## **ТЕХНИЧЕСКИ УНИВЕРСИТЕТ – СОФИЯ** ФАКУЛТЕТ ПО ПРИЛОЖНА МАТЕМАТИКА И ИНФОРМАТИКА

## Христо Цветанов Търнев

## МОДЕЛИРАНЕ НА ВИСОКОЧЕСТОТНИ ГАЗОВИ РАЗРЯДИ

## ΑΒΤΟΡΕΦΕΡΑΤ

## на дисертация за придобиване на научната степен "ДОКТОР НА НАУКИТЕ"

Област: 4. Природни науки, математика и информатика

Професионално направление: 4.5. Математика

Научна специалност: Математическо моделиране и приложение на математиката

София, 2017 г.

Дисертационният труд е обсъден и насочен за защита от Катедрения съвет на катедра "МАДУ" към Факултет ФПМИ на ТУ-София на редовно заседание, проведено на 18.09.2017 г.

Публичната защита на дисертационния труд ще се състои на 22.01.2018 г. от 15:00 часа в Конферентната зала на БИЦ на Технически университет – София на открито заседание на научното жури, определено със заповед № ОЖ-297 / 26.09.2017 г. на Ректора на ТУ-София в състав:

- 1. доц.д-р Георги Венков-председател
- 2. проф.д-р Михаил Тодоров- научен секретар
- 3. проф.дтн, дфн Марин Ненчев
- 4. проф.дфн Стефан Иванов
- 5. проф.д-р Васил Василев
- 6. проф.дфн Петко Неновски
- 7. проф.дфн Асен Пашов

#### Рецензенти:

- 1. проф.дтн, дфн Марин Ненчев
- 2. проф.д-р Михаил Тодоров
- 3. проф.дфн Стефан Иванов

Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в канцеларията на Факултет ФПМИ на ТУ-София, блок № 2, кабинет № 2228.

#### І. ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

#### Актуалност на проблема

Нарасналият интерес към изследванията в областта на плазмата в последните години се дължи на нейните приложения в области като съвременните технологии, термоядрения синтез, източниците на светлина, частици и др. Не трябва да се пренебрегват и изследванията на плазмата в природата както на Земята, така и в космоса.

Разбирането, а при изкуствено създадената плазма и управляването на процесите в плазмата, е мощен стимул за развитие на методите на моделиране в тази област. Усъвършенстването на компютърната техника и съответните числени методи създаде предпоставки за подобряване на точността на моделите. Както и много други области на науката, компютърните симулации се утвърдиха като трети основен метод на научно изследване наред с експеримента и (аналитичната) теория.

Моделирането в областта на плазмата е комплексна задача, обхващаща механика (движения на отделни частици или на флуида като цяло), термодинамика (пренос на енергия в плазмата), електродинамика (външни електромагнитни полета и полета, създадени от движението и разпределението на самите заредени частици в плазмата), оптика (излъчване и поглъщане на светлина от частиците в плазмата) и квантова физика (при елементарните процеси на взаимодействие между частиците).

Резултат от интереса към физиката на плазмата е публикуването на редица монографии и учебници, например [1-5], занимаващи се както с фундаментални, така и с приложни въпроси, и на редица обзорни статии, например [6].

Следвайки обзорната статия [6], озаглавена "Пътната карта на плазмата 2012" (The 2012 Plasma Roadmap) тук е направен кратък преглед на някои от найперспективните области за развитие на изследванията В областта на нискотемпературната плазма. Плазменото ецване е водеща технология в последните десетилетия в усилията за намаляване на размерите на съвременните интегрални схеми. Отлагане на слоеве и модифицирането на повърхности е друго основно приложение на плазмените технологии. Разработването на плазмени източници с големи размери е необходимост от икономическа и технологична гледна точка. Микроплазмите се дефинират като плазма с размери от порядъка на mm до µm. За да се предотвратят загубите на частици на стените, обикновено това са разряди при високо налягане. Приложението на плазмата в медицината е една сравнително нова област, възникнала около началото на века. Приложението на плазмата за заваряване и рязане при дъгови разряди изисква висока плътност на плазмата и висока температура на тежките частици, приблизително равна на електронната температура. В областта на опазване на околната среда плазмата се използва за стерилизиране на вода, обеззаразяване на биологични отпадъци и разграждане на вредни газове. Плазмените двигатели намират приложение като спомагателни двигатели при някои космически апарати. Плазменото осветление е дълго развивана област на приложение, която днес се намира в остра конкуренция със светодиодните източници на светлина.

Във високотемпературната плазма най-големият проект е строящият се в момента нов реактор за управляем термоядрен синтез ITER. Реакторът е тип токамак, като плазмата се удържа в тороидална камера от магнитно поле. Един от методите за допълнително нагряване на плазмата в реактора, с който са свързани част от задачите в дисертацията, е инжекция на неутрални снопове.

В дисертацията се използвани и трите основни методи за моделиране на плазмата: модели на отделни частици, кинетични модели и флуидни модели. Те са приложени за трите основни типа високочестотни разряди: индуктивни, капацитивни и в поле на електромагнитна вълна.

#### Цел на дисертационния труд и основни задачи

Целите на дисертацията могат да бъдат групирани в следните две основни насоки:

- Усъвършенстване и развиване на методите за моделиране на газовите разряди в променливи електромагнитни полета.
- Приложение на моделите за определяне на характеристиките на изследваните газови разряди.

Задачите, свързани първата насока са следните: Разработване на метод за опростено описание на движението на йоните в разряда при ниско налягане; Разработване на метод за определяне на потенциала на диелектрични стени; Разработване на модификация на моделите с отделни частици, при която не се използват клетки; Разработване на методи за детекция на резонансни скорости на частици в периодични структури.

Задачите по втората насока могат да се разделят на три групи: Оптимизиране на източник на отрицателни водородни йони; Изясняване на механизма на работа на нови плазмени източници или обясняване на нови ефекти; Моделиране на намиращи се в процес на конструиране плазмени източници.

Резултатите от числените модели са потвърдени, където е възможно, от експерименти (Част 2.1, Част 3.2, Част 4.2, Част 5.2 и Част 6.2) или от точни и аналитични решения (Част 2.4 и Част 4.1).

#### Публикации

Броят на публикациите, на които се базира дисертационният труд, е 34, от които 20 статии в списания с импакт фактор и 14 публикации в материали на конференции. Броят на самостоятелните публикации е 5. Броят на забелязаните цитати в Scopus е 58.

#### Структура и обем на дисертационния труд

Дисертационният труд е в обем от 298 страници, като включва увод, литературен обзор, 5 глави с оригинални резултати, основни приноси, списък на публикациите по дисертацията и използвана литература. Цитирани са общо 271 литературни източници. Работата включва общо 233 фигури и 4 таблици. Номерата на фигурите и таблиците в автореферата съответстват на тези в дисертационния труд.

#### **II. СЪДЪРЖАНИЕ НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД**

## Глава 1. Високочестотни разряди: методи за моделиране и основни типове

#### 1.1. Основни методи за моделиране на газовите разряди

Основните методи за моделиране на газовите разряди са три: модели на отделни частици, кинетични модели и флуидни модели. Съществуват и хибридни модели, при които най-често за електроните се прилага кинетичен модел или модел на отделни частици, а за йоните моделът е флуиден.

#### 1.1.1. Модели на отделни частици

#### А. Частица в клетка с Монте Карло удари (Particle in cell Monte Carlo collisions)

Particle in cell (PIC) моделите се използват във физиката на плазмата, където е необходимо да се отчита обемният заряд, създаван от електроните и йоните. Първо ще бъде представена общата схема на метода [7, 8]. Основната идея е областта на моделиране да се раздели на голям брой клетки и на ъглите на тези клетки да се разпредели зарядът на намиращите се в клетката частици. След това, знаейки обемната плътност на заряда, се решават уравненията на електромагнитното поле при зададените гранични условия и се пресмятат силите, действащи на всяка заредена частица. Решават се уравненията за движение на частиците в рамките на една стъпка във времето  $\Delta t$ . Отчита се загубата на частиците, напуснали областта на моделиране (например, достигнали стените на камерата) и евентуално притокът на частици, влизащи в областта на моделиране. Изчисляват се промените на скоростта и енергията на частиците в резултат на удари с други частици, както и създаването и загубата на частици в резултат на йонизация и рекомбинация.

При описанието на ударите между частиците, в РІС моделите се използва Монте Карло метод. Тук ще разгледаме случая на удари електрон-атом. С помощта на случайни числа се определят: 1) Времето между два удара; 2) Посоката на движение след удара, която се определя от полярния ъгъл  $\theta$  и азимуталния ъгъл  $\alpha$ ; 3) Вид на удара (еластични, нееластични за възбуждане на различни нива в атома, йонизация).

Трябва да се отбележи, че PIC Монте Карло моделите позволяват да се определи и функцията на разпределение на електроните по скорост или енергия. Това прави метода еквивалентен на кинетичните модели, които ще бъдат разгледани в следващата част.

#### Б. Директно Монте Карло симулиране (Direct Simulation Monte Carlo (DSMC))

Методът DSMC намира приложение при моделирането на разредени газове на ниво на разглеждане на индивидуални молекули. Схемата е подобна на тази за PIC моделите, като няма заредени частици и не действат електромагнитни сили. Пример за

приложението на метода в газовите разряди може да бъде намерен в [9], където е моделиран неутралния газ в източник на отрицателни йони за ITER при много ниско налягане под 1 Ра.

#### 1.1.2. Кинетични модели

При кинетичните модели не се работи с отделни частици, а се определя плътността на частиците във фазовото пространство (функцията на разпределение). Като правило газовите разряди при ниско налягане са далеч от термодинамично равновесие и поради това функцията на разпределение на частиците по скорости не е Максуелова.

В кинетичните модели функцията на разпределение се получава в резултат на решаване на уравнението на Болцман [2, 5]:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_{\mathbf{v}} f = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{c}$$
(1)

като f е функцията на разпределение, **v** и *m* са скоростта и масата на частиците, **F** е действащата на частиците сила, с  $\nabla_{v}$  е означен градиент в пространството на скоростите, а с  $\nabla_{r}$  - градиент в конфигурационното пространство. Смисълът на уравнение (1) е, че изменението на функцията на разпределение (първия член в лявата страна) се дължи на дифузия (втория член в лявата страна), действие на сили (третия член в лявата страна) и удари с други частици (дясната страна на уравнението).

Уравнение (1) е интегро-диференциално уравнение, тъй като за определянето на скоростните константи на различните видове удари в дясната му страна е необходимо осредняване по функцията на разпределение. Допълнително затруднение създава и фактът, че електричната сила, действаща на частиците трябва бъде определена самосъгласувано, т.е. с уравненията на Болцман за всеки вид частици трябва да се решават и уравненията на Максуел. Така получената система от нелинейни интегродиференциални уравнения в седеммерно пространство ( $x, y, z, v_x, v_y, v_z, t$ ) е на практика нерешима и затова се прилагат различни методи за намиране на приблизителни решения [10].

Външно електрично поле води до анизотропия на функцията на разпределение на частиците, като за електрони стандартно се използва разложението в два члена [2]:

$$f_e(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) \approx f_{e0}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{\mathbf{v}}{\mathbf{v}} \cdot \mathbf{f}_{e1}(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$$
(2)

В (2)  $f_e$  е представена като сума от изотропна част  $f_{e0}$  и анизотропна част  $\mathbf{f}_{e1}$ . Предполага се, че  $f_{e0} >> f_{e1}$ . В променливо електрично поле, пропорционално на  $\exp(i\omega t)$ , зависимостта на  $\mathbf{f}_{e1}$  от времето е също от типа  $\exp(i\omega t)$ .

Освен функцията на разпределение по скорости f(v), приложение намират и функцията на разпределение по енергия f(E), като  $E = mv^2/2$  и вероятностната функция (electron energy probability function (EEPF))  $f(E)/\sqrt{E}$ .

#### 1.1.3. Флуидни модели

Във флуидните модели се решават уравненията за моментите на функцията на разпределение. Моментите на функцията на разпределение са комбинации от компоненти на скоростта на частиците, осреднени по функцията на разпределение [5]. Уравненията за моментите на функцията на разпределение се получават като уравнението на Болцман (1) се умножи по дадена комбинация от компонентите на скоростта и се интегрира по цялото пространство на скоростите [5]. Обикновено флуидните модели на газови разряди включват уравненията за нулев, първи и втори момент за заредените частици в плазмата.

Уравнението за нулевия момент се нарича още уравнение за непрекъснатост или уравнение за баланс на частиците:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n\mathbf{u}) = \frac{\delta n}{\delta t}$$
(3)

където *n* е концентрацията на частиците, **u** е насочената скорост,  $\delta n / \delta t$  представя създаването и загубите на частици в резултат на удари.

Уравнението за първия момент е уравнението за движение:

$$mn\left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u}.\nabla)\mathbf{u}\right] = qn(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) - \nabla(nkT) - m\nu n\mathbf{u} - m\mathbf{u}\frac{\partial n}{\partial t}$$
(4)

като m и q са масата и заряда на частиците, k е константата на Болцман, **E** и **B** са електричното и магнитното поле, а v е честотата на еластични удари с другите видове частици. Уравнение (4) е подобно на уравнението на Навие-Стокс, като са добавени електромагнитни сили, а е пренебрегнат вискозитета. Еластичните удари с неутрални атоми и молекули (предпоследният член в дясната страна) играят ролята на сила на съпротивление. Създаването на нови заредени частици (последният член в дясната страна) също играе роля на сила на съпротивление, тъй като приемаме, че новосъздадените частици са с нулева средна скорост и тяхната поява води до намаляване на скоростта на потока от заредени частици.

Уравнение за втори момент е уравнението за баланс на енергията, което найчесто се решава само за електроните [11, 12]:

$$\frac{3}{2}\frac{\partial}{\partial t}(nkT) + \operatorname{div}\left[\left(\frac{m\mathbf{u}^2}{2} + \frac{5}{2}kT\right)n\mathbf{u}\right] + \operatorname{div}\mathbf{q} = P_{\mathrm{w}} - P_{\mathrm{coll}} - en\mathbf{E}_{\mathrm{dc}} \cdot \mathbf{u}$$
(5)

В (5) **q** е топлинният поток, а  $P_w$  и  $P_{coll}$  са внесената от електромагнитното поле външна мощност и загубите на мощност от удари с други частици. **E**<sub>dc</sub> е постоянното електрично поле, възникващо в разряда.

В заключение в част 1.1 е направен преглед на предимствата и недостатъците на трите метода за моделиране.

Предимство на моделите на отделни частици е, че използват най-малко начални предположения и могат да дадат най-близки до реалността резултати. Принципен недостатък е по-трудното разбиране на физиката, която стои зад получените резултати. Други недостатъци са възникването на числен шум и недоброто описание на

5

високоенергетичната опашка на функцията на разпределение. Тези проблеми могат да се преодолеят с нарастване на броя на частиците в моделите, но това увеличава и без това големите изисквания към използваната компютърна техника.

Кинетичните модели дават добро описание на цялата функция на разпределение и при тях няма числен шум. Недостатък на метода е, че на практика решаването на уравненията на модела е възможно само в приближение.

Основното предимство на флуидните модели е, че дават най-подходящи резултати за анализ на процесите в плазмата. Недостатък е използването на много начални предположения: за функцията на разпределение, за граничните условия и др.

#### 1.2. Основни типове високочестотни газови разряди

В [2], която е основна книга в областта на приложението на плазмата в технологиите, са разгледани четири типа газови разряди при ниско налягане: капацитивни, индуктивни, разряди във вълново поле и постояннотокови разряди. Резултатите в настоящата дисертация са свързани с първите три типа разряди, които са поддържани в променливи електромагнитни полета. Класификация на разрядите в зависимост от честотата на полето f е дадена в [3]: постояннотокови и нискочестотни при f < 1 MHz, радиочестотни при 1 < f < 500 MHz и микровълнови при 0.5 < f < 10 GHz. Моделите в дисертацията са за радиочестотни (13.56 MHz, 27 MHz и 150 MHz) и микровълнови (2.4 GHz) разряди, обединени под името високочестотни разряди.

#### 1.2.1. Капацитивни разряди

Капацитивните разряди се възбуждат между два успоредни електрода, единият от които е заземен, а на другия е подадено напрежение, типично с честота 13.56 MHz (виж например [2, 3]). Около всеки електрод се образува слой (sheath) (Фигура 1.8), чиято ширина и потенциал се изменят с изменение на напрежението на активния електрод.



Фигура 1.8. Схематично представяне на изменението на потенциала между електродите на капацитивен разряд [13]. Отрицателен (горе) и положителен (долу) потенциал на левия електрод. В плазмата потенциалът е представен като постоянен, а в слоевете (sheath) до електродите потенциалът спада. В литературата се разглеждат два основни механизма за нагряване на плазмата в капацитивните разряди. При умерени налягания (от порядъка на десетки паскали и повисоки) доминира обичайното джаулово нагряване. Разстоянието, изминато от електрона между два удара с атоми е много малко и електричното поле почти не се изменя по траекторията на електрона. Плътността на тока в дадена точка е пропорционална на интензитета на електричното поле в тази точка. В този случай се говори за локално или ударно нагряване. Много технологични приложения обаче изискват налягане под 10 Ра [3]. При толкова ниско налягане електроните изминават значително разстояние между два удара и електричното поле се изменя по траекторията им. Плътността на тока в дадена точка зависи от интензитета на електричното поле по цялата траектория на електрона. Нагряването в този случай е нелокално или безударно (понякога се използва и термина стохастично). Възможно е двата начина на нагряване да действат едновременно – безударно в слоя и джаулово в обема на плазмата [2].

Нелокалното нагряване е обект на интензивни изследвания с кинетични модели и модели на отделни частици. Резултатите от моделите на отделни частици дават следната картина на нагряването на плазмата в слоя. Когато потенциалът на единия електрод спрямо плазмата се понижава, слоят пред него се разширява. Електроните, намиращи се пред този електрод, се отблъскват към вътрешността на плазмата. Формира се сноп от високоенергетични електрони, движещ се от електрода към плазмата, които възбуждат и йонизират неутралните атоми.



Фигура 1.9. Електронни снопове в капацитивен разряд. Резултати от РІС модел [14] за два периода на RF полето. Белите линии дават индикация за границите на слоя.

Друга основна насока (освен механизмите на нагряване) на изследванията на капацитивни разряди е управлението на енергията, с която йоните достигат електродите, което е от голямо значение за технологичните приложения.

#### 1.2.2. Индуктивни разряди

При индуктивните разряди външна антена (цилиндрична или плоска) индуцира токове в плазмата.

Един от подходите за моделиране на индуктивни разряди е чрез трансформаторните модели. Разрядът се описва като трансформатор, в който антената играе ролята на първична намотка на трансформатор, а плазмата е вторичната намотка.

При втория подход за моделиране на индуктивни разряди се разглежда електромагнитна вълна, излъчена от антената към плазмата. И тук, както при капацитивните разряди, се разграничават случаите на локално и нелокално нагряване. Изследванията върху нелокалното нагряване в индуктивни разряди [15] водят до резултати за аномален скин ефект и области на отрицателно нагряване на плазмата от полето. На Фигура 1.11 ясно се вижда немонотонното изменение на интензитета на електричното поле с отдалечаване от намотката (при нормален скин ефект полето намалява експоненциално).



Фигура 1.11. Експериментални резултати за амплитудата (а) и фазата (b) на електричното поле за индуктивен разряд с плоска намотка [16].

Съществуват два мода на индуктивните разряди: капацитивен и индуктивен. Преходът между модовете и възникващия при това хистерезис са широко обсъждани в литературата.

#### 1.2.3. Разряди в поле на електромагнитна вълна

Друг източник на плътна плазма са разрядите в поле на електромагнитна вълна. Енергията на вълната се предава на електроните в плазмата с ударен или безударен механизъм. От големия брой различни вълни, разпространяващи се в плазма, дадени например в [1, 17] най-голямо приложение в технологиите намират разрядите на електронен циклотронен резонанс (electron cyclotron resonance, ECR), хеликоновите разряди и разрядите на повърхнинни вълни (по-общо в модове на Trivelpiece–Gould) [2].

Изследванията в Глава 6 на дисертацията са насочени към разряди в поле на разпространяващи се електромагнитни вълни и затова на тях е обърнато по-голямо внимание. Те се разделят на два вида – повърхнинни вълни, когато не е приложено външно магнитно поле и вълни на Trivelpiece–Gould (TG) при приложено аксиално външно магнитно поле [18].

Налагането на граничните условия за компонентите на полето на границата плазма-вакуум води до получаване на дисперсионното уравнение на вълната [19]. Обичайно е представянето на решението на дисперсионното уравнение във вид на фазови диаграми (Фигура 1.15). На абцисата е зададено произведението от реалната част на вълновото число и радиуса на разряда, а по ордината отношението на кръговата честота на вълната към плазмената честота.

При разрядите на повърхнинна вълна плътността на плазмата спада линейно от източника на вълната. Едва в края на разряда се получава рязък спад (Фигура 1.16). При увеличаване на мощността, наклонът на профила се запазва, а се променя дължината на разряда.



Фигура 1.15. Фазови диаграми на повърхнинна вълна [19] в хомогенен плазмен стълб.



Фигура 1.16. Аксиален профил на плътността на плазмата в разряд на повърхнинни вълни [20]. Източник на вълната при z = 0.

Основни насоки в развитието на моделите е отчитането на ударите електронинеутрали и радиалната нехомогенност на плазмата в разряди както със, така и без външно магнитно поле.

Важен аспект на изследванията е въпросът за самосъгласуваността на разрядите [18, 19], даваща връзката между плътността на плазмата и интензитета на електричното поле. За пълна самосъгласуваност е необходимо отчитане и на връзката между електронната температура и електронната концентрация.

Специфичен вид разряди в поле на вълна са коаксиалните разряди, при които на оста на разряда няма плазма. Разрядът се възбужда около диелектричен цилиндър или коаксиална структура.

### Глава 2. Моделиране на индуктивни разряди с малък радиус

В Глава 2 са представени някои основни резултати за разряди с малък радиус, отнасящи се за особености при внасянето на мощност в разряда, породени както от малкия радиус, така и от ниското налягане на газа. Изследвана е и ролята на материала на стените на газоразрядната камера. Разгледани са случаите на индуктивен разряд с цилиндрична и планарна (плоска) намотка.

#### 2.1. Внасяне на мощност в разряд с планарна намотка

В тази част са представени резултати за индуктивен разряд с планарна намотка, като е предположен дифузионен режим на разряда и локално нагряване на плазмата. Основната част от резултатите са публикувани в [A2].

Първо са получени аналитични решения на уравненията на Максуел за индуктивни разряди за случая на хомогенна плазма. Областта на моделиране е безкрайно дълга метална тръба с радиус R, запълнена с хомогенна плазма при z > 0 и вакуум при z < 0. Планарната намотка е симулирана с повърхнинен ток на границата между плазмата и вакуума при z = 0. В този случай уравненията на Максуел се разделят на две независими системи от диференциални уравнения за H-мод  $(E_{\varphi}, H_r, H_z)$  и за E-мод  $(H_{\varphi}, E_r, E_z)$ .

Решението за  $E_{\varphi}$  за Н-мода, който е основният мод, поддържащ индуктивния разряд, след прилагане на граничните условия, се дава от:

$$E_{\varphi} = \sum_{n=1}^{\infty} A_n e^{-\alpha_{\text{Hn}}z} J_1\left(\frac{\lambda_n}{R}r\right)$$
(5)

като  $\lambda_n$  е n-ти корен на беселовата функция  $J_1$ , а стойностите на  $\alpha_{Hn}$  се определят от:

$$\alpha_{\rm Hn} = \sqrt{\frac{\lambda_n^2}{R^2} - \varepsilon_{pl} \frac{\omega^2}{c^2}}$$
(6)

От този резултат могат да бъдат направени следните изводи:

1. При малък радиус и сравнително малка плътност на плазмата (под  $10^{18}$  m<sup>-3</sup> на Фигура 2.2) първият член в (6) доминира и  $\alpha_{H_n} \approx \lambda_n / R$ , т.е. в този случай дебелината на скин слоя  $\delta = 1/\alpha_{H_n}$  зависи слабо от плътността на плазмата и се определя главно от геометрични фактори.

2. Стойностите на нулите на беселовата функция нарастват с n и следователно стойностите на  $\alpha_{\text{H}n} \sim \lambda_n$  също нарастват с n. Поради това близо до намотката електричното поле е силно повлияно от нейната форма, докато далеч от намотката членовете с n > 1 в (5) затихват по-бързо от първия член и при достатъчно големи z

електричното поле се дава просто от  $E_{\varphi} = A_1 e^{-\alpha_{\rm H} z} J_1 \left(\frac{3.83}{R}r\right)$ . (тук е взето предвид, че



Фигура 2.2. Профили на азимуталната компонента на интензитета на електричното поле при R = 2.25 cm за различни стойности на плътността на плазмата; на малката фигура е показан първият сантиметър от разряда.

Бързото затихване на членовете с *n* > 1 се вижда и на малката фигура, вмъкната във Фигура 2.2, показваща областта близо до намотката. Наклонът на профилите в първите два милиметра е видимо по-висок от наклона по-навътре в плазмата.

Моделът е доразвит с отчитане на диелектрик между плазмата и металния екран и със самосъгласувано получаване на плазмените параметри, като и в двата случая са потвърдени получените по-горе изводи. Проведени са и експерименти, потвърждаващи резултатите от модела.

В литературата възбуждането на Е-мод се обяснява с пад на напрежението между навивките на намотката или намотката се разглежда като един от електродите на капацитивен разряд. Тук е потърсен друг подход, като възникването на Е-мода е обяснено с радиалния ток в намотката.

Резултатите от модела показват, че  $H_{\varphi}$  и  $E_r$  компонентите са пропорционални на 1/*R*, докато за  $E_z$ -компонентата зависимостта е квадратична. Главният извод е, че ролята на Е-мода нараства при малък радиус на тръбата на разряда, като ефектът е найсилен върху  $E_z$  компонентата на полето.

#### 2.2. Внасяне на мощност в разряд с цилиндрична намотка

В тази част е представен флуиден модел на индуктивен разряд в аргон с цилиндрична намотка в дифузионен режим. Както и в предната част и тук основен механизъм за предаване на енергия на електроните е джауловото нагряване. Освен за плазмените параметри, моделът дава резултати и за влиянието на плазмата върху външната верига, т.е. разработен е трансформаторен модел. Основната част от резултатите са публикувани в [АЗ].

Резултатите от модела са за радиалните профили на компонентите на електромагнитното поле в зависимост от налягането p (Фигура 2.16), приложената мощност P и честотата  $\omega$ .



Фигура 2.16. Радиални профили на амплитудите на  $E_{\varphi}$  и  $H_z$  компонентите на полето при налягания p = 0.05, 0.2, 2 и 5 Тогг. Честота f = 13.56 МНz и приложена мощност P = 100 W.

#### 2.3. Внасяне на мощност в разряда при ниско налягане

В тази част са разгледани особеностите при внасяне на мощност в индуктивни разряди при ниско налягане. С намаляването на налягането нараства средният свободен пробег на частиците. Нагряването на плазмата в този случай е нелокално.

Разработени са модели за случаите на плоска [Б1] и цилиндрична намотка [Б2, Б3].

В случая на плоска намотка се решава вълновото уравнение, като за диелектричната проницаемост се използва израз, получен от кинетичната теория [4]. Резултатите показват, че използването на аналитичните изрази за нормален скин с удари и аномален скин при краен радиус на разряда не е удачно и за определянето на дебелината на скин слоя е необходимо решаване на дисперсионното уравнение, отчитащо и радиуса на разряда.

При цилиндрична намотка е необходим по-различен подход, тъй като при планарната намотка амплитудата на вълната намалява в аксиално направление, а при цилиндричната намотка тя намалява в радиално направление. Вълновото уравнение е изведено за амплитудата  $E_{\varphi}(r)$  на високочестотното електрично поле, като в дясната страна на уравнението участва токът в плазмата. За определяне на тока първо се решава уравнението на Болцман в цилиндрични координати:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{v}_r \frac{\partial f}{\partial r} + \left(\frac{\mathbf{v}_{\varphi}^2}{r} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \Phi(r)}{\partial r}\right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}_r} - \left(\frac{\mathbf{v}_r \mathbf{v}_{\varphi}}{r} + \frac{e \tilde{E}_{\varphi}(r,t)}{m_e}\right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}_{\varphi}} = \frac{\delta f}{\delta t}$$
(7)

където f(r, v, t) е функцията на разпределение на електроните по скорости,  $v_r$  и  $v_{\varphi}$  са радиалната и азимуталната компоненти на скоростта на електроните, e е зарядът на електрона, а  $m_e$  е неговата маса. Решението на уравнението на Болцман се търси във вида на сума от изотропна част  $f_0$  и осцилираща анизотропна част, имаща вида  $f_1(r, \mathbf{v}) \exp(-i\omega t)$ . При решаването на уравнение (7) анизотропната част на функцията на разпределение  $f_1$  е разделена на две части в зависимост от посоката на радиалната скорост като  $f_{1+} = f_1(v_r > 0)$  и  $f_{1-} = f_1(v_r < 0)$ . След пренебрегване на малките членове уравнение (7) се свежда до:

$$\frac{\partial f_{1\pm}}{\partial r} + \frac{1}{|\mathbf{v}_r|} \left( \frac{\mathbf{v}_{\varphi}^2}{r} + \frac{e}{m_e} \frac{\partial \boldsymbol{\Phi}(r)}{\partial r} \right) \frac{\partial f_{1\pm}}{\partial |\mathbf{v}_r|} - \frac{\mathbf{v}_{\varphi}}{r} \frac{\partial f_{1\pm}}{\partial \mathbf{v}_{\varphi}} \pm \frac{\mathbf{v}_{en} - i\omega}{|\mathbf{v}_r|} f_{1\pm} = \pm \frac{eE_{\varphi}(r)}{m_e |\mathbf{v}_r|} \frac{\partial f_0}{\partial \mathbf{v}_{\varphi}}$$
(8)

Отчитайки законите за запазване на енергията  $m_e(v_r^2 + v_{\phi}^2)/2 - e\Phi = const.$  и на момента на импулса  $m_e r v_{\phi} = const.$ , решението за  $f_{1\pm}$  е:

$$f_{1\pm}(r) = \pm \int_{r_1}^{r} \frac{eE_{\varphi}(r')}{m_e |\mathbf{v}_r(r')|} \frac{\partial f_0(r')}{\partial \mathbf{v}_{\varphi}} e^{\pm \alpha(r',r)} dr' + \frac{e^{\mp \alpha(r,r_1)}}{\sinh \alpha(r_2,r_1)} \int_{r_1}^{r_2} \frac{eE_{\varphi}(r')}{m_e |\mathbf{v}_r(r')|} \frac{\partial f_0(r')}{\partial \mathbf{v}_{\varphi}} \cosh \alpha(r',r_2) dr'$$
(9)

Решението (9) е получено при отчитане на условието за непрекъснатост на  $f_{1\pm}$  в точките, където  $v_r = 0$ . Това са мястото на отражение на електрона от слоя до стените на тръбата при  $r = r_1$  и средата на пътя между две отражения при  $r = r_2$ .

С  $\alpha$  е означен изразът

$$\alpha(r_1, r_2) = \int_{r_2}^{r_1} \frac{v_{en} - i\omega}{|\mathbf{v}_r(r')|} dr$$

Плътността на тока се дава от

$$\dot{J}_{\varphi}(r) = -e \int_{(v)} v_{\varphi}(f_{1+} + f_{1-}) d^{3}v$$
(10)

Заместването на израза за тока (10) във вълновото уравнение води до получаване на интегро-диференциално уравнение. Численото му решаване по метода на крайните разлики е направено от Станимир Колев [Б3].



Фигура 2.32. Радиални профили на амплитудата (а) и фазата (b) на високочестотното електрично поле.

Резултати за радиалните профили на амплитудата и фазата на високочестотното електрично поле са показани на Фигура 2.32. За сравнение е показан и резултат с използване на израза за локалната проводимост  $\sigma = n_e e^2 / [m_e (v_{en} - i\omega)]$ . Докато при локалната проводимост се наблюдава обичайното монотонно намаляване на

амплитудата на  $E_{\varphi}(r)$  към оста на разряда, то при разглежданата тук нелокална проводимост изменението на полето е немонотонно и се наблюдава скок във фазата.

#### 2.4. Описание на движението на йоните при ниско налягане

Уравнението за движение във флуидните модели (4) е нелинейно уравнение, подобно на уравнението на Навие-Стокс, чието точно решаване е свързано с редица трудности. В тази част е представен метод за приблизително решаване на уравнението, при който решението се получава значително по-лесно без голяма загуба на точност. Резултатите от тази част са публикувани в [А5]. Записано в общ вид в стационарен случай, уравнението за движение на заредените частици в плазмата има вида

$$mn\left(\left(\vec{v}\cdot\vec{\nabla}\right)\vec{v}\right) = \pm qn\vec{E} - \nabla(nkT) - m\,vn\vec{v} \tag{11}$$

В (11) *m*, *n*, *q*,  $\vec{v}$  и *T* са масата, концентрацията, заряда, скоростта и температурата на даден вид заредени частици,  $\vec{E} = -\nabla \Phi$  е постоянното електрично поле, възникващо в разряда,  $\nu$  е честотата на удари с други частици, а *k* е константата на Болцман. Тук в разряда не е приложено външно магнитно поле.

При положителните йони дрейфът и дифузията действат в една и съща посока към стените на разряда. Тъй като температурата на йоните е много по-ниска от електронната, членът с дифузията е малък и често може изобщо да се пренебрегне. При умерени налягания движението на йоните се определя от дрейфа (първия член в дясната страна на (11)) и силата на триене (третия член в дясната страна на (11)). С понижаване на налягането честотата на удари и следователно и силата на триене намаляват. Нараства ролята на ( $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}$ ) $\vec{v}$  члена, който действа в посока обратна на дрейфа (за ( $\vec{v} \cdot \vec{\nabla}$ ) $\vec{v}$  члена се използват още наименованията инерчен член и конвективна производна).

От гледна точка на моделирането на разрядите, лявата страна на (11) може да се пренебрегне за електроните при всяко налягане и за йоните при умерени налягания. Това превръща (11) от диференциално в алгебрично уравнение, което значително опростява решаването му. При ниски налягания обаче този член трябва да се отчита при описание на движението на йоните. Това налага решаването в модела на нелинейното диференциално уравнение (11).

В тази част е предложен един подход, при който ролята на инерчния член е отчетена в последователни приближения. Направено е сравнение с точни решения.

Първо се намира приблизително решение на (11) при пренебрегване на дифузията и ударите:

$$\frac{1}{2}m_i \mathbf{v}_{ix}^2 = e(\boldsymbol{\Phi}_{\max} - \boldsymbol{\Phi})$$
(12)

От него се определя производната на  $v_{ix}$  и се замества в (11). Това води до значително опростяване на решаваното уравнение при малка загуба на точност, както показват резултатите на Фигура 2.36.



Фигура 2.36. Профили на електронната концентрация. Точното решение е показано с плътна линия, означена с (1) Случаят с пренебрегнат инерчен член е маркиран с пунктирана линия (2). Приблизителното решение по метода, разработен в тази част, е маркирано с точки и (3).

В заключение, резултатите от тази част показват, че пренебрегването на инерчния член при разглежданите ниски налягания е недопустимо, тъй като води до големи разлики в получаваните резултати за плазмените параметри. От друга страна решаването на нелинейните диференциални уравнения в пълен вид води до значителни числени трудности. Представеният тук метод позволява диференциалните уравнения да бъдат заменени с опростен израз за потока на йоните, като по този начин се избягват трудностите при решаването им, запазвайки добра точност на получените резултати.

#### 2.5. Влияние на материала на стените върху разряда

Материалът на стените на газоразрядната камера влияе съществено върху плазмените параметри. От гледна точка на моделирането той определя граничните условия на решаваните уравнения. В случая на метални стени потенциалът на стената е константа, най-често със стойност нула. Поради различните потоци на положително и отрицателно заредени частици в дадена точка по металните стени текат токове. В случая на диелектрични стени (най-често стъкло, кварц) токове по стената не текат и разликата в потоците в дадена точка води до натрупване на заряд в тази точка, който променя потенциала. Този потенциал влияе върху потоците на положителните и отрицателните частици, водейки до тяхното изравняване при достигане на стационарно състояние. От гледна точка на моделирането при диелектрични стени е необходимо към системата уравнения да се добави и уравнение за повърхнинния заряд на стените на камерата. Включването на уравнение на границите на областта на моделиране към системата от уравнения, валидни за обема на областта, води до големи числени трудности, които понякога правят невъзможно намирането на решение. Затова тук е приложен друг подход, при който в итерации се намира потенциала на диелектричните стени, осигуряващ равенство на потоците от положително и отрицателно заредени частици. Първо се намира решение за случая на метални стени. След това се намира разликата на потоците на положително и отрицателно заредените частици. Тази разлика се апроксимира с полином. След това като гранично условие се задава различен от нула потенциал на стените, пропорционален на този полином. Намира се ново решение, след което отново се пресмята разликата в потоците и се коригира апроксимиращият полином. Опитът показва, че след 3-4 такива итерации се достига до решение с равни потоци към стените. Резултатите от тази част са публикувани в [Б4].

За сравнение на разряди с метална и диелектрична стена е разработен двумерен флуиден модел на индуктивен разряд с планарна намотка в аргон. Моделът е флуиден, като се решават уравнения (3)-(5) за индуктивен разряд с плоска намотка. Пример за резултати от модела е показан на Фигура 2.41.



Фигура 2.41. Радиална компонента на потока на електроните върху околната стена на тръбата за случая на диелектрична и метална стена.

От резултатите в тази част може да се направят следните основни изводи: предложената итерационна процедура за разряди с диелектрични среди доказва своята ефективност; видът на материала на стените влияе основно върху потока на електроните, докато потокът на йоните почти не се променя; влиянието на материала на стените е основно в слоя. Тъй като енергията на йоните нараства най-много именно в слоя, то материалът на стените оказва влияние върху енергията, с която йоните достигат стената на газоразрядната камера и това може да е от значение при процесите на повърхността на стената.

#### 2.6. Моделиране на неутралния газ

В условията на източниците на отрицателни йони обикновено налягането е много ниско (0.3 Pa), а концентрациите и температурите на заредените частици високи. Всичко това води до значително намаляване на концентрацията на неутрали (depletion) в областта с максимална плътност на плазмата. Поради това е необходимо в плазмените модели да се отчита и поведението на неутралните частици. Затова, като елемент от цялостен модел на източник на отрицателни йони, е разработен Монте Карло модел (Direct Simulation Monte Carlo (DSMC)) на протичането на газа в камера с размери, близки до тези на моделирания следващите глави източник на отрицателни йони.

В заключение, в Глава 2 са представени някои основни резултати за моделирането на индуктивни разряди с малък радиус при ниско налягане. Показано е, че малкият радиус на разряда влияе силно върху дебелината на скин слоя както в дифузионен режим, така и в режим на свободен пробег. Установен е нов механизъм, обясняващ поддържането на разряда в Е-мод, а именно радиалния ток в намотката. Разработени са по-ефективни за приложение методи за описание на движението на йоните и за отчитане на влиянието на диелектричните стени на камерата. Като елемент от цялостен модел на плазмен източник е разработен DSMC модел за неутралния газ.

## Глава 3. Моделиране на индуктивни разряди в електроотрицателни газове

В тази глава са представени модели на разряди в електроотрицателни газове, при които се формират отрицателни йони. Разгледани са разряди в слабо електроотрицателния водород и силно електроотрицателния кислород. Разрядът в кислород е в импулсен режим за разлика от останалите модели в дисертацията, при които внасянето на мощност е постоянно във времето.

#### 3.1. Разряд във водород

Първо са представени резултати от едномерен модел (публикувани в [A6, A4]), а след това моделът е доразвит до двумерен [A7, Б5, Б6], като акцентът е върху поведението на отрицателните йони. Тъй като изследванията са провеждани във връзка с разработване на източник на отрицателни водородни йони за приложение в термоядрения синтез, разрядът е при много ниско налягане. Основната цел на работата е получаване на висока концентрация на отрицателните водородни йони.

Частиците в модела са електрони, три вида положителни йони  $H^+$ ,  $H_2^+$  и  $H_3^+$ , отрицателни йони  $H^-$  и неутрални атоми и молекули. Тъй като формирането на отрицателни йони става от вибрационно възбудени молекули, тяхното поведение е разгледано подробно. Моделът е едномерен, като е изследвана радиалната структура на разряда. За всички видове частици са решени уравненията за непрекъснатост (3) (за вибрационно възбудени молекули това са 14 уравнения за всяко от вибрационните нива (v = 1-14) на водородната молекула в основно електронно състояние.). За положителните йони са решени уравненията за движение с отчитане на конвективната производна поради ниското налягане. Последните две уравнения от модела са баланса на енергията на електроните и уравнението на Поасон за потенциала на d.c. полето.

Влияние на радиуса на разряда върху плазмените параметри е показано на Фигура 3.1. Представените резултати са за налягане p = 7.5 mTorr (1 Pa) максимална плътност на плазмата  $n_{e0} \equiv n_e (r=0) = 3.5 \times 10^{11} \text{ cm}^{-3}$ . Радиусът на разряда се изменя в граници R = (2-10) ст. Вижда се характерния за разряди при ниско налягане рязък спад на  $n_e$  в слоя до стените на тръбата. С намаляването на радиуса на тръбата, концентрацията на отрицателни йони в областта, в близост до оста на разряда нараства. Отношението на концентрацията на отрицателните йони към концентрацията на електроните на оста на разряда нараства от 0.6 % при R = 10 ст до 18 % при R = 2 ст.

Основно движението на йоните в разряда се определят от постоянното електрично поле. То е причина за дрейфа на положителните йони към стените на тръбата и за акумулирането на отрицателните йони в приосната област.

Главният извод от резултатите за влиянието на радиуса е за акумулиране на отрицателните йони в приосната област при малък радиус на разряда.

То се дължи основно на по-силното постоянно поле при малък радиус на тръбата и на по-малката вероятност за разрушаване на отрицателния йон при движението му към оста на разряда. Поради много лесното разрушаване на отрицателните йони, разстоянието, което те могат да изминат е сравнително малко и при голям радиус на разряда те се разрушават преди да достигнат приосната област. Като се има предвид, че средната концентрация на отрицателните водородни йони е много ниска, наличието на област с висока концентрация на отрицателни йони може да бъде от съществено значение за тяхното извличане. Тези резултати са в основата на идеята, че вместо използваните източници на отрицателни водородни йони с големи размери, поефективни биха били източници, състоящи се от голям брой газоразрядни тръби с малък радиус.



Фигура 3.1. Радиални профили на концентрацията на електроните (а) и отрицателните йони (b).



Фигура 3.9. Пространствено разпределение на електронната температура (a), електронната концентрация (b) и концентрацията на отрицателните йони при стойност на налягането 20 mTorr.

Едномерният модел на източник на отрицателни водородни йони е доразвит до двумерен модел в дифузионен режим. Частиците в модела и решаваните уравнения са същите, като при едномерния модел

Резултатите от модела потвърждават акумулиране на отрицателните йони в приосната област. Наблюдава се акумулиране на отрицателните йони и в аксиално направление в максимума на d.c. потенциала.

Модификацията на модела за случай на индуктивен разряд с плоска намотка [Б6] потвърждава акумулирането на отрицателните йони в областта на максимума на потенциала.

#### Екстракция на отрицателни йони от водородна плазма

Един специфичен въпрос, свързан с източниците на отрицателни водородни йони, е екстракцията на йоните от плазмата. Използват се системи от електроди и магнити, които осигуряват извличането на йоните от плазмата, отделянето на електроните и създаването на сноп от отрицателни йони.

Целта на модела в тази част е да се изследва зависимостта на екстрахирания йонен ток от приложеното напрежение в най-проста конфигурация и да се провери доколко валиден в този случай е законът на Чайлд-Ленгмюр.

Разработеният едномерен модел е модификация на метода Particle-in-Cell (Глава 1.1.1). В представения тук модел се предполага, че всяка една от наблюдаваните частици описва поведението на 10<sup>10</sup> частици. Външни параметри в модела са приложеното между двата електрода напрежение, потокът частици, излъчен от катода и функцията на разпределение на частиците. Тук за излъчените частици са използвани Максуелова функция на разпределение и моноенергетичен сноп.

Тъй като областта, в която стават съществени изменения на полето е много малка, за да се избегне прекалено големият брой клетки, електричното поле се изчислява по следния начин:

От

$$\operatorname{div} \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

в едномерен случай

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{1}{\varepsilon_0 S} \frac{dq}{dx}$$

където  $\rho$  е обемната плътност на заряда, S е напречното сечение на областта между електродите,  $\varepsilon_0$  е електричната константа, а dq е зарядът в клетка с дължина dx.

След интегриране по *x* :

$$E(x) - E(x=0) = \frac{1}{\varepsilon_0 S} \int_0^x dq$$

Тъй като зарядите са дискретни, интегралът може да бъде заменен със сума:

$$E(x) - E(x=0) = \frac{1}{\varepsilon_0 S} \sum_{x} dq$$

като се сумират зарядите на частици с координати от 0 до x. От

$$E = -\frac{d\varphi}{dx}$$

след още едно интегриране по *x* се получава:

$$\varphi(x) = -\int_{0}^{x} E(x')dx'$$

като стойността на константата E(x=0) се определя от граничното условие за потенциала на анода (навсякъде потенциалът на катода е приет за 0).

Последователността на работа е следната:

При известни потенциали на електродите се определя полето. След това от катода се излъчват частици с някакви начални скорости. Решават се уравненията на движение на частиците в изчисленото поле и се намират координатите им след една стъпка във времето. Изчислява се отново полето, като вземаме предвид и заряда на частиците между електродите. Решават се уравненията за движение с новото поле, както за частиците между електродите, така и за новоизлъчените от катода частици. Процедурата се повтаря, докато се получат стабилни във времето резултати.

Моделът е тестван за случая на един вид частици, като е получено много добро съвпадение с очакваните от аналитични пресмятания резултати, което доказва приложимостта на метода. В случая на три вида частици, излъчвани от катода, се наблюдава сложно поведение на измененията с времето на тока и потенциала. Главният извод е, че зависимостта на изходния ток от напрежението е много сложна и не се подчинява на закона на Чайлд-Ленгмюр.

#### 3.2. Импулсен режим на разряд в кислород

В тази част е представен модел на импулсен разряд в кислород. Моделиран е индуктивен разряд с плоска намотка. Импулсите на приложената външна мощност са с честота 100 Hz и запълване 50%. Целта на модела е да се обяснят резултатите от експеримент, които показват нарастване на електронната концентрация след края на всеки импулс. Моделът е публикуван в [А8].

Моделът е едномерен в пространството. Частиците, включени в модела са кислородни молекули в основно състояние  $O_2$ , положителни молекулни йони  $O_2^+$ , молекули в метастабилно състояние  $O_2(a^1\Delta_g)$ , атоми О, отрицателни атомни йони О<sup>-</sup> и електрони *е*. Размерът на областта на моделиране е d = 0.1 m, като се работи в декартови координати. Предполага се постоянно налягане на неутралния газ в цялата област на моделиране.

Моделът е флуиден, като за всички видове частици се решава уравнението за непрекъснатост (3), а за електроните и уравнението за баланса на енергията (5). Предполага се режим на амбиполярна дифузия.

На Фигура 3.27 са показани резултати за концентрациите на електрони, отрицателни йони и атоми като функция на времето и разстоянието между стените на камерата. Мощността се включва при t = 0 и се изключва при t = 5 ms, като периодът на повторение на импулсите е 10 ms.

Независимо от важната роля на обемните процеси, профилът на електронната концентрация (Фигура 3.27(а)) при включена мощност е близък до типичния за дифузионен режим синусов профил. Подобен е и резултатът за положителните йони. Отрицателните йони (Фигура 3.27(b)), поради дрейфа им в амбиполярното поле, се движат към центъра на разряда. Високата ефективност на обемните им загуби не позволява да се създаде в плазмата ядро от отрицателни йони. Малката вероятност за формиране на молекули на стените води до сравнително плоски профили на концентрацията на атомите (Фигура 3.27(с)). Същото се отнася и до метастабилните молекули.



Фигура 3.27. Резултати от модела при налягане 50 Ра: (а) концентрация на електроните, (b) концентрация на отрицателните йони, (c) концентрация на атомите.

Основните процеси за създаване на електрони при включена мощност са разрушаването на отрицателни йони при удари с атоми  $(O^- + O \rightarrow O_2 + e)$  и метастабилни молекули  $(O^- + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O_3 + e)$ . Поради ниската електронна температура тези процеси са по-важни от пряката йонизация. Загубите на електрони са

главно при прилепване ( $e + O_2 \rightarrow O + O^-$  и  $e + O_2(a^1\Delta_g) \rightarrow O + O^-$ ). Основният механизъм на загуба на енергия за електроните е за възбуждане на кислородните молекули. Тъй като в разглежданата област от стойности на плазмените параметри скоростната константа на този процес зависи много слабо от електронната температура, основният фактор, определящ загубата на енергия, е концентрацията на молекулите. Поради това, при нарастване на налягането, концентрацията на електроните намалява.

При изключване на мощността, електронната температура и всички свързани с електроните процеси намаляват драстично за по-малко от 10 µs. Това се отнася и до загубите на електрони, докато създаването им не е засегнато. Това е основният резултат от модела: при изключване на мощността продължава създаването на електрони, докато обемните им загуби се прекратяват. В резултат на това електронната концентрация нараства рязко за сметка на намаляване на концентрацията на отрицателните йони. След пика при изключването на мощността електронната концентрация намалява сравнително бавно в резултат на дифузия към стените.

Експеримент, проведен от А. Brockhaus, G. F. Leu, V. Selenin и J. Engemann в университета във Вупертал, Германия показва същото поведение на електронната концентрация (Фигура 3.30). Използван е микровълнов интерферометър на честота 26.5 GHz при мощност 40 mW.



Фигура 3.30. Експериментални резултати за пика на електронната концентрация при изключване на мощността.

В заключение, в Глава 3 са разгледани два ефекта, дължащи се на наличието на отрицателни йони в разряда. В слабо електроотрицателния водород се наблюдава акумулиране на отрицателните йони в приосната област, където тяхната концентрация достига стойности много по-големи от средните за разряда. Ефектът може да е от съществено значение в източниците на отрицателни водородни йони. В силно електроотрицателния кислород, в импулсен режим, се наблюдава пик на електронната концентрация след изключване на мощността. Този пик не е наблюдаван при разряди в инертни газове или други молекулни газове като азот. Единствено в хелий Greenberg и Hebner [21] са наблюдавали пик, който обясняват с енергия, освободена от атоми, възбудени до метастабилно ниво (Пенинг йонизация). Моделът показва, че в кислород механизмът е различен – концентрацията на електрони нараства в резултат на разрушаване на отрицателни йони.

## Глава 4. Плазмени източници с индуктивни разряди с периодична структура

В четвърта глава са разгледани плазмени източници, състоящи се от голям брой индуктивни разряди с малък радиус, равномерно разположени по *x* и *y* в двумерна структура. В част 4.1. индуктивните намотки са разположени на стената на голяма камера, докато в част 4.2. всеки разряд е в отделна малка тръба. В двата случая се проявяват различни ефекти. В част 4.1. електроните попадат в периодично електрично поле, което позволява резонансно нарастване на енергията им при определени условия. В част 4.2. се използват резултатите от Глава 3 за акумулирането на отрицателните йони във водороден разряд с малък радиус, като задачата е свързана с конструирането на голям източник на отрицателни йони.

## 4.1. Безударно нагряване в индуктивни плазмени източници с периодична структура

В тази глава е изследван нов механизъм на безударно нагряване. Разглеждаме електрон, движещ се успоредно на стената на разряда и минаващ под центъра на намотката. От двете страни на центъра на намотката азимуталната компонента на RF полето действа на електрона със сили с противоположни посоки. По такъв начин енергията, придобита от електрона от едната страна на центъра на намотката, се губи от другата му страна. Ако обаче полупериодът на RF полето се смени в момента, когато електронът е под центъра на намотката, то той ще вижда поле с една и съща посока и от двете страни на центъра на намотката и ще придобива енергия и през двата полупериода. Ефектът може да се усили при наличието на периодична структура от индуктивни намотки. Основната част от резултатите в 4.1. са публикувани в А9, Б8 и Б9. Приложени са два подхода за решаване на задачата: едномерен кинетичен модел с аналитично и числено решаване на уравнението на Болцман и двумерен числен Монте Карло модел.

Първо е получено аналитично решение на уравнението на Болцман с редица опростяващи предположения за електрон, преминаващ под центъра на намотката. Резултатите показват резонансно нарастване на анизотропната част на функцията на разпределение при определени скорости на електрона, зависещи от размера на намотката и честотата на полето (Фигура 4.10).

В двумерния случай се решава уравнението за движение на електроните, като Монте Карло модул отчита еластичните и нееластични удари. В модела се проследява движението на един електрон за достатъчно дълго време. Симулацията се основава на ергодичния принцип, че проследяването на голям брой частици за малък интервал време е еквивалентно на проследяването на една частица за дълъг период от време. Симулацията описва перфектно хомогенна плазма, идеално удържана от всички страни, като ефектите на натрупване на обемен заряд не се отчитат. Направени са тестове в сравнително прости случаи, за които има аналитични резултати, при които е потвърдена приложимостта на използвания метод.



Фигура 4.10. Абсолютна стойност на нормираната анизотропна част на функцията на разпределение по скорости за безударен случай.

Изследвани са две периодични структури от индуктивни намотки (Фигура 4.19). Първо, токът във всички намотки има една и съща посока, като тази структура е наречена орто матрица. Във втория случай токовете в две съседни намотки са в противофаза. Индуцираното електрично поле от една намотка е огледален образ на полетата, индуцирани от съседните й намотки. Поради това тази структура може да се разглежда като единична намотка в квадратна камера с идеално отразяващи електроните стени. Тази структура е наречена пара матрица



Фигура 4.19. Амплитуда (червено = максимум, синьо = минимум) и моментна посока на електричното поле (стрелки) за пара матрица (а) и орто матрица (b).

Индуцираното електрично поле в *x*-*y*-равнина, успоредна на намотките, формира периодична структура, която е подобна на стояща вълна. Аналитични резултати на U. Czarnetzki показват, че трябва да се очаква резонансно нарастване на енергията на електроните при скорости:

ortho: 
$$\mathbf{v}_x \pm \mathbf{v}_y = \pm \mathbf{v}_p$$
,  
 $\mathbf{v}_x = \pm \mathbf{v}_p$ ,  
para:  $\mathbf{v}_x \pm \mathbf{v}_y = \pm \mathbf{v}_p$ ,  
 $\mathbf{v}_y = \pm \mathbf{v}_p$ . (13)

като  $v_p$  играе роля на фазова скорост на вълна, определена от размерите на намотките и честотата.

Разработени са два метода за регистриране на резонансите. Резултати от първия метод са показани на Фигура 4.24(а) и Фигура 4.26(а). Всяка точка на фигурата представя промяната на енергията на електрона между два удара  $\Delta E$  като функция на скоростта  $V_{x0}$  или сумата  $v_{0x} + v_{0y}$  след първия удар. На Фигура 4.24(b) и Фигура 4.26(b) е представен втори метод за регистриране на резонансите. Всяка точка на фигурата съответства на двойка стойности ( $V_{x0}$ ,  $V_{y0}$ ) на скоростите на електрона след удар с атом. На фигурата обаче са показани само 2.5 % от точките, съответстващи на най-голямо нарастване на енергията на електрона между два удара.





Фигура 4.24. Изменение на енергията за пара матрица при 0.3 Ра.

Фигура 4.26. Изменение на енергията за орто матрица при 0.3 Ра

Резултатите потвърждават резонансното нарастване на енергията на електроните при скорости, определени от (13), като с това се потвърждава ролята на механизма на безударно нагряване. Към максимумите, характерни и за двете структури при  $v_{0x} \pm v_{0y} = \pm v_n$ , за орто матрицата се добавят и резонансите при  $v_{xy} = \pm v_n$ .

В дисертацията е анализирано влиянието на безударното нагряване и върху функциите на разпределение на електроните по скорости и енергия, както и върху средната енергия на електроните. Въпреки, че тези резултати също носят важна информация, те не позволяват толкова ясна идентификация на резонансните скорости на електроните, като показаните по-горе два метода.

В заключение, в част 4.1. е представен нов механизъм за безударно нагряване на плазмата в индуктивни разряди. За разлика от традиционно разглежданото при безударно нагряване движение на електроните перпендикулярно на намотката, тук се разглежда случая на движение успоредно на намотката (и на матрица от намотки). Разработени са и два метода за регистрация на резонансните електрони в Монте Карло модели, които дават възможност за ясно идентифициране на скоростите, при които става резонансния трансфер на енергия от полето към частиците.

#### 4.2. Матричен източник на отрицателни водородни йони

В тази част е бъде представен модел на матричен източник на отрицателни водородни йони. Целта на изследването е да се определи подходяща конструкция на източника, която да осигури еднакви стойности на плазмените параметри в отделните разряди на матрицата, което всъщност е задача за еднакъв трансфер на енергия от намотката към всяка от газоразрядните тръби. Затова акцентът в моделите е върху електродинамичната им част, като в газоразрядната им част са направени редица опростявания. Допълнителни изисквания към източника е да не бъде прекалено сложен в техническо отношение и да дава възможност за извличане на отрицателните водородни йони.



Фигура 4.33. Области на моделиране.

Поради ограничените компютърни ресурси не е възможно, а на този етап не е и необходимо, моделирането на цяла матрица с много голям брой тръби. По отношение на размера на моделираните матрици случаите са два: матричен източник с ограничен брой елементи, състоящ се от 9 тръби (3х3), оградени от цилиндричен метален екран

(Фиг. 4.33(а)) и елементарна клетка от голяма матрица от 4 (2х2) тръби (Фиг. 4.33(б)). Във втория случай цялата структура на матрицата се получава чрез транслация на елементарната клетка в хоризонтална и вертикална посока при периодични гранични условия. Изследват се разрядите във вътрешността на матрицата.

Проведени са и два експеримента, потвърждаващи някои от получените в моделите резултати. И в двата случая са използвани оптични методи. Крайните изводи са за положителните и отрицателните страни на всяка от разглежданите конструкции на матричния източник. Резултатите от тази част са публикувани в [A1, A10-A12, Б10, Б11].

Моделиран е разряд във водород. Описанието е опростено, като е предположено, че с масата си и транспортните си коефициенти  $H_2^+$  йоните представляват осреднено ансамбъла от трите вида положителни йони в разряда и затова са единствените йони включени в модела. Газоразрядната част е за разряд, поддържан в режим на амбиполярна дифузия, описан от уравненията за непрекъснатост и баланс на енергията на електроните. Електричното поле се получава от електродинамичното описание, което е сведено до решаване на уравнението за векторния потенциал на магнитно поле

*A*. Така получената системата от три частни диференциални уравнения се решава числено по метода на крайните елементи посредством комерсиалния софтуерен продукт Comsol.

При моделиране на матричен източник с ограничен брой елементи (Фиг. 4.33(а)) са разгледани следните три случая: 1) собствена спирална намотка на всяка тръба; 2) една спирална намотка за цялата матрица; 3) добавяне на голяма камера между намотката и тръбите. Резултатите от моделирането показват, че само първата конструкция отговаря на изискванията за източник на отрицателни водородни йони. Неин недостатък е трудното ѝ реализиране на практика, поради техническите проблеми при подаването на ВЧ мощност към всяка от намотките.

При моделирането на клетка от голям матричен източник са изследвани 4 случая (Фигура 4.50).



Фигура 4.50. Изследвани конфигурации на клетка от голяма матрица.

Първо е разгледан блок от четири тръби с обща спирална намотка, като тръбите са равноотдалечени от оста на намотката (Фигура 4.50(а)). След това са разгледани два случая със зиг-заг намотка при различни разстояния между правите проводници (Фигура 4.50(b), (c)). Последната конфигурация е с проводници с формата на Ω (омега) под основата на всяка тръба (Фигура 4.50 (d)).

Резултатите показват, че намотките на Фигури 4.50(b) и (c) са с ниска ефективност.

При блок от четири тръби с обща намотка максимумът на магнитното поле е на оста на намотката и полето прониква в тръбите под наклон през основите им и околните стени. Това води до промяна на равнината, в която текат индуцираните в плазмата токове. Фигурата, заградена от една токова линия се стреми да застане перпендикулярно на основната посока на магнитното поле (Фигура 4.44). Резултатите от модела са потвърдени и с експеримент с радиочестотна модулационна спектроскопия.

Въпреки, че тази конфигурация е с по-добра ефективност, и тук остава проблемът, че за цялата матрица са необходими голям брой намотки.



Фигура 4.44. Една тръба от блок от четири тръби с обща намотка. Една токова линия на индуцирания в плазмата ток (а) и плътност на индуцирания в плазмата ток (b).

Поведение, най-близко до случая на собствена намотка за всяка тръба, се наблюдава при матрица с намотка с проводник с формата на омега (Фигура 4.50(d)). Кръговата част от проводника действа като малка спирална планарна намотка за всяка тръба. При  $z < 3 \, \text{cm}$  (наречена долна област) тя създава магнитно поле, което е перпендикулярно на равнината на намотката на оста на тръбата. Това магнитно поле индуцира кръгов ток в плазмата, приблизително успореден на равнината на намотката (долния контур на Фигура 4.56). Резултатите от модела показват, че повече от 90% от внесената в плазмата мощност се абсорбира в тази долна област. Токът в правите части на проводниците създава магнитно поле в посока *у* в горната част на Фигура 4.56 (a). То индуцира ток в горната област на плазмата в равнина, перпендикулярна на намотката.

Като цяло, повърхнината на геометричните фигури, заградени от токовите линии, е перпендикулярно на локалната посока на магнитното поле.

В долната област важна роля играе и преходът между кръговите и правите части на проводниците. Формата на магнитното поле там е сложна, което води до максимум на индуцирания ток точно над прехода (Фигура 4.57).





Фигура 4.56. Два типични токови контура в долната и горната област. Стрелките показват моментната посока на магнитното поле.

Фигура 4.57. Плътността на индуцирания ток при z = 0.5 сm.

В заключение, резултатите от част 4.2 за положителните и отрицателните страни на различните видове намотки могат да бъдат обобщени по следния начин: а) конструкцията със собствена спирална намотка на всяка тръба дава най-добри резултати по отношение на еднаквост на плазмените параметри. Тук ефективността е доказана от многобройните изследвания на индуктивни разряди. Технически проблем би представлявало подаването на еднаква мощност към всяка една от големия брой намотки; б) конструкцията с една спирална намотка за цялата намотка е технически лесно реализуема, но не осигурява еднаквост на плазмените параметри в отделните тръби; в) поставянето на голяма камера между намотката и тръбите осигурява почти еднакви стойности на плазмените параметри в тръбите. Тук обаче се губят част от предимствата на малкия радиус на тръбите; г) групирането на няколко тръби в блок осигурява еднакви стойности на плазмените параметри. Проблемът тук е, че в един блок може да има сравнително малък брой тръби и отново трябва да се подава мощност към голям брой намотки; д) предимство на зиг-заг намотките с прави проводници е простата конструкция, но голям недостатък е ниската им ефективност. Съществуват съмнения дали на практика би могъл да се възбуди индуктивен разряд с тази конфигурация; е) зиг-заг намотката с омега проводници комбинира предимствата на проста конструкция с кръгова намотка за всяка тръба. Като недостатък тук може да се отчете, че само едната навивка на намотката не осигурява достатъчно висок пренос на мощност към плазмата.

В заключение, в Глава 4 са изследвани различни страни на все по-използваните в последните години матрични плазмени източници. В първата част на главата е разгледано нелокалното нагряване на електроните в периодичното поле на матрица от намотки, при движение на електроните успоредно на стената на камерата. За разлика от широко изследваното нелокално нагряване при движение на електроните перпендикулярно на стената с антената, този случай досега не е разглеждан в литературата. Във втората част на главата акцентът е върху избора на подходяща конструкция, която да осигури еднакво внасяне на мощност в отделните елементи на матричния източник.

# Глава 5. Моделиране на капацитивен разряд с локализирано магнитно поле

Основаната цел на модела, представен в тази глава, е да се изследва ролята на локализирано външно магнитно поле върху капацитивен разряд. Разрядът е с радиус 2.25 сm, по-малък от разстоянието между електродите (9 cm). Докато при замагнитените капацитивни разряди с голям радиус магнитното поле се изменя слабо между електродите, при изследвания тук разряд е възможно да се постигне тесен максимум на магнитното поле (от порядъка на сантиметър). Такъв разряд с локализирано магнитно поле, създадено от постоянни магнити, е изследван експериментално [22]. Целта на тези изследвания е оптимизирането на получаването на отрицателни водородни йони, а магнитното поле играе ролята на магнитен филтър. В хода на работата е наблюдавано възникването на структури от двете страни на магнитния филтър, подобни на сноповете от високо енергетични електрони, тръгващи от пристенните слоеве. Изясняването на механизмите на възникването на тези структури е основната цел на разработения в тази глава модел. Резултатите от модела са публикувани в [Б12].

#### 5.1 Описание на модела

Моделът е хибриден. За електроните той е РІС-Монте Карло, едномерен в конфигурационното пространство и тримерен в пространството на скоростите, докато за йоните моделът е флуиден. Областта на моделиране е отсечка с дължина L. Граничните условия са следните: При x = 0 се намира единият електрод, на който е подадено променливо напрежение  $u = U_0 \cos(\omega t)$ , а другият електрод е при x = L и е заземен; електроните, които достигнат някой от електродите, се считат за напуснали областта и се изключват от следващите итерации. Моделът е в аргон, като отчетените процеси електрони-неутрали са еластични удари, нееластични удари за възбуждане до блока от 4 нива и йонизация. Тъй като радиусът на тръбата е малък, радиалните загуби на частици не могат да се пренебрегнат. Тяхната роля е оценена, предполагайки беселов профил на концентрацията на електроните и йоните и амбиполярна дифузия в радиално направление. Магнитното поле (насочено по z) в модела се описва с гаусов профил.

Стойностите на всички параметри, използвани в модела са: L = 9 cm дължина на тръбата; R = 2.25 cm радиус на тръбата; p = 2 Pa налягане;  $T_g = 400 \text{ K}$  газова температура;  $U_0 = 150 \text{ V}$  амплитуда на напрежението;  $B_0 = 0.006 \text{ T}$ ;  $L_0 = 5 \text{ cm}$  позиция на максимума на магнитното поле; f = 27 MHz честота на напрежението; n = 180 брой клетки;  $\Delta t = 1/(200 f)$  стъпка във времето (200 стъпки в един период). Първоначално в системата се зареждат 100 000 електрона с постоянна концентрация.

#### 5.2 Резултати от модела

На Фигура 5.5. са показани концентрациите на електрони и йони по дължината на разряда, осреднени за един период. Вижда се, че средната ширина на слоевете до двата електрода, където концентрацията на йоните е по-голяма от тази на електроните, е около 1.5 cm. Точно в максимума на магнитното поле (при x = 5 cm) се наблюдава максимум на електронната концентрация.



Фигура 5.5. Осреднена за един период концентрация на електроните (плътна синя линия) и йоните (пунктирана червена линия).

Резултатите за потенциала и интензитета на полето (Фигура 5.6.) също показват, че ширината на слоя е около 1.5 ст. В максимума на магнитното поле се вижда спадане на потенциала с около 1 V и съответното смущение в интензитета на полето. От двете страни на магнитното поле възникват подобни на слоеве структури, макар и много послабо изразени от слоевете до двата електрода.



Фигура 5.6. Осреднен за един период потенциал (ляво) и интензитет (дясно) на електричното поле.

По-долу са представени контурни графики, показващи изменението на плазмените параметри в рамките на два периода.



Фигура 5.10. Изменение на потенциала (а) и на *x*-компонентата на електричното поле (b). Линията показва точките, за които  $E_x = 0$ .

Десният електрод е заземен, а на левия електрод се подава косинусово напрежение, имащо максимална стойност  $+U_0$  при t/T равно на 0, 1 и 2 на Фиг. 5.10 (а) и минимална стойност  $-U_0$  при t/T равно на 0.5 и 1.5. Близо до двата електрода полето е винаги задържащо за електроните (Фиг. 5.10 (b)), като все пак веднъж на период на всеки електрод намалява до стойности, които позволяват на електроните да напуснат разряда. В областта на магнитния филтър (максимум на магнитното поле при x = 5 ст ) се наблюдава периодично изменение на посоката на полето, което ще бъде коментирано по-долу.



Фигура 5.11. Компоненти на скоростта:  $v_x$  (a) и  $v_y$  (b). Черната линия показва точките, за които  $v_x = 0$  или  $v_y = 0$ .

Промените на потенциала и електричното поле предизвикват промени във  $v_x$  компонентата на скоростта на електроните (Фигура 5.11. (а)). Най-висока е скоростта в близост до електродите. При максимален отрицателен потенциал на електрода, до него се формира област, в която няма електрони. Тази област се вижда на фигурата в зелено като  $v_x = 0$ . В областта на магнитния филтър скоростта на електроните  $v_x$  намалява

почти до нула. По този начин филтъра разделя разряда на две части, между които преминаването на електрони е затруднено.

В областта на магнитния филтър възниква променлива скорост по *y* (Фигура 5.11. (b)). С отдалечаване от филтъра  $v_y$  намалява, за което дават индикация и множеството черни линии на фигурата. Възникването на скорост  $v_y$  се дължи на  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа. Това е потвърдено и от резултати, при които скоростта на  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа е изчислена от резултатите за електричното поле на Фигура 5.10 (b) и израза за магнитното поле.

При разширяването на слоя, когато отрицателният потенциал на съответния електрод нараства и започва да отблъсква електроните (при t/T = 0.2 на левия и t/T = 0.7 на десния електрод) от електродите към плазмата възникват електронни снопове от високо енергетични електрони (Фигура 5.14). Този ефект е добре описан в литературата (Глава 1). Новото тук е, че се забелязва нарастване на енергията и в областта на магнитния филтър, която основно е свързана с **E**×**B** дрейфа. С течение на времето тази област на по-висока енергия се разширява, отдалечавайки се от максимума на магнитното поле при x = 5 сm. В [22] е предположено, че това са снопове, подобни на сноповете до електродите. Настоящите резултати показват, че това не е така:  $v_x$  компонентата на скоростта в тази област е много малка и дори след t/T > 0.1 е насочена към филтъра (Фигура 5.11). Тук може да се предположи, че причина за разширяващата се област на по-висока енергия е термодифузия или някакъв дрейф.



Фигура 5.14. Кинетична енергия на електроните (а) и брой на ударите, водещи до възбуждане (b).

При обработката на експерименталните резултати [22] е използвана величината  $\tilde{I} = I - \langle I \rangle$ , където I е измерената интензивност на линията  $H_{\alpha}$ , а  $\langle I \rangle$  е осреднената за един период стойност на I, т.е.  $\tilde{I}$  е променливата част на сигнала (Фигура 5.18). Тук за сравнение са представени резултати за променливата част на кинетичната енергия ( $\tilde{E}_k = E_k - \langle E_k \rangle$ ) (Фигура 5.17).



Фигура 5.17. Променливата част на кинетичната енергия и на процесите на възбуждане. Максимум на магнитното поле при x = 5 cm.



Фигура 5.18. Експериментални резултати за променливата част на интензивността  $\tilde{I}$  на линията  $H_{\alpha}$ . Максимум на магнитното поле при x = 2 cm [22].

В заключение на Глава 5, резултатите от модела потвърждават експериментално наблюдаваното периодично възникване на области с нарастване на енергията на електроните от двете страни на магнитния филтър. Установено е, че основна роля за тяхното формиране играе  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  дрейфа. Не е потвърдено предположението, че това са електронни снопове, подобни на сноповете при разширяване на пристенните слоеве.

### Глава 6. Разряди в поле на електромагнитна вълна

В тази глава са представени резултати от моделирането на разряди в полето на повърхнинни електромагнитни вълни и модове на Травелпийс-Гулд. В част 6.1 са разгледани аксиалната и радиална структура на разряди в аргон и водород в цилиндрична тръба [A13-A18]. В част 6.2 са изяснени механизмите за поддържането на един нов плазмен източник, наречен свободен плазмен стълб [A19, A20, Б13]. В част 6.3 е изследван плазмен пръстен, поддържан от повърхнинна вълна [Б14]. Резултатите в тази глава са при честоти 150 MHz (радиочестотни) и 2.45 GHz (микровълнови). В разработените модели всички честоти (плазмена, еластични удари електрони-неутрали и циклотронна) са нормирани към честотата на вълната и получените резултати, след съответното рескалиране, са валидни и в други честотни обхвати.

#### 6.1. Разряди в цилиндрична тръба

В тази част е разгледана плазма, поддържана в цилиндрична диелектрична тръба от разпространяващи се по дължината на стълба електромагнитни вълни. В някои от моделите е приложено постоянно външно магнитно поле, успоредно на оста на разряда. При определяне на аксиалното разпределение на плазмените параметри е зададен типичният за дифузионен режим беселов радиален профил на плътността на плазмата.

В моделите уравнения на Максуел се свеждат до система от две линейни диференциални уравнения от втори ред за компонентите на полето  $E_z$  и  $H_z$ , които се решават числено заедно с дисперсионното уравнение.



Фигура 6.3. Резултати в аргон за нормираната плътност на плазмата N и за средната енергия  $\Theta$ , погълната от един електрон за  $B_0 = 700 \,\text{G}$ .

Получените резултати в аргон са за дисперсионното поведение на вълната, компонентите на електромагнитното поле и аксиалните профили на плътността на плазмата (Фигура 6.3). Анализирана е ролята на налягането и външното магнитно поле върху поведението на разряда.



Фигура 6.12. Концентрации на атомите, молекулите и трите вида положителни йони на оста на разряда като функция на концентрацията на електроните. Налягане *p* = 1 Torr (a), *p* = 0.5 Torr (b).

При моделите на разряд във водород е отчетено и влиянието на газовата температура за случая без външно магнитно поле. Получените резултати водят до изводи в две направления: 1) Ролята на газовата температура не може да се пренебрегне. Нейната важност расте с увеличаване на налягането и на вложената мощност; 2) Има съществена разлика между разряди, поддържани от повърхнинна вълна в инертни газове и молекулни газове. Промяната на газовия състав като функция на стойностите на плазмените параметри оказва съществено влияние върху структурата на разряда и разпространението на вълната.

Разработен е и самосъгласуван радиален модел, при който профилът на плътността на плазмата не е зададен, а се получава в рамките на модела. Резултатите от модела потвърждават правилността на използваното предположение за беселов профил в дифузионен режим. Изследванията са разширени и към по-ниски налягания, където предположенията за беселов профил вече не са валидни.

#### 6.2 Моделиране на свободен плазмен стълб

Плазменият стълб, който е описан в тази глава, съществува без газоразрядна тръба и поради това е наречен от A. Gahl [23] "Свободен плазмен стълб" (free-standing plasma beam). Разрядът е създаден от микровълнов източник SLAN. Източникът представлява пръстеновиден резонатор, в който възниква стояща електромагнитна вълна и през два процепа (slot antenna) микровълновата мощност (2.45 GHz) достига до газоразрядната тръба. Характерна за източника е високата стойност на потока на неутралния газ от 1000-6000 sccm.

Газоразрядната тръба достига до втора, по-голяма камера (Фиг. 6.27). Очакванията са, че навлизайки във втората камера, плазмата ще се разпространява във всички посоки. Вместо това се наблюдава добре фокусиран сноп, достигащ на дължина до 70 ст. Експерименталните резултати в [23] показват, че по дължината на свободния плазмен стълб се разпространява повърхинна вълна. Макар, че не тази вълна създава стълба, тя играе важна роля в баланса на енергията на електроните.

Резултатите от моделите в тази част са публикувани в [А19, А20, Б13].



Фигура 6.27. Схема на опитната установка за получаване на свободен плазмен стълб.

Експерименталните резултати показват, че електронната температура в плазмения стълб е твърде ниска (0.7-0.2 eV) и не е достатъчна за поддържането на разряда. Следователно тук действа някакъв друг механизъм за създаване на заредени частици, различен от йонизация. В настоящия модел този механизъм е потокът на заредени частици: в голямата камера плазмата се движи заедно с потока на неутралния газ. За скоростта на неутралния газ са използвани числени резултати на V. Schaffert. В модела се решава уравнението за непрекъснатост

 $\operatorname{div} \mathbf{\Gamma} = \delta n \, / \, \delta t \, ,$ 

като радиалната компонента на потока се дължи на дифузия, а аксиалната на потока на неутралния газ. Първо е намерено аналитично решение, като дължината на стълба е разделена на участъци от по 5 ст и във всеки такъв участък скоростта на газа е постоянна. Надлъжните профили на плътността на плазмата за две стойности на газовия поток са показани на Фигура 6.30. Експерименталните резултати [23] също показват линейно намаляване на  $n_e$  в логаритмичен мащаб, като наклонът намалява с нарастването на потока.



Фигура 6.30. Аксиални профили на плътността на плазмата. Налягане *p* = 100 Ра, и газов поток 3000 sccm (■) и 1500 sccm (○).

Моделът е доразвит с непрекъснато описание на потока на газа по дължината на стълба, като уравненията за баланса на частиците са решени като частни диференциални уравнения по *z* и *r*. Направено е и детайлно описание на процесите в свободния плазмен стълб.



Фигура 6.32. Двумерно разпределение на концентрацията на атомни йони, приблизително равна на концентрацията на електроните (а) и на молекулни йони (b).

Резултатите от модела показват, че поради много ниската електронна температура пряката и стъпална йонизация не могат да компенсират загубите от

радиална дифузия и рекомбинация. Близо до оста на стълба потокът от заредени частици, носен от газовия поток, е основният механизъм за поддържане на плазмата, докато радиалната дифузия е основния механизъм на загуби. С отдалечаване от оста на снопа  $v_z$  намалява и аксиалният транспорт на заредени частици също намалява. Във външната част на стълба плазмата съществува благодарение на радиалната дифузия от централните области на стълба, а загубите се дължат на формирането на молекулни йони.

Експерименталните резултати [23] показват, че по дължината на стълба се разпространява повърхнинна електромагнитна вълна. За целта, към уравненията за баланса на частиците, трябва да бъдат добавени още електродинамичните уравнения за разпространението на вълната и уравнението за баланс на енергията на електроните. Въпреки, че основният механизъм на поддържане на стълба не е разпространяващата се вълна, показано е, че последната играе важна роля в баланса на енергията на електроните.

В заключение, в тази част са изяснени механизмите за поддържане на разряда в един нов плазмен източник, наречен свободен плазмен стълб. Установено е, че основният механизъм за поддържането на разряда е потокът от заредени частици, носени от аксиалния поток на неутралния газ. Частиците напускат стълба в резултат на радиална дифузия и се губят поради рекомбинация.

#### 6.3. Плазмен пръстен

Плазмена структура, в която плътността на плазмата намалява към оста, се наблюдава при разряди около диелектричен цилиндър или в процеса на филаментация на разряди в цилиндрична тръба при повишаване на налягането [24, 25]. В тази част са изследвани дисперсионното поведение и разпределението на компонентите на електромагнитното поле в плазмен пръстен, поддържан от разпространяваща се азимутално-симетрична вълна. Плътността на плазмата е външен параметър, като са изследвани случаите на хомогенна и нехомогенна (с гаусов профил) плазма, както и случаите на слаби и силни удари. Резултатите от модела са публикувани в [Б14].

В модела се решават уравненията на Максуел, сведени до вълновото уравнение, заедно с дисперсионното уравнение на вълната.

В резултатите от модела се наблюдава нарастване на амплитудите на компонентите на полето на двете граници плазма-вакуум (Фигура 6.39). Резонансното нарастване на амплитудите на полето е по-силно при външния радиус на пръстена. При намаляване на плътността на плазмата с нарастване на  $\omega/\omega_{pl}$  точките на резонансна абсорбция  $\varepsilon_{pl}(r) = 0$  се изместват към вътрешността на плазмата. Двата максимума на компонентите на електричното поле се доближават един към друг и сливат, когато по целия радиус  $\varepsilon_{pl}(r) > 0$ . Както е обичайно и при разрядите в цилиндрична тръба, ефектът от резонансната абсорбция е най-силен за  $E_r$ -компонентата.



Фигура 6.39. Радиални профили на компонентите на електричното поле на вълната, нормирани към  $E_z(r=0)$ , за нехомогенна плазма със слаби удари ( $v_{en}/\omega = 0.2$ ).

В заключение, в тази част е представен модел на нехомогенен плазмен пръстен с отчитане на ударите. Резултатите от модела показват, че ефектите на резонансната абсорбция се наблюдават от двете страни на пръстена, като са по-силно изразени на външната граница.

В заключение в Глава 6 са представени модели на разряди в полето на повърхнинни вълни и вълни на Trivelpiece–Gould. В част 6.1 са представени аксиални и радиални самосъгласувани модели в аргон и водород с отчитане на нехомогенността на плазмата и ударите електрони-неутрали. За случая на разряд във външно магнитно поле, преди нашите публикации такива модели липсваха в литературата. В част 6.2 е обяснено поддържането на разряда в нов плазмен източник, наречен "Свободен плазмен стълб", при който основна роля играе потокът на неутралния газ, като повърхнинната вълна има второстепенна роля. В част 6.3 е разгледано разпространението на повърхнинна вълна по дължината на плазмен пръстен, като и тук за пръв път е отчетена радиалната нехомогенност на плазмата и ударите електронинеутрали.

#### Основни приноси в дисертацията

#### А. Научни приноси

- 1. Установено е силното влияние на радиуса на газоразрядната тръба върху дебелината на скин слоя в индуктивни разряди с малък радиус. Изяснено е влиянието на радиуса върху механизмите на внасянето на мощност в разряди с плоска и цилиндрична намотка при ниско налягане.
- Разработен е метод за опростено описание на движението на йоните при ниско налягане, като нелинейното диференциално уравнение за движение е сведено до алгебрично уравнение. Потвърдена е приложимостта на метода при моделиране на индуктивни разряди.
- 3. Разработен е метод за моделиране на разряди с диелектрични стени, като решаването на диференциалното уравнение за натрупването на заряди на стените е заменено с итерационна процедура за потенциала на полето.
- 4. Установен е ефектът на акумулиране на Н<sup>-</sup> йоните в приосната област на разряди с малък радиус с цел използването им в източниците на отрицателни водородни йони и са изследвани факторите, определящи концентрацията им.
- 5. Разработен е метод за едномерни модели на газов разряд, модификация на методите за моделиране с отделни частици, като клетките на PIC моделите са заменени с непрекъснато разпределение на заряда, което позволява значително намаляване на броя на макрочастиците в модела.
- 6. Разработени са два метода за детекция на резонасни скорости на електроните в индуктивни разряди с периодична структура. Методите са приложени при нелокално нагряване на електроните при движение успоредно на антената, случай досега неразглеждан в литературата.
- Установен е механизмът (**E**×**B** дрейф) на възникване на подобните на снопове структури, експериментално наблюдавани в капацитивни разряди с локализирано външно магнитно поле.
- 8. Изяснена е ролята на радиалната нехомогенност на плазмата и ударите електрони-неутрали в самосъгласуван модел в цилиндричен разряд, поддържан във вълни на Trivelpiece–Gould и при разпространение на повърхнинна вълна по дължината на плазмен пръстен.

#### Б. Научноприложни приноси

- Изяснен е механизмът на поддържане на разряда в нов плазмен източник, наречен "Свободен плазмен стълб". Показана е основната роля на газовия поток в транспорта на заредените частици.
- 10. Разработен е модел на импулсен разряд в кислород и са потвърдени експериментални резултати за възникване на пик на електронната концентрация след края на импулса на мощността.

#### В. Приложни приноси

11. Изследвани са различни конфигурации на матричен плазмен източник, установени са положителните и отрицателните страни на всяка конфигурация и пригодността им за използване в източниците за отрицателни водородни йони.

#### Списък на публикациите, на които се базира дисертацията

#### А. Статии в научни списания с импакт фактор

- A1. St. Lishev, Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev
   "Matrix of small-radius radio-frequency discharges as a volume-production based source of negative hydrogen ions"
   *Rev. Sci. Instrum.*, 83, 02A702 (2012)
- A2. Kh. Tarnev, D. Todorov, B. Gilev, St. Lishev and Ts. Paunska
   "On the spatial distribution of the electromagnetic field in small-radius planar coil inductive discharges" *Plasma Sources Sci. Technol.*, 22, 055015 (2013)
- A3. St. Kolev, H. Schlüter, A. Shivarova and Kh. Tarnev
   "A diffusion-controlled regime of cylindrical inductive discharges" *Plasma Sources Sci. Technol.* 15, 744 (2006)
- A4. Ts. Paunska, H. Schlüter, A. Shivarova, Kh. Tarnev "Low pressure hydrogen discharges" *Phys. Plasmas* 13, 023504 (2006)
- A5. St. Lishev, A. Shivarova and Kh. Tarnev
  "On the inertia term in the momentum equation in the free-fall regime of discharge maintenance"
  J. Plasma Physics, 77, 469 (2011)
- A6. Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev
  "A small radius hydrogen discharge: An effective source of volume produced negative ions"
  J. Appl. Phys. 107, 083301 (2010)
- A7. Ts. Paunska, A. Shivarova, Kh. Tarnev and Ts. Tsankov
   "Negative hydrogen ion maintenance in small radius discharges: Two-dimensional modelling"
   Phys. Plasmas 18, 023503 (2011)
- A8. A. Brockhaus, G. F. Leu, V. Selenin, Kh. Tarnev and J. Engemann
   "Electron release in the afterglow of a pulsed inductively coupled radiofrequency oxygen plasma"
   *Plasma Sources Sci. Technol.* 15, 171 (2006)

Plasma Sources Sci. Technol. 15, 171 (2000)

- A9. U. Czarnetzki and Kh. Tarnev
   "Collisionless electron heating in periodic arrays of inductively coupled plasmas" *Phys. Plasmas*, **21**, 123508 (2014)
- A10. A. Demerdzhiev, Kh. Tarnev, St. Lishev and A. Shivarova
  "Basis of the discharge maintenance in a matrix source of negative hydrogen ions" *Rev. Sci. Instrum.*, 85, 02B105 (2014)
- A11. A. Demerdzhiev, Kh. Tarnev, St. Lishev, D. Yordanov and A. Shivarova "Inductive discharge driving by oblique field penetration into the plasma" *IEEE Transactions on Plasma Science*, 42, 2390 (2014)
- A12. Kh. Tarnev, A. Demerdjiev, A. Shivarova and St. Lishev
  "3D self-consistent modeling of a matrix source of negative hydrogen ions" *Rev. Sci. Instrum.*, 87, 02B123 (2016)

- A13. H. Schlüter, A. Shivarova and Kh. Tarnev
   "Trivelpiece-Gould mode produced gas-discharges in a diffusion-controlled regime" *Contrib. Plasma Phys.*, 43, 206 (2003)
- A14. I. Koleva, Ts. Paunska, H. Schlüter, A. Shivarova and Kh. Tarnev
   "Surface-wave produced discharges in hydrogen: I. Self-consistent model of diffusion-controlled discharges"
   Plasma Sources Sci. Technol. 12, 597 (2003)
- A15. Ts. Paunska, H. Schlüter, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Surface-wave produced discharges in hydrogen: II. Modifications of the discharge structure for varying gas-discharge conditions" *Plasma Sources Sci. Technol.* **12**, 608 (2003)
- A16. I. Koleva, K. Makasheva, Ts. Paunska, H. Schlüter, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Guided-wave-produced plasmas" *Contrib. Plasma Phys.* 44, 552 (2004)
- A17. Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev"Low-pressure discharges in surface-wave fields" Vacuum 76, 377 (2004)
- A18. K. Makasheva, K. Marinov, A. Shivarova, L. Stoev and Kh. Tarnev "Travelling-wave-sustained discharges" *Vacuum* 76, 369 (2004)
- A19. D. Korzec, Kh. Tarnev, V. Schaffert and J. Engemann "Free-standing microwave excited plasma beam" *Plasma Sources Sci. Technol.* **12**, 523 (2003)
- A20. Kh. Tarnev, J. Engemann and D. Korzec"Mechanisms for sustaining the free-standing plasma beam" *Appl. Phys. Lett.* 87, 131504 (2005)

#### Б. Публикации в материали на научни конференции

- 61. Kh. Tarnev, A. Demerdzhiev, St. Lishev, A. Shivarova"Geometrical skin in planar-coil driven inductive discharges" 31st ICPIG, Granada, Spain (2013)
- 52. St. Kolev, Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Low-pressure inductive discharges" Journal of Physics: Conference Series 63, 012006 (2007)
- E3. St. Kolev, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Nonlocal conductivity effects in low-pressure cylindrical inductive discharges" Journal of Physics: Conference Series 63, 012020 (2007)
- 54. Ts. Paunska, A. Shivarova, Kh. Tarnev
  "Comments on the boundary conditions for metal and dielectric walls in the fluid-plasma modelling"
  30th ICPIG, Belfast, Northern Ireland, UK (2011)
- 65. Ts. Paunska, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Low-pressure small-radius hydrogen discharge as a volume-production based source of negative ions"

AIP Conf. Proc. **1390**, 165 (2011)

56. Ts. Paunska, A. Shivarova, Kh. Tarnev and D. Todorov "Small-radius planar-coil driven inductive discharge as a source of negative hydrogen ions"

AIP Conf. Proc. **1515**, 99 (2013)

Б7. Хр. Търнев

"Екстракция на отрицателни йони от водородна плазма" Дни на физиката 2012, 116, София (2012)

Б8. Kh. Tarnev

"Numerical method for determination of resonance electron velocities in periodic electric fields"

AIP Conf. Proc. 1631, 158 (2014)

Б9. Хр. Търнев

"Монте Карло метод за детекция на резонанси в плазмени източници с периодична структура"

Дни на физиката'2014, 138, София (2014)

## 610. A. Demerdzhiev, St. Lishev, Kh. Tarnev and A. Shivarova"3D model of a matrix source of negative ions: RF driving by a large area planar coil" AIP Conf. Proc. 1655, 040011 (2015)

#### Б11. Хр. Търнев

"Индуктивни разряди с некоаксиална плоска намотка" Дни на физиката 2014, 105, София (2014)

Б12. Kh. Tarnev

"Capacitive discharges in an external magnetic field" Advanced Aspects of Theoretical Electrical Engineering, Sofia'2016, 15, (2016)

513. Kh. Tarnev, D. Korzec and J. Engemann

"Role of the surface waves in the maintenance of free standing plasma beams" 27th ICPIG, Eindhoven, the Netherlands (2005)

514. St. Lishev, A. Shivarova and Kh. Tarnev "Surface wave propagation along plasma rings"

Meetings in Physics at University of Sofia, 5, 21 (2004)

Забележка: Публикации Б1, Б4 и Б13 са само в електронен формат.

#### Забелязани цитирания в Scopus: 58.

#### Литература

- 1. Ф.Чен, Введение в физику плазмы, Мир, Москва (1987)
- 2. M. A. Lieberman, A. J. Lichtenberg, *Principles of plasma discharges and materials processing*, John Wiley & Sons, Hoboken (2005)
- 3. P. Chabert, N. Braithwaite, *Physics of radio-frequency plasmas*, Cambridge University Press, Cambridge (2011)
- 4. А.Ф. Александров, Л. С. Богданкевич, А. А. Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы*, Высшая школа, Москва (1978)
- 5. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы*, Атомиздат, Москва (1977)
- S. Samukawa, M. Hori, S. Rauf, K. Tachibana, P. Bruggeman, G. Kroesen, J. C. Whitehead, A. B. Murphy, A. F. Gutso, S. Starikovskaia, U. Kortshagen, J.-Pi. Boeuf, T. J. Sommerer, M. J. Kushner, U. Czarnetzki, N. Mason, *J. Phys. D: Appl. Phys.* 45, 253001 (2012)
- 7. S Longo, Plasma Sources Sci. Technol. 15, S181 (2006)
- 8. Z. Donkó, Plasma Sources Sci. Technol. 20, 024001 (2011)
- 9. J. P. Boeuf, G. J. M. Hagelaar, P. Sarrailh, G. Fubiani, N. Kohen, *Plasma Sources Sci. Technol.* 20, 015002 (2011)
- 10. U. Kortshagen, , I. Pukropski, L. D. Tsendin, Phys. Rev. E 51, 6063 (1995)
- 11. I. Peres, M. Fortin, and J. Margot, Phys. Plasmas 3, 1754 (1996)
- 12. G. G. Lister, J. Phys. D: Appl. Phys 25, 1649 (1992)
- 13. http://www.chm.bris.ac.uk/~paulmay/misc/msc/msc4.htm
- 14. Z. Donkó, Progress on simulations of multiple-frequency capacitively coupled discharges, GEC & ICRP (2010)
- 15. V. I. Kolobov, D. J. Economou, Plasma Sources Sci. Technol. 6, R1 (1997)
- 16. V. Godyak, Plasma Phys. Control. Fusion 45, A399 (2003)
- 17. S. T. Ivanov, in Advanced Technologies Based onWave and Beam Generated Plasmas, vol. 67, H. Schluter, A. Shivarova, eds., Kluwer, Dordrecht (1999)
- 18. H. Schluter, A. Shivarova, *Physics Reports* 443, 121 (2007)
- 19. Yu. M. Aliev H. Schluter A. Shivarova, *Guided-Wave-Produced Plasmas*, Springer, Berlin Heidelberg (2000)
- 20. M. Moisan, Z Zakrzewski, J. Phys. D: Appl. Phys. 24, 1025 (1991)
- 21. K. E. Greenberg, G. A. Hebner, J. Appl. Phys. 73, 8126 (1993)
- 22. A. Demerdzhiev, Kh. Tarnev, St. Lishev, A. Shivarova, J. Phys. D: Appl. Phys., 48, 045204 (2015)
- 23. A. Gahl, дисертация Mikrowellenplasmastrahl zur Abscheidung von diamantartigen Kohlenstoffschichten, Wuppertal (2000)
- 24. N. Djermanova, D. Grozev, K. Kirov, A. Shivarova, Ts. Tsvetkov, "Filamentation of surface wave sustained discharges" 23th. ICPIG, vol 2, p. 192, Toulouse, France (1997)
- 25. N. Djermanova, D. Grozev, K. Kirov, K. Makasheva, A. Shivarova, Ts. Tsvetkov,
- J. Appl. Phys. 86, 738 (1999)

#### Благодарности

Благодарен съм на проф. Антония Шиварова, на която дължа научното си развитието в областта на плазмата и газовите разряди. Благодарен съм й за всичко, което е направила за мен не само в областта на науката, но и в личен план.

Благодаря на членовете на Групата по Физика на плазмата и газовия разряд за дългогодишната успешна съвместна работа, която винаги ми е носела удовлетворение и радост.

Благодаря на колегите от Технически университет – София и НВУ "В. Левски" Велико Търново за подкрепата, помощта и съдействието, които са ми оказвали.

Искам да изкажа благодарност и на проф. Н. Schlüter и проф. U. Czarnetzki от Ruhr-Universität Bochum и на проф. J. Engemann от Bergische Universität Wuppertal и на членовете на техните групи, съвместно с които са получени част от представените в дисертацията резултати.

В публикациите по дисертацията са изказани благодарности към следните организации и проекти:

- Фондация Александър фон Хумболт
- EURATOM проект FU05-CT-2002-00092
- EURATOM проект FU06-CT-2003-00139
- проект DO02-267 на Фонд научни изследвания
- задача 2.1.1 от програмата на Българската асоциация EURATOM/INRNE
- проект F-1316 на Фонд научни изследвания
- Deutsche Forschungsgemeinschaft в рамките на Sonderforschungsbereich 591
- EUROfusion Consortium в рамките на Horizon 2020 и Euratom research and training programme 2014-2018 Grant Agreement No. 633053.
- проект NATO-LG 976911
- проект 436BUL113/122 на Deutsche Forschungsgemeinschaft
- проект 1007 на Фонд научни изследвания

#### Modelling of high frequency gas discharges

author: Khristo Tarnev

#### Summary

The thesis consists of six chapters. Chapter 1 is a review of the modelling methods in plasma physics and the current results in modelling of high frequency discharges. The advantages and disadvantages of the Particle-in-cell/Monte Carlo method, kinetic and fluid models are discussed. All the three methods are applied in the models in the thesis. The most important results in modelling of inductive discharges, capacitive discharges and discharges in wave fields – especially in the field of surface waves and Trivelpiece–Gould modes – are also presented.

Chapters 2, 3 and 4 are devoted to modelling of inductive discharges. The basic results for the power deposition in small radius inductive discharges with planar and cylindrical coil are presented in Chapter 2. The specific effects associated with the free fall regime at low pressure are outlined.

In Chapter 3 are presented models of discharges in electronegative gases. The observed effect of an accumulation of the negative ions in the on axis region could be of significant interest in the negative hydrogen ions sources. The second modelled discharge in this chapter is a pulsed oxygen discharge. A new experimentally observed effect – an appearance of an afterglow peak of the electron concentration – is explained.

Chapter 4 is devoted to the matrix sources consisting of many relatively small discharges. A novel mechanism of collisionless heating for electrons moving in a plane parallel to the coils is proposed. Two methods for detection of resonance electron velocities are developed. The purpose of the second model in this chapter is an optimization of a negative hydrogen ions source.

The model in Chapter 5 explains the results of experiments in a capacitive discharge with localized magnetic field.

Three types of discharges in wave field are modelled in Chapter 6. First, a selfconsistent model of a discharge sustained in a tube by Trivelpiece–Gould modes is developed. Second, the mechanisms for sustaining the discharge in a new plasma source, called "Free standing plasma beam" are clarified. The third model is of a surface wave propagating along plasma ring.