

**UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY**

**SLOVENSKÁ AKADÉMIA VIED
FYZIKÁLNY ÚSTAV**

HMOTNOSTNÁ SPEKTROSKOPIA EXOTICKÝCH JADIER

Dizertačná práca

BRATISLAVA 2014

Mgr. IVAN SIVÁČEK

**UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY**

**SLOVENSKÁ AKADEMIA VIED
FYZIKÁLNY ÚSTAV**

HMOTNOSTNÁ SPEKTROSKOPIA EXOTICKÝCH JADIER

Dizertačná práca

Študijný program: Jadrová a subjadrová fyzika

Študijný odbor: 4.1.5 Jadrová a subjadrová fyzika

Školiace pracovisko: Slovenská akadémia vied, Fyzikálny ústav, Oddelenie jadrovej fyziky

Školiteľ: Ing. Ján Kliman, DrSc.

BRATISLAVA 2014

Mgr. IVAN SIVÁČEK



Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

ZADANIE ZÁVEREČNEJ PRÁCE

Meno a priezvisko študenta: Mgr. Ivan Siváček
Študijný program: jadrová a subjadrová fyzika (Jednoodborové štúdium,
doktorandské III. st., denná forma)
Študijný odbor: 4.1.5. jadrová a subjadrová fyzika
Typ záverečnej práce: dizertačná
Jazyk záverečnej práce: slovenský
Sekundárny jazyk: anglický

Názov: Hmotnostná spektroskopia exotických jadier / *Mass Spectroscopy of Exotic Nuclei*

Školiteľ: Ing. Ján Kliman, CSc.
Katedra: FMFI.KJFB - Katedra jadrovej fyziky a biofyziky
Vedúci katedry: doc. RNDr. Stanislav Tokár, CSc.

Spôsob prístupnosti elektronickej verzie práce:
bez obmedzenia

Dátum zadania: 27.01.2011

Dátum schválenia: 27.01.2011

prof. RNDr. Jozef Masarik, DrSc.
garant študijného programu

.....
študent

.....
školiteľ

Cieľom dizertačnej práce je experimentálne určenie základných charakteristík hmotnostného spektrometra MASHA (Mass Analyzer of Super-Heavy Atoms), určeného na stanovenie izotopického rozdelenia ťažkých a veľmi ťažkých produktov jadrových reakcií.

Cieľ bude dosiahnutý experimentálnym určením:

- účinnosti spektrometra v závislosti od hmotnosti a náboja analyzovaných jadier.
- časovej odozvy spektrometra.
- hmotnostného rozlíšenia spektrometra.
- izotopického rozdelenia exotických jadier – produktov jadrových reakcií s ťažkými iónmi so súčasnou identifikáciou ich alfa rozpadov.

Chcem vyjadriť nesmiernu vďačnosť môjmu školiteľovi, Ing. Jánovi Klimanovi, DrSc. za to, že mi pod svojim vedením poskytol možnosť získať rozhľad a vzdelanie a že mi svojimi radami a usmerneniami pomohol nadobudnúť drahocenné skúsenosti v oblasti vedeckej práce. Ďalej by som chcel poďakovať Mgr. Ľubošovi Krupovi, PhD. za pomoc pri neľahkom nástupe do zamestnania v Spojenom ústave jadrových výskumov Dubne a za cenné profesijné rady počas celej doby práce. Osobitne by som chcel vyjadriť „огромное спасибо!“ našemu náčelníkovi sektora, môjmu vedúcemu v Laboratóriu jadrových reakcií Alexandrovi Michalovičovi Rodinovi, PhD. za jeho cenné rady, výborné vedenie celej skupiny a za ľudský prístup pri mojom poznávaní nielen systému vedeckej práce, ale aj osobitostí ruskej národy a života v Rusku. Ďakujem aj celému kolektívu sektora №4 Laboratória jadrových reakcií SÚJV, kolegom z Fyzikálneho ústavu SAV a všetkým ostatným, ktorí mi počas práce akýmkoľvek spôsobom pomohli.

Čestne prehlasujem, že som túto prácu napísal sám, vychádzajúc zo svojich vedomostí a skúseností nadobudnutých počas štúdia na Fakulte matematiky, fyziky a informatiky Univerzity Komenského v Bratislave, doktorandského štúdia na Fyzikálnom ústave Slovenskej akadémie vied, práce v Laboratóriu jadrových reakcií Spojeného ústavu jadrových výskumov v Dubne a s použitím uvedenej literatúry.

Venované Jituške.

Abstrakt

Predmetom dizertačnej práce je určenie základných charakteristík hmotnostného spektrometra MASHA. Spektrometer bol projektovaný pre priame určenie hmotností izotopov superťažkých prvkov s hmotnostným rozlíšením $\Delta M/M$ do 10^{-4} . Pracuje metódou ISOL – „isotope separation on line“ na princípe hmotnostnej separácie produktov jadrových reakcií v magnetickom poli. Výsledkom práce je experimentálne určenie základných charakteristík hmotnostného spektrometra na zväzku ťažkých iónov – hmotnostného rozlíšenia, časovej odozvy, celkovej účinnosti a izotopického rozdelenia sekundárnych zväzkov exotických jadier so súčasťou identifikáciou ich alfa rozpadov. Prvá kapitola je venovaná stručnému úvodu do problematiky vytvárania umelých prvkov, poznávaniu vlastností ich izotopov a hľadaniu ostrova stability medzi superťažkými jadrami. Sú v nej načrtnuté metódy prípravy rádioaktívnych zväzkov a možnosti, ktoré poskytujú. V druhej kapitole je detailne popísaný hmotnostný spektrometer MASHA a princípy fungovania jednotlivých súčastí, z ktorých pozostáva. Opis postupuje v smere primárneho zväzku cyklotrónu U400M, počínajúc blokom diagnostiky zväzku pred terčom so systémom merania energie. Nasleduje popis terčovej komory s termalizátorom, tiež nazývaným „hot catcher“, princípy ionizácie neutrálnych atómov v ECR iónovom zdroji a popis iónovo-optického systému hmotnostného separátora. Záverom kapitoly je uvedené porovnanie hmotnostného spektrometra MASHA s podobnými zariadeniami vo svete. Tretia kapitola obsahuje popis detekčných systémov nachádzajúcich sa vo fokálnej rovine spektrometra MASHA. Nasleduje zoznam jadrových reakcií použitých pri formovaní sekundárnych zväzkov exotických jadier, pomocou ktorých bola preverovaná funkcionálnosť zariadenia a experimentálne určované jeho charakteristiky na zväzku. V časti „štúdium registrácie častíc metódou Monte Carlo“ sú diskutované výsledky získané zo simulácií v programovom balíku Geant4. Spolu s experimentálnymi údajmi charakterizujú vlastnosti spektrometrických detektorov fokálnej roviny a procesov, ktoré v nich prebiehajú pri registrácii nabitých častíc emitovaných pri rozpade exotických jadier sekundárnych zväzkov. Táto časť predstavuje prínos doktoranda k riešeniu problematiky. Vo štvrtej kapitole sú prezentované experimentálne údaje získané v experimentoch so zväzkami exotických jadier, s pomocou ktorých boli určované základné charakteristiky hmotnostného spektrometra MASHA – účinnosť zariadenia, časová odozva spektrometra pri formovaní sekundárnych zväzkov a izotopické rozdelenie produktov jadrových reakcií s ťažkými iónmi so súčasťou identifikáciou ich alfa rozpadov. Výsledky uvedené v tejto kapitole potvrdzujú pripravenosť hmotnostného spektrometra MASHA pre priame určovanie hmotností izotopov superťažkých prvkov.

Kľúčové slová: hmotnostný spektrometer MASHA, exotické jadrá, rádioaktívne zväzky, hmotnostná separácia, ISOL izotopická separácia on-line.

Keywords: mass spectrometer MASHA, exotic nuclei, radioactive ion beams, mass separation, ISOL – isotope separation on-line.

Obsah

1. Úvod	3
1.1 Metódy hmotnostnej separácie	4
1.1.1 „In-flight“ hmotnostná separácia	4
1.1.2 Izotopická separácia „on-line“ – ISOL	5
2. Hmotnostný spektrometer MASHA	7
2.1 Diagnostika zväzku	8
2.2 Terčová komora	10
2.3 ECR iónový zdroj	12
2.4 Magnetický analyzátor	14
2.5 Porovnanie spektrometra MASHA s podobnými zariadeniami	19
2.5.1 ISOLDE, CERN, Švajčiarsko	19
2.5.2 SPIRAL 2, GANIL, Francúzsko	20
2.5.3 LISOL, CRC, Belgicko	20
2.5.4 HRIBF, ORNL, Spojené štáty americké	20
2.6 Zhrnutie	22
3. Registrácia častíc vo fokálnych detektoroch	23
3.1 Detekčné systémy	23
3.1.1 Studňový stripový kremíkový detektor	23
3.1.2 Lamelový detektor stabilných iónov	24
3.1.3 Kremíkový pixelový trekový detektor	25
3.2 Sekundárne zväzky exotických jadier	25
3.3 Štúdium registrácie častíc metódou Monte Carlo	27
3.3.1 Geometrická účinnosť fokálneho detektora	29
3.3.2 Energetická kalibrácia stripov fokálneho detektora	36
3.3.3 Charakterizácia tvaru píkovo alfa častíc	37
3.3.4 Trekový detektor	42
3.4 Záver	49
4. Základné charakteristiky hmotnostného spektrometra MASHA	50
4.1 Účinnosť zariadenia	50
4.2 Časová odozva spektrometra	54
4.3 Izotopické rozdelenie produktov jadrových reakcií	57
4.4 Záver	68

5. Závěry	69
6. Zoznam použitej literatúry	71
Príloha 1: Posun v energii alfa častíc po prechode mŕtvou vrstvou	74
Príloha 2: Hmotnostné a energetické spektrá sekundárnych zväzkov	85
p2.1 Izotopy ortuti z reakcie $^{nat}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn) ^{y-xn}\text{Hg}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 255 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$	85
p2.2 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn) ^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 202 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$	90
p2.3 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn) ^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 217 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$	94
p2.4 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn) ^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 231 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$	97
Summary	102
Zoznam publikovaných prác	103

1. Úvod

Od počiatku formovania jadrovej fyziky bola potreba experimentálne overiť teoretické predpoklady. Jedným zo smerov, ktorým sa uberá základný výskum je štruktúra jadier a ich vlastnosti. Od sformovania periodickej tabuľky prvkov D. I. Mendelejeva vedcov zaujímali jej prázdne miesta a začali hľadať chýbajúce prvky. Horná hranica výskytu chemických prvkov je ohraničená spontánnym štiepením jadier za uránom ($Z = 92$) s hmotnosťou $A = 238$. Z počiatku bola snaha identifikovať nové prvky chemicky. Objav izotopov technécia v roku 1936 C. Perrierom a E. Segrém [1] naznačil možnosti umelého vytvárania nových chemických prvkov. Po objavoch kvázi-umelých prvkov, ktoré sa na zemi prirodzene vyskytovali, avšak do dnešných dní z nich prirodzeným rádioaktívnym rozpadom nič nezostalo, boli v rádioaktívnom spade po výbuchoch jadrových a vodíkových bômb a v jadrových reaktoroch identifikované umelé prvky (transurány) s protónovým číslom vyšším ako 92. Prvý chemický prvok umelo vytvorený pomocou urýchlovačov častíc bolo mendelevium ($Z = 101$) vytvorené tímom okolo S. G. Thompsona v Lawrence Berkley National Laboratory (LBNL) v USA v roku 1955 ostrelovaním einsteiniového terča zväzkom α – častíc z cyklotrónu. Prvok bol identifikovaný chemickými metódami. Od toho okamihu pokračovalo syntetizovanie nových, ťažších chemických prvkov pomocou jadrových reakcií s urýchlenými iónmi.

Atómové jadrá z hľadiska ich štruktúry je možné charakterizovať pomocou vrstvomého modelu, ako kvantové objekty s konečným počtom silno interagujúcich fermiónov – neutrónov a protónov. Analogicky s modelom elektrónového obalu vrstvomý model jadra rozdeľuje nukleóny na uzavreté a valenčné vrstvy. Vlastnosti takýchto jadier potom závisia od počtu jednotlivých nukleónov vo vrstvách. Uzavreté vrstvy sú označované aj ako magické čísla. Jadrá s počtom protónov, alebo neutrónov s magickým číslom sa vyznačujú zvýšenou stabilitou – vyššou väzbovou energiou na nukleón a v prípade rádioaktívnych prvkov vyššími dobami polpremeny. Jadrá s magickým počtom protónov a neutrónov sú tiež slabo deformované a zaujímajú guľovitý tvar, kdežto jadrá s nemagickým počtom nukleónov sú deformovaného tvaru, zväčša elipsoidálnej formy v závislosti od N a Z [2]. V súčasnosti spočívajú hlavné oblasti záujmu výskumu jadier a ich štruktúry v poznávaní hraníc existencie atómových jadier v extrémnych podmienkach (neutrónovo nadbytočné alebo deficitné jadrá) a k lepšiemu pochopeniu vzniku chemických prvkov a ich izotopov v prírode, v poznávaní závislosti jadrových síl od pomeru neutrónov k protónom a v popise kolektívnych vlastností jadier pomocou vlastností jednotlivých nukleónov, čo prispeje k poznaniu základných prírodných zákonitostí. Tieto otázky sú teoreticky rozpracované v práci [3].

Po 100 rokoch od objavenia izotopov je jednou z oblastí výskumu jadrovej fyziky štúdium jadrovej štruktúry u jadier na hranici nukleónovej stability. Jeho súčasťou je aj hľadanie ostrova stability u jadier s vyše 100 protónmi. Kde sa nachádza, ako vyzerá a kde môžu ležať jeho hranice je predmetom záujmu už polstoročie a jeho presné zmapovanie predstavuje stále zatiaľ nedosiahnuteľný cieľ modernej fyziky. Teoretické modely predpokladajú jeho polohu v tabuľke izotopov v regióne superťažkých jadier, v rozmedzí $Z = 114 - 124$, $N = 172 - 184$ [4] v závislosti od použitého prístupu. Všetky však poukazujú na to, že oblasť záujmu, na ktorú sa treba sústrediť, leží medzi neutrónovo-nadbytočnými superťažkými jadrami. V

súčasnosti toto miesto nie je experimentálnymi metódami dosiahnuteľné. Najbližšie k neutrónovej vrstve sa podarilo dostať v roku 2010 registrovaním alfa rozpadov izotopov $^{293,294}_{117}$ v Dubne [5,6], čo je aj tak o 7 neutrónov menej voči $N = 184$. Možnosti, ako v budúcnosti vytvoriť tieto neutrónovo-nadbytočné superťažké jadrá sú v reakciách neutrónovo nadbytočných rádioaktívnych iónových zväzkov (RIBs) s neutrónovo nadbytočnými jadrami terča. Účinné prierezy fúzných reakcií sa v tomto regióne pohybujú na úrovni pikobarnov a menej. V súčasnosti vytváranie izotopov v reakciách s pikobarnovým účinným prierezom je na hranici experimentálnej dosiahnuteľnosti, pri zohľadnení ekonomickej náročnosti. Rádioaktívne sekundárne zväzky sa budú musieť svojou intenzitou vyrovnáť a eventuálne prevýšiť súčasné zväzky stabilných jadier [7] zároveň so zvýšením účinnosti hmotnostných separátorov formujúcich sekundárne zväzky. To je úloha pre budúcu generáciu zariadení produkujúcich rádioaktívne zväzky. Celé toto odvetvie výskumu jadrovej fyziky – či už kinematické separátory, alebo samotná výroba rádioaktívnych zväzkov sa vyvinulo vďaka hmotnostnej spektrometrii.

1.1 Metódy hmotnostnej separácie

Pri vytváraní rádioaktívnych zväzkov exotických jadier, ako sa označujú jadrá počtom neutrónov vzdialené od línie β -stability, sa využívajú 2 prístupy – separácia „za letu“ – „in-flight“ v kinematických separátoroch a izotopická separácia „on-line“ – ISOL technika. Obe majú spoločnú hmotnostnú separáciu elektromagnetickým poľom, konštrukciou a princípom (selektivita, rýchlosť, efektívnosť, použiteľné jadrové reakcie) sa však odlišujú. V skorších typoch výskumných hmotnostných spektrometrov sa používala in-flight metóda vytvárania rádioaktívnych exotických jadier, v neskorších zase prevládala ISOL metóda napriek tomu, že jej použiteľnosť pri produkcii krátkožijúcich rádioaktívnych izotopov bola demonštrovaná už v roku 1951 O. K. Hansenom a K. O. Nielsenom [8] a od roku 1967 ISOL laboratórium funguje v CERNe (Európska organizácia pre atómový výskum, Švajčiarsko) [9]. V tých najnovších sa uplatňuje kombinácia výhod oboch zariadení [10]. Základ kinematickým separátorom položili experimenty v LBNL, v ktorých boli exotické jadrá produkované v reakcii fragmentácie projektilu rozdeľované pomocou ich magnetickej tuhosti koncom 70. rokov dvadsiateho storočia [11]. Magnetickej tuhosti R je schopnosť magnetickeho poľa zakriviť trajektóriu nabitých častíc, označuje sa aj ako $B\rho$, kde B predstavuje intenzitu magnetickeho toku a ρ polomer zakrivenia trajektórie častice v magnetickom poli.

1.1.1 „In-flight“ hmotnostná separácia

Pri „in-flight“ metóde separácie rádioaktívnych jadier je zväzok ťažkých iónov vysokých energií (rádovo $10^1 - 10^3$ MeV/u) dopravovaný na terč. Obyčajne projektily v terči strácajú iba malú časť energie a ako sekundárny zväzok pokračujú s energiami podobnými primárnemu zväzku. S tým súvisí aj najčastejšie využívaný druh jadrovej reakcie projektilu s terčovým jadrom – fragmentácia. Ide o periférne zrážky interagujúcich jadier, kedy projektil stráca jeden, alebo viac nukleónov a pokračuje v smere zväzku, prípadne s veľmi malým rozptylom, $\sim 10^0$ stupňov od osi zväzku v laboratórnej sústave. Táto metóda umožňuje vo všeobecnosti vyprodukovať zväzky jadier s menšou hmotnosťou ako projektil. Avšak iba jadrá dostatočne blízke pôvodnému zväzku sú využiteľné pri efektívnom formovaní sekundárneho zväzku

využitelného nielen pre identifikáciu iónov. Táto metóda produkuje neutrónovo-deficitné jadrá. Iným typom jadrovej reakcie využívaným pri vytváraní sekundárneho zväzku na takýchto zariadeniach je štiepenie a trieštenie terča a projektilu, ktoré umožňuje formovať zväzok neutrónovo nadbytočných jadier stredných hmotností. V princípe možno použiť ľubovoľnú jadrovú reakciu, ak má dostatočne vysoký účinný prierez a nízke uhlové rozdelenie produktov. Po terčovej komore nasleduje magnetický separátor, v ktorom sú produkty jadrových reakcií rozdelené podľa ich pomeru (m/q). V prípade ľahších jadier to znamená úplne ionizované produkty, takže rozdelenie zodpovedá pomeru A/Z . V prípade ťažších jadier existuje pravdepodobnosť, že jadro nebude v plne ionizovanom stave, pre to hrozí strata nesprávnou separáciou, prípadne kontaminácia zväzku susednými izotopmi. Tento problém odstraňuje „degrader“ (znižuje energiu iónov), po ktorom nasleduje ďalšia hmotnostná analýza v magnetickom poli dipólového magnetu. Degradér predstavuje časť iónovo-optického systému, ktorá oddeľuje ióny s rôznym nábojom pomocou rozdielnych energetických strát. Degradér sa tiež využíva aj pri plne ionizovaných jadrách pre dosiahnutie lepšieho izotopického rozlíšenia a najčistejšieho zväzku. Pre dodatočné očistenie zväzku sa využíva Wienov rýchlostný filter s navzájom kolmými elektrickým a magnetickým poľom. Minimálna doba života rádioaktívnych jadier vytváraných a separovaných v in-flight hmotnostnom separátore je limitovaná iba dobou prieletu jadra iónovo-optickým systémom, čo umožňuje skúmať izotopy až s $\sim \mu s$ dobou života. Sekundárne zväzky na týchto typoch hmotnostných separátorov majú okrem vysokých energií aj veľké emitancie. Pre zlepšenie sa používajú akumulčné prstence a iónové pasce, ktoré zabezpečujú chladenie zväzku. Teoretické princípy in-flight prípravy rádioaktívnych zväzkov sú rozpracované v [12,13]. Charakteristiky zariadení na prípravu rádioaktívnych zväzkov metódou separácie fragmentov sú v prácach [14, 15].

1.1.2 Izotopická separácia „on-line“ – ISOL

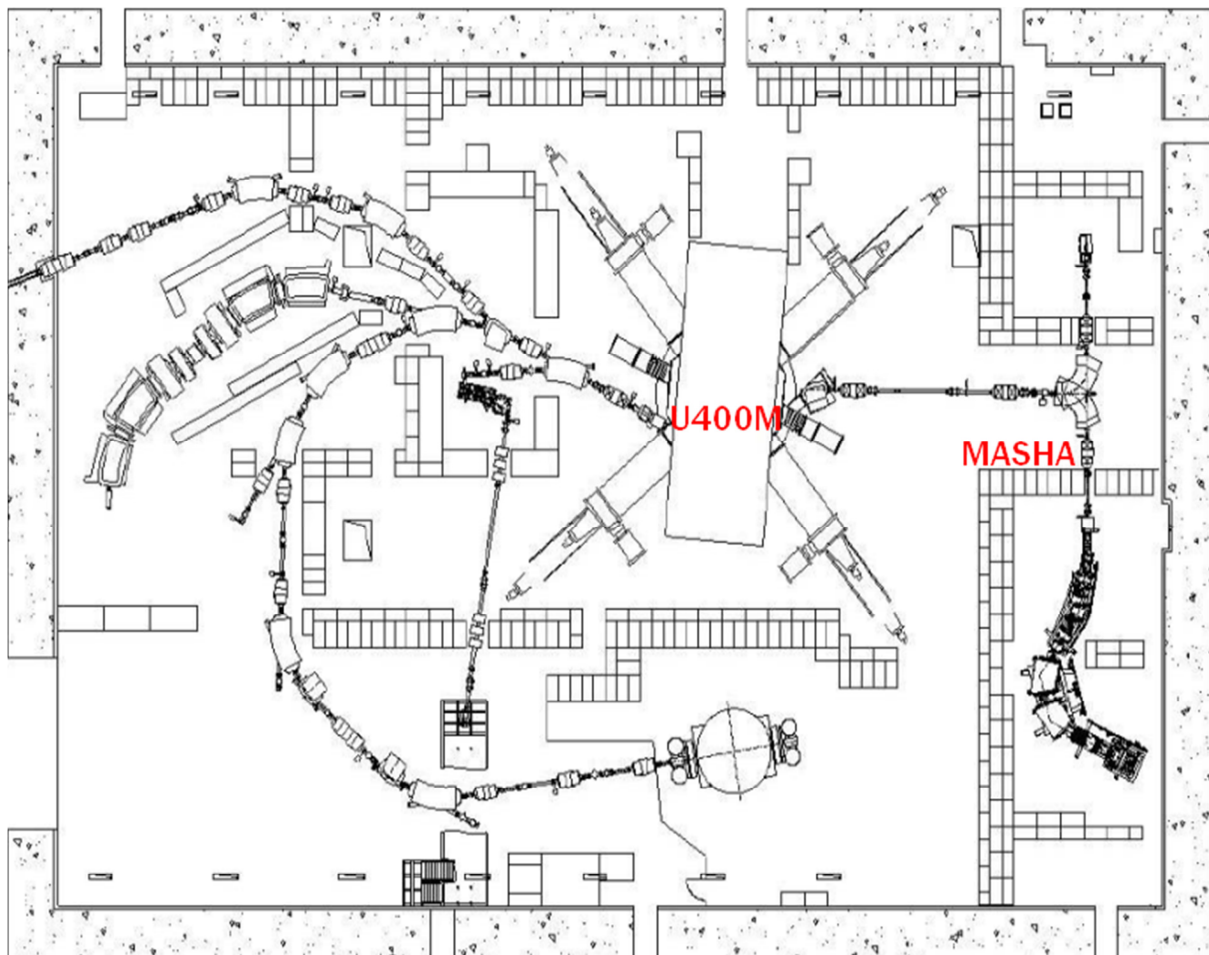
Princípom tejto metódy je jadrová reakcia iónov primárneho zväzku s jadrami hrubého terča (ióny v ňom strácajú podstatnú časť svojej kinetickej energie, prípadne sú úplne zastavené). Hlavný rozdiel oproti in-flight metóde je, že produkty reakcií sú zastavené v samotnom terči, alebo v „catcheri“ – termalizátore [16]. Termalizátor je absorbátor, v ktorom sú produkty jadrových reakcií zabrzdené, termalizované a následne procesom difúzie z termalizátora emitované. Pri tomto procese zohrávajú dôležitú úlohu chemické vlastnosti izotopov vytváraného prvku (ionizačný potenciál, rýchlosť difúzie). Pre skrátenie času uvoľňovania sa termalizátor nahrieva na vysoké teploty, obyčajne > 1500 °C a vzhľadom k svojej štruktúre – veľkému povrchu sa využíva grafit. Po termalizovaní sú exotické jadrá transportované vo vákuu do iónového zdroja, kde sú ionizované na požadovaný ionizačný stupeň. Iónový zdroj môže byť v niektorých prípadoch aj súčasťou terčovej komory [17]. Z iónového zdroja sú extrahované a urýchlené elektrickým poľom ($\sim 10^1$ kV) do iónovo-optického systému na hmotnostnú analýzu. Jadrá sekundárneho zväzku môžu byť priamo analyzované, alebo urýchlené pre ďalšie využitie. Účinnosť ξ , s akou sa v ISOL zariadeniach formuje hmotnostne separovaný sekundárny zväzok závisí od účinností procesov prebiehajúcich v jednotlivých častiach ISOL hmotnostného spektrometra. Celkovú účinnosť je možné vyjadriť podľa vzťahu 1.1:

$$\xi = \xi_{Dif} \cdot \xi_{Ion} \cdot \xi_{Sep} , \quad (1.1)$$

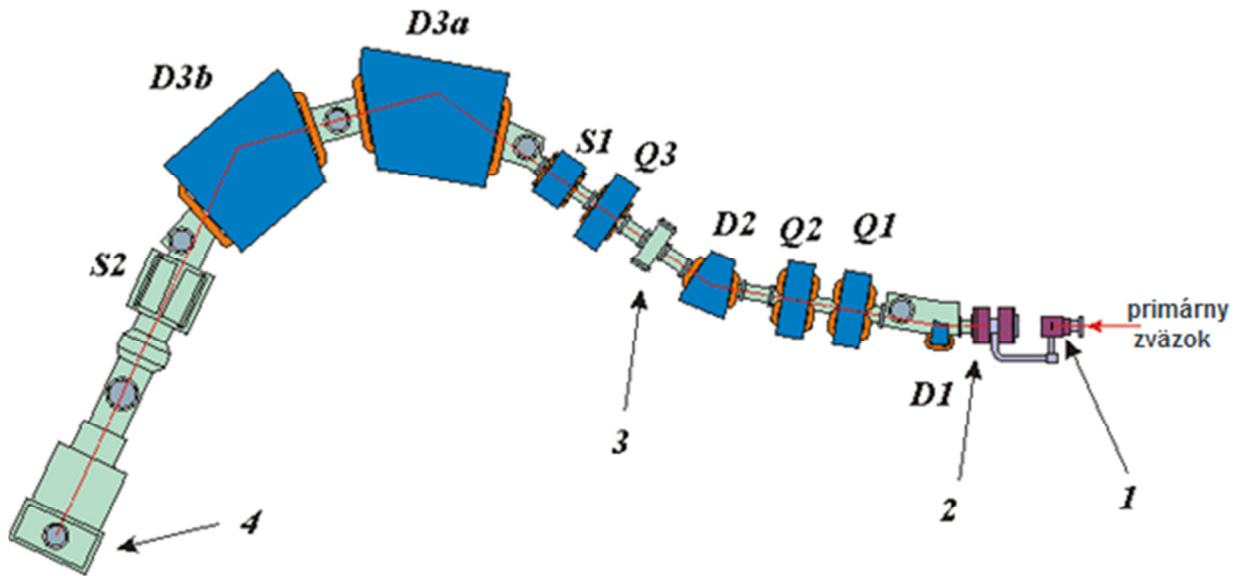
kde ξ_{Dif} reprezentuje účinnosť, s akou sa sledovaný produkt reakcie uvoľní z termalizátora a dosiahne iónový zdroj, ξ_{Ion} označuje účinnosť, s akou budú tieto jadrá ionizované na požadovaný ionizačný stupeň a ξ_{Sep} je účinnosť hmotnostnej separácie a transportu do fokálnej roviny iónovo-optického systému. Ďalej pripadá do úvahy účinnosť registrácie v detektore, alebo účinnosť nasledovného urýchlenia, v závislosti od konkrétnej konštrukcie experimentálneho zariadenia. Uhlové rozdelenie produktov jadrových reakcií v tomto prípade nemá vplyv na účinnosť produkcie sekundárnych zväzkov. Napriek čiastočnej strate intenzity sekundárneho zväzku je výhodou selektivita, ktorú jednotlivé časti zariadenia a chemické a fyzikálne procesy zabezpečujú. V porovnaní s kinematickými separátormi ISOL zariadenia ponúkajú intenzívnejšie a z hľadiska emitancie kvalitnejšie zväzky nízkych energií, ktoré je však možné dodatočne urýchlyť [18]. Limitujúcim faktorom pre tvorbu a separáciu sekundárneho zväzku je časová odozva ISOL hmotnostného separátora. V súčasnosti sa minimálne doby života sekundárnych zväzkov produkované ISOL metódou pohybujú v $\sim ms$ oblasti. Nové typy plynových termalizačných článkov by však mohli túto charakteristiku vylepšiť [19]. Na ISOL hmotnostných separátoroch môže byť použitý prakticky akýkoľvek druh jadrovej reakcie. Najčastejšie sú to reakcie indukované vysokoenergetickými protónmi (štiepenie, spalácia, fragmentácia), neutrónmi (štiepenie) a ťažkými iónmi rôznych energií (fúzia – horúca/studená, fragmentácia, štiepenie, reakcie prenosu...). Každý druh jadrovej reakcie umožňuje vytváranie rádioaktívnych jadier v inej oblasti izotopov tak na strane neutrónovo nadbytočných, alebo deficitných jadier. Ich špecifiká v kombinácii so selektivitou jednotlivých častí zariadenia umožňujú vybrať optimálny variant zabezpečujúci maximálnu čistotu a intenzitu zväzku. Popis a porovnanie vybraných hmotnostných separátorov pracujúcich na báze ISOL bude diskutovaný v kapitole 2.5.

2. Hmotnostný spektrometer MASHA

Hmotnostný spektrometer MASHA (Mass Analyzer of SuperHeavy Atoms) je zariadenie typu „ISOL“ (isotope separation on-line). Bol projektovaný pre priame meranie hmotností superťažkých jadier metódou hmotnostnej separácie [20]. V tomto zariadení sa sekundárny zväzok formuje z termalizovaných atómov exotických jadier vzniknutých v jadrových reakciách úplnej fúzie iónov primárneho zväzku s terčovými jadrami, alebo reakciami mnohonukleónového prenosu. Neutrálne atómy sú po transporte do iónového zdroja ionizované a urýchlené na energiu 38 keV . Relatívnou nevýhodou je rýchlosť separácie (časová odozva separátora), ktorá umožňuje formovať zväzky izotopov s dobou života rádovo v sekundách. V budúcnosti bude tento hmotnostný spektrometer vylepšený a očakávajú sa sekundárne zväzky až milisekundovými dobami života. MASHA sa skladá z terčovej komory s termalizátorom (hot catcher), ECR iónového zdroja, iónovo-optického systému hmotnostného separátora a komory s detekčnými systémami vo fokálnej rovine. V súčasnosti je na zväzku na cyklotrónu U400M FLNR Spojeného ústavu jadrových výskumov v Dubne. Schématicky je celé zariadenie zobrazené na obrázku 2.1.



Obr. 2.1: Schématický náhľad na halu cyklotrónu U400M v Laboratóriu jadrových reakcií G.N. Flerova s vyznačeným hmotnostným separátorom MASHA.



Obr. 2.2: Schéma hmotnostného separátora MASHA.

- 1 – terč a termalizátor
- 2 – ECR iónový zdroj
- 3 – Prvotný fokálny bod F1
- 4 – Hlavná fokálna rovina s detektormi

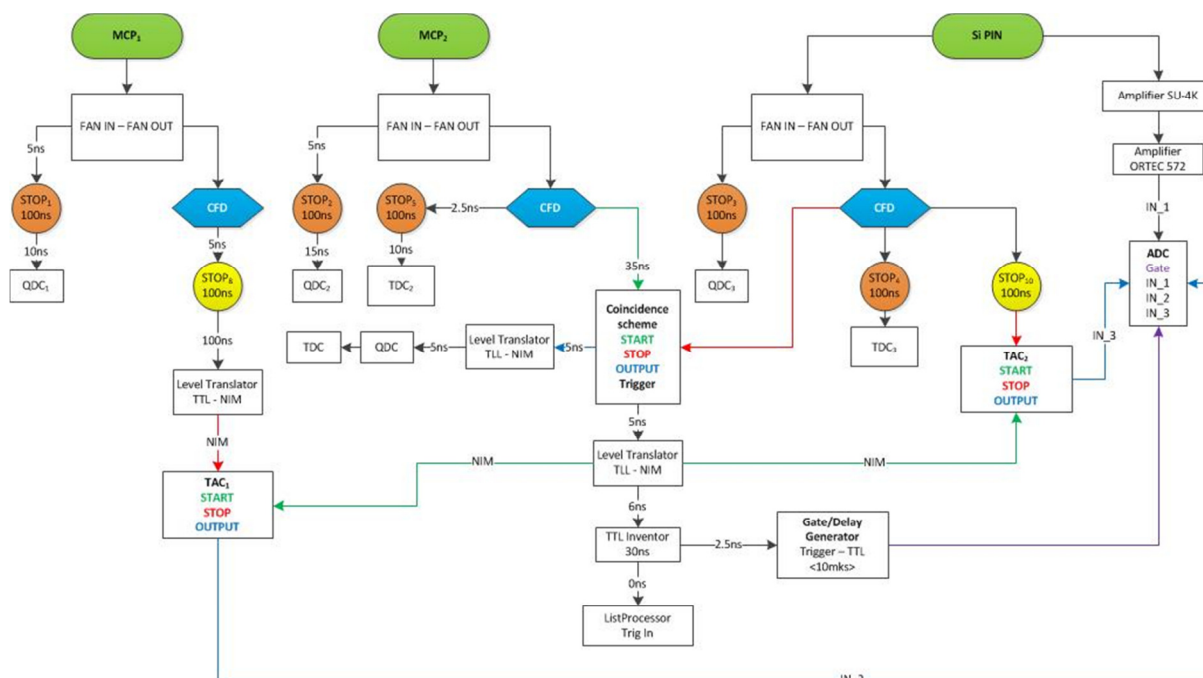
2.1 Diagnostika zväzku

Sekcia iónovodu separátora začína od vysokovákuového ventilu za faradayovou kľetkou označenou FC4. Nachádza sa v sále separátora hneď za stenou vo vzdialenosti 120 cm do terča. V stene oddeľujúcej sálu cyklotrónu od sály separátora sa nachádza „wobbler“ vzdialený 200 cm do terča. Wobbler je súčasť iónovej optiky zabezpečujúca rozmazanie primárneho zväzku po celej ploche terča. Je tvorený tromi dipólovými magnetmi v sextupólovej geometrii, ktoré vytvárajú oscilujúce 3-fázové magnetické pole s frekvenciou 50 Hz . Na každom dipóle je možné separátne nastaviť prúd tečúci vinutím elektromagnetu a regulovať tak magnetickú indukciu a intenzitu oscilujúceho magnetického poľa, čo umožňuje meniť tvar škvŕny na terči (resp. polomer rozmazania). Za wobblrom je pod uhlom 45° na os zväzku k iónovodu pripojené rameno energometra pre monitoring energie iónov primárneho zväzku. V mieste pripojenia sa nachádza výsuvná zlatá fólia hrúbky $180\text{ }\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$, na ktorej nastáva rozptyl iónov primárneho zväzku. Energia iónov rozptýlených pod 45° uhlom má oproti primárnemu zväzku zmenšenú energiu, ktorú možno pre rôzne ióny vypočítať podľa vzťahu 2.1.1:

$$E = E_0 \left(\frac{\cos \theta \pm \sqrt{\left(\frac{M}{m}\right)^2 - \sin^2 \theta}}{1 + \frac{M}{m}} \right)^2 \quad (2.1.1)$$

kde E je energia iónov primárneho zväzku hmotnosti m , E_0 energia iónov rozptýlených pod uhlom θ na jadrách s hmotnosťou M . Monitor energie zväzku – energometer pracuje na princípe merania doby priletu iónov primárneho zväzku. Tvoria ho 2 priletové time-of-flight detektory pracujúce na báze emisie elektrónov z $100\text{ }\mu\text{g}\cdot\text{cm}^{-2}$ mylarovej konverznej fólie s naparenou vrstvou zlata $\approx 10\text{ k}\text{\AA} \approx 10^4$ monovrstiev. Elektróny sú elektrostatickým

zrkadlom odkláňané na mikrokanálové doštičky, z ktorých je snímaný signál. Na konci stojí kremíkový stop-detektor s rozmermi $20 \times 20 \text{ mm}$ a hrúbkou kremíka $300 \mu\text{m}$ napojený na nábojovo-citlivý predzosilňovač SU-4K. Celý detekčný systém energometra je schématicky znázornený na obrázku 2.1.2.



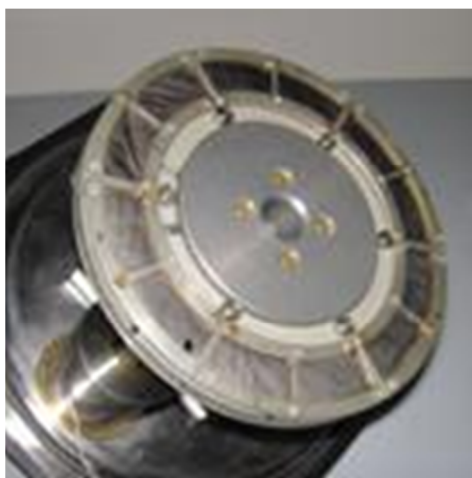
Obr. 2.1.2: Koincidenčná schéma zapojenia energometra.

Na konci ramena pod stop-detektorom sa nachádza turbomolekulárna výveva, ktorá má na starosti vysoké vákuum v ramene energometra. Je oddelená vákuovým ventilom od sekcie iónovodu od ventilu za FC4 po terč, v ktorej je to jediná vysokovákuová výveva. Počas bežnej prevádzky na zväzku je ventil energometra uzavretý a v sekcii diagnostiky zväzku pred terčom je vákuum udržiavané vákuovou technikou cyklotrónu. Pracovné vákuum v tomto bode je okolo $7 \cdot 10^{-7} \text{ Torr}$. Emitancia primárneho zväzku z cyklotrónu je $50 \pi \text{ mm mrad}$.

Za odbočkou ramena energometra sa nachádza blok diagnostiky polohy zväzku vo vzdialenosti 40 cm pred terčom. Je tvorený platničkou s kruhovým výrezom s priemerom 15 mm cez ktorý prelieta zväzok. Platnička je rozdelená na 4 sektory. Z každého sektora sa pomocou analogického modulu ako pre lamelový detektor (kapitola 3.1.2) sníma relatívny prúd vytvorený zväzkom, ktorý nepreletí otvorom a teda nedopadne na terč. Týmto spôsobom je nastaviteľná poloha zväzku na terč. Za platničkou vo vzdialenosti 20 cm od terča sa nachádza posledná faradayova klietka označená FC5, ktorá monitoruje celkový prúd primárneho zväzku na terči. Pracovné vákuum v tomto mieste je na úrovni $3 \cdot 10^{-6} \text{ Torr}$. Údaje z FC5 slúžia tiež pre účely integrovania prúdu zväzku. Program integrátora raz za nastavenú dobu vysunie FC5 a po danú dobu integruje prúd po sekundách. Takýmto spôsobom je získavaná informácia o celkovom integrálnom náboji primárneho zväzku dopadajúceho na terč. Pre zvýšenie presnosti počas nestabilnosti intenzity primárneho zväzku je možné vysunúť FC5 ručne, čo prispieva k spresneniu údajov o celkovom zachytenom náboji a teda aj o integrále iónov na terči.

2.2 Terčová komora s termalizátorom

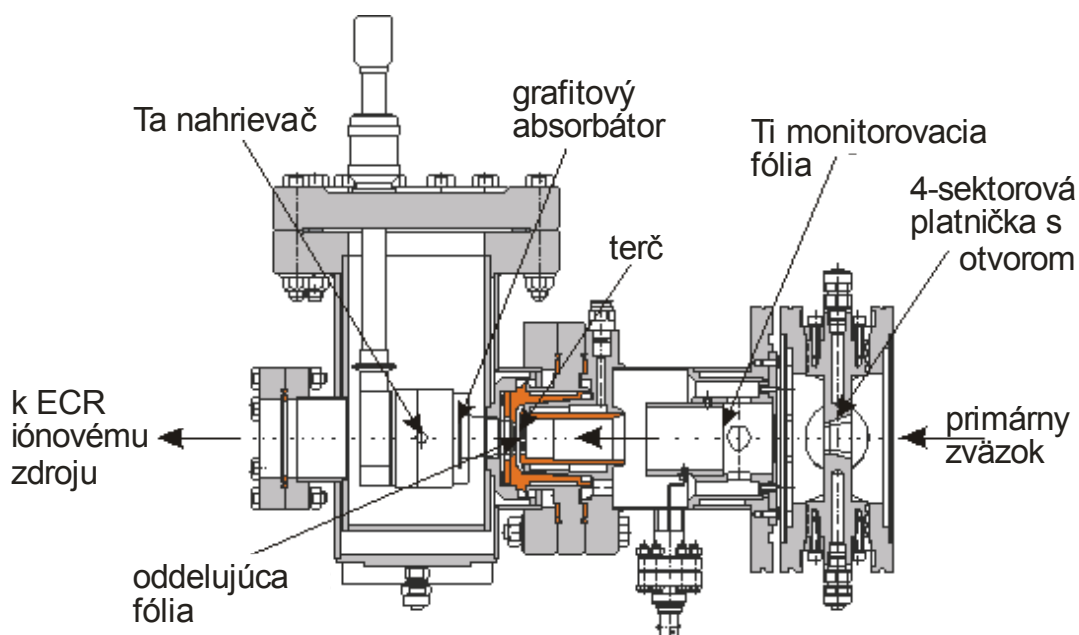
Na separátore MASHA sa využívajú dva typy terčov – tenké a hrubé. Tenké terče s hrúbkami do 2 mg/cm^2 sú využívané najmä v reakciách úplnej fúzie, kedy projektil prinesie do systému spojeného jadra kinetickú energiu a toto jadro je z terčovej matrice vyrazené pod malými uhlami. Terčový materiál pre tenké terče je obvykle nanosený na titánovej fólii hrúbky $2 - 3 \text{ }\mu\text{m}$, ktorá je buď vo forme statického terča, alebo pripevnená do rotačného terča. Statický terč je upevnený dvoma prstencami chladenými vodou. Rotačný terč (obrázok 2.2.1) pozostáva z elektromotora, ktorý pomocou remeňového prevodu krúti nosič terča s priemerom 12 cm (v strede terčových sektorov), v ktorom je 12 sektorov šírky 9 mm a dĺžky $24^\circ \pm 5'$ obsahujúcich terčový materiál. Prevádzková frekvencia rotovania je 30 Hz .



Obr. 2.2.1: Rotačný terč.

Za tenkým terčom sa nachádza vo vzdialenosti 3 cm pred terčom $2 \text{ }\mu\text{m}$ hrubá Ti fólia, ktorá oddeľuje vákuové objemy termalizátora a terčovej komory. Zo strany zväzku v objeme pred fóliou je vákuum udržiavané vákuovou technikou cyklotrónu resp. energometra, plyny v objeme za fóliou sú počas prevádzky odsávané vývevami magnetického analyzátoru nachádzajúceho sa za iónovým zdrojom. To zabezpečuje zároveň transport produktov reakcií do iónového zdroja. Za touto fóliou sa nachádza komora termalizátora, nazývaného aj „horúci catcher“. Schématicky je celý terčový uzol vyobrazený na obrázku 2.2.2.

V testovacej prevádzke je systém zberu elektrónov sekundárnej emisie. Je tvorený medeným prstencom s priemerom 3 cm , na ktorý je na potenciále od $+100$ do $+500 \text{ V}$. Prstencem sa nachádza v strede medzi terčom a fóliou rozdeľujúcou vákuové objemy. Ióny pri prelete terčom a rozdeľujúcou fóliou spôsobujú emisiu elektrónov, ktoré sú elektrickým poľom priťahované k prstencu. Cez vnútorný odpor napájacieho modulu ORTEC QUAD BIAS SUPPLY 710 vytvárajú prúd úmerný počtu iónov dopadajúcich na terč. Videokamera sníma zmeny prúdu na displeji napájacieho bloku. Vo vývoji je elektronické zapisovanie tohoto údaju špeciálnym elektronickým modulom. Pracuje v informatívnom režime pre potreby operátorov cyklotrónu a separátora o aktuálnej intenzite zväzku dopadajúceho na terč.



Obr. 2.2.2: Schéma terčového uzla s termalizátorom.

Termalizátor (obrázok 2.2.3) tvorí grafitová kruhová platnička s priemerom 30 mm a hrúbkou $0,6\text{ mm}$, ktorá je zavesená vo vzdialenosti 30 mm za tenkým terčom. Za platničkou sa nachádza tantálový nahrievač, ktorý nahrieva grafitovú platničku až do $2000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Grafitová platnička je tvorená špeciálnym pyrolityckým uhlíkom, ktorý má vlákňitú štruktúru. Povrch tohoto typu grafitu je $10^3\text{ m}^2/\text{g}$ a jeho merná hmotnosť je 1 g.cm^{-3} . Funkciou termalizátora je zabrzdiť produkty reakcií a v čo najkratšom čase ich emitovať do priestoru vákuovej komory.



Obr. 2.2.3: Uhlíková platnička termalizátora. V prípade potreby „hrubého terča“ obsahuje terčový materiál. Tmavá škvŕna v strede vyznačuje dopadajúci primárny zväzok.

Z termalizátora sa difúziou dostanú do iónového zdroja, v ktorom sú ionizované a urýchlené pre hmotnostnú separáciu. V prípade potreby je možné použiť konfiguráciu s hrubým terčom, v ktorom sa produkty reakcií po vzniku priamo zastavia. Tento efekt je dosahateľný tak, že jadrá terčového materiálu sú implantované do uhlíkovej matrice termalizátora. Túto metódu je vhodné použiť napríklad pri reakciách mnohonukleónového prenosu medzi projektilom a terčom, kedy sú predmetom záujmu izotopy vznikajúce z terčového jadra. Táto metóda je vhodná pre prvky, ktorých bod varu je $< 2000\text{ }^{\circ}\text{C}$. Difúziu z komory termalizátora smerom k iónovému zdroju zabezpečuje odsávanie plynov turbomolekulárnymi vývevami nachádzajúcimi sa za iónovým zdrojom.

Rýchlosť uvoľňovania atómov z termalizátora a difúzie do iónového zdroja závisí od teploty – energie tepelného pohybu atómov a molekúl plynu. Nahrievač je ovládaný pomocou bloku napájania, na ktorom je softvérovo ovládaný prúd tečúci nahrievačom. Teplotná kalibrácia grafitovej platničky je zabezpečená infračerveným pyrometrom, ktorý cez prieszor zo zafirového skla na vákuovej komore termalizátora sníma spektrum vyžarované grafitovou platničkou. Kalibrácia sa vykonáva pred experimentom v režime bez zväzku. Na komoru termalizátora je pripojená turbomolekulárna výveva, ktorá je však v pracovnom režime zatvorená vysokovákuovým ventilom. Slúži najmä pri príprave termalizátora na pracovný režim (odplyňovanie) a v prípade nečakaných prepádov vákuua v objeme termalizátora pri pracovnom režime. Pracovné vákuum je tu na úrovni 7.10^{-5} mbar. Blok diagnostiky zväzku a komora termalizátora sa nachádzajú v plexisklovej krabici, ktorú je možné v prípade použitia toxických terčových materiálov hermeticky uzatvoriť a vytvoriť v nej podtlak. Ten je kontrolovaný manometrom, ktorého stupnica je monitorovaná kamerou uschovanou v konštrukcii z bariérovaneho polyetylénu slúžiacemu ako ochrana pred neutrónmi. Vzduch z krabice je presávaný cez sériu filtrov s detektormi žiarenia alfa. Pre zlepšenie pozadových podmienok a ochranu citlivej elektroniky a magnetov iónového zdroja stojí ochrana z dosiek bariérovaneho polyetylénu aj za otvorom v stene okolo iónovodu medzi wobblерom a FC4 v hrúbke 5 cm a medzi komorou termalizátora a iónovým zdrojom v smere zväzku s hrúbkou 10 cm. Ochrana slúži k termalizácii neutrónov. Tepelné neutróny vďaka nižšej kinetickej energii poškodzujú elektroniku oveľa menej ako rýchle, ktoré v nepružných zrážkach poškodzujú kryštalickú mriežku kremíkových čipov. Okrem toho (n,p) reakcia na kremíku v detektoroch spôsobuje komplikáciu v podobe vysokého pozadia.

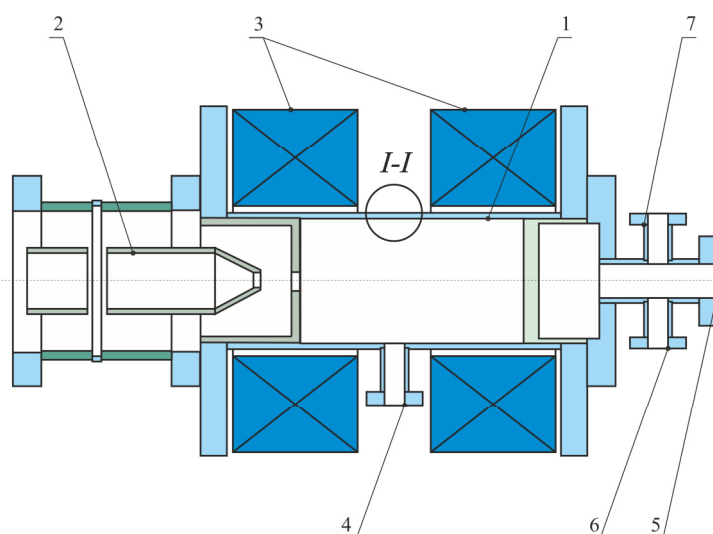
2.3 ECR iónový zdroj

Na formovanie sekundárnych zväzkov sa na separátore využíva 2,45 GHz ECR iónový zdroj (elektrónová cyklotrónová rezonancia), ktorý bol vyvinutý vo FLNR. Tento iónový zdroj je vhodný pre ionizáciu nekovových prvkov s vysokým ionizačným potenciálom, ktoré ionizuje s 99% účinnosťou na stupeň $Q = +1$. Pozostáva z 2 NdFeB prstencov permanentných magnetov vytvárajúcich rezonančný povrch vnútri komory iónového zdroja. ECR iónový zdroj je možné charakterizovať ako plazmový iónový zdroj. Pre jeho fungovanie je potrebné mať magnetické pole potrebného tvaru a intenzity, stabilný prísun vhodného pracovného plynu, dostatočné vákuum a mikrovlnný generátor s potrebným výkonom a nastaviteľnou frekvenciou. Plazma je podľa [21] definovaná ako „kvázineutrálny plyn ktorý vykazuje pod vplyvom vonkajších elektromagnetických polí kolektívne vlastnosti“, deje sa tak elektromagnetickou interakciou. Plazma je na rozdiel od neutrálneho plynu iba veľmi málo stlačiteľná a obsahuje veľa voľných nosičov náboja. Nachádzajú sa v nej elektróny, ióny a aj neutrálne atómy plynu. Princíp fungovania ECR iónového zdroja spočíva v uzavretí plazmy v objeme definovanom magnetickým poľom, do ktorého je dodávaná energia pomocou mikrovlnného žiarenia. Nastavením vhodnej frekvencie vysokofrekvenčného generátora je možné dosiahnuť rezonančnú podmienku

$$\omega_e = f_{\text{rez}} = \frac{e \cdot B}{m_e} \quad (2.3.1)$$

Voľné elektróny so svojim nábojom e a hmotnosťou m_e nachádzajúce sa v objeme plazmy so svojou frekvenciou precesie ω_e v magnetickom poli B v rezonancii s meniacim sa externým elektrickým poľom spôsobeným vysokofrekvenčným poľom s frekvenciou f_{rez} zvyšujú svoju energiu natoľko, že sú schopné nárazovo ionizovať neutrálne atómy. Pri ionizácii vznikne ďalší voľný elektrón, ktorý sa môže zapojiť do mechanizmu ionizácie. Ionizácia prebieha do vtedy, kým nevznikne rovnováha medzi elektrónmi, iónmi a neutrálnymi atómami. Pre potlačenie efektu rekombinácie je potrebné udržiavať v komore iónového zdroja dostatočne vysoké vákuum. Z uvedeného vzťahu je možné vidieť, že tvar a usporiadanie rezonančných povrchov závisí od magnetického poľa tvoreného permanentnými magnetmi. Usporiadanie ECR iónového zdroja používaného v separátore MASHA je detailne popísané v článku [22].

Tento typ iónového zdroja je veľmi vhodný aj pre dosahovanie vyššieho stupňa ionizácie, používa sa aj pre formovanie primárnych zväzkov vyššieho stupňa ionizácie na cyklotróne U400M. Stupeň ionizácie závisí od dĺžky pobytu iónu v plazme a teda od geometrického usporiadania magnetov a vákuovej komory iónového zdroja. Na separátore MASHA sa využíva pre formovanie sekundárnych zväzkov iónov so stupňom ionizácie I^+ , preto extrakcia iónov prebieha z celého objemu plazmy a výhodou je, že ionizácia prebieha vysokou účinnosťou ($\approx 90\%$ pre inertné plyny). Formovanie sekundárnych zväzkov sa vo všeobecnosti deje pomocou rozdielu elektrických potenciálov medzi iónovým zdrojom (resp. jeho časťou) a extrakčným otvorom. Iónový zdroj separátora MASHA je schématicky je znázornený na obrázku 2.3.1.

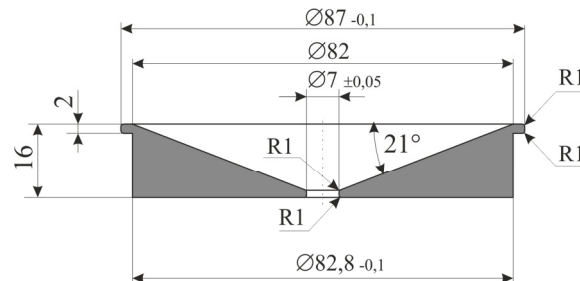


Obr. 2.3.1: Schéma komory ECR iónového zdroja hmotnostného separátora MASHA.

- 1 – Valcovitá vákuová komora s objemom plazmy
- 2 – Elektróda formujúca zväzok
- 3 – Prstence permanentných magnetov
- 4 – Vstup vysokofrekvenčného poľa
- 5 – Vstup produktov reakcií z termalizátora
- 6 – Podávanie pracovného plynu
- 7 – Vstup pre podávanie inertných plynov

Doba ionizácie od vstupu atómu do rezonančného objemu po extrakciu je $\approx 1 \mu s$. Pracovné vákuum v iónovom zdroji je priamo prepojené s jeho výkonovými charakteristikami a je ovplyvňované podávaním pracovného plynu. Optimálne podmienky pre jeho prevádzku sú na

úrovni $3 \cdot 10^{-6}$ mbar regulované napúšťaním pracovného plynu (hélia) cez piezoelektrický ventil do komory a výkonom mikrovlnného generátora (30W). Extakcia iónov prebieha dvojelektrodovým extraktorom cez výstupný otvor s priemerom 5 mm. Detail extrakčnej elektródy sa nachádza na obrázku 2.3.2, elektróda formujúca zväzok je označená číslom 2 na obrázku 2.3.1.



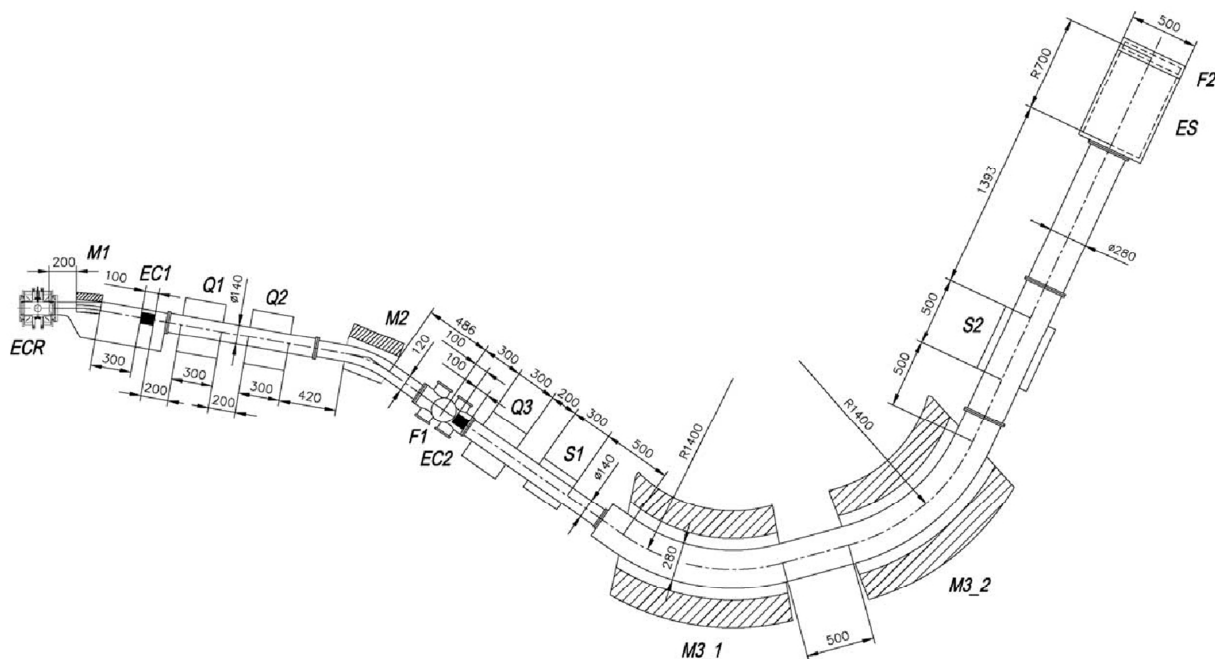
Obr. 2.3.2: Konštrukčný náčrt extrakčnej elektródy.

Samotná komora ECR iónového zdroja spolu s extrakčnou elektródou sú pod napätím -38 kV, elektróda formujúca sekundárny zväzok býva v pracovnom režime pod záporným napätím $10 - 15$ kV. Výška napätia podávaného na formujúcej elektróde ovplyvňuje tvar hmotnostného píku vo fokálnej rovine a tým aj hmotnostné rozlíšenie. Čím je vyššie napätie, tým je dosiahnuté menšie FWHM hmotnostného píku. Nakoľko iónový zdroj je pod vysokým napätím, od komory termalizátora a od magnetického analyzátoru je oddelený izolantami s dĺžkou 10 cm.

2.4 Magnetický analyzátor

Samotným srdcom separátora je jeho iónovo – optický systém magnetickej analýzy. Pozostáva zo 4 dipólových, 3 kvadrupólových, 2 sextupólových magnetov a elektrostatického zrkadla schématicky znázornených na obrázku 2.4.1 Jeho úlohou je oddeliť supert ťažké izotopy s $A = 290 \pm 8$ od ľahkých iónov ^4He (pracovný plyn iónového zdroja), iónov primárneho zväzku ^{48}Ca , štiepných fragmentov ($A = 70 - 150$) a atómov terčového materiálu ($A = 200 - 250$). Prvá časť magnetického analyzátoru – od magnetu M1 po fokusujúci bod F1 zabezpečuje prvotnú separáciu. Druhá časť od bodu F1 po druhý fokusujúci bod F2 na fokálnej rovine studňového detektora slúži na precíznu hmotnostnú analýzu. Iónová optika bola pomocou simulácií v programoch GIOS a COSY INFINITY navrhnutá s emitanciou 35π mm mrad. Hmotnostné rozlíšenia $M/\Delta M$ sú v bodoch $F1 = 75$ a $F2 = 1300$ (kapitola 4.3) [20].

Prvý element iónovo-optického systému je 10° dipólový magnet M1 vo vzdialenosti 20 cm od výstupného otvoru iónového zdroja. Jeho funkciou je oddelenie ľahkých iónov pracovného plynu $^4\text{He}^{1+}$, ktorých sú vysoké intenzity a v sekundárnom zväzku by vďaka vysokej hustote priestorového náboja zhoršovali emitanciu zväzku. Magnetický kvadrupól Q1 zabezpečuje fokusáciu vo vertikálnej rovine a spolu s kvadrupólom Q2 fokusujúcim zväzok v horizontálnej rovine formujú prvotný fokálny bod F1. Hmotnostný rozptyl v tomto bode $1,5$ mm/% je formovaný 25° dipólovým magnetom M2 zabezpečujúcim prvotnú hmotnostnú analýzu.



Obr. 2.4.1: Schématický náčrt usporiadania prvkov iónovo-optického systému hmotnostného separátora MASHA s vyznačenými vzdialenosťami.

Vo fokálnom bode F1 je umiestnená obdĺžniková clona s rozmermi $10 \times 26 \text{ mm}$, ktorá prepúšťa ióny s hmotnostnou akceptanciou $\pm 2,8 \%$. Veľkosť otvoru clony vo vertikálnej rovine ohraničuje šírku zväzku, čím zlepšuje požadové podmienky v druhej časti separátora odstránením rozptýlených iónov. Vertikálne smerovanie zväzku zabezpečujú electrostatické zrkadlá EC1 v prvej časti a EC2 v druhej časti.

Najdôležitejšou časťou magnetického analyzátoru hmotnostného separátora sú dva 50° magnety M3_1 a M3_2 oddelené krátkym driftovým priestorom, ktoré formujú finálny fokálny bod F2 s hmotnostnou disperziou je $39 \text{ mm}/\%$ a zväčšením v disperznej rovine $0,68$. Fokusácia v vo vertikálnej rovine je dosiahnutá vďaka sklonu hraníc efektívnych magnetických polí magnetov M3_1 a M3_1, to zabezpečuje šírku škvŕny v rovine F2 do 35 mm . Samotný proces hmotnostnej separácie má svoj pôvod vohybe nabitých častíc v magnetickom poli.

Hmotnostná separácia sa začína urýchlením ionizovaných produktov reakcií v iónovom zdroji rozdielom elektrických potenciálov na kinetickú energiu T . Proces popisuje nasledovný vzťah:

$$T = q \cdot \Delta V = \frac{1}{2} m v^2 \quad (2.4.1)$$

Náboj iónu q je rovný $+1$ elektrón a ΔV reprezentuje rozdiel elektrických potenciálov medzi iónovým zdrojom a jeho výstupným oknom. Elektrické pole udelí všetkým iónom s rovnakým nábojom rovnakú kinetickú energiu, pričom ich rýchlosť v závisí od ich hmotnosti m . V momente, kedy sa ióny letiace rýchlosťou v dostanú do magnetického poľa s indukciou \mathbf{B} , začne na ne pôsobiť Lorentzova sila \mathbf{F} .

$$\mathbf{F} = q (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (2.4.2)$$

Táto sila je špecifická tým, že nekoná prácu a nemení kinetickú energiu častice, ale pôsobí na trajektóriu jej pohybu. Ak je vektor rýchlosti častice rovnobežný s vektorom magnetickej indukcie, vektorový súčin je nulový a Lorentzova sila nepôsobí. Ak sú však tieto vektory navzájom kolmé, z vektorového súčinu vyplýva, že \mathbf{F} má charakter dostredivej sily. Častica sa v magnetickom poli pohybuje rovnomerným pohybom po kruhovej trajektórii. Jej polomer ρ môžeme získať postavením do rovnováhy silu Lorentzovu (magnetickú) a dostredivú:

$$qvB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (2.4.3)$$

náboj je v našom prípade rovný $q = +1$, avšak ako parameter pre separáciu nabitých častíc a iónov sa uvádza (m/q) pri konštantnom magnetickom poli s indukciou \mathbf{B} a kinetickej energii separovaných častíc T . Podľa nastavenia magnetického poľa pomocou elektromagnetickej indukcie v hlavných dipólových magnetoch hmotnostného separátora je možné fokusovať rovnako nabité ióny do hmotnostných fokálnych bodov podľa hmotnosti. Hmotnostné rozlíšenie magnetov sa stanovuje ako schopnosť rozlíšiť medzi dvoma hmotnosťami m a $m+\Delta m$ a určuje sa ako

$$\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 = \left(2 \frac{\Delta B \rho}{B \rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{src}}{T}\right)^2 \quad (2.4.4)$$

kde B intenzitu magnetického poľa v Tesla, ρ polomer zakrivenia, ΔT_{src} rozptyl energií na výstupe z iónového zdroja a T kinetickú energiu iónu. Disperzia D po prechode magnetickým polom v jednotkách ($mm/\% \rho$) závisí od hmotnosti a je vyjadrená ako

$$D = \frac{\Delta x}{\Delta B \rho} = \frac{\Delta x}{\Delta p} \quad (2.4.5)$$

kde Δx označuje posunutie v disperznej rovine fokálnej roviny a p hybnosť iónu. Ak sa k magnetickému poľu pridá aj elektrické pole \mathbf{E} , začne pôsobiť elektrostatická sila \mathbf{F}_e urýchľujúca časticu so zrýchlením a .

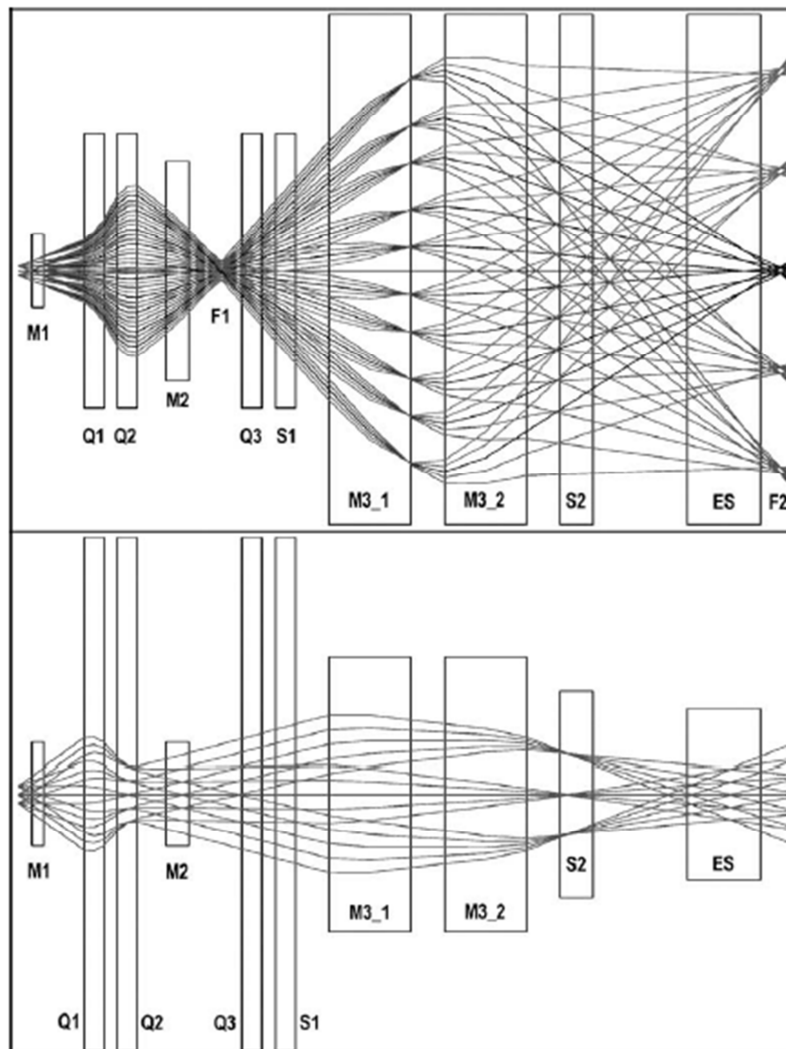
$$\mathbf{F}_e = q \cdot \mathbf{E} \quad (2.4.6)$$

Pohyb častice s nábojom q v elektromagnetickom poli vo vákuu potom vo všeobecnosti možno popísať rovnicou, ktorá vznikla položením elektrostatickej sily do rovnosti s druhým Newtonovým zákonom [23,24].

$$\frac{m}{q} \mathbf{a} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (2.4.7)$$

Kvadrupól Q3 nachádzajúci sa pred hlavnými magnetmi koriguje fokálnu polohu v prípade, že efektívne hranice ich magnetického poľa sa v skutočnosti líšia od svojich nominálnych hodnôt. Počas meraní je obvykle neaktívny. Dva sextupólové magnety S1 a S2 slúžia ku korekciám druhého rádu pre sférické a chromatické odchýlky. Najvýraznejšia odchýlka tretieho rádu je v porovnaní s uhlovou akceptanciou zariadenia zanedbateľná. Kvadratické nelinearity magnetických polí magnetov M3_1 a M3_2 silno ovplyvňujú odchýlky druhého rádu a tým aj korekčnú účinnosť sextupólov. Preto je ich homogenitu poľa $\Delta B/B$ nutné držať

na úrovni nepresahujúcej $5 \cdot 10^{-4}$. V skutočnosti homogenita magnetického poľa dipólových magnetov meraná Hallovou sondou nepresahuje po celej dĺžke aktívnych oblastí magnetov hodnotu $2 \cdot 10^{-4}$. Z dôvodu ochrany najcitlivejších častí trajektórie pred parazitnými magnetickými poľami v experimentálnej hale sú časti iónovodu medzi M3_1 – M3_2, M3_2 – S2 a S2 – ES tienené 1 mm hrubými platňami kovu s vysokou magnetickou permeabilitou, ktoré znižujú vplyv externých magnetických poľí 15x. Elektrostatické zrkadlo tvorené dvomi plátni s driftovým priestorom uprostred prevracia rovinu zväzku z horizontálnej do vertikálnej. Pomáha pri fokusácii v nedisperznej rovine a oddeluje kontaminanty, ktorých trajektória iónovou optikou môže byť náhodne fokusovaná rovnako ako separované ióny kôli rozptylu na iónoch pracovného plynu v prvej časti magnetického analyzátoru, prípadne počas extrakcie z iónového zdroja. Simulácia trajektórií iónov magnetickým systémom je na obrázku 2.4.2. Charakteristiky dipólových magnetických prvkov iónovej optiky sú uvedené v tabuľke 2.4.1, charakteristiky multipólových prvkov su v tabuľke 2.4.2.



Obr. 2.4.2: Výsledok modelovania usporiadania iónovo-optického systému spektrometra MASHA. Simulácie trajektórií iónov v horizontálnej disperznej rovine (vrchá časť) a vo vertikálnej nedisperznej rovine (spodná časť). M sú označené dipólové magnety, Q kvadrupólové a S sextupólové magnetické prvky. ES označuje elektrostatické zrkadlo.

Tab. 2.4.1: Charakteristiky dipólových magnetických prvkov iónovo-optického systému separátora MASHA.

Dipólové magnety	Uhol odklonenia (°)	Polomer trajektórie ohybu (m)	Rozmery dutiny (mm ²)	Maximálne magnetické pole (T)	Homogenita poľa
M1	10	1,0	40 x 30	0,49	$< 10^{-3}$
M2	25	0,8	120 x 30	0,61	$< 10^{-3}$
M3-1, M3-2	50	1,4	280 x 80	0,36	$< 5 \cdot 10^{-4}$
ES	90	0,7	450 x 50	-2,9; +2,8 kV	

Tab. 2.4.2: Charakteristiky multipólových prvkov iónovej optiky separátora MASHA.

Multipólové magnety	Dĺžka (mm)	Maximálne magnetické pole na póloch (T)	Rozmery dutiny (mm ²)	Poznámka
Q1 - Q3	300	0,3	$\pi \times 75^2$	Kvadrupólový magnet
S1	300	0,06	$\pi \times 75^2$	Sextupólový magnet
S2	500	0,006	280 x 60	Cievky na obdĺžnikovom ráme
EC1, EC2	100	± 110 kV	35 x 35	Odklon > 4 mrad

Spektrometer funguje v pracovnom režime vysokého vákuua 10^{-8} mbar. Zabezpečuje to systém 3 rotačných čerpacích vývev s Pfeiffer Duo 65 DC s max. otáčkami 1400 / min. a rýchlosťou čerpania 65 m³/h. Maximálne vákuum dosahované týmito pumpami je $3 \cdot 10^{-3}$ mbar. O vysoké vákuum sa stará 10 turbomolekulárnych vývev Pfeiffer TPH/TPU 2101 PC s maximálnymi otáčkami 31 500 / min. a čerpacou rýchlosťou 1900 l/s pre N₂, H₂ a He. Maximálne vákuum dosiahnuteľné týmito zariadeniami je $5 \cdot 10^{-10}$ mbar. Komoru termalizátora a energometra podporujú 2 turbomolekulárne vývevy, ktoré sú v pracovnom režime oddelené a uzatvorené vákuovými ventilmi. Ku komore termalizátora je pripojená turbomolekulárna výveva Pfeiffer TMU 071 P s čerpacou rýchlosťou 60 l/s (N₂) a ku komore energometra je pripojená turbomolekulárna výveva VV150 ruského výrobcu "Energonasos CKBM" s rýchlosťou odsávania 150 l/s (N₂). Vákuový systém je kontrolovaný sondami Pfeiffer typu PPT 100 a HPT 100. Druhá menovaná je pre vysoké vákuum s rozsahom 1000 – 10^{-9} mbar, v rozsahu 10^{-2} – 10^{-8} mbar s presnosťou ± 15 %. Sonda PPT 100 pracuje v rozsahu 1000 – 10^{-4} mbar s presnosťou ± 5 % v rozmedzí 1 – 10^{-3} mbar. Obe sondy pracujú s minimálnym intervalom medzi meraniami 40 ms a pod 1 mbar nie je nutná korekcia zobrazovanej hodnoty pre rôzne plyny. Vákuový systém, magnety a terčový uzol sú chladené vodou pod tlakom 0,4 MPa s prietokom 3,5 l/min. Teplota vody na vstupe je ~ 12 °C.

2.5 Porovnanie spektrometra MASHA s podobnými zariadeniami

V európe a vo svete existuje mnoho zariadení na prípravu rádioaktívnych zväzkou ISOL metódou. Najznámešie sa nachádza v CERN-e (Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire – európska organizácia pre jadrový výskum) pod názvom ISOLDE. Vo Francúzskom Caen sa nachádza laboratórium GANIL (Grand accélérateur national d'ions lourds – veľký národný urýchľovač ťažkých iónov), v ktorom sa buduje komplex SPIRAL 2 určený na výskum exotických jadier. Leuvenská Katolícka Univerzita v Belgicku má v cyklotrónovom výskumnom centre CRC (Centre de Ressources du Cyclotron) v Louvain-La-Neuve zariadenie LISOL – Leuven isotope separator on-line. V Spojených štátoch amerických sa ISOL metódou vytvárajú rádioaktívne zväzky v Oak Ridge National Laboratory na zariadení HRIBF – Holifield Radioactive Ion Beam Facility. Každé zo zariadení je v niečom výnimočné [25].

2.5.1 ISOLDE, CERN, Švajčiarsko

Exotické jadrá sú na Isolde produkované v spalačných reakciách, fragmentáciou a štiepením hrubých terčov protónmi s energiami do $1,4 \text{ GeV}$ z urýchľovača PSB (proton synchrotron booster) s intenzitami až $2 \mu\text{A}$. K dispozícii je aj p-n konvertor, ktorý mení primárny zväzok protónov na neutróny, v závislosti od preferovanej reakcie a terča. Prchavé produkty reakcií sú uvoľňované z vysokoteplotného terča a transportované do iónového zdroja. Ionizácia prebieha pomocou selektívnej excitácie laserovými lúčami, v plazmovom iónovom zdroji, alebo termoionizáciou. Výsledkom sú vysoké intenzity sekundárnych zväzkov s energiami $30 - 60 \text{ keV}$, v mnohých prípadoch dokonca najvyššie vo svete. Niekedy je možné selektívnou laserovou ionizáciou dosiahnuť zväzok jadier vo vybranom izomerickom stave. Sekundárne zväzky možno pripraviť z izotopov 70 prvkov so $Z = 2 - 88$, v niektorých prípadoch s intenzitou až do 10^{10} atómov na $1 \mu\text{A}$ primárneho zväzku. Rýchlosť extrakcie produktov reakcií determinuje dobu polpremeny jadier sekundárneho zväzku a závisí od typu terča. V prípade roztavených kovov s teplotami $700 - 1400 \text{ }^\circ\text{C}$ je možné extrahovať izotopy s minimálnymi dobami polpremeny okolo 30 s , v prípade žiaruvzdorných kovov, ktoré vydržia teplotu $2000 \text{ }^\circ\text{C}$ je možné dosiahnuť dobu extrakcie menej ako 1 s . Hmotnostná separácia prebieha v dvoch separátoroch s označeniami GPS (general purpose separator) a HRS (high resolution separator). GPS pozostáva zo 70° dipólového magnetu, 5 fokusujúcich kvadrupólov a elektrostatického prepínača, ktorý dokáže vytvoriť naraz 3 hmotnostne separované zväzky. HRS je tvorený 2 časťami – v prvej je séria 6 fokusujúcich dipólov a 1 multipólový magnet pre korekcie vyšších rádov, hlavný analyzujúci element je 90° dipólový magnet. V druhej časti sa nachádza séria 3 dipólov, 2 multipóly a analyzujúci 60° dipólový magnet. Hmotnostné rozlíšenie je $M/\Delta M = 15\,000$ [26,27]. Sekundárne zväzky je možné v zariadení Rex-Isolde urýchlyť až na energie do $2,2 \text{ MeV/u}$. Rex-Isolde pozostáva z Penningovej pasce kde sa ióny ochladzujú a zgrupujú do dávok, iónového zdroja typu EBIS (electron beam ion source) v ktorom sa zvyšuje stupeň ionizácie a trojstupňového lineárneho urýchľovača [28].

2.5.2 SPIRAL 2, GANIL, Francúzsko

Projekt urýchľovačového komplexu SPIRAL 2 je v súčasnosti vo výstavbe a nadväzuje na existujúcu infraštruktúru laboratória GANIL. Zariadenie sa buduje pre rádioaktívne zväzky vytvorené v reakciách fúzie, štiepenia, prenosu, fragmentácie a iných primárnym zväzkom deutéria, ^3He , ^4He , alebo neutrónov z uhlíkového konvertora na uránový terč. Primárny zväzok bude urýchľovaný supravodivým lineárnym urýchľovačom s potenciálom do 40 MV , na ktorom bude tiež možné urýchľovať aj ťažké ióny až do $14,5\text{ MeV/u}$. K dispozícii bude viacero iónových zdrojov na báze rôznych mechanizmov ionizácie – tepelná povrchová ionizácia, ECR, laserová ionizácia a plazmový iónový zdroj. Každý má svoje vlastnosti a výhody pre rôzne prvky, no vo všeobecnosti ide o výber selektivity, vysokej intenzity ($100\mu\text{A} - 5\text{ mA}$), alebo lepšej kvality zväzku ($10 - 80\ \pi.\text{mm.mrad}$). Pre sekundárne zväzky sú plánované 2 kanály – nízkych a vysokých energií. Tieto sekundárne zväzky budú prvotne oddelené separátorom s nízkym rozlíšením ($M/\Delta M = 250$). Nízkoenergetická vetva bude $I+$ ióny s energiou 60 keV dopravovať do rôznych experimentálnych zariadení, vysokoenergetická vetva predpokladá zvýšenie náboja iónu a injektovanie do cyklotrónu CIME, ktorý môže separovať a urýchľovať ióny až do 10 MeV/u . Hmotnostné rozlíšenie cyklotrónu dosahuje $R = 1,6 \cdot 10^4$ ($M/\Delta M = 6250$), nedokáže však oddeliť izobarické kontaminanty. Pre rozdeľovanie zväzku medzi jednotlivé vetvy sa zvažujú 2 možnosti – separátory s nízkym rozlíšením. Jeden je kombináciou dipólového magnetu a elektrostatických zrkadiel a druhý na osnove Wienovho rýchlostného filtra. Projekt SPIRAL 2 bude môcť dodávať paralelne až 5 hmotnostne separovaných zväzkov [29,30,31].

2.5.3 LISOL, CRC, Belgicko

Rádioaktívne zväzky sú tu pripravované reakciami úplnej fúzie a reakciami štiepenia na tenkých terčoch. Primárny zväzok ľahkých (p , ^3He , ^4He , ...), alebo ťažkých iónov ($^{36,40}\text{Ar}$, ^{56}Ni , ...) je dodávaný izosynchronným cyklotrónom CYCLONE-110. Sekundárne zväzky sú vytvárané pomocou plynového „kečera – termalizátora“, pre každý typ jadrovej reakcie má vlastnú konštrukciu. Terče sú umiestnené v komore termalizátora s atmosférou 500 mbar hélia, alebo argónu. Produkty reakcií sú zrážkami s molekulami plynu termalizované a s tokom plynu transportované k výstupnému otvoru plynového článku. Po vstupe do sextupólového iónového smerovača označovaného SPIG (sextupole ion guide) sú produkty v iónovom stave zachytené, ochladené a fokusované. V prípade zneutralizovania sú atómy opätovne ionizované laserovým iónovým zdrojom. Ióny sú následne urýchlené 40 kV potenciálom pre hmotnostnú analýzu. Touto metódou je možné pripraviť zväzky prvkov, ktoré inými ISOL metódami nie je možné pripraviť (Fe, Ni, Co). Hlavný element iónovo-optického systému je 55° dipólový magnet, ktorý dosahuje hmotnostné rozlíšenie $M/\Delta M = 1500$. Metóda je veľmi rýchla, je ňou možné pripraviť sekundárne zväzky izotopov s dobami polpremeny v regióne milisekúnd [32,33,34].

2.5.4 HRIBF, ORNL, Spojené štáty americké

Izochrónny cyklotrón Oak Ridgeského národného laboratória dodáva zväzky p , D a α -častíc s energiami do 80 MeV pre reakcie fúzie a štiepenia na terči, ktorý môže byť v pevnej, alebo kvapalnej forme. Ionizácia produktov jadrových reakcií je zabezpečená nárazovou ionizáciou

v elektrónovom plazmovom iónovom zdroji EBPIS. Transportné potrubie spájajúce terčovú komoru s iónovým zdrojom je nahrievané do $1800\text{ }^{\circ}\text{C}$, systém je odvodený z iónového zdroja na ISOLDE a dosahuje emitanciu $4\pi\text{.mm.mrad}$ pri 40 keV zväzku. Zariadenie je schopné vytvárať rádioaktívne zväzky s dobou polpremeny až 10^{-1} s a s intenzitami až do 10^6 pre vybrané izotopy. Iónovo-optický systém sa skladá z 2 častí. Prvá je tvorená skupinou fokusujúcich kvadrupólov, analyzujúcim magnetom s hmotnostným rozlíšením $M/\Delta M = 1000$ a ďalšou sériou fokusujúcich kvadrupólov. Nasleduje prenábojovacia komora, séria fokusujúcich magnetov a 300 kV urýchľujúci článok. Po dvoch sériách fokusujúcich kvadrupólov nasleduje izobarický separátor s hmotnostným rozlíšením $M/\Delta M = 20\ 000$. Z neho sú ióny smerované do 25 MV elektrostatického tandemového urýchľovača, kde sú urýchlené pre experimenty [35,36,37].

Tab. 2.5.1: Porovnanie hmotnostných separátorov. Údaje v zátvorkách sa vzťahujú k dodatočnému urýchleniu hmotnostne separovaných sekundárnych zväzkov na vysoké energie.

Zariadenie	Primárny zväzok	Iónový zdroj	Energia sekundárneho zväzku (keV)	Časové charakteristiky	Hmotnostné rozlíšenie (M/ΔM)
MASHA	ťažké ióny	ECR	38	$\tau > 2\text{ s}$	1300
ISOLDE	p	ECR, laser, horúca komora, plazma	60 (2,2 MeV/u)	$t_{1/2} \approx 30\text{ s}^*$ $t_{1/2} \approx 1\text{ s}^{**}$	15 000
SPIRAL 2	D, ^3He , ^4He , ťažké ióny	ECR, laser, horúca komora, plazma	60 (10 MeV/u)	$t_{1/2} \approx \text{ms}$	250 (6250)
LISOL	p, ^3He , ^4He , ťažké ióny	laser	40	$t_{1/2} \approx \text{ms}$	1500
HRIBF	p, D, ^4He	horúca komora + plazma	40 (25 MV)	$t_{1/2} \approx 0,1\text{ s}$	1000 (20 000)

* pre hrubé pevné terče (^{238}U)

** pre terče z roztavených kovov

Hmotnostný spektrometer MASHA je skonštruovaný pre jednoznačný účel – stanovenie hmotností izotopov supertěžkých prvkov metódou hmotnostnej separácie. Tomuto cieľu sú podriadené konštrukčné riešenia – hmotnostné rozlíšenie iónovej optiky, časová odozva separátora, terčový uzol s termalizátorom a iónový zdroj. Separátor ISOLDE je svojím zameraním unikátnym zariadením skonštruovaným pre multifunkčnosť. Výberom z rôznych tipov iónových zdrojov a hmotnostným rozlíšením je možné dosiahnuť izobaricky čisté rádioaktívne zväzky. Nevýhodou oproti spektrometru MASHA je dlhšia časová odozva

spôsobená dlhšou dobou difúzie produktov jadrových reakcií s protónmi z hrubého uránového terča. Meraniami doby extrakcie izotopov ortuti [67] bola zistená 15x kratšia časová odozva spektrometra MASHA. Jadrové reakcie trieštenia a štiepenia protónov, alebo neutrónov z konvertoru umožňujú prípravu rádioaktívnych zväzkov izotopov s $Z < 92$. Projekt SPIRAL 2 bude poskytovať rovnako ako MASHA väčší výber primárnych zväzkov a bude možný výber iónového zdroja rovnako ako na ISOLDE. Hmotnostné rozlíšenie je $\sim 5x$ horšie, ako na MASHI. V druhom stupni je naopak $\sim 5x$ lepšie, avšak nebude postačovať k vytvoreniu izobaricky čistých sekundárnych zväzkov ako na ISOLDE. Rádioaktívne zväzky sú ponúkané pre ďalšie experimenty, avšak oproti MASHI sú ľahšie, so $Z < 72$. Zariadenie LISOL ponúka vysokú selektivitu rádioaktívnych izotopov pri formovaní sekundárnych zväzkov zabezpečenú laserovou ionizáciou. Časová odozva separátora je vďaka systému IGISOL na úrovni milisekúnd, čo zabezpečuje o 3 rády lepšiu časovú charakteristiku oproti spektrometru MASHA. Na tomto zariadení na rozdiel od MASHI je možné vytvárať sekundárne zväzky aj kovových prvkov. Hmotnostné rozlíšenie je porovnateľné so separátorom MASHA. V americkom Oak Ridge na zariadení HRIBF je hmotnostné rozlíšenie porovnateľné so separátorom MASHA, časové charakteristiky sú o 1 rád lepšie, čo môže byť spôsobené plazmovým iónovým zdrojom v kombinácii s horúcou komorou. Obmedzením sú primárne zväzky ľahkých jadier.

2.6 Zhrnutie

V tejto kapitole sú detailne opísané konštrukčné riešenia a usporiadanie jednotlivých častí hmotnostného spektrometra MASHA s popisom ich funkcií. Postupuje sa v smere primárneho zväzku od cyklotrónu po fokálnu rovinu. Popis začína od steny experimentálnej haly separátora MASHA, v ktorej sa nachádza wobblers. Nasleduje popis bloku diagnostiky zväzku – meranie energie a fokusácia na terč, ďalej samotný terč a termalizátor (hot catcher), ECR iónový zdroj s popisom konštrukcie a princípu ionizácie. V časti „magnetický analyzátor“ je detailne opísaný iónovo-optický systém, princípy hmotnostnej separácie iónov v magnetickom poli a špecifiká vákuového systému. Záverom kapitoly sú v krátkosti charakterizované podobné zariadenia a tabuľka s porovnaním základných charakteristík takýchto zariadení s diskusiou.

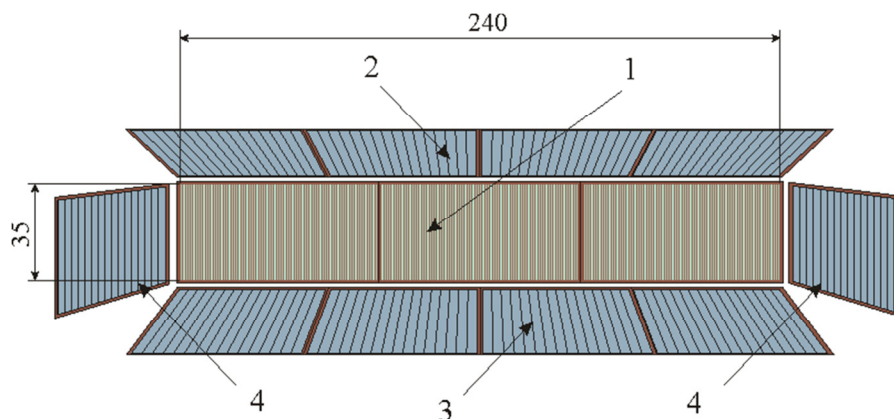
3. Registácia častíc vo fokálnych detektoroch

Vo fokálnej rovine F2 hmotnostného separátora MASHA sa nachádza komora s detektormi. Využívajú sa tu 3 druhy detektorov. Hlavný je kremíkový multistripový detektor studňovej geometrie pre spektrometriu alfa častíc a štiepných fragmentov. Pre detekciu vysokých tokov stabilných iónov sa využíva pasívny lamelový detektor tvorený medenou štruktúrou na plexiskle a pre identifikáciu trajektórií častíc sa používa kremíkový pixelový detektor s vysokým geometrickým a energetickým rozlíšením.

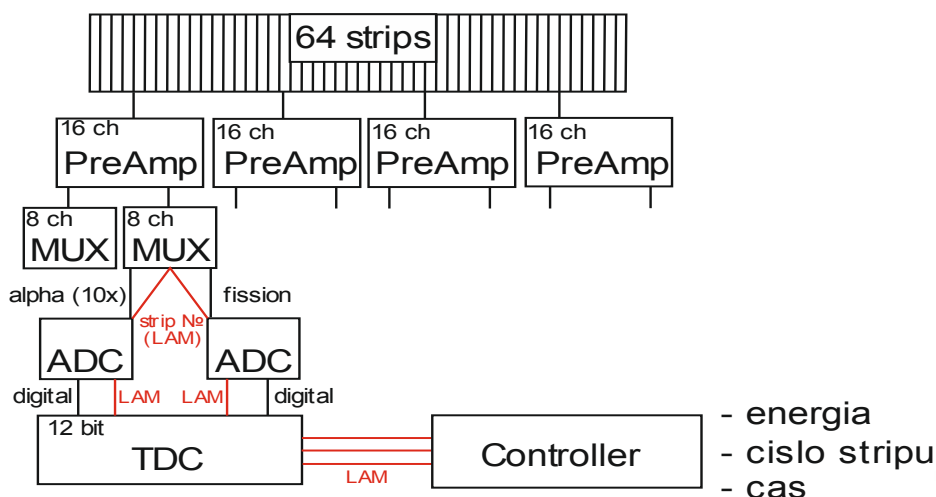
3.1 Detekčné systémy

3.1.1 Studňovitý stripový kremíkový detektor

Fokálna rovina F2 je tvorená studňovitým 1-rozmerným polohovo-citlivým kremíkovým detektorom CANBERRA typu PIPS (passivated implanted planar silicon) série PF/RT. Tento typ P-I-N kremíkoveho detektora je vyrobený implantovaním elektród na povrch kremíkoveho kryštálu technológiou zabezpečujúcou veľmi tenkú povrchovú mŕtvu vrstvu v mieste spojenia. Hliníkové elektródy tvoria na povrchu kryštálu stripovú štruktúru. Informácia o mieste preniku ionizujúcej častice sa získava delením vzniknutého náboja medzi elektródami. Pozostáva z 3 kryštálov vo fokálnej rovine s rozmermi $80 \times 35 \text{ mm}$, každý po 64 stripov. Po oboch dlhších stranách fokálnej roviny sa nachádzajú po 4 kryštály $60 \times 60 \text{ mm}$ s 16 stripmi každý a po kratších stranách fokálnej roviny sú $80 \times 35 \text{ mm}$ kryštály rozdelené na 16 stripov, ako je vidno na obrázku 3.1.1. Spolu detektor obsahuje 352 stripov. Hrúbka kremíku vo všetkých stripoch je $0,3 \text{ mm}$ a mŕtva vrstva detektora zo strany zväzku podľa údajov výrobcu neprevyšuje 50 nm . Zo spodnej strany kontaktu je ohmická vrstva hrúbky $1,5 \mu\text{m}$. Všetky kryštály jednotlivých rovín sú kompaktné spojené do jedného telesa bez medzier. Štandardné pracovné napätie detektorov je -40 V , energetické rozlíšenie alfa častíc je 30 keV pre $5,5 \text{ MeV}$ alfa častice. Plocha fokálnej roviny detektora je umiestnená v norme k prichádzajúcemu zväzku. Signály z každého stripu studňovitého detektora sú registrované nezávislou elektronickou trasou, ktorá je schématicky zobrazená na obrázku 3.1.2.



Obr. 3.1.1: Náčrt studňovitého stripového Si detektora s rozmermi fokálnej roviny v milimetroch. 1 – kryštály fokálnej roviny; 2, 3 – kryštály bokových stripov; 4 – kryštály okrajových stripov



Obr. 3.1.2: Schématic multiplexoru s lineárnym zosilňovačom (MUX), odtiaľ sa vetví na alfa častice (10x zosilnený) a štiepne fragmenty. Spolu analogovým signálom ide do amplitúdovo-číslicového prevodníku (ADC) aj údaj o čísle stripu. Ten vydá spolu časovo-číslicovým prevodníkom (TDC) signál LAM (look at me) a čaká na prečítanie controllerom a vynulovanie. Cyklus trvá $\sim 2 \mu\text{s}$.

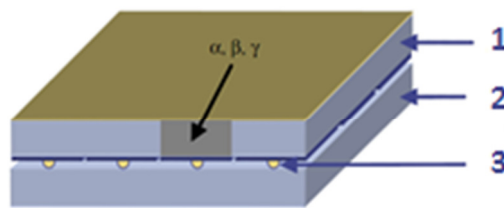
Zo stripov signál putuje do 16 – kanálových nábojovo citlivých predzosilňovačov nachádzajúcich sa na streche vákuovej komory. Z predzosilňovačov signály putujú do 8 – kanálových tvarovacích zosilňovačov so zabudovaným multiplexorom. Predzosilňovače a aj multiplexory boli vyrobené v Laboratóriu jadrových reakcií. V každom kanále zosilňovača sú 2 nezávislé cesty zosilenia. Jedna je pre alfa častice, kde je maximálna energia nastavená na 20 MeV , druhá je pre štiepne fragmenty s maximálnou energiou 200 MeV . Obe cesty majú fixovanú časovú tvarovaciu konštantu $1 \mu\text{s}$. Z východu zosilňovačov obe cesty nezávisle pokračujú na vchod amplitúdovo – číslicových prevodníkov s časovou konštantou $2 \mu\text{s}$. Bloky elektroniky sú zhotovené v štandarde CAMAC. Z týchto blokov sa dáta sústreďujú na hlavný počítač umiestnený v experimentálnej hale vedľa stojanov s elektronikou. Ovládanie je zabezpečené vzdialeným prístupom z riadiacej miestnosti. Pre riadenie funkcií jednotlivých častí spektrometra bol vytvorený program na osnove LabVIEW [38]. Zber dát je zabezpečený dvomi nezávislými programami – pre studňový detektor a pre stripový detektor stálych tokov. Program pre spracovanie dát naprogramovaný pod štandardom K-max, tieto údaje cez sieť vyhodnocuje a zobrazuje v reálnom čase v riadiacej miestnosti spektrometra.

3.1.2 Lamelový detektor stabilných iónov

Pre nastavenie režimov ECR iónového zdroja a pre kalibráciu spektrometra slúži špeciálny detektor – verná napodobenina fokálnej roviny studňového detektora ako medená stripová štruktúra na plexiskle. Je určený k registrácii stálych nízkych tokov stabilných iónov. Šírka stripu je 1 mm a medzera medzi stripmi je $0,25 \text{ mm}$. Detektor je pripevnený na pohyblivej platničke, ktorá je vysúvateľná pred studňový detektor. Pre meranie tokov bol zhotovený špeciálny mnohokanálový elektronický modul, kde sa z toku vytvára napätie, ktoré je konvertované na digitálny kód [39]. Jeden modul obsluhuje 64 kanálov a nachádza sa vnútri vákuovej komory. Moduly pracujú v hraniciach prúdu $60 \text{ pA} - 5 \mu\text{A}$.

3.1.3 Kremíkový pixelový trekový detektor

Pre registráciu trajektórií nabitých častíc je v testovacom režime TIMEPIX kremíkový pixelový detektor s 256 x 256 štvorcovými pixelmi s krokom 55 μm , na ktorom je možné identifikovať a zobrazit' trajektórie a energiu rôznych častíc [40]. Hrúbka kremíkových pixelov je 300 μm a na povrchu zo strany zväzku má naparenú vrstvu zlata – ohmický kontakt, čo vytvára mŕtvu vrstvu na úrovni 1,5 μm . Schématicky je znázornený na obrázku 3.1.3. Tento detektor je dodávaný ako kompaktný modul pripojiteľný cez USB vstup do počítača. Pozostáva z pixelovaného sensorového čipu spojeného s „read-out“ čipom, v ktorom sa nachádza zosilňovač, diskriminátor a analogovo – číslicový prevodník zvlášť pre každý pixel [41]. Tento detektor je tvorený doskou kremíku, ktorá funguje ako PIN dióda. V detekčnej komore je umiestnený v pravej časti fokálnej roviny kremíkoveho studňovitého detektora namiesto jedného z kremíkových kryštálov – stripov 129-192. Detektor je kôli zlepšeniu energetického rozlíšenia chladený vodou. Nachádza sa v špeciálnom tieniacom kryte z bariérovaneho polyetylénu hrúbky 5 cm skonštruovanému pre zníženie pozadia spôsobeného (n,p) reakciou na kremíku od neutrónov vznikajúcich v jadrových reakciách v terčovej komore.



Obr. 3.1.3: Schématické znázornenie TIMEPIX detektora.

- 1 – kremíkový čip s $\sim 1,5 \mu\text{m}$ Au na povrchu
- 2 – pixelovaný spoj
- 3 – čip s elektronikou

3.2 Sekundárne zväzky exotických jadier

Hmotnostný spektrometer MASHA bol skonštruovaný pre meranie hmotnosti izotopov superťažkých jadier vytvorených v reakciách úplnej fúzie ^{48}Ca s aktinoidovými terčami. V Laboratóriu jadrových reakcií G.N. Flerova boli už v minulosti registrované rozpady izotopov superťažkých prvkov na kinematickom separátore s plynovou náplňou („ГHC“ / „Dubna Gass Filled Recoil Separator“) [42]. Boli na ňom syntetizované prvky až po $Z = 118$ [43,44,45,46]. Ako vyplýva zo širok funkcií vzbudeného jadra pre jednotlivé fúzne kanály, je potrebné, aby mal projektil pri reakcii čo najpresnejšiu požadovanú energiu. Z toho dôvodu je pre tento účel používaný tenký terč s hrúbkami $\approx 100 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$. Produkty tohoto typu reakcie sú vo všeobecnosti neutrónovo-deficitné jadrá, ktoré sa vo väčšine rozpadajú β^+ premenou resp. elektrónovým záchyтом, prípadne pri vyšších hmotnostiach emisiou alfa častíc. Konkurenčným procesom k deexcitácii emisiou častíc je štiepenie, ktorého pravdepodobnosť závisí od energie vzbudeného jadra, deformácie a vnútornej štruktúry zloženého jadra [47]. Aby bola pravdepodobnosť štiepenia potlačená, je potrebné udržiavať energiu projektilu tesne nad coulombovskou bariérou danej kombinácie projektil – terč. Reakciami úplnej fúzie projektilu a terča pri energiách blízko potenciálovej bariéry sa zaoberá práca [48].

Pred pripojením separátora na cyklotrón sa všetky testovacie experimenty robili kalibrovanými prietokmi inertných plynov – účinnosť ionizácie a separácie, doba evakuácie komory termalizátora, hmotnostné rozlíšenie a vlastnosti iónovej optiky. V prvom experimente na zväzku ^{40}Ar bez terča bola preverovaná doba evakuácie komory termalizátora v závislosti od teploty náhrevu a konverzná účinnosť zariadenia. V nasledujúcom experimente boli použité terče z prírodného samária $^{\text{nat}}\text{Sm}$ a erbia ^{166}Er obohateného na 98,5 %. Bolo zistené [49,50], že kopernicium ^{112}Cn je chemickým analógom ortuti a z toho dôvodu boli sledované neutrónovo-deficitné izotopy ortuti v reakcii



pri energii primárneho zväzku 270 MeV. Pre dokončenie testovacích experimentov s inertnými plynmi bola zvolená reakcia



v ktorej sú produkované neutrónovo-deficitné alfa rádioaktívne izotopy radónu. Terče boli pripravované nanosením oxidu samaritého a oxidu erbitého na titánovú fóliu hrúbky 3,14 μm metódou molekulárneho elektroosadenia. Pracovná oblasť stacionárneho terča mala priemer 15 mm. Prepočítaná energia v strede hrúbky terča bola 255 MeV a celková hrúbka terča prepočítaná na atómy Sm resp. Er bola 0,63 $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$. Energia primárneho zväzku bola taktiež 270 MeV a pre sledovanie zmien výťažkov v závislosti od energie primárneho zväzku bola regulovaná degradácia energie – postavenie niekoľkých vrstiev 1 μm hrubých titánových fólií do zväzku vo vzdialenosti 30 cm pred terčom.

V nasledujúcom experimente bola sledovaná reakcia izotopu samária ^{144}Sm obohateného na 98,5 % nanoseného na 3,14 μm Ti fólii s priemerom pracovnej oblasti 15 mm so zväzkom ^{40}Ar pri energii 270 MeV. Pomocou prerušovania primárneho a sekundárneho zväzku bola meraná doba difúzie produktov reakcií z termalizátora na izotopoch $^{179-181}\text{Hg}$, ako aj celková účinnosť ako sumárny výťažok z 2n, 3n a 4n kanála tejto reakcie na izotopoch $^{180-182}\text{Hg}$. Výsledky sú uvedené v kapitole 4.1. Sledovanie výťažkov reakcie



pri energii zväzku 270 MeV bolo z dôvodu prípravy na in-beam kontrolu funkčnosti celého zariadenia pri neskoršom plánovanom experimente s hľadaním rozpadu izotopu ^{283}Cn , ktorý mal byť prvý superťažký izotop s hmotnosťou stanovenou metódou hmotnostnej separácie. V prírodnom neodýme sú najviac zastúpené izotopy s $A = 142$ a 144. V tomto prípade neboli sledované výťažky kvantitatívne, iba kvalitatívne. V spomínanom experimente merania hmotnosti izotopu ^{283}Cn v reakcii



pri energii zväzku 340 MeV bol použitý terč s priemerom aktívnej oblasti 1,8 cm a plochou 2,54 cm^2 . Terč pozostával z uhlíkovej podložky s hrúbkou do 200 μm a priemerom 3 cm, na ktorú bolo nanosené v 4 vrstvách spolu 212 mg UO_2 (≈ 187 mg U) s hrúbkou 78,6 mg/cm^2 . Nakoniec bola z metodických dôvodov pridaná vrstva 180 μg neodýmu v hrúbke 71 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$,

aby bolo možné prestavením magnetických polí kontrolovať výstupy ^{185}Hg , čím sa preverovala správnosť činnosti separátora. Maximálna hodnota účinného prierezu vo funkcii vzbudenia pre $3n$ reakciu odmeraná v Laboratóriu jadrových reakcií G.N.Flerova na plynovom separátore GFRS je pri 234 MeV ^{48}Ca je $\leq 5\text{ pbarn}$ [49,51]. V terči s plošnou hrúbkou $0,8\text{ mg/cm}^2$ bol primárny zväzok dostatočne brzdený na to, aby sa dosiahlo maximum funkcie vzbudenia pre sledovanú reakciu. Chemickou analýzou po skončení experimentu sa ukázalo, že terč počas experimentu nedegradoval.

Pre syntézu neutrónovo nadbytočných izotopov podobných terčovým jadram boli sledované výťažky reakcie mnohonukleónového prenosu medzi projektilom ^{48}Ca a terčom ^{232}Th . Na rozdiel od fúzo-výparných reakcií, v ktorých dochádza k spojeniu projektilu a terča do zloženého jadra, ktoré sa potom ochladzuje vyparovaním častíc a gama kvánt v závislosti od energie vzbudenia, v reakciách prenosu sa uplatňuje presun nukleónov medzi jadrami v jednostupňovom procese [52]. Pre vytvorenie neutrónovo nadbytočných izotopov radónu s $A = 229 - 232$ bola zvolená reakcia

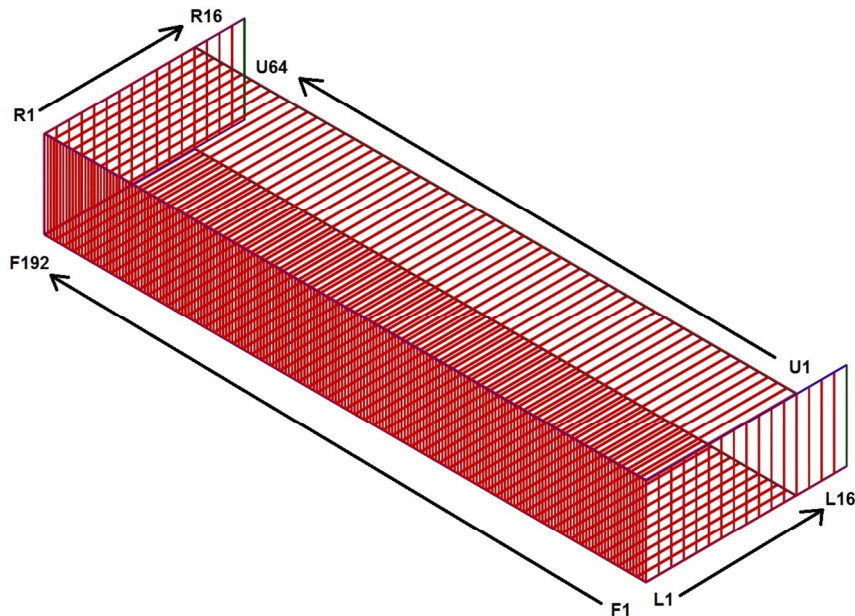


V tomto prípade boli terčové jadrá ^{232}Th implantované priamo do matrice termalizátora, keďže požadované jadrá radónu vznikali premenou terčového jadra. Pri reakciách prenosu ide o nepružný rozptyl a preto terčové jadro môže dostať impulz pod uhlom do 90° od osi zväzku. Okrem toho radón je inertný plyn, ktorý ľahko opúšťa objem terča (resp. termalizátora), preto je optimálne použitie hrubého terča spojeného s termalizátorom.

3.3 Štúdium registrácie častíc metódou Monte Carlo

S cieľom určiť geometrickú účinnosť a správnosť určenia energie alfa častíc v detektoroch nabitých častíc boli tieto veličiny skúmané s použitím simulácií metódou Monte Carlo. Výsledky získané zo simulácií boli porovnávané s experimentálnymi. V programovom balíku Geant4 [53] bola zostrojená napodobenina citlivých stripov fokálneho detektora (obrázok 3.3.1). Vo fokálnej rovine bolo umiestnených vedľa seba 192 objemov s rozmermi $1,25 \times 35 \times 0,3\text{ mm}$ s krokom $1,25\text{ mm}$ v smere osi x vyplnených kremíkom s hustotou $2,329\text{ g.cm}^{-3}$. Tento materiál aj s jeho vlastnosťami bol vybraný z databázy Geant4. Na povrchu týchto stripov bola umiestnená platňa z rovnakého materiálu s rozmermi $240 \times 35 \times 5 \cdot 10^{-5}\text{ mm}$ reprezentujúca necitlivú mŕtvu vrstvu tak, aby zakrývala celú plochu stripov v smere od prichádzajúceho zväzku. Bočný typ stripov s rozmermi $3,75 \times 0,3 \times 6\text{ mm}$ bol umiestnený v (2x) 64 kópiách po oboch stranách fokálnej roviny a na oboch povrchoch bola umiestnená platňa kremíku analogicky ako vo fokálnej rovine. Krajné stripy s rozmermi $80 \times 35\text{ mm}$ boli umiestnené po okrajoch fokálnej roviny pod 50 nm vrstvu kremíku. Jednotlivé steny fokálneho detektora boli spojené tak, aby sa dotýkali hranami okrajových stripov, mŕtva vrstva bola o 50 nm posunutá nad fokálnu rovinu. Na vrchné zakončenie všetkých stripov v smere od prichádzajúceho zväzku boli umiestnené tenké lišty s kremíku, nakoľko pri simulácii energetickej kalibrácie dochádzalo k štiepeniu pík na odhalených častiach stripov bez pokrytia mŕtvou vrstvou. V jednoduchosti, bola vytvorená verná kópia skutočného detektora. Jediný rozdiel oproti skutočnému detektoru bol v neprítomnosti hliníkovej štruktúry elektród na povrchu kremíku. Analogicky s reálnym detektorom všetky

roviny stripov boli pospájané do jedného telesa, pričom jednotlivé sektory – stripy boli v geometrii simulácie oddelené a mali svoje vlastné označenia. Označovanie stripov je analogické s reálnym detektorom – písmeno označuje rovinu detektora (Focal, Up, Down, Left, Right) a číslo stripu, ktoré narastá od menšej hmotnosti jadra k vyššej z ľava do prava z pohľadu zväzku (pri nastavení hmotnosti na separátore $A = 283$ bude táto hmotnosť fokusovaná do stripu F1, pri ktorom sa nachádza strip L1 a vyššie hmotnosti do stripov F2 – F192 vzostupne).



Obr. 3.3.1: Geometrické usporiadanie fokálneho detektora s popisom rovín z programu simulácií v GEANT4.

Vzhľadom k samotnej podstate Geantu (GEometry AND Tracking) bolo dostatočné pre trekový detektor zhotoviť iba kváder s rozmermi zodpovedajúcimi citlivému kremíkovému objemu TIMEPIX detektora – $1,4 \times 1,4 \times 0,3 \text{ mm}$ s povrchovou mŕtvou vrstvou $1,5 \mu\text{m}$ zlata, v ktorom boli analyzované stopy beta častíc a korelácie medzi nimi.

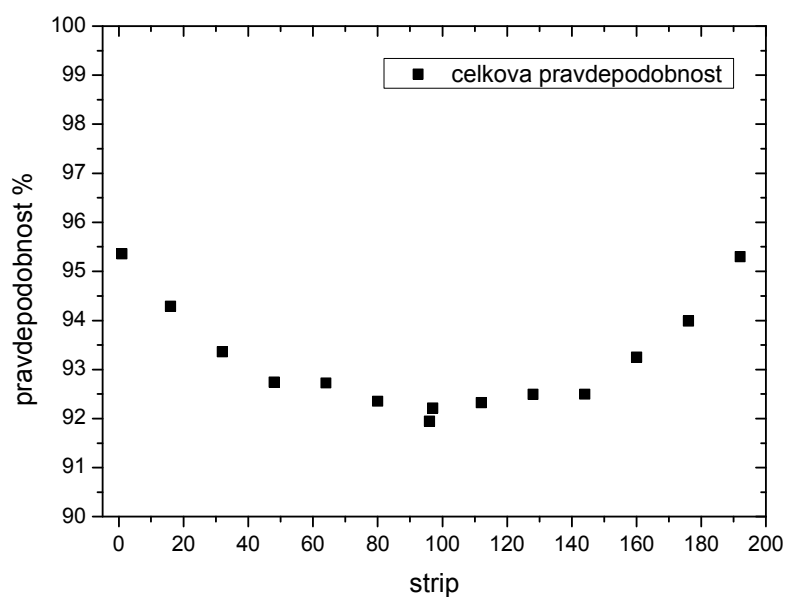
Monte Carlo simulácia transportu častíc prostredím je štrukturovaná do 3 vrstiev – kolobeh (run), ktorý sa skladá z definovaného počtu vytvorení primárnych častíc (event), z ktorých každá má svoju trajektóriu zloženú z množstva jednotlivých krokov (step) zodpovedajúcich strednej voľnej dráhe, resp. od bodu interakcie k nasledujúcemu bodu interakcie. Počas svojej existencie môže častica vytvoriť sekundárne častice, resp. prejsť jadrovou premenou na iné jadro. Postupnosť simulácie v Geant4 je najskôr primárna častica od vzniku až po svoje zastavenie (rozpad – premenu), potom sekundárne častice ktoré vznikli počas jej života (npr. δ -elektróny), častica emitovaná pri premene a napokon nové jadro vzniknuté v jadrovej premene. Táto postupnosť pokračuje až po premenu na stabilné jadro, prípadne po termináciu existencie častice definíciou v programe, alebo opusteniu definovaného objemu geometrie. Programové jadro Geant4 prepočítava všetky vlastnosti častice metódou Monte Carlo v každom jednom kroku života častice. Systém zberu dát v zdrojovom kóde aplikácie (simulácie) z nich vyberá požadované a ukladá ich pre ďalšiu analýzu, ktorá sa vykonáva v programe Root. Tiež je možné tieto údaje zapisovať do textového súboru, či už pre analýzu výsledkov, alebo pre kontrolu správneho fungovania simulácie.

V programe simulácií boli použité 2 rozdielne systémy zberu údajov – pre stripový a pre trekový detektor. Vzhľadom k veľkému počtu stripov program pre každý event vyhľadával strip s najvyššou depozíciou energie v každej rovine detektora a zapisoval ho do súboru. Zápis energií bol vykonávaný pri konci eventu a v prípade že nastal proces rozpadu. V prípade trekového detektora boli uchovávané informácie o dĺžke trajektórie častice v citlivom objeme, energii stratenej časticou počas dráhy v citlivom objeme, dobe vzniku častice a materskom jadre, z ktorého bola častica emitovaná. Geant 4 umožňuje zvoliť súbor fyzikálnych modelov elektromagnetických interakcií [54]. Napríklad je možné zvoliť si modely poskytujúce presnejšie výsledky v oblasti vysokých energií a časticovej fyziky (G4EMStandard_opt1), alebo modely so zameraním sa na transport častíc s nízkymi energiami (G4EMStandard_opt3), prípadne neutróny, alebo nízkoenergetické excitácie atómov a charakteristické žiarenie (G4PenelopePhysics, G4LivermoreEM). Pre simulácie stripového detektora boli použité modely najprv G4LowEnergyEM, ktorý sa od verzie 9.4 zjednotil s G4EMStandard. Bol využitý tento všeobecný model a model G4EMStandard_opt3 zameraný na precízne nízkoenergetické aplikácie. Oba modely dávali zhodné výsledky. Pre simulácie trajektórií beta častíc v trekovom detektore boli použité modely G4EMStandard_opt3 a G4PenelopePhysics [55], ktoré podporujú procesy atómovej deexcitácie emisiou Augerových elektrónov a charakteristického röntgenovského žiarenia. Pre transport častíc bol použitý model mnohonásobného rozptylu [56]. Takzvané „kuty“ (cuts) reprezentujúce dolnú prahovú hodnotu strednej voľnej dráhy častice v materiáli (túto hodnotu pre každý materiál Geant4 prepočítava na minimálnu energiu v danom materiáli) boli pre všetky simulácie nastavené na 10 nm. Táto „hraničná hodnota“ energie reprezentuje minimálnu energiu častice, nad ktorou sú produkované sekundárne častice a pod krotou častica stráca energiu spojit.

Programový balík Geant 4 je obnovovaný a niekoľko krát ročne vychádzajú nové verzie. Počas práce na hmotnostnom separátore boli simulácie počítané vo verziách Geant4 9.3 (geometrická pravdepodobnosť registrácie) až Geant4 9.6 patch01 (pravdepodobnosť registrácie eventu v trekovom detektore a energetické spektrá beta častíc) resp. Geant4 9.6 patch02 (preverenie všetkých výsledkov). Geant4 s dokumentáciou je možné voľne stiahnuť z [57], alebo je možné získať predinštalovaný virtuálny obraz disku pre VMPlayer [58,59].

3.3.1 Geometrická účinnosť fokálneho detektora

Pravdepodobnosť, že alfa častica emitovaná pri rozpade rádioaktívneho jadra a bude registrovaná v niektorom zo stripov studňového detektora sa dá vypočítať pomerom priestorového uhla pokrývajúceho stripu ku 4π . Ručné počítanie pre všetky pozície by bolo pracné, preto bola k ohodnoteniu tejto veličiny zvolená metóda Monte Carlo. Pre ohodnotenie rozsahu tohoto efektu bol zvolený bodový zdroj alfa častíc umiestňovaný na rôzne pozície fokálnej roviny 10 nm pod povrch mŕtvej vrstvy. Pre ohodnotenie celkovej geometrickej účinnosti registrácie alfa častíc boli volené pozície v strede stripov uvedených v tabuľke 3.3.1 prislúchajúcej k obrázku 3.3.2. Všetky simulácie boli robené so štatistikou 10^6 častíc.



A)



B)

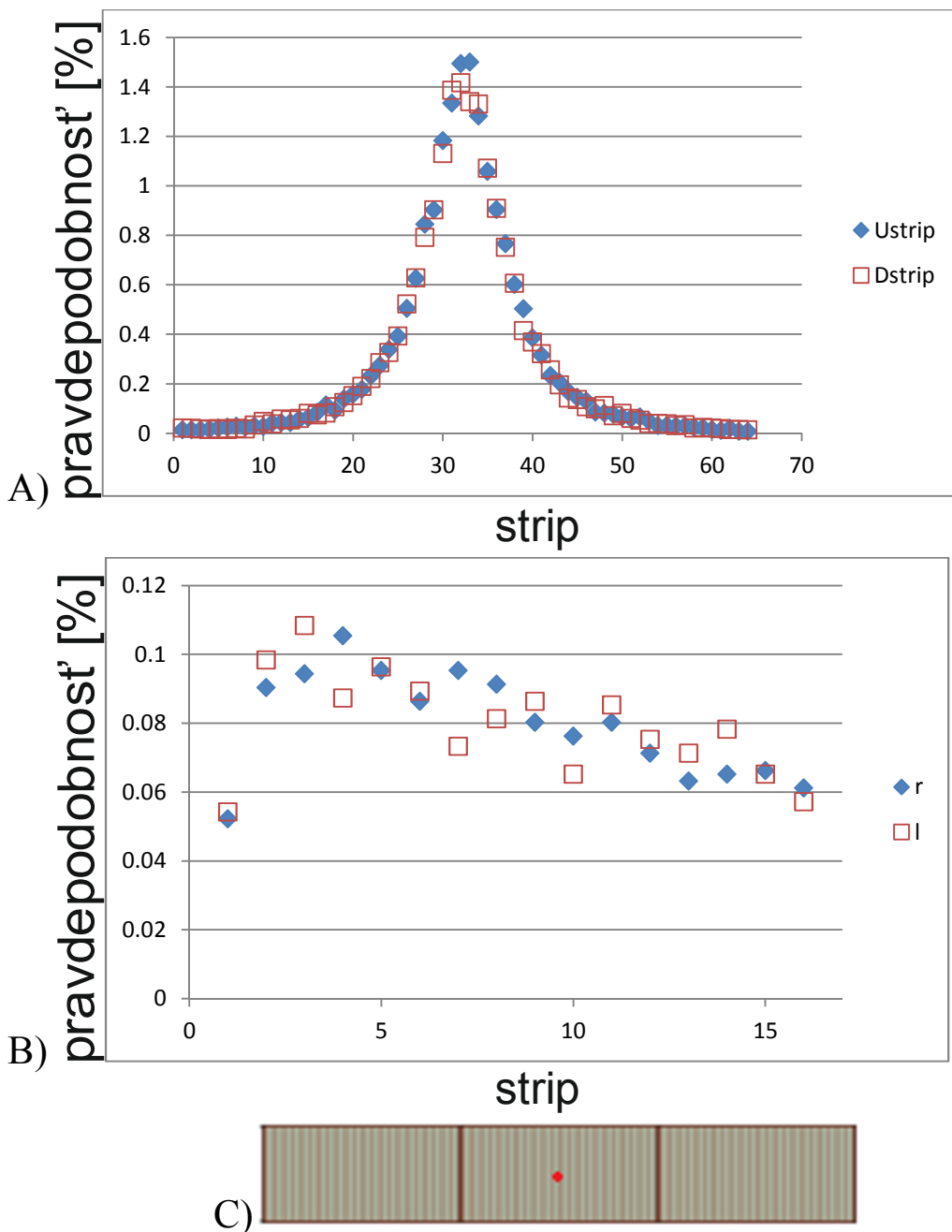
Obr. 3.3.2: Geometrická účinnosť fokálneho detektora pre zdroj žiarenia v rôznych stripoch (A) s označením bodu dopadu zväzku na fokálnej rovine, pre ktorý bola vykonaná simulácia (B).

Tab. 3.3.1: Pravdepodobnosti registrácie alfa častice vo fokálnom detektore pre zväzok smerovaný do rôznych stripov.

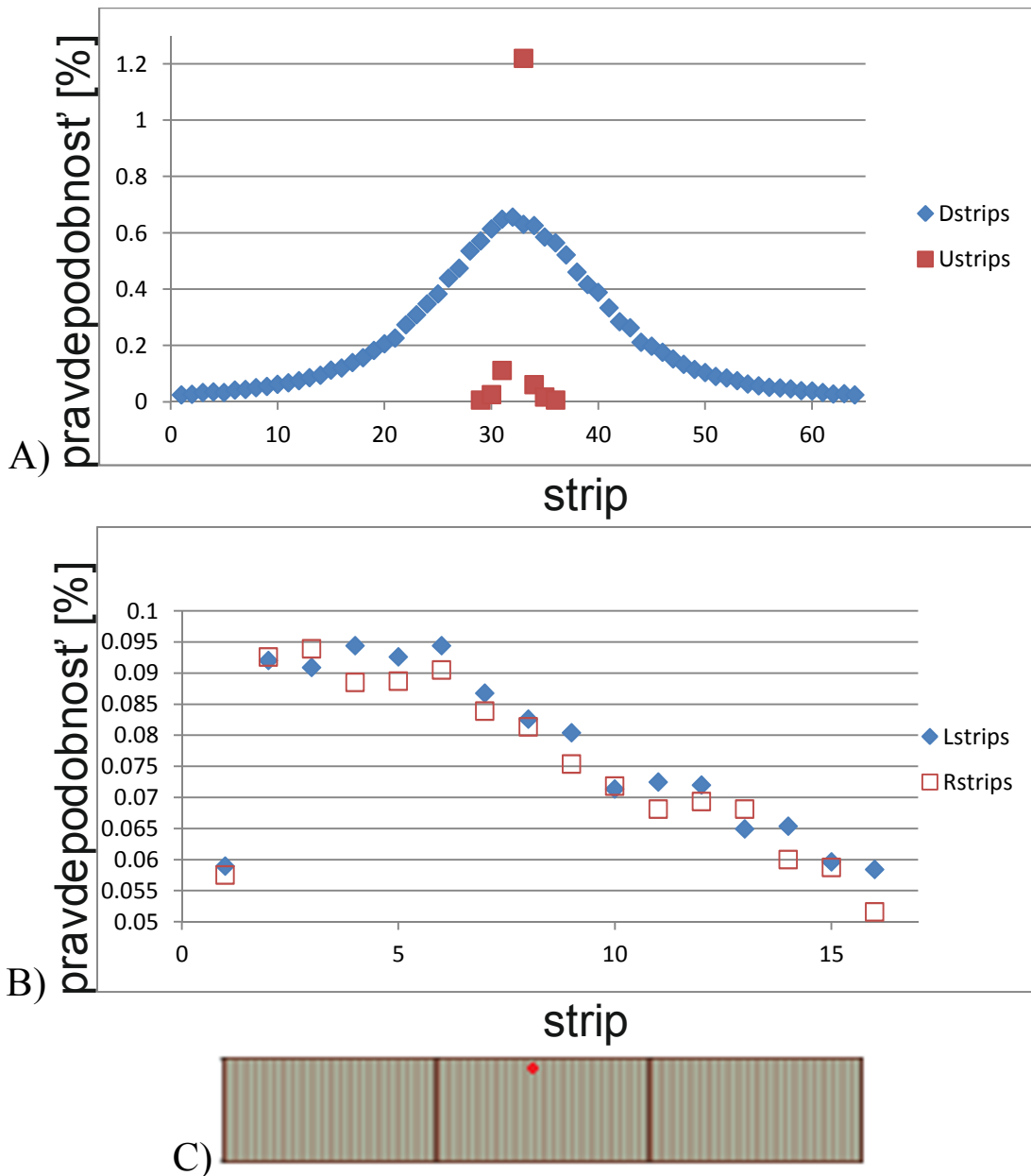
strip	pravdepodobnosť (%)
1	95,36
16	94,28
32	93,36
48	92,74
64	92,72
80	92,35
96	91,94
97	92,21
112	92,32
128	92,49
144	92,49
160	93,25
176	93,98
192	95,29

Ako je vidno z obrázku 3.3.2., najvyššia geometrická účinnosť je dosahovaná v krajných častiach fokálnej roviny. Vo vzdialenosti ~ 50 stripov od konca fokálnej roviny sa výrazne prejavuje príspevok krajných stripov. Geometrická účinnosť studňového fokálneho detektora

je $\geq 92\%$. Pre presnejšie ohodnotenie príspevkov jednotlivých stripov bol zdroj alfa častíc umiestňovaný na pozície stripov F1 a F96. Porovnávaním počtu zaregistrovaných častíc v jednotlivých stripoch a emitovaných častíc bola ohodnotená geometrická účinnosť registrácie a zároveň aj príspevky jednotlivých stripov fokálneho detektora k nej.

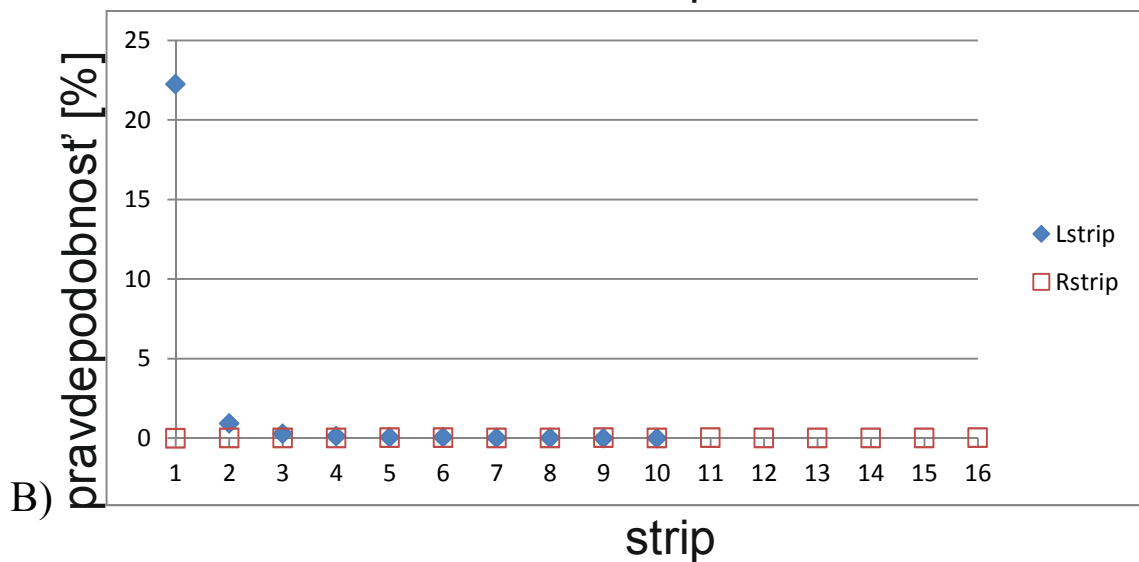
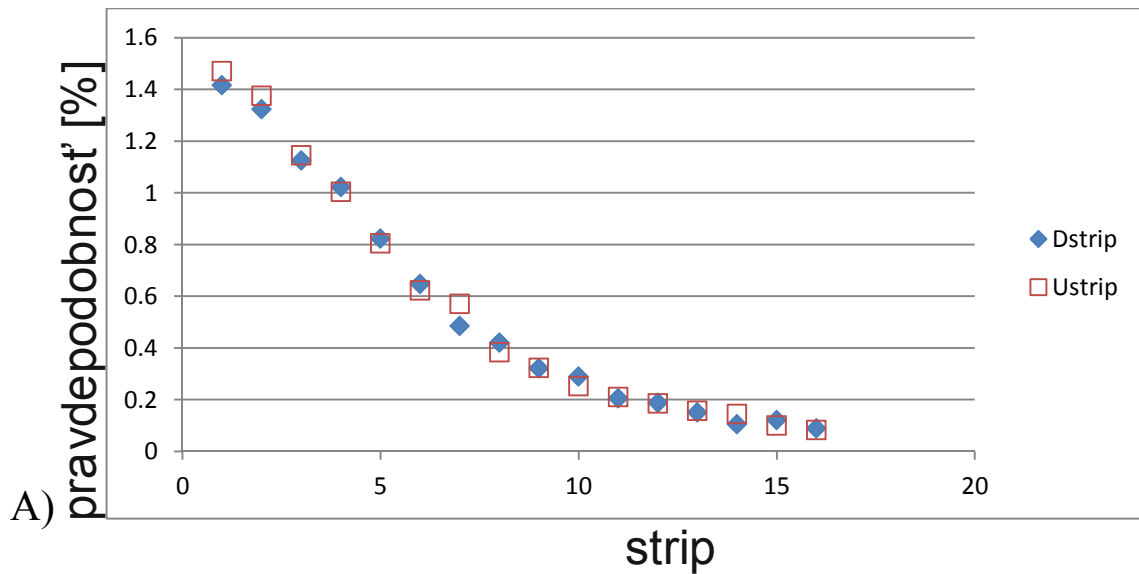


Obr. 3.3.3: Simulácia geometrickej účinnosti bokových (A) a krajných (B) stripov fokálneho detektora so zväzkom namiereným do stredu stripu F96 (C).



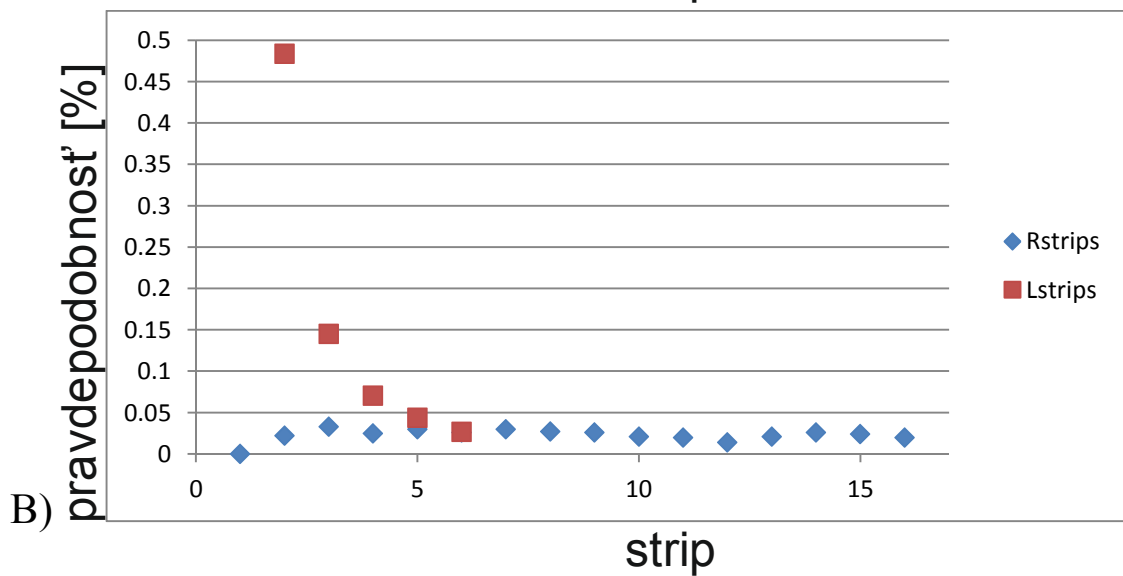
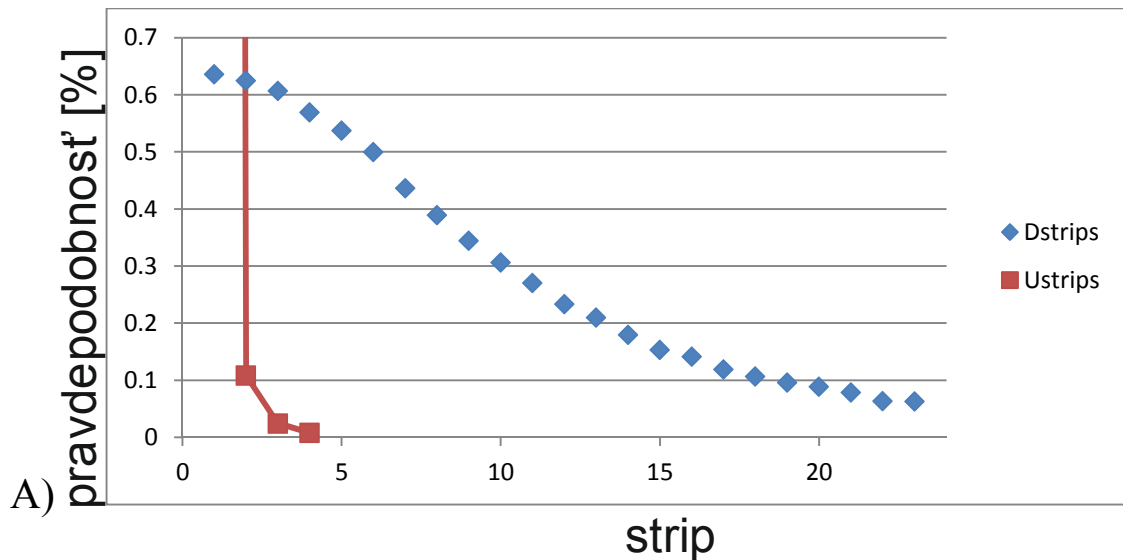
Obr. 3.3.4: Simulácia geometrickej účinnosti bokových (A) a krajných (B) stripov fokálneho detektora so zväzkom namiereným na okraj stripu F96 (C).

Ako je vidno z obrázku 3.3.3, v centrálnej časti fokálnej roviny majú okrem 50% príspevku vybraného stripu fokálnej roviny najväčší prínos bokové stripy (po 18%), najmä v blízkom okolí miesta dopadu. Krajné stripy dodávajú spolu iba 2,5 % k celkovej geometrickej účinnosti. Pri presunutí zdroja žiarenia bližšie k hornému okraju fokálnej roviny (1 mm od okraja stripu) sa prejavuje výrazný nárast príspevku od horných stripov (obr. 3.3.4.A). Príspevok horných stripov narastá na 25%, z toho najbližší strip prispieva 23% a okolité iba zanedbateľne. Celkový príspevok od dolných stripov klesá na 15 %, pri čom príspevky jednotlivých stripov sú rozložené rovnomernejšie. Príspevok krajných stripov (ľavých a pravých) je zanedbateľný, spolu tvorí opäť 2,5%.



Obr. 3.3.5: Simulácia geometrickej účinnosti bokových (A) a krajných (B) stripov fokálneho detektora so zväzkom namiereným do stredu stripu F1 (C).

Po presune zdroja žiarenia (resp. dopadajúceho zväzku) do krajnej polohy – do stredu stripu F1 sa značne prejavuje príspevok krajných stripov. Ako je možné vidieť na obrázku 3.3.5.B, príspevok od najbližšieho krajného stripu L1 predstavuje 22%, od stripu L5 padajú pod 0,1%. Celkový príspevok od ľavých stripov predstavuje 24%. Ostatné prispievajú zanedbateľne. Príspevky od protiaľhlej roviny krajných stripov prispievajú tiež zanedbateľne, ich celkový príspevok predstavuje < 0,1%. Príspevok bokových stripov k účinnosti je rovnomerný po 9%, ako je možné vidieť na obrázku 3.3.5.A.

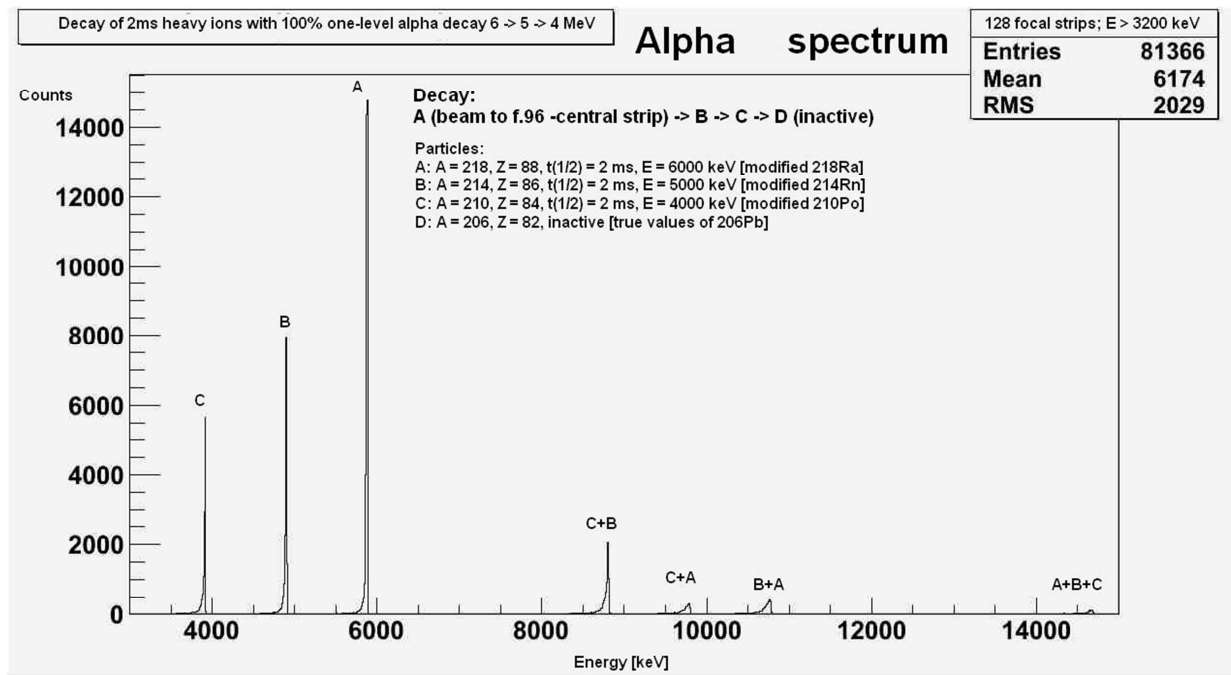


Obr. 3.3.6: Simulácia geometrickej účinnosti bokových (A) a krajných (B) stripov fokálneho detektora so zväzkom namiereným na okraj stripu F1 (C). Na obrázku A červená čiara spája body pre ilustráciu – pravdepodobnosť registrácie v stripe U1 predstavuje 23% a v stripe L1 23%.

V prípade zdroja alfa častíc v stripe F1 – v polohe $0,625\text{ mm}$ od okraja fokálnej roviny a zároveň 1 mm od horného okraja stripu F1 ako je vyobrazené na obrázku 3.3.6.C, výrazne stúpa príspevok od prilahlých bočných a krajných stripov. V prípade bočných, strip U1 prispieva 23%, U2 prispieva 0,1% a príspevok ostatných je zanedbateľný. Príspevok protiahljej roviny dolných stripov je 7%. Krajný strip L1, ako je vidno na obrázku 3.3.6.B, prispieva 13%. Sumárny príspevok roviny ľavých krajných stripov predstavuje necelých 14%. Od stripu L4 je príspevok $< 0,1\%$.

Pre ohodnotenie pravdepodobnosti registrácie druhej a tretej alfa častice v rozpadovom rade bola vytvorená upravená rozpadová schéma. Boli vytvorené jadrá A, B a C, ktoré majú 100%

pravdepodobnosť alfa rozpadu, dobu polpremeny 2 ms a zodpovedajúce energie 5 MeV, 6 MeV a 7 MeV. Doba polpremeny bola stanovená ako 100-násobok minimálnej doby prieletu uhlopriečkou detektora jadra s $A = 200$ a $E = 150$ keV, čo činí $\approx 0,02$ ms. Jadrá boli emitované bodovým zväzkom do stredu stripov F96 a F1. Vzorové amplitúdové spektrum získané zo simulácie implantácie jadier A do stripu F96 je na obrázku 3.3.7, spracované numerické výsledky sú uvedené v tabuľke 3.3.2. Simulácie boli robené so štatistikou 10^5 primárnych jadier.



Obr. 3.3.7: Amplitúdové spektrum alfa častíc zo simulácie pravdepodobností registrácie rozpadov dcérskych jadier spracované v programe ROOT.

Tab. 3.3.2: Pravdepodobnosti registrácie alfa častíc z rozpadov dcérskych jadier s primárnym zväzkom mieriacim do stredu stripu F96 – časti 1 a 2. V časti 3 sú výsledky pre zväzok mieriaci do stredu stripu F1. Čísla reprezentujú píkovú účinnosť.

F96:

Časť 1	A	B	C
fokal.[192]	44,9%	29,8%	26,7%
bok.[64]	40,5%	36,0%	31,1%
kraj.[16]	2,7%	3,4%	3,4%
spolu	88,1%	69,3%	61,3%

Časť 2	A	B
fokal.[192]	46,4%	31,6%
bok.[64]	40,1%	35,4%
kraj.[16]	2,8%	3,3%
spolu	89,2%	70,3%

F1:

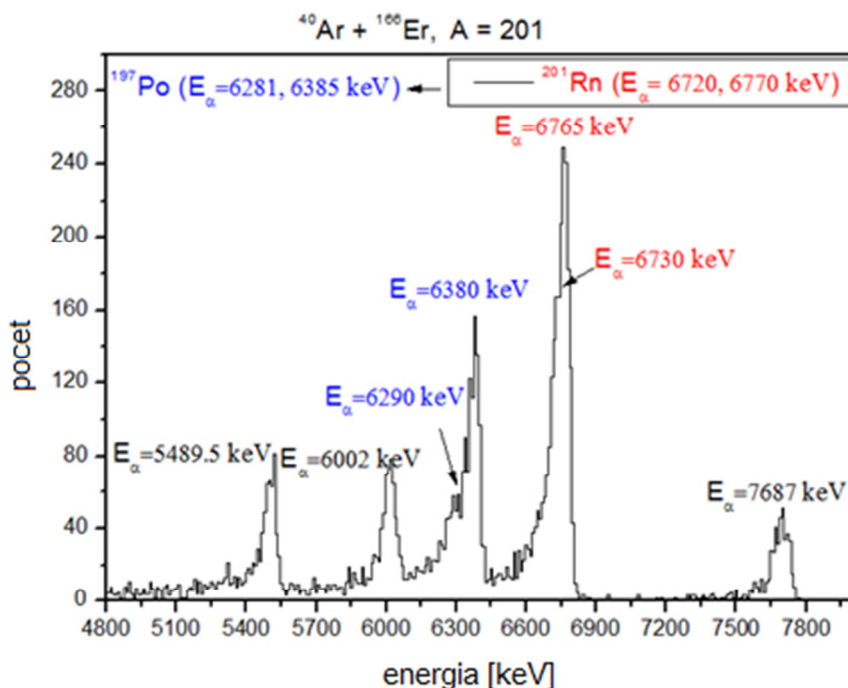
Časť 3	A	B	C
fokal.[192]	45,8%	34,5%	31,9%
bok.[64]	22,1%	25,5%	25,7%
kraj.[16]	25,1%	25,5%	24,4%
spolu	93,1%	85,5%	82,0%

Na rozdiel od simulácií celkovej geometrickej účinnosti rozpadu implantovaných jadier bola v simuláciách s geometrickou účinnosťou registrácie alfa častíc z rozpadu dcérskeho jadier sledovaná píkova účinnosť. Celková geometrická účinnosť registrácie oproti píkovkej predstavuje v simuláciách o 2 až 3 % viac. Pre kontrolu správnosti boli ako jadrá zväzku implantované do fokálnej roviny aj jadrá označené ako B v obrázku 3.3.7. Výsledky sú uvedené v tabuľke 3.3.2 – časť 2 (pre sprehľadnenie a porovnanie sú tu označené písmenom A). Analogicky bolo postupované aj v prípade stripu F1, výsledky sú uvedené v tabuľke 3.3.2 časť 3.

Pri identifikácii alfa častíc z rozpadového radu Z_0 simulácií bolo zistené, že geometrická účinnosť – pravdepodobnosť zaregistrovania alfa častice z rozpadu implantovaného jadra v stripoch fokálneho detektora je $> 92\%$. Pravdepodobnosť registrácie alfa častice z rozpadu dcérskeho jadra je 70% , pravdepodobnosť registrácie tretej alfa častice v poradí je 60% . Bolo tiež zistené, že táto pravdepodobnosť je vyššia pre jadrá implantované do krajných stripov fokálnej roviny, kedy pre 2 dcérske jadrá predstavuje $> 80\%$. Táto poloha je výhodná najmä pre registráciu viacerých alfa častíc v rozpadovom rade.

3.3.2 Energetická kalibrácia stripov fokálneho detektora

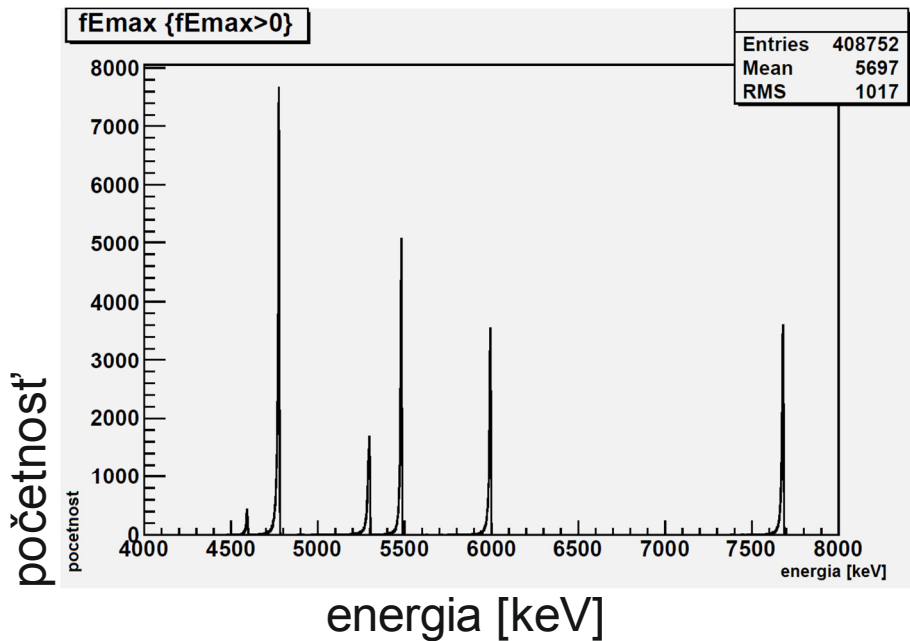
Energetická kalibrácia každého stripu fokálneho detektora je vykonávaná žiaričom ^{226}Ra (obrázok 3.3.10). Tento žiarič je tvorený plošným diskom z nehrdzavejúcej oceli s priemerom 24 mm a hrúbkou 1 mm . Aktivita alfa častíc $42,8\text{ kBq}$ je umiestnená v jeho strede na ploche 1 cm^2 a pokrytá vrstvou TiO_2 s hrúbkou $0,1\ \mu\text{m}$. Je namontovaný z vrchnej strany na výsuvnom podstavci s lamelovým detektorom stabilných iónov tak, že vždy keď je lamelový detektor vysunutý, je vysunutý aj kalibračný žiarič. V krajnej polohe sa jeho stred nachádza vo vzdialenosti 120 mm od geometrického stredu fokálnej roviny. Alfa častice po rozpade rádioaktívnych jadier žiariča prekonávajú po svojej trase do citlivého objemu detektora viacero vrstiev rôznych materiálov (ochranné pokrytie žiariča, mŕtva vrstva detektora) v ktorých strácajú interakciami časť svojej energie. V citlivom objeme detektora majú preto tieto kalibračné píky zníženú energiu vzhľadom na geometrické usporiadanie detektora. Korekcia skutočnej energie pre každý strip bola vykonaná pomocou Monte Carlo simulácie energetickej kalibrácie (obrázok 3.3.9). Izotropný bodový zdroj žiarenia alfa s odpovedajúcimi energiami bol umiestnený do pozície 120 mm pod spoj stripov F96 a F97, teda pod geometrický stred fokálnej roviny a bol prikritý 100 nm hrubou vrstvou TiO_2 . Simulácia bola vykonaná so štatistikou 10^7 primárnych eventov pre každú energiu. Nasimulované výsledky, ktoré boli použité ako korekcia skutočnej polohy píky sú v **Prílohe 1**. Majú priamy vplyv na presosť určenia energie alfa častíc vo fokálnom detektore. Bolo zistené, že skutočná registrovaná energia alfa častíc sa pri prechode ochrannou vrstvou žiariča a mŕtvou vrstvou fokálneho detektora znižuje o $24 - 42\text{ keV}$ v závislosti od geometrického usporiadania. V bokových stripoch sa registrovaná energia alfa častíc znižuje o $18 - 47\text{ keV}$ a v krajných stripoch sa znižuje o $33 - 82\text{ keV}$ oproti tabuľkovým hodnotám.



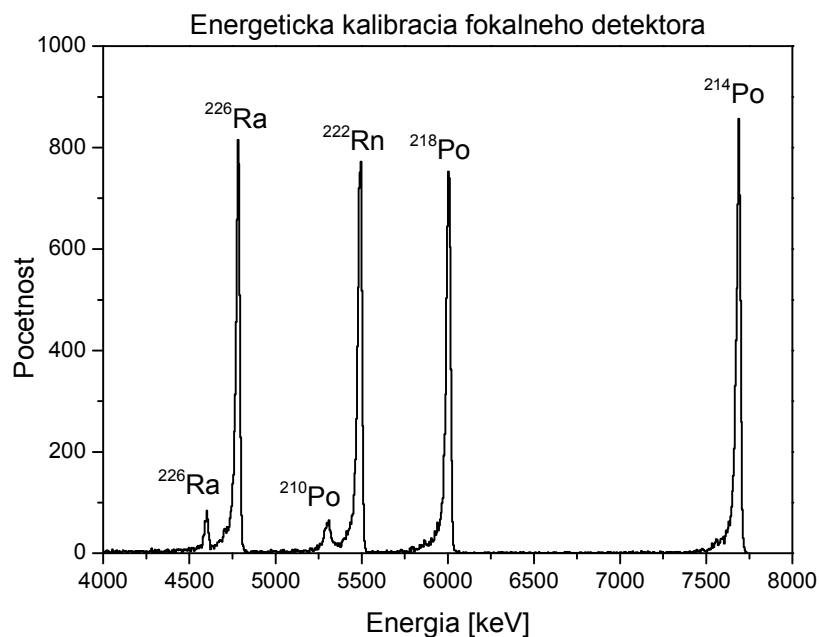
Obr. 3.3.8: Amplitúdové spektrum alfa častíc z rozpadu ^{201}Rn vo fokálnom detektore so zobrazenými kalibračnými píkami. Jadrá sekundárneho zväzku sú implantované s energiou 38 keV, odrazené jadrá majú kinetickú energiu ~ 130 keV.

3.3.3 Charakterizácia tvaru píkov alfa častíc

V energetických spektrách alfa častíc registrovaných fokálnym detektorom je viditeľný efekt deformácie píku smerom k nižším energiám. Tento efekt je pozorovateľný na obrázku 3.3.8, na ktorom sú zobrazené kalibračné píky spolu s píkami z rozpadu implantovaných jadier ^{201}Rn počas experimentu. Výraznejší je v píkoch z rozpadu neutrónovo-deficitných izotopov ortuti a radónu (implantovaných jadier sekundárneho zväzku s energiou 38 keV), menej výrazný je v píkoch alfa častíc emitovaných dcérskymi jadrami ^{226}Ra , ktoré sa do detektora dostali z kalibračného žiariča. Po alfa rozpade dostávajú dcérske jadrá impulz ≈ 130 keV, ktorý postačuje na prekonanie 100 nm hrubej ochrannnej vrstvy žiariča a implantáciu do detektora. Z obrázku 3.3.8 je zrejmé, že na tento efekt závisí od hĺbky implantácie jadra. Podľa obrázku p1.1 v Prílohe 1 je možné odhadnúť, že odrazené jadrá kalibračného žiariča sú do fokálnej roviny detektora implantované s energiami na úrovni 80 – 100 keV. Provnaním simulovaného spektra energetickej kalibrácie na obrázku 3.3.9 so skutočným spektrom získaným z detektora na obrázku 3.3.10 je možné sledovať vplyv skutočného energetického rozlíšenia detektora a deformácie píkov smerom k nízkym energiám.

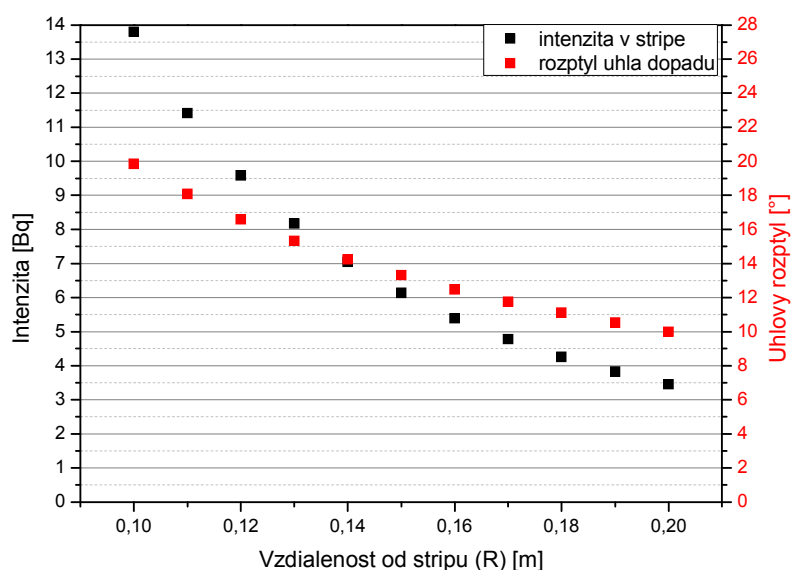


Obr. 3.3.9: Simulácia energetickej kalibrácie fokálneho detektora žiaričom ^{226}Ra v programe simulácie v GEANT4. Spektrum je spracované v programe ROOT.

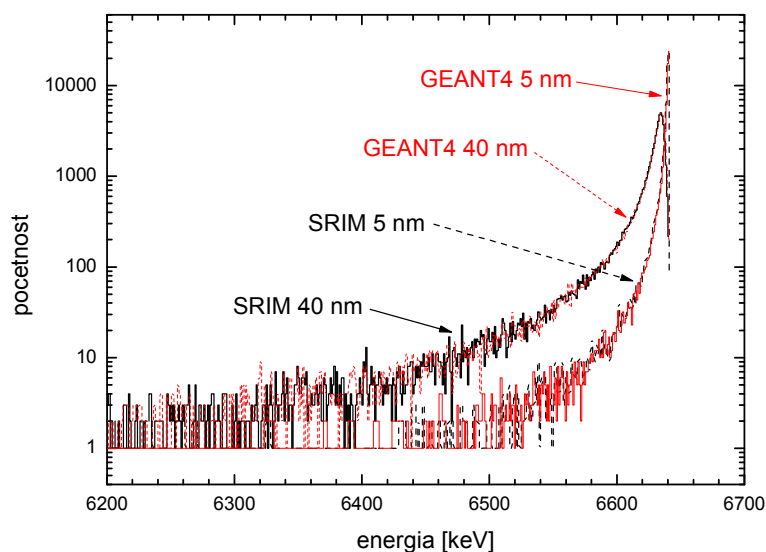


Obr. 3.3.10: Energetická kalibrácia stripov fokálneho detektora hmotnostného separátora MASHA žiaričom ^{226}Ra .

Osobitná pozornosť bola venovaná výraznejšiemu prejavu efektu deformácií píkov pri registrácií rozpadov jadier sekundárneho zväzku, nakoľko pre zdroj emisie alfa častíc nachádzajúci sa na povrchu mŕtvej vrstvy detektora má tento efekt z hľadiska geometrie oveľa výraznejší vplyv ako na prakticky kolimované častice dopadajúce zo vzdialeného kalibračného žiariča. Efekt kolimácie alfa častíc v závislosti od vzdialenosti zdroja žiarenia je zobrazený na obrázku 3.3.11. Z grafu je tiež vidno závislosť zmeny intenzity registrovaných častíc od vzdialenosti žiariča a rozptylu uhov, pod akými alfa častice emitované žiaričom vo vzdialenosti R dopadajú na plochu stripu. Výpočet je normovaný na kalibračný žiarič ^{226}Ra .



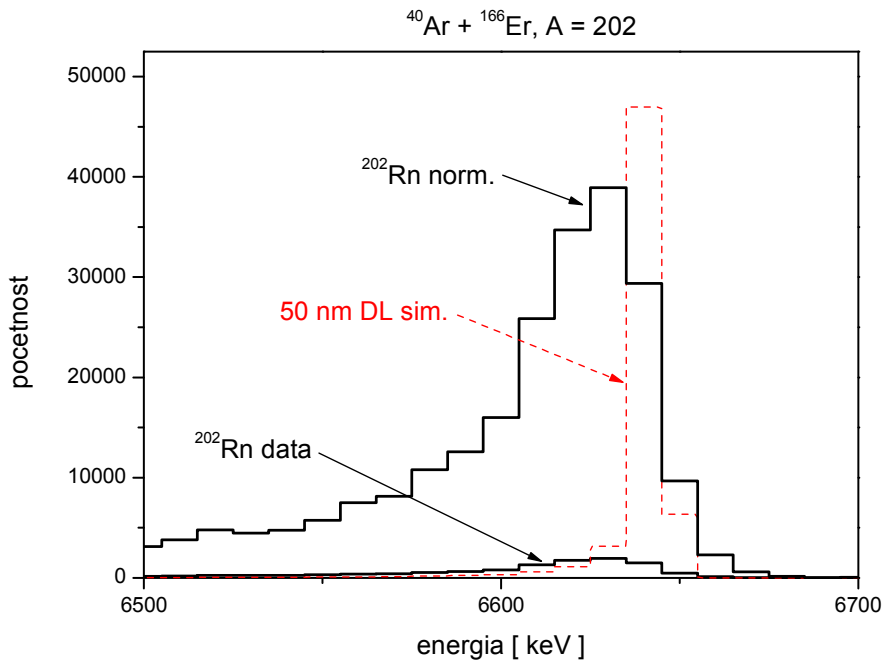
Obr. 3.3.11: Závislosť intenzity dopadajúcich alfa častíc vs. uhlový rozptyl odpovedajúci celej ploche stripu pre alfa častice emitované z kalibračného žiariča. Na osi x je vzdialenosť kalibračného žiariča od stredu stripu.



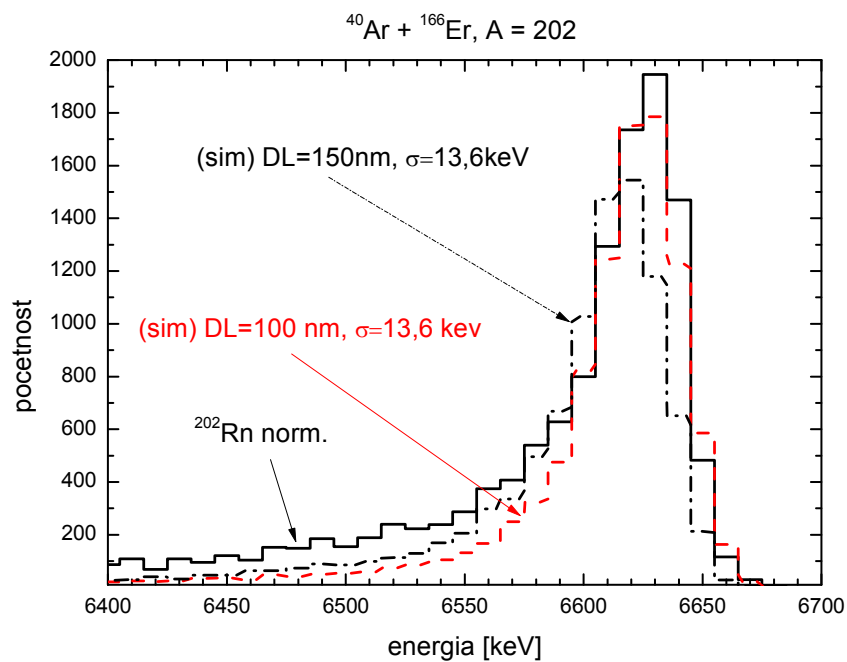
Obr. 3.3.12: Porovnanie simulácií strát energie pri prechode alfa častíc hrúbkami 5 nm a 40 nm kremíku v programoch SRIM a Geant4.

Simulácie tvaru spektra po prechode alfa častice mŕtvymi vrstvami dvoch hrúbok – 5 nm Si a 40 nm Si boli pre kontrolu správnosti výsledkov vypočítané aj v programe SRIM. Z obrázku 3.3.12 je očividné, že oba programy používajú rovnaké modely a ich výsledky sa zhodujú. Variáciou parametrov v Geant4 simulácii boli nájdené tvary pík najviac zodpovedajúce experimentálnym údajom. Vyšetrovaniu tvaru bol podrobený pík nameraný pri rozpade jadier ^{202}Rn implantovaných do detektora s energiou 38 keV. V prvom kroku bolo vykonané normovanie štatistiky k simulovanému píku (obrázok 3.3.13.A). V simuláciách

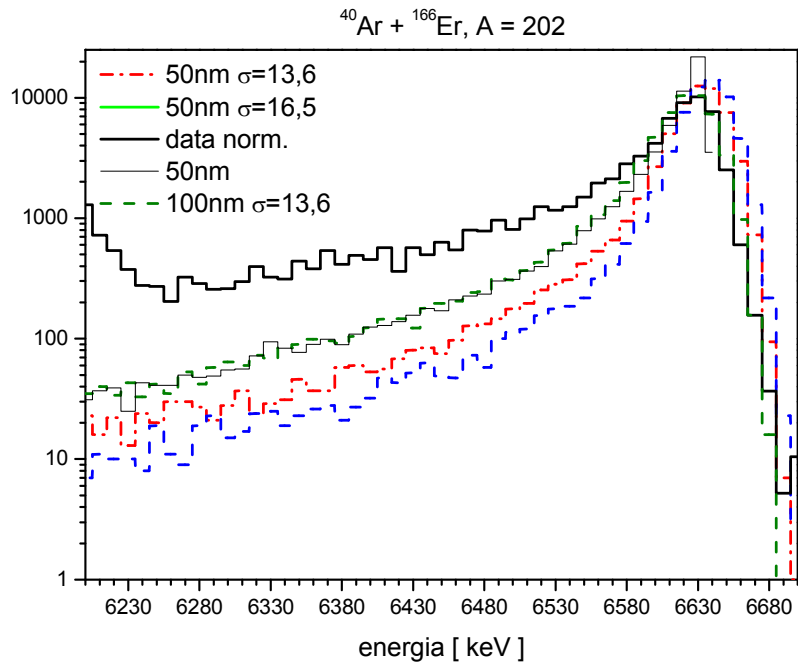
bolo vytváraných 10^4 alfa častíc. Následne variáciami hrúbky necitlivej vrstvy kremíka bola určená hrúbka, pri ktorej simulovaný pík svojim tvarom a polohou najlepšie zodpovedal experimentálnym údajom (obrázok 3.3.13.B). V nasledujúcom kroku bolo simulované skutočné energetické rozlíšenie (3.3.13.C). K energii alfa častice registrovanej v detektore bolo pripočítavané náhodné číslo z gaussovského rozdelenia so stredom v θ . Variáciou štandardnej odchýlky tohoto rozdelenia bol nájdený tvar najlepšie zodpovedajúci tvaru skutočného píku (3.3.13.D).



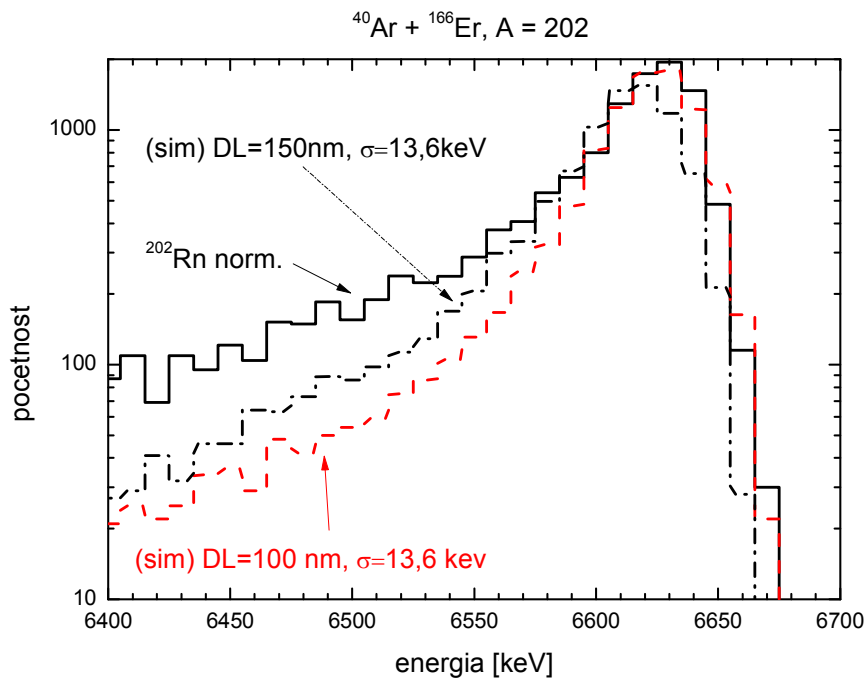
A)



B)



C)



D)

Obr. 3.3.13: Hľadanie najlepšie odpovedajúceho tvaru deformácie píku alfa častíc z rozpadu implantovaného ^{202}Rn . A) normovanie – zosúladenie štatistiky, B) variácia hrúbky mŕtvej vrstvy, C) variácia šírky simulovaného píku, D) hľadanie najlepšie zodpovedajúceho tvaru píku.

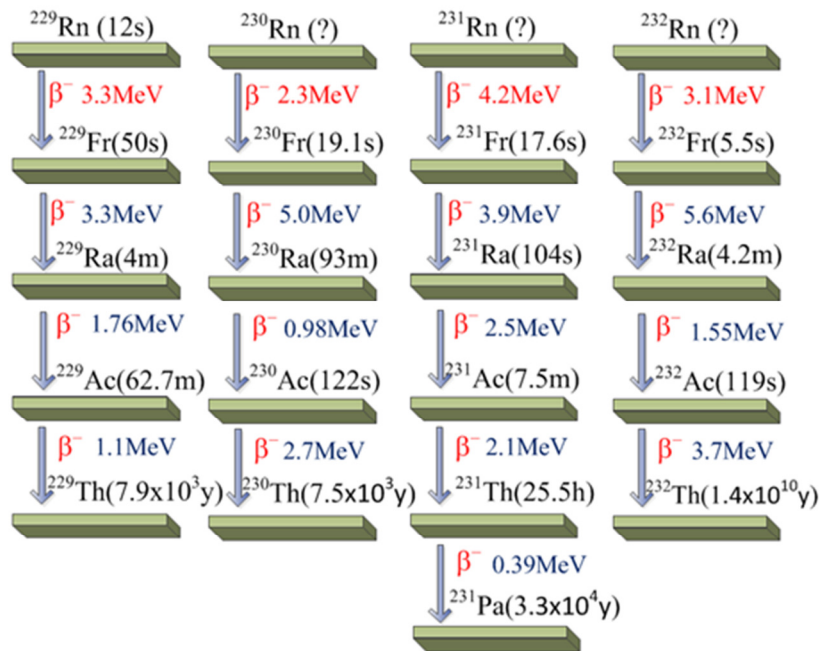
Nakoľko Geant4 v simuláciách neberie do úvahy skutočné energetické rozlíšenie ovplyvnené elektronikou, tvar píku bol v simuláciách umelo rozšírený pridávaním náhodného čísla z gaussovského rozdelenia z intervalu $\pm 13,6 \text{ keV}$, aby bol dosiahnutý tvar píku odpovedajúci skutočnému energetickému rozlíšeniu píku – $\text{FWHM} = 30 \text{ keV}$ pre $5,5 \text{ MeV}$ alfa častice. Ďalej

bol sledovaný vplyv hrúbky necitlivej kremíkovej vrstvy na tvar diskutovanej deformácie píku smerom k nízkym energiám. Variáciami hrúbky mŕtvej vrstvy bolo zistené, že štatisticky najlepšie zodpovedá hrúbka vrstvy 100 nm , čo je vidno na obrázku 3.3.13 B,C,D.

V logaritmickej mierke na obrázku 3.3.13.C,D je však vidno, že po počiatočnom súhlasnom priebehu sa tvar spektra ^{202}Rn začína odlišovať od simulácií. Rozdiel sa prejavuje po 50 keV pri poklese štatistiky na $1/4$ smerom k nízkym energiám. Je zrejmé, že okrem geometrických podmienok majú na efekt vplyv aj ďalšie procesy. Tu treba vziať do úvahy čo v skutočnosti mŕtva vrstva na atomárnej úrovni je a ako sa prejavuje. Mŕtva vrstva (nazývaná aj junction window – spojové okno) sa vytvára v mieste kontaktu elektródy s kremíkovým kryštálom, kde atómy materiálu elektródy prenikajú do kryštálu a vytvárajú kompenzovanú vrstvu, v ktorej nastáva pri prechode žiarenia rekombinácia párov nosičov náboja [60]. Náboj vytvorený ionizujúcou časticou z tejto vrstvy nie je zozbieraný a neprispieva k výške impulzu. Hranice tejto mŕtvej vrstvy nemajú diskretný tvar, prejavujú sa klesajúcou koncentráciou prímiesových atómov vytvárajúcich kompenzovanú vrstvu. S narastajúcou vzdialenosťou od kontaktu s elektródou je zozbieraná väčšia časť nosičov náboja vytvorených ionizujúcou časticou. V prípade stripových detektorov hrá tiež úlohu skutočná geometria detektora. V našom detektore sú na kremíkovom kryštáli vytvorené stripy pomocou naparenia $\approx 1\mu\text{m}$ hrubej hliníkovej rámečkovej štruktúry, ktorej šírky v disperznej rovine sú na úrovni $50\mu\text{m}$ na každej strane. Skutočná šírka stripu medzi týmito elektródami je $\approx 1,1\text{ mm}$ a medzi jednotlivými hliníkovými rámečkami je medzera na úrovni $\approx 50\mu\text{m}$. Ak vezmeme do úvahy disperznú rovinu, výrobcom uvádzaná 50 nm hrubá mŕtva vrstva na povrchu kryštálu tvorí 86% z celkovej plochy fokálnej roviny. Hliníková štruktúra elektród hrúbky $1\mu\text{m}$ tvorí 8% a 6% z celkovej aktívnej plochy fokálnej roviny tvorí medzistripová oblasť, v ktorej sa náboj vytvorený ionizujúcou časticou delí medzi dva susedné stripy v závislosti od tvaru elektrického poľa v tejto oblasti. Preto sa tu môže strácať časť náboja vytvoreného prechodom alfa častice. Efekt sa však prejavuje adekvátne ploche detektora, na ktorej nastáva. Zmenu sklonu krivky deformácie píku ^{202}Rn oproti simulácii je možné priradiť spomínaným efektom del'by náboja, vplyvu difúznej vrstvy a skutočnej štruktúre detektora.

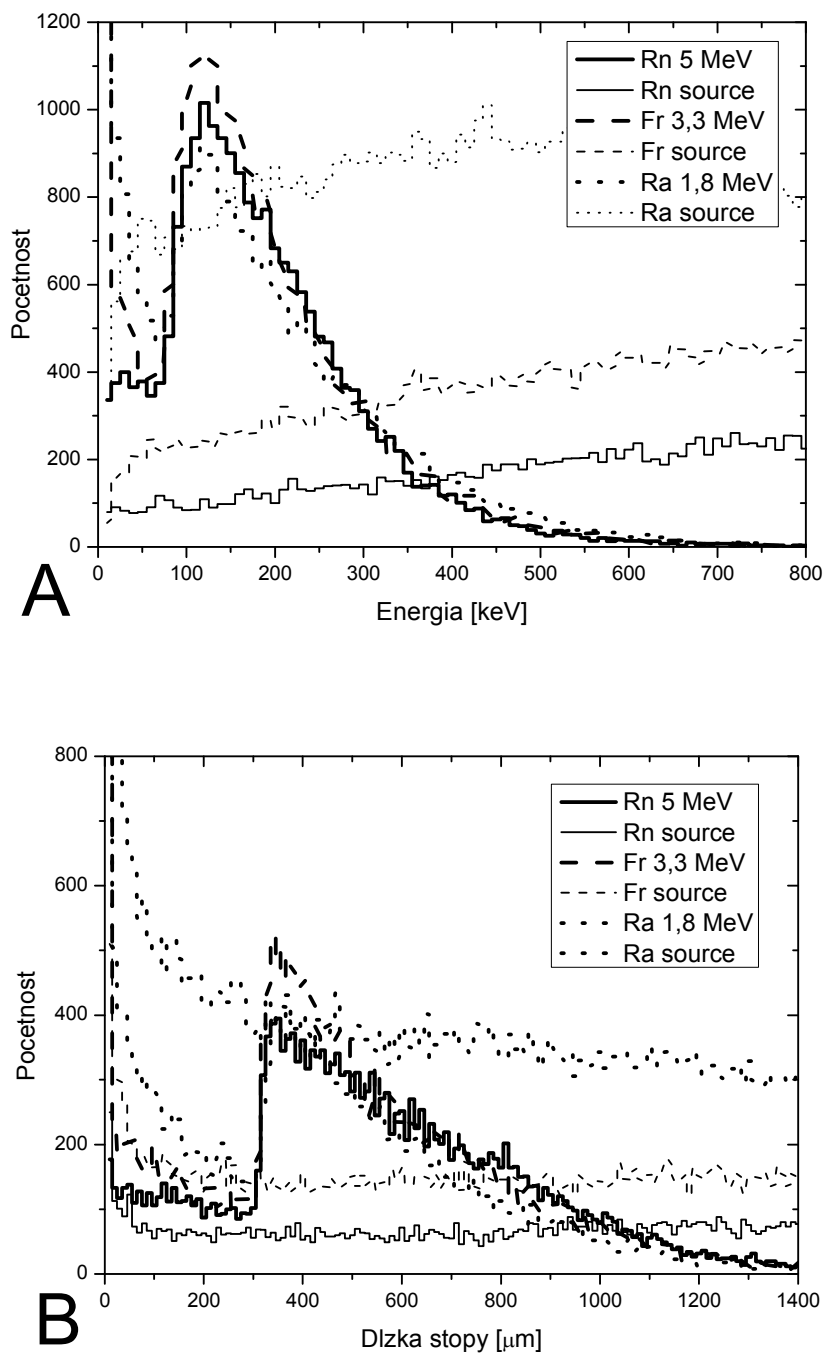
3.3.4 Trekový detektor

Neutrónovo nadbytočné izotopy radónu s $A = 229 - 232$ sú β^- rádioaktívne izotopy s maximálnou energiou beta častíc v rozpadovom rade $0,98 - 5\text{ MeV}$ (s výnimkou ^{231}Th) a dobami polpremeny od niekoľkých sekúnd až po hodinu (obrázok 3.3.14). V trekovom detektore je možné odlíšiť jednotlivé druhy častíc podľa tvaru stopy a deponovanej energie. Jadrá s energiou 38 keV nedokážu preraziť ohmický kontakt detektora, ktorý sa nachádza zo strany zväzku a tak ich implantácia nie je registrovaná rovnako ako v prípade stripového detektora. Naopak, elektróny vznikajúce pri premene týchto izotopov a ich dcérskych jadier majú vysokú energiu na to, aby boli v citlivom objeme detektora úplne absorbované, preto nie je možné ich identifikovať z energetického spektra. Otázkou je, ako vyzerajú energetické spektrá z rozpadu týchto izotopov, akú dlhú stopu zanechávajú elektróny v citlivom objeme detektora v závislosti od ich energie a nakoniec vyplývajú z výsledkov, aká je pravdepodobnosť, že bude zaregistrovaný prípad, podľa ktorého bude jednoznačne možné identifikovať rozpad izotopu radónu a jeho dcérskych jadier.



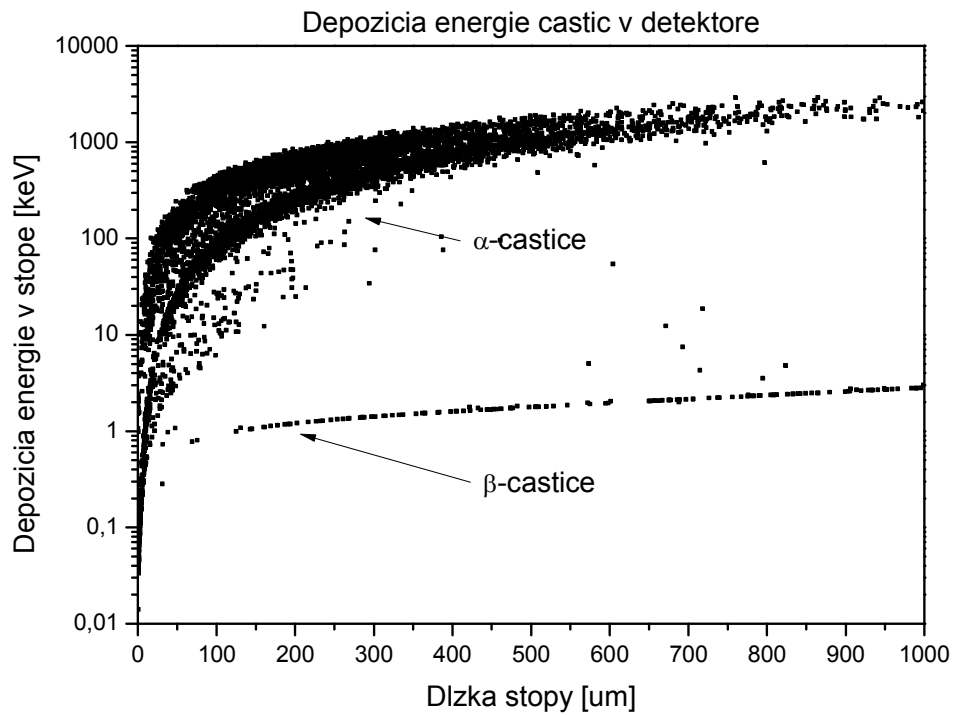
Obr. 3.3.14: Rozpadové schémy neutrónovo-nadbytočných izotopov Rn s $A = 229 - 232$.

K tomuto účelu je potrebné poznať parametre – dĺžku stopy zvolenej častice v citlivom objeme a energiu deponovanú v tejto stope pre každé rozpadajúce sa jadro v rozpadovom reťazci zvlášť. Otázkou bolo, či je možné v energetickom spektre odlišiť jednotlivé elektróny podľa energií a či je možné charakterizovať začiatok a koniec stopy elektrónu. Systém zberu dát v programe simulácie spočítaval údaje o dĺžke kroku a deponovanej energii až do momentu, kedy nastal proces rádioaktívnej premeny. Následne bolo podľa protónového čísla zapisovanie presmerovávané do premennej zodpovedajúcej danému dcérskemu jadrú, až po ^{90}Th , kedy boli údaje zapísané do súboru a proces rozpadu programom zastavený. Pri simulácii energetických spektier boli zahrnuté procesy emisie charakteristického žiarenia röntgenovskej fluorescencie, Augerových elektrónov a deexcitácie atómu emisiou fotónu. Boli tiež selektívne sledované spektrá zodpovedajúce týmto efektom. Energetické spektrá z týchto simulácií sú na obrázku 3.3.15.A. Zároveň s nimi boli sledované aj dĺžkové spektrá charakterizujúce dĺžku trajektórie častice v citlivom objeme, zobrazené na obrázku 3.3.15.B. V spektrách sú zobrazené aj zdrojové spektrá, ktoré boli získané sledovaním rozpadu simulovaných jadier v nekonečne hrubom kremíku. Z energetických spektier zobrazených na obrázku 3.3.15 vyplýva, že vzhľadom k tvaru amplitúdových spektier beta častíc nie je možné pomocou tvaru energetického, alebo trekového spektra v $300 \mu\text{m}$ hrubom kremíkovom detektore jednotlivé beta-častice odlišiť.

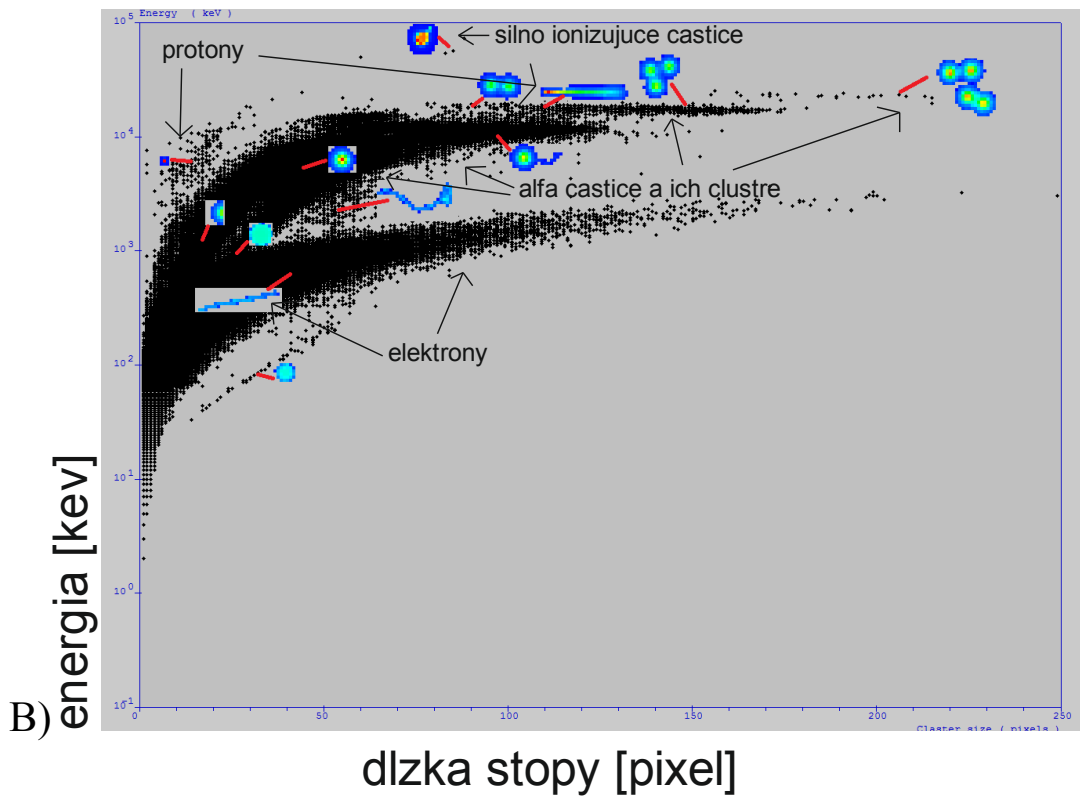


Obr. 3.3.15: Amplitúdové spektrum energií (A) a dĺžok stôp (B) elektrónov z rozpadu jadier ^{229}Rn implantovaných na povrch trekového detektora.

Pre identifikáciu častíc bola zostrojená závislosť energie deponovanej v stope od dĺžky stopy, v ktorej sa prejavujú častice s rôznou ionizačnou schopnosťou. Porovnaním s analogickou závislosťou z údajov získaných meraním rozpadu ^{224}Rn boli identifikované alfa častice, elektróny a rôzne iné častice spolu s ich stopami v pixelovom detektore – obrázok 3.3.16.



A)



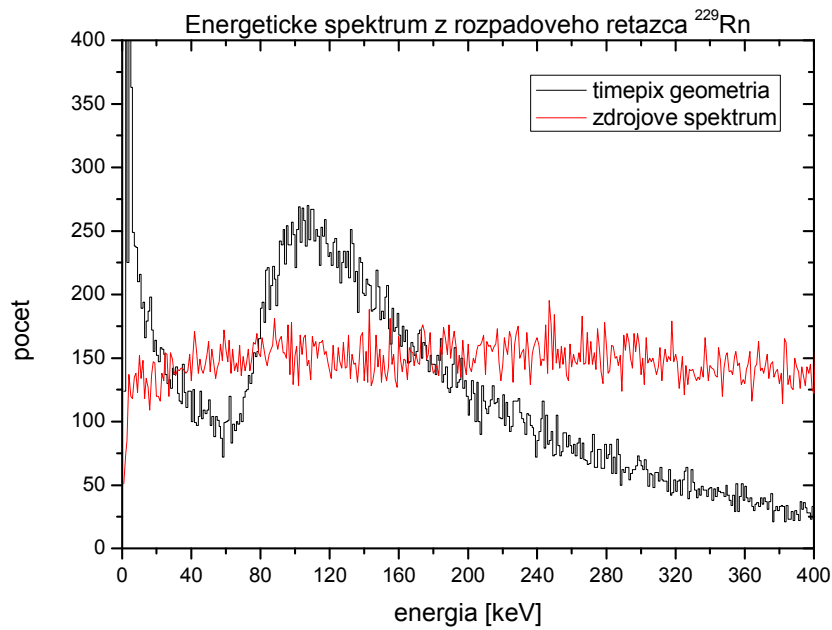
B)

Obr. 3.3.16: Závislosť dĺžky stopy od energie deponovanej v stope pre rôzne častice. V simulácii v GEANT4 (A) sa nachádzajú iba elektróny a alfa častice, simulované vždy po jednotlivých eventoch. Na osi x je dĺžka stopy šastíc v mikrometroch. V skutočnom spektre z TIMEPIX trekového detektora (B) sú všetky typy častíc a ich stopy sú registrované simultánne. Na osi x je vyobrazená dĺžka stopy v pixeloch, ktorých dĺžka je 55 mikrometrov. Rôzne charakteristické tvary stôp sú vložené k zodpovedajúcim častiam obrázku B).

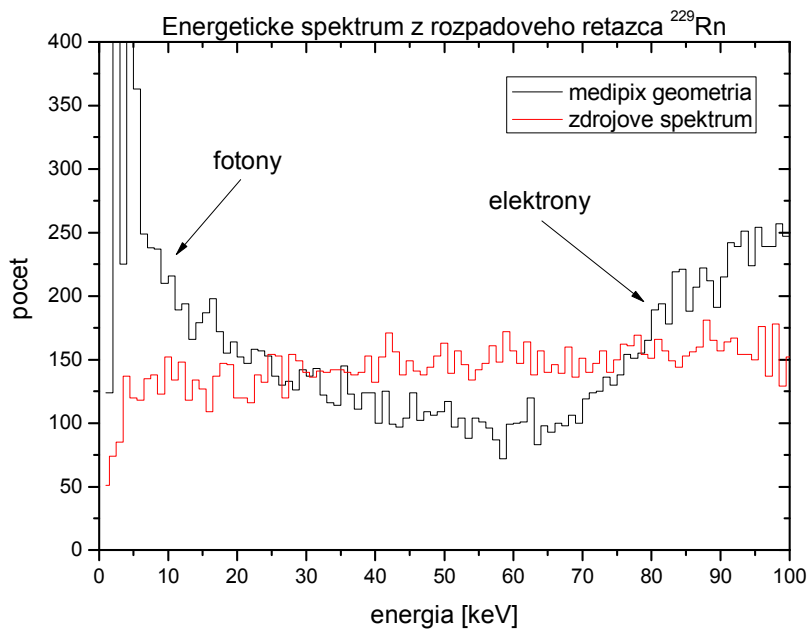
Na obrázku 3.3.16 A) je zobrazený výsledok simulácie, v ktorej boli vyšetované monoenergetické alfa častice a monoenergetické elektróny. Elektróny vzhľadom k ich menšej ionizačnej schopnosti oproti alfa časticiam vytvárajú dlhšie stopy s nižšou depozíciou energie v kroku. Na obrázku 3.3.16 B) sú znázornené stopy elektrónov ako tenký modrý pásik v spodnej „vetve“ závislosti. Alfa častice sú zobrazené v hornej „vetve“ ako kratšie stopy okrúhleho tvaru so zmenšujúcou sa deponovanou energiou od stredu k okrajom. Sú to silno ionizujúce častice, ich deponovaná energia na jednotku dĺžky je vyššia ako u elektrónov. Obrázky A) a B) sú podobné, rozdiel je v zobrazení na osi x, kde v obrázku B) je dĺžka stopy častice v pixeloch s $55 \mu\text{m}$ krokom. Tiež je možné vidieť rozdiel medzi simuláciou a reálnym detektorom, pri ktorom sa prejavujú nedokonalosti zberu náboja, plazmové efekty na povrchu a skutočné energetické rozlíšenie spôsobujúce väčšiu šírku jednotlivých závislostí („vetiev“) pre α a β častice [71,72]. V obrázku B) sú tiež znázornené aj prípady, kedy je registrovaná iba polovica resp. časť stopy, časticové „clustre“ (viacej častíc, ktoré sa dotýkajú stopami a softwarovo sú vyhodnotené ako jedna stopa), silno ionizujúce častice vo vrchnej časti a protóny s kolmou a pozdĺžnou trajektóriou.

Program obsluhujúci zber údajov z TIMEPIX detektora a ich vizualizáciu následne umožnil selekciu častíc a vytvorenie amplitúdového energetického spektra požadovaného typu častíc, čo bolo neskôr využité pri zobrazovaní energetických spektier β -přeměny izotopov $^{229-232}\text{Rn}$ a ich dcérskych jadier. Porovnaním s výsledkami simulácií (obrázok 3.3.17) bola identifikovaná hranica 60 keV , podľa ktorej je možné rozdeliť pozad'ovú časť spektra tvorenú nízkoenergetickým šumom od spektra elektrónov. Aplikovaním tohoto kritéria na amplitúdové spektrá z detektora bolo možné identifikovať energetické spektrum β -častíc z rozpadu sledovaných izotopov radónu. Na obrázku 3.3.18 je možné vidieť amplitúdové spektrum β -častíc v programe pre spracovanie údajov z trekového detektora. Zelenou je zobrazený pozad'ový signál a modrou spektrum prislúchajúce β -časticiam. Na obrázku 3.3.19 je zobrazené už očistené energetické spektrum β -častíc.

Z tvaru energetického spektra tiež vyplýva, že z hľadiska predchádzania falošným eventom je vhodné obmedziť maximálnu energiu v stope. Vzhľadom ku charakteru stopy elektrónov a alfa častíc je súčasne vhodné ohraničiť aj maximálnu dĺžku stopy (tvary stôp na obrázku 3.3.16.B). Pre minimálnu dĺžku stopy bolo zvolené kritérium 4 pixely (projekcia zodpovedajúca dráhe $155 - 220 \mu\text{m}$, aj keď vychádzajúc z obrázku 3.3.15.B by to mohlo byť aj 5 pixelov). Tieto kritériá spolu s časovým oknom, ktoré bolo zvolené ako štvornásobná doba polpřeměny pre jednotlivé izotopy (opať pre zníženie pravdepodobnosti selekcie pozad'ového eventu) umožnili filtrovať všetky dáta a hľadať eventy, v ktorých vychádza stopa beta častice vychádzajúca z jedného miesta s požadovanými parametrami. Tak by bolo možné identifikovať rozpady izotopov radónu s $A = 229 - 232$.

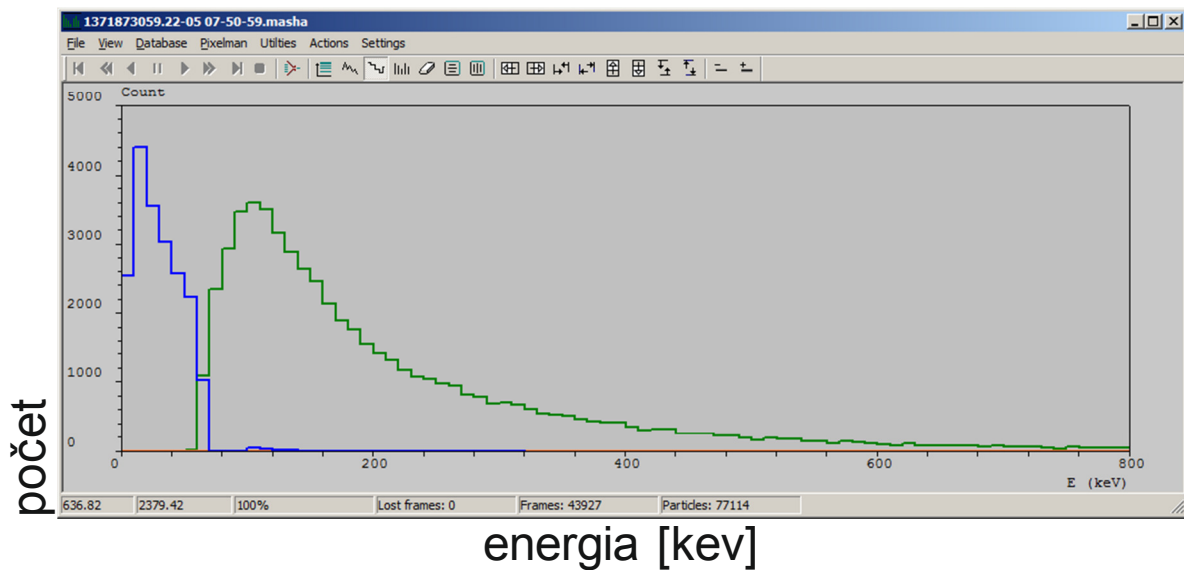


A)

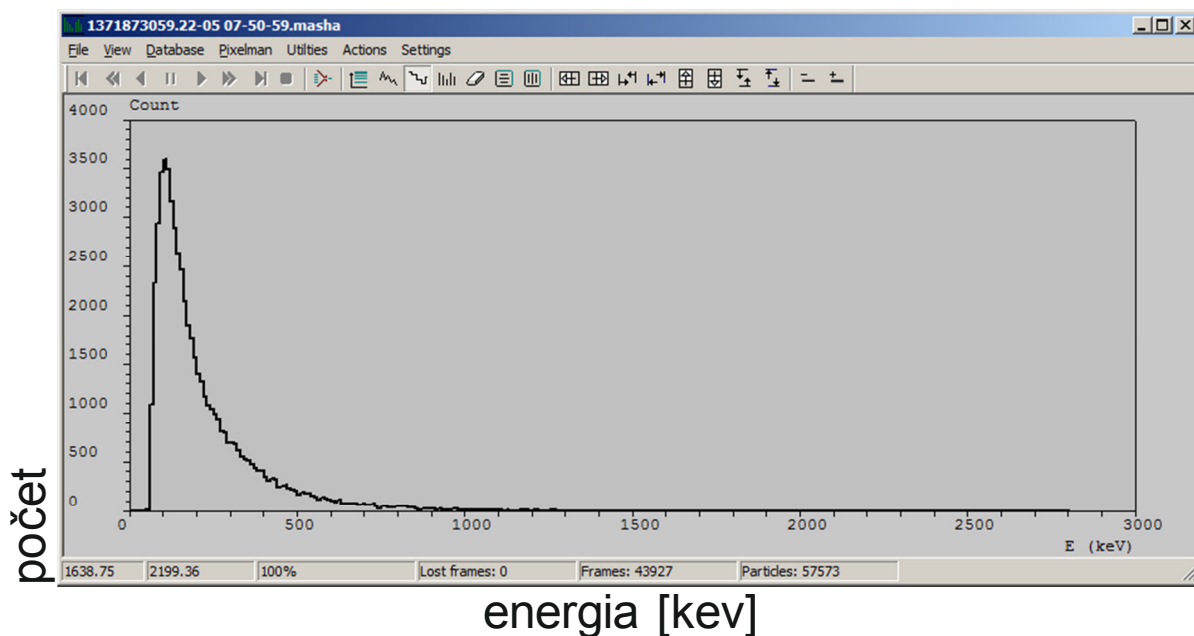


B)

Obr. 3.3.17: Amplitúdové spektrum zo simulácie rozpadu ^{229}Rn (A). Na obrázku (B) je detailné zobrazenie simulovaných dát s krokom 1 keV v oblasti nízkych energií. Červenou farbou sú označené zdrojové spektrá. Časť spektra tvorená Augerovými elektrónmi a röntgenovským žiarením je v obrázku B označená ako fotóny, spektrum elektrónov je označené ako elektróny.



Obr. 3.3.18: Amplitúdové spektrum vytvorené vizualizačným programom pre TIMEPIX s oddeleným požadovým signálom (modrá časť) a spektrom beta častíc (zelená časť).



Obr. 3.3.19: Amplitúdové spektrum beta častíc registrovaných v TIMEPIX detektore očistené od šumu vytvárajúceho pozadie.

Tab. 3.3: Pravdepodobnosť registrácie všetkých stôp z rozpadového reťazca izotopov radónu s $A = 227 - 232$ s parametrami požadovanými pre identifikáciu.

A	počet β^- rozpadov v schéme	pravdepodobnosť registrácie (%)
227	3	0,731
228	2	2,784
229	4	0,181
230	4	0,162
231	5 (4)	0,035 (0,25)
232	4	0,175

Pravdepodobnosť registrácie takýchto eventov – 4 stôp s požadovanými parametrami (v jednom evente v simulácii) vychádzajúcimi z jedného miesta sú v tabuľke 3.3. Výpočet bol robený pre všetky rozpadové reťazce sledovaných izotopov zvlášť, každý so svojimi vstupnými parametrami. Počas behu simulácie boli vyhľadávané eventy, v ktorých všetky 4 β -častice spĺňali požadované kritériá a tieto boli následne separátne zapisované do súboru. Ich pomer k celkovému počtu primárnych jadier radónu udáva pravdepodobnosť ich vzniku. Simulácie boli robené so štatistikou 10^5 primárnych častíc. V experimentálnych údajoch bolo identifikovaných mnoho stôp prislúchajúcich protónom vznikajúcich v (n,p) reakcii na kremíku z neutrónového poľa v hale separátora. Z toho dôvodu nie je možné kvantitatívne ohodnotiť výťažky neutrónovo nadbytočných izotopov radónu z reakcie mnohonukleónového prenosu medzi projektilom ^{48}Ca a terčom ^{232}Th . Možnosti využitia trekového detektora pri identifikácii neutrónovo nadbytočných izotopov Rn sú publikované v [61] prvé výsledky sú publikované v [67].

3.4 Záver

S použitím experimentálnych výsledkov a simulácií boli skúmané spektrometrické detektory fokálnej roviny – kremíkový stripový detektor studňovitej geometrie a kremíkový pixelový trekový detektor. Bola určená pravdepodobnosť registrácie alfa častíc z rozpadu implantovaných jadier vo fokálnom detektore. Častica emitovaná implantovaným jadrom bude registrovaná s pravdepodobnosťou $> 92\%$. Bolo zistené, že pravdepodobnosť registrácie v píku je $\approx 90\%$, pravdepodobnosť registrácie alfa častice emitovanej dcérskym jadrom je $\approx 70\%$, pravdepodobnosť registrovania ďalšej alfa častice $\approx 60\%$.

Simuláciou energetickej kalibrácie fokálneho detektora bola vytvorená tabuľka s korekciami skutočnej energie kalibračných píkov pre všetky stripy fokálneho detektora. Nachádza sa v **Prílohe 1**. Rozdiely skutočnej polohy píku oproti tabuľkovej energii sú od 18 do 80 keV v závislosti od geometrie.

Pomocou simulácií bolo zistené, že deformácia píkov alfa častíc smerom k nízkym energiám nie je spôsobená iba stratou energie v mŕtvej vrstve detektora, ale skladá sa z viacerých procesov. Prejavuje sa rozdelenie zozbieraného náboja medzi susedné stripy a tiež závislosť neúplného zberu náboja spôsobená s hĺbkou klesajúcou koncentráciou prímiesových atómov kremíku.

Pomocou simulácií bol objasnený tvar energetických spektier beta častíc nameraných trekovým pixelovým detektorom. Bol stanovený prah 60 keV oddeľujúci šum od užitočného signálu. Sledovaním charakteristík dĺžky stopy k deponovanej energii v stope boli identifikované rôzne typy častíc registrované trekovým detektorom.

Taktiež bola stanovená pravdepodobnosť detekcie 4 beta častíc v závislosti od minimálnej a maximálnej energie, časového okna a minimálnej dĺžky stopy z rozpadového radu neutrónovo-nadbytočných izotopov $^{229-232}\text{Rn}$ emitovaných z jedného miesta na povrchu detektora.

4. Základné charakteristiky hmotnostného spektrometra MASHA

V kapitole sú prezentované experimentálne stanovené charakteristiky zariadenia pre produkciu sekundárnych zväzkov. K prevereniu účinnosti ionizácie, iónovej optiky a určení hmotnostného rozlíšenia boli použité kalibrované toky inertných plynov do objemu iónového zdroja. Intenzita a poloha hmotnostných píkov týchto stabilných iónov bola meraná pasívnym lamelovým detektorom. Zväzok ^{40}Ar bez terča bol využitý pri ohodnotení časových charakteristík procesu difúzie z termalizátora do iónového zdroja, čo umožnilo stanoviť predbežné hodnoty doby transportu a difúzie a zároveň účinnosť konverzie primárneho zväzku na sekundárny. V experimentoch so sekundárnymi zväzkami neutrónovo deficitných izotopov radónu a ortuti v reakciách úplnej fúzie zväzku ^{40}Ar so samáriovými a erbiovými terčami boli experimentálne určené časové charakteristiky pomocou výťažkov izotopov ortuti a radónu s rôznymi dobami polpremeny. Výsledkami týchto experimentov bolo tiež určenie hmotnostného rozdelenia izotopov exotických jadier sekundárnych zväzkov pomocou ich alfa premeny registrovanej detektorom. Presné ohodnotenie doby difúzie produktov jadrových reakcií z termalizátora do iónového zdroja bolo odmerané z reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$ pomocou prerušovania primárneho a sekundárneho zväzku deflektorom. Dekonvolúciou časového spektra bol určený čas difúzie. Celková účinnosť zariadenia bola ohodnotená rovnako z výťažkov tejto reakcie.

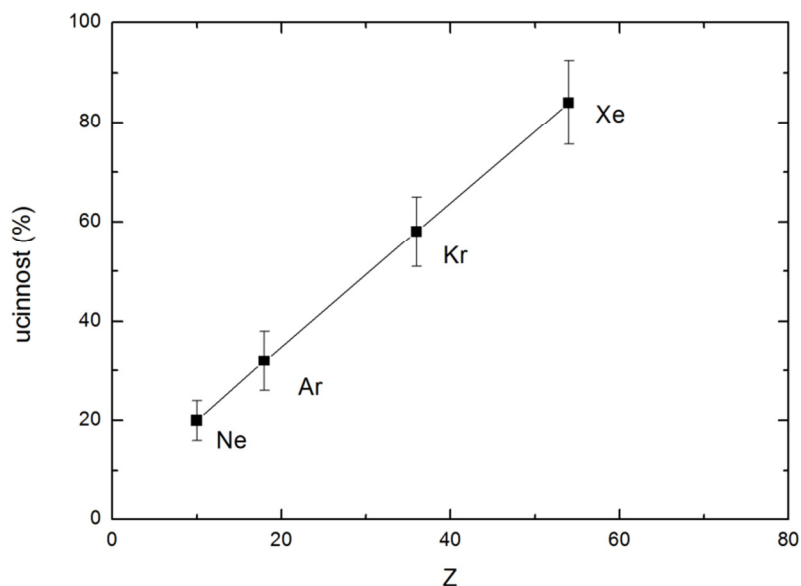
4.1 Účinnosť zariadenia

Exotické jadro od vytvorenia po implantáciu vo fokálnom detektore prechádza v hmotnostnom separátore viacerými procesmi, z ktorých každý má svoju účinnosť. Sú to difúzia z termalizátora ε_{dif} , transport do iónového zdroja ε_{tr} , ionizácia na požadovaný ionizačný stupeň ($I+$) ε_{ion} a hmotnostná separácia ε_{sep} . Celková účinnosť spektrometra MASHA je súčinom jednotlivých účinností

$$\varepsilon = \varepsilon_{dif} \cdot \varepsilon_{tr} \cdot \varepsilon_{ion} \cdot \varepsilon_{sep} \quad (4.1.1)$$

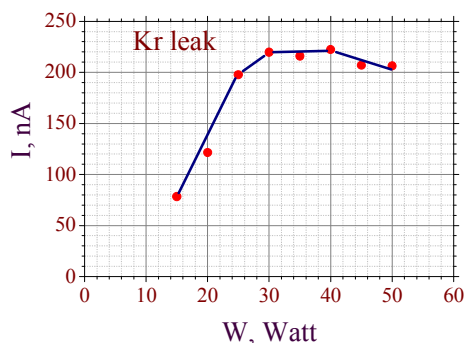
Dôležitým faktorom je chemická reaktivita prvkov s konštrukčnými materiálmi, ktorá môže výrazne znížiť celkovú účinnosť. Experimentálne merania účinnosti ionizácie a separácie boli vykonané napúšťaním kalibrovaných objemov inertných plynov s prírodným izotopickým zastúpením do iónového zdroja, konverziou iónov primárneho zväzku na sekundárny a napokon aj meraním výťažkov izotopov $^{180-182}\text{Hg}$ v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}^* + xn$. Plynové fľaše s objemom He, Ar, Ne, Kr a Xe (VACUUM INSTRUMENT CORPORATION) sú s certifikovanými tokmi $2 \pm 1 \cdot 10^{-7} \text{ mbar} \cdot \text{l} \cdot \text{s}^{-1}$. Pri napúšťaní týchto plynov do objemu komory iónového zdroja v neaktívnom režime (bez vysokofrekvenčného poľa a bez pracovného plynu) bolo vákuum v komore $5 \cdot 10^{-7} \text{ mbar}$ pri odsávaní cez 5 mm široký extrakčný otvor ECR iónového zdroja. Tok extrahovaný v pracovnom režime iónového zdroja (s vysokofrekvenčným poľom a s pracovným plynom) pri pracovnom vákuu $3 \cdot 10^{-6} \text{ mbar}$ pozostával na 95 % z iónov pracovného plynu – hélia, 3 % iónov z kalibrovaných tokov inertného plynu a zvyšné 2 % predstavujú prímеси nečistôt, priesaky z vákuových netesností a zostatkové plyny na vnútorných stenách vákuových komôr. Účinnosť ionizácie a separácie bola ohodnotená porovnaním toku napúšťaných kalibrovaných objemov plynov do komory

iónového zdroja a meranej intenzity iónov sekundárneho zväzku dopadajúceho na lamelový detektor. Výsledky sú zobrazené na obrázku 4.1.1. Porovnával sa súčet intenzít všetkých izotopov plynov v prírodnom zastúpení a súčet intenzít všetkých odpovedajúcich píkov vo fokálnej rovine. Z experimentálne určenej účinnosti v závislosti od protónového čísla Z sledovaného inertného plynu vyplýva, že atómy s vyšším počtom elektrónov sú ľahšie ionizované vďaka slabšej väzbe valenčných elektrónov a vyššej pravdepodobnosti nárazovej ionizácie.

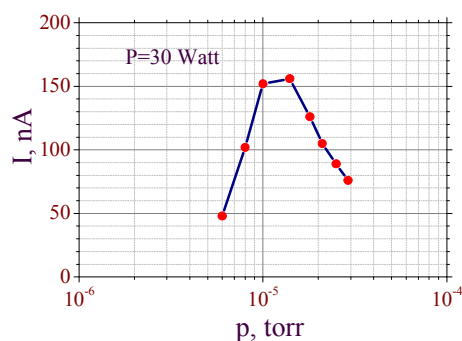


Obr. 4.1.1: Závislosť účinnosti ionizácie a separácie od protónového čísla Z inertného plynu.

Hlavným prvkom prejavujúcim sa v tejto časti procesu formovania sekundárneho zväzku je schopnosť ionizácie neutrálnych atómov v iónovom zdroji, ktorá je úmerná počtu elektrónov v obale a teda aj ich väzbovej energii a náboju jadra. Pravdepodobnosť ionizácie na stupeň $I+$ je 99% vďaka nastaveniu optimálnych pracovných podmienok v iónovom zdroji – tlak plynu (vákuum), výkon vysokofrekvenčného generátora a jeho rezonančná frekvencia. Na obrázku 4.1.2 je zobrazená závislosť pre ióny Kr, pri ktorej bolo hľadané optimálne nastavenie iónového zdroja.



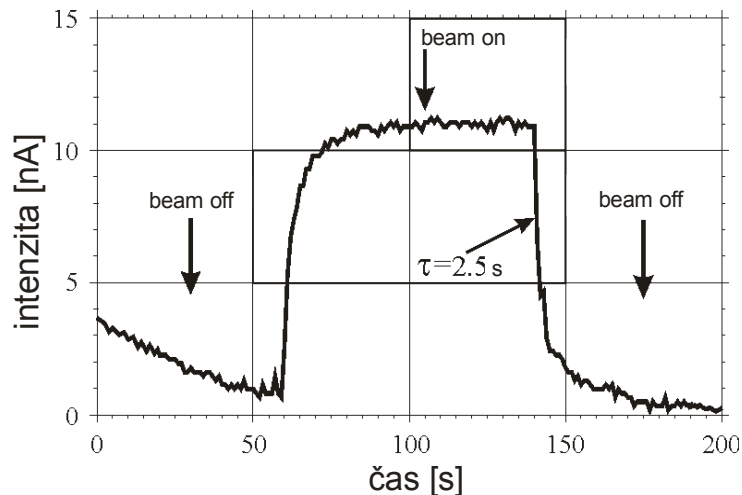
A)



B)

Obr. 4.1.2: Charakteristiky ECR iónového zdroja. A) závislosť intenzity sekundárneho zväzku iónov kryptónu od výkonu iónového zdroja, B) závislosť intenzity sekundárneho zväzku (Kr) od tlaku pracovného plynu (He) v komore iónového zdroja pri výkone 30 W.

Účinnosť konverzie zväzku bola určená pomocou merania intenzity primárneho zväzku ^{40}Ar s energiou 270 MeV bez terču dopadajúceho priamo na termalizátor. Teplota náhrevu bola $1300\text{ }^\circ\text{C}$, bol sledovaný pokles intenzity v lamelovom detektore pri prekrytí primárneho zväzku pred terčom pomocou faradayovej klietky (faraday cup). Časová zmena intenzity iónov sekundárneho v lamelovom detektore je zobrazená na obrázku 4.1.3.



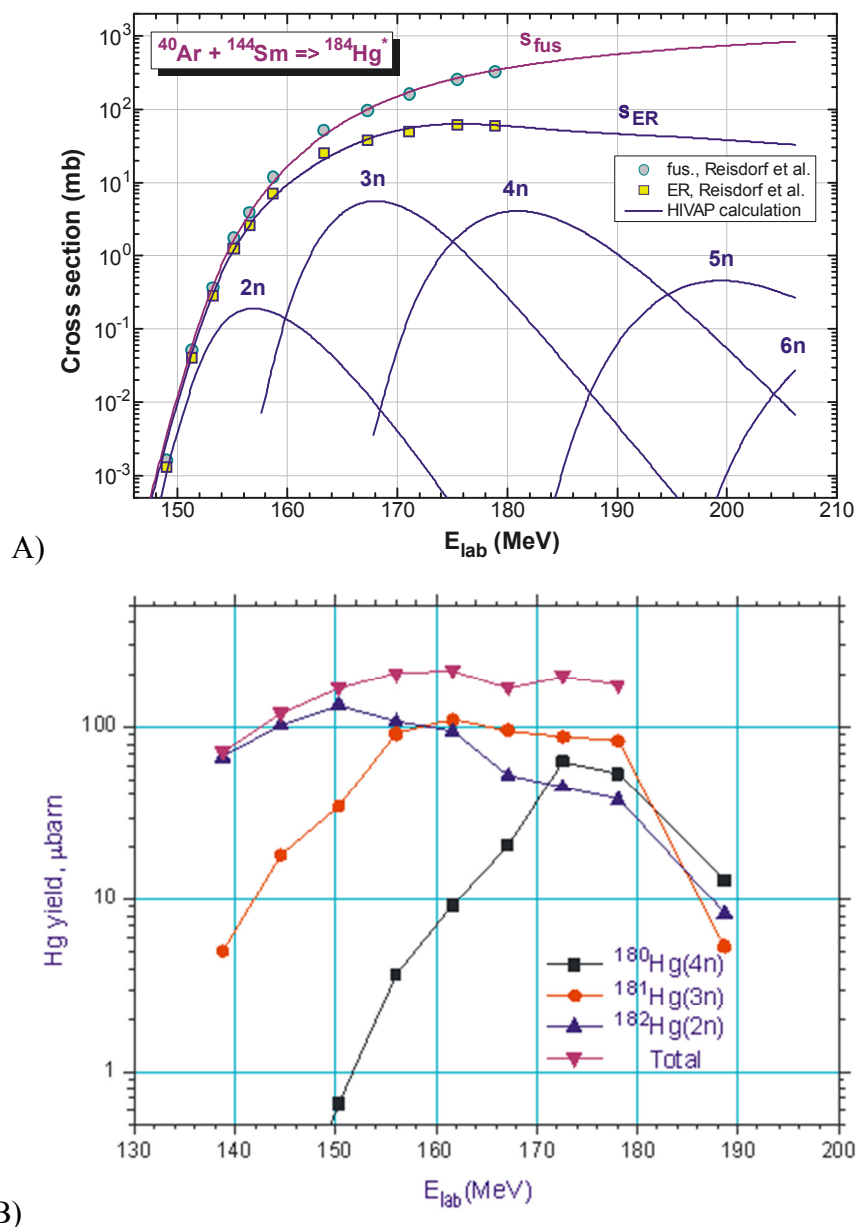
Obr. 4.1.3: Pokles intenzity sekundárneho zväzku pri prerušovaní primárneho zväzku pomocou faradayovej klietky pred termalizátorom.

Pri tomto experimente bola zároveň sledovaná časová konštanta poklesu intenzity sekundárneho zväzku, ktorá dáva informáciu o dobe transportu jadier z termalizátora do fokálnej roviny, avšak je nutné brať do úvahy čas prekrytia zväzku, ktorý je na úrovni $\sim 1\text{ s}$. Porovnaním intenzít sekundárneho a primárneho zväzku bola stanovená konverzná účinnosť zahŕňajúca v sebe proces transportu primárneho zväzku zariadením na $25 \pm 5\%$. Zdrojom veľkej neistoty určenia účinnosti je nepresnosť v určovaní intenzity primárneho zväzku počas meraní, nakoľko informácia o jeho intenzite bola dostupná iba z údajov z faradayovej klietky. Výsledky sú publikované v [62]. Presný výsledok celkovej účinnosti separátora poskytl merania výťažkov v 2n, 3n a 4n kanáloch reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$ pri energii 284 MeV . Po korekcii na mód rozpadu a stratu aktivity počas transportu do fokálnej roviny (doba difúzie v nasledujúcej podkapitole) boli stanovené účinné prierezy jednotlivých reakčných kanálov. V tabuľke 4.1.1 sa nachádzajú namerané účinné prierezy spolu s maximálnymi hodnotami funkcie vzbudenia vypočítanými v modifikovanom programe HIVAP [63,64]. Vzhľadom k čiastočne podbariérovému charakteru 2n kanála bola účinnosť určená ako suma výťažkov 2n, 3n a 4n reakčného kanála.

Tab. 4.1.1: Porovnanie výťažkov 2n, 3n a 4n kanála reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$ s hodnotami vypočítanými v programe HIVAP [64].

reakčný kanál	2n	3n	4n	Σ
účinný prierez výpočet [mb]	0,15	4,7	2,3	7,2
účinný prierez meranie [mb]	0,18	0,19	0,13	0,5

S ohľadom na presnosť merania energie primárneho zväzku a z dôvodu čiastočne podbariérového charakteru 2n reakčného kanálu bola informácia o celkovej účinnosti separátora určená zo súm výťažkov týchto troch reakcií. Na obrázku 4.1.4 A) je teoretická funkcia vzбудenia zloženého jadra $^{184}\text{Hg}^*$ vypočítaná programom HIVAP [64] a na obrázku 4.1.4 B) sú experimentálne namerané výťažky izotopov pri rôznych energiách primárneho zväzku ^{40}Ar . Energia zväzku bola regulovaná tzv. degradermi – titánovými fóliami, v ktorých primárny zväzok stráca časť energie.



Obr. 4.1.4: Výťažky 2n, 3n a 4n reakčného kanála reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$ A) vypočítané v programe HIVAP [64] a B) namerané na separátore MASHA

Výsledná účinnosť predstavuje $7,0 \pm 1,4$ %. Táto hodnota je porovnateľná s inými zariadeniami, obdobné experimenty na ISOLDE preukázali účinnosť 7,8% [73]. Hlavné faktory vplyvajúce na neistotu určenia celkovej účinnosti boli nepresnosti pri zaznamenávaní integrálu primárneho zväzku a tepelná degradácia terčového materiálu zväzkom a pri náhreve. Informácia o integrále náboja primárneho zväzku bola meraná pomocou vsúvania faradayovej

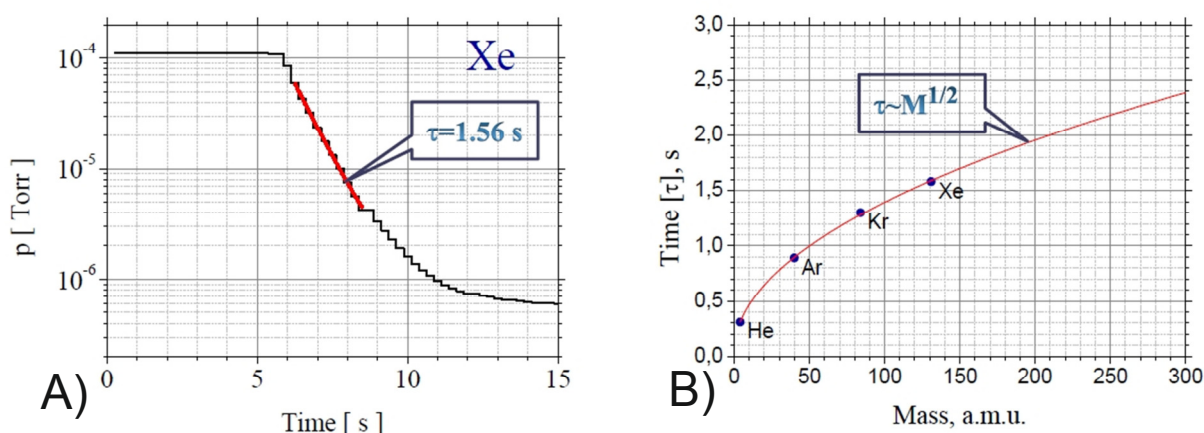
klietky do zväzku na stanovenú dobu v určených intervaloch. Integrál bol vypočítaný ako priemerná hodnota prúdu počas doby ožarovania. Táto metóda je veľmi nepresná v prípade krátkodobých výpadkov primárneho zväzku. Pri porovnaní obrázku 4.1.4 A) a B) je vidno vplyv potenciálovej bariéry reakcie na účinný prierez.

4.2 Časová odozva spektrometra

Informácia o dobe trvania jednotlivých procesov pri formovaní sekundárneho zväzku je kľúčová z hľadiska určenia limitov pre doby polpremeny izotopov rádioaktívnych zväzkov, ktoré je možné na tomto zariadení pripraviť. Od vytvorenia exotického jadra v jadrovej reakcii v tenkom, alebo hrubom terči možno rozdeliť jeho púť po implantáciu vo fokálnom detektore na 4 úseky: emisia z termalizátora, transport do objemu plazmy iónového zdroja, proces ionizácie a hmotnostnú separáciu sekundárneho zväzku. Prvé dva spomenuté procesy je možné spoločne označiť ako difúzia do iónového zdroja. Ak začneme od konca, doba priletu iónu s energiou 38 keV 10 m dlhým iónovo – optickým systémom je $\sim 10^{-5} \text{ s}$. Doba ionizácie, ak neutrálny atóm vstúpi do objemu plazmy v iónovom zdroji je maximálne 10^{-3} s [65]. Doba transportu z komory termalizátora do iónového zdroja závisí od geometrie vákuového potrubia – jeho dĺžky, tvaru a od schopnosti turbomolekulárnych výjev odčerpať plyn z tohoto objemu cez extrakčný otvor iónového zdroja. Rýchlosť odsávania S [objem za čas] plynov vo vákuu pri uzavretom objeme podľa [66] popisuje rovnica

$$S_{t_2-t_1} = 2,3 \frac{V}{t_2-t_1} \log \frac{p_1}{p_2} \quad (4.2.1)$$

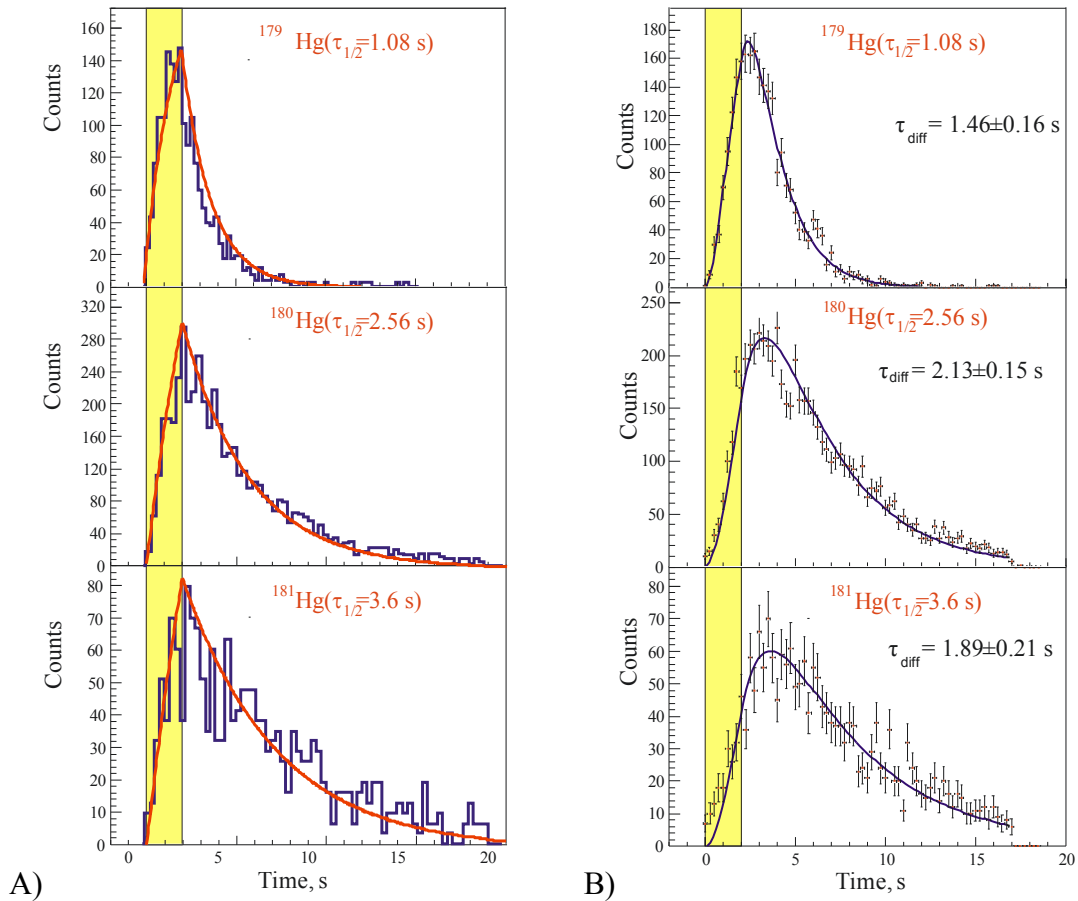
kde V označuje vákuový objem, t_1 čas (na začiatku čerpania) v ktorom bol v objeme V tlak p_1 a čas t_2 (na konci čerpania), v ktorom bol v objeme V tlak p_2 . Bol sledovaný pokles tlaku v komore termalizátora pri odsávaní inertných plynov cez extrakčný otvor iónového zdroja reprezentujúci rýchlosť čerpania – transportu produktov reakcií do iónového zdroja. Pre prírodnú zmes izotopov xenónu bolo experimentálne zistené, že tlak klesá s konštantou $\tau = 1,56 \text{ s}$. Závislosť časovej konštanty rýchlosti evakuácie komory termalizátora od hmotnosti plynu je vyobrazená na obrázku 4.2.1.B.



Obr. 4.2.1: A) Rýchlosť evakuácie prírodného xenónu z komory termalizátora s vyobrazenou časovou konštantou poklesu tlaku. B) Závislosť tejto konštanty od atómovej hmotnosti izotopu s najvyšším pomerným zastúpením v prírodnej zmesi inertného plynu.

Podobným spôsobom boli určené časové koeficienty τ pre izotopické zmesi hélia, argónu a kryptónu. Ako je možné vidieť z obrázku 4.2.1 B) hodnota časovej konštanty sa mení ako odmocnina strednej hmotnosti izotopickej zmesi \sqrt{M} . Analogickým spôsobom bol ohodnotený časový údaj evakuácie komory termalizátora na zväzku. Primárny zväzok ^{40}Ar bol brzdený v termalizátore a následne neutrálne atómy argónu difundovali do iónového zdroja, kde bol z nich formovaný sekundárny zväzok. V tomto prípade časová konštanta poklesu intenzity sekundárneho zväzku v sebe zahŕňa aj proces difúzie argónu z termalizátora nahrievaného na $1300\text{ }^\circ\text{C}$, dobu transportu do iónového zdroja a dobu prekrývania primárneho zväzku faradayovou kľetkou (obrázok 4.1.3). Časová konštanta poklesu intenzity sekundárneho zväzku ^{40}Ar spojená s odčerpávaním objemu termalizátora cez ECR iónový zdroj bola predbežne ohodnotená na $\tau = 2,5\text{ s}$. Ako však bolo spomenuté v diskusii k obrázku 4.1.3, je potrebné brať do úvahy aj dobu vysúvania faradayovej kľetky do zväzku. Na základe týchto meraní je možné urobiť si hrubú predstavu o čase potrebnom na implantáciu sekundárneho zväzku do detektora. Výsledky sú publikované v [62].

Presnú hodnotu zahŕňajúcu všetky procesy sa však podarilo určiť až z meraní výťažkov reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$. Meraním časovej závislosti nárastu a poklesu aktivity vo fokálnom detektore pri prerušovaní sekundárneho a primárneho zväzku iónov a následnou dekonvolúciou časových závislostí bola určená doba emisie rádioaktívnych izotopov ortuti $A = 179, 180$ a 181 z termalizátora spolu s ich transportom do iónového zdroja (doba difúzie). Výťažky nie je možné presne určiť, ak sa podstatná časť izotopov rozpadne počas transportu zariadením a naopak, pre stanovenie doby difúzie je možné pracovať aj s izotopmi s dobou polpremeny na úrovni sledovaného efektu.



Obr. 4.2.2: Časové spektrá intenzity alfa rozpadov vo fokálnom detektore pre 3n, 4n a 5n kanály reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184}\text{Hg}^*$. Žltou farbou je označená doba implantácie a bielou doba rozpadu pri prerušovaní A) sekundárneho zväzku a B) primárneho zväzku.

Na obrázku 4.2.2 A) je časová závislosť implantovanej aktivity izotopov ortuti vo fokálnom detektore pri prerušovaní sekundárneho zväzku elektrostatickým deflektorom nachádzajúcim sa za výstupným otvorom iónového zdroja. Žlté pole označuje čas akumulácie aktivity – 2 sekundy, kedy bol deflektor vypnutý a na nasledujúcom bielom podklade je pokles naakumulovanej aktivity v detektore pri zapnutom deflektore. V tomto prípade na nárast aktivity vplyva iba rýchlosť produkcie daného izotopu a rozpadová konštanta určujúca počet jadier, ktorý sa rozpadol pri transporte zariadením. Na obrázku 4.2.2 B) je zobrazená časová závislosť nárastu aktivity vo fokálnom detektore, pri prerušovaní primárneho zväzku deflektorom nachádzajúcim sa pred terčom. Žltou je rovnako označený 2 s interval, kedy bol deflektor vypnutý a následne 15 s na bielom pozadí, kedy bol zapnutý a primárny zväzok bol prerušený.

Počet rozpadov vo fokálnom detektore môžeme popísať ako rozdiel medzi vytvoreným počtom jadier, ktoré sa naakumulovali v termalizátore keby nebolo difúzie (na pokles má vplyv iba ich rozpad λ_{dec}) a počtom vytvorených jadier naakumulovaných v termalizátore, ktoré v ňom ostali (ich počet sa znižuje vďaka ich rozpadu a vďaka difúzii $\lambda_{tot} = \lambda_{dec} + \lambda_{dif}$). Počas doby ožarovania ($t_{irr} = 2\text{ s}$, označené žltou farbou) je počet rozpadov popísaný funkciou

$$\langle 0 < t < t_{irr}: \quad N_{beam-on}(t) = F(\lambda_{dec}t) - F(\lambda_{tot}t). \quad (4.2.2)$$

Po odstavení primárneho zväzku sa naakumulovaná aktivita iba rozpadá, čo je popísané vzťahom

$$t > t_{irr}: \quad N_{beam-off}(t) = F(\lambda_{dec}t_{irr})e^{-\lambda_{dec}(t-t_{irr})} - F(\lambda_{tot}t_{irr})e^{-\lambda_{tot}(t-t_{irr})} \quad (4.2.3)$$

kde funkcie F sú v tvare

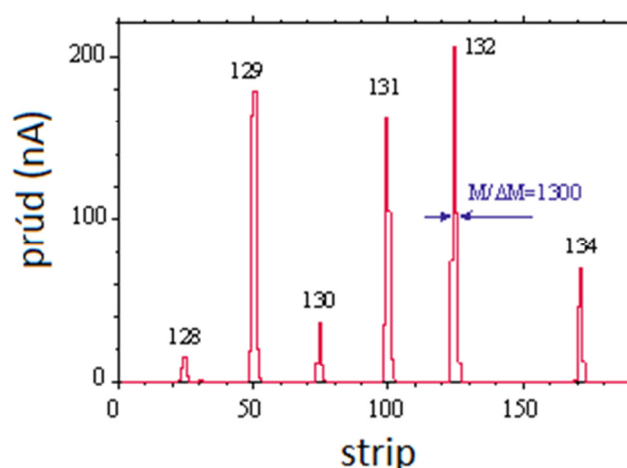
$$F(\lambda, t) = \frac{\lambda_{prod}}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}), \quad (4.2.4)$$

kde λ_{prod} je variabilný parameter produkcie jadier pre každý izotop, λ predstavuje λ_{dec} resp. λ_{tot} a má rozmer $[s^{-1}]$. Koeficient difúzie λ_{diff} je fitovaný parameter s rozmerom $[s^{-1}]$. Takto určená stredná hodnota z meraní s izotopmi $^{179,180,181}\text{Hg}$ je $\langle \tau_{dif} \rangle = 1,8 \pm 0,3$ s. Výsledky sú publikované v [67].

4.3 Izotopické rozdelenie produktov jadrových reakcií

Izotopy hmotnostne separovaného sekundárneho zväzku sú vo fokálnej rovine fokusované do bodov zodpovedajúcich hmotnostiam. Tvar každej hmotnostnej škvrny (môžeme ju nazvať hmotnostným píkom) je v disperznej rovine určený hmotnostným rozlíšením a vo vertikálnej, nedisperznej rovine fokusujúcimi schopnosťami iónovo-optického systému, hlavne kvadrupólovej šošovky Q1. Nakoľko ide o nedisperznú rovinu, šírka škvrny nemá na hmotnostné rozlíšenie vplyv a preto je dostačujúce, aby vošla do fokálneho detektora.

Hmotnostné rozlíšenie bolo určené separáciou izotopov prírodnej izotopickej zmesi xenónu ^{nat}Xe . Z hmotnostného spektra meraného lamelovým detektorom (obrázok 4.3.1) bolo určené ako šírka hmotnostného píku v polovičnej výške ΔM pre hmotnosť M ako pomer $M/\Delta M$. Tvar hmotnostného píku je určený nastavením napäťovej kaskády na iónovom zdroji – vyššie napätie na druhom stupni (elektrode formujúcej zväzok) zabezpečuje lepšie hmotnostné rozlíšenie. Výsledky týchto meraní sú publikované v [68].

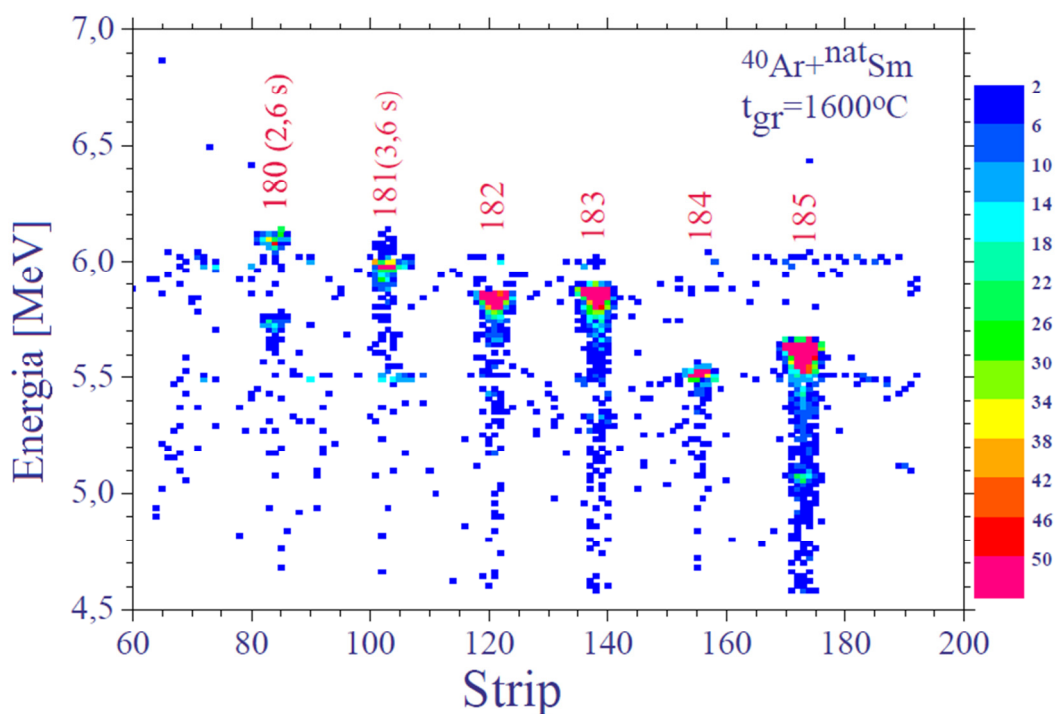


Obr. 4.3.1: Hmotnostné spektrum izotopov ^{nat}Xe merané lamelovým detektorom.

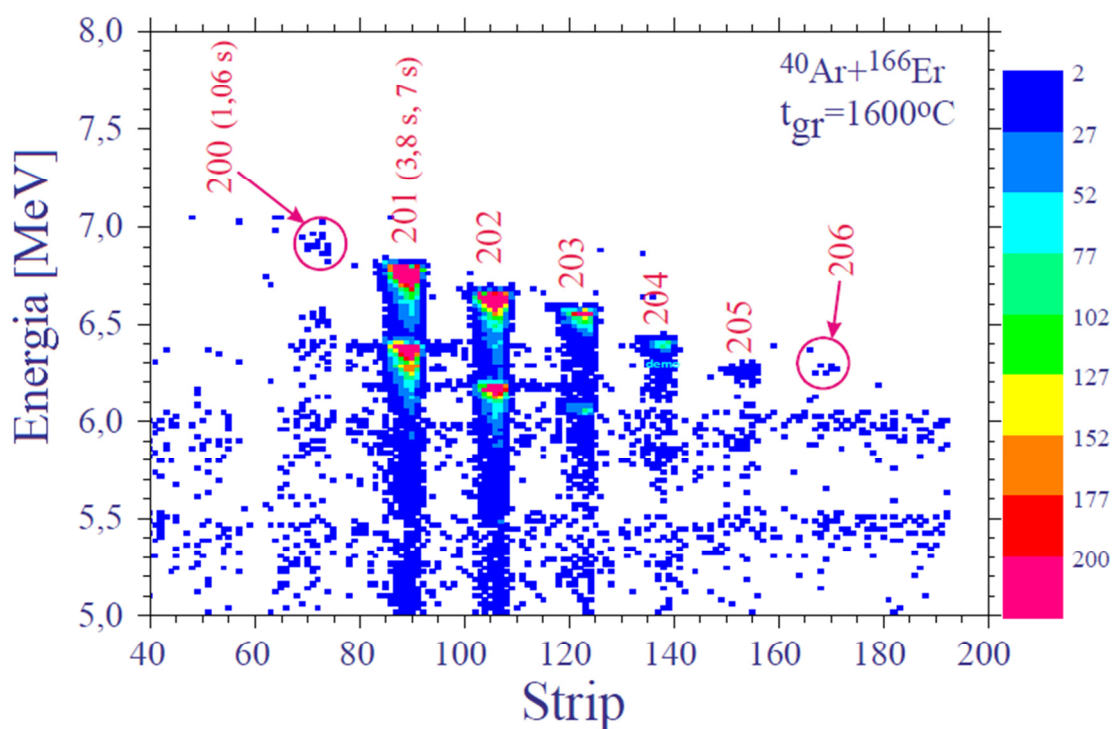
Izotopické rozdelenie produktov jadrových reakcií – meranie hmotnostných a energetických spektier separovaných alfa-rádioaktívnych sekundárnych zväzkov bolo vykonané meraním výťažkov reakcie $^{nat}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{y-xn}\text{Hg}$ pri energii primárneho zväzku na terči 255 MeV

vedúcej k produkcii neutrónovo-deficitných izotopov ortuti okolo $A = 180$. Pre dokončenie metodických previerok zariadenia boli sledované produkty reakcie $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ neutrónovo deficitných izotopov radónu – alfa rádioaktívneho inertného plynu pri energiách primárneho zväzku 202 MeV , 217 MeV a 231 MeV . Detekčný systém umožňuje registrovať energetické spektrá alfa častíc z každého jedného stripu zvlášť. Najdôležitejšie sú spektrá alfa premeny implantovaných jadier sekundárneho zväzku zaregistrované detektormi fokálnej roviny zo stripov F1 – F192, keďže ich poloha determinuje ich hmotnosť. Účinnosť detekcie je v tomto prípade vďaka 2π geometrii iba 50% . Dcérske jadro po alfa premene dostáva impulz a v prípade, že alfa častica je registrovaná vo fokálnej rovine toto jadro povrch detektora opustí. Následne sa s pravdepodobnosťou $84 - 90\%$ implantuje do niektorého z bočných, alebo krajných stripov, ako bolo diskutované v kapitole 3.3.1. Naopak, ak je alfa častica emitovaná mimo fokálnej roviny, je možné pozorovať aj rozpad dcérskeho jadra. Dvojrozmerné spektrá zaregistrovaných alfa častíc z rozpadu izotopov ortuti a radónu sú na obrázku 4.3.2. V týchto obrázkoch je okrem škvŕn reprezentujúcich hmotnostne rozdelené píky alfa častíc možné vidieť aj horizontálne čiary tvoriace pozadie najmä okolo $5,5$ a 6 MeV . Ide o odrazené jadrá po rozpade z kalibračného žiariča ^{226}Ra implantované do detektora.

Jednotlivé škvŕny predstavujú zaregistrované alfa častice z rozpadu izotopov Hg a Rn zodpovedajúcich hmotností. Ich projekciou na os x je možné zostrojiť hmotnostné spektrum predstavujúce izotopické rozdelenie produktov jadrových reakcií v sekundárnom zväzku. Pre každú hmotnosť je možné zostrojiť energetické spektrum alfa častíc. V **Prílohe 2** sa nachádzajú výsledky jednotlivých experimentov vo forme špecifikovania reakcie, hmotnostné spektrum izotopov z registrácie ich alfa rozpadov a energetické spektrá všetkých hmotnostných pík. Záverom sú uvedené grafy s výt'azkami. Výsledky sú publikované v [62].



A)

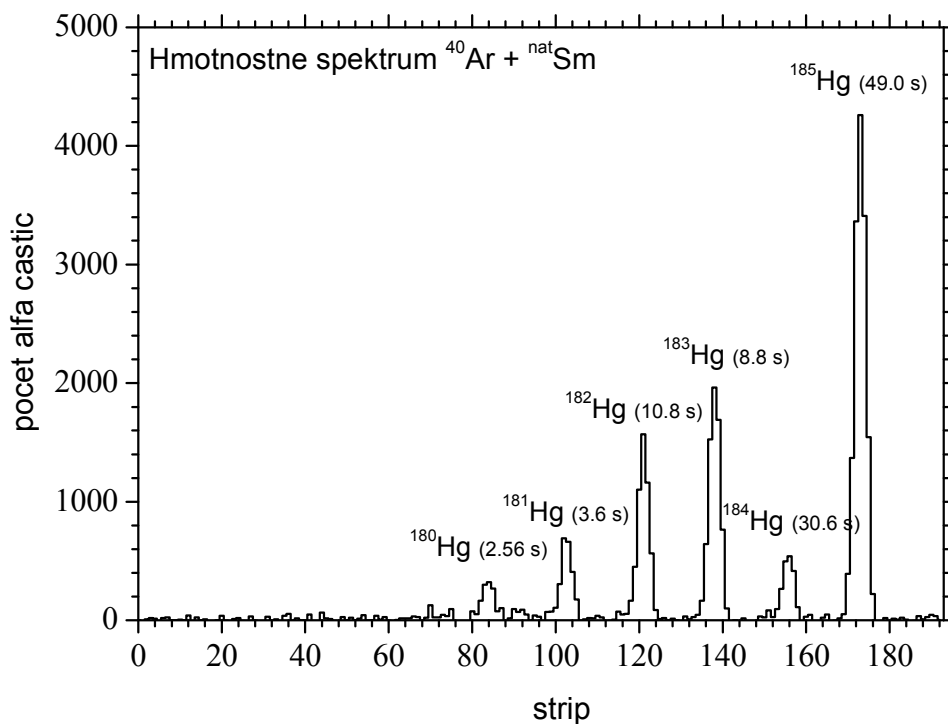


B)

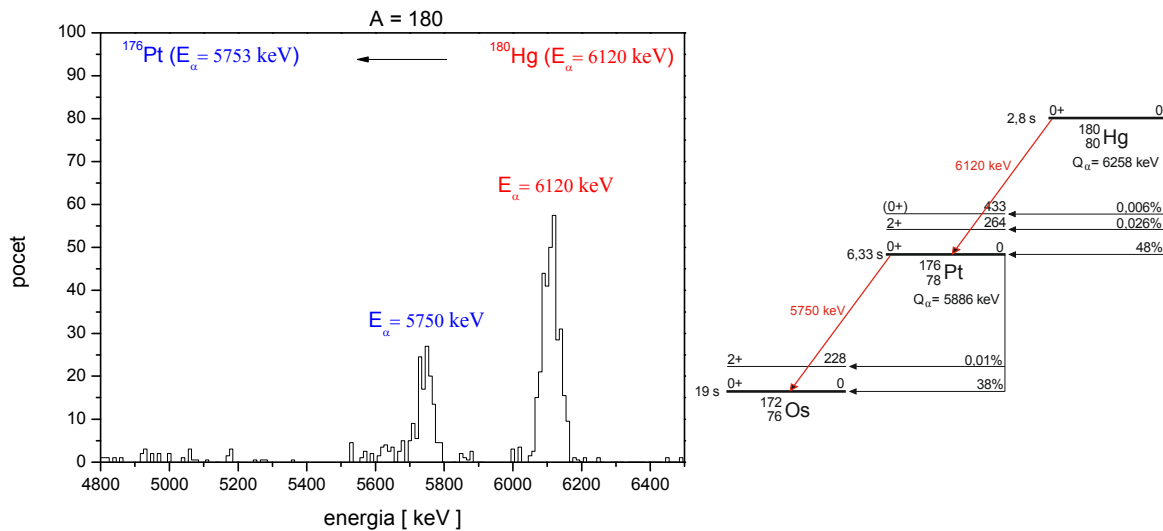
Obr. 4.3.2: Dvozmerné spektrum alfa častíc z fokálneho detektora separátora MASHA A) izotopov ortuti a B) izotopov radónu pri energii zväzku 202 MeV. Na osi x je číslo stripu reprezentujúce hmotnosť, na osi y je energia alfa častice. Farebná škála označuje počet zaregistrovaných alfa častíc.

Z projekcií dvozmerných spektier boli vytvorené hmotnostné spektrá separovaných sekundárnych zväzkov. Na obrázku 4.3.3 (p2.1) je zobrazené hmotnostné spektrum izotopov ortuti z reakcie $^{nat}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{y-xn}\text{Hg}$ pri energii primárneho zväzku $E_{Ar} = 255 \text{ MeV}$ a grafitového termalizátora nahrievaného na teplotu $t_{gr} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$. Z hmotnostného spektra je pre každý hmotnostný pík zostrojené energetické spektrum alfa častíc. Napríklad pre

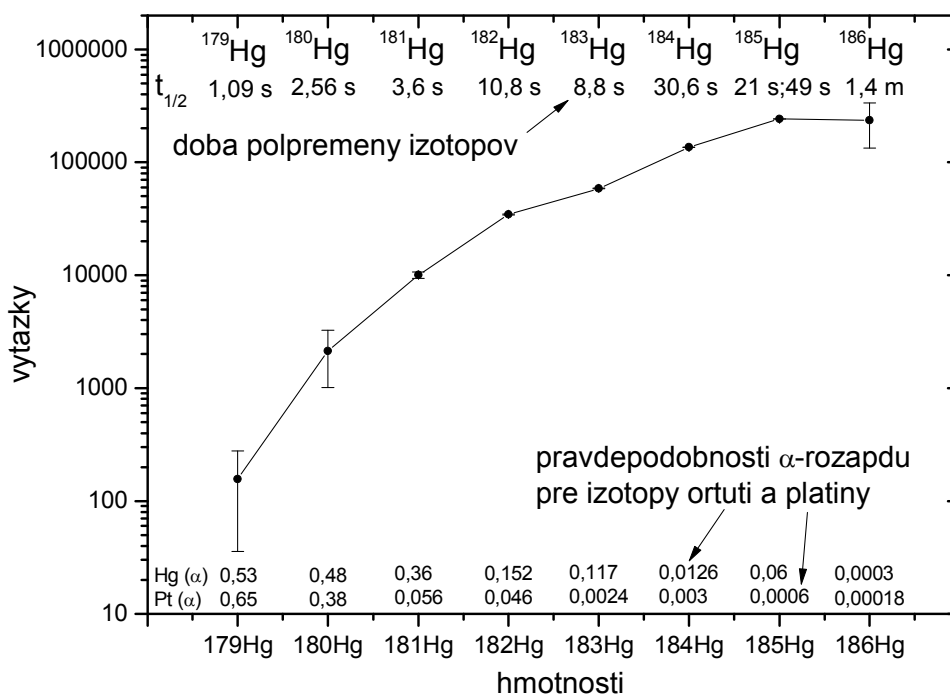
hmotnosť $A = 180$ tejto reakcie je na obrázku 4.3.4. (alebo v **Prílohe 2** pod číslom p2.3). V tomto spektre je možné vidieť píky 6120 keV a 5750 keV . Podľa priloženej rozpadovej schémy zodpovedajú prechodu zo základného stavu izotopu ^{180}Hg na základný stav izotopu ^{176}Pt a následne rozpadu tohoto izotopu na základný stav ^{172}Os . Zhoda medzi nameranými a tabuľkovými energiami preukazuje správnosť hmotnostnej separácie izotopov ortuti. Hmotnostné rozlíšenie pre hmotnostný pik $A = 185$ predstavuje $M/\Delta M = 1200$. Všetky energetické spektrá z hmotnostného rozdelenia produktov tejto reakcie sa nachádzajú v **Prílohe 2**. Na obrázku 4.3.5 (p2.10) sú vyobrazené výt'azky izotopov ortuti z tejto reakcie normované na pravdepodobnosť ich alfa rozpadu. Ako bolo očakávané, izotopická závislosť výt'azkov izotopov Hg je so stúpajúcim počtom neutrónov plynule narastajúca.



Obr. 4.3.3: Hmotnostné spektrum izotopov ortuti pri energii primárneho zväzku 255 MeV.

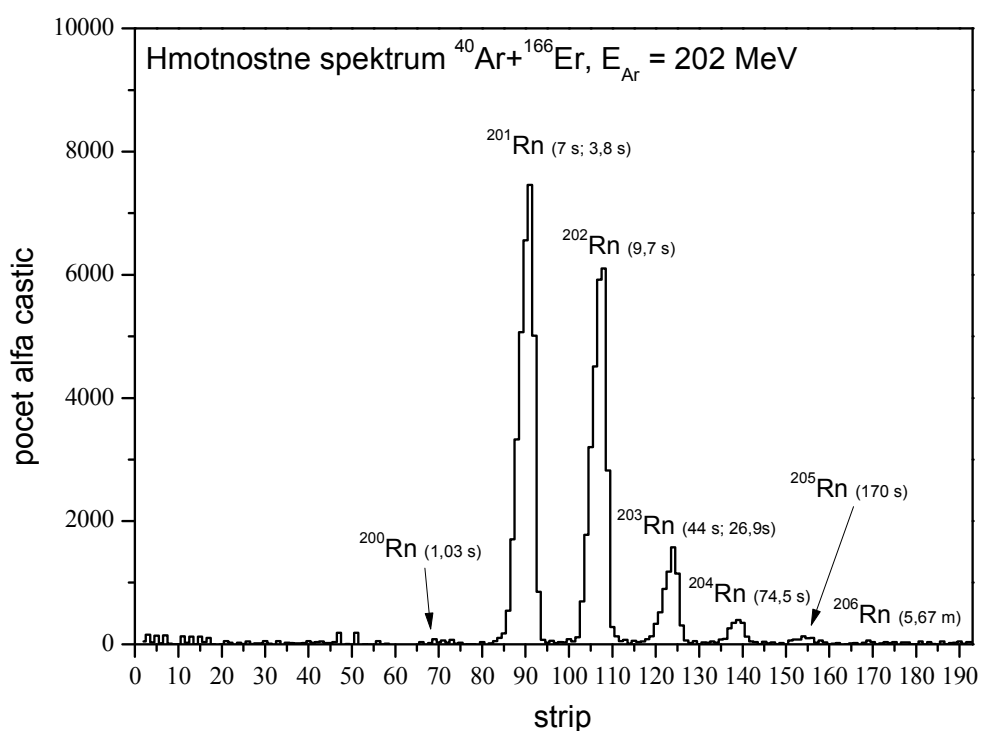


Obr. 4.3.4: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov, do ktorých bola fokusovaná hmotnosť $A = 180$. Rozpadová schéma s vyznačenými experimentálne pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{180}Hg , ^{176}Pt a ^{172}Os . Rozdiely v meraných energiách oproti Q_α sú 138 resp. 136 keV, čo zodpovedá kinetickej energii dcérskeho jadra po rozpade.

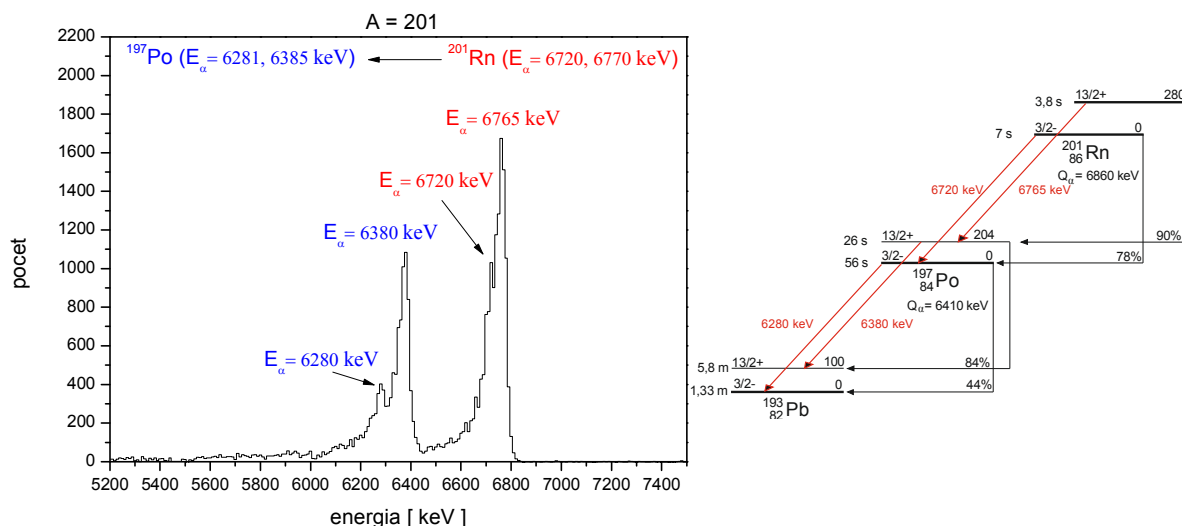


Obr. 4.3.5: Výťažky jednotlivých izotopov ortuti. Hodnoty sú normované na pravdepodobnosť alfa rozpadu, ktorá je informatívne vyobrazená v dolnej časti obrázku. Väčšie množstvo sledovaných hmotnostných píkov v porovnaní s nasledujúcou reakciou je spôsobené povahou prírodného samária, ktoré je prevažne tvorené izotopmi s $A = 144, 147, 148, 149, 150, 152$ a 154 . Hg(α) a Pt(α) označujú pravdepodobnosti alfa rozpadov izotopov Hg a Pt, $t_{1/2}$ označuje dobu polpremeny.

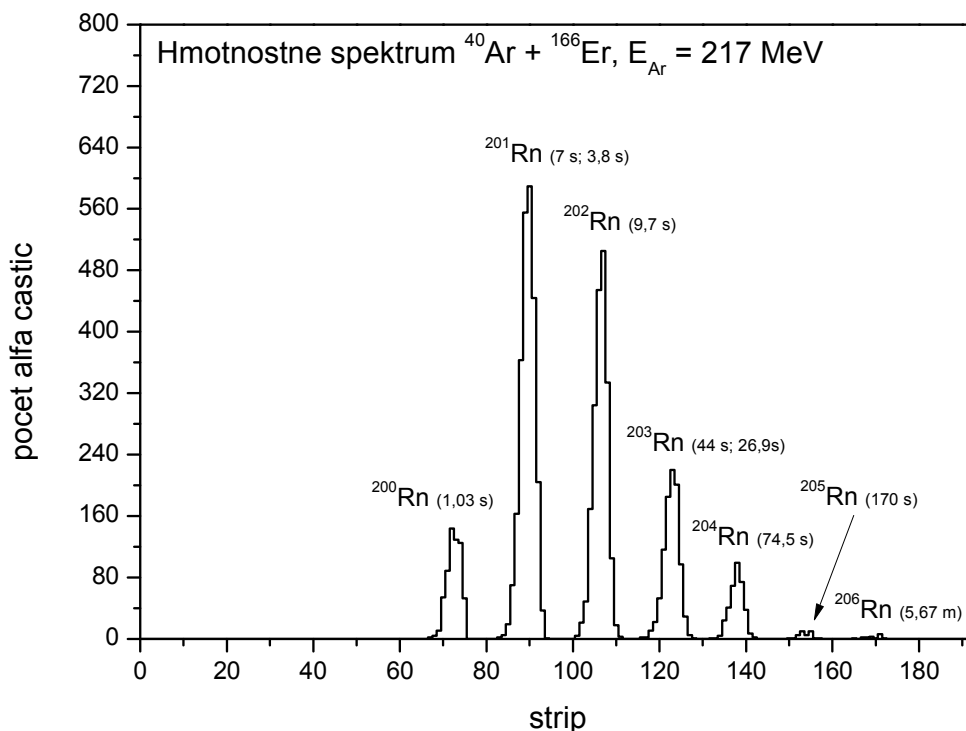
Reakcia $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ vedúca ku vzniku neutrónovo-deficitných izotopov radónu bola skúmaná pri 3 energiách primárneho zväzku – 202 MeV, 217 MeV a 231 MeV. Hmotnostné spektrum z tejto reakcie pri energii primárneho zväzku 202 MeV a grafitovom termalizátore nahrievanom na teplotu $t_{gr} = 1600$ °C je zobrazené na obrázku 4.3.6 (p2.11). Pri tejto energii primárneho zväzku sú dosahované najvyššie výťažky. Hmotnostné rozlíšenie určené z hmotnostného píku A = 201 má hodnotu $M/\Delta M = 1000$. Energetické spektrum z hmotnostného píku A = 201 sa nachádza na obrázku 4.3.7. (p2.13) V tomto obrázku je možné vidieť dva výrazné píky s enegiami 6765 keV a 6380 keV. Tieto píky podľa priloženej rozpadovej schémy zodpovedajú prechodom zo vzbudeného stavu 13/2+ ^{201}Rn na vzbudený stav 13/2+ ^{197}Po a následne prechodu z tohoto stavu dcérskeho jadra na vzbudený stav 13/2+ izotopu ^{193}Pb . Popri týchto píkoch sú viditeľné naloženia píkov pri energiách 6720 keV a 6280 keV, ktoré nie je možné preložiť gaussovou krivkou. Svojou energiou zodpovedajú prechodom medzi základnými stavmi 3/2- jadra ^{201}Rn na základný stav 3/2- jadra ^{197}Po , ktoré sa následne rozopadá na základný stav 3/2- jadra ^{193}Pb .



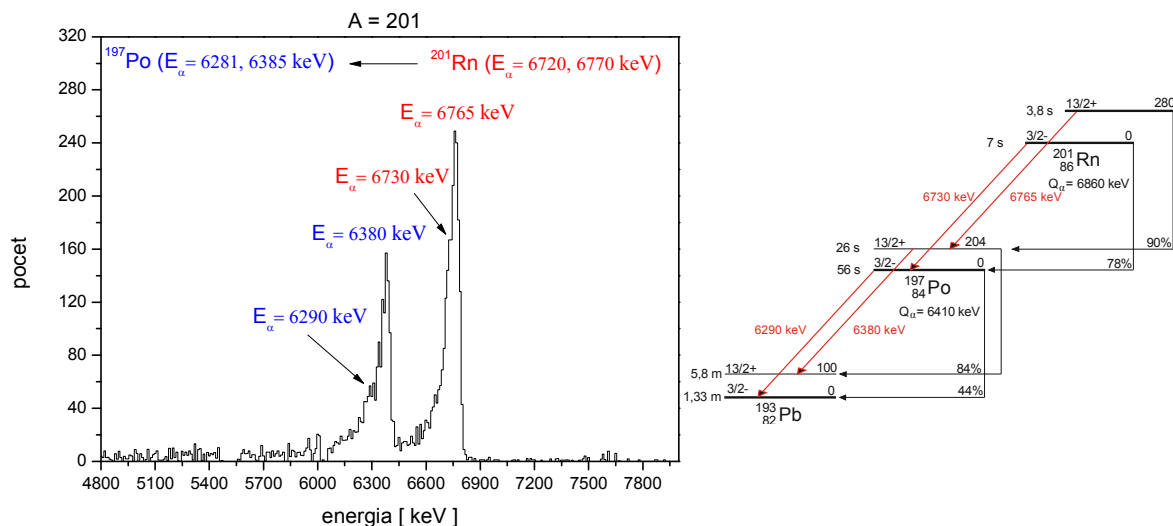
Obr. 4.3.6: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 202 MeV.



Obr. 4.3.7: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 201$. Rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi. Pri rozpade oboch jadier – ^{201}Rn aj ^{197}Po sú oba prechody veľmi blízko seba, čo umožňuje fitovať iba pík z prechodu medzi vzbuđenými stavmi $13/2^+$ a treba brať do úvahy zníženú presnosť určenia stredy píku pri približne rovnako pravdepodobných alfa rozpadov ^{201}Rn . Odrazené dcérske jadrá si odniesli 140 resp. 171 keV (radón) a 134 resp. 130 keV (polónium).



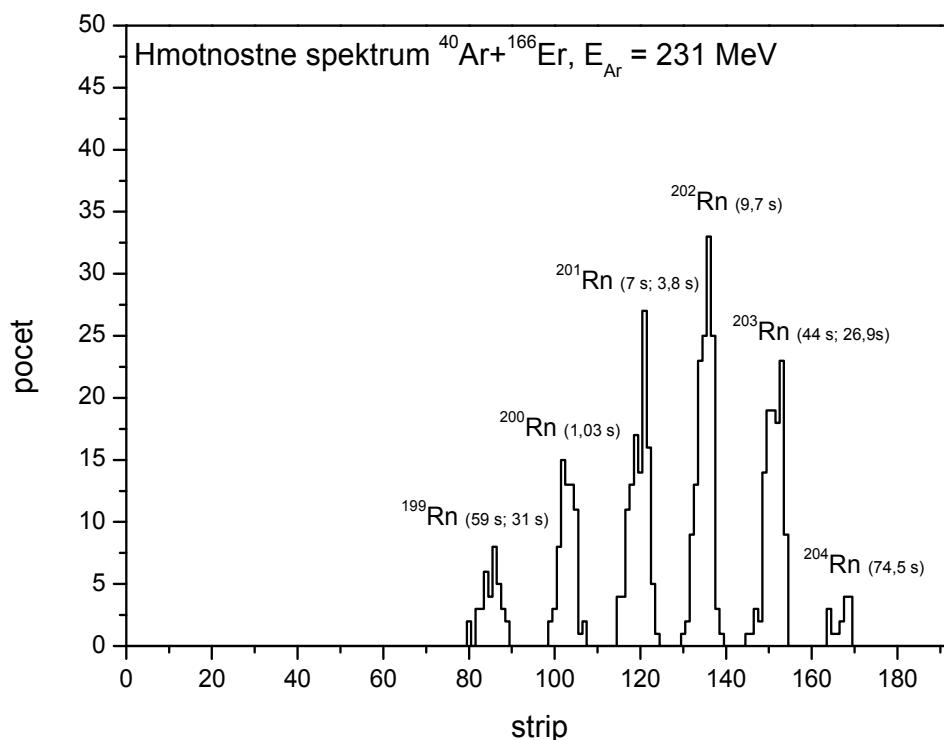
Obr. 4.3.8: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 217 MeV.



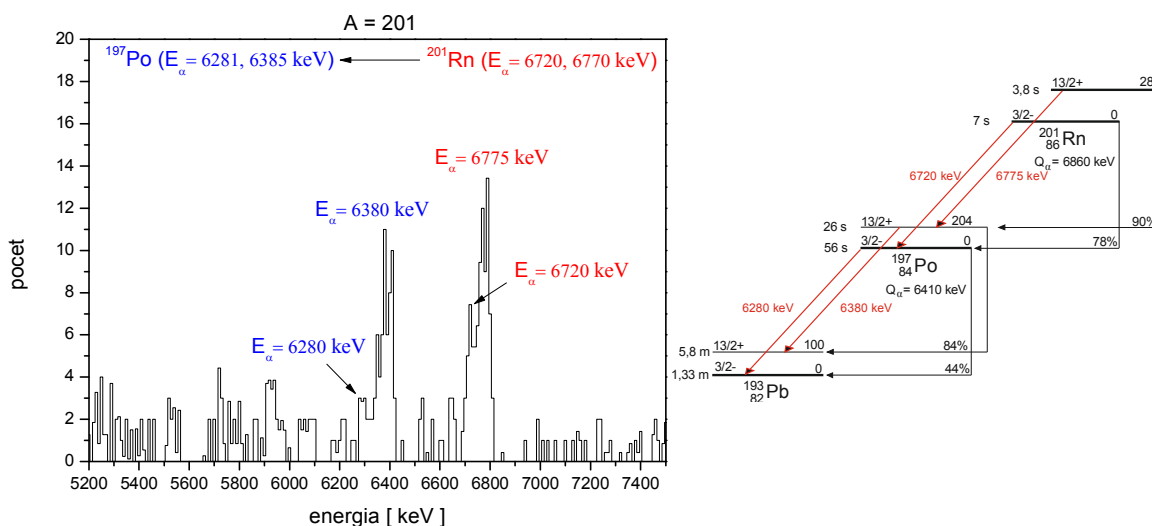
Obř. 4.3.9: Energetické spektrum alfa částic z regionu stripov fokální roviny odpovídajícímu hmotnostnému píku $A = 201$. Rozpadová schéma s vyznačenými píky prechodov medzi vzbudenými stavmi ($13/2+$) jadier ^{201}Rn , ^{197}Po a ^{193}Pb a tiež aj medzi ich základnými stavmi. Vzhľadom k blízkosti energií týchto prechodov je možné určiť prechody medzi základnými stavmi iba približne. Energie zodpovedajúce odrazeným jadrám sú 130, 171, 120 a 134 keV.

Hmotnostné spektrum z reakcie $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii zväzku $E_{Ar} = 217 \text{ MeV}$ a teplote termalizátora $t_{gr} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$ je zobrazené na obrázku 4.3.8 (p2.19). Na obrázku 4.3.9 (p2.21) je zobrazené energetické spektrum alfa částic z hmotnostného píku $A = 201$. V tomto spektre je vidno dva píky s energiami 6775 keV a 6380 keV s výbežkami 6720 keV a 6280 keV zodpovedajúce prechodom medzi základnými a vzbudenými stavmi jednotlivých izotopov (podľa priloženej rozpadovej schémy) analogicky ako v meraniach pri energii primárneho zväzku 202 MeV . Rozdiel oproti predchádzajúcemu prípadu je v nižších výťažkoch. Vzhľadom k vyššej energii vzbudeného jadra $^{206}\text{Rn}^*$ klesjú výťažky vyobrazeného $5n$ kanála a stúpajú výťažky $6n$ výparného kanála. Je to z dôvodu, že jadro je vzbudené na vyššiu energiu a pri ochladzovaní s vyššou pravdepodobnosťou emituje o 1 neutrón viac. Pravdepodobnosť deexcitácie cez $5n$ výparný kanál pri tejto energii klesá.

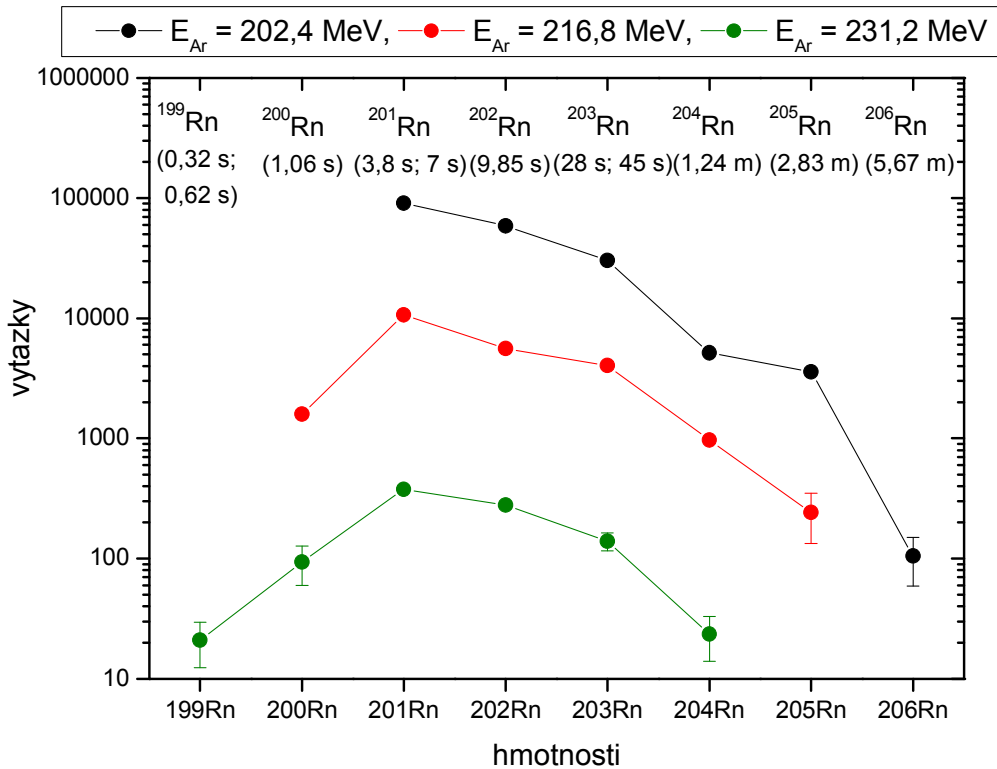
Hmotnostné spektrum z reakcie $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii zväzku $E_{Ar} = 231 \text{ MeV}$ a teplote termalizátora $t_{gr} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$ je zobrazené na obrázku 4.3.10 (p2.26). Je na ňom možné vidieť klesajúce výťažky izotopov radónu a posun hmotnostného rozdelenia smerom k nižším hmotnostiam. Celkové porovnanie výťažkov izotopov radónu z meraní pri všetkých troch energiách primárneho zväzku je vyobrazené na obrázku 4.3.12 (p2.33). Na obrázku 4.3.11 (p2.29) je rovnako ako v predchádzajúcich prípadoch zobrazené energetické spektrum zo stripov odpovedajúcim hmotnostného píku $A = 201$. Je vidno, že pri vyššej energii vzbudeného jadra klesajú výťažky, avšak aj napriek tomu sú tu identifikovateľné prechody medzi vzbudenými stavmi $13/2+$ jadier ^{201}Rn a ^{197}Po s registrovanou energiou 6775 keV a prechod medzi vzbudenými stavmi $13/2+$ jadier ^{197}Po a ^{193}Pb s energiou 6380 keV . Rovnako ako v predošlých prípadoch sú tu viditeľné výbežky z týchto píkov pri energiách 6720 keV a 6280 keV zodpovedajúce prechodom medzi základnými stavmi diskutovaných jadier.



Obr. 4.3.10: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 231 MeV.



Obr. 4.3.11: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 201$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi. Prechody medzi základnými stavmi jadier zobrazených v rozpadovej schéme sú určené ako lokálne maximá. Energie prislúchajúce odrazeným jadrám sú 161, 140 keV pre radón a 134 a 130 keV.



Obr. 4.3.12: Výťažky jednotlivých izotopov radónu pre všetky 3 energie primárneho zväzku. Hodnoty sú normované na pravdepodobnosť alfa rozpadu.

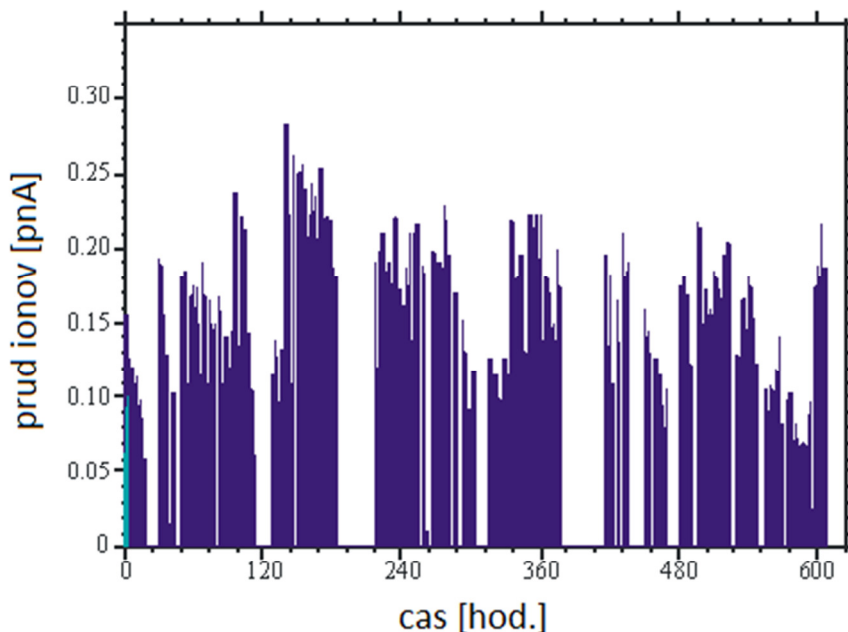
Výsledné výťažky normované na pravdepodobnosť alfa rozpadu sú uvedené na obrázku 4.3.12 s číselnými hodnotami uvedenými v tabuľke 4.4.1. Celkový integrál iónov ^{40}Ar v meraniach pri všetkých 3 energiách je $N = 4 \cdot 10^{17}$. Z obrázku 4.3.12 je pozorovateľný pokles výťažkov v závislosti od nárastu energie primárneho zväzku. Sledovaním izotopického rozdelenia produktov jadrových reakcií a ich alfa rozpadov vo fokálnom detektore bolo potvrdené, že hmotnostná kalibrácia spektrometra MASHA je správna a výsledky získané sledovaním alfa rozpadov hmotnostne separovaných izotopov sekundárneho zväzku zodpovedajú tabuľkovým hodnotám uvedeným v priloženej schéme hmotnostne separovaných izotopov – produktov jadrových reakcií s ťažkými iónmi.

Tab. 4.4.1: Výťažky izotopov radónu normované na celkový integrál iónov ^{40}Ar na terči.

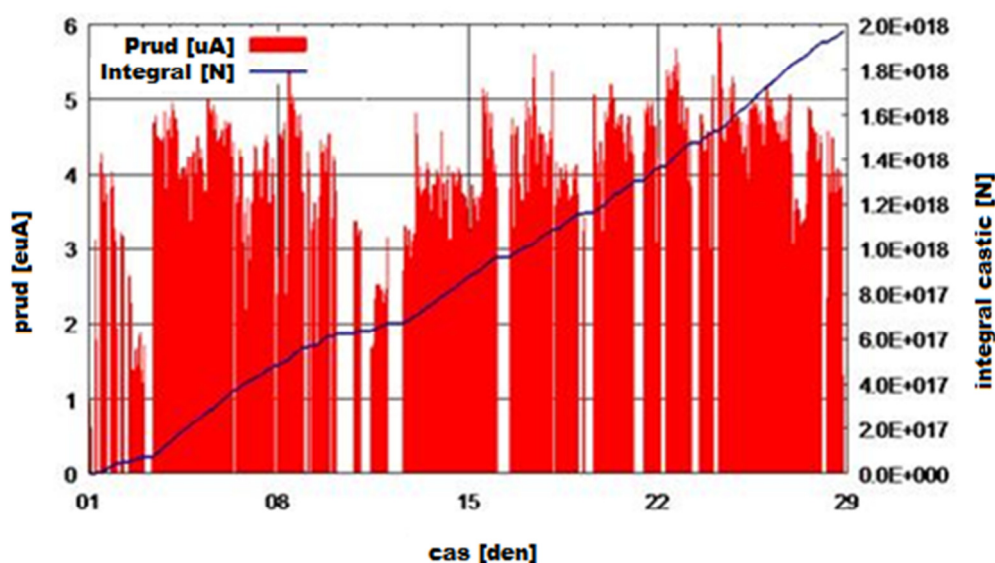
Energia ^{40}Ar [MeV]	^{199}Rn	^{200}Rn	^{201}Rn	^{202}Rn	^{203}Rn	^{204}Rn	^{205}Rn	^{206}Rn
202			90729	58535	30309	5169	3575	105
217		1597	10635	5603	4047	969	243	
231	21	94	378	279	140	24		

Bočné a krajné stripy studňovitého detektora slúžia najmä na zvýšenie pravdepodobnosti zachytenia zriedkavých rozpadov, ako je aj detekcia rozpadu izotopov superťažkých prvkov. Princíp merania hmotnosti je v zachytení alfa častice, alebo štiepných fragmentov v očakávanom regióne stripov fokálneho detektora zodpovedajúcom požadovanej hmotnosti.

Následne podľa stripu, v ktorom bol registrovaný rozpad a nastavenia magnetických polí analyzujúcich magnetov je možné stanoviť jeho hmotnosť.



Obr. 4.3.13: Intenzita primárneho zväzku ^{48}Ca počas experimentu hľadania rozpadu ^{283}Cn v roku 2012 s pevným terčom. Celkový počet iónov primárneho zväzku na terči bol $1,33 \cdot 10^{18}$.



Obr. 4.3.14: Intenzita primárneho zväzku ^{48}Ca počas opakovaného experimentu hľadania rozpadu ^{283}Cn v roku 2013 rotačným terčom. Celkový integrál iónov na terči bol $1,38 \cdot 10^{18}$.

V roku 2012 a 2013 boli vykonané dva pokusy s cieľom syntetizovať izotop ^{283}Cn v jadrovej reakcii $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U} \rightarrow ^{283}\text{Cn} + 3n$ s prvým priamym určením jeho hmotnosti. Žiaľ vzhľadom na extrémne nízku hodnotu účinného prierezu reakcie sa nepodarilo zaregistrovať úplný rozpad tohoto izotopu – zaregistrovať dva štiepne fragmenty spontánneho štiepenia v koincidencii s alfa časticou. Hlavnou príčinou bol nedostatočný integrál primárneho zväzku,

ktorý pre nízku intenzitu $\sim 0.2 \text{ p nA}$ a časté poruchy nebol dostatočný na zaregistrovanie aspoň jedného jadra. Histogram zobrazujúci prúd iónov ^{48}Ca dopadajúcich na pevný terč v experimente v roku 2012 je na obrázku 4.3.13 a histogram experimentu s použitím rotačného terča v roku 2013 je na obrázku 4.3.14.

4.4 Záver

Experimentálne boli určené základné charakteristiky hmotnostného spektrometra MASHA skúmaním súvislosti výstupného prúdu iónov z ECR iónového zdroja s ionizačným stupňom $1+$ v závislosti od výkonu vysokofrekvenčného generátora a tlaku pracovného plynu v iónovom zdroji. Bol určený jeho optimálny pracovný režim. Bolo experimentálne zistené, že účinnosť vytvorenia ionizačného stupňa $1+$ pre ióny inertných plynov Ne, Ar, Kr a Xe lineárne závisí od protónového čísla Z , s rastom ktorého sa zvyšuje. Pre ióny Xe bola zistená účinnosť ionizácie a separácie 84%.

Účinnosť konverzie zväzku bola určená z pomeru intenzít primárneho a sekundárneho zväzku ^{40}Ar . Predstavuje $25 \pm 5 \%$.

Celková účinnosť hmotnostného spektrometra MASHA určená sledovaním výťažkov jadrovej reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-xn}\text{Hg}$ zo sumárneho výťažku $2n$, $3n$ a $4n$ kanálov. Celková účinnosť predstavuje $7 \pm 1,4 \%$.

Bola určená časová odozva spektrometra pre ióny inertných plynov He, Ar, Kr a Xe. Na základe experimentálnych výsledkov bolo zistené, že časový koeficient τ narastá ako odmocnina z hmotnosti iónov. Pre izotopickú zmes iónov prírodného Xe predstavuje 1,56 s. Taktiež boli určené konštanty pre 3 rádioaktívne izotopy $^{179,180,181}\text{Hg}$. Stredná hodnota časovej konštanty zo všetkých troch izotopov je $\langle \tau \rangle = 1,8 \pm 0,3 \text{ s}$.

Z analýzy hmotnostného rozdelenia izotopickej zmesi $^{\text{nat}}\text{Xe}$ bolo určené hmotnostné rozlíšenie $M/\Delta M$ jednotlivých izotopov. Pre ^{132}Xe je rovné 1300.

K overeniu správnosti hmotnostnej kalibrácie boli použité jadrové reakcie $^{\text{nat}}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{y-xn}\text{Hg}$ a $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$. Výsledky experimentov pri rôznych energiách projektilu ^{40}Ar so súčasným meraním výťažkov jednotlivých hmotností produktov jadrových reakcií a ich alfa premeny na dcérske produkty dokázali správnosť izotopickej analýzy.

5. Závery

Práca je venovaná problematike hmotnostnej spektroskopie exotických jadier na hmotnostnom spektrometri MASHA. Tento hmotnostný spektrometer je pripojený na zväzok cyklotrónu U400M od roku 2010. Hlavným cieľom tohoto spektrometra, ako vyplýva z jeho názvu (Mass Analyzer of SuperHeavy Atoms), je priame určenie hmotností superťažkých jadier metódou hmotnostnej separácie so súčasnou spektrometriou ich alfa rozpadov a fragmentov spontánneho štiepenia [20]. Cieľom tejto práce je určiť základné charakteristiky hmotnostného spektrometra MASHA pomocou hmotnostnej spektroskopie exotických jadier.

MASHA je zariadenie typu ISOL (isotope separation on-line) a skladá sa z bloku diagnostiky zväzku, terčovej komory s vysokoteplotným termalizátorom, ECR iónového zdroja, iónovo-optického systému hmotnostného separátora a spektrometrického detekčného systému. Princípy činnosti jednotlivých častí sú popísané v kapitole 2. Osobitná pozornosť bola venovaná detekčným systémom fokálnej roviny hmotnostného spektrometra. Registrácia častíc v spektrometrických detektoroch bola skúmaná s použitím experimentálnych výsledkov a Monte Carlo simulácií v Geant4.

Bola určená celková pravdepodobnosť registrácie alfa častice z rozpadu implantovaného jadra v stripoch studňového detektora (geometrická účinnosť), ktorá dosahuje 92 – 95 % v závislosti od miesta implantácie jadra vo fokálnej rovine. Ďalej bola určená geometrická účinnosť v píku pre rozpad implantovaného jadra a jeho dcérskych produktov alfa premeny. Píková geometrická účinnosť implantovaného jadra je 90 %, účinnosť registrácie rozpadu dcérskeho jadra je 70 %, účinnosť registrácie alfa častice z rozpadu ďalšieho jadra je 60 %.

Simuláciou energetickej kalibrácie fokálneho detektora bola určená korekcia skutočnej registrovanej energie alfa častíc z kalibračného žiariča ^{226}Ra . Prechodom žiarenia cez ochrannú vrstvu žiariča a mŕtvu vrstvu detektora alfa častice strácajú od 18 do 82 keV v závislosti od geometrie.

Pomocou simulácií bolo tiež objasnené, že za deformáciu píkov v spektrách alfa častíc smerom k nízkym energiám nezodpovedá iba efekt prechodu mŕtvou vrstvou, ale aj difúznosť elektrického potenciálu v povrchovej vrstve, delenie zozbieraného náboja medzi susedné stripy a skutočné geometrické usporiadanie elektród.

Simulovaním trajektórií nabitých α a β častíc v citlivom objeme kremíkového pixelového detektora a porovnaním s experimentálnymi výsledkami bol určený skutočný tvar amplitúdového spektra beta častíc. Bol stanovený prah registrácie 60 keV oddelujúci pozad'ový a užitočný signál. Sledovaním závislosti dĺžky stopy od deponovanej energie boli identifikované rôzne typy častíc registrovaných v detektore.

Bola stanovená pravdepodobnosť detekcie 4 po sebe nasledujúcich beta častíc z rozpadového radu izotopov $^{229-232}\text{Rn}$ v závislosti od minimálnej a maximálnej energie, minimálnej dĺžky stopy a časového okna.

ECR iónový zdroj spektrometra MASHA ionizuje atómy na stupeň 1+ s 99% účinnosťou [22]. Bola stanovená závislosť účinnosti ionizácie a separácie inertných plynov Ne, Ar, Kr

a Xe od ich protónového čísla Z v ECR iónovom zdroji. Bolo zistené, že závislosť lineárne rastie so Z a pre izotopy Xe predstavuje 84%.

V experimente s primárnym zväzkom ^{40}Ar bola stanovená konverzná účinnosť primárneho zväzku na sekundárny pri teplote termalizátora $t = 1300\text{ }^\circ\text{C}$ na $25 \pm 5\%$.

Sledovaním výťažkov jadrovej reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-xn}\text{Hg}$ bola určená celková účinnosť hmotnostného spektrometra MASHA zo sumárneho výťažku $2n$, $3n$ a $4n$ kanálov. Celková účinnosť pre izotopy ortuti predstavuje $7 \pm 1,4\%$.

Bola určená časová odozva spektrometra pre ióny inertných plynov He, Ar, Kr a Xe. Na základe experimentálnych výsledkov bolo zistené, že časový koeficient τ narastá ako odmocnina z hmotnosti iónov. Pre izotopickú zmes iónov prírodného Xe predstavuje 1,56 s. Sledovaním výťažkov jadrovej reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{184-xn}\text{Hg}$ boli taktiež určené časové konštanty pre 3 rádioaktívne izotopy $^{179,180,181}\text{Hg}$. Stredná hodnota časovej konštanty zo všetkých troch izotopov je $\langle\tau\rangle = 1,8 \pm 0,3\text{ s}$.

Hmotnostné rozlíšenie spektrometra $M/\Delta M$ bolo určené sledovaním hmotnostného spektra izotopickej zmesi $^{\text{nat}}\text{Xe}$. Pre izotop ^{132}Xe predstavuje 1300.

K overeniu správnosti hmotnostnej kalibrácie a metodiky experimentálneho merania hmotnosti a alfa spektrometrie izotopu ^{283}Cn bolo sledované izotopické rozdelenie rádioaktívnych produktov reakcií $^{\text{nat}}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{y-xn}\text{Hg}$ a $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$. Výsledky experimentov pri rôznych energiách projektilu ^{40}Ar so súčasným meraním výťažkov jednotlivých hmotností produktov jadrových reakcií a ich alfa premeny na dcérske produkty dokázali správnosť izotopickej analýzy a pripravenosť hmotnostného spektrometra MASHA k meraniu hmotností supert ťažkých jadier.

6. Zoznam použitej literatúry

- [1] Heiserman, D. L. (1992). "Element 43: Technetium". Exploring Chemical Elements and their Compounds. New York: TAB Books. ISBN 0-8306-3018-X
- [2] D. Rowe, J. Wood: Fundamentals of Nuclear Models: Foundational Models, World Scientific 2010, ISBN 10-981-256-955-3
- [3] M. Huyse: The Why and How of Radioactive-Beam Research, Lect. Notes Phys **651** (2004) 1-32
- [4] Gupta, M. (2010, April 13). The Superheavy Elements. *SciTopics*. Retrieved March 24, 2014, from http://www.scitopics.com/The_Superheavy_Elements.html
- [5] Oganessian, Yu. Ts. et al.: Physic. Rev. Lett. **104** (2010) 142502
- [6] Oganessian et al.: Phys. Rev. C, **83** (2011) 054315
- [7] R.-D. Herzberg: J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **30** (2004) R123-R141
- [8] K. Riisager, Radioactive beam research notches up 50 years, CERN Courier, Apr. 23, 2012 <http://cerncourier.com/cws/article/cern/28631>
- [9] On-line web document: <http://isolde.web.cern.ch/>
- [10] G. Savard et al.: Nuclear Physics A **701** (2002) 292
- [11] Y.P. Viyogi et al., Phys. Rev. Lett. **42**, 33 (1979)
- [12] D.J. Morrissey, B.M. Sherrill, In-Flight Separation of Projectile Fragments, Lect. Notes Phys. **651**, 113–135 (2004)
- [13] G. Munzberg: The separation techniques for secondary beams, Nucl. Instr. Meth. B **70** (1992) 265
- [14] B.M. Sherrill: Scientific opportunities with in-flight separated beams, Nuclear Physics A **701** (2002) 422c
- [15] J.P. dufour et al.: Projectile fragments isotopic separation, Nucl. Instr. Meth. A **248** (1986) 267
- [16] M. Huyse: Isol techniques, present status and new development, Nuclear Physics A **701** (2002) 265
- [17] B. Vosicki et al.: Nucl. Instr. Meth. **186**, (1981) 307
- [18] P. Van Duppen: Isotope Separation On Line and Post Acceleration, Lect. Notes Phys. **700** (2006) 37
- [19] K. Morita et al., Nucl. Instr. Meth. B **70** (1992) 220
- [20] V.A. Shchepunov et al., Nucl. Instr. Meth. B **204** (2003) 606
- [21] O. Tarvainen, Studies of Electron Cyclotron Resonance Ion Source Plasma Physics, University of Jyväskylä, Research report 8/2005, ISBN 978-951-39-3165-0
- [22] A. Efremov et al.: Nucl Instr. Meth. B **204** (2003) 368
- [23] I. Červeň, Fyzika po kapitolách, FEI STU 2005
- [24] J. Rossbach, P. Schmuser: Basic course on accelerator optics, DESY (1993)
- [25] M. Lindroos: Review of ISOL-type radioactive beam facilities, Proceedings of EPAC 2004, Lucerne, Switzerland
- [26] E. Kugler et al.: Nucl. Instr. Meth. B **70** (1992) 41
- [27] E. Kugler: The ISOLDE Facility, Hyperfine Interactions **129** (2000) 23
- [28] D. Habs et al.: The REX-ISOLDE project, Hyperfine Interactions **129** (2000) 43

- [29] Spiral 2 – Detailed design study, on-line web documents <http://pro.ganil-spiral2.eu/spiral2/what-is-spiral2/apd>
- [30] A.C.C. Villari, Nuclear Physics A **693** (2001) 465
- [31] A.C.C. Villari, Nucl. Instr. Meth. B **204** (2003) 31
- [32] M. Huysse et al., Nucl. Instr. Meth. B **70** (1992) 50
- [33] Yu. Kudryavtsev et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **204** (2003) 336
- [34] LISOL – Leuven Isotope Separator On-Line, web document: <http://fys.kuleuven.be/iks/ns/lisol-leuven-isotope-separator-on-line>
- [35] Holifield Radioactive Ion Beam Facility, on-line web document: <http://www.phy.ornl.gov/hribf/>
- [36] J.A. Nolen: Overview of future LINAC applications at future radioactive beam facilities, Proceedings of the Linear Accelerator Conference, Geneva, Switzerland (1996) 32
- [37] J.A. Nolen: Radioactive beam facilities in North America, Nuclear Physics A **746** (2004) 9
- [38] A.M. Rodin et al.: Монитор пучка заряженных частиц для сепаратора масс сверхтяжелых ионов, Сборник трудов XI международной научно-практической конференции, Москва, ДМК-пресс (2012) 441
- [39] Kuznetsov A. N., Kuznetsov E. A.: Preprint of JINR Dubna, P13-2009-108 (2009)
- [40] J. Jakubek et al.: Nucl. Instr. Meth. A **591** (2008) 155
- [41] X. Llopart et al.: Nucl. Instr. Meth. A **581** (2007) 485
- [42] V.K. Utyonkov et al., Nucl. Instr. Meth. A **481** (2002) 71
- [43] Yu. Ts. Oganessian et al., Physical Review C **83** (2011) 054315
- [44] Yu. Ts. Oganessian et al., Physical Review C **70** (2004) 064609
- [45] Yu. Ts. Oganessian et al.: Physical Review C **69** (2004) 054607
- [46] Yu. Ts. Oganessian et al., Physical Review C **74** (2006) 044602
- [47] M.G. Itkis et al., Nuclear Physics A **787** (2007) 150
- [48] M. Trotta et al., Nuclear Physics A **787** (2007) 134
- [49] R. Eichler et al., Nuclear Physics A **787** (2007) 373
- [50] H.W. Gtiggeler et al., Nuclear Physics A **734** (2004) 208
- [51] R.N. Sagaidak, Eur. Phys. J. D **45** (2007) 59
- [52] M. Veselsky, G.A. Souliotis, Nuclear Physics A **872** (2011) 1
- [53] S. Agostinelli et al., Nucl. Instr. Meth. A **506** (2003) 250
- [54] On-line web document: http://geant4.web.cern.ch/geant4/collaboration/working_groups/electromagnetic/physlist.shtml
- [55] J. Sempau et al., Nucl. Instr. Meth. B **207** (2003) 107
- [56] L. Urban, Multiple scattering model in Geant4, CERN-OPEN (2002) 070
- [57] Webová stránka kolaborácie GEANT4 <http://geant4.cern.ch/>
- [58] Program VM ware Player: <http://www.vmware.com/products/player>
- [59] Webová stránka členov Geant4 kolaborácie francúzskeho Národného inštitútu jadrovej a časticovej fyziky <http://geant4.in2p3.fr/>
- [60] J.G. Webster: The Measurement, /instrumentation and Sensors: Handbook, ISBN 3-540-64830-5

- [61] I. Sivacek et al., Journal of Physics: Conference series (2014) *odovzdané do tlače*
- [62] A.M. Rodin et al.: Mass-Spectrometer MASHA – Testing Results on Heavy Ion Beam, Preprint of the JINR, Dubna 2011, P15-2011-47
- [63] Sagaidak, R.N., Andreyev, A.N.: Fusion-evaporation excitation functions calculated with taking into account beam energy distributions. In press
- [64] Reisdorf, W., Schadel, M.: Z. Phys. A **343**, 47–57 (1992)
- [65] M. Dubois et al., MONOBOB II: Latest results of monocharged ions source for spiral 2 project, Proceedings of ECRIS2010, Grenoble, France (2010) 64
- [66] Техника высокого вакуума, Janusz Gorszkowski (Я. Горшковский), ruský preklad, MIR, Moskva, 1975
- [67] A.M. Rodin et al.: Separation efficiency of the MASHA facility for short-lived mercury isotopes, Hyperfine Interact (2014), DOI 10.1007/s10751-014-1010-2
- [68] A.M. Rodin et al., Hyperfine Interact **196** (2010) 279
- [69] H. Xiaolong., Nuclear Data Sheets **108** (2007) 1093
- [70] R.B. Firestone, V.S. Shirley (editors), Table of Isotopes, volume 2, 8th edition, John Wiley & sons, 1996, ISBN 0-471-14917-9
- [71] C. Granja et al., Nucl. Instr. Meth. A **633** (2011) 198
- [72] C. Granja et al., Radiation Measurements **59** (2013) 245
- [73] Lukic S. et al., Nucl. Instr. Meth. A, **565**, Issue 2, (2006) 784

Príloha 1: Posun v energii alfa častíc po prechode mŕtvou vrstvou.

Tabuľka p1.1: Výsledky simulácií posunu energie kalibračných píkov pre každý strip fokálnej roviny.

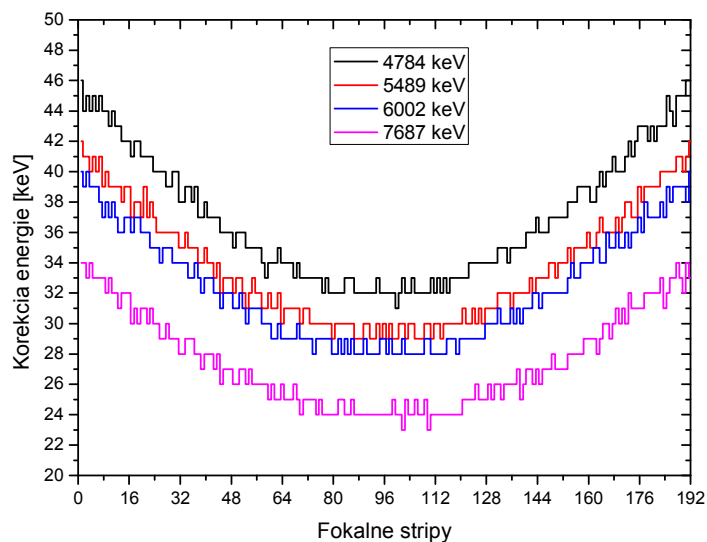
FOCAL	²²⁶ Ra 4784 keV	²²² Rn 5489.5 keV	²¹⁸ Po 6002 keV	²¹⁴ Po 7687 keV
strip [i]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]
1	4738	5447	5962	7653
2	4740	5448	5963	7653
3	4739	5448	5962	7654
4	4740	5449	5963	7653
5	4739	5448	5963	7654
6	4740	5449	5963	7654
7	4739	5448	5964	7654
8	4740	5450	5965	7654
9	4740	5449	5964	7655
10	4741	5450	5965	7654
11	4740	5450	5964	7655
12	4741	5450	5965	7655
13	4741	5450	5966	7656
14	4742	5451	5966	7655
15	4742	5450	5965	7655
16	4742	5450	5965	7655
17	4743	5452	5966	7657
18	4742	5451	5965	7656
19	4742	5451	5965	7657
20	4743	5452	5966	7656
21	4743	5450	5966	7656
22	4743	5452	5966	7657
23	4743	5451	5967	7656
24	4744	5452	5967	7657
25	4744	5453	5967	7657
26	4744	5453	5968	7658
27	4744	5453	5967	7658
28	4745	5453	5967	7657
29	4745	5453	5967	7658
30	4744	5453	5968	7658
31	4744	5453	5968	7658
32	4746	5454	5968	7659
33	4746	5454	5968	7659
34	4745	5453	5968	7658
35	4745	5454	5969	7658

36	4746	5454	5969	7658
37	4745	5454	5968	7659
38	4747	5455	5969	7659
39	4747	5455	5970	7660
40	4746	5454	5969	7659
41	4747	5455	5969	7659
42	4747	5455	5969	7659
43	4747	5456	5970	7660
44	4747	5455	5970	7659
45	4748	5457	5971	7661
46	4748	5456	5970	7660
47	4748	5456	5970	7660
48	4748	5456	5970	7660
49	4749	5457	5971	7661
50	4748	5456	5971	7661
51	4748	5456	5970	7660
52	4748	5457	5971	7660
53	4749	5458	5972	7661
54	4749	5457	5971	7660
55	4749	5456	5971	7661
56	4749	5457	5971	7661
57	4749	5457	5971	7661
58	4750	5458	5972	7661
59	4751	5458	5972	7661
60	4750	5457	5972	7662
61	4750	5458	5973	7661
62	4750	5458	5973	7662
63	4749	5457	5972	7662
64	4750	5459	5973	7661
65	4750	5458	5973	7662
66	4750	5458	5973	7662
67	4750	5458	5973	7662
68	4751	5458	5973	7661
69	4750	5458	5972	7662
70	4751	5459	5973	7663
71	4751	5458	5973	7662
72	4751	5458	5973	7662
73	4751	5459	5973	7662
74	4751	5459	5974	7662
75	4751	5459	5973	7663
76	4751	5459	5973	7662
77	4752	5459	5973	7663
78	4751	5459	5973	7663
79	4752	5459	5973	7663
80	4752	5460	5974	7663

81	4752	5459	5974	7663
82	4752	5459	5973	7662
83	4752	5459	5974	7662
84	4751	5459	5973	7663
85	4751	5459	5974	7663
86	4751	5459	5973	7662
87	4752	5460	5974	7663
88	4752	5460	5974	7663
89	4752	5460	5974	7663
90	4752	5459	5973	7663
91	4752	5459	5974	7663
92	4752	5460	5974	7663
93	4752	5460	5974	7663
94	4751	5459	5974	7663
95	4752	5460	5973	7663
96	4752	5459	5973	7663
97	4752	5460	5974	7663
98	4752	5459	5973	7663
99	4752	5460	5974	7662
100	4753	5460	5974	7663
101	4752	5459	5974	7663
102	4751	5459	5973	7664
103	4752	5460	5974	7662
104	4752	5459	5974	7663
105	4751	5459	5974	7663
106	4752	5460	5974	7662
107	4752	5460	5974	7663
108	4752	5460	5974	7663
109	4752	5459	5973	7662
110	4752	5459	5973	7664
111	4751	5460	5974	7663
112	4752	5459	5974	7663
113	4751	5459	5974	7663
114	4752	5460	5974	7663
115	4751	5459	5974	7663
116	4752	5459	5973	7663
117	4751	5459	5973	7663
118	4751	5459	5973	7663
119	4751	5459	5974	7663
120	4751	5459	5973	7663
121	4751	5458	5973	7662
122	4751	5459	5973	7662
123	4750	5459	5973	7662
124	4750	5458	5973	7662
125	4750	5459	5973	7661

126	4750	5458	5973	7662
127	4750	5459	5973	7662
128	4750	5458	5972	7662
129	4750	5458	5972	7661
130	4750	5458	5972	7662
131	4750	5458	5972	7661
132	4749	5457	5971	7661
133	4749	5457	5972	7662
134	4749	5457	5972	7661
135	4750	5457	5972	7661
136	4749	5458	5971	7661
137	4749	5457	5972	7661
138	4749	5457	5971	7660
139	4749	5457	5972	7662
140	4749	5457	5971	7661
141	4748	5457	5971	7660
142	4748	5456	5971	7660
143	4748	5457	5970	7661
144	4747	5456	5970	7660
145	4748	5456	5971	7661
146	4748	5456	5970	7660
147	4748	5456	5970	7660
148	4747	5455	5970	7660
149	4747	5455	5970	7659
150	4747	5456	5970	7660
151	4747	5455	5970	7660
152	4747	5455	5970	7660
153	4747	5455	5970	7660
154	4746	5454	5969	7659
155	4746	5455	5968	7659
156	4746	5454	5969	7659
157	4745	5454	5969	7659
158	4745	5454	5968	7659
159	4745	5454	5968	7658
160	4745	5453	5968	7658
161	4746	5454	5968	7658
162	4746	5454	5967	7658
163	4745	5453	5967	7659
164	4744	5452	5968	7658
165	4745	5453	5968	7657
166	4744	5453	5966	7657
167	4744	5453	5967	7658
168	4743	5453	5967	7657
169	4744	5452	5966	7656
170	4744	5453	5967	7657

171	4744	5452	5967	7656
172	4743	5451	5966	7657
173	4742	5451	5967	7655
174	4743	5452	5966	7656
175	4742	5452	5966	7656
176	4741	5450	5965	7656
177	4741	5451	5966	7656
178	4741	5450	5964	7655
179	4742	5450	5965	7655
180	4741	5450	5965	7655
181	4742	5450	5965	7655
182	4741	5450	5965	7655
183	4741	5449	5964	7654
184	4741	5449	5965	7656
185	4739	5449	5963	7655
186	4740	5449	5964	7654
187	4741	5449	5963	7654
188	4739	5448	5963	7653
189	4739	5448	5963	7654
190	4739	5449	5963	7655
191	4738	5448	5964	7653
192	4738	5447	5962	7654

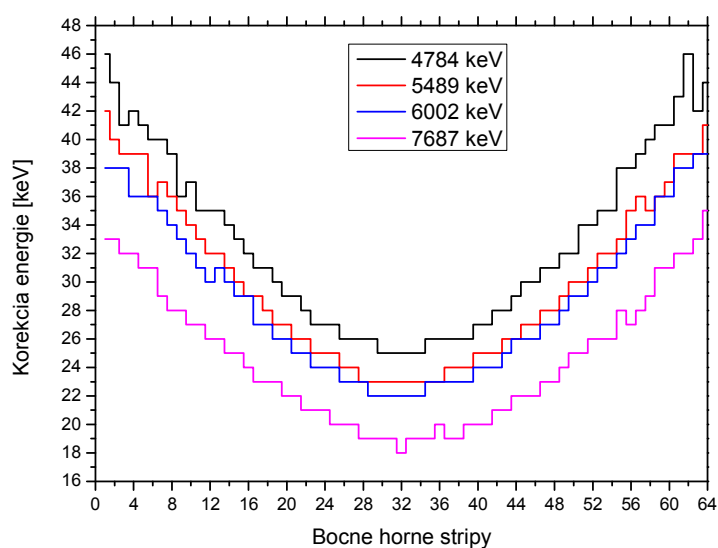


Obrázok p1.1: Rozdiel medzi energiou alfa častíc emitovaných žiaričom a energiou registrovanou v stripoch fokálneho detektora vo fokálnej rovine.

Tabuľka p1.2: Výsledky simulácií posunu energie kalibračných píkove pre každý strip jednej bočnej roviny (označená ako horná).

UP	²²⁶ Ra 4784 keV	²²² Rn 5489,5 keV	²¹⁸ Po 6002 keV	²¹⁴ Po 7687 keV
strip [i]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]
1	4738	5447	5964	7654
2	4740	5449	5964	7654
3	4743	5450	5964	7655
4	4742	5450	5966	7655
5	4743	5450	5966	7656
6	4744	5453	5966	7656
7	4744	5452	5967	7658
8	4745	5453	5968	7659
9	4748	5454	5969	7659
10	4747	5455	5970	7660
11	4749	5456	5971	7660
12	4749	5457	5972	7661
13	4749	5457	5971	7661
14	4750	5458	5972	7662
15	4751	5459	5973	7662
16	4752	5460	5973	7663
17	4753	5460	5975	7664
18	4753	5461	5975	7664
19	4754	5462	5976	7664
20	4755	5462	5976	7665
21	4755	5463	5977	7665
22	4756	5463	5977	7666
23	4757	5464	5978	7666
24	4757	5464	5978	7666
25	4757	5464	5978	7667
26	4758	5465	5979	7667
27	4758	5465	5979	7667
28	4758	5466	5979	7668
29	4758	5466	5980	7668
30	4759	5466	5980	7668
31	4759	5466	5980	7668
32	4759	5466	5980	7669
33	4759	5466	5980	7668
34	4759	5466	5980	7668
35	4758	5466	5979	7668
36	4758	5466	5979	7667
37	4758	5465	5979	7668

38	4758	5465	5979	7668
39	4758	5465	5979	7667
40	4757	5464	5978	7667
41	4757	5464	5978	7667
42	4756	5464	5978	7666
43	4756	5463	5977	7666
44	4755	5463	5976	7665
45	4754	5462	5976	7665
46	4754	5462	5976	7665
47	4753	5461	5975	7664
48	4753	5461	5975	7664
49	4752	5460	5974	7663
50	4752	5459	5973	7662
51	4750	5459	5973	7662
52	4750	5458	5972	7661
53	4749	5457	5971	7661
54	4749	5457	5971	7661
55	4746	5456	5970	7659
56	4746	5454	5969	7660
57	4745	5453	5968	7659
58	4744	5454	5968	7658
59	4743	5453	5966	7656
60	4743	5452	5966	7656
61	4741	5450	5964	7655
62	4738	5450	5964	7655
63	4742	5450	5963	7654
64	4740	5448	5963	7652

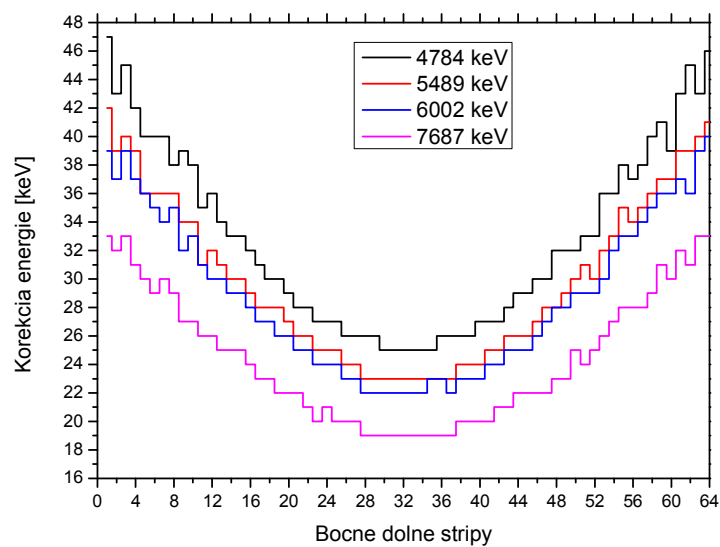


Obrázok p1.2: Rozdiel medzi energiou alfa častíc emitovaných žiaričom a energiou registrovanou v stripoch fokálneho detektora v bočnej rovine stripov (označenej ako horná).

Tabuľka p1.3: Výsledky simulácií posunu energie kalibračných píkovo pre každý strip druhej bočnej roviny (označená ako dolná).

DOWN	²²⁶ Ra 4784 keV	²²² Rn 5489,5 keV	²¹⁸ Po 6002 keV	²¹⁴ Po 7687 keV
strip [i]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]
1	4737	5447	5963	7654
2	4741	5450	5965	7655
3	4739	5449	5963	7654
4	4742	5450	5965	7656
5	4744	5453	5966	7657
6	4744	5453	5967	7658
7	4744	5453	5968	7657
8	4746	5453	5967	7658
9	4745	5455	5970	7660
10	4746	5455	5969	7660
11	4749	5458	5971	7661
12	4748	5457	5972	7661
13	4750	5458	5972	7662
14	4751	5459	5973	7662
15	4751	5459	5973	7662
16	4752	5460	5974	7663
17	4753	5461	5975	7664
18	4754	5461	5975	7664
19	4754	5461	5976	7665
20	4755	5462	5976	7665
21	4756	5463	5977	7665
22	4756	5463	5977	7666
23	4757	5464	5978	7667
24	4757	5464	5978	7666
25	4757	5464	5978	7667
26	4758	5465	5979	7667
27	4758	5465	5979	7667
28	4758	5466	5980	7668
29	4758	5466	5980	7668
30	4759	5466	5980	7668
31	4759	5466	5980	7668
32	4759	5466	5980	7668
33	4759	5466	5980	7668
34	4759	5466	5980	7668
35	4759	5466	5979	7668
36	4758	5466	5979	7668
37	4758	5466	5980	7668

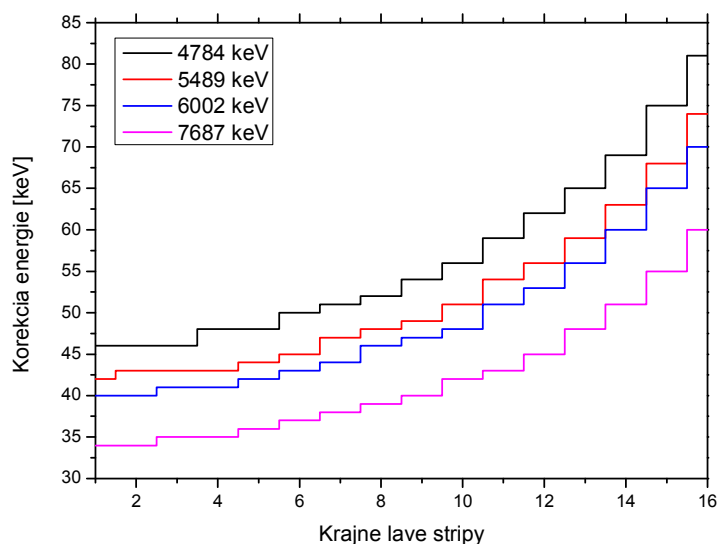
38	4758	5465	5979	7667
39	4758	5465	5979	7667
40	4757	5465	5979	7667
41	4757	5464	5978	7667
42	4757	5464	5978	7666
43	4756	5463	5977	7666
44	4755	5463	5977	7665
45	4755	5463	5977	7665
46	4754	5462	5976	7665
47	4754	5461	5975	7665
48	4752	5461	5974	7664
49	4752	5460	5974	7664
50	4752	5459	5973	7662
51	4751	5458	5973	7663
52	4751	5459	5973	7662
53	4748	5457	5972	7661
54	4748	5456	5970	7660
55	4746	5454	5969	7659
56	4747	5455	5969	7659
57	4746	5454	5968	7659
58	4744	5453	5967	7658
59	4743	5452	5966	7656
60	4745	5452	5966	7657
61	4741	5450	5965	7655
62	4739	5450	5966	7656
63	4741	5449	5963	7654
64	4738	5448	5962	7654



Obrázok p1.3: Rozdiel medzi energiou alfa častíc emitovaných žiaričom a energiou registrovanou v stripoch fokálneho detektora v bočnej rovine stripov (označenej ako dolná).

Tabuľka p1.4: Výsledky simulácií posunu energie kalibračných píkov pre každý strip krajnej roviny, označenej ako lavá.

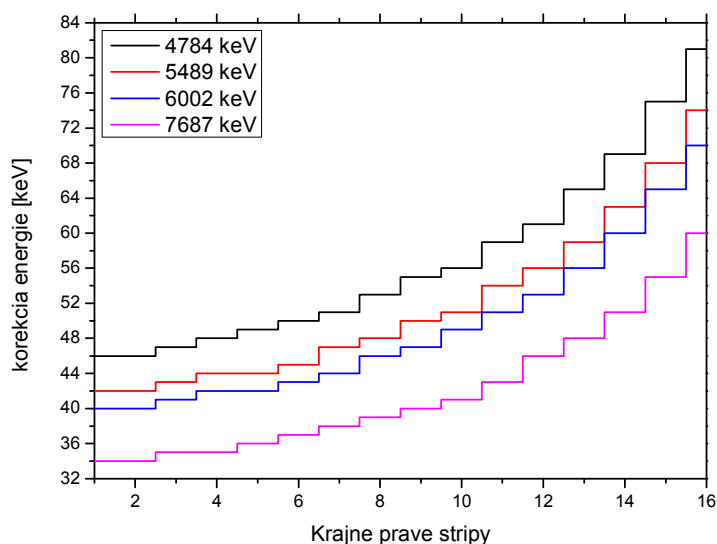
LEFT	^{226}Ra 4784 keV	^{222}Rn 5489,5 keV	^{218}Po 6002 keV	^{214}Po 7687 keV
strip [i]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]
1	4738	5447	5962	7653
2	4738	5446	5962	7653
3	4738	5446	5961	7652
4	4736	5446	5961	7652
5	4736	5445	5960	7651
6	4734	5444	5959	7650
7	4733	5442	5958	7649
8	4732	5441	5956	7648
9	4730	5440	5955	7647
10	4728	5438	5954	7645
11	4725	5435	5951	7644
12	4722	5433	5949	7642
13	4719	5430	5946	7639
14	4715	5426	5942	7636
15	4709	5421	5937	7632
16	4703	5415	5932	7627



Obrázok p1.4: Rozdiel medzi energiou alfa častíc emitovaných žiaričom a energiou registrovanou v stripoch fokálneho detektora v okrajovej rovine stripov označenej ako lavá.

Tabuľka p1.5: Výsledky simulácií posunu energie kalibračných píkov pre každý strip krajnej roviny, označenej ako pravá.

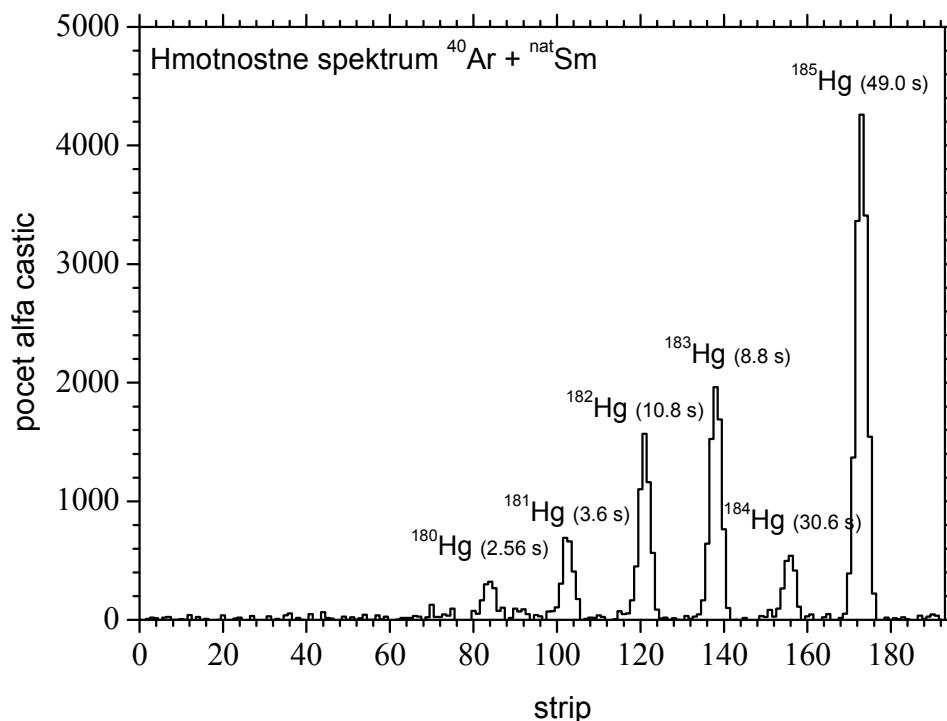
RIGHT	^{226}Ra 4784 keV	^{222}Rn 5489,5 keV	^{218}Po 6002 keV	^{214}Po 7687 keV
strip [i]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]	Energia [keV]
1	4738	5447	5962	7653
2	4738	5447	5962	7653
3	4737	5446	5961	7652
4	4736	5445	5960	7652
5	4735	5445	5960	7651
6	4734	5444	5959	7650
7	4733	5442	5958	7649
8	4731	5441	5956	7648
9	4729	5439	5955	7647
10	4728	5438	5953	7646
11	4725	5435	5951	7644
12	4723	5433	5949	7641
13	4719	5430	5946	7639
14	4715	5426	5942	7636
15	4709	5421	5937	7632
16	4703	5415	5932	7627



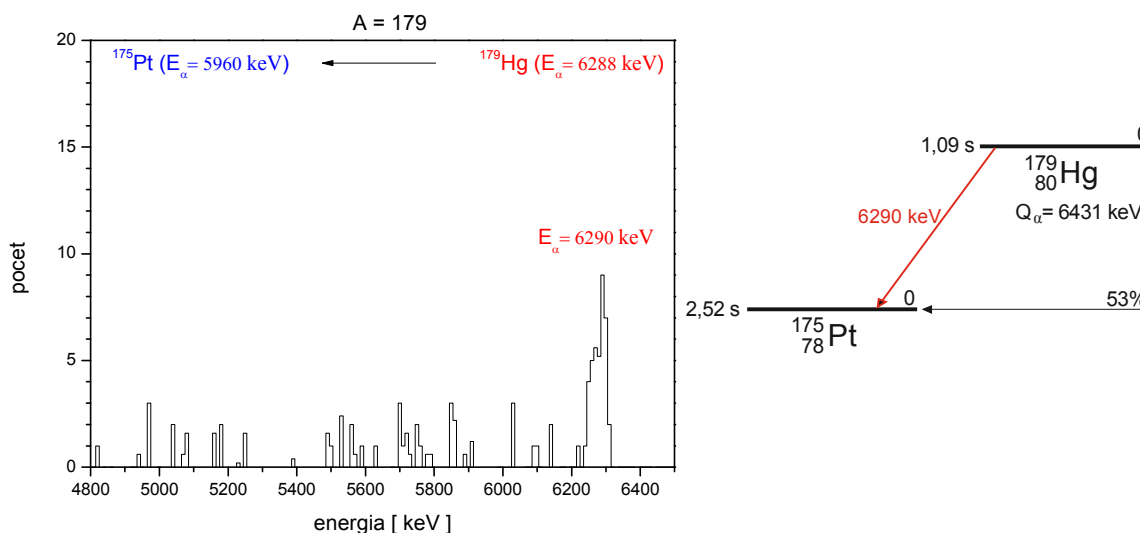
Obrázok p1.5: Rozdiel medzi energiou alfa častíc emitovaných žiaričom a energiou registrovanou v stripoch fokálneho detektora v okrajovej rovine stripov označenej ako pravá.

Príloha 2: Hmotnostné a energetické spektrá sekundárnych zväzkov

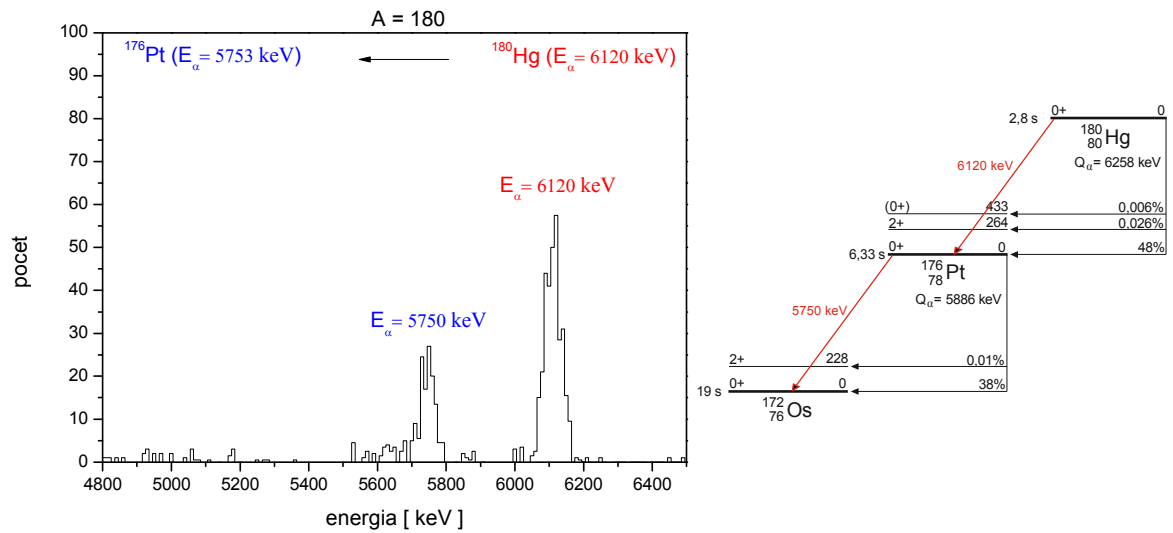
p2.1 Izotopy ortuti z reakcie $^{nat}\text{Sm}(^{40}\text{Ar}, xn)^{y-xn}\text{Hg}$ pri energii $E_{Ar} = 255 \text{ MeV}$, $t_{gr} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$.



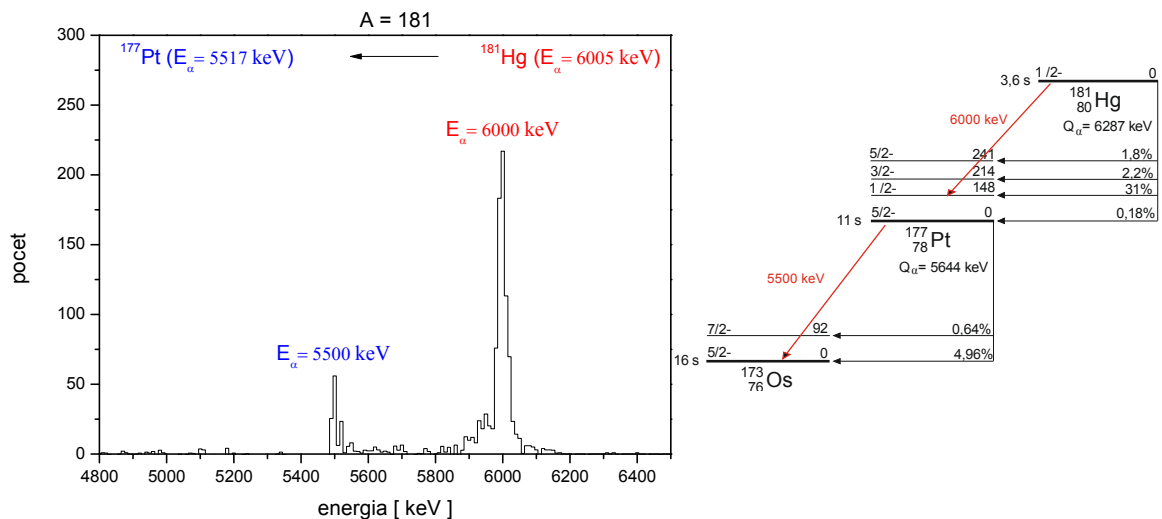
Obr. p2.1: Hmotnostné spektrum izotopov ortuti pri energii primárneho zväzku 255 MeV.



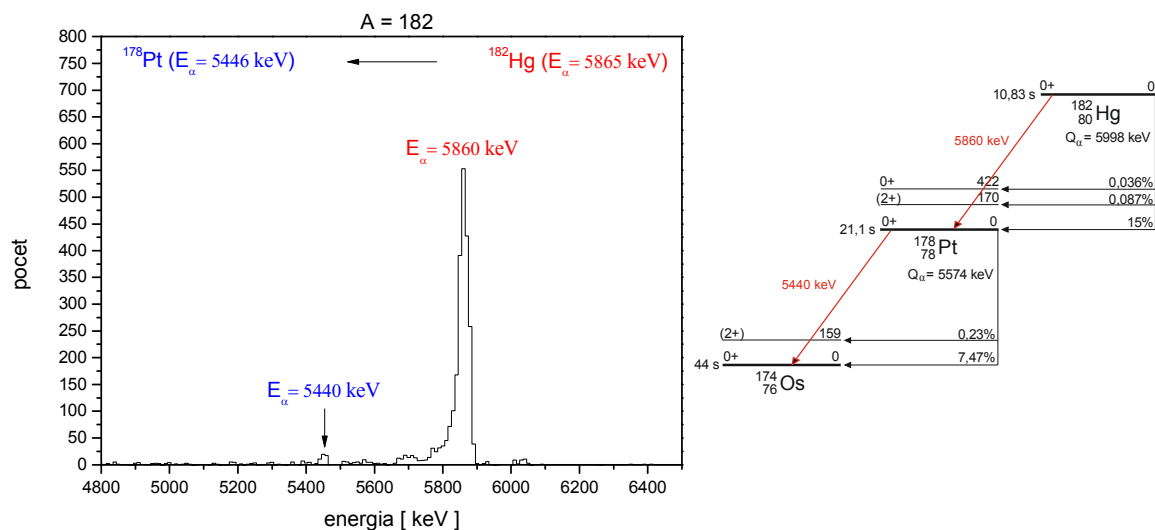
Obr. p2.2: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 179$. V rozpadovej schéme je vyznačený experimentálne pozorovaný prechodom medzi základnými stavmi ^{179}Hg a ^{175}Pt . Rozdiel medzi nameranou energiou alfa častíc a Q_α 141 keV zodpovedá kinetickej energii dcérskeho jadra po rozpade. Vzhľadom ku krátkej dobe polpremeny ^{179}Hg sa podstatná časť jadier sa rozpadla za letu pred implantovaním do fokálneho detektora.



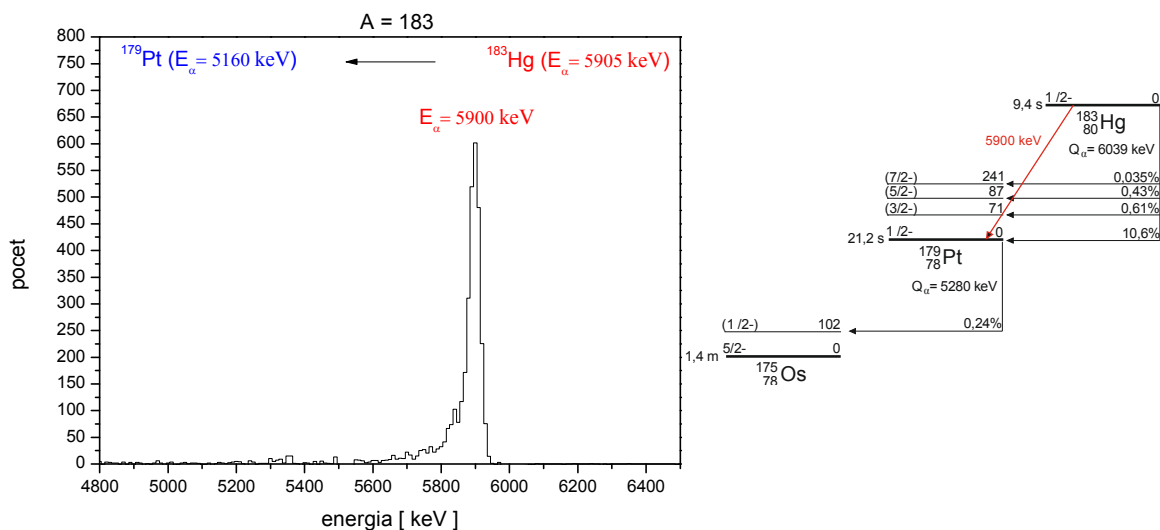
Obr. p2.3: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov, do ktorých bola fokusovaná hmotnosť $A = 180$. Rozpadová schéma s vyznačenými experimentálne pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{180}Hg , ^{176}Pt a ^{172}Os . Rozdiely v meraných energiách oproti Q_α sú 138 resp. 136 keV, čo zodpovedá kinetickej energii dcérskeho jadra po rozpade.



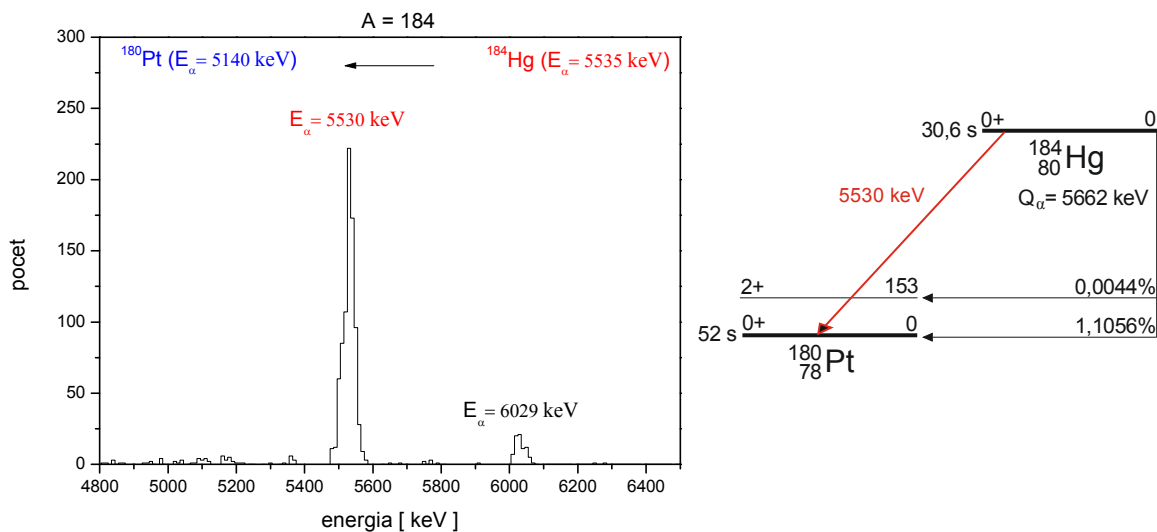
Obr. p2.4: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcej hmotnostnému píku $A = 181$ a rozpadová schéma s vyznačenými experimentálne pozorovanými prechodmi. Ide o rozpad ^{181}Hg na vzбудený stav ($1/2^-$) jadra ^{177}Pt , ktorý následne deexcitoval na základný stav ^{173}Os . Zaznamenaný rozpad dcérskeho jadra ide medzi základnými stavmi. Rozdiely prislúchajúce impulzom jadier sú 139 a 144 keV. Pík 5500 keV je blízko kalibračného píku ^{222}Rn (5460 keV) čo môže ovplyvniť presnosť určenia jeho polohy a plochy.



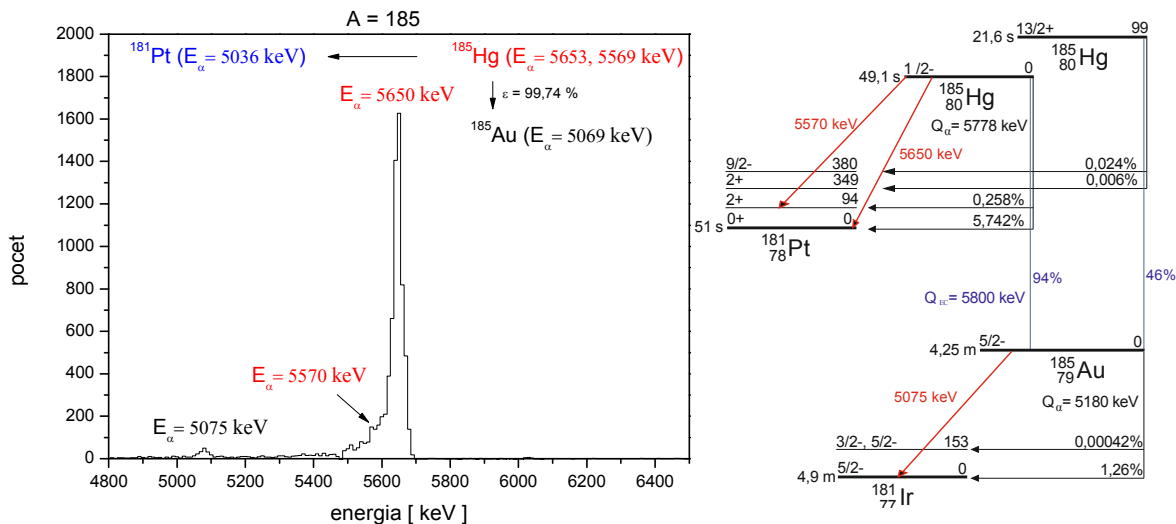
Obr. p2.5: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 182$ a rozpadová schéma s vyznačenými experimentálne pozorovanými prechodmi. Ide o prechody na základný stav. Pík alfa častíc z rozpadu ^{178}Pt je naložený v kalibračnom píku ^{222}Rn , ktorý je v tejto oblasti s energiou 5459 keV , čo ovplyvňuje presnosť určenia energie a celkového počtu registrovaných častíc.



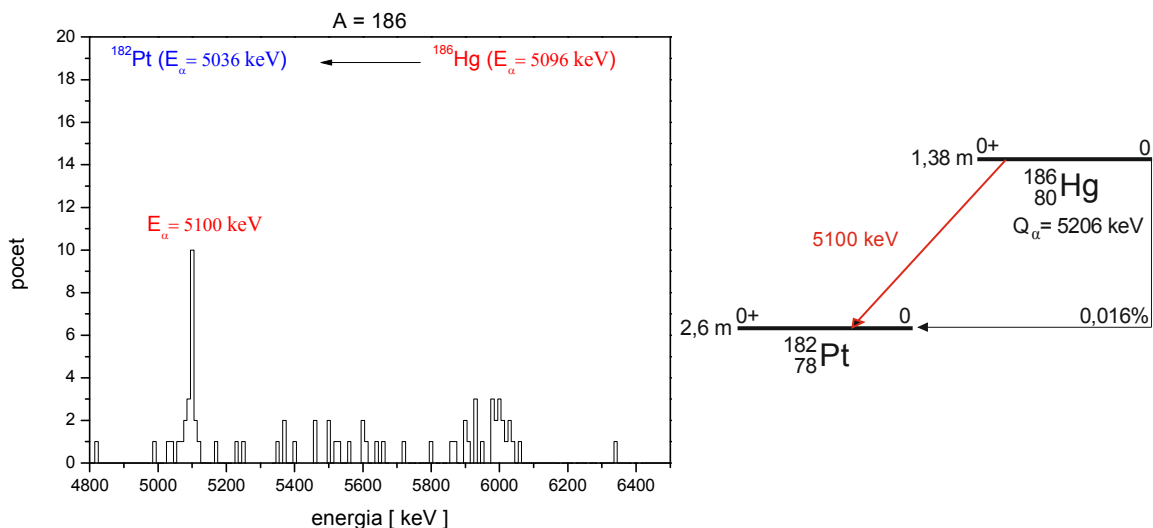
Obr. p2.6: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 183$ a rozpadová schéma s vyznačeným pozorovaným prechodom medzi základnými stavmi ^{183}Hg a ^{179}Pt . Rozpad dcérskeho jadra nie je pozorovaný vzhľadom k veľmi nízkej pravdepodobnosti alfa rozpadu ^{179}Pt . Rozdiel v energii zodpovedajúci odrazenému jadrú je 139 keV .



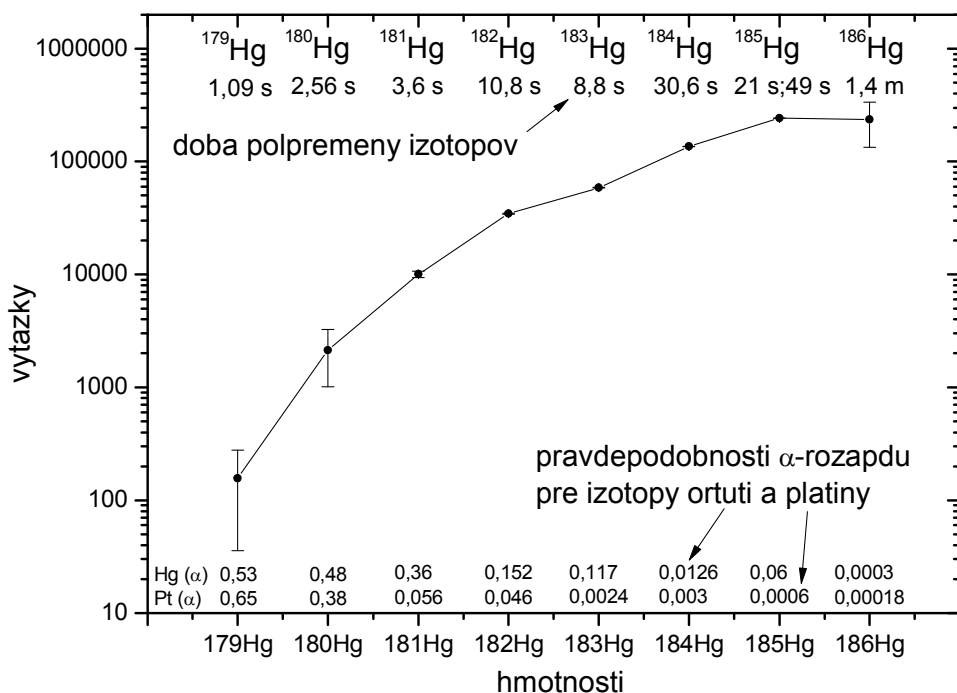
Obr. p2.7: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 184$ a rozpadová schéma s vyznačeným pozorovaným prechodom medzi základnými stavmi ^{184}Hg a ^{180}Pt . Rozdiel v energii prislúchajúci dcérskemu jadrú je 132 keV. Pravdepodobnosť alfa rozpadu ^{180}Pt je iba $0,3\%$, z toho dôvodu nie je pozorovaný. Pík 6029 keV z rozpadu produktov reakcie projektilu ^{40}Ar s prírodným samáriom s hmotnostne separovaných podľa $[(q/m) = 1/184]$ sa nepodarilo identifikovať.



Obr. p2.8: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 185$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi. Prechod ^{185}Hg na vzbuđený stav ^{181}Pt (2^+) je vzhľadom k deformácii intenzívnejšieho píku smerom k nízkym energiám prechodu na základný stav určený iba približne. V spektre je tiež pozorovateľný pík 5075 keV z rozpadu jadra ^{185}Au ako produktu elektrónového záchytu ^{185}Hg . Energie prislúchajúce odrazeným jadrám sú $128, 114$ a 105 keV.

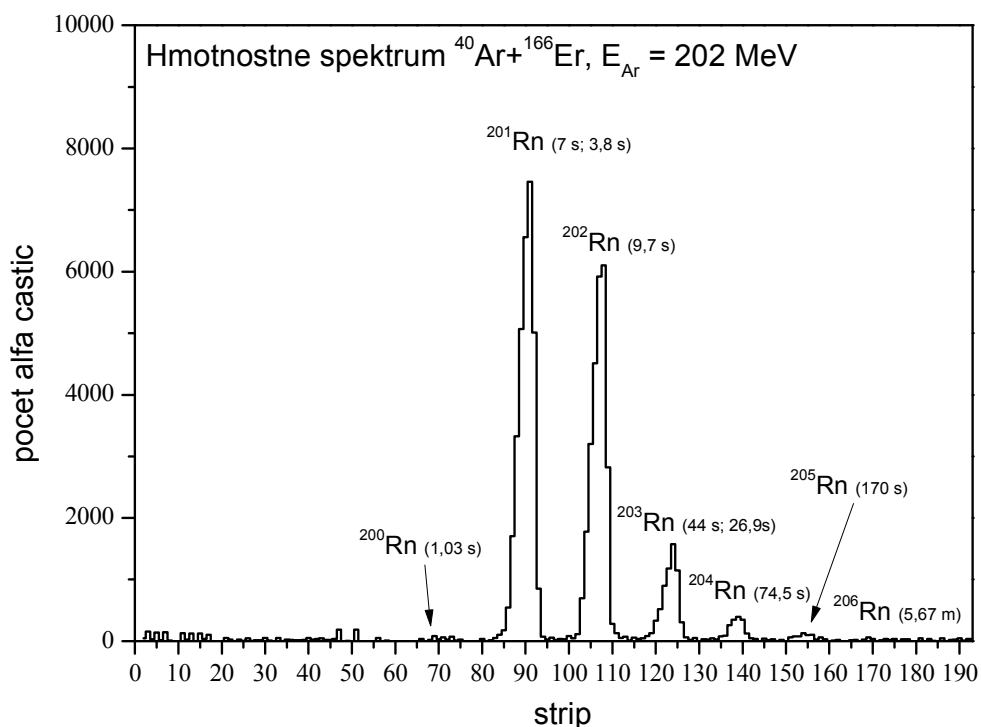


Obr. p2.9: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 182$ a rozpadová schéma so znázorneným pozorovaným prechodom medzi základnými stavmi ^{186}Hg a ^{182}Pt . Nízka štatistika je spôsobená nízkou pravdepodobnosťou alfa rozpadu. Zodpovedajúca hodnota energie odrazeného dcérskeho jadra je 106 keV. Pozadie vyšších energií je tvorené kalibračnými píkami.

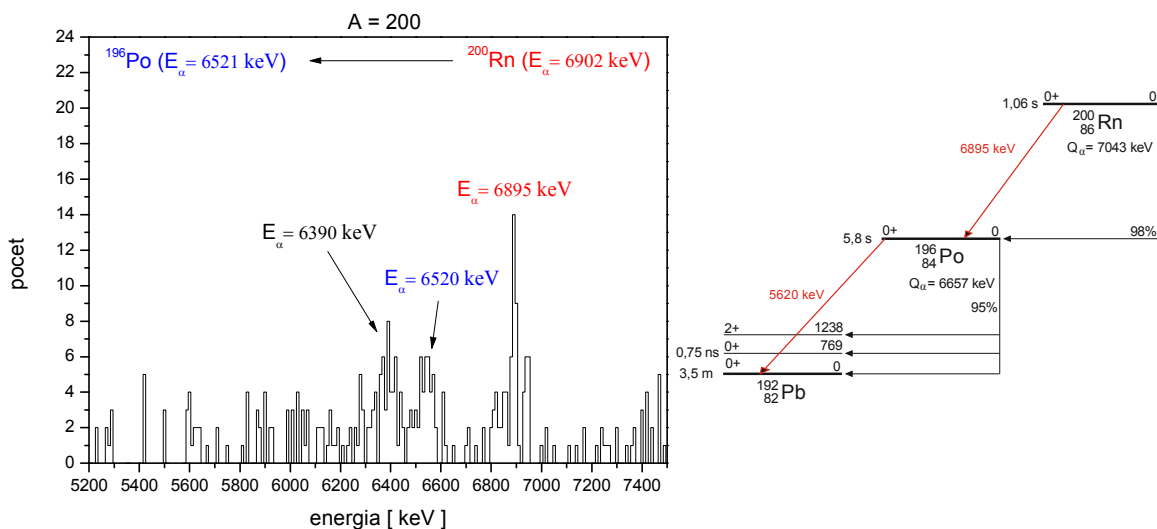


Obr. p2.10: Výťažky jednotlivých izotopov ortuti. Hodnoty sú normované na pravdepodobnosť alfa rozpadu, ktorá je informatívne vyobrazená v dolnej časti obrázku. Väčšie množstvo sledovaných hmotnostných píkov v porovnaní s nasledujúcou reakciou je spôsobené povahou prírodného samária, ktoré je prevažne tvorené izotopmi s $A = 144, 147, 148, 149, 150, 152$ a 154 . Hg(α) a Pt(α) označujú pravdepodobnosti alfa rozpadov izotopov Hg a Pt, $t_{1/2}$ označuje dobu polpremeny.

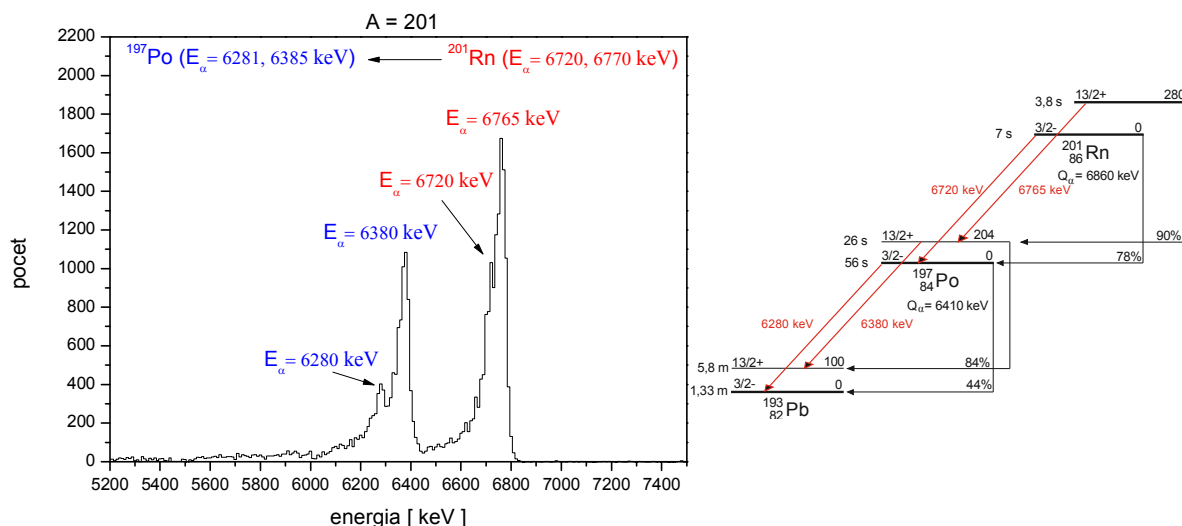
p2.2 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 202 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$.



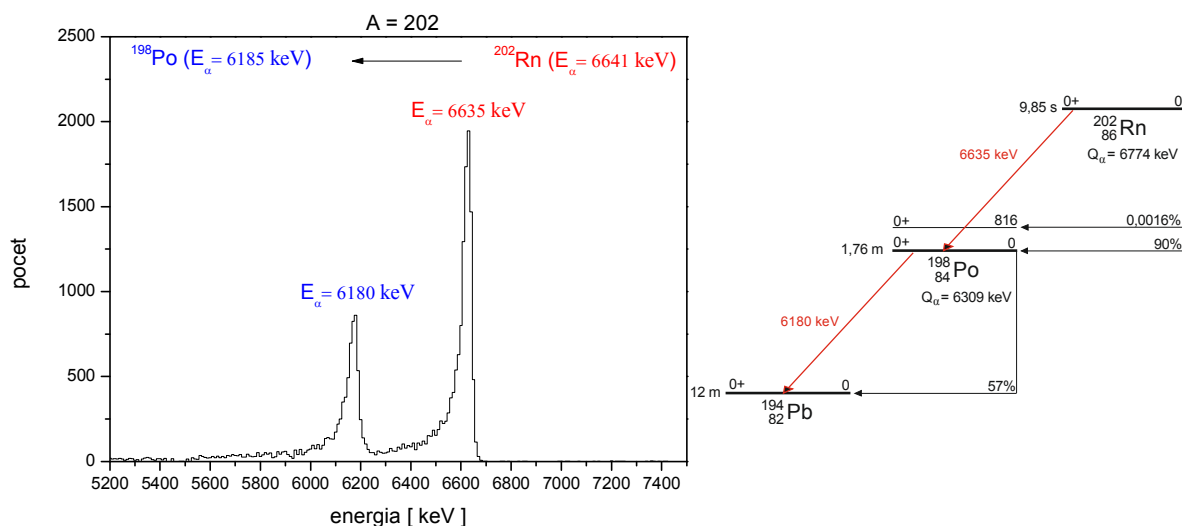
Obr. p2.11: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 202 MeV.



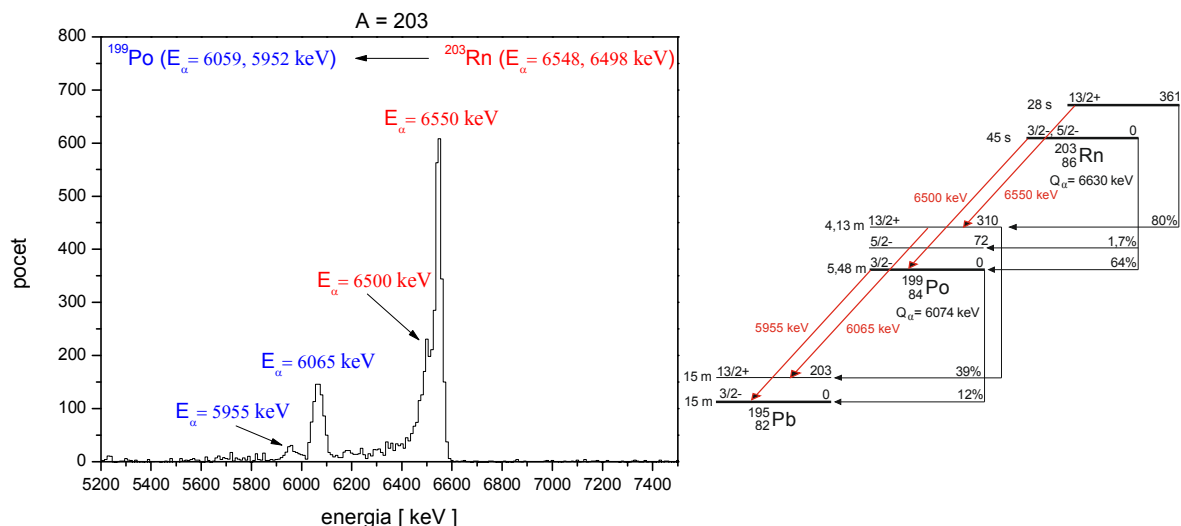
Obr. p2.12: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 200$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi ^{200}Rn , ^{196}Po a ^{192}Pb . V prípade píku 6412 keV by mohlo ísť o vzbudený stav $7+$ izotopu ^{200}At , 47s [69].



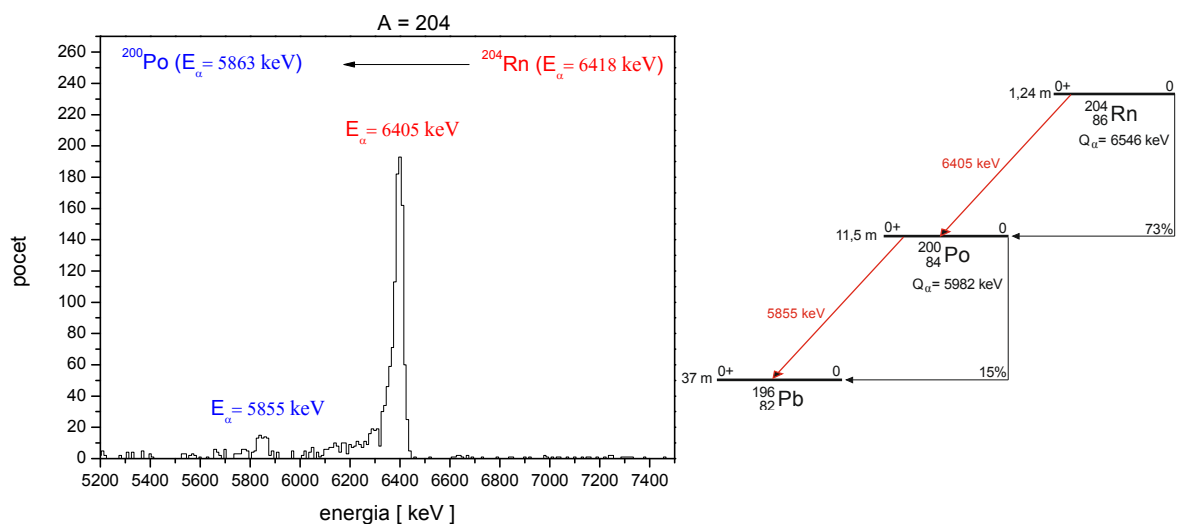
Obr. p2.13: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 201$. Rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi. Pri rozpade oboch jadier – ^{201}Rn aj ^{197}Po sú oba prechody veľmi blízko seba, čo umožňuje fitovať iba pík z prechodu medzi vzbuđenými stavmi $13/2^+$ a treba brať do úvahy zníženú presnosť určenia stredy píku pri približne rovnako pravdepodobných alfa rozpadov ^{201}Rn . Odrazené dcérske jadrá si odniesli 140 resp. 171 keV (radón) a 134 resp. 130 keV (polónium).



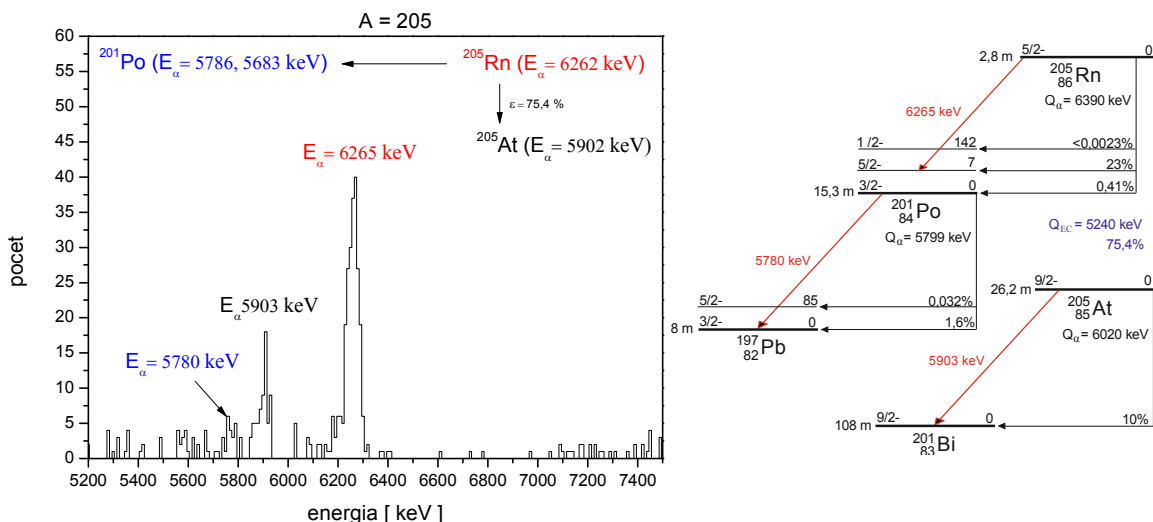
Obr. p2.14: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 202$ a rozpadová schéma s vyznačenými nameranými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{202}Rn , ^{198}Po a ^{194}Pb . V spektre je veľmi dobre viditeľná deformácia tvaru píku smerom k nižším energiám. Energia zodpovedajúca kinetickej energii odrazených dcérskeho jadier bola 139 a 129 keV.



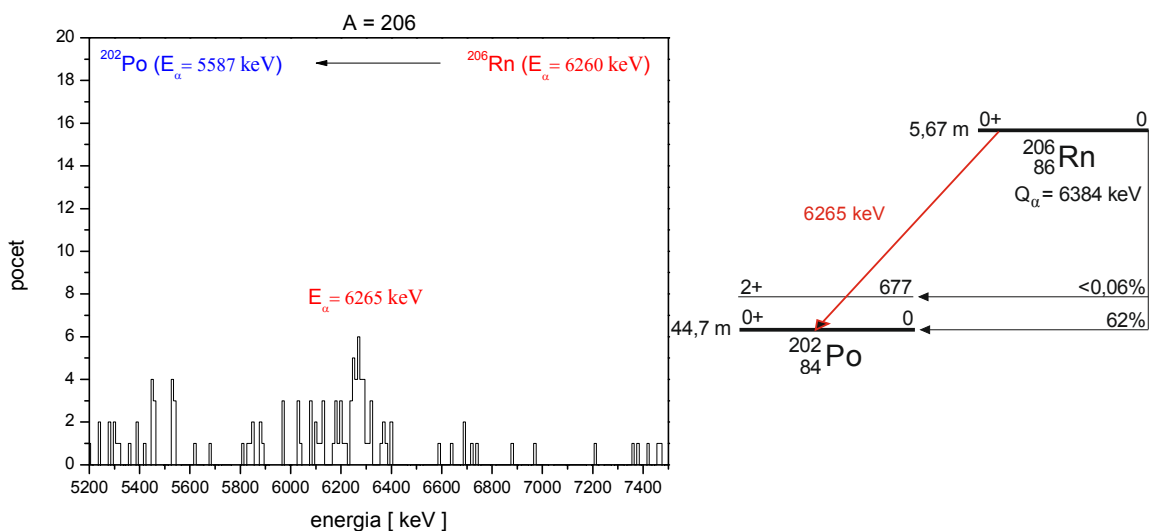
Obr. p2.15: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 203$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi. Píky prechodu medzi vzbudnými stavmi sú s vyššou energiou. V prípade ^{203}Rn sú oba prechody približne rovnako intenzívne, čo ovplyvňuje presnosť fitovania píku 6550 keV a 6500 keV píku umožňuje určiť iba ako lokálne maximum. Chýbajúca energia zodpovedajúca odrazeným dcérskym jadrám je 131 a 130 keV pre radón a 116 a 119 keV pre polónium.



Obr. p2.16: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 204$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi ^{204}Rn , ^{200}Po a ^{196}Pb . Chýbajúca energia zodpovedajúca odrazeným jadrám je 141 resp. 127 keV .

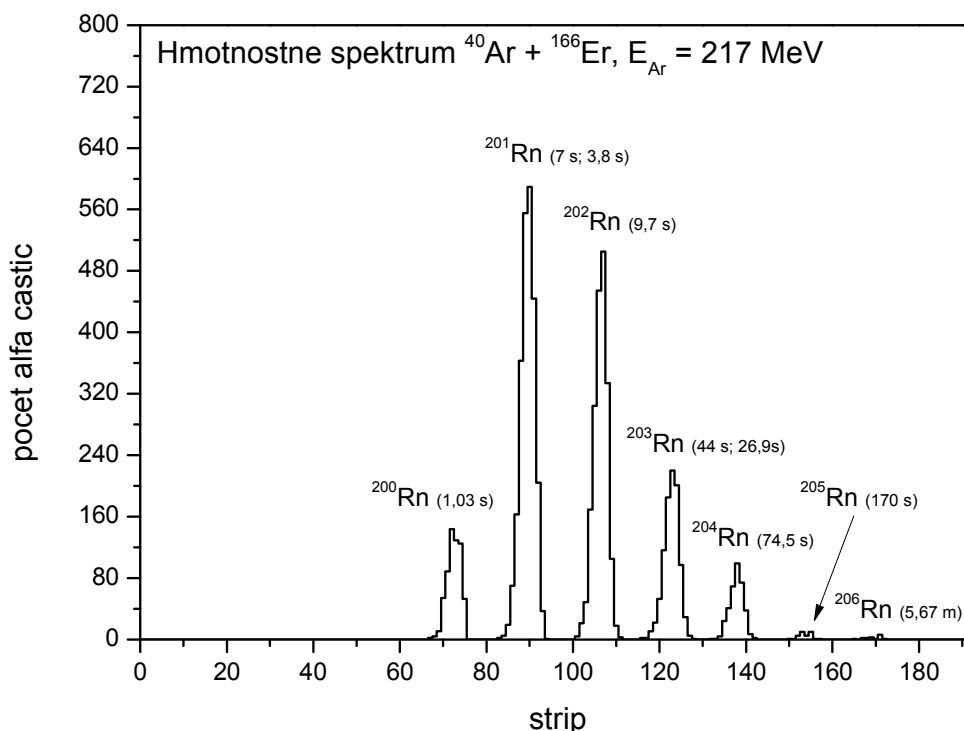


Obr. p2.17: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 205$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi. Jadro ^{205}Rn sa rozpadá na vzbudený stav ($5/2^-$) ^{201}Po , ktoré následne dexcituje na základný stav ($3/2^-$). Nasleduje rozpad na základný stav ^{197}Pb . V spektre je možné vidieť aj pík z rozpadu ^{205}At , ktorý vzniká elektrónovým záchyтом z ^{205}Rn s veľkou pravdepodobnosťou. V spektre je čiastočne orezaný vzhľadom k prítomnosti kalibračného píku ^{218}Po 6002 keV. Energie zodpovedajúce odrazeným jadrám sú 118, 19 a 117 keV. Pík 5780 keV z rozpadu ^{201}Po je možné považovať iba za očakávaný vzhľadom k nízkej štatistike.

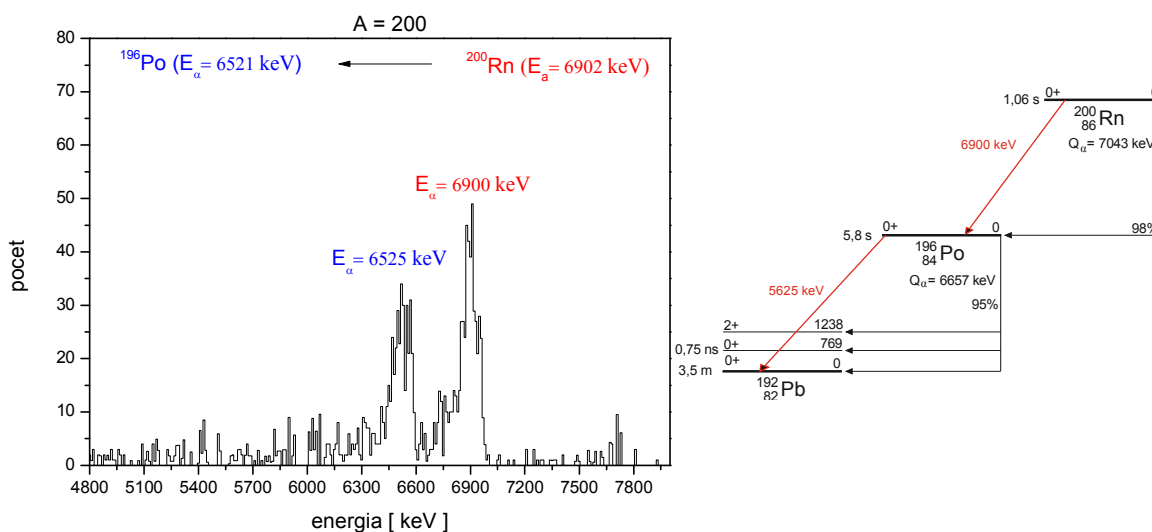


Obr. p2.18: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 206$ a rozpadová schéma s vyznačeným pozorovaným prechodom medzi základnými stavmi ^{206}Rn a ^{202}Po . Energia zodpovedajúca odrazenému jadrú je 119 keV.

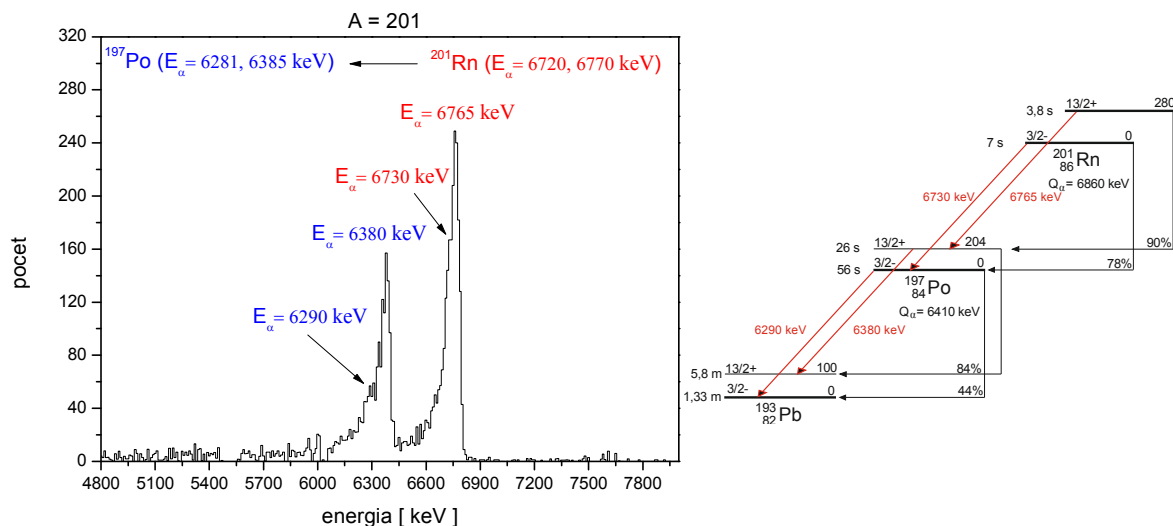
p2.3 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 217 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$.



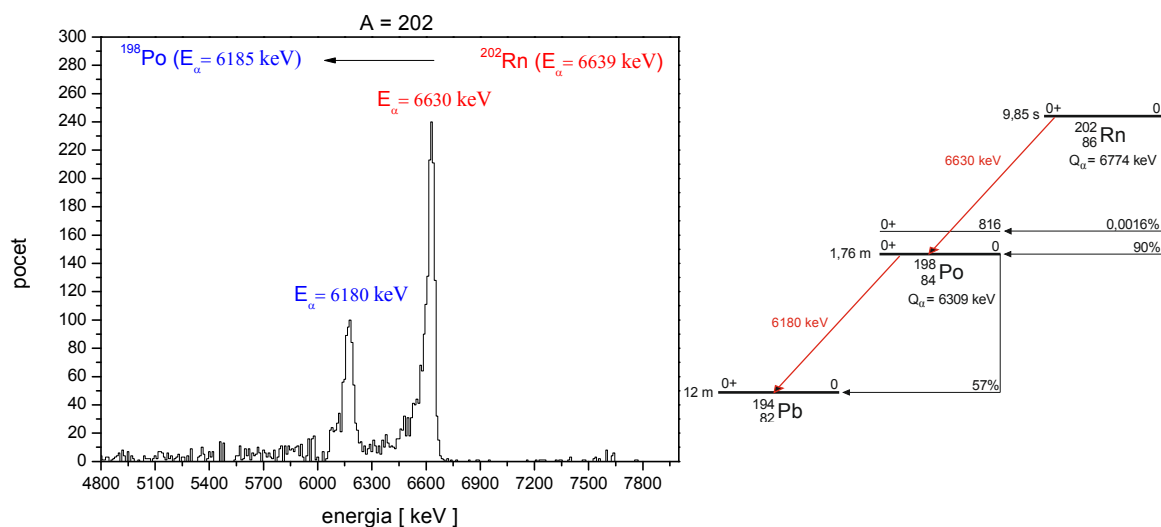
Obr. p2.19: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 217 MeV.



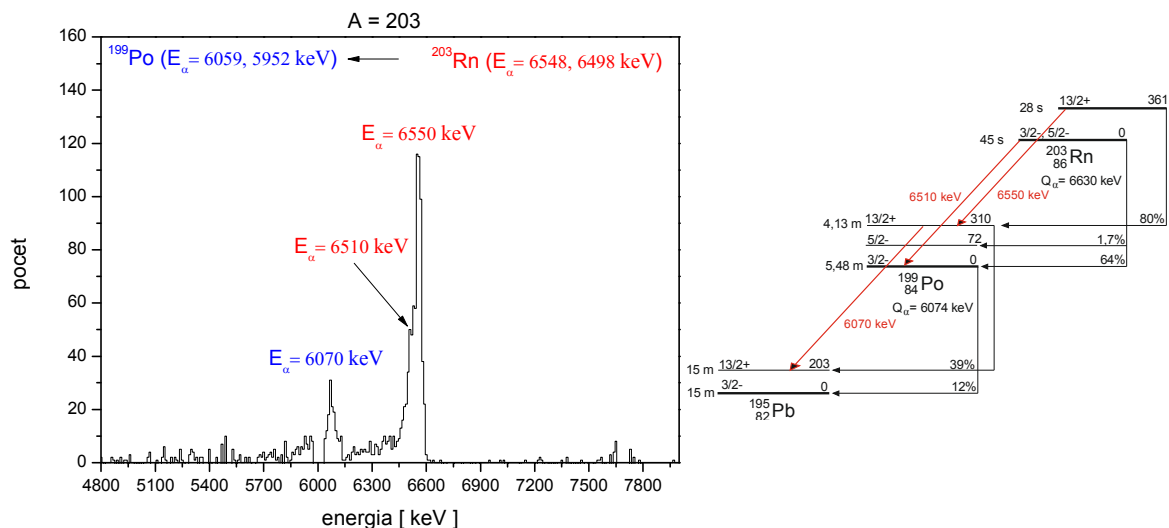
Obr. p2.20: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 200$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi medzi základnými stavmi ^{200}Rn , ^{196}Po a ^{192}Pb . Energie zodpovedajúce odrazným jadrám sú 143 a 132 keV.



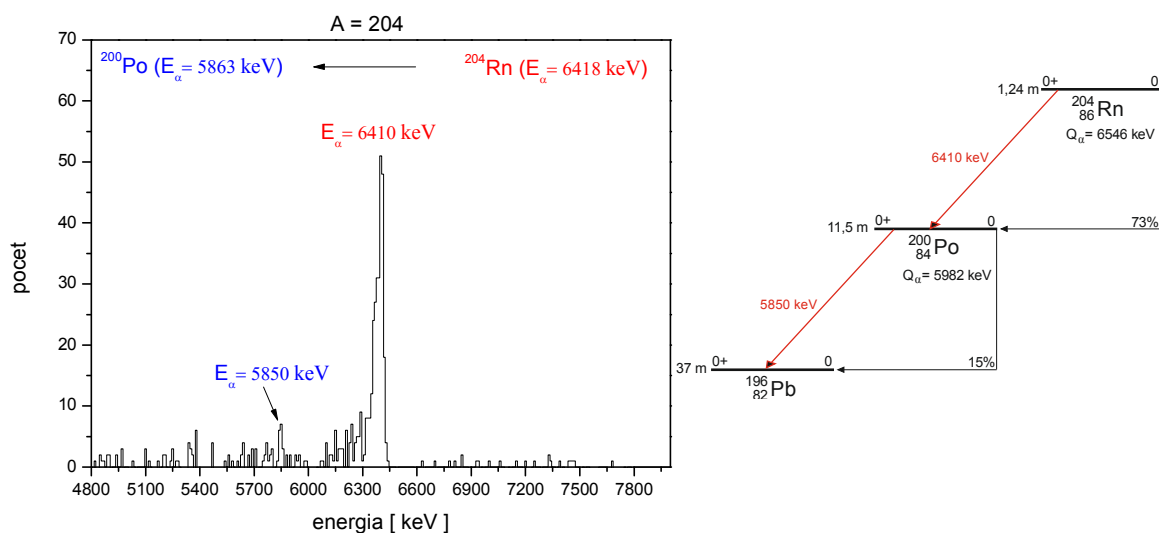
Obr. p2.21: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 201$. Rozpadová schéma s vyznačenými píkami prechodov medzi vzbudzými stavmi ($13/2+$) jadier ^{201}Rn , ^{197}Po a ^{193}Pb a tiež aj medzi ich základnými stavmi. Vzhľadom k blízkosti energií týchto prechodov je možné určiť prechody medzi základnými stavmi iba ako lokálne maximá. Energie zodpovedajúce odrazeným jadrám sú 130, 171, 120 a 134 keV.



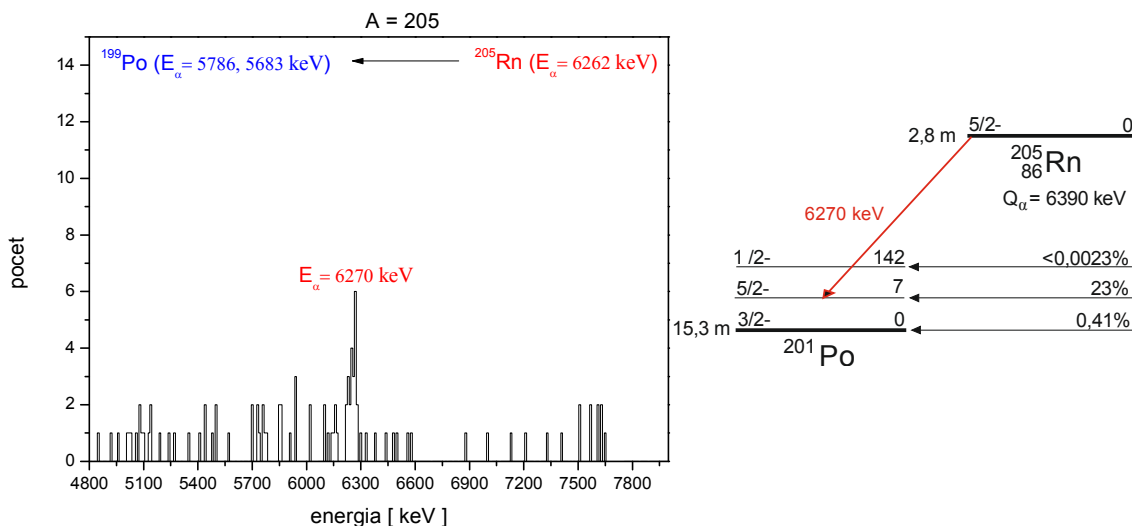
Obr. p2.22: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 202$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{202}Rn , ^{198}Po a ^{194}Pb . Energie zodpovedajúce odrazeným dcérskym jadrám sú 144 resp. 129 keV.



Obr. p2.23: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 203$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi medzi vzbudenými stavmi ($13/2^+$) jadier ^{203}Rn , ^{199}Po a ^{195}Pb . Prechod na základný stav jadra ^{199}Po je určený iba ako výstupok z píku 6550 keV, prechod medzi základnými stavmi ^{199}Po a ^{195}Pb nie je pozorovateľný – vzhľadom k zníženému výťažku pri tejto energii pre 3n kanál pík bol naložený na kalibračný pík ^{210}Po , ktorý je v tomto regióne stripov okolo 5973 keV. Energie zodpovedajúce odrazným jadrám sú 131, 120 a 111 keV.

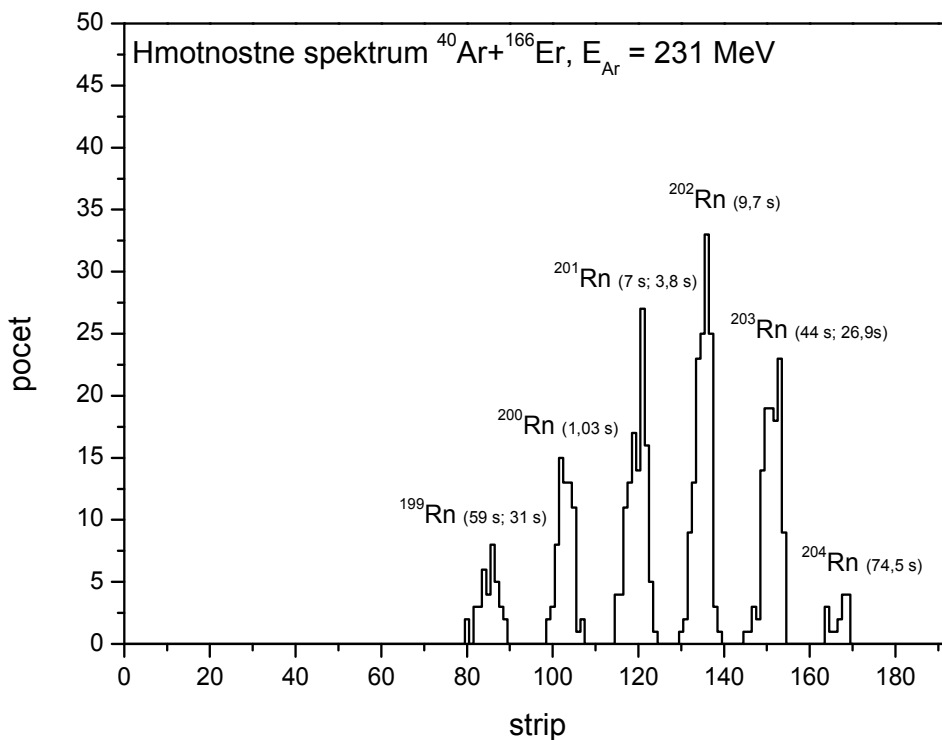


Obr. p2.24: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 204$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{204}Rn , ^{200}Po a ^{196}Pb . Energie odrazných jadier sú 136 a 132 keV.

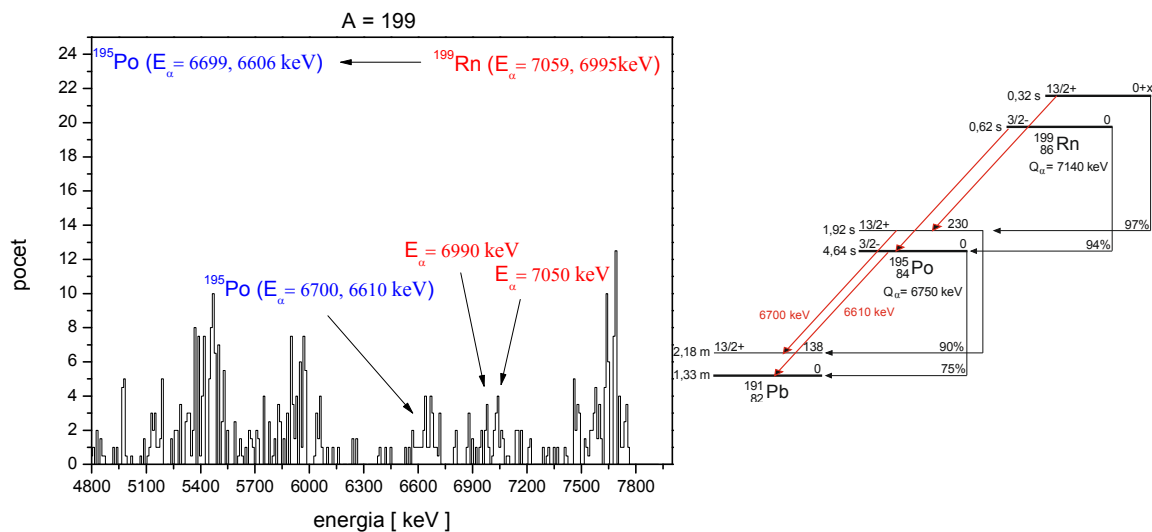


Obr. p2.25: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku A = 205 a rozpadová schéma s vyznačeným prechodom zo základného stavu (5/2-) jadra ^{205}Rn na vzbudený stav (5/2-) jadra ^{201}Po . V porovnaní s energiou zväzku 202 MeV sa výťažky znížili a tým je pozorovateľný iba prechod na vzbudený stav ^{201}Po . Polónium si odnáša 113 keV.

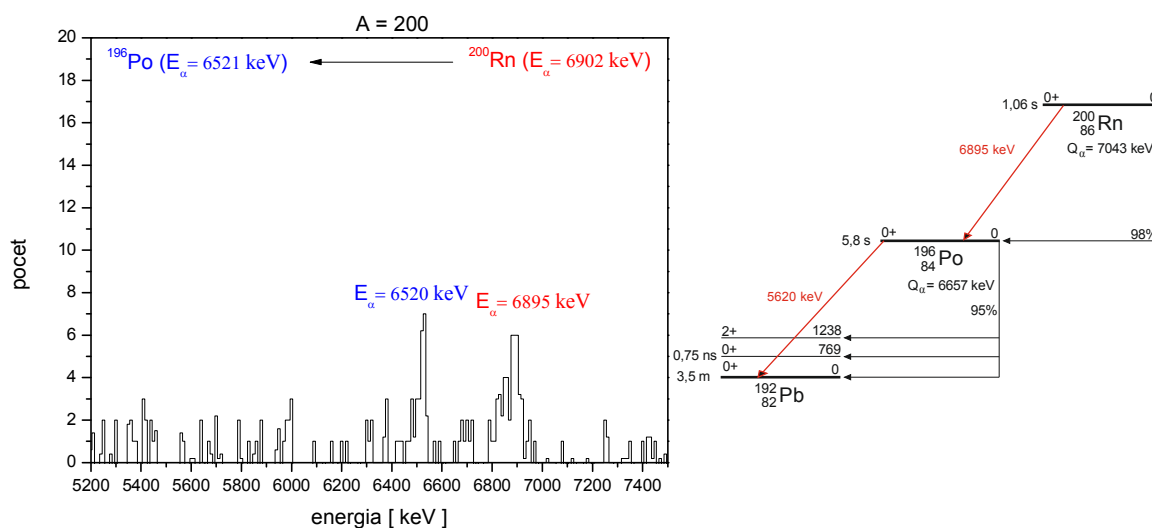
p2.4 Izotopy radónu $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar}, xn)^{206-xn}\text{Rn}$ pri energii $E_{\text{Ar}} = 231 \text{ MeV}$, $t_{\text{gr}} = 1600 \text{ }^\circ\text{C}$.



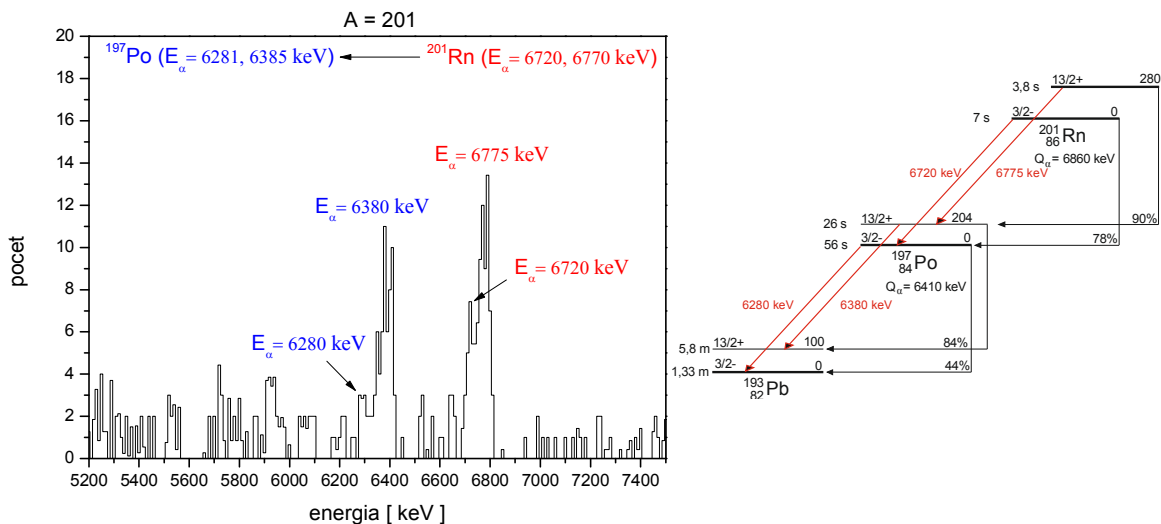
Obr. p2.26: Hmotnostné spektrum izotopov radónu pri energii zväzku 231 MeV.



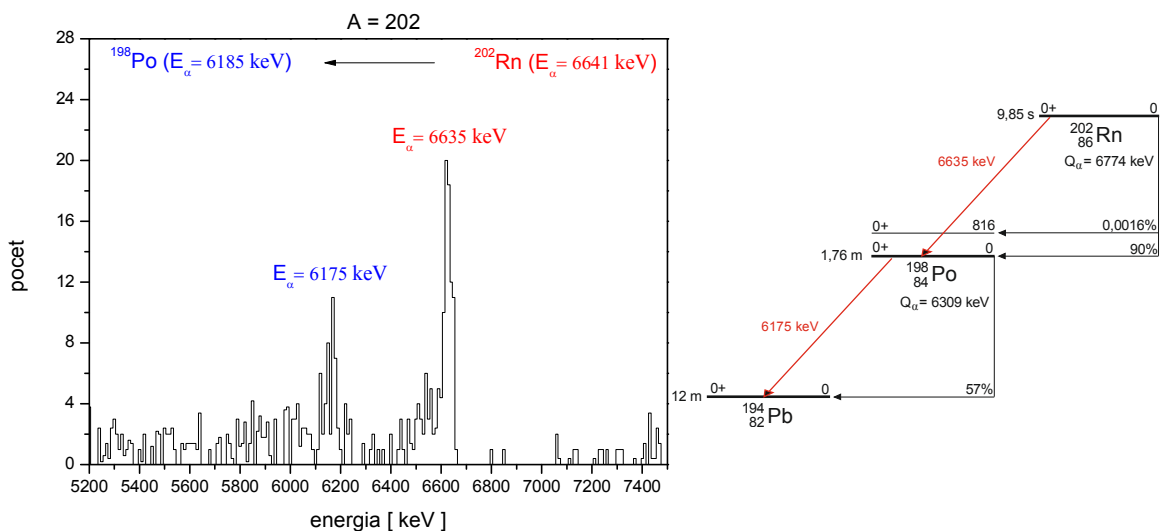
Obr. p2.27: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 199$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi očakávanými v tomto spektre. Vzhľadom k nízkym výt'azkom nie je možné hovoriť o píkoch, ale iba o miestach, kde by boli pri dlhšom ožarovaní očakávané. Vzhľadom k použitej literatúre [70] a konzistentnosti výsledkov nie je známa ani energia vzbudeného stavu $13/2+$ jadra ^{199}Rn , ktorá je označená iba ako $(0+x)$. Odrazené jadrá polónia (ak je teda možné vôbec hovoriť o odmeraní) by si odniesli 140 resp. 130 keV.



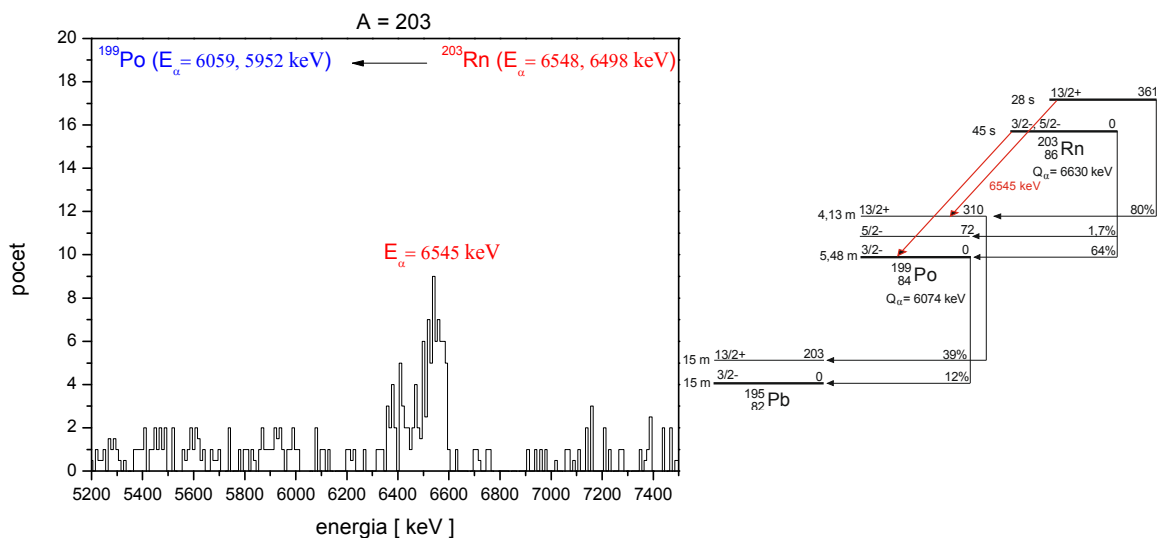
Obr. p2.28: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 200$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými prechodmi medzi základnými stavmi jadier ^{200}Rn , ^{196}Po a ^{192}Pb . Energie zodpovedajúce odrazeným dcérskym jadrám sú 148 resp. 137 keV.



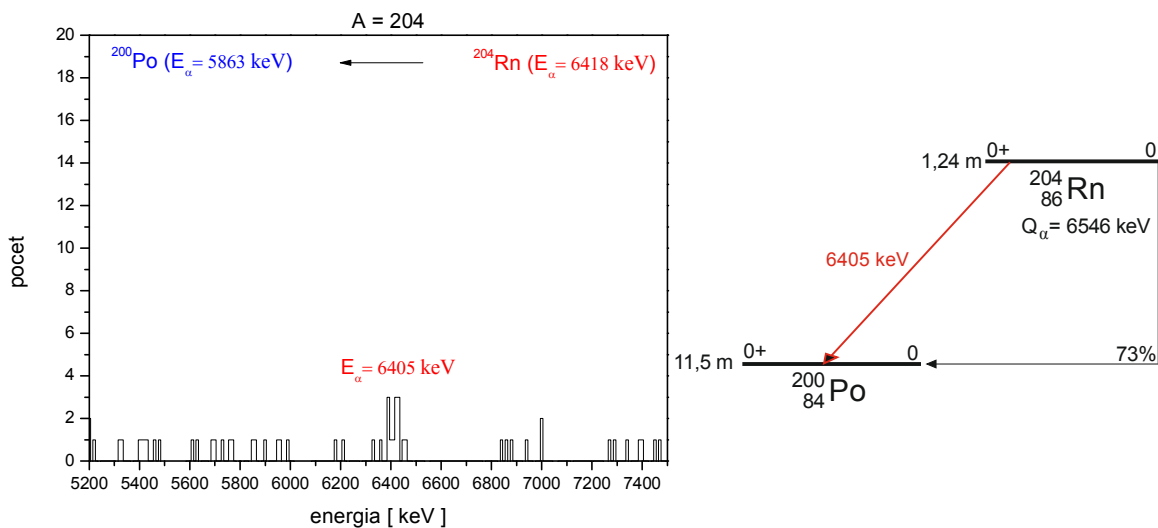
Obr. p2.29: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 201$ a rozpadová schéma s vyznačenými prechodmi. Prechody medzi základnými stavmi jadier zobrazených v rozpadovej schéme sú určené ako lokálne maximá. Energie prislúchajúce odrazným jadrám sú 161, 140 keV pre radón a 134 a 130 keV.



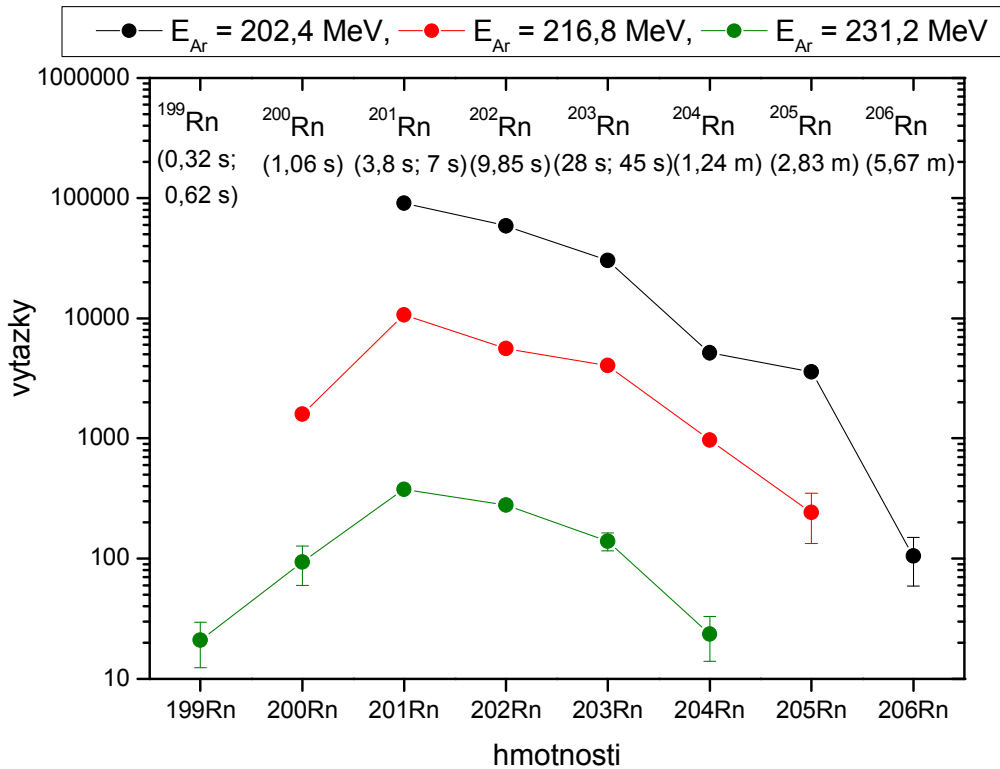
Obr. p2.30: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku $A = 202$ a rozpadová schéma s vyznačenými pozorovanými rozpadmi medzi základnými stavmi ^{202}Rn , ^{198}Po a ^{194}Pb . Energie zodpovedajúce odrazným dcérskym jadrám po rozpade sú 139 resp. 134 keV.



Obr. p2.31: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku A = 203 a rozpadová schéma s označenými pozorovanými prechodmi. Vzhľadom k nízkym výťažkom je možné fitovať iba pík prechodu medzi vzбудenými stavmi ^{203}Rn a ^{199}Po . Prechody medzi základnými stavmi sú viditeľné iba v náznaku. Rozpad polónia je s pozadím neregistrovateľný. Energia odpovedajúca odrazenému jadrú je 136 keV.



Obr. p2.32: Energetické spektrum alfa častíc z regiónu stripov fokálnej roviny odpovedajúcemu hmotnostnému píku A = 204 a rozpadová schéma s označeným pozorovaným prechodom medzi základnými stavmi ^{204}Rn a ^{200}Po . Vzhľadom k výťažkom ide iba o náznak píku, ktorému zodpovedá energia odrazeného jadrú 141 keV.



Obr. p2.33: Výťažky jednotlivých izotopov radónu pre všetky 3 energie primárneho zväzku. Hodnoty sú normované na pravdepodobnosť alfa rozpadu.

V spektrách sa často objavuje pozadie, ktoré je spôsobené deformáciami kalibračných píkov smerom k nízkym energiám. Toto pozadie je možné vidieť na obrázku 3.3.8. Energie odrazených dcérskych jadier po alfa rozpade sú uvádzané pre kontrolu, aby bolo viditeľné, či nameraná energia zodpovedá tabuľkovým hodnotám uvedeným v literatúre. Vzhľadom k výťažkom a presnosti fitovania pri nízkej štatistike je možné ohodnotiť presnosť určenia energie alfa pík zodpovedajúcich prechodov. Pri zapisovaní súborov so spektrami z vizualizačného programu zberu dát na báze Kmax boli tieto energetické spektrá zapisované s binom 5 keV. Celkovo bolo analyzovaných 8 izotopov radónu pri 3 energiách zväzku ^{40}Ar .

Summary

The aim of this work is to describe basic properties of mass spectrometer MASHA (Mass Analyzer of Superheavy Atoms) using the mass spectroscopy method. MASHA is an ISOL-type setup (isotope separation on-line) which consist of beam diagnostics block with time-of-flight energy spectrometer, target with hot catcher, ECR ion source, magnet system for mass analysis and detectors on focal plane. Operation principles and equipment characteristics are described in chapter 2. A comparison of MASHA and similar setups is shown.

Detection system is crucial for spectroscopy. Description of detectors used in MASHA setup is given in chapter 3 together with list of secondary beams used in experiments. Spectrometric detectors and their characteristics are investigated by Monte Carlo simulations in Geant4 together with experimental results.

Geometrical efficiency of MASHA focal plane multi-strip detector is shown up to 3rd alpha decay. Energy correction for ²²⁶Ra calibration peaks is given due to loss of α -particle energy in dead layer of the detector. Also description of α -peaks deformation in energy spectrum is given.

The track-energy dependence for charged particles in silicon pixel detector compared with experimental data helped to identify particle types. Also energy and track length spectra from β -decay are investigated. Conclusions about probability of registering 4 beta decays from implanted ²²⁹⁻²³²Rn considering minimum and maximum energy in each track, time window and minimal track length are given. Energy threshold for filtering background noise events is discussed.

Dependency of ionization efficiency of noble gases (Ne, Ar, Kr, Xe) on their proton number is shown.

In-beam experiments showed beam transition efficiency for ⁴⁰Ar to be 25 ± 5 %. Overall efficiency of the spectrometer for mercury isotopes from reaction ¹⁴⁴Sm(⁴⁰Ar,xn)^{184-xn}Hg is 7 ± 1.4 %. Transport time coefficients for isotopes yielded in this reaction are measured. Mean time coefficient for isotopes ^{179,180,181}Hg is $\langle \tau \rangle = 1.8 \pm 0.3$ s.

Transport time coefficients and their dependency on mass number measured with noble gases are shown. It was observed, that time coefficient changes with square root of mass of noble gas. The time constant for natural isotope composition of Xe is $\tau = 1.56$ s. Mass resolution $M/\Delta M$ measured from the mass spectrum of ^{nat}Xe is 1300 for ¹³²Xe.

Yields, mass and energy spectra for mass-separated products of fusion-evaporation reactions ^{nat}Sm(⁴⁰Ar, xn)^{y-xn}Hg and ¹⁶⁶Er(⁴⁰Ar, xn)^{206-xn}Rn in 3 different primary beam energies confirmed the functionality and readiness of mass spectrometer MASHA for measuring mass of superheavy elements, beginning with ²⁸³Cn.

Zoznam publikovaných prác

1.

MASS-SPECTROMETRIC METHOD TO STUDY THE PROPERTIES OF HEAVY NUCLEI

A. M. Rodin , V. Belozеров, E. V. Chernysheva, G. G. Chubaryan, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, S. N. Dmitriev, M. G. Itkis, J. Kliman, L. Krupa, Yu. Ts. Oganessian, V. S. Salamatin, **J. Sivacek**, S. V. Stepantsov, D. V. Vanin, S. A. Yukhimchuk

Proceedings of International Symposium on Exotic Nuclei EXON 2012, 1 – 6 October 2012, Vladivostok, Russia. ISBN: 978-981-4508-85-8.

2.

Rodin A.M., Belozеров A.V., Vanin D.V., Dmitriev C.N., Itkis M.G., Kliman J., Krupa L., Lebedev A.N., Oganessian Yu.Ts., Salamatin V.S., **Sivachek I**, Tschernysheva E.V., Yukhimchuk S.A.

Mass-Spectrometer MASHA – Testing Results on Heavy Ion Beam, Preprint of the JINR, Dubna 2011(in Russian)

3.

Родин А.М., Стрекаловский О.В., Белозеров А.В., Ванин Д.В., Веденеев В.Ю., Гуляев А.В., Гуляева А.В., Крупа Л., Кулик В.Д., Саламатин В.С., **Сивачек И.**, Степанцов С.В., Чернышева Е.В.

Монитор пучка заряженных частиц для сепаратора масс сверхтяжелых ионов. Инженерные и научные приложения на базе технологий National Instruments –2012: Сборник трудов XI международной научно-практической конференции, Москва 6-7 декабря 2012 г. – М.: ДМК-пресс, 2012. – стр. 441-443.

4.

A. M. Rodin, A. V. Belozеров, E. V. Chernysheva, S. N. Dmitriev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, M. G. Itkis, J. Kliman, N. A. Kondratiev, L. Krupa, A. S. Novoselov, Yu. Ts. Oganessian, A. V. Podshibyakin, V. S. Salamatin, **I. Siváček**, S. V. Stepantsov, D. V. Vanin, V. Yu. Vedeneev, S. A. Yukhimchuk, C. Granja, S. Pospisil

Separation efficiency of the MASHA facility for short-lived mercury isotopes
Hyperfine Interact (2014), DOI 10.1007/s10751-014-1010-2

5.

I. Siváček, J. Kliman, A.M. Rodin, L. Krupa, A.V. Belozеров, A.V. Podshibyakin, V.S. Salamatin, S.V. Stepantsov, V.Yu. Vedeneev

Possibilities of research for on-line mass separator with heavy ion reactions

Proceedings of the XX International School on Nuclear Physics, Neutron Physics and Applications, September 16-21, Varna, Bulgaria, Journal of Physics: Conference series (2014) (odovzdané do tlače)

6.

Масс сепаратор “MASHA” - результаты тестов на пучке тяжелых ионов

Родин А.М., Белозеров А.В., Ванин Д.В., Веденеев В.Ю., Дмитриев С.Н., Иткис М.Г., Климан Я., Кондратьев Н.А., Крупа Л., Оганесян Ю.Ц., Сагайдак Р.Н., Саламатин В.С., **Сивачек И.**, Степанцов С.В., Чернышова Е.В., Юхимчук С. А.

Приборы и техника эксперимента (2014) (odovzdané do tlače)