

ČESKÉ VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V PRAZE

FAKULTA JADERNÁ A FYZIKÁLNĚ INŽENÝRSKÁ

KATEDRA JADERNÉ CHEMIE



## DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Excitační funkce reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)$  a  
monitorovacích reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)$   ${}^{51}\text{Cr}$**

**Autor: Bc. Natálie Pavlačková**

Vedoucí práce: Ing. Jaroslav Červenák, Ph.D.

Praha, 2024

## I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Pavlačková** Jméno: **Natálie** Osobní číslo: **494738**  
Fakulta/ústav: **Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská**  
Zadávající katedra/ústav: **Katedra jaderné chemie**  
Studijní program: **Jaderná chemie**

## II. ÚDAJE K DIPLOMOVÉ PRÁCI

Název diplomové práce:

**Excitační funkce reakcí  $\text{natMo}(\alpha, x)$  a monitorovacích reakcí  $\text{natTi}(\alpha, x)51\text{Cr}$**

Název diplomové práce anglicky:

**Excitation functions of reactions  $\text{natMo}(\alpha, x)$  and monitoring reactions  $\text{natTi}(\alpha, x)51\text{Cr}$**

Pokyny pro vypracování:

1. Říjen – prosinec: rešerše – příprava radionuklidů na cyklotronu, excitační funkce těžkých nabitých částic a jejich využití k monitoringu proudu a energie svazku a výpočtu výtěžků radionuklidů v tlustém terči, rešerše jaderných dat pro radionuklidy vznikající v terči, modelování terče a energetických ztrát svazku alfa částic.
2. Leden: Příprava terče, jeho ozařování a měření gama spekter.
3. Únor – květen: Vyhodnocování dat, korekce parametrů ozařování na základě monitorovacích reakcí, výpočet účinných průřezů a výtěžků studovaných radionuklidů, sepisování práce.

Seznam doporučené literatury:

- [1] A. Hermanne, A.V. Ignatyuk, R. Capote, B.V. Carlson, J.W. Engle, M.A. Kellett, T. Kibedi, G. Kim, F.G. Kondev, M. Hussain, O. Lebeda, A. Luca, Y. Nagai, H. Naik, A.L. Nichols, F.M. Nortier, S.V. Suryanarayana, S. Takács, F. Tárkányi, M. Verpilli. Reference Cross Sections for Charged-particle Monitor Reactions. Nuclear Data Sheets 148 (special issue), pp. 338–382, 2018. <https://doi.org/10.1016/j.nds.2018.02.009>
- [2] IAEA TEC-DOC-1211: Charged particles cross-sections database for medical radioisotope production. IAEA, Vienna, 2001. Dostupné online na: <http://www-nds.iaea.org/medical>.
- [3] A.J. Koning, D. Rochman, S.C. van der Marck, J. Kopecky, J.Ch. Sublet, S. Pomp, H. Sjostrand, R. Forrest, E. Bauge, H. Henriksson, O. Cabellos, S. Goriely, J. Leppanen, H. Leeb, A. Plompen, R. Mills, TALYS-based evaluated nuclear data library. Dostupné online na <http://www.talys.eu/tendl-2019>.
- [4] B. Pritychenko, A. Sonzogni, Q-value calculator, NNDC, Brookhaven National Laboratory. Dostupné online na <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc>.
- [5] J.F. Ziegler, M.D. Ziegler, J.P. Biersack: SRIM2010 Code. Dostupné online na: <http://www.srim.org/>.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) diplomové práce:

**Ing. Jaroslav Červenák, Ph.D. ÚJF AV ČR, Řež**

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) diplomové práce:

Datum zadání diplomové práce: **20.10.2023**

Termín odevzdání diplomové práce: **10.05.2024**

Platnost zadání diplomové práce: **20.10.2025**

  
Ing. Jaroslav Červenák, Ph.D.  
podpis vedoucí(ho) práce

  
podpis vedoucí(ho) ústa/vu/katedry

  
doc. Ing. Václav Čuba, Ph.D.  
podpis děkana(ky)

### III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Diplomantka bere na vědomí, že je povinna vypracovat diplomovou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v diplomové práci.

31.10.2023

Datum převzetí zadání




*Paula*

Podpis studentky

Prohlašuji, že jsem svoji diplomovou práci vypracovala samostatně, pod odborným vedením Ing. Jaroslava Červenáka, Ph.D., a že jsem použila pouze uvedenou literaturu.

V Praze dne 06.05.2024



Natálie Pavlačková

## **Poděkování**

Ráda bych poděkovala svému vedoucímu Ing. Jaroslavu Červenákovi, Ph.D. za odborné vedení diplomové práce a předání mnoha důležitých znalostí v oblasti měření excitačních funkcí.

Dále bych chtěla poděkovat celé své rodině, která mě při studiu na Jaderce podporovala, ať už finančně nebo po psychické stránce. Veliké díky patří mému manželovi Martinovi, který veškeré úspěchy i neúspěchy studia prožíval se mnou a byl mi vždy oporou.

*Název práce:* **Excitační funkce reakcí  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)$  a monitorovacích reakcí  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{51}\text{Cr}$**

*Autor:* Bc. Natálie Pavlačková

*Obor:* Jaderná chemie

*Druh práce:* Diplomová práce

*Vedoucí práce:* Ing. Jaroslav Červenák, Ph.D.  
Ústav jaderné fyziky AV ČR, v. v. i.  
Odd. radiofarmak

*Abstrakt:*

Měření excitačních funkcí má široké využití od průmyslových aplikací po přípravu radionuklidů pro nukleární medicínu. V případě aktivace přírodního molybdenu  $\alpha$  částicemi vznikají i dva izotopy ruthenia výhodné pro aplikace v nukleární medicíně. Je jím  $^{97}\text{Ru}$ , které disponuje kromě vhodného poločasu (2,83 d) i  $\gamma$  linkou (215,70 keV) ideální pro SPECT zobrazování. Dále by v nukleární medicíně mohl mít využití generátorový pár  $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$ , kdy  $^{103m}\text{Rh}$  ( $T_{1/2} = 56,11$  min) je v současnosti jeden z nejatraktivnějších radionuklidů pro cílenou terapii Augerovými elektrony. Reakcemi  $\alpha$  částic na  $^{nat}\text{Ti}$  vzniká mimo jiné  $^{47}\text{Sc}$ , jež by mohlo mít uplatnění pro radionuklidovou terapii nebo tvořit teranostický pár ve spojení s PET izotopy skandia  $^{43}\text{Sc}$  a  $^{44}\text{Sc}$ .

V rámci experimentální části této diplomové práce byly změřeny excitační funkce reakcí  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Nb}$  a  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{48,51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$ ,  $^{46,47,48}\text{Sc}$  pro  $\alpha$  částice v rozsahu energií 13,6 až 37,5 MeV. Pro experimentální ozařování bylo použito metody sendvičového terče. Experimentálně získané účinné průřezy byly porovnány s experimenty dalších autorů převzatých z databáze EXFOR a taktéž s teoretickou předpovědí TALYS z knihovny TENDL-2023. Průběh všech excitačních funkcí změřených v této práci dobře koresponduje s experimenty jiných autorů. Obecně vysoké účinné průřezy byly změřeny pro reakce vedoucí na izotopy ruthenia a nejvyššího účinného průřezu až 610 mb dosahuje monitorovací reakce  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{51}\text{Cr}$ . Excitační funkce reakce  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{96}\text{Nb}$  byla změřena vůbec poprvé. Na základě změřených excitačních funkcí byly vypočítány fyzikální výtěžky v tlustém terči, kdy nejvyšších výtěžků 120 a 60 MBq/ $\mu\text{Ah}$  dosahují  $^{94}\text{Ru}$ , resp.  $^{95}\text{Ru}$ .

*Klíčová slova:* excitační funkce, molybden, cyklotron U-120M, alfa částice, účinný průřez, monitorovací reakce, produkce radionuklidů

*Title:* **Excitation functions of reactions  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)$  and monitoring reactions  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{51}\text{Cr}$**

*Author:* Bc. Natálie Pavlačková

*Field of study:* Nuclear Chemistry

*Type of thesis:* Master's thesis

*Supervisor:* Ing. Jaroslav Červenák, Ph.D.  
Nuclear Physics Institute of the CAS  
Department of Radiopharmaceuticals

*Abstract:*

The measurement of excitation functions has a wide range of applications from industrial applications to the preparation of radionuclides for nuclear medicine. In case of activation of natural molybdenum with  $\alpha$  particles, two ruthenium isotopes are formed, which are advantageous for applications in nuclear medicine. It is  $^{97}\text{Ru}$ , which, in addition to a suitable half-life (2,83 d), also has a  $\gamma$  line (215,70 keV) ideal for SPECT imaging. Furthermore, the generator pair  $^{103}\text{Ru}/^{103m}\text{Rh}$  could be used in nuclear medicine, when  $^{103m}\text{Rh}$  ( $T_{1/2} = 56,11$  min) is currently one of the most attractive radionuclides for targeted Auger electron therapy. The reactions of  $\alpha$  particles on  $^{nat}\text{Ti}$  produce, among other radionuclides,  $^{47}\text{Sc}$ , which could be used for radionuclide therapy or form a theranostic pair with PET scandium isotopes  $^{43}\text{Sc}$  or  $^{44}\text{Sc}$ .

As part of the experimental part of this Master's thesis, the excitation functions of reactions  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Nb}$  and  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{48,51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$ ,  $^{46,47,48}\text{Sc}$  were measured for  $\alpha$  particles in the energy range of 13,6 to 37,5 MeV. The stacked foil technique was used for experimental irradiation. The obtained experimental cross-sections were compared with the experiments of other authors taken from the EXFOR database and also with the theoretical prediction of TALYS code from the TENDL-2023 library. High cross-sections were measured for reactions leading to ruthenium isotopes and the highest cross-section of up to 610 mb is achieved by the  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{51}\text{Cr}$  monitoring reaction. The excitation function of the  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{96}\text{Nb}$  reaction was measured for the first time. The physical yields in the thick target were calculated based on the measured excitation functions, where the highest yields of 120 and 60 MBq/ $\mu\text{Ah}$  are achieved by  $^{94}\text{Ru}$ , respectively  $^{95}\text{Ru}$ .

*Key words:* excitation function, molybdenum, cyclotron U-120M, alpha particles, cross section, monitoring reactions, production of radionuclides

# OBSAH

<b>1</b>	<b>ÚVOD .....</b>	<b>9</b>
<b>2</b>	<b>TEORETICKÁ ČÁST .....</b>	<b>11</b>
2.1	ENERGETIKA JADERNÝCH REAKCÍ .....	11
2.2	MECHANISMUS JADERNÝCH REAKCÍ .....	13
2.3	ÚČINNÉ PRŮŘEZY A EXCITAČNÍ FUNKCE JADERNÝCH REAKCÍ .....	14
2.4	RADIONUKLIDY VZNIKAJÍCÍ REAKCEMI $^{nat}Mo(A,x)$ A $^{nat}Ti(A,x)$ .....	17
2.4.1	RUTHENIUM-94 .....	17
2.4.2	RUTHENIUM-95 .....	18
2.4.3	RUTHENIUM-97 .....	19
2.4.4	RUTHENIUM-103 .....	20
2.4.5	NIOB-96 .....	22
2.4.6	CHROM-48 .....	22
2.4.7	CHROM-51 .....	23
2.4.8	VANAD-48 .....	24
2.4.9	SKANDIUM-46 .....	24
2.4.10	SKANDIUM-47 .....	24
2.4.11	SKANDIUM-48 .....	26
<b>3</b>	<b>EXPERIMENTÁLNÍ ČÁST .....</b>	<b>27</b>
3.1	MODELACE TERČE, TERČOVÁ TECHNIKA .....	27
3.2	MĚŘENÍ AKTIVITY .....	30
3.3	VÝPOČET ÚČINNÝCH PRŮŘEZŮ REAKCÍ A EXCITAČNÍCH FUNKCÍ .....	32
3.3.1	POROVNÁNÍ EXCITAČNÍCH FUNKCÍ S EXPERIMENTÁLNÍMI DATY .....	33



3.3.2	POROVNÁNÍ EXCITAČNÍCH FUNKCÍ S TEORETICKÝMI PŘEDPOVĚĐMI.....	33
3.4	VÝPOČET VÝTĚŽKŮ RADIONUKLIDŮ V TLUSTÉM TERČI .....	34
4	<b>VÝSLEDKY A DISKUZE.....</b>	<b>36</b>
5	<b>ZÁVĚR .....</b>	<b>54</b>
6	<b>SEZNAM LITERATURY .....</b>	<b>55</b>

## Seznam použitých zkratek

DISIDA	Diisopropyl fenyلكarbamoylmetyl iminodioctová kyselina
DMSA	Dimerkaptosukcinová kyselina
DOTA	1,4,7,10-tetraazacyklododekan-1,4,7,10-tetraoctová kyselina
DOTATOC	DOTA-Phe-Tyr-oktreotid
DTPA	Dietylntriaminpentaoctová kyselina
EC	Electron Capture (Elektronový záchyt)
EDTA	Etylendiamin tetraoctová kyselina
EDTMP	Etylendiamin tetra(methylenfosfonová) kyselina
EOB	End Of Bombardment (Konec ozařování)
IAEA	International Atomic Energy Agency (Mezinárodní agentura pro atomovou energii)
IT	Isomeric transition (Izomerní přechod)
mCRPC	Metastatický kastračně rezistentní karcinom prostaty
MNPs	Magnetic nanoparticles (Magnetické nanočástice)
SPECT	Single Photon Emission Computed Tomography (Jednofotonová emisní výpočetní tomografie)
TLA	Thin Layer Activation Analysis (Tenkovrstvá aktivační analýza)
PET	Positron emission tomography (Pozitronová emisní tomografie)
PSMA	Prostatický specifický membránový antigen

# 1 Úvod

Účinné průřezy jaderných reakcí mají význam pro široké spektrum aplikací. Pro technologické uplatnění je to tenkovrstvá aktivační analýza (TLA), kdy na základě aktivace tenké vrstvy materiálu těžkými nabitými částicemi a znalosti excitačních funkcí lze stanovit opotřebení konstrukčních materiálů, různých šroubů a třeba nosných mostních konstrukcí. Nejen tyto předměty bývají z legované oceli a vysoce čistých slitin, jejichž součástí je molybden, jehož excitační funkce jsou v této diplomové práci měřeny [4].

Hlavní praktická aplikace účinných průřezů je příprava radionuklidů. Zejména pro nukleární medicínu je důležitá příprava radionuklidů s vysokým výtěžkem a o vysoké radionuklidové čistotě. Znalost účinných průřezů je významná pro optimalizaci přípravy např. úpravou energie svazku nebo materiálu terče. K těmto účelům je možné využít i teoretické předpovědi účinných průřezů, nicméně spolehlivost a přesnost těchto modelových kódů je omezená, a proto experimentální data mají stále v tomto ohledu důležitý význam. Současně mohou nová experimentální data posloužit k zpřesnění modelových výpočetních kódů, vstupních rozpadových dat a přeměnových schémat radionuklidů.

Aktivací přírodního molybdenu  $\alpha$  částicemi vznikají kromě dalších radionuklidů i izotopy ruthenia jako je  $^{94}\text{Ru}$ ,  $^{97}\text{Ru}$  a  $^{103}\text{Ru}$ , jejichž jaderné charakteristiky a bohatá chemie spjatá s různými oxidačními stavy (+II, +III, +IV a +VIII) je výhodná pro aplikace v nukleární medicíně.

Zájem budí zejména využití  $^{94}\text{Ru}$  ( $T_{1/2} = 51,8$  min) jako mateřského radionuklidu pro generátorovou přípravu  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  ( $T_{1/2} = 52,0$  min), jež je perspektivním radionuklidem pro PET zobrazování. Dále  $^{97}\text{Ru}$  disponuje skvělými fyzikálními i chemickými vlastnostmi pro SPECT. S poločasem 2,87 dne se  $^{97}\text{Ru}$  přeměňuje pouze elektronovým záchytem, což snižuje radiační zátěž pacienta. Přeměnu doprovází emise gama záření o energii 215,7 keV s velmi vysokou intenzitou 85,62 %, jež by mohla sloužit právě ke SPECT zobrazování. V neposlední řadě je pro nukleární medicínu atraktivní  $^{103}\text{Ru}$  ( $T_{1/2} = 39,25$  d), které se přeměňuje na krátkodobé  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  ( $T_{1/2} = 56,11$  min). Rhodium-103m je v současnosti jeden z nejatraktivnějších radionuklidů pro cílenou terapii Augerovými elektrony a vzhledem k jeho krátkému poločasu připadá v úvahu pro klinické aplikace jeho generátorová příprava  $^{103}\text{Ru}/^{103\text{m}}\text{Rh}$  [10], [29], [32], [41].

Kromě reakcí  $\alpha$  částic na molybdenu byly v této práci vyhodnoceny i reakce  $\alpha$  částic na přírodním titanu. Nejvýznamnějším vznikajícím radionuklidem je  $^{51}\text{Cr}$  ( $T_{1/2} = 27,704$  d),

jehož excitační funkci lze využít pro monitoring svazku částic. Na základě přesně změřené excitační funkce, jež je součástí databáze monitorovacích reakcí [6], lze provést srovnání s experimentálně naměřenými hodnotami a korigovat tak energii a proud svazku nabitých částic. Kromě toho má  $^{51}\text{Cr}$  využití i v nukleární medicíně např. ke značení krevních elementů pro stanovení objemu krve nebo  $^{51}\text{Cr-EDTA}$  se využívalo pro stanovení rychlosti glomerulární filtrace [10], [44].

Aktivací titanu vznikají i izotopy skandia, z nichž největší význam pro radionuklidovou terapii má  $^{47}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 3,35$  d,  $E_{\beta\text{-prům}} = 162$  keV). Skandium-47 má potenciál tvořit výborný teranostický pár s PET radionuklidy  $^{43}\text{Sc}$  nebo  $^{44}\text{Sc}$ . Zároveň velkou výhodou  $^{47}\text{Sc}$  je fyzikální a chemická podobnost s  $^{177}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 6,65$  d,  $E_{\beta\text{-prům}} = 134$  keV), které již má využití v klinické praxi [10], [50], [51].

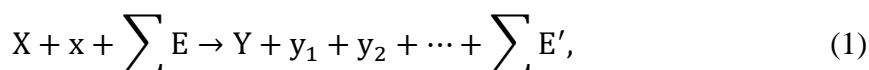
## 2 Teoretická část

Teoretická část diplomové práce zmiňuje základní pojmy a vztahy nezbytné pro studium jaderných reakcí. Dále pojednává o představách mechanismu jaderných reakcí a o energetických poměrech jaderných procesů. Neméně důležitou částí je zmínka o účinných průřezech a měření excitačních funkcí. Tato kapitola se opírá především o literaturu [1], [2].

### 2.1 Energetika jaderných reakcí

Příčinu jaderných reakcí objasňují energetické úvahy. Stejně jako všechny ostatní procesy se i jaderné reakce řídí z termodynamického hlediska obecnými energetickými zákony, kdy každá soustava se snaží dostat do stavu maximální stability, a tedy do stavu s nejnižší volnou energií.

Vezmeme-li v úvahu obecnou binukleární reakci  $X(x, y_1+y_2+\dots)Y$ , kdy  $X$  je *terčové jádro*,  $x$  je *jaderná střela* neboli *projektil*,  $Y$  je *výsledné jádro* a  $y_i$  jsou *emitované částice*, pak rovnici reakce je nutné doplnit o energetické souvislosti.



kdy  $\sum E$ , resp.  $\sum E'$ , je součet kinetické a zářivé energie reagujících, resp. emitovaných, částic. Rozdíl těchto energií  $Q$

$$Q = \sum E' - \sum E \quad (2)$$

se nazývá *reakční energie* (*Q-value*). V případě, že je tento rozdíl kladný, a tedy  $Q > 0$ , jedná se o reakci exoergickou, při které se energie uvolňuje. V opačném případě ( $Q < 0$ ) je pro proběhnutí reakce nutné dodání energie a taková reakce se nazývá endoergická. Platí zde opačná znamínková konvence v porovnání s chemickými reakcemi a současně zápis jednotek bývá v násobcích eV na jednu reakci (např. MeV) na rozdíl od chemických reakcí, kdy energie v joulech bývá vztažena na mol reaktantu (např. kJ/mol). Energeticky jaderné reakce převyšují chemické o pět i více řádů. Výsledný zápis jednoduché binukleární reakce je potom následující



Hodnotu energetického zabarvení rovnice  $Q$  lze vypočítat z rozdílu klidových hmotností částic před a po reakci.

$$Q = [m_X + m_x - (m_Y + m_y)] \cdot c^2, \quad (4)$$

kdy faktor  $c^2$  vyjadřuje provázanost změny hmoty a energie podle Einsteinova vztahu. A totiž z teorie relativity a podle vztahu

$$\Delta E = \Delta mc^2 \quad (5)$$

vyplývá, že každý úbytek klidové hmoty je doprovázen přírůstkem energie. V rovnici (4) můžeme tak faktor  $c^2$  nahradit ekvivalentem 931,48 MeV, což je energetický ekvivalent atomové hmotnostní jednotky  $u$ .

Pro uskutečnění jaderné endoergické reakce je nutné, aby kinetická energie střely byla větší než energie reakce  $Q$ . Reakce probíhá od určité *prahové energie*  $E_{thr}$  (*threshold energy*), která je větší než energie vypočítaná z přírůstku hmoty z toho důvodu, že část dodané energie se přemění na kinetickou energii produktů. Pro výpočet *energetického prahu reakce* platí rovnice:

$$E_{thr} = -Q \frac{m_X + m_x}{m_x}. \quad (6)$$

Exoergické reakce nabitých částic neprobíhají bezprahově, ačkoli energie reakce  $Q > 0$ , a to z důvodu nutnosti překonání *Coulombovské bariéry* spojené s odpuzováním nabitých částic. V případě endoergických reakcí je rovněž nutné překonání Coulombovské bariéry, ale většinou je tato energie nižší než samotný práh reakce. Výpočet výšky Coulombovské bariéry vyplývá ze vztahu

$$B_C = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Z_x Z_X e^2}{r_x + r_X}, \quad (7)$$

kdy po dosazení:  $r = 1,4 \cdot 10^{-15} A^{1/3}$  m;  $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  C a  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  F·m<sup>-1</sup> dostaneme přibližný výraz

$$B_C \doteq \frac{Z_x Z_X}{A_x^{1/3} + A_X^{1/3}} [\text{MeV}]. \quad (8)$$

Ve výše uvedených výrazech platí, že  $Z$  je protonové číslo,  $A$  je hmotnostní číslo střel ( $A_x$ ), resp. terčového jádra ( $A_X$ ),  $r_x$  je průměr projektilu,  $r_X$  je průměr jádra,  $e$  je elementární náboj a  $\epsilon_0$  je permitivita vakua. V případě, že energie střely bude menší než výška Coulombovské bariéry  $E_x < B_C$ , mohou nastat dvě situace, a to pružný rozptyl nebo průnik střely tunelovým

efekt. Výklad tunelového efektu vychází z kvantové mechaniky, kdy oproti klasické fyzice překoná částice určitý energetický val, ačkoli její energie nedosahuje této hodnoty. Efekt je založen na představě, že částice si může na pevně určitou dobu dle Heisenbergova principu neurčitosti změnit energii na dostatečnou pro překonání energetického valu. Tento proces změny energie částice je nahodilý, ale obecně platí, že pravděpodobnost jevu rychle klesá se zmenšující se energií střely.

V případě nestředové srážky střely a terče připadá v úvahu navíc překonání *odstředivé potenciálové bariéry*  $B_S$  pro kterou platí

$$B_S \doteq 20 \frac{A_x + A_X}{A_x A_X \left( A_x^{\frac{1}{3}} + A_X^{\frac{1}{3}} \right)} \text{ [MeV]}. \quad (9)$$

Je-li celková energetická bariéra složena z Coulombovské  $B_C$  a odstředivé  $B_S$ , tak s rostoucím poměrem  $A_X/A_x$  klesá podíl odstředivé bariéry  $B_S$ , ale naopak roste vliv Coulombovské  $B_C$ .

## 2.2 Mechanismus jaderných reakcí

Mechanismus jaderných reakcí si lze představit jako srážku dvou hmotných koulí, pro kterou platí zákon zachování hybnosti a zákon zachování energie. V případě, že jaderná střela nepřekoná energetickou bariéru terčového jádra, označujeme reakci jako pružný rozptyl. V ostatních případech dochází k průniku střely do jádra, kdy může následovat vznik složeného jádra anebo přímá reakce.

Mechanismus nepřímých reakcí za vzniku složeného jádra lze popsat podle kapkového modelu. Vniklá jaderná střela rovnoměrně předává svou kinetickou energii nárazy na nukleony terčového jádra, která se projevuje jako energie excitační. Nově vzniklé intermediární složené jádro přejímá i vazebnou energii střely. Těmito pochody se dostává do vysoce vzbuzeného stavu neschopného trvalé existence. Emise nadbytečné energie složeného jádra může probíhat různými reakčními kanály nezávisle na způsobu jeho vzniku.

Příkladem reakčního kanálu je nepružný rozptyl, kdy produktem reakce může být izomer terčového jádra a kdy dochází k emisi záření  $\gamma$  jako primárního projevu. Dalšími příklady jsou reakce výměnné nebo reakce záchytné. S rostoucí energií střely roste i energie složeného jádra a tím i variace možností desintegrace složeného jádra. Současně se zvyšuje i pravděpodobnost emise většího počtu částic nebo složených útvarů. V posledním

zmíněném případě je od prahová energie vypočítané podle rovnice (6) odečítána vazebná energie složené částice ( $d = np + 2,225 \text{ MeV}$ ;  $t = p2n + 8,482 \text{ MeV}$ ;  ${}^3\text{He} = 2pn + 7,718 \text{ MeV}$ ;  $\alpha = 2p2n + 28,296 \text{ MeV}$  atp.).

Jiným mechanismem disponují reakce štěpné, které převládají především u těžkých vysoce nabitých jader, kdy jaderná střela je schopna podle kapkového modelu jádra terč natolik rozkmitat, až dojde k jeho zaškrvení a překonání kritické deformace. Tento mechanismus vede k rozštěpení terčového jádra na dvě zhruba stejně těžké části.

Protipólem k nepřímým reakcím jsou reakce přímé beze vzniku složeného jádra, které lze dále dělit na reakce přenosové a reakce částic vysokých energií. Princip mechanismu přenosové reakce poprvé popsali v roce 1935 Phillips a Oppenheimer na reakci (d,p). Principiálně jde o to, že v případě složené střely, například deuteronu složeného z jednoho protonu a neutronu, dochází k polarizaci střely v elektrostatickém poli jádra. V důsledku toho může dojít k roztržení střely a v případě deuteronu je proton odpuzen a do jádra vniká pouze neutron. Podle stejného principu probíhají i reakce (t,d), (t,p) a ( ${}^3\text{He}$ , d). Sumárně lze tyto reakce nazvat jako strhávací, protože terčové jádro strhne jeden nebo několik nukleonů, zatímco se zbytkem střely prakticky neinteraguje. Obdobně, ale s opačným výsledkem, fungují reakce vytrhávací, kdy jsou nukleony z jádra zachyceny střelou. Jde například o reakce (d,t) a (p,t) [3].

Přímo reagují i částice velmi vysokých energií (0,1 – 1 GeV), kdy střední volná dráha částice takové energie dosahuje hodnot průměru atomového jádra, a tedy částice může proniknout jádrem bez nutnosti srážky s nukleony, případně lze očekávat přenosové reakce.

### 2.3 Účinné průřezy a excitační funkce jaderných reakcí

Pro výpočet výtěžků jaderných reakcí je třeba znát pravděpodobnost účinného zásahu terče jadernými projektily. Tato pravděpodobnost vychází z geometrické představy terče jako kruhového kotouče, na který kolmo dopadají bodové jaderné střely. Velikost plochy myšleného terče, kterou když částice projde, tak vyvolá danou jadernou reakci, vyjadřuje míru pravděpodobnosti reakce a nazývá se *účinný průřez*  $\sigma$ . Z této definice vyplývají i jednotky účinného průřezu, které mají rozměr plochy. Základní jednotkou je barn, kdy  $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ cm}^2$ .

Velikost účinného průřezu velmi závisí na vlastnostech střely, především energii a náboji, ale i na vlastnostech terčového materiálu a emitované částice (nebo částic). Pro



neutrony může účinný průřez reakcí nabývat hodnot větších než geometrický průměr jádra díky jejich vlnové povaze. Tato maximální hodnota se řídí rovnicí (10)

$$\sigma_{max} = \pi \left( R + \frac{\lambda}{2\pi} \right)^2, \quad (10)$$

kde  $R$  je součet poloměru terče a střely a  $\lambda$  je De Broglieho vlnová délka střely. Naopak reakce nabitých částic probíhají po překonání energetického valu a maximální účinný průřez je tak snížen o tuto hodnotu.

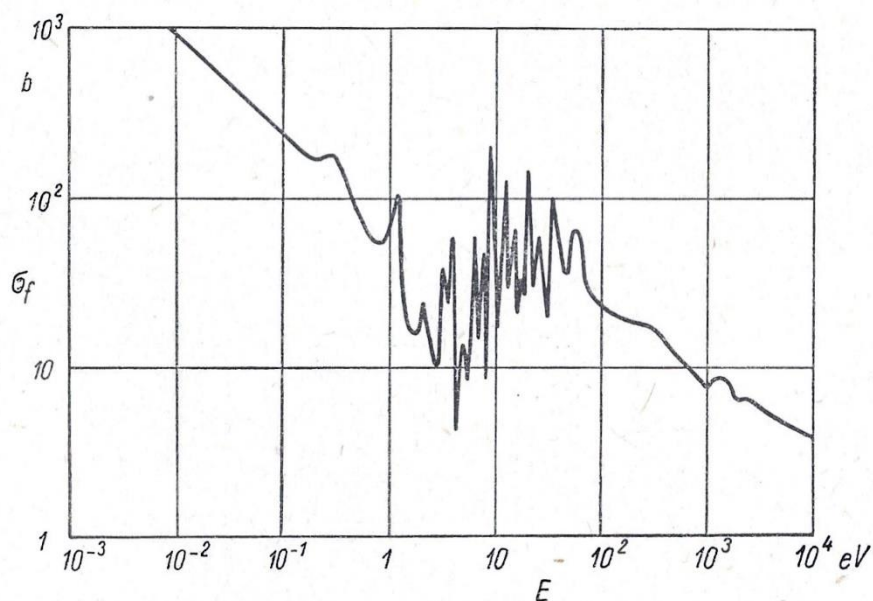
$$\sigma_{max} = \pi R^2 \left( 1 - \frac{B_C}{E} \right), \quad (11)$$

kdy  $B_C$  je Coulombovská energetická bariéra a  $E$  je kinetická energie systému střela-terč.

Závislost účinného průřezu dané reakce na energii střely popisují *excitační funkce*. Nabývají rozmanitých tvarů a jejich průběh se liší především pro nabitě projektily a neutrony. V případě neutronů probíhají reakce prakticky bezprahově. Reakce neutronů s vysokým účinným průřezem probíhají pro tepelné nebo pomalé neutrony, což odůvodňuje i rovnice (10). Mimořádně vysokých hodnot účinných průřezů dosahují záchyty tepelných neutronů (n, $\gamma$ ), např. pro  $^{135}\text{Xe}$  ( $3,2 \cdot 10^6$  b) a  $^{157}\text{Gd}$  ( $2,5 \cdot 10^5$  b) [55], [56]. Neutrony oboru malých energií se řídí asi do energie desetin eV zákonem „1/v“, který říká, že účinný průřez reakce je nepřímo úměrný rychlosti neutronů. Důvodem je s rostoucí rychlostí zkracující se doba průletu neutronu jádrem, a tedy i snižující se pravděpodobnost interakce.

Častým jevem excitační funkce neutronů jsou rezonance. Jedná se o případ prudkého nárůstu hodnoty účinného průřezu za vzniku často celé řady rezonančních maxim. Rezonance lze popsat pomocí modelu složeného jádra, kdy soustava střely a terče tvořící složené jádro nabývá hodnot energie blízkých jeho přirozeným energetickým hladinám, čímž náhle vzroste účinný průřez. Tento jev se opakuje při větší energii, která odpovídá vyšší energetické hladině jádra. Po oblasti rezonancí často následuje průběh funkce řídicí se opět pravidlem „1/v“, někdy až do oboru vysokých energií neutronů.

Příklad excitační funkce reakce neutronů s rezonancemi uvádí Obr. 1, kdy se jedná o závislost štěpného účinného průřezu  $^{235}\text{U}$  na energii neutronů. Lze si povšimnout vysokého účinného průřezu pro tepelné neutrony a zároveň oblasti před a za rezonancemi, které se řídí pravidlem „1/v“.



**Obr. 1:** Excitační funkce reakce  $^{235}\text{U}(n,f)$  [1].

Pro nabité částice typicky excitační funkce vykazuje po překonání prahové energie rostoucí trend, který je završen maximem a následován pozvolným poklesem.

Měření excitačních funkcí má široké uplatnění. Největší význam spočívá v přípravě radionuklidů pro nukleární medicínu a další odvětví. Pomocí excitačních funkcí lze vypočítat výtěžky jednotlivých radionuklidů, ale i radionuklidových nečistot, což je velmi důležitá informace pro následnou separaci produktu z terče. Zároveň díky známému průběhu excitační funkce je možné proces přípravy radionuklidů optimalizovat, například nastavením optimální energie svazku nebo tloušťky terče, aby bylo dosaženo maximálního výtěžku reakce. Další optimalizací je úprava materiálu terče – např. izotopické obohacení, použití přírodního materiálu atd.

Jiným využitím je monitoring energie a proudu ozařujícího svazku částic, který spočívá ve srovnání naměřeného a doporučeného účinného průřezu dané reakce při konkrétním nastavení vstupních parametrů (energie a proudu). Pro tyto účely se využívají materiály mechanicky a chemicky odolné, cenově dostupné a snadné pro válcování k přípravě tenkých folií. Reakce na monitorovací fólii by měla vést ke snadně měřitelnému produktu. V případě přesně změřené excitační funkce mohou být tyto reakce potom užity pro monitoring.

Měření excitačních funkcí může také sloužit k ověření správnosti tabelovaných intenzit  $\gamma$  linek radionuklidů a přeměnových schémat, protože při aktivační metodě jsou

měřeny aktivity mnoha vzniklých radionuklidů. Neshody experimentálních a teoretických dat mohou být také podnětem pro optimalizaci výpočetních kódů užívaných pro výpočty excitačních funkcí.

Měření excitačních funkcí má i technologické využití. Jedná se o tzv. thin layer activation analysis (TLA), což je analytická metoda založená na aktivaci tenké vrstvy materiálu těžkými nabitými částicemi. Pomocí TLA lze stanovit opotřebením povrchu materiálu, zastoupení nečistot v materiálu, ale také kvantitu dopovaných prvků v různých maticích, zejména polovodičích [4].

Všechny naměřené excitační funkce jsou shromažďovány IAEA a jsou volně přístupny v databázi EXFOR [5]. Aktuální přehled doporučených účinných průřezů monitorovacích reakcí získaných z publikovaných experimentálních dat zajišťuje databáze [6]. Tyto monitorovací reakce jsou vybírány s ohledem na přípravu radionuklidů v nukleární medicíně a jedna z posledních publikací [7] z této databáze je použita pro srovnání doporučených účinných průřezů monitorovací reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  s experimentálními daty v této diplomové práci.

## 2.4 Radionuklidy vznikající reakcemi ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)$ a ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)$

Následující podkapitoly pojednávají o radionuklidech, které vznikají reakcemi  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)$  a  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)$ . Zmínka je o radionuklidech:  ${}^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  ${}^{96}\text{Nb}$ ,  ${}^{48,51}\text{Cr}$ ,  ${}^{48}\text{V}$  a  ${}^{46,47,48}\text{Sc}$ . Kromě jejich jaderných vlastností a přeměnových charakteristik jsou zmíněny také aplikace těchto radionuklidů v oblasti nukleární medicíny a dalších odvětví.

### 2.4.1 Ruthenium-94

Ruthenium-94 se s poločasem 51,8 min přeměňuje elektronovým záchytem (EC = Electron Capture) a jen zanedbatelným procentem (0,004 %) emisí  $\beta^+$  částice na  ${}^{94\text{m}}\text{Tc}$ . S pravděpodobností 75 % je při přeměně emitováno záření gama o energii 367,2 keV a s pravděpodobností 25 % záření gama o energii 891,2 keV. Současně s intenzitou 95 %, resp. 19 %, jsou emitovány velmi nízkoenergetické Augerovy elektrony (2 keV, resp. 16 keV) [10].

Tento neutrodeficitní izotop ruthenia byl poprvé objeven v roce 1952 Institutem pro výzkum jaderné fyziky v Nizozemsku. Molybdenový terč byl ozařován na cyklotronu zmiňovaného institutu ionty helia o energii 52 MeV. Ruthenium-94 bylo identifikováno na základě měření  $\beta$  aktivity po provedení chemické separace a poločasu přeměny  ${}^{94}\text{Ru}$  byl stanoven na 57 min [27].

Ruthenium-94 lze zmínit v souvislosti s  $^{94}\text{Ru}/^{94\text{m}}\text{Tc}$  generátorem. Technecium-94m je pozitronický zářič přeměňující se s poločasem 52 min na stabilní  $^{94}\text{Mo}$ . Díky charakteru přeměny a vhodnému poločasu je  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  perspektivní radionuklid pro PET zobrazování v nukleární medicíně (např. zobrazování perfuze myokardu, biodistribuce hormonů a dalších biomolekul). Běžným způsobem přípravy  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  je ozařování obohaceného  $^{94}\text{Mo}$  protony o energii 13 až 7 MeV (reakcí  $^{94}\text{Mo}(p,n)^{94\text{m}}\text{Tc}$ ). I přes ozařování vysoce čistého  $^{94}\text{Mo}$  protony je množství radionuklidových nečistot izotopů technecia přibližně 6 %. Alternativou přípravy  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  je aktivace molybdenu  $\alpha$  částicemi. Lze aplikovat dvě varianty, a to reakci vedoucí přímo na požadovaný radionuklid:  $^{92}\text{Mo}(\alpha,pn)^{94\text{m}}\text{Tc}$ , nebo nepřímo využitím právě  $^{94}\text{Ru}/^{94\text{m}}\text{Tc}$  generátoru, kdy mateřský radionuklid vzniká reakcí  $^{92}\text{Mo}(\alpha,2n)^{94}\text{Ru}$ . Ačkoli první varianta vede k vyššímu výtěžku  $^{94\text{m}}\text{Tc}$ , tak v případě generátorové přípravy je produkována velmi čistá forma  $^{94\text{m}}\text{Tc}$  z pohledu izomerické nečistoty, protože se  $^{94}\text{Ru}$  přeměňuje EC pouze na metastabilní hladinu technecia-94. Obě reakce jsou optimální pro energie  $\alpha$  částic v rozmezí 26 až 18 MeV [28], [29].

#### 2.4.2 Ruthenium-95

Ruthenium-95 podléhá EC s pravděpodobností 86 % a ve zbylých 14 % dochází k emisi  $\beta^+$  částic. Přeměna probíhá s poločasem 1,643 h na  $^{95}\text{Tc}$ . Přeměnu doprovází celá škála gama záření, kdy nejintenzivnějšími jsou linky 336,4 keV (69,9 %), 1096,8 keV (20,9 %) a 626,83 keV (17,8 %) [10].

Objev tohoto izotopu ruthenia se datuje do roku 1948, kdy na Státní Univerzitě v Ohiu byly bombardovány molybdenové destičky 20 MeV  $\alpha$  částicemi. Po chemické separaci ozářeného terče byla naměřena aktivita  $\beta^+$ , rentgenové záření a záření gama příslušející radionuklidům s poločasy 45 d, 2,8 d, 20 h a 1,65 h. Dále bylo provedeno ozařování ruthenia rychlými a pomalými neutrony, přičemž ozařováním rychlými neutrony vznikly aktivity 1,65hodinového, 2,8denního a 45denního izotopu Ru. Ozařováním ruthenia pomalými neutrony nevznikala frakce příslušící 1,65hodinovému izotopu. Na základě nejen těchto experimentů a již znalostí dalších radioizotopů ruthenia ( $^{97}\text{Ru}$ ,  $^{103}\text{Ru}$ ...) přisoudili autoři experimentů Eggen a Pool poločas přeměny 1,65 h novému izotopu  $^{95}\text{Ru}$ . 20hodinový poločas naměřený po ozařování molybdenu  $\alpha$  částicemi byl přiřazen  $^{95}\text{Tc}$  na základě dalšího bombardování molybdenu protony a také měřením poločasu přeměny dceřiného radionuklidu  $^{95}\text{Ru}$  [27], [30].

Ruthenium-95 vzhledem k emisi značného množství středně a vysokoenergetického gama záření nenachází uplatnění v nukleární medicíně ani jiných průmyslových aplikacích.

### 2.4.3 Ruthenium-97

Ruthenium-97 se přeměňuje pouze EC, a to s poločasem 2,83 d. Elektronový záchyt doprovází emise gama záření s energií 215,7 keV a 324,49 keV s intenzitou 85,62 %, resp. 10,79 % [10].

První zmínka o  $^{97}\text{Ru}$  pochází z Projektu Manhattan, kdy roku 1946 byly bombardovány vzorky ruthenia neutrony a deuterony. Ruthenium-97 spolu s  $^{103}\text{Ru}$  bylo identifikováno a charakterizováno na základě diferenciální absorpčně-rozpadové křivky měřené po chemické separaci ozařovaného terče. Díky této technice byl zjištěn poločas přeměny krátkodobé složky na  $2,8 \pm 0,3$  d. Za předpokladu přibližně shodných aktivačních účinných průřezů pro  $^{96}\text{Ru}$  a  $^{102}\text{Ru}$  bylo zjištěno, že pravděpodobněji připadá krátkodobá složka (2,8 d) izotopu  $^{97}\text{Ru}$  a dlouhodobá (42 d) izotopu  $^{103}\text{Ru}$  [31].

Na rozdíl od doposud zmíněných izotopů ruthenia má  $^{97}\text{Ru}$  díky svým výborným fyzikálním vlastnostem potenciální využití v nukleární medicíně. Za zmínku stojí především emise nízkoenergetického záření gama (215,7 keV) s vysokou intenzitou (85,62 %), které je optimálního pro SPECT detekci distribuce radiofarmaka v těle, vhodný poločas přeměny (2,83 d) a nízká radiační zátěž v souvislosti s absencí záření  $\beta^+$ . První zájem v medicíně vzbudilo  $^{97}\text{Ru}$  již v roce 1970. Ruthenium je atraktivním radionuklidem pro nukleární medicínu i díky své bohaté chemii spjaté s různými oxidačními stavy (+II, +III, +IV a +VIII) a také díky tvorbě stabilnějších sloučenin ve srovnání s rutinně používaným SPECT radionuklidem  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ . Byla studována již řada sloučenin značených  $^{97}\text{Ru}$ , kdy o některých je pojednáno dále [32], [33].

Byly provedeny rozsáhlé *in vivo* experimenty poskytující slibné výsledky se sloučeninami značenými  $^{97}\text{Ru}$ , mezi kterými jsou látky DTPA, EDTMP, DMSA, DISIDA, transferin, monoklonální protilátky a další. Pro vyšetření, která vyžadují zobrazení delší dobu od aplikace (1 – 7 dní), jsou vhodné např.  $^{97}\text{Ru}$ -DTPA pro cisternografii, fosfonáty značené  $^{97}\text{Ru}$  pro zobrazování kostí a  $^{97}\text{Ru}$ -DMSA pro studie ledvin. Byly provedeny preklinické studie s  $^{97}\text{Ru}$ -DISIDA pro diagnostiku hepatobiliárních poruch. Další úspěšné výsledky přinesl  $^{97}\text{Ru}$ -transferin, a to pro zobrazování tumorů, kdy při experimentech na zvířatech bylo dosaženo lepšího zobrazení než v porovnání s  $^{67}\text{Ga}$ -citrátem. Imunoscintigrafie nádorů by mohla být prováděna  $^{97}\text{Ru}$  značenými protinádorovými monoklonálními látkami. Nanočástice síry značené  $^{97}\text{Ru}$  byly použity pro zobrazení lymfatických mízních cév a uzlin (lymfangiografie). Byla studována clearance jednotlivých sloučenin z krve a dalších orgánů, kdy experimenty byly prováděny na laboratorních

zvířatech. Ruthenium jako  $^{97}\text{RuCl}_3$  byl z krve eliminován velmi pomalu a i po 24 h zůstávala aktivita v značném množství těla včetně svalů. Naopak velmi rychle byl z těla ledvinami eliminován  $^{97}\text{Ru-DTPA}$  a  $^{97}\text{Ru-citrát}$ . Clearance krve od  $^{97}\text{Ru-EDTMP}$  je rychlá, s retencí v kostech. Poměry distribuce sloučenin značených  $^{97}\text{Ru}$  v systémech kost/krev a kost/svaly byly za stejný časový úsek srovnatelné nebo mírně vyšší jako pro sloučeniny běžně značené  $^{99\text{m}}\text{Tc}$  [34], [35].

Vzhledem k perspektivitě tohoto radionuklidu je třeba zmínit i možnosti jeho přípravy. Nejjednodušší cestou je reaktorová příprava reakcí  $^{96}\text{Ru}(n,\gamma)^{97}\text{Ru}$ , kdy tento způsob přípravy nevyžaduje následnou chemickou separaci, nicméně je potřeba vysoce obohacený terč o  $^{96}\text{Ru}$ . Tento způsob přípravy poskytuje pouze nízkou specifickou aktivitu  $^{97}\text{Ru}$ , což je limitující faktor pro použití v nukleární medicíně. Pro získání beznosičového (no carrier added, NCA)  $^{97}\text{Ru}$  o vysoké specifické aktivitě lze využít bombardování urychlenými nabitými částicemi. První takovou studovanou reakcí byla reakce  $^{99}\text{Tc}(p,3n)^{97}\text{Ru}$ , která poskytuje vysoké výtěžky a vysokou radionuklidovou čistotu, nicméně obtížná a nákladná příprava  $^{99}\text{Tc}$  terče zabraňuje využití této reakce pro rutinní přípravu  $^{97}\text{Ru}$ . Další reakcí s protony je  $^{103}\text{Rh}(p,x)^{97}\text{Ru}$ , kdy při použití 60 MeV protonů je výtěžek reakce vysoký, ovšem vznikají i obtížně odstranitelné techneciové nečistoty. Později byly zkoušeny produkční cesty  $^{\text{nat}}\text{Ag}(p,x)^{97}\text{Ru}$  a  $^{\text{nat}}\text{Pd}(p,x)^{97}\text{Ru}$ , kdy účinný průřez těchto reakcí je malý a byla by potřeba dlouhodobého ozařování pro praktické využití. Příklad reakce s deuterony je reakce  $^{96}\text{Ru}(d,x)^{97}\text{Ru}$ , kdy vznikající radionuklid má ale nízkou specifickou aktivitu. Byly zkoumány i reakce s urychlenými ionty  $^7\text{Li}$  ( $^{\text{nat}}\text{Nb}(^7\text{Li},3n)^{97}\text{Ru}$ ) a  $^{12}\text{C}$ , nicméně tyto reakce nemají význam v klinické praxi. V neposlední řadě je perspektivním způsobem přípravy reakce  $\alpha$  částic na přírodním molybdenu  $^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha,x)^{97}\text{Ru}$ , což je i jedna z reakcí, jejíž excitační funkce byla v této diplomové práci měřena. Právě experimentální práce jako tato optimalizují a zlepšují teoretické předpovědní kódy (např. PACE, EMPIRE, TALYS), které mohou usnadnit zkoumání nových produkčních cest a stanovení výtěžků reakcí příprav klíčových radionuklidů, jako je právě  $^{97}\text{Ru}$  [33], [35] – [37].

#### 2.4.4 Ruthenium-103

Ruthenium-103 je  $\beta^-$  zářič, který se s poločasem 39,247 d přeměňuje na  $^{103\text{m}}\text{Rh}$ . Při přeměně dochází k emisi nízké energetických  $\beta^-$  částic o hodnotě střední energie 63,8 keV a emisi záření gama o energii 497,085 keV s intenzitou 91 % a 610,33 keV s intenzitou 5,76 % [10].

Ruthenium-103 bylo objeveno ve švédském Stockholmu v roce 1945 na základě bombardování přírodního ruthenia 5,5 MeV deuterony a také rychlými a pomalými neutrony. Po ozáření a separaci byla Geiger-Müllerovým detektorem měřena aktivita preparátu. Na základě emise elektronů přiřadili vědci Bohr a Hole naměřený poločas přeměny 41 d izotopu  $^{103}\text{Ru}$  [27].

Přeměnou  $^{103}\text{Ru}$  vzniká krátkodobé  $^{103\text{m}}\text{Rh}$ , což se v současnosti jeden z nejatraktivnějších radionuklidů pro cílenou terapii Augerovými elektrony. Rhodium-103m má poločas 56,114 min a přeměňuje se izomerním přechodem na stabilní  $^{103}\text{Rh}$ , přičemž jsou emitovány Augerovy elektrony a žádné záření gama, což je obrovskou výhodou pro potenciální radioterapeutické užití. Mechanismem cílení  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  nezbytným pro terapeutický účinek je internalizace do buněk. Pro transport radionuklidu do buněk lze využít podobných internalizačních mechanismů běžně používaných pro cílenou radionuklidovou terapii – např. značení peptidů a dalších biomolekul. Výhoda terapie Augerovými elektrony spočívá v předání relativně vysokého množství energie (jednotky až desítky keV) na velmi krátké dráze (nm), díky čemuž je dosaženo vyššího terapeutického účinku než v porovnání např. s elektrony, které deponují energii na delší dráze (mm). Terapie Augerovými elektrony by mohla být cílena na léčbu malých tumorů, kdy zároveň krátký dosah částic snižuje radiační zátěž okolní zdravé tkáně [41].

Vzhledem ke krátkému poločasu přeměny  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  je pro klinické účely nutná jeho generátorová příprava. Existují studie zabývající se přípravou právě  $^{103}\text{Ru}(39\text{ d})/^{103\text{m}}\text{Rh}$  generátoru a  $^{103}\text{Pd}(17\text{ d})/^{103\text{m}}\text{Rh}$  generátoru. Přírozené izotopové zastoupení  $^{102}\text{Pd}$  je velmi nízké (1,02 %), a tedy reaktorová výroba mateřského  $^{103}\text{Pd}$  je poněkud složitá. Alternativně lze  $^{103}\text{Pd}$  připravit fotojadernou reakcí  $^{104}\text{Pd}(\gamma, n)^{103}\text{Pd}$ . Příprava  $^{103}\text{Ru}$  je na tom výrazně lépe, protože přírozené zastoupení  $^{102}\text{Ru}$  je přes 31 % a lze tak využít reaktorové ozařování:  $^{102}\text{Ru}(n, \gamma)^{103}\text{Ru}$ . Dále lze využít štěpné reakce  $^{235}\text{U}$ , kdy  $^{103}\text{Ru}$  vzniká s výtěžkem 3 %. Velké množství  $^{103}\text{Ru}$  vzniká při reaktorové výrobě  $^{99}\text{Mo}$  pro  $^{99}\text{Mo}/^{99\text{m}}\text{Tc}$  generátor, kdy by se dalo  $^{103}\text{Ru}$  separovat od ostatních štěpných produktů oxidací na  $\text{RuO}_4$ . Další možností přípravy  $^{103}\text{Ru}$  pro  $^{103}\text{Ru}/^{103\text{m}}\text{Rh}$  generátor by mohlo být ozařování molybdenu  $\alpha$  částicemi podle reakce  $^{100}\text{Mo}(\alpha, n)^{103}\text{Ru}$ . Tato reakce je jedna z reakcí jejíž excitační funkce byla v rámci experimentální práce měřena a jejíž výtěžek v tlustém terči byl počítán. Nevýhodou by se mohla zdát nutnost obohacení terče o  $^{100}\text{Mo}$ , kdy přírodní zastoupení je asi 9,8 %. Vysoké radionuklidové a chemické čistoty a velkého výtěžku  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  separovaného z  $^{103}\text{Ru}$  bylo

dosaženo polskými vědci kombinací kapalinové extrakce s odpařením  $^{103}\text{RhO}_4$  a následným rozkladem stop  $^{103}\text{Ru}$  pomocí  $\text{H}_5\text{IO}_6$  [38] – [41].

#### 2.4.5 Niob-96

Niob-96 je  $\beta^-$  zářič, který se s poločasem 23,35 h přeměňuje na stabilní  $^{96}\text{Mo}$ . Střední energie  $\beta^-$  záření je 249 keV. Vzhledem k tomu, že přeměna  $^{96}\text{Nb}$  je doprovázena emisí velkého množství gama záření v širokém intervalu energií (100 keV – 1,6 MeV), nemá tento radionuklid praktické průmyslové ani medicínální uplatnění [10].

Niob-96 byl identifikován Univerzitou v Ohiu v roce 1949 na základě bombardování terčů z obohaceného  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{92}\text{Zr}$  a  $^{96}\text{Zr}$  5 MeV protony a 10 MeV deuterony. Byly měřeny rozpadové křivky  $\beta^-$  a gama záření, kdy zjištěný poločas 23,3 h byl přiřazen izotopu  $^{96}\text{Nb}$  získaného produkční cestou  $^{96}\text{Zr}(p,n)$ . Výsledky těchto experimentů byly publikovány v článku „Columbium 96“, který odráží původní název niobu. Ačkoli od roku 1913 se v Evropě používalo již označení niobium (lat.), tak ve Spojených státech přetrvával název columbium až do roku 1949 [27].

#### 2.4.6 Chrom-48

Tento 21,56 h zářič se EC (98,53 %) a  $\beta^+$  (1,47 %) přeměňuje na  $^{48}\text{V}$ . Současně jsou s vysokou pravděpodobností (96 %, resp. 100 %) emitovány dvě linky záření  $\gamma$  o energii 112 a 308 keV.

Příklad praktické aplikace  $^{48}\text{Cr}$  je produkce vysoce čistého  $^{48}\text{V}$  pro experimentální měření účinných průřezů neutronového záhytu. Simulační a teoretické kódy jaderných reakcí vychází z experimentálních hodnot účinných průřezů. V případech účinných průřezů pro nestabilní nuklidy jsou hodnoty získány z knihoven jaderných dat a tyto předpovědi se tak mohou od experimentálních hodnot lišit. Z tohoto důvodu roste zájem v oblasti výroby nestabilních terčů, které lze přímo použít pro experimenty a tím zlepšit přesnost účinných průřezů. Právě toto je případ měření reakce  $^{48}\text{V}(n,\gamma)^{49}\text{V}$  je potřeba terčový radionuklid o vysoké izotopové čistotě. Vzhledem k tomu, že běžné způsoby příprav radionuklidů tuto podmínku nesplňují, připadá v úvahu generátorová příprava  $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$ . Experimentální  $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$  generátory jsou založeny na ionexové nebo extrakční chromatografii, kdy výtěžky  $^{48}\text{V}$  byly přes 96 % v případě anexu a 99 % při použití extrakční chromatografie. Radionuklidové čistoty získaného  $^{48}\text{V}$  byly 99, resp. 100 % [42].



### 2.4.7 Chrom-51

Chrom-51 se s poločasem 27,704 d přeměňuje pouze EC na stabilní  $^{51}\text{V}$ . Přeměna je s pravděpodobností 9,91 % doprovázena emisí gama záření o energii 320,08 keV.

První důležitá aplikace  $^{51}\text{Cr}$  je v oblasti měření excitačních funkcí, kdy tento radionuklid je zařazen v databázi doporučených monitorovací reakce pro stanovení proudu a energie těžkých nabitých částic dle IAEA [6]. Konkrétně se jedná o monitorovací reakci na titanu:  $^{nat}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$  (viz Tab. 1). Chrom-51 splňuje podmínku, že vzniká s vysokým výtěžkem, má dlouhý poločas přeměny, což umožňuje měřit aktivitu monitorovací fólie i s odstupem času a má jednu dobře měřitelnou gama linku vhodné energie. Zároveň tato monitorovací reakce má vysoký účinný průřez; pro 15 MeV  $\alpha$  částice je to okolo 600 mb. Měření aktivity  $^{51}\text{Cr}$  v monitorovacích Ti foliích bylo v této diplomové práci použito pro vyhodnocení monitorovací funkce, a tedy i pro zpřesnění energie a proudu svazku  $\alpha$  částic.

Díky svým jaderným vlastnostem je  $^{51}\text{Cr}$  také atraktivní radionuklid pro nukleární medicínu. Především je používán ke značení červených krvinek pro měření objemu krve nebo značení plazmatických bílkovin pro určení objemu plazmy, dále ke značení krevních destiček k určení jejich doby přežití a třeba  $^{51}\text{Cr}$ -EDTA se používá pro stanovení rychlosti glomerulární filtrace. Rozsáhlé použití  $^{51}\text{Cr}$  pro značení krve a krevních elementů si žádá pro klinické aplikace znalost tkáňové biodistribuce a clearance krve při intravenózní aplikaci. Při experimentech na králících bylo zjištěno, že průměrná clearance krve od  $^{51}\text{Cr}$  byla od 1. do 58. min od aplikace 34 %, dále se clearance zpomalovala, což způsobilo mírné vychytání aktivity orgány (slezina, játra, ledviny), nicméně v mozku a svalech byly detegovány minimální specifické aktivity  $^{51}\text{Cr}$  [43], [44].

Byly zaznamenány experimenty zabývající se změnou střevní propustnosti u koní a jejím odhalením pomocí aplikace  $^{51}\text{Cr}$ -EDTA. Zvýšená střevní propustnost způsobuje nejen u koní zdravotní problémy a infekce, protože se do krve dostávají střevní bakterie, toxiny a škodlivé látky. Diagnostika syndromu propustnosti střev je náročná a většinou se řeší sledováním příznaků (ekzémy, potravinová alergie, hormonální disbalance, problémy s trávením...). Experimenty na koních by mohly do budoucna ulehčit diagnózu syndromu propustného střeva, protože bylo zjištěno, že u koní prokazatelně trpících tímto onemocněním bylo v moči detegováno výrazně více  $^{51}\text{Cr}$  než u zdravých jedinců. Aplikace  $^{51}\text{Cr}$ -EDTA koním byla enterálně pomocí nasogastrické sondy. Diagnostika zvýšené střevní propustnosti by mohla včas odhalit chronická a autoimunitní onemocnění s tím související, jako je Crohnova nemoc, diabetes 1. typu, roztroušená skleróza a další [45], [46].

#### 2.4.8 Vanad-48

Vanad-48 podléhá s přibližně stejnou pravděpodobností EC a  $\beta^+$  přeměně na dceřiný nuklid stabilní  $^{48}\text{Ti}$ . Při přeměně o poločasu 15,974 d dochází k emisi velkého množství středně až vysokoenergetického gama záření (800 keV – 2,4 MeV). Není známo průmyslové ani jiné využití tohoto radionuklidu [10].

#### 2.4.9 Skandium-46

Skandium-46 je střednědobý  $\beta^-$  zářič a s poločasem 83,79 d se přeměňuje na stabilní  $^{46}\text{Ti}$ . Přeměnu doprovází dvě intenzivní gama linky s energií 889 a 1120 keV. Skandium-46 má k sobě izomer  $^{46\text{m}}\text{Sc}$  podléhající izomernímu přechodu (IT = isomeric transition) s poločasem 18,75 s [10].

Skandium-46 je díky svým gama linkám, jejichž intenzita je přes 99,98 %, využitím konkurenčním radionuklidem ke  $^{60}\text{Co}$ . Kobalt-60 se průmyslově využívá ve formě uzavřeného radionuklidového zdroje k nedestruktivnímu gama skenování (defektoskopie). Využívány jsou jeho gama linky 1,17 MeV a 1,33 MeV (obě 99 % intenzita). Ovšem nevýhodou  $^{60}\text{Co}$  oproti  $^{46}\text{Sc}$  jsou provozní náklady na jeho výrobu, kdy je za potřeby dlouhodobého ozařování (minimálně 18–36 měsíců) v reaktoru s konstantním neutronovým tokem. Pro výrobu  $^{46}\text{Sc}$  stačilo ozařování přírodního terče z  $\text{Sc}_2\text{O}_3$  po dobu pouze 100 h. V roce 2020 byly uzavřené zdroje  $^{46}\text{Sc}$  použity pro defektoskopii výrobních kolon v rafinérii v Indonésii, o rok později pro kontrolu výrobního zařízení v jiném indonéském petrochemickém průmyslu [47].

Dále je  $^{46}\text{Sc}$  využíváno ve stopovacích experimentech v průmyslových průtokových zařízeních. Pomocí aplikace radioaktivních částic lze studovat dynamiku jak kapalných, tak pevných fází. Pro tyto účely jsou mikrokuličky  $^{46}\text{Sc}_2\text{O}_3$  inkorporovány do vhodného materiálu (př. polypropylen), tak aby stopovací kulička měla podobnou hustotu, tvar a velikost jako sledovaný systém. Obdobně mají mikrokuličky uplatnění v radioterapii (např. mikrokuličky  $^{90}\text{Y}$  pro terapii nádorů jater), nicméně v průmyslových aplikacích jsou preferovány radionuklidy emitující pouze záření gama pro usnadnění detekce [48].

#### 2.4.10 Skandium-47

Skandium-47 je  $\beta^-$  zářič, jehož přeměnu doprovází emise nízkoenergetické gama linky o energii 159,381 keV a intenzitě 68,3 %. Poločas přeměny  $^{47}\text{Sc}$  je 3,3492 d, maximální energie  $\beta^-$  je 440,9 keV (68,4 %) a 600,3 keV (31,6 %) a střední energie  $\beta^-$  částic je 162 keV.

Díky jaderným vlastnostem je  $^{47}\text{Sc}$  vhodným radionuklidem pro radioterapii současně umožňující SPECT detekci díky 159 keV gama lince. Kromě toho je  $^{47}\text{Sc}$  ideálním terapeutickým radionuklidem v teranostickém páru ke  $^{43}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 3,89$  h,  $E_{\beta^+, \text{prům}} = 476$  keV) nebo  $^{44}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 4,04$  h,  $E_{\beta^+, \text{prům}} = 630,2$  keV), jež jsou aktuálně studovány pro PET zobrazování. Skandium-44 již bylo použito ke značení DOTA-TOC pro zobrazování neuroendokrinních tumorů a dále probíhají preklinické studie s  $^{44}\text{Sc}$ -PSMA-617 pro zobrazení metastatického kastročně rezistentního karcinomu prostaty (mCRPC). Výhodou  $^{44}\text{Sc}$  oproti v současnosti nejužívanějšímu radionuklidu pro PET zobrazování,  $^{68}\text{Ga}$  ( $T_{1/2} = 67,71$  min,  $E_{\beta^+, \text{prům}} = 830$  keV), je téměř 4krát delší fyzikální poločas, díky čemuž pokrývá  $^{44}\text{Sc}$  pro zobrazování dobu až 24 h od aplikace. Další výhodou v porovnání s  $^{68}\text{Ga}$  je nižší střední energie  $\beta^+$ , což zlepšuje rozlišení obrazu a snižuje radiační zátěž pacienta. Stejně jako  $^{68}\text{Ga}$  lze získat z  $^{68}\text{Ge}/^{68}\text{Ga}$  generátoru je možné i  $^{44}\text{Sc}$  produkovat  $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$  generátorem, který je aktuálně díky atraktivnosti  $^{44}\text{Sc}$  vyvíjen, nejčastěji na bázi aniontové výměny (pryskyřice AG 1X-8) nebo extrakční chromatografie (pryskyřice TEVA). Z fyzikálního a chemického hlediska je  $^{47}\text{Sc}$  podobné  $^{177}\text{Lu}$  ( $T_{1/2} = 6,65$  d,  $E_{\beta^-, \text{prům}} = 134$  keV), které již má využití v klinické praxi. Oproti  $^{177}\text{Lu}$  má  $^{47}\text{Sc}$  kratší poločas a je vhodné pro značení nízkomolekulárních ligandů na bázi peptidů, vzhledem k jejich rychlé farmakokinetice. Skupiny švýcarských vědců uskutečnila experimenty srovnávající terapeutický účinek  $^{47}\text{Sc}$ -DOTA-folát s  $^{177}\text{Lu}$ -DOTA-folát a  $^{90}\text{Y}$ -DOTA-folát, kdy výsledkem je, že inhibice růstu tumoru u laboratorních myší byla při absorbované dávce cca 21 Gy srovnatelná pro všechny zmíněné radionuklidy [49] – [53].

V nukleární medicíně lze pro diagnostiku a terapii využít radionuklidy značené nanočástice s magnetickými vlastnostmi (MNPs), jejichž hlavním benefitem je cílení do požadovaného místa pomocí vnějšího magnetického pole. Nedávná polská studie se zabývala značením MNPs typu SPION (superparamagnetic iron oxide nanoparticles) právě teranostickou dvojicí radionuklidů  $^{44}\text{Sc}$  a  $^{47}\text{Sc}$ . Pro cílení na mCRPC byla do SPIONů inkorporována molekula PSMA-617 s chelátorem DOTA pro komplexaci radionuklidů skandia. Pro léčbu velmi rezistentního mCRPC se doporučuje užití kombinace metod; v tomto případě byla studována radioterapie a magnetická hypertermie. Radioterapii splňuje  $\beta^-$  záření emitované ze  $^{47}\text{Sc}$  a magnetická hypertermie vzniká rychlými oscilacemi SPIONů ve vnějším střídavém magnetickém poli, což má za důsledek lokální zvýšení teploty nádoru, a i znásobení terapeutického účinku. Kumulaci SPION v tkáni lze sledovat pomocí funkční magnetické rezonance nebo pomocí PET díky  $^{44}\text{Sc}$ . Zároveň kvůli superparamagnetickému

chování lze tyto částice cílit a udržovat pouze v požadované nádorové tkáni pomocí vnějšího magnetického pole [54].

#### **2.4.11 Skandium-48**

Skandium-48 je  $\beta^-$  zářič, který se s poločasem 43,71 h přeměňuje na stabilní  $^{48}\text{Ti}$ . Maximální energie  $\beta^-$  záření je 480 keV (9,88 %) a 656 keV (90,12 %) a střední energie  $\beta^-$  částic je 220,5 keV. Přeměnu doprovází několik gama linek, z nichž tři nejintenzivnější jsou: 983,526 keV (100 %), 1037,522 keV (97,5 %) a 1312,12 keV (100 %). Zatím nebylo nalezeno praktické využití pro tento radionuklid [10].

### 3 Experimentální část

Následující kapitoly jsou věnovány vlastnímu provedení experimentu, metodice ozařování a přípravě terče. Jsou zmíněny rovnice a vztahy, které byly použity pro výpočet účinných průřezů, a tedy pro stanovení excitačních funkcí reakcí  $^{nat}\text{Mo}(\alpha, x)$ . Konkrétně v rámci této experimentální práce byly stanoveny excitační funkce reakcí vedoucích na radionuklidy  $^{94}\text{Ru}$ ,  $^{95}\text{Ru}$ ,  $^{97}\text{Ru}$ ,  $^{103}\text{Ru}$  a  $^{96}\text{Nb}$ , a to pro  $\alpha$  částice s energií do 36,6 MeV.

Dále byla změřena monitorovací funkce  $^{nat}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$  a další excitační funkce radionuklidů vznikajících na  $^{nat}\text{Ti}$  reakcí  $(\alpha, x)$ . Těmito radionuklidy jsou  $^{48}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$ ,  $^{46}\text{Sc}$ ,  $^{47}\text{Sc}$  a  $^{48}\text{Sc}$ .

Experimentální část diplomové práce také zahrnuje výpočty výtěžků jednotlivých radionuklidů v tlustém terči, které vychází ze změřených excitačních funkcí.

#### 3.1 Modelace terče, terčová technika

Pro experimentální stanovení excitačních funkcí reakcí  $^{nat}\text{Mo}(\alpha, x)$  bylo užito tzv. *stacked foil technique*, neboli metody sendvičového terče. Celkem byly provedeny ozařování dvou sendvičových terčů, a to v rozmezí energií  $\alpha$  částic 14 – 37,5 MeV a 13,6 – 30,5 MeV. Do terčového držáku byly na sebe naskládány fólie z přírodního Mo (Goodfellow, Velká Británie) o tloušťce 10,97  $\mu\text{m}$  v případě prvního experimentu, resp. o tloušťce 9,66  $\mu\text{m}$  ve druhém experimentu (tloušťka určena z průměru a hmotnosti fólie). Molybdenové fólie byly proloženy monitorovacími fóliemi z Ti (Alfa Aesar, USA) o tloušťce 11,63  $\mu\text{m}$ . Titanové fólie byly v terči kvůli monitoringu energie a proudu svazku aktivujících částic. Monitorovací reakce  $^{nat}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$  je součástí databáze IAEA doporučených účinných průřezů [6]. Celkem bylo v prvním sendvičovém terči použito 10 Mo fólií a 11 Ti fólií, kdy sendvič začínal i končil fólií z Ti. Druhý sendvič byl sestaven ze 7 Mo fólií a 8 Ti fólií. Poslední fólií byl tzv. *beam stop*, který zajišťuje úplné zabrzdění svazku a je z Ag folie o tloušťce 0,25 mm. Tloušťka a pozice jednotlivých folií se volí v závislosti na energetické ztrátě svazku částic tak, aby energetický rozestup mezi jednotlivými Mo foliemi byl ideálně 1,0–2,0 MeV. V oblastech excitační funkce, kde je očekávána prudká změna; pokles či růst, je možné proměřit více bodů, např. užitím tenčích folií. Naopak v monotónní oblasti excitační funkce lze pokles energie mezi dvěma fóliemi prodloužit vložením tzv. degradéru, který slouží pouze ke snížení energie svazku (např. Cu nebo Al fólie).

Příprava modelu terče, resp. pozic jednotlivých folií, vychází ze vstupní energie svazku a z energetických ztrát svazku, které jsou vypočítány z lineární brzdě schopnosti materiálu pro danou částici a její energii. Tyto hodnoty byly převzaty z programu SRIM [8].

Výhodou sendvičové metody je změření účinných průřezů pro několik energetických bodů v rámci jednoho ozařování terče. Jednou z nevýhod této metody je zvyšující se nejistota energie svazku ve foliích s nižší energií, tzn. nacházejících se dál od místa vstupu svazku do terče. Zmíněného rostoucího trendu nejistoty pro nižší energii si lze všimnout v Tab. 5 a Tab. 6 (sekce 4). Tuto nejistotu lze snížit kolimací svazku na vstupu do ionto-optické trasy, kdy jsou na terč vyvedeny pouze částice s velmi blízkou energií. Použitím sendvičové techniky nastává také problém při stanovení aktivity radionuklidů s krátkým poločasem ve vícero fóliích najednou. Tento problém lze alespoň částečně korigovat měřením aktivity na několika detektorech současně ihned po ozařování nebo snížením počtu folií v terči.

K zpřesnění proudu a energie svazku lze použít také monitorovacích reakcí. Excitační funkce monitorovacích reakcí by měli mít vysoké účinné průřezy, aby mohla být stanovena aktivita vznikajícího radionuklidu i při relativně krátkém ozařování. Zároveň by radionuklid vznikající monitorovací reakcí měl mít vysokou intenzitu  $\gamma$  linky známé s vysokou přesností a dostatečně dlouhý poločas, aby měření aktivity monitorovací fólie bylo proveditelné i s odstupem času. Monitorovy energie a proudu svazku protonů, deutronů,  $^3\text{He}$  a  $\alpha$  částic vyhovující zmiňovaným požadavkům uvádí Tab. 1. Hodnoty doporučených účinných průřezů těchto reakcí, vycházející ze spolehlivých experimentálních dat, zaštiťuje ve své databázi IAEA [6]. Monitorovací reakce pro daný experiment je pak volena na základě dostupnosti terčových folií a prahu dané reakce, resp. tvaru monitorovací excitační funkce v plánovaném energetickém rozsahu projektilu v experimentu.

**Tab. 1:** Doporučené monitorovací reakce pro stanovení proudu a energie těžkých nabitých částic [6].

protony	deuterony	částice ${}^3\text{He}$	částice $\alpha$
${}^{27}\text{Al}(\text{p},\text{x}){}^{22}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}(\text{d},\text{x}){}^{22}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}({}^3\text{He},\text{x}){}^{22}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}(\alpha,\text{x}){}^{22}\text{Na}$
${}^{27}\text{Al}(\text{p},\text{x}){}^{24}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}(\text{d},\text{x}){}^{24}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}({}^3\text{He},\text{x}){}^{24}\text{Na}$	${}^{27}\text{Al}(\alpha,\text{x}){}^{24}\text{Na}$
${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\text{p},\text{x}){}^{48}\text{V}$	${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\text{d},\text{x}){}^{48}\text{V}$	${}^{\text{nat}}\text{Ti}({}^3\text{He},\text{x}){}^{48}\text{V}$	${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha,\text{x}){}^{51}\text{Cr}$
${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\text{p},\text{x}){}^{46}\text{Sc}$	${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\text{d},\text{x}){}^{46}\text{Sc}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}({}^3\text{He},\text{x}){}^{66}\text{Ga}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha,\text{x}){}^{66}\text{Ga}$
${}^{\text{nat}}\text{Ni}(\text{p},\text{x}){}^{57}\text{Ni}$	${}^{\text{nat}}\text{Fe}(\text{d},\text{x}){}^{56}\text{Co}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}({}^3\text{He},\text{x}){}^{63}\text{Zn}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha,\text{x}){}^{67}\text{Ga}$
${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{p},\text{x}){}^{62}\text{Zn}$	${}^{\text{nat}}\text{Ni}(\text{d},\text{x}){}^{61}\text{Cu}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}({}^3\text{He},\text{x}){}^{65}\text{Zn}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha,\text{x}){}^{65}\text{Zn}$
${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{p},\text{x}){}^{63}\text{Zn}$	${}^{\text{nat}}\text{Ni}(\text{d},\text{x}){}^{56}\text{Co}$		
${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{p},\text{x}){}^{65}\text{Zn}$	${}^{\text{nat}}\text{Ni}(\text{d},\text{x}){}^{58}\text{Co}$		
${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{p},\text{x}){}^{56}\text{Co}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{d},\text{x}){}^{62}\text{Zn}$		
${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{p},\text{x}){}^{58}\text{Co}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{d},\text{x}){}^{63}\text{Zn}$		
${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\text{p},\text{x}){}^{96\text{m}+\text{g}}\text{Tc}$	${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\text{d},\text{x}){}^{65}\text{Zn}$		

První sendvičový terč byl ozařován na cyklotronu U-120M (Ústav jaderné fyziky AV ČR Řež) svazkem  $\alpha$  částic po dobu 1,5 h. Průměrná hodnota proudu svazku částic byla 0,420  $\mu\text{A}$  a energie na vstupu svazku do terče byla 37,8 MeV. Druhý terč byl ozařován po dobu 1 h s průměrnou hodnotou proudu svazku částic 0,740  $\mu\text{A}$ . Energie na vstupu svazku do druhého terče byla 30,9 MeV.

Stanovení hodnoty energie svazku na vstupu do terče cyklotronu U-120M vychází z přesného měření poloměru orbity svazku z jeho vývodu. Střední energie je posléze stanovena výpočtem ze specifického matematického modelu cyklotronu U-120M [9]. Hodnota proudu je určena absolutním měřením přeneseného náboje na elektricky izolovaný terč. Ideální hodnota proudu pro měření excitačních funkcí by měla být natolik nízká, aby nedošlo k tepelnému poškození terče nebo dokonce jeho natavení. Zároveň by ale hodnota proudu měla být dostatečně vysoká, aby bylo proveditelné měření aktivity vzniklých radionuklidů, především těch dlouhodobějších. Uvedeným kritériím většinou odpovídá interval proudu 0,1 – 1  $\mu\text{A}$ , kdy v tomto rozmezí je proud stabilní a stanovení jeho hodnoty na cyklotronu je spjato s relativně malou nejistotou (hlavně pro protony).

## 3.2 Měření aktivity

Po ukončení ozařování byl sendvičový terč vyjmut z terčového držáku, jednotlivé Mo a Ti fólie byly rozebrány a jednotlivě vloženy do uzavíratelných PE sáčků. Takto připravené vzorky byly měřeny na polovodičových HPGe detektorech (GEM40P4-83-SMP, Ortec; GC2019 Canberra), které byly zkalibrovány na energii a účinnost detekce záření gama  $\eta$  pomocí bodových etalonů  $\gamma$  zářičů. Etalony jsou vybírány tak, aby byla přesně známa energie a intenzita emitovaných linek záření  $\gamma$ . V případě kalibrace HPGe detektorů, na kterých bylo měřeno, bylo použito etalonů typu EG 3:  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  a  $^{152}\text{Eu}$ . Zmíněné etalony, které jsou vyrobeny Českým metrologickým institutem (Inspektorát pro ionizující záření), spolehlivě pokrývají interval energie záření  $\gamma$  v rozsahu 26–1408 keV.

Všechny fólie byly po ozařování měřeny několikrát s vhodným časovým rozestupem a v různých geometriích tak, aby byly dostatečně spolehlivě změřeny aktivity radionuklidů s lišícími se poločasy přeměny. První měření fólií proběhlo přibližně s půl hodinovou prodlevou od ukončení ozařování, následující bylo v stejný den s odstupem 2–7 h od ozařování, dále bylo měřeno druhý den, čtvrté měření proběhlo přibližně po týdnu a poslední zhruba po třech týdnech od uplynutí ozařování. V pořadí 5. měření bylo provedeno pro detekci radionuklidu  $^{97\text{m}}\text{Tc}$  ( $T_{1/2} = 91,0$  d), který nakonec zaznamenán nebyl. Časové periody od ukončení ozařování po zahájení měření molybdenových fólií a radionuklidy, které byly z jednotlivých měření vyhodnoceny, uvádí Tab. 2. Vzorky byly měřeny v geometriích 1000, 600, 400 a 200 mm. Naměřena spektra byla vyhodnocena v programu DEIMOS32 [12].

**Tab. 2:** Periody chladnutí molybdenových fólií před jejich měřením a z nich vyhodnocené radionuklidy.

Číslo měření	Doba chladnutí	Vyhodnocené radionuklidy
1.	0,3 – 1,7 h	$^{94}\text{Ru}$
2.	1,9 – 6,8 h	$^{95}\text{Ru}$
3.	19 – 33,5 h	$^{97}\text{Ru}$ a $^{96}\text{Nb}$
4.	6,3 – 20 d	$^{103}\text{Ru}$
5.	18 – 29 d	

Jaderné údaje radionuklidů, jejichž excitační funkce byly zkoumány, uvádí Tab. 3 a Tab. 4. Poločasy přeměny radionuklidů  $T_{1/2}$ , hodnoty energie  $E_\gamma$  a intenzity příslušných  $\gamma$  linek byly převzaty z databáze NuDat 3.0 [10]. Tab. 3 a Tab. 4 dále uvádí jaderné reakce



vedoucí na příslušné radionuklidy. Hodnoty  $Q$  a prahová energie  $E_{thr}$  byly vypočítány pomocí online  $Q$ -value Calculator [11].

**Tab. 3:** Jaderné údaje zkoumaných radionuklidů a reakce jejich vzniku ozařováním  $^{nat}\text{Mo}$  terče. Energie a intenzity gama linek použitých pro vyhodnocení jsou označeny tučně.

Nejistoty poločasu, energie a intenzity gama linek jsou uvedeny kurzívou.

RN	Poločas	Typ přeměny (%)	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	Reakce	Hodnota $Q$ (MeV)	$E_{thr}$ (MeV)
Ruthenium							
$^{94}\text{Ru}$	51.8 min <i>6</i>	EC (100)	<b>367.2 5</b>	<b>75 8</b>	$^{92}\text{Mo}(\alpha,2n)$ $^{94}\text{Mo}(\alpha,4n)$	-17.943 -35.691	18.588 36.941
			525 <i>1</i>	1.80 <i>23</i>			
			891.2 <i>5</i>	25 <i>5</i>			
			290.3 <i>10</i>	3.68 <i>10</i>			
$^{95}\text{Ru}$	1.643 h <i>13</i>	EC (86), $\beta^+$ (14)	<b>336.40 10</b>	<b>69.9 5</b>	$^{92}\text{Mo}(\alpha,n)$ $^{94}\text{Mo}(\alpha,3n)$ $^{95}\text{Mo}(\alpha,4n)$	-8.997 -26.745 -34.114	9.321 27.682 35.294
			626.83 <i>10</i>	17.8 <i>5</i>			
			806.28 <i>10</i>	4.04 <i>17</i>			
			1096.80 <i>10</i>	20.9 <i>10</i>			
			1178.7 <i>2</i>	5.13 <i>25</i>			
$^{97}\text{Ru}$	2.83 d <i>23</i>	EC (100)	<b>215.70 3</b>	<b>85.62</b>	$^{94}\text{Mo}(\alpha,n)$ $^{95}\text{Mo}(\alpha,2n)$ $^{96}\text{Mo}(\alpha,3n)$ $^{97}\text{Mo}(\alpha,4n)$	-7.940 -15.309 -24.463 -31.284	8.218 15.838 25.299 32.339
			324.49 <i>4</i>	10.79 <i>17</i>			
			569.29 <i>4</i>	0.873 <i>17</i>			
$^{103}\text{Ru}$	39.247 d <i>13</i>	$\beta^-$ (100)	<b>497.085 10</b>	<b>91.0 12</b>	$^{100}\text{Mo}(\alpha,n)$	-4.572	4.721
			610.333 <i>10</i>	5.76 <i>6</i>			
Niobium							
$^{96}\text{Nb}$	23.35 h <i>5</i>	$\beta^-$ (100)	241.377 <i>15</i>	3.5 <i>4</i>	$^{95}\text{Mo}(\alpha,3p)$ $^{96}\text{Mo}(\alpha,3pn)$ $^{97}\text{Mo}(\alpha,3p2n)$	-21.551 -30.705 -37.527	22.296 31.754 38.792
			<b>460.040 12</b>	<b>26.62 19</b>			
			480.705 <i>17</i>	5.84 <i>5</i>			
			568.871 <i>12</i>	58.0 <i>3</i>			
			719.562 <i>17</i>	6.85 <i>9</i>			
			778.224 <i>15</i>	96.45 <i>22</i>			
			810.330 <i>15</i>	11.09 <i>10</i>			
			849.929 <i>13</i>	20.45 <i>19</i>			
			1091.349 <i>12</i>	48.5 <i>15</i>			
			1200.231 <i>13</i>	19.97 <i>10</i>			

**Tab. 4:** Jaderné údaje zkoumaných radionuklidů a reakce jejich vzniku ozařováním  $^{nat}\text{Ti}$  terče. Energie a intenzity gama linek použitých pro vyhodnocení jsou označeny tučně. Nejistoty poločasu, energie a intenzity gama linek jsou uvedeny kurzívou.

RN	Poločas	Typ přeměny (%)	$E_\gamma$ (keV)	$I_\gamma$ (%)	Reakce	Hodnota $Q$ (MeV)	$E_{thr}$ (MeV)
Chromium							
$^{48}\text{Cr}$	21.58 h 3	EC (98.53), $\beta^+$ (1.47)	112.31 8	96.0 20	$^{46}\text{Ti}(\alpha,2n)$	-15.025	16.220
			<b>308.24 6</b>	<b>100.0 20</b>	$^{47}\text{Ti}(\alpha,3n)$	-23.905	25.763
					$^{48}\text{Ti}(\alpha,4n)$	-35.532	38.230
$^{51}\text{Cr}$	27.704 d 24	EC (100)	<b>320.0824 4</b>	<b>9.910 1</b>	$^{47}\text{Ti}(\alpha,\gamma)$	8.938	0
					$^{48}\text{Ti}(\alpha,n)$	-2.688	2.892
					$^{49}\text{Ti}(\alpha,2n)$	-10.831	11.634
					$^{50}\text{Ti}(\alpha,3n)$	-21.770	23.350
Vanadium							
$^{48}\text{V}$	15.9735 d 25	$\beta^+$ (50.4), EC (49.6)	<b>944.129 6</b>	<b>7.870 7</b>			
			983.525 4	99.98 4	$^{46}\text{Ti}(\alpha,pn)$	-12.586	13.587
			1312.105 6	98.2 3	$^{47}\text{Ti}(\alpha,p2n)$	-21.466	23.134
			2240.396 10	2.333 13	$^{48}\text{Ti}(\alpha,p3n)$	-33.093	35.606
Scandium							
$^{46g}\text{Sc}$	83.79 d 4	$\beta^-$ (100)	889.277 3	99.9840 10	$^{46}\text{Ti}(\alpha,3pn)$	-29.879	32.257
			<b>1120.545 4</b>	<b>99.9870 10</b>			
$^{47}\text{Sc}$	3.3492 d 6	$\beta^-$ (100)	<b>159.381 15</b>	<b>68.3 4</b>	$^{46}\text{Ti}(\alpha,3p)$	-19.233	20.764
					$^{47}\text{Ti}(\alpha,3pn)$	-28.114	30.299
$^{48}\text{Sc}$	43.71 h 9	$\beta^-$ (100)	175.361 5	7.47 18			
			983.562 12	100			
			<b>1037.522 12</b>	<b>97.5 20</b>	$^{47}\text{Ti}(\alpha,3p)$	-19.876	21.420
			1212.880 12	2.38 6	$^{48}\text{Ti}(\alpha,3pn)$	-31.502	33.894
			1312.12 12	100			

### 3.3 Výpočet účinných průřezů reakcí a excitačních funkcí

Pro výpočet účinných průřezů reakcí  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{94,95,97,103}\text{Ru}, ^{96}\text{Nb}$  a  $^{nat}\text{Ti}(\alpha,x)^{48,51}\text{Cr}, ^{48}\text{V}, ^{46,47,48}\text{Sc}$  byla z naměřených a vyhodnocených  $\gamma$  spekter vypočítána aktivita radionuklidu ke konci ozařování (End Of Bombardment)  $A^{\text{EOB}}$  podle vztahu (12).

$$A^{\text{EOB}} = \frac{P_\gamma}{I_\gamma \eta t_m} \frac{\lambda t_r}{1 - e^{-\lambda t_r}} e^{\lambda t_c}, \quad (12)$$

kde  $P_\gamma$  je čistá plocha píku dané  $\gamma$  linky radionuklidu,  $\eta$  je účinnost detekce,  $I_\gamma$  je intenzita  $\gamma$  linky,  $\lambda$  je přeměnová konstanta daného radionuklidu,  $t_m$  je doba expozice, tzv. *live time*,  $t_r$  je celková doba měření (*real time*) a  $t_c$  je čas, který uplynul mezi EOB a začátkem měření

(cooling time). Linky  $\gamma$  radionuklidů  $^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Nb}$ ,  $^{48,51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$  a  $^{46,47,48}\text{Sc}$ , které byly použity pro výpočet aktivity k EOB, jsou uvedeny v Tab. 3 a Tab. 4 tučným písmem.

Z aktivity radionuklidu vypočítané k EOB podle rovnice (12) byl vypočítán účinný průřez jaderných reakcí vedoucích na tento radionuklid jako

$$\sigma = A^{\text{EOB}} \frac{Aze}{d\rho N_A(1 - e^{-\lambda t_b})} \quad (13)$$

Symbole ve výše uvedené rovnici (13) mají následující význam:  $A$  je molární hmotnost ozařovaného materiálu,  $z$  je náboj jaderné střely,  $e$  je elementární náboj elektronu ( $1,602177 \cdot 10^{-19}$  C),  $d$  je tloušťka terčové fólie,  $\rho$  je hustota terčového materiálu,  $N_A$  je Avogadrova konstanta,  $\lambda$  je přeměnová konstanta daného radionuklidu a  $t_b$  je doba ozařování (*bombardment time*).

S rovnicí výpočtu účinného průřezu se pojí statistická nejistota, která vychází ze zákona o šíření chyb. K nejistotě účinného průřezu přispívá detekční účinnost přístroje, která se pohybuje pod hodnotou 3 %; intenzita  $\gamma$  linky použité k vyhodnocení (v Tab. 3 a Tab. 4 označeno kurzívou); čistá plocha píku  $\gamma$  linky (v tomto experimentu téměř všechny nejistoty pod 2 %); tloušťka terčových fólií (max do 3 %) a proud (5–10 %), jehož nejistota je významnou částí celkové nejistoty účinného průřezu. Všechny zmíněné aspekty přispívají k celkové nejistotě lineárně, a tedy celkovou nejistotu účinného průřezu lze vypočítat jako odmocninu součtu čtverců relativních nejistot zmíněných veličin.

### 3.3.1 Porovnání excitačních funkcí s experimentálními daty

Vypočítané účinné průřezy reakcí  $^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Nb}$  a  $^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48,51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$ ,  $^{46,47,48}\text{Sc}$  byly porovnány s daty z databáze EXFOR [5]. Knihovna EXFOR obsahuje rozsáhlou kompilaci experimentálních dat od různých autorů. Jednotlivá experimentální data se mohou v závislosti na časovém období lišit, což souvisí se změnou vstupních rozpadových dat pro výpočet účinných průřezů (intenzita  $\gamma$  linky, poločas přeměny radionuklidu, izotopické složení terče). Právě z těchto důvodů uvádí databáze EXFOR většinou i data, ze kterých byly účinné průřezy počítány a současně je možné tato data dohledat i v příslušných publikacích.

### 3.3.2 Porovnání excitačních funkcí s teoretickými předpověďmi

Vypočítané účinné průřezy reakcí  $^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  $^{96}\text{Nb}$  a  $^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48,51}\text{Cr}$ ,  $^{48}\text{V}$ ,  $^{46,47,48}\text{Sc}$  vycházející z experimentálních dat byly taktéž porovnány

s predikčním kódem TALYS, který byl převzat z online databáze TENDL-2023 [13]. Knihovna TENDL obsahuje predikce účinných průřezů jaderných reakcí neutronů, protonů, deutronů, tritonů,  $^3\text{He}$  částic,  $\alpha$  částic a záření  $\gamma$ . Teoretické předpovědi jsou k dispozici pro zmíněné částice s energií až 200 MeV. Knihovna TENDL zahrnuje jaderná data pro všechny izotopy žijící déle než 1 sekundu s protonovým číslem od  $Z=1$  až do  $Z=115$ .

### 3.4 Výpočet výtěžků radionuklidů v tlustém terči

Rutinní produkce radionuklidů se provádí ozařováním tlustého terče. Za tlustý terč lze považovat terč, jehož tloušťka je dostatečná na zabrzdění svazku částic v daném energetické intervalu. Kinetická energie částic se významně mění průchodem terčem, s čímž i úzce souvisí změna hodnot účinného průřezu reakce. Účinný průřez se tak stává funkcí energie střely  $\sigma(E)$ . Tuto závislost lze získat proložení naměřené excitační funkce polynomem 4. – 6. stupně v potřebném intervalu energií, a to jako

$$\sigma(E) = \sum_{i=0}^n a_i E^i. \quad (14)$$

Pro výpočet výtěžku v tlustém terči je třeba znát lineární brzdnu schopnost materiálu pro danou částici a její energii. Tyto hodnoty, které lze získat z programu SRIM [8], je pro výpočet výtěžku dostačující nafitovat mocninnou funkcí:

$$-\frac{dE}{dx} = pE^q. \quad (15)$$

Pro výpočet saturačního výtěžku radionuklidu  $Y_{sat}$  vznikajícího ozařováním tlustého terče o tloušťce  $d$  platí vztah

$$Y_{sat} = \frac{\rho f N_A}{Aze 10^6} \int_0^d \sigma(E) dx \text{ [Bq/}\mu\text{A]}, \quad (16)$$

kdy předpokladem je doba ozařování výrazně delší než poločas vznikajícího radionuklidu  $t_{irr} \gg T_{1/2}$ . Rovnice (16) je vztažena na proud 1  $\mu\text{A}$ . V tomto vztahu lze nahradit integraci přes dráhu integrací přes energii částice využitím znalosti lineární brzdné schopnosti daného terče a střely. Integrační meze budou nabývat hodnot od vstupní energie střely  $E_{in}$  po výstupní energii střely  $E_{out}$ :

$$Y_{sat} = \frac{\rho f N_A}{Aze 10^6} \int_{E_{in}}^{E_{out}} \frac{-\sigma(E)}{(-dE/dx)} dE = \frac{\rho f N_A}{Aze 10^6} \int_{E_{out}}^{E_{in}} \frac{\sigma(E)}{(-dE/dx)} dE \text{ [Bq/}\mu\text{A]} \quad (17)$$

Po dosazení rovnic (14) a (15) nabývá vztah (17) tvar

$$Y_{sat} = \frac{\rho f N_A}{A z e 10^6} \frac{1}{p} \int_{E_{out}}^{E_{in}} \left( \sum_{i=0}^n a_i E^{i+q} \right) dE \text{ [Bq/}\mu\text{A]}, \quad (18)$$

kde koeficienty  $a_i$ ,  $p$  a  $q$  jsou koeficienty příslušící dané funkci,  $f$  je zastoupení terčového nuklidu a ostatní symboly nabývají významu jako v rovnici (13).

V případě neúplného zabrzdění střely v terči a nesnížením její energie pod práh reakce ( $E_{out} > E_{thr}$ ) platí pro hodnotu saturačního výtěžku v tlustém terči

$$Y = Y_{sat}^{in} - Y_{sat}^{out}. \quad (19)$$

Kromě saturačního výtěžku  $Y_{sat}$  je používán pro kvantifikaci výtěžku v tlustém terči také fyzikální výtěžek  $Y_{fyz}$ , kdy se jedná o aktivitu indukovanou při okamžitém dopadu jednotkového elektrického náboje svazku na terč. Fyzikální výtěžek bývá vztažen na coulomb nebo častěji na mikroampérhodinu kdy, pokud je přeměnová konstanta vznikajícího radionuklidu v jednotkách  $h^{-1}$ , platí jednoduchý vztah pro výpočet

$$Y_{fyz} = \lambda Y_{sat} \text{ [Bq/}\mu\text{Ah]}. \quad (20)$$

## 4 Výsledky a diskuze

Na následujících grafech jsou uvedeny vypočítané účinné průřezy reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{94}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{95}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{97}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{103}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{96}\text{Nb}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48}\text{Cr}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48}\text{V}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{46}\text{Sc}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{47}\text{Sc}$  a  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48}\text{Sc}$  vycházející z experimentálních dat této práce. Excitační funkce zmíněných reakcí byly změřeny v rámci dvou experimentů pro  $\alpha$  částice s energií 13,6 až 37,5 MeV. Experimentální účinné průřezy této diplomové práce byly porovnány s experimentálními daty jiných autorů převzatých z databáze EXFOR [5] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS knihovny TENDL-2023 [13]. V případě monitorovací funkce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$  byly hodnoty porovnány také s doporučenými účinnými průřezy monitorovacích reakcí IAEA [6].

Hodnoty účinných průřezů reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x)^{94,95,97,103}\text{Ru}$ ,  ${}^{96}\text{Nb}$  a včetně nejistot shrnuje Tab. 5. Hodnoty účinných průřezů monitorovací reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{51}\text{Cr}$  a reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x)^{48}\text{Cr}$ ,  ${}^{48}\text{V}$ ,  ${}^{46,47,48}\text{Sc}$  jsou uvedeny v Tab. 6. Tabulky uvádí i nejistoty energie jednotlivých fólií, kdy si lze všimnout rostoucí nejistoty pro fólie s nižší energií, tedy pro fólie nacházející se dále od vstupu svazku částic do terče.

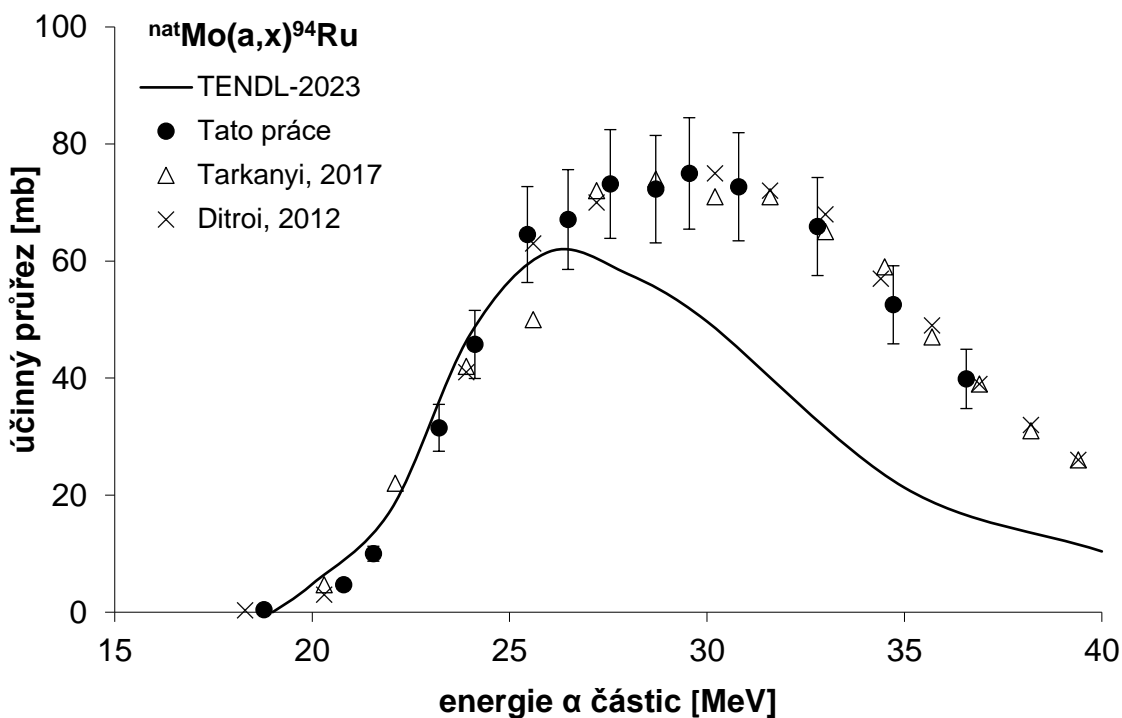
**Tab. 5:** Účinné průřezy reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x) {}^{94,95,97,103}\text{Ru}, {}^{96}\text{Nb}$ .

$E_{\alpha}$ [MeV]	$\sigma$ [mb]				
	${}^{94}\text{Ru}$	${}^{95}\text{Ru}$	${}^{97}\text{Ru}$	${}^{103}\text{Ru}$	${}^{96}\text{Nb}$
$36,57 \pm 0,02$	$39,9 \pm 5,1$	$44,3 \pm 3,1$	$211 \pm 14$	$1,20 \pm 0,11$	$1,14 \pm 0,19$
$34,72 \pm 0,05$	$52,5 \pm 6,7$	$29,0 \pm 2,0$	$207 \pm 14$	$1,49 \pm 0,13$	$0,77 \pm 0,13$
$32,80 \pm 0,08$	$65,9 \pm 8,4$	$14,4 \pm 1,0$	$204 \pm 14$	$1,62 \pm 0,12$	$0,73 \pm 0,12$
$30,80 \pm 0,11$	$72,7 \pm 9,2$	$7,85 \pm 0,58$	$198 \pm 14$	$1,87 \pm 0,14$	$0,78 \pm 0,13$
$29,55 \pm 0,02$	$75,0 \pm 9,5$	$8,52 \pm 0,59$	$198 \pm 14$	$2,20 \pm 0,17$	$0,758 \pm 0,075$
$28,70 \pm 0,15$	$72,3 \pm 9,2$	$9,35 \pm 0,66$	$195 \pm 13$	$2,18 \pm 0,16$	$0,758 \pm 0,076$
$27,55 \pm 0,05$	$73,2 \pm 9,3$	$13,28 \pm 0,92$	$197 \pm 14$	$2,36 \pm 0,18$	$0,647 \pm 0,066$
$26,48 \pm 0,19$	$67,1 \pm 8,5$	$17,6 \pm 1,2$	$190 \pm 13$	$2,39 \pm 0,18$	$0,664 \pm 0,067$
$25,45 \pm 0,09$	$64,5 \pm 8,2$	$27,0 \pm 1,9$	$195 \pm 13$	$2,81 \pm 0,20$	$0,657 \pm 0,066$
$24,12 \pm 0,24$	$45,8 \pm 5,8$	$40,0 \pm 2,8$	$184 \pm 13$	$2,94 \pm 0,22$	$0,633 \pm 0,067$
$23,21 \pm 0,13$	$31,5 \pm 4,0$	$58,8 \pm 4,1$	$186 \pm 13$	$3,35 \pm 0,24$	$0,528 \pm 0,063$
$21,55 \pm 0,30$	$10,0 \pm 1,3$	$81,7 \pm 5,7$	$171 \pm 12$	$3,77 \pm 0,28$	$0,581 \pm 0,067$
$20,80 \pm 0,17$	$4,67 \pm 0,60$	$96,0 \pm 6,6$	$163 \pm 11$	$4,43 \pm 0,32$	$0,497 \pm 0,064$
$18,78 \pm 0,37$	$0,399 \pm 0,075$	$94,8 \pm 6,6$	$118,3 \pm 8,1$	$6,13 \pm 0,44$	$0,419 \pm 0,068$
$18,18 \pm 0,23$		$89,2 \pm 6,2$	$97,9 \pm 6,7$	$7,55 \pm 0,54$	$0,307 \pm 0,050$
$15,70 \pm 0,46$		$60,1 \pm 4,2$	$48,5 \pm 3,3$	$13,07 \pm 0,92$	$0,173 \pm 0,046$
$15,25 \pm 0,31$		$50,7 \pm 3,5$	$40,8 \pm 2,8$	$15,2 \pm 1,1$	$0,148 \pm 0,035$

**Tab. 6:** Účinné průřezy reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, \text{x}){}^{48,51}\text{Cr}, {}^{48}\text{V}, {}^{46,47,48}\text{Sc}$ .

$E_{\alpha}$ [MeV]	$\sigma$ [mb]						
	${}^{48}\text{Cr}$	${}^{51}\text{Cr}$	${}^{48}\text{V}$	${}^{46}\text{Sc}$	${}^{47}\text{Sc}$	${}^{48}\text{Sc}$	${}^{48}\text{Sc}$
37,47 ± 0,01	2,14 ± 0,15	58,0 ± 4,1	61,1 ± 4,4	5,63 ± 0,40	13,38 ± 0,92	0,203 ± 0,017	0,203 ± 0,017
35,66 ± 0,03	2,43 ± 0,18	58,7 ± 4,1	62,6 ± 4,5	3,54 ± 0,26	11,30 ± 0,78	0,158 ± 0,014	0,158 ± 0,014
33,78 ± 0,07	2,75 ± 0,20	62,7 ± 4,4	63,6 ± 4,5	2,67 ± 0,20	8,79 ± 0,61	0,131 ± 0,013	0,131 ± 0,013
31,82 ± 0,09	3,00 ± 0,22	65,3 ± 4,6	66,1 ± 4,7	2,26 ± 0,18	6,35 ± 0,44	0,086 ± 0,010	0,086 ± 0,010
30,52 ± 0,01	3,26 ± 0,24	67,8 ± 4,7	67,2 ± 4,7	1,90 ± 0,17	5,35 ± 0,37	0,0764 ± 0,0095	0,0764 ± 0,0095
29,77 ± 0,13	2,92 ± 0,21	68,6 ± 4,8	66,0 ± 4,7	2,02 ± 0,15	4,16 ± 0,29	0,070 ± 0,010	0,070 ± 0,010
28,57 ± 0,04	2,99 ± 0,22	74,8 ± 5,2	68,1 ± 4,8	1,50 ± 0,16	3,32 ± 0,23	0,0443 ± 0,0092	0,0443 ± 0,0092
27,61 ± 0,17	2,50 ± 0,18	78,7 ± 5,5	65,7 ± 4,7	1,59 ± 0,13	2,29 ± 0,16	0,0394 ± 0,0080	0,0394 ± 0,0080
26,52 ± 0,07	2,38 ± 0,17	86,6 ± 6,1	65,3 ± 4,6	1,15 ± 0,14	1,63 ± 0,11	0,0334 ± 0,0066	0,0334 ± 0,0066
25,33 ± 0,21	1,92 ± 0,14	98,5 ± 6,8	63,2 ± 4,5	1,15 ± 0,10	0,921 ± 0,066	0,0183 ± 0,0070	0,0183 ± 0,0070
24,35 ± 0,11	1,81 ± 0,13	112,8 ± 7,9	61,1 ± 4,4	0,97 ± 0,14	0,554 ± 0,040	0,0137 ± 0,0047	0,0137 ± 0,0047
22,86 ± 0,27	1,44 ± 0,10	139,0 ± 9,6	53,9 ± 3,9	0,748 ± 0,069	0,204 ± 0,019		
22,03 ± 0,15	1,31 ± 0,10	169 ± 12	48,8 ± 3,7		0,064 ± 0,012		
20,20 ± 0,33	0,860 ± 0,065	235 ± 16	36,8 ± 2,8	0,487 ± 0,065			
19,53 ± 0,20	0,686 ± 0,052	285 ± 20	28,5 ± 2,3				
17,29 ± 0,41	0,087 ± 0,010	449 ± 31	9,9 ± 1,3	0,458 ± 0,089			
16,77 ± 0,27	0,0164 ± 0,0056	518 ± 36	4,64 ± 0,61				
14,03 ± 0,52		582 ± 40			0,0090 ± 0,0036		
13,66 ± 0,36		577 ± 40			0,0054 ± 0,0023		

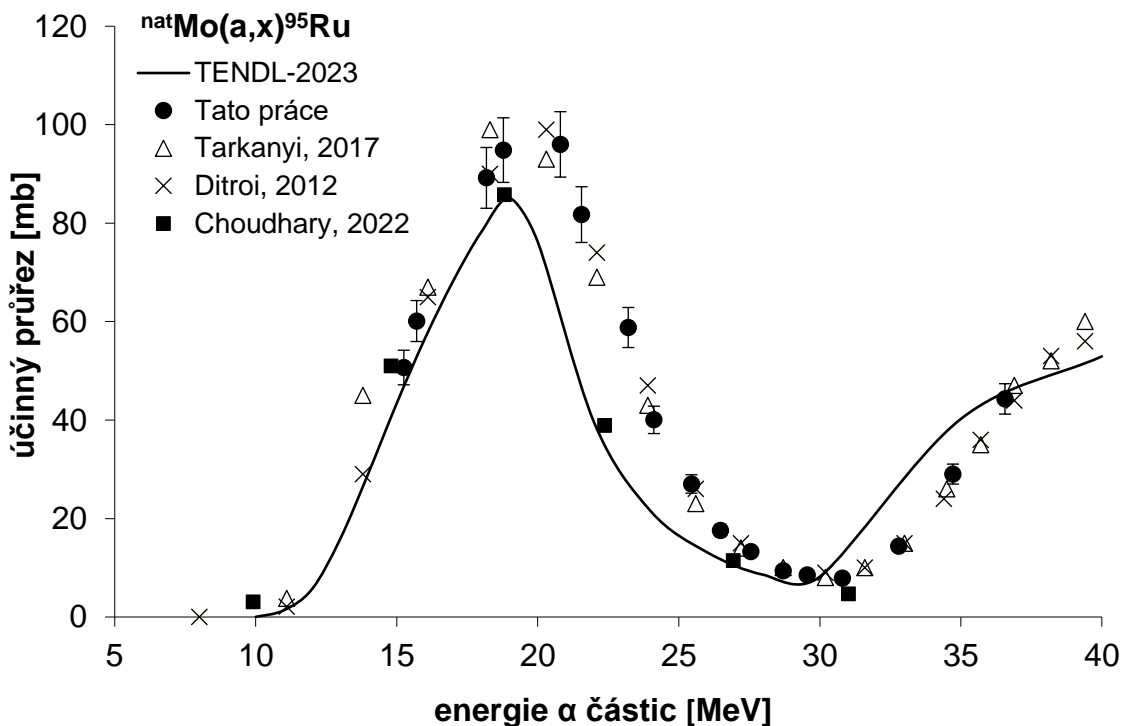




**Obr. 2:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{94}\text{Ru}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [14], [15] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Na Obr. 2 je změřená excitační funkce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{94}\text{Ru}$ , která vychází z dat uvedených v Tab. 5. Pro výpočet aktivity k EOB byla použita  $\gamma$  linka 367,2 keV s intenzitou 75 %. Lze si všimnout, že naměřené hodnoty účinných průřezů velmi spolehlivě kopírují trend s porovnávanými experimentálními daty [14] a [15]. V porovnání s teoretickou předpovědí TENDL-2023 [13] lze zaznamenat posunuté maximum, které je pro teoretický kód asi o 2,5 MeV dříve a současně po tomto maximu je klesající trend strmější než v případě experimentů. Změřená excitační funkce nabývá maximálního účinného průřezu 75 mb pro  $\alpha$  částice s energií 29,55 MeV. Maximum teoretické předpovědi je přibližně o 20 mb nižší, a to 61,5 mb pro energii 26 MeV.

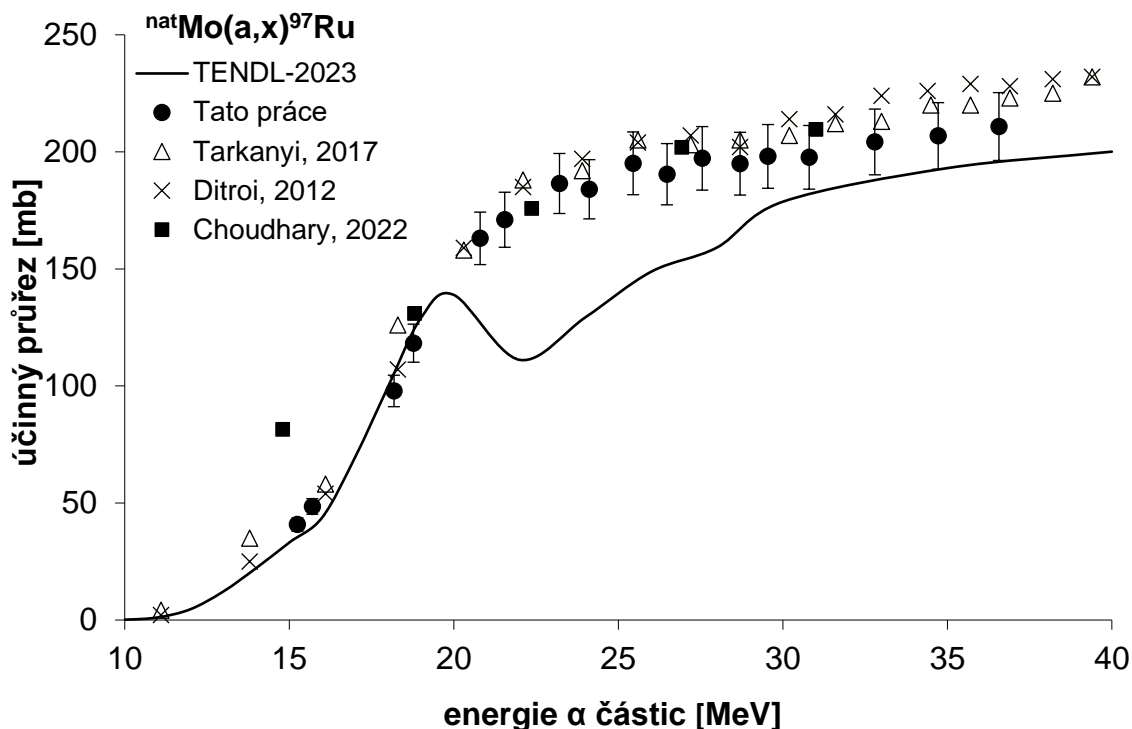
Další radionuklid, který vzniká aktivací  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}$  částicemi  $\alpha$  je  ${}^{95}\text{Ru}$ . Jeho změřená excitační funkce je uvedena na Obr. 3.



**Obr. 3:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{95}\text{Ru}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [14], [15], [16] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

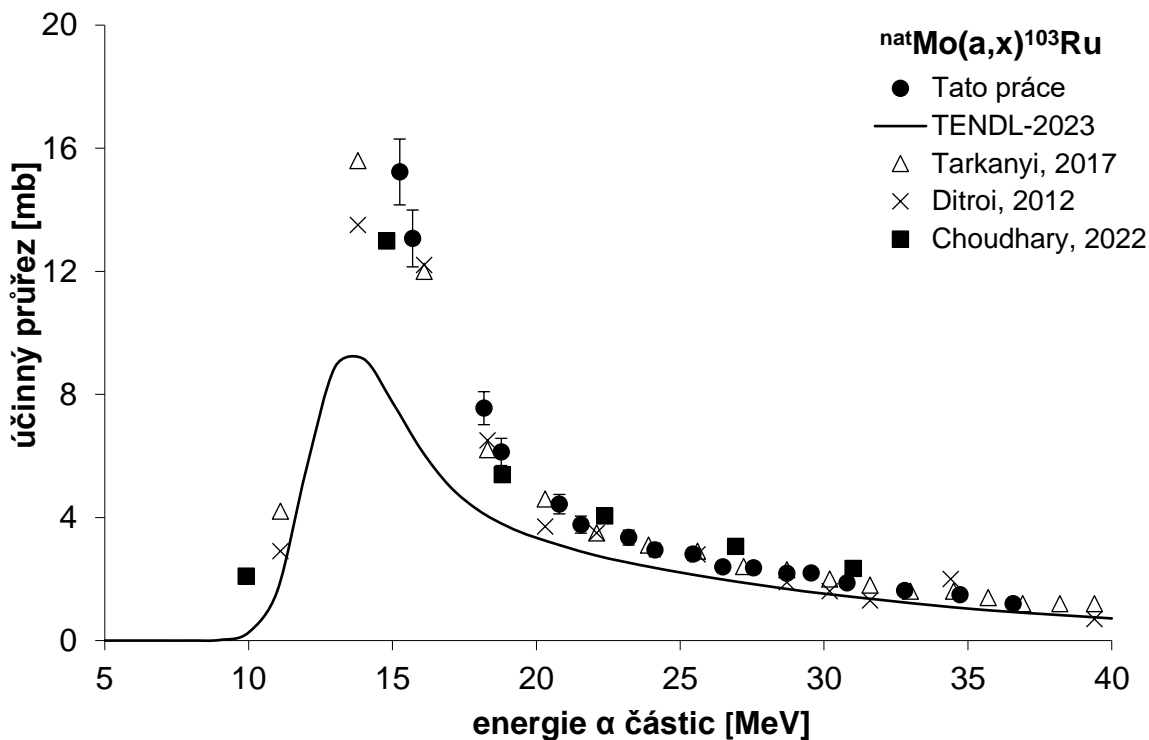
Vznik  ${}^{95}\text{Ru}$  je dán reakcemi  ${}^{92,94,95}\text{Mo}(\alpha, xn)$  s nejnižší prahovou energií 9,3 MeV. Aktivita  ${}^{95}\text{Ru}$  byla vyhodnocena podle  $\gamma$  linky s energií 336,4 keV (69,9 %). Stejně jako v předchozím případě se i nyní shoduje trend změřené excitační funkce s porovnávanými experimenty, především s [14] a [15], a tentokrát lze vidět i lepší shodu s teoretickým kódem TALYS. Tato excitační funkce vykazuje na změřeném intervalu maximum 96 mb pro energii  $\alpha$  částic 20,8 MeV. Po tomto maximu následuje pokles a při energii 30 MeV si lze všimnout lokálního minima 8 mb. Poté opět s rostoucí energií střely roste účinný průřez. Maximum teoretického kódu je o 10 mb nižší (85,8 mb).

Vzhledem k využití v nukleární medicíně významným radionuklidem vznikajícím  $\alpha$  aktivací  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}$  je  ${}^{97}\text{Ru}$ . Excitační funkce reakcí vedoucí na tento radionuklid uvádí Obr. 4.



**Obr. 4:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{97}\text{Ru}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [14], [15], [16] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Nejnižší prahová energie reakce vedoucí na  ${}^{97}\text{Ru}$  je 8,2 MeV. Aktivita tohoto radionuklidu byla vyhodnocena pomocí  $\gamma$  linky s energií 215,7 keV o intenzitě 85,62 %. Velmi dobrou shodu s ostatními experimenty [14], [15] a [16] vykazuje změřená excitační funkce do energie cca 30 MeV, pro vyšší hodnoty energií jsou účinné průřezy toho experimentu přibližně o 20 mb vyšší. Trend excitační funkce reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{97}\text{Ru}$  je rostoucí; do 20 MeV je nárůst hodnot celkem rychlý, poté následuje pozvolný nárůst účinných průřezů reakce až do hodnoty 211 mb pro energii 36,57 MeV. Predikční kód knihovny TENDL-2023 vykazuje při energii 22 MeV skok tvořící na křivce lokální minimum, nicméně tuto změnu jak tato práce, tak ani ostatní experimenty nezaznamenaly.

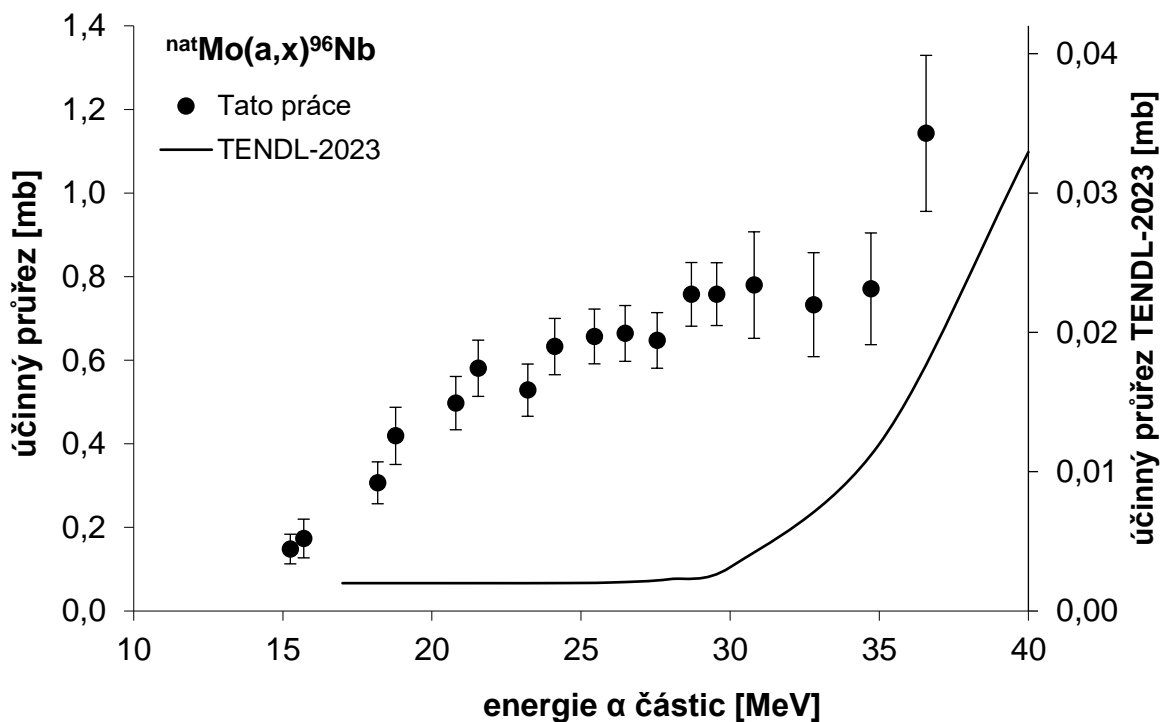


**Obr. 5:** Experimentální účinný průřez reakce  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{103}\text{Ru}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [14], [15], [16] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Posledním vyhodnoceným izotopem ruthenia v této práci je  $^{103}\text{Ru}$ . Excitační funkce byla vyhodnocena dle  $\gamma$  linky 497,09 keV s intenzitou 91 %. Ruthenium-103 vzniká reakcí  $^{100}\text{Mo}(\alpha,n)$ , jejíž prahová energie je 4,7 MeV.

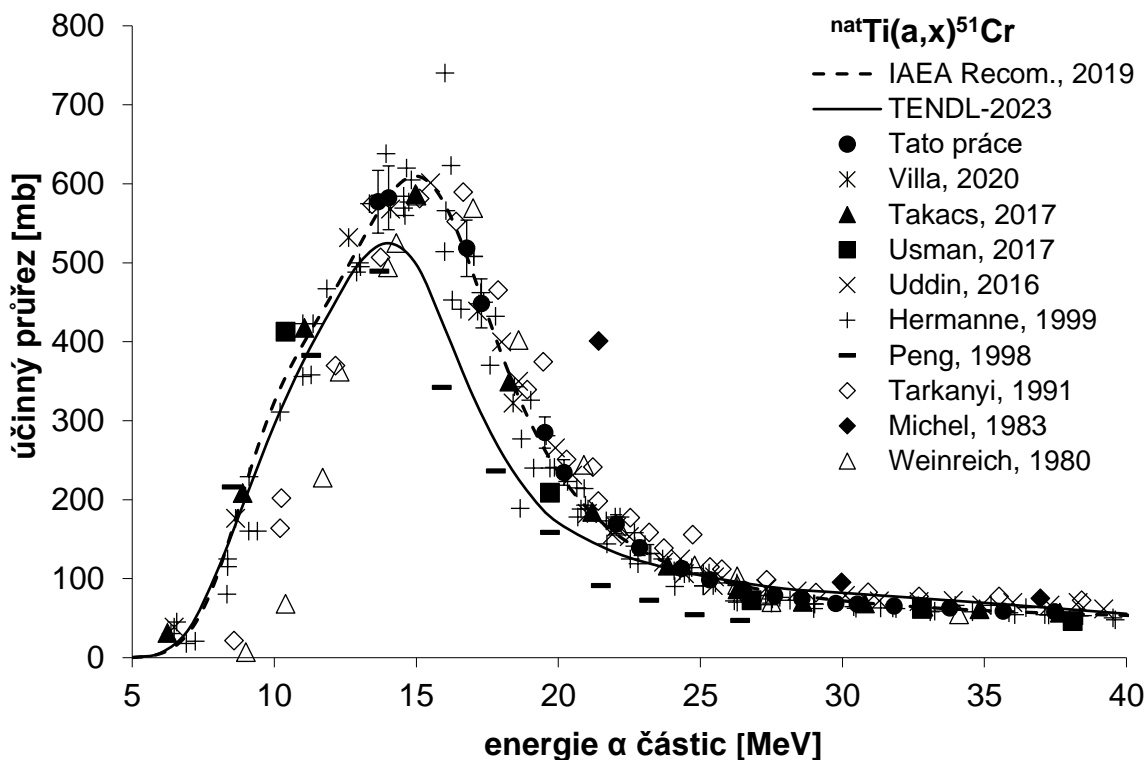
Pro energii  $\alpha$  částic 15,25 MeV byl naměřen maximální účinný průřez, jehož hodnota činí 15,2 mb. Za tímto maximem hodnoty naměřených účinných průřezů reakce klesají exponenciálním trendem a velmi dobře kopírují hodnoty ostatních experimentálních prací [14], [15] a [16]. Tvar teoretické křivky je sice obdobný, ale hodnota teoretického maxima je asi o 6 mb nižší – jen 9,15 mb.

Jediným zaznamenaným izotopem niobu, který vzniká reakcemi  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)$ , je  $^{96}\text{Nb}$  a jeho excitační funkce je na Obr. 6.



**Obr. 6:** Experimentální účinný průřez reakce  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{96}\text{Nb}$  v porovnání s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

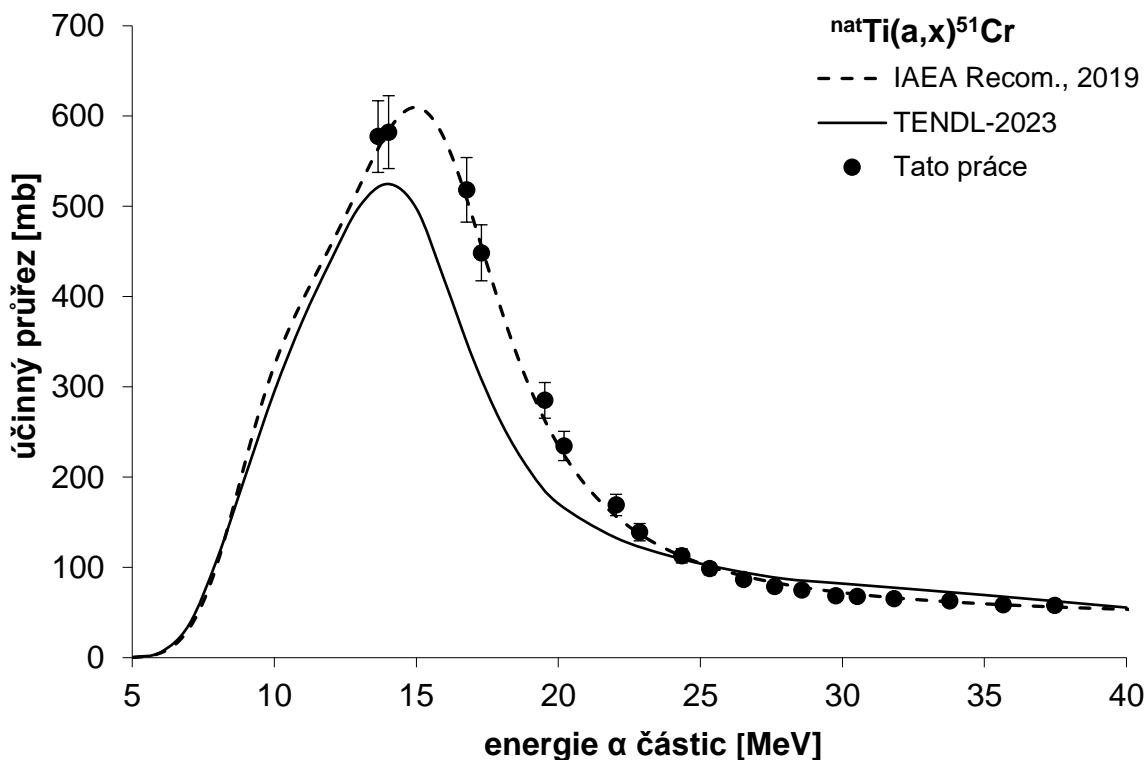
Excitační funkce  $^{nat}\text{Mo}(\alpha,x)^{96}\text{Nb}$  byla vyhodnocena měřením  $\gamma$  linky 460,04 keV o intenzitě 26,62 %. Tato excitační funkce byla porovnána pouze s teoretickou předpovědí TALYS, protože nebyla nalezena žádná experimentální data jiných autorů. Excitační funkce má rostoucí průběh s naměřeným maximem 1,14 mb pro energii 36,57 MeV. Naměřené hodnoty se s teoretickým kódem liší o více jak dva řády, nicméně tento veliký rozdíl není u složitých reakcí jako je tato nic neobvyklého. Niob-96 vzniká ozařováním přírodního molybdenu  $\alpha$  částicemi za emise 3 protonů a několika neutronů a v případě emise takového počtu částic často už teoretické kódy selhávají, jak je vidět i na tomto grafu.



**Obr. 7:** Experimentální účinný průřez monitorovací reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [17] – [26], s doporučenými účinnými průřezy monitorovacích reakcí IAEA [6] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

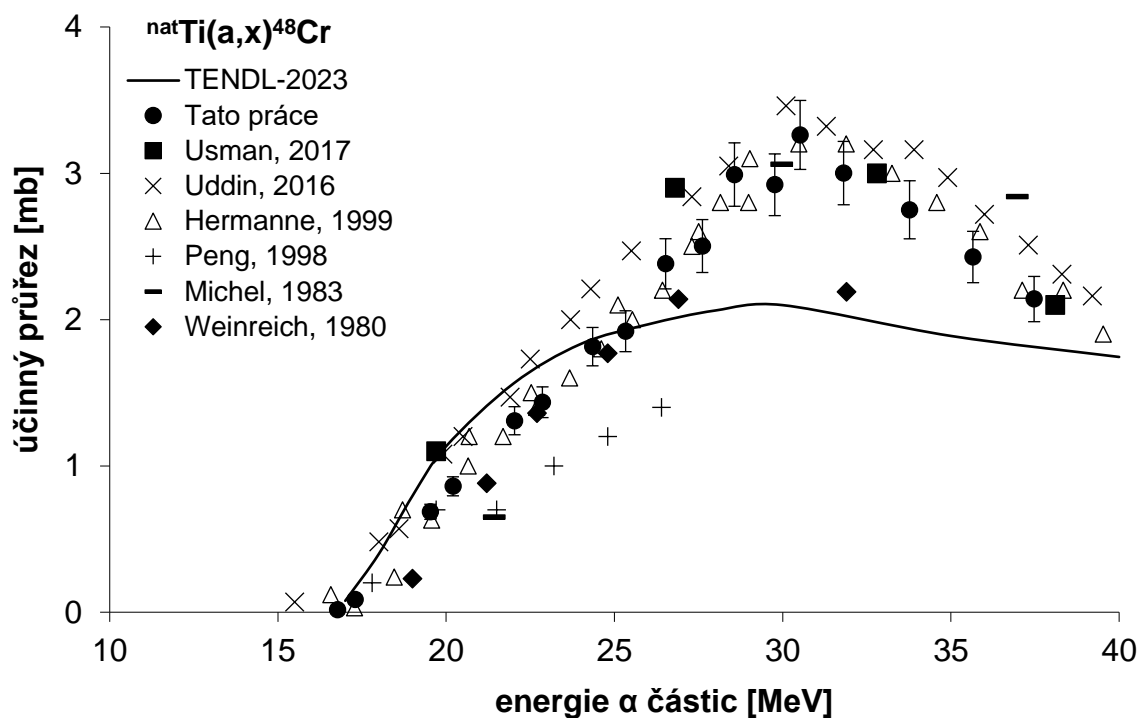
Graf na Obr. 7 srovnává změřenou excitační funkci  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  s dostupnými experimentálními daty dalších autorů [17] – [26], dále s teoretickým kódem TALYS a s doporučenými účinnými průřezy monitorovacích reakcí IAEA [6]. Tato reakce je jednou z doporučených monitorovacích reakcí pro stanovení proudu a energie těžkých nabitých částic a k těmto účelům byla v rámci experimentů této práce i využita. Jinými monitorovacími reakcemi pro  $\alpha$  částice jsou např. reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Cu}(\alpha, x){}^{66,67}\text{Ga}$ . Další monitorované reakce nejen pro  $\alpha$  částice uvádí Tab. 1.

Excitační funkce reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  byla vyhodnocena dle jediné  $\gamma$  linky  ${}^{51}\text{Cr}$  o energii 320,08 keV a intenzitě 9,91 %. Na této excitační funkci lze vidět v celém intervalu změřených energií velmi dobrou shodu s většinou experimentů ostatních autorů. Excitační funkce má dle doporučených účinných průřezů maximum okolo 15 MeV, a to necelých 610 mb.



**Obr. 8:** Experimentální účinný průřez monitorovací reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  v porovnání s doporučenými účinnými průřezy monitorovacích reakcí IAEA [6] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

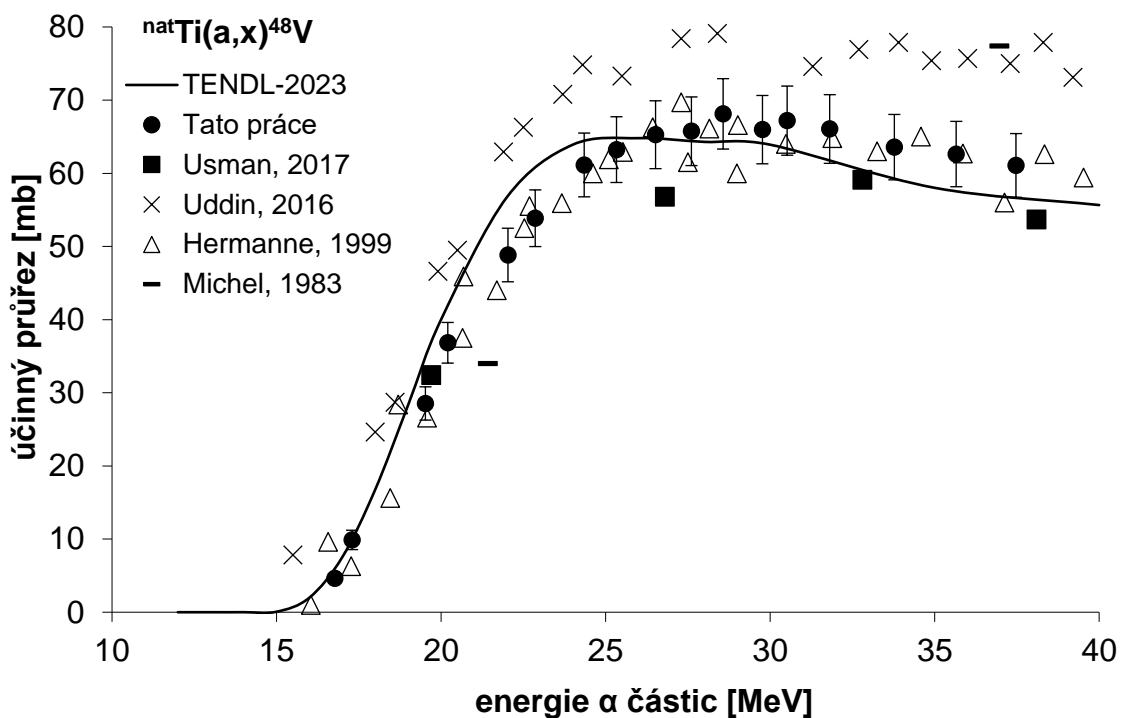
Pro lepší přehled je vyneseno na grafu na Obr. 8 porovnání pouze změřených hodnot s teoretickým kódem a s doporučenými účinnými průřezy. Monitorovací reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  byla použita pro korekci proudu a energii svazku nabitých částic experimentů této diplomové práce. Lze vidět, že experimentální data velmi pečlivě kopírují průběh a hodnoty doporučeného účinného průřezu monitorovací reakce. Teoretická předpověď TALYS má oproti doporučeným hodnotám posunuté maximum k nižší energii 14 MeV. Toto maximum činí 525 mb, kdežto pro doporučený účinný průřez je maximum již zmiňovaných 610 mb pro energii 15 MeV. Po tomto maximu následuje pro všechna data pokles exponenciálního charakteru. Dá se předpokládat, že účinné průřezy se budou pro vyšší energie  $\alpha$  částic blížit k hodnotě cca 50 mb.



**Obr. 9:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{Cr}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [20] – [23], [25], [26] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Dalším měřeným izotopem chromu je  ${}^{48}\text{Cr}$ , jehož excitační funkce byla vypočítána dle  $\gamma$  linky 308,24 keV s intenzitou 100 %. Na první pohled je vidět shoda této práce s experimenty další autorů, především s prací [22]. Změřená excitační funkce nabývá maxima necelých 3,3 mb pro energie 30,52 MeV. Experimentální body se rozcházejí s teoretickou předpovědí od energie cca 25 MeV, kdy dle TALYS excitační funkce pozvolna klesá pro vyšší energie  $\alpha$  částic.

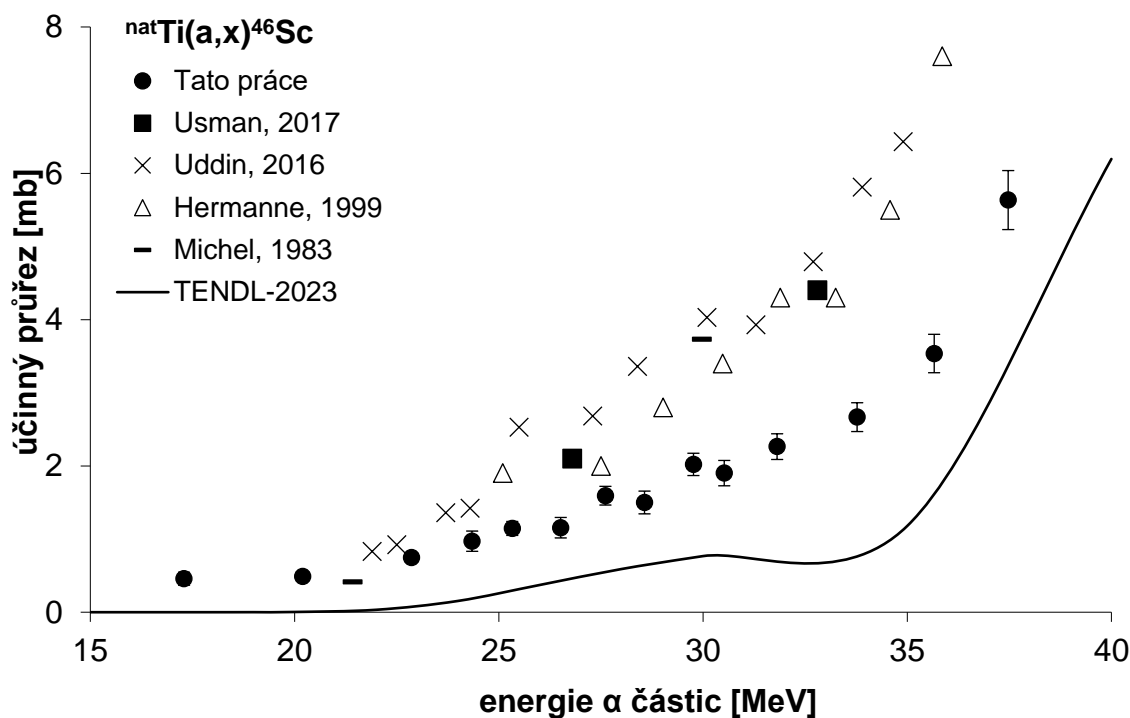




**Obr. 10:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{V}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [20], [21], [22], [25] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Dalším radionuklidem, který vzniká reakcemi  $\alpha$  částic na  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}$  je  ${}^{48}\text{V}$ . K výpočtu hodnot účinných průřezů byla použita  $\gamma$  linka 944,13 keV s intenzitou 7,87 %. Ačkoli má tento radionuklid i intenzivnější doprovodné  $\gamma$  záření (viz Tab. 4), tak ale tyto linky interferují s  $\gamma$  zářením  ${}^{48}\text{Sc}$  a pro vyhodnocení excitačních funkcí je cílem použít neinterferující  $\gamma$  linku existuje-li. Vanad-48 vzniká reakčními kanály  $(\alpha, pxn)$ , kdy  $x = 1 - 3$  a nejnižší prahová energie reakcí dávající vzniku tohoto radionuklidu je 13,6 MeV.

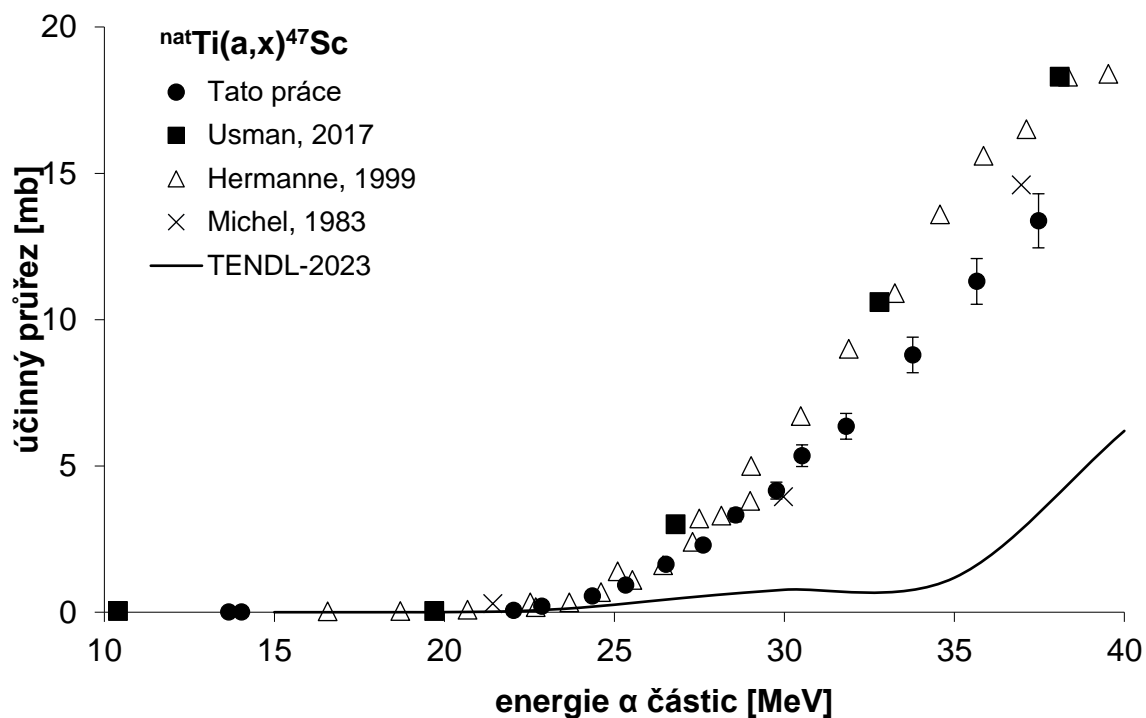
Excitační funkce vykazuje přibližně od energie 15 MeV prudký nárůst s maximem pro energii 28 MeV následované mírným klesáním účinného průřezu reakce. Tato maximální hodnota je pro tuto práci 68 mb, teoretické maximum je asi 65 mb. Nejlepší shodu vykazují naměřené hodnoty s prací z roku 1999 [22], naopak jedna z novějších prací jiných autorů [21] se hodnotami účinných průřezů liší o několik mb.



**Obr. 11:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{46}\text{Sc}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [20], [21], [22], [25] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

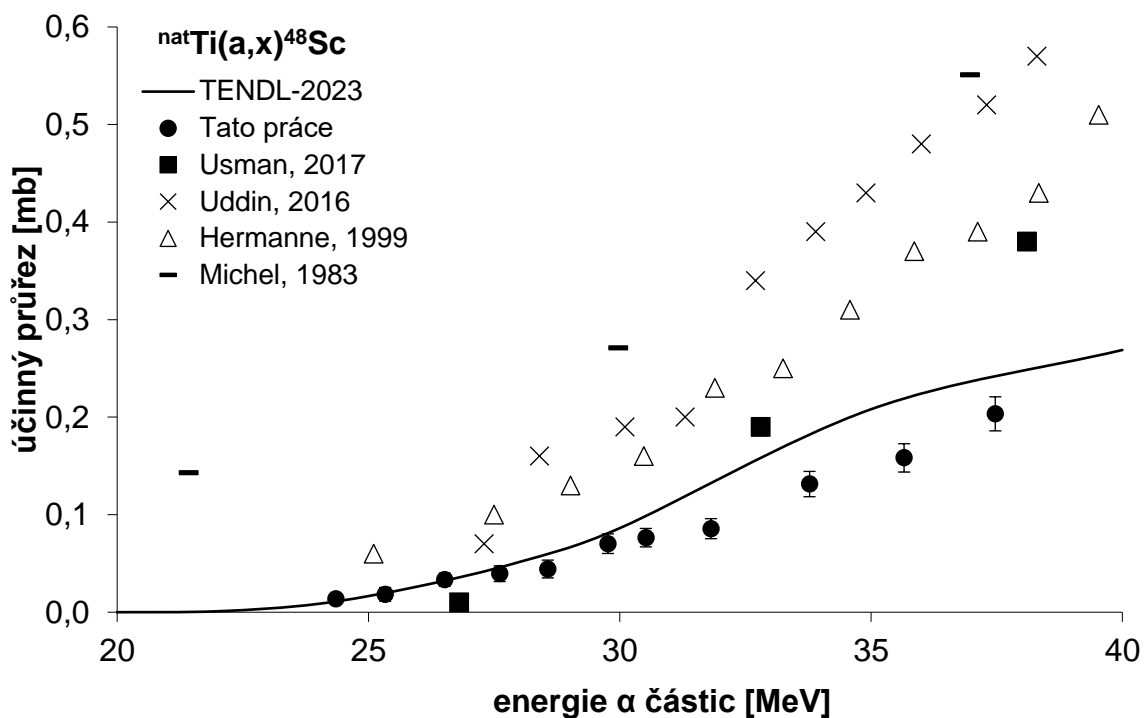
Jedním s vyhodnocených izotopů skandia je  ${}^{46}\text{Sc}$ . V tomto případě se jedná o kumulativní účinný průřez  ${}^{46\text{m}}\text{Sc}$  ( $T_{1/2} = 18,75$  s) a  ${}^{46\text{g}}\text{Sc}$ , protože metastabilní izomer byl v době měření již zcela přeměněn právě na základní energetickou hladinu  ${}^{46\text{g}}\text{Sc}$ . Hodnoty predikce jsou asi o 1 – 2 mb nižší než naměřené hodnoty této práce, ale naopak experimenty dalších autorů jsou spíše o 1 – 3 mb vyšší. Trend excitační funkce je pozvolný rostoucí s maximálním naměřeným účinným průřezem skoro 5,6 mb pro energii střel 37,47 MeV.

Dalším izotopem skandia, jehož excitační funkce je na Obr. 12, je  ${}^{47}\text{Sc}$ .



**Obr. 12:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{47}\text{Sc}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [20], [22], [25] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

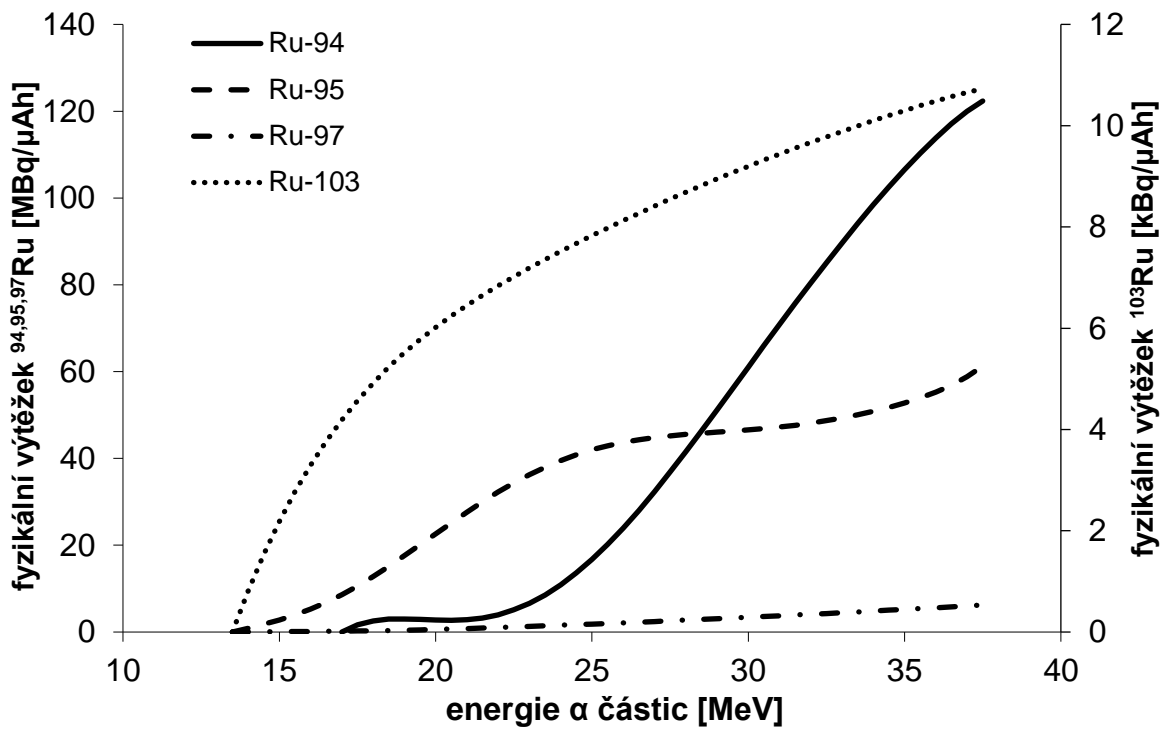
Skandium-47 má jedinou  $\gamma$  linku, podle které byla excitační funkce na Obr. 12 vypočítána. Tato  $\gamma$  linka energii 159,38 keV a intenzitu 68,3 %. Excitační funkce reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{47}\text{Sc}$  má rostoucí charakter a maximální naměřená hodnota činí 13,3 mb pro energii 37,47 MeV. Lze predikovat růst účinného průřezu s vyššími energiemi střel. Naměřené hodnoty kopírují dobře práce jiných autorů, od energie 30 MeV jsou hodnoty o 1 až 3 mb nižší. Na tomto grafu lze pozorovat nepřesnost teoretické předpovědi, kdy důvodem může být stejně jako v případě reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{96}\text{Nb}$  složitost reakčního kanálu, protože při vzniku  ${}^{47}\text{Sc}$  jsou emitovány 3 protony a až 1 neutron.



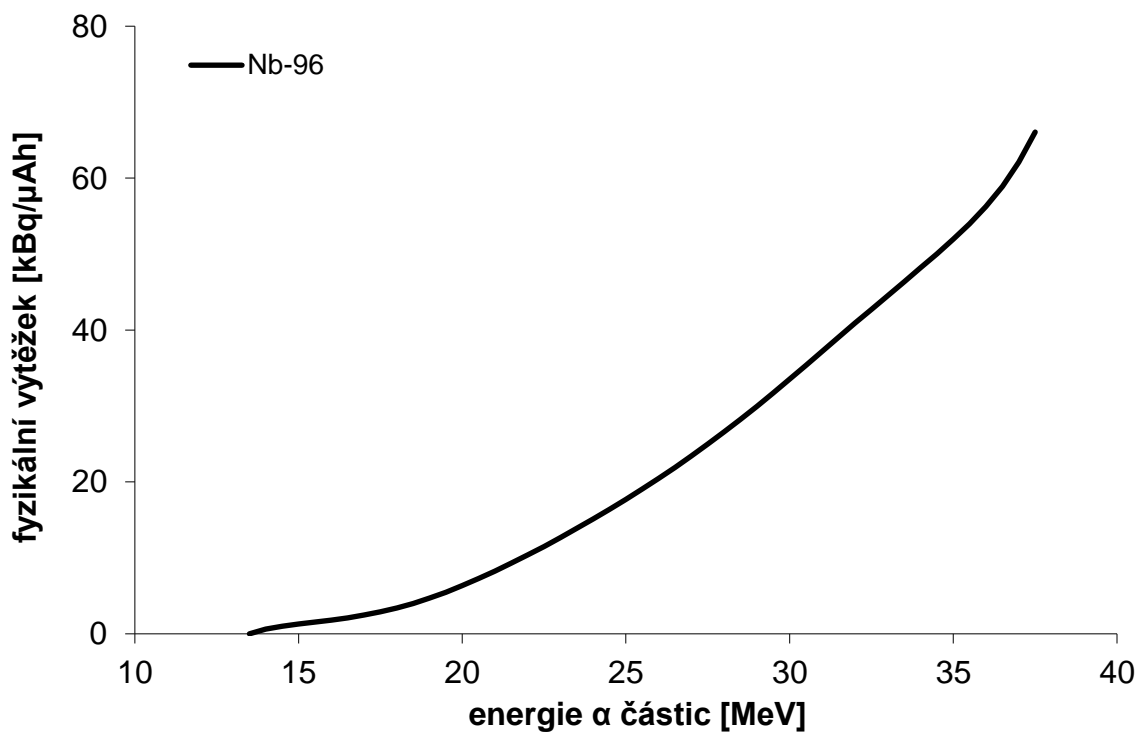
**Obr. 13:** Experimentální účinný průřez reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{Sc}$  v porovnání s ostatními publikovanými experimentálními daty [20], [21], [22], [25] a s teoretickou předpovědí kódu TALYS převzatou z knihovny TENDL-2023 [13].

Posledním vyhodnoceným radionuklidem je  ${}^{48}\text{Sc}$ , jež bylo vyhodnoceno dle energie doprovodného záření 1037,52 keV s intenzitou 97,5 %. Jak lze vidět na Obr. 13, tak na rozdíl od excitační funkce  ${}^{47}\text{Sc}$  tentokrát účinné průřezy této práci kopírují spíše teoretickou předpověď TALYS a odlišují se od experimentů [20] – [22] a [25]. Pro všechna data je ale zachován mírný rostoucí trend. Maximální účinných průřez této práce pro tuto reakci je 0,2 mb a obecně tato reakce nabývá velmi nízkých účinných průřezů. Maximum práce [21] je až 0,57 mb pro energie  $\alpha$  38,3 MeV.

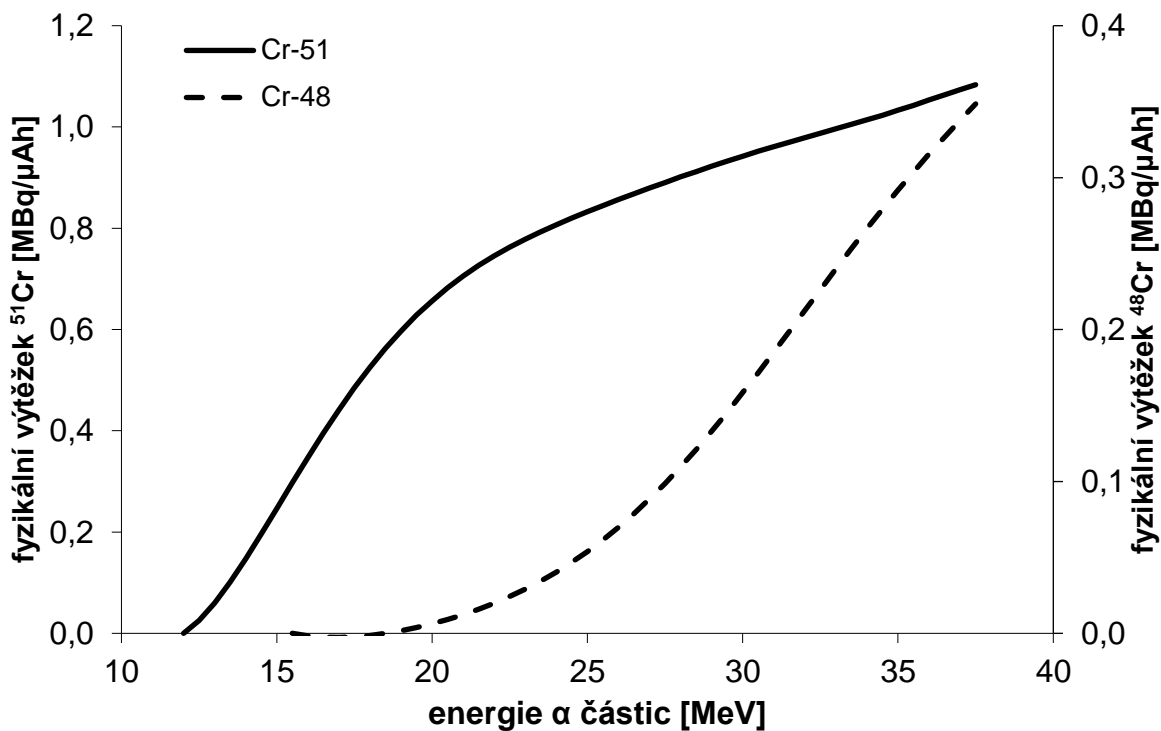
Na následujících grafech (Obr. 14 – Obr. 18) jsou zobrazeny fyzikální výtěžky v tlustém terči pro jednotlivé radionuklidy, jejichž excitační funkce byly v této práci doposud uvedeny. Výpočet výtěžků byl proveden dle postupu uvedeného v kapitole 3.4.



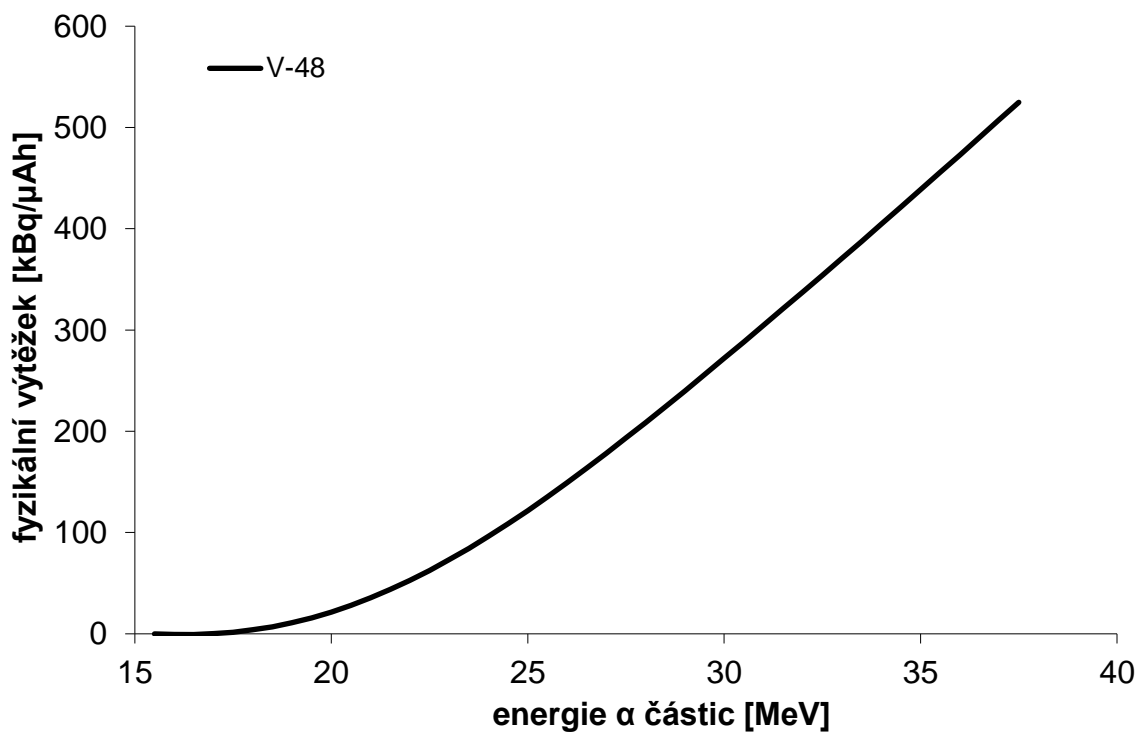
**Obr. 14:** Závislost fyzikálního výtěžku v tlustém terči na energii střely reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{94,95,97,103}\text{Ru}$ .



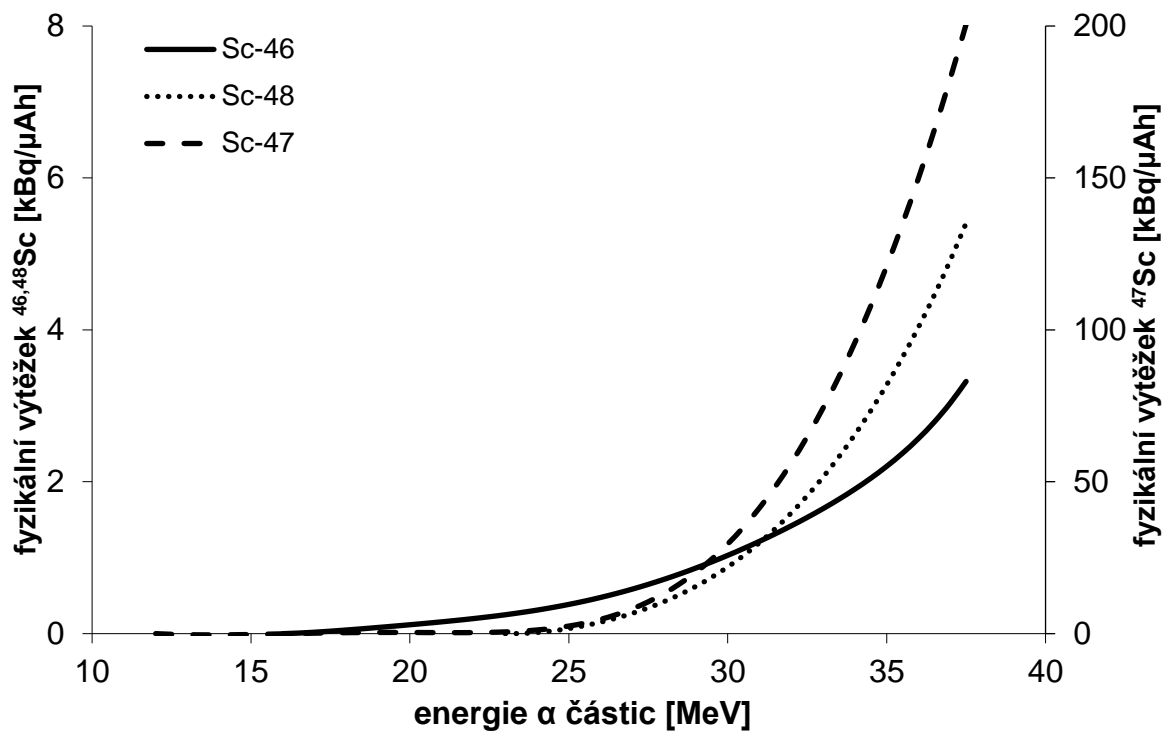
**Obr. 15:** Závislost fyzikálního výtěžku v tlustém terči na energii střely reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{96}\text{Nb}$ .



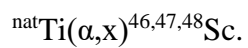
**Obr. 16:** Závislost fyzikálního výtěžku v tlustém terči na energii střely reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48,51}\text{Cr}$ .



**Obr. 17:** Závislost fyzikálního výtěžku v tlustém terči na energii střely reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{V}$ .



**Obr. 18:** Závislost fyzikálního výtěžku v tlustém terči na energii střely reakcí



## 5 Závěr

Byla provedena rešerše týkající se energetiky a mechanismu jaderných reakcí a rešerše zabývající se měřením excitačních funkcí a jejich praktickým využitím. Dále byla provedena rešerše o aplikacích jednotlivých radionuklidů, jejichž excitační funkce byly v této diplomové práci vyhodnoceny. Důraz byl kladen zejména na aplikace radionuklidů v nukleární medicíně.

V rámci experimentální části byly změřeny excitační funkce reakcí  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{94}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{95}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{97}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{103}\text{Ru}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{96}\text{Nb}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{Cr}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{V}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{46}\text{Sc}$ ;  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{47}\text{Sc}$  a  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{48}\text{Sc}$  pro  $\alpha$  částice v rozsahu energií 13,6 až 37,5 MeV. Získané experimentální účinné průřezy zmíněných reakcí (Tab. 5, Tab. 6) byly porovnány s experimenty dalších autorů převzatých z databáze EXFOR a taktéž s teoretickou předpovědí TALYS z knihovny TENDL-2023. Změřené excitační funkce jsou na Obr. 2 – Obr. 13. Dále byly na základě změřených excitačních funkcí této práce vypočítány fyzikální výtěžky v tlustém terči. Tyto výsledky shrnují grafy na Obr. 14 – Obr. 18.

Ve všech případech změřených excitačních funkcí koresponduje průběh funkce a většinou i hodnoty účinných průřezů s ostatními experimenty dalších autorů. Velmi dobrou shodu vykazují excitační funkce vedoucí na izotopy ruthenia  ${}^{94}\text{Ru}$ ,  ${}^{95}\text{Ru}$ ,  ${}^{97}\text{Ru}$  a  ${}^{103}\text{Ru}$ , dále monitorovací funkce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{51}\text{Cr}$  a reakce na  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}$ , jimiž vzniká  ${}^{48}\text{Cr}$ ,  ${}^{48}\text{V}$  a  ${}^{47}\text{Sc}$ . V některých případech (reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{46}\text{Sc}$  a  ${}^{\text{nat}}\text{Ti}(\alpha, x){}^{47}\text{Sc}$ ) se teoretická předpověď výrazněji liší od experimentálních dat. Důvodem je především složitost reakčního kanálu, kdy radionuklidy vznikají za emise několika protonů a neutronů. Jiným důvodem nepřesnosti je např. nedostatek právě experimentálních dat, která jsou důležitým podkladem pro fungování teoretických výpočetních kódů jaderných reakcí. Excitační funkce reakce  ${}^{\text{nat}}\text{Mo}(\alpha, x){}^{96}\text{Nb}$  byla změřena vůbec poprvé.

V neposlední řadě byly vypočítány fyzikální výtěžky v tlustém terči pro radionuklidy, jejichž excitační funkce byla změřena. Nejvyšších hodnot fyzikálních výtěžků v tlustém terči bylo dosaženo pro  ${}^{94}\text{Ru}$ ,  ${}^{95}\text{Ru}$  a  ${}^{97}\text{Ru}$ , kdy maxima pro první dva zmíněné radionuklidy jsou 120 a 60 MBq/ $\mu\text{Ah}$  a pro  ${}^{97}\text{Ru}$  je maximum 6 MBq/ $\mu\text{Ah}$ . Fyzikální výtěžek  ${}^{51}\text{Cr}$  v tlustém terči je až 1 MBq/ $\mu\text{Ah}$ . Pro ostatní radionuklidy se maximální fyzikální výtěžky v tlustém terči pohybují řádově v desítkách až stovkách kBq/ $\mu\text{Ah}$ .



## 6 Seznam literatury

- [1] MAJER, Vladimír, L. DRŠKA, B. CHUTNÝ, V. KAČENA, J. MALÝ a A. ZEMAN. *Základy jaderné chemie*. Praha: SNTL, 1961.
- [2] VÉRTES, Attila a István KISS. *Nuclear chemistry*. Budapest: Akadémiai Kiadó, 1987.
- [3] BETHE, H. A. The Oppenheimer-Phillips Process. *Physical Review*. 1938, 53(1), 39-50.
- [4] CONLON, T.W. Thin layer activation for materials analysis. *Industrial Lubrication and Tribology*. 1982, 34(1), 20-25.
- [5] OTUKA, N., E. DUPONT, V. SEMKOVA, B. PRITYCHENKO, A.I. BLOKHIN, M. AIKAWA, S. BABYKINA, M. BOSSANT, G. CHEN, S. DUNAEVA, R.A. FORREST, T. FUKAHORI, N. FURUTACHI, S. GANESAN, Z. GE, O.O. GRITZAY, M. HERMAN, S. HLAVAČ, K. KATŌ, B. LALREMRUATA, Y.O. LEE, A. MAKINAGA, K. MATSUMOTO, M. MIKHAYLYUKOVA, G. PIKULINA, V.G. PRONYAEV, A. SAXENA, O. SCHWERER, S.P. SIMAKOV, N. SOPPERA, R. SUZUKI, S. TAKÁCS, X. TAO, S. TAOVA, F. TÁRKÁNYI, V.V. VARLAMOV, J. WANG, S.C. YANG, V. ZERKIN a Y. ZHUANG. Towards a More Complete and Accurate Experimental Nuclear Reaction Data Library (EXFOR): International Collaboration Between Nuclear Reaction Data Centres (NRDC). *Nuclear Data Sheets*. 2014, 120, 272-276.
- [6] IAEA TEC-DOC-1211: Charged particles cross-sections database for medical radioisotope production. IAEA, Vienna, 2001. Dostupné: <http://www-nds.iaea.org/medical>
- [7] HERMANNE, A., A.V. IGNATYUK, R. CAPOTE, B. V. CARLSON, J. W. ENGLE, M. A. KELLETT, T. KIBEDI, G. KIM, F. G. KONDEV, M. HUSSAIN, O. LEBEDA, A. LUCA, Y. NAGAI, H. NAIK, A. L. NICHOLS, F. M. NORTIER, S. V. SURYANARAYANA, S. TAKÁCS, F. TÁRKÁNYI a M. VERPELLI. Reference Cross Sections for Charged-particle Monitor Reactions. *Nuclear Data Sheets*. 2018, 148, 338-382.

- [8] ZIEGLER, J. F., M. D. ZIEGLER a J. P. BIRSACK. SRIM2010 Code. Dostupné: <http://www.srim.org/>
- [9] ČIHÁK, Milan, O. LEBEDA a J. ŠTURSA. Beam dynamic simulation in the isochronous cyclotron U-120M. *Cyclotrons and Their Applications, Eighteenth International Conference*. 2007, 385-387.
- [10] NuDat 3.0. National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory. Dostupné: <https://www.nndc.bnl.gov/nudat3/>
- [11] PRITYCHENKO, B. a A. SONZOGNI. Q-value calculator, NNDC, Brookhaven National Laboratory. Dostupné: <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc>
- [12] FRÁNA, J. Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2003, 257(3), 583-587.
- [13] KONING, A. J., D. ROCHMAN, S. C. van der MARCK, J. KOPECKY, et al. TALYS-based evaluated nuclear data library. Dostupné: <http://www.talys.eu/tendl-2023>
- [14] TÁRKÁNYI, F., A. HERMANNE, F. DITRÓI, S. TAKÁCS a A. IGNATYUK. Investigation of activation cross section data of alpha particle induced nuclear reaction on molybdenum up to 40 MeV: Review of production routes of medically relevant  $^{97,103}\text{Ru}$ . *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017, 399, 83-100.
- [15] DITRÓI, F., A. HERMANNE, F. TÁRKÁNYI, S. TAKÁCS a A.V. IGNATYUK. Investigation of the  $\alpha$ -particle induced nuclear reactions on natural molybdenum. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2012, 285, 125-141.
- [16] CHOUDHARY, Mahesh, A. GANDHI, Aman SHARMA, et al. Measurement of alpha-induced reaction cross-sections on natMo with detailed covariance analysis. *The European Physical Journal A*. 2022, 58(5).

- [17] ANWER, Mahwish; NAZ, Anam; AHMAD, Ishaq; USMAN, Muhammad; HUSSAIN, Javed et al. Ion beam activation of nat Cu, nat Ti, nat Ni and measurement of product formation cross sections at low energy (10 MeV). *Radiochimica Acta*. 2022, 10, 799-808.
- [18] VILLA, N.E.; SKURIDIN, V.S.; GOLOVKOV, V.M. a GARAPATSKY, A.A. Cross section of the  $^{96}\text{Zr}(\alpha, n)^{99}\text{Mo}$  reaction induced by  $\alpha$ -particles beams on natZr targets. *Applied Radiation and Isotopes*. 2020, 166.
- [19] AKÁCS, S.; DITRÓI, F.; SZÚCS, Z.; HABA, H.; KOMORI, Y. et al. Crosschecking of alpha particle monitor reactions up to 50 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017, 397, 33-38.
- [20] USMAN, Ahmed Rufai; KHANDAKER, Mayeen Uddin; HABA, Hiromitsu; OTUKA, Naohiko a MURAKAMI, Masashi. Excitation functions of alpha particles induced nuclear reactions on natural titanium in the energy range of 10.4–50.2 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2017, 399, 34-47.
- [21] UDDIN, M.S. a SCHOLTEN, B. Excitation functions of alpha particle induced reactions on natTi up to 40 MeV. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 2016, 380, 15-19.
- [22] HERMANNE, A.; SONCK, M.; TAKÁCS, S.; SZELECSÉNYI, F. a TÁRKÁNYI, F. Excitation functions of nuclear reactions induced by alpha particles up to 42 MeV on natTi for monitoring purposes and TLA. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1999, 152, 187-201.
- [23] PENG, Xiufeng; HE, Fuqing a LONG, Xianguan. Excitation functions for the reactions induced by alpha-particle impact of natural titanium. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms*. 1998, 140, 9-12.

- [24] TARKANYI, F.; SZELECSENYI, F. a KOPECKY, P. Cross section data for proton, He-3 and alpha-particle induced reactions on nat-Ni, nat-Cu and nat-Ti for monitoring beam performance. *Conf.on Nucl.Data for Sci.and Technol., Juelich*. 1991, 529.
- [25] MICHEL, R.; BRINKMANN, G. a STÜCK, R. Integral Excitation Functions of  $\alpha$ -Induced Reactions on Titanium, Iron and Nickel. *Ract*. 1983, 32,173-190.
- [26] WEINREICH, R.; PROBST, H.J. a QAIM, S.M. Production of chromium-48 for applications in life sciences. *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes*. 1980, 31, 223-232.
- [27] NYSTROM, A. a THOENNESSEN, M. Discovery of yttrium, zirconium, niobium, technetium, and ruthenium isotopes. *Atomic Data and Nuclear Data Tables*. 2012, 98, 95-119.
- [28] CHRISTIAN, Bradley T.; NICKLES, Robert J.; STONE, Charles K.; MULNIX, Timothy L. a CLARK, John. Improving the radionuclidic purity of  $^{94m}\text{Tc}$  for PET imaging. *Applied Radiation and Isotopes*. 1995, 46, 69-73.
- [29] QAIM, Syed M. Production of high purity  $^{94m}\text{Tc}$  for positron emission tomography studies. *Nuclear Medicine and Biology*. 2000, 27, 323-328.
- [30] EGGEN, D. T. a POOL, M. L. Radioactive Isotopes of Ru and Tc. *Physical Review*. 1948, 74, 57-62.
- [31] ULLIVAN, W. H.; SLEIGHT, N. R. a GLADROW, E. M. Discovery, Identification, and Characterization of 2.8 d Ru 97. *Physical Review*. 1946, 70, 778-778.
- [32] ZUBA, Iga; ZUBA, Michał; PIOTROWSKI, Michał a PAWLUKOJĆ, Andrzej. Ruthenium as an important element in nuclear energy and cancer treatment. *Applied Radiation and Isotopes*. 2020, 162.
- [33] SITARZ, Mateusz; NIGRON, Etienne; GUERTIN, Arnaud; HADDAD, Férid a MATULEWICZ, Tomasz. New Cross-Sections for natMo( $\alpha$ ,x) Reactions and Medical  $^{97}\text{Ru}$  Production Estimations with Radionuclide Yield Calculator. *Instruments*. 2019, 1.

- [34] RIVASTAVA, S. C.; RICHARDS, P.; SOM, P.; MEINKEN, G.; ATKINS, H. L. et al. Ruthenium-97 Labeled Compounds — a New Class of Radiopharmaceuticals. *Frontiers in Nuclear Medicine*. 1980, 123-133.
- [35] SRIVASTAVA, Suresh C.; MAUSNER, Leonard F. a CLARKE, Michael J. Radoruthenium-Labeled Compounds for Diagnostic Tumor Imaging. *Progress in Clinical Biochemistry and Medicine*. 1989, 111-149.
- [36] MAITI, Moumita a LAHIRI, Susanta. Production and separation of  $^{97}\text{Ru}$  from  $^7\text{Li}$  activated natural niobium. *Radiochimica Acta*. 2011, 99, 359-364.
- [37] SAGWAL, Malvika a MAITI, Moumita. Theoretical analysis of light and heavy-ion induced reactions: production of medically relevant  $^{97}\text{Ru}$ . *Radiochimica Acta*. 2024.
- [38] BARTOŚ, B.; KOWALSKA, E.; BILEWICZ, A. a SKARNEMARK, G.  $^{103}\text{Ru}/^{103\text{m}}\text{Rh}$  generator. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2009, 279, 655-657.
- [39] OHYA, Tomoyuki; ICHINOSE, Jun; NAGATSU, Kotaro; SUGO, Yumi; ISHIOKA, Noriko et al. Production of Auger-electron-emitting  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  via a  $^{103}\text{Pd}/^{103\text{m}}\text{Rh}$  generator using an anion-exchange resin. *Radiochimica Acta*. 2024, 112, 37-43.
- [40] SKARNEMARK, G.; OEDEGAARD-JENSEN, A.; NILSSON, J.; BARTOŚ, B.; KOWALSKA, E.; BILEWICZ, A. a BERNHARDT, P. Production of  $^{103\text{m}}\text{Rh}$  for cancer therapy. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2009, 280, 371-373.
- [41] FILOSOFOV, Dmitry; KURAKINA, Elena a RADCHENKO, Valery. Potent candidates for Targeted Auger Therapy: Production and radiochemical considerations. *Nuclear Medicine and Biology*. 2021, 1-19.
- [42] ESSENMACHER, Scott D.; KLEINFELDT, Chloe R.; DOMNANICH, Katharina A.; BODNAR, Vladyslav S.; VYAS, Chirag K. et al. Proof-of-concept studies of novel protocols for producing highly pure  $^{48}\text{V}$  from a  $^{48}\text{Cr}/^{48}\text{V}$  generator. *Applied Radiation and Isotopes*. 2023, roč. 199.

- [43] BABY, Prathap Moothamadathil; KUMAR, Pramod; KUMAR, Rajesh; JACOB, Sanu Susan; RAWAT, Dinesh et al. Establishment of Tissue Biodistribution and Blood Clearance Rates of Intravenously Administered Radioactive  $^{51}\text{Cr}^{3+}$  in New Zealand White Rabbits. *Brazilian Archives of Biology and Technology*. 2022, 65.
- [44] HOFMAN, Michael; BINNS, David; JOHNSTON, Val; SIVA, Shankar; THOMPSON, Mick et al.  $^{68}\text{Ga}$ -EDTA PET/CT Imaging and Plasma Clearance for Glomerular Filtration Rate Quantification: Comparison to Conventional  $^{51}\text{Cr}$ -EDTA. *Journal of Nuclear Medicine*. 2015, 56, 405-409.
- [45] MU, Qinghui; KIRBY, Jay; REILLY, Christopher M. a LUO, Xin M. Leaky Gut As a Danger Signal for Autoimmune Diseases. *Frontiers in Immunology*. 2017, 8.
- [46] ESCALA, J.; GATHERER, M.E.; VOÛTE, L. a LOVE, S. Application of the  $^{51}\text{Cr}$ -EDTA urinary recovery test for assessment of intestinal permeability in the horse. *Research in Veterinary Science*. 2006, 80, 181-185.
- [47] SETIAWAN, D.; SARWONO, D. A.; ABIDIN; SETIAWAN, H.; RATTYANANDA, B. S. et al. Fabrication and characterization of sealed source scandium-46 ( $^{46}\text{Sc}$ ) for industrial gamma scanning applications. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2024, 333, 329-336.
- [48] BISWAL, Jayashree; JOSEPH, Annie; SHAH, J. G.; PANT, H. J. a DASH, A. Preparation of  $^{46}\text{Sc}$  glass microspheres by combined melt-quenching and microwave methods for applications in radioactive particle tracking experiments. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*. 2016, 308, 335-340.
- [49] DELLEPIANE, Gaia; CASOLARO, Pierluigi; MATEU, Isidre; SCAMPOLI, Paola; VOETEN, Naomi et al.  $^{47}\text{Sc}$  and  $^{46}\text{Sc}$  cross-section measurement for an optimized  $^{47}\text{Sc}$  production with an 18 MeV medical PET cyclotron. *Applied Radiation and Isotopes*. 2022, 189.
- [50] MÜLLER, Cristina; BUNKA, Maruta; HALLER, Stephanie; KÖSTER, Ulli; GROEHN, Viola et al. Promising Prospects for  $^{44}\text{Sc}$ -/ $^{47}\text{Sc}$ -Based Theragnostics: Application of  $^{47}\text{Sc}$  for Radionuclide Tumor Therapy in Mice. *Journal of Nuclear Medicine*. 2014, 55, 1658-1664.

- [51] IWOWSKA, Klaudia; GUZIK, Patrycja; DOMNANICH, Katharina A.; MONNÉ RODRÍGUEZ, Josep M.; BERNHARDT, Peter et al. Therapeutic Potential of  $^{47}\text{Sc}$  in Comparison to  $^{177}\text{Lu}$  and  $^{90}\text{Y}$ : Preclinical Investigations. *Pharmaceutics*. 2019, 11.
- [52] EPPARD, Elisabeth; DE LA FUENTE, Ana; BENEŠOVÁ, Martina; KHAWAR, Ambreen; BUNDSCHUH, Ralph A. et al. Clinical Translation and First In-Human Use of [ $^{44}\text{Sc}$ ]Sc-PSMA-617 for PET Imaging of Metastasized Castrate-Resistant Prostate Cancer. *Theranostics*. 2017, 7, 4359-4369.
- [53] SCHMIDT, Christine E.; GAJECKI, Leah; DERI, Melissa A. a SANDERS, Vanessa A. Current State of  $^{44}\text{Ti}/^{44}\text{Sc}$  Radionuclide Generator Systems and Separation Chemistry. *Current Radiopharmaceuticals*. 2023, 16, 95-106.
- [54] ÜNAK, Perihan; YASAKÇI, Volkan; TUTUN, Elif; KARATAY, K. Buşra; WALCZAK, Rafał et al. Multimodal Radiobioconjugates of Magnetic Nanoparticles Labeled with  $^{44}\text{Sc}$  and  $^{47}\text{Sc}$  for Theranostic Application. *Pharmaceutics*. 2023, 15.
- [55] FICKEL, H. R. a TOMLINSON, R. H. THERMAL NEUTRON ABSORPTION CROSS SECTION OF Xe 135. *Canadian Journal of Physics*. 1959, 37, 531-536.
- [56] CHOI, H. D.; FIRESTONE, R. B.; BASUNIA, M. S.; HURST, A.; SLEAFORD, B. et al. Radiative Capture Cross Sections of  $^{155},^{157}\text{Gd}$  for Thermal Neutrons. *Nuclear Science and Engineering*. 2017, 177, 219-232.