



ТАРТУСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОМУ ПРОБОЮ ГАЗОВ

Тезисы докладов

Тарту, 6—8 июня 1989 г.



ТАРТУСКИЙ УНИВЕРСИТЕТ

**ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР
ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОМУ
ПРОБОЮ ГАЗОВ**

Тезисы докладов

Тарту, 6—8 июня 1989 г.

ТАРТУ 1989

УДК 533.9 + 537.5

Всесоюзный семинар по высокочастотному пробоев газов / Тезисы докладов. - Тарту, 1989. - 233 с.

Тематика включенных в настоящий сборник тезисов докладов охватывает проблемы возникновения, развития и поддержания разряда в сильных ВЧ и СВЧ электрических полях, элементарные процессы в плазме и методы диагностики плазмы ВЧ разряда, вопросы научно-технических приложений газоразрядной плазмы.

Anh.

Tartu Ülikooli
Raamatukogu

10357

ВСЕСОЮЗНЫЙ СЕМИНАР ПО ВЫСОКОЧАСТОТНОМУ ПРОБЕВ ГАЗОВ.
Тезисы докладов. Тарту, 6-8 июня 1989 г.
На русском языке.
Тартуский университет.
ЭССР, 202400, г.Тарту, ул.Оликооли, 18.
Ответственный редактор А. Хальясте.
Подписано к печати 27.04.1989.
МВ 01502.
Формат 60х84/16.
Бумага ротаторная.
Машинопись. Ротапринт.
Условно-печатных листов 13,49.
Учетно-издательских листов 13,15. Печатных листов 14,5.
Тираж 200.
Заказ № 356.
Цена 90 коп.
Типография ТУ, ЭССР, 202400, г.Тарту, ул.Тийги, 78.

ОРГАНИЗАТОРЫ СЕМИНАРА

Научный совет АН СССР по комплексной проблеме "Физика низкотемпературной плазмы"

Секция физики плазмы научно-технического совета Госкомитета СССР по народному образованию

Главное управление высших учебных заведений и науки Госкомитета Эстонской ССР по народному образованию

Тартуский государственный университет

ОРГКОМИТЕТ СЕМИНАРА

- Кузовников А.А. - председатель, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова
- Калликорм А.П. - зам. председателя, Тартуский государственный университет
- Куду К.Ф. - зам. председателя, Тартуский государственный университет
- Хальясте А.Я. - ученый секретарь, Тартуский государственный университет
- Айнтс М.Х. - Тартуский государственный университет
- Батанов Г.М. - Институт общей физики АН СССР
- Косый И.А. - Институт общей физики АН СССР
- Лаан М.Р. - Тартуский государственный университет
- Райзер Ю.П. - Институт проблем механики АН СССР
- Рухадзе А.А. - Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова

СОДЕРЖАНИЕ

ОБЗОРНЫЕ ДОКЛАДЫ

О.1. Айнтс М.Х., Куду К.Ф. Возникновение высокочастотного разряда в воздухе	II
О.2. Кузовников А.А., Савинов В.П. Физический механизм ВЧ разряда низкого давления	16
О.3. Мицук В.Е., Куликов В.Н., Перетрухин В.Д., Рогашков С.А. Прилипательно-отлипательные процессы в плазме при импульсных разрядах в воздухе	21
О.4. Лаан М.Р. Спектральное исследование нестационарного ВЧ разряда в азоте	26
О.5. Бойко В.В., Манкелевич Ю.А., Рахимов А.Т., Суе-тин Н.В. Теоретическое моделирование высокочастотных разрядов в газах низкого давления.....	32
О.6. Аронов М.А. Некоторые вопросы разработки изоляции высоковольтной ВЧ аппаратуры	37

УСТНЫЕ И СТЕНДОВЫЕ СООБЩЕНИЯ

День первый

И.1. Сергеев Ю.Г. Реализация условия самостоятельности разряда при частотах до единиц МГц	41
И.2. Коган Е.Я., Кузин Б.Ю. Механизмы эволюции ВЧ разряда	44
И.3. Гущин И.С., Двинин С.А. О механизме формирования плазмойдов различной формы в квазистатическом поле.....	47
И.4. Кудреватова О.В. Безэлектродный высокочастотный пробой как фазовый переход	50
И.5. Колесниченко Ю.Ф. О стримерном механизме распространения подпорогового СВЧ разряда атмосферного давления	53
И.6. Арбузов А.И., Ваулин В.А., Слинко В.Н., Сулакшин С.С., Сулакшина Л.В. Пространственная струк-	

тура протяженного СВЧ разряда	56
I.7. Богатов Н.А., Брижинеv М.П., Вихарев А.Л., Володин Н.Г., Гинцбург В.А., Еремин Б.Г., Иванов О.А., Колганов Н.Г., Литвак А.Г., Степанов А.Н., Фукс М.И. Наносекундный СВЧ разряд в газе высокого давления	59
I.8. Рогашкова А.И., Шустин Е.Г. Пучково-плазменный разряд как СВЧ-разряд в самосогласованных волновых полях	62
I.9. Жуков А.А., Бесхлебный С.И., Цыкун Н.К., Микицей Я.И. Влияние УФ облучения электрода на пороговые напряжения возникновения ВЧ пробоя в воздухе	65
I.10. Гинцбург Л.Д., Кирюкова Е.В. Анализ характеристик высокочастотного пробоя типовых воздушных промежутков	68
I.11. Бесхлебный С.И. Время формирования предразрядных процессов в области первой критической частоты	71
I.12. Луценко Ю.Ю., Тихомиров И.А. О характере отражения электромагнитной волны в канале ВЧ факельного разряда	74
I.13. Подгорнов Д.Л., Вариводов В.Н., Панкратова И.В. Развитие разряда в элегазе в условиях, моделирующих ВЧ переходные процессы	75
I.14. Ларионов В.П., Тарасова Т.Н. ВЧ корона на каплях воды	78
I.15. Гордеев А.И., Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Урьеза И.А., Якунин В.Г. Приэлектродные потоки заряженных частиц в емкостном ВЧ разряде	81
I.16. Вакуленко Н.Ю., Гулий А.П., Жовтянский В.А., Новик О.М., Тимонин Д.В. Исследование процесса установления пространственной структуры разряда при совместном воздействии ВЧ- и постоянного напряжения	84
I.17. Чутов Ю.И., Лиситченко Т.Е., Мельниченко В.Л., Мудрук С.А. Неоднородный пульсирующий разряд в диэлектрической ячейке	87

I.18. Двинин С.А., Кузовников А.А. Неоднородные диффузионные волны ионизации в высокочастотном поле	90
I.19. Новиков С.А., Чумерин П.Ю., Юшков Ю.Г. Определение пробивной напряженности СВЧ поля в газах высокого давления	93
I.20. Гильденбург В.Б., Гущин И.С., Двинин С.А., Ким А.В. Динамика высокочастотного стримера ..	96

День второй

2.1. Жуков А.А., Бесхлебный С.И., Крупин В.Н., Цыкун Н.К. Накопление положительного и отрицательного объемного заряда в неоднородном электрическом поле перед ВЧ пробоем воздуха в диапазоне частот 1 - 10 МГц	99
2.2. Нетреба П.И., Тоболкин А.С. Методы диагностики воздушного ВЧ факельного разряда	102
2.3. Бахвалов А.О., Дресвин С.В., Гойхман В.Х., Немченко Р.Л., Паскалов Г.З. Однородный быстропроточный ВЧЕ-разряд при атмосферном давлении	105
2.4. Гиппиус Е.Ф., Илхун Б.И., Колесников В.Н., Размадзе Д.И. Радиационная кинетика активной среды волноводного CO ₂ лазера с поперечным ВЧ возбуждением	108
2.5. Козгунов С.В., Новгородов М.З., Соболев Н.Н. Свойства плазмы, температура газа и усиление в волноводном CO ₂ лазере с ВЧ-возбуждением	111
2.6. Аветисов В.Г., Грицинин С.И., Костинский А.Ю., Мисакян М.А., Надеждинский А.И., Тарасова Н.М., Хуснутдинов А.Н. Спектральные методы определения параметров сильно неоднородной плазмы СВЧ разрядов высокого давления	114
2.7. Шишковский В.И. О контрагировании высокочастотного разряда в молекулярных газах	117
2.8. Булкин П.С., Солнцев Г.С., Покровская С.И., Шабалова И.В. Влияние СВЧ мощности на динамику	

и структуру импульсного СВЧ разряда на поверх- ностной волне	I20
2.9. Поройков А.Ю. Экспериментальные методы контро- ля химически активной плазмы ВЧ-разрядов, ис- пользуемой в микротехнологии	I23
2.10. Ахманов А.С., Гаврилов К.Л., Ковалев А.С., По- ройков А.Ю. Изучение пространственных распре- делений интенсивности собственного свечения и концентрации ионов в ВЧ разряде	I26
2.11. Меркулов А.В., Надеждинский А.И., Семенов С.К., Хуснутдинов А.Н. Диагностика газового разряда с использованием инжекционных лазеров ближнего ИК диапазона	I29
2.12. Керимкулов М.А., Очкин В.Н., Савинов С.Ю., Спи- ридонов М.В., Цхай С.Н. Локальная спектральная диагностика СВЧ разряда в CO_2	I32
2.13. Луценко Ю.Ю., Тихомиров И.А., Новиков О.Г., Мышкин В.Ф. Определение электрофизических па- раметров ВЧ факельного разряда методами лазер- ной диагностики	I35
2.14. Хальясте А.Я. Исследование развития неразветв- ленного ВЧ разряда	I37
2.15. Тоболкин А.С. Диссипативные структуры ВЧ фа- кельного разряда	I40
2.16. Чутов Ю.И., Лиситченко Т.Е., Мельниченко В.Л. Применение электронно-оптического transforma- тора для диагностики периодических разрядов ..	I43
2.17. Шишковский В.И., Трошко О.Р., Шишковский Вал.И., Головнина С.В. Исследование релаксирующей плаз- мы высокочастотного разряда	I46
2.18. Дмитриев А.В., Подымов А.Н., Соколов Ю.А., Де-Милло В.П., Куликовский А.В. Тлеющий разряд высокой частоты при атмосферном давлении	I49
2.19. Стекольников А.Ф. Динамика высокочастотного плазменного слоя в бесстолкновительном режиме ..	I52
2.20. Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С. Мягкое рентгеновское излучение при волновом пробое длинных разрядных трубок низкого давления ..	I55

2.21. Славин Б.Б., Сопин П.И. Пробой газа ионизирующими волнами градиента потенциала	158
2.22. Перетрухин В.Д. Особенности динамической структуры СВЧ разряда при средних давлениях в воздухе, аргоне, гелии	161
2.23. Куликов В.Н., Мицук В.Е. Пространственно-временное распределение амплитуды СВЧ поля, поддерживающего разряд в воздухе	164
2.24. Богатов Н.А., Голубев С.В., Когер Р.А., Кирвель Х.Р., Меос М.А., Разин С.В., Элмет Н.А. Независимый СВЧ разряд в азоте	167
2.25. Соколов И.В. СВЧ разряд в интенсивных световых полях	170

День третий

3.1. Силаков В.П., Чеботарев А.В. Накачка колебательных степеней свободы молекул азота в импульсно-периодическом разряде при высоких давлениях ..	171
3.2. Вихарев А.Л., Гитлин М.С., Иванов О.А., Разин С.В., Степанов А.Н. Динамика населенности электронных уровней азота в импульсном СВЧ разряде	174
3.3. Алексеев А.А., Загороднюк В.В., Патрушев Б.И., Пинчук В.В., Русанов В.Д. ВЧН-разряд в сероводороде	177
3.4. Яценко Н.А. Особенности структуры и перспективы приложений ВЧ-емкостного разряда	180
3.5. Калмыков А.В., Смирнов А.С. О согласовании емкостного ВЧ-разряда с источником ВЧ-мощности ..	183
3.6. Левитский С.М., Филоненко Е.Г., Шашурин И.П. Эффект самосогласования СВЧ разряда с подводящим трактом	186
3.7. Ваулин В.А., Захаренко О.А., Лапин В.А., Слинко В.Н., Сулакшин С.С. Мощный импульсный СВЧ разряд высокого давления и его применение для возбуждения газовых лазеров	189

3.8.	Вадуев А.А., Квлюгин А.С., Норман Г.Э., Подлип- чук В.Ю., Сопин П.И., Сорокин Г.А. Электрофизи- ческие методы очистки дымовых газов от окислов серы и азота	191
3.9.	Жабицкий М.Г., Силаков В.П. Газовый разряд с ультрафиолетовой подсветкой в поле СВЧ-волны ..	194
3.10.	Жабицкий М.Г., Силаков В.П. Генерация плазмы в молекулярном азоте высокого давления при совме- стном воздействии на газ электрического поля и ультрафиолетового излучения	197
3.11.	Жабицкий М.Г., Силаков В.П. Влияние процессов ступенчатого возбуждения электронных уровней молекул на кинетические характеристики электро- нов газоразрядной азотной плазмы	200
3.12.	Протасевич Е.Т. Физико-химические процессы, про- текающие при ионизации влажного воздуха	203
3.13.	Шишковский В.И., Шишковский Вал.И., Астапен- ко А.В., Головнина С.В. Исследование роли про- цессов диффузии и рекомбинации в высокочастот- ном разряде в азоте и в воздухе	205
3.14.	Яценко Н.А. Причины и условия возникновения по- стоянной ЭДС в емкостном ВЧ-разряде среднего давления	208
3.15.	Смирнов А.С., Цендин Л.Д. Теория приэлектродных слоев в емкостном ВЧ-разряде	211
3.16.	Попов А.М., Поповичева О.Б., Рахимова Т.В., Феоктистов В.А. О влиянии нелокальности энерге- тического спектра электронов на порог СВЧ-про- боя в газах	214
3.17.	Баиядзе К.Б., Вецко В.М., Грицинин С.И., Кос- сий И.А., Тарасова Н.М., Хухунашвили Т.Р. Иони- зационно-перегревная неустойчивость, возбуждае- мая пучком СВЧ излучения в распадающейся силь- нотолкновительной плазме	217
3.18.	Нетребя П.И., Тоболкин А.С. Области применения маломощного ВЧ факельного разряда	220
3.19.	Шишковский В.И., Соловьев А.И., Астапенко А.В. Высокочастотный факельный разряд в процессах	

переработки дисперсных материалов	223
3.20. Абдуллин И.Ш., Гафаров И.Г., Дресвин С.В. Применение ВЧ-плазмы для активации и модификации поверхности	226
3.21. Гафаров И.Г., Иванов М.Я., Немченко Р.Л., Паскалов Г.З., Пятенок В.А. Плазменный синтез дисперсных порошков тугоплавких материалов в плазме емкостного разряда	229
Авторский указатель	231

ВОЗНИКНОВЕНИЕ САМОСТОЯТЕЛЬНОГО ВЧ РАЗРЯДА В ВОЗДУХЕ

М. Айнтс, К. Куду

Тартуский государственный университет

Зажигание ВЧ разряда имеет ряд особенностей в зависимости от частоты электрического поля, давления газа, размеров разрядного промежутка. В настоящем обзоре будем рассматривать возникновение разряда в условиях, при которых частота поля меньше частоты упругих столкновении электронов с молекулами газа, а давление газа такое, что длина свободного пробега электрона намного меньше длины разрядного промежутка. При миллиметровых-сантиметровых размерах разрядных промежутков таким условиям соответствуют частоты до 10^9 Гц и давления выше 1 Тора. В этом диапазоне условий работает большинство средств радиосвязи и других ВЧ устройств.

Рассмотрим зависимость напряжения возникновения ВЧ разряда от частоты при длительном воздействии немодулированного ВЧ напряжения и умеренной предионизации, где излучение не влияет на начальные напряжения, на примере разрядного промежутка, образованного плоскими металлическими электродами, поле между которыми однородно (см. рис. I).

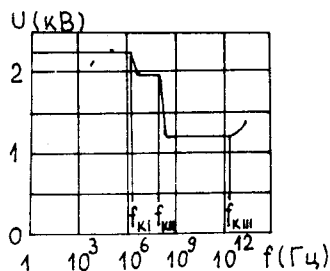


Рис. I. Зависимость разрядного напряжения от частоты для воздушного промежутка длиной 0,4 мм при атмосферном давлении (по данным измерения Лассена, Пима и Лабрума [1]). U - амплитуда ВЧ напряжения.

При низких частотах вплоть до первой критической $f_{к1}$ разрядное напряжение практически не зависит от частоты и равно разрядному напряжению при промышленной частоте или при постоянном напряжении. Критические частоты определены как пороговые частоты, начиная с которых происходит быстрое изменение напряжения возникновения разряда с повышением частоты. Значения критических частот зависят от давления p и длины разрядного промежутка d . В случае неоднородных полей вместо длины разрядного промежутка определяющей является протяженность активной зоны — зоны, где частота ионизации больше нуля.

При $f < f_{к1}$ длительность периода ВЧ напряжения настолько велика, что разряд успевает произойти в течение малой доли полупериода, когда напряжение близко к амплитудному значению. Механизм разряда при этом совпадает с его механизмом при постоянном напряжении. Небольшое повышение разрядного напряжения в пределах нескольких процентов в области до $f_{к1}$ отмечают Фейтчанд [3], Жуков [2]. Связано это с тем, что длительность полупериода с повышением частоты вблизи $f_{к1}$ становится сравнимой со временем формирования пробоя [4].

С увеличением частоты выше $f_{к1}$ разрядное напряжение сначала быстро падает, а затем устанивает на уровне на 10–15 % ниже разрядного напряжения при промышленной частоте. Расчет показывает, что при $f_{к1}$ амплитуда дрейфовых колебаний ионов в пробивном поле близка к расстоянию между плоскими электродами. Снижение разрядного напряжения при $f > f_{к1}$ объясняют накоплением в разрядном промежутке объемного заряда положительных ионов. Объемный заряд накапливается в процессе несамостоятельного разряда [5, 13, 14]. Объемный заряд усиливает поле, создавая условия для возникновения разряда при более низком напряжении, чем это происходит при постоянном напряжении [2, 3, 5, 14]. Формулы расчета разрядных напряжений для частот от $f_{к1}$ до $f_{кн}$ между плоскими электродами предложили Беккер [5], Жуков [15], Аронов и др. [13]. Обобщение для случая неоднородного поля сделано в [14]. При этом авторы названных работ исходят из условия самостоятельности для разряда в постоянном поле (Таунсендовский механизм пробоя), учитывая вместо поля,

создаваемого зарядами на электродах, суммарное поле — поле электродов плюс поле объемного заряда. Образование заряженных частиц в разрядном промежутке при напряжениях ниже пробивных, при облучении разрядного промежутка, обнаружили экспериментально Фейтчанд [3] и Жуков [2]. Они считают, что образование ионов в процессе самостоятельного разряда в допробойных полях говорит в пользу образования того объемного заряда, вследствие которого разрядное напряжение снижается.

Некоторое сомнение относительно предположения, что объемный заряд накапливается в ходе самостоятельного разряда, выражено в работах [6, 7]. При таком предположении трудно объяснить накопление ионов при слабой (естественной) начальной ионизации, особенно в резконеоднородных полях (типа острие — плоскость), где объем активной зоны составляет доли мм³. Там по естественным причинам возникает один электрон за несколько секунд [10], но тем не менее наблюдается снижение начального напряжения.

В [6, 7] предполагается, что разряд в стадии накопления объемного заряда является самостоятельным. Источником электронов, инициирующих разрядный процесс в каждый новый полупериод ВЧ напряжения, являются отрицательные ионы, оставшиеся от разряда в предыдущие полупериоды. В пользу такого предположения говорят обнаруженные Веймером [8] слабые импульсы, предшествующие в течение нескольких десятков полупериодов стримеро-подобному импульсу, с которого начинается распространение ВЧ разряда с остриевого электрода. На основе решения системы уравнений баланса числа электронов, положительных и отрицательных ионов, с учетом процессов ионизации, прилипания и отлипания, рекомбинации, диффузии и дрейфа, и без учета вторичной эмиссии с поверхности катода в [6, 7] получено условие самостоятельности для ВЧ разряда между I и II критическими частотами в виде

$$\int_{x_1}^{x_2} K \bar{\alpha} dx = 1 \quad (I)$$

где $\bar{\alpha}$ — Таунсендовский коэффициент ионизации в ВЧ поле (усредненный за период), K — безразмерный множитель, слабо зависящий от E/p , f и конфигураций разрядного проме-

жутка. Порядок величины K равен единице. Интегрирование производится вдоль силовой линии через зону накопления ионов, отделенную от электродов расстоянием, равным амплитуде колебаний ионов в ВЧ поле. Расчеты по формуле (1) дают удовлетворительное согласие с экспериментом в весьма обширном диапазоне условий [7]. Одним существенным отличием последней теории от более ранних является то, что в условие самостоятельности входит высокочастотный коэффициент ионизации $\bar{\alpha}$, а не разность коэффициентов ионизации и прилипания $\bar{\alpha}_{эф} = \bar{\alpha} - \bar{\eta}$. Физически это кажется разумным, если частота ухода отрицательных ионов вследствие диффузии меньше частоты отлипания электрона от отрицательного иона. Другое отличие состоит в том, что вторичную эмиссию с поверхности катода считают не существенной для возникновения ВЧ разряда.

При частоте $f_{кн}$ амплитуда колебаний электронов становится сравнимой с расстоянием между электродами. Когда амплитуда колебаний электронов меньше расстояния между электродами, резко уменьшается скорость потерь электронов путем ухода на электроды. Следствие этого — снижение разрядного напряжения. Основными процессами, определяющими напряжение возникновения разряда здесь являются ионизация электронным ударом и диффузия электронов [9, 10]. В случае электроотрицательных газов, в том числе и воздуха, необходимо учитывать и прилипание электронов [9, 10]. Напряжение возникновения разряда находят из уравнения баланса числа электронов

$$\bar{\nu}_{iэф} N_e + \nabla^2 (D_e N_e) = 0 \quad (2)$$

где $\bar{\nu}_{iэф}$ — эффективная частота ионизации в ВЧ поле ($\bar{\nu}_{iэф} = \bar{\nu}_i - \bar{\nu}_a$, где $\bar{\nu}_i$ — частота ионизации, $\bar{\nu}_a$ — частота прилипания электронов), D_e — коэффициент диффузии электронов. В качестве условия самостоятельности разряда получается условие равенства эффективной частоты ионизации и т.н. частоты диффузионного ухода электронов [9, 10]. Согласие теории и эксперимента оказывается удовлетворительным [9]. Теория и расчет относятся к области частот $f \gg f_{кн}$. Для переходной области процесс возникновения разряда на таком уровне не рассмотрен. При дальнейшем развитии теории здесь в случае воздуха, на наш взгляд, следовало бы учитывать и отлипание

электронов от отрицательных ионов. По данным литературы [II, I2] частота отлипания в предразрядных полях составляет $10^6 - 10^7 \text{ с}^{-1}$, т.е. сравнима с частотой диффузионного ухода электронов, так что этот процесс может играть существенную роль в балансе числа электронов.

Литература

- I. Prowse W.A.// J. British Inst. of Radio Engineers. 1950. V.10. P. 333.
2. Жуков А.А. Формирование объемного заряда и механизм электрического пробоя воздуха в области первой критической частоты: - Автореферат диссертации...канд. физ.-мат. наук. - Л., 1966.
3. Fatehchand R.R.T.// Proc.IEE. 1957. V.104. C № 6. P.489.
4. Fuchs W., Graf L., Mues G., Müller H.G.// Zs. Phys. 1956. Bd. 145. S.1.
5. Böcker H.// Arch. Electrotech. 1937. Bd.31. S.166.
6. Aints M., Kudu K.// Contr. Papers of the Symposium on the Physics of Ionized Gases. Sarajevo, 1988. P.413.
7. Айнтс М.Х.// Уч. зап. Тартуского гос. ун-та. 1988. Вып. 824. С.7.
8. Куду К.Ф.// Уч. зап. Тартуского гос. ун-та, 1973. Вып. 320. С. 287.
9. Френсис Г. Ионизационные явления в газах. - Атомиздат, 1964.
10. Райзер Ю.П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1980.
11. Badaloni S., Gallimberti I. Basic data of air discharges. UPe - 72/05, 1972.
12. Sigmond R.S.//XVI ICPTG, Inv.Papers, Düsseldorf, 1963. P.174.
13. Аронов М.А. и др. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. - М.: Энергия, 1969.
14. Аронов М.А., Тарасова Т.Н.// Электричество № 6, 1981, С. 59.
15. Жуков А.А.// ЭТФ. 1967. Т.37. С.710.

ФИЗИЧЕСКИЙ МЕХАНИЗМ ВЧ РАЗРЯДА НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

А.А.Кузовников, В.П.Савинов

МГУ им. М.В.Ломоносова

В докладе рассматриваются емкостные ВЧ разряды низкого давления α - и β -типов.

Особенностью емкостных ВЧ разрядов в диапазоне частот $\omega_{ci} \ll \omega \ll \omega_{ce}$ является наличие вблизи электродов в слоях пространственных зарядов квазистационарных электрических полей [1], приводящих в зависимости от характера внешней цепи и конфигурации электродов, либо к увеличению плавающего потенциала электрода, либо к возникновению постоянной составляющей тока разряда. Основное внимание в докладе уделяется стационарному симметричному ВЧ разряду цилиндрической геометрии с плоскими электродами.

В установившемся ВЧ разряде процессы, происходящие в приэлектродном слое пространственного заряда и слое плазмы разряда, носят самосогласованный характер. Однако, полезно провести обсуждение механизма образования и структуры слоя пространственного заряда при некоторых упрощающих предположениях, в рамках дискретных моделей. Устойчивость слоя пространственного заряда в ВЧ разряде без учета эмиссии электронов с электрода (α -режим разряда) определяется направленным движением ионов в слое. Из анализа дискретных моделей слоя следует, что слой устойчив, если скорость ионов, вылетающих из плазмы в слой, больше скорости ионного звука.

В бесстолкновительной плазме вблизи ограничивающей плазму поверхности, на расстояниях, много меньше длины свободного пробега электрона и расстояния, проходимого электроном за период поля, диэлектрическая проницаемость плазмы обращается в нуль, т.е. реализуются условия возбуждения продольных волн, поглощение энергии на возбуждение которых связано с поверхностным бесстолкновительным (аномальным) сопротивлением [2].

С учетом столкновительного слоя плазмы, динамические и усредненные во времени характеристики слоя пространственного

заряда в отсутствие эмиссии электронов из электродов определялись с помощью аналитических и численных методов решения системы уравнений, включающей в себя уравнения Пуассона, движения ионов, непрерывности разрядного тока, закона сохранения заряда [3]. Результаты расчетов соответствуют экспериментальным данным о величине плавающего потенциала, распределениях потенциала, концентрации ионов в слое, толщине слоя.

Характерной разновидностью ВЧ разряда низкого давления является специфический резонансный разряд, обусловленный взаимной компенсацией реактивных составляющих импеданса плазмы и приэлектродных слоев (геометрический резонанс) [2]. При этом следует отметить так называемую емкостную ветвь ВАХ ВЧ разряда, в котором все приложенное к разрядному промежутку ВЧ напряжение локализовано в слое пространственного заряда, что и определяет емкостной импеданс разряда. Второй режим ВЧ разряда - индуктивная ветвь ВАХ ВЧ разряда - характеризуется индуктивным ВЧ импедансом и отрицательной вольт-амперной характеристикой разряда. В этом случае падение напряжения происходит в плазме, что практически исключает взаимодействие ВЧ полей с приэлектродным слоем пространственного заряда, обладающего нелинейным сопротивлением.

Существование стационарного емкостного ВЧ разряда в сравнительно большом диапазоне ВЧ напряжений свидетельствует о существенной роли приэлектродных слоев пространственного заряда, выполняющих роль реактивного балласта и обеспечивающих постоянство падения ВЧ напряжения на плазме ВЧ разряда.

Еще одной особенностью такого разряда является постоянство суммарной толщины приэлектродных слоев в течение периода ВЧ поля. Поэтому при совместном рассмотрении два слоя пространственного заряда являются линейным элементом, что исключает возможность появления высших гармоник разрядного тока.

Следует также упомянуть об исследованиях [4] взаимодействия слабых ВЧ полей с плазмой газового разряда в диапазоне частот $\omega < \omega_{Li}$, т.е. в области частот, где плазма "прозрачна" для ионно-звуковых волн. Основными результатами проведенных исследований являются экспериментальное доказательство изменения характера поляризации плазмы - переход от электронной к ионной поляризации, наличие нелинейных ионно-

звуковых колебаний и однонаправленных стрикционных сил. В отличие от стрикционных сил, действующих на электроны в области частот $\omega > \omega_{Li}$, когда электроны выталкиваются из области сильного ВЧ поля, в области низких частот существуют две силы. Из-за пространственной дисперсии помимо силы выталкивающей плазму из области сильного поля, возникает сила, втягивающая плазму в область сильного поля. Возможно, что и в области более высоких частот $\omega > \omega_{Li}$, но ниже плазменной, электронной также необходимо учитывать действие стрикционных, средних сил со стороны высокочастотного поля, имеющего амплитуду, неоднородную в пространстве. Это связано с тем, что диэлектрическая проницаемость плазмы является функцией плотности среды.

При переходе емкостного ВЧ разряда от α - к γ режиму в разряде наблюдается изменение пространственной структуры свечения разряда - переход к структуре, наблюдаемой в катодных областях тлеющего разряда постоянного тока [5].

При резком возрастании силы тока на ВАХ ВЧ разряда, в разряде происходит смена механизма ионизации: ионизация электронами "нагретыми" переменным электрическим полем сменяется ионизацией пучками электронов, ускоренными в приэлектродных слоях [6], [7].

Наглядно встречные пучки быстрых электронов в симметричном емкостном ВЧ разряде можно видеть с помощью приложенного к разряду постоянного магнитного поля, отклоняющего электронные потоки от электродов в противоположных направлениях [8].

В результате воздействия ряда факторов происходит эмиссия электронов из электродов ВЧ разряда [9].

В условиях бесстолкновительного слоя, когда в слое нет процесса ионизации, концентрации "быстрых" эмиттированных электронов зависит от концентрации электронов в плазме, скорости ионов и "быстрых" электронов на границе плазмы. Относительное число ускоренных в слое электронов мало, но вследствие своей большой энергии электроны пучки могут вызвать интенсивную ионизацию газа и существенно влиять на ионизационный баланс плазмы [10]. В приэлектродном экспоненциальном слое плотности быстрых электронов, способных вызвать ионизацию газа в симметричном разряде, почти характерной длиной спада

является длина релаксации энергии электронов пучка, можно получить условие перехода ВЧ разряда в J -режим. В этом режиме баланс частиц разряда полностью поддерживается за счет энергии пучка, а ионизация производимая "плазменными" электронами пренебрежимо мала, что приводит к малым значениям поля и температуры электронов в плазме. При этом, разным механизмам ионизации соответствуют существенно различные распределения плотности плазмы. При малых энергиях пучка электронов (α -режим) концентрация электронов монотонно спадает от центра разряда к границе плазмы, при ионизации газа пучком быстрых электронов концентрация растет к границе, достигая максимума на расстоянии от границы, соответствующим длине релаксации энергии электрона пучка.

В более общем случае, когда учитывается ионизация в слое (более высокие давления, когда длина свободного пробега электрона сравнима или меньше толщины слоя пространственного заряда), т.е. когда рождение электронов происходит и на электроде и в слое пространственного заряда, для определения тока пучка электронов на границе плазмы можно записать систему уравнений. Из этой системы, учитывая: ионизационное усиление, ток электронов от электрода к границе плазмы, ток электронов, способных преодолеть мгновенную разность потенциалов в слое, ток ионов, направленный к электроду, граничные условия на электроде для электронов пучка; граничные условия для ионов на границе плазмы, можно получить условие, совпадающее с условием стационарности тлеющего разряда постоянного тока. Таким образом, роль поверхностных процессов в ВЧ разряде может быть существенной лишь при напряжениях в слое пространственного заряда не меньших величины нормального катодного падения в тлеющем разряде постоянного тока [10].

Полученные соотношения позволяют провести анализ процессов ионизации в коротких и длинных разрядных промежутках. В этой связи следует отметить исследования так называемого поперечного емкостного ВЧ разряда, в котором происходит интенсивное взаимодействие частиц и полей в противоположащих приэлектродных слоях, приводящее к формированию вблизи распределения электронов по скоростям с основной массой "медленных" электронов и относительно малочисленных "быстрых" электронов

пучкового происхождения [II].

В целом ряде работ проведен детальный анализ параметров и характеристик ВЧ разряда, что позволило определить их зависимости от частоты поля, давления газа, материала электродов и величины ВЧ напряжения. При этом различие механизма баланса заряженных частиц в α - и β -режимах приводит к качественному различию в зависимостях концентрации электронов, толщины слоя, пространственного заряда, температуры электронов от внешних параметров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кузовников А.А., Ковалевский В.Л., Савинов В.П. Вестн. МГУ, 1983, № 4, С. 28.
2. Годак В.А. Физ. плазмы, 1976, Т. 2, С. 141.
3. Окс С.Н. Исследование кинетики заряженных частиц в ВЧ разряде низкого давления. Канд. дисс. М., МГУ, 1981.
4. Александров А.Ф., Кузовников А.А., Николаев Н.А., Рухадзе А.А. Ядерный синтез. 1969, Т. 9, С. 1937.
5. Kuzovnikov A.A., Kovalevskii V.L., Savinov V.P., Yakunin V.G. J. de Phys. 1979, t.40, coll.C7, p. C7-459.
6. Кузовников А.А., Савинов В.П. Радиотехн. и электр. 1973, Т. 18, С. 816.
7. Кузовников А.А., Савинов В.П. Вестн. МГУ, 1973, № 2, С. 215.
8. Казанцев С.А., Субботенко А.В. Письма в ЕТФ, 1984, Т. 10, С. 215.
9. Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Урьева И.А. Тез. докл. IV Всес. конф. по физ. газ. разр. 1988, Махачкала, Ч. I, С. 98.
10. Godyak V.A., Khanneh A.S. IEEE Trans. plasma sci. 1986, V. PS-14, No. 2, p. 112.
11. Кузовников А.А., Маляров А.В., Савинов В.П., Якунин В.Г. Вестн. МГУ, 1983, № 3, С. 79.

ПРИЛИПАТЕЛЬНО-ОТЛИПАТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЛАЗМЕ ПРИ ИМПУЛЬСНЫХ РАЗРЯДАХ В ВОЗДУХЕ

В.Е.Мицук, В.Н.Куликов, В.Д.Перетрухин, С.А.Рогашков
МГУ, МРТИ АН СССР, ИРЭ АН СССР

Воздушная плазма в электрических полях и в их отсутствие представляет собой весьма сложный объект с разнообразными каналами микропроцессов, в том числе и плазмохимическими. Многие из них хорошо изучены на элементарном уровне в энергетических интервалах, необходимых для исследовательских и прикладных задач, другие продолжают изучаться [1,2]. Особое место занимают процессы прилипания и отлипания электронов, существенно влияющих на ионизационный баланс в неравновесной плазме. В простейшем случае, пренебрегая макроскопическими движениями, условием квазинейтральности и рекомбинацией (случай малых концентраций заряженных частиц и небольших размеров объекта) баланс ионизации для электронов и отрицательных ионов можно представить в виде

$$\frac{dn_e}{dt} = (\nu_i - \nu_a) n_e + \nu_d n_{(-)} - n_e / \tilde{\tau}_{e-}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_{(-)}}{dt} = \nu_a n_e - \nu_d n_{(-)} - n_{(-)} / \tilde{\tau}_{ai}.$$

Здесь ν_i , ν_a , ν_d — заданные частоты ионизации, прилипания и отлипания; $\tilde{\tau}_{e-}$, $\tilde{\tau}_{ai}$ — времена диффузионных уходов электронов и отрицательных ионов. Лавинная ионизация $n_e \sim e^{\gamma t}$ возможна при условии

$$\nu_i > \nu_c + \frac{\nu_a \nu_c}{\nu_d + \nu_c + \tilde{\tau}_{ai}^{-1}} + \tilde{\tau}_{e-}^{-1}, \quad (2)$$

где $\nu_c = \tilde{\tau}_n \frac{n_{ec}}{n_{ec}} / \tilde{\tau}_{e-}$; $\tilde{\tau}_n$ — длительность импульса приложенного внешнего поля; n_{ec} , n_{ec} — концентрации электронов в начале и в конце импульса. Условием доминирования объемных процессов (прилипания и отлипания) над диффузионным уходом будет: $\nu_a \tilde{\tau}_{e-} \gg 1$, $\nu_d \tilde{\tau}_{ai} \gg 1$. В этом случае для короткого ($\nu_c \gg \nu_d$) импульса имеем:

$$\nu_i \geq \nu_c + \nu_a, \quad (3)$$

для длинного ($\nu_c \ll \nu_d$): $\nu_i \geq \nu_c$ (4)

В последнем случае мы имеем практически полную компенсацию прилипания отлипанием при $\gamma > 0$, т.е. лавина развивается на начальных стадиях при сколь угодно малой частоте ионизации $\nu_i > 0$.

В случае СВЧ пробоя лавинная ионизация ограничена критической концентрацией электронов $n_{ec} = (m\omega^2/4\pi e^2)/(1 + \nu^2/\omega^2)$, которая достигается при $\gamma = \nu_i - \nu_0$ за время $t_c = \ln \frac{n_{ec}}{n_{ic}} / (\nu_i(E_c) - \nu_0)$. Для воздуха $\nu_i(E_c) \sim E_c^m$ ($m = 5,34$) [3] и отлипанием можно пренебречь, если $t_c \ll \ln \frac{n_{ec}}{n_{ic}} / (\nu_i/\nu_i)^{1/2}$. К концу пробоя ($t = t_c$) параметр $\eta = n_{ic}/n_e$, характеризующий наработку отрицательных ионов, достигает значений

$$\eta_c = \frac{\nu_0}{\nu_i - \nu_0} = \frac{1}{\chi^m - 1}, \quad (5)$$

где $\chi = E_c/E_{ck}$ — надпороговость, а E_{ck} — пороговое поле для непрерывного режима, определяемое в отсутствие отлипания и диффузии из условия $\nu_i(E_{ck}) = \nu_0$.

Если в линейной системе (I) положить $\nu_i = 0$ (стадия распада), пренебречь диффузией и добавить условие квазинейтральности, то, сохраняясь, отрицательный заряд перераспределяется между электронами и отрицательными ионами с характерным временем установления прилипательно-отлипательного баланса

$$t_\eta = 1/(\nu_a + \nu_d). \quad (6)$$

При $t \gg t_\eta$ отношение $\eta = n_{ic}/n_e$ стремится к стационарному значению

$$\eta_{st} = \nu_a / \nu_d. \quad (7)$$

При СВЧ пробое после окончания лавинного формирования плазмы критической концентрации поле в плазме падает за счет скинирования, и при этом могут реализоваться условия $\frac{dU_e}{dt} \geq 0, n_e \approx n_{ec}, U_{ic} \approx 0$ (если лавина развивалась при малой надпороговости ($\chi \geq 1,5$)). Для описания этого случая система (I) должна быть дополнена условием квазинейтральности и учтена рекомбинация. Без учета диффузии и при заданных ν_a и ν_d имеем в этом случае:

$$t_\eta = (1/2\beta_i) \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\nu_d}{\beta_i} + n_{ec} \right)^2 + \frac{\nu_a n_{ec}}{\beta_i} \right]^{-1/2}, \quad (8)$$

$$\eta_{st} = \left[\frac{1}{4} \left(\frac{\nu_d}{\beta_i n_{ec}} + 1 \right)^2 + \frac{\nu_a}{\beta_i n_{ec}} \right]^{1/2} - \frac{1}{2} \left(\frac{\nu_d}{\beta_i n_{ec}} + 1 \right), \quad (9)$$

где β_e, β_i — коэффициенты электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. Ниже приводятся таблицы качественных оценок соот-

ласно (8) и (9) для характерных условий ($n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $v_e \approx 10^5 \text{ р. с}^{-1}$, $v_d \approx 10^4 \text{ р. с}^{-1}$, $\beta_e \approx 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$), указывающих на возрастающую с давлением роль прилипательно-отлипательных процессов.

	$v_d \ll \beta_e n_{ee}$ ($p \approx 1 \text{ Тор}$)	$v_d \approx \beta_e n_{ee}$ ($p \approx 10 \text{ Тор}$)	$v_d \gg \beta_e n_{ee}$ ($p > 10 \text{ Тор}$)
t_n	$1/v_e$	$1/\beta_e n_{ee}$	$1/v_d$
ψ_{st}	$\frac{\beta_e}{\beta_e + \psi \beta_i} \ll 1$	≈ 1	$\frac{\beta_e}{\beta_e + \psi \beta_i} \gg 1$

Для описания стадии распада ($\dot{v}_d = 0$), в течение которой обычно происходит смена механизмов прилипания (диссоциативный сменяется трехтелным в ходе релаксации температуры электронов), обязателен учет в (I) рекомбинационных членов потерь электронов и отрицательных ионов. Анализ показывает [4], что при этом за время $\sim 1/v_e + v_d$ устанавливается прилипательно-отлипательный баланс, а отношение $\psi \rightarrow v_d/v_e$ (см. (6), (7)). В дальнейшем спад концентрации электронов идет согласно уравнению

$$\frac{dn_e}{dt} = -(\beta_e + \psi \beta_i) n_e^2 \quad (10)$$

где $\beta_e + \psi \beta_i = \beta_{eff}$ - эффективный коэффициент рекомбинации. Такое приближение, использованное в ряде работ [4-7], справедливо при условии $\frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dt} \ll n_e (1 + \psi) = \beta_{eff}$.

Переходя от феноменологической схемы наиболее важных фаз разряда к конкретным оценкам эффектов, связанных с прилипательно-отлипательным балансом, необходимо отметить, что для слабоионизованной низкотемпературной воздушной плазмы к настоящему времени в литературе имеются достаточно полные теоретические и экспериментальные данные о наиболее вероятных каналах прилипания и отлипания [8]. Доминирует в зависимости от условий (T_e , T_i , T_{N_2} , T_{O_2}) диссоциативное, либо трехтелное прилипание к молекуле O_2 , а основные отрицательные ионы в плазме, соответственно O^- и O_2^- . Экзотическими для импульсных разрядов являются ионы: O_3^- , O_4^- , CO_3^- , CO_4^- , NO_3^- , NO_2^- , OH^- , H^- , $O^-(H_2O)$, $NO_2^-(H_2O)$. Отлипание в невозмущенной атмосфере малоэффективно (константы $\approx 10^{-18} \text{ см}^3/\text{с}$), тогда как в плазме и в послеразрядных условиях при наличии возбужденных и ассоциирующих атомов и молекул с концентрацией $> 10^{-9} [O_2(X^3\Sigma_g^-)]$ преобладает отрыв электронов при столкновениях с этими частицами [9].

Исследованию процессов отлипания в воздухе в импульсных разрядах посвящены работы [5-7], в которых экспериментально были получены частоты отлипания в зависимости от энерговклада, времена разрушения гипотетической отлипательно активной частицы. Авторы [7] исследовали многократный СВЧ разряд в воздухе ($p=5-40$ Тор, $\lambda=2,2$ см, $t_u=5-50$ мкс, $f_{\text{свч}}=10-30$ Гц) с целью идентификации наиболее эффективного канала отлипания при распаде плазмы. Спектральными методами прослеживался временной ход абсолютных концентраций наиболее эффективных сортов отлипательно активных частиц: $\dot{O}$, $\dot{N}$, $\dot{O}_2(a'\Lambda_g)$. Получены скорости наработки отлипательно активных частиц в зависимости от удельного энерговклада, определены константы диссоциации молекул кислорода и образования $\dot{O}_2(a'\Lambda_g)$ от $E_{\text{свч}}/N_0$ с использованием постоянноточковой аналогии. Получены большие скорости диссоциации молекул $\dot{O}_2$ и $\dot{N}_2$ в СВЧ импульсе: степень диссоциации $\dot{O}_2$ и $\dot{N}_2$ для $t_u=30$ мкс составляла 10-30% и 0,12-0,25%. В стадии распада плазмы атомы $\dot{O}$ и $\dot{N}$ гибнут с характерными временами $10^{-4}-10^{-3}$ с, которые значительно меньше периода повторения $10^{-2}-10^{-1}$ с. Медленнее нарабатывается $\dot{O}_2(a'\Lambda_g)$ (за несколько импульсов), но это состояние оказывается долгоживущим (~ 1 с). Данные о временном ходе $[\dot{O}]$, $[\dot{N}]$, $[\dot{O}_2(a'\Lambda_g)]$ сопоставлялись с результатами микроволновой интерферометрии ($\lambda=8$ мм), демонстрирующими "эффективно-рекомбинационный" режим распада плазмы. Корреляция результатов обоих методов говорит в пользу выбора эффективных каналов отлипания электронов от O^- и O_2^- . На временах распада 50-500 мкс идентифицируется доминирующий канал отлипания $O_2^- + O \rightarrow O_3 + e$, а далее отлипание идет с участием $\dot{N}$ и $\dot{O}_2(a'\Lambda_g)$. Включение альтернативных каналов отлипания зависит от условий эксперимента. Например, роль $\dot{O}_2(a'\Lambda_g)$ может возрасти за счет накопления за несколько импульсов, следующих друг за другом.

Повторный и многократный разряды, реализуемые в экспериментах с волновыми пучками при последовательной подаче импульсов длительностью $10^{-6}-10^{-4}$ с, разделенных паузой, могут осуществляться при более низком пороге по полю, чем в случае первичного пробоя невозмущенной атмосферы воздуха, не содержащей в своем составе отлипательно активных частиц.

Система (I), дополненная рекомбинационными членами (диффузией пренебрегается), сводится к уравнению для электронов

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = n_e \dot{v}_i - \beta_{\text{хрр}} n_e^2 - n_e \frac{d \ln(n+1)}{dt}, \quad (\text{II})$$

откуда следует, что при повторном пробое на старте лавины возможен пороговый режим, близкий к (4), т.е. $\dot{v}_i > \dot{v}_c$. При этом $\dot{v}_c$ может быть малой при достаточно длинном повторном импульсе. Сравнивая с условием для первичного пробоя (3) $\dot{v}_i > \dot{v}_c + \dot{v}_a$, получаем существенное снижение величины порогового поля повторного пробоя по отношению к первичному пробоя. Заметим, что условие (4) хорошо реализуется в случае, когда пауза не превышает время "памяти" среды. При достижении стационарного состояния из (II) получаем рекомбинационный режим поддержания разряда

$$n_{e \text{ ст}} = \frac{\dot{v}_i(E_0)}{\beta_{\text{хрр}}}, \quad (\text{I2})$$

который допускает возможность управлять концентрацией электронов варьированием приложенного поля.

Прилипательно-отлипательные процессы оказывают влияние на динамику разряда и конечные размеры плазмы при повторном СВЧ пробое, а также могут явиться причиной возникновения неустойчивостей [10].

1. Мак Ивен М., Филиппс Л. Химия атмосферы. - М.: Мир, 1978. 375с.
2. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984. 416 с.
3. Mayhan J.T., Fante R.L. - *J. Appl. Phys.*, 1969, 40, №13, p. 5204.
4. Зарин А.С., Куликов В.Н., Мишук В.Е., Русанов Ю.А. Тез. докл. II Всес. семинара ЭШЭГ, Ереван, 1984, с. 103-106.
5. Напартович А.Н., Наумов В.Г., Шашков В.М. Физика плазмы, 1975, т. I, с. 812-829.
6. Бихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. ЖТФ, 1984, т. 54, с. 1617
7. Куликов В.Н., Мишук В.Е. Тез. докл. IV Всес. конф. ФГР, Махачкала, 1988, с. 106
8. Александров Н.Л. Химия плазмы, 1981, вып. 8, с. 90-122.
9. Александров Н.Л. ЖТФ, 1978, т. 48, с. 1428-1431.
10. Гуревич А.В. УФН, 1980, т. 132, с. 685-689.

СПЕКТРАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ВЧ РАЗРЯДА В АЗОТЕ

Лаан М. Р.

Тартуский государственный университет

Основной целью настоящей работы является выяснение доминирующих механизмов возбуждения и ионизации молекул азота на первой стадии развития импульсного ВЧ разряда.

Объект исследований. Разряд исследовался в сильно неоднородном поле. Прямоугольный радиоимпульс (несущая частота 20 и 84 МГц, амплитуда 5-6 кВ и длительность 0,05-1 мс) был приложен к острию диаметром 1 мм с конической вершиной. Рабочий объем был предварительно откачен до давления 10^{-4} Тор, а затем заполнен азотом особой чистоты. При низких частотах повторения радиоимпульсов (< 10 Гц) разряд имеет сложную многоканальную структуру, затрудняющую проведение спектральных измерений. Известно [1], что прикладывая к острию дополнительно постоянный потенциал можно достигнуть одноканальной структуры разряда. Одноканальная структура импульсного разряда в азоте наблюдается также в случае большой (≥ 50 Гц) частоты повторения радиоимпульсов. В эксперименте были использованы оба эти способа для получения одноканального разряда, распространяющегося с постоянной скоростью, примерно вдоль оси разрядного промежутка и имеющего удовлетворительную повторяемость от импульса к импульсу.

Спектрально-временные зависимости были зарегистрированы из небольшого участка разрядного канала на расстоянии ≈ 1 мм от острия, где флуктуация регистрируемого сигнала были наименьшими. Т.к. скорость распространения канала была постоянной, можно было считать полученные зависимости характерными для всех участков разрядного канала.

Спектроскопия с микросекундным разрешением. [2-10]. В этих экспериментах постоянная времени τ регистрирующей

системы была намного больше, чем период $T_{ВЧ}$ колебаний ($\tau \gg 1$ мкс, $T = 12$ и 50 нс). Регистрировалось излучение полос второй положительной $2^+(C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g)$, $1^+(B^3\Pi_g \rightarrow A^3\Sigma_g^+)$ и $1^-(B^2\Sigma_u^+ \rightarrow X^2\Sigma_g^+)$ систем азота, а также самопоглощение 2^+ и 1^- систем. Полученные результаты позволяли определять из эксперимента динамику колебательной температуры T_{vib} , вращательной температуры $T_2 \approx T_g$, заселенностей молекулы в состоянии $B^3\Pi_g$ и иона в состоянии $X^2\Sigma_g^+$. На основе полученных зависимостей оказалось возможным оценить временные зависимости для заселенностей состояний $A^3\Sigma_g^+$, $C^3\Pi_u$ молекулы азота, электронной концентрации n_e и приведенной напряженности поля E/N . На основе полученных зависимостей

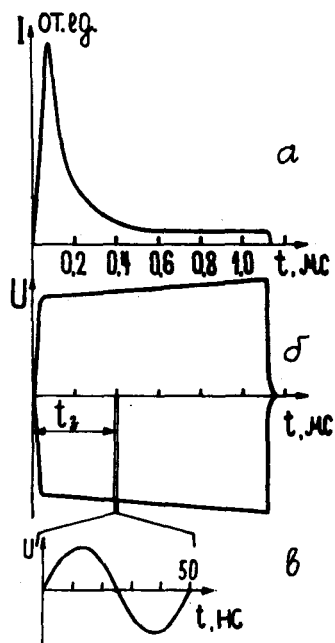


Рис. I.

можно грубо разделить процессы, происходящие в разрядном канале на две стадии — процессы в сильном поле (чему соответствует интенсивное излучение $0 \rightarrow 0$ полосы 2^+ системы — рис. 1а, $t < 0,2$ мс) и в слабом поле ($t > 0,2$ мс). В течение первой стадии происходит накопление энергии в колебательном резервуаре — в конце этой стадии T_{vib} достигает значения 5000 К, а газ остается холодным, во второй стадии T_{vib} практически не изменяется, а температура газа медленно возрастает до значения 3000 К. Регистрируя послесвечение в случае радиоимпульсов различной длительности, можно было заключить, что на этих двух стадиях доминирующие механизмы возбуждения и ионизации различны. На первой стадии заселенности определяются электрон-

можно грубо разделить процессы, происходящие в разрядном канале на две стадии — процессы в сильном поле (чему соответствует интенсивное излучение $0 \rightarrow 0$ полосы 2^+ системы — рис. 1а, $t < 0,2$ мс) и в слабом поле ($t > 0,2$ мс). В течение первой стадии происходит накопление энергии в колебательном резервуаре — в конце этой стадии T_{vib} достигает значения 5000 К, а газ остается холодным, во второй стадии T_{vib} практически не изменяется, а температура газа медленно возрастает до значения 3000 К. Регистрируя послесвечение в случае радиоимпульсов различной длительности, можно было заключить, что на этих двух стадиях доминирующие механизмы возбуждения и ионизации различны. На первой стадии заселенности определяются электрон-

ным ударом, на второй - столкновениями тяжелых частиц.

Допущения, что возбуждение состояния C^3Pu на первой стадии происходит электронным ударом из основного состояния $\text{X}^1\Sigma_g^+$ и E/N в разрядном канале изменяется гармонически - привели к противоречию: наблюдаемые заселенности состояния C^3Pu не могут быть достигнуты при значениях E/N , полученных другими способами [1]. По этим причинам оказалось необходимым регистрировать изменения в спектре разряда в течение одного полупериода $\Pi\Pi$ ВЧ колебаний в любой момент времени t_z от начала разряда - рис. 1б,в. Разработанная нами методика позволяет провести счет фотонов с временным разрешением не хуже 1 нс синхронно с $\Pi\Pi$ ВЧ колебаний. [11-13]. Измерения выполнены на частоте 20 МГц. Была проведена абсолютная калибровка измерительной системы.

Спектроскопия с наносекундным разрешением. Регистрация излучения $0 \rightarrow 0$ полосы 2^+ системы вдоль линии, проходящей через центр разрядного канала, подтвердила смену механизмов возбуждения: на первой стадии разряда излучение имеет импульсный характер, причем импульсы на положительном $\Pi\Pi$ интенсивнее и имеют большую длительность, чем на отрицательном $\Pi\Pi$ (рис. 2. $-N_{co}(t)$, $t_z \approx 5$ мкс).

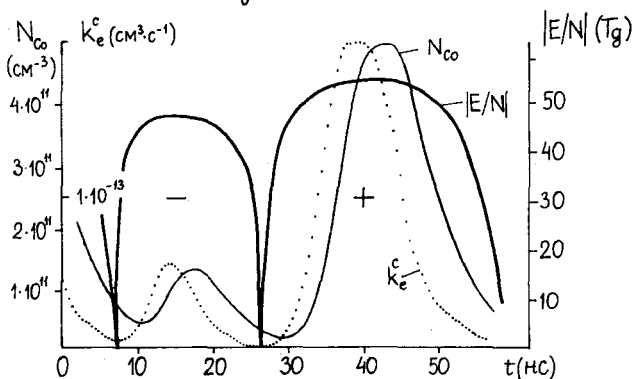


Рис. 2.

С возрастанием времени t_z глубина модуляции свечения уменьшается (ср. рис. 2., $t_z = 5$ мкс и рис. 3, $t_z = 35$ мкс, $z=0$).

Следует отметить, что глубина модуляции очень сильно зависит от чистоты газа, в воздухе сохраняется модуляция и при $t_3 = 1$ мс. Исходя из измеренных заселенностей $N_{co}(t)$ и ранее известных значений n_e , можно по уравнению баланса для состояния $S^3\Pi_u$ вычислить коэффициент скорости возбуждения $\kappa_e^S(t)$, а по известной зависимости $\kappa_e^S(E/N)$ и изменения $E/N(t)$ в течение III (рис. 2). Характер зависимости $E/N(t)$ явно негармонический и указывает на существование постоянной составляющей поля в канале разряда, обусловленной превалярованием положительного объемного заряда в центре канала [14]. Подтверждением этого являются результаты, полученные сканированием вдоль радиуса канала (рис. 3. r - расстояние от центра). Интенсивность и модуляция являются наибольшими в центральной части канала ($r < 0,1$ мм).

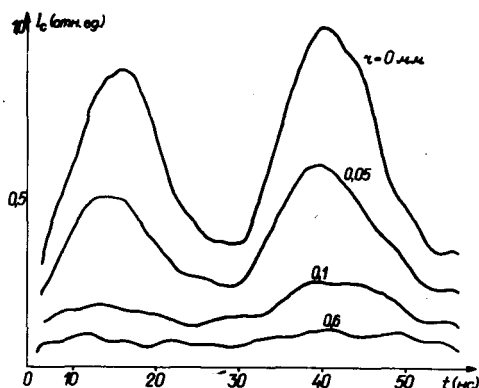


Рис. 3.

Центральная часть окружена ореолом ($r \lesssim 1$ мм), в котором модуляция отсутствует. Существование положительного объемного заряда позволяет объяснить как негармоническое изменение $E/N(t)$, так и асимметрию свечения по III.

Но значения E/N (рис. 2) больше чем в два раза превышают значения напряженности поля, полученные другими методами. Такое большое расхождение по видимому связано с допущением, что на первой стадии ВЧ разряда возбуждение и

ионизация происходит электронным ударом из основного состояния.

В работах [15-17] исследовалась переходная стадия разряда в азоте при постоянном напряжении. Общие условия и методика были такими же как в случае ВЧ разряда. Длительность переходной стадии сравнима с длительностью III на частоте 20 МГц. Выяснилось, что в течение переходной стадии возбуждение состояния S^3P_u в результате электронного удара из основного состояния заменяется ступенчатым возбуждением из состояния $A^3\Sigma_u^+$; концентрация молекул в этом состоянии имеет порядок 10^{15} 1/см³. Такой же порядок концентрации молекул в состоянии $A^3\Sigma_u^+$ имеется и на первой стадии ВЧ разряда [10]. Следовательно, уже на первой стадии ВЧ разряда ступенчатое возбуждение состояния S^3P_u может обеспечить регистрируемые заселенности этого состояния, а необходимые для этого процесса значения E/N существенно меньшие, чем в случае электронного удара из основного состояния.

Литература

1. Айнтс М.Х. Формирование одноэлектродного высокочастотного разряда при смешанном напряжении // Автореф.дисс.канд. физ.-мат.наук.- Тарту, ТТУ, 1988.
2. Сузи Я.А., Лаан М.Р.// Уч.зап.Тарт.ун-та.- Тарту, 1982.- В. 63I, с. 13-18.
3. Лаан М.Р., Сузи Я.А.// Уч.зап.Тарт.ун-та.- Тарту, 1984.- В. 669, с. 13-20.
4. Лаан М.Р., Сузи Я.А.// Тез.докл.II Всесоюз.совещ.по физике электр. пробоя газов.- Тарту, 1984.- Ч. I.- с. 90-93.
5. Лаан М.Р., Сузи Я.А.// Уч.зап.Тарту.ун-та.- Тарту, 1985.- В. 707, С. 11-17.
6. Лаан М.Р., Сузи Я.А.// Тез.докл.III Всесоюз.конф. по физике газового разряда.- Киев, 1986.- Ч. I, с. III-III3.
7. Laan M., Susi J.// XVII ICPIG, Contr.Papers - Budapest, 1985 - V. 2-- P.1014-1016.
8. Laan M., Susi J.// Acta et Comment.Univ,Tartuensis - Tartu, 1986 - № 751, P. 5-13.
9. Laan M., Susi J.// XVIII ICPIG, Contr.Papers - Swersea,

1987 - P. 108-109.

10. Сузи Я.А. Спектральные исследования импульсного высокочастотного разряда в азоте // Автореф.дисс.канд.физ.-мат.наук - Тарту, ТГУ, 1986.
11. Кууск У.И., Лаан М.Р., Сузи Я.А. // Уч.зап.Тарту ун-та - Тарту, 1988 - В. 824, с. 34-42.
12. Кууск У.И., Лаан М.Р., Сузи Я.А. // Тез.докл. I Всесоюз. конф. Методы диагност. двухфазных и реагирующих потоков - Алушта, 1988 - с. 223-224.
13. Корге Х.Й., Кууск У.И., Лаан М.Р., Сузи Я.А. // Тез. докл. LV Всесоюз. конф. по физике газового разряда - Махачкала, 1988 - с. 104-105.
14. Лаан М.Р. Сравнительное исследование импульсов короны постоянного напряжения и начальной стадии высокочастотного разряда // Автореф.дисс.канд.физ.-мат.наук - Моск Москва, ФИАН, 1980.
15. Корге Х., Лаан М., Сузи Я. // Уч.зап.Тарт.ун-та - Тарту, 1988 - В. 824, с. 25-33.
16. Korge H., Laan M., Susi J. // IX ESCAMPIG, Contr. Papers - Lisboa, 1988 - P. 115-116.
17. Korge H., Kuusk U., Laan M., Susi J. // XIX ICPIG, Contr. Papers - Belgrade, 1989 - in print.

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ РАЗРЯДОВ В ГАЗАХ НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

В.В.Бойко, Д.А.Манкелевич, А.Т.Рахимов, Н.В.Суетин

Научно-исследовательский институт ядерной физики, МГУ

Теоретическое описание высокочастотного разряда (ВЧР) в газах низкого давления и выявление наиболее важных физических процессов, протекающих в плазме таких разрядов, является в настоящее время практической потребностью, связанной с использованием ВЧР в микроволновой технологии. Решение этой задачи сопряжено с рядом трудностей, обусловленных сложностью описания комплекса электродинамических, кинетических и многокомпонентных плазмохимических процессов, протекающих в смесях молекулярных газов, наиболее широко используемых в микротехнологии (таких как CF_4 , SF_4 , Cl_2 , SiH_4 и т.д.) [1].

В последние годы были выполнены исследования по измерению сечений взаимодействия электронов с некоторыми широко используемыми молекулами, а также по изучению плазмохимических реакций и их скоростей в практически интересных средах (см., например, [2-5]). Все это позволило приступить к созданию самосогласованных моделей для описания ВЧР в газах низкого давления. Задача несколько облегчалась тем, что теоретическое описание ВЧР в газах повышенного давления (т.е. без учета диффузии) было уже проведено в работах [6-8].

В настоящее время можно выделить ряд подходов к описанию ВЧР, различающихся, в основном, способами описания кинетики электронов. Наиболее простой подход основан на "гидродинамическом" приближении. Предполагается, что функция распределения электронов по энергиям является локальной в пространстве и времени, т.е. в каждой точке пространства зависит от мгновенного значения параметра E/N (E - напряженность электрического поля, N - концентрация газа). Эти приближения верны, если частота изменения электрического поля ω удовлетворяет соотношению $\omega \ll \nu_u < \nu_m$, а пространственные градиенты электрического поля $e_E^{-1} = (\partial E / \partial x) / E$ малы так, что $e_E \gg \nu_e / \nu_u$. Здесь ν_u, ν_m - частоты релаксации энергии и импульса электронов, ν_e

-средняя скорость направленного движения электронов.

Пространственное и временное поведение концентраций электронов, положительных и отрицательных ионов с учетом сделанных выше предположений описывается следующими уравнениями:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial j_e}{\partial x} = \nu_1 n_e - \nu_a n_e - \beta_e n_e n_p; \quad j_e = -n_e \mu_e E - D_e \frac{\partial n_e}{\partial x}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_p}{\partial t} + \frac{\partial j_p}{\partial x} = \nu_1 n_e - \beta_n n_n n_p - \beta_e n_e n_p, \quad j_p = n_p \mu_p E - D_p \frac{\partial n_p}{\partial x}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial n_n}{\partial t} + \frac{\partial j_n}{\partial x} = \nu_a n_e - \beta_n n_n n_p, \quad j_n = -n_n \mu_n E - D_n \frac{\partial n_n}{\partial x}, \quad (3)$$

Здесь $n_{e,p,n}$ - концентрации электронов, положительных и отрицательных ионов соответственно; $j_{e,p,n}$, $\mu_{e,p,n}$, $D_{e,p,n}$ - плотности потока, подвижности и коэффициенты диффузии соответствующих частиц, ν_1 , ν_a , ν_d - частоты ионизации, прилипания и отлипания электронов; β_e, β_n - константы скоростей электрон-ионной и ион-ионной рекомбинации. Для определения напряженности электрического поля можно использовать уравнение Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = 4\pi e (n_p - n_e - n_n) \quad (4)$$

или уравнение непрерывности полного тока:

$$(1/4\pi) \frac{\partial E}{\partial t} + e (j_p - j_e - j_n) = j_0 \sin(\omega t). \quad (5)$$

В качестве граничных условий на аноде предполагалось $n_p = n_n = n_e = 0$, в то время как на катоде $n_n = n_p = 0$; $j_e = \gamma j_p$ (γ -коэффициент вторичной эмиссии электронов с поверхности электрода).

Система уравнений (1)-(4) численно исследовалась в различных приближениях в работах [9-11]. Вообще говоря, система уравнений (1)-(5) должна быть дополнена уравнением для температуры газа (T):

$$\rho_p \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x} (\kappa \frac{\partial T}{\partial x}) = \langle (j_p - j_n) E \rangle. \quad (6)$$

Здесь ρ и κ_p - плотность и теплоемкость газа, κ - коэффициент теплопроводности. Скобки означают усреднение по периоду изменения ВЧ поля ($\tau = 1/f$). При написании (6) учитывалось, что температура и средний энерговклад мало меняются за период. В качестве граничных условий задавалась температура на электродах $T(0) = T(d) = T_0$.

Типичные результаты решения системы уравнений (1)-(6) для межэлектродного зазора $d = 3$ см, $P = 1$ Тор (газ Cl_2), $f = 13,56$ МГц, 1- $j_0 = 1,6$ ма/см² и 2- $j_0 = 2,0$ ма/см² представлены на рис. 1-4. Плотность электронов (рис. 1-2) дана при $j_0 = 2,0$ ма/см² в моменты $t = (k-1)/(8f)$. На рис. 5 представлено распределение положи-

тельных ионов и температуры нейтралов при наличии постоянной составляющей тока ($j_0 = 1,1 \text{ мА/см}^2$, $j_{st} = 0,2 \text{ мА/см}^2$), которая часто используется для управления параметрами приэлектродных слоев.

С уменьшением давления газа или с ростом плотности тока условия применимости гидродинамического приближения нарушаются. В этом случае наиболее обоснованными являются расчеты кинетики электронов с использованием метода Монте-Карло [12]. Однако этот метод требует больших затрат машинного времени, что не позволило автору [12] провести самосогласованный расчет. В связи с этим получили развитие различные приближенные методы учета эффектов нелокальности функции распределения электронов по энергиям.

В первом приближении влияние этих эффектов можно учесть с помощью расчета нелокальной средней энергии электронов в поле, как это было сделано в работах [13,14]. Однако в них сделан ряд принципиальных допущений, не позволяющих сравнивать результаты расчетов [13,14] с экспериментальными данными.

Уравнение, описывающее пространственное и временное поведение средней энергии электронов (ϵ) имеет следующий вид:

$$\partial(n_e \epsilon) / \partial t = (5/3) \partial / \partial x (D_e n_e \partial \epsilon / \partial x - j_e \epsilon) - e j_e E - Q_n \quad (7)$$

Здесь Q_n — потери энергии электронами в упругих и неупругих столкновениях. При совместном решении (1)–(7) предполагается, что все электронные кинетические коэффициенты являются функциями только средней энергии электронов, причем зависимость этих коэффициентов от ϵ такая же, как в случае стационарной ФРЭ. Расчеты, проведенные с нестационарной ФРЭ показали, что сколь-нибудь существенные ошибки в нашем приближении возникают лишь при вычислении констант скоростей ионизации, причем в минимуме температуры электронов. Поскольку в этой области температур частота ионизации на несколько порядков меньше максимальной, это расхождение не влияет на величину средней за период ионизации.

На рис. 6 представлено рассчитанное для $j_0 = 0,7 \text{ мА/см}^2$ распределение ионов n_p при $d = 2,2 \text{ см}$, $p = 2,9 \text{ Тор}$ (Аргон), $f = 5,28 \text{ МГц}$. Здесь же приведены профили пространственного распределения интенсивности излучения линии аргона $\lambda = 696,5 \text{ нм}$ ($\epsilon_{возб} = 13,3 \text{ эВ}$), полученные экспериментально и рассчитанные. Как видно, эти распределения неплохо совпадают вблизи элект-

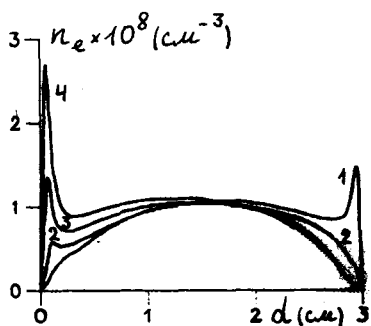


Рис. 1

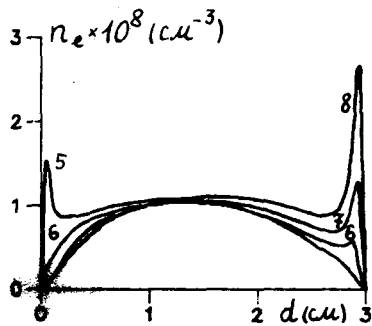


Рис. 2

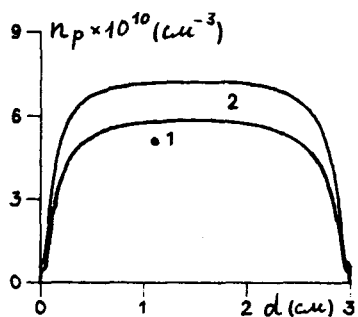


Рис. 3

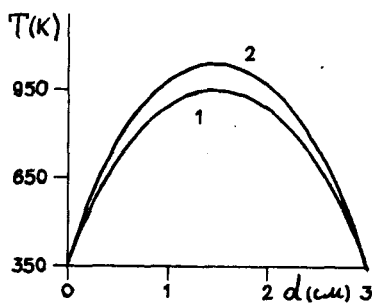


Рис. 4

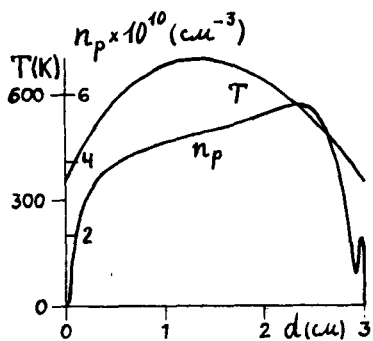


Рис. 5

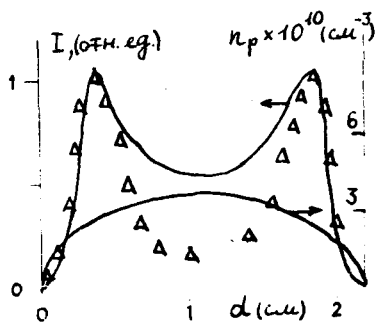


Рис. 6

тродов, однако различаются в центральной области. Такое расхождение может быть связано с ошибкой в определении скорости ионизации через среднюю энергию электронов, а также с неучетом пучков электронов, возникающих при ускорении γ -электронов. Учет последних можно провести с использованием различных упрощенных подходов, развитых в работах [15,16].

Таким образом, за последние годы велась интенсивная работа по построению самосогласованной модели ВЧР, однако, далеко не все трудности, встретившиеся на этом пути, успешно преодолены. Развитие моделей должно пойти по пути учета всего комплекса плазмохимических реакций и корректного рассмотрения кинетики электронов.

- I. Плазменная технология в производстве СБИС// Под редакцией Н. Айкспрука, Д. Брауна. - М.: Мир, 1987.
2. Словецкий Д.И., Дерюгин А.А. // Химия плазмы. - М.: Энергоатомиздат, 1987. - В.13. С.240.
3. Masek K. et al.// Contr.Pl.Phys.1987. V.27. P.15.
4. Anderson H.M., Merson J.A., Light R.W.// IEEE Trans.Pl. Science. 1986. V. PS-14. P.156.
5. Rogoff G.L. et al.// Ibidem., P.103.
6. Ковалев А.С. и др. // Физика плазмы. 1986. Т.II. С.89.
7. Ковалев А.С. и др. // Тез. докл. III Всесоюзн. конф. по физике газового разряда. - Киев, 1986. С.107.
8. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. // Физика плазмы. 1987. Т.I3. С.471.
9. Boeuf J.-P.// Phys. Rev. A. 1987. V.36. P.6.
10. Barnes M.S., Colter T.J., Elta M.E.// J. Appl. Phys.1987. V.61. P.81.
11. Бойко В.В. и др. // Препринт-86 ИГМ им. М.В. Келдыша.1986.
12. Kushner M.J.// J.Appl. Phys. 1983. V.54. P.4958.
13. Graves D.B.// J. Appl. Phys. 1987. V.62. P.88.
14. Richards A.D., Thompson B.E., Sawin H.N.// J.Appl. Phys. 1987. V.50. P.492.
15. Phelps A.V., Jelenkovic B.M., Pitchford L.C.// Phys.Rev. A. 1987. V.36. P.5327.
16. Carman R.J., Maltland A.// J.Phys. D: Appl. Phys. 1987. V.20. P.1021.

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ РАЗРАБОТКИ ИЗОЛЯЦИИ ВЫСОКОВОЛЬТНОЙ ВЧ АППАРАТУРЫ

М.А.Аронов

Московский энергетический институт

Высокочастотные (ВЧ) электротехнологические установки и устройства средств связи работают при высоких напряжениях в широком диапазоне частот от единиц килогерц до нескольких десятков мегагерц.

Изоляционные конструкции (ИК) ВЧ установок подвергаются воздействию длительных рабочих напряжений и кратковременных перенапряжений, связанных с различными переходными процессами в схемах ВЧ установок.

Высоковольтные ВЧ ИК в большинстве случаев включают в себя воздушные промежутки, керамические или полимерные изоляторы. Эти ИК могут эксплуатироваться в сухих условиях ВЧ устройств внутренней установки или в условиях воздействия дождя и других осадков ВЧ устройств наружной установки.

При разработке ВЧ ИК наряду с решением других задач оптимизации требуется скоординировать электрическую прочность ИК с действующими напряжениями таким образом, чтобы исключить разряды в воздушных промежутках, пробой и разрушение изоляторов при рабочих напряжениях и перенапряжениях.

Воздушные промежутки. Обычно в ВЧ ИК используются электродные системы, образующие некоронирующие воздушные промежутки. Для таких промежутков при частотах до 1,5-2,0 МГц существует значительное число экспериментальных данных и ряд расчетных методик, которые позволяют определить их вольт-частотные характеристики, т.е. зависимости разрядных напряжений от частоты [1,2,3].

Снижение разрядных напряжений с ростом частоты начинается при частотах выше первой критической частоты $f_{кр1}$. Наименьших значений $U_{s,min}$ разрядные напряжения достигают при частотах порядка $10f_{кр1}$. Следующее резкое снижение разрядных напряжений начинается со второй критической частоты $f_{кр2}$, значения которой примерно на два порядка выше

значений $f_{кр1}$ и находятся за пределами интересующего нас диапазона частот.

Для решения практических задач координации изоляции можно воспользоваться в первом приближении значениями U_{fmin} , которые зависят от значений коэффициента неоднородности K_H электрического поля промежутков. Обозначим коэффициентом снижения разрядных напряжений отношение $K_{сн} = U_{fmin} / U_0$, где U_0 — разрядное напряжение промежутка при частоте 50 Гц. Тогда зависимость $K_{сн} = \varphi(K_H)$ имеет следующий вид [1]:

K_H	I.1	I.2	I.3-I.4	I.5-2.5
$K_{сн}$	0,80	0,75	0,70	0,65

Влияние давления и температуры воздуха на разрядные напряжения воздушных промежутков при высоких частотах можно учесть поправкой на относительную плотность воздуха δ

[3]: $K_{\delta} = 0,1 + 0,9\delta$.

Сказанное выше относится к воздушным промежуткам ВЧ ИК внутренней установки. Для ВЧ ИК наружной установки определяющими для выбора воздушных промежутков являются их разрядные характеристики при дожде [1,3].

В условиях дождя капли и струйки воды, образующиеся на электродах, существенно увеличивают неоднородность электрического поля промежутков. Это может привести к зажиганию на электродах коронного разряда в стримерной или кистевой форме при напряжениях, значительно меньших разрядных напряжений в сухих условиях. Напряжения гашения высокочастотного коронного разряда существенно ниже его напряжений зажигания. Поэтому, возникнув на каплях дождя, коронный разряд может существовать устойчиво. Разрядные напряжения воздушных промежутков под дождем ниже, чем их разрядные напряжения в сухих условиях. При увеличении частоты с 50 Гц до 1,5 МГц разрядные напряжения под дождем уменьшаются в некоторых случаях в три и более раз. Оценки показывают, что для ВЧ ИК наружной установки размеры воздушных промежутков должны превышать в 5-10 раз

размеры воздушных промежутков ВЧ ИК внутренней установки.

Изоляторы. Выбор материала диэлектрика осуществляется по многим характеристикам, в том числе по его короностойкости при рабочих частотах [4]. При разработке изоляторов обычно стремятся максимально снизить неоднородность электрического поля как в теле изоляторов, так и на их поверхности. Напряжение пробоя изоляторов в 1,5-2,0 раза выше разрядного напряжения по поверхности.

Существует сравнительно небольшое число данных о разрядных характеристиках изоляторов при высоких частотах [1,3,5]. В зависимости от конструкции изоляторов, атмосферных условий, частоты приложенного напряжения перекрытию изоляторов по поверхности может предшествовать коронный разряд в лавинной, стримерной и кистевой форме, а при дожде и скользящий разряд по поверхности диэлектрика. Особенно опасны скользящие разряды и кистевая корона при дожде. Соприкосновение их высокотемпературных каналов с поверхностью диэлектрика может привести и его разрушению.

Разрядные напряжения изоляторов в сухих условиях существенно зависят от частоты. При частотах порядка 1-2 МГц в зависимости от конструкции изоляторов $K_{сн} = 0,45-0,60$. Влияние относительной плотности воздуха учитывается соотношением

$$K_s = 0,3 + 0,7\delta.$$

В условиях дождя перекрытие изоляторов при высоких частотах происходит при сильном испарении влаги с их поверхности, при образовании частичных дуг, каналов скользящих разрядов и кистевой короны. Разрядные напряжения изоляторов под дождем примерно в 1,5-2,0 раза ниже, чем сухих условиях и слабо зависят от частоты.

Координация изоляции. Для ВЧ ИК внутренней установки должны выполняться два условия: при наибольшем рабочем напряжении на элементах ИК должен отсутствовать коронный разряд; при перенапряжениях исключаются пробои воздушных промежутков и по поверхности изоляторов. Обозначив $U_{раб. max}$ - наибольшее рабочее напряжение; K_n - кратность перенапряжений; K_s - поправка на относительную плотность воздуха; K_z - коэффициент запаса; $\bar{U}_k, \sigma_k$ - среднее значение напряжения возникновения короны и среднее квадратичное отклонение для него в

сухих условиях; $\bar{U}_p$, σ_p - среднее значение разрядного напряжения и среднее квадратичное отклонение для него в сухих условиях, получим

$$U_{\text{раб. max}} \leq \frac{\bar{U}_k (1 - K \sigma_k) K_s}{K_3}, U_{\text{раб. max}} \leq \frac{\bar{U}_p (1 - K \sigma_p) K_s}{K_3 K_n}.$$

Коэффициент K определяет положение нижней границы зоны разбросов U_k или U_p с заданной надежностью.

Для ВЧ ИК наружной установки должны быть исключены скользящий разряд или кистевая корона под дождем как при рабочих напряжениях, так и при перенапряжениях. Обозначив $\bar{U}_{ск}$, $\sigma_{ск}$ - среднее значение и среднее квадратичное отклонение для напряжения возникновения скользящих разрядов и кистевой короны под дождем, получим

$$U_{\text{раб. max}} \leq \frac{\bar{U}_{ск} (1 - K \sigma_{ск}) K_s}{K_3 K_n}.$$

Приведенные соотношения позволяют установить требования к испытательным напряжениям ВЧ ИК внутренней и наружной установки.

1. Тарасова Т.Н. Разработка метода расчета и выбора элементов внешней изоляции антенно-фидерных систем высокого напряжения в диапазонах длинных и средних радиоволн. Дис. ... канд. техн. наук. - М., 1984.
2. Айтс М.Х. Накопление заряженных частиц в разрядном промежутке при напряжении высокой частоты// Уч. зап. Тарт. ун-та. - 1988. Вып. 824. С. 7-23.
3. Аронов М.А. и др. Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. - М.: Энергия, 1969.
4. Кокуркин М.П. Разработка методики ускоренных испытаний полимерной изоляции на основе исследования поверхностных частичных разрядов при высокой частоте. Дис. ... канд. техн. наук. - М., 1986.
5. Брауде Б.В. Определение электрической прочности установочных керамических изоляторов с мощных радиопередающих устройствах// Вопросы радиоэлектроники, серия X. Техника радиосвязи. - 1960. Вып. 2. С. 17-25.

РЕАЛИЗАЦИЯ УСЛОВИЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОСТИ

РАЗРЯДА ПРИ ЧАСТОТАХ ДО ЕДИНИЦ МГц

Н.Т.Сергеев

Московский энергетический институт

В предлагаемой модели разряда источником электронов, обеспечивающих ионизацию воздуха и накопление в промежутке положительных ионов, являются отрицательные ионы, оставшиеся в промежутке от предыдущего полупериода напряжения, а потеря положительных ионов вызвана их дрейфом в поле электродов и электростатическим расталкиванием /дрейфом в поле ионов/. Условие самостоятельности разряда при этом первоначально выполняется только в зоне накопления ионов, а пробой промежутка происходит при повышении напряжения сверх начального. В промежутках с однородным полем пробой происходит, когда условие самостоятельности разряда выполняется по всей длине промежутка L , т.е. когда

$$\int_0^L \lambda dx = K, \quad (I)$$

где для воздуха $\lambda = 0,2(E - 24,58)^2 / 8$, $K = 8$, δ - относительная плотность воздуха.

Длина зоны накопления положительных ионов $L_H = L - 2\Delta$, где $\Delta = K^+ E_0 / (2\pi f)$ - путь, проходимый ионами за время $T/4 = 1/(4f)$ в поле напряженностью $E(t) = E_0 \sin \omega t$, K^+ - подвижность положительных ионов ($K^+ = 2 \text{ см}^2/\text{В.С.}$). Результирующая напряженность поля в промежутке $E_{\text{рез}} = E(t) + E_u(x)$, где $E_u(x)$ - напряженность обусловленная зарядом положительных ионов.

Так как вне области накопления плотность ионов мала, то можно считать, что поле там практически однородно, причем минимальная величина результирующей напряженности поля при амплитудном значении напряжения, наблюдаемая у анода, может быть принята равной 24,58 кВ/см. Последнее объясняется тем, что в воздухе при $E/\delta < (24+25) \text{ кВ/см}$ вырастает интенсивность прилипания электронов, что приводит к накоплению малоподви-

ного отрицательного заряда и, как следствие, к повышению напряженности поля у анода и поддержанию ее на вышеобозначенном уровне.

Если принять плотность ионов по всей зоне накопления одинаковой, то $E_n(x) = (1 - 2x/L_n) q_n / \epsilon_0$, где q_n - избыточный заряд положительных ионов (над отрицательными), x - расстояние от границы зоны накопления со стороны катода. Интегрируя (1) с учетом сделанных выше пояснений получаем уравнение для расчета средней пробивной напряженности промежутка

$$E_{np} = 24,58 + \sqrt{418/L - (L + 4\Delta)/L (q_{n, np}/\epsilon_0)^2}, \quad (2)$$

где $q_{n, np}$ - избыточный заряд положительных ионов, необходимый для пробоя промежутка.

Для определения пробивной напряженности промежутка из (2) необходимо рассчитать величину q_n , которая может накопиться в промежутке при данных условиях. Величина q_n может быть найдена из условия равенства количества генерируемого и теряемого заряда положительных ионов за время $T/2$.

Если примем распределение отрицательных ионов в зоне накопления равномерным, то генерируемый заряд положительных ионов

$$q_r = \int_0^{L_n} \bar{q} L_n \beta \exp[\alpha(L_n - x)] dx, \quad (3)$$

где $\bar{q}$ - заряд отрицательных ионов в зоне накопления, β - вероятность развала отрицательных ионов (в расчете принято $\beta = 1$ при $\alpha > 0$ и $\beta = 0$ при $\alpha = 0$).

Полагая, что уменьшение количества отрицательных ионов в зоне накопления за время пауз между всплесками ионизации, происходящими при максимумах напряжения, происходит за счет рекомбинации в условиях значительного преобладания плотности положительных ионов над отрицательными и принимая, что на половине длины зоны накопления со стороны временного катода напряженность равна E_1 , а в остальной части зоны накопления равна $E_3 = 2E_0 - E_1$, находим из (3)

$$q_r = q_1 \frac{\beta}{\alpha_1 L_n} \exp\left(\frac{-\alpha_1 q_1}{2\epsilon_0 L_n}\right) e^{\frac{\alpha_3 L_n}{2}} \left[\frac{1}{\alpha_1} \left(e^{\frac{\alpha_1 L_n}{2}} - 1 \right) + \frac{1}{\alpha_3} \left(1 - e^{-\frac{\alpha_3 L_n}{2}} \right) \right], \quad (4)$$

где $\eta = 0,33 (E_1 - 18,2\delta)$ - коэффициент прилипания в воздухе в см^{-1} при E_1 - кВ/см, α_p - коэффициент ионной рекомбинации, α_1, α_3 - значения коэффициента ударной ионизации /2/ при напряжениях E_1 и E_3 соответственно, e_0 - заряд электрона,

Потери положительных ионов q_n могут быть определены из уравнения, выражающего скорость убыли положительных ионов из зоны накопления заряда за счет электростатического растапливания

$$dq = -k^+ q^2 dt / (\epsilon_0 L_n).$$

откуда после интегрирования от $t = 0$ до $T/2$ с учетом, что $q(t = T/2) = q_1$, получаем

$$q_n/q_1 = [1 - k^+(E_1 - E_0)/(fL)]^{-1}. \quad (5)$$

Из (4) и (5) при условии $q_r = q_n$ определяется величина $q_u = q_1$, подстановка которой в (2) дает значение пробивной напряженности промежутка.

Результаты расчета зависимости пробивной напряженности промежутка от его длины при $\delta = 1$ и частоте 1,55 МГц приведены в таблице, где представлены также экспериментальные данные /1/.

L , мм		0,4	0,5	0,55	0,6
E_{np} , кВ/см	Расчет	56,5	53,1	51,8	50,6
	Данные /1/	57,5	51,9	51,5	45,9

Литература

1. Аронов М.А. и др. - Электрические разряды в воздухе при напряжении высокой частоты. - М.: Энергия, 1969. - 176 С.

МЕХАНИЗМЫ ЭВОЛЮЦИИ ВЧ РАЗРЯДА

Коган Е.Я., Кузин В.Д.

Куйбышевский пединститут, г. Куйбышев

Ионизационно-перегревная неустойчивость (ИПН) является универсальным механизмом, управляющим эволюцией разряда в плотных газах. ИПН связывают обычно с формированием положительной обратной связи параметров плазмы T_e , n_e - температуры и плотности электронов. Эта связь организуется через посредство нейтральной компоненты, "перегрев" степеней свободы которой обуславливает неравновесную ионизацию. При "перегреве" поступательных степеней свободы частиц в условиях $\nu > \omega$ (ν - частота электрон-нейтральных столкновений, ω - частота поля) электронами плазмы, поглощающими энергию из поля, локальное расширение газа приводит к взрывному нарастанию плотности плазмы в силу существенно нелинейной связи частоты ионизации $\nu_i \sim (|E|/N)^2$ от концентрации газа N ($|E|$ - напряженность волнового поля). В этом режиме происходит коллапс области пробоя [1], а стабилизация неустойчивости связана с нарастающим выносом энергии и плазмы из этой области разряда, размер которой "следит" за скин-слоем λ_s [2].

В цитируемых работах анализ нелинейной динамики ИПН предполагает диффузионный механизм переноса частиц и энергии. В то же время поток расширяющегося из области пробоя газа увлекает плазму. Если $\nu \gg \nu/L$ (ν - скорость газа, L - масштаб разряда) скорость выноса плазмы устанавливается за время $\tau \sim 1/\nu$ на уровне ν . На фоне этого потока протекает и диффузия. Оценки показывают, что вклад диффузии мал вплоть до масштаба разряда $L \approx \lambda_s$, при $\frac{3}{2} \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{\nu M \nu_{in} \delta n_e L^2}{\rho} \gg 1$, (δ - коэффициент accommodation электрона, ρ - давление, ν_{in} - частота ион-нейтральных столкновений, γ - показатель адиабаты).

С учетом потока плазмы характерный масштаб разряда $L(t) \sim (t_0 - t)^{\delta-1/2\beta}$, где λ задается зависимостью

коэффициента диффузии плазмы $D_a \sim T^{\frac{1}{2}}$ от температуры газа (необходимо иметь в виду, что при условии адиабатического расширения $\rho = \text{const}$ T_e и T связаны: $T_e \sim T^2$). Значение $L(\xi)$ определяет режим эволюции: режим с обострением ($\beta > \lambda$), сопровождающейся коллапсом разряда: диффузионное расширение разряда ($\beta < \lambda$); режим стабилизации, когда характерный размер разряда не меняется ($\beta = \lambda$). Отметим, что в режиме с обострением неустойчивость характеризуется более медленным нарастанием плотности плазмы, чем в модели [1]. Отметим, что в данном случае при определенных E/N порог пробоя определяется уже не локальными процессами гибели заряженных частиц, а выносом плазмы из разрядной области расширяющимся газом. В связи с приведенным анализом возникают вопросы применимости адиабатической газодинамики и механизма переноса разряда вдоль СВЧ луча и поперек его. Первый связан с анализом распространения акустического возбуждения в области пробоя, второй - с формированием волны пробоя и включением механизма вынужденной амбиполярной диффузии в неоднородном поле вдоль направления $\vec{E}$ в волне (при линейной поляризации) с коэффициентом $D \approx \frac{M+1}{4\pi e n_e} E^2$, M_+ - подвижность ионов.

При высокой степени ионизации $\delta_{ei} \nu_{ei} > \delta_{ea} \nu_{ea}$ нагрев электронов связан с кулоновскими столкновениями. С учетом зависимости $\nu_{ei}(T_e)$ имеем

$$T_e \sim n_e$$

Эта зависимость объясняет механизм ионизационно-перегревной неустойчивости иного типа - "перегрев" электронной компоненты возбуждает развитие плотности, что влечет за собой рост ее температуры. Анализ показывает, что этот тип неустойчивости эволюционирует в режиме с обострением

$$n_e(t, x) = (t_0 - t)^{-\frac{1}{2}\beta} \theta(\xi), \quad \xi = x / (t_0 - t)^{\frac{\beta-1}{2\beta}}$$

В асимптотике $t \rightarrow \infty$ $\theta(\xi) \sim \xi^{-2(\beta-1)}$. Интересно отметить, что в этом режиме неустойчивости может включаться вторая и т.д. следующие порядки ионизации, которые поддерживают неустойчивость уже в полностью ионизованной плазме газа с атомным числом $Z > 1$.

В молекулярных газах при невысоких электронных температурах ($T_e \sim 1 \text{ эВ}$) основная энергия их вкладывается в колеба-

тельные степени свободы молекул газа. Неравновесное возбуждение их (перегрев) сопровождается неравновесной диссоциацией с последующим сдвигом коэффициента аккомодации в сторону значения его при упругом рассеянии $\delta_{ny} \rightarrow \delta_y = 2 \frac{m}{M}$. С этим связан рост электронной температуры $T_e \sim 1/\delta$, который приводит далее к росту скорости диссоциации и ионизации. Такова модель диссоциативно-перегревной неустойчивости. Эта неустойчивость развивается независимо от значения отношения V/ω . При $V/\omega < 1$ она может служить решающим механизмом перехода разряда из несамостоятельного в стадию самостоятельного в подпороговом поле. Инкремент неустойчивости $\gamma_d \approx \frac{\epsilon_d}{T_{eo}} \frac{\delta_{ea}}{\delta_{em}} V_d \eta_i$, при $V > \omega$ $\gamma_d \approx \frac{\epsilon_d}{T_{eo}} V_d \eta_i$ (ϵ_d - энергия диссоциации молекул; η_i - степень ионизации газа; δ_{em} , δ_{ea} - полное сечение рассеяния электрона на молекуле и ее атоме). Нелинейная динамика этой неустойчивости включает взрывной режим нарастания атомной и заряженной компонент: предельное значение

$$T_e \approx (\delta_{em} / \delta_{ea}) T_{eo} \sim 10 T_{eo}$$

где T_{eo} - стартовая величина T_e . Можно показать, что все типы перегревной неустойчивости формируют фронт волны ионизации, структура и скорость распространения которой определяется конкретным типом развивающейся неустойчивости.

1. Ким А.В., Фрайман Г.М. // ФП. 1983. Т.9. С.613.
2. Коган Е.Я., Кузин Б.Ю. // ПМТФ. 1988. № 3. С.28.

О МЕХАНИЗМЕ ФОРМИРОВАНИЯ ПЛАЗМОИДОВ РАЗЛИЧНОЙ ФОРМЫ В КВАЗИСТАТИЧЕСКОМ ПОЛЕ

И.С.Гулин, С.А.Двинин

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет.

Сложную пространственную структуру разрядов, поддерживаемых быстропеременными полями объясняют развитием различного рода неустойчивостей на первоначально однородном фоне [1 - 2]. Однако она может быть обусловлена и развитием разряда на флуктуациях плотности электронов n_e в отдельных точках пространства, источником которых выступают химические реакции /вблизи порога пробоя/, пробой на пылинках, внешнее ультрафиолетовое излучение [3]. При этом разная форма и размеры плазмодов вызываются особенностями электродинамического взаимодействия плазмы с ВЧ полем [4].

В работе проводилось численное моделирование развития разряда обусловленного начальной флуктуацией $n_e|_{t=0} = n_0 \delta(\vec{r})$ в двумерной геометрии. Эволюция плазмы описывалась уравнением баланса электронов, которое в безразмерных переменных $\tau = \nu_a t$, $X = \sqrt{\frac{\nu_a}{D}} x$, $Y = \sqrt{\frac{\nu_a}{D}} y$ имеет вид

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = \vec{\nabla}^2 N + (\hat{\nu}_i - 1)N + (\hat{\nu}_c - \hat{\alpha})N^2 - \beta N^3 = \vec{\nabla}^2 N + F(|\vec{E}|, N) \quad (1)$$

где для кинетических коэффициентов использовались аппроксимации $\hat{\nu}_i = |\vec{E}|^{\beta}$, $\hat{\nu}_c = a|\vec{E}|^{\delta}$, $\hat{\alpha} = b|\vec{E}|^{-3}$, $\hat{\beta} = c|\vec{E}|^{-9}$. Величины $\hat{\nu}_i$, $\hat{\nu}_c$, $\hat{\alpha}$, $\hat{\beta}$ определяются частотами линейной ионизации и прилипания ν_i и ν_a , ступенчатой ионизации ν_c , коэффициентами одно и двухэлектронной рекомбинации α , β ; $\hat{\nu}_i = \frac{\nu_i}{\nu_a}$, $\hat{\nu}_c = \frac{\nu_c}{\nu_a}$, $\hat{\alpha} = \frac{\alpha n_c}{\nu_a}$, $\hat{\beta} = \frac{\beta n_c^2}{\nu_a^2}$.

Электрическое поле $\vec{E} e^{i\omega t} = -\vec{\nabla} \varphi e^{i\omega t}$ рассчитывалось из уравнения Пуассона

$$\text{div}(\epsilon \text{grad } \varphi) = 0, \quad (2)$$

где $\epsilon = 1 - \frac{n_e}{n_c(1+i\nu/\omega)}$; $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$; ν , ω - эффективная частота столкновений и частота поля; e , m - заряд и масса электрона. Поле $\vec{E}$ представляется в форме $\vec{E}_0 - \vec{\nabla} \psi$, где $\vec{E}_0$ поле поддерживающей плазму волны, а $\vec{\nabla} \psi$ убывает на беско-

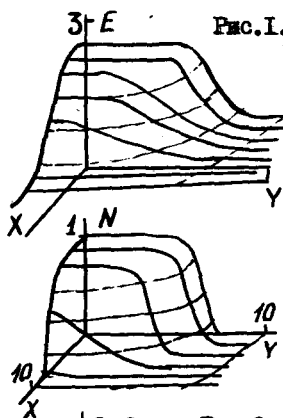


Рис.1. нежности не медленнее, чем $1/\kappa$.

Система /1-2/ справедлива при выполнении условий $\omega \gg \nu \frac{2m}{N}$; $\omega \gg \nu_1, \nu_2$; $\frac{2m}{N} \nu \gg \nu_1, \nu_2$ и размерах плазмоида $a, b \ll c/\omega$; $a, b \ll c/\omega\sqrt{\epsilon}$.

Для широкой области значений поля стационарное однородное решение /1/ имеет два или три $N_1 < N_2, N_3 < N_4$ корни, описывая процесс пробоя как переход среды из состояния с $N = N_3$ в состояние с $N = N_1$.

Коэффициенты в /1/ зависят от амплитуды ВЧ поля E , поэтому задача принципиально не-одномерна, а форма отдельного плазмоида несимметрична по азимутальному углу θ . Численное моделирование показало наличие следующих характерных режимов формирования плазмоедов.

1. $N_1 \ll (1 + \nu^2/\omega^2)^{1/2}$. Плазма

не меняет распределения ВЧ поля, поэтому плазмоед симметричен по углу.

2. $N_2 \approx 1$, $\nu/\omega \ll 1$. Поле в

плазме превышает E_0 в силу приближения к электростатическому дипольному резонансу. В полярной области поле за границей плазмоида падает ниже E_0 в силу непрерывности электрической индукции, ионизация в этой области падает, что обуславливает и уменьшение скорости распространения волны ионизации в направлении поля.

Таким образом в процессе развития плазмоед вытягивается в направлении, перпендикулярном напряжённости поля E_0 /Рис.1/. В трёхмерном пространстве данный случай соответствует образованию "блинов".

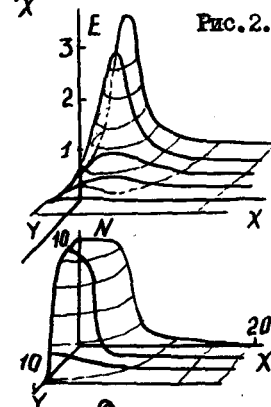


Рис.2.

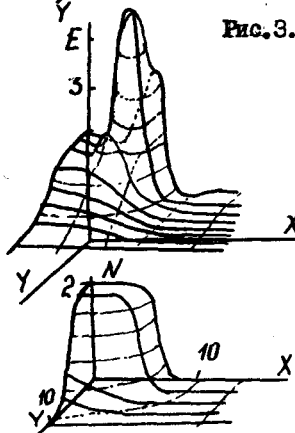


Рис.3.

$$3. N_1 \gg (1 + \nu^2/\omega^2)^{1/2}$$

. Поле в плазме меньше E_0 , но наблюдается его усиление в полярной области за границей плазмы /рис.2/. Это приводит к росту ионизации в этой области и вытягиванию плазмоида вдоль поля E_0 с образованием "нитей".

Приведенная классификация справедлива, если плазмод не попадает в резонанс с одной из высших собственных мод, что возможно при $\nu/\omega \ll 1$ и $N_1 \approx 2$ /рис.3/.

Наличие отмеченных в работе форм плазмодов обусловлено видом граничных условий для E у границ плазмы и не должно существенно меняться при учёте гидродинамического движения нейтралов и экранировки СВЧ поля в плазме /при $a, b \gg \frac{c}{\omega \sqrt{\epsilon}}$ /, что соответствует замене уравнения Пуассона /2/ уравнениями Максвелла.

Дальнейшая эволюция плазмодов заключается в постепенном увеличении их размеров при качественном сохранении формы. В квазистатическом приближении при $\tau \rightarrow \infty$ плазмод заполняет всё пространство, а при наличии нескольких плазмодов они сливаются. В эксперименте сложная стохастическая структура сохраняется, как правило, в течение всего времени существования разряда, что обусловлено экранировкой поля новыми плазмоидами, возникающими со стороны подвода ВЧ энергии и последующими прекращением роста и распадом более старых плазмодов. Таким образом предлагаемый подход качественно согласуется с наблюдаемыми в эксперименте явлениями [5].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Журн. эксперим. и теорет. физики. -1978. -Т.74. -С.141-144.
2. Гильденбург В.Б., Ким А.В. // Физика плазмы. -1980. -Т.6- С.904-909.
3. Коган Е.Я. // Физика плазмы. -1988. -Т.13. -С.593-596.
4. Двинин С.А. // Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон. - Т.26. -№6. -С.30-33.
5. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. -1987. -Т.30. -№2. -С.317-324.

БЕЗЭЛЕКТРОДНЫЙ ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ПРОБОЙ КАК ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД

О.В.Кудреватова

Изменение скачком макроскопического состояния ионизованного газа по различным физическим причинам является достаточно общим свойством объемных разрядов и связано с общностью их описания с помощью балансных уравнений. Нелинейность решений этих уравнений проявляется прежде всего в существовании эффекта перемещения, аналогичного горению, в результате чего создается неоднозначность пространственного распределения гидродинамических величин по ионизованному газу, вызывающая структурирование разряда, скачкообразное изменение состояния ионизованного газа или режима горения разряда и т.д.

Явление безэлектродного пробоя рядом авторов ставится в соответствие скачкообразному изменению состояния ионизованной области вследствие неоднозначности взаимосвязи концентрации и температуры электронов - гистерезисного или S-образного типа [1]. Столь не гладкое и в то же время устойчивое к малым изменениям варьируемых параметров решение известно для концентрационных уравнений как с учетом, так и без учета диффузии электронов. Подобного типа решение кинетического уравнения Больцмана обсуждается в данной работе.

В двухмоментном приближении это уравнение сводится к двум балансам для числа и энергии электронов. Неупругие столкновения, приводящие к возбуждению, ионизации и другим плазмохимическим реакциям в газе, являются теми флуктуациями, которые при незначительной доли их вклада в балансные соотношения для числа и энергии электронов способны сохранять отклонение от равновесия на некоторое время и разносить его на значительные расстояния. Формирование функции распределения электронов, определяющей электронную лавину в химически активном газе в предпробойном режиме развития ионизации, задается большим числом параметров, качественно влияющих на изменение состояния среды. Эти отклонения уже

нельзя считать поправкой к равновесному решению, а следует рассматривать основной качественной причиной образования нелинейных свойств среды [2]. Тогда функцию распределения электронов, точнее, ее симметричную часть можно считать равновесной, но с возмущенным спектром энергии [2,3]:

$$n_e(\varepsilon, t) C(t) \sqrt{\varepsilon} \exp\left[-u(t) \frac{\varepsilon}{T}\right].$$

Оба параметра — предэкспоненциальный множитель $C(t)$ и множитель в показателе экспоненты $u(t)$ — определяются из системы двух обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{du}{dt} = -u \varphi(u); \quad \frac{dC}{dt} = \frac{3}{2} [\psi(u) - \varphi(u)] C.$$

Здесь функции $\varphi(u)$, $\psi(u)$ учитывают неупругие процессы изменения числа и энергии электронов слагаемыми типа

$$\int_{\varepsilon_j}^{\infty} \sigma_j(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} N n_e(\varepsilon, t) d\varepsilon; \quad \int_{\varepsilon_j}^{\infty} \sigma_j(\varepsilon) \sqrt{\frac{2\varepsilon}{m}} N n_e(\varepsilon, t) \varepsilon d\varepsilon.$$

Правые части уравнений аналитически интегрируются, если заданы зависимости от энергии электронов для сечений процессов $\sigma_j(\varepsilon)$ и для коэффициентов поглощения и испускания электронами квантов излучения, частота которого отлична от частот столкновений частиц в газе [4].

Согласно общей теории колебаний особыми точками уравнений на фазовой плоскости переменных u, C и соответствующих им состояниями динамического равновесия системы являются те, где правые части уравнений обращаются в ноль:

1) $u = 0, C = 0$ — начало координат; 2) $\varphi(u_0) = 0, C = 0$ — точка $u = u_0$ на оси u ; 3) $\varphi(u_{\infty}) = \psi(u_{\infty}) = 0, C$ — любая — вертикальная ось, проходящая через точку $u = u_{\infty}$ на оси u . Характер и сложность равновесия (особенности) в указанных точках определяют вблизи них решения экспоненциального вида $u, C \sim e^{\lambda t}$ (то-есть и экспоненциальное изменение числа электронов) в зависимости от значений корней характеристического уравнения системы линеаризованных исходных уравнений λ . При линеаризации в точке $\varphi(u_0) = 0$ эти корни действительные: $\lambda_{1,2} = -\varphi'(u_0); \frac{3}{2} \psi(u_0)$. Если $\lambda_{1,2}$ разных знаков, то им соответствует особая точка типа седла, лежащая на границе раздела областей незамкнутых фазовых траекторий, а при одинаковом знаке — точка типа неустойчивого узла, как показано на рис. 1. На рис. 2 представлено типичное поведение функции $-\varphi(u)$. Кривые различаются по параметру, зависящему от коллективной

скорости перемещения электронов $\beta/I = mv_e^2/2I$. Поскольку значения $-\varphi(u) < 0$ не имеют физического смысла, то переход между состояниями неустойчивого равновесия сопровождается скачкообразным изменением функции распределения электронов. Вблизи особой точки типа седла режим непрерывного изменения состояния ионизованного газа вдоль фазовой траектории и последующее его изменение скачком с переходом в другую область фазовых траекторий характеризует такое лавинное изменение числа электронов, которое заканчивается фазовым переходом.

Таким образом, безэлектродный высокочастотный пробой газа является фазовым переходом между состояниями ионизованного газа, обусловленный развитием кинетики его ионизации в поле излучения, аналитический критерий которого определяется условием существования состояния динамического неустойчивого равновесия, соответствующего особой точке типа седла на фазовой плоскости функции распределения электронов по энергии.

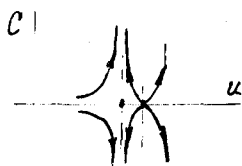


Рис.1. Часть фазовой плоскости функции распределения электронов по энергии.

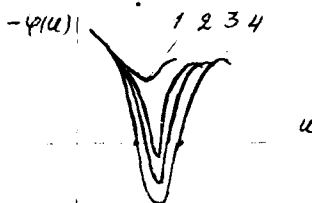


Рис.2. Функция $-\varphi(u)$ для воздуха (без ступенчатой ионизации) при β/I : 1. $-0,36$; 2. $-0,3717$; 3. $-0,375$; 4. $-0,38$.

1. Воробьев В.С., Лебедев Ф.В., Хомкин А.Л. Механика неоднородных систем. - Новосибирск: изд-во СО АН СССР, 1985. С.3.
2. Климонтович Ю.Л. Статистическая физика. - М.: Наука, 1982.
3. Кудреватова О.В. Кинетические особенности безэлектродного высокочастотного пробоя газа: Обзоры по электронной технике. Сер.1, Электроника СВЧ.-Вып.9(907).-М.: ЦНИИ Электроника, 1982.
4. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987.

О СТРИМЕРНОМ МЕХАНИЗМЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ПОДПОРОВОГО СВЧ РАЗРЯДА АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

Ю.Ф. Колесниченко

Московский радиотехнический институт АН СССР

Создание высокоэффективных СВЧ плазмохимических реакторов невозможно без понимания физики распространения СВЧ разряда. Несмотря на большой объем экспериментальных данных по неравновесному подпороговому СВЧ разряду высокого давления [1], в настоящее время практически отсутствует теория распространения его сильнонеоднородной формы. Характерными особенностями этой формы СВЧ разряда являются: сложная "нитевидная" структура, малый средний объемный энерговыклад (в ряде молекулярных газов не более $0.2 \text{ Дж/см}^3 \cdot \text{атм}$), небольшая напряженность электрического поля СВЧ-волны ($\sim 10\%$ от напряженности поля безэлектродного пробоя), обеспечивающая распространение разряда со скоростью $\sim 10^5 \text{ см/с}$.

На наш взгляд модели, связывающие причину движения разряда с последовательным образованием "нитей" перед его фронтом в результате развития ионизационно-перегревной (ИП) неустойчивости в рассматриваемом диапазоне внешних параметров не могут объяснить зарегистрированных высоких скоростей распространения, даже если в сценарии развития ИП-неустойчивости исходить из мгновенной передачи диссипируемой энергии в поступательные степени свободы газа. Действительно, скорость движения разряда U_p определяется как $U_p = \langle l \rangle / \tau_n$, где $\langle l \rangle$ — среднее расстояние между "нитеями", составляющее согласно [1] $\langle l \rangle \sim 0.2 \text{ см}$ независимо от давления, τ_n — время развития неустойчивости. Поскольку в плазменном ореоле, образующемся перед фронтом благодаря фотоионизирующему излучению из "нитей", разряд носит несамостоятельный характер, то τ_n — время изобарического нагрева газа до заданной температуры, $\tau_n \sim 3.5 \rho / \sigma_p E_0^2$, где ρ — давление газа, $\sigma_p E_0^2$ — удельная мощность энерговыделения в ореоле. Подставляя значение проводимости

ореола $\zeta_p \sim 10^{-3} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ [1] и $E_0 \sim 3 \text{ кВ/см}$, получаем для $P=1 \text{ атм}$ $\tau_n \sim 30 \text{ мкс}$ и $U \sim 6 \cdot 10^3 \text{ см/с}$, что на полтора порядка меньше экспериментально зарегистрированной скорости распространения разряда. Это, однако, не означает, что предложенный в [1] механизм не может реализоваться в другом диапазоне параметров.

В настоящей работе для объяснения распространения разряда используется стримерный механизм. Перенесение стримерных представлений на случай инициированного разряда предполагает следующую картину его развития. В поле СВЧ-волны вблизи инициатора формируются начальные плазменные образования, дающие затем "старт" нескольким стримерам ("нитям"). Последние продвигаются с наибольшей скоростью в направлении вдоль электрического поля электромагнитной волны, но благодаря происходящим искривлениям и ветвлениям имеют заметную скорость и навстречу излучению. Наблюдаемая на интегральных фотографиях структура разряда есть совокупность траекторий движения стримеров.

Ниже приведены результаты теоретического исследования модели, основанной на изложенных выше представлениях.

Рассмотрена задача об установившемся движении стримера в СВЧ поле. Предполагалось, что стример представляет собой вытянутый эллипсоид вращения, имеющий проводимость σ и диэлектрическую проницаемость $\epsilon = \epsilon' - i4\pi\sigma/\omega$, ω — частота внешнего поля. Концентрация электронов в стримере ограничена снизу параметром $n_e^0 = m_e \omega \nu_m / 4\pi e^2$ (e , m_e — заряд и масса электрона, ν_m — частота упругих столкновений электрона с нейтральными частицами). Для $\omega = 6 \cdot 10^{10} \text{ сек}^{-1}$, $\nu_m = 4 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$ ($p = 1 \text{ атм}$) $n_e^0 = 7 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Напряженность усиленного электрического поля вблизи головки и поля внутри стримера зависит от параметра $\beta = |\epsilon - 1| n^{(a)}$, где $n^{(a)}$ — коэффициент деполяризации эллипсоида вдоль длинной оси [2], $n^{(a)} \sim r_0/a$, r_0 — радиус кривизны головки, a — длина большой полуоси. Предполагалось, что толщина скин-слоя больше максимального радиуса стримера. В результате действия усиленного поля, перед стримером образуется область, в которой напряженность электрического поля E_* примерно постоянна, E_* определяется из соотношения $\nabla_{\parallel}(E_*/N) \sim r_0/\nu_{ep}$ (ν_{ep} — скорость движения стримера). Аналогом этой области является, вероятно, наблюдаемая в экспериментах со стримерными разрядами в постоянном поле область, называемая в зарубежной ли-

температуре "active head" [3], либо стримерная зона в лидерных процессах [4]. Для молекулярных газов с хорошей точностью $E_*/N \sim 10^{-15}$ В·см² в силу резкой зависимости частоты ионизации молекул электронным ударом от E/N . Размер активной области $l_a \sim \beta a E_0/E_* \sqrt{1+\beta^2}$, а максимальная проводимость в ней $\sigma_a = \beta \omega E_0/4\pi \sqrt{1+\beta^2} n^* E_*$ устанавливается вблизи стримерной головки. С учетом пространственного распределения проводимости в активной области $\sigma_p = \sigma_a E^2 l_a / N g$, где E - диссипированная в активной области энергия в расчете на одну молекулу газа, $\Lambda = 0,5 \cdot \ln(1+2 l_a/r_0)$. Величина E определяется из требования, чтобы концентрация возбужденных молекул, наработанных в активной области, была достаточна для поддержания в самом стримере необходимой концентрации электронов. Резервуар энергии электронного возбуждения атомов и молекул принципиально необходим для обеспечения движения стримера в рассматриваемом диапазоне параметров. Кинетическая схема наряду с ионизацией и возбуждением уровней электронным ударом включала процессы одно или многостадийной ассоциативной ионизации, кластеризации ионов и их диссоциативной рекомбинации с электронами. При эффективной длине стримера, превышающей половину длины волны СВЧ-излучения, параметре $\beta \gg 1$ и использованной кинетической схеме, скорость стримера не зависит от частоты СВЧ поля и давления газа, растет линейно с ростом напряженности поля падающей волны, достигая значений $\sim 10^6$ см/с при $E_0 \sim 3$ кВ/см. Предположение о регулярном во времени и случайном по углам характере ветвления стримеров приводит к линейной связи скорости стримера и разряда в целом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Батанов Г.М. и др. // Тр. ФИАН СССР, 1985, Т. 160. С. 174.
2. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. - М.: Наука, 1983.
3. Zarigaldie S. *J. Appl. Phys.*, 1986, V. 61(1), P. 90.
4. Базелян Э.М., Ражанский И.М. Искровой разряд в воздухе. Новосибирск: Наука, 1988.

ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ПРОТЯЖЕННОГО СВЧ РАЗРЯДА

А.И.Арбузов, В.А.Ваулин, В.Н.Слинко,
С.С.Сулакшин, Л.В.Сулакшина

НИИ ядерной физики при Томском политехническом
институте

Перспективы использования СВЧ разряда для решения таких прикладных задач, как создание плазмохимических реакторов, газовых лазеров связаны с возможностью получения пространственно однородного, протяженного разряда высокого давления. Характерными параметрами задачи являются $\nu/\omega \gg 1$, $N/N_c \gg 1$, $\ell/\lambda \gg 1$, где ν, ω - частота электрон-ионных соударений и электромагнитной волны (ЭМВ) соответственно, N, N_c - электронная и критическая концентрации, ℓ - длина разряда, λ - длина волны. Считается, что поперечный размер мал по сравнению с длиной волны. Задача могла бы быть решена при реализации режима бегущей волны накачки, однако, как показано в [1] для случая $\nu/\omega \ll 1$ флуктуации электронной концентрации приводят к пространственной неустойчивости, связанной с вынужденным ионизационным рассеянием. Результатом является стохастическая стратификация разряда и пространственная неоднородность. Ситуация при $\nu/\omega \gg 1$ не анализировалась. Эксперименты же при наборе параметров, приведенном выше, стали возможными в последнее время [2] в связи с переходом к технике релятивистских СВЧ генераторов с мощностями на уровне сотен МВт.

В работе экспериментально исследована структура мощного протяженного СВЧ разряда атмосферных давлений. Условия эксперимента были следующие: $\lambda = 10$ см, $\ell = 100$ см, $\nu/\omega \leq 100$, $N \approx (10^{14} - 10^{15}) \text{ см}^{-3}$. Длительность СВЧ импульса составляла $\tau_{95} = 16$ нс, мощность до 500 МВт.

Разряд закигался в кварцевой трубке $\phi 1$ см, расположенной во вторичном плече ответвителя, соединенного с основным волноводом ($72 \times 34 \text{ мм}^2$) по узкой стенке при помощи протяженной

щели длиной ~ 1 м. Регистрация интенсивности свечения разряда производилась с помощью локального экспонирования фотопленки. Обработка фотопленки включала денситометрирование. Пространственные неоднородности разряда выявлялись при помощи процедуры быстрого преобразования Фурье (БПФ). Теоретическое рассмотрение модельной задачи с учетом коэффициента стоячей волны (КСВ) волноводной структуры и сравнение с экспериментальными спектрами позволило выявить неоднородность разряда, обусловленную неоднородностью поля в виде стоячей волны. Характерный масштаб этой неоднородности равен периоду стоячей волны ($\lambda/2$). Величина неоднородности возрастает при больших давлениях газа (4 атм для Хе), что связано с ухудшением условий пробоя. При меньших давлениях (1 атм) разряд становится более однородным. Для устранения этой неоднородности разряд зажигался в трубке, расположенной в основном волноводе вдоль его оси, в режиме бегущей волны. Калориметрические измерения продольного распределения энерговклада в разряд показали, что в этом случае неоднородность не превышала 14 %. Неоднородность, связанная с режимом стоячей волны в волноводе, проявлялась и в этом случае за счет ненулевого отражения в данной волноводной структуре. Период неоднородности существенно уменьшался за счет замедления волны.

Выявление неоднородности, обусловленной стоячей волной, позволило разработать методику измерения длины волны мощного однократного СВЧ импульса. Суть метода заключается в регистрации свечения газового разряда в кварцевой трубке, расположенной вдоль оси волновода в электрическом поле стоячей волны и выделении пространственной неоднородности разряда с характерным масштабом, равным $\lambda/2$. Использование преобразования Фурье от денситограммы свечения газового разряда позволяет при длине реализации ~ 1 м определить длину волны в волноводе с точностью не хуже 10 %. Длина волны СВЧ импульса определяется с учетом замедления волны в данной волноводной структуре. Изменение фазовой постоянной $\Delta\beta$, внесенное трубкой с плазмой, определялось по формулам, приведенным в статье [3]. Тогда фазовая постоянная β определяется следующим выражением

$$\beta = \beta_0 + \Delta\beta, \quad (I)$$

где β_0 - постоянная распространения в пустом волноводе.

Решение уравнения (I) относительно λ_0 (длина волны СВЧ импульса) дает нам искомое решение. Предложенный метод частотнонезависим, если выполнены условия $N_{\text{с}} \gg \frac{v}{\omega} > 1$, где

$N_{\text{с}}$ - электронная концентрация плазмы,

$N_{\text{к}}$ - критическая концентрация,

v - частота соударений электронов с тяжелыми частицами,

ω - частота волны.

1. Гильденбург В.Б., Ким А.В., Хазанов И.В. //ЭП, 1983. Т.9. С.1303.
2. В.Н.Слинко, С.С.Сулакшин, Л.В.Сулакшина. //ЖТФ. 1988. Т.58. С.604.
3. Пономарев В.Н., Солнцев Г.С. //ЖТФ. 1966. Т.36. С.1376.

НАНОСЕКУНДНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В ГАЗЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Н.А.Богатов, М.П.Брижинец, А.Л.Вихарев, Н.Г.Володин,
В.А.Гинцбург, Б.Г.Еремин, О.А.Иванов, Н.Г.Колганов,
А.Г.Литвак, А.Н.Степанов, М.И.Фукс

Институт прикладной физики АН СССР

Самостоятельный СВЧ разряд высокого давления (порядка атмосферного) представляет интерес для техники газовых лазеров [1] и плазмохимии [2]. Для этих приложений важно получение пространственно однородной плазмы, поэтому проблема устойчивости такого разряда является актуальной. К настоящему времени самостоятельный разряд высокого давления получен с помощью релятивистских СВЧ генераторов [1,3], уровень мощности которых, порядка сотен мегаватт, позволяет достичь высокой скорости накачки энергии в газовую среду, что принципиально для некоторых лазеров [4].

В докладе приводятся результаты экспериментального исследования ионизации азота высокого давления (давление газа $p = 400 \pm 750$ Тор) электромагнитным излучением (длина волны $\lambda \approx 3$ см) от релятивистских СВЧ генераторов (длительность импульса $\tau = 40 \pm 50$ нс). Эксперименты проводились по традиционной схеме, подобной использованной в работах [5, 6]. Излучение от генератора направлялось в безэховую вакуумную камеру, где сходящийся волновой пучок формировался диэлектрической линзой или параболическим зеркалом. В фокальной области диаметр пучка был $d = 3$ см и среднеквадратичная напряженность электрического поля равнялась $E \approx 60$ кВ/см.

Первые исследования наносекундного СВЧ разряда [7] показали, что благодаря высокой скорости ионизации и малой длительности импульса, структура разряда существенно зависит от уровня начальной (предпробойной) концентрации электронов. Поэтому изучение структуры разряда высокого давления проводилось при широком варьировании экспериментальных ус-

ловий. Так, начальная плотность электронов создавалась от уровня отдельных электронов до плотности $\sim 10^6 + 10^7 \text{ см}^{-3}$ тормозным излучением электронного пучка релятивистского генератора и подбиралась путем расположения различных экранов между генератором и разрядной областью. Кроме того, разряд зажигался в поле как круговой, так и линейной поляризации.

При низкой концентрации затравочных электронов разряд в поле линейной поляризации состоял из отдельных плазмидов, вытянутых вдоль электрического поля. Эта структура была связана (как и в эксперименте [7]) с дискретным распределением начальных электронов. Однако, в разряде высокого давления среди этих плазмидов появлялись отдельные тонкие нити (диаметром $0,5 + 0,7 \text{ мм}$ и длиной $\sim 1 \text{ см}$), выделяющиеся своей яркостью свечения. Исследования динамики развития разряда методом фотохронографии показали, что яркие нити возникали через несколько наносекунд после пробоя газа. Время свечения нитей после окончания СВЧ импульса составляло $\sim 1 \text{ мкс}$ и примерно на порядок превышало длительность свечения остальной плазмы.

В поле круговой поляризации нитей не возникало.

При высоком уровне предварительной ионизации газа ($N_{e0} \sim 10^6 + 10^7 \text{ см}^{-3}$) ярких нитей не наблюдалось в поле ни с линейной, ни с круговой поляризацией.

Таким образом, возникновение нитевидной структуры происходило в разряде высокого давления в поле только линейной поляризации, при наличии в плазме мелкомасштабных неоднородностей. Образование нитей можно связать, например, с развитием в разрядной плазме неустойчивости, обусловленной ступенчатой ионизацией электронно-возбужденных молекул [8]. Оценки для условий эксперимента показывают, что в азотной плазме накопление возбужденных частиц до плотности $10^{15} + 10^{16} \text{ см}^{-3}$, при которой скорость ступенчатой ионизации [9] порядка скорости ионизации из основного электронного состояния, происходит за несколько наносекунд. Однако, отсутствие ярких нитей в разряде, создаваемом полем круговой поляризации, свидетельствует о возможном и определяющем влиянии эффекта усиления поля на зарождение и вытягивание

нити.

Для изучения динамики пробоя и параметров плазмы в отдельной нити была создана модельная установка, основу которой составлял открытый резонатор. С помощью импульсного магнетрона (длина волны $\lambda \simeq 3$ см) в резонаторе достигалась напряженность электрического поля $E \simeq 30$ кВ/см при длительности импульса $\tau \simeq 400$ нс. При давлении газа порядка атмосферного в центральной пучности резонатора наблюдалась нитевидная структура. С помощью скоростной фотохронографии исследовалось установление такой структуры, а по штарковскому уширению спектральной линии водорода определялась концентрация электронов.

Литература

1. Диденко А.Н., Петров В.М., Слинько В.Н. и др. - Письма в ЖТФ, 1986, т.12, с.1245.
2. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984.
3. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. - В кн. Высокочастотный разряд в волновых полях. Под ред. А.Г.Литвака. - Горький, ИПФ АН СССР, 1988.
4. Газовые лазеры. Пер. с англ. Под ред. П.Мак-Даниеля, У.Нигена. - М.: Мир, 1986.
5. Батанов Г.М., Грицинин С.П., Косый П.А. и др. - Труды ФИАН, т.160. М.: Наука, 1985.
6. Гуревич А.В., Карфидов Д.М., Лукина Н.А. и др. - Геомагнетизм и аэронавтика, 1980, т.20, с.953.
7. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. - Физика плазмы, 1986, т.12, с.1503.
8. Велихов Е.П., Ковалев А.С., Рахимов А.Т. Физические явления в газоразрядной плазме. - М.: Наука, 1987.
9. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. - Физика плазмы, 1978, т.4, с.169.

ПУЧКОВО-ПЛАЗМЕННЫЙ РАЗРЯД КАК СВЧ-РАЗРЯД В САМОСОГЛАСОВАННЫХ ВОЛНОВЫХ ПОЛЯХ

А.И.Рогашкова, Е.Г.Щустин

Институт радиотехники и электроники АН СССР, Москва

Лабораторные эксперименты, которые показали возможность зажигания пучково-плазменного разряда (ПНР) в отсутствие внешних удерживающих полей при инжекции электронных пучков (ЭП) в нейтральный газ [1-3] были проведены в ИРЭ АН СССР на вакуумной барокамере длиной 4,5 м, диаметром 2,5 м. ПНР наблюдался в области давлений $10^{-5} \leq p_{\text{газ}} \leq 10^{-2}$ для пучков с током $I_0 \sim (1+100)$ мА и напряжением $U_0 \sim (2+10)$ кВ.

Проходя через нейтральный газ электроны пучка в результате неупругих соударений с нейтралами среды создают плазменный фон. Далее при определенных условиях [4] электроны фона в электрических полях СВЧ-волн приобретают энергию, достаточную для последующей ионизации среды. В отличие от СВЧ-разряда в ПНР волны возникают в результате развития неустойчивости, их характерной особенностью является неоднородность в направлении поперечном скорости ЭП. Это обусловило необходимость вывода новых критериев СВЧ-пробоя, которые учитывали бы не только диффузию, но и процессы теплопроводности.

Предполагая, что максимальные напряженности полей соответствуют плазменной частоте фона, для "пробойной" напряженности получены выражения [4] :

$$E_{\text{пр}}^2 = \frac{8\pi\omega_p^2 + \gamma_{\text{ет}}^2}{9e^2 \beta m^2 \delta^2} \cdot \gamma_{\text{ет}}^2 \epsilon_p \gamma_i \epsilon_i ; \quad (1)$$

δ - доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей, β - параметр нелокальности нагрева [4] .
Здесь ϵ_i - энергия ионизации, ϵ_p - тепловая энергия электронов плазмы, $\gamma_{\text{ет}}$ - частота столкновений электронов плазмы с тяжелыми частицами; e, m - заряд, масса электрона. Если $\gamma_i \epsilon_i > \delta \gamma_{\text{ет}} \epsilon_p$, то:

$$E_{np}^2 = \frac{2m(\omega_p^2 + \alpha^2)\varepsilon_i}{e^2} \cdot \begin{cases} \alpha a / \Lambda^2 & , \text{ если } \tilde{v} < v_{Te}; \\ \Lambda / v_{gp} & , \text{ если } \tilde{v} > v_{Te}. \end{cases} \quad (2)$$

$\tilde{v}$ - колебательная скорость электрона, $\alpha = v_{em} + v_{gp} / \Lambda$,
 $\alpha = \varepsilon_i / M v_{im}$, $v_{gp} = \sqrt{\frac{\Lambda^2}{m} \frac{eE}{2m\omega}}$; M - масса тяжелой частицы, $\Lambda = v_{te} / \omega$.
 E - напряженность электрического поля волны. В общем случае ЭП возбуждает две волны - волну пространственного заряда (ВПЗ) и ленгмювскую волну (ЛВ). Нелинейная теория возбуждения этих волн позволяет оценить напряженность E и сопоставить с E_{np} . Соответствующие расчеты области существования ППР в плоскости I_0 , ρ дают хорошее совпадение с экспериментом.

Если $\rho > \rho'$, то механизм развития ППР связан с омическим разогревом электронов плазменного фона. Давление ρ' определяется соотношением [4]:

$$\sqrt{3} \rho' / (\rho' \rho_f / \Lambda) \sim 5 \quad (3)$$

(ρ_f - вероятность упругого рассеяния электронов пучка)

Если $\rho < \rho'$, то ППР формируется, исходя из экспериментальных данных, в результате появления "сверхтеплого хвоста" на функции распределения по энергиям электронов плазмы. Теоретические расчеты по нелинейной теории показывают возможность появления сильно замедленной группы электронов пучка.

Существенная роль ВЧ-полей в формировании ППР продемонстрирована экспериментами с модулированным пучком [5], которые обнаружили следующие результаты. Внешняя модуляция ЭП по скорости в диапазоне частот колебаний, возбуждаемых при развитии пучковой неустойчивости приводит к расширению области существования ППР в пространстве параметров пучка и газовой среды, к изменению распределения плотности плазмы в пространстве взаимодействия, к существенному изменению спектра и суммарной интенсивности радиоизлучения из области ППР.

Математическое моделирование позволило объяснить ряд результатов [5], наблюдаемых в эксперименте:

- линейные размеры ППР определяются размерами области локализации ВЧ-поля;
- плотность плазменного образования $n_p \sim 10^3 n_0$;
- с уменьшением давления ППР приобретает нестационарные свойства: плотность n_p пульсирует во времени с частотой $\omega \ll \omega_p$;
- в формировании ППР активное участие принимают высшие временные гармоники поля;
- меняя величину коэффициента модуляции, подбирая спектр модуляции можно влиять на плотность и расстояние от плоскости инжекции до ППР.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования позволяют уточнить представления о физических механизмах образования ППР, прогнозировать поведение и наблюдаемые характеристики плазменных образований в околоракетной области в натурных экспериментах по инжекции электронных пучков в околоземное пространство.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Попович В.П., Новскова Т.А., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. Исследование эффектов взаимодействия интенсивных электронных потоков с нейтральной атмосферой: Препринт ИРЭ АН СССР № 10 (126). - Москва, 1973.
2. Попович В.П., Харченко И.Ф., Шустин Е.Г. // Радиотехника и электроника. 1973. Т.18. С.1109.
3. Королев Ю.С., Новскова Т.А., Попович В.П. и др. // Космические исследования. 1975. Т.13. С.730.
4. Рогашкова А.И. Критерии пучково-плазменного разряда: Препринт ИРЭ АН СССР № 26 (353). - Москва, 1982.
5. Кочмарев Л.Ю., Амил А.И., Шустин Е.Г. // Физика плазмы. 1985. Т.11. С.1231.
6. Рогашкова А.И., Шаталова Т.И. // Тезисы докладов Всесоюзного семинара "Плазменная электроника". - Харьков, 1988. - С.143.

ВЛИЯНИЕ УФ ОБЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОДА НА ПОРОГОВЫЕ НАПРЯЖЕНИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ВЧ ПРОБОЯ В ВОЗДУХЕ

А.А.Жуков, С.И.Бесхлебный, Н.К.Цыкун, Я.И.Микицей

Хабаровский государственный педагогический институт

Измерены напряжения зажигания ВЧ разряда в широком диапазоне частот от 0,03 до 10,0 МГц в разрядных промежутках острие - плоскость и стержень - плоскость в лабораторном воздухе. Условия проведения эксперимента: атмосферное давление 765 - 767 мм рт.ст.; влажность воздуха 35 %; температура воздуха 23 °С. Острие - платиновое, радиусом кривизны поверхности 0,55 мм. Расстояние между острием и плоскостью 40 мм. Стержень - алюминиевый, радиусом кривизны поверхности 1,75 мм. Расстояние между стержнем и плоскостью 5 мм.

При определении напряжений зажигания была использована электронная стабилизация величины напряжения высокой частоты, разработанная ранее [1]. Наличие электронной стабилизации позволило измерять напряжение $U_{пор}$ цифровым вольтметром ШИ516 с высокой относительной точностью (0,3 - 0,4 %). Измерение амплитудного значения величины напряжения (U_m) производилась диодным вольтметром по схеме, представленной на рис. 1.

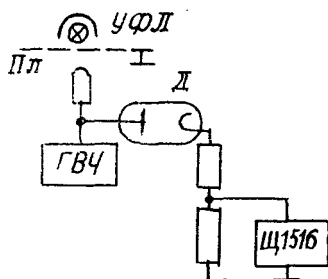


Рис. 1. Схема измерения величины ВЧ напряжения на разрядном промежутке острие - плоскость. Пл - плоскость с отверстиями для пропускания УФ-света, УФЛ - кварцевая лампа, ГВЧ - генератор высокой частоты, Д - вакуумный диод.

Для создания начальной ионизации острие или стержень могли освещаться сфокусированным УФ светом, проходящим через сетку мелких отверстий в плоскости. Свет мог также перекрываться непрозрачным экраном.

Методика измерения напряжения пробоя газоразрядного промежутка подобна общепринятой [2,3]. Напряжение медленно увеличивалось до момента возникновения пробоя. Полученная величина напряжения пробоя становилась ориентиром. Затем выставлялось напряжение на 50 В меньшее и выжидали в течение 3-х минут. Если за это время не происходило пробоя, напряжение поднималось на 15 В и ожидание повторялось. Наименьшее полученное напряжение в этих опытах принималось за напряжение зажигания разряда. Такие опыты проводились при освещении УФ светом и при отсутствии такого освещения.

Для удаления продуктов разряда острие обдувалось потоком воздуха. Скорость потока около острия $I - 3$ м/с.

В качестве индикатора ВЧ пробоя кроме световых и звуковых эффектов (искра, корона) дополнительно использовался ток ионов, захватываемых потоком воздуха и приносимых на коллектор. После возникновения пробоя этот ток резко возрастал до $10^{-10} - 10^{-9}$ А, что легко отмечалось электрометром по отбросу стрелки.

Чтобы не испортить поверхность острия длительным ВЧ разрядом, анодное напряжение после пробоя промежутка снималось. Результаты опытов представлены на рис. 2 и 3.

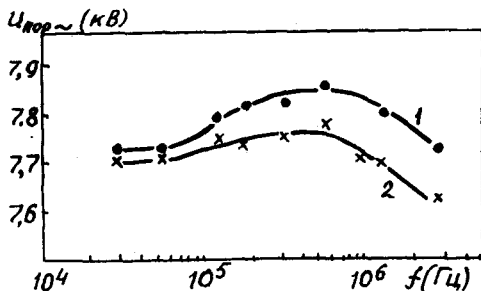


Рис. 2. Напряжение зажигания ВЧ разряда в промежутке острие - плоскость. 1 - без облучения УФ 2 - при освещении УФ

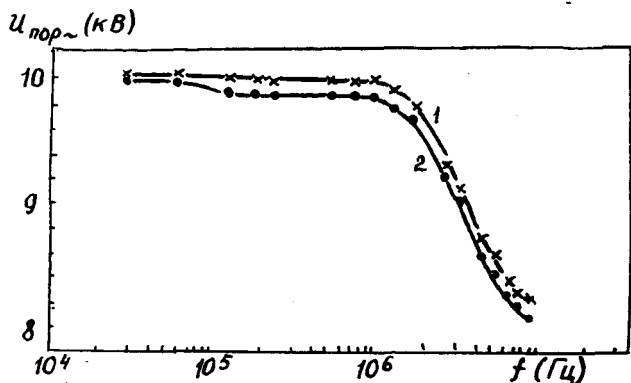


Рис. 3. Напряжение зажигания ВЧ разряда в промежутке стержень - плоскость.

1 - без облучения УФ;

2 - при освещении УФ.

Как видно из представленных рисунков во всех случаях отмечается некоторое уменьшение напряжения пробоя при освещении разрядного промежутка УФ светом. Это уменьшение на низких частотах исследованного диапазона (0,03 - 0,05 МГц) невелико и составляет доли процента, а на частотах около 1 МГц (вблизи 1-ой критической) увеличивается до 1-2 %.

Отмечено также некоторое увеличение напряжения пробоя (1 - 2 %) в промежутке острье - плоскость на частотах 0,2 - 0,8 МГц, т.е. перед 1-ой критической частотой, по сравнению с напряжением пробоя на низких частотах (0,03-0,05 МГц).

1. Бесхлебный С.И., Жуков А.А. // Учен. зап. Тарт. ун-та. 1984. - Вып. 669. С. 99.
2. Куду К.Ф. О начальных стадиях разряда с острья в воздухе. - Тарту: ТГУ, 1960. - 55 с.
3. Корге Х.Й., Куду К.Ф. // Учен. зап. Тарт. ун-та. - 1973. - Вып. 320. С. 308.

АНАЛИЗ ХАРАКТЕРИСТИК ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПРОБОЯ ТИПОВЫХ ВОЗДУШНЫХ ПРОМЕЖУТКОВ

Л.Д.Гинзбург, Е.В.Кирикова

НПО им. Коминтерна

Одним из важных условий надежной эксплуатации высоко-
вольтных высокочастотных электроэлементов и узлов (ВВ ЭЭ и У)
АСС является отсутствие частичных разрядов (ЧР) при
 $U_{\text{чр}} = 1,2 U_p$ и пробоя при испытательном напряжении. Возник-
новение ЧР приводит к образованию радиопомех, может служить
причиной образования факельных разрядов и "паразитов", приво-
дит к обгоранию электродов в воздушных промежутках. Опасность
указанных явлений особенно возрастает на высоких частотах.

Исключению возникновения ЧР или увеличению напряжения их
возникновения (U_0) способствует создание в АСС изоляционных
конструкций (ИК) с электрическими полями, близкими к равномер-
ному, когда разница между напряжением образования ЧР (или U_0)
и разрядным напряжением сводится к минимуму.

Максимальные значения U_0 имеют место при $K_n \rightarrow \min$ где

$$K_n = \frac{E_{\max}}{E_{\text{ср}}} \quad (I)$$

а $E_{\max}$ и $E_{\text{ср}}$ — соответственно максимальное и среднее значе-
ние напряженности электрического поля, кВ/мм.

Образование объемного заряда при $K_n \rightarrow 1$ происходит по
всему изоляционному промежутку [1] и пробой в воздухе или пе-
рекритие по поверхности возникают практически без образования
частичных и скользящих разрядов. Достигается наибольший запас
электрической прочности и повышенная надежность эксплуатации.
При этом имеет место оптимальное соотношение массо-габаритных
характеристик на 1 кВ при выбранных конструкторско-технологиче-
ских решениях, обусловленных функциональными задачами ВВ ЭЭ и У
[2].

С целью использования ограниченного объема экспериментальных данных для проектирования различных ВВ ВЧ ИК и повышения точности выходных данных, произведена обработка значений пробоя типовых промежутков по программе АХІА/ на ЭВМ ЕС-1045, а также с использованием широко применяемых аналитических уравнений. Гиперболоид аппроксимируется эллипсоидом.

Удобный для аналитического определения начальных напряжений условие образования ЧР является формула Разевига [3]

$$U_0 = \frac{a_0 \cdot \delta \cdot S}{K_n} \left[1 + \frac{C}{(\delta \gamma) 0,38} \right] \quad (2)$$

где S - расстояние между электродами, γ_0 - радиус кривизны электрода с большей кривизной, K_n - коэффициент неравномерности электрического поля, C - коэффициент, зависящий от рода и формы электрического поля, $a_0 = 2,45$ кВ/мм, δ - относительная плотность воздуха.

Для экспериментального обоснования выбора K_n были использованы данные по разрядному напряжению между типовыми воздушными промежутками: "шар-шар", "шар-плоскость", "гиперболоид вращения - плоскость", "гиперболоид - гиперболоид", коаксиальная система электродов, которые наиболее часто используются в АСС для выравнивания электрических полей.

Сравнение величины максимальных напряженностей ВЧ электрического поля E_{max} и коэффициентов неравномерности этого поля K_n подтвердило идентичность расчетов на ЭВМ и аналитическим способом для указанных воздушных промежутков до 35 мм.

Для сравнения коэффициент неравномерности определялся также по уравнению для электродов "шар-плоскость" и "шар-шар".

$$K_n = 0,25 \left[\frac{S}{\gamma} + 1 + \sqrt{\left(\frac{S}{\gamma} + 1 \right)^2 + 8} \right] \quad (3)$$

где S - расстояние между электродами, γ - радиус кривизны и для электродов "гиперболоид - плоскость", "гиперболоид - гиперболоид"

$$K_n = \frac{\sqrt{1 + \rho}}{\rho \operatorname{Arth} \frac{1}{1 + \rho}}$$

где $\rho = \frac{S}{r}$, r - радиус кривизны, S - расстояние между электродами.

При сопоставлении коэффициентов неравномерности электрического поля для электродов "шар-шар", "шар-плоскость", "гиперболоид-плоскость", "гиперболоид-гиперболоид", рассчитанных на ЭВМ и по аналитическим формулам, расхождение достигает 30 % с увеличением расстояния. Для промежутков с шарами характерно увеличение значения максимальной напряженности с ростом расстояния, а с гиперболоидом - снижение. Для коаксиальной системы расхождение значений коэффициентов составляет приблизительно 6 %.

Определение начала образования самостоятельного разряда по формуле Разенига требует уточнения.

Полученные результаты экспериментов и расчетов на ЭВМ позволяют рекомендовать при выборе ВЧ типовых изоляционных промежутков с разными радиусами кривизны следующую последовательность выбора формы электродов для разработки элементов АСС: "гиперболоид-гиперболоид", "шар-шар", "шар-плоскость", гиперболоид-плоскость".

Выявленное расхождение значений коэффициентов неравномерности, рассчитанных различными способами, приводит к необходимости уточнения формулы Разенига для определения начального напряжения.

Л и т е р а т у р а

1. Разениг Д.В., Соколова М.В. "Расчет начальных и разрядных напряжений газовых промежутков". М, Энергия, 1977.
2. Гинзбург Л.Д., Ибрагимов Р.С., Короткин Б.А. Способы выравнивания электрических полей в высоковольтных элементах. "Электротехника", 1984, № II, с. 55-57.
3. Техника высоких напряжений / Под ред. Д.В. Разенига, М.Л.: Госэнергоиздат, 1976. - 472 с.

ВРЕМЯ ФОРМИРОВАНИЯ ПРЕДРАЗРЯДНЫХ ПРОЦЕССОВ В ОБЛАСТИ ПЕРВОЙ КРИТИЧЕСКОЙ ЧАСТОТЫ

Бесхлебный С.И.

Хабаровский пединститут

В работе [1], в качестве обсуждения, была предложена модель формирования предразрядного процесса на частотах больших первой критической для промежутка острие-плоскость. Согласно ей развитие предразрядного процесса происходит следующим образом. После инициирования начального электрона в момент максимума напряжения на острие любой полярности, запускается самоподдерживающийся механизм развития лавин в каждый положительный и отрицательный полупериоды ВЧ напряжения на острие. Благодаря этому внутри зоны ионизации накапливается положительный объемный заряд N_+ , оставляемый только лавинами, проходящими во время отрицательного полупериода (-III), а также вне зоны ионизации отрицательный объемный заряд N_- , играющий роль источника свободных электронов во время положительного полупериода (+III). Искажение внешнего поля внутри зоны ионизации накапливающимся N_+ ведет к увеличению размеров каждой последующей лавины, развивающейся в -III. В результате этого, на некотором этапе развития процесса, увеличивается число лавин, одновременно развивающихся в положительный, а затем и в отрицательный полупериоды ВЧ напряжения. Конечным результатом этого нарастания числа одновременно развивающихся лавин и является формирование условий, необходимых для развития предначального стримера в какой-то очередной +III. В настоящем сообщении, с целью дальнейшей проверки этой модели, предпринята попытка расчета зависимости времени формирования предразрядного процесса ($\bar{t}_\phi$) от величины напряжения на острие.

Однако, для расчета времени формирования необходимо задать дополнительные условия, определяющие закон нарастания числа одновременно развивающихся лавин по мере развития процесса, а также определить условия, необходимые для перераста-

ния лавины или нескольких лавин в предначальный стример. К сожалению пока нет четкого общепринятого критерия перехода лавины в стример и, тем более, не исследован процесс нарастания числа лавин от периода к периоду. В настоящем сообщении, с целью максимального упрощения расчетов, мы поступили следующим образом. Предположили, что если в неискаженном электрическом поле при напряжении на острие, равном пороговому значению, каждая одиночная лавина, проходящая в $\pm III$, для обеспечения самостоятельности процесса создает хотя бы один новый электрон, то два новых электрона будет создано только тогда, когда число оставленных ей положительных ионов удвоится, три — когда утроится общее число положительных ионов, создаваемых уже двумя лавинами и т.д. Во-вторых, считая что при напряжении на острие, равном порогу предначальных стримеров, он развивается из одной лавины, инициированной одним начальным электроном, определили число положительных ионов N_+^* , создаваемых ею. После этого, в качестве критерия для определения $\bar{t}_\phi$, полагали, что за счет нарастания числа одновременно развивающихся лавин во время $\pm III$ должно быть создано такое же число положительных ионов как и в рассмотренном выше случае, но только теперь напряжение на острие равно пороговому напряжению ВЧ разряда. Конечно оба условия, принятые нами, не являются бесспорными, но они позволяют значительно упростить расчеты и в качестве первого приближения могут быть, как нам кажется, использованы.

Исходя из изложенного выше была составлена программа для расчета указанной зависимости. Вычисления были проведены для переменного напряжения частотой 1,38 МГц, что несколько больше первой критической, равной ~ 1 МГц для разрядного промежутка, описанного в работе [2]. Результаты расчета представлены на рис. 1. По оси абсцисс на нем отложена величина перенапряжения, которая определялась по формуле $\delta = [(U - U_n)/U_n] \cdot 100\%$, где $U_n = 7,3$ кВ — величина порогового напряжения ВЧ разряда, U — величина напряжения на острие. По оси ординат — в логарифмическом масштабе отложено значение $\bar{t}_\phi$ в мкс. Горизонтальная штриховая линия соответствует значению $\bar{t}_\phi = T/2 = 0,36$ мкс. При вычислении времени форми-

рования всегда полагали, что начальный электрон, созданный внешним источником; появляется в максимум напряжения на острие во время -III. Кривая 1 соответствует рассчитанным значениям, кривая 2, взятая из работы [2], соответствует значениям, полученным экспериментально. Из рис. 1 видно, что общий характер поведения обеих кривых совпадает, хотя значения $\bar{t}_\phi$, полученные теоретически при некоторых величинах δ , значительно отличаются от экспериментальных. В одном случае

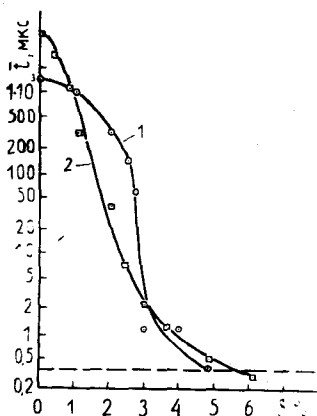


Рис. 1. Зависимость времени формирования предразрядного процесса ($\bar{t}_\phi$) от величины перенапряжения δ на острие: 1 - расчетная; 2 - экспериментальная.

они меньше экспериментальных значений ($\delta < 1\%$), в другом, наоборот, больше ($1\% < \delta < 3\%$). По-видимому, подбирая закон нарастания числа одновременно развивающихся лавин, а также критерий, необходимый для развития

стримера, можно добиться большего совпадения обеих кривых. Пока же можно констатировать, что рассматриваемый механизм формирования предразрядного процесса на частотах, больших первой критической, дает вполне удовлетворительное совпадение измеренных и рассчитанных значений $\bar{t}_\phi$, что, с нашей точки зрения, подтверждает возможность существования такого механизма.

Литература

1. Бесхлебный С.И., Жуков А.А., Куду К.Ф.// IV Всесоюз. конф. по физике газового разряда. 1988. Ч. I. С. 60-61.
2. Бесхлебный С.И., Куду К.Ф.// Уч. зап. Тарт. ун-та. 1988. Вып. 809. С. 44-54.

О ХАРАКТЕРЕ ОТРАЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В КАНАЛЕ ВЧ ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Д.Ю.Луценко, И.А.Тихомиров

Томский политехнический институт

Существующая до настоящего времени "электромеханическая модель" ВЧ факельного разряда [1], согласно которой канал разряда рассматривается в виде неидеального цилиндра по которому распространяется ТМ волна, недостаточно хорошо [2] описывает реальные свойства разряда. С целью получения новых данных по электродинамическим характеристикам ВЧ факельного разряда, а также с целью проверки экспериментальных данных, приведённых в работе [1] нами были проведены измерения компонент электромагнитного поля ВЧ факельного разряда в ближней зоне его излучения.

Измерения проводились посредством емкостных и индуктивных зондов, перемещаемых относительно плазмоида разряда. В результате измерений установлено, что амплитуды компонент электромагнитного поля остаются постоянными вдоль всей зоны каналирования разряда. Данный факт находится в противоречии с существующим представлением о наличии в канале ВЧ факельного разряда только одной электромагнитной волны. В связи с этим, для объяснения полученных экспериментальных результатов нами было предложено наряду с "прямой" ТМ волной рассматривать также распространение по каналу разряда "обратной" ТМ волны.

Литература:

1. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. В сб.: Физика газоразрядной плазмы. М., 1968, с.39-43.
2. Тихомиров И.А. и др. Изв.ТПИ, т.276, 1976, с.60-65.

РАЗВИТИЕ РАЗРЯДА В ЭЛЕГАЗЕ В УСЛОВИЯХ, МОДЕЛИРУЮЩИХ ВЧ ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ

Д.Л.Подгорнов

Московский энергетический институт

В.Н.Вариводов, И.В.Панкратова

Всесоюзный электротехнический институт им. В.И.Ленина

Целью настоящей работы является исследование развития пробоя на заземленную оболочку разъединителя комплектного распределительного устройства (КРУ) с элегазовой изоляцией при коммутации емкостных токов. Возможными причинами таких пробоев в [1] указываются следующие:

- возникновение высокочастотных перенапряжений при коммутациях, обусловленных распределенной емкостью КРУ,
- снижение электрической прочности изоляционных промежутков разъединителя во время коммутации.

Параметры возникающих перенапряжений исследовались на образце реального разъединителя КРУЭ СВН при коммутации высоковольтной емкости, моделирующей емкость сборных шин, величиной 2130 мкФ. Методика испытаний состояла в следующем. Напряжение от испытательного трансформатора подавалось на неподвижные контакты разъединителя. Возникающие при пробое межконтактного промежутка переходные процессы осциллографировались с помощью встроенного в разъединитель демпфированного делителя напряжения (ДДН) и универсального делителя напряжения УИД-4 на стороне источника напряжения.

Средние значения возникающих при пробоях между контактами перенапряжений и их частотные параметры приведены в таблице. Две основные частоты обусловлены - f_2 процессами колебаний в LC -контуре, состоящем из индуктивности трансформатора и емкости испытательного объекта, и f_1 распространением волн перенапряжений в отрезке шинпровода КРУЭ, соединяющего разъединитель и емкость батареи конденсаторов.

Расстояние между контактами, мм	Пробивное напряжение кВ действ.	Напряжение на ДДН, кВ макс	Таблица.	
			f_1 МГц	f_2 МГц
24	250	425	8,0	1,73
40	384	693	6,67	1,0
56	480	870	6,7	1,0

Эксперименты проведены при давлении элегаза в аппарате 0,4 МПа. Установлено, что перенапряжения близки к 2-х кратным по отношению к амплитуде воздействующего напряжения.

Вследствие того, что исследование разрядных процессов на реальных разъединителях затруднено из-за существующего разброса их временных параметров и значительных подъемов напряжения на оболочках оборудования во время переходных процессов, изучение механизма разряда проводилось на модели [2].

Электродная система состояла из неподвижных стержневых электродов, расположенных горизонтально над заземленной плоскостью. Высокочастотные перенапряжения моделировались путем подачи положительного импульса с фронтом около 0,1 мкс на один из стержней. Второй стержневой электрод находился при этом под потенциалом, наведенном на нем вследствие емкостной связи. Для исключения межстержневого разряда в ряде экспериментов напряжение подавалось на оба стержневых электрода.

На рис. I. представлены пробивные напряжения в зависимости от давления элегаза для следующих геометрических параметров электродов. Расстояние между стержневыми электродами, диаметром 1,2 см, составляло 0,6 см, расстояние до плоскости - 1,8 см. Полученные результаты свидетельствуют о существенном влиянии межстержневого разряда на электрическую прочность промежутка. Связь между разрядом между стержнями и пробоем на заземленную плоскость подтверждена также исследованием оптической картины развития разряда в трехэлектродной системе. Для увеличения общего предразрядного времени, в промежутке между стержнями и плоскостью вводился диэлектрический барьер. Как было показано в [3], барьер не сказывается на механизме развития разряда в элегазе. Регистрация пространственно - временной картины разряда проводилась электрон-

но-оптическим преобразователем. Примеры ЭОП-грамм представлены на рис. 2. Во всех исследованных случаях спустя интервал времени t_2 после пробоя между стержнями происходит слабая вспышка стримерной короны на скруглении стержневого электрода. Затем из этой вспышки формируется стримерный канал из которого возникает лидер. Канал лидера за одну - две ступени достигает барьера, что обусловлено небольшим расстоянием между электродами и слабой неоднородностью электрического поля.

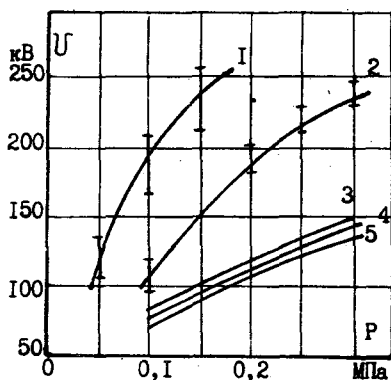


Рис.1. Начальные и пробивные напряжения. 1-импульсное пробивное напряжение, оба стержня под напряжением; 2- тоже, один стержень под напряжением; 3- постоянное пробивное напряжение; 4-постоянное начальное напряжение, оба стержня под напряжением; 5-тоже, один стержень под напряжением.

Литература.

1. Трансформаторы. Перенапряжения и координация изоляции. М.; Энергоатомиздат, 1986. 424с.
2. Vazirani V.M., Pancratova L.V., Podgornov S.Z. Proc 5th Inter Symp on HVE, Braunschweig, FRG, 1987, p.15.20
3. Vazirani V.M. et al. Proc 9th Inter Conf. on Gas Discharges and their applications, Venezia, Italy, 1988. p.271-274.

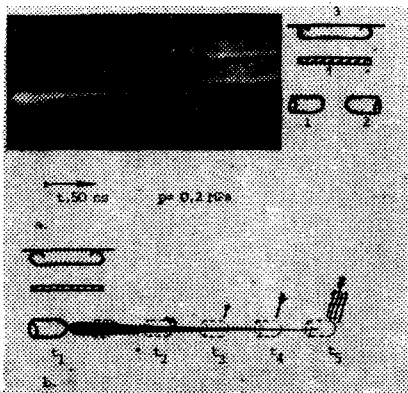


Рис.2.ЭОП-грамма пробоя на заземленную плоскость при давлении элегаза 0,2 МПа.

- а)непрерывная развертка, 1-стержень под наведенным потенциалом, 2-под напряжением, 3-плоскость, 4-диэлектрический барьер;
- в)расшифровка эопограммы.

ВЧ КОРОНА НА КАПЛЯХ ВОДЫ

В.П.Ларионов, Т.Н.Тарасова

Московский энергетический институт

Возникновение высокочастотного коронного разряда при дожде представляет собой сложный процесс, состоящий из нескольких стадий. Первая стадия соответствует коронному разряду, возникающему на каплях и струйках воды, стекающих с электродов. При стекании капель и удалении их от электродов корона исчезает, затем вновь появляется на других каплях, вновь образовавшихся на электродах. Эту стадию коронного разряда можно назвать неустойчивой. Повышение напряжения может привести к тому, что коронный разряд, возникший на каплях, не гаснет при исчезновении капель, а продолжает существовать на электроде независимо от стекания и образования новых струек и капель воды. Такая стадия коронного разряда называется устойчивой. Напряжение возникновения устойчивого ВЧ коронного разряда при дожде в 2-3 раза ниже, чем начальное напряжение короны, определенное для сухих условий.

Исследования развития коронного разряда на электроде с капель воды производились на тороидальном экране, радиусом $R_0 = 30$ см, изготовленном из трубы радиусом $r_0 = 5$ см при расстоянии от земли $H = 2,5$ м. Капли воды от капельницы попадали в определенное место поверхности экрана, что облегчало условия регистрации. Диаметр капель, имеющих полусферическую форму при отсутствии электрического поля, равен 4-5 мм. Фотографии капель воды показали, что под действием электрического поля капля приобретает вытянутую форму, соответствующую конусу с закругленной вершиной, высота капли перед началом коронирования около 1 см.

При повышении напряжения было зафиксировано напряжение на экране, соответствующее возникновению видимого коронного разряда на каплях воды при частоте 16,5 кГц. Наблюдение производилось в затемненном помещении. Среднее значение

напряжения, полученное по I_0 и более измерениям, равнялось 85 кВ. Дальнейшее повышение напряжения приводило к удлинению ветвей коронного разряда и усилению их яркости. Коронный разряд на каплях приобретал явно выраженную стримерную или кистевую форму. При 175 кВ коронный разряд на экране становился устойчивым и не зависел от образования и стекания новых капель.

Фотографиями зафиксирован коронный разряд на каплях воды, которые расположены на поверхности электрода и на каплях, которые уже оторвались от электрода. На каплях, находящихся на некотором удалении от электрода, разряд существует с двух сторон: между каплей и электродом и с внешней стороны капли. Затем оба разряда соединяются, т.е. капля исчезает. Исчезновение капли согласно [1] происходит в том случае, когда электрические силы превосходят поверхностное натяжение капли, и тогда она распадается на мельчайшие заряженные капельки. Возможен и другой механизм исчезновения капель в результате испарения воды в процессе их коронирования, поскольку температура в области коронирования согласно [2] при стримерной короне 400–600 К, а при кистевой короне – 600–1000 К. При изменении напряжения от 100 до 120 кВ корона имела стримерную форму, при 150 и 170 кВ корона имеет кистевую форму. Устойчивая корона на экране возникает при 175 кВ, ее яркость и размеры во много раз превосходят неустойчивую корону. На рис. 1 приведена стилизованная по фотографиям картина развития коронного разряда на каплях воды.

Помимо фотографирования коронного разряда, развивающегося с капель воды, осуществлялась киносъемка процесса развития короны. Киносъемка производилась при плавном медленном подъеме напряжения от 170 до 175 кВ. При анализе были отобраны кадры, на которых зафиксирована устойчивая корона, имеющая наименьшие линейные размеры. Каждый кадр соответствует 300–500 периодам переменного напряжения частотой 16,6 кГц или 2–3 мс. На кадре 1 рис. 2а имеет место кисть устойчивой короны наименьшей длины, которую удалось зафиксировать. Кадры 2, 3 и 4 соответствуют устойчивой короне, размеры которой во много раз превосходят размеры неустойчивой

короны.

Киносъемки ВЧ короны производились и при плавном снижении напряжения на электроде, вплоть до угасания и зажигания короны на каплях воды. Кинокадры, снятые при снижении напряжения приведены на рис. 2,б. Кадр 3 рис. 2,б соответствует устойчивой короне минимальных размеров, кадр 4 рис. 2,б соответствует неустойчивой короне на каплях воды.

Анализ результатов фотографирования и фотосъемки развития коронного разряда на электроде с каплей воды позволил установить следующее. Коронный разряд начинается на каплях воды при довольно низких напряжениях, что происходит в результате усиления электрического поля на каплях, которые можно рассматривать как макровыступы на поверхности электрода. Минимальное напряжение, при котором возможно существование ВЧ короны, соответствует напряжению угасания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Линии электропередачи 345 кВ и выше: Сб. трудов научно-исследовательского института энергетики США/ Пер. с англ. В.В.Бургсдорфа. - М.: Энергия, 1980.

2. Ларионов В.П., Тарасова Т.Н. Высоочастотный коронный разряд и его влияние на электрическую прочность воздушных промежутков// Электричество, 1983. №7. С. 41-73.

3. Григорьев А.И., Синкевич О.А. О природе свечения, возникающего при разряде с капли воды// Письма в ЖТФ: 1985. № 3. С. 182-187.

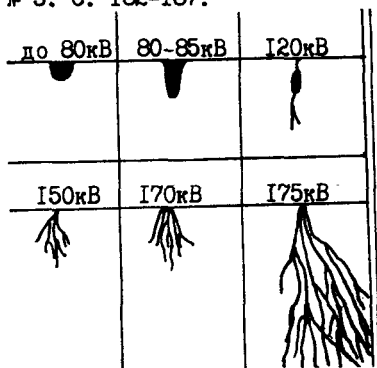


Рис.1

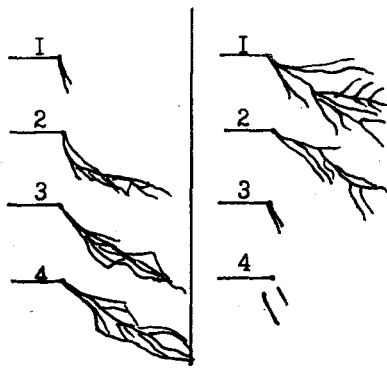


Рис.2

б)

ПРИЭЛЕКТРОДНЫЕ ПОТОКИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ В ЕМКОСТНОМ ВЧ РАЗРЯДЕ

Гордеев А.И., Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Урьева И.А.,
Якунин В.Г.

МГУ им. М.В. Ломоносова

В исследованиях механизма емкостного ВЧ разряда (ЕВЧР) низкого давления все большее внимание уделяется изучению приэлектродных областей. Важнейшее значение имеет движение заряженных частиц на разрядный электрод и от него. Методом численного моделирования получены данные относительно потоков заряженных частиц на электроды ЕВЧР [1,2]. Экспериментальных исследований по этому вопросу неизвестно.

Целью настоящей работы является экспериментальное исследование приходящих на электрод ЕВЧР потоков электронов и ионов и измерение плотности эмиттированных с поверхности электрода электронов, инициирующих электронные пучки от электрода. Исследовался ЕВЧР в He и Xe в разрядных трубках диаметром 4 см с плоскими электродами при давлениях газа $p = (0,1 - 2,0)$ Тор в диапазоне частот ВЧ поля $f = (0,5 - 1,6)$ МГц.

Изучение потоков заряженных частиц производилось на заземленном электроде с отверстием диаметром 0,9 см, затянутым металлической сеткой. Коллектор заряженных частиц располагался на расстоянии 0,1 см от сетки. Потоки заряженных частиц свободно поступали на коллектор и регистрировались с помощью осциллографа.

Осциллограммы потоков частиц на электрод для ЕВЧР в He приведены на рис.1, для разряда в Xe - на рис.2. ЕВЧР поддерживался ВЧ напряжением $V_{\sim} = 1000$ В.

В соответствии с работами [1,2], осциллограммы потоков ионов и электронов на рис. 1, 2 показывают равенство положительного и отрицательного зарядов, приходящих на электрод за период ВЧ поля.

Согласно полученным экспериментальным результатам, ион-

ный поток поступает на электрод практически в течение всего периода ВЧ поля T . Плазменные же электроны, могут импульсно приходить на электрод в течение малой доли T , когда разность потенциалов между электродом и плазмой минимальна.

Можно характеризовать динамику электронов на электрод параметром $\theta = \tau_e / T$, где τ_e - длительность потока электронов. Зависимость θ от p и рода газа приведена на рис.3. θ характеризует способность электронов компенсировать потери ионов на электроде за период T .

Несмотря на важность γ - процессов на электродах ЕВЧР, не известно, кроме работы авторов [3], об измерениях плотности электронов n_{e0} , эмиттированных с электродов ЕВЧР. В данной работе, в частности, ставилась задача исследовать влияние частоты ВЧ поля f на зависимость n_{e0} от $V_{\sim}$ и силы тока $J_{\sim}$ ЕВЧР.

Измерение n_{e0} производилось посредством измерения абсолютных интенсивностей I_{ki} спектральных линий с помощью полученного выражения:

$$n_{e0} = \frac{I_{ki}}{n_a \sigma_{\max} v_{e0} h \nu_{ki}} \cdot \frac{\sum_k A_{ki}}{A_{ki}},$$

где n_a - концентрация атомов, $\sigma_{\max}$ - максимальное сечение возбуждения k -го уровня, v_{e0} - средняя скорость выхода эмиттированных электронов, h - постоянная Планка, ν_{ki} - частота излучения, A_{ki} - вероятность спонтанного перехода.

Полученная зависимость $n_{e0}(V_{\sim})$ для двух f представлена на рис.4. Зависимость $n_{e0}(J_{\sim})$ также для двух f приведена на рис.5.

Анализируя результаты, отметим противоположную частотную зависимость n_{e0} при фиксированных $V_{\sim}$ и $J_{\sim}$: в первом случае n_{e0} растет с f , а во втором - уменьшается. Обнаруженную частотную зависимость n_{e0} можно объяснить следующим образом. Величина n_{e0} пропорциональна составляющей полного разрядного тока $J_{\sim}$ - току проводимости на электрод. При фиксированном $V_{\sim}$ с ростом f увеличивается и ток проводимости, т.к. растет n_e в плазме. При фиксированном $J_{\sim}$ с увеличением f увеличивается вклад тока смещения, а тока проводимости - уменьшается, поэтому уменьшается и n_{e0} .

Литература

1. Barnes M.S., Colter T.J., Elta M.E. J. Appl. Phys. 1987. V.61. P.81.
2. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. Физ. плазмы, 1987, Т.13.С.479.
3. Ковалевский В.Л., Савинов В.П., Урьева И.А. Тез. докл. IV Всесоюзн. конф. по физ. газ. разр., 1988. Махачкала. Ч.1, С.98.

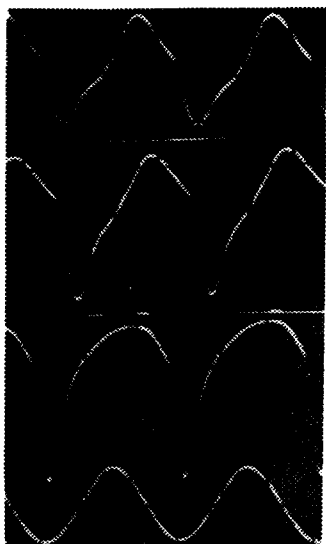


Рис.1. He. а) 2Тор, б) 1Тор, в) 0,2Тор

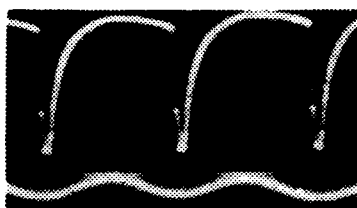
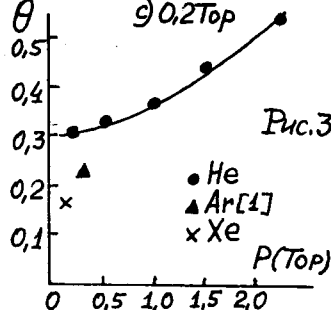
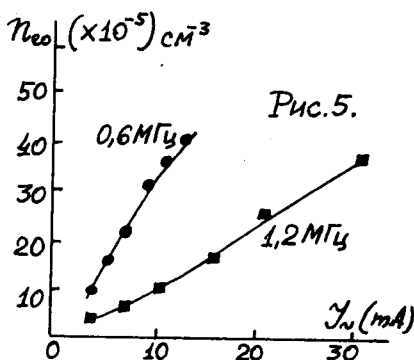
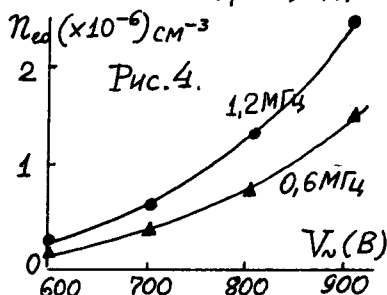


Рис.2. Хе, $p=0,1$ Тор



ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОЦЕССА УСТАНОВЛЕНИЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ РАЗРЯДА ПРИ СОЕДИНЕННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ ВЧ- И ПОСТОЯННОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Н.Ю.Вакуленко, А.П.Гулий, В.А.Жовтянский,
О.М.Новик, Д.В.Тимонин

Киевский государственный университет им. Т.Г.Шевченко

Представлены методика и результаты экспериментальных исследований пространственного распределения параметров плазмы разряда, создаваемого при комбинированном воздействии импульсного высокочастотного и постоянного напряжений. Они важны с точки зрения обеспечения однородности плазмы и понимания характера протекающих процессов в разных приложениях.

Разряд моделировался в стеклянной лампе, содержащей электроды из никеля ϕ 4 см. Межэлектродное расстояние составляло 1,3 см. Лампа наполнялась гелием, аргонном или азотом в области давлений от 13 до 400 Па. Измерения проводились с помощью электрических зондов; их перемещение вдоль и поперек разрядного промежутка обеспечивалось с помощью сильфонного узла.

Для получения разряда применялся импульсный генератор. Последний формирует на нагрузке - разрядном промежутке - радиоимпульс длительностью до 1,5 мс с частотой заполнения 200-440 кГц. Этот радиоимпульс может сочетаться с дополнительным импульсом тока амплитудой до

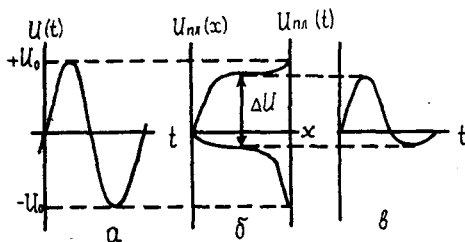


Рис.1. Временное изменение питающего напряжения (а) и потенциала пространства в плазме ВЧ-разряда (в); распределение потенциала в разрядном промежутке (б).

I А при напряжении до 1200 В. Длительность импульсов тока и пауза между ними регулируются раздельно в пределах от 10 до 590 мс. Дополнительно на разрядный промежуток подавалось постоянное напряжение от 200 до 360 В (недостаточное для пробоя или поддержания самостоятельного разряда).

При проведении зондовых измерений учтено,

что в плазме ВЧ-разряда относительно невысоких частот в соответствии с распределением потенциала $U_{nl}(x)$ в межэлектродном промежутке в различные полупериоды питающего напряжения, временное изменение потенциала пространства в каждой точке разряда $U_{nl}(t)$ качественно отличается от формы питающего напряжения $U(t)$ (рис.1). При измерении зондовой характеристики (ЗХ) на зонд помимо указанного переменного потенциала пространства $U_{nl}(t)$ воздействует также напряжение питания зонда U_3^0 (рис.2,а). В результате воздействия суммарного напряжения $U_3(t)$, в цепи зонда, в соответствии с его ЗХ I (рис.2,б), протекает зондовый ток $i_3(t)$ (рис.2,в). Результирующая ЗХ на выходе измерительной схемы, если не принять специальных мер, за счет эффекта детектирования существенно отличается от истинной ЗХ и условно обозначена пунктирной кривой 2 (рис.2,б).

Для исключения эффекта детектирования в квазистационарной стадии ВЧ-импульса применен метод компенсации ВЧ-составляющей напряжения на призондовом слое, реализованный радиотехническими средствами. Источником напряжения компенсации в измерительной схеме (рис.3) служил вспомогательный опорный зонд 0, величина тока в котором стабилизировалась с помощью схемы на пентоде П. Таким образом, выходное напряжение зонда повторяло по форме напряжение потенциала пространства в точке расположения зондов. Это напряжение подавалось затем

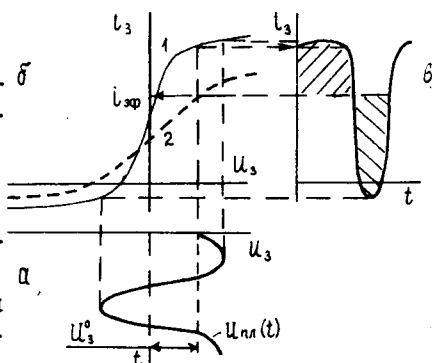


Рис.2. Характер искажений ЗХ в плазме ВЧ-разряда.

на выход измерительного зонда И, обеспечивая компенсацию переменной составляющей напряжения на призондовом слое. Конструктивно зонды выполнены из вольфрамовой проволоочки диаметром 0,15 мм и длиной 4 мм. Усилитель мощности У выполнен по схеме Уайта. Регистрация зондового тока производилась с помощью осциллографа с выхода измерительного резистора Т. Напряжение питания зонда задавалось источником Н через ВЧ-фильтр Ф.

В начальной стадии импульса применение указанной схемы измерения ЗХ оказалось неприемлемым ввиду наличия реактивных элементов в ее составе. В этой стадии процесса регистрация ЗХ осуществлялась непосредственно осциллографическим методом.

На рис. 4 представлен пример полученных результатов в случае импульсного ВЧ-разряда в гелии при давлении 350 Па. Постоянная составляющая напряжения на разрядном промежутке составляла 300 В, амплитуда ВЧ-напряжения - 150 В. Показано относительное распределение концентрации электронов N_e вдоль разрядного промежутка в различные моменты времени после подачи импульса ВЧ-напряжения. Можно заключить, что концентрация электронов существенно неоднородно распределена по пространству, причем характер этого распределения изменяется в процессе развития разряда

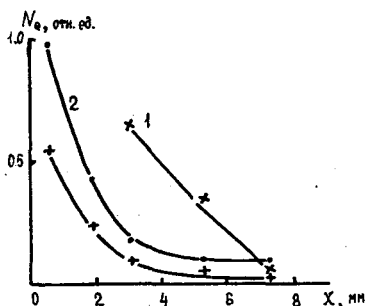


Рис. 4. Развитие профиля $N_e(x)$:
1-5 мкс; 2-10 мкс; 3-15 мкс.

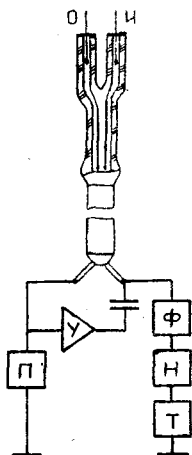


Рис. 3. Схема зондовых измерений.

НЕОДНОРОДНЫЙ ПУЛЬСИРУЮЩИЙ РАЗРЯД В ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЯЧЕЙКЕ

Ю.И.Чутов, Т.Е.Лиситченко, В.Л.Мельниченко, С.А.Мудрук

Киевский госуниверситет им. Т.Г.Шевченко

Высокочастотный разряд в диэлектрической ячейке становится пульсирующим [1] при условии, что в течение полупериода питающего напряжения процессы на контакте газоразрядной плазмы с диэлектрической поверхностью существенно изменяют параметры разряда. Среди этих процессов наиболее существенным является осаждение заряженных частиц на диэлектрическую поверхность, а также различные виды вторичных эмиссионных процессов. В результате во внешней цепи пульсирующего разряда могут протекать достаточно сложные импульсы разрядного тока, форма которых существенно отличается от формы импульсов питающего напряжения.

Представлялось интересным исследовать в пульсирующем разряде взаимосвязь внутренних параметров газоразрядной плазмы и тока во внешней цепи. Наиболее оптимально это можно осуществлять при помощи численного моделирования и экспериментальных исследований, проведенных в близких условиях.

Пульсирующий разряд создавался в наполненной гелием плоской стеклянной ячейке [2] с внешними электродами $\varnothing$ 40 мм, к которым прикладывались периодические прямоугольные импульсы напряжения амплитудой 0,8–1,3 кВ и длительностью 10 мкс. Протяженность газонаполненного промежутка составляла 0,5 см, давление гелия изменялось в диапазоне 10–150 мм рт.ст. При помощи описанной ранее [2] автоматизированной экспериментальной установки измерялись пространственно-временные распределения интенсивности излучения спектральной линии 706,5 нм с разрешением 0,2 мм и 50 нс, а также импульсы тока во внешней цепи.

Примеры экспериментально полученных пространственных распределений интенсивности $\int$ излучения указанной спектральной линии представлены на рис. 1,б для различных моментов времени, отмеченных соответствующими точками на осцил-

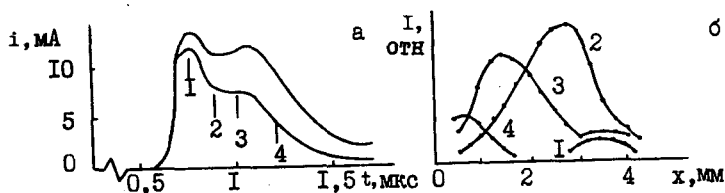


Рис. 1

лограмме импульса тока i во внешней цепи (рис. 1, а). Пространственная координата x отсчитывается от диэлектрической поверхности, которая в данный момент времени находится при более низком потенциале. Приведенные экспериментальные результаты указывают на достаточно сложную форму импульса тока во внешней цепи, а также на заметную продольную неоднородность разряда.

Поскольку импульс разрядного тока пульсирующего разряда (рис. 1, а) существенно короче импульса питающего напряжения, пульсирующий разряд можно рассматривать как последовательность разнополярных пробоев, вызванных перепадами приложенного напряжения. Поэтому при численном моделировании можно, с достаточной степенью точности, ограничиться рассмотрением

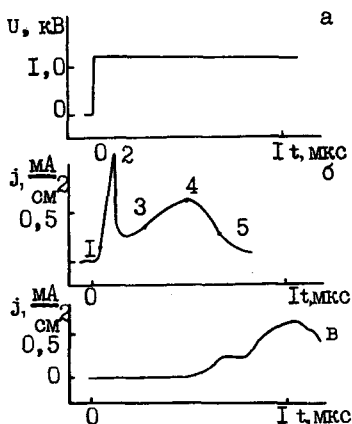


Рис. 2

однократного пробоя газа в диэлектрической ячейке с небольшой начальной концентрацией электронов и ионов, которые остались от предыдущего пробоя.

При численном моделировании, подобно [3], использовалась одномерная двухжидкостная гидродинамическая модель с учетом самосогласованного электрического поля, таунсендовской модели

ионизации, а также вторичной фото-электронной и ионно-электронной эмиссии, однако, в отличие от [3], моделирование проводилось при существенно более высоком перенапряжении, и кроме того, предусматривалась возможность вариации коэффициента вторичной фото-электронной эмиссии.

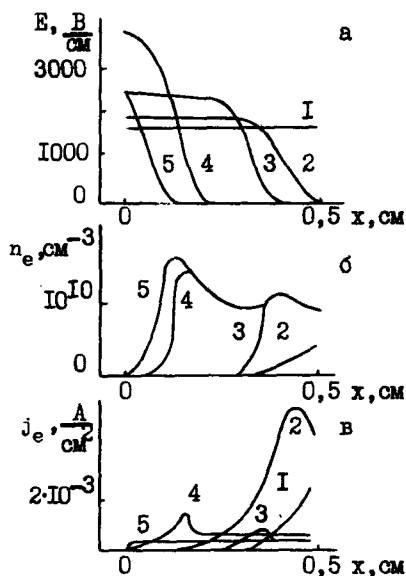


Рис. 3

На рис. 2 изображен импульс питающего напряжения U и два импульса тока i во внешней цепи, которые получены в гелии при $Pd = 8$ мм рт.ст.см и отличаются коэффициентом вторичной фото-электронной эмиссии γ_p : рис. 2,б получен при $\gamma_p = 2 \cdot 10^{-2}$, а рис. 2,в — при $\gamma_p = 5 \cdot 10^{-3}$. На рис. 3 представлены пространственные распределения напряженности электрического поля E (а), концентрации электронов n_e (б) и электронного тока проводимости j_e (в), полученные при условии рис. 2,б. Из представленных результатов видно, что импульс тока во внешней цепи является немонотонным

только при существенной роли фото-электронной эмиссии (рис. 2,б), при ее уменьшении импульс тока становится монотонным (рис. 2,в).

Список литературы

1. Чутов Ю.И. // Вестн. Киев. ун-та, Физика. 1988. Вып. 29. С. 74.
2. Чутов Ю.И., Кравченко А.И., Лиситченко Т.Е., Мельниченко В.Л. // Тезисы докладов II Всесоюз. совещания по физике электрического пробоя газов. —Тарту; 1984. Ч.2. С.256.
3. Чутов Ю.И., Королик О.В. // ТВТ. 1982. Т.27. С. 1064.

НЕОДНОМЕРНЫЕ ДИФФУЗИОННЫЕ ВОЛНЫ ИОНИЗАЦИИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ ПОЛЕ

С.А.Двинин, А.А.Кузовников

МГУ им. М.В.Ломоносова, физический факультет.

Разряд, поддерживаемый ВЧ полем в свободном пространстве имеет сложную пространственную структуру [1]. Можно попытаться объяснить её временную эволюцию, рассматривая разряд как фронт ионизации сложной формы. Рассмотрим сначала задачу о распространении плоского фронта для простейшего механизма - диффузионного [2-3]. Введём, как в [3], безразмерные переменные $\tilde{E} = E/E_0$, $\tilde{h} = H/E_0$, $\tau = \nu_{i0}(E_0)t$, $x = (\nu_{i0}D)^{1/2}\chi$, $N = n_e/n_c$, $\chi = \kappa(D/\nu_{i0})^{1/2}$, $\tilde{\chi} = \chi \cos \theta$, где E_0 - амплитуда плоской ВЧ волны, поддерживающей плазму, $E(x)$ и $H(x)$ - комплексные амплитуды электрического и магнитного полей, $\nu_i = \nu_{i0} E^{2\beta}$ - частота ионизации, D - коэффициент диффузии электронов, n_e - плотность электронов, $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$, $\kappa = \omega/c$; t , χ - время и координата, ω - частота ВЧ волны. Разряд подчиняется системе уравнений

$$\frac{\partial N}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 N}{\partial x^2} + (e_x^2 + e_y^2 + e_z^2)N, \quad /1/$$

$$\frac{\partial e_y}{\partial x^2} + \tilde{\chi}^2 (1 - N/(\cos^2 \theta (1 + i\nu/\omega))) e_y = 0, \quad /2/$$

$$(1 - N/(1 + i\nu/\omega)) \frac{\partial}{\partial x} (1 - N/(1 + i\nu/\omega))^{-1} \frac{\partial h_y}{\partial x} + \tilde{\chi}^2 (1 - N/(\cos^2 \theta (1 + i\nu/\omega))) h_y = 0, \quad /3/$$

$$e_x = \sin \theta h_y / (1 - N/(1 + i\nu/\omega)); e_z = -i \frac{\partial h_y}{\partial x} / (1 - N/(1 + i\nu/\omega)) \cdot \chi$$

В /1-3/ ν - эффективная частота столкновений электронов, θ - угол, под которым ВЧ волна падает на фронт ионизации. Частота потерь электронов предполагается много меньшей, чем частота ионизации. Поля e_y и h_y удовлетворяют условиям

$$\frac{\partial}{\partial x} (e_y - \exp(i\tilde{\chi}x) \sin \psi) + i\tilde{\chi} (e_y - \exp(i\tilde{\chi}x) \sin \psi) = 0, \quad /4/$$

$$\frac{\partial}{\partial x} (h_y - \exp(i\tilde{\chi}x) \cos \psi) + i\tilde{\chi} (h_y - \exp(i\tilde{\chi}x) \cos \psi) = 0$$

при $x \rightarrow -\infty$ и условиях излучения при $x \rightarrow +\infty$. ψ - угол, характеризующий соотношение S- и P-поляризованных волн.

Плоские фронты ионизации соответствуют автомодельным

решением уравнений /1/-/4/ вида

$$N = N(\tilde{x}), \quad \vec{e} = \vec{e}(\tilde{x}), \quad \vec{h} = \vec{h}(\tilde{x}), \quad \tilde{x} = x + vt \quad /5/$$

Можно показать, что функция $N(\tilde{x})$ монотонно возрастает. Приближенные зависимости скорости фронта v и максимальной плотности электронов $\hat{N}$ от интенсивности ВЧ волны χ^{-1} , θ и ψ можно получить аналогично [3]. Из уравнения баланса частиц следует

$$v\chi = \frac{\left\{ \left| \frac{2\cos\theta}{1 + \frac{\epsilon\cos\theta}{(\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}}} \right|^2 + \left| \frac{2\sin\theta\cos\theta}{\epsilon\cos\theta + (\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}} \right|^2 \right\} \cos^2\psi + \left| \frac{2\cos\theta\sin\psi}{\cos\theta + (\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}} \right|^2}{2\beta \operatorname{Im}((\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2})} \quad /6/$$

Так как $N(\tilde{x})$ собственная функция нелинейной задачи на собственные значения, скорость v удовлетворяет соотношению

$$v\chi = \frac{\left\{ \left| \frac{2\cos\theta}{1 + \frac{\epsilon\cos\theta}{(\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}}} \right|^2 + \left| \frac{2\sin\theta}{\epsilon\cos\theta + (\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}} \right|^2 \right\} \cos^2\psi + \left| \frac{2\cos\theta\sin\psi}{\cos\theta + (\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}} \right|^2}{2\beta \operatorname{Im}((\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2})} \quad /7/$$

Соотношения /6-7/ определяют поведение фронта во всей области изменения параметров χ , θ , ψ . Результат расчёта параметров фронта от χ приведён на рис.1. На рис.2 изображены зависимости v от угла падения θ при фиксированных значениях χ . Разница в поведении фронтов, поддерживаемых s - и p -поляризованными волнами обусловлена различным распределением электрического поля вблизи фронта.

Полученные зависимости могут быть использованы для построения "геометрической динамики" крупномасштабных криволинейных фронтов ионизации, как это уже сделано для ударных волн [4]. Рассмотрим сечение фронта плоскостью $\psi = \text{const}$. Пусть $x(t)$, $y(t)$ координаты фронта в момент времени t , β — линейная координата точки вдоль фронта. По аналогии с [4] получаем систему уравнений, описывающих изменение $A^2 = \left(\frac{\partial x}{\partial \beta}\right)^2 + \left(\frac{\partial y}{\partial \beta}\right)^2$, θ , x , y со временем

$$\frac{\partial A}{\partial t} = V(\theta) \frac{\partial \theta}{\partial \beta}; \quad \frac{\partial \theta}{\partial t} = -\frac{1}{A} \frac{\partial V}{\partial \theta} \frac{\partial \theta}{\partial \beta} - \frac{1}{A} \frac{\partial V}{\partial \chi} \frac{\partial \chi}{\partial \beta}; \quad /8/$$

$$x = x_0(\beta) + \int_0^t V(\theta) \cos\theta dt; \quad y = y_0(\beta) + \int_0^t V(\theta) \sin\theta dt \quad /9/$$

где $V(\chi, \theta, \psi)$ — скорость плоской волны ионизации. Уравнение /9/ описывает распространение фронта в пространстве, а уравнения /8/- распространение волн ионизации вдоль фронта. В однородном ВЧ поле $\chi = \text{const}$ значение θ сохраняется в стационарных точках, где $\partial V / \partial \theta = 0$.

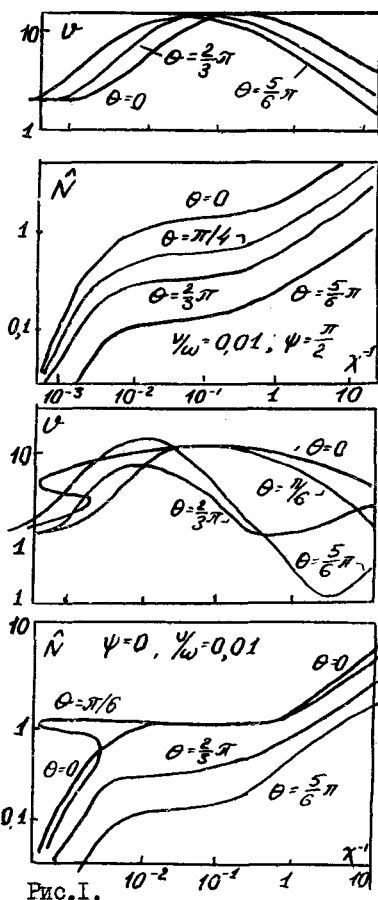


Рис.1.

Анализ уравнений /8-9/ показывает, что в зависимости от интенсивности высокочастотной волны возможно формирование различных структур: сферически расширяющегося плазменного фронта, плазменных слоёв, расположенных вдоль или поперёк вектора электрического поля в плоскости вектора $\vec{k}$, плазменных языков /"нитей"/, вытягивающихся под углом к волновому вектору $\vec{k}$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ.

1. Вихарев А.Л., Гильденбург В.Б., Иванов О.А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. - 1987. - Т.30. - №2. - С.317-324.
2. Семёнов В.Е. // Физика плазмы. - 1982. - Т.8. - С.613-617.
3. Двинин С.А., Довженко В.А. // Физика плазмы. - 1988. - Т.14. - С.66-76.
4. Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. - М.: Мир, 1977. - 622 с.

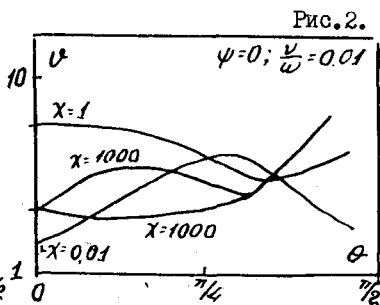
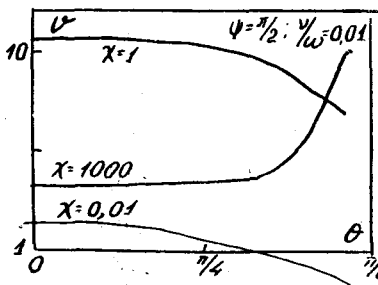


Рис.2.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОБИВНОЙ НАПРЯЖЕННОСТИ СВЧ ПОЛЯ В ГАЗАХ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

I.19

Новиков С.А., Чумерин П.Ю., Юшков Ю.Г.

НИИ ядерной физики при Томском политехническом
институте имени С.М.Кирова

Для увеличения энергии поля, возбужденного в резонаторах, в ряде случаев предпочтительнее газовая изоляция, однако данные по электрической прочности в диапазоне СВЧ ограничиваются давлениями в единицы атмосфер [1]. В данном сообщении приводятся экспериментальные результаты по уровню пробивных полей резонатора в воздухе, азоте, элегазе и аргоне для давлений до $2 \cdot 10^6$ Па.

Накопление СВЧ энергии осуществлялось в цилиндрическом медном резонаторе, в котором возбуждался E_{010} вид колебаний. Резонатор имел нагруженную добротность $Q_H \approx 360$ и коэффициент связи $\beta \approx 5-6$. Возбуждение резонатора осуществлялось от перестраиваемого в диапазоне частот $(2,77 \pm 2,9) \cdot 10^9$ Гц магнетронного генератора с выходной импульсной мощностью $1,3 \cdot 10^6$ Вт и длительностью импульса 3 мкс. Согласование режима работы генератора на резонансную нагрузку осуществлялось с помощью ферритового вентиля и фазовращателя. Уровень мощности, поступающей на вход резонатора, регулировался переменным аттенуатором. Развязка резонатора по давлению осуществлялась с помощью фторопластовых окон, размещенных в тракте.

В экспериментах регистрировался уровень мощности падающей и отраженной волны с помощью направленных ответвителей, калиброванных детекторных секций и осциллографов типа С8-12. Для каждого значения давление газа на высоком уровне мощности измерялась нагруженная добротность фазовым методом [2] и диэлектрическая постоянная среды по сдвигу резонансной частоты.

Пробивной уровень падающей мощности фиксировался при плавном ее уменьшении переменным аттенуатором до момента прекращения пробоев [1]. Для уменьшения времени запаздывания разряда использовалась подсветка от вспомогательного

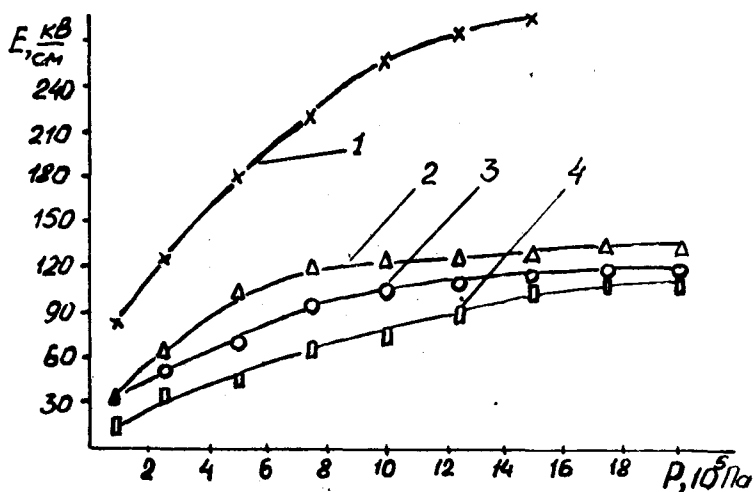


Рис.1. Зависимость пробивной напряженности поля от давления при заполнении: 1 - элегазом; 2 - воздухом, 3 - азотом; 4 - аргонном.

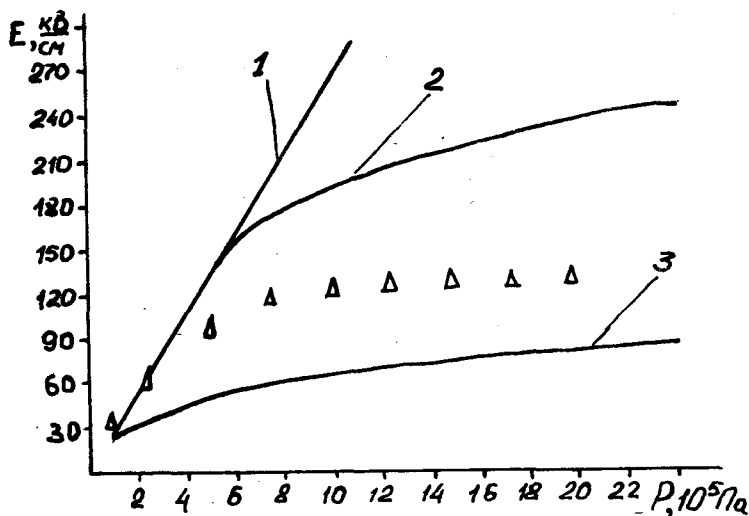


Рис.2. Расчетные зависимости для пробивной напряженности различных высот микроострий: 1 - $h = 0$; 2 - $h = 0.1$ мкм; 3 - $h = 1$ мкм; Δ - экспериментальные точки ($h \approx 0.3$ мкм).

искрового разрядника.

На рис.1 представлены экспериментальные зависимости пробивной напряженности поля в резонаторе от давления для различного рода газов. По литературным данным известно, что на процесс пробоя сжатых газов в постоянных полях оказывает влияние шероховатости поверхности электродов [3,4]. Это влияние объясняется автоэлектронной эмиссией с микронеровностей, а также тем, что процесс ударной ионизации происходит в поле усиленном вблизи микронеровностей.

Анализ указанных выше процессов показывает, что в СВЧ полях в области давления (10^5 - $2 \cdot 10^6$) Па механизмом, снижающим электрическую прочность, является уменьшение диффузионных потерь электронов в области неоднородного поля микроострий. На рис.2 приведены расчетные и экспериментальные зависимости для воздуха при различных высотах микронеровностей h . Расчеты проводились на основе решения уравнения баланса электронов для СВЧ поля в неоднородных полях [5] с учетом потерь на прилипание и диффузию. В качестве электростатического аналога, характеризующего отдельное микроострие стенки резонатора, использовался полуэллипсоид вращения на плоскости. Как видно из рисунка в рамках данного подхода можно объяснить уменьшение электрической прочности внутреннего объема резонатора по сравнению с известными зависимостями $E_{пр} = F(P)$ для сжатых газов без учета влияния характеристик внутренней поверхности (кривая I).

1. Райцын Д.Г. Электрическая прочность СВЧ устройств. - М.: "Сов.радио", 1977.
2. Менде Ф.Ф., Бондаренко И.Н., Трубицын А.В. Сверхпроводящие и охлаждаемые резонансные системы. - Киев: "Наукова думка", 1976.
3. Королев Ю.Д., Месяц Г.А. Автоэмиссионные и взрывные процессы в газовом разряде. - Новосибирск: Наука, 1982.
4. Резевич Д.В., Соколова М.В. Расчет начальных и разрядных напряжений газовых промежутков. - М.: "Энергия", 1977.
5. Мак-Доналд А. Сверхвысокочастотный пробой в газах. - М.: "Мир", 1969.

ДИНАМИКА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО СТРИМЕРА

В.Б.Гильденбург, И.С.Гущин, С.А.Двинин, А.В.Ким

Институт прикладной физики АН СССР, Горький

В докладе изложены результаты исследования неоднородной динамики мелкомасштабных плазменных образований (плазмондов) в неравновесном высокочастотном разряде.

Предполагая размеры плазмондов малыми по сравнению с длиной электромагнитной волны и используя квазистатическое приближение, примем в качестве исходных уравнение для комплексной амплитуды высокочастотного потенциала $\varphi(\vec{r}, t)e^{i\omega t}$ электрического поля ($\vec{E} = -\nabla\varphi \cdot \exp(i\omega t)$)

$$\operatorname{div}(\epsilon \cdot \nabla \varphi) = 0, \quad \epsilon = 1 - \frac{N}{N_c} \left(1 + i \frac{\nu}{\omega}\right) \quad (1)$$

и уравнение ионизационного баланса для электронной концентрации $N(\vec{r}, t)$

$$\frac{\partial N}{\partial t} = \mathcal{D} \Delta N + (\nu_i - \nu_a) N - \alpha N^2 \quad (2)$$

Здесь ϵ - комплексная диэлектрическая проницаемость разрядной плазмы, $N_c = m(\omega^2 + \nu^2)/4\pi e^2$ - критическое значение концентрации, ν - частота электронных соударений, $\mathcal{D}$,

α - коэффициенты диффузии и диссоциативной рекомбинации, разность частот ионизации и прилипания электронов $\nu_i - \nu_a$ рассматривается как заданная функция амплитуды поля $\nu_i - \nu_a = \nu_a (\mathcal{E}^\beta - 1)$, $\mathcal{E} = |\nabla \varphi|/E_c$ (E_c - пробойное поле).

Характер эволюции локализованного плазмона, образующегося, например, при развитии электронной лавины на одиночном затравочном электроде, в поле с линейной поляризацией существенно зависит от механизма ограничения лавины. Если концентрация N может достигнуть своего рекомбинационного предела $N_\alpha = (\nu_i - \nu_a)/\alpha$, не возмущая внешнего поля (т.е. $|\epsilon(N_\alpha) - 1| \ll 1$), то динамика плаз-

моида определяется сферически-симметричным решением уравнения (2) с постоянными коэффициентами ($\xi = \text{const}$). В более интересном и практически важном случае $|\xi(N_a) - 1| > 1$, когда основным механизмом ограничения лавины является не рекомбинация, а снижение поля (а, следовательно, и частоты ионизации ν_i) в образующейся плазме, плазмод остается квазисферическим лишь на начальном этапе эволюции (пока $|\xi - 1| \ll 1$). В области высоких частот соударений $\nu \gg \omega$ по мере роста N значения ξ и $\nu_i(\xi)$ увеличиваются на участках поверхности плазмоида, перпендикулярных полю $\vec{E}$. В результате скорость расширения области разряда оказывается зависящей от направления, и плазмод вытягивается в направлении вектора внешнего поля $\vec{E}_e$. По аналогии с подобным явлением при разряде в статическом поле будем называть такой удлинняющийся плазмод высокочастотным стримером. Скорость распространения ВЧ стримера v зависит от амплитуды поля на его головке и определяется в конечном счете конкуренцией двух факторов : ростом $|\xi|$ и снижением коэф-фициента деполяризации из-за удлинения плазмоида. Как пока-зывает качественный анализ на модели однородного эллипсоида, величина v является быстро растущей функцией времени. Эти выводы удовлетворительно согласуются с результатами численного решения уравнений (1), (2) для двумерного случая, представленными на рис. I (а-г) для значений парамет-ров $\beta = 4$, $\alpha = 0$, $E_0 = 1,3 E_c$, $\nu/\omega = 10$. На ри-сунках показаны распределения концентрации $n = N/N_c$ и поля в продольном (x) и поперечном (y) по отношению к внеш-нему полю $\vec{E}_0$ направлениях в различные моменты времени t : 1 - $\nu_a t = 3,2$; 2 - $\nu_a t = 4,3$; 3 - $\nu_a t = 6,0$. Едини-цей масштаба на рисунках служит диффузионная длина прилипа-ния $L = \sqrt{D/\nu_a}$ ($x \rightarrow x/L$, $y \rightarrow y/L$). Как видим, к моменту $\nu_a t = 6,0$ отношение продольного размера плазмо-ида к поперечному достигает 10.

Заметим, что при малых ν/ω на начальной стадии пробоя ($N < N_c$) сферический плазмод вследствие усиле-ния поля ξ в его экваториальной области должен расши-ряться преимущественно поперек поля, однако при достижении

значений $N \geq N_c$ преобладают факторы геометрического и резонансного усиления поля в районе полюсов, и дальнейшая эволюция должна быть подобной описанной выше.

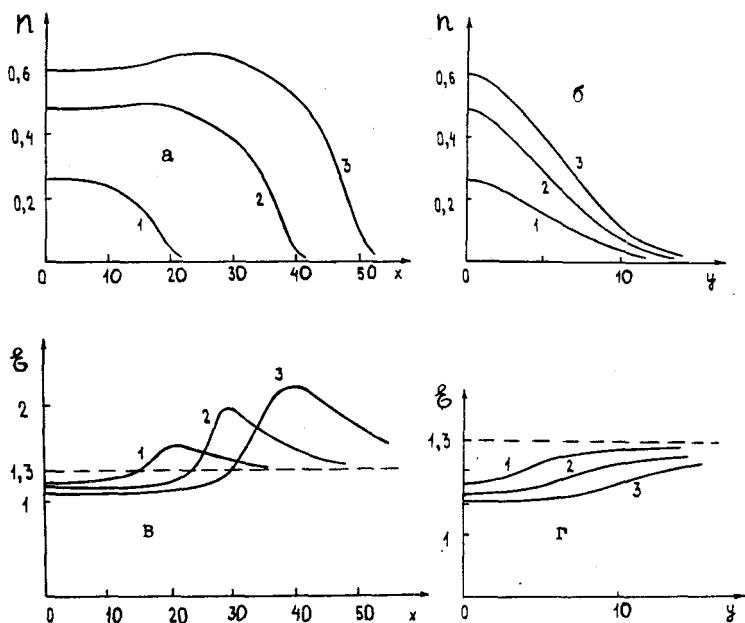


Рис. I. Зависимости концентрации (а,б) и амплитуды поля (в,г) от продольной (x) и поперечной (y) координат для различных моментов времени

НАКОПЛЕНИЕ ПОЛОЖИТЕЛЬНОГО И ОТРИЦАТЕЛЬНОГО ОБЪЕМНОГО
ЗАРЯДА В НЕОДНОРОДНОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ ПЕРЕД ВЧ
ПРОБОЕМ ВОЗДУХА В ДИАПАЗОНЕ ЧАСТОТ 1-10 МГц

А.А.Жуков, С.И.Бесхлебный, В.Н.Крупин, Н.К.Цыкун

Хабаровский государственный педагогический институт

В настоящей работе представлены результаты экспериментального исследования образования положительного и отрицательного объемного заряда в разрядных промежутках острие - плоскость и стержень - плоскость. Кончики стержня и острия были обработаны на полусферу. Радиус кривизны поверхности острия 0,55 мм, стержня - 1,75 мм. Расстояние между вершиной полусферы и плоскости для острия - 40 мм, для стержня - 25 мм. Острие было изготовлено из платины, стержень - из алюминия. Плоскость заземлена, на стержень или острие подавалось переменное высокочастотное напряжение (U_m - амплитудное значение), которое изменялось от нуля до величины на 1 - 2 % меньшей, чем напряжение зажигания самостоятельного электрического разряда.

Схема эксперимента и методика измерения была описана ранее [1,2].

Поток воздуха захватывал ионы, образованные в сильном высокочастотном поле в зоне ионизации и уносил их на коллектор. Ток положительных (I_+) и отрицательных (I_-) ионов на коллектор измерялся электрометром. Вершина полусферы острия или стержня освещалась УФ светом для создания начальной ионизации.

На рис. 1-2 представлены в полулогарифмическом масштабе семейства кривых тока положительных (рис. 1) и отрицательных (рис. 2) ионов на коллектор как функция U_m . На этих рисунках введены следующие условные обозначения: + соответствуют данным, полученным на частоте 1 МГц; • ; ○ ; × ; ▲ - характеризует данные, полученные на частотах 2,3; 4,6; 7,1; 9,7 МГц, соответственно.

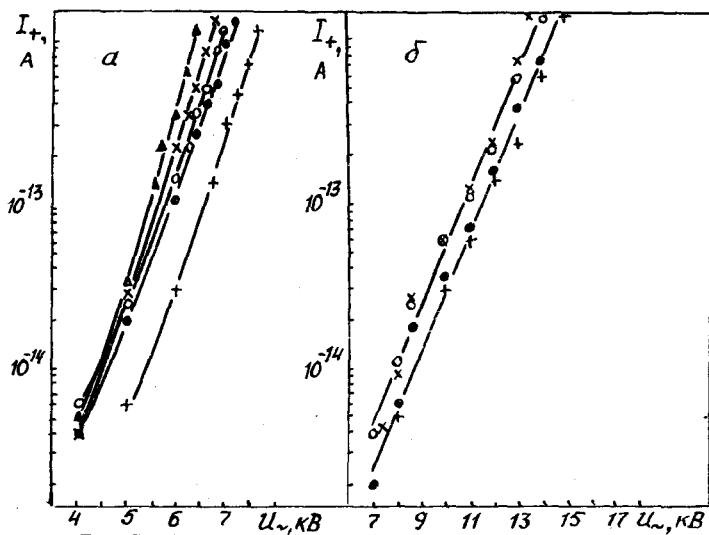


Рис.1. Зависимость тока положительных ионов на коллектор от напряжения ВЧ для промежутков: а) острие-плоскость; б) стержень-плоскость.

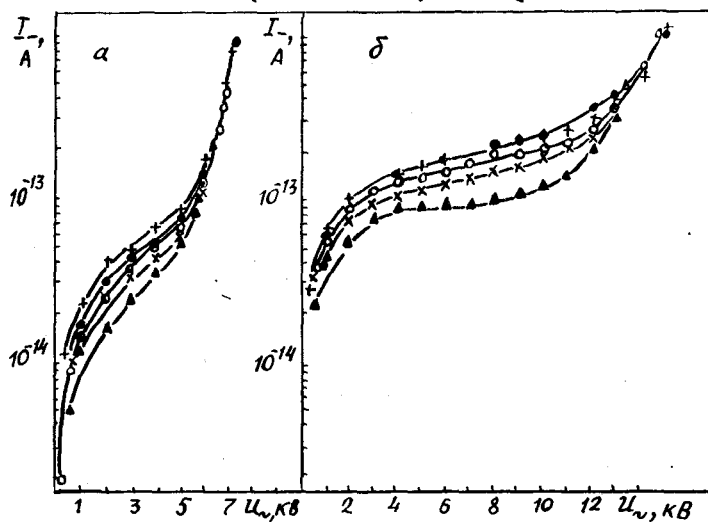


Рис.2. Зависимость тока отрицательных ионов на коллектор от напряжения ВЧ для промежутков: а) острие-плоскость; б) стержень-плоскость.

Ток I_+ (рис. 1 а,б) растет с увеличением $U_~$ примерно по экспоненциальному закону независимо от геометрии разрядного промежутка. Видно также, что для каждой данной величины напряжения I_+ тем больше, чем выше частота. Этот порядок нарушается лишь при напряжениях очень близких к пробойному, так как напряжения пробоя на разных частотах отличаются друг от друга, и на более высоких частотах напряжение пробоя меньше. Ток I_- (рис. 2 а,б) в отличие от I_+ начинается от нулевого значения $U_~$. I_- сначала круто растет, затем его рост резко замедляется, и кривые I_- можно четко разделить по частоте. При этом ток I_- тем меньше, чем выше частота, т.е. I_- ведет себя по отношению к частоте противоположно I_+ . Перед пробоем токи I_- растут с увеличением $U_~$ примерно по экспоненциальному закону (выходят на экспоненту).

Отметим следующий экспериментальный факт: токи I_+ и I_- , достигая величины порядка 10^{-12} - 10^{-11} А (в зависимости от геометрии промежутка и величины напряжения пробоя), становятся неустойчивыми, флуктуации их растут, что свидетельствует о близости $U_~$ к пробойному.

На частоте 1 МГц, которая близка к первой критической для промежутка острие-плоскость, абсолютные величины токов I_+ и I_- при напряжениях на 1 - 2 % меньших напряжения пробоя примерно равны. По мере роста частоты абсолютная величина I_- уменьшается по отношению к I_+ . На частотах меньших 1 МГц, как показано ранее [3], абсолютная величина I_- была больше I_+ .

1. Fatechand R.R.T. // Proc. Inst. Electr. Eng. - 1957. - V. 104. - P. 489.
2. Жуков А.А. // ЖТФ. 1965. - Т. 35. С. 151.
3. Жуков А.А., Крупин В.Н., Микицей Я.И., Цыкун Н.К., Бесхлебный С.И. // Уч. зап. Тарт. ун-та. 1988. Вып.809. С. 55.

МЕТОДЫ ДИАГНОСТИКИ ВОЗДУШНОГО ВЧ ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

П.И.Нетреба, А.С.Тоболкин

Институт оптики атмосферы СО АН СССР

Для исследования процессов тепломассообмена и газодинамических потоков воздушного ВЧ факельного разряда мощностью 10-2400 Вт были разработаны и реализованы следующие методы диагностики.

В задачах диагностики газо-плазменных потоков одним из наиболее перспективным является метод лазерной доплеровской анемометрии (ЛДА), обеспечивающий бесконтактные измерения полей скоростей с высокой точностью и высоким пространственным разрешением. В потоках, генерируемых ВЧ-разрядом, наблюдаются скачки показателя преломления по сечению потока, что накладывает ограничения на диапазон измерений скоростей. Метод ЛДА был построен по дифференциальной схеме прямого рассеяния лазерного излучения с длиной волны 0,63 мкм [1]. Формирующая оптика позволяла перемещать измерительный объем без ухудшения пространственного разрешения и обеспечивала выделение необходимой составляющей вектора скорости. Значения скоростей, измеряемые с помощью ЛДА, вдоль потока составляли 0,2-4 м/с, поперек потока 5-20 см/с. Период интерференционной картины в измерительном объеме составлял 20-25 мкм. Рассеивающими центрами являлись частицы, сносимые потоком с поверхности разогретого электрода (диаметр частиц 7-20 мкм). Непосредственно для измерения частоты заполнения доплеровских радиоимпульсов был специально разработан частотомер мгновенного значения, который при соответствующем выборе коэффициентов деления обеспечивает связь скорости потоков открытого ВЧ-разряда с доплеровской частотой. Экспериментальные результаты, полученные с помощью ЛДА, сравнивались с результатами, полученными методами треков и фоторазвертки.

Для исследования механизма возбуждения ВЧ-разряда, измерения продольной скорости плазмы в квазистационарном разряде, скорости частиц, вводимых в плазму, использовалась специальная конструкция фоторегистратора [2] на основе зеркальной фоторазвертки. В конструкции фоторегистратора предусмотрена возможность непрерывной фиксации метки времени на фоторегистрограмму за счет модуляции оптического излучения плазмы, однозначно подчиняющей амплитудной модуляции напряженности электрического поля. Это обеспечивает фиксацию на фоторегистрограмму периодическую последовательность четких темных и светлых полос, расположенных перпендикулярно оси времени и ширина которых определяется периодом амплитудной модуляции и скоростью вращения зеркала фоторегистратора. На одной фоторегистрограмме фиксируется до 3-10 траекторий плазменных сгустков. Методом фоторазвертки удается определить низкочастотные (5-18 Гц) флуктуации скорости плазменных сгустков и флуктуации скорости разогретых частиц с частотой амплитудной модуляции (100-300 Гц). Также показано, что фоторегистратор фиксирует среднюю скорость потока, а скорость частиц определяет скорость плазмы в канале.

С помощью теневых методов диагностики по меткам, визуализирующим течение потока (в тепловом слое по отрывным вихревым течениям, в плазменном канале по сгусткам, которые появляются естественным образом или могут быть созданы искусственно) определяется средняя продольная скорость потока и может быть прослежена динамика развитая и распада вихревых колец, спиралей, плазменных шнуров. Это, в свою очередь, позволяет определить расход газа через зону свободно горящего в атмосфере разряда. Теневые методы (метод расфокусированной решетки, нити в фокусе, ножа и щели) с диаметром контролируемой зоны 23 см, которую обеспечивает теневой прибор ИАБ-458, позволяют одновременно исследовать при прочих равных условиях ламинарную зону потока, зону потока с наличием крупномасштабных упорядоченных вихревых течений и турбулентную зону за разрядом. Применение метода

расфокусированной решетки с использованием способа обработки теневых картин, изложенного в работе [3], позволяет получить количественную информацию о степени влияния различных неоднородностей на формирования разряда и устойчивость его горения в свободной атмосфере. Для воздушной плазмы с газовой температурой менее 5000 К является достаточным использования закона Лоренц-Лорентца, позволяющего от распределения показателя преломления или его градиента в зоне ВЧФ-разряда перейти к распределению плотности. По локальному значению плотности через использование термодинамических функций определяется температура и энтальпия в исследуемом объеме. Теневыми методами обнаружен внутренний разрыв между плазмой и окружающем ее горячим газом с температурой 2500-3000 К. По внутреннему разрыву определяется профиль токоведущего канала разряда и объем плазмы, что заметно уточняет традиционные методы измерения размеров плазмы. По определению мощности и размеров плазмы совместно с вольтамперной характеристикой становится возможным оценить проводимость ВЧФ-разряда.

Литература

1. Нетреба П.И., Тоболкин А.С.- В кн. VI ВНТК "Фотометрия и ее метрологическое обеспечение".- М.: ВНИИОФИ, 1986.- 266с.
2. Тоболкин А.С.- В кн. XIII ВНТК "Высокоскоростная фотография, фотоника и метрология быстропроникающих процессов.- М.: ВНИИОФИ, 1987.- 98с.
3. Скотников М.М. Теневые количественные методы в газовой динамике.- М.: Наука, 1976.

ОДНОРОДНЫЙ БЫСТРОПРОТОЧНЫЙ ВЧЕ-РАЗРЯД ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А.О.Бахвалов, С.В.Дресвин, В.Х.Гойхман,
Р.Л.Немченко, Г.З.Паскалов

ЛПИ им. М.И.Калинина

Высокочастотный емкостной /ВЧЕ/ разряд в воздухе получен в разрядной камере /РК/ коаксиальной геометрии. Медные электроды /З/ помещались в водоохлаждаемые кварцевые трубки соосно друг другу. Газоформирователь позволял осуществлять вихревую, аксиальную и смешанную подачи в РК плазмообразующего газа. Источник питания - генератор мощностью 60 кВт и частотой 13,56 МГц. Исследовано несколько РК, отличающихся отношением и величиной радиусов $3/2 \leq R/2 \leq 3$, $12 \text{ мм} \leq R \leq 16 \text{ мм}$ /. Измерялись напряжение между электродами U_3 , ток через разряд I_p , частота f и расход газа G . Проводилось калориметрирование потерь мощности во всех узлах установки.

Для оценки теплофизических параметров разряда использовались зондовые и спектральные методы.

Энергетические характеристики плазмотрона при постоянной величине потребляемой от сети мощности $P_c = 11 \text{ кВт}$ приведены на рис.1. Изучалось влияние расхода газа на мощность разряда P_p /кривая 2/, потери мощности во внутреннем P_v /кривая 3/ и наружном P_n /кривая 4/ электродах и на ток через разряд I_p /кривая 5/.

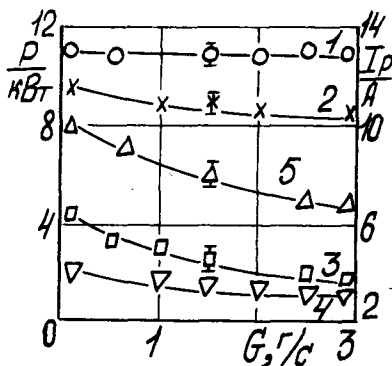


Рис. 1. Энергетические характеристики ВЧЕ-плазмотрона

Близкое к единице отношение P_r/P_c характеризует эффективность работы источника питания. Изменение I_r определяется ростом активного электрического сопротивления разряда. Потери мощности P_v, P_n составляют заметную долю от P_r . Если предположить, что P_n и P_v равны мощности P_{pc} , выделяющейся в соответствующем приэлектродном слое $/PC/$ разряда $/I/$, то падение активного напряжения на слое $U_{pc} = P_{pc}/I_r$. Величина U_{pc} порядка нескольких сот вольт и уменьшается с ростом расхода газа, что свидетельствует об изменении структуры ПС. Рис. 2 характеризует вольт-амперную характеристику $/BAХ/$ разряда, которую можно считать прямой линией с наклоном $\Delta U_r / \Delta I_r > 0$. Последний слабо зависит от расхода. Аналогичный вид ВАХ связывается в $/I/$ с рекомбинационным режимом в положительном столбе разряда постоянного тока. Рост напряжения U_r при постоянной величине межэлектродного зазора $d = R - 2 \text{ } /R, 2 -$ радиусы наружного и внутреннего электродов/- ведет к увеличению напряженности электрического поля E в разряде.

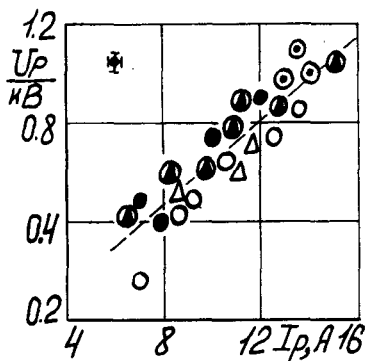


Рис. 2. ВАХ разряда
●, ●, ⊙ - $G_{смеш} = 20, 16$
и 14 г/с, соответственно;
○, Δ - $G_{акс} = 12$ и $6,5$ г/с.

Исследуемый разряд устойчив к контракции, имеет объемный характер, однороден по длине РК и остается таковым в широких интервалах расхода газа $/ I \text{ г/с} \leq G \leq 20 \text{ г/с} /$ и удельного энерговклада $/ 500 \leq q \leq 2000 \text{ Дж/г} /$. В РК другой геометрии $/$ например, типа "длинной трубки" $/2/$ $/$ при тех же токах, давлении и расходах газа разряд контрагирован. ВАХ контрагированного разряда при этих условиях $/2/$ падающая.

Радиальный профиль излучения разряда слабо зависит от способа подачи газа : его интенсивность в узких приэлект-

родных областях в несколько раз больше, чем в середине зазора. Это иллюстрирует рис. 3. Кривая 1 соответствует изменению интенсивности канта секвенции $N_2(+2)$ -2 колебательно-вращательного спектра $N_2(+2)$. Профили распределения температуры газа T_g , отождествляемой с вращательной T_v , иллюстрируются кривыми 2 и 3. Результаты исследования позволяют предполагать возможным практическое использование разряда в плазмохимических процессах.

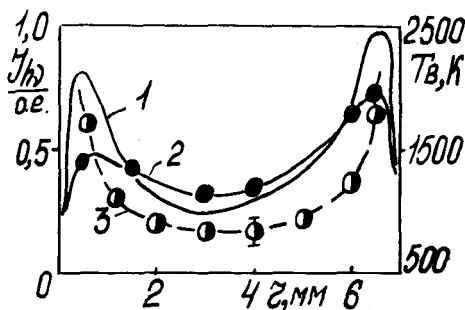


Рис. 3. Интенсивность излучения и вращательная температура разряда. 2.-вихревая подача $G = 9$ г/с; 3.- аксиальная подача $G = 9$ г/с; мощность в разряде $P = 8,5$ кВт.

1. Райзер Ю.П. Физика газового разряда: Учебн.рук-во.- М.: Наука, 1987.-592с.

2. Исследование локальных параметров воздушной плазменной струи ВЧЕ-плазмотрона // Дресвин С.В., Михальков С.М., Немченко Р.Л. и др..-ТВТ, т.25, №5, -1987.-С.836-841.

РАДИАЦИОННАЯ КИНЕТИКА АКТИВНОЙ СРЕДЫ ВОЛНОВОДНОГО CO_2 ЛАЗЕРА С ПОПЕРЕЧНЫМ ВЧ ВОЗБУЖДЕНИЕМ

Е.Ф.Гиппиус, Б.И.Илюхин, В.Н.Колесников

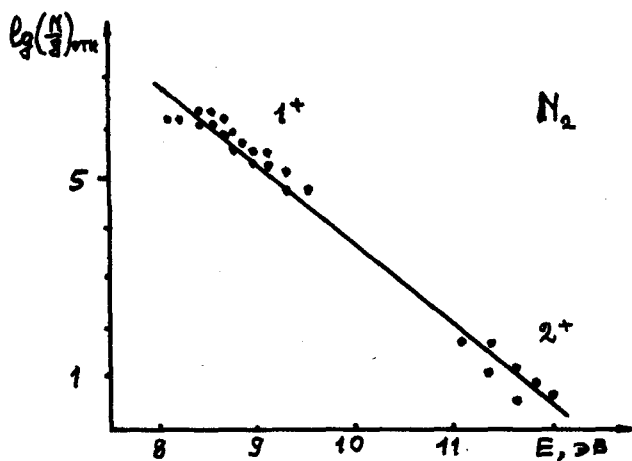
Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР, Москва

Д.И.Размадзе

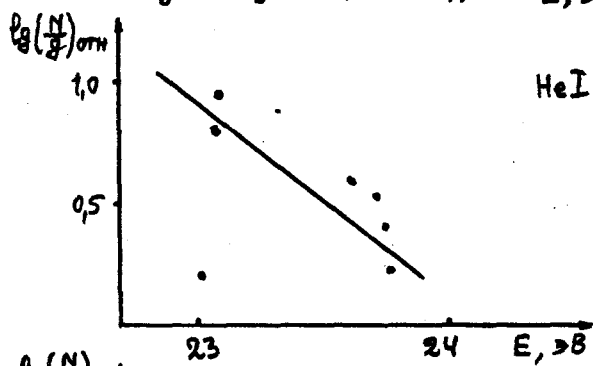
Институт физики АН ГССР, Тбилиси

Исследуется активная среда волноводного CO_2 -лазера с поперечным возбуждением в капилляре прямоугольного сечения 2×2 кв. мм при давлении 100 Торр в стандартной смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He} = 1:1:8$. Присутствовала также малая примесь паров воды. Мощность ВЧ генератора 30 Вт, частота 40 МГц. Измерены распределения абсолютных интенсивностей в спектрах спонтанной эмиссии в диапазоне 200+800 нм и пространственные распределения интенсивностей по сечению капилляра. По этим данным найдены абсолютные заселенности большого числа электронно-колебательных уровней первой и второй положительных систем азота, первой отрицательной системы иона N_2^+ , системы Ангстрема CO и некоторых других, а также заселенности ряда уровней атомов He и H .

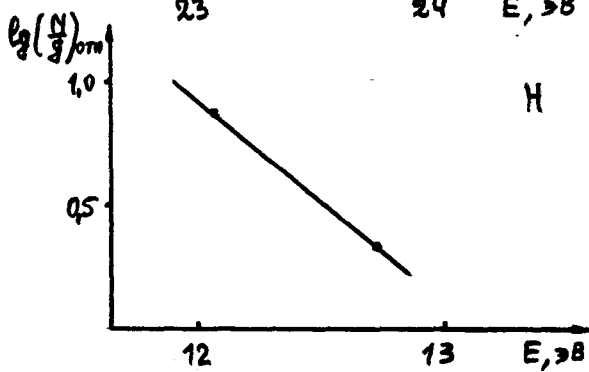
На графике рис.1-а приведено полученное распределение заселенностей электронно-колебательных уровней 1^+ и 2^+ систем полос азота. Отчетливо видна основная закономерность этого распределения - его, в целом, квазибольцмановский характер. Об этом можно говорить, поскольку здесь $\Delta E \gg kT$. Поэтому как первое приближение вытекает отсюда равенство "колебательных температур" $T_v(1^+)$ и $T_v(2^+)$, а также "температуры распределения" T_{mL} заселенностей соответствующих электронных уровней молекулы N_2 ; их значение составляет всего 0,23 эВ. Этот факт уже сам по себе представляется нетривиальным. Дополнительный "материал для размышления" дают измеренные распределения заселенностей возбужденных уровней атомов гелия и водорода, приведенные на графиках рис.1-б и 1-в. "Температуры распределений" заселенностей возбужденных уровней этих атомов в том же



a



б



в

Рис. 1

первом приближении равны, соответственно, 0,20 и 0,22 эВ, т. е. практически совпадают с выше приведенным значением T_H . Таким образом, в среде, по-видимому, существует единое квази-больцмановское распределение заселенностей возбужденных электронных и колебательных уровней атомов и молекул. Смысл этого распределения может быть достаточно прояснен лишь с помощью численного моделирования кинетики исследуемой среды. Но уже ясно, что равновесия с основным состоянием здесь нет. Измеренная "температура заселения" T_m уровней гелия значительно выше T_{mH} и составляет 0,8 эВ. Это значение в 2-3 раза ниже ожидающегося значения T_e . Причиной этого расхождения являются, скорее всего, нарушения условий локальности в данной среде (несмотря на ее довольно высокую плотность). Нарушения облегчаются вследствие существенной неоднородности среды. Пространственное распределение параметров такой среды можно получить с помощью томографических измерений; такие измерения у нас ведутся. Отметим еще одно проявление нелокальности: аномально низкую интенсивность линии $HeI \lambda 388,9$ нм (соответствующая точка на графике рис. I-б резко выпадает вниз). Мы связываем этот эффект с исключитель^{но} высокой концентрацией метастабильных атомов гелия в среде.

СВОЙСТВА ПЛАЗМЫ, ТЕМПЕРАТУРА ГАЗА И УСИЛЕНИЕ В ВОЛНОВОДНОМ CO_2 ЛАЗЕРЕ С ВЧ-ВОЗБУЖДЕНИЕМ

С.В.Козгунов, М.З.Новгородов, Н.Н.Соболев

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР

Экспериментальные исследования свойств активной среды волноводных лазеров (ВЛ) затруднены из-за малых поперечных размеров разрядного канала. Поэтому большое значение приобретает численное моделирование.

Вначале решалась задача нахождения электрических характеристик плазмы слаботоочного поперечного высокочастотного разряда. Система уравнений, описывающая самостоятельный ВЧ-разряд, включала уравнения непрерывности для электронов и ионов, уравнение Пуассона, уравнение нормировки электрического поля. Учитывались объемные процессы прямой ионизации, бинарной рекомбинации, прилипания. Все расчеты проводились для смеси $\text{CO}_2:\text{N}_2:\text{He}$ (1:1:8), частоты переменного поля 100 МГц и ширины разрядного промежутка 2 мм. В результате решения получены распределения плотности электронов и ионов и электрического поля по сечению разрядного промежутка. Наибольших значений, порядка 10^{11} см^{-3} , плотности электроны и ионы достигают в средней части разрядного промежутка, где они равны друг другу, образуя область однородной плазмы. В приэлектродных областях плотности заряженных частиц уменьшаются, нарушается квазинейтральность. В этих частях разряда напряженность электрического поля напротив, резко увеличивается, причем электрическое поле у электродов превышает соответствующие значения на оси разряда почти на порядок.

Затем на втором этапе решалась задача нахождения распределения температуры газа по сечению разряда. Для этой цели рассматривалось одномерное уравнение теплопроводности с источниками тепла, полученными на первом этапе работы. В приэлектродных областях, где мала плотность заряженных частиц, замыкание тока разряда происходит за счет токов смещения, поэ-

тому основной нагрев газа происходит в средней части разряда, где плотность электронов максимальна и течет ток проводимости. Распределение температуры газа, показанное на рис.1, имеет колоколообразный вид, весьма похожий на те решения, которые получаются в случае разрядов постоянного тока, где распределение источников тепла близко к бесселевскому, определяемому диффузионным режимом горения разряда. Такая схожесть в распределении температуры газа, по-видимому, обусловлена высокой теплопроводностью газовой смеси, содержащей много He, и малостью разрядного промежутка.

И, наконец, на третьем этапе, располагая сведениями о распределении электрических параметров - поля и концентрации электронов, определяющих накачку колебательных уровней, а также о распределении температуры газа, определяющей их скорость релаксации, можно решать задачу о распределении инверсной заселенности и коэффициента усиления. Для достижения этой цели использовалась так называемая пятитемпературная модель, рассматривающая равновесные распределения в трех колебательных модах молекулы CO_2 и отдельно в молекулах N_2 и CO . На рис.2 показаны распределения колебательных температур и коэффициента усиления для линии P20 10 мкм-перехода. При расчетах учтена диффузия возбужденных молекул CO_2 . Как видно из рисунка, коэффициент усиления имеет два максимума на расстоянии 0,4 мм от электродов, а на оси разряда образуется провал. Такая не-монотонная зависимость обусловлена конкурирующим действием факторов, связанных с температурой газа и электрическими параметрами газового разряда.

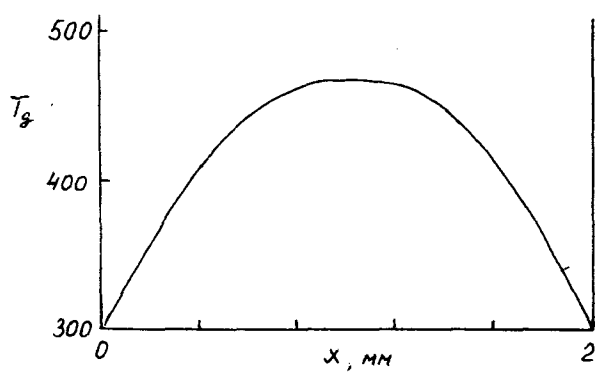


Рис. 1

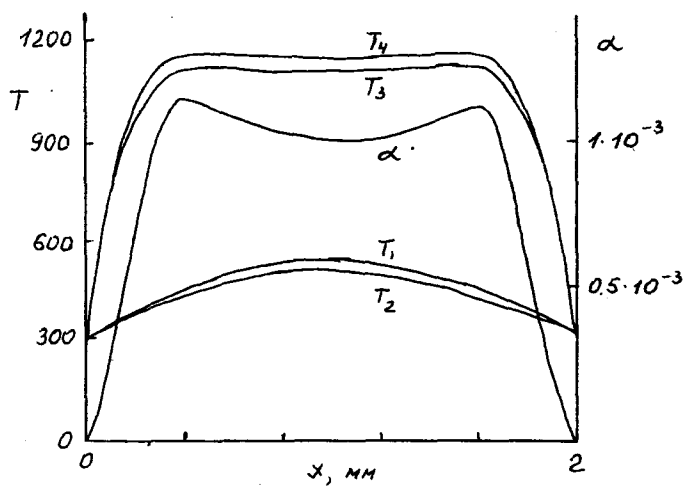


Рис. 2

СПЕКТРАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СИЛЬНО НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ СВЧ РАЗРЯДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Аветисов В.Г., Грицинин С.И., Костинский А.Ю., Мисакян М.А.
Надеждинский А.И., Тарасова Н.М., Хуснутдинов А.Н.

Институт общей физики АН СССР, г. Москва.

Описывается методика определения концентрации плазмы в сильно неоднородном свободно локализованном в пространстве СВЧ разряде по величине штарковского уширения линий излучения и поглощения. Неоднородность является следствием контракции разряда за счет развития неустойчивостей ионизационно-перегревного типа [1]. Оптическая диагностика таких контрагированных разрядов сильно затруднена. Так, поперечные размеры областей контракции (каналов) в СВЧ газовых разрядах при высоких (100–800 Торр) давлениях не превышают 0,1–0,3 мм, что делает практически невозможным нахождение радиального распределения параметров, поскольку диагностический пучок обычно превышает размеры каналов.

В настоящей работе проводится анализ влияния сильной неоднородности параметров плазмы на регистрируемую форму линии поглощения или излучения. Полагая каналы осесимметричными цилиндрическими образованиями, для излучения оптически тонкой плазмы получим регистрируемое излучение

$$J(\lambda) = \int d\lambda' \int dr 2\pi r f(r, \lambda') F(\lambda - \lambda') N_a(r) \quad (1)$$

где $F(\lambda)$ – форма аппаратного контура. Форму линии излучения $f(r, \lambda)$ можно считать лоренцевской с параметрами, зависящими от r . Например, полагая распределения электронов $n_e(r)$ и возбужденных атомов $N_a(r)$ в плазме гауссовым с характерными радиальными размерами ρ_e и ρ_a , (1) можно записать

$$J(\lambda) = \int d\lambda' F(\lambda - \lambda') \frac{N_{a0} \rho_e^2}{\omega n_{e0}} \int dx x \frac{\rho_e^2 / \rho_a^2 - 1}{(\delta_0 + x)^2 + (\Delta\lambda - s, x)^2} \quad (2)$$

где ω, s – штарковские константы уширения и сдвига, $\delta_0 = \frac{\delta_e}{\omega n_{e0}}$, δ_e – собственная ширина линии, $s = s/\omega$; $\Delta\lambda = (\lambda - \lambda_0 - s n_{e0}) / \omega n_{e0}$; λ_0 –

— несмещенное положение линии, n_{e0} и N_{a0} — значения параметров на оси канала. Поскольку вклад в $J(\lambda)$ происходит от излучения как лежащих вблизи оси канала атомов (испытывающего наибольшие сдвиги и уширения и дающего вклад преимущественно в крылья регистрируемой формы линии), так и от излучения периферийных атомов (слабо возмущенного и влияющего в основном на область вблизи $\lambda \approx \lambda_0$), регистрируемая форма линии существенно зависит от величины ρ_e/ρ_a . На рис. 1 отложена зависимость величины отношения n_{e0}/n_{ey2} (n_{ey2} — концентрация, определенная по полуширине регистрируемой линии) от ρ_e/ρ_a . Видно, что при $\rho_e/\rho_a > 1$ отношение $n_{e0}/n_{ey2} \approx 1$. В этом случае основная часть излучающих атомов расположена в почти однородной плазме $n_e \approx n_{e0}$, и непосредственное измерение n_{e0} по полуширине линии дает близкий к истинному результат. В случае же $\rho_e/\rho_a < 1$ величина n_{e0}/n_{ey2} резко возрастает, поскольку центральная область канала дает незначительный вклад в регистрируемое излучение, и ошибка в определении n_{e0} может быть значительной (заниженной).

На рис. 2 приведена зависимость n_{e0}/n_{ey2} от n_{e0} . Видно, что с ростом n_{e0} точность ее определения падает. На рис. 3 экспериментально полученная кривая для линии Ar I (7030 Å) сравнивается с расчетными с учетом аппаратной функции.

Для поглощения диагностического излучения

$$J(\lambda) = J_0 \int dx \exp\left(-\int dy k_0 f(x, y, \lambda) N_a(x, y)\right) \quad (3)$$

где k_0 — коэффициент поглощения в центре линии. Шириной спектра диагностирующего излучения пренебрегается. И в этом случае во внутренний интеграл (3) входят параметры ρ_e/ρ_a и n_{e0} , от величины которых, аналогично (2), зависит форма линии поглощения. На рис. 4 представлена полученная с помощью сканируемого по длине волны диодного лазера форма линии поглощения Ar I (8668 Å). Полученная нижняя оценка концентрации плазмы в каналах соответствует $n_{e0} > 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Таким образом, для определения параметров плазмы с помощью спектральных диагностик в случае сильно контрагированного разряда приходится делать некоторые предположения о пространственном распределении параметров. С помощью настоящих расчетов, варьируя величины n_{e0} , ρ_e/ρ_a и задавая различ-

ные пространственные распределения $n_e(r)$ и $N_\alpha(r)$, можно добиться наилучшего соответствия экспериментальных и расчетных контуров по трем параметрам: полуширине, сдвигу и их асимметрии.

Литература. I. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косский И.А. и др. Труды ФИАН, 1985, т.160, с.174-202.

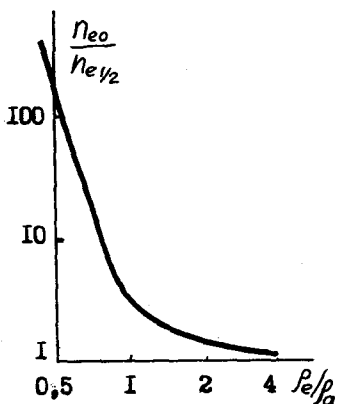


Рис.1

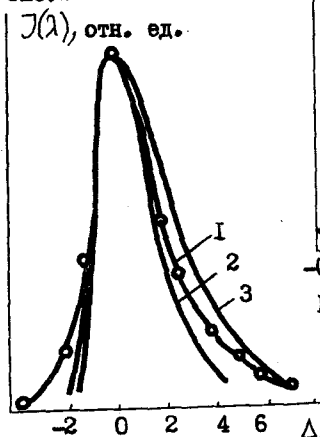


Рис.3. Экспериментальный (1) и расчетные (2- $n_{e0} = 4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, 3- $n_{e0} = 6 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$) профили линий излучения.

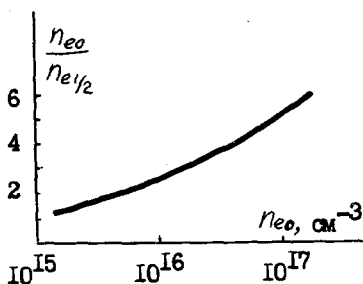


Рис.2

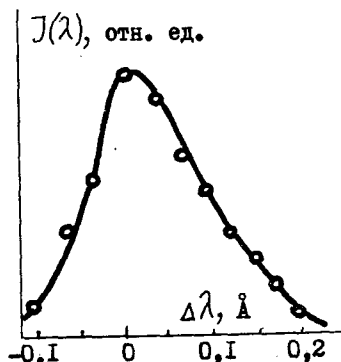


Рис.4 Экспериментальный профиль линии поглощения.

О КОНТРАГИРОВАНИИ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА В МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗАХ

В.И.Шипковский

Томский политехнический институт

Рассмотрено распределение электронной плотности по радиусу ВЧ разряда ($f = 40$ МГц) в кварцевой разрядной камере диаметром 45 мм и длиной 400 мм при средних давлениях. Сравнение времени релаксации электронов по энергиям τ_{ee} и времени передачи энергии от электронов молекулам газа τ_n в наших условиях даёт при $P \approx 100$ Па, $\tau_{ee} \approx 10^{-7}$ с и $\tau_n \approx 10^{-8}$ с соответственно. Поэтому функция распределения электронов по энергиям не максвелловская и для точного измерения параметров плазмы ВЧ разряда необходимо знание этой функции. Для измерения функции распределения по энергиям применён метод противозонда. Эта схема позволила осуществить одновременно запись значений d^2I/dV^2 и $I(V)$ на диаграммных лентах потенциометров. Для уменьшения флуктуаций на входе измерительного устройства использован метод компенсации шумов. Вид функции распределения электронов по энергиям определялся по формуле Дривестейна

$$F(eV) = A \sqrt{V} \frac{d^2 I}{dV^2}, \quad (1)$$

где V - потенциал зонда относительно плазмы, I - электронный ток на зонд, A - коэффициент, зависящий от площади зонда S .

$$A = \frac{1}{S} \frac{2\sqrt{2}}{e^2} \sqrt{\frac{m}{e}}. \quad (2)$$

Вторая гармоника зондового тока по потенциалу зонда находится по методу гармоник. Амплитуда синусоидального напряжения, накладываемого на постоянный потенциал зонда равнялась 0,5 В, частота - 17 кГц. За потенциал пространства принимался нуль второй производной.

Ошибка измерения функции распределения электронов по энергиям увеличивается по мере удаления в область высоких энергий, что, очевидно, обусловлено влиянием ионного тока на зонд. Максимальная ошибка в наших измерениях не превышала 20% в "хвосте" распределения. Результаты измерений для энергий электронов $\epsilon > 25$ эВ нами не приведены ввиду большой ошибки эксперимента. Проведенные измерения плотности электронов по двухзондовой методике с последующей обработкой характеристик по известным формулам, предполагающим максвелловское распределение, показали, что при $P = 10$ Па плотность электронов близка к измеренной по методу с использованием явного вида функции распределения электронов (в пределах ошибки). С увеличением давления эти различия увеличиваются и выходят за пределы погрешности измерения. Этот факт позволяет сделать вывод о том, что при обработке зондовых характеристик при давлении, отличном от $P = 10$ Па, необходимо учитывать отклонение функции распределения от максвелловской. При увеличении давления от 10 до 100 Па в плазме ВЧ разряда в азоте плотность электронов изменялась от $8 \cdot 10^{16}$ м⁻³ до $4 \cdot 10^{17}$ м⁻³. Средняя энергия при этом уменьшалась от II до 8,5 эВ соответственно и в пределах ошибки измерений не зависела от расстояния до оси разряда. Результаты измерений функции распределения электронов по энергиям по радиусу показали, что плотность электронов по радиусу меняется вследствие того, что электроны устраниаются из объема за счет двух процессов: процесса диффузии и рекомбинации. Причем с повышением давления данные процессы начинают конкурировать друг с другом. Для количественной оценки контракции ВЧ разряда при $P = 10 \dots 100$ Па проведено сравнение экспериментально измеренной зависимости $\frac{1}{n_0} n_e(z/z_0)$, где z_0 — радиус разрядной трубки, с радиальным распределением электронов по теории Шоттки. При $P = 10$ Па отмечается хорошее согласие с распределением Шоттки, а при $P > 10$ Па ВЧ разряд начинает контрагироваться. При этом несмотря на большую аналогию между положительным столбом тлеющего разряда и ВЧ разрядом низкого давления, контракция последнего не может быть достаточно точно описана теорией контрагирования тлеющего разряда.

Степень ионизации плазмы в нашем случае мала и составляет $n_e/n_m = 10^{-5} \dots 10^{-6}$ и, как показывают оценки частоты столкновений электронов, мы имеем дело со слабоионизованной плазмой. Здесь выполняется неравенство $\nu_{ee} \ll \partial \varphi / \partial t \ll \nu_{em}$ (ν_{ee} — частота межэлектронных столкновений, ν_{em} — частота столкновений электрон-нейтрал). В этом случае можно было бы ожидать дрифтейновское распределение электронов по энергиям, для которого при наших напряженностях поля и длинах свободного пробега величина средней энергии электронов равна $\bar{\epsilon} = 50 \dots 80$ эВ, т.е. примерно на порядок превышает наблюдаемые величины. Такое расхождение обусловлено большой ролью неупругих процессов в молекулярной плазме, не учтенных при выводе дрифтейновского распределения.

Одним из важнейших каналов рассеяния энергии электронов на молекуле, например, N_2 является возбуждение колебательных уровней основного электронного состояния. Известно, что сечение возбуждения, например, первых восьми колебательных уровней N_2 очень велики, носят резонансный характер и достигают в максимуме (при $\epsilon = 2,5$ эВ) величин $\sigma = 3 \cdot 10^{-16}$ см². В факельном разряде в азоте и воздухе при $P = 10 \dots 100$ Па колебательная температура достигает $6000 \dots 7000$ К.

Оценки показывают, что время девозбуждения молекул электронами в ВЧ разряде в азоте и воздухе значительно меньше диффузионного времени жизни и значительна роль ударов второго рода.

Сравнение экспериментов по исследованию контрагирования ВЧ разряда в азоте, воздухе и аргоне при различном давлении показали, что по мере удаления от оси разряда уменьшение числа свободных электронов в молекулярной плазме происходит значительно быстрее, чем в атомарной. Из сравнения зависимостей радиального распределения плотности электронов и их энергетических распределений находится явно выраженная зависимость между этими функциями. По мере удаления от оси разряда температура газа снижается, а плотность молекул и атомов растет. Совокупность этих процессов является одной из основных причин более эффективного контрагирования ВЧ разряда в молекулярных газах по сравнению с атомарными.

ВЛИЯНИЕ СВЧ МОЩНОСТИ НА ДИНАМИКУ И СТРУКТУРУ ИМПУЛЬСНОГО СВЧ РАЗРЯДА НА ПОВЕРХНОСТНОЙ ВОЛНЕ

П.С.Булкин, Г.С.Солнцев, С.И.Покровская, И.В.Шабалова
Московский Гос.Университет им.М.В.Ломоносова

Динамика и структура импульсного СВЧ разряда на поверхностной волне /ПВ/ исследуется с помощью СВЧ сигнала E_z с антенны вблизи трубки, регистрации светового излучения I , фотометрирования изображения разряда $\tau_{\text{и}} = 3$ мкс, $f = 3$ ГГц, $F = 400$ Гц, газ Хе, $p = 0,5$ тор/. Концентрация электронов n измеряется микроволновым интерферометром / $\lambda = 0,8$ см/.

В I-й стадии формирования увеличивается длина разряда в направлении распространения ПВ. Одновременно в фиксированном сечении растёт $n(t)$. Скорость перемещения конца разряда U измеряется либо по моменту возникновения свечения плазмы, либо по форме СВЧ сигнала с антенн в двух точках по длине трубки. Осциллограммы фототока и свч сигнала при мощностях $W = 92$ кВт и $W = 170$ кВт представлены на рис. 1-а и 1-б. На рис.2 показана зависимость $U(W)$.

Механизм перемещения разряда со скоростью U можно объяснить диффузией электронов вследствие большого dn/dz в конце разряда /1,2,3/: $U = V_i R / 2.4$; V_i - частота ионизации. Предполагая $V_i \sim E^2$ или $V_i \sim W$, получаем линейную зависимость $U(W)$.

Кроме этого, движение границы разряда на ПВ может вызываться пондермоторной силой пропорциональной $grad(E^2)$, что также приводит к зависимости $U(W)$ близкой к линейной. Так как в конце плазменного столба существует перепад плотности электронов и значительный скачок поля ПВ, то роль этого эффекта представляется значительной /4/.

Оценки U по диффузионному или пондермоторному механизмам дают значения $U \sim 10^6 - 10^8$ см/с. Выяснение роли каждого из них требует дополнительных экспериментов.

Из рис.1-а,1-б следует, что рост светового сигнала соответствует уменьшению E_z . Это объясняется локализацией поля ПВ

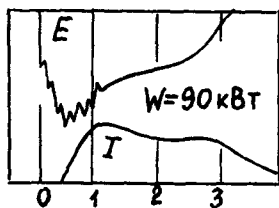


Рис 1а

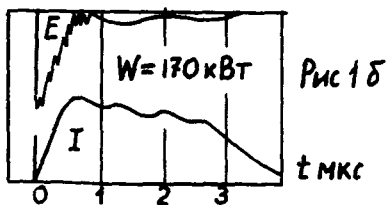


Рис 1б

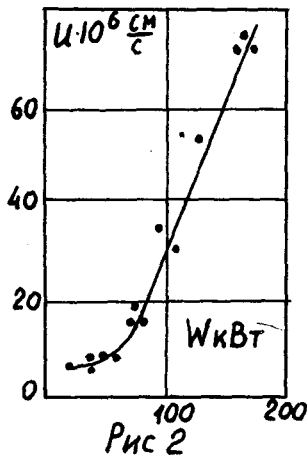


Рис 2

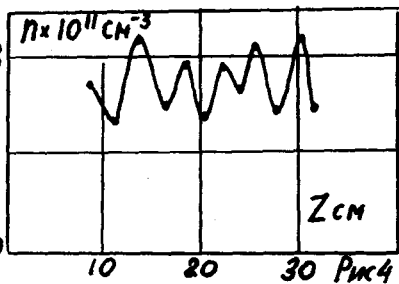
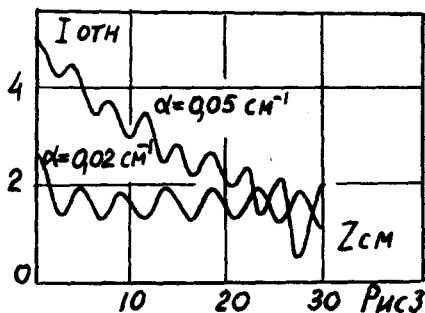


Рис 4

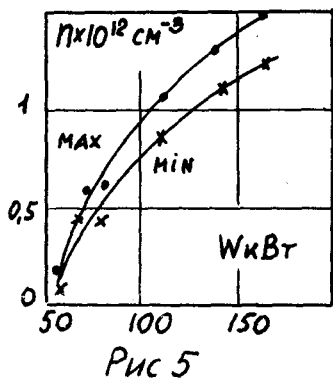


Рис 5

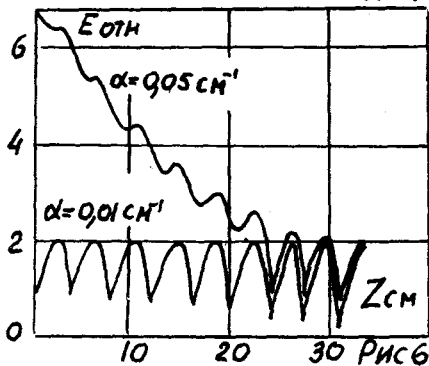


Рис 6

при больших n вблизи стенки трубки благодаря чему E_z падает.

На осциллограмме $E_z(t)$ наблюдаются ВЧ колебания в диапазоне частот $\sim 10^7$ Гц. Они объясняются эффектом Доплера, возникающим при отражении ПВ от границы плазмы, движущейся со скоростью u . Колебания с частотой биений f_b прекращаются, когда формирование разряда заканчивается или он достигает конца трубки, при этом $f_b \approx 2uf/v_p$. Частота f_b растет с W . Оценка f_b дает величину близкую к наблюдаемой на опыте.

Если разряд достигает конца трубки, где возникает большой скачок волнового сопротивления ПВ, то образуется стоячая ПВ, приводящая к слоистой структуре столба с максимумами и минимумами I и n /рис.3,4/. Глубина пространственной модуляции $n(z)$ составляет десятки процентов и нигде не падает ниже n , необходимой для распространения ПВ. /рис.5/.

Расчет относительного распределения поля при коэффициенте отражения I и разных затуханиях волны α /рис.6/ качественно согласуется с измеренными $I(z), n(z)$ /рис.3,4/ [5].

Расчет $\alpha_{ПВ}$ для плазменного столба в сурфатроне [6]:

$$\alpha = V_{эф} / \omega_m R \cdot (2 \ln \frac{25}{\lambda_{пв}} R) 0.5$$

дает уменьшение α от 0,05 до 0,02 см^{-1} при увеличении W от 54 кВт до 175 кВт.

С ростом W растет n и уменьшается $\alpha \sim n^{-0.5}$. При высоких W α мало, и происходит многократное отражение ПВ от концов трубки. Таким образом, с увеличением подводимой мощности W разряд в сурфатроне переходит от режима бегущей ПВ к режиму резонатора. Продольное монотонное изменение $n(z)$ меняется на периодическое с периодом $\lambda_{ПВ}/2$.

1. СВЧ-генераторы плазмы. М. Энергоатомиздат, 1988.

2. П.С.Булкин, В.Н.Пономарев, Г.С.Солнцев. Вест. МГУ, физ. №3, 1967

3. С.А.Двинин, В.А.Довженко. Физика плазмы, т.14, в.1, 1988, с.66

4. M. Llamas, V. Colomez, M. Rodriguez-Vidal; J. Phys. D, Appl. Ph., 18, 1985

5. С.И.Баскаков. Радиотех. цепи с распр. постомян. VIII, 1980, с.45

6. M. Moisan, A. Shivarova, A.W. Tzivelepice; Plasma Physics,

v. 24, N 11, 1982, p. 1398.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ КОНТРОЛЯ ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ ВЧ-РАЗРЯДОВ, ИСПОЛЪЗУЕМОЙ В МИКРОТЕХНОЛОГИИ

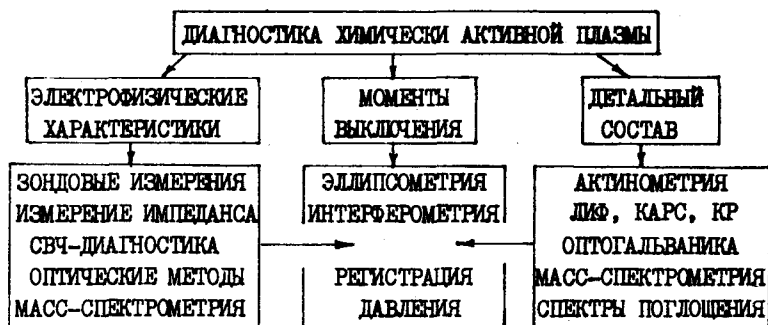
А.Ю. Поройков

НИИ Ядерной физики МГУ, 119899, Москва, Лен. Горы

ВЧ-плазма, используемая в микротехнологии, из-за присутствия в ее составе соединений галогенов отличается высокой химической активностью, сложным составом, и, как следствие, разнообразием протекающих в ней химических реакций. Эти ее особенности требуют определенных усилий по адаптации известных методик для контроля такой плазмы и интерпретации их результатов.

Можно выделить две типа параметров, которые необходимо контролировать при решении научных и технологических задач: 1) электрофизические характеристики плазмы (концентрации заряженных частиц, напряженность электрического поля и т.д.); 2) детальный состав плазмы (концентрации различных нейтральных компонент, ионный состав, регистрация продуктов и т.д.).

Кроме того, существует специфическая для микротехнологии задача увязки состояния плазмы с состоянием обрабатываемой поверхности, в частности, задача определения "моментов выключения", т.е. тех моментов времени, когда завершается формирование заданной поверхностной структуры.



Зонды. Основной проблемой использования зондов является обеспечение в процессе измерений стабильности их характеристик. Обязательна периодическая очистка поверхности зонда электронной (зонд подключается к источнику $U_{см}^+ \sim +1000$ В), ионной ($U_{см}^- \sim -100-200$ В) бомбардировкой или нагреванием (до $T \sim 800-900^\circ\text{C}$ в вакууме или инертном газе).

ИМПЕДАНС. Существуют различные способы измерения импеданса ВЧ разряда: метод компенсирующего моста, метод подбора согласования, метод амплитудно-фазовых характеристик. Метод позволяет оценивать величину тока, ионные потоки и т.д. Отметим, что корректный учет паразитного импеданса, приносимого разрядной камерой, подводящими цепями и т.д. важен для правильных измерений энерговкладов.

СВЧ-ДИАГНОСТИКА. Метод основан на измерении частоты $f_{кр}$, при которой СВЧ излучение перестает проникать через плазму. Его чувствительность $n_e \sim 10^8 \text{ см}^{-3}$. Разновидность этой методики основана на измерении сдвига собственных частот резонатора Δf_j вследствие взаимодействия СВЧ поля и свободных электронов.

Если известен функциональный вид пространственного распределения плотности электронов в плазме $n_e(\vec{r}) = \Phi(x_1, x_2, \dots, x_k)$, где x_m — его параметры, то, измеряя сдвиги Δf_j на нескольких собственных частотах f_{oj} , где $j = 1, \dots, k$ $k > 1$, и решая систему уравнений вида

$$\bar{n}_{ej} = \int_V n_e(\vec{r}) E_j(\vec{r})^2 dV / \int_V E_j(\vec{r})^2 dV = (2\pi)^2 \frac{2m\epsilon_0}{e^2} f_{oj} \Delta f_j$$

можно определить значения локальных концентраций $n_e(\vec{r})$.

ОПТИЧЕСКАЯ ДИАГНОСТИКА. Возможны различные методы контроля:

- оптический зонд. В плазму вводится датчик (оптоволокно), оптические свойства которого меняются под действием, например, электрического поля.
- измерение n_e и T_e по интенсивности непрерывного спектра.
- измерение распределения $n_i(\vec{r})$ по профилям интенсивности линий с различными $E_{возб}$.
- штарковское взаимодействие. Метод основан на измерении уширения линий или интенсивности запрещенных переходов. При $n_e > 10^{15} \text{ см}^{-3}$ используется для определения n_e , а при $n_e < 10^{10} \text{ см}^{-3}$ для определения напряженности электрического поля.
- оптогальваническая спектроскопия ридберговских состояний: Достижима чувствительность $E_{min} \sim 5 \text{ В/см}$, $n_i \sim 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

— лазерно индуцированная флуоресценция (ЛИФ). Для разряда в BCl_3 метод позволил получить мгновенные распределения поля $E(x,t)$ с точностью $E_{\min} \sim 40$ В/см. При этом измерялась интенсивность линий вращательного спектра радикала BCl . Перспективно также использование внутريدоплеровской ЛИФ ионов для измерения скорости их направленного движения с целью определения электрических полей в плазме. Например, возможна схема

ЛИФ — $\text{Cl}_2^+(\chi^2\P, v=0) + \hbar\omega_{\lambda_{23}} (\lambda = 386,4 \text{ нм}) \rightarrow \text{Cl}_2^+(\lambda^2\P, v=10) \rightarrow \text{Cl}_2^+(\chi^2\P, v=1) + \hbar\omega_{\varphi_{\lambda}} (\lambda = 396 \text{ нм})$.

МАСС-СПЕКТРОМЕТРИЯ. Наибольший интерес вызывают работы, в которых пробы газа отбираются непосредственно из области горения разряда через маленькое $\phi \sim 50$ мкм отверстие в электроде. Тогда контролируется и ионный, и радикальный состав плазмы.

ОПТОГАЛЬВАНИКА. Регистрируется изменение тока из-за рождения электронов в реакциях фотоотщипания. Метод позволяет определять распределение "—" ионов в плазме, сорт иона, концентрацию.

ЛАЗЕРНАЯ ДИАГНОСТИКА. КР-спектроскопия и спектроскопия КАРС имеют пока ограниченное распространение. Наибольшей "популярностью" пользуется метод ЛИФ. Причем возможны различные его модификации: ЛИФ с регистрацией эмиссионного спектра —

$\text{CF}(\chi^2\P, v=0) + \hbar\omega_{\lambda_{23}} (\lambda = 232,9) \rightarrow \text{CF}(A^2\Sigma^+, v=0) \rightarrow \text{CF}(\chi^2\P, v=1) + \hbar\omega_{\varphi_{\lambda}} (\lambda = 233 \div 260)$;

ЛИФ с регистрацией спектра возбуждения —

$\text{CF}_2(\tilde{\chi}^1A_1(0,0,0)) + \hbar\omega_{\lambda_{23}} (\lambda = 260 \div 265) \rightarrow \text{CF}_2(\tilde{A}^1B_1(0,2,0)) \rightarrow \text{CF}_2(\tilde{\chi}^1A_1(0,2,0)) + \hbar\omega_{\varphi_{\lambda}} (\lambda = 274,0)$;

двухфотонная ЛИФ —

$\text{Cl}(3p^3P_{3/2}^o) + 2\hbar\omega_{\lambda_{23}} (\lambda = 233,3) \rightarrow \text{Cl}(4p^4S_{3/2}^o) \rightarrow \text{Cl}(4s^4P_{5/2}) + \hbar\omega_{\varphi_{\lambda}} (\lambda = 725,6 \text{ нм})$.

ИК-ПОГЛОЩЕНИЕ. Метод, как правило, используется для контроля концентрации молекул или молекулярных радикалов: Br_2 , CCl , SiH_4 и др. Однако, возможны измерения и концентраций атомов —

$\text{Cl}(^2D_{3/2}) + \hbar\omega_{\lambda_{23}} (\nu = 882,36 \text{ см}^{-1}) \rightarrow \text{Cl}(^2P_{1/2})$.

АКТИНОМЕТРИЯ. Измеряется отношение интенсивности линий актинометра (специально добавленного в смесь химически пассивного газа, обычно это Ar) и контролируемого радикала (напр. F). Позволяет определять концентрацию радикала. Для получения достоверных результатов необходимо, чтобы основным каналом рождения излучающих частиц был прямой электронный удар, соблюдалось условие $E_{\text{ток}}^{\text{икт}} \approx E_{\text{ток}}^{\text{раг}}$ и учитывался вклад процессов тушения.

ИЗУЧЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННЫХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ИНТЕНСИВНОСТИ СОБСТВЕННОГО СВЕЧЕНИЯ И КОНЦЕНТРАЦИИ ИОНОВ В ВЧ РАЗРЯДЕ

А.С. Ахманов, К.Л. Гаврилов, А.С. Ковалев, А.Ю. Поройков
НИИ Ядерной физики МГУ, 119899, Москва, Лен. горы

Предложен и реализован метод восстановления пространственного распределения концентрации ионов из профилей интенсивности собственного свечения нейтральных атомов и молекул с различными энергиями возбуждения излучающих уровней: Ag $\lambda = 696,5$ нм и 8II,5 нм с $E_{696,5} = 13,3$ и $13,1$ эВ соответственно, полос (5-2) I+ системы N_2 с $E_{696,5} = 8,7$ эВ в области $\lambda = 668$ нм и полосы (0-8) 2+системы N_2 с $E_{696,5} = 11,7$ эВ в области $\lambda = 380$ нм.

Планарный ВЧ разряд ($f_1 = 5,28$ МГц) возбуждался в смеси Ag / 1-3% N_2 в кварцевой камере с охлаждаемыми водой алюминиевыми электродами. ВЧ электрод шунтировался по постоянному току короткозамкнутым отрезком кабеля длиной $l = \lambda / 4$. Все измерения проводились в протоке газа при давлениях $P = 0,5-9$ Торр. Профили пространственного распределения интенсивности линий Ag и полос N_2 получали перемещением разрядной камеры относительно оптической оси схемы регистрации излучения в направлении, перпендикулярном плоскости электродов.

Для восстановления профиля пространственного распределения концентрации ионов в плазме использовалось численное моделирование профилей интенсивности линий Ag и N_2 с последующим их сопоставлением с измеренными в эксперименте. Считалось, что возбуждение излучающих уровней происходит прямым электронным ударом. Используя экспоненциальную аппроксимацию для скорости возбуждения:

$$I(x) = \int_0^T n_e(x,t) \exp(-Bp/E(x,t)) dt,$$

где x - пространственная координата точки, T - период, $E(x,t) = \int_0^T \sin \omega t / [(\epsilon \mu_e n_e(x))^2 + (\omega/4\pi)^2]^{1/2}$, j_0 - амплитуда плотности тока, P - давление газа, B - константа возбуждения излучающего уровня, μ_e - подвижность электронов, $n_e(x)$ и $n_e(x)$ -

пространственные распределения концентраций ионов и электронов соответственно, причем:

$$n_e(x,t) = \begin{cases} 0 & , x < x_{\text{фр}}(t) \\ n_i(x) & , x > x_{\text{фр}}(t) \end{cases}$$

$x_{\text{фр}}(t)$ — положение границы квазинейтральной плазмы в момент времени t , рассчитываемое по рекуррентной формуле:

$$x_{\text{фр}}(t_{N+1}) = x_{\text{фр}}(t_N) + (t_{N+1} - t_N) \mu_e E(x_{\text{фр}}(t_N), t_N).$$

Теоретически рассчитанные профили интенсивности линий Ar и полосы I+ системы N_2 с хорошей точностью совпали с экспериментальными, что свидетельствует об адекватности смоделированного профиля концентрации ионов реальному, т.к. большие различия в величинах энергии возбуждения излучающих уровней Ar и N_2 накладывают достаточно жесткие ограничения на допустимые при моделировании вариации в распределении $n_i(x)$. Теоретический профиль для полосы (0-2) 2+ системы N_2 отличается от экспериментального, из-за того, что в модели не учитывался канал резонансной передачи возбуждения от метастабильного Ar азоту. Это отличие было использовано для оценки концентрации Ar в метастабильных состояниях. В нашем случае $[Ar^*] \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$.

Исходя из полученного профиля $n_i(x)$ было рассчитано распределение напряженности электрического поля, сделаны оценки интенсивности ионного потока и средней энергии бомбардирующих электрод ионов. Согласно этим оценкам $\varepsilon_i = 1-2 \text{ эВ}$, $J_i = 10^{14} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ (для сравнения поток нейтральных атомов $J_{\text{ат}} = 10^{21} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$).

Известно, что распределение ионов $n_i(x)$ имеет два характерных значения концентрации: в объеме плазмы $n_{\text{пл}}$ и в приэлектродном слое $n_{\text{сл}}$ (в нашем случае, например, значения $n_{\text{пл}}$ и $n_{\text{сл}}$ отличаются примерно на порядок). В качестве хорошего приближения можно рассмотреть модель, предполагающую ступенькообразную форму профиля ионов и позволяющую получить аналитические выражения для оценок толщины приэлектродных слоев $l_{\text{сл}}$, концентрации ионов $n_{\text{пл}}$ и $n_{\text{сл}}$, величины напряженности электрического поля в слое. Профили распределения ионов и электронов в рамках этой модели задаются в виде:

$$n_i(x) = \begin{cases} n_{cl}, & 0 \leq x \leq l_{cl} \\ n_{pl}, & l_{cl} < x < L - l_{cl} \\ n_{cl}, & L - l_{cl} \leq x \leq L \end{cases}, \quad n_e(x,t) = \begin{cases} 0, & 0 \leq x \leq x_{app}(t) \\ n, & x_{app}(t) < x < L - l_{cl} + x_{app}(t) \\ 0, & L - l_{cl} + x_{app}(t) \leq x \leq L \end{cases}$$

Предполагается также, что электроны совершают колебания с частотой приложенного ВЧ напряжения так, что: $0 \leq x_{app}(t) \leq l_{cl}$.

Экспериментально измеряемыми параметрами этой модели являются амплитуда напряжения горения ВЧ разряда U_0 , амплитуда плотности тока j_0 и сдвиг фаз φ между напряжением и током. Считалось, что ток и напряжение гармонически меняются во времени.

Была получена система алгебраических уравнений, связывающая экспериментально измеряемые U_0 , j_0 и φ с параметрами распределения ионов n_{pl} , n_{cl} и φ . Эти выражения довольно громоздки, однако в случае, если можно пренебречь токами смещения ($\omega/4\pi\epsilon \ll \delta$), они упрощаются, и система принимает вид:

$$l_{cl} = 2j_0 / e\omega n_{cl}, \quad \frac{U_0}{j_0} = \sqrt{\left(\frac{4\pi}{\omega}\right)^2 l_{cl}^2 + L_{эфф}^2 / \delta_{pl}^2},$$

$$\varphi = -\arctg(8\pi\mu_e j_0 n_{pl} / \omega^2 L_{эфф} n_{cl}),$$

где $L_{эфф} = L + 2l_{cl}(n_{pl}/n_{cl} - 1)$, $\delta_{pl} = e\mu_e n_{pl}$.

В случае, соответствующем $L = 22$ мм, $U_0 = 110$ В, $j_0 = 0,4$ мА/см², $\varphi = 0,17$ рад, получаем значения $n_{pl} = 3 \cdot 10^9$ см⁻³, $n_{cl} = 3,2 \cdot 10^8$ см⁻³, $l_{cl} = 5$ мм, хорошо совпадающие с величинами этих параметров, определенными из профилей интенсивности линий Ar и N₂. Т.о. показано, что в рамках описанной упрощенной модели можно достаточно точно оценивать параметры ионного распределения, интенсивность ионных потоков и среднюю энергию бомбардирующих электрод ионов.

Наконец, наши измерения показали, что профили интенсивности линий Ar и полос 1+ и 2+ систем N₂ значительно отличаются друг от друга, причем наблюдается вариация относительного расположения максимумов интенсивности свечения и контрастности слоев, т.е. отношения интенсивности свечения в максимуме к интенсивности свечения в центре разрядного промежутка, при изменении давления газа Р. Т.о. экспериментально показано, что если условие $E_{6051} = E_{6052}$ не соблюдается, то существует широкий диапазон режимов горения ВЧ разряда, когда соответствующая актинометрическая диагностика плазмы некорректна.

ДИАГНОСТИКА ГАЗОВОГО РАЗРЯДА С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ БЛИЖНЕГО ИК ДИАПАЗОНА

А.В.Меркулов, А.И.Надеждинский, С.К.Семенов,
А.Н.Хуснутдинов

Институт общей физики АН СССР

Спектроскопия с использованием инжекционных лазеров ближнего ИК диапазона является весьма перспективной методикой для диагностики низкотемпературной плазмы, особенно в нестационарных условиях.

С помощью GaAs гомолазера ($\lambda = 0,85 \text{ мкм}$) [1] исследовалась динамика спектра поглощения I^+ системы азота ($A^3Z_u, v = 2 \longrightarrow B^3\Pi_g, v = 3$) в импульсно-периодическом разряде в азота. Параметры разряда: длина разрядного промежутка $L = 60 \text{ см}$, зазор 2 см, длительность импульса тока 300 нсек, энерговыход до 100 Дж/л.атм. Схема установки аналогична описанной в [2]. Лазер работал в импульсно-периодическом режиме с частотой повторения 10 Гц и длительностью импульса тока накачки около 1 мсек. Скорость перестройки частоты излучения изменялась от $10^5 \text{ см}^{-1}/\text{сек}$ - в начале и до 0 - в конце импульса.

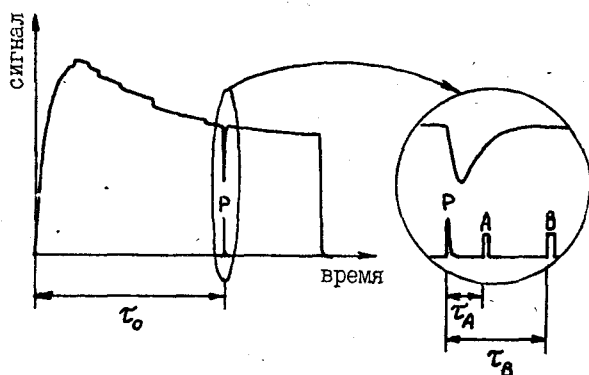


Рис. 1. Принцип регистрации сигнала.

Разряд зажигался синхронно с импульсом тока лазера спустя регулируемое время задержки τ_0 (импульс Р на рис.1). Сигнал фотоприемника и регистрировался стробинтегратором в двух временных окнах выборки спустя τ_A и τ_B после окончания тока разряда и обрабатывался аналоговым образом так, что на выходе интегратора измерялся коэффициент поглощения $\kappa = \Gamma^4 \ln(u_B/u_A)$. Задержки τ_0 и τ_A могли сканироваться независимо, что позволяло регистрировать как динамику κ в центре изолированной линии (рис. 2), так и протяженные участки спектра κ спустя фиксированное время после разряда (рис. 3).

Методика сочетает в себе высокое спектральное разрешение ($3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^{-1}$), временное разрешение (70 нсек) и значительный динамический диапазон измеряемого поглощения (не менее 10^3), что позволяет измерять динамику вращательной температуры плазмы с точностью не хуже 5 %, столкновительное уширение, регистрировать малые концентрации молекул в электронно-возбужденных состояниях. Так, максимуму на рис.2 соответствует концентрация $N_{2(A^3\Sigma_u, v=2)} \cdot 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, при минимально обнаружимой $5 \cdot 10^9 \text{ см}^{-3}$.

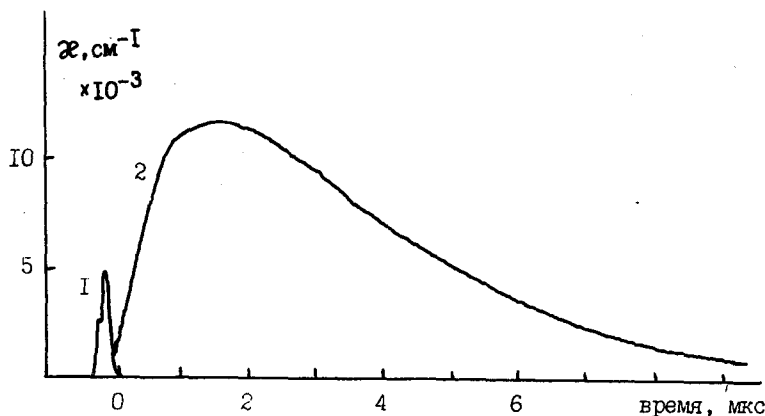


Рис.2. 1 – ток разряда (произв. ед.), 2 – динамика коэффициента поглощения в центре линии $Q_1(12)$.

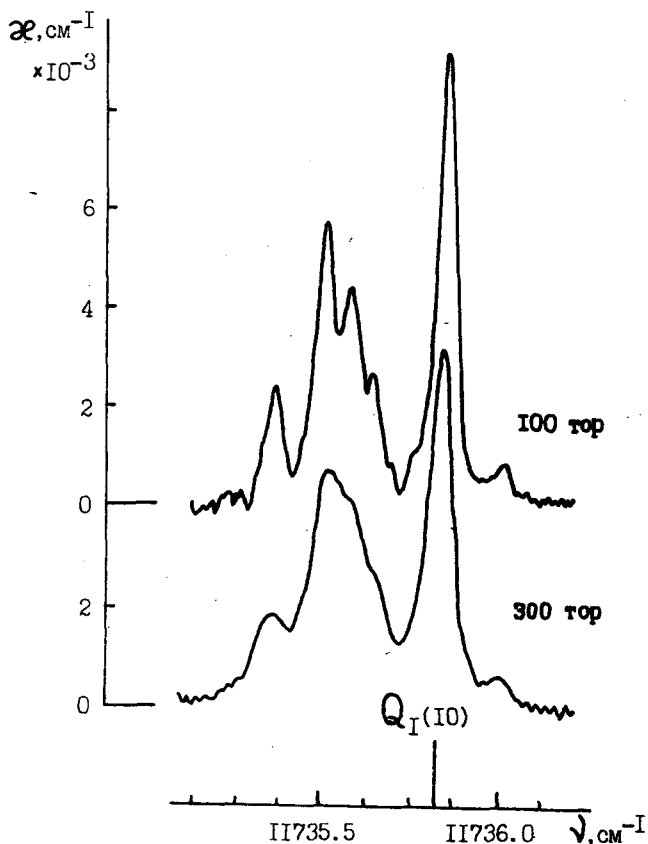


Рис.3. Участок спектра коэффициента поглощения I^+ системы азота α , зарегистрированный спустя 300 нс после окончания импульса тока разряда.

Литература

1. Малахова В.И., Ривлин Л.А., Тамбиев Ю.А., Якубович С.Д.
// Квантовая электроника, 1980. Т.7. С.1252.
2. Алимиев С.С., Засавицкий И.И., Косичкин Ю.В., Надеждинский А.И., Никифоров С.М., Одабашян Г.Л., Омелянчук А.М., Степанов Е.В., Ушаков А.И., Хуснутдинов А.Н., Шотов А.П.
// Журн. техн. физики. 1987. Т.57. С.1167.

ЛОКАЛЬНАЯ СПЕКТРАЛЬНАЯ ДИАГНОСТИКА СВЧ РАЗРЯДА В CO_2

М.А.Керимкулов, В.Н.Очкин, С.Ю.Савинов

М.В.Спиридонов, С.Н.Цхай

Физический институт им.П.Н.Лебедева АН СССР

Быстрое развитие плазмохимии в настоящее время связано с прогрессом в области физики и химии неравновесных процессов. Большой интерес, как с научной точки зрения, так и в плане различных приложений, представляет процесс диссоциации углекислого газа в неравновесной плазме, создаваемой СВЧ разрядом при умеренном давлении. В разрядах такого типа получена наивысшая энергетическая эффективность разложения молекул CO_2 [1]. Для целей детального выяснения механизмов CO_2 в СВЧ разряде и оптимизации этого процесса необходима информация о параметрах, характеризующих плазму разряда и, прежде всего, о температуре электронов T_e , поступательной температуре нейтрального газа T_0 и колебательных температурах молекул T_v . Ситуация осложняется тем, что разряд существенно неоднороден, поэтому различные фазы процесса диссоциации могут быть пространственно разделены. В связи с этим для надежного измерения параметров подобного типа разрядов следует применять методы локальной диагностики. В настоящей работе проведены исследования пространственных распределений колебательных T_v и вращательных T_r температур молекул CO в СВЧ плазмохимическом реакторе методом когерентного антистоксова рассеяния света (КАРС). Схема СВЧ плазмохимического реактора подробно описана в [2]. Мощность от СВЧ генератора с максимальной величиной

1,8 кВт и частотой $\nu = 2,4$ ГГц поступала в прямоугольный волновод. Активная зона реактора в виде кварцевой трубки с внутренним диаметром 2,7 см. пересекала волновод перпендикулярно его широкой стенке. Рабочее давление в реакторе $P = 50 \pm 500$ Торр поддерживалось при непрерывной прокачке газа. Измерения T_v и T_z осуществлялось на КАРС-спектрометре, описанном в [3]. Параллельно методом диодной лазерной спектроскопии [4] проводились измерения степени диссоциации CO_2 .

На рис. 1 и 2 представлены радиальные распределения вращательной и колебательной температур CO в разных режимах горения разряда. Пространственное разрешение в поперечном направлении составляет $\leq 0,1$ мм, в продольном — 5 мм. Сравнительный анализ показывает, что как в первом, так и во втором случае наблюдается колебательно-поступательная неравновесность ($T_v > T_0 = T_z$) активной среды в СВЧ разряде. Измерения также показали, что при переходе от контрагированного к "промежуточному" режиму разряда степень диссоциации меняется мало и составляет $\sim 15\%$. Таким образом, в контрагированном режиме энергия, подаваемая в разряд, используется менее эффективно. Использование полученных зависимостей $T_v(z)$ и $T_0(z)$ позволит детально разобраться с механизмом диссоциации CO_2 в неравновесном СВЧ разряде и провести необходимую оптимизацию режимов осуществления разряда.

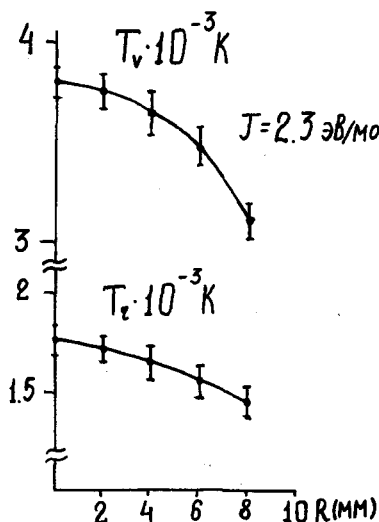


Рис.1. Радиальные распределения вращательной и колебательной температур в контрагированном разряде.

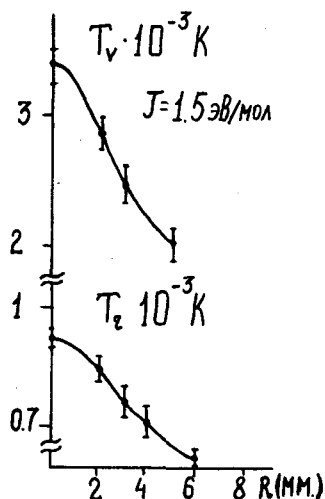


Рис.2. Радиальные распределения вращательной и колебательной температур в промежуточном разряде.

1. В.Д.Русанов, А.А.Фридман. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984, 416 с.
2. Байтереков А.Т., Животов В.К., Керимкулов М.А. и др. О температуре газа в СВЧ разряде при плазмохимическом разложении углекислого газа. Химия высоких энергий, 1987, Т.21, № 1, с.70-74.
3. В.Н.Очкин, С.Ю.Савинов, Н.Н.Соболев, С.Н.Цхай. Локальные распределения молекул $H_2(X^1\Sigma)$ по вращательным уровням в тлеющем разряде. ЖТФ, 1988, Т.58, В.7, с.1283-1290.
4. В.Н.Очкин, С.Ю.Савинов и др. Исследование распределения молекул CO_2 по колебательно-вращательным уровням в тлеющем разряде методом импульсной диодной лазерной спектроскопии. Квант.эл., 1987, Т.14, № 4, с.851-859.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВЧ ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА МЕТОДАМИ ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКИ

Ю.Ю.Луценко, И.А.Тихомиров, О.Г.Новиков, В.Ф.Мышкин

Томский политехнический институт

Для определения характера физических процессов, протекающих в ВЧ факельном разряде большое значение имеет наличие достоверной информации от различных электрофизических параметрах плазмы разряда, в частности таких как температура и концентрация электронов. Особенности геометрии, а также неравновесность плазмы ВЧ факельного разряда ограничивают использование для определения вышеуказанных электрофизических параметров большинства из существующих методик. Вследствие этого для диагностики плазмы ВЧ факельного разряда нами был использован метод рассеянного излучения, который дает возможность проводить локальные измерения и в то же время позволяет оценить степень неравновесности исследуемой плазмы.

Схема используемой нами измерительной установки аналогична описанной в работе [1]. В качестве источника излучения использовался лазер, генерирующий световой поток на частоте $\lambda = 525 \text{ \AA}$ с мощностью в импульсе 10^6 Вт . Диаметр каустики при этом составлял 0,2 мм, что обеспечивало мощность падающего светового потока $5 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$. Рассеянное излучение принималось под различными углами по отношению к падающему световому потоку и посредством световодов подавалось на вход спектрального прибора. Регистрация предварительно усиленного светом усилителем рассеянного излучения проводилось одновременно в диапазоне $(475-575) \text{ \AA}$ посредством матрицы ПЗС расположенной непосредственно в корпусе спектрального прибора.

С целью проверки и уточнения результатов, полученных методом рассеянного излучения, методами интерферометрии определялась также фракция плазмы ВЧ факельного разряда. Полученные в результате измерений данные по концентрации и

температуре электронов для центральной зоны ВЧ факельного разряда, горящего в атмосфере и имеющего мощность 2 кВт, приведены на рис.1.

Анализ формы линии рассеянного под различными углами лазерного излучения позволил провести оценку функции рас-

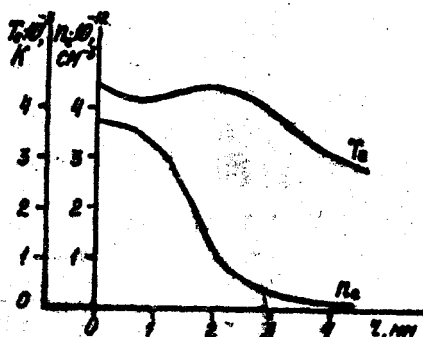


Рис.1. Радиальное распределение температуры T_e и концентрации N_e электронов

пределения электронов по скоростям. Из анализа следует, что функция распределения для области диффузионной оболочки разряда существенно отличается от максвелловской, в то время как для области канала разряда функция распределения имеет лишь незначительные отклонения от равновесного вида. Данный факт позволил использовать для описания центральной зоны ВЧ факельного разряда двухтемпературную модель плазмы.

На основе двухтемпературной модели, используя полученные нами экспериментальные данные, а также данные работ [2,3] нами был проведен расчет удельной электропроводности и диэлектрической проницаемости плазмы канала ВЧ факельного разряда. Согласно расчетам величина удельной электропроводности плазмы канала ВЧ факельного разряда в несколько раз больше величины удельной электропроводности рассчитанной из условия полного термодинамического равновесия. Наличие "резонансной" зоны на границе канала разряда обуславливает дополнительное затухание поперечно-магнитной волны, распространяющейся вдоль ВЧ разряда.

Литература

1. Chan P.W. „Phys. Fluids”, 1971, v. 14, p. 2787.
2. Devoto R.S. „Phys. Fluids”, 1976, v. 19, p. 78-81.
3. Тихомиров И.А. и др. В сб.: Аппаратура и методы исследования плазмы ВЧ разрядов. - Томск, 1976.

ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗВИТИЯ НЕРАЗВЕТВЛЕННОГО ВЧ РАЗРЯДА

А.Я. Хальясте

Тартуский государственный университет

Имеется ряд работ, показывающих, что в широком диапазоне частот и давлений для описания поведения плазменного канала ВЧ разряда подходит модель медленных поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль канала разряда как вдоль цилиндрического плазменного волновода. Так для интересующего нас диапазона частот (десятки МГц) показано [1], что выводы теории поверхностных волн позволяют интерпретировать значения таких параметров стационарного факельного разряда, как длина факела, радиус его канала и выделяемая в единице длины канала мощность. В работе [2], исходя также из теории поверхностных волн, получена формула, связывающая скорость распространения регулярных световых волн в разрядном канале со значениями радиуса и проводимости канала и с частотой ВЧ напряжения. Сопоставление этой формулы с экспериментальными результатами, полученными для равномерно удлиняющегося неразветвленного разрядного канала при частоте 20 МГц, показало весьма хорошее согласие между теорией и экспериментом.

Настоящая работа предпринята для получения дополнительного экспериментального материала, необходимого для дальнейшей проверки применимости обсуждаемой модели. Исследования проводились в воздушном промежутке острие – плоскость при атмосферном давлении. Диаметр конусообразно заточенного острия – 2 мм, расстояние между электродами – 40 мм. Частота ВЧ напряжения – 10 МГц. Нарастающее линейно со скоростью $6,5 \cdot 10^6$ В/с ВЧ напряжение обеспечивало удлинение неразветвленного разрядного канала со скоростью (52 ± 5) м/с.

УФ-излучение разрядного канала регистрировалось с помощью скоростной камеры на базе электронно-оптического преобразователя (ЭОП) типа УМИ-93ШУ. В камере использовался кварцевый объектив типа УФАР-7, а исследуемая спектральная область

выделялась с помощью светофильтра УФС-2. При обработке полученных снимков необходимо знать характеристическую кривую пленки. Она строилась по денситограммам снимков девятиступенчатого кварцевого ослабителя, установленного в плоскости разряда и освещенного сзади через светофильтр УФС-5 ртутной лампой ДРШ-250. Ослабитель фотографировался скоростной камерой в тех же условиях и на ту же пленку, что и разряд.

На рис. 1 приведен кадровый снимок разряда, полученный при длительности экспозиции 2 мкс. Начало координатной оси x связывается здесь и в дальнейшем с вершиной канала собственно ВЧ разряда. В положительные полупериоды ВЧ напряжения впереди этого канала наблюдаются стримеры [2], четко выделяющиеся и на рис. 1. Замечательно, что почернение пленки, вызванное излучением стримера, растет в сторону вершины стримера. Однако это не означает увеличения интенсивности излучения стримера в его вершине, а вызвано ростом экспозиции за счет уменьшения скорости продвижения головки стримера.

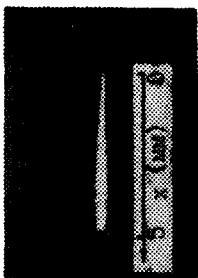


Рис. 1. Кадровый снимок разряда.

Радialное распределение интенсивности излучения разрядного канала рассчитывалось с помощью преобразования Абеля по денситограммам покадровых снимков, полученных с трехкратным увеличением при длительности экспозиции 2 мкс. Как и в работе [3], за радиус канала r принималось расстояние от центра канала до точки, где интенсивность в e раз меньше максимальной. Во избежание ошибок, обусловленных неравномерностью зонной характеристики экрана ЭОП, все денситограммы регистрировались вдоль одной и той же линии экрана, т.е. на одном и том же расстоянии от вершины острия и на разных расстояниях x от вершины разрядного канала.

Скорость распространения световых волн в разряде определялась по линейным фотохронограммам. Найденные значения скорости $v(x)$, радиуса канала $r(x)$ и вычисленные на их основе значения проводимости канала $b(x)$ представлены на рис. 2.

В работе [4], замечая разрядный канал эквивалентной РС-цепью, было вычислено погонное сопротивление R подобного

разряда, распространяющегося со скоростью 56 м/с: $R = 16,7 \text{ МОм/м}$ при $x = 10 \text{ мм}$, $R = 3,6 \text{ МОм/м}$ при $x = 20 \text{ мм}$.

Хотя вычисленные по данным настоящей работы значения R по-

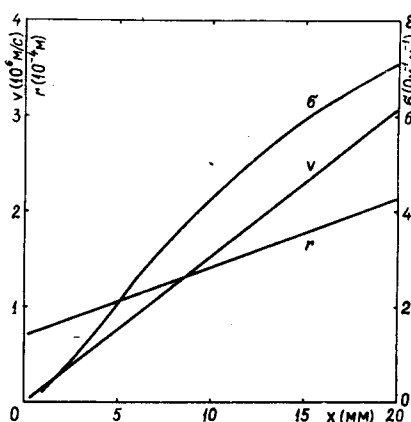


Рис.2. Зависимость скорости распространения световых волн v , радиуса канала r и проводимости σ от координаты x .

лучаются ~ 4 раза меньше, они с учетом погрешностей измерений согласуются с данными работы [4].

Анализ имеющихся результатов показывает, что определение границ токового канала по радиальному распределению интенсивности излучения не совсем корректно. Во-первых, отсутствует четкий критерий определения границы канала. Во-вторых, результаты, по видимому, зависят от ширины использованного спектрального диапазона.

На это указывает факт, что полученные здесь значения r примерно в два раза больше полученных в видимой и УФ-области спектра для аналогичного разряда при частоте 20 МГц [3].

1. Качанов А.В., Трехов Е.С., Фетисов Е.П. // Физика газоразрядной плазмы / Под ред. Е.С. Трехова. - М.: Атомиздат, 1968. - Вып. I. С.39.
2. Хальясте А.Я. // Тез. докл. 4-ой Всесоюз. конф. по физике газового разряда. - Махачкала, 1988. - Ч.I. С.135.
3. Айнс М.Х., Куду К.Ф., Роос Х.П., Тенсинг А.Р. // Уч.зап. Тарт. ун-та, 1984. Вып. 669. С.3.
4. Айнс М.Х. Формирование одноэлектродного высокочастотного разряда при смешанном напряжении: Дисс. канд. физ.-мат. наук. - Тарту, 1988.

ДИССИПАТИВНЫЕ СТРУКТУРЫ ВЧ
ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

А.С.Тоболкин

Институт оптики атмосферы СО АН СССР

С общей точки зрения самоорганизация есть свойство открытых потоковых систем на предтурбулентной стадии, когда ламинарный режим теряет устойчивость, но макроскопическая хаотизация еще не наступает [1,2]. Определенный интерес для исследования эффектов самоорганизации являются диссипативные структуры (ДС), произвольно возникающие в ВЧ факельном разряде, плазма которого амплитудно модулирована. ДС возникают в широком диапазоне параметров в воздушной среде при атмосферном давлении на частотах ВЧ генерации 27, 31, 40 МГц. Другие параметры: мощность разряда 10 ± 500 Вт; радиус токоведущего канала - 1 ± 4 мм; длина - $0,5 \pm 15$ см; число Рейнольдса - 8 ± 120 ; частота модуляции - $20 \pm 2 \cdot 10^4$ Гц; глубина модуляции - 30 ± 100 %.

При конвективном теплообмене в ВЧ-разряда существует два основных процесса. Один связан с наложением внешнего течения, вызванного тепловыми процессами на электроде. Второй процесс связан с возникновением течения под действием конвекции вследствие разностей температур вдоль неоднородного плазменного канала (в приэлектродной области температура плазмы составляет 3500 - 4200 К, а на конце разряда - 1300-2800 К). Оба процесса имеют существенное значение и передача тепла происходит в результате смешанной конвекции. В зависимости от вынужденной конвекции наблюдаются в ВЧ-разряде многообразные виды ДС, связанных с пространственно неоднородными расслоениями и процессами формообразования как в плазме, так и в тепловом слое, окружающем плазму. Это и вихревые кольца, спирали, многонитчатые каналы (число каналов может достигать более 20) и т.д. Возникновение ДС связаны со спецификой ВЧ-разряда, которая характеризуется неравновесностью плазмы, относительно протяженным плазменным каналом с крайне низкой температурой, относительно

легкостью ее управления через использование различных типов амплитудной модуляции, благодаря которой происходит накопление флуктуаций. Эти флуктуации приводят к формированию упорядоченных детерминированных образований в ограниченной пространственно-временной области. Упорядоченность в разряде выражается в координации автоколебаний, поддерживаемых внешним источником энергии - ВЧ генератором. ДС характеризуются внутренней организацией целостной системы, представляющая собой специфический способ взаимосвязи между плазмой, окружающим ее тепловым слоем и внешним холодным газом. В зависимости от теплового режима электрода, мощности разряда и глубины модуляции возникают ДС, которые устойчивы относительно регулярных и шумовых возмущений. Регулярные процессы приводят к образованию обратных связей, прямо или косвенно способствуя росту числа структур, необходимых для сохранения стационарного состояния генерации разряда. Положительная обратная связь питает ДС за счет концентрации в них ВЧ энергии путем обеспечения разрывов между плазмой и горячим газом. В принципе ДС можно рассматривать как результат сопряжения, который при определенных условиях приводит к синхронизации локальных колебаний каждой структуры между собой и источником питания ВЧ генератором. Для экспериментально исследуемых ДС можно выделить три основных типа сопряжения:

1) сопряжение, обеспечивающее согласование изменений резонансных частот неустойчивой плазмы путем изменения формы и геометрических размеров плазменных каналов и конвективных потоков;

2) сопряжение за счет процессов диффузии в плазме и источником питания - ВЧ генератором;

3) сопряжение между отдельными колебаниями в слоях, отрывных вихревых течениях и шнурах плазмы.

В результате сопряжений в ВЧ-разряде возникает противоборство процессов выравнивания или оптимизации градиентов температуры (отмечено, что изменение температуры в плазме происходит не более чем в 2 раза), напряженности ВЧ поля и процессов повышения неоднородностей за счет формы и

теплового режима электродов. Такое противоборство в потоке формируют ДС, запрещающие релаксационные процессы. Важной особенностью ДС, которые наблюдаются в ВЧФ-разряде, в отличие от широко исследуемых ДС [1, 2] можно считать способность обособления, четкого выделения границ плазменных шнуров через разрывы от внешней среды. Это обеспечивает с одной стороны непрерывную генерацию разряда при наличии глубокой модуляции, а с другой стороны позволяет сохранять крайне низкую температуру воздушной плазмы при атмосферном давлении. Кроме того, возникающая прослойка между плазменными шнурами предотвращает слияние близко расположенных друг к другу тонких плазменных шнуров даже в случае их сильной окрутки между собой. Устойчивость токоведущего канала, состоящего из 2-7 скрученных между собой тонких плазменных шнуров, повышается за счет быстрого изменения формы этих шнуров и перераспределения мощности между шнурами при сохранении общей мощности, вводимой в разряд. При изменении газодинамической обстановки шнуры раскручиваются между собой, разбиваются на еще мелкие шнуры и располагаются в объеме на заметном расстоянии друг от друга. В этом случае разряд выглядит в виде "решетки" с тем отличием, что длина каждого шнура определяется неоднородным распределением ВЧ поля вокруг электрода.

В ограниченном объеме под действием закрутки газа токоведущий канал приобретает форму шара, кольца или цилиндра. Переход из контрагированного канала в диффузный происходит скачкообразно при сопровождении низкочастотными акустическими эффектами.

Литература

1. Хакен Г. Синергетика. Иерархии неустойчивостей в самоорганизующихся системах и устройствах. - М.: Мир, 1985.
2. Николис Г., Пригожин И. Самоорганизация в неравновесных системах от диссипативных структур к упорядоченности через флуктуации. - М.: Мир, 1979.

ния амплитудой 1 кВ и длительностью 80 нс. Генератор СТ запускается внешним синхронизирующим импульсом СИ амплитудой 5 В и длительностью 50 нс через регулируемый блок задержки БЗ. На входе блока задержки для подсчета количества синхронизирующих импульсов используется частотомер Ч.

Излучение от импульсно-периодического разряда Р поступает через входной объектив О на вход усилителя яркости ПМУ-2В и после усиления регистрируется фотоприставкой Ф. Строблирующий импульс, подаваемый на усилитель яркости, обеспечивает регистрацию излучения импульсно-периодического разряда в момент времени, заданный временем задержки синхронизирующего импульса по отношению к началу каждого импульса, питающего разряд. Применение строблирующего импульса на микроканальной пластинке обеспечивает большее усиление света по сравнению со стационарным питанием, которое применяется в обычном режиме работы усилителя ПМУ-2В.

Подобная камера, однако с существенно другим временным разрешением, была описана в [1].

Примеры результатов использования описанной здесь камеры для регистрации излучения пульсирующего разряда [2] в газонаполненной цилиндрической диэлектрической ячейке

Ø 40 мм и газонаполненным промежутком длиной $L = 1$ см представлены на рис. 2, в виде ряда фотографий, полученных

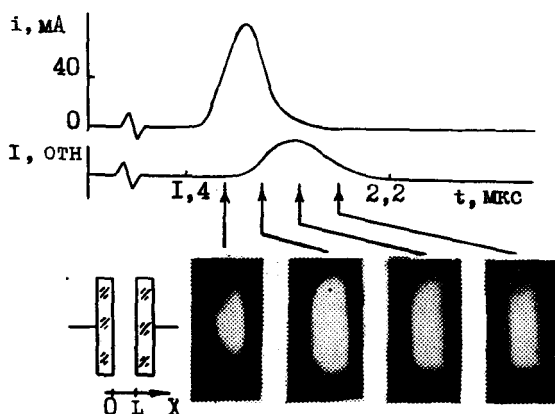


Рис. 2

с временным разрешением 80 нс и частотой следования 100 нс. Исследования проведены в гелии при давлении 20 кПа и амплитуде приложенного прямоугольного импульса напряжения $U = 1,9$ кВ. На этом же рисунке, представлены осциллограммы импульса разрядного тока i и импульса свечения I . На рис. 3 приведены аналогичные зависимости для газонаполнен-

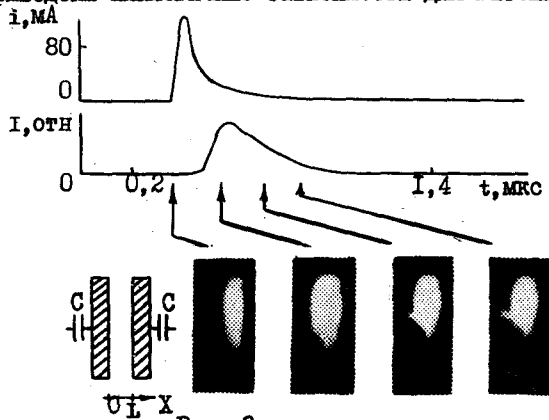


Рис. 3

ной цилиндрической ячейки с коваровыми электродами и внешними емкостями $C = 12$ пФ, при тех же параметрах. В отличие от предыдущего рисунка, видно что разряд контрастируется при $t = 800$ нс после начала импульса приложенного напряжения.

В случае диэлектрической ячейки разряд вначале существенно неоднороден и фронт ионизации имеет форму полусферы.

Список литературы

1. Аверин В.И., Комаров С.А., Константинов Б.В., Лебедев В.Б., Мараниченко Н.И. // Труды XII Всесоюз. научно-технической конф. по высокоскоростной фотографии, фотоники и метрологии быстротекущих процессов. -М.: ВНИИОИ, 1985. С. 32.
2. Чутов Ю.И. // Вестн. Киев. ун-та, физика. 1988. Вып. 29. С. 74.
3. Чутов Ю.И., Лиситченко Т.Е., Мельниченко В.Л. // Тезисы УП Всесоюз. конф. по низкотемпературной плазме. -Ташкент: 1987. С. 77.

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЛАКСИРУЮЩЕЙ ПЛАЗМЫ ВЫСОКОЧАСТОТНОГО РАЗРЯДА

В.И.Шипковский, О.Р.Трошко, Вал.И.Шипковский, С.В. Головнина

Томский политехнический институт

Для изучения характеристик плазмы в молекулярном азоте, полученной при помощи двухэлектродного высокочастотного разряда в кварцевой разрядной камере, использовался релаксационный метод исследования. Этот метод позволяет контролировать отдельные процессы, например, процессы ионизации, путем устранения источника ионизации – электрического поля, поддерживающего разряд. При этом появление новых электронов в плазме за счет ионизации электронным ударом прекращается. В качестве источника питания использовался автогенератор на тетроде ГУ-40Б. Частота ВЧ напряжения, подаваемого на электроды, составляла 25...40 МГц. Частота следования импульсов ВЧ напряжения не превышала 80 Гц.

Представляет интерес принцип работы измерительной схемы. Модулятор одновременно с запирающим фронтом управляющего импульса выдает импульс синхронизации, который запускает первый канал генератора сдвинутых импульсов. Импульсы первого канала через устройство задержки запускают второй канал генератора. Таким образом на выходе второго канала генератора сдвинутых импульсов может быть получен стробирующий импульс, задержанный на любое наперед заданное время относительно начала распада плазмы. Стробирующий импульс открывает схему совпадений емкостного накопителя, на второй вход которого подается импульс зондового тока. Схема совпадений из импульса зондового тока вырезает импульс с амплитудой, пропорциональной амплитуде зондового тока в данный момент времени, который задается устройством задержки генератора стробимпульсов. Импульсы с выхода схемы совпадений суммируются емкостным накопителем, напряжение с которого через повторитель подается на самопишущий потенциометр, ко-

торый регистрирует зондовую характеристику в данный момент распада плазмы.

Описанная методика дает значительно меньшие погрешности по сравнению с методикой временной регистрации зондового тока, соответствующего разным потенциалам зонда. Это особенно важно для задачи определения энергетического распределения электронов по зондовой характеристике, так как в данном случае функцию распределения электронов можно получить непосредственно по снятой зондовой характеристике. Серьезным преимуществом описанного метода является отсутствие искажающего влияния на работу зондовой цепи со стороны коммутационного устройства из-за большого входного сопротивления последнего. Наконец, так как за время "опроса" зонда, равного $\tau \approx 1$ мкс потенциал зонда меняется чрезвычайно мало (не более 1 мкВ), не происходит изменений в распределении объемного потенциала. Этот недостаток имеет место при применении методики импульсного снятия зондовой характеристики при подаче на зонд пилообразного напряжения за время 1...10 мкс. Из полученных описанным методом импульсных зондовых характеристик рассчитывается функция распределения электронов по энергиям на ЭМ.

Для определения второй производной зондового тока по потенциалу зонда была применена методика, основанная на математическом методе решения, предложенным А.Н.Тихоновым. Наряду с изменением энергетического распределения электронов в распадающейся плазме измерялся ионный ток на стеночный зонд при различных условиях поддержания ВЧ разряда, что давало возможность получать информацию о диффузионных потерях заряженных частиц на стенку разрядной камеры. Поведение неравновесной функции распределения электронов по энергиям экспериментально исследовалось во время распада плазмы ВЧ разряда после снятия поля. При распаде плазмы из-за неупругих процессов и диффузионных потерь снижается доля быстрых электронов в распределении. В результате этого происходит быстрый спад средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$. Из временной зависимости концентрации электронов в распадающейся плазме ВЧ разряда в молекулярном азоте, воздухе и аргоне следует отметить интересную особенность в релаксации энергетическо-

го распределения электронов в молекулярном и атомарном газе. Как показывают эксперименты релаксация функции распределения электронов в молекулярном азоте и в воздухе происходит значительно медленнее, чем в атомарном аргоне при идентичных условиях поддержания ВЧ разряда. В то время, как в атомарном аргоне $\bar{\epsilon}$ за 20 мкс падает от 12,8 эВ до 3,1 эВ, в молекулярном азоте средняя энергия падает от 10,2 до 8,0 эВ и в воздухе от 10,5 до 8,9 эВ. Если в атомарном аргоне из-за резкого уменьшения доли быстрых электронов при энергиях выше пороговой уже через 5 мкс после выключения поля коэффициент ионизации снижается примерно на 2 порядка и равняется примерно $3,1 \cdot 10^{-13}$ см³/с, в молекулярной плазме азота и воздуха коэффициент ионизации падает значительно медленнее (табл.).

Таблица.

Газ	, мкс	0	5	10	20	30	40
Азот		3,50	0,48	0,37	0,27	0,15	0,11
Воздух		4,06	0,56	0,41	0,29	0,16	0,11
Аргон		4,83	0,03	-	-	-	-

В таблице необходимо значения коэффициентов ионизации домножить на 10^{-11} .

Медленную релаксацию энергетического распределения в молекулярных газах следует отнести за счет медленного спада коэффициента ионизации в такой плазме. К факторам, тормозящим распад молекулярной плазмы следует отнести существенную роль неупругих процессов в такой плазме, возмущающих как высокоэнергетическую, так и низкоэнергетическую часть распределения электронов.

Появлению новых электронов в распределении, тормозящих распад молекулярной плазмы и релаксацию энергетического распределения электронов в такой плазме, способствуют эффективно возникающие в молекулярной плазме метастабильные и колебательно-возбужденные молекулы.

ТЛЕЮЩИЙ РАЗРЯД ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

А.В. Дмитриев, А.Н. Подымов, Ю.А. Соколов,
В.П. Де-Милло, Н.В. Куликовский

ВНИИТВЧ (Ленинград)

НИИЭС (Москва)

Совместными исследованиями ВНИИТВЧ и НИИЭС установлено существование нескольких форм высокочастотного газового разряда в полости тонкостенной кварцевой трубки. Электрическое поле, возбуждающее разряд, образовано системой двух охватывающих трубку электродов, подключенных к источнику напряжения (частота 27 МГц). В зависимости от формы электродов и расстояния между ними, рода и расхода протекающего через трубку газа, а также величины тока, ионизационные процессы в полости при атмосферном давлении принимают форму нормального тлеющего разряда, аномального разряда и, наконец, дуги.

В сообщении приводятся результаты наблюдения нормального тлеющего разряда высокой частоты в кислороде. В известной публикации дано описание тлеющего разряда и дуги в воздухе при частотах 1-30 МГц и расстоянии между электродами порядка одного миллиметра [1]. Дуговые разряды высокой частоты рассмотрены также в публикации [2].

В наших опытах тлеющий разряд возбуждался в полости кварцевой трубки (реакторе) диаметром 18 мм и толщиной стенки 1,5 мм. Электроды выполнены в форме пустотелых цилиндров, в которых циркулирует охлаждающая вода. Торцевые участки цилиндров закруглены. Высота цилиндров равна 60 мм. Протяженность зоны разряда - 200 мм.

Как и в классической форме разряда, в высокочастотном тлеющем разряде при атмосферном давлении можно наблюдать области "приэлектродных" процессов и положительный плазменный столб. Необычно их взаимное расположение. Ионизационные токи в пристеночных слоях газа под электродами текут по нормали к поверхности трубки, тогда как положительный столб устойчиво размещается на ее геометрической оси. Столб при-

нимает форму вытянутого эллипсоида или "спицы", вдоль которой и текут токи проводимости. Таким образом, поверхности кварца и оболочка плазменного столба выполняют попеременно (с частотой поля) роли катода и анода. Длительность полупериода напряжения при выбранной частоте достаточна для формирования этих областей.

Температура поверхности трубки в области разряда измерялась инфракрасным пирометром. В зависимости от мощности разряда она изменялась в пределах 700–1400 °C. Температура плазменного столба оценивается нами в 2000 °C и выше. Во избежание расплавления трубки ей сообщалось возвратно-поступательное движение с одновременным вращением. Время нахождения небольшого объема газа в зоне разряда (протяженность 100–200 мм) составляет несколько секунд. Расход кислорода изменялся от 0,2 до 2 л/мин.

Под воздействием высоких температур поверхность трубки частично испаряется и на ней осаждается слой мелкодисперсного кварца. В ряде случаев этот слой принимает форму полосы, лежащей параллельно оси трубки. Попадая в область разряда, полоса светится в красной части спектра. С появлением свечения форма плазменного столба изменяется: участок оболочки его, обращенный к светящейся полосе, становится плоским. Этот эффект позволяет наблюдать вращение столба: его угловая скорость такая же как трубки. Если прекратить ее вращение, столб тоже перестает вращаться, но сохраняет в первом приближении расположение на оси трубки. Можно предполагать, что как "осевое" расположение столба, так и отмеченное изменение его формы обязаны электронно-ионным токам, иницированным эмиссией и электрическими полями между стенкой трубки и плазмой. Напряженность поля в этой области оценивается в 15–20 кВ/см. В опытах напряжение между электродами изменялось в пределах 2,5 – 3,5 кВ, а ток от 1,5 до 6 А. Их отношение образует комплексное сопротивление реактора, график которого представляет собой убывающую функцию тока. Увеличение тока сопровождается ростом площади поверхности трубки, расположенной под электродами, покрытой свечением газа голубого цвета. Измерения тока и напряжения выпрямителя позволяют определить активную мощ-

ность, расходуемую в установке. Вычитая мощность, рассеиваемую на аноде лампы, можно узнать приблизительно активную мощность и коэффициент мощности реактора. Его значения лежат в пределах 0,25-0,40.

При небольшом расходе кислорода, активной мощности разряда порядка 4 кВт и малой скорости линейного перемещения трубки она разогревается до розового каления. Ослепительно яркое свечение заполняет полость трубки под электродами. Наблюдается явление гистерезиса: непродолжительное уменьшение напряжения на реакторе не сопровождается уменьшением тока. Можно полагать, что при высоких температурах возникает термоэлектронная эмиссия с ее поверхности. Эту форму разряда мы называли аномальным тлеющим разрядом высокой частоты.

Во ВНИИТВЧ создана опытно-промышленная установка "Плазма 402", включающая ламповый генератор, технологическое устройство, пульт управления и специальный фотопирометр. Установка предназначена для получения "опорных трубок" для вытяжки световодов и проведения плазмохимических реакций. Она находится в опытной эксплуатации в НИИЭС.

Литература

1. Schwab H.A. // Р. с. IEEE. 1971. V.59. №. P.613.
2. Рыкалин Н.И., Сорокин Л.М. Металлургические ВЧ-плазмотроны. - М.: Наука, 1.97.

ДИНАМИКА ВЫСОКОЧАСТОТНОГО ПЛАЗМЕННОГО СЛОЯ В БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОМ РЕЖИМЕ

А.Ф.Стекольников

Минский радиотехнический институт

В работе развивается бесстолкновительная одномерная модель высокочастотного плазменного слоя для случая $\omega_{pi} \ll \omega \ll \omega_{pe}$. Предлагаемая модель обобщает предшествующую модель плазменного слоя для оговоренных выше приближений, развитую в работе [1].

Пусть имеется высокочастотная разность потенциалов $\phi_{rf} \cos \omega t$ между поверхностью и плазмой. Естественно предположить, что распределение потенциала в слое включает как среднюю $\bar{\phi}(x)$, так и флуктуирующую часть $\tilde{\phi}(x, t)$. Кроме того, будем считать, что основной вклад в флуктуирующую часть распределения потенциала дает фундаментальная гармоника $\phi_1(x) \cos \omega t$:

$$\begin{aligned} \phi(x, t) &= (\bar{\phi}(x) - \phi_s) + \tilde{\phi}(x, t), \quad \bar{\phi}(x_s) = \phi_s \\ \tilde{\phi}(x, t) &\approx \phi_1(x) \cos \omega t, \quad \phi_1(x_w) = \phi_{rf}, \end{aligned} \quad (I)$$

где x_s и x_w - соответственно координаты границы слоя и поверхности. Предположим также, что потенциал в слое по отношению к его границе отрицателен.

Полагая функцию распределения электронов по скоростям максвелловской, запишем для плотности электронов в слое

$$n_e(x, t) = \bar{n}_e(x) + \tilde{n}_e(x, t) = n_{es} \exp(e\phi/kT_e), \quad (2)$$

$$\bar{n}_e(x) = n_{es} \exp(\phi_0/kT_e) I_0(e\phi/kT_e) \quad (3)$$

$$\tilde{n}_e(x, t) = 2 n_{es} \exp(\phi_0/kT_e) \sum_{k=1}^{\infty} I_k(e\phi/kT_e) \cos(k\omega t), \quad (4)$$

где n_{es} - плотность электронов на границе слоя, $\phi_0 = \bar{\phi} - \phi_s$.

Для плотности ионов, принимая во внимание сохранение их потока и энергии, имеем:

$$n_i(x) = n_{is} [1 - 2e\phi_0/Mu_0^2]^{-\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где n_{is} , u_0 - соответственно плотность и скорость ионов на границе слоя. В дальнейшем будем исходить из приближения, что критерий Бома для образования слоя в высокочастотном случае для $\omega p_i \ll \omega$ не изменяется, т.е. ионы входят в слой с ионно-звуковой скоростью $u_0 = \sqrt{K T_e / M}$.

Уравнение Пуассона для определения потенциала в слое, записанное в безразмерной форме, имеет вид:

$$\frac{\partial^2 \gamma(\xi, t)}{\partial \xi^2} = \frac{n_i - n_e}{n_s}, \quad \gamma = -\frac{e \phi(\xi, t)}{K T_e}, \quad \xi = \frac{x}{\lambda_{Ds}}, \quad n_{e2} = n_{is} = n_s \quad (6)$$

где λ_{Ds} - дебаевская длина $(\sqrt{\epsilon_0 K T_e / n_s e^2})$.

Это уравнение может быть сепарировано на две части - для среднего и флуктуирующего значений потенциала:

$$\frac{d^2 \bar{\gamma}(\xi)}{d\xi^2} = \frac{n_i - \bar{n}_e}{n_s}, \quad (7)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\gamma}(\xi, t)}{\partial \xi^2} = -\frac{\tilde{n}_e}{n_s}. \quad (8)$$

Первое уравнение для среднего значения потенциала, используя уравнения (3) и (5), может быть переписано:

$$\frac{d^2 \bar{\gamma}_0}{d\xi^2} = (1 + 2\bar{\gamma}_0)^{-\frac{1}{2}} \exp(-\bar{\gamma}_0) I_0(-\bar{\gamma}_0). \quad (9)$$

Умножая обе части уравнения (8) на $\cos \omega t$ и интегрируя по периоду высокочастотного поля, приняв во внимание уравнение (4), получим для амплитуды флуктуирующей части потенциала следующее уравнение:

$$\frac{d^2 \tilde{\gamma}_1}{d\xi^2} = -2 \exp(-\bar{\gamma}_0) I_1(-\bar{\gamma}_0). \quad (10)$$

Таким образом, распределение потенциала в слое находится путем решения системы двух уравнений Пуассона, (9) и (10). Начальные условия для этих уравнений таковы:

$$\bar{\gamma}_0(\xi_s) = 0, \quad \tilde{\gamma}_1(\xi_s) = 0, \quad \frac{d\bar{\gamma}_0(\xi_s)}{d\xi} = \delta_1, \quad \frac{d\tilde{\gamma}_1(\xi_s)}{d\xi} = -\delta_2, \quad (11)$$

где δ_1 и δ_2 - малые положительные величины, выбираемые при численном решении уравнений на основе процедуры пристрелки. Уравнения интегрируются (при подобранных начальных градиентах) до тех пор, пока $\bar{\gamma}_0$ и $\tilde{\gamma}_1$ одновременно не достигнут значений, равных $\bar{\gamma}_0(\xi_w) = \bar{\gamma}_{oc}$, $\tilde{\gamma}_1(\xi_w) = \tilde{\gamma}_{oc}$,

которые известны заранее. Длина области интегрирования $d_{cl} = \xi_w - \xi_s$, на которой эти условия удовлетворяются, принимается за толщину слоя. Граничные условия в сечении ξ_w выбираются таким образом, чтобы удовлетворялось условие равенства нулю суммарного тока на электрод [2]

$$\varphi_{sc} = \varphi_{sc0} + e_n [I_0 (-\varphi_{RF})], \quad (12)$$

где φ_{sc0} - невозмущенный плавающий потенциал.

Рассчитав распределение амплитуды флуктуирующей части потенциала, можно определить плотность тока смещения в слое

$$j_D = (n_s \epsilon_0 k T_e)^{1/2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right). \quad (13)$$

Нормированное на плотность Бомовского тока, выражение для плотности тока смещения имеет вид:

$$\frac{j_D}{j_B} = \frac{1}{\omega p_e} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \right) = -\frac{\omega}{\omega_{pe}} \left(\frac{d\varphi}{d\xi} \right) \sin \omega t. \quad (14)$$

Рассчитаны пространственное и временное распределения потенциала и плотностей заряженных частиц в слое для аргонной плазмы для ряда значений высокочастотного потенциала. Результаты показывают, что распределение ионной плотности в слое нечувствительно по отношению к амплитуде высокочастотного сигнала. Мгновенное значение электронной плотности осциллирует с частотой поля, существенно изменяясь в течение одного периода. Установлено, что при сравнительно больших значениях амплитуды высокочастотного потенциала мгновенное значение электронной плотности может превосходить в соответствующих сечениях слоя ионную плотность. Толщина области пространственного заряда модулируется под действием высокочастотного потенциала и средняя толщина слоя увеличивается с увеличением амплитуды высокочастотного потенциала. Рассчитано распределение плотности тока смещения в слое. Результаты показывают, что абсолютное значение плотности тока смещения увеличивается по направлению к стенке, где принимает максимальное значение.

Л и т е р а т у р а

1. Pointu A.M. // Appl. Phys. Lett. 1987. V. 50. P. 316
2. Boschi A., Magistrelli F. // Nuovo cim. 1963. V. 29. P. 487.

МЯГКОЕ РЕНТГЕНОВСКОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ ВОЛНОВОМ ПРОБОЕ ДЛИННЫХ РАЗРЯДНЫХ ТРУБОК НИЗКОГО ДАВЛЕНИЯ

Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С.

Институт высоких температур АН СССР

При приложении наносекундного высоковольтного импульса к одному из торцевых электродов длинной разрядной трубки низкого (~ 10 тор) давления, помещенной в коаксиальный экран, пробой развивается по волновому механизму [1]. В этих условиях наблюдались электроны, ускоренные во фронте волны пробоя до энергии $E > 2eU_0$ и вызванное их торможением рентгеновское излучение (РИ) [2]. Здесь U_0 - амплитуда пробойного импульса на согласованной с генератором нагрузке, e - заряд электрона.

В данной работе исследовалась мягкая часть спектра РИ (энергия кванта $E < 2eU_0$). Использовалась 50 см разрядная трубка диаметром 2 см, помещенная в экран диаметром 5 см. Трубка заполнялась азотом при давлении от 0,5 тор до 10 тор. Пробой возбуждался при подаче на один из торцевых электродов 20 нс импульса напряжения отрицательной полярности амплитудой $U_0 = 13$ кВ. В другом торцевом электроде, замкнутом на экран, было сделано окно для вывода РИ из 100 мкм полиэтилена с нанесенным на него 10 мкм слоем алюминия. Регистрация РИ велась детектором, состоящем из пластмассового сцинтиллятора и ФЭУ. Временное разрешение не хуже 3 нс.

Для определения вида спектра РИ перед детектором помещались ослабители из алюминия разной толщины d_i . При этом сигнал детектора I представлял собой следующую функцию d_i :

$$I(d_i) = c \int_{E_{\min}}^{E_{\max}} \varphi(E) \exp\{-\mu(E)d_i\} I_E dE$$

Здесь C - константа, E - энергия рентгеновских квантов, $E_{\min}$ и $E_{\max}$ - ее минимальное и максимальное значения, $\mu(E)$ - коэффициент поглощения излучения в ослабителе. Функция $\varphi(E)$ учитывает спектральную чувствительность детектора и поглощение в окнах. Для отыскивания вида функции для спектра PI I_E данное интегральное уравнение решалось численно с помощью программы из [3].

В эксперименте обнаружено, что подача одного высоковольтного импульса приводит к нескольким всплескам PI из торцевого окна. Наблюдение сбоку разрядной трубки показало, что им соответствуют перемещающиеся вдоль трубки области испускания PI . $X-t$ диаграмма движения этих областей при $p = 3$ тор представлена на рис. 1. Момент $t = 0$ соответствует приходу высоковольтного импульса на электрод. Задержки $t_p - t_e, t_e - t_p$ увеличиваются с ростом давления на величину порядка 5% на тор. Интенсивности второй (момент t_p) и четвертой (момент t_e) всплески резко падают с увеличением давления. Они перестают регистрироваться выше 6 тор. Задержка $t_2 - t_8$, напротив, уменьшается с ростом давления на величину порядка 2% на тор. Интенсивности первой (момент t_8) и третьей (момент t_2) всплески при росте давления уменьшаются слабее, спадая до нуля при давлении выше 10 тор.

Спектр первой всплески PI из торцевого окна $I_E(E)$ при давлении в трубке 6 тор приведен на рис. 2. На вид спектра определяющее влияние оказывает тормозное излучение с максимальной энергией квантов 6-8 кэВ (пунктирная прямая на рис. 2 соответствует чисто тормозному спектру с максимальной энергией квантов 7 кэВ). Вид жесткой части спектра ($E > 2eU_0$) в настоящей работе не определялся.

По-видимому, волна пробоя, инициированная высоковольтным импульсом, после достижения заземленного электрода возбуждает слабозатухающие ионизационные волны, последовательно меняющие направление своего распространения при отражении от электродов. Во фронте этих волн напряженность электрического поля достаточна для ускорения части электронов до энергий $\sim eU_0$, торможение которых и приводит к всплеску PI . Третья всплеска PI в данном эксперименте вызвана, вероятно, ионизационной волной, которая возбуждается спа-

дом напряжения на заднем фронте высоковольтного импульса.

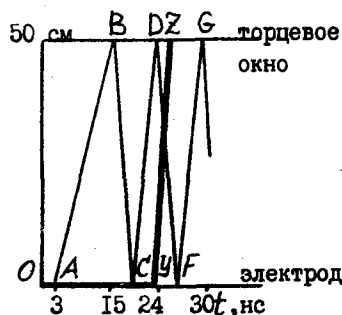


Рис. 1

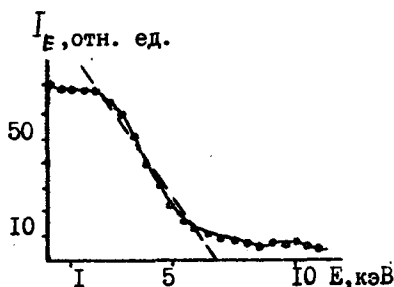


Рис. 2

Литература

1. Asinovsky E.I. Experiments on low-attenuation relativistic waves of electrical breakdown. - Proc. XVI ICPIG, Düsseldorf, 1983, Invited papers, pp. 224-231.

2. Амиров Р.Х., Асиновский Э.И., Марковец В.В., Панфилов А.С., Филиппин И.В. Генерация быстрых электронов и поддержание ионизации при волновом пробое длинных разрядных трубок. - Препринт ИВТАН №3-183. - М.: 1986. - 33 с.

3. Регуляризующие алгоритмы и априорная информация. / Тихонов А.Н., Гончарский А.В., Степанов В.В., Ягола А.Г. - М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. литературы, 1983. - 200 с.

ПРОБОЙ ГАЗА ИОНИЗУЮЩИМИ ВОЛНАМИ ГРАДИЕНТА ПОТЕНЦИАЛА

Б.Б.Славин, П.И.Сопин

Московский радиотехнический институт АН СССР

Необходимым условием формирования ИВП [1-4] является диффузия электрического поля по слабоионизованному каналу, сопровождающаяся развитием лавины и образованием градиента проводимости. При пробое нейтрального газа проводимость перед фронтом волны может быть создана за счет фотоионизации и "убегающими" электронами. В волнах отрицательной полярности последний механизм является доминирующим при напряженностях полей в волне $E/N \geq (3 \cdot 5) \cdot 10^{-15}$ В.см².

В модель ИВП включены уравнения электродинамики, усредненные по сечению волновода:

$$\begin{aligned} (C_0/\pi r_0^2) \partial \varphi / \partial t + \partial (j_n + j_e) / \partial z &= 0 \\ E_z &= -\partial \varphi / \partial z - (L_0 \pi r_0^2 / c^2) \partial (j_n + j_e) / \partial t, \end{aligned} \quad (1)$$

где $j_n = \sigma E_z + \frac{1}{4\pi} \partial E_z / \partial t$; σ , φ , j_n , j_e - проводимость, потенциал, полный ток, ток "убегающих" электронов, r_0 - радиус канала; C_0 , L_0 - погонные емкость и индуктивность.

Для расчета функции распределения "убегающих" электронов и их вклада в ионизацию использовано уравнение Больцмана [3]:

$$\partial f(\varepsilon, z, t) / \partial t + v(\varepsilon) \partial f / \partial z + e E_z \partial f / \partial \varepsilon = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} - f / \tau(\varepsilon), \quad (2)$$

где $\tau(\varepsilon)$ - время вылета электрона за пределы канала с учетом самофокусировки. Интеграл столкновений в диффузионном приближении:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{st} = \partial f / \partial \varepsilon + N \int_{I+\varepsilon}^{\infty} d\varepsilon' f(\varepsilon', z, t) v(\varepsilon') \tilde{\sigma}_{ii}(\varepsilon, \varepsilon')$$

где $\mathcal{L}(\varepsilon)$ - неупругие потери энергии электрона, N - концентрация молекул, $\tilde{\sigma}_{ii}$ - дифференциальное сечение ионизации, I - потенциал ионизации.

В балансе электронов плазмы учтены поток убегающих электронов Q_e , развитие лавины и каскада вторичных электронов:

$$\partial/\partial t n_e + \partial E_z/\partial z = -Q_e + \alpha n_e N + \int_0^{\varepsilon_p} d\varepsilon (\partial f/\partial t)_{st}, \quad (3)$$

где $\varepsilon_p \approx 100$ эВ, $\alpha(E/N)$ - коэффициент ионизации Таунсенда. Рекомбинация и прилипание на рассмотренных временах несущественны.

Уравнения (1)-(3) решались совместно; (1), (3) методом характеристик, (2) - методом групп [3].

На рис.1 показаны расчеты проводимости, поля, тока плазменных электронов и тока "убегающих" электронов при пробое газа ($p=10$ Тор) волной с $U_0=250$ кВ, $\tau_f=2,5$ нс. Ускоренные электроны обгоняют фронт волны и ионизуют газ. Волна, таким образом, распространяется по предварительно ионизованному каналу. В поле ИВГП происходит дальнейший рост проводимости за счет развития лавины.

На рис.2 точками приведены экспериментальные зависимости скорости (1) и коэффициента затухания (2) ИВГП от давления газа [4] ($U_0=250$ кВ, $\tau_f=2,5$ нс). Линии - расчеты по модели. Максимум скорости и минимум затухания объясняются малой скоростью ионизации при низких и высоких p , т.е. малым $\partial\sigma/\partial z$.

На рис.3(а) представлено распределение энергии в разряде с параметрами [4]; (1) - энергия, запасенная в электромагнитном поле

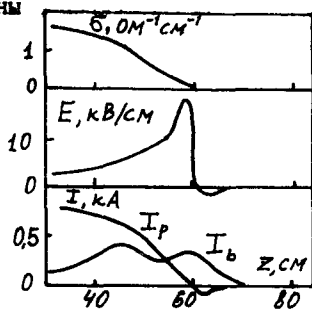


Рис.1

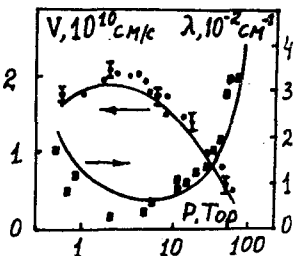


Рис.2

(2) - энергия, переданная полем электронному пучку, (3) - джоулев нагрев. При малых ρ большая часть энергии поступает на образование пучка электронов, при высоких - на зарядку емкости плазменного канала и омический нагрев. Энергия магнитного поля тока и емкости соотносятся как β^2 (β - безразмерная скорость ИВП).

На рис.3(б) приведена зависимость от ρ относительной мощности разряда. При малых и больших ρ (малых β и $\partial\phi/\partial z$) возрастает отражение энергии от фронта волны и

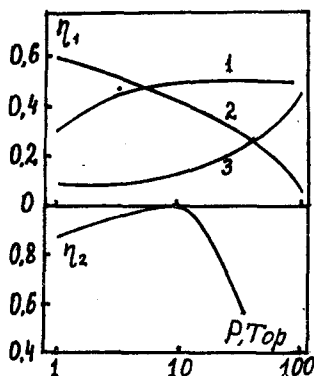


Рис. 3

$$W_2 \approx W_1 (1 - \beta^2) / (1 + \beta^2),$$

где W_1 и W_2 - падающий и отраженный потоки. На переднем фронте волны, где концентрация электронов плазмы мала, образующийся пучок раскачивает интенсивные плазменные колебания, затухающие с ростом давления газа. При этом функция распределения электронов существенно искажается.

1. Асиновский Э.И. и др.// ТВТ. 1983. Т.21. № 3. С.577.
2. Славин Б.Б., Сопин П.И. Тез. IV Всес. конф. ФГР. Махачкала. ДГУ. 1988. С.43.
3. Славин Б.Б., Сопин П.И. [2]. С.41.
4. Асиновский Э.И. и др.// ДАН СССР. Т.263. № 6. С.1364.

ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИЧЕСКОЙ СТРУКТУРЫ СВЧ РАЗРЯДА ПРИ СРЕДНИХ ДАВЛЕНИЯХ В ВОЗДУХЕ, АРГОНЕ, ГЕЛИИ

В.Д. Перетрухин

Московский радиотехнический институт АН СССР

Одной из проблем повышения эффективности плазмохимических реакций является достижение однородности горения смеси и устранения взаимодействия химически активной среды со стенками реактора [1]. Обе эти проблемы, в принципе, могут решаться использованием СВЧ разряда, создаваемого волновым пучком.

Однако, как показали исследования структуры СВЧ разряда в воздухе, проведенные в миллиметровом и дециметровом диапазоне длин волн [2,3,4], разряд оказывается неустойчивым.

Нами проведены более детальные исследования структур надпорогового и подпорогового СВЧ разрядов в воздухе и других газах в сантиметровом диапазоне длин волн в условиях более широкой вариации параметров излучения и газов, чем в [2,3,4].

Надпороговый разряд создавался моноимпульсом длительностью от 10^{-6} до 10^{-2} с.

Подпороговый разряд организовывался двойным импульсом — один из которых инициировал разряд, а другой его поддерживал на допороговом уровне. Пауза между импульсами могла варьироваться от 0 до 1 с. Для достижения высокой однородности горения плазмохимической смеси оба импульса также могли модулироваться пачкой более коротких импульсов. Для этого же использовали линейную или круговую поляризацию излучения.

Контроль параметров разряда осуществлялся интерферометром 8 мм диапазона длин волн, теневой и голографической установками. Фотографирование разряда проводилось фотокамерой РФК-5, фиксирующей интегральное свечение за весь импульс СВЧ, и скоростным регистратором ЛВ-03. Лупа времени ЛВ-03 работала в режиме кадровой развертки и позволяла получать 16

последовательных изображений разряда. Время экспозиции отдельного кадра составляло (0,5-2)мкс; общее время регистрации (24-80)мкс.

При анализе структур газового разряда, прежде всего, обнаружено значительное влияние давления газа p и его состава, уровня надпороговости (подпороговости) поля, продолжительности накачки, режима модуляции излучения, размеров волнового пучка. Слабой оказалась зависимость от поляризации СВЧ волны.

Влияние давления газа и его состава, надпороговости (подпороговости), продолжительности накачки сказывается в возникновении специфических форм разрядной области. В надпороговом разряде в воздухе таких форм обнаружено пять и несколько промежуточных:

а) диффузная форма разряда: $p \sim (5 \cdot 10^{-3} - 0,2)$ Тор; характеризовалась наличием моноплазмоида, удлинённого в направлении вектора $\vec{E}$.

б) многоплазмоидная форма разряда: $p \sim (0,5-7)$ Тор; характеризовалась наличием в зоне взаимодействия перемещающихся плазмоидов практически сферической формы. Распад плазмы наблюдался в направлении векторов $\vec{E}$ и $\vec{K}$. Пространственный размер плазмоидов в зависимости от давления был коррелирован с величиной диффузионной длины прилипания l_a .

Особенностью разряда явилось убежание плазмоидов в направлении излучателя и их воспроизводство в фокальной зоне. Соответственно пульсировали светимость к концентрации электронов. Период пульсации оказался обратно пропорционален надпороговости и размеру пучка;

в) моноплазмоидная форма разряда: $p \sim (7-100)$ Тор; характеризовалась существованием неподвижных плазмоидов, затемнённых в центре и все более удлинённых с ростом p в направлении вектора $\vec{E}$. Плазмоиды располагались вдоль оптической оси правильной цепочкой на расстоянии $a < \lambda/2$ друг от друга.

Поперечные размеры плазмоидов с ростом p снижались до (0,5-2)мм. Со временем цепочка плазмоидов размывалась ветвящимися искрами, газ прогревался, перемешивался, всплывал, и через несколько миллисекунд разрядная область превращалась в факел, напоминающий горение свечи.

Факельная форма разряда легко подавлялась до стационарного моноплазмоида или цепочки плазмоидов использованием программированного излучения с вариацией амплитуды, длительности и формы импульса, паузы. Так при давлении 35 Тор, длительности прямоугольных импульсов (0,1-2) мкс моноплазмоид образуется при паузе $T \sim 200$ мкс.

г) ветвящаяся форма разряда возникала при временах накачки $\tau_n > 100$ мкс и $p > 35$ Тор, а при $\tau_n = (1-5)$ мкс при $p > 100$ Тор;

д) факельная форма разряда возникала после нагрева газа при $p > 70$ Тор.

В подпороговом разряде в воздухе существовали все типы разрядов, кроме многоплазмоидного.

В СВЧ разряде в гелии наблюдали только три первых формы, однако, по давлению сдвинутых на порядок более высокий; в аргоне наблюдали две формы - диффузную и ветвящуюся с границей при $p \approx 10$ Тор.

Таким образом, из всего набора результатов наиболее интересными являются факты порогового изменения структуры разряда с давлением и составом газа, а также существование моноплазмоидного однородного горения смеси при использовании программированного излучения.

Судя по литературе, в многоплазмоидном разряде основную роль играет мелкомасштабная неустойчивость типа модуляционной [5]; в моноплазмоидном - нагревная, прилипательно-отлипательная [5,6]; в ветвящемся - неустойчивость пространственного заряда [6]; в факельном - нагревно-конвективная [6].

1. Русанов В.Д., Фридман А.А. Неравновесная плазмохимия. - М.: Наука, 1984.
2. Выхарев А.Л. и др. // ЖТФ, 1975. Т.6. №2. С.453.
3. Батанов Г.М. и др. // Труды ФИАН, 1985. № 160. С.164.
4. Грачев Л.П. и др. // ЖТФ, 1985. Т.55. Вып.2. С.389.
5. Гильденбург В.Б. и др. // Нелинейные волны.- Горький, 1986.
6. Райзер Ю.П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1987.

ПРОСТРАНСТВЕННО-ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ АМПЛИТУДЫ СВЧ ПОЛЯ, ПОДДЕРЖИВАЮЩЕГО РАЗРЯД В ВОЗДУХЕ

В.Н.Куликов, В.Е.Мицук

МГУ, физический факультет

СВЧ разряд, образующийся при фокусировании интенсивных волновых полей в газах, обладает высокой степенью неравномерности и характерным отрывом электронной температуры ($T_e \gg 1$ эВ) от температуры нейтральных частиц ($T_g \approx 300$ К) и представляет интерес для таких прикладных задач, как плазмохимия и мощные газовые лазеры [1]. Важным параметром СВЧ разряда является амплитуда волнового поля E_0 , необходимая для расчета частоты ионизации $\nu_i \sim |E_0|^m$ в условиях локальности и мгновенности воздействия, когда характерные длина неоднородности поля ℓ_E и время его эволюции в плазме t_E удовлетворяют неравенствам $\ell_E \gg \ell/\sqrt{\delta}$, $t_E \gg 1/\delta \gg 1/\omega$ (ℓ - длина свободного пробега электрона; δ - доля энергии, теряемая при столкновении электрон-нейтрал). Кроме того E_0 необходима для определения кинетических коэффициентов и энерговклада в разряд как в случае стационарной ФРЭЭ (условно малые давления), когда обосновано использование по аналогии с постоянным полем введение параметра $E_{эф}/N_0$, $E_{эф}^2 = E_0^2/2(1 + \omega^2/\nu)$, так и в случае квазистационарной зависимости ФРЭЭ от поля, когда определяющими являются амплитуда $|E_0|$ и частота ω .

В настоящей работе исследовалась конфигурация волнового поля и его временная эволюция в области создаваемого им газового разряда, локализованного кварцевой цилиндрической колбой диаметром 3 см и длиной 10 см. Используя микроволновый эффект Штарка в регулярном поле, по контуру огибающей неразрешенной структуры H_β (4861 Å) атома водорода определена амплитуда СВЧ поля ($\lambda = 2,2$ см) в плазме в области давлений воздуха 1-20 Тор. Необходимая концентрация атомов водорода для регистрации контура линии H_β образовывалось в разряде вследствие диссоциации естественной примеси возду-

ха - молекул воды, что давало возможность определять E_0 в воздушной плазме, созданной СВЧ пучком. Обработка экспериментальных контуров микроволновых шарковских структур производилась посредством их сопоставления с теоретическими расчетами, проведенными в диапазоне амплитуд СВЧ поля $10^3 + 10^4$ В/см [2]. Исследован временной ход СВЧ поля, поддерживающего плазму, в течение импульса длительностью 10-30 мкс в фиксированных областях пространства, а также пространственное распределение амплитуды в условиях, когда электродинамический расчет невозможен (размер плазмы порядка длины волны СВЧ излучения).

На рис.1,2 представлены полученные результаты пространственно-временной эволюции поля в плазме при фиксированной величине "холодного" поля $\tilde{E}_0$ ($\tilde{E}_0$ - усредненная по сечению волноводного рупора амплитуда напряженности СВЧ поля, определенная в отсутствие разряда по падающей мощности). Пространственное разрешение составляло $\sim 0,5$ см, временное - не хуже 10^{-6} с. В пределах экспериментальной ошибки в каждой точке пространства наблюдалась линейная зависимость амплитуды напряженности в плазме от напряженности "холодного" поля. Реальное пространственное распределение поля в плазме с концентрацией электронов порядка критической существенно отличается от близкого к однородному в отсутствие разряда. Наблюдается характерный спад поля от ближней по отношению к падающему потоку СВЧ излучения границы плазмы, а далее - максимум на расстоянии, приблизительно равном длине волны СВЧ излучения. Посредством временного разрешения определено характерное время эволюции поля в плазме - порядка 10^{-5} с.

Амплитуда напряженности СВЧ поля в плазме изменялась в пределах 1,6 - 3,2 кВ/см, что соответствовало параметру $E_{эф}/N_0 = (1+3) \cdot 10^{-15}$ В·см². Динамика данного типа разряда в волновом потоке излучения подтверждает квазистационарность процессов энерговыделения в разряд и локальность основных кинетических процессов. Согласно [3] при $E/N_0 \approx 10^{-15}$ В·см² происходит смена каналов потерь в энергетическом балансе разряда. Если для $E/N_0 < 10^{-15}$ В·см², что свойственно для разрядов на постоянном токе, энергия в разряде в основном расходуется на вращательное и колебательное возбуждение воз-

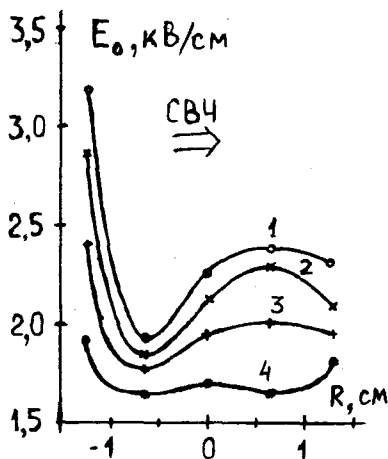


Рис.1 Пространственное распределение амплитуды напряженности СВЧ поля в плазме ($R=0$ - центр разрядной трубки): 1 - $\tilde{E}_0=4,8$ кВ/см; 2 - 3,8 кВ/см; 3 - 2,7 кВ/см; 4 - 1,5 кВ/см

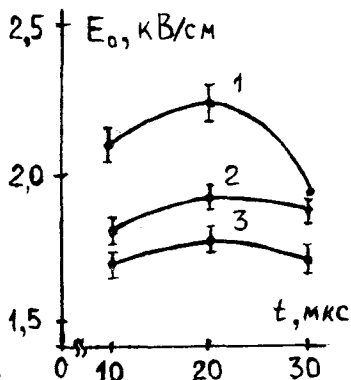


Рис.2 Временное распределение амплитуды напряженности СВЧ поля в плазме: 1 - $R=$

$-1,2$ см, $\tilde{E}_0=1,6$ кВ/см; 2 - 0, 2,2 кВ/см; 3 - 0, 1,6 кВ/см

духа, то для $E/N_e > 10^{-15}$ В·см² потери энергии определяются процессами ионизации и электронного возбуждения молекул. При столь высоких значениях параметра $E_{эф}/N_0$ следует ожидать сильную плазмохимическую активность исследуемого разряда.

1. Русанов В.Д., Фридман А.А. Физика химически активной плазмы. - М.: Наука, 1984. 416 с.
2. Куликов В.Н., Мишук В.Е. Письма в ИТФ, 1988, т.14, с.233-237.
3. Александров Н.Л., Выхайло Ф.И., Исламов Р.Ш., Кочетов И.В., Напартович А.И., Певгов В.Г. ТВТ, 1981, т.19, №1, с.22-27.

НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНЫЙ СВЧ РАЗРЯД В АЗОТЕ

Н.А.Богатов, С.В.Голубев, Р.А.Когер[†], Х.Р.Кирвель[†], М.А.Меос[†],
С.В.Разин, Н.А.Элмет^{††}

ИФ АН СССР (Горький), [†]ТФ СКБ АН ЭССР (Тарту), ^{††}ИФ АН
ЭССР (Тарту)

Несамостоятельный СВЧ разряд в азоте (НСВЧР) является эффективным способом однородного неравновесного колебательного возбуждения азота [2,3], который может быть использован в качестве активной среды газового лазера [1] или плазмохимического реактора. Исследования НСВЧР, выполненные в [3,4], показали, что переход НСВЧР в самостоятельный, нарушающий однородность разряда, не связан с величиной энерговклада в газ. Было высказано предположение об определяющей роли электронного возбуждения газа в неустойчивости НСВЧР в этих экспериментах. Настоящая работа продолжает эти исследования с целью уточнения механизма неустойчивости.

Эксперименты проводились в вакуумной камере, предварительно откачиваемой и наполняемой чистым азотом. Добавление кислорода производилось путем напуска в камеру воздуха из атмосферы. НСВЧР осуществлялся в фокусе СВЧ пучка с длиной волны излучения - 6,7 мм и диаметром в фокусе - 1 см. Длительность СВЧ импульса - 100 мкс. Ионизация газа в НСВЧР поддерживалась УФ излучением искрового разряда, находившегося на расстоянии 2-3 см от фокуса. Регистрация излучения НСВЧР осуществлялась с помощью коллимированных ФЭУ. Спектральные измерения в УФ и ВУФ диапазонах проводились с помощью монохроматора УМТ-3А.

На рис.1 показано поведение во времени концентрации электронов N_e , интенсивности свечения НСВЧР в видимом диапазоне I_B и в ВФ диапазоне $I_{УФ}$, и проходящей через разряд мощности СВЧ излучения. Момент τ_y соответствует переходу НСВЧР в самостоятельный. На рис.2 приведены зависимости τ_y от параметра $E_0/N = E/N\sqrt{2(1+\omega^2/\nu^2)}$ (E и ω - амплитуда и круговая частота СВЧ поля, N - концентрация молекул, ν - эффективная частота столкновений электрон-молекула) при различных давлениях газа. На

рис.3,4 показаны зависимости величины E_e/N , соответствующей длительности устойчивого несамостоятельного разряда 40 мкс, от давления газа и парциального давления примеси кислорода.

Резкое уменьшение τ_y при небольшом увеличении E_e/N (рис.2) означает сильное уменьшение энерговклада в газ в НСВЧР, который пропорционален $E_e^2 \tau_y$, а поскольку энергия, поглощаемая в разряде, идет преимущественно на возбуждение колебаний, отсюда, так же как в [3,4], можно сделать вывод о незначительной роли колебательного возбуждения в неустойчивости НСВЧР и предположить, что неустойчивость связана с электронно-возбужденными молекулами. Тогда уменьшение устойчивости НСВЧР с ростом давления (рис.3) можно объяснить увеличением скорости возбуждения электронных уровней, связанным с ростом частоты столкновений, а увеличение устойчивости при добавлении в азот кислорода (рис.4) — тушением электронного возбуждения азота молекулами O_2 . Нарастание интенсивности УФ свечения НСВЧР, ускоряющееся в момент перехода к самостоятельному разряду (рис.1в), подтверждает гипотезу о связи неустойчивости НСВЧР с накоплением электронно-возбужденных молекул. Обращает на себя внимание нелинейность роста населенности излучающих в УФ уровней (при постоянных p_e и E). После выключения СВЧ поля (при $\tau_y > 100$ мкс) УФ излучение релаксирует экспоненциально с характерным временем ~ 20 мкс. Спектральные измерения показали, что свечение НСВЧР в УФ диапазоне представлено главным образом 4^+ -системой N_2 (переход $D^3\Sigma_u^+ \rightarrow B^3\Pi_g$). Излучение других линий, присутствующих в спектре самостоятельного СВЧ разряда (переходы $a^1\Pi_g \rightarrow X^1\Sigma_g^+$, $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ и линии атома N), появляется лишь одновременно с переходом НСВЧР в самостоятельный. Уровень $D^3\Sigma_u^+$ — короткоживущий (время жизни $1,4 \cdot 10^{-8}$ с), поэтому динамика УФ свечения отражает изменения скорости возбуждения этого уровня. Нелинейный рост населенности $D^3\Sigma_u^+$ в течение НСВЧР и медленное спадание после СВЧ импульса, когда электроны холодные, означает, что заселение $D^3\Sigma_u^+$ происходит в реакциях суммирования энергии при столкновении двух метастабильных молекул. Если предположить, что таким же образом заселяются высокие метастабильные электронные уровни, ионизация которых и приводит к неустойчивости

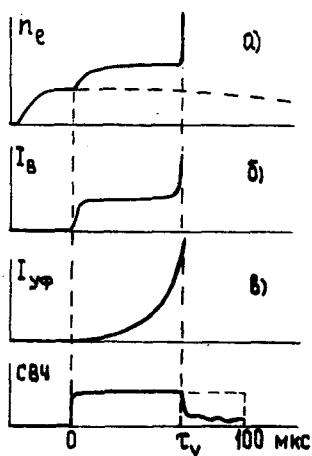


Рис.1

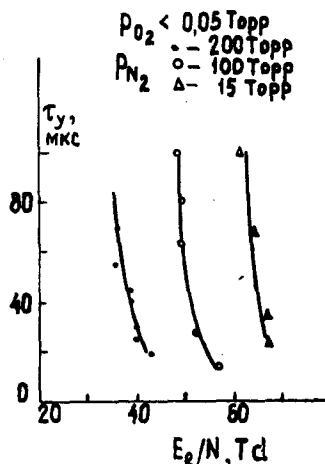


Рис.2

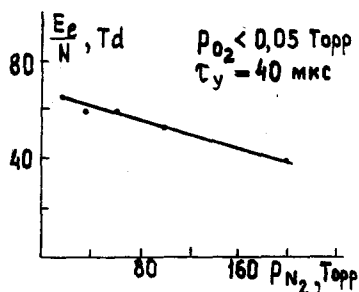


Рис.3

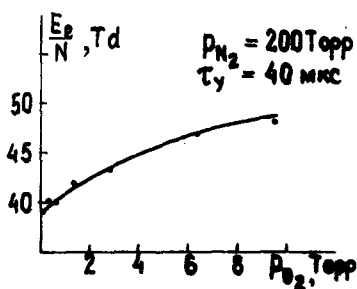


Рис.4

НСВЧР, то такой механизм обеспечит высокую степень нелинейного роста скорости ионизации, что может объяснить малое время (≤ 1 мкс) перехода концентрации электронов в НСВЧР от стационарной величины к быстрому нарастанию (рис.1а).

1. Батанов Г.М., и др. - ЖТФ, 1980, т.50, с.346
2. Богатов Н.А., и др. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, с.271
3. Грицинин С.И., и др. - Препринт ИОФ АН СССР №14, Москва, 1986.
4. Богатов Н.А., и др. - ЖТФ, 1987, т.57, с.124

СВЧ РАЗРЯД В ИНТЕНСИВНЫХ СВЕТОВЫХ ПОЛЯХ

Соколов И.В.

Институт общей физики АН СССР

В ряде экспериментов исследуется разряд в газах высокого давления в сильных, но все же допробойных СВЧ полях. Разряд распространяется навстречу СВЧ лучу [1]. Возможна интерпретация этого явления как последовательного перехода все новых областей разряда из несамостоятельного режима в самостоятельный, однако вопрос о создании достаточной электронной плотности окончательно не решен.

Здесь обращается внимание на то, что порог СВЧ пробоя, развивающегося при сколь угодно малой начальной плотности электронов, может сильно понижаться при наличии в газе интенсивного светового излучения. Не исключено, что распространение СВЧ разряда в подпороговых полях является последовательным пробоем различных пространственных областей газа, причем световое излучение из областей, где разряд уже произошел, непосредственно понижает порог пробоя в следующей области. Представление о величине понижения порогового поля при взаимодействии с излучением дают следующие результаты.

а) СВЧ пробой воздуха по лучу лазера за счет процессов отлипания. Пробой в воздухе высокого давления контролируется прилипанием электронов на O_2 с образованием ионов O^- , а затем O_3^- . Если за время импульса излучения τ электронная плотность достигает $10^{12} - 10^{14} \text{ см}^{-3}$, то получим, что пороговое поле снижается от 28 кВ/см до 20 кВ/см при $I \tau \gg I_{\text{Дж/см}^2}$, где I - интенсивность светового излучения.

б) СВЧ пробой в He в присутствии излучения с $\hbar\omega \gg 5 \text{ эВ}$. Происходит фотоионизация атомов, возбужденных на метастабильный уровень. При давлении ~ 1 атм, длине волны ~ 3 см и диффузионной длине ~ 1 см порог пробоя существенно снижается при интенсивности светового излучения $\sim 1 \text{ кВт/см}^2$.

И. Батанов Г.М., Грицинин С.И., Косый И.А. и др. // Труды ФИАН, 1985. Т.160. С.174.

НАКАЧКА КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ СТЕПЕНЕЙ СВОБОДЫ МОЛЕКУЛ АЗОТА В ИМПУЛЬСНО-ПЕРИОДИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

В. П. Силаков, А. В. Чеботарев

Московский инженерно-физический институт

Исследование объемных разрядов высокого давления в N_2 представляет значительный интерес для лазерной техники и плазмохимии в связи с перспективой получения сильно колебательно-неравновесной среды на пространственно однородной стадии разряда. Для повышения стабильности объемного разряда предложен ряд методов (см. [1]) позволяющих проводить энерговклад в среду на несамостоятельной фазе разряда при условии когда концентрация электронов в плазме поддерживается внешним источником ионизации, либо переменным полем.

В данной работе теоретически исследуется неравновесный разряд в молекулярном азоте, созданный с помощью электрических импульсов представляющих чередование постоянного поля большой и малой амплитуды. Такая структура поля обеспечивает поддержание оптимальной средней концентрации электронов короткими импульсами поля большой амплитуды E_1 (длительностью τ_1) и эффективную накачку колебаний молекул на рекомбинационном спаде концентрации электронов в поле меньшей амплитуды E_2 и большей длительности τ_2 .

Анализ однородного разряда в слабоионизованном азоте проводился в рамках модели, учитывающей процессы ассоциативной ионизации электронно-возбужденных метастабилей азота $^3\Sigma_u^+$ и $\alpha'^4\Sigma_u^-$, тушения электронно-возбужденных состояний молекул невозбужденными молекулами N_2 , молекулами примеси и атомами N , рекомбинации электронов и комплексных ионов N_4^+ , диссоциации молекул N_2 , а также нагрева газа за счет упругих соударений и возбуждения вращений молекул электронами. Кроме того учитывалось, что заселение метастабильных уровней $^3\Sigma_u^+$ и $\alpha'^4\Sigma_u^-$ происходит не только за счет непосредственного возбуждения молекул электронами, но также за счет процессов тушения более высоких уровней [2]. Накачка колебаний и их релаксация рассматривалась в рамках модели нестационарной

поуравненной кинетики

Расчеты проводились в изохорическом и изобарическом приближениях при начальных концентрациях $[N_2] = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $[n_e] = 10^5 \text{ см}^{-3}$, температуре газа $T_0 = 300 \text{ К}$ (начальные концентрации А- и А'-метастабильей, атомов N полагались равными нулю). В качестве стабилизирующей добавки использовались молекулы CO с концентрацией $[\text{CO}] = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ (такая концентрация CO определялась из условия пренебрежения роли процессов VT и VV' обмена с N_2). Параметры периодического поля подбирались исходя из условия наибольшего вложения энергии в колебания на стабильной стадии разряда. На рис. 1-2 представлены расчетные зависимости $n_e(t)$, $T(t)$ и $S(t)$ (где S - среднее число колебательных квантов на молекулу N_2) для $E_1 = 9,5 \text{ кв/см}$, $\tau_1 = 100 \text{ нс}$, $E_2 = 4,1 \text{ кв/см}$, $\tau_2 = 3 \text{ мкс}$ (1 - изохорический и 2 - изобарический процессы).

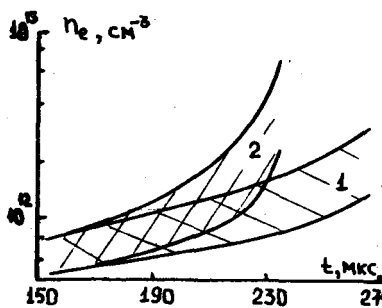


Рис. 1

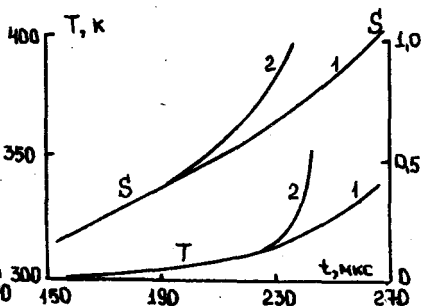


Рис. 2

Различные зависимости $n_e(t)$, $T(t)$ в изобарическом и изохорическом случаях позволяет сделать вывод о том, что при $t^* \approx 235 \text{ мкс}$ объемный разряд теряет устойчивость. На стабильной стадии разряда в колебания вкладывается энергия $S \approx 0,7$.

Исследуем теперь устойчивость, описанного выше, импульсно-периодического разряда в потоках молекулярного азота. При этом размер разрядной области L выбираем из условия $L \approx D t^*$ (D - скорость прокачки газа). Задача решалась на основе уравнений одномерной газодинамики. Колебательная кинетика в разрядной области и области формирования квазистационарной функции распределения молекул по колебательным уровням описывалась в рам-

ках модели нестационарной поуровневой кинетики, а за пределами этих областей по модели квазистационарной релаксации (см. [3]). Расчеты показали, что при скоростях прокачки газа $D < D_*$ (D_* - минимальная скорость стационарного слабодетонационного течения [4]) газодинамические процессы приводят к изменению параметров потока в области разряда. При этом разрежение среды, связанное с прямым нагревом молекул N_2 электронами, приводит на начальной стадии к увеличению энерговклада в колебания, а последующее релаксационное сжатие к заметному снижению уровня накачки. На рис. 3 приводится число S , достигаемое при выходе газа из разрядной области (здесь $I = D = 1, I_{c0}, L = 10 \text{ см}$, $2 - D = 0,5 c_0, L = 4,4 \text{ см}$; c_0 - скорость звука в невозмущенном потоке; остальные параметры те же, что и в рассмотренном выше примере).

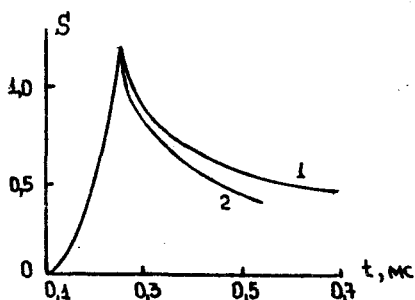


Рис. 3

1. Райзер Д.П. Физика газового разряда - М.: Наука, 1987.
2. Силаков В.П. // Физика плазмы, 1988, т. 14, в. 10, с. 1209.
3. Силаков В.П., Чеботарев А.В. // ПМТФ, 1987, № 6, с. 35.
4. Щелкин К.И., Трошин Я.К. Газодинамика горения - М.: Изд. Акад. Наук СССР, 1963.

ДИНАМИКА НАСЕЛЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННЫХ УРОВНЕЙ АЗОТА В ИМПУЛЬСНОМ СВЧ РАЗРЯДЕ

А.Л.Вихарев, М.С.Гитлин, О.А.Иванов, С.В.Разин,
А.Н.Степанов

Институт прикладной физики АН СССР

В силу сильной взаимосвязи электронных уровней между собой и электронного возбуждения с колебательным газоразрядная азотная плазма, несмотря на многолетнюю и интенсивную работу представляет собой объект исследования, в котором до сих пор еще не решены многие важные проблемы. В качестве иллюстрации приведем проблему о ионизации азотной плазмы в области умеренных значений приведенных полей E/N [1] и связанный с ней вопрос о достижении предельных энерговыкладов в разрядную плазму [2]. В последнее время [3,4] появились свидетельства о том, что интенсивное возбуждение электронных уровней в разрядной плазме оказывает влияние на нагрев молекулярного азота при больших энерговыкладах в разряд.

Целью настоящей работы является исследование динамики населенности метастабильного уровня молекулы азота $A^3\Sigma_u^+$ в импульсном СВЧ разряде, который позволяет достигать высокие энерговыклады в газ [5]. Эксперименты проводились в условиях разряда, возникающего в области пересечения двух квазиоптических пучков электромагнитных волн [6], длительность импульса СВЧ излучения $T_u = 60$ мкс, длина волны $\lambda = 8$ мм. Исследовался разряд в техническом азоте в области давлений $p = 1\text{--}30$ Торр.

Измерение концентрации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ осуществлялось по поглощению в 1-ой положительной системе азота методом внутрирезонаторной лазерной спектроскопии [7]. Разряд зажигался между зеркалами перестраиваемого лазера на красителях, работавшего по 3-х зеркальной схеме. Наряду с измерением заселенности метастабильного уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ исследовался относительный временной ход излучения 2-ой положительной системы азота (полоса $(0 \rightarrow 2)$), а также проводились измерения

концентрации электронов резонаторным методом [6].

Оказалось, что зависимость концентрации молекул азота в метастабильном состоянии $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ от времени носит немонотонный характер (рис.1). После достижения максимального значения на 10-15 мкс от начала разряда концентрация $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ начинала уменьшаться и падала ниже уровня чувствительности метода. Характерное время спада населения метастабильного уровня составило порядка 20 мкс. Была предпринята попытка измерения времени распада концентрации молекул азота в состоянии $A^3\Sigma_u^+$. Для этого использовался СВЧ импульс длительностью 15 мкс, что соответствовало моменту достижения максимальной концентрации $N_2(A^3\Sigma_u^+)$. Однако время распада оказалось меньше или порядка длительности импульса диагностического лазера ($T \leq 5$ мкс).

В отличие от динамики населенности метастабильного уровня $N_2(A^3\Sigma_u^+)$ интенсивность излучения 2-ой положительной системы монотонно возрастало в течение СВЧ импульса (рис.2). Аналогично монотонно и медленно нарастала со временем и электронная концентрация [6], достигая к концу СВЧ импульса величины $n_e \approx (2+3)10^{12} \text{ см}^{-3}$.

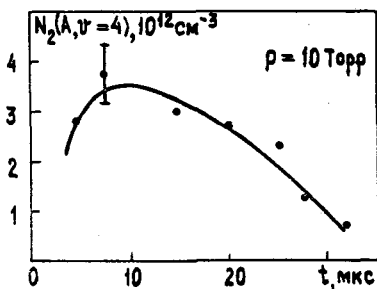


Рис. 1.

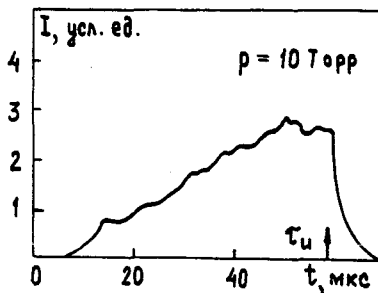


Рис. 2.

Различие в поведении во времени интенсивности излучения 2-ой положительной системы азота и поглощения в 1-ой положительной системе связано, очевидно, с разным характером заселения и потерь уровней $C^3\Pi_u$ и $A^3\Sigma_u^+$. Для уровня $C^3\Pi_u$ по-видимому, определяющими процессами являются возбуждение электронным ударом и радиационный распад или тушение молекулами азота в основном состоянии (в зависимости от давле-

ния). Отсюда "отслеживание" интенсивностью излучения 2-ой положительной системы поведения электронной концентрации во времени.

Уменьшение концентрации молекул азота в состоянии $A^3\Sigma_u^+$ после достижения максимума может свидетельствовать о том, что в условиях разряда в плазме нарабатываются частицы, которые эффективно тушат молекулы в метастабильном состоянии. В [7] было высказано предположение, что такими частицами являются колебательно-возбужденные молекулы азота, находящиеся на уровнях выше седьмого. В настоящей работе рассмотрена система уравнений баланса заселенности уровня $A^3\Sigma_u^+$ и тесно связанного с ним уровня $B^3\Pi_g$ с учетом процессов возбуждения электронным ударом, взаимотушения уровня $A^3\Sigma_u^+$ и взаимопереходов между этими уровнями, а также отмеченного выше процесса тушения метастабильного состояния нарабатывающимися в разряде колебательно-возбужденными молекулами. Проведенный анализ показал качественное согласие с экспериментом.

Литература

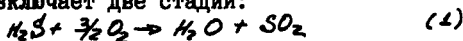
1. Словецкий Д.И. - Механизмы химических реакций в неравновесной плазме. М.: Наука, 1980.
2. Велихов Е.П., Письменный В.Д., Рахимов А.Г. - УФН, 1977, т.122, с.419.
3. Бердышев А.В., Вихарев А.Л., Гитлин М.С. и др. - ТВТ, 1988, т.26, с.661.
4. Bogatov N.A. et al. - In: Proc. of 8th ESCAMPIC. - Gräfswald, 1986, p.382.
5. Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. - Письма в ЖТФ, 1984, т.10, с.271.
6. Вихарев А.Л., Иванов О.А., Степанов А.Н. Физика плазмы, 1984, т.10, с.792.
7. Богатов Н.А., Гитлин М.С., Голубев С.В. и др. - Горький, 1988 (Препринт: ИГи АН СССР: № 219).

ВЧН-РАЗРЯД В СЕРОВОДОРОДЕ

А.А. Алексеев, В.В. Загороднюк, Б.И. Патрушев,
В.В. Пинчук, В.Д. Русанов

ИАЭ им. И.В. Курчатова, МЭТИ.

Сероводород в настоящее время является мощным потенциальным источником водорода и серы. Существующий, традиционный способ переработки H_2S , включает две стадии:



а суммарная реакция процесса выглядит так:



Такая схема переработки не может быть признана оптимальной по следующим причинам:

1. Из сероводорода получается только сера, а водород относительно слабо связанный в молекуле H_2S переходит в молекулу H_2O где он связан сильнее, т.е. практически теряется.

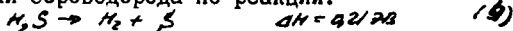
2. Промежуточным продуктом процесса является SO_2 , величина выброса которой в атмосферу сильно зависит от соотношения между H_2S , SO_2 , O_2 и может достигать 2-3 об.%, что существенно ухудшает экологическую ситуацию. Кроме того не исключаются выбросы H_2S .

3. При разработке газовых месторождений не используется пластовое давление.

4. Углекислый газ, концентрация которого в природном газе может достигать значительной величины /до 20 об.%/ не перерабатывается и выбрасывается в атмосферу, что способствует возникновению "парникового" эффекта.

В ИАЭ В.Д. Русановым с сотрудниками предложен принципиально новый метод переработки сероводород-содержащих газовых потоков. Важным достоинством указанного метода является его безотходность и как следствие высокая экологическая чистота.

Основу указанного метода составляет плазмохимический способ переработки сероводорода по реакции:



позволяющий одностадийно получить сразу два технологических продукта: водород и серу. В этом процессе, имеющему низкий тепловой эффект (4), открывается принципиальная возможность получать продукты с исключительно низкими энергозатратами.

В связи с этим особую важность приобретают экспериментальные и теоретические исследования процесса диссоциации в плазме различных типов разрядов. Диссоциация H_2S экспериментально исследовалась в СВЧ-разряде умеренного давления /1/, а также в ВЧЕ-разряде /2/, где показано, что энергозатраты на водород могут достигать $\sim 48 \frac{Дж}{моль}$, при степени диссоциации $\alpha \approx 45$. Исследование процесса диссоциации H_2S в плазме ВЧН-разряда весьма актуально, поскольку в настоящее время разработаны ВЧ-генераторы, позволяющие реализовать мощность в плазме на уровне $\sim 1 МВт$ и выше.

Целью настоящей работы являлось экспериментальное исследование энергетических параметров процесса диссоциации H_2S в плазме индукционного ВЧН-разряда.

Эксперименты проводились на установке, созданной на базе генератора ВЧГ-2-60/5, 28. Установка включает следующие основные блоки и системы: газораспределительный блок, блок плазмотрона, блок сероконденсации и фильтрации, блок утилизации непрореагировавшего сероводорода, систему вакуумной откачки. Установка оснащена следующими диагностическими системами: системой калориметрического анализа, системой газового анализа, системой спектрального анализа. Сбор и обработка информации осуществляется в автоматическом режиме с выводом на ЭВМ.

Результаты экспериментальных исследований энергетических параметров процесса диссоциации H_2S в индукционном разряде представлены на рис. 1. Процесс исследовался при давлении в камере плазмотрона 133 Па. На рис. 1 крестиками отмечены значения степени диссоциации α достигнутые в экспериментах. Кружочки соответствуют значениям энергозатрат на водород которые рассчитывались как:

$$E = \frac{E}{\alpha} \quad (5)$$

где ϵ — удельный энерговклад, определяемый соотношением:

$$\epsilon = W_0 / N_0 \quad (6)$$

w_0 — мощность вкладываемая в разряд, N_0 — расход H_2 на входе в плазмотрон. На рис. 1 представлены также результаты расчетов степени диссоциации α /кр. 1/ и удельных энергозатрат (δ) /кр. 2/ при условии равновесного разогрева [последующей идеальной закалкой продуктов. /3/. Кроме того здесь же представлены результаты теоретических расчетов энергозатрат /кр. 3/, выполненных с учетом неравновесности процесса, обусловленной сепарацией продуктов в поле центробежных сил, с последующей рекуперацией тепла. /4/

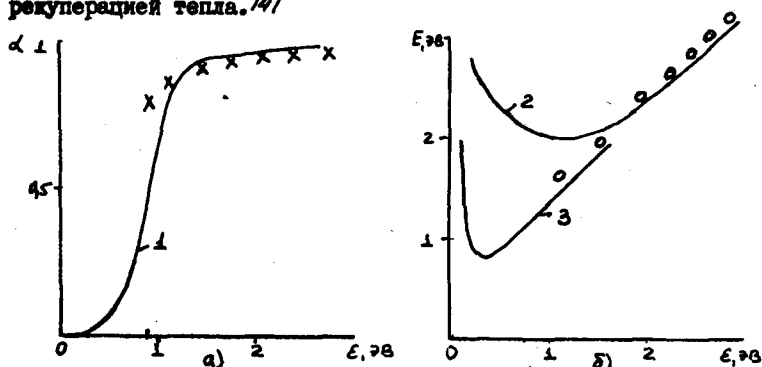


Рис. 1 Зависимость степени конверсии H_2 (а) и удельных энергозатрат на водород (б) от энерговклада

Выводы:

1. Получен устойчивый индукционный разряд в сероводороде
2. Степень конверсии H_2 в ВЧН-разряде может достигать 91%
3. В области высоких энерговкладов реализуется механизм термической диссоциации H_2 , а в области пониженных энерговкладов наблюдается существенная неравновесность процесса обуславливающая заметное снижение энергозатрат.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Валебанов А.А., Бутылин Б.А., Животов В.К. и др. // ДАН СССР 1985. т. 283. № 3. с. 657-660.
2. Крашенинников Е.Г., Русанов В.Д., Санюк С.В. и др. // ЖТФ. 1986. т. 56. № 6. с. 1104-1109.
3. Сулис А.А. Термодинамика высокотемпературных процессов. Справочник. М.: Металлургия, 1988. с. 211-212.
4. Нестер С.А., Потапкин В.В., Левицкий А.А. и др. Кинетико-статистическое моделирование химических реакций в газовом разряде. М.: ЦНИИАТОМИНФОРМ, 1988. С. 8-9.

ОСОБЕННОСТИ СТРУКТУРЫ И ПЕРСПЕКТИВЫ ПРИЛОЖЕНИЙ ВЧ-ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

Н.А.Яценко

Институт проблем механики АН СССР, г.Москва

Исследования последних лет выявили ряд важных свойств ВЧ емкостного разряда (ВЧЕР) [1+3], которые с успехом могут быть использованы во многих приложениях, например, при создании новых поколений газовых лазеров, отличающихся высокой мощностью, малыми габаритами и весом, простотой конструкции и эксплуатации, высокой надежностью и долговечностью [4,5], а также в плазмохимии, при разработке плазменных методов травления и очистки поверхности материалов [6] и др.

В данной работе представлены новые экспериментальные результаты и их анализ, которые раскрывают особенности пространственной структуры ВЧЕР. При этом основное внимание уделяется приэлектродным слоям пространственного заряда (ПСПЗ) и граничащим с ними переходным областям, расположенным между ПСПЗ и квазинейтральным плазменным столбом.

Изучался стационарный ВЧЕР в диапазоне частот $f = (1+100)$ МГц при давлении $p = (1+300)$ Торр. Разряд возбуждался в воздухе, CO_2 , He, N_2 , Ar, Xe и их смесях. Использовались в основном плоские охлаждаемые электроды из различных материалов площадью до 10^3 см^2 . Межэлектродный зазор d изменялся в пределах от 0 до 10 см. В ряде опытов электроды покрывались диэлектриком толщиной $\sim (0.1+2)$ см. Рассмотрена также возможность стационарного горения ВЧЕР в электродных промежутках сложного профиля, в том числе с непостоянной по межэлектродному зазору величиной d . Максимальная величина мощности ВЧ-поля, вкладываемой в разряд, составляла 6 кВт, а ее удельное значение при сохранении объемной формы разряда достигало 100 Вт/см^3 . При этом газовая температура плазмы не превышала 600 К, что обеспечивалось малой величиной зазора $d \approx (2+6)$ мм при диффузионном охлаждении, или быстрой

прокачкой газа (со скоростью $v = 50+100$ м/с) при $d > 10$ мм. Одновременно с величиной электрической мощности, вкладываемой в разряд, проводились измерения ненасыщенного показателя усиления k в смесях на CO_2 , при этом пространственная структура ВЧЕР контролировалась путем регистрации спонтанного излучения различных областей разряда, зондовыми измерениями распределения постоянного потенциала ВЧ-плазмы U_0 относительно электродов и зондированием разряда от источника постоянного напряжения [1,5]. Изучение пространственной структуры ВЧЕР в поперечном к току направлении проводилось по специально разработанной методике посредством измерения радиального распределения $U_0(r)$ за счет секционирования одного из электродов по постоянной составляющей потенциала, тогда как по ВЧ-составляющей все секции электрода находились под одним потенциалом.

Установлено, что в сильноточном ВЧЕР к ПСПЗ примыкает область с большей удельной проводимостью, чем в плазме и практически с нулевым ВЧ-полем. Но толщина этой области и, как следствие, ее проводимость в радиальном направлении невелика. Поэтому при сжатии плазменного столба возникает радиальное ВЧ-поле, обеспечивающее перенос тока с периферии ПСПЗ в плазменный столб. Это приводит к увеличению напряжения на ПСПЗ $U_{cl}(r)$ в центре разряда, а, следовательно, к максимуму $U_0(r=0)$, что и было зафиксировано в экспериментах. Получено, что во ВЧЕР, горящем по формальным признакам в нормальном режиме (т.е. электроды не покрыты разрядом полностью, а с увеличением ВЧ-тока разряд растянулся), напряжение и плотность тока в центре ПСПЗ заметно превосходили нормальные.

В слаботочном ВЧЕР высокопроводящих областей у границ ПСПЗ не обнаружено, и по этой причине рассмотренный эффект выражен сильнее, причем с увеличением d радиальная неоднородность становится заметнее, что приводит к пробоям непроводящих ПСПЗ слаботочного ВЧЕР и переходу в сильноточный режим именно в центре разряда.

Эксперименты показали возможность заполнения плазмой слаботочного ВЧЕР межэлектродного промежутка сложного профиля. Особенно просто это удается сделать при малых d , сравнимых

с толщинами ПСПЗ. Геометрия межэлектродного зазора задавалась профилированием электродов. Данные результаты важны при разработке газовых лазеров с диффузионным охлаждением. Например, в слаботоочном ВЧЕР на частоте 81 МГц при $d = 2,5$ мм и площади охлаждаемой поверхности электродов, равной 600 см^2 , была получена активная среда CO_2 -лазера ($k \approx (0,5+1)\%/ \text{см}$) при вкладываемой мощности 5 кВт. Видно, что при к.п.д., равном 10%, мощность лазера столь малых размеров может составить 0,5 кВт. При этом свобода в выборе геометрии межэлектродного зазора, отмеченная выше, позволяет найти оптимальный вариант волноводного лазерного резонатора.

Показано, что концентрацией n_e и температурой электронов T_e , в плазме неограниченного стенками разряда и их распределением вдоль направления тока можно управлять путем выбора режима горения ВЧЕР. Допустимо регулирование n_e , T_e и в пределах каждого из режимов горения. Так в слаботоочном разряде n_e равна:
$$n_e = (2\pi f \epsilon \epsilon_0 / e \mu_e) (E_{\text{сл}} / E_{\text{пл}}) \quad (1)$$
 где ϵ - относительная диэлектрическая проницаемость, e , μ_e - заряд и подвижность электронов в плазме, $E_{\text{сл}}$, $E_{\text{пл}}$ - электрическое поле в слое и плазме соответственно, $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$. Из (1) видно, что n_e зависит от f , $E_{\text{сл}}$ и $E_{\text{пл}}$, причем согласно $[1] (E_{\text{сл}})_n < E_{\text{сл}} < (E_{\text{сл}})_{\text{кр}}$, здесь $(E_{\text{сл}})_{\text{кр}}$ определяется пробоем ПСПЗ, а $(E_{\text{сл}})_n$ - нормальной плотностью тока $[I]$.

Приводятся экспериментальные результаты, свидетельствующие о нелокальной связи функции ионизации во ВЧЕР с электрическим полем. Рассмотрено влияние диэлектрического покрытия и его толщины δ на параметры плазмы и устойчивость ВЧ-разряда. Установлено, что фазовый сдвиг между током и напряжением в ПСПЗ повышает устойчивость ВЧЕР, а рост δ позволяет возбуждать объемный разряд при большем d .

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Яценко Н.А. - ЖТФ, 1981, т. 51, с. 1195; ЖТФ, 1988, т. 58, с. 294.
2. Райзер Ю.П., Шнейдер М.Н. - Физика плазмы, 1987, т. 13, с. 471.
3. Мышенков В.И., Яценко Н.А. - ЖТФ, 1981, т. 52, с. 2055.
4. Newman L.A. - Laser Focus/Electr. Opt., 1987, v. 23, p. 80.
5. Яценко Н.А. - Препринт ИПМ АН СССР, №338. - М., 1988, 44 с.
6. IEEE trans. on Plasma Science, 1986, v. PS-14, p. 77.

О СОГЛАСОВАНИИ ЕМКОСТНОГО ВЧ-РАЗРЯДА С ИСТОЧНИКОМ ВЧ-МОЩНОСТИ

А.В.Калмыков, А.С.Смирнов

Ленинградский политехнический институт им.М.И.Калинина

К схемам согласования разряда с источником ВЧ-мощности предъявляется ряд требований. Они, во-первых, должны обеспечивать высокое напряжение на разрядном промежутке, достаточное для пробоя газа. Во-вторых - обеспечивать работу источника ВЧ-мощности с малым коэффициентом стоячей волны напряжения (КСВН), желательно без дополнительной подстройки. Эти требования являются решающими при использовании транзисторных источников, которые обладают низким выходным напряжением и выходят из строя при больших значениях КСВН. Дополнительные трудности при согласовании возникают при согласовании ВЧ-разряда в диэлектрических приборах с малым характерным размером, когда необходимая для расчета вольт-амперная характеристика не может быть получена традиционными методами. Единственно возможной ситуацией в этом случае является анализ комплексного сопротивления нагрузки источника [1]. В работе предложены схемы согласования ВЧ-разряда на частоте $1 + 100$ МГц с транзисторным источником, описана методика расчета элементов согласования, электрических характеристик разряда на основе линейной схемы замещения с учетом электродных слоев.

Основой предложенных схем согласования служил последовательный колебательный контур. Электроды разрядного прибора подключались, в зависимости от частоты ВЧ-поля, параллельно с конденсатором или катушкой индуктивности. ВЧ-разряд создавался в диэлектрическом капилляре с характерным внутренним размером ~ 2 мм, электроды размещались на наружной поверхности капилляра. На частоте $1 + 15$ МГц использовался продольный разряд, на частоте 80 МГц - поперечный. Эксперименты проводились в газовой смеси, содержащей CO_2 при давлении 60-90 Тор. Схемы подключения источника ВЧ к электро-

дам прибора для продольного и поперечного разряда приведены, соответственно, на рис. 1а, рис. 1б. C_2^* , L , C_3 , C_4 - элементы согласования, C_2 - межэлектродная емкость, C_1 - емкость с электродов на плазму, $\tilde{Z} = R_d + jX_d$ - комплексное сопротивление разряда. Выводы электродов отмечены цифрами 1. Величина $\tilde{Z}$ определяется характеристиками плазмы положительного столба и приэлектродных слоев. Слои являются нелинейными элементами, однако, как показывают эксперименты, с достаточной для инженерных расчетов точностью могут быть представлены в виде параллельного соединения емкости слоя C_s и сопротивления R_s . Их значения определяются режимом горения разряда: на достаточно низких частотах проводимость слоев в основном активная, на высоких частотах - емкостная. В том случае, если известно поле в разряде, описывающие слой элементы однозначно определяются значением $\tilde{Z}$.

Решение задачи согласования сводится к выбору элементов схемы, обеспечивающему необходимое активное сопротивление нагрузки источника при работе на разряд и достаточное для зажигания напряжения на электродах в предпробойный период. Если не накладывать дополнительного условия на частоту, то такая задача решается схемой из двух элементов, так как описывается системой из двух уравнений - условием резонанса и величиной активного сопротивления нагрузки. Однако, при этом, частота источника ВЧ после пробоя должна быть изменена. Из рис. 1а видно, что до пробоя, когда $\tilde{Z} = \infty$ эта частота определяется резонансом в контуре с элементами $C_2 + C_2^*$ и

L , в то время как после пробоя электрическая схема сводится к последовательному контуру с потерями и другим значением емкости. Условие равенства резонансных частот приводит к третьему уравнению и еще одному добавочному элементу согласования - на рис. 1б этот элемент C_4 . Вопрос о необходимости такого элемента сводится к величине добротности контура согласования и разности резонансных частот до и после пробоя. В случае продольного разряда источник ВЧ имел малое выходное сопротивление и схема согласования обеспечивала надежное зажигание разряда без подстройки частоты за счет большого тока в контуре. Рассчитываемое по нагрузочным

зависимостям источника значение $\tilde{Z}$ при различной длине разрядного промежутка позволило определить поле в разряде и характеристики слоев. С достаточной точностью значение R_s описывалось моделью слоев в разряде постоянного тока, а значение C_s определялось толщиной слоя из этой же модели. На частотах ~ 100 МГц источник имел сопротивление 50 Ом, $\tilde{Z}$ вычислялось по результатам измерений комплексного коэффициента отражения $\tilde{\rho}$ направленным ответвителем. Величина C_s не зависела от поля в плазме. Это позволило считать при оценке согласования слой чисто емкостным, а падение напряжения U на активной компоненте R_d - постоянным. На рис.2 приведены результаты измерений модуля $|\tilde{\rho}|$ и его фазы. Усредненные значения U и C_s составляли: $U = 53$ В, $C_s = 9,2$ пФ. Рассчитанные значения $|\tilde{\rho}|$ и φ при таких величинах U и C_s представлены на том же рисунке. Значения толщины приэлектродных слоев, определяемые C_s , соответствовали оценкам, выполняемым согласно [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. *Xin I G, Allcock G, Hall D.R., J. Phys. E. Sci. Instr.* - 1986 - V.19 - P.210
2. Смирнов А.С. *ЖТФ*. - 1984. - Т.54, В.1. - С.61

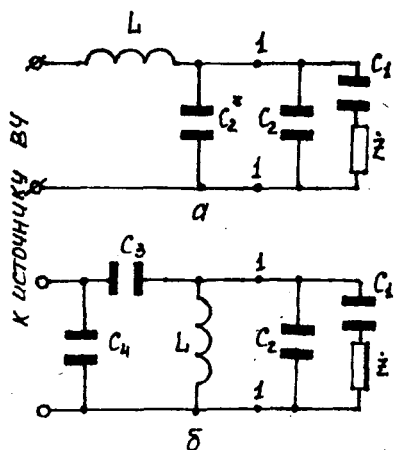


Рис. 1

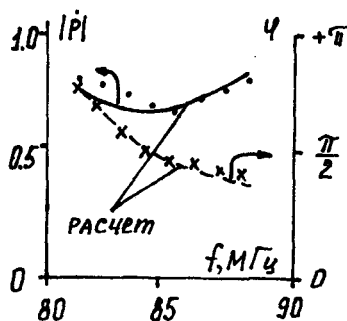


Рис. 2

ЭФФЕКТ САМОСОГЛАСОВАНИЯ СВЧ РАЗРЯДА С ПОДВОДИЩИМ ТРАКТОМ

С.М.Левитский, Е.Г.Филоненко, И.П.Шашурин

Киевский госуниверситет

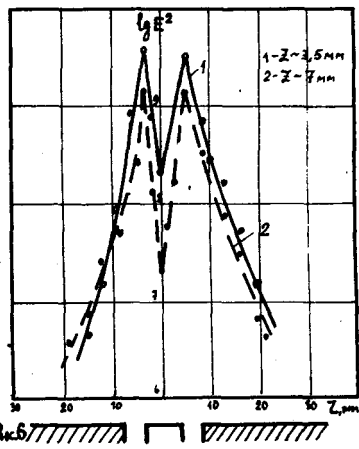
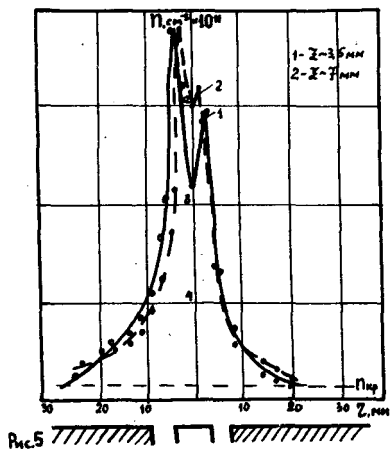
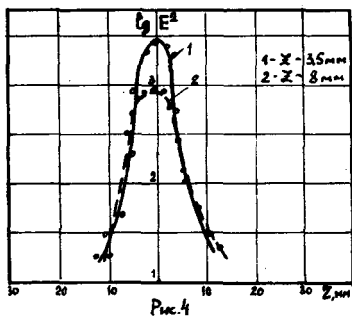
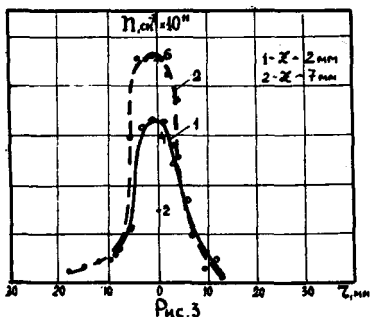
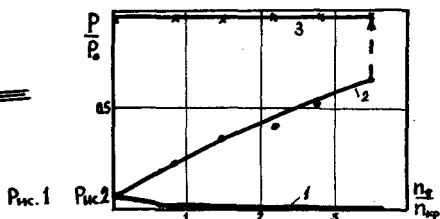
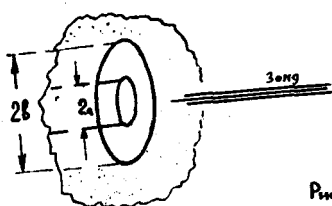
Ранее было обнаружено, что при зажигании на штыревой антенне СВЧ разряда наблюдается самопроизвольное согласование антенны с СВЧ трактом, так что вся подводимая к антенне мощность поглощается в плазме разряда [1]. Цель настоящей работы показать, что эффект самосо согласования антенны с подводимым трактом обусловлен резонансным поглощением СВЧ мощности в неоднородной плазме в области $n = n_{кр}$ (локального плазменного резонанса - ЛПР).

Экспериментальные исследования проводились с кольцевой апертурной антенной, представляющей собой открытый конец коаксиальной линии [2] сечением $\frac{26}{2a} = \frac{16 \text{ мм}}{6,95 \text{ мм}}$, которая погружалась в слабомагнитиченную ($\frac{\omega_n}{\omega} < 0,3$) "фоновую" плазму, создаваемую разрядом постоянного тока в аргоне при давлении $\sim 10^{-3}$ мм рт ст. Измерения проводились на частоте 2,4 ГГц, что обеспечивало значение параметра соударения $\frac{\nu}{\omega} < 0,01$. Распределение концентрации плазмы $n(z, x)$ и СВЧ поля $E^2(z, x)$ в окрестности антенны измерялось коаксиальным подвижным зондом (рис.1). На рис.2 изображено отношение мощности P , излучаемой в плазму, к мощности P_0 , подводимой к антенне, в зависимости от концентрации фоновой плазмы $n_{ф}$. При концентрации плазмы $\frac{n_{ф}}{n_{кр}} > 1$ СВЧ мощность, поглощаемая плазмой (кривая 2), значительно превышает расчетное значение, полученное для однородной плазмы (кривая 1) [2]. Это можно объяснить тем, что при работе антенны в плазменном окружении у её поверхности создается переходной слой, состоящий из слоя плазмы с пониженной концентрацией в результате ухода заряженных частиц из однородной плазмы на поверхность антенны и ионного слоя, определяемого отрицательным потенциалом антенны относительно плазмы. Наличие переходного слоя может

существенно увеличивать поглощение электромагнитной энергии, излучаемой антенной в плазму. Этот эффект наблюдается, когда концентрация электронов в окружающей однородной плазме превышает критическую $n_{кр}$ и, следовательно, в переходном слое диэлектрическая проницаемость плазмы проходит через нуль [3] (область ЛПР), что приводит к резонансному поглощению СВЧ мощности в этой области. Экспериментальная зависимость (кривая 2) качественно хорошо соответствует расчетной зависимости для случая переходного слоя с линейно нарастающей концентрацией электронов [3]. Если $P_0 > 20$ Вт, при $\frac{n_{\phi}}{n_{кр}} > 3$ в окрестности антенны зажигается самостоятельный СВЧ разряд (рис.2, пунктир) и имеет место самосогласование антенны с плазмой. Согласование не зависит от концентрации фоновой плазмы и сохраняется даже при $n_{\phi} = 0$ (кривая 3). Улучшение согласования антенны, по-видимому, связано с перераспределением плотности плазмы при зажигании СВЧ разряда. На рис.3,4 показаны зависимости $n(z, z)$ и $E^2(z, z)$ для случая, когда антенна находится при плавающем потенциале, при мощности СВЧ сигнала порядка нескольких милливатт. Видно, что СВЧ поля апертурной антенны в основном определяются "ближней" зоной и сосредоточены в области неоднородного плазменного слоя. Аналогичные зависимости для случая горящего СВЧ разряда ($n_{\phi} = 0$) показаны на рис.5,6. Концентрация плазмы в СВЧ разряде всегда выше $n_{кр}$. Центральный электрод антенны приобретает отрицательный потенциал порядка 100–200 В. Распределение полей в окрестности антенны (рис.6) имеет минимум по оси антенны, что, по-видимому, обусловлено неоднородностью распределения концентрации. Можно заключить, что в режиме горения СВЧ разряда в окрестности антенны устанавливается распределение концентрации электронов и СВЧ полей, обеспечивающее самосогласование антенны с плазменным окружением. В этом смысле СВЧ разряд оказывается самоорганизующей системой, которая обеспечивает оптимальные условия своего существования.

С практической точки зрения описанный эффект представляет интерес там, где возникает необходимость обеспечить максимальную отдачу мощности в образующуюся плазму СВЧ разряда.

1. Левитский С.М., Филоненко Е.Г., Шашурин И.П. // УДЖ. 1978. Т.23.С.318.
2. Грязнова Т.А., Иванчинов Н.Н., Карпчук К.С., Филоненко Е.Г., Шашурин И.П. // ЖТФ.Т.46.С.1081.
3. Грязнова Т.А., Филоненко Е.Г., Шашурин И.П. // ЖТФ. 1989. Т.59.С.71.



МОЩНЫЙ ИМПУЛЬСНЫЙ СВЧ РАЗРЯД ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ И ЕГО ПРИМЕНЕНИЕ ДЛЯ ВОЗБУЖДЕНИЯ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

В.А.Ваулин, О.А.Захаренко, В.А.Лапин, В.Н.Слишко,
С.С.Сулакшин

НИИ ядерной физики при Томском политехническом
институте

В последнее время большое внимание уделяется исследованию физических процессов в СВЧ разряде при давлениях газов, достигающих нескольких атмосфер [1]. Практическое значение таких работ связано, в частности, с созданием активных сред коротковолновых газовых лазеров [2], а также разработкой лазерных устройств, удовлетворяющих требованиям, предъявляемым технологическими условиями.

В работе приводятся результаты экспериментального исследования импульсного самостоятельного СВЧ разряда в *He, Ar, Xe, Kr, H₂* газах и их смесях при давлениях до 10 атм и его применения как активной среды лазеров с длинами волн генерации от инфракрасного до ультрафиолетового диапазонов. Разряд формировался СВЧ импульсами микросекундной и наносекундной длительности мощностью 10^5 – 10^8 Вт. Это позволяло получать величины напряженности электрического поля электромагнитной волны в области разряда от 10^3 В·см⁻¹ до 10^5 В·см⁻¹ при полной величине возбуждаемого газового объема 100 см³. Экспериментальное значение коэффициента энерговода наносекундного СВЧ импульса мощностью в сотни мегаватт в столкновительную плазму достигает 100 %. При длине разряда 100 см оптимальная удельная мощность возбуждения составляет 10^6 Вт·см⁻³·атм⁻¹.

Анализ состояния плазмы по результатам измерения электронной концентрации, электронной температуры и параметров лазерной генерации показал, что в условиях мощного импульсного СВЧ разряда реализуется квазистационарно (в период воздействия СВЧ импульса) рекомбинирующая плазма. Рассматрива-

ются механизмы формирования переохлажденной плазмы.

В работе приводятся также результаты измерения свечения и спектральные характеристики исследуемых газов, включая область вакуумного ультрафиолета. В эксперименте регистрировались молекулярные полосы свечения димеров Ar_2 , Xe_2 , Kr_2 . Проведено сравнение полученных данных с результатами эксперимента при возбуждении электронным пучком при тех же условиях и плотностях накачки. На примере рабочей смеси эксимерного $XeCl$ лазера показана высокая эффективность возбуждения рабочих лазерных переходов в области переохлажденной плазмы импульсного СВЧ разряда.

На основе полученных результатов проведены исследования активных сред и получена генерация для $He-Xe$, $He-Ar-Xe$ (длина волны генерации 2.03 мкм), $Ar-Xe$ (1.73 мкм), $Ne-H_2$ (585,3 нм), N_2 (332 нм), $XeCl$ (308 нм), KrF (293 нм) лазеров, возбуждаемых в импульсном СВЧ разряде. Оптимизировались состав и давление лазерных сред, удельная мощность возбуждения. Измерялись пиковая мощность и энергия генерационного импульса, пространственное распределение интенсивности лазерного излучения. Максимальный КПД преобразования энергии СВЧ импульса в лазерное излучение 5 % получен для $XeCl$ лазера при накачке от магнетронного релятивистского генератора наносекундным СВЧ импульсом мощностью 200 МВт. При этом КПД лазерной генерации с учетом преобразования энергии в системе ускоритель-генератор накачки сравним с возбуждением электронным пучком. Продемонстрирована высокая 0.3 % ($He-Ar-Xe$) эффективность лазерной генерации в частотно-периодическом режиме при частоте повторения микросекундного СВЧ импульса накачки 50 Гц. На основании полученных результатов обсуждаются возможности и перспективы мощного СВЧ разряда для создания коротковолновых лазеров, а также технологических лазерных устройств.

1. Батенин В.М., Климовский И.И., Лысов Г.В., Троицкий В.Н. СВЧ-генераторы плазмы. - М.: Энергоатомиздат, 1988.
2. Диденко А.Н., Петров В.М., Слинко В.Н., Сулакшин С.С. //ДАН СССР. 1987. Т.292. С.601.

ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ОЧИСТКИ ДЫМОВЫХ ГАЗОВ ОТ ОКИСЛОВ СЕРЫ И АЗОТА

А.А.Валуев, А.С.Каклюгин, Г.Э.Норман,
В.Ю.Подлипчук, П.И.Сопин, Г.А.Сорокин

Московский радиотехнический институт АН СССР

Очистка дымовых газов (ДГ) промышленных установок от окислов азота и серы является важной экологической задачей. Помимо относительно дорогих химических методов, продолжается поиск более экономичных методов. Основные надежды связаны с применением релятивистских электронных пучков и импульсных газовых разрядов [1,2]. Исследования пока ведутся на лабораторных и относительно маломощных (до 10^2 кВт) опытно-промышленных установках. Выявлены существенные расхождения между экспериментальными данными и теоретическими моделями, и подтверждено предположение о высокой экономичности этих процессов. Другим достоинством этих методов является одновременное удаление SO_2 и NO . Принципиальная схема очистки состоит в следующем. Освобожденные от твердых примесей и охлажденные до 60–120°C ДГ (содержащие $N_2 \sim 80\%$, $O_2 \sim 5\%$, 10–15% H_2O в виде пара или капель, $\sim 5\%$ CO_2 , до 2000 $млн^{-1}$ SO_2 и до 10^3 $млн^{-1}$ NO) подвергаются воздействию внешнего источника возбуждения. При этом на первом этапе возникают химически активные свободные радикалы (OH , H_2O_2 , O и т.д.). На втором этапе свободные радикалы, взаимодействуя с окислами азота и серы, окисляют их, в конечном итоге до азотной и серной кислот. Наконец, добавляемый в ДГ аммиак в присутствии свободного кислорода и паров воды доокисляет часть SO_2 , а также нейтрализует образовавшиеся кислоты с выходом нитратов и сульфатов аммония в твердом состоянии.

В настоящее время в качестве источников возбуждения экспериментально исследуются электронные пучки (ЭП), импульсный стримерный коронный разряд (ИСКР) и несамостоятельный разряд.

Эксперименты, проведенные с 1970 г. в Японии, ФРГ, США на ЭП-установках, показали, что вкладывая в ДГ достаточную

энергию, можно достичь степени очистки $>90\%$. Основной вопрос состоит в экономичности этого процесса. Характеристикой процесса, определяющей его экономичность, служит энергетическая эффективность удаления $G(SO_2, NO)$ — число молекул, удаленных при поглощении 100 эВ энергии. Считается [2], что экономически конкурентоспособна очистка при $G > 30$.

В большинстве ЭП-экспериментов, проведенных с сухими ДГ (H_2O — в виде пара) значения G составляют 6–7, что хорошо согласуется с теоретическими результатами, основанными на уравнениях газофазной химической кинетики. Имеется ряд экспериментов для влажных ДГ (капли H_2O), где достигается $G \sim 60$. Эти результаты пока не объяснены теоретически, но именно они обещают конкурентоспособность ЭП-методов очистки.

Экспериментальные исследования очистки ДГ при возбуждении их ИСКР в частотном режиме проведены в [3, 4]. ИСКР развивается от электродов в виде отдельных проводящих нитей длиной до нескольких десятков сантиметров. Таким образом, в объеме реактора может создаваться слабоионизованная плазма с неоднородным распределением параметров в пространстве. При прокачке дымовых газов через такую область происходит их очистка от SO_2 , NO .

В лабораторных экспериментах [3] (проток газа 1,2 л/мин), наиболее эффективным способом удаления SO_2 из смеси оказалось сочетание ИСКР положительной полярности (+40 кВ) с частотой 60 Гц и постоянно приложенного напряжения (+20 кВ). Данный тип разряда оказался в 4–5 раз энергетически эффективней удаления SO_2 при облучении газа электронным пучком на той же установке. По нашим оценкам получено максимальное значение $G \sim 50$. В опытно-промышленной установке [4] мощностью 1 кВт с прокачкой 10^3 м³/час инициировался ИСКР при подаче на электроды импульсов напряжения 100 кВ длительностью несколько микросекунд с частотой 50 Гц. Достигнутая $G \sim 13,5$ в два раза превышает максимальное теоретическое значение для очистки с помощью ЭП. Оценки с учетом перехода на частоту следования импульсов 300 Гц для типичного блока мощностью 320 МВт с выбросами дыма 10^5 м³/час дают для величины необходимой мощности очистной установки 20 МВт, т.е. 6,5% производимой мощности.

При теоретическом исследовании ИСКР-очистки можно выделить два этапа расчета. Первый связан с определением пространственных и электродинамических параметров стримера, таких, как скорость прорастания, проводимость канала, напряженность электрического поля в канале и т.д. [4,5]. Полученные характеристики на втором этапе используются для определения энерговклада в газ, распределения энерговклада по степеням свободы, наработки активных радикалов и химических реакций с их участием и, в итоге, значение G в стримерной короне. Расчет работы [4] для условий эксперимента этой работы даст неплохое согласие по параметрам стримера, но интегральная по длине стримера рассчитанная величина G составляет всего 0,7. С другой стороны, высокие $G \approx 50$ и $I_{3,5}$ в [3,4] свидетельствуют о том, что расчеты [4], по-видимому, не учитывают ряд специфических механизмов связывания SO_2 , определяющих энергетику очистки, таких, как возможные гетерофазные реакции на микрокаплях воды, частицах сажи и каталитические реакции. Кроме того, результаты по очистке, полученные в присутствии сильных электрических полей [3,4], а также в эксперименте с несамостоятельным разрядом ([1], стр.85), где достигнуты рекордные $G \sim 120$, указывают, по-видимому, на повышенную селективность энерговклада в присутствии полей и, соответственно, на большой выход свободных радикалов. Эти вопросы еще недостаточно исследованы теоретически.

Кроме ЭИ и ИСКР заслуживают экспериментального и теоретического исследования в качестве источников возбуждения СВЧ-разряды и ионизирующие волны градиента потенциала.

1. Electron beam proceeding of combustion flue gases. Final report of consulting meeting, Karlsruhe, 1986. - Vienna, 1987.-289 p.
2. Proc. 6th Int.Meeting on Rad. Proceeding, Ottawa, Canada, 1987//Radiat.Phys.Chem.1988. V.31, N 1-3. P.1-108.
3. Mizuno A., Clements J.S., Davis R.H.//IEEE Trans. on I.A., 1986. V.IA-22, N 3. P.516-522.
4. Cinitano L., Dinelli G. et al. [1]. P.55-84.
5. Славин Б.Б., Сопин П.И. IV Всес. конф. по физ.газ.разр. Ч.2, Махачкала, 1988. С.41.

ГАЗОВОЙ РАЗРЯД С УЛЬТРАФИОЛЕТОВОЙ ПОДСВЕТКОЙ В ПОЛЕ СВЧ-ВОЛНЫ

М.Г. Жабинский, В.П. Силаков

Московский инженерно-физический институт

В связи с перспективой достижения больших удельных энерговкладов в безэлектродных газовых разрядах высокого давления заметный интерес представляет исследование взаимодействия электромагнитной волны с плазмой, генерируемой источником оптического излучения. При анализе механизма пространственно-временного развития неравновесных разрядов необходимо также принимать во внимание явление подпорогового пробоя слабоионизованной плазмы (см., например, [1-3]).

В настоящей работе предлагается модель распространения неравновесного разряда высокого давления (близкого к атмосферному) в поле электромагнитной волны. Процесс происходит в молекулярном азоте, находящемся при комнатной температуре. Предварительная ионизация газа обеспечивается ультрафиолетовой подсветкой сильно нагретым слоем с планковским спектром температуры T_6 . Согласно [4] вдали от источника планковского излучения фотоны наиболее эффективно возбуждают метастабильный электронный уровень $\alpha' \Pi_g$. За счет быстропротекающих процессов тушения молекулы из состояний $\alpha' \Pi_g$ практически мгновенно переходят в состояние $\alpha' \Sigma_u^-$, а затем в состояние $A^3 \Sigma_u^+$. Параллельно с возбуждением частиц в глубоких слоях газа происходит достаточно быстрая ионизация A - и α' -метастабилей квантами с энергией меньше энергии ионизации молекулы в основном состоянии. Электромагнитная волна взаимодействует с возникающей фотоионизованной плазмой. Описание такого взаимодействия проводится в рамках кинетической схемы, приведенной в [5], которая учитывает возможность подпорогового пробоя слабоионизованной плазмы. В этой схеме важная роль отводится процессам ассоциативной ионизации A - и α' -метастабилей. Процесс заселения уровней

$\alpha' \sum_{\alpha}^{-}$ и $\Lambda^3 \sum_{\alpha}^{+}$ происходит не только за счет непосредственного возбуждения молекул электронами, но также за счет процессов тушения более высоких уровней невозбужденными молекулами. В рекомбинационном распаде плазмы определяющую роль играют комплексные ионы N_4^{+} .

При решении задачи предусматривается возможность усиления электрического поля за счет наложения падающей и отраженной от плазмы электромагнитных волн. Рассматриваются только те случаи, когда газодинамические процессы практически не влияют на характер развития разряда.

В рамках данной работы проводилось численное моделирование разряда в простейших случаях постоянной по времени температуры УФ-источника и интенсивности падающей волны (рассматривались лишь сравнительно малые времена $\tau \leq 1$ мкс). Изучено влияние параметров τ , λ , n и E/n (λ — длина волны, n — концентрация молекул газа, E — амплитуда поля в падающей СВЧ-волне) на пространственно-временную динамику разряда. Расчеты проводились для $T_g = 6000, 8000$ и 10000 К. Оказалось, что для рассматриваемых режимов ($n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $E/n \leq 7 \cdot 10^{-16} \text{ В} \cdot \text{см}^2$) при $T_g = 6000$ К концентрации электронов n_e даже вблизи источника малы и при столь коротком импульсе зажигания разряда не происходит. В случае $T_g = 8000$ и 10000 К при достаточно сильных полях она достигает значительных величин и начинается распространение разряда навстречу СВЧ-лучу. Если понимать под движением разряда перемещение в пространстве точки заметного затухания поля, то средняя скорость такого движения v за время τ может достигать значения $\sim 10^6$ см/с. Естественно v сильно зависит от T_g и n .

Интересен вопрос о структуре разряда при различных λ . В рамках описанной модели обнаружены два режима распространения разряда в пространстве. В первом режиме, соответствующем достаточно малым λ , концентрация электронов имеет пространственный профиль, монотонно спадающий навстречу СВЧ-волне. Напряженность электрического поля при этом, слабо осциллируя, затухает вглубь плазмы, нигде не превышая существенно интенсивности поля в падающей волне. Во втором режиме концентрация электронов имеет пространственно-осцил-

лирующий вид. Масштаб пространственной структуры определяется длиной волны. Критерий перехода разряда от одного режима к другому — наличие значительного отражения плазменным слоем, что приводит к образованию стоячей волны. Если различие результирующего поля в максимумах и минимумах достаточно велико, то возможно существование пространственно-немонотонной структуры разряда. Поскольку коэффициент отражения возрастает с ростом λ , то такая структура возникает при достаточно длинных волнах. В наших расчетах переход от одного режима к другому происходит при $\lambda \sim 5$ см.

Интересным является вопрос о положении первого максимума концентрации электронов в случае периодической структуры разряда. Численные расчеты показали, что его положение при заметном варьировании температуры T_g меняется слабо, но существенно зависит от длины СВЧ-волны и концентрации молекул газа.

1. Brunet H., Vincent P., Rocca-Serra J. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 4951.
2. Богатов Н.А., Голубев С.В., Зорин В.Г. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. С. 271.
3. Грицинин С.И., Косый И.А., Силаков В.П., Тарасова Н.М., Терехин В.Е. // Неустойчивость несамостоятельного разряда в азоте. — Препринт ИОФАН № 14. М. 1986.
4. Силаков В.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 361.
5. Силаков В.П. // ФП. 1988. Т. 14. С. 1209.

ГЕНЕРАЦИЯ ПЛАЗМЫ В МОЛЕКУЛЯРНОМ АЗОТЕ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ ПРИ СОБЕСТНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ГАЗ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ И УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

М.Г. Жабцкий, В.П. Силаков

Московский инженерно-физический институт

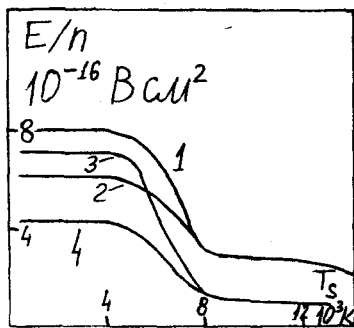
В последнее время в связи с решением задач о распространении подпороговых СВЧ-разрядов большое значение придается вопросу понижения электрической прочности молекулярных газов под действием оптического излучения. В настоящей работе теоретически исследуется неравновесный разряд в молекулярном азоте высокого давления, обусловленный действием электрического поля и оптического излучения плоского источника с планковским спектром температуры T_s . Расчеты выполнены для случая низкой температуры газа (близкой к комнатной) и постоянных значений напряженности электрического поля E .

Модель кинетики разряда включает в себя процессы возбуждения электронных уровней ультрафиолетовым излучением [1]. Вдали от источника (на расстоянии нескольких сантиметров) фотоны наиболее эффективно возбуждают метастабильный электронный уровень $\alpha'^1\Pi_g$. За счет быстропротекающих процессов тушения молекулы из состояния $\alpha'^1\Pi_g$ практически мгновенно переходят в состояние $\alpha'^1\Sigma_u^-$, а затем в состояние $A^3\Sigma_u^+$. Параллельно с возбуждением частиц в глубоких слоях газа происходит достаточно быстрая ионизация A - и α' -метастабилей квантами с энергией меньше энергии ионизации молекулы в основном состоянии.

Взаимодействие электрического поля с фотонизованным газом рассматривается на основе кинетической схемы, приведенной в [2]. В эту схему кроме процессов прямой ионизации молекул в основном и электронно-возбужденных метастабильных состояниях электронным ударом входят процессы ассоциативной ионизации A - и α' -метастабилей. При этом заселение уровней

$A^3\Sigma_u^+$ и $\alpha^1\Sigma_u^-$ происходит не только за счет непосредственного возбуждения молекул электронами, но также и за счет процессов тушения более высоких уровней невозбужденными молекулами. В рекомбинационном распаде плазмы основную роль играют ионы N_4^+ . Схема дополнена процессами диссоциации молекул электронным ударом. Также учитывались тушение А - метастабилей атомами, возбуждение колебаний молекул и зависимость скоростей электрон-молекулярных реакций от степени колебательной неравновесности.

Обсудим теперь результаты расчетов. Введем понятие генерирующего поля E_* . Оно определяет электрическое поле, которое за время τ действия электрического импульса обеспечивает генерацию в газе плазмы с заданной концентрацией электронов n_{ek} (в литературе нередко данное определение связывают с понятием пробойного поля в импульсном разряде). Генерирующее поле зависит от условий проведения разряда. Пусть $n_{ek} = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Численное моделирование разряда для различных значений параметров τ , z , S , n_{e0} , n (z - расстояние от источника излучения, n - концентрация N_2 , n_{e0} - начальная концентрация электронов, S - среднее число колебательных квантов, приходящееся на одну молекулу) позволило установить характер поведения величины E_* при росте температуры источника. Результаты расчетов приведены



$n = 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $z = 5 \text{ см}$, $\tau = 20 \text{ мкс}$; $S = 0$ (кривые 1, 2), $S = 1$ (3, 4), $n_{e0} = 1 \text{ см}^{-3}$ (кривые 1, 3), $n_{e0} = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ (2, 4)

на рис.

Из графика видно, что все зависимости E_*/n имеют четыре ярко выраженных участка. Анализ показывает, что каждому из них соответствует характерный механизм развития разряда. На первом участке (слабая подсветка) накопление метастабилей происходит за счет электрон-молекулярных соударений с сопутствующим тушением невозбужденными молекулами. Размножение электронов обусловлено прямой ионизацией электронным ударом, а на

последних стадиях — и ассоциативной ионизацией метастабилей. Концентрация метастабилей достигает значительных величин (10^{14} – 10^{15} см⁻³), при этом процесс размножения электронов не замедляется.

На втором участке начальная стадия разряда происходит за счет фотопроцессов: фотостимулированное заселение метастабилей и их последующая фотоионизация. Затем, большую часть времени пробой определяется фотоионизацией метастабилей, генерируемых электронным ударом.

Характерным для третьей области является переход разряда в режим насыщения. При этом концентрация метастабилей в этом случае существенно меньше, чем в предыдущих. Механизм рождения электронов связан с фотоионизацией метастабилей, которые образуются как электронным ударом, так и в фотопроцессах. Ионизация электронным ударом мала вследствие малости констант в слабых полях, а ассоциативная ионизация мала из-за низких концентраций метастабилей. С усилением интенсивности УФ-подсветки (участок IV) роль электронно-стимулированных процессов становится исчезающе малой ($E_* \rightarrow 0$).

Предложенный механизм разряда удовлетворительно описывает результаты эксперимента [3], в котором обнаружено значительное снижение величины E_* при невысокой (меньше порога регистрации) концентрации метастабилей в случае СВЧ-разряда, подсвечиваемого излучением искрового разряда. Качественно это совпадает с нашими результатами в области III.

Кроме того, отметим, что поле E_* сильно снижается при любых T_g в случае достаточно больших значений S и n_{eo} . Не исключено, что с этим связано более быстрое распространение разряда во втором СВЧ-импульсе в эксперименте [4]. При этом отметим, что вариация величин S и n_{eo} по отдельности существенно слабее влияют на E_* . Сходный вывод сделан в [3] на основе экспериментальных данных.

1. Силаков В.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. С. 361.
2. Силаков В.П. // ФП. 1988. Т. 14. С. 1209.
3. Богатов Н.А., Гитлин М.С., Годубев С.В., Разин С.В. // ЖТФ. 1987, Т. 57. С. 194.
4. Грицинин С.И., Косный И.А., Тарасова Н.М., Шибков В.М. // ТВТ. 1987. Т. 25. С. 625.

ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ СТУПЕНЧАТОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ЭЛЕКТРОННЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ НА КИНЕТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЭЛЕКТРОНОВ ГАЗОРАЗРЯДНОЙ АЗОТНОЙ ПЛАЗМЫ

М.Г. Жабицкий, В.П. Силаков

Московский инженерно-физический институт

Для низкотемпературной азотной плазмы функция распределения электронов по энергии (ФРЭЭ) и константы скоростей бинарных реакций электрон-молекула вычислялись во многих работах [1-5]. Основная часть результатов получена без учета процессов возбуждения электронных уровней за счет столкновений электронов с колебательно-возбужденными молекулами. Неполнота такого подхода к расчету кинетических коэффициентов электронов в плазме с высокой степенью колебательной неравновесности показана в [5].

В настоящей работе вычисляются ФРЭЭ в низкотемпературной азотной плазме с учетом упругих электрон-молекулярных соударений, возбуждения вращательных, колебательных и электронных уровней, а также соударений второго рода с колебательно-возбужденными молекулами. При этом считается, что процессы возбуждения электронных термов, ионизация и диссоциация идут через колебательные подуровни основного электронного состояния. По найденным ФРЭЭ получены зависимости констант скоростей реакций возбуждения уровня $A^3\Sigma_u^+$ и ионизации от удельного энерговклада в колебательные степени свободы S (среднее число колебательных квантов на молекулу).

Расчеты показали, что при учете возбуждения всех электронных термов молекул через колебательные подуровни основного электронного состояния не наблюдается предсказанного в [5] резкого увеличения констант (см. рис. 1). Это связано с явлением смещения "барьера" электронных степеней свободы в область меньших энергий [6], см. рис. 2. Оно сопровождается заметным обеднением высокоэнергетической области ФРЭЭ (рис. 3). При нахождении кинетических коэффициентов электронов это приводит к уменьшению роли явления снижения порога реакции в колебательно-неравновесном газе, и к замедлению

роста констант с увеличением S , а для реакций с энергетическим порогом, слабо зависящим от колебательного состояния исходной молекулы – даже к спаду (например, для реакции ионизации). Подчеркнем, что выявленный эффект проявляется только при учете в уравнении Больцмана ступенчатого возбуждения всех электронных уровней (в [5] учитывалась лишь одна такая реакция). Отметим, что учет колебательной структуры электронных уровней приводит к изменению ФРЭЭ и констант даже в отсутствии колебательной неравновесности вследствие изменения сечений в соответствии с принципом Франка–Кондона (см. [5]). При этом изменение самой ФРЭЭ заметнее сопутствующего изменения констант, т.к. изменения сечений и ФРЭЭ частично компенсируются при усреднении (см. рис. 1–3).

Рассматривалось влияние F_A (заселенности уровня $A^3\Sigma_u^+$) на константу скорости ионизации. В достаточно сильных полях константа ионизации из основного электронного состояния $X^1\Sigma_g^+$ слабо зависит от F_A . Однако полная константа ионизации может заметно возрасти за счет ионизации электронным ударом с уровня $A^3\Sigma_u^+$ даже при малых F_A . Пренебрегать таким ступенчатым процессом при $E/n = 6 \cdot 10^{-16}$ В·см² можно лишь при $F \ll 10^{-4}$. Порог чувствительности скорости ионизации к величине F_A резко падает с убыванием поля. Сказанное относится и к другим электронным уровням. Поэтому, по-видимому, возможны разрядные режимы, в которых размножение электронов в основном обусловлено ионизацией электронных метастабилей электронным ударом.

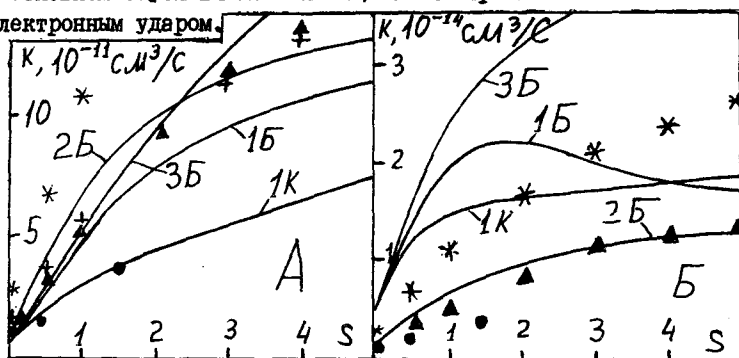


Рис. 1. Константы скоростей: А) возбуждение уровня $A^3\Sigma_u^+$.
Б) ионизация уровня $X^1\Sigma_g^+$.

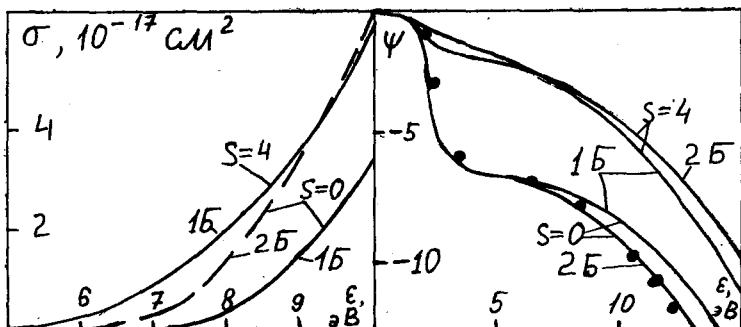


Рис.2. Полное сечение неупругих процессов первого рода.

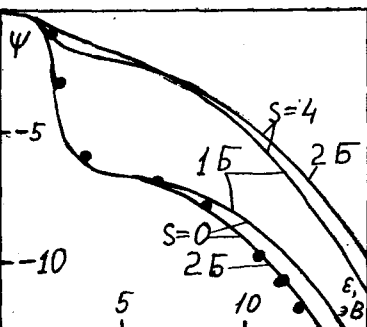


Рис.3. $\psi = \lg \{f(\epsilon)/f(0)\}$, $f(\epsilon)$ - ФРЭЭ.

Примечание: На рисунках 1Б, 1К - расчеты в рамках используемой модели (Б - колебательное распределение Больцмановское, К - квазистационарное [7]); 2Б - расчет без учета ступенчатого возбуждения электронных термов; 3Б - расчет, не учитывающий эти процессы только при нахождении ФРЭЭ; * - данные [1]; + - [2]; Δ - [3]; ● - [4]. $E/n = 6 \cdot 10^{-16}$ В·см² (рис. 1) и $E/n = 2 \cdot 10^{-16}$ В·см² (рис. 2). E - напряженность электрического поля, n - концентрация молекул.

1. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // ФП. 1978. Т. 4. С. 169, 1182.
2. Александров Н.Л., Кончаков А.М., Сон Э.Е. // ТВТ. 1979. Т. 17. С. 210.
3. Кочетов И.В., Певгов В.Г., Полак Л.С., Словецкий Д.И. // Плазмохимические процессы. - М.: ИХХС АН СССР. 1979. С. 4.
4. Brunet H., Vincent P., Rocca-Serra I. // J. Appl. Phys. 1983. V. 54. P. 4951.
5. Александров Н.Л., Кочетов И.В., Напартыч А.П. // ТВТ. 1985. Т. 23. С. 849.
6. Жабицкий М.Г., Силаков В.П. // Расчет кинетических коэффициентов электронов в низкотемпературной азотной плазме. - Препринт МИИИ № 15. М. 1988.
7. Гордиенко Б.Ф., Осипов Л.И., Шеленин Л.А. // Кинетические процессы в газах и молекулярные лазеры. - М.: Наука, 1980.

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРОТЕКАЮЩИЕ ПРИ ИОНИЗАЦИИ ВЛАЖНОГО ВОЗДУХА

Е.Т.Протасевич

НИИ ядерной физики при Томском
политехническом институте

Рассмотрены характеристики плазмы ВЧ-разряда в зависимости от концентрации молекул воды в воздухе. Обнаружено значительное (приблизительно на порядок) понижение температуры различных компонент плазмы при достижении относительной влажности воздуха, равной $\sim 95 + 97\%$. Получено аномально высокое замедление скорости рекомбинации плазмы во влажном воздухе (до $\sim 10^6$ раз). Проведено успешное моделирование долгоживущих плазменных образований при пониженном и нормальном атмосферном давлении. Предложено три модели для объяснения физико-химических процессов, протекающих в плазме газового разряда.

Важнейшей характеристикой системы является ее энтропия S . ВЧ-разряд во влажном воздухе принадлежит к числу открытых систем, для которых изменение энтропии dS складывается из выделения энтропии внутри системы dS_i и из потока энтропии в систему dS_e , то есть

$$dS = dS_i + dS_e$$

В случае стационарного ВЧ-разряда второе слагаемое обусловлено наличием мощности, поступающей от источника ионизации.

Рассмотрим изменение энтропии для случая переохлажденной плазмы. Энтропия системы равна логарифму функции распределения частиц по энергиям $f(\epsilon)$, взятому с обратным знаком

$$S = -\ln f(\epsilon)$$

Результаты обработки экспериментальных профилей спектраль-

ных линий $H\beta$ доказывают, что $f(\varepsilon)$ сильно зависит от величины относительной влажности в системе и температуры плазмы ВЧ-разряда. В случае максимального охлаждения распределение не содержит высокоэнергетичные частицы, то есть энтропия системы уменьшается.

Наличие в эмиссионном спектре линий водорода и продуктов разложения воды говорят о протекании в разряде большого количества прямых и обратных реакций, связанных с разложением и образованием воды. Наличие пульсаций при записи линий $H\beta$ указывает на то, что в системе существует отрицательная обратная связь, стабилизирующая её состояние. Период пульсаций определяется относительной влажностью воздуха и размером плазменного образования ($T \sim 0,8 + 1,0$ мс при $\alpha = 2,4$ см).

Протекание обратных реакций вызывает также уменьшение энтропии системы, поскольку в этом случае наблюдается переход нейтральных и заряженных частиц из газообразной фазы в жидкость.

Таким образом, введение представлений неравновесной термодинамики и изучение ВЧ-разряда во влажном воздухе позволяет осознать возможность появления в неизотермичном разряде метастабильной фазы с новыми физико-химическими свойствами и, в частности, расширить наши представления о переохлажденной плазме. Визуально сгустки холодной неравновесной плазмы представляют собой плазмонды квазисферической формы, которые не смешиваются с окружающим воздухом или горячей плазмой ВЧ-разряда.



Рис. I. Общий вид долгоживущего плазменного образования (темный круг между электродами).

ИССЛЕДОВАНИЕ РОЛИ ПРОЦЕССОВ ДИФфуЗИИ И РЕКОМБИНАЦИИ В ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ В АЗОТЕ И В ВОЗДУХЕ

В.И.Шинковский, Вал.И.Шинковский, А.В.Астапенко,
С.В.Головнина

Томский политехнический институт

На основе зондовых и СВЧ измерений определяется поведение влияющего на проводимость электронного компонента плазмы ВЧ разряда в азоте и воздухе при давлениях от сотых долей до нескольких сотен Па. При этом контролировался состав исследуемой плазмы. Показано, что в азотной плазме в значительном количестве присутствует атомарный азот, а в воздушной плазме наряду с атомарным азотом присутствует атомарный кислород и окись азота, имеющая более низкий потенциал ионизации, чем у молекул и атомов азота и кислорода. С учетом экспериментально измеренных функций распределения электронов по энергиям и их концентрации, рассчитывалась скорость диссоциации. Эта скорость определялась также по убыли высоты пика, соответствующего молекулярному азоту. Экспериментально исследовалась возможность создания плазмы высокой плотности при низком давлении (порядка $10^{-2} \dots 10^{-3}$ Па). Эксперименты выполнены в кварцевой камере диаметром $8 \cdot 10^{-2}$ м и длиной 1 м. Плазма получалась с помощью ВЧ генератора ($f = 36$ МГц, $W = 60$ кВт), работающего в импульсном режиме ($\tau = 10$ мс, $t_{\text{пр}} \leq 15$ мкс). Увеличение напряженности электрического поля в разрядном промежутке и искючение предионизации достигаются генератором с симметричным выходом. При наилучшем согласовании генератора с плазменной нагрузкой величина мощности, выделяемой в разряде, достигала ~ 30 кВт, что позволило генерировать плазму со степеней ионизации до 90%. Плазма в указанном диапазоне условий характеризуется диффузионной неустойчивостью, которая развивается за счет большой скорости диффузии заряженных частиц к стенкам разрядной камеры с последующей рекомбинацией на поверхности. С целью устранения этого явления на

плазму накладывалось аксиально-симметричное магнитное поле напряженностью $50 + 700 \text{ Э}$. При наложении магнитного поля разряд отрывался от стенок камеры и контрагировался к оси. При увеличении напряженности магнитного поля до 350 Э эффективный диаметр разряда уменьшился с $0,08$ до $0,05 \text{ м}$ и плотность плазмы на оси разряда значительно возрастала. Со-
 поставление результатов зондовых и СВЧ измерений показало, что в момент окончания ВЧ импульса плотность заряженных частиц составила $n_e \approx n_i \approx 10^{18} \text{ м}^{-3}$. Оценочные расчеты показывают, что в условиях эксперимента эффективная частота столкновений $\nu_e \approx 10^7 \text{ с}^{-1}$, частоты упругих и перезарядочных столкновений ионов лежат в диапазоне $\nu_i \approx 10^4 \dots 10^5 \text{ с}^{-1}$, т.е. $\nu_e / \omega \approx 0,1$, а $10^{-4} < \nu_i / \omega < 10^{-3}$. Следовательно, основную роль в поглощении энергии электромагнитного поля плазмой играют электронные столкновения. С увеличением магнитного поля увеличивается доля энергии, отдаваемой электронным компонентом плазмы тяжелым частицам при столкновениях, что приводит к снижению средней энергии электронов. Из полученных зависимостей концентраций заряженных частиц во времени в распадающейся плазме рассчитывался коэффициент рекомбинации путем численного решения уравнения баланса частиц. Коэффициент диффузии электронов поперек магнитного поля D_a определялся из экспериментально измеренного электрическими зондами радиального распределения заряженных частиц и ионного тока на стенку разрядной камеры. Найденные коэффициенты рекомбинации и диффузии электронов в воздушной плазме ВЧ разряда при давлении порядка 10^{-2} Па в момент времени $t = 40 \text{ мкс}$ от начала распада представлены в таблице.

Таблица

Исходя из зависимости коэффициента рекомбинации электронов и их средней энергии, можно сделать вывод о преобладающей роли механизма тройной рекомбинации на электронах в условиях эксперимента. Как видно из таблицы, с увеличением магнитного поля роль диффузии уменьшается при небольшом увеличении рекомбинации в объеме.	Таблица		
	H, Э	, см ⁶ /с	, см ² /с
	75	$9,9 \cdot 10^{-22}$	$2,5 \cdot 10^4$
	140	$6,2 \cdot 10^{-22}$	$7,6 \cdot 10^3$
	350	$6 \cdot 10^{-22}$	$2,8 \cdot 10^3$

Это сказывается на увеличении времени распада плазмы с ростом магнитного поля.

Кроме того, представлены результаты исследований распадающейся плазмы ВЧ разряда в азоте и воздухе при средних давлениях при отсутствии магнитного поля. Для определения энергетического распределения электронов использовался зондовый метод. Концентрацию электронов и их среднюю энергию определяли из полученных функций распределений электронов для данной точки плазменного образования в данный момент времени. Контроль концентрации электронов проводился СВЧ методами. Существенное отличие экспериментально определенной скорости распада ВЧ плазмы от теоретической объясняется наличием большого числа неупругих процессов, протекающих в молекулярной плазме, в том числе более значительной ролью ударов второго рода с участием метастабильных и колебательно-возбужденных молекул в энергетическом балансе для электронов и атомных частиц в такой плазме. Показано, что релаксация энергетического распределения в молекулярном азоте и воздухе происходит значительно медленнее, чем в атомарном аргоне. Если в атомарном аргоне из-за резкого уменьшения доли быстрых электронов при энергиях выше пороговой, уже через 5 мкс после включения поля коэффициент ионизации падает примерно на два порядка, то в молекулярной плазме это происходит медленнее. Это отличие связано с различными механизмами распада у атомарной и молекулярной плазмы. Причем в молекулярной плазме медленная релаксация энергетического распределения электронов связана с медленной релаксацией энергии колебательно-возбужденных молекул и наличием метастабильных состояний, за счет которых происходит "релаксационный подогрев" электронов в распадающейся плазме ВЧ разряда.

ПРИЧИНЫ И УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ ПОСТОЯННОЙ ЭДС В ЕМКОСТНОМ ВЧ-РАЗРЯДЕ СРЕДНЕГО ДАВЛЕНИЯ

Н.А.Яценко

Институт проблем механики АН СССР, г.Москва

Целью работы являлось экспериментальное изучение условий возникновения постоянной ЭДС ϵ_0 между электродами высокочастотного емкостного разряда (ВЧЕР) при давлении $p \gg 1$ Торр. Известно, что при $p < 1$ Торр в стационарном ВЧЕР, горящем между электродами разной площади, возникает $\epsilon_0 \approx 100$ В и более [1]. Механизм этого эффекта связывают с образованием во ВЧЕР низкого давления мощных приэлектродных слоев пространственного заряда (ПСЗ), являющихся причиной появления высокого (до сотен вольт) постоянного потенциала плазмы U_0 относительно электродов [1-3]. При этом у электрода с меньшей площадью поверхности формируется больший пространственный заряд, а у электрода с большей площадью - меньший. В результате между электродами появляется $\epsilon_0 = U_{01} - U_{02}$ (1), где U_{01} - постоянный потенциал плазмы относительно меньшего электрода, а U_{02} - относительно большего. Однако при $p > 1$ Торр, согласно зондовым измерениям [2,3], U_0 уменьшается до нескольких вольт, определяемых электронной температурой плазмы. Поэтому в этом случае согласно (1), $\epsilon_0 \approx 0$. Но позднее в [4,5] было показано, что значения U_0 свыше 100 В имеют место и при $p \gg 1$ Торр. Отмечалось, что причина отличия результатов [4,5] от [2,3] заключается в недостаточно высоком относительно "земли" импедансе "плавающих" зондов, использованных в [2,3], что привело к методической погрешности измерения U_0 при $p > 1$ Торр.

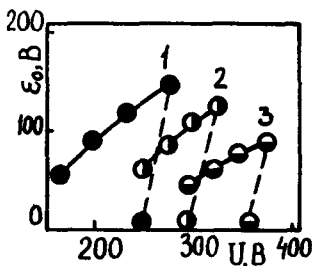
Поскольку вопрос о существовании во ВЧЕР при $p > 1$ Торр высоких значений U_0 является принципиальным для построения адекватной опыту физической модели стационарного горения такого типа разряда [5], а также весьма важным для таких приложений как: плазмохимия, техника газовых лазеров, из-за влияния ПСЗ на характеристики ВЧ-плазмы, то необходим поиск

других, отличных от зондовых, способов доказательства существования высоких U_0 при $p \gg 1$ Торр.

Предлагаемый метод основан на регистрации постоянной ЭДС между электродами несимметричного ВЧЕР среднего и повышенного давлений. В работе представлены результаты экспериментального исследования и анализ условий возникновения $\mathcal{E}_0$ во ВЧЕР, стационарно горящем на частоте 13.6 МГц в различных газах: воздухе, He, N_2 , CO_2 при давлении p до сотен Торр.

На рисунке приведены типичные зависимости $\mathcal{E}_0(U)$, полученные в коаксиальной системе электродов (U — ВЧ-напряжение на электродах).

Кривые 1, 2 сняты в ВЧ-разряде, горящем в воздухе, при $p=7.5$ и 15 Торр соответственно, а кривая 3 в He при $p=100$ Торр. При этом потенциал меньшего электрода был отрицателен по отношению к большему.



Обращают на себя внимание две особенности в поведении $\mathcal{E}_0$: 1) высокие значения $\mathcal{E}_0$ при $p \gg 1$ Торр и 2) резкое уменьшение $\mathcal{E}_0$ (практически до нуля) при достижении на электродах U некоторого значения U_{np} , зависящего от рода газа и давления в разряде. Кроме того, было обнаружено, что при выполнении одного из электродов секционированным и подключении каждой секции к ВЧ-источнику через конденсатор большой емкости, между любыми двумя секциями возникала постоянная ЭДС, которая свидетельствует об аксиальной неоднородности разряда. Этот факт может быть использован для исследования структуры ВЧЕР вдоль электродов.

Анализ полученных результатов показывает, что, независимо от давления, во ВЧЕР образуются мощные ПСПЗ, постоянное напряжение на которых достигает сотен вольт. Уменьшение $\mathcal{E}_0$ при превышении ВЧ-напряжением на электродах величины U_{np} означает не исчезновение ПСПЗ, а указывает на появление во ВЧЕР качественно другого, сильноточного режима горения разряда [5], когда $U_{01} = U_{02}$, несмотря на асимметрию электродов.

Действительно, при $U \geq U_{np}$ происходит пробой емкостных

ПСИЗ ВЧ-разряда, и в межэлектродном промежутке возникает качественно новая пространственная структура, одна из отличительных черт которой состоит в том, что величина ВЧ-напряжения на каждом из ПСИЗ U_{ca1} , U_{ca2} определяется, как и в случае катодной области нормального тлеющего разряда, только природой газа и материалом электрода. Но так как газ, заполняющий межэлектродный промежуток, один и тот же, а электроды изготовлены из одного материала, то понятно, что $U_{ca1} = U_{ca2}$ (2). Поскольку $U_0 \sim U_{ca}$ [5], то из (2) следует, что $U_{o1} = U_{o2}$ и $\epsilon_0 = 0$.

При полном заполнении отрицательным тлеющим свечением электрода меньшей площади наблюдалось появление $\epsilon_0 \neq 0$.

Проводилась дополнительная экспериментальная проверка представлений о причинах резкого уменьшения ϵ_0 в рассмотренных опытах при переходе ВЧЕР в сильноточный режим. Для этого ВЧ-разряд возбуждался в симметричной электродной системе, причем один из электродов был выполнен медным, а второй — дуралевым. В этом случае в слаботочной форме ВЧЕР, т.е. когда ПСИЗ не были пробиты, величина постоянной ЭДС была близка к нулю при всех значениях U в диапазоне $U_H \leq U < U_{np}$ (U_H — минимальное напряжение на электродах, при котором существует слаботочная форма). Однако при переходе в сильноточный режим горения $\epsilon_0 \neq 0$. Например, для разряда в воздухе $\epsilon_0 = 70B$, причем медный электрод имел меньший потенциал.

Таким образом, результаты данной работы подтверждают существование мощных ПСИЗ и, как следствие, высоких значений U_0 во ВЧЕР среднего и повышенного давлений. В работе рассмотрены также причины увеличения методической погрешности измерения U_0 "плавающим" зондом при повышении давления газа в разрядной камере.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Aleksandrov A.V. et.al. — In.: V111 ICPIG. — Viena, 1967. — p.165.
2. Левитский С.М. — ЖТФ, 1957, т.27, с.1001.
3. Андреев А.Д. — ЖПС, 1966, т.5, с.145.
4. Яценко Н.А. — Тр. МФТИ, сер. "Общ. физика", 1978, №10, с.226.
5. Яценко Н.А. — ЖТФ, 1981, т.51, с.1195.

ТЕОРИЯ ПРИЭЛЕКТРОДНЫХ СЛОЕВ В ЕМКОСТНОМ ВЧ-РАЗРЯДЕ

Смирнов А.С., Цендин Л.Д.

Ленинградский политехнический институт

Основная часть напряжения в емкостном ВЧ-разряде приложена обычно к приэлектродным слоям. Поэтому процессы в них определяют как электрические характеристики разряда, так и взаимодействие плазмы с поверхностью твердого тела. Трудности анализа приэлектродных слоев связаны в первую очередь с нестационарностью и пространственной неоднородностью процессов в них. Поэтому имеющиеся численные расчеты [1,2] весьма трудоемки и не обладают необходимой гибкостью для использования их при планировании и оптимизации экспериментов. В связи с этим значительный интерес представляет разработка простых аналитических моделей.

Существенное упрощение связано с тем обстоятельством, что задача имеет два сильно различающихся масштаба времени. Движение электронов происходит с частотой внешнего поля ω , движение же ионов существенно медленнее. Поэтому можно усреднить уравнения по быстрым электронным движениям и получить соотношения, описывающие профиль ионной концентрации.

Пусть задан ток через плазму $j = -j_0 \sin \omega t$, причем удовлетворяет условиям

$$\tau_n^{-1}, \tau_i^{-1} \ll \omega \ll \nu_e, \nu_i, \alpha \nu_e, \tau_e^{-1} \quad (I)$$

Здесь $\nu_{e,i}$ - частоты столкновений с нейтральными частицами,

α - доля энергии, теряемая электроном за одно столкновение, $\tau_{e,i} = 4\pi n_{e,i} M_{e,i}^{-1}$ - максвелловские времена, $M_{e,i}$ - подвижности, τ_r - время рекомбинации. Электронный профиль имеет резкую границу, которая в определенные моменты времени касается электрода [3]. Часть времени в каждой точке слоя имеет место квазинейтральность (плазменная фаза - заштрихована на рис.1б), а в остальное время электроны в ней отсутствуют (фаза объемного заряда). Напряженность поля в

фазе объемного заряда в $(\omega \varepsilon_i)^{-1}$ раз больше, чем в плазменной фазе. Усредненное поле в фазе объемного заряда

$$\bar{E}(x) = \frac{4j_0}{\omega} (\sin x - x \cos x) \quad (2)$$

где $x = \omega \varepsilon(x)$ - уравнение границы плазменной фазы

$$j_0 \sin x \frac{dx}{dx} = n_e e \omega \quad (3)$$

Усредненное поле в плазменной фазе:

$$\bar{E}(x) = - \left(\frac{T_e}{n_i} + \frac{j_0^2}{8\pi e^3 n_i^3} \right) \frac{dn_i}{dx} = - \frac{D(n_i) dn_i}{\mu_i n_i} \quad (4)$$

дает поток диффузионного типа, пропорциональный $\frac{dn_i}{dx}$. Первое слагаемое соответствует обычной амбиполярной диффузии, а второе - высокочастотной [4]. Таким образом усредненное уравнение для ионной концентрации ($n = n_i(x)$, $V(x) = \mu_i \bar{E}(x)$) имеет вид:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left(D(n) \frac{\partial n}{\partial x} + V n \right) = I - R \quad (5)$$

Связь между $\bar{x}$ и x дается уравнением (3). В правой части стоят усредненные источники и стоки частиц.

В самостоятельном разряде существуют два основных механизма ионизации в слое. Первый из них, $I_1(x, t)$ связан с электронами плазмы. Так как в плазменной фазе напряженность поля растет при уменьшении n , а скорость ионизации резко возрастает с полем, то этот механизм приводит к профилям концентрации, монотонно уменьшающимся от плазмы к электроду. Если скорость ионизации аппроксимировать $I_1 = A n_e \exp(-\frac{1}{2} n_p n_i)$; $N_0 \ll 1$, то при

$$K = \frac{8\mu_i n_p^{1/2}}{\beta^{3/4}} \left(\frac{e^3 \omega}{j_0} \right)^{1/2} [D(n_p) N_0]^{1/4} \ll 1 \quad (6)$$

концентрация n_e на границе слоя отличается от n_p меньше, чем на $N_0^{1/2}$. Если же $K \gg 1$, то n_e существенно меньше, чем n_p , так что ионизация в слое намного больше, чем в столбе. На рис. 2 приведены профили концентрации и скорости ионизации для самостоятельного разряда в N_2 при $p = 15$ тор, $j_0 = 15$ мА/см², $\omega/2\pi = 13,56$ МГц, $N_0 = 0,1$. При этом $K = 1,35 \cdot 10^2$; $n_p/n_0 = 0,75$, $\delta = 0,015$ см. Аналитические оценки дают $n_p/n_0 = 0,75$; $\delta = 0,0141$ см.

Другой механизм ионизации со вторичными электронами,

эмиттированными из электрода во время фазы объемного заряда [5]. Отношение I_2/I_1 растет с ростом тока, так что при значительных токах доминирует I_2 : толщина слоя при этом значительно уменьшается. На рис.3 приведены профили концентрации и I_2 для $\delta = 10^{-2}$, $j_e = 120 \text{ мА/см}^2$ (остальные параметры те же, что на рис.2). Немонотонность профиля концентрации обусловлена тем, что ионизация имеет резкий максимум. Она экспоненциально растет при удалении от электрода из-за размножения вторичных электронов; спад I_2 при приближении к границе плазма-слой связан с уменьшением поля в фазе объемного заряда. Пунктиром показан профиль концентрации, соответствующий δ -образному источнику ионизации $I_2(x)$. Численные расчеты, основанные на интегрировании усредненной системы (2-5), требуют малого машинного времени и памяти и могут быть оперативно использованы в лабораторной практике для интерпретации и оптимизации эксперимента. Результаты этих расчетов хорошо согласуются с [2].

Список литературы

1. А.С.Ковалев, А.И.Назаров, А.Т.Рахимов и др. // Физика плазмы, 1986, т.11, с.892
2. Ю.П.Райзер, М.Н.Шнейдер. // Физика плазмы, 1987, т.13, с. 471
3. С.М.Левицкий // ЖТФ, 1957, т.87, с.970, 1001
4. Г.И.Шапиро, А.М.Сорока. // Письма в ЖТФ, 1985, т.11, с.882
5. А.С.Смирнов. // ЖТФ. 1984, т.54, с.61

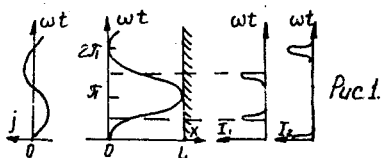


Рис.1

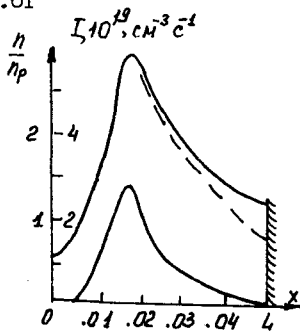
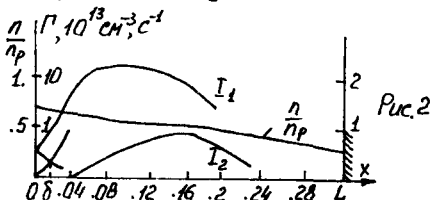


Рис.3



О ВЛИЯНИИ НЕЛОКАЛЬНОСТИ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО СПЕКТРА ЭЛЕКТРОНОВ НА ПОРОГ СВЧ-ПРОБОЯ В ГАЗАХ

Попов А.М., Поповичева О.Б., Рахимова Т.В., Феоктистов В.А.

НИИ ядерной физики, МГУ им. М.В. Ломоносова

В теории СВЧ пробоя остается малоизученным вопрос об определении порогов пробоя в неоднородных полях в случае, если размеры области локализации поля сравнимы с длиной релаксации энергии Λ_E электронов в газе. Такой случай реализуется при исследовании пробоя газов в резонаторе, где электрическое поле меняется в пределах камеры, а Λ_E может оказаться порядка ее размеров.

Обычно порог СВЧ пробоя определяется условием $\nu_i = D/\Lambda$, где частота ионизации ν_i и коэффициент диффузии электронов D определяются из решения стационарного пространственно-однородного кинетического уравнения Больцмана, Λ — характерный размер порядка области локализации поля. Для цилиндрической геометрии $\Lambda = r_0/2.405$, где r_0 — радиус резонатора. В случае, если длина релаксации энергии $\Lambda_E \approx \Lambda$, диффузия электронов приведет к пространственной нелокальности энергетического спектра электронов, что может существенно сказаться на величине константы скорости ионизации.

Для определения порогов пробоя газов в данной ситуации необходимо решение нестационарного уравнения Больцмана в пространственно неоднородном электромагнитном поле с учетом пространственной диффузии электронов. Решения этой задачи для инертных газов (Ar, Ne) посвящена данная работа.

В условиях применимости двучленного приближения уравнения Больцмана с учетом пространственной диффузии электронов может быть записано в виде:

$$\frac{\partial f \sqrt{\epsilon}}{\partial t} = \text{div}_r D_r \text{grad } f + \frac{\partial}{\partial \epsilon} D_E \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + S \quad (1)$$

где D_r и D_E имеют смысл коэффициентов диффузии в координатном

и энергетическом пространствах, S - интеграл упругих и неупругих столкновений. Функция распределения электронов (ФРЭ) нормировалась согласно условию $\int f(\epsilon, \vec{r}, t) \sqrt{\epsilon} d\epsilon = n_e(\vec{r}, t)$,

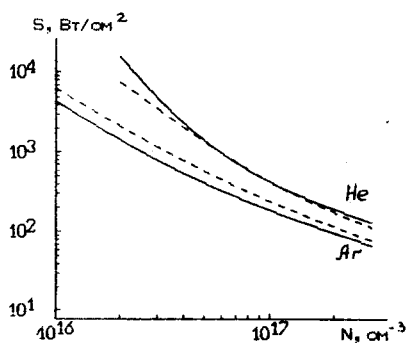
где n_e - плотность электронов.

В расчетах мы рассматривали цилиндрический резонатор, возбуждаемый на низшей магнитной моде, длина которого много больше его радиуса, так что пространственная диффузия была одномерной. Распределение электрического поля в резонаторе задавалось в виде $E = E_0 J_0(2.405r/r_0)$, где J_0 - цилиндрическая функция Бесселя. Предполагалось также, что частота электромагнитного поля превышает частоту упругих столкновений.

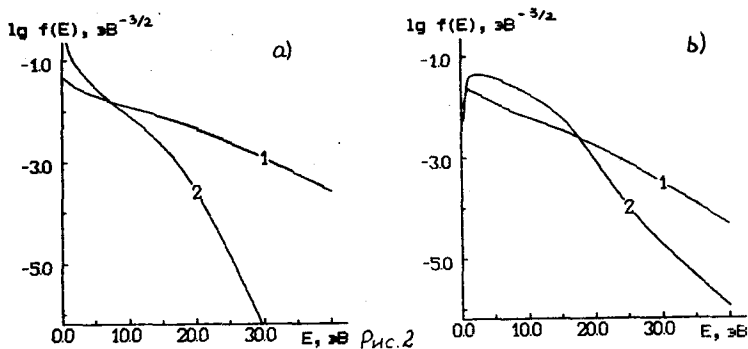
На рис.1 представлены результаты расчета порогов пробоя Ar и He с учетом пространственной нелокальности ФРЭ (сплошная кривая) и в предположении локальности спектра (пунктир) при $f=10$ ГГц и $r_0=1.14$ см. В диапазоне давлений <3 Торр отличие порогов, рассчитанных по локальной и нелокальной ФРЭ составляет 50%, причем нелокальность спектра приводит к уменьшению порога пробоя в аргоне и увеличению его в гелии. Данное раз-

личие связано с различным

характером зависимости транспортного сечения рассеяния электрона на атомах от энергии, приводящим к преимущественной пространственной диффузии медленных электронов в аргоне и быстрых в He.



На рис.2 представлены локальные (а) и нелокальные (б) ФРЭ в Ar при давлении $p=0.3$ Торр и при пороговых значениях поля 6.2 и 4.2 кВт/см² соответственно в различных пространственных точках резонатора (1- $r=0.$, 2- $r=0.9 r_0$). Полученные в этих расчетах распределения по радиусу константы скорости ионизации $\langle \omega_i v \rangle$ приведены на рис.3. Как видно, учет нелокаль-



ности приводит к уменьшению величины $\langle \sigma_i v \rangle$ в центре резонатора, но существенно увеличивает область эффективной ионизации,

$\langle \sigma v \rangle_i, 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$

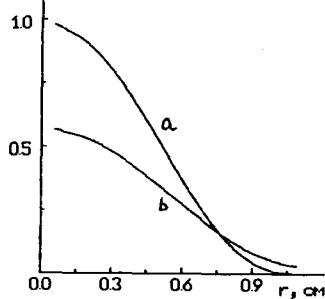


Рис. 3

что в результате приводит к понижению порога пробоя при учете нелокальности ФРЗ.

ИОНИЗАЦИОННО-ПЕРЕГРЕВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ, ВОЗБУЖДАЕМАЯ ПУЧКОМ СВЧ ИЗЛУЧЕНИЯ В РАСПАДАЮЩЕЙСЯ СИЛЬНОСТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ.

К.Б.Баиядзе*,В.М.Вецко*,С.И.Грицинин,И.А.Коссий,Н.М.Тарасова,
Т.Р.Хухунашвили*.

Институт общей физики АН СССР,Москва

*Институт стабильных изотопов,Тбилиси

Устойчивость СВЧ независимых разрядов в условиях свободного пространства исследовалась в работе [1]. Кольцевой источник УФ излучения создавал плазму в объеме, охватываемом кольцом, и в фотоионизованную среду на стадии рекомбинационного распада вводилось СВЧ излучение ($\lambda=2,5$ см, $\tau=20\pm60$ мкс) в виде пучка с поперечными размерами, меньшими поперечных размеров плазменного слоя.

Как следует из результатов эксперимента, при начальной концентрации плазмы $N_{e0} \sim 10^{12} \text{ см}^{-3}$, $E/N_m \sim 6 \cdot 10^{-16} \text{ в см}^2$ (отношение эффективной напряженности СВЧ поля к концентрации нейтралов) и при давлении азота $p=220$ тор время развития неустойчивости составляло $\tau \approx 20\pm30$ мкс. Момент образования неустойчивости определялся по появлению ярко светящихся нитей, резкому увеличению отражения СВЧ пучка и уменьшению прошедшего через плазменный слой СВЧ излучения.

Ионизационно-перегретный механизм — одно из возможных объяснений природы неустойчивости. Анализ линейной стадии неустойчивости такого типа, проведенный в [2], трудно сравнивать с экспериментом в силу следующих обстоятельств:

а) теория определяет инкремент γ , соответственно, время развития неустойчивости, которые могут отличаться от регистрируемого в эксперименте времени перехода к нелинейной взрывной стадии;

б) как правило, в теоретических исследованиях коэффициент передачи энергии электронов в тепло η берется либо равным 1 [2], либо отличным от 1, но, тем не менее, неоправданно высоким [3]. Коэффициент η входит в уравнение, определяющее температуру

газа $T : \frac{\gamma}{\gamma-1} \cdot k \cdot N_m \cdot \frac{dT}{dt} = \eta \cdot \sigma \cdot E^2$. Здесь σ -проводимость плазмы, γ -показатель адиабаты, k -постоянная Больцмана.

Для анализа возможности привлечения ионизационно-перегревного механизма к объяснению наблюдаемой неустойчивости нами решалось нелинейное уравнение:

$$dN_e/dt = \nu \cdot N_e - \alpha \cdot N_e^2$$

в предположении, что в месте развития неустойчивости выполняется условие изобаричности $p = N_m \cdot k \cdot T = \text{const}$.

Здесь ν - частота ионизации, определяемая соотношением [4]:

$$\nu = N_m \cdot 10^{-12,2 \cdot (\lg(E \cdot 10^{16}/N_m)) - 0,75}$$

α -коэффициент диссоциативной рекомбинации, берущийся в виде:

$$\alpha = 3,5 \cdot 10^{-4} / \sqrt{(38,7 \cdot T_e)}$$

Связь между электронной температурой T_e и напряженностью СВЧ

поля E задаем в виде: $T_e = \lg[4,57 \cdot (E \cdot 10^{16}/N_m)^{0,147} +$

$1,255 \cdot 10^{-4} \cdot (E \cdot 10^{16}/N_m)^{5,38}]$. При расчетах учитывался вид аксиальной неоднородности плазменного слоя, а также ослабление СВЧ пучка в фотоионизованной среде.

Характерные расчетные кривые для условий, близких к экспериментальным, приведены на рис.1. Как следует из рисунка относительно медленное нарастание N_e и уменьшение N_m переходят во "взрывные". Если в качестве времени развития неустойчивости брать время перехода ко "взрыву", то хорошее совпадение эксперимента и расчета получается, если коэффициент η положить равным $0,2 \pm 0,3$.

Для выяснения, сколь оправдано ожидание столь высокой величины η , был проведен численный расчет нагрева газа включающий поуровневую кинетику колебательного возбуждения 50 уровней азота в основном электронном состоянии, возбуждение электронных уровней, V-V и V-T-релаксацию энергии, а также влияние примеси воды. Из рис.2 видно, что даже при примеси воды, достигающей 0,5 %, и при $E/N_m = 3 \cdot 10^{-16}$ в.см² нарастающая линейно температура к концу импульса (20 мкс) достигает 329К, что составляет всего 0,03 от конечной температуры. Следовательно, коэффициент $\eta \leq 0,03$, что существенно меньше величин, необходимых для совпадения измеренных и рассчитанных времен развития ионизационно-перегревной неустойчивости.

Т.о., для объяснения наблюдаемых в экспериментах черен развития неустойчивости надо предполагать либо аномально быструю релаксацию энергии внутренних степеней свободы молекул в кинетическую энергию, либо предположить вклад дополнительных механизмов ионизации, например, ассоциативной ионизации с электронно-возбужденных уровней, ступенчатой ионизации или диссоциации.

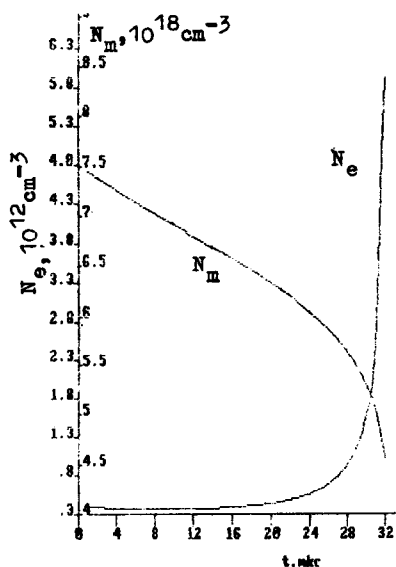


Рис. 1

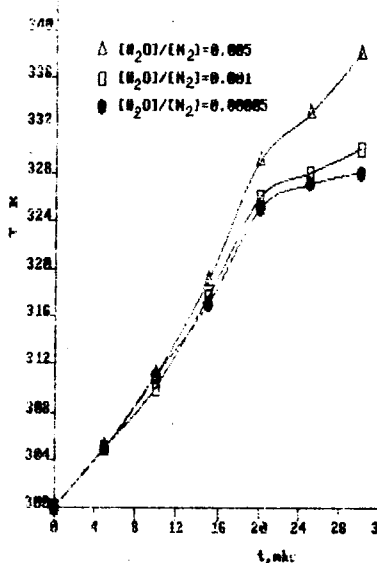


Рис. 2

Литература:

1. С.И.Грицинин, И.А.Косый и др. Независимый СВЧ разряд в азоте при высоком давлении. - ЖТФ, т. 57, 1987, вып. 4, с. 681-686.
2. В.Б.Гильденбург, А.В.Ким. Ионизационно-перегретная неустойчивость высокочастотного разряда в поле электромагнитной волны. - Физика плазмы, т. 6, 1986, вып. 4, с. 904-909.
3. А.Х.Мнацаканян, Г.В.Найдис. Ионизационно-перегретная неустойчивость рекомбинирующей плазмы СВЧ разряда в азоте. 4-ая Всесоюзная конференция по физике газового разряда, Мехачкала, 1988 г.
4. H. Brunet, P. Vincent, J. Rocca Serra. Ionization mechanism in a nitrogen glow discharge. - J. Appl. Phys. 54(9), 1983, 4951-4957.

ОБЛАСТИ ПРИМЕНЕНИЯ МАЛОМОЩНОГО В Ч ФАКЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

П.И.Нетреба, А.С.Тоболкин

Институт оптики атмосферы СО АН СССР

В работе приведены экспериментальные исследования применений одноэлектродного воздушного ВЧ факельного разряда мощностью 10 ± 100 Вт, создаваемых специально разработанными ВЧ-генераторами, построенными на основе генераторных ламп ГМИ-6, ГИ-30, Г-8П. На рис. 1. приведена одна из схем генератора.

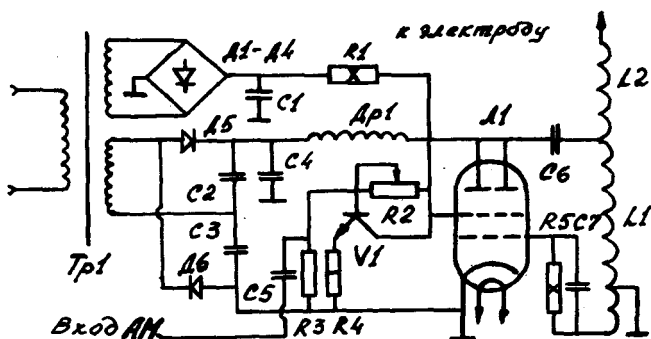


Рис. 1. Принципиальная схема генератора с несущей частотой 40 МГц и принудительным возбуждением разряда.

Источник анодного питания собран по схеме удвоения напряжения и обеспечивает подводимую мощность 250 Вт при анодном напряжении 2 кВ. Собственно генератор собран на двойном лучевом тетраде ГМИ-6. Высокочастотные колебания воз-

ники в контуре *L1C6* через согласующую индуктивность *L2* подаются на электрод. Электродом служит вольфрамовый прут диаметром 3 мм. Цепочка *R5C7* выполняет роль автоматического смещения, обеспечивая самовозбуждение генератора и необходимый режим работы лампы. Амплитудная модуляция генератора осуществляется по экранной сетке, с глубиной модуляции до 80 %. Модулятор выполнен на транзисторе типа КТ812А с питанием от отдельного выпрямителя. Необходимая мощность разряда устанавливается изменением напряжения на экранной сетке с помощью потенциометра *R2*, глубина модуляции определяется амплитудой модулирующего сигнала. Конструктивно генератор с источником питания выполнен в корпусе размером 140 x 220 x 510 мм, массой 8 кг.

На основе проведенных исследований предложены следующие области применения ВЧ факельного разряда в качестве:

1. Плазменного акустического излучателя для качественного воспроизведения звука и ультразвука. Достигнутое звуковое давление составляет 95 ДБ на расстоянии 10 см от разряда. Диаграмма направленности излучателя является сферически симметричной и приведена на рис.2. Полоса воспроизводимых частот 200 Гц – 200 КГц, что позволяет применить излучатель, например, в системах многочастотного акустического зондирования атмосферы.
2. Газоплазменной оптической системы для управления лазерным пучком, основанную на создании в разряде необходимого закона распределения показателя преломления, что позволяет при соответствующем расположении пучка и разряда получить либо аналог линзы, либо аналог оптического клина. В экспериментах легко была реализована цилиндрическая линза с фокусом 1,5 м и апертурой 1-2 см, а также управляемый дефлектор с углом отклонения пучка порядка 0,6°. Управление характеристиками такой газоплазменной оптической системы может осуществляться как с помощью амплитудной модуляции разряда, так и с помощью модуляции расхода газа через зону разряда.
3. Детектора лазерного излучения для измерения энергетических характеристик мощных лазерных пучков. Измерение энергетических характеристик мощных лазерных пучков про-

водится по контролю оптического излучения плазмы ВЧ факельного разряда, уровень которого связан с процессами поглощения лазерного излучения зоной плазмы, имеющей максимальное значение температуры. Для наилучшего поглощения лазерного излучения плазмой подбирается химический состав гетерогенной плазмы, мощность разряда и форма электрода. Такой детектор обеспечивает измерение энергетических характеристик лазерных пучков разных длин волн, включая ИК-диапазон. Во всех случаях регистрация оптического излучения осуществляется фотоприемником, расположенным на расстоянии 0,5–1 м от плазмы. В воздушной плазме ВЧ факельного разряда максимум оптического излучения приходится на длины волн 300–450 нм. Этот диапазон длин волн определяется плазмо-химическими реакциями образования окислов азота. Концентрация окислов азота в плазме может быть более 2 %. Влияние газодинамических неустойчивостей устраняется стабилизацией источника питания и управлением мощностью разряда

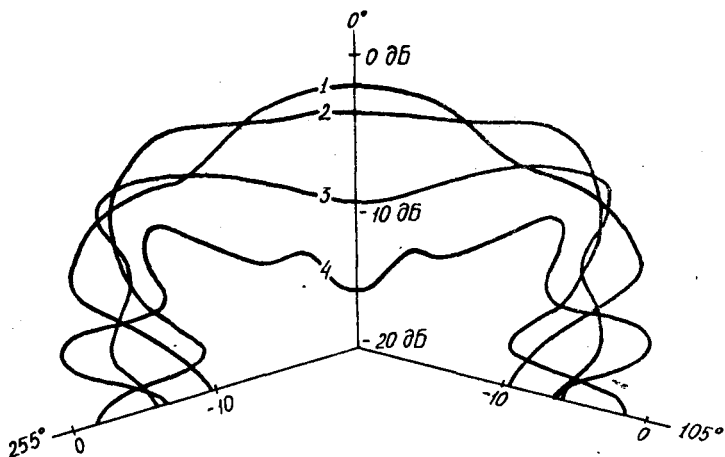


Рис. 2. Диаграмма направленности излучателя по звуковому давлению при частоте модуляции 1–2 кГц, 2–4 кГц, 3–10 кГц, 4–20 кГц. Направление 0 – ось разряда.

ВЫСОКОЧАСТОТНЫЙ ФАКЕЛЬНЫЙ РАЗРЯД В ПРОЦЕССАХ ПЕРЕРАБОТКИ ДИСПЕРСНЫХ МАТЕРИАЛОВ

В.И.Шипковский, А.И.Соловьёв, А.В.Астапенко

Томский политехнический институт

При переработке дисперсных материалов в плазмохимическом реакторе, в котором в качестве генератора плазмы используется высокочастотный (ВЧ) факельный разряд, происходит изменение параметров плазмы, в частности, изменяется температура разряда.

ВЧ факельный разряд возбуждался в кварцевом плазмотроне с медного водоохлаждаемого электрода. В качестве плазмообразующего и транспортирующего газа использован воздух. Перерабатываемый порошок вводился по оси разряда через отверстие в электроде. Регистрация спектров излучения производилась спектрографом ИСП-30. Измерение электронной концентрации производилось СВЧ методами: методом двухчастотного зондирования и интерферометрическим методом. При известных весовых расходах микрочастиц и скорости прокачки газа, определение концентрации дисперсных частиц проводилось с помощью измерения коэффициента ослабления лазерного излучения на длине волны 632,8 нм, проходящего через исследуемую плазменную область.

В работе рассматриваются результаты исследований влияния порошков окислов алюминия, меди и других элементов на распределение температуры по оси разряда и на плотность электронов в факеле.

Проведенный анализ спектрального излучения воздушной плазмы ВЧ факельного разряда при атмосферном давлении, запыленный, например, частицами окиси алюминия с диаметром, не превышающим 100 мкм, показал, что в дополнение к молекулярным полосам, присущим чистой плазме, в спектре излучения плазмы с дисперсными частицами присутствуют также полосы AlO , соответствующие переходу $B^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$. Появление этих линий зафиксировано в непосредственной близости от

электрода ВЧ факельного разряда. Интенсивность этого излучения возрастает с ростом расстояния проходного частицами в плазме. В спектральном излучении плазмы наиболее интенсивными линиями являются резонансные линии алюминия. Присутствуют также линии более высоко лежащих уровней алюминий и линий ряда элементов (марганца, железа и др.), которые присутствуют в частицах окиси алюминия в виде примесей. Отмечено, что с возрастанием концентрации микрочастиц интенсивность полосатого спектра молекул воздуха убывает.

Определение газовой температуры ВЧ факельного разряда в воздухе при наличии КДФ проводилось методом измерения вращательной температуры гидроксила OH по полосе $306,4$ нм перехода $2\Sigma \rightarrow 2\P$. Благодаря малой вероятности изменения энергии вращения при возбуждении некоторого электронного состояния молекулы, распределение молекул по вращательным уровням возбуждённого электронного состояния подобно распределению по вращательным уровням основного состояния. С другой стороны, возбуждение вращательных уровней основного состояния происходит, в основном, при молекулярных столкновениях, что позволяет определять кинетическую температуру молекул методом измерения вращательной температуры. При выполнении условий равенства вращательной и газовой температур, последняя может быть определена по методике относительных интенсивностей линий, т.е. T определяется по наклону прямой, являющейся графиком зависимости:

$$\ln \frac{J_{j'j''}}{S_{j'j''}} = - \frac{E_{j'}}{kT},$$

где $J_{j'j''}$ - интенсивность вращательных линий; $j'j''$ - квантовые числа верхнего и нижнего вращательных уровней; $S_{j'j''}$ - фактор интенсивности; ν - частота излучения; $E_{j'}$ - энергия верхнего вращательного уровня. Были также проведены оценки реабсорбции излучения, которые показали, что самопоглощением для исследуемой полосы гидроксила можно пренебречь.

Результаты экспериментов показали, что при вводе дисперсных частиц в разряд при их концентрации до 10^{11} м^{-3} происходит интенсивное взаимодействие плазмы с частицами,

при этом температура разряда существенно изменяется по длине разряда. Например, при вводе окиси алюминия на начальном участке разряда температура гетерогенной и чистой плазмы практически совпадает, а далее у гетерогенной плазмы она значительно возрастает. При этом возрастание средней газовой температуры происходит от (3300 ± 150) К до (4000 ± 150) К. Введение окислов в ВЧ факельный разряд изменяет концентрацию электронов в зависимости от величины работы выхода электронов для данного вещества. Оказалось, что ввод окислов с низкой работой выхода приводит к заметному росту электронной плотности в ВЧ факельном разряде. Увеличение плотности электронов, обусловленное появлением в ВЧ плазме конденсированной фазы, может происходить также за счет ионизации паров металла, возникающих при диссоциации окислов с учетом того, что энергия диссоциации основных компонентов воздуха (кислород, азот) выше чем у рассматриваемых окислов. Таким образом, в воздушной плазме ВЧ факельного разряда с окисью азота (потенциал ионизации 9,25 эВ) пары металлов, образующиеся при диссоциации их окислов, становятся источником дополнительной ионизации ВЧ факельного разряда. При этом, если в воздушной плазме концентрация электронов составляла $10^{17} \dots 10^{18} \text{ м}^{-3}$, то добавка, например, частиц окиси бария в количестве 10^{11} м^{-3} повышает электронную плотность в ВЧ факельном разряде почти на порядок. При той же плотности частиц добавка окиси алюминия увеличивает электронную плотность разряда в 3 раза.

Изучалось также изменение концентрации электронов в ВЧ факельном разряде при вводе дисперсных частиц нитратов щелочных металлов – нитратов натрия и цезия. При этом концентрация вводимых в струю частиц была $10^{14} \dots 10^{15} \text{ м}^{-3}$. Измерительная схема использовалась та же, что и при введении в плазму окислов металлов. Ввод этих нитратов значительно повышает концентрацию электронов в факеле, так как указанные соединения легко испаряются, разлагаются с последующей ионизацией паров щелочных металлов.

Полученные результаты могут найти применение при конструировании и использовании ВЧ плазмотронов для переработки дисперсных материалов.

ПРИМЕНЕНИЕ ВЧ-ПЛАЗМЫ ДЛЯ АКТИВАЦИИ И МОДИФИКАЦИИ ПОВЕРХНОСТИ

И.Ш.Абдуллин, И.Г.Гафаров, С.В.Дресвин

НПО "Мединструмент", НПО "ИРЕА", ЛПИ им.М.И.Калинина

Анализ результатов взаимодействия плазмы с поверхностями твердых тел показывает, что ВЧ-плазменная обработка при низком давлении занимает промежуточное положение между обработкой тлеющим разрядом и ВЧ-распылением. Энергия ионов в ВЧ-разрядах при низком давлении составляет 0,3–0,4 эВ, что меньше, чем даже в тлеющем разряде. Поэтому уместно предположить, что некоторые компоненты плазмы (электроны, ионы или нейтральные атомы) приобретают при взаимодействии с поверхностью энергию до 100 эВ, что достаточно для ее модификации. В этом диапазоне энергий должна происходить более интенсивная, чем в тлеющем разряде, очистка поверхности, ее полировка и частичное распыление, менее интенсивное, чем при ионной обработке. Для установления физических процессов, ответственных за модификацию поверхности в ВЧ-разряде низкого давления, исследованы параметры плазмы в процессе ее взаимодействия с твердым телом. Результат обработки поверхности определяется макропараметрами разряда: тип разряда (индукционный, емкостной или смешанный), критическое напряжение зажигания, напряжение поддержания разряда, его мощность, концентрации электронов и ионов, их энергии, средняя температура и проводимость плазмы, концентрация нейтральных частиц, относительная диэлектрическая проницаемость плазмы, напряженности электрического и магнитного полей, термический к.п.д. плазмотрона, плотность кольцевого тока в плазме, энергии рекомбинации и возбуждения атомов, а также положение тела относительно индуктора или электродов и тепловой поток, поступающий на поверхность изделия. Для исследования этих параметров разработан и создан измерительный комплекс. При обработке изделия в струе плазмы к

перечисленным параметрам добавляются скорость потока, турбулентность струи и тепловые потери в потоке. Кроме того, необходимо учитывать, что плазменная струя ВЧ-разряда низкого давления представляет собой смешанный ВЧ-разряд, в котором изделие является дополнительным электродом. В работе исследовано влияние этого фактора на результаты обработки.

Исследовано влияние ВЧ-плазменной обработки на образцы и изделия, изготовленные из различных материалов: конструкционные металлы и сплавы, диэлектрики (органические и неорганические), полупроводники, тонкопленочные покрытия. В качестве конструкционных материалов воздействию подвергались стали 40Х13, 20Х13, Х18Н9Т, 40, титановые сплавы ВТ1-ВТ9, медный сплав М00, чугун. Из диэлектриков обрабатывались поликор, ситалл, сапфир, полиэтилен, стекла К8 и КВ, искусственные алмазы. Представителями полупроводников являлись кремний, гадолиний-галлиевый гранат, арсенид галлия. Исследовалось воздействие ВЧ-плазмы на проводящие (Al, Cu, Cr), диэлектрические (Al_2O_3 , SiO_2 , ZnS , MgF , TiN , TaC) и многослойные тонкопленочные покрытия.

Установлено, что в результате воздействия потока ВЧ-плазмы низкого давления шероховатость поверхности уменьшается на 2-3 класса и достигает 14 класса и выше, предел выносливости возрастает на 30 %, а предел длительной прочности повышается на 10 %, сжимающие остаточные напряжения в поверхностном слое перераспределяются на глубину до 200 мкм и их эпюры становятся более плавными, чем без обработки, повышается адгезионная прочность и улучшается качество тонкопленочных покрытий, поверхность диэлектрических материалов активизируется, микротвердость поверхности металлов возрастает в 2-8 раз. При добавлении в рабочую среду реакционно-способных газов в поверхностном слое образуются износостойкие соединения: нитриды, оксиды, карбиды. Поверхность стали в результате обработки ее аргоно-азотной плазмой ВЧ-разрядов низкого давления азотируется. При этом микротвердость поверхности титановых и стальных изделий увеличивается значительно больше, чем при обработке спектрально-чистым аргоном. Следует отметить, что реак-

ция образования нитридов, карбидов, оксидов и азотирования в плазме ВЧ-разрядов низкого давления протекают при значительно более низких температурах и быстрее, чем в известных химико-термических процессах. Обработка диэлектриков и полупроводников идет в более интенсивных режимах, чем обработка металлов, т.е. при большей мощности в разряде.

Результаты экспериментальных исследований показывают, что практически все обнаруженные закономерности имеют экстремальный характер. Анализ полученных зависимостей позволил выдвинуть физическую модель взаимодействия плазмы ВЧ-разрядов низкого давления с поверхностью твердого тела и определить области, в которых целесообразно применять тот или иной вид ВЧ-разряда. Разряд со степенью неравновесности $T_e / T_i = 50-100$, энергией и плотности тока ионов соответственно $W_i = 50-100$ эВ, $J_i = 0,5-3 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ целесообразно использовать для уменьшения шероховатости поверхности, активации высокомолекулярного полиэтилена и искусственных алмазов. Данные значения параметров соответствуют разряду емкостного типа. ВЧ-разряд низкого давления с $T_e / T_i = 10-50$, $W_i = 30-50$ эВ, $J_i = 5-15 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ (разряд смешанного типа) наиболее эффективен для повышения усталостной прочности. Разряд с $T_e / T_i = 3-10$, $W_i = 1-2$ эВ, $J_i = 20-25 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2}$ целесообразно использовать для увеличения микротвердости, образования химических соединений, газонасыщения поверхности металлических изделий. Интенсивность процесса можно регулировать путем варьирования давления и расхода газа, что ведет к изменению плотности потока ионов, их энергии и степени неравновесности плазмы. Кроме того, производительность процесса обработки изделий увеличивается при подаче на них отрицательного потенциала.

ПЛАЗМЕННЫЙ СИНТЕЗ ДИСПЕРСНЫХ ПОРОШКОВ ТУГОПЛАВКИХ МАТЕРИАЛОВ В ПЛАЗМЕ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА

И.Г.Гафаров, М.Я.Иванов, Р.Л.Немченко,
Г.З.Паскалов, В.А.Пятенко

НПО "ИРЕА", ЛПИ им. М.И.Калинина

Разработана конструкция плазменного реактора на базе емкостного разряда, получаемого в разрядных камерах геометрии длинной трубки и коаксиального цилиндра. В качестве источника питания использовался ВЧ-генератор мощностью 40 кВт и частотой 13,56 МГц. Плазмообразующие газы - воздух, азот и кислород. Технологический газ - аммиак. Выбрана математическая модель, позволяющая рассчитать оптимальные режимы работы плазмотрона и генератора в интервале мощностей разряда от 10 до 20 кВт.

Блок - схема установки для получения дисперсных порошков тугоплавких материалов представлена на рис.1.

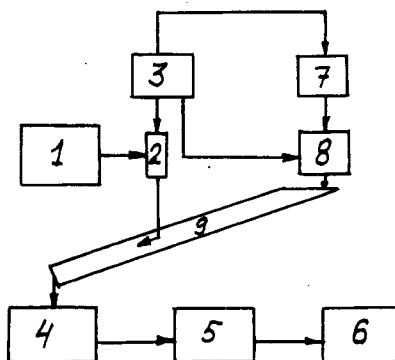


Рис. 1. Блок-схема.

1 - ВЧ-генератор; 2 - емкостной плазмотрон;
3 - система газового снабжения; 4 - расширитель;
5 - фильтр; 6 - вакуумный насос;
7 - питатель; 8 - форсунка; 9 - реактор.

Сопоставление экспериментальных энергетических характеристик с результатами использования математической модели свидетельствуют о ее достоверности. Измерены тепловые потоки, скоростные напоры, радиальные распределения температуры и скорости в плазменной струе. Показано, что оптимальное место ввода исходных реагентов определяется особенностями технологического процесса. Возможен ввод реагентов непосредственно в разряд или в плазменную струю на срезе плазмотрона. Установлено, что при реализации быстроточного процесса (расход плазмообразующего газа более 1 г/с) коаксиальная геометрия разрядной камеры предпочтительнее. Получена зависимость среднего размера частиц, дисперсности и фазового состава синтезированных порошков от расхода газов и мощности в разряде.

Результаты работы используются в опытно-промышленных производствах для получения ряда тугоплавких дисперсных материалов, например, диоксида олова и оксида титана.

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Абдуллин И.Ш.	226	Головнина С.В.	146, 205
Аветисов В.Г.	114	Голубев С.В.	167
Айнтс М.Х.	11	Гордеев А.И.	81
Алексеев А.А.	177	Грицинин С.И.	114, 217
Арбузов А.И.	56	Гулый А.П.	84
Аронов М.А.	37	Гущин И.С.	47, 96
Асиновский Э.И.	155		
Астапенко А.В.	205, 223	Двинин С.А.	47, 90, 96
Ахманов А.С.	126	Де-Милло В.П.	149
		Дмитриев А.В.	149
Баиадзе К.Б.	217	Дресвин С.В.	105, 226
Бахвалов А.О.	105		
Бесхлебный С.И.	65, 71, 99	Еремин Б.Г.	59
Богатов Н.А.	59, 167		
Бойко В.В.	32	Лябицкий М.Г.	194, 197, 200
Брижинец М.П.	59	Ковтянский В.А.	84
Булкин П.С.	120	Жуков А.А.	65, 99
Вакуленко Н.Ю.	84	Загороднюк В.В.	177
Валуев А.А.	191	Захаренко О.А.	189
Вариводов В.Н.	75		
Ваулин В.А.	56, 189	Иванов М.Я.	229
Вецко В.М.	217	Иванов О.А.	59, 174
Вихарев А.Л.	59, 174	Илюхин Б.И.	108
Володин Н.Г.	59		
		Кальмыков А.В.	183
Гаврилов К.Л.	126	Калюгин А.С.	191
Гафаров И.Г.	226, 229	Керимкулов М.А.	132
Гильденбург В.Б.	96	Ким А.В.	96
Гинзбург Л.Д.	68	Киржова Е.В.	68
Гинцбург В.А.	59	Ковалев А.С.	126
Гиппиус Е.Ф.	108	Ковалевский В.Л.	81
Гитлин М.С.	174	Коган Е.Я.	44
Гойцман В.Х.	105	Котер Р.А.	167

Козгунов С.В.	III	Новик О.М.	84
Колганов Н.Г.	59	Новиков О.Г.	135
Колесников В.Н.	108	Новиков С.А.	93
Колесниченко Ю.Ф.	53	Норман Г.Э.	191
Косый И.А.	217		
Костинский А.Ю.	114	Очкин В.Н.	132
Крупин В.Н.	99		
Кудреватова О.В.	50	Панкратова И.В.	75
Куду К.Ф.	II	Панфилов А.С.	155
Кузин Б.Ю.	44	Паскалов Г.З.	105, 229
Кузовников А.А.	16, 90	Патрушев Б.И.	177
Куликов В.Н.	21, 164	Перетрухин В.Д.	21, 161
Куликовский А.В.	149	Пинчук В.В.	177
Кырвель Х.Р.	167	Подгорнов Д.Л.	75
		Подлипчук В.Ю.	191
Лван М.Р.	26	Подымов А.Н.	149
Лапин В.А.	189	Покровская С.И.	120
Ларионов В.П.	78	Попов А.М.	214
Левитский С.М.	186	Поповичева О.Б.	214
Лиситченко Т.Е.	87, 143	Поройков А.Ю.	123, 126
Литвак А.Г.	59	Протасевич Е.Т.	203
Луценко Ю.Ю.	74, 135	Пятенок В.А.	229
Манкелевич Ю.А.	32	Разин С.В.	167, 174
Марковец В.В.	155	Размадзе Д.И.	108
Мельниченко В.Л.	87, 143	Рахимов А.Т.	32
Меос М.А.	167	Рахимова Т.В.	214
Меркулов А.В.	129	Рогашков С.А.	21
Микицей Я.И.	65	Рогашкова А.И.	62
Мисалян М.А.	114	Русанов В.Д.	177
Мицук В.Е.	21, 164		
Мудрук С.А.	87	Савинов В.П.	16, 81
Мышкин В.Ф.	135	Савинов С.Ю.	132
		Семенов С.К.	129
Надеждинский А.И.	114, 129	Сергеев Ю.Г.	41
Немченко Р.Л.	105, 229	Силаков В.П.	171, 194, 197,
Нетреба П.И.	102, 220		200
Новгородов М.З.	III	Славин Б.Б.	158

Слинко В.Н.	56,189	Чумерин П.Ю.	93
Смирнов А.С.	183,211	Чутов К.И.	87,143
Соболев Н.Н.	111		
Соколов И.В.	170	Шабалова И.В.	120
Соколов Ю.А.	149	Шешурин И.П.	186
Солнцев Г.С.	120	Шишковский В.И.117,146,205,	
Соловьев А.И.	223		223
Сопин П.И.	158,191	Шишковский Вал.И.	146,205
Сорокин Г.А.	191	Щустин Е.Г.	62
Спиридонов М.В.	132		
Стекольников А.Ф.	152	Элмет Н.А.	167
Степанов А.Н.	59,174		
Суетин Н.В.	32	Юшков Ю.Г.	93
Сулакшин С.С.	56,189		
Сулакшина Л.В.	56	Якунин В.Г.	81
		Яценко Н.А.	108,208
Тарасова Н.М.	114,217		
Тарасова Т.Н.	78		
Тимонин Д.В.	84		
Тихомиров И.А.	74,135		
Тоболкин А.С.	102,140,220		
Трошко О.Р.	146		
Урьева И.А.	81		
Феокистов В.А.	214		
Филоненко Е.Г.	186		
Фукс М.И.	59		
Хальясте А.Я.	137		
Хуснутдинов А.Н.	114,129		
Хухунашвили Т.Р.	217		
Цендин Л.Д.	211		
Цхай С.Н.	132		
Цыкун Н.К.	65,99		
Чеботарев А.В.	171		