

# Identifikácia izotopov v reakcii $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$

Adam Broniš<sup>1\*</sup>

Školiteľ: doc. Mgr. Stanislav Antalic Phd.<sup>2†</sup>

Katedra jadrovej fyziky a biofyziky, FMFI UK, Mlynská Dolina 842 48 Bratislava

**Abstrakt:** V práci je rozobraný teoretický úvod do problematiky zložených jadier, rýchlostný separátor SHIP a jeho detekčný systém. Pomocou analýzy dát z rozpadovej spektroskopie sú identifikované jednotlivé izotopy a získané početnosti  $^{255}\text{No}$  v reakcii  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$ , ktoré sú následne použité na výpočet účinných prierezov pre uvedenú reakciu.

*Keľúčové slová:* SHE, zložené jadrá, SHIP

## Obsah

### 1 Úvod do problematiky zložených jadier

- 1.1 Reakcie cez zložené jadro . . . . .
- 1.2 Reakcie ťažkých iónov cez zložené jadro . . . . .

### 2 Experimentálna báza

- 2.1 SHIP . . . . .
- 2.2 Systém detektorov . . . . .

### 3 Analýza dát

- 3.1 Identifikácia izotopov v reakcii  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne}, 5n)^{255}\text{No}$  . . . . .
- 3.2 Vyhodnotenie početnosti  $^{255}\text{No}$  . . . . .
  - 3.2.1 Odhad početnosti  $^{255}\text{No}$  pomocou hlavnej  $\alpha$  čiary . . . . .
  - 3.2.2 Odhad početnosti  $^{255}\text{No}$  cez interval 7725 – 7825 keV . . . . .
- 3.3 Vyhodnotenie chýb . . . . .
- 3.4 Výpočet účinných prierezov pomocou pomocou početnosti  $^{255}\text{No}$  . . . . .

### 4 Záver

## 1 Úvod do problematiky zložených jadier

### 1.1 Reakcie cez zložené jadro

V roku 1936 navrhol Niels Bohr model zložených jadier [Bohr, 1936]. Hlavnou ideou tohoto modelu je

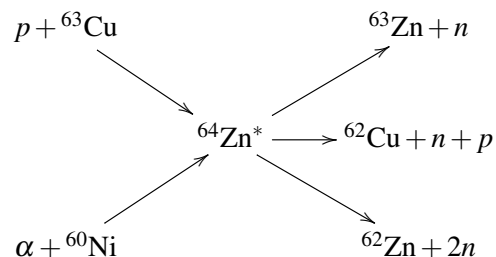
fakt, že vlastnosti zloženého jadra v danom excitovanom stave sú nezávislé od interagujúceho projektilu a terča. Tento model sa však experimentálne podarilo dokázať až v roku 1950 [Ghoshal, 1950] pri reakciách



V súčasnosti je problematika zložených jadier stále aktuálna vzhľadom na fakt, že sú jedinou možnosťou pre produkciu supert'azkých prvkov. Reakcie zložených jadier prebiehajú v dvoch navzájom nezávislých fázach:

1. Prvou fázou je vytvorenie zloženého jadra. Pri náraze sa energia dopadajúcej častice mnohými zrážkami medzi nukleónmi štatisticky prerozdelení a samotný projektil uviazne v terčovom jadre.
2. Druhou fázou je vyparovanie nukleónov prípadne  $\alpha$  častíc a emisia  $\gamma$  kvánt. Vyparovanie je spôsobené štatistickým prerozdelením energie, kde vzniká pravdepodobnosť, že jeden alebo viac nukleónov získa dostatočnú energiu na únik z jadra. Analógiu k tomuto procesu je vyparovanie molekúl z horúcej tekutiny.

Vzhľadom na to, že tieto fázy sú navzájom nezávislé, stráca sa informácia o vstupnom kanály. Zložené jadro "zabúda" na spôsob vzniku a výstupný kanál je daný excitačnou energiou zloženého jadra a zákonmi štatistiky.

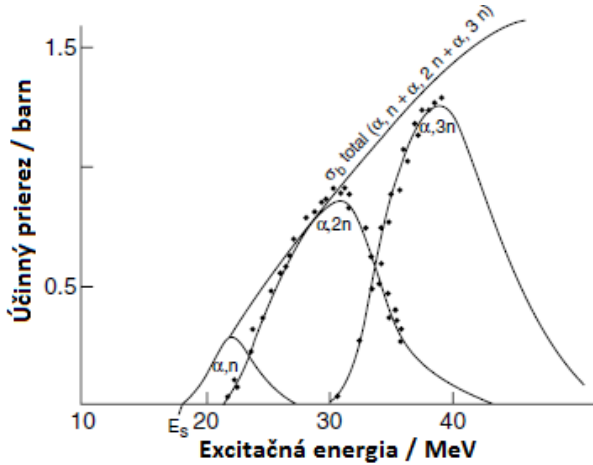


Naľavo sú vstupné kanály, excitované jadro je označené hviezdíčkou a napravo sú rôzne výstupné kanály.

\*adam.bronis@gmail.com

†stanislav.antalic@fmph.uniba.sk

So vzrastajúcou excitačnou energiou jadra vzrastá aj pravdepodobnosť vyparovania viacerých nukleónov ako vidieť z excitačnej funkcie (obr. 1). Zároveň však vzrastá aj pravdepodobnosť štiepenia.



**Obr. 1** – Závislosť pravdepodobnosti vyparenia určitého počtu nukleónov pri danej excitačnej energii pre  $^{209}\text{Bi}(\alpha, xn)$ .  $E_s$  je označenie hraničnej excitačnej energie pri ktorej dochádza k vyparovaniu jedného nukleónu [W. D. Loveland, 2006]

Dôležitým faktorom ovplyvňujúcim celý proces vzniku a zloženého jadra je veľkosť Coulombovho ( $V_C$ ) a odstredivého potenciálu ( $V_O$ ).

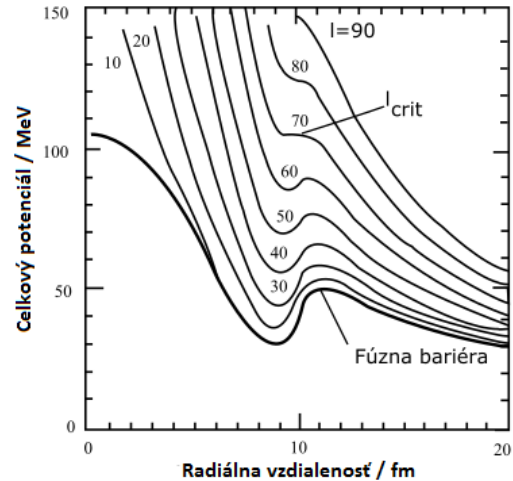
$$V_C = \frac{Z_T Z_P e^2}{4\pi\epsilon_0 r}, \quad V_O = \frac{\hbar^2 l(l+1)}{\mu r^2} \quad (1)$$

$Z_T$  je protónové číslo jadier terča,  $Z_P$  je protónové číslo projektilov,  $\mu$  je redukovaná hmotnosť systému projektil-terč.

## 1.2 Reakcie ťažkých iónov cez zložené jadro

Ťažkými iónmi možno nazvať projektily s  $A > 4$ . Reakcie ťažkých iónov cez zložené jadro prebiehajú len pri malých impakt parametroch - relatívne centrálne zrážky - kde je najmenší prenos momentu hybnosti na zložené jadro. Pri ťažších jadrách je  $l \geq 40 - 50\hbar$

Pri nižších hodnotách momentu hybnosti (obr. 2), vzniká vo vzdialenosti porovnateľnej so súčtom polomerov jadier terč-projektil potenciálová jama. Ťažký ión, majúci dostatočnú energiu na prekonanie fúznej bariéry (neberúc do úvahy podbáriérovú fúziu) v nej uviazne a vzniká zložené jadro. To sa ochladzuje vyparovaním neutrónov, ktoré však odnášajú relatívne malé množstvo momentu hybnosti (5 MeV neutrón odnáša  $\approx 3\hbar$  [Krane, 1988]) a aj



**Obr. 2** – Funkcia závislosti celkového potenciálu ( $V_C + V_O + V_N$ ) od radiálnej vzdialenosti pre rôzne hodnoty orbitálneho momentu hybnosti  $l$  v reakcii  $^{18}\text{O} + ^{120}\text{Sn}$  [W. D. Loveland, 2006]

po tomto procese má zložené jadro stále vysoký moment hybnosti. Vyparovanie nabitých častíc je utlmené vysokou Coulombovou bariérou. Následne sa emituje kaskáda  $\gamma$  kvánt.

Pri vyšších hodnotách momentu hybnosti sa vplyvom narastajúceho odstredivého potenciálu táto jama vyrovnáva, aby pri istej hodnote  $l_{crit}$  zanikla úplne. Od tejto hodnoty  $l_{crit}$  namiesto formovania zloženého jadra prebiehajú iné mechanizmy. Napríklad výmena nukleónov prípadne rutherfordov rozptyl a iné.

## 2 Experimentálna báza

### 2.1 SHIP

SHIP (akronym Separator for Heavy Ion Products) sa zaraďuje spôsobom fungovania medzi rýchlostné separátory. Využíva rozličnú kinematiku produktov fúzie a projektilov na ich separáciu. Tá sa dosahuje vhodným usporiadaním prekrížených magnetických a elektrických polí. Ión, ktorý má prejsť filtrom bez vychýlenia, musí mať rýchlosť pri ktorej sa Lorentzova sila vyrovnáva s elektrickou. Chceme aby

$$F_B = F_{el} \quad (2)$$

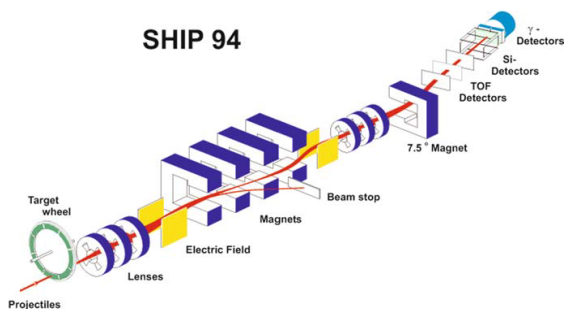
$$-qvB = qE \quad (3)$$

Z toho vyplýva  $v = -E/B$

Pre istú kombináciu  $E$  a  $B$  teda na ión nepôsobí žiadna sila. Tento druh separácie sa používa najmä

pri asymetrických reakciách, kde rýchlosť produktov je rozdielna oproti rýchlosti častíc vo zväzku. Tým je možné do veľkej miery potlačiť pozadie rýchlostného filtra. Transmisia separátora je pre symetrické reakcie výrazne vyššia ako pre asymetrické, ale potlačenie pozadia je horšie.

Ióny sú urýchľované lineárnym urýchľovačom (UNILAC), ktorý pracuje v pulznom režime (dĺžka pulzu zvyčajne 5 ms). Sú možné rôzne intenzity zväzku (až do  $10^{13}$  častíc/s) a rôzne stupne ionizácie projektílov.



**Obr. 3** – Schéma rýchlostného separátora SHIP [Hofmann, 2009]

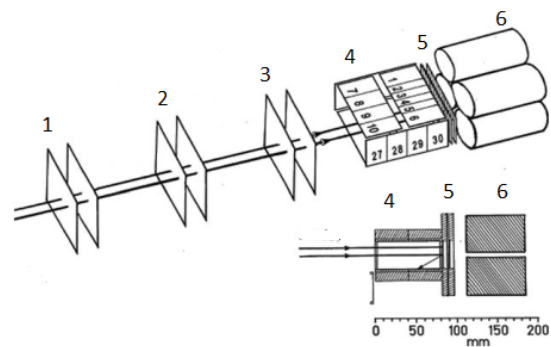
Ako vidno z obr. 3 zväzok ťažkých iónov je smerovaný na terčové koleso (Target wheel) s polomerom 165 mm, ktoré je rovnomerne rozdelené na 8 segmentov s rozmermi  $110 \times 23$  mm. Celý terč rotuje kvôli rozloženiu intenzity zväzku na väčšiu plochu a jeho rotácia je zosynchronizovaná s pulzmi urýchľovača. Využívajú sa terče na báze chemických zlúčenín, ako napr.  $\text{Bi}_2\text{O}_3$ ,  $\text{PbS}$ ,  $\text{UF}_4$  a iné, vzhľadom na ich vysoké teploty topenia.

Pri zrážke urýchľovaných iónov s jadrami terča dochádza k reakcii úplnej fúzie jadier projektílu a terča. Takto vzniknuté jadro sa ochladzuje emitovaním neutrónov a  $\gamma$  žiarenia a vyletuje v smere zväzku iónov. Dopadom projektílov na terčové jadrá a emitovaním častíc sa zväzok produktov reakcie rozptyľuje. Akýkoľvek rozptyľ je však nežiaduci, preto sa používajú kvadrupólové magnety (Lenses) na opätovné sústredenie zväzku. Ten vchádza do separátora (Electric field, Magnets), zloženého z navzájom prekrížených magnetických a elektrických polí, kde sú projektily odchýlené od zväzku produktov na medenú platňu (Beam stop). Tam je zaznamenaný ich náboj na Faradayovom valci v jednotkách SCC. Produkty a projektily, ktorých rýchlosť vyhovuje parametrom

separátora sa opäť sústreďujú kvadrupólovými magnetmi. Vychýľovacím magnetom ( $7,5^\circ$  magnet) sa projektily s nízkou rýchlosťou, ktoré mohli prejsť separátorom, oddeľujú od línie separátora, čím sa dosahuje ďalšie zníženie úrovne pozadia. Tieto produkty následne prechádzajú k systému detektorov (TOF, Si,  $\gamma$  detectors).

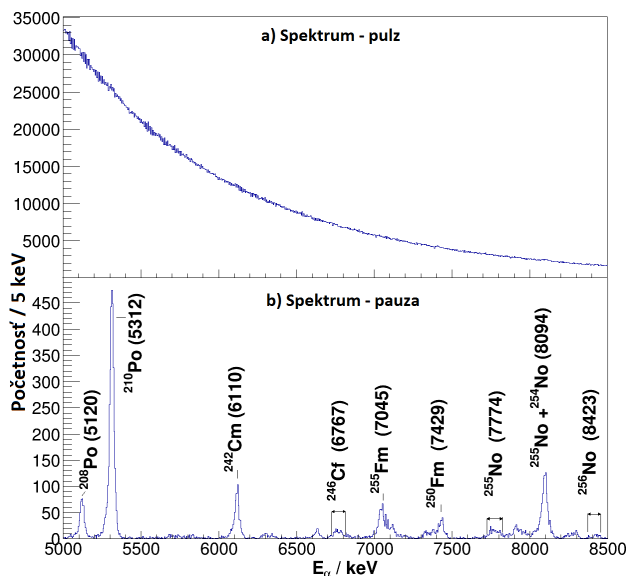
## 2.2 Systém detektorov

Systém detektorov je umiestnený za separátorom a pozostáva z nasledovných častí (obr. 4) :



**Obr. 4** – Systém detektorov umiestnených za separátorom. Na spodnej časti je bočný prierez BOX, STOP, VETO a CLOVER detektorov [Hofmann, 2009]

1. TOF detektory (Time Of Flight na obr. 4 sú označené číslami 1-3), ktorých úlohou je pri antikoincidenčnom zapojení s Si detektormi rozlíšiť signály spôsobené rozpadmi v STOP detektore od neželaných signálov vyvolaných zväzkom produktov reakcie. Pozostávajú z troch dvojíc tenkých uhlíkových fólií s hrúbkou približne  $30 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Rozlišovacia schopnosť je na úrovni 700 ps. Vzhľadom na vysokú efektívnosť umožňujú potlačiť pozadie o zhruba dva až tri rády [Štreicher, 2006]. Pri selekcii signálov v dobe pauzy urýchľovača je vidieť  $\alpha$  spektrum s charakteristickými píkami (obr. 5b). Bez tejto selekcie sa  $\alpha$  spektrum stráca v dôsledku vysokého pozadia spôsobeného rozptýlenými projektíli (obr. 5a).
2. BOX detektor (na obr. 4 označený číslom 4) slúži na zachytenie  $\alpha$  častíc a produktov vznikajúcich pri rozpade jadier implantovaných do STOP detektora, keďže hĺbka implantácie produktov reakcie je iba niekoľko mikrometrov a



**Obr. 5** – (a)  $\alpha$  spektrum v dobe pulzu urýchľovača, (b)  $\alpha$  spektrum v čase pauzy urýchľovača (pauzové spektrum). Hodnoty energií pre jednotlivé píky sú uvedené v jednotkách keV.

alfa častice, alebo štiepne fragmenty môžu uniknúť mimo STOP detektora. Skladá sa zo 6 striповých kremíkových detektorov, chladených na 263 Kelvina s energetickým rozlíšením 40 keV (FWHM).

- STOP detektor (na obr. 4 označený číslom 5) je pozíčne citlivý kremíkový detektor zo 16 striповých chladených na 263 Kelvinov. Meria s BOX detektorom energiu  $\alpha$  častíc, a zároveň je schopný merať pozíciu implantovaných jadier. Rozlíšenie polohy je  $150 \mu\text{m}$  (FWHM) a energetické rozlíšenie 20 keV (FWHM).
- VETO detektor (na obr. 4 označený číslom 5) je kremíkový detektor zachytávajúci častice ktoré preletia cez STOP detektor. Tie vytvárajú dodatočné pozadie v oblasti nízkych energií. Eliminácia tohoto pozadia sa dosahuje koncidenčným zapojením so STOP detektorom.
- CLOVER detektor (na obr. 4 označený číslom 6) je germániový detektor zo 4 kryštálov, ktorý meria  $\gamma$  prípadne rontgenové žiarenie.

### 3 Analýza dát

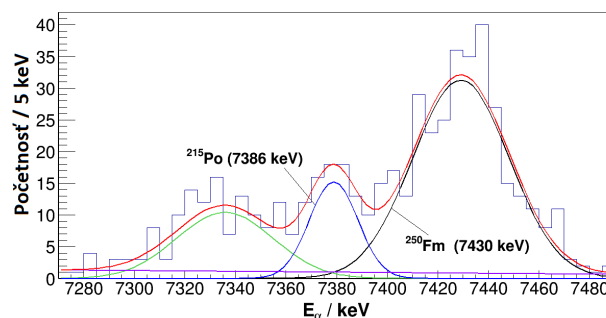
#### 3.1 Identifikácia izotopov v reakcii $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},5n)^{255}\text{No}$

Pri analýze dát z reakcie  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},5n)^{255}\text{No}$  sme použili software ROOT [CERN, ]. V časti spektra obr. 5 je vidieť kontamináciu STOP detektora transfer produktmi z predchádzajúcich experimentov a to  $^{208}\text{Po}$  a  $^{210}\text{Po}$ . Jednotlivé izotopy sme identifikovali porovnaním píkov z  $\alpha$  spektra s referenčnými hodnotami Tab. 1.

#### 3.2 Vyhodnotenie počtosti $^{255}\text{No}$

##### 3.2.1 Odhad počtosti $^{255}\text{No}$ pomocou hlavnej $\alpha$ čiary

Počtost'  $^{255}\text{No}$  sme vyrátali pomocou dekonvolúcie časti spektra 7270–7490 keV za použitia fitu tromi gauss funkciami a lineárnou funkciou na obr. 6



**Obr. 6** – Fitovanie časti spektra pomocou troch gauss funkcií - zelená, modrá a čierna - a lineárnej funkcie - fialová - pre odhad pozadia. Celková funkcia ich súčtu je označená červenou .

Zo základných parametrov fitu gauss funkciou označenou čiernou na obr. 6 sme vyrátali približný počet eventov, ktorý zodpovedá píku  $\alpha$  čiary  $^{250}\text{Fm}$  s  $E_\alpha=7430$  keV. Vzťah, na výpočet počtu eventov  $N_{Fm}$  je nasledovný:

$$N_{Fm} \approx \frac{p_0 \sigma \sqrt{2\pi}}{B} \quad (4)$$

kde  $p_0 = 31,3 \pm 2,6$  a  $\sigma = 19,1 \pm 2,5$  sú parametre fitu ( $p_0$ -výška fitu,  $\sigma$ -šírka fitu) a  $B = 5$  je veľkosť binu. Odhad počtu eventov pre čiary s  $E_\alpha = 7430$  keV je  $N_{Fm} \approx 300$ . Tento počet predelíme relatívnou intenzitou tejto čiary a vetviacim pomerom  $b_\alpha=0,90$  pre celkový počet rozpadov  $^{250}\text{Fm}$ . Koeficient vnú-

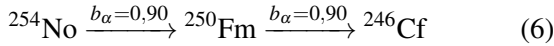
**Tabuľka 1** – Sumár rozpadových dát izotopov v reakcii  $^{238}\text{U}(^{22}\text{Ne},5\text{n})^{255}\text{No}$ .

| Izotop            | $E_{\alpha EXP}[keV]$ | $E_{\alpha REF}[keV]$ | $T_{1/2 REF}$ | $i_{rel REF}$   | Referencia        |
|-------------------|-----------------------|-----------------------|---------------|-----------------|-------------------|
| $^{256}\text{No}$ | $8423 \pm 20$         | 8430                  | 0,3 s         | 0,8             | [Firestone, 1996] |
| $^{255}\text{No}$ | $8094 \pm 10$         | $8095 \pm 10$         | 3,1 min       | $0,58 \pm 0,05$ | [Hofmann, 2006]   |
| $^{255}\text{No}$ | $7774 \pm 20$         | $7742 \pm 10$         | 3,1 min       | $0,19 \pm 0,04$ | [Hofmann, 2006]   |
| $^{254}\text{No}$ | $8094 \pm 10$         | 8093                  | 55 s          | 0,85            | [Firestone, 1996] |
| $^{250}\text{Fm}$ | $7429 \pm 10$         | 7430                  | 30 min        | 0,83            | [Firestone, 1996] |
| $^{255}\text{Fm}$ | $7045 \pm 10$         | 7015                  | 20,07 hod     | 0,93            | [NNDC, ]          |
| $^{246}\text{Cf}$ | $6767 \pm 20$         | 6750                  | 35,7 hod      | 0,793           | [Firestone, 1996] |
| $^{210}\text{Po}$ | $5312 \pm 10$         | 5304                  | 138,38 dní    | 1               | [Firestone, 1996] |
| $^{208}\text{Po}$ | $5120 \pm 10$         | 5114,9                | 2,9 rokov     | 1               | [Firestone, 1996] |

tornej konverzie je definovaný nasledovne

$$\alpha = \frac{\lambda_{IC}}{\lambda_{\gamma}} \quad (5)$$

( $\lambda_{IC}$  je počet premien vnútornou konverziou,  $\lambda_{\gamma}$  je počet premien  $\gamma$  prechodom). V prípade vysokej hodnoty koeficientu vnútornej konverzie dochádza k výraznej sumácii energií konverzných elektrónov a  $\alpha$  častíc čo skresľuje jednotlivé intenzity  $\alpha$  čiar. Vysoká hodnota koeficientu vnútornej konverzie E2 prechodu dcérskeho jadra ( $^{246}\text{Cf}$ )  $\alpha = 1753$  [BrIcc, ] umožňuje použiť v prvom priblížení relatívnu intenzitu  $i_{rel} \approx 1$  namiesto  $i_{rel}=0,83$ . Táto hodnota  $i_{rel} \approx 1$  zohľadňuje sumáciu konverzných elektrónov a  $\alpha$  častíc. Z nasledovnej schémy  $\alpha$  rozpadu pre  $^{254}\text{No}$



vidieť že pre určenie celkovej početnosti  $^{254}\text{No}$ , je nutné celkový počet rozpadov  $^{250}\text{Fm}$  predeliť vetviacim pomerom pre  $^{254}\text{No}$  ktorý je  $b_{\alpha} = 0,90$ . Celkový počet rozpadov  $^{254}\text{No}$  je daný nasledovným vzťahom:

$$N_{254No} = \frac{N_{Fm}}{i_{rel}b_{\alpha}} \approx 370 \quad (7)$$

Odhad početnosti  $^{255}\text{No}$  robíme v okolí píku 8095 keV na intervale 8060–8125 keV obr. 5. Početnosť  $^{255}\text{No}$  určíme zo vzťahu

$$N_{255No} = \frac{A - N_{254No}i_{rel254} - N_b}{i_{rel255}b_{\alpha}} \quad (8)$$

$A \approx 1000$  je celkový počet eventov na intervale 8060–8125 keV,  $N_b \approx 13$  je odhad pozadia na intervale 8060–8125 keV z parametrov fitu lineárnou funkciou 6,  $i_{rel254} = 0,85$  je relatívna intenzita pre  $^{254}\text{No}$ ,  $i_{rel255} = 0,58$  je relatívna intenzita pre  $^{255}\text{No}$ ,  $b_{\alpha} = 0,30$  je vetviaci pomer pre  $^{255}\text{No}$  [NNDC, ].

Početnosť  $^{255}\text{No}$  odhadnutá pomocou dekonvolúcie je 3865.

### 3.2.2 Odhad početnosti $^{255}\text{No}$ cez interval 7725–7825 keV

Celkový počet eventov na uvedenom intervale  $N = 271$ , relatívna intenzita zodpovedajúca píku  $^{255}\text{No}$  s  $E_{\alpha} = 7742\text{keV}$  je  $i_{rel255} = 0,19$ , vetviaci pomer  $b_{\alpha} = 0,30$ , odhad pozadia na intervale 7725–7825 keV  $N_b \approx 20$ . Odhad početnosti  $^{255}\text{No}$  určíme zo vzťahu:

$$N_{255No} = \frac{N - N_b}{i_{rel}b_{\alpha}} \quad (9)$$

Početnosť  $^{255}\text{No}$  cez interval 7725–7825 keV je 4404.

### 3.3 Vyhodnotenie chýb

Parametre fitu pre  $^{250}\text{Fm}$  obr. 6 (čierna gauss funkcia) sú zaťažené chybami  $p_0 = 31,3 \pm 2,6$  a  $\sigma = 19,1 \pm 2,5$ . Plocha je zaťažená chybou  $A \approx 1000 \pm 31,6$  a relatívna intenzita pre  $^{255}\text{No}$  v okolí 8095 keV z Tab. 1  $i_{rel255} = 0,58 \pm 0,05$ . Chybu početnosti  $\delta N_{255No}$  určíme zo vzťahu

$$(\delta N_{255No})^2 = \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial A} \right)^2 \delta A^2 + \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial p_0} \right)^2 \delta p_0^2 \quad (10)$$

$$+ \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial \sigma} \right)^2 \delta \sigma^2 + \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial i_{rel255}} \right)^2 \delta i_{rel255}^2 \quad (11)$$

kde  $N_{255No}$  je vyjadrená vzťahom 8 za použitia vzťahu 4 pre  $^{250}\text{Fm}$ . Početnosť  $^{255}\text{No}$  vypočítanú pomocou dekonvolúcie vyjadríme s chybou ako  $N_{255No} = 3865 \pm 468$ .

Pre chybu početnosti  $\delta N_{255No}$  cez interval 7725–7825 keV použijeme vzťah

$$(\delta N_{255No})^2 = \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial N} \right)^2 \delta N^2 + \left( \frac{\partial N_{255No}}{\partial i_{rel255}} \right)^2 \delta i_{rel255}^2 \quad (12)$$

kde  $N_{255No}$  je zo vzťahu 9. Plocha je zat' ažená chybou  $N \approx 271 \pm 16,5$  a relatívna intenzita pre  $^{255}No$  v okolí 7765 keV je  $i_{rel255} = 0,19 \pm 0,04$ . Početnosť  $^{255}No$  odhadnutú pomocou píku na intervale 7725–7825 keV môžeme vyjadriť s chybou nasledovne  $N_{255No} = 4404 \pm 971$ .

### 3.4 Výpočet účinných prierezov pomocou pomocou početnosti $^{255}No$

Účinný prierez reakcie nám vyjadruje pravdepodobnosť že projektil bude interagovať s časticou terča. Všeobecné vyjadrenie tejto pravdepodobnosti je nasledovné:

$$\sigma = \frac{N_{Re}}{N_{Proj}n} \quad (13)$$

Kde  $N_{Re}$  je počet reakcií,  $N_{Proj}$  je počet projektilov a  $n$  je hustota jadier v terči.

Pri výpočte účinného prierezu v praxi však treba zohľadniť faktory ovplyvňujúce meranie: účinnosť separátora  $\epsilon_{sep} = 0,03$  [Hofmann, 2006] v prípade reakcie  $^{238}U(^{22}Ne, 5n)^{255}No$ , účinnosť detektora  $\epsilon_{det} = 0,53$  [Štreicher, 2006], izotopickú čistotu terča  $f \approx 1$ , intenzitu zväzku projektilov  $I_{peak} = 100 \mu A$ , nábojový stav projektilov  $q = 7+$  pre  $^{22}Ne$ , dĺžka pulzu  $t_p = 5$  ms, čas pulzu s pauzou  $t_m = 20$  ms, efektívny čas merania zodpovedajúci celkovému počtu SCC predeleným priemerným počtom SCC za sekundu  $t_{m*} = 193199$  s ktorý nezodpovedá reálnemu času merania, hrúbku terča  $d = 292 \mu g/cm^2$ , molárna hmotnosť jadier terča  $M_m = 238 g/mol$ .  $t_{m*}$ ,  $d$ ,  $t_p$ ,  $t_m$ ,  $I_{peak}$  boli parametre dané experimentom. Výsledný vzorec na výpočet účinného prierezu je nasledovný

$$\sigma = \frac{qN_{Re}t_mM_m}{d\epsilon_{sep}N_A f \epsilon_{det}t_{m*}I_{peak}t_p} \quad (14)$$

Ak využijeme početnosti  $^{255}No$  vypočítané v časťach 3.2.1 a v 3.2.2 za použitia tohoto vzťahu určíme účinné prierezy.

$\sigma_{dec} = 76,8 \pm 8,8$  nbarn pri použití početnosti  $^{255}No$  získaného pomocou dekonvolúcie.

$\sigma_{int} = 87,6 \pm 19,3$  nbarn pri použití početnosti  $^{255}No$  získaného z  $\alpha$  čiary v okolí 7774 keV.

Referenčná hodnota reakcie  $^{238}U(^{22}Ne, 5n)^{255}No$  je  $\sigma = 100$  nbarn [Hofmann, 2006], ktorá platí pre maximálnu hodnotu účinného prierezu v prípade rôznych energií zväzku projektilov  $^{22}Ne$ .

## 4 Záver

Pomocou analýzy dát z rozpadovej spektroskopie sme identifikovali jednotlivé izotopy. Z tabuľky Tab. 1 je vidieť, že identifikované píky pre jednotlivé izotopy sú v zhode s referenčnými hodnotami. Oba postupy pre vyhodnotenie početnosti  $^{255}No$  prinášajú zhruba rovnaké výsledky, avšak ich chyby sa výrazne líšia. Postup pomocou dekonvolúcie je zdĺhavejší no prináša presnejší výsledok na rozdiel od priamejšieho postupu cez pík v okolí 7765 keV s výraznou chybou na úrovni  $\approx 20$  percent. Oba postupy však možno využiť na výpočet účinných prierezov pre  $^{255}No$  v reakcii  $^{238}U(^{22}Ne, 5n)^{255}No$ . Takto získané výsledky pre účinné prierezy sú v dostatočnej presnosti vzhľadom na uvedenú referenčnú hodnotu a použité približenia.

## Pod'akovanie

Chcel by som pod'akovať docentovi Antalicovi za odborné vedenie a Mgr. Mošat'ovi za pomoc s mnohými otázkami týkajúcich sa experimentov.

## Literatúra

- [Bohr, 1936] Bohr, N. (1936). Nuclear capture and nuclear constitution. *Nature*, 137:344–348.
- [BrIcc, ] BrIcc. Band-raman internal conversion calculator <http://bricc.anu.edu.au/>.
- [CERN, ] CERN. Root data analysis framework <https://root.cern.ch/>.
- [Firestone, 1996] Firestone, R. B. (1996). Table of isotopes.
- [Ghoshal, 1950] Ghoshal, S. N. (1950). An experimental verification of theory of compound nucleus. *Physical Review*, 80:939–942.
- [Hofmann, 2006] Hofmann, F. Hessberger, D. A. (2006). Alpha-gamma decay studies of  $^{255}No$ . *European Physics Journal*, 29:165–173.
- [Hofmann, 2009] Hofmann, S. (2009). Superheavy elements. *Lecture Notes in Physics*, 764:203–252.
- [Krane, 1988] Krane, K. S. (1988). Nuclear reactions. In Halliday, D., editor, *Introductory Nuclear Physics*, page 436, Hoboken, New Jersey. John Wiley and Sons.
- [NNDC, ] NNDC. National nuclear data center, brookhaven national laboratory <http://www.nndc.bnl.gov/>.
- [Štreicher, 2006] Štreicher, B. (2006). Synthesis and spectroscopic properties of transfermium isotopes with  $z = 105, 106$  and  $107$ . page 30. Comenius University.
- [W. D. Loveland, 2006] W. D. Loveland, D. J. Morrissey, G. T. S. (2006). Fusion reactions. In *Modern nuclear*

*chemistry*,, pages 274,284, Hoboken, New Jersey. John Wiley and Sons.