

Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích

Přírodovědecká fakulta

Ústav fyziky a biofyziky

**Charakterizace mikrovlnného surfatronu
sondovou diagnostikou**

Bakalářská práce

Petr Sezemský

Školitel: Mgr. Martin Čada, Ph.D.

České Budějovice 2014

Sezemský, P., 2014: Charakterizace mikrovlnného surfatronu sondovou diagnostikou [Characterization of microwave surfatron by probe diagnostics. Bc. Thesis, in Czech.]– 42 p., Faculty of Science, University of South Bohemia, České Budějovice, Czech Republic.

Annotation:

Aim of this work is analysis and evaluation of probe characteristics using for this purpose designed software. Data were obtained by Langmuir probe placed in low temperature plasma generated by microwave surfatron.

Anotace:

Cílem práce je analýza a vyhodnocení sondových charakteristik s použitím k tomu určenému software. Data jsou získána pomocí Langmuirovy sondy umístěné v nízkoteplotním plazmatu generovaného mikrovlnným surfatronem.

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění, souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

České Budějovice, 1. dubna 2014

Poděkování

Děkuji svému vedoucímu práce Mgr. Martinu Čadovi, Ph.D. za jeho čas, odborné rady a připomínky, bez kterých by se tato práce neobešla.

Děkuji také své manželce a rodičům za podporu, která mi umožnila studium.

1. ÚVOD	1
2. PLASMA.....	2
2.1. Definice	2
2.2. Historie.....	3
2.2.1. Termín Plazma	3
2.2.2. Historie fyziky plazmatu	3
2.3. Kde je možné najít plazma	4
2.4. Aplikace.....	5
2.5. Vlastnosti	6
2.5.1. Statistický popis plazmatu.....	6
2.5.2. Fluidní popis plazmatu, magnetohydrodynamika.....	7
2.5.3. Stupeň ionizace plazmatu	11
2.5.4. Elektrická vodivost plazmatu	12
2.5.5. Kvazineutralita.....	12
2.5.6. Debyeův poloměr stínění.....	12
2.5.7. Teplota plazmatu	15
2.5.8. Anizotermicita plazmatu.....	16
2.5.9. Lineární vlny v plazmatu.....	16
2.5.10. Plazmová frekvence	19
2.5.11. Frekvence kroužení elektronu v magnetickém poli.....	20
2.5.12. Podmínky zachování plazmatu.....	21
2.6. Zdroje technologického plazmatu	22
2.6.1. Surfatron	22
2.7. Diagnostika plazmatu	25
2.7.1. Diagnostické metody	25
3. CÍLE PRÁCE	33
4. VYHODNOCOVÁNÍ VÝSLEDKŮ	34
5. VÝSLEDKY A DISKUZE.....	38
6. ZÁVĚR	41
7. ZDROJE.....	42

1. ÚVOD

V 2. kapitole této práce se budu věnovat definici plazmatu, historii jeho výzkumu, výskytu, aplikaci v průmyslu a základním vlastnostem plazmatu zdrojům plazmatu a diagnostice. Ve 3. kapitole budou deklarovány cíle této práce. Poté následuje popis postupu vyhodnocování s použitím k tomu určeného software. Kapitoly 5 a 6 budou obsahovat výsledky, jejich diskuzi a závěr. V 7. kapitole bude uvedena použitá literatura.

2. PLASMA

2.1. Definice

Plazma je quasi-neutrální částicový systém ve formě plynu či tekutině podobné směsi volných elektronů a iontů, často také obsahující neutrální částice (atomy a molekuly), s velkou průměrnou kinetickou energií elektronů a ostatních složek plazmatu (0,2 eV – 2 MeV na částici) a podstatným vlivem nosičů náboje a jejich elektromagnetické interakce na vlastnosti systému

Interakce mezi elektrickými náboji složek plazmatu se projevuje dvojitým způsobem:

- Coulombovská interakce mezi volnými nosiči náboje. Díky dlouhému dosahu Coulombovské síly v případech velkých koncentrací nosičů náboje ($n_e \gg 1/\lambda_D^3$) každý nosič náboje současně interaguje s mnoha dalšími nosiči, což vede k jevu nazývanému kolektivní chování.
- Tvorba makroskopických prostorových nábojů (v rámci quasi-neutrality) jako následek vnějšího ovlivňování a změn pohybu nosičů náboje v elektrickém poli těchto prostorových nábojů

S quasi-neutralitou a přítomností volných nosičů náboje souvisí významná vnitřní vlastnost plazmového skupenství, totiž tendence minimalizovat vnější elektrická a magnetická pole uvnitř objemu, ve kterém se nachází. ^[1]

2.2. Historie

2.2.1. Termín Plazma

V polovině 19. století představil český vědec Jan Evangelista Purkině použití řeckého výrazu plazma (znamenající formován) k označení čiré tekutiny, která zůstává po odstranění veškerého korpuskulárního materiálu v krvi. O půl století později, americký vědec Irving Langmuir navrhnul v roce 1922 myšlenku, že elektrony ionty a neutrální částice v ionizovaném plynu mohou být podobně považovány za korpuskulární materiál unášený v nějakém druhu tekutého média a nazval toto unášivé médium plazma. Nicméně se ukázalo, že na rozdíl od krve zde ve skutečnosti není žádné tekuté médium unášející elektrony, ionty a neutrální částice v ionizovaném plynu, přesto označení plazma tomuto stavu hmoty zůstalo.^[3]

2.2.2. Historie fyziky plazmatu

1920–1940 – počátky výzkumu fyziky plazmatu

- výzkum v oblasti vlivu ionosférického plazmatu na šíření radiových vln
- studium elektronek před nástupem polovodičové éry v elektronice

1940–1950 – Hannes Alfvén rozvinul teorii hydromagnetických vln (Alfvénových vln) a navrhl, že by tyto vlny mohly mít význam pro vesmírné plazma

1950 – současné zahájení výzkumu fúzní energie v USA, Velké Británii a bývalém Sovětském svazu jako odnože výzkumu a vývoje termonukleárních zbraní

1958 – všechny tři země odtajnilly tyto výzkumy a zahájily spolupráci, do které se poté zapojily i další země

1960 – počátek snah o využití plazmatu k pohonu vesmírných plavidel

1970-1990 – konstrukce mnoha tokamaků

1980-2000 – výzkum ne-neutrálního plazmatu

pozdní 80. léta – využití plazmatu pro úpravu materiálů (klíčový aspekt pro konstrukci integrovaných obvodů, úpravu povrchů, atd.)^[3]

2.3. Kde je možné najít plazma

V pozemských podmínkách je přirozený výskyt plazmy poměrně vzácný, například po krátkou dobu se plazma nachází v blescích při bouřkách. Ve vesmíru je však situace úplně jiná: 99 % známé vesmírné hmoty je v plazmovém skupenství. Například hvězdy, včetně Slunce, meziplanetární a mezihvězdný prostor jsou tvořeny plazmatem. Ve vesmíru se většinou jedná o silně ionizované plazma. V blízkosti Země se plazma nachází v ionosféře, magnetosféře a ve Van Allenových radiačních pásmech. Vodivostní kanály blesků jsou také tvořeny plazmatem.

V běžném životě se nejčastěji setkáváme se slabě ionizovaným plazmatem, například ve výbojkách (zdroje světla jako jsou zářivky, kompaktní zářivky, vysokotlaké výbojky s velkým světelným výkonem a výbojky pro reklamní účely). Ve spotřební elektronice se začínají stále častěji používat i plazmové displeje a plazmové obrazovky. Už přes půl století se plazma v podobě obloukového výboje používá na sváření kovových materiálů. V posledních třech desetiletích nabývají významu plazmové technologie, ve kterých se plazma ve výbojích používá na technologické operace v mikroelektronické, textilním i papírenském průmyslu, při odlučování průmyslového prachu, při likvidaci škodlivin, atd.

Silně ionizované a vysokoteplotní plazma se v pozemských podmínkách nevyskytuje, s výjimkou laboratorních zařízení na ohřev vodíkového plazmatu na teploty 100 MK. Cílem těchto experimentů je uskutečnit v pozemských podmínkách řízenou termonukleární syntézu lehkých jader. Tím by lidstvo napodobilo jaderné reakce probíhající uvnitř Slunce, čímž by získalo prakticky neomezený zdroj ekologicky čisté energie. Ústředním fyzikálním problémem při tomto výzkumu je umístění plazmatu v prostoru pomocí silných magnetických polí, čímž se má nahradit účinek silného gravitačního pole ve Slunci. Navzdory tomu, že tento výzkum probíhá už půl století, technické využití tohoto nevyčerpatelného zdroje energie zatím ještě neočekáváme. Příčinou jsou jednak ještě některé neobjasněné problémy týkající se vytváření nestabilit a udržení takového plazmatu na dostatečně dlouhou dobu a také vysoké ekonomické nároky výzkumu. I tak ale dnes už odborníci v této oblasti nepochybují o tom, že řízená termonukleární syntéza je v pozemských podmínkách uskutečnitelná. K průmyslovému využití je však potřeba alespoň jeden krok – postavení a vyzkoušení demonstračního reaktoru, ve kterém by se už produkovala energie řádově 10^8 W.

Avšak už dnes je zřejmé, že kromě této úlohy je potřeba ještě dořešit i technologické problémy související s výběrem materiálů pro stěnu reaktoru, protože ta je vystavená velkým neutronovým tokům, což způsobuje rychlé stárnutí použitých materiálů. Tento problém je velmi vážný, protože úzce souvisí s rentabilitou provozu celého energetického zařízení ^[4]

2.4. Aplikace

Zobrazovací systémy

Osvětlovací systémy

Xerografie

Lasery

Plazmová chemie

Plazmové přepínače

Sváření a řezání elektrickým obloukem

Aplikace pro lékařství a životní prostředí

Generace elektrické energie

Úprava materiálů, zejména jejich povrchů

- svařování a řezání materiálu - metalurgie
- injektování iontů do materiálu - polovodičový průmysl
- depozice tenkých vrstev - strojírenství, zdravotnictví

2.5. Vlastnosti

2.5.1. Statistický popis plazmatu

Kinetický popis plazmatu pomocí rozdělovacích (distribučních) funkcí $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$. Rozdělovací funkce je řešením Boltzmannovy rovnice:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = \left[\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right]_{sr}$$

V plazmatu se vyskytují různé typy částic (elektrony, protony, různé druhy iontů, neutrální částice) a pro každý typ se musí rovnice řešit zvlášť. Potom m označuje hmotnost zkoumané částice a \mathbf{F} označuje obecnou sílu působící na částice.

První člen levé strany Boltzmannovy rovnice $\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t}$ vyjadřuje přímou závislost na čase a je významný zejména při zapnutí a vypnutí zdroje energie.

Druhý člen $\mathbf{v} \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)$ vyjadřuje gradient v prostoru, udává rychlost změny v důsledku toku částic (difúze), v homogenním prostředí by byl tento člen nulový.

Třetí člen $\frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}}$ vyjadřuje vliv silového pole. V případě elektromagnetického pole platí $\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$.

Člen na pravé straně Boltzmannovy rovnice $\left[\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right]_{sr}$ je tzv. srážkový člen. Pokud je plazma dostatečně horké nebo je plazmová frekvence mnohem vyšší než frekvence srážek, pak lze srážky zanedbat a srážkový člen je roven nule.

Pokud lze zanedbat srážky a síla působící na částice je čistě elektromagnetická, tedy:

$$\left[\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} \right]_{sr} = 0$$

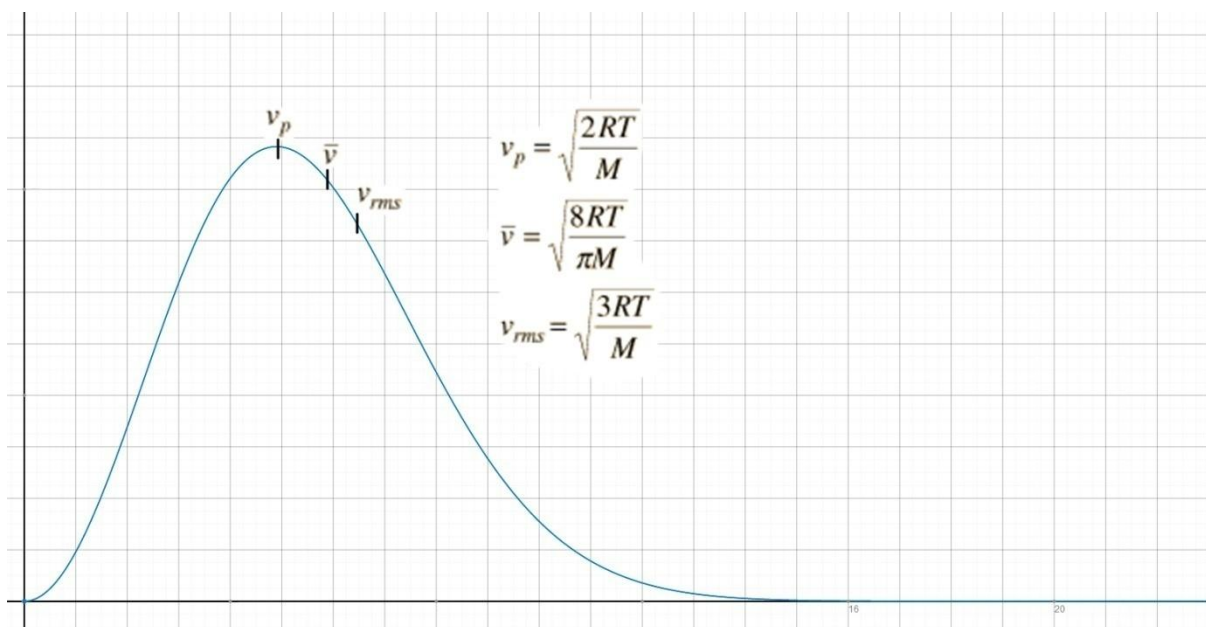
$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

pak Boltzmannova rovnice získává speciální tvar zvaný Vlasovova rovnice:

$$\frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t) + \frac{q}{m}(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \frac{\partial f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, t)}{\partial \mathbf{v}} = 0$$

Mezi rozdělovacími funkcemi je zvlášť významná Maxwellova rozdělovací funkce.

$$f^M = 4\pi \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot v^2 \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$



Obrázek 2.1 Maxwellova rozdělovací funkce s vyznačenou nejpravděpodobnější rychlostí v_p , průměrnou rychlostí \bar{v} a střední kvadratickou rychlostí v_{rms}

2.5.2. Fluidní popis plazmatu, magnetohydrodynamika

Pohlíží se na plazma jako na vodivou směs tekutin.

Základní rovnice magnetohydrodynamiky popisující plazma:

a.) Rovnice kontinuity

Vychází se z proudové hustoty:

$$i = \frac{\Delta m}{\Delta S \cdot \Delta t} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta x} = \rho \cdot v_x$$

$$\mathbf{i} = \rho \cdot \mathbf{v}$$

$$dm = \rho \cdot dV = \rho \cdot dS \cdot dx = \rho \cdot v \cdot dS \cdot dt = i \cdot dS \cdot dt$$

Přítok hmotnosti:

$$\Delta m_1 = \oint \mathbf{i} \cdot d\mathbf{S} \cdot dt$$

Odtok hmotnosti:

$$\Delta m_2 = m(x, t) - m(x, t + dt)$$

$$\Delta m_2 = \int [\rho(x, t) - \rho(x, t + dt)] dV = - \int [\rho(x, t + dt) - \rho(x, t)] dV \cdot \frac{dt}{dt}$$

$$\Delta m_2 = - \int \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot dV \cdot dt$$

Zákon zachování hmotnosti:

$$\Delta m_1 = \Delta m_2$$

$$\oint \mathbf{i} \cdot d\mathbf{S} \cdot dt = - \int \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot dV \cdot dt$$

Uplatnění Gaussovy věty $\oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \int \text{div} \mathbf{A} \cdot dV$

$$\int \text{div} \mathbf{i} \cdot dV = - \int \frac{\partial \rho}{\partial t} \cdot dV$$

$$\int \left[\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \mathbf{i} \right] \cdot dV = 0$$

Člen v závorce musí být nulový. Z toho dostáváme rovnici kontinuity v diferenciálním tvaru:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{i} = 0$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot \mathbf{v}) = 0$$

b.) Eulerova kinetická rovnice

Síla působící na systém:

$$\mathbf{F} = \sum_i^n \mathbf{F}_i$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{F}^{(V)} + \mathbf{F}^{(S)}$$

$\mathbf{F}^{(V)}$ je objemová síla, $\mathbf{F}^{(S)}$ je plošná/tečná síla

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}^{(V)} + \mathbf{F}^{(S)}$$

$$\mathbf{F}^{(S)} = \oint p d\mathbf{S} \quad \mathbf{F}^{(V)} = \int \rho \mathbf{f} dV$$

p je tlak, ρ je hustota, \mathbf{f} je intenzita síly:

$$\mathbf{f} = \frac{\mathbf{F}}{m}$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \int \rho \mathbf{f} dV + \oint p d\mathbf{S}$$

Podle Gaussovy věty platí:

$$\oint p d\mathbf{S} = \int \operatorname{div} p dV$$

$$m \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \int (\rho \mathbf{f} + \operatorname{div} p) dV$$

Substancionální/konvektivní derivace:

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla$$

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \rho \mathbf{f}$$

$$\mathbf{f} = \frac{I(d\mathbf{l} \times \mathbf{B})}{m} = \frac{\mathbf{j} d\mathbf{S} (d\mathbf{l} \times \mathbf{B})}{m} = \frac{\mathbf{j} \cdot d\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{m} = \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{B}}{\rho}$$

\mathbf{B} je magnetická indukce, I je proud. Výsledkem je Eulerova kinetická rovnice:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \rho (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = -\nabla p + \rho \mathbf{g} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

kde \mathbf{g} je gravitační zrychlení.

c.) Indukční rovnice

Vychází se z Maxwellovy rovnice pro elektromagnetickou indukci a Ohmova zákona pro pohyblivé prostředí:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}; \quad \mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

\mathbf{E} je elektrická intenzita, σ je vodivost plazmatu

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}; \quad \mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \left(\frac{\mathbf{j}}{\sigma} - \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right)$$

Dosazení Maxwellovy rovnice pro zobecněný Ampérův zákon: $\text{rot} \mathbf{H} = \mathbf{j}$

kde $\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu}$ je magnetická intenzita.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{1}{\sigma\mu} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) + \nabla(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Podle identity $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}$ získáme výslednou indukční rovnici:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\sigma\mu} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

První člen na pravé straně je difúzní člen – pomalé pronikání magnetického pole do okolního plazmatu. Druhý člen souvisí s pohybem plazmatu, je to tzv. člen zamrznání - magnetické indukční čáry sledují pohyby plazmatu.



Obrázek 2.2 Vliv difúze a zamrzání. Převzato z [6]

d.) Rovnice pro energii

Vychází se z rovnice:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla(U \cdot \mathbf{v}) = -U\gamma\nabla\mathbf{v}$$

kde $\gamma = \frac{N+2}{N} = \frac{c_p}{c_v}$, N je počet dimenzí.

Konvektivní derivací $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla$ lze převést na:

$$\frac{dU}{dt} = U(\gamma - 1)\nabla\mathbf{v}$$

2.5.3. Stupeň ionizace plazmatu

Stupeň ionizace plazmatu α udává poměr ionizovaných částic n_i vůči celkovému počtu částic $n_i + n_n$ v plazmatu. Závisí především na teplotě.

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n}$$

Podle stupně ionizace rozlišujeme:

- Slabě ionizované plazma $\alpha \ll 1$ převládá koncentrace neutrálních částic nad nabitými
- Silně ionizované plazma $\alpha \leq 1$ převládá koncentrace nabitých částic nad neutrálními

2.5.4. Elektrická vodivost plazmatu

Na rozdíl od plynu, plazma obsahuje volné elektrické náboje a proto je elektricky vodivá. Elektrická vodivost plazmatu je jednou z jeho nejvýznamnějších fyzikálních vlastností, která ho předurčuje k různým technickým aplikacím. Charakter elektrické vodivosti plazmatu výrazně závisí na tom, zda je plazma slabě nebo silně ionizováno. V prvním případě elektrická vodivost plazmatu narůstá s koncentrací nabitých částic. Při konstantní koncentraci nabitých částic elektrická vodivost plazmatu klesá s rostoucí teplotou elektronů. U silně ionizovaného plazmatu je situace úplně odlišná: elektrická vodivost nezávisí na koncentraci nabitých částic a narůstá s teplotou elektronů s mocninou $3/2$. Proto může být plazma při vysokých teplotách vodivější než kovové vodiče. Například, vodíkové plazma při teplotě 100MK má 100krát větší elektrickou vodivost, než čistá měď při laboratorní teplotě.^[4]

2.5.5. Kvazineutralita

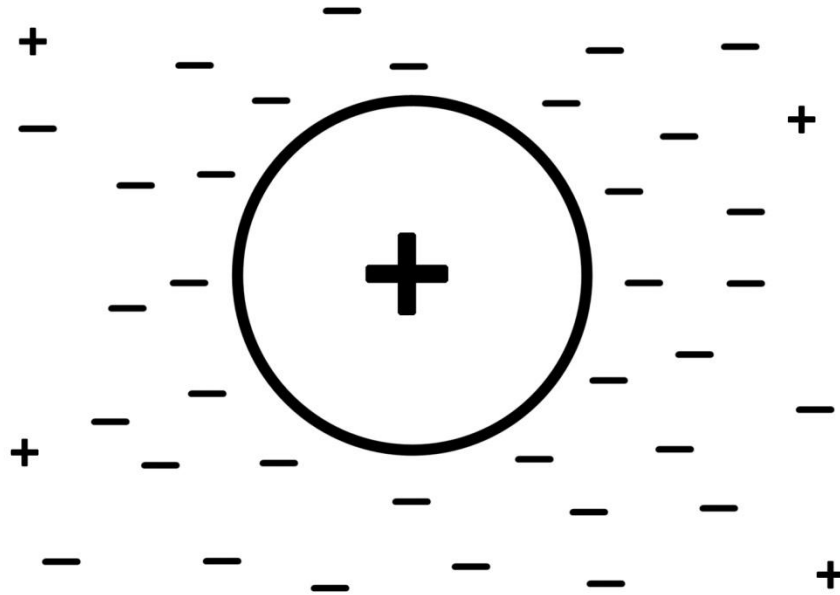
V plazmatu jsou volné nosiče náboje, jelikož ale celkový náboj všech záporně nabitých částic n_e je stejný jako celkový náboj všech kladně nabitých částic n_i , plazma se jako celek chová jako elektricky neutrální.

$$n_e \cong n_i$$

Při laboratorních experimentech se někdy využívá plazma, které není neutrální, ale může dokonce být tvořeno pouze jedním typem náboje. Rovnováha takového systému závisí na přítomnosti silných magnetických polí, ve kterých nabitě částice rotují.

2.5.6. Debyeův poloměr stínění

Pokud na plazma nepůsobí vnější elektrické pole, koncentrace elektronů a iontů jsou stejné a rovnají se n_0 . Pokud vložíme do plazmatu nepohyblivý náboj o velikosti q , elektrické pole náboje zapůsobí na nabitě částice plazmatu: částice se souhlasným nábojem budou odpuzované, částice s nesouhlasným nábojem budou přitahované. Tímto se plazma polarizuje a dojde k odstínění elektrického pole vloženého náboje. Z předpokladu homogenního plazmatu vyplývá sféricky symetrické rozložení nabitých částic v okolí vloženého náboje^[4]



Obrázek 2.3 Stínění náboje vloženého do plazmatu

Odvození pro elektrony. Ionty se považují za nepohyblivé pozadí kvůli své hmotnosti, která je mnohem větší než hmotnost elektronů:

Vychází se z Maxwellovi rovnice:

$$\operatorname{div} D = \rho$$

Platí, že $D = \varepsilon_0 E$ a $E = -\nabla\varphi$ kde ρ je hustota náboje, D je elektrická indukce, ε_0 je permitivita vakua, E je elektrická intenzita a $\nabla\varphi$ je gradient elektrického potenciálu. Z těchto vztahů vyplývá Poissonova rovnice pro elektrický potenciál:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -e \frac{n_i - n_e}{\varepsilon_0}$$

$$n_i \approx n_0$$

Podle Boltzmanova zákona platí:

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}}$$

n_0 je koncentrace v místě, kde je náboj odstíněn, k_B Boltzmannova konstanta, T_e teplota elektronů, e je náboj elektronu

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[n_0 - n_0 \cdot e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \right] = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[1 - e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \right]$$

Podle Taylorova rozvoje (TR) platí $e^a \approx 1 + a$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[1 - 1 - \frac{e\varphi}{k_B T_e} \right]$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 k_B T_e} \cdot \varphi$$

$$\frac{d^2 \varphi}{dr^2} = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 k_B T_e} \cdot \varphi$$

Substituce:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 k_B T_e}$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_0}}$$

Kde λ_D je Debyeův poloměr stínění. Tento vztah platí dobře pouze pro nízkoteplotní plazma.

Pro vysokoteplotní plazma se zahrnuje i vliv reakce iontů na vložený náboj

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = -e \frac{n_i - n_e}{\varepsilon_0}$$

$$n_i = n_0 \cdot e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_i}}$$

$$n_e = n_0 \cdot e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}}$$

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{e}{\varepsilon_0} \left[n_0 \cdot e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_i}} - n_0 \cdot e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \right] = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[e^{-\frac{e\varphi}{k_B T_i}} - e^{\frac{e\varphi}{k_B T_e}} \right]$$

Opět uplatníme TR:

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{en_0}{\varepsilon_0} \left[1 - \frac{e\varphi}{k_B T_i} - 1 - \frac{e\varphi}{k_B T_e} \right]$$

$$\nabla^2 \varphi = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0 k_B} \cdot \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right) \cdot \varphi$$

Substituce:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0 k_B} \cdot \left(\frac{1}{T_i} + \frac{1}{T_e} \right)$$

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 k_B T_e T_i}{e^2 n_0 (T_e + T_i)}}$$

Výsledný průběh potenciálu má následující tvar:

$$\varphi(r) = \varphi_0 \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}} = \frac{Q_0}{4\pi\epsilon_0 r} \cdot e^{-\frac{r}{\lambda_D}}$$

φ_0 je vložený potenciál, Q_0 je vložený náboj.

Počet částic v Debyeově vrstvě:

$$N_d = \frac{4\pi}{3} n_e \lambda_d^3$$

[4]

2.5.7. Teplota plazmatu

Střední kinetická energie částic (E) v plazmatu je definována vztahy:

$$E = \frac{3}{2} k_B T_{e,i} \quad \text{a} \quad E = \frac{1}{2} m_{e,i} v_{e,i}^2$$

Odtud:

$$\frac{3}{2} k_B T_{e,i} = \frac{1}{2} m_{e,i} v_{e,i}^2$$

$$T_{e,i} = \frac{1}{3} \frac{m_{e,i} v_{e,i}^2}{k_B}$$

Kde $T_{e,i}$ je teplota elektronů, nebo iontů, k_B Boltzmannova konstanta, $m_{e,i}$ hmotnost elektronu, nebo iontů, $v_{e,i}^2$ střední kvadratická rychlost elektronů, nebo iontů.

$$[T] = \text{eV}$$

$$1\text{eV} = 11600\text{K}$$

Podle teploty dělíme plazma na:

- Vysokoteplotní $T_e \geq 100 \text{ eV}$ ($T_e \cong T_i$)
- Nízkoteplotní $T_e < 100 \text{ eV}$ ($T_e > T_i$)

Podle teplot elektronů a iontů můžeme plazma také dělit na:

- Plazma v kompletní termodynamické rovnováze (CTE) $T_e = T_i$
- Plazma v lokální termodynamické rovnováze (LTE) $T_e = T_i$ v malé oblasti
- Plazma mimo termodynamickou rovnováhu (non-LTE) $T_e \gg T_i$

2.5.8. Anizotermicita plazmatu

Anizotermicita plazmatu τ udává poměr teploty elektronů T_e vůči teplotě iontů T_i .

$$\tau = \frac{T_e}{T_i}$$

Podle anizotermicity rozlišujeme:

- Izotermické plazma $\tau = 1$
- Neizotermické plazma $\tau \gg 1$

2.5.9. Lineární vlny v plazmatu

Vlnění v čase a prostoru popisuje vlnová funkce:

$$E = E_0 \cdot e^{i(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t)}$$

kde ω je úhlová frekvence:

$$\omega = \frac{d\varphi}{dt} = 2\pi f = \frac{2\pi}{T}$$

a \mathbf{k} je vlnový vektor:

$$\mathbf{k} = \frac{d\varphi}{d\mathbf{r}} = \nabla\varphi$$

pokud \mathbf{k} nezávisí na prostoru pak:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

Z vlnové funkce lze odvodit fázovou rychlost:

$$\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t = konst.$$



$$\frac{d}{dt}(\mathbf{k}\mathbf{r} - \omega t) = 0$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \frac{\omega}{\mathbf{k}}$$

$$v_f = \frac{\omega}{\mathbf{k}}$$

v_f často přesáhne rychlost světla c , čímž ale neporuší teorii relativity, protože nekonečně dlouhá řada vln o stejné amplitudě nepřenáší informaci, to může jen modulovaná vlna, která přenáší informaci vždy rychlostí menší než c . Zjištění této rychlosti provedeme složením dvou vln o téměř stejné frekvenci.

$$E_1 = E_0 \cos[(k + dk)x - (\omega + d\omega)t]$$

$$E_2 = E_0 \cos[(k - dk)x - (\omega - d\omega)t]$$

substituce:

$$a = kx - \omega t$$

$$b = (dk)x - (d\omega)t$$

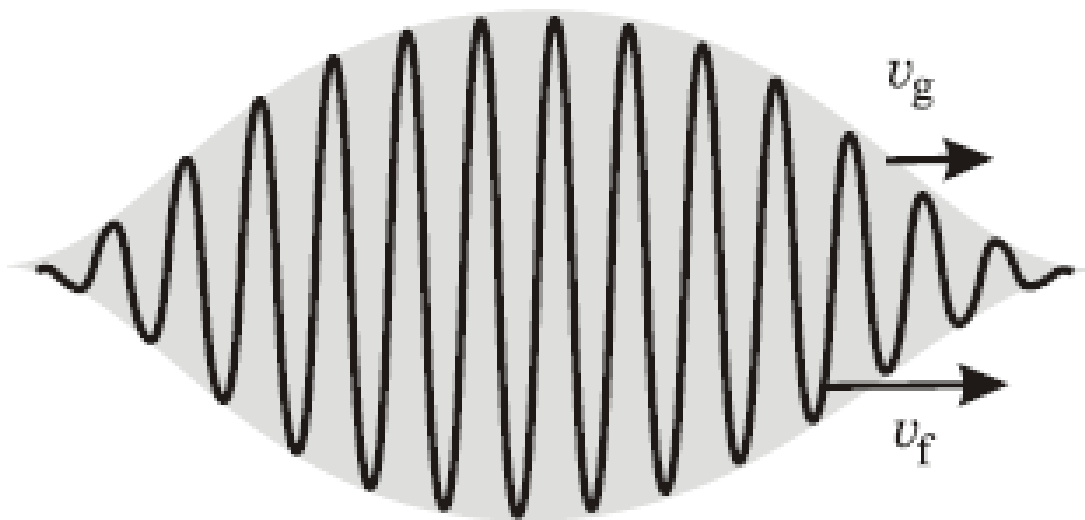
odtud:

$$\begin{aligned} E_1 + E_2 &= E_0 \cdot \cos(a + b) + E_0 \cdot \cos(a - b) = \\ &= E_0 \cdot (\cos a \cdot \cos b - \sin a \cdot \sin b + \cos a \cdot \cos b + \sin a \cdot \sin b) = \\ &= 2 \cdot E_0 \cdot \cos a \cdot \cos b \end{aligned}$$

$$E_1 + E_2 = 2 \cdot E_0 \cdot \cos[(dk)x - (d\omega)t] \cdot \cos(kx - \omega t)$$

Informaci přenáší obálka modulované vlny daná výrazem $\cos[(dk)x - (d\omega)t]$ tzv. grupovou rychlostí. Obdobným postupem jako u fázové rychlosti lze odvodit vztah pro grupovou rychlost:

$$v_g = \frac{d\omega}{dk}$$



2.5.10. Plazmová frekvence

Porucha plazmatu způsobí tlumené kmity s plazmovou frekvencí ω_p .

Vychází se z Maxwellovy rovnice:

$$\operatorname{div} D = \rho$$

Platí, že $D = \varepsilon_0 E$

$$\nabla E = \frac{\rho}{\varepsilon_0}$$

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \Rightarrow E = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \cdot x = \frac{n \cdot e}{\varepsilon_0} \cdot x$$

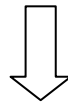
$$F = -e \cdot E = -\frac{n \cdot e^2}{\varepsilon_0} \cdot x$$

$$m \cdot \frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{n \cdot e^2}{\varepsilon_0} \cdot x$$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = -\frac{n \cdot e^2}{m \cdot \varepsilon_0} \cdot x$$

$$a = -\frac{n \cdot e^2}{m \cdot \varepsilon_0} \cdot x$$

$$a = -\omega^2 x$$



$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{n_e \cdot e^2}{m_e \cdot \varepsilon_0}} = 2\pi f$$

Jedná se o plazmovou frekvenci, která je dána oscilací elektronů kolem rovnovážných poloh.

$$\omega_e \neq \omega_e(k) \Rightarrow v_g = \frac{d\omega_e}{dk} = 0 \Rightarrow \text{rozruch se nešíří}$$

Frekvence iontů je:

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i \cdot Z^2 \cdot e^2}{m_i \cdot \epsilon_0}}$$

Z je stupeň ionizace.

$$\text{Celková plazmová frekvence } \omega_p^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{pi}^2 = \omega_{pe}^2 \left(1 + Z \cdot \frac{m_e}{m_i}\right)$$

Plazmová frekvence významně ovlivňuje šíření elektromagnetických vln v plazmatu. Necht' frekvence elektromagnetických vln je ω . Pokud $\omega < \omega_p$ dochází k silnému tlumení elektromagnetických vln v plazmatu a jejich odrazu. Při $\omega > \omega_p$ dochází k průchodu dopadajícího vlnění skrz plazma, protože se elektrony nestačí přesouvat dostatečně rychle, aby dokázaly stínit plazma před poruchou.

2.5.11. Frekvence rotace elektronu v magnetickém poli

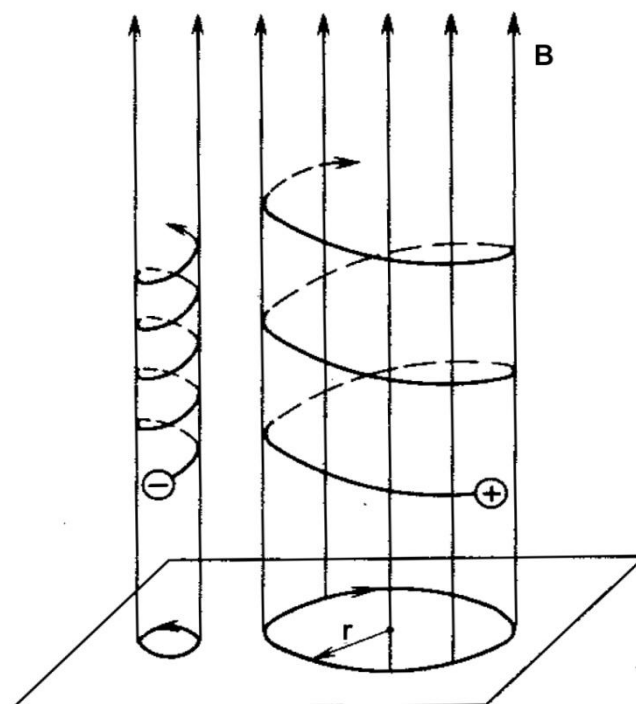
Magnetické pole působí na částice s nábojem dostředivým zrychlením.

$$a_D = \frac{q\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{m}$$

Tyto částice začnou rotovat kolem indukčních čar s kruhovou frekvencí.

$$\omega_c = \frac{eB}{m}$$

Kde B je velikost magnetické indukce.



Obrázek 2.4 Trajektorie nabitých částic ve stacionárním homogenním magnetickém poli.

Převzato a upraveno z [5]

Tato veličina má velký význam ve výbojích se střídavým elektrickým polem.

2.5.12. Podmínky zachování plazmatu

- 1.) Rozměr systému musí být podstatně větší než Debyeova délka, aby nabitě částice měli dostatečný prostor pro odstínění případně nahromaděného náboje.

$$L \gg \lambda_D$$

- 2.) K odstínění náboje je také potřeba dostatečné množství částic v Debyeově kouli.

$$N_D \gg 1$$

- 3.) Nabitě částice se mohou srazit s neutrálními částicemi pouze zřídka v porovnání s periodou své plazmové frekvence

$$\omega_p v_{en} > 1$$

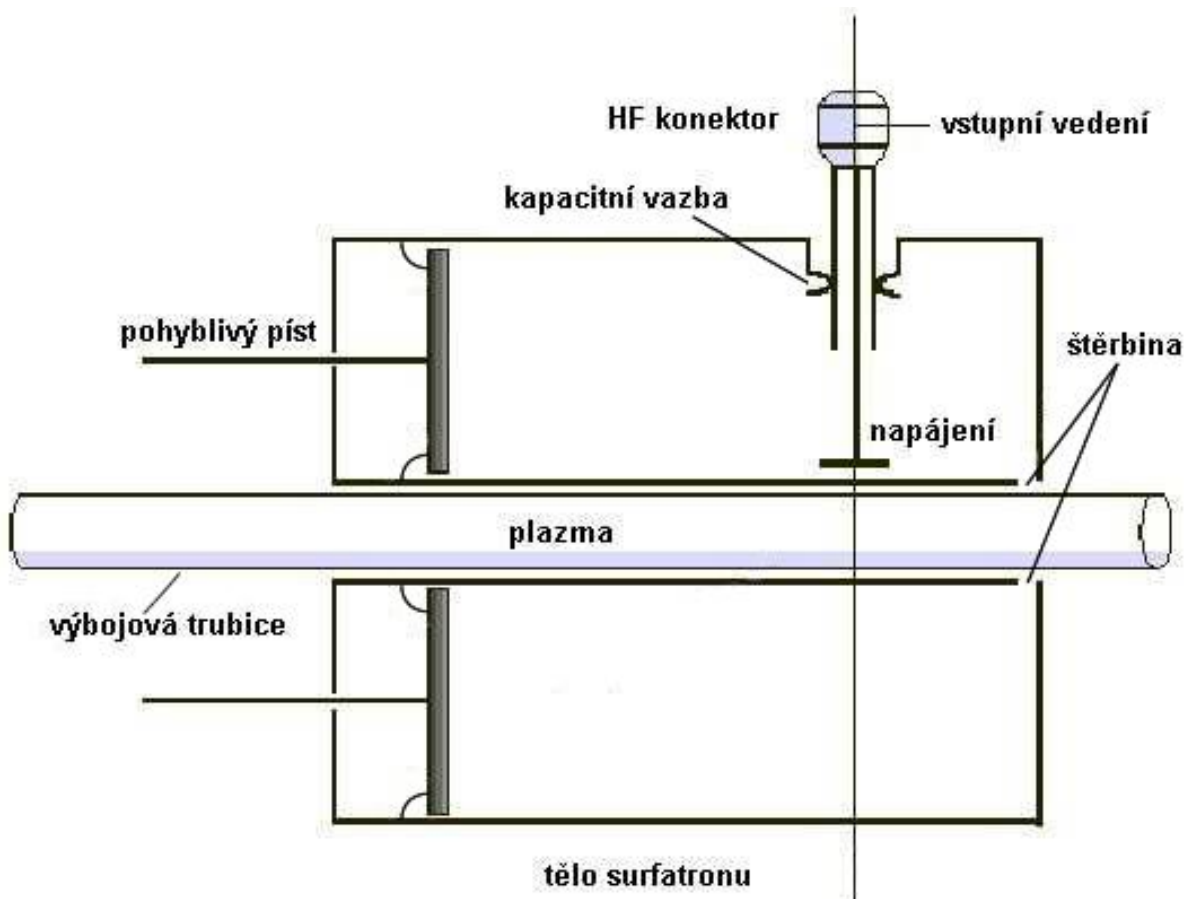
Kde v_{en} je frekvence srážek elektronů s neutrálními částicemi.

2.6. Zdroje technologického plazmatu

2.6.1. Surfatron

Surfatron byl vyvinut v roce 1975. Jedná se o zařízení určené k tvorbě a udržování plazmového výboje bez používání výbojových elektrod. Výboj je udržován pomocí povrchové vlny šířící se na rozhraní plazmatického sloupce a dielektrického okolí.

Typickou konstrukcí surfatronu tvoří dva kovové pláště ve tvaru válce. Válec o menším poloměru podstavy je umístěný ve válci o větším poloměru podstavy tak, aby byly válce stejně orientované. Společně vytváří dutinu. Důležitou součástí těla surfatronu je pohyblivý píst umístěný na jednom konci těla. Tento píst umožňuje impedanční ladění surfatronu. Na druhé straně těla surfatronu je úzká štěrbinou, kterou se šíří mikrovlnný výkon do výboje. Do vnitřní dutiny surfatronu je vložena dielektrická trubice, většinou z křemene kvůli jeho odolnosti vůči vysokým teplotám a nízkým ztrátám, v níž je provozován výboj. Zařízení se štěrbinou má symetrický tvar, aby elektrické pole procházející skrze štěrbinu do dielektrické trubice mohlo vybudit azimutálně symetrickou vlnu.

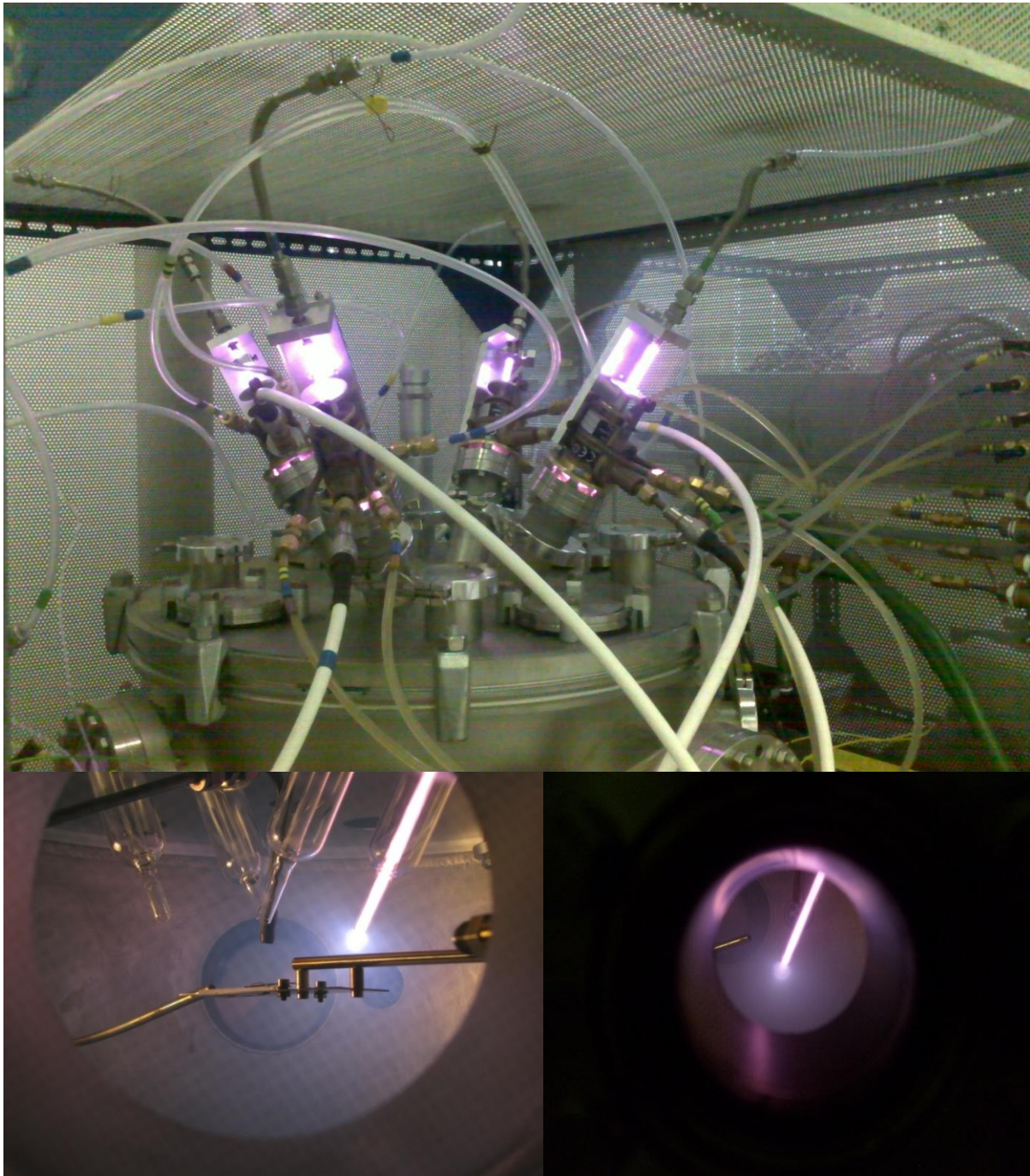


Obrázek 2.5 Schéma surfatronu. Převzato a upraveno z [7]

Do struktury surfatronu je skrze kapacitní vazbu radiálně zavedený koaxiální kabel, který slouží k přívodu mikrovlnného výkonu do surfatronu. Kapacitní vazba je představována dotykovým palcem, s nímž je možné pohybovat v radiálním směru uvnitř těla surfatronu a tím upravovat imaginární část vstupní impedance. Reálnou část vstupní impedance lze nastavit pomocí pohyblivého pístu. Těmito dvěma součástmi surfatronu je možné naladit surfatron tak, aby veškerý výkon s minimálními ztrátami přešel do plazmatu.

Výkon pronikající štěrbinou do výbojové trubice poté způsobí ionizaci pracovního plynu a tím i vznik plazmového výboje, který se podle velikosti dodávaného výkonu šíří výbojovou trubicí dál od štěrbinu

V této práci je zkoumán surfatronový výboj, který pracoval v tzv. pulzně modulovaném módu. To znamená, že mikrovlnná energie do něho nešla kontinuálně ale v časově přesně definovaných pulzech. Opakovací frekvence takového pulzování byla 200 Hz a střída 25%, tj. délka pulzu, kdy hořelo plazma, byla 1,25 ms a 3,75 ms bylo plazma vypnuté.



Obrázek 2.6 Nahoře - Vakuová komora se surfatrony; Dole - Zapálený surfatron uvnitř komory

2.7. Diagnostika plazmatu

Diagnostika plazmatu je experimentální metodou na určování parametrů plazmatu. Za nejdůležitější parametry plazmatu považujeme především tyto:

- koncentrace nabitých částic
- střední kinetická energie nabitých částic (teplota)
- chemické složení plazmatu (druhy a koncentrace iontů)
- druhy a koncentrace excitovaných stavů molekul a iontů
- intenzita elektrického a magnetického pole v plazmatu

2.7.1. Diagnostické metody

Diagnostika plazmatu představuje samostatný obor ve fyzice plazmatu, který má svou vlastní teorii i metody. Základní metody jsou tyto:

- Bezkontaktní metody:
 - Vysokofrekvenční metody
 - Optické metody
- Korpuskulární metody
- Metody využívající elektrostatickou (Langmuirovu) sondu

a) Vysokofrekvenční metody

Vysokofrekvenční diagnostika je bezkontaktní metodou používanou k určování koncentrace elektronů v plazmatu. Metoda je označovaná jako bezkontaktní proto, že při ní nevkládáme do plazmatu žádné pomocné elektrody, které by mohly lokálně narušit plazma. Princip metody spočívá v interakci slabého vysokofrekvenčního pole s elektrony plazmatu.

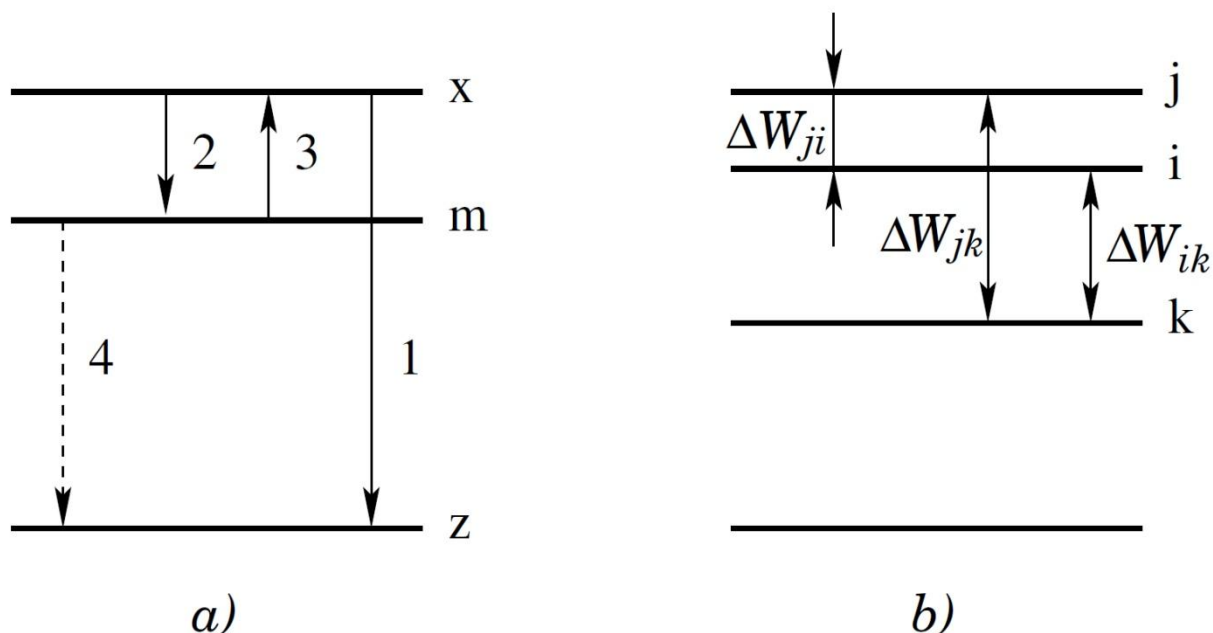
V oddíle 2.5.10 jsem popsal vliv plazmové frekvence na elektromagnetické záření. Při této metodě se hledá kritická frekvence, což je minimální frekvence signálu, který je schopný měřeným plazmatem projít. Kritická frekvence se rovná plazmové frekvenci v místě s maximální koncentrací nabitých částic. Touto metodou tedy určujeme maximální hodnotu koncentrace elektronů v plazmatu. Nevýhodou této metody je, že musíme mít široce nastavitelný zdroj vysokofrekvenčního signálu, což bývá technicky náročné. Při generaci impulzních výbojů se může použít i jen jedna frekvence, poté se zaregistruje okamžik, kdy je překročena koncentrace nad kritickou hodnotu, na základě zaniknutí signálu v plazmatu, při

vzniku výboje. Poté se zaznamená okamžik, kdy koncentrace opět klesne pod kritickou hodnotu při zániku výboje. Tímto způsobem sice nezjistíme maximální dosaženou koncentraci, ale dokážeme zjistit, že byla určitá hodnota dosažena spolu s časovým údajem kdy se tak stalo.

Velmi citlivou metodou na měření malých koncentrací je rezonanční metoda. Její princip spočívá v interakci vysokofrekvenčního pole v dutinovém rezonátoru s elektrony v plazmatu. Přítomnost plazmatu se projeví rozladěním rezonátoru. Rozladění rezonátoru je závislé na permitivitě a objemu plazmatu v rezonátoru.

b) Optické metody

Pod optickou diagnostikou, nebo také souhrnně spektroskopii plazmatu, rozumíme zejména bezkontaktní diagnostiku, která využívá záření plazmatu ve viditelné oblasti spektra, případně i v infračervené a ultrafialové oblasti. Využíváme tedy vyzařování atomů a iontů (popřípadě molekul) při přechodu z excitovaného stavu do nižších energetických stavů, resp. do základního stavu. Pokud převládá čárové spektrum, potom je z relativní intenzity záření možné určovat relativní koncentrace excitovaných stavů s krátkou dobou života (<100 ns). Kromě stavů s krátkou dobou života jsou v plazmatu excitované částice s dlouhou dobou života (>1 μ s) z kterých nejvýznamnější úlohu mají metastabilní stavy. Částice v metastabilním stavu v plazmatu nevyzařují a proto je možné je detekovat jen pomocí záření z externího zdroje. Metastabilní stavy mají velký význam pro tzv. Penningovu ionizaci.



Obrázek 2.7 Energetické hladiny atomu: a) přechody mezi hladinami: z - základný stav, x - excitovaný stav s krátkou dobou života, m - metastabilní stav; b) energetické rozdíly mezi hladinami. Převzato z [4]

V technické praxi je někdy problém, že záření emitované při přechodu do nižšího energetického stavu podléhá rychlé absorpci plynem, takové záření se nazývá rezonanční záření. Toto záření navíc někdy leží mimo oblast viditelného světla. Z těchto dvou důvodů se vybírají takové přechody mezi energetickými hladinami, které emitují záření bez těchto problematických vlastností.

Spektroskopii plazmatu je možné používat i na určení chemického složení částic v plazmatu podle výskytu charakteristických spektrálních čar. Z intenzity spektrálních čar a jejich rozšíření je také možné určit teplotu plazmatu a koncentraci elektronů.

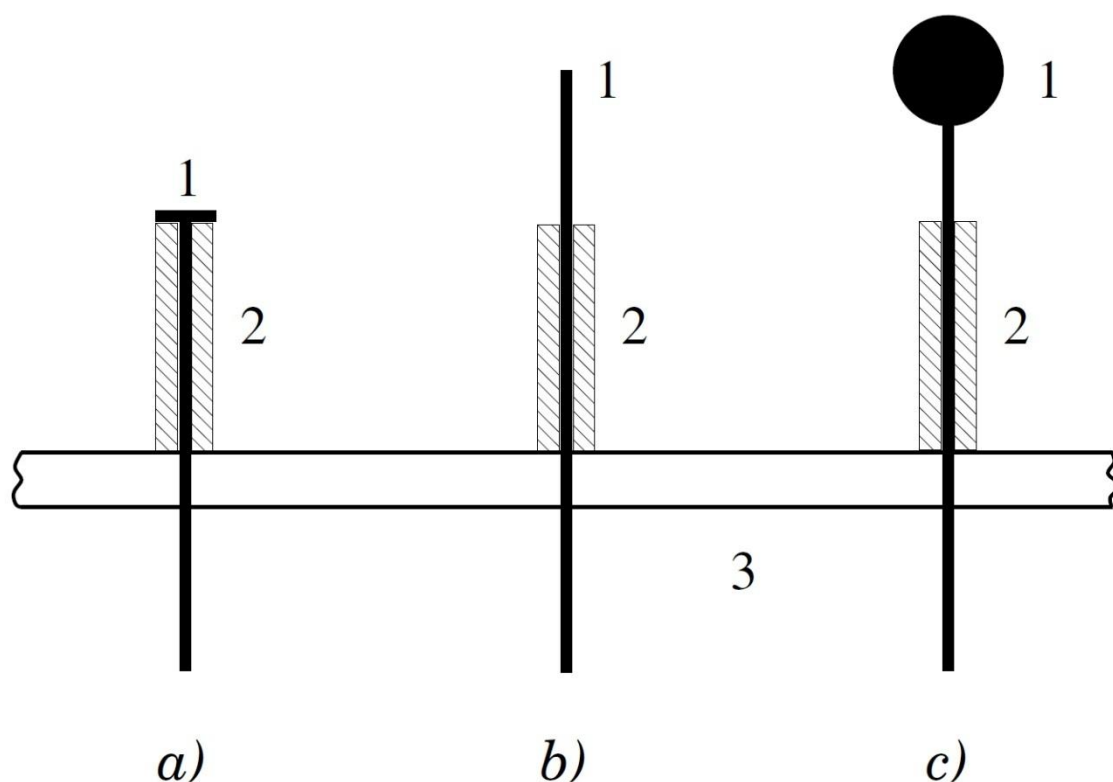
Významnou aplikací je spektroskopie plazmatu pro astronomii. Pomocí spektroskopie je možné určit teplotu na povrchu a chemické složení atmosféry Slunce, hvězd i jiných vesmírných objektů. Ze Zeemanova jevu je možné získat informace o intenzitě magnetických polí na povrch Slunce. Z Dopplerovského posunutí spektrálních čar dokážeme určit složky rychlosti proudění sluneční hmoty vůči pozorovateli i relativní rychlosti vesmírných objektů vůči nám. Velký význam má spektroskopie plazmatu ve vesmíru při určování rudého posuvu zapříčiněného expanzí vesmíru.

c) Korpuskulární metody

Korpuskulární metody jsou využívány ke zjištění chemického složení částic plazmatu. Ve srovnání se spektroskopií je korpuskulární diagnostika výrazně náročnější, ale velkou výhodou je, že dokáže zjistit takové kladné ionty, které není možné zaznamenat pomocí spektroskopických metod. Princip tohoto druhu diagnostiky spočívá v extrakci částic plazmatu do vysokého vakua, kde je možné je identifikovat pomocí hmotnostní spektrometrie

d) *Elektrostatické sondy*

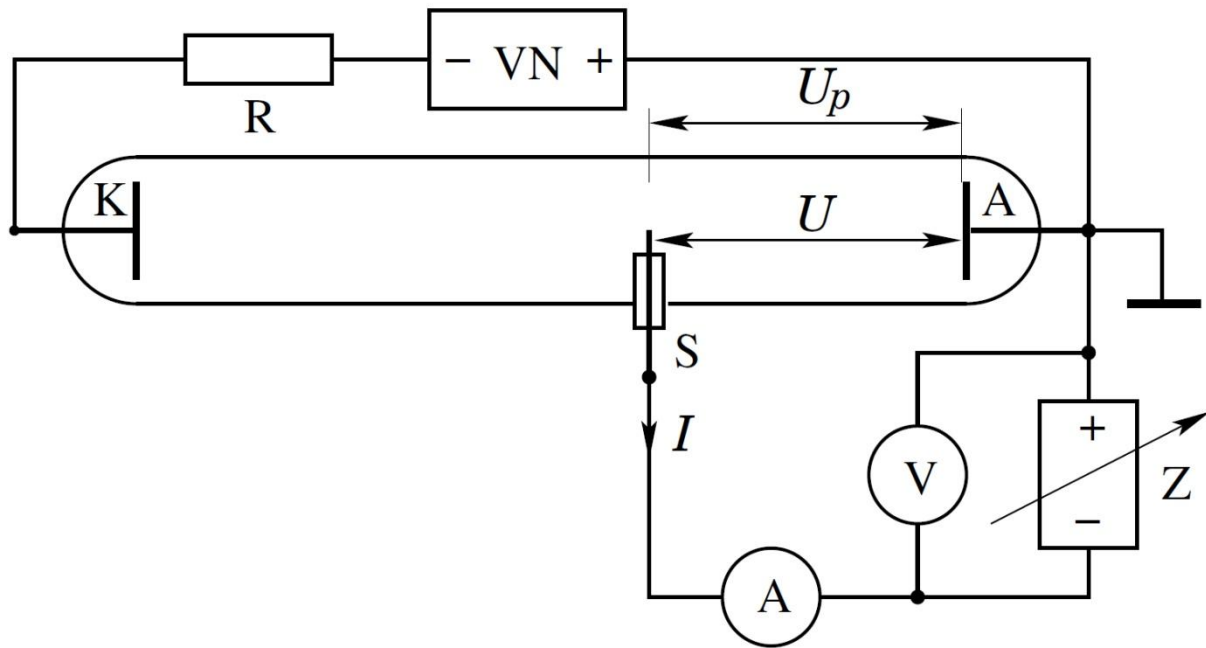
Elektrostatická sonda, nazývaná také Langmuirova, je kovová elektroda vložená do plazmatu. Je tvořena nejčastěji platinou, molybdenem nebo wolframem kvůli jejich dostatečně vysoké teplotě tání a odolnosti vůči bombardování nabitými částicemi. Elektroda je umístěna v trubičce z izolátoru, ze které vyčnívá do plazmatu. Sonda může mít různé tvary, jak je ukázáno na obrázku 2.8. V praxi je nejvyužívanější válcová (cylindrická) sonda.



Obrázek 2.8 Konstrukce elektrostatické sondy: a) rovinná sonda; b) válcová (cylindrická) sonda; c) kulová sonda; 1 – sonda; 2 – izolátor; 3 – stěna výbojky ze skla. Převzato z [4]

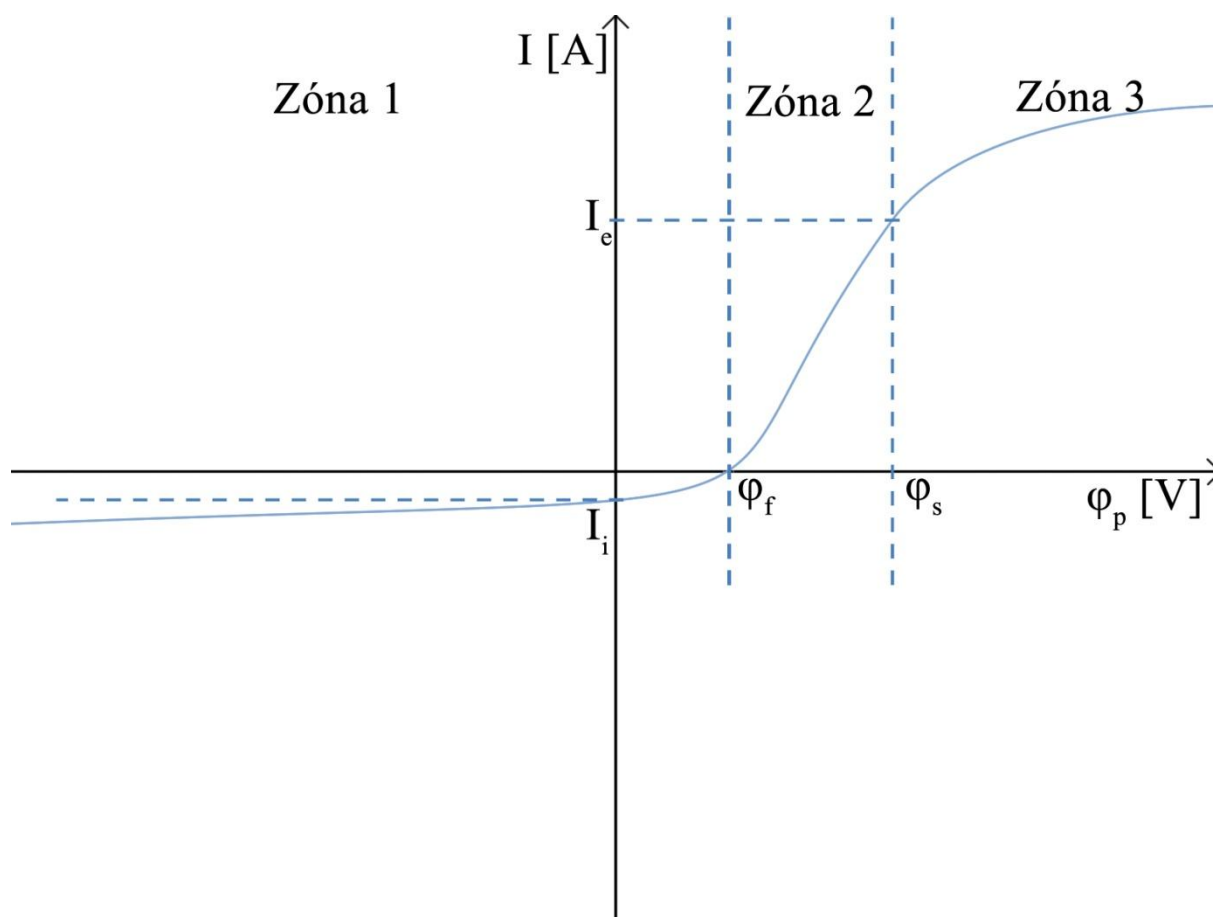
Potenciál elektrody je možné měnit jejím zapojením do elektrického obvodu. Na vytvoření uzavřeného obvodu je potřeba mít v plazmatu ještě referenční elektrodu. V případě, že je alespoň jedna elektroda výboje v plazmatu slouží jako referenční elektroda anoda nebo katoda výbojky (metoda jedné sondy), v případě bezelektrodových výbojů, například mikrovlnných výbojů, slouží jako referenční elektroda druhá sonda vložená do plazmatu poblíž první (v tomto případě se uspořádání nazývá dvojité sonda).

Kolem sondy s potenciálem φ_p umístěné v plazmatu vzniká vrstva prostorového náboje, která je úměrná velikosti napětí sondy a potenciálu plazmatu. Toto pole jeden druh nabitých částic přitahuje, druhý odpuzuje.



Obrázek 2.9 Schéma možného zapojení sondy pro měření doutnavého výboje (anoda A slouží jako referenční elektroda): S – sonda; VN - zdroj vysokého napětí na buzení výboje; R - sériový odpor na stabilizaci výbojového proudu; Z - zdroj proměnného napětí (změnou napětí lze nastavit potenciál na sondě); V a A – voltmetr a ampérmetr; I - sondový proud, U - napětí mezi sondou a anodou; U_p – potenciál neporušené plazmy v místě sondy vůči anodě (plazmový potenciál). Převzato z [4]

Výsledkem měření je volt-ampérová charakteristika sondy, která vyjadřuje závislost proudu procházejícího sondou na napětí na ni přivedeného. Typický tvar V-A charakteristiky je na obrázku 2.10



Obrázek 2.10 Typický tvar V-A charakteristiky doutnavého výboje: ϕ_p – potenciál sondy; ϕ_f – plovoucí potenciál; ϕ_s – potenciál plazmatu; I – proud na sondu; I_e – hranice oblasti saturačního proudu elektronů; I_i – hranice oblasti saturačního proudu iontů;

Z obrázku je patrné, že V-A charakteristiku lze rozdělit na 3 oblasti:

- Zóna 1
 - $\varphi_p < \varphi_f$ — Záporný potenciál na sondě způsobí přitahování iontů a odpuzování elektronů, převládá tok iontů nad tokem elektronů na sondu; $I < 0$.
 - $\varphi_p = \varphi_f$ — Potenciál na sondě je takový, že se toky iontů a elektronů rovnají; $I = 0$.
- Zóna 2
 - $\varphi_f < \varphi_p < \varphi_s$ — Převládá tok elektronů; $I > 0$.
 - $\varphi_p = \varphi_s$ — Bariera pro elektrony zcela zaniká, celkový tok na sondu je dán rozdílem neredukovaných toků elektronů a iontů, které jsou důsledkem jejich tepelného pohybu. Sonda s potenciálem plazmatu nenarušuje kvazineutralitu plazmatu v místě vložení, v okolí sondy se netvoří oblast prostorového náboje.
- Zóna 3
 - $\varphi_p > \varphi_f$ — Oblast elektronového saturačního proudu. Tok iontů na sondu je redukován kvůli potenciálové bariéře, kterou musí ionty překonávat. Sonda narušuje kvazineutralitu plazmatu, hromadí se kolem ní elektrony.

Pomocí Langmuirovy sondy je možné určit teplotu elektronů, koncentraci elektronů, hustotu plazmatu, potenciál plazmatu a plovoucí potenciál.

3. CÍLE PRÁCE

- Cílem předkládané bakalářské práce bude seznámení se s nízkoteplotním plazmatem konkrétně s principem činnosti tzv. mikrovlnného surfatronu.
- Dalším cílem je seznámení se s problematikou měření Langmuirovou sondou v nízkoteplotním technologickém plazmatu buzeném mikrovlnným napětím.
- Hlavním úkolem práce bude naučení se pracovat se specializovaným software pro vyhodnocování sondových charakteristik.
- Cílem práce bude vybraná data analyzovat pomocí výše uvedeného software a takto získané výsledky pak interpretovat. To bude znamenat stanovení optimálních pracovních podmínek výboje a charakterizovat výboj z hlediska hustoty plazmatu, teploty elektronů a potenciálu plazmatu v závislosti na módu činnosti mikrovlnného surfatronu.

4. VYHODNOCOVÁNÍ VÝSLEDKŮ

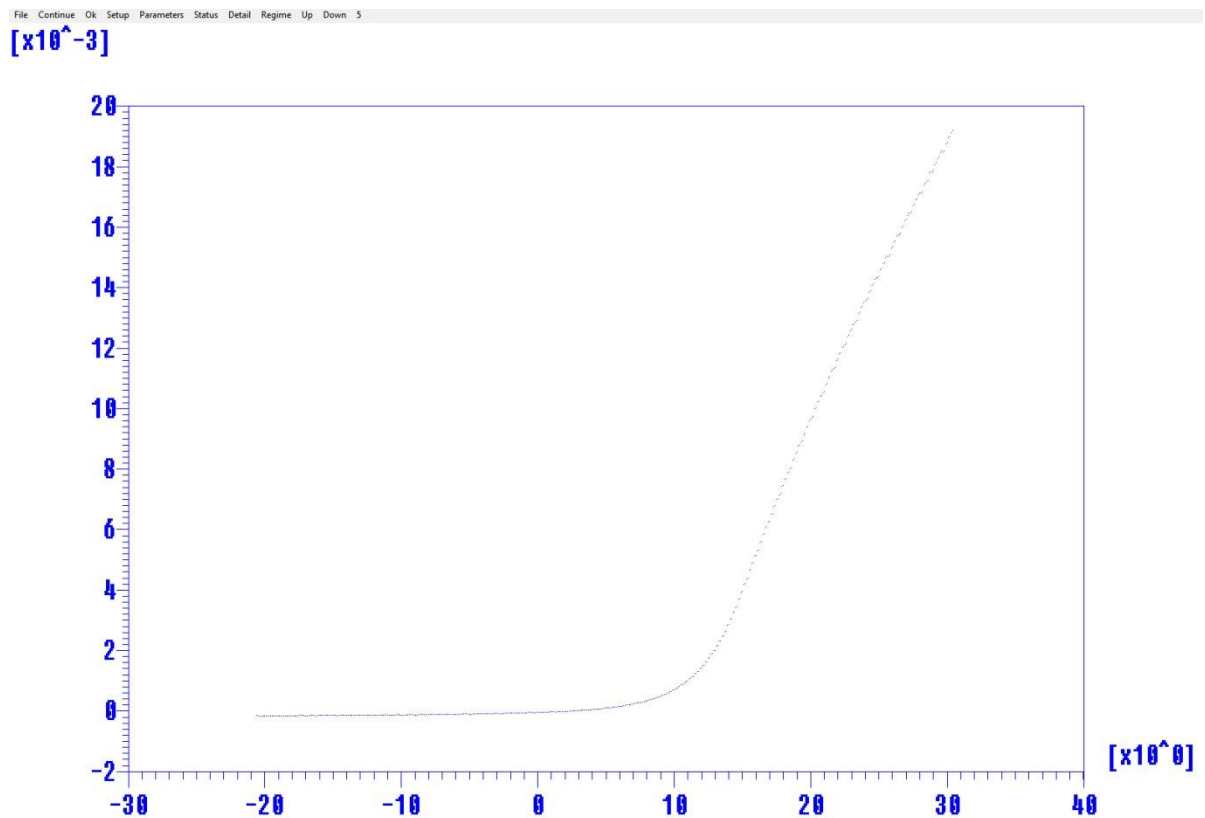
K dispozici bylo velké množství naměřených dat tzv. sondových charakteristik. Tyto sondové charakteristiky jsou vlastně volt-ampérové charakteristiky získané jednoduchou Langmuirovou sondou. Naměřená data pochází z výboje generovaného mikrovlnným surfatronem. Jako pracovní plyn byl použit argon. Tlak plynu byl 6 Pa. Byla použita válcová sonda o poloměru 50 mikrometrů a délce 2,5 mm.

Jak bylo uvedeno v kapitole 2.6.1 surfatron pracoval v tzv. pulzně modulovaném módu. To znamená, že mikrovlnná energie do něho nešla kontinuálně, ale v časově přesně definovaných pulzech. Frekvence opakování tohoto pulzování byla 200 Hz, střída neboli část periody, kdy byla dodávána mikrovlnná energie do výboje, byla 25%, to znamená, že 1,25 ms plazma hořelo a 3,75 ms bylo plazma vypnuté. Měření byla prováděna pro dvě různé vzdálenosti Langmuirovy sondy od ústí trysky surfatronu. K dispozici tedy byly dvě sady časově rozlišených měření pro dvě vzdálenosti 25 a 45 mm. V každé sadě byla data uložena do souborů s příponou „.dat“ pojmenovaných podle časů, kterým příslušely volt-ampérové charakteristiky v nich uložené. Datový formát naměřených dat byl uložen v podobě dvou sloupců: první sloupec odpovídal napětí na sondě ve V, druhý sloupec odpovídající sondový proud v A.

K vyhodnocení byl použit program „START.EXE“. Tento program vytvořil doc. Mgr. Pavel Kudrna, Dr. z Katedry fyziky povrchů a plazmatu Matematicko-fyzikální fakulty Univerzity Karlovy v Praze.

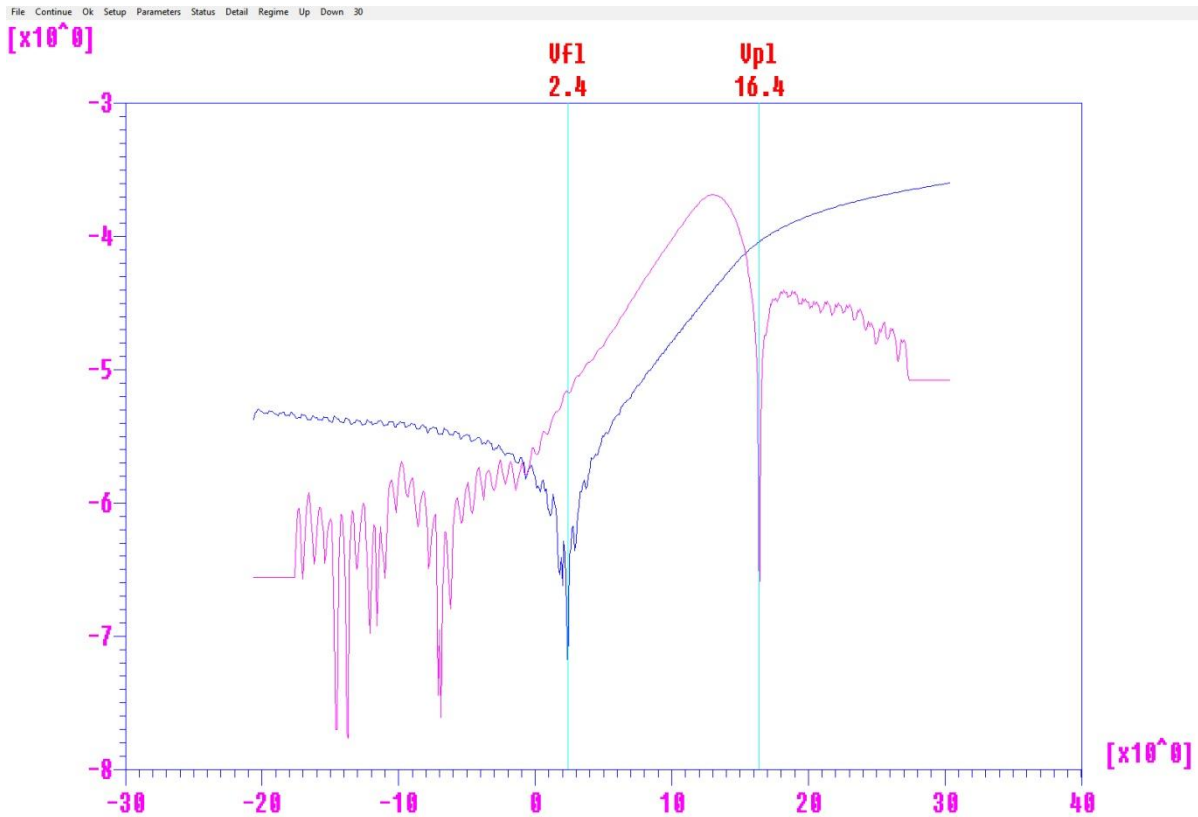
Vstupem programu je soubor s volt-ampérovou charakteristikou příslušného času měření a parametry za jakých byla charakteristika získána, tedy pracovní plyn, tlak plynu a rozměry sondy. Výstupem je textový soubor s příponou „.out“ obsahující vypočítané parametry zkoumaného výboje. V této práci se zaměříme na plovoucí potenciál, potenciál plazmatu, teplotu elektronů a elektronovou hustotu.

- Plovoucí potenciál je potenciál, při kterém je iontový proud na sondu roven elektronovému, tudíž je celkový proud nulový. Ve volt-ampérové charakteristice se nachází v místě, kde křivka protíná vodorovnou osu.



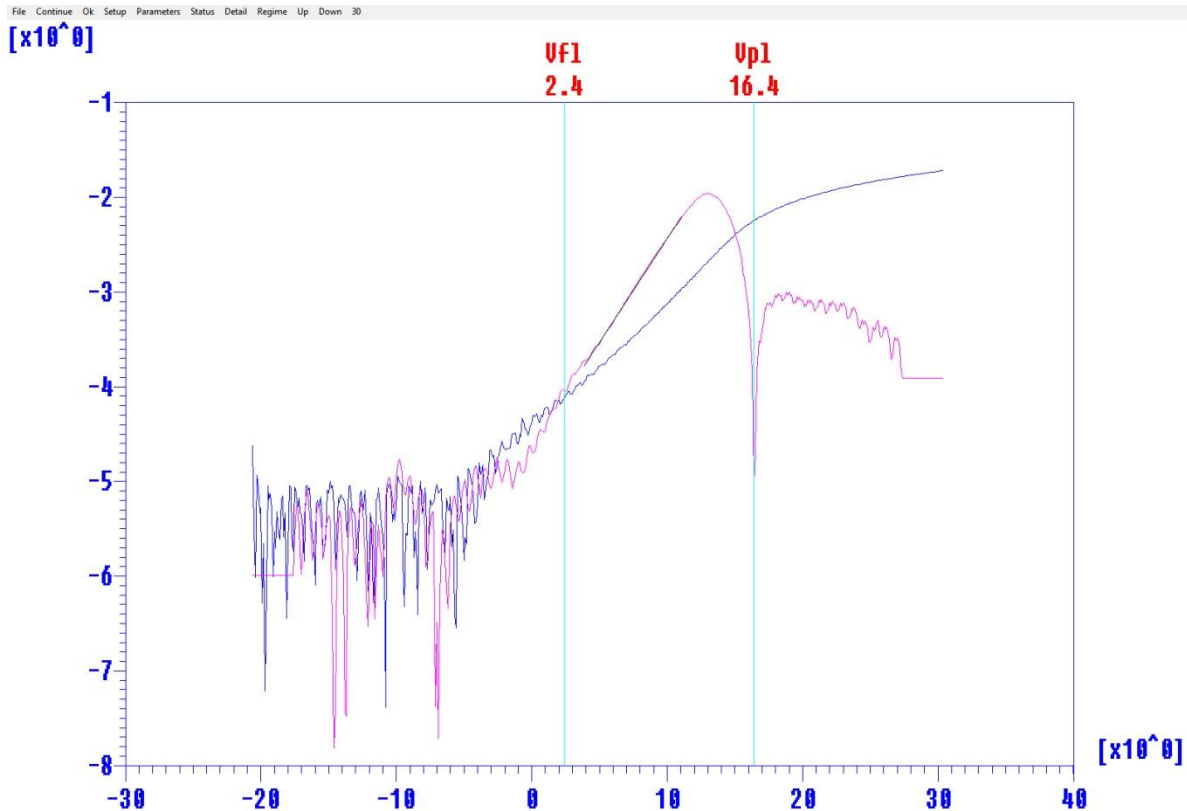
Obrázek 4.1 Ukázka práce s programem - modrá křivka představuje volt-ampérovou charakteristiku

- Potenciál plazmatu je představován inflexním bodem volt-ampérové charakteristiky. Program spočítá 2. derivaci křivky a v místě, kde se rovná 0, se nachází potenciál plazmatu. Program sám navrhne hodnotu a je na uživateli, zda ji přijme, nebo posune ukazatel na správné místo a odsouhlasí. Nachází se v prvním minimu 2. derivace za plovoucím potenciálem



Obrázek 4.2 Ukázka práce s programem - modrá křivka představuje volt-ampérovou charakteristiku v semilogaritmické škále; fialová křivka představuje 2. derivaci křivky; V_{f1} představuje plovoucí potenciál, V_{p1} potenciál plazmatu

- Teplotu elektronů program vypočítá se směrnicí přímky, kterou uživatel nafiluje na 2. derivaci elektronového proudu. Fitování přímky se provádí v oblasti mezi plovoucím potenciálem a potenciálem plazmatu ještě před ohybem křivky 2. derivace k potenciálu plazmatu.



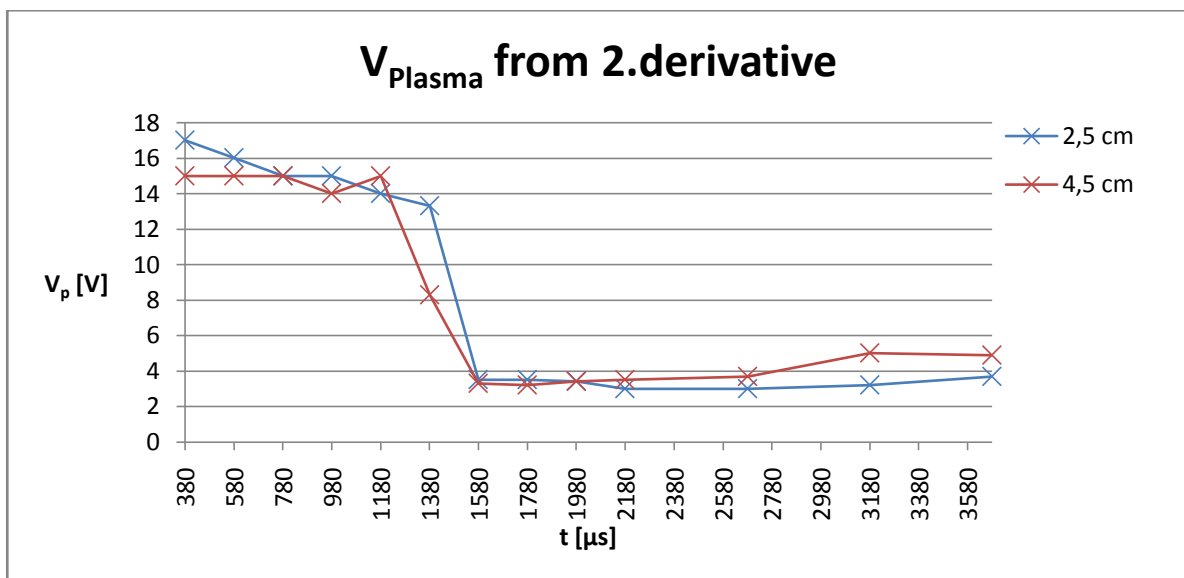
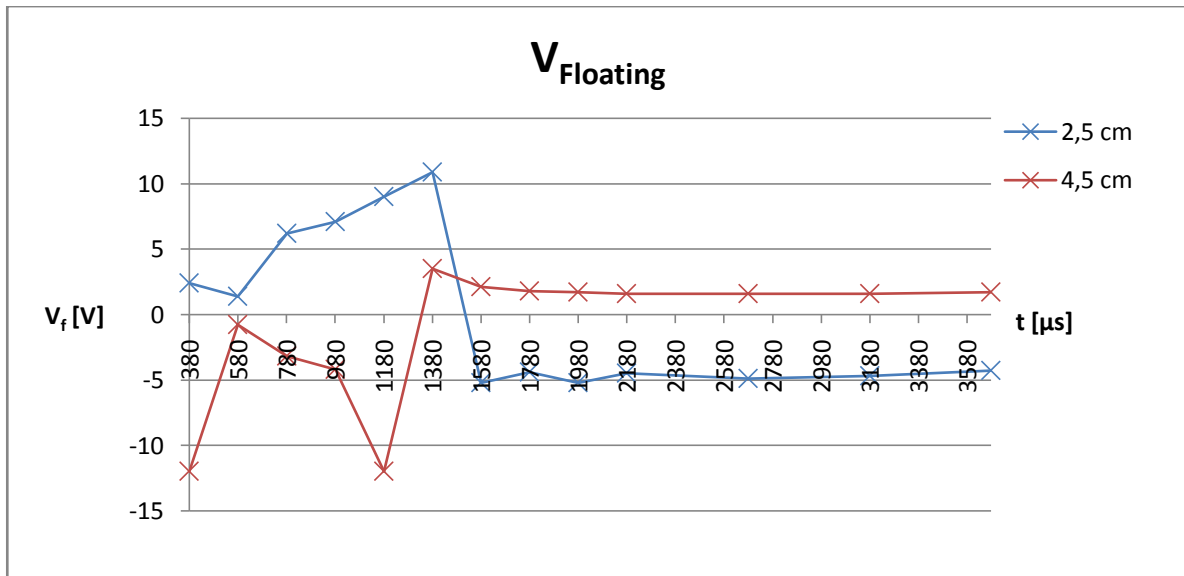
Obrázek 4.3 Ukázka práce s programem - modrá křivka představuje elektronový proud v semilogaritmické škále; fialová křivka představuje 2. derivaci elektronového proudu; V_{f1} představuje plovoucí potenciál, V_{p1} potenciál plazmatu; černá úsečka představuje část přímky nafilované na 2. derivaci

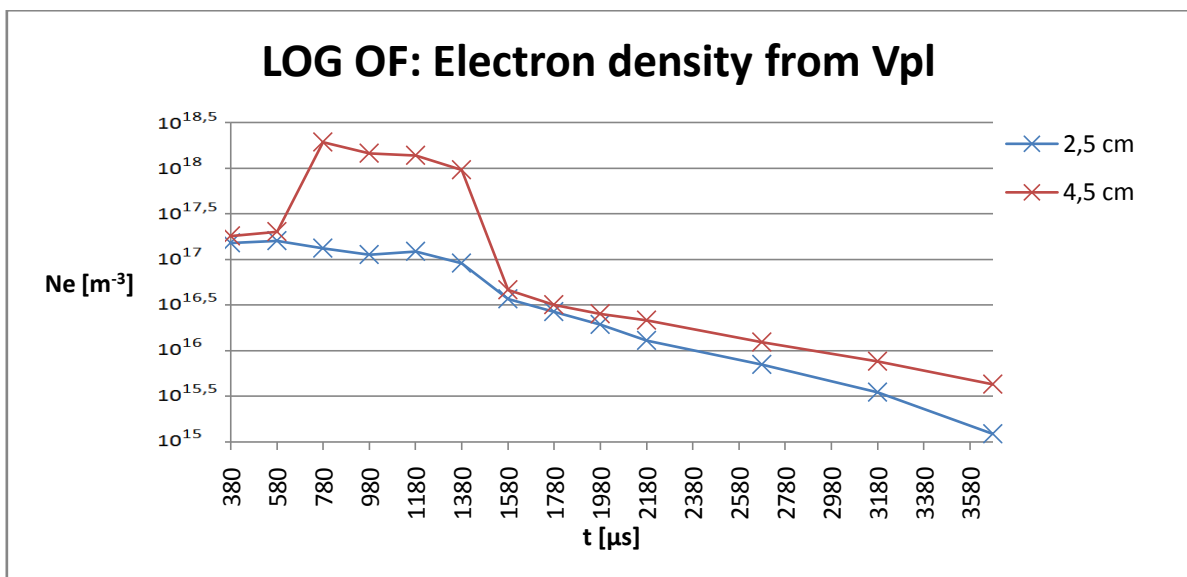
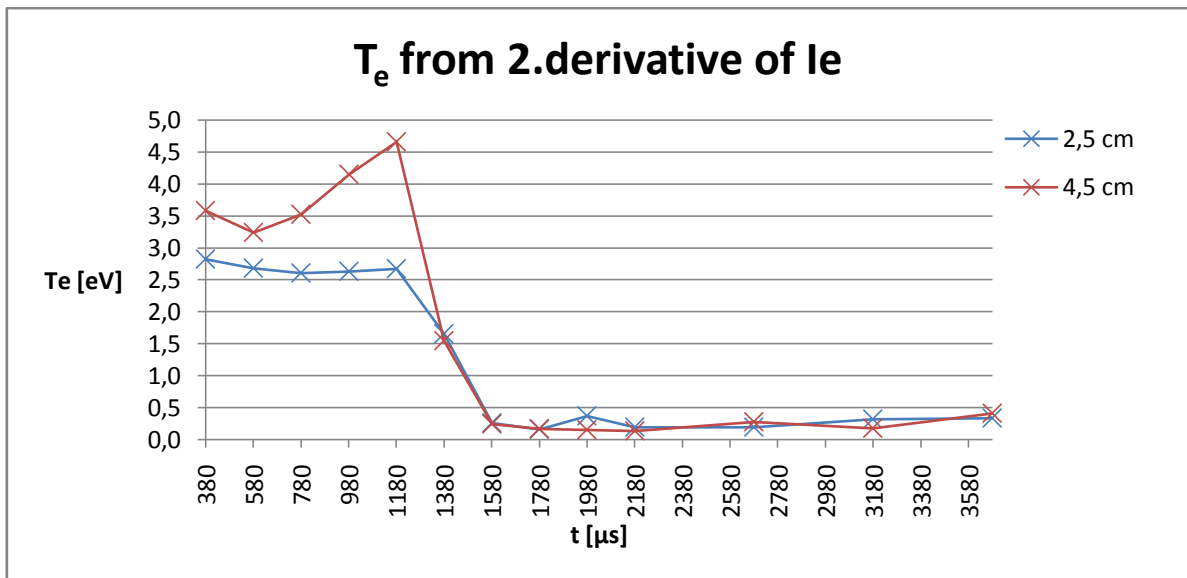
- Elektronovou hustotu program určí z hodnoty proudu sondou na potenciálu plazmatu a teploty elektronů.

Tyto parametry je pak potřeba seřadit podle časů, ve kterých byly získány a znázornit graficky jejich vývoj v čase.

5. VÝSLEDKY A DISKUZE

Následuje grafické znázornění časového vývoje zkoumaných parametrů s porovnáním dvou vzdáleností, ve kterých byla data získána, a diskuze těchto výsledků. V grafech jsou křížky představující místa, ve kterých bylo měření prováděno, spojeny lomenou čarou pro lepší znázornění vývoje parametrů výboje ve zkoumaných vzdálenostech.





Plovoucí potenciál u vzdálenosti 45 mm je během výboje výrazně menší než u vzdálenosti 25 mm a po skončení výboje větší. To odpovídá i grafu teploty elektronů, protože plovoucí potenciál vůči potenciálu plazmatu klesá s rostoucí teplotou elektronů přibližně podle:

$$V_{\text{Floating}} \approx V_{\text{Plasma}} - 5,4T_e \quad [8]$$

Naměřené hodnoty V_{pl} a V_{fl} nám jednoznačně ukazují, že ve vertikální vzdálenosti je plazmový sloupec z hlediska přítomnosti elektrického pole více méně homogenní a pohyb elektricky nabitých částic bude podléhat jen difuzi nebo ambipolární difuzi v rozmezí vzdálenosti 25 až 45 mm od výstupu trysky surfatronu. Na druhou stranu, značný rozdíl v potenciálu plazmatu naznačuje významnou vertikální nehomogenitu v teplotě elektronů.

V grafu elektronové hustoty je vidět výrazně větší koncentrace elektronů ve vzdálenosti 45 mm během výboje. To může být zapříčiněno pohyblivostí elektronů, která je větší než pohyblivost iontů. Elektrony mohou difúzí překonat větší vzdálenost a přitom nehrozí zachycení ionty, navíc je možné, že srážkami s neutrálními částicemi způsobí jejich excitaci nebo ionizaci. Difuze by mohla být také příčinou toho, že ve vzdálenosti 25 mm nebyl vidět tak výrazný skok mezi zapnutím a vypnutím plazmatu.

Zajímavé je, že v oblasti větší koncentrace elektronů je i větší teplota elektronů. Je možné, že elektrony v této oblasti absorbují lépe mikrovlnný výkon než elektrony, které jsou v oblasti s větším poměrem iontů. Tento rozdíl koncentrací může být v důsledku příčinou rozdílu v grafu plovoucího potenciálu.

Pozornost si zaslouží také fakt, že elektronová hustota po skončení výboje klesá pomaleji pro větší vzdálenost než je tomu blíže k ústí výbojové trubice surfatronu. Jelikož teplota elektronů je pro obě vzdálenosti v té době přibližně stejná, nelze si toto pomalejší klesání vysvětlit rozdílem energií elektronů. Při uvedených koncentracích je přímá rekombinace iont-elektron velmi málo pravděpodobná, plazma se rozpadá převážně difúzí na stěny reaktoru. Rekombinace by mohla nastávat jen krátkou dobu po vypnutí pulzu výboje, kdy je hustota plazmatu relativně velká.

Možné vysvětlení zvýšené hustoty plazmatu a teploty elektronů ve větší vzdálenosti od trysky může spočívat v přítomnosti metastabilních částic, které v excitovaném stavu mohou existovat v řádu jednotek až desítek mikrosekund. K jejich excitaci může docházet v trubici surfatronu, ale díky difuzi mohou proniknout do větší vzdálenosti od výstupu trysky. Tam díky Penningově ionizaci mohou zvyšovat hustotu plazmatu a teplotu elektronů.

I když stejně jako ostatní zkoumané parametry elektronová hustota po skončení výboje klesá, tak je jasně patrné, že neklesá příliš strmě. Navíc exponenciální pokles hustoty elektronů naznačuje, že dohasínání plazmatu je řízeno difúzí ke stěnám. Tedy delší dobu po ukončení dodávání mikrovlnného výkonu se hodnoty elektronové hustoty udržují na poměrně vysoké úrovni, což může pozitivně ovlivnit například chemické procesy probíhající v plazmatu (např. při PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition) technologickém růstu vrstev).

6. ZÁVĚR

V této práci jsem se blíže seznámil s fyzikálními vlastnostmi plazmatu, s jeho výskytem a jeho využitím v běžném životě i průmyslu. Seznámil jsem se také s metodami jeho umělého generování pomocí mikrovlnného surfatronu a s metodami diagnostiky plazmatu obzvláště s důrazem na diagnostiku pomocí Langmuirovy sondy. Naučil jsem se také vyhodnocovat data získaná právě pomocí Langmuirovy sondy s použitím programu „START.EXE“, který byl vytvořen doc. Mgr. Pavlem Kudrnou, Dr.. Značnou pomocí byla i grafická nadstavba, kterou vytvořil Jan Jedlička v rámci své bakalářské práce, díky které bylo jednodušší a rychlejší zdávání parametrů a nastavení programu „START.EXE“.

Cílem bylo popsat časový vývoj mikrovlnného výboje a zároveň popsat závislost parametrů plazmatu na vzdálenosti od ústí výbojové trubice. Překvapivými byly obzvláště výsledky porovnání teplot elektronů, kde se ukázalo, že během výboje je teplota elektronů ve větší vzdálenosti větší než blíže k ústí výbojové trubice. Podobně byl překvapivý i velký rozdíl v elektronové hustotě, kde opět byla větší pro 45 mm než pro 25 mm.

Myslím si, že by bylo zajímavé, kdyby byly k dispozici i další sady dat pro jiná umístění Langmuirovy sondy, aby bylo možné ještě lépe znázornit závislost vlastností výboje na vzdálenosti od ústí trubice. Nicméně i v tomto případě je jasně patrné komplexní chování zkoumaných vlastností plazmatu v prostoru i čase během pulzu výboje i během jeho dohasínání.

7. ZDROJE

1. Hippler, Low Temperature Plasmas - Fundamentals, Technologies and Techniques
2. Fitzpatrick, Plasma physics
3. Bellan, Fundamentals of Plasma Physics
4. Martišovits, Základy fyziky plazmy
5. Golant, Fundamentals of Plasma Physics
6. Kulhánek, Úvod do teorie plazmatu
7. M. Moisan, J. Pelletier, Microwave Excited Plasmas, Elsevier, (1992)
8. F. Chen, Langmuir Probe Diagnostics, (2003)