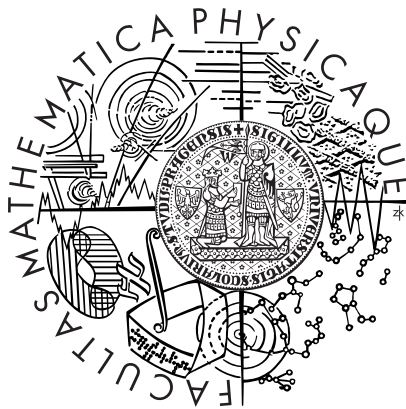


Univerzita Karlova v Praze
Matematicko–fyzikální fakulta

DIPLOMOVÁ PRÁCE



Marek Vyšinka

Studium záchytu iontů a iontová emise z prachových zrn

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Fyzika povrchů a ionizovaných prostředí

2008

Za vytrvalou a mnohaletou podporu při mých studiích chci poděkovat především svým rodičům. Za nesčetné konzultace, rady a pomoc patří můj dík všem kolegům a zaměstnancům katedry, zejména pak paní profesorce Ša, panu profesoru Ně, Balůvi, Ivce, Martinovi a Martinovi.

Tímto prohlašuji, že jsem svou diplomovou práci napsal samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů. Souhlasím se zapůjčováním práce.

V Praze dne 28.8.2008

Marek Vyšinka

Název práce: Studium záchytu iontů a iontová emise z prachových zrn.

Autor: Marek Vyšinka

Katedra: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí diplomové práce: Prof. RNDr. Zdeněk Němeček, DrSc.

E-mail vedoucího: zdenek.nemecek@mff.cuni.cz

Abstrakt: V mnoha prostředích nalézáme drobná prachová zrna. Vzhledem k jejich velikosti hraje jejich náboj a elektrické síly na ně působící důležitou roli v dynamice jejich pohybu. Náboj prachových zrn je ovlivněn mnoha různými procesy, jež je možné studovat například zachycením jednoho prachového zrna v elektrodynamickém kvadrupólu a jeho následnému vystavení definovanému prostředí (svazku iontů, elektronů, UV záření). Ze změn náboje zrna je možné usuzovat na průběh nabíjecího procesu. Hlavním výsledkem předkládané práce je příspěvek k budování nové aparatury pro studium nabíjecích procesů. Konkrétně se práce věnuje návrhu a ověření funkce nového Faradayova válce pro měření proudu iontového a elektronového děla, který by odstranil nedostatky dříve používaných Faradayových válců. Dále se pak zabývá návrhem a konstrukcí zesilovače pro měření proudu iontového děla a návrhem digitální stabilizace tohoto proudu, což je nezbytná podmínka pro interpretaci výsledků měření. Digitální stabilizace umožní flexibilnější změny v nastavení a snadnější propojení s řídicím počítačem. V závěrečné části se práce věnuje vyhodnocení dat získaných při nabíjení prachového zrna různými druhy iontů. Potřeba nové konstrukce aparatury pro studium nabíjecích procesů je v práci demonstrována na příkladu systematického měření vlivu modifikace povrchu prachových zrn na parametry iontové polní emise.

Klíčová slova: iontové dělo, Faradayův válec, stabilizace proudu, nabíjení prachu

Title: Ion attachment and ion emission of dust grains

Author: Marek Vysinka

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: Prof. RNDr. Zdenek Nemecek, DrSc.

Supervisor's e-mail address: zdenek.nemecek@mff.cuni.cz

Abstract: Small dust grains could be found in many environments. Because of their size, their charge and the electric forces acting on them play an important role in their dynamics. The dust grain charge is influenced by many different processes. Among other methods, charging processes can be studied by trapping a single dust grain inside an electrodynamic quadrupole where it is put into specific environment (ion or electron beam, UV radiation). The progress of the charging process can be inferred from the changes in the grain charge. Our work contributed to the building of a new laboratory set-up for study of the charging processes. Specifically, a new Faraday cup for measurements and stabilization of the ion and electron gun currents is designed and its function verified. It solves the shortcomings of the previously used Faraday cups. Further, an amplifier for the ion gun current measurement is designed and constructed along with the design of digital stabilization of the current. The stabilization is necessary for the interpretation of measurement results and its digitalization will allow more flexible adjustment and easier connection with the control computer. Finally, data acquired during the charging of dust grain with different ion species are evaluated in order to study the effect of different ions on surface modification. These measurements have shown a need for construction of a new laboratory set-up.

Key words: ion gun, Faraday cup, stabilization of current, dust charging

Obsah

Kapitola 1: Úvod	3
1.1 Prach v kosmu	3
1.2 Plazmové krystaly	5
1.3 Prach v tokamacích	7
1.4 Prach v průmyslových aplikacích	8
Kapitola 2: Nabíjecí procesy	10
2.1 Záchyt elektronů	10
2.2 SEEE	11
2.3 EFE	12
2.4 Záchyt iontů	12
2.5 FIE	13
2.5.1 Polní desorpce	13
2.5.2 Polní evaporace	13
2.5.3 Polní ionizace	13
2.6 IIEE	13
2.7 Fotoemise	13
2.8 Radioaktivita	14
Kapitola 3: Interakce iontů s povrchy	15
3.1 Odprašování	16
3.2 Sekundární ionty	17
3.3 Ionty indukovaná emise elektronů	19
3.4 Iontová implantace	19
Kapitola 4: Experimentální aparatura	20
4.1 Kvadrupól	21
4.2 Elektronové a iontové dělo	23
4.3 Optický systém	23
4.4 Tlumení kmitů a řízení experimentu	23
4.5 Nová aparatura	24
Kapitola 5: Cíle práce	26

Kapitola 6: Měření a stabilizace proudu iontového děla	27
6.1 Faradayovy válce	27
6.1.1 Běžná konstrukce Faradayových válců	27
6.1.2 Nová konstrukce Faradayova válce	28
6.1.3 Ověření konstrukce Faradayova válce numerickou simulací	33
6.1.4 Testování Faradayova válce	35
6.2 Vliv magnetického pole na dráhu svazku	37
6.3 Stabilizace a zpětná vazba	39
6.4 Ovládaná veličina	41
6.5 Analogová část	43
6.6 Digitální část	47
Kapitola 7: Studium iontové emise	50
7.1 Měřicí techniky	50
7.1.1 Rovnovážný povrchový potenciál	50
7.1.2 Metoda elementárního náboje	51
7.1.3 Volt-ampérová charakteristika	52
7.2 Modifikace povrchu zrna různými druhy iontů	54
7.3 Zhodnocení měření	58
Kapitola 8: Závěr	59
Literatura	61

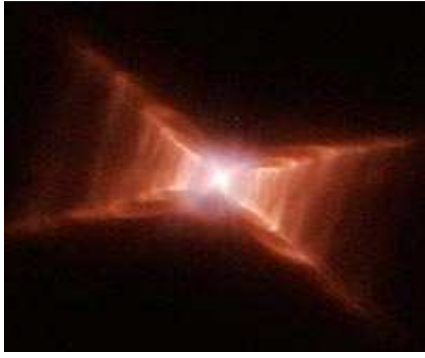
Kapitola 1: Úvod

Fyzikální studium prachu (převážně kosmického) má tradici minimálně tak dlouhou jako ji mají kosmické lety. V ranných dobách prvních raket se soudilo, že kolem Země existuje jakási prachová obálka [Bohn a Nadig, 1950], a proto se těmto výzkumům věnovala značná pozornost hlavně s ohledem na množství prachu a jeho nebezpečnost pro družice. Trvalo dlouhé roky, než se zjistilo, že domnělá prachová obálka je způsobena jen chybnou interpretací dat (pomocí mikrofonů se zaznamenávaly nárazy prachových částic do plášťů raket a sond, ve skutečnosti ale tyto zvuky způsobovaly změny teplot a nabitě částice proletující krystaly v mikrofonech) [Fechtig a kol., 2001]. Po tomto zjištění zájem o studium prachu poněkud opadl (přestal být přímou hrozbou), ale i přesto se umísťovaly prachové detektory na všechny meziplanetární sondy. Od 80. let se provádí i laboratorní výzkum vlastností jednotlivých prachových zrn [Arnold a Hessel, 1985]. Na tyto výzkumy navazují svojí diplomovou prací, a to konkrétně měřeními na aparatuře sestavené v roce 1986 v Max-Planck Institut für Kernphysik a dále rozvíjené na KFPP MFF. Na této aparatuře můžeme zkoumat procesy nabíjející jednotlivá prachová zrna, protože náboj zrna značně ovlivňuje jeho chování v různých prostředích.

Výzkum prachu již není záležitostí výhradně kosmickou, neboť se s prachem setkáváme v podstatě ve všech prostředích. Prachem rozumíme částice (zrna) z různých materiálů o velikostech řádově stovek nanometrů až stovek mikrometrů. Rozhodující pro prach je jeho velikost, nikoliv materiál. Ve zbytku kapitoly se blíže seznámíme s prachem ve 4 oblastech, a to s již výše zmíněným kosmickým prachem, s experimenty s plazmovými krystaly, s prachem v tokamacích a s prachem v nejrůznějších průmyslových odvětvích a aplikacích.

1.1 Prach v kosmu

V kosmickém prostředí se setkáváme s prachem na mnoha místech, mlhovinami (obr. 1.1) a mezihvězdným prostředím počínaje, meziplanetárním prostředím (obr. 1.2), prstenci planet a povrchy kosmických těles konče. Tento prach vzniká postupným shlukováním atomů, erozí povrchů vesmírných těles, uvolňováním z komet i v atmosférách některých typů hvězd. Informaci o něm nám přináší elektromagnetické záření, ať již se jedná o absorpci záření prachovými zrny (mezihvězdná extinkce), rozptyl světla na prachových zrnech, či přímo emise



Obr. 1.1: Prachová mlhovina „Červený obdélník“ (Red Rectangle). Převzato z: <http://hubblesite.org>.

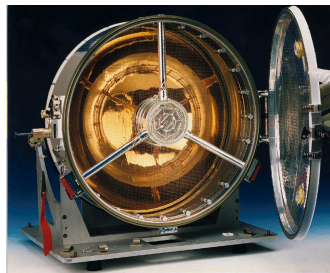


Obr. 1.2: Kometa „Hale Bopp“ s prachovým ohonem. Přev-zato z: www.astropix.com.

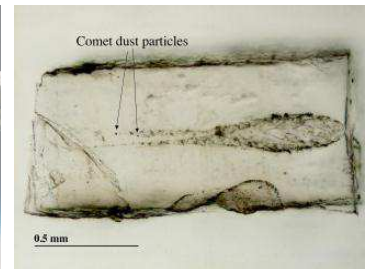
infračerveného záření ze zrn. Některé prachové jevy můžeme pozorovat i přímo (prstence planet). Další možností zkoumání představují kosmické sondy. Setkáváme se s detektory prachu založenými na perforaci tlakových nádobek (např. Pioneer 10 a 11 [Landgraf a kol., 2002], obr. 1.3), detekci záblesků při dopadu prachových zrn na povrch (Giotto, [Kissel, 1986]), na vybíjení kondenzátorů dopadem částic (Explorer 23, [O’Neal, 1965]), na detekce iontů po dopadu zrn (obr. 1.4) a mnoha dalšími typy (pro přehled bych odkázal na [Auer, 2001]). 7. února 1999 startovala kosmická sonda Stardust, jejímž úkolem byl sběr prachových částí (obr. 1.5) jednak z meziplanetárního prostředí, jednak i z chvostu komety Wild 2 [Brownlee a kol., 1996]. Výsledkům zkoumání vzorků z komety Wild 2 bylo věnováno speciální vydání magazínu Science v prosinci 2006 [Brownlee a kol., 2006] a zkoumání vzorků meziplanetárního prachu je určen projekt Stardust@Home [<http://stardustathome.ssl.berkeley.edu>], do kterého se může zapojit široká veřejnost.



Obr. 1.3: Detektor prachu použitý na sondě Pioneer (panel s tlakovými nádobkami). Zdroj: <http://history.nasa.gov>.



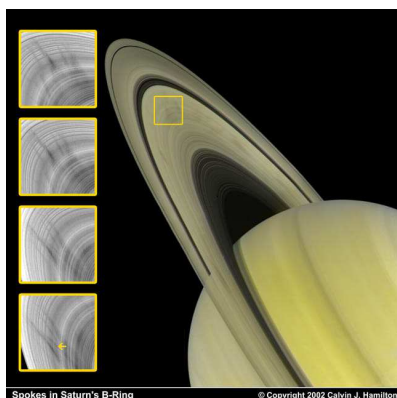
Obr. 1.4: GORID, ionizační detektor prachových zrn pro kosmické sondy. Zdroj: <http://esapub.esrin.esa.it>.



Obr. 1.5: Kometární prachová zrna zachycená sondou Stardust. Zdroj: <http://stardust.jpl.nasa.gov>.

Prach v kosmickém prostředí je vystaven toku mnoha druhů částic, které jej nabíjejí. V každém prostředí dominují jiné nabíjecí efekty, ale předpokládá se, že v meziplanetárním prostoru převládá fotoemise UV zářením, částečně se uplatňuje i sekundární elektronová emise dopadem elektronů ze slunečního větru a vliv může

mít i dopad iontů. V magnetosférách planet, mimo přímý sluneční svit, se projevuje



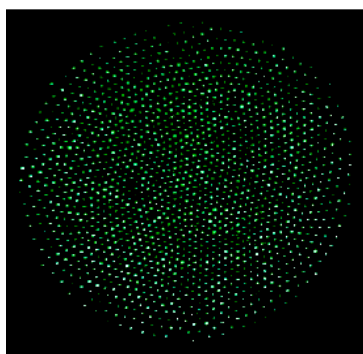
Obr. 1.6: Saturnovy prstence – „spokes“.

Převzato z: www.solarviews.com.

záchyt iontů a prachová zrna se nabíjejí kladně. Pohyb zrn je poté ovlivňován do jisté míry právě i jejich nábojem (například „spokes“ v Saturnových prstencích [Mitchell a kol., 2006], obr. 1.6). Některé procesy nabíjejí částice na různé potenciály v závislosti na velikosti těchto částic, to může podporovat agregaci a růst větších objektů z jednotlivých prachových zrn [Grün a kol., 2001].

1.2 Plazmové krystaly

Komplexní plasma ("complex plasma"), jinak též prachové plasma ("dusty plasma")



Obr. 1.7: Plazmový krystal.

Převzato z: www.sandia.gov.

je plasma, které, vedle elektronů a iontů, obsahuje i prachové částice. Ty se za určitých podmínek mohou uspořádat a vytvořit tak plazmový krystal (obr. 1.7). Jedná se vlastně o jakousi obdobu klasického krystalu, ale zvětšenou na makroskopická měřítká. V jednotlivých mřížových bodech sedí místo iontů nabitě prachové zrno (většinou záporné). S myšlenkou plazmových krystalů přišel poprvé ve svém článku Hiroyuki Ikezi v roce 1986 [Ikezi, 1986].

Experimentálně byly pozorovány o téměř 8 let později [Thomas a kol., 1994].

Plazmový krystal vzniká, když poměr mezi coulombovskou potenciální energií a kinetickou tepelnou energií:

$$\Gamma = \frac{q^2}{bT}, \quad (1.1)$$

kde q je elektrický náboj částice

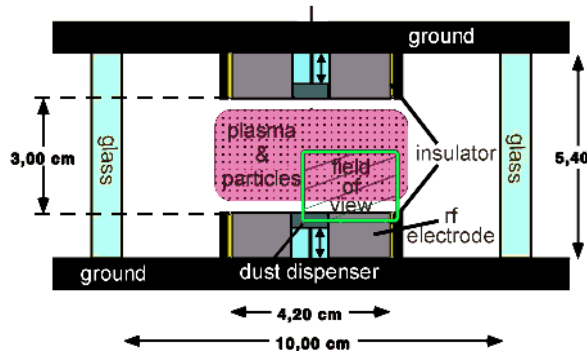
T – teplota

b – odpovídá vzdálenosti mezi částicemi $b = (3/4\pi N)^{1/3}$

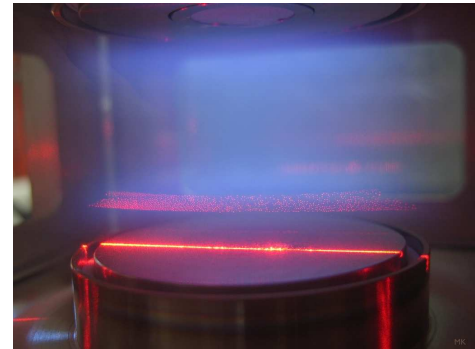
překročí určitou kritickou hodnotu, která ze simulací Monte Carlo vychází jako $\Gamma_c = 172$. V případě plazmatu musíme ještě uvažovat Debyeovské stínění potenciálu a tak dostáváme, za předpokladu, že vzdálenost mezi prachovými zrny je menší než Debyeova stínící délka, krystalizaci pro $\Gamma_s > \Gamma_c$:

$$\Gamma_s = \frac{q^2}{bT} \exp\left(-\frac{b}{\lambda_D}\right), \quad (1.2)$$

Experimentálně se této podmínky dá dosáhnout například v radiofrekvenčním výboji (například v experimentu PKE Nefedov – obr. 1.8). Jako prachová zrna se nejčastěji používají melaminformaldehydové mikročástice (jsou kulové s malým rozptylem poloměru). Výsledný plazmový krystal (obr. 1.9) je v pozemských laboratořích



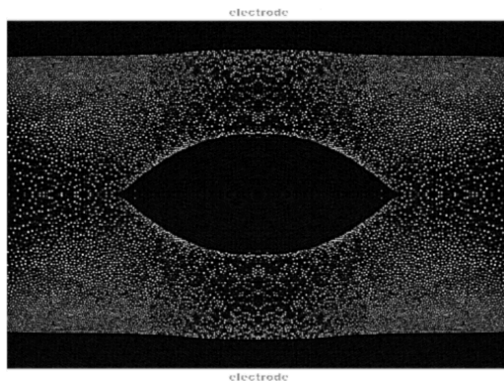
Obr. 1.8: Schéma experimentu PKE Nefedov využívající RF výboj.



Obr. 1.9: Výsledný plazmový krystal v pozemských podmínkách.

Zdroj: www.mpe.mpg.de/theory/plasma-crystal/

tvořen jen několika málo vrstvami, v podmínkách mikrogravitace vznikají 3D struktury. Výslednice sil, působících na jednotlivé částice v těchto 3D strukturách, způsobuje tvorbu oblasti bez částic mezi elektrodami („dutina“, obr. 1.10). Uspořádané částice jsou osvětlovány laserem a snímány CCD kamerou. Výhoda oproti klasickým krystalům je ta, že zde můžeme jednotlivé procesy (krystalizace,



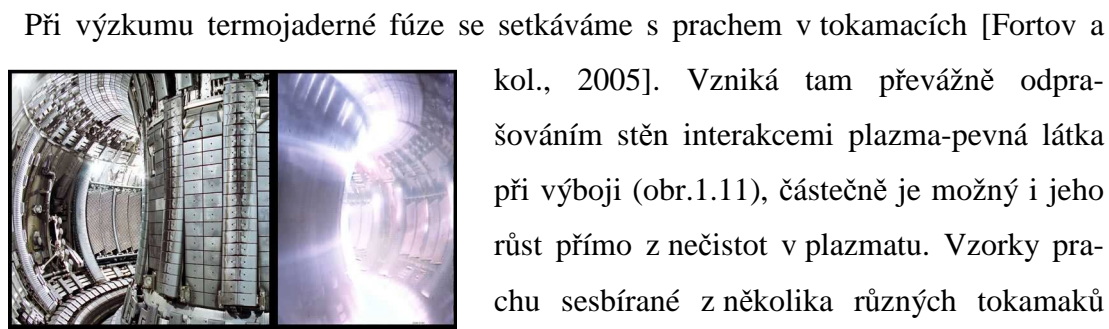
Obr. 1.10: „Dutina“ v plazmovém krystalu.

Zdroj: www.mpe.mpg.de/theory/plasma-crystal/

tání, vlny v krystalové mřížce, různé druhy poruch a pod.) sledovat na makroskopické úrovni. Jak plyne z rovnic 1.1 a 1.2, je klíčovým parametrem v plazmovém krystalu náboj prachových zrn a jeho vlastnosti tak mohou být snadno ovlivněny různými nabíjecími/vybíjecími procesy působícími na jednotlivá zrna.

Experimenty s plazmovými krystaly jsou prováděny jak v pozemských laboratořích (např.: Max-Planck Institut für extraterrestrische Physik [<http://www.mpe.mpg.de/theory/plasma-crystal/>], Sandia National Laboratory [<http://www.sandia.gov/pcnsc/departments/plasma/crystals.html>]), tak i v podmínkách mikrogravitace při parabolických letech [Thomas a kol., 2001], i na orbitální stanici ISS [Thomas a kol., 2001a], (experimenty "PKE-Nefedov", "PKE-3", "PKE-3 Plus").

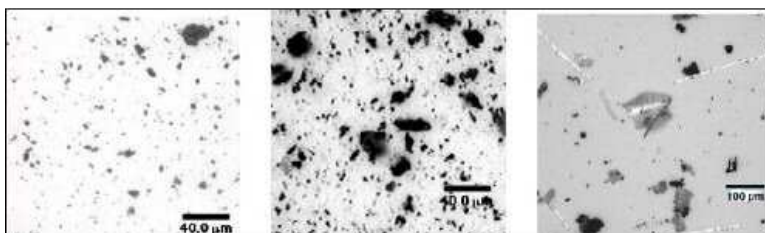
1.3 Prach v tokamacích



Obr. 1.11: Tokamak JET s plazmatem i bez. Zdroj: www.jet.efda.org.

Vzniká tam převážně odprašování stěn interakcemi plazma-pevná látka při výboji (obr.1.11), částečně je možný i jeho růst přímo z nečistot v plazmatu. Vzorky prachu sesbírané z několika různých tokamaků jsou na obr. 1.12. V dnešních tokamacích nepředstavuje vážný problém, ale předpokládá se, že u ITERu už bude prach představovat skutečnou překážku [Martin a kol., 2005]. Problémy jsou v podstatě dvojího druhu. První, méně závažný, představují

radiační ztráty energie, druhý, závažnější, je vázání tritia do prachových zrn (váží se i ostatní izotopy vodíku, ale ty nejsou radioaktivní, a tak představují menší problém). K odprašování dochází především v místech největšího kontaktu plazmatu se stěnou – na limiteru, případně divertoru (podle typu tokamaku). Pro tyto části je nutné vybrat vhodné materiály, protože jednak zde dochází k velkým energetickým tokům, které musí vydržet, a jednak by eventuelní uvolněné nečistoty neměly příliš vadit v plazmatu. Prvky s malým atomovým číslem Z vykazují velké odprašovací výtěžky, ale jejich ionty mají malý náboj, a tak způsobují méně radiálních ztrát (tj. může jich být v plazmatu více). V tomto směru se ukazuje jako vhodný uhlík, který snáší značné energetické toky aniž by došlo k jeho roztavení. Jeho nevýhodou ale je,



Obr. 1.12: Vzorky prachu z tokamaku (zleva: TFTR, DIII-D a C-MOD).

Zdroj: <http://nuclear.inel.gov/fusionsafety/experiments/tcl.shtml>.

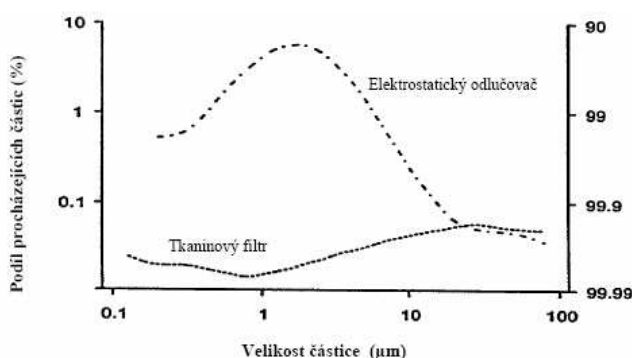
kromě většího odprašovacího výtěžku kvůli nízkému atomovému číslu, i chemické odprašování reakcemi s vodíkem. Další možností je využít prvků s velkým atomovým číslem (uvažuje se především o wolframu), které mají malé odprašovací výtěžky, ale způsobují mnohem větší radiální ztráty. U ITERu se předpokládá konstrukce první stěny (která není vystavena takovým energetickým tokům) z berylia (výhoda malého Z), části divertoru z wolframu (malé odprašování) a nejnamáhanější části divertoru z uhlíku (vydrží největší tok energie). Záložní varianta je celý divortor z wolframu [Winter, 2004].

Závažnější problém představuje usazování tritia v prachových zrnech, vzniklých odprašováním stěn z grafitu a karbonových kompozitů. Tritium je radioaktivní izotop vodíku s poločasem rozpadu 12,32 let. Podle udělené licence pro ITER může být v reaktoru jen 350 g tritia a očekávaná spotřeba na jeden výboj je 50-60 g. Hrozí riziko, že ho velké množství bude implantováno do prachových zrn, která se následně usadí na stěnách a odkud je bude velmi obtížné odstranit.

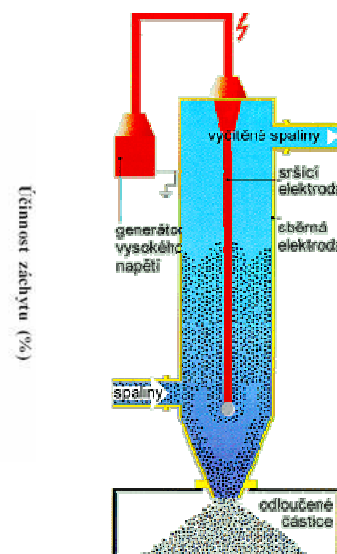
Prachová zrna v tokamacích jsou nabitá a jejich pohyb je ovlivněn převážně elektromagnetickými silami. Na tomto by mohl být založen i případný způsob odstraňování prachu z tokamaků [Winter a kol., 2001]. Z hlediska nabíjecích procesů jsou podmínky v tokamacích podobné, jaké dokážeme simulovat v aparatuře na KFPP.

1.4 Prach v průmyslových aplikacích

V průmyslovém prostředí je prach také spíše nežádoucí. Je součástí exhalací z komínů tepelných elektráren a spaloven, do kterých se tak musí instalovat prachové filtry, neboť drobné prachové částice škodí lidskému zdraví. Používají se tkaninové filtry (TF), ale i elektrostatické odlučovače (ESO). Ačkoliv mají tkaninové filtry větší účinnost při zachycování prachových částic (obr. 1.13), používají se v elektrárnách více elektrostatické odlučovače (menší odpor proudu spalin, levnější provoz, snadnější údržba).



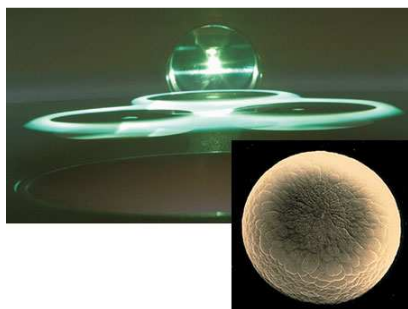
Obr. 1.13: Účinnost TF a ESO pro různé velikosti částic
Převzato z [Ritz a kol., 2003].



Obr. 1.14: Princip ESO.
Zdroj: www.simopt.cz

Elektrostatické odlučovače (obr. 1.14) jsou založeny na nabíjení prachových zrn v korónovém výboji a k jejich odstraňování odvodem k elektrodám. Rozhodující úlohu zde opět hrají procesy nabíjecí prachová zrna.

Prach také vadí v polovodičovém průmyslu. Jedno prachové zrno může vážně ohrozit funkci vyráběného čipu či jiné součástky, ne-li zcela jeho funkci znemožnit. Snahou je výroba těchto součástek v čistých místnostech v nichž byl, kvůli eliminaci prachového znečištění, filtrován všech vstupující vzduch. I přes veškerou snahu a



Obr. 1.15: Prachové kroužky a prachové zrno vyrostlé v plazmatu. Převzato z [Merlino a Goree, 2004].

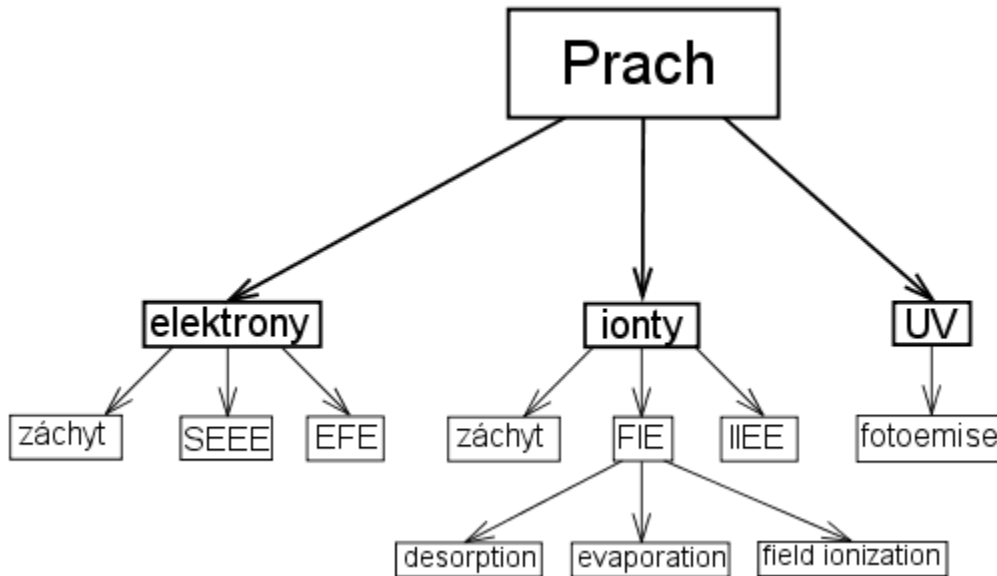
využívání stále důmyslnějších filtrů se prach v těchto provozech vyskytoval. V roce 1989 objevil Gary Selwyn z IBM, že přítomný prach vzniká při opracovávání a plazmovém leptání součástek, tedy jeho vznik je nedílnou součástí výrobního procesu (obr. 1.15) [Selwyn a kol., 1989]. I zde je nutné nalézt nějaký způsob jeho odstraňování a vzhledem k výrobním podmínkám se jeví jako nejvhodnější metoda

založená na elektrickém náboji prachových zrn.

Z výše uvedeného přehledu je zřejmý význam studia procesů nabíjení prachových zrn. Jednou z možností, jak tyto procesy studovat, je zachycení jednoho prachového zrna a jeho vystavení kontrolovanému toku elektronů, iontů či fotonů UV záření. Ze změn náboje zrna pak můžeme usuzovat na důsledky dopadu daných částic a studovat tak jednotlivé nabíjecí procesy, pokud možno nezávisle nebo v definované sekvenci. V následující kapitole je tedy uveden stručný přehled všech procesů, které ovlivňují náboj prachových zrn.

Kapitola 2: Nabíjecí procesy

Přehled procesů vedoucích ke změně náboje prachového zrna je schematicky znázorněn na obr. 2.1 a je rozdělen je podle částic, které na zrno dopadají, či z něj odletují. Z tohoto schématu vychází následující podrobný popis. Pro přehled jsou v této kapitole stručně uvedeny i procesy iontové, jejichž podrobnější popis je v následující kapitole.



Obr. 2.1: Nabíjecí procesy podle druhu částic zodpovídajících za daný proces.

2.1 Záchyt elektronů

Dopadají-li elektrony na povrch s malou energií (respektive takovou, že koeficient sekundární elektronové emise je menší než 1 – viz následující podkapitola), dochází k jejich záchytu. Typicky toto nastává v nízkoteplotním plazmatu, kdy prachová zrna vychytávají pohyblivější elektrony a nabíjejí se tak na plovoucí potenciál [Draine a Salpeter, 1979]. Pro jeho určení můžeme použít teorie, které byly vypracovány pro diagnostiku plazmatu Langmuirovou sondou, například „orbit motion limited theory“ [Allen, 1992]. Podle ní dopadá na prachovou částici (izolovanou kulovou sondu) tok elektronů I_e daný vztahem:

$$I_e = -en_e \pi r_d^2 \sqrt{\frac{8k_B T_e}{\pi m_e}} e^{\frac{e\phi}{k_B T_e}}, \quad (2.1)$$

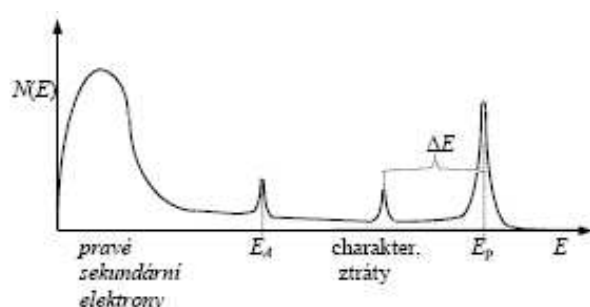
kde e je náboj elektronu, m_e jeho hmotnost, n_e koncentrace elektronů, r_d poloměr prachového zrna, k_B Boltzmannova konstanta, T_e teplota elektronů, ϕ povrchový potenciál prachového zrna. Proud iontů I_i je pak dán vztahem:

$$I_i = eZ_i n_i \pi r_d^2 \sqrt{\frac{8k_B T_i}{\pi m_i}} \left(1 - \frac{Z_i e \phi}{k_B T_i}\right) \text{ pro } \phi < 0, \quad (2.2)$$

kde Z_i je náboj, m_i hmotnost, n_i koncentrace a T_i teplota iontů. V rovnováze se elektronový a iontový proud vyrovnají ($I_e + I_i = 0$) a můžeme tak určit povrchový potenciál ϕ .

2.2 Sekundární elektron-elektronová emise (SEEE)

K sekundární elektron-elektronové emisi dochází při dopadu elektronu na povrch



pevné látky. Dopadající elektron se na povrchu buď pružně rozptýlí (a tvoří elastický pík v energetickém spektru emitovaných elektronů –

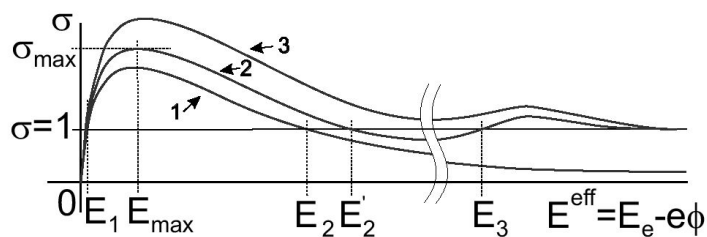
Obr. 2.2: Spektrum sekundární elektronů. Převzato z [Tomková, 2002]. obr.2.2) nebo ztrácí různě velkou část své energie interakcemi s elektrony pevné látky. V případě, že postupně ztratí veškerou energii, zůstane zachycen pod povrchem. Energie, ztracená primárním elektronem, způsobuje excitaci elektronů v látce. Tyto mohou být uvolněny ze svých vazeb a postupně difundovat k povrchu. Mají-li i u povrchu dostatek energie k překonání potenciálové bariéry (výstupní práce + potenciál povrchu), opouští povrch jako sekundární elektrony.

Koeficientem sekundární elektronové emise (σ) rozumíme poměr počtu emitovaných elektronů k počtu všech dopadlých elektronů. Skládá se ze dvou částí, koeficientu pravé sekundární emise (δ) a koeficientu rozptýlených primárních elektronů (η):

$$\sigma = \delta + \eta. \quad (2.3)$$

Jako pravé sekundární elektrony označujeme emitované elektrony původně se nacházející v látce a obvykle za ně považujeme všechny elektrony s energiemi okolo 50 eV a menší (viz. obr.2.2). Pro výpočet koeficientu sekundární elektronové emise existuje mnoho modelů, často poloempirických, jejichž rozborem a doplněním se zabývala ve své diplomové práci Richterová [Richterová, 2003]. Jejím výsledkem byl model sekundární emise z prachových zrn [Richterová a kol., 2004, 2006].

Typická závislost koeficientu sekundární emise na energii v případě rovinných vzorků je na obr. 2.3. Pro nízké energie je malý, protože tyto energie nejsou



Obr. 2.3: Závislost koeficientu sekundární emise na energii dopadajících elektronů. 1- planární vzorek, 2 a 3 prachové zrno [Richterová a kol., 2006].

k excitaci dochází ve větších hloubkách. V případě prachových zrn se zde uplatňují jejich malé rozměry a pro vysoké energie dochází opět k růstu sekundární emise, neboť k excitaci dochází již blízko povrchu na opačné straně zrna a roste pravděpodobnost, že primární elektron zrnem proletí. Při ještě vyšších energiích dochází opět k poklesu, protože dopadající elektron neztrácí při průletu látkou dostatečnou energii. Tato závislost je též na obr. 2.3.

Je-li koeficient sekundární emise $\sigma < 1$, emituje povrch méně elektronů než na něj dopadá, dochází k záchytu elektronů a zrno se tak nabíjí záporně. Pokud je $\sigma > 1$, opouští povrch více elektronů než na něj dopadá a dochází k nabíjení zrna kladně. V případě, že je $\sigma = 1$, nastává rovnovážný stav a náboj zrna se nemění.

2.3 Elektronová polní emise (EFE)

Při dostatečně silném elektrickém poli dochází k deformaci povrchové bariéry tak, že některé elektrony jsou schopné tunelovat z povrchu pryč a odnášet s sebou elektrický náboj. Tento jev teoreticky popsali v roce 1928 Fowler a Nordheim. Z jejich teorie vyplývá potřebná intenzita elektrického pole řádově 10^{10} V/m [Fowler a Nordheim, 1928], experimentálně je tento jev pozorován už při intenzitách řádově 10^8 V/m [Pavlů a kol., 2003]. Pro běžné povrchy je těžké dosáhnout takovýchto intenzit, ale typickému prachovému zrně o poloměru řádově $1,5 \mu\text{m}$ stačí k dosažení této hranice náboj řádově 10^6 elektronů (měrný náboj cca 10 C/kg), který se běžně dosahuje. Elektronová polní emise tak výrazně ovlivňuje maximální náboj na prachovém zrně.

2.4 Záchyt iontů

K záchytu iontů může docházet jednak přímo na povrchu (viz odstavec 2.1), ale také může docházet k jejich implantaci pod povrch. Záleží na potenciálu povrchu a energii iontů.

dostatečné k překonání povrchové bariéry excitovanými elektrony. S rostoucí energií roste, tak jak se předává více energie elektronům látky, až dosahuje svého maxima. Pro větší energie opět klesá, protože

2.5 Iontová polní emise (FIE)

Podobně jako u elektronové polní emise dochází od určité velikosti elektrického pole i k iontové polní emisi. Tuto rozdělujeme v zásadě do 3 jevů:

2.5.1 Polní desorpce

Při polní desorpci dochází k ionizaci a uvolňování naadsorbovaných molekul plynu, popřípadě na povrchu ulpěných iontů z předchozího iontového bombardování. Protože jsou tyto molekuly nejméně vázány, vysvětluje se tak vybíjení kladně nabitých zrn při intenzitách polí již o řád menších než předpokládá teorie [Jeřáb a kol., 2005].

2.5.2 Polní evaporace

Polní evaporací rozumíme vypařování materiálu, ze kterého je povrch složen, vlivem silného elektrického pole (tj. řádově 10^{10} V/m). Dá se očekávat ve vysokém vakuu po desorpci naadsorbovaných molekul při zvyšování náboje na zrně [Sternovsky a kol., 2001]. Tento proces se předpokládá jako zdroj těžkých iontů v meziplanetárním prostředí [Pavlů a kol., 2006].

2.5.3 Polní ionizace

Je založena na tunelování elektronů z atomů okolního plynu tvořících zbytkovou atmosféru. Elektron protuneluje na kladný povrch prachového zrna a vzniklý kladný iont je elektrickým polem odpuzován a efektivně tak odnáší kladný náboj ze zrna. Tento jev je závislý nejen na intenzitě pole, ale i na tlaku a složení plynu okolní atmosféry.

2.6 Ionty indukovaná elektronová emise

Při dopadu iontů na povrch dochází kromě jiného při nepružných srážkách i k emisi elektronů. Výtěžek ionty indukované elektronové emise (γ) je, při experimentálním uspořádání aparatury na KFPP, možné očekávat $\gamma < 1$ [Baragiola, 1993] a vzhledem k tomu, že zrno získává záchytem iontů kladný potenciál, tak by případné emitované elektrony byly přitahovány zpět a emise by se záhy zastavila.

2.7 Fotoemise

K fotoemisi (tj. nabíjení vnějším fotoefektem) dochází při dopadu fotonu na povrch o takové energii $h\nu$, která stačí alespoň k překonání výstupní práce ϕ daného materiálu.

Elektrony pak opouštějí povrch s energií maximálně $E_{\max} = h\nu - \phi$. Při nabíjení zrna musí elektrony ještě překonávat potenciálovou bariéru tvořenou nábojem zrna a dosáhne-li potenciál zrna určité rovnovážné hodnoty, fotoemise ustane. Velikost rovnovážného potenciálu je dána energií dopadajících fotonů a výstupní prací materiálu $\phi = E_{\max}/e = (h\nu - \phi)/e$.

2.8 Radioaktivita

Whipple ve své práci [Whipple, 1965] ukázal, že pro nabíjení kosmického prachu je radioaktivita zanedbatelná vůči jiným nabíjecím procesům, protože kosmický prach neobsahuje dostatek radioaktivního materiálu (radiace je převážně indukovaná kosmickým zářením).

Pokud se ale vrátíme k ITERu a našim úvahám o prachu v něm, který může absorbovat radioaktivní tritium použité jako palivo, může být situace jiná, protože tritium má větší specifickou aktivitu než materiály uvažované Whipplem. Pro jeho vliv na nabíjení prachových zrn je možné udělat následující odhady.

Uvažujme-li, že odprašující se materiál divertoru je uhlík, a ten do sebe pojme vodík (deuterium a tritium) tak, že na 1 atom C bude připadat 1 D a 1 T, bude v tomto prachu 2/17 D, 3/17 T, 12/17 C. Prachové zrno o poloměru 1,5 μm z uhlíku ($\rho = 1500 \text{ kg/m}^3$) má hmotnost přibližně $m = 2 \cdot 10^{-14} \text{ kg}$. Budeme-li uvažovat stejně hmotné zrno z uhlovodíků popsaných výše, bude v něm 3/17 tritia, tj. $m_T = 2,7 \cdot 10^{-15} \text{ kg}$. Specifická aktivita tritia je 9613 Curie/g (1 Curie = $3,7 \cdot 10^{15}$ rozpadů za sekundu). Vezmeme pro jednoduchost v potaz setrvalý stav, kdy každý atom tritia je po rozpadu nahrazen novým (tento stav nenastane, ale ukáže nám horní hranici). Potom bude každou sekundu docházet v takovém zrně přibližně k 1 rozpadu, což je v prostředí tokamaku zanedbatelné, ale v naší aparatuře by to pozorovatelné bylo (při malém celkovém náboji zrna).

Pro takovýto experiment by bylo třeba udělat výše uvedené odhady přesněji a hlavně vzít v potaz rozpadový zákon a časovou závislost počtu rozpadů (rozpadnutý atom tritia nebude nahrazen novým). Narazilo by se ale na dva technické problémy: 1. tritium je radioaktivní a pro práci s ním platí přísná bezpečnostní pravidla a 2. příprava zrna, které by obsahovalo dostatečné množství tritia (jehož část by se rozpadla již v době přípravy experimentu).

Kapitola 3: Interakce iontů s povrchy

V předchozí kapitole byl uveden stručný přehled celé řady nabíjecích procesů, a to včetně procesů, kterých se účastní ionty. V této kapitole se budeme věnovat podrobněji právě interakcím iontů s povrchy, protože byly součástí předložené práce.

Při dopadu iontů na povrch dochází k celé škále jevů, které nastávají současně, ale s různou vahou. Vše závisí na druhu iontů, jejich energii, úhlu dopadu a v neposlední řadě i na vlastnostech samotného povrchu. Dopadající ionty se mohou od povrchu odrážet, rozptylovat se na něm, předávat svůj náboj i přebírat náboj z povrchu. Mohou vyrážet atomy z povrchových vrstev, ať už ve formě neutrálních částic, nebo ve formě sekundárních iontů. Mohou se zabudovávat do různých hloubek pod povrch, způsobovat radiační poškození materiálu, na který dopadají (vyrážejí atomy z jejich poloh v krystalické mřížce a dávají tím vzniknout různým bodovým poruchám, například vakancím či intersticiálním atomům, v okolí trajektorie, kterou prolétaly). Mohou vyrážet z povrchu elektrony a při velkém elektrickém poli v okolí povrchu může docházet i k polním jevům. Za určitých podmínek (energie iontů v řádu MeV) dochází i k jaderným reakcím v materiálu.

Mnohé z těchto jevů slouží jako základ metod pro zkoumání povrchů. Rozptyl iontů na povrchu dal vzniknout spektroskopii rozptýlených iontů o nízkých energiích (ISS – Ion Scattering Spectroscopy, též LEIS – Low Energy Ion Scattering Spectroscopy) a metodě pružného rozptylu nabitých částic (RBS – Rutherford Back-Scattering) pro větší energie (v řádu keV až MeV). Zkoumání energetických spekter z povrchu vyražených atomů je základem metody ERDA (Elastic Recoil Detection Analysis). Na odprašování povrchových vrstev je založena hmotnostní spektroskopie sekundárních iontů a neutrálů (SIMS – Secondary Ion Mass Spectroscopy, SNMS – Secondary Neutral Mass Spectroscopy). Metody PIXE (Particle Induced X-Ray Spectroscopy) a PIGE (Particle Induced Gamma-Ray Spectroscopy) jsou zase založeny na spektroskopii rentgenového, resp. gama záření emitovaného z povrchu po dopadu iontů. Existuje ještě řada další metod, ale pro nás jsou v tuto chvíli důležité ty jevy, při kterých dochází ke změně náboje na povrchu.

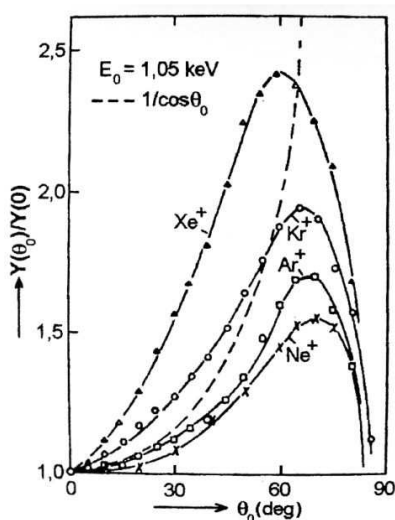
Z hlediska fyziky povrchů je důležité to, co z povrchu vyletuje, z hlediska technologií povrchových úprav, tenkých vrstev a výroby polovodičů je důležité to, co se pod povrch zabuduje a k jakým procesům tam dojde a konečně z hlediska našeho experimentu je rozhodující to, co se z hlediska náboje stane s prachovým zrnem jako celkem. Proto se v dalším zaměřím výhradně na ty jevy, které jsou

důležité pro náš výzkum a ostatní bych odkázal na další literaturu např. [Král a kol., 2002].

3.1 Odprašování

Spočívá ve vyrážení atomů z povrchu vzorku a velmi často se využívá k jeho čištění. Mechanismus odprašování je takový, že dopadající iont je působením okolních atomů brzděn a předává jim část své kinetické energie. Vzniká tak srážková kaskáda, u které rozlišujeme 3 režimy. Řídká srážková kaskáda vzniká dopadem lehkých iontů a vyražené částice pocházejí přímo z první srážky iontu s povrchem (nebo několika málo následujících). Lineární srážková kaskáda nastává při dopadu středně těžkých až těžkých iontů o energiích řádově keV. Atomy pohybující se v této kaskádě tvoří jen malou část objemu látky, může docházet i k emisi víceatomárních klastrů. Srážkový klín – jedná se o velmi hustou kaskádu s nelineárními jevy, nastává při srážkách těžkých iontů (o energiích desítek až stovek keV) s terčíky z hmotných atomů. V tomto režimu dochází i k intenzivním srážkám částic kaskády navzájem a ztrácí se tak informace o původním iontu.

Odprašovací výtěžek závisí na dopadajících iontech – jejich druhu a energii (rozhoduje to o režimu srážkové kaskády), ale i na jejich náboji a pro určité reaktivní ionty může docházet i k chemické erozi povrchu (např. ionty F^- , Cl^- - využívá se při reaktivním iontovém leptání). Závislost na energii je typicky taková, že pro velmi nízké energie k odprašování nedochází. Prahová energie je řádově 10 – 100 eV, od ní výtěžek roste až k energiím jednotek až desítek keV a následně mírně klesá, protože



Obr. 3.1: Úhlová závislost odprašovacího výtěžku na polykrystalu Cu pro různé ionty. Převzato z [Král a kol., 2002].

větší část kaskády končí hlouběji v materiálu terčíku a nevystupuje na povrch. U prachových zrn se dá očekávat mírně odlišný průběh vzhledem k okrajovým částem, protože u okrajů se promítnutá tloušťka zrna ztenčuje (dopadající ionty mají před sebou menší tloušťku materiálu) a srážkové kaskády probíhají blíže k povrchu, takže je možná emise částic i z bočních stran. Stejně jako odprašovací výtěžek závisí na druhu iontů, závisí i na druhu atomů tvořících terčík (je vlastně rozhodující dvojice iont – terčík). V neposlední řadě závisí také na geometrii

uspořádání. Při kolmém dopadu svazku iontů směřuje kaskáda převážně dovnitř terčíku a vylétujících částic je relativně málo. S rostoucím úhlem roste i výtěžek, protože kaskády se rozvíjejí blíže k povrchu a roste počet částic, které mohou povrch opustit. Maximum nastává pro úhly mezi 55° a 85° (v závislosti na kombinaci terčík – iont – energie). Při dalším růstu úhlu dopadu výtěžek zase klesá, protože se začíná projevovat odraz dopadajících iontů a od určitého úhlu je výtěžek nulový, protože dochází k úplnému odrazu (obr. 3.1). Svoji roli zde hraje i drsnost povrchu, protože na nerovnosti na povrchu bude svazek dopadat pod jiným úhlem a dochází tak ke zvýšení výtěžku. Vliv má i to, je-li terčík amorfni či monokrystalický, protože u monokrystalických vzorků může docházet pod určitými úhly ke kanálování iontů podél krystalových rovin. Většina odprášených částic pochází z povrchové monovrstvy (0,5 nm), ale kaskády pronikají do hloubek řádově desítky nanometrů.

Pro modelování odprašovacího výtěžku se používá převážně Sigmundova teorie [Sigmund 1969], která je založena na několika zjednodušujících předpokladech. Předně jsou započítávány jen binární pružné srážky (mezi dvěma atomy a se zanedbáním elektronických procesů), uvažují se jen lineární kaskády a amorfni terčík, využívá se klasické Boltzmanovy transportní rovnice. Sigmundova formule pro odprašovací výtěžek je:

$$Y = \frac{4.2\alpha\Sigma_n(E_0)}{U_s}, \quad (3.1)$$

kde Y je odprašovací výtěžek,

α je bezrozměrný faktor, záviselící na poměru hmotností iontu a atomu terčíku a na úhlu dopadu iontu

$\Sigma_n(E_0)$ je jaderný brzdný účinný průřez pro částici s energií E_0 [eV·nm²],

U_s je povrchová vazebná energie [eV],

konstanta 4.2 má rozměr [nm²].

3.2 Sekundární ionty

Odprášené atomy mohou opouštět povrch buď jako neutrální částice a nebo se mohou ionizovat a, způsobující další nabíjení, opouští povrch jako sekundární ionty. Rozhodující úlohu sehrává pro kladné ionty ionizační potenciál, pro záporné pak elektronová afinita. Výtěžnost jednou nabitých iontů (tj. poměr emitovaných iontů ke všem emitovaným částicím) je 10⁻⁵–10⁻³, pro vícenásobné ionty je ještě o jeden až tři řády menší. Existují v podstatě 4 modely vzniku iontů: elektronově-tunelovací, model přerušování vazeb, kinetický model a termalizační model.

Elektronově-tunelovací model je založen na představě tunelování elektronu mezi energetickou hladinou atomu (který je v tomto modelu reprezentován jen jednou hladinou) a kontinuem hladin na povrchu. Elektron přeskakuje z atomu na povrch a obráceně, přičemž se atom vzdaluje od povrchu. Existuje tedy určitá pravděpodobnost, že se vzdálí v momentě, kdy je elektron na povrchu o tolik, že už nepřeskočí zpět a atom uniká jako iont. Tento model je vhodný pro kovové povrchy.

Pro látky se širokým zakázaným pásem se hodí spíše model přerušování vazeb. Rozdíl oproti elektronově-tunelovacímu modelu je v tom, že model přerušování vazeb uvažuje interakci odprašované částice a vzorku jako interakci několika málo hladin. Vyražený kladný iont za sebou zanechává kationtovou vakanci, která zachytí elektron a tato záporně nabitá kationtová vakance pak dále ovlivňuje ionizační proces. Protože má kulově symetrický coulombovský potenciál, je rozhodující celková rychlost emitované částice a ne jen její kolmá složka, jako v případě elektronově-tunelovacího modelu.

Pro vysvětlení vícenásobně nabitých iontů se používá převážně kinetický model. Spočívá v tom, že při dostatečně energetické srážce je vyražen elektron z vnitřní hladiny atomu v terčíku na vyšší. Tento excitovaný atom se může dostat k povrchu a opustit terčík. Nad povrchem poté dojde k Augerovu procesu, spočívajícímu v přeskoku elektronu na volnou vnitřní hladinu, přičemž uvolněná energie způsobí vyražení jednoho či více atomů z vrchních hladin. Protože při tomto procesu dochází zároveň k emisi iontů i elektronů (i když část elektronů může být znovu zachycena povrchem), nemá tento proces velkou váhu pro nabíjení.

Termalizační model je, na rozdíl od předchozích modelů, adiabatickým modelem. To znamená, že u něj nehraje rozhodující roli rychlost emitovaných částic, ale tuto roli mají elektronické excitace. Dovoluje tak popsat i děje při malých emisních rychlostech, jejichž experimentální výsledky se rozcházejí s výše uvedenými modely. Termalizační model zahrnuje elektronické excitace představou o oddělení elektronové a iontové složky mřížky, přičemž elektrony mohou mít mnohem větší teplotu než ionty (i řádově 3000 K). Ionizační pravděpodobnost je potom závislá na této teplotě (dle [Král a kol., 2002]):

$$\beta^+ \cong e^{-\frac{E_a(z^*) - \varphi}{kT_e}}, \quad (3.2)$$

kde β^+ je pravděpodobnost ionizace,

φ – ionizační potenciál,

z^* – vzdálenost, při které je maximální pravděpodobnost ionizace,

E_a – energetická hladina atomu,

k – Boltzmanova konstanta,

T_e – teplota elektronů.

3.3 Ionty indukovaná emise elektronů

Při dopadu iontů na povrch dochází i k emisi elektronů. Koeficient elektronové emise můžeme rozdělit do dvou složek, kinetické a potenciální:

$$\gamma = \gamma_{\text{kin}} + \gamma_{\text{pot}}. \quad (3.3)$$

Kinetická elektronová emise dominuje pro vyšší energie dopadajících iontů (desítky keV). Dopadající iont předá část své energie elektronu (ať již přímo, nebo prostřednictvím srážek s jinými částicemi či fotoemisí fotony z interakcí iontu s látkou). Tyto elektrony mohou postupovat k povrchu a mají-li dostatek energie, tak povrch i opustí a dochází k emisi elektronů.

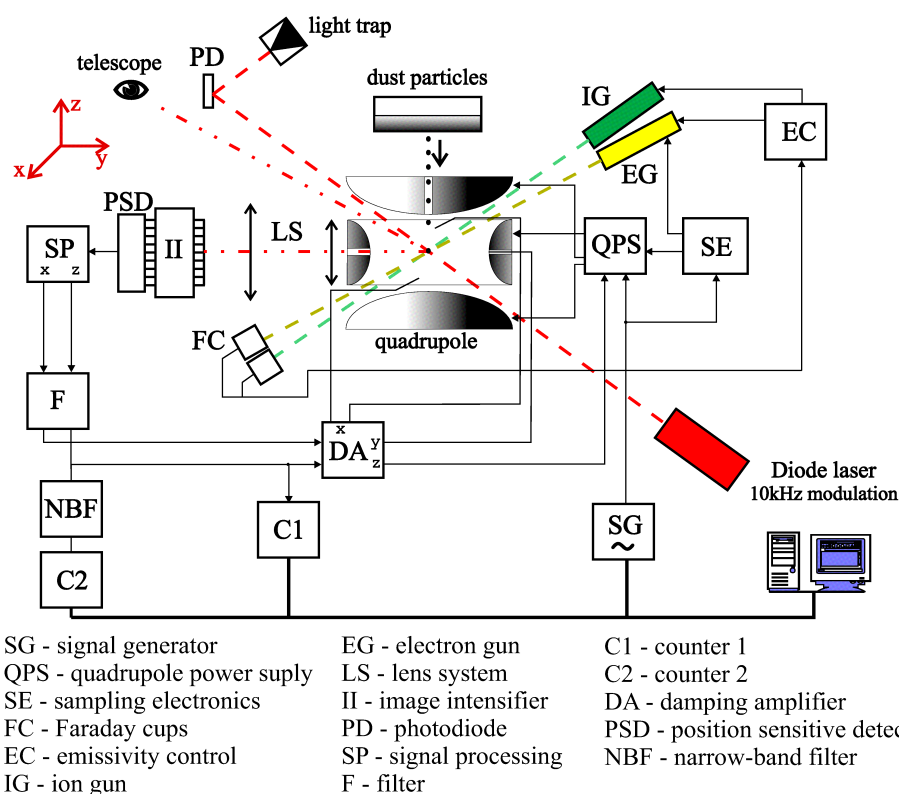
S potenciální emisí elektronů se setkáváme při malých energiích iontů (do 1 keV, pak začíná převládat kinetická). Iont rekombinuje s elektronem z povrchu, neutralizuje se a uvolněná energie se předá jinému elektronu, který opouští povrch. Koeficient potenciální elektronové emise je v případě iontů Ar^+ a wolframového terčíku přibližně $\gamma_{\text{pot}} = 0,01$ a pro těžší ionty klesá [Velyhan, 2007]).

3.4 Iontová implantace

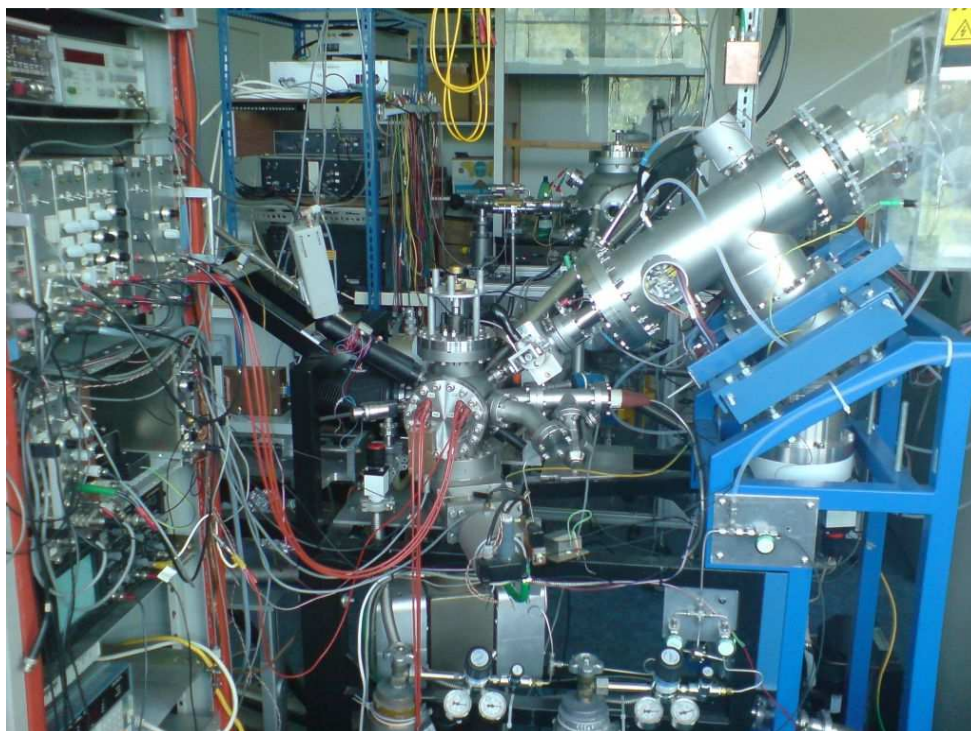
Iont může povrchu předat svůj náboj tím, že se u povrchu neutralizuje, ale i tím, že, má-li dostatek energie, skončí na konci srážkové kaskády pod povrchem vzorku. Dolet iontu je dán jeho počáteční energií a ztrátami energie při různých srážkách. Rozlišujeme dolet totální (celková dráha iontu v látce) a promítnutý (vzdálenost, kterou iont urazil v původním směru). Srážky mají statistický charakter, to znamená, že k nim dochází v náhodných místech, kde se mění velikost i směr rychlosti iontu. Proto je totální dolet vždy větší než promítnutý. Při dopadu většího počtu iontů vzniká implantovaný profil, který má přibližně Gaussovo rozdělení. Jeho hloubka je v závislosti na energii desítky až stovky nanometrů. Dopadající iont způsobuje srážkovou kaskádu, čímž posouvá atomy látky ze svých pozic, vznikají bodové poruchy v okolí trajektorie iontu (při soustavném bombardování vzniká až souvislá narušená vrstva) – radiační poškození látky. Tyto zabudované ionty (např. He^+ , Ar^+) mohou pomalu difundovat zpět k povrchu (popřípadě může být povrch odprašován až do hloubky, kde jsou implantovány) a dále pak ovlivňovat jeho vlastnosti [Pavlů a kol., 2006].

Kapitola 4: Experimentální aparatura

Pro studium záchytu iontů a iontové emise z prachových zrna, jakož i pro studium ostatních nabíjecích procesů, využíváme aparaturu založenou na zachycení a levitaci jednoho prachového zrna v elektrodynamickém kvadrupólu. Jednotlivé části aparatury jsou znázorněny na schématu (obr. 4.1) a celkový pohled na uspořádání je na obr. 4.2. Princip činnosti je následující: prachové zrno je zachyceno v kvadrupólu a k jeho nabíjení/vybíjení slouží elektronové a iontové dělo. Obraz pohybujícího se zrna je soustavou čoček promítán přes optický zesilovač na PIN diodu a dále zpracováván v počítači. Pro lepší kontrolu experimentu je obraz zrna snímán i kamerou a promítán na obrazovku. Protože simulujeme kosmické či plazmové procesy, potřebujeme co nejlepší vakuum (pro eliminaci vlivu okolní atmosféry na nabíjecí procesy). Celý experiment je tedy prováděn v podmínkách UHV při tlaku $p \sim 10^{-5}$ – 10^{-6} Pa (2 rotační vývěvy jako primární stupeň, sekundární vývěvy – iontová a turbomolekulární).



Obr. 4.1: Schéma aparatury pro studium nabíjení prachových zrn. Převzato z [Pavlů a kol., 2005].



Obr. 4.2: Aparatura pro studium nabíjení prachových zrn.

4.1 Kvadrupól

Srdcem aparatury je elektrodynamický kvadrupól, zvaný též po svém vynálezci „Paulova past“ [Paul a Steinwedel, 1956]. Je tvořen třemi hyperbolickými, válcově



Obr.4.3: Rozložený model kvadrupólu.

symetrickými elektrodami (obr. 4.3). Napájen je střídavým napětím s amplitudou v rozmezí 100–1000 V o frekvencích 0.16-10 000 Hz (menší napětí i frekvence možné jsou, ale neudrží částici) tak, že 2 svislé elektrody mají stejná napětí, ale opačná než prostřední prstencová

elektroda (na obrázku otočené o 90°). Na svislé elektrody přidáváme i malé stejnosměrné napětí pro kompenzaci gravitace. Pohybová rovnice nabité částice v kvadrupólu má tvar Mathiueovy diferenciální rovnice a je řešitelná jen přibližně. Podrobnější popis jejího řešení (stejně jako podrobnější popis aparatury) uvádí ve své dizertační práci Čermák [Čermák, 1994]. Výsledný výraz pro měrný elektrický náboj zachycené částice je

$$\frac{|Q|}{m} \cong \frac{\pi^2 r_0^2}{|\lambda_u|} \cdot \frac{f_{ac} \cdot f_u}{V_{ac}^{ef}} k, \quad (4.1)$$

kde r_0 je vnitřní poloměr prostřední elektrody

λ_u jsou váhové konstanty pro jednotlivé složky intenzity el. pole ($\lambda_x = \lambda_y = 1$,
 $\lambda_z = -2$)

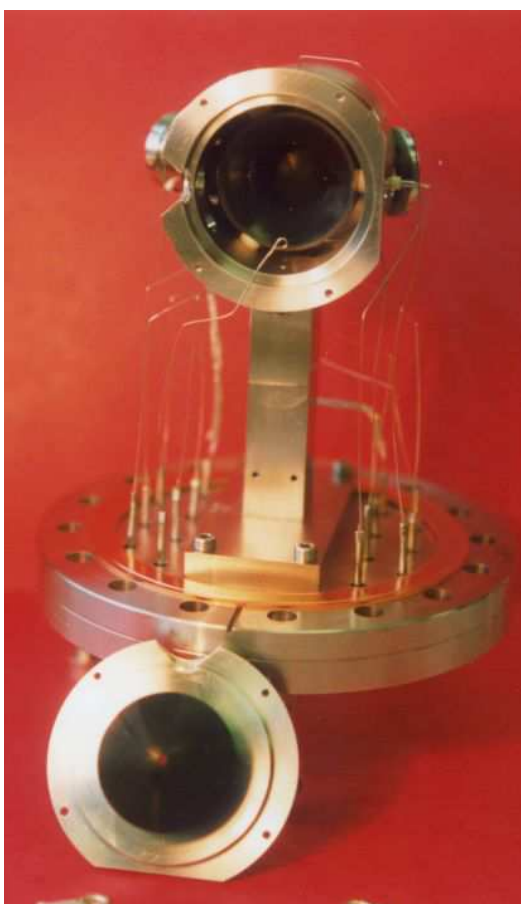
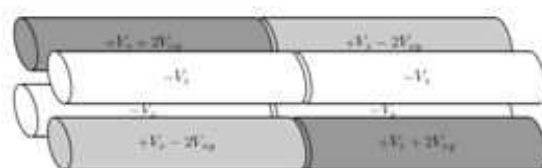
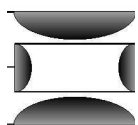
V_{ac}^{ef} je efektivní hodnota střídavého napětí na každé elektrodě kvadrupólu

f_{ac} frekvence tohoto napětí

f_u frekvence kmitů částice

k představuje korekční faktor závislý na poměru frekvence napětí a kmitů zrna, obvykle blízký 1.

První dvě veličiny jsou dány geometrií kvadrupólu, druhé dvě můžeme nastavovat a měříme tak pouze frekvenci kmitů částice. Na obrázku 4.4 vlevo je schéma a fotografie tohoto kvadrupólu.



Obr. 4.4: Schématické znázornění a fyzické provedení kvadrupólů. Vlevo starší hyperbolický, vpravo nový tyčový.

4.2 Elektronové a iontové dělo

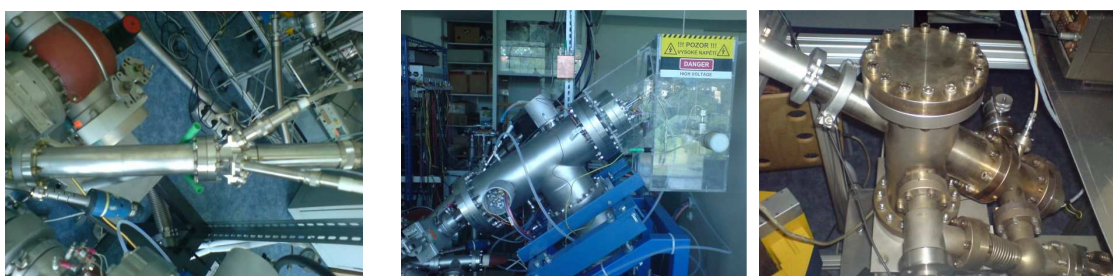
Pro studium nabíjecích procesů slouží elektronové a iontové dělo poskytující svazky částic nabíjecích prachové zrna. Obě děla mohou pracovat současně, čehož se využívá kupříkladu k udržování určitého povrchového potenciálu zrna při jeho iontovém odprašování (ionty nabíjejí zrna na relativně velký potenciál a elektrony je možné tento potenciál snížit a udržovat v dynamické rovnováze).

Elektronové dělo je od firmy Kimball Physics, model EMG-14 s energiemi elektronů v rozsahu 0.1 – 10 keV. Zabudované do aparatury je na obr. 4.5.

Iontové dělo je od firmy Colutron, model G-2-D s energiemi iontů v rozsahu 1 eV – 10 keV a s možností produkovat i záporné ionty a ionty kovů. Jeho umístění v aparatuře je patrné na obr.4.6.

Stabilizace proudů obou děl se děje analogovým způsobem pomocí zpětné vazby přes Faradayovy válce.

Na obrázku 4.7 je ještě pro úplnost vyobrazeno starší iontové dělo Leybold-Heraeus IQ 12/63 s rozsahem energií iontů 0,1 – 5 keV, které dříve bývalo součástí této aparatury, ale bylo nahrazeno novým. Bylo použito při testování některých komponent nově budované aparatury (viz kapitola 6), jejíž se stane součástí.



Obr.4.5: Elektronové dělo EMG-14. Obr. 4.6: Iontové dělo G-2-D. Obr. 4.7: Iontové dělo IQ 12/63.

4.3 Optický systém

Zachycená prachová částice je osvětlována diodovým laserem LabLaser firmy Coherent (635 nm, 15 mW). Obraz prachové částice je zvětšován soustavou čoček a výsledný signál je zesílen optickým zesilovačem. Frekvence oscilací je měřena pomocí PIN diody a obraz kmitajícího zrnka je navíc snímán i kamerou a promítán na obrazovku pro vizuální kontrolu dění uvnitř kvadrupólu.

4.4 Tlumení kmitů a řízení experimentu

Prachová zrna jsou zachycena v UHV prostředí, kde dochází jen k velmi pozvolnému útlumu případných nežádoucích kmitů (odpor prostředí prakticky neexistuje). Pro měření je nejvýhodnější, kmitá-li zachycené zrna jen v jednom

směru (v ose z) a v ostatních směrech jsou jeho kmity utlumeny. Velké rozkmity zrna, například při jeho prvním zachycení, nebo po drobných nehodách, kdy došlo k velkým výkyvům zrna z rovnováhy, můžeme tlumit pomocí plynu (nejčastěji He) – na přechodnou dobu krátce v aparatuře zvýšíme tlak, takže se zrno brzdí třením o okolní molekuly (atomy) plynu. Za běžných provozních podmínek využíváme tlumení elektrické. Na základě aktuálních kmitů zrna se na elektrody kvadrupólu přivede dodatečné napětí tak, aby došlo k potlačení či stabilizaci požadovaných kmitů (tj. můžeme částici v každém směru tlumit do bodu a nebo na konstantní amplitudu). Pro směry x a z se využívá přímo signálů z obrazových zesilovačů, pro směr y se využívá fázově posunutý signál ze směru x (ve směru y nemůžeme detekovat polohu částice). Toto posunutí se nastavuje manuálně podle kmitů částice na obrazovce.

Polohu částice v kvadrupólu můžeme nastavit (podle její polohy na obrazovce) pomocí tzv. kompenzace gravitace. Kompenzace gravitace přivádí malé stejnosměrné napětí na svisle umístěné elektrody kvadrupólu. Toto napětí slouží k eliminaci vlivu gravitace, resp. toho, že v závislosti na náboji a hmotnosti prachové částice je střed jejích kmitů v různé výšce (vůči středu kvadrupólu) a při změně náboje se tato výška mění. Z důvodů stability a udržení částice je nutné ji udržovat přibližně ve středu kvadrupólu, což umožňuje právě kompenzace gravitace.

Ovládací a měřicí prvky jsou propojeny sběrnicí GPIB (IEEE 488) s počítačem, pomocí kterého je experiment částečně ovládán a jsou zaznamenávána naměřená data. Počítačem se ovládá napětí a frekvence kvadrupólu a zaznamenávají se hodnoty frekvence z čítače. Ostatní prvky (filtry tlumení, regulace, kompenzace gravitace, proud a nastavení děl, ...) se ovládají manuálně a, kromě frekvence částice, se jiná data automaticky nezaznamenávají.

4.5 Nová aparatura

Pro studium zmíněných procesů je budována nová experimentální aparatura s několika podstatnými změnami, které by měly odstranit nevýhody aparatury stávající. Hlavní z nich je konstrukce samotného kvadrupólu. Ten nebude hyperbolický, ale tyčový. Největší výhodou a důvodem pro tuto volbu je skutečnost, že tyčový kvadrupól je mnohem otevřenější než současná konstrukce (ať již větší prostor mezi elektrodami či válcový prostor středem kvadrupólu) a umožňuje tak snazší přístup většího množství svazků k zrnům (obr. 4.4 vpravo). Otevřenost kvadrupólu navíc umožní vést svazek částic dále od elektrod, čímž se omezí

produkce sekundárních elektronů z těchto elektrod. Bude možný i přístup hmotnostního spektrometru do prostoru výskytu prachového zrna, což eventuálně umožní zkoumat složení odprášených atomů. Návrhem tohoto kvadrupólu se ve své diplomové práci zabýval Beránek [Beránek, 2007].

Další předností nové aparatury bude umístění UV zdroje. Jeho použití nám umožní zkoumat vliv UV záření na nabíjení zrna (v původní aparatuře toto nebylo možné), případně porovnání vlivu jednotlivých zdrojů na velikost náboje.

Kapitola 5: Cíle práce

Výzkum nabíjení povrchů byl prováděn převážně na velkých, planárních, obvykle uzemněných vzorcích. V našem experimentu však studujeme tyto procesy na prachových zrnech (poloměr řádově mikrometry) levitujících v elektrodynamické pasti. Vyskytuje se zde celá řada jevů, které je, na rozdíl od planárních vzorků, nutno brát do úvahy. Spočívají v tom, že naše prachové zrno je trojrozměrný, prostorově značně omezený objekt izolovaný od svého okolí. To má za následek jeho nabíjení (při vystavení svazku nejrůznějších částic). Ve spojení s jeho malými rozměry a velkou křivostí se zde ve větší míře uplatňují i polní jevy (viz kap. 2.3 a 2.5). Rozměry zrna mají vliv i na jiné procesy spojené s interakcemi částic a povrchu. Předně je nutné uvažovat i o emisích ze zadní strany (eventuelně i z bočních stran) zrna. V ideálním případě pracujeme s kulovými zrny o průměrech podstatně menších než průměr svazku nabíjecích částic, tudíž nemá smysl hovořit o úhlu dopadu, neboť se tu setkáváme současně se všemi vzájemnými úhly mezi povrchem a dopadajícími částicemi. Dá se proto například očekávat vyšší celkový odprašovací výtěžek než v případě rovinných vzorků. Při uvažování úhlových závislostí odprašovacích výtěžků, emisí a pod., a je tedy nutné brát do úvahy symetrii zrna, protože stejný úhel dopadu bude vždy pro určité mezikruží a je nutné uvažovat všechny úhly (od kolmého uprostřed až po tečný na okrajích zrna) [Pavlů a kol., 2007].

Cílem mé práce bylo studium záchytu iontů a emise z prachových zrn s cílem přispět svými zkušenostmi k budování nové experimentální aparatury, kde budou tyto procesy studovány efektivněji a podrobněji. Hlavním úkolem práce, z pohledu nové aparatury, byl návrh stabilizace proudu iontového zdroje Faradayovým válcem nové konstrukce. Stabilizace iontového proudu je důležitá pro interpretaci výsledků. Je nutné udržet konstantní proud svazku na prachovou částici během celého měření i při různých energiích a tuto hodnotu umět opakovaně nastavovat (ze studia iontové emise vyplynulo, že standardní stabilizace používaná v iontových dělech toto neumožňuje).

Navržená konstrukce Faradayova válce byla při návrhu stabilizace proudu iontového děla úspěšně testována a díky jejím dobrým vlastnostem byl tento typ Faradayova válce použit i pro stabilizaci proudu elektronového děla a jako past pro UV záření umožňující zároveň měřit jeho intenzitu.

Kapitola 6: Měření a stabilizace proudu iontového děla

Pro interpretaci výsledků měření je nutné mít představu o proudech tekoucích na zachycenou prachovou částici a v ideálním případě mít možnost tyto proudy dle potřeby nastavovat. Je také žádoucí, aby se proud na prachovou částici v průběhu experimentu neměnil (tyto změny by bylo nutné monitorovat a poté brát do úvahy při vyhodnocování měření). Proud tekoucí přímo na prachovou částici měřit neumíme (resp. to je to co studujeme), ale můžeme měřit proud svazku jdoucí z iontového děla pomocí Faradayových válců, o nichž budeme hovořit dále v této kapitole (proud na částici by potom měl být úměrný velikosti tohoto proudu, průřezu svazku a velikosti částice).

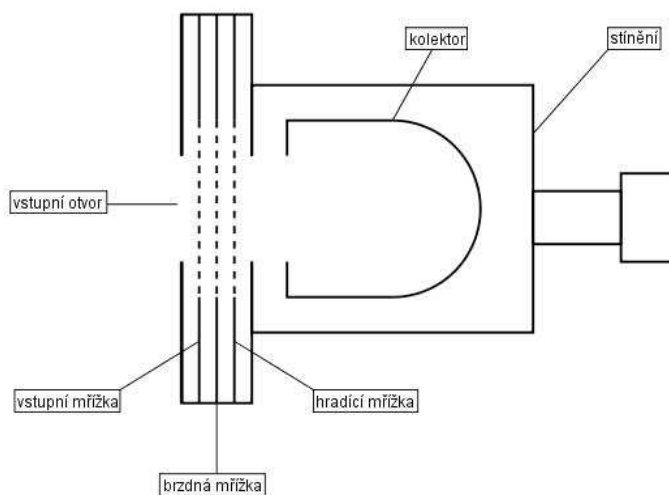
Pro zajištění konstantního proudu v průběhu experimentu je nutná jeho stabilizace. Jejím účelem není ani tak vyrovnávání drobných fluktuací v toku iontů (už jen kvůli časovým konstantám regulace), ale hlavně zajištění konstantního proudu iontového svazku při přepínání mezi různými energiemi iontů, při pomalých změnách tlaku plynu v iontovém děle a pod. Podrobněji budou důvody nutnosti stabilizace i návrh jejího provedení probrány dále v této kapitole.

6.1 Faradayovy válce

Faradayovy válce slouží k přímému měření proudů. Používají se v mnoha různých oborech, ať již kupříkladu pro monitorování slunečního větru (sonda WIND [Ogilvie a kol., 1995]), pro monitorování svazků nabitých částic při experimentech ve fyzice vysokých energií ([Brown a Tautfest, 1956]), při studiích povrchů ([Seah a Forty, 1970]) atd.

6.1.1 Běžná konstrukce Faradayových válců

Jejich přesná konstrukce se tedy řídí účelem, pro který je Faradayův válec použit. Typicky se skládají ze soustavy několika mřížek a kolektoru (viz obr. 6.1). Proud částic dopadá na kolektor, kde je měřen, jednotlivé mřížky plní další funkce. Nejčastěji se setkáváme se 3 mřížkami, kdy nejbližší vstupnímu otvoru je mřížka vstupní, která má za úkol zabránit průniku elektrického pole z válce. Za ní následuje tzv. brzdná mřížka, která slouží pro měření energetického profilu svazku. Přivádí se na ní napětí podle energie částic, které si přejeme měřit (částice s energií menší, než odpovídá napětí na brzdě mřížce, na kolektor nedopadnou a měříme tak integrální proud částic s vyšší energií než je tato). Nejbližší kolektoru se nachází tzv. hradící



Obr. 6.1: Schéma Faradayova válce.

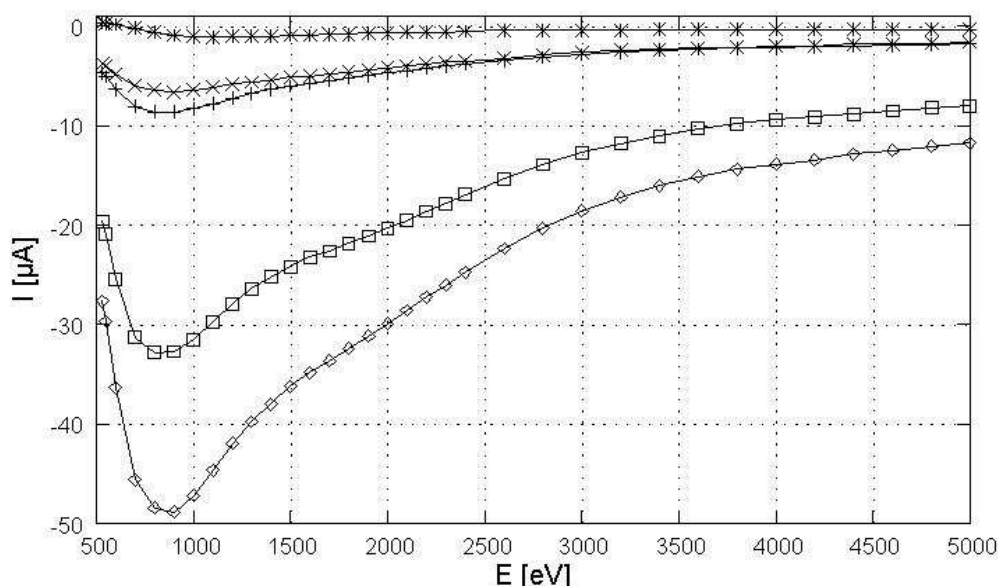
mřížka, na kterou se přivádí záporné napětí (typicky -50 V) a jejímž úkolem je vracet zpět na kolektor vzniklé sekundární elektrony (sekundární elektrony mají energie do 50 eV). Pokud nás zajímá jen celkový proud a nechceme měřit energetický profil, nepotřebujeme brzdnu mřížku. Hradící mřížku potře-

bujeme vždy, aby nebylo měření zkresleno odcházejícími sekundárními elektrony. Přítomnost mřížek v měřeném svazku ale způsobuje další značné zkreslení měřeného proudu. Dochází ke zmenšení světlosti vstupního otvoru, některé částice měřeného svazku se na mřížkách odrazí, jiné jsou mřížkami odvedeny (tvoří mřížkový proud) a navíc může na mřížkách docházet k nežádoucí emisi sekundárních elektronů. Nakolik přítomnost mřížek ovlivňuje velikost měřeného proudu je patrné z měření, která jsem dělal v rámci své bakalářské práce (obr. 6.2) [Vyšinka, 2006]. Proud tekoucí mřížkami jasně ukazuje, že kolektorem neměříme veškerý proud svazku.

6.1.2 Nová konstrukce Faradayova válce

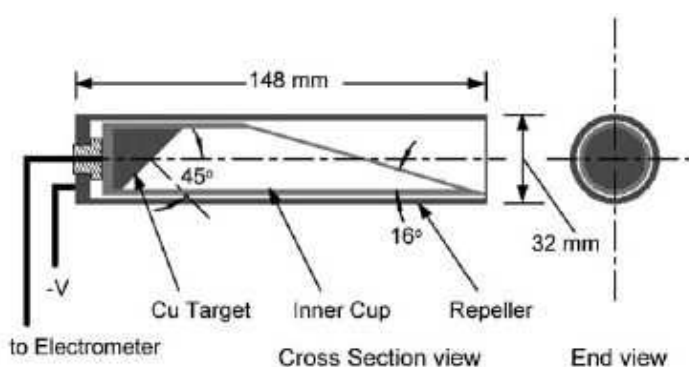
Pro stabilizaci iontového děla potřebujeme měřit celkový proud svazku neovlivněný sekundární emisí či odvodem části proudu mřížkami. Vznikající sekundární elektrony (kupříkladu z mřížek – hradící mřížka je záporná a na ní vzniklé elektrony jsou odpuzovány i směrem ven z válce) či případně odražené elektrony mohou unikat z válce směrem do experimentálního prostoru a nežádoucím způsobem zvyšovat pozadové proudy. Z těchto důvodů byly navrženy a vyrobeny tzv. bezmřížkové Faradayovy válce.

Základní myšlenka těchto bezmřížkových Faradových válců pochází z článku Thomas a kol. [Thomas a kol., 2004]. Spočívá v nahrazení hradící mřížky (ostatní mřížky nejsou pro naše účely potřebné – nepotřebujeme měřit energetické rozdělení svazku) transversálním elektrostatickým polem, které odchýlí sekundární elektrony zpět na kolektor a ty se tak nedostanou z prostoru válce.



Obr. 6.2: Proud elektronového děla v závislosti na energii elektronů měřený Faradayovým válcem s mřížkami. Křivky shora: proud hradící, brzdnou a vstupní mřížkou, proud kolektorem a součet všech proudů [Vyšinka, 2006].

Princip jejich funkce je nejlépe patrný z obrázku 6.3 [Thomas a kol., 2004].

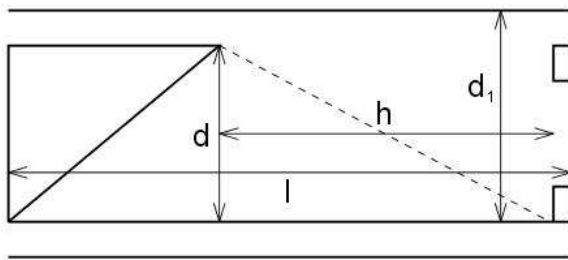


Obr. 6.3: Schéma bezmřížkového Faradayova válce. Převzato z [Thomas a kol., 2004].

Bezmřížkový Faradayův válec je tvořen v podstatě dvěma koncentrickými válci, přičemž z vnitřního válce je část vyříznuta. Tento válec slouží jako kolektor. Záporné napětí, přiváděné na vnější válec, vytváří elektrostatické pole,

které vyříznutou částí proniká do druhého, vnitřního válce a odklání tam elektrony směrem ke stěně válce (kolektoru) tak, aby nemohly pronikat vstupním otvorem ven, slouží tedy jako jakýsi reflektor elektronů. Dno kolektorového válce je navíc zkosené (tvoří ho „seříznutý špunt“), aby maximum vznikajících sekundárních elektronů nesměřovalo směrem ke vstupnímu otvoru, ale směrem ke stěně válce. Pomáhá to snižovat potřebné napětí, které je dále dáno v závislosti na délce válce a jeho průměru (při delším válci stačí menší napětí, protože pole může působit na částice po delší dráze, při větším průměru je naopak potřebné větší napětí kvůli intenzitě pole).

Představu o rozměrech válce a potřebných napětí můžeme získat následující úvahou. Předpokládejme pro jednoduchost, že částice se budou v tomto Faradayově válci pohybovat jako mezi deskami rovinného kondenzátoru (tj. díváme se na



Obr. 6.4: Průřez válcem s označením rozměrů použitých při výpočtech.

podélný výřez středu válce). Sekundární elektrony jsou generovány s energiemi do 50 eV a ve vzdálenosti h od vstupního otvoru (viz obr. 6.4) na ně začne působit příčné elektrické pole. Vzdálenost mezi kolektorem a elektrodou s napětím je d_1 . Je-li na této elektrodě napětí

U , bude intenzita elektrického pole $E_t = U/d_1$ a na elektron tak bude působit elektrická síla:

$$F = e \frac{U}{d_1}, \quad (6.1)$$

kteřá mu bude udělovat příčné zrychlení a :

$$a = e \frac{U}{md_1}. \quad (6.2)$$

Elektron s energií E [eV] se pohybuje rychlostí:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} \quad (6.3)$$

a vzdálenost h , po kterou na něj působí elektrická síla, uletí za čas:

$$t = \sqrt{\frac{mh^2}{2E}}. \quad (6.4)$$

V příčném směru se tak bude pohybovat rovnoměrně zrychleně a za čas t urazí dráhu:

$$s = \frac{1}{4} \frac{U \cdot h^2}{d_1 E}. \quad (6.5)$$

Položíme-li podmínku $s = d_1$ (tj. elektron za dráhu k vstupnímu otvoru urazí příčně vzdálenost odpovídající průměru kolektoru), dostaneme přibližný vztah pro vzdálenost h :

$$h = \sqrt{\frac{4E}{U}} d_1. \quad (6.6)$$

Pro elektrony vylétující směrem k vstupnímu otvoru by stačila podmínka $s = d_1/2$, ale část elektronů (neuvažujeme-li zkosené dno, je jich $1/2$) vylétuje i směrem od kolektoru (nahoru).

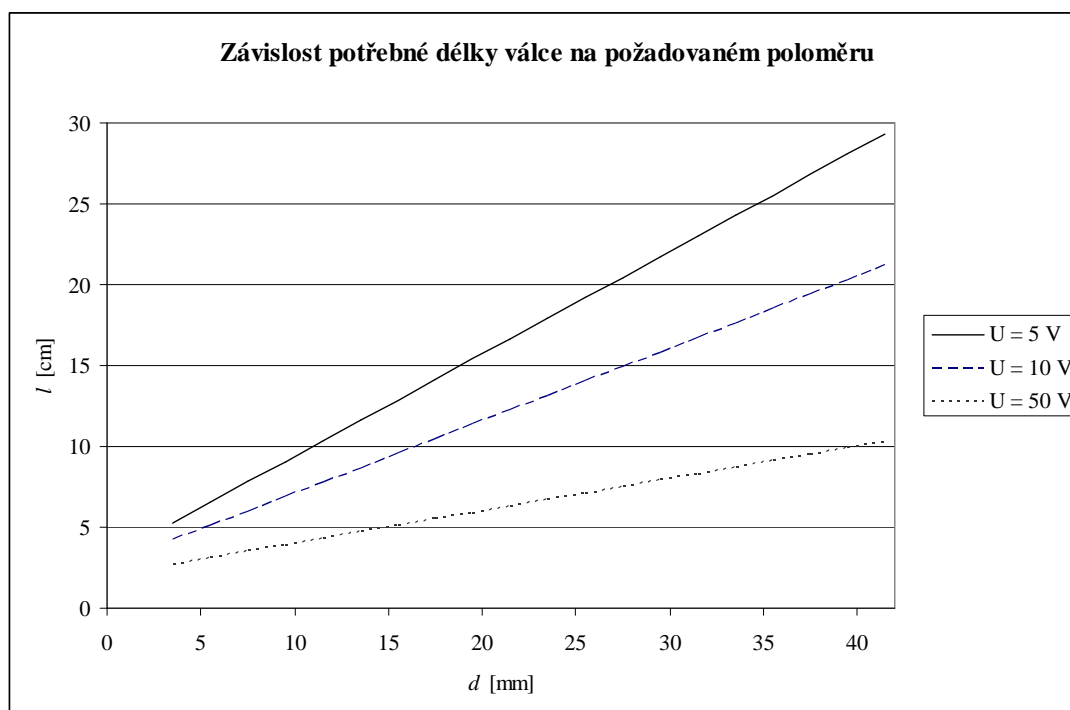
Ty zase mají menší složku rychlosti ve směru ven z válce a tak válcem prolétají efektivně déle ($t_n = t/\cos(\alpha)$). Vzhledem k již učiněným zjednodušením je

uvažovaná podmínka ($s = d_1$) dostačující pro představu o rozměrech válce. Na obrázku 6.5 je graf závislosti délky válce na požadovaném poloměru pro několik různých napětí (dle rovnice (6.6)). Průměr kolektorového válce vyneseny do grafu je dán jako $d = d_1 + 2,5$ mm (tloušťka materiálu válce a mezera mezi válcem a elektrodou). Délka válce vynesena do grafu je potom dána jako $l = h + 2,9$ cm (délka části, kde působí elektrické pole, délka zkosené spodní části kolektoru a vstupní části).

Další omezení možnosti sekundárních elektronů opustit válec představuje samotná clonka na vstupu do válce. Vymezuje (v 2D přiblížení) úhel $\beta = \arctg(r/l)$, kde r je poloměr vstupního otvoru a l délka válce. Předpokládáme-li kosinové rozdělení sekundárních elektronů, bude poměr vyletujících sekundárních elektronů (n) ke vznikajícím (n_0), bez příčného elektrického pole a bez uvažování zkoseného dna:

$$\frac{n}{n_0} = \sigma \sin\left(\arctg\left(\frac{r}{l}\right)\right), \quad (6.7)$$

což při koeficientu sekundární emise $\sigma = 1$, poloměru $r = 0,5$ cm a délce válce $l = 10$ cm představuje samo o sobě snížení počtu vyletujících sekundárních elektronů na 5 % vznikajících.



Obr. 6.5: Délka kolektoru Faradayova válce v závislosti na jeho poloměru pro 3 různá napětí na elektrodě.

Výše popsanou konstrukci Faradayova válce jsem ověřoval s mírně upraveným (oproti článku [Thomas a kol., 2004]) válcem při měřeních s elektrony. Oproti

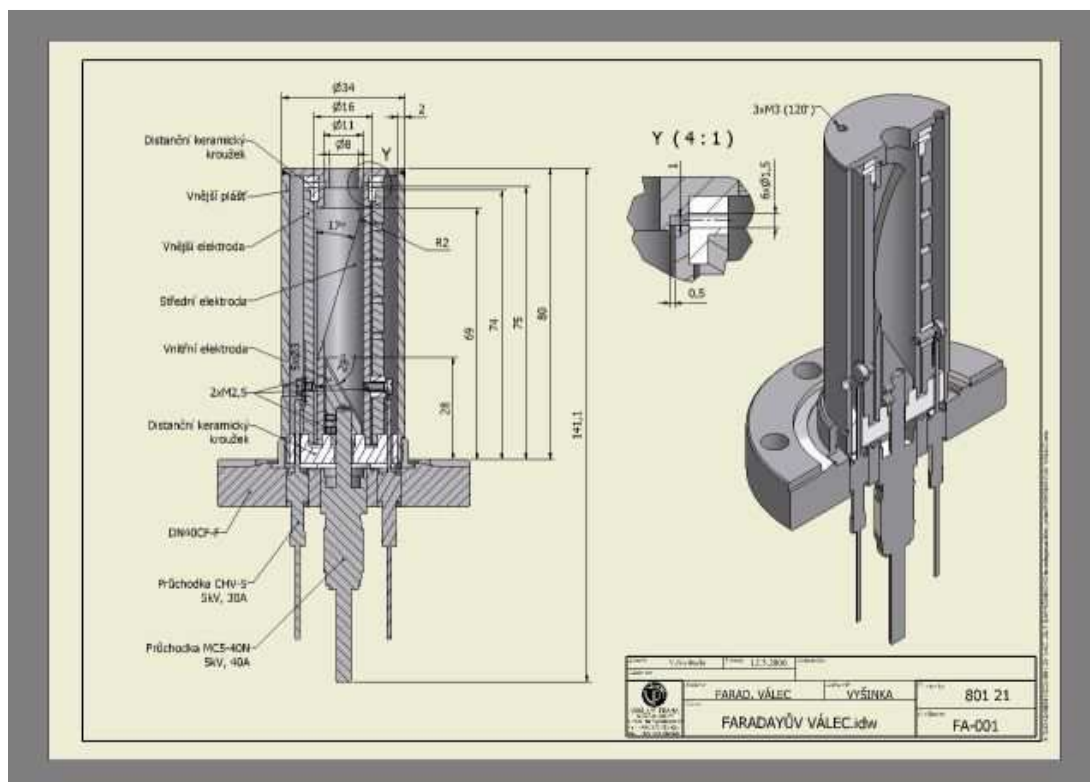


Obr. 6.6: Bezmřížkový Faradayův válec – rozložený (vlevo) a složený (vpravo).

původnímu návrhu byl náš prototyp ještě opatřen vstupní clonkou (snižuje průnik pole z válce a zvyšuje šanci na zachycení více elektronů), jak je patrné z obr. 6.6. Při

těchto měřeních se ukázalo, že napětí, postačující k zachycení vyletujících elektronů, je v řádu jednotek voltů (oproti min. 50 V přiváděných standardně na kolektorovou mřížku běžného Faradayova válce).

Finální verze bezmřížkových Faradayových válců byla oproti původní doplněna o další –stínící – elektrodu, z prostorových důvodů zkrácena a vyrobena pro podmínky UHV (materiál, odvzdušňovací otvory). Její technický návrh je na obr. 6.7, výroba pak proběhla ve firmě Vakuum Praha.



Obr. 6.7: Technický výkres bezmřížkového Faradayova válce – výroba Vakuum Praha.

6.1.3 Ověření konstrukce válce numerickou situací

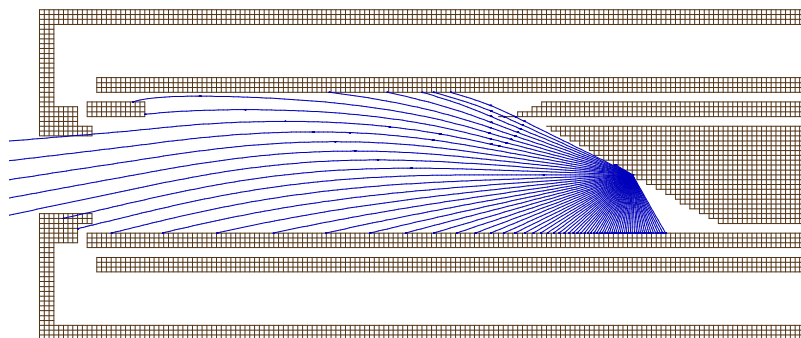
Dráhy částic ve Faradayově válci byly modelovány pomocí programu SIMION®. Při simulaci vstupním otvorem vstupuje primární svazek (např. elektrony, ionty He, a pod.) a dopadá na dno válce, kde vytváří sekundární elektrony. U nich pro jednoduchost předpokládáme kosinové rozdělení, ale v tomto modelu zobrazujeme jen trajektorie částic vyletujících do daných směrů, jejich četnost, danou kosinovým rozdělením, zde neuvažujeme. Svazek vstupujících částic není v modelu zobrazen a v případě elektronů neuvažujeme ani zpětně odražené elektrony z tohoto primárního svazku (viz pík elasticky odražených elektronů na obr. 2.2). Jako pravé sekundární elektrony se běžně uvažují elektrony s energiemi do 50 eV, proto v modelu bereme tuto energii za limitní případ (ve skutečnosti bude mít naprostá většina sekundárních elektronů energie menší).

Modelový Faradayův válec je ve stejném měřítku jako válec vyrobený (viz obr. 6.7). Obrázky 6.8 – 6.12 (s výjimkou obr. 6.10) představují svislý průřez válce kolmý na zkosení kolektoru (podobně jako na obr. 6.7), obr. 6.10 představuje pohled na řez válcem ve svislém směru v rovině kolmé k rovině řezu na předchozích obrázcích (tj. středem válce na obr. 6.7 vlevo vedeme svislý řez kolmý k rovině nákresny a díváme se na něj zleva). Všechny elektrody uvažujeme uzemněné s výjimkou prostřední, na kterou přivádíme napětí. Na obr. 6.8 je na prostřední elektrodu přivedeno napětí $U = -5$ V a sekundární elektrony generujeme na dně válce s úhlovým krokem 2° . Je tedy patrné, že existuje úhel přibližně 10° , ve kterém mohou elektrony s energií 50 eV opustit válec. Tento úhel je dán geometrií válce (tj. poměrem délky a průměru vstupního otvoru). Množství elektronů vyletujících v tomto úhlu je dáno průmětem tohoto úhlu na kosinové rozdělení generovaných sekundárních elektronů. Tento průmět se se změnou napětí mění (tj. při zvyšování napětí se promítá na krajnější oblasti kosinového rozdělení, kde se generuje méně elektronů a tím klesá i množství elektronů, které mohou z válce uniknout).

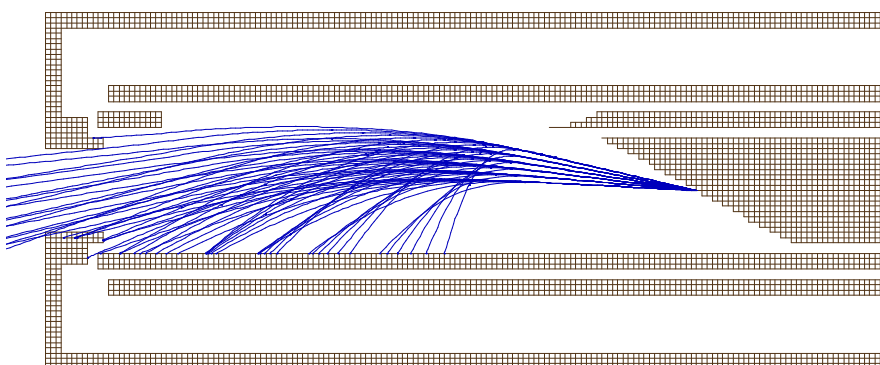
Obr. 6.9 zobrazuje detailněji rozmezí úhlů, ze kterých mohou sekundární elektrony uniknout, a ukazuje závislost na energii sekundárních elektronů (energie je v rozmezí 0 – 50 eV s krokem 5 eV). Z 66 generovaných částic uniklo z válce jen 16.

Na obr. 6.10 je patrná existence podobného úhlu, ze kterého mohou sekundární elektrony unikat při jejich generování v azimutálním směru (s krokem 1°) pod elevačním úhlem 8° (úhel od osy válce směrem k seříznuté části kolektoru), při kterém uniká v tomto nastavení maximum elektronů. Obr. 6.11 a 6.12 zobrazují

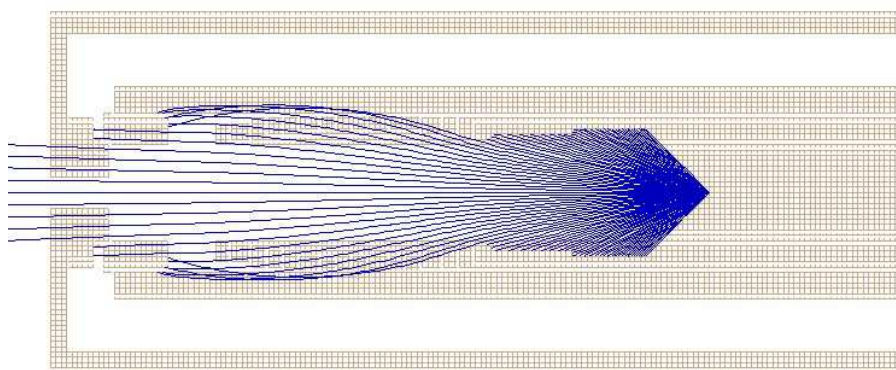
podobnou situaci jako obr. 6.8., ale s rozdílnými napětími na prostřední elektrodě. V případě obr. 6.11 je $U = -10$ V a v případě obr. 6.12 $U = -40$ V. Je patrné, že již při $U = -10$ V by neměly žádné sekundární elektrony z válce uniknout.



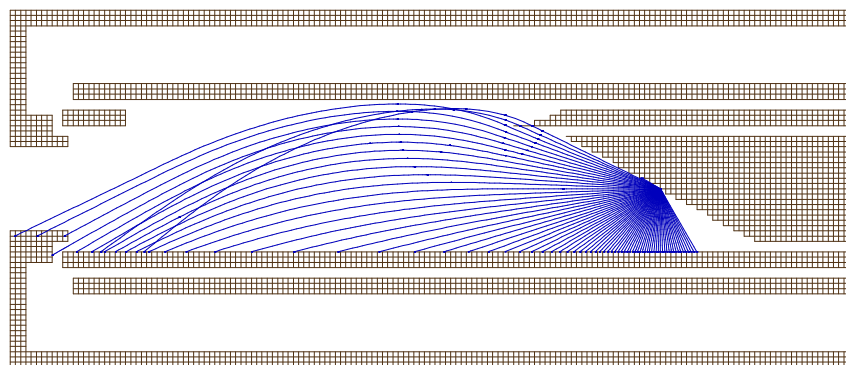
Obr. 6.8: Faradayův válec, úhlová závislost 50 eV elektronů, $U = -5$ V.



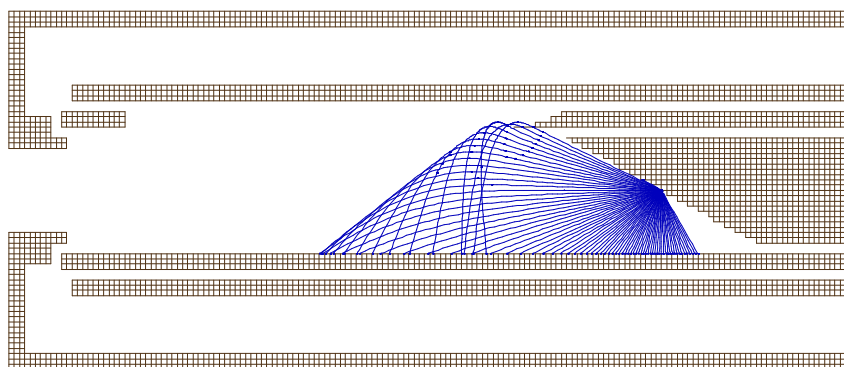
Obr. 6.9: Detail úhlové závislosti z obr. 6.9 pro různé energie elektronů.



Obr. 6.10: Faradayův válec, úhlová závislost 50 eV elektronů v azimutálním směru, $U = -5$ V, elevace 8° .



Obr. 6.11: Faradayův válec, úhlová závislost 50 eV elektronů, $U = -10$ V.



Obr. 6.12: Faradayův válec, úhlová závislost 50 eV elektronů, $U = -40\text{V}$.

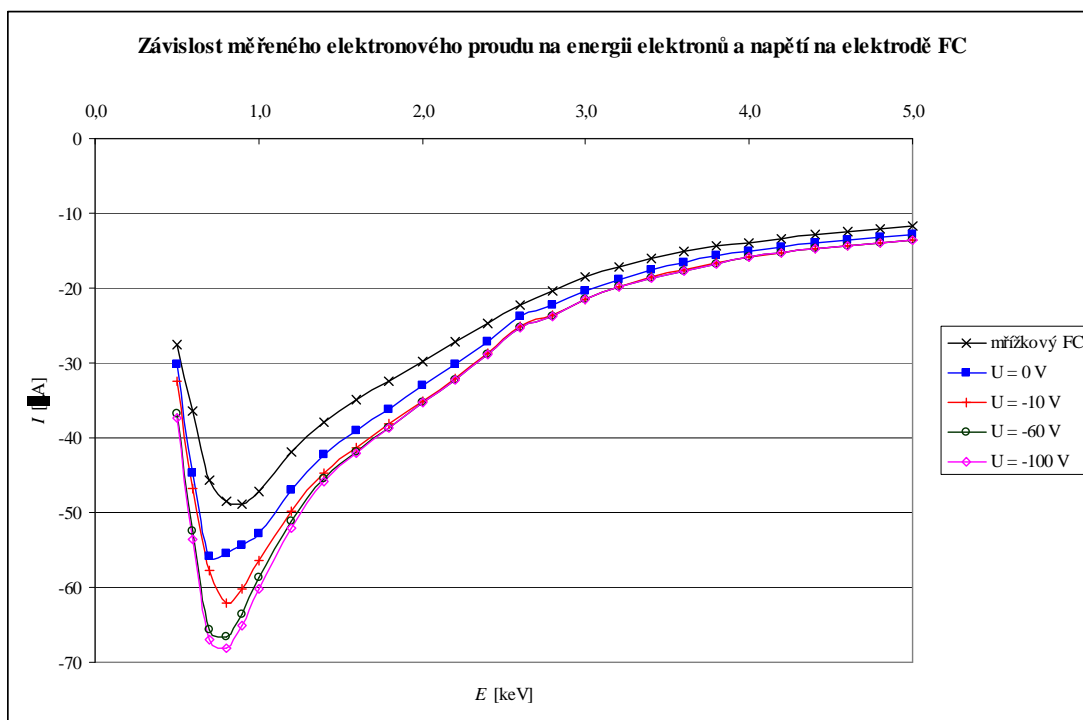
Numerická simulace ukazuje, že napětí -10 V by mělo být dostačující k zabránění úniku sekundárních elektronů z Faradayova válce. Při nižších napětích by z válce mohli unikat jen sekundární elektrony generované v malém úhlovém rozmezí, jejichž počet, vzhledem k uvažovanému rozdělení, bude zanedbatelný.

6.1.4 Testování válce

Praktické ověření činnosti válce proběhlo v nové aparatuře pro nabíjení prachových zrn (bez kvadrupólu) s elektronovým EQ 22/35 a iontovým dělem IQ 12/63 za použití heliových iontů, proud byl měřen digitálním elektrometrem *Keithley 614*.

V grafu na obr. 6.13 je vynesena velikost měřeného proudu elektronového děla v závislosti na energii elektronů a napětí na prostřední elektrodě Faradayova válce. Pro porovnání je vynesena i podobná závislost měřená se stejným elektronovým dělem, ale s mřížkovým Faradayovým válcem (FC-72A Kimball Physics) [Vyšinka, 2006] z obr. 6.2 (součet proudu kolektoru a mřížek). Proud detekovaný bezmřížkovým Faradayovým válcem je vyšší než v případě mřížkového i při nulovém napětí na prostřední elektrodě, což může být částečně dáno šikmým dnem bezmřížkového válce, ale také odrazy elektronů od mřížek mřížkového válce. Při přiložení napětí na prostřední elektrodu detekovaný proud vzroste (zachycené sekundární elektrony). V soulase s výše uvedeným modelem se pro napětí menší než -10 V dále nemění (tj. toto napětí je postačující k zachycení většiny sekundárních elektronů). Platí to ale jen pro energie elektronů větší než přibližně 2 keV . Pro energie kolem $0,8\text{ keV}$ velikost měřeného proudu s klesajícím napětím ještě dále roste což může být způsobeno zpětně odraženými elektrony. Pro nižší energie ($0,5 - 0,6\text{ keV}$) s klesajícím napětím proud nejprve roste, ale od určité hodnoty (závislé na energii primárního svazku, pro $E = 0,5\text{ keV}$ je to $U = -100\text{ V}$, pro $E = 0,6\text{ keV}$ $U = -120\text{ V}$) začíná zase klesat. Může to být dáno tím, že elektrony

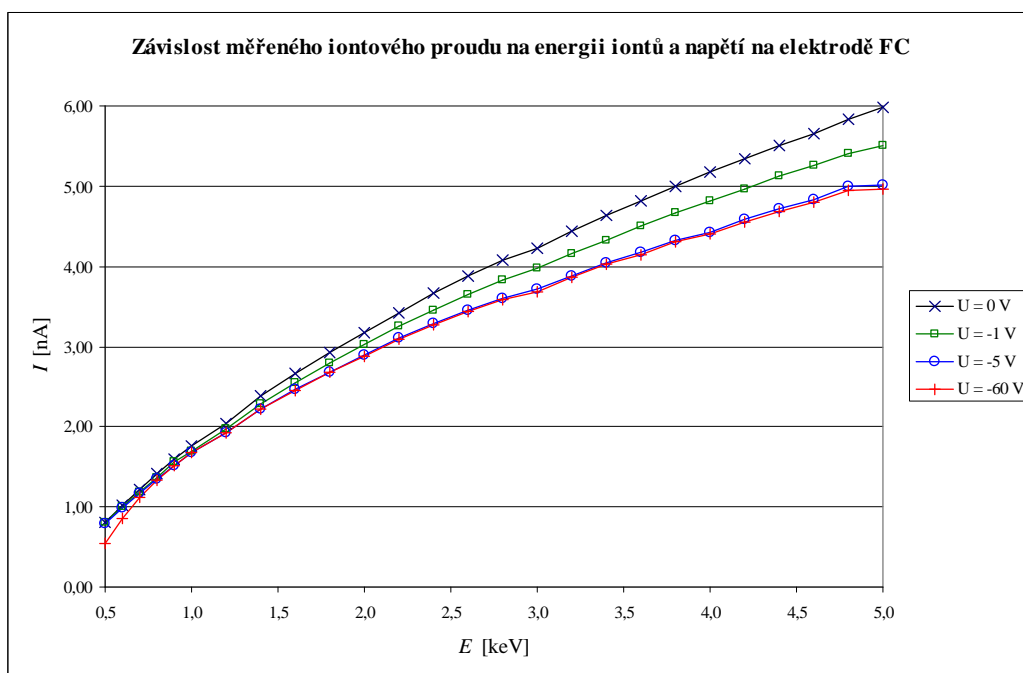
primárního svazku cílí na vstupu do válce elektrické pole, které je může částečně odklonit a dopadnout na stínění u vstupu válce.



Obr. 6.13: Graf závislosti proudu elektronového děla měřeného Faradayovým válcem na energii elektronů a napětí na „reflektorovém“ válci a jeho porovnání s mřížkovým Faradayovým válcem.

V grafu na obr. 6.14. je vyneseno podobné měření provedené se svazkem iontů z iontového děla. Měření bylo prováděno pro 7 různých napětí na „reflektorovém“ válci (0 V – zem, -1 V, -5 V, -10 V, -40 V, -50 V, -60 V), v grafu jsou však vyneseny jen 4 hodnoty, protože od napětí -5 V byl měřený proud prakticky stejný (ionty produkují méně sekundárních elektronů, ale především tyto sekundární elektrony mají menší energii, takže byl takový výsledek očekáván). Navíc se projevil negativní vliv příliš vysokého napětí (již -60 V) na měření s nízkoenergetickými ionty (v našem případě 500 eV).

Měřený proud se po přiložení napětí snižuje, protože jsou na kolektor vráceny sekundární elektrony, které by jinak unikly a efektivně zvyšovaly kladný proud tekoucí na válec. Snížení tohoto proudu vlivem unikajících sekundárních iontů (jsou přitahovány k záporné elektrodě) je v tomto případě nepravděpodobné. Jednak to ztěžuje geometrie (zkosení dna a blízkost kolektoru) a pak také vzniklé ionty jsou nízkoenergetické a přítomné elektrické pole není pro ně dostatečně silné. Podporuje to i ten fakt, že proud zůstává stejný přes široké rozmezí napětí. Pozorovaným efektem je tedy ionty indukovaná elektronová emise, s rostoucí energií iontů roste její koeficient a bez přiloženého napětí na prostřední elektrodě se tak zdánlivě zvyšuje iontový proud.



Obr. 6.14: Graf závislosti proudu iontového děla měřeného Faradayovým válcem na energii iontů a napětí na „reflektorovém“ válci.

Pro naše účely je navržený Faradayův válec plně dostačující i pro nízká přiváděná napětí. Při měřeních s ionty zcela zabrání úniku sekundárních elektronů (a příliš vysoká napětí by dokonce byla nežádoucí). Při měřeních s elektrony část elektronů z válce uniká i při vyšších napětích, ale dá se předpokládat, že tyto elektrony nejsou sekundární.

6.2 Vliv magnetického pole na dráhu svazku

Velikost měřeného proudu při různých energiích ovlivňuje i samotná dráha svazku. Ta je zakřivována magnetickým polem Země. Vzhledem k relativně malé intenzitě tohoto pole (kolísá v rozmezí 30 – 50 μT) je otázkou, nakolik silný tento efekt bude.

Pokud budeme uvažovat limitní případ, kdy elektronové (či iontové) dělo střílí kolmo na zemské magnetické siločivky, můžeme pro dráhu jedné částice svazku uvažovat následovně. Při urychlovacím napětí U bude mít energii:

$$E = Ue = \frac{1}{2}mv^2, \quad (6.8)$$

kde m je hmotnost této částice a e velikost jejího náboje. Rychlost částice potom bude:

$$v = \sqrt{\frac{2Ue}{m}}. \quad (6.9)$$

Nabitá částice se v magnetickém poli pohybuje po kružnici o poloměru:

$$r = \frac{mv}{eB}, \quad (6.10)$$

po dosazení rychlosti dostaneme:

$$r = \sqrt{\frac{2mU}{eB^2}}. \quad (6.11)$$

Bude-li vzdálenost mezi zdrojem částic a Faradayovým válcem d , bude odchylka od přímého směru v místě vstupu do válce:

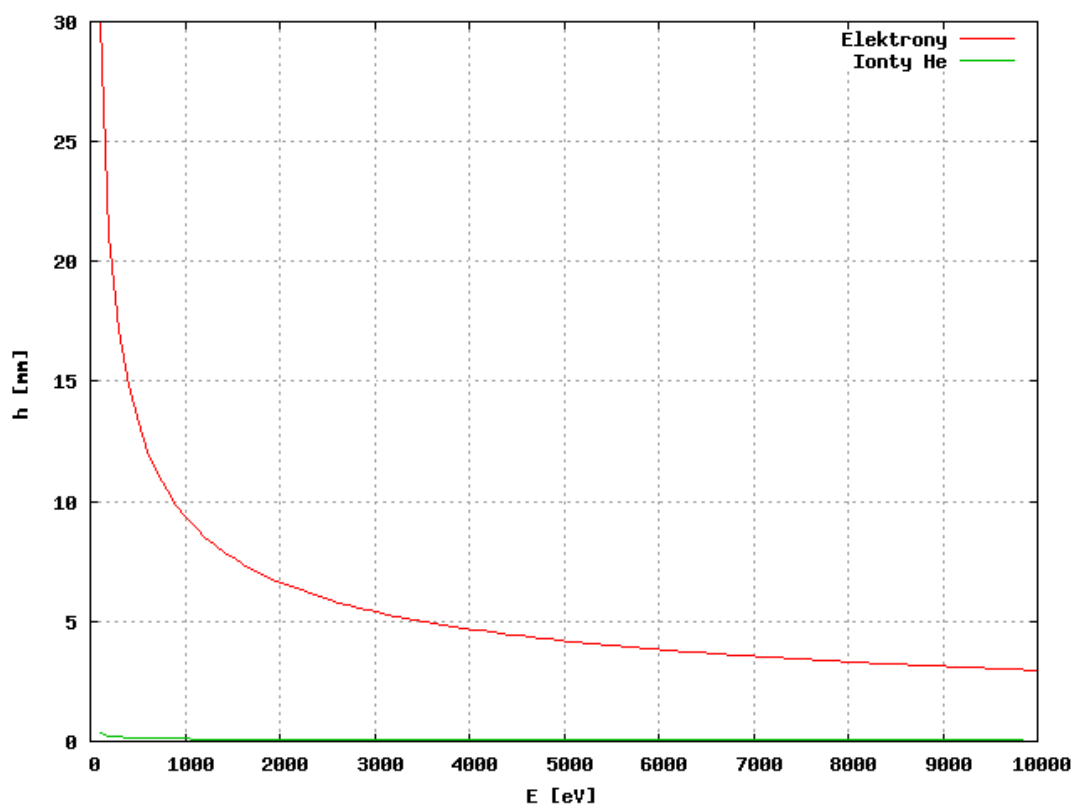
$$h = r - \sqrt{r^2 - d^2}, \quad (6.12)$$

a po dosazení poloměru:

$$h = \sqrt{\frac{2mU}{eB^2}} - \sqrt{\frac{2mU}{eB^2} - d^2}, \quad (6.13)$$

Máme-li vzdálenost $d = 20$ cm (dáno konstrukcí aparatury), bude mít odchylka od přímého směru, v námi uvažovaném případě při intenzitě zemského magnetického pole $B = 50$ μ T, v závislosti na energii (resp. urychlovacím napětí) průběh znázorněný na obr. 6.15. Z něj je patrné, že pro ionty He a těžší nemusíme tento efekt prakticky brát do úvahy, což je dáno jejich velkou hmotností (pro těžší ionty bude tento efekt ještě menší). U elektronů již toto jistý problém být může (obzvláště u energií nižších než 1 keV). Do určité míry se dá tento vliv eliminovat nastavením směru svazku v závislosti na energii, ale aparatura je konstruovaná tak, že elektronové dělo, střed kvadrupólu a Faradayův válec leží na přímce, takže při zaměření Faradayova válce nemusí svazek procházet středem kvadrupólu a obráceně. Reálný projev magnetického pole Země bude však menší, protože elektrony nevystupují kolmo na magnetické pole, ale pod určitým úhlem, takže se pohybují po části spirály s menším poloměrem (daným právě tím úhlem, pod kterým letí vůči mag. poli), a tudíž i odchylky jsou menší. Zemské magnetické pole navíc není konstantní, ale má mírné fluktuace, takže fluktuují i tyto odchylky. Výše uvedený model je horním odhadem možných odchylek. V případě jejich projevu je nutné buď aparaturu magneticky stínit a nebo změnit její orientaci vůči magnetickému poli Země.

Uvedené odhady navíc demonstrují, jak pečlivě je nutno se vyvarovat při konstrukci aparatury všech magnetických materiálů a odstranit z její blízkosti všechny zdroje magnetických polí.



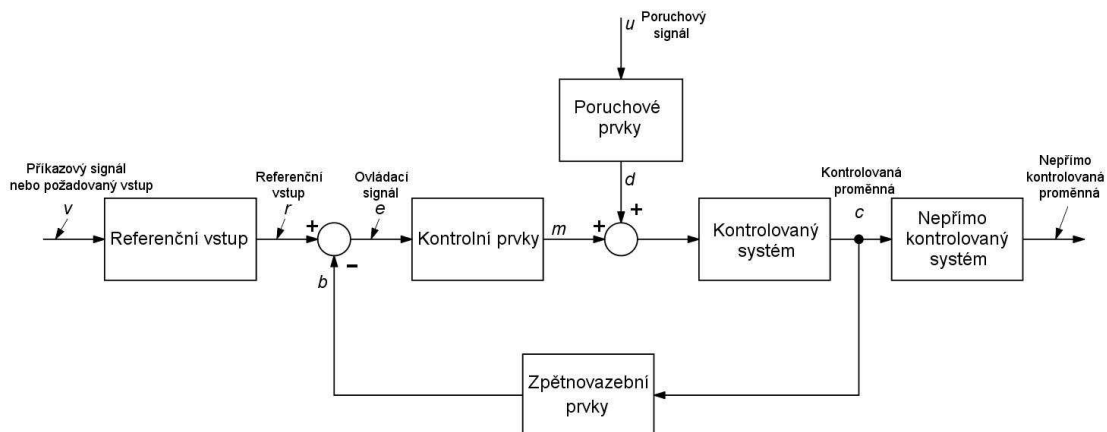
Obr. 6.15: Odchylka svazku o přímého směru vlivem magnetického pole Země.

6.3 Stabilizace a zpětná vazba

Jak již bylo zmíněno, není účelem stabilizace iontového děla vyrovnávání drobných fluktuací v toku iontů, ale zajištění konstantního proudu iontového svazku i při přepínání mezi různými energiemi iontů. Dále je nutné mít možnost tento proud v určitých mezích libovolně nastavovat.

Běžná iontová děla tuto možnost nemají. Proud svazku je sice možno nastavit, ale při změně energie dochází bez dalších zásahů i ke změně tohoto proudu, jak je patrné z grafu na obr. 6.8. K podobné situaci dochází i u elektronového děla (viz [Vyšinka, 2006]). Tyto jevy bylo nutné ošetřit již dříve na původní aparatuře (např. [Čermák, 1994]). Na rozdíl od dřívějšího řešení (analogové), volíme pro novou aparaturu stabilizaci digitální. Umožní to lepší řízení experimentu počítačem (usnadní se propojení ovládání proudů děl s ostatními, počítačem řízenými částmi), zjednoduší se změny v nastavení (změna v programu je snadnější než výměna součástek) a zadávání požadované velikosti proudu bude moci být přesnější a opakovatelné (do programu je možné zadat jakékoliv číslo vždy stejně, u analogového zadávání je to diskutabilní).

Obecný uzavřený regulační obvod se zpětnou vazbou je znázorněn na obr. 6.16.



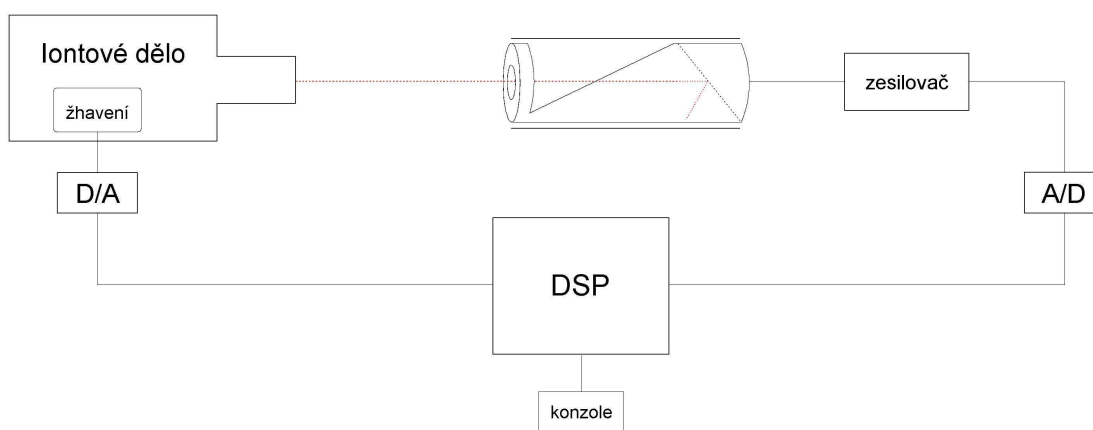
Obr. 6.16: Obecné schéma regulačního obvodu. Podle [Raven, 1995].

Princip můžeme zjednodušit takto: zadáme požadovanou hodnotu řízené veličiny, která se převede na odpovídající signál pro řídicí prvky, tento signál se sečte se signálem ze zpětné vazby a výsledný řídicí signál určí velikost řízené veličiny. Tato hodnota je v reálném systému ovlivněna ještě vnějším rušením (reprezentuje součet požadované veličiny a poruchového signálu). Výsledná hodnota je měřena a přes zpětnovazební prvky potom ovlivňuje velikost vstupního signálu.

Řídicí prvky jsou charakterizovány přenosovou funkcí, jež určuje závislost výsledné veličiny na vstupním signálu. Tato funkce musí být zohledněna zpětnovazebními prvky při vytváření signálu modulujícího nastavený vstupní signál. Důležitou informací jsou i časové konstanty, které ovlivňují rychlost dosažení rovnováhy (bude-li vůbec nějaké rovnováhy dosaženo).

Porovnáme-li obecné schéma regulačního obvodu s návrhem, který je schematicky znázorněn na obr. 6.17, zjistíme, že příkazový signál zadáváme na konzoli DSP (digitální signální procesor), který tak slouží současně jako *referenční vstup* i *zpětnovazební prvek*. Z něj postupuje *ovládací signál* (e) do *kontrolního prvku* (žhavení děla). Celé iontové dělo je možné při troše zjednodušení chápat jako *poruchový prvek*, protože právě v něm dochází k fluktuacím iontového svazku (změny tlaku, teploty, vliv iontové optiky, ...). Iontový svazek je potom možno uvažovat jako *kontrolovaný systém* a velikost jeho proudu jako *kontrolovanou proměnnou*.

Svazek iontů je samplován s frekvencí kvadrupólu (aby procházel kvadrupólem v době, kdy je na elektrodách nulové napětí a nebyl tak tímto napětím rozptylován), která se pohybuje v řádovém rozmezí 10^2 – 10^4 Hz. S touto frekvencí tedy můžeme



Obr. 6.17: Blokové schéma stabilizačního obvodu.

zaznamenávat proudové pulsy na Faradayově válci. Naopak částice v kvadrupólu kmitá s frekvencí o řád nižší (tj. 10^1 – 10^3 Hz) a s touto frekvencí můžou probíhat nejrychlejší námi sledovatelné děje. Vzhledem k rozdílnosti těchto frekvencí tedy postačí stabilizovat svazek z iontového děla na střední hodnotu za jednu či několik málo period (odpovídá to regulaci tak, aby byla konstantní celková dávka dopadajících iontů). Elektrický obvod se tím zjednoduší, protože jeho značná část nebude muset pracovat s velkou frekvencí (o řád větší než frekvence kvadrupólu), aby detekovala a zaznamenala jednotlivé pulsy. Signál z Faradayova válce je veden do zesilovače a z něj do integrátoru. Tento je nastaven tak, aby i při nízkých frekvencích kvadrupólu integroval přes několik málo period. Mezi zesilovačem a integrátorem je ještě vyveden výstup pro osciloskop, na kterém je možné sledovat jednotlivé pulsy (z diagnostických důvodů pro možnost kontroly při případných potížích).

6.4 Ovládaná veličina

Velikost proudu svazku iontového děla je možné řídit v zásadě pomocí několika veličin. Některé jsou méně vhodné (například pomocí tlaku plynu), jiné vhodnější. Pro naše účely jsme uvažovali o dvou: žhavicí proud (resp. napětí) a délka vzorkovacího okna, kdy ionty procházejí kvadrupólem (tj. ovládá se samplovací obvod, nikoliv samotné dělo). Pro iontové dělo IQ 12/63 byla vybrána stabilizace pomocí žhavicího proudu.

V iontovém děle IQ 12/63 žhavená katoda produkuje elektrony, které srážkami s příslušným plynem vytvářejí ionty. Množství iontů tak závisí na množství elektronů, které je závislé na teplotě vlákna katody (termoemise). Tato závislost je dána Richardson-Dushmanovou rovnicí

$$J = AT^2 e^{-\frac{w}{kT}}, \quad (6.14)$$

kde J je hustota termoemisního proudu, w – výstupní práce a A – Richardsonova konstanta.

Množství iontů tedy závisí přibližně exponenciálně na teplotě. Předpokládejme, že rovnovážná teplota vlákna je dána rovnováhou mezi elektrickým příkonem žhavení ($P = UI = U^2/R$) a odvodem tepla zářením (odvod tepla přívodními vlákny a plynem zanedbáme – závisí na první mocnině teploty a vyzařování v těchto podmínkách převládá). Odvod tepla zářením je dán Stefan-Boltzmanovým zákonem:

$$P = S\varepsilon\sigma T^4, \quad (6.15)$$

kde S je plocha vlákna, ε emisivita a σ Stefan-Boltzmanova konstanta.

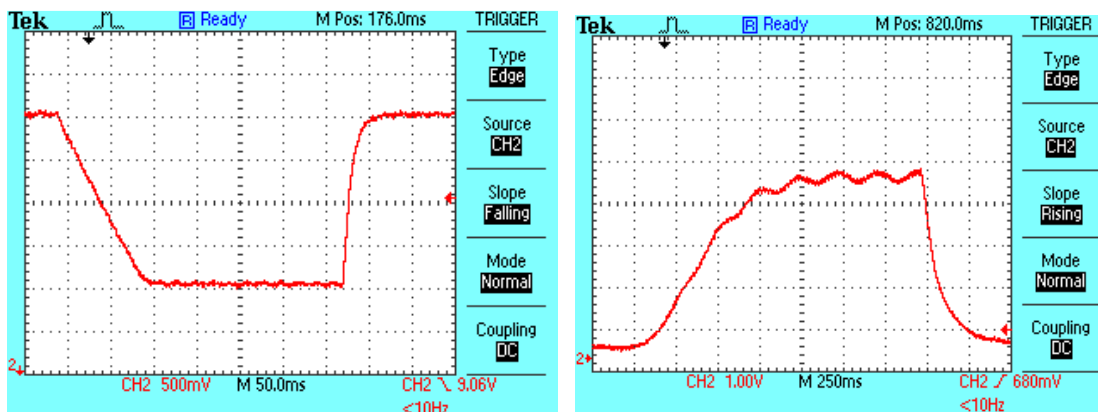
Rovnovážná teplota tak závisí na žhavicím napětí přibližně:

$$T = \sqrt[4]{\frac{U^2}{S\varepsilon\sigma R}} \approx \sqrt{U}. \quad (6.16)$$

Prakticky vzato závisí i odpor vlákna R na teplotě, ale pro odhad závislosti reakce děla na změnu žhavicího napětí můžeme toto zanedbat (změna teploty bude relativně malá a nezajímá nás absolutní, hodnota spíše její změna). Je možné předpokládat, že celkové množství iontů se bude měnit exponenciálně v závislosti na odmocnině ze žhavicího napětí.

Pro představu o velikosti časových konstant při změně žhavicího proudu katody iontového děla jsme využili možnost externího nastavení žhavicího proudu u iontového děla IQ 12/63. Ovládá se pomocí napětí, kdy napětí 10 V odpovídá nulový žhavicí proud a napětí 0 V odpovídá žhavicí proud maximální. Napětí jsme měnili skokově z 10 V na 8 V, proud tekoucí Faradayovým válcem jsme pomocí odporu převedli na napětí a to registrovali osciloskopem. Při měření byly použity 3 keV ionty He, napětí na prostřední elektrodě Faradayova válce bylo –10 V, odpor na výstupu z válce byl 1 M Ω . Na obr. 6.18 vlevo je záznam z osciloskopu znázorňující průběh přepnutí napětí ovládající žhavicí proud, vpravo je průběh odezvy iontového děla (10 krát zesílený). Tyto průběhy nebyly měřeny současně. Je také důležité upozornit na rozdílné časové měřítko v obou obrázcích, na obr. 6.18 vlevo je to 50 ms/dílek, vpravo 250 ms/dílek. Snížení napětí trvá 100 ms, reakce děla celkově přibližně 750 ms. Během doby, kdy se mění napětí, je změna proudu děla dána i touto změnou napětí. Odečteme-li, v prvním přiblížení, od celkové reakční doby dobu změny napětí, získáme přibližně představu o rychlosti odezvy děla. Zvýšení

napětí probíhá rychleji a tak je i rychlejší odezva děla (cca 500 ms). V rovnováze je měřený proud modulován frekvencí 4 Hz danou zřejmě nějakým stabilizačním obvodem uvnitř napájecího zdroje iontového děla.



Obr. 6.18: Průběh přepnutí napětí (vlevo) a reakce děla (vpravo).

6.5 Analogová část

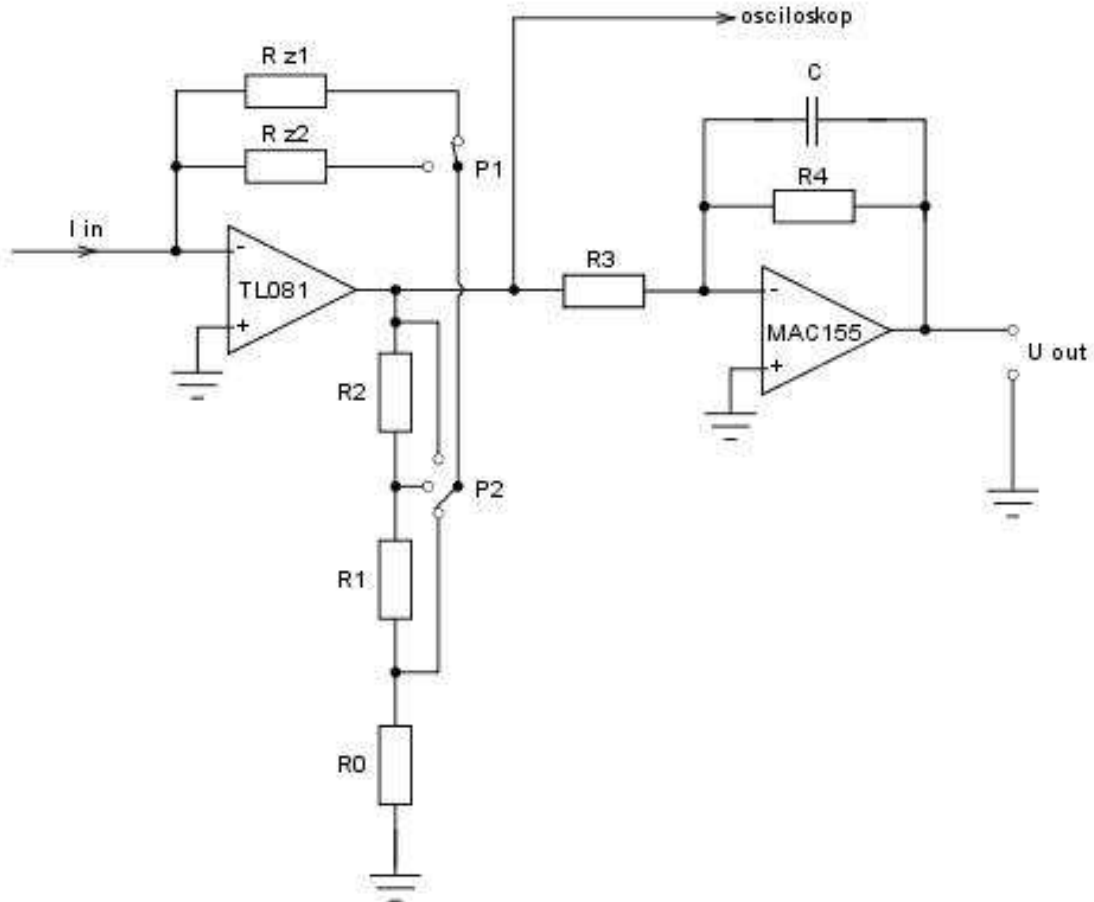
Velikost proudu svazku iontového děla měřená Faradayovým válcem se pohybuje v řádovém rozmezí 100 pA – 1 μ A, typicky v řádu jednotek až desítek nanoampérů. Tyto proudy je nutné převést na napětí a zesílit takovým způsobem, aby bylo možné je pomocí DA převodníku digitalizovat pro další zpracování v DSP.

Samotný zesilovač se skládá ze dvou částí, předzesilovače a integrátoru (obr. 6.19 schéma a obr. 6.20 jeho realizace). Úkolem předzesilovače je převedení proudových pulsů daných smplovacím obvodem na napěťové a jejich následné zesílení. Integrátor potom slouží jako vysokofrekvenční filtr udávající velikost střední hodnoty napětí (tj. střední hodnoty proudu tekoucího Faradayovým válcem).

Základem předzesilovače je operační zesilovač TL081, jehož výhodou je nízký vstupní proud a relativně velká rychlost přeběhu (16 V/ μ s). Z důvodů nutnosti měřit proudy v poměrně širokém rozsahu (3–4 řády) s dostatečnou přesností jsou ve zpětné vazbě dva odpory s možností přepínání (pro hrubé dělení na menší a větší proudy) a odporový dělič s možností přepínání pro každý řád. Větší odpor ve zpětné vazbě znamená větší zesílení (to je nutné pro zesilování malých proudů), ale má také větší časovou konstantu, tzn. je pomalejší. U menšího odporu je to opačné. S ohledem na DA převodník (max. vstupní napětí 3 V) je operační zesilovač předzesilovače napájen napětím \pm 5V a odpory nastaveny tak, aby napětí pro maximální proud na daném rozsahu bylo přibližně 3 V. Napětí na výstupu předzesilovače je dáno vztahem:

$$U_1 = \frac{R_{\text{celkový}}}{R_{\text{do země}}} R_z I(t), \quad (6.17)$$

kde $R_{\text{celkový}}$ je celkový odpor děliče napětí ($R_{\text{celkový}} = R_0 + R_1 + R_2$) a $R_{\text{do země}}$ odpor uzemněné části děliče (R_0 , resp. $R_0 + R_1$). Přehled možných zapojení je v následující Tabulce 1, ve které je uvedeno i napětí na výstupu předzesilovače při daném maximálním vstupním proudu.

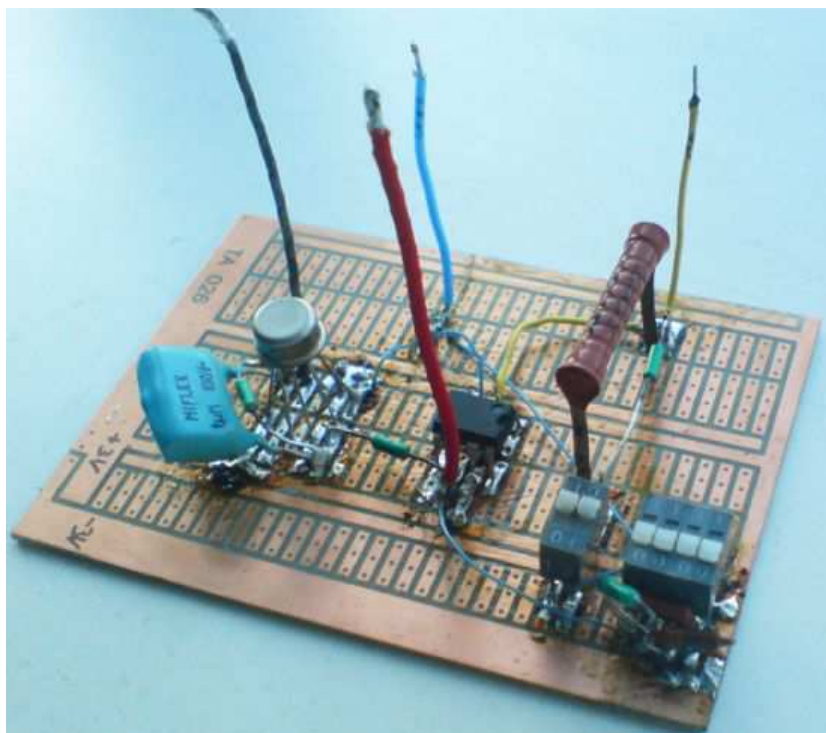


Obr. 6.19: Schéma navrženého zesilovače.

Tabulka 1: Možná nastavení předzesilovače a jeho rozsahy

	$R_Z = 30 \text{ M}\Omega$		$R_Z = 270 \text{ k}\Omega$	
	$I_{\text{in max}} [\text{nA}]$	$U_1 [\text{V}]$	$I_{\text{in max}} [\mu\text{A}]$	$U_1 [\text{V}]$
$R_0 = 10 \Omega$	1	3,3	0,1	3,0
$R_1 = 100 \Omega$	10	3,0	1	2,7
$R_2 = 1000 \Omega$	100	3,0	10	2,7

Pozn.: pro daný maximální proud označuje odpor v levém sloupci místo, odkud jsou odpory děliče zapojené do země.

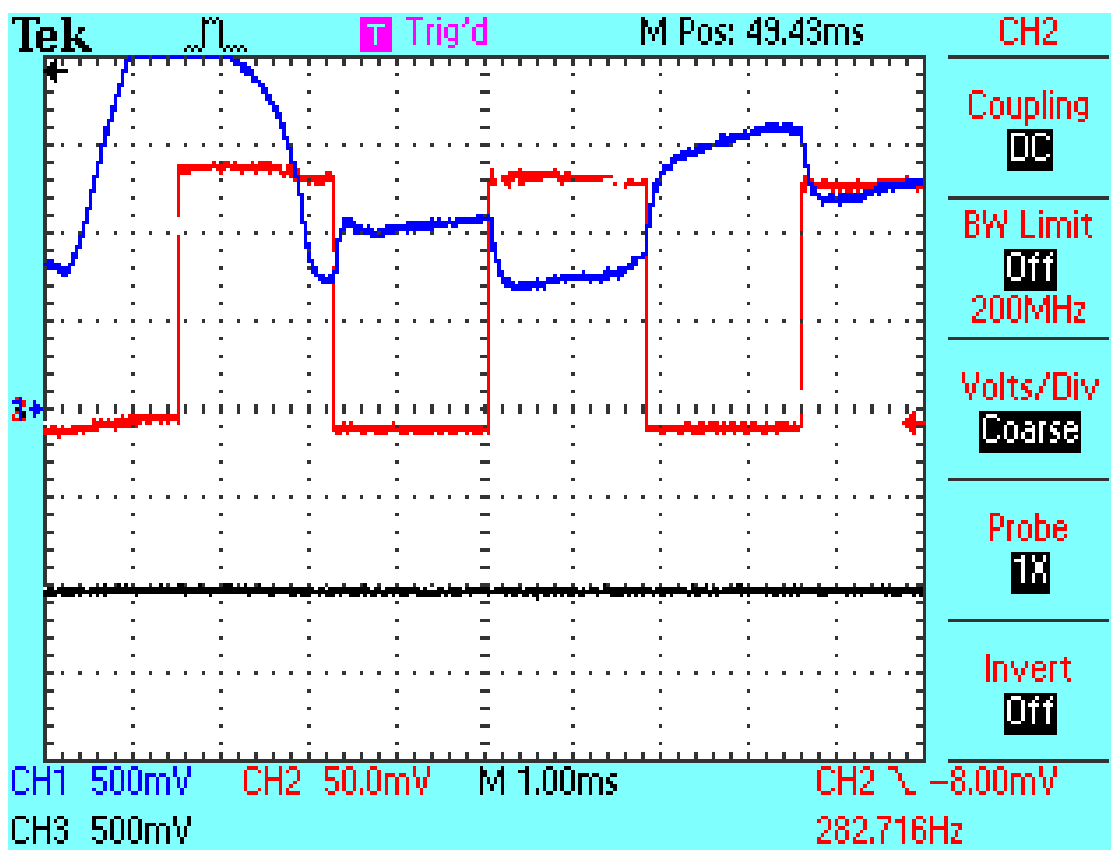


Obr. 6.20: Sestavený zesilovač.

Předzesilovač zesiluje signál na hodnotu potřebnou pro DA převodník a další zesílení by bylo nežádoucí. Proto je integrátor nastaven tak, aby měl pro nízké frekvence zesílení jednotkové (tj. $R_3 = R_4$). Vzhledem k tomu, že iontové dělo bude stabilizováno přes žhavicí proud katody, která má poměrně velkou tepelnou setrvačnost a příliš rychlé změny žhavicího napětí by vedly k jejímu přezhahování, je dobré mít časovou konstantu integrátoru dostatečně dlouhou. Požadujeme-li časovou konstantu integrátoru $\tau = R_4 C$ rovnou 1 s, odpovídají tomu hodnoty $R_3 = R_4 = 1 \text{ M}\Omega$ a $C = 1 \text{ }\mu\text{F}$. Napětí na výstupu integrátoru bude odpovídat střední hodnotě z napětí na vstupu, a protože má jednotkové zesílení, nepřekročí tato hodnota maximální napětí na vstupu DA převodníku.

Pro testování zesilovače byly proudové pulsy simulovány pomocí napěťových (z pulsního generátoru) a přes $1 \text{ M}\Omega$ odpor převedeny na proudové. Testování proběhlo pro 2 nastavení rozsahů zesilovače: 10 nA ($30 \text{ M}\Omega$ ve zpětné vazbě) a $1 \text{ }\mu\text{A}$ ($270 \text{ k}\Omega$ ve zpětné vazbě).

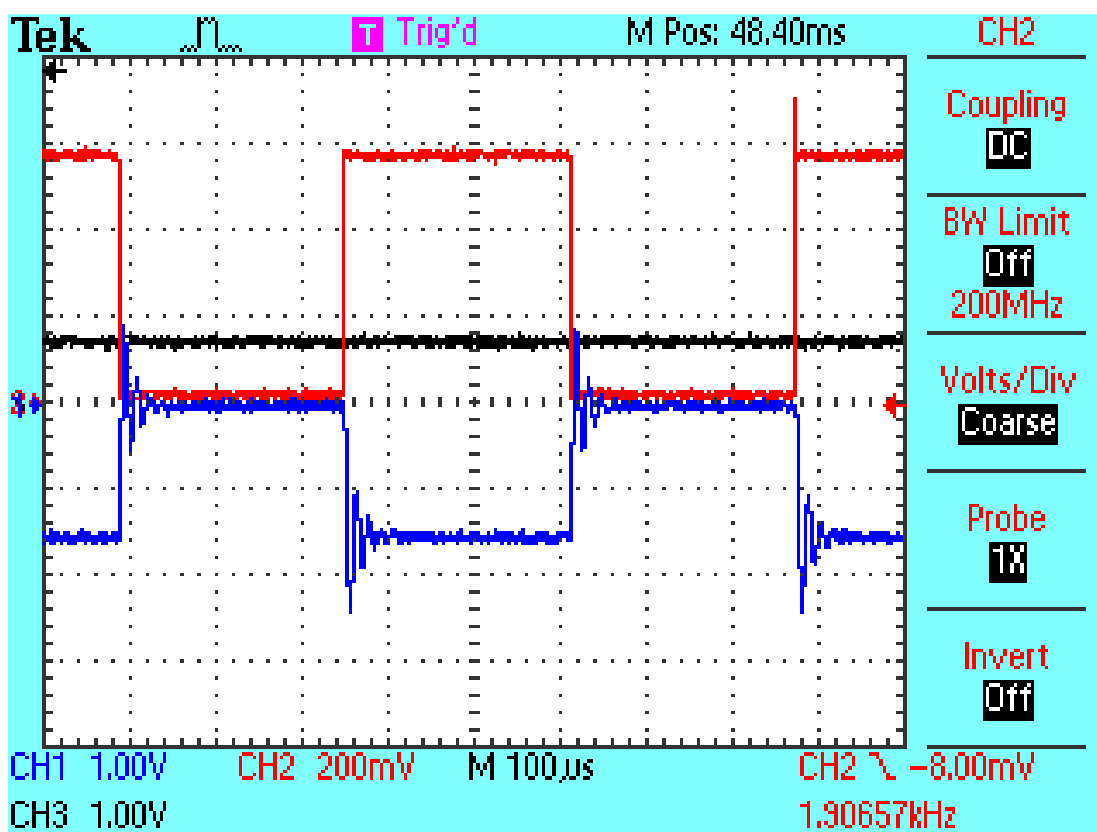
Na obr. 6.21 je záznam z osciloskopu při testování rozsahu do 10 nA . Velikost amplitudy napětí z pulsního generátoru (červená křivka) byla ještě děličem napětí zmenšena v poměru 1:100, takže odpovídá vstupnímu proudu $1,5 \text{ nA}$. Modrá křivka zobrazuje signál z předzesilovače a černá výstup z celého zesilovače. Jako nezbytné se ukázalo stínění zesilovače, který zesiloval zachycenou frekvenci elektrické sítě



Obr. 6.21: Test zesilovače, vstupní proud 1,5 nA, 30 M Ω ve zpětné vazbě. Červená – vstupní signál, modrá – předzesilovač, černá – výstup zesilovače.

(50 Hz). I přes veškerou snahu se to pro tento test nepovedlo úplně dokonale a měřený signál byl touto frekvencí (a jiným šumem) modulován, což je vidět na záznamu z osciloskopu jako zákmit modré křivky vlevo a její nekonstantnost. Na výstupu toto již vidět nebylo, neboť byl tento šum potlačen integrátorem. Z měření vyplynulo, že na rozsahu 10 nA může předzesilovač pracovat do frekvence řádově 1 kHz (dáno časovou konstantou odporu ve zpětné vazbě), ale velkým problémem je vstupní proud operačního zesilovače předzesilovače. Ten způsobuje úbytek napětí přibližně 1,5 V, což se projevuje posunutím nulové hodnoty výstupního napětí (předzesilovač pracuje jako invertující zesilovač a kladné pulsy zesiluje na záporné – proto pokles napětí v místě pulsu na vstupu). Tento offset je potom integrován v následujícím stupni zesilovače a na výstupu je potom velká záporná hodnota (černá křivka), místo očekávané kladné hodnoty (integrátor je také invertující). To znamená, že použitý operační zesilovač TL081 pro tento rozsah není příliš vhodný. Řešení bude spočívat buď v kompenzaci tohoto offsetu (který ale bude teplotně závislý), nebo v nalezení vhodnějšího operačního zesilovače (je technicky problematické vyrobit operační zesilovač tak, aby zesiloval velmi malá napětí a byl přitom dostatečně rychlý, použitý TL081 představoval nejlepší dostupnou možnost).

Při rozsahu $1 \mu\text{A}$ se již offset operačního zesilovače neprojevoval a celý zesilovač tak fungoval správně. Záznam z osciloskopu je na obr. 6.22. Amplituda vstupního proudu odpovídala 600 nA . Překmity signálu z předzesilovače (modrá křivka) jsou způsobeny nedokonalostí naší simulace zdroje proudu (na vstupu do předzesilovače je odpor velikostně srovnatelný s odporem ve zpětné vazbě a určité frekvence více zesiluje, což se projeví překmity signálu). Vstupní proud je přibližně v polovině rozsahu a jeho střída je $1/2$, což znamená, že výstup ze zesilovače by měl být přibližně v $1/4$ rozsahu. Měřená hodnota na výstupu zesilovače (černá křivka) je přibližně $0,7 \text{ V}$ a rozsah je $2,7 \text{ V}$, tedy v dobré shodě s očekávanou hodnotou.



Obr. 6.22: Test zesilovače, vstupní proud 600 nA , $270 \text{ k}\Omega$ ve zpětné vazbě. Červená – vstupní signál, modrá – předzesilovač, černá – výstup zesilovače.

6.6 Digitální část

Pro stabilizaci byl použit digitální signální procesor TMS320F2808, který byl součástí modulu TMS320F2808 eZdsp™. Součástí tohoto modulu je i 12 bitový AD převodník použitý pro digitalizaci signálu z Faradayova válce. Signální procesor přijme velikost výstupního proudu z Faradayova válce, porovná ji s požadovanou hodnotou a na základě tohoto porovnání vytvoří regulační odchylku, kterou přičte k předchozímu nastavení žhavení.

Jádro samotného programu spočívá v naprogramování proporcionálně-integračně-derivačního (PID) regulátoru (je to z důvodu větší možnosti jemnějšího ladění, při konečném řešení nemusí být všechny členy použity). Proporcionální člen tvoří regulační odchylku úměrnou odchylce regulované veličiny:

$$P_{\text{out}} = K_p e(t), \quad (6.18)$$

kde K_p je proporcionální zesílení (slouží při ladění regulátoru) a $e(t)$ je odchylka ($e = PH - MH$, tj. požadovaná hodnota – měřená hodnota). Je-li proporcionální zesílení příliš velké, stává se systém nestabilní, je-li příliš malé, je reakce regulátoru pomalá.

Integrační člen tvoří regulační odchylku v závislosti na velikosti a délce trvání poruchy:

$$I_{\text{out}} = K_i \int_0^t e(\tau) d\tau, \quad (6.19)$$

K_i je integrační zesílení (opět slouží jako parametr při ladění regulátoru). Integrační člen zpomaluje odezvu, ale při nevhodném nastavení může způsobit překmitnutí regulované veličiny přes požadovanou hodnotu (velký překmit v určitých situacích může poškodit další části regulovaného systému).

Derivační člen tvoří regulační odchylku podle časového trendu odchylek v regulované veličině:

$$D_{\text{out}} = K_d \frac{de(t)}{dt}, \quad (6.20)$$

K_d je derivační zesílení (sloužící také jako parametr při ladění regulátoru). Derivační člen zrychluje odezvu regulátoru na odchylky regulované veličiny od požadované hodnoty (obzvláště v okolí této hodnoty, což slouží k minimalizaci překmitnutí od integračního členu). V diskrétním případě (jako je náš) se za čas dt bere vzorkovací perioda, integrál se nahrazuje sumou a derivace diferencí.

Na výstupu stabilizačního obvodu potom bude součet požadované hodnoty a regulační odchylky regulátoru:

$$R = PH + P_{\text{out}} + I_{\text{out}} + D_{\text{out}}. \quad (6.21)$$

Ladění regulátoru probíhá tak, že vyřadíme integrační a derivační člen a pomocí proporcionálního členu nastavíme přibližně požadovaný průběh regulované veličiny (zvětšováním K_p). Tento průběh můžeme poté zrychlit zvyšováním integračního zesílení (K_i) a nakonec případný překmit tlumit zvyšováním derivačního zesílení (K_d) [Šulc a Vítečková, 2004].

I přes obtíže spojené s počátečním laděním (jen při prvním uvedení do provozu) je výhodou univerzálnost tohoto konceptu. Při případné změně některé součásti není nutné měnit celý regulační obvod, ale jen několik konstant v programu a eventuelně rozhraní na vstupu a výstupu signálního procesoru (úprava vstupních a výstupních signálů). Typicky to může nastat například při výměně děla IQ 12/63 za dělo Colutron, u kterého je regulace přes žhavení katody nemožná a proud bude nutné regulovat změnou délky vzorkovacího okna.

Dále je možné využít další přednosti digitálního způsobu, a tím je snadné propojení s řídicím počítačem. Požadovaná hodnota proudu se bude moci zadávat v řídicím programu a pro další zpracování bude možné zaznamenávat i měřenou hodnotu proudu.

V paměti signálního procesoru budou uloženy hodnoty žhavicího napětí pro vybrané hodnoty proudu (nutná počáteční kalibrace), které budou použity jako první hodnota při spouštění. Při požadování proudu mezi těmito hodnotami se použije nejbližší hodnota napětí uložená v paměti a stabilizačním obvodem se postupně upraví tak, aby se dosáhlo požadovaného proudu. Také je nutné mít možnost vyřadit stabilizační obvod z činnosti tak, aby držel poslední hodnotu žhavicího napětí (například je-li potřeba vypnout svazek iontů tak, aby nedopadal na prachovou částici, přestanou ionty dopadat i na Faradayův válec a stabilizace by tak zbytečně přezhavovala katodu iontového děla ve snaze tento proud obnovit).

Je také nutné se vypořádat s přepínáním odporů na zesilovači (tj. s přepínáním rozsahů), protože stabilizace se bude snažit držet stabilní hodnotu napětí, která ale při různých rozsazích bude odpovídat různým proudům. Uživatelsky nejjednodušší bude toto zabudovat do řídicího programu experimentu, do kterého by se zadala velikost požadovaného proudu, on by sám vybral vhodný rozsah a přepočítal tento proud na napětí, které má stabilizace držet. Zároveň by také mohl upozornit na potřebné nastavení odporů (přepínače P1 a P2).

Kapitola 7: Studium iontové emise

Jak vyplývá z předchozích kapitol, studium povrchových vlastností prachových zrn z různých materiálů a jejich nabíjení je v současné době v popředí zájmu v souvislosti jak s výzkumem planet sluneční soustavy, tak i při vývoji nových fúzních experimentů. Mým úkolem bylo využít svazek iontů ke studiu nabíjení prachových zrn záchytem iontů různých plynů. V následném popisu našeho konkrétního experimentu se zmíním jednak o některých měřících technikách dovolujících určit parametry prachových zrn, popíše vlastní experiment, který směřoval k modifikaci povrchu zlatého, kulového zrna a v diskuzi naznačím, proč je třeba dále zlepšovat experimentální zařízení.

7.1 Měřící techniky

Aparatura umožňuje pouze měření frekvence kmitů zachyceného zrna, kterou podle vztahu (4.1) převedeme na měrný náboj Q/m . Veškeré další parametry musíme určit z měření závislosti této veličiny na čase, energii primárního svazku a pod. K tomu byla vyvinuta řada měřících technik.

7.1.1 Rovnovážný povrchový potenciál

Měření rovnovážného měrného náboje v závislosti na energii dopadajícího elektronového svazku v oblasti energií nad 100 eV je snadno realizovatelné a může přinést řadu užitečných informací o zachyceném prachovém zrně.

Pokud předpokládáme kulový tvar zrna, lze pro velikost náboje a hmotnost zrna použít vztahů:

$$Q = 4\pi\epsilon_0 R \cdot \Phi, \quad (7.1)$$

$$m = \frac{4}{3}\pi R^3 \cdot \rho, \quad (7.2)$$

(Φ – povrchový potenciál zrna, R – jeho poloměr, m – hmotnost a ρ – hustota)

a dostaneme vztah mezi potenciálem (Φ) a měrným nábojem (Q/m):

$$\Phi = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0} \cdot \frac{Q}{m} \quad (7.3)$$

(podrobněji [Pavlu, 2001]). Hodnota $C_m = \frac{\rho R^2}{3\epsilon_0}$ se nazývá měrná kapacita.

Známe-li povrchový potenciál např. v maximu SEEE (z jiných měření jako charakteristiku materiálu, kupříkladu pro uhlík přibližně $\Phi = 3,7 \text{ V}$) a známe-li hustotu materiálu, může určit poloměr prachového zrna:

$$R = \sqrt{\frac{3\varepsilon_0\Phi}{\rho} \cdot \left(\frac{Q}{m}\right)^{-1}}, \quad (7.4)$$

7.1.2 Metoda elementárního náboje

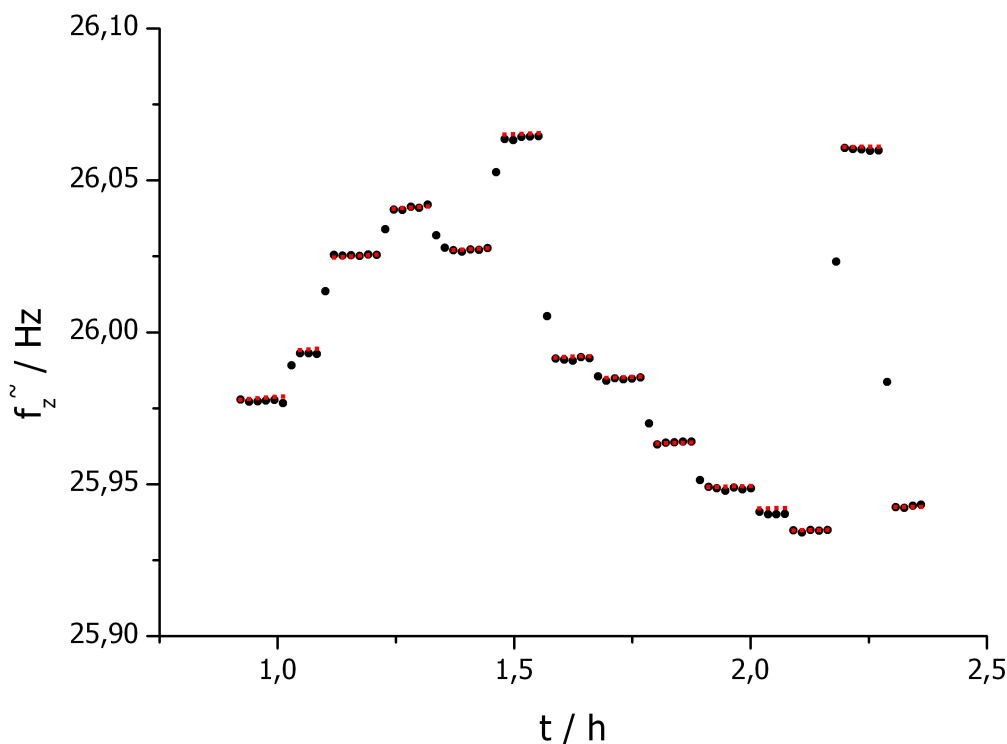
Metoda elementárního náboje je obdoba Millikanova pokusu, kdy určíme hmotnost nabitého zrna ze změn jejího měrného náboje odpovídajícím změnám náboje o jeden (či několik málo) elektronů. Je vhodná spíše pro menší zrna (mají menší absolutní náboj), protože velikost změny je úměrná počtu elektronů, které již na zrně jsou ($\Delta Q/m \sim 1/n$, resp. $\Delta f_z \sim f_z/n$). Potřebujeme tedy měřit frekvenci částice s velkou přesností ($> 10^4$), k čemuž nám slouží selektivní úzkopásmový filtr a čítač s proměnou dobou integrace (0,01 – 64 s). Máme-li odhad velikosti (např. z rovnice (7.4)) a známe-li materiál zrna, můžeme odhadnout počet elektronů na částici, a tím i velikost skoku ve frekvenci odpovídající jednomu elektronu. Pokud je tento skok příliš malý (vhodné jsou skoky $\Delta f_z \sim 0,01 \text{ Hz}$ a větší), je nutné částici ještě vybit (na jaký potenciál určíme podobným způsobem, kdy si stanovíme požadovanou velikost tohoto skoku, většinou bývá nutný měrný náboj zrna řádově maximálně $Q/m \sim 10^{-3} \text{ C/kg}$).

Jednotlivé elektrony získáme tak, že na elektronovém děle nastavíme energii v rozsahu (dle potřeby) cca 0,8 – 100 eV. Vzorkovací okno, které určuje čas, po který dělo může střílet na částici, nastavíme krátký ($\sim 10 \%$ periody napětí na kvadrupólu) a krátce dělo zapneme. Po několika pokusech dojde ke skoku ve frekvenci částice značícím dopad či vyražení elektronu. Většinou se nepovede skok jen o jeden elektron, a proto je nutné naměřená data dále zpracovat pomocí lineární regrese a určit tak změnu frekvence odpovídající jednomu elektronu (Δf_z). Známe-li toto, můžeme pak určit hmotnost částice dle rovnice:

$$m = \frac{e \cdot f_z}{\left(\frac{Q}{m}\right) \cdot \Delta f_z}. \quad (7.5)$$

Příklad naměřených dat a jejich zpracování je na obr.7.1 (černé body jsou měřené, červené jsou výsledkem fitování v programu Origin, na základě odhadu počtu elektronů při různých skocích). Výhodou této metody je, že neklade žádné

předpoklady na částici (velikost, tvar, materiál,...), jediné omezení je dáno velikostí skoku ve frekvenci. Podrobněji k této metodě například [Žilavý a kol., 1999].



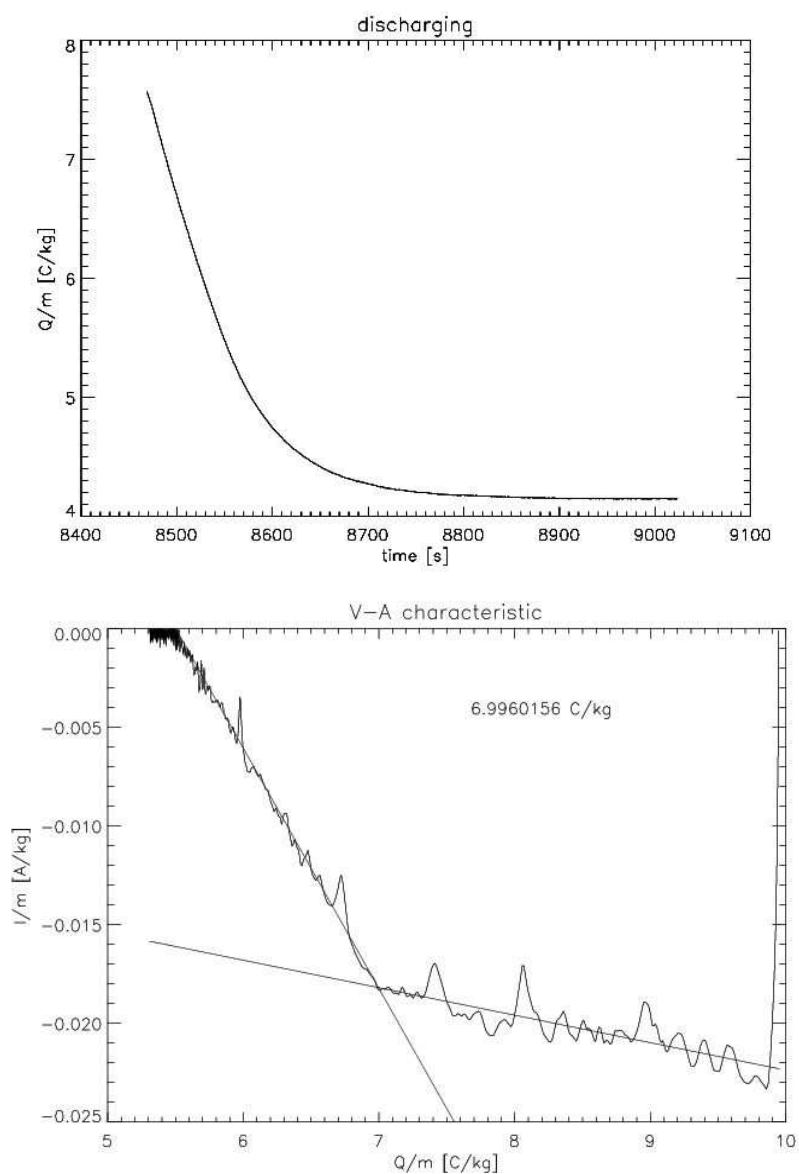
Obr.7.1: Metoda elementárního náboje – skoky ve frekvenci zrna při přeskočení elektronů. Černá – měřené body, červená – fit.

7.1.3 Volt-ampérová charakteristika

Další možností, jak určit hmotnost zrna (resp. vztah mezi povrchovým potenciálem a měrným nábojem), je pomocí vybíjecích volt-ampérových charakteristik. Zrno nabijeme na vysoký potenciál (např. 3 kV) a ostřelujeme ionty s nižší energií (např. 2 keV). Tyto ionty nedopadají na povrch částice, ale vytváří sekundární elektrony (na elektrodách kvadrupólu), které na zrno dopadají a vybíjejí ho. Jakmile dosáhne povrchový potenciál zrna na 2 kV (energie svazku), začnou na něj dopadat i ionty, vybíjení se tak zpomalí a dojde ke zlomu ve volt-ampérové charakteristice (tu získáme jako derivaci časového vývoje měrného náboje Q/m). V tomto bodě má částice potenciál odpovídající energii svazku (2 kV) a jen znám i měrný náboj. Dosazením do rovnice (7.4) určíme velikost zrna (předpokládáme-li, že je kulové, a známe-li jeho materiál) a dosazením (7.4) do (7.2) i jeho hmotnost:

$$m = \frac{4}{3} \pi \frac{1}{\sqrt{\rho}} \left[3\epsilon_0 \cdot \Phi \cdot \left(\frac{Q}{m} \right)^{-1} \right]^{\frac{3}{2}} R^3 \cdot \rho, \quad (7.6)$$

Použití této metody je omezeno spíše na větší zrna, která při daném potenciálu nedosahují příliš vysokých měrných nábojů (zrno s měrným nábojem $Q/m > 15$ C/kg je obtížné v kvadrupólu udržet). Nevýhodou této metody je menší přesnost (dána především numerickým derivováním časového vývoje Q/m) a nutnost určitých předpokladů o zrně. Výhodou je naopak snadnost provedení při iontovém odprašování. Výhodou metody elementárního náboje je její velká přesnost, ale riziko představuje nutnost částici vybíjet na velmi malé měrné náboje. Pro určité rozmezí velikosti prachových zrn jsou použitelné obě metody.

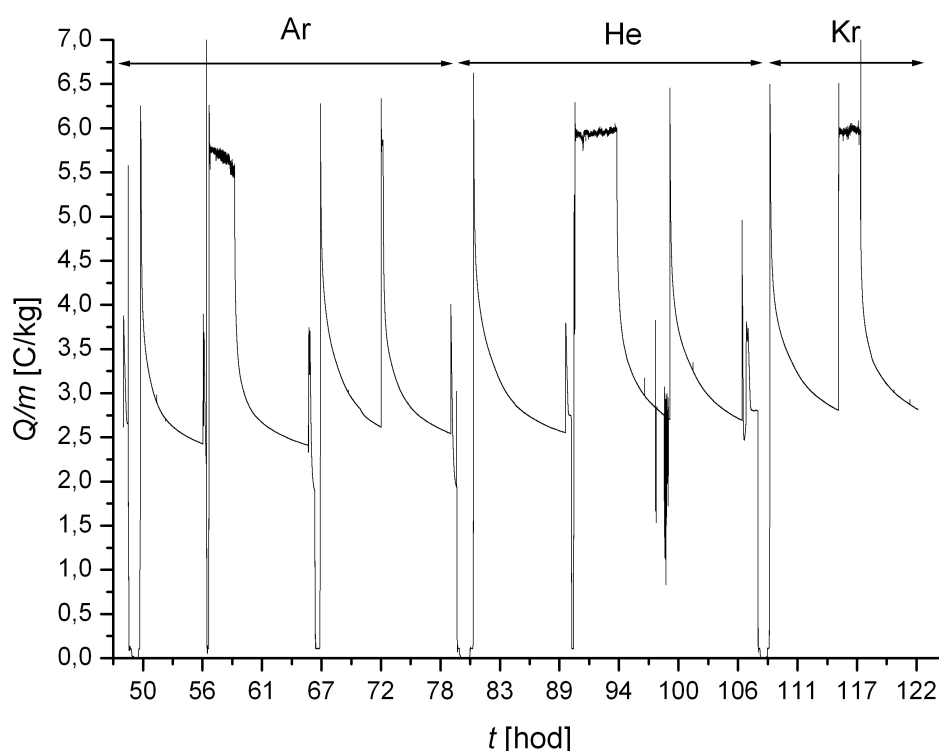


Obr.7.2: Volt-ampérová charakteristika. Nahoře – průběh vybíjení, dole – V-A charakteristika.

7.2 Modifikace povrchu zrna různými druhy iontů

Ve vlastním experimentu jsme použili zlaté zrno o přibližné velikosti $\sim 0,5 - 2 \mu\text{m}$, protože zrna z této série měla dobře kulový tvar a již v předchozích experimentech vykazovala relativně vysokou stabilitu při levitaci v kvadrupólovém poli. Část časového průběhu experimentu, cca 74 hodin, je zobrazena na obr 7.3 jako vývoj měrného náboje Q/m . Tento vývoj začíná až na ~ 48 hodinách, což je dáno tím, že během prvních hodin byla prováděna různá měření technologického charakteru sloužící např. k přesnému určení velikosti zrna, a to různými metodami, a k očištění zrna (viz dále). Z těchto experimentů bylo stanoven poloměr zrna $R \sim 0,44-0,50 \mu\text{m}$ a jeho hmotnost $m \sim 0,7-1,0 \cdot 10^{-14} \text{ kg}$. Od cca 48 hodiny bylo prováděno systematické měření různými ionty. Na obr. 7.3 je tzv. odprašování, což je sice ne zcela přesný, ale krátký pojem pro modifikaci povrchu zrna aktuálními ionty, charakterizováno vysokým, přibližně konstantním měrným nábojem Q/m . Zde je třeba poznamenat, že při bombardování povrchu zrna k odprašování zrna sice dochází, ale změna rozměrů či hmotnosti je za tak krátký časový úsek, po který je bombardování prováděno, zcela zanedbatelná [Pavlů a kol., 2008].

Po odprašování následují úseky s přibližně exponenciálním průběhem, které odpovídají samovolnému vybíjení zrna v důsledku iontové polní emise. Po ukončení vybíjení bylo obvykle provedeno kontrolní měření parametrů zrna, při kterém dochází k snížení měrného náboje až k hodnotám blízkým nule.



Obr. 7.3: Časový průběh měrného náboje.

Na obr. 7.4 je vynesena měřená závislost vybíjecího proudu na elektrickém poli na povrchu prachového zrna při iontové polní emisi před (křížky) a po (kolečka) odprašování pro jednotlivé druhy iontů, resp. série měření (podle barev). Na obrázcích 7.5 – 7.7 je vynesena tatáž závislost pro jednotlivé druhy iontů, na které je zřetelněji vidět vliv modifikace povrchu.

Na obr. 7.4 je vidět, že křivka měřená ihned po zachycení zrna má zcela jiný charakter než všechny ostatní. Je to pravděpodobně způsobeno znečištěním povrchu, které krátké (~ 1,5 min) ostřelování povrchu He ionty nedokázalo odstranit. Podobný jev byl pozorován i na jiných měřených zrnech. Protože složení povrchové vrstvy není známé, není možno z něj udělat žádný závěr. Další křivka byla již měřena po ~ 3,4 hodinovém ostřelování povrchu He ionty a její průběh je již obdobný dalším měřením.

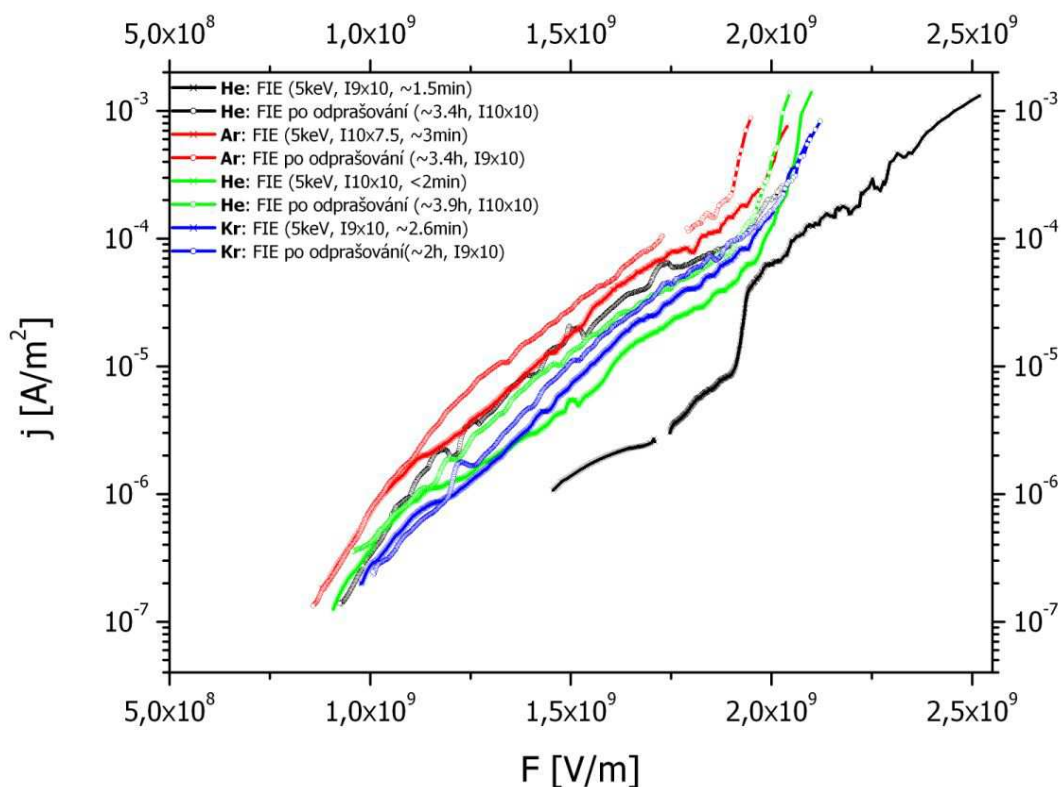
Vybíjecí charakteristiky vykazují počáteční rychlý pokles vybíjecího proudu, který naznačuje, že za vybíjení jsou zodpovědné ionty adsorbované na povrchu zrna. Následující pomalejší pokles vybíjecího proudu patrně souvisí s postupným uvolňováním implantovaných iontů svazku z větší hloubky pod povrchem [Jeřáb a kol., 2005]. Největší pozorované vybíjecí proudy jsou při bombardování argonovými ionty, při bombardování heliovými a kryptonovými jsou přibližně podobné.

Série měření na obrázcích 7.5 – 7.7 (jedná se o výběr z obr. 7.4 podle druhu iontů bez prvotního měření s ionty He) byla prováděna tak, že zrno bylo krátce (~ 1 min) nabito příslušným druhem iontů o energii 5 keV a byla změřena vybíjecí charakteristika. Poté bylo zrno bombardováno týmiž ionty po dobu ~3,4 hod a opět byla změřena vybíjecí charakteristika. Měření s jednotlivými plyny byla oddělena několikahodinovým bombardem ionty He a téměř úplným vybitím svazkem elektronů, aby byly zajištěny stejné výchozí podmínky.

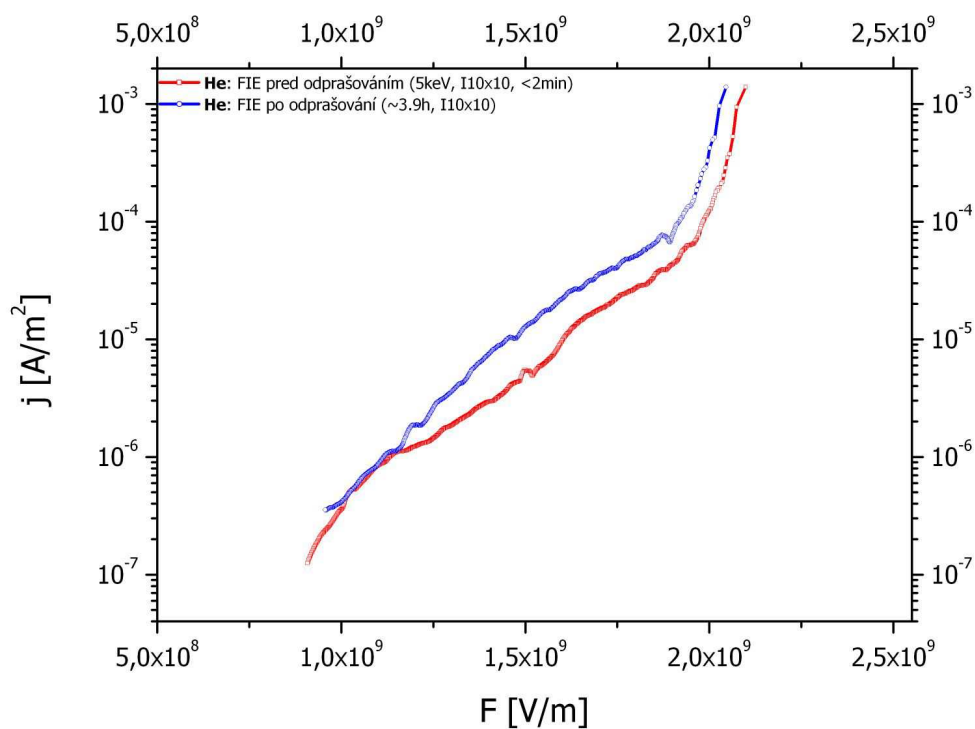
Z obr. 7.5 vidíme, že dlouhodobé ostřelování zrna He ionty má za následek zmenšení dosažitelné intenzity povrchového elektrického pole a zvětšení vybíjecího proudu při dané intenzitě elektrického pole. Tyto dva jevy nejsou nezávislé, protože maximální hodnota elektrického pole je dána rovnovážným potenciálem při iontovém bombardování a tento potenciál je určen rovností proudu iontového svazku a proudu iontů odcházejících vlivem polní emise.

Předpokládáme, že zvýšení emisního proudu je způsobeno větším množstvím iontů adsorbovaných na povrchu a implantovaných pod povrch částice vlivem dlouhodobého bombardování. Stejný, byť slabší, trend můžeme najít i na obr. 7.6 pro ionty argonu a z obr. 7.7 můžeme usoudit, že doba, po kterou je povrch modifikován

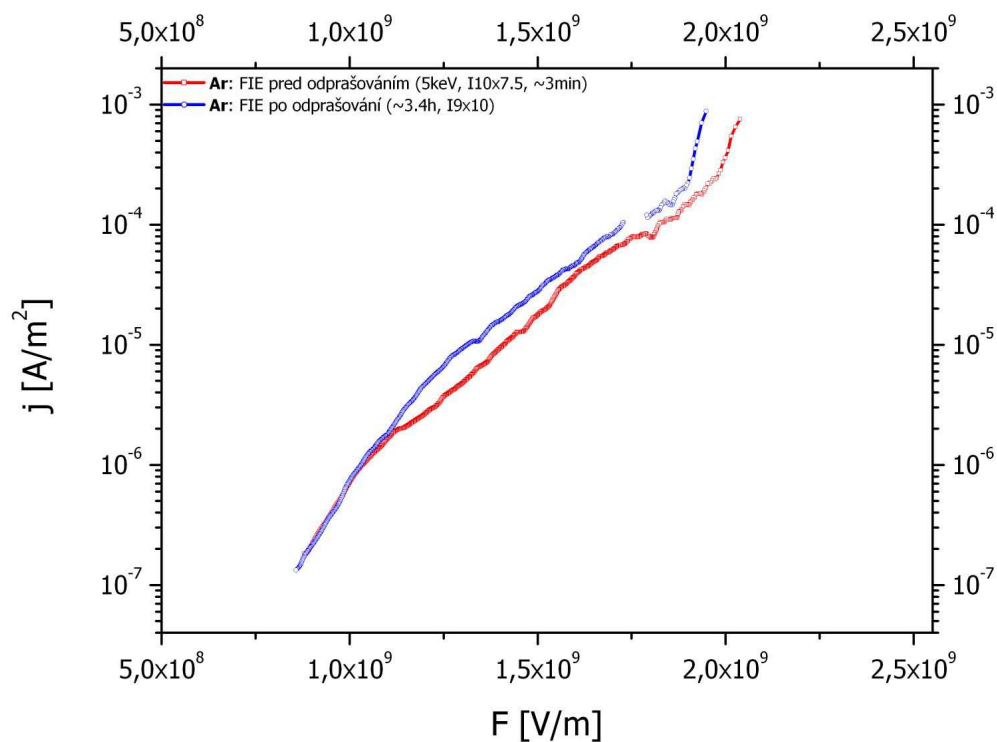
ionty kryptonu, má na vybíjecí charakteristiky jen zanedbatelný efekt. Tyto rozdíly mezi ionty pravděpodobně souvisí s jejich různou hmotou, a tím i různou hloubkou implantace.



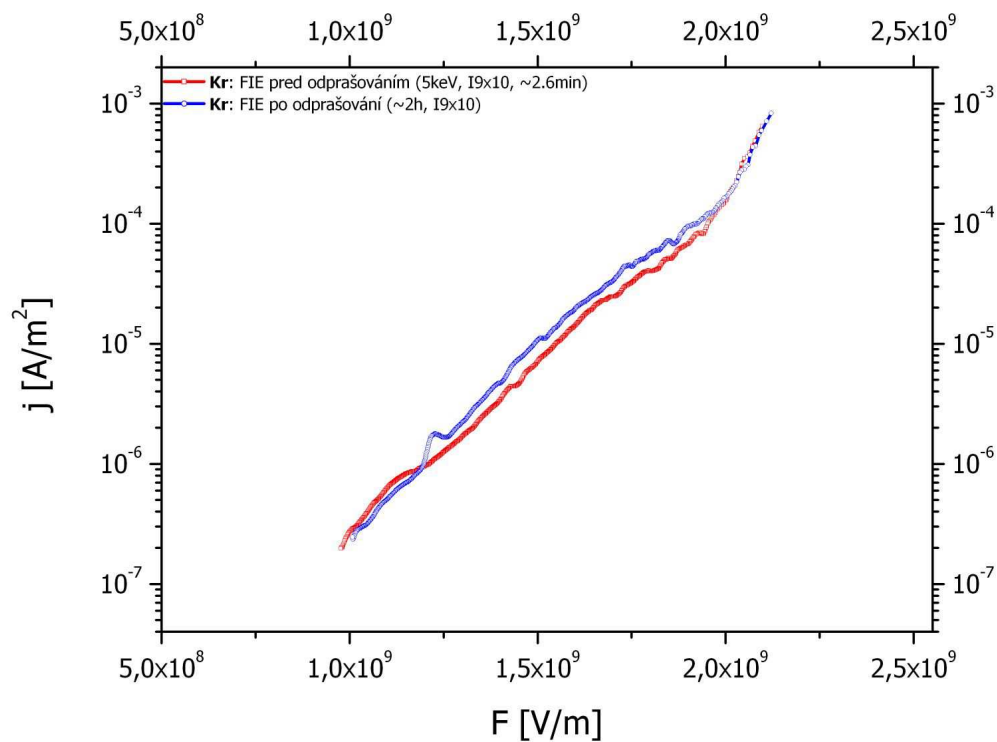
Obr. 7.4: Vliv modifikace povrchu na závislost vybíjecího proudu (j) na intenzitě elektrického pole (F).



Obr. 7.5: Závislost vybíjecího proudu (j) na intenzitě elektrického pole (F) před a po odprašování ionty He.



Obr. 7.6: Závislost vybíjecího proudu (j) na intenzitě elektrického pole (F) před a po odprašování ionty Ar.



Obr. 7.67 Závislost vybíjecího proudu (j) na intenzitě elektrického pole (F) před a po odprašování ionty Kr.

7.3 Zhodnocení měření

Z provedených měření vyplývá, že modifikace povrchu iontovým bombardem má podstatný vliv na rovnovážný potenciál prachového zrna i na vybíjecí proudy vyvolané polní emisí. Při měření jsme ale narazili na několik experimentálních těžkostí, které znemožňují přesnou kvantifikaci výsledků:

- špatná stabilizace proudu iontového děla
- nemožnost změřit hmotové složení odcházejících částic
- velké proudy pozadí způsobené emisí z elektrod

Tyto problémy byly hlavní motivací pro vývoj a konstrukci nové aparatury, na které jsem se svojí diplomovou prací podílel. Výsledky, které jsme získali, jsou proto originální. Pro jejich přesnou a jednoznačnou interpretaci bude však třeba dalších experimentů.

Kapitola 8: Závěr

V předložené práci jsme se zabývali studiem iontové emise z prachových zrn. Na příkladu dat naměřených na zlaté částici jsme demonstrovali nutnost nové experimentální aparatury, která by odstraňovala nedostatky stávající. Mezi hlavní patří uzavřenost stávajícího kvadrupólu, nemožnost použití UV zdroje a hmotnostního spektrometru pro studium odletujících částic odcházejících ze zrna a nevyhovující stabilizace proudu iontového děla.

Hlavní přínos práce spočívá v návrhu a ověření nové konstrukce Faradayových válců a návrhu nového stabilizačního obvodu. V práci navržené Faradayovy válce odstraňují některé nedostatky dříve používaných Faradayových válců, např. nemají mřížky, které snižují měřený proud (zmenšením průsvitu válce a odvodem části proudu) a sekundární elektrony zadržují pomocí transversálního elektrického pole. Jejich testování potvrdilo očekávanou funkci při zadržení sekundárních elektronů, ale zároveň ukázalo, že z Faradayova válce může unikat část zpětně odražených elektronů primárního svazku (jen při měření proudu elektronového děla). Tento jev nastává i u původní konstrukce Faradayových válců, ale je překryt odvodem elektronů mřížkami (případně generováním sekundárních elektronů na mřížkách), takže není přímo pozorován. K jeho odstranění může vést povrchová úprava vnitřní části válce. Celkově má tato nová koncepce Faradayova válce podstatně lepší vlastnosti než původně používané Faradayovy válce a bude tudíž použita pro měření jak proudu iontového, tak elektronového děla, ale i jako past na UV záření.

Pro měření proudu iontového děla v rámci stabilizačního obvodu byl navržen nový zesilovač s proměnlivým rozsahem podle velikosti měřených proudů. Při jeho testování pro měření malých proudů (nejmenší rozsahy) se ukázaly jako problém nevhodné vlastnosti použitých elektronických součástek pro zesilovač měřeného proudu (konkrétně velký vstupní proud operačního zesilovače). Tento problém bude nutné dále řešit (buď lepším operačním zesilovačem, nebo změnou v návrhu). Při měření na větších rozsazích proudů se tento problém neprojevil a zesilovač vykazoval očekávané vlastnosti.

Stabilizace iontového proudu bude realizována digitálně, což má výhodu v jisté univerzálnosti a snadnosti propojení s řídicím počítačem. Pro tyto účely se jako vhodný ukazuje digitální signální procesor TMS320F2808, který bude zároveň použit i pro detekci polohy částice. Vzhledem k jeho vlastnostem ho bude možno využít současně i pro stabilizaci proudu elektronového děla. Po stránce programové bude vykonávat funkci PID regulátoru, přičemž bude před prvním uvedením do

provozu nutná kalibrace základních hodnot stabilizovaných proudů a naladění tohoto regulátoru pro dané iontové dělo. I přes tyto obtíže bude výhodou možnost záměny iontového děla bez nutnosti zásadních konstrukčních změn ve stabilizačním obvodu.

Stabilizace proudu iontového děla je nutná pro interpretaci výsledků měření pro odlišení jevů způsobených různou energií a různým množstvím iontů (stabilizujeme tak, aby množství dopadajících iontů za jednotku času bylo konstantní).

Dopadají-li na povrch prachového zrna ionty, dochází k povrchovým změnám, které se projevují zvýšením vybíjecího proudu při iontové polní emisi, případně snížením dosažitelného povrchového potenciálu zrna. Nejvýraznější je tento jev po prvotním bombardováním právě zachyceného zrna, kdy dochází k očištění povrchu. Dopadající ionty se zabudovávají do povrchových vrstev a působením elektrického pole jsou postupně z povrchu zrna uvolňovány, způsobující zvýšení vybíjecího proudu. Vlivem své hmotnosti se dopadající ionty zabudovávají do různých hloubek a jejich vliv na vybíjecí proud je tak různý. Ověření této představy bude možné pomocí měření hmotnostních spekter částic odletujících povrchu zrna. Tato problematika tedy vyžaduje další studium.

Literatura:

- Allen J.E.: *Probe theory – orbital motion approach*, Phys. Scr. **45** (1992), 497-503.
- Arnold S. a Hessel N.: *Photoemission from single electrodynamically levitated micro-particles*, Rev. Sci. Instrum. **56** (1985), 2066.
- Auer. S.: *Instrumentation*, in *Interplanetary Dust*, ed. Grün E., Springer-Verlag 2001, 385-428.
- Baragiola R.A.: *Principles and mechanism of ion induced electron emission*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. B, Vol 78, Issues 1-4, pp 223-238.
- Beránek M.: *Systém pro levitaci prachových zrn*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2007.
- Bohn, J.L. a Nadig, F.H.: *Acoustical studies with V-2 rockets*. Report 8, Research Institute of Temple University, 1950.
- Brown K.L. a Tautfest G.W.: *Faraday-Cup Monitor for High-Energy Electron Beams*, Rev. Sci. Instrum. **27** (1956).
- Brownlee D.E. a kol.: *Stardust: Finessing Expensive Cometary Sample Returns*, Acta Astronautica **39** (1996), 51-60.
- Brownlee D.E. a kol.: *Comet 81P/Wild 2 Under a Microscope*, Science **314** (2006), 1711-1716.
- Čermák I.: *Laboruntersuchung elektrischer Aufladung kleiner Staubteilchen*, Dissertation, MPI-K Heidelberg, 1994.
- Draine B.T. a Salpeter E.E (1979): *On the physics of dust grains in hot gas*, The Astrophysical Journal **231** (1979), 77-94.
- Fortov V.E. a kol.: *Complex (dusty) plasmas: Current status, open issues, perspectives*, Phys. Reports **421** (2005).
- Fowler R.H. a Nordheim, L.W.: *Electron emission in intense electric fields*, Proc. R. Soc., London A **119** (1928), 173–181.
- Fechtig H. a kol.: *Historical perspectives – Rise and Fall of the Earth's Dust Belt*, in *Interplanetary Dust*, ed. Grün E., Springer-Verlag 2001, pp. 17-23.
- Grün E. a kol.: *Interplanetary Dust*, in *Interplanetary Dust*, Springer-Verlag 2001.
- Ikezi H.: *Coulomb solid of small particle in plasma*, Fluids **29** (1986), 1764.
- Jeřáb M. a kol.: *The Study of Dust-Grain's Field Ion Emission*, WDS'05 Proceedings of Contributed Papers, Part II (2005), 195-299.
- Kissel, J.: *The Giotto Particulate Impact Analyzer*, ESA **SP-1077** (1986), pp. 67-83.

- Král J. a kol.: *Metody analýzy povrchů: iontové, sondové a speciální metody*, Academia, Praha 2002.
- Landgraf M. a kol.: *Origins of solar system dust beyond Jupiter*, The Astronomical Journal **123** (2002), 2857-2861.
- Martin a kol.: *Motion and lifetime of dust grains in a tokamak plasma*, J. Nucl. Mater. **337–339** (2005), pp 114-118.
- Merlino R.L. a Goree J.A.: *Dusty plasmas in the Laboratory, Industry, and Space*, Physics Today, pp. 32-38, July 2004.
- Mitchell C. J. a kol.: *Saturn's Spokes: Lost and Found*, Science **311**, no. 5767 (2006), pp. 1587 – 1589.
- Ogilvie K.W. a kol.: *SWE, a Comprehensive Plasma Instrument for the Wind Spacecraft*, SpaceScience Reviews **71** (1995), pp. 55–77.
- O'Neal R.L.: *The Explorer XXII Micrometeoroid Satellite*, NASA Technical Memorandum (TM X-1123), 1965.
- Paul W. a Steinwedel H.: *Aparatus for separating charged particles of different specific charges*, German Patent 944, 900 (1956).
- Pavlu J.: *Studium elementárních procesů v prachovém plazmatu*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2001.
- Pavlu J. a kol.: *Problems of dust grains charging to negative potentials*, Czech. J. Phys. **53** (2003), No. 2, pp. 151–162.
- Pavlu J. a kol.: *Emissions From Nonconducting Negatively Charged Dust Grains*, IEEE Trans. Plasma Sci. **32** (2004), No. 4, 607–612.
- Pavlu J. a kol.: *Dust Charging in Space: A Survey of Laboratory Simulations*, WDS'05 Proceedings of Contributed Papers, Part II (2005), 273–284.
- Pavlu J. a kol.: *Ion beam effects on dust grains: 2–Influence of charging history*, Vacuum **80** (2006), 542–547.
- Pavlu J. a kol.: *The Sputtering of Dust Grains: Aspects of Experimental Observations*, IEEE Transaction on Plasma Science **35** (2007), 297–302.
- Pavlu J. a kol.: *Interaction between single dust grains and ions or electrons: laboratory measurements and their consequences for the dust dynamics*, Faraday Discuss., **137** (2008), 139–155.
- Raven F.H.: *Automatic control engineering*, 5. edice, McGraw-Hill, Inc, 1995.
- Richterová I.: *Emisní vlastnosti prachových částic*, diplomová práce, MFF UK, Praha 2003.

- Richterová I. a kol.: *A Model of Secondary Emission From Dust Grains and Its Comparison With an Experiment*, IEEE Trans. Plasma Sci., Vol. **32** (2004) 617–622.
- Richterová I. a kol.: *Model of secondary emission and its application on the charging of gold dust grains*, Phys. Rev. B: Condens. Matter **74** (2006), 235430.
- Ritz M. a kol.: *Emise těžkých kovů a polyaromatických uhlovodíků při spalování uhlí v průmyslových a malých topeništích*, Sborník vědeckých prací VŠB-TUO, Řada hornicko-geologická, Volume XLIX (2003), No.1, 69-82.
- Seah M.P a Forty A.J.: *A Farady cup LEED apparatus with facility for investigating the energy and angular distributions of inelastically scattered or photoemitted electrons*, J. Phys. E: Sci. Instrum. **3** (1970), 833–841.
- Selwyn G. S. a kol.: *In situ laser diagnostic studies of plasma-generated particulate contamination*, J. Vac. Sci. Technol. **A7** (4), 2758-2765.
- Sigmund P.: *Theory of Sputtering. I. Sputtering Yield of Amorphous and Polycrystalline Targets*, Phys. Rev. **184** (1969), 318–416.
- Sternovsky Z. a kol.: *Ion Field Emission from Micrometer-Sized Spherical Glass Grains*, IEEE Trans. Plasma Sci. **29** (2001), 292–297.
- Šulc B. a Vítečková M.: *Teorie a praxe návrhu regulačních obvodů*, ČVUT, Praha 2004.
- Thomas H. a kol.: *Plasma Crystal: Coulomb Crystallization in a Dusty Plasma*, phys. rev. let. **73** (1994).
- Thomas H. a kol.: *Complex plasmas under microgravity conditions: parabolic flights*, Phys. Scr. **T89**, 16-19.
- Thomas H. a kol.: *Dusty plasmas experiments on the space station and related theory/simulations – overview*, Proceedings of ISSS-6 (2001).
- Thomas J.D. a kol.: *Performance enhancement study of an electrostatic Faraday cup detektor*, Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A **536** (2005), pp 11-21.
- Tomková E.: *Fyzika povrchů*, materiály ke stejnojmenné přednášce, MFF UK 2002.
- Velyhan A.: *Interaction of charged particle beam with dust grains*, dizertační práce, MFF UK, 2007.
- Vyšínka M.: *Stabilizace emisního proudu iontového a elektronového děla*, bakalářská práce, MFF UK, 2006.

- Whipple E.C. Jr.: *The equilibrium electric potential of a body in the upper atmosphere and in interplanetary space*, Ph.D. thesis The George Washington University, 1965.
- Winter J. a kol.: *Radioactive dust levitation and its consequences for fusion devices*, Journal of Nuclear Materials **290-293** (2001), 509-512.
- Winter J.: *Dust in fusion devices—a multi-faceted problem connecting high- and low-temperature plasma physics*, Plasma Phys. Control. Fusion **46** (2004) B583-592.
- Žilavý P. a kol.: *Size and density determination of a spherical particle in the dust charging experiment*, Proceedings of contributed papers WDS 1999 – part II, Matfyzpress (Praha), 252–257.