České vysoké učení technické v Praze
Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská
Katedra fyziky

Využití emisní sondy pro diagnostiku plazmatu

Bakalářská práce

Autor: Ondřej Šebek
Vedoucí práce: Prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc.
Akademický rok: 2007/2008

Chtěl bych poděkovat vedoucímu své práce Prof. RNDr. Milanu Tichému, DrSc. za jeho rady v průběhu celé mé práce, především pak za ochotnou pomoc při práci s obvodem sondové elektroniky. Dále bych chtěl poděkovat Mgr. Pavlu Kudrnovi, Dr. zejména za pomoc při práci v prostředí Agilent VEE 8.5.

Prohlašuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracoval samostatně a použil jsem pouze uvedené podklady.

Nemám závažný důvod proti užití tohoto školního díla ve smyslu § 60 Zákona č.121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne 30. 6. 2008 Ondřej Šebek

Abstrakt

Název práce: **Využití emisní sondy pro diagnostiku plazmatu**

Autor: Ondřej Šebek

Obor: Fyzikální inženýrství

Druh práce: Bakalářská práce

Vedoucí práce: Prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc. Katedra fyziky povrchů a plazmatu MFF UK

Abstrakt: Práce se zabývá diagnostikou plazmatu Langmuirovou a emisní sondou. V práci jsou shrnuty základy teorie obou sond a popsána experimentální aparatura pro měření sondové charakteristiky včetně vytvořeného programu pro sběr dat. Experimentální část práce byla zaměřena na zjištění podmínek, za kterých lze provést sondové měření bez zkreslení výsledků vybitím zdroje napájejícího sondovou elektroniku. Dále byl emisní sondou změřen potenciál argonového plazmatu v radiálním směru válcového magnetronu.

Klíčová slova: emisní sonda, Langmuirova sonda, potenciál plazmatu

Title: **Application of the emissive probe for plasma diagnostic**

Author: Ondřej Šebek

Specialization: Physical engineering

Kind of work: Bachelor thesis

Supervisor: Prof. RNDr. Milan Tichý, DrSc., Charles University in Prague, Faculty of Mathematics and Physics, Department of Surface and Plasma Science

Abstract: The thesis deals with plasma diagnostics by means of Langmuir and emissive probe. The work contains basics of Langmuir and emissive probe theory and description of experimental setup for probe characteristics measurement including the software for data acquisition. The experiments were focused on measuring of probe circuit power supply characteristics. The conditions under which the probe characteristics are not influenced by the power supply discharge were estimated. The plasma potential of argon plasma was measured in a radial direction of cylindrical magnetron.

Keywords: emissive probe, Langmuir probe, plasma potential

Obsah

Úvod 7

1 Teoretická část 8
1.1 Plazma 8
1.2 Langmuirova sonda 10
1.3 Emisní sonda 13

2 Experimentální část 15
2.1 Válcový magnetron 15
2.2 Sondová elektronika 16
2.3 Program na měření sondové charakteristiky 18

3 Výsledky měření 20
3.1 Charakteristiky zdroje 20
3.2 Měření potenciálu plazmatu 29

Závěr 32

Literatura 33

Seznam použitých symbolů 34

Úvod

Tato práce se zabývá diagnostikou plazmatu elektrickými sondami, které patří mezi nejčastěji používané a nejstarší metody. Počátky studia plazmatu jsou spojeny se jménem Irvinga Langmuira, který navrhl samotné pojmenování plazma a zabýval se diagnostikou plazmatu. Jeho jméno nese elektrostatická sonda, které se zčásti věnuje tato práce. Dále se práce věnuje emisní sondě.

Dnes je známo, že plazma tvoří přibližně 99 % hmoty ve vesmíru. Vyskytuje se například v nitru hvězd, kde za velmi vysokých koncentrací a teplot probíhají fúzní reakce. Plazma má dnes široké technologické využití. Diagnostika plazmatu je důležitá také při ovládání plazmatu během fúzních experimentů v tokamacích, kde se právě emisní a Langmuirova sonda používají pro studium okrajových oblastí. Například u nás byla emisní sondou zkoumána okrajová oblast plazmatu v tokamaku CASTOR.

Tato práce je rozdělena na několik částí. První kapitola se zabývá některými základními vlastnostmi plazmatu a základy činnosti Langmuirovy a emisní sondy. Druhá kapitola se věnuje experimentálnímu uspořádání měření parametrů plazmatu ve válcovém magnetronu. V jednotlivých podkapitolách jsou popsány části aparatury: válcový magnetron a elektronika pro sondové měření a také vytvořený program pro sběr dat sondové charakteristiky. Ve třetí kapitole jsou popsány výsledky měření charakteristik zdroje pro napájení sondové elektroniky a výsledky měření potenciálu plazmatu.

1 Teoretická část

1.1 PLAZMA

Plazmatem podle klasické definice rozumíme *kvazineutrální plyn nabitých a neutrálních částic, který vykazuje kolektivní chování* [1]. Určujícími parametry plynu jsou hlavně koncentrace neutrálních částic, elektronů a iontů a jejich teploty. Konkrétní hodnoty těchto parametrů rozhodují o tom, zda daný plyn můžeme považovat za plazma.

Kolektivním chováním nazýváme pohyby částic způsobené makroskopickými elektromagnetickými polemi vytvářenými plazmatem. Tyto pohyby nezávisí jen na lokálních pomínkách, ale jsou ovlivněny i stavem plazmatu ve vzdálených oblastech. Aby tyto pohyby převážily nad pohyby způsobenými srážkami jednotlivých částic mezi sebou, musí pro frekvenci oscilací v plazmatu ω a střední dobu mezi srážkami s neutrálními částicemi τ platit

$$\omega\tau >> 1. \tag{1}$$

Jednou z charakteristických vlastností plazmatu je schopnost odstínit vložené elektrické potenciály. Okolo nabité elektrody vložené do plazmatu se vytváří vrstva prostorového náboje, která svým polem zeslabuje pole elektrody. Mírou stínící vzdálenosti je tzv. Debyeova délka

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{e^2 n_e}}\,, \tag{2}$$

kde ε_0 je permitivita vakua, k_B je Boltzmannova konstanta, T_e teplota elektronů, e náboj elektronu a n_e koncentrace elektronů. Vztah pro Debyeovu délku (2) je platný při dostatečném počtu nabitých částic ve sféře s poloměrem Debyeovy délky

$$N_D = n_e \frac{4}{3}\pi\lambda_D^3 = \frac{4}{3}\pi\sqrt{\frac{\varepsilon_0^3 k_B^3 T_e^3}{e^6 n_e}} >> 1. \tag{3}$$

Za hranicí vrstvy prostorového náboje se nachází nenarušené plazma s přibližně stejnými koncentracemi kladně a záporně nabitých částic. Tuto vlastnost nazýváme kvazineutralitou: celková velikost kladného a záporného náboje jsou na oblastech mnohem větších než Debyeova délka přibližně stejné. Předpokládáme-li, že záporný náboj je realizován pouze volnými elektrony, lze podmínku kvazineutrality vyjádřit:

$$\sum_j n_{ij} Z_j \cong n_e = n \qquad \text{při} \qquad \lambda_D << L\,, \tag{4}$$

kde n_{ij} jsou koncentrace jednotlivých druhů kladných iontů a Z_j jejich náboj. Při splnění podmínek (1), (3) a (4) lze o ionizovaném plynu mluvit jako o plazmatu.

Stupeň ionizace plazmatu χ vyjadřuje poměr počtu ionizovaných částic k celkovému počtu částic:

$$\chi = \frac{n_e}{n_n + n_e}.$$

Teplotou elektronů nebo iontů rozumíme parametr T Maxwellova rozdělení rychlostí těchto částic

$$f(v_x, v_y, v_z) = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2kT}\right), \tag{5}$$

kde m je hmotnost částice. Toto rozdělení je normováno na jedničku:

$$\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty}\int_{-\infty}^{+\infty} f(v_x, v_y, v_z)\, dv_x\, dv_y\, dv_z = 1.$$

Jelikož je střední kinetická energie částice úměrná teplotě $E \approx k_B T$, vyjadřuje se obvykle teplota v jednotkách energie, elektronvoltech. Převodní vztah je

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

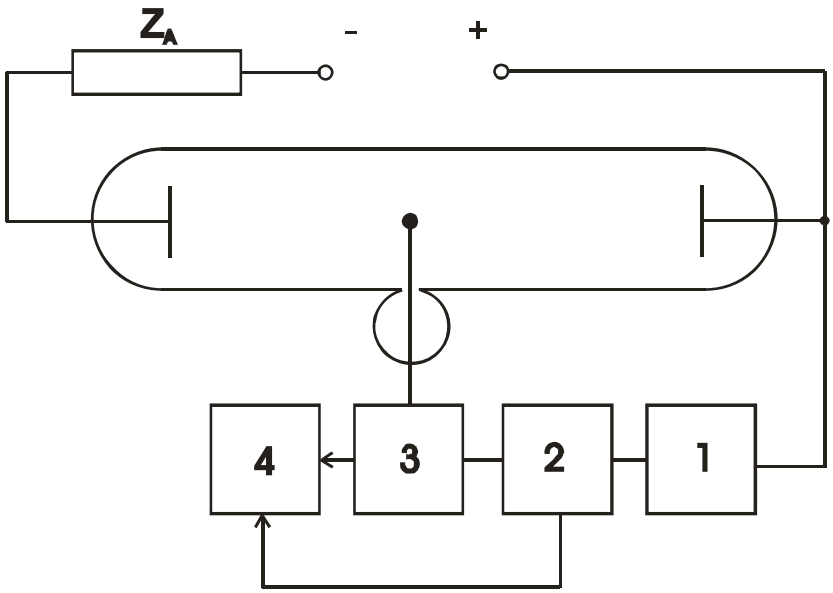
V plazmatu nemusí být teploty různých druhů částic stejné v důsledku rozdílných frekvencí srážek těchto částic mezi sebou. V této souvislosti se zavádí parametr anizotermicity plazmatu

$$\tau_a = \frac{T_i}{T_e}.$$

Plazma s $\tau_a = 1$ nazýváme izotermické, výbojové plazma je typicky neizotermické, $\tau_a << 1$.

1.2 LANGMUIROVA SONDA

Langmuirova sonda je tvořena dvěma kovovými elektrodami vloženými do plazmatu. Mezi elektrody je možné přiložit napětí. Měření parametrů plazmatu je založeno na změření voltampérové charakteristiky sondy. Zapojení sondy je zobrazeno na obrázku 1.



Obr. 1: Zapojení Langmuirovy sondy: 1 – stejnosměrné předpětí, 2 – laditelný zdroj sondového napětí, 3 – převodník proud – napětí, 4 – sběr dat sondové charakteristiky.

Podle vzájemné velikosti obou elektrod rozlišujeme dvě metody měření:

a) Obě elektrody jsou přibližně stejně velké a rozměry elektrod jsou navíc malé oproti rozměrům studovaného plazmatu.

b) Jedna z elektrod je mnohem větší než druhá.

Častěji používanou metodou je druhý případ, který se nazývá *jednosondovou metodou*, zatímco první případ se nazývá *dvojsondovou metodou*. Nejzákladnějšími tvary Langmuirovy sondy jsou plochá, kulová a válcová, která je realizována tenkým vodivým drátkem vnořeným do plazmatu.

Na obrázku 2 je zobrazena voltampérová charakteristika Langmuirovy sondy. Význačnými body jsou potenciál plazmatu φ_{pl} a plovoucí potenciál φ_{fl}, při kterém na sondu dopadá stejné množství kladného i záporného náboje a ze sondy tedy neteče žádný proud. Rozdíl potenciálů sondy φ_p a plazmatu φ_{pl} označme $U_p = \varphi_p - \varphi_{pl}$. Pomocí těchto bodů lze charakteristiku rozdělit na tři základní oblasti:

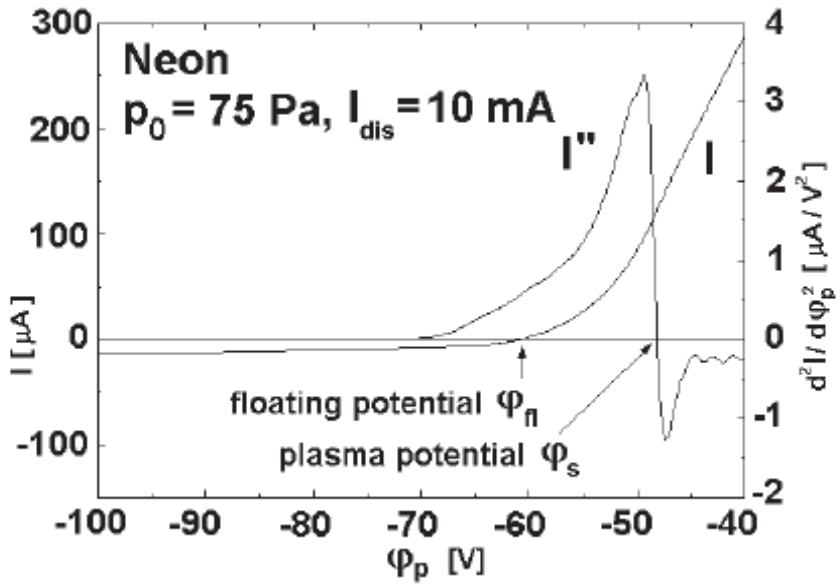
a) oblast urychlování kladných iontů nebo oblast saturovaného iontového proudu pro $U_p < 2\ U_{fl} = 2\ (\varphi_{fl} - \varphi_{pl})$,

b) přechodovou oblast pro $2\ U_{fl} \leq U_p \leq 0$ a

c) oblast urychlování elektronů nebo oblast saturovaného elektronového proudu pro $0 \leq U_p$.

Pro dostatečně záporná sondová napětí sonda odpuzuje elektrony a přitahuje pozitivní ionty, okolo sondy se vytvoří oblast kladného prostorového náboje a na sondu dopadá jen proud kladných iontů. Pro dostatečně kladná napětí je situace přesně opačná. V přechodové oblasti mohou dostatečně rychlé elektrony překonat odpuzování sondy a dopadnout na ni. Velikosti proudů elektronů a kladných iontů jsou zde řádově srovnatelné. Při potenciálu

plazmatu na sondu částice dopadají jen vlivem svých chaotických tepelných pohybů a vzhledem k tomu, že tepelná rychlost elektronů je větší než kladných iontů, převažuje proud elektronů.



Obr. 2: Typická charakteristika Langmuirovy sondy. Převzato z [2].

Dle hodnot Debyeovy stínící vzdálenosti λ_D, střední volné dráhy částic λ_S a charakteristického rozměru sondy r_p rozeznáváme tři pracovní režimy Langmuirovy sondy:

a) $\lambda_S >> r_p >> \lambda_D$ bezesrážkový pohyb v tenké nábojové vrstvě
b) $\lambda_S >> \lambda_D >> r_p$ bezesrážkový pohyb v tlusté nábojové vrstvě
c) $\lambda_D >> \lambda_S >> r_p$ pohyb se srážkami v tlusté nábojové vrstvě

Režimy a) resp. b) se nazývají *space charge limit* resp. *orbital motion limit*. Předpoklad bezesrážkových pohybů částic ve vrstvě náboje okolo sondy umožňuje spočítat velikost proudu částic dopadajících na sondu. Výchozími vztahy jsou zákony zachování energie a momentu hybnosti částice vstupující do vrstvy prostorového náboje okolo sondy. Rovnice pro sondový proud poprvé odvodili I. Langmuir a H. M. Mott–Smith v článku [3] z výše uvedených zákonů zachování a předpokladu přesně definovaného okraje vrstvy náboje okolo sondy. Postup je popsán i v [2].

Je-li potenciál sondy takový, že částice jsou sondou odpuzovány tj. $q_v U_p > 0$, platí pro proud částic v s Maxwellovým rozdělením rychlostí (5) vztah

$$I_{pv} = \frac{A_p q_v n_v}{4} \left(\frac{8 k_B T_v}{m_v \pi} \right)^{1/2} \exp\left(-\frac{q_v U_p}{k_B T_v} \right), \tag{6}$$

kde A_p je povrch sondy a index v označuje elektrony nebo kladné ionty. Tento vztah platí pro kulovou, válcovou i plochou sondu. Teplotu získáme z derivace proudu v semilogaritmické stupnici

$$T_v = -\frac{q_v}{k_B} \frac{d}{dU_p} \ln\left(\frac{I_{pv}}{I_{pv0}} \right), \tag{7}$$

kde I_{pv0} je proud částic v při potenciálu plazmatu tj. při $U_p = 0$. V oblasti saturovaného elektronového proudu, která odpovídá podmínce $q_v U_p > 0$ pro ionty, je iontový proud téměř nulový a teplotu iontů tedy nelze ze vztahu (7) určit. Naproti tomu v přechodové oblasti (podmínka $q_v U_p > 0$ je splněna pro elektrony) je elektronový proud dostatečně velký. Získáme ho odečtením lineární extrapolace iontového proudu z oblasti saturovaného iontového proudu od celkového proudu v přechodové oblasti. Ze (7) pak lze dobře určit elektronovou teplotu.

Je-li sonda na přitažlivém potenciálu ($q_v U_p < 0$) a je-li okolo sondy tlustá nábojová vrstva, platí pro proud částic dopadajících na válcovou sondu

$$I_{pv} = \frac{A_p q_v n_v}{4} \left(\frac{8 k_B T_v}{m_v \pi} \right)^{1/2} \left(1 - \frac{q_v U_p}{k_B T_v} \right)^{1/2} . \tag{8}$$

Při potenciálu plazmatu ($U_p = 0$) se scházejí vztahy (6) a (8). Je vidět, že z jedné strany od potenciálu plazmatu je celkový proud konvexní funkcí U_p, z druhé konkávní. Potenciál plazmatu lze tedy získat z extrému první derivace sondového proudu I_p podle sondového napětí U_p. Ze znalosti potenciálu plazmatu určíme I_{pv0} ve vztahu (7) a následně elektronovou koncentraci

$$n_e = \frac{4 I_{pe0}}{A_p q_e} \left(\frac{m_e \pi}{8 k_B T_e} \right)^{1/2} . \tag{9}$$

Elektronovou koncentraci je možné také určit z kvadrátu elektronového proudu při vysokém urychlujícím napětí. Kvadrát proudu lze pak dobře aproximovat vztahem

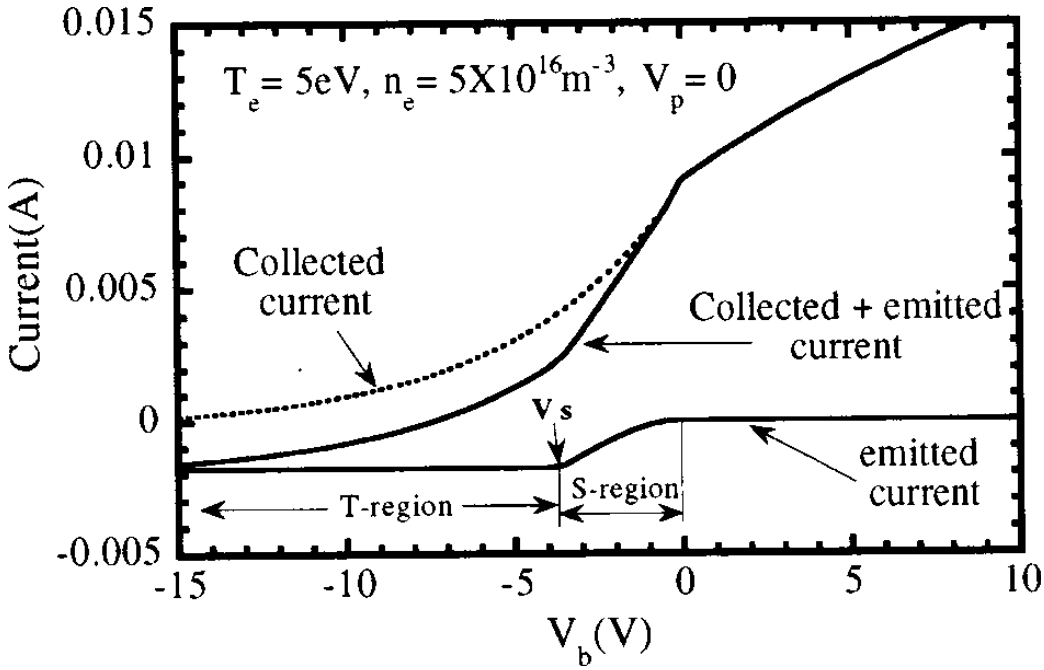
$$I_{pe}^2 = \frac{2 q_e^3 A_p^2 n_e^2}{\pi^2 m_e} U_p . \tag{10}$$

Výhodou je nezávislost na elektronové teplotě, vztah (10) je možné vynést jako lineární závislost kvadrátu proudu na sondovém napětí U_p a směrnice pak určuje elektronovou koncentraci z několika bodů. Naproti tomu při určování elektronové koncentrace dle (9) získáme koncentraci z jediného bodu změřené charakteristiky.

1.3 EMISNÍ SONDA

Emisní sonda je tvořena vodivým drátkem vnořeným do plazmatu a zahřátým na teplotu, při které emituje do plazmatu elektrony. Pokud má nižší teplotu a elektrony neemituje, pracuje jako klasická Langmuirova sonda. Drátek má obvykle tvar smyčky uchycené v dvojtrubičce z nevodivého materiálu, konce smyčky jsou spojeny s přívodními vodiči a sonda je tak zapojena do elektrického obvodu. Ohřívání sondy je pak možné realizovat průchodem proudu.

Voltampérovou charakteristiku emisní sondy lze rozložit na dvě části: na proud, který je shodný s charakteristikou Langmuirovy sondy, a emisní proud, který je příspěvkem proudu emitovaných elektronů k výsledné charakteristice. Voltampérová charakteristika je zobrazena na obrázku 3.



Obr. 3: Charakteristika emisní sondy. Převzato z [4].

V charakteristice je vyznačen emisní proud (emitted), proud Langmuirovy sondy (collected) a celkový proud. Celkový proud je dán součtem jednotlivých příspěvků elektronového I_e, iontového I_i a emisního proudu I_{em}

$$I = I_e + I_i + I_{em}.$$

Hustota termoemisního proudu je dána Richardson – Dushmanovým vztahem

$$j_{emt} = AT^2 \exp\left(-\frac{q_e \Phi_W}{k_B T}\right), \tag{11}$$

kde A je Dushmanova konstanta, Φ_W je výstupní práce materiálu sondy. Tento vztah popisuje množství elektronů uvolněných ze sondy zahřáté na teplotu T. Emisní proud sondy je však jiný, neboť některé elektrony uvolněné ze sondy mohou vlivem přítomnosti plazmatu na sondu zpět dopadnout. Pro potenciály sondy dostatečně záporné oproti

potenciálu plazmatu jsou všechny emitované elektrony urychleny do plazmatu, pro hustotu emisního proudu platí (11), v obrázku 3 je tato oblast označena jako T – region. Při zvyšování potenciálu sondy se hustota emisního proudu oproti (11) snižuje. Okolo sondy vzniká vrstva záporného prostorového náboje a některé elektrony uvolněné ze sondy na ni zpět dopadají (S – region v obrázku 3). Pro kladné potenciály sondy je emisní proud nulový a charakteristika emisní sondy se shoduje s charakteristikou Langmuirovy sondy.

Měření potenciálu plazmatu emisní sondou je založeno na skutečnosti, že při zvyšování emisního proudu plovoucí potenciál emisní sondy roste a následně se saturuje. Hodnota saturovaného plovoucího potenciálu φ_{fls} se blíží potenciálu plazmatu. Podle [4] se při uvážení záporného prostorového náboje okolo sondy plovoucí potenciál emitující sondy blíží potenciálu plazmatu s přesností přibližně T_e/e:

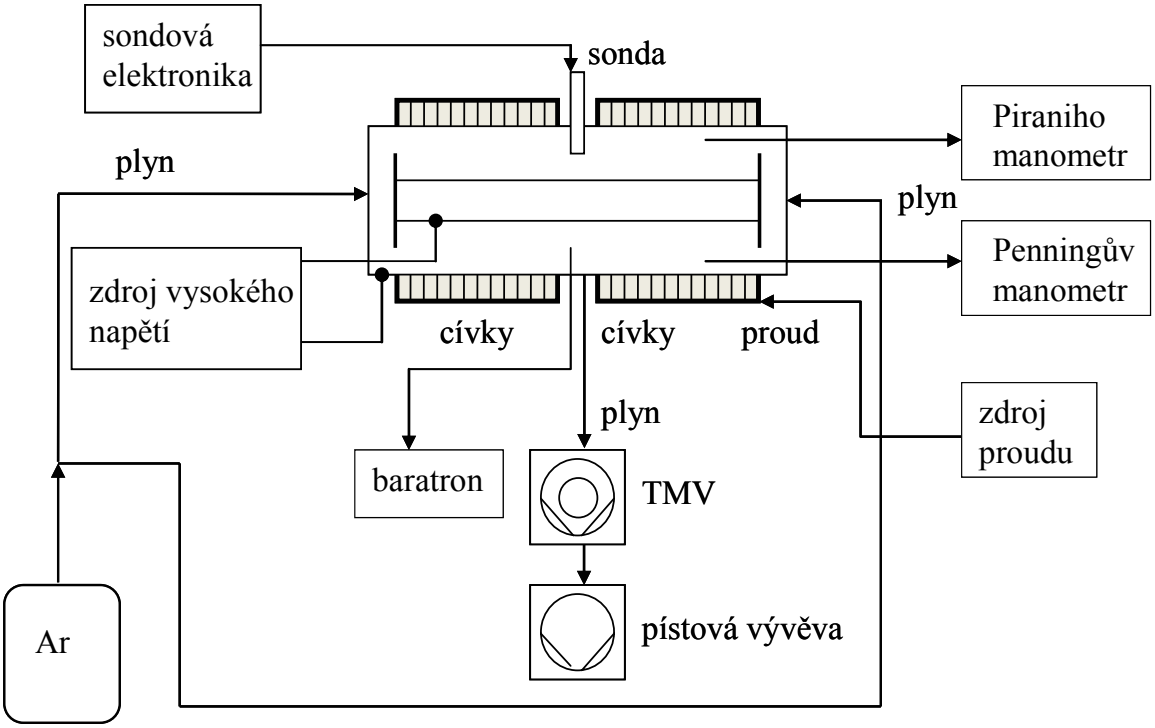
$$\varphi_{fls} = \varphi_{pl} - c\frac{T_e}{e}, \tag{12}$$

přičemž parametr c se pohybuje okolo jedničky (c=0,95 pro vodíkové plazma, c=0,99 pro heliové plazma a c=1,01 pro argonové plazma). Emisní sonda tedy potenciál plazmatu podhodnocuje; podle [5] či [6] to ale platí jen pokud je teplota elektronů v plazmatu znatelně vyšší než teplota emitovaných elektronů, která je přibližně rovna teplotě vlákna. Jsou-li tyto teploty blízké, může plovoucí potenciál sondy potenciál plazmatu i překročit a sonda při těchto podmínkách potenciál plazmatu nadhodnocuje.

2 Experimentální část

2.1 VÁLCOVÝ MAGNETRON

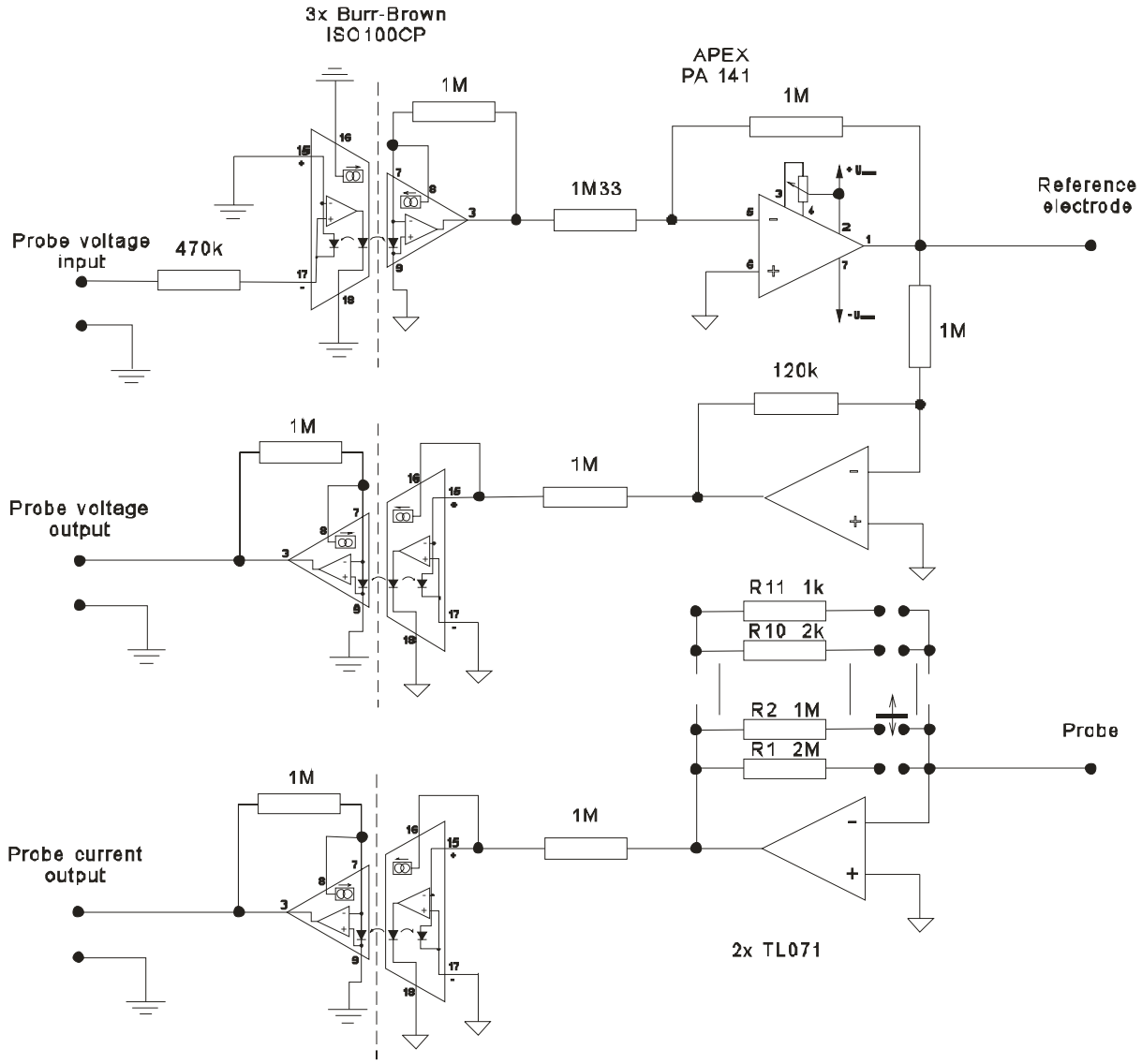
Experimentální aparatura pro měření parametrů plazmatu je zobrazena na obrázku 4. Základem je válcový magnetron, který pro plazma vytváří konstantní vnější elektromagnetické pole. Osu a plášť válce tvoří elektrody, mezi které je přivedeno napětí. Vektor intenzity elektrického pole míří od anody ke katodě a elektrické pole je cylindricky symetrické. Plášť magnetronu je obtočen cívkami, které při průchodu konstantního proudu vytváří uvnitř dutiny konstantní homogenní magnetické pole ve směru osy válce souhlasně se směrem proudu. Obě podstavy magnetronu jsou tvořeny limitery, které zabraňují nabitým částicím opustit prostor magnetronu. Otvory v limiterech je do dutiny válce přiváděn pracovní plyn. Plyn je čerpán ze střední části válce turbomolekulární vývěvou, která je předčerpávána pístovou vývěvou. Tlak v magnetronu je měřen třemi vakuometry, Piraniho, Penningovým a baratronem. Otvorem ve střední části válce je do magnetronu vsunuta sonda, polohu sondu mezi elektrodami magnetronu je možné nastavit otočným šroubem. Sondovou elektronikou se nastavuje napětí mezi sondou a jednou z elektrod magnetronu.



Obr. 4: Aparatura válcového magnetronu.

2.2 SONDOVÁ ELEKTRONIKA

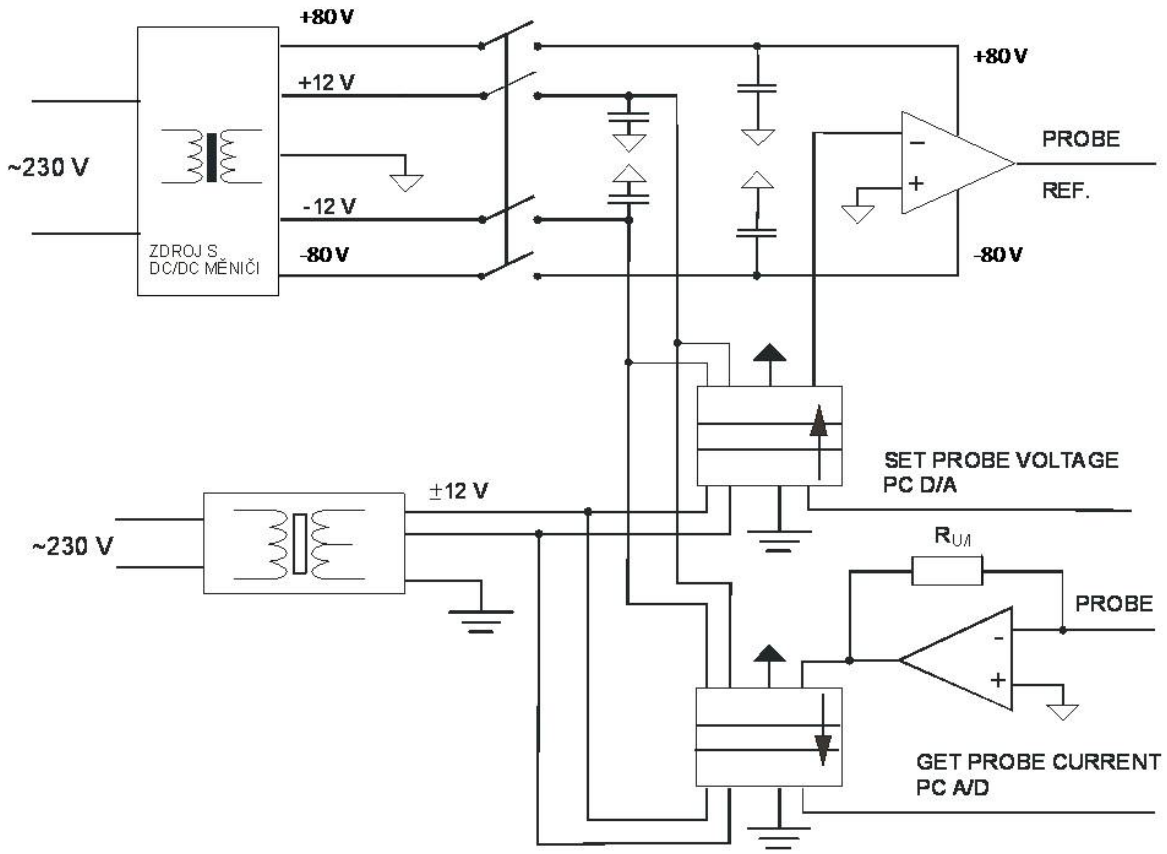
Sondový obvod je zobrazen na obrázku 5. Měření je ovládáno počítačem pomocí labkarty Agilent U2542A, která s počítačem komunikuje přes USB port. Labkartou lze generovat analogové signály dvěma 12 – bitovými D/A převodníky s rychlostí 1 MSa/s. Pro zaznamenávání analogových signálů slouží čtyři 16 – bitové A/D převodníky s maximální vzorkovací frekvencí 500 kSa/s. Maximální možný rozsah generovaného i zaznamenávaného napětí je ±10 V. Výstupní napětí v tomto rozsahu je přiváděno na vstup obvodu označený Probe voltage input a odsud pak přes izolační zesilovač Burr – Brown ISO 100CP na operační zesilovač APEX PA 141. Tento zesilovač zesílí napětí na napětí požadované na sondě. Proud ze sondy je přiváděn na operační zesilovač TL071 zapojený jako převodník proud – napětí. Rozsah lze měnit nastavením odporu R1 až R11, přičemž je nutné, aby výstupní napětí bylo opět v rozsahu ±10 V vhodném pro zaznamenání použitou labkartou. Napětí z převodníku je vedeno přes izolační zesilovač Burr – Brown ISO 100CP na vstup A/D převodníku labkarty.



Obr. 5: Obvod sondové elektroniky.

Napájení sondového obvodu je zobrazeno na obrázku 6. K napájení slouží dva zdroje. Jeden z nich poskytuje napětí v rozsahu ±12 V a slouží k napájení izolačních zesilovačů ISO 100CP mezi labkartou a zesilovačem APEX PA 141 resp. mezi převodníkem proud – napětí a labkartou (viz. obr. 5). Druhý zdroj poskytuje dvě galvanicky oddělená napětí o rozsazích ±12 V a ±80 V. Větev ±12 V napájí také izolační zesilovače a převodník proud – napětí. Větev ±80 V napájí vysokonapěťový operační zesilovač APEX PA 141.

Součástí zdroje jsou izolované DC/DC měniče DCP020515DP se vstupním napětím 5V, výstupním napětím ±15 V, výkonem 2 W a účinností 85%. Měniče jsou napájeny ze sítě. Ve větvích ±80 V jsou měniče zapojeny v sérii a nabíjí velkokapacitní kondenzátory. Ve větvi ±12 V nabíjí jeden měnič kondenzátory. Nabíjení kondenzátorů lze během měření vypnout.

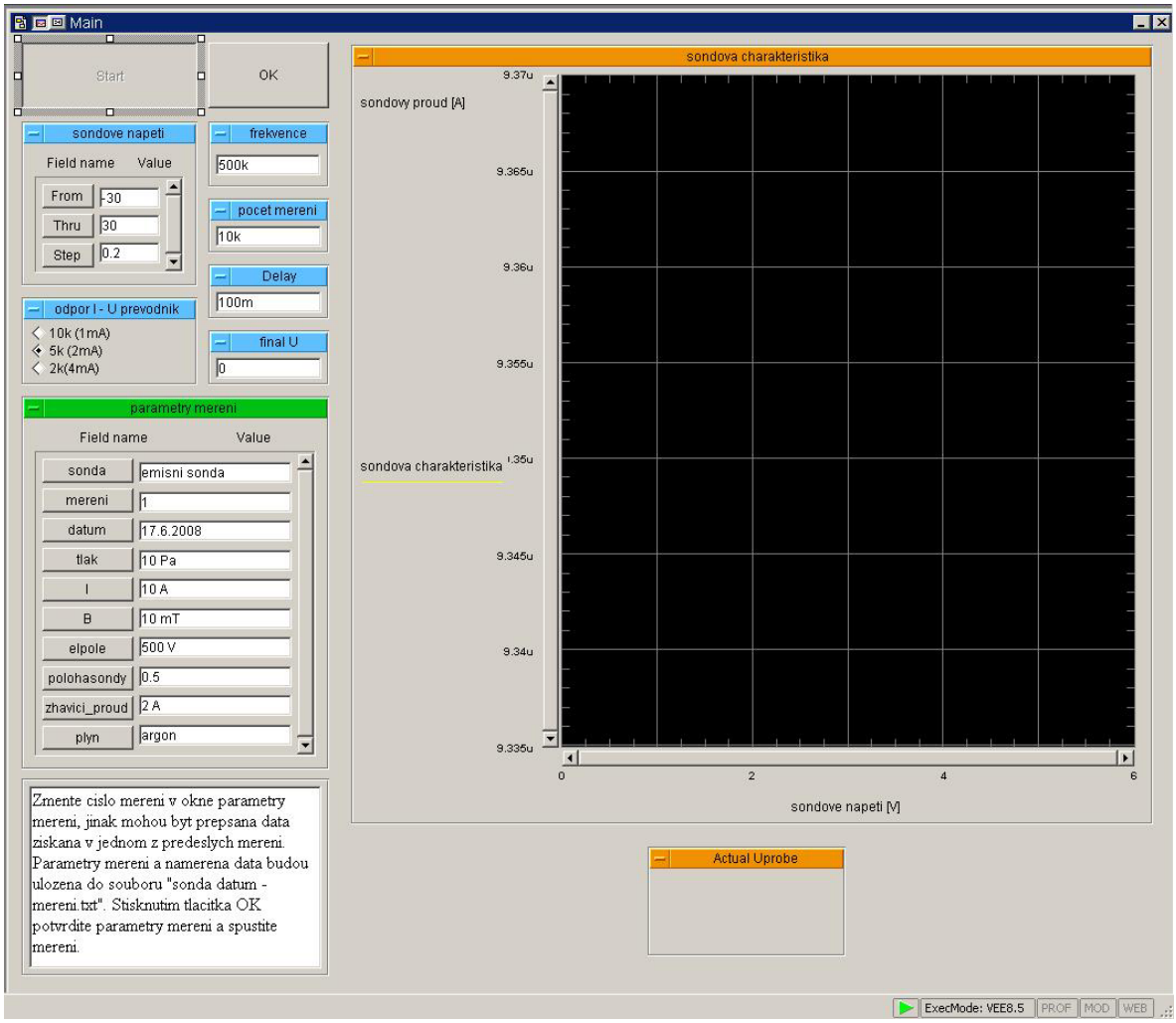


Obr. 6: Napájení sondového obvodu.

2.3 PROGRAM NA MĚŘENÍ SONDOVÉ CHARAKTERISTIKY

Součástí mé práce byla úprava programu pro měření sondové charakteristiky. Program jsem vytvořil v programovacím jazyce Agilent VEE 8.5 pro ovládání měření pomocí modulu Agilent U2542A.

Program je uložen pod názvem „sondova charakteristika.vee“. Po otevření se objeví hlavní panel programu zobrazený na obrázku 7. Pomocí tohoto panelu lze ovládat a pozorovat celé měření sondové charakteristiky. Po stisknutí tlačítka „Start“ v levé horní části obrazovky se aktivují okna na ploše. V modrých oknech je poté možné nastavit různé parametry prováděného měření, v okně „sondove napeti“ rozsah intervalu sondové charakteristiky a napěťový krok. Dále lze zvolit odpor převodníku proud – napětí, vzorkovací frekvenci, počet vzorků pro každý napěťový krok a v okně „Delay“ časovou prodlevu mezi nastavením napětí na sondě a zaznamenáváním vzorků. Do zeleného okna označeného „parametry mereni“ lze zapsat další parametry související s fyzikální situací v magnetronu. Jsou jimi tlak v magnetronu, velikost proudu procházejícího cívkami, velikost magnetického pole B v magnetronu, velikost napětí mezi elektrodami magnetronu, poloha sondy v magnetronu, hodnota žhavicího proudu a použitý plyn. Dále lze do okna zapsat typ sondy, datum měření a číslo měření. Všechna tato data jsou uložena na prvních desíti řádcích výsledného datového souboru. Datový soubor je uložen pod názvem „typ sondy datum-číslo měření.txt“. Proto je nutné změnit před každým měřením hodnotu čísla měření, jinak mohou být přepsána data získaná v některém z předchozích měření. Po zapsání všech hodnot se stisknutím tlačítka „OK“ spustí samotný proces měření sondové charakteristiky. Program nastaví na výstupu labkarty napětí takové, aby napětí mezi referenční elektrodou a sondou bylo rovno krajní hodnotě intervalu sondové charakteristiky. Po chvíli začne sběr dat, program načte s nastavenou vzorkovací frekvencí požadované množství hodnot napětí z převodníku proud – napětí, spočte jejich průměr, tuto hodnotu přepočte na hodnotu sondového proudu a uloží. Poté program nastaví na sondu napětí o krok větší než původní a cyklus se opakuje. Měření je možné sledovat průběžně ve dvou oranžových oknech. Po dokončení celého měření je na sondu nastaveno napětí zapsané v okně „final U“ a do datového souboru jsou za parametry měření uloženy dva sloupce hodnot napětí na sondě a odpovídajícího sondového proudu.



Obr. 7: Hlavní panel programu pro ovládání měření sondové charakteristiky.

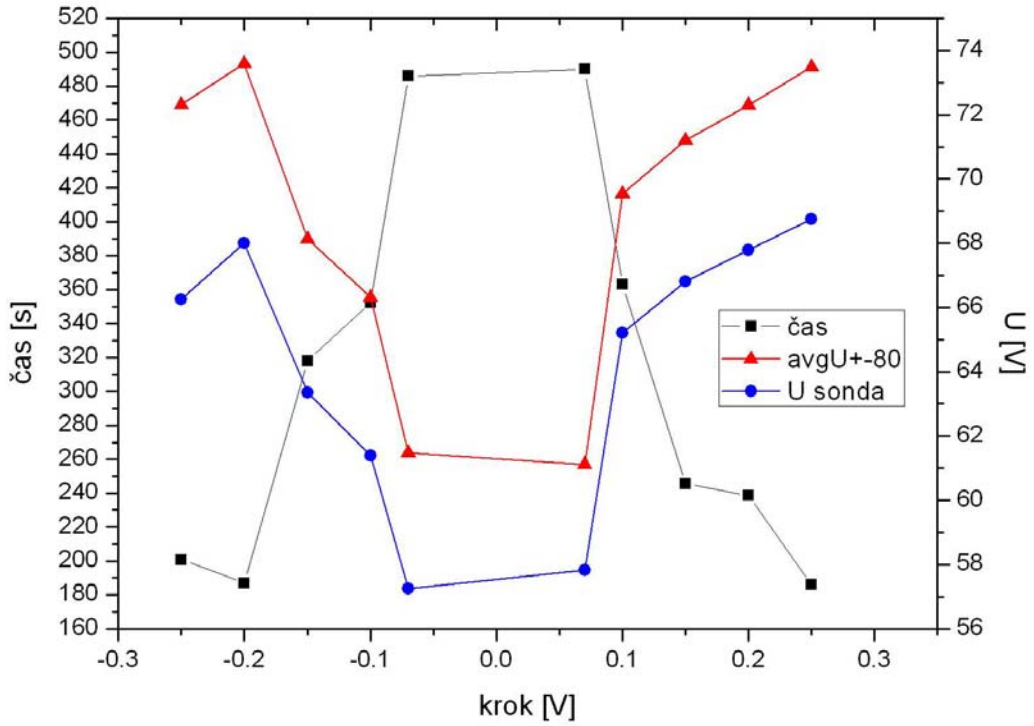
3 Výsledky měření

3.1 CHARAKTERISTIKY ZDROJE

Měření byla provedena za účelem zjištění podmínek, za kterých je možné provést sondové měření bez zkreslení výsledků vybitím zdroje.

1. MĚŘENÍ – URČENÍ VLIVU VYBITÍ VĚTVÍ ± 80 V

Pro měření jsem použil program, který simuloval sondové měření s tím rozdílem, že napětí nebylo přiváděno na sondu, ale na odpor R = 50 kΩ. V intervalu ±70 V byla postupně nastavována napětí s různým krokem (kladným i záporným), při každém napětí byl změřen proud jdoucí přes odpor R a napětí na větvích +80 V a -80 V, které napájejí operační zesilovač APEX PA 141 (viz obr. 5). Napětí větví ±12 V bylo nahrazeno dvěma sadami deseti baterií 1,5 V, aby výsledky nebyly ovlivněny vybitím těchto větví. Voltampérovou charakteristikou odporu je přímka, při vybití větví ±80 V ale není operační zesilovač schopen převádět napětí z výstupu labkarty na požadované napětí na odporu R. Ve změřené voltampérové charakteristice se to projeví porušením linearity. Z naměřených charakteristik jsem vybral bod, při kterém charakteristika přestala být lineární. V grafu 1 jsou vyneseny hodnoty času, při kterém došlo k porušení linearity, absolutní hodnoty napětí nastavovaného na odpor R a průměr absolutních hodnot napětí na větvích zdroje.

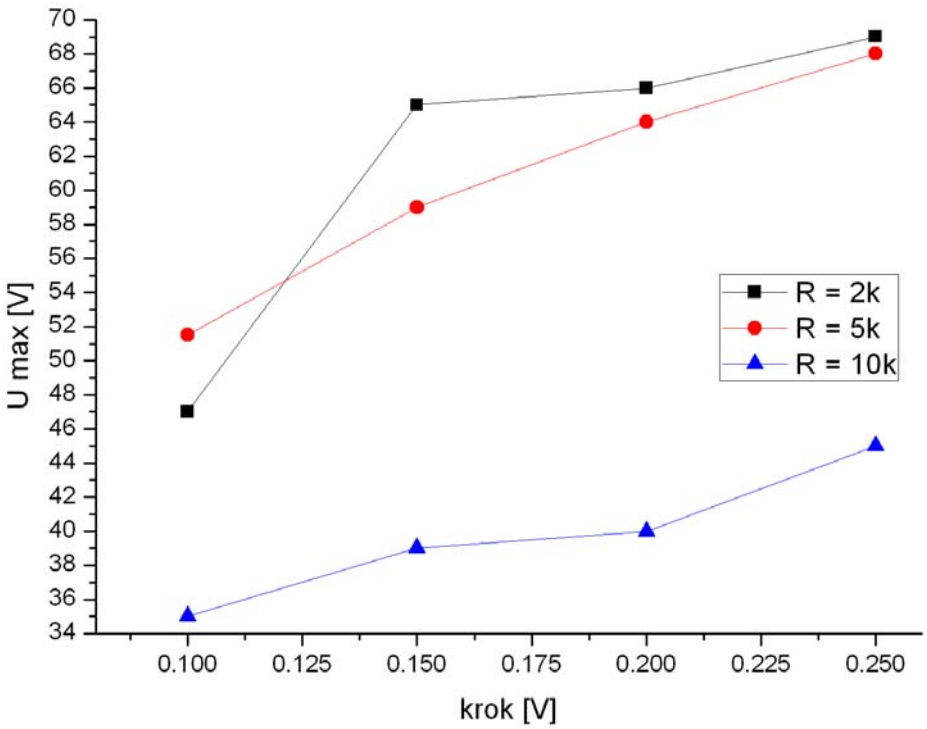


Graf 1: Vliv vybití větví ±80 V. K porušení linearity charakteristiky odporu dojde, když se průměr absolutních hodnot napětí ve větvích +80 V a -80 V (trojúhelníky) přiblíží k napětí nastavovanému na odpor *R* (kolečka) na vzdálenost cca 4,7 V.

Z grafu je vidět, že linearita se poruší, pokud se průměrné napětí ve větvích ±80 V a nastavované napětí přiblíží na hodnotu cca 4,7 V. Podle výrobní specifikace zesilovače APEX PA 141 by tato hodnota měla činit přibližně 10 V. Čas, ve kterém k tomu dojde, je větší pro menší kroky, jelikož měření s menším krokem trvá déle. Na druhou stranu k tomu samozřejmě dojde při menší hodnotě napětí na odporu *R*.

2. MĚŘENÍ – MAXIMÁLNÍ INTERVALY

Nastavil jsem určitý odpor na převodníku proud – napětí a s daným krokem jsem proměřil charakteristiku odporu *R* v určitém symetrickém intervalu napětí (-*U*,+*U*). Sledoval jsem, zda se během měření poruší linearita charakteristiky. Postupně jsem délku intervalu upravoval tak, aby k porušení linearity charakteristiky došlo těsně před koncem měření. V grafu 2 jsou uvedeny hodnoty koncového napětí intervalu +*U* v závislosti na velikosti kroku a odporu převodníku.



Graf 2: Závislost koncového napětí intervalu (-U_{MAX},+ U_{MAX}), ve kterém se porušení linearity charakteristiky odporu projevilo na konci intervalu, na délce kroku a odporu převodníku proud – napětí.

3. MĚŘENÍ – KOEFICIENTY POKLESU NAPĚTÍ ZDROJE

Použil jsem program, který nastavil konstantní napětí na odporu *R* a poté měřil čas a napětí ve všech větvích zdroje. Z měření vyplývá:

a) Pokles napětí ve větvích ±80 V nezáleží na odporu převodníku. Kladná větev se rychleji vybíjí při kladné zátěži, záporná při záporné.

b) Pokles napětí ve větvi -12 V nezáleží na odporu převodníku a rychleji se větev vybíjí při kladné zátěži.

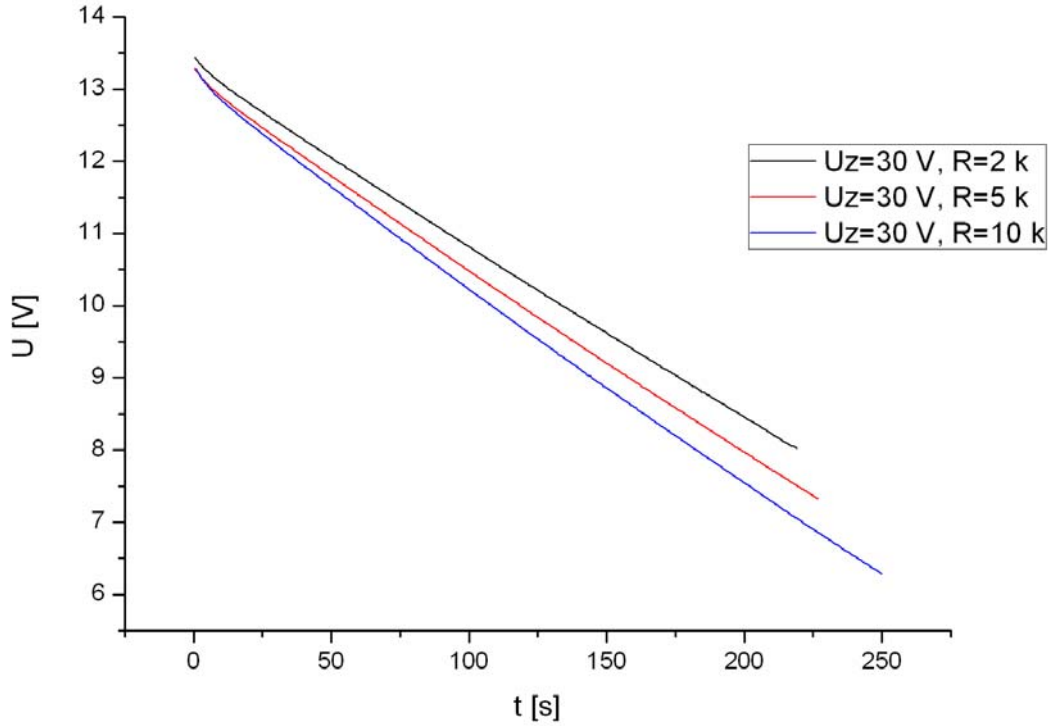
c) Pokles napětí ve větvi +12 V záleží na odporu převodníku. Při kladném napětí na odporu *R* = 50 kΩ se větev vybíjí rychleji při větším odporu převodníku, při záporné zátěži naopak (grafy 3,4). Při nulové zátěži je pokles na odporu

nezávislý (graf 5). Při daném odporu převodníku se větev vybíjí rychleji při kladné zátěži.

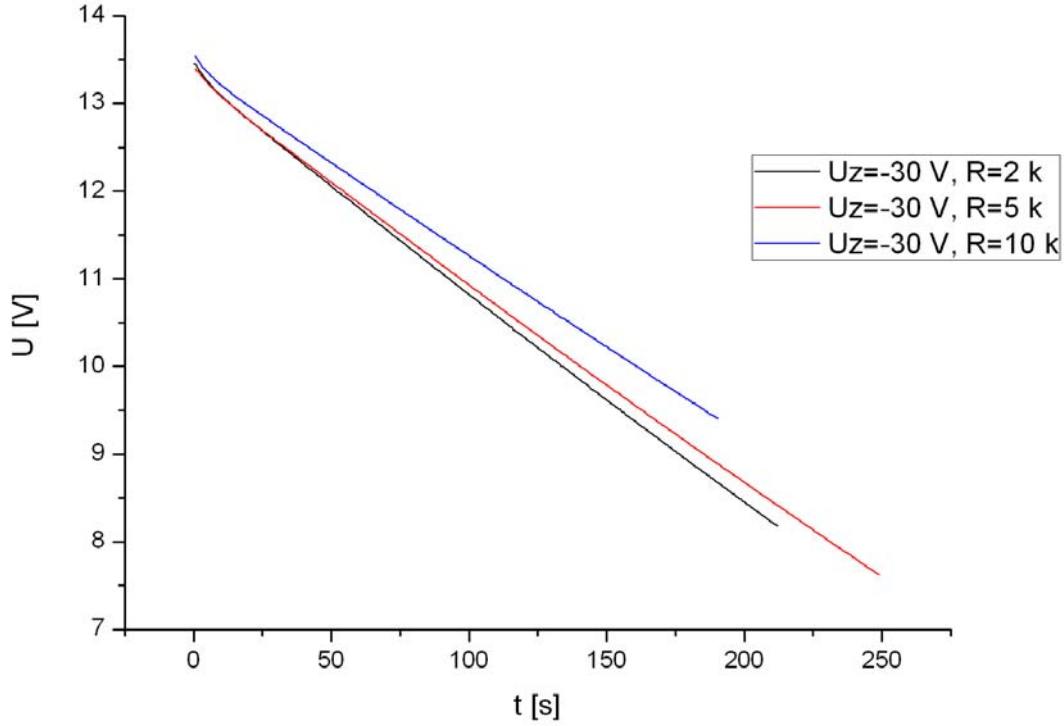
V následující tabulce jsou uvedeny naměřené koeficienty poklesu *k* napětí ve větvích pro různá napětí *U* na odporu *R* = 50 kΩ a různé odpory převodníku proud – napětí *r*.

		***r* = 2000 Ω**	***r* = 5000 Ω**	***r* = 10000 Ω**
větev	***U* [V]**	***k* [V/s]**	***k* [V/s]**	***k* [V/s]**
-80 V	-30	0,05107	0,05116	0,05143
	0	0,03232	0,03222	0,03217
	30	0,03054	0,03053	0,03008
+80 V	-30	-0,02272	-0,02298	-0,02288
	0	-0,03261	-0,03248	-0,03251
	30	-0,0593	-0,05947	-0,05892
-12 V	-30	0,02477	0,02446	0,02525
	0	0,02577	0,02483	0,02533
	30	0,02668	0,02668	0,02638
+12 V	-30	-0,02401	-0,02262	-0,02092
	0	-0,02414	-0,02356	-0,02389
	30	-0,024	-0,02542	-0,027

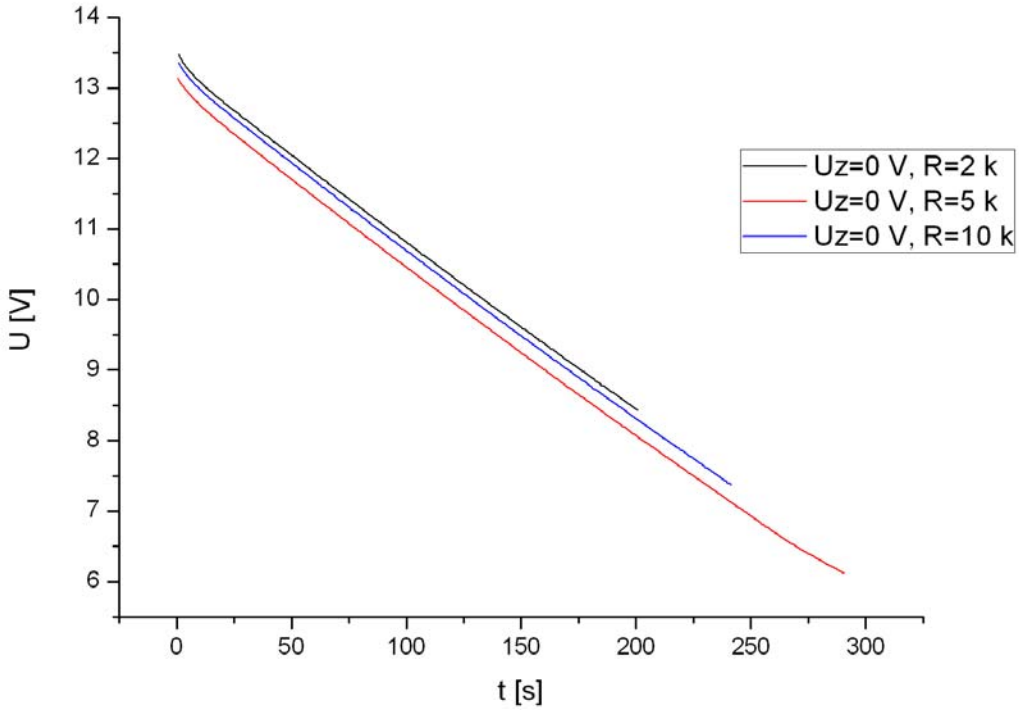
Tab. 1: Koeficienty poklesu napětí ve větvích zdroje pro různé zátěže *U* a odpory převodníku proud – napětí *r*. Pokles napětí ve větvích ±80 V a větvi -12 V nezáleží na odporu převodníku, jak je vidět z toho, že v daném řádku jsou pro všechny *r* hodnoty *k* téměř shodné. Pokles napětí ve větvi +12 V na odporu převodníku závisí.



Graf 3: Pokles napětí ve větvi +12 V při napětí 30 V na odporu 50 kΩ a různém odporu převodníku proud – napětí. Křivka klesá nejstrměji pro největší odpor převodníku.



Graf 4: Pokles napětí ve větvi +12 V při napětí -30 V na odporu 50 kΩ a různém odporu převodníku proud – napětí. Křivka klesá nejstrměji pro nejmenší odpor.



Graf 5: Pokles napětí ve větvi +12 V při napětí 0 V na odporu 50 kΩ a různém odporu konvertoru. Křivky jsou rovnoběžné, pokles nezávisí na odporu konvertoru.

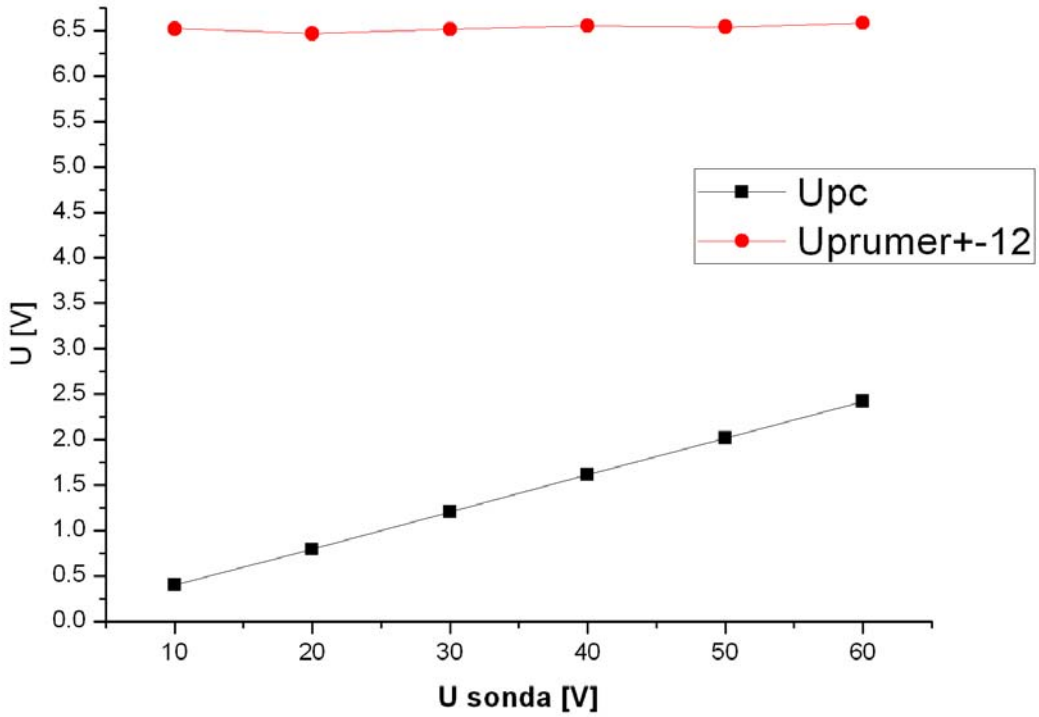
4. MĚŘENÍ – PORUŠENÍ LINEARITY VLIVEM VYBITÍ VĚTVÍ ±12 V

V dalším měření jsem se snažil najít vztah mezi napětími ve větvích ±12 V a napětím z převodníku proud – napětí při porušení linearity charakteristiky. Napětí na odpor $R = 50$ kΩ jsem nastavil konstantní a měřil jsem proud procházející tímto odporem. Hodnota proudu je dána Ohmovým zákonem, po určité době se však naměřený proud začne od této hodnoty odchylovat, přestože napětí ve větvích ±80 V je dostatečné ke generaci napětí na odporu R, pokles proudu je tedy způsoben vybitím větví ±12 V. Z měření vyplývá:

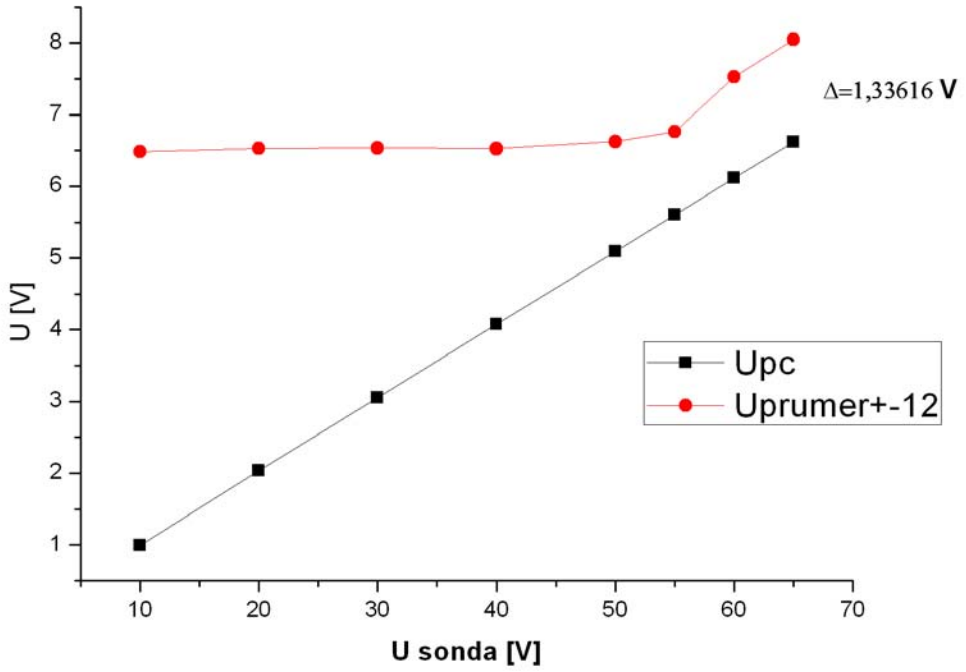
a) Pokud průměr napětí ve větvích klesne na hodnotu cca 6,5 V, linearita je porušena nezávisle na proudu procházejícím odporem $R = 50$ kΩ (grafy 6,7,8).

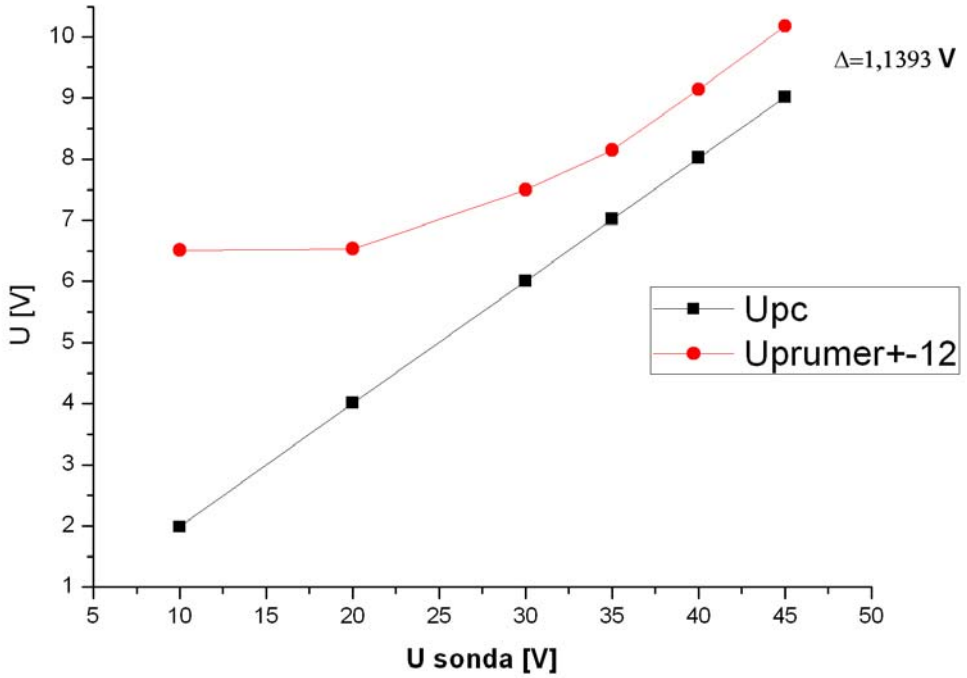
b) Při odporu převodníku $r = 5$ kΩ je linearita porušena, pokud se průměr napětí ve větvích a napětí z konvertoru přiblíží na cca $\Delta = 1{,}33$ V (graf 7).

c) Při odporu konvertoru $r = 10$ kΩ je linearita porušena, pokud se průměr napětí ve větvích a napětí z konvertoru přiblíží na cca $\Delta = 1{,}13$ V (graf 8).



Graf 6: Vztah mezi průměrem absolutních hodnot napětí ve větvích ±12 V a napětím Upc z převodníku proud – napětí pro dané hodnoty napětí Usonda na odporu R = 50 kΩ při porušení linearity charakteristiky. Odpor převodníku je r = 2 kΩ. K porušení linearity charakteristiky dojde, pokud Uprumer klesne na cca 6,5 V.





Graf 7,8: Vztah mezi průměrem absolutních hodnot napětí ve větvích ±12 V a napětím Upc z převodníku pro dané hodnoty napětí USonda na odporu *R* = 50 kΩ při porušení linearity charakteristiky. Odpor převodníku je *r* = 5 kΩ (graf 7 nahoře) resp. *r* = 10 kΩ (graf 8 dole). K porušení linearity charakteristiky dojde, pokud se Uprumer a Upc přiblíží na Δ = 1,33 V pro *r* = 5 kΩ (resp. Δ = 1,13 V pro *r* = 10 kΩ) nebo pokud Uprumer klesne na 6,5 V.

Na základě naměřených výsledků jsem sestavil rovnice popisující vybíjení větví ±12 V, ze kterých lze přibližně spočítat hodnoty U_{MAX} z měření 2. Při výpočtu jsem použil naměřené koeficienty poklesu z bodu 3, zohlednil jsem i fakt, že k porušení linearity dojde pro rozdílné hodnoty Δ z bodů b) a c) tohoto oddílu.

Při sestavování rovnic jsem vycházel z předpokladů, že měření charakteristiky odporu R = 50 kΩ probíhá v intervalu ($-U_M$,$+U_M$) a přesně na konci měření dojde k porušení linearity charakteristiky. Dále jsem předpokládal, že měření v záporné i kladné polovině intervalu trvá stejnou dobu a že koeficienty poklesu v obou polovinách intervalu jsou pro každé napětí U lineární funkcí tohoto napětí. Pro koeficient poklesu při napětí U tedy platí:

$$k_U = a_\pm |U| + b \qquad k_0 = b$$

$$k_{\pm 30} = a_\pm 30 + k_0 \qquad a_\pm = \frac{k_{\pm 30} - k_0}{30} \tag{13}$$

$$k_U = \frac{k_{+30} - k_0}{30} U + k_0 \quad \text{pro}\, U > 0 \qquad k_U = \frac{k_{-30} - k_0}{30} |U| + k_0 \quad \text{pro}\, U < 0.$$

Za k_0, k_{+30} a k_{-30} vezmeme absolutní hodnoty koeficientů poklesu pro větve ±12 V z Tab.1. Pro absolutní hodnoty napětí ve větvích ±12 V na konci měření platí vztah

$$u = u_p - t(k_{U_M/2} + k_{-U_M/2}) = u_p - \alpha(2k_0 + \frac{k_{+30} + k_{-30} - 2k_0}{30} \frac{U_M}{2}) U_M\,, \tag{14}$$

kde u_p je počáteční hodnota napětí ve větvi a α je čas, za který proběhne změření intervalu délky 1 V. Podmínkami, aby na konci intervalu došlo k porušení linearity, jsou vztahy

$$\frac{u_{12} + u_{-12}}{2} = 6{,}5\ \text{V}\,, \tag{15.a}$$

$$\frac{u_{12} + u_{-12}}{2} - \frac{r}{R} U_M = \Delta\,. \tag{15.b}$$

Podmínka (15.a) platí pro odpor konvertoru r = 2000 Ω (viz. graf 6) a malé hodnoty U_M pro odpory r = 5000 Ω a r = 10000 Ω (grafy 7,8). Druhá podmínka platí pro velké hodnoty U_M při odporech r = 5000 Ω a r = 10000 Ω. Vztahy (15.a) i (15.b) jsou po dosazení (14) za u_{12} a u_{-12} kvadratickými rovnicemi vzhledem k U_M. V tabulce jsou uvedeny veličiny potřebné ke spočtení U_M.

Δ (r= 5000 Ω) = 1,3362 V	α (krok = 0,1 V) = 3,1 s
Δ (r= 10000 Ω) = 1,1393 V	α (krok = 0,15 V) = 2,2 s
u_{p12} = 13,13241 V	α (krok = 0,2 V) = 1,62 s
u_{p-12} = 13,3627 V	α (krok = 0,25 V) = 1,28 s

Hodnoty α a u_{p12} a u_{p-12} jsem získal zprůměrováním hodnot z několika měření. V následující tabulce jsou uvedeny změřené hodnoty koncového napětí symetrického intervalu ($-U_M$,$+U_M$) z grafu 2 (index zm) a hodnoty spočtené teoreticky z rovnic (index sp).

krok	U_M(2k),zm	U_M(2k),sp	U_M(5k),zm	U_M(5k),sp	U_M(10k),zm	U_M(10k),sp
0,1	47	44	51,5	44	35	34
0,15	65	61	59	57	39	39
0,2	66	84	64	66	40	43
0,25	69	106	68	73	45	46

Tab. 2: Změřené a spočtené velikosti intervalu (-U_M,+U_M), na kterém nedojde k porušení linearity voltampérové charakteristiky odporu R = 50 kΩ.

Výrazné odchylky v naměřených a spočtených hodnotách U_M pro odpor r = 2000 Ω a kroky 0,2 a 0,25 V jsou způsobeny vybitím větví ±80 V. Stejně tak je tomu nejspíše v případě odporu r = 5000 Ω a kroku 0,25 V. Uvedené rovnice totiž započítavají jen vliv větví ±12 V. Jinak se naměřené a spočtené hodnoty většinou shodují v rozmezí 4 V.

Zkreslení výsledků sondového měření vlivem vybití větví ±12 V je závislé na proudu, který přichází ze sondy na konvertor. Jelikož tento proud dopředu neznáme, je těžké určit v jakém intervalu lze spolehlivě provést sondové měření. Z grafu 2 je zřejmé, že z hlediska délky intervalu by bylo výhodnější použít nejmenší nebo střední odpor konvertoru. S využitím naměřených výsledků lze délku intervalu sondového měření alespoň odhadnout. Lze například spočítat čas, za který se větve ±12 V vybijí tak, že nebudou schopny dodat dostatečné napětí, pokud bude mít sondový proud nějakou konstantní hodnotu. Ze spočteného času lze pak určit velikost intervalu sondového napětí (-U_M,+U_M), na kterém lze měření provést, předpokládáme-li, že hodnota sondového proudu po celou dobu měření nepřekročí danou hodnotu i. Při odhadu intervalu sondového měření je třeba uvážit i fakt, že délka intervalu je omezena i možnostmi větví ±80 V. Podle tabulky 2 by například pro odpor r = 2000 Ω a krok 0,25 V mělo být teoreticky možné změřit charakteristiku odporu v rozsahu (-106 V,+106 V), vybitím větví ±80 V byl však tento interval omezen pouze na (-69 V,+69 V). V následující tabulce jsem se pokusil shrnout odhady velikostí intervalu sondového měření, na kterém by bylo možné měření spolehlivě provést. Spočetl jsem délku intervalu, pokud by hodnota sondového proudu nepřekročila hodnotu i. Výsledky jsem porovnal s výsledky z tabulky 2, jako konečnou velikost intervalu pak uvažuji menší z obou hodnot. V tabulce 3 jsou uvedeny koncové hodnoty intervalu sondového měření (-U_M,+U_M), na kterém by mělo být možné spolehlivě změřit sondovou charakteristiku za předpokladu, že sondový proud nepřekročí hodnotu i. Symbol * označuje, že délka intervalu je omezena vybitím větví ±80 V, symbol # označuje, že délka intervalu je omezena možnostmi větví ±12 V. Jelikož naměřené a spočtené hodnoty v tabulce 2 se poměrně dobře shodují, lze podle mého názoru i hodnoty v tabulce 3 považovat za spolehlivé odhady intervalů sondového měření.

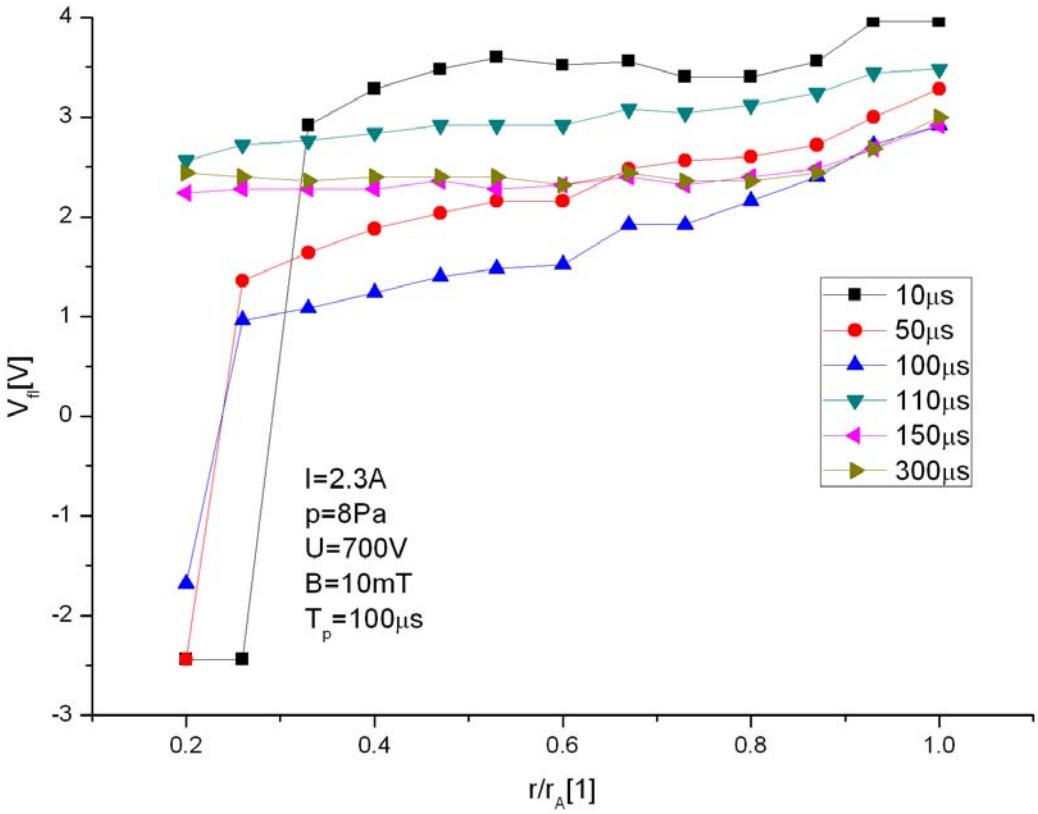
		r = 2000 Ω	r = 5000 Ω	R = 10000 Ω
i [mA]	krok [V]	U_M [V]	U_M [V]	U_M [V]
0,95	0,1	43 #	40 #	18 #
0,95	0,2	65 *	65 *	34 #
1,5	0,1	42 #	25 #	-
1,5	0,2	65 *	47 #	-
1,9	0,1	42 #	13 #	-
1,9	0,2	65 *	25 #	-

Tab. 3: Velikosti intervalů (-U_M,+U_M) sondového měření, na kterých lze charakteristiku změřit bez zkreslení výsledků měření vlivem vybití větví zdroje napájejícího sondovou elektroniku.

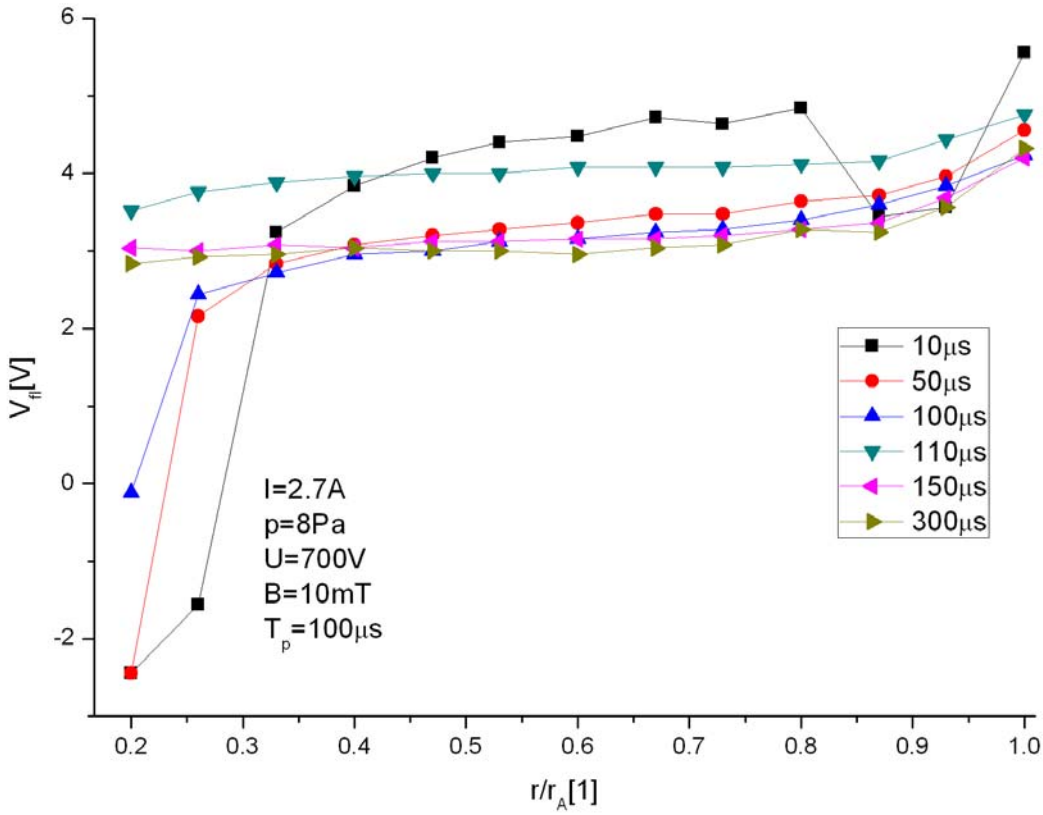
Závěr: Větve ±80 V by měly být schopny dodávat dostatečné napětí pro změření charakteristiky sondy na poměrně velkém intervalu (viz. graf 1). Pro krok 0,1 V by tento interval mohl být přibližně (-60 V,60 V), pro větší kroky ještě větší. Takovou velikost intervalu ovšem většinou neumožňují větve ±12 V, jak je vidět z tabulky 3, kde se symbol # objevuje daleko častěji než *. Z tohoto důvodu by bylo vhodné větve ±12 V nahradit nějakým spolehlivějším zdrojem, například dvěma sadami deseti 1,5 voltových baterií.

3.2 MĚŘENÍ POTENCIÁLU PLAZMATU

Během práce jsem se zúčastnil měření potenciálu argonového plazmatu ve válcovém magnetronu emisní sondou z wolframového vlákna. Měření bylo provedeno v rámci diplomové práce zaměřené na diagnostiku plazmatu buzeného pulzním stejnosměrným napětím. Schéma aparatury je zobrazeno na obrázku 4. Vnější elektroda magnetronu tvořila uzemněnou anodu mezi níž a vnitřní katodu bylo přivedeno stejnosměrné napětí na dobu T_p = 100 µs. Frekvence spínání napěťových pulzů byla f = 1 kHz. Jedna perioda cyklu tak sestávala z napěťového pulzu délky 100 µs a zbývajících 900 µs, během kterých plazma v magnetronu vyhasínalo. Plovoucí potenciál emisní sondy byl měřen v radiálním směru magnetronu při tlaku p = 8 Pa, magnetickém poli v magnetronu B = 10 mT a pulzím napětí U = 700 V pro dvě hodnoty žhavicího proudu emisní sondy I = 2,3 A resp. I = 2,7 A. Poloha sondy je popsána veličinou r/r_A, která představuje relativní polohu sondy mezi osou magnetronu a vnější elektrodou. Změřené plovoucí potenciály v radiálním směru magnetronu v závislosti na čase od počátku pulzu jsou znázorněny v grafech 9 a 10.



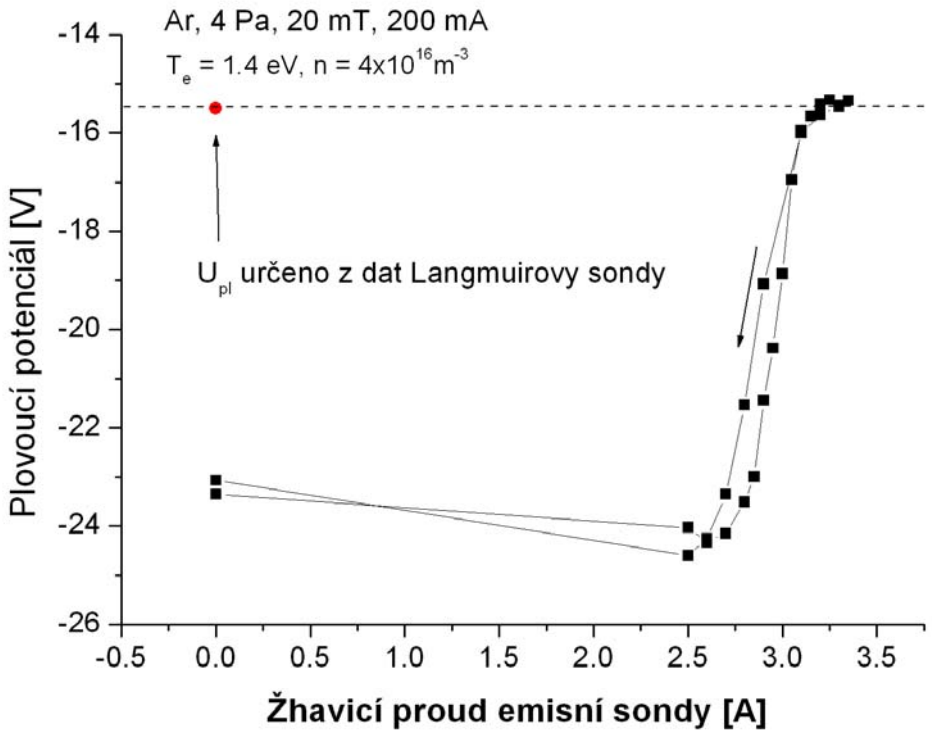
Graf 9: Závislost plovoucího potenciálu emisní sondy na poloze a čase od počátku pulzu pro žhavicí proud *I* = 2,3 A.



Graf 10: Závislost plovoucího potenciálu emisní sondy na poloze a čase od počátku pulzu pro žhavicí proud *I* = 2,7 A. Hodnota plovoucího potenciálu by se v tomto případě měla blížit potenciálu plazmatu.

V obou grafech je patrné, že plovoucí potenciál pomalu roste směrem od vnitřní katody k vnější anodě. Je také zřejmé, že potenciál je větší při vyšším žhavicím proudu, pro všechny časy činí rozdíl přibližně 1 V. To odpovídá tomu, že by se měl plovoucí potenciál emisní sondy při zvyšování žhavení zvyšovat a blížit se hodnotě potenciálu plazmatu. Při měření potenciálu plazmatu emisní sondou je jako potenciál plazmatu stanovena hodnota saturovaného plovoucího potenciálu emisní sondy. Budeme-li za saturovaný plovoucí potenciál považovat hodnotu při žhavicím proudu I = 2,7 A (graf 10), je tím potenciál plazmatu odhadnut na přibližně 3 – 4 V. Přesnost odhadu pak závisí na poměru teploty elektronů v plazmatu a teploty emitovaných elektronů. V rámci uvedené diplomové práce [7] byly Langmuirovou sondou pro stejné podmínky výboje v magnetronu změřeny hodnoty elektronové teploty do T_e = 1,5 eV a potenciálu plazmatu do U_{pl} = 1 V, emisní sondou byl tedy potenciál plazmatu nadhodnocen. Podle [6] emisní sonda z wolframového drátku s teplotou emitovaných elektronů T_{eW} = 0,32 eV nadhodnocuje potenciál plazmatu, pokud má teplota elektronů plazmatu hodnotu přibližně do T_e = 3 eV (teplota T_{eW} odpovídá bodu tání wolframu). Pro změřenou teplotu elektronů T_e = 1,5 eV je tedy nadhodnocení potenciálu plazmatu emisní sondou o cca 2 V celkem očekávatelným jevem.

V grafu 11 je znázorněn vztah mezi plovoucím potenciálem emisní sondy a potenciálem plazmatu určeným Langmuirovou sondou. Při zvyšování žhavicího proudu plovoucí potenciál emisní sondy prudce vzrůstá až do žhavicího proudu cca 3,2 A. Po překročení této hodnoty se již plovoucí potenciál téměř nemění a má právě hodnotu potenciálu plazmatu určeného Langmuirovou sondou.



Graf 11: Vztah mezi potenciálem plazmatu určeným Langmuirovou sondou a plovoucím potenciálem emisní sondy při zvyšování žhavicího proudu. Při velkém žhavicím proudu se plovoucí potenciál saturuje a shoduje se s potenciálem plazmatu.

Závěr

Během bakalářské práce jsem se seznámil s diagnostikou plazmatu Langmuirovou a emisní sondou, které jsou používané pro studium nízkoteplotního plazmatu. Seznámil jsem se s problematikou obou sond a experimentálním uspořádáním aparatury válcového magnetronu.

V rámci experimentální části práce jsem se zabýval úpravou programu pro sběr dat sondové charakteristiky pomocí labkarty Agilent U2542A a dále měřením charakteristik zdroje napájejícího sondovou elektroniku. Z měření vyplynulo, že vysokonapěťové větve zdroje jsou schopny dodávat dostatečné napětí pro změření velkého intervalu sondové charakteristiky případně intervalu menšího s větší dobou měření. Tyto větve tak není nutné nahrazovat velkým množstvím akumulátorových zdrojů. Pro změření velkého intervalu sondové charakteristiky by však bylo třeba nahradit větve ±12 V, jelikož tyto větve obvykle neumožňují změření tak velkého intervalu jako větve ±80 V.

Dále bylo v rámci práce emisní sondou provedeno měření potenciálu argonového plazmatu v radiálním směru válcového magnetronu. Potenciál plazmatu byl emisní sondou nadhodnocen v důsledku malého poměru teplot elektronů plazmatu a elektronů emitovaných ze sondy.

Literatura

[1] Chen F.F. *Úvod do fyziky plazmatu*. ACADEMIA 1984, 3. vydání.

[2] Hippler R., Pfau S., Schmidt M., Schoenbach K. H., Tichý M. *Low Temperature Plasma Physics Fundamental Aspects and Applications.* WILEY-VCH Verlag Berlin 2000

[3] Langmuir I., Mott-Smith H. M. *The Theory of Collectors in Gaseous Discharges.* Physical Review **28** (1926) 99.

[4] Ye M.Y., Takamura S. *Effect of space-charge limited emission on measurements of plasma potential using emissive probes.* Physics of Plasmas **7** (2000) 3457

[5] Takamura S., Ohno N., Ye M.Y., Kuwabara T. *Space-charge limited current from Plasma-Facing Material Surface*. Contrib. Plasma Phys. **44** (2004) 126.

[6] Marek A., Jílek M., Picková I., Kudrna P., Tichý M., Schrittwieser R., Ionita C. *Emissive Probe Diagnostics in Low Temperature Plasma – Effect of Space Charge and Variations of Electron Saturation Current.* Contrib. Plasma Phys. **48** (2008) 491.

[7] Klusoň J. *Diagnostika nízkoteplotního plazmatu pomocí Langmuirovy a emisní sondy*. Diplomová práce, KFPP MFF UK, 2008

Seznam použitých symbolů

$k_B = 1{,}38.10^{-23}$ J.K^{-1}	Boltzmannova konstanta
$\varepsilon_0 = 8{,}85.10^{-12}$ F.m^{-1}	permitivita vakua
$e = 1{,}602.10^{-19}$ C	elementární náboj
$m_e = 9{,}11.10^{-31}$ kg	hmotnost elektronu
ω	frekvence oscilací plazmatu
τ	střední doba mezi srážkami
λ_D	Debyeova délka
T_i, T_e	iontová, elektronová teplota
n_i, n_e, n_n	koncentrace iontů, elektronů, neutrálních částic
N_D	plazmatický parametr
Z	náboj kladného iontu
L	rozměr plazmatu
χ	stupeň ionizace plazmatu
f	rozdělení rychlostí částic
v_x, v_y, v_z	rychlost částice ve směru x, y, z
τ_a	parametr anizotermicity plazmatu
φ_p, φ_{pl}, φ_{fl}	potenciál sondy, plazmatu, plovoucí potenciál
U_p	sondové napětí
λ_S	střední volná dráha částic
r_p	charakteristický rozměr sondy
$q_{i,e}$	náboj kladných iontů, elektronů
I_{pv}	proud částic v na sondu
I_{pv0}	proud částic v na sondu při potenciálu plazmatu
A_p	povrch sondy
I_e, I_i, I_{em}	elektronový, iontový, emisní proud
j_{emt}	hustota termoemisního proudu
A	Dushmanova konstanta
T	teplota sondy
Φ_W	výstupní práce materiálu sondy
φ_{fls}	saturovaný plovoucí potenciál emisní sondy
R, r	odpor
U, u	napětí
k	koeficient poklesu napětí zdroje
k_U	koeficient poklesu napětí zdroje při zátěži U
Δ	rozdíl napětí
I, i	proud
T_p	doba napěťového pulzu
p	tlak
B	magnetické pole
r	poloha sondy od osy magnetronu
r_A	vnitřní poloměr vnější elektrody magnetronu
T_{eW}	teplota elektronů emitovaných z wolframového vlákna