



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Erik Vanko

Analýza a detekce iontů s vysokou účinností

Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Radek Plašil, Ph.D.

Studijní program: Fyzika

Studijní obor: Obecná fyzika

Praha 2019

Vyjadrujem poďakovanie svojmu vedúcemu bakalárskej práce pánovi doc. RNDr. Radkovi Plašilovi, Ph.D. za odbornú pomoc a usmerňovanie pri písaní práce, za cenné rady, informácie a v neposlednom rade za ochotu.

Prohlašuji, že jsem tuto bakalářskou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V dne.....

podpis

Název práce: Analýza a detekce iontů s vysokou účinností

Autor: Erik Vanko

Katedra / Ústav: Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Vedoucí bakalářské práce: doc. RNDr. Plašil Radek, Ph.D., Katedra fyziky povrchů a plazmatu

Abstrakt:

Tato práce zkoumá odezvu detektoru MCP (MicroChannel Plate) a účinnost čítání pulzů vytvořených dopadajícími ionty různých hmotností v rozsahu používaného hmotnostního spektra počínající od 2 Da do 30 Da. Testy probíhaly na aparatuře s kryogenicnou 22 - pólovou RF iontovou pastí, která se používá pro měření interakcí iontů. Po vypuštění iontů z pastí dochází k jejich detekci MCP detektorem. Po této detekci je naměřený signál zpracován diskriminátorem, jehož práh je zvolený na 10 mV. Důsledek zvoleného prahu diskriminátoru na měření je ztráta pulzů s amplitudou nižší než 10 mV. Z naměřených dat jsme porovnali procentuální ztráty pulzů pro měřené ionty a zároveň jsme odhadli horní hranici ztráty pulzů. Získané výsledky budou použity pro vyhodnocení měření na aparatuře s iontovou pastí.

Klíčová slova: MCP, odezva, ionty, práh diskriminátoru

Title: High sensitivity analysis and detection of ions

Author: Erik Vanko

Department: Department of Surface and Plasma Science

Supervisor: doc. RNDr. Plašil Radek, Ph.D., Department of Surface and Plasma Science

Abstract:

This paper investigates response of the MCP (MicroChannel Plate) detector and the counting efficiency of pulses produced by ions of different masses found in the used mass spectrum starting from 2 Da up to 30 Da. Tests were performed on an apparatus with a cryogenic 22-pole RF ion trap which is used to measure ion interactions. After the ions are released from the trap, they are detected by the MCP detector. Upon detection, the measured signal is processed by a discriminator which has a threshold of 10 mV. The consequence of the chosen discriminator threshold is a loss of pulses with an amplitude of less than 10 mV. From the measured data, we compared the relative losses of pulses for the chosen ions. At the same time we estimated the upper limit of the loss of pulses. The obtained results will be used to evaluate the measurements on the apparatus with the ion trap.

Keywords: MCP, response, ions, discriminator threshold

Názov práce: Analýza a detekcia iónov s vysokou účinnosťou

Autor: Erik Vanko

Katedra / Ústav: Katedra fyziky povrchov a plazmy

Vedúci bakalárskej práce: doc. RNDr. Plašil Radek, Ph.D., Katedra fyziky povrchov a plazmy

Abstrakt:

Táto práca skúma odozvu detektora MCP (MicroChannel Plate) a účinnosť počítania pulzov vytvorených dopadajúcimi iónmi rôznych hmotností v rozsahu používaného hmotnostného spektra začínajúc od 2 Da do 30 Da. Testy prebiehali na aparátúre s kryogenickou 22 – pólovou RF iónovou pascou, ktorá sa používa na merania interakcií iónov. Po vypustení iónov z pasce dochádza k ich detekcii MCP detektorom. Po ich detekcii je nameraný signál spracovaný diskriminátorom, ktorého prah je zvolený na 10 mV. Dôsledok zvoleného prahu diskriminátora na meranie je strata pulzov s amplitúdou nižšou ako 10 mV. Z nameraných dát sme porovnali percentuálne straty pulzov pre merané ióny a zároveň sme odhadli hornú hranicu straty pulzov. Získané výsledky budú použité pri vyhodnotení meraní na aparátúre s iónovou pascou.

Kľúčové slová: MCP, odozva, ióny, prah diskriminátora

Obsah

Úvod	1
1. Metódy detekcie iónov	2
1.1. Ionizačné komory	2
1.2. Scintilačné detektory	3
1.3. Polovodičové detektory	4
1.4. Fotonásobiče a fotodiódy	5
1.5. Mikrokanálové platňové detektory	6
2. Experiment	13
2.1. Aparatúra	13
2.2. Postup merania	15
2.3. Histogramy	17
2.4. Momentová charakteristika	22
2.5 Prevod do funkčnej závislosti	23
Záver	29
Referencie	31
Zoznam tabuliek	32
Zoznam obrázkov	33

Úvod / Předmluva

Bakalárska práca sa zaoberá štúdiom odozvy MCP pri dopade rôznych iónov. Naším cieľom je overenie funkcie detektora pri jeho použití v experimente iónovej pasce pri nízkych teplotách odpovedajúcim energiám v jednotkách meV. Ióny sú následne urychľované napätím na detektor. Nízkoteplotnou pascou zaručujeme veľmi malé hodnoty energie jednotlivých iónov. Spolu s následným urýchľovaním zaručujeme rovnakú energiu dopadajúcich iónov a rozlišujeme ich len podľa hmoty. Používame hmotnostné spektrum so širokým rozsahom (od 2 Da do 30 Da). Nastreľujeme postupne jednotlivé kladné ióny. Po detekcii iónu v MCP pokračuje signál do diskriminátora. Jeho prah je nastavený na napätie 10 mV. Práca sa zaoberá, aké percento z nameraných pulzov strácame kvôli zvolenému prahu diskriminátora.

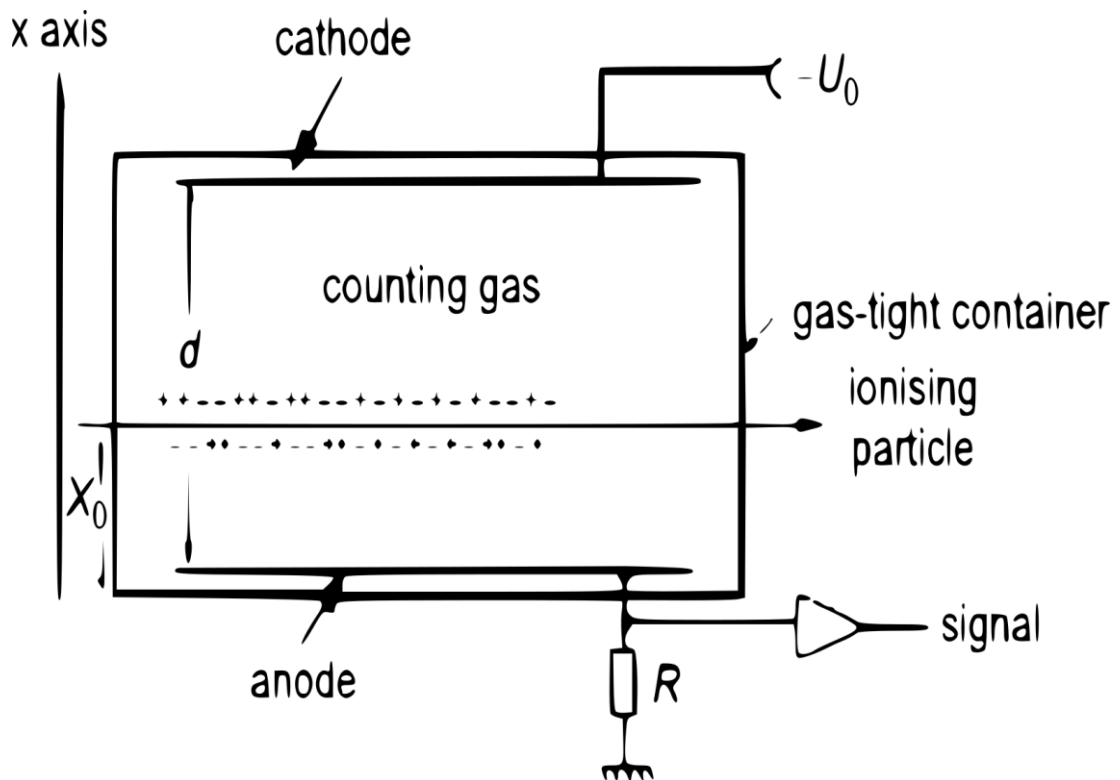
1. Metódy detekcie iónov

Metód na detekciu častíc je veľa. My však budeme pracovať s kladnými iónmi a preto sa zameriame na metódy detekcie ionizujúceho žiarenia. Spomenuté budú aj nejaké základné metódy, ktoré nevyhovujú nášmu experimentu, ale kvôli aspoň malému prehľadu možností detekcie ionizujúceho žiarenia sme sa rozhodli ich zdokumentovať.

1.1 Ionizačné komory

Ionizačná komora je plynový detektor, ktorý meria množstvo ionizácie vytvorenej nabitou časticou letiacou cez komoru. Vieme detektovať aj neutrálne častice vďaka sekundárnym nabitým časticiam, ktoré vznikajú pri interakcii primárnych častíc s jadrami alebo elektrónmi plynu v komore. Nabité častice zmeriame z vytvorených párov nabitých častíc, ktoré vznikli ionizáciou vplyvom letiacej častice, pomocou ich separácie za použitia elektrického poľa. Katóda aj anóda priťahujú príslušné častice, kde zaznamenáme signály. Ak je častica absorbovaná v komore, tak je detektor schopný zmerať jej energiu.

Ionizačná komora pozostáva z dvoch vzájomne paralelných elektród v hermeticky uzavretej komore naplnenej plynom, ktorý dovoľuje prechod elektrónom a iónom. Napätie na elektródach vytvára homogénne elektrické pole. V princípe namiesto plynu môžeme použiť nejakú kvapalinu, dokonca aj pevné médium. Hlavné vlastnosti ionizačných komôr sa nemenia v závislosti na stave média v komore.



Obr. 1: Schéma jednoduchej ionizačnej komory [1]

1.2 Scintilačné detektory

Scintilátor funguje v dvoch fázach. Najprv by mal konvertovať excitáciu, napríklad stratu energie častice pri dopade za vzniku svetelného záblesku. Následne by mal toto svetlo preniesť do nejakého optického zosilňovača (fotonásobiča, fotodiódy). Hlavnou nevýhodou takejto nepriamej detekcie je, že potrebujeme oveľa väčšiu energiu na vytvorenie jedného fotoelektrónu ako je potrebné napríklad pre vytvorenie páru elektrón – diera v ionizačnej komore. Táto nevýhoda sa kompenzuje možnosťou vytvorenia scintilátora veľkých rozmerov a hmotnosti (desiatky metrov a stovky ton) za relatívne nízku cenu. Preto sú využívané hlavne vo vysoko energetickej fyzike. Hlavnými charakteristikami scintilátorov sú: efektivita scintilácie, emisné spektrum a čas rozpadu scintilačného svetla. Scintilačnú efektivitu definujeme ako pomer energie emitovaných fotónov a celkovej absorbovanej energie v scintilátore. Emisné spektrum má zvyčajne maximum (môže ich byť aj viac) na určitej charakteristickej vlnovej dĺžke. Scintilačný záblesk je charakteristický rýchlym nástupom a výraznejšie dlhším exponenciálnym rozpadom s rozpadovým časom typickým pre scintilačný materiál. Často je potrebných viacero exponenciálnych členov na opis tvaru svetelného pulzu. V tom prípade máme

niekoľko časov rozpadu, ktoré sú potrebné na opis hrany pulzu. Existuje viacero typov scintilačných materiálov. Anorganické kryštály, organické zlúčeniny, dokonca sa odlišujú aj skupenstvom, kedy sa používajú kvapaliny alebo plyny. S iným materiálom sa mení aj scintilačný mechanizmus. V anorganických materiáloch je mechanizmus založený na pásovom modeli kryštalických látok, ten budeme vysvetľovať v ďalšej podkapitole. Organické scintilátory sú polyméry plastov, kvapaliny alebo kryštály, ktoré nie sú veľmi využívané. Naopak najčastejšie používané sú plastové scintilátory založené na tom, že polyméry obsahujú benzénové kruhy v ich molekulovej štruktúre. Potom tieto materiály svietia po energetickej depozícii nabitej častice. Avšak vyžiarené svetlo v rozsahu ultrafialového svetla a absorpčná dĺžka tohto svetla je relatívne krátka. Z tohto dôvodu sa do materiálu pridávajú optické zosilňovače. Tie posúvajú vlnovú dĺžku tak, aby bolo vyžiarené svetlo v rozsahu maximálnej citlivosti typického fotonásobiča.

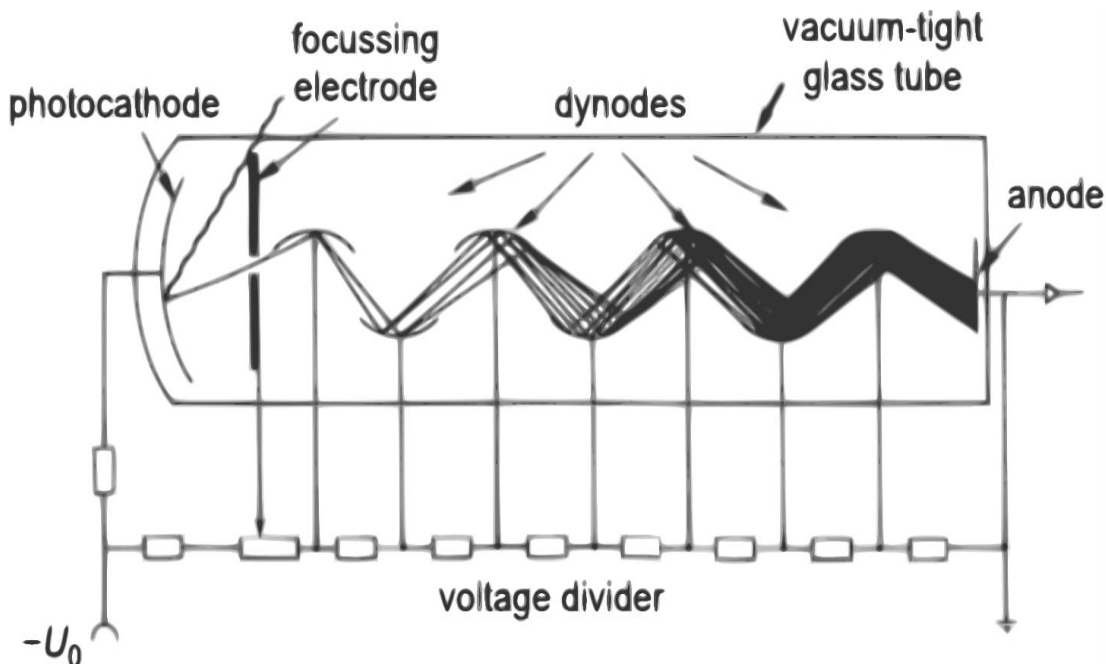
1.3 Polovodičové detektory

Spôsob fungovania týchto detektorov je, ako sme už spomínali, založený na pásovom modeli kryštalických látok. V základe teórie sú diskrétné energie elektrónov jednotlivých atómov alebo iónov v celom kryštále spojené a vytvárajú energetické pásy. Podľa Pauliho princípu, každý pás môže obsahovať len obmedzené množstvo elektrónov. To znamená, že niektoré nízko energetické pásy sú naplnené elektrónmi, pričom vysoko energetické pásy zostávajú prázdne (za podmienky nízkej teploty). Najnižší čiastočne zaplnený alebo prázdny pás sa nazýva vodivostný pás, pričom najvyšší zaplnený pás nazývame valenčný pás. Medzera medzi vrchnou hranou valenčného pásu a spodnou hranou vodivostného pásu sa nazýva zakázaný pás alebo energetická medzera. Ak je vodivostný pás čiastočne naplnený, tak je daná pevná látka vodičom, pretože elektróny sa začnú pohybovať v látke pod vplyvom elektrického poľa. Pevné látky, ktoré majú vodivostný pás v podstate prázdny delíme podľa resistivity na izolanty ($10^{14} - 10^{22} \Omega\text{cm}$) a polovodiče ($10^9 - 10^{-2} \Omega\text{cm}$) [2]. Elektrický náboj v týchto materiáloch je prenášaný elektrónmi, ktoré boli excitované z valenčného pásu do vodivostného pásu. Prázdne miesta, ktoré vznikli vo valenčnom páse nazývame diery, ktoré sú tiež schopné pohybu pod vplyvom elektrického poľa. Polovodičové detektory sú v podstate ionizačné komory s médium v pevnom skupenstve. Kvôli ich väčšej hustote, oproti plynovým detektorom, dokážu

absorbovať častice s vyššími energiami. Nabité častice alebo fotóny produkujú páry elektrón – diera v kryštále. Elektrické pole aplikované naprieč kryštálom zbiera vytvorené nosiče náboja. Sú najvyužívanejšie detektory súčasnosti. Majú široké zameranie, ako napríklad detekcia α -žiarenia, β -žiarenia alebo lúčov X. Zároveň sa používa v spektroskopii, vysoko energetickej fyzike ako zariadenia na určovanie polohy s vysokým rozlíšením. Používa sa aj pri nízkych energiách kvôli nízkej energii potrebnej na vytvorenie páru elektrón – diera okolo 3 eV. Pri plynových detektoroch je táto energia v ráde desiatok elektrónvoltov, pri scintilátoroch až do 100 eV. Dokonca ich vieme využiť aj pri veľmi nízkych teplotách (80 mK) s energetickým rozlíšením 17 eV [1].

1.4 Fotonásobiče a fotodiódy

Najčastejšie používaný nástroj na meranie rýchlych svetelných signálov je fotonásobič. Svetlo vo viditeľnom alebo ultrafialovom spektre, napríklad z scintilátora, uvoľňuje elektróny z fotokatódy pomocou fotoelektrického javu. Na detekovanie častíc sa používajú fotonásobiče s poloprievodnou katódou. Túto katódu tvorí veľmi tenká vrstva polovodičovej zlúčeniny nanesej na vnútornú stranu prievistného sklíčka umiestneného na vstupe do fotonásobiča.



Obr. 2: Schéma fotonásobiča [1]

Pre väčšinu detektorov sa aplikuje vysoké záporné napätie na fotokatódu, avšak pre niektoré typy merania sa používa kladné vysoké napätie na anódu. Fotoelektróny sú usmerňované elektrickým poľom na prvú dynódu, ktorá je súčasťou zosilňovacieho systému. Anóda je obyčajne uzemnená. Napätie medzi fotokatódou a anódou je delené súborom rezistorov. Týmto sa zaručuje lineárne rozmiestnené napätia na dynódach.

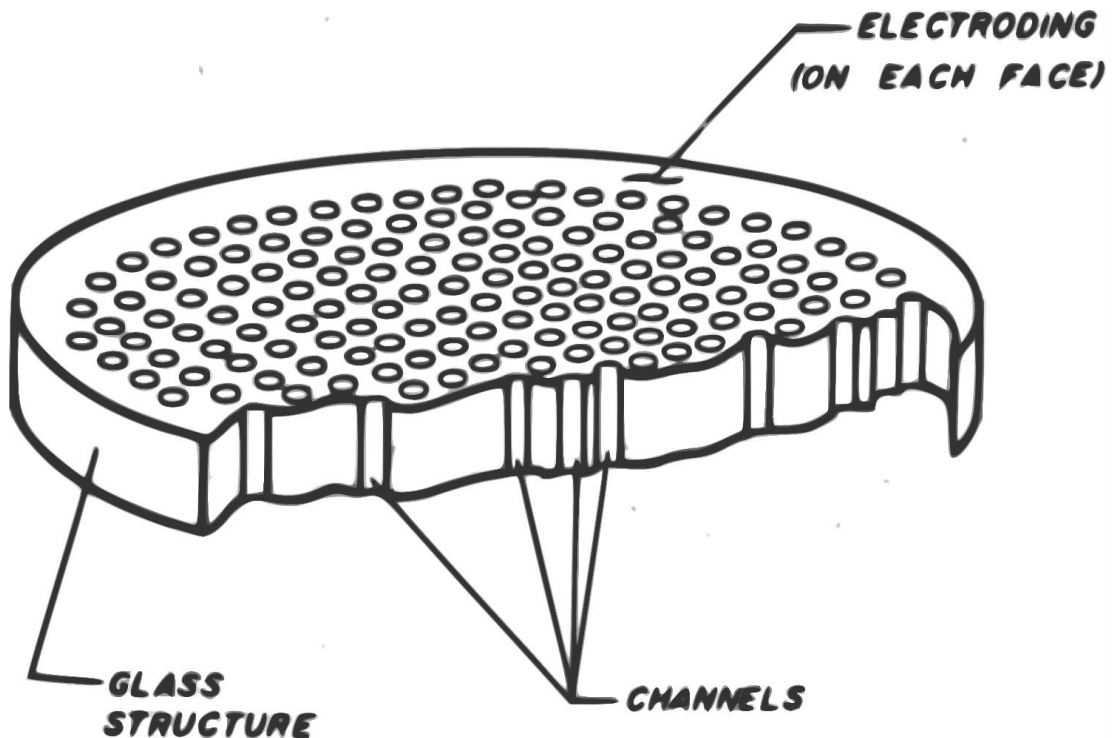
Dôležitým parametrom fotonásobiča je jeho kvantová efektivita – stredná hodnota produkovaných elektrónov na fotón. Fotonásobiče plnené GaAs a GaInAsP majú kvantovú efektivitu v okolí 50%. Vieme, že kvantová efektivita závisí na vlnovej dĺžke. Pre malé vlnové dĺžky sa efektivita znižuje. Pomocou UV priepustného skla z oxidu kremičitého vieme rozšíriť efektivitu aj do kratších vlnových dĺžok. Všetko čerpané zo zdrojov [1], [2].

1.5 Mikrokanálové platňové detektory

Microchannel plate (MCP) je zoskupenie miniatúrnych elektrónových zosilňovačov orientovaných paralelne vedľa seba. V zoskupení sa ich nachádza 10^4 až 10^7 kusov. Ich priemer je v rozmedzí 10 až 100 μm . Pomer dĺžky a priemeru kanálov je v intervale 40 až 100 jednotiek. Osy kanálov sú typicky ortogonálne alebo naklonené pod malým uhlom ($\sim 8^\circ$) voči povrchu MCP. Kanálová matica je obyčajne vyrobená z kryštáľového skla, s ohľadom na optimalizáciu sekundárnej emisnej charakteristiky každého jedného kanálu a aby boli steny kanálov polopriepustné, kvôli schopnosti dobitia z externého zdroja napätia. Tým pádom každý kanál môže byť považovaný za kontinuálnu dynódovú štruktúru, ktorá funguje ako svoj vlastný odporový dynódový reťazec. Paralelný elektrický kontakt je každému kanálu sprostredkovaný pokovovaním, väčšinou NiCr alebo Inconel, na prednom a zadnom povrchu MCP, ktoré potom slúžia ako vstupná a výstupná elektróda. Celkový odpor medzi elektródami je v ráde $10^9 \Omega$. Takéto mikrokanálové platne, používané samostatne alebo v kaskádach, dovoľujú znásobenie elektrónov faktormi z intervalu 10^4 až 10^7 spojené s ultra-vysokým časovým rozlíšením (menej ako 100 ps) a priestorovým rozlíšením limitovaným len geometriou kanálov.

Pôvodne vynájdené ako zosilovací element pre zariadenia na zintenzívnenie obrazu. MCP je priamo citlivé na nabitú časticu a energetické fotóny, čo rozšírilo ich použitie

do roznych oblastí fyziky, napríklad astronómia alebo jadrová fyzika, kde dodnes väčšina aplikácií využíva superiorné časové rozlíšenie MCP.



Obr.3: Štruktúra MCP [3]

Teória fungovania MCP

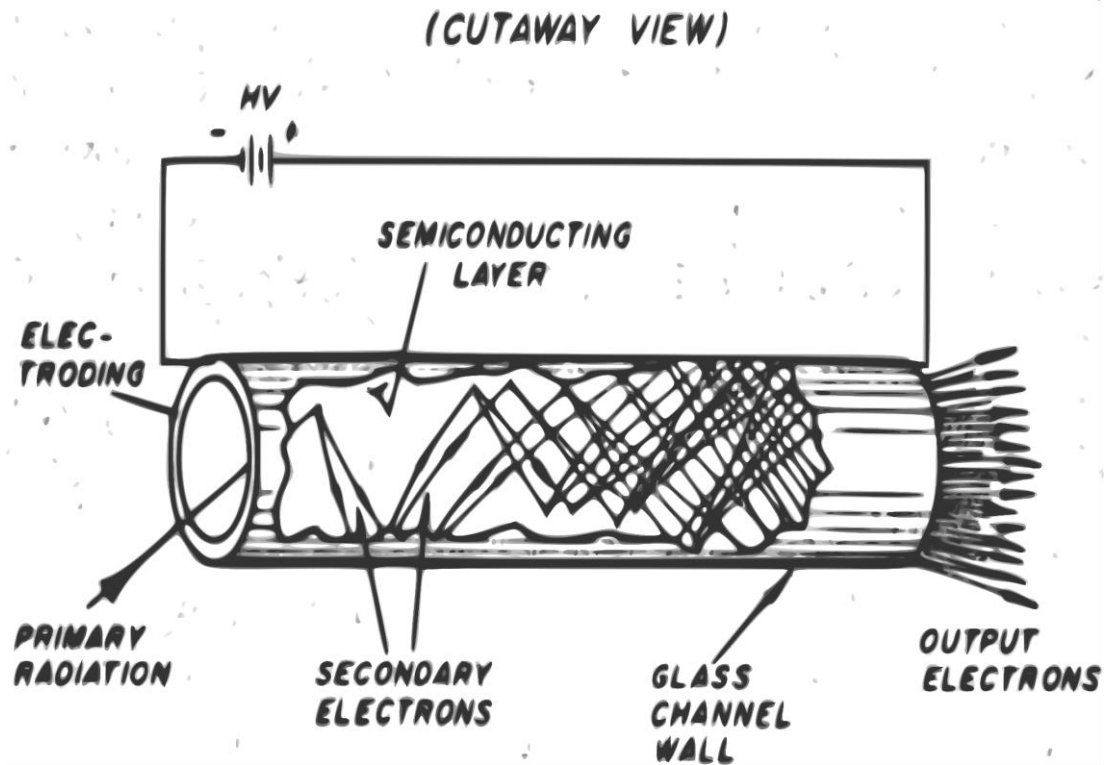
Elektrónový násobič s priamym kanálom

Popis tohto násobiča vidíme na obrázku 2. Elektrón vstupuje do násobiča, kde dopadá na vnútornú stenu a produkuje δ sekundárne elektróny. Tie rovnakým spôsobom produkujú ďalšie sekundárne elektróny δ^2 . Celkový nárast G teda určíme $G = \delta^n$. Ak predpokladáme, že sekundárna emisia je ortogónalna k stenám kanálu, potom platí

$$G = \left(\frac{AV}{2bV_0^{1/2}} \right)^{4V_0 a^2 / V}, \quad (1)$$

kde V je celkové napätie kanálu, V_0 je pôvodná energia emitovaného sekundárneho elektrónu (~ 1 eV), b je pomer dĺžky k priemeru kanálu, A je konštanta

proporcionality vo vzťahu $\delta = AV_c^{1/2}$, kde V_c je kolízna energia elektrónu v jednotkách elektrónvoltov. S narastajúcim napätím sa zvyšuje aj δ , pretože každá kolízia nastane pri vyššej energii V_c . Zároveň počet kolízií v kanáli musí klesať, čo spôsobuje extrém v závislosti zisku (gain) na napätí. Závislosť je vykreslená na obrázku 5 pre MCP s priamym kanálom.



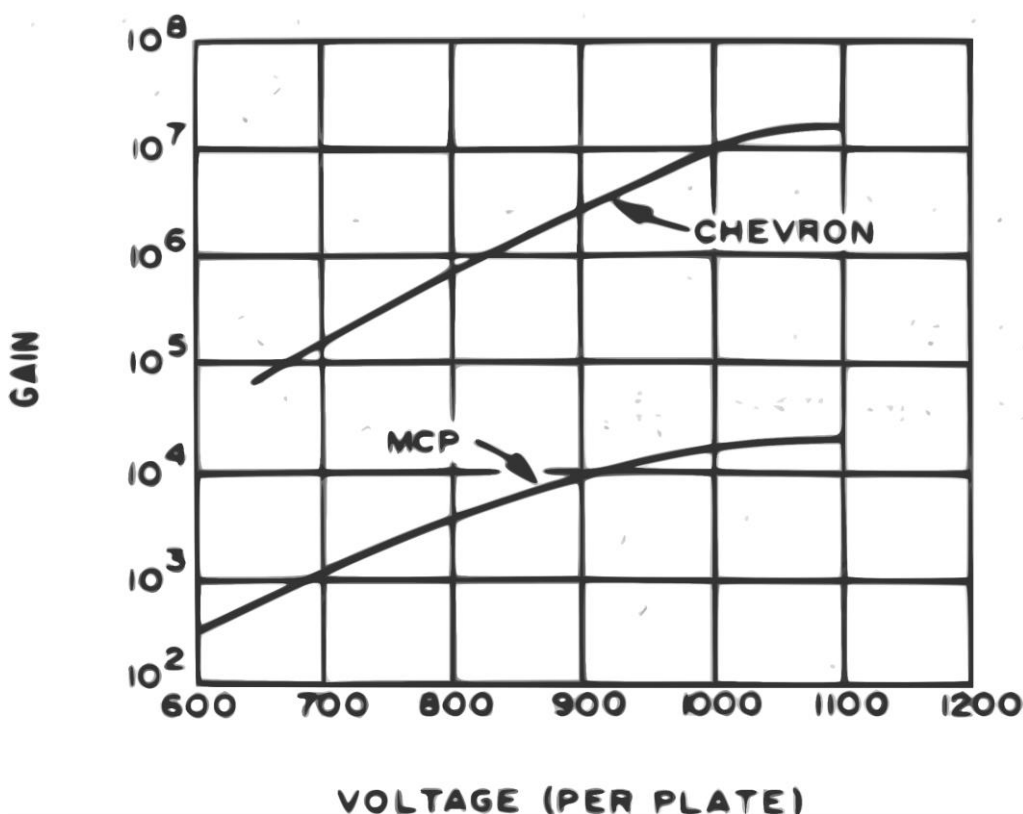
Obr. 4: Elektrónový násobič s priamym kanálom [3]

Namiesto vyobrazenia maxima sa krivka vyrovnáva pre veľké napätia. To je spôsobené sekundárnou emisiou, ktorá však nie je kolmá na steny kanálu. Rovnica (1) tiež vykazuje extrém v b , čo naznačuje, že existuje nárast, pri ktorom zmeny b z kanálu do kanálu majú minimálny efekt. Z tejto rovnice a z podmienky $\frac{d}{db} [\ln(G)] = 0$ dostaneme $b_M = \frac{V}{16,5}$ a $G_M = e^{0,0074V}$, kde b_M a G_M sú hodnoty v extréme. Hodnoty b sa typicky pohybujú v rozmedzí 40 – 60 pre MCP používané na zintentívnenie obrazu. Násobiče s priamymi kanálmi majú nárast v intervale 10^3 až 10^5 . So zvyšujúcim nárastom sa zvyšuje aj pravdepodobnosť vytvárania kladných iónov v oblasti s vysokou hustotou náboja na výstupe z kanálu. Tieto ióny sú produkované zrážkami elektrónov s molekulami plynu pri izbovom tlaku väčšom ako 10^{-4} Pa a s plynom molekúl uvoľnených zo stien kanálu kvôli nárazom elektrónov. Pri vákuovom fotonásobiči môžu ióny produkovať ďalšie sekundárne

elektróny. Ak sa jedná o veľké jednoduché kanály, tak môžeme tvorbu iónov potlačiť zakrivením kanálov.

Chevronové usporiadanie

Ako sme spomenuli, tvorbu iónov môžeme potlačiť zakrivením kanálov. Avšak je náročné použiť tento spôsob v tenkých mikrokanálových platniach (okolo 0,5 mm). Namiesto toho sa používa takzvané Chevronové usporiadanie. Platne sú orientované tak, aby uhly poskytovali dostatočne veľkú zmenu smeru na to, aby zabránili iónom, tvoriacim sa na vývode zadnej platne, dostať k vstupu prednej platne. Typicky sú platne vzdialené 50 – 150 μm a nezávisle fungujú so ziskom v ráde 10^4 . Avšak celé usporiadanie má zisk o niekoľko rádov vyšší ($> 10^7$) kvôli excitácii niekoľkých kanálov v MCP 2 len za pomoci jedného kanálu MCP 1. Všetko o MCP čerpané zo zdroja [3].



Obr. 5: Porovnanie zisku v závislosti na napätí pre MCP s priamymi kanálmi a MCP v Chevronovom usporiadaní [3]

Technické parametre

Pre využitie detektora na konkrétne aplikácie je potrebné brať do úvahy určité kľúčové parametre ako sú mŕtva doba, efektivita detekcie, životnosť a časová odozva.

Efektivita detekcie kanálových násobičov pre rôzne žiarenia môžeme vidieť v tabuľke 1 ([3] str.7). Obsahuje informácie z jednokanálových elektrónových násobičov a MCP. Meranie pomocou jednokanálových násobičov sa ľahšie interpretujú, pretože môžeme použiť techniky merania pulzov.

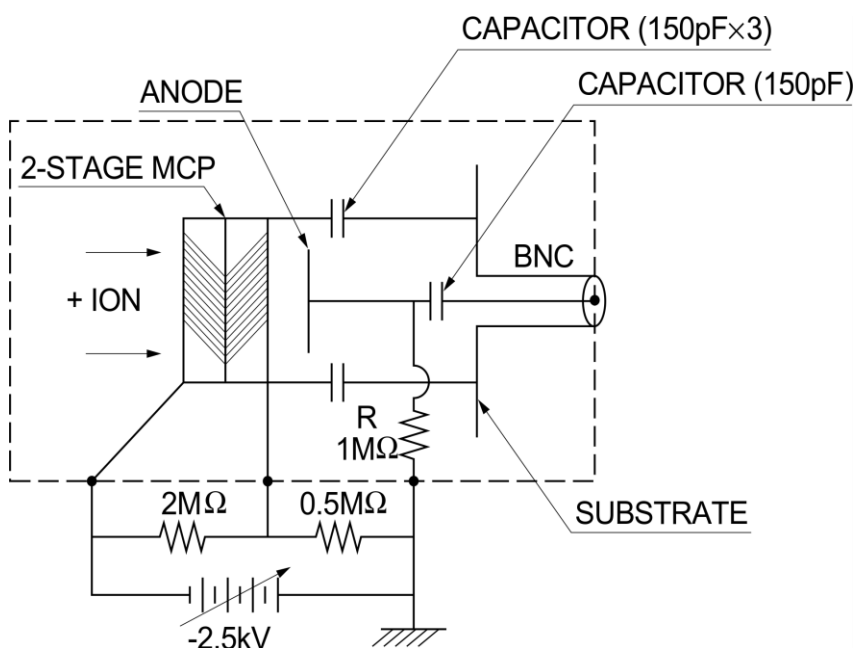
Na zistenie mŕtvej doby MCP začneme úvahou, že MCP je rovnobežný doskový kondenzátor. Po tom ako kanál „vystrelí“, musí sa náboj na stenách kanála obnoviť. Z dôvodu exponenciálneho násobenia kanálov je väčšina náboja minutá z posledných 20% jeho dĺžky. Ak budeme predpokladať, že MCP má určité typické parametre ([3] str.9), dostaneme mŕtvu dobu jedného kanálu okolo 20 ms. Avšak v MCP máme približne 10^6 kanálov, ktoré viac menej fungujú nezávisle od seba, čo nám činí efektívnu mŕtvu dobu MCP v rádoch $10^{-7} - 10^{-8}$ s. Samozrejme predpokladáme, že žiadny kanál nie je excitovaný viac ako raz za 10^{-2} s, čiže máme excitáciu rovnomerne rozmiestnenú po aktívnej ploche.

Životnosť MCP je určená zmenami na stenách jednotlivých kanálov spôsobenými dopadom elektrónov, hlavne v oblastiach s vysokým nárastom.

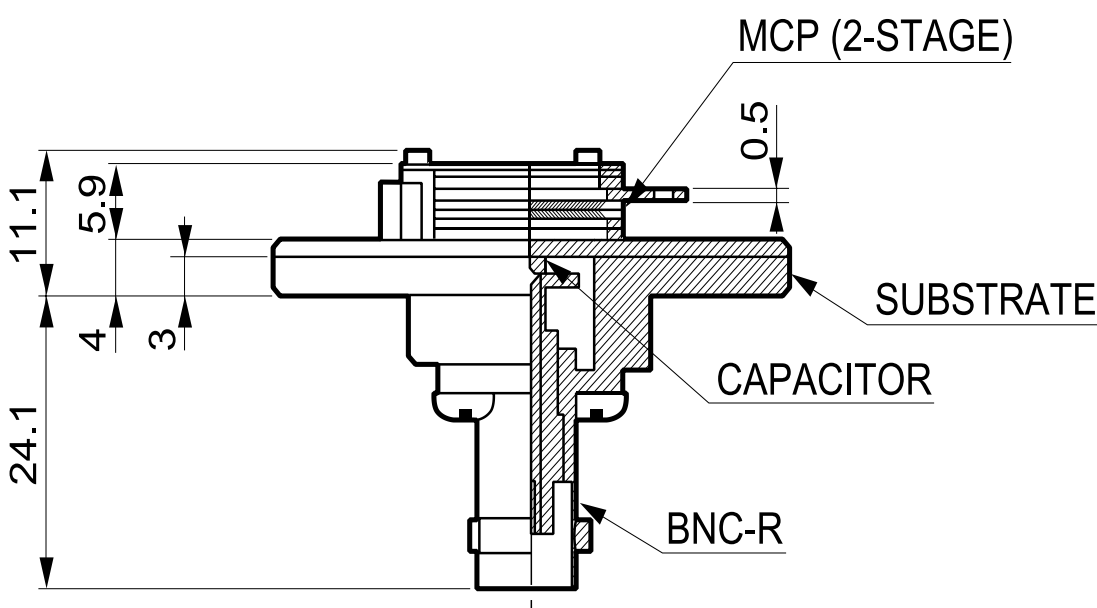
Tabuľka 1: Efektivita detekcie častíc v závislosti na energii žiarenia [3]

Typ žiarenia		Efektivita detekcie (%)
Elektróny	0.2 - 2 keV	50 - 85
	2 - 50 keV	10.60
Kladné ióny	0.5 - 2 keV	5.85
	2 - 50 keV	60 - 85
	50 - 200 keV	4.60
U.V. Radiácia	300 - 1100 A	5.15
	1100 - 1500 A	1.5
Mäkké lúče X	2 - 50 A	5.15
Diagnostické lúče X	0.12 - 0.2 A	1.00

V nami používanej aparátúre kryogenickej 22 – pólovej RF iónovej pasce bol v minulosti používaný scintilátor v kombinácii s fotonásobičom. Nahradený bol MCP kvôli zlepšeniu mŕtvej doby z rádu mikrosekúnd do rádu desiatok až stoviek nanosekúnd. Z konštrukcie MCP nám vyplýva, že akýkoľvek fotonásobič by sme mali, bolo by efektívnejšie fotonásobiče skombinovať do MCP pre lepšiu mŕtvu dobu. Vhodným kandidátom sú aj polovodičové detektory. Tie spĺňajú všetky naše požiadavky a uvažuje sa nad ich použitím. Počas tejto práce bolo však používané MCP. Jeho parametre sú dokumentované v [4].



Obr.6: Schéma zapojenia MCP pre meranie kladných iónov [4]



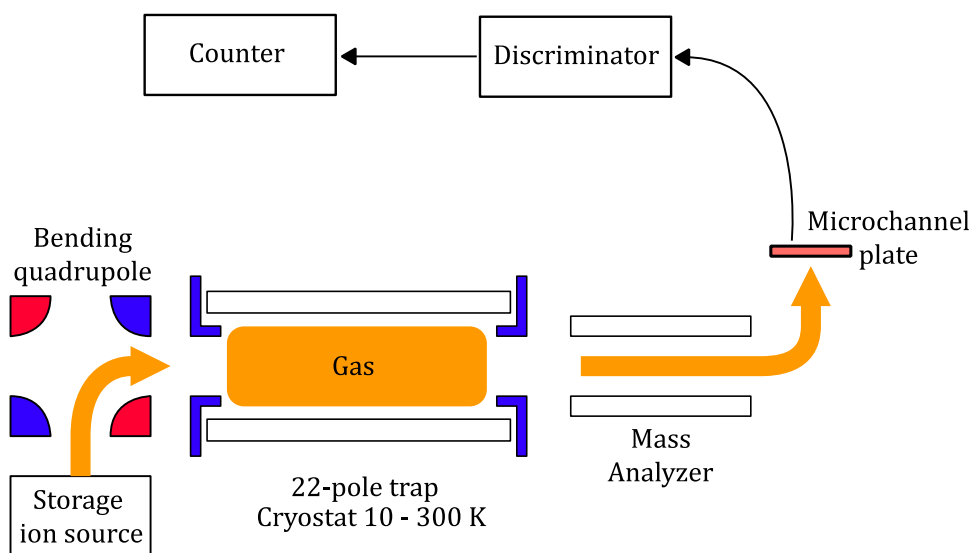
Obr. 7: Geometria a usporiadanie MCP: Hamamatsu F4655-12 v milimetroch [4]

Na obrázku 6 vidíme schému zapojenia MCP pre merania, kedy sú nastrelované kladné ióny. Vnútro ohraničené prerušovanou čiarou sa nachádza vo vákuu. Prilietajúci ión vchádza do MCP, kde je ión detekovaný a rozpoznávaný. Následne ho pritiahne anóda, ktorou signál putuje do kondenzátora. Potrebujeme rýchly prenos signálu, preto je kapacita kondenzátora malá. Následne prechádza BNC konektorom do diskriminátora. Parametre diskriminátora sú zdokumentované v [5]. Na obrázku 7 vidíme reálnu geometriu detektora v jednotkách milimetrov.

2. Experiment

2.1 Aparatúra

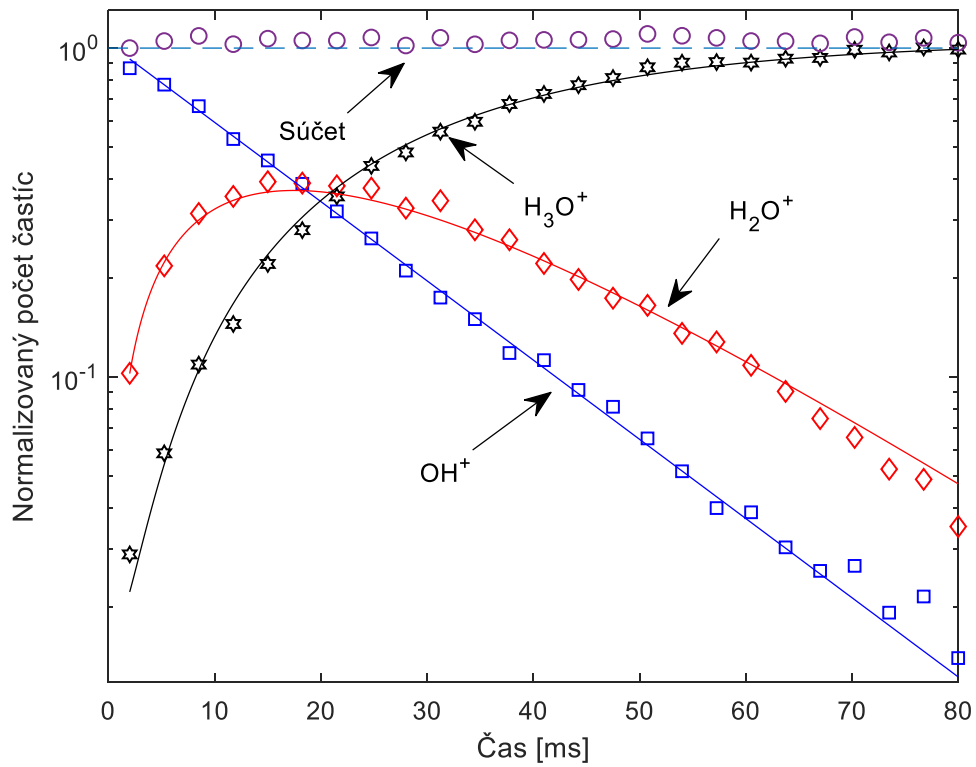
Merania boli vykonané za použitia kryogénnej 22-pólovej RF iónovej pasce (AB-22PT) [6]. Táto aparatúra nám dovoľuje študovať interakciu neutrálneho reaktantného plynu s termálne chladným zhlukom iónov uväznenom elektrickým poľom. Telo 22-pólovej iónovej pasce je pripojené na studenú hlavicu, ktorá dokáže dosiahnuť teplotu 10 K. Ióny sú typicky uchované v zdroji po dobu 100 ms pred ich extrakciou. Po otvorení zdroja ióny prechádzajú cez quadrupólový hmotnostný spektrometer a sú vstrekané do iónovej pasce. V pasci dochádza ku zrážkam iónov s atómami plynu. Po uplynutí zvolenej doby, typicky v ráde desiatok až stovkách milisekúnd, sú zostávajúce ióny z pasce extrahované. Prechádzajú hmotnostným filtrom, kde sú vybraté podľa hmotnosti a napokon sú spočítané v MCP detektore. Počet detekovaných iónov je priamoúmerný počtu iónov konkrétnej hmotnosti v pasci. Efektivita detekovania môže závisieť na hmotnosti iónov. Schéma znázornená na obrázku 6.



Obr.8: Schéma aparatúry, na ktorej prebiehalo meranie. Ióny sú vypustené zo zdroja do pasce, kde sú určitú dobu držané, následne sú vypustené a detekované MCP. Získaný signál putuje do diskriminátora a do countera, kde sú počítané pulzy.

Ako príklad merania použijeme experiment z [6]. Majme v pasci pripravené plyny He a H_2 . V zdroji iónov máme kombináciu N_2O a H_2 plynov. Pomocou nárazov

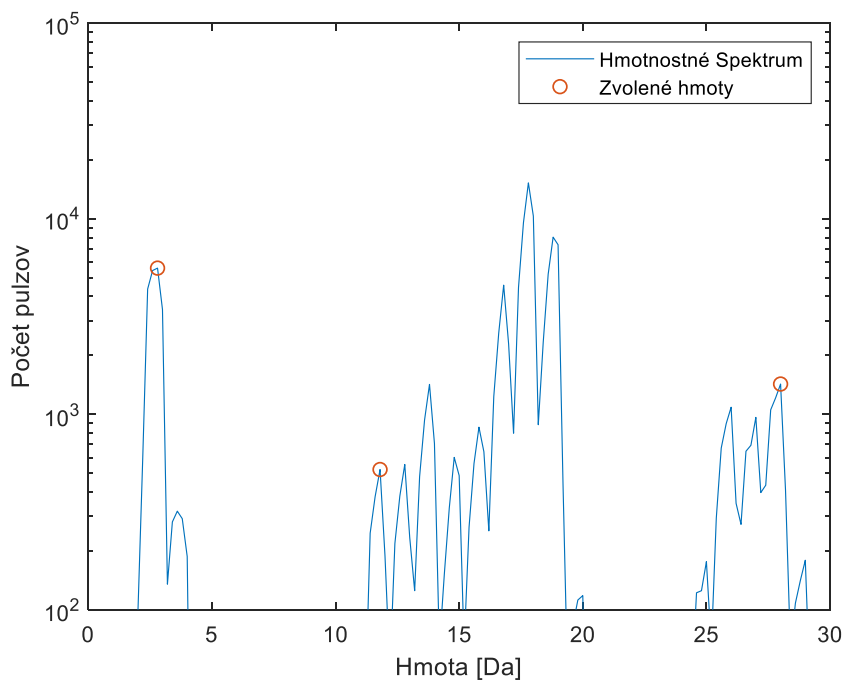
elektrónov sa vytvárajú hlavné reaktanty O^+ , OH^+ a H_2O^+ . Následne posielame a zachytávame ióny OH^+ v pasci, kde reagujú s plynom H_2 . Dôjde k vytvoreniu iónov H_2O^+ , ktoré tiež reagujú s plynom H_2 a vznikajú ióny H_3O^+ . Normalizované hodnoty a sumu počtov vidíme v grafe 1.



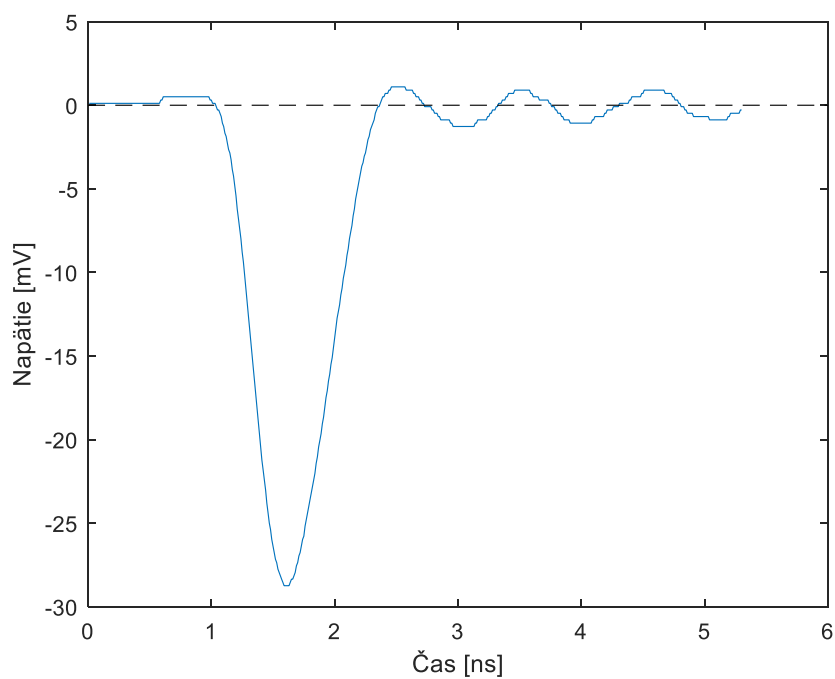
Graf 1: Vývoj počtu iónov OH^+ za vzniku produktov H_2O^+ a H_3O^+ [6]

2.2 Postup merania

Ideme študovať odozvu MCP pri dopade kladných iónov. Nastreľujeme jednotlivé častice, ktoré dopadajú s rovnakou energiou a odlišujeme ich len pomocou hmoty. Príklad nameraného pulzu na osciloskope vidíme v grafe 3 na nasledujúcej strane. Ako môžeme vidieť v okolí nulového napätia pozorujeme šum. Šum nepredstavuje žiadnu použiteľnú informáciu a aby nevchádzal do merania sa používa trigger. Jeho nastavenie je od určitej minimálnej hodnoty, kedy trigger zanedbáva šum, ľubovoľné. Evidentne voľbou triggera dochádza k nejakej strate pulzov, ktoré by boli započítane do merania, keby bol trigger nižší. Na diskriminátore je nastavený prah na 10 mV. Tým pádom všetky pulzy s amplitúdou nižšou tejto hodnote sú zanedbané. Zaujímá nás, aké percento nameraných dát strácame tým, že tento prah nechávame rovnaký pre rôzne nastreľované ióny v celej šírke hmotnostného spektra (od 2 do 30 Da). Dalton (Da) je jednotka prijatá do sústavy SI vyjadrujúca hmotu, definovaná ako 1/12 hmotnosti izotopu uhlíka 12 [7]. Vybrali sme si ióny, ktoré sú typicky používané pri meraniach na aparátúre. Týmto iónom odpovedajú hodnoty na hmotnostnom spektre: H_3^+ (3 Da), C^{++} (6 Da), C^+ (12 Da) a $C_2H_4^+$ (28 Da). Konkrétny tvar hmotnostného spektra je zdokumentovaný v grafe 2. Meranie pre ión C^{++} bolo vykonané v inú dobu a aj hmotnostné spektrum bolo iné. Pri meraní sme na získanie dát použili digitálny osciloskop Rohde-Schwarz-RTO1012 [8] so šírkou pásma 1 GHz a vzorkovacou frekvenciou 10 GigaSample na kanál. Namiesto používaného diskriminátora na zariadení zapojíme osciloskop do kanálu s 50 Ω termináciou. Použili sme záporný DC trigger na klesajúcu hranu v normálnom móde. Z dôvodu len 8-bitového rozlíšenia napätia osciloskopom sme sa rozhodli vykonať merania v dvoch rozsahoch. Prvý rozsah je oblasť v okolí prahu diskriminátora. Určený bol triggerom na -3,4 mV až po -48,8 mV. Druhý rozsah je ostatok závislosti. Zároveň sme požadovali aspoň nejaký prekryv týchto rozsahov, aby sme následne mohli zložiť merania do jednej, spojitšej závislosti počtu pulzov na napätí. Určili sme ho triggerom na -40 mV až po -200 mV. Merania sme vykonali pre počty pulzov 30 000 a 50 000. Merali sme od najmenej po najväčšiu hmotu s rovnakými parametrami pri napätí na MCP rovnému 2,844 kV, ktoré býva typicky používané pri meraniach na aparátúre. Z priebehov jednotlivých pulzov sme určili ich minimálnu hodnotu a tým sme určili amplitúdu príslušných pulzov. V grafe 3 vidíme príklad nameraného pulzu na osciloskope.



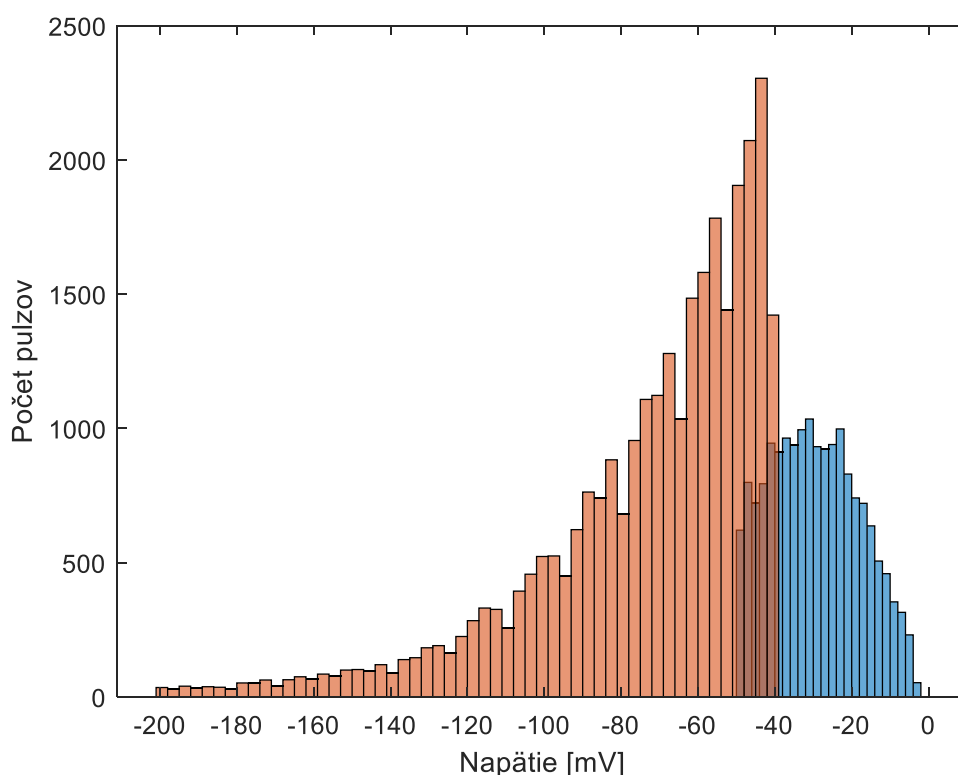
Graf 2: Príklad hmotnostného spektra pri meraní dát pre ióny H_3^+ , C^+ a $C_2H_4^+$



Graf 3: Nameraný pulz na osciloskope

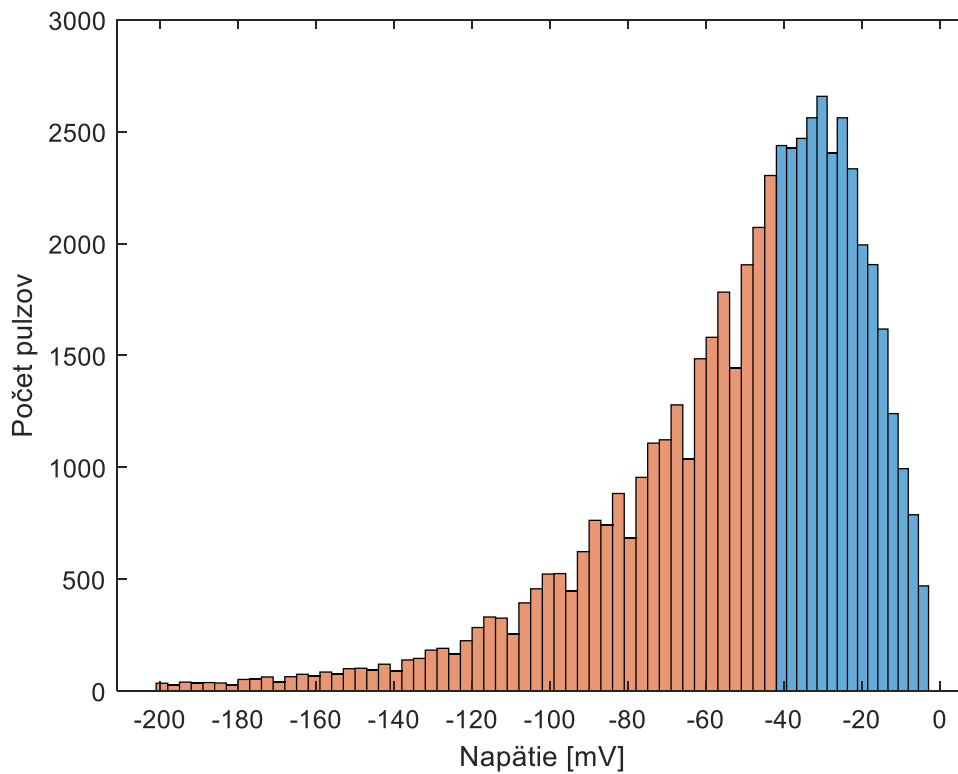
2.3 Histogramy

Výsledný súbor z osciloskopu, ako bolo spomenuté, obsahoval 30 000 alebo 50 000 pulzov. Každá táto hodnota nám udávala v podstate záporne branú amplitúdu pulzu. Začali sme teda vykreslením dát do histogramov. Po ich vykreslení sme zistili, že tvar závislosti sa pre meranie s vyšším počtom pulzov nemení. Preto sme sa rozhodli zamerať na merania s počtom pulzov 30 000. Následne sme zmerané rozsahy -3,4 až -48,8 mV a -40 až -200 mV vložili do jedného histogramu. Náhľad tohto typu histogramu je zdokumentovaný v grafe 4.



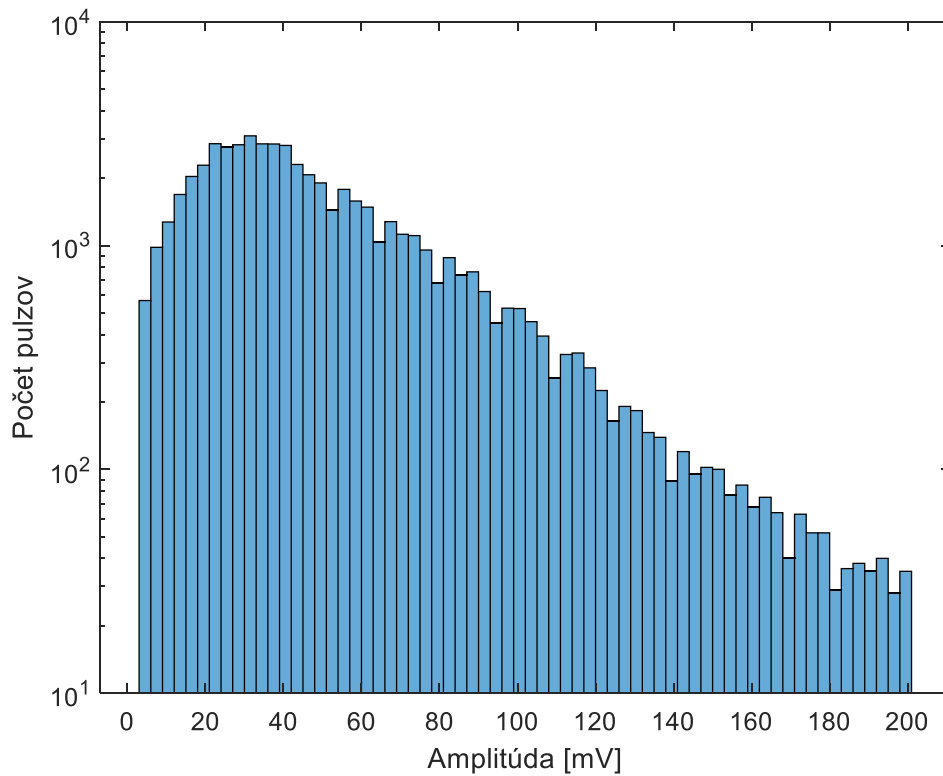
Graf 4: Namerané hodnoty v oboch rozsahoch závislosti počtu na napätí pre H_3^+

Na grafe je vidno, že je nutné upraviť binovanie a zvýšiť počet pulzov pre menší rozsah. Keďže tvar závislosti sa nemení s počtom pulzov a je možné meranie zopakovať s tým, že by sme pulzy navýšili na 60 000, nie je problém naše dáta vhodne vynásobiť a dostať vyžadovaný efekt. Následne sme ich „zložili“ tak, že sme vyradili prekrývajúce sa hodnoty a upravili binovanie. Výsledok je zdokumentovaný v grafe 5.



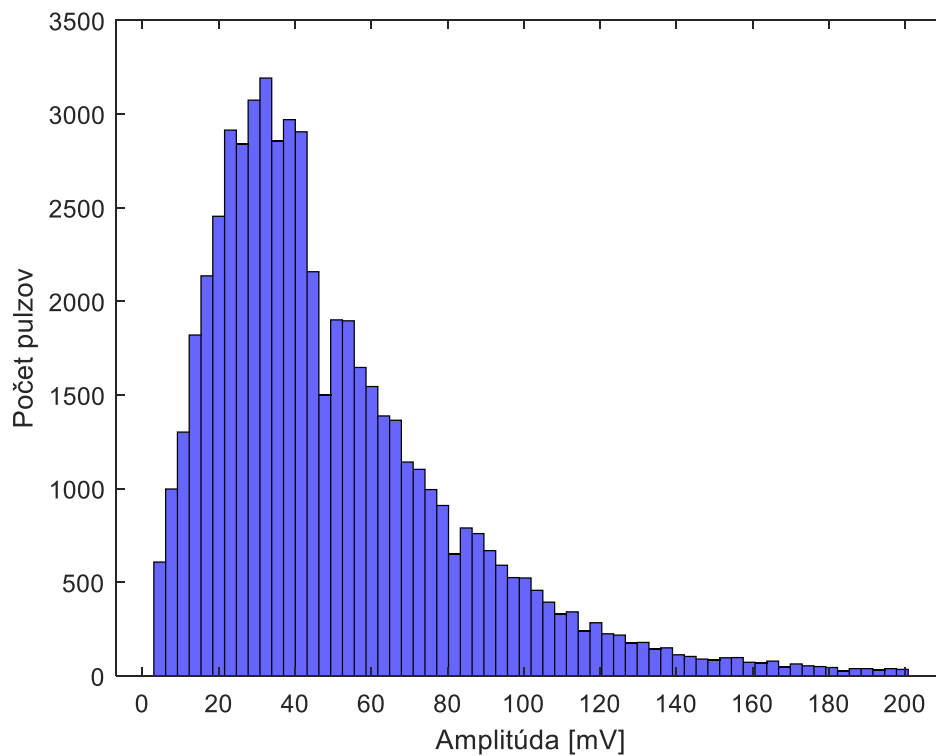
Graf 5: Napojenie hodnôt oboch rozsahov závislosti počtu na napätí pre H_3^+

Nakoniec sme na horizontálnej osi vykreslili absolútnu hodnotu napätia, aby sme mohli hovoriť o amplitúde vrcholov pulzov. Zároveň sme vykreslili aj histogram v logaritmickú škálu. Zdokumentovaný v grafe 6 na ďalšej strane. Z neho je vidieť, že sú relevantné aj pulzy pre väčšie hodnoty napätia, čo je dôležité pri zisťovaní percentuálnej straty dát spôsobenej zvoleným prahom na diskriminátore.

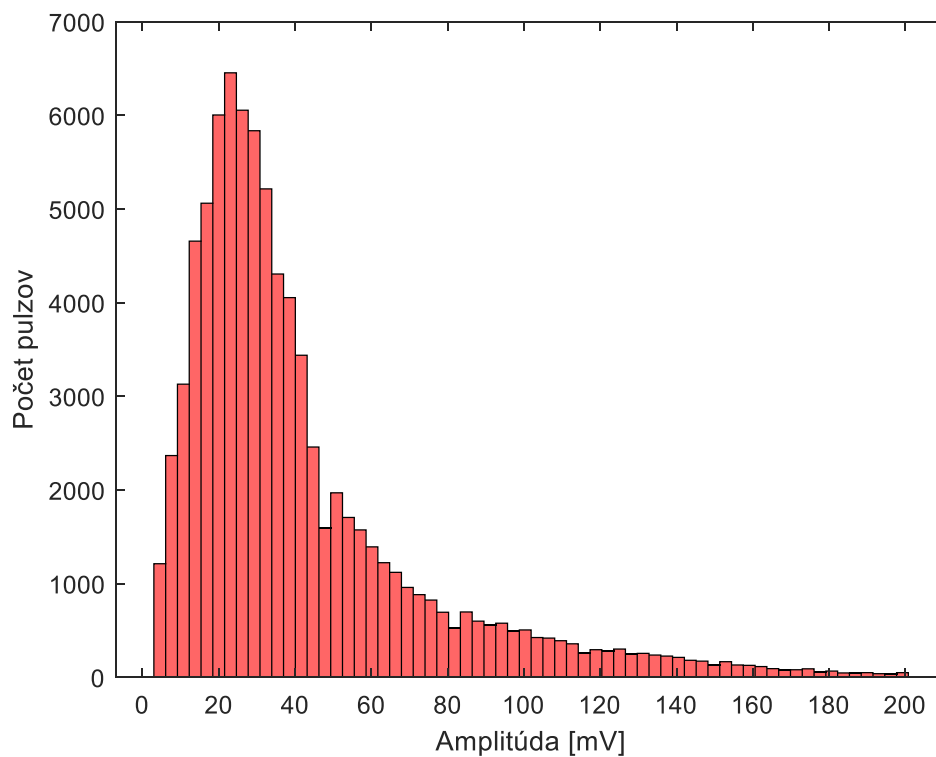


Graf 6: Závislosť počtu pulzov na amplitúde v logaritmickej škále pre H_3^+

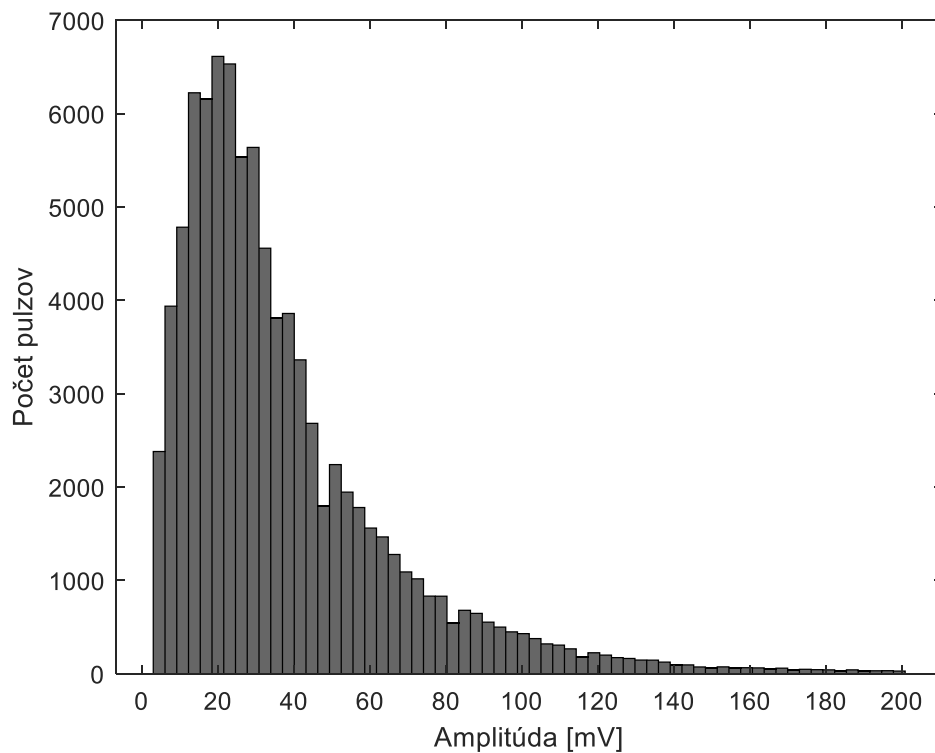
Rovnakým procesom sme spracovali aj ostatné ióny. Histogramy všetkých iónov sú zobrazené v grafoch 7 až 10. Histogramy pripomínajú Poissonovo rozdelenie. Môžeme vidieť, že závislosť pre ión H_3^+ má výraznejší rast a pokles ako závislosti pre ťažšie ióny. Občasné skoky binov sú spôsobené šumom a vzorkovaním osciloskopu. Nemajú hlbší fyzikálny význam.



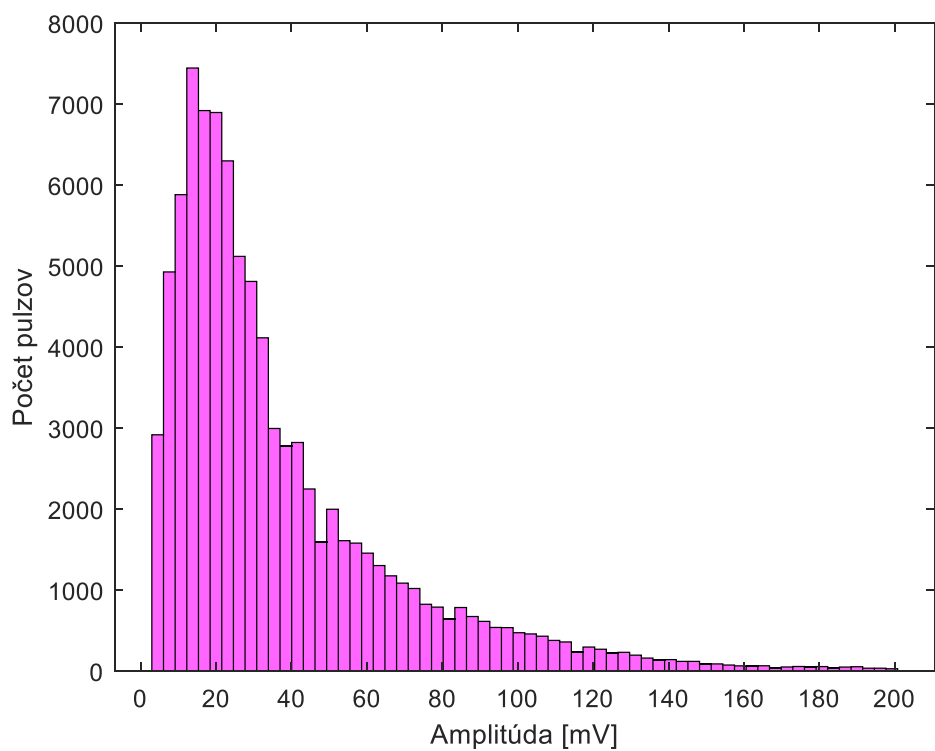
Graf 7: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre H_3^+



Graf 8: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre C^{++}



Graf 9: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre C^+



Graf 10: Výsledná závislosť počtu pulzov na amplitúde pre $C_2H_4^+$

2.4 Momentová charakteristika

Rozhodli sme sa tieto závislosti porovnať aj exaktne. K tomu nám pomôže momentová charakteristika [9]. Momenty rozdelení sú definované cez funkcie náhodnej premenej X , väčšinou značenej $h(X)$, následovne:

$$E[h(X)] = \int_{-\infty}^{\infty} h(x) \cdot f(x, \theta) dx \quad (2)$$

Integrál je definovaný v zmysle funkcií hustoty $f(x, \theta)$, preto je väčšinou $E[h(X)]$ nejaká funkcia $g(\theta)$. Vybratím špecifických tvarov funkcie $h(X)$, dostaneme niekoľko tvarov funkcie $g(\theta)$, ktoré obsahujú to, čo nazývame momentami funkcie $f(x, \theta)$. Keď dosadíme za $h(X) = X$, pričom X patrí reálnym číslam, tak dostaneme z definície **priemer** rozdelenia:

$$E(X) = \mu = \int_{-\infty}^{\infty} x \cdot f(x, \theta) dx \quad (3)$$

Tento predpis platí pre spojité náhodné premenné, pre diskkrétne premenné zameníme integrál za sumu. Ak dosadíme $h(X) = [X - E(X)]^2$ do rovnice (2), tak dostávame definíciu **variance**:

$$Var(X) = E\{[X - E(X)]^2\} = \int_{-\infty}^{\infty} [x - \mu]^2 \cdot f(x, \theta) dx \quad (4)$$

Znovu pre diskkrétne hodnoty použijeme namiesto integrálu sumu. Variancia nám reprezentuje mieru variácie okolo priemeru. Z tohoto predpisu vieme definovať takzvané centrálné momenty rozšírením $h(X) = [X - E(X)]^n$, kde $n \in \{3, 4, \dots\}$. Budeme ich značiť:

$$\mu_n(\theta) = E\{[X - E(X)]^n\} = \int_{-\infty}^{\infty} [x - \mu]^n \cdot f(x, \theta) dx \quad (5)$$

Centrálné momenty môžeme normalizovať, čím dostaneme normalizované momenty. Prvý z týchto momentov nám poskytuje informáciu o možnej asymetrii okolo priemeru. Nazývame ho **šikmost'** a je definovaný ako:

$$\alpha_3(X) = \frac{\mu_3}{[Var(X)]^{\frac{3}{2}}} \quad (6)$$

Ak je rovný nule, tak je rozdelenie symetrické okolo priemeru. Druhý z momentov nám vyjadruje mieru špicatosti vrcholu s ohľadom na „chvosty“ rozdelenia. Nazývame ho **špicatosť** a je definovaný ako:

$$\alpha_4(X) = \frac{\mu_4}{[\text{Var}(X)]^2} \quad (7)$$

Zistili sme teda priemer, varianciu, šikmosť a špicatosť nameraných dát pre všetky ióny. Výsledky sme zdokumentovali v tabuľke 2.

Tabuľka 2: Momentová charakteristika pre rôzne ióny

Ióny	Priemer [mV]	Variancia [mV ²]	Šikmosť	Špicatosť
H ₃ ⁺	50	1,1	1,38	5,25
C ⁺⁺	42	1,1	1,87	6,78
C ⁺	37	0,9	1,83	6,81
C ₂ H ₄ ⁺	37	0,8	1,86	7,52

Môžeme vidieť, že priemerné výšky pulzov sa s rastúcou hmotou iónov zväčšujú, pološírky pulzov sa zmenšujú a mierne posúvajú smerom k nule. Tým pádom dochádza aj k väčšej hodnote špicatosti priamoúmerne s hmotnosťami iónov.

2.5 Prevod do funkčnej závislosti

Pre určenie koľko pulzov nebolo započítaných vplyvom voľby diskriminačnej úrovne, sme previedli informácie z histogramov do kriviek. Preto sme zistili polohy stredov binov nameraných hodnôt pre jednotlivé ióny. Tie nám poslúžia na prevod informácii do kriviek. Na fitovanie použijeme myšlienku z článku [10]. Detektorom zachytávali fotoelektróny. Rozdelenie výšky pulzu pre jeden fotoelektrón je veľmi dobre popísané gaussiánom. Gaussiánom [11] myslíme funkciu v tvare:

$$F(x, \sigma, \mu) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{x-\mu}{\sigma}\right)^2\right] \quad (8)$$

Kde σ je smerodajná odchýlka a μ je priemer alebo aj pozícia gaussiánu. Pre väčší počet fotoelektrónov (konkrétne 7) použili kombináciu gaussiánov. Z merania pre

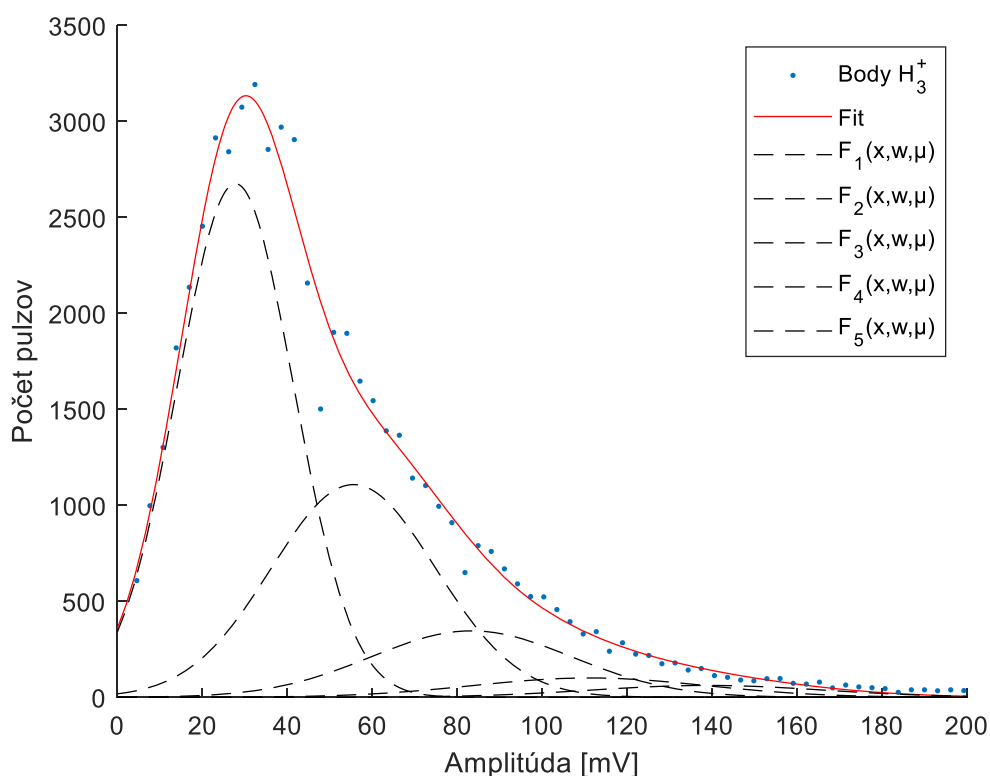
jeden fotoelektrón zobrali polohu vrcholu a pološírku rozdelenia a vytvorili podmienky pre gaussiány ďalších fotoelektrónov. Podmienky sú nasledovné: $w_N = w \cdot N$; $\mu_N = \mu \cdot \sqrt{N}$, kde N je číslo poradia fotoelektrónu. Prepíšeme rovnicu (8) do závislosti na pološírke a použijeme spomínané podmienky a dostávame:

$$F_N(x, w, \mu) = \frac{A_N}{w \sqrt{\frac{\pi \cdot N}{2}}} \exp \left[-2 \left(\frac{x - N \cdot \mu}{w \sqrt{N}} \right)^2 \right] \quad (9)$$

Prvý gaussián dostaneme, keď za N dosadíme 1, druhý keď za N dosadíme 2 a tak ďalej. Namerané hodnoty sme fitovali kombináciou prvých piatich gaussiánov, určených podľa rovnice (9):

$$f(x, w, \mu) = F_1(x, w, \mu) + F_2(x, w, \mu) + F_3(x, w, \mu) + F_4(x, w, \mu) + F_5(x, w, \mu) \quad (10)$$

Ukážka fitovania je zdokumentovaná v grafe 11.

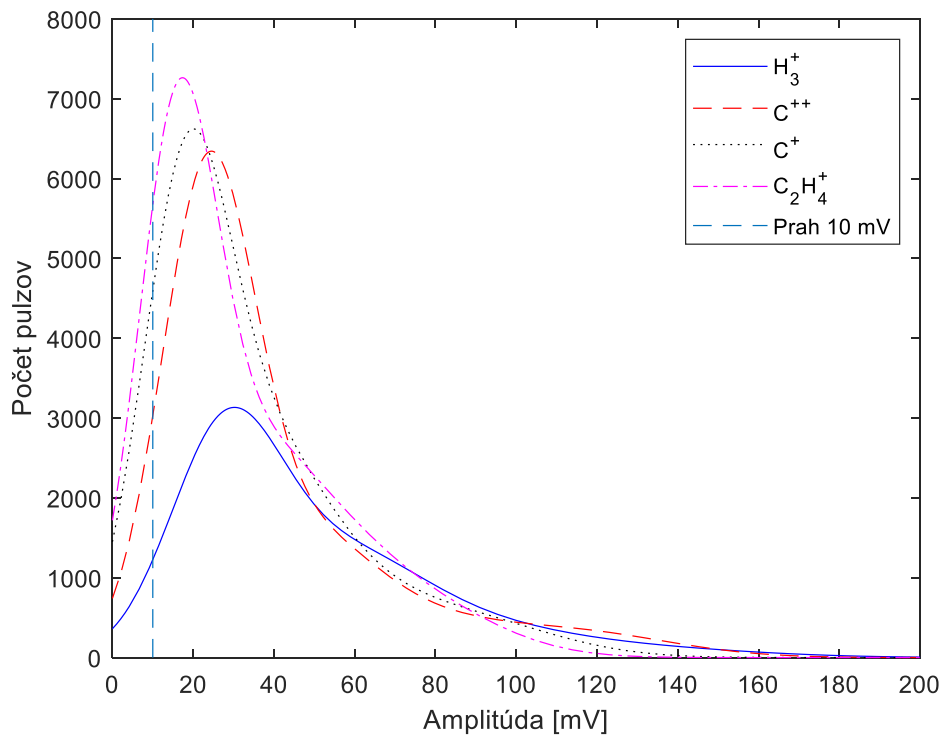


Graf 11: Ukážka fitu bodov stredov binov histogramu pre ión H_3^+

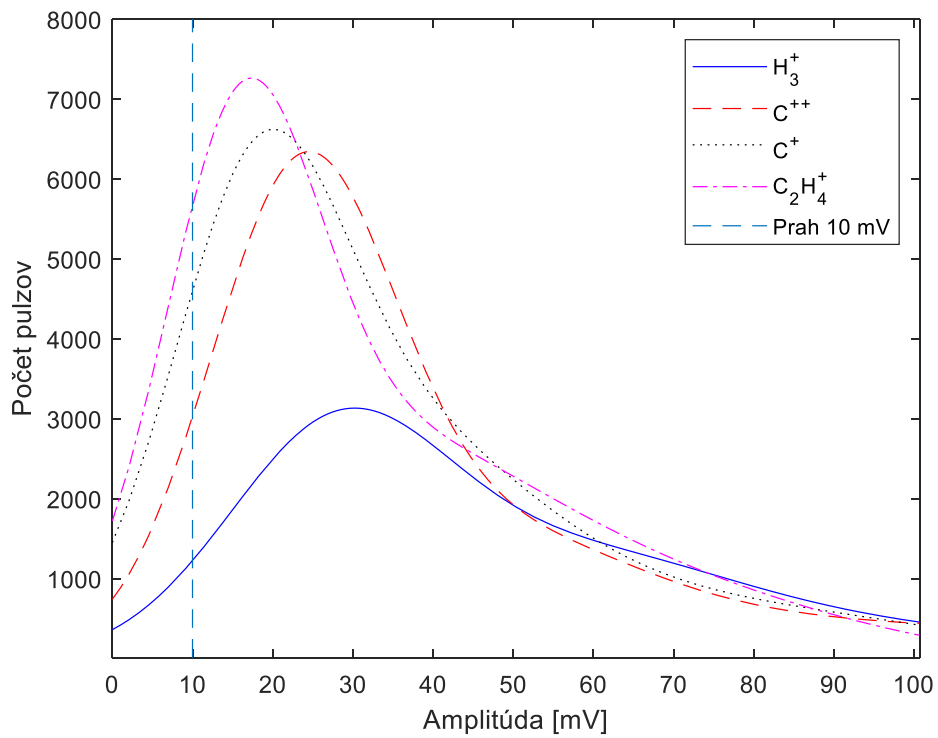
Rovnakým spôsobom sme spracovali merania prislúchajúce ostatným iónom. Do tabuľky 3 sme vložili hodnoty fitovacích parametrov gaussiánov pre všetky ióny.

Tabuľka 3: Koeficienty fitov funkcií podľa predpisu (10) pre jednotlivé ióny								
	H_3^+		C^{++}		C^+		$C_2H_4^+$	
	Hodnota	Chyba[%]	Hodnota	Chyba[%]	Hodnota	Chyba[%]	Hodnota	Chyba[%]
A1	91,56	8	168	4	143,8	11	144,8	9
A2	53,63	15	52,04	19	79,2	22	60,6	33
A3	20,52	54	19,56	65	32	75	37,6	50
A4	6,91	191	6,6	227	7,103	398	0	0
A5	4,7	192	16,6	61	22,8	73	39	37
w								
[mV]	27,38	7	23	4	21,4	8	18,97	7
xc								
[mV]	27,7	4	23,52	2	17,96	5	15,73	4

Môžeme vidieť, že chyby pre lineárne koeficienty tretieho, štvrtého a piateho gaussiánu sú vysoké. To však nie je veľký problém. Nás zaujíma hlavne oblasť závislosti v okolí amplitúd 10 mV, ktorá je fitovaná s veľmi dobrou presnosťou. V podstate pre nás kombinácia piatich gaussiánov nebola nutná a pravdepodobne by stačili prvé tri gaussiány. Rozhodli sme sa pre viac ako je potrebných kvôli vhodnejšiemu fitu oblasti s vyššími amplitúdami. Následne sme tieto fity vykreslili do grafu 12 pre porovnanie. Zároveň sme do grafu vložili aj používaný prah na diskriminátore 10 mV. Priblíženie charakteristiky sme vykreslili do grafu 13.



Graf 12: Porovnanie fitov hodnôt rôznych iónov



Graf 13: Približenie porovnania fitov, pre vizuálny odhad množstva stratených pulzov voľbou diskriminačnej úrovne

Nakoniec sme určili, koľko dát strácame s nastaveným prahom diskriminátora na 10 mV. Postupovali sme nasledovne. Zobrali sme funkciu popisujúcu fit (znač. $f(x)$) nameraných dát pre príslušné ióny. Vypočítali sme určitý integrál funkcie $f(x)$ s medzami od 0 do 200 mV.

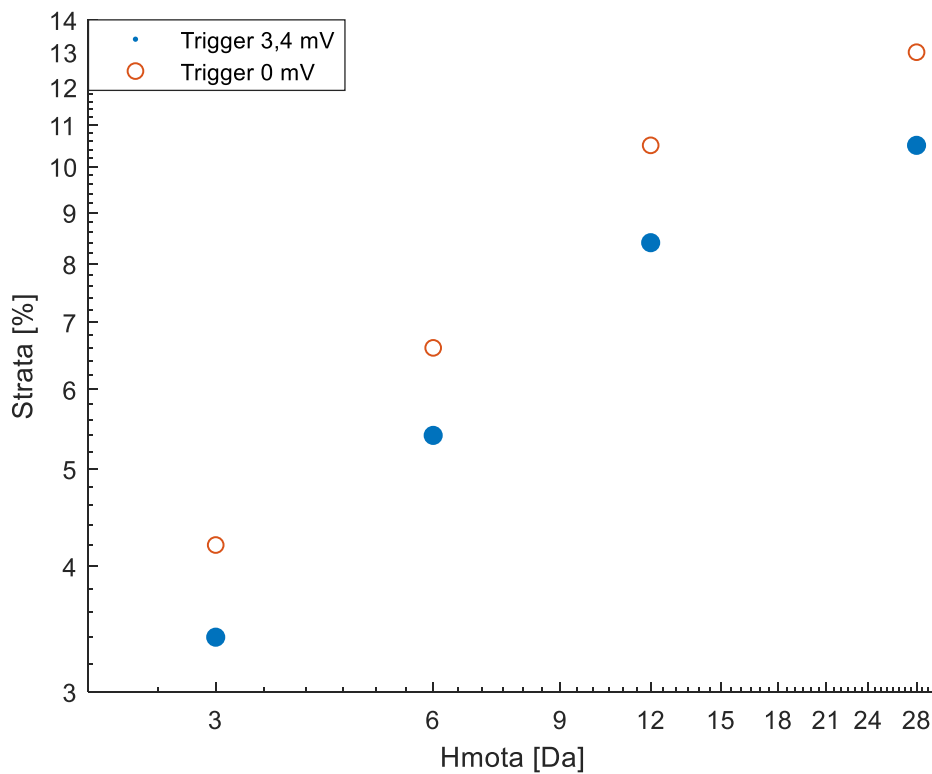
$$\int_0^{200 \text{ mV}} f(x)dx = S_1 \quad (10)$$

Tým sme určili obsah plochy pod funkčnou krivkou na rozsahu napätia od 0 do 200 mV. Rovnako sme určili obsah plochy pod funkčnou krivkou na rozsahu napätia od 0 mV do prahu na diskriminátore, ktorý je rovný 10 mV.

$$\int_0^{10 \text{ mV}} f(x)dx = S_2 \quad (11)$$

Na záver sme podielom obsahov plôch S_2 a S_1 určili stratu pulzov vplyvom diskriminačnej úrovne. Hodnoty sme previedli do percentuálnej straty. Rovnakým postupom sme určili stratu dát pre meraný rozsah napätia od 3,4 do 200 mV s prahom na diskriminátore 10 mV. Prípád nulového triggera berieme ako hypotetický ideálny stav, kedy by sme zaznamenali všetky ióny bez vplyvu šumu. Výsledok sme zdokumentovali v tabuľke 4.

Tabuľka 4: Určenie hodnoty percentuálnej straty dát pri prahu 10 mV		
Trigger	3,4 mV	0 mV
Ióny	Strata [%]	Strata [%]
H ₃ ⁺	3,4	4,2
C ⁺⁺	5,4	6,6
C ⁺	8,4	10,5
C ₂ H ₄ ⁺	10,5	13,0



Graf 14: Odhad straty pulzov v závislosti na hmote iónov v logaritmických škálach

V grafe vidíme, že závislosť je v podstate mocninová s ľahkým poklesom vo vyšších hodnotách hmoty. Vzhľadom na používané hmotnostné spektrum môžeme povedať, že strata pre ióny s hmotou 30 Da by nemala prekročiť 15 %. Tým sme určili hornú hranicu chyby, akej sa dopúšťame pri meraní so zvoleným prahom 10 mV na diskriminátore a zároveň sme porovnali straty medzi jednotlivými hmotami.

Záver

Zisťovali sme odozvu MCP pri nastreľovaní rôznych iónov. Používaný diskriminátor na aparátúre iónov pasce má nastavený prah na 10 mV. Zaujímá nás, akej chyby sa dopúšťame (koľko percent pulzov strácame) pri tejto hodnote prahu pre všetky merania za použitia iónov o rôznych hmotnostiach. Vybrali sme si 4 ióny z hmotnostného spektra v rozsahu 2 až 30 Da. Jednalo sa o kladné ióny. Zbieranie dát prebiehalo za pomoci osciloskopu. Určili sme si počet pulzov, ktorý chceme namerať na následné vyhodnotenie. Závislosť pulzov na napätí na osciloskope pripomína Poissonové rozdelenie. Pre nás podstatná časť závislosti bola jej oblasť v okolí amplitúdy 10 mV. Preto sme merali v dvoch vzájomne sa prekrývajúcich rozsahoch, aby sme dosiahli väčšej presnosti merania v pre nás zaujímavej oblasti závislosti. Namerané dáta sme následne previedli do histogramov. Zistili sme hodnoty stredov jednotlivých binov, ktoré sme nafitovali lineárnou kombináciou gausiánov podľa zdroju [10]. Nakoniec sme zistili plochu pod získanými fitmi a určili, koľko percent pulzov strácame s nastaveným prahom na diskriminátore. Učinili sme tak pre našu konkrétnu hodnotu triggeru na osciloskope (3,4 mV) a zároveň sme odhadli, akej maximálnej chyby sa môžeme dopúšťať tým, že zoberieme do úvahy ideálny stav, kedy zaznamenáme všetky ióny bez vplyvu šumu. Prehľad výsledkov sme vložili do tabuľky 4 a hodnoty straty v závislosti na hmote príslušných iónov sme vykreslili do grafu 14. Použili sme logaritmickú škálu na obe osy grafu a je zrejmé, že sa jedná o mocninovú závislosť pre väčšinu závislosti. Najťažší ión použitý pri meraní mal hmotu 28 Da. Strata pulzov pri tomto ióne s triggerom 3,4 mV bola 10,5%. Môžeme odhadovať z tvaru závislosti, že strata pre najťažšie používané ióny pri meraní (hmota 30 Da) nebude presahovať 13%. Odhadli sme teda hornú hranicu straty s nastaveným prahom diskriminátora na 10 mV. Zároveň sme aj porovnali straty pre jednotlivé ióny.

V prípadoch, kedy sú študované ióny s podobnými hmotami (príklad v kapitole 2.1.), je vplyv zvoleného prahu diskriminátora na počet detekovaných iónov v jednotkách percent. Ak sú zároveň sledované veľmi ľahké aj veľmi ťažké ióny, tak by bolo vhodné predradiť pred diskriminátor vhodný zosilovač s odpovedajúcou šírkou pásma väčšou ako 100 MHz a upraviť diskriminačnú úroveň. Príklad zosilovača, ktorý bude možné použiť nájdete na [12]. V tejto práci bola zavedená metóda

kontroly vhodnosti nastavenia prahu diskriminácie pre detekciu rôznych iónov v experimente nízкотеплотnej iónovej pasce. To je dôležité aj pre ďalšie merania, pretože vlastnosti detektora sa môžu v čase zmeniť.

Referencie

- [1] Grupen C. and Shwartz B.A. *Particle Detectors Second Edition*, New York: Cambridge University Press; 2008. str. 90 – 130
- [2] Kittel C. *Introduction to Solid State Physics*, 8th edition. New York: Wiley; 2005. str. 187 - 190
- [3] Wiza J.L. *Microchannel plate detectors*. Nuclear Instruments and Methods. Volume 162, Issues 1-3; 1979, Pages 587-601. [citované 1.5.2019]. doi: 10.1016/0029-554X(79)90734-1
- [4] MCP: HAMAMATSU F4655-12. Hamamatsu. [citované 1.5.2019]. Dostupné z: http://www.datasheetcatalog.com/datasheets_pdf/F/4/6/5/F4655-12.shtml
- [5] Discriminator 300 MHz MODEL 6904. Phillips Scientific. [citované 1.5.2019]. Dostupné z: <http://www.phillipsscientific.com/pdf/6904ds.pdf>
- [6] Thuy Dung Tran, Serhiy Rednyk, Artem Kovalenko, Štěpán Roučka, Petr Dohnal, Radek Plašil, Dieter Gerlich, Juraj Glosík. Formation of H_2O^+ and H_3O^+ Cations in Reactions of OH^+ and H_2O^+ with H_2 : Experimental Studies of the Reaction Rate Coefficients from $T = 15$ to 300 K. *The Astrophysical Journal*; 2018, 854(1): str. 2-3. doi: 10.3847/1538-4357/aaa0d8
- [7] *The International System of Units (SI). 8th edition*. Paris: International Bureau of Weights and Measures; 2006. [citované 1.5.2019]. str. 126. Dostupné z: https://www.bipm.org/utis/common/pdf/si_brochure_8_en.pdf
- [8] Rohde-Schwarz-RTO1012. Rohde & Schwarz [citované 1.5.2019]. Dostupné z: <http://www.testequipmenthq.com/datasheets/Rohde-Schwarz-RTO1012-Datasheet.pdf>
- [9] Spanos A. *Probability Theory and Statistical Inference: Econometric Modeling with Observational Data*. New York: Cambridge University Press; 2003. str. 105, 107, 116-118
- [10] Orlov D.A., DeFazio J., Duarte Pinto S., Glazenborg R., Kernen E. High quantum efficiency S-20 photocathodes in photon counting detectors. *Journal of Instrumentation*; 2016, 11: str. 5. doi: 10.1088/1748-0221/11/04/C04015
- [11] Abramowitz M, Stegun IA. *Handbook of mathematical functions*. New York: Dover Publications; 1972. str. 930
- [12] DC-300 MHz MODEL 6950. Phillips Scientific. [citované 1.5.2019]. Dostupné z: <http://www.phillipsscientific.com/pdf/6950ds.pdf>

Zoznam tabuliek

Tabuľka 1: Efektivita detekcie častíc v závislosti na type radiácie. str. 10

Tabuľka 2: Koeficienty fitov pre jednotlivé ióny. str. 23

Tabuľka 3: Momentová charakteristika, výšky vrcholov fitov a ich pološírky pre rôzne ióny. str.25

Tabuľka 4: Hodnoty percentuálnej straty informácie pri prahu diskriminátoru 10 mV. str. 27

Zoznam obrázkov

- Obr.1: Schéma jednoduchej ionizačnej komory. str.3
- Obr.2: Schéma fotonásobiča. str. 5
- Obr.3: Štruktúra MCP. str. 7
- Obr.4: Elektrónový násobič s priamym kanálom. str. 8
- Obr.5: Porovnanie zisku v závislosti na napätí pre MCP s priamymi kanálmi a MCP v Chevronovom usporiadaní. str. 9
- Obr.6: Schéma zapojenia MCP pre meranie kladných iónov. str. 11
- Obr.7: Geometria a usporiadanie MCP. str. 11
- Obr.8: Schéma aparatury. str. 13
- Graf 1: Normalizovaný časový vývoj činidla OH^+ , produktu H_2O^+ a H_3O^+ iónov. str.14
- Graf 2: Hmotnostné spektrum pri meraní dát pre ióny H_3^+ , C^+ a $C_2H_4^+$. str. 16
- Graf 3: Nameraný pulz na osciloskope. str. 16
- Graf 4: Namerané hodnoty v oboch rozsahoch závislosti počtu na napätí pre H_3^+ . str.17
- Graf 5: Napojenie hodnôt oboch rozsahov závislosti počtu na napätí pre H_3^+ . str. 18
- Graf 6: Závislosť počtu pulzov na amplitúde v logaritmickej škále pre H_3^+ . str.19
- Graf 7: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre H_3^+ . str. 20
- Graf 8: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre C^{++} . str. 20
- Graf 9: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre C^+ . str. 21
- Graf 10: Výsledná závislosť počtu na amplitúde pre $C_2H_4^+$. str. 21
- Graf 11: Ukážka fitu pre ión H_3^+ . str. 24
- Graf 12: Porovnanie fitov hodnôt rôznych iónov. str. 26
- Graf 13: Priblíženie porovnania fitov. str. 26
- Graf 14: Zobrazenie straty dát v závislosti na hmote iónov. str.