



**СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ „СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ“
ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ**

АНГЕЛ ПЕТРОВ ДЕМЕРДЖИЕВ

**ИНДУКТИВНИ РАЗРЯДИ ВЪВ ВОДОРОД ПРИ
НИСКО НАЛЯГАНЕ**

АВТОРЕФЕРАТ

на дисертация за получаване на
образователната и научна степен „доктор“

Професионално направление:

4.1. Физически науки (Физика на плазмата и газовия разряд)

Научни ръководители:

доц. д-р Христо Търнев

проф. дфн Антония Шиварова

София, 2016

Дисертационният труд е обсъден и одобрен за защита от Катедрения съвет на катедра „Радиофизика и електроника“ на Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“, състоял се на 25.10.2016 г.

Дисертационния труд съдържа 127 страници и 92 фигури. Цитирани са 164 литературни източника.

Докторантурата е редовна, към катедра „Радиофизика и електроника“ на Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“.

Изследванията по дисертацията са проведени в Лабораторията по Физика на плазмата и газовия разряд към Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“.

Защитата на дисертационната работа ще се състои на от часа в зала А415 на Физическия факултет, Софийски Университет „Св. Климент Охридски“, София, бул. Джеймс Баучър № 5.

Материалите по защитата са на разположение на интересуващите се в библиотеката на Физическия факултет и на сайта на СУ „Св. Климент Охридски“.

Актуалност на темата

Съвременното направление в работата върху плазмените източници е разработването на матрични източници, представляващи двумерни/тримерни конфигурации от постояннотокови, високочестотни (ВЧ) или микровълнови разряди [1-4]. Изследванията са обосновани от възможностите, които матричните източници показват по отношение на изискванията за приложение на газоразрядната плазма в плазмените технологии.

Друго съществено приложение на газовите разряди е като плазмени източници на йонни снопове за ускорителите на заредени частици и за системите за допълнително нагряване на термоядрена плазма в установките тип токамак (ITER – International Thermonuclear Experimental Reactor, токамакът строящ се в момента) [5, 6]. И в двата случая изследванията са върху разряди във водород, като източници на отрицателни йони. Изискванията за „чиста“ плазма, както и да не се налага прекъсване на работата на източника за смяна на катодите, както е при постоянно-токовите разряди, са наложили разработването на ВЧ йонни източници.

Широко разпространен вид ВЧ източници на плазма са индуктивните разряди [7], най-често с конфигурацията на разряди с външна цилиндрична или плоска намотка. Създават се във вълново поле – поле на ВЧ електромагнитна (ЕМ) вълна в режим на отражението ѝ от плазмата. Проникването на ВЧ поле в плазмата е на дълбочината на скин-слоя. Тъй като изследванията върху индуктивните разряди са главно с оглед на технологичните им приложения, където от интерес са източници с голямо по площ напречно сечение, при обсъжданията в литературата на внасянето на енергия в плазмата, и съответно, на вида на скина, обикновено се имат предвид добре известните в случая на полуограничена плазма нормален скин със силни удари и аномален скин, определящи съответно локална и нелокална проводимост на плазмата. Ограничеността на системата – крайният радиус на разряда – трансформира напречната ВЧ вълна, създаваща разряда в ТЕ или ТМ вълна. Това има две основни последствия. Първото е появата на двата мода на индуктивния разряд: индуктивен (или Н)-мод, поддържан от ТЕ-вълна, и капацитивен (или Е)-мод, поддържан от ТМ-вълна [7-9]. Широко обсъждан в литературата е хистерезисът в прехода от капацитивен мод (плазма с ниска плътност) в индуктивен мод (плазма с висока плътност) и обратно [8, 9], дължащ се на изменение на тока във външната намотка, т.е. изменение на внесената за поддържането на разряда ВЧ мощност. Наскоро проведени експерименти по сондова диагностика дават индикация, че видът на мода може да се контролира не само от приложения на намотката ВЧ ток, но и от външно магнитно поле, локализирано по дължината на разряда [10]. Вторият въпрос, свързан с ограничеността на системата, е за влиянието на радиуса на разряда върху дебелината на скин слоя [11].

Представените в дисертацията изследвания са насочени основно към матричен ВЧ плазмен източник, комплектован от индуктивни разряди във водород с плоска намотка, разработван като източник на отрицателни водородни йони [12]. Два са основните въпроса, които излизат на преден план при разработването на източника. Първият е относно начина за извличане на йоните, а вторият – относно внасянето на ВЧ мощност в източник, комплектован като матрица от разряди. Вторият въпрос, а

именно – определяне на начин за ефективно внасяне на ВЧ мощност в източника, е и основна цел на изследванията в дисертацията. Видът на разряда – индуктивен разряд с плоска намотка, е залегнал още в първоначалния дизайн на източника като конструктивно удачно решение, когато разрядите са комплектовани в матрица. Но е необходимо да се избере и мотивира подходяща конфигурация на плоската намотка – по възможност обща за цялата матрица, което е и основен въпрос в работата по настоящата дисертация. Формулираните от нас критерии за оценка за удачен избор на конфигурацията на намотката с оглед на ефективност на внасянето на ВЧ мощност са: (а) постигане на подобие на внасянето на ВЧ мощност във всеки разряд на матрицата с начина на ефективното внасяне на мощността в единичен индуктивен разряд със своя собствена плоска намотка (т.е. постигане на (почти) перпендикулярно проникване в плазмата на ВЧ магнитно поле, определящо индуциране на пръстеновиден ВЧ ток, успоредно на дъното на газоразрядната тръба) и (б) постигане на еднакви параметри на плазмата (включително и на пространственото им разпределение), във всички разряди на матрицата.

Изследванията в дисертацията целят отговор на още два въпроса, свързани с ефективността на внасяне на ВЧ мощност, но вече в случая на единичен индуктивен разряд с плоска намотка, споменати по-горе. Първият, свързан също с дизайна на матричния източник, в основата на който е малкият радиус на разряда, е въпросът за вида на скина в разряд с малък радиус. Вторият въпрос е доказателство за възможността за създаване на плътна плазма (в индуктивен мод) чрез прилагане на външно магнитно поле в условията на сравнително ниска приложена ВЧ мощност, поддържаща без магнитно поле плазма с ниска плътност (в кондензаторен мод).

Тук възниква въпросът и за същността на поддържането на разряд в Е-мода, при който компонентите на ВЧ са две – радиална и аксиална. Традиционното мнение в литературата е, че поддържането на Е-мода е от пад на напрежението между съседни навивки на намотката, което за разряд с плоска намотка означава доминираща роля на E_r -полето. Резултатите в дисертацията показват пълна аналогия на кондензаторния (Е-мод) с кондензаторен разряд (с типичните за кондензаторен разряд пристенни електронни снопове и Джаулово нагряване в обема на плазмата), така, както е установено наскоро [13] при експерименти с индуктивен разряд във водород с плоска намотка в двукамерен плазмен източник.

Конкретната формулировка на задачите по дисертацията е:

1. Определяне на дълбочината на проникване в плазмата на полето на ВЧ ЕМ вълна, т.е. на вида на скина, в плазмени системи с ограничени размери.
2. Изследване на влиянието на външното магнитно поле върху модовете (кондензаторен и индуктивен) на индуктивен разряд и прехода между тях.
3. Определяне на ефективен начин на внасяне на ВЧ мощност в матричен плазмен източник, представляващ матрица от индуктивни разряди с плоска намотка.

Дисертацията включва теоретични и експериментални изследвания, с превес на моделирането. Представените модели обединяват газоразрядно описание с електродинамика, като, поради целта на изследванията в дисертацията, акцентът е

върху електродинамичното описание. Експериментите са проведени по метода на оптичната емисионна спектроскопия с фазово разделяне (с регистрация с високоскоростна ICCD-камера), който е мощно съвременно средство за изучаване на динамиката на електроните във ВЧ поле. В резултат на работата по дисертацията конструкцията на изучавания матричен плазмен източник, комплектован от индуктивни разряди с плоска намотка, е доуточнена с решение за вида на плоската намотка – зиг-заг намотка, обща за цялата матрица, с проводници с формата на „омега“ на дъното на всяка тръба. По този начин изследванията и резултатите от тях допринасят към въвеждането на индуктивните разряди с плоска намотка в конфигурация на матричен плазмен източник.

Съдържание на дисертацията

Дисертацията се състои от Увод и четири глави.

Глава 1 е Литературен обзор на въпроси, свързани с изследванията в дисертацията: кратко представяне на индуктивни и капацитивни разряди, включително влияние на външно магнитно поле, по-подробно изложение върху индуктивни разряди (включващо видове скин и резултати за структурата на разряда), кратък обзор върху приложенията на газовите разряди (разряди във водород като източници на отрицателни водородни йони и матрични плазмени източници) и кратко изложение на основите на метода на оптичната емисионна спектроскопия (PROES-метода) и неговото разширение като метод на ВЧ модулационна спектроскопия (RFMOS-метод). Глави от 2 до 4 представят изследвания по всяка една от задачите в дисертацията. В заключението са обобщени основните резултати и научни приноси на съдържащите се в дисертационния труд изследвания.

Кратко изложение на дисертацията

В Глава 2 са представени изследванията [Г1, Г3], с които се въвежда геометричният скин, като проява на радиуса на разряда върху проникването в плазмата на полето на ВЧ ЕМ вълна, създаваща индуктивни разряди с малък радиус и плоска намотка.

В литературата са добре известни три вида скин – нормален скин без удари, нормален скин със силни удари и аномален скин [14], като определящи начина на проникване на напречна ВЧ вълна в полуограничена плазма в режим на отражение на вълната. При два от тях се внася енергия в плазмата, което означава, че те създават условия за поддържане на разряд: аномален скин и нормален скин със силни удари. Това са двата вида скин, прилагани досега при описанието на индуктивни разряди в литературата, където с оглед на приложения в плазмените технологии се имат предвид разряди с голям радиус. Насоката на изследванията в дисертацията към матричен източник, комплектован от индуктивни разряди с малък радиус, наложи необходимостта за изследване на влиянието на крайния радиус на разряда върху дълбочината на проникване на полето в плазмата на ТЕ-мода, поддържащ индуктивния режим на индуктивните разряди, т.е. върху вида на скина в този случай.

Изследването се отнася за индуктивен разряд с плоска намотка (външна намотка, поставена при $z = 0$) в газоразрядна тръба с метална околна стена (с радиус R). Поддържането на разряда е от ЕМ вълна – ТЕ мод, с радиална (H_r) и аксиална (H_z) компоненти на ВЧ магнитно поле и азимутално (E_φ) електрично поле. Анализът се основава на решаване на дисперсионното уравнение на вълната:

$$k^2 = -\left(\frac{3.83}{R}\right)^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon^{\text{tr}}(\omega, k). \quad (1)$$

Тук 3.83 е първия корен на Беселовата функция от първи род и първи порядък $J_1(x)$, а напречната диелектрична проницаемост е получена от кинетичната теория на плазмата [14]

$$\varepsilon^{\text{tr}}(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + iv)} J_+\left(\frac{\omega + iv}{kv_{\text{th}}}\right), \quad (2)$$

където $J_+(x) = xe^{-(x^2/2)} \int_{i\infty}^x dt e^{t^2/2}$, при $x = (\omega + iv)/kv_{\text{th}}$. Съгласно (2), $\varepsilon^{\text{tr}}(\omega, k)$, включвайки честотата ν на еластичните удари (електрони-неутрали) и топлинната скорост v_{th} на електроните, отчита едновременно удари и пространствена дисперсия, т.е. локални и нелокални ефекти. В (1) – (2), ω е честотата на вълната, с вълнов вектор \mathbf{k} , насочен по оста на разряда (z -направление); c е скоростта на светлината във вакуум. Първият член от дясната страна на (1) дава всъщност промяната – дължаща се на крайния радиус на плазмата – в дисперсионното уравнение на напречните ВЧ вълни в неограничена плазма.

Първо са анализирани граничните случаи по отношение на големината на радиуса на разряда.

При $R \rightarrow \infty$ първият член в дясната страна на (1) отпада и дисперсионният закон (1) се решава в случаите на $\nu \gg kv_{\text{th}}$, ω и $kv_{\text{th}} \gg \omega, \nu$. Получават се добре познатите от литературата [14] изрази за нормалния скин с удари и аномалния скин:

$$\delta_{\text{NCS}} = \sqrt{2c^2\nu/\omega_p^2\omega} \quad (3)$$

$$\delta_{\text{AS}} = 2\sqrt[6]{2/\pi}(v_{\text{th}}c^2/\omega\omega_p^2)^{1/3} \quad (4)$$

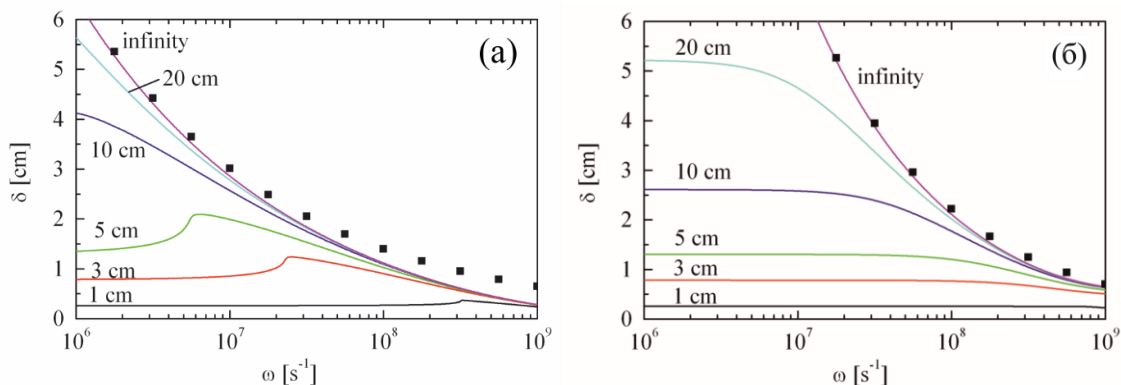
В другия граничен случай на малък радиус, вторият член в дясната страна на (1) се пренебрегва и за дебелината на геометричния скин се получава:

$$\delta_{\text{GS}} = R/3.83. \quad (5)$$

В този случай проникването на електромагнитното поле в плазмата не зависи от стойностите на плазмените параметри. Решенията на дисперсионното уравнение показват, че докато нормалният и аномалният скин се съпровождат с частично разпространение на вълната ($\beta = \alpha$ в първия случай и $\beta = \sqrt{3\alpha}$ във втория), то при геометричният скин вълна не се разпространява (нулева реална част на вълновото число ($\beta = 0$)). Следователно геометричният скин осигурява условия за пълно отражение на ВЧ вълна. Това означава, че в чист вид геометричният скин, подобно на нормалния скин без удари, не осигурява поддържането на индуктивен разряд.

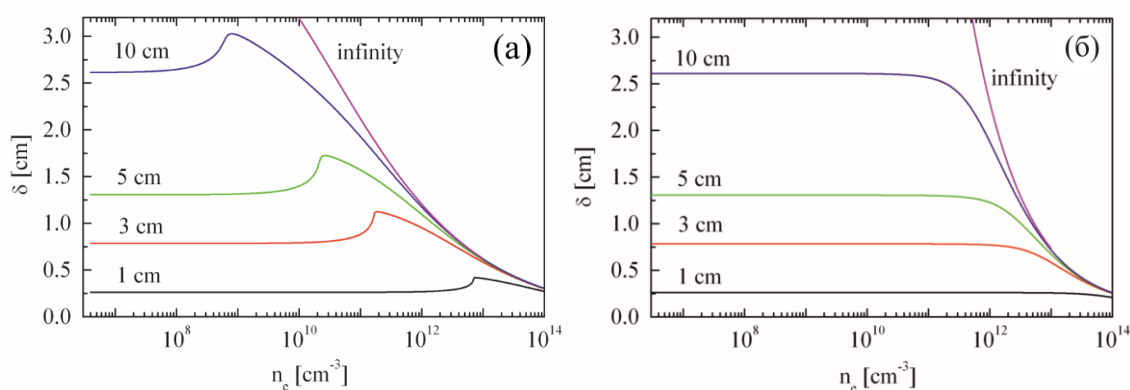
При краен радиус на разряда вълновото число, определено от (1) е комплексно. В плазмата се разпространява затихваща електромагнитна вълна, като дебелината на

скин слоя се определя както от стойностите на плазмените параметри, така и от радиуса на разряда.



Фиг. 1. Изменение на дебелината на скин слоя δ с честотата на вълната ω при $p = 2$ mTorr (а) и $p = 200$ mTorr (б) и различни стойности на радиуса на разряда R ($R = (1 - 20)$ cm, както са дадени на фигурата). Резултатът за $R = \infty$ също е показан. Чрез символи са представени аналитичните резултати за аномалния скин и нормалния скин със силни удари. Плътност на плазмата е $n_e = 1 \times 10^{12}$ cm $^{-3}$.

Фигури 1 и 2 представят резултати за дебелината на скин слоя, получени като числено решение на дисперсионното уравнение (1) за три стойности на налягането ($p = 2, 20$ и 200 mTorr) и различни стойности на радиуса на разряда ($R = (1 - 20)$ cm); случаят на $R \rightarrow \infty$ е също представен. Фиг. 1 показва, че пълната честотна област на фигурите отговаря на проява на аномален скин при $p = 2$ mTorr и на нормален скин със силни удари при $p = 200$ mTorr, като съответствието между числените и аналитичните резултати е много добро. Плазмените параметри (честота на еластични удари електрони-неутрала и електронна температура), необходими за определяне на дебелината на аномалния скин и нормалния скин със силни удари са съобразени с резултати от модели на разряди във водород [15-17].



Фиг. 2. Зависимост на дебелината на скин слоя от концентрацията на плазмата n_e за $p = 2$ mTorr (а) и $p = 200$ mTorr (б) за различни стойности на радиуса на разряда R ($R = (1 - 10)$ cm, както е дадено на фигурата). Горните криви (отбелязани с „безкрайност“ (infinity)) са за $R = \infty$. Честотата на вълната е $f \equiv \omega/2\pi = 13.6$ MHz.

При малки стойности на честотата и плътността на плазмата на Фиг. 1 и 2 и при малък радиус на разряда, дебелината на скин слоя престава да зависи от ω и n_e . Това е

областта, в която доминира геометричният скин, така както е даден от (5). Съгласно казаното по-горе, при геометричния скин не се създава плазма. Това означава, че геометричният скин води до ограничаване на стойностите на параметрите, при които може да се поддържа индуктивен разряд. С намаляване на радиуса поддържането на разряда става по-трудно, тъй като се изискват по-високи честоти и плътности на плазмата. Този резултат изглежда естествен, тъй като е в общата тенденция за по-трудно поддържане на разряди с малък радиус (поради по-големите загуби при тези условия).

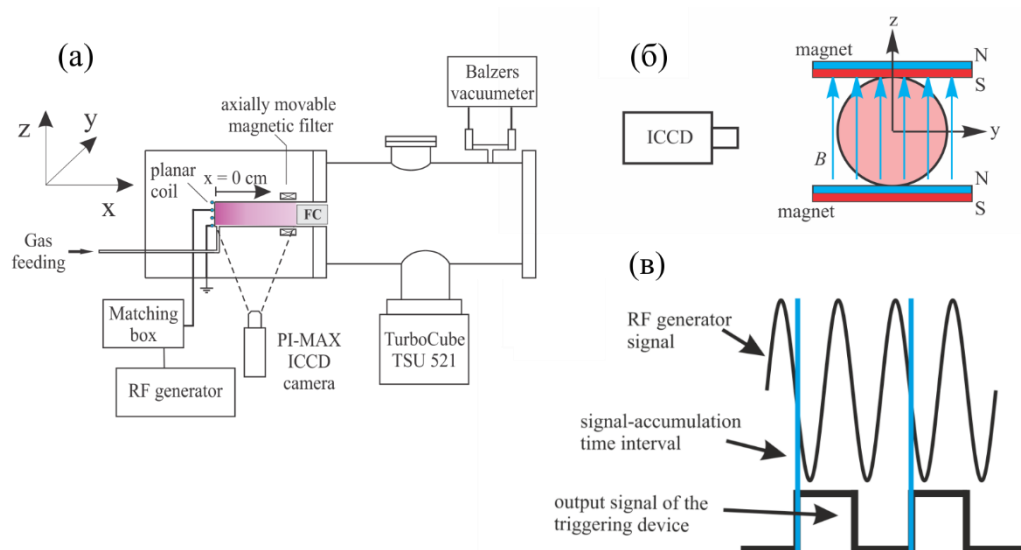
От практическа гледна точка най-голям интерес представлява областта от честоти $\omega = (10^7 - 10^8)\text{s}^{-1}$ и плътности на плазмата $n_e = (10^{11} - 10^{12})\text{cm}^{-3}$ – стойности типични за индуктивните разряди при ниско налягане. Дълбочината на проникване на вълната в плазмата при тези условия се определя от комбинираното действие на геометричния скин и аномалния скин или нормалния скин с удари в зависимост от налягането. Резултатите на Фиг. 1 и 2 показват съществената роля на радиуса на разряда при определянето на дебелината на скин слоя в тази област от стойности на параметрите. Следователно, при разряди със сравнително малък радиус, не е удачно използването на изразите за нормален скин с удари и аномален скин, получени за безкраен радиус, а е необходимо определянето на скина от (1) при конкретните стойности на параметрите.

В заключение, чрез анализа, представен в Глава 2 на дисертацията, е показана ролята на радиуса на разряда при определяне на дълбочината на проникване на полето на вълната, създаваща плазмата в индуктивните разряди с плоска намотка. Установено е, че за разлика от аномалния скин и нормалния скин със силни удари, получени в граничния случай на безкраен радиус на разряда, при които плазмени параметри определят дълбочината на проникване на полето на ВЧ вълна в плазмата, в другия граничен случай на малък радиус, радиусът на разряда е единственият параметър, определящ дебелината на скина. При типичните за индуктивни разряди при ниско налягане стойности на плазмените параметри и сравнително малък радиус на разряда, използването на аналитичните изрази за нормален скин с удари и аномален скин не е удачно и за определянето на дебелината на скин слоя е необходимо решаване на дисперсионното уравнение, отчитащо и радиуса на разряда.

Експерименталните изследвания [A1, Г2], представени в **Глава 3**, са върху модификациите в модовата структура и поведението на индуктивен разряд, дължащи се на външно постоянно магнитно поле, локализирано по дължината на разряда, като е приложен методът на оптичната емисионна спектроскопия с фазово разделяне. Формулирането на задачата и проведените изследвания бяха провокирани от наблюдения на преход от капацитивен в индуктивен мод при преместване на външно локализирано магнитно поле, създадено от постоянни магнити към началото на разряда, т.е. в посока към намотката на индуктивен разряд с плоска намотка. Тези наблюдения бяха направени по време на експерименти (сондова диагностика и диагностика по метода на лазерното фотоотделяне) върху единичен елемент на матричен плазмен източник, изучаван с оглед на извличането от разряда на отрицателни йони [10]

Затова и представените в тази Глава експерименти са върху индуктивен разряд във водород, комплектован с извличащо устройство, т.е. завършващ на първия (плазмен) електрод на извличащата система.

Експерименталната установка е представена на Фиг. 3(а). Измерванията са извършени в първата камера на източника, представляваща цилиндрична кварцова тръба с радиус $R = 2.25$ cm и дължина $L = 12$ cm. Втората камера е с по-голям обем и представлява метален цилиндър. Както вече бе споменато, източникът е комплектован с извличащо устройство (поставено на прехода между двете камери), чийто плазмен електрод се намира в газоразрядната тръба и съответно ограничава дължината на разряда до 9 cm.



Фиг. 3. (а) Схематично представяне на експерименталната установка. (б) Позиция на ICCD камерата спрямо газоразрядната тръба в случая, когато магнитното поле е по посока на оста z . (в) Илюстрация на тригерирането на затвора на ICCD камерата от ВЧ сигнал, създаващ разряда.

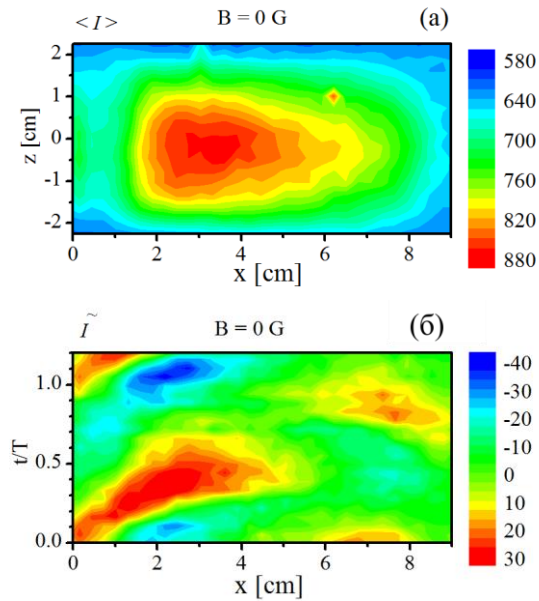
Всички измервания са при една и съща стойност на внесената в разряда ВЧ мощност $P_{abs} = 200$ W и една и съща стойност на налягането $p = 6$ mTorr (0.8 Pa), измерено във втората камера (Фиг. 3(а)). Разрядът е във водород и се създава от плоска спирална намотка с 3.5 навивки, по която протича ВЧ ток с честота 27 MHz. Външно локализирано магнитно поле се създава от постоянни магнити с максимални стойности на оста на разряда, съответно $B = 60$ G и $B = 120$ G.

Изследването е по метода на оптичната емисионна спектроскопия с фазово разделяне (PROES) с измервания на излъчената от разряда H_{α} -спектрална линия. Регистрацията на времевите и пространствените изменения на интензивността ѝ е с Princeton Instruments PI-MAX ICCD камера. Спектралната линия H_{α} е отделена чрез лентово пропускащ филтър за дължина на вълната 655 nm. Снимано е от една позиция – страничната стена на газоразрядната тръба (Фиг. 3(а) и Фиг. 3(б)). Измерванията са при две ориентации на магнитното поле: по осите y и z , както е означено на Фиг. 3(б).

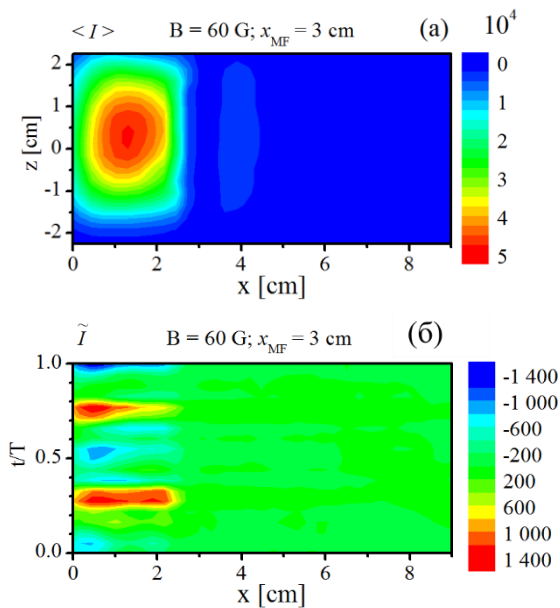
Регистрирането на променливата във времето интензивност на излъчената спектрална линия в рамките на един период на ВЧ сигнал, създаващ разряда, е осигурено (Фиг. 3(в)) чрез синхронизиране на затвора на камерата с изхода на ВЧ генератора, като е използван делител на честота. Времето на експозиция при заснемането с камерата е фиксирано на 2.05 ns, като по този начин се получават 18 кадъра за един период на 27 MHz сигнал. Методът изисква стабилно тригериране на затвора на камерата при зададена фаза на ВЧ сигнал в течение на достатъчно голям брой периоди, така че да се осигури достатъчно добро отношение сигнал-шум. Получените резултати дават информация за динамиката на електроните и за начина на внасяне на ВЧ мощност в разряда. От променящата се във времето интензивност на линията \tilde{I} се правят изводи за механизмите за нагряване на електроните, а от усреднената за един период на ВЧ сигнала интензивност $\langle I \rangle$ на линията се определят областите на внасяне на ВЧ мощност, поради връзката им с пространственото разпределение на електронната плътност.

Фигури 4 и 5 показват резултати съответно без и с магнитно поле. Резултатите (Фиг. 4), получени без магнитно поле илюстрират поведение, типично за кондензаторен разряд: голяма протяжност в аксиално направление на областта с интензивно възбуждане на атомите, както се вижда от усреднената интензивност на линията $\langle I \rangle$ (Фиг. 4(а)), което дава индикация за наличие на ускорени електронни снопове в пристенния слой и Джаулово нагряване в обема на плазмата. Формирането и движението на електронните снопове се вижда ясно на Фиг. 4(б), която показва и двата електронни снопа, ускорени в двата пристенни слоя – откъм страната на намотката ($x = 0$) и откъм страната на първия електрод на Фарадеевия цилиндър ($x = 9$ cm). Формирането и ускоряването на двата снопа е в два последователни полупериода на ВЧ сигнал. Резултатите потвърждават, че кондензаторният мод на разряда се поддържа от ТМ ЕМ вълна. При това основните характеристики на картината и поведението на разряда са тези показани на Фиг. 4, независимо от това дали магнитното поле е центрирано на първия електрод на извличащото устройство ($x_{MF} = 9$ cm) или в близост до него ($x_{MF} \geq 7$ cm).

Фигура 5 показва, че когато магнитното поле е позиционирано в близост до намотката разрядът е в индуктивен мод. Доказателство за това са както пространственото разпределение на усреднената (за един период интензивност) на линията $\langle I \rangle$ (Фиг. 5(а)), показващо, че внасянето на мощност е съсредоточено в областта в близост до намотката, така и двата максимума (в един период на ВЧ поле) на изменящата се във времето компонента на интензивността на линията \tilde{I} (Фиг. 5(б)).



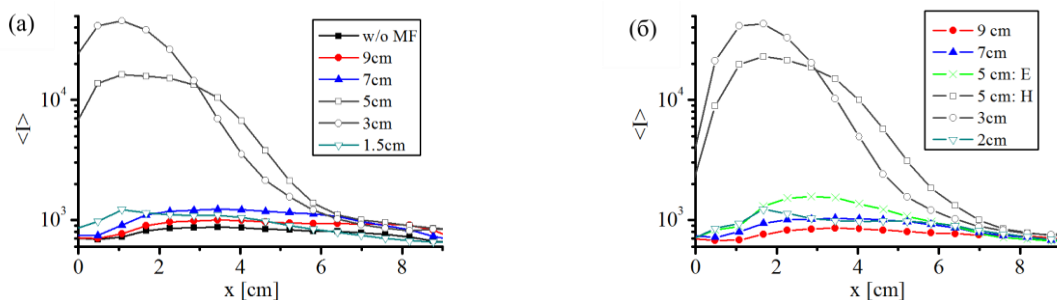
Фиг. 4. (а) Двумерно представяне на усреднената по време интензивност на линията $\langle I \rangle$. (б) Времеви (за един период на ВЧ сигнал) и пространствени (аксиални) изменения на променливата компонента на интензивността \tilde{I} при $z = 0$ cm. Измервания без магнитно поле ($B = 0$ G).



Фиг. 5 Същото като на Фиг. 4, но с магнитно поле, центрирано при $x_{MF} = 3$ cm; $B = 60$ G, насочено по посока на оста y .

Фигура 6 показва постепенното преминаване на разряда от капацитивен в индуктивен мод с отдалечаването на магнитното поле от Фарадеевия цилиндър с преместването му към намотката. В случаите без и с магнитно поле в близост до Фарадеевия цилиндър ($x = 9$ cm и 7 cm) интензивността на линията е ниска по цялата дължина на разряда, което е индикация, че разрядът е в капацитивен мод, т.е. с ниска електронна плътност, както показват и резултатите от сондовата диагностика [13]. Когато външното магнитно поле е позиционирано при $x_{MF} = 3$ cm и 5 cm на Фиг. 6, максимумът на интензивността е в областта в близост до намотката, което е в пълно

съответствие с аксиалното изменение на електронната концентрация, получено в [13] в индуктивен мод на разряда. Фигура 6(б) показва, че преходът от капацитивен в индуктивен мод е при $x_{MF} = 5$ cm.



Фиг. 6. Аксиално изменение, при $z = 0$ cm на усреднената по време интензивност на линията $\langle I \rangle$ при различни позиции на магнитното поле, както е посочено на фигурите. Максималните стойности на магнитното поле на оста на разряда са $B = 60$ G (a) и $B = 120$ G (б). Случаят без магнитно поле също е даден на (a).

Когато магнитното поле е твърде близо до намотката ($x_{MF} = 1.5$ cm на Фиг. 6(a) и $x_{MF} = 2$ cm на Фиг. 6(б)), интензивността на линията спада на порядък. В този случай магнитното поле потиска индуцирания азимутален електронен ток, чрез който е внасянето на ВЧ мощност в индуктивния разряд. Поради това разрядът преминава отново капацитивен мод.

Тъй като стойностите на внесена ВЧ мощност и налягането на газа се поддържат постоянни, то промените в модовата структура на разряда са „чист“ ефект на магнитното поле и неговото позициониране по дължината на разряда. Въз основа на аналогията с полето на магнитния филтър [18] в тандемните източници на отрицателни водородни йони, очакваните ефекти са потискане на транспортните процеси в надлъжно направление; намаляване на електронната температура в областта на магнитното поле и на електронната концентрация зад него. Следователно, когато магнитното поле е в близост до намотката, същата ВЧ мощност се внася в по-малък обем. Това определя по-висока електронна концентрация пред магнитното поле и когато стойността ѝ достигне праговата за преход в индуктивен мод, то Е-Н преходът се осъществява.

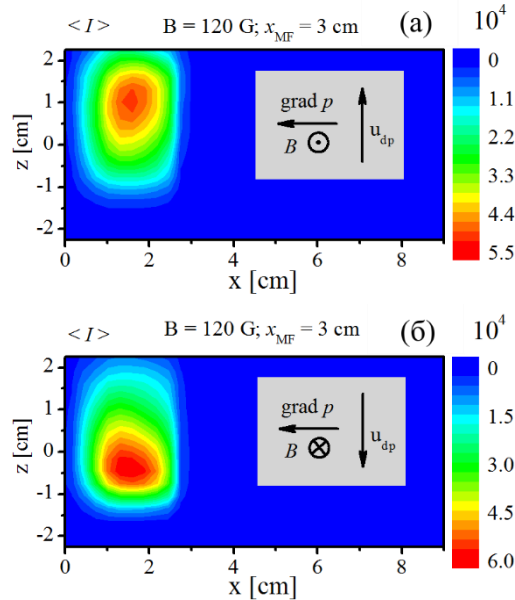
Магнитното поле влияе и върху структурата на капацитивния и индуктивния мод. Първо ще бъдат представени резултати за **влиянието на магнитното поле върху индуктивния мод** на разряда. Получените резултати показват, че въздействието на магнитното поле върху индуктивния мод на разряда е чрез проявата диамагнитен дрейф

$$\mathbf{u}_{dp} = \frac{1}{en_e B^2} \frac{(\nabla_{\perp} p) \times \mathbf{B}}{1 + \frac{v^2}{\omega_c^2}} \quad (6)$$

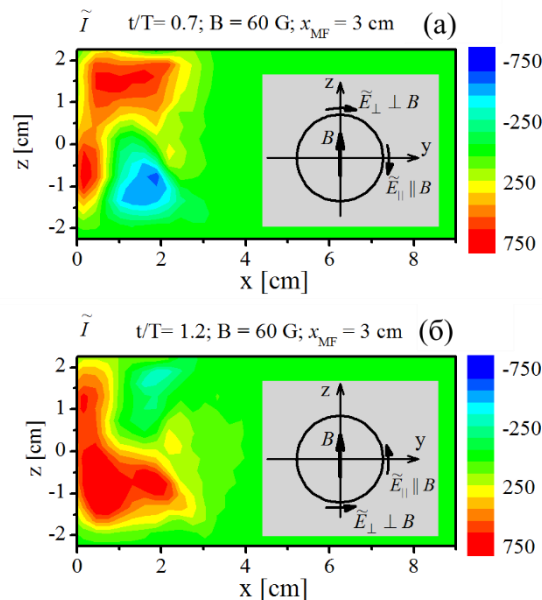
и чрез проява на $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{B})$ -дрейф

$$\tilde{\mathbf{u}}_{dE} = \frac{1}{B^2} \frac{\tilde{\mathbf{E}}_{\perp} \times \mathbf{B}}{1 - \frac{\omega^2}{\omega_c^2}} \quad (7)$$

във ВЧ електрично поле. В (6) и (7), $\mathbf{u}_{др}$ и $\tilde{\mathbf{u}}_{дЕ}$ са дрейфовите скорости, $p = n_e T_e$ е електронното налягане (където T_e е електронната температура в енергетични единици), e е елементарния заряд, ν е честотата на еластични удари на електрони с неутрала, ω_c е електронната циклотронна честота и ω е честотата на ВЧ електрично поле $\tilde{\mathbf{E}}$, поддържащо разряда.



Фиг. 7. Пространствено разпределение на усреднената по време интензивност, магнитното поле е центрирано при $x_{MF} = 3$ cm; $B = 120$ G. Двете противоположни ориентации на магнитното поле са, както е показано на (а) и (б).



Фиг. 8. Двумерно разпределение на изменящата се във времето интензивност \tilde{I} при $t/T = 0.7$ (а) и $t/T = 1.2$ (б), т.е. в два момента време (t), отместени един спрямо друг на половин период T на ВЧ сигнал. Магнитно поле с $B = 60$ G, локализирано на $x_{MF} = 3$ cm.

Проявата на диамагнитния дрейф е в пространственото разпределение на усреднената по време интензивност на линията (Фиг. 7). В разряд без магнитно поле $\langle I \rangle$ е локализирано на оста. Отместването му нагоре или надолу (Фиг. 7), в зависимост

от посоката на приложеното магнитно поле, при посока на ∇p в аксиално направление, насочено към намотката (поради намаляването в аксиално направление на n_e и T_e), е ефект на диамагнитния дрейф. Данните за n_e , T_e и ∇n_e , получени от сондова диагностика [19] дават при $B = 120$ G, стойност на $u_{dp} \leq 10^4 \text{ m s}^{-1}$ за скоростта на диамагнитния дрейф.

Ефектът на $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{V})$ -дрейфа се проявява в изменящата се във времето структура на разряда, представена от изменящата се във времето интензивност на линията \tilde{I} (Фиг. 8, която показва двумерното разпределение на \tilde{I} в $(x-z)$ -равнината в два момента време отместени един спрямо друг на половин период на ВЧ поле).

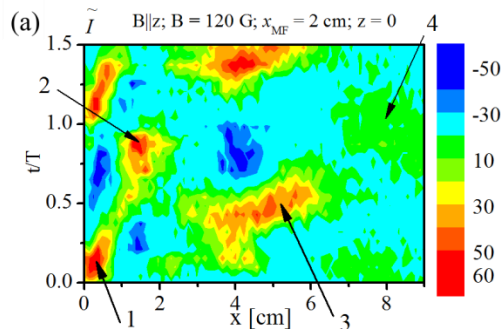
Индуктивният мод на разряда се поддържа от азимутално $\tilde{\mathbf{E}}$ -поле, т.е. ВЧ поле в $(y-z)$ -равнината. С ориентацията на магнитното поле по посока на оста z , както е показано на Фиг. 8, ускоряването на електроните през първия полупериод (Фиг. 8(а)) на ВЧ поле (когато $\tilde{\mathbf{E}}_{\parallel} \parallel \mathbf{V}$) води до тяхното придвижване нагоре (по оста z) и когато достигнат област с ВЧ поле, перпендикулярно на \mathbf{V} , под действието на $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{V})$ -дрейфа те се придвижват аксиално (т.е. по посока на оста x). Във втория полупериод ускоряването на електроните е в обратна посока, водещо до натрупването им надолу (т.е. в обратна посока на z , Фиг. 8(б)) и до $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{V})$ -дрейф – отново по посока на оста x . Това, както е илюстрирано на Фиг. 8(а) и (б), се отнася за електроните, които са отдясно на напречното сечение на разряда. Би следвало да има и $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{V})$ -дрейфово движение насочено обратно на посоката на оста x отново в първия (Фиг. 8(а)) и втория (Фиг. 8(б)) полупериоди, което не се вижда на Фиг. 8, тъй като е вследствие на натрупването на електрони, съответно, в долната и горна части на разряда, които се губят на стените на тръбата.

Следващите изследвания са върху влиянието на външно локализирано поле върху поведението на индуктивен разряд в кондензаторен мод.

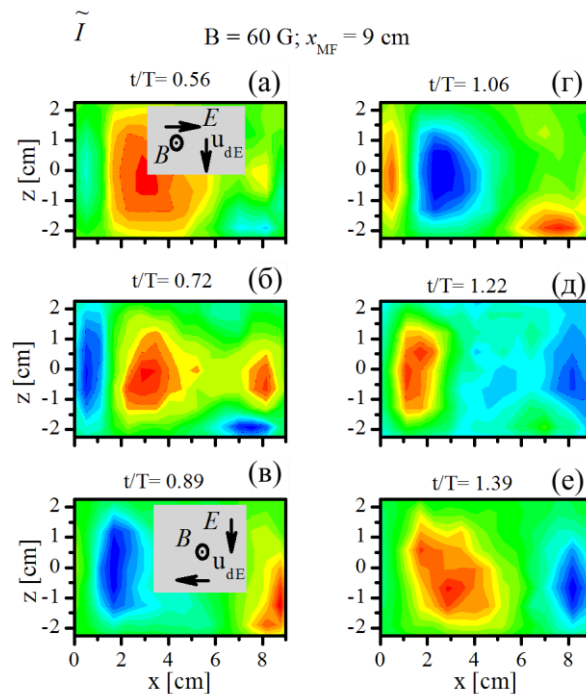
Основният ефект от прилагането на външно магнитно поле върху разряд в кондензаторен мод е формирането на електронни снопове, изходящи от областта на магнитното поле, в допълнение към електронните снопове в пристенните слоеве (Фиг. 9). Сноповете означени с 1 и 4 са електронни снопове, ускорени в пристенните слоеве (съответно откъм страната на намотката и откъм страната на първия електрод на извличащото устройство) при тяхното разширение. Снопове 2 и 3 са тези, чието формиране се дължи на външното магнитно поле. Появата им е от областта на магнитното поле е също в два последователни полупериода на ВЧ сигнал. Насочени са съответно към намотката (сноп 2) и към извличащото устройство (сноп 3).

Действието в стационарни условия на магнитния филтър в тандемните плазмени източници [18] се характеризира с натрупването на електрони в областта на филтъра и формиране на максимум на плътността им там, което е ефект от намалената – от магнитното поле – дифузия, действаща заедно с термодифузия. В кондензаторния мод нестационарността е в основата на поведението на разряда и развитието на ефектите е в рамките на ВЧ период. Аналогично на снопове 1 и 4, снопове 2 и 3 също могат да се свържат с ускоряване на електрони, но във ВЧ електрично поле. Ускоряват се електрони от обема на плазмата, акумулирани – вследствие на намалената им (в магнитното поле) подвижност – в областта на магнитното поле в предходния

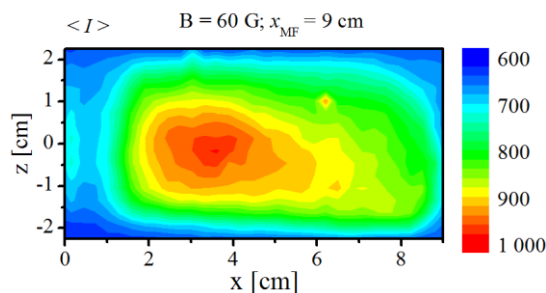
полупериод. Съгласно това предположение, ускоряването на сноп 3 би следвало да е едновременно (т.е. в същия полупериод на ВЧ сигнал) с това на сноп 1, а ускоряването на сноп 2 – едновременно с това на сноп 4, точно както е показано на Фиг. 9.



Фиг. 9. Изменящата се във времето компонента \tilde{I} на интензивността на линията при $B = 120$ G. Аксиални изменения при $z = 0$ cm с магнитно поле, центрирано на $x_{MF} = 2$ cm и насочено по посока на оста z (съгласно координатната система на Фиг. 3(a))



Фиг. 10. Двумерно разпределение на изменящата се във времето интензивност \tilde{I} за 6 регистрации с камерата, отместени една от друга на 6.15 ns, или на $0.166 T$. Магнитното поле е центрирано на първия електрод на извличащото устройство ($x_{MF} = 9$) cm; $B = 60$ G



Фиг. 11. Двумерно разпределение на усреднената интензивност на линията. Магнитното поле е центрирано на $x_{MF} = 9$ cm, $B = 60$ G.

Двумерното разпределение на \tilde{I} на Фиг. 10, на която са представени шест регистрации с камерата, отместени една спрямо друга на 6.15 ns (т.е. на 0.166 T). Тъй като в този случай магнитното поле е центрирано на първия електрод на извличащото устройство, то сноповете, които се регистрират са само сноп 2 и сноп 1. Разпространението на сноп 1, от появата му от ляво на Фиг. 10(г), т.е. от към страната на намотката, и развитието му на Фиг. 10(д) и (е) в следствие на ускоряването на електроните при разширението на пристенния слой, е по дължината на разряда. При сноп 2 случаят е друг: появяването му в централната част на разряда (Фиг. 10(а)) е последвано първо от движение надолу (към стената на газоразрядната тръба) и после – от движение успоредно на стената. Причина за това сложно поведение са $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ -дрейфове. Движението надолу на сноп 2 е ефект от $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ -дрейф в електрично поле, насочено по оста на разряда. Движението му в x -направление (Фиг. 10(в) и (г)) също е ефект на $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ -дрейф, но в радиалното електрично поле.

Поведението на сноп 2 (Фиг. 10) води и до асиметрия в пространственото разпределение на усреднените – за един период на ВЧ сигнал – параметри на разряда (Фиг. 11, представяща $\langle I \rangle$ при същите условия като на Фиг. 10).

В заключение в Глава 3 е доказано, че има и друга причина за преминаване на индуктивния разряд от капацитивен (Е-) в индуктивен (Н-) мод, освен добре известното от литературата увеличаване на приложената ВЧ мощност.

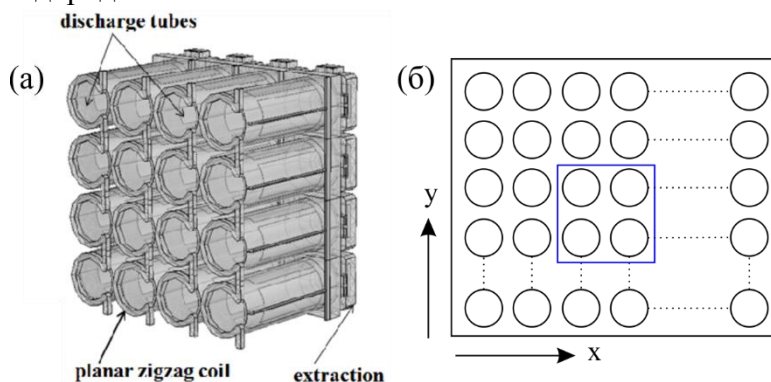
Иницирано от наблюдения [10] за влиянието на магнитното поле върху модовата структура на индуктивен разряд с плоска намотка, представеният в тази глава прецизен експеримент доказва, че поставянето (в условията на постоянна ВЧ мощност) на външно локализирано магнитно поле в близост до намотката трансформира индуктивния разряд от капацитивен в индуктивен мод. По този начин, в допълнение на промяната на приложената ВЧ мощност, е доказано, че има и друга – нова – причина за Е-Н преход в индуктивните разряди. И в двата случая – чрез увеличаване на ВЧ мощност и чрез прилагане на външното магнитно поле – преходът от капацитивен в индуктивен мод е свързан с увеличаване на електронната плътност в близост до намотката. В случая на Е-Н преход, предизвикан от придвижването на локализираното магнитно поле към намотката, нарастването на електронната плътност се дължи на намалени – от магнитното поле – загуби.

Друг съществен резултат, наред с резултата за осъществяване на Е-Н преход, дължащо се на външно магнитно поле, е установената – в допълнение на електронните снопове, ускорявани в пристенните слоеве на разряда при тяхното разширение – поява на още два електронни снопа, ускорявани (във ВЧ поле) от областта на филтъра. Появата им е също в двата последователни полупериода на ВЧ сигнал, създаващ разряда. По аналогия с действието на магнитния филтър в стационарни условия в тандемните плазмени източници, появата на тези два снопа се свързва с акумулиране на електрони в областта на магнитното поле, което е в полупериода, предхождащ ускоряването им.

Трети съществен извод от анализа на експерименталните резултати е установената асиметрия в структурата на разрядите, поддържани както в капацитивен, така и индуктивен мод. Показано е, че асиметрията в структурата на разряд в

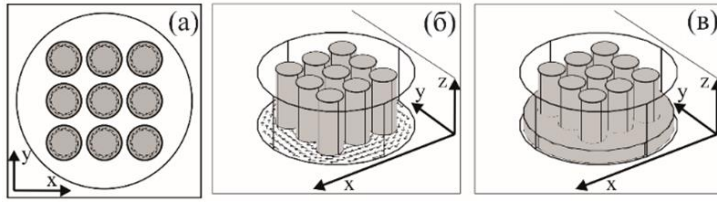
индуктивен мод се дължи на диамагнитен и $(\vec{E} \times \mathbf{V})$ -дрейфове. По този начин, в допълнение към добре известния $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ -дрейф в кръстосани постоянни електрично и магнитно полета, е установено формиране на $\vec{E} \times \mathbf{V}$ в кръстосани променливо електрично и постоянно магнитно полета. За асиметрията в структурата на разряд в капацитивен мод е установено, че се дължи на $\mathbf{E} \times \mathbf{V}$ -дрейфове, при това последователно в електрични полета с аксиална и радиална ориентация. Анализът на времето изменение в структурата на разряда показва еволюцията в рамките на един период на ВЧ сигнал, създаващ разряда, на наблюдаваните ефекти на асиметрия. Установено е, че тези ефекти на асиметрия водят до промени – асиметрия – и в стационарното състояние на разряда.

В Глава 4 са изследвани намотки с различна конфигурация [A2, B1, B2, B1]. Целта е да се определи конфигурация на намотката, която да осигури ефективно внасяне на ВЧ мощност в разрядите на матрицата, като критерий за което е единичен индуктивен разряд (в индуктивен мод) с плоска, спирална намотка. Обединението на разрядите в матрица води до възникването на още три условия, които трябва да изпълнява намотката: еднаквост на параметрите в отделните разряди; да е конструктивно удобна за реализация; да не възпрепятства извличането на отрицателните водородни йони.

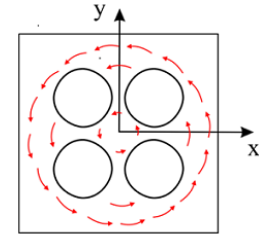


Фиг. 12. (а) Схематично представяне на конструкцията на ВЧ матричен източник комплектован от индуктивни разряди с малък радиус и обща – за цялата матрица – намотка (зиг-заг намотка с проводници с формата на „омега“ на дъното на тръбите. (б) Схематично представяне на подредбата на газоразрядните тръби (поглед към дъната им). Посочена е и елементарна клетка с 4 тръби от вътрешността на матрицата.

В резултат на изследванията, представени в тази глава, е показано, че единична – за цялата матрица – зиг-заг намотка с проводници с формата на „омега“ на дъното на всяка тръба на матричния източник удовлетворява тези изисквания. По този начин благодарение на представените тук изследвания концепцията за матричния източник е завършена по отношение на решение за начина за внасяне на ВЧ мощност в източника (Фиг. 12). При това решението е за единична – обща за цялата матрица – намотка, което е и конструктивно най-удачното.

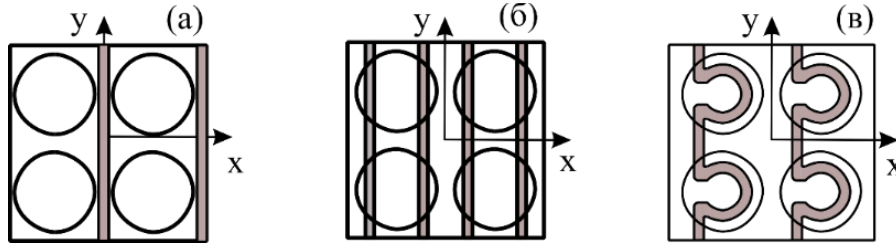


Фиг. 13. Схематично представяне на три конфигурации със спирални намотки: (а) матрица с отделна плоска спирална намотка на всеки разряд; (б) обща за цялата матрица спирална намотка; (в) матрица с общо дъно, обединяващо газоразрядните тръби.



Фиг. 14. Схематично представяне на блок от четири тръби с плоска намотка.

Изследваните конфигурации могат да бъдат разделени на два типа: спирална плоска намотка и обща за цялата матрица зиг-заг намотка. Изследваните конфигурации за спиралната плоска намотка са: отделна намотка на всеки разряд (Фиг. 13(а)); обща за цялата матрица намотка (Фиг. 13(б)); матрица с общо дъно, обединяващо газоразрядните тръби (Фиг. 13(в)); матрица разделена на блокове от четири разряда с отделна за всеки блок намотка (Фиг. 14). За втория тип конфигурация – обща за цялата матрица зиг-заг намотка – съответно са разгледани: намотка с проводници между тръбите (Фиг. 15(а)); намотка с проводници под тръбите (Фиг. 15(б)); намотка с проводници с формата на „омега“ (Ω) на дъното на всяка тръба (Фиг. 15(в)).



Фиг. 15. Клетка от четири газоразрядни тръби от вътрешността на матрицата, със съответната ѝ част на 3-те конфигурации на обща – за цялата матрица – зиг-заг намотка: зиг-заг намотка с прави проводници, минаващи между (а) и под (б) тръбите; (в) намотка с проводници с формата на Ω на дъното на всяка тръба.

Разработения в **Глава 4** модел обединява газоразрядно описание въз основа на флуидния модел [20] на плазмата и електродинамична част. В модела са включени само положителните молекулни H_2^+ йони, тъй като се предполага, че с масата си и коефициентите си на пренос представляват усреднено ансамбъла от трите вида положителни йони (H^+, H_2^+, H_3^+). Газоразрядното описание е опростено. Разрядът е във водород и в режим на амбиполярна дифузия. Газоразрядното описание се състои от уравнение за непрекъснатост на електроните и уравнение за баланса на енергията на електроните:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = \nu_i n_e \quad (8)$$

$$\frac{3}{2} \frac{\partial (n_e T_e)}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{J}_e = Q - P_{\text{coll}} - e \Gamma_e \cdot \mathbf{E}_a \quad (9)$$

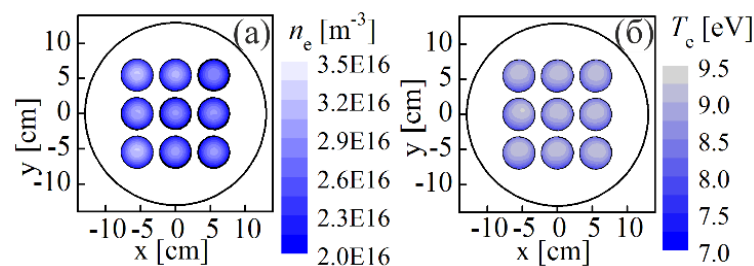
Тук n_e и T_e са електронната концентрация и температура, ν_i е честотата на пряка йонизация, $\Gamma_e = -D_a \nabla n_e$ е електронния поток с коефициент на амбиполарна дифузия D_a , дефиниран за един тип положителни йони (H_2^+ -йоните) и $\mathbf{J}_e = \chi_e \nabla T_e + (5/2)\Gamma_e T_e$ е потока на енергия на електроните (където χ_e е коефициента на топлопроводност). P_{coll} отчита загубата на енергия при удари. $Q = (1/2)(\text{Re}\sigma_{pl})|E|^2$, където $\sigma_{pl} = -i\varepsilon_0\omega_p^2/(\omega - i\nu)$ е проводимостта на плазмата, е абсорбираната ВЧ мощност. Тук ε_0 е диелектричната проницаемост, а ω_p – плазмената честота.

Електричното поле получаваме от електродинамичното описание, което е сведено до решаване на уравнението за векторния потенциал \mathbf{A} на ВЧ магнитно поле:

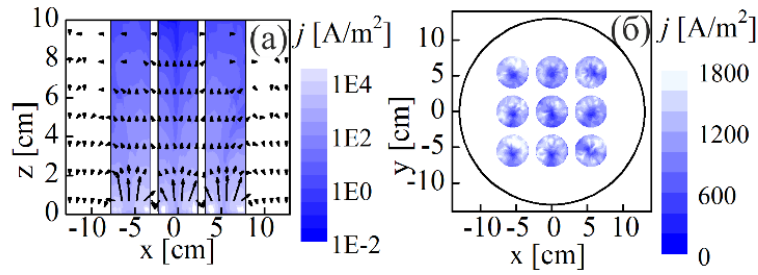
$$\frac{1}{\mu_0} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) + (i\omega\sigma_{pl} - \omega^2\varepsilon_0)\mathbf{A} = 0. \quad (10)$$

Тук ω е честотата на полето ($f = \omega/2\pi = 13.56$ MHz), а μ_0 – магнитната проницаемост на вакуума. Връзките между електричното и магнитно полета и векторния потенциал на ВЧ магнитно поле са: $\mathbf{E} = i\omega\mathbf{A}$ и $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$. Уравненията за газоразрядната част ((8) и (9)) се решават в обема на плазмата, т.е. в газоразрядните тръби. Уравнението за векторния потенциал на ВЧ магнитно поле (10) се решава в цялата област на моделиране. Намотката се симулира с повърхнинен ток \mathbf{J}_s , протичащ в равнина под газоразрядните тръби. Налягане на газа е 20 mTorr. Газоразрядните тръби са с радиус $R = 2.25$ cm и дължина $L = 10$ cm.

Първо е разгледана **матрица с отделна за всеки разряд намотка**. Целта е да се провери дали близкото разстояние между тръбите ще доведе до отклонение в разпределението на плазмените параметри и индуцираните токове в отделните тръби. Резултатите на Фиг. 16 показват еднакво разпределение на плазмените параметри (n_e, T_e) и индуцираните токове (Фиг. 17) в отделните тръби. Магнитното поле, индуцирано от всяка намотка, е добре локализирано в съответната тръба над нея. Получено е и типичното за индуктивен разряд в индуктивен мод пръстеновидна форма на разпределението на индуцираните токове в отделните тръби (Фиг. 17(б)). Недостатъкът на тази конфигурация е трудното ѝ реализиране на практика, поради усложненията при подаването на ВЧ мощност към всяка от намотките.

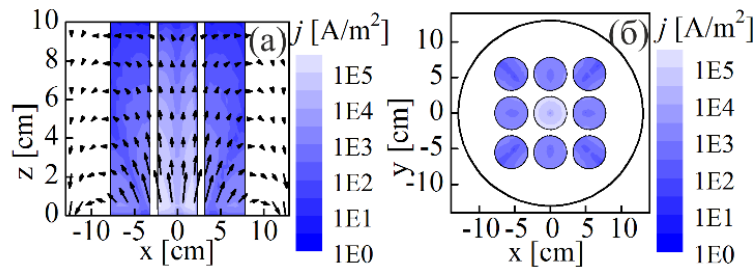


Фиг. 16. Разпределение на плазмената плътност n_e (а) и електронната температура T_e (б) в сечение при $z = 2$ cm; конфигурация на матрицата на Фиг. 13(а).

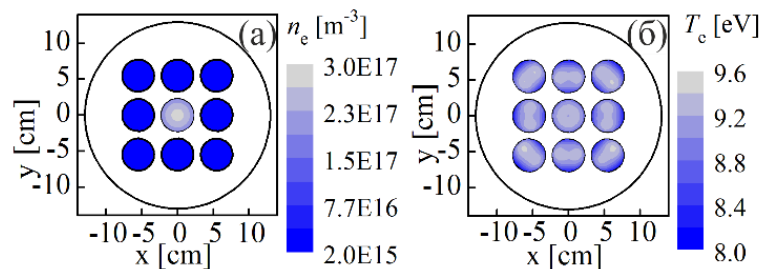


Фиг. 17. Резултати за разпределението на индуцираните ВЧ токове в плазмата (при конфигурацията на матрицата Фиг. 13(a)): сечение през средния ред от тръби на матрицата, перпендикулярно на намотката (a) и в равнината при $z = 2$ cm (б). Стрелките на (a) представят ВЧ магнитно поле.

При **обща – за цялата матрица – намотка**, максимумът на ВЧ магнитно поле, индуцирано от намотката, е на оста на матрицата и следователно магнитният поток през централната тръба е много по-голям от този през останалите тръби. ВЧ магнитното поле прониква почти перпендикулярно през основата на централната тръба (Фиг. 18(a)), което осигурява ефективно поддържане на индуктивния разряд в тази тръба. Магнитното поле от намотката води до индуцирането на ВЧ токове с характерната за индуктивните разряди пръстеновидна форма (Фиг. 18(б)). В останалите газоразрядни тръби от матрицата магнитният поток е по-малък, поради което електронната концентрация е с 2 порядъка по-ниска (Фиг. 19(a)). В резултат на това по-малко от 10% от общата ВЧ мощност се абсорбира в страничните тръби.



Фиг. 18. Същото като на Фиг. 17, но за конфигурацията на Фиг. 13(б).



Фиг. 19. Същото като на Фиг. 16, но за конфигурацията на Фиг. 13(б).

ВЧ магнитното поле прониква под наклон през основата и околните стени на страничните тръби. Резултатите на Фиг. 18 дават индикация, че индуцираните в тях токове също са пръстеновидни, но пръстените са наклонени.

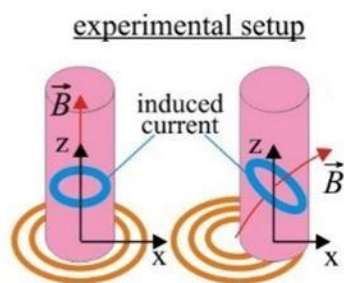
За да се изясни въпросът, дали на практика е възможно да се поддържа индуктивен разряд при проникване на магнитното поле под наклон през основата и околните стени на газоразрядната тръба са извършени допълнителни изследвания. Те са както експериментални, така и теоретични, с една фиксирана газоразрядна тръба и две позиции на плоска, спирална намотка, съответно: центрирана и отместена спрямо оста на тръбата на 2.25 cm (Фиг. 20). Внесената ВЧ мощност е $P_w = 200$ W, на 27 MHz, а налягането на газа (водород) е $p = 20$ mTorr, при поток 1.5 sccm. Теоретичната част на изследването е модел на индуктивен разряд, състоящ се само от електродинамична част. Газоразрядните условия, размерите и положението на намотката и газоразрядната тръба, съвпадат с тези от експеримента. Приложения в експеримента метод е на оптичната емисионна спектроскопия с фазово разделяне (PROES-метода), включително и неговото разширение като ВЧ модулационна спектроскопия (RFMOS-метода) за определяне на амплитудата на ВЧ електрично поле в разряда.

Използвана е експерименталната установка от Фиг. 3, но тук освен странично на газоразрядната тръба е снимано и от втора позиция – от задната стена на втората камера (отгоре на тръбите на Фиг. 20).

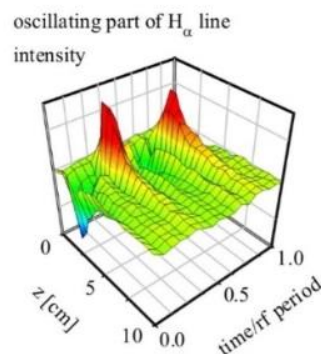
Двата максимума – в един период – на Фиг. 21 идентифицират индуктивния мод на разряда, което показва възможността да се поддържа индуктивен разряд и при некоаксиални намотка и газоразрядна тръба.

Резултатите на Фиг. 22 са от експеримент (а) и (б) и модел (в) и (г). В дясната колона, представяща случая на центрирана намотка, се получават типичната за индуктивен разряд пръстеновидна форма на индуцираното електрично поле. Когато намотката е отместена спрямо оста на тръбата (лявата колона), индуцираното електричното поле придобива формата на наклонена елипса. На Фиг. 22(а) и (в) всъщност се вижда горната част на елипсата.

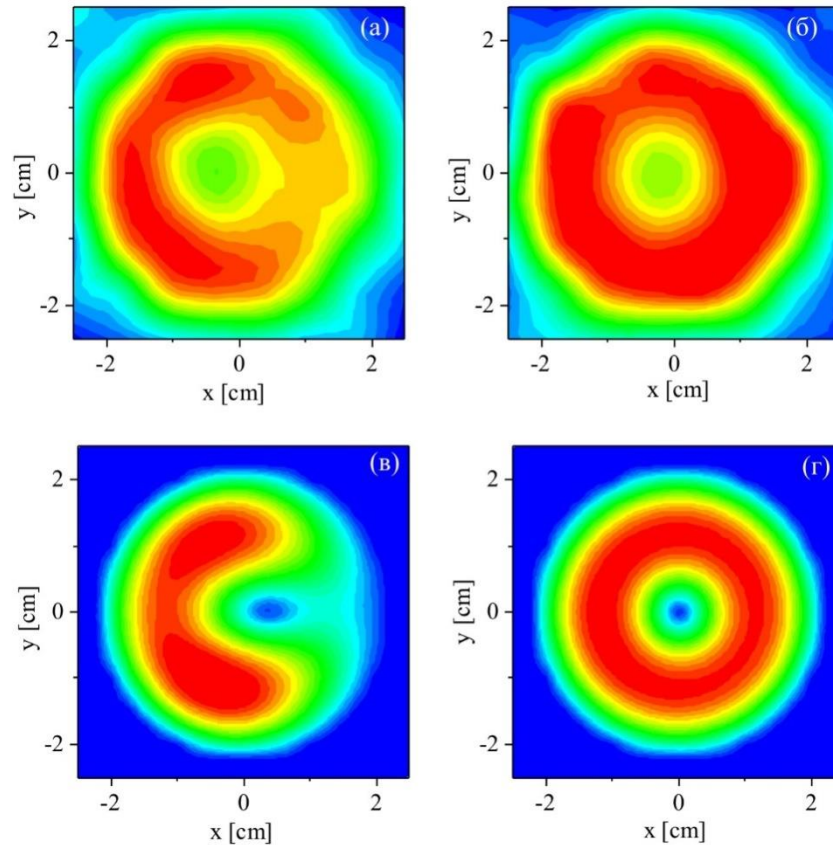
В заключение, резултатите от изследването на обща спирална намотка за цялата матрица показват, че тя не може да осигури еднаквост на плазмените параметри във всички тръби. Потърсени са две насоки като следващ етап на работата. Първата нова насока е разделяне на матрицата на блокове от тръби, като всеки блок е със собствена намотка. Втората насока е свързана с идеята да се постави голяма обща камера под тръбите на матрицата, която да изравни плазмената плътност в тях.



Фиг. 20. Схематично представяне на експерименталната установка. Със син цвят схематично са представени индуцираните в плазмата токове.

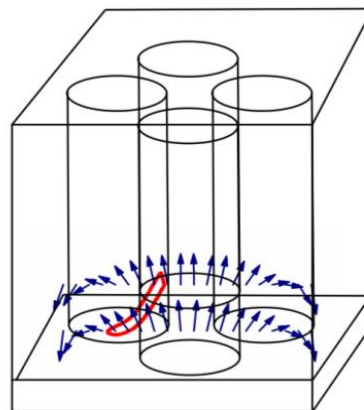


Фиг. 21. Осцилираща част на интензивността на спектралната линия H_α за един период на ВЧ поле, снимана от задната стена на втората камера.

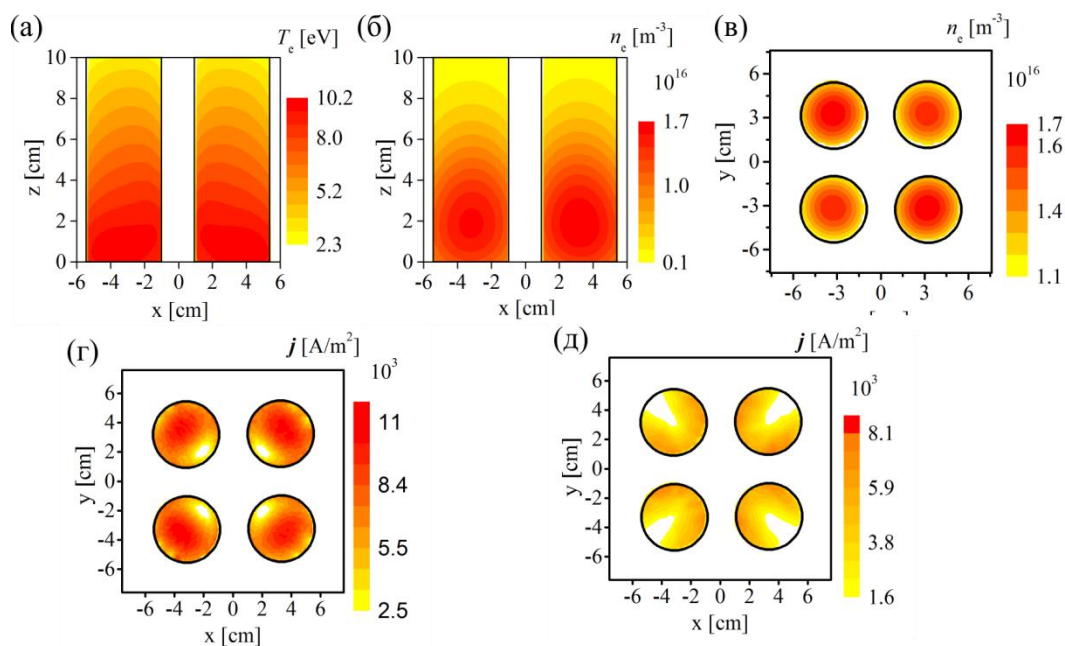


Фиг. 22. Резултати за електричното поле, получени от експеримент ((а) и (б)) при позиция на камерата зад газоразрядната тръба (регистриране на сигнала през горната стена на тръбите на Фиг. 20) и от модел ((в) и (г)). Отместена намотка ((а) и (в)) и центрирана намотка ((б) и (г)).

В случая на **матрица, разделена на блокове, с отделна намотка за всеки блок** областта на моделиране представлява блок от 4 тръби от вътрешността на матрицата. На околните стени на блока са зададени периодични гранични условия. При тази конфигурация максимумът на индуцираното магнитно поле е в центъра на блока, който съвпада с центъра на намотката и магнитното поле прониква не само през дъната на тръбите, но също и през околните стени. В резултат на това се получават токови контури с форма на наклонена елипса (Фиг. 23).



Фиг. 23. Посока на магнитното поле (стрелки) и пример за токов контур на индуцираните токове (червена крива) в случая на блок от 4 тръби с единична спирална намотка.



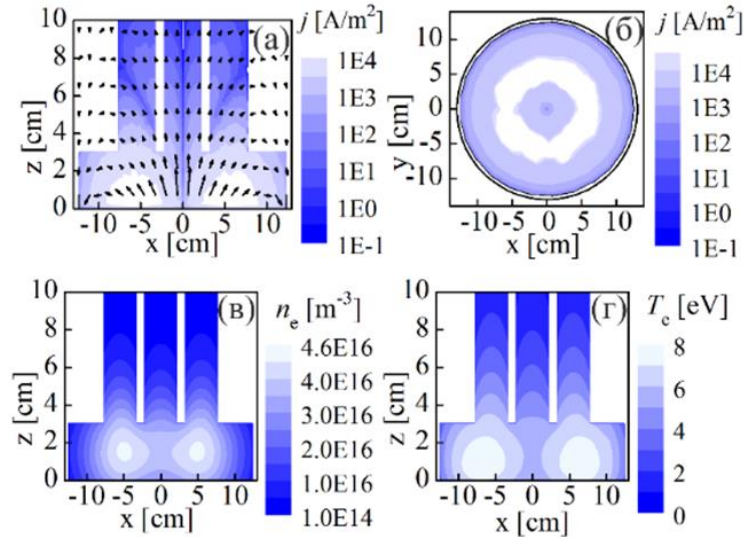
Фиг. 24. Резултати от модел на блок от 4 разряда, в които плазмата се създава от плоска спирална намотка. Електронна температура (а) и концентрация (б) в $(x-z)$ -равнината през центъра на тръбите. (в) Пространствено разпределение на електронната концентрация в сечение при $z = 2$ cm. (г) и (д): Пространствено разпределение на плътността на индуцираните токове при $z = 0.5$ cm и $z = 3$ cm.

Фигура 24 показва структура, типична за индуктивен разряд: висока плътност на плазмата и висока електронна температура в областта в близост до намотката и силен спад на n_e и T_e по дължината на разряда. Същественото – по отношение на матричния източник – е, че стойностите на плазмените параметри и на индуцираните токове във всички тръби са еднакви.

Блокът от четири тръби с обща спирална намотка осигурява еднакви плазмени параметри в отделните тръби. Подобно на случая с намотка за всяка тръба и тук, макар и в по-малка степен остава недостатъкът, че е необходим голям брой намотки за цялата матрица. Освен това, поради косото проникване на ВЧ поле в газоразрядните тръби, ефективността на внасяне на ВЧ мощност е по-ниска.

Друга модификация на конфигурацията на Фиг. 13(б), която позволява да бъде намалена разликата в стойностите на плазмените параметри в отделните тръби е показана на Фиг. 13(в). В източника **под деветте тръби е добавена цилиндрична газоразрядна камера** с височина 3 cm и радиус, равен на радиуса на намотката.

Резултатите (Фиг. 25(а) и (б)) показват типичното за индуктивен разряд с плоска намотка тороидално разпределение на големината на индуцирания ВЧ ток в добавената над намотката голяма камера. То определя и получените пространствени разпределения на плазмената плътност (25(в)) и електронната температура на T_e (Фиг. 25(г)).

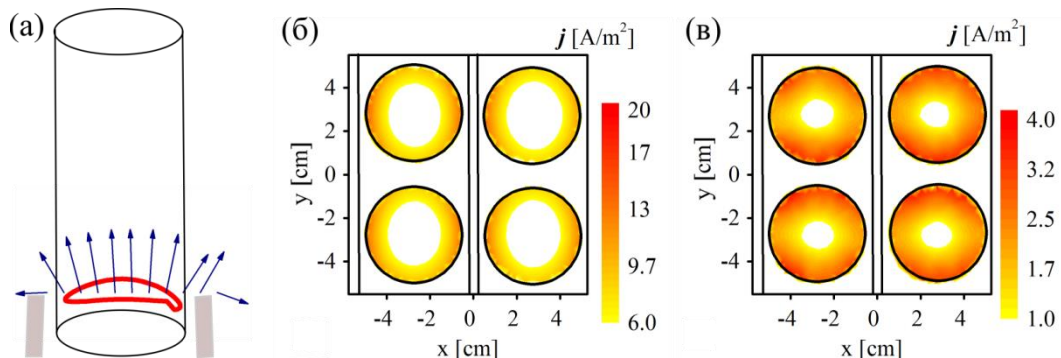


Фиг. 25. Обща камера под тръбите. Резултати за плътността на индуцирания ток j (а), електронната концентрация n_e (в) и температура T_e (г) в сечение, перпендикулярно на намотката, минаващо през централния ред от тръби; стрелките на (а) представят магнитното поле. Разпределение на j (б) в общото дъно при $z = 1.5$ cm.

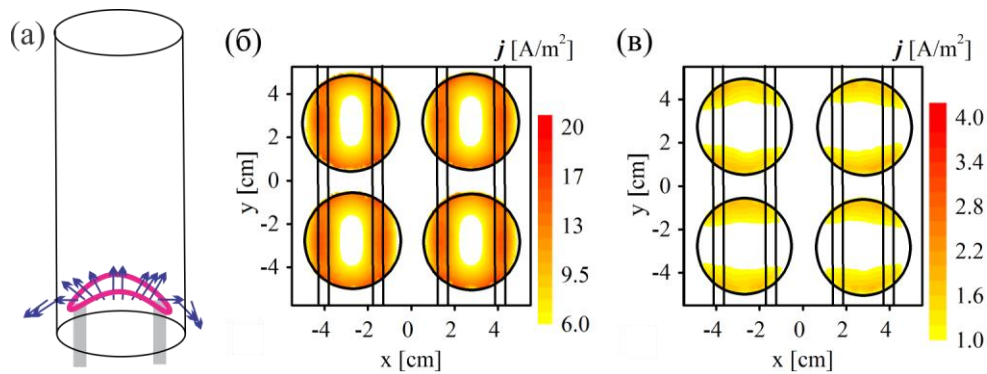
Въпреки, че разрядите в отделните тръби на матрицата показват в достатъчно добра степен едно и също поведение, недостатък на тази конфигурация е това, че максимумът на потенциала на постоянното електрично поле е изтеглен към общата камера, което създава проблем за намиране на начин за извличане на отрицателните йони от източника.

Втория тип разглеждана конфигурация на намотката е **обща за цялата матрица зиг-заг намотка**. Областта на моделиране е елемент от вътрешността на матрицата, съдържащ четири тръби (Фиг. 12(б)).

Изследвани са първо случаите на зиг-заг намотки с **прави проводници между** (Фиг. 26) и **под тръбите** (Фиг. 27). От фигурите се вижда, че индуцираните токове в отделните тръби са еднакви. Въпреки това тази конфигурация на намотката не отговаря на изискванията за матричния източник, тъй като ефективността на внасяне на ВЧ мощност е много ниска.

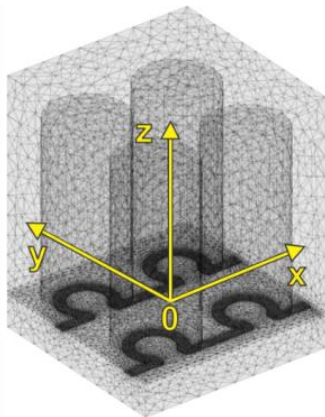


Фиг. 26. Клетка от матрица със зиг-заг намотка с прави проводници, минаващи между дъната на тръбите. (а) Посока на магнитното поле (стрелки) при $z = 1$ cm в $(x-z)$ -равнината, през центъра на тръба и илюстрация на токов контур. Пространствено разпределение плътността на индуцираните токове в $(x-y)$ -равнината при $z = 0.5$ cm (б) и $z = 3$ cm (в).

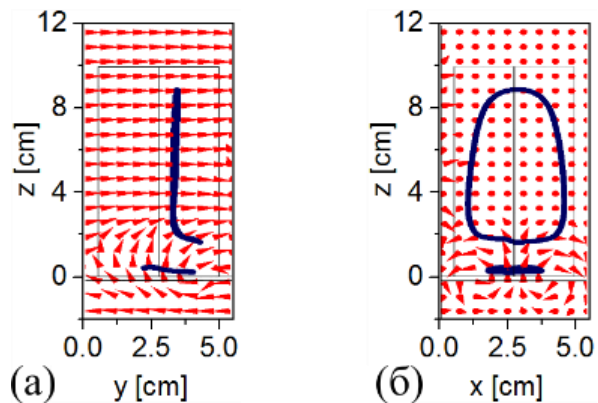


Фиг. 27. Същото като на Фиг. 26, но за зиг-заг намотка от прави проводници, минаващи под основите на тръбите.

Последната разгледана конфигурация е за **намотка с формата на „омега“ на дъното на всяка тръба** (Фиг. 28). Избрана е като конфигурация, имаща най-голямо сходство с тази, при която ВЧ мощност се внася с отделна за всеки разряд плоска спирална намотка.



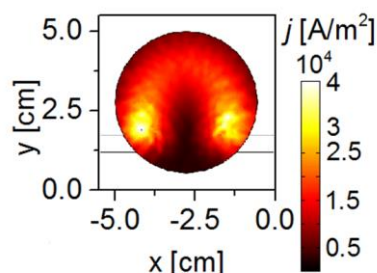
Фиг. 28. Схематично представяне на областта на моделиране на намотка с проводници с формата на омега при модел с електродинамично и газоразрядно описание.



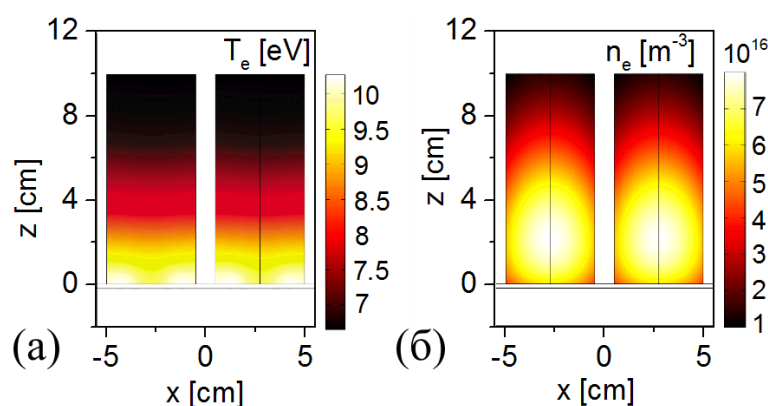
Фиг. 29. Посока на магнитното поле (стрелки) и два токови контура, типични за областите на разряда в близост до намотката и далече от нея. Резултати съответно в $(y-z)$ -равнината (а) и $(x-z)$ -равнината (б).

Двата типа токови контури, възникващи в разряд с намотка с формата на „омега“ на дъното на всяка тръба са показани на Фиг. 29. Кръговият контур в близост до дъното на тръбата (в областта на разряда при $z \leq 3$ cm), който е почти успореден на намотката, е подобен на добре познатата пръстеновидна форма на тока в индуктивните разряди, в които ВЧ мощност се внася от плоска спирална намотка. Той се индуцира от ВЧ магнитно поле, проникващо перпендикулярно през дъното на тръбата. Вторият токов контур, който е дълбоко в обема на плазмата, се индуцира от магнитно поле, създадено от правите части на проводниците между тръбите. Този токов контур, индуциран от магнитно поле, ориентирано по посока на оста y е изтеглен към околната стена на тръбата. Допълнително усложнение в структурата на магнитното поле се получава в областта на свързване на правата и кръгова части на омега проводника, което води до получаване на максимум на j в тази област (Фиг. 30).

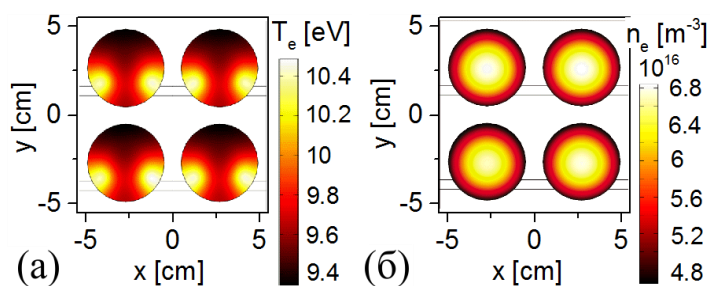
Обаче тези различия спрямо обичайната картина при единичен разряд със своя собствена спирална намотка не са съществени по отношение на поддържането на разряда: около 90% от ВЧ мощност се внася в плазмата от тока, индуциран в близост до дъната на тръбите, т.е. в областта с " $z \leq 3$ " "cm".



Фиг. 30. Двумерно разпределение на плътността на индуцирания ток при $z = 0.5$ cm.



Фиг. 31. Двумерно разпределение на електронната температура T_e (а) и концентрация n_e (б) в (x - z)-равнината през центъра на горния ред тръби на Фиг. 28.

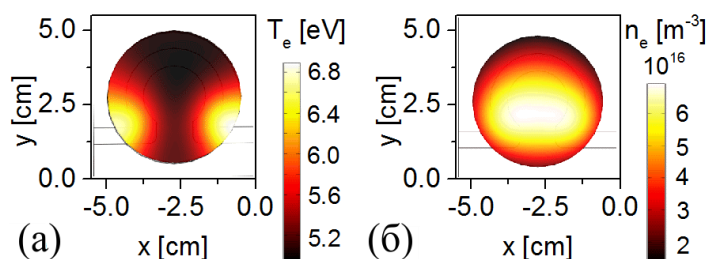


Фиг. 32. Двумерно разпределение в четирите газоразрядни тръби на електронната температура T_e (а) и концентрация n_e (б) при $z = 0.5$ cm.

Подобието на индуцирания ток с този в единичен индуктивен разряд води до получаване на добре познатото пространствено разпределение на плазмените параметри (Фиг. 31 и 32(б)), типично за разряд, в който ВЧ мощност се внася с плоска спирална намотка, в условията на амбиполарна дифузия: (а) висока n_e и T_e в областта на внасяне на ВЧ мощност в близост до намотката, последвано от спад по дължината на разряда (Фиг. 31) и (б) радиален профил на n_e , типичен за режим на амбиполарна дифузия (Фиг. 32(б)). Еднаквото разпределение на плазмените параметри в отделните тръби означава и равномерно разпределение на внесената мощност между тях. Нехомогенността на T_e в радиално сечение (Фиг. 32(а)) корелира с нехомогенностите

на индуцирания ток (Фиг. 30). При разглежданото ниско налягане (20 mTorr) влиянието на тази нехомогенност върху профила на плътността на плазмата е пренебрежимо.

На Фиг. 33 са показани резултатите за радиалното разпределение на електронната температура и концентрация при по-високо налягане (75 mTorr). Високото налягане води до намаляване на дифузионните и топлинните потоци, вследствие от което е силното локализиране на създаването на електроните и концентрацията им в областта на внасяне на ВЧ мощност.



Фиг. 33. Резултати при налягането на газа $p = 75$ mTorr. Двумерно разпределение на електронната температура (а) и концентрация (б) при $z = 0.5$ cm.

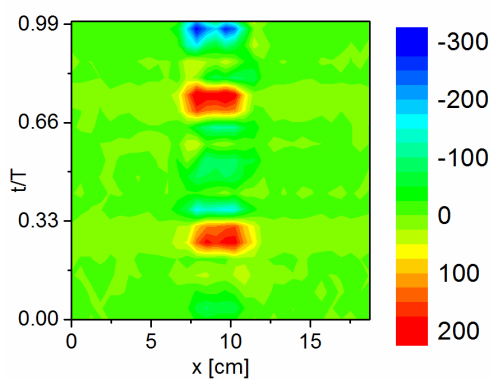
Получената пространствена структура на разрядите на матричния източник показва, че конфигурацията на намотката с проводник с формата на „омега“ на дъното на всяка газоразрядна тръба възпроизвежда много добре познатата структура на обикновен индуктивен разряд, в който ВЧ мощност се внася от плоска спирална намотка.

Резултатите от модела са проверени експериментално чрез прилагане на PROES-метода и неговото разширение RFMOS-метода за матрица от 4 тръби (Фиг. 34). Всъщност единичната газоразрядна тръба на експерименталната установка, показана на Фиг. 3(a) е заменена с блок от 4 тръби. Регистрирането на светлината е при двете положения на камерата, отстрани на тръбите и отзад, през голямата камера. Във втория случай резултатите са за регистрации в напречното сечение на разряда, но без монтирано екстрахиращо устройство. Мощността се внася от ВЧ сигнал на честота 27 MHz. Поддържането на индуктивен мод и в 4-те газоразрядни тръби е при мощност около 700 W, а преходният capacitивен мод е при 300-380 W. Показаните резултати са за усреднената за един период стойност на интензивност $\langle I \rangle$ на спектралната линия H_{α} и изменящата се – във времето – компонента $\tilde{I}(t, \mathbf{r})$, както и за нормираната втора хармонична на интензивността $\eta = \tilde{I}_{2\omega} / \langle I \rangle$, която е пропорционална на квадрата на интензитета на електричното поле.

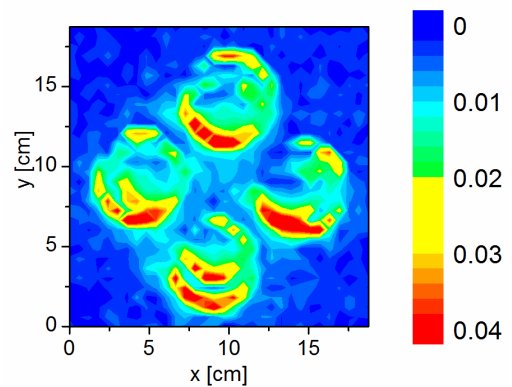
Двата максимума в период на $\tilde{I}(t, \mathbf{r})$ са доказателство, че разрядите са в индуктивен мод (Фиг. 35). Резултатите на Фиг. 36 показват очакваната от моделите пръстеновидна форма на ВЧ електричното поле, характерна за индуктивен мод. Резултати за разпределението на усреднената за един период на ВЧ сигнал интензивност на спектралната линия дават индикация за еднаквост на плътността на плазмата в отделните тръби (Фиг. 37).



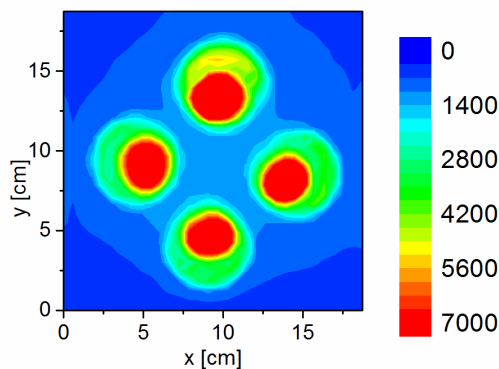
Фиг. 34 Снимка на блока от четири газоразрядни тръби с обща намотка с проводници с формата на омега на дъното на тръбите.



Фиг. 35 Изменящата се във времето (в рамките на един период T на ВЧ сигнал) интензивност на спектралната линия $\tilde{I}(t, \mathbf{r})$ в една от газоразрядните тръби в индуктивен мод. Регистрация откъм задната стена на втората камера.



Фиг. 36 Втора хармонична на нормираната интензивност на спектралната линия (пропорционална на квадрата на интензитета на електричното поле) в индуктивен мод. Регистриране на сигнала от четирите тръби отзад, през голямата камера.



Фиг. 37 Усреднена – за един период на ВЧ сигнал – интензивност на спектралната линия в индуктивен мод. Регистрация на сигнала от четирите тръби отзад, през голямата камера.

С експеримента е доказана възможността за възбуждане на индуктивен мод на индуктивния разряд. Установено е, че в индуктивен мод на разрядите е изпълнено

изискването за еднакви стойности на плазмените параметри в отделните тръби – основно изискване към начина на внасяне на ВЧ мощност в матричните източници.

В заключение на Глава 4, обща за цялата матрица намотка с проводници с формата на „омега“ на дъното на всяка тръба комбинира предимствата на индивидуална спирална намотка за всеки разряд с опростената конструкция на обща за цялата матрица зиг-заг намотка и е определена като удачен избор за индуктивно внасяне на ВЧ мощност в матрица, състояща се от разряди с малък радиус.

Основни приноси в дисертацията

1. В областите на проява на нормалния скин със силни удари и аномалния скин е добавен геометричният скин като изява на радиуса на индуктивен разряд върху проникването в плазмата на полето на електромагнитната вълна.
2. Показана е възможност за поддържане на индуктивен разряд с плоска намотка чрез проникване на полето на високочестотната вълна през страничните стени на газоразрядната тръба.
3. Експериментално (чрез метода на оптичната емисионна спектроскопия с фазово разделяне) е доказано, че преход от капацитивен в индуктивен мод на индуктивен разряд с плоска намотка се предизвиква не само от увеличаване на приложената високочестотна мощност, както бе известно досега, но и от външно магнитно поле, приложено в близост до намотката.
4. В условията на капацитивния мод на индуктивен разряд е установено пораждање – в допълнение към електронните снопове в пристенните слоеве – на електронни снопове от областта на приложено отвън постоянно магнитно поле. Установено е наличие на $(\tilde{\mathbf{E}} \times \mathbf{V})$ -дрейф в променливо електрично поле и е показана асиметрия в структурата на разрядите в индуктивен и капацитивен мод, дължаща се на $(\mathbf{E} \times \mathbf{V})$ -дрейфове в променливо и постоянно електрично поле и диамагнитен дрейф.
5. Въз основа на тримерен флуиден модел, обединяващ газоразрядно и електродинамично описание, е определена конфигурация на плоска намотка, осигуряваща ефективно внасяне на високочестотна мощност в матрица от индуктивни разряди: обща за цялата матрица зиг-заг намотка, с проводници във формата на омега (Ω) на дъното на всяка тръба.

Списък на публикациите по дисертацията

А. Статии в международни научни списания

- A.1. A. Demerdzhiev, Kh. Tarnev, St. Lishev and A. Shivarova
"Mode Transition in a Planar-Coil Inductively Driven Discharge Caused by an External Magnetic Field"
J. Phys. D: Appl. Phys. **48** (2015) 045204 (8pp).
Импакт фактор: 2.183
- A.2. A. P. Demerdzhiev, Kh. Ts. Tarnev, St. St. Lishev, D. Y. Yordanov and A. P. Shivarova
"Inductive Discharge Driving by Oblique Field Penetration into the Plasma"
IEEE Trans Plasma Sci. **42** (2014) 2390-2391.
Импакт фактор: 1.101

Б. Доклади на международни конференции, публикувани в научни списания с импакт фактор

- B.1. A. Demerdzhiev, Kh. Tarnev, St. Lishev and A. Shivarova
"Basis of the Discharge Maintenance in a Matrix Source of Negative Hydrogen Ions"
15th Int. Conf. on Ion Sources (ICIS-2013, September 2013, Chiba, Japan)
in: Rev. Sci. Instrum. **85** (2014) 02B105 (3pp).
Импакт фактор: 1.584
- B.2. Kh. Tarnev, A. Demerdjiev, A. Shivarova and St. Lishev
"3D Self-Consistent Modelling of a Matrix Source of Negative Hydrogen Ions"
16th Int. Conf. on Ion Sources (ICIS 2015, August 2015, New York, USA)
in: Rev. Sci. Instrum. **87** (2016) 02B123 (4pp).
Импакт фактор: 1.614

В. Доклади на международни конференции, публикувани в поредици

- B.1. A. Demerdzhiev, St. Lishev, Kh. Tarnev and A. Shivarova
"3D Model of a Matrix Source of Negative Ions: RF Driving by a Large Area Planar Coil"
4th Int. Symp. on Negative Ions, Beams and Sources (NIBS-2014, October 2014, Garching, Germany)
in: AIP Conf. Proc. **1655** (2014) 040011 (8pp).

Г. Доклади на научни конференции, публикувани в материалите на конференциите

Г.1. Kh. Tarnev, A. Demerdzhiev, St. Lishev and A. Shivarova

“Geometrical Skin in Planar-coil Driven Inductive Discharges”

Proc. 31st Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG-2013, July 2013, Granada, Spain).

Topic number: 9 (PS1-045).

Г.2. St. Lishev, Kh. Tarnev, A. Demerdzhiev and A. Shivarova

“Influence of the Magnetic Filter on the Discharge Mode Operation of a Single Element of a Matrix Source”

Proc. 22nd Europhysics Conf. on Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases (ESCAMPIG-2014, July 2014, Greifswald, Germany).

Topic number: 5

Г.3. А. Демерджиев, Хр. Търнев, Ст. Лишев и А. Шиварова

„Индуктивен разряд с планарна намотка, поддържан в газоразрядна камера с малък радиус: електродинамично описание ”

Втори национален конгрес по Физически науки (септември 2013, София, България).

Общ импакт фактор: 6.48

Цитирания на публикации:

Публикация Б1 има 1 цитат:

M. Bacal and W. Wada, *Appl. Phys. Rev.* (2015) **2** 021305.

Забележка: В публикация Б2 фамилиното ми име е изписано като „Demerdjiev“, в останалите публикации е „Demerdzhiev“

ЛИТЕРАТУРА

1. A Anders, *Surface Coat. Technol.* **200** (2005) 1893.
2. A P Papadakis, S Rossides and A C Metaxas, *Open App Phys. J.* **4** (2011) 45.
3. L Latrasse, J Lo, M Radoiu and Ph Guillot, *32nd Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gasses* (Iasi, Romania, 2015).
4. Se-Geun Park, Chul Kim and Beom-Hoan O, *Thin Solid Films* **355-356** (1999) 252.
5. D P Moehs, J Peters and J Sherman, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **33** (2005) 6.
6. E Speth, H D Falter, P Franzen, U Fantz, M Bandyopadhyay, S Christ, A Encheva, M Fröschle, D Holtum, B Heinemann, W Kraus, A Lorenz, Ch Martens, P McNeely, S Obermayer, R Riedl, R Süß, A Tanga, R Wilhelm and D Wunderlich, *Nuclear Fusion* **46** (2006) S220.
7. M A Lieberman and A J Lichtenberg, *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing* (Wiley & Sons Inc., New Jersey, 2005).
8. G Cunge, B Crowley, D Vender and M M Turner, *Plasma Sources Sci. Technol.* **8** (1999) 576.
9. I M El-Fayoumi, I R Jones and M M Turner, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **31** (1998) 3082
10. St Lishev, D Yordanov and A Shivarova, *Rev. Sci.Instrum.* **85** (2014) 02B101.
11. Kh Tarnev, D Todorov, B Gilev, St. Lishev and Ts Paunska, *Plasma Sources Sci. Technol.* **22** (2013) 055015.
12. St Lishev, Ts Paunska, A Shivarova and Kh Tarnev, *Rev. Sci. Instrum.* **83** (2012) 02A702.
13. St Lishev, A Shivarova, Kh Tarnev, S Iordanova, I Koleva, Ts Paunska and D Iordanov, *J. Phys. D: Appl. Phys* **46** (2013) 165204.
14. А Ф Александров, Л С Богданкевич и А А Рухадзе, *Основы электродинамики плазмы* (Высшая школа, Москва, 1988).
15. Ts Paunska, A Shivarova and Kh Tarnev, 21st ESCAMPIG (Viana do Castelo, Portugal, 2012), topic number 9.
16. Ts Paunska, A Shivarova and Kh Tarnev, *AIP Conf. Proc.* **1390** (2011) 165.
17. Ts Paunska, H Schülter, A Shivarova and Kh Tarnev, *Plasma Sources Sci. Technol.* **12** (2003) 608.
18. St Kolev , St Lishev, A Shivarova, Kh Tarnev and R Wilhelm, *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** (2007) 1349.
19. St. Lishev, D Yordanov, Kh Tarnev and A Shivarova, *31st Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases (ICPIG-2013)* (Granada, Spain, 2013).
20. В Е Голант, А П Жилинский и И Е Сахаров, *Основы физики плазмы* (Атомиздат, Москва, 1977).

Благодарности

Бих искал да благодаря на научните си ръководители доц. д-р Христо Търнев и проф. д-рн Антония Шиварова за оказаната ми неоценима помощ при работата върху дисертацията.

Благодаря и на доц. д-р Стилиян Лишев и на останалите членове от Групата по Физика на плазмата и газовия разряд за ползотворните дискусии, полезните съвети и доброто отношение към мен.

Специални благодарности към семейството и приятелите ми за подкрепата.

Изследванията, включени в дисертацията, са в рамките на работата на Групата по Физика на плазмата и газовия разряд при Физическия факултет на СУ „Св. Климент Охридски“ по програми EURATOM и EUROfusion на Европейската комисия. Изследванията (2013 год.), финансирани по програма EURATOM на 7-ма рамкова програма са по задача 2.1.1 от плана на българската Асоциация ЕВРАТОМ-ИЯИЯЕ, с финансиране от Националния Фонд Научни изследвания (ФНИ – МОН), и участие в проект по допълнително нагряване на термоядрена плазма чрез снопове от неутрални частици (Heating and Current Drive – Neutral Beams (HCD-NB)) по програма EFDA-PPPT (European Fusion Development Agreement – Power Plant Physics and Technology).

Изследванията (2014 год. – 2016 год.) по програма EUROfusion на Хоризонт 2020 са част от участието на колектива в проекта за Допълнително нагряване на термоядрена плазма (Heating and Current Drive Project – HCD) и в проекта образование (Education).

Acknowledgments

Part of the work has been supported by the European Atomic Energy Agency (EURATOM) through the Association EURATOM/INRNE (task 2.1.1) and it is also within EFDA PPPT-2014 work plan (HCD: NB).

The rest has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the EURATOM research and training programme 2014-2018 under grant agreement No 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.