СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ “СВЕТИ КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ”
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ
Катедра Оптика и спектроскопия

ТОДОР ГАНЧЕВ БОГДАНОВ

КОАКСИАЛЕН МИКРОВЪЛНОВ РАЗРЯД

Автореферат на дисертация
за получаване на научната и образователна степен
доктор

Научен ръководител: доц. д-р Евгения Бенова

София, 2015

ОБЩА ХАРАКТЕРИСТИКА НА ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

Актуалност на проблема:

За първи път микровълнов разряд в коаксиална геометрия е представен от Петаш, Ройхле и съавтори през 1997 г. [8]. През последните 18 години са представени редица изследвания на разряда (както експериментални, така и теоретични). Пълното му изследване и описание на процесите в плазмения стълб все още не са направени. Разглежданата конфигурация вече има и своите технологични приложения за стерилизация на повърхности с ултравиолетовото лъчение на разряда и за отлагане на тънки слоеве. Това са областите, в които подобен тип газоразрядна апаратура намира своето приложение. За техните цели се изследват и оптимизират плазмени източници в разгледаната коаксиална конфигурация.

Цел и задачи на работата

Целта на дисертацията е на изследване в дисертацията е коаксиален микровълнов плазмен източник и плазмен стълб около цилиндричен диелектричен вълновод при ниско налягане.

Задачите, поставени пред дисертационния труд, са:

1) Разработване на флуиден модел за теоретичното изследване на поведението на разпространяващата се повърхнинна вълна, способността й да създава плазмен стълб и неговите характеристики.

2) Прилагане на едномерния флуиден модел за различни геометрични конфигурации:

a. диелектрик–плазма;

b. метал–диелектрик–плазма;

c. метал–вакуум–диелектрик–плазма;

d. метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал.

3) Теоретично изследване изменението на вълновите характеристики (фазови диаграми на разпространение, аксиални профили на вълнова мощност, разпределение на електричните и магнитните компоненти на полето) в зависимост от стойностите на различните геометрични параметри, приложими за съответната конфигурация.

4) Теоретично изследване на изменението на плазмените характеристики (плазмена плътност) в аксиално направление в зависимост от стойностите на различните геометрични параметри, приложими за съответната конфигурация.

5) Експериментално изследване на коаксиален микровълнов източник при ниско налягане и различни работни газове.

Методи на изследване

В дисертацията е представено теоретично изследване на плазмен стълб, създаван при разпространението на повърхнинна вълна с честота 2.45 GHz на границата диелектрик–плазма в различни коаксиални структури и около цилиндричен диелектричен вълновод при ниско налягане на газа чрез изготвен от докторанта едномерен флуиден модел. Резултат от модела са фазови диаграми, радиални профили на електромагнитното поле и аксиални профили на безразмерните вълново число, плазмена плътност и вълнова мощност. Анализът на фазовите диаграми и аксиалните профили позволява да се установят условията, при които е възможно създаването на плазма във всяка конфигурация. Изследвано е поведението на плазмените характеристики по дължината на разряда с изменение на разрядните условия (геометричните параметри). Моделът позвоява получаването на двумерни профили на компонентите на полето на електромагнитната вълна, поддържаща плазмения стълб. Едновременното им изменение в аксиално и радиално направление е представено на 3D графики, както и 2D радиални профили в различни аксиални позоции.

Представени са и резултати от експериментално изследване на абсорбционни и емисионни спектри на разряд в неон. След анализ на спектрите по метода на самопоглъщането са определени заселеностите на метастабилните нива $1s_3$ и $1s_5$.

Научна новост

С развитието на технологичните приложения на коаксиалните разряди, все по належаща става необходимостта от тяхното теоретично изучаване, както с цел оптимизиране на работата им за всяко конкретно приложение, така и за по-задълбочено разбиране на физиката на процесите, протичащи в тях. Резултатите от теоретичните изследвания на коаксиален микровълнов разряд при ниско налягане, които са публикувани през последните 18 години са изключително малко. Едномерен флуиден модел е разработван само от Бенова и Нейчев [18-20]. Представеният модел в публикациите описва плазмен стълб при разпространението на азимутална вълна (с азимутално вълново число $m = 0$), създаваща плазмен стълб в конфигурацията метал–вакуум–диелектрик–плазма. Предложеният от Бенова и Нейчев теоретичен модел за коаксиален разряд е доразработен и усъвършенстван за описание на всички останали конфигурации: диелектрик–плазма, метал–диелектрик–плазма, метал–вакуум–

диелектрик–плазма, метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал. Получени са фазовите диаграми и аксиалните разпределения на безразмерните плазмена плътност и вълнова мощност при различни стойности на геометричните параметри (σ, γ, η, α) и диелектричната проницаемост (ε_d). Разработен е едномерен флуиден модел за описание на коаксиален микровълнов разряд и разряд около плътен диелектричен цилиндричен вълновод, създаван и поддържан от диполни и квадруполни електромагнитни повърхнинни вълни. Подобно изследване на коаксиален микровълнов плазмен стълб в коаксиална конфигурация не е представяно преди това.

Приложимост и полезност

Фазовите диаграми, радиалните профили на електричното и магнитното поле на вълната и аксиалните профили на безразмерните вълново число, плазмена плътност и вълнова мощност дават информация за възможността при дадени геометрични параметри на газоразрядната камера, разпространяващата се повърхнинна вълна да се създаде плазмен стълб. Подробното теоретично изследване на зависимостта на вълновите и плазмените характеристики от подходящо избрани параметри, зависещи от газоразрядните условия позволява да се определи оптимална конфигурация за получаване на газов разряд с определени плазмени характеристики. Това теоретично изследване е мощен апарат за оптмизиране работата на коаксиалния разряд за всяко конкретно технологично прилижение.

Публикации

Докторантът е съавтор в 10 публикации: една в реферирано списание с импакт фактор; 9 в реферирани списания, като в 4 от тях е водещ автор. Към момента на вътрешната защита е подготвена още една статия за публикуване в J. Phys. D: Appl. Phys., в която докторантът е водещ автор. Наблюдавани са 3 независими цитирания на статии по темата на дисертацията.

Обем и структура на дисертацията

Дисертацията е с обем от 132 страници. Включва 6 глави, списък на публикациите по дисертацията, библиография и едно приложение:

1. Увод
   1.1. Какво е плазмата
   1.2. Параметри, описващи плазмата
   1.3. Газови разряди
   1.4. Плазма създавана от бягаща електромагнитна вълна

2. Литературен обзор
2.1. Експериментани изследвания на коаксиален микровълнов разряд
2.2. Моделни изследвания на коаксиален микровълнов разряд
2.3. Приложения на коаксиален мировълнов разряд
2.4. Цели на дисертационния труд
3. Модел
3.1. Дисперсионно уравнение
3.2. Баланс на енергията
4. Резултати от теоретичното изследване
4.1. В диелектрик–плазма
4.2. В метал–диелектрик–плазма
4.3. В метал–вакуум–диелектрик–плазма
4.4. В метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал
5. Експериментално изследване
6. Заключение и приноси
7. Списък на публикациите по дисертацията
8. Библиография
9. Приложение 1

Данни за дисертационния труд:

- Брой страници – 132;
- Брой фигури – 87;
- Брой таблици – 5;
- Брой цитирани литературни източници – 110;
- Брой публикации във връзка с дисертационния труд – 11.

КРАТКО ИЗЛОЖЕНИЕ НА ДИСЕРТАЦИЯТА

ГЛАВА 1 Увод

Глава 1 се състои от четири раздела, даващи определение за плазма, класификациите на плазмата, както и представяне на видовете разряди и на микровълновите плазмени източници.

В първия раздел на глава 1 е въведена дефиницията за плазма: ***Плазмата е частично или напълно йонизиран газ, представляващ квазинеутрална система и проявяващ колективни свойства.***

Във втория раздел са разгледани основните характеристики и параметри (радиус на Дебай, плазмена честота и степен на йонизация), определящи дали един газов разряд може да бъде разгеждан като плазма. Представени са различните класификации на плазмата:

според степента на йонизация (α):

- слабо йонизирана ($\alpha < 1\%$);
- частично йонизирана ($1\% < \alpha < 100\%$);
- напълно йонизирана ($\alpha \sim 100\%$)

според средната енергия на различните типове частици:

- равновесна плазма;
- неравновесна плазма;
- плазма в локално термодинамично равновесие;
- плазма в частично термодинамично равновесие;

Според температурата на йоните (T_i):

- Високотемпературна плазма ($T_i > 10^5$ K);
- Нискотемпературна плазма ($T_i < 10^5$ K);

В третия раздел на глава 1 са разгледани газовите разряди. Дадено е описание на тлеещ, капацитивен, индуктивен, коронен, бариерен и дъгов разряд. За всеки от тези типове разряд са посочени примери за технолигичното им приложение. Част от тях са представени в направените от Либерман [1] и Ван дер Мюлен [2] обзори по темата.

В четвъртия раздел е разгледана плазмата, създавана от бягаща електромагнитна вълна. Обърнато е специално внимание на апаратурата, използвана за създаване на разряд в цилиндрична геометрия. Разгледан е диапазонът от работни условия на сърфатрон, сърфагайд, вълноводен сърфатрон и ро-бокс. Представени са обзорните статии: на Желязков и Атанасов [3] – описваща експерименталните и теоретични изследвания; на Марго и Моазан [4,5] – описваща диагностичните методи; и на Шлютер [6] – систематизираща методите за диагностика на

микровълнови разряди. Направен е обзор на актуалните методи за изследване на микровълнови плазмени източници.

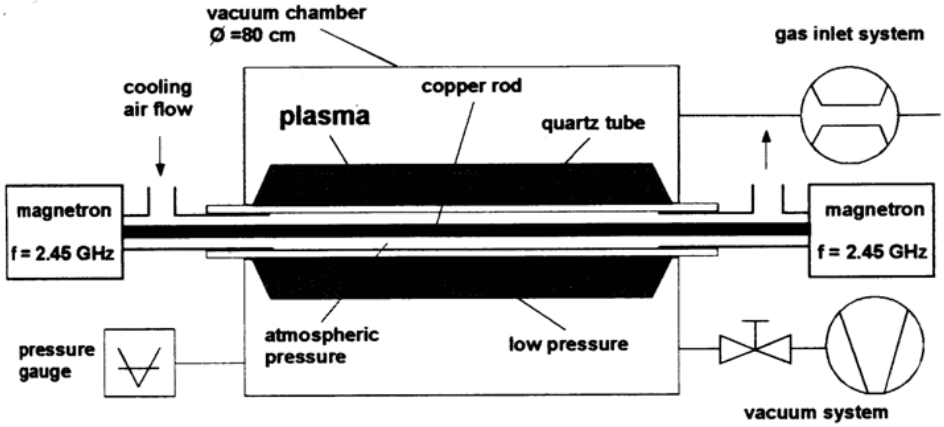
Описани са подходите за теоретично изследване:

- електродинамичен подход;
- кинетичен подход;
- самосъгласуван подход;

ГЛАВА 2 Литературен обзор

Глава 2 се състои от 4 раздела, представящи публикациите на съществуващите експериментални изследвания, теоретични изследвания, технологични приложения и извеждане на основните цели и задачи, поставени пред дисертацията.

В първия раздел са представени експерименталните изследвания на коаксиален микровълнов разряд в хронологичен ред. За първи път микровълнов разряд в коаксиална геометрия е представен от Петаш, Ройхле и съавтори през 1997 г. [8]. Конфигурацията на коаксиална газоразрядна тръба на Петаш и Ройхе е с максимална вълнова мощност от всеки магнетрон 1200 W, налягане >15 Pa, максимална скорост на проток на газа 100 sccm (фиг. 1).



Фиг. 1. Конфигурация на коаксиалната газоразрядна тръба на Петаш и Ройхе [8]

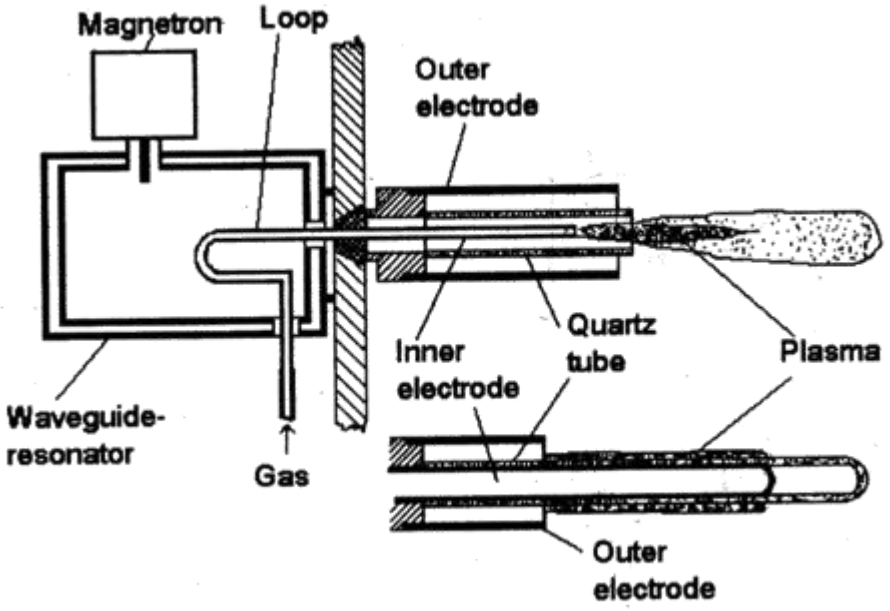
В двата края на медна антена (с диаметър 8 mm) има поставени магнетронни източници с честота 2.45 GHz. Диаметърът на външната метална стена на вакумната камера е 80 cm, по оста, на която е поставена антената, заобиколена от кварцова тръба с външен диаметър 30 mm, която се охлажда чрез въздушен поток в тръбата. Чрез прилагането на различна мощност, лесно се изменя дължината на стълба от няколко милиметра до дължината на газоразрядната камера, която може да надхвърля няколко метра. Дължината на плазмения стълб зависи също от вида на газа, който се използва, при фиксирана вълнова мощност. Ако генераторите са с изходна

мощност 250 W, разрядът в аргон е с дължина 1 m, докато в кислород е едва 30 cm. Авторите предлагат устройстовото да бъде използвано в модулна инсталация за тримерно отлагане на слоеве с определена архитектура. В зависимост от налягането разрядът може да бъде хомогенен (при ниско налягане) или да се филаментира (при високо налягане, над 5–10 kPa). Плазмата може да се създава при едновременната работа и на двата магнетрона (от където е названието й Duo-PlasmaLine) или при работи само на единия магнетрон (в режим на бягаща електромагнитна вълна).

Радиалните и аксиалните профили на плазмената плътност (нормирана към критичната плътност $n_{\text{cut-off}} = 7.46\times10^{10}$ cm^{-3} при 2.45 GHz честота на вълната) и електронната температура са определени чрез сондова диагностика. В режим на бягаща електромагнитна вълна се наблюдава аксиален градиент на плазмената плътност, докато при работа и на двата магнетронни източника се получава аксиално хомогенна плазма. При вълнова мощност 210 W (режим на бягаща електромагнитна вълна) и налягане на газа 50 Pa, се получава флуктуация на електронната температура в диапазона между 1 eV и 1.5 eV.

Две години по-късно (1999) групата на Косий представя устройство за получаване на плазмен стълб в коаксиална геометрия при ниско налягане [9]. Общ вид на устройството е представен на фиг. 2. За разлика от Ройхле, те използват само един микровълнов източник с променливотоково захранване, който работи в квазинепрекъснат режим, където източникът генерира електромагнитна вълна в полупериод на напрежението (което е с честота 50 Hz).

Продължителността на вълновия импулс е от 5 до 10 ns, в зависимост от магнетрона, а изходната вълнова мощност е между 600 и 900 W. Разрядът се създава около кварцова тръба с външен диаметър ~ 9 mm, вътрешен – 4 mm, поставена между вътрешен и външен медни електроди с формата на кух цилиндър. Вътрешният електрод е с външен диаметър, близък до вътрешния на кварцовата тръба, а вътрешният диаметър на външния електрод е 20 mm. Тази конфигурация е поставена във вакуумна камера с квадратно сечение със страна 40 cm. Налягането в камерата се понижава до 10^{-7} Torr (13.3 μPa) и след това се напълва с работния газ (аргон, азот или кислород). Вълновата мощност в коаксиалната система не е определена, като авторите отбелязват, че не е оптимизирано съгласуването между излъчването на магнетрона и системата от антени. Наблюдавано е и разпространение на отразена вълна в коаксиалната структура, поради нехомогенности във връзките.



Фиг. 2. Конфигурация на експерименталната установка, представена в [9]

Авторите изследват поведението на газовия разряд с повишаване на налгането. При ниски налягания се наблюдва модулация на разряда с пространствени размери, кратни на полудължината на вълната (λ = 24.47 cm). С нарастване на налягането тази модулация затихва и хомогенния плазмен стълб (при ниско налягане) се филаментира.

През 2005 година, Лету и Алвес представят експериментално изследване на повърхнинновълнова плазма, създавана в коаксиана геометрия [10] при ниско налягане. Използва се магнетронен източник с честота 2.45 GHz, свързан към медна антена е с дебелина 5 mm. Плазмата се създава между кварцова тръба с външен радиус 15 mm и метална цилиндрична тръба с вътрешен радиус 80 mm. Плазмената плътност е по-висока от критичната ($n_{\text{cut-off}}$ = 7.45×10^{10} cm^{-3}), което авторите определят като условие за разпространение на вълната. За определяне на плазмената плътност е използвана сондова диагностика. Изследванията им са фокусирани върху аргонов плазмен стълб при налягания на газа в интервала 10–100 mTorr (1.33–13.3 Pa) и вълнова мощност до 1 kW. Измерванията на аксиалните профили на електронната концентрация и температура са направени с перпендикулярна ленгмюрова сонда, имаща пространствена разделителна способност ~ 1 mm. Както и Ройхле, Алвес получава аксиален градиент на плазмената плътност и константна електронна температура по дължината на стълба. Радиалните профили на плазмената плътност в зависимост от вълновата мощност и

радиалните профили на електронната температура в зависимост от налягането на газа са представени в [10].

В периода 2005–2007 година, излизат серия публикации на Бенова и Нейчев [11–13], в които са представени експериментални данни за радиалните профили на плазмената плътност в коаксиална разрядна конфигурация. Експерименталните изследвания са проведени заедно с Гамеро и Сола от Университета в Кордоба. Използват кварцова коаксиална тръба с диелектрична проницаемост ε_d = 3.8. Изследвани са 2 конфигурации: с наличие и без наличие на цилиндричен метален екран около коаксиалната структура. Параметрите на устройството са следните: радиус на металната антена 4–6 mm, дължини на антената ~ 3 cm (къса антена) и ~ 32 cm (дълга антена), вътрешен радиус на първата диелектрична тръба ~ 8.5 mm, външен радиус 10 mm, вътрешен радиус на външната кварцова тръба 23 mm, външен 25 mm, вътрешен радиус на металния екран 30 mm. Дължината на газоразрядната тръба е 32 cm. Налягането на газа, при което са проведени измерванията, е 1 Torr (133.3 Pa), а вълновата мощност е 75 W. В експеримента се измерва и отразената вълнова мощност, която е 11 W. Забелязва се сходно поведение на радиалните профили с отдалечаване от източника. Авторите определят поведението на това поле като поведение на модифицирана Беселова K функция, каквато са дефинирали в едномерния си флуиден модел за определяща поведението на електричното поле в радиално направление в плазмата. Получените експериментални резултати са в съгласие с моделните резултати, които те представят в същите статии.

През 2011 година Симон Хюбнер публикува експериментални резултати [14], получени при изследването на коаксиален микровълнов плазмен източник. Използват генератор Muegge с номинална мощност 1.2 kW, метална антена с дебелина 8 mm, поставена по оста на кварцова тръба с външен диаметър 30 mm. Коаксиалната конфигурация е поставена в метална вакуумна камера с квадратно сечение, която е евакуирана до налягане 0.01 mbar (1 Pa), след което изследваният газ е добавян към системата и резултатното налягане в камерата е 1 mbar (100 Pa). Дължината на антената е 35 cm.

Изследването на емисионните спектри на аргонов разряд в публикацията показва, че електронната температура на разстояние 1 mm от диелектричната тръба в радиално направление намалява с увеличаване на налягането на газа. При налягане 0.6 mbar (60 Pa), измерената електронна температура е 1.23 eV, а при 3 mbar (300 Pa) – 0.98 eV. Грешката на измерванията е оценена на 0.01 eV.

Хюбнер представя и радиални профили на електронната концентрация на аргонов микровълнов плазмен стълб и техните изменения в зависимост от налягането и вълновата

мощност. Измерванията са проведени в близост до възбудителя, като се отбелязва промяна на радиалните профили при отдалечаване от възбудителя в аксиално направление. При вълнова мощност 60 W и промяна на налягането от 0.6 до 3 mbar (60 – 300 Pa), за всяко от измерванията електронната концентрация е максимална на границата диелектрик–плазма и намалява с отдалечаване в радиално направление. Отбелязва се изтъняване на плазмения слой около кварцовата тръба с увеличаване на налягането за сметка на повишаване на електронната концентрация, което потвърждава наблюденията на Ройхле и Косий, публикувани в техните статии и представени по-горе. Максималната измерена електронна концентрация е 2×10^{19} m^{-3} при налягане на газа 3 mbar (300 Pa).

При фиксирано налягане 0.6 mbar (60 Pa) и увеличаване на вълновата мощност от 60 до 240 W, се наблюдава нарастване на електронната концентрация от 9×10^{18} до 15×10^{18} m^{-3}. Тези стойности са с два порадъка по-високи от n_{cutoff} (=7.45×10^{16} m^{-3} при честота на електромагнитната вълна 2.45 GHz). В заключение, авторите отбелязват достойнствата на емисионната спектроскопия за анализ на микровълновия плазмен стълб, получен в тяхната разрядна конфигурация. За валидирането на тези резултати предлагат бъдещото провеждане на допълнителни експерименти и създаването на числен модел за описанието на такъв разряд.

През 2009 година е представен плазмен стълб, създаван около плътен диелектричен цилиндър, играещ ролята на вълновод [15]. Вълната с честота 2.45 GHz, създавана от микровълнов източник, се разпространява по границата на тефлонова пръчка (ε_d = 2.6) с диаметър 41.7 mm и дължина 500 mm. Устройството е поставено в метална вакуумна камера. Сферична ленгмюрова сонда с дължина 3.2 mm и радиус 0.48 mm, се използва за изследване на плазмения стълб. Като работен газ е избран аргон, а диапазонът от налягания, в които разрядът е изследван, е от 1 Pa до 100 Pa. Наблюдавани са измененията в плазмения стълб при налягане 20 Pa с нарастване на вълновата мощност. При вълнова мощност ~ 220 W, се достига максималната възможна дължина на плазмения стълб. С последвалото повишаване на вълновата мощност се получава все по-хомогенен стълб, като при мощност 350 W се наблюдава периодична аксиална структура на плазмения стълб, която се изменя слабо с увеличаване на мощността на 420 W и на 500 W. Авторите обясняват наблюдаването на тъмни петна по дължината на плазмения стълб с отражение на вълната от края на диелектричния цилиндър.

Авторите представят и изменението на радиалните профили на електронната концентрация и температура на разтояние 8 cm от началото на цилиндричния тефлонов вълновод (респективно 42 cm от неговия край) в зависимост от вълновата мощност и налягането. Изледвани са два случая: при 220 W и 330 W вълнова мощност, като авторите стигат

до извода, че нарастването на вълновата мощност в този случай не води до нарастване на ширината плазмения стълб в радиално направление, а само до повишаване на плазмената плътност в близост до тефлоновия вълновод. Аксиалният профил на електронната температура в двата изследвани случая е сходен, като отново в близост до вълновода тя е по-висока при по-голяма вълнова мощност.

Тази публикация е единствената забелязана до сега от нас експериментална работа по създаване на плазмен стълб около диелектрик без наличието на метал по оста на този диелектрик, който да играе роля на предавателна структура на електромагнитната вълна.

Във втория раздел на глава 2 се представят наличните в литературата моделите за описание на коаксиален микровълнов разряд.

Резултати от моделно изследване на коаксиален микровълнов разряд, създаван и поддържан от повърхнинна електромагнитна вълна с честота от 2.45 GHz са представени през 2001 година от Алвес и колектив [16]. През 2005 година резултати от неговия модел са съпоставени с вече обсъдените в предходната част експериментални резултати от Лету и Алвес [10]. Той предлага стационарно едномерно флуидно описание на разряда, с цел изследването на радиалните профили на плътността и потоците на положително и отрицателно заредени частици при налягане на газа от 1 до 100 mTorr (0.13–13.3 Pa). Радиалните компоненти на високочестотното електромагнитно поле са получени чрез решаване на уравненията на Максуел, описващи разпространението на електромагнитната вълна. Получените теоретични резултати са сравнени с експериментално определените радиални профили на електронната концентрация и температура. Това сравнение е публикувано в експерименталното изследване на Лету и Алвес [10]. Теоретично определените стойности за радиалните профили на електронната плътност в зависимост от вълновата мощност имат добро съгласие с експерименталните резултати при 300 W вълнова мощност. С нейното увеличаване експериментално определените стойности надвишават теоретично изчислените. Обяснение на това авторите виждат в крайно недостатъчния брой елементарни процеси, които те включват в модела си. Решението, което предлагат, е развиване на модела и включване на редица други процеси като стъпална йонизация.

В периода 2002–2004 година Бенова и Нейчев публикуват серия от статии [17–20], представящи едномерен флуиден модел на коаксиален микровълнов разряд, създаван и поддържан от бягаща азимутално симетрична повърхнинна вълна. Резултати от този модел са сравнени с експериментално получените резултати съвместно с Гамеро и Сола [11–13], публикувани през периода 2005–2007 година. При изграждане на модела се правят

предположения, че вълновото число и амплитудата на вълната се изменят слабо по дължината на стълба и плазмата е слабодисипативна среда. Използва се радиално осреднена плазмена плътност, за която се предполага, че бавно намалява от възбудителя към края на стълба. В работите от 2005 [20] и 2006 [12] година, са представени теоретичните резултати, получени за плазмен стълб, създаван при ниско налягане в конфигурация метал–вакуум–диелектрик–плазма. Те са сравнени с резултати от теоретично изследване (отново с едномерен флуиден модел) на цилиндричен плазмен стълб, създаван в диелектрична тръба, заобиколена от метален екран. Всички теоретични изследвания на групата показват, че аксиалното разпределение на плазмената плътност силно зависи от геометричните размери на антената и диелектричната тръба. Плазмената плътност, получена около диелектрична тръба, нараства с нарастване на външния радиус на тръбата, но остава по-ниска от плътността на плазмата, създавана вътре в диелектрична тръба със съответния радиус.

През 2014 година, Хюбнер публикува статия [21], представяща двумерен модел за изследване на коаксиален микровълнов плазмен източник, в който плазмата играе роля на външен проводник. Моделът се основава на двумерна числена симулация, в която плазмата се описва като двутемпературен флуид, създаван от повърхнинна електромагнитна вълна. Представените резултати са в аргон като работен газ. Широко е дискутирано съгласуването на вълновата мощност, предавана на плазмата и топлинното движение на електроните. Моделът позволява да се изследва зависимостта на плазмените параметри в диапазон от налягания от 2 до 8 mbar (0.2–0.8 kPa) и вълнова мощност от 120 до 1200 W. Получените резултати от симулацията са в добро съгласие с експерименталните данни, публикувани в [14] от Хюбнер през 2011 година. Представени са двумерните разпределения на електронната температура, електронната концентрация и газовата температура при налягане на газа 3 mbar (300 Pa), и вълнова мощност 300 W.

За съжаление, изследванията (както експериментални, така и теоретични) в областта на коаксиалните микровълнови плазмени източници през последните 18 години са много малко. Това ограничава възможностите за сравняване на теоретичните резултати, получени от нашия модел (представен в следващата глава от дисертацията) с резултатите на други автори.

В третия раздел са представени технологичните приложения на коаксиалните микровълнови плазмени източници. Основната насока, в която се работи, е използване на ултравиолетовата радиация от разряд при ниско налягане за стерилизация. Разработена е и апаратура за отлагане на тънки слоеве и плазмено-химично модифициране на повърхности.

През 2003 година Шулц и колектив [22] представят технологично устройство за отлагане на тънки диелектрични слоеве върху проводящи подложки с цел производството на гъвкави соларни панели. Използваната разрядна камера е сходна с представената от Ройхле [8]. Отново се използват 2 магнетронни източника с цел създаване на хомогенен плазмен стълб с голяма дължина. Работният газ е водород. От съображения за патентно право не са дадени конкретни размери на разрядната камера. Представено е изображение на водородна плазма при налягане 30 Pa и 600 W мощност на всеки магнетрон. Дължината на разряда е около 35 cm. Авторите предлагат изграждане на матрица от коаксиални плазмени източници в една обща вакуумна камера с цел получаване на по-голям обем на плазмата. Като недостатък на апаратурата посочват дефекти в структурата на отложения слой. За проба от 10×10 cm^2 при анализ на съпротивлението почти за цялата площ се получават стойности 20 MΩ. Само в 3 точки резултатите са от порядъка на няколко Ω. Позициите на тези дефекти са произволно разположени по площта на пробата. Това свидетелства за сериозни, макар и малобройни, дефекти в структурата на диелектричния слой. След промяна на някои вълнови и плазмени характеристики, авторите получават хомогенно диелектрично покритие на проба с размери 20×30 cm^2.

Авторите разработват и патентоват два генератора за получаване на плазма при ниско налягане, използвайки коаксиален микровълнов плазмен източник. Това са Plasmodul® и Planatron® [23]. И двата плазмени генератора са свързани към два магнетронни източника с цел получаване на хомогенна двумерна плазма. В Plasmodul® се използва серия от 4 успоредно свързани коаксиални разрядни тръби. Всяка от тях е с дължина 20 cm. Генераторът се свързва с вакуумна камера с диаметър 30 cm и височина 40 cm. Работното налягане е от 10 до 1000 Pa.

В Planatron® се използва една коаксиална структура с S-образна планарна форма. Тя е разделена от газоразрядния обем с кварцов прозорец. От другата страна на антената е разположен метален екран. Той ограничава плазмата да се създава само в газоразрядния обем, т.е. над кварцовия прозорец. Генераторът се свързва с вакуумна камера с диаметър 30 cm и височина 40 cm. Работното налягане е от 10 до 1000 Pa.

С цел представяне на възможността за скалиране на подобни разрядни камери, по предложение на авторите, Muegge произвеждат Muegge Array. Това е конфигурация, в която 8 коаксиални линии с дължина 45 cm всяка са поставени паралелно и еквидистантно, образувайки матрица. Авторите изследват потенциалните възможности за стерилизация чрез ултравиолетовото излъчване на източника. Тази апаратура се използва в Fraunhofer Institute for Chemical Technology ICT, в близост до Карлсруе.

През 2006 година, Бархударов, Козлов и Косий [24,25] представят ултравиолетов източник за стерилизация. Те поставят 4 или 6 цилиндрични безелектродни газонапълнени лампи с дължина от 70 cm и диаметър 2.5 cm всяка, симетрично в коаксиален вълновод. Антената е меден проводник с диаметър между 4 и 6 mm. Външният електрод е цилинрична метална решетка с диаметър 8–10 cm. Размерите на решетката l са подбрани, така че тя да ограничава микровълновото поле в обема на вълновода ($l < 0.5\lambda$, където λ е дължината на вълната, която се разпространява във вълновода). Лампите представляват кварцови тръби, пълни със смес на аргон и живак при налягане между 0.02 и 2 Torr (2.66–266.6 Pa). Коаксиалният вълновод е поставен в метален контейнер с вътрешна стена от кварц, в който се поставя течна или газообразна проба за третиране. Авторите посочват, че апаратурата може да се използва за третиране на поръхности или отворени пространства, след премахване на контейнера. Използват магнетронен генератор с честота 2.45 GHz.

По дължината на безелектродните лампи се наблюдава модулация на излъчването с период от 6 cm. Това отговаря на четвърт дължина на разпространяващата се повърхнинна вълна ($\lambda \approx 24$ cm, $f = 2.45$ GHz). За вълнова мощност 300 W, авторите определят осреднената плазмена плътност в разрядните обеми между 1.7×10^{13} cm^{-3} и 1.8×10^{14} cm^{-3}. Тя е значително по-голяма от $n_{\text{cutoff}} = 7.3\times10^{10}$ cm^{-3}. Определени са коефициентите на конвертиране на електрическата в микровълнова и на микровълновата в ултравиолетова мощност и тяхното изменение в зависимост от вълновата мощност, налягането на газа и процентното съсържание на живак. Чрез увеличаване на коефициентите на конвертиране, авторите виждат възможност за увеличаване ефективността на ултравиолетовия източник. В заключение се посочва, че микровълновия ултравиолетов източник е с по-голяма ефективност от стандартните електродни вакуумни лампи за вълнова мощност от 50 до 100 W. Посочена е необходимостта от теоретично и моделно изследване, с цел оптимизиране на апаратурата.

През 2004 година Фернандес, Гамеро, Сола и съавтори [26] представят безелектродна газонапълнена ултравиолетова лампа при ниско налягане, в която разрядът е създаван от бягаща повърхнинна електромагнитна вълна. Изпозлвана е стандарта QL лампа на Philips, работеща при честота 2.65 MHz с амалгама от бисмут/индий/живак в съотношение 68/29/3. Този ултравиолетов източник е модифициран, като по оста на газонапълнената камера (с аргон при налягане 133 Pa) е поставена метална антена, свързана към магнетронен микровълнов източник с честота 2.45 GHz. Амалгамата е запазена непроменена. С помощта на емисионна спектроскопия на разстояние 4 mm от вътрешния диелектрик и 45 mm от края на антената са изследвани плазмените характеристики. Определени са разпределенията на възбудените атоми

на аргон и живак по енергии и температурите на възбуждане T_{exc}^{Ar} = 0.923 eV и T_{exc}^{Hg} = 0.837 eV по метода на относителните интензивности.

Основният извод на авторите е, че може да бъде създаден микровълнов плазмен източник на ултравиолетово лъчение с налягане на работния газ 133 Pa. Посочват се и бъдещи стъпки за оптимизиране на апаратурата. Сред тях са подобряване на предаването на вълновата мощност на плазмата и промяна на геометричните параметри. Като възможност за това се посочва теоретично изследване на коаксиалния микровълнов плазмен източник.

В четвъртия раздел на глава 2 са представени основните цели на дисертацията. Във всички разгледани в глава 2 статии, теоретичното изследване на коаксиалните микровълнови източници е посочено сред основните тенденции за развитие на изследванията. Именно поради това и крайният брой ограничени теоретични изследвания до момента, основна цел на дисертацията е изграждането и прилагането на модел за теоретично описание на вълновите и плазмените характеристики на коаксиалните разряди.

ГЛАВА 3 Модел

Глава 3 е посветена на изграждането на теоретичен модел на плазма, създавана и поддържана от бягаща електромагнитна вълна в коаксиална конфигурация. Тя се състои от 2 части, представящи извода на дисперсионното уравнение и решаването на уравнението за баланс на енергията на вълната. Изграждането на модела изисква детайлно разглеждане на физичната картина, която е силно комплицирана от факта, че разпространяващата се електромагнитна вълна създава разряда и в същото време плазмата е част от вълноводната структура, по която се разпространява създаващата я вълна. Вълноводната структура е многослойна, включваща освен плазмата и диелектрични среди с различна диелектрична проницаемост, в това число и вакуум, както и метална антена и/или метален екран. В случая се разглежда цилиндрична геометрия, при която всички среди представляват коаксиални цилиндри с обща ос. Получената плазма е нехомогенна, както в аксиално, така и в радиално направление.

В първия раздел е представено описание на разпространението на електромагнитна вълна в йонизирана среда, което започва от добре известната система уравнения на Максуел в цилиндрични координати. За решаването на тази система избираме компонентите на полето на електромагнитната вълна във вида (1):

$$E_{r,\varphi,z}(r,\varphi,z,t) = \mathrm{Re}\left\{F_{r,\varphi,z}(r,z)E(z)exp\left[-i\omega t + i\int_0^z dz'k(z') + im\varphi\right]\right\}$$

(1)

$$B_{r,\varphi,z}(r,\varphi,z,t) = \mathrm{Re}\left\{G_{r,\varphi,z}(r,z)E(z)exp\left[-i\omega t + i\int_0^z dz'k(z') + im\varphi\right]\right\},$$

където E е електричното поле, B е магнитното поле, m е азимуталното вълново число, а k е аксиалното вълново число. Тук $E(z)$ е аксиалната компонента на амплитудата на вълновото полето на границата между плазмата и диелектрика, а F и G са амплитудни функции. При избора на този вид решения е използвана осреднена по радиуса електронна концентрация, $n = \overline{n} = \frac{2}{R^2}\int_0^R rn(r)dr$. Чрез интегриране на плазмената плътност в радиално направление моделът се свежда до едномерен аксиален модел по отношение на плазмената плътност и двумерен по отношение на полето на електромагнитната вълна. С помощта му може да се изследва изменение на вълновите и плазмените характеристики в аксиално направление.

След съответните преобразувания на уравненията на Максуел, за z компонентите на електричното и магнитното поле получаваме уравненията:

$$\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon B_z + \frac{1}{r}\partial_r r\partial_r B_z + \frac{1}{r^2}\partial_\varphi^2 B_z + \partial_z^2 B_z = 0$$

(2)

$$\frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon E_z + \frac{1}{r}\partial_r r\partial_r E_z + \frac{1}{r^2}\partial_\varphi^2 E_z + \partial_z^2 E_z = 0$$

Останалите компоненти се изразяват чрез E_z и B_z. За определяне на всички компоненти на електричния и магнитния вектор, е необходимо да решим само уравненията за аксиалните му компоненти. След заместване на вида на решенията за компонентите на електромагнитната вълна (1) в системата уравнения за аксиалните компоненти, получаваме следните уравнения за амплитудните функции F_z и G_z:

$$\frac{1}{\rho}\partial_\rho \rho\partial_\rho F_z - (x^2 + \frac{m^2}{\rho^2} - \sigma^2\varepsilon)F_z = 0$$

(3)

$$\frac{1}{\rho}\partial_\rho \rho\partial_\rho G_z - (x^2 + \frac{m^2}{\rho^2} - \sigma^2\varepsilon)G_z = 0$$

където $\rho = \frac{r}{R}$ е безразмерната радиална координата, $x = kR$ – безразмерно вълново число, а $\sigma = \frac{\omega R}{c}$ се нарича плазмен параметър и зависи от плазмения радиус и честотата на външното поле. Останалите компоненти на полето могат също да се изразяват чрез z компонентите на амплитудните функции (изхождайки от системата уравнения на Максуел):

$$
(4)\qquad
\begin{aligned}
F_r &= \frac{1}{\left(x^2-\sigma^2\varepsilon\right)}\left[\sigma\frac{m}{\rho}G_z - ix\left(\partial_\rho F_z\right)\right]\\
F_\varphi &= \frac{1}{\left(x^2-\sigma^2\varepsilon\right)}\left[x\frac{m}{\rho}F_z + i\sigma\left(\partial_\rho G_z\right)\right]\\
G_r &= -\frac{1}{\left(x^2-\sigma^2\varepsilon\right)}\left[\sigma\varepsilon\frac{m}{\rho}F_z + ix\left(\partial_\rho G_z\right)\right]\\
G_\varphi &= \frac{1}{\left(x^2-\sigma^2\varepsilon\right)}\left[x\frac{m}{\rho}G_z - i\sigma\varepsilon\left(\partial_\rho F_z\right)\right]
\end{aligned}
$$

Така получените уравнения (3) трябва да бъдат решени за всяка среда (метал, вакуум, диелектрик, плазма и т.н.). Решенията на уравнение от типа

$$
(5)\qquad \xi^2\partial_\xi^2 y + \xi\partial_\xi y + (\xi^2 - m^2)y = 0
$$

е линейна комбинация от Беселови функции или модифицирани Беселови функции, в зависимост от това дали стойността на ξ^2 е положителна или отрицателна. До тук разписването на решенията не зависи от това в каква конфигурация от среди разглеждаме разпространението на електромагнитната вълна. Промяната в средата води до промяна на диелектричната проницаемост, а от там (в някои случаи) до смяна на знака на ξ. Решенията за компонентите на амплитудните функции F и G в различните среди от дадена конфигурация имат следния вид:

$$
(6)\qquad F_z^i = \begin{cases} C_{i1}I_m(\xi_i\rho) + C_{i2}K_m(\xi_i\rho), \text{ако } \xi_i > 0 \\ C'_{i1}J_m(\xi_i\rho) + C'_{i2}Y_m(\xi_i\rho), \text{ако } \xi_i < 0 \end{cases}, i = \mathrm{v, d, p}
$$

$$
(7)\qquad G_z^i = \begin{cases} D_{i1}I_m(\xi_i\rho) + D_{i2}K_m(\xi_i\rho), \text{ако } \xi_i > 0 \\ D'_{i1}J_m(\xi_i\rho) + D'_{i2}Y_m(\xi_i\rho), \text{ако } \xi_i < 0 \end{cases}, i = \mathrm{v, d, p}
$$

Разглеждаме компонентите на функциите само за средите d – диелектрик (v – частен случай $\varepsilon_d = \varepsilon_v = 1.00$ – вакуум) и p – плазма.

В изразите (6 и 7) неизвестни са константите C_{i1}, C_{i2}, D_{i1}, D_{i2}, където броят им зависи от броя на средите в радиално направление. Определянето им става посредством налагане на гранични условия за непрекъснатост на тангенциалните компоненти на електричното и магнитното поле на границата между всеки две среди, както и условието за нулиране на границата с метала. Дисперсионното уравнение може да бъде представено чрез обобщен запис от вида:

$$
(8)\qquad \mathrm{D}(\omega, k_z, m, R, \varepsilon_p(n_e), \eta, \gamma, \alpha) = 0\,,
$$

където:

ω – честота на външното поле; k_Z – вълново число;

m – азимутално вълново число; R – радиус на плазмата;

r_{m1} – радиус на металната антена; r_d – радиус на диелектрика;

r_{m2} – радиус на металния екран;

ε_d –диелектрична проницаемост на диелектрика;

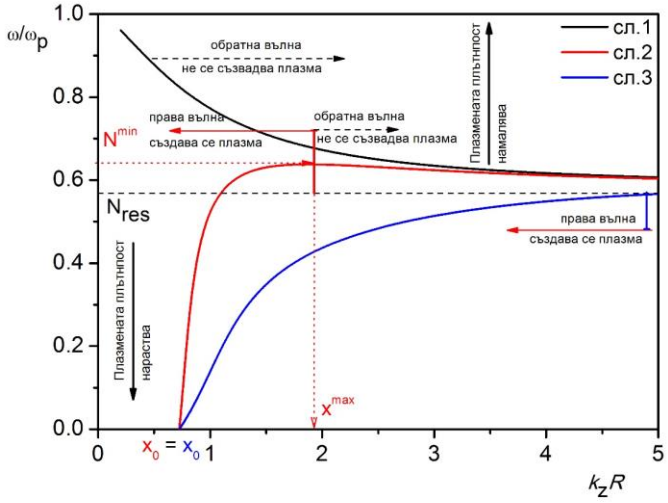
$\sigma = \frac{\omega R}{c}$ – плазмен параметър;

η, γ, α – нормирани радиуси на средите към радиуса на плазмата;

Така полученият локален дисперсионен закон представлява трансцедентно уравнение, което се решава числено. Решенията обикновенно се представят като зависимост на отношението $\frac{\omega}{\omega_p}$ от безразмерното вълново число k_zR. При изменение на плазмената честота ω_p и фиксирана вълнова честота ω, се получават така наречените фазови криви, а при изменение на честотата на външното електромагнитно поле ω и фиксирана плазмената честота ω_p (хомогенна плазма) – дисперсионни криви. Дисперсионните криви винаги започват от нулата, докато фазовите – от стойности на вълновото число, по-големи от плазмения параметър σ. Плазмата, създавана от бягаща електромагнитна вълна, е аксиално нехомогенна, т.е. плазмената плътност се изменя. При конкретна конфигурация на изследваната структура променливи са само диелектричната проницаемост на плазмата (която зависи от плазмената плътност) и вълновото число, а честотата на външното поле е константа. Поради аксиалната нехомогенност на плазмата това дисперсионно уравнение има локален характер. Отношението на честотите и плазмената плътност са свързани посредством зависимостта $\frac{\omega}{\omega_p} = \frac{1}{\sqrt{N}}$, където $N = \frac{n}{n_{cutoff}}$ е безразмерната плазмена плътност, нормирана към критичната електронна концентрация $n_{cutoff} = \frac{m\omega^2}{4\pi e^2}$. Пример за фазови криви е представен на фиг. 3. Пунктирната линия, към която клонят фазовите криви (фиг. 3), отговаря на резонансната плазмена плътност $N_{res} = \left(\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)_{res} = 1 + \varepsilon_d$. Резонансната стойност за отношението на честотата на плазмата към честотата на външното поле е съответно $\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right) = \frac{1}{\sqrt{2}}$ за случаите, когато вълната се разпространява по границата плазма–вакуум. Ако в конфигурацията се разглежда диелектрична тръба, стойността на $\left(\frac{\omega}{\omega_p}\right)_{res} = \frac{1}{\sqrt{1+\varepsilon_d}}$.

Фазовите диаграми могат да бъдат разделени, на 3 групи:

- Диаграми, при които $\frac{\omega}{\omega_p}$ намалява с увеличване на вълновото число k_zR, като при минималната стойност на вълноввълновото число ($\geq \sigma$), нормираната плазмена плътност е минимална и по-ниска от резонансната (черната плътна линия, сл. 1 на фиг. 3.). Тези диаграми са поместени над резонансната плазмена плътност. Поведението им отвечства на разпространение на обратна вълна, при която фазовата и груповата скорост на вълната са в противоположна посока ($V_{ph}V_{gr} < 0$). Приемаме, че такава вълна не може да създава разряд.



Фиг. 3 Фазови криви

- Диаграми, при които $\frac{\omega}{\omega_p}$ нараства с увеличване на вълновото число k_zR от x_0 до x^{max} (червената линия, сл. 2 на фиг. 3). В този участък безразмерната електронна концентрация е по-голяма от N_{res} и с увеличаване на вълновото число концентрацията намалява (от възбудителя към края на стълба). Фазовите криви преминават над резонансната плазмена плътност и достигат до локален максимум, съответстващ на N^{min}. В интервала по k_zR, в който N намалява, а $\frac{\omega}{\omega_p}$ нараства, се наблюдава разпространение на права вълна. При разпространение на права вълна фазовата и груповата скорост на вълната са в една и съща посока ($V_{ph}V_{gr} > 0$). Приемаме, че такава вълна може да създава и поддържа плазмен стълб. С нарастване на k_zR над x^{max} се наблюдава разпространение на обратна вълна, която не може да създава разряд. Поради тази причина приемаме, че разрядът може да се създава само в диапазона от вълнови числа от x_0 до x^{max}.

- Диаграми, при които $\frac{\omega}{\omega_p}$ нараства с увеличване на вълновото число k_zR в целия изследван диапазон и се намират изцяло под резонансната плазмена плътност (синята линия, сл. 3 на фиг. 3). При тях плазмената плътност намалява с нарастване на k_zR (от възбудителя към

края на стълба) и клони към резонансната плазмена плътност N_{res} в края на стълба. В тези случаи не се наблюдава разпространение на обратна вълна.

Чрез поведението на фазовите диаграми можем да съдим за възможността на бягаща електромагнитна вълна да създава и поддържа плазмен стълб в конкретната конфигурация. При разпространение само и единствено на обратна вълна, плазмен стълб не може да бъде създаден. Ако се разпространява права вълна се създава плазмен стълб. Дължината на така създадения стълб не може да бъде определена чрез анализ на фазовите криви. Това може да стане след анализ на аксиалните профили на плазмената плътност и вълновата мощност. За да можем да ги получим и обясним каква информация носят те, трябва да включим баланса на енергията на вълната в нашия модел.

Във втори раздел е представено решаването на уравнението за баланс на енергията на вълната. То може да бъде представено като:

$$\frac{d\overline{S}}{dz} = -Q, \tag{9}$$

където $\overline{S}$ е вълновата мощност, а Q – абсорбирана от електроните вълнова мощност на единица дължина от плазмения стълб. При своето разпространение в коаксиалната вълноводна структура вълната губи част от енергията си за нагряване на електроните, които от своя страна изразходват тази енергия за йонизация и възбуждане на тежките частици. Така се създава и поддържа плазменият стълб. Вълновата мощност е сума от радиално осреднените аксиални компоненти на вектора на Пойнтинг. Интегрирането се извършва в интервала от стойности на радиуса [$R_{\tau 1}$; $R_{\tau 2}$] в който се намира средата τ (τ = v – вакуум; τ = d – диелектрик и τ = p – плазма), от границата й с предходната среда до границата със следващата среда в радиално направление.

$$\begin{aligned} S_z^\tau &= \frac{c}{8\pi} E^2 \operatorname{Re}\left\{ (F_r^\tau)^* G_\varphi^\tau - (F_\varphi^\tau)^* G_r^\tau \right\},\ \tau = \mathrm{v}, d, p \\ \overline{S}_z &= \sum\nolimits_\tau \pi \int_{R_{\tau 1}}^{R_{\tau 2}} S_z^\tau r\, dr \end{aligned} \tag{10}$$

За всяка позиция z по оста на плазмения стълб $\overline{S_z} \equiv \overline{S}$ е вълновата мощност, необходима за създаване на остатъка от плазмения стълб. В края на стълба вълновата мощност става 0, $\overline{S}_{z_{end}} = 0$. Приемаме, че в точката по z, в която вълновата мощност стане равна на нула, е краят на стълба $z_{end} = 0$.

Абсорбираната от електроните вълнова мощност на единица дължина от плазмения стълб е:

(11) $$Q=\frac{\omega}{8}\int_R^{\infty} r\,\mathrm{Im}\left\{\tilde{\varepsilon}_p\right\}\left[\left|E_r^p\right|^2+\left|E_\varphi^p\right|^2+\left|E_z^p\right|^2\right]dr,\ \left|E_{r,\varphi,z}^p\right|^2=E^2(F_{r,\varphi,z}^p)*F_{r,\varphi,z}^p.$$

Пресмятанията зависят от мода на електромагнитната вълна. В случая на азимутално симетрична вълна полето има само три компоненти F_r, F_z, G_φ, което опростява изразите за $\overline{S}$ и Q. Значително по-комплицирана е ситуацията при по-високите азимутални модове (m > 0), когато полето има всичките 6 компоненти. Решаването на уравнението за баланс на енергията на вълната преминава през многократно интегриране на уравнения, включващи Беселови функции. Интегралите от Беселови функции са добре известни. Видът на уравнението за баланс на енергията зависи от изследваната конфигурация.

Изразходваната мощност за създаване на двойка електрон–йон не зависи от електронната концентрация и абсорбираната вълнова мощност Q е пропорционална на електронната концентрация n, т.е. $Q\propto n$. Ако в израза използваме безразмерната плазмена плътност ($N=n/n_{cutoff}$, *където* $n_{cutoff}=m\omega^2/4\pi e^2$), получаваме, че $Q=CN$, където C е константа на пропорционалност, която не зависи от аксиалната позиция. С помощта на този израз можем да преминем към безразмерни променливи:

(12) $$\frac{dS}{d\zeta}=-N\rightarrow d\zeta=-\frac{1}{N}dS$$

където

$$\zeta=\frac{z\nu}{R\omega};\qquad S=\frac{E^2}{C}\overline{S}_z$$

ζ – безразмерна аксиална координата и S – безразмерна вълнова мощност.

Закржевски извежда условие за стабилност на разряд [27], създаван и поддържан от бягаща електромагнитна вълна, според което не само потока на енергията, но и електронната концентрация трябва да намалява по посока на разпространение на вълната $\left(\frac{dn}{dz}<0;\frac{dn}{dz}.\frac{d\overline{S}}{dz}>0\right)$. Преформулирайки този критерий за стойностите на безразмерната вълнова мощност и плазмена плътност за нормираната аксиална компонента, те добиват вида $\frac{dN(\zeta)}{d\zeta}<0;\frac{dN(\zeta)}{d\zeta}.\frac{dS(\zeta)}{d\zeta}>0$. Този критерий е развит от Бенова и Желязков [28], поставяйки

условието за край на стълба да се приеме точката, в която потокът на безразмерната вълнова мощност стане равен на нула. Те доказват, че плазмен стълб може да се създава при стойности на безразмерната аксиална координата ζ, за които абсолютните стойности на аксиалната компонента на вектора на Пойнтинг в плазмата са по-малки от тези на аксиалната компонента на вектора на Пойнтинг в другите среди. Нарушаването на това неравенство води до отрицателните стойности на потока на вълновата мощност след края на стълба. Използвайки този критерий се определя къде е краят на плазмения стълб, създаван от бягащата повърхнинна електромагнитна вълна в нашите моделни изследвания. За край на стълба приемаме точката, в която вълновата мощност стане равна на нула.

Резултат от численото решаване на уравнението за баланс на енергията са безразмерните аксиални профили на безразмерните вълновото число, плазмената плътност и вълновата мощност. При разпространение на обратна вълна численият резултат е отрицателна аксиална координата и отрицателна вълнова мощност за съответните вълнови числа. Стойностите на k_zR, за които се наблюдава разпространение на права вълна имат съответстващи положителни стойности за аксиалната координата.

След решаване на дисперсионното уравнение и уравнението за баланс на енергията на вълната могат да се представят и двумерните профили на z, r и φ компоненти на амплитудните функции F и G на електромагнитната вълна.

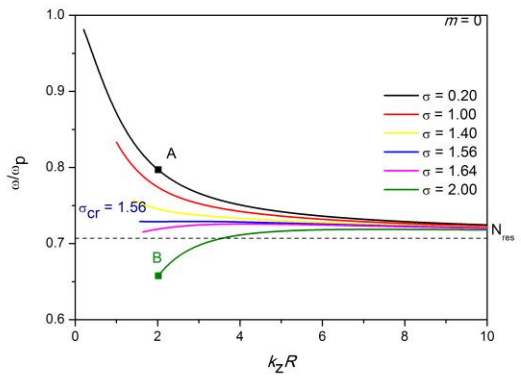
Глава 4 Резултати от теоретичното изследване

В глава 4 се представени резултати от теоретичното изследване на разпространението на повърхнинна електромагнитна вълна в конфигурациите: диелектрик–плазма, метал–диелектрик–плазма, метал–вакуум–диелектрик–плазма и метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал. Изследват се ефектите при промяна на геометричните параметри σ, η, γ и α, Изследвано е и поведението на фазовите диаграми и безразмерните аксиални профили при изменение на диелектричната проницаемост на диелектрика, около който се създава плазмата ($\varepsilon_d = \varepsilon_v = 1.0$ – вакуум, $\varepsilon_d = 2.1$ – тефлон и $\varepsilon_d = 3.8$ – кварц) и в зависимост от типа на вълната, която се разпространява ($m = 0$ – азимутално симетрична вълна, $m = 1$ – диполна вълна и $m = 2$ – квадруполна вълна).

В раздел 4.1 се разглежда конфигурацията диелектрик–плазма. Тя е възможно най-простата конфигурация, при която вълноводната структура се състои само от две среди – плазма и диелектрик. С нея се изследва ролята само на един геометричен параметър – плазмения

радиус, чрез вариация в стойността на плазмения параметър $\sigma = \omega R/c$ (c – скорост на светлината) при фиксирана честота на външното електромагнитно поле (f = 2.45 GHz, при която са получени експерименталните резултати в [15]). Резултатите за трите стойности на диелектричната проницаемост са представени поотделно, след което е направено сравнение межд тях.

Конфигурацията диелектрик–плазма се явява граничен случай на някои други по-сложни конфигурации на вълноводната структура, както и $1/r$ трансформация на най-простия случай на цилиндричния плазмен стълб, плазма–вакуум (плазмен факел).



Фиг. 4 Фазови диаграми за конфигурацията вакуум–плазма при азимутално симетрична вълна и различни стойности на плазмения параметър

Фазовите диаграми за конфигурация вакуум–плазма при разпространение на азимутално симетрична вълна (m = 0) са представени на фиг. 4 за различни стойности на плазмения параметър σ. Както се вижда, те могат да бъдат разделени на две групи:

1) Фазови диаграми, които се намират изцяло над хоризонталната прекъсната линия, съответстваща на резонансната стойност N_{res} и имащи само област на разпространение на обратна вълна. За тези криви с увеличаване на вълновото число (k_zR) намалява ω/ω_p, което съответства на нарастване на електронната концентрация N от възбудителя към края на стълба. Такива фазови диаграми се получават при малки стойности на плазмения параметър σ.

2) Фазови диаграми, минаващи под N_{res} и имащи области както на разпространение на права вълна при малки k_zR, така и на обратна вълна при големи вълнови числа. Такава е показаната в зелено диаграма на фиг. 4.1.2., съответстваща на σ = 2, т.е. такива фазови криви се получават при големи стойности на плазмения параметър. Съществува фазова диаграма, която разделя двете групи и тя се получава при точно определена стойност на плазмения параметър (σ_{cr}), която наричаме критична. Получената в резултат на пресмятанията критична стойност на плазмения параметър е σ_{cr} = 1.56. При разглежданата честота на електромагнитната вълна f = 2.45 GHz, това съответства на радиус на диелектричния цилиндър R_{cr} = 3.9 cm (и на $fR_{cr} \approx 9.55$ GHz.cm). Всички фазови криви, получени при стойности $\sigma < \sigma_{cr}$, показват разпространение само на обратна вълна, а във фазовите диаграми при $\sigma > \sigma_{cr}$ се наблюдават области както на права, така и на обратна вълна. Обратната вълна не може да създава плазма, което означава, че при $\sigma <$

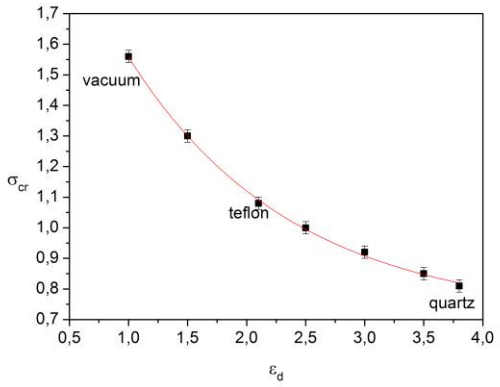
σ_{cr}, плазма не би могла да се наблюдава. При $\sigma > \sigma_{cr}$ плазма може да бъде получена само в областта, съответстваща на разпространение на права вълна. Тази област започва от $k_zR \approx \sigma$, където се намира възбудителят и електронната концентрация е най-голяма, а краят на плазмата е в точката, съответстваща на максимума на фазовата диаграма, след който започва обратната вълна. Там електронната концентрация е по-малка от резонансната. Освен наличието на критична стойност на параметъра σ, каквато съществува и за цилиндричната конфигурация (но при създаване на плазмата от диполна вълна), в конфигурацията вакуум–плазма се оказва, че при малките k_zR ($\approx \sigma$) фазовата диаграма започва не от стойности, близки до 0 за ω/ω_p, а от някаква значително по-висока стойност (различна при различните σ). Това означава, че електронната концентрация на плазмата при възбудителя не може да надхвърля някаква определена стойност и не е възможно получаване на по-дълъг стълб с по-голяма плазмена плътност при увеличаване на вълновата мощност, както това се случва при цилиндричния разряд. (напр. плазмения факел). Доказателство за това получаваме и от аксиалните профили за вълновата мощност и плазмената плътност. Аксиалните профили на плазмената плътност и вълновата мощност потвърждават специалността на тази критична стойност на плазмения параметър σ_{cr}. При разпространение на азимутално симетрична вълна на границата между вакуум и плазма, когато радиусът на диелектричния цилиндър е по-малък от съответстващия на σ_{cr}, вълновата мощност е отрицателна и не се създава плазмен стълб. При $\sigma > \sigma_{cr}$ в областта на правата вълна вълновата мощност е положителна и намаляваща от възбудителя към края на плазмата. Плазмената плътност за двете стойности на σ (= 1.64 – маджента и 2.0 – зелена на фиг. 4) показва почти линейно намаляване от възбудителя към края на стълба, като в самия край се получават отклонения. При по-малката σ (= 1.64) максималната електронна концентрация е по-малка от резонансната и максималната дължина на плазмения стълб е много малка. С увеличаване на плазмения радиус (респ. σ = 2.0), разпространяващата се вълна създава около диелектричния цилиндър плазмен слой с по-голяма дължина и нарастваща към възбудителя плътност. В този случай плазмената плътност близо до възбудителя е по-голяма от резонансната. Отново обаче съществува максимална електронна концентрация при възбудителя, максимална дължина на плазмата и максимална вълнова мощност. Това показва, че за тази идеализирана конфигурация, дори и теоретично, възможността за създаване на плазма с азимутално симетрична вълна е много малка.

За разлика от случая на азимутално симетричната вълна, фазовите диаграми, получени при разпространение на диполна и квадруполната вълна, не показват наличието на случаи на разпространение само на обратна вълна. Това значи, че дори при малки стойности на плазмения

параметър, двете вълни създават плазмени стълбове в областите, съответстващи на разпространение на права вълна.

При разпространение на кой да е от вълновите модове, плазмен стълб с най-голяма дължина и най-голяма плазмена плътност се получава при най-голямата разглеждана стойност на плазмения параметър σ = 2.0. Ако вълната се разпространява на границата вакуум–плазма, диполната вълна (m =1) създава най-голям плазмен стълб и е доминираща. Азимутално симетричната и квадруполната вълни (m =0 и m =2) теоретично биха могле да създадат разряди, които обаче са силно ограничени по дължина и плазмена плътност.

С нарастване на диелектричната проницаемост се установява, че съществуват разрядни условия, при които е възможен многомодов режим на работа. За многомодов режим на работа говорим, когато вълни с различни модове създават съизмерими плазмени стълбове (дължина и плазмена плътност) за една и съща вълнова мощност. При вълнова мощност 10^2 безразмерни единици, азимутално симетричната и диполната вълна, разпространяващи се на границата между кварц (ε_d = 3.8) и плазма, създават плазмени стълбове с близка електронна концентрация, което е типичен случай на многомодов режим. При същата вълнова мощност само азимутално симетричната вълна, разпространяваща се на границата между тефлон (ε_d = 2.1) и плазма създава разряд и имаме типичен случай на едномодов режим.



Фиг. 5 Зависимост на критичната стойност на плазмения параметър от диелектричната проницаемост на средата.

Дължината на плазмения стълб, който се създава от азимутални симетрична вълна при ε_d = 2.1, е по-голяма от тази на стълб, създаден от диполна вълна около диелектрик с ε_d = 3.8. Не само $\zeta_{2.1}^0 > \zeta_{3.8}^1$ (точките в аксиално направление, оределящи дължината на плазмен стълб, създаван от вълна с вълнов мод – горен индекс и диелектрична проницаемост – долен индекс), но и плазмената плътност в точката $\zeta_{2.1}^0$ е по-голяма от тази в точката $\zeta_{3.8}^1$. И двете разглеждани решения достигат пределна стойност на вълновата мощност и съответни пределни плазмени плътности и дължини на стълба. Не така стоят нещата при разпространение на азимутално симетрична вълна при ε_d = 3.8. Тогава за дадената стойност на вълновата мощност, $\zeta_{3.8}^1$ е по-малка от предходните две, но плазмената плътност в нея е по-висока. Дължината на стълба и концентрацията на

заредените частици може да нарастват и да достигнат стойности над пределните за останалите случаи при вълнова мощност над пределната за другите изследвани случаи.

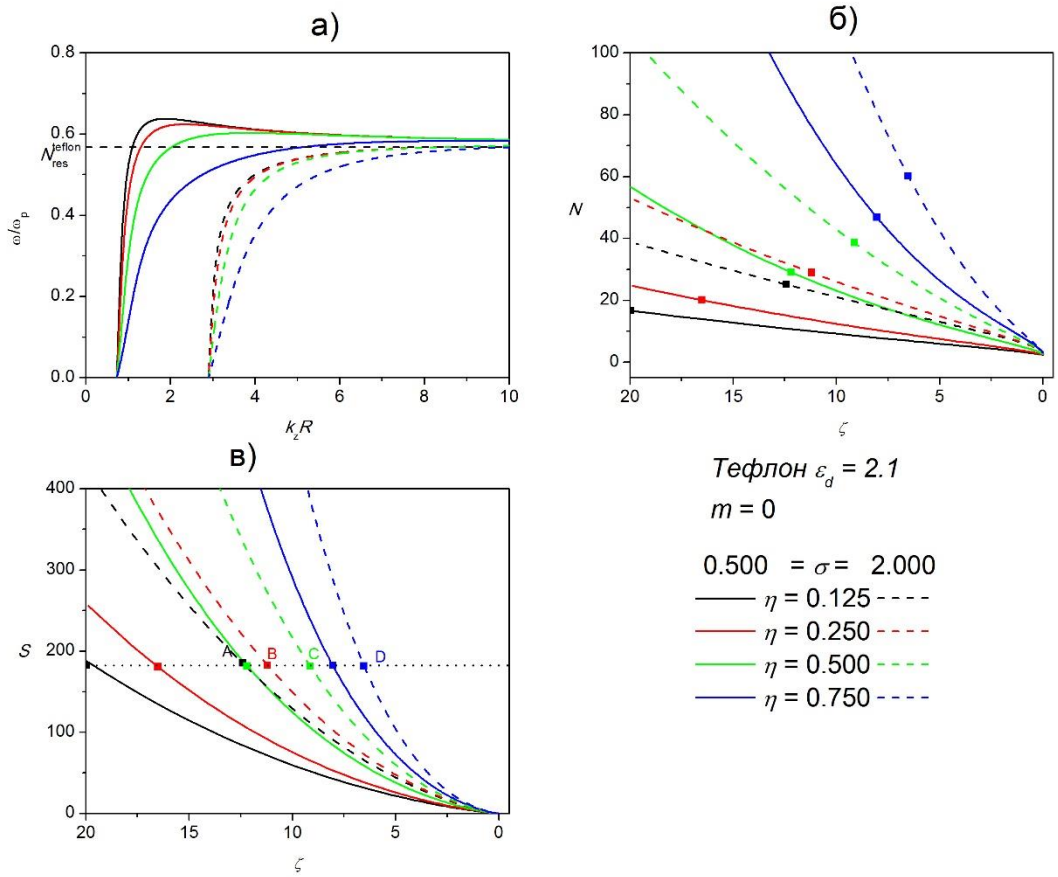
Стойността на критичния плазмен параметър (σ_{cr}) намалява с нарастване на диелектричната проницаемост. Измененията във фазовите диаграми и аксиалните профили, при разпространение на азимутално симетрична вълна на границите тефлон–плазма (ε_d = 2.1) и кварц–плазма (ε_d = 2.1), са подробно изследвани в дисертацията. Зависимостта на критичния плазмен параметър от диелектричната проницаемост ε_d е представена на фиг. 5. Направени са пресмятания на критичния плазмен параметър σ_{cr} за различни диелектрични проницаемости от тези на вакуум, тефлон и плазма. Те също са представени с точки на фиг. 5.

Във втория раздел на Глава 4 подробно се изследва конфигурацията метал–вакуум–плазма. Изследват се ефектите при промяна на плазмения параметър σ и на геометричния параметър η върху фазовите диаграми и аксиалните профили на плазмената плътност и вълновата мощност.

За конфигурацията метал–диелектрик–плазма не се наблюдават фазови диаграми с разпространение само на обратна вълна дори и при малки стойности на радиуса на плазмата (съответно на плазмения параметър). Причина за това е разликата между двете конфигурации – наличието на метален проводник по оста на разряда. Поведението на фазовите криви и аксиалните профили на безразмерните плазмена плътност и вълнова мощност при разпространение на вълна с m = 0 на границата между тефлон и плазма е представено на фиг. 6.

За малки стойности на σ (плътните линии на фиг. 6.а) с нарастване на дебелината на антената се променя поведението на фазовите диаграми. За тънка антена се наблюдава област от стойности на вълновото число, при които се разпространява обратна вълна. При по-голяма дебелина на антената фазовите диаграми са изцяло под резонансната плазмена плътност и се наблюдава разпространение само и единствено на права вълна.

Нарастване на плазмения радиус води до отсъствието на области по k_zR, в които да се наблюдава разпространение на вълна с различни по посока фазова и групова скорост, при всички изследвани стойности за радиуса на металната антена. Това свидетелства, че и в тази конфигурация при нарастване на плазмения параметър σ се наблюдава изместване на фазовите диаграми под границата на резонансната плазмена плътност.

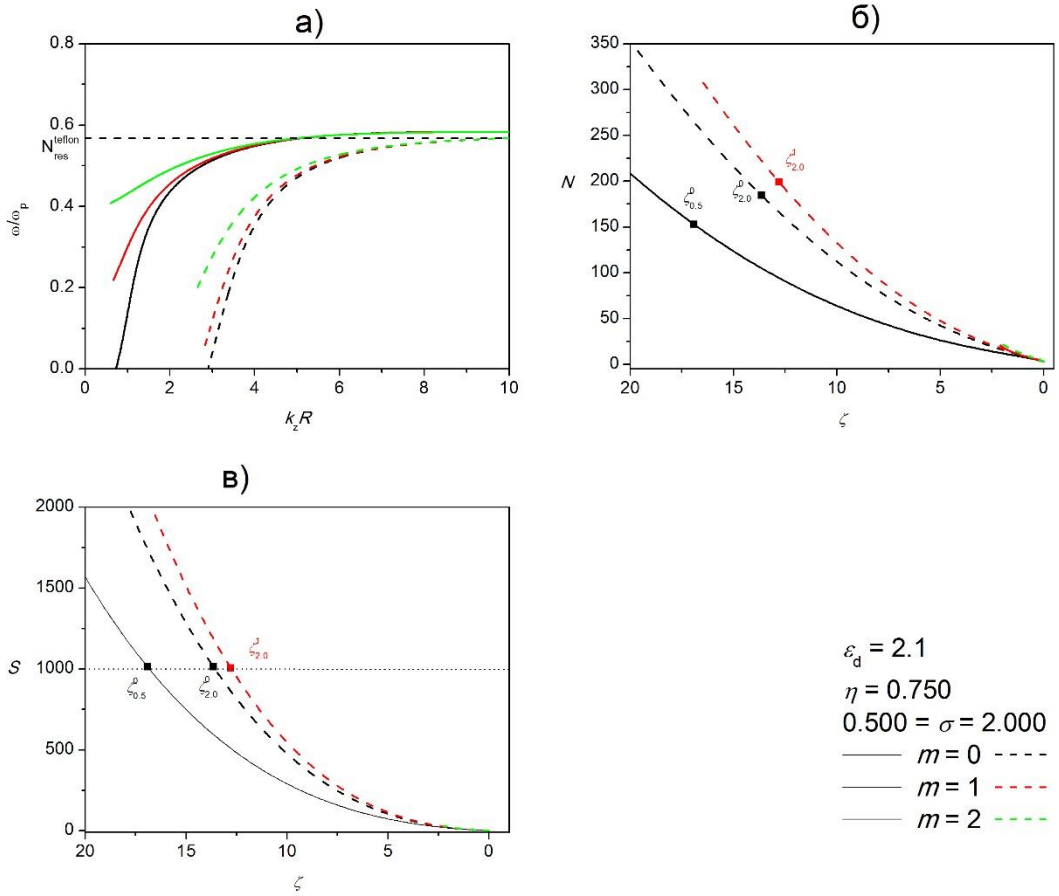


Фиг. 6. Фазови диаграми (а) и аксиални профили на плазмената плътност (б) и вълновата мощност (в) за различни дебелини на металната антена и плазмения параметър σ, получени при разпространение на азимутално симетрична вълна (с m = 0) в конфигурацията метал–тефлон–плазма

Това се вижда от поведението на аксиалните профили на безразмерната вълнова мощност (фиг. 6.в) и плазмена плътност (фиг. 6.б). Фазовите диаграми за всички разгледани конфигурации колонят към нула при минималните стойности на вълновото число. Дължината на плазмения стълб, която може да се постигне за всяка конфигурация при дадена вълнова мощност е представена с точки по кривите на фиг. 6.в. С точки на фиг. 6.б е представена плазмената плътност, която всеки стълб, създаден от вълна с изследваната мощност има в началото на стълба. Колкото по-голямо е η, толкова по-къс плазмен стълб се създава, но електронната концентрация е по-голяма. За дадена стойност на дебелината на металния проводник по оста на разряда се достига по-висока плазмена плътност при по-висока стойност на плазмения параметър, което е в съгласие с резултатите, получени за конфигурацията диелектрик–плазма. Поставянето дори и на много тънък проводник по оста на вълноводната

структура драстично промена условията и азимутално симетричната вълна вече може да създава плазма дори и при малки плазмени радиуси.

На фиг. 7 е представено сравнение на фазовите криви и аксиалните профили, получени при разпространение на различни вълнови модове. Изследването е направено при относителна дебелина на антената η = 0.75 за две различни стойности на плазмения радиус (съответстващи на σ = 0.50 и σ = 2.00).



Фиг. 7. Фазови диаграми (а) и аксиални профили на безразмерните плазмената плътност (б) и вълновата мощност (в) за различни вълнови модове при η = 0.75 и σ = 0.50 и 2.0 в конфигурация метал–тефлон–плазма

От поведението на фазовите диаграми (фиг. 7.а) се вижда, че най-голяма плазмена плътност се постига при разпространение на азимутално симетрична вълна, тъй като черните линии (плътна и пунктирна) на фиг 7.а клонят към 0 по ω/ω_p, при малки стойности на вълновото число. За всички решения при разпространение на вълна с вълнов мод $m > 0$ има ограничения за вълновата мощност и плазмената плътност, които можгат да бъддат достигната в началото на стълба. Увеличаване на мощността на азимутално симетрична вълна води до увеличаване на дължината на разряда и безразмерната електронна концентрация при възбудителя. Това се

потвърждава от аксиалните профили на вълновата мощност (фиг. 7.в) и плазмената плътност (фиг. 7.б).

При малък плазмен радиус (σ = 0.50, плътните линии) като доминиращ може да бъде определен азимутално симетричния вълнов мод, тъй като той създава плазмен стълб с относително голяма дължина и плазмена плътност. С нарастване на плазмения радиус до σ = 2.00 (пунктирните линии), теоретичното изследване показва възможен многомодов режим на работа на разряда. Диполният и азимутално симетричният вълнов мод създават плазмени стълбове с близки дължина и максимална плазмена плътност за една и съща вълнова мощност.

Плазмен стълб създаван, от вълна с мощност $S = 1\times10^3$ (черна точкова линия на фиг. 7.в) се наблюдава само при разпространение на вълна с m = 0 (при σ = 0.50 и σ = 2.0) и от вълна с m = 1 (когато σ = 2.0). Най-висока плазмена плътност се получава при плазмен стълб, създаван от диполна вълна (червената пунктирна линия на фиг. 7.б). Дължината на така получения плазмен стълб е по-малка от дължината на разряд, получен при разпространение на азимутално симетрична вълна (черни линии на фиг. 7.б). При по-малката изследвана стойност на плазмения параметър σ, азимутално симетричната вълна създава по-дълъг плазмен стълб с дължина $\zeta_{0.5}^0$, за сметка на по-ниската безразмерна плазмена плътност спрямо тази при случая на разпространение на азимутално симетрична и диполна вълна при σ = 2.0. Тогава се създават плазмени стълбове с дължина съответно $\zeta_{2.0}^0$ и $\zeta_{2.0}^1$, които са съизмерими и приблизително 2/3 от $\zeta_{0.5}^0$.

С нарастване на диелектричната проницаемост се получава по-къс плазмен стълб с по-висока плазмена плътност. При ε_d = 1.0 се наблюдава едномодов режим на работа с доминираща азимутално симетрична вълна, а при ε_d = 2.1 и ε_d = 3.8 – многомодов режим на работа. Тогава вълни с m = 0 и m = 1 създават разряди с близки дължини и плазмени плътности.

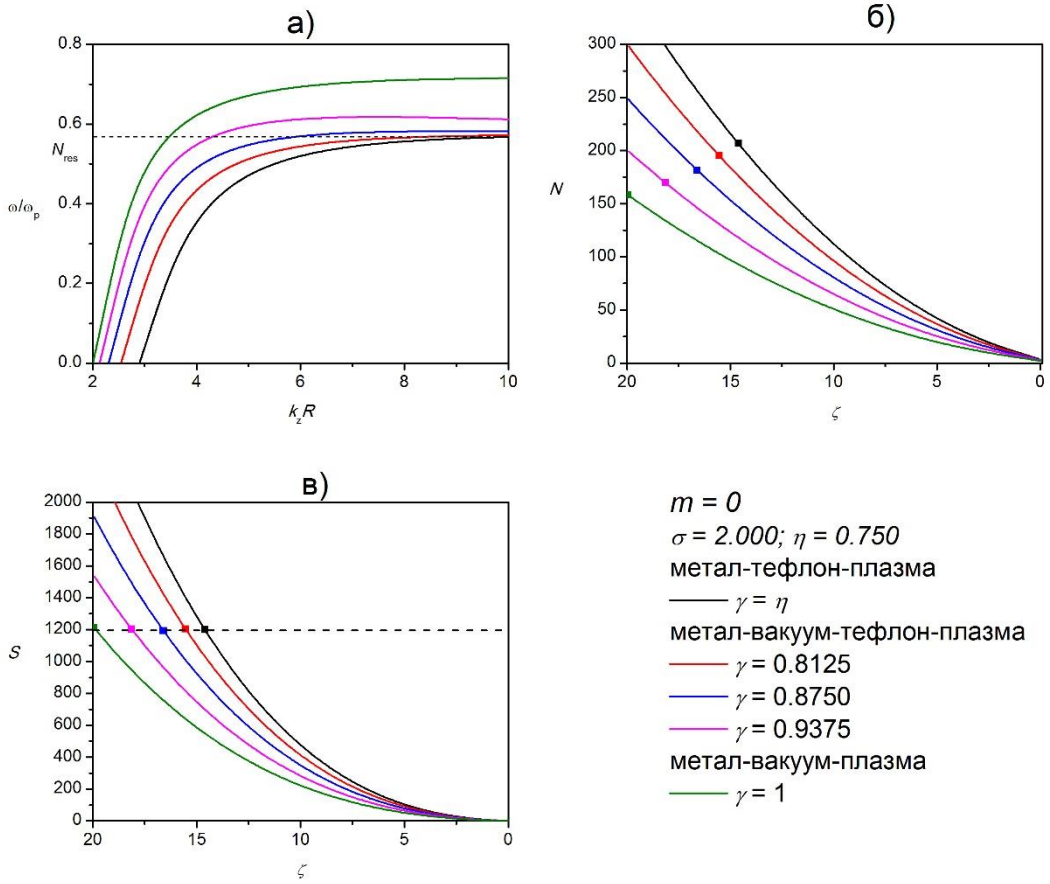
При разпространение на азимутално симетрична вълна около кварцов диелектрик с радиус, съответстващ на σ = 2.0, с нарастване на дебелината на металната антена нараства плазмената плътност за сметка на намаляване на дължината на разряда.

В раздел 4.3 подробно се изследва конфигурацията метал–вакуум–диелектрик–плазма. Изследват се ефектите при промяна на плазмения параметър σ, на геометричния параметър η и на геометричния параметър γ върху фазовите диаграми и аксиалните профили на плазмената плътност и вълновата мощност.

При разпространение на азимутално симетрична вълна в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма със σ = 2.0 и дебелина на металната антена η = 0.75, изтъняване на въздушната междина, води до получаване на по-плътна плазма. При безразмерна вълнова мощност $S \approx 400$ и

$\gamma = 0.8125$ се получава плазмен стълб с дължина $\zeta = 15.57$ и безразмерна плазмена плътност $N = 49.26$, а при $\gamma = 0.9375$ – $\zeta = 17.62$ и $N = 43.34$.

Интерес предсталяват и решенията при граничните случаи на $\gamma = \eta$ (съответстващ на конфигурацията метал–тефлон–плазма) и $\gamma = 1$ (съответстващ на конфигурацията метал–вакуум–плазма). Решенията за случай на азимутално симетрична вълна в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма, се намират изцяло между решенията при разпространение на същата вълна в конфигурациите метал–вакуум–плазма и метал–тефлон–плазма. Това е показано за фазовите им диаграми и аксиалните им профили на фиг. 8.

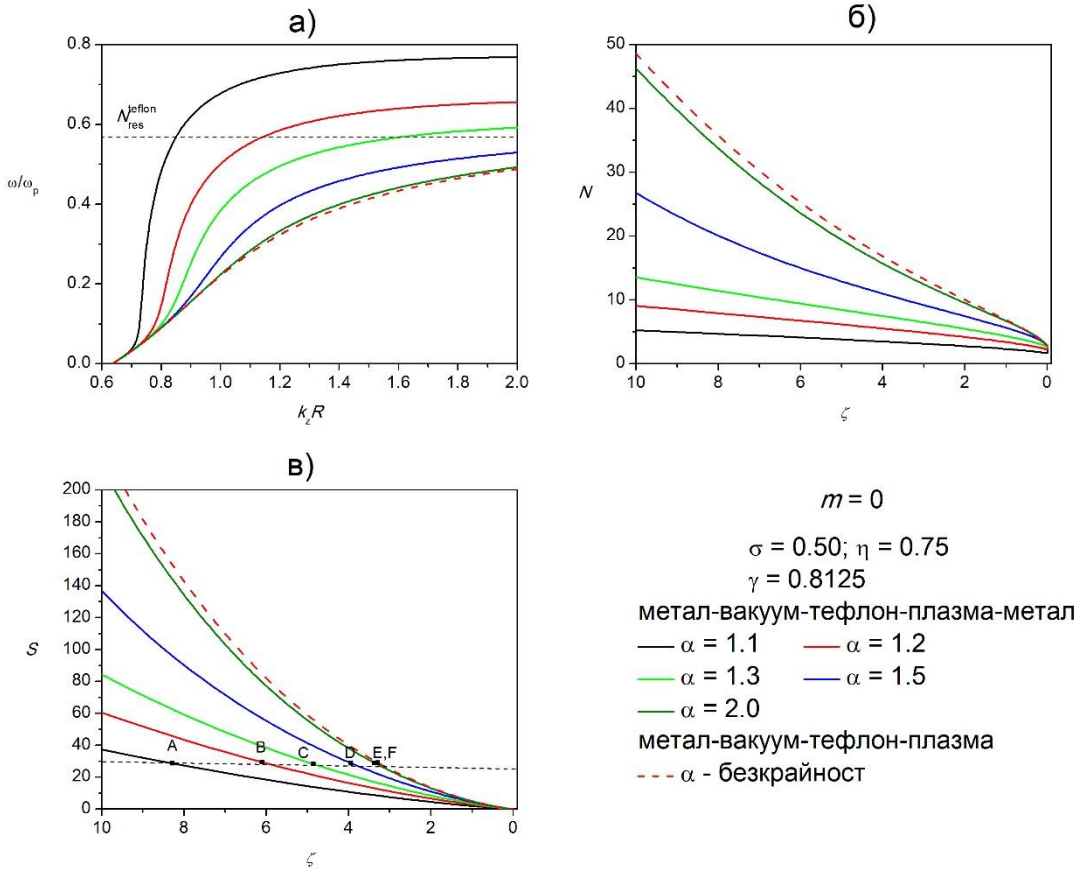


Фиг. 8. Фазови диаграми (а) и аксиални профили на плазмената плътност (б) и вълновата мощност (в) за $\eta = 0.75$, $\sigma = 2.0$ при изменение на дебелината на въздушния слой, получени при разпространение на азимутално симетрична вълна, в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма и граничните метал–тефлон–плазма ($\gamma = \eta$) и метал–вакуум–плазма ($\gamma = 1$)

Представени са фазовите диаграми (фиг. 8.а) за прехода от конфигуация метал–тефлон–плазма към метал–вакуум–плазма с поява на въздушна междина между металната антена и диелектричната тръба, която нараства ($\eta \leq \gamma \leq 1$) за сметка на дебелината на диелектричния слой. За фиксирана вълнова мощност се получава удължаване на плазмения стълб (фиг. 8.в) за сметка на понижаване на плазмената

плътност (фиг. 8.б) с истъняване на диелектричната тръба. С намаляване на дебелината на вакуумния слой между металната антена и диелектричната тръба, т.е. увеличаване на дебелината на диелектричната тръба, плазмената плътност се увеличава. Резултатите за конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма, съвпадат с решенията от модела за кофигурациите метал–вакуум–плазма ($\varepsilon_d = 1.0$, $\gamma = 1$) и метал–тефлон–плазма ($\varepsilon_d = 2.1$, $\gamma = \eta$).

При разпространението си в конфигурация със $\sigma = 2.0$, $\eta = 0.75$ и $\gamma = 0.8125$, диполната и квадруполната вълна достигат до пределна вълнова мощност (S_{max}), определяща пределната плазмена плътност, която може да се получи в началото на стълба. За случая на разпространение на азимутално симетрична вълна няма подобно ограничение. В разгледаните конфигурации имаме многомодов режим на работа, когато вълновата мощност $S < S_{max}$, като се конкурират вълни с $m = 0$ и 1. Квадруполната вълна отново затихва бързо и създава плазмен стълб с пренебрежима дължина и плътност.



Фиг. 9. Фазови диаграми (а) и аксиални профили на плазмената плътност (б) и вълновата мощност (в) при нарастване на α (и $\alpha \to \infty$), получени при разпространение на азимутално симетрична вълна, в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма–метал

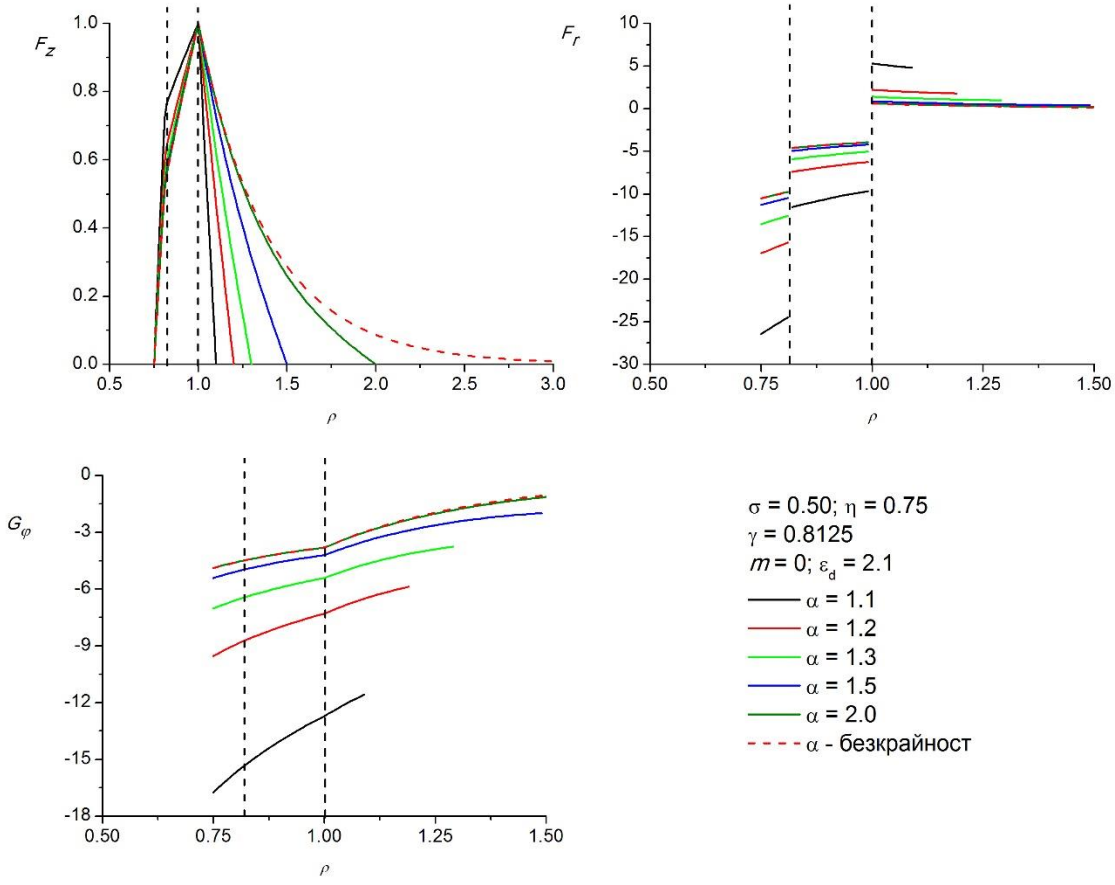
В четвъртия раздел на Глава 4, подробно се изследва конфигурацията метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал. Изследват се ефектите при промяна на параметрите σ, η, γ и разстоянието на металния екран от оста на разряда (α), върху фазовите диаграми и аксиалните профили на плазмената плътност и вълновата мощност.

В конфигурация с ε_d = 2.1, σ = 0.500, антена с дебелина 75% от плазмения радиус (η = 0.750) и тънка вакуумна междина (γ = 0.8125), радиусът на металния слой около плазмата (α) оказва силно влиание върху вълновите и плазмените характеристики (фиг.9). С нарастване на α от 10% до 100% от радиуса на плазмата (съответно $1.1 \leq \alpha \leq 2.0$), плазмената плътност нараства. При близко разположен метален екран, във фазовите диаграми се наблюдава област на разпространение на обратна вълна. С отдалечаване на металния екран от границата тефлон–плазма, където се разпространява бягащата електромагнитна вълна, се наблюдава намаляване на областта на обратна. Това се потвърждава и от аксиалните профили на безразмерната плазмена плътност и вълнова мощност. С отдалечаване на металния екран от вълноводната структура плазмената плътност нараства немонотонно.

Интерес представлява изменението на вълновите и плазмените характеристики при отдалечаване на металния екран до $\alpha \to \infty$. Такава съпоставка е представена на фиг. 9. С нарастване на разстоянието на металния екран от оста на диелектрината тръба, около която се създава плазмата, намаляват разликите във фазовите диаграми (фиг.9.а). Резултатите при α = 2.0 са близки до тези при $\alpha \to \infty$, което води до заключението, че при реална експериментална конфигурация със съответните геометрични пропорции, при която радиусът на екрана е по-голям от два пъти радиуса на плазмата ($R_{m2} > 2R_p$), можем да пренебрегнем ефекта на металния екран. Получените резултати при α = 2.0 са много близки с резултатите в конфигурацията метал–вакуум–диелектрик–плазма при същите геометрични параметри.

Това се потвърждава и от радиални профили на амплитудните функции F и G на електромагнитното поле за различни разстояния на металния екран от оста на разряда при фиксирани вълнова мощност, дебелина на металната антена (η = 0.75), плазмен параметър (σ = 0.50) и дебелини на диелектричната тръба (γ = 0.8125), представени на фиг. 10. Аксиалните координати, за които са представени радиалните профили, съответстват на точките A–F на фиг. 9.в. Аксиалната компонента F_z на амлитудната функция на електричното поле при α = 1.1 във вакуума и диелектрика се отличава от останалите. На границата вакуум–плазма тя достига по-голяма стойност. За всички други стойности на параметъра α (включително и безкрайност), F_z амлитудните функции са с близки стойности във вакуума и диелектрика. В плазмата, с

нарастване на радиуса на металния екран, стойностите на F_z нарастват за дадена радиална координата ρ. При α = 2.0 (тъмно зелена линия), F_z се отклонява слабо от аксиалната компонента на амплитудната функция при отсъствие на метален екран (червена пунктирна линия) и то далеч от оста на вълноводната структура в радиално направление. За F_r и G_φ се наблюдава намаляване на абсолютната стойност на амплитудните функции с нарастване на параметър α. При α = 2.00 радиалните профили на F_r и G_φ се препокриват с тези при отсъствие на метален екран (или екран на безкрайно голямо разстояние от оста на разряда).



Фиг.10 Радиални профили на амплитудните функции F и G на електромагнитното поле за различни разстояния на металния екран от оста на разряда при фиксирани вълнова мощност и геометрични параметри.

Стойността на α, за която теоретичните вълнови и плазмени характеристики при разпространение на повърхнинна вълна в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма–метал приблизително съвпадат с тези при разпространение на същата вълна в конфигурацията метал–вакуум–тефлон–плазма, означаваме с α_b.

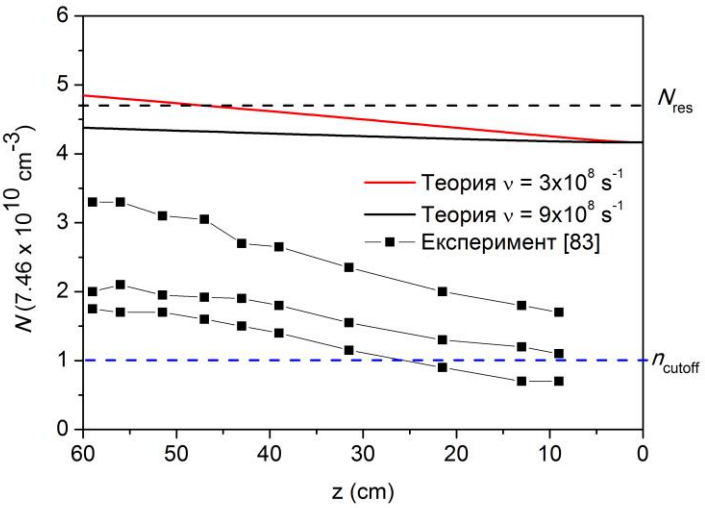
Стойността на α_b за различните геометрични параметри е различна. При конфигурация σ = 2.0, η = 0.75, γ = 0.8125 фазовите диаграми за α = 1.3, α = 1.5 и α = 2.0 са с близки стойности, докато при малък плазмен параметър (σ = 0.50) се различават една от друга. В първия случай $\alpha_b \approx 1.3$, докато във втория $\alpha_b \approx 2.0$. Ако η = 0.125, σ = 2.0 и γ = 0.3437, то $\alpha_b \approx 1.5$.

И в тази конигурация за всички вълнови модове е в сила, че по-плътна плазма, при еднакви други параметри, се създава:

- при по-голям плазмен радиус (по-голям параметър σ),
- по-голяма дебелина на металната антена (по-голям параметър η),
- по-тънка въздушна междина (по-малък параметър γ),
- по-висока диелектрична проницаемост (по-голяма ε_d).

На фиг. 11 и фиг. 12 са представени сравнения на резултатите, получени от теоретичните пресмятания с експериментални резултати, публикувани от Ройхле [8] и Алвес [10]. Геометричните параметри на установката на Ройхле са: σ = 0.7696, η = 0.133, γ = 0.4164 и безразмерен радиус на газоразрядната камера α = 5.33. За коректното сравнение, безразмерната аксиална координата $\zeta = \frac{z\nu}{R\omega}$ трябва да бъде преобразувана в размерни единици.

Чрез ударно радиационния модел, представен в [7], честотата на удари елекрон–неутрал с предаване на импулс е оценена на $\nu = 3\times10^8$ s^{-1}, при налягане на газа 50 Pa. Направено е и оразмеряване с $\nu = 9\times10^8$ s^{-1}, определена по метода, описан в [52].



Фиг.11 Сравнение между експерименталните данни представени от Ройхле [8] за аксиалния профил на плазмената плътност и теоретичните.

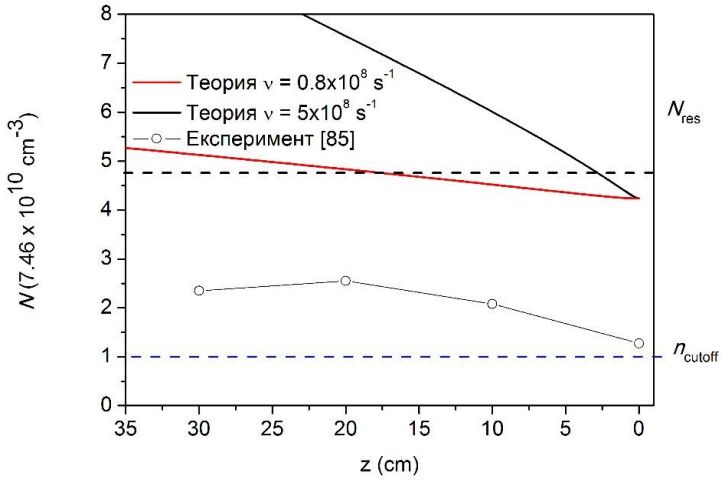
Знаейки, че радиусът на кварцовата тръба (ε_d = 3.8) около която се създава плазмения стълб в установката на Ройхле [83] е 1.5 cm, е получено следното сравнение между теоретичните и експерименталните данни (фиг. 11).

Както експерименталните, така и теоретичните резултати показват, че плазмената плътност е по-малка от резонансната и намалява в аксиално направление. Теоретичният аксиален градиент е близък до

експериментално получения при $\nu = 3\times10^8$ s^{-1} (червената крива) и по-малък, ако се използва по-високата честота на удари $\nu = 9\times10^8$ s^{-1} (черната крива).

Получените експериментални резултати за електронната концентрация имат стойности, по-малки от резонансната плазмена плътност, като с отдалечаване от възбудителя (в аксиално и радиално направление) стават дори по-малки от n_{cutoff}. Електронна концентрация, по-малка от n_{cutoff} съответства на случай на прозрачна плазма, каквато не се създава от разпространяващата се електромагнитна вълна [102]. Това предполага проблем в експерименталната оценка на плазмената плътност, която очевидно е занижена.

Геометричните параметри на установката на Алвес са: $\sigma = 0.797$, $\eta = 0.333$, $\gamma = 0.50$ и $\alpha = 5.33$. Диелектричната проницаемост на кварц е $\varepsilon_{\mathrm{d}} = 3.8$. Честотата на удари елекрон–неутрал с предаване на импулс при налягане 30 Pa, има стойности от $\nu = 0.8\times10^8$ s^{-1} до $\nu = 5\times10^8$ s^{-1}. Сравнението е представено на фиг. 12.



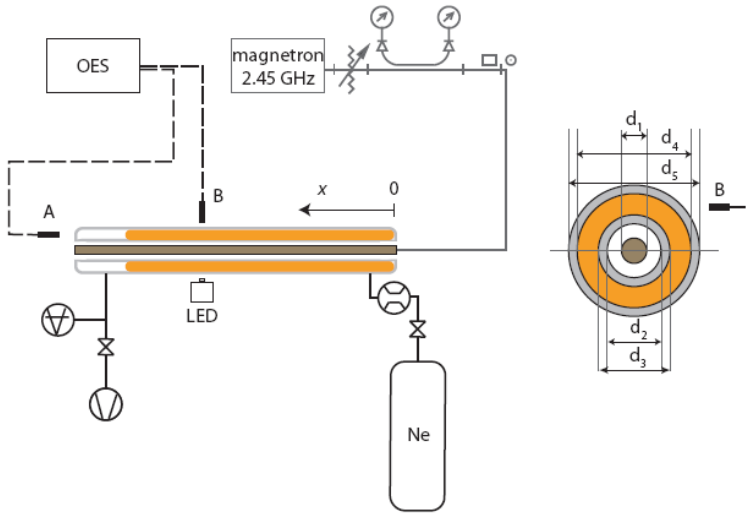
Фиг.12 Сравнение между експерименталните данни представени от Алвес [10] за аксиалния профил на плазмената плътност и теоретичните.

Както експерименталните, така и теоретичните резултати показват, че плазмената плътност е по-малка от резонансната в края на стълба и намалява в аксиално направление. Теоретичният профил на плазмената плътност преминава над резонансната плътност и при двете стойноости на честотата на удари с отдалечаване от края на стълба. Експерименталните данни остават под резонансната плътност за цялата дължина на стълба. Но градиентът на теоретичния аксиален профил е близък до експериментално получения за $\nu = 0.8\times10^8$ s^{-1} (червената крива) и по-голям, ако се използва по-високата честота на удари $\nu = 5\times10^8$ s^{-1} (черната крива). Експерименталната точка в началото на плазмения стълб се отклонява от общото поведение на експерименталния аксиален профил. Това предполага проблем в експерименталната оценка на плазмената плътност, която очевидно е занижена в тази точка. Занижаването може да бъде систематично, и това да обясни различните експериментални и теоретични стойности на плазмената плътност.

И при двете експериемнтални изследвания плазмените плътности са определени с помощта на сондова диагностика. Ройхле и Алвеш изказват своите съмнения в коректността на този метод за определяне на плазмените параметри, тъй като металната сондата смущава повърхнинновълновия разряд. Това може да обясни по-ниските експериментални спрямо теоретичните резултати.

ГЛАВА 5 експериментално изследване

В Глава 5 се разглеждат резултатите от експериментално изследване на повърхнинновълнов разряд в неон. При обработката на резултатите е използван ударно-радиационен модел. Изследването е проведено в Масариковия университет в Бърно, Чехия, по време на мобилност по програмата CEEPUS в Масариковия университет (2010 г.) и по програмата ERASUM в Техническия Университет в Бърно (2012 г.). Резултати от изследването са публикувани през 2013 година в J. Phys. D: Appl. Phys. 46 в съавторство с колеги от катедрата по Физична електроника на Факултета по природни науки в Масариковия университет.



Фиг. 13. Конфигурация на експерименталното устройство

Проведени са измервания на емисиионни и абсорбционни спектри на микровълнов разряд, създаван и поддържан от бягаща електромагнитна вълна. Схема на експерименталното устройство е представена на фиг. 13. Използван е магнетронен микровълнов плазмен източник с честота 2.45 GHz и мощност 60 W. Посредством куплиращ метален вълновод и коаксиален кабел бягащата електромагнитна вълна се предава на медна антена с диаметър d_1 = 5 mm, която е поставена по оста на газоразрядната конфигурация. Посредством вълнов резонатор с подвижно рамо се минимизира отразената вълнова мощност и вълната и разрядът се съгласуват. Двойният вълновод на изхода на микровълновия генератор позволява директно измерване на подаваната от генератора и отразената от разряда вълнова мощност. Изследваната геометрична конфигурация е със

следните размери: радиус на металната антена $R_m = ½\ d_1 = 2.5$ mm, радиус на вакуум $R_v = ½\ d_2 = 3.5$ mm, радиус на плазмата $R = ½\ d_3 = 5.5$ mm, радиус на външния диелектрик $R_{d2} = ½\ d_4 = 10$ mm и външен радиус на втория диелектрик $R_{d2} = ½\ d_5 = 12$ mm. Двете диелектрични стени на газоразрядната камера са с еднаква дебелина от 2 mm. Дължината на газоразрядната камера е 320 mm. Обемът между двете стени се евакуира до 10 Pa с помощта на ротационна вакуумна помпа, след което се запълва с неон с чистота 5.0 до налягане между 300 и 700 Pa. Работи се в проточен режим при скорост на газа от 5 до 30 sccm. Дроселов клапан между газоразрядния обем и помпата лимитира скоростта на изпомпване, като позволява регулиране на налягането, независимо от скоростта на потока на газа.

Емисионните и абсорционни спектри са изследвани със спектрометър Jobin Yvon HR 640 със CCD детектор (фокусно разстояние 640 mm и дифракционна решетка с 1200 щрихи на mm) с охлаждане от течен азот. Спектрите има възможност да бъдат снемани в две направления: аксиално (позиция A), регистрирайки светлината от целия плазмен стълб или радиално (позиция B), обхващайки малка област от плазмата. Събирането на светлината в спектрометъра се извършва с помощта на оптично влакно, закрепено на подвижен статив, на 5 cm от външната стена от тръбата, позволявайки промяната на позицията му по оста на разряда (представена с оста x). Така се снема спектъра в различни аксиални координати. Разделителната способност по оста на разряда е приблизително 1 cm.

Допълнителен светодиод (LED) може да бъде поставен на нивото на оптичното влакно, от другата страна на газоразрядната тръба, с цел снемането на абсорбционни спектри. За калибриране на спектралната чувствителност на спектрометъра се използва волфрамова халогенна лампа на Oriel, която е калибрирана от Чешкия Метрологичен Институт с 5% осцилация в интензитета.

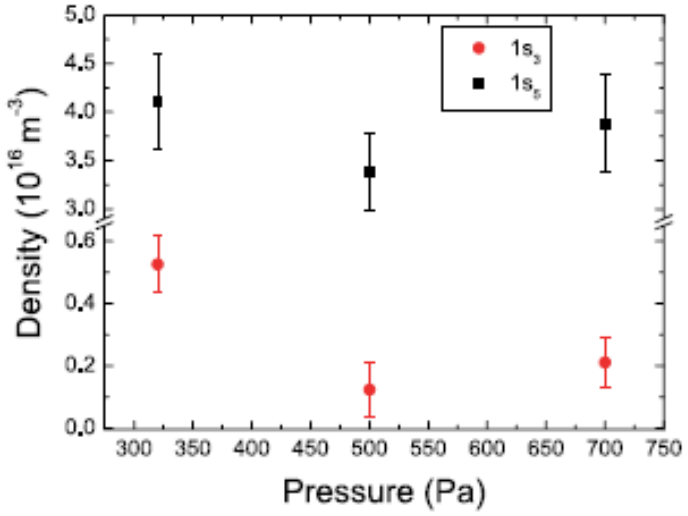
Заселеността на метастабилните нива $1s_3$ и $1s_5$ на неона е определена с помощта на анализ на самопоглъщането. Методът, предложен от чешките колеги [29] се основава на сравнение на интензитета на частично погълнати линии. За целта се снема тяхното отношение в двете направления (оптично тънкото B и оптично плътното A). При наблюдение на самопоглъщане е генериран плазмен стълб с дължина от порядъка на 12–17 cm.

Сравнение между стойностите на определените заселености на $1s_3$ и $1s_5$ метастабилни нива, в зависимост от налягането при използването на линеен или константен коефициент на емисия е представено на фиг. 14. Резултатите са осреднени по дължината на стълба, а грешките в тях са дефинирани в зависимост от неопределеността, внесена от измерването на интензитета. Вълновата мощност, за която се прави съпоставката, е 60 W. Заселеността на нивото $1s_5$ е

определена по относителната интензивност на линиите с максимано отношение на силата на осцилатора 640.2/597.6 (f_1/f_2 = 39.1), а тази на нивото $1s_3$ по единствената подходяща двойка линии 626.7/743.9 (f_1/f_2 = 7.65).

Заселеността на нивото $1s_3$ слабо нараства с налягането, но изменението е съизмеримо с грешката на изчислените стойности. Потвърждение за достоверност на получените резултати за заселеност на метастабилните нива можем да получим и от детайлния анализ на спектрите, в които отсъстват линии на хелиевия йон, което може да бъде възприето като показател за електронна концентрация от порядъка на 10^{16} m^{-3}. Необходими са по-подробни изследвания на връзката между налягането на газа и заселеността на метастабилните нива. Критичната оценка на получените стойности е затруднена и поради липсата на експериментални и теоретични данни при тези и дори подобни геометрични конфигурации и разрядни условия. Аксиалната зависимост на плътността на метастабилните нива е изследвана теоретично и експериментално за разряд, генериран в аргон, но вътре в диелектрична тръба с вътрешен диаметър 9 mm, заобиколен от метален цилиндър с диаметър 20 mm [30].

Плазменият стълб се създава в диелектричната тръба, което е коренно различна геометрична конфигурация. Но сходния тип разряд, създаван от бягаща електромагнитна вълна, ни дава основание да направим съпоставка на резултатите, макар и отнасяйки се силно критично към достоверността на сравнението. И там заселеностите на метастабилните нива са приблизително константантни по дължината на стълба и за налягане на газа 370 Pa достигат стойност 1.3×10^{17} m^{-3} и 4.1×10^{17} m^{-3} за $1s_3$ и $1s_5$ съответно. Резултатите са с един порядък по-високи от измерените от нас стойности. Теоретични и експериментални изследвания, отново за различни конфигурации от нашата (най-често за цилиндрични разряди), в аргон при ниско налягане [31] или в неон при атмосферно налягане [32] представят резултати за заселености на метастабилните нива от един до два порядъка по-високи от експериментално определените.



Фиг. 14 Заселености на $1s_3$ и $1s_5$ нивата на неон, определени чрез метода на самопоглъщането.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПРИНОСИ НА ДОКТОРАНТА:

В тази работа теоретично е изследвано влиянието на различни разрядни условия и геометрични параметри върху характеристиките на микровълнова плазма, създавана и поддържана от повърхнинна електромагнитна в ълна в коаксиална вълноводна структура и около плътен диелектричен цилиндричен вълноводпри ниско налягане. Изследвана е и ролята на азимуталния мод на електромагнитната вълна за създаване и поддържане на плазма.

Получени и анализирани са фазовите диаграми и аксиалните разпределения на безразмерните плазмена плътност и вълнова мощност за следните конфигурации:

a. диелектрик–плазма;

b. метал–диелектрик–плазма;

c. метал–вакуум–диелектрик–плазма;

d. метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал.

Аксиалните разпределения се определят от следните параметри:

а. Честота на вълната и радиус на плазмата (параметър $\sigma = \frac{\omega R}{c}$);

б. Дебелина и диелектрична проницаемост на диелектричната тръба (параметри $\gamma = 1 - \frac{d}{R}$ и ε_d);

в. Дебелина на металната антена (параметър $\eta = \frac{r_{m1}}{R}$);

г. Радиус на металния екран (параметър $\alpha = \frac{r_{m2}}{R}$);

е. Азимутално вълново число (параметър m);

Основните приноси могат да бъдат формулирани по следния начин:

1) Предложеният от Бенова и Нейчев [93–95] теоретичен модел на коаксиален разряд (конфигурация метал–вакуум–диелектрик–плазма), създаван и поддържан от азимутално симетрична повърхнинна вълна е доразработен и усъвършенстван за описание на всички останали конфигурации: диелектрик–плазма, метал–диелектрик–плазма, метал–вакуум–диелектрик–плазма, метал–вакуум–диелектрик–плазма–метал. Получени са фазовите диаграми и аксиалните разпределения на безразмерните плазмена плътност и вълнова мощност при различни стойности на геометричните параметри (σ, γ, η, α) и диелектричната проницаемост (ε_d).

2) Разработен е едномерен флуиден модел за описание на коаксиален микровълнов разряд и разряд около плътен диелектричен цилиндричен вълновод, създаван и поддържан от диполни и квадруполни електромагнитни повърхнинни вълни.

3) Направено е сравнение между резултатите, получени при разпространение на вълни в различни азимутални модове (m = 0, 1, 2) във всички конфигурации и е установен доминиращият мод за всяка конфигурация при конкретни стойности на геометричните параметри (σ, γ, η, α) и диелектричната проницаемост (ε_d). Установени са условията, при които е възможен многомодов режим.

4) За конфигурация диелектрик–плазма е установенно съществуването на критична стойност на параметъра σ (произведение на плазмения радиус и честотата на вълната fR), под която плазма не може да бъде създавана от азимутално симетрична вълана. Стойността на σ_{cr} зависи от диелектричната проницаемост на вълновода и намалява с увеличаване на ε_d. При по-високи диелектрични проницаемости плазмата може да бъде създадена около диелектричен цилиндър с по-малък радиус.

5) За конфигурация метал–диелектрик–плазма е показано, че поставянето на дори много тънка метална антена по оста на вълноводната структура драстично промена условията и азимутално симетричната вълна вече може да създава плазма при всички плазмени радиуси (σ) и диелектрични проницаемости ε_d. С увеличаване на диелектричната проницаемост на тръбата се увеличават електронната концентрация и нейният аксиален градиент, но се получават по-къси плазмени стълбове при дадена вълнова мощност. При малък плазмен радиус (малко σ) доминиращ е азимутално симетричния мод. При големи стойности на σ е възможен многомодов режим, при който плазмените плътности, получавани с азимутално симетрична и с диполна вълна, са близки.

6) Поставянето на метален екран около вълноводната структура може да повлияе върху плазмените характеристики, когато той се намира относително близо до плазмата ($r_{m2} \leq 2R$, $\alpha \leq 2$). При по-големи разстояния, металният екран практически не играе роля.

7) Установено е, че за всички конфигурации, най-силно влияние върху вълновите и плазмените характеристики има параметърът σ. Плазма с висока електронна концентрация се получава около диелектрик с голям радиус (голямо σ). Следващ по важност параметър е η – дебелината на металната антена. Колкото антената е по-дебела, толкова по-голяма е плазмената плътност. Варирайки геометричните параметри (σ, γ, η, α) и диелектричната проницаемост (ε_d)

можем лесно да получим плазма с необходимите за всяко конкретно приложение характеристики.

БЛАГОДАРНОСТИ

Бих искал да благодаря на научния си ръководител доц Е. Бенова за цялостната работа през последните 8 години и вещите напътствия в науката.

Изследванията са финансово осигурени чрез договори с фонд „Научни изследвания“ към Софийски университет „Св. Климент Охридски“ № 187/2015 г., № 175/2014 г., № 183/2013 г., № 84/2012 г., № 197/2011 г., № 109/2010г. и по проект BG 051 PO001–3.3.06–0057, финансиран по Оперативна програма „Развитие на човешките ресурси“.

НАУЧНИ ПУБЛИКАЦИИ, СВЪРЗАНИ С ДИСЕРТАЦИОННИЯ ТРУД

[A0] T. Bogdanov, E. Benova
Modeling of plasma sustained by traveling electromagnetic wave in coaxial configuration
J. Phys. D: Appl. Phys. – submitted

[A1] K. Ivanov, T. Bogdanov, E. Benova.
Theoretical study of plasma sustained around dielectric cylinder by travelling electromagnetic wave
In Proc. 32nd ICPIG, July 26-31, 2015, Iași, Romania

[A2] T. Bogdanov, E. Benova
Effect of geometry parameters on wave and plasma characteristics of coaxial microwave discharge
In Proc. 32nd ICPIG, July 26-31, 2015, Iași, Romania

[A3] E. Benova, T. Bogdanov, K. Ivanov
Wave and plasma characteristics of surface-wave-sustained discharges at various geometrical configurations and azimuthal wave modes
In Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, ed. A. Gamero, 7-11 September 2015, Cordoba, Spain

[A4] Todor Bogdanov, Evgenia Benova
Plasma characteristics of a low-pressure coaxial discharge
ESCAMPIG XXII, Greifswald, Germany; July 15-19, 2014, P1-09-04; 07/2014

[A5] Z Navr´atil, L Dosoudilov´a, J Hnilica and T Bogdanov,
Optical diagnostics of a surface-wave-sustained neon plasma by collisional–radiative modelling and a self-absorption method
J. Phys. D: Appl. Phys. 46 (2013) 220204 (9pp)

[A6] K Ivanov, T Bogdanov, E Benova
The role of plasma radius as a condition for sustaining a coaxial discharge at various wave modes
Journal of Physics Conference Series 03/2012; 356(1)

[A7] T. Bogdanov, E Benova
The role of a metal screen on the coaxial discharge wave propagation characteristics
in J. Phys.: Conference Series 207 (2010) 012031

[A8] T. Bogdanov, E Benova
Theoretical study of electromagnetic wave modes sustaining the coaxial discharge
in 36th EPS Conference on Plasma Phys. Sofia, June 29 - July 3, 2009 ECA Vol.33E, P-1.087 (2009)

[A9] E. Benova, T. Bogdanov
Modelling of a coaxial discharge sustained by travelling electromagnetic wave at various wave mode in MICROWAVE DISCHARGES: Fundamental and Applications, edited by M. Kando and M. Nagatsu, CURREAC, Hamamatsu, Japan 2009, pp 21–29

[A10] E Benova, T. Bogdanov
Wave propagation characteristics of coaxial discharge sustained by travelling electromagnetic wave in 35th EPS Conference on Plasma Phys. Hersonissos, 9 – 13 June 2008 ECA Vol.32, P-2.163 (2008)

ЛИТЕРАТУРА

[1] M. A. Lieberman and A. J. Lichtenberg,
Plasma Discharge and Materials Processing,
John Wiley & Sons, inc publication 1998, ISBN 0-471-72001-1

[2] A. Bogaerts, E. Neyts, R. Gijbels, J. van der Mullen,
Gas discharge plasmas and their applications,
Spectrochimica Acta Part B 57 (2002) 609–658

[3] I Zhelyazkov, V Atanassov
Axial structure of low-pressure high-frequency discharges sustained by travelling electromagnetic surface waves
Phys. Reports 255 (1995) 79–201

[4] Margot-Chaker, J., M. Moisan, Z. Zakrzewski, V. M. Claude and G. SauvC,
Phase sensitive methods to determine the wavelength of electromagnetic waves in lossy nonuniform media: The case of surface waves along plasma columns.
Radio Sci (1988) 23, 1120-l 132.

[5] Margot, J. and M. Moisan,
Characteristics of surface-wave propagation in dissipative cylindrical plasma columns.
J. Plasma Phys. 49 (1993) 357-374.

[6] Schluter, H.
Diagnostics of microwave discharges
Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, eds.C. M. Ferreira and M. Moisan (Plenum, New York) (1993) pp. 225-245.

[7] M. Pencheva, G. Petrov, T. Petrova, E. Benova,
A collisional-radiative model of an argon surface-wave-sustained plasma at atmospheric pressure,
Vacuum 76 (2004) 409–412

[8] W. Petasch, E. Räuchle, H. Muegge, K. Muegge,
Duo-Plasmaline – linearly extended homogeneous low pressure plasma source,
Surface and Coatings Technology 93 (1997) 112-l 18

[9] S.I. Gritsinin, I. A. Kossyi, N. I. Malykh, M. A. Misakyan, S. M. Temchin, Y.B. Bark,
Plasma coaxial discharge as a new type of the microwave surface wave discharge,
Preprint No 1, Russian Academy of Science, General Physics Institute, Moscow, 1999

[10] S. Letout, L. L. Alves, C. Boisse-Laporte, P. Leprince,
Characterization of a surface-wave plasma discharge in a co-axial structure,
Journal of optoelectronics and Advanced Materials Vol. 7, No. 5, October 2005, p. 2471 – 2475

[11] Z. Neichev, E. Benova, A. Gamero and A. Sola,
Radial Structure of Coaxial Discharges Sustained by Travelling Azimuthally Symmetric Waves,
Humboldt Conference Advances in Physics and Astrophysics of the 21st Century, September 6–11, 2005, Varna, Bulgaria; e-Supplement to Bulgarian J. Phys., vol. 32 (3) 2005,and in Advances in Physics and Astrophysics of the 21st Century, ed. I. Zhelyazkov, Heron Press, Sofia 2006, pp.229-234

[12] Z. Neichev, E. Benova, A. Gamero and A. Sola,

Theoretical and experimental investigation of plasma and wave characteristics of coaxial discharge at low pressure,
J. Phys.: Conference Series 44 (2006) 133-139

[13] Z Neichev, E Benova, A Gamero and A Sola,
Phase diagrams and radial distribution of the electric field components of coaxial discharge,
J. Phys.: Conference Series 63 (2007) 012024

[14] S H¨ubner, J Wolthuis, J M Palomares, J J A M van der Mullen,
Investigating a coaxial linear microwave discharge,
J. Phys. D: Appl. Phys. 44 (2011) 385202 (9pp)

[15] R . Liang, Z. Nie, B. Liang, Y. Liang, X Chang, L He, Z Li,
Surface wave plasma generated through cylindrical dielectric waveguide
in 2009 MICROWAVE DISCHARGES: Fundamental and Applications, edited by M. Kando and M. Nagatsu, CURREAC, Hamamatsu, Japan 95–100

[16] L. L. Alves, C. Boisse-Laporte, O. Leroy and G. Gonsset,
Self-consistent modeling of microwave discharges excited by a coaxial structure,
in Proc. Of 15th International symposium on Plasma Chemistry, Vol. IV, edited by A. Bouchoule, J. M. Pouvesle, A. L. Thomann, J. M. Bouchire and E. Robert (Gremi, CNRS/ University of Orleans) (2001) p. 1251 – 1256

[17] E. Benova, Z. Neichev,
Axial model of a coaxial discharge sustained by travelling UHF electromagnetic wave,
Czechoslovak J. Phys. 52 (2002) D659-D665

[18] Е. Бенова, З. Нейчев,
Дисперсионни характеристики на коаксиален разряд,
ANNUAL OF THE DEPARTMENT OF LANGUAGE LEARNING AT SOFIA UNIVERSITY “ST. KLIMENT OHRIDSKI“, VOLUME 11, 2002

[19] Z. Neichev and E. Benova,
Axial model of a coaxial discharge sustained by traveling 2.45 GHz electromagnetic wave,
Meeting in Physics at University of Sofia, vol. 4, ad. A. Proykova, Heron Press, Sofia, 2003

[20] Z. Neichev and E. Benova,
Optimizing the plasma parameters of a low pressure coaxial discharge,
Vacuum 76 (2004) 393-396

[21] Rahimi S., Jimenez Diaz M., Hübner S., Kemaneci E. H., Mullen J. J. A. M., Dijk J.
A two-dimensional modelling study of a coaxial plasma waveguide.
Journal of Physics D: Applied Physics, 47(12) (2014), 125204-1/13. [125204]. 10.1088/0022-3727/47/12/125204

[22] A. Schulz et al.,
Investigations and applications of plasmas generated by the Duo-Plasmaline,
In Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Greifswald 2003

[23] A. Schulz et al.
Annual Report 2004,
Institut fur Plasmaforschung, Universitat Stuttgart

[24] E. M. Barkhudarov et al.,
Microwave ultraviolet lamp,
Microwave Discharges: Fundamentals and Applications, Moscow 2006

[25] E.M. Barkhudarov, Yu.N. Kozlov, I.A. Kossyi, N.I. Malykh, M.A. Misakyan, I.M. Taktakishvili, A.A. Khomichenko,
Electrodeless microwave source of UV radiation
Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki, 2012, Vol. 82, No. 6, pp. 153–155 & Technical Physics, 2012, Vol. 57, No. 6, pp. 885–887.

[26] M J Fernández, O Carabaño, M J van de Sande, J Jonkers, M C Quintero, J J A M van der Mullen, A Gamero and A Sola
Preliminary spectroscopic measurements on a low-pressure argon, 2.45 GHz microwave-fed QL-lamp
JOURNAL OF PHYSICS D APPLIED PHYSICS (2004) 37(8):1228

[27] Zakrzewski, Z.,
Conditions of existence and axial structure of long microwave discharges sustained by travelling waves,
J. Phys. D: Appl. Phys. 16, 171 (1983)

[28] Benova, E., Zhelyazkov, I.,
Conditions for sustaining low-preassure plasma columns by travelling electromagnetic UHV waves
Physica Scripta. Vol. 56, 381-387, 1997

[29] Jolly J and Touzeau M
Measurement of metastable-state densities by self-absorption technique
J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf **15 (1975)** 863–72

[30] Lao C, Gamero A, Sola A, Petrova T, Benova E, Petrov G and Zhelyazkov I
Populations of excited atomic states along argon surface-wave plasma columns at low and intermediate pressures
J. Appl. Phys. **87 (2000)** 7652–9

[31] Petrova T, Benova E, Petrov G and Zhelyazkov I
Self-consistent axial modeling of surface-wave-produced discharges at low and intermediate pressures
Phys.Rev. E **60 (1999)** 875–86

[32] A. Sáinz, M.C. García
Spectroscopic characterization of a neon surface-wave sustained (2.45 GHz) discharge at atmospheric pressure
Spectrochim. Acta B 63 (2008) 948–56