

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХЗВУКОВОЙ МИКРОВОЛНОВОЙ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В АРГОНЕ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ В ПОДПОРОГОВОМ ПОЛЕ

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

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

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

Поступила в редакцию 09.05.2020 г.

После доработки 19.06.2020 г.

Принята к публикации 20.06.2020 г.

В подпороговом микроволновом (длина волны 4 мм) разряде в аргоне при давлении 750 Торр при интенсивностях волнового пучка от 3 кВт/см² до 7.8 кВт/см² скорость фронта ионизации, измеренная по изменению фазы отраженной волны, растет примерно как интенсивность на оси волнового пучка в степени 3/2 от 0.5×10^5 см/с до 2.9×10^5 см/с. Такая величина скорости фронта разряда в аргоне в 20–30 раз больше, чем скорость фронта разряда в воздухе при таких же интенсивностях в микроволновом пучке. Структура свечения разряда при интенсивностях выше 3 кВт/см² подобна структуре свечения в молекулярных газах. При интенсивностях свечения на оси волнового пучка ниже 3 кВт/см² наблюдается еще более мелкая структура свечения разряда. Температура газа в разряде при интенсивности излучения 6 кВт/см² равна 6 кК. Сделано заключение, что объем высокотемпературных областей в разряде составляет 0.01 объема разрядной области. Обсуждается вопрос о механизме ионизации аргона и возможности развития ионизационно-перегревной неустойчивости в несамостоятельном микроволновом разряде в УФ-ореоле фронта разряда.

Ключевые слова: самоподдерживающийся несамостоятельный разряд, подпороговый микроволновый разряд, газовый разряд, гиротрон

DOI: 10.31857/S036729212012001X

1. ВВЕДЕНИЕ

Создание гиротронов, мощных и эффективных генераторов миллиметровых волн, открыло возможность использовать излучение миллиметрового диапазона для создания микроволновых разрядов в волновых пучках и для использования таких разрядов в различного рода плазмохимических приложениях (например, [1–3]). Пучки излучения мощностью сотни киловатт и длительностью единицы миллисекунд позволяют получить протяженные, в десятки сантиметров и более, разряды в воздухе и в других газах при атмосферном давлении. Специфика таких разрядов в том, что они протекают в подпороговых для пробоя полях и представляют собой волну ионизации в виде сгустка узких каналов, вытянутых вдоль электрического поля волны, создающих вокруг себя ореол УФ-ионизации, в котором протекает несамостоятельный микроволновый разряд, и в котором в результате развития ионизационно-перегревной неустойчивости возникает новая груп-

па узких разрядных каналов. До последнего времени процессы в таких подпороговых разрядах изучались только в молекулярных газах. Специфика развития и распространения данного вида разрядов в атомарных газах почти не изучена. Между тем они могут представлять значительный интерес как источники интенсивного УФ-излучения.

Нужно отметить, что в [4] в подпороговом разряде в криптона ($E/N \leq 2 \times 10^{-16}$ В · см²) были зарегистрированы скорости перемещения разряда 10^5 – 10^6 см/с, т.е. более чем на порядок превосходящие скорости распространения в молекулярных газах. При этом, как и в молекулярных газах [5, 6], был установлен скачкообразный характер перемещения разряда. Высокие скорости и скачкообразное перемещение волны ионизации на 1/4 длины волны излучения в криптона в [7] были объяснены эффектами ионизации атомов криптона, возбужденных в УФ-ореоле резонансным излучением разряда, и ионизацией возбужденных

атомов электронами. Недавно высокие скорости (10^5 – 10^6 см/с) были зарегистрированы также в разрядах, создаваемых излучением гиротрона 0.67 ТГц в аргоне и криптоне [8].

Между тем при исследовании несамостоятельного микроволнового разряда в ксеноне [9] было установлено образование узких нитевидных каналов с концентрацией электронов более 10^{16} см⁻³ и температурой электронов более 10 эВ, то есть, по существу, наблюдалось возбуждение ионизационно-перегревной неустойчивости, как это имело место в молекулярных газах.

Естественно, ожидать образование нитевидных разрядных структур при распространении подпороговых микроволновых разрядов и в благородных газах.

В связи с изложенным представляет интерес изучить зависимость скорости распространения подпорогового разряда в аргоне, как характерном представителе атомарных газов, от мощности микроволн, а также измерить температуру газа в разряде и выполнить фотографирование разряда с достаточным пространственным разрешением для регистрации структуры его свечения.

2. УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА И МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ

Схема эксперимента дана на рис. 1. Для создания разряда использовался гауссовский пучок гиротрона Борец 75/08. Длина волны излучения 4 мм. Мощность излучения в экспериментах варьировалась от 70 кВт до 200 кВт. Длительность одиночных импульсов варьировалась от 0.35 мс до 1.6 мс. Длительность переднего фронта микроволнового импульса составляла 0.2 мс, заднего — 0.01 мс. Микроволновый разряд возбуждался в реакторе, представляющем собой цилиндр из оргстекла с внутренним диаметром 9.4 см и длиной 50 см. Входное окно реактора изготовлено из кварца. В качестве инициатора разряда использовался клубок хаотически переплетенных нитей из нержавеющей стали. Инициатор располагался на дне реактора на фланце, через который проводилась предварительная откачка реактора до давления 0.1 Торр и последующее его заполнение аргонном до 750 Торр. Микроволновый пучок транспортировался от гиротрона с помощью двух цилиндрических зеркал и фокусировался на оси реактора на удалении от входного окна ~15 см с помощью эллиптического зеркала. Сечение пучка в центре перетяжки представляет собой эллипс с полуосями 19 мм и 40 мм по уровню 0.14 от максимальной интенсивности на оси пучка.

Между вторым и третьим зеркалом располагался квазиоптический ответвитель для измерения огибающей сигналов прямой и отраженной мощности. В канал регистрации отраженного

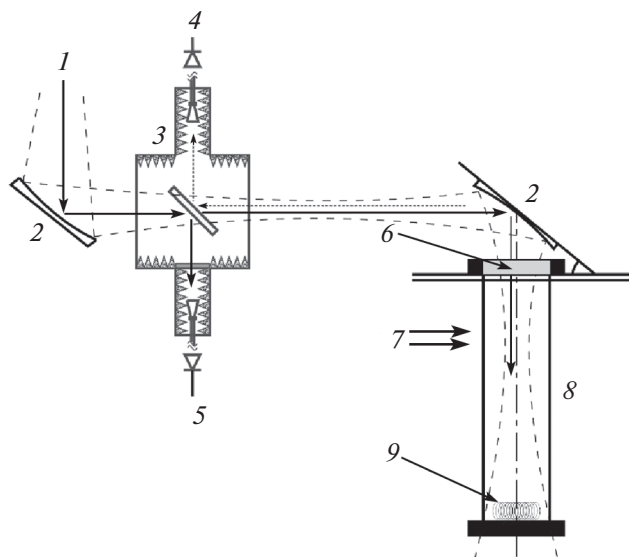


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 — микроволновый пучок; 2 — фокусирующие зеркала; 3 — квазиоптический ответвитель; 4 — детекторная секция регистрации отраженного излучения; 5 — детекторная секция регистрации мощности излучения гиротрона; 6 — входное окно реактора; 7 — линия регистрации спектра излучения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

излучения был введен опорный сигнал, что позволяло использовать метод гомодинного детектирования для построения спектров отраженного излучения. Продетектированные сигналы с квазиоптического ответвителя поступали на широкополосные усилители с верхней частотой 5 МГц и далее регистрировались АЦП с частотой 10 МГц.

Измерение скорости фронта разряда было выполнено локационным методом с помощью построения спектров отраженного сигнала [10, 11]. Измерения температуры газа в разряде были выполнены с помощью спектрометра AVASPEC-2048. Сигнал на спектрометр поступал через световод, на входе которого располагался коллиматор. Оптическое излучение разряда регистрировалось из области перетяжки волнового пучка.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

На рис. 2 представлены фотографии разрядов в аргоне, а на рис. 3 соответствующие этим разрядам (56546 и 56547) сигналы прямого и отраженного излучения. Оба разряда достигают входного окна реактора и упираются в него, что отчетливо регистрируется на отраженных сигналах, испытывающих резкий скачок и усиление в момент касания поверхности окна (49.475 и 49.325 мс). На фото также отчетливо видны различия в структуре разрядов: в разряде 56546 мелкоструктурное

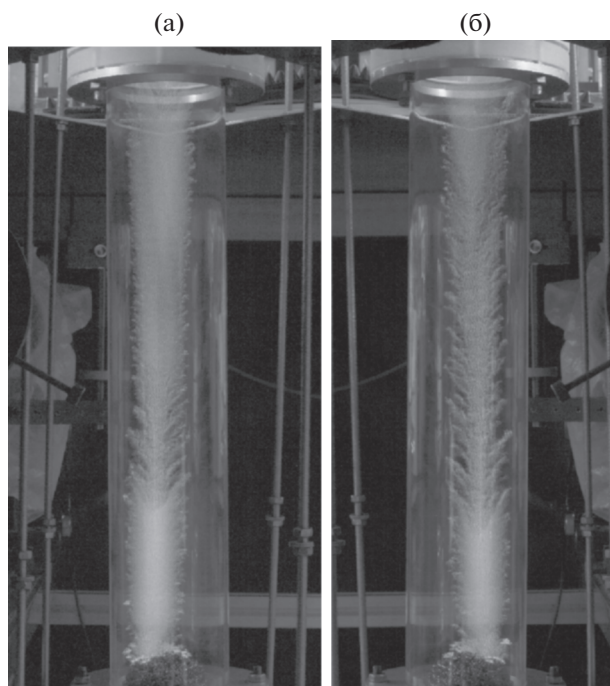


Рис. 2. Фотографии разрядов в реакторе в аргоне при двух длительностях микроволнового импульса в разрядах 56546 (а) и 56547 (б). Поле волны нормальное к плоскости рисунка.

свечение занимает объем с 12 до 23 см над инициатором, а в разряде 56547 — с 10 до 37 см, в остальной части разрядов свечение крупноструктурное. Перетеежка пучка находится в 32 см над инициатором. На фото структурированного свечения можно различить мелкочаеистую структуру, характерную для подпороговых разрядов в молекулярных газах (см. [11]). Вид сигналов отраженного излучения также различен: на сигналах четко выделяются периоды модуляции регулярным сигналом. Эти периоды различны для двух разря-

дов. Для разряда 56546 регулярная модуляция отсутствует 0.2 мс (с 48.75 по 48.95 мс). Для разряда 56547 этот интервал составляет 0.4 мс (с 48.725 по 49.125 мс). На рис. 4 и рис. 5 приведены спектры протектированных сигналов отраженного излучения, смешанных с опорным сигналом. Временное окно построения спектра по методу Вэлча — 0.1 мс. Каждый спектр пронормирован на максимальную спектральную плотность для выбранного момента времени. Указанный момент времени соответствует началу временного окна.

В спектрах разряда 56546 мы имеем пик при 250 кГц, существующий от 48.5 до 48.7 мс и от 48.85 до 49.3 мс. В интервале 48.75–48.85 мс мы имеем широкие спектры с обрывом на 350–550 кГц. В разряде 56547 широкие спектры с частотами выше 250 кГц присутствуют от 48.7 до 49.05 мс. Таким образом, в течение микроволнового разряда мы имеем периоды перемещения фронта разряда с постоянной скоростью 0.5×10^5 см/с и периоды со скоростями $(0.7–1.1) \times 10^5$ см/с. Сопоставить эти периоды с видом структуры свечения разряда удастся из сопоставления фото разрядов при более коротких импульсах микроволнового излучения, когда фронт разряда доходит до центра каустики перетеежки волнового пучка. Оказывается, что крупноструктурному разряду соответствуют широкие спектры отраженного излучения, а мелкоструктурному свечению соответствует пик на ~ 250 кГц, т.е. скорость перемещения фронта 0.5×10^5 см/с. Изменение скорости перемещения фронта от 0.5×10^5 см/с до $(1.1–1.3) \times 10^5$ см/с происходит скачком и соответствует изменению структуры свечения.

При постоянной мощности излучения в течение микроволнового импульса скорость перемещения фронта разряда должна меняться в соответствии с напряженностью поля вдоль оси волнового пучка. В нашем случае импульс излучения

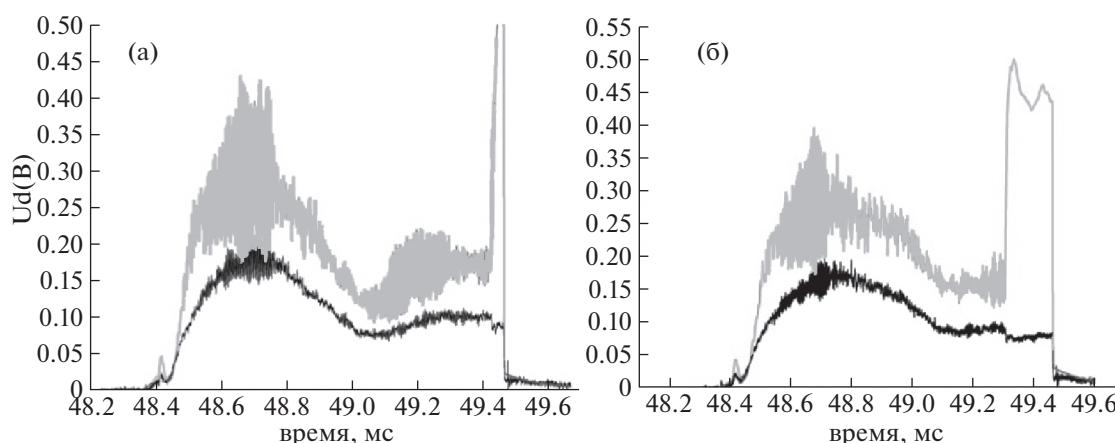


Рис. 3. Сигналы прямого (черная линия) и отраженного (серая линия) излучения в разрядах 56546 (а) 56547 (б).

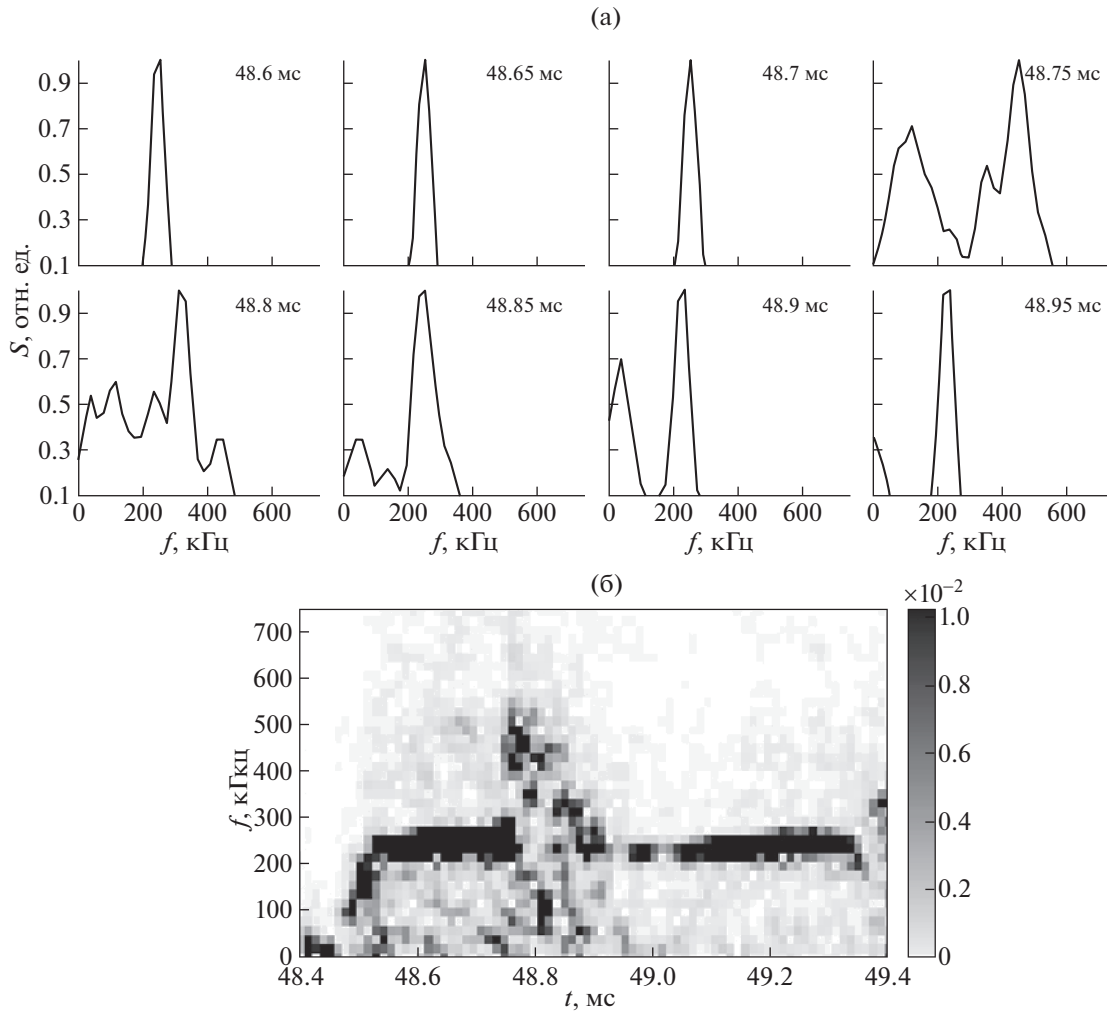


Рис. 4. 3D фурье-спектры сигнала отраженного излучения в разряде 56546 (а), трехмерные спектры разряда (б).

имеет широкий максимум до 49-й мс, что осложняет оценку напряженности поля для заданного момента времени. При перемещении фронта разряда от возбуждителя к перетяжке происходит увеличение поля как за счет приближения фронта разряда к перетяжке, так и за счет роста генерируемой гиротроном мощности. При движении фронта разряда от центра перетяжки к входному окну реактора напряженность поля падает как из-за расширения волнового пучка, так и из-за падения генерируемой мощности. В силу вышеизложенного, оказывается затруднительно определить максимальную величину поля, при которой мелкоструктурное свечение разряда сменяется крупноструктурным. Тем не менее из сопоставления формы свечения и эволюции сигналов прямой и отраженной мощности можно заключить, что мелкоструктурное свечение разряда соответствует низким напряженностям поля. Поэтому при высоких мощностях микроволнового излучения (~150 кВт), когда разряд достигает входного

окна реактора уже на переднем фронте микроволнового импульса, фото (рис. 6, разряд 56537) демонстрирует крупноструктурное свечение почти на всей длине реактора, характерное для разрядов в молекулярных газах.

Для построения зависимости скорости распространения разряда от напряженности поля необходимо определение мощности в момент прохождения фронта разряда данной координаты (например, центра перетяжки) на оси волнового пучка. Определение положения фронта разряда на оси волнового пучка может быть выполнено интегрированием по времени скорости фронта, определяемой по спектрам отраженного излучения. Таким способом получается зависимость пути, пройденного фронтом разряда, от времени. В результате удастся проследить за изменением скорости фронта разряда при изменении мощности почти в 2.5 раза (рис. 7). Как видно из рис. 7, во всем диапазоне изменения мощности от 72 кВт до 173 кВт скорость фронта разряда выше звуко-

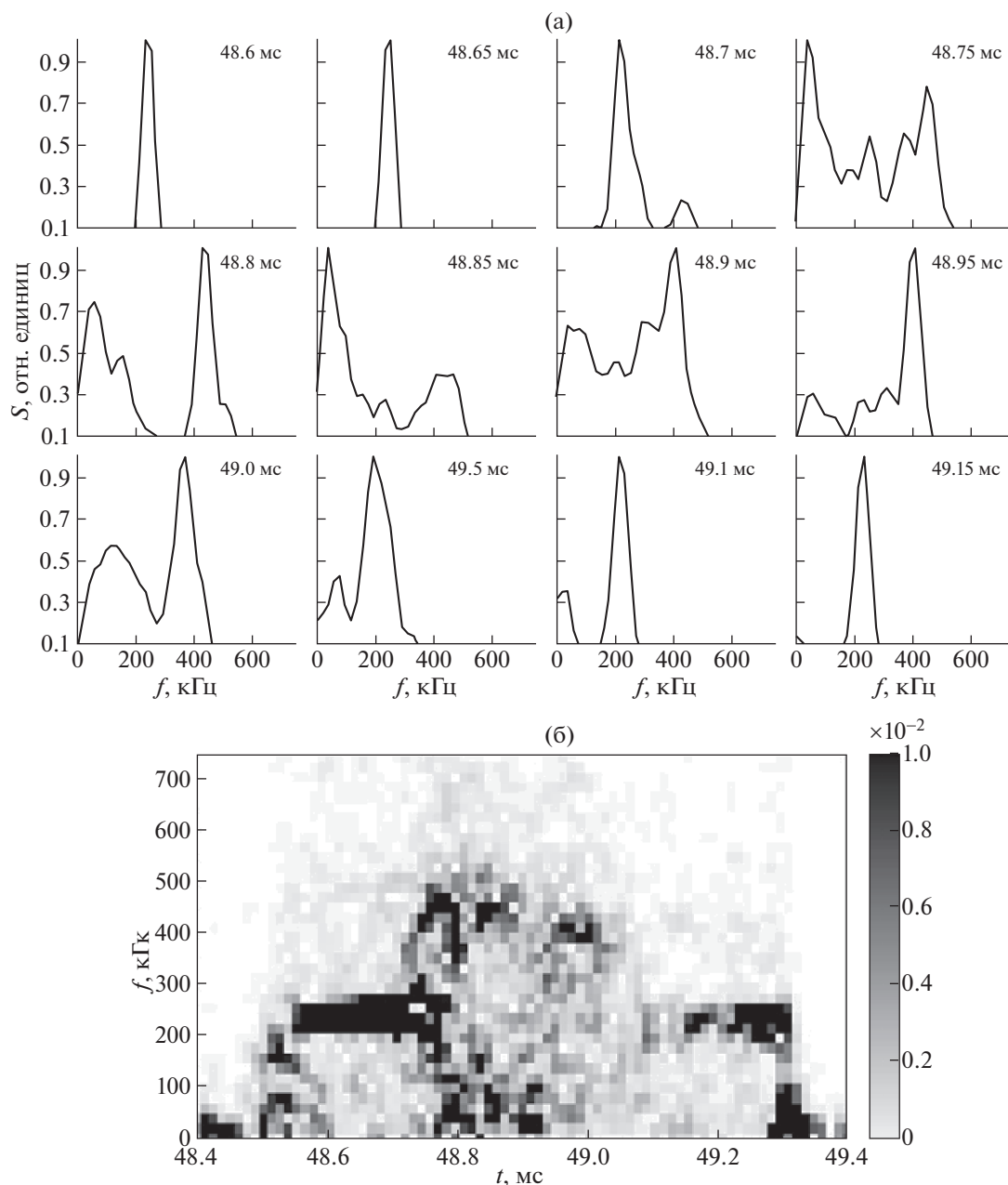


Рис. 5. 3D фурье-спектры сигнала отраженного излучения в разряде 56547 (а), трехмерные спектры разряда (б).

вой и достигает 2.9×10^5 см/с. Данный диапазон мощностей соответствует интенсивностям на оси волнового пучка в перетяжке от $3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ до $7.2 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Представленная на рис. 7 зависимость скорости от мощности может быть описана степенной зависимостью мощности в степени $3/2$, что близко к зависимости, полученной для воздуха и углекислого газа [11–13]. Наблюдение ячеистой структуры свечения разряда позволяет предположить, что и для разряда в аргоне при интенсивностях выше $3 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$ в качестве механизма рас-

пространения разряда может быть привлечена модель ионизационно-перегревной неустойчивости несамостоятельного микроволнового разряда в его УФ-ореоле. Теории нелинейной стадии ионизационно-перегревной неустойчивости несамостоятельного разряда в благородных газах пока не построены. А скорости распространения разряда, как видно из рис. 7, в 20–30 раз больше, чем в воздухе при тех же интенсивностях излучения. Если основываться на результатах, полученных в теории для разрядов в воздухе [14], то придется предположить, что скорость ионизации в

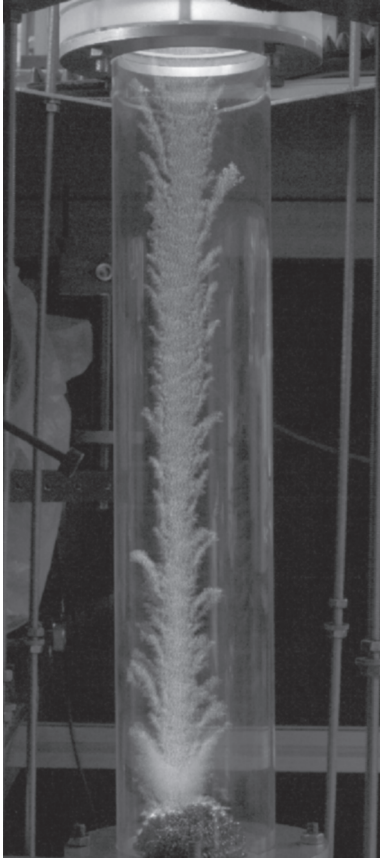


Рис. 6. Фотография разряда при мощности СВЧ-разряда 160 кВт в момент касания входного окна, 0.25 мс от начала импульса СВЧ-излучения (разряд 56537).

аргоне выше, чем в воздухе, на 2 порядка. Таким образом, возникает вопрос о механизме ионизации в УФ-ореоле в разряде в аргоне.

Рассмотренная в работе [7] модель подпорогового инициированного разряда, давая высокие значения плотности плазмы и скорости перемещения фронта, не учитывает возможные неустойчивости и вызванные ими неоднородности. Нетрудно видеть, что при этом возникают трудности в согласовании оценок ионизационных потерь и удельной плотности энерговыклада в разряд: $N_e \varepsilon_1 > q = S_0/u_z$. Наблюдаемое нами влияние изменения мелкоструктурного свечения разряда на крупнструктурное и скачкообразное повышение скорости перемещения разряда свидетельствуют о существенной роли неустойчивости и вызванной ею неоднородности плотности в динамике протекания разряда и энергетического баланса в нем.

О влиянии неоднородности плотности энерговыделения можно сделать заключение по измерениям нагрева газа в разряде. Оптический спектр излучения разряда при мощности 150 кВт ($\sigma_0 = 6 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$, $q = 0.024 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$) приведен на

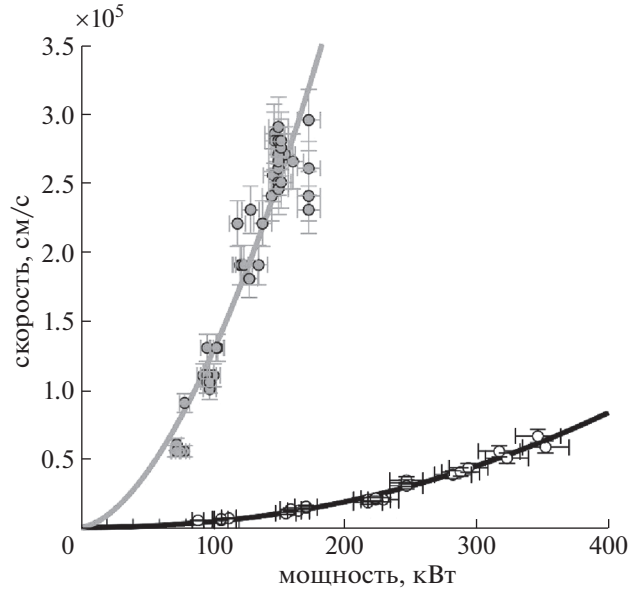


Рис. 7. Зависимость скорости фронта разряда от мощности СВЧ-излучения: в воздухе (экспериментальные точки в виде незакрашенных кружков, аппроксимация функцией $0.18P^{2.18}$ в виде черной кривой), в аргоне (экспериментальные точки в виде серых кружков, аппроксимация функцией $53.12P^{1.69}$ в виде серой кривой).

рис. 8. Построение спектра в виновских координатах позволит сделать оценку достигаемой локально температуры газа. Как видно из рис. 8, такое построение дает величину $T_g = 6 \text{ КК}$. Если принять, что нагрев до этой температуры происходит при плотности аргона $N_0 = 2.6 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$, то величина излучающего объема может быть оценена как $q/N_0 T_g = S_0/\tau_2 N_0 T_g \approx 0.01$ объема разряда.

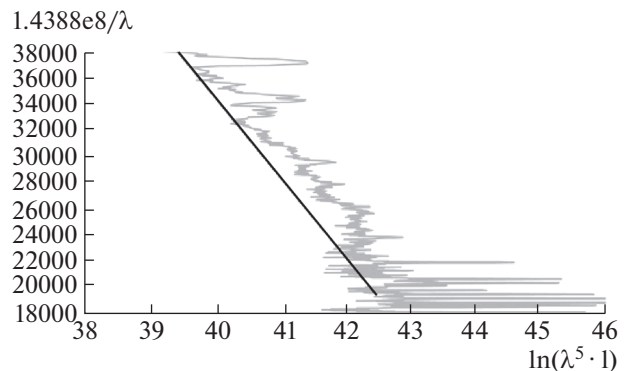


Рис. 8. Оптический спектр излучения разряда при мощности 150 кВт ($\delta_0 = 6 \text{ кВт} \cdot \text{см}^{-2}$, $q = 0.024 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}$), построенный в виновских координатах. Прямая описывается зависимостью $y = -6.088x + 278096$.

Что касается области напряженностей волнового поля, при которых наблюдается мелкоструктурное свечение разряда, то, по-видимому, в этой области достаточно эффектов, рассмотренных в [7].

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В подпороговом микроволновом разряде в аргоне наблюдается два вида структуры свечения: с мелкой и с крупной структурой. Вдоль всей длины разряда от инициатора до входного окна реактора регистрируются оба вида структуры свечения, причем область крупноструктурного свечения соответствует области наибольшей интенсивности излучения на оси пучка и расширяется с ростом импульсной мощности излучения. Для области разряда с мелкоструктурным свечением характерно наличие в спектре отраженного излучения узкой полосы вблизи 250 кГц, что соответствует скорости фронта разряда $\sim 0.5 \times 10^5$ см/с при интенсивностях на оси пучка ~ 3 кВт \cdot см $^{-2}$ и ниже. Для областей разряда крупноструктурного свечения характерны широкие спектры отраженного излучения с обрывом около 350–550 кГц и выше, что соответствует скоростям выше 0.7×10^5 см/с (вплоть до 2.9×10^5 см/с) при интенсивностях на оси пучка вплоть до 7 кВт \cdot см $^{-2}$. Вид крупноструктурного свечения в аргоне аналогичен виду структуры свечения разрядов в молекулярных газах: воздухе и углекислом газе.

Зависимость скорости фронта разряда от интенсивности волнового поля может быть описана степенной зависимостью с показателем степени 1.5–2. При этом величина скорости фронта разряда в 20–30 раз больше, чем в воздухе при одинаковых интенсивностях микроволнового излучения.

Факт существования в разрядах в аргоне свечения с ячеистой структурой позволяет предполагать, что в разрядах в аргоне присутствует ионизационно-перегревная неустойчивость в области несамостоятельного микроволнового разряда в УФ ореоле разряда, аналогично тому, как это имеет место в разрядах в молекулярных газах. При этом существенны процессы ассоциативной ионизации атомов, возбужденных резонансным излучением, приводящие к высоким частотам ионизации.

Таким образом, можно сделать заключение, что как в молекулярных, так и в атомарных газах в подпороговых микроволновых полях при высоких давлениях ($v_{en} > \omega$) реализуется общий механизм распространения разрядов в результате развития в УФ-ореоле разряда ионизационно-перегревной неустойчивости с образованием системы узких (порядка скинслоя и менее) линейных разрядных каналов, излучение которых создает но-

вый УФ-ореол с последующим повторением всего процесса.

Эксперименты по измерению скоростей распространения подпорогового микроволнового разряда в аргоне при атмосферном давлении были выполнены за счет средств проекта РФФ № 17-12-01352/п.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Kossyi I.A., Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Davydov A.M., Kharchev N.K., Kozhevnikova N.A., Sarksyian K.A., Sysoev S.O., Temchin S.M. // 11th Int. Symposium on Non-Thermal/Thermal Plasma Pollution Control Technology & Sustainable Energy, Montegrotto Terme, Italy, 2018. P. 93.
2. 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. // Proc. 10th Int. Workshop "Strong Microwaves and Terahertz Waves: Sources and Applications", Nizhny-Novgorod–Moscow, 2017. P. 99.
3. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Давыдов А.М., Кожевникова Н.А., Кончечков Е.М., Косский И.А., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Сысоев С.О., Темчин С.М., Харчев Н.К. // Физика плазмы. 2019. Т. 45. С. 483. [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 Phys. Rep. 2019. V. 45. P. 523]
4. Bogatov N.A., Brodsky Yu.Ya., Golubev S.V., Zorin V.G. // Proc. XVIII Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Swansea, 1987. Contributed Papers 4. P. 864.
5. Batanov G.M., Gritsinin S.I., Kossyi I.A., Magunov A.N., Silakov V.P., Tarasova N.M. // Plasma Physics and Plasma Electronics / Ed. L.M. Kovrizhnykh. Nova Science Publishers, Comack, 1985. P. 241.
6. Богатов Н.А., Бродский Ю.Я., Голубев С.В., Грицинин С.И., Зорин В.Г., Косский И.А., Тарасова Н.М. // Краткие сообщения по физике ФИАН. 1984. № 9. С. 32.
7. Мнацаканян А.Х., Найдис Г.В. // Физика плазмы. 1990. Т. 16. С. 481.
8. Sidorov A., Razin S., Veselov A., Viktorov M., Vodopyanov A., Luchinin A., Glyavin M. // Proc. 46th EPS Conf. Plasma Physics, Milan, Italy, 2019. O5.302. <http://ocs.ciemat.es/EPS2019PAP/pdf/O5.302.pdf>
9. Аветисов В.Г., Грицинин С.И., Ким А.В., Косский И.А., Костинский А.Ю., Мисакян М.А., Надежденский А.И., Тарасова Н.М., Хуснутдинов А.Н. // Письма в ЖЭТФ. 1990. Т. 51. С. 306.
10. Артемьев К.В., Батанов Г.М., Бережецкая Н.К., Борзосеков В.Д., Коллик Л.В., Кончечков Е.М., Косский И.А., Малахов Д.В., Петров А.Е., Сарксян К.А., Степахин В.Д., Харчев Н.К. // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 107. С. 223.

11. *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. С. 952.
12. *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. 2018. Т. 44. С. 1011. [*Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kolyk L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D., Kharchev N.K.* // Plasma Phys. Rep. 2018. V. 44. P. 1146]
13. *Artem'ev K.V., Batanov G.M., Berezhetskaya N.K., Borzosekov V.D., Davydov A.M., Kharchev N.K., Kolyk L.V., Konchekov E.M., Kossyi I.A., Petrov A.E., Sarksyian K.A., Stepakhin V.D.* // Proc. 46th EPS Conf. Plasma Physics, Milan, Italy, 2019. P4.3017. <http://ocs.ciemat.es/EPS2019PAP/pdf/P4.3017.pdf>
14. *Ким А.В., Фрайман Г.М.* // Физика плазмы. 1983. Т. 9. С. 613.