



Gymnázium, Brno-Řečkovice, Terezy Novákové 2

Měření pravděpodobnosti reakcí neutronů s materiály důležitými pro aktivační detektory neutronů

maturitní práce

fyzika

jméno:	Tomáš Herman
odborní vedoucí práce:	RNDr. Vladimír Wagner, CSc. Mgr. Petr Chudoba
školní vedoucí práce:	Mgr. Zdeněk Votava
školní rok:	2013/2014
třída:	Oktáva A

Brno 2014

Prohlášení o původnosti

Prohlašuji, že jsem svou práci vypracoval samostatně, použil jsem pouze podklady a citace uvedené v příloženém seznamu literatury a postup při zpracování a dalším nakládání s prací je v souladu se zákonem č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon) v platném znění.

V Brně dne:

podpis:.....

Poděkování

Zde bych chtěl poděkovat panu RNDr. Vladimíru Wagnerovi, CSc za poskytnutí vhodného zázemí, odborných podkladů a rad při zpracování mé maturitní práce a Mgr. Petru Chudobovi za pomoc při zpracování praktické části mé práce. Rovněž bych chtěl poděkovat panu profesorovi Mgr. Zdeňku Votavovi za pomoc a rady ohledně formální stránky práce.

Anotace

V rámci práce byla provedena měření spekter gama u vzorků yttria, které byly ozářeny svazkem neutronů. Analýzou těchto spekter gama a analýzou dat z ozařování vzorků svazkem neutronů jsem určil účinné průřezy pro izotopy yttria 88, 87 a 87m a neutronů o energii 27,5 keV. Tyto výsledky jsem poté porovnal s modelem TALYS určeným pro modelování účinných průřezů jaderných reakcí.

Obsah

1	Úvod.....	3
2	Teoretická část	4
2.1	Aktivační detektory neutronů	4
2.2	Využití aktivačních detektorů neutronů.....	4
2.3	Účinný průřez	5
2.4	Vzorky	5
2.5	Ozařování vzorků.....	6
2.6	Detektor	8
2.7	Vyhodnocení gama spekter.....	8
2.8	Výpočet výtěžku reakce a počtu vzniklých radioaktivních jader	9
2.8.1	Korekce na rozpad před měřením a během měření	9
2.8.2	Korekce na rozpad během ozařování.....	10
2.8.3	Korekce na mrtvou dobu.....	11
2.8.3.1	Nekumulativní mrtvá doba	11
2.8.3.2	Kumulativní mrtvá doba.....	11
2.8.4	Hmotnostní normalizace	12
2.8.5	Korekce na pravděpodobnost rozpadu v dané γ -lince	12
2.8.6	Korekce na účinnost detektoru	13
2.8.7	Úplný vzorec pro určení výtěžku reakce	13
2.9	Výpočet výtěžku reakce pro izotop ^{87}Y	14
2.9.1	Korekce na rozpad před měřením a během měření	14
2.9.2	Korekce na rozpad během ozařování.....	15
2.9.3	Konečný vzorec pro určení výtěžku reakce	15
2.10	Vážený průměr.....	16

2.11	Analýza ozařování	16
2.11.1	Určení počtu protonů	16
2.11.2	Určení počtu neutronů	17
2.12	Odečtení pozadí	19
2.13	Určení účinného průřezu.....	20
3	Experimentální výsledky	22
3.1	Určení výtěžku aktivační analýzy.....	22
3.1.1	Výsledky pro vzorek YN	22
3.1.2	Výsledky pro vzorek YO	23
3.2	Vliv FTD a FFD orientace na měření	25
3.2.1	Vliv FTD a FFD orientace pro vzorek YN	25
3.2.2	Vliv FTD a FFD orientace pro vzorek YO	27
3.3	Energetické spektrum svazku neutronů	28
3.3.1	Spektrum svazku při ozařování vzorku YN.....	28
3.3.2	Spektrum svazku při ozařování vzorku YO.....	28
3.4	Odečtení pozadí	29
3.4.1	Odečtení pozadí pro vzorek YN	29
3.4.2	Odečtení pozadí pro vzorek YO	31
3.5	Určení účinných průřezů.....	33
3.5.1	Určení účinných průřezů pro vzorek YN.....	33
3.5.2	Určení účinných průřezů pro vzorek YO.....	35
4	Závěr	38
5	Seznam grafů	39
6	Seznam obrázků.....	41
7	Seznam použité literatury	42

1 Úvod

S rozvojem lidské společnosti nezadržitelně rostou i nároky na energetickou spotřebu. Jedním z nejdůležitějších zdrojů elektrické energie jsou v současnosti jaderné elektrárny. V současné době se v těchto elektrárnách převážně využívají reaktory II. generace. Stále více se však začínají uplatňovat i reaktory III. generace.

Avšak s technologickým pokrokem dochází k vývoji vyspělejších systémů. Kromě zvyšování účinnosti a bezpečnosti štěpných procesů dochází i k výzkumu technologií schopných využívat další těžká jádra jako zdroje energie, například thoria. Pomocí transmutorů řízených urychlovači budeme schopni přeměňovat jádra prvků, které nelze štěpit v jaderných elektrárnách na jádra prvků, u kterých štěpení provést lze. Toho můžeme využít i při nakládání s jaderným odpadem, který přeměníme na jiné prvky tak, abychom je byli buď schopni dále energeticky využít, nebo nebyly dlouhodobě nebezpečné.

Ale při všech těchto reakcích potřebujeme velmi přesně znát toky neutronů, které se v zařízeních vyskytují. Jednak kvůli únavě materiálu vystavenému intenzivním tokům neutronů, dále kvůli bezpečnosti zaměstnanců a u transmutorů především proto, že při přeměně jader hrají klíčovou roli právě neutrony a bez znalosti charakteristik daného neutronového toku by nebylo možné námi požadovanou transmutaci uskutečnit.

A právě k měření neutronových toků slouží aktivační detektory neutronů. Abychom byli schopni aktivační detektory využívat, musíme nejdříve znát pravděpodobnosti reakcí neutronů s materiály vhodnými pro jejich výrobu. Experimentální určování těchto pravděpodobností se stalo hlavním cílem mé práce.

2 Teoretická část

2.1 Aktivační detektory neutronů

Aktivační detektory neutronů jsou vzorky velmi čistého prvku, ideálně jednoho izotopu. Když ozáříme vzorek neutrony, dojde ke vzniku radioaktivních izotopů daného prvku. Tyto radioaktivní izotopy se rozpadají a při rozpadu vyzařují fotony záření gama o specifické energii. Díky tomu lze určit, o jaký izotop se jednalo a jak se rozpadl. Měření provádíme na spektrometru gama. Pokud známe pravděpodobnosti reakcí neutronů s materiálem vzorku, neboli účinné průřezy, jsme schopni vyhodnocením spekter gama určit tok neutronů vzorkem. Počet vzniklých radioaktivních jader totiž závisí na těchto pravděpodobnostech a hmotnosti vzorku.

Pokud naopak známe přesně tok neutronů v určitém místě a necháme v tomto místě ozářit neznámý vzorek, jsme schopni pomocí analýzy spekter gama určit přesné prvkové a i izotopové složení daného vzorku. To se využívá při řadě aplikací v archeologii, ekologii i kriminologii. Této velmi citlivé metodě se říká neutronová aktivační analýza.

2.2 Využití aktivačních detektorů neutronů

Detektory záření gama mají široké využití. Například v archeologii lze s jejich pomocí určit, při využití popsané aktivační analýzy, z extrémně malého vzorku přesné složení nálezů, aniž bychom museli předmět zásadně poškodit. Nebo kdekoli, kde potřebujeme přesně určit složení libovolného neznámého kusu látky.

Další velmi důležitým využitím je měření neutronových toků. V zařízeních, kde je vysoké množství neutronů, měříme, jaké oblasti jsou nejvíce namáhaný jejich tokem. Jedná se například o jaderné elektrárny, kde monitorujeme zatížení reaktoru

v jednotlivých místech. Nebo v nově vyvíjených systémech transmutorů řízených urychlovačem, kde potřebujeme velmi přesně znát tok neutronů uvnitř zařízení i v reaktorové hale a jejím okolí. Tyto systémy budou schopny transmutovat jádra určitého izotopu prvku (thoria 232 a uranu 238) na taková jádra, u kterých lze provést energeticky výhodnou štěpnou reakci pomocí nízkoenergetického neutronu. Tímto učiní palivo pro štěpné reaktory z nuklidů, které jsme dříve nebyli schopni takto využít. Dále s jejich pomocí budeme schopni transmutovat odpad z štěpných cyklů a případně jej dále štěpit (v případě transuranů).

2.3 Účinný průřez

Abychom mohli aktivační detektory neutronů využívat, musíme nejdříve znát pravděpodobnosti reakcí materiálů vhodných pro aktivační detektory s neutrony. Tyto pravděpodobnosti jsou popsány pomocí fyzikální veličiny nazývané účinný průřez a měříme ji tak, že vezmeme vzorek látky, u něhož známe přesné složení a ozáříme ho tokem neutronů, jehož vlastnosti (energii neutronů a intenzitu) velmi dobře známe. Když potom změříme spektra gama, tak zjistíme množství radioaktivních jader vzniklých v reakci a díky tomu jsme schopni spočítat účinný průřez reakce neutronu s danou látkou.

2.4 Vzorky

Měření jsme prováděli na dvou typech vzorků. První vzorek YN, což je yttriová folie o rozměrech $25 \times 25 \times 0,64 \text{ mm}^3$ a hmotnosti přibližně 1,8 g. Druhý vzorek YO, což je

vylisovaná pilulka z práškového yttria o průměru 9 mm, výšce 1,5 mm a hmotnosti přibližně 0,6g.



Obrázek 1 Fotografie vzorků YN a YO

2.5 Ozařování vzorků

Vzorky byly ozařovány kvazi-monoenergetickým zdrojem neutronů na ÚJF AV ČR v Řeži, který využívá srážky protonů s ${}^7\text{Li}$. Protony jsou urychlovány na cyklotronu U120-M a výsledný svazek neutronů vzniklých reakcí protonů s lithiem může mít energii mezi 20 MeV až 37 MeV.



Obrázek 2 Cyklotronu U120-M v ÚJF AV ČR v Řeži



Obrázek 3 Neutronový zdroj v ÚJF AV ČR v Řeži

2.6 Detektor

Vzorky byly měřeny na spektrometru Canberra GC3018 v ÚJF AV ČR v Řeži. Který využívá polovodičový detektor z velmi čistého germania. Relativní účinnost tohoto detektoru je 35%.



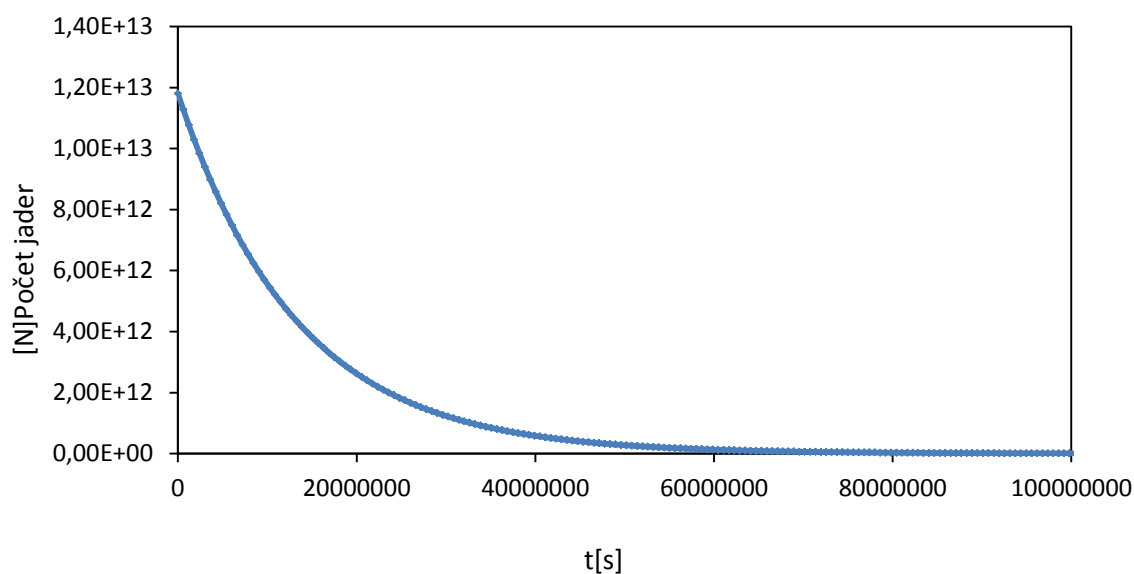
Obrázek 4 Fotografie detektoru Canberra v ÚJF AV ČR v Řeži

2.7 Vyhodnocení gama spekter

Naměřená spektra jsem vyhodnocoval pomocí programu Deimos32, který byl vytvořen na ÚJF AV ČR v Řeži. Po zadání vstupních dat experimentu a manuálním výběru píků program pomocí proložení spektra Gaussovou funkcí spočítá plochu daných píků, která odpovídá počtu naměřených gama rozpadů v dané energetické lince.

2.8 Výpočet výtěžku reakce a počtu vzniklých radioaktivních jader

Abychom spočítali, kolik jader radioaktivních izotopů yttria ve skutečnosti po ozáření neutrony vzniklo, musíme provést několik výpočtů a korekcí.



Graf 1 Exponenciální rozpad jader

Na grafu vidíme závislost počtu radioaktivních jader na čase. Měřením na spektrometru gama zjistíme část této křivky, tudíž počáteční stav musíme dopočítat.

2.8.1 Korekce na rozpad před měřením a během měření

K rozpadu ve vzorcích dochází i před tím než je umístíme do spektrometru gama, proto musíme tyto rozpady do vyhodnocení započítat.

$$\frac{e^{\lambda \cdot t_0}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{real}}}$$

(1)

t_0 - čas od konce ozařování po začátek měření

t_{real} - doba měření vzorku

λ - rozpadová konstanta

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T}$$

(2)

T - poločas rozpadu

2.8.2 Korekce na rozpad během ozařování

K rozpadu dochází i během samotného ozařování, takže musíme započítat i tyto rozpady.

$$\frac{\lambda \cdot t_{irr}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}}}$$

(3)

t_{irr} - doba ozařování vzorku

2.8.3 Korekce na mrtvou dobu

Každému detektoru po zachycení fotonu gama chvíli trvá, než sebere vzniklý náboj, zpracuje příslušný signál a může přijmout další. Doba, po kterou detektor zpracovává signál, se označuje jako *mrtvá doba*. Mrtvá doba je určena jednak detektorem a pak elektronikou, která signál z detektoru zpracovává. Z našeho detektoru signál cestuje vodičem do zesilovače a poté do AD převodníku a do PC.

2.8.3.1 Nekumulativní mrtvá doba

U detektorů s nekumulativní mrtvou se po dopadu částice spustí mrtvá doba. Pokud během této doby na detektor dopadne další částice, tak ji nezachytí. První další částici zaregistruje až potom co uběhne mrtvá doba, takže i když poroste aktivita vzorku, jsme schopni pozorovat její zvýšení jen do určitého počtu rozpadů za sekundu, potom se počet měřených rozpadů ustálí na konstantní hodnotě pro danou detektorovou soustavu.

2.8.3.2 Kumulativní mrtvá doba

U detektorů s kumulativní mrtvou dobou se také po dopadu částice spustí mrtvá doba. Když během ní na detektor dopadne další částice tak jí také nezachytí, ale navíc přičte k času, který ještě zbývá do konce zpracování signálu další mrtvou dobu. Takže s rostoucí aktivitou vzorku nejdříve budeme pozorovat i když stále pomalejší růst počtu signálů na detektoru, ale jenom do určitého počtu rozpadu za sekundu, potom začne počet registrovaných částic klesat a může klesnout až na nulu.

Proto je vždy potřeba dávat při měření pozor, abychom detektor nezahltili příliš aktivním vzorkem v blízké vzdálenosti. Kdyby totiž došlo k nasycení detektoru, tak místo abychom s rostoucí četností rozpadů pozorovali více signálů, detektor by jich měřil pořád stejně nebo dokonce méně. I v případě, že celková mrtvá doba není příliš velká, je třeba provést korekci na dobu, kdy detektor nepracuje.

$$\frac{t_{real}}{t_{live}}$$

(4)

t_{live} - čas kdy detektor opravdu zachytával signály

2.8.4 Hmotnostní normalizace

Výsledek je potřeba upravit kvůli rozdílné hmotnosti jednotlivých vzorků.

$$\frac{1}{m_{foil}}$$

(5)

m_{foil} – hmotnost vzorku

2.8.5 Korekce na pravděpodobnost rozpadu v dané γ -lince

Konkrétní radioizotop se rozpadá s určitou pravděpodobností několika způsoby. Abychom zjistili skutečné množství původního izotopu, musíme výsledek upravit podle pravděpodobnosti, se kterou je při rozpadu vyzářen foton gama s danou energií.

$$\frac{1}{I_\gamma}$$

(6)

I_γ - pravděpodobnost vyzáření fotonu gama s danou energií při rozpadu
- hodnoty pro jednotlivé rozpady lze nalézt v internetových databankách
(např.: <http://nucleardata.nuclear.lu.se/>; <http://www.nndc.bnl.gov/>)

2.8.6 Korekce na účinnost detektoru

Další nezbytnou korekcí je úprava vzhledem k účinnosti detektoru. Detektor zachytí s jinou pravděpodobností γ -fotony o různých energiích ze vzorků z různých vzdáleností od detektoru.

$$\frac{1}{\varepsilon_p}$$

(7)

Účinnost detektoru ε_p byla určena již v předchozích sériích měření, pomocí vzorků s dobře známou aktivitou.

2.8.7 Úplný vzorec pro určení výtěžku reakce

Výsledný vzorec, pomocí kterého určíme počet vzniklých radioaktivních jader, potom vypadá takto:

$$N_{yield} = \frac{S_P}{\varepsilon_P \cdot I_\gamma \cdot m_{foil}} \frac{t_{real}}{t_{live}} \frac{\lambda \cdot t_{irr}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{irr}}} \frac{e^{\lambda \cdot t_0}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{real}}}$$

(8)

S_P – plocha pod Gaussovou křivkou daného píku

2.9 Výpočet výtěžku reakce pro izotop ^{87}Y

U izotopu ^{87}Y dochází při vyhodnocování ke komplikaci. Během ozařování vzniká jak ^{87}Y tak ^{87m}Y , což je excitovaný izomer základního stavu ^{87}Y . Tento izomer ale vyzářením fotonu gama přechází na základní stav ^{87}Y . Poločas rozpadu ^{87m}Y je výrazně kratší, než poločas rozpadu ^{87}Y . To ve výsledku znamená, že při určování výtěžku aktivační analýzy se zdá, že počet jader ^{87}Y ze začátku roste a teprve když se všechny jádra ^{87m}Y rozpadnou, tak začneme dostávat konstantní výsledky. Ty ale neodpovídají reálně tomu, kolik jader ^{87}Y vzniklo při ozařování a proto musíme při vyhodnocování počtu jader ^{87}Y odečíst počet jader ^{87m}Y .

2.9.1 Korekce na rozpad před měřením a během měření

Vztah pro určení počtu jader po ozařování vypadá následovně.

$$N_{g0} = \frac{S_P}{\varepsilon_P \cdot I_\gamma \cdot m_{foil}} \frac{t_{real}}{t_{live}} \frac{e^{\lambda \cdot t_0}}{1 - e^{-\lambda \cdot t_{real}}} + \frac{\lambda_m \cdot N_{m0}}{\lambda_g - \lambda_m} \cdot (1 - e^{-(\lambda_g - \lambda_m) \cdot t_0})$$

(9)

N_{g0} – počet jader základního stavu po skončení ozařování

N_{m0} – počet jader izomerního stavu po skončení ozařování (lze určit pomocí dříve uvedených vztahů)

λ_m – rozpadová konstanta pro izomerní stav

λ_g – rozpadová konstanta pro základní stav

2.9.2 Korekce na rozpad během ozařování

Vzorec započítávající úpravu na rozpad během ozařování vypadá následovně.

$$C_{irr,g} = \frac{\lambda_g \cdot t_{irr}}{1 - e^{-\lambda_g \cdot t_{irr}}} - \frac{N_{yield,m}}{N_{g0} * (1 - e^{-\lambda_g \cdot t_{irr}})} * \left(1 - \frac{\lambda_m * e^{-\lambda_g \cdot t_{irr}} - \lambda_g * e^{-\lambda_m \cdot t_{irr}}}{\lambda_m * \lambda_g} \right) \quad (10)$$

$N_{yield,m}$ – určený výtěžek reakce pro izomerní stav

2.9.3 Konečný vzorec pro určení výtěžku reakce

Výsledný vzorec pro určení $N_{yield,g}$ má tvar.

$$N_{yield,g} = N_{g0} * C_{irr,g} \quad (11)$$

2.10 Vážený průměr

Po vyhodnocení každého jednotlivého měření, je potřeba spočítat vážené průměry z určených hodnot pro jednotlivé energetické linky.

$$X = \frac{\sum_{i=1}^n w_i * x_i}{\sum_{i=1}^n w_i} \quad (12)$$

x_i – hodnota pro konkrétní energetickou linku

w_i – váha konkrétní energetické linky

$$w_i = \frac{1}{\Delta X_i^2} \quad (13)$$

ΔX_i – absolutní chyba konkrétní energetické linky

Absolutní chyba váženého průměru se potom spočítá takto.

$$\Delta X = \sqrt{\frac{1}{\sum_{i=1}^n w_i}} \quad (14)$$

2.11 Analýza ozařování

2.11.1 Určení počtu protonů

Když jsme skončili analýzu gama rozpadů, přesuneme se k analýze neutronového svazku.

Během ozařování je v závislosti na čase měřen proud, který vzniká průchodem protonů. Z proudu měřeného průběžně po celou dobu ozařování určíme celkový náboj. Když teď tento náboj vydělíme nábojem jednoho protonu (elementárním nábojem), dostaneme počet protonů, které dopadly na lithiový terč.

$$Q = \sum_{i=1}^n I_i * t_i \quad (15)$$

Q – náboj

I_i – změřený proud

t_i – doba ozařování

$$N = \frac{Q}{e} \quad (16)$$

N – počet protonů

e – elementární náboj

2.11.2 Určení počtu neutronů

Nyní známe celkový počet protonů. Tyto protony mají všechny stejnou energii, ale při srážce s Lithiem dochází k produkci neutronů o různých energiích. Na základě pravděpodobnosti reakci protonů s lithiem dochází k více jaderným reakcím. Ve většině případů dochází k reakci, která produkuje neutrony o námi požadované energii, ale malé procento ostatních reakcí produkuje neutrony o nižších energiích. Zdroj neutronu je tak kvazimonoenergetický. Konkrétní spektrum neutronů závisí na konstrukci celého neutronového zdroje, a proto je pro každý neutronový zdroj charakteristické. Pro

neutronový zdroj v Řeži je spektrum neutronů dobře známo, takže s jeho znalostí lze spočítat kolik neutronů a o jakých energiích náš vzorek ozářilo.

$$N_n = N_p * \varepsilon_{rel} * \varepsilon_p \tag{17}$$

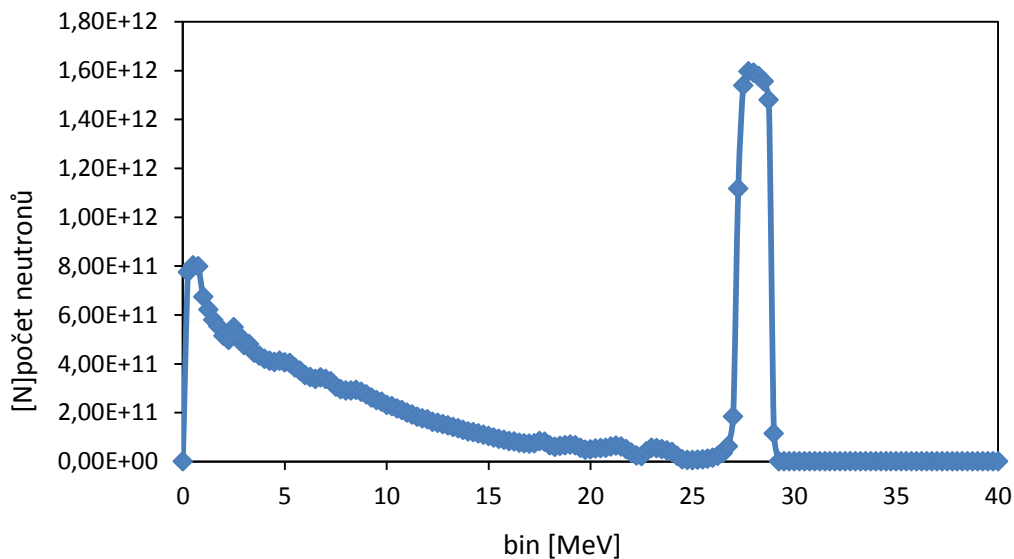
N_n – počet neutronů s danou energií, které dopadly na vzorek

N_p – celkový počet protonů

ε_{rel} – pravděpodobnost vzniku neutronu s danou energií

ε_p – korekce na plochu vzorku

Takto neurčujeme počty neutronů s různými energiemi po jednom elektronvltu, ale rozdělíme si energetické spektrum svazku na rozumně velké části (biny). Tak v reálném čase určíme energetické spektrum neutronů svazku.

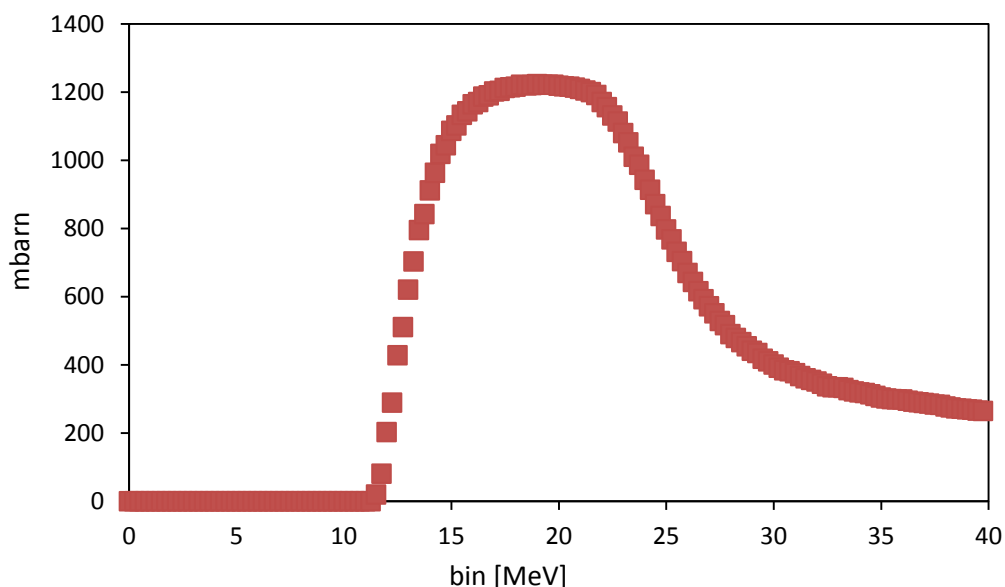


Graf 2 Příklad energetického spektra svazku neutronů

2.12 Odečtení pozadí

Ted' víme přesně, jaké neutrony náš vzorek ozářily. Ale naším úkolem je určit pravděpodobnost reakci yttria s neutrony o určité konkrétní energii. Neutrony s jinými energiemi mají jinou pravděpodobnost reakce s yttriem, a proto musíme všechny reakce s neutrony o jiných energiích od závěrečného výsledku odečíst.

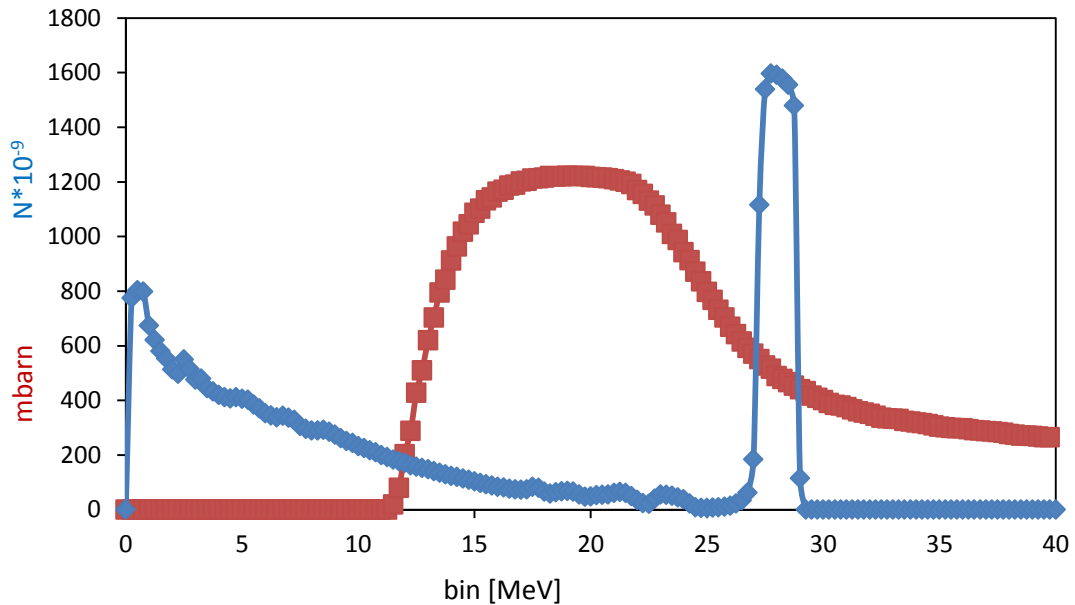
K tomu využijeme buď program pro simulaci účinných průřezů, nebo data z předcházejících měření pro daný izotop. Do grafu si můžeme vykreslit křivku, která znázorňuje pravděpodobnost dané reakce s neutronem o určité energii.



Graf 3 Příklad modelovaného účinného průřezu

Tato křivka představuje model nebo odhad založený na předchozích měřeních. Naším cílem je ověřit její správnost pro energie, u kterých dosud nebylo provedeno praktické měření a případně ji tak upravit aby odpovídala realitě.

Když proložíme grafy popisující svazek neutronů a účinného průřezu vidíme, kde probíhají reakce, které nás zajímají a s jakou pravděpodobností tyto reakce probíhají.



Graf 4 Příklad proložení grafů účinného průřezu a spektra svazku neutronů

Když vynásobíme v každém binu počet neutronů a pravděpodobnost reakce s neutronem v dané energii, dostaneme počet reakcí, které mají na svědomí neutrony z jednotlivých binů. Nyní dáme do poměru počet reakcí způsobených neutrony v píku (energie, pro kterou určujeme účinný průřez) a celkovým počtem reakcí způsobených všemi neutrony. Tím dostaneme koeficient, kterým když vynásobíme N_{yield} , tak zjistíme celkový počet izotopů, které vznikly reakcemi s neutrony o píkové energii.

2.13 Určení účinného průřezu

Účinný průřez nyní jednoduše dopočítáme dosazením do vzorce.

$$\sigma = \frac{N_{\text{yield-pik}} * S * M}{N_n * N_A}$$

(18)

$N_{\text{yield-pík}}$ – počet izotopů vzniklých reakcí s neutrony o píkové energii

S – plocha vzorku

M - molární hmotnost materiálu vzorku

N_A – Avogadrova konstanta

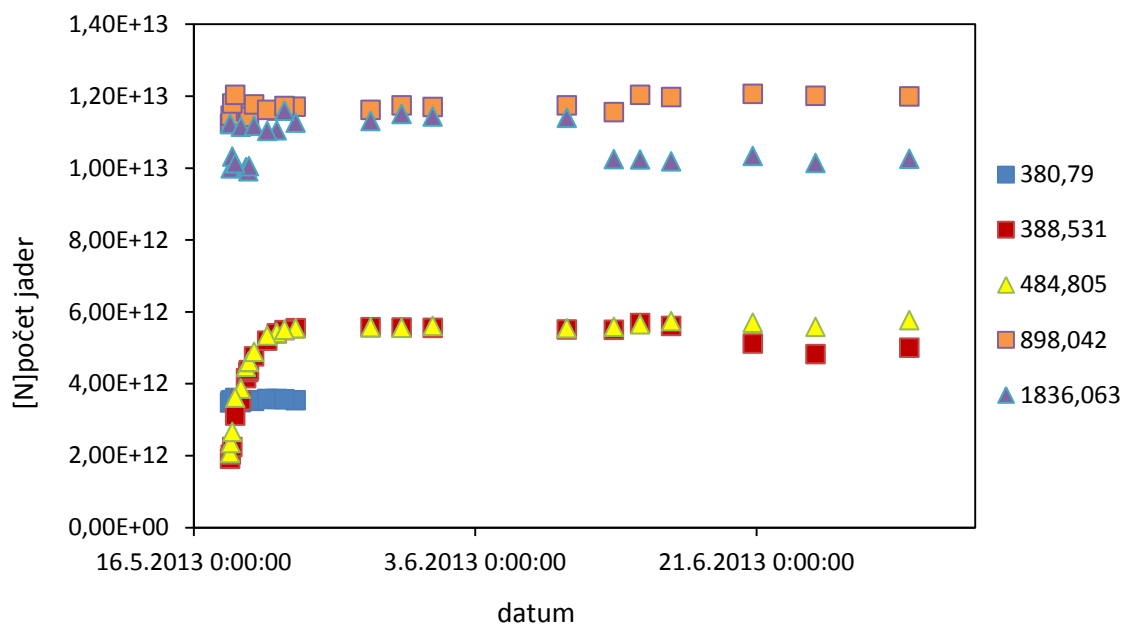
N_n – počet neutronů v píku

3 Experimentální výsledky

3.1 Určení výtěžku aktivační analýzy

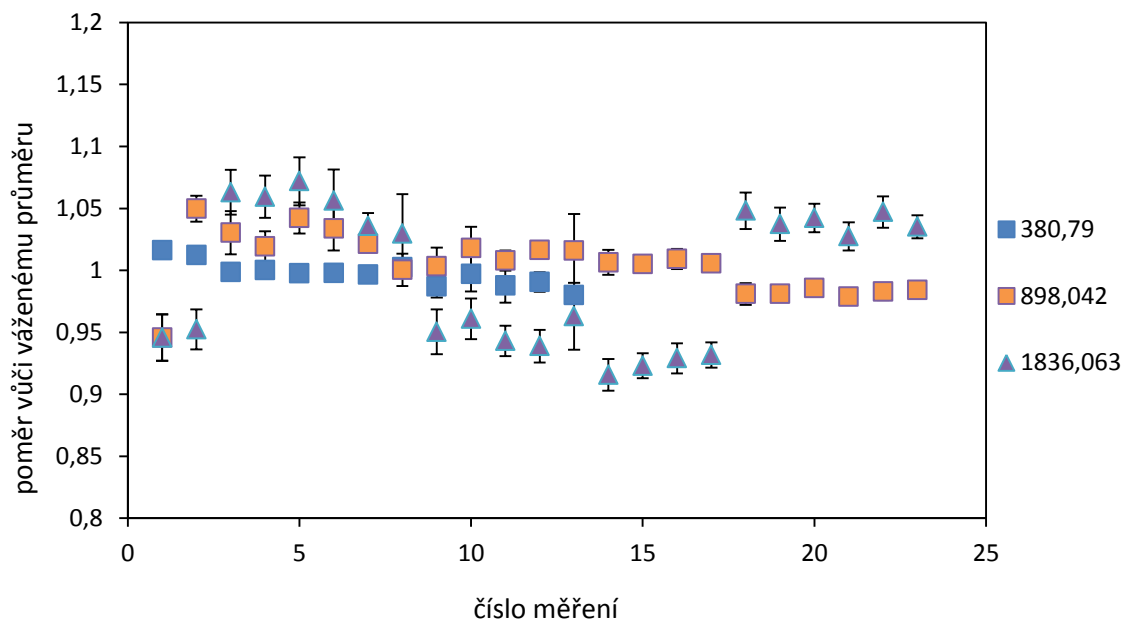
3.1.1 Výsledky pro vzorek YN

V grafu vidíme závislost počtu radioaktivních jader určených aktivační analýzou v závislosti na čase. Můžeme si všimnout, že energetická linka 380,79 keV končí už velmi brzy a zároveň vidíme, že ve stejné době dochází k nárůstu počtu jader na energetických linkách 388,531 keV a 484,805 keV. To je způsobeno tím, že linka 380,79 keV patří izotopu ^{87m}Y , který má velmi krátký poločas rozpadu (proto jsme schopni tuto linku měřit jen v době krátce po ozařování). Tento izotop vyzářením fotonu gama přechází na svůj základní stav ^{87}Y , tím se vysvětluje nárůst počtu jader pro linky 388,531 keV a 484,805 keV, které patří právě tomuto izotopu.



Graf 5 Výsledky aktivační analýzy pro vzorek YN

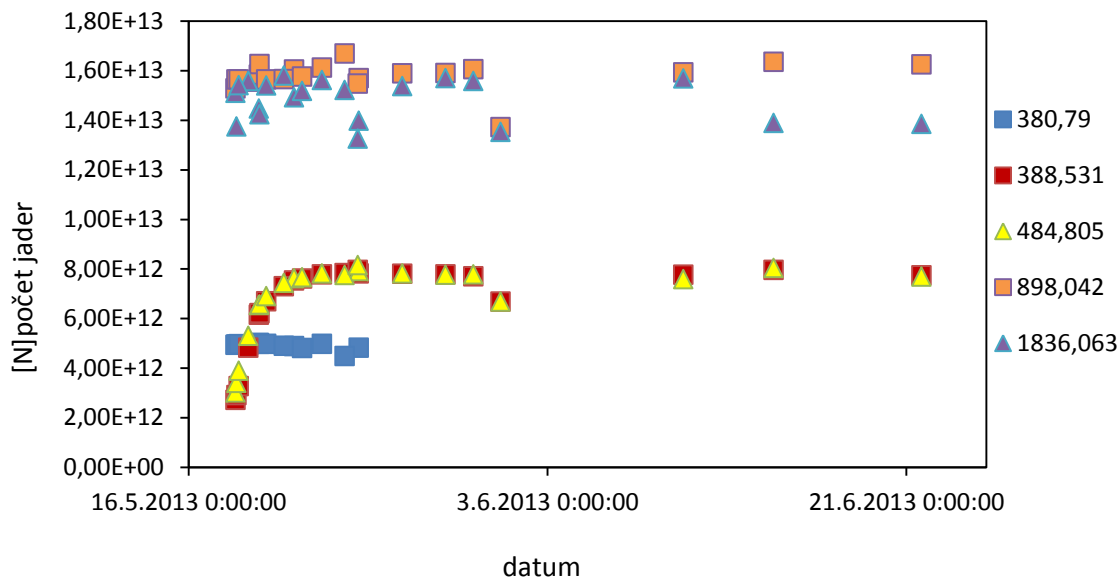
Na tomto grafu vidíme porovnání poměrů výsledků jednotlivých měření vůči jejich váženému průměru. Z toho grafu je hezky vidět, že určené hodnoty se pohybují v málem rozptylu maximálně do 10%.



Graf 6 Porovnání výsledků jednotlivých měření vůči váženému průměru pro vzorek YN

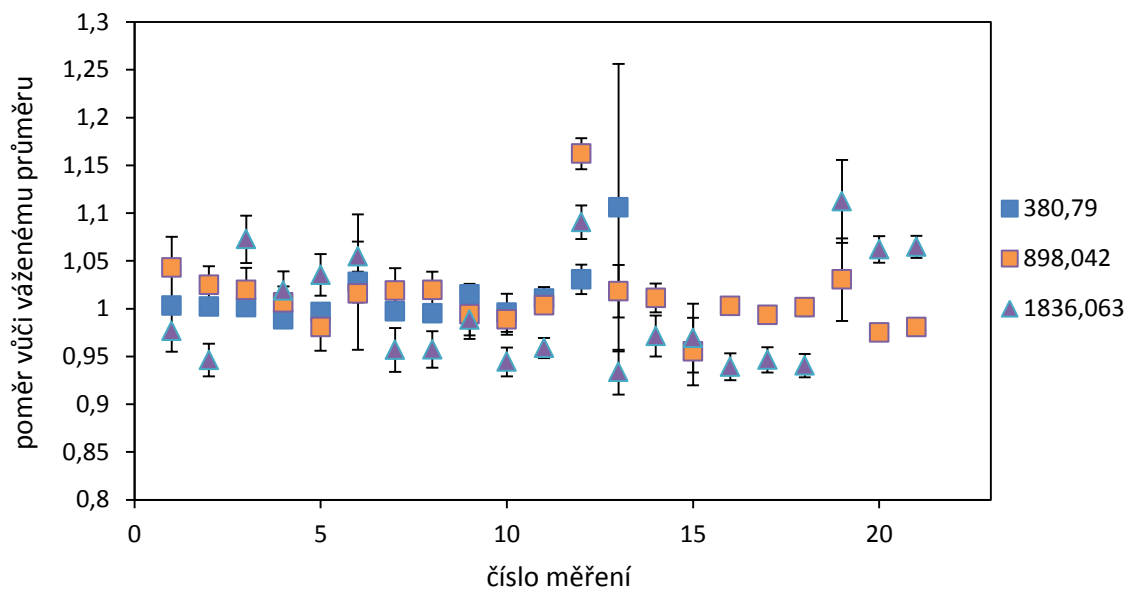
3.1.2 Výsledky pro vzorek YO

V grafu vidíme závislost počtu radioaktivních jader určených aktivační analýzou v závislosti na čase stejně jako u předchozího vzorku. Opět si můžeme všimnout nárůstu počtu jader ^{87}Y způsobeného rozpadem izomerního izotopu $^{87\text{m}}\text{Y}$.



Graf 7 Výsledky aktivační analýzy pro vzorek YO

Na tomto grafu opět vidíme porovnání poměrů výsledků jednotlivých měření vůči jejich váženému průměru. Zase je vidět, že určené hodnoty se většinou pohybují v rozptylu do 10%, jen jedna hodnota vyčnívá s chybou nad 15%.



Graf 8 Porovnání výsledků jednotlivých měření vůči váženému průměru pro vzorek YO

3.2 Vliv FTD a FFD orientace na měření

Jelikož během ozařování dopadá svazek neutronů na vzorky jen z jedné strany, rozhodli jsme se provést měření, kterým zjistíme závislost orientace vzorku při měření.

FTD – Face to detector, orientace ozařovanou stranou k detektoru

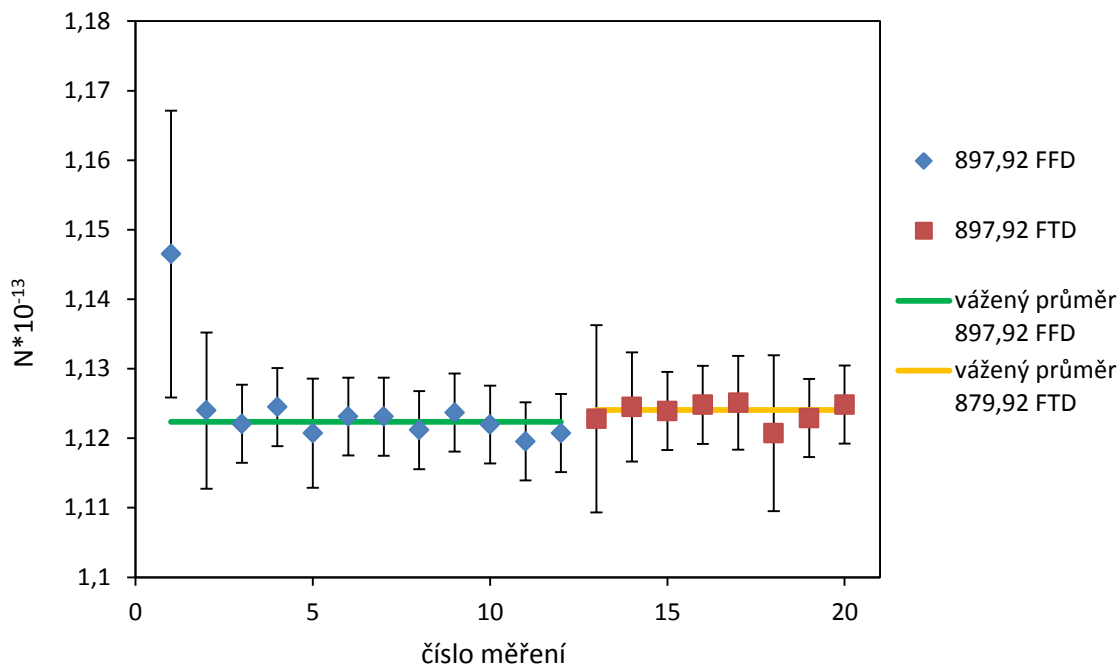
FFD – Face from detector, orientace ozařovanou stranou od detektoru

U každého měření je poznačeno, zda byl vzorek umístěn v FTD nebo FFD orientaci. Měření ve stejné vzdálenosti od detektoru byly pro oba dva vzorky prováděny vždy v obou orientacích.

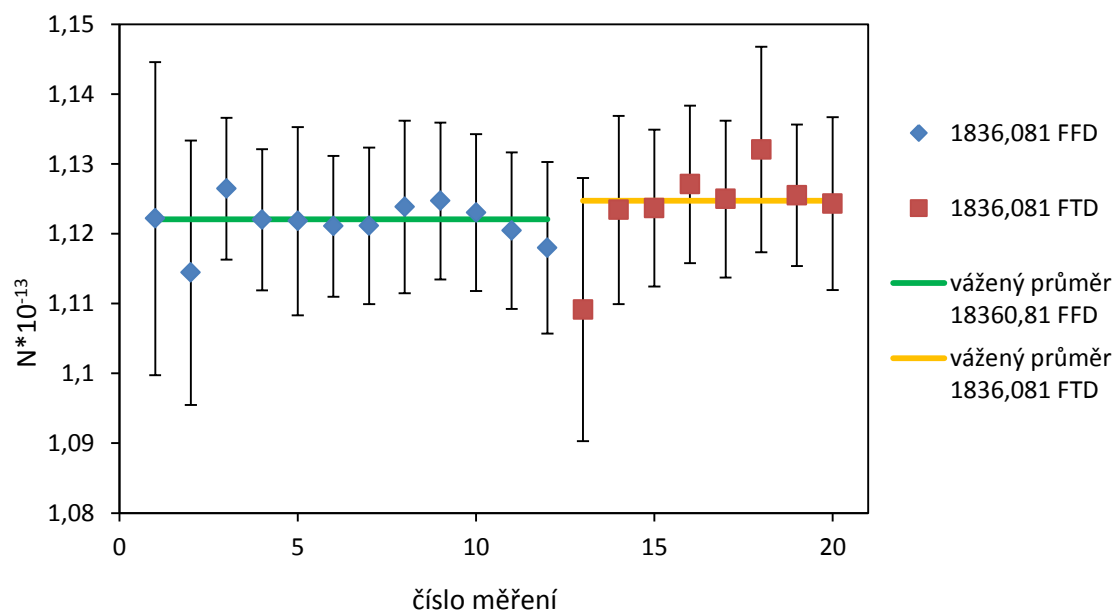
Po vyhodnocení měření jsem porovnal počet vyprodukovaných izotopů, tak jak vyšel u jednotlivých orientací.

3.2.1 Vliv FTD a FFD orientace pro vzorek YN

Na těchto grafech můžeme vidět porovnání výtěžků aktivační analýzy jednotlivých měření a jejich vážených průměru pro linky 897,92 keV a 1836,081 keV u vzorku YO. Měření jsou rozdělena do dvou skupin podle orientace. Vidíme, že rozdíly mezi orientacemi jsou zanedbatelné.



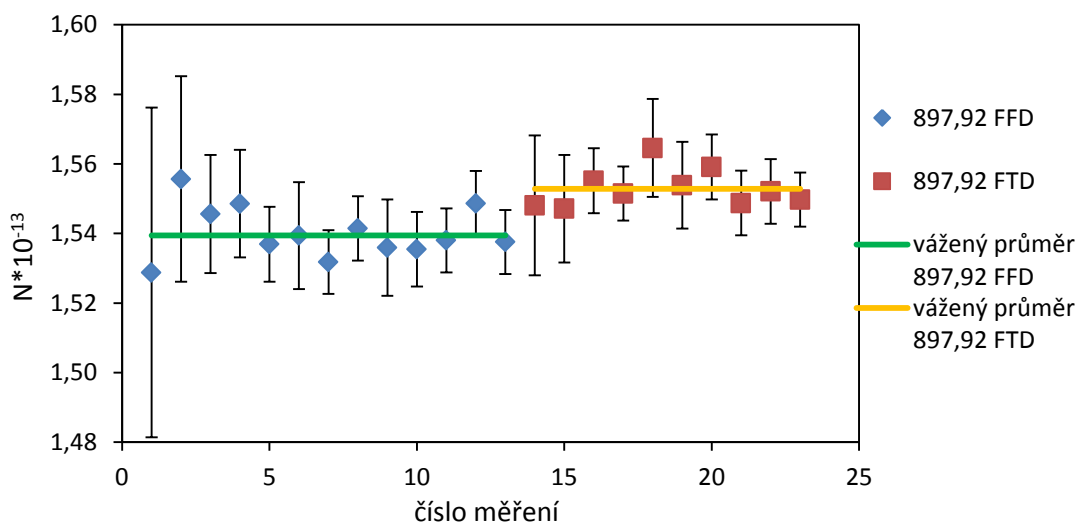
Graf 9 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 897,92 keV u vzorku YN



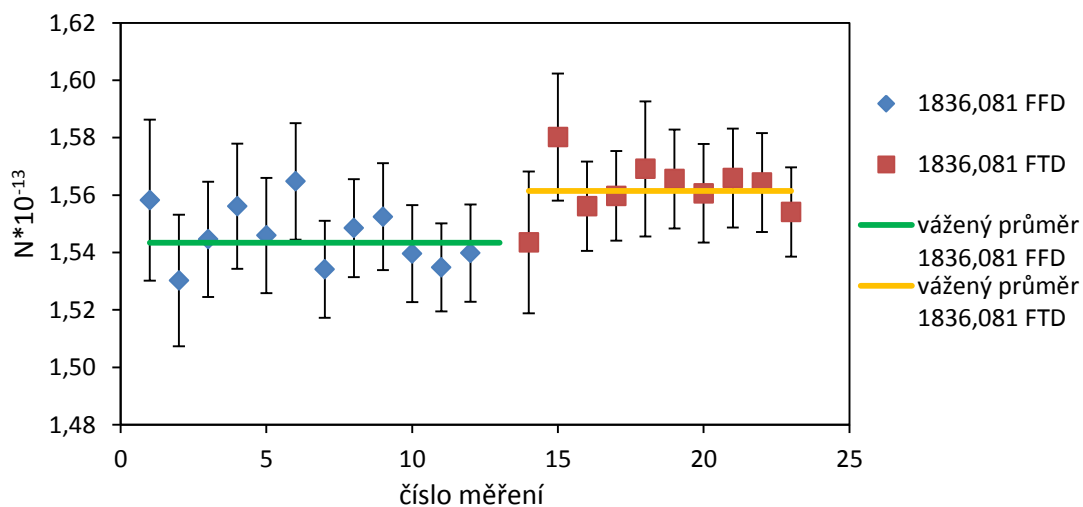
Graf 10 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 1836,081 keV u vzorku YN

3.2.2 Vliv FTD a FFD orientace pro vzorek YO

Na těchto grafech můžeme vidět porovnání výtěžků aktivační analýzy jednotlivých měření a jejich vážených průměru pro linky 897,92 keV a 1836,081 keV u vzorku YN. Měření jsou opět rozdělena do dvou skupin podle orientace. Rozdíl mezi jednotlivými orientacemi je zde o něco větší, což je patrně způsobeno větší tloušťkou tohoto vzorku, ale pořád je tento rozdíl vůči celkovému počtu jader zanedbatelný.



Graf 11 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 897,92 keV u vzorku YO

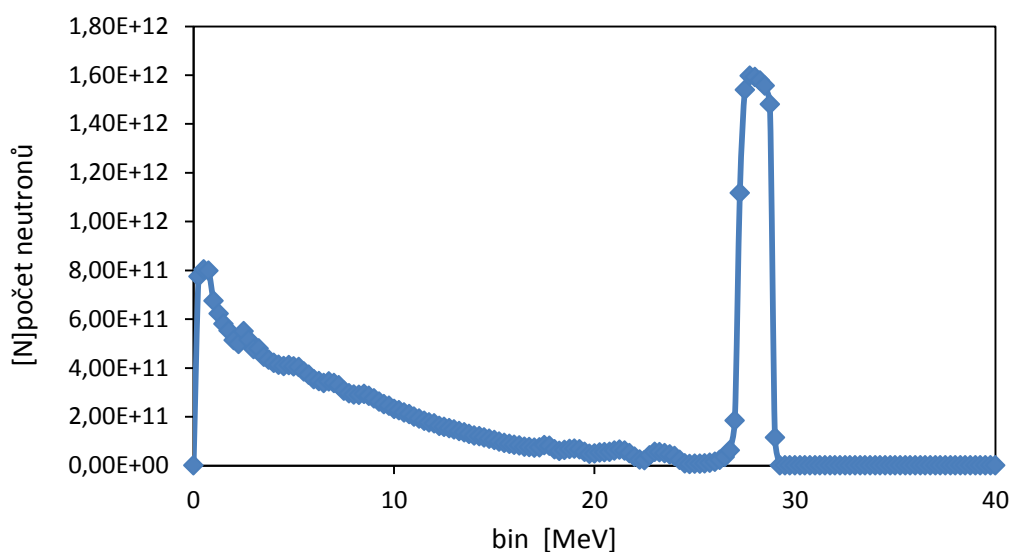


Graf 12 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 1836,081 keV u vzorku YO

3.3 Energetické spektrum svazku neutronů

3.3.1 Spektrum svazku při ozařování vzorku YN

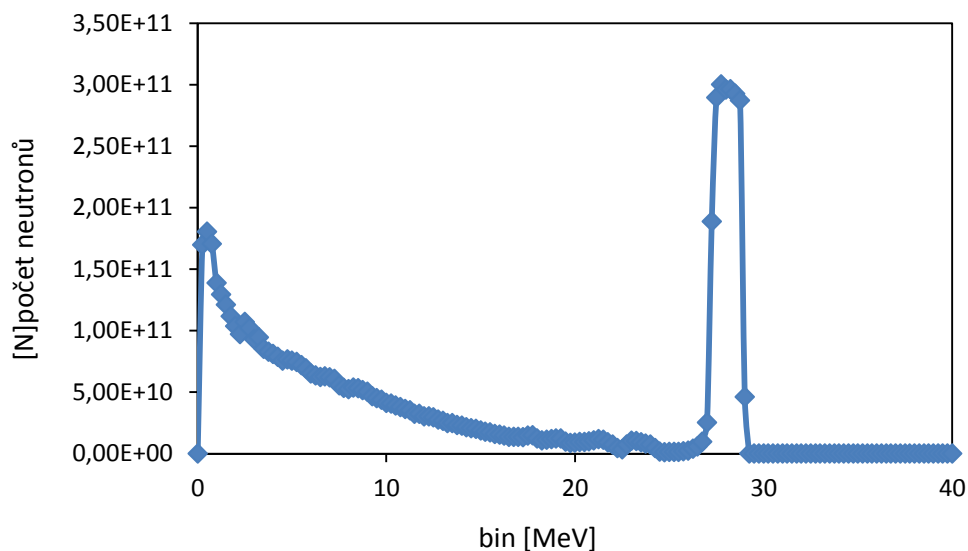
Na tomto grafu vidíme energetické spektrum svazku neutronů při ozařování vzorku YN.



Graf 13 Energetické spektrum neutronů při ozařování vzorku YN

3.3.2 Spektrum svazku při ozařování vzorku YO

Na tomto grafu vidíme energetické spektrum svazku neutronů při ozařování vzorku YO. Když ho porovnáme se spektrem svazku při ozařování vzorku YN, vidíme, že hlavní rozdíl je v celkovém počtu neutronů ve svazku, ale jinak jsou obě spektra skoro stejná.

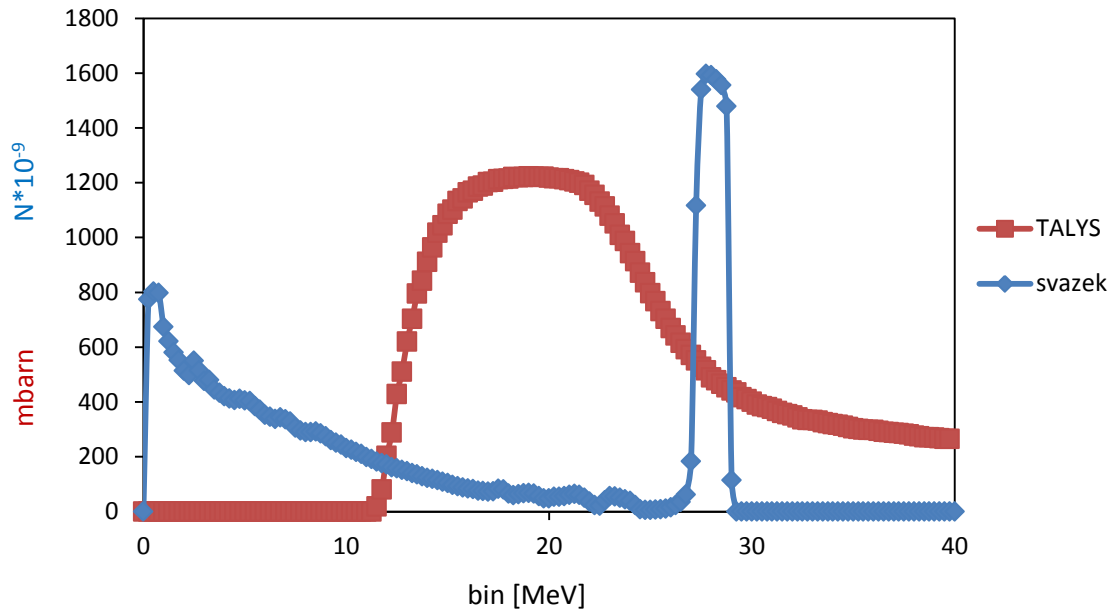


Graf 14 Energetické spektrum neutronů při ozařování vzorku YO

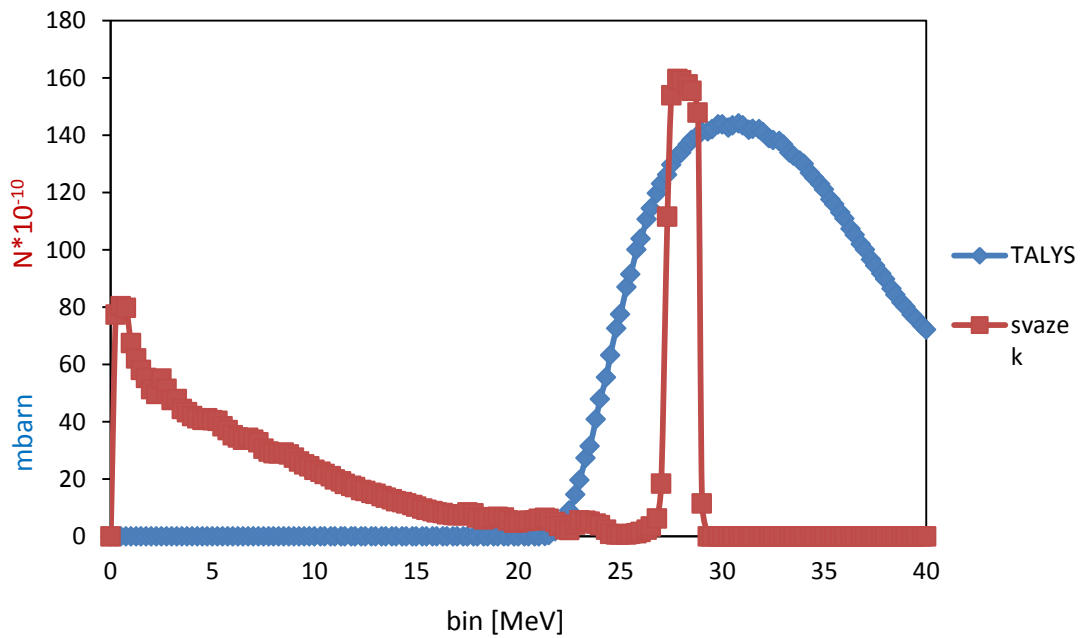
3.4 Odečtení pozadí

3.4.1 Odečtení pozadí pro vzorek YN

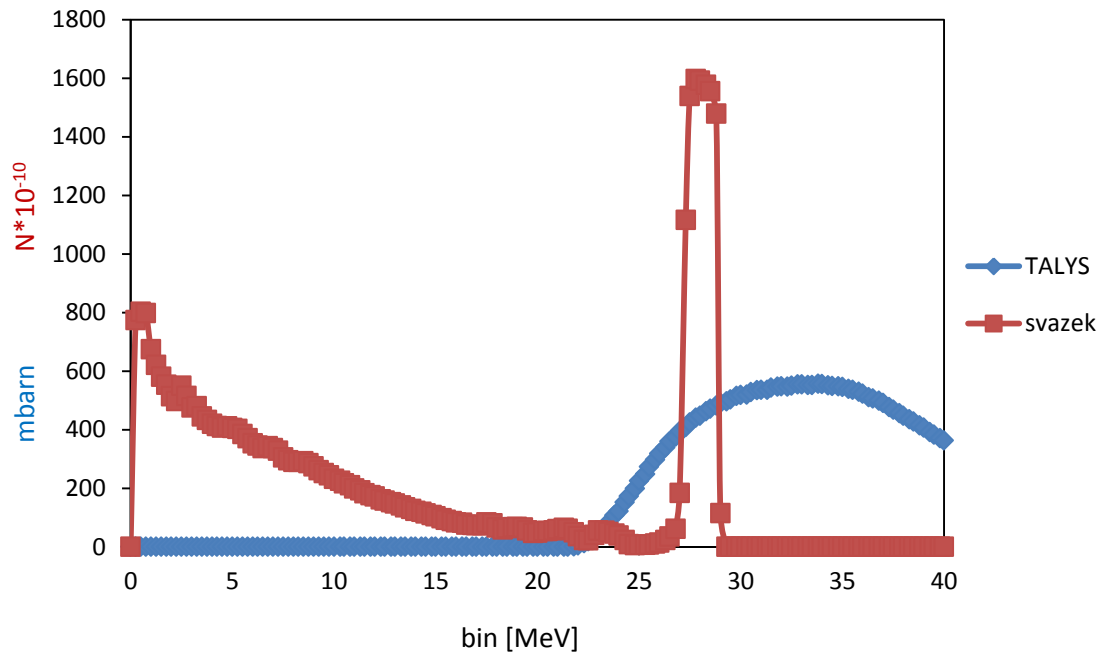
Na těchto grafech vidíme průnik grafů modelů účinných průřezů jednotlivých izotopů a jim příslušných spekter svazků neutronů. Modely jsou získány pomocí programu TALYS a jejich hodnoty jsou určeny v jednotkách milibarn. Hodnoty v grafech znázorňujících energetická spektra neutronů reprezentují počet částic vynásobený vhodnou konstantou tak, aby bylo z grafů dobře patrné, kde leží kvazimonoenergetický pík svazku vůči účinnému průřezu daného radioizotopu.



Graf 15 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{88}Y u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů



Graf 16 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87}Y u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů

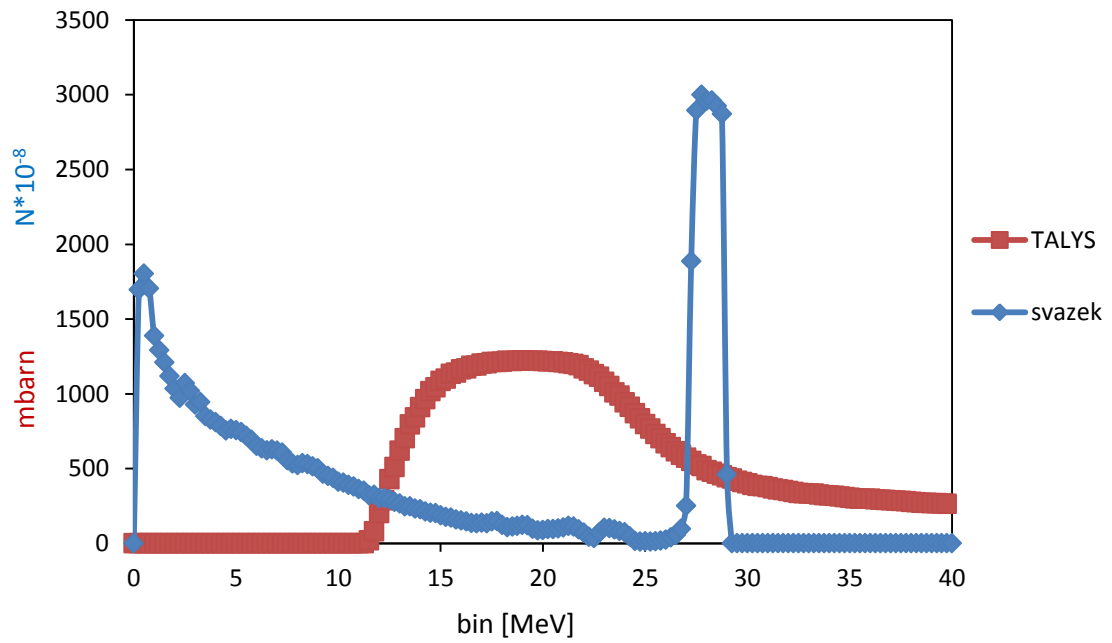


Graf 17 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87m}Y u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů

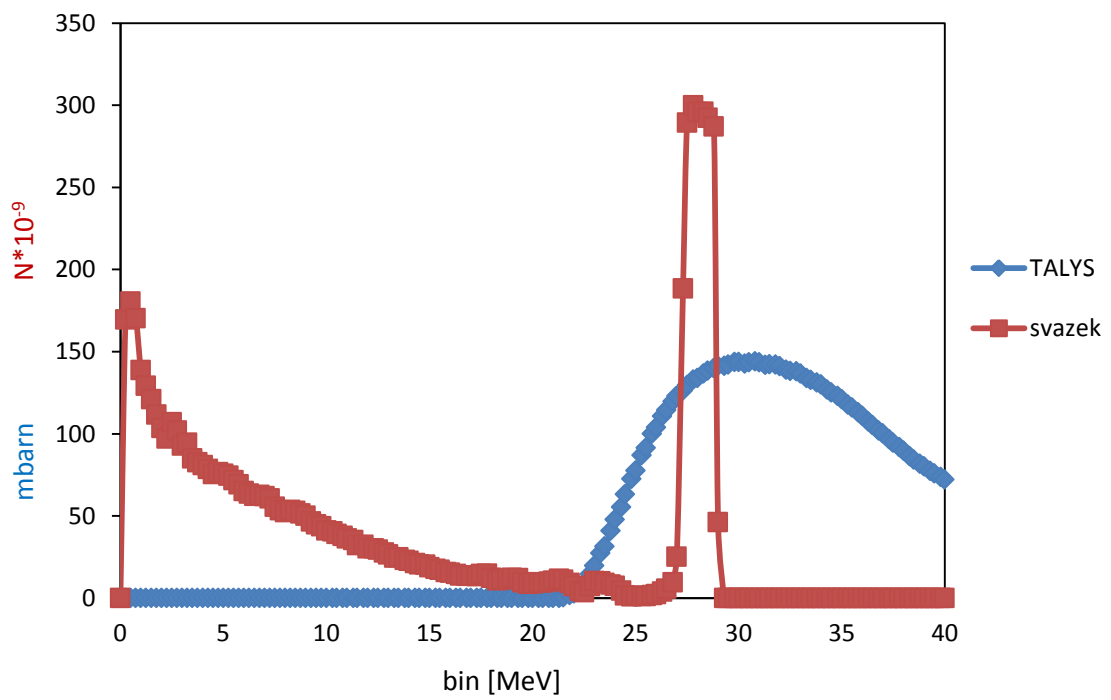
Z grafů je patrné, že největší pozadí vzniká u ^{88}Y , kde se nízkoenergetické pozadí svazku pohybuje právě v energiích, kdy dochází k (n,2n) reakci. U ostatních izotopů je vliv pozadí velmi malý.

3.4.2 Odečtení pozadí pro vzorek YO

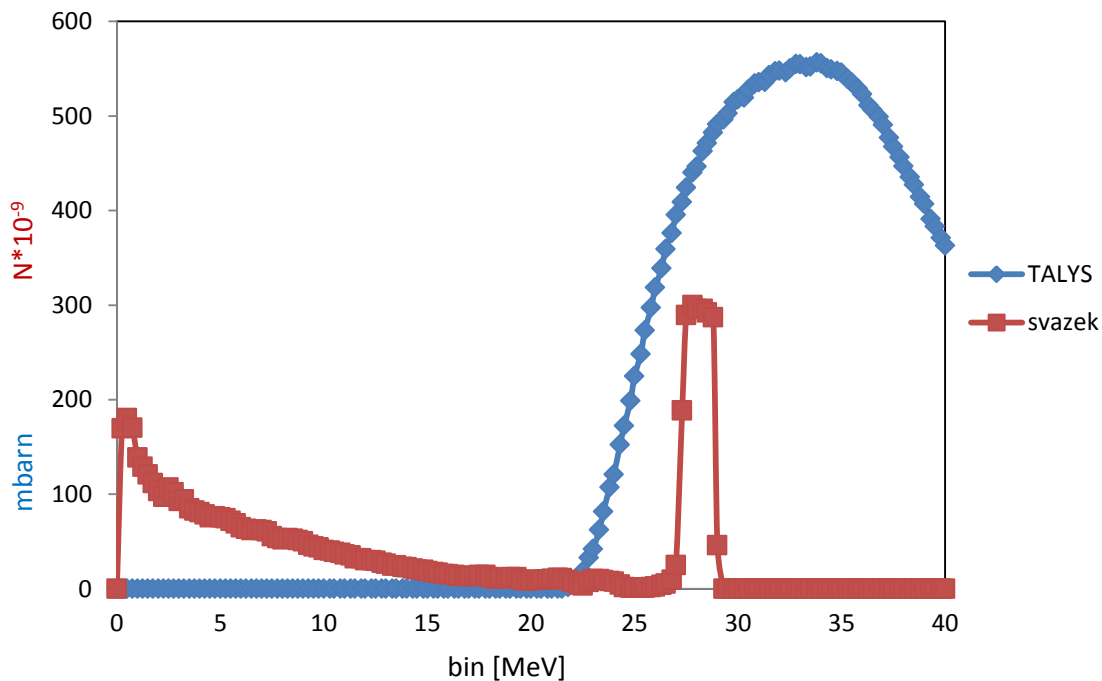
Jelikož svazek ozařující vzorek YO se lišil hlavně v celkovém počtu neutronů. Tak při odečítání pozadí v tomto případě dojdeme k téměř stejným výsledkům jako v předchozím případě u vzorku YN, ale pro ilustraci přikládám i průniky grafů pro vzorek YO.



Graf 18 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{88}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů



Graf 19 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů

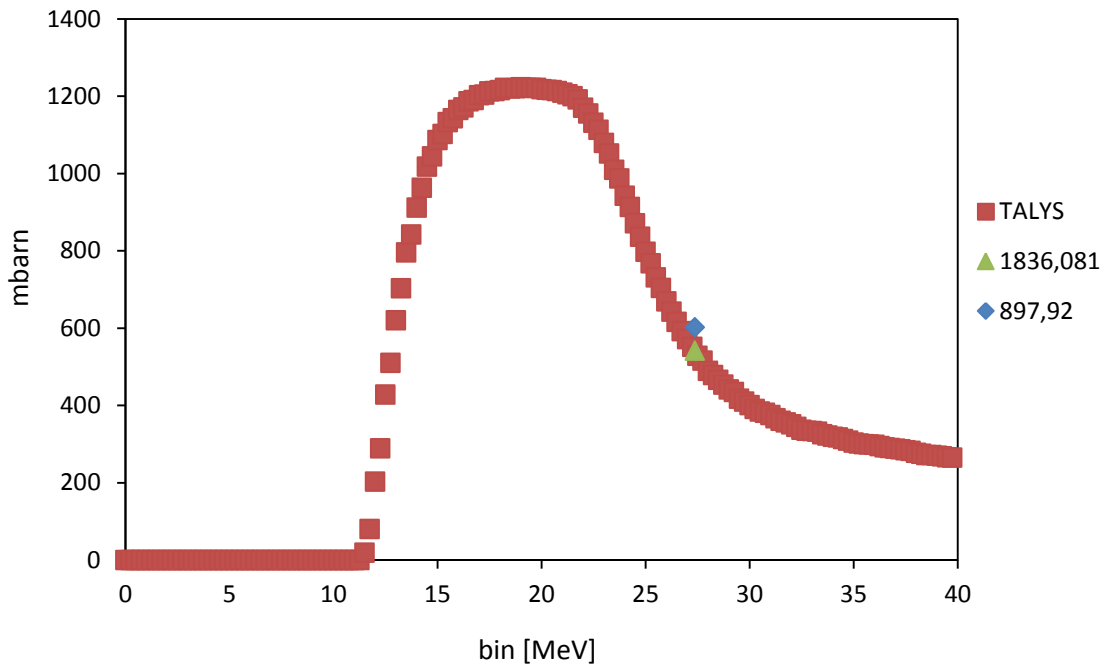


Graf 20 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87m}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů

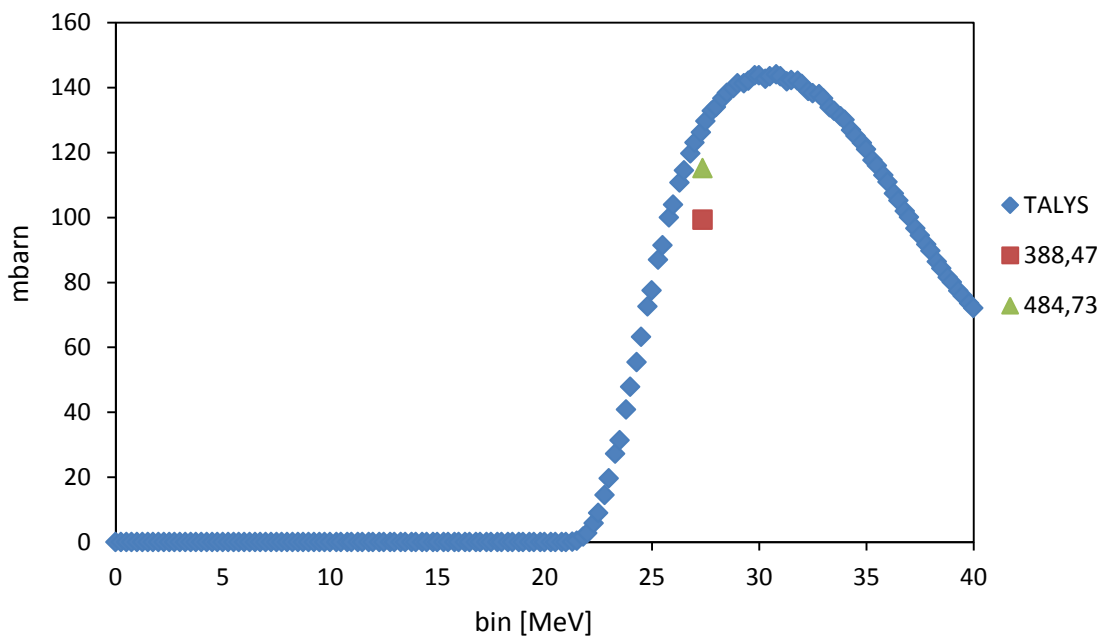
3.5 Určení účinných průřezů

3.5.1 Určení účinných průřezů pro vzorek YN

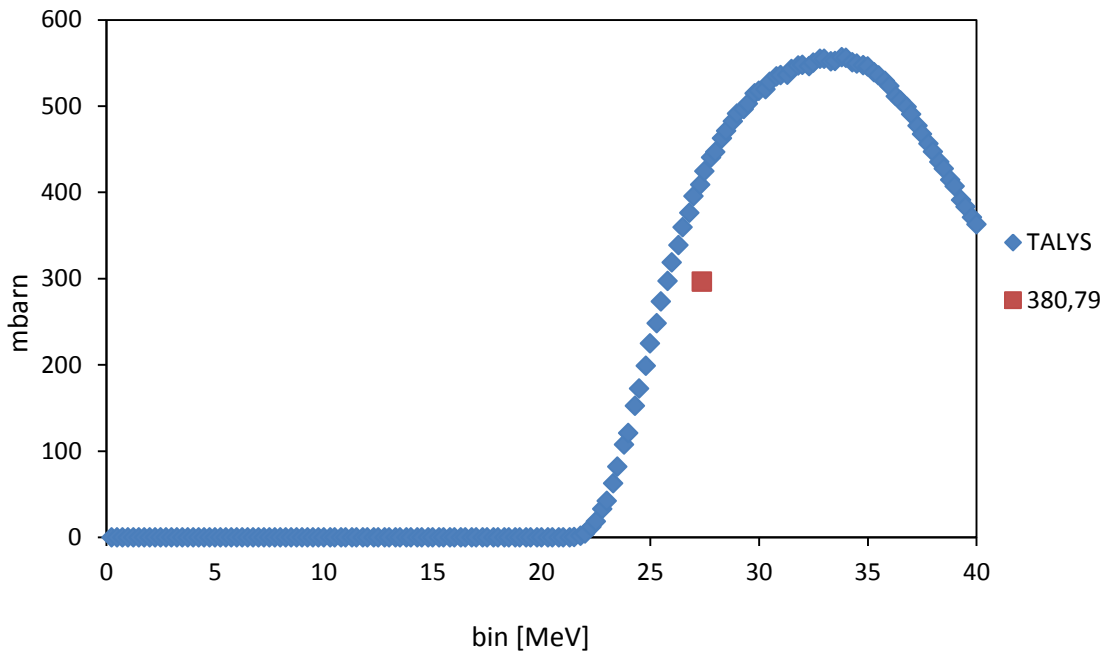
V těchto grafech už vidíme finální porovnání experimentálně určených účinných průřezů u vzorku YN s modely programu TALYS. Vidíme, že jsme došli k dobré shodě s modelem, což potvrzuje jeho přesnost.



Graf 21 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{88}Y u vzorku YN



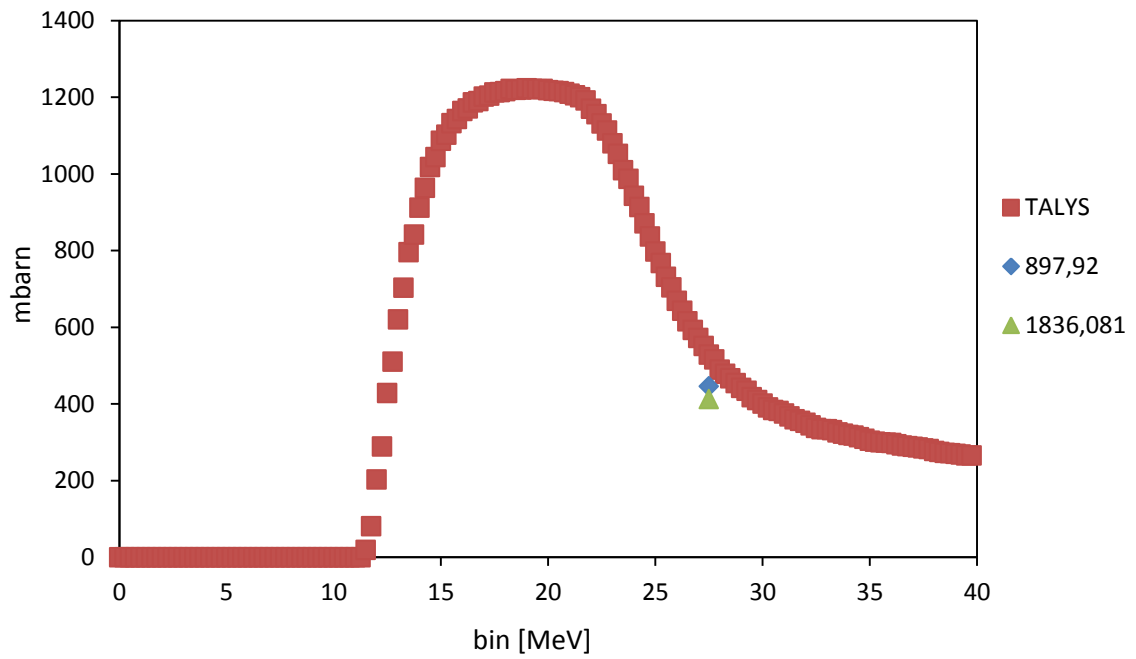
Graf 22 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87}Y u vzorku YN



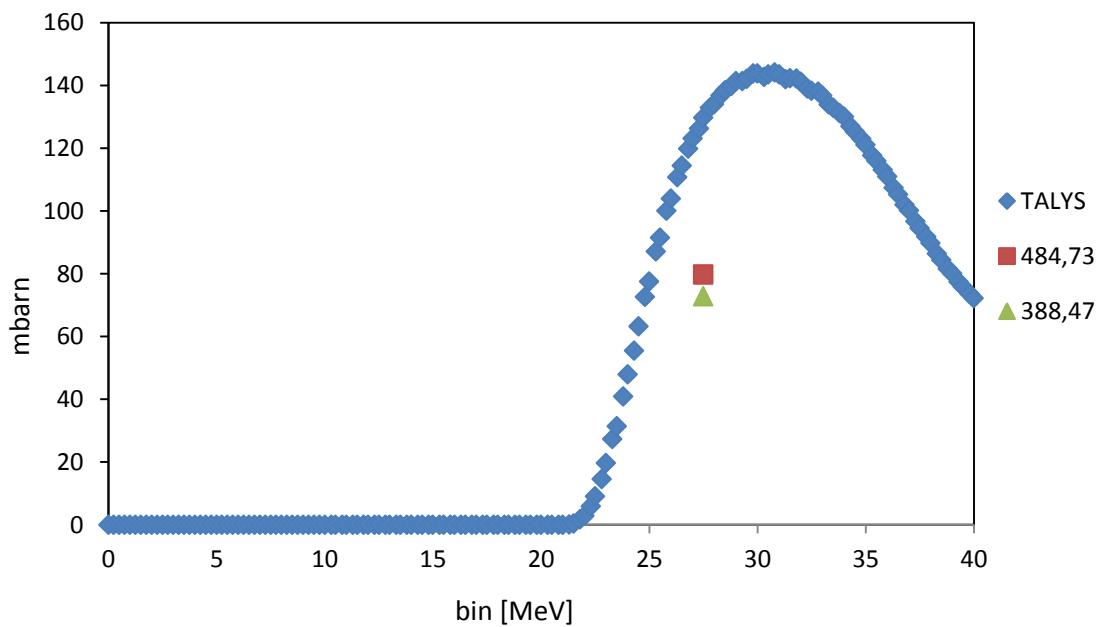
Graf 23 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87m}Y u vzorku YN

3.5.2 Určení účinných průřezů pro vzorek YO

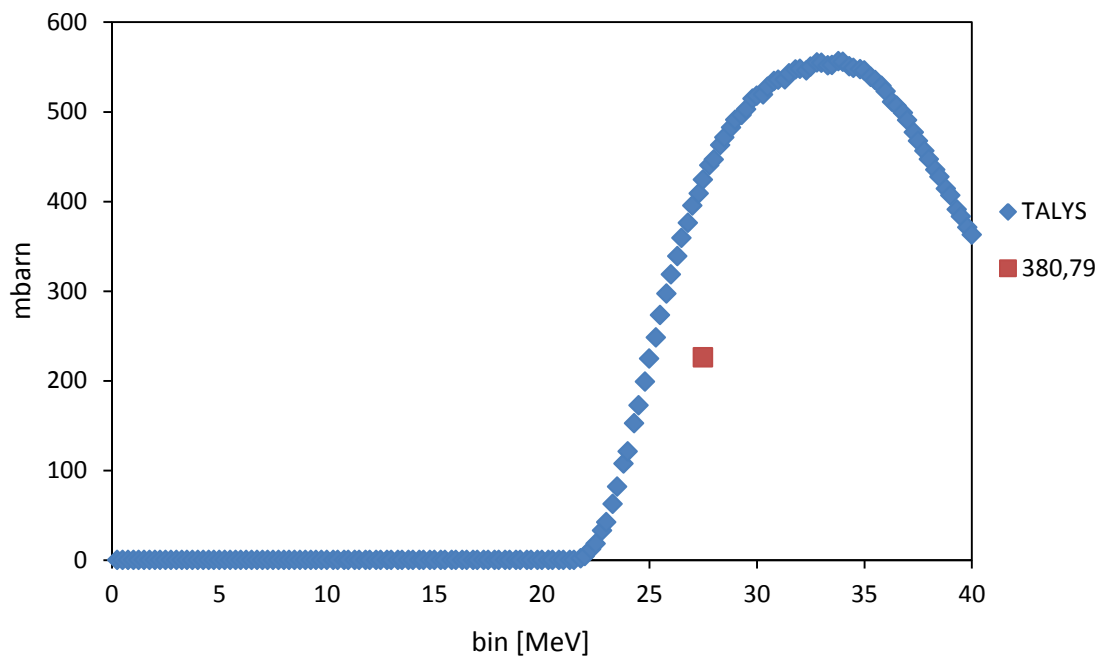
V těchto grafech můžeme vidět finální porovnání experimentálně určených účinných průřezů u vzorku YO s modely programu TALYS. Vidíme, že i u tohoto vzorku je shoda s modelem dobrá i když je o něco málo menší než u vzorku YN. To je způsobeno tím, že lisovaná tableta yttria má horší vlastnosti, lisování není tak dokonalé, takže tableta má nižší hustotu než fólie. Jedná se tak o méně čisté yttrium než u vzorku YN.



Graf 24 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{88}Y u vzorku YO



Graf 25 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87}Y u vzorku YO



Graf 26 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87m}Y u vzorku YO

4 Závěr

Během své práce jsem se seznámil se základy statistické fyziky a jaderné spektrometrie.

V teoretické části práce popisuji využití aktivačních detektorů a aktivační analýzy neutronů. Následně se věnuji popisu účinných průřezů a vysvětluji jak určit účinné průřezy pro vybrané vzorky yttria. Popisuji experimentální zázemí práce a postupně procházím jednotlivé korekce a vysvětluji jejich význam. Dále se věnuji analýze ozařování a dalším korekcím s tímto spojeným. V závěru teoretické části pak uvádím vzorce pro výpočet účinných průřezů.

V části práce zabývající se experimentálními výsledky prezentuji výtěžky aktivační analýzy u měřených vzorků, energetická spektra svazků neutronů, kterými byly vzorky ozařovány a grafy znázorňující potřebu odečíst nízkoenergetické pozadí svazku neutronů od celkových výsledků. V závěru potom uvádím porovnání experimentálně zjištěných účinných průřezů s modely programu TALYS.

Podářilo se mi splnit hlavní cíl mé práce a to určit účinné průřezy pro materiál vhodný k výrobě aktivačních detektorů, konkrétně yttria. Nyní probíhá zpracování další série vzorků, které přinese další data přispívající ke zpřesnění modelů účinných průřezů yttria. Na tomto zpracování se také podílím.

5 Seznam grafů

Graf 1 Exponenciální rozpad jader	9
Graf 2 Příklad energetického spektra svazku neutronů	18
Graf 3 Příklad modelovaného účinného průřezu	19
Graf 4 Příklad proložení grafů účinného průřezu a spektra svazku neutronů	20
Graf 5 Výsledky aktivační analýzy pro vzorek YN.....	22
Graf 6 Porovnání výsledků jednotlivých měření vůči váženému průměru pro vzorek YN	23
Graf 7 Výsledky aktivační analýzy pro vzorek YO.....	24
Graf 8 Porovnání výsledků jednotlivých měření vůči váženému průměru pro vzorek YO	24
Graf 9 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 897,92 keV u vzorku YN.....	26
Graf 10 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 1836,081 keV u vzorku YN.....	26
Graf 11 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 897,92 keV u vzorku YO.....	27
Graf 12 Porovnání měření v FTD a FFD orientacích pro energetickou linku 1836,081 keV u vzorku YO.....	27
Graf 13 Energetické spektrum neutronů při ozařování vzorku YN.....	28
Graf 14 Energetické spektrum neutronů při ozařování vzorku YO.....	29
Graf 15 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{88}Y u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů	30
Graf 16 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87}Y u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů	30
Graf 17 Průnik grafů účinného průřezu pro $^{87\text{m}}\text{Y}$ u vzorku YN a grafu příslušného svazku neutronů	31
Graf 18 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{88}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů	32
Graf 19 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů	32

Graf 20 Průnik grafů účinného průřezu pro ^{87m}Y u vzorku YO a grafu příslušného svazku neutronů	33
Graf 21 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{88}Y u vzorku YN	34
Graf 22 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87}Y u vzorku YN	34
Graf 23 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87m}Y u vzorku YN	35
Graf 24 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{88}Y u vzorku YO	36
Graf 25 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87}Y u vzorku YO	36
Graf 26 Porovnání modelu účinného průřezu s experimentálně určenou hodnotou pro ^{87m}Y u vzorku YO	37

6 Seznam obrázků

Obrázek 1 Fotografie vzorků YN a YO	6
Obrázek 2 Cyklotronu U120-M v ÚJF AV ČR v Řeži.....	7
Obrázek 3 Neutronový zdroj v ÚJF AV ČR v Řeži	7
Obrázek 4 Fotografie detektoru Canberra v ÚJF AV ČR v Řeži.....	8

7 Seznam použité literatury

- [1] CHUDOBA, Petr. *Využití aktivačních detektorů při měření neutronového pole v modelových sestavách ADTS*. Praha: MFF UK 2013. Diplomová práce, Ústav jaderné a částicové fyziky, dostupné z:
http://hp.ujf.cas.cz/~wagner/transmutace/diplomky/diplomka_Chudoba.pdf

Seznam příloh

1. yttrium_FFD_FTD_N
2. yttrium_FFD_FTD_O
3. yttrium_may_FINAL

Přílohy

Přílohy jsou soubory formátu Excel, které obsahují experimentální data z celé práce a jejich zpracování, ale z důvodu jejich rozsahu je nebylo možno vytisknout. Jsou však přístupny na CD přiloženém k práci.