Zpráva o řešení grantu VAKUUM Praha

Název projektu:

Studium nabíjení prachových částic na záporný potenciál

Řešitel projektu:

Jiří Pavlů, 1.ročník PGS (student Andriy Velyhan se řešení projektu nezúčastnil)

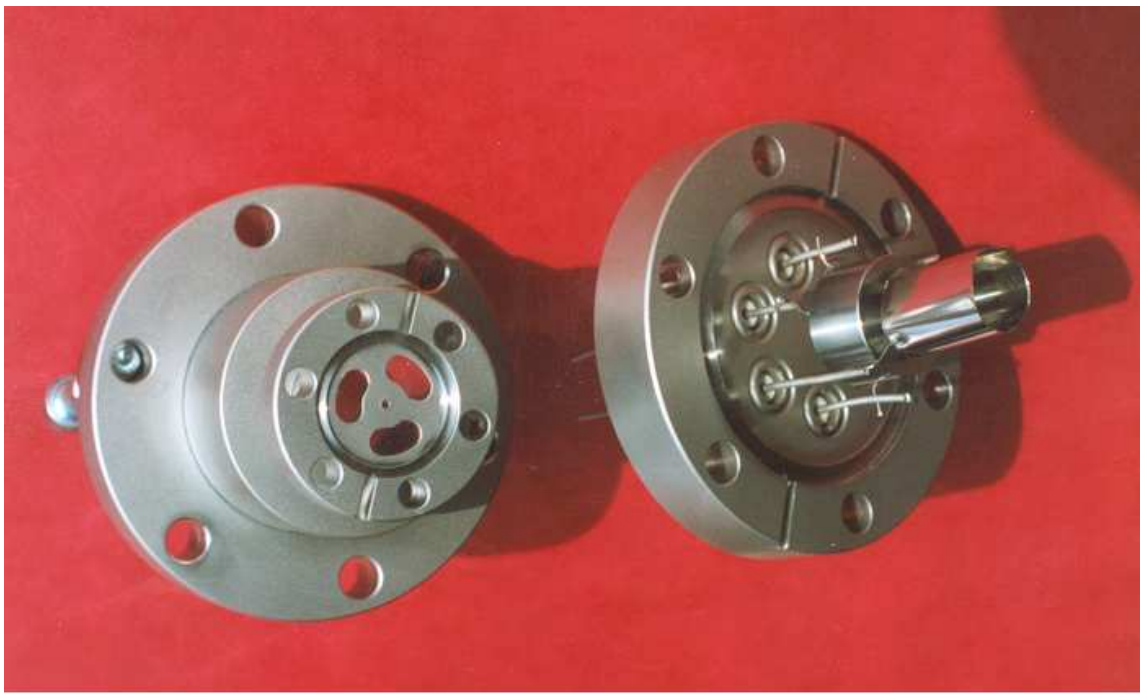
Cíle projektu:

Cílem projektu bylo doplnit současné znalosti nabíjecích a vybíjecích procesů v prachovém plazmatu o nabíjení prachových částic na **záporný povrchový potenciál**. Experimentální data tohoto typu zcela chybějí. Jelikož však tohoto nebylo možno dosáhnout za stávajících podmínek, neboť doposud používaný zdroj elektronů poskytuje svazky o energiích 200 $eV \div 10$ keV, což způsobuje, že zkoumané částice se nabíjejí kladně, bylo cílem projektu navrhnout jednoduchý zdroj elektronů pro rozsah energií $10 \div 200$ eV a provést základní měření na prachových částicích.

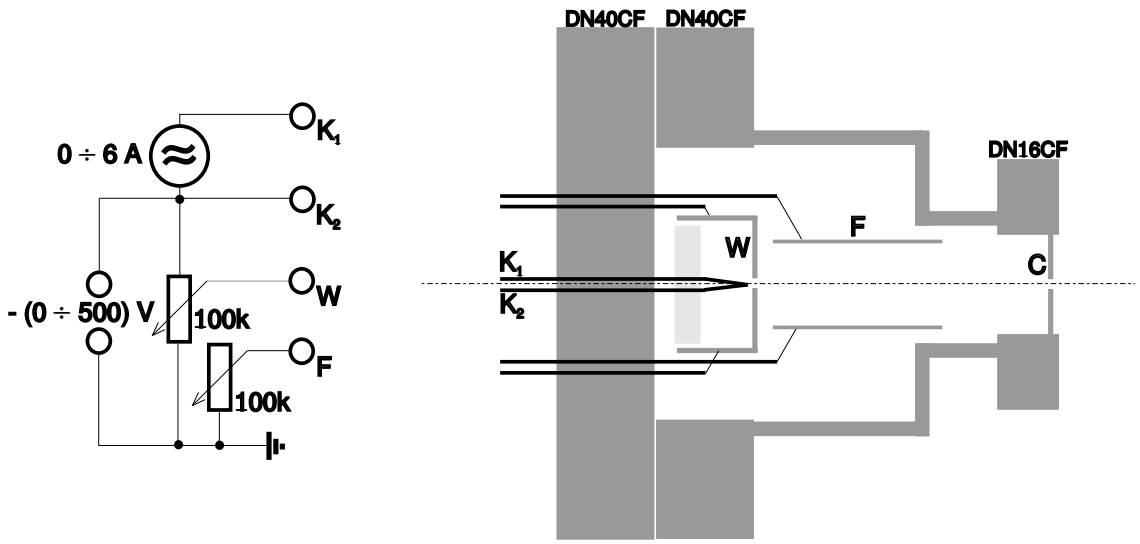
Řešení projektu:

Technické rešení zdroje pomalých elektronů

Navržený a realizovaný zdroj elektronů je složen ze dvou částí: 1 — příruba DN40CF se 6 průchodkami, na kterých je přímo přibodováno vlastní dělo (tj. držák katody s katodou — K, Wehneltův válec — W a fokusující elektroda — F), 2 — je v podstatě redukce DN40CF na DN16CF dlouhá zhruba 50 mm (viz fotografie na obr.1). Příruba DN16CF je zaslepena clonkou (C) s otvorem o průměru 1 mm uprostřed (k vymezení dráhy svazku) a většími otvory na okraji (umožňujícími čerpání systému). Otvor v clonce (C) definuje spolu s otvorem ve Wehneltově válci (W) geometrickou dráhu získaného svazku elektronů. Uspořádání spolu s elektronickým řešením je zřejmé z obr.2.



Obr.1: Fotografie obou částí navrženého zdroje elektronů.



Obr.2: Schéma zdroje elektronů.

Dělo pracuje v inverzním režimu — Wehneltův válec (W) je vůči katodě (K) na kladném potenciálu (ukázalo se, že nejlépe pracuje, je-li uzemněn). Je tedy zřejmé, že využíváme pouze malou část emisního proudu. Elektrony vystoupivší otvorem Wehneltova válce (W) jsou fokusovány pomocnou elektrodou (F), která je zpravidla na potenciálu o málo kladnějším než katoda, a posléze vycloněny otvorem v clonce (C), což nám zajišťuje dostatečně rovnoběžný svazek. Optimální hodnoty potenciálů přikládaných na W a F v závislosti na napětí přiloženém na katodu (K) byly získány maximalizací proudu tekoucího na Faradayův válec umístěný uvnitř stávající aparatury.

Zdroj elektronů byl do existující aparatury umístěn na pozici iontového děla. Díky tomu bylo možno využít Faradayova válce umístěného za kvadrupólem proti tomuto dělu. Získali jsme tak řádový odhad proudu svazku (I_{svazek}).

Technické parametry zdroje elektronů:

- rozsah energií elektronů — $50 \div 350\ eV$
  oproti původnímu plánu dělo pracuje až od $50\ eV$, jelikož pro nižší energie neposkytuje dostatečné proudy, avšak jak ukázala měření, je toto řešení pro naše účely dostačující
- katoda — thoriovaný wolfram, $d \sim 0.2\ mm$
- žhavící proud — cca $6\ A$
- emisní proud — $I_{em} \sim 5 \div 50\ mA$
  ($5\ mA$ pro $E_e = 50\ eV$ a $50\ mA$ pro $E_e = 350eV$ při žhavícím proudu $6\ A$)
- proud svazku — $I_{svazek} \sim 0.5 \div 15\ nA$
  ($0.5\ nA$ pro $E_e = 50\ eV$ a $15\ nA$ pro $E_e = 350eV$ při žhavícím proudu $6\ A$)

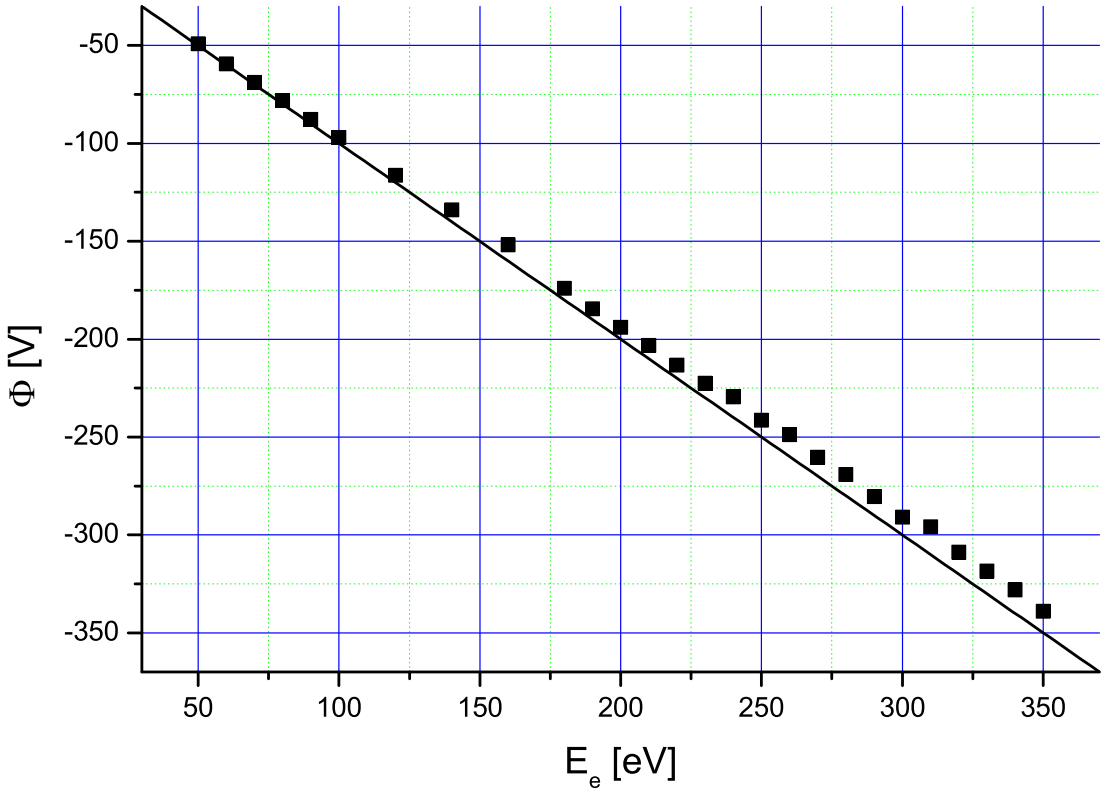
Ověřovací měření ukázala, že prachové částice je možno zkonstruovaným elektronovým dělem nabít na záporný potenciál. Pro naše účely byly tedy technické parametry zdroje elektronů dostatečné, a proto jsme dále zařízení neoptimalizovali.

Nabíjení prachových částic na záporný potenciál

Pro první studium jsme použili skleněné částice přibližně sférického tvaru o průměrech $d \sim 4 \div 11\ \mu m$. Měřením se ukázalo, že při působení elektronů o energii $E_e = 50\ eV$ se tyto prachové částice nabíjejí na záporný potenciál — tj. celkový koeficient sekundární emise z nich je menší než jedna. Jakmile se částice nabije záporně, sníží efektivně energii dopadajících elektronů, a tak sníží i koeficient sekundární emise. Z tohoto pohledu nic nebrání tomu, aby povrchový potenciál částice dosáhl hodnoty energie

primárních elektronů. Jakmile se prachová částice nabije na příslušný potenciál (tj. žádné elektrony na ni již nedopadají), můžeme dále zvyšovat energii primárních elektronů — a tedy i její povrchový potenciál. Takto to bude fungovat až do potenciálů, při kterých bude již hodnota elektrického pole na povrchu prachové částice tak vysoká, že nastoupí efekt autoemise elektronů. Autoemise elektronů se má dle literatury ([1]) významně projevit zhruba od elektrických polí $F \sim 10^9\ V/m$. Jelikož náš systém umožňuje měřit proudy podstatně nižší, než při kterých byla získána publikovaná data, lze očekávat, že zaznamenáme počátek autoemise u nižších polí.

Bylo změřeno množství rovnovážných charakteristik nabíjení (tj. rovnovážné hodnoty Q/m resp. povrchového potenciálu Φ v závislosti na energii primárních elektronů E_e). Příkladem takové závislosti je křivka na obr.3 (povrchový potenciál byl dopočítán z hodnot Q/m za pomoci dalšího měření, popsaného dále v textu jako VA charakteristika).



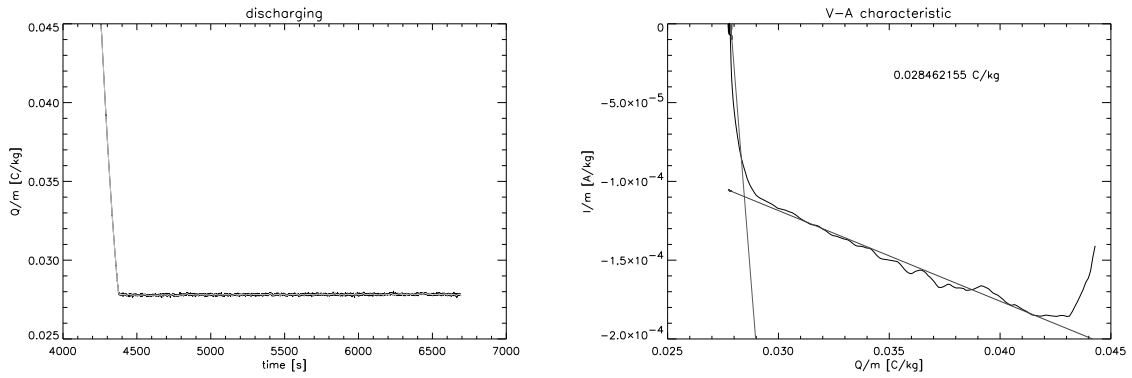
Obr.3: Rovnovážná charakteristika nabíjení prachové částice na záporné povrchové potenciály.

Z obr.3 je zřejmé, že povrchový potenciál prachové částice nedosáhl energie dopadajících elektronů. Je to způsobeno proudem pozitivních iontů dopadajících na částici. Tyto ionty vznikají ionizací zbytkového plynu elektrony svazku v systému. Jelikož ionizační srážkový průřez má maximum pro energie elektronů $150 \div 200\ eV$ a pro vyšší energie postupně klesá, je vysvětlení malé odchylky Φ od přímky pro vyšší E_e snadné.

Proud iontů je v našem případě samozřejmě parazitním jevem, nicméně ho lze využít k získání konstanty úměrnosti mezi Q/m a Φ *. Metoda byla navržena a popsána v [2]. Nabijeme-li částici na povrchový potenciál Φ a potom snížíme energii svazku tak, aby byla menší ($E_e < e \cdot \Phi$), budou na částici dopadat pouze vzniklé ionty — tj. její potenciál bude klesat — a to až do okamžiku, kdy $E_e = e \cdot \Phi$ a

* Podobně nám může posloužit hodnota Q/m při $E_e = 50\ eV$, kdy můžeme ještě předpokládat, že žádné ionty nevznikají a tedy $\Phi = E_e/e$ (jak je zřejmé z obr.3.).

elektrony budou moci dopadat na povrch částice. Analýzou takovéto vybíjecí křivky (obr.4a), lze určit při jaké hodnotě Q/m prošla částice odpovídajícím povrchovým potenciálem $\Phi = E_e/e$. Jednoduchým způsobem jak tento bod nalézt, je dopočitat závislost $I/m(Q/m)$ (derivací vybíjecí křivky), tedy obdobu VA charakteristiky (obr.4b).

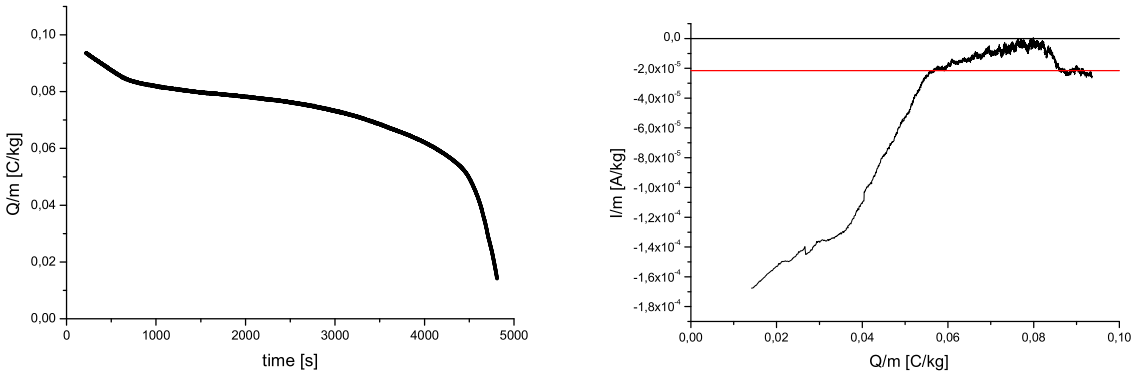


a) b)

Obr.4: a) vybíjecí křivka ($E_e = 100eV$), b) VA charakteristika spočítaná z a).

Měření nízkoenergetické části závislosti koeficientu sekundární emise elektronů na energii primárních elektronů

Původním záměrem bylo nabít částici na povrchový potenciál $\Phi \sim 300\ V$ zhotoveným dělem a pro další nabíjení použít naše původní elektronové dělo, které pracuje v rozsahu $200\ eV \div 10\ keV$. V praxi se ukázalo, že pro nízké energie elektronů produkuje komerční dělo příliš rozfokusovaný svazek, který vytváří velké množství iontů. Měřením vybíjecích křivek se ukázalo, že dokonce proud iontů je v tomto oboru energií vyšší než proud elektronů*. Příklad takovéto vybíjecí křivky a spočítané VA charakteristiky je zobrazen na obr.5.

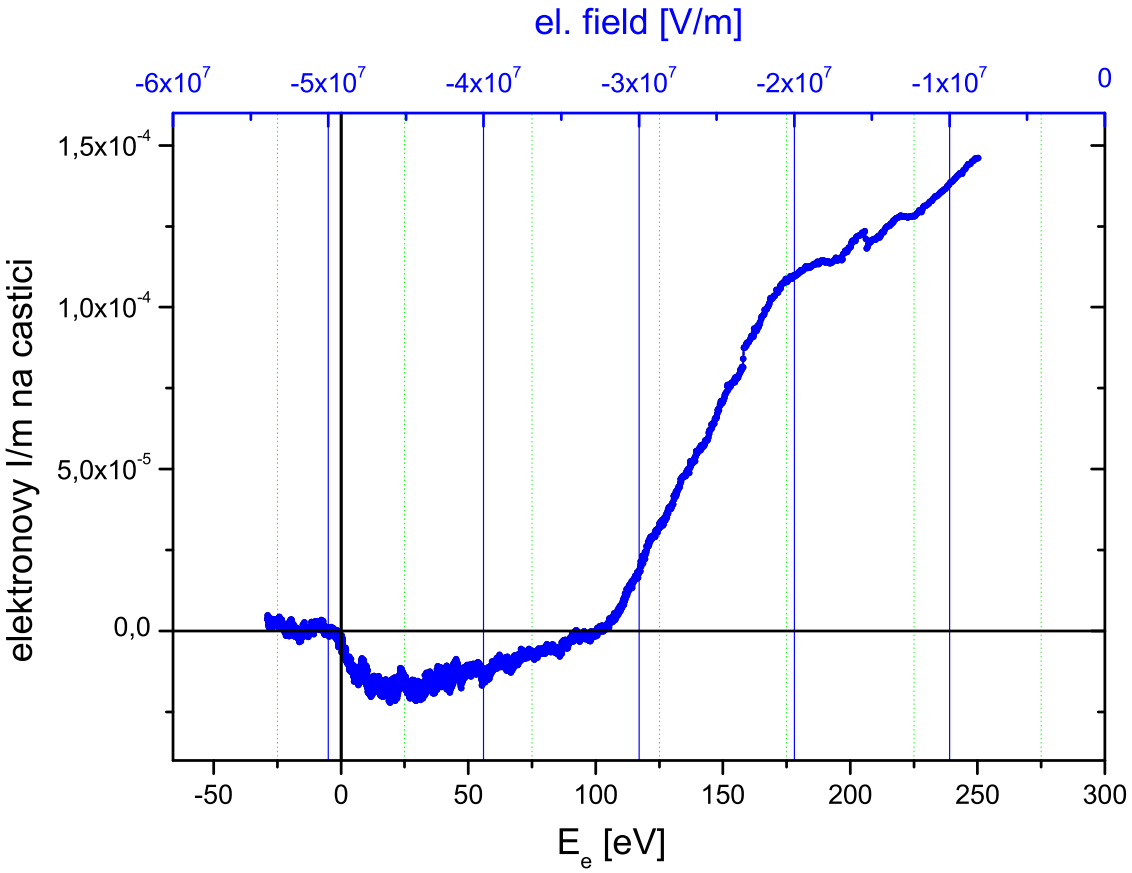


a) b)

Obr.5: a) vybíjecí křivka ($E_e = 300eV$) — proud iontů byl větší než proud elektronů, b) VA charakteristika spočítaná z a).

* Je třeba si uvědomit, že prachová částice je nabitá na vysoký záporný potenciál a vzniklé ionty přitahuje z celého okolí. Jejich proud nebude tudíž záviset na velikosti částice, zatímco svazek elektronů je částicí spíše odkloněn a tudíž závisí na průřezu částice.

Téměř konstantní proud pro vysoké poměry Q/m (obr.5b) odpovídá proudu iontů. Předpokládáme-li, že tento proud je konstantní (tj. nezávislý na Φ, což je pravda jen v hrubém přiblížení), můžeme ho odečíst. Jelikož z VA charakteristiky známe poměr mezi Q/m a Φ a také energii dopadajících elektronů, můžeme hodnoty na ose x přepočítat do relativních energií elektronů dopadajících na částici, jak ukazuje obr.6.



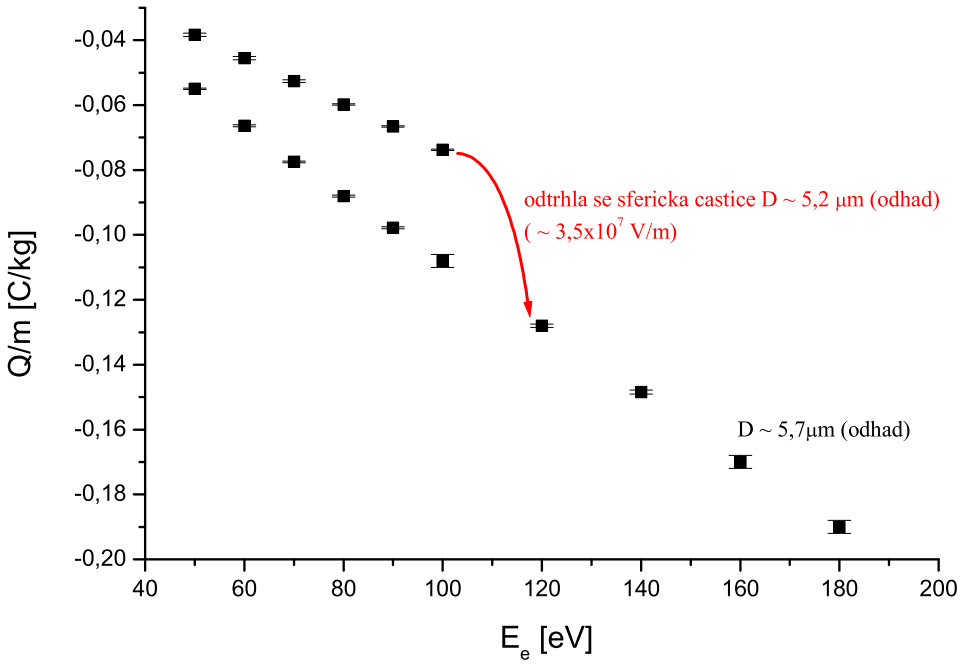
Obr.6: Přeškálovaná VA charakteristika z obr.5b.

Závislost na obr.6 představuje v podstatě závislost koeficientu sekundární elektron-elektronové emise (σ) na energii dopadajících elektronů. Konkrétní hodnoty σ bychom získali z podílu elektronových proudů tekoucích na a z částice. My však umíme zjistit pouze jejich rozdíl, a tak získáváme pouze kvalitativní křivku. Více o jevu sekundární emise lze nalézt např. v [3].

Hodnoty na ose x lze však také přepočítat do hodnot intenzit elektrických polí (ze spočítaného Φ a poloměru částice) na povrchu částice. To má význam z hlediska tzv. *sekundární emise závislé na poli (field-dependent secondary emission)*. Jak ukazují experimentální výsledky [4], může v přítomnosti silného elektrického pole narůst koeficient sekundární emise (σ) do vysokých hodnot ($\sim 10^2$), a to v podstatě nezávisle na materiálu. Tento efekt nastupuje při obdobných hodnotách polí jako autoemise.

Fragmentace klastru prachových částic vlivem elektrického pole

Prachové částice, které jsme použili, mají snahu spojovat se do klastrů. Síla, která je drží pohromadě, však není známá. Když je takový klastr zachycen v našem systému, může při jeho nabití na vysoký potenciál dojít k jeho fragmentaci. Takový jev jsme také pozorovali — při měření rovnovážných charakteristik nabíjení došlo v několika případech k odtržení a ztracení jedné z částic v klastru, přičemž druhá zůstala zachycena a bylo možno ji dále pozorovat. Příklad takového měření je na obr.7.



Obr.7: Příklad měření rovnovážné charakteristiky, při které došlo k fragmentaci klastru částic.

Závěr:

Sestrojené experimentální zařízení, tj. jednoduchý zdroj elektronového svazku v rozsahu energií $50 \div 350$ eV plně vyhovuje našim požadavkům, o čemž svědčí první prezentované výsledky, které jsme zde nastínili. Vzhledem k časové náročnosti experimentálních měření jsme zatím nezpracovali všechna měření. Avšak již první výsledky, které jsme pomocí zkonstruovaného elektronového děla získali, jsou zcela nové. Je možno z nich usoudit na závislost koeficientu sekundární emise na intenzitě elektrického pole, produkovaného nábojem částice. Tento efekt bude zřejmě v kosmických podmínkách, kde jsou prachové částice neustále bombardovány energetickými elektrony, stabilizovat záporný potenciál částice na podstatně nižší hodnotě, než by odpovídalo autoemisi. V současných úvahách o procesech v kosmickém prachovém plazmatu je právě autoemise považována za limitující faktor.

Ze všech výsledků je připravována publikace [5], ale rádi bychom zpracovali ještě více experimentálních dat. Z tohoto důvodu žádáme, aby odměna, příslušející za splnění podmínek projektu, byla vyplacena až po přijetí této publikace do tisku, což bude, jak doufáme, v průběhu několika týdnů.

Literatura:

[1] Gomer R., Field Emission and Filed Ionization, Harvard Uni. Press, 1961.

[2] Čermák I., Laboruntersuchung Elektrischer Aufladung Kleiner Stubtilchen, Dissertation, MPI–K Heidelberg, 1994.

[3] Bronštejn I.M, Frajman B.S., Vtoričnaja elektronnaja emissija, Nauka, Moskva 1969.

[4] Jacobs H., Field-Dependent Secondary Emission, *Physical Review* 84 **(5)**, 1951.

[5] Pavlu J., Nemecek Z., Safrankova J., Problems of dust grains charging to negative potentials, *Czech. J. Phys.*, prepared.