



СОФИЙСКИ УНИВЕРСИТЕТ
„СВ. КЛИМЕНТ ОХРИДСКИ”

ФИЗИЧЕСКИ ФАКУЛТЕТ

Ембие Юзеир Хасан-Тонева

**Определяне потенциала на плазмата и ФРЕЕ в плазма
за термоядрен синтез**

А В Т О Р Е Ф Е Р А Т

на

Д и с е р т а ц и я

за получаване на образователната и научна степен “доктор”

Професионално направление: 4.1 Физически науки

Специалност: Физика на плазмата и газовия разряд

Научен ръководител:

доц. д-р Цвятко Попов

Научен консултант:

доц. д-р Миглена Димитрова

София, 2018г.

Структура и обем на дисертацията:

Настоящата работа се състои от Увод, три глави, Заключение, цитирана литература – 85 работи и приложения. Изложена е на 106 страници.

В **увода** накратко е разгледана необходимостта от нови енергийни източници за задоволяване все по-нарастващите нужди на човечеството. В края на 21 век се очаква населението на Земята да достигне 10-12 милиарда души и консумацията на енергия в рамките на 10-20 години да се равнява на общата консумация на енергия от зората на цивилизацията до наши дни [1]. Най-често използваните източници на енергия в момента са въглищата, газта, нефтът и ядрената енергия на делене, които са невъзстановими. Това налага търсенето на алтернативни източници на енергия.

Един обещаващ източник на енергия се оказва процесът протичащ на слънцето и звездите. Изследванията на учените в областта на термоядрената плазма имат за цел да пресъздадат този процес на земята. Управляемият термоядрен синтез (УТС) е считан за един от най-обещаващите, като дългосрочен, безопасен, екологично чист и икономически конкурентен енергиен източник [2].

Последните десетилетия започва интензивно изучаване на така наречената високотемпературна плазма. От всички възможни реакции на синтез деутерий-тритиевата реакция е с най-голямо сечение при ниските енергии [3-5]. За да е икономически изгоден УТС, енергията, която се получава от този процес трябва да е по-голяма от енергията вложена за неговото осъществяване. За осъществяване на тази цел в момента се изгражда международният проект ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), който е устройство от типа токамак. Токамакът е вакуумна камера с магнитно удържане на плазмата (предложен от Сахаров и Тамм) [6].

Сериозен проблем пред магнитното удържане на плазмата е загубата на частици поради различни плазмени неустойчивости. В областта на граничния слой (т. нар. *Scrape-Off Layer*, SOL) именно турбуленциите са причина за преноса на частици и енергия към стената на камерата. В *H-мод*, открит през 1982 г. на токамака ASDEX в Гархинг, Германия, турбулентността намалява, но въпреки това въпросът свързан с изследване на поведението и свойствата на плазмата в граничния слой е обект на изследване и представлява интерес за много учени.

Плазмата е ансамбъл от голямо количество движещи се и взаимодействащи една с друга частици. Основна статистическа характеристика се явява функцията на разпределение на електроните по енергии (ФРЕЕ) [2]. Много често единственият начин за получаването ѝ е директното ѝ измерване. Един от основните методи за измерване на ФРЕЕ е сондовият метод.

Вече е установено, че процесите в граничната плазма оказват съществено влияние върху удържаната плазма в централната част на токамак. При това, трябва да бъде подчертано, че явленията в граничната плазма (SOL) са сходни независимо от размерите на камерата на токамака и познаването на параметрите в тази част на плазмата в по-малките машини позволява да получим информация и за процесите протичащи в по-големите устройства за термоядрен синтез.

Във връзка с казаното по-горе беше формулирана и **целта на настоящата дисертация: Определяне потенциала на плазмата и ФРЕЕ в плазма за термоядрен синтез**. Изследванията се провеждаха на чешкия токамак COMPASS, IPP.CR в гр. Прага.

За изпълнение на поставената цел бяха формулирани следните **задачи**:

- ❖ Да се проучи съществуващата литература и да се очертае състоянието на проблема за изследване;
- ❖ Да се измерят с помощта на диверторните Ленгмюрови сонди и сондите от хоризонталния възвратно-постъпателен манипулатор волт-амперни характеристики (*IV*) при различни експериментални условия на токамак COMPASS - при омово и допълнително нагряване на плазмата с неутрални атоми и при прилагане на резонансно-магнитни пертурбации във водородна плазма и деутериева плазма;
- ❖ Да се приложи методът на първата производна (МПП) при обработката на волт-амперните характеристики и да се определят плазменния потенциал и функцията на разпределение на електроните по енергии (респективно температурата и тяхната концентрация) при различните експериментални условия;
- ❖ Да се направи анализ на получените резултати по метода на първата производна и конвенционалните техники, с оглед анализ на предимствата и недостатъците на различните техники за обработване на измерените волт-амперни характеристики.

В **глава 1** са представени общи сведения за устройството и начина на работа на токамак COMPASS, на който са извършени експерименталните измервания, представени в дисертацията.

В **глава 2** е направен литературен обзор на основите на метода на Ленгмюровата сонда, особеностите на работа при наличие на магнитно поле. Също така, са представени техниките за обработка на сондови *IV* характеристики използвани в настоящата дисертация – методът на първата производна и конвенционалните техники.

В **глава 3** са представени експерименталните резултати, получени по време на дисертационното изследване.

Изследванията бяха осъществени в следните основни направления:

- Влиянието на тока протичащ през плазмата върху плазмените параметри в диверторната област на токамак COMPASS.
- Влияние на средната концентрация на електроните върху плазмените параметри, в деутериева плазма, по време на загряване на плазмата с неутрални атоми в диверторната област на токамак COMPASS.
- Влияние на магнитно-резонансните пертурбации върху параметрите на деутериева плазма, в диверторната област на токамак COMPASS.
- Изучаване на плазмените параметри с Ball-pen и Ленгмюрови сонди на токамак COMPASS в деутериева и водородна плазма.
- Изучаване на конвенционалните техники и МПП за определяне на основните плазмени параметри по време на H-мод (между ELM-ове) на токамак COMPASS.

Всички експериментални резултати, използвани в дисертационното изследване са получени с мое участие по време на командировките ми на токамак COMPASS.

В **Заключението** е направено обобщение на работата и са представени основните приноси в дисертацията.

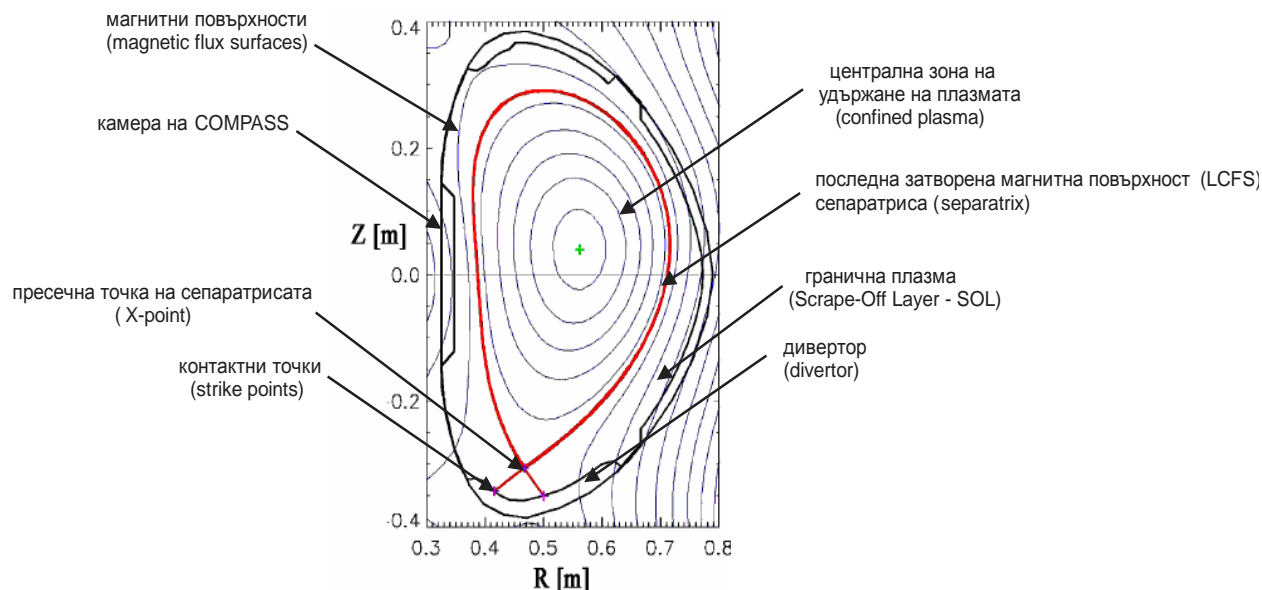
По-надолу ще бъде направен преглед на основните положения във всяка глава от представената дисертация.

Глава 1. Токамак COMPASS при Институт по физика на плазмата, Прага, Чехия

В Глава 1 от настоящата дисертация са описани принципното устройство, основните характеристики и работата на токамак COMPASS [7]. Токамак COMPASS (**COM**Pact **AS**sembly) е проектиран и построен през осемдесетте години на XX век в британския научен център Culham за изследвания в областта на термоядерния синтез. В средата на 2007 година той е пре-инсталиран в Института по физика на плазмата на Чешката академия на науките, гр. Прага. С главен радиус 0.6 m и височина на камерата приблизително 0.7 m COMPASS се нарежда сред токамаците с малки размери, с възможност за достигане на H-мод. Формата на вакуумната му камера е D-образна, с размери приблизително 1:10 (в линейна скала) от размерите на бъдещия европейски токамак ITER, което го прави особено привлекателен за съвременни изследвания в областта на термоядерния синтез.

Токамак COMPASS е оборудван с набор от различни системи за диагностика: магнитна, микровълнова и спектрална диагностика, диагностика на снопове и частици, сондова диагностика. Тези експериментални изследвания се използват за определяне на основните плазмени параметри, за оценка на свойствата на плазмата и за изучаване на специфични плазмени явления.

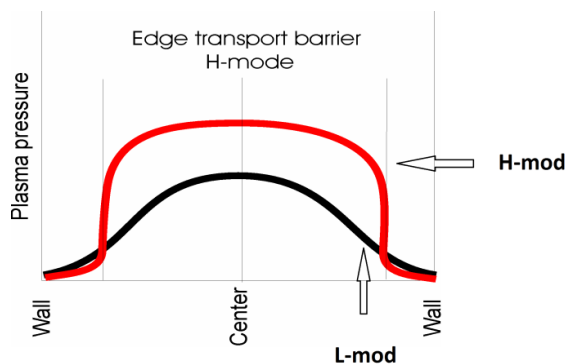
Конфигурацията на плазмата на токамак COMPASS може да бъде кръгова (circular), удължена във вертикална посока (elongated) или с D-образна (D-shaped) форма (фигура 1) на напречното сечение в полоидална посока.



Фигура 1. Основни елементи и величини, описващи D-образната конфигурация на токамак COMPASS.

В D-образна форма на плазмата може да се достигнат двата режима на работа: L-мод (“*low confinement mode*”) и H-мод (“*high confinement mode*”). На фигура 2. се вижда, че при H-мод (червената линия) плазмата е концентрирана в областта на затворените силови линии [8]. Загубите от енергия са минимизирани в близост до стената, както и турбуленциите, чрез които се губи енергията при L-мод. Именно H-мод е режимът на

работа, който е необходим, за ефективна работа на един термоядрен реактор за производство на енергия.



Фигура 2. Сравнение на Н-мод и L-мод.

Н-мод може да бъде постигнат по два начина. Първият е при омово нагряване на плазмата. За да се достигне до Н-мод при омово нагряване, токът протичащ през плазмата трябва да е много голям. Но съпротивлението на плазмата намалява с температурата $T^{-3/2}$ и индукционният ток протичащ в плазмата не може да я нагрее до температури достатъчно високи за протичане на самоподдържаща се реакция на синтез.

Вторият начин за достигане на Н-мод е чрез допълнително нагряване, в конкретния случай със сноп неутрални атоми (Neutral Beam Injection, NBI) [9].

Неутралните атоми отдават енергията си на плазмата чрез удари, като по този начин водят до увеличаване на плазмената температура [10]. NBI системата на COMPASS се състои от два инжектора, всеки с енергия на частиците 40 keV и мощност 400 kW. NBI инжекторите могат да работят както заедно така и по отделно [11]. Използваната конфигурация при проведените експерименти, чиито резултати са представени в **Глава 3** на настоящата дисертация е когато работи само единият инжектор и той е насочен по посока на движение на тока през плазмата.

Както беше споменато по-горе NBI се използва за по лесно преминаване от L в Н-мод. Н-мод протича с или без появата на гранично локализирани модове - ELM-ове (Edge Localized Modes). Те са явление, при което имаме периодични изпускания на потоци горещи частици от граничната плазма за много кратко време. ELM-овете представляват голямо предизвикателство за устройствата за термоядрен синтез с магнитно удържане на плазмата от типа токамак, понеже водят до топлинно натоварване на компонентите, които си взаимодействат с плазмата [3,10].

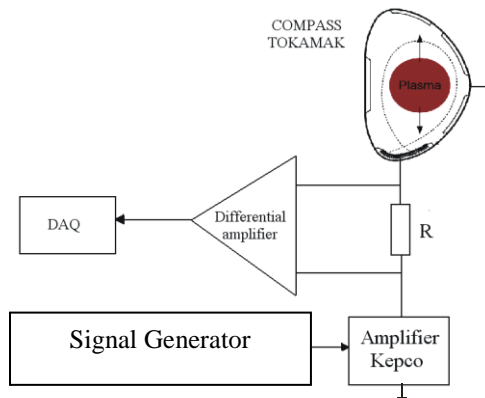
За да се избегне взаимодействието на плазмата със стените на камерата в следствие на ELM-ове, на токамак COMPASS се прилага система за резонансно-магнитни пертурбации - RMP (resonance magnetic perturbation). Тя представлява слабо допълнително магнитно поле с цел промяна на последната затворена магнитна повърхност.

Експериментите представени в дисертацията са проведени с две от сондовите системи на токамак COMPASS. Една от тях е диверторната сондова система, която се състои от 39 графитни единични Ленгмюрови сонди вградени в дивертора. Сондите са разположени полоидално в специално проектирана графитна диверторна плоча и са с пространствена разделителна способност 5 mm. Частта от повърхността на всяка сонда, която взаимодейства с плазмата е с площ $S=56 \times 10^{-6} \text{ m}^2$.

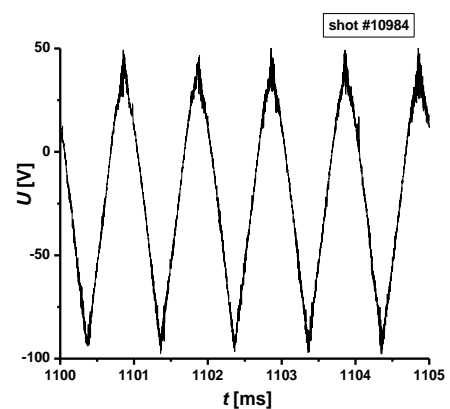
Другата сондова система е разположена на хоризонталния манипулатор на COMPASS, който извършва възвратно-постъпателни движения. Сондовата глава и се състои от 3 бол-пен сонди (ball-pen probe, BPP) и 2 Ленгмюрови сонди. Сондовата глава може да проникне на 6 cm в дълбочина спрямо стената на токамака. Целта на разработването на BPP е да се създаде диагностика, способна директно да измерва потенциала на плазмата, U_{pl} в SOL на реакторите за термоядрен синтез [12].

Ленгмюровите сонди (LP 1 и LP 2) са цилиндрични с размери: дължина, $l_p=1.5\times 10^{-3}$ m и диаметър, $d_p=8\times 10^{-4}$ m, (площ, $S = 4.3 \cdot 10^{-6}$ m²) при проведените измервания във водород и съответно $l_p=2\times 10^{-3}$ m и $d_p=9\times 10^{-4}$ m, ($S = 6.3 \cdot 10^{-6}$ m²) при изследването на деутериева плазма.

Волт-амперните характеристики на Ленгмюровите сонди при проведените експерименти са снети с помощта на следната измервателна схема на фигура 3 [13]. Потенциалът на сондата се задава от генератор на триъгълно напрежение. Сигналят с честота 1 kHz и амплитуда -10;+5 V се подава към усилвател (КЕРСО – 100/4М) с коефициент на усилване 10 и максимален изходен ток 4 А. Изходът на усилвателя е свързан през резистор със съпротивление $R=1\ \Omega$ към сондата. С помощта на диференциален усилвател (с коефициент на усилване 2) пада на напрежение върху резистора (пропорционален на тока през сондата) се подава към входа на аналогово-цифров преобразувател от системата DAQ за запис на данни на COMPASS. Сигналят от изхода на усилвателя КЕРСО се дели от резисторен делител до подходяща за измерване стойност и също се подава на DAQ. По този начин, паралелно във времето се извършва запис на потенциала на сондата и тока през нея. Продължителността за измерване на една волт-амперна характеристика е 0.5 ms.

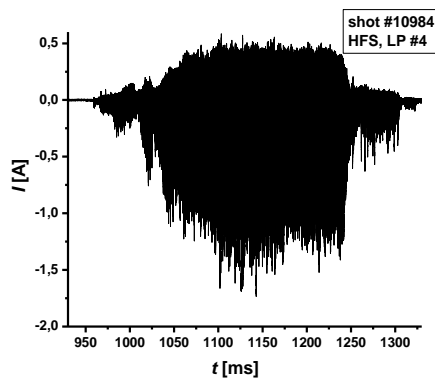


Фигура 3. Принципна схема на сондовата верига на токамак COMPASS.

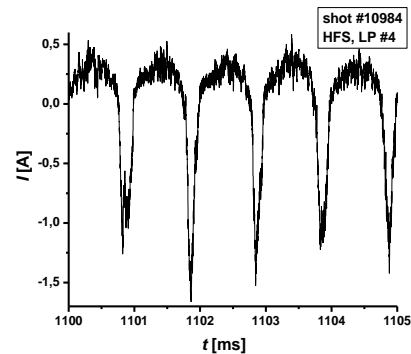


Фигура 4. Зависимост на потенциала на сондата $U_p(t)$ от времето.

Пример на запис на триъгълно сондово напрежение $U_p(t)$ (от Керсо 100-4М) и регистрираните сондови токове $I(t)$ са представени на фигури 4 и 5 а). На фигура 5 б)



а)



б)

Фигура 5. Зависимост на сондовия ток $I(t)$ от времето.

отново е представена зависимостта на сондовия ток от времето на, но за по-къс времеви интервал, за по-добра нагледност.

Волт-амперните характеристики се конструират като на всеки „наклон“ на напрежението (фигура 5) съпоставим регистрирания сигнал на тока, получен от сондата за същия интервал от време с дължина 0.5 ms.

Създадената електронна схема е по идея и изработка на екипа на доц. Цвятко Попов от Физическия факултет на Софийския Университет. Изработени са 60 канала за измерване на сондови характеристики с Ленгмюрови сонди, с помощта на които се провеждат измерванията на токамак COMPASS.

Глава 2. Метод на ленгмюровата сонда за диагностика на плазмата в магнитно поле

В Глава 2 е направен обзор на методите за определяне плазмените параметри, и по-специално потенциала на плазмата и функцията на разпределение на електроните по енергии (ФРЕЕ, EEDF), от измерените сондови характеристики.

Ленгмюровата сонда (използвана за първи път от Ървин Ленгмюр през 1923 г.) представлява тънък проводник, на който се подава напрежение U_p спрямо опорен електрод и се събира електронен и/или йонен ток [14,15]. Тогава е необходимо, следвайки определен модел, да се свърже зависимостта $I = I(U)$ с параметрите на плазмата.

За нас основен интерес представлява ФРЕЕ, която $F(t, \vec{r}, \varepsilon)$ дава броя на електроните в елементарен обем с енергии в интервала ε и $\varepsilon+d\varepsilon$. За стационарна, изотропна и еднородна плазма, пренебрегвайки зависимостта от координатите \vec{r} и времето t [16, 17], условието за нормировка към електронната концентрация n е:

$$\int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon = n \quad (1)$$

От друга страна, ако $4\pi c^2 f_0(c) dc$ представлява броя на електроните в единица обем от плазмата със скорост c в интервала $(c, c+dc)$. Тогава:

$$4\pi \int_0^{\infty} c^2 f_0(c) dc = n \quad (2)$$

Замествайки скоростта c с енергията $\varepsilon = (m/2)c^2$ и имайки предвид, че $c^2 dc = (2\varepsilon)^{1/2} m^{-3/2} d\varepsilon$ (m е масата на електрона), следвайки [16], получаваме

$$\int_0^{\infty} F(\varepsilon) d\varepsilon = 4\pi \int_0^{\infty} f(c) c^2 dc = \frac{4\pi\sqrt{2}}{m^{3/2}} \int_0^{\infty} f_0(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = \int_0^{\infty} f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = n \quad (3)$$

Функцията $f(\varepsilon) = 4\pi\sqrt{2}m^{-3/2}f_0(\varepsilon) = F(\varepsilon)/\sqrt{\varepsilon}$ често се нарича вероятностна функция на разпределение на електроните по енергии (electron-energy probability function - EEPF). В някои публикации $f_0(\varepsilon)$ и $f(\varepsilon)$ често се означават като ФРЕЕ, изяснявайки техния физичен смисъл с условието за нормировка (3).

За изотропна плазма вероятностната функция на разпределение на електроните по енергии EEPF носи същата информация както и функцията на разпределение на електроните по енергии ФРЕЕ и често се използва за преставяне на резултатите от

сондовите измервания. Представянето ѝ в полулогаритмичен мащаб позволява бърза визуализация (права линия) за отклоненията от Максвелово разпределение.

“Класическата” сондовата техника е сравнително проста когато са изпълнени редица условия [18], представени в дисертацията. Най-важните от тях са измерванията да са проведени при отсъствие на магнитно поле в изотропната плазма при много ниско налягане (в диапазона от 0.1 Pa до 100 Pa), с малка сонда, която слабо да смущава плазмата. При тези условия, редица учени като Ленгмюр [14], Бом [19], Каган [15] и други, развиват в своите работи както електронна така и йонна теория на сондовия метод, която добре се съгласува с експеримента.

За определяне параметрите на плазмата (потенциал на плазмата U_{pl} , температура T_e и концентрация на електроните n_e) от електронната част на сондовата характеристика, в [15] е показано, че плътността на електронния ток на Ленгмюровата сонда има следния вид

$$I_e(U) = -\frac{2\pi e S}{m^2} \int_{eU}^{\infty} (W - eU) f_0(W) dW, \quad (4)$$

където S е площта на сондата, e е заряда на електрона, c е скоростта му, а $W = 1/2mc^2 + eU$ пълната му енергия на границата на сондовия слой. При положение, че сондата е с потенциал U_p , то U е сондовия потенциал спрямо потенциала на плазмата U_{pl} ($U = U_p - U_{pl}$). Ще отбележим, че изразът (4) не зависи от формата на сондата, стига повърхността ѝ да е изпъкнала.

В дисертацията е демонстрирана най-простата техника на база на съотношението (4) за определяне U_{pl} , T_e и n_e в случай на Максвелова ФРЕЕ.

Съществен напредък в експерименталното определяне на ФРЕЕ е получено през 1930 г от Дрювестейн [20]. Той показва, че втората производна на сондовия ток по потенциала на сондата е пропорционална на изотропната компонента на функцията на разпределение.

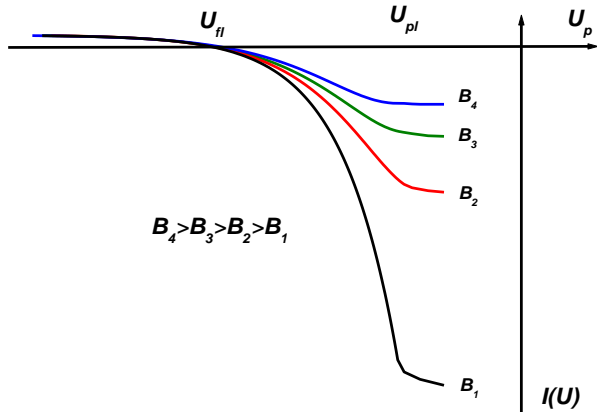
Чрез двукратно диференциране на израза (4) за електронния сондов ток се получава формулата на Дрювестейн, която дава връзка между втората производна на електронния ток на сондата и ЕЕРФ:

$$f(\varepsilon) = \frac{2\sqrt{2m}}{e^3 S} \frac{d^2 I_e(U)}{dU^2} \quad (5)$$

Формулата на Дрювестейн се дава възможност за намиране на ФРЕЕ и в случая, когато тя се различава от Максвеловата чрез числено диференциране или по метода на втората хармонична [16, 20, 21].

Методът на Дрювестейн се прилага само при газови разрези при ниски налягания, когато електроните от несмутената плазма пресичат сондовия слой без удари и попадат на сондата. В присъствието на магнитно поле дори при ниски налягания, движението на електроните в сондовия слой може да се разглежда като дифузионо - в този случай, прецесията на електроните с ларморов радиус около силовите линии на магнитното поле, може да доведе до увеличаване броя на взаимодействията между частиците. Това означава, че трябва да се отчитат ударите в слоя.

На фигура 6 са представени моделни сондови характеристики, получени с нарастване на магнитното поле (черната крива е при много слабо магнитно поле.) Очевидно, електронния сондов ток е силно повлиян от действието на магнитното поле, особено в областта около потенциала на плазмата.



Фигура 6. Моделни сондови характеристики, получени с нарастване на магнитното поле.

Ионният ток на насищане и потенциалът на изолираната сонда се определят от измерената волт-амперна характеристика и използвайки израз (6) можем да определим електронната температура. А за определяне на електронната концентрация се използва изразът за I_{sat}^i :

$$I(U_p) = I_{sat}^i \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{e(U_{fl} - U_p)}{T_e} \right] \right\} \quad (6)$$

Ионният ток на насищане и потенциалът на изолираната сонда се определят от измерената волт-амперна характеристика и използвайки израз (6) можем да определим електронната температура. А за определяне на електронната концентрация се използва изразът за I_{sat}^i :

$$I_{sat}^i = 0.5en_e c_s A_p \quad (7)$$

където $c_s = [e(T_e + T_i)/m_i]^{1/2}$ е йонната звукова скорост, а A_p е проекцията на сондата по посока магнитните силови линии. За йонната температура T_i обикновено се приема, че е равна на електронната $T_i = T_e$.

Но не винаги йонната част на IV характеристика е наситена. Това явление се обяснява чрез разширяване на сондовия слой, което се дължи на плътността на плазмата, йонната и електронната температура, магнитното поле и напрежението, което се подава на сондата [24, 25]. Ако използваме три параметричното приближение в случая, когато нямаме насищане, стойностите, които ще получим за електронната температура и концентрация ще бъдат завишени. Ето защо в този случай използваме четири параметрично приближение.

- Четири параметрично приближение

За определяне на плазмените параметри при това приближение се използват същите параметри като в уравнение (6), но се добавя и четвърти параметър, наричат наклон на йонния ток $\Delta I / \Delta U_p$:

$$I(U_p) = I_{sat}^i \left\{ 1 - \exp \left[- \frac{e(U_{fl} - U_p)}{T_e} \right] \right\} + \frac{\Delta I}{\Delta U_p} (U_p - U_{fl}) \quad (8)$$

където I_{sat}^i е равен на електронната компонента на пълния сондов ток при потенциала на изолираната сонда. За да получим електронната концентрация отново използваме уравнение (7).

По тази причина обикновено определяне на параметрите на плазмата в токамак, се прилагат методи (наречени в дисертацията "конвенционални"), които използват само частта от волт-амперната характеристика около плаващия потенциал и йонният ток на насищане [22,23].

- Три параметрично приближение

Когато йонният ток от измерената IV характеристика е наси-

От казаното по-горе можем да направим няколко извода относно приложимостта на конвенционалните техники:

- Техниките не позволяват директно определяне на плазмения потенциал. Той се пресмята от разликата между потенциала на изолираната сонда и плазмения потенциал $U_{sf}=U_{fl}-U_{pl}$, чрез израза [26]:

$$U_{sf} = \frac{kT_e}{2e} \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) (1 - \delta)^{-2} \right], \quad (9)$$

където δ е вторичната електронна емисия [27, 28], а m_e и m_i са съответно масата на електроните и йоните. Тук също се приема, че $T_i = T_e$.

- И двете приближения само предполагат Максвелова ФРЕЕ на електроните по енергии, което може да доведе до серозни грешки при отклонение от равновесното състояние.

- Метод на първата производна на сондовия ток за определяне на ФРЕЕ

Основен интерес за дисертационното изследване представлява метод за получаване на реалната ФРЕЕ при наличие на силни магнитни полета. С повишаване броя на ударите на електроните в сондовия слой възниква въпросът доколко от сондовия ток може да се получи информация за реалната ФРЕЕ в несмутената от сондата плазма. За първи път внимание на този проблем обръща Swift [29]. Продължение на неговите работи от гледна точка на кинетичната теория в нелокално приближение може да бъде намерено в работите на Колоколов и др. [18, 30–33].

Теорията е разработена в нелокално приближение, когато електроните достигат до сондата в дифузионен режим. Електронния сондов ток, протичащ през цилиндрична сонда при отрицателен потенциал U_p се дава от израза [34]:

$$I_e(U) = -\frac{8\pi e S}{3m_e^2} \int_{eU}^{\infty} \frac{(W - eU) f(W) dW}{eU \gamma_0(W) \left[1 + \frac{(W - eU)}{W} \psi(W) \right]}, \quad (10)$$

$\gamma_0(W)$ е геометричен фактор, заемащ стойности между 0.71 и 1.33. Важна величина в този израз е дифузионния параметър $\psi(W)$. При наличие на магнитно поле освен от размерите на сондата и налягането на газа, ψ зависи от неговата големина, както и от ориентацията на сондата спрямо магнитните силови линии.

В дисертацията са разгледани случаите на малки стойности на дифузионния параметър $\psi \ll 1$ както и случая, когато $\psi \sim 1$.

За изследване свойствата на граничната плазма в токамак COMPASS от значение е случая, когато $\psi \gg 1$. За **сонда ориентирана успоредно на магнитното поле** (каквито са диверторните сонди на COMPASS, използвани при провеждането на част от експериментите в настоящата дисертация), дифузионният параметър има вида [2,16,35]:

$$\psi_{||}(\varepsilon, B) = \frac{\pi L'}{64\gamma_0 R_L(\varepsilon, B)} = \frac{\psi_0^{||}}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (11)$$

където L' е характерната дължина на плазмените нееднородности (турбуленции), а $R_L = \frac{3.38 \times 10^{-6} \sqrt{\varepsilon}}{B}$ е Ларморовия радиус за електроните.

За сонда с радиус a , ориентирана **перпендикулярно спрямо магнитното поле** (каквито са Ленгмюровите сонди разположени на хоризонталният възвратно-постъпателен манипулатор) дифузионният параметр има вида [29]:

$$\psi_{\perp}(W) = \frac{a \ln\left(\frac{\pi L'}{4a}\right)}{16\gamma_0 R_L(W, B)} = \frac{\psi_0^{\perp}}{\sqrt{\varepsilon}}. \quad (12)$$

Тук ψ_0^{\parallel} и ψ_0^{\perp} са частите от дифузионните параметри за дадени сонди и магнитни полета.

За диверторните сонди на токамак COMPASS, които са успоредни на силовите линии на магнитното поле, стойността на ψ_0^{\parallel} е 169, EEPF се представя [16] с израза:

$$f(\varepsilon) = -\frac{3\pi\sqrt{2mL'}}{128e^3 SR_L(\varepsilon, B)U} \frac{dI}{dU} \quad (13)$$

Ако сондата е разположена **перпендикулярна на магнитните силови линии** (при измервания с хоризонталния манипулатор на COMPASS), EEPF придобива следния вид:

$$f(\varepsilon) = -\frac{3\sqrt{2m_e} a \ln\left(\frac{\pi L'}{4a}\right)}{32e^3 SR_L(\varepsilon, B)U} \frac{dI}{dU} \quad (14)$$

От наклона на EEPF в полу-логаритмичен мащаб в случай на максуелова ФРЕЕ се определя електронната температура, а от условието за нормировка се намира

$$\int_0^{\infty} f(\varepsilon) \sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = n_e$$

В края на тази глава е показана демонстрация на приложението на метода на първата производна (МПП) за определяне на плазмените параметри и ФРЕЕ, като са използвани резултати от измерванията със диверторните сонди LP#12 и LP#15 на токамак COMPASS.

Глава 3. Определяне на ФРЕЕ и плазмените параметри в гранична плазма на токамак COMPASS. Експериментални резултати и дискусия

В **Глава 3** са представени и дискутирани експериментални резултати по определяне на плазмените параметри в гранична плазма на токамак COMPASS, IPP.CR. Резултатите са от участието в 5 поредици от самостоятелни експерименти при различни условия на плазмата съгласно работния план на токамак COMPASS.

3.1. Функция на разпределение на електроните по енергия във водородна плазма

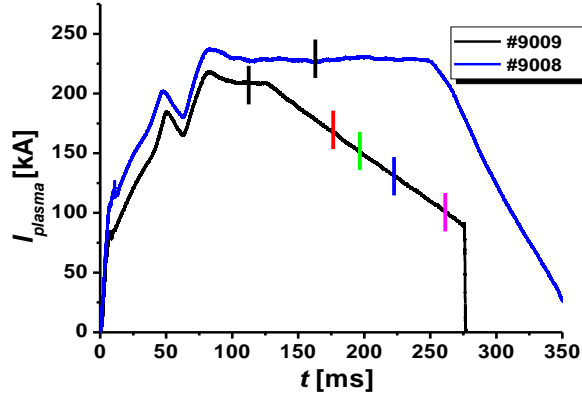
В настоящия параграф са включени сондови измервания във водородна плазма и е изследвано влиянието на тока на плазмата върху параметрите на плазмата. Представените сондови измервания са проведени по време на L-мод (разряди #9009 и #9008), с тороидално магнитно поле $B_T = 1.15$ Т и средна електронна концентрация $n_e^{avr} = 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ за разряд # 9009 [A3].

По време на разряд #9009 се променя тока през плазмата, което не е характерно при повечето случаи на работа, докато разряд #9008 е стандартен с постоянна стойност на тока през плазмата $I_{pl} = 230$ kA. На фигура 7 е показан времевият профил на тока протичащ през

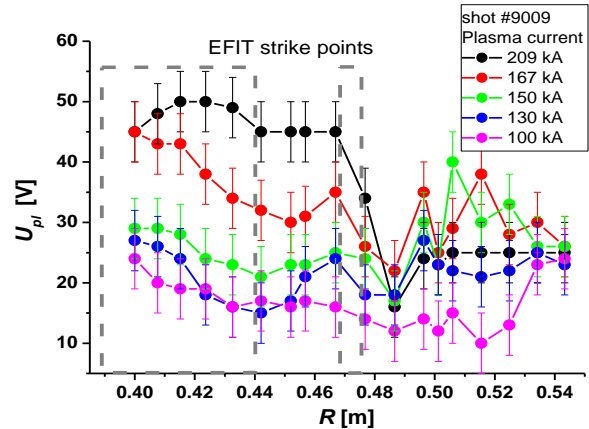
плазмата по време на разрядите. Моментите от време, в които са определени плазмените параметри са отбелязани с различен цвят.

Изследвано е влиянието на тока през разряда над йонния ток на насищане и потенциала на изолираната сонда.

Радиалното разпределение на потенциала на плазмата за различните токове през разряда е показано на фигура 8. Различните цветове съответстват на моментите от време от фигура 7. С изменение на тока, положението на контактните точки се променя и затова на фигурата те са означени с интервал в пунктир. Изменението в положението на вътрешните контактни точки е много по-голямо от това на външните.



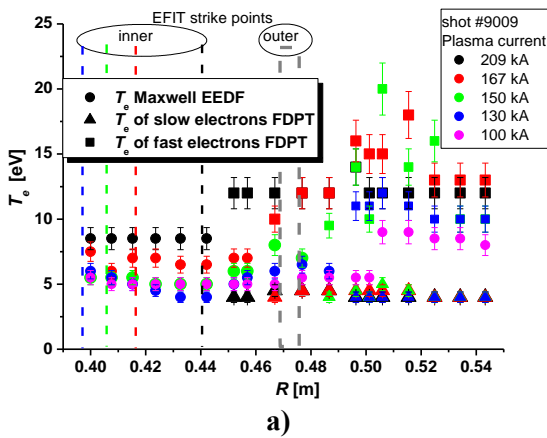
Фигура 7. Времени профил на тока през плазмата за разряди #9009 и #9008.



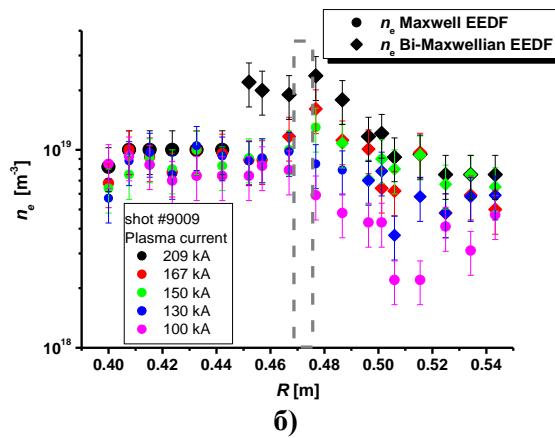
Фигура 8. Полоидално разпределение на потенциала на плазмата при различни стойности на плазмения ток за разряд #9009.

Вижда се, че с увеличение на тока се наблюдава значително увеличение на U_{pl} около вътрешните контактни точки (HFS). Около външните контактни точки и в близост до външната стена на токамака (LFS) увеличението е по-малко.

Установено е, че при ток през плазмата 100 kA ФРЕЕ в диверторната област е Максвелова с температури от 5 – 9 eV. При нарастване на тока през плазмата, поведението на ФРЕЕ се променя: появява се би-Максуелово разпределение около външната контактна точка на сепаратрисата с дивертора. При по-високи стойности на I_{pl} би-Максуеловата ФРЕЕ се измества към вътрешната част на дивертора. Това е показано на фигура 9 а).



а)



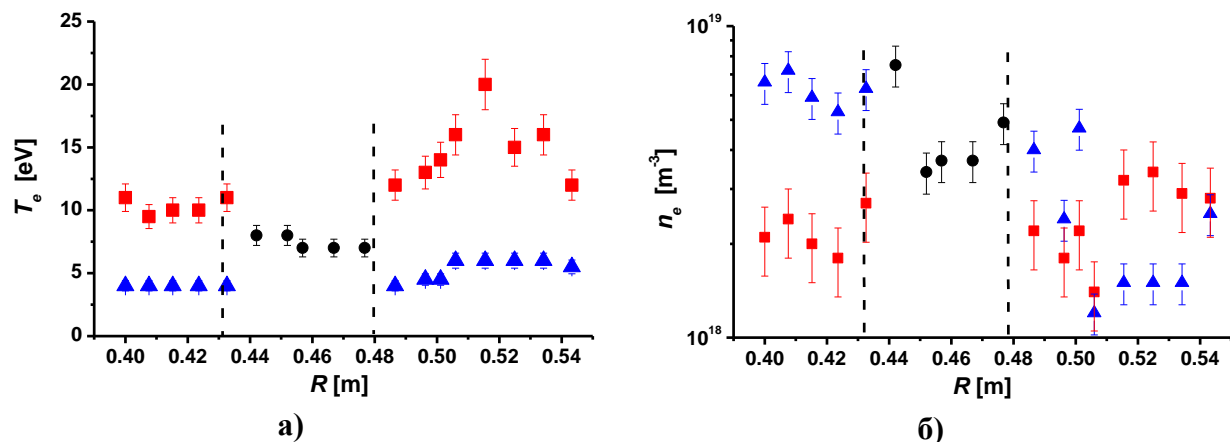
б)

Фигура 9. а) Полоидално разпределение на T_e б) Полоидално разпределение на n_e при различни стойности на плазмения ток за разряд #9009.

С точки е означена електронната температура при Максвелова ФРЕЕ. С триъгълници - температурата на нискоенергетичната група електрони, а с квадратчета - температурата на високоенергетичната фракция при би-Максуеловата ФРЕЕ.

Полоидално разпределение на електронната концентрация при различни стойности на плазмения ток за разряд #9009 е показано на фигура 9 б).

При токове на плазмата над 210 kA (разряд #9008, фигура 10) ФРЕЕ в областта около контактните точки може да бъде апроксимирана с би-Максуелово разпределение с нискоенергетична група (4–5 eV) и високоенергетична група (10–20 eV) електрони. В областта между контактните точки ФРЕЕ остава Максвелова (фигура 10). Това е наблюдавано и при други разряди във водородна плазма на токамак COMPASS [36] с по-нисък ток на плазмата.



Фигура 10. Полоидално разпределение на а) електронната температура T_e и б) концентрацията на електроните n_e при разряд #9008.

Различното тук в сравнение с предходните резултати е, че докато при ток през плазмата $I_p = 209$ kA за разряд #9009 концентрацията на електроните от двете групи на би-Максуеловото разпределение в PFR и LFS слабо се различават, тук в HFS ниско-температурната група е много по-населена от високотемпературната, като разликата е около два пъти. В LFS концентрациите на двете групи са близки, а дори в малък участък от дивертора, около 0.52 m високотемпературната група електрони е доминираща.

При този експеримент е направено сравнение на получените параметри на плазмата с прилагане двете техники - МПП и конвенционалната (3 параметрична) при ток на плазмата 130 kA. Относно разпределението на U_{pl} , като в рамките на грешката получените резултати са в добро съгласие. Показано е, че определената температура на електроните по конвенционалната техника (3 параметрична) съответства на температурата на високотемпературната група електрони в случай на би-Максуелова ФРЕЕ. Разликата в определените стойности е в рамките на 2 eV. За пресмятането на n_e по конвенционалната техника (3 параметрична) е прието, че температурите на йоните и електроните са равни. Като цяло, се наблюдава известна тенденция на по-високи стойности, получени при конвенционалната техника.

3.2. ФРЕЕ при допълнително нагряване на плазмата с инжектиране на неутрални атоми (NBI)

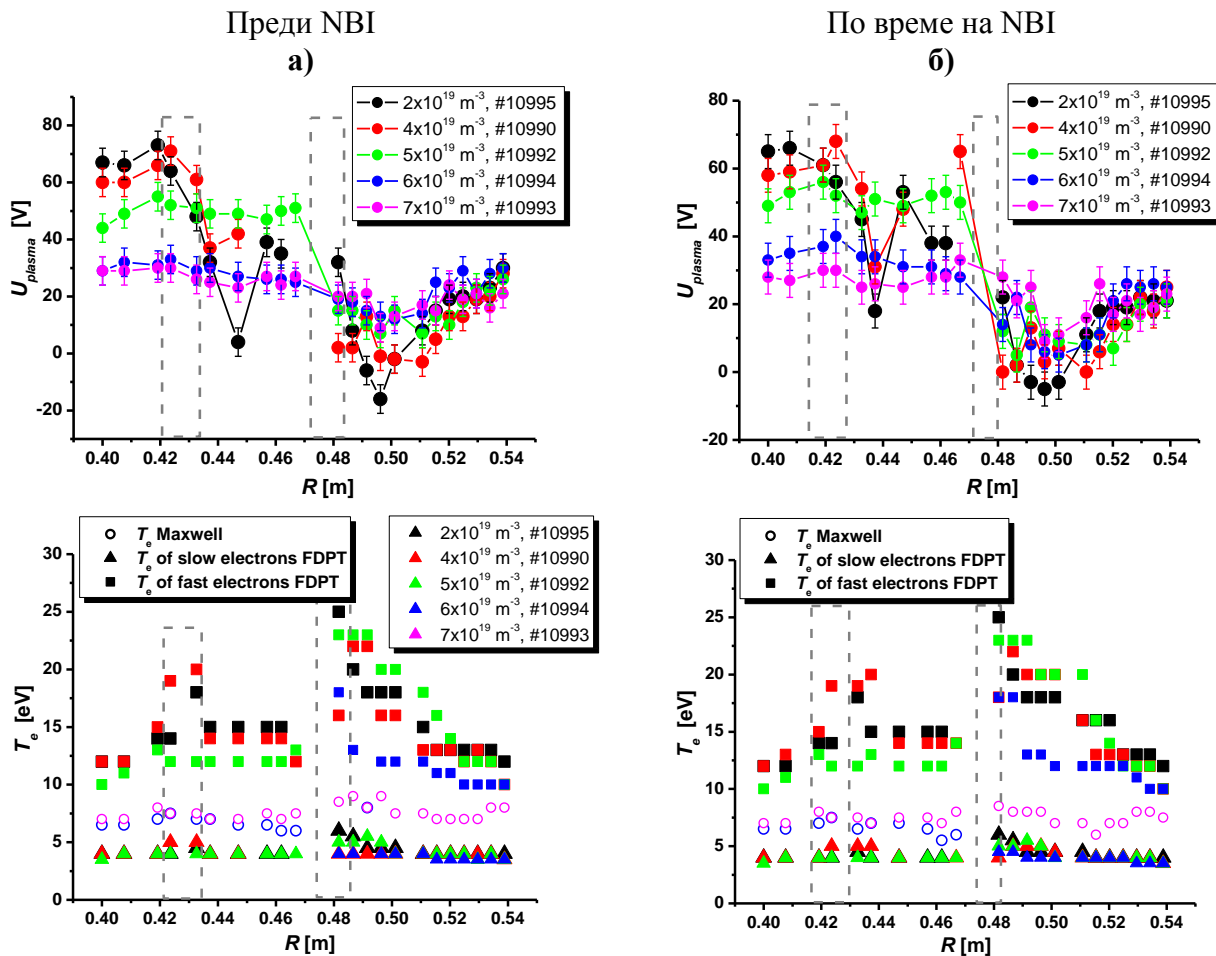
Представените по-долу сондови измервания са проведени по време на L-мод в деутериева плазма, при D-образна форма на плазмата [A4]. Разрядите са при стойност на тока

протичащ през плазмата $I_p=180$ kA с промяна на средната концентрация на електроните от $n_e^{avr}=2\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ до $8\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (всеки разряд е с различна средна концентрация на електроните). Измерените сондови характеристики са обработени преди и по време на нагряване на плазмата с NBI. Целта на този експеримент е да се проследи влиянието на средната концентрация на електроните, както и влиянието на допълнителното нагряване на плазмата в диверторната област на токамак COMPASS.

По-долу на фигура 11 са представени полоидалните разпределения на потенциала на плазмата и температурата на електроните **а)** преди и **б)** по време на NBI, когато токът на снопа е $I_{beam}=6$ A. С различен цвят са отбелязани различните стойности на средната концентрация на електроните. Позициите на контактните точки, получени от реконструкцията на EFIT и тук са представени като области.

Вижда се, че при увеличаване на средната концентрация на електроните, амплитудата на U_{pl} намалява. Разликата в стойностите е по-забележима на HFS, където при $n_e^{avr}=2\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ $U_{pl}=70$ V, а при $n_e^{avr}=8\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ е $U_{pl}=30$ V (фигура 11 а)). На LFS минимумите стават по-дълбоки, като разликата отново е по-забележима за по-високи стойности на средната концентрация на електроните (фигура 11 б)).

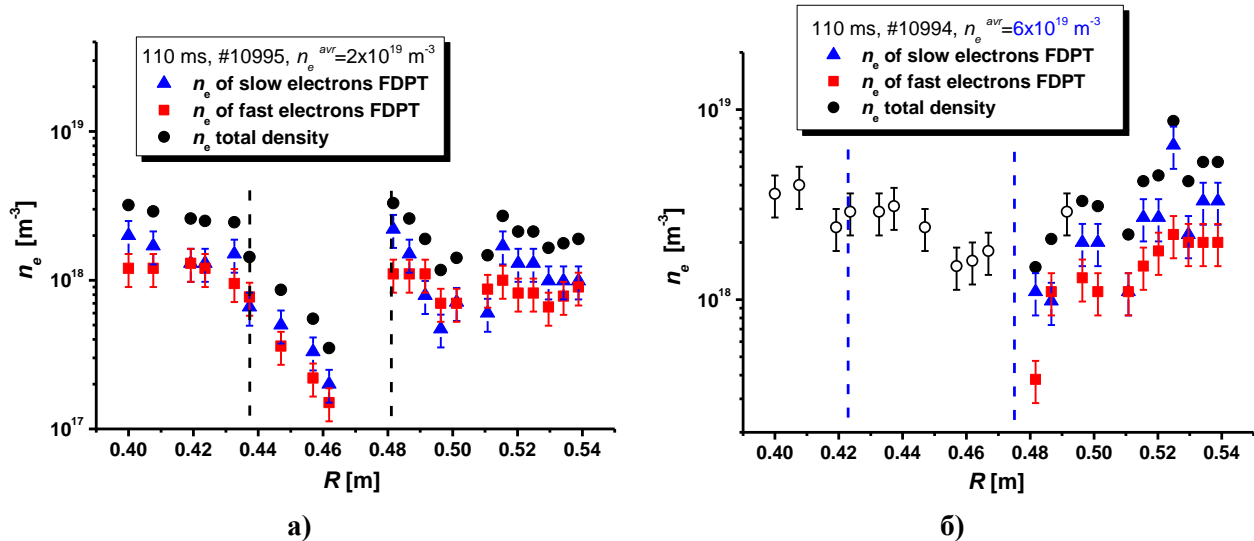
При $n_e^{avr}=2\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ФРЕЕ е би-Максуелова. С увеличаване на концентрацията до $n_e^{avr}=6\times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ се оказва, че в HFS и PFR ФРЕЕ е Максвелова, а на LFS е отново би-Мак-



Фигура 11. Полоидално разпределение на плътността на йонния ток на насищане, потенциала на плазмата и електронна температура **а)** преди и **б)** по време на NBI.

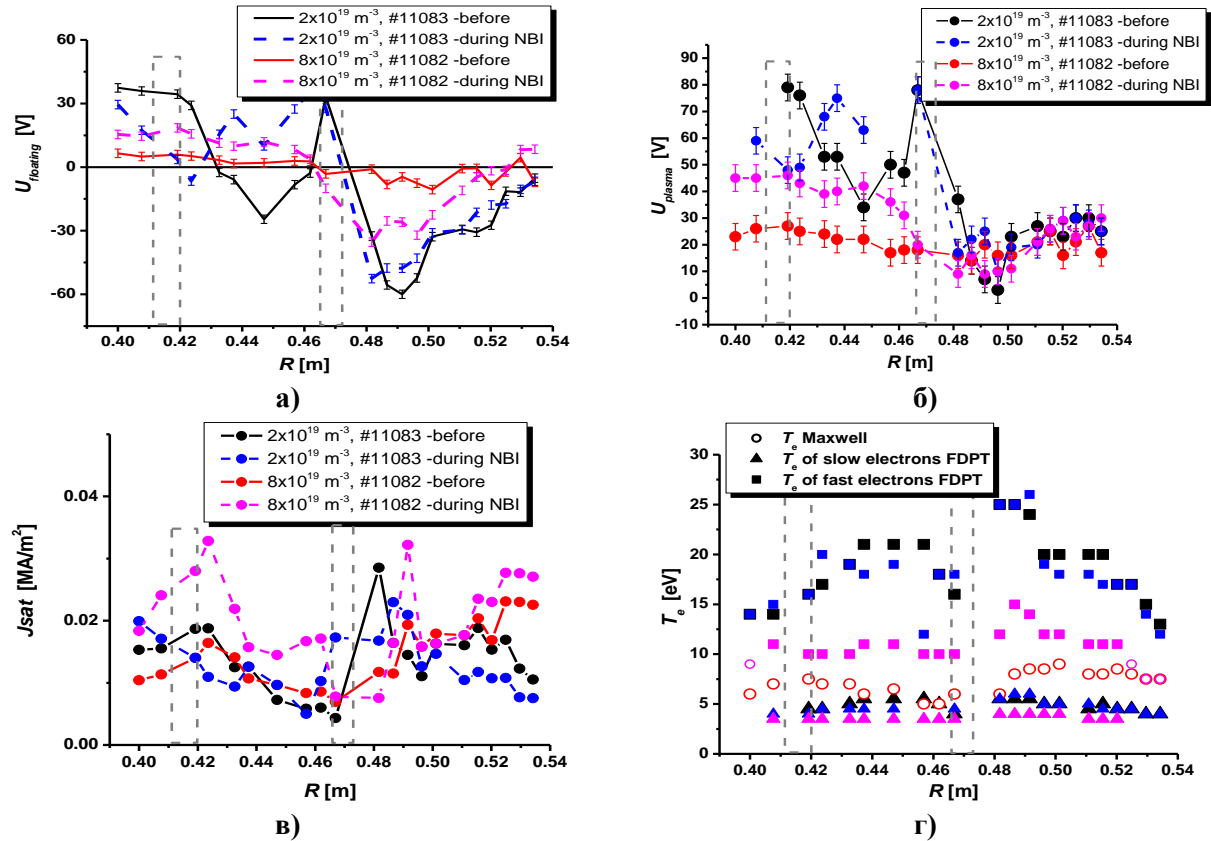
суелова. При $n_e^{avr}=7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ в цялата диверторна област ФРЕЕ е Максвелова, с температура около 6-8.5 eV. Като цяло, когато NBI е с ток на снопа 6 А, влиянието му в диверторната област е слабо и електронната температура се увеличава само с няколко eV.

На фигура 12 е представено полоидалното разпределение на електронната концентрация. В случая на би-Максуелово разпределение при ниска концентрация $n_e^{avr}=2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (фигура 12 а)), нискоенергитичната група електрони (сините триъгълници, $T_e^l=4 \pm 0.4 \text{ eV}$) има концентрация колкото или по-голяма от високоенергитичната група (червените квадрати, $T_e^h=12-25 \pm 0.2 \text{ eV}$). При $n_e^{avr}=6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (фигура 12 б)), на HFS и PFR ФРЕЕ е Максвелова, но на LFS е би-Максуелова и не се влияе от NBI.



Фигура 12. Полоидално разпределение на електронната концентрация при а) $n_e=2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и б) $n_e=6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$, преди прилагането на NBI.

На следващата фигура 13 е представено влиянието на NBI при по-висок ток на снопа - $I_{beam}=10 \text{ A}$ при $n_e^{avr}=2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ и $8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. На фигура 13 а) е показано полоидалното разпределение на потенциала на изолираната сонда, влиянието на NBI (с по-висок ток през снопа) е по-голямо при по-високи стойности на средната концентрация на електроните. При $n_e^{avr}=2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ повече промени в стойността на U_{pl} се забелязват на HFS (стойностите намаляват) и PFR (стойностите нарастват), докато на LFS те почти не се променят преди и по време на NBI. Подобна зависимост се забелязва и в профила на плазмения потенциал (фигура 13 б)) на HFS и PFR, докато на LFS стойностите на U_{pl} се запазват едни и същи независимо от средната концентрация на електроните. На фигура 13 в) е показано полоидалното разпределение на плътността на йонния ток на насищане, влиянието на NBI е по-голямо при по-високи стойности на средната концентрация на електроните, където повишението на стойностите на плътността на йонния ток на насищане е по-забележимо. На фигура 13 г) е представен полоидалният профил на електронните температури, където се вижда, че при ниска стойност на средната концентрация на електроните, температурите почти не се изменят (преди и по време на NBI). При $n_e^{avr}=8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ФРЕЕ има Максвелово разпределение (червените празни точки) преди NBI, а по време на NBI температурата се повишава и се появява би-Максуелово разпределение.



Фигура 13. Полоидално разпределение на **а)** потенциала на изолираната сонда, **б)** потенциала на плазмата, **в)** плътността на йонния ток на насищане и **г)** електронната температура при двете стойности на средната концентрация на електроните, преди и по време на NBI.

Причината за би-Максуелово разпределение е представена подробно в [16, 37]. Тук само ще споменем, че в следствие на загряване на електроните от действието на NBI, те имат достатъчно енергия, за да започнат да йонизират неутрални атоми в резултат на което се появява нискотемпературната група електрони.

В настоящия параграф е разгледано влиянието на средната концентрация на електроните. Наблюдавана е промяна на ФРЕЕ, от би-Максуелова в случай на ниски концентрации до смесено разпределение при $n_e^{avr} = 6 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (Максуелова на HFS и би-Максуелова LFS). При по-високи стойности на n_e^{avr} , ФРЕЕ е Максвелова, с температура около 6-8.5 eV.

В заключение [A4], влиянието на допълнителното нагряване на плазмата в диверторната област на токамак COMPASS е много малко при ниска мощност на лъча ($I_{beam} = 6 \text{ A}$ и 8 A) и се изразява с леко повишение на стойностите на плазмените параметри.

При стойности на тока на снопа от 10 A, се наблюдава „загряване“ на електроните, по-силно изразено при високите стойности на средната електронна концентрация измерена с интерферометър. От там се променя и вида на ФРЕЕ от Максвелова в би-Максуелова при $n_e^{avr} = 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Потенциалът на плазмата също е повлиян от NBI, като във вътрешната част на дивертора се вижда двойно нарастване на неговите стойности при високи n_e^{avr} . При ниски стойности на средната електронна концентрация ($n_e^{avr} = 2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) във вътрешната част на дивертора стойностите намаляват, между контактните точки

стойностите нарастват, докато във външната част на дивертора те почти не се променят преди и по време на NBI.

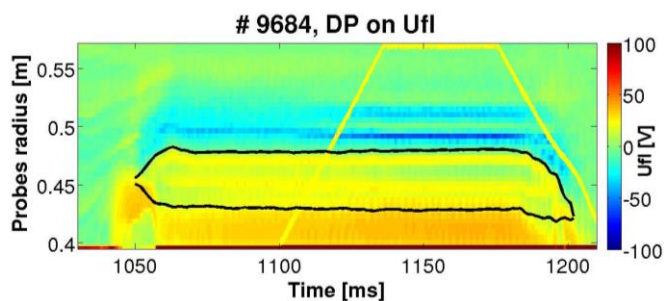
3.3. Параметри на плазмата при прилагане на магнитно-резонансни пертурбации (resonance magnetic perturbation - RMP)

Тази част е свързана с изследване ефекта на приложеното допълнително магнитно поле чрез допълнителни намотки в магнитната система на токамак COMPASS, изразяващо се в **магнитно-резонансни пертурбации** върху параметрите на плазмата. Както беше отбелязано, системата RMP се използва за контрол на ELM-овете. До този момент детайлно изследване на влиянието на магнитно-резонансните пертурбации върху параметрите на плазмата на токамак COMPASS не беше правено. По тази причина се започна работа първоначално в режим на L-мод, а не на H-мод. Целта бе да се изучи какво точно е влиянието върху граничната плазма. В комплексния експеримент са включени редица други диагностики, но обект на настоящата работа са само сондовите измервания в диверторната област.

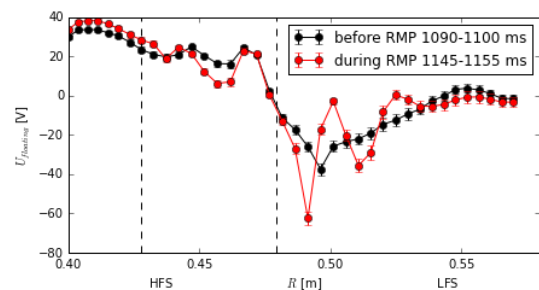
Представените сондови измервания са проведени по време на L-мод в деутериева плазма, с тороидално магнитно поле $B_T=1.15$ T. Изследвани са разряди при различни стойности на тока протичащ през плазмата, от 170 kA до 230 kA, със средна плътност на електроните $n_e^{avr}=5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ [A5].

По време на проведените експерименти са използвани и трите режима на работа на диверторните Ленгмюрови сонди: директно измерване на потенциала на изолираната сонда U_{fl} , измерване на йонния ток на насищане I_{sat} (чрез подаване на отрицателно напрежение от -100 V) или чрез подаване на триъгълно напрежение от (+50÷-100 V) за измерване на волт-амперни характеристики.

На фигура 14 а) е представен 2D сигналът на потенциала на изолираната сонда от диверторните сонди за разряд #9684 ($I_{pl}=210$ kA), като с жълтата линия е представен RMP сигнала (+3.5kA) – приложен в момент 1100 ms. Това е еволюцията на потенциала на изолираната сонда с времето, като по вертикалата са разположени сондите (LP#1 на HFS и LP#39 на LFS). Полоидален профил преди (черната крива) и по време на RMP в момент от време 1150ms (червената крива) е показан на фигура 14 б). С прекъснати линии са отбелязани позициите на контактните точки в момент от време 1150 ms.



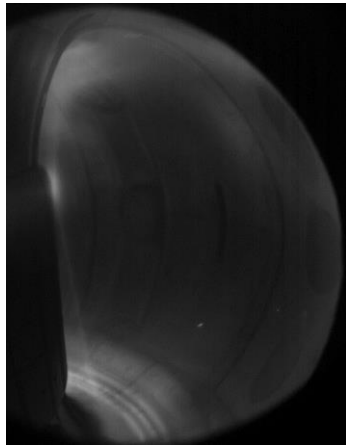
Фигура 14 а) 2D профил на плаващия потенциал на диверторните сонди.



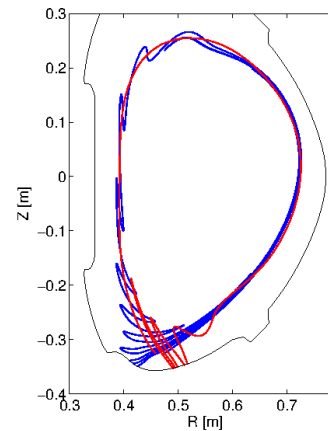
Фигура 14 б) Полоидален профил на U_{fl} в момент от време 1150 ms.

Ясно се вижда асиметрията в профила на потенциала на изолираната сонда - положителни стойности на HFS и отрицателни на LFS, а по време на RMP се забелязва разцепване на профила при OSP. Това разцепване се потвърждава и от бързата камера

работеща във видимата област (фигура 15) и е предвидено от моделните пресмятания относно lobes на COMPASS (фигура 16) направени от Р. Сахуна. С помощта на диверторните сонди може да се регистрира само разцепването на LFS от пресмятанията на lobes (червената крива на фигура 16) понеже сондите са разположени хоризонтално. Допълнителни измервания на разцепването на OSP с бързата камера работеща във видимата област и диверторните Ленгмюровите сонди показват, че пиковите от излъчената светлина отговарят на положителните пикове на йонния ток на насищане I_{sat} , както и на положителните пикове на потенциала на изолираната сонда U_{fl} .



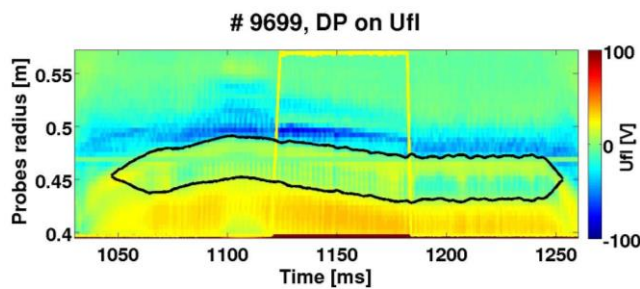
Фигура 15. Снимка от бързата видима камера на разцепването на OSP.



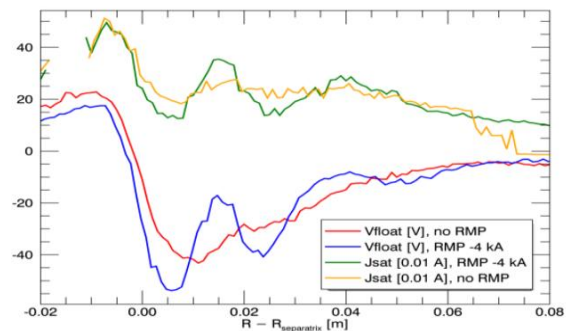
Фигура 16. Модел на lobes на COMPASS.

Тази поредица от измервания е разделена на две части: част от тях са проведени при фиксирана позиция на контактните точки (фигура 14), а другата част - при контролирано придвижване на X-point в радиално направление по време на разряда от LFS към HFS. Това се прави с цел да се увеличи пространствената разделителна способност на сондите, т.е. чрез движението на плазмата, се събира повече информация. По този начин данните може да бъдат усреднявани по време на действието на RMP.

На фигура 17 а) е представен 2D профил на потенциала на изолираната сонда на диверторните сонди при преместване на местоположението на контактните точки по време на разряд #9699 ($I_{pl}=170$ kA), като с жълтата линия е представен RMP сигнала (+4kA). С червени линии са отбелязани положението на контактните точки с времето. На



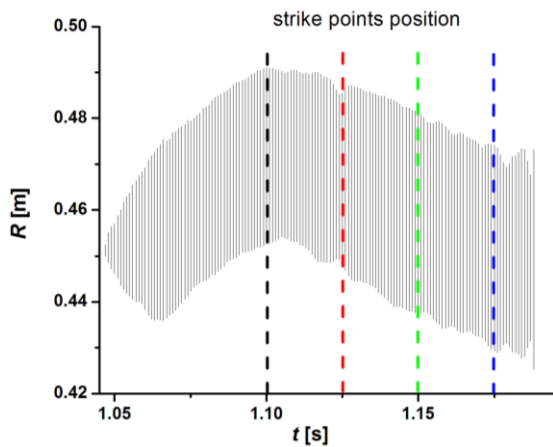
Фигура 17 а). 2D профил на потенциала на изолираната сонда в диверторната област при преместване на контактните точки.



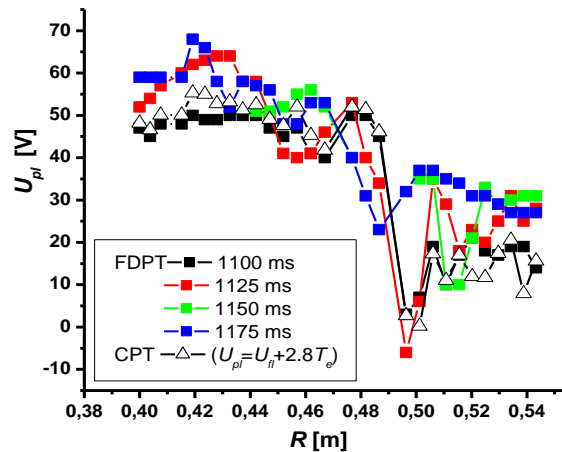
Фигура 17 б). Полоидален профил на U_{fl} (#9696) и плътността на йонния ток на насищане, J_{sat} (#9695).

фигура 17 б) са представени полоидалните профили на U_{fl} и I_{sat} , усреднени по време (1200÷1180 ms) на прилагането на RMP (съответно, синя и зелена крива), нормирани спрямо OSP и сравнени с профилите преди RMP (червена и жълта крива). Данните за I_{sat} са от разряд #9695 със същите основни параметри ($I_{pl}=170$ kA, $n_e^{avr}=5\times 10^{19}$ m⁻³), при който е направено директно измерване на стойностите на потенциала на изолираната сонда. Вижда се съвпадение на екстремумите.

Следващите резултати са получени, когато на сондите е подавано триъгълно напрежение и са измервани волт-амперни характеристики, които са обработени по МПП. На фигура 18 е представена позицията на контактните точки като функция на времето, при движението им от LHS към HFS. С различни цветове са отбелязани моментите от време, в които са обработени волт-амперните характеристики на #9694 ($I_{pl}=170$ kA, $n_e^{avr}=5\times 10^{19}$ m⁻³, RMP сигнала +4kA). С черен цвят е времето, в което RMP все още не е включено (не е подаден ток през намотките), останалите три момента от време са при приложено RMP. На фигура 19 е представен полоидалният профил на U_{pl} . Представени са стойности за U_{pl} определени по МПП в различните моменти от време с точки. С празни триъгълници са представени стойностите за U_{pl} пресметнати по конвенционалната техника (3 параметрично приближение) в момента от време, когато RMP не е приложено. Вижда се, че в различните моменти от време минимумите на потенциала на плазмата са в различни позиции. За по-нагледно представяне на получените резултати се налага по нататък радиалното разпределение на сондите да бъде нормирано спрямо OSP.

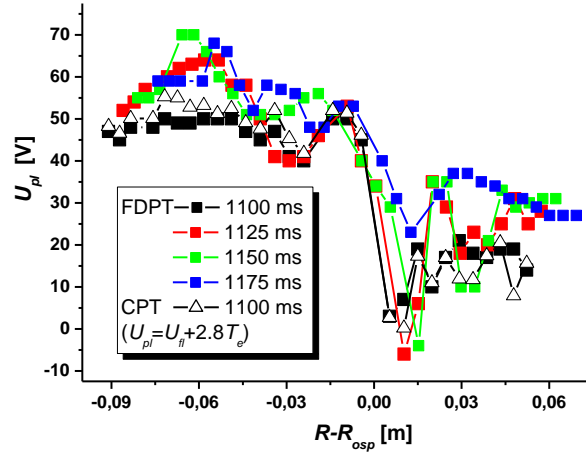


Фигура 18. Позицията на контактните точки като функция на времето.



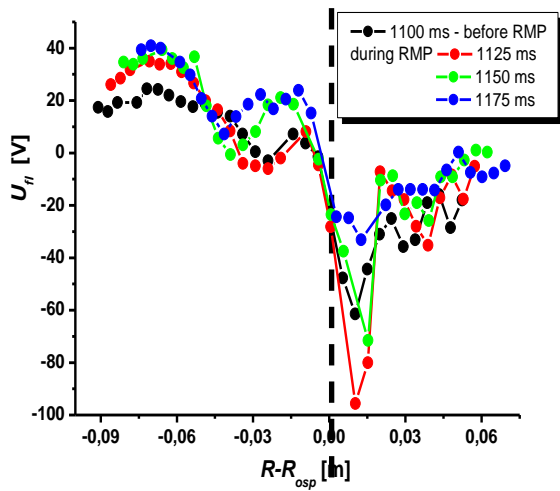
Фигура 19. Полоидален профил на потенциала на плазмата, U_{pl} .

На фигура 20 е представен полоидалният профил на U_{pl} . Вижда се, че когато RMP е приложено имаме нарастване на стойностите на U_{pl} на HFS, а на LFS се забелязва разцепване на профила (предизвикано от RMP) като минимумите са сравнително при една и съща позиция спрямо OSP. Също така на LFS се вижда, че ефектът от RMP намалява с времето, т.е. най-голяма амплитуда на екстремумите се наблюдава в началото (червената крива), като постепенно намалява (синята крива). Същият ефект е забелязан и на 2D профил на потенциала на изолираната сонда (фигура 17 а)). След 1160 ms тъмно синият цвят избледнява, става по-светъл, което отговаря на намаление на амплитудата на минимума.

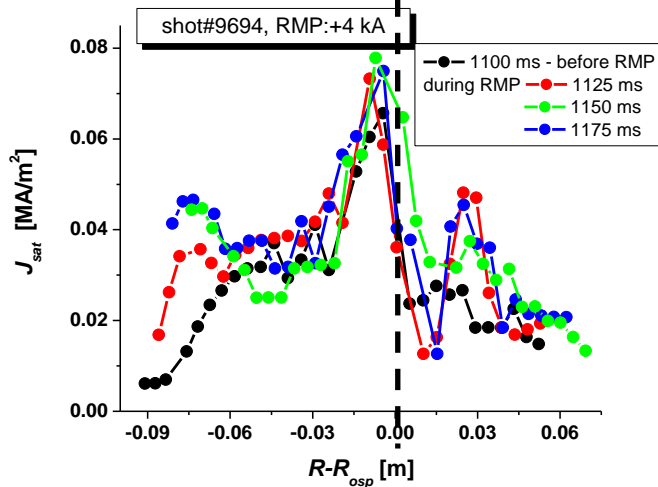


Фигура 20. Профил на потенциала на плазмата, U_{pl} спрямо OSP.

На следващите две фигури (фигура 21 и 22) са показани съответно полоидалните профили на U_{fl} и J_{sat} . Вижда се, че пиковете на двата параметъра съвпадат. Тази зависимост се вижда и на фигура 17 б).

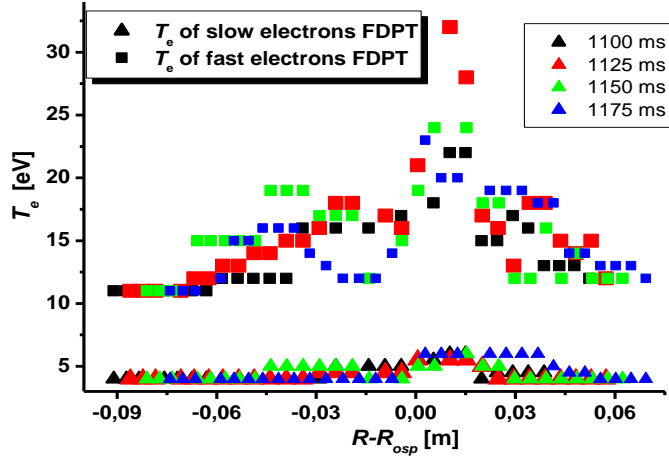


Фигура 21. Полоидален профил на потенциала на изолираната сонда, U_{fl} .



Фигура 22. Полоидален профил на плътността на йонния ток на насищане, J_{sat} .

Фигура 23 представя разпределението на електронната температура T_e около OSP.



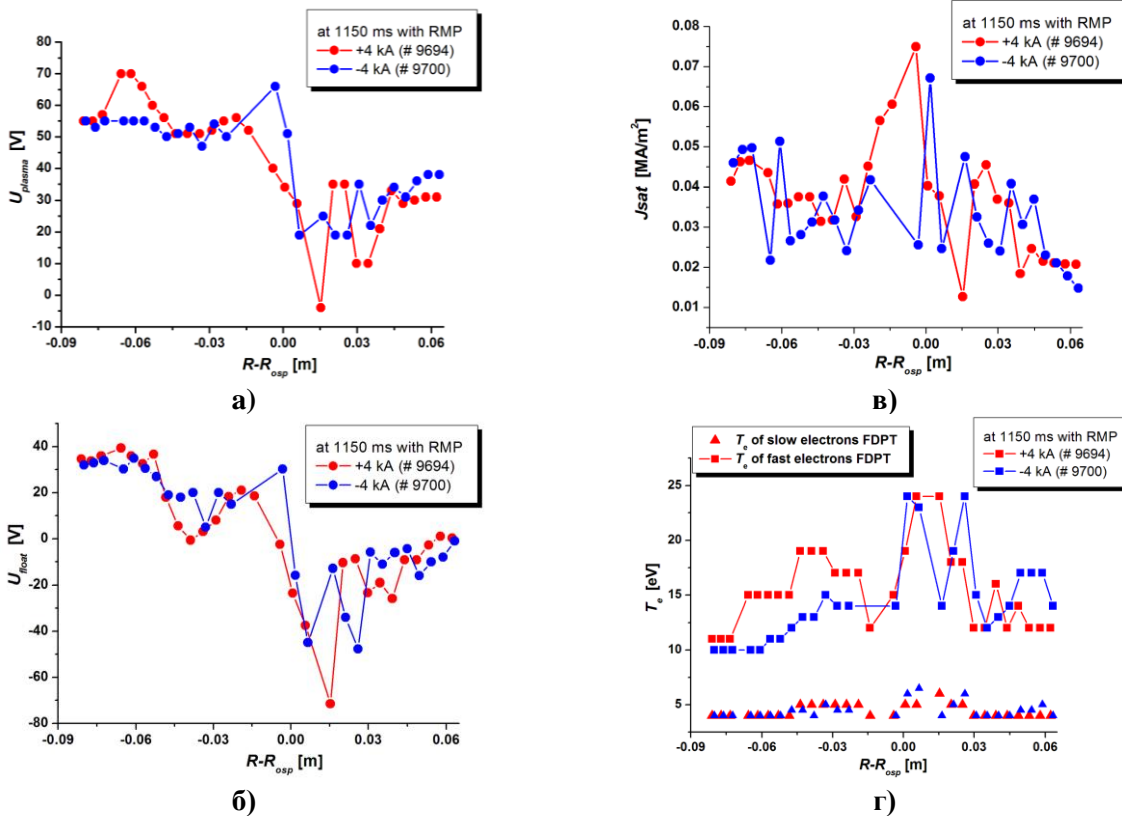
Фигура 23. Полоидален профил на температурата на електроните, T_e .

насищане (фигура 24) или потенциал на изолираната сонда [A5]. Установено е, че при максимум на I_{sat} или U_{fl} при разряда с ток през намотките -4 kA, на същата позиция имаме минимум при разряда с ток през намотките 4 kA. Такива разряди с обрната полярност на тока през намотките са проведени и когато на сондите е подавано триъгълно напрежение и са измервани IV характеристики с последваща обработка по МПП.

На следващите фигури са показани получените резултати за U_{pl} (фигура 24 а)), U_{fl} (фигура 24 б)), плътността на йонния ток на насищане (фигура 24 в)) и температурата на

По време на този експеримент функцията на разпределение на електроните по енергии е би-Максуелова, с ниско-енергетична група електрони с енергия 4-6 eV и високо-енергетична – 11-35 eV. Важно да се отбележи, че максимумите на електронната температура съответстват на минимумите на всички останали параметри (J_{sat} , n_e , U_{fl} , U_{pl}).

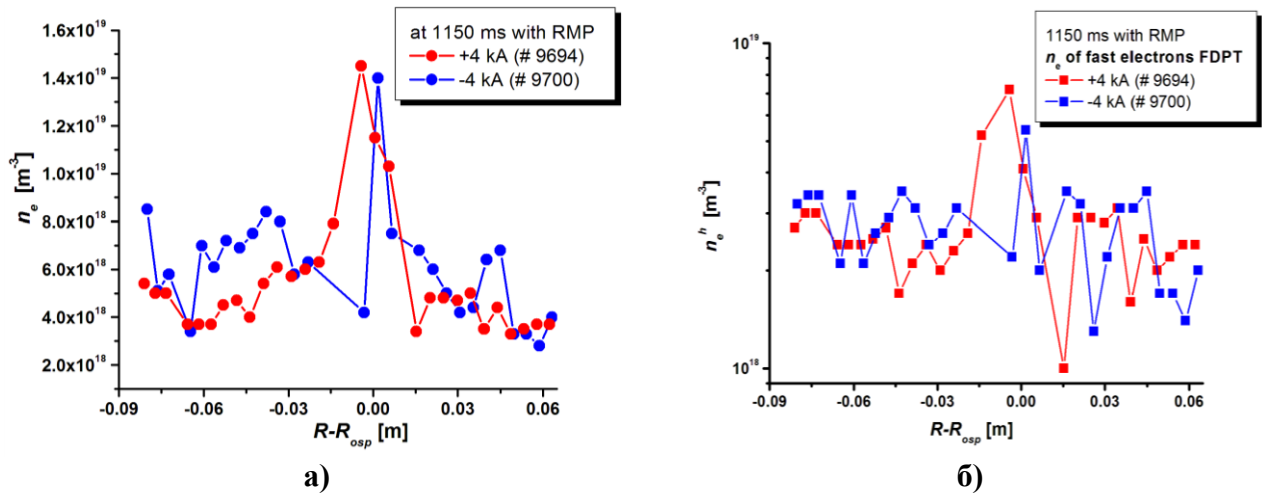
В дисертацията са включени резултати от експерименти, когато е приложено RMP, а сондите са в режим на измерване на йонен ток на



Фигура 24. Полоидален профил на параметрите на плазмата при противоположни стойности на тока през RMP намотките а) U_{pl} , б) U_{fl} , в) J_{sat} , и г) T_e .

електроните (фигура 24 г)). Виждаме същата зависимост при промяна на полярността на тока протичащ през намотките, когато при едната полярност имаме минимум на параметрите, при другата имаме максимум на същата позиция от контактната точка. Екстремумите са добре изразени при J_{sat} и U_{fl} , докато при U_{pl} и T_e разцепването на разпределението е по-малко видимо, особено за разряда с положителна посока на тока през намотката на RMP (червените криви). Трябва да се отбележи, че при прилагания МПП, не е правено осредняване на параметрите по време. То се прилага само при директното измерване на I_{sat} и U_{fl} .

На фигура 25 а) е показана пълната концентрация на електроните като сума от двете групи електрони, ниската и високата, съответстващи на фигура 24 г. Тук обаче не се наблюдава така нареченото разцепване на профила поради влиянието на нискотемпературната група. Ако погледнем профила само на високотемпературната група електрони (фигура 25 б)), то ясно се виждат добре изразени екстремуми, които са противоположни едни спрямо други в зависимост от влиянието на тока на RMP. Това ни дава основание да заключим, че нискотемпературната гупа не е повлияна изобщо от действието на RMP намотките.



Фигура 25. Полоидален профил на концентрацията на електроните **а)** пълната концентрация – сума от ниско-температурната и високотемпературната група електрони, **б)** на високотемпературната група електрони.

След като са определени параметрите на плазмата по МПП, то може да посочим на какво разстояние от OSP се намират минимумите, получени във външния дивертор под действието на допълнително приложеното магнитно поле, от RMP намотките: +4kA: 0.015, 0.039, 0.048 m, а при -4kA: 0.006, 0.026, 0.047 m.

Също така в работата е изследвано какво е влиянието на големината на тока върху параметрите на плазмата. Установено е, че колкото по-силен е токът през намотките, толкова по забележимо е разцепването на LFS - екстремумите са с по-голяма амплитуда. В профила на температурата при по-ниския ток почти не се наблюдава разцепване.

В заключение на този параграф трябва да се отбележи:

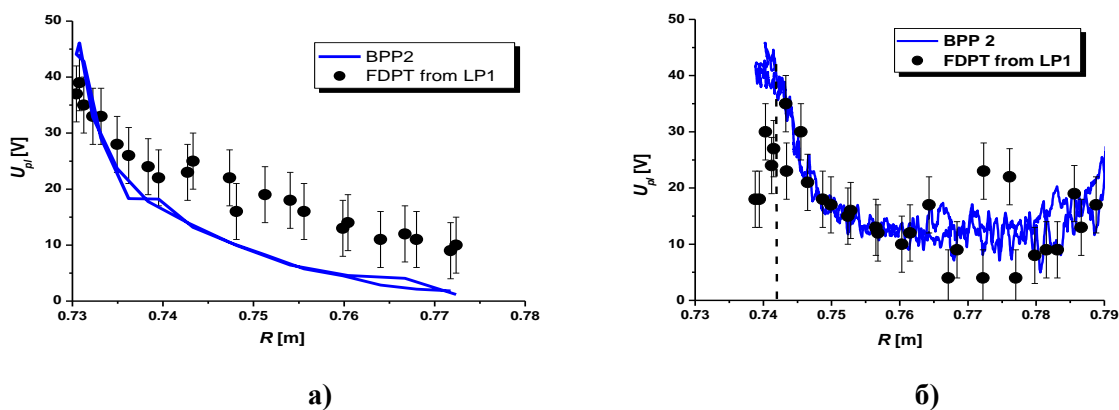
- Определената ФРЕЕ по методът на първата производна на сондовия ток е би-Масуелова при конкретните условия на разряда и не се променя под влиянието на RMP [A5];

- Наблюдава се разцепване на профила на плазмените параметри около външната контактна точка, като максимумите на високотемпературната група електрони съответстват на минимумите на всички останали параметри (J_{sat} , n_e^h , U_{fl} , U_{pl}).
- Нискотемпературната група електрони от би-Максуеловото разпределение не е повлияна от този експеримент. Тя има населеност близка до тази на високотемпературната група, но в нейния профил не е забелязано разцепване около външната контактна точка поради влиянието на RMP.

3.4. Сравнение на параметрите на плазмата получени чрез сонда на Ленгмюр и Ball-rep сонда

В този експеримент са осъществени измервания с Ленгмюровите сонди и Ball-rep сондите, разположени на хоризонталния манипулатор, като за снемане на волт-амперните характеристики се използва сонда LP 1 (фигура 1.12 от дисертацията), която е разположена перпендикулярно на магнитните силови линии, а с помощта на Ball-rep сондата #2 се измерва директно потенциала на плазмата [A2, A6]. За работни газове са използвани водород H_2 и деутерий D_2 . За анализа и обработката на сигнала от Ленгмюровата сонда е приложен ММП [A2, A6].

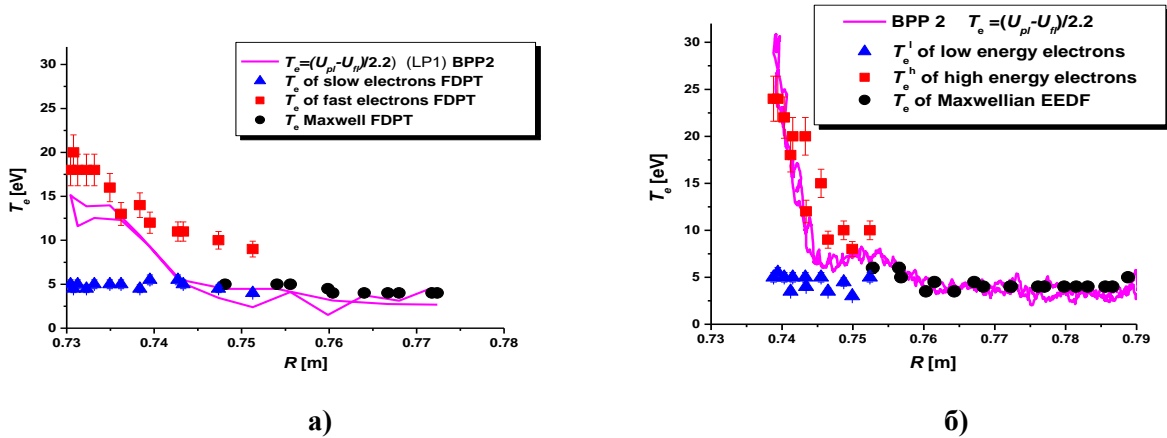
На фигура 26 е сравнено радиалното разпределение на плазменния потенциал измерен с BPP 2 (плътната линия) и определения от сондовата характеристика от LP1 (точките) по МПП. При разряд с водород в близост до стената данните от BPP2 системно са по-ниски в сравнение с тези от Ленгмюровата сонда. Това може да бъде обяснено с пространствено положение на BPP 2 и LP 1 спрямо магнитните силови линии, формиране на разряда, както и с калибровката на BPP. За деутерий се вижда добро съвпадение на резултатите за плазменния потенциал, измерени в SOL. Разликата след LCFS, която се забелязва в удържаната плазма, може да бъде обяснена, чрез бърз спад на потенциала на изолираната сонда (а следователно и на плазменния потенциал) в радиално направление. Друга причина за получената се разлика може да е отново пространствено положение на BPP 2 и LP 1 спрямо магнитните силови линии.



Фигура 26. Радиално разпределение на плазменния потенциал **а)** за разряд #3908 – водород; **б)** за разряд #6042 – деутерии.

На фигура 27 е представено радиалното разпределение на електронната температура. Със символи е показан резултатът получен по МПП. В близост до стената на камерата на токамака има Максвелово разпределение. Когато сондата навлиза по-дълбоко

в плазмата, в SOL, разпределението на електроните по енергии може да се апроксимира с би-Максуелово. С триъгълници е представена доминиращата група на нискоенергитичните електрони, а с квадрати групата на високоенергитичните електрони в случая на би-Максуелово разпределение. С точки е представена температурата при Максвелово разпределение. С плътна линия са показани и кривите получени чрез пресмятане от данните за потенциала на плазмата (BPP 2) и потенциала на изолираната сонда (LP 2) използвайки $U_{pl}^{BPP} = U_{pl}^{LP} + \alpha T_e$ като за коефициента α е използвана стойност 2,2. От сравнените резултати може да се направи извода, че определената температура с BPP съответства на високо-температурната група в случая на би-Максуелово разпределение.



Фигура 27. Радиално разпределение на електронната температура **а)** за разряд #3908 във водород, **б)** за разряд #6042 – в деутерий.

Изводите, които можем да направим от проведеня експеримент са [A6], че резултатите за плазмения потенциал, получени с помощта на двете различни сонди са в добро съгласие.

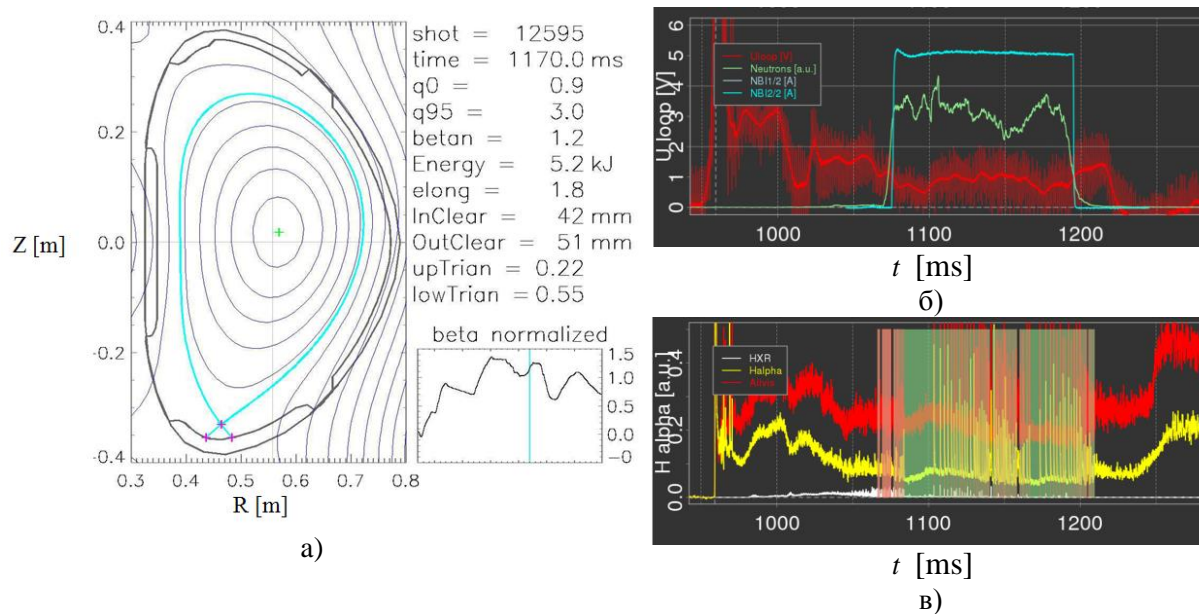
При Максвелово разпределение, резултатите за T_e получени с помощта на BPP и Ленгмюровата сонда се съгласуват задоволително. При би-Максуелово разпределение, получените T_e с помощта на BPP съвпадат или са близки до температурата на високоенергитичната електронна група, определена от МПП.

3.5. Предимства на методът на първата производна пред конвенционалните техники за обработка на измерените волт-амперни характеристики

Конвенционалните техники за обработка на измерените IV характеристики в термоядрена плазма, разгледани в Глава 2, продължават да се използват в предположение на Максвелово разпределение на електроните по енергии. В последните 10 години, колективът на доц. Ц. Попов показва, че в околността на сепаратрисата енергетичното разпределение на електроните се различава от Максвеловото и може да се апроксимира с би-Максуелово [A1]. Предвид продължаващите дискусии, беше проведено едно по-задълбочено изследване относно приложимостта на различните техники [A7].

По-долу ще разгледаме резултати, получени от измервания в диверторната област на токамак COMPASS по време на NBI подпомогнат разряд #12595 с тороидално магнитно поле $B_T = 1.15$ Т - Н-мод в ELM режим с ток през плазмата 220 kA и $n_e^{avr} = 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Началото на разряда е след 970 ms след запуска на измерителните

системи. Фигура 28 а) показва EFIT реконструкцията на магнитните повърхности в момент 1170 ms и основните параметри на разряда.



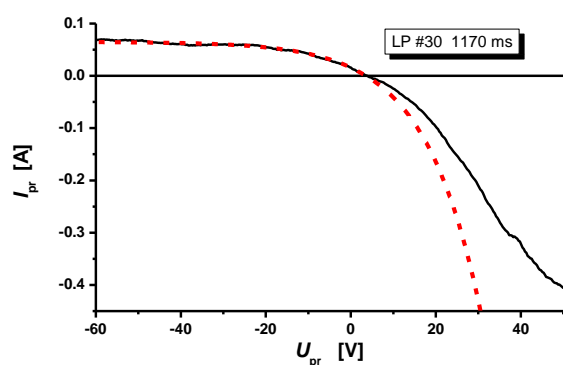
Фигура 28. а) EFIT реконструкцията на магнитните повърхности в момент 1170 ms за разряд #12595, б) времеви интервал на NBI (синята крива), в) D-alpha сигнал (жълтата крива).

Мощността на NBI е $P_{\text{NBI}} \sim 320 \text{ kW}$ ($I_{\text{beam}} = 10 \text{ A}$). Той е приложен от момент от време 1075 ms и е с продължителност 120 ms (синята крива на фигура 28 б)). D-alpha сигналът (жълтата крива на фигура 28 в)) показва, че разрядът преминава в H-мод веднага след прилагането на NBI.

Поради времевата разделителна способност от на сондите е 0.5 ms, плазмените параметри са определяни за периодите между ELM-овете. Направените измервания показват, че йонния ток не е наситен от позиция 0.423 m до 0.442 m (от сонда LP#8 до LP#12) в полоидално разпределение на HFS, и от 0.506 m до 0.520 m (LP#25 до LP#28) на LFS. За останалите сонди йонният ток е наситен. Съответно са направени сравнения за получаваните резултати по метода на първата производна на сондовия ток с тези от "конвенционалното" три-параметрично приближение при наситен йонен ток в измерените IV сондови характеристики и при ненаситен йонен ток - с четири-параметричното приближение.

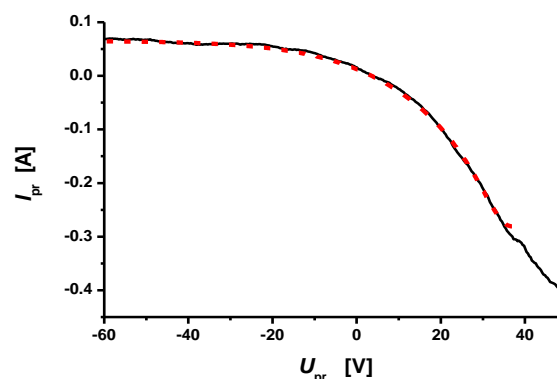
На първо място е разгледан е пример, когато йонният ток е наситен за сонда #30 в момент от време 1170 ms от разряда (фигура 29).

На фигура 3.33.a се вижда, че три параметричното приближение описва добре положителната част на IV и областта около потенциала на изолираната сонда. Плазмените параметри получени с помощта на това приближение са: $U_{fl} = 3.6 \pm 0.2 \text{ V}$, $T_e = 13 \pm 1 \text{ eV}$ и $I_s^i = 0.070 \pm 0.002 \text{ A}$. От тези стойности можем да определим потенциала на плазмата и концентрацията на електроните. Приемайки $T_i \approx T_e$, за потенциала на плазмата получаваме $U_{pl} = U_{fl} + 2.8T_e$, тоест $U_{pl} = 40 \pm 3 \text{ V}$. Проекцията на сонда #30 е с площ $A_p = 6.52 \times 10^{-6} \text{ m}^2$, така че получаваме $n_e = (3.8 \pm 0.1) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$.



а)

Фигура 29 а. Измерената IV с помощта на #30 в момент от време 1170 ms. С прекъснатата линия е представено три-параметричното приближение.



б)

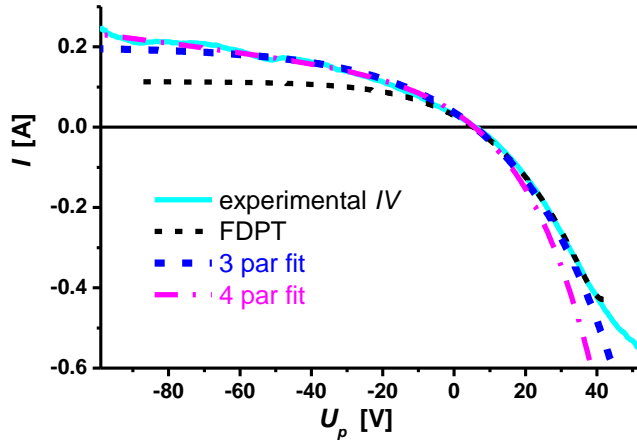
Фигура 29 б. Измерената IV и моделната крива (пунктир) пресметната с резултатите получени по МПП за LP #30 на #30 в момент от време 1170 ms.

Резултатите от обработката на измерената IV сондова характеристика по МПП са: Плазмен потенциал $U_{pl} = 37 \pm 2$ V. ФРЕЕ е би-Максуелова с ниско-енергетична група електрони с температура $T_e^l = 4.0 \pm 0.4$ eV и концентрация $n_e^l = (2.0 \pm 0.2) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$, и високо-енергетична с $T_e^h = 12 \pm 2$ eV и концентрация $n_e^h = (1.2 \pm 0.3) \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$. Сравнение на моделната крива, пресметната с тези резултати, с измерената IV характеристика е показана на фигура 29 б.

Сравнението на резултатите, получени чрез двете техники показват, че стойностите за потенциала на плазмата и общата електронна концентрация са в добро съгласие, но определените чрез конвенционалната техники са леко завишени. Важният резултат е, че конвенционалната техника може да определи само температурата на високо-енергетичната група електрони. Това е очакван резултат понеже в случая на би-Максуелова ФРЕЕ, стойността за потенциала на изолираната сонда се определя от високо-енергетичната група на би-Максуеловата ФРЕЕ. Ясно е, че когато ФРЕЕ е Максвелова, резултатите получени за потенциала на плазмата, електронната температура и концентрация, получени чрез МПП и конвенционалната техника ще са в добро съгласие.

Следващият пример е от обработката на измерената IV характеристика от сонда #26 в същия момент от време 1170 ms. Сравнение на експерименталната IV (непрекъсната линия) с моделните криви получени чрез МПП (пунктир); три параметричното приближение (точки) и четири параметричното приближение (пунктир и точки) е показано на фигура 30. Тук е важно да се каже, че понеже йонният ток не е наситен, в итерационната процедура на метода на първата производна използваме сравнението на първите производни на експерименталната и моделната IV характеристика.

Резултатите, получени чрез МПП и чрез три и четири параметричните приближения са представени на в таблица 1. Вижда се, че когато йонния ток не се насища, три параметричното приближение завишава всички плазмени параметри. Стойностите за потенциала на плазмата и йонния ток на насищане определени с МПП и четири параметричното приближение са в добро съвпадение.



Фигура 30. Сравнение на експерименталната IV (непрекъснатата линия) с моделните криви получени чрез МПП (пунктир); три параметричното приближение (точки) и четири параметричното приближение (пунктир и точки).

Таблица 1. Сравнение на плазмените параметри получени чрез МПП и три и четири параметричните приближения.

	МПП	Три параметрично приближение	Четири параметрично приближение
U_{pl} [V]	42 ± 2	84 ± 8	47 ± 5
I_s^i [A]	0.114 ± 0.006	0.197 ± 0.005	0.114 ± 0.005
T_e [eV]	4.5 ± 0.5 15 ± 2	28 ± 3	15 ± 2
$n \times 10^{18}$ [m ⁻³]	0.9 ± 0.1 1.9 ± 0.3	7 ± 2	4 ± 1

Четири параметричното приближение завишава общата електронна концентрация с над 30%. Също така, и то може да определи само високата температура при би-Максуелова ФРЕЕ [A7].

По нататък в дисертацията е показано обобщението на данните за плазмените параметри (потенциал на плазмата, плътност на йонния ток на насищане, електронните температури и концентрации) за цялата диверторна област по време на разряд #12595, в момент от време 1170 ms.

3.6. Пресмятане на плътността на мощността на усреднения топлинен поток в диверторната област.

С определените по-горе плазмени параметри, е пресметната плътността на мощността на усреднения топлинен поток в диверторната област на токамак COMPASS по време на разряд 12595 в момент от време 1170 ms и е направено сравнение на резултатите, получени с различните техники [A7].

Показано е, че когато ФРЕЕ е би-Максуелова при изчисляване на разпределението на топлинните потоци трябва да се използва ефективна температура:

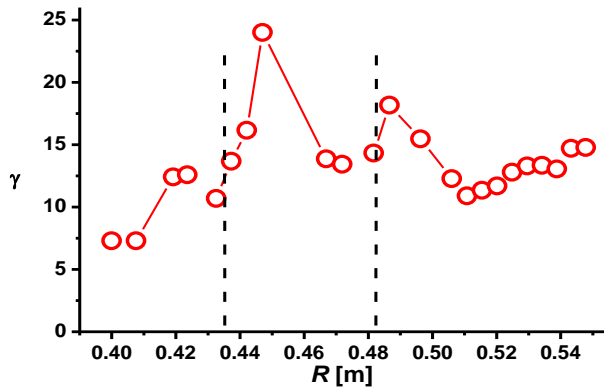
$$T_e^{eff} = \frac{T_e^h T_e^l (n_e^l + n_e^h)}{n_e^h T_e^l + n_e^l T_e^h} \quad (15)$$

Ясно е, че T_e^{eff} може да бъде пресметната само когато използваме МПП, който дава реалната ФРЕЕ. Поради липса на експериментални резултати за йонната температура, на базата на данни от други токамаци в първо приближение е прието за ефективна йонна температура $T_i^{eff} \approx T_e^h$. Тогава за плътността на мощността на успоредния топлинен поток в диверторната област на токамак COMPASS може да бъде записано:

$$Q_{\parallel} = (2 + 2.8 \frac{T_e^h}{T_e^{eff}} + \frac{1}{2} + 2 \frac{T_e^h}{T_e^{eff}}) k T_e^{eff} \Gamma_{se} = (2.5 + 4.8 \frac{T_e^h}{T_e^{eff}}) k T_e^{eff} \Gamma_{se} \quad (16)$$

като тук коефициентът на топлинно предаване $\gamma = (2.5 + 4.8 \frac{T_e^h}{T_e^{eff}})$ ще зависи от съотношението $\frac{T_e^h}{T_e^{eff}}$.

На фигура 31 е представено разпределението на γ при различни радиални позиции в диверторната област по време на разряд #12595 в момент от време 1170 ms.



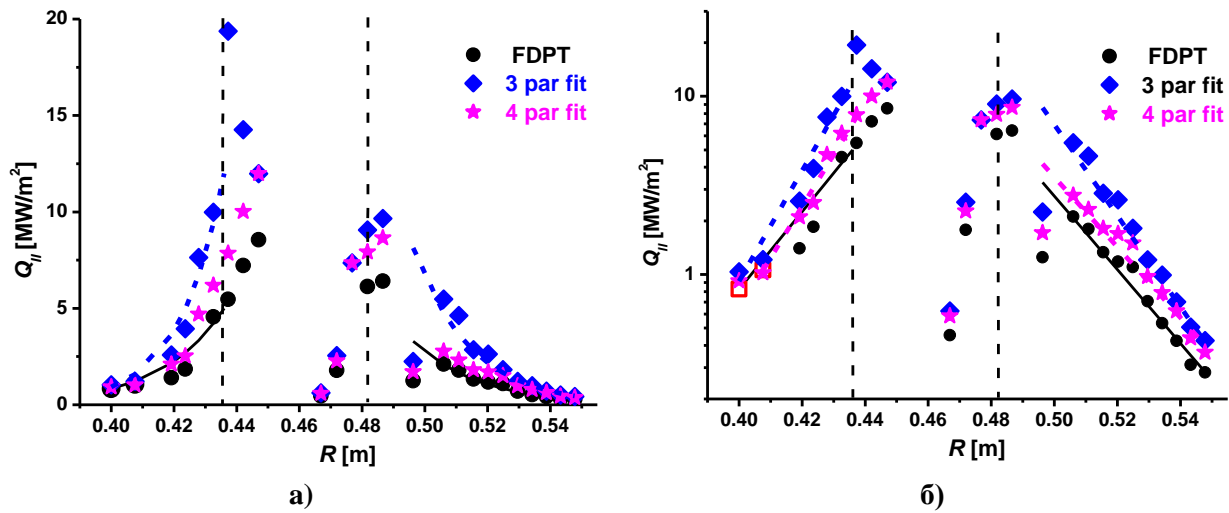
Фигура 31. Полоидално разпределение на коефициента на топлинно предаване γ в диверторната област на токамак COMPASS на разряд #12595 в момент от време 1170 ms.

Получени чрез МПП и три параметричното приближение. На фигура 32 б) са показани същите параметри в полулогаритмичен мащаб. Радиалните профили на HFS и LFS имат ясно изразена експоненциална форма. Те могат да бъдат апроксимирани със следните изрази:

$$Q_{\parallel}^{LFS} = Q_0^{LFS} \exp(-R/\lambda_q^{LFS}) \text{ на LFS} \quad \text{и} \quad Q_{\parallel}^{HFS} = Q_0^{HFS} \exp(R/\lambda_q^{HFS}) \text{ на HFS} \quad (17)$$

където λ_q е дължината на разпад. Получените стойности са представени в таблица 2.

Резултатите показват, че три параметричното приближение завишава значително Q_0 в сравнение със стойностите получени чрез МПП и занижава λ_q . Това е разбираемо като се има предвид, че конвенционалните техники използват само високата температура. Резултатите получени с четири параметричното приближение са по-близки до тези получени чрез МПП, но тенденцията е същата като при три параметричното приближение. Показаният пример още веднъж демонстрира предимствата на МПП пред конвенционалните техники.



Фигура 32. Полоидално разпределение на топлинните потоци в диверторната област на токамак COMPASS, разряд #12595 в момент от време 1170 ms получено използвайки резултатите от конвенционалните техники и МПП.

Таблица 2. Топлинните потоци в диверторната област на токамак COMPASS получени чрез конвенционалните техники и МПП.

	Q_0^{LFS} [MW/m ²]	λ_q^{LFS} [mm]	Q_0^{HFS} [MW/m ²]	λ_q^{HFS} [mm]
Три- параметрично приближение	20	17	12	14
Четири- параметрично приближение	8.2	22	7.5	15
МПП	5	23	6.5	23

Заклучение

В увода накратко са разгледани основни положения на проблема за постигане на икономически изгоден управляем термоядрен синтез с цел задоволяване на растящите енергийни нужди на човечеството. Показано е, че в резултат от натрупания международен опит от изследванията в редица устройства от типа токамак и стеларатор, следващата стъпка, която е планирана, е проекта ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor), който е международен проект за построяването на термоядрен реактор от типа токамак. Разгледани са предимствата и недостатъците на устройствата токамак. Подчертано е, че за оптимизация на тяхната работа е необходимо да се изследват основните параметри на термоядрената плазма и в частност потенциала на плазмата и функцията на разпределение на електроните. Един от основните методи за измерване на ФРЕЕ и плазмения потенциал е сондовият метод. При това е подчертано, че явленията в близост до стената на камерата на токамак, където са възможни сондови измервания, са сходни, независимо от размерите на камерата на токамака и резултати, получени в

токамак COMPASS, заедно с тези от ASDEX-U и JET, могат да се използват при екстраполация за получаване на информация за оптимизация на ITER. В тази връзка в увода е формулирана целта на дисертационното изследване и са поставени задачите за постигане на тази цел.

В **Глава 1** са представени общи сведения за устройството и начинът на работа на токамак COMPASS в Институт по физика на плазмата на Чешката академия на науките (IPP.CR), гр. Прага, както и неговата диверторна сондова система и хоризонталния манипулатор с Ball-pen и ленгмюрови сонди, използвани в настоящето дисертационно изследване. Разгледана е и електронната сондова система за измервания със сондите на Ленгмюр.

В **Глава 2** е направен обзор на основите на различните методи и области на приложение на сондата на Ленгмюр за изследване на плазмените параметри, а именно U_{pl} ФРЕЕ (респективно температурата и концентрацията на електроните). На първо място е разгледана "класическата" теория на сондата на Ленгмюр. След това кинетичния модел за електронния сондов ток в нелокално приближение, като ударението е поставено на измервания в плазма с магнитно поле. Като следваща стъпка е направен преглед на методът на първата производна на сондовия ток за определяне на плазменния потенциал и функция на разпределение на електроните по енергии в плазма за термоядрен синтез, както и широко използваните "конвенционални" три и четири параметрични техники за обработка в предположение на Максуелова ФРЕЕ на измерените IV характеристики.

Глава 1 и **Глава 2** от настоящата дисертация са обзорни.

В **Глава 3** са представени и дискутирани експериментални резултати по определяне на плазмените параметри в гранична плазма на на токамак COMPASS, IPP.CR. Резултатите са от участието в 5 поредици от самостоятелни експерименти при различни условия на плазмата съгласно работния план на токамак COMPASS.

А. Първият експеримент е проведен във водородна плазма и при него се изследва влиянието на тока протичащ в плазмата върху плазмените параметри.

Установено е, че при ток през плазмата 100 kA ФРЕЕ в диверторната област е Максуелова с температури от 5 – 9 eV. При нарастване на тока през плазмата, поведението на ФРЕЕ се променя: появява се би-Максуелово разпределение около виншната контактна точка на сепаратрисата с дивертора. С нарастването на тока през плазмата, би-Максуеловата ФРЕЕ се измества към вътрешната част на дивертора. При високи токове на плазмата (над 210 kA) ФРЕЕ в областта около контактните точки може да бъде апроксимирана с би-Максуелово разпределение с нискоенергитична група (4–5 eV) и високоенергитична група (10–20 eV) електрони. В областта между контактните точки ФРЕЕ остава Максуелова.

Б. Втората серия от експерименти са за изследване влиянието на допълнителното нагряване на плазмата с инжектиране на неутрални атоми (NBI) върху ФРЕЕ в диверторната област на токамак COMPASS.

Сондовите измервания са проведени по време на L-мод в деутериева плазма, при D-образна форма на плазмата. Разрядите са при стойност на тока протичащ през плазмата $I_p=180$ kA с промяна на средната концентрация на електроните от $n_e^{avr}=2\times 10^{19} m^{-3}$ до $8\times 10^{19} m^{-3}$. Измерените сондови характеристики са обработени преди и по време на нагряване на плазмата с NBI.

Установено е, че влиянието на допълнителното нагряване на плазмата в диверторната област на токамак COMPASS е много малко при ниска мощност на снопа

неутрални атоми ($I_{beam}=6$ А и 8 А) и се изразява с леко повишение на стойностите на плазмените параметри.

При стойности на тока на снопа от 10 А, се наблюдава „загряване“ на електроните, по-силно изразено при високите стойности на средната електронна концентрация измерена с интерферометър. От там се променя и вида на ФРЕЕ от Максвелова в би-Максуелова при $n_e^{avr}=8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Потенциалът на плазмата също е повлиян от NBI, като във вътрешната част на дивертора се вижда двойно нарастване на неговите стойности при високи n_e^{avr} . При ниски стойности на средната електронна концентрация ($n_e^{avr}=2 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$) във вътрешната част на дивертора стойностите намаляват, между контактните точки стойностите нарастват, докато във външната част на дивертора те почти не се променят преди и по време на NBI.

В. Третата серия от експерименти е за изследване параметрите на плазмата при прилагане на магнитно-резонансни пертурбации (resonance magnetic perturbation - RMP).

До момента на дисертационното изследване детайлно изследване на влиянието на магнитно-резонансните пертурбации върху параметрите на плазмата на токамак COMPASS не беше правено. По тази причина работа бе в режим на L-мод, а не на H-мод. Целта бе да се изучи какво точно е влиянието върху граничната плазма. В комплексния експеримент са включени редица други диагностики, но обект на настоящата работа са само сондовите измервания в диверторната област.

Представените сондови измервания са проведени по време на L-мод в деутериева плазма, с тороидално магнитно поле $B_T=1.15$ Т. Изследвани са разряди при различни стойности на тока протичащ през плазмата, от 170 kA до 230 kA, със средна плътност на електроните $n_e^{avr}=5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

По време на проведените експерименти са използвани и трите режима на работа на диверторните Ленгмюрови сонди: директно измерване на U_{fl} , измерване на I_{sat} (чрез подаване на отрицателно напрежение от -100 V) или чрез подаване на триъгълно напрежение от (+50÷-100 V) за измерване на волт-амперни характеристики.

Установено е, че:

- Определената ФРЕЕ по МПП на сондовия ток е би-Максуелова при конкретните условия на разряда и не се променя под влиянието на RMP;
- Наблюдава разцепване на профила на плазмените параметри около външната контактна точка, като максимумите на високотемпературната група електрони съответстват на минимумите на всички останали параметри (J_{sat} , n_e^h , U_{fl} , U_{pl});
- Нискотемпературната група електрони от би-Максуеловото разпределение не е повлияна от този експеримент. Тя има населеност близка до тази на високотемпературната група, но в нейния профил не е забелязано разцепване около външната контактна точка поради влиянието на RMP.

Г. Четвъртата серия от измервания е направена за сравнение на параметрите на плазмата получени чрез сонда на Ленгмюр и Ball-pep сонда, разположени на хоризонталния манипулатор на токамак COMPASS. От проведения експеримент е установено, че резултатите за U_{pl} , получени с помощта на двете различни сонди са в добро съгласие.

При Максвелово разпределение, резултатите за електронната температура получени с помощта на ВРР и Ленгмюровата сонда се съгласуват задоволително. При би-Максуелово разпределение, резултатите за електронната температура получени с помощта

на ВРР съвпадат или са близки до температурата на високо-енергетичната електронна група.

Д. Петата серия от измервания са направени за сравнение на резултатите, получени по МПП на сондовия ток и конвенционалните три- и четири-параметрични техники за обработка на измерените IV характеристики. Измерванията са проведени на токамак COMPASS по време на NBI подпомогнат разряд #12595 с тороидално магнитно поле $B_T = 1.15$ Т - Н-мод в ELM режим с ток през плазмата 220 кА и $n_e^{avr} = 5.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$.

Резултатите са за обработени IV характеристики, измерени във времеви интервал между ELM-овете. Показано е, че:

- Конвенционалните техники за определяне на T_e могат да бъдат използвани само когато имаме Максвелова ФРЕЕ. За да се определи правилно потенциала на плазмата и концентрацията на електроните чрез конвенционалните техники трябва да се знае коефициента на вторичната електронна емисия за материала, от който е направена сондата и йонната температура тъй като резултати, получени на различни токамаци показват, че в SOL плазмата йонната температура може да надвишава електронната температура няколко пъти.
- В случай на Максвелово разпределение резултатите за T_e получени чрез МПП съвпадат с тези получени чрез конвенционалните техники.
- Когато ФРЕЕ се отличава от Максвелова и може да бъде апроксимирана с би-Максвелово разпределение, МПП определя действителната ФРЕЕ, респективно T_e и n_e .
- В случай на би-Максвелово разпределение и насищане на йонния ток от измерената IV три параметричното приближение може да определя само температурата на високоенергетичните електрони и резултатите съвпадат с тези определени чрез МПП.
- Когато йонният ток не е наситен, стойностите за U_{pl} и n_e получени чрез четири параметричното приближение са в съгласие с тези определени по МПП, а определената T_e съвпада с тази на високо-енергетичните електрони определени по МПП. Ако в този случай бъде приложено три параметричното приближение, грешката при определяне на T_e и U_{pl} може да достигне над 50%. Очевидно това приближение не може да бъде приложено в този случай.

Получените резултати са използвани за пресмятане на плътността на мощността на успоредния топлинен поток в диверторната област на токамак COMPASS. Показано е, че три-параметричното приближение завишава стойностите за топлинните потоци, докато занижава дължината на разпад. Стойностите получени чрез четири-параметричното приближение се доближават до тези определени чрез МПП, но тенденцията е същата като при три-параметричното приближение.

Цитирана литература:

- [1] G. McCracken and P. Stott, Fusion: The Energy of the Universe, 012481851X.
- [2] П. Иванова, Изследване на функцията на разпределение на електроните по енергия в плазма на токамак със сонда на Ленгмюр – дисертация, 2011, СУ, София.
- [3] M. Kikuchi, K. Lackner and M. Quang Tran, Fusion physics – Vienna: *International Atomic Energy Agency*, 2012.
- [4] J. Wesson. Tokamaks, Clarendon Press, Oxford, 3rd edition, 2004.
- [5] A. Pitts, J. Buttery and S. Pinches, Fusion: the way ahead, *Physics World*, (50), 2006.
- [6] К истории исследований по управляемому термоядерному синтезу, *Успехи Физических Наук*, т. 171, № 81, 2001.
- [7] <http://www.ipp.cas.cz/Tokamak/euratom/index.php/en/compass-general-information>.
- [8] J. Connor and H. Wilson, A review of theories of the L-H transition, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **42**(1):R1 R74, 2000.
- [9] R. Pánek, J. Adámek, M. Aftanas, P. Bílková, P. Böhm, F. Brochard, P. Cahyna, J. Cavalier, R. Dejarnac, M. Dimitrova, O. Grover, J. Harrison, P. Háček, J. Havlíček, A. Havránek, J. Horáček, M. Hron, M. Imříšek, F. Janky, A. Kirk, M. Komm, K. Kovařík, J. Krbec, L. Kripner, T. Markovič, K. Mitošinková, J. Mlynář, D. Naydenkova, M. Peterka, J. Seidl, J. Stöckel, E. Štefániková, M. Tomeš, J. Urban, P. Vondráček, M. Varavin, J. Varju, V. Weinzettl, J. Zajac and the COMPASS team, Status of the COMPASS tokamak and characterization of the first H-mode, *Plasma Phys. Control. Fusion* **58** (2015) 014015 (9pp) doi:10.1088/0741-3335/58/1/014015.
- [10] A. Londersele, Examination of plasma current spikes and general analysis of H-mode shots in the tokamak COMPASS – Master dissertation, Universiteit Gent, Ghent.
- [11] K. Mitošinková, Additional plasma heating of tokamak plasma by injection of powerful beam of hydrogen/deuterium atoms – Master dissertation, 2014, Masaryk University, Brno.
- [12] M. Komm, J. Adamek, Z. Pekarek, and R. Panek, Particle-In-Cell Simulations of the Ball-Pen Probe, *Contrib. Plasma Phys.* **50**, No. 9, 814 - 818 (2010)/DOI10.1002/ctpp.201010137.
- [13] M. Mitov, A. Bankova, M. Dimitrova, P. Ivanova, K. Tutulkov, N. Djermanova, R. Dejarnac, J. Stöckel, T. Popov, Electronic system for Langmuir probe measurements, *Journal of Physics: Conference series* **356** (2012) 012008.
- [14] I. Langmuir, H. Mott-Smith, The theory of collectors in gaseous discharges, *Phys. Rev.*, **28**, 727-763, 1926.
- [15] Ю. Каган, В. Перель, Зондовые методы исследования плазмы, *Успехи физ. наук.*, **81**, 409-452, 1963.
- [16] T. Popov, M. Dimitrova, P. Ivanova, J. Kovačič, T. Gyergyek, R. Dejarnac, J. Stöckel, M. Pedrosa, D. López-Bruna and C. Hidalgo, Advances in Langmuir probe diagnostics of the plasma potential and electron-energy distribution function in magnetized plasma, *Plasma Sources Sci. Technol.* **25** (2016) 033001 (18pp).
- [17] V. Godyak, V. Demidov, *Probe measurements of electron-energy distributions in plasmas: what can we measure and how can we achieve reliable results?*, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44** (2011) 233001 (30pp).
- [18] И. Демидов, Б. Колоколов, А. Кудрявцев, Зондовые методы исследования низкотемпературной плазмы, *Москва: ЭнергATOMиздат* 1996.
- [19] D. Bohm, The characteristics of electrical discharge in magnetic fields, *N.Y.: McGraw-Hill*, 13-27, 1949.

- [20] M. Druyvesteyn, "Der Niedervoltbogen", *Ztschr. Phys.*, 1930, **64**, 781-798.
- [21] Ф. Чен, *Электрические зонды*, "Диагностика плазмы" под ред. Р. Хаддлстоуна и С. Леонарда, Москва: Мир 1967, 94-164.
- [22] J. Tagle, P. Stangeby and S. Erents 1987 *Plasma Phys. Control. Fusion* **29** 297.
- [23] P. Stangeby, G. McCracken 1990 *Nuclear Fusion* **30** #7 1225.
- [24] R. Dejarnac et al 2007 *Plasma Phys. Control. Fusion* **49** 1791-1808.
- [25] D. Desideri and G. Serianni 1998 *Review of Scientific Instruments* **69** 2354.
- [26] P. Stangeby 2000 *The Plasma Boundary of Magnetic Fusion Devices (Series) Plasma Physics* (Bristol: IOP Publishing).
- [27] R. Petry 1926 *Phys. Rev.* **28** 362-6.
- [28] M. Woods et al 1987 *J. Phys. D: Appl. Phys.* **20** 1136.
- [29] J. Swift, "Effect of Finite Probe Size in the Determination of Electron Energy Distribution Functions", *Proc. Phys. Soc.* 1962, **79**, 697-701.
- [30] Р. Арсланбеков, А. Кудрявцев, Х. Хромов, *Методика определения ФРЭЭ из зондовых характеристик при промежуточных и высоких давлениях*, Физика плазмы, 1991, **17**, N7, 863-867.
- [31] Р. Арсланбеков, А. Кудрявцев, Х. Хромов, *Зондовые измерения функции распределения электронов по энергиям при промежуточных давлениях*, Физика плазмы, 1991, **17**, N7, 863-867.
- [32] Р. Арсланбеков, Н. Колоколов, А. Кудрявцев, Х. Хромов, *Восстановление функции распределения электронов по энергиям из зондовых характеристик при промежуточных и высоких давлениях*, Физика плазмы, 1991, **17**, N9, 1154-1158.
- [33] R. Arslanbekov, N. Khromov, A. Kudryavtsev, "Probe measurements of electron energy distribution function at intermediate and high pressure and in a magnetic field", *Plasma Sources Sci. Technol.*, 1994, **3**, 528-538.
- [34] P. Ivanova, T. Popov, E. Benova, T. Bogdanov, J. Stöckel, R. Dejarnac, Electron Langmuir Probe Current in Tokamak Edge Plasma, (2009) *36th EPS Conference on Plasma Phys.* ECA **33E**, P-5.210.
- [35] T. Popov, P. Ivanova, J. Stockel and R. Dejarnac, Electron energy distribution function, plasma potential and electron density measured by Langmuir probe in tokamak edge plasma, *Plasma Phys. Control. Fusion* **51** (2009) 065014 (15pp) doi:10.1088/0741-3335/51/6/065014.
- [36] M. Dimitrova, R. Dejarnac, T. Popov, P. Ivanova, E. Vasileva, J. Kovačič, J. Stöckel, J. Havlicek, F. Janky and R. Panek 2014 *Contrib. Plasma Phys.* **54/3** 255-260.
- [37] T. Popov, et al 2015 *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** 115011.

СПРАВКА ЗА ЛИЧНИТЕ ПРИНОСИ НА ДОКТОРАНТА:

- ❖ Измерени са волт-амперни характеристики с помощта на диверторните Ленгмюрови сонди и тези от хоризонталния възвратно-постъпателен манипулатор на токамак COMPASS;
- ❖ Приложен е методът на първата производна на сондовия ток при обработката на измерените волт-амперните характеристики и са определени плазмените параметри при различни експериментални условия за изясняване на:
 - Влиянието на тока протичащ през плазмата върху плазмените параметри в диверторната област на токамак COMPASS.
 - Влияние на средната концентрация на електроните върху плазмените параметри в диверторната област на токамак COMPASS за деутериева плазма, по време на загряване на плазмата с инжектиране на сноп неутрални атоми.
 - Влияние на магнитно-резонансните пертурбации върху параметрите на деутериева плазмата в диверторната област на токамак COMPASS.
 - Изучаване на плазмените параметри с Ball-pen и Ленгмюрови сонди на токамак COMPASS в деутериева и водородна плазма.
 - Сравнението на получаваните резултати с конвенционалните три- и четири-параметрични техники и метода на първата производна на сондовия ток за определяне на основните плазмени параметри по време на H-мод (в интервалите между ELM-овете) на токамак COMPASS.
- ❖ Определено е и е дискутирано пресметнатото радиалното разпределение на плътността на мощността на успоредния топлинен поток в диверторната област на токамак COMPASS чрез резултати, получени с конвенционалните три- и четири-параметрични техники и метода на първата производна на сондовия ток.

Приносните моменти в дисертацията са отразени в следните публикации и доклади на научни конференции

А. Статии в научни списания

1. Popov Tsv K, Dimitrova M, Ivanova P, Hasan E, Horacek J, Dejarnac R, Stöckel J, Weinzettl V, and Kovačič J, Langmuir Probe Evaluation of the Plasma Potential in Tokamak Edge Plasma for Non-Maxwellian EEDF 2014 *Contrib. Plasma Phys.* **54**, No. 3, 267 – 272, doi: 10.1002/ctpp.201410076, Online ISSN: 1521-3986, **IF: 0.934**
2. Dimitrova M, Vasileva E, Hasan E, Horáček J, Popov Tsv K, Ivanova P, Vondráček P, Dejarnac R, Stöckel J, Weinzettl V, Havlicek J, Janky F and Panek R, Evaluation of the scrape-off-layer plasma parameters by a horizontal reciprocating Langmuir probe in the COMPASS tokamak 2014 *Journal of Physics: Conference series* **514** 012049, doi:10.1088/1742-6596/514/1/012049
3. Dimitrova M, Hasan E, Ivanova P, Vasileva E, Popov Tsv, Dejarnac R, Stöckel J, and Panek R, Electron energy distribution function in the divertor region of the COMPASS tokamak 2016 *Journal of Physics: Conference series* **700** 012009, doi:10.1088/1742-6596/700/1/012009
4. Hasan E, Dimitrova M, Havlicek J, Mitošinková K, Stöckel J, Varju J, Weinzettl V, Popov Tsv K, Komm M, Dejarnac R, Hacek P, Panek R and the COMPASS team, Electron energy distribution function in divertor region of the COMPASS Tokamak during Neutral beam injection heating, *Journal of Physics: Conference series* (2016) - accepted for publication

5. Dimitrova M, Cahyna P, Peterka M, Hasan E, Popov Tsv K, Ivanova P, Vasileva E, Panek R, Cavalier J, Seidl J, Markovic T, Havlicek J, Dejarnac R, Weinzettl V, Hacek P, Tomes M, the COMPASS team and the EUROfusion MST1 team, Effect of the resonant magnetic perturbation on the plasma parameters in COMPASS tokamak's divertor region, *Journal of Physics: Conference series* (2017) - accepted for publication
6. Dimitrova M, Popov Tsv K, Adamek J, Kovačič J, Ivanova P, Hasan E, López-Bruna D, Seidl J, Vondráček P, Dejarnac R, Stöckel J, Imříšek M, Panek R and the COMPASS team, Plasma potential and electron temperature evaluated by ball-pen and Langmuir probes in the COMPASS tokamak 2017 *Plasma Physics and Controlled Fusion*, doi: 10.1088/1361-6587/aa8689, **IF: 2.392**
7. Hasan E, Dimitrova M, Popov Tsv, Ivanova P, Dejarnac R, Stockel J, Langmuir probe techniques for study of the tokamak's divertor plasma, *Journal of Instrumentation* (JINST) IOP Publishing, Prepared for submission (2018), **IF: 1.22**

Б. Доклади на международни научни конференции:

Устен доклад на международен форум:

1. M. Dimitrova, R. Dejarnac, Tsv. K. Popov, P. Ivanova, E. Hasan, J. Kovačič, J. Stockel, J. Havlicek, F. Janky and R. Panek, Plasma Parameters on COMPASS Divertor during Ohmic D-Shaped Plasmas, *10th International Workshop on Electric Probes in Magnetized Plasmas* (IWEP2013), 9-12 July 2013, Madrid, Spain
2. Tsv. K. Popov, M. Dimitrova, P. Ivanova, E. Hasan, J. Horacek, R. Dejarnac, J. Stöckel, Langmuir Probe Evaluation of the Plasma Potential in Tokamak Edge Plasma at non-Maxwellian EEDF, *10th International Workshop on Electric Probes in Magnetized Plasmas* (IWEP2013), 9-12 July 2013, Madrid, Spain
3. M. Dimitrova, P. Cahyna, Tsv. K. Popov, P. Ivanova, E. Hasan, E Vasileva, P. Ivanova, S. Marinov, S. Costea, T. Markovic, M. Peterka, J. Stöckel, R. Dejarnac, M. Imříšek, P. Hacek, J. Havlicek and R. Panek, Effect of the Resonant Magnetic Perturbation on the Plasma Parameters in Divertor Region of the COMPASS Tokamak, *11th International Workshop on Electric Probes in Magnetized Plasmas* (IWEP2015), 16-19 September 2015, Sozopol, Bulgaria

Постер на международен форум:

4. M. Dimitrova, Tsv. K. Popov, P. Ivanova, E. Vasileva, E. Hasan, J. Horáček, P. Vondráček, R. Dejarnac, J. Stöckel, V. Weinzettl, J. Havlicek, F. Janky, R. Panek, Evaluation of the Scrape-Off-Layer Plasma Parameters by Horizontal Reciprocating Langmuir Probe in the COMPASS Tokamak, *18th International Summer School on Vacuum, Electron and Ion Technologies* (VEIT), 7 - 11 October 2013, Sozopol, Bulgaria
5. M. Dimitrova, Tsv. K. Popov, A. Kasilov, J. Adamek, P. Ivanova, E. Hasan, P. Vondráček, J. Horáček, R. Dejarnac, J. Stöckel, M. Imříšek and R. Panek, Plasma potential evaluated by Ball pen and Langmuir probes in the COMPASS tokamak, *6th International Workshop and Summer School on Plasma Physics* (IWSSPP), 30 June-6 July 2014, Kiten, Bulgaria
6. M. Dimitrova, E. Hasan, P. Ivanova, E. Vasileva, Tsv. Popov, R. Dejarnac, J. Stöckel, and R. Panek, Electron energy distribution function in the divertor region of the COMPASS tokamak, *11th International Workshop on Electric Probes in Magnetized Plasmas* (IWEP2015), 16-19 September 2015, Sozopol, Bulgaria

7. M. Dimitrova, E. Hasan, P. Ivanova, E. Vasileva, Tsv. Popov, R. Dejarnac, J. Stöckel, and R. Panek, Electron energy distribution function in the divertor region of the COMPASS tokamak, *FuseNet PhD event*, 14-18.11.2015, Prague, Czech Republic
8. P. Marinova, M. Dimitrova, E. Hasan, Tsv. Popov, P. Cahyna, R. Dejarnac, J. Stöckel, R. Panek, Effect of the Resonant Magnetic Perturbation on the Plasma Parameters in Divertor Region of the COMPASS Tokamak, *FuseNet PhD event*, 14-18.11.2015, Prague, Czech Republic
9. E. Hasan, M. Dimitrova, J. Havlicek, K. Mitošinková, J. Stöckel, J. Varju, V. Weinzettl, Tsv. K. Popov, M. Komm, R. Dejarnac, P. Hacek, R. Panek and the COMPASS team, Electron energy distribution function in divertor region of the COMPASS Tokamak during Neutral beam injection heating, *7th International Workshop and Summer School on Plasma Physics (IWSSPP)*, 26 June-2 July 2016, Kiten, Bulgaria
10. M. Dimitrova, P. Cahyna, Tsv. K. Popov, E. Hasan, P. Ivanova, T. Markovic, M. Peterka, J. Stöckel, R. Dejarnac, M. Imrišek, P. Hacek, J. Havlicek, R. Panek and the COMPASS team, Effect of the Resonant Magnetic Perturbation on the Plasma Parameters in Divertor Region of the COMPASS Tokamak, *7th International Workshop and Summer School on Plasma Physics (IWSSPP)*, 26 June-2 July 2016, Kiten, Bulgaria
11. E. Hasan, M. Dimitrova, Tsv Popov, P. Ivanova, R. Dejarnac, J. Stockel, Advances in the probe technique diagnostics of fusion plasma, *20th International Summer School VEIT 25 – 29 September 2017, Sozopol, Bulgaria*
12. M. Dimitrova, M. Peterka, P. Cahyna, J. Urban, E. Hasan, Tsv. K. Popov, M. Nikovski, P. Ivanova, J. Cavalier, T. Markovic, J. Havlicek, R. Dejarnac, V. Weinzettl, M. Tomes, R. Panek, Effect of the resonant magnetic perturbation on the plasma parameters in compass tokamak's divertor region, *20th International Summer School VEIT 25 – 29 September 2017, Sozopol, Bulgaria*
13. M. Dimitrova, R. Dejarnac, E. Hasan, Tsv. K. Popov, S. Marinov, J. Adamek, J. Horacek, V. Weinzettl, J. Havlicek, M. Imrišek, M. Tomes, R. Panek, Poloidal profiles of the plasma parameters in l and h modes in the compass tokamak's divertor region, *20th International Summer School VEIT 25 – 29 September 2017, Sozopol, Bulgaria*

Забелязани цитирания

Popov Tsv K, Dimitrova M, Ivanova P, Hasan E, Horacek J, Dejarnac R, Stöckel J, Weinzettl V, and Kovačič J, Langmuir Probe Evaluation of the Plasma Potential in Tokamak Edge Plasma at non-Maxwellian EEDF 2014 *Contrib. Plasma Phys.* **54**, No. 3, 267 – 272, doi 10.1002/ctpp.201410076, ISSN:0863-1042, Online ISSN: 1521-3986, IF=0.983

1. Izacard, O, Kinetic corrections from analytic non-Maxwellian distribution functions in magnetized plasmas 2016 *Physics of Plasmas* **23**, Issue 8, 082504, <http://dx.doi.org/10.1063/1.4960123> IF: 2.142, ISSN: 1070-664X
2. Lin Nie, Min Xu, Rui Ke, Boda Yuan, Yifan Wu, Jun Cheng, Tao Lan, Yi Yu, Rongjie Hong, Dong Guo, Ting Long, Y B Dong, Yipo Zhang, Xianming Song, Wulyu Zhong, Zhanhui Wang, A.P. Sun, Jianqiang Xu, Wei Chen, Longwen Yan, Xiao Lan Zou and Xuru Duan, Experimental evaluation of Langmuir probe sheath potential coefficient on the HL-2A tokamak, Nuclear Fusion (IOP Publishing), Accepted Manuscript online 3 January 2018, 2018 IAEA, Vienna, <https://doi.org/10.1088/1741-4326/aaa4d1>