

## О НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВАХ НИТЕВИДНОГО ВЧ-РАЗРЯДА

*В. Н. Шаляпин, С. И. Тютюнников, И. А. Крячко*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

Представлены результаты исследований динамики формирования плазмы емкостного ВЧ-разряда в инертных газах и в воздухе при атмосферном давлении. Измерения проведены с помощью оригинальной методики определения размеров светящихся объектов с линейчатым спектральным составом излучения. Найдены условия перехода от факельного разряда к нитевидному. Предложена качественная модель формирования нитевидного разряда с учетом его собственного электромагнитного поля.

Results of plasma dynamics formation investigations of capacitive RF discharge in inert gases and in air at atmospheric pressure are represented. Measurements are carried out by means of an original technique of size definition of glow objects with linear spectral structure of radiation. Conditions of transition from flare discharge to the filament discharge are found. The qualitative model of formation of the filament discharge taking into account its own electromagnetic field is offered.

PACS: 52.80.Pi; 52.50.Qt

### ВВЕДЕНИЕ

Широко известны индуктивный, емкостный и факельный ВЧ-разряды, свойствам которых, например, посвящены разделы в монографии [1].

Факельный разряд назван так потому, что его свободное горение на воздухе похоже на факел. При его генерации непрерывное ВЧ-напряжение подают на один потенциальный электрод. Однако если ВЧ модулирована с небольшой (1–10) скважностью, то разряд становится похожим на ветвистый пробой. Поэтому такой тип разряда назван «одноэлектродным», чтобы подчеркнуть способ подачи ВЧ. В такой терминологии факельный разряд является частным случаем одноэлектродного ВЧ-разряда. В более общем смысле одноэлектродный разряд является частным случаем емкостного ВЧ-разряда.

В работах [2, 3] рассматривалась возможность создания атомно-эмиссионного спектрометра на основе одноэлектродного импульсного ВЧ-разряда с частотой 40 МГц, мощностью до 100 Вт, скважностью до  $10^4$ . Было показано, что в потоке аргона в кварцевых трубках диаметром несколько миллиметров разряд становится нитевидным. Длина нити  $\sim 100$  мм, поперечный размер  $\sim 100$  мкм. При этом в трубке внутренним диаметром менее 1 мм удается стабилизировать разряд вдоль оси трубки. Из известных нам работ, например, в [4] указывается на область неустойчивости емкостного разряда в некоторых

интервалах подводимой ВЧ-мощности и потока аргона, при которых он приобретает неустойчивый нитевидный характер. И в работе [5], хоть и проводятся измерения плотности электронов в нитевидной моде, отмечается ее паразитный характер для приложений. Однако в этих работах нет систематических исследований данного типа разряда.

В настоящей работе исследуются некоторые свойства нитевидного ВЧ-разряда, проводится его сравнение с факельным разрядом как в эксперименте, так и в рамках электродинамической и термодинамической моделей [6, 7].

## 1. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследовался емкостный (одноэлектродный) ВЧ-разряд в потоке инертных газов. На рис. 1, *a* показана фотография разряда в потоке аргона. Непрерывное ВЧ-напряжение с частотой  $f_{RF} = 13,56$  МГц и мощностью  $P = 20-150$  Вт подавалось на медный цилиндрический электрод 1 диаметром 1,5 мм. Поток газа до 1,5 л/мин поступал через кварцевую трубку 2 с внутренним диаметром 0,5–2 мм. Способ подачи газа отличается от известных работ.

Обычно рабочий газ подается вдоль электрода [4], который расположен в разрядной кварцевой трубке большого диаметра (внутренний диаметр  $d$  более 10 мм). При этом возникающий нитевидный разряд становится неустойчивым, «бежит» по поверхности трубки. Мы использовали узкие, с диаметром  $d$  до 0,5 мм, трубки для стабилизации разряда. Электрод располагался снаружи торца трубки на расстоянии 2–3 мм, газ подавался перпендикулярно к электроду (рис. 1, *a*). При подаче ВЧ-напряжения на электрод возникал разряд в виде тонкой нити от электрода в сторону, противоположную направлению

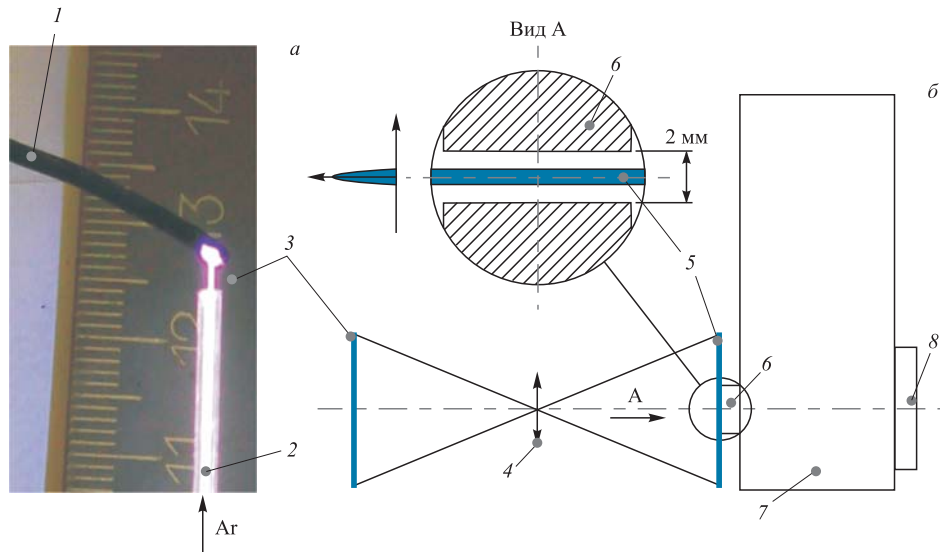


Рис. 1. Фотография разряда и оптическая схема эксперимента: 1 — электрод; 2 — трубка; 3 — разряд; 4 — кварцевый конденсор; 5 — изображение разряда; 6 — входная щель спектрографа; 7 — спектрограф; 8 — детектор

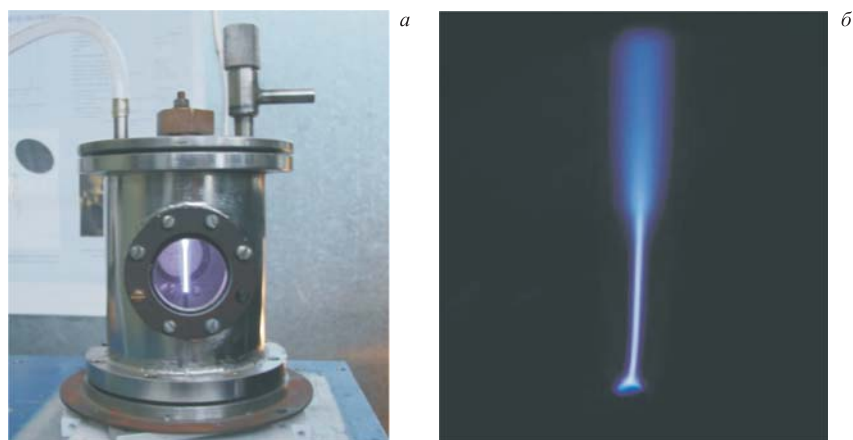


Рис. 2. Разряд в камере: а) общий вид; б) переход разряда из факельного в нитевидный при заполнении камеры аргоном

потока газа. Основным измеряемым параметром являлся диаметр нити  $\alpha$  — *полная ширина на полувысоте распределения интенсивности оптического излучения*. Для уменьшения влияния атмосферного воздуха и искажений стенки трубки на размер  $\alpha$  изучался участок разряда на срезе трубки.

Для сравнения в стационарном состоянии проводились измерения для свободно горящего разряда в воздухе и в смеси воздуха с техническим аргоном с чистотой 99,987% в цилиндрической камере из нержавеющей стали диаметром 80 мм и высотой 100 мм (рис. 2).

Корректное измерение профиля светящейся нитевидной области разряда представляет собой нетривиальную задачу. Во-первых, диаметр нити очень мал, до 100 мкм; во-вторых, в силу нестабильности положения нити по диаметру разрядной трубки механические средства сканирования не подходят; в-третьих, в силу сложного спектрального состава излучения вследствие многокомпонентности состава разрядной плазмы необходимо спектральное разрешение, чтобы исключить наложения линий атомов, ионов и полос молекул.

Была предложена следующая методика. Обычно спектральные приборы используются с минимальными входными щелями 15–50 мкм для получения спектров источника излучения с максимальным разрешением по длинам волн. В случае линейчатого спектра в плоскости детектора мы будем иметь ряд линий — изображений входной щели. Ширина этих линий определяется спектральным разрешением прибора (если нет уширения линий). При этом задача проектирования на щель света от источника сводится к созданию равномерной освещенности на плоскости щели и согласованию угловой апертуры спектрографа и источника. Обычно при этом не заботятся о создании изображения источника на щели. Однако если изображение источника спроектировать на щель монохроматора параллельно нолам щели и максимально ее открыть ( $\sim 2$  мм), то сам источник будет щелью (если его размер меньше размера щели) и в плоскости детектора излучения мы будем иметь набор монохроматических изображений самого источника излучения.

На рис. 1, б представлена оптическая схема эксперимента. Изображение 5 свечения разряда 3 проектировалось с помощью кварцевого конденсора 4 на входную щель 6

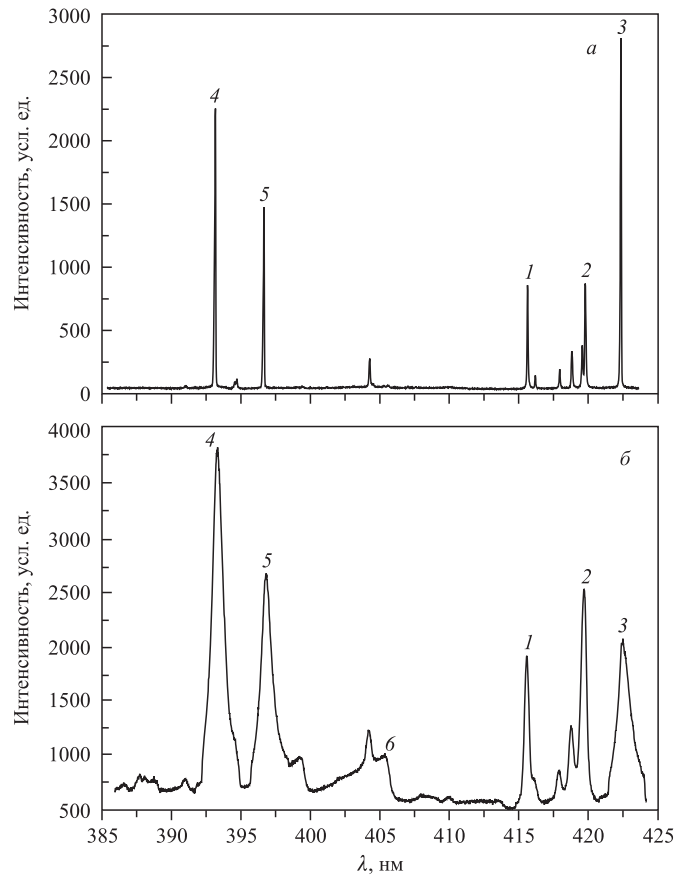


Рис. 3. Пики: 1, 2 — излучение атомов Ag I; 3 — Ca I; 4, 5 — Ca II; 6 — полоса N<sub>2</sub>

спектрографа 7. Использовался спектрограф S3804 фирмы SOLAR ТП [8] с рабочим диапазоном длин волн 200–770 нм и разрешением 0,05 нм (2,5 пикселя). В спектрографе применялся линейный ПЗС-детектор фирмы HAMAMATSU с числом пикселей 2048 и шириной 14 мкм.

На рис. 3 показан типичный спектр излучения разряда в диапазоне длин волн 385–425 нм при ширине входной щели 25 мкм (рис. а) и 2 мм (рис. б).

Если рис. 3, а дает информацию о спектральном составе излучения и атомно-ионном составе плазмы, то рис. 3, б — о размере источника излучения для каждого компонента плазмы. При этом размер источника с учетом увеличения оптики должен быть меньше размеров щели, точность же определяется разрешением конденсора и спектрографа.

## 2. СРАВНЕНИЕ НИТЕВИДНОГО РАЗРЯДА С ЯВЛЕНИЕМ КОНТРАКЦИИ И ОЦЕНКА ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ РАЗРЯДА

В физике газового разряда хорошо известно явление контракции положительного столба [9, 10]. Суть этого явления состоит в том, что при повышении тока в газовом тлеющем разряде в атмосфере инертных газов происходит скачкообразный переход

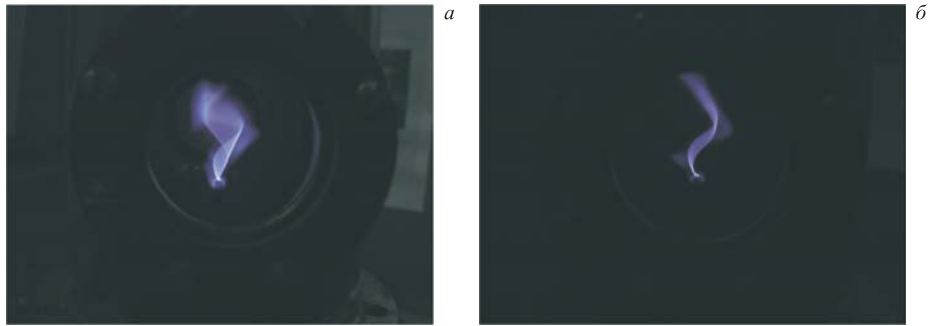


Рис. 4. Фотографии разряда в камере: а) экспозиция 1/30 с; б) экспозиция 1/80 с

из диффузионного режима горения, когда светится весь объем положительного столба, в контрагированное состояние, в котором радиальное распределение концентрации электронов и свечения сжато в узкой приосевой области. В теории газового разряда этот эффект объясняется тем, что с ростом тока разряда растет температурная неоднородность от оси к стенкам разрядной трубки, что приводит к нелинейному росту плотности электронов на оси с одной стороны, а с другой — механизм гибели электронов на стенке трубки сменяется объемной рекомбинацией. По сути это тепловой механизм контракции. Характерное время тепловых процессов при атмосферном давлении  $10^{-2}$ – $10^{-1}$  с.

В наших экспериментах с камерой, заполненной аргоном, было обнаружено, что нить разряда вращается как целое вокруг оси электрода, нижний конец закреплен на электроде, а верхний описывает окружность диаметром  $\sim 1,5$  см (рис. 4).

Были проведены измерения частот колебаний с помощью фотоэлектронного умножителя ФЭУ-100 с кварцевым световодом. Приемная часть световода со щелью шириной 200 мкм и высотой 4 мм устанавливалась на кварцевое окно разрядной камеры вертикально вдоль оси ВЧ-электрода. Были обнаружены модуляции сигнала (рис. 5) на частотах  $f_1 = (15,7 \pm 0,5)$  Гц и  $f_2 = (114,3 \pm 3)$  кГц. Эти частоты не зависят от величины ВЧ-мощности  $P$ . Лишь при  $P \approx 80$  Вт, когда разряд удлинялся и замыкался на верхний фланец камеры, происходила стабилизация колебаний.

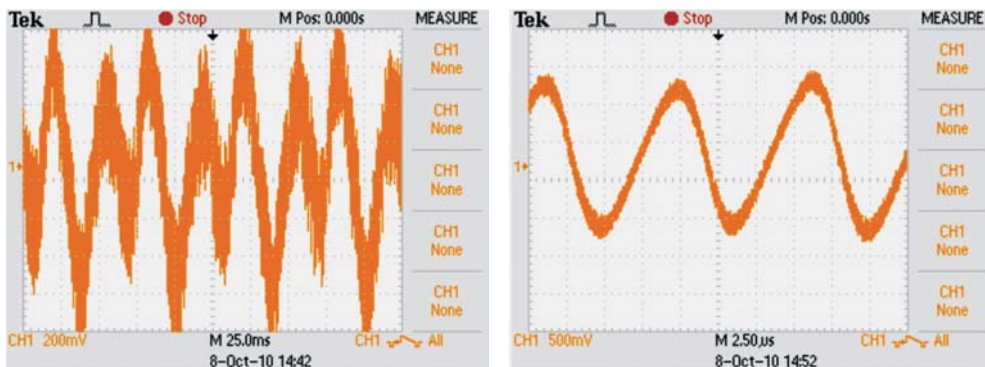


Рис. 5. Осциллограммы сигнала с ФЭУ

Силловые линии электрического ВЧ-поля замыкаются на боковые стенки и верхний фланец камеры. Поэтому при  $P < 80$  Вт длина разрядной нити недостаточна для замыкания на верхний фланец камеры, нить изгибается вдоль силовых линий электрического поля и стремится замкнуться на боковые цилиндрические стенки. Такое состояние является неустойчивым. При взаимодействии тока разряда с магнитным полем ВЧ-волны возникает сила  $F_c$ , которая стремится вернуть нить к центру камеры. Горизонтальная составляющая  $F_c$  является центростремительной силой, и она ответственна за вращение нити разряда вокруг электрода с частотой  $f_1 = (15,7 \pm 0,5)$  Гц. Вертикальная составляющая  $F_c$ , по-видимому, ответственна за быструю моду колебаний с частотой  $f_2 = (114,3 \pm 3)$  кГц.

С одной стороны, движение нити разряда как целое означает, что установление стабильного состояния происходит за время  $t \ll \alpha/v_v \sim 10^{-4}$  с ( $v_v$  — линейная скорость вращения нити), что гораздо меньше времени тепловых процессов. С другой стороны, возникновение и поддержание в устойчивом состоянии таких колебаний свидетельствует о влиянии собственных электромагнитных полей нитевидного разряда на его динамику. Отсюда — возникновение гипотезы о влиянии этих полей на процесс образования самой нитевидной формы разряда.

Энергию от ВЧ-поля воспринимают электроны плазмы. Введем понятия продольной энергии  $W_{e\parallel}$  электронов вдоль направления электрического поля и соответствующей ей скорости электронов  $v_e$ . Теперь определим то, что мы видим в эксперименте визуально и аппаратно. Тот размер, который мы измеряем спектрометром, есть результат высвечивания возбужденных уровней атомов Ar. Потенциал возбуждения этих уровней  $I_e$  более 13 эВ. Так как сечение возбуждения является пороговой величиной по энергии, будем считать (в первом приближении), что мы видим электроны с энергией более 10 эВ. Будем предполагать, что скорость этих электронов направлена вдоль поля с небольшим угловым разбросом, определяемым поперечной энергией  $W_{e\perp}$ , т. е. аргоновая плазма, в отличие от воздушной, является существенно неравновесной:  $W_{e\perp} \ll W_{e\parallel}$ .

Это подтверждается результатами измерений колебательной  $T_v$  и вращательной температур  $T_r$  в разряде:  $T_v = T_r \approx 0,3$  эВ в воздухе и  $T_v \approx 0,3$  эВ  $>$   $T_r \approx 0,15$  эВ в аргоне

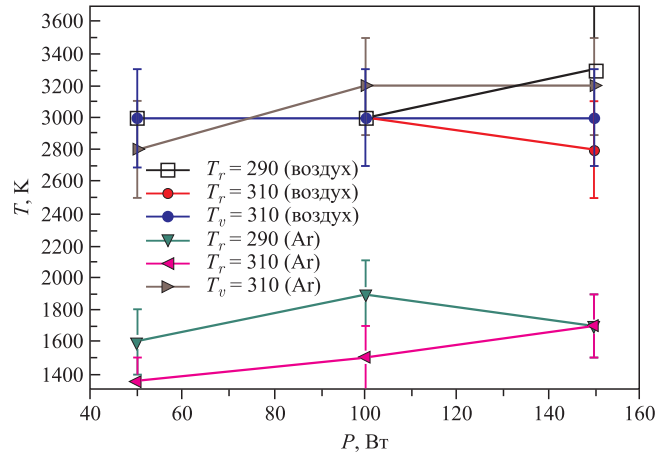


Рис. 6. Зависимость колебательной  $T_v$  и вращательной  $T_r$  температур от ВЧ-мощности  $P$

(рис. 6). Эти температуры измерялись по эмиссионным пикам молекул ОН на длинах волн 290 и 310 нм по методике работ [11, 12].

В воздухе основную долю потерь энергии электронов составляют неупругие потери на возбуждение колебательно-вращательных уровней молекул азота, кислорода и воды, на их диссоциацию и ионизацию. Равенство  $T_v = T_r$  означает, что плазма находится в состоянии, близком к равновесному, и  $T_n = T_v = T_r$ . Этот факт является следствием многочисленности каналов и больших скоростей процессов утилизации энергии электронов при атмосферном давлении в воздухе. При этом электронная температура  $T_e$  в 2–3 раза превышает температуру газа  $T_n$  [6]. Ясно, что в этом случае продольная и поперечная энергии электронов различаются незначительно.

В аргоновой плазме молекулы воды являются небольшой добавкой для измерения температур (термометр). Вращательная температура, а значит, и температура газа, ниже в два раза по сравнению с воздушной плазмой. Это означает, что потери энергии электронов в этом случае значительно ниже. Этот факт является следствием того, что в чистом аргоне есть только один канал для потерь энергии электронов ( $< 10$  эВ) — упругое рассеяние на атомах, которое и приводит к нагреву газа. К тому же сечение рассеяния низкоэнергетичных ( $\sim 1$  эВ) электронов для инертных газов очень мало (эффект Рамзауэра), поэтому начальный набор энергии происходит практически без потерь. В силу большой частоты упругих столкновений электронов с атомами  $\nu_e \approx 10^{11-12}$  с $^{-1}$  и малой доли передачи энергии за одно столкновение  $\sim 2m_e/M$  будем считать  $T_n \approx W_{e\perp}$  (в энергетических единицах), т. е. плазма находится в тепловом равновесии в направлении, перпендикулярном  $\mathbf{E}$ . Так как  $T_r < 2000$  К, а газокинетическая температура газа  $T_n$  не выше  $T_r$ , то  $W_{e\perp} \approx 0,2$  эВ.

Таким образом, будем считать для аргоновой плазмы нитевидного ВЧ-разряда  $W_{e\perp} \approx 0,2$  эВ и  $W_{e\parallel} \approx 10$  эВ. Это означает, в частности, что электронная компонента плазмы совершает направленное вдоль электрического поля волны токовое движение с частотой ВЧ-поля. При этом максимальная интенсивность возбуждения атомов происходит в интервалы времени порядка  $10^{-8}$  с вблизи максимума поля ВЧ-волны. В результате мы видим усредненную картину по импульсам излучения, формирование которой определяют электроны с указанными выше параметрами.

Оценим возможность влияния собственного магнитного поля такого тока на формирование нитевидного разряда.

Следуя работам по управляемому термоядерному синтезу о равенстве давления собственного магнитного поля токового шнура и газокинетического давления плазмы [13], запишем уравнение

$$\frac{B^2}{8\pi} = k(n_e T_e + n_i T_i), \quad (1)$$

где  $B$  — собственное магнитное поле нити разряда.

Из (1) в частном случае квазинейтральной и равновесной плазмы  $n_e = n_i = n$  и  $T_e = T_i = T$  получаем соотношение Беннета

$$\frac{B^2}{8\pi} = 2knT. \quad (2)$$

Подставляя в (2)  $B = 2J/c\alpha$ , где  $J = en_{eE} v_{eE} S$  — ток разряда, соответствующий вышеуказанному значению энергии электрона вдоль электрического поля ВЧ-волны

$W_{e\parallel} = (1/2)mv_{eE}^2$ ,  $S = \pi\alpha^2$ ,  $c$  — скорость света,  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона, и полагая  $kT = W_{e\perp}$ , получим

$$n_e\alpha^2 = 2(\pi r_0)^{-1} \frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}, \quad (3)$$

где  $r_0 = e^2/mc^2 = 2,82 \cdot 10^{-13}$  см — классический радиус электрона.

Для нашего случая  $W_{e\perp} \approx 0,2$  эВ;  $W_{e\parallel} \approx 10$  эВ:  $n_e\alpha^2 \approx 4 \cdot 10^{10}$  см<sup>-1</sup>,  $\alpha = 2 \cdot 10^5 / (n_e)^{1/2}$  см ( $n_e$  в см<sup>-3</sup>). Для  $n_e = 4 \cdot 10^{14}$  см<sup>-3</sup> равновесный размер  $\alpha = 100$  мкм, что в первом приближении соответствует эксперименту.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТЫ ПО ПРОВЕРКЕ ПРЕДЛОЖЕННОЙ МОДЕЛИ

1. Из формулы (3), в частности, следует, что при постоянной плотности  $n_e$

$$\alpha \sim 1/\sqrt{W_{e\parallel}}. \quad (4)$$

Мы считаем  $W_{e\parallel} \approx I_e$  атомов аргона для случая чисто аргоновой плазмы. Если теперь под  $I_e$  понимать потенциал возбуждения радиационных переходов различных атомов, вводимых в разряд, спектральные линии излучения которых мы наблюдаем в спектрах (рис. 3, а), то в соответствии с (4) размер  $\alpha$  должен расти для линий с уменьшающимся  $I_e$ . Это видно уже из рис. 3, б, где линии Са значительно шире линий Аг.

Были проведены измерения зависимости размера  $\alpha$  от типа атомов, присутствующих в разряде. Элементы с концентрацией 10–100 мкг/л вводились в разряд по известной методике [3] из водных растворов с помощью ультразвукового распылителя АЛБЕДО. ВЧ-мощность 70 Вт, расход аргона  $R = 0,4$  л/мин (ротаметр РМ-А-0,063 ГУЗ). Параметры разряда (интенсивность и ширина линий аргона) не изменялись при введении жидкости. При этом, если раствор содержал атомы Са, то визуально это выглядело как переход от нитевидного разряда к факельному. На самом деле интенсивность излучения атомов Са превышала интенсивность излучения атомов Аг, а разряд по своей сути не изменялся.

Типы элементов, длины волн излучения  $\lambda$ , потенциалы возбуждения линий  $E_e$  и размеры  $\alpha$  указаны в таблице.

Параметр	Элемент									
	К	Na	Са I	Са II	Са II	Сu	Сu	H $_{\alpha}$	Ar 1	Ar 2
$\lambda$ , нм	766,5	589,0	422,7	396,9	393,4	324,8	515,3	656,3	696,5	415,9
$E_e$ , эВ	1,61	2,11	2,93	3,12	3,15	3,82	6,19	12,09	13,32	14,53
$\alpha$ , мкм	350	280	210	186	182	175	147	117	108	98

Из рис. 7 следует хорошее согласие эксперимента с нашей моделью.

Таким образом, по нашей модели электроны в плазме ВЧ-разряда распределены как бы вложенными цилиндрами: самые энергичные  $E_e \approx 14$  эВ находятся вдоль оси с минимальным диаметром  $\alpha \approx 100$  мкм, а с «минимально видимой» энергией  $E_e \approx 1,5$  эВ соответственно  $\alpha \approx 350$  мкм. Можно утверждать, что электроны с более низкой энергией



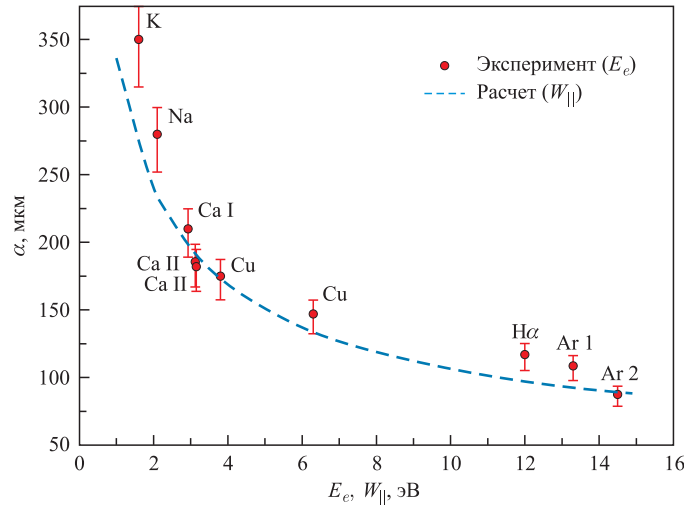


Рис. 7. Зависимость размера  $\alpha$  от потенциала возбуждения различных элементов

имеют еще более широкое распределение, но мы их не видим. По нашей модели вводимые в разряд атомы являются своеобразным «проявителем» энергетической структуры электронов плазмы.

2. В экспериментах было обнаружено, что размер  $\alpha_{Ar 2}$  зависит от потока аргона и от концентрации паров воды в нем  $C$  (рис. 8). Чтобы получить малые линейные скорости газа  $v \approx 0,5$  м/с ( $R = 0,1$  л/мин) и чтобы положение разряда было более-менее стабильно, разрядная трубка выбиралась с внутренним диаметром  $d = 2$  мм. Изменения концентрации производились размещением различного количества капелек дистиллированной воды в транспортной магистрали аргона. Это соответствует реальному накоплению воды в ма-

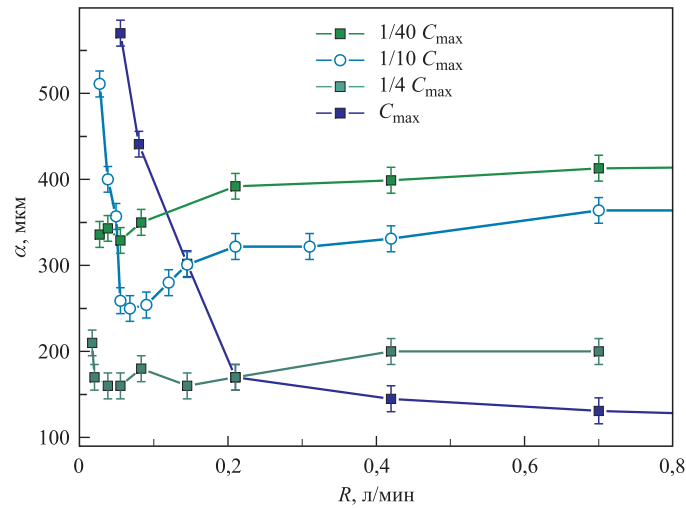


Рис. 8. Зависимость размера  $\alpha$  от расхода аргона

гистральных при измерениях концентрации примесей в жидкости. Монитором количества паров воды служили эмиссионные пики молекул ОН на длинах волн 290 и 310 нм.

При переходе к более узкой трубке  $d \approx 1$  мм скорость газа увеличивается в четыре раза при том же потоке. В случае концентрации воды, близкой к  $C_{\max}$ ,  $n_e$  увеличивается настолько, что возможны измерения по ширине линий  $H_\beta$  [14]:

$$n_e = 3,8 \cdot 10^{14} \Delta\lambda_s^{3/2} \text{ см}^{-3}, \quad (5)$$

где  $\Delta\lambda_s$  — полная ширина линии  $H_\beta$  на полувысоте пика в  $\text{\AA}$ .

На рис. 9 показана зависимость  $\alpha(n_e)$ , которая является по существу продолжением зависимости рис. 8 для  $C_{\max}$ .

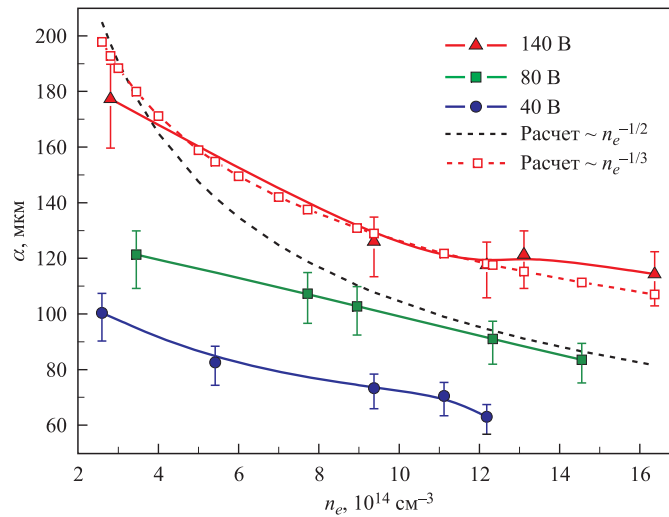


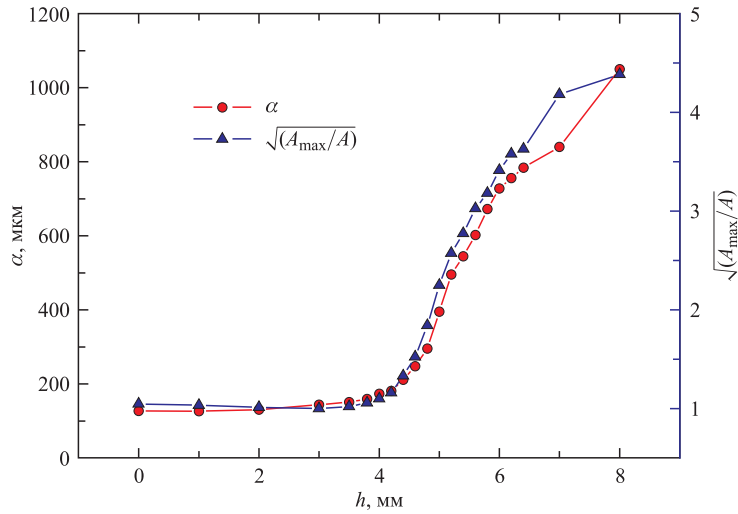
Рис. 9. Зависимость размера  $\alpha$  от плотности электронов  $n_e$

Концентрация  $\text{H}_2\text{O}$  не меняется, температура газа с увеличением потока падает, а плотность  $n_e$  растет как  $n_e \sim \alpha^{-3}$ .

С увеличением скорости потока газа происходит снижение температуры газа и  $W_{e\perp}$ , что и приводит к контракции с помощью магнитного сжатия собственным полем разряда.

Также на рис. 9 в точке  $11-12 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  виден излом, который в эксперименте проявляется как нестабильность разряда по положению в капилляре и увеличению его диаметра. По-видимому, это развитие тех же колебаний, которые мы видели в камере. При дальнейшем увеличении потока газа устойчивость восстанавливается.

3. В экспериментах также исследовалась переходная область от нитевидного разряда к диффузионному (рис. 2, б). В воздухе разряд существует только в диффузионной форме. По мере заполнения камеры аргоном происходит сжатие разряда, сначала вблизи электрода. Затем, по мере увеличения концентрации аргона, сжатая область увеличивается в длину по вертикали и превращается в нить. Координата переходной области также смещается вверх при увеличении ВЧ-мощности.

Рис. 10. Зависимость размера  $\alpha$  от высоты над электродом в камере

На рис.10 показана зависимость размера канала  $\alpha$  от высоты  $h$  над электродом вдоль канала разряда. Также на этом рисунке показана зависимость  $(A_{\max}/A(h))^{1/2}$ , где  $A(h)$  — амплитуда сигнала с детектора при измерении диаметра разряда на линии аргона 696,5 нм;  $A_{\max}$  — максимальное значение величины  $A$  при  $h = 2$  мм

$$A(h) \sim n_e(h) S_{\text{px}} \alpha(h) \rightarrow \left( \frac{A_{\max}}{A(h)} \right)^{1/2} \sim (n_e(h) \alpha(h))^{-1/2},$$

где  $S_{\text{px}}$  — площадь пикселя детектора.

Поскольку зависимости  $\alpha(h)$  и  $(A_{\max}/A(h))^{1/2}$  практически совпадают, отсюда следует

$$\alpha(h) \sim (n_e(h) \alpha(h))^{-1/2} \rightarrow n_e(h) \sim \alpha^{-3} \rightarrow \alpha \sim (n_e(h))^{-1/3}.$$

Таким образом, плотность электронов  $n_{\text{ed}}$  в конечной факельной стадии разряда почти на три порядка ниже, чем в нитевидной фазе разряда  $n_{\text{ef}}$ . Если экспериментально измеренная плотность  $n_{\text{ef}}$  составляет  $10^{14}$ – $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, то  $n_{\text{ed}} \approx 10^{11}$ – $10^{12}$  см<sup>-3</sup>.

#### 4. СРАВНЕНИЕ НИТЕВИДНОГО РАЗРЯДА С ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЙ МОДЕЛЬЮ ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

В работе [6] дано электродинамическое описание ВЧ факельного разряда. Свободно горящий в воздухе разряд имеет четко выраженную структуру из тонкого (диаметром  $\sim 1$  мм) канала, в котором происходит выделение электромагнитной энергии в виде омических потерь и тепловой оболочки, при этом диаметр канала на порядок меньше диаметра его оболочки, а длина его много больше его поперечных размеров. В рамках электродинамической модели были объяснены свойства разряда. Факельный разряд представляет собой столб плазмы с низкой электропроводностью (плотность электронов

$n_e < 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ), вдоль которого распространяется плоская неоднородная поперечно-магнитная волна. В этих предположениях была найдена зависимость между величиной  $h$ , которая определяет затухание поля на длине канала ( $(\text{Im } h)^{-1}$  — расстояние, на котором амплитуда поля падает в  $e$  раз) и радиусом канала  $a$  (электропроводящий стержень диаметром  $2a$ ):

$$\text{Im } h = \sqrt{\frac{\omega \nu}{5}} \frac{1}{\omega_{Le} a}, \quad (6)$$

где  $\omega_{Le} = \sqrt{\frac{4\pi e^2 n_e}{m}}$  — ленгмюровская частота электронов;  $\omega$  — частота ВЧ-поля;  $\nu$  — частота столкновений электронов с нейтралами;  $e, m$  — заряд и масса электрона.

В [7] проводились измерения видимой длины разряда  $\ell$  и радиуса канала  $a$  факельного разряда в воздухе фотографическим методом. Очевидно, что величина  $h$  тесно связана с длиной  $\ell$ , а именно  $(\text{Im } h)^{-1} \sim \ell$ .

С использованием экспериментальных данных [7] в [6] были получены линейные зависимости длины канала  $\ell \sim k_1 a$  (при постоянной частоте  $\omega$ ) при изменении мощности и  $\ell \sim k_2 / \sqrt{\omega}$  (при постоянной ВЧ-мощности  $P$ ). Это свидетельствует, в частности, о том, что в соответствии с формулой (6) плотность электронов  $n_e$  не изменялась в эксперименте.

С целью сравнения с результатами [6] в наших экспериментах исследовалась зависимость длины разряда  $\ell$  от его диаметра  $\alpha = 2a$ . Напомним, что при горении в камере разряд имеет две четко выраженные фазы: факельную и нитевидную (рис. 2, б), что зависит от соотношения концентрации воздуха и аргона, а также подводимой ВЧ-мощности.

На рис. 11 представлены измеренные зависимости. Длина и диаметр изменялись, как и в работах [6, 7], за счет варьирования ВЧ-мощности  $P$  генератора в диапазоне 20–150 Вт. Как уже отмечалось выше, в экспериментах с камерой было обнаружено, что нить разряда вращается как целое вокруг оси электрода, нижний конец закреплен на электроде, а верхний описывает окружность диаметром  $\sim 1,5$  см. При этом корректное измерение

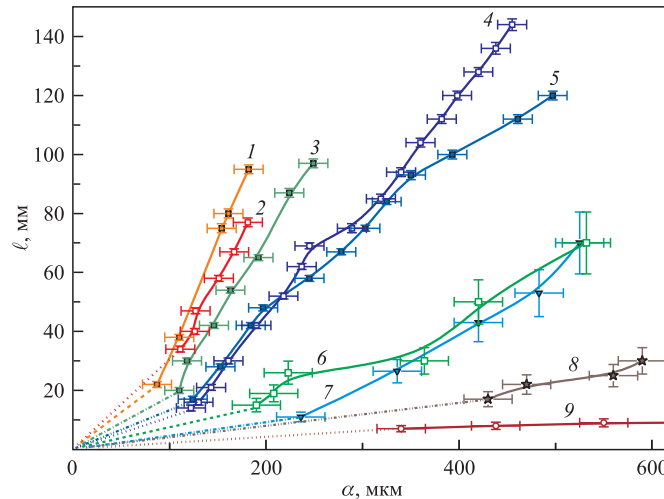


Рис. 11. Зависимость длины разряда  $\ell$  от его диаметра  $\alpha$  в кварцевой трубке (1–5) и в камере (6–9)

зависимостей  $\ell(\alpha)$  в камере, где  $\ell$  — длина нитевидного разряда, сильно затруднено вследствие возбуждения вращательных колебаний разряда. Для стабилизации колебаний в верхний фланец вдоль оси камеры вставлялся выдвигающийся медный стержень.

Зависимости 1–5 измерены в кварцевой трубке с внутренним диаметром 2 мм при разной концентрации  $C_i$  паров воды  $\text{H}_2\text{O}$  ( $C_1 < C_2 < C_3 < C_4 < C_5$ ) в потоке Ar с расходом 0,4 л/мин. Изменения концентрации производились размещением различного количества капелек дистиллированной воды в транспортной магистрали аргона. Это соответствует реальному накоплению воды в магистралях при измерениях концентрации примесей в жидкости. При этом 1 — чистый Ar без воды, 5 — максимальное количество паров воды, больше которого разряд не горит. Монитором количества паров воды служили эмиссионные пики молекул  $\text{H}_2\text{O}$  на длинах волн 290 и 310 нм. Диаметр канала измерялся по наиболее интенсивным линиям в видимом диапазоне на длине волны  $\lambda_1 = 415,86$  нм (рис. 2, б) и в ближнем инфракрасном (ИК) на длинах волн  $\lambda_2 = 696,54$  нм и  $\lambda_3 = 706,72$  нм. ИК-диапазон свободен от каких-либо спектральных наложений.

Зависимости 6–9 получены в камере при изменении концентрации аргона с помощью продува.

Кривая 9 (воздух, разряд имеет классическую форму факельного разряда с каналом и оболочкой) в пределах ошибки измерений находится в согласии с [6]. Отметим, что при измерениях на воздухе диаметр  $\alpha$  — это ширина распределения канала разряда в 0 (нулевом) порядке дифракции спектрометра (суммарное излучение по всем длинам волн). Спектральное разрешение на воздухе получить невозможно в силу спектральных наложений широких эмиссионных полос молекул азота  $\text{N}_2$ .

Кривая 8 — разряд в смеси аргона и воздуха, имеет диффузионную форму факельного разряда, в эмиссионном спектре явно выражены линии аргона на фоне полос  $\text{N}_2$  (пик б, рис. 3, б).

Кривая 7 — увеличение концентрации аргона, разряд переходит в контрагированное состояние. Он становится похожим на нитевидный разряд в потоке аргона.

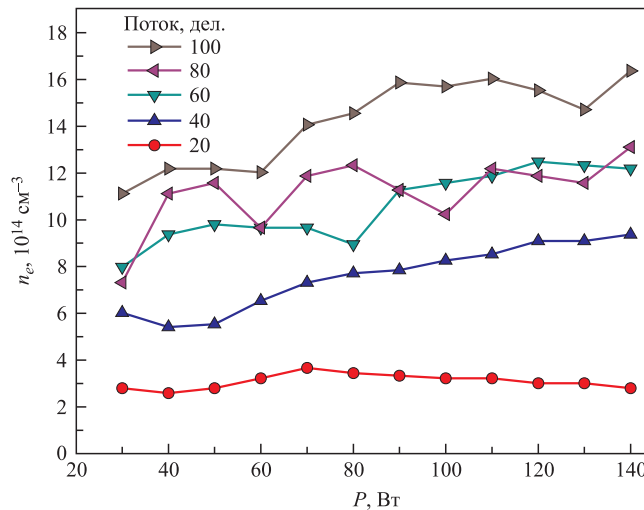


Рис. 12. Зависимость плотности электронов  $n_e$  от ВЧ-мощности  $P$

Кривая б — дальнейшее увеличение концентрации аргона.

При увеличении концентрации аргона зависимости в камере приближаются к зависимостям для кварцевой трубки 4, 5.

В отличие от [6] все зависимости (кроме 8, 9) носят нелинейный характер, а именно,  $\ell \sim k_1 a^2$ . Из формулы (3) следует, что  $\ell \sim (n_e)^{1/2} a$ .

Таким образом, согласно электродинамической модели должен быть рост  $n_e \sim a^2$  при увеличении ВЧ-мощности  $P$ .

Однако, как видно из рис. 12, плотность электронов меняется не сильно при изменении ВЧ-мощности. Так что изменением плотности электронов рис. 11 не объяснить.

Мы считаем, что эти зависимости указывают на наличие силы, приводящей к дополнительному сжатию по сравнению с линейной зависимостью  $\ell \sim k_1 a$  [6].

### 5. ЭКСПЕРИМЕНТ С РАЗЛИЧНЫМИ ГАЗАМИ

Проводились также измерения длины нити разряда  $\ell$  и размера  $\alpha$  в потоке гелия He и криптона Kr (рис. 13, 14).

Для He не удалось поднять ВЧ-мощность более 80 Вт, так как происходил сильный разогрев кварцевой трубки. Для Kr при ВЧ-мощности более 100 Вт разряд становился длиннее трубки.

Если считать, что длина разряда определяется условием, когда электрическое поле от электрода  $E_c$  падает настолько, что на длине свободного пробега  $l_e$  электрон не набирает энергии для ионизации  $I$ , то

$$E_c l_e = I \rightarrow (U/\ell) l_e = I,$$

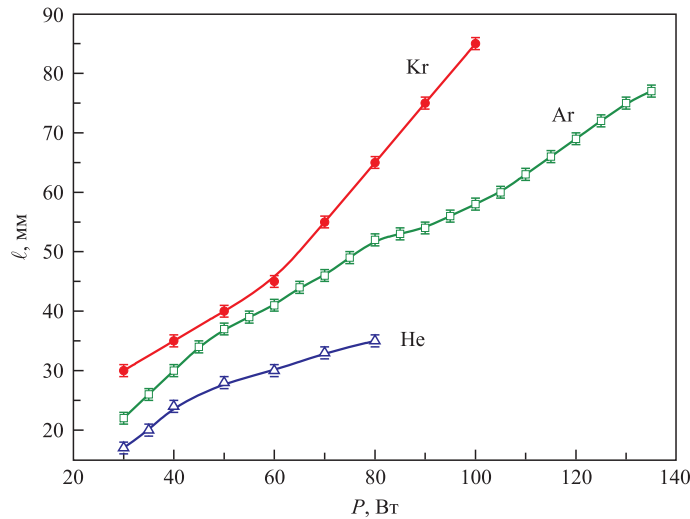


Рис. 13. Зависимость длины разряда  $\ell$  от ВЧ-мощности  $P$  для различных газов

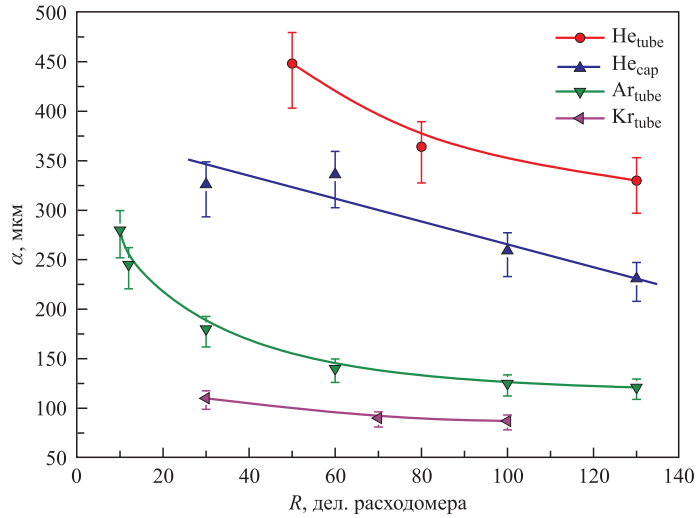


Рис. 14. Зависимость размера  $\alpha$  от расхода различных газов. Нижний индекс «tube» означает кварцевую трубку с внутренним диаметром 2 мм, индекс «сар» — кварцевый капилляр с внутренним диаметром 0,7 мм

где  $U$  — потенциал электрода. Считая  $l_e = (\sigma n)^{-1}$ , где  $\sigma$  — интегральное эффективное сечение рассеяния,  $n$  — концентрация газа, получим

$$\left(\frac{\ell_1}{\ell_2}\right) \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right) = \frac{I_1}{I_2}, \quad (7)$$

где индексы 1, 2 относятся к типу инертного газа.

Формула (7) дает хорошее согласие с экспериментом в линейной части графика рис. 13 ( $\approx$  до 50 Вт) с учетом значения сечений и потенциалов ионизации.

## 6. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

1. Если происходит изменение параметров формирования разряда, то формула (4) дает новые величины равновесных значений размера  $\alpha$  и плотности  $n_e$ , соответствующие стационарному состоянию по завершении изменений. Перепишем (4) в виде

$$N_{el} = 2r_0^{-1} \frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}, \quad (8)$$

где  $N_{el} = n_e \pi \alpha^2$  — линейная плотность электронов.

Например, при увеличении скорости потока газа происходит его охлаждение и уменьшение соотношения поперечной и продольной энергии электронов до некоторой величины  $(W_{e\perp}/W_{e\parallel})_1$ . Линейная плотность  $N_{el}$  в соответствии с (8) на этом этапе уменьшается. При этом происходит перестройка распределения электронов по энергии и соответствующая ей перестройка в пространстве. Охлаждающиеся электроны прижимаются к оси разряда, при этом происходит увеличение магнитного поля, захват более

энергичных электронов с большим соотношением  $\left(\frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}\right)_2 > \left(\frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}\right)_1$ , дальнейшее увеличение поля и т.д. до тех пор, пока не установится новое стационарное состояние (индекс «st»)

$$n_{e\text{ st}} \alpha_{\text{st}}^2 = 2(\pi r_0)^{-1} \left(\frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}\right)_{\text{st}} + \Delta N_{\text{el}}, \quad (9)$$

где  $\Delta N_{\text{el}}$  — увеличение линейной плотности за счет перераспределения электронов по энергии.

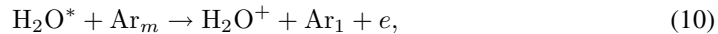
Это подтверждается в эксперименте: мы наблюдаем (рис. 8, 9), что при постоянной концентрации  $\text{H}_2\text{O}$  с возрастанием скорости потока газа плотность  $n_e$  растет как  $n_e(R) \sim \alpha^{-3}$ , т.е. фактор  $\left(2(\pi r_0)^{-1} \frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}} + \Delta N_{\text{el}}\right) \sim \alpha^{-1}$ , несмотря на уменьшение  $\frac{W_{e\perp}}{W_{e\parallel}}$ .

Анализ спектрограмм для зависимости размера  $\alpha$  от потока в области  $R < 0,2$  л/мин при максимальной концентрации  $\text{H}_2\text{O}$  (рис. 8) показывает, что также  $n_e(R) \sim \alpha^{-3}$ . Так как размер  $\alpha$  уменьшается существенно (при небольшом изменении потока газа), то плотность  $n_e$  увеличивается на два порядка, как и в случае перехода от факельного разряда к нитевидному в камере (рис. 10), где получена зависимость  $n_e(h) \sim \alpha^{-3}$ . По существу, это одно и то же явление, обусловленное изменением соотношения концентраций аргона и молекулярных составляющих воздуха. При движении по направлению к электроду, как и при увеличении потока, концентрация аргона растет, а  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  падает. Это приводит к уменьшению неупругих потерь энергии электронов, увеличению средней энергии электронов  $\langle W_{e\parallel} \rangle$  вдоль электрического поля и уменьшению  $W_{e\perp}$ . При этом происходит не только перераспределение электронов по энергии, как в предыдущем случае, но и рост их количества за счет ионизации при увеличении средней энергии. Поэтому мы и видим столь резкое изменение плотности и размера в эксперименте.

Подчеркнем, что в наших экспериментах мы ведем наблюдение в основном по линиям аргона с потенциалом возбуждения более 13 эВ. Одновременное изучение поведения электронов с более низкими энергиями по линиям вводимых в разряд соответствующих элементов представляет сложную методическую задачу.

2. Рассмотрим более подробно процессы возбуждения и ионизации в плазме ВЧ-разряда. Как уже отмечалось, в плазме чистого аргона есть только один канал для диссипации энергии электронов — упругие соударения с атомами. Неупругие потери начинаются с энергии  $W_e \approx 11$  эВ. После возбуждения образуются метастабильные состояния атомов  $\text{Ar}_m$  (уровни  $1s_5$  и  $1s_3$  с энергией возбуждения 11,55 и 11,72 эВ), с которых в дипольном приближении запрещен радиационный переход в основное состояние  $\text{Ar}_1 \ ^1S_0$ . Время жизни таких состояний в плазме ИСП может составлять несколько микросекунд [15], что приводит к их накоплению. При достаточной концентрации метастабильных атомов возникает конкурирующий процесс возбуждения этих метастабильных состояний электронами с энергией 2–3 эВ до уровней с  $I_e > 13$  эВ, с которых разрешен радиационный переход. В этом случае мы начинаем «видеть» низкоэнергетичные электроны.

Если же в разрядной плазме присутствуют молекулярные добавки, например, молекул воды  $\text{H}_2\text{O}$ , то возбуждение метастабильных атомов может сниматься за счет пеннинговской ионизации (ПИ):

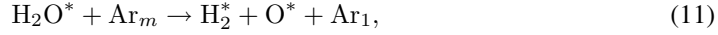


где  $\text{H}_2\text{O}^*$ ,  $\text{H}_2\text{O}^+$  — молекула воды в возбужденном и ионизованном состоянии.



Потенциал ионизации молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  12,6 эВ, так что эта реакция может идти с небольших колебательно-вращательных возбуждений  $\text{H}_2\text{O}^* > 1$  эВ.

Возможны также реакции диссоциации  $\text{H}_2\text{O}^*$  с энергией  $\approx 5$  эВ:



с последующей ионизацией возбужденных продуктов реакций и т. д.

Таким образом, основные наблюдаемые линии излучения  $\text{Ar}$  в наших экспериментах 415,9 и 696,5 нм могут быть результатом двух процессов.

1. Накопление метастабильных состояний с последующим довозбуждением электронами с энергией 2–3 эВ и радиационной релаксацией. Тогда мы видим медленные электроны, например, в чистом аргоне.

2. Возбуждение электронами с энергией  $> 13$  эВ, когда идет девозбуждение метастабильных состояний, например, молекулами воды. Тогда мы видим быстрые электроны.

Последний случай соответствует эксперименту, описанному в п. 1 обсуждения результатов.

*Отметим, что весь процесс сжатия по п. 1 становится видимым вследствие снятия возбуждения метастабильных атомов молекулами воды.*

При увеличении концентрации паров воды  $\text{H}_2\text{O}$  с минимальной до  $C_{\max}$  (рис. 8) области  $v > 1$  м/с ( $R > 0,2$  л/мин) при фиксированном потоке размер  $\alpha$  уменьшается почти в три раза. При этом плотность электронов увеличивается как  $n_e(C) \sim \alpha^{-1}$ , в отличие от зависимости  $n_e(R) \sim \alpha^{-3}$ . Мы считаем, что увеличение концентрации  $\text{H}_2\text{O}$  все более снимает возбуждение метастабильных атомов аргона, в результате мы начинаем видеть все более энергичные электроны, а не магнитное сжатие как таковое.

*Молекулы воды служат «проявителем» энергетической структуры электронной компоненты разрядной плазмы.*

Таким образом, с увеличением концентрации воды мы видим все более энергичные электроны и имеем случай, аналогичный зависимости размера от потенциала возбуждения (рис. 7), здесь так же  $\alpha \sim 1/\sqrt{W_{e\parallel}}$ , если при этом под  $W_{e\parallel}$  понимать эффективную среднюю энергию возбуждения электронов по всем реакциям типа (8)–(10).

Безусловно, существуют и конкурирующие процессы:

- 1) неупругое рассеяние на молекулах и уменьшение количества электронов;
- 2) объемная рекомбинация. Молекула  $\text{OH}$  обладает значительной энергией сродства к электрону 1,83 эВ, что приводит к усилению рекомбинации низкоэнергетичных электронов.

Доля таких конкурирующих процессов, по-видимому, незначительна в условиях эксперимента, но это требует дополнительного исследования.

3. Конкретный тип быстрой моды колебаний с частотой  $f_2$  (рис. 5) является предметом будущих исследований. То, что частота медленной моды зависит от суммарной массы ионов в разряде, было подтверждено следующим экспериментом по загрузке разряда ионами свинца  $\text{Pb}^+$ . Кусочек свинца помещался на верхний конец электрода. При генерации разряда свинец нагревался, плавился и испарялся в объем камеры. При этом частота медленной моды  $f_1$  уменьшалась до 2,5 раз, а частота  $f_2$  оставалась неизменной. Потенциал ионизации  $\text{Pb}$  составляет  $E_i = 7,42$  эВ, атомная масса  $A = 207$ . Происходит

замещение ионов в плазме разряда более легко ионизируемыми атомами, но с большей атомной массой. Это приводит к увеличению суммарной ионной массы и замедлению колебаний.

## ВЫВОДЫ

1. Предложена методика измерения размеров светящихся объектов с линейчатым спектральным составом излучения с пространственным разрешением до 5 мкм и временным разрешением до 5 мс. С помощью данной методики проведены измерения динамики формирования плазмы одноэлектродного ВЧ-разряда в инертных газах.

2. Показано наличие двух типов ВЧ-разряда — факельного и нитевидного — в зависимости от соотношения концентрации аргона и молекулярных примесей  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  при одной и той же ВЧ-мощности.

3. Показано, что распределение электронов по сечению нитевидного разряда зависит от их энергии, а именно: чем выше энергия, тем меньше диаметр нити.

4. Обнаружены две моды колебаний плазмы нитевидного ВЧ-разряда в камере, заполненной аргоном, — медленная  $f_1 = (15,7 \pm 0,5)$  Гц и быстрая с частотой  $f_2 = (114,3 \pm 3)$  кГц.

5. Показано, что зависимость длины нити разряда от размера ее сечения носит нелинейный характер в отличие от электродинамической модели факельного разряда.

6. Проведено сравнение динамики формирования плазмы одноэлектродного ВЧ-разряда в инертных газах с явлением контракции положительного столба тлеющего разряда. Совокупность экспериментальных фактов указывает на необходимость учета собственных электромагнитных полей разрядной плазмы для описания динамики ее формирования.

7. Из работы следует ряд выводов для практической реализации:

— нитевидная форма ВЧ-разряда обладает существенно более высокой яркостной характеристикой по сравнению с факельной для применения в атомно-эмиссионной спектроскопии;

— оптимальный диаметр отверстий кварцевых трубок для плазменных горелок нитевидного разряда составляет 0,5–1 мм;

— необходимо решить проблему эффективного ввода ВЧ-мощности вследствие удлинения нитевидного разряда при ее повышении.

Авторы выражают глубокую благодарность сотрудникам ОИЯИ А. И. Сидорову и Г. И. Кононову за разработку оригинального ВЧ-генератора.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. С. 191–208.
2. Tyutyunnikov S. I., Shalyapin V. N., Tobolkin A. S. Radio-Frequency One-Electrode Source of Plasma with Automodulation for Gas Analysis. JINR Preprint E13-94-182. Dubna, 1994. 6 p.
3. Самойлов В. Н., Тютюнников С. И., Шалыпин В. Н. Прототип атомно-эмиссионного спектрометра на основе одноэлектродного импульсного ВЧ-разряда для аналитических измерений // Письма в ЭЧАЯ. 2004. Т. 1, № 1(118). С. 58–67.

4. *Anghel Sorin D., Simon A., Frentiu T.* Characterization of a Very Low Power Argon CCP // *J. Anal. At. Spectr.* 2005. V. 20. P. 966–973.
5. *Balcon N., Aanesland A., Boswell R.* Pulsed RF Discharges, Glow and Filamentary Mode at Atmospheric Pressure in Argon // *Plasma Sources Sci. Technol.* 2007. V. 16. P. 217–225.
6. *Качанов А. В., Трехов Е. С., Фетисов Е. П.* Электродинамическое описание факельного разряда // *Физика газоразрядной плазмы: Сб. ст. М.: Атомиздат, 1968. 39 с.*
7. *Григорович Р., Критеску Дж.* К теории высокочастотного факельного разряда // *Оптика и спектроскопия.* 1959. Т. 6, вып. 2. С. 129–136.
8. <http://solartii.com/>
9. *Райзер Ю. П.* Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980. С. 297–309.
10. *Баранов В. Ю., Ульянов К. Н.* Контракция положительного столба // *ЖТФ.* 1969. Т. 39, вып. 2. С. 249–268.
11. *Lique J., Crosley D. R.* LIFBASE: Database and Spectral Simulation Program (Version 1.5). SRI Intern. Report MP 99-009. 1999.
12. *Крячко И. А., Шалапин В. Н.* Изучение энергетических характеристик плазмы стабилизированного нитевидного ВЧ-разряда // *Тр. XV науч. конф. молодых ученых и специалистов ОИЯИ.* Дубна, 2011. С. 123–126.
13. *Арцимович Л. А.* Элементарная физика плазмы. 3-е изд. М., 1969.
14. *Грим Г.* Спектроскопия плазмы. М.: Атомиздат, 1969. С. 248.
15. *Герасимов Г. Н., Карташова М. А., Петров С. Я.* Физические параметры и спектроскопические характеристики индуктивно-связанной плазмы // *Высокочастотный индуктивно-связанный плазменный разряд в эмиссионном спектральном анализе: Сб. науч. тр. Л.: Наука, 1987. С. 22.*

Получено 8 февраля 2013 г.