

UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY

ENERGIE ALFA ROZPADU A HMOTNOSTI
IZOTOPOV SEABORGIA
BAKALÁRSKA PRÁCA

UNIVERZITA KOMENSKÉHO V BRATISLAVE
FAKULTA MATEMATIKY, FYZIKY A INFORMATIKY

ENERGIE ALFA ROZPADU A HMOTNOSTI
IZOTOPOV SEABORGIA
BAKALÁRSKA PRÁCA

Študijný program: Fyzika - (Jednoodborové štúdium, bakalársky I. st., denná forma)
Študijný odbor: 4.1.1 - fyzika
Školiteľ: doc. Mgr. Stanislav Antalic, PhD.
Školiace pracovisko: Katedra jadrovej fyziky a biofyziky

Bratislava, 2018



ZADANIE ZÁVEREČNEJ PRÁCE

Meno a priezvisko študenta: Adam Sitarčík
Študijný program: fyzika (Jednoodborové štúdium, bakalársky I. st., denná forma)
Študijný odbor: fyzika
Typ záverečnej práce: bakalárska
Jazyk záverečnej práce: slovenský
Sekundárny jazyk: anglický

Názov: Energie alfa rozpadu a hmotnosti izotopov seaborgia
Alpha-decay energy and mass determination of seaborgium isotopes

Anotácia: Štúdium izotopov najťažších známych prvkov v oblasti ďalekých transuránov je výbornou možnosťou testovania dostupných teoretických modelov. Jadrá atómov s viac ako 250 nukleónmi predstavujú totiž mimoriadny komplexný systém jadrovej hmoty aký môžeme na zemi študovať a sú veľkou výzvou pre teoretickú jadrovú fyziku. V súčasnosti je k dispozícii viacero modelov opisujúcich hmotnosti teoretických jadier s rôznou kvalitou súladu s experimentálnymi údajmi. Väzbové energie nukleónov v jadrách transuránov sú zvyčajne viac ako 1 GeV ($1 \text{ eV} = 1.602 \times 10^{-19} \text{ J}$). Pritom však už zmena hmotnosti jadier o pár 100 keV (teda na úrovni 0.01%) môže významne zmeniť vlastnosti jeho rádioaktívneho rozpadu ako sú napr. pravdepodobnosti štiepenia jadier, alfa rozpadu či beta premeny. Jednotlivé modely opisujúce hmotnosti jadier sa navzájom líšia najmä v oblasti atómových jadier ďaleko od oblasti stability, tzv. exotických jadier a vnášajú podstatnú neistotu pri teoretických predpovediach rozpadových vlastností atómových jadier. Jednou z možností získania hmotnosti atómového jadra je presné meranie energie jeho alfa rozpadu. V prípade dostatočne presne určenej hmotnosti dcérskeho jadra je možné určiť hmotnosť atómového jadra s presnosťou na pár 10 keV. Bakalárska práca sa preto zameria práve na preskúmanie tejto možnosti v oblasti ďalekých transuránov. Na základe experimentálnych údajov bude zámerom vyhodnotiť spoľahlivosť vybraných teoretických modelov.

Cieľ: Prvým cieľom práce bude porovnanie dostupných teoretických modelov pre vybrané izotopy v oblasti seaborgia ($Z = 106$). Tieto teoretické hmotnosti sa porovnajú s výsledkami získanými z pripravených experimentálnych dát pre niektoré izotopy seaborgia syntetizovaných na experimente SHIP v GSI Darmstadt. Ďalším cieľom je následne vyhodnotenie očakávaných polčasov rozpadov pre jednotlivé teoretické modely a ich porovnanie s experimentálnymi dobami života vybraných izotopov.

Literatúra: K.S. Krane, Introductory Nuclear Physics, John Wiley & Sons, 1988.
K. Heyde, Basic Ideas and Concepts in Nuclear Physics, Institute of Physics Publishing, 3rd edition 2004.
Články publikované v karentovaných časopisoch.

Poznámka: Téma je vhodná pre študenta so záujmom pokračovať v štúdiu jadrovej fyziky v rámci magisterského štúdia.



Univerzita Komenského v Bratislave
Fakulta matematiky, fyziky a informatiky

Kľúčové

slová: hmotnosti jadier, alfa rozpad, polčas rozpadu, jadrové reakcie

Vedúci: doc. Mgr. Stanislav Antalic, PhD.

Katedra: FMFI.KJFB - Katedra jadrovej fyziky a biofyziky

Vedúci katedry: prof. RNDr. Stanislav Tokár, DrSc.

Dátum zadania: 08.06.2016

Dátum schválenia: 06.06.2017

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

.....
študent

.....
vedúci práce

Čestné prehlásenie

Čestne prehlasujem, že bakalársku prácu som vypracoval sám, s využitím uvedenej literatúry a konzultácií so školiteľom.

.....
Adam Sitarčík

Podakovanie:

Abstrakt:

Abstract:

Obsah

Úvod	1
1 Základné vlastnosti atómových jadier	2
1.1 Objav atómového jadra	2
1.2 Rozmery jadra	2
1.3 Hmotnosť jadra	3
1.4 Väzbová energia	3
1.5 Modely atómových jadier	6
1.6 Alfa rozpad	7
1.6.1 Teória α rozpadu	7
1.6.2 Kinematika α rozpadu	8
1.6.3 Rozpadové α reťazce	10
1.6.4 Polčas α rozpadu	10
1.7 Emisia ťažších jadier - klastrov	11
1.8 Protónová emisia	12
2 Teoretické modely	14
2.1 Teoretické modely jadrových hmotností	14
2.2 Teoretické modely polčasov rozpadu	14
2.2.1 Semiempirical relationship based on fission theory of α decay - SemFIS model	14
2.2.2 Model polčasov rozpadu založený na kvantovej priepustnosti Coulombovej bariéry	15
2.2.3 Universal Decay Law - UDL	15
2.3 Vlastnosti teoretického polčasu rozpadu	16
2.3.1 Faktor potlačenia alfa rozpadu - Hindrance Factor (HF)	16
2.3.2 Vetviaci pomer - branching ratio	17
3 Výsledky	18
3.1 Aplikácia teoretických hmotnostných modelov	18
3.1.1 Hmotnosti izotopov seaborgia	18
3.2 Aplikácia teoretických modelov polčasov rozpadov	24
3.2.1 Alfa rozpad	24
3.2.2 Efekty odchýlok Q hodnoty na polčas rozpadu	28
3.2.3 Emisia klastrov	30
3.2.4 Protónová emisia	31
Záver	34

Úvod

Kapitola 1

Základné vlastnosti atómových jadier

1.1 Objav atómového jadra

V roku 1909, spolupracovníci E. Rutherforda, vykonali experiment, vďaka ktorému bolo objavené atómové jadro. Pri tomto experimente, bola tenká zlatá fólia ostreľovaná α časticami, jadrami ${}^4_2\text{He}$ (vtedy bolo zloženie α častice neznáme, vedelo sa len, že ide o rozpadový produkt radónu). Výsledky experimentu odporovali dovtedy uznávanej teórii o rovnomernom rozdelení hmoty v atóme (tzv. "pudingový" model). Rozpor nastával v príliš veľkom počte rozptylov α častice o uhly blízke 180° , čo by nebolo možné, ak by hmota nebola sústredená v takmer bodovom jadre.

Na základe tohto experimentu predložil E. Rutherford v roku 1911 návrh, [Rutherford, 1911], podľa ktorého sa atóm skladá z kladne nabitého jadra a záporne nabitého obalu, ktorý tvoria elektróny (objavené J. J. Thomsonom v roku 1897). Prakticky celá hmotnosť atómu je sústredená práve v jadre a jeho rozmer je oveľa menší než rozmer atómu (10^{-15} m vs. 10^{-10} m). Zloženie jadra sa podarilo objasniť objavom protónu (E. Rutherford, 1919) a neutrónu (J. Chadwick, 1932). Tieto dve častice tvoriace jadro dostali názov nukleóny (z lat. *nucleus* - jadro).

1.2 Rozmery jadra

Podobne ako pri objave jadra, sa rozptyl častíc na atómovom jadre ukázal ako dobrá technika na určenie rozmeru jadra. Z rozptylu elektrónov sa dá určiť rozloženie náboja v jadre, z rozptylu neutronov zas rozdelenie hmoty. Aby bolo možné analyzovať rozptyl častíc na jadre, musí byť de Broglieho vlnová dĺžka nalietaujúcich častíc menšia, než je polomer študovaného jadra, t.j. prislúchajúca kinetická energia elektrónu je \approx stovky MeV, pre neutróny \approx desiatky MeV. Z experimentov sa zistilo, že objem jadra je priamoúmerný atómovému číslu A - t.j. počtu nukleónov v jadre. Za predpokladu že jadro má tvar gule s polomerom R teda dostávame preň vzťah:

$$R = R_0 A^{1/3} \quad (1.1)$$

kde $R_0 \approx 1.2 \cdot 10^{-15}$ m = 1.2 fm. Vychádzajúc z predpokladu guľovitého tvaru jadra a znalosti polomeru, môžeme odhadnúť hustotu jadra:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{Am_{\text{nukl}}}{\frac{4}{3}\pi R_0^3 A} = \frac{3m_{\text{nukl}}}{4\pi R_0^3} \approx 2.3 \times 10^{17} \text{ kg}\cdot\text{m}^{-3} \quad (1.2)$$

Z výsledku vo vzťahu 1.2 teda vyplýva, že hustota je pre všetky jadrá rovnaká a nemení sa s počtom nukleónov. Je to však len priblíženie, dnes vieme, že nie všetky jadrá majú striktné guľovitý tvar. Taktiež náboj v jadre nie je sféricky symetricky rozložený, čo indikuje existenciu kvadrupólového momentu jadra, jeho interakciu s orbitálnymi elektrónmi a posunutie energetických hladín. Rovnako aj odhad polomeru a hustoty jadra vychádza z predpokladu guľovitosti jadra, čo v skutočnosti nie je vždy pravda. Napriek týmto zjednodušeniam však tento model priniesol mnoho zaujímavých a pomerne presných výsledkov.

1.3 Hmotnosť jadra

Atómové jadro je zložené zo Z protónov a $N (= A - Z)$ neutrónov. Hmotnosti protónu a neutrónu sú mierne odlišné - $m_p = 1.67262158 \times 10^{-27} \text{ kg} = 938.272013 \text{ MeV}/c^2 = 1.00727646677 \text{ u}$ a $m_n = 1.67492716 \times 10^{-27} \text{ kg} = 939.565346 \text{ MeV}/c^2 = 1.00866491597 \text{ u}$. Jednotka u je atómová hmotnostná konštanta. Definovaná je ako $1/12$ hmotnosti atómu $^{12}_6\text{C}$ a $1 \text{ u} = 1.660539040 \times 10^{-27} \text{ kg} = 931.4940954 \text{ MeV}/c^2$. Pre zjednodušenie zápisu ďalej položíme $c^2 = 1$.

Prirodzene by sme očakávali, že hmotnosť jadra bude súčet hmotností protónov a neutrónov. Experimentálne výsledky hovoria, že to tak nie je, v skutočnosti je hmotnosť jadra vždy menšia o Δm :

$$m_j = Zm_p + Nm_n - \Delta m \quad (1.3)$$

Tento člen sa nazýva hmotnostný úbytok a súvisí s energiou väzieb, ktorými sú nukleóny viazané v jadre.

1.4 Väzbová energia

Väzbová energia je rozdiel medzi pokojovými energiami prislúchajúcimi jadrú a jeho jednotlivým nukleónom. Ide o energiu potrebnú na úplne rozdelenie jadra na jednotlivé nukleóny. Dostaneme ju prenásobením rovnice 1.3 konštantou c^2

$$B = m_j c^2 = (Zm_p + Nm_n - \Delta m)c^2 \quad (1.4)$$

Predelením B atómovým číslom A dostaneme veličinu charakterizujúcu atómové jadrá, väzbovú energiu na nukleón ϵ :

$$\epsilon = \frac{B}{A} \quad (1.5)$$

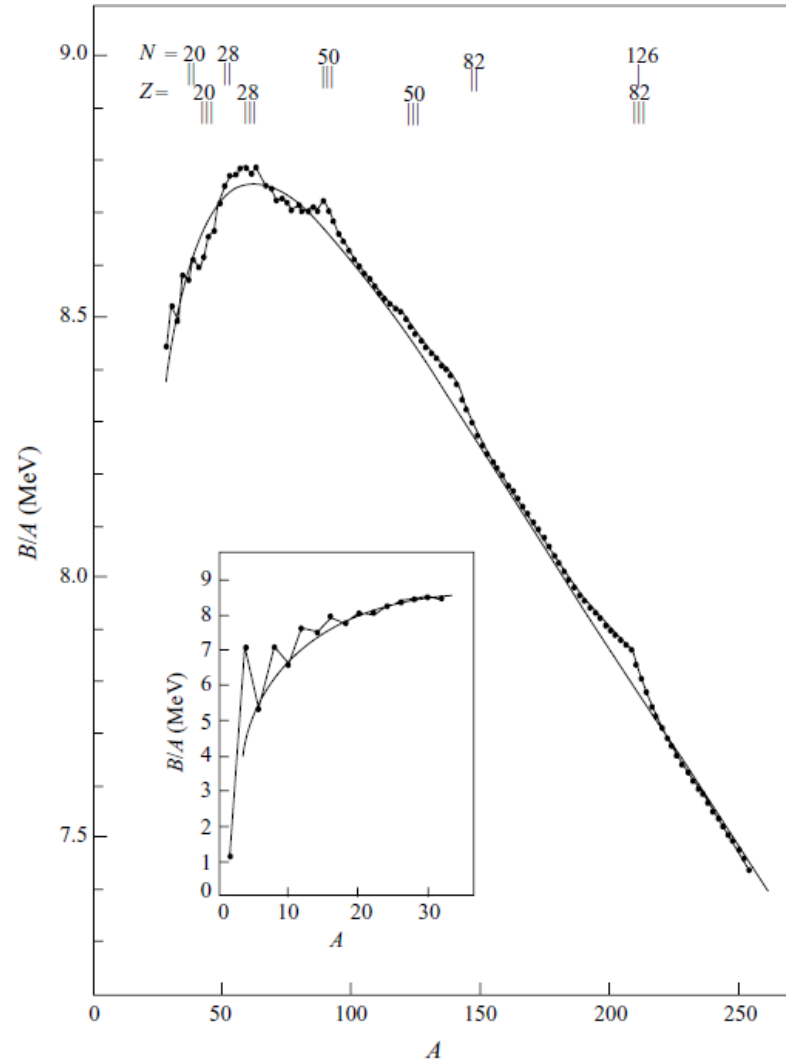
Jej hodnota sa mení od 1 do 9 MeV ako vidíme na Obrázku 1.1.

Pokles krivky badateľný pri vysokých atómových číslach má dôležitý praktický dôsledok. Hovorí, že nukleóny budú viazané silnejšie v dvoch stredne ťažkých jadrách, ako v jednom ťažkom. Inak povedané, energia sa môže uvoľniť pri jadrovom štiepení.

Pokles krivky v oblasti nízkych atómových čísel naopak hovorí, že k uvoľneniu energie môže dosť pri zlúžení dvoch ľahkých jadier do jedného ťažšieho. Tento proces je opak jadrového štiepenia, nazýva sa jadrová fúzia.

Semiempirický vzťah na výpočet väzbovej energie

Známy tiež ako Bethe-Weizsäckerova formula (BWF). Tento vzťah je odvodený z vlastností kvapkového a vrstvomého modelu jadra, podľa neho je možné vypočítať



Obr. 1.1: Závislosť väzbovej energie na nukleón od atómového čísla jadra. Veľký obrázok ukazuje túto závislosť v oblasti stredných až ťažkých jadier, malý výrez zas v oblasti ľahkých jadier. V hornej časti obrázka sú znázornené čísla uzatvorených nukleónových vrstiev - magické čísla, ktoré výrazne ovplyvňujú stabilitu jadier. Nuklid ${}^{62}_{28}\text{Ni}$ má najväčšiu hodnotu väzbovej energie na nukleón zo všetkých stabilných nuklidov - $\epsilon = 8.7946$ MeV/nukleón. Tak tiež α častica - ${}^4_2\text{He}$ má výrazne vyššiu energiu na nukleón, t.j. je obzvlášť stabilná (dvojitě magické jadro - $Z = 2$ a $N = 2$). Obrázok z [Loveland et al., 2006].

väzbovú energiu ako

$$B(A, Z) = E_V + E_S + E_C + E_A \pm \delta \quad (1.6)$$

kde:

Objemový člen - E_V : Jadro obsahuje A nukleónov medzi ktorými posôbia príťažlivé sily, ktoré sú krátkodosahové a nasycujú sa. Nukleón preto interaguje s obmedzeným počtom iných nukleónov. Predpokladáme, že každý nukleón interaguje s rovnakým počtom susedných a prispieva k celkovej väzbovej energii rovnakým dielom. Číže od A

nukleónov bude väzbová energia

$$E_V = a_V A$$

Povrchový člen - E_S : Nie všetky nukleóny sa nachádzajú vnútri jadra, tie na povrchu interagujú s menším počtom susedných. Kvôli tomuto bude väzbová energia upravená korekciou súvisiacou s povrchom jadra. Povrch jadra sa dá teda určiť podľa vzťahu 1.1 ako $S = 4\pi R_0^2 A^{2/3}$. Počet nukleónov, ktoré nemôžu interagovať s plným počtom okolitých nukleónov, je teda úmerný $A^{2/3}$. Povrchový člen je teda

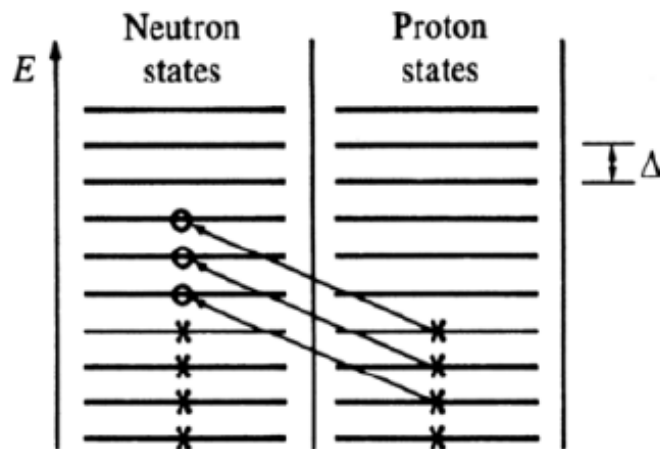
$$E_S = -a_s A^{2/3}$$

Coulombovský člen - E_C : V jadre pôsobia odpudivé Coulombovské sily medzi kladne nabitými protónmi, ktoré sú ďalekodosahové. To spôsobuje že každý protón v jadre interaguje so všetkými ostatnými protónmi. Z toho vyplýva, že Coulombovský člen bude úmerný $Z(Z-1) \sim Z^2$ a nepriamoúmerný polomeru jadra

$$E_c = -a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}}$$

Tieto tri členy vyplývajú priamo z vlastností kvapkového modelu jadra. Pre presnejšie určenie väzbovej energie, musíme do vzťahu zahrnúť korekcie vyplývajúce z vrstvého modelu a kvantovomechanických vlastností nukleónov.

Asymetrický člen - E_A : Tento člen predstavuje energetický rozdiel medzi jadrom so Z protónmi a N neutrónmi ($Z \neq N$) a jadrom kde $Z = N = A/2$. Protóny aj neutróny obsadzujú v jadre energetické hladiny s presne definovanými energiami a zároveň podliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu.



Obr. 1.2: Schematické znázornenie tvorby jadra A_Z so $Z \neq N$ z jadra so $Z = N$. Obrázok z [Loveland et al., 2006]

Obrázok 1.2 ukazuje jednoduchú situáciu: na vytvorenie jadra AZ (kde $Z \neq N$), z jadra s $N = Z = A/2$ musíme zobrať q protónov a zmeniť ich na neutróny. Čiže, $N = A/2 + q$, $Z = A/2 - q \implies q = (N - Z)/2 = (A - 2Z)/2$. Energetický rozdiel medzi jednotlivými hladinami je Δ ($\Delta \sim A^{-1}$), preto každý z q protónov musí zvýšiť svoju energiu o $q\Delta$. Celková energia potrebná na zmenu $N = Z$ jadra na AZ je teda $q^2\Delta = (N - Z)^2/4\Delta = (A - 2Z)^2/4\Delta \sim \frac{(A-2Z)^2}{A}$.

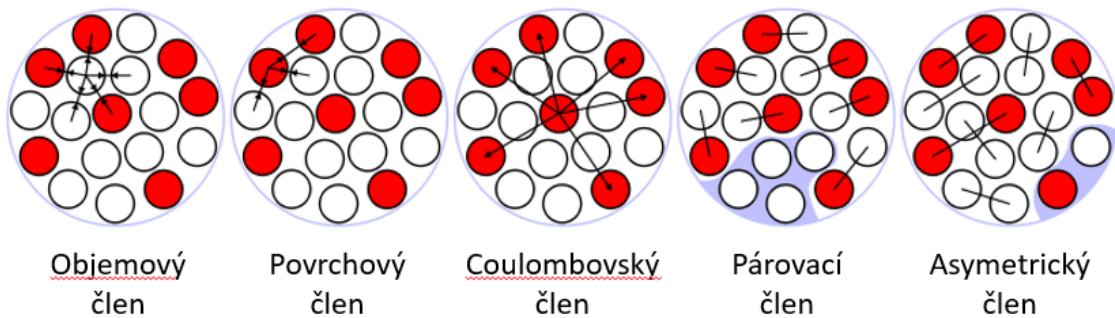
Asymetrický člen teda môžeme vyjadriť ako

$$E_A = -a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A}$$

Párovací člen - δ : Tento člen súvisí s faktom, že protóny a neutróny vytvárajú v jadre páry. Kompletne spárovanie nukleónov prináša dodatočnú stabilitu jadra. Preto páro-párne jadrá sú viac viazané ako nepáro-párne o energiu δ . Ďalej nepáro-párne jadrá sú oproti nepáro-nepárnym viac viazané tiež o δ . Korekčný párovací člen δ je preto zvolený tak, aby bol kladný pre páro-párne jadrá, nulový pre nepáro-párne jadrá a záporný pre nepáro-nepárne jadrá.

Jednotlivé konštanty vystupujúce v členoch BWF je možné určiť fitom experimentálnych dát hmotností atómových jadier: $a_V = 15.56$ MeV, $a_S = 17.23$ MeV, $a_C = 0.7$ MeV, $a_A = 23.285$ MeV a $\delta = 11/A^{1/2}$ MeV, ([Loveland et al., 2006]).

Grafické znázornenie významu jednotlivých členov BWF je na obrázku 1.3.



Obr. 1.3: Význam členov vystupujúcich v BWF. Biele guľičky sú neutróny, červené protóny.

Výsledná podoba BWF je:

$$B(A, Z) = a_V A - a_S A^{2/3} - a_C \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_A \frac{(A - 2Z)^2}{A} \pm \delta \quad (1.7)$$

1.5 Modely atómových jadier

Kvapkový model

Tento model berie inšpiráciu z opisu správania sa molekúl v kvapke vody. Predpokladá, že protóny a neutróny sú v jadre pomiešané a pohybujú sa rovnako ako molekuly, chaoticky. Narážajú do seba a navzájom na seba pôsobia jadrovými silami. Tieto sily medzi nukleónmi sú krátkodosahové a nasycujú sa, t.j. každý nukleón interaguje len s určitým počtom okolitých nukleónov.

Vrstvový model

Je založený na opačnom predpoklade ako kvapkový model. Predpokladá, že nukleóny v jadre môžu obsadzovať len určité presne definované energetické stavy. Spolu s faktom, že nukleóny sú fermióny a podliehajú Pauliho vylučovaciemu princípu, majú nukleóny súbor kvantových čísel, ktoré opisujú ich stav v jadre. Tento model vysvetľuje existenciu excitovaných stavov a tiež existenciu tzv. uzavretých protónových a neutrónových vrstiev. Ak sú tieto vrstvy obsadené, t.j. jadro obsahuje tzv. magický počet protónov alebo neutrónov (2, 8, 20, 28, 50, 82, 126 ...), prejavuje sa to zvýšenou stabilitou voči rádioaktívnym premenám.

1.6 Alfa rozpad

V roku 1899 E. Rutherford rozdelil žiarenie na tri druhy - alfa, beta a gama - na základe ich prenikavosti a vplyvu magnetického poľa na ne. Alfa žiarenie bolo popísané ako najmenej prenikavé z nich, nesúce kladný náboj. Neskôr, v roku 1907 bolo dokázané, že α častice sú jadrá ${}^4_2\text{He}$. Pri emisii α častice sa neuvolňuje žiadna ďalšia častica, preto je spektrum α rozpadu diskrétné. To umožňuje identifikáciu izotopov na základe merania energie α častíc, ktoré emitujú.

1.6.1 Teória α rozpadu

Kvôli krátkodosahovosti jadrových príťažlivých síl, je celková väzbová energia približne úmerná atómovému číslu jadra. Avšak odpudivé elektrické sily medzi protónmi sú ďalekodosahové, preto je táto energia "rušiaca" jadrové sily úmerná Z^2 . Jadrá, obsahujúce 210 a viac nukleónov sú príliš veľké na to, aby jadrové sily vyrovnali odpudivé sily medzi protónmi. Preto sa v takýchto jadrách vyskytuje α rozpad ako prostriedok zvýšenia stability jadra na úkor zmenšenia veľkosti.

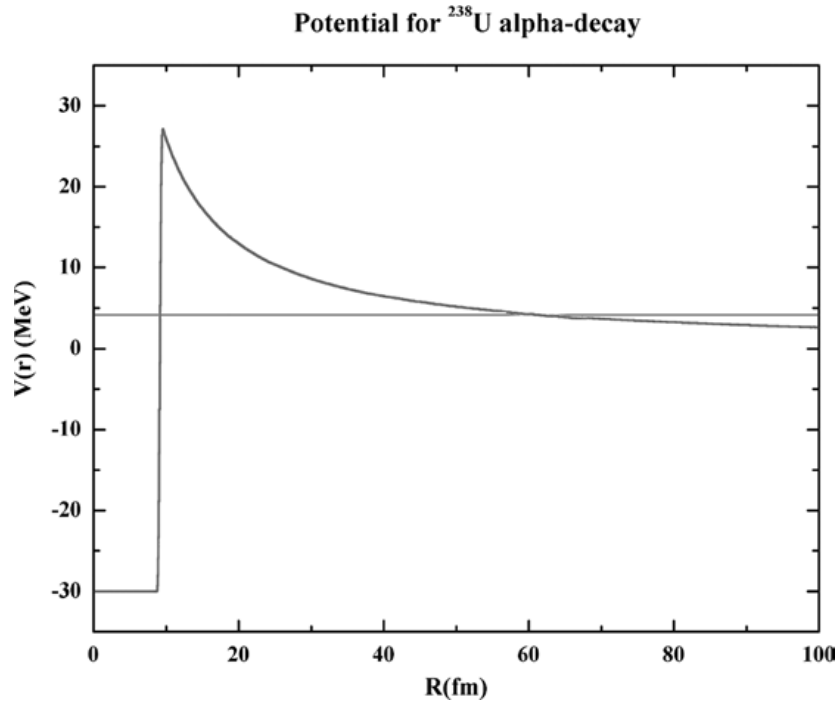
Veľkosť potenciálovej bariéry, ktorá bráni emisii α častice sa dá odhadnúť na základe opačného procesu, akým je emisii α častice, t.j. Prienik α častice do jadra. Na to aby sa α častica dostala dostatočne blízko k jadrú aby ju "zachytili" jadrové sily, musí prekonať Coulombovu odpudivú potenciálovú bariéru. Veľkosť Coulombovho potenciálu vieme určiť ako

$$V_C = \frac{Z_\alpha Z_f}{R} \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0} \quad (1.8)$$

kde Z_f je protónové číslo dcérskeho jadra, $Z_\alpha = 2$ je protónové číslo α častice a R je vzdialenosť medzi dcérskym jadrom a α časticou. Na približné určenie Coulombovho potenciálu zoberieme $R = 1.2(A^{1/3} + 4^{1/3})$ fm kde A je atómové číslo dcérskeho jadra. Veľkosť tejto bariéry je rovnaká, ako pri emisii α častice von z jadra. Rozdiel je v tom, že pri emisii je bariéra potenciálom jadrových síl, ktoré musí α častica prekonať, aby sa dostala do oblasti kde prevláda Coulombova odpudivá sila. Pre rozpad ${}^{238}\text{U}$ teda podľa vzťahu 1.8 dostávame

$$\begin{aligned} V_C &= \frac{(2)(90)(1.440) \text{ MeV} \times \text{fm}}{1.2(234^{1/3} + 4^{1/3})} \approx \\ &\approx \frac{259 \text{ MeV} \times \text{fm}}{9.3 \text{ fm}} = 28 \text{ MeV} \end{aligned}$$

čo je 6-7 krát viac ako je energia α rozpadu (Obrázok 1.4).



Obr. 1.4: Jednorozmerný diagram potenciálnej energie pre ^{238}U (≈ -30 MeV Fermiho energia a ≈ 28 MeV Coulombova bariéra na 9.3 fm) a energie α častice (4.2 MeV). Vzdialenosť, v ktorej je energia bariéry rovná energii α častice je 62 fm. Obrázok z [Loveland et al., 2006].

Z pohľadu klasickej fyziky by α častica takto vysokú potenciálovú bariéru nemala prekonať, čiže by nedochádzalo k α rozpadu. Riešenie podáva kvantová fyzika. Všeobecná vlastnosť vlnovej funkcie je, že je nulová len v oblasti s nekonečným potenciálom. Keď je bariéra konečná, hlavná časť vlnovej funkcie je vo vnútri bariéry a zároveň malá, konečná časť funkcie (t.j. aj pravdepodobnosť jej výskytu) je aj za, resp. *vnútri* bariéry (tu je funkcia exponenciálne klesajúca). Tento jav sa nazýva kvantové tunelovanie a dovoľuje α časticiam prekonať Coulombovu bariéru.

Vysvetlenie α rozpadu princípmi kvantovej mechaniky prvý krát predložili G. Gamow v [Gamow, 1928] a R. W. Gurney s E. U. Condonom v [Gurney and Condon, 1928]. Základné myšlienky tejto teórie sú:

- Alfa častica môže existovať samostatne v jadre.
- Môže sa pohybovať v jadre, kde je držaná potenciálovou bariérou.
- Existuje nenulová pravdepodobnosť, že pri náraze do bariéry pretunuluje cez ňu a dostane sa von z jadra.

1.6.2 Kinematika α rozpadu

Jeden z hlavných dôvodov, prečo sa emituje práve jadro ^4_2He , je jeho relatívne vysoká väzbová energia - 28.3 MeV. Kvôli tomu je energeticky výhodnejšie pre jadro emitovať

α časticu ako inú kombináciu nukleónov. Ďalej emisiou α častice sa zníži Coulombova energia jadra, čo zvýši stabilitu ťažkého jadra bez ovplyvnenia celkovej väzbovej energie, pretože α častica má približne rovnakú väzbovú energiu na nukleón ako pôvodné jadro. Proces spontánnej emisie α častice sa dá schematicky zapísať ako



Z materského jadra X znikajú 2 dcérske objekty, jadro Y a α častica. Ak uvažujeme jadro X v pokoji, potom energia sústavy je daná jeho pokojovou energiou ako

$$E_X = m_X c^2 \quad (1.10)$$

Rozpadom vznikajú z materského jadra X , 2 dcérske objekty - jadro Y a α častica - ktoré sa od seba pohybujú v súlade so zákonom zachovania hybnosti

$$|\vec{p}_\alpha| = |\vec{p}_Y| \quad (1.11)$$

Energia koncového stavu (E_f) bude rovná súčtu pokojových energií a kinetických energií (T) novovzniknutých fragmentov

$$E_f = m_Y c^2 + m_\alpha c^2 + T_Y + T_\alpha \quad (1.12)$$

Zo zákona zachovania energie platí, že energia počiatočného stavu (E_i) je rovná energii koncového, t.j. $E_i = E_f$. Teda

$$m_X c^2 = m_Y c^2 + m_\alpha c^2 + T_Y + T_\alpha \quad (1.13)$$

alebo

$$(m_X - m_Y - m_\alpha) c^2 = T_Y + T_\alpha \quad (1.14)$$

Obe strany rovnice 1.14 predstavujú energiu uvoľnenú pri α rozpade. Táto energia sa nazýva Q hodnota. Proces α emisie je možný, len keď $Q > 0$. Kinetická energia α častice (a rozpadnutého jadra) je z poklesu hmotnosti po jadrovom rozpade.

Rovnica 1.14 sa dá napísať cez hmotnostné úbytky ako

$$Q_\alpha = \Delta M_X - \Delta M_Y - \Delta M_\alpha \quad (1.15)$$

Vo všeobecnosti rastie Q hodnota s rastúcim atómovým číslom, ale zmeny spôsobené vrstvovými korekciami môžu potlačiť systematický rast (Obrázok 1.5).

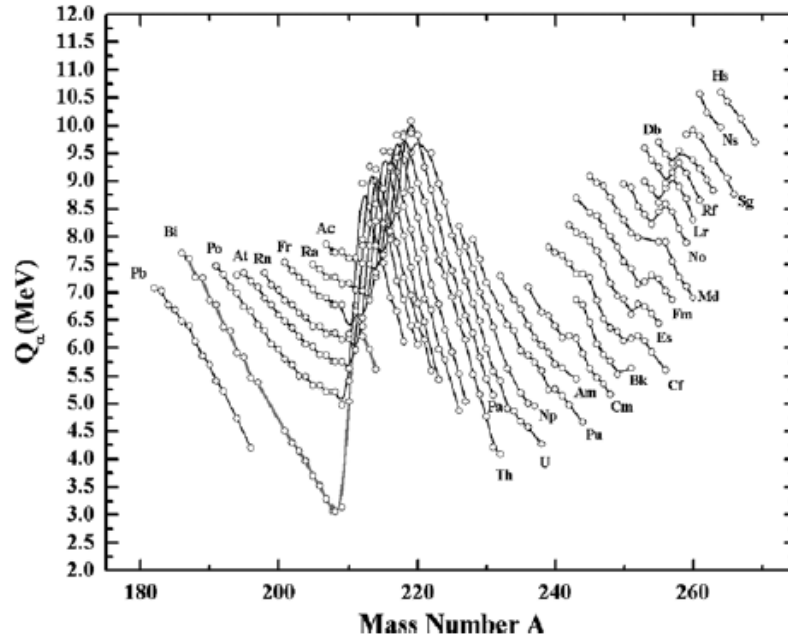
Z rovnice 1.14 a 1.11 a použitím závislosti $T = \frac{p^2}{2m}$, vieme vyjadriť závislosť medzi kinetickou energiou α častice a Q hodnotou rozpadu:

$$Q_\alpha = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 + \frac{1}{2} m_Y v_Y^2 = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \left(1 + \frac{m_\alpha}{m_Y}\right) = \frac{1}{2} m_\alpha v_\alpha^2 \left(\frac{m_Y + m_\alpha}{m_Y}\right)$$

Uvažujúc hmotnosť jadra priamo úmernú počtu nukleónov dostávame

$$Q_\alpha \approx T_\alpha \frac{A}{A-4} \quad (1.16)$$

Z rovnice 1.16 vyplýva, že väčšina energie α rozpadu je odnášaná α časticou a len malá časť pripadá na jadro. Typický rozsah kinetickej energie emitovanej α častice je $T_\alpha = 4 - 11$ MeV.



Obr. 1.5: Závislosť Q hodnoty od atómového čísla A ukazuje efekt uzatvorených neutrónových a protónových vrstiev $N = 126$ a $Z = 82$ spolu s neutrónovou podvrstvou $N = 152$. [Loveland et al., 2006].

1.6.3 Rozpadové α reťazce

Pri syntetíze nových jadier je ich priame pozorovanie obmedzené polčasom rozpadu. Pozorovanie týchto jadier je preto realizované cez rozpadové α reťazce. Je to nepriame pozorovanie, nakoľko sa priamo pozoruje jadro získané jedným či viacerými alfa rozpadmi pôvodného jadra. Detektorom sú zachytávané α častice rôznych energií, ktoré je možné priradiť týmto jednotlivým rozpadom (až ku pôvodnému jadru) a takto nepriamo zaznamenať existenciu tohto jadra.

V práci sme hmotnosti jednotlivých jadier sme určovali vo forme hmotnostných úbytkov ako (varianta vzťahu 1.15):

$$\Delta M_{i+1} = \Delta M_i + \Delta M_\alpha + Q_\alpha \quad (1.17)$$

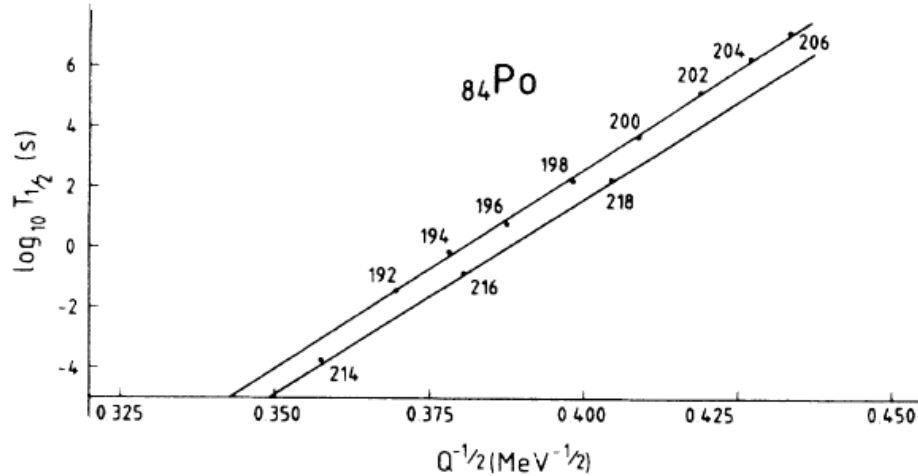
kde ΔM_{i+1} je hmotnostný úbytok rozpadajúceho sa jadra (vyššie v reťazci), ΔM_i je hmotnostný úbytok dcérskeho jadra (nižšie v reťazci) a ΔM_α je hmotnostný úbytok α častice. Všetky hodnoty sú v MeV.

1.6.4 Polčas α rozpadu

Polčas α rozpadu je spätý s hodnotou Q_α . V roku 1911 H. Geiger a J.M. Nuttall ukázali lineárnu závislosť medzi logaritmom rozpadovej konštanty a doletom α častice, pôvodný článok [Geiger and Nuttall, 1911]. Dnes je táto závislosť známa ako Geiger-Nuttallov zákon (GN zákon):

$$\log T_{\frac{1}{2}} = \frac{a(Z)}{\sqrt{Q_\alpha}} + b(Z) \quad (1.18)$$

kde $a(Z)$ a $b(Z)$ sú konšanty, meniace sa pre každý z izotopických radov.



Obr. 1.6: Grafické znázornenie GN zákona pre izotopy Polónia. Dve rôzne priamky predstavujú izotopy polónia s $N < 126$ (vrchné) a $N > 126$ (spodné). Tento posun je kvôli efektu uzatvorenej neutrónovej vrstvy $N = 126$. Obrázok z [Buck et al., 1990].

Z GN zákona vyplýva, že malá zmena hodnoty Q_α spôsobí zmenu polčasu rozpadu aj o niekoľko rádov. Preto je dôležité určiť teoretické hodnoty hmotností izotopov (z ktorých sa určuje Q hodnota) s čo najväčšou presnosťou. Ďalej, ako vidno z lineárnej závislosti na obrázku 1.6, je možné pomocou GN zákona predpovedať teoretické polčasy rozpadov pre nové izotopy.

1.7 Emisia ťažších jadier - klastrov

Klastrový rozpad (resp. emisia ťažkých jadier, ťažko - iónová radiácia), je typ jadrového rozpadu pri ktorom jadro emituje väčšie jadro ako pri alfa rozpade, napr. ^{14}C , ^{18}O , ... - klastre (z ang. cluster - zhuk, zväzok). Teoretický predpoklad o existencii tohto typu rozpadu bol prvý krát publikovaný v [Sandulescu et al., 1980]. Experimentálne potvrdený bol v roku 1984 pri zaznamenaní rozpadu ^{223}Ra emisiou ^{14}C .

Tento typ rozpadu bol pozorovaný pri izotopoch rozpadajúcich sa primárne α rozpadom. Vetviaci pomer vzhľadom k α rozpadu je

$$b_\alpha = \frac{T_{\frac{1}{2},\alpha}}{T_{\frac{1}{2},c}} \quad (1.19)$$

kde $T_{\frac{1}{2},c}$ je polčas rozpadu klastra. Vo všeobecnosti je tento pomer veľmi malý, rádovo menej ako 10^{-9} vzhľadom na alfa rozpad. Dôvodom je faktor predformovania, čiže pravdepodobnosť sfornovania emitovaného jadra vo vnútri materského.

Teoreticky, môže byť akékoľvek jadro so $Z > 40$ a s $Q_c > 0$ klastrovým emitterom. Prakticky sú pozorovania takýchto jadier limitované experimentálnou technikou, ktorá vyžaduje dostatočne krátke polčasy rozpadov, $T_{\frac{1}{2},c} < 10^{32}$ s, a dostatočne veľkými vetviacimi pomermi $b_c > 10^{-17}$.

Podobne, ako vo vŕahu 1.16, sa dá ukázať, že Q hodnota klastrového rozpadu, Q_c , je

$$Q_c = E_c \frac{A_i}{A_f} \quad (1.20)$$

kde E_c je kinetická energia emitovaného jadra, A_i je atómové číslo materského jadra a A_f je atómové číslo dcérskeho jadra (t.j. $A_f = A_i - A_c$, kde A_c je atómové číslo emitovaného klastra).

Ide o typ rozpadu medzi alfa rozpadom a spontánnym štiepením (Spontaneous Fission - SF), vzhľadom na veľkosť fragmentov. Rozdiel medzi emisiou klastrov a SF je, že pri štiepení sú štiepne fragmenty rozdelené vzhľadom na ich hmotnosť pravdepodobnostne, t.j. jadro sa môže rozdeliť na rôzne fragmenty, zatiaľ čo pri emisii klastrov jadro emituje vždy rovnaký klaster.

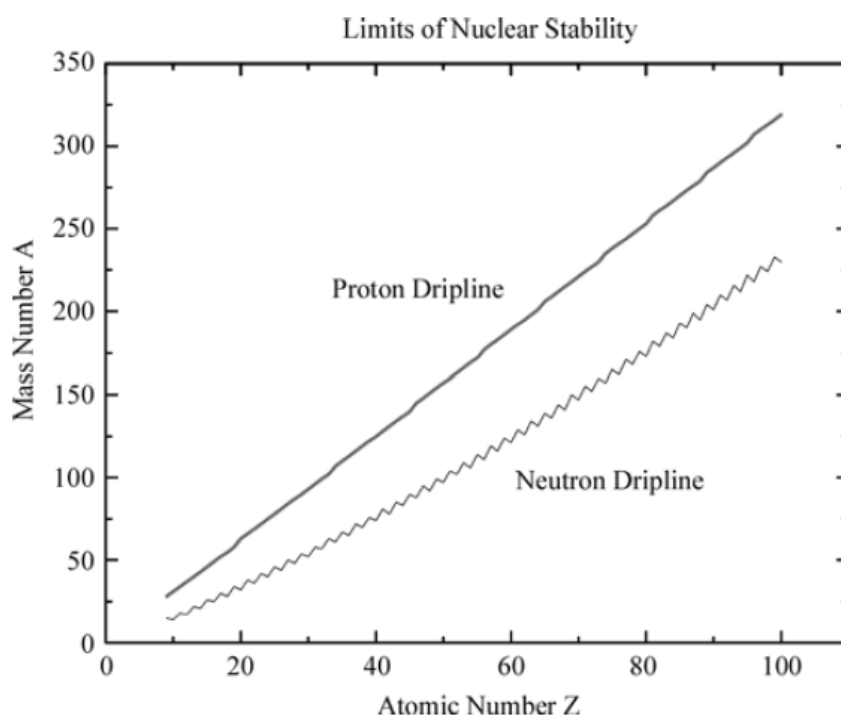
Aplikovaním mechanizmu alfa rozpadu na klastrovú emisiu by sme predpokladali, že emitované jadro bude mať rovnaký počet neutrónov ako protónov, t.j. emituje sa ^{12}C , ^{16}O , ... Tento predpoklad podporuje aj fakt, že emitované jadro s $N = Z$ je stabilnejšie ako to, s rôznym počtom neutrónov a protónov. Ďalej, kvôli nižšiemu počtu nukleónov sú jadrové sily nižšie, t.j. potenciálová bariéra držiaca emitované jadro, je nižšia. Experimentálne sú však emisie takýchto jadier takmer nepozorované (okrem emisie ^{12}C z ^{114}Ba). Vysvetlenie z [Loveland et al., 2006] hovorí, že jadro chce zachovávať rovnaký pomer N/Z , čiže neutrónovo bohatého jadra sa emituje neutrónovo bohatá častica.

1.8 Protónová emisia

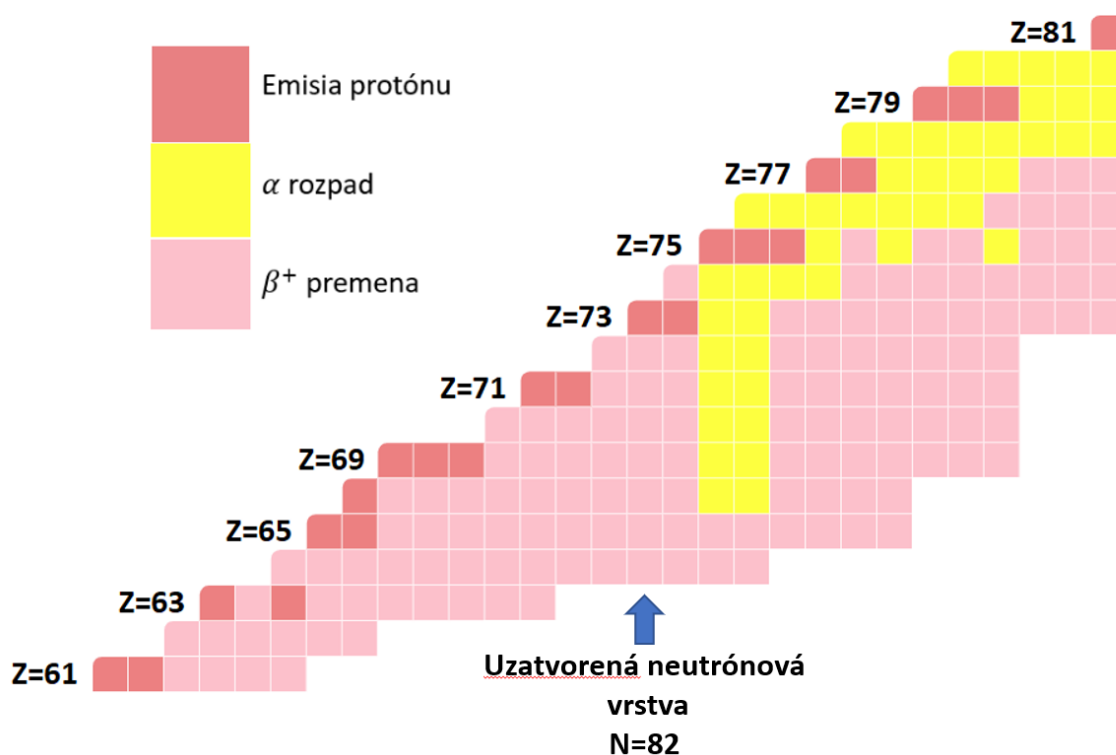
Pri protónovej emisii sa z materského jadra emituje jediný protón, pri čom sa uvoľní energia. Experimentálne potvrdenie tohto rozpadu bolo publikované v [Hofmann et al., 1982] (rozpad ^{151}Lu). Pre protónovo bohaté izotopy je Q hodnota protónovej emisie, Q_p , kladná. Protónová emisia býva dominantným typom rozpadu najmä v oblasti protónového driplinu. Dripline (Obrázok 1.7) je hranica, za ktorou sa nemôžu vyskytovať stabilné jadrá, kvôli kladnej separačnej energii nukleónu (kladnej Q hodnote), t.j. hneď po vytvorení jadra sa "chce" nukleón uvoľniť z jadra. Medzi driplinami sa nachádza oblasť stability.

Protónová emisia by mala byť jednoduchým rozšírením α rozpadu, s rovnakým princípom tunelovania cez potenciálovú bariéru. Zjednodušenie spočíva v tom, že pri emisii protónu netreba uvažovať faktor predformovania pre protón (na rozdiel od α častice). Energie emitovaných protónov sú nízke aj pre veľmi ťažké jadrá ($E_p \sim 1 - 2 \text{ MeV}$). Kvôli tomu je bariéra, potrebná na penetrovanie, širšia a zároveň je rozpad citlivejší na energiu protónu, zmenu uhlového momentu hybnosti atď.

Merania protónovej emisie sú náročné, kvôli nízkym energiám a krátkym polčasom rozpadu. Spolu s náročnosťou produkcie jadier blízko protónového driplinu to spôsobuje, že protónové emitery so $Z > 82$ neboli zatiaľ experimentálne pozorované. Protónová emisia je bežný typ rozpadu najmä v oblasti ľahkých jadier blízko protónového driplinu a stredne ťažkých jadier s nepárnym počtom protónov - Obrázok 1.8 - kvôli nespárovanému protónu sa znižuje energia potrebná na jeho udržanie v jadre.



Obr. 1.7: Poloha protónového a neutrónového driplinu, predpovedaná kvapkovým modelom.



Obr. 1.8: Typy jadrových rozpadov v oblasti stredne ťažkých jadier. Vidíme efekt párovania nukleónov, ktorý spôsobuje dominantnosť protónovej emisie v jadrách s nepárnym protónovým číslom.

Kapitola 2

Teoretické modely

V práci porovnávame hodnoty hmotností a polčasov rozpadu určených pomocou teoretických modelov s experimentálnymi hodnotami.

2.1 Teoretické modely jadrových hmotností

Modely hmotností sú príliš komplexné na to, aby boli objasnené v práci. Preto uvádzame len referenciu modelu, v ktorej sú hmotnosti uvedené v tabuľkách. Dané modely sú:

- **FRDM** - Finite Range Droplet Model - model z [Möller et al., 1995].
- **SSM** - Semiempirical Shell Model - model z [Liran et al., 2001].
- **ETFSI** - Extended Thomas-Fermi plus Strutinsky Integral method - model z [Aboussir et al., 1995].
- **TFM** - Thomas-Fermi Model - model z [Myers and Swiatecki, 1994].
- **S&S** - model z [Smolanczuk and Sobiczewski, 1995].

2.2 Teoretické modely polčasov rozpadu

2.2.1 Semiempirical relationship based on fission theory of α decay - SemFIS model

Model bol prezentovaný v [Poenaru et al., 1980], aktualizovaná sada konštánt a úpravy modelu boli publikované v [Poenaru et al., 2006]. Tento model berie do úvahy vplyv vrstvého efektu (čiže polohu izotopu vzhľadom na magické čísla):

$$\log_{10} T_{\frac{1}{2}} = 0.43429 K_s \chi - 20.446 \quad (2.1)$$

kde

$$K_s = 2.52956 Z_f [A_f / (A_i \times Q_\alpha)]^{\frac{1}{2}} [\arccos \sqrt{x} - \sqrt{x(1-x)}]$$
$$x = 0.423 Q_\alpha (1.5874 + A_f^{\frac{1}{3}}) / Z_f$$

Hodnota Q_α je v MeV.

Numerický koeficient χ je polynóm druhého stupňa

$$\chi = B_1 + B_2y + B_3z + B_4y^2 + B_5yz + B_6z^2$$

redukovaných premenných y a z , ktoré vyjadrujú vzialenosť od najbližších magických-plus-jeden neutrónových (N_i) a protónových (Z_i) čísiel:

$$y = (N - N_i)/(N_{i+1} - N_i); \quad N_i < N \leq N_{i+1}$$

$$z = (Z - Z_i)/(Z_{i+1} - Z_i); \quad Z_i < Z \leq Z_{i+1}$$

s $N_i = \dots, 51, 83, 127, 185, 229, \dots$; $Z_i = \dots, 29, 51, 83, 115, \dots$. Koeficienty $B_1 - B_6$ boli získané z fitu experimentálnych dát. Hodnoty sú uvedené v Tabuľke 2.1.

Tabuľka 2.1: Hodnoty koeficientov pre $B_1 - B_6$ zvlášť pre páro-párne (e-e), nepáro-párne (o-e), páro-nepárne (e-o) a nepáro-nepárne (o-o) jadrá prezentované v [Poenaru et al., 2006] (SemFIS model).

	B_1	B_2	B_3	B_4	B_5	B_6
e-e	0.993119	-0.004670	0.017010	0.045030	0.018102	-0.025097
o-e	1.000560	0.010783	0.050671	0.013919	0.043657	-0.079999
e-o	1.017560	-0.113054	0.019057	0.147320	0.230300	-0.101528
o-o	1.004470	-0.160056	0.264857	0.212332	0.292664	-0.401158

2.2.2 Model polčasov rozpadu založený na kvantovej priepustnosti Coulombovej bariéry

Model prezentovaný v [Poenaru et al., 2006]. Je to všeobecne použiteľný model, na rozdiel od SemFIS modelu, ktorý sa dá použiť len na emisiu α častice. Jeho použitím je teda možné určiť polčasy rozpadov aj pre emisiu väčších jadier (klastrov) ale aj pre protónovú emisiu, kde sa emituje len jeden protón. Podľa tohto modelu možno polčas rádioaktívneho rozpadu vyjadriť ako:

$$\log_{10} T_{\frac{1}{2}} = -\log_{10} P_s - 22.169 + 0.598(A_e - 1) \quad (2.2)$$

kde

$$-\log_{10} P_s = c_{AZ} \left[\arccos \sqrt{r} - \sqrt{r(1-r)} \right]$$

s $c_{AZ} = 0.22873(\mu_A Z_f Z_e R_b)^{\frac{1}{2}}$, $r = \frac{R_t}{R_b}$, $R_t = 1.2249(A_f^{1/3} + A_e^{1/3})$, $R_b = 1.43998 Z_f Z_e / Q$ (hodnota Q v MeV), a $\mu_A = A_f A_e / A$.

Z_e a A_e sú protónové, resp. atómové číslo emitovaného jadra (pre α rozpad je $A_e = 4$ a $Z_e = 2$).

2.2.3 Universal Decay Law - UDL

Model prezentovaný v [Qi et al., 2009] ako zovšeobecnenie GN zákona. Na rozdiel od neho, tento model je určený taktiež pre polčasy emisie klastrov, podobne ako model z

[Poenaru et al., 2006].

$$\log_{10} T_{\frac{1}{2}} = aZ_e Z_f \sqrt{\frac{A}{Q}} + b\sqrt{AZ_e Z_f (A_f^{1/3} + A_e^{1/3})} + c \quad (2.3)$$

kde $A = A_f A_e / (A_f + A_e)$, hodnota Q v MeV. Konštanty a, b, c sú uvedené v Tabuľke 2.2 .

Tabuľka 2.2: Koefficienty určené fitom experimentálnych dát pre α rozpad (I); emisiu zložených jadier (II); zmiešané pre α rozpad aj emisiu väčších jadier - klastrov (III)

	I	II	III
a	0.4065	0.3671	0.3949
b	-0.4311	-0.3296	-0.3693
c	-20.7889	-26.2681	-23.7615

2.3 Vlastnosti teoretického polčasu rozpadu

2.3.1 Faktor potlačenia alfa rozpadu - Hindrance Factor (HF)

Teoretické modely na výpočet polčasu rozpadu sú určené pre páro-párne emitery. Nepáro-nukleónové emitery sa zvyčajne rozpadajú pomalšie, než je predpoklad založený na rozpade páro-párnych jadier. Je to spôsobené kvôli zvyčajne rozdielnej konfigurácii stavov materského a dcérskeho jadra.

Alfa premena preferuje prechod medzi stavmi s rovnakými konfiguráciami. Takéto prechody sa nazývajú nepotlačené (unhindered). Rastúci rozdiel medzi stavmi (zmena spinu - nárast odstredivého potenciálu, zmena parity atď.) spôsobuje zníženie pravdepodobnosti emisie α častice. Pomer medzi teoretickým polčasom založenom na teórii nepotlačeného rozpadu a experimentálnym polčasom, ktorý je už ovplyvnený zmenami stavu jadra sa nazýva faktor potlačenia:

$$HF = \frac{T_{\frac{1}{2},exp}}{T_{\frac{1}{2},teor}} \quad (2.4)$$

Vo všeobecnosti faktor potlačenia (HF) pre nepáro-nukleónové jadrá nadobúda päť typických hodnôt [Loveland et al., 2006]:

1. Ak je HF medzi 1 a 4, prechod sa nazýva preferovaný. V tomto prechode je α častica zložená z dvoch párov nukleónov na nižších orbitáloch, vďaka čomu ostane jadro v rovnakom stave ako pred rozpadom.

Aby sa sformovala v jadre α častica, musí sa spin dvoch neutrónov a dvoch protónov vyskladať na nulu a zároveň musí mať α častica nulový orbitálny uhlový moment. Tieto štyri nukleóny tvoriace α časticu najčastejšie obsadzujú v materskom jadre najvyššie hladiny. V nepáro-nukleónových jadrách nie sú nukleóny spárované, kvôli čomu nukleóny tvoriace α časticu obsadzujú v materskom jadre rôzne hladiny. Rozpad takéhoto materského jadra vyústi do excitácie dcérskeho jadra. Takýto prechod má nižšiu Q hodnotu ako prechod medzi základnými stavmi.

2. HF 4-10 indikuje zmiešanie alebo preferované prekrývanie vlnových funkcií stavov materského a dcérskeho jadra.
3. Prechod s HF 10-100 nastane keď priemety spinu počiatočného a finálneho stavu majú rovnaký smer, ale prekrytie vlnových funkcií nie je preferované (resp. mení sa spin, smer spinu však ostáva rovnaký.).
4. Prechod s HF 100-1000 nastane, keď sa mení parita, ale priemety spinov materského a dcérskeho jadra majú rovnaký smer.
5. Ak má prechod $HF \geq 1000$, vtedy dochádza k zmene parity a tiež k zmene smeru priemetu spinu, t.j. priemety spinov materského a dcérskeho jadra majú opačný smer. Dcérske jadro preto dodatočne preskupuje nukleóny, keď sa emituje α častica.

2.3.2 Vetviaci pomer - branching ratio

Atómové jadro konkrétneho izotopu sa môže rozpadáť viacerými rádioaktívnymi rozpadmi. Je dôležité poznať pomer medzi nimi (vetviaci pomer), kvôli rozdielnosti polčasov jednotlivých rozpadov. Pri experimentálnom meraní polčasu rozpadu sa pozoruje celkový polčas $T_{\frac{1}{2},tot}$, ktorý je "priemerom" jednotlivých parciálnych rozpadov, $T_{\frac{1}{2},parc}$. Vetviaci pomer sa definuje ako počet rozpadov realizovaných určitým typom rádioaktívneho rozpadu voči počtu všetkých rozpadov.

$$T_{\frac{1}{2},parc} = \frac{T_{\frac{1}{2},tot}}{b_{parc}} \quad (2.5)$$

Teoretické modely na výpočet polčasu rozpadu určujú parciálny polčas daného rozpadu (neberú do úvahy možný výskyt iných rozpadov), preto je nutné túto hodnotu porovnávať s experimentálnou hodnotou upravenou vetviacim pomerom (podľa vzťahu 2.5).

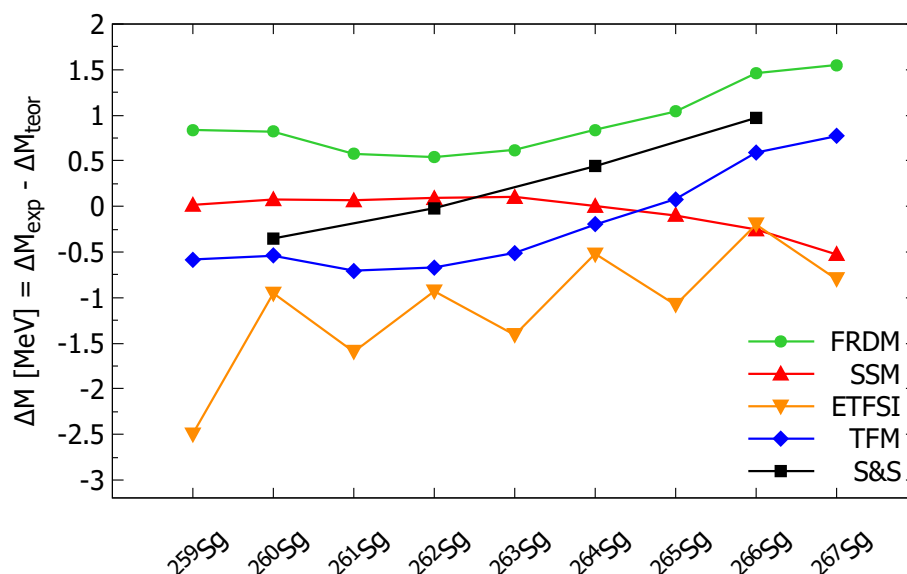
Kapitola 3

Výsledky

3.1 Aplikácia teoretických hmotnostných modelov

3.1.1 Hmotnosti izotopov seaborgia

Aplikovali sme modely z časti 2.1 na izotopy seaborgia s $259 \leq A \leq 267$. Pre $^{260-267}\text{Sg}$ sú experimentálne hmotnosti z [Wang et al., 2017], $^{262-267}\text{Sg}$ sú určené extrapoláciou dát. Hmotnosť jadra ^{259}Sg sme určili pomocou rozpadového reťazca $^{259}\text{Sg} \rightarrow ^{255}\text{Rf} \rightarrow ^{251}\text{No} \rightarrow ^{247}\text{Fm} \rightarrow ^{243}\text{Cf} \rightarrow ^{239}\text{Cm}$. Porovnanie jednotlivých hmotnostných modelov s experimentálnymi hmotnosťami je na Obrázku 3.1.



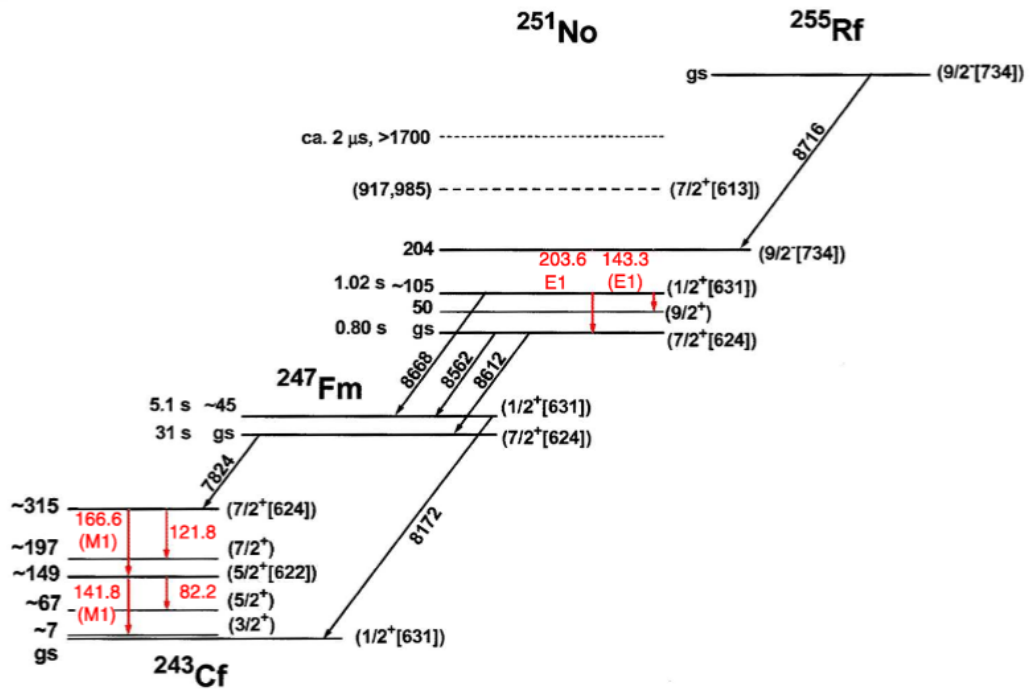
Obr. 3.1: y-ová os predstavuje rozdiely experimentálnych a teoretických hmotností izotopov seaborgia určených modelmi z časti 2.1 v MeV. x-ová os predstavuje jednotlivé izotopy. Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté, kvôli logaritmickému mierke - neistoty sú menšie ako body v grafe.

Z obrázku vidíme, že model SSM je najpresnejší, avšak tento model je semiempirický, t.j. založený na systematikách pozorovaných jadier, preto v oblasti zatiaľ nepo-

zorovaných jadier môže určovať hmotnosti s veľkými chybami. Ďalej, pri modeli ETFSI vidíme, že páro-nepárne jadrá majú väčšiu odchýlku ako páro-párne jadrá. Z tohto vyplýva, že daný model neberie do úvahy párovanie neutrónov, kvôli ktorému má jadro menšiu väzbovú energiu - vyššiu hmotnosť ako jadro s párnym počtom neutrónov.

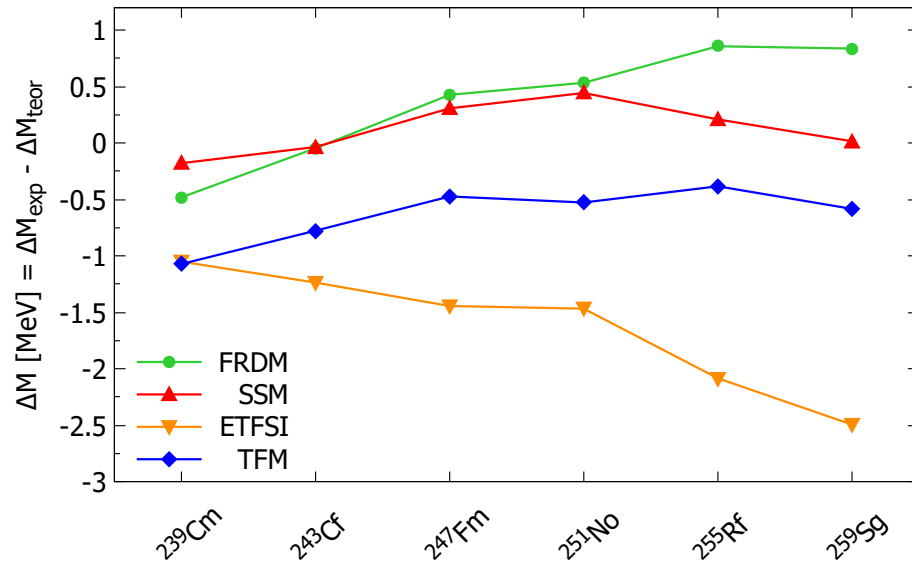
^{259}Sg

Hmotnosť jadra ^{259}Sg sme určili pomocou rozpadového reťazca $^{259}\text{Sg} \rightarrow ^{255}\text{Rf} \rightarrow ^{251}\text{No} \rightarrow ^{247}\text{Fm} \rightarrow ^{243}\text{Cf} \rightarrow ^{239}\text{Cm}$. Experimentálna hmotnosť ^{239}Cm bola určená z [Wang et al., 2017], Q hodnota ^{259}Sg bola určená z článku [Antalic et al., 2015]. Q hodnoty rozpadov ^{255}Rf , ^{251}No a ^{247}Fm určené z [Heßberger et al., 2006] (Obrázok 3.2). Q hodnota rozpadu ^{243}Cf z [ENSDF, 2014].



Obr. 3.2: Rozpadová schéma ^{255}Rf , zahŕňajúca aj rozpady ^{251}No a ^{247}Fm .

Obrázok 3.3 ukazuje rozdiely experimentálnych a teoretických hmotností jadier v rozpadovej rade ^{259}Sg . Posun celého modelu o konštantu nepredstavuje problém, ten nastáva keď je výrazný posun medzi jednotlivými jadrami (napr. model ETFSI medzi ^{251}No a ^{255}Rf). Vtedy takýto lokálny posun spôsobí zmenu Q hodnoty (viac ako 0.6 MeV pre ^{255}Rf oproti experimentálnej hodnote - tabuľka 3.1).



Obr. 3.3: Porovnanie experimentálnych a teoretických hmotností jadier rozpadového reťazca $^{259}\text{Sg} \xrightarrow{5\alpha} ^{239}\text{Cm}$. y-ová os predstavuje rozdiely experimentálnych a teoretických hmotností určených modelmi z časti 2.1 v MeV. x-ová os predstavuje jednotlivé jadrá reťazca. Model S&S nie je zahrnutý, nakoľko tento model je len pre páarno-párne jadrá. Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté, kvôli logaritmickému mierke - neistoty sú menšie ako body v grafe.

V tabuľke 3.1 vidíme Q hodnoty určené podľa vzťahu 1.15 z jednotlivých teoretických modelov. Neskôr bude ukázané (časť 3.2.2), aký efekt majú tieto odchýlky na polčas rozpadu.

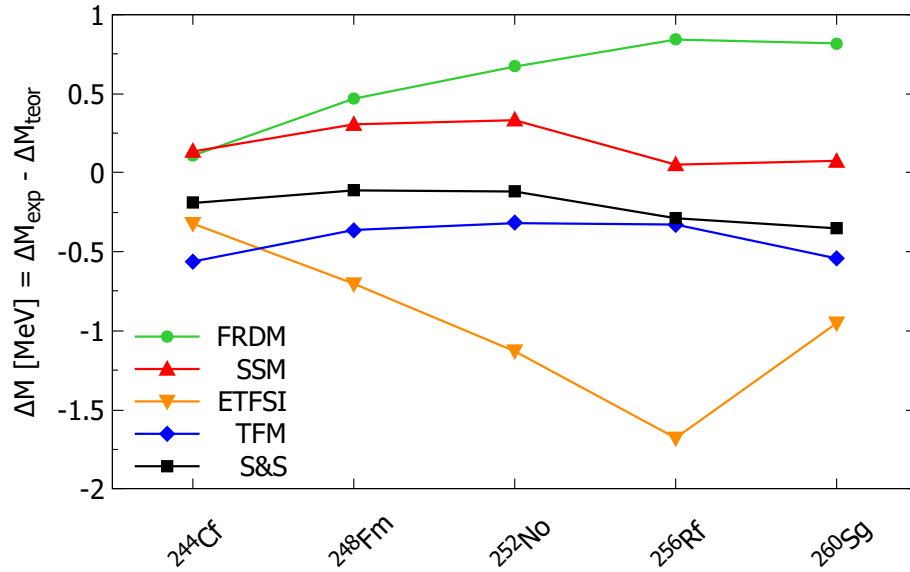
Tabuľka 3.1: Porovnanie experimentálnych Q hodnôt rozpadového reťazca $^{259}\text{Sg} \xrightarrow{5\alpha} ^{239}\text{Cm}$ s Q hodnotami určenými z hmotnostných modelov podľa vzťahu 1.15. Q hodnoty sú v MeV.

	Q_{exp}	Q_{FRDM}	Q_{SSM}	Q_{ETFSI}	Q_{TFM}
²⁵⁹ Sg	9.765	9.785	9.958	10.175	9.965
²⁵⁵ Rf	9.059	8.735	9.293	9.675	8.915
²⁵¹ No	8.751	8.645	8.615	8.775	8.805
²⁴⁷ Fm	8.268	7.795	7.926	8.475	7.965
²⁴³ Cf	7.39	6.955	7.246	7.575	7.095

²⁶⁰Sg

Experimentálne hmotnosti jadier rozpadového reťazca $^{260}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{244}\text{Cf}$ sú známe a porovnanie s hmotnosťami vypočítanými podľa vzťahu 1.17 ukazuje, že rozdiely medzi nimi sú rádovo 0.01 MeV, čo je v tejto mierke zanedbateľné. Porovnanie hmotnostných modelov s experimentálnymi hmotnosťami je na obrázku 3.4.

Podobne, ako pri ^{259}Sg , vidíme, že model ETFSI má výrazné lokálne odchýlky, čo môže spôsobiť veľký rozdiel medzi Q hodnotami vypočítanými z takýchto hmotností.



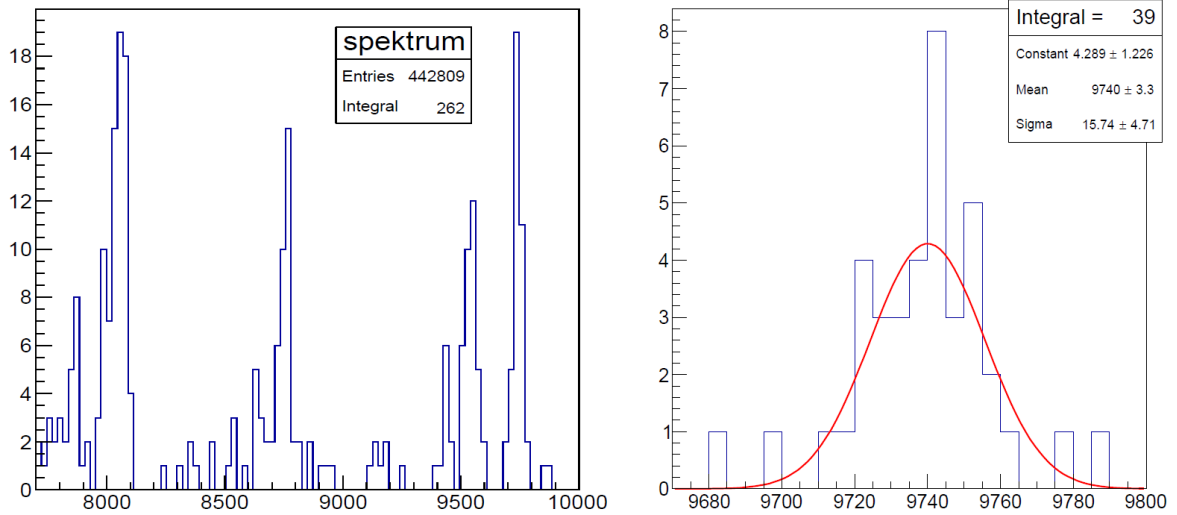
Obr. 3.4: Porovnanie experimentálnych a teoretických hmotností jadier rozpadového reťazca $^{260}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{244}\text{Cf}$. y-ová os predstavuje rozdiely experimentálnych a teoretických hmotností určených modelmi z časti 2.1 v MeV. x-ová os predstavuje jednotlivé jadrá reťazca. Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté, kvôli logaritmickému mierke - neistoty sú menšie ako body v grafe.

Porovnanie experimentálnych Q hodnôt s hodnotami určenými podľa vzťahu 1.15 je v tabuľke 3.2. Vidíme, že spomínané lokálne odchýlky modelu ETFSI spôsobujú zmenu Q_{teor} oproti Q_{exp} pre jednotlivé jadrá o 0.3 – 0.6 MeV, čo môže spôsobiť odchýlku očakávaného polčasu rozpadu aj o 2 rády (ukázané neskôr - časť 3.2.2).

Tabuľka 3.2: Porovnanie experimentálnych Q hodnôt rozpadového reťazca $^{260}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{244}\text{Cf}$ s Q hodnotami určenými z hmotnostných modelov podľa vzťahu 1.15. Q hodnoty sú v MeV.

	Q_{exp}	Q_{FRDM}	Q_{LMZ}	Q_{ETFSI}	Q_{TFM}	$Q_{\text{S\&S}}$
²⁶⁰ Sg	9.892	9.925	9.877	9.175	10.115	9.965
²⁵⁶ Rf	8.929	8.755	9.207	9.475	8.935	9.095
²⁵² No	8.551	8.345	8.522	8.975	8.505	8.555
²⁴⁸ Fm	7.999	7.635	7.823	8.375	7.795	7.915

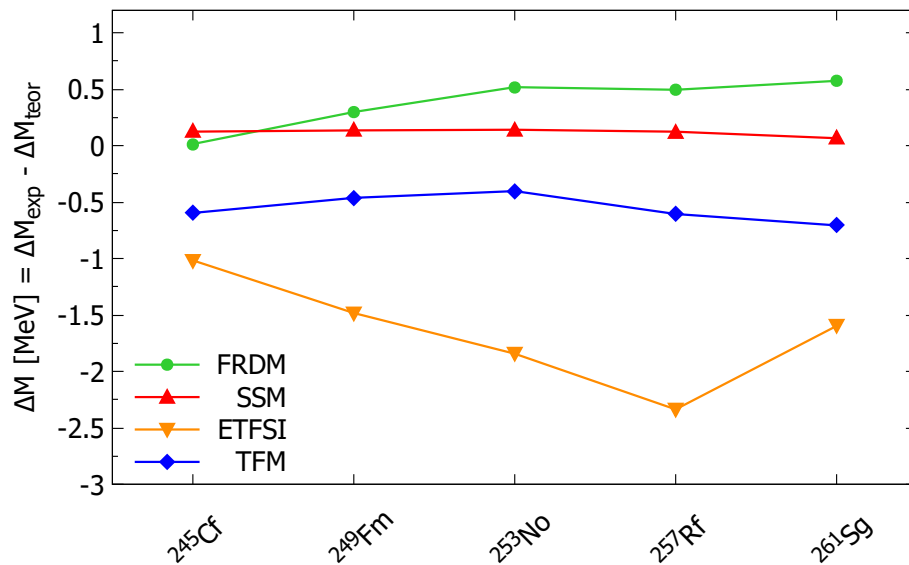
Experimentálne Q hodnoty boli určené z [ENSDF, 2014], okrem ²⁶⁰Sg. Q hodnota tohto jadra bola určená z α spektra reakcie $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ analyzovanej na rýchlostnom filtre SHIP v GSI Darmstadt (Obrázok 3.5).



Obr. 3.5: x-ová os predstavuje energiu zaznamenaných častíc v keV, y-ová os predstavuje počet zaznamenaných udalostí. Na ľavom obrázku vidíme spektrum reakcie $^{54}\text{Cr} + ^{208}\text{Pb}$ v rozsahu 7700–10000 keV. Vpravo je priblíženie na spektrum ^{260}Sg , s fitom gausovou funkciou. Vidíme, že celkový počet eventov je 39, a stredná hodnota energie uvoľnenej α častice je 9740 ± 3.3 MeV.

^{261}Sg

Experimentálne hmotnosti jadier rozpadového reťazca $^{261}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{245}\text{Cf}$ sú známe a porovnanie s hmotnosťami vypočítanými podľa 1.17 ukazuje, že rozdiely medzi nimi sú rádovo 0.01 MeV, čo je v tejto mierke zanedbateľné (rovnako ako pri ^{261}Sg). Porovnanie hmotnostných modelov s experimentálnymi hmotnosťami je na obrázku 3.6.



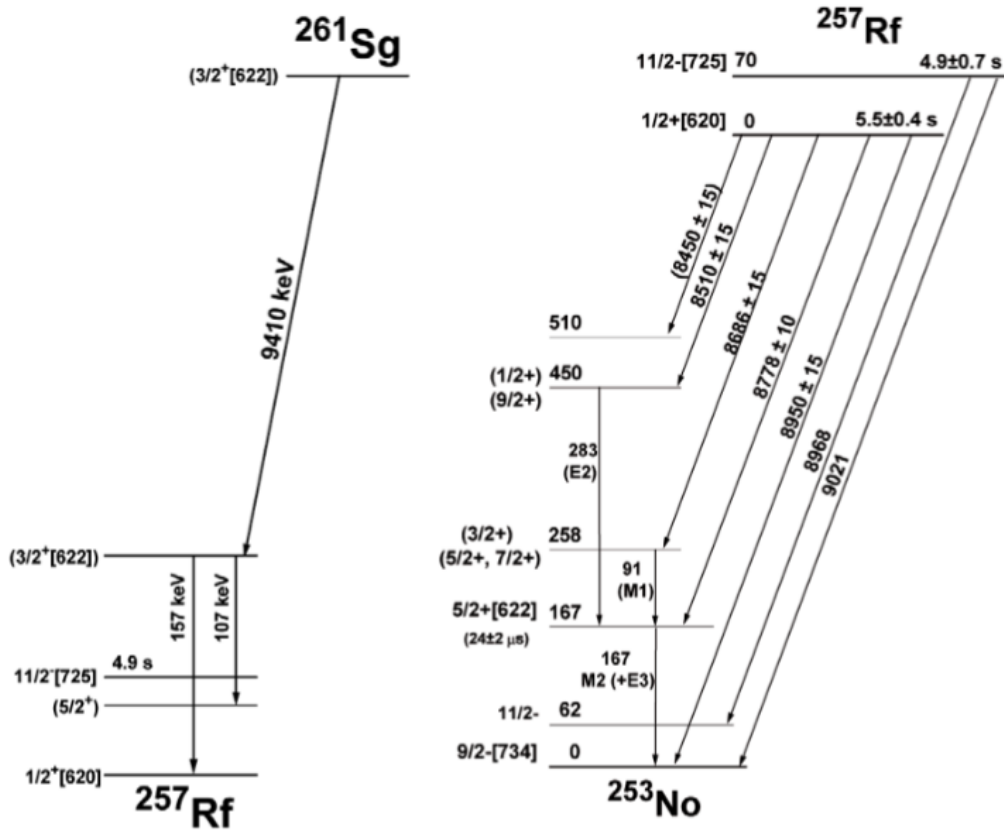
Obr. 3.6: Rovnako ako pri 3.3 ale pre reťazec $^{261}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{245}\text{Cf}$.

Rovnako ako pri predchádzajúcich 2 izotopoch, aj tu vidíme lokálne odchýlky pri modeli ETFSI, model SSM sedí najlepšie. Porovnanie jednotlivých Q hodnôt je v tabulke 3.3, efekty rozdielov teoretických a experimentálnych Q na polčas rozpadu je v časti 3.2.2.

Tabuľka 3.3: Porovnanie experimentálnych Q hodnôt rozpadového reťazca $^{261}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{245}\text{Cf}$ s Q hodnotami určenými z hmotnostných modelov podľa vzťahu 1.15. Q hodnoty sú v MeV.

	Q_{exp}	Q_{FRDM}	Q_{LMZ}	Q_{ETFSI}	Q_{TFM}
^{261}Sg	9.713	9.635	9.7724	8.975	9.8154
^{257}Rf	9.092	9.105	9.099	9.575	9.285
^{253}No	8.413	8.195	8.409	8.775	8.355
^{249}Fm	7.705	7.425	7.698	8.175	7.575

Experimentálne Q hodnoty boli pre ^{261}Sg a ^{257}Rf určené z [Streicher et al., 2010] (Obrázok 3.7), ostatné Q hodnoty z [ENSDF, 2014].



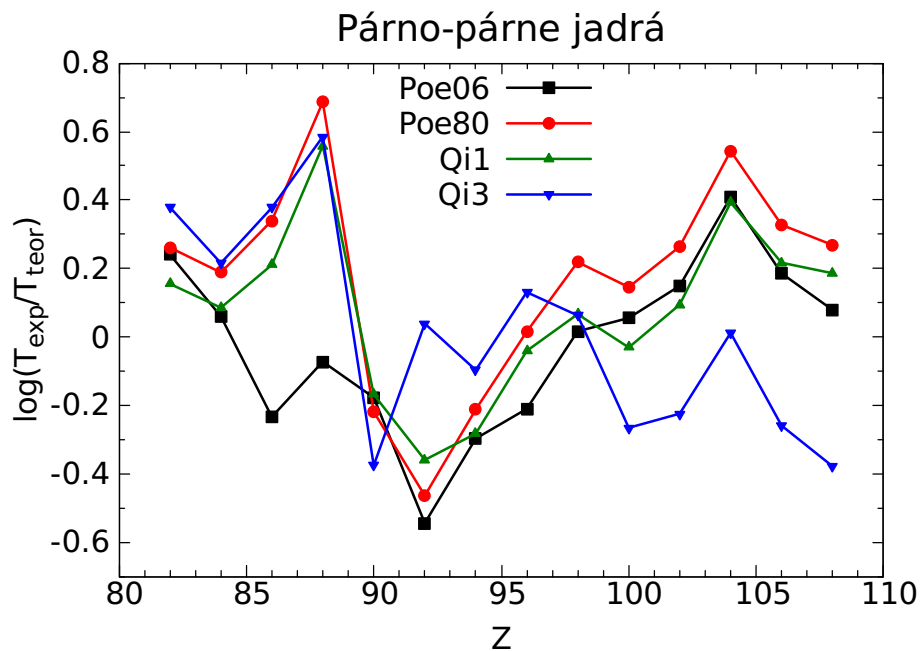
Obr. 3.7: Rozpadová schéma ^{261}Sg a ^{257}Rf .

3.2 Aplikácia teoretických modelov polčasov rozpadov

3.2.1 Alfa rozpad

Párno-párne jadrá

Obrázok 3.8 zobrazuje odchýlky teoretických polčasov rozpadu párno-párnych jadier v tvare $\log HF$.

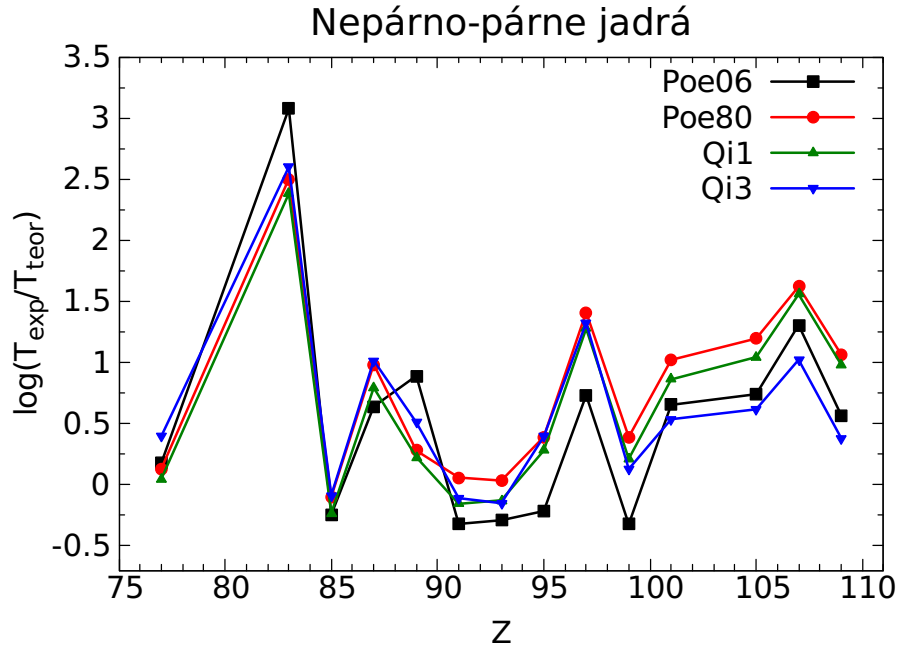


Obr. 3.8: Porovnanie teoretických polčasov s experimentálnymi polčasmi párno-párnych jadier. Poe80 - SemFIS model; Poe06 - model z [Poenu et al., 2006]; Qi1 - UDL model, koeficient I z 2.2; Qi3 - UDL model, koeficienty III z 2.2. x-ová os predstavuje protónové číslo skúmaného jadra, y-ová zas logaritmus faktoru potlačenia ($\log HF$). Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté v obrázku, buď kvôli logaritmickému mierke (neistoty sú ~ desatiny rádu, t.j. príliš malé na zobrazenie) alebo kvôli absencii v referenčnom článku.

Z obrázku vidíme, že odchýlky sú zvyčajne do pol rádu, čo je dobrá presnosť, najväčšia odchýlka nastáva pre jadro so $Z = 88$, t.j. ^{214}Ra (cca 0.7 rádu). Toto môže byť spôsobené uzatvorenou neutrónovou vrstvou $N = 126$. Poloha blízko tejto vrstvy zvyšuje stabilitu jadra. α rozpadom sa však znižuje neutrónové číslo, čím sa dcérske jadro vzdaluje od uzatvorenej vrstvy, čo jadro prirodzene potláča - HF rastie. Ďalej vidíme zväčšovanie odchýliek s rastúcim Z . Pravdepodobne je to spôsobené nezahrnutím efektu deformácie jadra do teoretických modelov. Jadrá v oblasti olova ($Z = 82$) majú sférický tvar, so zväčšujúcim sa protónovým číslom sa však deformujú čo má vplyv na stabilitu jadra.

Nepárno-párne jadrá

Obrázok 3.9 zobrazuje odchýlky teoretických polčasov rozpadu nepárno-párnych jadier v tvare $\log HF$.

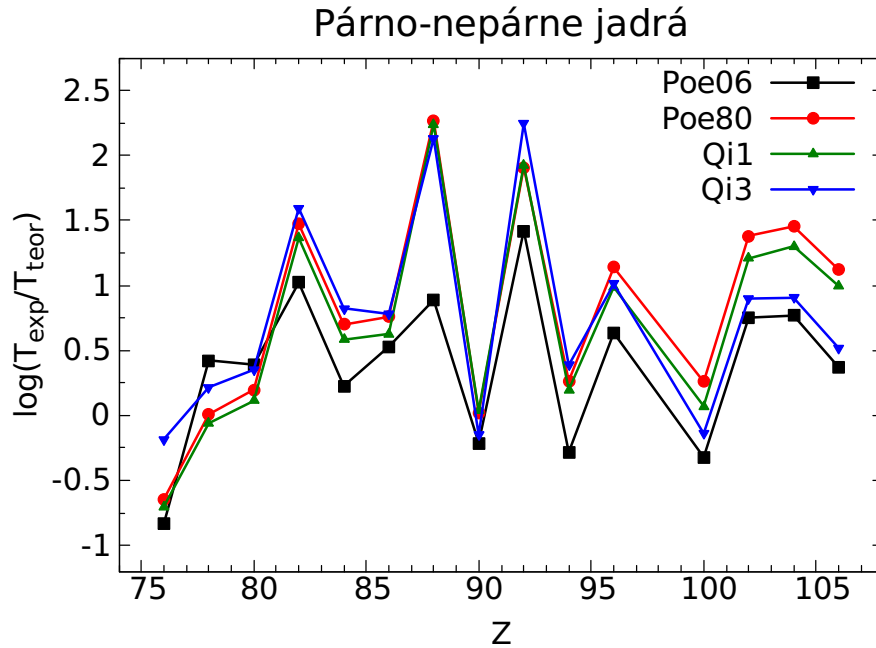


Obr. 3.9: Porovnanie teoretických polčasov s experimentálnymi polčasmi nepárno-párnych jadier. Modely rovnako ako na obrázku 3.8. x-ová os predstavuje protónové číslo skúmaného jadra, y-ová zas logaritmus faktoru potlačenia ($\log HF$). Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté v obrázku, buď kvôli logaritmickému mierke (neistoty sú \sim desatiny rádu, t.j. príliš malé na zobrazenie) alebo kvôli absencii v referenčnom článku.

Pri α rozpade nepárno-párnych jadier, sa predpokladá vysoký HF , kvôli veľkým zmenám v konfiguráciách medzi materskými a dcérskymi jadrami, zapríčinených nespárovanými nukleónmi. Tento efekt skutočne pozorujeme, odchýlky polčasov rozpadu dosahujú jeden a viac rádov. Najviac badateľná odchýlka nastáva pre jadro so $Z = 83$, t.j. ^{213}Bi . V tomto jadre dochádza k zmene spin-parity z $9/2^-$ materského jadra na $1/2^+$ dcérskeho jadra. Zároveň dochádza k prechodu cez uzatvorenú protónovú vrstvu $Z = 82$. Experimentálna hodnota $HF_{exp} = 264$ súhlasí s teoretickou hodnotou. Rovnako ako pri páro-párnych jadrách, je možné sledovať zvyšovanie HF s rastúcim Z .

Párno-nepárne jadrá

Pri rozpade páрно-nepárnych jadier je rovnako ako pri nepárno-párnych jadrách predpoklad vysokého HF , kvôli zmenám v konfigurácii spôsobených nespárovanými nukleónmi. Obrázok 3.10 zobrazuje odchýlky teoretických polčasov rozpadu páрно-nepárnych jadier v tvare $\log HF$.

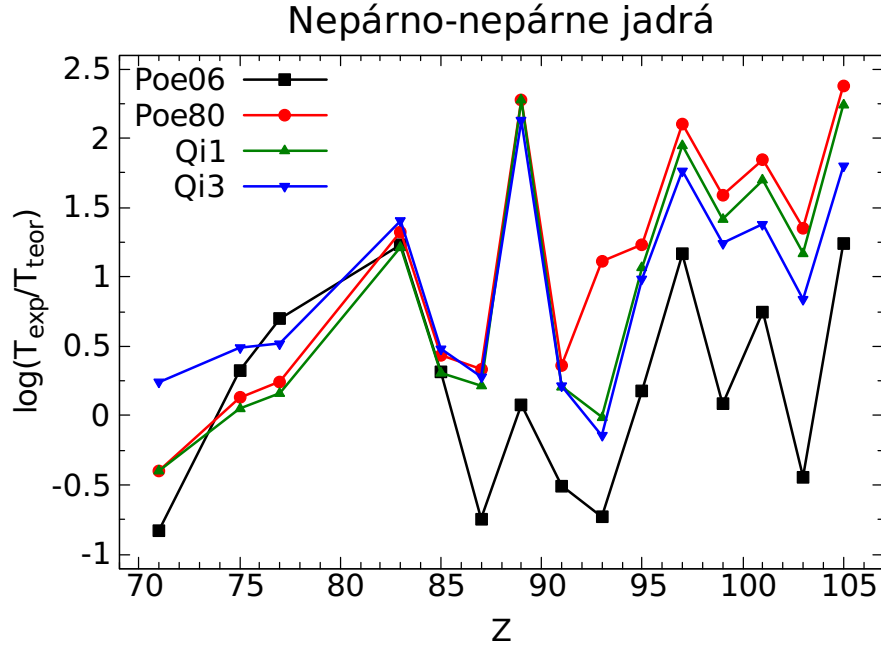


Obr. 3.10: Porovnanie teoretických polčasov s experimentálnymi polčasmi páрно-nepárnych jadier. Modely rovnako ako na obrázku 3.8. x-ová os predstavuje protónové číslo skúmaného jadra, y-ová zas logaritmus faktora potlačenia ($\log HF$). Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté v obrázku, buď kvôli logaritmickému mierke (neistoty sú \sim desatiny rádu, t.j. príliš malé na zobrazenie) alebo kvôli absencii v referenčnom článku.

Z obrázku 3.10 môžeme pozorovať efekt uzatvorenej neutrónovej vrstvy $N = 126$ medzi jadrami so $Z = 88$, t.j. ^{215}Ra a $Z = 90$ - ^{219}Th . Alfa rozpadom sa neutrónové číslo znižuje o 2, čo pri jadre ^{215}Ra spôsobí "vzdialenie" sa od uzatvorenej vrstvy - jadro sa tomu snaží zabrániť, čo znamená vyššiu stabilitu, zatiaľ čo pri ^{219}Th sa jadro dostane "bližšie" k tejto vrstve - jadro toto preferuje - nie je potláčaný α rozpad. Zvýšený HF pre jadro so $Z = 92$ - ^{235}U , môže byť spôsobený, podobne ako pri ^{213}Bi zmenou spin-parity - materské jadro ^{235}U má spin-paritu $7/2^-$, dcérske jadro ^{231}Th má spin-paritu $5/2^+$. Experimentálna hodnota faktora potlačenia je $HF_{exp} = 2.5 \times 10^3$.

Nepárno-nepárne jadrá

Obrázok 3.10 zobrazuje odchýlky teoretických polčasov rozpadu nepárno-nepárnych jadier v tvare $\log HF$.



Obr. 3.11: Porovnanie teoretických polčasov s experimentálnymi polčasmi nepárno-nepárnych jadier. Modely rovnako ako na obrázku 3.8. x-ová os predstavuje protónové číslo skúmaného jadra, y-ová zas logaritmus faktoru potlačenia ($\log HF$). Experimentálne neistoty nie sú zahrnuté v obrázku, buď kvôli logaritmickému mierke (neistoty sú \sim desatiny rádu, t.j. príliš malé na zobrazenie) alebo kvôli absencii v referenčnom článku.

Prepoklad zvýšeného HF z predchádzajúcich dvoch prípadov platí aj pri aplikácii na nepárno-nepárne jadrá. V tomto prípade by však mal byť ešte posilnený, nakoľko efekt nespárovaného nukleónu je dvojitý (pre neutróny aj pre protóny). Rovnako, ako pri páro-nepárnych jadrách môžeme pozorovať efekt prechodu cez uzatvorenú neutrónovú vrstvu $N = 126$ pre jadro $^{216}_{89}\text{Ac}$ a prechod cez uzatvorenú protónovú vrstvu $Z = 82$ pre jadro $^{190}_{83}\text{Bi}$. Taktiež vidíme podobnú tendenciu ako pri páro-párnych jadrách, že s rastúcim Z rastie aj $\log HF$, čo môže byť spôsobené už spomínanou deformáciou jadier v tejto oblasti.

3.2.2 Efekty odchýlok Q hodnoty na polčas rozpadu

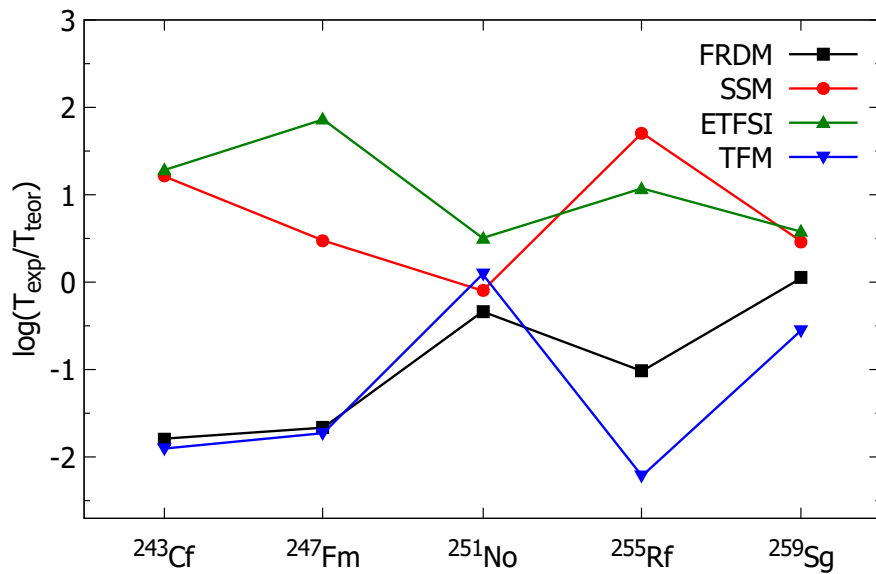
^{259}Sg

Tabuľka 3.4 ukazuje teoretické polčasy rozpadu vypočítané modelom SemFIS, pre Q hodnoty z tabuľky 3.1.

Tabuľka 3.4: Porovnanie teoretických polčasov rozpadu reťazca $^{259}\text{Sg} \xrightarrow{5\alpha} ^{239}\text{Cm}$, určených podľa modelu z [Poenu et al., 1980] (upraveným v [Poenu et al., 2006]), pre Q hodnoty určené z teoretických hmotnostných modelov podľa 1.15.

	$T(Q_{exp})[s]$	$T(Q_{FRDM})[s]$	$T(Q_{SSME})[s]$	$T(Q_{ETFSI})[s]$	$T(Q_{TFM})[s]$
^{259}Sg	0.046	0.041	0.014	0.0037	0.013
^{255}Rf	0.94	9.7	0.19	0.016	2.61
^{251}No	1.47	3.17	3.95	1.23	0.99
^{247}Fm	9.13	418	139	1.91	101
^{243}Cf	2125	130000	7940	415	33000

Grafické porovnanie polčasov z tabuľky 3.4 je na obrázku 3.12.



Obr. 3.12: Znázornenie efektu odchýliek hmotnostných modelov na polčas rozpadu jadier reťazca $^{259}\text{Sg} \xrightarrow{5\alpha} ^{239}\text{Cm}$.

Vidíme, že odchýlky Q hodnôt vyplývajúce z rozdielov teoretických a experimentálnych hmotností, spôsobujú výrazné rozdiely v polčasoch rozpadu (až dva rády). Napriek rozdielom v polčasoch pre predchádzajúce jadrá, sú polčasy pre ^{259}Sg celkom presné (do pol rádu).

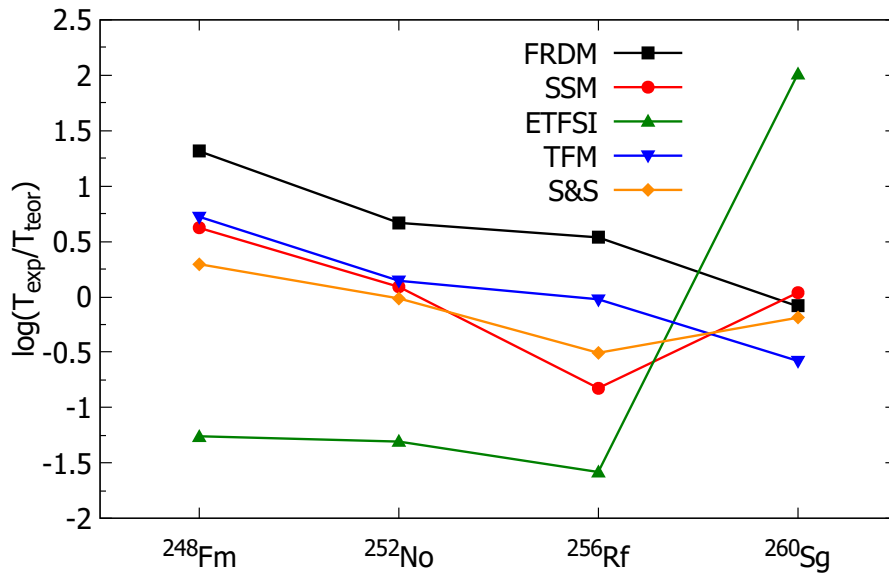
^{260}Sg

Tabuľka 3.5 ukazuje teoretické polčasy rozpadu vypočítané modelom SemFIS, pre Q hodnoty z tabuľky 3.2.

Tabuľka 3.5: Porovnanie teoretických polčasov rozpadu reťazca $^{260}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{244}\text{Cf}$, určených podľa modelu z [Poenaru et al., 1980] (upraveným v [Poenaru et al., 2006]), pre Q hodnoty určené z teoretických hmotnostných modelov podľa 1.15.

	$T(Q_{exp})[s]$	$T(Q_{FRDM})[s]$	$T(Q_{SSME})[s]$	$T(Q_{ETFSI})[s]$	$T(Q_{TFM})[s]$	$T(Q_{S\&S})[s]$
^{260}Sg	0.0068	0.0056	0.0074	0.69	0.0018	0.0044
^{256}Rf	0.797	2.75	0.12	0.021	0.76	0.25
^{252}No	2.43	11.3	2.99	0.12	3.39	2.35
^{248}Fm	31.34	644	131	1.73	165	61.7

Grafické porovnanie polčasov z tabuľky 3.5 je na obrázku 3.13.



Obr. 3.13: Rovnako ako na obrázku 3.12 ale pre reťazec $^{260}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{244}\text{Cf}$.

Podobne, ako pre ^{259}Sg , aj pri ^{260}Sg sú odchýlky prechádzajúcich jadier rádovo do 1.5 rádu, pre ^{260}Sg sú odchýlky minimálne, menej ako pol rádu, okrem polčasu určeného z Q hodnoty podľa modelu ETFSI, tu je odchýlka viac než dva rády.

 ^{261}Sg

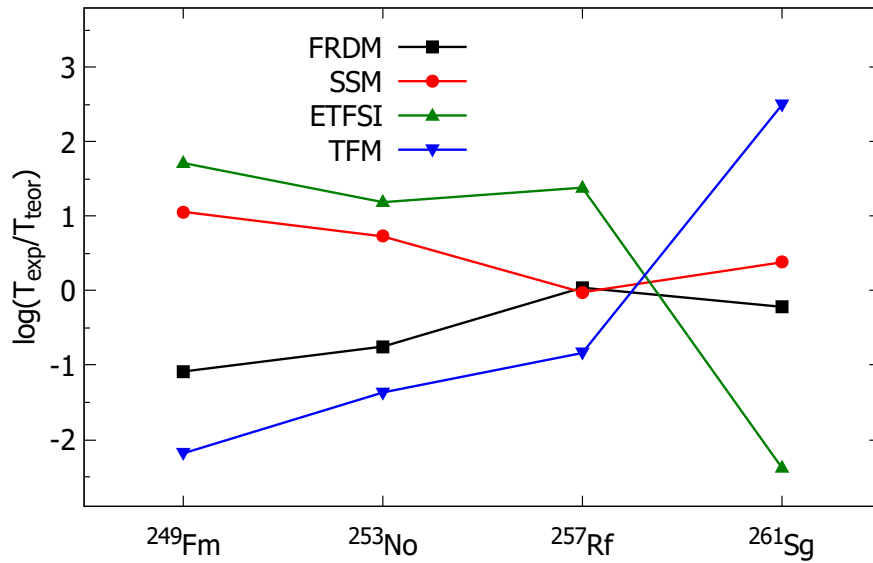
Tabuľka 3.6 ukazuje teoretické polčasy rozpadu vypočítané modelom SemFIS, pre Q hodnoty z tabuľky 3.3.

Grafické porovnanie polčasov z tabuľky 3.6 je na obrázku 3.14.

Na rozdiel od ^{260}Sg a ^{259}Sg , sú odchýlky polčasov pre finálne jadro rozpadového reťazca, ^{261}Sg , veľké, pre model TFM a ETFSI vyše dvoch rádo, rovnako aj polčasy

Tabuľka 3.6: Porovnanie teoretických polčasov rozpadu reťazca $^{261}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{245}\text{Cf}$, určených podľa modelu z [Poenaru et al., 1980] (upraveným v [Poenaru et al., 2006]), pre Q hodnoty určené z teoretických hmotnostných modelov podľa 1.15.

	$T(Q_{exp})[s]$	$T(Q_{FRDM})[s]$	$T(Q_{SSME})[s]$	$T(Q_{ETFSI})[s]$	$T(Q_{TFM})[s]$
^{261}Sg	0.079	0.13	0.054	12.7	0.041
^{257}Rf	0.89	0.81	0.85	0.035	0.24
^{253}No	21	118	22	1.42	33
^{249}Fm	1028	12500	1090	21	3200



Obr. 3.14: Rovnako ako na obrázku 3.12 ale pre reťazec $^{261}\text{Sg} \xrightarrow{4\alpha} ^{245}\text{Cf}$.

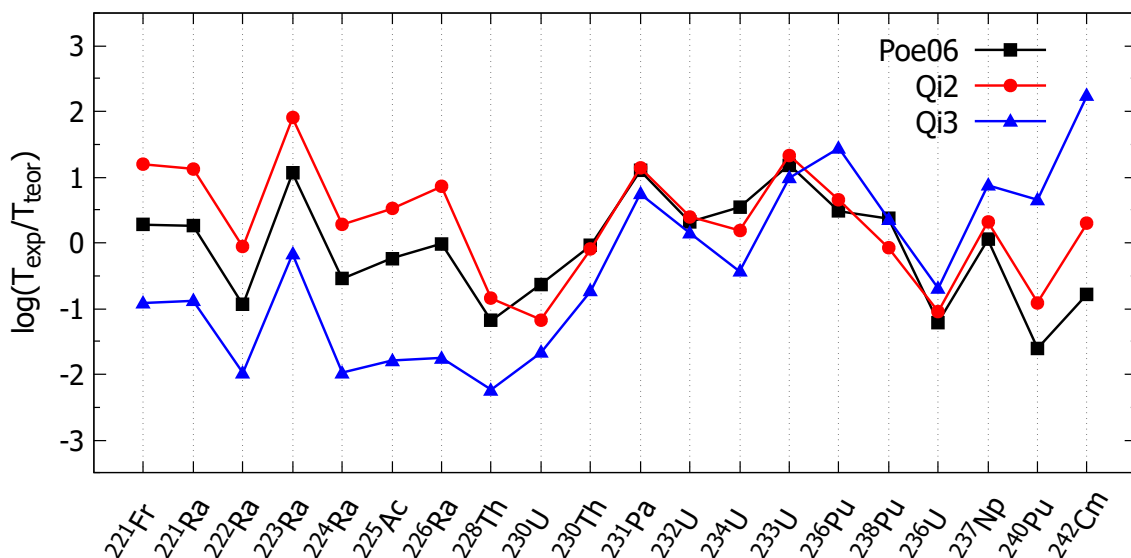
ostatných jadier sú odchýlené od teoretickej hodnoty o približné rád. Napriek tomu, že model SSM pre hmotnosti tohto rozpadového reťazca sedel najlepšie, pri určení polčasu sa tiež ukázali odchýlky od experimentálnych hodnôt.

3.2.3 Emisia klastrov

Aplikáciu teoretických modelov polčasov rozpadu sme rozšírili tiež o emisiu klastrov. V tabuľke 3.7 sú uvedené logaritmy polčasov rozpadu pre jadrá rozpadajúce sa týmto typom rozpadu.

Grafické porovnanie experimentálnych a teoretických polčasov rozpadu klastrovej emisie je na obrázku 3.15. Z neho vidno, že jednotlivé modely sa od experimentálnych hodnôt líšia najviac o dva rády, čo je s ohľadom na celkovo dlhý polčas rozpadu (rádovo 10^{20} s) dobrá presnosť.

Zaujímavé je, že napriek tomu, aká vzácna a málo preskúmaná je emisia klastrov, dané teoretické modely dosahujú často lepšiu zhodu s experimentálnymi hodnotami pri aplikácii práve na tento rozpad, ako pri aplikácii na rozpad.



Obr. 3.15: V obrázku sú materské jadrá, ich módy rozpadu sú v tabuľke 3.7. Modely: Poe06 - z [Poenaru et al., 2006]; Qi2, Qi3 - UDL. Koeficienty podľa Tabuľky 2.2: II - emisia klastrov (Qi2); III - zmiešané pre α rozpad/emisiu klastrov (Qi3). y-ová os predstavuje logaritmus pomeru experimentálneho a teoretického polčasu rozpadu - faktor potlačenia (HF).

3.2.4 Protónová emisia

Ďalšie rozšírenie aplikácií predstavuje protónová emisia. Polčasy tohto rozpadu porovnané s experimentálnymi polčasmi sú na obrázku 3.16.

Z Obrázku 3.16 je badateľný prudký pokles HF medzi ^{155}Ta a ^{160}Re . Tento pokles môže byť spôsobený efektom uzatvorenej neutrónovej pre $N = 82$. Napriek tomu, že protónová emisia mení len protónové číslo jadra, zrejme neutrónové uzatvorené vrstvy tiež zvyšujú stabilitu takýchto jadier.

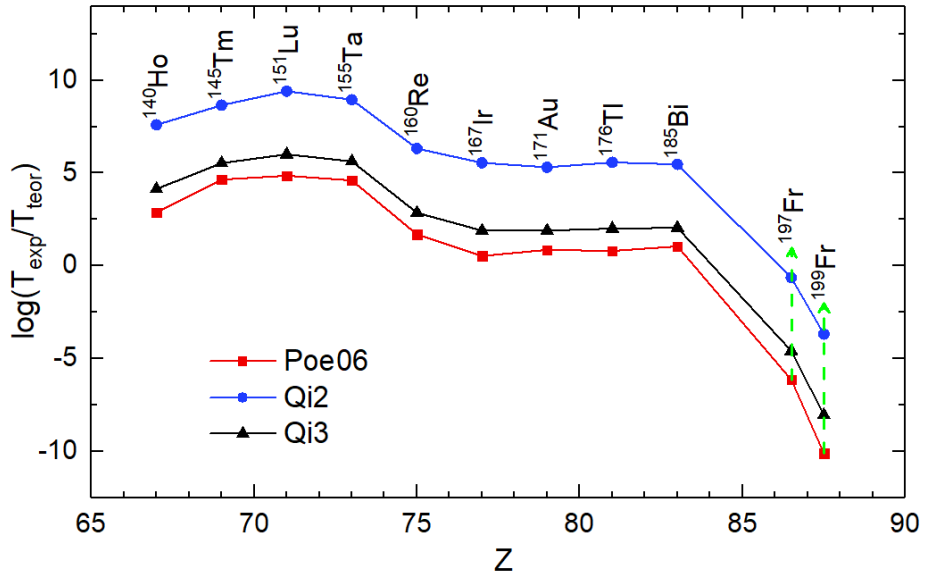
Modely sme aplikovali aj na možnú protónovú emisiu jadier ^{197}Fr a ^{199}Fr . Tieto jadrá boli bližšie skúmané v [Kalaninová et al., 2013], kde jadro ^{197}Fr bolo pozorované cez jeden rozpadový α reťazec a pre jadro ^{199}Fr bolo zaznamenaných $\sim 40\alpha$ rozpadov. Je dôvod predpokladať, že tieto jadrá sa môžu rozpadáť aj emisiou protónu, kvôli nepár-nemu protónovému číslu a polohe blízko protónového driplinu.

Vetviace pomery týchto jadier sme odhadli na základe pozorovaných rozpadov. Pre ^{197}Fr sme ho určili ako $b_p = 1$ a pre ^{199}Fr ako $b_p = 1/40$. Tieto pomery sú však limitované počtom pozorovaných rozpadov, protónová emisia (ak sa naozaj vyskytne) môže nastať aj po niekoľko násobne väčšom počte α premien. Preto dané $\log HF$ v obrázku sú len **dolné limity**, skutočné vetviace pomery týchto jadier môžu byť omnoho menšie - experimentálne polčasy rozpadov budú vyššie.

Preto podobný pokles ako medzi ^{155}Ta a ^{160}Re (pravdepodobne spôsobený uzavretou neutrónovou vrstvou) môže, ale aj nemusí byť spôsobený uzatvorenou protónovou

vrstvou.

Celkovo sa dá vidieť určitý systematický posun modelu Qi2 oproti ostatným dvom modelom (3-4 rády). Tento posun môže byť spôsobený tým, že koeficienty II z 2.2 sú určené pre emisiu klastrov, t.j. jadrá násobne väčšie ako je α častica. Preto pri aplikovaní na emisiu protónu dochádza k väčšej odchýlke oproti Qi3, ktorý je určený aj pre α rozpad.



Obr. 3.16: Porovnanie experimentálnych a teoretických polčasov rozpadu protónovej emisie. x-ová os predstavuje protónové číslo skúmaného jadra, y-ová zas logaritmus faktoru potlačenia ($\log HF$). Experimentálne hodnoty z [Audi et al., 2012].

Tabuľka 3.7: Modely: (I) - Poenaru 2006; (II) - UDL , koeficienty pre klastre; (III) - UDL, koeficienty zmiešané pre α rozpad aj emisiu zložených jadier. Experimentálne hodnoty polčasov rozpadu a Q hodnôt sú z [Santhosh et al., 2012]. Neistoty nie sú v obrázku uvedené, z dôvodu absencie v referenčnom článku.

Izotop	Emitované jadro	$\log T_{1/2}^{exp.}$	$\log T_{1/2}(I)$	$\log T_{1/2}(II)$	$\log T_{1/2}(III)$
^{221}Fr	^{14}C	14.52	14.24	13.32	15.43
^{221}Ra	^{14}C	13.39	13.13	12.26	14.27
^{222}Ra	^{14}C	11.01	11.95	11.07	12.99
^{223}Ra	^{14}C	15.06	13.99	13.16	15.23
^{224}Ra	^{14}C	15.86	16.4	15.58	17.83
^{225}Ac	^{14}C	17.16	17.39	16.64	18.95
^{226}Ra	^{14}C	21.19	21.2	20.33	22.94
^{228}Th	^{20}O	20.72	21.9	21.56	22.95
^{230}U	^{22}Ne	19.57	20.2	20.74	21.24
^{230}Th	^{24}Ne	24.61	24.65	24.71	25.35
^{231}Pa	^{24}Ne	23.23	22.13	22.09	22.48
^{232}U	^{24}Ne	21.08	20.76	20.68	20.93
^{234}U	^{24}Ne	25.92	25.38	25.73	26.35
^{233}U	^{25}Ne	24.83	23.69	23.55	23.89
^{236}Pu	^{28}Mg	21.67	21.19	21.02	20.23
^{238}Pu	^{28}Mg	25.7	25.33	25.78	25.34
^{236}U	^{30}Mg	27.58	28.78	28.62	28.27
^{237}Np	^{30}Mg	26.93	26.88	26.61	26.05
^{240}Pu	^{34}Si	25.52	27.12	26.42	24.86
^{242}Cm	^{34}Si	23.15	23.93	22.85	20.9

Záver

Literatúra

- [Aboussir et al., 1995] Aboussir, Y., Pearson, J. M., Dutta, A. K., and Tondeur, F. (1995). *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 61. 127.
- [Antalic et al., 2015] Antalic, S., Heßberger, F., Ackermann, D., Heinz, S., Hofmann, S., Kindler, B., Khuyagbaatar, J., Lommel, B., and Mann, R. (2015). *The European Physical Journal A*, 51(4):41.
- [Audi et al., 2012] Audi, G., Wang, M., Wapstra, A., Kondev, F., MacCormick, M., Xu, X., and Pfeiffer, B. (2012). *Chinese physics C*, 36(12):1287.
- [Buck et al., 1990] Buck, B., Merchant, A. C., and Perez, S. M. (1990). *Physical Review Letters*, 65. 24.
- [ENSDF, 2014] ENSDF, N. (2014). online data service, ensdf database.
- [Gamow, 1928] Gamow, G. (1928). *Z. Phys.*, 51. 204.
- [Geiger and Nuttall, 1911] Geiger, H. and Nuttall, J. (1911). *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 22(130).
- [Gurney and Condon, 1928] Gurney, R. and Condon, E. U. (1928). *Nature*, 122. 439.
- [Heßberger et al., 2006] Heßberger, F., Hofmann, S., Ackermann, D., Antalic, S., Kindler, B., Kojouharov, I., Kuusiniemi, P., Leino, M., Lommel, B., Mann, R., et al. (2006). *The European Physical Journal A-Hadrons and Nuclei*, 30(3):561–569.
- [Hofmann et al., 1982] Hofmann, S., Reisdorf, W., Münzenberg, G., Heßberger, F. P., Schneider, J. R. H., and Armbruster, P. (1982). *Z Physik A*, 305. 111-123.
- [Kalaninová et al., 2013] Kalaninová, Z., Andreyev, A. N., Antalic, S., Heßberger, F. P., Ackermann, D., Ande, B., Drummond, M. C., Hofmann, S., Huyse, M., Kindler, B., Lane, J. F. W., Liberati, V., Lommel, B., Page, R. D., Rapisarda, E., Sandhu, K., Šáro, S., Thornthwaite, A., and Duppen, P. V. (2013). *PHYSICAL REVIEW C*, 87. 044335.
- [Liran et al., 2001] Liran, S., Marinov, A., and Zeldes, N. (2001). *Atomic Data and Nuclear Data Tables*.
- [Loveland et al., 2006] Loveland, W. D., Morrissey, D. J., Seaborg, G. T., and Morrissey, D. J. (2006). *Modern Nuclear Chemistry*. John Wiley & Sons.
- [Myers and Swiatecki, 1994] Myers, W. and Swiatecki, W. (1994). *LBL*, 36803.

- [Möller et al., 1995] Möller, P., Nix, J. R., Myers, W. D., , and Swiatecki, W. J. (1995). *ADNDT*, 59. 185.
- [Poenaru et al., 1980] Poenaru, D., Ivascu, M., and Mazilu, D. (1980). *Journal de Physique Lettres*, 41(24):589–590.
- [Poenaru et al., 2006] Poenaru, D. N., Plonski, I.-H., and Greiner, W. (2006). *Physical Review C*, 74(1):014312.
- [Qi et al., 2009] Qi, C., Xu, F., Liotta, R. J., Wyss, R., Zhang, M., Asawatangtrakuldee, C., and Hu, D. (2009). Microscopic mechanism of charged-particle radioactivity and generalization of the geiger-nuttall law. *Physical Review C*, 80(4):044326.
- [Rutherford, 1911] Rutherford, E. (1911). *Phil. Mag.*, 21. 669.
- [Sandulescu et al., 1980] Sandulescu, A., Poenaru, D. N., and Greiner, W. (1980). *Sov. J. Part. Nucl.*, 11.
- [Santhosh et al., 2012] Santhosh, K., Priyanka, B., and Unnikrishnan, M. (2012). *Nuclear Physics A*, 889:29–50.
- [Smolanczuk and Sobiczewski, 1995] Smolanczuk, R. and Sobiczewski, A. (1995). Low energy nucl. dyn. *Proc. EPS Conf.*
- [Streicher et al., 2010] Streicher, B., Heßberger, F., Antalic, S., Hofmann, S., Ackermann, D., Heinz, S., Kindler, B., Khuyagbaatar, J., Kojouharov, I., Kuusiniemi, P., et al. (2010). *The European Physical Journal A*, 45(3):275–286.
- [Wang et al., 2017] Wang, M., Audi, G., Kondev, F. G., Huang, W. J., Naimi, S., and Xu, X. (2017). *Chinese Physics C*, 41. 3.