

VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

Ing. Miroslav Zeman

EXPERIMENTÁLNÍ STUDIUM POLE NEUTRONŮ
V PODKRITICKÉM URYCHLOVAČEM ŘÍZENÉM
JADERNÉM REAKTORU

EXPERIMENTAL INVESTIGATION OF THE NEUTRON
FIELD IN AN ACCELERATOR DRIVEN SUBCRITICAL
REACTOR

ZKRÁCENÁ VERZE Ph.D. THESIS

Obor:	Silnoproudá elektrotechnika a elektroenergetika
Školitel:	Ing. Karel Katovský, Ph.D. prom. fyz. Jindřich Adam, CSc.
Oponenti:	RNDr. Ing. Petr Chudoba, Ph.D. Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i., Oddělení jaderné spektroskopie mjr. doc. Ing. Jiří Janda, Ph.D. Univerzita Obrany v Brně, Ústav ochrany proti zbraním hromadného ničení, Oddělení chemické a radiační ochrany
Datum obhajoby:	

Klíčová slova

Urychlovačem řízené systémy; spalační terč; neutronové spektrum; jaderná γ -spektroskopie; reakční rychlost; prahové aktivační detektory

Keywords

Accelerator Driven Systems; Spallation target; Neutron Spectrum; Nuclear γ -ray Spectroscopy; Reaction Rate; Threshold Activation Detectors

Místo uložení práce

Práce je k dispozici: fakultní knihovna FEKT VUT v Brně, Technická 12, 602 00 Brno

Obsah

1	Úvod	5
2	Současný stav problematiky	6
2.1	Jaderná transmutace	7
2.2	Spalační reakce	8
3	Jaderná γ-spektroskopie	9
3.1	Detektory používané v γ -spektroskopii	9
4	Aktivace materiálů neutronovým spektrem	10
4.1	Reakční rychlost	10
4.2	Korekční faktory	10
4.3	Určení spektra sekundárních neutronů	11
5	Experimenty v SÚJV Dubna	11
6	Výsledky experimentálních dat a diskuse	12
6.1	Ozařování sestavy <i>QUINTA</i> s olověným stíněním	13
6.2	Ozařování spalační sestavy <i>QUINTA</i> bez olověného stínění	15
6.3	Poměrné hodnoty reakčních rychlostí z ozařování se stíněním a bez něj . . .	20
6.4	Rozložení neutronového toku	20
7	Závěr	24
	Curriculum Vitae	26
	Literatura	27
	Abstract	30

1 Úvod

Jaderná energetika se stala nedílnou součástí energetického konceptu výroby elektrické energie v 21. století, která na rozdíl od fosilních paliv nezatěžuje ovzduší CO_2 a dalšími škodlivými plyny, které vznikají při jejich spalování. Elektrická energie z jaderných elektráren je vyráběna pomocí tlakovodních reaktorů II. generace, které byly uváděny do provozu v 70. letech minulého století a pracují na principu uranového palivového cyklu. Štěpení jader v tlakovodních elektrárnách je prováděno neutrony s energií od 0,025 eV, přičemž tyto neutrony jsou označeny jako tepelné. V současných jaderných elektrárnách je efektivně využíváno k výrobě energie pouze malé množství přírodního uranu – 0,72 %, což je obsah ^{235}U v uranové rudě [3]. Druhým izotopem v uranové rudě je ^{238}U s obsahem 99,27 %. Nevýhodou stávajících komerčních reaktorů je produkce vysoce aktivního vyhořelého jaderného paliva (VJP), jehož množství v současné době odpovídá stovkám tisíc tun bez budoucího využití.

Řešení situace budoucího hromadění VJP je možné nalézt mezi návrhy pro reaktory IV. generace, zejména v rychlých reaktorech. Pokud by byly v provozu rychlé jaderné reaktory, které pracují se spektrem rychlých (1 MeV) a vysokoenergetických (od 20 MeV) neutronů, využije se i zbylý energetický potenciál uranové rudy. V rychlých reaktorech by bylo možné jako palivo použít další přírodní prvek – thorium, které se nachází ve formě izotopu ^{232}Th a lze jej štěpit rychlými neutrony.

Snížení současného stavu VJP může být provedeno s využitím podkritických urychlovačem řízených systémů (ADS), které také patří mezi budoucí reaktory IV. generace. Specifický výzkum v oblasti urychlovačem řízených systémů se provádí ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů (SÚJV) v Dubně, Ruská federace, již několik desetiletí. Česká republika (ČR) je členem mezinárodní skupiny, která se aktivně účastní výzkumu zaměřeného na nakládání s VJP. Jedním z klíčových témat v ADS oblasti je návrh podkritických systémů a určení hustoty neutronového toku v nich. V SÚJV bylo zkoumáno rozložení spektra neutronů v zařízení s označením *QUINTA* obsahujícím 512 kg přírodního uranu.

Cíle disertační práce

Disertační práce byla vypracována v rámci spolupráce se SÚJV, kde se nachází vědecký tým zabývající se transmutací vyhořelého jaderného paliva. Zde probíhala ozařování podkritické sestavy s využitím svazku protonů o energii 660 MeV. Cílem bylo najít efektivní určení spektra sekundárních neutronů, které vzniká při interakci protonu s těžkým jádrem v podkritické sestavě.

Pro vypracování disertační práce byly stanoveny následující cíle:

- Provést rešerši zařízení, se kterými je možné provádět výzkum v oblasti urychlovačem řízených systémů.
- Návrh a realizace aktivačních experimentů spolu s měřením ozářených vzorků.
- Zpracování experimentálních naměřených dat a jejich následná analýza.
- Určení experimentální hustoty neutronového toku.
- Analýza experimentálních výsledků s vytvořenými simulacemi.

Disertační práce se skládá z následujících kapitol:

Kapitola 1 – Urychlovačem řízené systémy: úvod do problematiky, vysvětlení motivace, základních principů a popis základních komponent urychlovačem řízených systémů. Kapitola rovněž obsahuje rešerši projektů v různých částech světa.

Kapitola 2 – Jaderná γ -spektroskopie: princip detekce γ -záření a popis základních jevů vyskytujících se v měření. Kapitola obsahuje detailní popis polovodičových germaniových detektorů, jejich kalibrace a problémů, které mohou nastat s jejich použitím. Také se zde nachází popis zařízení, na kterých byla prováděna měření v rámci disertační práce.

Kapitola 3 – Aktivace materiálů spektrem neutronů: se zabývá důvodem aktivování vybraných materiálů. V této části jsou také uvedeny základní odvození pro aktivaci materiálu, případně určení reakčních rychlostí produkovaných radionuklidů. Pro zpřesnění naměřených dat jsou popsány i jednotlivé korekce, které byly využívány během analýzy.

Kapitola 4 – Experimenty v SÚJV Dubna: jednotlivé kroky provedení aktivačních měření v SÚJV, měření dat a postup vyhodnocení. Kapitola rovněž prezentuje základní informace o jednotlivých terčích, které byly použity při ozařování, a také informace o protonovém svazku.

Kapitola 5 – Výsledky experimentálních dat a diskuse: rozdělena do 4 základních částí. První dvě podkapitoly předkládají hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů produkovaných v ^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co a ^{nat}In , které byly aktivovány v poli sekundárních neutronů generovaných ve spalační sestavě obklopené olověným stíněním a následně ve stejné sestavě bez stínění. Následující část je zaměřena na porovnání výsledků z provedených ozařování. Poslední podkapitola představuje výsledky vypočteného neutronového spektra a jeho srovnání se simulacemi, jež byly provedeny pomocí metodiky Monte Carlo v kódu MCNPX 2.7.0 [11]. Pro výpočet účinných průřezů nezbytných k výpočtu neutronového spektra byl použit software TALYS [9].

2 Současný stav problematiky

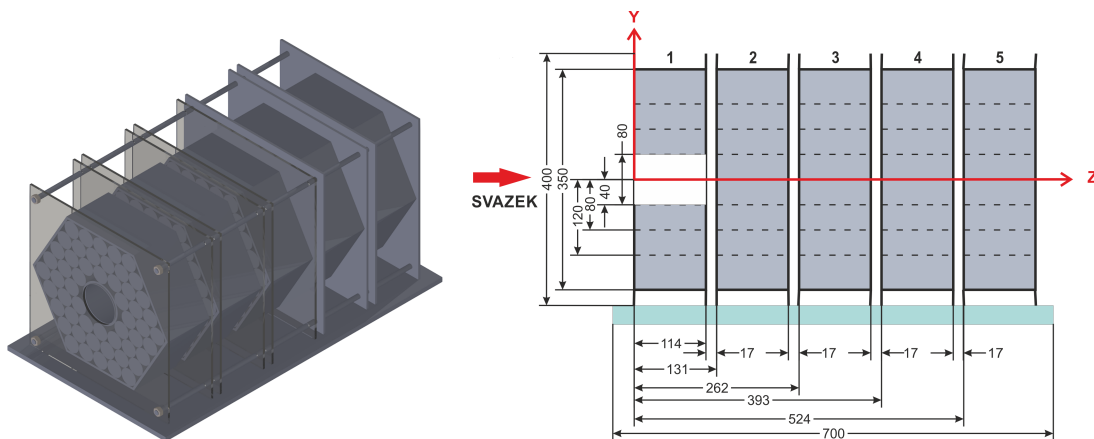
Urychlovačem řízené systémy začaly být diskutované téma již v 50. letech minulého století. V této návaznosti vznikly projekty, které se zabývaly nebo se stále aktivně zabývají problematikou ADS. Bohužel ne všechny projekty se podařilo realizovat a některé zůstaly pouze ve formě návrhu. V následujících podkapitolách je provedena rešerše několika projektů. Cílem této podkapitoly je poukázat na různorodost ADS systémů, které je možné brát v potaz jako možný zdroj energie.

ADS projekty nenašly využití až do 90. let minulého století, kdy se projevil znovu zájem o poznání této technologie hlavně v Japonsku, USA a Evropě. Současné jsou projekty zabývající se ADS řešeny v Africe, Asii, Evropě a USA. Největším evropským ADS projektem je zařízení MYRRHA (Multipurpose Hybrid Research Reactor for Hi-tech Application) [2]. Výstavba je realizována ve výzkumném centru SKC•CEN, které se nachází v Belgii. První zmínky o projektu se objevily v roce 1997. Zařízení MYRRHA v sobě kombinuje programy EURATOM [5], XT-ADS [5] a FASTEF (Fast Spectrum Transmutation Experimental Facility [4]). Jedná se o rychlý reaktor bazénového typu, který by měl sloužit místo stávajícího reaktoru BR2 s použitím paliva MOX ve složení PuO_2 a UO_2 .

Koncept MYRRHA-FASTEF je sestaven z aktivní zóny, olovo-bismutového spalačního terče v tekuté formě a lineárního urychlovače. Efektivní koeficient násobení aktivní zóny je plánován na hodnotu $k_{eff} = 0,95$. Lineární urychlovač bude urychlovat protony na energii 600 MeV při proudu 4 mA se středním výkonem svazku 1,5 MW. Hustota neutronového pole, které bude vznikat ve spalačním terči, je pro spektrum rychlých neutronů ($E_n > 0,75$ MeV) plánována na hodnotu $1 \cdot 10^{15} \text{ n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ [3]. Literatura [2] uvádí vznik 13 neutronů na jeden dopadlý proton s energií 600 MeV. Výstavba projektu je rozdělena do tří částí. První fáze bude zakončena výstavbou lineárního urychlovače s energií 100 MeV v roce 2024.

Problematika ADS je jedním z programů studovaných v SÚJV [8], který se nachází v Ruské federaci. Zde byla v rámci skupiny Energy and Transmutation of Radiactive Waste (E&T-RAW) prováděna ozařování na spalační sestavě *QUINTA*. Sestava terč-blanket se

skládá z pěti sekcí. Ty jsou sestaveny z uranových tyčí o průměru 36 mm a délce 104 mm. Hmotnost jedné uranové tyče je 1,72 kg. Uran je hermeticky uzavřen v hliníkovém obalu s tloušťkou stěny 1 mm. Plná hliníková pouzdra jsou vyskládána do šestiúhelníkového tvaru. Konstrukce je tvořena hliníkovými pláty o tloušťce 5 mm. Z přední a zadní strany jsou ukotveny hliníkové desky čtvercového tvaru o rozměru 350 x 350 mm². Uprostřed první sekce se nachází okno s průměrem 80 mm, které bylo vybudováno pro lepší přivedení svazku přímo do spalačního terče a omezení zpětného rozptylu neutronů. Hmotnost uranu v první sekci je 92 kg a ostatní sekce obsahují 105 kg uranu. Mezi jednotlivými sekcemi je 17 mm vzduchová mezera, kam jsou vkládány hliníkové drážky s experimentálními vzorky. Hmotnost celé sestavy je 540 kg, z nichž tvoří 512 kg přírodní uran. Spalační sestava je obklopena ze všech šesti stran olověnými cihlami o tloušťce 100 mm. Z přední strany je vytvořeno okno s rozměry 150 x 150 mm². Pro ukotvení vzorků určených k ozařování jsou určeny hliníkové desky o tloušťce 2 mm, které se spolu se vzorky umísťují do vzduchové mezery mezi dvěma sekcemi. Model spalační sestavy se nachází na obrázku 2.1. Jelikož hliníkové obaly uzavřeného uranu mají kruhový tvar, nacházejí se v sestavě vzduchové mezery. Při ozařování by urychlené částice mohly proletět celou sestavou a neinteragovat. Z tohoto důvodu byla sestava *QUINTA* natočena o 2° po směru hodinových ručiček ve směru dopadajících částic [14].



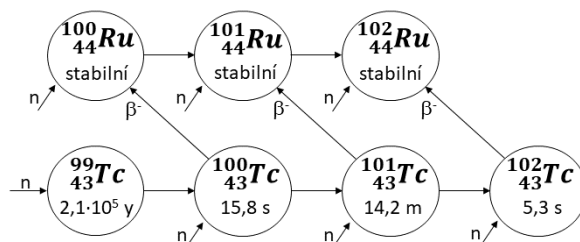
Obr. 2.1: Model spalačního terče *QUINTA*: 3D model spalační sestavy s průhlednými deskami v 1., 2. a 3. hexagonální sekci (vlevo) a boční pohled na sestavu s reálnými rozměry (vpravo).

2.1 Jaderná transmutace

Transmutace je považována za proces, který vede ke snížení dlouhodobé radiotoxicity. Materiál pro transmutaci může pocházet z VJP nebo zbrojního plutonia. Obecně platí, že plutonium a vyšší aktinoidy, které nemohou být snadno štěpeny v lehkovodním reaktoru, je možné transmutovat ve správně zvoleném neutronovém spektru. Účinnost transmutačního procesu závisí zejména na intenzitě neutronového toku, který musí být dostatečně intenzivní, aby bylo možné spalovat aktinoidy produkované v lehkovodních reaktorech a energii neutronů, jež odpovídá nejvyšší hodnotě účinného průřezu dané reakce.

Štěpné produkty ve VJP mají většinou krátký poločas rozpadu. Pouze několik z nich má dlouhý poločas rozpadu, a proto je nutné tyto produkty přetransmutovat na stabilní. Při transmutaci aktinoidů je nezbytné se vyhnout neutronovému zachytu, který vede k produkci vyšších aktinoidů, případně ho minimalizovat. Proto je nutné provádět štěpení nebo (n,xn) reakce pomocí tzv. tvrdého neutronového spektra tj. při energiích vyšších než je 1 MeV, což odpovídá hodnotě prahové energie pro štěpení vyšších aktinoidů. Poté je transmutace efektivní a je zvyšována rovnováha transmutačního systému. Na druhou stranu, pokud je

potřeba transmutovat ^{99}Tc případně ^{129}I , musí být užito tepelných neutronů [1]. Přeměna ^{99}Tc s poločasem rozpadu $2,1 \cdot 10^5$ let na izotopy stabilního ruthenia je znázorněna na obrázku 2.2.



Obr. 2.2: Transmutační schéma dlouhožijícího ^{99}Tc na stabilní ruthenium.

Vzhledem k podmínkám pro efektivní transmutaci je patrné, že při výběru systému musí být kladen důraz na široké spektrum požadavků. V současné době jsou pro transmutaci aktinoidů uvažovány tři varianty: podkritické urychlovačem řízené systémy, podkritické systémy řízené fúzí a rychlé reaktory.

S rychlými reaktory, které mohou být chlazeny tekutými kovy (sodík, olovo) nebo plynem, je předběžně počítáno v budoucnosti jako s reaktory IV. generace, v nichž by VJP sloužilo jako palivo. Pokud by rychlé reaktory byly uvedeny do provozu, předpokládá se, že by bylo možné významně snížit množství VJP nebo ho úplně odstranit. Při uvedení fúzních podkritických reaktorů do provozu by bylo možné generovat velmi tvrdé neutronové spektrum, protože během fúzní reakce jsou uvolňovány neutrony o energii 14,1 MeV. Publikace [13] popisuje návrh podkritického systému ($k_{eff} = 0,7$) řízeného fúzní d-T reakcí pomocí tokamaku. Celý systém je navržen k recyklaci minoritních aktinoidů produkovaných v lehkovodních reaktorech. Systém má umožnit po šesti transmutačních cyklech transmutaci téměř 62 % minoritních aktinoidů a po 25 cyklech dokonce 86,5 %.

2.2 Spalační reakce

Spalační reakce patří mezi základní typy reakcí, v českém prostředí rovněž známá jako tříštivá reakce. Spalační reakci se rozumí interakce urychlenými protony, deuterony, nebo lehkými ionty o kinetické energii stovek MeV s jádrem atomu o vysoké atomové hmotnosti (např. olovo). Dopadlý iont způsobí v jádru atomu emisi neutronu. Probíhající reakci lze rozdělit do tří základních fází.

První fáze probíhá v čase 10^{-22} s. Ostřelující částice má nižší de Broglieho vlnovou délku, než je vzdálenost mezi nukleony v terčovém jádru – $1 \cdot 10^{-15}$ m. Po interakci s protonem se jádro nachází v nestabilním stavu a v terčovém atomu nastává série kaskádních srážek s jednotlivými nukleony označovaná jako vnitrojaderná kaskáda. Tento průběh nakonec vede k roztržení jádra, výletu nukleonů interakcí nukleon-nukleon a produkci neutronů a pionů. Uvolněné částice, mezi které patří protony, neutrony a zbylé fragmenty, interagují ve své blízkosti s okolními atomy terče – proto mezijaderná kaskáda.

Druhá fáze je zaměřena na energii dopadajících částic, která je získána srážkami nukleon-nukleon. Nastává předrovnovážný stav, kdy je zbytková energie urychlené částice rovnoměrně rozdělena mezi nukleony nacházející se v jádře. I v tomto případě může emitovat část nukleonů. Celý děj se odehrává v čase 10^{-18} s.

Poslední fáze spalační reakce je označována jako de-excitační. Při ní se jádra dostávají do rovnovážného stavu a samotný proces nastává v čase 10^{-16} s. Nukleony ztrácejí energii vypařováním neutronů nebo lehkých jader, kdy vypařování probíhá izotropně. Pokud nemá jádro dostatek energie pro vypaření neutronů, nastává de-excitace vyzářením γ -kvant, případně β -rozpadem.

3 Jaderná γ -spektroskopie

Základním principem jaderné γ -spektroskopie je detekce konverzních elektronů a elektromagnetického záření, které je emitováno v přechodech v jádru mezi excitovanými stavy, případně mezi excitovaným stavem a stavem základním. Excitované stavy mohou být vyvolány neutronovým zachytem nebo rozpadem radioaktivního prvku. Mezi tyto stavy patří emise α částic, β (β^- , elektronový zachyt nebo emise pozitronu) a γ -rozpad. Analýzu lze provést pomocí různých typů detektorů (polovodičové, scintilační, ionizační), u kterých je kladen důraz na základní parametry, mezi něž patří citlivost, energetická rozlišení, odezva detektoru a stabilita. Při průchodu γ -kvanta citlivou částí detektoru může v závislosti na jeho energii dojít k interakci s materiálem detektoru jedním nebo více ze tří typů:

- Fotoelektrickým efektem – princip fotoelektrického efektu spočívá v absorpci přicházejícího γ -kvanta elektronem v atomovém obalu. Během fotoelektrického efektu elektron absorbuje veškerou energii γ -kvanta. Část absorbované energie je využita k uvolnění elektronu z atomového obalu a zbytek je transformován na kinetickou energii emitovaného elektronu.
- Comptonovým rozptylem – Comptonovým rozptylem se rozumí pružný rozptyl fotonů na elektronech v atomovém obalu, které lze vzhledem k jejich vazebné energii a energii detekovaných γ -kvant považovat za volné. Velikost předané energie závisí na úhlu rozptylu.
- Tvorbou elektron-pozitroného páru – jedná se o tvorbu páru elektron-pozitron, který je prahovým jevem s výškou prahu 1 022 keV. K tvorbě páru dochází při interakci primárního γ -kvanta s elektromagnetickým polem elektronového obalu nebo elektromagnetickým polem atomového jádra. Pokud jeden foton vylétne mimo aktivní objem detektoru, dojde ke vzniku píku jednoduchého úniku. Při úniku obou fotonů vzniká pík dvojného úniku.

3.1 Detektory používané v γ -spektroskopii

Spektroskopie γ -záření může v závislosti na měřené veličině probíhat ve dvou režimech – on-line a off-line. Podle typu měření se zvolí jeden ze dvou hlavních typů detektorů. Prvním typem jsou scintilační detektory a druhým detektory polovodičové.

- Scintilační detektory – organické a anorganické NaI(Tl) CsI(Tl), LaBr₃(Ce) – tyto detektory se vyznačují vysokým časovým rozlišením, avšak ne zcela dobrým energetickým rozlišením.
- Polovodičové detektory – založené na krystalu polovodičového materiálu – Si, (HP)Ge a Ge(Li). Tyto detektory mají výrazně lepší energetické rozlišení než scintilační detektory, avšak rychlost generace signálu je značně nižší.

V minulosti se scintilační detektory používaly i pro γ -spektroskopii avšak s rozvojem technologií tvorby polovodičových krystalů byly postupně nahrazovány a dnes se využívají zejména v případech on-line měření, kde je prioritní rychlost detekce.

V případě polovodičových detektorů je výstupem z detektoru přímo elektrický pulz (proudový nebo napěťový). Naproti tomu u scintilačních detektorů je třeba použít další zařízení na převod světelného pulzu na elektrický impuls. Tímto zařízením může být fotonásobič nebo fotodioda.

4 Aktivace materiálů neutronovým spektrem

Aktivace je radioanalytická metoda, která spočívá v ozáření sledovaného materiálu neboli terče γ -zářením, neutrony, případně nabitými částicemi. Částice interagují s materiálem a vzniká nestabilní radionuklid, který je možné měřit γ -spektroskopicky. Výhodou této metody je, že umožňuje určit izotopické a chemické složení terčových materiálů a případně známých izotopických složení, z nichž je možné následně určit spektrum primárních částic. To lze stanovit za předpokladu, že jsou známy účinné průřezy sledovaných reakcí. Nestabilní prvek se rozpadá pomocí řady α nebo β záření na stabilní prvek. Doba přeměny závisí na poločasu rozpadu, která je specifická pro každý nestabilní radionuklid. Takto vzniklé dceřinné jádro je z pravidla v excitovaném stavu a následně se pomocí kaskády γ -rozpadů, či vnitřní konverzí elektronů dostane do základního stavu.

Při aktivačních měřeních uvedených v této práci byly zejména uvažovány reakce způsobené polem sekundárních neutronů, které byly produkovány spalační sestavou *QUINTA* s primárním protonovým svazkem o energii 660 MeV. Zkoumané terčiky se skládaly z různých typů prahových aktivačních detektorů, u nichž byla předem známa jejich hmotnost a izotopické složení.

4.1 Reakční rychlost

Termín reakční rychlost (R_r) označuje počet částic sledovaného radionuklidu vzniklých v terčiku na jednu dopadající částici. V této práci je dopadající částice proton o energii 660 MeV. Pro odvození je nutné uvažovat, že měření na polovodičovém HPGe detektoru začalo v čase $t_z = t_{irr} + t_{delay}$ a celková doba měření odpovídá času t_{real} . Celková doba ozařování je označována jako t_{irr} a t_{delay} je doba mezi koncem ozařování a začátkem každého měření. Vzorec reakční rychlosti je možné popsat rovnicí:

$$R_r = \frac{S(E_\gamma)\lambda t_{irr}}{\varepsilon_{FEP}(E_\gamma)I_\gamma(E_\gamma)I_P(1 - \exp^{-\lambda t_{irr}})(\exp^{-\lambda t_{decay}})(1 - \exp^{-\lambda t_{real}})} \frac{M}{N_A m} \frac{t_{real}}{t_{live}} \quad (4.1)$$

$$[R_r] = (atom^{-1} \cdot proton^{-1}). \quad (4.2)$$

Kde $S(E_\gamma)$ je plocha píku v energii (E_γ), λ je rozpadová konstanta, t_{irr} je doba ozařování, $\varepsilon_{FEP}(E_\gamma)$ je účinnost detektoru, $I_\gamma(E_\gamma)$ je intenzita γ -linie, I_P je celkový počet částic, t_{delay} je doba mezi koncem ozařování a začátkem měření, M je molární hmotnost, N_A je Avogadrova konstanta, m je hmotnost, t_{real} je celková doba měření a t_{live} je efektivní doba měření.

4.2 Korekční faktory

V případě výpočtu reakčních rychlostí bez korekčních faktorů výsledky nemusejí být zcela relevantní. Základní vztah pro reakční rychlost byl odvozen v předchozí podkapitole. Mezi elementární korekce patří korekce spojené s časem jednotlivých událostí, které jsou zmíněny níže.

$$\frac{t_{real}}{t_{live}} \quad \text{korekce mrtvé doby detektoru,}$$

$$\frac{1}{1 - \exp^{-\lambda t_{irr}}} \quad \text{korekce znázorňující rozpad během ozařování,}$$

$\frac{1}{\exp^{-\lambda t_{delay}}}$	korekce znázorňující rozpad mezi koncem ozařování a začátkem měření,
$\frac{1}{1-\exp^{-\lambda t_{real}}}$	korekce znázorňující rozpad v průběhu měření,
$\frac{1}{I_{\gamma}(E_{\gamma})}$	korekce intenzity gama linky,
$\frac{1}{\varepsilon_{FEP}(E_{\gamma})}$	korekce na účinnost detektoru.

4.3 Určení spektra sekundárních neutronů

Rekonstrukci spektra sekundárních neutronů je možné provádět pomocí on-line monitorovacích systémů nebo off-line metodami, například s využitím prahových aktivačních detektorů. Spektrum je možné rozdělit na několik energetických částí označovaných „energetické biny“. V praxi jsou energetické biny rozděleny podle počtu reakcí, ze kterých se provede rekonstrukce spektra. Pro přesné sestavení spektra je možné použít desítky reakcí z různých materiálů prahových aktivačních detektorů, které jsou citlivé na určité energetické spektrum. Základní rovnice vychází ze vztahu

$$R_r^i = \int_{E_{th}}^{\infty} \sigma_i(E_n) \varphi(E_n) dE_n, \quad (4.3)$$

kde R_r^i je reakční rychlost pro i-tou reakci a $\sigma_i(E_n)$ je účinný průřez pro i-tou reakci v dané energetické oblasti, který byl vypočítán s pomocí softwaru TALYS 1.8 [10], $\varphi(E_n) dE_n$ je hustota neutronového toku ve stejné energetické oblasti jako v předchozím případě a E_{th} je prahová energie zvolené reakce.

5 Experimenty v SÚJV Dubna

Část projektů skupiny E&T-RAW byla řešena v rámci disertační práce, kde experimentální data prezentuje autor disertační práce. Součástí prezentované práce jsou výsledky, které naměřil, analyzoval a prezentoval autor této práce. Experimentální část proběhla v SÚJV Dubna na spalační sestavě *QUINTA* za interakce vysoce energetických protonů urychlovaných urychlovačem Fázotron.

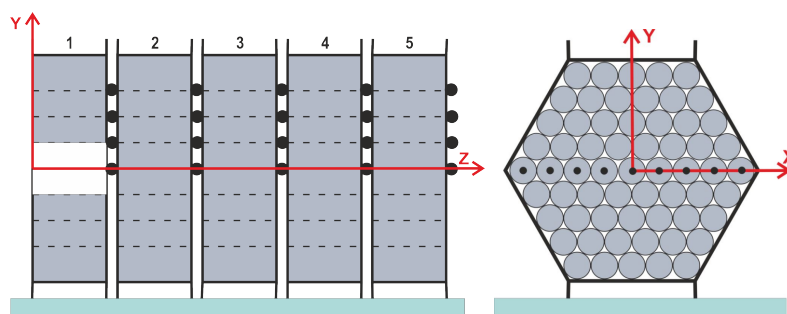
Na spalační sestavě *QUINTA* bylo v období čtyř let provedeno několik experimentálních ozařování. Autorova participace na experimentech spočívala v určování experimentálních reakčních rychlostí různých radionuklidů v prahových aktivačních detektorech, které byly ozařovány polem sekundárních neutronů. Původně bylo zamýšleno provést výzkum pouze na terčích z monoizotopického kobaltu, ale později byly k analýze přidány i další materiály jako hliník, mangan a indium.

K samotnému ozařování je nutné přistupovat precizně, jelikož se jedná o komplexní celek a jediná chyba by mohla zapříčinit nepřesné výsledky, případně zmařit celý experimentální cyklus. Nastínění a rozvedení problematiky spojené s provedením experimentu je rozděleno do následujících čtyř skupin:

- Příprava – nutnost přípravy dokumentace pro ozařování, kontrola aparatury pro měření, příprava prahových aktivačních detektorů a jejich umístění na příslušné pozice pro aktivaci.

- Ozáření a přeprava – nastavení pozice protonového svazku a její kontrola, dozimentrická kontrola pozadí pro bezpečný vstup do experimentálního sálu, vyjmutí aktivovaných terčů ze spalační sestavy a jejich dozimentrická kontrola, transport experimentálních terčů do spektroskopické laboratoře.
- γ -spektroskopická měření – sundání terčů z Al držáků, nalepení na měřicí destičky, měření aktivovaných terčů od desítek minut po jednotky dní, přičemž mrtvá doba detektoru nesmí přesáhnout 10 %.
- Analýza naměřených dat – vyhodnocení měřených spekter v programu Deimos32 [6], sčítání píků, korekce nelinearity, pozadí a SEP a DEP píků, korekce účinnosti HPGe detektoru, korekce samoabsorpce, identifikace radionuklidů, kontrola rozpadových křivek, výpočet reakčních rychlostí.

V rámci disertační práce bylo během čtyř let provedeno několik aktivačních ozařování spalační sestavy *QUINTA*, kde bylo ozářeno velké množství prahových aktivačních detektorů. Obecně byly provedeny dva typy ozařování, přičemž nejprve se provádělo ozařování s olověným stíněním a následně se olověné stínění odstranilo. Cílem ozařování bylo zjistit rozložení neutronového spektra a zda má stínění vliv na produkci neutronů pro štěpení a neutronový záchyt, jako tomu bylo v publikaci [7], kde se produkce neutronového záchytu s přidáním olověného stínění zvýšila přibližně o 50 %. Pro aktivační měření byly vybrány prahové aktivační detektory ^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co a ^{nat}In , které byly umístěny ve vertikálních sekcích v polohách 0, 40, 80 a 120 mm od centra spalační sestavy a v horizontálních polohách ve vzdálenosti 36, 72, 108 a 144 mm na obě strany osy x. Vertikální vzorky byly uloženy za všemi sekcemi spalační sestavy *QUINTA* a horizontální terčůky pouze za 2. a 3. sekcí. Pro ilustraci jsou pozice znázorněny na obrázku 5.1.



Obr. 5.1: Spalační terč *QUINTA* s pozicemi ozařovaných vzorků ve vertikálních (vlevo) a horizontálních pozicích (vpravo).

6 Výsledky experimentálních dat a diskuse

Z aktivovaných prahových detektorů, které byly zmíněny v předchozí kapitole, je možné určit hustotu sekundárních neutronů vznikajících v podkritických sestavách. Pro autorem zvolenou metodiku je nezbytné určit reakční rychlosti radionuklidů v aktivovaných materiálech, přičemž musí být kladen důraz, aby daná reakce mohla vzniknout pouze jedním typem interakce s neutronem. Každá reakce je specifická svým energetickým prahem a díky tomu je možné detekovat určitou oblast energetického spektra. Ve spalační sestavě *QUINTA* byly proto rozestavěny prahové aktivační detektory do jednotlivých pozic v horizontálním a vertikálním směru v předem definovaných vzdálenostech od středové osy.

6.1 Ozařování sestavy *QUINTA* s olověným stíněním

Výsledky reakčních rychlostí jednotlivých radionuklidů produkovaných z ^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co a ^{nat}In , ozářených uvnitř spalační sestavy obklopené olověným stíněním jsou znázorněny grafy 6.1 až 6.7. Tyto grafy jsou rozděleny na dvě části – levou a pravou stranu, přičemž každá část uvádí data reakčních rychlostí pro nalezené radionuklidy. Vzhledem k tomu, že zdokumentovaná data byla měřena jak ve vertikálních, tak v horizontálních sekcích sestavy, výstupy byly rozděleny na hodnoty získané z vertikálních pozic – obrázek 6.1 až 6.4 a hodnoty z horizontální oblasti prezentované obrázky číslo 6.5–6.7. Vzorky ve vertikálních pozicích během ozařování s olověným stíněním byly rozmístěny nad i pod osou spalační sestavy.

V terčících ^{59}Co bylo nalezeno celkem 14 radionuklidů s prahovou energií neutronů do 50,5 MeV. V ^{27}Al byly nalezeny tři radionuklidy s prahem do 185,4 MeV, jeden radionuklid byl analyzován v ^{55}Mn a v ^{nat}In byly nalezeny dva radionuklidy. Informace o jednotlivých reakcích jsou prezentovány v tabulce 6.1. Pro ukázkou výsledků jsou prezentovány pouze dva radionuklidy generované v každém materiálu, s výjimkou ^{55}Mn .

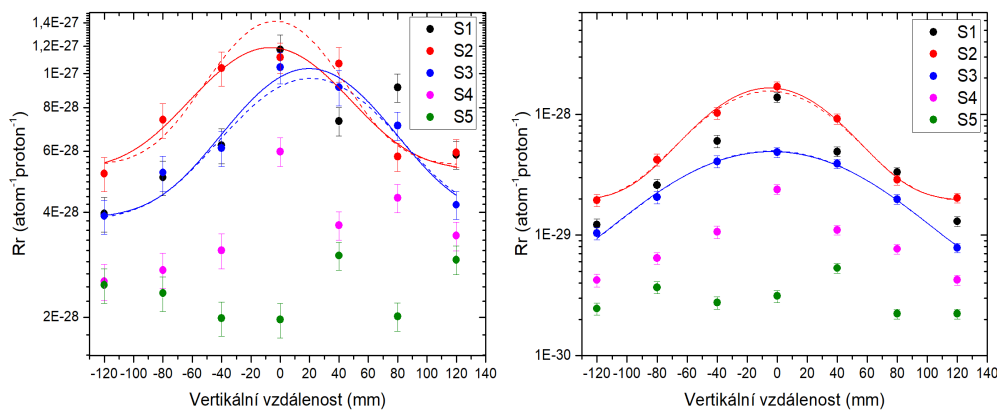
Tabulka 6.1: *Energie prahových a bezprahových reakcí pro interakci s neutrony.*

Reakce	Eth,eff (MeV)	T _{1/2}	Reakce	Eth,eff (MeV)	T _{1/2}
$^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$	-	5,2714(5) y	$^{59}\text{Co}(n, n4\alpha)^{43}\text{K}$	36,0	22,3(1) h
$^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$	3,92	44,503(6) d	$^{59}\text{Co}(n, 2n3\alpha)^{46}\text{Sc}$	36,4	83,79(4) d
$^{59}\text{Co}(n, 2n)^{58}\text{Co}$	10,6	70,86(7) d	$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{51}\text{Cr}$	36,8	27,7025(24) d
$^{59}\text{Co}(n, 2n\alpha)^{54}\text{Mn}$	17,5	312,3(4) d	$^{59}\text{Co}(n, 4n\alpha)^{52}\text{Mn}$	38,8	5,591(3) d
$^{59}\text{Co}(n, 3n)^{57}\text{Co}$	21,0	271,79(9) d	$^{59}\text{Co}(n, 2n4\alpha)^{42}\text{K}$	45,7	12,360(3) h
$^{59}\text{Co}(n, n3\alpha)^{47}\text{Sc}$	25,6	3,3492(6) d	$^{59}\text{Co}(n, 4n2\alpha)^{48}\text{V}$	47,6	15,9735(25) d
$^{59}\text{Co}(n, 4n)^{56}\text{Co}$	34,3	77,27(3) d	$^{59}\text{Co}(n, 5n)^{55}\text{Co}$	50,5	17,53(3) h
$^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$	6,6	14,9590(12) h	$^{27}\text{Al}(n, 2n\alpha)^{22}\text{Na}$	34,8	2,6019(4) y
$^{27}\text{Al}(n, x)^7\text{Be}$	185,4	53,12(7) d			
$^{55}\text{Mn}(n, \gamma)^{56}\text{Mn}$	-	2,5785(2) h			
$^{nat}\text{In}(n, *)^{116m}\text{In}$	-	54,29(17) m	$^{nat}\text{In}(n, *)^{115m}\text{In}$	0,4	4,486(4) h

Reakční rychlosti jednotlivých radionuklidů mají s rostoucí vzdáleností ve vertikální ose od centra spalační sestavy tendenci klesat. Z grafu lze také vyčíst, že jednotlivé hodnoty reakčních rychlostí ve stejné sekci a stejné vzdálenosti od centra sestavy jsou podobné. Tento výsledek poskytl ověření rovnoměrného rozložení spektra sekundárních neutronů v jednotlivých sekcích spalační sestavy, a proto byla další aktivační měření prováděna pouze ve vrchní části zařízení *QUINTA*. Hodnoty se rozcházejí zejména v 1., 2. a 3. sekci na pozici 40 mm od centra spalační sestavy v obou směrech, což mohlo být způsobeno vstupní pozicí svazku. Trend hodnot reakčních rychlostí v 5. sekci u produkovaného radionuklidu ^{60}Co se rozchází s ostatními sekcemi. Markantní rozdíl je zejména v případě umístění terčíku v centru spalační sestavy a na pozicích 40 mm v obou směrech. Po kontrole ostatních reakcí generovaných s ^{59}Co bylo zjištěno, že vzorek v centru sestavy a na pozici -40 mm od centra sestavy se liší o jednu až dvě odchylky, zatímco hodnoty ostatních radionuklidů odpovídají průběhům. Výsledky získané z pozice 40 mm od centra svazku jsou však zhruba 2x vyšší. I přes několikanásobnou analýzu naměřených dat a převážení terčíků výsledky vyšly stejně.

Prezentovaná data z horní poloviny spalační sestavy jsou převážně sestupného charakteru a hodnoty reakčních rychlostí se se zvyšující se vzdáleností snižují. Ve všech grafech reakčních rychlostí produkovaných ^{59}Co ve vertikálních pozicích je možné pozorovat neobvyklý charakter křivek. Konkrétně se jedná o terčíky měřené v 1. a 4. sekci – pozice 40 mm, v 2. a 5.

sekcí – pozice 80 mm a ve 3. sekci na pozici 120 mm, které dosahují nižších hodnot reakčních rychlostí oproti předpokládaným hodnotám v rozmezí přibližně 30–40 %. Zřetelné fluktuace je možné pozorovat na reakci $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ znázorněné grafem 6.1 vlevo. Snížení hodnot je pravděpodobně způsobeno nesprávnou kalibrací jednoho polovodičového HPGe detektoru. Tyto čtyři vzorky byly bohužel měřeny pouze na tomto detektoru. Běžně je možné kalibraci detektoru provést znovu po ukončení veškerých měření, ale mezi měřeními a vyhodnocením nastala na detektoru porucha, a ten byl demontován ze své původní pozice. Ostatní terčíky byly měřené dalšími polovodičovými detektory, díky čemuž byla zjištěná chyba eliminována.



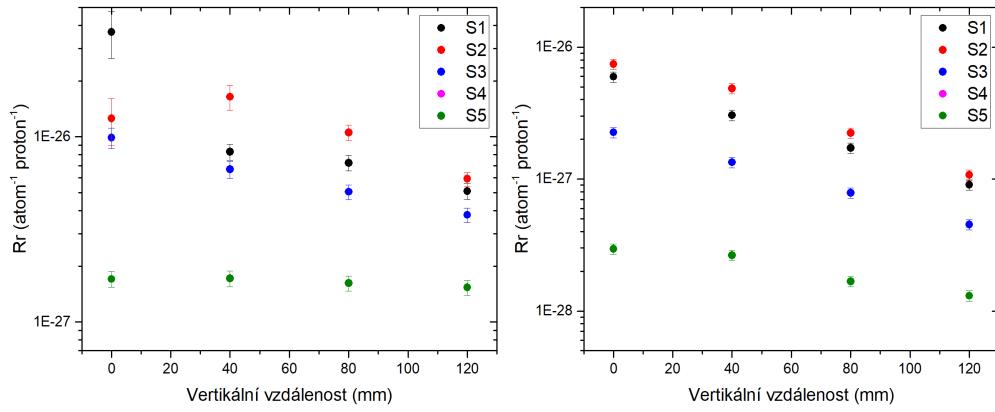
Obr. 6.1: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{60}Co (vlevo) a ^{59}Fe (vpravo) produkovaných z ^{59}Co ve vertikálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování s olověným stíněním.

Z důvodu určení přesné pozice svazku byly reakční rychlosti jednotlivých radionuklidů proloženy Gaussovou funkcí a z jejího maxima byla určena pozice s maximálním výskytem sekundárních neutronů, případně primárních protonů. Vzhledem k možnosti zvýšení hodnoty reakční rychlosti vlivem protonového svazku u všech reakcí kromě (n,γ) a (n,p) byly vytvořeny dvě Gaussovy křivky. První prokládala všechny horizontální nebo vertikální terčíky (plná čára) a druhá procházela všemi, kromě terčíků v centru spalační sestavy (čárkovaná čára). Ve vertikální i horizontální pozici byly Gaussovy funkce vykresleny ve 2. a 3. sekci. Z maxim jednotlivých radionuklidů byla váženým průměrem vypočtena maximální hodnota Gaussova proložení. Střední hodnota maxima funkce byla vypočtena ve 2. sekci na hodnotu $y = 1,74(61)$ mm pro všechny terčíky a $y = -1,14(212)$ mm pro terčíky bez středového bodu. Ve 3. sekci byla střední hodnota maxima vypočítána na $y = 2,81(176)$ mm, respektive $y = 0,86(191)$ mm.

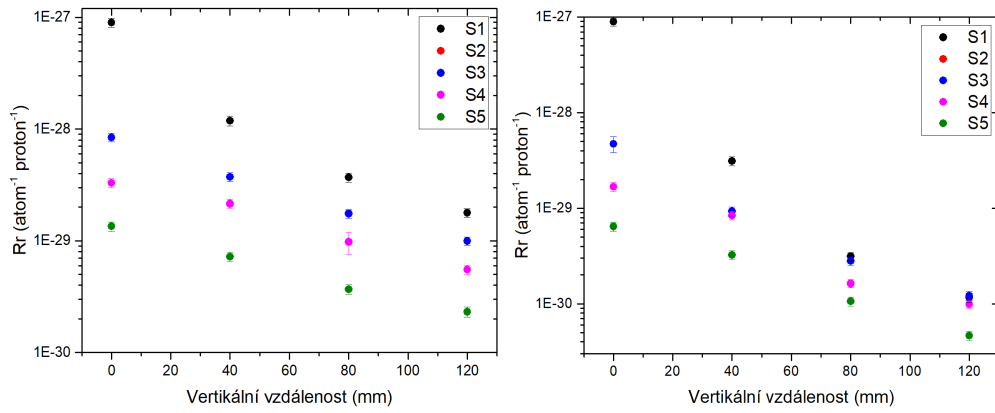
V dalším kroku byly vypočteny poměrné hodnoty reakčních rychlostí k terčíku situovanému v centru spalační sestavy ve 2. sekci a byly provedeny poměrné hodnoty pro jednotlivé sekce. V jednotlivých sekcích se poměrné hodnoty snižují přibližně rozdílem 30 % mezi sousedními pozicemi.

V grafech 6.2 až 6.4 lze pozorovat lineární pokles v jednotlivých sekcích s označením 3; 4 a 5 s fluktuacemi v rámci jedné maximálně dvou odchylek. Ze zakřivení křivek pro radionuklidy ^{24}Na a ^{22}Na lze vyvodit přítomnost vysokoenergetických protonů působících na terčík umístěný v 1. sekci v centru spalační sestavy QUINTA, protože terčíky na této pozici jsou situovány v ose protonového svazku.

Vzhledem k rovnoměrnému rozložení sekundárních neutronů u terčíků ve vertikálních pozicích by naměřené hodnoty reakčních rychlostí na levé straně měly odpovídat reakčním rychlostem na straně pravé od středové osy spalační sestavy. Ozařování ^{59}Co v horizontálních pozicích bylo prováděno během dvou experimentů, proto lze pozorovat změny způsobené vychýlením protonového svazku. Hodnoty reakčních rychlostí z ^{59}Co byly nejprve získány ve 2. sekci ve všech pozicích kromě centrální, a to během experimentu v listopadu 2015. V prosinci



Obr. 6.2: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{116m}In (vlevo) a ^{115m}In (vpravo) produkovaných z ^{nat}In ve vertikálních sekcích sestavy *QUINTA* během ozařování s olověným stíněním.

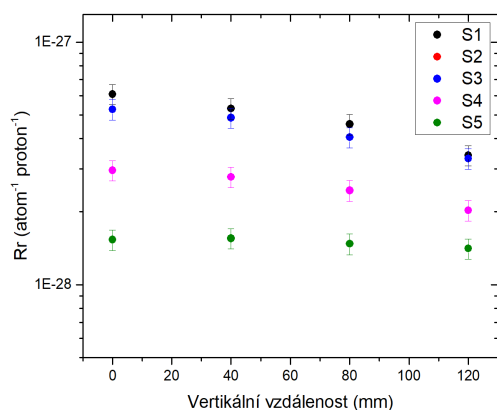


Obr. 6.3: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{24}Na (vlevo) a ^{22}Na (vpravo) produkovaných z ^{27}Al ve vertikálních sekcích sestavy *QUINTA* během ozařování s olověným stíněním.

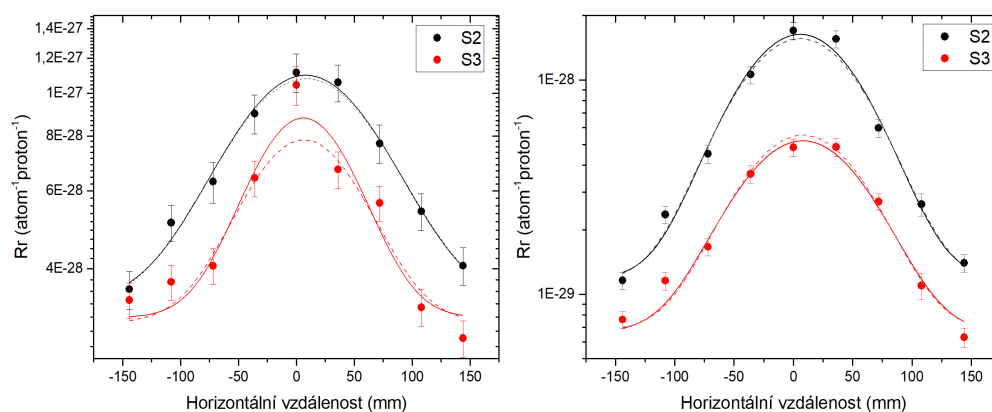
2015 byl aktivován chybějící terčik v centru 2. sekce a vzorky byly doplněny i do 3. sekce. Sledované hodnoty reakčních rychlostí pro prezentované hodnoty ve 2. sekci jsou přibližně o 20 % vyšší v kladných hodnotách osy x než na její záporné části, což potvrzuje, že svazek protonů byl vychýlen mírně doprava. Proto byly hodnoty reakčních rychlostí proloženy Gaussovou funkcí a z maxima této funkce byl vypočten vážený průměr. Maximální hodnoty Gaussových funkcí ve 2. a 3. sekci pro všechny terčíky odpovídaly $x = 2,22(224)$ mm a $x = 6,04(239)$ mm. Bez středového terčíku jsou tyto hodnoty $x = 1,84(194)$ mm pro 2. sekci a $x = 6,22(255)$ mm pro 3. sekci. V dalším ozařování bylo z radionuklidů generovaných v ^{27}Al a ^{nat}In pro 3. sekci také vypočteno maximum Gaussova proložení. Pro všechny terčíky byla tato hodnota $x = 352(131)$ mm a bez středového terčíku $x = 3,34(143)$ mm.

6.2 Ozařování spalační sestavy *QUINTA* bez olověného stínění

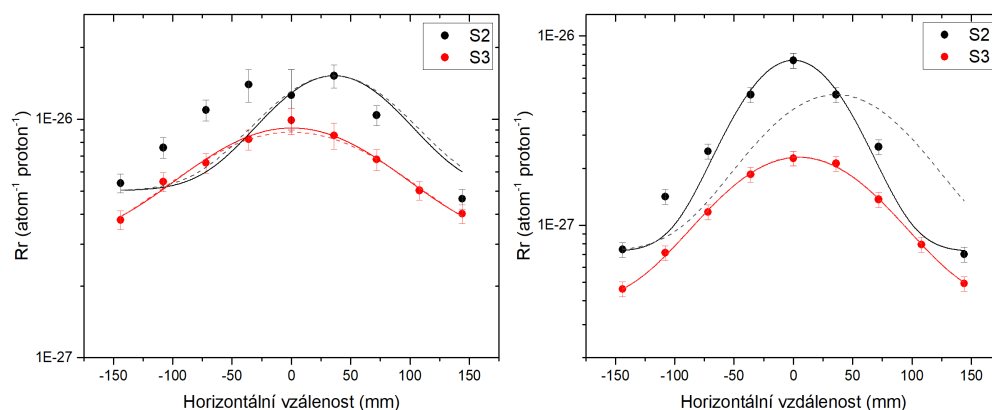
Pro získání informace o změně neutronového pozadí tepelných neutronů ve spalační sestavě *QUINTA* bez olověného stínění bylo olovo odstraněno a následně uskutečněno ozařování. Zde byly osazeny terčíky ^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co a ^{nat}In ve vertikálních kladných hodnotách osy y a v horizontálních pozicích spalační sestavy *QUINTA*. Jako při předešlých ozařováních se uskutečnila dvě ozařování v jeden den, tedy krátkodobá i dlouhodobá aktivace. Při krátkodobé byly ozařeny ^{55}Mn a ^{nat}In a při dlouhodobé ^{27}Al a ^{59}Co . Vzhledem k tomu, že se jednalo o ozařování spalační sestavy bez olověného stínění, bylo pro lepší orientaci změněno označení reakčních rychlostí. Nové značení pro reakční rychlosti je Rr_{WS} , kde zkratka WS



Obr. 6.4: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidu ^{56}Mn produkovaného z ^{55}Mn ve vertikálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování s olověným stíněním.



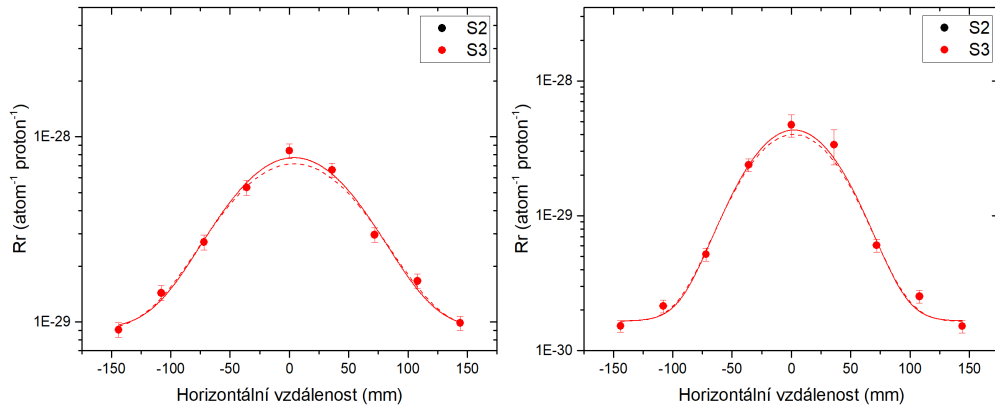
Obr. 6.5: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{60}Co (vlevo) a ^{59}Fe (vpravo) produkovaných z ^{59}Co a proložené Gaussovou funkcí v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování s olověným stíněním.



Obr. 6.6: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{116m}In (vlevo) a ^{115m}In (vpravo) produkovaných z ^{nat}In a proložené Gaussovou funkcí v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování s olověným stíněním.

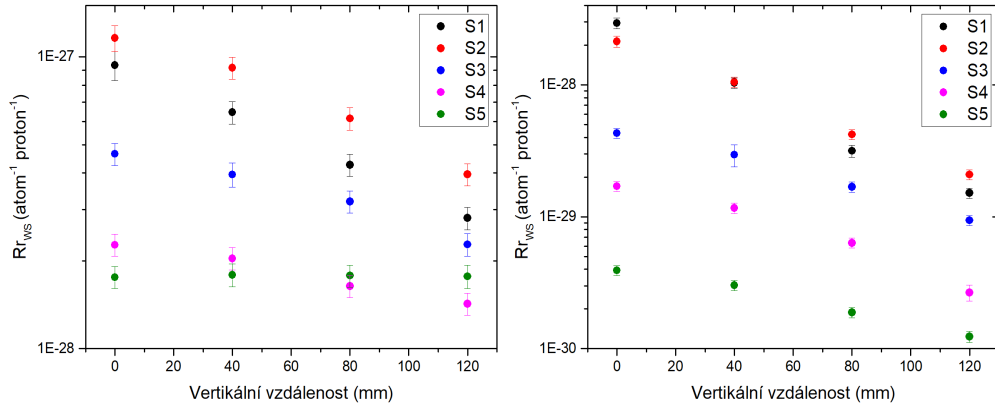
znamená „without shielding“, tedy bez stínění.

Při prvotním srovnání s ozařováním, kdy byla spalační sestava obklopena olověným stíněním, lze konstatovat, že v měřených datech se objevují pouze drobné fluktuace, které jsou způsobeny odchylkou měření, nikoliv nesprávnou kalibrací polovodičového HPGe detektoru jako v předchozím případě. Drobné fluktuace lze pozorovat například v grafu 6.11, ale ty při započtení jedné vypočtené odchylky odpovídají předpokládanému klesajícímu průběhu.

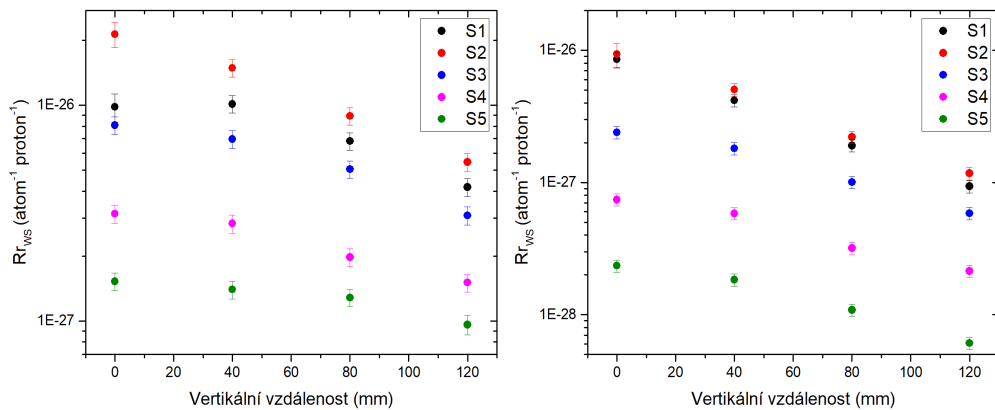


Obr. 6.7: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{24}Na (vlevo) a ^{22}Na (vpravo) produkovaných z ^{27}Al a proložené Gaussovou funkcí v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování s olověným stíněním.

U bezprahových reakcí znázorněných na obrázcích 6.8, 6.9 a 6.11 se v 5. sekci vyskytují téměř identické hodnoty reakčních rychlostí jednotlivých izotopů.



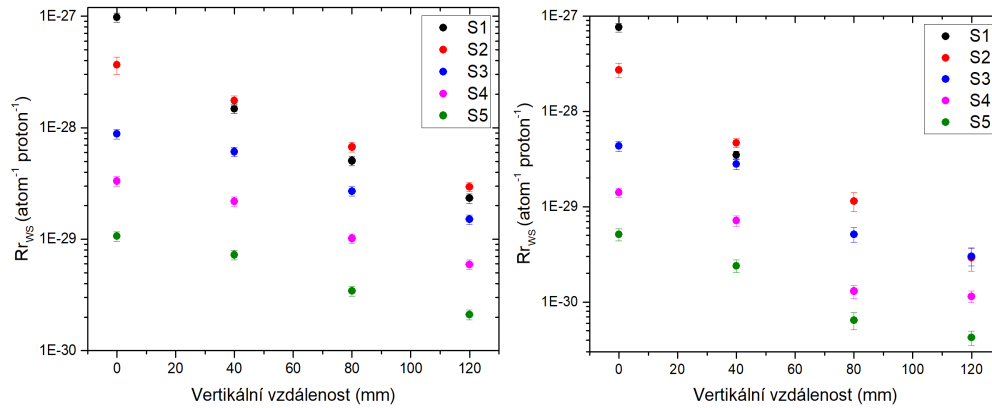
Obr. 6.8: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{60}Co (vlevo) a ^{59}Fe (vpravo) produkovaných z ^{59}Co ve vertikálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.



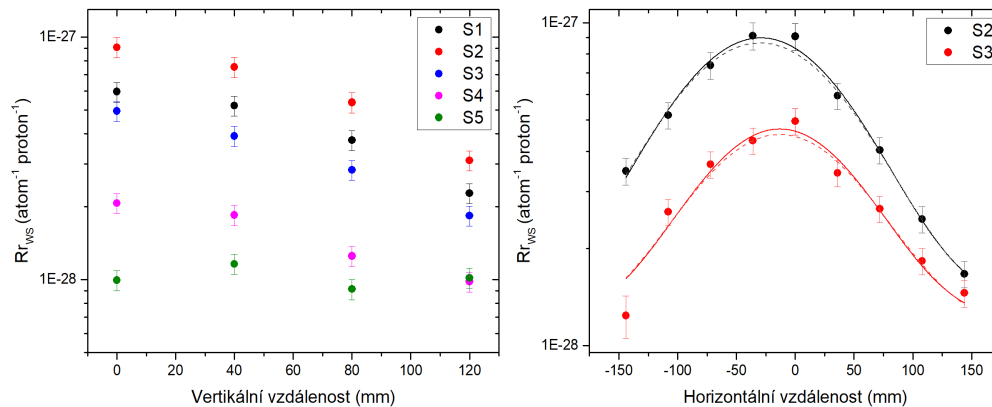
Obr. 6.9: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{116m}In (vlevo) a ^{115m}In (vpravo) produkovaných z ^{nat}In ve vertikálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.

Průběhy reakčních rychlostí s prahem od 0,4 do 7 MeV jsou znázorněny na obrázcích 6.8 vpravo, 6.9 vpravo a 6.10, kde se ukazují blízké hodnoty sekundárních neutronů v 1. a 2. sekci

spalační sestavy. Rozdíl hodnot mezi 1. a 2. sekci je do 30 % s výjimkou reakce $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$, kde se vyskytuje vyšší hodnota v centru spalační sestavy, a to z důvodu přítomnosti protonového svazku a příspěvku reakční rychlosti z interakce s protony. U radionuklidů s prahem vyšším než 20 MeV produkovaných z ^{59}Co a ^{27}Al bylo možné pozorovat blízké hodnoty reakčních rychlostí ve 3. sekci v centru sestavy a v pozici 40 mm od centra sestavy. Příčinou je pozice svazku mezi těmito dvěma terčíky při natočení sestavy o 2° a vstup svazku do uranového terče.



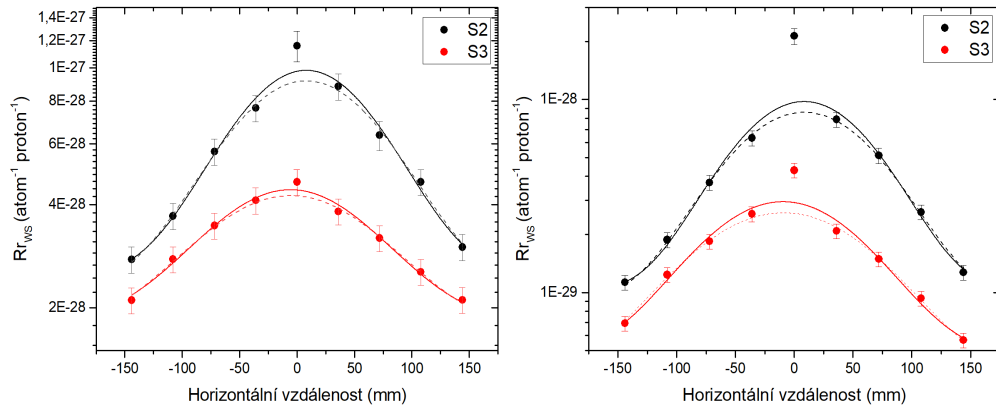
Obr. 6.10: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{24}Na (vlevo) a ^{22}Na (vpravo) produkovaných z ^{27}Al ve vertikálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.



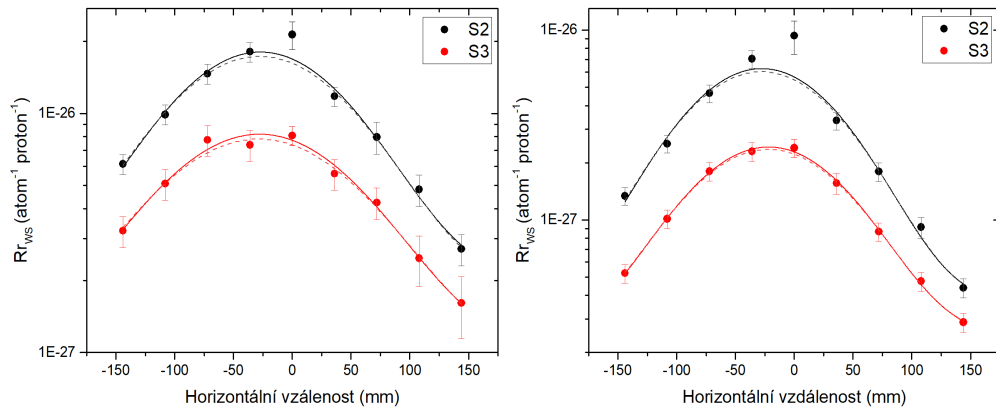
Obr. 6.11: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidu ^{56}Mn produkovaného z ^{55}Mn ve vertikálních a horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.

Pro určení reakčních rychlostí v horizontální ose bez olověného stínění byla provedena aktivace terčů ve stejných pozicích. Vzhledem k velkému počtu terčů se uskutečnilo krátkodobé ozaření vzorků, na kterých se detekovaly radionuklidy s poločasem rozpadu v jednotkách hodin. Při srovnání tvarů křivek z krátkodobého a dlouhodobého ozařování lze zřetelně pozorovat, jak jsou hodnoty citlivé na změnu pozice protonového svazku.

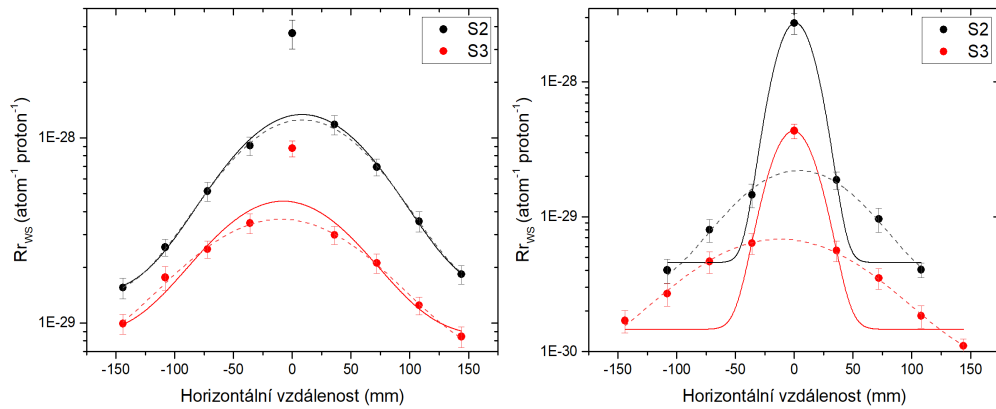
Výsledné křivky z dlouhodobé aktivace od středu sestavy po kladných a záporných hodnotách na ose x klesají jako v předchozích případech. Hodnoty detekované v terčích ^{59}Co se ve 2. sekci při porovnání levé a pravé strany od sebe liší v rozsahu dvou odchylek, díky čemuž lze konstatovat, že v této sekci se protonový svazek nacházel v blízkosti jejího středu. S ohledem na výsledky v 3. sekci se však svazek protonů nachází v záporných hodnotách osy x. Toto potvrzují i střední hodnoty získané proložení Gaussovou funkcí. Ve 2. sekci se maximum nachází v bodě $x = 1,38(136)$ mm, bez středového terčů $x = 7,56(157)$ mm, a ve 3. sekci $x = -3,63(354)$ mm, nebo $x = -10,9(18)$ mm. Další radionuklidy byly generovány z ^{27}Al .



Obr. 6.12: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{60}Co (vlevo) a ^{59}Fe (vpravo) produkovaných z ^{59}Co v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.



Obr. 6.13: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{116m}In (vlevo) a ^{115m}In (vpravo) produkovaných z ^{nat}In v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.



Obr. 6.14: Hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů ^{24}Na (vlevo) a ^{22}Na (vpravo) produkovaných z ^{27}Al v horizontálních sekcích sestavy QUINTA během ozařování bez olověného stínění.

U radionuklidu ^{22}Na je střední hodnota o 37 % vyšší na straně záporné osy x než na kladné a hodnoty radionuklidu ^{24}Na jsou vyšší přibližně o 23 %. Vážený průměr maxima Gaussova proložení byl ve 2. sekci ve vzdálenosti $x = 2,39(247)$ mm, respektive $x = 8,08(95)$ mm, a pro 3. sekci $x = -1,83(455)$ mm, respektive $x = -10,4(14)$ mm.

Hodnoty reakčních rychlostí získané z krátkodobého ozařování jsou prezentovány v grafech 6.13 a 6.11 vpravo. Z křivek reálných hodnot reakčních rychlostí lze na první pohled

vypozorovat změnu vstupního svazku protonů. Pro radionuklid ^{116m}In jsou ve 2. sekci hodnoty reakčních rychlostí o 93 % a ve 3. sekci o 80 % vyšší. Reakce ^{115m}In s prahem přibližně 0,4 MeV má měřené hodnoty o 160 %, respektive 87 % vyšší na záporné straně osy x . Poslední vypočtená reakce je $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$, u níž jsou hodnoty kladné strany osy x o 89 % nižší ve 2. sekci a o 23 % ve 3. Tato změna byla následně potvrzena Gaussovou funkcí a jejím maximem, kdy pro 2. sekci v pozici $x = -28,39(240)$ mm pro všechno terčíky a pozici $x = -28,70(164)$ mm bez středového terčíku. Ve 3. sekci byla pozice svazku vypočtena na $x = -27,42(122)$ mm pro všechny vzorky a $x = -22,32(91)$ mm pro terčíky bez vzorku situovaného uprostřed sestavy. Ačkoliv byla vstupní pozice svazku identická pro krátkodobý i dlouhodobý experiment, z výsledků lze konstatovat, že svazek změnil svou pozici přibližně o 3 cm. Příčinou mohla být změna magnetického pole na výstupu transportního potrubí.

6.3 Poměrné hodnoty reakčních rychlostí z ozařování se stíněním a bez něj

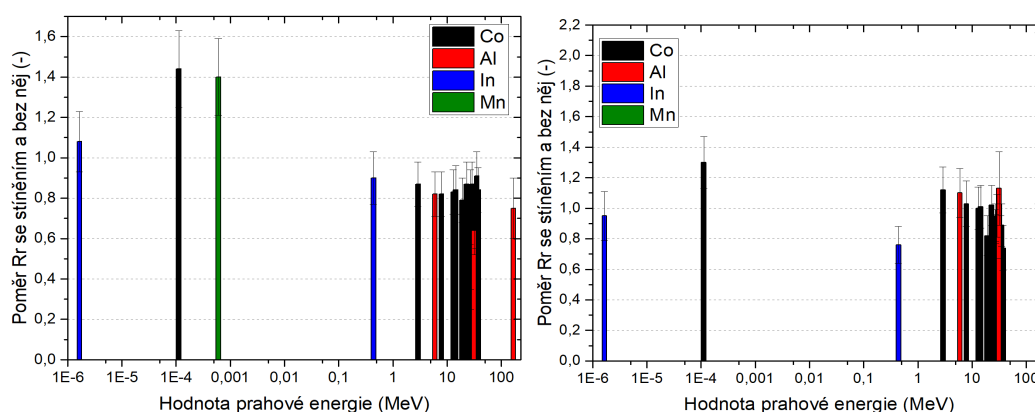
Pro získání informací o změně hodnot reakčních rychlostí, které jsou ovlivněny zvýšeným pozadím neutronů uvnitř olověného stínění spalační sestavy *QUINTA*, bylo provedeno porovnání všech změřených hodnot. Poměrné hodnoty byly určeny jako podíl reakčních rychlostí jednotlivých radionuklidů ozářených ve spalační sestavě obklopené olověným stíněním ku reakčním rychlostem vypočteným při ozařování bez olověného stínění. Z jednotlivých získaných hodnot byly vypočteny vážené průměry v jednotlivých sekcích a následně byl vypočten celkový vážený průměr pro terčíky ve vertikálních a horizontálních pozicích.

Vážené průměry v závislosti na prahových energiích uvedených v tabulce 6.1 byly vynešeny v grafech 6.15. Levý obrázek prezentuje hodnoty vážených poměrů pro vertikální hodnoty reakčních rychlostí a na pravé straně jsou hodnoty z horizontálních pozic. Tyto grafy prezentují vážené průměry hodnot prezentujících vliv olověného stínění na reakční rychlosti. V obrázku pro vertikální pozice lze pozorovat, že bezprahové reakce (n,γ) byly vyšší přibližně o 40 % pro monoizotopický ^{55}Mn a ^{59}Co . Radionuklid ^{116m}In byl vyšší pouze o 8 %. Poměrné hodnoty prahových reakcí se pohybují okolo hodnoty 0,85. Výskyt vysokoenergetických neutronů je tedy vyšší při ozařování bez olověného stínění. V grafu pro horizontální pozice je reakce (n,γ) pro ^{59}Co vyšší o 30 % při ozařování olověným stíněním. Ostatní prahové reakce se pohybují v rozsahu 0,67–1,22. To může být způsobeno vstupní pozicí protonového svazku. U vážených průměrů poměrných hodnot získaných z ^{nat}In jsou vážené průměry pro obě sledované reakce nižší než hodnoty pro ozařování s olověným stíněním. Což je způsobeno migrací svazku při krátkodobém ozařování v červnu 2017, kdy se podle vypočteného Gaussova maxima svazek nacházel přibližně v pozici $x = -22$ mm a v červnu 2016 bylo toto maximum přibližně v hodnotě $x = 3,4$ mm.

6.4 Rozložení neutronového toku

Spektrum neutronů rozložené uvnitř spalační sestavy *QUINTA* bylo určeno pomocí vztahu 4.3 nacházejícího se v podkapitole 4.3. Ten vychází ze známého údaje reakční rychlosti a účinného průřezu, který byl určen pomocí programu TALYS 1.8. Pro výpočet účinných průřezů potřebných pro tuto práci byl použit energetický rozsah $5 \cdot 10^{-7}$ –660 MeV. Pro porovnání experimentálního výpočtu hustoty neutronového toku byly Ing. Pavlem Tichým provedeny simulace v MCNPX 2.7.0 – Monte Carlo N-Particle extended [11]. Pro simulace byl použit model, který pro svou disertační práci [12] vytvořil Ing. Martin Suchopár, Ph.D. (ÚJF).

Výpočty experimentální hustoty neutronového pole byly provedeny ze získaných výsledků reakčních rychlostí radionuklidů detekovaných v ^{59}Co . Celkem bylo použito šest reakcí, z nichž byly provedeny výpočty sekundárního spektra neutronů v šesti oblastech určených prahovou energií radionuklidů ^{60}Co , ^{59}Fe , ^{58}Co , ^{57}Co , ^{56}Co a ^{55}Co znázorněnou v tabulce 6.1.



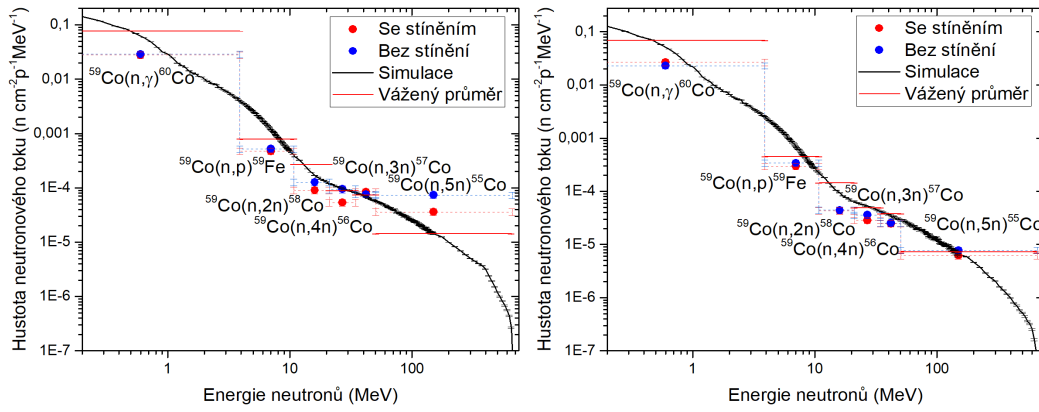
Obr. 6.15: Grafické znázornění poměrných hodnot reakčních rychlostí z experimentálních ozařování s olověným stíněním a bez něj pro vertikální pozice (vlevo) a horizontální pozice (vpravo).

Celkem bylo vypočteno a se simulací porovnáno spektrum neutronů z 19 vertikálních a 16 horizontálních pozic. Jako příklad jsou uvedeny výsledky neutronového spektra pro 2. sekci. Vertikální pozice prezentují grafy 6.16–6.17 a rozložení neutronového spektra v horizontálních pozicích je znázorněno v grafech 6.18–6.21. Ty představují výpočet spektra neutronů, které bylo použito pro ozařování sestavy *QUINTA* s olověným stíněním (červená barva) a bez něj (modrá barva). Jednotlivé body jsou zakresleny na čárkovaných úsečkách, které znázorňují energetický rozsah pro danou reakci. Konce úseček jsou opatřeny velikostí chyby měření a výpočtem pro jednotlivé energetické úseky. Simulované hodnoty jsou znázorněny černou křivkou. Simulace byly provedeny pouze pro experimenty s olověným stíněním, protože při nich byla známa přesná pozice vstupu protonového svazku do spalační sestavy. Přesná pozice vstupu protonového svazku pro experiment bez olověného stínění známa nebyla. Nicméně vzhledem k výsledkům reakčních rychlostí v podkapitolách 6.1 a 6.2 a jejich poměrných hodnot v podkapitole 6.3 lze předpokládat u spekter neutronů podobný trend. V jednotlivých energetických intervalech grafů červená plná čára znázorňuje střední hodnotu hustoty sekundárních neutronů v daném rozsahu energií.

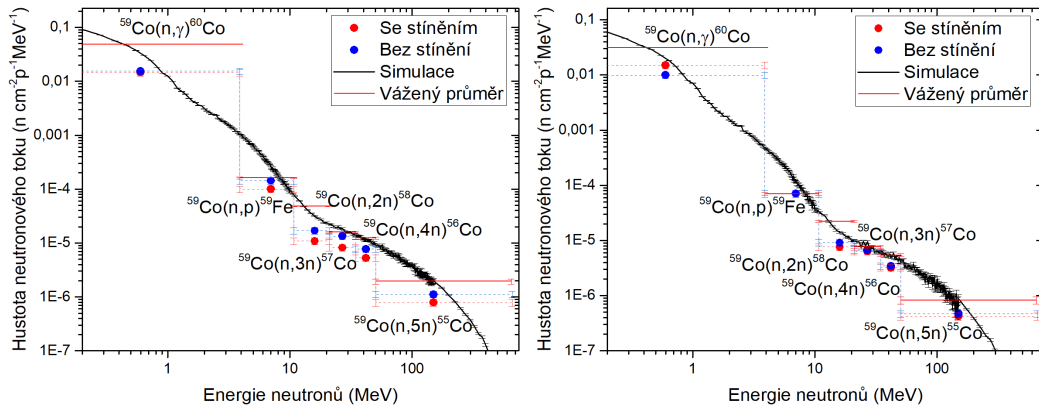
Jednotlivé energetické oblasti jsou voleny od energetického prahu jedné reakce až po energetický práh reakce následující. Reakce jsou znázorněny v každém grafu u příslušného intervalu. Reakce $^{59}\text{Co}(n,5n)^{55}\text{Co}$ je uvažována až do konce energetického spektra, tedy do hodnoty 660 MeV. Pokud nebyla tato reakce detekována, je výpočet neutronového spektra do oblasti maximální energie neutronů proveden pomocí reakce s nižším prahem, v tomto případě $^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$. Tyto případy se vyskytovaly převážně u experimentu bez olověného stínění.

Přiložené grafy rozložení neutronového spektra odpovídají předpokladu, že se zvyšujícím se energetickým prahem (od energie 1 MeV) je hustota neutronového toku nižší jak ve vertikálních, tak v horizontálních pozicích. Nicméně v centru a v pozici 40 mm od centra spalační sestavy v 1., 2. a 3. sekci se vyskytovaly vysokoenergetické protony. Pro terčík situovaný v centru 1. sekce je největší interakce s protony s energií nad 650 MeV a výskyt protonů odpovídá hodnotě $2,93(1) \cdot 10^{-3} \text{ p}_{\text{sek}} \cdot \text{cm}^{-2} \text{MeV}^{-1} \text{p}_{\text{prim}}^{-1}$. V centru 2. sekce dosahují nejvyšší počty protonů hodnoty $2,91(1) \cdot 10^{-4} \text{ p}_{\text{sek}} \cdot \text{cm}^{-2} \text{MeV}^{-1} \text{p}_{\text{prim}}^{-1}$ v energetické oblasti 350–375 MeV. Třetí sekce má nejvyšší hodnoty protonů v energetické oblasti 325–350 MeV, a ta je stanovena na $4,88(5) \cdot 10^{-6} \text{ p}_{\text{sek}} \cdot \text{cm}^{-2} \text{MeV}^{-1} \text{p}_{\text{prim}}^{-1}$.

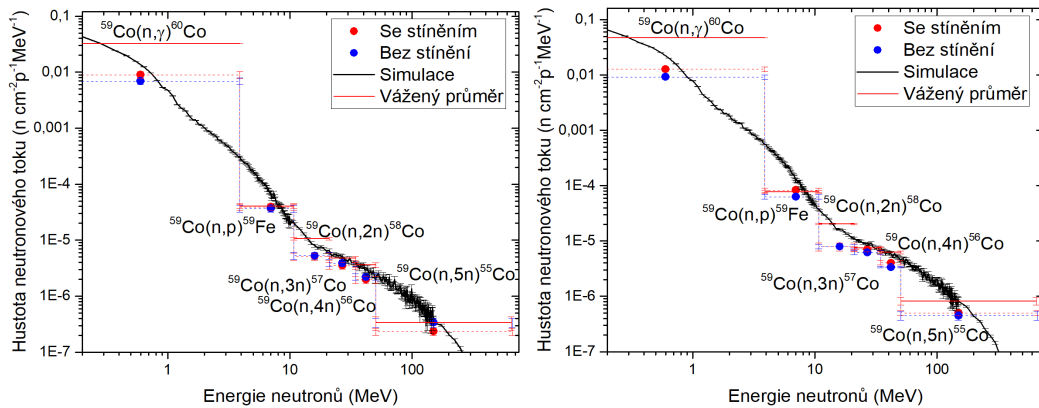
Vypočtené hodnoty neutronových spekter získaných z ozařování s olověným stíněním byly porovnány se středními hodnotami získanými simulací. Poměry mezi střední hodnotou ze simulace a experimentálním výpočtem reakce $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ jsou v rozsahu 0,76(11)–4,11(60) a vážený průměr poměrů z horizontálních a vertikálních sekcí je 1,65(25). Vážený průměr



Obr. 6.16: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA v centru sestavy (vlevo) a ve vertikální pozici 40 mm (vpravo) od centra sestavy.

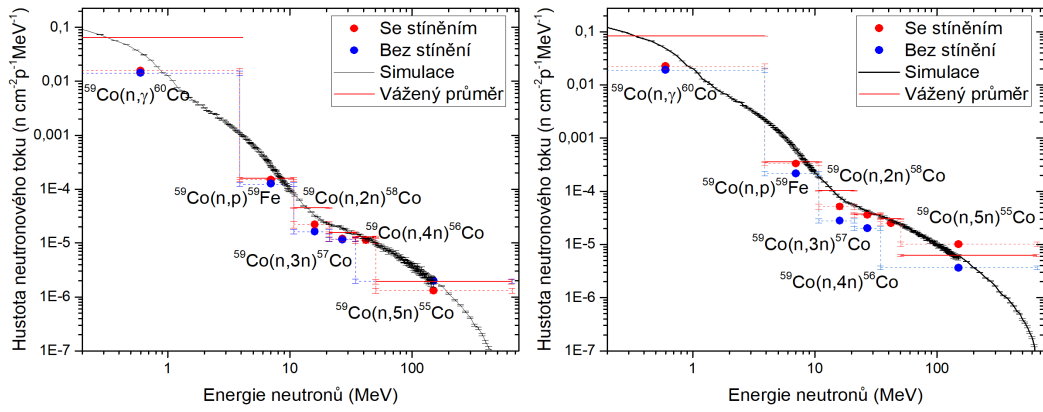


Obr. 6.17: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA na vertikální pozici 80 mm (vlevo) a 120 mm (vpravo) od centra sestavy.

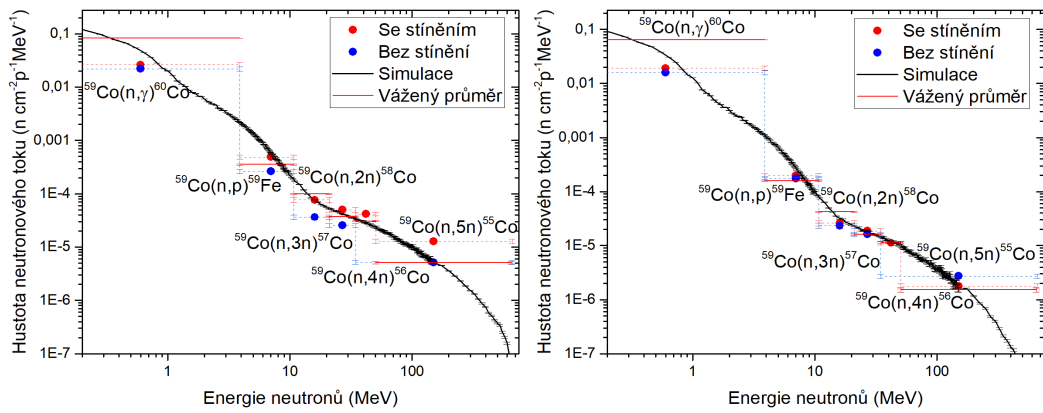


Obr. 6.18: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA na horizontální pozici -144 mm (vlevo) a -108 mm (vpravo) od centra sestavy.

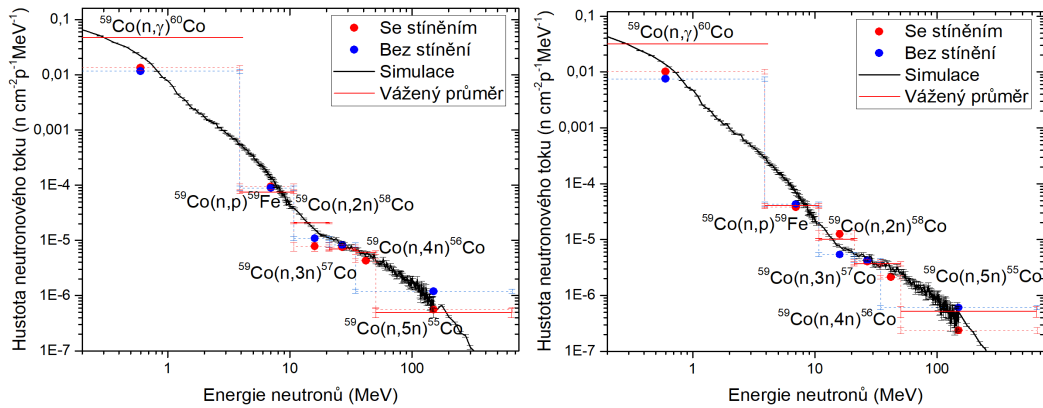
poměrných hodnot pro reakci $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ byl vypočten na hodnotu 0,90(15), přičemž poměrné hodnoty se pohybovaly od 0,63(15) do 2,77(39). Reakce $^{59}\text{Co}(n,2n)^{58}\text{Co}$ měla nejvyšší poměrnou hodnotou mezi simulací a experimentálními hodnotami, a to 4,44(63), její nejnižší hodnota byla 1,12(23). Vážený průměr všech hodnot byl vypočten na 1,69(28). Podobné výsledky poměrných hodnot celkového váženého průměru jsou pro reakce $^{59}\text{Co}(n,3n)^{57}\text{Co}$



Obr. 6.19: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA na horizontální pozici -72 mm (vlevo) a -36 mm (vpravo) od centra sestavy.



Obr. 6.20: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA na horizontální pozici 36 mm (vlevo) a 72 mm (vpravo) od centra sestavy.



Obr. 6.21: Experimentální hodnoty spektra neutronů s olověným stíněním a bez něj porovnané se simulací ve 2. sekci terče QUINTA na horizontální pozici 108 mm (vlevo) a 144 mm (vpravo) od centra sestavy.

a $^{59}\text{Co}(n,4n)^{56}\text{Co}$. Tyto hodnoty byly 0,93(15) pro první zmíněnou a 0,92(15) pro druhou zmíněnou. Veškeré poměrné hodnoty byly v rozsahu 0,53(8)–1,95(28) a 0,45(7)–2,34(33). Poslední porovnávaná reakce je $^{59}\text{Co}(n,5n)^{55}\text{Co}$, jejíž poměrné hodnoty jsou v rozsahu 0,05(1)–2,48(43) a hodnota váženého průměru všech hodnot je 0,44(11).

7 Závěr

Autor práce se zabýval prováděním experimentálních ozařování prahových aktivačních detektorů (^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co a ^{nat}In) ve spalační sestavě umístěné ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů v Dubně. Experimentální terčíky byly aktivovány polem sekundárních neutronů v masivní uranové sestavě *QUINTA* ozařované protonovým svazkem s energií 660 MeV pomocí urychlovače Fázotron. V globálním měřítku byly provedeny dva typy ozařování spalační sestavy, s olověným stíněním obklopujícím sestavu a bez něj. Aktivované vzorky byly měřeny s využitím polovodičových HPGe detektorů. Celkem byla zpracována data ze 128 terčíků aktivovaných ve spalační sestavě obložené olověným stíněním a 144 vzorků ozářených během experimentů bez olověného stínění. Z naměřených γ -spekter byly vypočteny hodnoty reakčních rychlostí vzniklých radionuklidů v jednotlivých terčících rozmístěných napříč celou sestavou *QUINTA*. Z reakčních rychlostí získaných v ^{59}Co bylo vypočteno neutronové spektrum napříč spalační sestavou, které bylo srovnáno se simulací vytvořenou pomocí metodiky Monte Carlo v kódu MCNPX 2.7.0.

Cíle disertační práce byly splněny v celém rozsahu zadání. Výsledky získané z aktivačních měření byly prezentovány na mezinárodních konferencích a v recenzovaných časopisech. V současné době jsou připravované publikace, kde budou prezentovaná všechna data.

Měřené reakční rychlosti jednotlivých radionuklidů měly v obou typech experimentů se zvyšující se vzdáleností od centra spalační sestavy k jejím okrajům, a to jak ve vertikálním, tak v horizontálním směru, sestupný charakter. Hodnoty reakční rychlosti se rovněž snižovaly se zvyšující se podélnou vzdáleností. V experimentu s olověným stíněním byly rozestavěny terčíky na pozice 40, 80 a 120 mm od centra spalační sestavy v kladném a záporném směru osy y a také do centrální osy spalační sestavy. Vyhodnocená data potvrdila hypotézu o rovnoměrném rozložení neutronového spektra ve vertikálním směru v jednotlivých sekcích. Naměřená data z 2. a 3. sekce byla proložena Gaussovou funkcí. Z jejího maxima byl vypočten maximální výskyt sekundárních neutronů a protonů všech terčíků v jednotlivých sekcích bez vzorků v centru spalační sestavy. Hodnota osy y byla rozdílná o 4 mm ve 2. sekci a o 2 mm ve 3. sekci.

V kladných pozicích sestavy *QUINTA* byly vypočteny poměrné hodnoty, které byly vztaženy k terčíku v centru 2. sekce. Nejnížší poměrné hodnoty vertikálních pozic byly detekovány v 5. sekci na pozici 120 mm od centra svazku. Nejvyšší poměrná hodnota byla pro reakci $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ 26 % a nejnížší představovala hodnotu 0,23 % detekovanou pro reakci $^{59}\text{Co}(n,5n)^{55}\text{Co}$, přičemž hodnota reakce $^{59}\text{Co}(n,p)^{59}\text{Fe}$ byla 1,31 %. Z toho vyplývá, že hustota sekundárních neutronů v tepelné oblasti byla snížena přibližně 4x, kdežto počet neutronů s prahem 4 MeV byl snížen 75x a s prahem 50,5 MeV zhruba 400x. Trend radionuklidů generovaných v ^{27}Al , ^{55}Mn a ^{nat}In odpovídal předpokladům. Nejnížší měřená hodnota pro reakci $^{nat}\text{In}(n,*)^{116m}\text{In}$ byla vypočtena na 12 % a pro reakci $^{nat}\text{In}(n,*)^{115m}\text{In}$ to bylo 1,8 %.

Průběh reakčních rychlostí v horizontálních pozicích při experimentech s olověným stíněním se zvyšoval u terčíků s delší vzdáleností od centra svazku. Ve výsledcích terčíků v horizontálních pozicích je třeba poukázat na částečný vliv protonového svazku, a to zejména při ozařování ^{59}Co . Po určení maxima Gaussových křivek bylo zjištěno toto maximum ve 2. sekci přibližně v hodnotě $x = 2$ mm a ve 3. sekci byla tato hodnota přibližně $x = 6$ mm. Toto posunutí vedlo ke zvýšení reakčních rychlostí průměrně o 20 % na kladné straně osy x . Výsledky z ozařování v prosinci 2015 ukazují, že hodnoty v pozicích 36 a 72 mm od centra sestavy jsou průměrně o 20 % vyšší než na druhé straně. Naopak hodnoty reakčních rychlostí na pozicích -108 a -144 mm od centra svazku jsou o 30 % vyšší než na pravé straně. To může být způsobeno natočením spalační sestavy, primární pozicí svazku a vlivem změny magnetického pole protonového svazku, tedy změny jeho polohy.

Pro ověření změny neutronového pozadí způsobené tepelnými neutrony bylo provedeno ozařování bez olověného stínění obklopujícího sestavu *QUINTA*. Výsledky krátkodobého

i dlouhodobého ozařování vykazovaly předpokládaný snižující se charakter od centra spalační sestavy i se zvyšující se vzdáleností v ose z. Z výsledků Gaussových funkcí lze taktéž vyčíst změnu pozice protonového svazku ve dvou po sobě jdoucích ozařováních. V krátkodobém ozařování, kde se aktivovaly terčíky ^{55}Mn a ^{nat}In , byly hodnoty maxima Gaussova proložení v rozmezí $x = -28,7$ mm až $x = -22$ mm. Při dlouhodobém ozařování byla tato maxima v rozsahu $x = -10,9$ mm až $x = 8,08$ mm, přičemž rozdíl mezi maximem Gaussovy křivky získané ze všech terčíků na ose x a křivkou bez vzorků z pozice $x = 0$ mm spalační sestavy se lišily o 7 mm. Rozdílné hodnoty reakce $^{nat}\text{In}(n,*)^{115m}\text{In}$ vyvolané prahovou energií přibližně 0,4 MeV, byly na záporné straně osy x proti hodnotám v pravé části vyšší o 80 až 160 %. Při dlouhodobém ozařování byly hodnoty reakčních rychlostí ve 2. sekci vyšší na pravé straně a ve 3. sekci opět na levé straně, a to o přibližně 20–30 %. Ačkoliv vstupní parametry byly identické, objevuje se zde zásadní změna.

Pro určení změny neutronového pozadí v olověném stínění bylo provedeno srovnání obou hodnot. Poměry $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ byly ve vzdálenosti 120 mm od centra sestavy vyšší o 51–140 % při ozařování s olověným stíněním. Výsledky poměrů reakce $^{nat}\text{In}(n,*)^{116m}\text{In}$ byly v pozicích 120 mm vyšší přibližně o 25 %. Hodnoty poslední bezprahové reakce $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ byly také vyšší ve všech pozicích a ve vzdálenosti 120 mm od centra dosahovaly rozmezí 1,38–2,06. Ze všech poměrných hodnot byly vypočteny vážené průměry pro reakční rychlosti u bezprahových neutronů. Ve vertikálních pozicích byly pro reakci $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ a $^{55}\text{Mn}(n,\gamma)^{56}\text{Mn}$ při ozařování se stíněním vyšší o 40 %. Poměrná hodnota váženého průměru reakce $^{nat}\text{In}(n,*)^{116m}\text{In}$ byla vyšší pouze o 8 %. Poměry reakčních rychlostí s prahem v rozmezí 0,4–50,5 MeV byly vyšší při ozařování bez olověného stínění od 10 % do 30 %, nicméně se rozdíl převážně pohyboval okolo 15 %. V horizontálních pozicích nelze určit jednoznačný výsledek, protože hodnoty maxima Gaussových křivek se od sebe velmi lišily, a proto byly hodnoty poměrných dat na levé a pravé straně sestavy *QUINTA* rozděleny. Nicméně hodnoty reakčních rychlostí radionuklidů generovaných v ^{59}Co byly vyšší pro reakce (n,γ) , $(n,2n)$, $(n,3n)$ a $(n,4n)$.

Posledním experimentálním zadáním bylo provedení výpočtu hustoty neutronového toku ve vertikálních a horizontálních pozicích spalační sestavy pomocí účinných průřezů získaných programem TALYS 1.8. Experimentální data byla porovnána s hodnotami získanými v programu MCNPX 2.7.0. Simulace byly provedeny pouze pro ozařování sestavy s olověným stíněním, protože při ozařování bez olověného stínění nebyla známá přesná pozice vstupního protonového svazku.

Vlivem primárních protonů bylo problematické přesně určit neutronové spektrum v 1., 2. a 3. sekci v centru spalační sestavy *QUINTA*. Simulace protonového spektra ukázaly, že v těchto místech vylétá velké množství protonů od hodnoty 650 MeV (1. sekce) do hodnoty 325 MeV (3. sekce). Právě kvůli protonovému svazku byla vypočtená hustota neutronového toku v 1. sekci vyšší v oblasti detekovanou reakcí $(n,5n)$ než $(n,4n)$ pro ozařování s olověným stíněním. 2. a 3. sekce při v prvním typu experimentu prezentovaly vyšší hodnoty $(n,4n)$ než $(n,3n)$. Při ozařování bez olověného stínění byly výsledky v centru 1. sekce vyšší pro $(n,4n)$ než $(n,3n)$.

Ze simulovaných hodnot v jednotlivých energetických intervalech byl vypočten vážený průměr a ten byl porovnán s výpočtem neutronového spektra. Vážené střední poměrné hodnoty reakcí (n,p) , $(n,3n)$ a $(n,4n)$ mají shodu okolo 90 %. Celkový poměr neutronového spektra v oblasti detekované reakcí $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$ byl 1,65(25). Vážená hodnota poměru pro reakci $^{59}\text{Co}(n,6n)^{60}\text{Co}$ byla 1,69(28) a pro reakci $^{59}\text{Co}(n,5n)^{55}\text{Co}$ 0,44(11).

Pro určení orientačního rozložení neutronového spektra je tato metodika dostačující a může být využívána k rozložení hustoty neutronů. Nicméně by bylo dobré přesněji určit spektrum neutronů v oblasti od 0,5 do 4 MeV. Nepřesnost experimentálních výsledků je ovlivňována zejména svazkem protonů, který zvyšuje hodnoty reakčních rychlostí. Nejlepší shoda se simulací byla nalezena ve vertikálních vzorcích v 5. sekci.

Curriculum Vitae

Osobní údaje

Ing. Miroslav Zeman

email: zemanm@feec.vutbr.cz

Narozen: prosinec 1989

Místo narození: Rychnov nad Kněžnou

Vzdělání

- | | |
|-------------|---|
| 2005 – 2009 | Středoškolské studium zakončené maturitní zkouškou na SOŠ a SOU Lanškroun, Kollárova 445, Lanškroun |
| 2009 – 2012 | Bakalářské studium na Ústavu elektroenergetiky Vysokého učení technického v Brně, téma bakalářské práce: Kombinované využití sluneční energie |
| 2012 – 2015 | Magisterské studium na Ústavu elektroenergetiky Vysokého učení technického v Brně, téma diplomové práce: Experimentální výzkum urychlovačem řízených jaderných reaktorů pro thoriovou jadernou energetiku |
| 2015 – 2020 | Doktorské studium na Ústavu elektroenergetiky Vysokého učení technického v Brně, téma disertační práce: Experimentální studium pole neutronů v podkritickém urychlovačem řízeném jaderném reaktoru |

Praxe

- | | |
|--------------|--|
| 2015 – doteď | Cvičení odborných předmětů na UEEN: Jaderně energetická zařízení, Distribuce elektrické energie |
| 2015 – 2020 | Spolupráce na řešení několika grantů v rámci TAČR a interní granty v SÚJV |
| 2016 – 2017 | Spoluvedení dvou třítydenních stáží ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů |
| 2015 – 2020 | Spolupráce se Spojeným ústavem jaderných výzkumů v Dubně v oblasti urychlovačem řízených systémů |

Ostatní dovednosti

- | | |
|----------|---|
| jazykové | Angličtina, Ruština |
| stáže | dvě dvouměsíční stáže ve Spojeném ústavu jaderných výzkumů, Dubna, Ruská federace |

Literatura

- [1] Abánades, A.; Aleixandre, J.; Andriamonje, S.; aj.: Results from the TARC experiment: spallation neutron phenomenology in lead and neutron-driven nuclear transmutation by adiabatic resonance crossing. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, ročník 478, č. 3, 2002: s. 577–730, ISSN 0168-9002, doi:[https://doi.org/10.1016/S0168-9002\(01\)00789-6](https://doi.org/10.1016/S0168-9002(01)00789-6).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900201007896>
- [2] Abderrahim, H. A.; Baeten, P.; Bruyn, D. D.; aj.: MYRRHA, a Multipurpose hYbrid Research Reactor for High-end Applications. *Nuclear Physics News*, ročník 20, č. 1, 2010: s. 24–28, ISSN 1061-9127, doi:10.1080/10506890903178913.
URL <http://www.tandfonline.com/doi/abs/10.1080/10506890903178913>
- [3] Abderrahim, H. A.; Baeten, P.; Bruyn, D. D.; aj.: MYRRHA – A multi-purpose fast spectrum research reactor. *Energy Conversion and Management*, ročník 63, 2012: s. 4–10, ISSN 0196-8904, doi:<http://doi.org/10.1016/j.enconman.2012.02.025>, 10th International Conference on Sustainable Energy Technologies (SET 2011).
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0196890412000982>
- [4] De Bruyn, D.; Fernandez, R.; Mansani, L.; aj.: *The fast-spectrum transmutation experimental facility FASTEF: Main design achievements (Part 1: Core and primary system) within the FP7-CDT collaborative project of the European Commission*. USA: Americká nukleární společnost - ANS, 2012, ISBN 978-0-89448-091-1.
URL http://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:44063862
- [5] De Bruyn, D.; Rimpault, G.; Mansani, L.; aj.: Design of Accelerator Driven Systems within the EUROTRANS project. 05 2010, s. 1–9.
- [6] Frána, J.: Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation. *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, ročník 257, č. 3, 2003: s. 583–587, ISSN 1588-2780, doi:10.1023/A:1025448800782.
URL <http://dx.doi.org/10.1023/A:1025448800782>
- [7] Furman, W.; Adam, J.; Artyushenko, M.; aj.: Recent results of the study of ADS with 500 kg natural uranium target assembly QUINTA irradiated by deuterons with energies from 1 to 8 GeV at JINR NUCLOTRON. *Proceeding of Science, XXI Baldin ISHEPP, Dubna, PoS (Baldin ISHEP XXI)086*, 2012, ISSN 1824-8039.
URL http://pos.sissa.it/archive/conferences/173/086/Baldin%20ISHEPP%20XXI_086.pdf
- [8] JINR: Joint Institute for Nuclear Research. Cit. 14. 10. 2019.
URL <http://www.jinr.ru/about-en/>
- [9] Koning, A. J.; Hilaire, S.; Duijvestijn, M. C.: TALYS: Comprehensive Nuclear Reaction Modeling. *AIP Conference Proceedings*, ročník 769, č. 1, 2005: s. 1154–1159, doi:10.1063/1.1945212, <https://aip.scitation.org/doi/pdf/10.1063/1.1945212>.
URL <https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.1945212>
- [10] Koning, A. J.; Hilaire, S.; Goriely, S.: *TALYS 1.8 A nuclear reaction program, User's Manual*. Nizozemsko, 2015.

- [11] Pelowitz, D. B.; Durkee, J. W.; Elson, J. S.; aj.: *MCNPX 2.7.0 extensions*. Los Alamos: Národní laboratoř Los Alamos, 2011, LA-UR-11-02295.
URL https://mcnp.lanl.gov/pdf_files/la-ur-11-02295.pdf
- [12] Suchopár, M.: *Study of neutron production and transport in systems based on spallation reactions*. Dizertační práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná fyzikálně inženýrská, 2016.
- [13] Yang, C.; Cao, L.; Wu, H.; aj.: Neutronics analysis of minor actinides transmutation in a fusion-driven subcritical system. *Fusion Engineering and Design*, ročník 88, č. 11, 2013: s. 2777–2784, ISSN 0920-3796, doi:<https://doi.org/10.1016/j.fusengdes.2013.04.021>.
URL <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0920379613004018>
- [14] Závorka, L.: *Transmutation of Actinides Using Spallation Reactions*. Dizertační práce, České vysoké učení technické v Praze, Fakulta jaderná fyzikálně inženýrská, 2015.

Seznam publikací

Publikace v odborných časopisech s impakt faktorem

1. Khushvaktov, J.; Tichý, P.; Adam, J.; **Zeman, M.** et al.: Study of the residual nuclei generation in a massive lead target irradiated with 660 MeV protons. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 2020, no. 959 ISSN: 0168-9002. Impakt faktor: 1,433, rok: 2020
2. Tichý, P.; Adam, J.; Wagner, V.; **Zeman, M.** et al.: Experimental investigation and Monte Carlo simulations of radionuclide production inside the Uranium spallation target *QUINTA* irradiated with a 660-MeV proton beam. In *EPJ Web of Conferences Volume 204 (2019) XXIV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” (Baldin ISHEPP XXIV)*. EPJ Web of Conferences. Les Ulis: EDP Sciences, 2019. p. 04003-04009. ISSN: 2100-014X. Impakt faktor: 0,35, rok: 2019
3. Holomb, R.; Tari, S.; Katovský, K.; **Zeman, M.** et al.: Cross sections of nuclear isomers from the interaction of protons with the thin thorium target. In *EPJ Web of Conferences Volume 204 (2019) XXIV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” (Baldin ISHEPP XXIV)*. EPJ Web of Conferences. Les Ulis: EDP Sciences, 2019. p. 04006-04011. ISSN: 2100-014X. Impakt faktor: 0,35, rok: 2019
4. Závorka, L.; Vrzalová, J.; **Zeman, M.**; Katovský, K. et al.: Characterization of a mixed high-energy spallation neutron–proton field using monoisotopic activation detectors. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 2018, no. 903, p. 246-261. ISSN: 0168-9002. Impakt faktor: 1,433, rok: 2018
5. Varmuža, J.; Katovský, K.; **Zeman, M.**; Šťastný, O. et al.: New experimental research stand SVICKA neutron field analysis using neutron activation detector technique. *EPJ Web of Conferences*, 2018, vol. 177, no. 01004, p. 1-6. ISSN: 2100-014X. Impakt faktor: 0,35, rok: 2018

6. Khushvaktov, J.; Adam, J.; Svoboda, J.; **Zeman, M.** et al.: Monte Carlo simulations and experimental results on neutron production in the uranium spallation target *QUINTA* irradiated with 660 MeV protons. *Applied Radiation and Isotopes*, 2018, no. 137, p. 102-107. ISSN: 0969-8043. Impakt faktor: 1,343, rok: 2018
7. Vespalec, R.; Adam, J.; **Zeman, M.**; Solnyshkin, A. et al.: Cross-sections of residual nuclei from deuteron irradiation of thin thorium target at energy 7 GeV. In *EPJ Web of Conferences. EPJ Web of Conferences. ND 2016: International Conference on Nuclear Data for Science and Technology*. Bruggy, Belgie: EPJ Web of Conferences, 2017. p. 1-4. ISBN: 978-2-7598-9020-0. ISSN: 2100-014X. Impakt faktor: 0,41, rok: 2017
8. Pronskikh, V.; **Zeman, M.**; Adam, J.; Baldin A. et al.: Secondary particle distributions in an extended uranium target under irradiation by proton, deuteron, and carbon beams. *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research Section A-Accelerators Spectrometers Detectors and Associated Equipment*, 2017, no. 872, p. 87-92. ISSN: 0168-9002. Impakt faktor: 1,336, rok: 2017
9. Khushvaktov, J.; Adam, J.; Solnyshkin, A.; **Zeman, M.** et al.: Interactions of secondary particles with thorium samples in the setup *QUINTA* irradiated with 6 GeV deuterons. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 2016, no. 381, p. 84-89. ISSN: 0168-583X. Impakt faktor: 1,323, rok: 2017

Publikace v databázích SCOPUS a WoS

1. Šťastný, O.; **Zeman, M.**; Král, D.; Katovský, K. et al.: Analysis of neutron fields generated in spallation targets of B-URAN experimental assembly using Monte Carlo method. In *Acta Polytechnica CTU Proceedings. Acta Polytechnica CTU Proceedings*. 2019. Praha, Česká republika: České vysoké učení technické v Praze, 2019. p. 1-6. ISBN: 978-80-01-06678-2. ISSN: 2336-5382. Rok: 2019
2. **Zeman, M.**; Adam, J.; Katovský, K.; Svoboda, J. et al.: Experimental Investigation of the Radionuclides Produced in Massive Spallation Target. In *Proceedings of the 2018 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Brno, Česká republika: Vysoké učení technické v Brně, 2018. p. 532-537. ISBN: 978-1-5386-4611-3. Rok: 2018
3. Král, D.; **Zeman, M.**; Adam, J.; Katovský et al.: Investigation of Thorium Utilization in Accelerator Driven Systems. In *Proceedings of the 2018 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Brno, Česká republika: Vysoké učení technické v Brně, 2018. p. 512-517. ISBN: 978-1-5386-4611-3. Rok: 2018
4. Varmuža, J.; Katovský, K.; **Zeman, M.**; Šťastný, O. et al.: Cadmium and Gadolinium Spectral Filters Comparison. In *Proceedings of the 2018 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Brno, Česká republika: Vysoké učení technické v Brně, 2018. p. 518-521. ISBN: 978-1-5386-4611-3. Rok: 2018
5. Holomb, R.; Katovský, K.; Adam, J.; **Zeman, M.** et al.: Cross-Sections of Nuclear Isomers in the Interaction of Protons on Thin Thorium Target. In *Proceedings of the 2018 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Brno, Česká republika: Vysoké učení technické v Brně, 2018. p. 527-531. ISBN: 978-1-5386-4612-0. Rok: 2018
6. Svoboda, J.; Adam, J.; Katovský, K.; **Zeman, M.** et al.: Process of heat generation and its transfer monitoring at uranium spallation target *QUINTA*. In *Proceedings of the*

- 2018 19th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Brno, Česká republika: Vysoké učení technické v Brně, 2018. p. 522-526. ISBN: 978-1-5386-4611-3. Rok: 2018
7. Varmuža, J.; Katovský, K.; Foral, Š.; **Zeman, M.**: The analysis of neutron field with spectral filters. In *17th International multidisciplinary scientific geoconference SGEM 2017. International multidisciplinary geoconference SGEM*. Albena: STEF92 Technology Ltd, 2017. p. 25-31. ISBN: 978-619-7408-06- 5. ISSN: 1314-2704. Rok: 2018
 8. Varmuža, J.; Katovský, K.; Šťastný, O.; **Zeman, M.**: The spectrum of neutrons and its importance for nuclear power engineering. In *Proceedings of the 2017 18th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Ostrava, Česká republika: Technická univerzita v Ostravě, 2017. p. 632-636. ISBN: 978-1-5090-6405-2. Rok: 2017
 9. **Zeman, M.**; Adam, J.; Katovský, K.; Vrzalová, J. et al.: Determination of the Secondary Neutron Flux at the Massive Natural Uranium Spallation Target. In *Physics Procedia. Physics Procedia. Physics Procedia*, 2017. p. 69-78. ISSN: 1875-3892. Rok: 2017
 10. Svoboda, J.; Katovský, K.; **Zeman, M.**; Adam, J. et al.: Neutron Flux Determination by High Accuracy Temperature Measurement. In *26th International Nuclear Physics Conference, INPC 2016; Adelaide Convention Centre*. Australské společenství, 2016. Proceedings of Science. Terst, Itálie: Sissa Medialab srl Partita IVA: 01097780322, 2017. p. 1-8. ISSN: 1824-8039. Rok: 2017
 11. **Zeman, M.**; Adam, J.; Katovský, K.; Solnyshkin, A. et al.: Determination of the Neutron Flux Inside Spallation Target with the Use of Threshold Activation Detectors. In *Proceedings of the 2016 17th International Scientific Conference on Electric Power Engineering (EPE)*. Praha, Česká republika: České vysoké učení technické v Praze, 2016. p. 576-581. ISBN: 978-1-5090-0907- 7. Rok: 2016
 12. **Zeman, M.**; Katovský, K.; Svoboda, J.; Vespalec, R. et al.: Current research on ADS at the Joint Institute for Nuclear Research. In *PoS- 4th Workshop on ADS and thorium. Proceedings of Science*. Huddersfield, Anglie: 2016. p. 1-12. ISBN: 9785953003957. ISSN: 1824-8039. Rok: 2016

Abstract

This dissertation focuses on irradiations of a spallation set-up consisting of more than half a ton of natural uranium that were executed by a 660 MeV proton beam at the Joint Institute for Nuclear Research in Dubna. Two types of irradiations were arranged: with and without lead shielding. Both types were arranged with threshold activation detectors (^{27}Al , ^{55}Mn , ^{59}Co , and ^{nat}In) located throughout the whole set-up both in horizontal and vertical positions and activated by secondary neutrons produced by spallation reaction. The threshold activation detectors were analysed by the method of γ -ray spectroscopy. Radionuclides found in the threshold detectors were analysed and reaction rates were determined for each radionuclide. Ratios of the reaction rates were determined from irradiation of the set-up with and without lead shielding. Subsequently, the neutron spectra generated inside the spallation target at different positions were calculated using ^{59}Co detector. The experimental results were compared with Monte Carlo simulations performed using MCNPX 2.7.0.