

Ciele dizertačnej práce

1. Realizácia experimentov na zväzku ťažkých iónov s použitím metódy zachytávania vyrazených produktov jadrových reakcií na fóliách a s využitím hmotnostného spektrometra MASHA. Určenie účinnosti spektrometra.
2. Experimentálne určenie energetickej závislosti účinných prierezov a excitačných funkcií jadrových reakcií $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca},xn)^{190-x}\text{Hg}$ a $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar},xn)^{206-x}\text{Rn}$ v oblasti okolobariérnych excitačných energií.
3. Určenie vplyvu jadrovej štruktúry na izotopické výt'ažky výparných reziduí vybraných jadrových reakcií v závislosti od deformácie ťažkých iónov a terčových jadier a ich nábojovej symetrie vo vstupnom kanále jadrovej reakcie.
4. Porovnanie získaných experimentálnych výsledkov s teoretickými výpočtami.

Pod'akovanie

Chcem sa pod'akovať môjmu školiteľovi Ing. Jánovi Klimanovi, DrSc. za cenné odborné rady a pomoc pri písaní dizertačnej práce. Ďalej sa chcem pod'akovať Mgr. Ľubošovi Krupovi, PhD. za veľkú pomoc pri začlenení do pracovného kolektívu v SÚJV v Dubne, pomoc pri aklimatizovaní sa do života v Rusku a mnohé odborné rady, ktoré my počas celých štyroch rokov poskytoval. Tak isto sa chcem za mnohé odborné rady spojené hlavne s programovaním pod'akovať môjmu kolegovi Alexandrovi Vladimírovičovi Podšibiakinovi. Za vedenie skupiny a chápavý postoj hlavne pri začiatkoch mojej kariéry vo FLNR sa chcem pod'akovať vedúcemu nášho sektora Alexandrovi Michailovičovi Rodinovi, PhD. Nemenej sa chcem pod'akovať všetkým kolegom z Dubny za príjemnú spoluprácu počas celých štyroch rokov. Špeciálne pod'akovanie patrí mojej manželke Zuzke Kamasovej za čas a priestor, ktorý mi venovala v situáciách kedy som sa potreboval naplno venovať práci či písaniu dizertácie.

Venované Zuzke.

Abstrakt

Táto práca pozostáva z dvoch hlavných častí. Prvá časť sa týka separačných vlastností hmotnostného spektrometra MASHA (Mass Analyzer for SuperHeavy Atoms). Konkrétne je študovaná separačná účinnosť spektrometra, ktorá klesá predovšetkým vo výparníku. Preto sa skúma separačná účinnosť pri použití dvoch rôznych uhlíkových štruktúr ako materiálu výparníka. Rovnako sa sleduje časový vývoj separačnej účinnosti pre oba typy výparníkov. Druhá časť je zameraná na štúdium excitačných funkcií xn kanálov v reakciách syntézy vedúcich na izotopy Hg a Rn. Reakcie boli merané použitím metódy zachytávania produktov na fóliách so zväzkami urýchlenými na cyklotróne U400M. Na produkciu izotopov Hg a Rn boli použité zväzky ^{36}Ar , ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca v reakciách $^{44}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar},xn)^{206-x}\text{Rn}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$ a $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca},xn)^{190-x}\text{Hg}$. Detailne sa popisuje vylepšená verzia metódy zachytávania produktov na fóliách použitá na experimente. Tak isto sú rozsiahlo popísané metodiky použité pri spracovaní dát vrátane dekonvolučnej metódy použitej na elimináciu dôsledkov spôsobených znižovaním energie zväzku degradačnými fóliami. V závere je analyzovaný vplyv deformácie nalietajúceho a terčového jadra na účinné prierezy evaporáčnych reziduí v reakciách úplnej fúzie.

Kľúčové slová: reakcia syntézy, deformované jadrá, hmotnostný spektrometer, metóda zachytávania produktov na fóliách, model zviazaných kanálov, dekonvolúcia

Abstract

This work consists of two main parts. The first part relates to the separation properties of the Mass Analyzer for SuperHeavy Atoms (MASHA). In particular, the separation efficiency of the spectrometer is studied, which decreases mainly in the hot catcher. Therefore, the separation efficiency is examined using two different carbon structures as the catcher material. The evolution of separation efficiency for both types of catchers is also monitored. The second part is focused on the study of fusion excitation functions of xn -evaporation channels in the synthesis reactions leading to Hg and Rn isotopes. Reactions were measured using the catcher foil method with U400M cyclotron accelerated beams. The beams ^{36}Ar , ^{40}Ar , ^{40}Ca and ^{48}Ca are used to produce Hg and Rn isotopes in the fusion reactions $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca},xn)^{190-x}\text{Hg}$, and $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar},xn)^{206-x}\text{Rn}$. An improved version of the catcher foil method used in this experiment is described. The data processing required for this method is also outlined, including the deconvolution method used for the elimination of effects caused by decreasing beam energy due to the absorbing foils. In conclusion, the influence of target and projectile nuclei deformation on the final xn -evaporation channel cross sections is analyzed.

Key words: reaction of synthesis, deformed nuclei, mass spectrometer, catcher foil method, channel coupling model, deconvolution

ÚVOD	- 2 -
REAKCIA SYNTÉZY	- 4 -
DEFORMOVANÉ JADRÁ	- 7 -
INTERAKCIA DEFORMOVANÝCH JADIER	- 8 -
FÚZIA DEFORMOVANÝCH JADIER	- 9 -
MODEL ZVIAZANÝCH KANÁLOV	- 10 -
SPÁJANIE DO VIBRAČNÝCH STAVOV (FÚZIA SFÉRICKÝCH JADIER)	- 11 -
SPÁJANIE DO ROTAČNÝCH STAVOV (FÚZIA STATICKY DEFORMOVANÝCH JADIER)	- 11 -
SPÁJANIE DO VIBRAČNÝCH A ROTAČNÝCH STAVOV (FÚZIA SFÉRICKÝCH A STATICKY DEFORMOVANÝCH JADIER)	- 12 -
PRENOS NEUTRÓNŮ VO FÚZNYCH REAKCIÁCH	- 13 -
HMOTNOSTNÁ SPEKTROMETRIA	- 15 -
POHYB NABITÝCH ČASTÍC V MAGNETICKOM POLI	- 15 -
HMOTNOSTNÝ SPEKTROMETER MASHA	- 17 -
TERČOVÁ KOMORA A VÝPARNÍK	- 18 -
IÓNOVÝ ZDROJ	- 19 -
IÓNO-OPTICKÝ SYSTÉM	- 20 -
DETEKCIA A KONTROLNÝ SYSTÉM	- 21 -
URČENIE SEPARAČNEJ ÚČINNOSTI.....	- 23 -
METÓDA ZACHYTÁVANIA PRODUKTOV JADROVÝCH REAKCIÍ NA FÓLIÁCH	- 30 -
DETEKCIA PRODUKTOV REAKCIE	- 32 -
SIMULÁCIE REAKCIÍ SYNTÉZY	- 34 -
MERANIE VÝŽAŽKOV A URČENIE ÚČINNÝCH PRIEREZOV	- 38 -
VPLYV ABSORPCIE ENERGIE ZVÄZKU NA JEHO MONOCHROMATICKOSŤ	- 46 -
<i>Simulácie energetického spektra zväzku</i>	- 46 -
<i>Systém merania energie a kalibrácia detektorov</i>	- 47 -
<i>Meranie energetického spektra zväzku</i>	- 50 -
<i>Konvolúcia a dekonvolúcia</i>	- 52 -
DISKUSIA	- 63 -
ZÁVER	- 66 -
REFERENCIE	- 68 -
PRÍLOHY	- 71 -
PRÍLOHA 1: SIMULÁCIE ENERGETICKÝCH SPEKTIER REAKCIÍ SYNTÉZY	- 71 -
PRÍLOHA 2: ČASŤ POČÍTAČOVÉHO KÓDU GEANT4 POUŽITÉHO NA SIMULÁCIU ENERGETICKÝCH SPEKTIER	- 85 -
ZOZNAM PUBLIKOVANÝCH PRÁČ	- 94 -

Úvod

Vážnym smerom rozvoja fyziky ťažkých iónov je hľadanie dvakrát magického jadra ťažšieho ako ^{208}Pb . Existencia takých jadier za makroskopickou hranicou stability je možná vďaka mikroskopickej stabilizácii šupkových efektov.

Za posledných 15 rokov boli s použitím jadrových reakcií objavené nové supertážké prvky so $Z = 113-118$, a tak isto nové neutrónnadbytočné izotopy prvkov so $Z = 104-112$. Najdôležitejšie experimenty sa vykonávali v Dubne na urýchľovači U400 vo Flerovovom Laboratóriu Jadrových Reakcií (FLNR) v Spojenom Ústave pre Jadrový Výskum (SÚJV). Syntéza sa uskutočňovala v reakcii úplnej fúzie medzi dvakrát magickým jadrom ^{48}Ca a neutrónnadbytočnými aktinoidnými jadrami (^{238}U , ^{237}Np , $^{242,244}\text{Pu}$, ^{243}Am , ^{249}Cm , ^{249}Cf a ^{249}Bk).

Pri formovaní dlhožijúcich, prípadne stabilných jadier z ostrova stability je dôležité pochopiť vplyv tvaru a štruktúry interagujúcich jadier na formáciu pozorovaných produktov reakcií. To je možné porovnaním experimentálnych dát reakcií s rozdielnymi projektilmi a terčmi, no vedúcich na rovnaké zložené jadrá [24-29]. Vo všetkých týchto prácach sa dospelo k rovnakému záveru a to, že účinné prierezy evaporáčnych reziduí toho istého zloženého jadra sa líšia dokonca aj pre rovnaké excitačné energie zloženého jadra. Hlavným záverom autorov pri interpretácii pozorovaných rozdielov medzi účinnými prierezmi evaporáčnych reziduí je objavujúca sa prekážka k úplnej fúzii v štádiu formovania zloženého jadra. Veľkosť tejto prekážky je určená charakteristickým tvarom povrchu potenciálnej energie, ktorý zahŕňa šupkové efekty vnútornej štruktúry interagujúcich jadier. Táto prekážka je priamo spojená s narastajúcou pravdepodobnosťou procesu kvázištiepenia vo vývoji dvojjadrového systému sformovaného záchytným projektilu terčovým jadrom. Pozorovaný fakt v [29], že účinné prierezy evaporáčnych reziduí reakcie $^{124}\text{Sn} + ^{92}\text{Zr}$ sú väčšie v porovnaní s reakciou s väčšou hmotnostnou asymetriou $^{86}\text{Kr} + ^{130}\text{Xe}$, bol vysvetlený vyššou hodnotou povrchu potenciálnej energie prvej z reakcií. Z teoretických štúdií vyplýva, že pri formácii zloženého jadra má výrazný vplyv hmotnostná asymetria vstupného kanálu a charakteristický tvar povrchu potenciálnej energie. Je známe, že pri podbariérovej syntéze sú účinné prierezy 1 až 2 rády vyššie, ako teoretické odhady. Preto je dôležité skúmať vplyv uzavretých šupiek pri rôznej hmotnostnej asymetrii vstupných a výstupných kanálov jadrovej syntézy pri okolobariérových excitačných energiách.

Systematický test vplyvu tvaru a štruktúry jadier vo vstupnom kanále na účinné prierezy evaporáčnych reziduí pri excitačných energiách blízko Coulombovskej bariéry je možné skúmať použitím jadrových reakcií uvedených v Tab.1, kde v druhom stĺpci je Q hodnota

reakcie, V_c je výška Coulombovskej bariéry, R_c je poloha bariéry, B_{fis} je štiepna bariéra, $E_{n,sep}$ je separačná energia neutrónu a E^* je excitačná energia.

Tab. 1. Reakcie syntézy a ich parametre.

reakcia	Q [MeV]	V_c [MeV]	R_c [fm]	B_{fis} [MeV]	$E_{n,sep}$ [keV]	E^* [MeV]
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-90.66	129.57	11.52	10.96	-10615.5	38.91
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-83.22	130.95	11.38	10.96	-10615.5	47.73
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-92.25	140.11	11.43	10.96	-10615.5	47.87
$^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	-98.80	136.53	11.78	13.67	-9815.3	37.73
$^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$	-90.85	138.90	11.80	12.27	-9472.9	48.05

Stabilizujúci vplyv šupiek sa prejaví na rozdelení výťažkov izotopov výparných reziduí. Výťažky budú určované použitím metódy zachytávania produktov jadrových reakcií na fóliách.

Nové výsledky umožnia zdokonaľiť, alebo vytvoriť nové alternatívne teoretické modely popisu fúzie, ktoré môžu byť použité v oblasti superťažkých jadier a taktiež rozšíria naše znalosti o r-procese nukleosyntézy jadier vo vesmíre.

Reakcia syntézy

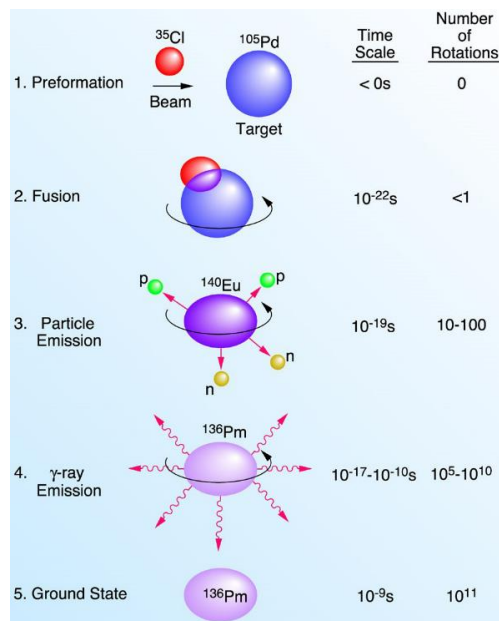
Pri interakcii projektilu s terčovým jadrom môže dôjsť ku vzniku rôznych jadrových reakcií. Z hľadiska mechanizmu vzájomného pôsobenia ich môžeme rozdeliť do dvoch kategórií:

- a) reakcie idúce cez tvorbu zloženého jadra
- b) priame jadrové reakcie

Reakcie vedúce cez vznik zloženého jadra trvajú v porovnaní s priamymi reakciami rádovo dlhšie a na rozdiel od priamych reakcií výstupný kanál reakcie je nezávislý od vstupného. Tieto reakcie prebiehajú v niekoľkých etapách:

- 1) zachytenie nukleónu a obsadenie niektorej hladiny
- 2) re-distribúcia energie cez dvojtelesové interakcie medzi zachyteným nukleónom a zvyšnými nukleónmi
- 3) vytvorenie relatívne dlhožijúceho jadra

Po vytvorení zloženého jadra, nie je excitačná energia pripadajúca na jeden nukleón postačujúca na jeho emisiu, avšak náhodnou re-distribúciou nukleón-nukleónovými zrážkami v jadre sa môže preniesť na jeden nukleón energia dostatočná na jeho emisiu. Postupnou emisiou nukleónov, prípadne alfa častíc jadro znižuje svoju excitačnú energiu a následnou emisiou gama kvánt aj uhlový moment. Takto sa postupne dostane do základného stavu. Proces vyparovania častíc je v porovnaní so samotnou fúziou výrazne pomalší. Priebeh reakcie syntézy aj s časovou škálou možno vidieť na Obr. 1.



Obr. 1. Schematický náčrt priebehu reakcie syntézy.

Celkový počet vyparených nukleónov, ako aj pravdepodobnosť konkurujúceho procesu - štiepenia závisí na celkovej excitačnej energii zloženého jadra.

Z hľadiska účinného prierezu reakcie syntézy, možno jej priebeh rozdeliť na dve etapy, pričom každá etapa má svoju pravdepodobnosť. V prvej etape dochádza k zrážke nalietajúceho iónu s terčovým jadrom a k vytvoreniu zloženého jadra (CN – Compound Nucleus). V druhej etape, ktorá má nezávislý priebeh od etapy prvej, sa vytvorené zložené jadro premieňa cez jeden, alebo niekoľko konkurujúcich výstupných kanálov. Výsledná pravdepodobnosť, totálny účinný prierez σ_t , sa dá preto vyjadriť súčinom dvoch faktorov

$$\sigma_t = \sigma_{fuz}(E_p - E_B, l)w(E^*, l), \quad (1)$$

kde σ_{fuz} je účinný prierez vytvorenia zloženého jadra a w je pravdepodobnosť premeny zloženého jadra daným výstupným kanálom. E_p je energia projektilu, E_B je výška potenciálovej bariéry, E^* je energia vzbudenia zloženého jadra a l je orbitálny moment hybnosti.

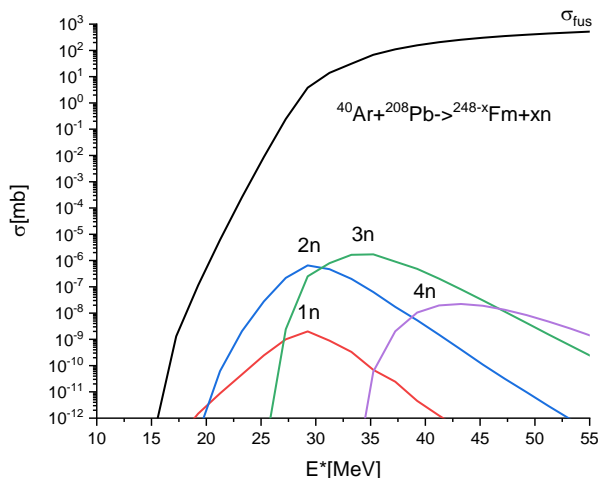
Závislosť účinného prierezu od energie je daná súčinom dvoch faktorov. Prvým je pravdepodobnosť vzniku zloženého jadra, ktorá určuje spodnú hranicu energie, lebo pri energii menšej ako fúzna bariéra je pravdepodobnosť vytvorenia zloženého jadra veľmi malá. Druhým faktorom je pravdepodobnosť premeny daným kanálom, ktorá určuje hornú hranicu energie, pri ktorej je ešte daný kanál aktívny. So zvyšovaním energie projektilu a tým aj zvyšovaním excitačnej energie zloženého jadra sa zvyšuje pravdepodobnosť rozštiepenia zloženého jadra a to tým výraznejšie, čím je zložené jadro ťažšie.

Pre výpočet účinných prierezov jadrových reakcií existuje niekoľko metód založených na modeloch zviazaných kanálov a prenosu nukleónov medzi dvomi približenými jadrami. Jednu z možností poskytuje výpočtové centrum vytvorené v Laboratóriu Jadrových Reakcií SÚJV v Dubne [1]. Toto centrum integruje v databázach veľké množstvo digitalizovaných experimentálnych údajov o vlastnostiach jadier a účinných prierezoch jadrových reakcií so širokou škálou výpočtových programov pre modelovanie jadrových vlastností a skúmanie rôznych procesov jadrovej dynamiky.

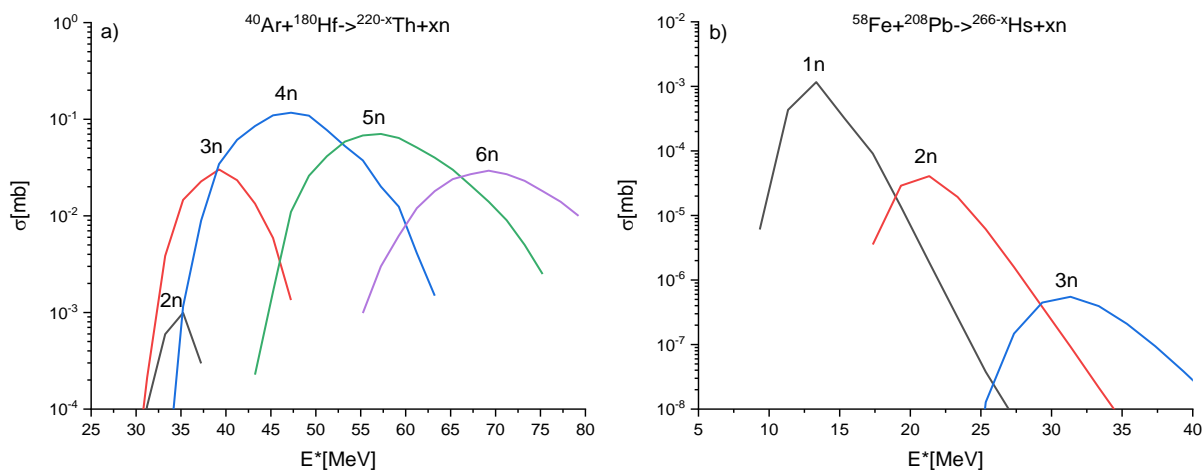
Na nasledujúcich obrázkoch sú ukázané príklady závislosti účinných prierezov reakcií syntézy pre rôzne ťažké jadrá. Pri výpočtoch bol použitý počítačový kód spomínaného výpočtového centra. Na Obr. 2 sú znázornené vypočítané účinné prierezy niektorých kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb}$, vedúcej na zložené jadro ^{248}Fm . Maximálny účinný prierez je dosiahnutý pre 2n- a 3n-výparné kanály. S rastúcou energiou účinné prierezy prudko klesajú kvôli zvýšenej pravdepodobnosti štiepenia. Pre porovnanie je na obrázku znázornený aj účinný prierez vzniku zloženého jadra σ_{fuz} . Vidno, že iba približne jedno zložené jadro z desať miliónov vedie na zostatkové jadro fermia. Účinný prierez štiepenia je blízky k σ_{fuz} .

Závislosť počtu vyparených neutrónov od energie sa riadi jednoduchým pravidlom. Približne na každých 10 MeV excitačnej energie pripadá jeden vyparený neutrón. Napr. pri energii 50 - 55 MeV je najpravdepodobnejšie vyparenie piatich neutrónov.

Pre ľahšie zložené jadrá (Obr. 3a) sa maximálny účinný prierez posúva ku kanálom s väčším počtom vyparených neutrónov a naopak pri superťažkých jadrách sa najvýznamnejším stáva 1n kanál (Obr. 3b). To vyvoláva otázky o možnosti produkcie zloženého jadra bez vyparenia neutrónu, t.j. 0n-kanál. Takáto reakcia dostala názov radičná fúzia, lebo zložené jadro deexcituje do základného stavu iba vyžiarovaním γ -kvanta.



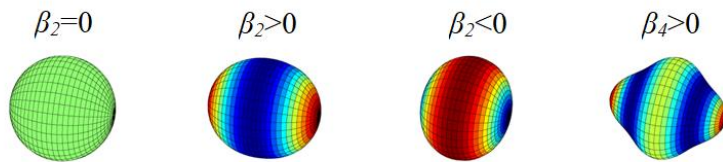
Obr. 2. Funkcie vzбудenia xn kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{248-x}\text{Fm} + xn$. Hrubá čiara znázorňuje celkový účinný prierez vytvorenia zloženého jadra.



Obr. 3. Funkcie vzbudenia xn -kanálov reakcie a) $^{40}\text{Ar} + ^{180}\text{Hf} \rightarrow ^{220-x}\text{Th} + xn$ a b) $^{58}\text{Fe} + ^{208}\text{Pb} \rightarrow ^{266-x}\text{Hs} + xn$.

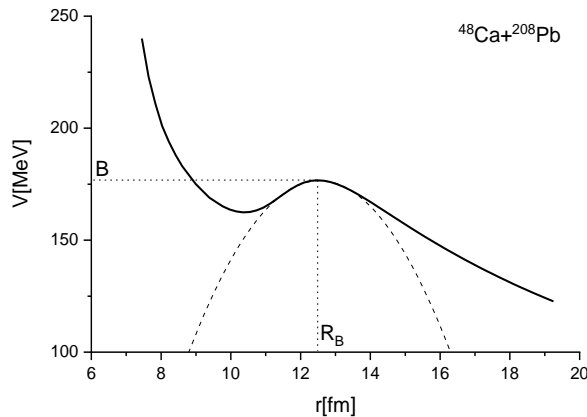
Deformované jadrá

Nukleóny v jadre vykonávajú v dôsledku silnej interakcie medzi nimi kolektívny pohyb. Kolektívny pohyb nukleónov v procese vzбудenia priamo ovplyvňuje charakter rozdelenia energetických hladín jadra, ktoré sa s rastúcou energiou vzбудenia rýchlo zhustujú. Pri vyššej energii vzбудenia rastie počet možností zložitejších foriem pohybu jadra. Deformácie jadra sa popisujú bezrozmerným deformačným parametrom β_λ , kde pre $\lambda=0$ ide o sféru a pre $\lambda=2,3,4,\dots$ ide o kvadrupólovú, oktapólovú a hexadekapólovú deformáciu, pričom s rastúcou hodnotou λ rastie stupeň deformácie. Pre $\lambda=1$ ide o tzv. dipólovú vibráciu, no tá súvisí len so zmenou polohy jadra v priestore a preto nie je dôsledkom vplyvu silnej interakcie medzi nukleónmi. Vo všeobecnosti sa deformácie s párnym λ označujú ako rotačné stavy jadra a s nepárnym λ ako vibračné stavy. Napríklad pre kvadrupólovú deformáciu β_2 môže jadro nadobúdať tri typy tvarov. Pre $\beta_2 < 0$ sploštený tvar, pre $\beta_2 = 0$ je jadro sférické a pre $\beta_2 > 0$ je jadro pretiahnuté. Všetky tri tvary, ako aj príklad hexadekapólovej deformácie sú zobrazené na Obr. 4.



Obr. 4. Príklad rôznych tvarov jadra v závislosti na kvadrupólovej β_2 a hexadekapólovej β_4 deformácií.

Keďže majú deformované jadrá rôzne polomery v závislosti na natočení, ich orientácia má pri jadrových reakciách výrazný vplyv na výšku bariéry [2-9] a tvar záchytnej jamy v jadrovo-jadrovom potenciály [9].



Obr. 5. Interakcia dvoch sférických jadier $^{48}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$. Pre jadrovú interakciu bol použitý “proximity” potenciál. Čiarkovaná krivka ukazuje parabolickú aproximáciu Coulombovskej bariéry.

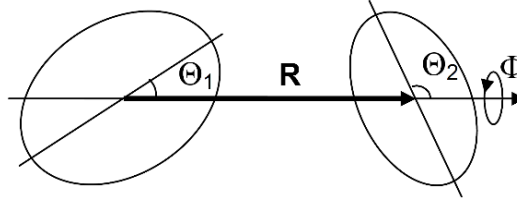
Potenciál interakcie dvoch jadier je znázornený na Obr. 5. Maximum sa nachádza v bode R_B , ktorý sa nazýva Coulombovská bariéra. Pozícia tohoto maxima (R_B) je obyčajne väčšia o 1 alebo 2 fm než súčet jadrových polomerov $R_1 + R_2$. Pri ľahko okolobariérových energiách sú ľahké a stredne ťažké zrážajúce sa jadrá, ktoré prekonali Coulombovskú bariéru a prišli do kontaktu, zachytávané v potenciálových jamách, kde sa predovšetkým formuje zložené jadro.

Interakcia deformovaných jadier

Interakčný potenciál medzi jadrami pozostáva z Coulombovskej $V_c(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ a jadrovej $V_N(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ časti

$$V(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) = V_c(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) + V_N(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi), \quad (2)$$

kde R je vzdialenosť medzi ťažiskami jadier a Θ_1 , Θ_2 a Φ sú uhly, ktoré popisujú vzájomnú orientáciu dvoch osovo symetrických deformovaných jadier (obr. 6).



Obr. 6. Uhly Θ_1 , Θ_2 a Φ popisujúce vzájomnú orientáciu deformovaných jadier a vzdialenosť medzi ich ťažiskami R .

Coulombovskú časť interakčného potenciálu možno napísať ako

$$\begin{aligned} V_c(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{R} \left\{ 1 + \sum_{l \geq 2} [f_{1l}(R, \Theta_1, R_{10}) \beta_{1l} + f_{1l}(R, \Theta_2, R_{20}) \beta_{2l}] \right. \\ &+ f_2(R, \Theta_1, R_{10}) \beta_{12}^2 + f_2(R, \Theta_2, R_{20}) \beta_{22}^2 + f_3(R, \Theta_1, \Theta_2, R_{10}, R_{20}) \beta_{12} \beta_{22} \\ &\left. + f_4(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi, R_{10}, R_{20}) \beta_{12} \beta_{22} \right\}, \quad (3) \end{aligned}$$

kde f sú funkcie vzdialenosti R a zodpovedajúcich uhlov. Pre hodnoty deformačných parametrov v základnom stave pre stabilné jadrá platí podmienka $\beta_2^2 \approx \beta_{l>2}$. Preto sa berú do úvahy lineárne β_{i2} a kvadratické β_{12}^2 , β_{22}^2 , $\beta_{12} \beta_{22}$ výrazy pre kvadrupólovú deformáciu a tiež lineárne $\beta_{l>2}$ výrazy pre deformácie s vyššou multipolaritou.

Jadrová časť potenciálu medzi dvoma deformovanými jadrami pri danej vzdialenosti a orientácii môže byť odhadnutá použitím "proximity" teorému [10]

$$V_N(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi) \approx \frac{C_{10} + C_{20}}{\sqrt{[(C_1^{\parallel} + C_2^{\parallel})(C_1^{\perp} + C_2^{\perp})]}} \times V_N^0(d(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)). \quad (4)$$

$d(R, \Theta_1, \Theta_2, \Phi)$ je vzdialenosť medzi najbližšími bodmi jadier pri orientácii Θ_1, Θ_2, Φ ; $C_1^{\parallel}, C_2^{\parallel}, C_1^{\perp}, C_2^{\perp}$ sú zodpovedajúce zakrivenia deformovaných jadier (1 a 2) v týchto najbližších bodoch a $C_{10} = 1/R_{10}$ a $C_{20} = 1/R_{20}$ sú zakrivenia sférických jadier (1 a 2). Celkový jadrový potenciál silno závisí na uhloch Θ_1, Θ_2, Φ .

Fúzia deformovaných jadier

Účinný prierez fúzie môže byť zložený z parciálnych vln,

$$(\sigma)_{fus}(E) = \frac{\pi \hbar^2}{2\mu E} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) T_l(E), \quad (5)$$

kde μ je redukovaná hmotnosť systému, E je energia v ťažiskovej sústave a $T_l(E)$ sú pravdepodobnosti penetrácie parciálnou bariérou. Pravdepodobnosti penetrácie môžu byť vypočítané riešením jednorozmernej Schrödingerovej rovnice s vhodnými okrajovými podmienkami. Hill-Wheelerova formula [11] pre pravdepodobnosti penetrácie môže byť použitá na aproximáciu radiálnej závislosti bariéry parabolou.

$$T_l^{HW}(B; E) = \left[1 + \exp \left(\frac{2\pi}{\hbar \omega_B(l)} \left[B + \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2(l)} l(l+1) - E \right] \right) \right]^{-1}. \quad (6)$$

Výraz $\hbar \omega_B = \sqrt{\hbar^2 / \mu |\partial^2 V / \partial r^2|}$ je definovaný šírkou potenciálovej bariéry, B je výška bariéry a $R_B(l)$ je pozícia efektívnej bariéry vrátane odstredivej časti. Ako je z uvedeného vidieť, pravdepodobnosť fúzie dvoch jadier závisí okrem Coulombovskej pomerne silno aj od jadrovej časti bariéry, ktorá je reprezentovaná hlavne deformáciou jadier.

Model zviazaných kanálov

Nedávne veľmi presné experimenty okolobariérových fúzných reakcií umožňujú určiť dosť presne druhú deriváciu $E\sigma_{fus}(E)$, ktorá môže byť v klasickej limite identifikovaná tzv. “bariérovou distribučnou funkciou” [12]

$$D(B) = \frac{1}{\pi R_B^2} d^2(E\sigma_{fus})/dE^2 |_{E=B}. \quad (7)$$

Štruktúra funkcie $D(B)$ (rozdielna pre rôzne páry jadier) sa osvedčila pri komplikovaných dynamikách penetrácie potenciálovej bariéry so silnými podmienkami previazania kanálov.

Schopnosť penetrovať jedno-rozmernú bariéru je definovaná známou Hill-Wheelerovou formulou (6). V tom prípade pravdepodobnosť penetrácie $T_l(B; E)$ nezávisí priamo na B a l , ale je funkciou argumentu $x = B + \frac{\hbar^2}{2\mu R_B^2} l(l+1) - E$, teda $T_l(B; E) = f(x)$. Použitím výrazu (5) pre účinný prierez fúzie, môžeme napísať

$$\frac{d(E\sigma_{fus})}{dE} = \frac{\pi\hbar^2}{2\mu} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \frac{dT_l(B; E)}{dE}. \quad (8)$$

Pretože

$$\frac{dT}{dE} = -\frac{dT}{dx} = -\frac{dT}{dl} \left(\frac{dx}{dl}\right)^{-1} = -\frac{dT}{dl} \frac{2\mu R_B^2}{\hbar^2} \frac{1}{2l+1},$$

tak

$$\frac{d(E\sigma_{fus})}{dE} = -\pi R_B^2 \sum_{l=0}^{\infty} \frac{dT_l(B; E)}{dl}.$$

V zrážke ťažkých jadier mnoho parciálnych vln prispieva do účinného prierezu fúzie, $T_l(B; E)$ je hladkou funkciou l a suma v (8) môže byť nahradená integrálom cez l . Tento integrál môžeme jednoducho vypočítať, ak položíme $d(E\sigma_{fus})/dE = \pi R_B^2 \cdot T_{l=0}(B; E)$, alebo

$$D(E) = \frac{1}{\pi R_B^2} \frac{d^2(E\sigma_{fus})}{dE^2} = \frac{dT_{l=0}(B; E)}{dE} \quad (9)$$

V klasickej limite $T(E) = 1$ pre $E > B$ a $T(E) = 0$ pre $E < B$, bude $D(E) = \delta(E - B)$. V kvantovom prípade je pravdepodobnosť penetrácie daná výrazom (6) a funkcia $D(E)$ má jedno maximum v bode $E = B$ so šírkou $\hbar\omega_B \ln(17 + 12\sqrt{2})/2\pi \approx 0.56\hbar\omega_B$ (pre parabolickú bariéru).

V reálnom prípade jadrovo-jadrová potenciálna energia je mnoho-rozmerný povrch a prichádzajúci tok prekoná Coulombovskú bariéru v rozličných hodnotách jej výšky B (rozdielne hodnoty dynamickej deformácie a /alebo orientácie). V [13] bol navrhnutý poloempirický model zviazaných kanálov pre jednoduchý odhad schopnosti penetrovat' mnoho-rozmernú bariéru. Bol postavený na myšlienke "bariérovej distribučnej funkcie". Sú dva prípady: (i) reakcie fúzie zahŕňajúce sférické jadrá a (ii) reakcie so staticky deformovanými jadrami.

Spájanie do vibračných stavov (fúzia sférických jadier)

Okolobariérová fúzia sférických jadier silno závisí na spájaní ich relatívneho pohybu do povrchových vibrácií. V tomto prípade je Coulombovská bariéra závislá na deformáciách. Celková pravdepodobnosť penetrácie by mala byť spriemerovaná cez výšku bariéry B a namiesto (6) môžeme napísať

$$T_l(E) = \int F(B) T_l^{HW}[B(\beta); E] dB, \quad (10)$$

kde normalizovaná funkcia $F(B)$ môže byť aproximovaná symetrickým Gaussiánom

$$F(B) = N \cdot \exp\left(-\left[\frac{B - B_0}{\Delta_B}\right]^2\right) \quad (11)$$

umiestneným v $B_0 = (B_1 + B_2)/2$ so šírkou $\Delta_B = (B_2 - B_1)/2$. Hodnota kvantity B_1 zodpovedá minimálnej hodnote dvojrozmernej bariéry závislej na dynamickej deformácií, a B_2 je definovaná ako Coulombovská bariéra sférických jadier. Pre veľmi ťažké jadrá, kde je rozdiel $(B_2 - B_1)$ pomerne veľký (väčší ako 10 MeV), je lepšie aproximovať funkciu $F(B)$ asymetrickým Gaussiánom s trochu menšou "vnútornou" šírkou Δ_B^1 pre $B < B_0$ a Δ_B^2 pre $B > B_0$. Experimenty aj teoretické výpočty ukazujú, že platí $\Delta_B^1 \leq \Delta_B^2$ [13]. Takýto prístup dobre popisuje fúziu dvoch sférických jadier so zahrnutím ich dynamických deformácií.

Spájanie do rotačných stavov (fúzia staticky deformovaných jadier)

Pre staticky deformované jadrá by pravdepodobnosť penetrácie mala byť spriemerovaná cez orientácie oboch jadier. V tomto prípade je celková pravdepodobnosť penetrácie daná, ako

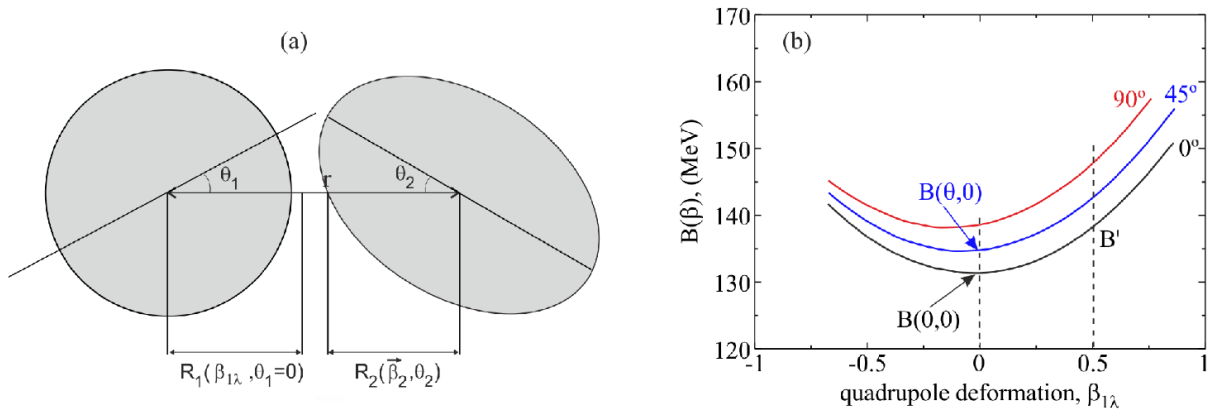
$$T_l(E) = \frac{1}{4} \int_0^\pi \int_0^\pi T_l^{HW}[B(\vec{\beta}_1, \theta_1, \vec{\beta}_2, \theta_2); E] \sin \theta_1 \sin \theta_2 d\theta_1 d\theta_2, \quad (12)$$

kde $B(\vec{\beta}_1, \theta_1, \vec{\beta}_2, \theta_2)$ je bariéra závislá na orientácií, $\vec{\beta}_1$ a $\vec{\beta}_2$ sú statické deformačné parametre interagujúcich jadier. Vidíme, že pre fúziu dvoch staticky deformovaných jadier je potrebné zahrnúť do celkovej pravdepodobnosti penetrácie deformácie oboch jadier, ako aj natočenia

oboch jadier vzhľadom k ich vzájomnej osi, pričom pravdepodobnosť penetrácie je potom spriemerovaná cez oba uhly v rozsahu $[0; \pi]$.

Spájanie do vibračných a rotačných stavov (fúzia sférických a staticky deformovaných jadier)

Interakcia sférického jadra (napr. projektil) a staticky deformovaného jadra (napr. terč) je schematicky znázornená na Obr. 8a. Obr. 8b ukazuje závislosť výšky Coulombovskej bariéry na dynamickej deformácii projektilu počítanej pre tri rôzne orientácie terča. Vidno, že ak sa mení orientácia terča, krivka sa posúva o približne rovnakú hodnotu.



Obr. 7. a) Schematický obrázok sférického a staticky symetrického jadra v reakčnej rovine. b) Potenciálna energia ako funkcia dynamickej deformácie pre rôzne uhly (θ_2) orientácie terča.

Teda možno parametrizovať bariéru B pre ľubovoľnú hodnotu deformácie projektilu (β) a orientáciu terča (θ) nasledovne:

$$B(\theta, \beta) = B' + [B(\theta, 0) - B(0, 0)], \quad B' = B(0, \beta). \quad (13)$$

Pre sférický projektil a staticky deformovaný terč by mala byť pravdepodobnosť penetrácie spriemerovaná cez deformačne závislú výšku bariéry podobne ako orientácie oboch jadier, potom je celková pravdepodobnosť penetrácie daná ako

$$T_l(E) = \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin \theta_2 d\theta_2 \int F(B') T_l^{HW}[B(0, \beta); E] dB'. \quad (14)$$

Keďže je jedno z jadier sférické, výška bariéry závisí len na natočení deformovaného jadra, a teda je dostatočné spriemerovať pravdepodobnosť penetrácie len cez uhol natočenia tohto jadra.

Prenos neutrónov vo fúzných reakciách

Nedávne zistenia poukazujú na to, že stredný prenos neutrónov (v skutočnosti, by sa mal tento proces nazývať “preskupenie neutrónov”) hrá dôležitú úlohu pre špecifické páry syntetizujúcich jadier, konkrétne prenos neutrónov s kladnou hodnotou Q . Je veľmi ťažké, z mnohých dôvodov, brať do úvahy explicitne prenosové kanály v rámci konzistentného prístupu previazania kanálov použitému úspešne pre opis kolektívnych excitácií v procese okolobariérovej fúzie. Avšak numerické riešenie časovo-závislej Schrödingerovej rovnice [10] jasne demonštruje, že šírenie vlnovej funkcie valenčných neutrónov do objemu ďalšieho jadra sa uskutočňuje pred dotykom týchto jadier a pred prekonaním Coulombovskej bariéry kolidujúcim jadrom. To, vrátane ďalších vecí, podporuje myšlienku mechanizmu tzv. “sekvenčnej fúzie” navrhnutej v [15].

V [15] bol navrhnutý polo-empirický model, ktorý umožňuje previazanie kanálov preskupovania neutrónov vo fúznej dynamike. Je evidentné, že prichádzajúci tok môže penetrovať multirozmernú Coulombovskú bariéru v kanáloch s rozdielnym stredným preskupením neutrónov. V porovnaní s neutrónmi môže v dôsledku Coulombovskeho odpudzovania preskupovanie protónov nastať až po prekrytí kolidujúcich jadier, teda po prekonaní Coulombovskej bariéry. Takže prenos protónov by mal hrať menšiu úlohu vo fúznej dynamike. Označme $\alpha_k(E, l, Q)$ ako pravdepodobnosť pre prenos k neutrónov pri energii v ťažiskovej sústave E a relatívnom pohybovom uhlovom momente l vo vstupnom kanále do konečného stavu s $Q < Q_0(k)$, kde $Q_0(k)$ je Q -hodnota pre základný stav do reakcie prenosu v základnom stave. Pravdepodobnosť prenosu neutrónu sa počíta nasledovne

$$\alpha_k(E, l, Q) = N_k \exp(-CQ^2) \exp(-2\kappa[d(E, l) - d_0]) \quad (15)$$

kde $\kappa = \kappa(\varepsilon_1) + \kappa(\varepsilon_2) + \dots + \kappa(\varepsilon_k)$ pre sekvenčný prenos k neutrónov, $\kappa(\varepsilon_i) = \sqrt{2\mu_n \varepsilon_i / \hbar^2}$ a ε_i je separačná energia i -teho preneseného neutrónu, $d(E, l)$ je vzdialenosť najkratšej cesty pozdĺž Coulombovskej trajektórie s uhlovým momentom l , $d_0 = R_1^{(n)} + R_2^{(n)} + 2 \text{ fm}$ je parameter, $R_1^{(n)}$ a $R_2^{(n)}$ sú polomery orbít valenčných (prenesených) neutrónov kolidujúcich jadier a

$$N_k = \left[\int_{-E}^{Q_0(k)} \exp(-C[Q - Q_{opt}]^2) dQ \right]^{-1}$$

je normalizačná konštanta.

Celková pravdepodobnosť penetrácie (ktorá berie do úvahy preskupovanie neutrónov s kladnou hodnotou Q) môže byť vypočítaná formulami (10) alebo (12) v ktorých $T_l^{HW}[B; E]$ musí byť nahradené nasledujúcim výrazom

$$\tilde{T}_l^{HW}[B; E] = \frac{1}{N_{tr}} \sum_k \int_{-E}^{Q_0(k)} \alpha_k(E, l, Q) \cdot T_l^{HW}[B; E + Q] dQ, \quad (16)$$

kde $N_{tr} = \sum_k \int \alpha_k(E, l, Q) dQ$ je normalizačná konštanta a $\alpha_0 = \delta(Q)$.

Treba si uvedomiť, že simultánny prenos dvoch neutrónov môže byť zvýraznený faktorom $N_{2n} \sim 3$ pri aplikácii efektu párovania nukleónov v porovnaní s individuálnym prenosom týchto neutrónov (pozri, napr. [16]).

Uvedené modelové predstavy, popisujúce fyzikálne princípy fúzie kombinácií sférických a deformovaných jadier s väzbou na vibrácie, rotáciu a prenos neutrónov v predfúznom štádiu jadrovej reakcie sú použité pri výpočte, simulácii a interpretácii získaných výsledkov. Konkrétne teoretické zhodnotenie nameraných experimentálnych výsledkov bolo získané s použitím modelov a databáz výpočtového centra Laboratória Jadrových Reakcií SÚJV v Dubne.

Hmotnostná spektrometria

Hmotnostná spektrometria pracuje na princípe zakrivenia trajektórie nabitých častíc alebo iónov v magnetickom poli podľa pomeru hmotnosti iónu k jeho náboju, teda podľa pomeru m/Q . Ak chceme separovať neutrálne atómy alebo molekuly, je potrebné z nich najskôr urobiť ióny. Na tvorbu iónov sa využívajú rôzne druhy iónových zdrojov. Nie je možné separovať pomocou magnetického poľa neutrálne častice.

Pohyb nabitých častíc v magnetickom poli

Elektrické pole s intenzitou E pôsobí na nabitú časticu s nábojom q elektrickou silou

$$\mathbf{F}_e = q\mathbf{E}. \quad (17)$$

Tá dodáva častici kinetickú energiu rovnú intenzite elektrického poľa. Rýchlosť častice je potom závislá od jej hmotnosti. Keď sa nabitá častica s nábojom q pohybuje v magnetickom poli B rýchlosťou v , tak na ne pôsobí Lorentzova sila F .

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (18)$$

Špecifickosť tejto sily spočíva v tom, že nevykonáva žiadnu prácu a teda kinetickú energiu častice nemení, avšak mení trajektóriu jej pohybu. Vektorový súčin $(\mathbf{v} \times \mathbf{B})$ bude rovný nule, ak budú vektory rýchlosti častice v a magnetickej indukcie poľa B navzájom rovnobežné. Teda na časticu nebude pôsobiť Lorentzova sila a jej trajektória ostane nezmenená. Iný prípad nastane, ak budú tieto vektory navzájom kolmé. Vtedy nadobudne Lorentzova sila charakter sily dostredivej a častica sa bude v magnetickom poli pohybovať rovnomerným pohybom po kruhovej trajektórii, tak aby boli v rovnováhe magnetická (dostredivá) a odstredivá sila. Platí teda rovnosť síl

$$qvB = \frac{mv^2}{R}, \quad (19)$$

pomocou ktorej môžeme vyjadriť vzťah pre zakrivenie trajektórie (polomer kružnice) R , ako

$$R = \frac{mv}{qB}. \quad (20)$$

Rozdiely v zakrivení trajektórie v magnetickom poli pre nabitú časticu s rôznymi q/m sa využívajú na ich separáciu. Prelet nabitých častíc magnetickým poľom dipólového magnetu

spôsobí ich odklonenie do rôznych častí fokálnej roviny na konci magnetického poľa práve podľa q/m . Diferenciálna rovnica

$$\left(\frac{m}{Q}\right) \mathbf{a} = \mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} \quad (21)$$

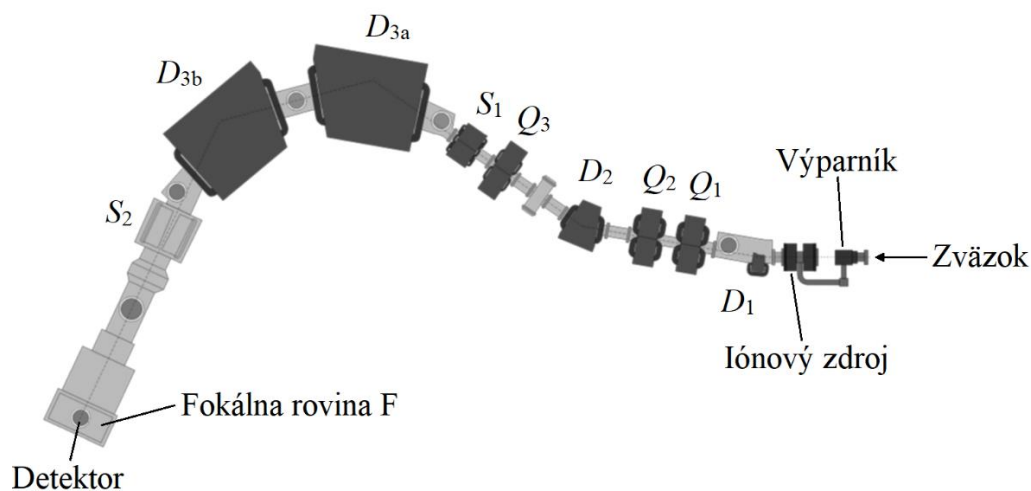
potom opisuje pohyb nabitaj častice v elektromagnetickom poli vo vákuu, kde a je zrýchlenie častice vyplývajúce s využitia 2. Newtonovho zákona. Magnetická sila je v rovnováhe s elektrickou a odstredivou silou [17, 18].

Existuje mnoho typov hmotnostných analyzátorov: statické alebo dynamické, magnetické alebo elektrické, ale všetky fungujú podľa vyššie uvedenej diferenciálnej rovnice. Každý typ analyzátoru má svoje silné a slabé stránky. Mnoho hmotnostných spektrometrov používa z dôvodu zlepšenia hmotnostného rozlíšenia dva, alebo viac hmotnostných analyzátorov pre tandemovú hmotnostnú spektrometriu.

Hmotnostný spektrometer MASHA

Hmotnostný spektrometer MASHA (Mass Analyzer of Super-Heavy Atoms) je kombináciou ISOL metódy syntézy a separácie rádioaktívnych jadier a klasickej hmotnostnej spektrometrie. Zariadenie je dvojestupňové, kde na prvom stupni sú v jadrových reakciách syntetizované rádioaktívne jadrá a v druhom stupni sú tieto jadrá ionizované, urýchlené a po rozdelení v magnetickom separátore registrované v stripovom detektore studňovitého tvaru. Separátor MASHA je z časového hľadiska pomalší, ako kinematické separátory na ktorých boli doposiaľ supert ťažké jadrá vytvárané, avšak 112-ty a 114-ty prvok, pre meranie hmotností ktorých bol tento separátor postavený, majú dostatočne dlhé doby života, aby boli registrovateľné.

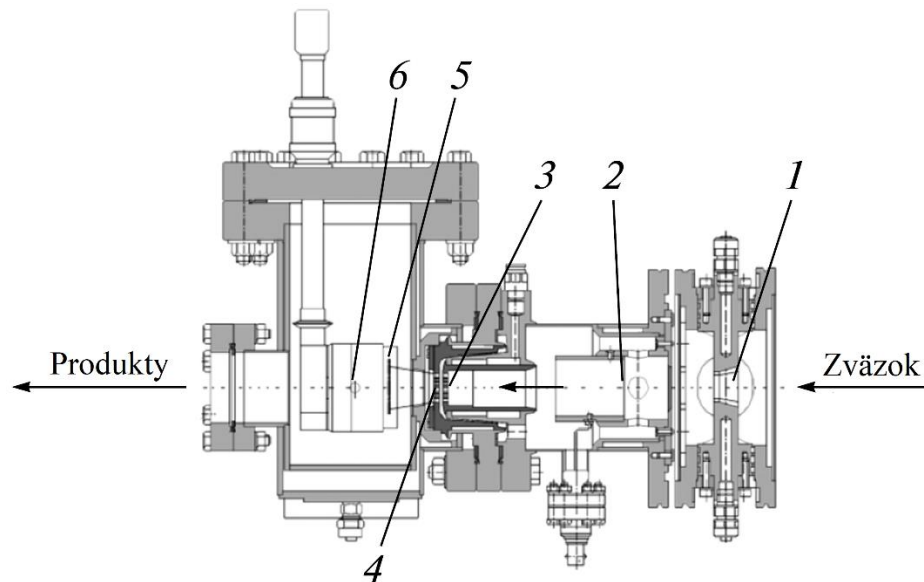
Usporiadanie zostavy, zobrazenej na Obr. 8, pozostáva z terčového uzla s výparníkom; iónového zdroja pracujúceho na princípe elektrón-cyklotrónovej rezonancie (ECR); ióno-optického analyzátoru zloženého zo štyroch dipólových magnetov (D_1 , D_2 , D_{3a} , a D_{3b}), troch kvadrupólových šošoviek (Q_1 - Q_3), a dvoch sextupólových šošoviek (S_1 , S_2); a detekčného systému situovaného vo fokálnej rovine spektrometra.



Obr. 8. Schéma hmotnostného spektrometra MASHA: (D_1 , D_2 , D_{3a} , a D_{3b}) sú dipólové magnety, (Q_1 , Q_2 , Q_3) kvadrupólové šošovky a (S_1 , S_2) sextupólové šošovky. Detekčný systém je vo fokálnej rovine F_2 hmotnostného separátora.

Terčová komora a výparník

V prvých experimentoch zameraných na meranie hmotností izotopov 112-teho a 114-teho prvku bol na vstrekovanie produktov reakcií úplnej fúzie do ECR zdroja použitý tzv. výparník [19]. Výparník je vlastne absorbátor, v ktorom sú produkty jadrových reakcií zabrzdené, termalizované a následne procesom difúzie z výparníka pri vysokých teplotách emitované. V tomto procese zohrávajú dôležitú úlohu chemické vlastnosti izotopov analyzovaného prvku (ionizačný potenciál, rýchlosť difúzie). Fyzicky je výparník časť terčovej komory ukázaná na Obr. 9.



Obr. 9. Terčová komora s výparníkom: (1) kolimátor, (2) meracia fólia, (3) terč, (4) separačná fólia, (5) grafitový absorbátor a (6) ohrievač.

Pred narazením na terč primárny zväzok ťažkých iónov prejde cez diagnostický systém zložený z kolimátora senzora elektrostatickej indukcie a detektora typu Faradayova klietka. Kolimátor je rozdelený do štyroch sektorov, z ktorých každý meria zlomok prúdu zväzku, ktorý nevpadne do diery otvoru. Tento systém umožňuje ovládať polohu zväzku vzhľadom na vedenie iónov. Fyzicky je indukčný snímač rúrka z nerezovej ocele zafixovaná na elektricky izolovanom ráme umiestnenom okolo kolimátora v smere toku zväzku a používa sa na monitorovanie prúdu počas experimentu. Faradayova klietka je umiestená v mieste rotačného vákuového priechodu vo vzdialenosti 70 mm pred terčom. Za diagnostickým systémom je stacionárny terč umiestnený medzi dvoma mriežkami, ktoré sú vodou chladené a majú štruktúru včelieho plástu s 85% priehľadnosťou. Priemer aktívnej časti terča je 15 mm. Produkty jadrovej reakcie uniknú z terča, prejdú cez separačnú fóliu a zastavia sa na grafitovom absorbátore, ktorý je nahrievaný na 1500-2000 K. V atomárnej forme produkty difundujú z grafitového absorbátora do vákuového objemu výparníka a cez potrubie prechádzajú do ECR zdroja.

Ako absorpčný materiál vo výparníku sa používa teplom roztážitelný grafit s hustotou 1 g/cm^3 o hrúbke $0,6 \text{ mm}$. Grafitový absorbátor je tvarovaný, ako disk s priemerom 30 mm a je umiestnený za terčom vo vzdialenosti 30 mm . Absorbátor je nahrievaný tepelnou radiáciou tantalovej pásky, cez ktorú preteká konštantný prúd. Tantalová páska je 15 mm široká, $50 \mu\text{m}$ hrubá a elektrické svorky sú vzdialené 50 mm . Medzera medzi ohrievačom a grafitovým absorbátorom je 2 mm .

Teplotná kalibrácia grafitového absorbátora sa robí pomocou IR pyrometra, ktorý je umiestnený mimo vákuovej komory terčového uzla pred začatím experimentu. Pyrometer sníma žiarenie grafitovej platničky cez zafírové okienko. Konfigurácia terčovej oblasti nám neumožňuje merať teplotu v priebehu experimentu, preto sa teplota grafitového absorbátora určuje počas merania podľa prúdu ohrievača.

Iónový zdroj

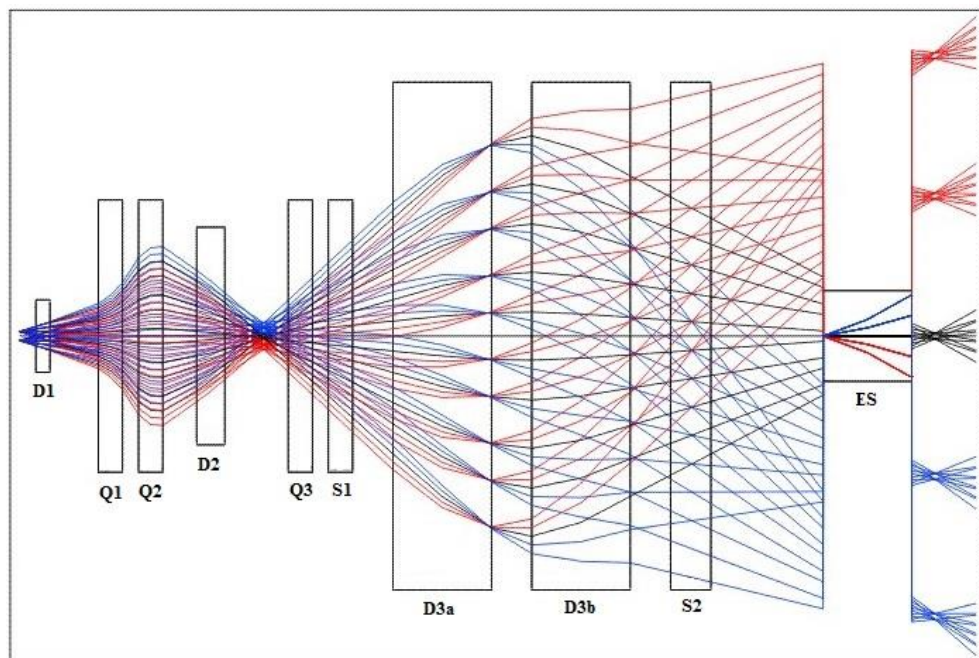
Na ionizáciu atómov produktov jadrových reakcií bol zvolený iónový zdroj založený na princípe ECR s frekvenciou mikrovlnného oscilátora $2,45 \text{ GHz}$. V ECR iónovom zdroji je vytváraná plazma obsahujúca všetky ióny udržiavaná v objeme ohraničenom magnetickým poľom, ktoré je tvorené solenoidom a magnetickými multipólmi. Magnetické pole určuje objem, v ktorom sa nachádzajú elektróny a vzhľadom na nábojovú neutralitu plazmy taktiež ióny. Elektróny v plazme sú zahrievané vysokofrekvenčným striedavým poľom, pričom sa využíva rezonancia, pri ktorej dochádza k prenosu energie na elektróny. Vďaka tomu dochádza k vysoko efektívnej nárazovej ionizácii plynov, napríklad pre Xe dosahuje účinnosť, až do 90% . Pre ionizáciu kovov je pre dostatočnú efektívnosť potrebné, aby boli viazané do molekuly. Popis tohto zdroja a jeho charakteristík bol prezentovaný v [20].

V ECR iónovom zdroji sú atómy ionizované na nábojový stav $Q = +1$, urýchľované pomocou systému troch elektród a zozbierané do zväzku, ktorý je následne separovaný v ióno-optickom systéme hmotnostného spektrometra. ECR zdroj pomáha pri získaní iónových prúdov pozostávajúcich z takmer 100% atómov ionizovaných na náboj $Q = +1$ a má ionizačnú efektívnosť vzácnych plynov na úrovni 90% .

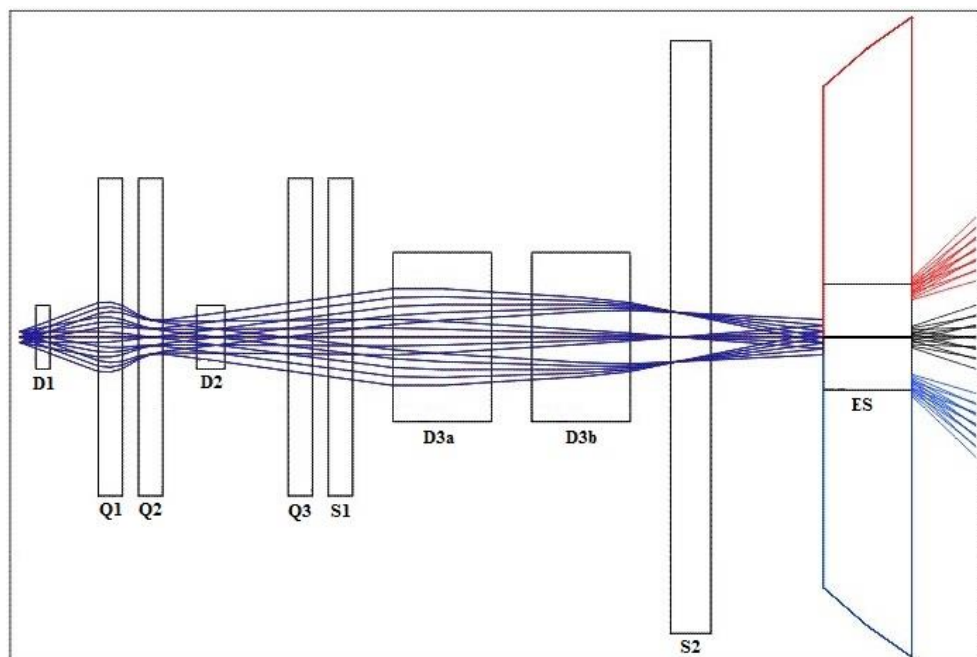
Operačné módy ECR zdroja sú optimalizované výberom výkonu a frekvencie mikrovlnného žiarenia a tlaku kompenzačného plynu v ionizačnej komore. Ako kompenzačný plyn sa používa hélium a jeho tlak je regulovaný použitím riadeného piezoelektrického ventilu. Optimálne parametre zdroja sa získavajú pri tlaku hélia v rozsahu $(1-2) \times 10^{-5} \text{ mbar}$ a výkonu mikrovlnného generátora $\sim 30 \text{ W}$.

Ióno-optický systém

Sekundárny zväzok prechádza do ióno-optického systému spektrometra, kde sa hmotnostne analyzuje, separuje a nasmeruje elektrostatickým zrkadlom z horizontálnej do vertikálnej roviny do detektora. Ióno-optický systém pozostáva zo 4 dipólových magnetov, 3 kvadrupólových a 2 sextupólových magnetických šošoviek, ako sme si ukázali na Obr. 8. Prvá časť, od magnetu $D1$ po fokusujúci bod $F1$, zabezpečuje prvotnú hrubú separáciu. Druhá časť od bodu $F1$ po druhý fokusujúci bod $F2$ na fokálnej rovine studňovitého detektora slúži na precíznu hmotnostnú analýzu [21]. Priemer výstupného okna iónového zdroja je 5 mm, iónová optika bola pomocou simulácií navrhnutá s emitanciou 35π mm mrad. Ióno-optický systém je rozdelený na 2 časti, po fokálnu rovinu $F1$ a po fokálnu rovinu $F2$. Tesne po výstupnom okne iónového zdroja nasleduje 10° dipólový magnet $D1$ zabezpečujúci separáciu iónov hélia (pracovný plyn) a iných ľahkých iónov, ktoré môžu dosahovať vysoké intenzity. Vysoká hustota náboja vedie k nechcenému zväčšovaniu emitancie sekundárneho zväzku. Nasleduje kvadrupólový dublet $Q1$ a $Q2$, vytvárajúci horizontálny prvotný fokálny bod $F1$ a minimalizujúci vertikálnu šírku zväzku kvôli zlepšeniu pozadia v druhej časti. Pred magnetom $Q1$ sa nachádza elektrostatická platňa pre vertikálne smerovanie zväzku. Za týmto dubletom nasleduje 25° dipólový magnet $D2$. Prvotné hmotnostné rozlíšenie v bode $F1$ je 75 a disperzia hmotností je 1,5 mm/% a hmotnostná akceptancia $\pm 2,8$ %.



Obr. 10. Horizontálne ióno-optické trajektórie hmotnostného separátora. ($D1$, $D2$, $D3a$, a $D3b$) sú dipólové magnety, ($Q1$, $Q2$, $Q3$) kvadrupólové šošovky, ($S1$, $S2$) sextupólové šošovky a ES je elektrostatické zrkadlo.



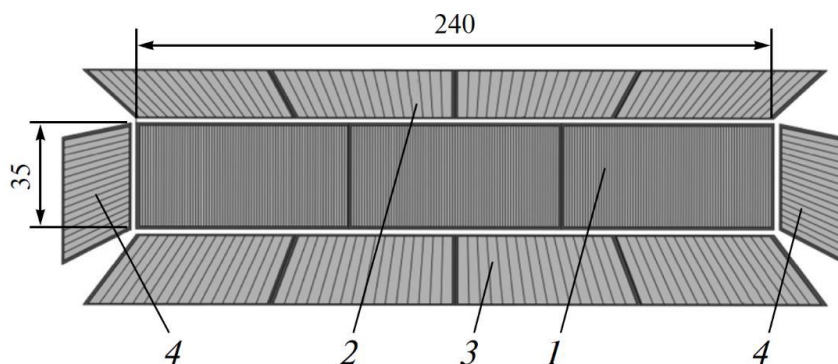
Obr. 11. Vertikálne ióno-optické trajektórie hmotnostného separátora. (*D1, D2, D3a, a D3b*) sú dipólové magnety, (*Q1, Q2, Q3*) kvadrupólové šošovky, (*S1, S2*) sextupólové šošovky a *ES* je elektrostatické zrkadlo.

Hlavnú časť ióno-optického systému tvorí 50° dipólový magnet *D3a* a *D3b* predelený krátkou komorou. Hmotnostné rozlíšenie v bode *F2* je 1300, disperzia hmotností je 39 mm/%. Kvadrupól *Q3* zabezpečuje korekciu polohy fokusujúceho bodu, pred ktorým sa nachádzajú elektrostatické dosky smerujúce zväzok vo vertikálnej aj horizontálnej rovine. Sextupóly *S1* a *S2* korigujú sférické a chromatické aberácie v bode *F2*. Ióno-optický systém je optimalizovaný do 2. rádu. Najvýraznejšia porucha tretieho rádu – sférická je dostatočne malá v porovnaní s uhlovou akceptanciou zariadenia. Za sextupólom *S2* je umiestnené elektrostatické zrkadlo preklápajúce zväzok do vertikálnej roviny a zároveň odstraňuje kontaminanty s rovnakou magnetickou tuhosťou, ako separované ióny. Horizontálne a vertikálne ióno-optické trajektórie hmotnostného spektrometra sú zobrazené na Obr. 10 a Obr. 11. Externé polia môžu zhoršiť hmotnostné rozlíšenie separátora. Najcitlivejšie sú priestory medzi magnetmi *D3a-D3b*, *D3b-S2* a *S2*- elektrostatickým zrkadlom. Tieto pasáže sú tienené 1 mm hrubými kovovými platňami 15x zmenšujúcimi vplyv externých polí.

Detekcia a kontrolný systém

Na konci spektrometra v bode *F2*, na fokálnej rovine spektrometra, sa nachádza detekčná komora obsahujúca kremíkový detektor a špeciálny kalibračný stripový detektor. Špeciálny stripový detektor určený na meranie nízkych priamych prúdov sa používa na nastavenie operačných módov ECR zdroja. Je to presná kópia prednej časti kremíkového

detektora a vyzerá, ako medená multistripová štruktúra na laminátovom plaste. Rozstup štruktúry je 1,25 mm a celkový počet stripov je 192. Počas ladenia hmotnostného spektrometra sa tento detektor umiestni pred kremíkový detektor použitím vákuovej priechodky. Na meranie nízkych prúdov bol vyvinutý špeciálny multikanálový elektronický modul [22]. Jeden modul sa používa pre 64 kanálov. Spodný prah, alebo jeden kanál je 60 pA a horný prah je 5 μ A. Elektronické moduly sú namontované mimo vákuovej komory s detektormi. Dáta z modulov sú prenášané priamo do osobného počítača prostredníctvom špeciálneho rozhrania.



Obr. 12. *Kremíkový detektor vo fokálnej rovine: (1) predná časť (192 stripov), (2) horná časť (64 stripov), (3) dolná časť (64 stripov), (4) bočné časti (16 stripov v každej).*

Kremíkový detektor je inštalovaný vo fokálnej rovine hmotnostného spektrometra a používa sa na detekciu rozpadov produktov jadrovej reakcie. Schéma detektora s kľúčovými rozmermi je naznačená na Obr. 12. Predná časť detektora pokrýva 240×35 mm oblasť fokálnej roviny a pozostáva zo 192 stripov s rozstupom 1,25 mm. Štyri bočné detektory sú namontované okolo prednej časti detektora za účelom zvýšenia geometrickej efektivity detekcie rozpadových produktov reakcie. Horná a dolná rovina sú rozdelené na 64 stripov a pravá a ľavá rovina sú rozdelené na 16 stripov. Všetky časti detektora sú hrubé 600 μ m a hrúbka mŕtvej vrstvy na vstupe nepresahuje 50 nm. Zostava detektora vo fokálnej rovine je namontovaná do kovového rámu. Štandardné operačné skreslenie je - 40 V a ich energetické rozlíšenie pre α častice z ^{226}Ra zdroja je ~ 30 keV. Popísaná geometria detekčnej zostavy umožňuje detegovať nie menej, ako 90% α častíc emitovaných v jedno-jadrovom rozpade v centre prednej časti detektora.

Signály z každého stripu kremíkoveho detektora sú čítané nezávisle. Signály dorazia do vstupu 16-kanálových nábojovo-citlivých predzosilňovačov osadených mimo vákuovej komory. Výstupné signály z predzosilňovačov sú privádzané na vstup 8-kanálových tvarovacích zosilňovačov s vloženým multiplexorom. Každý kanál zosilňovača má dva nezávislé zosilňovacie oblasti líšiac sa v zosilnení faktorom 10. Jeden je nastavený na maximálny energetický rozsah 20 MeV a je určený na detekciu α častíc a druhý je nastavený na 200 MeV a používa sa na detekciu štiepných fragmentov. Výstupný signál z oboch zosilňovačov dorazí na vstup nezávislých analógovo-digitálnych prevodníkov. Elektronické moduly, s výnimkou zosilňovačov, sú vyrobené pre štandard CAMAC. Dáta z CAMAC krejtu sú prenesené do

hlavného počítača situovaného v experimentálnej miestnosti blízko hmotnostného spektrometra. Kontrola tohto počítača, ako aj snímanie a vizualizácia dát sa uskutočňuje cez sieť zo vzdialeného počítača v kontrolnej miestnosti.

V experimente sa používajú dva nezávislé programy pre zber dát: jeden pre kremíkový detektor a druhý pre stripový detektor merajúci nízke priame prúdy. Program obsluhujúci kremíkový detektor umožňuje sledovanie jednorozmerného energetického spektra z každého stripu, ako aj dvojrozmerného spektra energetickej závislosti na čísle stripu pre každý kryštál. Pre stripový detektor je možné pozorovať spektrum všetkých 192 prúdov vo fokálnej rovine, ktoré sa obnovuje každú sekundu.

System riadenia jednotlivých prvkov hmotnostného spektrometra, vákuového systému, ECR zdroja a výparníka je založený na štandarde balíka LabVIEW. Ovládanie sa vykonáva na osobných počítačoch v kontrolnej miestnosti.

Určenie separačnej účinnosti

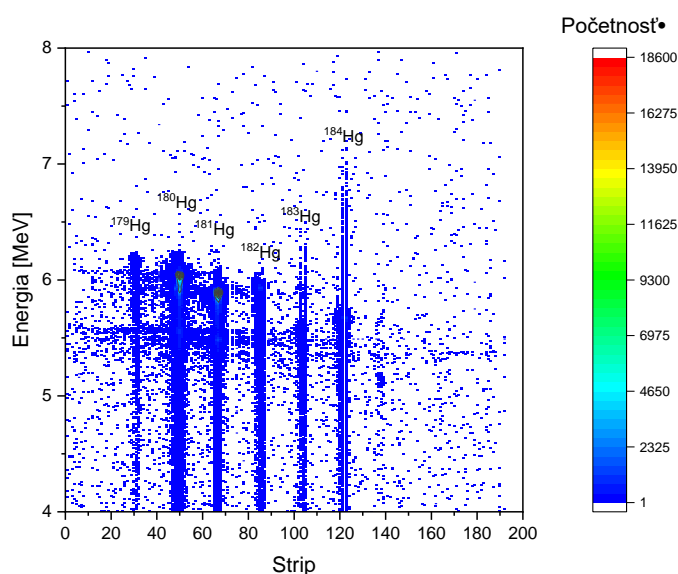
Na hmotnostnom spektrometri MASHA bola počas niekoľkých posledných rokov snaha syntetizovať a detegovať supert ťažké prvky 112 a 114. Napriek niekoľkým experimentom sa ani raz nepodarilo zdetegovať žiadny supert ťažký prvok. Ukázalo sa, že hlavným dôvodom tohto neúspechu je nízka separačná účinnosť meracej sústavy. Produkty ktoré vyleteli z terča sú zastavené vo výparníku, odkiaľ sú difúzne uvoľňované vo všetkých smeroch. Potom Brownovým pohybom prechádzajú z výparníka do iónového zdroja, pričom môže dôjsť k naviazaniu produktov reakcie na steny iónovodu, čo sa ukázalo byť hlavným problémom nízkej účinnosti. Navyše sa zistilo, že separačná účinnosť prudko klesá s dobou trvania experimentu, čo je spôsobené opotrebovaním materiálu výparníka v dôsledku nahrievania na vysokú teplotu. Aj napriek rôznym úpravám výparníka a celej terčovej komory, ktoré boli vykonané za posledné roky, tieto problémy stále pretrvávajú. Z toho dôvodu bolo vhodné vymyslieť experiment, pomocou ktorého by bolo možné presné určenie separačnej účinnosti meracej sústavy a zároveň jej vývoj s časom.

Ako vhodné riešenie sa ukázalo byť meranie výťažkov niekoľkých reakcií syntézy izotopov Hg a Rn použitím dvoch rôznych metód a následným porovnaním nimi získaných výťažkov. Voľba izotopov Hg bola vykonaná na základe predpokladaných podobných chemických vlastností s prvkom 112 a izotopy Rn boli zvolené kvôli jeho inertnosti. Všetky merané reakcie aj s ich parametrami možno vidieť v Tab. 1.

V prvej časti experimentu sa použila známa metóda, pri ktorej sú produkty rozpadu zachytávané na fóliách a následne sú detegované ich alfa častice. V druhej časti sa merali rovnaké reakcie použitím hmotnostného spektrometra a detektorov vo fokálnej rovine. Pri prvej metóde sme boli schopní pomocou korekcií aproximovať namerané výťažky reakcií na takmer stopercentnú účinnosť. Následným porovnaním výťažkov nameraných prvou metódou s korekciami a výťažkov nameraných na hmotnostnom spektrometri by sme mali byť schopní určiť separačnú účinnosť meracej sústavy.

Keďže najväčším problémom z hľadiska účinnosti je výparník, merali sme výtazky za použitia dvoch rôznych uhlíkových štruktúr ako materiálu výparníka. Z predchádzajúcich experimentov sa zistilo, že najvhodnejším materiálom je práve uhlík, hlavne vďaka jeho teplotnej a radiačnej odolnosti. Avšak extrakcia produktov z čistého uhlíka je komplikovaná a teda má nízku separačnú účinnosť. Preto je výhodné používať priezračnejšie uhlíkové štruktúry ako grafén, či uhlíkové nanotrúbky.

Cieľom bolo namerať výtazky dvoch reakcií za použitia metódy zachytávania na fóliách a pomocou hmotnostného spektrometra a detektorov vo fokálnej rovine, tak ako sú opísané v kapitole Hmotnostný spektrometer MASHA. Merali sa reakcie syntézy ortuti a radónu pomocou zväzku ^{40}Ar . Porovnaním výtazkov nameraných vo fokálnej rovine za použitia hmotnostného spektrometra s výtazkami nameranými pomocou metódy zachytávania produktov na fóliách budeme schopní stanoviť separačnú účinnosť meracej sústavy.

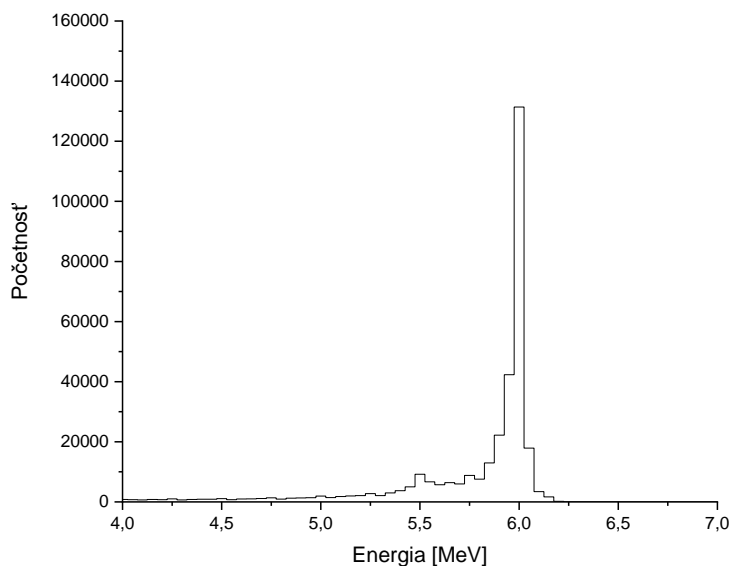


Obr. 13. Namerané trojrozmerné spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ stripovým detektorom vo fokálnej rovine.

Z každej reakcie sa robilo niekoľko meraní na prvom type výparníka (grafén) a tak isto na druhom type (nanotrúbky). Zároveň sa na reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ robili dve dlhšie merania, jedno za použitia grafénu a druhé za použitia nanotrúbok na zistenie časového vývoja účinnosti pre oba typy výparníkov. Príklad spektra reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ nameraného vo fokálnej rovine je zobrazený na Obr. 13. Na tomto spektre možno vidieť schopnosť spektrometra rozlíšiť jednotlivé izotopy produktov reakcie. Všetky merania boli merané pri rovnakej energii zväzku, ktorá bola po odčítaní všetkých strát na fóliách a absorbátoroch v strede terča $E \approx 177$ MeV. Na zistenie výtazkov jednotlivých izotopov (produktov reakcie) sa pre každý izotop urobil priemet do dvojrozmerného grafu závislosti počtu zaregistrovaných alfa častíc od ich energie. Takýto priemet grafu zobrazeného na Obr. 13 pre izotop ^{180}Hg je ukázaný na Obr. 14.

V Tab. 2 možno nájsť vypočítané výtazky niektorých izotopov reakcií $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$. Údaje prislúchajúce reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ sú farebne odlišené kvôli prehľadnosti.

V tabuľke sa nachádzajú výtázky len tých izotopov, ktorých hodnoty účinných prierezov boli pre danú energiu namerané a vypočítane aj v experimente s fóliami, pretože len pre tie izotopy sme schopný použitím našej metódy určiť účinnosť meracej aparatury.



Obr. 14. Dvozmerné spektrum izotopu ^{180}Hg , ako produktu reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ namerané stripovým detektorom vo fokálnej rovine.

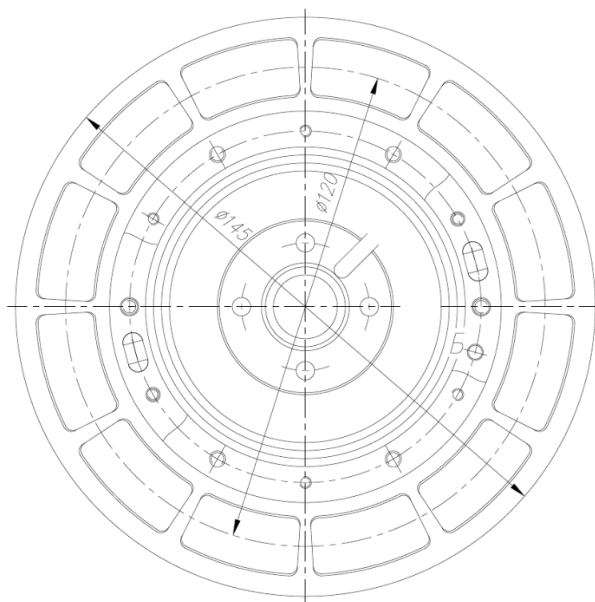
Tab. 2. Výtázky niektorých izotopov reakcií $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (čierna) a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ (oranžová).

súbor	reakcia	výparník	Energia [MeV]	Integral [μC]	Čas [s]	izotop 1 $^{179}\text{Hg}, ^{201}\text{Rn}$	izotop 2 $^{180}\text{Hg}, ^{202}\text{Rn}$	izotop 3 $^{181}\text{Hg}, ^{203}\text{Rn}$
E1017_003	40Ar+144Sm	grafén	177.59	375926			372566	368730
R1017_004	40Ar+144Sm	grafén	179.373	79548	79020		44874	55781
R1017_005	40Ar+144Sm	grafén	178.014	241768	138477		99418	113395
E1017_008	40Ar+166Er	grafén	178.45	21358		5479	17326	1443
E1017_010	40Ar+166Er	nanotrúbky	176.404	41847		15062	42779	3328
E1017_011	40Ar+166Er	nanotrúbky	176.404	3412		4536	6824	273
E1017_013	40Ar+144Sm	nanotrúbky	175.692	126106			327725	415447
E1017_014	40Ar+144Sm	nanotrúbky	176.226	9389	41580		32948	46224
E1017_015	40Ar+144Sm	nanotrúbky	177.911	19428	47760		68662	89591
E1017_016	40Ar+144Sm	nanotrúbky	178.066	10095	51180		42713	53923
E1017_017	40Ar+144Sm	nanotrúbky	178.066	40927	62127		98053	119013
E1017_018	40Ar+144Sm	nanotrúbky	178.256	12716	68307		54793	67845

Zo získaných výťažkov jednoducho vypočítame účinné prierezy pomocou vzťahu pre účinný prierez

$$\sigma = \frac{(N \cdot M_{tg} \cdot Z \cdot e)}{(\rho \cdot N_A \cdot I)}, \quad (22)$$

kde N sú získané výťažky, M_{tg} je hmotnostné číslo terča, Z je náboj projektilu, e je elementárny náboj, ρ je plošná hrúbka terča, N_A je Avogadrova konštanta a I je integrál toku zväzku. Avšak, musíme zohľadniť korekcie na všetky elementy ovplyvňujúce namerané výťažky poprípade nameraný integrál. Prvá korekcia bude na geometriu rotujúceho terča. Ten pozostával z konštrukcie kruhového tvaru obsahujúcej dvanásť okienok rovnomerne rozložených po obvode konštrukcie. Polomer konštrukcie po stred okienka bol 120 mm a výška jednotlivých okienok bola 14 mm pričom boli oddelené medzerou o šírke 2,5 mm. Náčrt konštrukcie je zobrazený na nasledujúcom obrázku:



Obr. 15. Náčrt konštrukcie rotujúceho terča použitej na experimente.

Na konštrukcii boli umiestnené dva typy terčov. Šesť okienok obsahovalo terč ^{144}Sm a šesť ^{166}Er . Celková účinnosť tohto terča bola pre každú reakciu 46 %. Medzi terčom a výparníkom sa nachádza sieťka so štruktúrou včelieho plástu na ktorú sa prichytáva fólia zabráňujúca uniknutiu produktov reakcie vychádzajúcich z výparníka smerom k terču, ktorej priehľadnosť je 85%. Alfa častice produktov zachytených v stripovom detektore sú vyžarované izotrópne a z geometrie detektora vyplýva, že účinnosť ich registrácie je 47%. Na meranie toku sa používa niekoľko Faradayových klietok. Dve rotačné, nachádzajúce sa pred terčom a jedna prieletová merajúca elektróny vyrazené z terča zväzkom. Samozrejme počet vyrazených elektrónov nezodpovedá počtu iónov zväzku a preto sa pred každým meraním hodnoty zo všetkých Faradayových klietok porovnávajú a pomocou koeficientu sa kalibruje prieletová Faradayová klietka, z ktorej namerané údaje o časovom vývoji intenzity zväzku sú zapisované. Navyše počas merania sa pravidelne vzťah medzi tokom nameraným prieletovou Faradayovou klietkou

a klasickými Faradayovými kliečkami kontroluje. Keďže sa tento vzťah v priebehu merania mení, je potrebné na výsledný nameraný integrál aplikovať korekčný koeficient, ktorého hodnota osciluje okolo jednotky v závislosti od toho, ako veľmi sa intenzita zväzku menila v priebehu merania v porovnaní s počiatočnou hodnotou, ktorou sa kalibrovala prietková Faradayova kliečka. Koeficienty pre každé meranie sú uvedené v Tab. 3.

Tab. 3. Korekčné koeficienty merania toku Faradayovou kliečkou.

súbor	koeficient	súbor	koeficient
E1017_003	1	E1017_013	0.63
R1017_004	0.71	E1017_014	1.36
R1017_005	0.69	E1017_015	1.8
E1017_008	0.7	E1017_016	1.72
E1017_010	0.6	E1017_017	1.69
E1017_011	0.62	E1017_018	1.97

Keďže detegujeme len alfa častice produktov reakcie, bolo potrebné nakoniec aplikovať aj korekciu na pravdepodobnosť alfa rozpadu jednotlivých izotopov. Pravdepodobnosti alfa rozpadu sú uvedené v Tab. 4.

Tab. 4. Pravdepodobnosti alfa rozpadu jednotlivých izotopov.

izotop	pravdepodobnosť alfa rozpadu	izotop	pravdepodobnosť alfa rozpadu
179Hg	0.53	206Rn	0.63
180Hg	0.48	205Rn	0.23
181Hg	0.3	204Rn	0.73
182Hg	0.152	203Rn	0.66
183Hg	0.117	202Rn	0.9
184Hg	0.0126	201Rn	0.8

Použitím vzťahu pre výpočet účinného prierezu a aplikovaním všetkých spomenutých korekcií dostávame účinné prierezy v Tab. 5.

Tab. 5. Účinné prierezy vybraných izotopov všetkých meraní pre reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$.

súbor	reakcia	výparník	σ [mbarn] $^{179}\text{Hg}, ^{201}\text{Rn}$	σ [mbarn] $^{180}\text{Hg}, ^{202}\text{Rn}$	σ [mbarn] $^{181}\text{Hg}, ^{203}\text{Rn}$
E1017_003	40Ar+144Sm	grafén	0	0.014778866	0.02340272
R1017_004	40Ar+144Sm	grafén	0	0.011848065	0.023564537
R1017_005	40Ar+144Sm	grafén	0	0.008887045	0.016218333
E1017_008	40Ar+166Er	grafén	0.003594758	0.010104483	0.001147574
E1017_010	40Ar+166Er	nanotrubky	0.005884289	0.014855575	0.001575944
E1017_011	40Ar+166Er	nanotrubky	0.021032905	0.028126307	0.001534387
E1017_013	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.061513936	0.124766948
E1017_014	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.038477873	0.086371309
E1017_015	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.02927899	0.061125723
E1017_016	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.036683059	0.074096808
E1017_017	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.021139977	0.04105424
E1017_018	40Ar+144Sm	nanotrubky	0	0.032617343	0.064619163

Použitím metódy zachytávania na fóliách sme tak isto namerali výtťažky týchto reakcií. Aplikovaním potrebných korekcií opísaných v nasledujúcej kapitole a výrazu pre účinný prierez (22) sme dostali hodnoty účinných prierezov pri podobnej energii projektilu, ako v meraní na hmotnostnom spektrometri. Hodnoty účinných prierezov boli fitované v okolí energie projektilu merania na hmotnostnom spektrometri lineárnou funkciou. Hodnoty sú uvedené v Tab. 6.

Tab. 6. Účinné prierezy vybraných izotopov pre reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pri meraní metódou zachytávania produktov na fóliách.

Energia [MeV]	σ [mbarn] (180Hg)	σ [mbarn] (181Hg)
183.1	3.82	4.88
179.2	1.95	9.41
175.7	0.86	10.26
Energia [MeV]	σ [mbarn] (201Rn)	σ [mbarn] (202Rn)
178.5	0.09	0.94
175.8		1.15

Nakoniec dáme do pomeru hodnoty účinných prierezov nameraných pomocou hmotnostného spektrometra s hodnotami získanými pomocou metódy zachytávania produktov na fóliách pri rovnakej energii projektilu.

Tab. 7. Separačné účinnosti registrácie vybraných izotopov všetkých meraní pre reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$.

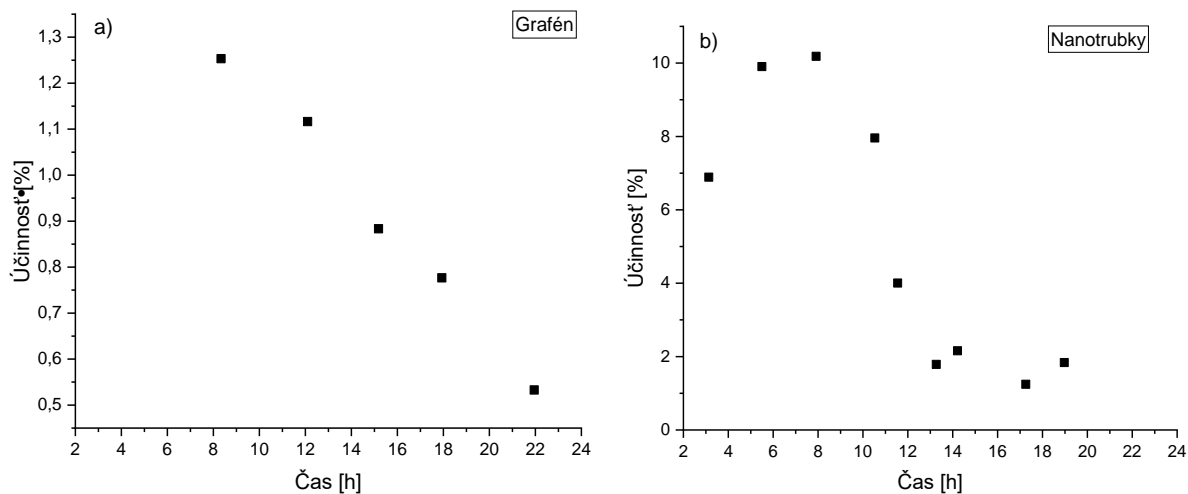
súbor	reakcia	výparník	účinnosť [%] $^{179}\text{Hg}, ^{201}\text{Rn}$	účinnosť [%] $^{180}\text{Hg}, ^{202}\text{Rn}$	účinnosť [%] $^{181}\text{Hg}, ^{203}\text{Rn}$
E1017_003	40Ar+144Sm	grafén		0.979780728	0.247436448
R1017_004	40Ar+144Sm	grafén		0.532674563	0.289240715
R1017_005	40Ar+144Sm	grafén		0.529425315	0.177321136
E1017_008	40Ar+166Er	grafén	3.994175046	1.075414047	
E1017_010	40Ar+166Er	nanotrubky	6.53809881	1.352020052	
E1017_011	40Ar+166Er	nanotrubky	23.36989439	2.559802094	
E1017_013	40Ar+144Sm	nanotrubky		8.242101533	1.149536706
E1017_014	40Ar+144Sm	nanotrubky		4.00502869	0.825648846
E1017_015	40Ar+144Sm	nanotrubky		1.788284927	0.662822019
E1017_016	40Ar+144Sm	nanotrubky		2.158463129	0.813529174
E1017_017	40Ar+144Sm	nanotrubky		1.243894646	0.450745752
E1017_018	40Ar+144Sm	nanotrubky		1.83678548	0.720523481

Dostali sme hodnoty separačnej účinnosti meracej aparatury (Tab. 7), ktorej hodnoty sú prehľadne spísané v Tab. 8.

Tab. 8. Porovnanie separačnej účinnosti registrácie izotopov ^{180}Hg , ^{181}Hg , ^{201}Rn , ^{202}Rn pri použití dvoch typov výparníka rôznych uhlíkových štruktúr pri reakciách $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$.

reakcia	izotop	typ výparníka	účinnosť [%]
40Ar+144Sm	180Hg	grafén	0.53±0,08
40Ar+144Sm	180Hg	nanotrúbky	8.24±1,24
40Ar+144Sm	181Hg	grafén	0.18±0,03
40Ar+144Sm	181Hg	nanotrúbky	1.15±0,17
40Ar+166Er	201Rn	grafén	3.99±0,6
40Ar+166Er	201Rn	nanotrúbky	6.54±0,98
40Ar+166Er	202Rn	grafén	1.08±0,16
40Ar+166Er	202Rn	nanotrúbky	1.35±0,2

Vidno, že v prípade všetkých izotopov sú namerané účinnosti s použitím nanotrúbok vyššie ako pri použití grafénu. Tak isto pozorujeme lepšie hodnoty pre izotopy ^{180}Hg a ^{201}Rn , než pre ^{181}Hg a ^{202}Rn . Na Obr. 16 môžeme vidieť časový vývoj separačnej účinnosti pre oba typy výparníkov.

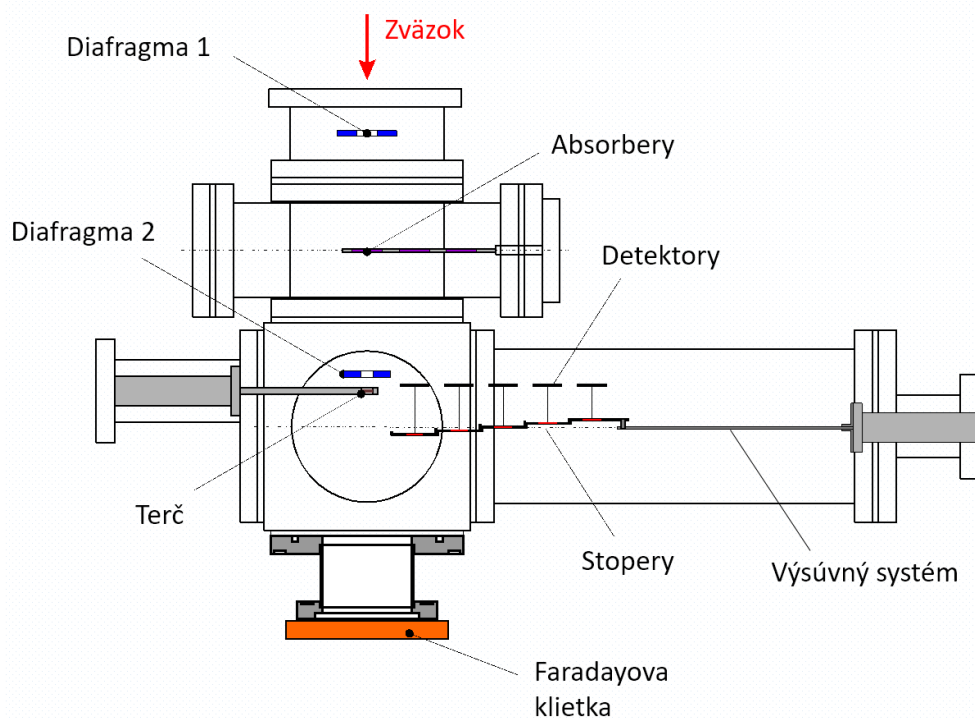


Obr. 16. Časový vývoj separačnej účinnosti meracej sústavy použitím výparníka materiálového typu: a) grafén, b) nanotrúbky.

Pre všetky izotopy sa preukázalo, že nanotrúbky majú vyššiu separačnú účinnosť, ako grafén. Pri izotope ^{180}Hg bola nameraná separačná účinnosť dokonca viac než 10 krát väčšia. Z časového vývoja účinnosti vidno, že už na začiatku majú nanotrúbky podstatne vyššiu účinnosť. V prípade grafénu vidno, že účinnosť klesá s časom takmer lineárne. Ak sa však pozrieme na priebeh pri nanotrúbkách, vidíme že prvých 10 hodín sa účinnosť takmer nemenila a ostávala na úrovni 8-10%, no potom prudko klesla na hodnotu okolo 2%, ktorá sa držala ďalších 8 hodín. Túto záverečnú 2% emisiu možno pripísať uvoľňovaniu iónov zo stien terčovej komory, difúzneho kanálu a vnútornému povrchu iónového zdroja.

Metóda zachytávania produktov jadrových reakcií na fóliách

Na meranie výťažkov jadrových reakcií bola použitá metóda zachytávania produktov na fóliách. Pri tejto metóde je blízko za terčom umiestnená zvyčajne tenká hliníková fólia (stoper) na ktorej sú zachytávané produkty reakcie a tá je následne umiestnená pred detektor, v ktorom sú merané energie alfa častíc z rozpadov produktov reakcie a ich dcérskych jadier. V našom prípade sme použili mierne vylepšenú verziu nahradením klasickej jednej fólie piatimi. Použité fólie boli vyrobené z hliníku a ich efektívna hrúbka bola presne vypočítaná, tak aby sa pri daných reakciách všetky produkty zastavili a zároveň aby boli rozložené s najväčšou početnosťou na prostrednej fólii. Pre potreby tohto experimentu bola vyrobená špeciálna konštrukcia, na ktorej bolo umiestnených vedľa seba 5 rovnakých kremíkových detektorov a 5 hliníkových fólií. Celú schému meracej sústavy možno vidieť na Obr. 17.



Obr. 17. Schéma meracej sústavy.

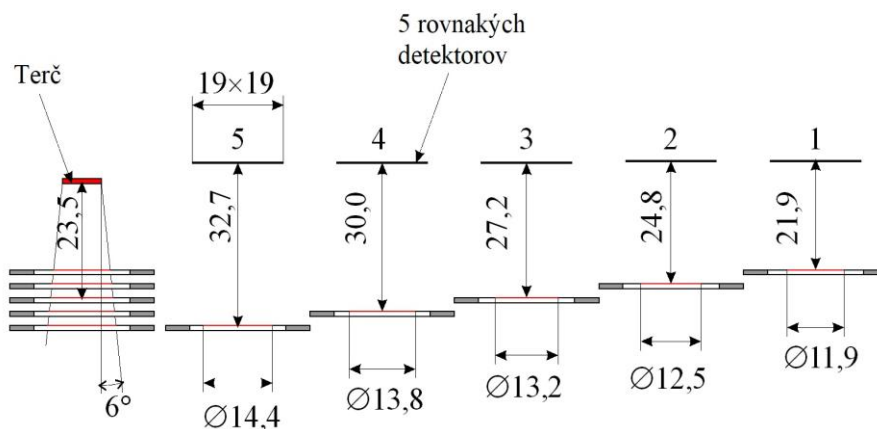
Na urýchľovanie iónov (projektilov) bol použitý cyklotrón U400M. Na meranie účinných prierezov je potrebná vysoká energetická presnosť, nakoľko účinné prierezy sa prudko menia v závislosti od energie. Preto sme sa rozhodli merať v rozsahu energií, takom aby sme videli výťažky kanálov $1n$, $2n$, $3n$, $4n$ a $5n$ s energetickým krokom ≈ 3 MeV. Na presné nastavenie energie sa použilo niekoľko niklových absorpčných fólií s rozdielnou hrúbkou. Tie

boli umiestnené na konštrukcii, ktorou bolo možno otáčať v rozmedzí 0° - 60° . Hrúbka Ni fólií bola zvolená tak, aby bolo jej otáčaním možné plynulo pokryť celý rozsah energií. V Tab. 9 sú uvedené hrúbky fólií aj s ich maximálnou efektívnou hrúbkou pri uhle 60° .

Tab. 9. Základná a maximálna efektívna hrúbka absorpčných fólií.

Hrúbka Ni fóli [um]	Max. hrúbka pri 60° [um]
2.7	5.4
4.95	9.9
10.3	20.6
16.9	33.8

Po prechode cez absorpčné fólie zväzok s požadovanou energiou dopadol na terč, v ktorom došlo k fúznej reakcii projektilu a terčového jadra. Bolo použitých päť terčov (^{144}Sm , ^{166}Er , ^{148}Sm , ^{142}Nd , ^{144}Nd) s priemernou hrúbkou $\approx 315 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ a zväzky ^{36}Ar , ^{40}Ar , ^{40}Ca , ^{48}Ca . Produkty reakcie boli zachytené systémom piatich hliníkových fólií nachádzajúcich sa 18,2 mm za terčom. Fólie boli kruhového tvaru o priemere 11,9-14,4 mm a hrúbke $0,75 \mu\text{m}$. Na Obr. 18 je znázornená celá schéma výsuvného systému s hliníkovými fóliami a detektormi.



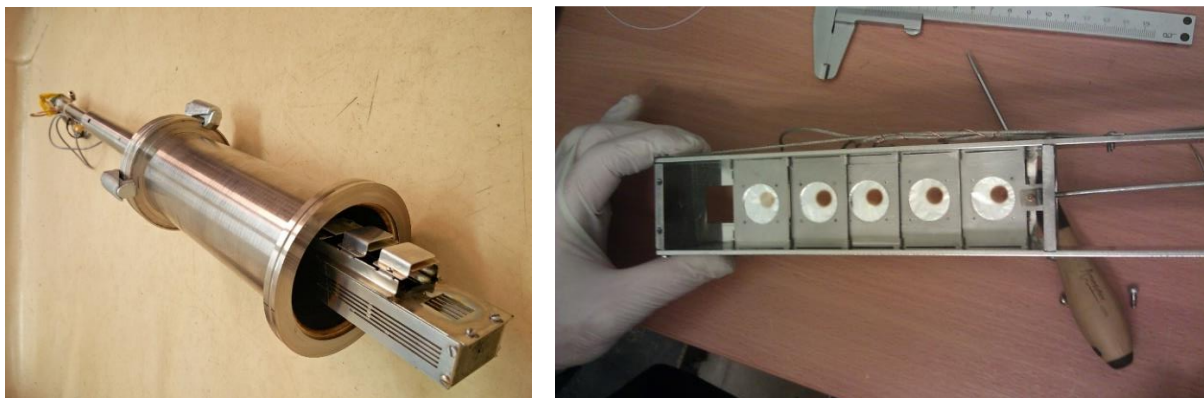
Obr. 18. Schéma systému zachytávacích Al fólií (stoperov) a detektorov.

Celý systém bol ovládaný pomocou pneumaticky riadeného lineárneho aktuátora (pneumoaktuátor). Systém sa počas experimentu nachádzal v dvoch polohách. V prvej polohe boli fólie usporiadané za sebou za terčom a zachytávali produkty rozpadu po dobu t_1 . V druhej polohe boli fólie jedna vedľa druhej vytiahnuté pred kremíkové detektory, ktoré merali alfa častice produktov reakcie naexponovaných na fóliách po dobu t_2 . Časy t_1 a t_2 boli volené s ohľadom na polčas rozpadu produktov reakcie a typicky boli nastavené na 10 s. Toto zasúvanie a vysúvanie fólií sa periodicky opakovalo počas celého merania. Vytiahnutie konštrukcie z prvej polohy do druhej trvalo menej ako 0,3 s. Tento systém bol zároveň synchronizovaný so zväzkom a so systémom zberu dát. Riadenie systému bolo zabezpečené kontrolerom CompacRIO od National Instruments zobrazenom na Obr. 19.



Obr. 19. *Kontroler CompactRIO.*

Celá konštrukcia vrátane pneumoaktuátora je odfotená na Obr. 20. Na prvej fotografii je celý systém tak, ako bol použitý na experimente aj s časťou iónovodu, ktorá bola pripevnená na terčovú komoru. Na druhej fotografii je samotná konštrukcia s detektormi a fóliami fotená zo strany fólií, ktoré sa nachádzali v druhej polohe, teda boli vytiahnuté pred detektormi. Na fóliách je vidno opotrebovanie v mieste zachytávania produktov reakcie.



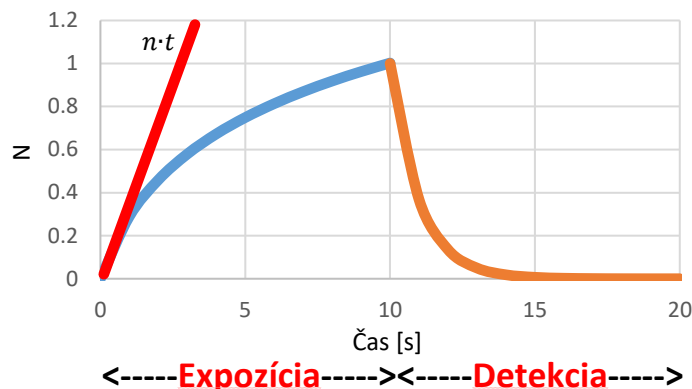
Obr. 20. *a) Pneumaticky riadený lineárny aktuátor a konštrukcia s detektormi a Al fóliami. b) Samotná konštrukcia s fóliami v druhej polohe.*

Detekcia produktov reakcie

Aby sme mohli vypočítať účinný prierez reakcie, potrebujeme poznať počet projektilov dopadajúcich na terč, ako aj celkový počet produktov vzniknutých v tejto reakcii. Z princípu metódy zachytávania produktov na fóliách vyplýva, že nie je možné priamo detegovať 100% produktov dopadnutých na fóliu. Aby sme zistili celkový počet produktov vzniknutých v danej reakcii, je potrebné aplikovať na namerané výťažky príslušné korekcie.

Na Obr. 21 je znázornená početnosť produktov reakcie na fólií počas jedného meracieho cyklu. Počas prvých desiatich sekúnd, keď sú fólie na zväzku (v prvej polohe) počet produktov

na fólií lineárne narastá s časom. V dôsledku rozpadania produktov sa ich počet s časom znižuje podľa toho aký majú polčas rozpadu.



Obr. 21. Relatívna početnosť produktov reakcie na fólii počas jedného meracieho cyklu.

Preto počet produktov na fólii v čase t_1 , teda na konci prvej časti procedúry, keď sú fólie na zväzku môžeme vyjadriť, ako:

$$N_1(t_1) = \int_0^{t_1} n e^{-\lambda t} dt = \frac{n}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1}), \quad (23)$$

kde λ je rozpadová konštanta a n môžeme chápať ako tok častíc. V našom prípade to budú produkty reakcie, prilietavajúce z terča na Al fóliu. V druhej časti procedúry, keď sú fólie vytiahnuté pred detektory ich počet už nebude narastať, ale exponenciálne klesať v dôsledku rozpadu:

$$N_2(N_1, t_2) = N_1(t_1) \cdot e^{-\lambda t_2}. \quad (24)$$

Detektor teda pri dostatočne dlhom čase t_2 namerá počet primárnych alfa častíc z rozpadu produktov reakcie približne $N_1(t_1)$. Treba však brať do úvahy fakt, že detektor neobklopuje fóliu z každej strany, ale zachytáva vyletujúce alfa častice len v určitom priestorovom uhle. Preto treba započítať koeficient pre geometrickú účinnosť pri každom detektore. Vypočítané koeficienty geometrickej účinnosti pre všetky detektory sú znázornené v Tab. 10. Presné vzdialenosti detektorov od fólií, ako aj celú geometriu tohto systému sme ukázali na Obr. 18.

Tab. 10. Geometrické účinnosti detektorov.

Detektor	Geometrická účinnosť (%)
1	4,9
2	3,95
3	3,37
4	2,84
5	2,43

Keď už vieme, ako sa vyvíja početnosť častíc na Al fólií s časom a poznáme koeficienty geometrickej účinnosti pre každý detektor, môžeme vypočítať, koľko alfa častíc počas jedného cyklu merania zaregistrujeme. Označme počet zaregistrovaných alfa častíc detektorom N_α . Jednoduchou úvahou zistíme, že počas jedného cyklu zaregistrujeme

$$N_\alpha(t_1, t_2) = [N_1(t_1) - N_2(t_2)] \cdot g = \frac{n \cdot g}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1})(1 - e^{-\lambda t_2}), \quad (25)$$

kde g je koeficient pre geometrickú účinnosť. Ak chceme podľa počtu zaregistrovaných alfa častíc určiť celkový počet produktov, ktoré boli zachytené fóliou musíme si zaviesť

$$N_0(t_1) = n \cdot t_1. \quad (26)$$

Tento výraz obsahuje všetky produkty, ktoré opustili terč a dopadli na fóliu za čas t_1 . Ak tento výraz dosadíme do rovnice (25) tak zistíme, že $N_0(t_1)$ možno vyjadriť ako

$$N_0 = \frac{N_\alpha \cdot \lambda \cdot t_1}{g \cdot (1 - e^{-\lambda t_1})(1 - e^{-\lambda t_2})}. \quad (27)$$

Avšak tento výraz platí len pre prvý cyklus merania. V prípade ostatných cyklov treba brať do úvahy fakt, že na fólií sa na začiatku cyklu stále nachádzajú nerozpadnuté produkty z predchádzajúcich cyklov. Preto si zavedieme akýsi doplnok k N_α , ktorý bude obsahovať príspevok v počte nameraných alfa častíc od produktov z predchádzajúceho cyklu

$$\begin{aligned} N_{\alpha+}(t_1, t_2) &= [N_2(t_2 + t_1) - N_2(t_2 + t_1 + t_2)] \cdot g \\ &= \frac{n \cdot g}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t_1})(e^{-\lambda(t_1+t_2)} - e^{-\lambda(2t_1+t_2)}). \end{aligned} \quad (28)$$

Tento člen predstavuje príspevok v počte nameraných alfa častíc od produktov z predchádzajúceho cyklu. Pripočítaním $N_{\alpha+}$ k N_α dostaneme

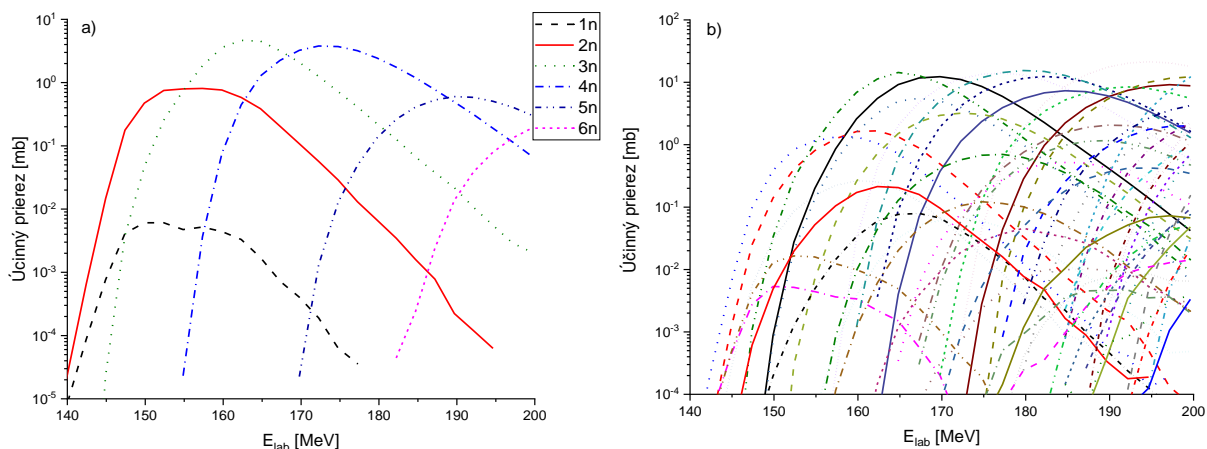
$$N_0 = \frac{N_\alpha \cdot \lambda \cdot t_1}{g \cdot (1 - e^{-\lambda t_1})(1 - e^{-\lambda t_2} + e^{-\lambda(t_1+t_2)} - e^{-\lambda(2t_1+t_2)})}. \quad (29)$$

Teraz už vieme určiť počet produktov vzniknutých v reakcii s dostatočnou presnosťou. Nedostatkotom takéhoto prístupu je nezahrnutie príspevkov od ďalších predchádzajúcich cyklov a tak isto zanedbanie času presunu fólie z prvej do druhej polohy. Avšak tieto nepresnosti sú na úrovni desiatín percenta, čo nepredstavuje veľký problém a túto metodiku môžeme považovať za dostatočne presnú. Vážnejším problémom tohto prístupu je zložitosť aplikovateľnosti na dcérske prvky produktov reakcie, keďže jej náročnosť už pri prvom dcérskom prvku veľmi narastá.

Simulácie reakcií syntézy

Pred samotným experimentom, sme sa rozhodli všetky plánované reakcie nasimulovať, aby sme vedeli aspoň približne aké energetické spektrá máme očakávať. Na simulácie účinných prierezov reakcií sa použil vyššie spomínaný model zviazaných kanálov a použitím hodnôt

účinných prierezoz jednotlivých kanálov boli pomocou GEANT4 nasimulované energetické spektrá pre rôzne hodnoty energie projektilu. Príklad spektier účinných prierezoz počítaných použitím modelu zviazaných kanálov možno vidieť na Obr. 22.



Obr. 22. Počítané účinné prierezy pre a) neutrónové a b) všetky ostatné kanály reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$.

Hodnoty účinných prierezoz pre konkrétnu energiu boli vpísané do tabuľky pre všetky kanály reakcie. Následne boli prepočítané na relatívne percentuálne hodnoty k hodnote účinného prierezu najvýraznejšieho neutrónového kanálu pre danú energiu. Potom sa pre všetky izotopy podliehajúce alfa premene urobila korekcia na pravdepodobnosť rozpadu, tak aby sme dostali relatívne hodnoty alfa častíc vyžiarených produktami reakcie.

Tab. 11. Hodnoty účinných prierezoz reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre všetky kanály a ich relatívne hodnoty v porovnaní s najvýraznejším neutrónovým kanálom.

kanál reakcie	produkt reakcie	σ [mb] pri $E=190$ MeV	σ_{rel} [%] pri $E=190$ MeV	E_{α} [keV] a pravdepodobnosť premeny [%]	relatívna inzenzita alfa častice [%]
3n	181Hg	0.02	3.27	6006[30]	0.98
4n	180Hg	0.47	77.04	6119[48]	36.98
5n	179Hg	0.61	100	6258[53]	53.00
6n	178Hg	0.017	2.78	6430[97],6038[76*97](174Pt)	2.70
2p3n	179Pt	17.79	2916.39	-	-
1p4n	179Au	7.96	1304.92	5848[22]	287.08
1a3n	177Pt	7.63	1250.82	5517[5,6*88,5]	61.99
2p2n	180Pt	7.01	1149.18	-	-
1a1p2n	177Ir	5.93	972.13	-	-
1a4n	176Pt	5.93	972.13	5753[40]	388.85
1a1p3n	176Ir	5.69	932.79	5118[2,1]	19.59
1p3n	180Au	3.57	585.25	-	-
1a2p	178Os	2.09	342.62	-	-
1a2p1n	177Os	1.15	188.52	-	-
1a2p2n	176Os	1.06	173.77	-	-
3p2n	179Ir	0.97	159.02	-	-
1a2n	178Pt	0.42	68.85	-	-
3p1n	180Ir	0.42	68.85	-	-

kanál reakcie	produkt reakcie	σ [mb] pri E=190 MeV	σ_{rel} [%] pri E=190 MeV	E_α [keV] a pravdepodobnosť premeny [%]	relatívna intenzita alfa častice [%]
2a1p1n	174Re	0.37	60.66	-	-
2p4n	178Pt	0.37	60.66	-	-
1a1p1n	178Ir	0.26	42.62	-	-
2a1n	175Os	0.13	21.31	-	-
1p5n	178Au	0.12	19.67	5920[40]	7.87
1p2n	181Au	0.11	18.03	-	-
1a3p1n	176Re	0.09	14.75	-	-
2a1p2n	173Re	0.07	11.48	-	-
3a1n	171W	0.04	6.56	-	-
3p3n	178Ir	0.03	4.92	-	-
1a1p4n	175Ir	0.025	4.10	-	-
1a2p	178Os	0.02	3.28	-	-
2a1p	175Re	0.015	2.46	-	-
1a5n	175Pt	0.015	2.46	5959[54],5831[4,7],6038[4,7]	1.55
3a	172W	0.01	1.64	-	-
4p1n	179Os	0.008	1.31	-	-
1a3p	177Ir	0.007	1.15	-	-
2a2p	174W	0.005	0.82	-	-
4p	180Os	0.005	0.82	-	-
3p	181Ir	0.004	0.66	-	-

Keďže meranie nebude prebiehať nekonečne dlho, je potrebné brať do úvahy aj polčasy rozpadu daných izotopov. Preto sme na získaní relatívnu intenzitu aplikovali korekciu na polčas rozpadu:

$$I_k(t_1, t_2) = \frac{I_r \cdot T_{1/2}}{\ln 2} \left(1 - e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_1}{T_{1/2}}} \right) \left(1 - e^{-\frac{\ln 2 \cdot t_2}{T_{1/2}}} \right), \quad (30)$$

kde I je relatívna intenzita alfa častíc. Takto vypočítané hodnoty sú uvedené v Tab. 12.

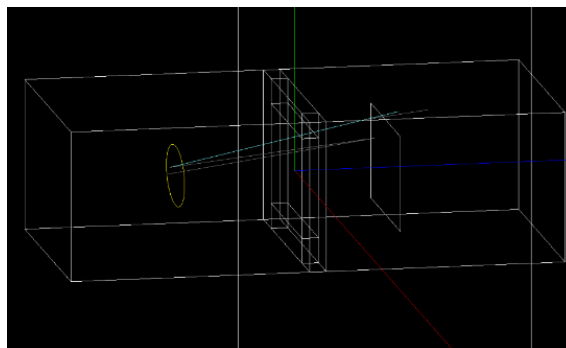
Tab. 12. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcii na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pri energii projektilu 190 MeV.

izotop	T1/2 [s]	E_α [keV]	relatívna intenzita [%]	kalibrovaná intenzita [%]
181Hg	3.54	6006	0.98	1.19
180Hg	2.58	6119	36.98	23.47
179Hg	1.05	6258	53.00	0.72
178Hg	0.266	6430	2.70	0.00
179Au	7.1	5848	287.08	674.07
177Pt	11	5517	61.99	154.32
176Pt	6.3	5753	388.85	863.41
176Ir	8.3	5118	19.59	48.11
178Au	2.6	5920	7.87	5.09
175Pt	2.54	5959	1.33	0.81
175Pt	2.54	5831	0.12	0.07
175Pt	2.54	6038	0.12	0.07

Pomocou simulačného nástroja GEANT4 sme nasimulovali energetické spektrá všetkých reakcií pre niekoľko energií. V GEANT4 sme si zostrojili konštrukciu pre jednu fóliu a jeden detektor s rozmermi a materiálmi zodpovedajúcimi tým, ktoré boli použité na experimente. Konštrukciu možno vidieť na Obr. 23. Pre každú alfa časticu sme si vytvorili samostatný zdroj nachádzajúci sa v centre Al fólie s príslušnou intenzitou zodpovedajúcou kalibrovanj intenzite, ako sme si uviedli v Tab. 12. Časť kódu zodpovedajúca jednému zdroju vyzerala nasledovne:

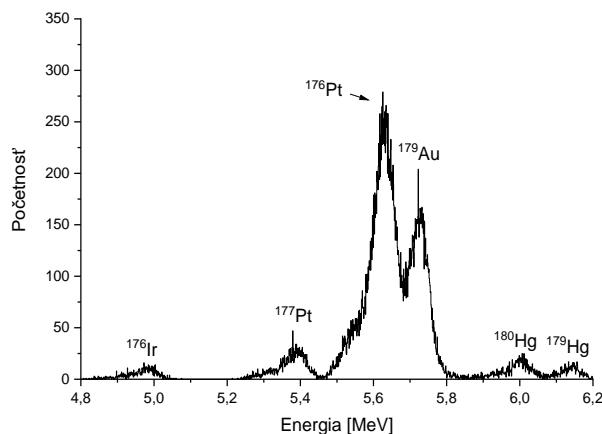
1	/gps/source/add 113.02	7	/gps/pos/halfz 0.375 um
2	/gps/particle alpha	8	/gps/ene/type Gauss
3	/gps/pos/type Volume	9	/gps/ene/mono 6006 keV
4	/gps/pos/shape Cylinder	10	/gps/ene/sigma 22 keV
5	/gps/pos/centre 0. 0. -14.5 mm	11	/gps/ang/type iso
6	/gps/pos/radius 5.95 mm	12	/gps/ang/rot1 -1. 0. 0.

V prvom riadku možno vidieť definíciu zdroja s intenzitou 113,02. V druhom riadku sa definuje typ častice. Ďalej na riadkoch 3-7 sa definuje poloha a tvar zdroja, v riadkoch 8-10 sa nastavuje rozdelenie energie s hodnotou 6006 keV a sigmou 22 keV a nakoniec bol zadefinovaný izotropný typ zdroja a jeho natočenie.



Obr. 23. Konštrukcia detektoru a fólie simulovaná v GEANT4.

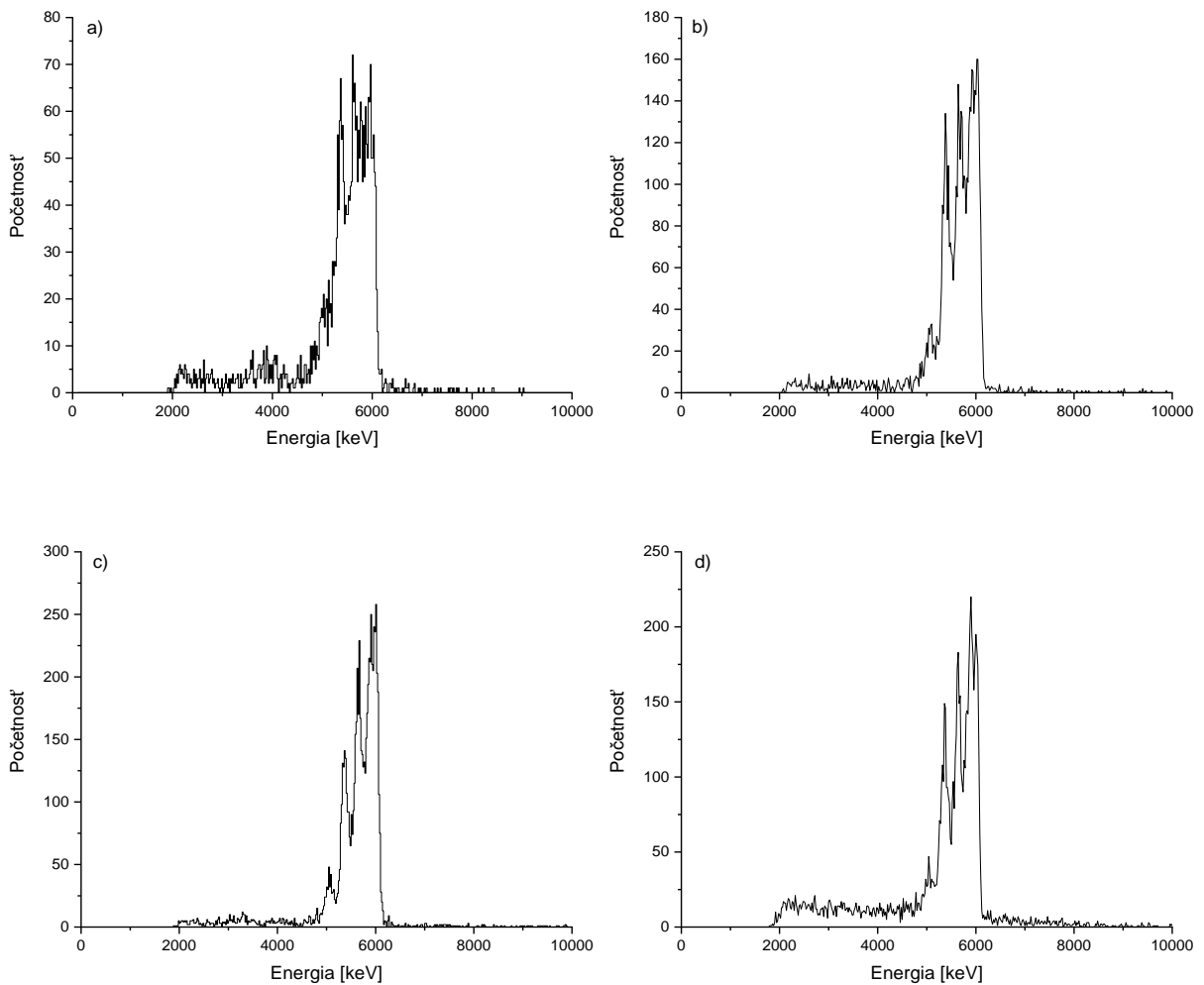
Príklad simulovaného spektra pre reakciu syntézy $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pri energii projektily 190 MeV možno vidieť na Obr. 24.



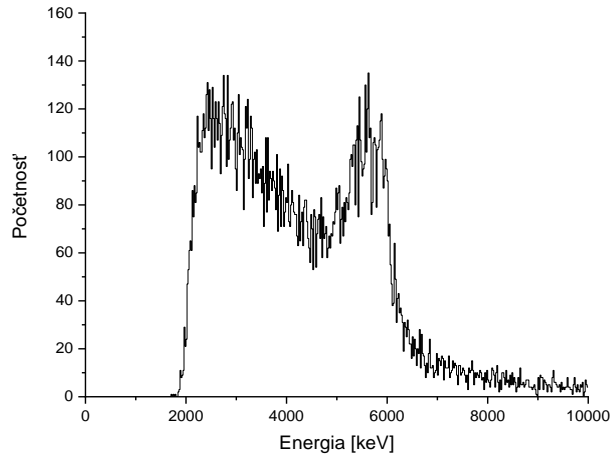
Obr. 24. Energetické spektrum reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184-x}\text{Hg}$ pre energiu nalietajúceho projektily 190 MeV simulované pomocou GEANT4.

Meranie výt'ážkov a určenie účinných prierezov

Počas experimentu boli produkty reakcií zachytávané sústavou piatich Al fólií. Alfa častice produktov reakcií boli následne detegované pomocou piatich kremíkových detektorov stojacich pred vysunutými fóliami v detekčnej fáze merania. Pri každej reakcii prebehlo niekoľko meraní s meniacou sa energiou projektilu. Dáta získané počas experimentu boli vo forme energetických spektier osobitne nameraných každým detektorom pre každú energiu projektilu. Teda, pri jednom meraní sme mali nameraných 5 energetických spektier. Príklad takýchto nameraných energetických spektier možno vidieť na Obr. 25. a Obr. 26.



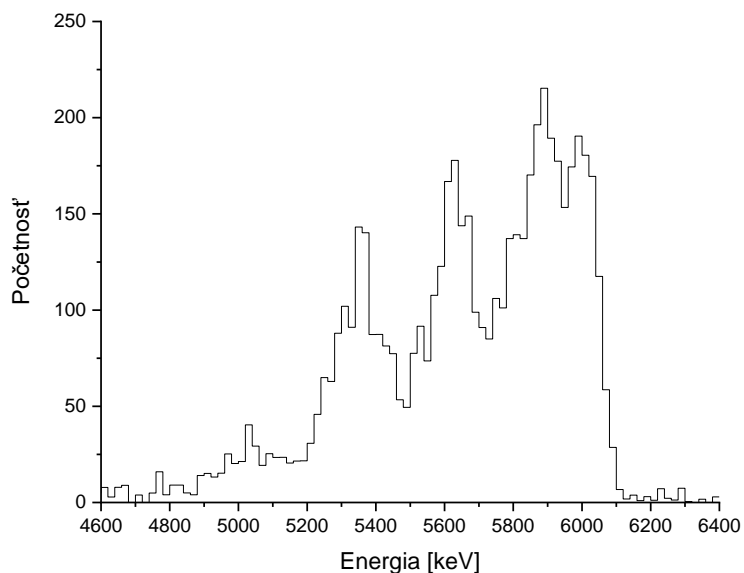
Obr. 25. Namerané energetické spektrá reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pri hrúbke absorpčnej fólie 10,3 μm natočenej pod uhlom $21,7^\circ$ a) prvým, b) druhým c) tretím a d) štvrtým detektorom.



Obr. 26. *Namerané energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pri hrúbke absorpčnej fólie $10,3 \mu\text{m}$ natočenej pod uhlom $21,7^\circ$ piatym detektorom.*

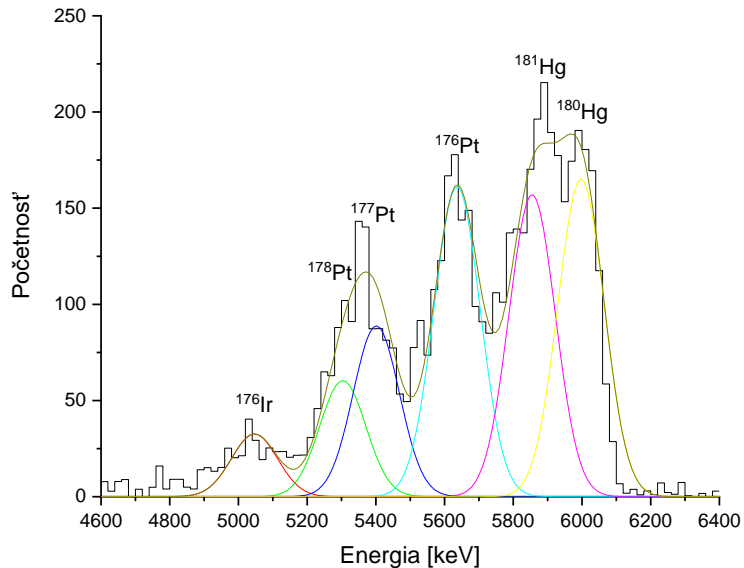
Na energetických spektrách možno vidieť, že celkový počet zaregistrovaných alfa častíc má najväčšie zastúpenie na treťom detektore, ktorý detegoval alfa častice vyletujúce z prostrednej fólie a najmenšie zastúpenie má na prvom a piatom detektore, ktoré detegovali alfa častice pripadajúce okrajovým fóliám s najmenšou koncentráciou produktov reakcie. Vidno, že bola zvolená dostatočná hrúbka absorpčných fólií a teda môžeme predpokladať, že na fóliách boli zachytené všetky produkty reakcie. Na energetickom spektre piateho detektoru sa objavilo výrazné pozadie, ktoré sa čiastočne nachádza aj na energetickom spektre zo štvrtého detektoru. Toto pozadie je spôsobené rozptýleným zväzkom na kolimátore a časticami vyletujúcimi z kovových materiálov ktoré rozptýlený zväzok zasahuje. Keďže je piaty detektor počas merania najbližšie k terčovej komore, ako možno vidieť na Obr. 18, tak je tento zasiahnutý najviac.

Prvým krokom pri spracovaní energetických spektier bola ich úprava a odčítanie pozadia. Na spracovanie energetických spektier bol použitý program OriginPro 2015. Príklad takto upraveného energetického spektra sa nachádza na Obr. 27, konkrétne ide o energetické spektrum zo štvrtého detektoru po odčítaní pozadia a zmenení rozsahu na osy x. Následne bolo potrebné správne identifikovať alfa častice prislúchajúce produktom rozpadu a presne určiť množstvo zaregistrovaných alfa častíc. Na spracovanie energetických spektier sme použili funkciu „Multiple Peak Fit“, ktorá využíva fitovanie píkovoľubovolným množstvom Gaussových funkcií s úplnou voľnosťou pri nastavovaní parametrov týchto funkcií. Na tomto spektre pekne vidieť oddeľujúce sa píky alfa častíc a teda nebol problém jednotlivé píky identifikovať. Pre fyzikálne korektné fitovanie bolo ale potrebné nastaviť zdieľanie šírky píkovoľ, tak aby mali všetky píky rovnakú šírku. Pri problematickejších spektrách, kde boli píky veľmi blízko seba, až tak že nebolo energetické rozlíšenie dostatočné na ich identifikáciu, bolo potrebné zafixovať polohy týchto píkovoľ. K tomu nám značne dopomohli nasimulované spektra spomínané v predchádzajúcej časti.



Obr. 27. Upravené energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pri hrúbke absorpčnej fólie $10,3 \mu\text{m}$ natočenej pod uhlom $21,7^\circ$. namerané na štvrtom detektore.

Pozrime sa na rovnaké spektrum ako na Obr. 27 po spracovaní a identifikácii izotopov prislúchajúcich nameraným alfa časticiam.



Obr. 28. Spracované energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pri hrúbke absorpčnej fólie $10,3 \mu\text{m}$ natočenej pod uhlom $21,7^\circ$. namerané na štvrtom detektore.

Na integrály Gaussových kriviek prislúchajúcich alfa časticiam produktov reakcie boli pre všetky detektory aplikované koeficienty geometrickej účinnosti a následne boli integrály zo všetkých detektorov zosumované pre každú energiu projektilu. Koeficienty geometrickej účinnosti pre každý detektor boli uvedené v Tab. 10.

Tab. 13. Počet alfa častíc vyžiarených z Al fólií pre izotopy ortuti v reakcii $^{40}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$.

Energy [MeV]	180Hg	181Hg	182Hg
194.8	626445.93		
190.6	991355.62		
189.9	2021285.28		
186.9	3465883.96		
183.1	2924122.95	2764712.59	
179.2	1491083.83	5330548.60	
175.7	661889.83	5825902.19	2151455.60
171.8	382707.41	5150015.87	2246046.83
167.8		5534667.73	2449042.63
163.3		3414797.22	2868136.76
158.2		1474539.88	2541106.86
152.5		766955.52	1869629.79
145.2		316848.14	1046243.72
144		41870.72	130806.89
140.4		103253.64	501151.35

V Tab. 13 sú uvedené sumy všetkých nameraných alfa častíc prislúchajúcich daným izotopom ortuti v reakcii $^{40}\text{Ar}+^{144}\text{Sm}$ získané hore popísanou metódou spracovania energetických spektier. Energie uvedené v tabuľke sú energie zväzku po prechode absorpčnou fóliou v strede terča. Keďže energia zväzku bola meraná ešte pred absorpčnými fóliami, bolo treba odpočítať energetické straty vo fólií a v terčovom materiály, ako aj v titánovej podložke terča. Tieto straty boli počítané pomocou programu SRIM [31]. Množstvo produktov, ktoré vznikli v reakcii sme potom vypočítali pomocou rovnice

$$N_0 = \frac{N_\alpha \cdot \lambda \cdot t_1}{(1 - e^{-\lambda t_1})(1 - e^{-\lambda t_2} + e^{-\lambda(t_1+t_2)} - e^{-\lambda(2t_1+t_2)})}. \quad (31)$$

odvodenej v podkapitole Detekcia produktov reakcie. V použitej rovnici na rozdiel od rovnice (29) chýba člen pre geometrickú účinnosť, pretože táto korekcia už bola aplikovaná pred zosumovaním integrálov všetkých detektorov. Na koniec bola pre každý izotop aplikovaná korekcia na rozpadovú vetvu a tým sme dostali výťažky produktov reakcie, ktoré sú uvedené v Tab. 14. Z nameraných výťažkov sme jednoducho vypočítali účinné prierezy pomocou známej formuly

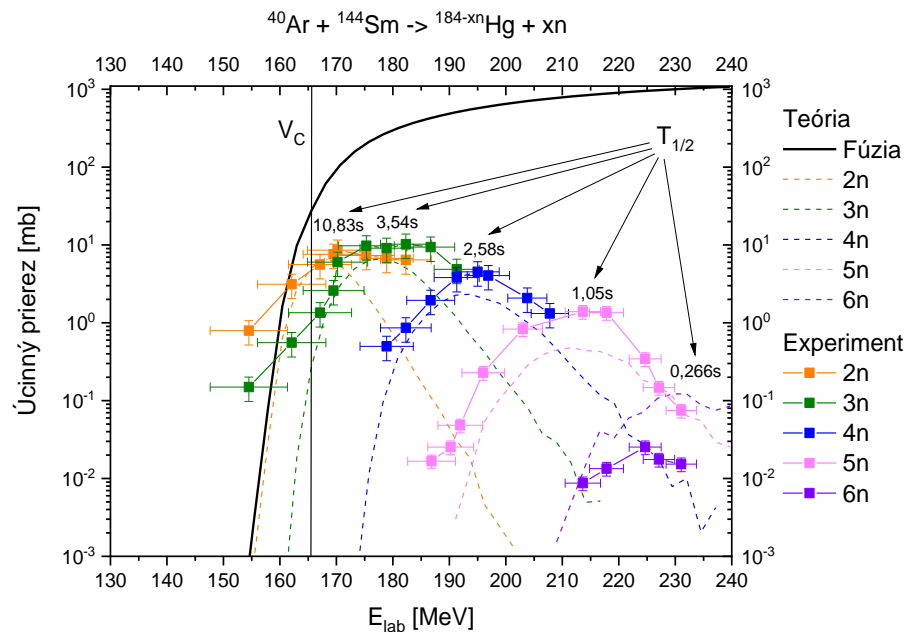
$$\sigma = \frac{(N \cdot M_{tg} \cdot Z \cdot e)}{(\rho \cdot N_A \cdot I)}. \quad (32)$$

kde N sú získané výťažky, M_{tg} je hmotnostné číslo terča, Z je náboj projektilu, e je elementárny náboj, ρ je plošná hrúbka terča, N_A je Avogadrova konštanta a I je integrál toku zväzku.

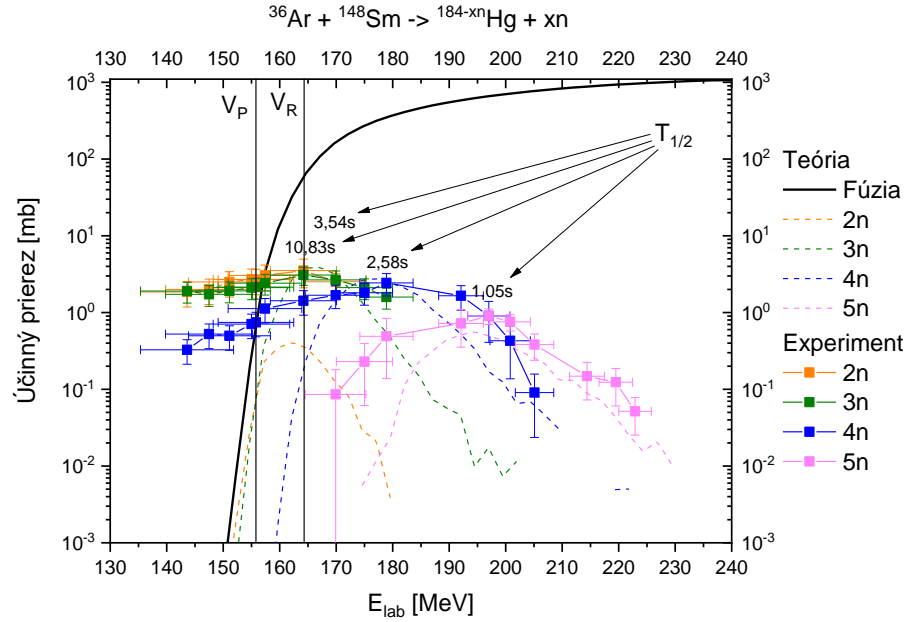
Tab. 14. Výťažky izotopov ortuti v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$.

Energy [MeV]	180Hg	181Hg	182Hg
194.8	4018922.53		
190.6	6359976.52		
189.9	12967422.32		
186.9	22235149.81		
183.1	18759517.78	23984730.36	
179.2	9565949.91	46244145.43	
175.7	4246310.54	50541489.81	31720321.19
171.8	2455234.16	44677968.50	33114941.80
167.8		48014941.49	36107841.96
163.3		29624414.11	42286821.72
158.2		12792086.09	37465205.31
152.5		6653574.57	27565178.35
145.2		2748754.90	15425457.47
144		363241.31	1928571.74
140.4		895757.04	7388803.05

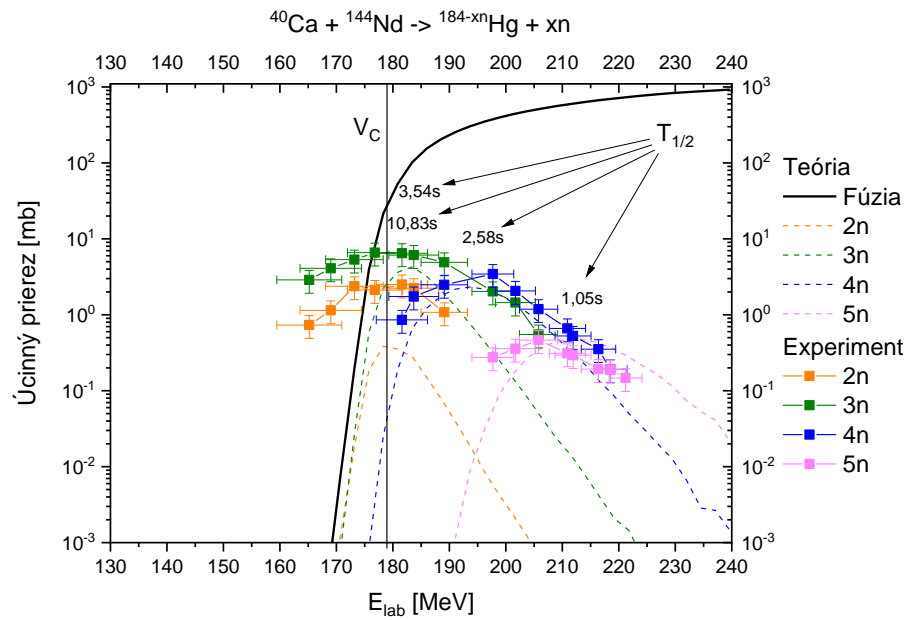
Pre všetky reakcie boli takýmto spôsobom spracované dáta a určené účinné prierezy xn kanálov (v prípade $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ aj pxn kanálov). Vypočítané účinné prierezy v závislosti od energie projektilu v strede terča sú ukázané na Obr. 29-33. Pre porovnanie sú v grafoch vynesené aj teoreticky vypočítané hodnoty získané pomocou modelu zviazaných kanálov.



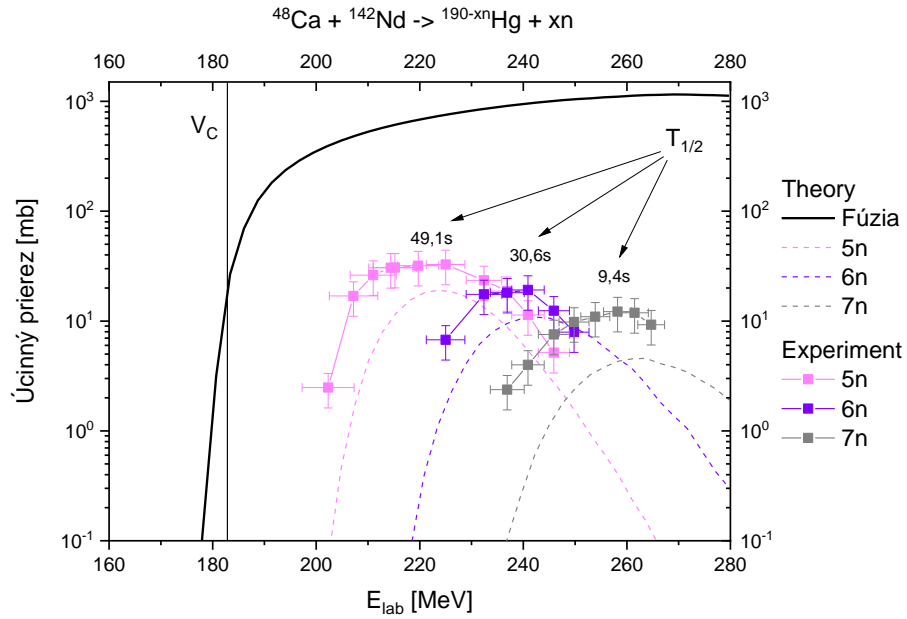
Obr. 29. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách (kanály 2n, 3n, 4n). Kanály 5n a 6n boli namerané na spektrometri MASHA vo fokálnej rovine. V_c je výška Coulombovskej bariéry.



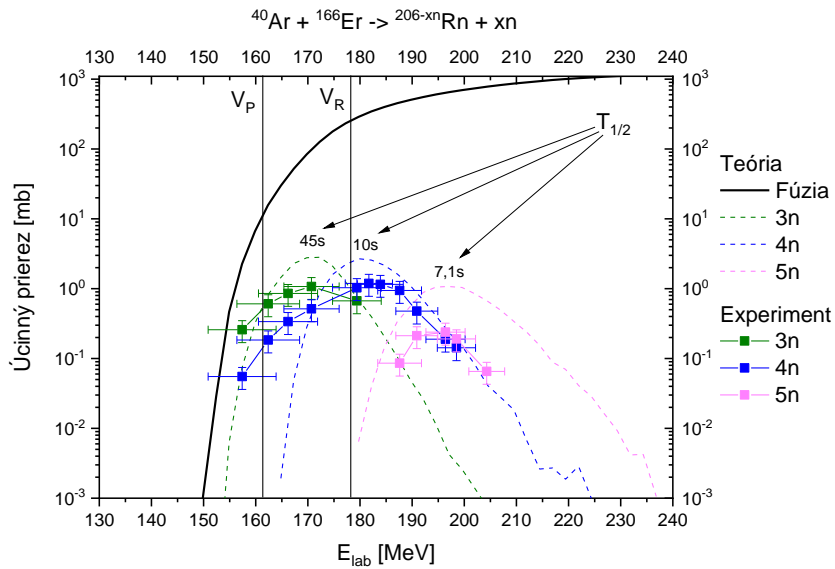
Obr. 30. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Ca}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.



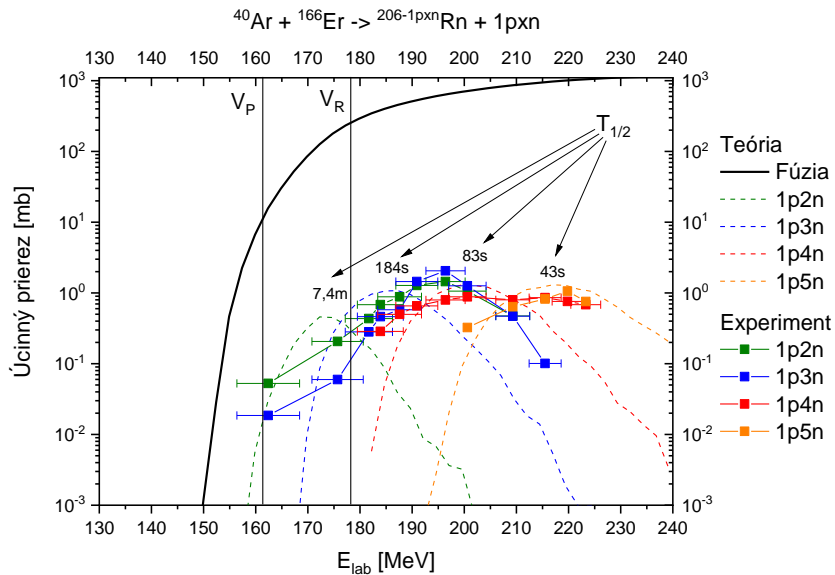
Obr. 31. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_C je výška Coulombovskej bariéry.



Obr. 32. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_C je výška Coulombovskej bariéry.



Obr. 33. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.



Obr. 34. Experimentálne určené účinné prierezy pxn kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.

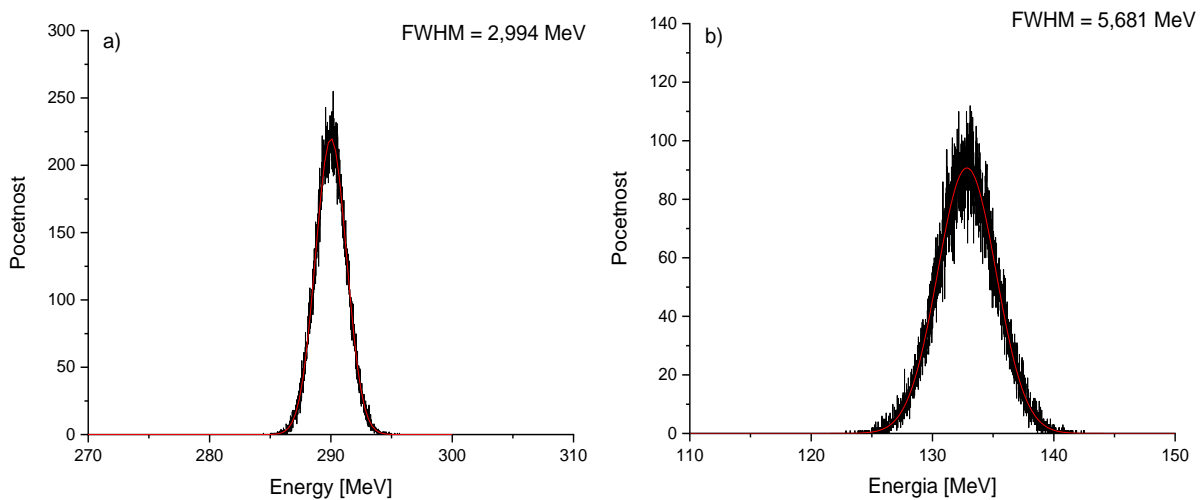
Pri spracovaní bola použitá korekcia na polčas rozpadu a pravdepodobnosť alfa premeny. Energia bola meraná pomocou TDC a energetické straty boli počítané pomocou programu SRIM. Teoretické účinné prierezy boli počítané pomocou modelu zviazaných kanálov. Chyby určenia účinných prierezov obsahujú štatistickú chybu, chybu spojenú so spracovaním dát, chybu spojenú s meraním toku a chybu merania hrúbky terča.

Vplyv absorpcie energie zväzku na jeho monochromatickosť

Ako možno vidieť, medzi experimentálnymi a teoretickými hodnotami je značný rozdiel prejavujúci sa rozšírením kriviek jednotlivých účinných prierezov smerom k nižším energiám. Tento nežiadúci efekt nastal ako dôsledok znižovania energie zväzku pomocou degradačných fólií a teda rozšírením energetickej disperzie zväzku. Preto sme sa rozhodli nasimulovať zväzok priamo dopadajúci na detektor a tak isto zväzok degradovaný prechodom cez niklovú fóliu, titánovú podložku terča a polovičnú hrúbku samotného terča, tak ako tomu bolo počas experimentu. Porovnaním takto nasimulovaných energetických spektier sme chceli zistiť, ako sa zmení monochromatickosť zväzku v dôsledku degradácie. Na simulovanie spektier bol použitý program GEANT4, podobne ako pri simulácií reakcií v predošlej časti.

Simulácie energetického spektra zväzku

Ako zdroj bol použitý zväzok častíc ^{40}Ar s Gaussovským rozdelením energie so strednou hodnotou energie 290 MeV a šírkou $\sigma = 1,274$ MeV. Na Obr. 35a môžeme vidieť nasimulované energetické spektrum zväzku, pričom $\text{FWHM} = 3,0$ MeV. Stredná hodnota energie, ako aj šírka Gaussovho rozdelenia bola zvolená podľa predpokladaných parametrov reálneho zväzku. Zmenené energetické spektrum v dôsledku degradácie zväzku prechodom cez niklovú fóliu o hrúbke 10,3 μm pod uhlom 45° , titánovú podložku terča o hrúbke 1,5 μm a terčový materiál SmO o hrúbke 0,48 μm možno vidieť na Obr. 35b.



Obr. 35. Simulované energetické spektrum zväzku ^{40}Ar a) pred a b) po prechode cez niklovú fóliu hrúbky 10,3 μm pod uhlom 45° , titánovú podložku terča o hrúbke 1,5 μm a terčový materiál SmO o hrúbke 0,48 μm .

Porovnaním oboch spektier si okrem celkového zníženia strednej energie zväzku v dôsledku energetických strát môžeme všimnúť aj nárast šírky jeho energetického rozdelenia. Po degradácii dosiahla šírka v polovici maxima hodnotu $\text{FWHM} = 5,7$ MeV. Aj napriek zjavnému zväčšeniu disperzie zväzku, takáto degradácia stále nezodpovedá deformácií účinných prierezov

ukázanej na obr. 29-34. Preto bolo potrebné premýšľať nad ďalšími možnými príčinami, ktoré mohli dodatočné rozšírenie Gaussovho rozdelenia energie zväzku spôsobiť.

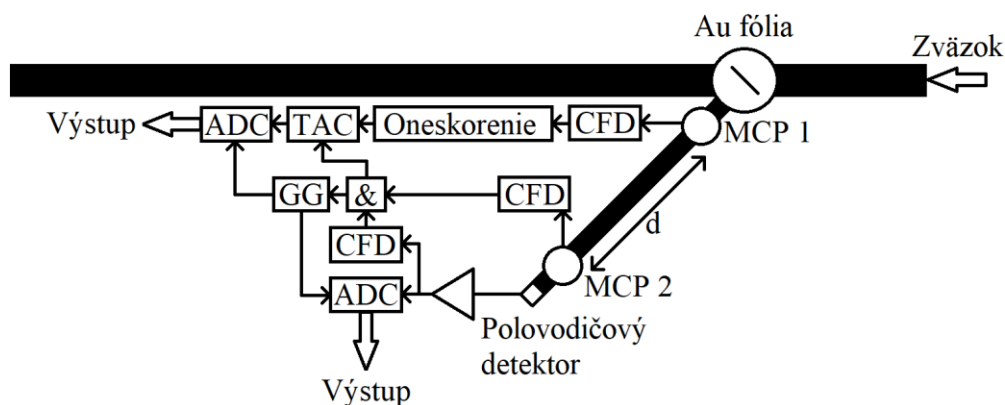
Napadlo nás, že značný vplyv na disperziu energie, okrem samotného prechodu zväzku cez fóliu mohla mať skutočnosť, že reálne fólie nie sú dokonale rovné a homogénne a práve táto nehomogenita fólií, mohla mať taktiež vplyv ako samotné energetické straty. Z toho dôvodu sme videli ako jediné riešenie túto zmenu disperzie energie určiť priamo na fólií použitej počas experimentu. Vykonali sme preto meranie, pri ktorom sme vytvorili rovnaké podmienky ako počas experimentu a sledovali sme ako vyzerá energetické spektrum bez prechodu fóliou a po prechode. Na meranie sme použili systém merania energie na rozptýlenom zväzku, kde je zväzok rozptyľovaný pomocou tenkej zlatej fólie do uhla 45° .

Systém merania energie a kalibrácia detektorov

Na rozptýlenom zväzku sa meria energia zväzku dvomi metódami:

- prieletová (TOF) metóda pomocou mikrokanálových doštičiek (MCP)
- priame meranie energie polovodičovým detektorom.

Schéma zapojenia elektroniky používanej pri meraní energie na rozptýlenom zväzku je znázornená na Obr. 36.

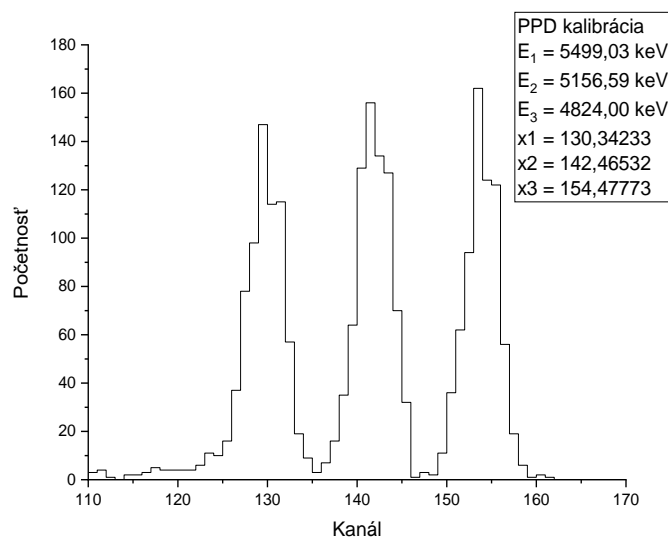


Obr. 36. Schéma zapojenia elektroniky používanej pri meraní energie na rozptýlenom zväzku.

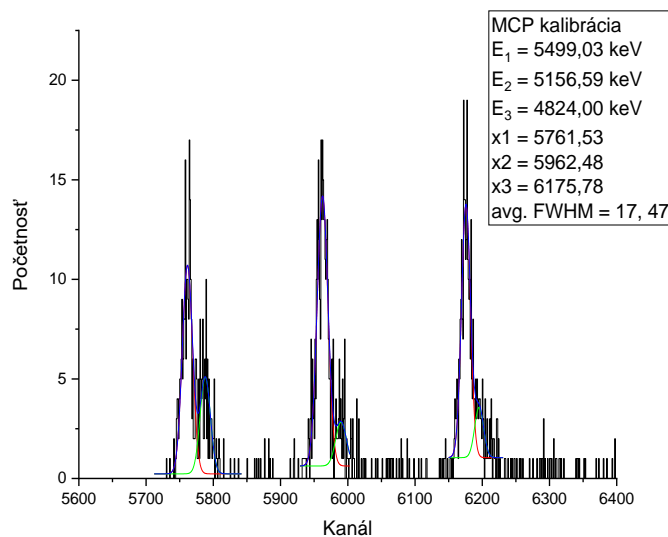
Čas preletu častice medzi dvoma mikrokanálovými doštičkami sa meral na známej vzdialenosti $d = 1,207$ m. Z nameraného času a známej vzdialenosti sme jednoducho určili rýchlosť častice a pri známej hmotnosti častice aj jej energii. Signály z mikrokanálových doštičiek, ktoré boli použité na meranie doby preletu častice medzi nimi boli spracované pomocou CFD modulu. Signály z MCP sú veľmi ostré píky, čo podstatne zjednodušuje určenie polohy píku. Na spúšťanie bol použitý signál z druhej mikrokanálovej doštičky a polovodičového detektora pomocou generátora logických pulzov GG (Gate Generator) a logického hradla AND a signál z prvej MCP bol oneskorený. Čas medzi signálom z prvého a signálom z druhého mikrokanálového detektora bol pomocou TAC prevodníku (Time to Analog Converter) prevedený na analógový signál a následne pomocou ADC (Analog to Digital Converter) prevodníku bol zdigitalizovaný. Na amplitúdové meranie bol použitý kremíkový detektor umiestnený na konci vývodu. V tom bola pohltená celá energia časti zväzku rozptýlenej

pod uhlom 45° . Signál z polovodičového detektora je veľmi malý, preto bol zosilnený a následne prevedený do digitálnej formy.

Amplitúda meraná pomocou polovodičového detektora bola priamo prevedená na energiu pomocou kalibrácie známym alfa žiaričom a generátora presných napätových pulzov. Problém kalibrácie pomocou alfa žiariča je ten, že alfa častice majú omnoho menšiu energiu ako zväzok, tým pádom je kalibrácia vykonaná v počiatočných kanáloch a nepresnosti takejto kalibrácie potom silno narastajú so zvyšujúcim sa kanálom. Preto sme kalibrovali impulz z generátora pomocou alfa žiariča pri takom zosilnení, aby alfa žiarič pokrýval väčšinu rozsahu ADC a pri zosilnení použitom na meranie zväzku sme urobili kalibráciu pomocou kalibrovaného signálu z generátora a jeho násobkov.

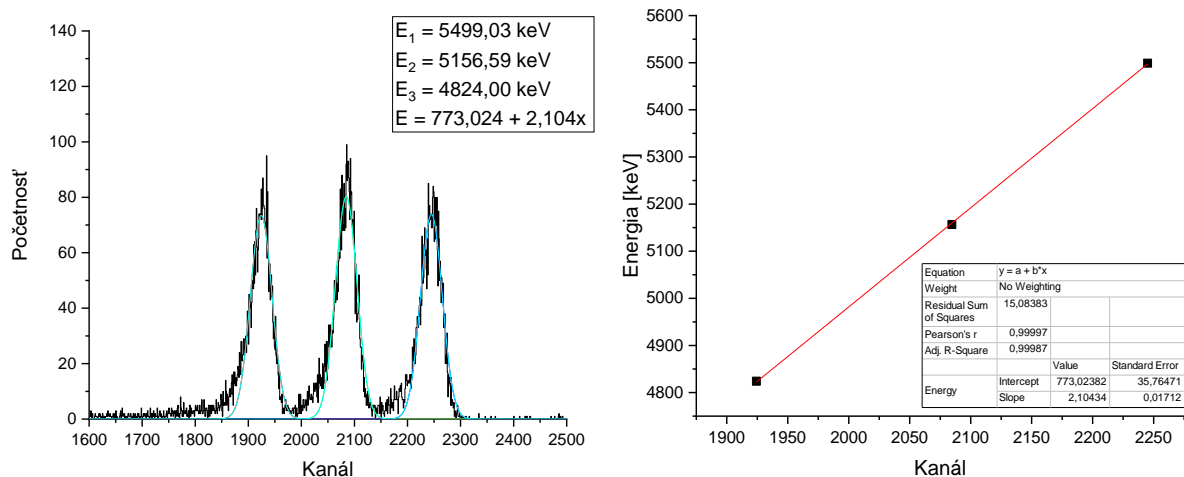


Obr. 37. *Spektrum kalibračného žiariča merané polovodičovým detektorom.*

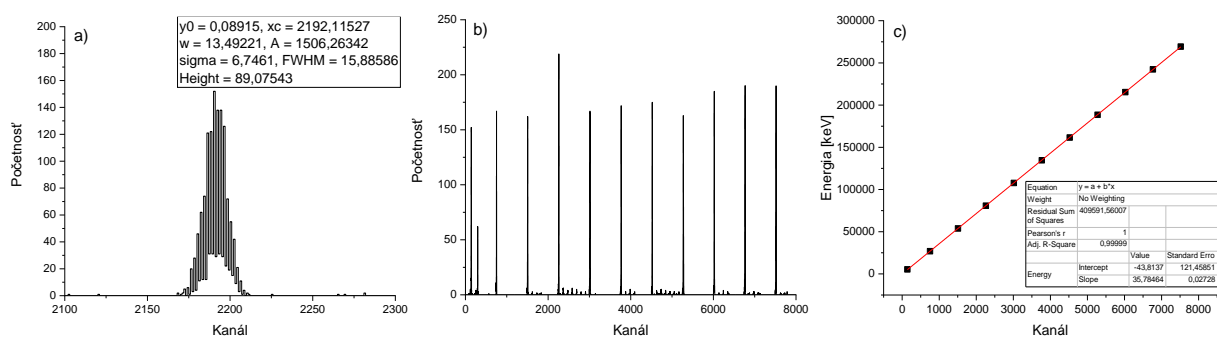


Obr. 38. *Spektrum kalibračného žiariča merané mikrokanálovými doštičkami.*

To značne zvýšilo presnosť merania, ako nám potvrdilo aj porovnanie nameraných hodnôt energie polovodičovým detektorom s hodnotami nameranými pomocou MCP. Pri MCP sme na určenie energie použili obdobnú procedúru ako pri meraní energie pomocou kapacitných detektorov. Kalibráciu MCP sme urobili pomocou rovnakého žiariča, ako pri kremíkovom detektore, ten obsahoval dva izotopy uránu a jeden izotop plutónia. Namerané spektrá žiariča, pomocou ktorého sme kalibrovali MCP detektory a polovodičový detektor sú zobrazené na Obr. 37 a Obr. 38. Rozšírenú kalibráciu polovodičového detektora pomocou generátora napät'ových impulzov možno vidieť na Obr. 39-40.



Obr. 39. a) Spektrum kalibračného žiariča merané polovodičovým detektorom. b) Kalibračná krivka.

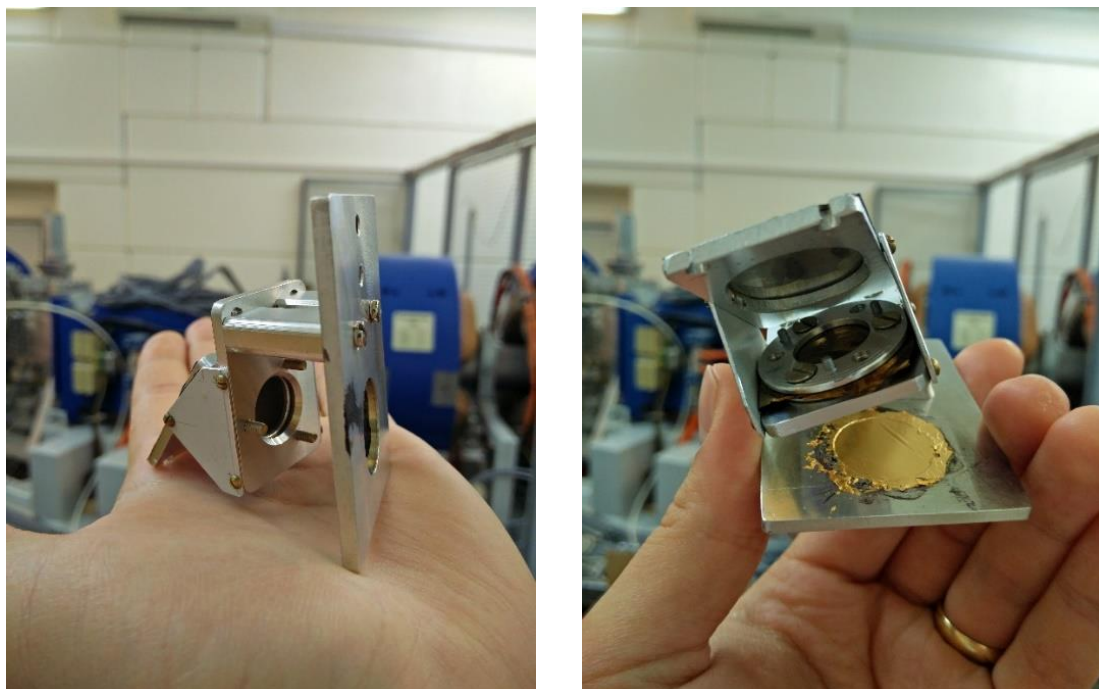


Obr. 40. a) Kalibrovaný pulz z generátora napät'ových pulzov. b) Píky generované generátorom napät'ových pulzov. c) Kalibračná krivka.

Pri kalibrácii aj pri samotnom meraní energie boli tak isto zohľadnené energetické straty na zlatej fólii a na mylarových fóliách na MCP detektoroch pre alfa častice zo žiariča a pre všetky použité izotopy. Tieto straty boli simulované použitím programu SRIM.

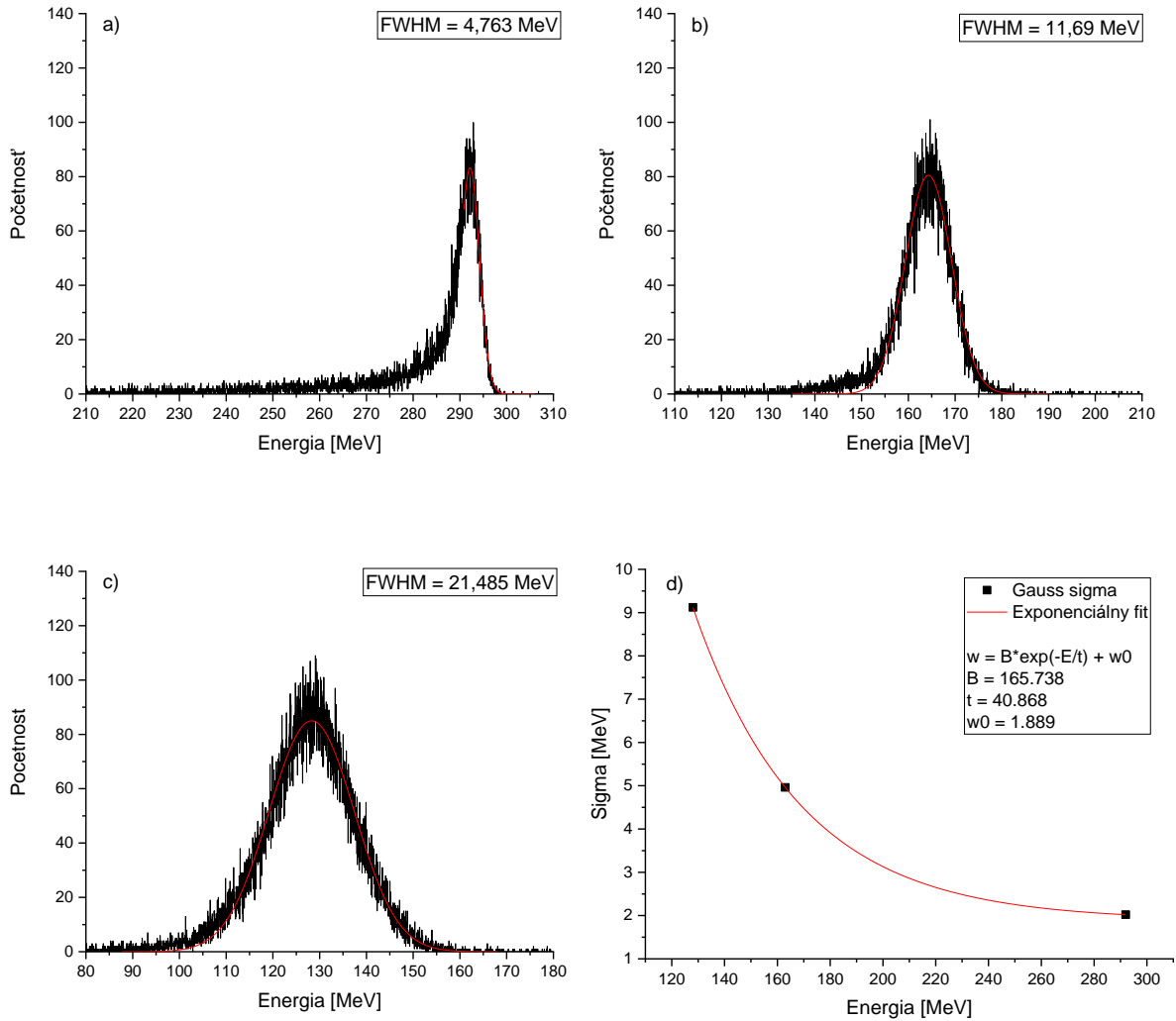
Meranie energetického spektra zväzku

Meranie prebiehalo len pomocou kalibrovaného polovodičového detektora, nakoľko sa jedna z mikrokanálových doštičiek tesne pred meraním pokazila. Urobil sme tri merania. Na meranie sme použili špeciálne vyrobenú konštrukciu, na ktorú bolo možné uchopiť niklovú fóliu, terč aj zlatú fóliu potrebnú na rozptýlenie zväzku.



Obr. 41. Konštrukcia na prichytenie niklovej fólie, terča a zlatej fólie.

Pri meraní bol použitý terč ^{144}Sm , rovnaký ako počas experimentu a niklová fólia hrubá $10,3 \mu\text{m}$. Pri prvom meraní bola fólia a terč z konštrukcie vybrané a merali sme energiu nedegradovaného rozptýleného zväzku. V druhom meraní sme do konštrukcie vložili terč a niklovú fóliu pod uhol 0° . V poslednom meraní sme niklovú fóliu natočili pod uhol 45° , čím sme zväčšili jej efektívnu hrúbku. Výsledky meraní možno vidieť na Obr. 42. Môžeme si všimnúť, že pôvodná šírka zväzku v polovici maxima bola $\text{FWHM} = 4,763 \text{ MeV}$, po vložení fólie a terča na rástla na $\text{FWHM} = 11,69 \text{ MeV}$ a nakoniec po natočení fólie sme dosiahli hodnotu $21,485 \text{ MeV}$, čo bolo viac ako štvornásobok pôvodnej šírky energie zväzku, presne $\frac{\text{FWHM} = 21,485}{\text{FWHM} = 4,763} = 4,51$. Keď to porovnáme z výsledkom zo simulovaných spektier, kde bol podiel širok $\frac{\text{FWHM} = 5,7}{\text{FWHM} = 3,0} = 1,9$ tak vidíme, že náš predpoklad bol správny a nehomogenita a nerovnosť fólií má skutočne výrazný vplyv na výslednú energetickú šírku zväzku.



Obr. 42. Namerané energetické spektrum zväzku ^{40}Ar a) bez terča a niklovej fólie, b) po vložení niklovej fólie hrúbky 10,3 μm pod uhlom 0° , titánovej podložku terča o hrúbke 1,5 μm a terčového materiálu Sm_2O_3 o hrúbke 0,48 μm a c) po natočení Ni fólie pod uhol 45° . d) Závislosť FWHM od energie zväzku v strede hrúbky terča.

Konvolúcia a dekonvolúcia

Odstrániť vplyv disperzie energie zväzku z nameraných účinných prierezo je zložitý proces, preto sme sa rozhodli najprv aplikovať vplyv nameraných disperzií zväzku na účinné prierezy počítané pomocou modelu zviazaných kanálov, aby sme videli, aký silný efekt rozšírenia účinných prierezo takáto disperzia energie spôsobí. Nasimulovať vplyv disperzie zväzku na teoretické krivky účinných prierezo je omnoho jednoduchšia záležitosť. Vychádzali sme so známej metódy konvolúcie, ktorú sme prispôbili nášmu prípadu. V najjednoduchšom prípade konvolúcie je tvar jednej funkcie ovplyvnený druhou funkciou a výsledok je tretia funkcia. Konvolúciu možno teda chápať ako matematickú operáciu dvoch funkcií, ktorú možno zapísať v tvare

$$y(i) = \sum_{k=0}^{N-1} h(i-k)x(k), \quad i = 0, 1, 2, \dots, N-1, \quad (33)$$

kde $h(i)$ je funkcia odozvy, x a y sú vstupný a výstupný vektor, N je dĺžka x a h vektorov. V našom prípade je funkcia x krivka účinného prierezu a funkcia odozvy je Gaussova funkcia disperzie zväzku

$$D = \frac{1}{w\sqrt{\frac{\pi}{2}}} \cdot e^{-2\left(\frac{E-E_c}{w}\right)^2}, \quad (34)$$

kde E je energia zväzku, E_c je poloha maxima Gaussovej funkcie alebo stredná energia zväzku a w je šírka Gaussovej funkcie. Avšak, ako sme si ukázali, disperzia zväzku sa mení s množstvom absorbovanej energie v degradačných fóliách, alebo možno napísať, že je závislá na výslednej energii zväzku po prechode degradátorom. Jej šírka sa mení podľa exponenciálnej závislosti

$$w = B \cdot e^{-\frac{E_c}{t}} + w_0, \quad (35)$$

kde B , t a w_0 sú parametre exponenciálnej závislosti. Zapišme teraz konvolučný systém v maticovej forme a dostaneme

$$\begin{bmatrix} y(0) \\ y(1) \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ y(2N-2) \\ y(2N-1) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h(0) & 0 & 0 & 0 & \dots & 0 \\ h(1) & h(0) & 0 & 0 & \dots & 0 \\ \cdot & \cdot & h(1) & h(0) & \dots & 0 \\ h(N-1) & \cdot & h(1) & h(0) & \dots & 0 \\ 0 & h(N-1) & \cdot & h(1) & \dots & 0 \\ 0 & 0 & h(N-1) & \cdot & \dots & h(0) \\ 0 & 0 & 0 & h(N-1) & \dots & h(1) \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \dots & \cdot \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \dots & h(N-1) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} x(0) \\ x(1) \\ x(2) \\ \cdot \\ \cdot \\ x(N-1) \end{bmatrix}.$$

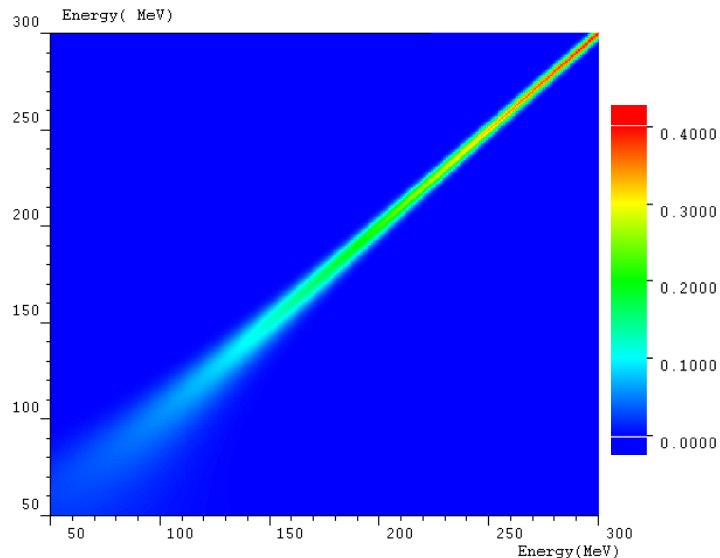
V našom konkrétnom prípade budú vstupný a výstupný vektor rovnakej dĺžky a teda matica funkcie odozvy bude štvorcová s maticovým elementom

$$h^{ij} = C^j \cdot e^{-2} \left(\frac{E^i - E_c^j}{B \cdot e^{-\frac{E_c^j}{t}} + w_0} \right)^2, \quad (36)$$

kde C^j je normalizačná konštanta

$$C^j = \frac{1}{\sum_i e^{-2} \left(\frac{E^i - E_c^j}{B \cdot e^{-\frac{E_c^j}{t}} + w_0} \right)^2}. \quad (37)$$

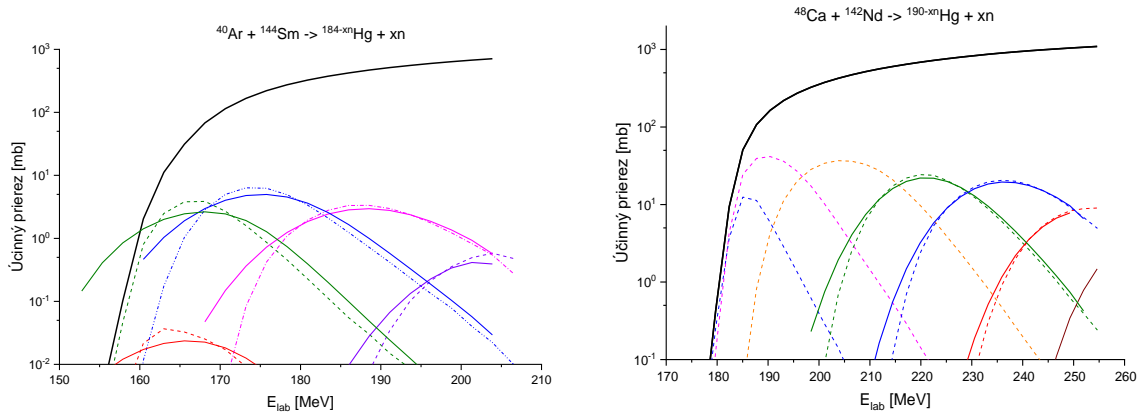
Každý riadok matice bol normovaný na jednotku, aby sa integrál pod krivkami účinných prierezov nezmenil v dôsledku dekonvolučného procesu. Grafické vyobrazenie našej matice vyzerá nasledovne



Obr. 43. Grafické vyobrazenie matice funkcie odozvy.

Namerané disperzie energie bolo potrebné aplikovať na vypočítané krivky účinných prierezov. Najprv sme pomocou metódy konvolúcie aplikovali namerané disperzie na účinné prierezy počítané pomocou modelu zviazaných kanálov, aby sme videli, aký silný efekt rozšírenia účinných prierezov takáto disperzia energie spôsobí. Na Obr. 44 môžeme vidieť účinné prierezy dvoch reakcií s rôznymi zväzkami. Prerušovanou čiarou sú znázornené účinné prierezy vypočítané pomocou modelu zviazaných kanálov a plnou čiarou tie isté účinné prierezy po aplikovaní disperzie energie zväzku. Keďže bola odmeraná disperzia energie zväzku iba pre jeden typ nalietačujúcich častíc, pre ostatné typy zväzkov bola disperzia odvodená použitím pomeru medzi teoretickou hodnotou disperzie vypočítanej programom SRIM a experimentálne nameranej pre zväzok ^{40}Ar . Pri oboch reakciách vidno, že efekt rozšírenia kriviek závislosti

účinných prierezoov na energii má rovnaký charakter, ako vidíme na experimentálne určených krivkách. So znižujúcou sa energiou je deformácia kriviek zreteľnejšia a preto je efekt oveľa silnejší pri reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, kde sa energia znižovala výraznejšie, ako pri reakcii $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$. Tento rozdiel priamo poukazuje na samotnú príčinu zväčšenia disperzie energie a teda znižovanie energie pomocou degradačných fólií. Vidíme, že náš predpoklad bol správny a teda má zmysel pristúpiť k opačnej procedúre a odstrániť tento vplyv z experimentálnych účinných prierezoov.



Obr. 44. Hodnoty účinných prierezoov vypočítané pomocou modelu zviazaných kanálov a následná aplikácia disperzie energie zväzku v dôsledku straty energie na fóliách a ich nehomogenite pre neutrónové kanály reakcie syntézy a) $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a b) $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$.

Na rozdiel od konvolúcie je dekonvolúcia z matematického hľadiska veľmi zložitá a časovo náročná operácia. Ak teda poznáme funkciu odozvy a výsledný vektor (krivka účinného prierezu) vo všeobecnosti dekonvolúcia reprezentuje riešenie preurčenej sústavy lineárnych rovníc. Existuje viacero dekonvolučných metód, ako Fourierova, VanCittertova, atď. Avšak najviac sa osvedčila tzv. Goldova dekonvolúcia [30]:

$$y = Hx \quad (38)$$

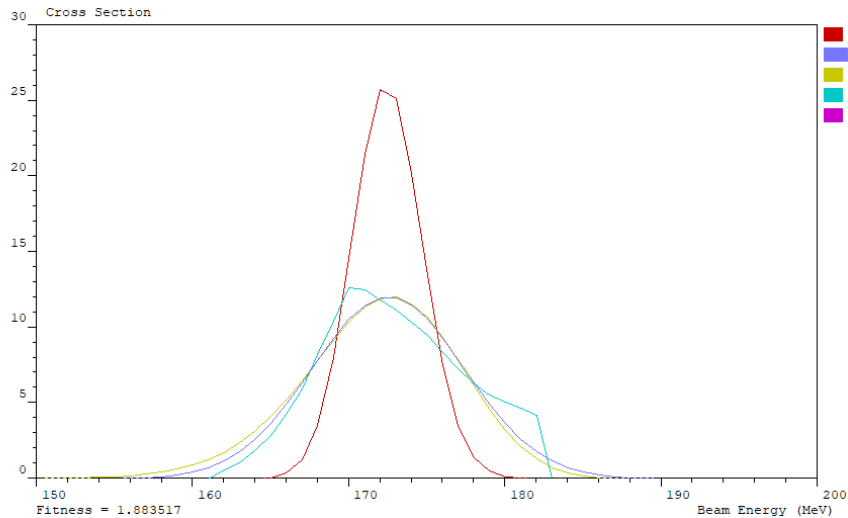
$$H^T y = H^T H x \quad (39)$$

$$y' = H' x \quad (40)$$

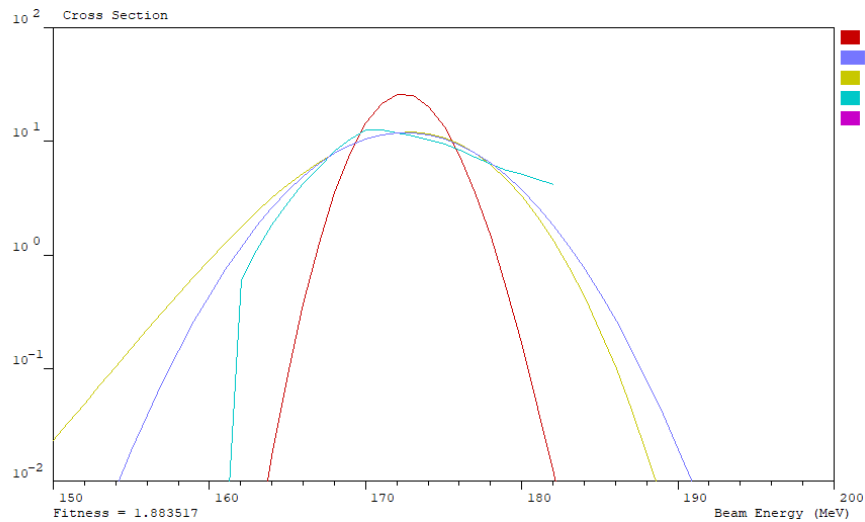
$$x_i^{k+1} = \frac{y_i'}{\sum_{m=0}^{N-1} H'_{im} x_m^{(k)}} x_i^{(k)}, \quad i = 0, 1, \dots, N-1, \quad (41)$$

kde $k = 1, 2, 3, \dots, l$ a $x^{(0)} = [1, 1, \dots, 1]^T$.

Pri dekonvolúcií je veľmi dôležitý tvar krivky, na ktorej chceme operáciu vykonať a tak isto aj poloha jej maxima. Keď sa pozrieme na experimentálne krivky na Obr. 29-34 vidíme, že ich tvar nie je ani zďaleka ideálny. To vedie k nežiadúci efektom, ako zmena polohy maxima, či vytváranie nových lokálnych maxim na výslednej krivke. Preto sme pred vykonaním operácie naše krivky najskôr interpolovali a fitovali Gaussovou funkciou a následnú dekonvolúciu sme vykonali, až na fitovanej Gaussovej krivke. Pre kontrolu správnosti vykonanej dekonvolúcie sme ešte urobili spätnú konvolúciu.



a)



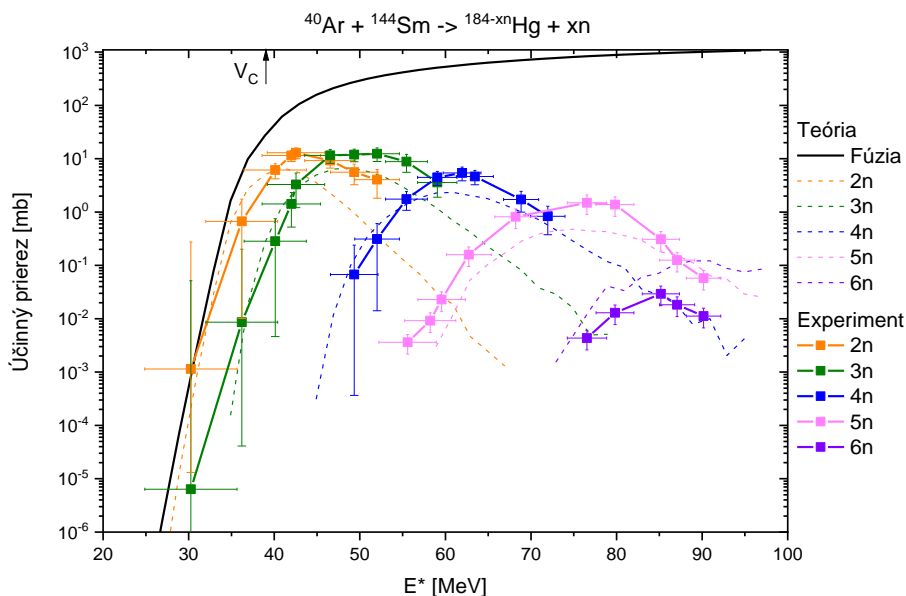
b)

Obr. 45. Snímok obrazovky programu použitého na výpočet dekonvolúcie. Interpolované dáta (tyrkysová), Gaussov fit (fialová), Gaussov fit po dekonvolúcií (červená) a spätná konvolúcia (žltá). a) lineárna a b) logaritmická škála.

Na Obr. 45 môžeme vidieť názornú ukážku dekonvolučného proces, priamo z použitého programu, ktorý sme vytvorili. Následne sme zobrali červenú a žltú krivku a urobili sme ich podiel pre všetky energie. Pre každú energiu sme dostali príslušný koeficient, ktorým sme potom vynásobili pôvodné dáta. Takto upravené spektrá z Obr. 29-34 sú vyobrazené na Obr. 46-50.

Pri spracovaní bola použitá korekcia na polčas rozpadu a pravdepodobnosť alfa premeny. Všetky experimentálne dáta boli interpolované, fitované Gaussovou funkciou a pomocou nameranej funkcie odozvy bola vykonaná dekonvolúcia. Kinetická energia zväzku iónov bola meraná použitím metódy doby preletu. Energetické straty boli počítané pomocou programu SRIM. Teoretické účinné prierezy boli počítané pomocou modelu zviazaných

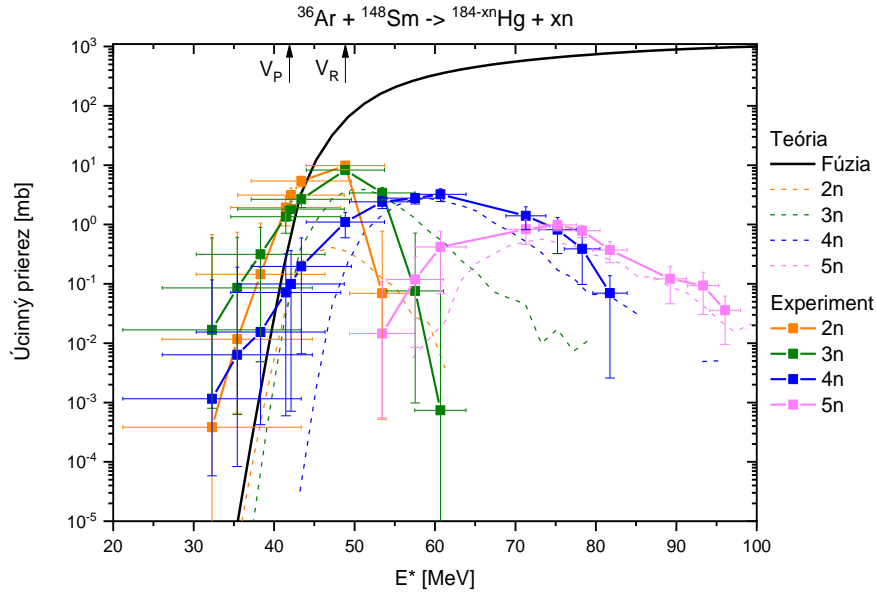
kanálov. Chyby určenia účinných prierezov obsahujú štatistickú chybu, chybu spojenú so spracovaním dát, chybu spojenú s meraním toku a chybu merania hrúbky terča.



Obr. 46. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách (kanály 2n, 3n, 4n). Kanály 5n a 6n boli namerané na spektrometri MASHA vo fokálnej rovine. V_c je výška Coulombovskej bariéry.

Na Obr. 46 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie výstupných xn kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pre $x=2,\dots,6$, čo zodpovedá izotopom $^{182,181,180,179,178}\text{Hg}$. Experimentálne účinné prierezy sú vykreslené pomocou farebných symbolov (2n-oranžová, 3n-zelená, 4n-modrá, 5n-ružová a 6n-fialová). Jednotlivé body sú pospájané čiarami kvôli prehľadnosti. Účinné prierezy počítané modelom zviazaných kanálov sú zobrazené čiarkovanými čiarami. Plnou čiernou čiarou je vykreslený sumárny účinný prierez fúzie. Toto označenie platí pre všetky reakcie.

V reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ sú dominantné 2n a 3n kanály s približne rovnakou maximálnou hodnotou účinného prierezu ($\sigma_{2n} = 12,99$ mb a $\sigma_{3n} = 12,41$ mb), pričom účinné prierezy kanálov s vyšším počtom vyparených neutrónov postupne klesajú, pretože pri vyšších excitovaných stavoch štiepne kanály zohrávajú stále väčšiu rolu ($\sigma_{4n} = 5,43$ mb, $\sigma_{5n} = 1,49$ mb a $\sigma_{6n} = 0,03$ mb). Coulombovská bariéra pri tejto reakcii dosahuje hodnotu 39 MeV, čo znamená, že pre energie menšie ako táto hodnota v reakčnom mechanizme dominuje podbariérová fúzia. To je hlavnou príčinou rádovo nižšej hodnoty účinného prierezu 1n kanálu, ktorý sa nám však nepodarilo v spektrách odlíšiť.



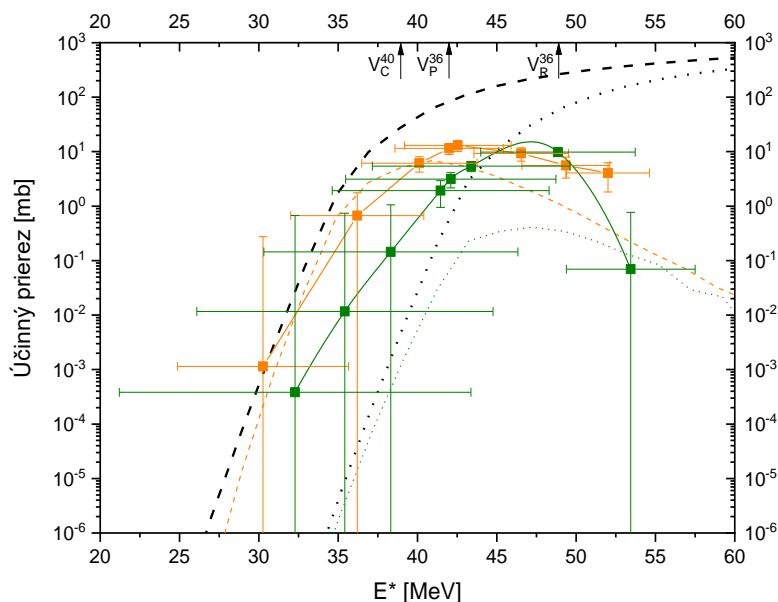
Obr. 47. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.

Na Obr. 47 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie xn kanálov reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre $x=2,\dots,5$, čo zodpovedá izotopom $^{182,181,180,179}\text{Hg}$. Podobné správanie ako v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pozorujeme aj pri reakcii $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, ktorá vedie na rovnaké izotopy ($\sigma_{2n} = 9,82$ mb, $\sigma_{3n} = 8,26$ mb, $\sigma_{4n} = 3,22$ mb a $\sigma_{5n} = 0,99$ mb), kde najvyššiu hodnotu účinného prierezu pozorujeme pri 2n kanále, čo je však v rozpore s teóriou, ktorá predpovedá rádovo nižšiu hodnotu v porovnaní s 3n kanálom. Na rozdiel od reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, v ktorej ide o reakciu dvoch sférických jadier, tu sú obe jadrá deformované. Pri reakciách deformovaných jadier závisí výška Coulombovskej bariéry na orientácii účinkujúcich jadier. Preto uvádzame dve hodnoty Coulombovskej bariéry a to pre polárnu orientáciu jadier $V_P = 42$ MeV a pre ekvatoriálnu orientáciu $V_R = 49$ MeV. Tieto dve hodnoty sa v experimente prejavujú ako ich stredná hodnota, ktorá vzniká pri náhodnej orientácii interagujúcich jadier. Statické deformačné parametre všetkých použitých izotopov sú uvedené v Tab. 15.

Tab. 15. Parametre kvadrupólovej a hexapólovej deformácie použitých izotopov [32].

izotop	β_2	β_4
^{36}Ar	-0,255	-0,109
^{40}Ar	-0,031	0
^{40}Ca	0	0
^{48}Ca	0	0
^{144}Sm	0	0
^{148}Sm	0,172	0,06
^{166}Er	0,285	0,007
^{142}Nd	0	0
^{144}Nd	0	0

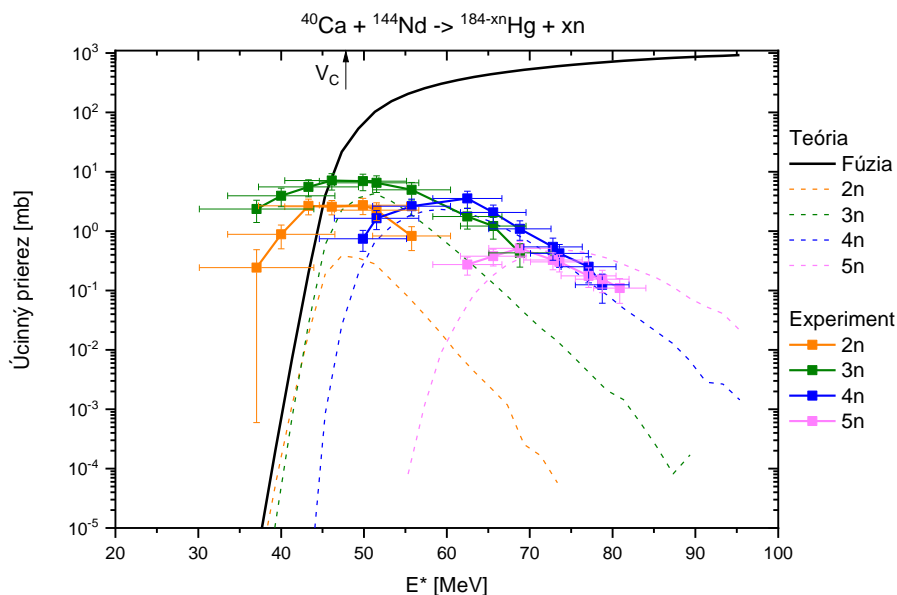
Rozdiel v deformácií jadier (vstupný kanál) má vplyv na formu bariéry, t.j. prahovú hodnotu excitačnej energie úplnej fúzie, čo v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ je približne 27 MeV, zatiaľ čo pri reakcii $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ je okolo 35 MeV. Tento rozdiel je následným dôsledkom rozdielnej Q hodnoty týchto reakcií (-90,66 MeV pre $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ proti -83,22 MeV pre $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$). Rozdiel v prahovej energii týchto reakcií spôsobuje rozdielne polohy maxim účinných prierezov 2n kanálov približne 5 MeV, zatiaľ čo polohy maxim kanálov s vyšším počtom vyparených neutrónov sú približne rovnaké z dôvodu ustrednenia spôsobeného v procese výparu neutrónov. Tento rozdiel je znázornený na Obr. 48. Je potrebné poznamenať, že na rozdiely vo forme bariér čiastočne vplyva tiež hmotnostná asymetria vstupných kanálov. Prahová hodnota excitačnej energie spôsobuje v oboch reakciách potlačenie nízkoenergetickej časti kriviek 2n aj 3n kanálu.



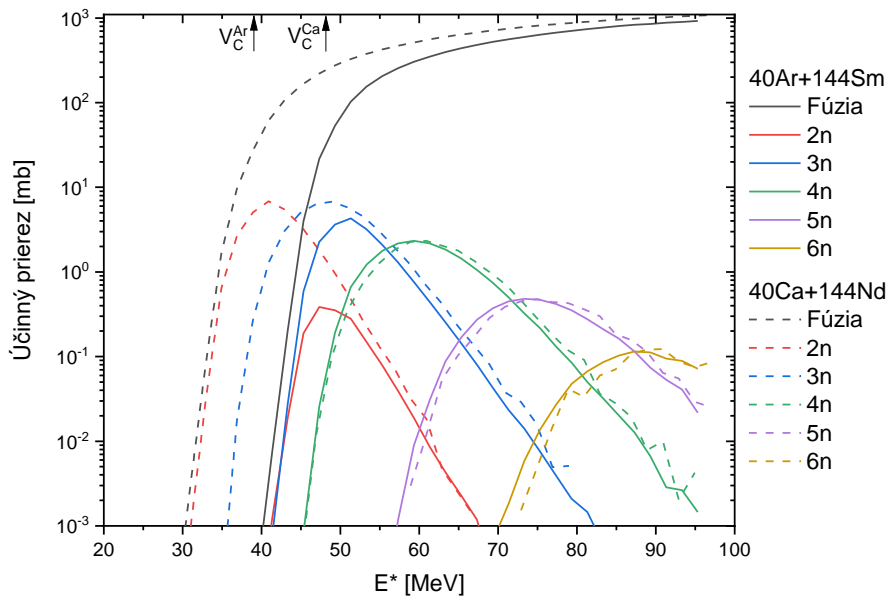
Obr. 48. Porovnanie vplyvu deformácie na excitačné funkcie (účinné prierezy) 2n kanálov reakcií $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ (oranžová) a $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ (zelená). Teoretické dáta sú vykreslené bodkovanými a čiarkovanými čiarami a pomocou symbolov sú vykreslené experimentálne určené body. V_C^{40} je výška Coulombovskej bariéry v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, V_P^{36} je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R^{36} pre ekvatoriálnu orientáciu v reakcii $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$.

Na Obr. 49 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie 2n, 3n, 4n a 5n kanálov reakcie $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$, čo zodpovedá izotopom $^{182,181,180,179}\text{Hg}$ s maximálnymi hodnotami ($\sigma_{2n} = 2,73$ mb, $\sigma_{3n} = 7,11$ mb, $\sigma_{4n} = 3,55$ mb a $\sigma_{5n} = 0,51$ mb). Reakcia $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ tak isto vedie na izotopy $^{184-xn}\text{Hg}$, ako predchádzajúce dve reakcie. Tentokrát však ide o reakciu, v ktorej vo vstupnom kanále vystupujú sférické jadrá podobne, ako v prípade reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ s tým rozdielom, že počet protónov a neutrónov je iný aj v projekte, aj v terčovom jadre. To má za následok, že na rozdiel od reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ nemá terčové jadro uzavretú neutrónovú šupku, teda nie je tzv. magické jadro. Je známe, že magické jadrá sa prejavujú zvýšenou stabilitou a je preto potrebné preveriť, ako sa tento efekt prejaví na nameraných excitačných funkciách. Prvé,

čo si môžeme všimnúť pri porovnaní Obr. 46 a Obr. 49 je zmena polohy Coulombovskej bariéry z 39 MeV na 48 MeV.



Obr. 49. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_C je výška Coulombovskej bariéry.

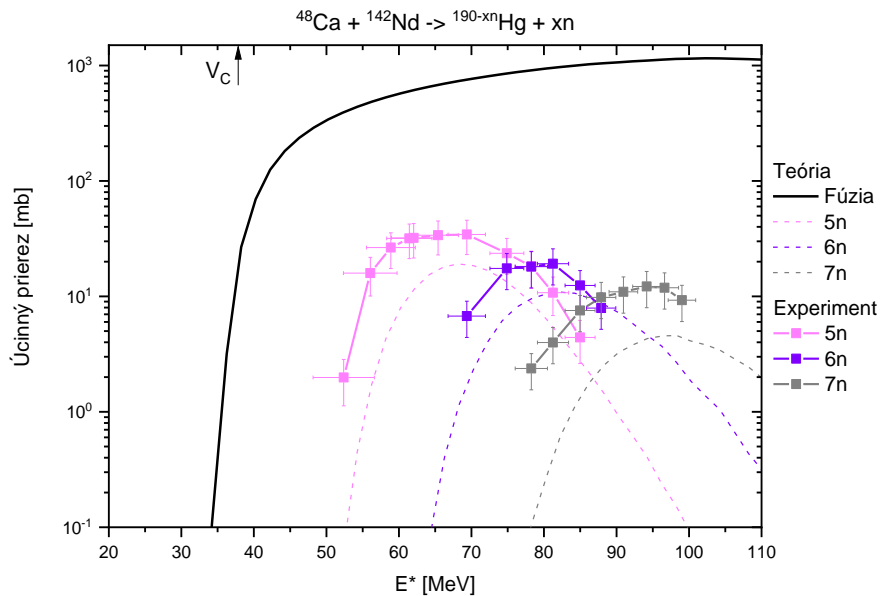


Obr. 50. Porovnanie teoretických účinných prierezov neutrónových kanálov reakcií $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$. V_C^{Ar} je výška Coulombovskej bariéry v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$, V_C^{Ca} je výška Coulombovskej bariéry v reakcii $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$.

Na Obr. 50 sú porovnané účinné prierezy oboch reakcií počítané modelom zviazaných kanálov. Vidíme, že rozdiel v polohe Coulombovskej bariéry ovplyvnil kanály s nižším počtom

odparených neutrónov, čo vidno najviac na $2n$ kanále, ktorý je v porovnaní s reakciou $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ silne potlačený a jeho maximálna hodnota je o viac než jeden rád nižšia. Z Obr. 49 však vidno, že experimentálne určený účinný prierez $2n$ kanálu je v skutočnosti o niečo vyšší, ako predpokladá teória, podobne ako v prípade reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$.

Na Obr. 51 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie xn kanálov reakcie $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pre $x=5,6,7$, čo zodpovedá izotopom $^{185,184,183}\text{Hg}$. V reakcii $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ vedúcej na vyššie izotopy ortuti sa nám podarilo identifikovať kanály s vyšším počtom odparených neutrónov s maximálnymi hodnotami účinných prierezov $\sigma_{5n} = 34,37$ mb, $\sigma_{6n} = 19,2$ mb a $\sigma_{7n} = 12,19$ mb. Kanály s nižším počtom odparených neutrónov sme nezaregistrovali, pretože tie vedú na izotopy ortuti, ktoré nepodliehajú alfa rozpadu. Coulombovská bariéra dosahuje v tejto reakcii hodnotu 38 MeV pričom prahová hodnota excitačnej energie úplnej fúzie je okolo 34 MeV.

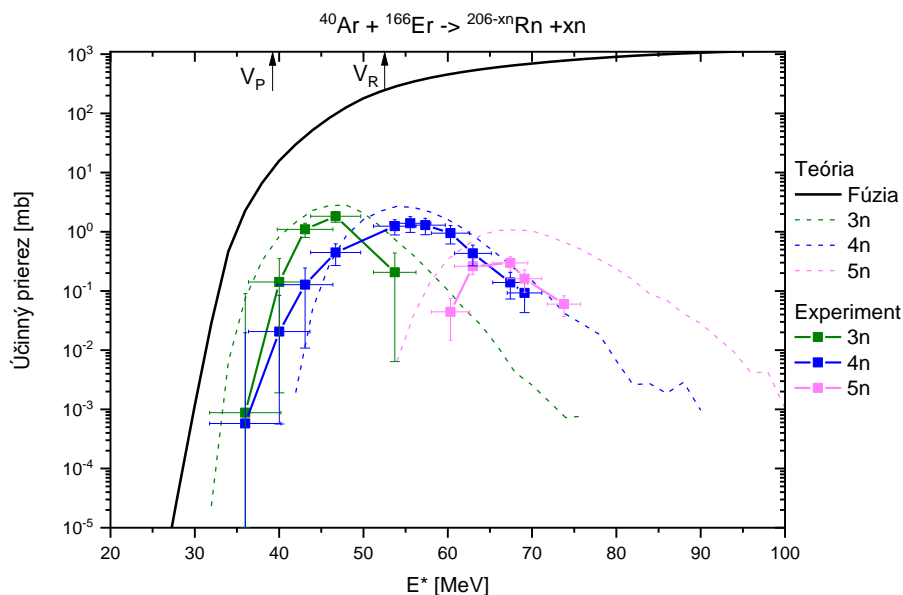


Obr. 51. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_c je výška Coulombovskej bariéry.

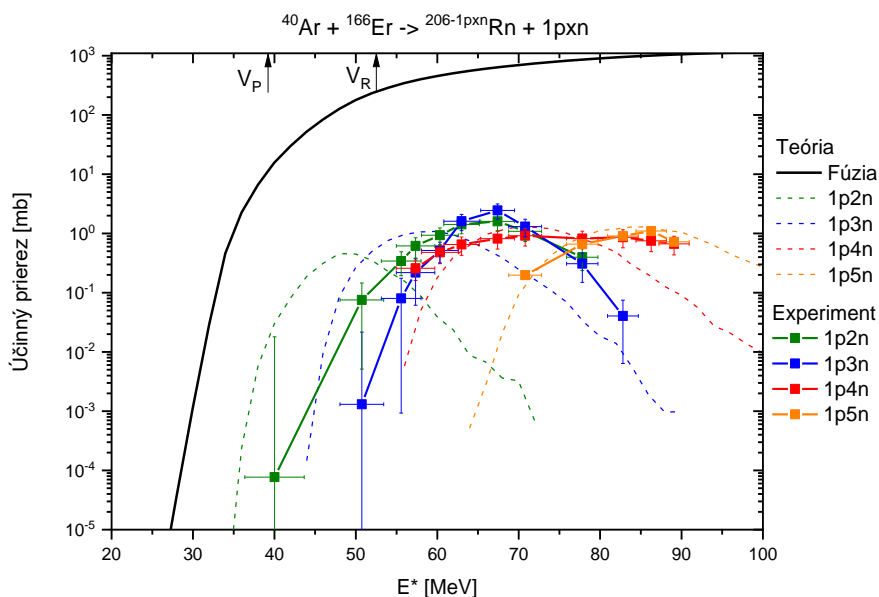
Na Obr. 52 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie xn kanálov reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pre $x=3,\dots,5$, čo zodpovedá izotopom $^{203,202,201}\text{Rn}$ a na poslednom Obr. 53 sú prezentované experimentálne určené excitačné funkcie pxn kanálov rovnakej reakcie pre $x=2,\dots,5$, čo zodpovedá izotopom $^{203,202,201,200}\text{At}$. Farebné označenie pxn kanálov je 1p2n-zelená, 1p3n-modrá, 1p4n-červená a 1p5n-oranžová.

V reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ dosahuje najvyššiu hodnotu účinného prierezu $3n$ kanál ($\sigma_{3n} = 1,82$ mb), pričom kanál $2n$ sa nám nepodarilo určiť v dôsledku nízkeho polčasu rozpadu a taktiež nižšieho účinného prierezu, tak ako predpokladajú výpočty modelu zviazaných kanálov. Účinné prierezy kanálov s vyšším počtom odparených neutrónov postupne klesajú, podobne ako v predchádzajúcich reakciách ($\sigma_{4n} = 1,39$ mb, $\sigma_{5n} = 0,3$ mb). Hodnoty Coulombovskej bariéry sú $V_P = 39$ MeV a $V_R = 52$ MeV. Maximum účinného prierezu $2n$ kanálu je v tejto reakcii pod

dolnou hranicou Coulombovskej bariéry, čo spôsobuje jeho nižšiu hodnotu v porovnaní s kanálom 3n. Prahová hodnota excitačnej energie úplnej fúzie je okolo 27 MeV.



Obr. 52. Experimentálne určené účinné prierezy neutrónových kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.



Obr. 53. Experimentálne určené účinné prierezy pxn kanálov reakcie syntézy $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ namerané pomocou metódy zachytávania na fóliách. V_P je výška Coulombovskej bariéry pre polárnu orientáciu jadier a V_R pre ekvatoriálnu orientáciu.

V reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ boli identifikované aj pxn kanály s maximálnymi hodnotami účinných prierezov $\sigma_{1p2n} = 1,6$ mb, $\sigma_{1p3n} = 2,45$ mb, $\sigma_{1p4n} = 0,92$ mb a $\sigma_{1p5n} = 1,1$ mb. Všetky namerané účinné prierezy pxn kanálov majú rádovo rovnaké hodnoty účinných prierezov, pričom najdominantnejší je $1p3n$ kanál.

Vidíme, že použitie dekonvolučnej metódy umožnilo experimentálnym účinným prierezom dosiahnúť prirodzený tvar, podobne ako vidíme na krivkách počítaných modelom zviazaných kanálov. Pre reakcie pri ktorých sa najviac znižovala pôvodná energia zväzku (reakcie so zväzkom ^{36}Ar a ^{40}Ar) malo použitie dekonvolučnej metódy výrazný vplyv na tvar kriviek, zatiaľ čo pri reakcii kde sa energia znižovala najmenej ($^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$) bol vplyv rozšírenia disperzie energie zväzku minimálny a na výsledných spektrách takmer nebadateľný. Počiatočné energie zväzku sú uvedené v nasledovnej tabuľke:

Tab. 16. Počiatočné energie zväzkov použitých v uvedených reakciách.

Reakcia	Počiatočná energia zväzku	Najnižšia konečná energia zväzku
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$	~299 MeV	~154 MeV
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Ca}$	~324 MeV	~144 MeV
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$	~268 MeV	~160 MeV
$^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$	~327 MeV	~202 MeV
$^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$	~300 MeV	~156 MeV

Ak porovnáme experimentálne určené hodnoty s vypočítanými, všimneme si že všetky reakcie vedúce na izotopy ortuti majú hodnoty účinných prierezov mierne vyššie v porovnaní s výpočtami. Jedinou výnimkou je kanál $6n$ pri reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ meraný na hmotnostnom spektrometri, avšak tento kanál má znížený účinný prierez v dôsledku malého polčasu rozpadu v porovnaní so separačným časom, čo je čas potrebný na uvoľnenie produktu reakcie z výparníka, následným predifundovaním do iónového zdroja a preletom do detektoru vo fokálnej rovine, ktorý je odhadovaný na približne 1 sekundu. Najväčší rozdiel v porovnaní s výpočtami pozorujeme u $2n$ kanálu reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$. Pri reakcii vedúcej na izotopy radónu vidíme opačný efekt ako pri reakciách vedúcich na Hg, pričom predpokladáme, že účinné prierezy pri tejto reakcii sú znížené tiež v dôsledku zvýšenia účinných prierezov pxn kanálov. U kanálov $1p2n$ a $1p3n$ naozaj vidíme vyššie hodnoty ako pri výpočtoch modelu zviazaných kanálov, no zároveň vidíme značný rozdiel v polohách ich maxím, zatiaľ čo účinné prierezy kanálov $1p3n$ a $1p4n$ polohovo zodpovedajú výpočtom, no ich hodnoty sú nižšie.

Diskusia

Na začiatku tejto práce sme si v krátkosti popísali reakciu syntézy, ktorá je jednou z mnohých typov jadrových reakcií ku ktorým môže dôjsť pri interakcii nalietajúceho jadra s terčom. Reakcia syntézy, ktorá sa radí medzi reakcie vedúce cez vznik zloženého jadra prebieha cez niekoľko etáp a preto trvá rádovo dlhšie ako priame reakcie. Preto aj účinný prierez je zložený z dvoch častí, vzniku zloženého jadra a pravdepodobnosti jeho premeny.

V krátkosti sme si objasnili problematiku deformácie jadier a vplyvu týchto deformácií a vzájomnej orientácie interagujúcich jadier na výšku bariéry a tvar jadrovo-jadrového potenciálu. Ukázali sme si závislosť interakčného potenciálu medzi dvoma jadrami na uhloch popisujúcich vzájomnú orientáciu interagujúcich jadier a ich deformačných parametroch. Uviedli sme jeden z možných prístupov pre výpočet účinného prierezu fúzie deformovaných jadier zloženého z parciálnych vln.

Predstavili sme si model zviazaných kanálov pomocou ktorého sme boli schopný počítať účinné prierezy fúzie dvoch jadier. Ukázali sme si ako sa zmení pravdepodobnosť penetrácie bariéry pre rôzne kombinácie interagujúcich jadier v závislosti na ich deformácií. Tak isto sme ukázali ako sa pravdepodobnosť penetrácie zmení pri zahrnutí efektu prenosu neutrónov, ktorý nastáva ešte pred prekonaním Coulombovskej bariéry kolidujúcim jadrom a má nezanedbateľný vplyv vo fúznej dynamike.

Preniesli sme sa do problematiky hmotnostnej spektroskopie. Vysvetlili sme si fyzikálny princíp funkčnosti hmotnostných spektrometrov, v ktorom ide v skratke o rovnováhu odstredivej a magnetickej sily. Predstavili sme hmotnostný spektrometer MASHA, ktorý kombinuje ISOL metódu syntézy a separácie rádioaktívnych jadier s klasickou hmotnostnou spektrometriou. Ukázali sme si schému hmotnostného spektrometra a popísali sme si jednotlivé jeho súčasti. Opísali sme jeho nedostatky týkajúce sa separačnej účinnosti, ktoré sa prejavili pri meraní reakcie syntézy vedúcej na superťažké jadrá 112 a 114. Urobili sme experiment zameraný na meranie separačnej účinnosti hmotnostného spektrometra, ktorý pozostával z dvoch častí. V prvej časti sme merali výťažky reakcií syntézy vedúcej na izotopy Hg a Rn metódou zachytávania produktov reakcie na fóliách a v druhej časti sme merali výťažky použitím spektrometra a detektorov vo fokálnej rovine. Následným porovnaním výťažkov získaných oboma metódami sme odhadli separačnú účinnosť pre dva typy výparníkov. Tieto výsledky sme uviedli v Tab. 8. Pre všetky izotopy sa preukázalo, že nanotrúbky majú vyššiu separačnú účinnosť, ako grafén. Najväčšia účinnosť bola nameraná pri izotope ^{180}Hg , kde dosahovala $8.24 \pm 1.24\%$. Tak isto sme pozorovali časový vývoj účinnosti pre oba typy výparníkov. Z časového vývoja účinnosti na Obr. 16 vidno, že už na začiatku majú nanotrúbky podstatne vyššiu účinnosť. V prípade grafénu sa ukázalo, že účinnosť klesá s časom lineárne, no pri použití nanotrúbok sa účinnosť prvých 10 hodín takmer nemenila a ostávala na úrovni 8-10%, no potom prudko klesla na hodnotu okolo 2%, ktorá sa držala ďalších 8 hodín. Túto

záverečnú 2% emisiu možno pripísať uvoľňovaniu iónov zo stien terčovej komory, difúzneho kanálu a vnútornému povrchu iónového zdroja.

Posledná kapitola bola zameraná sa meranie výťažkov reakcií uvedených v Tab. 1 pomocou metódy zachytávania produktov na fóliách. Pre prehľadnosť si pripomeňme Tab. 1.

Tab. 1. Reakcie syntézy a ich parametre.

reakcia	Q [MeV]	V_c [MeV]	R_c [fm]	B_{fis} [MeV]	$E_{n,sep}$ [keV]	E^* [MeV]
$^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-90.66	129.57	11.52	10.96	-10615.5	38.91
$^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-83.22	130.95	11.38	10.96	-10615.5	47.73
$^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd} \rightarrow ^{184}\text{Hg}$	-92.25	140.11	11.43	10.96	-10615.5	47.87
$^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd} \rightarrow ^{190}\text{Hg}$	-98.80	136.53	11.78	13.67	-9815.3	37.73
$^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er} \rightarrow ^{206}\text{Rn}$	-90.85	138.90	11.80	12.27	-9472.9	48.05

Opísali sme si metódu zachytávania na fóliách, ako aj schému meracej sústavy použitej na experimente. Odvodili sme si korekcie potrebné na prevedenie počtu nameraných alfa častíc na počet produktov vzniknutých v reakcii. Korekcie zahŕňali polčasy rozpadov a pravdepodobnosti alfa premeny produktov, geometrickú účinnosť detekčnej časti, ako aj časové charakteristiky princípu merania.

Pred samotným experimentom sme všetky reakcie z Tab. 1 nasimulovali. Pomocou modelu zviazaných kanálov a počítačového kódu výpočtového centra vo FLNR sme vypočítali účinné prierezy všetkých kanálov týchto reakcií. Pomocou GEANT4 sme použitím výpočtov účinných prierezov a obrátenej verzie korekcie spomenutej v predchádzajúcom odstavci nasimulovali energetické spektrá reakcií pre rôzne energie nalietajúceho jadra.

Namerali sme výťažky všetkých spomínaných reakcií pre rôzne energie nalietajúceho jadra. Po spracovaní spektier a vypočítaní účinných prierezov sme spozorovali nesúlad s teoretickými účinnými prierezmi. Zistili sme, že krivky účinných prierezov sú rozšírené v dôsledku znižovania energie degradáciou zväzku a s tým súvisiacou rozšírenou disperziou energie zväzku. Tento efekt sme nasimulovali pomocou GEANT4, no simulácie nezodpovedali reálnemu rozšíreniu disperzie energie zväzku, čo sme si vysvetlili nehomogenitou reálnych fólií. Preto sme urobili experiment na ktorom sme namerali energetické spektrum zväzku s a bez použitia degradačnej fólie. Z experimentálnych meraní vyplynulo, že pri použití niklovej fólie hrúbky 10,3 μm pod uhlom 45° disperzia energie zväzku narastie na viac ako štvornásobok pôvodnej hodnoty. Pomocou matematickej dekonvolučnej metódy sa nám aplikovaním nameranej funkcie odozvy podarilo nežiadúci efekt súvisiaci s degradáciou zväzku odstrániť z účinných prierezov.

Namerali sme účinné prierezy evaporáčnych reziduí reakcií z Tab.1. Merania účinných prierezov evaporáčnych reziduí reakcie $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$ môžeme nájsť v [23]. Účinné prierezy evaporáčnych reziduí reakcií $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar},xn)^{206-x}\text{Rn}$,

$^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$ a $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca},xn)^{190-x}\text{Hg}$ boli namerané po prvý raz. Porovnaním reakcií $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ a $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$, ktoré viedli k rovnakému izotopu, bol ukázaný vplyv pozície Coulombovej bariérovej na pozíciu maxima $2n$ kanálu. Pri všetkých reakciách, ktoré viedli na izotopy ortuti boli hodnoty experimentálne stanovených prierezov v porovnaní s vypočítanými mierne vyššie. V reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$, ktorá viedla na izotopy radónu, boli všetky účinné prierezy xn kanálov naopak o niečo nižšie v porovnaní s vypočítanými hodnotami, čo mohlo byť spôsobené mierne vyššími hodnotami prierezov $1pxn$ kanálov. To naznačuje, že štiepne kanály alebo iné evaporáčne kanály, ako sú kanály pxn alebo αxn , sú nižšie v porovnaní s hodnotami predpovedanými modelom zviazaných kanálov pre reakcie vedúce k izotopom ortuti a naopak pre reakciu $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ sú vyššie.

Do budúca je v pláne opätovné meranie účinných prierezov evaporáčnych reziduí týchto reakcií s detektormi s vyšším energetickým rozlíšením a s prepracovanou konštrukciou s tinením pozadia. Tak isto budeme využívať zväzky s nižšou energiou, aby sa obmedzil nežiadúci efekt spojený s degradáciou zväzku. Dúfame tiež, že presnejšie meranie nám umožní preskúmať aj ostatné kanály, ako pxn alebo αxn .

Záver

V dizertačnej práci sú uvedené nasledovne pôvodné výsledky:

1. Bola navrhnutá, realizovaná a v experimente použitá multidetektorová metóda merania účinných prierezov fúzie ťažkých iónov s terčovými jadrami, ktorá pracuje na princípe zberu vyrazených jadier, ktorých hmotnosť a náboj sa určuje s využitím alfa spektrometrie. Použitý metodický postup bol pred vykonaním experimentu simulovaný vzhľadom na reálne geometrické pomery a fyzikálne premenné. V rámci rozpracovania novej metódy boli určené účinnosti registrácie všetkých detektorov nabitých častíc. Získané fyzikálne výsledky výťažkov produktov reakcií boli porovnané s výsledkami získanými použitím hmotnostného spektrometra MASHA. Na zväzku ťažkých iónov bola zistená časová závislosť intenzity produktov jadrových reakcií pri použití grafénu a nanotrubiiek ako základného materiálu horúceho výparníka. Zistilo sa, že z hľadiska účinnosti je použitie nanotrubiiek ako materiálu horúceho výparníka výhodnejšie, než použitie grafénu, čo sa preukázalo aj na časovom vývoji účinnosti.
2. Prvýkrát boli experimentálne určené účinné prierezy jadrových reakcií $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$, $^{142}\text{Nd}(^{48}\text{Ca},xn)^{190-x}\text{Hg}$, $^{166}\text{Er}(^{40}\text{Ar},xn)^{206-x}\text{Rn}$ a ich excitačné funkcie. V rámci korektného vyhodnotenia výsledkov získaných v experimente bola skúmaná zmena monochromatickosti urýchleného zväzku ťažkých iónov v závislosti od časti kinetickej energie pohltenej v absorpčnej fólii. Získaná závislosť bola použitá na korekciu vplyvu rôznej monochromatickosti zväzku na získané dáta. V rámci spracovania experimentálnych dát bola rozpracovaná matematická metóda dekonvolúcie s použitím Goldovho algoritmu. Jej praktickým použitím boli získané účinné prierezy a excitačné funkcie skúmaných jadrových reakcií v súlade s teoretickými výsledkami. V rámci interpretácie experimentálnych výsledkov boli použitím modelu zviazaných kanálov, berúceho do úvahy deformáciu jadier a modelu výmeny nukleónov vypočítané teoretické závislosti účinných prierezov na kinetickej energii nalietaujúcich ťažkých iónov a excitačnej energii produktu jeho fúzie s terčovým jadrom.
3. Pri meraní účinných prierezov fúzijských reakcií sa ukázalo, že účinné prierezy kanálov s odparovaním neutrónov majú v porovnaní s teoretickými vyššie hodnoty pre všetky reakcie vedúce na izotopy ortuti a naopak nižšie pri reakcii vedúcej na izotopy radónu. Tento nesúlad medzi experimentálnymi a teoretickými hodnotami sme prisúdili vyšším predpokladaným teoretickým hodnotám účinných prierezov štiepných kanálov, či iných evaporačných kanálov, ako pxn či axn v prípade reakcií vedúcich na Hg izotopy a naopak nižším hodnotám v reakcii vedúcej na Rn izotopy. V reakciách vedúcich na izotop ^{184}Hg sa jasne preukázal vplyv deformácie jadier vo vstupnom kanále, ako aj vplyv hmotnostnej a nábojovej asymetrie. Prvýkrát bol

experimentálne dokázaný zásadný energetický rozdiel medzi bariérou pri fúzii nedeformovaných jadier a bariérou pri fúzii pri ekvatoriálnej a polárnej orientácii deformovaných jadier. Je demonštrovaný excitačnými funkciami pre 2n kanál. Pri reakcii $^{144}\text{Sm}(^{40}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$, v ktorej sú vo vstupnom kanále sférické jadrá, pričom terčové jadro ^{144}Sm je navyše magické fúzia začína pri nižších excitačných energiách, ako pri reakciách $^{148}\text{Sm}(^{36}\text{Ar},xn)^{184-x}\text{Hg}$ a $^{144}\text{Nd}(^{40}\text{Ca},xn)^{184-x}\text{Hg}$, čo vidno aj na polohe teoretickej Coulombovskej bariéry. Zistené potvrdzuje významný vplyv šupkových efektov na proces fúzie ťažkých iónov s terčovými jadrami.

Referencie

- [1] A.V. Karpov, A.S. Denikin, M.A. Naumenko, A.P. Alekseev, V.A. Rachkov, V.V. Samarin, V.V. Saiko, V.I. Zagrebaev. *NRV web knowledge base on low-energy nuclear physics*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 859 112–124 (2017)
- [2] C. Y.Wong, Phys. Rev. Lett. **31**, 766 (1973)
- [3] J. O. Fernandez-Niello, C. H. Dasso, and S. Landowne, Comput. Phys. Commun. **54**, 409 (1989)
- [4] C. H. Dasso, J. Fernandez-Niello, and S. Landowne, Phys. Rev. C **41**, 1014 (1990).
- [5] W. Reisdorf, J. Phys. G **20**, 1297 (1994)
- [6] V. Yu. Denisov, Yad. Fiz. **62**, 1431 (1999) [Phys. At.Nucl. **62**, 1349 (1999)]; V. Yu. Denisov, Eur. Phys. J. A **7**, 87 (2000)
- [7] I. I. Gontchar et al., Phys. Rev. C **65**, 034610 (2002)
- [8] V. Yu. Denisov and W. Nörenberg, Eur. Phys. J. A **15**, 375 (2002); V. Yu. Denisov, Eur. Phys. J. A **25** (Suppl. 1), 619 (2005)
- [9] V. Yu. Denisov and N. A. Pilipenko, Phys. Rev. C **76**, 014602 (2007); Ukr. J. Phys. **53**, 845 (2008)
- [10] J. Blocki, J. Randrup, W. J. Swiatecki, and C. F. Tsang, Ann. Phys. (N.Y.) **105**, 427 (1977)
- [11] D.L. Hill, J.A. Wheeler, Phys.Rev., 89 1102 (1953)
- [12] N. Rowley, G.R. Satchler, P.H. Stelson, Phys.Lett., B 254 25 (1991)
- [13] V.I. Zagrebaev, Phys.Rev., C **64** (2001)
V.I. Zagrebaev et al., Phys.Rev., C **65** (2002)
- [14] V. Zagrebaev, V.V. Samarin and W. Greiner, Phys. Rev. C **75** (2007)

- [15] V.I. Zagrebaev, Phys.Rev., C **67** (2003)
- [16] L Corradi, G Pollarolo and S Szilner. J. Phys G. **36** (2009)
- [17] I. Červeň. *Fyzika po kapitolách*, FEI STU (2005)
- [18] J. Rossbach, P. Schmuser. *Basic course on accelerator optics* (1992)
- [19] M. Huyse, Nuclear Physics A **701**, 265 (2002)
- [20] A. Efremov, V. Bekhterev, S. Bogomolov, G. Gulbekyan, A. N. Lebedev, V. N. Loginov, Yu. I. Smirnov, and M. Leporis. Beam Inter. Mater. Atom. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res.,Sec. B **204**, 368 (2003)
- [21] V.A. Shchepunov et al. Nucl. Instr. Meth. B **204**, 606 (2003)
- [22] A. N, Kuznetsov, E. A. Kuznetsov. Preprint of Joint Inst. For Nucl. Res, Dubna, no. R13-2009-108 (2009)
- [23] F.P. Hessberger, V. Ninov, D. Ackermann, A. Liittgen, *Production of heavy residues in nuclear collisions leading to $Z_p + Z_t \geq 75$ at bombarding energies of $E/A = (11.4-15.3)$ MeV/u*, Nuclear Physics A568, 121-140 (1994)
- [24] C.C. Sahm and H.-G. Clerc, K.-H. Schmidt, W. Reisdorf, P. Armbruster, F.P. Heßberger, J.G. Keller, G. Münzenberg, and D. Vermeulen, Z.Phys. A **319**, 113 (1984)
- [25] D.J. Hinde, M. Dasgupta, and A. Mukherjee, Phys.Rev.Lett. **89**, 282701, (2002)
- [26] A.Yu. Chizhov, M.G. Itkis, I.M. Itkis, G.N. Kniajeva, E.M. Kozulin, N.A. Kondratiev, I.V. Pokrovsky, R.N. Sagaidak, V.M. Voskressensky, A.V. Yerebin, L. Corradi, A. Gadea, A. Latina, A.M. Stefanini, S. Szilner, M. Trotta, A.M. Vinodkumar, S. Beghini, G. Montagnoli, F. Scarlassara, A.Ya. Rusanov, F. Hanappe, O. Dorvaux, N. Rowley, and L. Stuttge, Phys. Rev. C**67**, 011603(R) (2003)
- [27] Giovanni FAZIO, Giorgio GIARDINA, Antonino L AMBERTO, Roberto RUGGERI, Carmelo SACCA, Rocco P ALAMARA , Akhtam I. M UMINOV, Avazbek K. NASIROV, Ulughbek T. YAKHSHIEV, Francis HANAPPE, Thomas MATERNA and Louise STUTTGE, Jour. Phys. 27 Soc. of Japan, **72**, 2509 (2003)
- [28] M. Dasgupta and D.J. Hinde, Nucl. Phys. A**734**, 148 (2004)

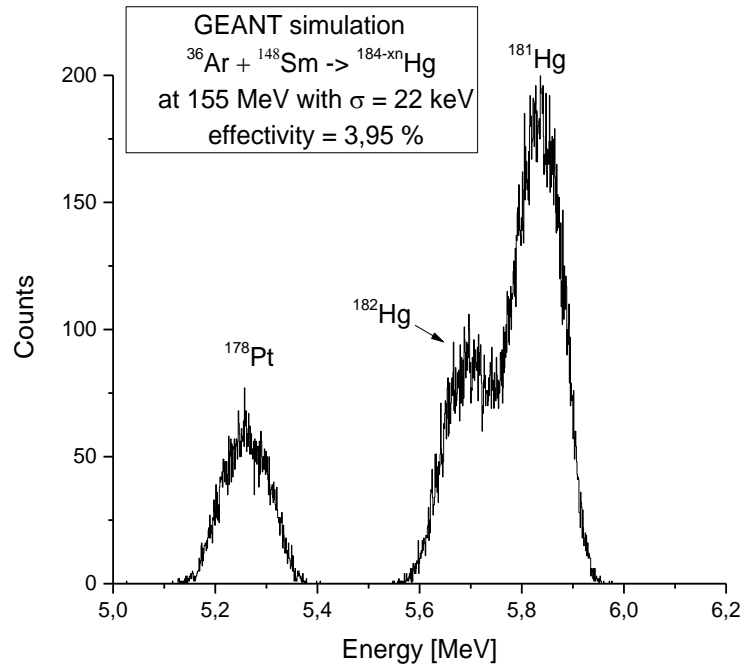
- [29] G. Fazio, G. Giardina, G. Mandaglio, and R. Ruggeri, A.I. Muminov, A.K. Nasirov, Yu.Ts. Oganessian, A.G. Popeko, R.N. Sagaidak, and A.V. Yerebin, S. Hofmann, F. Hanappe, C. Stodel, *Phys. Rev. C* **72**, 064614 (2005)
- [30] M. Morhac, J. Kliman, V. Matousek, M. Veselsky, I. Turzo, *Efficient one- and two-dimensional gold deconvolution and its application to y-ray spectra decomposition*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 401, 385-408 (1997)
- [31] J.F. Ziegler, M.D Ziegler, J.P Biersack, *SRIM - The stopping and range of ions in matter*, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B*, Volume 268, Issue 11-12, p. 1818-1823 (2010)
- [32] P. Möller, A.J. Sierk, T. Ichikawa, H. Sagawa, *Atomic Data and Nucl. Data Tables*, 109-110, 1-204 (2016)

Prílohy

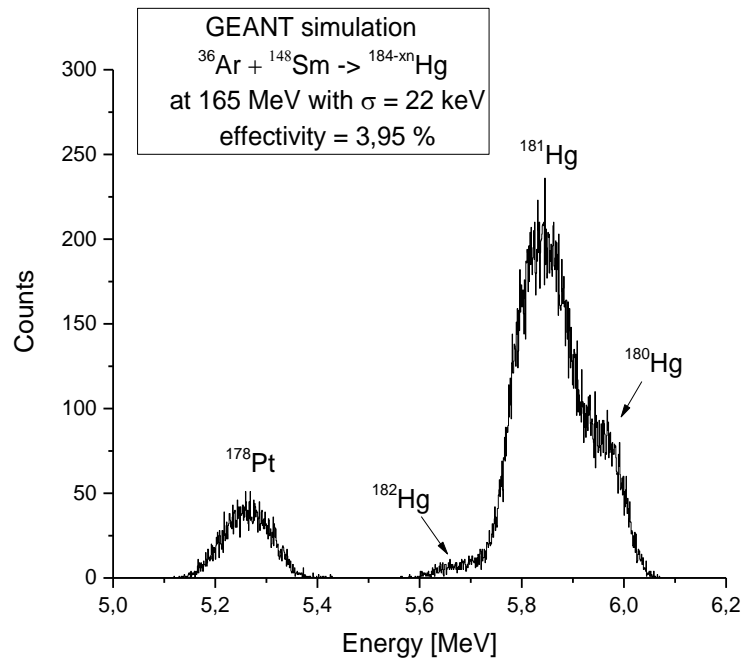
Príloha 1: Simulácie energetických spektier reakcií syntézy

Tab. 17. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcii na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pri energii projektilu 155, 165, 173 a 190 MeV

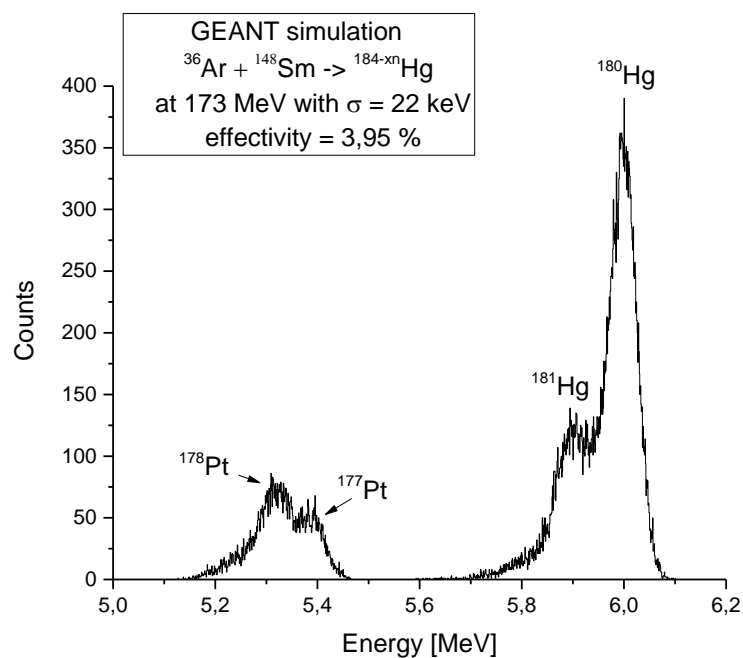
36Ar+148Sm	T1/2	alpha E	intensity	calibrated intensity
155MeV	[s]	[keV]	[%]	[%]
182Hg	10.83	5867.00	15.20	53.07
181Hg	3.54	6006.00	30.00	113.02
180Hg	2.58	6119.00	0.00	0.00
178Pt	21.10	5446.00	15.28	36.46
165MeV				
182Hg	10.83	5867.00	1.32	4.61
181Hg	3.54	6006.00	30.00	113.02
180Hg	2.58	6119.00	14.94	48.29
178Pt	21.10	5446.00	9.48	22.62
177Pt	11.00	5517.00	0.11	0.39
173MeV				
182Hg	10.83	5867.00	0.18	0.63
181Hg	3.54	6006.00	8.41	31.68
180Hg	2.58	6119.00	48.00	155.15
178Pt	21.10	5446.00	12.08	28.83
177Pt	11.00	5517.00	6.40	22.19
179Au	7.10	5848.00	0.13	0.51
190MeV				
181Hg	3.54	6006.00	0.98	3.69
180Hg	2.58	6119.00	36.98	119.53
179Hg	1.05	6258.00	53.00	80.07
178Hg	0.27	6430.00	2.70	1.04
179Au	7.10	5848.00	287.08	1142.38
177Pt	11.00	5517.00	61.99	214.99
176Pt	6.30	5753.00	388.85	1573.33
176Ir	8.30	5118.00	19.59	75.19
178Au	2.60	5920.00	7.87	25.55
175Pt	2.54	5959.00	1.33	4.25
175Pt	2.54	5831.00	0.12	0.37
175Pt	2.54	6038.00	0.12	0.37



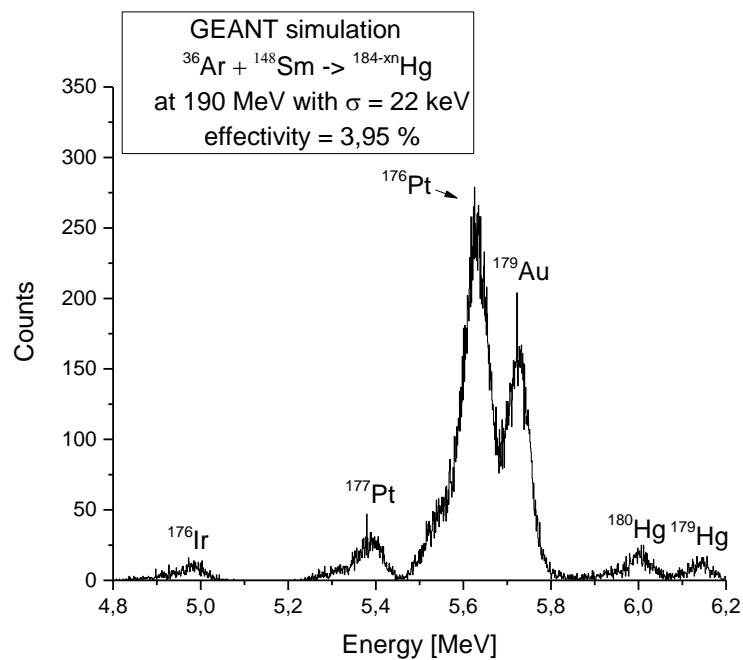
Obr. 54. Energetické spektrum reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre energiu nalietaťavajúceho projektilu 155 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 55. Energetické spektrum reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre energiu nalietaťavajúceho projektilu 165 MeV simulované pomocou GEANT4.



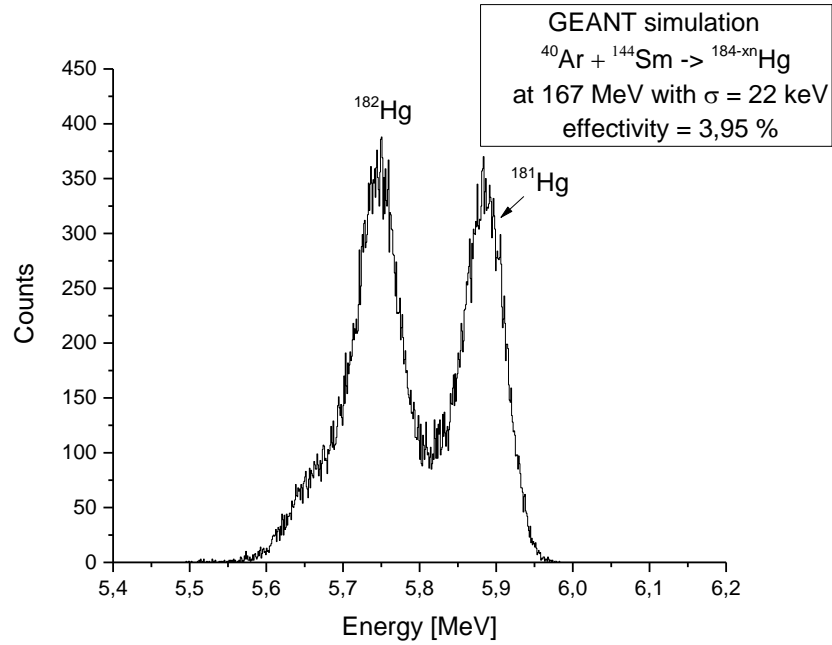
Obr. 56. Energetické spektrum reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 173 MeV simulované pomocou GEANT4.



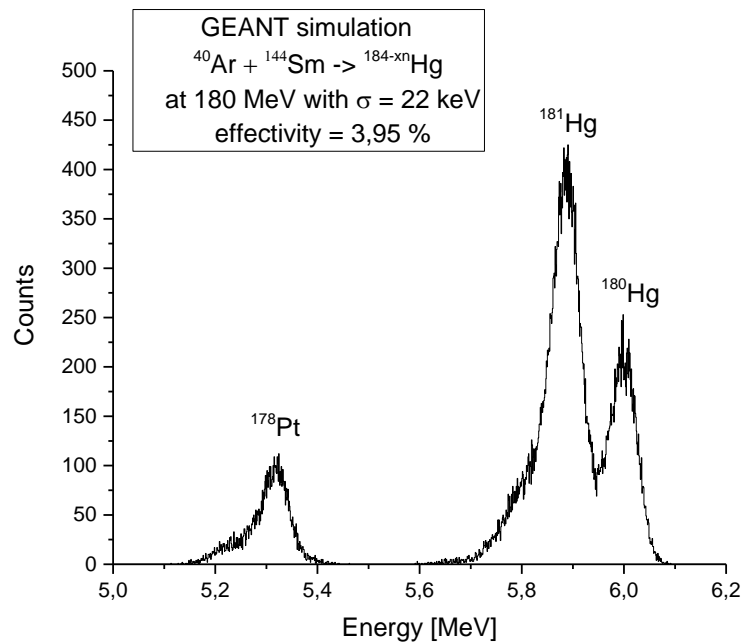
Obr. 57. Energetické spektrum reakcie $^{36}\text{Ar} + ^{148}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 190 MeV simulované pomocou GEANT4.

Tab. 18. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcii na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pri energii projektilu 155, 165, 173 a 190 MeV.

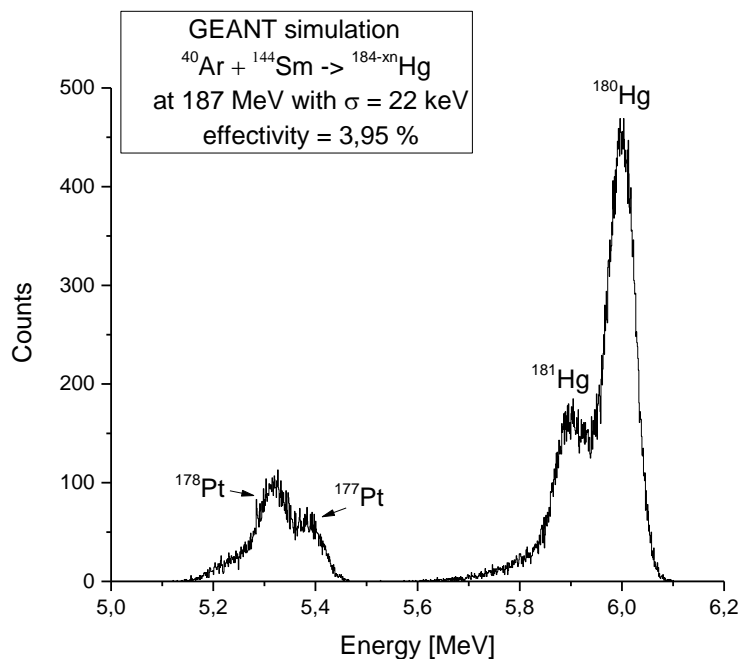
40Ar+144Sm	T1/2	alpha E	intensity	calibrated intensity
167MeV	[s]	[keV]	[%]	[%]
183Hg	9.40	5904.00	0.08	0.30
182Hg	10.83	5867.00	15.20	53.07
181Hg	3.54	6006.00	13.88	52.29
176Pt	6.30	5753.00	0.11	0.45
180MeV				
182Hg	10.83	5867.00	1.13	3.95
181Hg	3.54	6006.00	30.00	113.02
180Hg	2.58	6119.00	19.69	63.65
178Pt	21.10	5446.00	12.31	29.38
177Pt	11.00	5517.00	0.29	1.00
187MeV				
182Hg	10.83	5867.00	0.18	0.63
181Hg	3.54	6006.00	9.20	34.66
180Hg	2.58	6119.00	48.00	155.15
178Pt	21.10	5446.00	12.47	29.75
177Pt	11.00	5517.00	5.80	20.13
179Au	7.10	5848.00	0.45	1.80
200MeV				
181Hg	3.54	6006.00	4.19	15.78
180Hg	2.58	6119.00	116.09	375.25
179Hg	1.05	6258.00	53.00	80.07
177Pt	11.00	5517.00	125.74	436.09
179Au	7.10	5848.00	271.67	1081.07
176Pt	6.30	5753.00	230.70	933.42
176Ir	8.30	5118.00	7.91	30.37
178Pt	21.10	5446.00	11.28	26.92
178Au	2.60	5920.00	0.93	3.03



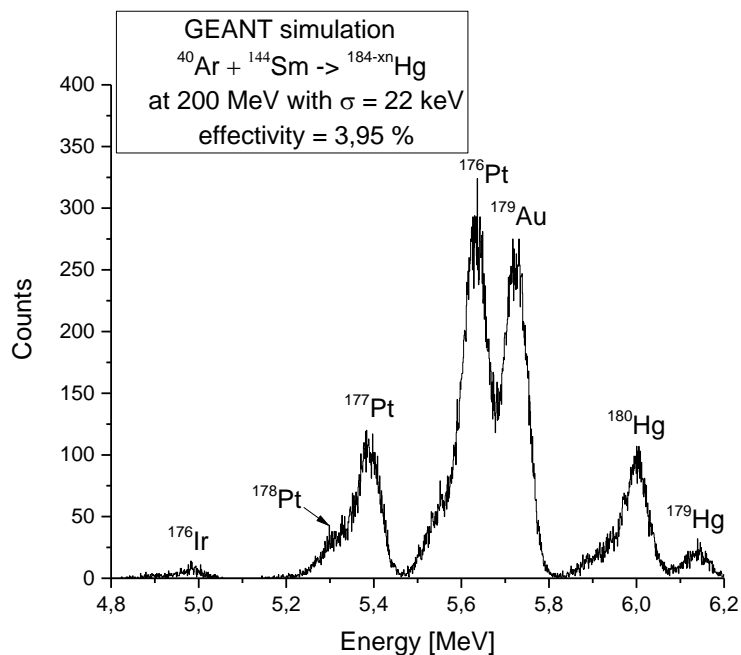
Obr. 58. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 167 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 59. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 180 MeV simulované pomocou GEANT4.



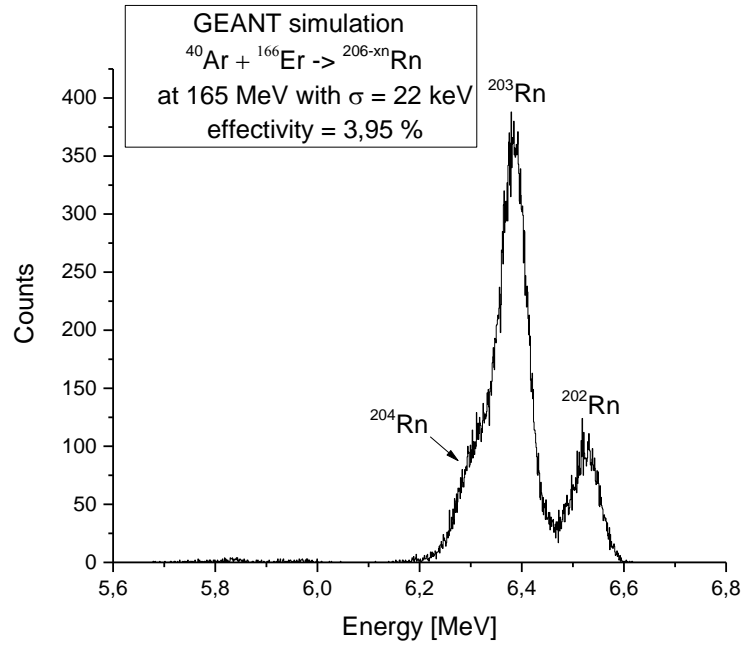
Obr. 60. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 187 MeV simulované pomocou GEANT4.



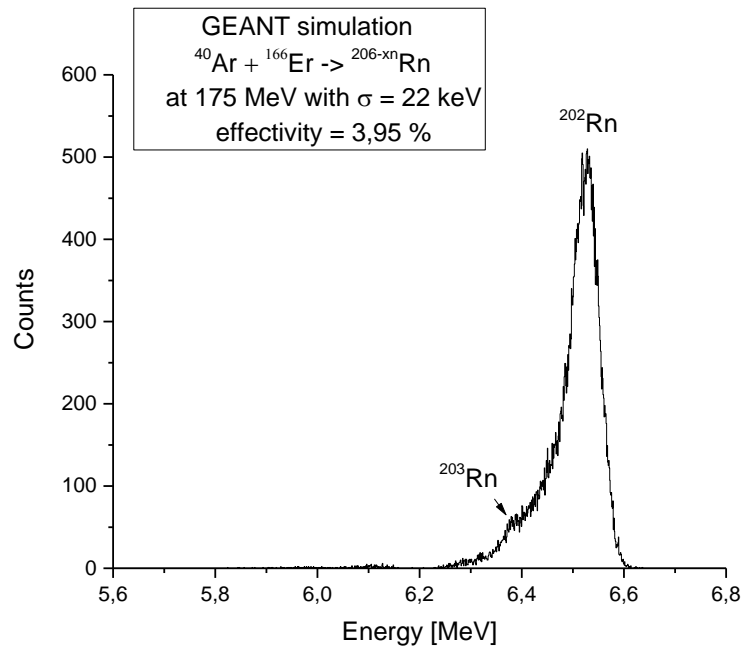
Obr. 61. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{144}\text{Sm}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 200 MeV simulované pomocou GEANT4.

Tab. 19. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcii na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pri energii projektilu 165, 175 a 190 MeV.

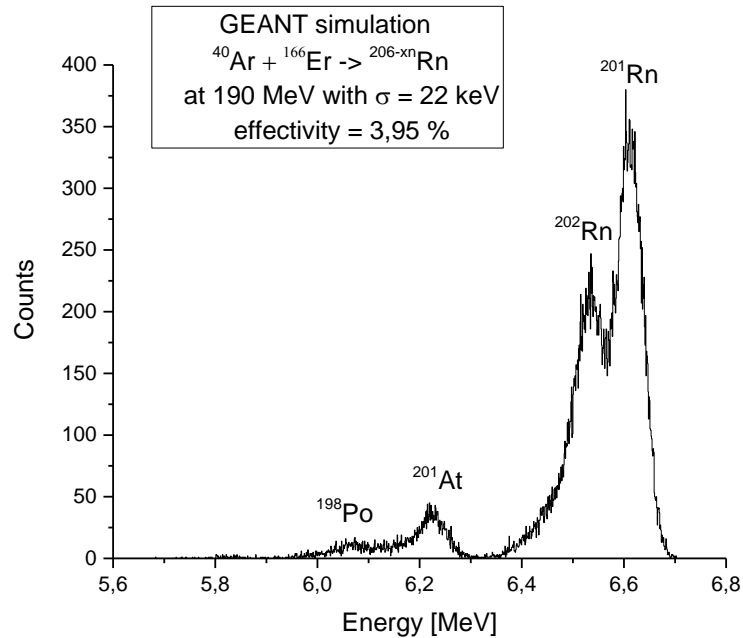
40Ar+166Er	T1/2	alpha E	intensity	calibrated intensity
165MeV	[s]	[keV]	[%]	[%]
204Rn	74.40	6418.90	5.32	4.52
203Rn	45.00	6499.30	66.00	87.32
202Rn	10.00	6639.50	6.56	23.66
199Po	328.80	5952.00	2.12	0.44
203At	444.00	6087.40	2.56	0.39
200Po	690.00	5861.90	0.23	0.02
204At	552.00	5951.00	0.03	0.00
201Po	918.00	5683.00	0.01	0.00
175MeV				
204Rn	74.40	6418.90	0.28	0.24
203Rn	45.00	6499.30	22.33	29.55
202Rn	10.00	6639.50	90.00	324.61
202At	184.00	6227.00	3.46	1.25
203At	444.00	6087.40	3.35	0.51
200Po	690.00	5861.90	0.86	0.09
199Po	328.80	5952.00	0.45	0.09
202Po	2682.00	5588.10	0.00	0.00
201At	83.00	6342.00	0.14	0.10
204At	552.00	5951.00	0.00	0.00
201Po	918.00	5683.00	0.00	0.00
190Mev				
203Rn	45.00	6499.30	1.01	1.33
202Rn	10.00	6639.50	35.04	126.37
201Rn	7.10	6725.00	77.60	308.79
	7.10	6590.00	2.00	7.96
201At	83.00	6342.00	43.26	33.26
202At	184.00	6227.70	6.87	2.49
199Po	328.80	5952.00	3.48	0.72
198Po	106.20	6182.00	14.73	9.01
202Po	2682.00	5588.10	0.04	0.00
201Po	918.00	5683.00	0.03	0.00
200Po	690.00	5861.90	0.14	0.01
203At	444.00	6087.40	0.28	0.04
196Po	5.73	6520.30	0.64	2.60
200At	43.00	6464.40	0.10	0.14



Obr. 62. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 165 MeV simulované pomocou GEANT4.



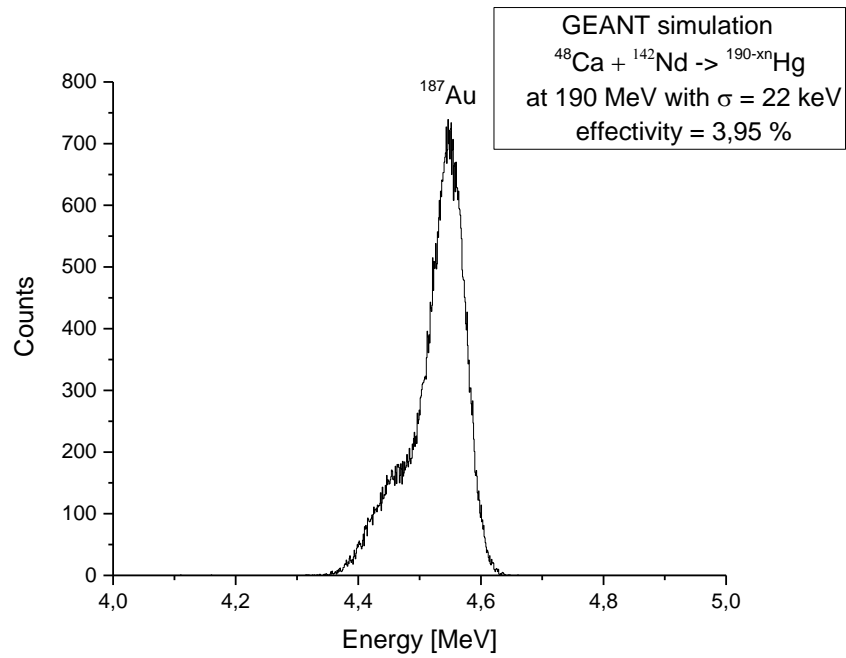
Obr. 63. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 175 MeV simulované pomocou GEANT4.



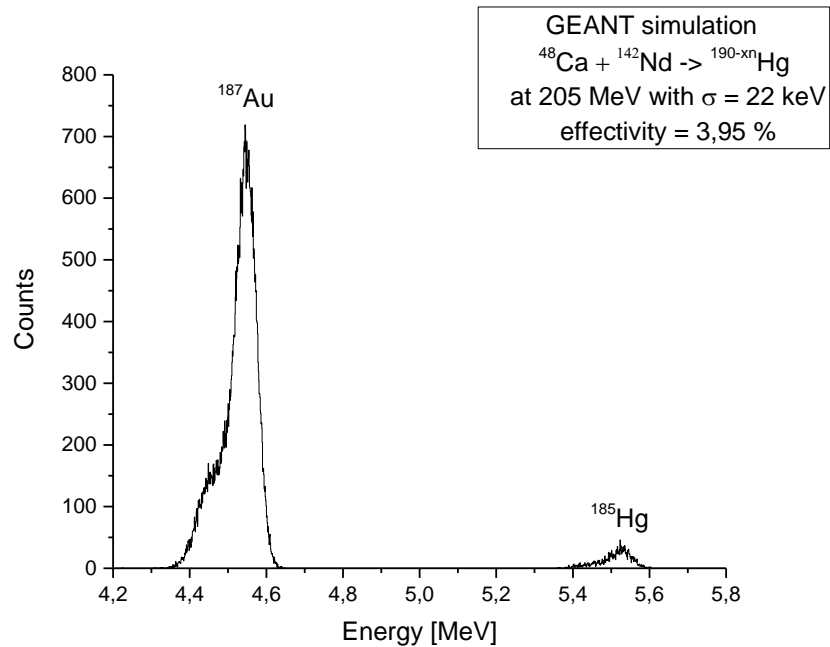
Obr. 64. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ar} + ^{166}\text{Er}$ pre energiu nalietajúceho projektilu 190 MeV simulované pomocou GEANT4.

Tab. 20. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcií na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pri energii projektilu 190, 205, 220 a 242 MeV.

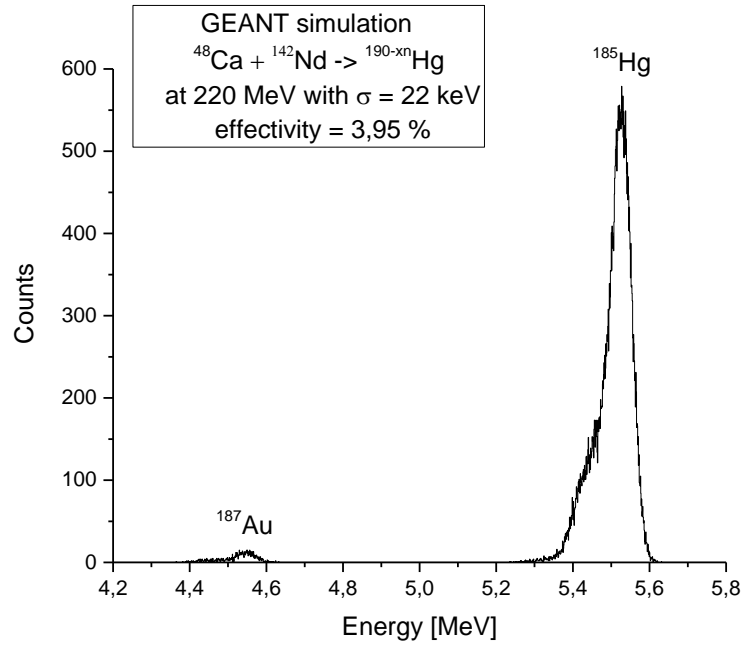
48Ca+142Nd	T1/2	alpha E	intensity	calibrated intensity
190MeV	[s]	[keV]	[%]	[%]
187Au	504.00	4690.00	119.06	543.09
205MeV				
187Au	504.00	4690.00	24.62	112.30
185Hg	49.10	5653.00	0.21	4.77
220MeV				
187Au	504.00	4690.00	0.64	2.92
185Hg	49.10	5653.00	6.00	138.72
184Hg	30.90	5535.00	0.14	3.40
242MeV				
185Hg	49.10	5653.00	0.83	19.25
184Hg	30.90	5535.00	1.26	30.73
183Hg	9.40	5904.00	2.66	35.22



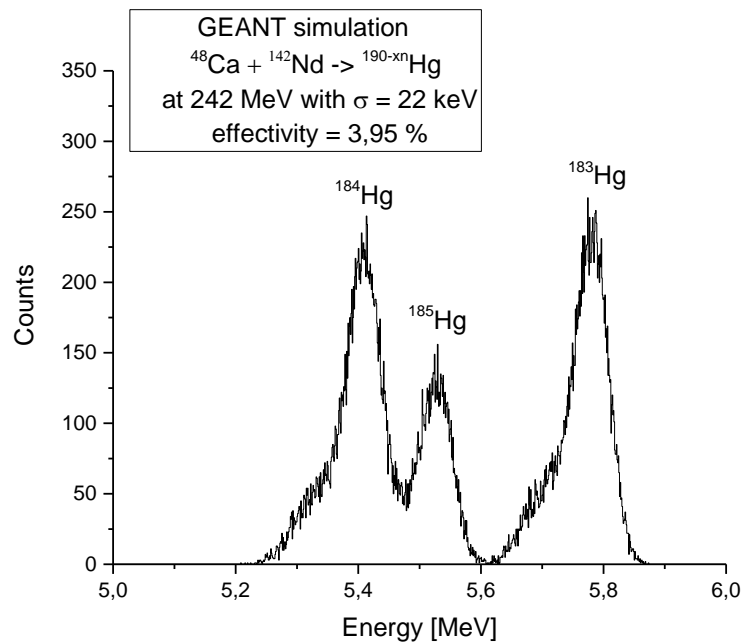
Obr. 65. Energetické spektrum reakcie $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 190 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 66. Energetické spektrum reakcie $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 205 MeV simulované pomocou GEANT4.



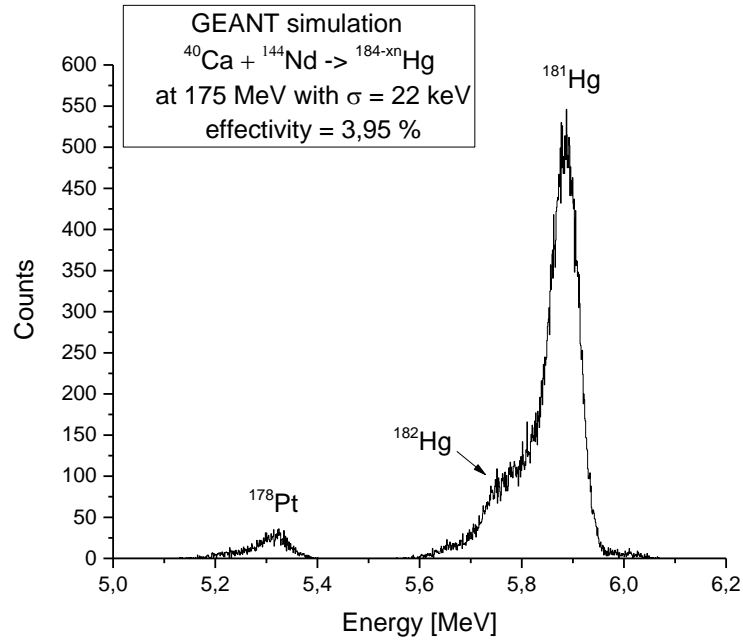
Obr. 67. Energetické spektrum reakcie $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 220 MeV simulované pomocou GEANT4.



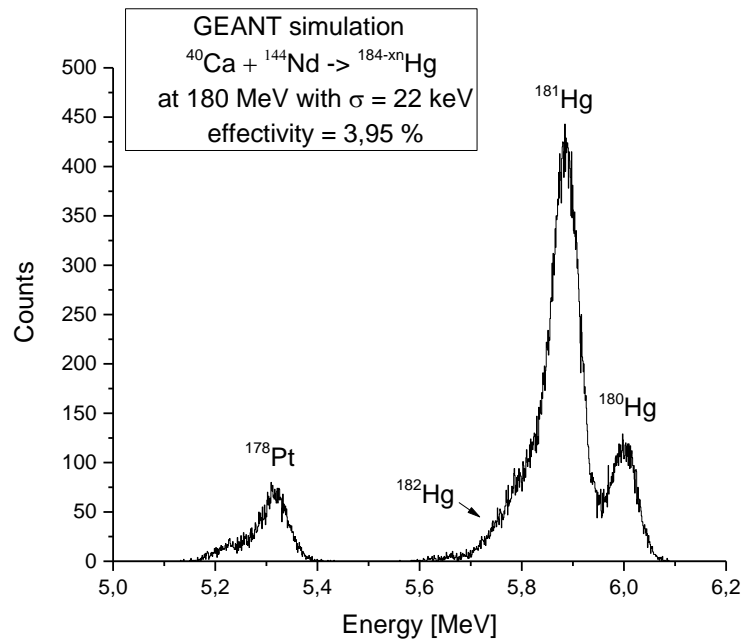
Obr. 68. Energetické spektrum reakcie $^{48}\text{Ca} + ^{142}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 242 MeV simulované pomocou GEANT4.

Tab. 21. Hodnoty polčasov rozpadu, energie alfa častíc, ich relatívna intenzita a intenzita po korekcii na polčas rozpadu pre všetky izotopy vzniknuté v reakcii $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ pri energii projektilu 175, 180, 190 a 205 MeV.

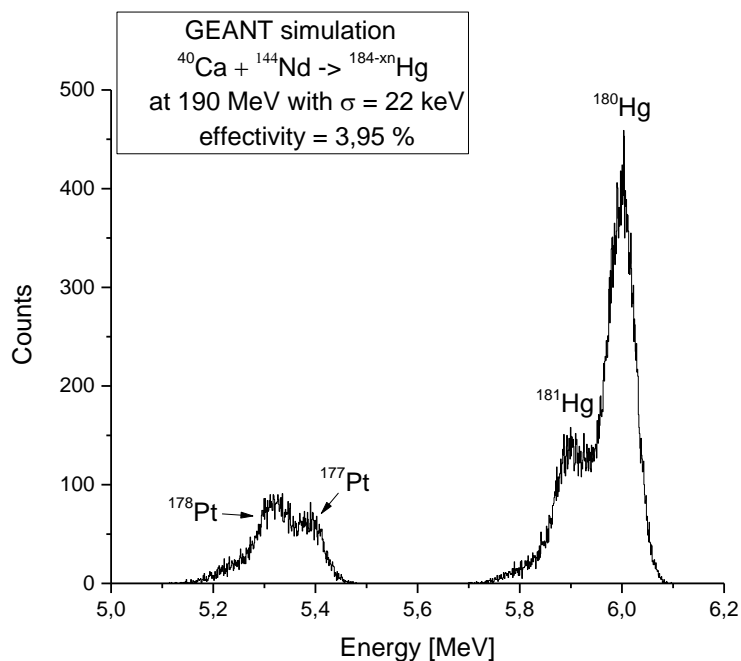
40Ca+144Nd	T1/2	alpha E	intensity	calibrated intensity
175MeV	[s]	[keV]	[%]	[%]
182Hg	10.83	5867.00	15.20	53.07
181Hg	3.54	6006.00	112.37	423.33
180Hg	2.58	6119.00	1.63	5.27
178Pt	21.10	5446.00	10.28	24.54
180MeV				
182Hg	10.83	5867.00	1.55	5.41
181Hg	3.54	6006.00	30.00	113.02
180Hg	2.58	6119.00	9.97	32.23
178Pt	21.10	5446.00	7.95	18.98
177Pt	11.00	5517.00	0.03	0.10
190MeV				
181Hg	3.54	6006.00	7.60	28.63
180Hg	2.58	6119.00	48.00	155.15
179Hg	1.05	6258.00	0.00	0.00
178Pt	21.10	5446.00	11.47	27.38
177Pt	11.00	5517.00	7.20	24.97
205MeV				
181Hg	3.54	6006.00	12.77	48.11
180Hg	2.58	6119.00	53.11	171.67
179Hg	1.05	6258.00	53.00	80.07
177Pt	11.00	5517.00	81.95	284.21
179Au	7.10	5848.00	293.93	1169.62
176Pt	6.30	5753.00	337.79	1366.72
176Ir	8.30	5118.00	14.81	56.84
178Pt	21.10	5446.00	5.46	13.04
178Au	2.60	5920.00	2.75	8.92



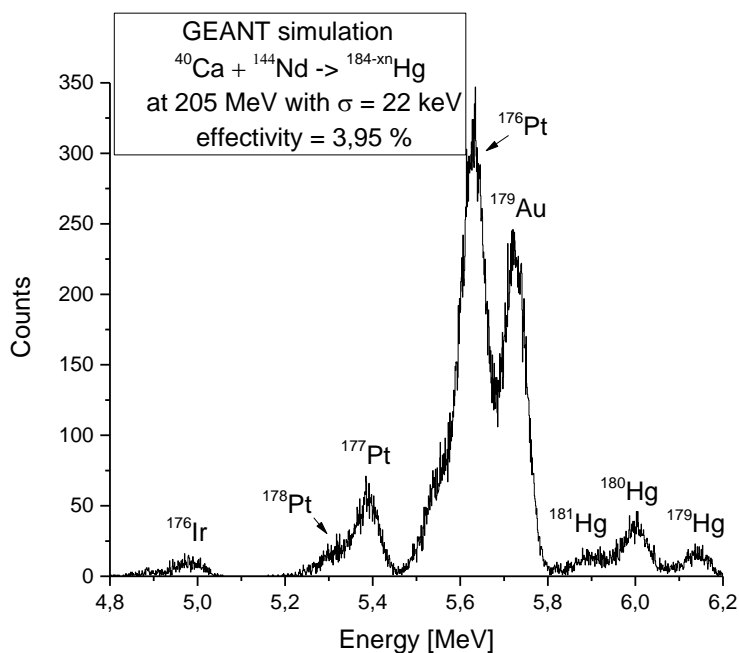
Obr. 69. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 175 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 70. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektilu 180 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 71. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektílu 190 MeV simulované pomocou GEANT4.



Obr. 72. Energetické spektrum reakcie $^{40}\text{Ca} + ^{144}\text{Nd}$ pre energiu nalietaujúceho projektílu 200 MeV simulované pomocou GEANT4.

Príloha 2: Časť počítačového kódu GEANT4 použitého na simuláciu energetických spektier

Physics list

```
#include "globals.hh"
#include "AlphaPhysicsList.hh"

#include "G4ProcessManager.hh"
#include "G4ParticleTypes.hh"

AlphaPhysicsList::AlphaPhysicsList(): G4VUserPhysicsList()
{
    defaultCutValue = 1.0*nm;
    SetVerboseLevel(1);
}

AlphaPhysicsList::~AlphaPhysicsList()
{}

//----- particles

void AlphaPhysicsList::ConstructParticle()
{
    ConstructBosons();
    ConstructLeptons();
    ConstructMesons();
    ConstructBaryons();

    G4Electron::ElectronDefinition();
    G4Positron::PositronDefinition();
    G4Gamma::GammaDefinition();

    // ions
    G4Alpha::Definition ();
    G4Deuteron::Definition ();
    G4He3::Definition ();
    G4Triton::Definition ();
    G4GenericIon::Definition();
}

//----- bosons

void AlphaPhysicsList::ConstructBosons()
{
    // pseudo-particles
    G4Geantino::GeantinoDefinition();
    G4ChargedGeantino::ChargedGeantinoDefinition();

    // gamma
    G4Gamma::GammaDefinition();
}

//----- leptons
```

```

void AlphaPhysicsList::ConstructLeptons()
{
    // e+/-
    G4Electron::ElectronDefinition();
    G4Positron::PositronDefinition();
    // mu+/-
    G4MuonPlus::MuonPlusDefinition();
    G4MuonMinus::MuonMinusDefinition();
    // nu_e
    G4NeutrinoE::NeutrinoEDefinition();
    G4AntiNeutrinoE::AntiNeutrinoEDefinition();
    // nu_mu
    G4NeutrinoMu::NeutrinoMuDefinition();
    G4AntiNeutrinoMu::AntiNeutrinoMuDefinition();
}

//----- mesons

void AlphaPhysicsList::ConstructMesons()
{
    // mesons
    // light mesons
    G4PionPlus::PionPlusDefinition();
    G4PionMinus::PionMinusDefinition();
    G4PionZero::PionZeroDefinition();
    G4Eta::EtaDefinition();
    G4EtaPrime::EtaPrimeDefinition();
    G4KaonPlus::KaonPlusDefinition();
    G4KaonMinus::KaonMinusDefinition();
    G4KaonZero::KaonZeroDefinition();
    G4AntiKaonZero::AntiKaonZeroDefinition();
    G4KaonZeroLong::KaonZeroLongDefinition();
    G4KaonZeroShort::KaonZeroShortDefinition();
}

//----- baryons

void AlphaPhysicsList::ConstructBaryons()
{
    // proton
    G4Proton::ProtonDefinition();
    G4AntiProton::AntiProtonDefinition();
    // neutron
    G4Neutron::NeutronDefinition();
    G4AntiNeutron::AntiNeutronDefinition();
}

//----- physical processes

void AlphaPhysicsList::ConstructProcess()
{
    AddTransportation();
    ConstructEM();
    ConstructGeneral();
    AddStepMax();
}

#include "G4ComptonScattering.hh"
#include "G4GammaConversion.hh"
#include "G4PhotoElectricEffect.hh"

```

```

#include "G4eMultipleScattering.hh"
#include "G4eIonisation.hh"
#include "G4eBremsstrahlung.hh"
#include "G4eplusAnnihilation.hh"

#include "G4MuMultipleScattering.hh"
#include "G4MuIonisation.hh"
#include "G4MuBremsstrahlung.hh"
#include "G4MuPairProduction.hh"

#include "G4hMultipleScattering.hh"
#include "G4hIonisation.hh"
#include "G4hBremsstrahlung.hh"
#include "G4hPairProduction.hh"

#include "G4ionIonisation.hh"
#include "G4IonParametrisedLossModel.hh"
#include "G4NuclearStopping.hh"

#include "G4LossTableManager.hh"
#include "G4EmProcessOptions.hh"

//----- EM processes

void AlphaPhysicsList::ConstructEM()
{
  theParticleIterator->reset();
  while( (*theParticleIterator)() ){
    G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
    G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
    G4String particleName = particle->GetParticleName();

    if (particleName == "gamma") {
      // gamma
      pmanager->AddDiscreteProcess(new G4PhotoElectricEffect);
      pmanager->AddDiscreteProcess(new G4ComptonScattering);
      pmanager->AddDiscreteProcess(new G4GammaConversion);
    } else if (particleName == "e-") {
      //electron
      pmanager->AddProcess(new G4eMultipleScattering, -1, 1, 1);
      pmanager->AddProcess(new G4eIonisation, -1, 2, 2);
      pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung, -1, 3, 3);
    } else if (particleName == "e+") {
      //positron
      pmanager->AddProcess(new G4eMultipleScattering, -1, 1, 1);
      pmanager->AddProcess(new G4eIonisation, -1, 2, 2);
      pmanager->AddProcess(new G4eBremsstrahlung, -1, 3, 3);
      pmanager->AddProcess(new G4eplusAnnihilation, 0, -1, 4);
    } else if( particleName == "mu+" ||
               particleName == "mu-" ) {
      //muon
      pmanager->AddProcess(new G4MuMultipleScattering, -1, 1, 1);
      pmanager->AddProcess(new G4MuIonisation, -1, 2, 2);
      pmanager->AddProcess(new G4MuBremsstrahlung, -1, 3, 3);
      pmanager->AddProcess(new G4MuPairProduction, -1, 4, 4);
    } else if( particleName == "proton" ||
               particleName == "pi-" ||

```

```

        particleName == "pi+" ) {
//proton
pmanager->AddProcess(new G4hMultipleScattering, -1, 1, 1);
pmanager->AddProcess(new G4hIonisation, -1, 2, 2);
pmanager->AddProcess(new G4hBremsstrahlung, -1, 3, 3);
pmanager->AddProcess(new G4hPairProduction, -1, 4, 4);
} else if( particleName == "alpha" ||
        particleName == "He3" ) {
//alpha
pmanager->AddProcess(new G4hMultipleScattering, -1, 1, 1);
G4ionIonisation* ionIoni = new G4ionIonisation();

        G4IonParametrisedLossModel *pIPLM = new G4IonParametrisedLossModel();
ionIoni->SetEmModel( pIPLM );
        ionIoni->SetStepFunction(0.1, 0.001*um);
pmanager->AddProcess(ionIoni, -1, 2, 2);
pmanager->AddProcess(new G4NuclearStopping, -1, 3,-1);
} else if( particleName == "GenericIon" ) {
        pmanager->AddProcess(new G4hMultipleScattering, -1, 1, 1);
G4ionIonisation* ionIoni = new G4ionIonisation();

        G4IonParametrisedLossModel *pIPLM = new G4IonParametrisedLossModel();
ionIoni->SetEmModel( pIPLM );
        ionIoni->SetStepFunction(0.1, 0.001*um);
pmanager->AddProcess(ionIoni, -1, 2, 2);
pmanager->AddProcess(new G4NuclearStopping, -1, 3,-1);
} else if ((!particle->IsShortLived()) &&
        (particle->GetPDGCharge() != 0.0) &&
        (particle->GetParticleName() != "chargedgeantino")) {
//all others charged particles except geantino
pmanager->AddProcess(new G4hMultipleScattering, -1, 1, 1);
pmanager->AddProcess(new G4hIonisation, -1, 2, 2);
}
}
}

//----- decay process
#include "G4Decay.hh"

void AlphaPhysicsList::ConstructGeneral()
{
// Add Decay Process
G4Decay* theDecayProcess = new G4Decay();
theParticleIterator->reset();
while( (*theParticleIterator)() ){
        G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();
if (theDecayProcess->IsApplicable(*particle)) {
        pmanager ->AddProcess(theDecayProcess);
// set ordering for PostStepDoIt and AtRestDoIt
pmanager ->SetProcessOrdering(theDecayProcess, idxPostStep);
pmanager ->SetProcessOrdering(theDecayProcess, idxAtRest);
}
}
}
}

```

```

//----- step limitation

#include "G4StepLimiter.hh"
#include "G4UserSpecialCuts.hh"

void AlphaPhysicsList::AddStepMax()
{
    // Step limitation seen as a process
    G4StepLimiter* stepLimiter = new G4StepLimiter();
    ///G4UserSpecialCuts* userCuts = new G4UserSpecialCuts();

    theParticleIterator->reset();
    while ((*theParticleIterator)()){
        G4ParticleDefinition* particle = theParticleIterator->value();
        G4ProcessManager* pmanager = particle->GetProcessManager();

        if (particle->GetPDGCharge() != 0.0)
        {
            pmanager ->AddDiscreteProcess(stepLimiter);
            ///pmanager ->AddDiscreteProcess(userCuts);
        }
    }
}

//----- cuts

void AlphaPhysicsList::SetCuts()
{
    //G4VUserPhysicsList::SetCutsWithDefault method sets
    //the default cut value for all particle types
    //
    SetCutsWithDefault();

    if (verboseLevel>0) DumpCutValuesTable();
}

```

Detector construction

```
#include "stdafx.h"
#include "GApp.h"
#include "globals.hh"
#include "AlphaDetectorConstruction.hh"
#include "AlphaTrackerSD.hh"

#include "G4Material.hh"
#include "G4NistManager.hh"
#include "G4Box.hh"
#include "G4Tubs.hh"
#include "G4LogicalVolume.hh"
#include "G4ThreeVector.hh"
#include "G4PVPlacement.hh"

#include "G4VisAttributes.hh"
#include "G4Colour.hh"
#include "G4SDManager.hh"

AlphaDetectorConstruction::AlphaDetectorConstruction()
: experimentalHall_log(0),
  foil_log1(0),foil_log2(0),foil_log3(0),foil_log4(0),foil_log5(0),
  experimentalHall_phys(0),
  foil_phys1(0),foil_phys2(0),foil_phys3(0),foil_phys4(0),foil_phys5(0)
{;}

AlphaDetectorConstruction::~AlphaDetectorConstruction()
{
}

G4VPhysicalVolume* AlphaDetectorConstruction::Construct()
{
  //----- materials

  G4double a; // atomic mass
  G4double z; // atomic number
  G4double density;
  G4double pressure;
  G4double temperature;
  G4double fractionmass;
  G4String name, symbol;
  G4int ncomponents;

  G4Material* Vacuum =
  new G4Material("Galactic", z=1., a=1.01*g/mole, density= universe_mean_density,
kStateGas,temperature= 0.1*kelvin,pressure= 1.e-19*pascal);

  G4Material* Al =
  new G4Material("Aluminum", z= 13., a= 26.98*g/mole, density= 2.7*g/cm3);

  G4Material* Ti = G4NistManager::Instance()->FindOrBuildMaterial ("G4_Ti");
  G4Material* Ni = G4NistManager::Instance()->FindOrBuildMaterial ("G4_Ni");
  G4Material* Si = G4NistManager::Instance()->FindOrBuildMaterial ("G4_Si");

  G4Element* e10 = new G4Element(name="Oxygen",symbol="O" , z= 7., a = 16.00*g/mole);
```

```

G4Element* elSm = new G4Element(name="Samarium",symbol="Sm" , z= 62., a = 144*g/mole);

G4Material* SmO = new G4Material(name="SmO",density = 8.35*g/cm3,ncomponents=2);
SmO->AddElement(elSm, fractionmass=40*perCent);
SmO->AddElement(elO, fractionmass=60*perCent);

//----- volumes

//----- experimental hall (world volume)
//----- beam line along x axis

G4double expHall_x = 1.5*cm;
G4double expHall_y = 1.5*cm;
G4double expHall_z = 3.*cm;
G4Box* experimentalHall_box
  = new G4Box("expHall_box",expHall_x,expHall_y,expHall_z);
experimentalHall_log = new G4LogicalVolume(experimentalHall_box,
                                           Vacuum,"expHall_log");
experimentalHall_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(),
experimentalHall_log,"expHall",0,false,0);

//----- a foil

G4double innerRadiusOfTheFoil0 = 0.*cm;
G4double outerRadiusOfTheFoil0 = 5.95*mm;
G4double hightOfTheFoil0 = 0.375*um;
G4double startAngleOfTheFoil0 = 0.*deg;
G4double spanningAngleOfTheFoil0 = 360.*deg;
G4Tubs* foil0_tube = new G4Tubs("foil0_tube",innerRadiusOfTheFoil0,
                                outerRadiusOfTheFoil0,hightOfTheFoil0,
                                startAngleOfTheFoil0,spanningAngleOfTheFoil0);
foil_log0 = new G4LogicalVolume(foil0_tube,A1,"foil_log0");
G4double foil0Pos_x = 0.*cm;
G4double foil0Pos_y = 0.*cm;
G4double foil0Pos_z = -14.5*mm;
foil_phys0 = new G4PVPlacement(0,
                                G4ThreeVector(foil0Pos_x,foil0Pos_y,foil0Pos_z),
                                foil_log0,"foil0",experimentalHall_log,false,0);

//----- a window

G4double win1_x = 0.25*cm;
G4double win1_y = 1.5*cm;
G4double win1_z = 1.*mm;
G4Box* win1_box = new G4Box("win1_box",win1_x,win1_y,win1_z);
G4double win1Pos_x = -1.25*cm;
G4double win1Pos_y = 0.*cm;
G4double win1Pos_z = 0.*cm;
win1_log = new G4LogicalVolume(win1_box, A1,"win1_log");
win1_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(win1Pos_x,win1Pos_y,win1Pos_z ),
win1_log,"win1",experimentalHall_log,false, 0 );

G4double win2_x = 0.25*cm;
G4double win2_y = 1.5*cm;
G4double win2_z = 1.*mm;
G4Box* win2_box = new G4Box("win2_box",win2_x,win2_y,win2_z);
G4double win2Pos_x = 1.25*cm;
G4double win2Pos_y = 0.*cm;
G4double win2Pos_z = 0.*cm;
win2_log = new G4LogicalVolume(win2_box, A1,"win2_log");

```



```

win2_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(win2Pos_x,win2Pos_y,win2Pos_z ),
win2_log,"win2",experimentalHall_log,false, 0 );

G4double win3_x = 1.0*cm;
G4double win3_y = 0.25*cm;
G4double win3_z = 1.*mm;
G4Box* win3_box = new G4Box("win3_box",win3_x,win3_y,win3_z);
G4double win3Pos_x = 0.*cm;
G4double win3Pos_y = -1.25*cm;
G4double win3Pos_z = 0.*cm;
win3_log = new G4LogicalVolume(win3_box, Al,"win3_log");
win3_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(win3Pos_x,win3Pos_y,win3Pos_z ),
win3_log,"win3",experimentalHall_log,false, 0 );

G4double win4_x = 1.0*cm;
G4double win4_y = 0.25*cm;
G4double win4_z = 1.*mm;
G4Box* win4_box = new G4Box("win4_box",win4_x,win4_y,win4_z);
G4double win4Pos_x = 0.*cm;
G4double win4Pos_y = 1.25*cm;
G4double win4Pos_z = 0.*cm;
win4_log = new G4LogicalVolume(win4_box, Al,"win4_log");
win4_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(win4Pos_x,win4Pos_y,win4Pos_z ),
win4_log,"win4",experimentalHall_log,false, 0 );

//----- a dead layer

G4double dead_x = 9.5*cm;
G4double dead_y = 9.5*cm;
G4double dead_z = 0.424*um;
G4Box* dead_box = new G4Box("dead_box",dead_x,dead_y,dead_z);
G4double deadPos_x = 0.*cm;
G4double deadPos_y = 0.*cm;
G4double deadPos_z = 10.9*mm;
dead_log = new G4LogicalVolume(dead_box, Si,"dead_log");
dead_phys = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(deadPos_x,deadPos_y,deadPos_z ),
dead_log,"dead",experimentalHall_log,false, 0 );

//----- a detector

G4double SDet_x = 9.5*mm;
G4double SDet_y = 9.5*mm;
G4double SDet_z = 1.*um;
G4Box* SDet_box = new G4Box("SDet_box",SDet_x,SDet_y,SDet_z);
G4double SDPos_x = 0.*cm;
G4double SDPos_y = 0.*cm;
G4double SDPos_z = 11.0*mm;
G4LogicalVolume *SD_log0 = new G4LogicalVolume(SDet_box, Vacuum,"SD_log0");
G4VPhysicalVolume *SD_phys0 = new G4PVPlacement(0,G4ThreeVector(SDPos_x,SDPos_y,SDPos_z ),
SD_log0,"SD0",experimentalHall_log,false, 0 );

AlphaSD *SD0 = new AlphaSD ( "SD0" );

theApp.theG4SDManager->AddNewDetector( SD0 );

```

```
SD_log0->SetSensitiveDetector( SD0 );

//----- Visualization attributes

G4VisAttributes* HallVisAtt= new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,1.0));
experimentalHall_log  ->SetVisAttributes(HallVisAtt);

G4VisAttributes* FoilVisAtt = new G4VisAttributes(G4Colour(1.0,1.0,0.0));
foil_log0->SetVisAttributes(FoilVisAtt);

return experimentalHall_phys;
}
```

Zoznam publikovaných prác

- [1] S. Motycak, A.M. Rodin, A. S. Novoselov, A. V. Podshibyakin, L. Krupa, A. V. Belozеров, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, J. Kliman, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, E. V. Chernysheva, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, and **D. Kamas**, *A New Beam Diagnostic System for the MASHA Setup*. Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 13, No. 5, pp. 586–590 (2016)
- [2] A. S. Novoselov, S. Motycak, A.M. Rodin, A. V. Podshibyakin, L. Krupa, A. V. Belozеров, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, J. Kliman, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, E. V. Chernysheva, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, and **D. Kamas**, *Data Acquisition system for the focal plane detector of the mass separator MASHA*. Physics of Particles and Nuclei Letters, Vol. 13, No. 5, pp. 595–597 (2016)
- [3] V. Yu. Vedeneev, A.M. Rodin, A. V. Belozеров, E. V. Chernysheva, S. N. Dmitriev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, M. G. Itkis, J. Kliman, L. Krupa, A. S. Novoselov, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, **D. Kamas**, C. Granja, S. Pospisil, *The current status of the MASHA setup*. Hyperfine Interaction, Springer Netherlands (2017)
- [4] L. Krupa, A. S. Novoselov, S. Motycak, A.M. Rodin, A. V. Podshibyakin, A. V. Belozеров, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, J. Kliman, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, E. V. Chernysheva, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, and **D. Kamas**, *Production of radon isotopes in the reactions $^{48}\text{Ca}+^{242}\text{Pu}$ and $^{48}\text{Ca}+^{208}\text{Pb}$ on mass separator MASHA*. The International Symposium on Exotic Nuclei, 4-10 September 2016, Kazan, Russia. World Scientific (2017)
- [5] A. S. Novoselov, S. Motycak, A.M. Rodin, A. V. Podshibyakin, A. V. Belozеров, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, A. V. Gulyaeva, J. Kliman, L. Krupa, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, E. V. Chernysheva, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, **D. Kamas**, C. Granja, S. Pospisil, *Production and investigation of new isotopes near neutron $N=126$ shell closure using TIMEPIX detectors*. The International Symposium on Exotic Nuclei, 4-10 September 2016, Kazan, Russia. World Scientific (2017)
- [6] A.M. Rodin, E. V. Chernysheva, S.N. Dmitriev, L. Krupa, A. S. Novoselov, A. V. Podshibyakin, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, J. Kliman, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, A. Opichal, J. Pechousek and **D.**

- Kamas**, *Features of the solid-state ISOL method for fusion evaporation reactions induced by heavy ions*. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2018), September 10-15, 2018, Petrozavodsk, Russia, World Scientific, Singapore (2019) (v tlači)
- [7] E. V. Chernysheva, A. S. Novoselov, A. M. Rodin, A. V. Podshibyakin, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, J. Kliman, L. Krupa, M. Holik, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, **D. Kamas**, A. Opichal, J. Pechousek and A. Maher, *Determination of separation efficiency of MASHA spectrometer by means of measurement of absolute cross-sections of evaporation residues*. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2018), September 10-15, 2018, Petrozavodsk, Russia, World Scientific, Singapore (2019) (v tlači)
- [8] A. S. Novoselov, A. M. Rodin, A. V. Podshibyakin, V. Yu. Vedeneyev, A. V. Gulyaev, J. Kliman, L. Krupa, V. S. Salamatin, S. V. Stepantsov, S. A. Yuchimchuk, A. B. Komarov, **D. Kamas**, A. Opichal, J. Pechousek and E. V. Chernysheva, *Control and data acquisition systems of the MASHA setup*. International Symposium on Exotic Nuclei (EXON 2018), September 10-15, 2018, Petrozavodsk, Russia, World Scientific, Singapore (2019) (v tlači)
- [9] D. Kamas, A. Opichal, E.V. Chernysheva, A. V. Gulyaev, M. Holik, J. Kliman, L. Krupa, A.S. Novoselov, A.V. Podshibyakin, A.M. Rodin, V.S. Salamatin, S.V. Stepantsov, V. Yu. Vedeneev, S. A. Yuchimchuk, *Study of evaporation-residue cross sections in complete fusion reactions leading to Hg and Rn isotopes*. Phys. Rev. C (zaslané)