

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ВОЛН С ПЛАЗМОЙ

УДК 533.9,536.46,537.521.7

ПАРАМЕТРЫ ПОДПОРОГОВОГО МИКРОВОЛНОВОГО РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ И УГЛЕКИСЛОМ ГАЗЕ КАК ФУНКЦИЯ МИКРОВОЛНОВОГО ПОЛЯ ПРИ РАЗНЫХ ДАВЛЕНИЯХ ГАЗА

© 2020 г. К. В. Артемьев^a, Г. М. Батанов^a, Н. К. Бережеская^a, В. Д. Борзосеков^a,
А. М. Давыдов^a, Л. В. Колик^a, Е. М. Кончечков^{a,*}, И. А. Косый^a, А. Е. Петров^a,
К. А. Сарксян^a, В. Д. Степахин^a, Н. К. Харчев^a

^a Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Москва, Россия

*e-mail: konchekov@fpl.gpi.ru

Поступила в редакцию 20.11.2019 г.

После доработки 20.03.2020 г.

Принята к публикации 26.03.2020 г.

Измерены скорости распространения подпорогового микроволнового разряда в воздухе и углекислом газе при различных давлениях газа и различных интенсивностях микроволнового излучения. При давлениях воздуха 200, 390, 738 Торр и углекислого газа 390 и 750 Торр при росте интенсивности микроволнового пучка от 4 кВт/см² до 16 кВт/см² скорость перемещения головной части самоподдерживающегося несамостоятельного разряда растет по степенному закону близкому к квадратичной зависимости и падает пропорционально начальной плотности газа. При этом скорости в углекислом газе вдвое ниже, чем в воздухе при равной интенсивности микроволн. Температура в головной части разряда в воздухе составляет 3.5–5.5 кК, а в углекислом газе 9–15 кК.

Ключевые слова: самоподдерживающийся несамостоятельный разряд, подпороговый микроволновый разряд, гиротрон, локационные измерения

DOI: 10.31857/S0367292120090012

1. ВВЕДЕНИЕ

Подпороговые микроволновые разряды в волновых пучках при высоких давлениях газов представляют интерес для различного рода плазменно-химических приложений, включая утилизацию свалочных газов [1–5]. Головная часть разряда, бегущего навстречу микроволновому пучку, представляет собой узкую локализованную область, протяженностью несколько сантиметров, движущуюся со скоростью 10^3 – 10^5 см/с и состоящую из возникающих и релаксирующих разрядных каналов, вытянутых вдоль электрического поля, с высокой плотностью плазмы ($\sim 10^{17}$ см⁻³)¹ и высокой температурой газа (~ 10 кК) и электронов (~ 10 эВ), а также из ионизированного и нагретого газа между каналами.

Распространение этой головной части разряда навстречу волновому пучку вызвано протеканием в УФ-ореоле головной части несамостоятельного микроволнового разряда и возникновением

ионизационно-перегревной неустойчивости, создающей новую серию нитевидных разрядов перед головной частью. Исследования данного типа разряда активно проводились в 80-е гг. в ИОФ АН (Москва) и ИПФ АН (Горький). Подробный обзор первых экспериментальных работ можно найти в [6], в т.ч. измерения скоростей распространения разряда навстречу пучку миллиметровых волн при атмосферном давлении. Отдельно выделим две работы [7, 8], в которых также идет речь о мм диапазоне длин волн, при этом обсуждается вопрос о механизме распространения разряда при развитии ионизационно-перегревной неустойчивости, приводящей к образованию мелкочаеистой структуры разряда и его скачкообразному распространению. В недавних исследованиях [9] в ИОФ РАН было установлено, что для мм диапазона длин волн при нормальном атмосферном давлении воздуха скорость распространения головной части разряда зависит как третья степень напряженности поля. Стоит отметить, что в настоящее время исследования подпорогового микроволнового разряда проводятся и в ИПФ РАН (например, [10]). Схожей тематикой заняты и ученые в Токийском университете (Япония) [11, 12] и Массачусетском технологическом

¹ Достижимость таких плотностей плазмы в нитевидных разрядах подтверждается, как более ранними работами [4], так и оценками, полученными в наших недавних работах [5] по уширению линии излучения $\text{N}\alpha$ в экспериментах с метаном.

институте (США) [13], хотя и не изучают так целенаправленно характеристики подпорогового микроволнового разряда.

В настоящее время существует несколько моделей подпороговых микроволновых разрядов при высоких давлениях газа, когда частота электрон-нейтральных соударений $v_{en} \gg \omega$ – круговой частоты излучения. Было установлено, что теплопроводностная модель [14] соответствует экспериментальным данным при относительно низких интенсивностях излучения (~ 1 кВт/см²), низких скоростях перемещения ($\sim 10^2$ см/с) и довольно высоких удельных энергозатратах ($5\text{--}10$ Дж/см³). Причем в этой модели скорость распространения разряда растет либо как первая степень интенсивности, либо медленнее (см. например [6]). Между тем в экспериментах в см-диапазоне длин волн при интенсивностях излучения $S_0 \geq 10$ кВт/см² скорость распространения разряда существенно превышает звуковую ($u_0 \geq 10^5$ см/с), а фронт разряда представляет собой слой яркосветящихся нитей, вытянутых преимущественно вдоль вектора электрического поля волны и перемещающихся скачками [15]. В мм-диапазоне длин волн было установлено существование УФ-ореола и слоя разреженной плазмы, создаваемого этим ореолом, опережающего основное ядро разряда [7, 16, 17]. Результатом этих экспериментов было возникновение фотоионизационной модели распространения разряда. Сопоставление в [8] результатов экспериментов в мм-диапазоне длин волн с теоретическими расчетами показало, что теоретические расчеты дают на порядок меньшие значения скорости распространения фронта разряда по холодному газу, чем измерено в экспериментах.

Но уже в [15] была предложена модель скачкообразного перемещения разряда как результат развития в несамостоятельном разряде УФ-ореола нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости в виде системы нитевидных каналов. Нелинейная теория ионизационно-перегревной неустойчивости, развитая для условий самостоятельного разряда, когда скорость ионизации электронным ударом $v_e = v_e + \alpha N_e$ (v_e – частота прилипания электронов, α – коэффициент рекомбинации) предсказывала в двумерном случае коллапс нитевидных разрядов с падением плотности газа из-за нагрева и взрывного роста температуры и плотности электронов с ростом отношения E/N (E – поле волны, N – плотность газа) [18, 19].

При этом радиус коллапсирующей нити оставался меньше скин-слоя, что обеспечивало эффективное поглощение микроволновой мощности. Поскольку решение системы уравнений [18, 19] может быть осуществлено только численными методами, в [15] была предложена оценка време-

ни развития нити как времени изобарического нагрева газа в режиме несамостоятельного разряда УФ-ореола до момента повышения E/N до пробойного значения (в случае воздуха $E/N = 10^{-15}$ В · см²). При этом скорость перемещения разряда определялась как длина скачка разряда, деленная на время развития нити. Такая оценка скорости давала правильный порядок ее величины для экспериментов в см-диапазоне длин волн и предсказывала кубическую зависимость скорости от напряженности микроволнового поля E и обратную пропорциональность скорости от куба концентрации газа в см-диапазоне и от квадрата концентрации в мм-диапазоне длин волн. При этом оставался открытым вопрос о развитии несамостоятельного разряда УФ-ореола до самостоятельного. Этот вопрос был проанализирован в [20], где была разработана одномерная модель ионизационно-перегревной неустойчивости несамостоятельного разряда. Численное решение уравнений для условий эксперимента в см-диапазоне длин волн показало существование четырех стадий развития неустойчивости. И оказалось, что первая, наиболее длительная стадия, представляет собой относительно медленный нагрев, соответствующий оценкам, полученным в [15]. Собственно, что процесс ионизационно-перегревной неустойчивости, т.е. процесс вытекания нагретого газа из области усиления поля, может развиваться и в несамостоятельном разряде, указывалось еще в обзоре [21]. Там же было обращено внимание на необходимость учесть процессы ступенчатой ионизации накапливающихся электронно-возбужденных молекул и атомов, скорость ионизации которых столь же сильная функция поля, что и процессы ионизации электронным ударом.

Эксперимент по сопоставлению эволюции плотности электронов в несамостоятельном разряде в воздухе и в инициированном подпороговом разряде [22] показал, что в несамостоятельном разряде при $N_e = 10^{12}$ см⁻³ и давлении воздуха 0.1 атм при энергозатрате ~ 1 Дж/см³ неустойчивость не наблюдается всю длительность микроволнового импульса (40 мкс), тогда как при близких условиях в инициированном подпороговом разряде наблюдается взрывной рост плотности плазмы и возмущения плотности газа. Однако позднее [23] в несамостоятельном микроволновом разряде в азоте при давлении 100 мм.рт.ст. и интенсивности излучения 10 кВт/см² (длина волны 6.7 мм) неустойчивость разряда возникает в виде “яркосветящихся нитей, вытянутых преимущественно вдоль электрического поля СВЧ-пучка”. При этом одновременно регистрировался взрывной рост плотности плазмы, который авторы объясняют ассоциативной ионизацией, накапливающихся в разряде электронно-возбуж-

денных молекул. Таким образом оказалось, что процесс ионизационно-перегревной неустойчивости протекает одновременно с процессом ионизационной неустойчивости.

Еще в [17] (см. также обзор [6]) было показано, что в мм-диапазоне длин волн ($\lambda = 3.6$ мм) в интервале интенсивностей от 3 кВт/см^2 до 13 кВт/см^2 зависимость скорости перемещения разряда от интенсивности близка (или ниже) к квадратичной параболе. Такая зависимость близка к степенному закону с показателем степени $3/2$, полученному из простых соображений о нагреве газа в плазме УФ-ореола в [15]. Новые данные последних лет [9] показали, что при $\lambda = 4$ мм в интервале интенсивностей от 4 кВт/см^2 до 18 кВт/см^2 зависимость скорости фронта разряда, измеренная радиолокационным методом [24], хорошо описывается степенным законом с показателем степени $3/2$. Однако оценки, использованные в [15], дают падение скорости с ростом плотности как N_0^{-2} , что противоречит экспериментальным данным, приведенным в [15] для см-диапазона длин волн и интенсивности от 10 кВт/см^2 до 40 кВт/см^2 . Более слабая зависимость, чем N_0^{-2} , скорости от плотности газа была получена и в экспериментах по разложению в подпороговом разряде углекислого газа [25]. Возможной причиной такого расхождения является отсутствие в оценках в [15] взрывного роста плотности плазмы в нитевидном разряде, полученном в [18].

Взрывной процесс в плазме коллапсирующих нитей ведет к интенсивному локальному нагреву газа. Использование методики определения газовой температуры по спектру континуума излучения разряда [26] открывает новые возможности изучения закономерностей в подпороговых разрядах при изменении мощности микроволн и давления газа.

Таким образом, для развития теории подпороговых разрядов и в интересах плазмохимических приложений имеет смысл изучить зависимости скорости распространения разряда и величины газовой температуры при различных давлениях газа и его составе как функцию интенсивности микроволнового излучения.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Для создания разряда использовался гауссовский пучок гиротрона "Борец 75/08". Длина волны излучения 4 мм. Мощность варьировалась в диапазоне 80–400 кВт, а длительность одиночных импульсов варьировалась от 0.5 до 12 мс. Микроволновый разряд возбуждался в реакторе, представляющем собой цилиндр из оргстекла с внут-

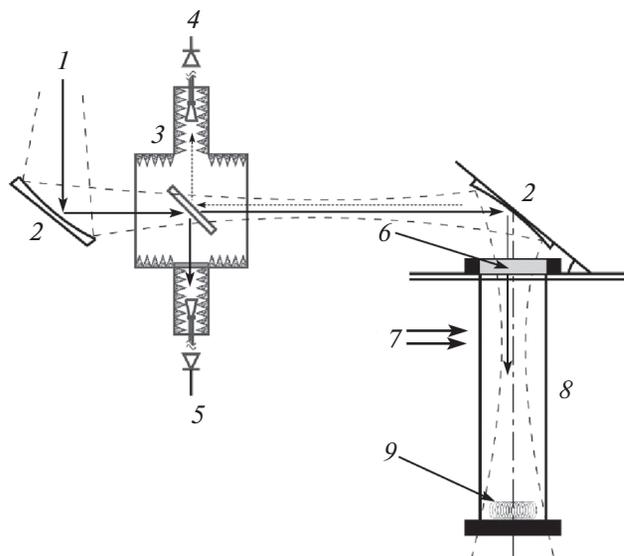


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 – микроволновый пучок; 2 – фокусирующие зеркала; 3 – квазиоптический ответвитель; 4 – детекторная секция регистрации отраженного излучения; 5 – детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; 6 – входное окно реактора; 7 – линия регистрации спектра излучения разряда (область перетяжки микроволнового пучка); 8 – реактор; 9 – инициатор разряда.

ренним диаметром 10 см и длиной 50 см. Входное окно реактора было изготовлено из кварца. В качестве инициатора разряда использовался клубок хаотически переплетенных нитей из нержавеющей стали, располагавшийся на дне реактора на фланце, через который производилась откачка реактора и заполнение его исследуемым газом. Предварительно реактор откачивался до давления 0.1 Торр. Микроволновый пучок транспортировался от гиротрона с помощью двух цилиндрических зеркал и формировался в объеме реактора с помощью эллиптического зеркала. Перетяжка пучка располагалась на расстоянии ~ 10 см от входного окна реактора и ее сечение представляло собой эллипс с полуосями 19 мм и 40 мм на уровне 0.1 от максимальной интенсивности на оси пучка.

Между вторым и третьем зеркалами располагается квазиоптический ответвитель для измерения огибающих сигналов прямой и отраженной мощности. Продетектированные сигналы с датчиков направленного ответвителя поступали на широкополосный усилитель с верхней частотой 5 МГц и далее регистрировались АЦП с частотой дискретизации 10 МГц. В канал регистрации отраженного сигнала был введен опорный сигнал. В результате смещения и детектирования опорного и отраженного сигналов измерялось изменение фазы отраженного излучения, что позволило получить скорость перемещения головной части

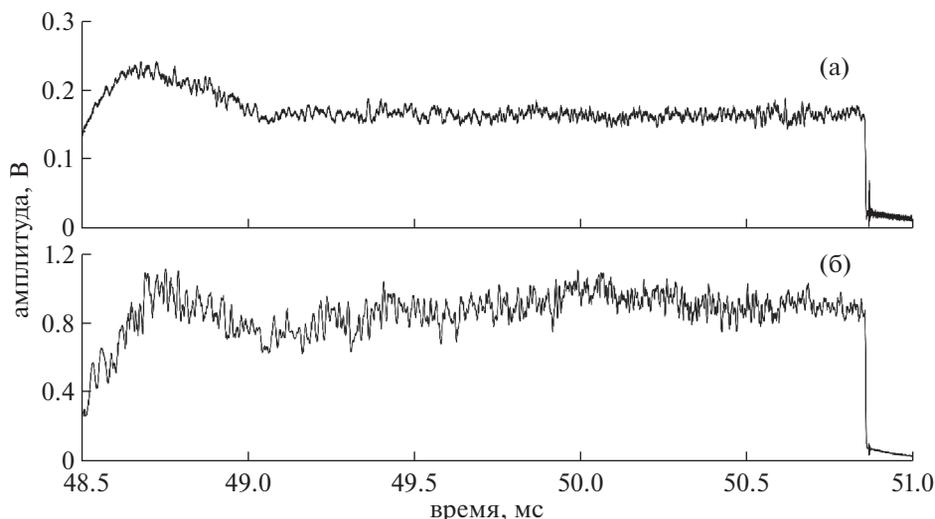


Рис. 2. Протектированные сигналы регистрации мощности излучения гиротрона (а) и мощности отраженного излучения (б).

разряда [9]. Вопрос об ошибках определения скорости фронта разряда анализировался в [9, 24]. Там же проведено сопоставление оптического метода определения скорости фронта по УФ-излучению и радиолокационного метода.

Измерения температуры газа в разряде были выполнены с помощью спектрометра AVASPEC-2048. Сигнал на спектрометр поступал через световод, регистрирующий излучение разряда из перетяжки микроволнового пучка [9].

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Характерные формы протектированных сигналов мощности (так называемый сигнал прямой мощности) и сигнала смещения отраженного и опорного сигналов приведены на рис. 2. Как видно вначале импульса наблюдается всплеск мощности длительностью до 0.8 мс. Далее наблюдается постоянство мощности или слабый (10%) ее рост к концу импульса. При этом в течение всего импульса регистрируются примерно 10% колебания мощности. Длительность микроволновых импульсов выбиралась таким образом, чтобы головная часть разряда проходила через перетяжку волнового пучка, но не попадала на входное окно реактора. Далее все результаты измерений скорости перемещения разряда и нагрева газа приводятся для области перетяжки волнового пучка. Таким образом, повышенный уровень мощности в начале микроволнового импульса не влияет на результаты измерений. А поскольку инициатор разряда располагается за перетяжкой пучка в поле, уменьшенном по сравнению с его значением в перетяжке, усиление мощности в начале импульса позволяет опуститься до меньших значений

мощности в перетяжке, чем это можно было бы сделать при постоянстве мощности в течение всего импульса. Частота биений сложения (смешения) отраженного и опорного сигналов, как это видно на рис. 2, возрастает к концу микроволнового импульса, как это уже отмечалось в предыдущих публикациях [9]. Это естественный результат расположения перетяжки пучка на удалении всего в 10 см от входного окна при полной длине трассы разряда в 46 см. На рис. 3 представлены результаты построения Фурье-спектров одного из разрядов с интервалом между спектрами 0.1 мс. Отчетливо регистрируется наибольшая частота в моменты 50–50.1 мс, что соответствует скорости 3.6×10^4 см/с.

Зависимость скорости распространения разряда от мощности для воздуха при давлениях 738, 390, 200 Торр приведены на рис. 4, а для углекислого газа при 750 и 390 Торр на рис. 5². Для воздуха при нормальном давлении (738 Торр) скорость растет примерно, как квадрат мощности. При этом скорости, измеренные внутри реактора, совпадают, в пределах ошибок измерений, со значениями, измеренными в свободном пространстве [9].

Приведенные выше результаты измерений скорости позволяют сделать качественное сопоставление полученных закономерностей с результатами оценки инкремента в модели ионизационно-перегревной неустойчивости [18] рассматривая процессы в УФ-ореоле разряда как самостоятельный разряд.

² На этих рисунках приведены средние значения скоростей, измеренных в нескольких (3–5) различных разрядах при заданной мощности излучения.

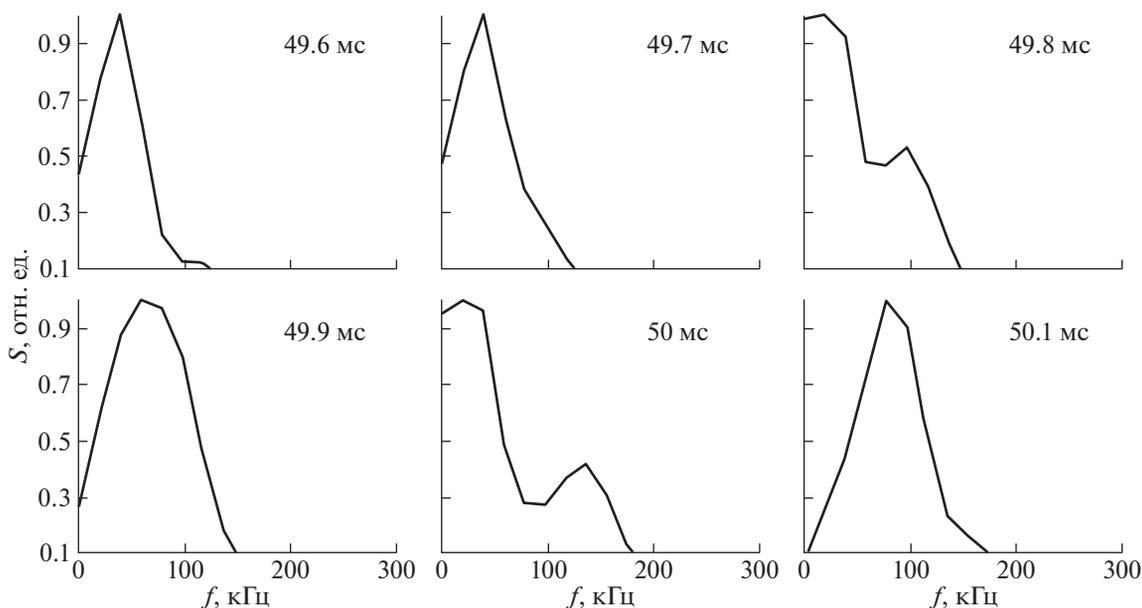


Рис. 3. Низкочастотные нормированные спектры биений опорного и отраженного излучений.

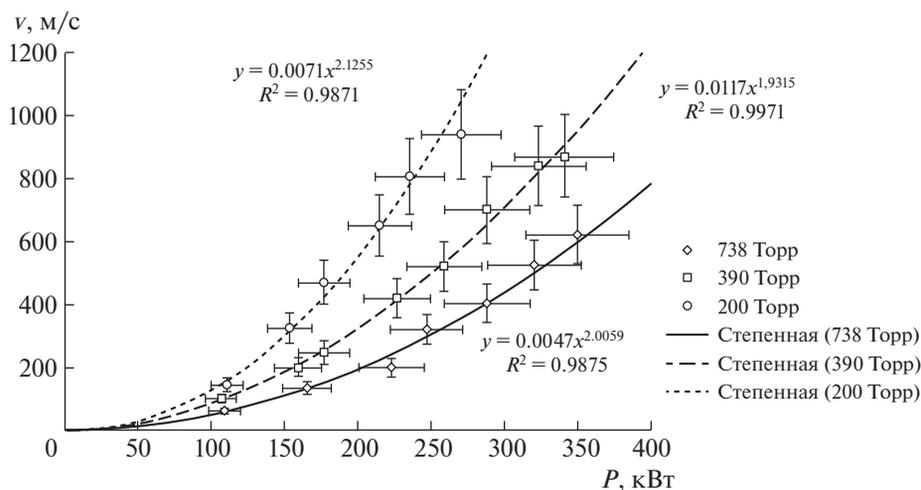


Рис. 4. Зависимость скорости фронта разряда в воздухе от мощности микроволнового излучения при давлениях 738, 390 и 200 Торр.

Согласно работам [18, 19] максимальный инкремент неустойчивости $\gamma = (\beta v_i \gamma_0)^{1/2}$, где скорость ионизации электронным ударом в соответствии с [27] $v_{i0} = 4 \times 10^{-12} N_0 (E/E_0)^\beta$ и $\beta = 5$. Величина γ_0 , обратного времени нагрева газа в плазме УФ-ореола, дается выражением $\gamma_0 = \sigma E^2 / (N_0 T_0)$, где $\sigma = e^2 N_e / (m v_{en})$; N_0 , T_0 – начальные значения плотности и температуры молекул, и для воздуха $v_{en} = 1.7 \times 10^{-7} N_0$. В этом случае $\gamma^2 = 1.18 \times 10^{-4} e^2 N_e E^2 (E/E_0)^5 / (m N_0 T_0)$ и значение $\gamma = 2.14 \times 10^4 \text{ с}^{-1}$ при $E = 3 \text{ кВ/см}$, $N_0 = 2.7 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $T_0 = 0.03 \text{ эВ}$ и скорость перемещения фронта раз-

ряда $u_z = 2 \times 10^3 \text{ см/с}$, что по порядку величины близко экспериментальным данным. Таким образом, учет частоты ионизации приводит к близкой к экспериментальной зависимости скорости от мощности излучения ($\sim P_0^{7/4}$) и слабой зависимости от исходной плотности частиц газа ($\sim N_0^{-1/2}$). Несложно видеть, что нагрев газа в 2 раза (до 0.06 эВ) происходит всего лишь за 10^{-5} с и в 6 раз повышает расчетную скорость перемещения фронта разряда, что уже близко к экспериментальным значениям. Таким образом, даже не принимая в расчет процессы ассоциативной

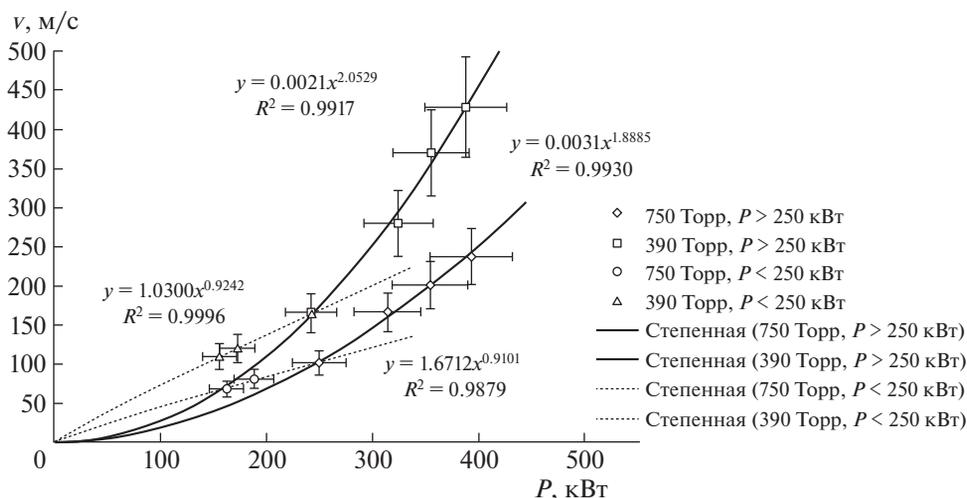


Рис. 5. Зависимость скорости фронта разряда в углекислом газе от мощности микроволнового излучения при давлениях 750 и 390 Торр.

ионизации, мы получаем для воздуха удовлетворительное согласие оценки скорости перемещения фронта разряда с экспериментом.

Результаты измерений в углекислом газе свидетельствуют о том, что и в данном случае распространение разряда происходит за счет возникновения ионизационно-перегревной неустойчивости в УФ-ореоле нитевидных разрядов. Именно такая структура скачкообразного перемещения фронта разряда в углекислом газе была описана в [25] при исследовании конверсии CO_2 в CO . Для разрядов в углекислом газе в интервале интенсивностей от 4 кВт/см² до 16 кВт/см² мы имеем примерно такой же степенной закон роста скорости при росте мощности излучения как в воздухе. Оценки по этому закону ($u_z = 0.0031 P^{1.89}$, [P] = кВт, [u_z] = м/с) дают значения скорости одного порядка, полученные в [25].

Используя выражение для инкремента ионизационно-перегревной неустойчивости из [18, 19] для закона изменения скорости от напряженности поля волны и концентрации газа, мы тем самым предполагаем независимость коэффициента при степенной функции от напряженности поля. Между тем, нетрудно видеть (рис. 4), что небольшие изменения показателя степени значительно меняют коэффициент при степенной функции. Устранить это обстоятельство удастся, приняв один общий показатель степени для всех трех давлений (рис. 6). В этом случае коэффициент при квадратичной функции оказывается пропорционален $N_0^{-0.8}$, что близко к ожидаемому $N_0^{-0.5}$.

Для углекислого газа близкая к квадратичной зависимость скорости от мощности нарушается ниже 250 кВт (рис. 5). Приняв для интервала мощностей выше 250 кВт квадратичный закон

роста скорости с ростом мощности мы получим, что коэффициент при квадратичной функции пропорционален $N_0^{-0.85}$ (рис. 7). При этом отношении коэффициентов при квадратичных функциях для воздуха и углекислого газа равно ~ 3 для давления 750 и 738 Торр и для давления 390 Торр. По-видимому, это свидетельствует об общих закономерностях разрядных процессов в подпороговых полях в этих двух газах.

Трехкратное понижение скорости фронта разряда u_z в углекислом газе по сравнению с воздухом при одинаковых интенсивностях S_0 излучения означает трехкратное повышение удельной мощности S_0/u_z в углекислом газе по сравнению с воздухом. Поэтому представляет интерес сопоставить величины температур, достигаемых в этих газах при равных интенсивностях. На рис. 8 и 9 приведены соответствующие зависимости.

Измерения температуры газа при различных значениях мощности микроволн для воздуха и углекислого газа были выполнены также как и измерения скорости распространения разряда в области перетяжки волнового пучка. Область свечения разряда, фокусируемая на торец регистрирующего световода, захватывала 4 см вдоль оси разряда и весь диаметр разряда. Спектр излучения с коротковолновой стороны был ограничен 390 нм из-за поглощения в стенках реактора из оргстекла. Экспонирование спектра определялось временем перемещения головной части разряда области регистрации. Спектры строились в координатах Вина и температура определялась по континууму, получаемому вычитанием из полного спектра спектральной плотности молекулярных полос и атомных линий [26]. Полученные та-

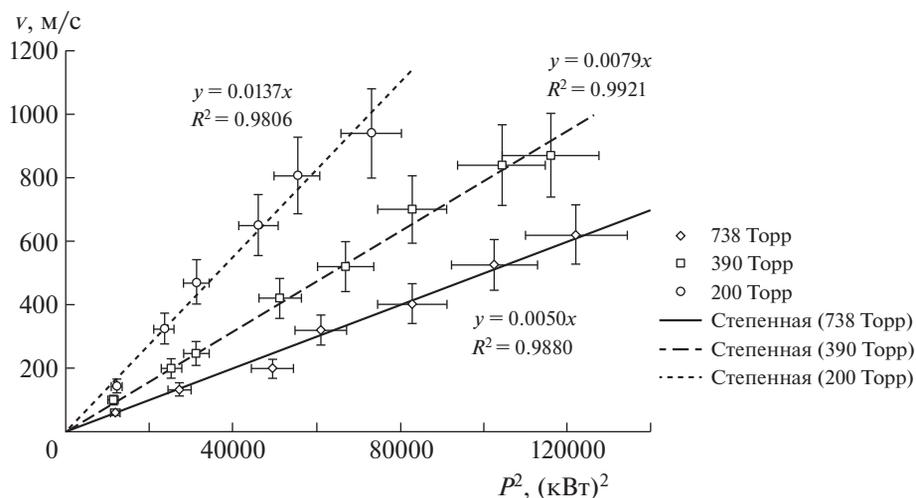


Рис. 6. Зависимость скорости фронта разряда в воздухе от квадрата мощности микроволнового излучения при давлениях 738, 390 и 200 Торр.

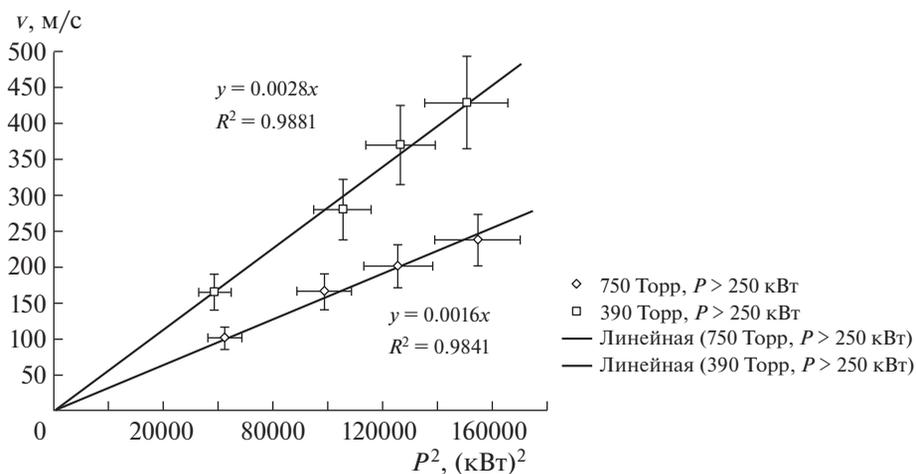


Рис. 7. Зависимость скорости фронта разряда в углекислом газе от квадрата мощности микроволнового излучения при давлениях 750 и 390 Торр.

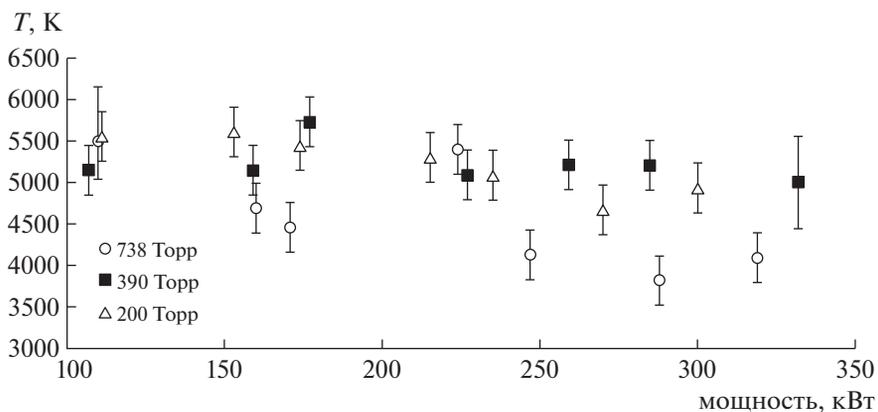


Рис. 8. Температура головной части разряда в воздухе в зависимости от мощности микроволнового излучения при давлениях 750 и 390 Торр.

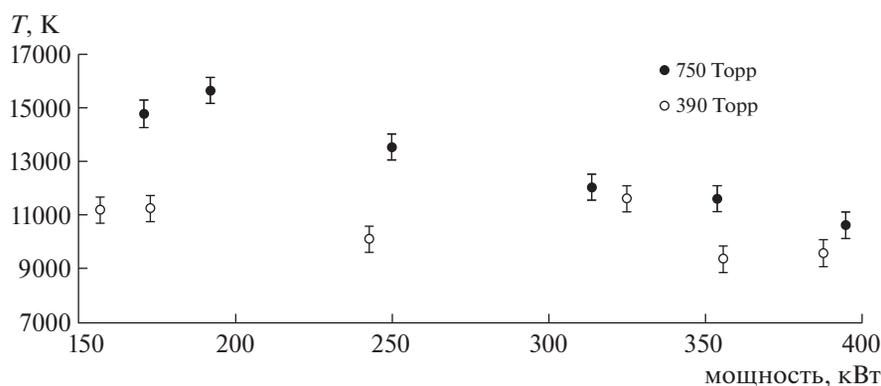


Рис. 9. Температура головной части разряда в углекислом газе в зависимости от мощности микроволнового излучения при давлении 750 и 390 Торр.

ким способом результаты измерений температуры представлены на рис. 8, 9.³

Для давлений воздуха 738 Торр и углекислого газа 750 Торр с ростом мощности наблюдается падение температуры, как это имело место для экспериментов в воздухе в свободном пространстве [9]. Для углекислого газа при этом имеет место падение температуры примерно как корень квадратный из мощности. При уменьшении давления углекислого газа до 390 Торр падение температуры с ростом мощности ослабевает и составляет всего 12%.

Измерения в воздухе при мощности 230 кВт, 320 кВт дают отклонения от зависимости, полученной ранее [9]. Возможно, что эти отклонения вызваны уменьшением мощности микроволн в моменты пробегания головной части разряда перетяжки волнового пучка.

Интересно отметить, что наблюдаемое более чем двукратное увеличение температуры в углекислом газе по сравнению с воздухом, коррелирует с падением скорости в углекислом газе по сравнению с воздухом.

В отличие от углекислого газа в воздухе уменьшение давления ведет не к уменьшению температуры, а к ее росту. Эти результаты противоречат выводу нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости [18]: $T \propto (v_{i0}/\omega)T_0$. Если в случае углекислого газа качественно это соотношение оправдывается, то в случае воздуха мы имеем явное противоречие. Кроме того, в случае воздуха мы имеем независимость температуры от мощности при 390 Торр и слабое падение на 20% при 200 Торр, т.е. от удельного энерговклада при неизменной плотности газа.

Измерения скорости перемещения разряда и температуры газа дают возможность сделать

оценку максимального объема, занимаемого высокотемпературной областью разряда, включая области нитей. Действительно, при полном поглощении микроволнового излучения средний удельный энерговклад на оси разряда равен $q_0 = S_0/u_z$, где S_0 – интенсивность на оси волнового пучка. С другой стороны, плотность энергии, вложенной в высокотемпературную часть $q = N_0 T_g$. Отношение $q_0/q = \eta$ дает максимальное значение отношения объема излучающей высокотемпературной области к объему разряда: $\eta = S_0/u_z N_0 T_g^4$.

При атмосферном давлении воздуха (738 Торр) при максимальной скорости разряда $u_z = 6.5 \times 10^4$ см/с и $S_0 = 360$ кВт/24 см² (площадь сечения перетяжки микроволнового пучка 24 см²), $T_g = 4.5$ кК получаем значение $\eta = 0.14$. При минимальной скорости $u_z = 5 \times 10^3$ см/с и $S_0 = 100$ кВт/24 см², наблюдавшейся в экспериментах, $T_g = 5.5$ кК получаем $\eta = 0.4$.

Для углекислого газа максимальная зафиксированная в экспериментах скорость $u_z = 2.5 \times 10^4$ см/с при $S_0 = 400$ кВт/24 см², $T_g = 10$ кК получаем $\eta = 0.18$. Для минимальной скорости в углекислом газе $u_z = 7 \times 10^3$ см/с при $S_0 = 180$ кВт/24 см², $T_g = 14$ кК получаем $\eta = 0.2$.

Таким образом, объем высокотемпературной части разряда в воздухе при падении интенсивности излучения примерно в 4 раза от 16 кВт/см² до 4 кВт/см² растет примерно в 2 раза, достигая 40%. Для углекислого газа максимальный объем высокотемпературной части разряда не более 20% и не меняется в диапазоне интенсивностей 7.5–17 кВт/см².

³ Определение температуры в разрядах были осложнены перекрытием в спектре молекулярных полос и в дальнейшем результаты данных измерений будут уточняться.

⁴ Яркость нитей малого объема при высокой температуре может на 2–3 порядка превосходить яркость остальной части разряда.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Измерения скоростей перемещения головных частей подпороговых разрядов в микроволновых пучках в воздухе и углекислом газе показывают пропорциональность скорости интенсивности на оси пучка в степени близкой к 2 и обратную пропорциональность начальной плотности газа в степени 0.8. Такой результат качественно соответствует оценкам инкремента нелинейной теории ионизационно-перегревной неустойчивости разряда при высоких давлениях газа. При этом обнаружено трехкратное понижение скорости в углекислом газе по сравнению с воздухом.

Измеренные температуры газа в головной части разряда составляют 3.5–5.5 кК для разрядов в воздухе и 8–15 кК в углекислом газе. При этом в воздухе температуры несколько растут с уменьшением плотности, тогда как в углекислом газе падают.

Работа выполнена за счет средств проекта РНФ № 17-12-01352.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Kharchev N.K., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Malakhov D.V., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D.* // 10th International workshop “Strong microwaves and terahertz waves: sources and applications, Nizhny Novgorod–Moscow, 2017. P. 99.
2. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kharchev N.K., Kossyi I.A., Kozhevnikova N.A., Sarksyian K.A., Sysoev S.O., Temchin S.M.* // ESCAMPIG XXIV, Glasgow, Scotland, 2018. P. 399.
3. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kozhevnikova N.A., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Sysoev S.O., Temchin S.M., Kharchev N.K.* // Plasma Physics Reports. 2019. V. 45. № 6. P. 523.
4. *Грицинин С.И., Дорофеев А.А., Косый И.А., Магунов А.Н.* // ТВТ. 1987. Т. 25. № 6. С. 1068.
5. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Давыдов А.М., Косый И.А., Нефедов В.И., Сарксян К.А., Харчев Н.К.* // Успехи прикладной физики. 2017. Т. 5. № 5. С. 429.
6. *Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косый И.А., Семенов В.Е.* СВЧ-разряд высокого давления в пучках электромагнитных волн / Высоочастотный разряд в волновых полях, ИПФ АН СССР, Горький, 1988. С. 136.
7. *Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косый И.А., Тарасова Н.М.* // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1984. № 9. С. 32.
8. *Батенин В.М., Климович И.Н., Лысов Г.В., Троицкий В.Н.* СВЧ-генераторы плазмы. Физика, техника, применение. М.: Энергоатомиздат, 1988.
9. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolik L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K.* // Plasma Physics Reports. 2018. V. 44. № 12. P. 1146.
10. *Sidorov A.V., Razin S.V., Veselov A.P., Viktorov M.E., Vodopyanov A.V., Morozkin M.V., Proyavin M.D., Glyavin M.Yu.* // 44th International Conference on Infrared, Millimeter, and Terahertz Waves (IRMMW-THz), 2019.
11. *Komurasaki K., Tabata K.* // International Journal of Aerospace Engineering. 2018. Article ID 9247429.
12. *Nakamura Y., Komurasaki K., Fukunari M., Koizumi H.* // J. Appl. Phys. 2018. V. 124. 033303.
13. *Cook A.M., Hummelt J.S., Shapiro M.A., Temkin R.J.* // Phys. Plasmas. 2011. V. 18. 100704.
14. *Райзер Ю.П.* Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974.
15. *Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M.* Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. by L.M. Kovrizhnykh. Nova Science Publishers. Comack, 1985. P. 241.
16. *Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Зорин В.Г., Лучинин А.Г., Семенов В.Е.* // ЖЭТФ. 1983. Т. 84. Вып. 5. С. 1695.
17. *Бродский Ю.Я., Венедиктов И.П., Голубев С.В., Зорин В.Г., Косый И.А.* // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 3. С. 187.
18. *Ким А.В., Фрайман Г.М.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. № 3. С. 613.
19. *Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Ким А.В., Литвак А.Г., Семенов В.Е.* / Высоочастотный разряд в волновых полях, ИПФ АН СССР, Горький, 1988. С. 41.
20. *Коган Е.Я., Кузин Б.Ю.* // ПМТФ. 1988. № 3. С. 28.
21. *Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Т.* // Успехи физических наук. 1977. Т. 122. Вып. 3. С. 419.
22. *Бородочева П.В., Голубев С.В., Зорин В.Г., Еремеев А.Г., Семенов В.Е.* // Физика плазмы. 1989. Т. 15. Вып. 1. С. 107.
23. *Богатов Н.А., Голубев С.В., Разин С.В.* // ТВТ. 1992. Т. 30. Вып. 6. С. 1041.
24. *Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Колик Л.В., Кончечков Е.М., Косый И.А., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К.* // Физика плазмы. 2019. Т. 45. № 10. С. 952.
25. *Грицинин С.И., Колик Л.В., Косый И.А., Костинский А.Ю., Сапожников А.В., Тарасова Н.М., Терехов В.Е.* // Физика и химия газовых разрядов в пучках СВЧ-волн. Тр. ИОФАН. 1994. Т. 47. С. 108.
26. *Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Копьев А.В., Косый И.А., Магунов А.Н.* // ТВТ. 2008. Т. 46. № 1. С. 135.
27. *Борисов Н.Д., Гуревич А.В., Милих Г.М.* Искусственная ионизированная область в атмосфере. М.: ИЗМИРАН, 1986.