

03;04;09;12

Электрический разряд в глубоко подкритическом поле СВЧ-пучка в высокоскоростной струе воздуха и его смеси с пропаном

© Д.В. Бычков, Л.П. Грачев, И.И. Есаков, А.А. Раваев, Л.Г. Северинов

Московский радиотехнический институт РАН,
117519 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 28 октября 2008 г.)

Представлены результаты исследования инициированного трубчатым линейным электромагнитным вибратором газового электрического разряда. Разряд возбуждается глубоко подкритическим линейно поляризованным полем квазиоптического СВЧ-пучка. Эксперименты выполнены при скорости потока в диапазоне нескольких сотен метров в секунду. В них производилась фоторегистрация разрядной области и измерялась температура торможения потока в спутном следе разряда. Опыты показали, что и при столь больших скоростях потока воздуха возможно зажигание в нем глубоко подкритического СВЧ-разряда. Кроме того, разряд поджигает и стабилизирует область горения „бедной“ пропан-воздушной смеси. При этом в данной схеме при скорости потока, меньшей некоторого порогового значения, происходит полное сгорание пропана. При сравнительно большой скорости, соответствующей близким к единице числам Маха, в экспериментах наблюдаются эффекты дросселирования и „термической блокировки“ струи.

PACS: 52.80.Pi

Введение

Традиционно при разработке плазмотронов, использующих газовый электрический разряд в СВЧ-диапазоне электромагнитных (ЭМ) колебаний, разряд зажигается в волноводе или, как правило, в резонаторе, размеры которого соизмеримы с длиной волны ЭМ-поля λ [1–3]. В последнем случае должны быть выдержаны два в определенном смысле противоречащих друг другу требования. С одной стороны, резонатор должен быть достаточно добротным, чтобы обеспечить электрический пробой газа в заданной области. Это условие и определяет требования к согласованию резонатора с питающим его СВЧ-генератором. С другой — уже низкодобротный резонатор с горящим в его объеме разрядом также должен быть согласован с СВЧ-генератором.

Указанное противоречие может быть разрешено, например, при зажигании разряда в квазиоптическом ЭМ-пучке [4]. Схема реализации такого разряда содержит СВЧ-генератор, с выхода которого ЭМ-волна поступает на элементы, формирующие линейно поляризованный квазиоптический пучок. В случае если величина поля в заданной области пучка меньше величины, необходимой для электрического пробоя газа при требуемом его давлении p , в этот пучок параллельно вектору его электрической составляющей E_0 помещается линейный ЭМ-вибратор. При его определенной длине и форме выполнения концов индуцированное поле на концах вибратора может превысить поле, необходимое для пробоя газа. Опыты показывают, что по данной схеме СВЧ-разряд может быть зажжен в глубоко подкритическом поле при $E_0 \ll E_{cr}$, где под критическим полем пробоя E_{cr} понимается минимальное, необходимое для безэлектродного инициированного пробоя газа. При этом такой глубоко подкритический СВЧ-разряд горит в районе концов ЭМ-вибратора.

В настоящей работе описываются результаты экспериментального исследования инициированного ЭМ-вибратором глубоко подкритического СВЧ-разряда в высокоскоростной струе воздуха или его смеси с пропаном. Разряд предполагается зажигать при длине вибратора, меньшей его резонансной длины, но еще обеспечивающей пробой воздуха при выбранных условиях. В то же время горящий на кормовом конце вибратора СВЧ-разряд будет сноситься потоком, как бы увеличивая длину вибратора, и энергетически более оптимально согласовывать электродинамическую систему вибратор–разрядная плазма с возбуждающим разряд ЭМ-пучком. При этом эффективная площадь энергетического взаимодействия разрядной плазмы с ЭМ-полем будет определяться не только длиной разрядной области, а длиной всей этой системы.

Опыты показывают, что температура газа T в разрядной плазме глубоко подкритического разряда достаточна для поджига, например, горючей пропан-воздушной смеси [5]. Кроме того, СВЧ-разрядная плазма является источником жесткого ультрафиолетового (УФ) излучения [6]. С учетом этого можно предположить, что если по разрядной плазменной области распространяется горючая смесь, то она может быть подожжена и при коэффициенте избытка горючего в ней $\Phi \ll 1$. В опытах предполагается зажигать разряд в скоростном потоке как воздуха, так и предварительно перемешанной „бедной“ пропан-воздушной горючей смеси.

Схема эксперимента

В состав экспериментальной установки входит магнетронный СВЧ-генератор. Его выходная мощность $P_{gen} = 1.5 \text{ kW}$. С выхода генератора ЭМ-волна распространяется по волноводу с внутренним размером се-

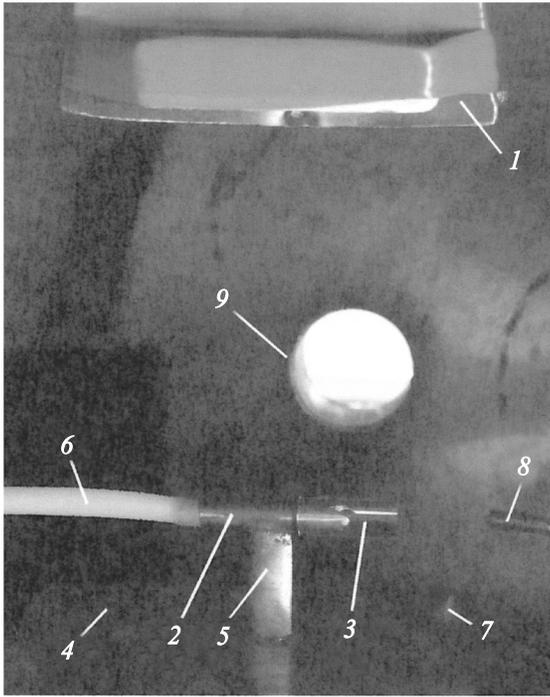


Рис. 1. Рабочая область экспериментальной установки.

чения 45×90 mm. Волновод оканчивается пирамидальным рупором-излучателем. Его длина 150 mm, площадь излучающего раскрыва — 9×9 cm. В результате в герметичную рабочую камеру установки излучается линейно поляризованная ЭМ-волна с $\lambda = 12.3$ cm в виде квазиоптического СВЧ-пучка.

Фотография рабочей части установки приведена на рис. 1. На ней сверху находится конец рупора, обозначенный цифрой 1. ЭМ-излучение из него направлено вниз, а вектор E_0 — горизонтален. В ЭМ-пучке помещается медная трубка 2, ее наружный диаметр $d_{out} = 4$ mm и внутренний — $d_{in} = 2$ mm. Ось трубки параллельна вектору E_0 и отстоит от раскрыва рупора на расстояние 90 mm. Площадь поперечного сечения ЭМ-пучка в плоскости расположения трубки примерно равна $1.24 \cdot 10^2$ cm². Таким образом, средняя плотность потока ЭМ-энергии исходного пучка в этой плоскости $\Pi \approx 12$ W/cm², что соответствует амплитуде поля $E_0 = 95$ V/cm. Один торец трубки плоский. На фотографии он расположен слева. Другой имеет три треугольных заостренных выступа. Выступы глубиной 4 mm распределены равномерно по торцу трубки. Один из них расположен навстречу вектору Пойнтинга ЭМ-пучка Π . На торец трубки с выступами плотно надета кварцевая трубка-насадка 3. Ее наружный диаметр 5.5 mm, общая длина 22 mm и длина участка, выступающего за заостренные концы вибратора, $L_{out} = 9$ mm.

Трубка 2 расположена над металлическим экраном 4, перпендикулярным вектору Π . Расстояние оси трубки от поверхности экрана $h = 30$ mm $\approx \lambda/4$, т.е. она находится в плоскости ЭМ-поля с исходной величиной $2E_0$.

При длине трубки $2L < \lambda/2$ в ее центральной области индуцированные заряды равны нулю. Это позволяет закрепить трубку на укрепленной на экране 4 металлической стойке 5. Стойка имеет размер вдоль трубки, равный 10 mm, а поперек — 2 mm.

На плоско срезанный конец трубки-вибратора на длину 6 mm плотно надета полиэтиленовая трубка 6 внутренним диаметром 4 mm и толщиной стенки 1 mm. Она выходит из рабочей камеры установки, где в ее разрыв включен электрически управляемый клапан с условным проходным диаметром, равным 10 mm. Трубка 6 подключена к герметичному баллону объемом $V_b = 5.2 \cdot 10^3$ cm³. Давление воздуха в баллоне может устанавливаться в диапазоне $p_b = 760 - 10^{-1}$ Torr и контролироваться с точностью ± 1 Torr.

На рис. 1 с правой стороны экрана 4 показан источник УФ-излучения 7, его назначение и схема будут разъяснены ниже.

Вибратор находится в рабочей камере установки объемом 4.5 m³. Давление воздуха в ней p_c может устанавливаться в диапазоне от 760 до 3 Torr и контролироваться с той же точностью, что и давление p_b . Камера имеет иллюминаторы, через которые проводятся оптические исследования изучаемых процессов. Один из иллюминаторов на рис. 1 обозначен цифрой 9.

В случае $p_c < p_b$ при открытии клапана воздух из баллона начинает натекает в рабочую камеру, и на выходе кварцевой насадки 3 формируется затопленная струя воздуха. Ее температура торможения T_{stag} может быть измерена с помощью термпарного датчика 8 на основе хромель-алюмелевой термопары. Для предотвращения СВЧ-наводки отходящие от „горячего“ спая термопары провода помещены в металлическую трубку-экран наружным диаметром 4 mm. Спай выступает за торец экрана на 1 mm. Трубка-экран датчика располагается по оси потока, и ее торец с термпарным спаем отстоит от кормового торца кварцевой насадки 7 на расстоянии $x = 40$ mm. „Холодным спаем“ термопары является входная схема осциллографа. Средняя чувствительность используемого датчика в стабильном временном режиме измерения $S_T = 24.5$ K/mV при температуре горячего спая до 1100°C. Особенность измерений данным датчиком температуры T_{stag} с ее „резкими“ перепадами будет описана ниже.

Резонансные свойства трубчатого ЭМ-вибратора

Резонансная длина $2L_{rez}$ ЭМ-вибратора существенно зависит от его конструктивных параметров. Здесь под $2L_{rez}$ понимается такая длина вибратора, при которой максимален не наведенный в нем ток, а максимальное поле на его концах. В настоящей работе первоначально была экспериментально определена длина $2L_{rez}$, используемого в основных исследованиях трубчатого вибратора с надетой на его конец кварцевой насадкой.

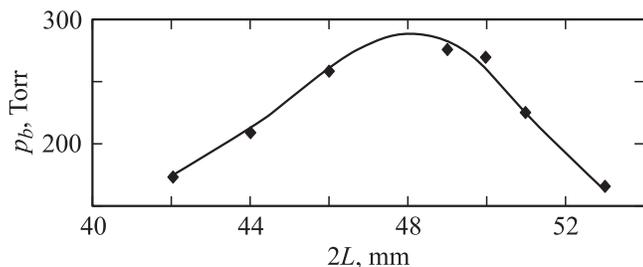


Рис. 2. Резонансные свойства трубчатого линейного ЭМ-вибратора с кварцевой насадкой.

В данных экспериментах вибратор не крепился жестко к экрану на металлической стойке, а помещался над ним на высоте h на пенопластовой подставке. Эксперименты проводились в неподвижном воздухе. В них определялось его максимальное давление p_{br} , при котором вибратор инициировал электрический пробой воздуха, который и определялся полем на концах вибратора. Опыты начинались с максимальной длины вибратора $2L = 53$ mm. Затем его длина постепенно уменьшалась путем обрезания со стороны плоского торца. В опытах наличие пробоя надежно фиксировалось визуально по развивающемуся СВЧ-разряду в областях, прилегающих к концам вибратора.

Основные опыты предполагалось проводить при длительности СВЧ-излучения с прямоугольной огибающей $\tau_{MW} \approx 0.2$ s. Однако начальные эксперименты показали, что при такой τ_{MW} в последовательных СВЧ-импульсах при неизменных условиях пробой воздуха мог происходить, а мог и не происходить. Эта нестабильность, особенно при значениях давления воздуха p , лишь незначительно меньших p_{br} , объясняется малым объемом области с индуцированным полем $E > E_{cr}$ и отсутствием в ней в течение τ_{MW} свободных электронов, необходимых для начала процесса развития пробойной лавины.

Для ликвидации этой нестабильности в схему был включен источник УФ-излучения, обозначенный на рис. 1 цифрой 7. Это излучение генерируется искрой, горячей между внутренней жилой высоковольтного (ВВ) кабеля и поверхностью экрана 4. Соответствующий ВВ-импульс подается на кабель одновременно с включением ВВ-питания СВЧ-генератора. Опыты показали, что облучение конца трубки 2 с выступами УФ-излучением стабилизирует процесс СВЧ-пробоя даже при наличии кварцевой насадки 3. При этом разряд развивается именно у этого конца вибратора внутри насадки.

Результаты этих экспериментов в виде точек и аппроксимирующей их кривой приведены на рис. 2, откуда следует, что $2L_{rez} \approx 48$ mm. Она на 13.5 mm меньше, чем размер $\lambda/2 = 61.5$ mm, при котором максимален индуцированный ток. Вибратор в таком исполнении может обеспечить пробой воздуха до $p_{br} \approx 280$ Torr, его добротность $Q \approx 5.5$.

В основных экспериментах используется вибратор с $2L = 47$ mm, они проводились при значениях $p_c = 120$ Torr.

Глубоко подкритический СВЧ-разряд в высокоскоростной струе воздуха

В экспериментах предполагалось зажечь разряд в высокоскоростной, но дозвуковой (ДЗ) струе воздуха. Из теории [7] известно, что ДЗ-режим истечения воздуха реализуется при $1 < p_b/p_c < 1.9$. Исходя из этого в опытах начальное давление p_b принималось равным 200 Torr.

В опытах сигнал на открытие клапана в тракте формирования струи имел длительность 0.7 s. Контрольные измерения показали, что в этом случае время стабильного истечения воздуха из баллона $\tau_{fl} = 0.66$ s. За время τ_{fl} давление p_b падало на некоторую величину Δp_b , которая фиксировалась в эксперименте. В течение τ_{fl} на время $\tau_{MW} = 0.2$ s в опытах включался СВЧ-генератор, и на экране осциллографа фиксировался сигнал с датчика T_{stag} . Затем весь цикл повторялся, но уже при меньшем исходном давлении в баллоне. На нижеприведенных зависимостях номера циклов обозначены индексом K . Опыты проводились до $K = 10$.

На рис. 3 даны экспериментальные значения Δp_b , соответствующие разным значениям K и полученные в нескольких экспериментальных сериях. „Точки“ для одной и той же серии имеют одинаковую конфигурацию. На рисунке сплошной линией показана их аппроксимация.

На рис. 4 с учетом экспериментальных Δp_b даны соответствующие разным K значения исходного давления в баллоне p_b и аппроксимирующая их кривая. Видно, что к десятому циклу p_b от начального значения в 200 Torr падает почти до значения давления в камере p_c . При этом из рис. 4 следует, что обусловленная „аппаратурными“ причинами нестабильность величины Δp_b в различных сериях делает некорректными количественные выводы по опытам с номерами циклов $K \geq 9$. Отношение давлений p_c и p_b позволяет для каждого K рассчитать число

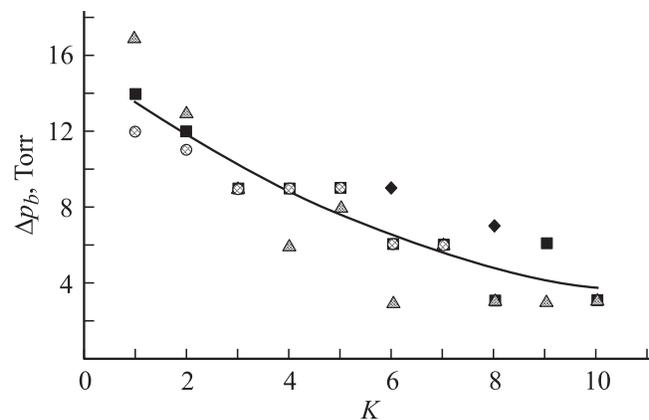


Рис. 3. Экспериментальное падение давления в баллоне Δp_b в каждом последовательном цикле K истечения воздуха.

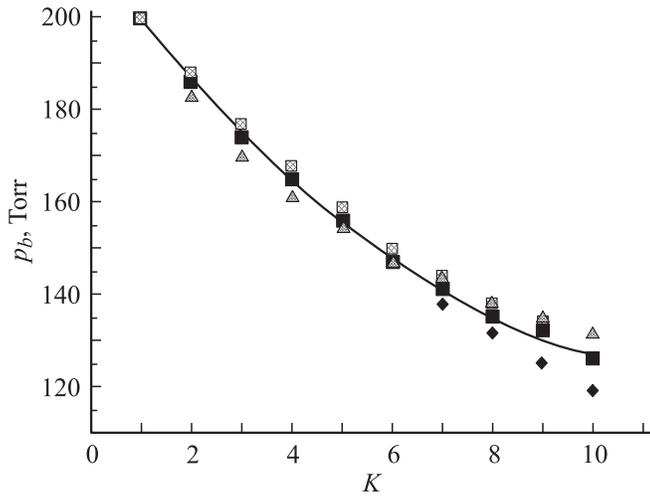


Рис. 4. Давление в баллоне p_b перед началом каждого последовательного цикла K истечения воздуха.

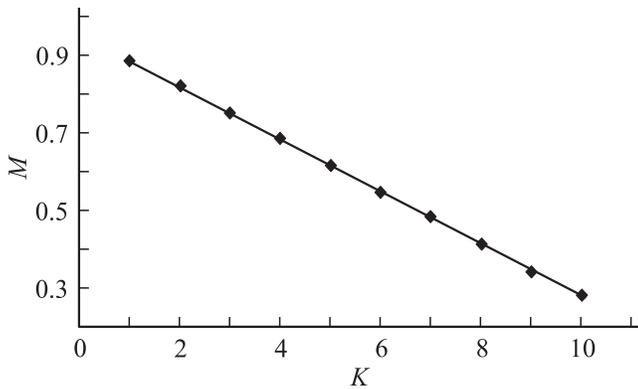


Рис. 5. Число Маха M потока на выходе тракта истечения воздуха в каждом цикле K .

Маха M формируемой струи воздуха [7]:

$$M = \sqrt{5 \left(\frac{1}{(p_c/p_b)^{1/3.5}} - 1 \right)}. \quad (1)$$

Рассчитанные по этой формуле числа M с аппроксимирующей кривой помещены на рис. 5. Из рисунка следует, что в опытах число Маха в экспериментальной серии практически линейно падает \approx от 0.9 до 0.3.

Числа M позволяют рассчитать скорость потока на выходе тракта его формирования [7]:

$$v_{\text{out}} = 340M / (1 + 0.2M^2)^{0.5}. \quad (2)$$

В этой формуле выражение под дробью учитывает влияние на скорость звука падения температуры газа в потоке по отношению к его температуре в баллоне $T_0 \approx 300$ К. Рассчитанные по (2) значения v_{out} приведены на рис. 6.

Фиксируемое в эксперименте в каждом цикле K падение давления воздуха в баллоне Δp_b за время τ_{fl} позволяет оценить массовый расход воздуха:

$$m_{\text{air}} = \frac{V_b}{\tau_{\text{fl}}} \rho_0 \frac{\Delta p_b}{750}. \quad (3)$$

В этой формуле величина Δp_b имеет размерность Торг, V_b — см³, τ_{fl} — с и $\rho_0 = 1.23 \cdot 10^{-3}$ г/см³ — плотность воздуха при нормальных условиях. Рассчитанные по ней значения m_{air} при различных K приведены на рис. 7 и соединены сплошной линией.

Массовый расход воздуха может быть рассчитан и по ожидаемым выходным параметрам струи:

$$m_{\text{air}} = \rho_{\text{out}} v_{\text{out}} S_{\text{out}} \equiv \rho_0 \left(\frac{p_b}{750} \right) \frac{3.4 \cdot 10^4}{(1 + 0.2M^2)^{2.5}} \times \frac{M}{(1 + 0.2M^2)^{0.5}} \left(\frac{\pi \cdot d_m^2}{4} \right). \quad (4)$$

В этой формуле значения p_b для каждого K берутся из графика на рис. 4 и имеют размерность Торг, а числа M — из графика на рис. 5. Значение $d_{\text{in}} = 0.2$ см. Рассчитанные по (4) величины m_{air} также даны на рис. 7 и соединены штриховой линией. Видно, что максимальное расхождение результатов расчетов по (3) и (4) составляет 30%. Этот факт будет прокомментирован ниже.

Опыты показали, что во всем экспериментальном диапазоне скоростей потока v_{out} в данной схеме в кормовой области ЭМ-вибратора зажигается СВЧ-разряд, в том числе и при максимальной $v_{\text{out}} = 280$ м/с.

Вид разряда зависит от v_{out} . На рис. 8 приведена фотография типичного разряда, полученная путем интегральной фоторегистрации при сравнительно большой $v_{\text{out}} = 240$ м/с, а на рис. 9 при сравнительно малой — $v_{\text{out}} = 160$ м/с, соответствующих $K = 3$ и 7.

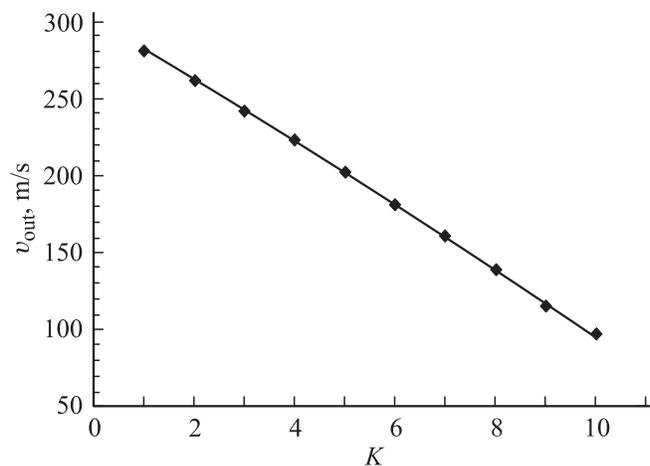


Рис. 6. Скорость потока v_{out} на выходе тракта истечения в каждом цикле K .

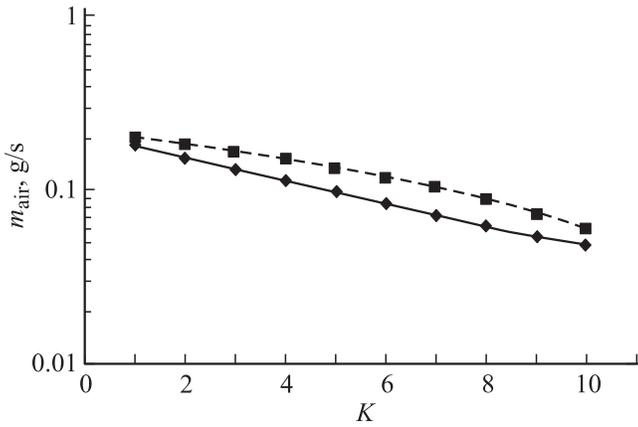


Рис. 7. Массовый секундный расход воздуха m_{air} (сплошная линия) из баллона его истечения и на выходе тракта истечения (штриховая линия) в каждом цикле K .

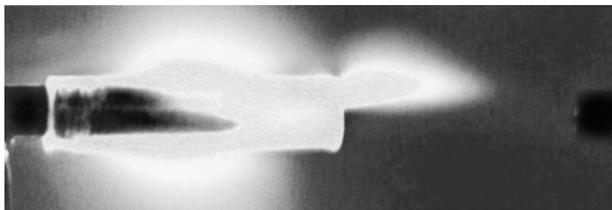


Рис. 8. Инициированный глубоко подкритический СВЧ-разряд в затопленной струе воздуха при сравнительно большой скорости потока.



Рис. 9. Инициированный глубоко подкритический СВЧ-разряд в затопленной струе воздуха при сравнительно малой скорости потока.

На фотографиях представлен кормовой конец вибратора с кварцевой насадкой. На них ниже по потоку расположен рабочий торец термопарного измерителя температуры T_{stag} . Из фотографий следует, что разряд частично горит внутри кварцевой насадки, касаясь заостренных концов ЭМ-вибратора, а частично — ниже по потоку в кормовой области насадки. При этом симметрия разрядной области вне насадки относительно оси системы вибратор–насадка–измеритель T_{stag} зависит от скорости потока v_{out} .

При больших значениях v_{out} , как следует из рис. 8, разрядная область смещена относительно оси системы в поперечном потоку направлении. При этом измеряемую от кормового торца насадки длину области свечения L_{dis} можно оценить размером, примерно равным 15 mm, т.е. общая длина разрядной области $L_{out} + L_{dis} \approx 24$ mm. Максимальный поперечный размер этой области — $d_{dis} \approx 9.5$ mm. Из фотографии видно, что свечение в

области заострений вибратора настолько интенсивно, что оно создает „сферический ореол“ вне кварцевой насадки. За разрядной областью вниз по потоку расположен светящийся „белесым“ цветом сравнительно длинный шлейф. Вслед за авторами работы [8] можно предположить, что это результат хемилюминесценции возбужденных в разряде молекул.

При малых v_{out} , как следует из рис. 9, разряд горит относительно симметрично по оси системы. Его длина $L_{dis} \approx 20$ mm, диаметр — $d_{dis} \approx 11$ mm. Они несколько больше соответствующих размеров разряда, показанного на рис. 8, шире и „белесый“ шлейф.

На рис. 10 приведены осциллограммы с термопарного датчика. Осциллограммы пронумерованы в соответствии с их номером цикла K . На рисунке вертикальный масштаб 5 mV/div, а горизонтальный 0.2 s/div. Из осциллограмм следует, что используемый измеритель T_{stag} инерционен. На рис. 10 начало роста сигналов соответствует моменту зажигания СВЧ-разряда, а их максимум U_m — погасания, т.е. время горения разряда $\tau_{dis} = 0.18$ s. Спад уровня сигнала отслеживает остывание рабочего спая термопары.

Положим, что при „ступенчатом“ изменении температуры потока показания датчика T_{stag} изменяются во времени t по закону $U = U_0(1 - e^{-t/\tau})$, где постоянная времени τ характеризует инерционность датчика, а U_0 определяется величиной T_{stag} . Приведенные на рис. 10 осциллограммы позволяют принять $\tau = 2.2$ s. С учетом этого значения τ при оцененной величине τ_{dis} и чувствительности датчика S_T повышение температуры торможения потока при включении разряда рассчитывается по формуле

$$\Delta T_{dis} = 1.8 U_m S_T. \quad (5)$$

Рассчитанные по рис. 10 значения ΔT_{dis} для каждого K приведены на рис. 11 и аппроксимированы сплошной линией. Из рис. 11 следует, что по мере падения v_{out} потока ΔT_{dis} растет от 200 до 1100 K. При этом в районе значений $K = 5-7$ зависимость $\Delta T_{dis}(K)$ имеет „разрыв“.

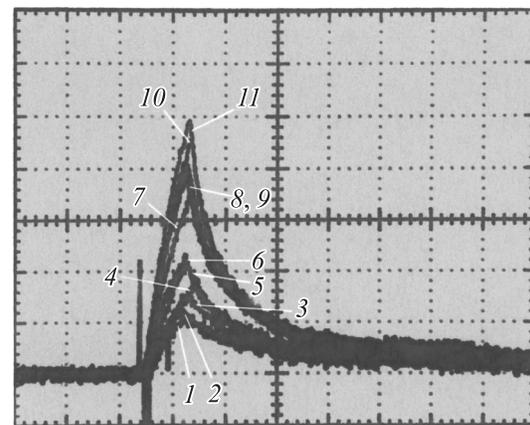


Рис. 10. Сигнал с термопарного измерителя T_{stag} в последовательных циклах истечения воздуха K при горящем в нем СВЧ-разряде.

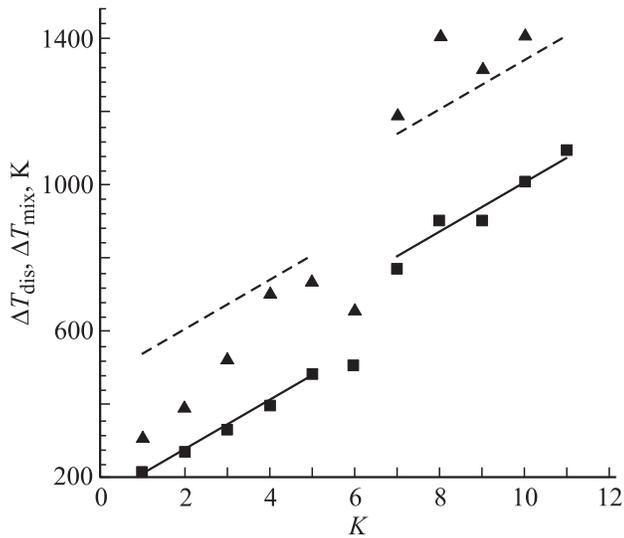


Рис. 11. Рост температуры газа ΔT_{dis} в результате зажигания СВЧ-разряда в струе воздуха (■) и в струе пропан-воздушной смеси (▲) в последовательных циклах K включения схемы.

В опытах примерно в этом же диапазоне номеров циклов K по мере их роста зона разряда становится осесимметричной. Можно предположить, что при близких к единице числах M энерговыделение в разрядной плазме во внутреннем объеме выходной кварцевой трубки тракта истечения существенно влияет на его параметры. И именно поэтому экспериментальные значения m_{air} , отмеченные на рис. 7 сплошной линией, меньше их расчетных значений, отмеченных штриховой линией. Последние получены по формуле (4), которая не учитывает подвод тепла в тракт течения.

Экспериментальные значения ΔT_{dis} и m_{air} с учетом теплоемкости воздуха $c_p = 1 \text{ J}/(\text{g} \cdot \text{K})$ позволяют по формуле

$$P_{\text{dis}} = c_p m_{\text{air}} \Delta T_{\text{dis}} \quad (6)$$

рассчитать мощность нагрева воздуха в разряде P_{dis} . При $K = 7-10$ она практически неизменна — $P_{\text{dis}} \approx 56 \text{ W}$. При известной плотности потока энергии Π в районе расположения ЭМ-вibratorа это значение P_{dis} дает эффективную площадь энергетически теплового взаимодействия системы ЭМ-вibrator–разрядная плазма с ЭМ-полем — $S_{\text{eff}} = P_{\text{dis}}/\Pi \approx 5 \text{ cm}^2$. Эта площадь приблизительно в 7 раз больше площади продольного поперечного сечения области разряда, которая по фотографии на рис. 8 может быть оценена величиной $S_{\text{dis}} \approx 0.7 \text{ cm}^2$.

Глубоко подкритический СВЧ-разряд в высокоскоростной струе смеси воздуха с пропаном

В экспериментах смешение пропана с воздухом осуществлялось в баллоне истечения. При этом первоначально баллон откачивался до давления $p_b \approx 10^{-1} \text{ Torr}$.

Затем он заполнялся пропаном C_3H_8 до заданного давления $p_{\text{C}_3\text{H}_8}$ и, наконец, дозаполнялся воздухом до атмосферного давления p_{Σ} . Затем образовавшаяся гомогенная смесь откачивалась до $p_b = 200 \text{ Torr}$ и уже с этого значения давления начинались отсчеты экспериментальных циклов K при неизменном $p_c = 120 \text{ Torr}$.

Из литературы [9] известно, что диапазон воспламенения пропан–воздушной смеси лежит между значениями массового коэффициента избытка горючего $\Phi = 0.6-2.7$. Его стехиометрическое значение равно единице.

Первоначально в опытах было принято $p_{\text{C}_3\text{H}_8} = 21 \text{ Torr}$. Оно соответствует $\Phi = 0.8$, т. е. бедной смеси, но находящейся в зоне ее воспламенения. Фотография реализующегося при этом разряда для $K = 1$ приведена на рис. 12. Вид области горения мало изменялся и с ростом K . При этом уровень сигнала U_m с термопарного измерителя во всем диапазоне варьирования K оставался существенно меньшим уровня, соответствующего горению разряда в чистом воздухе. Кроме того, особенно при малых K , форма сигнала в течение τ_{dis} была нерегулярной и мало соответствовала закону с экспоненциальным насыщением.

Можно предположить, что в данных экспериментальных условиях происходит „термическая блокировка“ тракта истечения, обусловленная значительным энерговыделением в нем [10]. В связи с этим в основной серии опытов использовалось значение $p_{\text{C}_3\text{H}_8} = 3 \text{ Torr}$. Это давление соответствует коэффициенту $\Phi = 0.11$. Он существенно меньше нижнего значения коэффициента Φ , ограничивающего диапазон воспламенения пропан–воздушной смеси. В экспериментах с такой смесью виды разрядной зоны при разных значениях K практически совпадали с их видами при горении разряда в чистом воздухе, которые проиллюстрированы рис. 8 и 9. Показания с термопарного датчика различались. Соответствующие пронумерованные по K осциллограммы приведены на рис. 13.

На рис. 11 отдельными „точками“ для каждого K помещены рассчитанные по рис. 13 и формуле (5) значения ΔT_{mix} . Из рис. 11 видно, что при наличии в потоке пропана температура прошедшего по области



Рис. 12. СВЧ-разряд в пропан-воздушной струе при коэффициенте избытка горючего $\Phi = 0.8$.

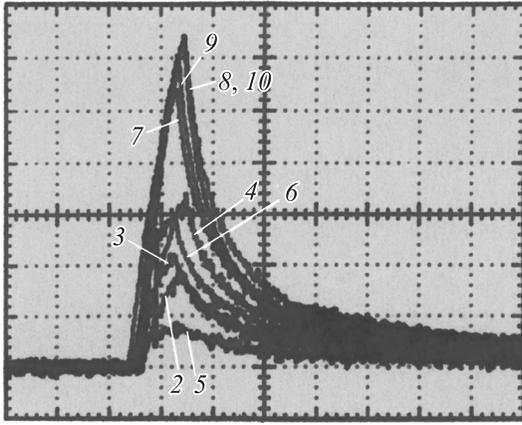


Рис. 13. Сигнал с термопарного измерителя T_{stag} в последовательных циклах K истечения пропан-воздушной смеси при горящем в ней СВЧ-разряде.

разряда газа возросла. Следовательно, разряд поджиг пропан-воздушную смесь. Мощность сгорания пропана

$$P_{\text{com}} = m_{\text{C}_3\text{H}_8} Q_{\text{com}}, \quad (7)$$

где $m_{\text{C}_3\text{H}_8}$ расход пропана, и $Q_{\text{com}} = 4.64 \cdot 10^4 \text{ J/g}$ — удельная энергия его сгорания. Величину $m_{\text{C}_3\text{H}_8}$ можно оценить по формуле

$$m_{\text{C}_3\text{H}_8} = m_{\text{air}} \left(\frac{p_{\text{C}_3\text{H}_8}}{p_{\Sigma} - p_{\text{C}_3\text{H}_8}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\rho_{\text{air}}} \right), \quad (8)$$

где $\rho_{\text{C}_3\text{H}_8} = 2.2 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ — плотность пропана при нормальных условиях. Рассчитанные по ней значения $m_{\text{C}_3\text{H}_8}$ дают расход пропана при экспериментальных K от $1.4 \cdot 10^{-2}$ до $3.6 \cdot 10^{-4} \text{ g/s}$. Считая, что в разрядной области пропан сгорел весь и сгруппировав формулы (5), (7) и (8), получим дополнительный нагрев воздуха в результате сгорания пропана

$$\Delta T = \frac{1}{c_p} \left(\frac{p_{\text{C}_3\text{H}_8}}{p_{\Sigma} - p_{\text{C}_3\text{H}_8}} \right) \left(\frac{\rho_{\text{C}_3\text{H}_8}}{\rho_{\text{air}}} \right) Q_{\text{com}}. \quad (9)$$

Подставив в эту формулу соответствующие величины, получим $\Delta T \approx 330 \text{ K}$. Это значение не зависит от номера цикла K , так как при уменьшении скорости прокачки горючей смеси по разрядной области отношение $m_{\text{C}_3\text{H}_8}/m_{\text{air}}$ остается неизменным. На рис. 11 штриховой линией нанесены значения ΔT_{mix} воздуха с учетом этой добавки к „сплошной“ линии.

Сравнение экспериментальных значений ΔT_{mix} на рис. 11 с пунктирной линией можно прокомментировать следующим образом.

При $K < 5$, т.е. при скорости $v_{\text{out}} > 200 \text{ m/s}$ весь пропан сгореть не успевает. По мере уменьшения v_{out} процент его сгорания увеличивается, и можно считать, что при $K \approx 5$, т.е. $v_{\text{out}} \approx 200 \text{ m/s}$, в данной экспериментальной постановке пропан сгорает уже полностью.

По крайней мере, при $K > 7$ можно уверенно констатировать факт полного сгорания пропана при его „прокачке“ по разрядной области.

Рассмотрим экспериментальную особенность, наблюдаемую в диапазоне $K = 5-7$. В работе [10] изучалось одномерное течение газа в трубе с подводом теплоты в некотором ее сечении. В ней вводится безразмерное число Дамкелера

$$D = \frac{q}{c_p T_1} \equiv \frac{\Delta T_{\text{stag}}}{T_1}, \quad (10)$$

где q — количество тепловой энергии, подводимое к единице массы газа, T_1 — его исходная температура, ΔT_{stag} — рост температуры торможения потока при подводе к нему теплоты по сравнению со случаем отсутствия этого подвода. В нашем случае: $T_1 = T_0/(1 + 0.2M^2) \approx T_0$, а ΔT_{stag} — это ΔT_{dis} или ΔT_{mix} .

Выполненный в [10] анализ показал, что есть критическое число Дамкелера

$$D_{\text{cr}} = \frac{1}{2(\gamma + 1)} \left(\frac{1 - M_1^2}{M_1} \right)^2, \quad (11)$$

где показатель адиабаты для воздуха $\gamma = 1.4$ и M_1 — число Маха потока, набегающего на зону подвода теплоты, причем при $D > D_{\text{cr}}$ стационарное состояние потока нереализуемо. Такое состояние называется термической блокировкой. Из (11) следует, что при приближении M_1 к единице число D_{cr} уменьшается, и при $M_1 = 1$ вообще нельзя в поток в трубе стационарно подвести теплоту.

В описываемых опытах, например при $K = 6$, исходное число $M = 0.55$ и ему соответствует $D_{\text{cr}} = 0.335$. Можно предположить, что наблюдаемая в экспериментах особенность при $K = 5-7$ обусловлена равенством $D \approx D_{\text{cr}}$. Примем, что при горении разряда все молекулы в результате распространения по внутренней области кварцевой насадки нагрелись до $\Delta T_{\text{dis}} \xi$, где коэффициент $\xi < 1$ характеризует теплоту, вложенную на этом участке течения. В этом предположении по (10), например, в случае $\Delta T_{\text{dis}} \approx 600 \text{ K}$ число $D = D_{\text{cr}}$ при $\xi \approx 0.18$. Положим, что вложение энергии в поток происходит однородно по объему разряда. Из опытов отношение объема разряда внутри кварцевой насадки ко всему его объему можно оценить величиной, примерно равной 0.2. Она близка к оцененному ξ , что в значительной мере и подтверждает высказанное предположение.

В опытах наблюдается и другая особенность. При $K = 1-5$ из фотографий разряда следует наличие дросселирования потока, т.е. поток становится неоднородным в направлении, перпендикулярном его скорости, что иллюстрирует рис. 8. Очевидно, что с этим связана и „ступенька“ в зависимостях $\Delta T_{\text{dis}}(K)$ и $\Delta T_{\text{mix}}(K)$ в разных диапазонах K на рис. 11. Можно предположить, что в данной экспериментальной постановке явление дросселирования происходит при $D > D_{\text{cr}}$, а при $D \approx D_{\text{cr}}$ „природа“ еще не знает, как ей поступить.

Заключение

Таким образом, в результате проведенных исследований были определены резонансные свойства трубчатого ЭМ-вибратора в зависимости от его длины $2L < (\lambda/2)$ при конкретном его диаметре и форме выполнения концов. При этом выяснилось, что максимум индуцированного поля на концах вибратора достигается при размере $2L$, значительно меньшем, чем $\lambda/2$.

В опытах зажжен СВЧ-разряд в линейно поляризованном глубоко подкритическом поле квазиоптического ЭМ-пучка в потоке воздуха при его давлении $p = 120 \text{ Torr}$ и скорости потока от 280 до 100 м/с.

В экспериментах оценена эффективная площадь энергетического взаимодействия инициированного линейным ЭМ-вибратором глубоко подкритического СВЧ-разряда с возбуждающим его ЭМ-полем. Выяснилось, что эта площадь существенно превышает площадь продольного поперечного сечения разрядной области.

Опыты показали, что такой разряд способен поджечь распространяющуюся по разрядной области пропан-воздушную горючую смесь при коэффициенте избытка горючего Φ в ней в 5 раз меньшем значения этого коэффициента, ограничивающего снизу зону воспламенения данной смеси. При этом в используемой экспериментальной схеме при значениях скорости потока, меньших примерно 200 м/с, пропан сгорает полностью, а при больших скоростях процент его сгорания уменьшается.

Опыты и их анализ показали, что при тепловом энергоподводе в поток, примерно равном энергоподводу, соответствующему критическому числу Дамкелера D_{cr} , наблюдается нерегулярность процесса течения. При больших значениях энергоподвода в данной экспериментальной постановке фиксируется эффект дросселирования, т.е. нарушение осевой симметрии течения газа. Эти выводы требуют дополнительного исследования.

Список литературы

- [1] Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987. 592 с.
- [2] Chan U.B., Yong C.H., Soon C.C., Han S.U., Won J.Y. // IEEE Transact. Plasma Sci. 2006. Vol. 34. N 5. P. 1751–1756.
- [3] Буров В.Ф., Стрижко Ю.В. // Сб. докл. VI Всерос. конф. „Горение твердого топлива“. Новосибирск, 2006.
- [4] Александров К.В., Грачев Л.П., Есаков И.И., Федоров В.В., Ходатаев К.В. // ЖТФ. 2006. Т. 76. Вып. 11. С. 52–60.
- [5] Esakov I., Grachev L., Khodotaev K., Van Wie D. // Proc. 42nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. Reno, Nevada, 2004. P. 1–7.
- [6] Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. // Физика плазмы. Т. 12. Вып. 11. С. 1369–1375.
- [7] Лойцянский Л.Г. Механика жидкости газа. М.: Наука, 1970. 904 с.
- [8] Крапивина С.А., Алесковский В.Б. // Журн. прикл. спектр. 1968. Т. 9. Вып. 6. С. 1008–1013.
- [9] Кумагаи С. Горение. М.: Химия, 1979. 256 с.
- [10] Бартльме Ф. Газодинамика горения. М.: Энергоиздат, 1981. 275 с.