## České vysoké učení technické v Praze Fakulta jaderná a fyzikálně inženýrská

Katedra fyziky Obor: Experimentální jaderná a částicová fyzika



# Měření toku protonů z cyklotronu U-120M pomocí aktivačních fólií Measurement of proton flux from the U-120M cyclotron using activation foils

BAKALÁŘSKÁ PRÁCE

Vypracovala: Valentina Raskina Vedoucí práce: RNDr. Filip Křížek, Ph.D. Rok: 2018

#### Prohlášení

Prohlášuji, že jsem svou bakalářskou práci vypracovala samostatně a použila jsem pouze podklady (literaturu, projekty, SW atd.) uvedené v přiloženém seznamu.

Nemám závažný důvod proti použití tohoto školního díla ve smyslu §60 Zákona č. 121/2000 Sb., o právu autorském, o právech souvisejících s právem autorským a o změně některých zákonů (autorský zákon).

V Praze dne .....

.....

Valentina Raskina

#### Poděkování

Ráda bych poděkovala zejména svému školiteli, RNDr. Filipu Křížkovi, Ph.D., za trpělivost, ochotu, čas, pomoc a odborné rady při vedení této práce. Dále bych chtěla poděkovat svým rodičům a bratrovi za podporu a víru. Poděkování patří také grantu MŠMT LM2015056 (CANAM 313) a grantu LM2015058, data pro bakalářskou práci byla získána díky jejich podpoře.

Valentina Raskina

#### Název práce: Měření toku protonů z cyklotronu U-120M pomocí aktivačních fólií

Autor:	Valentina Raskina
Obor: Druh práce:	Experimentální jaderná a částicová fyzika Bakalářská práce
Vedoucí práce:	RNDr. Filip Křížek, Ph.D. Ústav jaderné fyziky AV ČR, v.v.i.

*Abstrakt:* Experiment ALICE v CERN plánuje inovovat svůj vnitřní dráhový detektor. S tímto projektem je spojena celá řada testovacích studií, kdy se sleduje radiační odolnost různých částí nového detektoru (např. FPGA, kabely, ...). K tomuto účelu je používán cyklotron U-120M, který se nachází v Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži. Cyklotron může dodat svazky protonů s energiemi do 35 MeV. Při zmíněných testech se protonový tok určuje na základě měření proudu protékajícího ionizační komorou typu PTW Farmer 30010. V této práci se diskutuje vztah mezi proudem, který měří ionizační komora, a procházejícím protonovým tokem, jenž je získán pomocí aktivačních fólií. Získaná závislost je konzistentní s výsledky předchozích měření, kde byl k měření protonového toku použit Timepix.

*Klíčová slova:* Aktivační analýza, ionizační komora, HPGe spektrometr, protonový tok.

#### Title:

# Measurement of proton flux from the U-120M cyclotron using activation foils $% \mathcal{T}_{\mathrm{s}}$

#### Author: Valentina Raskina

*Abstract:* The experiment ALICE at CERN plans to upgrade its Inner Tracking System detector. All electronic components which are going to be used in the new detector need to be tested whether they sustain the expected radiation load. Radiation hardness tests of different components (cables, FPGA, ...) are therefore performed. For this purpose the ALICE group in the Nuclear Physics Institute of the Czech Academy of Sciences uses proton beams provided by the isochronous cyclotron U-120M in Řež. The cyclotron provides proton beams with energies up to 35 MeV. On-line measurement of proton flux is based on the corresponding current generated in an ionization chamber. In this thesis, we discuss relation between the ionization chamber current and instantaneous proton flux measured by means of activation foils. Achieved results are consistent with the earlier measurement of this dependence obtained using Timepix.

*Key words:* Activation analysis, ionization chamber, HPGe spectrometer, proton flux.

# Obsah

Ú	vod		9
1	Inte	erakce protonů a záření gama s látkou	10
	1.1	Interakce protonů s látkou	10
		1.1.1 Ionizační ztráty těžkých nabitých částic	11
		1.1.2 Mnohonásobný rozptyl	12
		1.1.3 Jaderné reakce	16
	1.2	Interakce $\gamma$ -záření s látkou	17
		1.2.1 Fotoelektrický jev	17
		1.2.2 Comptonův jev	17
		1.2.3 Rayleighův rozptyl	18
		1.2.4 Vznik elektron-pozitronového páru	18
	1.3	Geant4	19
<b>2</b>	Exp	perimentální aparatura a průběh experimentu	<b>21</b>
	2.1	Aktivační fólie	21
	2.2	Izochronní cyklotron U-120M	22
	2.3	Ionizační komora PTW 30010 Freiburg	26
	2.4	HPGe spektrometr	27
	2.5	Průběh ozařování	29
	2.6	Měření aktivačních detektorů	36
3	Kal	ibrace účinnosti HPGe spektrometru	38
4	Star	novení toku protonů	44

4.1	Výpočet celkového výtěžku	44
4.2	Efekt $\gamma\text{-}\gamma$ kaskádní ko incidence	48
4.3	Korekce na profil svazku	51
4.4	Určování účinného průřezu reakce $^{\rm nat}{\rm Cu}({\rm p},{\rm x})^{62}{\rm Zn}$	54
4.5	Stanovení protonového toku	54
4.6	Diskuze	58
Závěr		61
Literat	ura	62
Příloha	<b>a</b>	65

# Úvod

V období 2019–2020 bude na experimentu ALICE (A Large Ion Collider Experiment) v CERN [1] provedena výměna stávajícího vnitřního dráhového detektoru [2]. Nový detektor bude sestávat ze sedmi koaxiálních vrstev křemíkových senzorů. Veškeré elektronické komponenty nového detektoru musejí během své činnosti vydržet značné radiační zatížení. Například očekávaná radiační dávka v senzoru ve vnitřních vrstvách je 270 krad, kterou senzor obdrží po dobu svého plánovaného provozu (4 roky). V návrhu detektoru je ovšem požadováno, aby senzor vydržel dávky až 2.7 Mrad. Z tohoto důvodu je tedy třeba otestovat, zda veškerá elektronika nového detektoru je dostatečně radiačně odolná a zda splňuje požadavky projektu.

K testování radiační odolnosti používá ALICE skupina z Ústavu jaderné fyziky AV ČR cyklotron U-120M v Řeži. Hlavním účelem prováděných testů je určit vliv obdržené dávky na různé komponenty nového vnitřního dráhového detektoru a jejich funkčnost. Přesné určení dávky vyžaduje precizní měření protonového toku, dodávaného cyklotronem. K tomuto účelu se používá ionizační komora PTW Farmer 30010 [22]. Cílem této práce je nalézt převodní vztah mezi proudem měřeným ionizační komorou a protonovým tokem měřeným pomocí metody aktivační analýzy a porovnat jej s výsledky předešlého měření [3], kdy byl tok protonů určován detektorem Timepix [30].

Aktivační analýza je založena na měření aktivity radionuklidů vytvořených ve vzorku v důsledku jaderné reakce. V našem měření sloužily jako aktivační detektory měděné fólie, které jsme ozářili na cyklotronu U-120M svazkem protonů. Ozářené fólie byly následně analyzovány pomocí HPGe spektrometru. Pro tuto práci je tudíž důležité rozumět procesům, které se mohou uskutečnit, při průchodu různých typů ionizujícího záření materiálem. V první kapitole se proto seznámíme se základními interakcemi protonů a záření gama s látkou. V druhé kapitole pojednáme o aparatuře použité v experimentu a popíšeme aktivační detektory, princip fungování a charakteristiky cyklotronu U-120M, ionizační komoru, HPGe spektrometr a jeho vlastnosti. Na konci kapitoly budou uvedeny informace o průběhu ozařování aktivačních detektorů a jejich měření na spektrometru. Třetí kapitola je věnována kalibraci účinnosti HPGe spektrometru. V poslední kapitole se zaměříme na výpočet protonového toku a provedeme srovnání s předchozím měřením [3], kde byl použit Timepix [30].

## Kapitola 1

## Interakce protonů a záření gama s látkou

Pro efektivnější detekci částic a přesnější analýzu experimentu je třeba znát, jaké procesy mohou nastat při interakci částic s daným materiálem. V této kapitole se proto budeme zabývat nejběžnějšími interakcemi protonů a záření gama v látce.

### 1.1 Interakce protonů s látkou

Protony interagují v látce následujícími procesy [4]:

- 1. nepružnými srážkami s elektrony atomů látky,
- 2. pružnými srážkami s jádry látky,
- 3. jadernými reakcemi,
- 4. elektromagnetickou interakcí, kdy je následně emitováno Čerenkovovo záření,
- 5. procesy vedoucími k emisi brzdného záření.

V našem popisu se dále zaměříme zejména na ty procesy, které jsou podstatné v energetickém režimu relevantním pro protonové svazky na cyklotronu U-120M, tj. do kinetické energie cca 35 MeV. V tomto energetickém rozsahu poslední dva jevy nejsou důležité.

Základní mechanismus interakce protonu s látkou jsou nepružné srážky s elektrony atomového obalu. Kinetická energie protonu se v tomto procesu spotřebovává na ionizaci a excitaci atomů. Tyto ztráty energie se nazývají ionizační ztráty. Jedna z nejdůležitějších charakteristik energetických ztrát částice v látce je brzdná schopnost S [5]. Jedná se o energii dE, kterou těžká nabitá částice ztratí na prošlé dráze dx:

$$S = -\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\,.\tag{1.1}$$

Protože proton je téměř 2000 krát těžší než elektron, můžeme na něj pohlížet jako na těžkou nabitou částici. Jelikož po srážce s elektrony atomu skoro nemění směr své trajektorie, lze u něj definovat střední dosah [5]

$$R(E_0) = \int_{T_0}^{0} \frac{\mathrm{d}E}{(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)},$$
 (1.2)

což je střední dráha, kterou urazí částice od svého vstupu do látky do úplného zastavení. Zde  $T_0$  označuje počáteční kinetickou energii částice. Velikost středního dosahu závisí na hmotnosti, náboji a energii částice a na charakteristikách látky. Ve vztahu (1.2) se ale předpokládá, se částice stále pohybuje po přímé trajektorii, proto se v praxi používá přesnější vztah:

$$R(E_0) = R_0(T_{\min}) + \int_{T_0}^{T_{\min}} \frac{\mathrm{d}E}{(-\mathrm{d}E/\mathrm{d}x)}, \qquad (1.3)$$

kde  $T_{\min}$  je minimalní energie, kde  $\frac{dE}{dx}$  je relevantní, a  $R_0(T_{\min})$  je empirická konstanta [4].

Než přejdeme k detailnějšímu popisu interakcí těžkých nabitých částic v látce, zavedeme ještě jeden pojem, a to dávku D, což je absorbovaná energie dE dodaná jednotkovému množství hmoty průchodem ionizujícího záření [11]:

$$D(x) = -\frac{1}{\rho} \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}\mathrm{d}\mathrm{S}},\qquad(1.4)$$

kde  $\rho$  je hustota materiálu, dS je element plochy a dl je element tloušťky.

#### 1.1.1 Ionizační ztráty těžkých nabitých částic

Je-li rychlost těžké nabité částice v mnohem větší než střední rychlost elektronů v atomech látky, pak se její střední ionizační brzdná schopnost  $S_{\text{ion}}$  řídí Bethe-Blochovou formulí [4]:

$$S_{\rm ion} = \left\langle -\frac{{\rm d}E}{{\rm d}x} \right\rangle_{\rm ion} = \frac{4\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n \left[ \ln \frac{2m_e v^2}{I_{\rm ion}(1-\beta^2)} - \beta^2 - \delta - U \right], \tag{1.5}$$

kde z je náboj částice, v je rychlost částice, c je rychlost světla ve vakuu,  $\beta = \frac{v}{c}$ , n je hustota elektronů v látce,  $I_{\rm ion}$  je energie excitace atomu,  $\delta$  je korekce na efekt hustoty materiálu a U je korekce na vazbovou energii elektronů na slupkách K, L atd. Na základě (1.5) lze vyjádřit následující zákonitosti ionizačních ztrát: 1. Ionizační brzdná schopnost  $S_{\rm ion}$  je přímo úměrná kvadrátu náboje částice

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{ion}} \sim z^2.$$

- 2. Ionizační brzdná schopnost  $S_{\rm ion}$  nezávisí na hmotnosti částice M, protože interakce se probíhá prostřednictvím elektrických nábojů částic, ne prostřednictvím jejich hmotnosti [11]. Porovnáme-li ale průchod látkou dvou různých částic s různými hmotnostmi ale se stejnou kinetickou energií (v oblasti energií pod minimem křivky ionizačních ztrát), pak zjistíme, že ionizační ztráty těžší částice jsou větší. Je to z toho důvodu, že kvadrát rychlosti částice je úměrný veličině  $\frac{E}{M}$  a jelikož  $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{1}{v^2}$ , pak  $-\frac{dE}{dx} \sim \frac{M}{E}$ .
- 3. Ionizační brzdná schopnost $S_{\rm ion}$  je úměrná hustotě materiálu

$$\left(-\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x}\right)_{\mathrm{ion}} \sim \rho$$

Na Obr. 1.1 je zobrazena brzdící schopnost mionu v mědi jako funkce  $\beta\gamma$ a hybnosti, zde  $\gamma$  je Lorentzův faktor. Bethe-Blochovou křivku pro proton v různých materiálech je vidět na Obr. 1.2. Tvary závislostí jsou podobné jako na Obr. 1.1. Minimum energetických ztrát je při  $\beta\gamma \sim 3$ . V energetické oblasti pod minimem ionizačních ztrát  $-\frac{dE}{dx}$  roste s klesající energií částice. Pokud bychom sledovali absorbovanou dávku v závislosti na hloubce průniku protonu, viděli bychom, že dosáhne svého maxima v momentě těsně před úplným zbržděním protonu. Toto maximum se jmenuje Braggův pík a celá křivka, popisující chování dávky v závislosti na hloubce průniku částice, je Braggova křivka, viz Obr. 1.3.

#### 1.1.2 Mnohonásobný rozptyl

Pružný rozptyl těžkých nabitých částic je výsledkem interakce částic s atomem jako s celkem. Potenciál této interakce souvisí se vzdáleností mezi jádrem a částicí [4]. Při vzdálenostech  $\approx 10$  fm od jádra je proton kromě elektrostatických sil ovlivněn i jadernými silami. Pro větší vzdálenosti lze elektrostatické působení mezi protonem a jádrem popsat coulombickou potenciální energií

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r},\tag{1.6}$$

kde ze je náboj nalétávající částice, Ze je náboj jádra a r je vzdálenost mezi částicí a jádrem. Diferenciální učinný průřez popisující pravděpodobnost rozptýlení částice do úhlu v rozmezí  $(\theta, \theta + d\theta)$  pro coulombický potenciál je popsán Rutherfordovou formulí [4]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta, E_T) = \left(\frac{zZe^2}{4E_T}\right)^2 \frac{1}{\sin^4(\frac{\theta}{2})},\tag{1.7}$$



Obrázek 1.1: Závislost normované brzdící schopnosti  $-\frac{1}{\rho} \langle \frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}x} \rangle$ mionu v mědi na $\beta \gamma$ mionu a na jeho hybnosti, převzato z [24].



Obrázek 1.2: Závislost normované brzdící schopnosti na  $\beta\gamma$  při průchodu protonu v tekutém vodíku, plynném heliu, uhlíku, hliníku, železe, cínu a v olovu, převzato z [9].



Obrázek 1.3: Braggova křivka. Závislost absorbované dávky na hloubce průniku protonu, převzato z [10].

kde  $E_T$  je energie nalétávající částice v těžišťové soustavě a  $\theta$  a  $\Omega$  jsou pořadě úhel rozptylu a prostorový úhel.

Pokud částice prolétá dále od jádra je potenciál ovlivněn efektem stínění způsobený elektrony atomu [11]

$$V(r) = \frac{zZe^2}{r}e^{-r/a_b},$$
(1.8)

kde  $a_b$  je parametr stínění.



Obrázek 1.4: Mnohonásobný coulombický rozptyl částice procházející materiálem tloušťky L, kde  $\theta$  je úhel rozptylu, převzato z [6].

Při interakci s materiálem nabitá částice nejenom ztrácí energii, ale mění i směr své trajektorie. Výchylka od počátečního směru se vyjadřuje středním úhlem rozptylu, viz Obr. 1.4. Mnohonásobným se nazývá rozptyl, když částice ve vrstvě materiálu interaguje s atomy vícekrát (více než cca 20). Protože proton je mnohem těžší než elektron, převládají v mnohonásobném rozptylu malé rozptylové úhly. Mnohonásobný coulombovský rozptyl popisuje Moliérova teorie [4].

Úhlové rozdělení částic  $P(\theta)$  může být popsáno v prvním přiblížení Gaussovým rozdělením:

$$P(\theta)\mathrm{d}\Omega = \frac{2\theta}{\langle \theta^2 \rangle} \exp\left(\frac{-\theta^2}{\langle \theta^2 \rangle}\right) \mathrm{d}\theta, \qquad (1.9)$$

kde parametr $\langle \theta^2 \rangle$ je střední kvadratický rozp<br/>tylový úhel, pro nějž dále platí

$$\sqrt{\langle \theta^2 \rangle} = \frac{13.6 [\text{MeV}]}{\beta c p} z \sqrt{\frac{t}{L_{\text{rad}}}} (1 + 0.038 \ln \frac{t}{L_{\text{rad}}}), \qquad (1.10)$$

kde t je tloušťka materiálu a  $L_{\rm rad}$  je radiační délka materiálu [4].



Obrázek 1.5: Uhlové rozdělení elektronů o energii 15.7 MeV rozptýlených zlatou folií. Čárkované křivky jsou Gaussovská aproximace a aproximace pro jednotlivé rozptyly s velkými úhly. Spojité křivky reprezentují Molierovu aproximaci, převzato z [7].

Rozdělení (1.9) pro elektrony s energií 15.7 MeV procházející zlatou fólií je vidět na Obr. 1.5. Pro malé úhly je Moliérova aproximace konzistentní s parametrizací pomocí gausiánu. Se zvětšujícím se úhlem ale rozdíl roste a začíná

převládát přispěvek od částic, které se přerozptýlily právě jednou. U těchto srážek je větší pravděpodobnost, že dojde k přerozptýlení částice na velké úhly ve srovnání s mnohonásobným rozptylem.



#### 1.1.3 Jaderné reakce

Obrázek 1.6: Závislost účinného průřezu reakce  $^{nat}Cu(p,x)^{62}Zn$  na energii nalétá-vajícího protonu, převzato z [25].

Při srážce s jádrem je proton schopen vyvolat jadernou reakci. Pravděpodobnost tohoto procesu je ale mnohem menší, než pravděpodobnost coulombického rozptylu, protože jaderná silná interakce působí na mnohem menších vzdálenostech než síla elektrostatická. Pravděpodobnost reakce závisí také na výšce coulombické bariéry jádra B:

$$B \approx zZA^{-1/3},\tag{1.11}$$

kde A je atomové číslo. Příklady reakcí, které mohou být vyvolány protonem, jsou následující:  $(p, \alpha)$ , (p, n), (p, p),  $(p, \gamma)$ . Míra pravděpodobnosti, že reakce nastane, je dáná učinným průřezem  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{N_Y}{n \cdot \phi \cdot t_{\rm irr}},\tag{1.12}$$

kde  $N_Y$  je výtěžek reakce, *n* je počet jader v materiálu,  $t_{\rm irr}$  je délka ozařování,  $\phi$  je protonový tok. Protonový tok udává počet protonů procházejících jednotkou plochy za jednotku času. Na Obr. 1.6 je vidět účinný průřez v této práci významné reakce <sup>nat</sup>Cu(p, x)<sup>62</sup>Zn v závislosti na energii protonu.

## 1.2 Interakce $\gamma$ -záření s látkou

Základní typy interakce gama záření s látkou jsou fotoelektrický jev, Comptonův jev, Rayleighův rozptyl a vznik elektron-pozitronového páru.

#### 1.2.1 Fotoelektrický jev

Při tomto procesu foton předává veškerou svou energii vázanému elektronu atomu. Elektron pak opouští atom a má kinetickou energii:

$$T_e = E_\gamma - I - T_a,\tag{1.13}$$

kde  $T_e$  je kinetická energie elektronu,  $E_{\gamma}$  je energie fotonu, I je vazbová energie elektronu a  $T_a$  je energie odrazu atomu [11]. Vazbová energie I závisí na slupce elektronu, největší vazbovou energii má K-slupka. Místo opuštěné elektronem se zaplní elektronem z vyšší slupky s následnou emisí rentgenového záření nebo Augerova elektronu.

Fotoelektrický jev nemůže nastat na volném elektronu kvůli zákonu zachování energie a hybnosti. Nechť čtyřvektor popisující čtyřhybnost fotonu před interakci je  $(E_{\gamma}, p_{\gamma})$  a čtyřhybnost elektronu před interakci  $(M_e, 0)$ . Po interakci má elektron čtyřimpuls  $(E_e, p_e)$ . Ze zákonu zachování energie a impulsu máme

$$(E_{\gamma}, p_{\gamma}) + (M, 0) = (E_e, p_e). \tag{1.14}$$

Tato rovnice platí i když vezmeme její kvadrát. Pak s využitím relativistických invariantů:  $(E_{\gamma}, p_{\gamma})^2 = 0$ ,  $(M, 0)^2 = M^2$  a  $(E_e, p_e)^2 = M_e^2$ , přepíšeme kvadrát (1.14) ve tvaru

$$0 + 2E_{\gamma}M_e + M_e^2 = M_e^2, \tag{1.15}$$

z čehož plyne, že foton by tedy musel mít nulovou energi<br/>i $E_{\gamma}=0.$ 

#### 1.2.2 Comptonův jev

V daném procesu foton nepředává veškerou svou energii elektronu atomu, ale jenom její část. V důsledku tohoto rozptýlené  $\gamma$ -kvantum mění svou vlnovou délku podle vztahu

$$\lambda - \lambda_0 = \frac{h}{m_e c} (1 - \cos \theta), \qquad (1.16)$$

kde  $\lambda$  a  $\lambda_0$  jsou vlnové délky fotonu po rozptylu a před rozptylem,  $\frac{h}{m_e c}$  je Comptonova vlnová délka a  $\theta$  je úhel rozptylu.

V měřených spektrech záření gamma přispívá Comptonův rozptyl do kontinua energií tvořícího pozadí pod píky plného pohlcení. Význačnou strukturou v tomto kontinuu jsou tzv. Comptonovy hrany. Comptonova hrana odpovídá maximální energii předané fotonem elektronu atomu. Energii předanou elektronu  $E_e$  fotonem při rozptylu na úhel  $\theta$  lze spočítat pomocí vztahu [11]

$$E_e = \frac{E_{\gamma}}{1 + \frac{m_e c^2}{E_{\gamma}(1 - \cos\theta)}},\tag{1.17}$$

kde  $m_e$  je hmotnost elektronu,  $E_{\gamma}$  je energie nalétávajícího fotonu a c je rychlost světla ve vakuu. Z tohoto vztahu je vidět, že maximální energii elektron dostane při zpětném rozptylu fotonu, kdy  $\theta = \pi$  rad. Účinný průřez Comptonova rozptylu [5] je dán vztahem

$$\sigma = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1+\alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1+\alpha)}{1+2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1+2\alpha) + \frac{1}{2\alpha} \ln(1+2\alpha) - \frac{1+3\alpha}{(1+2\alpha)^2} \right] \right\},\$$

kde  $\alpha = \frac{h\nu}{m_ec^2}$ , kde  $r_0$  je klasický poloměr elektronu a  $\nu$  je frekvence nalétávajícího fotonu.

#### 1.2.3 Rayleighův rozptyl

Při tomto procesu se vlnová délka fotonu nemění. Diferenciální účinný průřez Rayleighova rozptylu [5] je

$$\frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} = r_0^2 \frac{(1 + \cos^2 \theta)}{2},\tag{1.18}$$

kde  $\theta$  je rozptylový úhel,  $r_0$  je klasický poloměr elektronu, d $\Omega$  je element prostorového úhlu.

#### 1.2.4 Vznik elektron-pozitronového páru

V daném procesu se foton přeměňuje v elektron-pozitronový pár [5]. Tento proces ale není možný ve vakuu kvůli zákonu zachování energie a hybnosti. Nastává pouze v blízkosti jádra nebo elektronu. V elektrickém poli jádra nebo protonu je energie odrazu jádra (protonu) velmi malá a prahová energie  $\gamma$ -kvant  $E_0$  schopných se přeměnit na elektron-pozitronový pár se přibližně rovná sumě klidových energií elektronu a pozitronu:

$$E_0 \approx 2m_e c^2 = 1.02 \text{ MeV.}$$
 (1.19)

Při vzniku elektron-pozitronového páru v poli elektronu je prahová energie vyšší:

$$E_0 = 4m_e c^2 = 2.04 \text{MeV}.$$
 (1.20)

Totální účinný průřez všech diskutovaných procesů je zobrazen na Obr. 1.7. Z obrázku je vidět, že v oblasti malých energií je dominantním procesem fotoelektrický jev, ve střední oblasti převládá Comptonův jev a v oblasti velkých energií dominuje vznik elektron-pozitronových párů.



Obrázek 1.7: Závislost celkového účinného průřezu fotonů na energii v úhlíku a v olovu. Symbol  $\sigma_{\text{p.e.}}$  zde označuje účinný průřez pro fotoelektrický jev,  $\sigma_{\text{Compton}}$  účinný průřez pro Comptonův jev,  $\sigma_{\text{Rayleigh}}$  účinný průřez pro Rayleighův rozptyl,  $\kappa_{\text{nuc}}$  účinný průřez pro vznik elektron-pozitronového páru v poli jádra a  $\kappa_{\text{e}}$  účinný průřez pro vznik elektron-pozitronového páru v poli elektronu. Převzato z [24].

## 1.3 Geant4

Pro přesnou analýzu experimentu a jeho detailnější pochopení je užitečné udělat příslušnou simulaci. Simulaci interakce protonů s látkou lze provádět pomocí softwaru Geant4 [8]. Geometry and Tracking (Geant) je simulační nástroj pro modelování průchodu elementárních částic látkou používající metodu Monte Carlo. Geant4 byl vyvinut v CERN a používá objektově orientované programování. Geant4 umožňuje měnit parametry nalétávajících částic, geometrii experimentálního uspořádání, použité materiály, určovat odezvu detektoru a provádět vizualizaci, viz Obr. 1.8. V našem experimentu se používala verze Geant4 4.6.9. a procesy zahrnuté ve fyzikálním modelu QBBC [8]. Pomocí Geant4 jsem určovala energii protonů nalétávajících na fólii, viz Kapitola 4.4.



Obrázek 1.8: Ukázka vizualizace protonového svazku nalétávajícího na měděnou fólii pomocí Geant4. Větší hnědý čtverec je hliníková deska na výstupu protonového toku z cyklotronu, žlutě jsou vyznačena místa, kde došlo k interakci, a hnědý čtverec na konci je měděná fólie.

## Kapitola 2

# Experimentální aparatura a průběh experimentu

K měření protonového toku jsem použila aktivační analýzu. Při ozařování vzorku protony dochází k jaderným reakcím a materiál se stává radioaktivním. Tento proces se jmenuje aktivace a používá se při aktivační analýze. V ozářených fóliích potřebujeme zjistit celkový výtěžek dané reakce, tj. počet jader daného izotopu vytvořeného reakcí (p,x). Při určování výtěžku využíváme toho, že se vyprodukovaný radioaktivní izotop rozpadá, což je doprovázeno emisí gama záření, které je možno detekovat např. pomocí HPGe spektrometru. Z plochy píků jeho charakteristických přechodů a známé účinnosti detektoru, lze následně vypočítat výtěžek (viz Kapitola 4.1).

Známe-li účinný průřez reakce  $\sigma$ , pak protonový tok $\Phi$ může být vypočítán následovně

$$\Phi = \frac{N_Y}{\sigma \cdot n \cdot t_{\rm irr}},\tag{2.1}$$

kde  $N_Y$  je výtěžek reakce,  $t_{irr}$  je čas ozářování a n je počáteční počet jader ve folii, který vypočteme pomocí vztahu

$$n = \frac{m_{\rm foil}}{A_{\rm r}m_{\rm u}},\tag{2.2}$$

kde $m_{\rm foil}$  je hmotnost aktivační fólie,  $A_{\rm r}$  je relativní atomová hmotnost materiálu a $m_{\rm u}=1.66\times 10^{-27}$ kg je atomová hmotnostní konstanta [12].

V našem případě byly aktivační detektory ozařovány protonovým tokem na cyklotronu U-120M v Řeži.

### 2.1 Aktivační fólie

V experimentu jsem jako aktivační detektory použila měděné fólie, které měly kruhový tvar o poloměru 1 cm a tloušťku 30  $\mu$ m, viz Obr. 2.1. Izotopické složení

mědi je [13] <sup>63</sup>Cu 69% a <sup>65</sup>Cu 31%. Celkem v experimentu byly použity tři fólie o hmotnostech 81.88±0.1 mg, 85.07±0.1 mg a 81.42±0.1 mg, které jsem změřila laboratorními elektronickými váhami. V ozařených fóliích jsem sledovala následující jadernou reakci: <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>62</sup>Zn, kde poločas rozpadu <sup>62</sup>Zn je 9.1 h. Dalšími reakcemi, které by se daly použít při aktivační analýze jsou <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>63</sup>Zn a <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>65</sup>Zn. Jejich nevýhodou je, že první reakce má poměrně krátký poločas rozpadu (38 min) a druhá reakce má malý účinný průřez. Proto jsem je neuvažovala.



Obrázek 2.1: Aktivační měděná fólie použitá v experimentu.

## 2.2 Izochronní cyklotron U-120M

Cyklotron je cyklický urychlovač těžkých nabitých nerelativistických částic, protonů a těžších jader s časově konstantním magnetickým polem. První cyklotron byl postaven v roce 1930 Ernestem Orlando Lawrencem [14].

Na Obr. 2.2 je zobrazeno schéma cyklotronu. Těžké nabité částice ze zdroje vlétají do vakuové komory a urychlují se průchodem ve štěrbině mezi dvěma elektrodami (duanty), kde je střídavé elektrické pole s konstantní frekvencí. Duanty mají tvar dutého půlválce. Původní cyklotrony měly duanty většinou dva, v dnešní době jich může být i více.



Obrázek 2.2: Schéma jednoduchého cyklotronu: 1 - zdroj částic, 2 - dráha urychlované částice, 3 - duanty, 4 - generátor elektrického pole, 5 - elektromagnet, šipky v pravém obrázku znázorňují siločáry magnetického pole. Obrázek převzat z [14].

Princip cyklotronu, lze ilustrovat následovně. Částice s hmotností m a nábojem Ze se pohybují po zakřivené dráze způsobené homogenním magnetickým polem B kolmým k trajektorii částic. Poloměr trajektorie částice lze spočítat z rovnováhy Lorentzovy a odstředivé síly.

$$R = \frac{mv}{ZeB}.$$
(2.3)

Odpovídající frekvence oběhu částic f pak je

$$f = \frac{v}{2\pi R} = \frac{ZeB}{2\pi m}.$$
(2.4)

Částice se urychlují mezi duanty, což vede ke zvětšení jejich kinetické energie E a poloměru trajektorie R. Dosažená kinetická energie částice je

$$E = \frac{mv^2}{2} = \frac{Z^2 e^2 B^2 R^2}{2m}, \text{ kde } v = \frac{ZeBR}{m}.$$
 (2.5)

Podmínku na opětovné urychlování splňují pouze částice, které přiletí do mezery mezi duantny v momentě, kdy je napětí mezi duanty největší. S rostoucím fázovým rozdílem šance na jejich urychlení klesá.

V realitě ovšem homogenní magnetické pole nezaručuje vlastní fokusaci svazku v cyklotronu. Proto moderní cyklotrony využívají k ohýbání částic magnetické pole, které je azimutálně proměnné [17] Obr. 2.3. Takovéto pole také může kompenzovat relativistický nárůst hmotnosti částic, čímž je zajištěna podmínka izochronnosti [16].



Obrázek 2.3: Azimutálně proměnné magnetické pole v cyklotronu U-120M, převzato z [16].



Obrázek 2.4: Cyklotron U-120M v Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži. Trasa svazku zajišťující vývod protonů a deuteronů ze záporného režimu.

V našem případě bylo ozařování provedeno na izochronním cyklotronu U -120M v Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži, viz Obr. 2.4, který na rozdíl od popsané konstrukce má jenom jeden duant [16]. Funkci druhého duantu přebírá stěna vakuové komory, která je uzeměna. Tento cyklotron urychluje kladně nábité ionty H<sup>+</sup>, D<sup>+</sup>, <sup>3</sup>He<sup>+2</sup> a  $\alpha$  a záporně nábité ionty H<sup>-</sup>, D<sup>-</sup>. K urychlování kladných a záporných částic slouží dva odlišné režimy. Kladný režim slouží k urychlování kladných iontů. K vyvedení svazku používá magnetický kicker v kombinaci se soustavou elektrostatických deflektorů (Obr. 2.5, vlevo). V záporném režimu se urychlují záporné ionty H<sup>-</sup>, D<sup>-</sup>. V tomto režimu je otočena polarita vnějšího magnetického pole a častice se tak urychlují stejným směrem jako v předchozím případě. K jejich vyvedení slouží tenká, 1  $\mu$ m silná uhlíková fólie. Jejím účelem je z iontu očesat všechny valenční elektrony, čímž se změní jeho náboj a následně je Lorentzovou silou odkloněn pryč z cyklotronu (Obr. 2.5, vpravo).

Vývod svazku ze záporného režimu zajišťuje krátká svazková trasa, na které jsou 3 kvadrupólové magnety, které fokusují svazek. Trasa je ukončena 55  $\mu$ m silným hliníkovým okénkem. Záporný režim má větší efektivitu extrakce svazku, protože kladný režim má značné ztráty svazku na elektrostatických deflektorech. Na druhou stranu je v tomto režimu větší neurčitost v energii výsledného svazku, cca 0.25 MeV. V našem měření byl použit zaporný režim.



Obrázek 2.5: Kladný a záporný režim urychlování částic, převzato z [15].

Casový průběh urychlovacího pole v cyklotronu je na Obr. 2.6. Cyklotron pracuje v radiofrekvenční oblasti 10–25 MHz [16]. Tato frekvence elektrického pole mezi duanty je dále modulována pulzem s frekvencí 150 Hz a periodou 6.667 ms. Délku toho pulzu, tzv. plnění, lze měnit v rozsahu 4–65% periody. Tento pulz slouží k ochraně radiofrekvenční soustavy před průrazem. Urychlujeme-li protony na energii 35 MeV, pak plnění může být jenom 4–20%, viz Obr. 2.6. V našem experimentu jsme použili plnění 5 %. V Tab. 2.1 jsou uvedeny parametry svazků, které cyklotron U-120M může dodat.



Obrázek 2.6: Ilustrace časového průběhu urychlovacího elektrického pole v cyklotronu U-120M. Plnění je v rozsahu 4–65%, protony jsou urychlovány po dobu 0.2–4.3 ms. Každý takovýto pulz sestává z radiofrekvenčních pulzů o délce 38–94 ns, převzato z [15].

Iont	E[MeV]	$I_{\max}[\mu A]$
$\mathrm{H}^+$	6 - 25	5
$\mathrm{H}^{-}$	6 - 37	50-30
$\mathrm{D}^+$	12-20	5
$\mathrm{D}^-$	11 - 20	35 - 20
$^{3}\mathrm{He}^{+2}$	18-52	2
$\alpha$	24 - 38	5

Tabulka 2.1: Přehled dosažitelných kinetických energií urychlovaných částic a proudů svazků na cyklotronu U-120M, převzato z [16].

## 2.3 Ionizační komora PTW 30010 Freiburg

Vzhledem k tomu, že ionizační komora hraje v celém experimentu klíčovou roli, nastíníme v krátkosti její princip. Ionizační komora je plynový detektor, pomocí kterého se detekuje a měří ionizující záření. Detektor sestává ze systému elektrod obklopujících objem plněný plynem. V tomto objemu elektrony a ionty mohou konat driftový pohyb. Ionizační komora může být uspořádána jako plošný nebo cylindrický kondenzátor. Záření procházející komorou ionizuje plyn a napětí na elektrodách vytváří elektrické pole. V tomto elektrickém poli elektrony míří k anodě a ionty ke katodě, čímž vzniká proud, který lze následně měřit citlivým ampérmetrem. Sbíraný náboj je úměrný absorbované dávce [20]. Schéma cylindrické ionizační komory je na Obr. 2.7.





V našem měření se používala ionizační komora PTW 30010 [22]. Tato komora má cylindrickou geometrii s koaxiálním uspořádáním hliníkové anody a grafitové válcové katody. Na povrchu katody se nachází ochranná vrstva polymetylmetakrylátu (PMMA). Komora je plněna vzduchem při atmosférickém tlaku. Střední energie potřebná pro vytvoření jednoho elektron-ionového páru ve vzduchu je 34 eV [5]. Citlivý objem komory je 0.6 cm<sup>3</sup>. Na Obr. 2.8 je vidět fotografii a technický výkres ionizační komory PTW 30010 Freiburg.

Ionizační proud v komoře zaznamenává dozimetr s mikroprocesorovým ovládáním PTW - UNIDOS E [18], který také umožňuje nastavovat napětí na komoře v rozmezí 0–400 V. Nominální pracovní napětí komory je 400 V. Čas sbírání iontů při takovém napětí je 0.14 ms [22]. Komora pracuje v řežimu, kde se všechny generované náboje zapojí do ionizačního proudu a rekombinace je minimální.

## 2.4 HPGe spektrometr

Gama spektrometr je detektorem gama zaření, který měří energetické spektrum  $\gamma$ -kvant. V našem experimentu se používal HPGe (High-purity germanium) detektor Canberra GC3018 [23], Obr. 2.9. Citlivou částí detektoru, která slouží k registraci fotonů, je krystal germania. Primární  $\gamma$ -kvanta a vznikající sekundární částice interagují v citlivé části detektoru a produkují páry elektron-díra. Ty pod vlivem přiloženého napětí tvoří registrovaný elektrický proud. Celý detektor je chlazen, aby se zmenšil šum, a je odstíněn od okolního prosředí olověným stíněním. Spektrometr má energetické rozlišení pro linku 1.332 MeV 1.8 keV [21]. Schematický nákres citlivé oblasti HPGe spektrometru je znázorněn na Obr. 2.10.



Obrázek 2.8: Nalevo: foto ionizační komory PTW 30010 Freiburg. Napravo: technický výkres komory. Všechny rozměry jsou uvedeny v milimetrech. Tloušťka stěny PMMA vrstvy je 0.335 mm a grafitové elektrody 0.09 mm. Průměr hliníkové elektrody je 1.1 mm. Převzato z [22].



Obrázek 2.9: HPG<br/>e detektor Canberra GC3018 v ÚJF AV ČR v Řeži.



Obrázek 2.10: Schéma HPGe detektoru Canberra GC3018. Modrá oblast je germániový krystal, převzato z [21].

### 2.5 Průběh ozařování

Ozařování aktivačních fólií probíhalo na cyklotronu U-120M od 10:00 do 15:00 dne 29.06.2016. Všechny tři fólie byly postupně ozařovány protonovým svazkem, který na výstupu z cyklotronu měl energii 34.97 MeV. Aktivační detektory se nacházely ve vzdálenosti 130 cm od konce svazkové trasy cyklotronu. Vertikální vzdálenost středu fólie od středu ionizační komory byla 25 mm a jejich horizontální vzdálenost byla cca 5 cm. Mezi fólií a komorou bylo instalováno jestě pohyblivé hliníkové stínění, které umožňovalo na dálku řídit zakrytí fólie. Celá tato sestava byla umístěna na dálkově řízené pohyblivé plošině, viz Obr. 2.11 a 2.12, přičemž vzájemná geometrie komory a fólie byla zafixovaná, viz Obr. 2.13.

Na začátku měření byl profil protonového svazku v horizontálním a vertikálním směru proměřen ionizační komorou. Profil protonového svazku ve vertikálním i horizontálním směru procházejícím středem svazku lze dobře popsat gaussovským rozdělením, které mělo v obou případech standardní odchylku cca 1.25 cm. Aktivační fólie byla zakryta 8 mm tlustým hliníkovým plechem, který zamezuje nežádanou aktivaci fólie po čas skenování svazku. Následně byla komora ponechána na středu svazku po dobu cca 1 min a měrila v této poloze průměrný proud. Pak aktivační fólie byla přemístěna na střed svazku a hliníkové stínění odsunuto. Komora dále zaznamenávala průběh proudu, nyní měřený v poloze mimo střed svazku. V Tab. 2.2 jsou uvedeny pro každou fólii čas ozařování a proud v komoře korigovaný tak, jako by komora byla na středu svazku. Průběh proudu v komoře při ozařování fólií je znázorněn na Obr. 2.14, Obr. 2.15 a Obr. 2.16. Žlutá oblast odpovídá době, když komora byla na středu svazku a modrá oblast je úsek, když byla na středu svazku aktivační fólie. Na horním panelu je vidět závislost proudu v komoře na čase, střední panel ukazuje závislost souřadnic pohyblivé plošiny na čase a na dolním panelu je vynesena závislost stavu absorbátoru před fólií na čase (stav 1 odpovídá případu, když je absorbátor před fólií a protonový svazek na fólii nedopadá, stav 0 odpovídá případu, když absorbátor je odstraněn a fólie se ozařuje). Na Obr. 2.15 je vidět rychlý pokles proudu v komoře v čase cca 11:40, tento pokles odpovídá poruše iontového zdroje cyklotronu, tuto oblast označuje bílá barva. Na toto přerušení je následně v analýze brán ohled.



Obrázek 2.11: Logické spojení částí ovládajících pozici vzorku a on-line měření toku, převzato z [15].



Obrázek 2.12: Schéma experimentalní sestavy, šedivě je označeno výstupní okénko z hliníku o tloušťce 55 um, oranžově hliníkové desky, které lze zasouvat do svazku, růžově je znázorněn absorbátor, kroužkem ionizační komora, světle zeleně vzorek (v našem případě fólie), žlutě stojan ovládající polohu x a y vzorku, převzato z [15].



Obrázek 2.13: Experimentální sestava ionizační komory a měděné aktivační fólie na pohyblivém stojanu. Červená skvrna na ionizační komoře je stopa laseru umístěného v ose svazku. Dole pod fólií je vidět posuvné hliníkové stínění.

Vzhledem k tomu, že používáme ionizační komoru, jejíž parametry mohou být ovlivněny atmosférickými podmínkami, měřila jsem po dobu experimentu i teplotu, tlak a vlhkost vzduchu. Tyto parametry byly monitorovány v průběhu ozařování přístrojem DT-174B [33]. Na Obr. 2.17, 2.18, 2.19 jsou zobrazeny

Folie	$t_{\rm irr}$ [min]	$I_{\text{chamber}}[nA]$	$I_0$ [nA]	Κ
1	30	$57.1 \pm 0.4$	$9.30 {\pm} 0.01$	6.1
2	60	$31.0 \pm 0.5$	$5.51 {\pm} 0.05$	5.6
3	90	$18.9 \pm 0.2$	$3.35 {\pm} 0.01$	5.7

Tabulka 2.2: Číslo fólie, doba ozařování  $t_{irr}$  a odpovídající průměrný proud  $I_{chamber}$ [nA] v komoře, korigovaný tak, aby odpovídal poloze komory na středu svazku,  $I_0$  je proud v komoře odstraněné ze středu svazku, korekce velikosti proudu. Tato korekce byla získána jednoduše přenásobením měřeného produ v modrém úseku faktorem, který získáme podílem proudů na konci žlutého a začátku modrého úseku v obrázcích Obr. 2.14, Obr. 2.15 a Obr. 2.16.

naměřené hodnoty teploty, vlhkosti a tlaku v průběhu ozařování. Střední hodnoty parametrů v průběhu ozařování jsou v Tab. 2.3. V Tab. 2.4 jsou vyneseny pro srovnání hodnoty parametrů minulého měření, kdy se protonový tok měřil pomocí Timepixu.

Teplota [°C]	Tlak [hPa]
25.01	999.47

Tabulka 2.3: Střední hodnoty teploty, tlaku v průběhu ozařování.

Datum	Teplota $[^{0}C]$	Tlak [hPa]
24.11.2015	25.13	1009.88
25.11.2015	25.42	1010.54

Tabulka 2.4: Střední hodnoty teploty, tlaku a relativní vlhkosti z předchozího měření [3] .



Obrázek 2.14: Průběh ozařování fólie A. Horní panel: Závislost proudu v komoře na čase. Střední panel: Závislost souřadnic pohyblivé plošiny na čase. Dolní panel: Závislost stavu absorbatoru před fólií na čase. Stav 1 odpovídá případu, když absorbator je před fólií a protonový svazek na folii nedopadá. Stav 0 odpovídá případu, když absorbator je odstraněn a fólie se ozařuje.



Obrázek 2.17: Teplota vzduchu v cyklotronové hale v průběhu ozařování (dne 29.06.2016). Žlutá oblast odpovídá ozařování druhé fólie. Počátek měření je ovlivněn teplotou ruky při manipulaci s přístrojem.



Obrázek 2.15: Průběh ozařování fólie B. Význam panelů je stejný jako v Obr. 2.14. Bílá oblast odpovídá poruše iontového zdroje cyklotronu.



Obrázek 2.18: Tlak vzduchu v cyklotronové hale v průběhu ozařování (dne 29.06.2016). Žlutá oblast odpovídá ozařování druhé fólie.



Obrázek 2.16: Průběh ozařování fólie C. Význam panelů je stejný jako v Obr. 2.14.



Obrázek 2.19: Vlhkost vzduchu v cyklotronové hale v průběhu ozařování (dne 29.06.2016). Žlutá oblast odpovídá ozařování druhé fólie.

## 2.6 Měření aktivačních detektorů

Po ozařování byly všechny fólie měřeny HPGe spektrometrem. Měření probíhalo 29.06.2016 od 11:45 do 14:49. Folie jsem 3× přeložila, aby se rozměry více podobaly bodovému zdroji. Folie byly umístěny do stejné pozice 20 cm od spektrometru, viz Obr. 2.20. V této pozici je zářič více podobný bodovému zdroji a snižuje se efekt kaskádní koincidence (viz kapitola 4.2). První fólie se měřila 5002 s, druhá fólie 5400 s a třetí fólie 18000 s. Spektra jsem analyzovala softwarem Genie2000 [32]. Tento software provádí fitování píků a odečet pozadí. Příklad vizualizace píku linky o energii 548.35 keV je na Obr. 2.21. Výstupem programu jsou textové soubory s energií gama linek, plochyami píků a odpovídajícími chybami.

Připomenu, že při ozařování druhé fólie vypadl zdroj iontů cca na 8 minut. Při analýze byl tento úsek času odečten z doby ozařování. Jelikož ozařování tohoto vzorku trvalo mnohem kratší dobu (cca 90 minut) než poločas rozpadu analyzovaného izotopu  $^{62}$ Zn, tato porucha nezatížila naše měření velikou chybou.



Obrázek 2.20: Umístění kalibračních zářičů v měřící poloze na HPGe spektrometru 20 cm od jeho vstupního okénka.



Obrázek 2.21: Pík odpovídající gama lince o energii 548.35 keV analyzovaný softwarem Genie2000 [32] pro jeden ze vzorků, na ose x je energie fotonů v keV, červeným šrafováním je označena plocha píku, růžová oblast je pozadí.

## Kapitola 3

# Kalibrace účinnosti HPGe spektrometru

Píková efektivita  $\varepsilon_p$  udává pravděpodobnost, že se energie gamma kvanta zcela pohltí v aktivní části detektoru a přispěje do píku plného pohlcení. Tuto efektivitu můžeme vyjádřit podílem

$$\varepsilon_{\rm p}(E) = \frac{N_{\rm det}}{M},\tag{3.1}$$

kde  $N_{det}$  je počet fotonů s energií E registrovaných v píku plného pohlcení a M je počet fotonů z téhož přechodu vyslaných zářičem. Velikost M spočteme ze známé aktivity zdroje A, kterou zdroj má v den měření efektivity, a absolutní intenzity sledovaného přechodu  $I_{\gamma}$ . K určování píkové efektivity jsem použila standardní kalibrační zářiče zapsané v Tab. 3.1, kde jsou uvedeny energie a intenzity linek použitých při kalibraci [27]. Aktivita  $A_0$  kalibračních zářičů byla změřena v metrologickém institutu k nějakému datu, viz Tab. 3.2. Od té doby až do našeho měření, tj. za čas t, aktivita zářičů klesala dle

$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t},$$

kde  $\lambda$  je rozpadová konstanta zářiče spočítaná z poločasu rozpadu, viz Tab. 3.2.

Jestliže měření kalibračního zářiče na HPG<br/>e spektrometru trvalo po dobu $\tau$ od čas<br/>uT do  $T+\tau,$  pakM spočteme jako

$$M = I_{\gamma} \int_{T}^{T+\tau} A_0 \exp\left(-\lambda t\right) \mathrm{d}t = I_{\gamma} \frac{A_0 \exp\left(-\lambda T\right)}{\lambda} [1 - \exp\left(-\lambda \tau\right)]. \tag{3.2}$$

Je-li doba měření mnohem kratší než poločas rozpadu radioaktivního izotopu, můžeme člen exp $(-\lambda \tau)$  v (3.2) aproximovat pouze prvními dvěma členy Taylorova rozvoje

$$\exp\left(-\lambda\tau\right) \approx 1 - \lambda\tau$$

Dosazením do (3.1) dostáváme pro  $\varepsilon_{\rm p}$  vztah

$$\varepsilon_{\rm p} = \frac{N_{\rm det}}{I_{\gamma} A_0 \tau \exp\left(-\lambda T\right)} = \frac{N_{\rm det}}{I_{\gamma} \tau A(T)}.$$
(3.3)

Izotop	E[keV]	$I_{\gamma}[\%]$	Izotop	E[keV]	$I_{\gamma}[\%]$
<sup>133</sup> Ba	81.0	34.06	$^{152}\mathrm{Eu}$	121.8	28.58
<sup>133</sup> Ba	302.9	18.33	$^{152}\mathrm{Eu}$	344.3	26.54
<sup>133</sup> Ba	356.0	62.05	$^{152}\mathrm{Eu}$	778.9	12.94
<sup>60</sup> Co	1173.2	99.97	$^{152}\mathrm{Eu}$	964.1	14.61
<sup>60</sup> Co	1332.5	99.99	$^{152}\mathrm{Eu}$	1112.1	13.64
<sup>57</sup> Co	122.1	85.6	$^{152}\mathrm{Eu}$	1408.0	21.01
<sup>57</sup> Co	136.5	10.68	$^{152}\mathrm{Eu}$	444.0	2.82
$^{137}Cs$	661.7	85.10	$^{152}\mathrm{Eu}$	411.1	2.23

Tabulka 3.1: Energie E a intenzity  $I_{\gamma}$  gama linek použitých kalibračních zářičů [27].

Izotop	$A_0[kBq]$	(den. měsíc. rok)	A[kBq]	$T_{1/2}[s]$	$\lambda[{ m s}^{-1}]$
<sup>133</sup> Ba	99.96	30.12.2014	90.6439	$3.314 \times 10^{8}$	$2.09 \times 10^{-9}$
<sup>60</sup> Co	250.7	30.12.2009	106.845	$1.662 \times 10^{8}$	$4.17 \times 10^{-9}$
$^{57}\mathrm{Co}$	256	23.11.2012	9.0994	$2.348 \times 10^{7}$	$2.95 \times 10^{-8}$
$^{137}Cs$	17.18	30.12.2009	14.7942	$9.482 \times 10^{8}$	$7.31 \times 10^{-10}$
$^{152}\mathrm{Eu}$	518	5.5.2015	485.859	$4.269 \times 10^{8}$	$1.62 \times 10^{-9}$

Tabulka 3.2: Aktivita  $A_0$  kalibračních zářičů změřená v metrologickém institutu k datu uvedeném ve třetím sloupci tabulky. Symbol A označuje korigovanou aktivitu na začátku našeho měření, třetí sloupec je poločas rozpadu a  $\lambda$  je odpovídající rozpadová konstanta. Naše kalibrace efektivity HPGe spektrometru byla provedena 23.6.2016.

Mnou určená píková efektivita HPGe spektrometru je vynesena na Obr. 3.1.

Píková efektivita by měla být také korigována na efekty kaskádních koincidencí, kdy vlivem konečného časového rozlišení HPGe spektrometru může dojít v citlivé části detektoru ke sčítání příspěvků od fotonů z různých částí kaskády, viz kapitola 5.2. Vliv této opravy je patrný, když porovnáváme kalibraci zpracovanou mnou v roce 2016 a 2015 a kalibraci provedenou Mgr. Petrem Chudobou v roce 2015 [29]. Rozdíl 1–2% mezi mými daty a měřením [29] je dán efekty kaskádních koincidence, které jsme nezapočetli. Proto budeme nadále používat parametrizaci efektivity z [29]. Zaroveň je vidět, že kalibrace spektrometru zůstává stabilní v čase.

Na Obr. 3.2 je závislost píkové efektivity HPGe detektoru na energii gama linek parametrizovaná:

$$\varepsilon_{\rm p}(E) = A + B \times E + C \times E^2 + D \times E^3 \tag{3.4}$$

pro E < 750 keV, kde  $A = 4.902 \times 10^{-3}, B = -1.388 \times 10^{-5}$  keV<sup>-1</sup>, C =

 $1.711 \times 10^{-8} \ {\rm keV^{-2}}, \, D = -7.533 \times 10^{-12} \ {\rm keV^{-3}}$  a

$$\varepsilon_{\rm p}(E) = A + B \times E - C \times E^2 + D \times E^3 - F \times E^4 \tag{3.5}$$

pro E > 750 keV, kde  $A = 1.307 \times 10^{-3}$ ,  $B = 6.942 \times 10^{-7}$  keV<sup>-1</sup>,  $C = -3.010 \times 10^{-9}$  keV<sup>-2</sup>,  $D = 2.349 \times 10^{-12}$  keV<sup>-3</sup>,  $F = -5.853 \times 10^{-16}$  keV<sup>-4</sup>. Energie gama kvant jsou do (4) a (5) dosazovány v keV.

Kromě píkové efektivity se zavádí i tzv. totální efektivita, která udává pravděpodobnost, že foton dané energie zanechá v citlivé části detektoru alespoň nějakou část své energie. Pro naši geometrii měření použijeme parametrizaci totální efektivity z [29]:

$$\varepsilon_{\rm t} = A + B \times E^{-1} + C \times E^{-2} + D \times E^{-3}, \qquad (3.6)$$

kde energie fotonů E jsou dosazovány v jednotkách keV,  $A = 5.07 \times 10^{-3}$ ,  $B = -2.56 \times 10^{-2}$  keV,  $C = 2.30 \times 10^2$  keV<sup>2</sup>,  $D = -1.36 \times 10^4$  keV<sup>3</sup>. Porovnání píkové efektivity a totální efektivity je na Obr. 3.3.



Obrázek 3.1: Horní panel: Porovnání kalibrace píkové efektivity HPGe spektrometru v závislosti na energii záření gama provedené Mgr. Petrem Chudobou v roce 2015 (zelené čtvrce) a kalibrace zpracované mnou v roce 2016 (červené kroužky) a v roce 2015 (modré kroužky). Dolní panel: Podíl efektivity obdržené v mé analýze v roce 2016 a efektivity určené Mgr. Chudobou.Vzdálenost zářiče od vstupního okénka spektrometru byla ve všech případech 20 cm.



Obrázek 3.2: Horní panel: Závislost píkové efektivity HPG<br/>e spektrometru na energii gama linek v pozici 20 cm od spektrometru. Naměřené efektivity byly nafitovány (modrá křivka) polynomy 3. a 4. stupně, viz (3.4) pro<br/> E < 750 keV a (3.5) proE > 750 keV. Šipky odpovídají energi<br/>ím gama přechodů z rozpadu izotopů  $^{62}$ Zn a  $^{63}$ Zn. Dolní panel: Podíl naměřených dat a fitu.



Obrázek 3.3: Porovnání píkové efektivity (3.4), (3.5) a totální efektivity (3.6) v poloze 20 cm od vstupního okénka HPGe spektrometru.

## Kapitola 4

## Stanovení toku protonů

## 4.1 Výpočet celkového výtěžku

Na základě analýzy spektra gama zaření vypočteme množství vyprodukovaného izotopu ve vzorku. Vzorec pro celkový vytěžek lze odvodit z plochy píku  $N_{det}$  dané gama linky určené programem Genie2000 [32]. Použijeme k tomu následující vztah

$$N_{\text{Yield}}(E) = \frac{N_{\text{det}}}{I_{\gamma}\varepsilon_{\text{p}}\xi_{\text{COI}}} \frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}} \frac{\exp\left(\lambda t_{0}\right)}{1 - \exp\left(-\lambda t_{\text{real}}\right)} \frac{\lambda t_{\text{irr}}}{1 - \exp\left(-\lambda t_{\text{irr}}\right)} \frac{\mu L}{1 - \exp\left(-\mu L\right)}.$$
(4.1)

Jednotlivé korekce, ze kterých se vzorec skládá, jsou probrány níže.

Oprava na intenzitu gama přechodu  $I_{\gamma}$ , efektivitu detektoru  $\varepsilon_{\rm p}$  a efekty kaskádních koincidencí.

$$\frac{1}{I_{\gamma}\varepsilon_{\rm p}\xi_{\rm COI}}.\tag{4.2}$$

Jelikož rozpad excitovaného jádra může probíhat různými cestami, je potřeba vzít v úvahu intenzitu gama přechodu  $I_{\gamma}$ , která udává pravděpodobnost, že se při rozpadu jádra vyzáří foton s danou energií E. Dále korigujeme na skutečnost, že gama foton bude registrován v píku plného pohlcení pouze s pravědpodobností danou píkovou efektivitou spektrometru  $\varepsilon_{\rm p}$ . Hodnota této efektivity závisí jak na vnitřní účinnosti detektoru pro danou energii gama záření, tak i na vzájemné poloze vzorku a detektoru. Poslední faktor  $\xi_{\rm COI}$  započítává efekty  $\gamma$ - $\gamma$  kaskádní koincidence, které záleží na struktuře rozpadového schématu.

#### Oprava na rozpad izotopu od konce ozařování do konce měření.

Množství radioaktivního izotopu se s časem zmenšuje podle zákona

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t},$$

kde N je počet jader v čase t,  $N_0$  je počáteční počet jader v čase t = 0 a  $\lambda$  je rozpadová konstanta. Nechť  $N_0$  je množství jader daného izotopu na konci ozařování a  $\Delta N$  je počet rozpadů v průběhu měření. Pak  $\Delta N$  je dán rozdílem množství jader na začátku měření v čase  $t_0$  a na konci měření v čase  $t_0 + t_{real}$ 

$$\Delta N = N(t_0) - N(t_0 + t_{\text{real}}).$$

Dosazením z rozpadového zákona pak dostáváme

$$\Delta N = N_0 e^{-\lambda t_0} - N_0 e^{-\lambda (t_0 + t_{\text{real}})},$$

z čehož vyjádříme, kolikrát je počet jader na konci ozařování větší než počet rozpadů, k nimž došlo po čas měření spektrometrem:

$$\frac{N_0}{\Delta N} = \frac{\exp\left(\lambda t_0\right)}{1 - \exp\left(-\lambda t_{\text{real}}\right)},\tag{4.3}$$

což je hledanou opravou.

#### Oprava na mrtvou dobu detektoru.

Dalším ovlivňujícím faktorem je mrtvá doba spektrometru, po níž nejsou registrovány žádné signály z okolí. Je to čas potřebný ke čtení signálu a jeho zápisu do paměti, k regeneraci citlivé části detektoru atd. Probíhá-li měření po čas  $t_{\rm real}$ , pak detektor je účinný jen po dobu  $t_{\rm live} < t_{\rm real}$ . Hledaná korekce je pak dána podílem

$$\frac{t_{\text{real}}}{t_{\text{live}}}$$
. (4.4)

#### Oprava na rozpad izotopu během ozařování.

Při ozařování vzorku také dochází k rozpadu sledovaného izotopu. Předpokládáme, že aktivační fólie na začátku ozařování tento izotop neobsahovala a na konci ozařování, jak jsme zavedli dříve, bylo ve vzorku  $N_0$  jader tohoto izotopu. Nechť za jednotku času vzniklo průměrně P radioaktivních jader, pak se počet jader N v ozařovaném vzorku v čase t < 0 řídí podle rovnice

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = P - \lambda N.$$

Je-li doba ozařování  $t_{\rm irr},$  pak metodou separace proměnných dostaneme z předešlého vztahu rovnici

$$-\lambda t_{\rm irr} = \ln \frac{P - \lambda N_0}{P},$$

odkud vyjádříme P, což je rychlost produkce sledovaného izotopu

 $P = \frac{\lambda N_0}{1 - \exp\left(-\lambda t_{\rm irr}\right)}.$ 

Pro zjištění, kolikrát více jader daného izotopu bylo vyprodukováno v průběhu celého ozařování oproti počtu jader na jeho konci, vynásobíme P časem  $t_{irr}$  a podělíme počtem  $N_0$ :

$$\frac{Pt_{\rm irr}}{N_0} = \frac{\lambda t_{\rm irr}}{1 - \exp\left(-\lambda t_{\rm irr}\right)}.$$
(4.5)

#### Oprava na samoabsorpci gama záření v materiálu fólie.

K rozpadům jader dochází v různých hloubkách aktivační fólie. Při průchodu materiálem fólie na cestě k detekoru může dojít k absrobci vyzářených gama kvant. Tyto fotony pak nejsou spektrometrem detekovány. Obecně lze útlum toku fotonů při průchodu materiálem tloušťky x popsat vztahem [5]

$$J(x) = J_0 e^{-\mu x},$$

kde  $J_0$  je počáteční tok fotonů, J je tok v hloubce x a  $\mu$  je koeficient útlumu. Nyní předpokládejme, že každá vrstva fólie tloušťky dx přispěje k celkovému toku fotonů  $J_0$  dílem d $J_0 = j dx$ , kde j je lineární hustota toku fotonů. U j dále předpokádáme, že nezávisí na hloubce x. Pokud by k absorbci nedocházelo pak

$$J_0 = \int_0^L j dx = jL,$$

kde L je tloušťka fólie. Vezmeme-li v úvahu efekt útlumu, pak tok po průchodu látkou je dán integrálem

$$J = \int_0^L e^{-\mu x} j dx = \frac{j}{\mu} (1 - e^{-\mu L}).$$

Hledanou korekcí pro fólii tloušťky L je relace mezi  $J_0$  a J:

$$\frac{J_0}{J} = \frac{\mu L}{1 - \exp(-\mu L)}.$$
(4.6)

Na Obr. 4.1 je zobrazena závislost hmotnostního koeficientu útlumu  $\mu_T$  na energii fotonů  $E_{\gamma}$ . Hmotnostní koeficient útlumu  $\mu_T$  souvisí s koeficientem  $\mu$  podle vzorce  $\mu = \mu_T \rho$ , kde v našem případě  $\rho = 8.96 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$  je hustota mědi [34]. Na Obr. 4.2 je vidět závislost korekce (4.6) na tloušťce měděné fólie. V našem případě jsem použila fólii o tloušťce 30  $\mu$ m, přičemž po ozařování byla měděná fólie třikrát přehnuta, aby se rozměry více blížila bodovým zářičům použitým pro kalibraci spektrometru. Po trojnásobném přehnutí pak fólie získala tloušťku  $L = 240 \,\mu$ m.



Obrázek 4.1: Závislost hmotnostního koeficientu útlumu  $\mu_T$  na energii fotonu v měděné fólii [26]. Vynesené body jsou spojeny lomenou čarou, která byla použita při interpolaci.



Obrázek 4.2: Závislost korekce (4.6) na tloušťce měděné fólie. Vynesené závislosti znázorňují velikost korekce pro fotony s energiemi 548.35 keV, 596.56 keV, 669.62 keV, 962.06 keV pro tloušťku L.

## 4.2 Efekt $\gamma$ - $\gamma$ kaskádní koincidence

Při radioaktivním rozpadu vzniká dceřinné jádro zpravidla v excitovaném stavu. Do základního stavu pak přechází sérií gama přechodů. Tato kaskáda přechodů bývá obvykle tak rychlá, že existuje nenulová pravděpodobnost, že gama kvanta z různých fází kaskády budou zaregistrována detektorem současně. To může způsobit, že se energie fotonů buď zcela nebo částečně sečte. Tento efekt se nazývá kaskádní koincidence [26].

Princip korekce na kaskádní koincidence vysvětlíme na příkladu rozpadového schématu na Obr. 4.3. Předpokládejme, že směry výletu fotonů z přechodů B a C jsou nezávislé. Pokud oba fotony zasáhnou citlivou oblast spektrometru, může dojít k tomu, že zde zanechají veškerou svoji energii. V tomto případě se výsledná energie bude rovnat energii přechodu A. Plocha píku A se pak zvětší a plochy píků B a C se zmenší.



Obrázek 4.3: Kaskádní rozpadové schéma.

Plocha píku odpovídající přechodu A je uměrná součinu  $I_{\gamma}(A)\varepsilon_{p}(A)$ , kde  $I_{\gamma}(A)$  je absolutní intenzita přechodu a  $\varepsilon_{p}(A)$  je efektivita pro plné pohlcení fotonu v citlivé oblasti detektoru. Plocha sumačního píku (B + C) je uměrná součinu absolutní intenzity  $I_{\gamma}(B)$   $\gamma$ -přechodu B, větvícího poměru a(C) na přechod C, pravděpodobnosti c(C), že při přechodu bude vyslán reálný foton C a efektivit  $\varepsilon_{p}(B)$  a  $\varepsilon_{p}(C)$  pro plné pohlcení gama kvant v detektoru. Větvící poměr a(C) spočteme jako

$$a(\mathbf{C}) = \frac{I_{\gamma}(\mathbf{C})}{\sum_{i} I_{\gamma}(\mathbf{E}_{i})},\tag{4.7}$$

kde  $I_{\gamma}(C)$  je intenzita gama linky C a  $I_{\gamma}(E_i)$  jsou intenzity všech gama přechodů ze stejné energetické hladiny jako přechod C. Pravděpodobnost c(C) lze spočítat pomocí konverzního koeficientu daného přechodu  $\alpha(C)$ , který lze najít v tabulkách [27], podle vztahu

$$c(C) = \frac{1}{\alpha(C) + 1}.$$
 (4.8)

Velikost konverzního koeficientu záleží na energii a multipolaritě přechodu. Koeficient zvětšení plochy píku S(A) pro přechod A je pak dán podílem plochy sumačního píku (B + C) a plochy píku odpovídající přechodu A

$$S(\mathbf{A}) = \frac{I_{\gamma}(\mathbf{B})}{I_{\gamma}(\mathbf{A})} a(\mathbf{C}) c(\mathbf{C}).$$
(4.9)

Počet impulzů, který rekonstruujeme v píku plného pohlcení přechodů B a C je naopak menší než reálný počet gama kvant pro danou energii. Koeficient zmenšení plochy píku B označme L(B). Spočteme jej jako

$$L(\mathbf{B}) = a(\mathbf{C})c(\mathbf{C})\varepsilon_{t}(\mathbf{C}), \qquad (4.10)$$

kde a(C)c(C) odpovídá pravděpodobnosti, že po přechodu B nastane přechod C s emisí reálného fotonu a  $\varepsilon_t(C)$  je totální efektivita spektrometru pro přechod C tedy pravděpodobnost, že foton C v citlivé části detektoru zanechá energii větší, než jaká je jeho rozlišovací schopnost. Koeficient zmenšení plochy píku C je pak roven

$$L(\mathbf{C}) = \frac{I_{\gamma}(\mathbf{B})}{I_{\gamma}(\mathbf{C})} a(\mathbf{C}) c(\mathbf{C}) \varepsilon_{t}(\mathbf{B}), \qquad (4.11)$$

kde  $\varepsilon_t(B)$  je totální efektivita pro přechod B.

Skutečný počet impulzů Nv píku M dán podílem detekovaného počtu impulzů  $N_{\rm det}$ a opravného faktoru $\xi_{\rm COI}$ 

$$N = \frac{N_{\text{det}}}{\xi_{\text{COI}}}, \quad \text{kde} \tag{4.12}$$

$$\xi_{\rm COI} = (1 - L(M))(1 + S(M)). \tag{4.13}$$

Výpočet oprav na kaskádní ko<br/>incidence budeme ilustrovat na příkladu rozpadového schématu jádra<br/> $^{62}$ Zn zobrazeného na Obr. 4.4. Korekce odvodíme pro<br/>linky 548 keV a 596 keV, které pozorujeme v měřených spektrech. Ze schématu na Obr. 4.4 je vidět, že energie přechodu 596 keV může být získána např. sumou energií přechodů 349 keV a 246 keV. Proto budou do píku plného pohlcení 596 keV přispívat i falešné koincidenční sumace z kaskády 349 $\rightarrow$ 246 keV. U linky 596 keV dochází také k umělému zmenšování plochy píku plného pohlcení, protože tento přechod je v kaskádě s přechodem 40 keV.

Na základě předchozích úvah můžeme pro diskutované přechody napsat následující vztahy:



Obrázek 4.4: Rozpadové schéma $^{62}{\rm Zn},$ červené šipky označují nejpravdě<br/>podobnější přechody. Převzato z [27].

$$S(548) = \frac{I_{\gamma}(304)}{I_{\gamma}(548)}a(243)c(243)\frac{\varepsilon_{\rm p}(243)\varepsilon_{\rm p}(304)}{\varepsilon_{\rm p}(548)} + \frac{I_{\gamma}(507)}{I_{\gamma}(548)}a(40)c(40)\frac{\varepsilon_{\rm p}(507)\varepsilon_{\rm p}(40)}{\varepsilon_{\rm p}(548)} + \frac{I_{\gamma}(260)}{I_{\gamma}(548)}a(246)c(246)a(40)c(40)\frac{\varepsilon_{\rm p}(260)\varepsilon_{\rm p}(246)\varepsilon_{\rm p}(40)}{\varepsilon_{\rm p}(548)}, \qquad (4.14)$$

$$L(548) = 0.$$
 (4.15)

$$S(596) = \frac{I_{\gamma}(349)}{I_{\alpha}(596)}a(246)c(246)\frac{\varepsilon_{\rm p}(246)\varepsilon_{\rm p}(349)}{\varepsilon_{\rm p}(596)},\tag{4.16}$$

$$L(596) = a(40)c(40)\varepsilon_{t}(40), \qquad (4.17)$$

kde hodnoty koeficientů jsou uvedeny v Tab. 4.1.

E[keV]	$I_{\gamma}[\%]$	a	c	α	$\varepsilon_{\mathrm{t}}$	$\varepsilon_{ m p}$	S	L	$\xi_{ m COI}$
40.85	25.5	1	0.608	0.664	0.058	$2.99 \times 10^{-3}$			
243.36	2.52	1	0.995	0.005		$2.42 \times 10^{-3}$			
246.95	1.90	1	0.995	0.005		$2.40 \times 10^{-3}$			
260.43	1.35					$2.29 \times 10^{-3}$			
304.88	0.289					$1.97 \times 10^{-3}$			
349.60	0.45					$1.76 \times 10^{-3}$			
507.60	14.8					$1.33 \times 10^{-3}$			
548.35	15.3					$1.26 \times 10^{-3}$	$1.92 \times 10^{-3}$	0	1.002
596.56	26.0					$1.17 \times 10^{-3}$	$6.19 \times 10^{-5}$	0.0086	0.991

Tabulka 4.1: Charakteristiky  $\gamma$  přechodů rozpadu <sup>62</sup>Zn, použité ve vzorcích (4.14) až (4.17). *E* je energie gama kvanta,  $I_{\gamma}$  je intenzita přechodu, *a* je větvící poměr, *c* je pravděpodobnost, že při přechodu bude vyslán reálný foton,  $\alpha$  je konverzní koeficient,  $\varepsilon_{t}$  je totální efektivita a  $\varepsilon_{p}$  (3.4) je píková efektivita (3.6). Parametry přechodů byly převzaty z [27].

V příloze jsou odvozene vzorce korekce na  $\gamma\text{-}\gamma$ kaskádní ko<br/>incidence pro kalibrační zářiče.

### 4.3 Korekce na profil svazku

Předešlé měření protonového toku [3] bylo provedeno pomocí hybridního křemíkového pixelového detektoru Timepix [30]. Timepix má tvar čtverce o straně  $\sqrt{2}$  cm, viz Obr. 4.5. Naše měření protonového toku používá kulaté aktivační fólie o poloměru 1 cm. Porovnání velikosti Timepixu a aktivační folie je vidět na Obr. 4.6.

Transverzální profil protonového svazku není rovnoměrný. Proto rozdílný tvar fólie a Timepixu způsobí, že obě metody měří průměrný protonový tok v poněkud odlišné oblasti. Na základě předpokládané geometrie svazku a ze známých



Obrázek 4.5: Detektor Timepix má křemíkový čip o ploše 2 cm<sup>2</sup> [30]. Čip je rozdělen do matice  $256 \times 256$  pixelů. Každý pixel má tvar čtverce o straně 55  $\mu$ m. Na základě měření doby, po kterou je signál nad prahem, je Timepix schopen měřit i energii deponovanou v pixlech. Data z detektoru jsou vyčítána přes USB.

rozměrů Timepixu a fólie v této kapitole odhadneme, jak se budou výsledky obou metod systematicky lišit.

Předpokládejme, že protonový svazek má geometrii odpovídající Gaussovu rozdělení, které je parametrizováno střední hodnotou  $\mu$  a směrodatnou odchylkou  $\sigma$ . Tvar svazku měřeného v experimentu byl skoro symetrický podél horizontální osy x a vertikální osy y. Pozorováné drobné rozdíly v šířce svazku v obou směrech byly přitom vysvětlitelné asymetrickým tvarem komory [3]. Proto budeme dále předpokládat, že gaussián je symetrický, tj.  $\sigma_x = \sigma_y = \sigma$  a  $\mu_x = \mu_y = \mu$ . Z měření víme, že  $\sigma = 1.25$  cm a bez újmy na obecnosti předpokládejme, že  $\mu = 0$ , protože fólie byla v centru svazku. Rozdělení protonů ve svazku je pak popsáno nasledovně:

$$f(x,y) = Ae^{-\frac{x^2}{2\sigma^2}}e^{-\frac{y^2}{2\sigma^2}},$$
(4.18)

kde A je normovací konstanta pro intenzitu svazku. Celou úlohu jsem simulovala pomocí metody Monte Carlo (dále MC). Nejprve jsem uvažovala, že středy Timepixu a fólie leží přímo v ose svazku. Souřadnice protonů jsou generovány náhodně podle normalního rozdělení (4.18). Program počítá, kolik protonů je v oblasti, kterou pokrývá fólie a Timepix, a vypočítá střední protonový tok ve fólii  $\phi_{\circ}$  a v Timepixu  $\phi_{\Box}$ ,

$$\phi_{\circ} = \frac{N_{\circ}}{A_{\circ}}, \qquad \phi_{\Box} = \frac{N_{\Box}}{A_{\Box}}, \qquad (4.19)$$

kde  $N_{\circ}(N_{\Box})$  je počet protonů ve fólii (Timepixu) a  $A_{\circ}(A_{\Box})$  je plocha fólie (Timepixu).



Obrázek 4.6: Simulované gaussovské rozložení protonového svazku. Velikost fólie a Timepixu je znázorněna vybarvenými oblastmi.

Metodou MC jsem nagenerovala 20000 protonů. Následně jsem pak spočetla průměrný protonový tok. Srovnání velikosti středního toku, který prošel Timepixem a středního toku, který prošel fólií je uvedeno v Tab. 4.2, kde udávám jejich podíl. Dále jsem zkoumala, jaký vliv by měla nepřesnost umístění fólie přímo na střed svazku. Současná technika měření vzájemných poloh středu fólie a středu ionizační komory využívá laserový zameřovač. Vzhledem k rozměru stopy laseru odhadujeme, že jsme schopni určit vzdálenost středu komory a fólie s chybou cca 2 mm. Proto jsme výpočet MC zopakovali také pro případ, kdy byla fólie v jednom ze směrů či v obou směrech posunuta o 2 mm.

Pozice $[x, y]$ fólie vzhledem ke středu svazku [mm]	$\frac{\phi_{\Box}}{\phi_{\circ}}$
[0,0]	1.048
[2,0]  or  [0,2]	1.059
[2,2]	1.075

Tabulka 4.2: Vypočtený podíl průměrných toků v Timepixu a ve fólii pro různé polohy středu fólie vzhledem k ose svazku.

Průměrný tok v Timepixu je tedy o cca 5% vyšší než ve fólii a systematická chyba této korekce je zhruba 2.5 %.

## 4.4 Určování účinného průřezu reakce $^{nat}Cu(p, x)^{62}Zn$

Protonový svazek z cyklotronu nedopadá na terčík okamžitě, ztrácí čast své energie při interakci se vzduchem. Velikost energetických ztrát protonů ve vzduchu závisejí na teplotě, tlaku a vlhkosti ve vzduchu. Tyto parametry byly monitorovány v průběhu ozařování přístrojem DT-174B [33], viz Obr. 2.17, 2.18, 2.19 a Tab. 2.3.

Zjištěné parametry vzduchu jsem pak použila při simulaci experimentu programem Geant4 [8]. V geantovské simulaci byla geometrie experimentu popsána následovně. V referenční analýze byla vzdálenost mezi fólií a výstupním okénkem trubice protonového svazku 130 cm, poloměr měděné fólie 1 cm, její tloušťka  $30 \ \mu m$  a počáteční energiie protonového svazku před výstupním okénkem 34.97MeV. Očekávaná střední energie svazku ve fólii je podle Geantu 32.35 MeV. Abych odhadla systematickou nejistotu energie protonů ve fólii vyplývající z neurčitostí v experimentálním uspořádání, provedla jsem ještě několik dalších simulací. V nich jsem vzhledem k referenčním hodnotám měnila vzdálenost fólie od výstupního okénka svazkové trubice v rozmezí  $\pm 5~{\rm cm},$  počáteční energii protonového svazku  $\pm 0.25$  MeV a tloušťku fólie  $\pm 1 \ \mu m$ . Největší střední energie protonů ve fólii lze očekávat pro vzdálenost 125 cm a počáteční energii 35.22 MeV a tloušťku  $29 \ \mu m$ . Nejmenší energie je při vzdálenosti 135 cm a počáteční energii 34.72 MeV a tloušťce fólie 31  $\mu$ m. V Tab. 4.3 jsou vyneseny střední energie protonů ve fólii pro zmíněné konfigurace. Rozdělení energií protonů ve fólii pro tyto konfigurace jsou vidět na Obr. 4.7.

Střední účinný průřez reakce  $^{\rm nat}{\rm Cu}({\rm p},{\rm x})^{62}{\rm Zn}$ jsem vypočítala s ohledem na rozdělení v energií protonů ve fólii pomocí vztahu

$$\overline{\sigma} = \frac{\sum k(E_i)\sigma(E_i)}{\sum k(E_i)},\tag{4.20}$$

kde  $k(E_i)$  je počet protonů dané energie a  $\sigma(E_i)$  je účinný průřez pro danou energii. Hodnoty účinného průřezu jsem brala z [25] a jsou vyneseny na Obr. 4.8, kde je vidět závislost účinného průřezu na energii protonů. Střední účinný průřez reakce  $\sigma$  je 25.8±1.7 mb, viz Tab. 4.3. Uvedená nejistota odpovídá maximální systematické chybě v určení energie svazku, geometrické vzdálenosti a tloušťky fólie.

### 4.5 Stanovení protonového toku

Protonový tok byl spočítán podle vztahu

$$\Phi = \frac{N_{\text{Yield}}}{\sigma \cdot n \cdot t_{\text{irr}}} \cdot g, \qquad (4.21)$$

kde  $N_{\text{Yield}}$  je výtěžek reakce,  $t_{\text{irr}}$  je doba ozařování, n je počet jader ve fólii,  $\sigma$  je učinný průřez reakce <sup>nat</sup>Cu(p, x)<sup>62</sup>Zn a g je korekce na přepočet průměrného toku



Obrázek 4.7: Rozdělení energie protonů ve fólii pro 3 konfigurace: referenční analýza, kde vzdálenost mezi fólii a výstupním okénekem cyklotronu je 130 cm, počáteční energie protonů 34.97 MeV a tloušťka fólie 30  $\mu$ m; modifikace 1, kde vzdálenost je 125 cm, energiie je 35.22 MeV a tloušťka fólie 29  $\mu$ m; modifikace 2, kde vzdálenost je 135 cm, energiie je 34.72 MeV a tloušťka fólie 31  $\mu$ m.

měřeného ve fólii na průměrný tok měřený v Timepixu při daném profilu svazku (viz. Kapitola 4.3). Výpočet jsem prováděla pro energie gama linek 548.35 MeV a 596.56 MeV. Počet jader mědi ve fólii jsem určila pomocí vzorce (2.2). Výtěžek byl spočítán podle formule (4.1), veškeré hodnoty pro výpočet výtěžku jsou uvedeny v Tab. 4.4 a 4.5. V Tab. 4.6 jsou vypočítané hodnoty výtěžku a počtu jader pro všechny 3 fólie. Výpočet účinného průřezu byl podrobně rozebrán v předešlé sekci, při stanovení protonového toku jsem používala hodnotu  $\sigma=25.8\pm1.7$  mb.

$E_0[\text{MeV}]$	d[cm]	X $[\mu m]$	$E_k[\text{MeV}]$	$\sigma$ [mb]
35.22	125	29	32.55	24.16
34.97	130	30	32.25	25.78
34.72	135	31	31.83	27.48

Tabulka 4.3:  $E_0$  je počáteční energie protonového svazku, d je vzdálenost mezi fólii a výstupním okénkem svazkové trubice protonového svazku, X je tloušťka fólie,  $E_k$  je očekávaná podle Geantu střední energie svazku ve fólii a  $\sigma$  je vystředovaný účinný průřez reakce <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>62</sup>Zn.



Obrázek 4.8: Účinný průřez reakce  $^{nat}Cu(p, x)^{62}Zn$  jako funkce energie protonového svazku [25]. Růžová oblast odpovídá neurčitosti v energii, kterou máme v našem měření.

Fólie	E[keV]	$N_{\rm det}$	$\triangle N_{\text{det}} \ [\%]$	$I_{\gamma}$	$\varepsilon_{ m p}$	ξοοι
1	548.35	$5.68 \times 10^2$	6.99	15.3	$1.279 \times 10^{-3}$	1.002
	596.56	$8.46 \times 10^2$	4.93	26.0	$1.174 \times 10^{-3}$	0.991
2	548.35	$7.48 \times 10^2$	5.77	15.3	$1.279 \times 10^{-3}$	1.002
	596.56	$1.20 \times 10^{3}$	3.77	26.0	$1.174 \times 10^{-3}$	0.991
3	548.35	$1.96 \times 10^{3}$	3.69	15.3	$1.279 \times 10^{-3}$	1.002
	596.56	$3.06 \times 10^{3}$	2.38	26.0	$1.174 \times 10^{-3}$	0.991

Tabulka 4.4: E je energie gama linky,  $N_{\rm det}$  je plocha píku měřené gama linky,  $I_{\gamma}$  je intenzita gama přechodu,  $\varepsilon_{\rm p}$  je píková efektivita detektoru,  $\xi_{\rm COI}$  je korekce na kaskádní koincidence. Rozpadová konstanta  $\lambda$  je  $2.096 \times 10^{-5} \ {\rm s}^{-1}$ .

Fólie	E[keV]	$t_{\rm real}[s]$	$t_{\rm live}[{\rm s}]$	$t_{\rm irr}[{\rm s}]$	$\xi_{\mu}$	$t_0[s]$
1	548.35	5050.23	5002.58	1800	1.00845	1941
	596.56	5050.23	5002.58	1800	1.0081	1941
2	548.35	5450.12	5400.00	3564	1.00845	1918
	596.56	5450.12	5400.00	3564	1.0081	1918
3	548.35	18128.52	18000.00	5525	1.00845	1144
	596.56	18128.52	18000.00	5525	1.0081	1144

Tabulka 4.5: E je energie gama linky,  $t_{\text{real}}$  je doba měření vzorku,  $t_{\text{live}}$  je doba účinnosti detektoru,  $t_{\text{irr}}$  je doba ozařování,  $\xi_{\mu}$  je oprava na samoabsorpci gama záření,  $t_0$  je doba mezi ozařováním a měřením, korekce na geometrii fólie g je ve všech případech 1.048.

Fólie	E[keV]	$N_{\rm Yield}$	$\triangle N_{\text{Yield}}$	n
1	548.35	$3.096 \times 10^{7}$	$2.2 \times 10^{6}$	$7.76 \times 10^{20}$
	596.56	$2.957 \times 10^{7}$	$1.5 \times 10^{6}$	$7.76 \times 10^{20}$
2	548.35	$3.860 \times 10^7$	$2.2 \times 10^{6}$	$8.06 \times 10^{20}$
	596.56	$3.970 \times 10^{7}$	$1.5 \times 10^{6}$	$8.06 \times 10^{20}$
3	548.35	$3.466 \times 10^{7}$	$1.3 \times 10^{6}$	$7.72 \times 10^{20}$
	596.56	$3.463 \times 10^{7}$	$8.2 \times 10^{5}$	$7.72 \times 10^{20}$

Tabulka 4.6: E je energie gama linky,  $N_{\text{Yield}}$  je výtěžek reakce a jeho chyba je  $\Delta N_{\text{Yield}}$ , n je počet jader ve vzorku a chyba počtu jader  $\Delta n$  je všude  $9.5 \times 10^{17}$ .

Statistickou chybu měření protonového toku <br/>  $\Delta \Phi_{\rm stat.}$ jsem spočítala pomocí vzorce

$$\Delta \Phi_{\text{stat.}} = \sqrt{\left(\Delta N_{\text{Yield}} \frac{\partial \Phi}{\partial N_{\text{Yield}}}\right)^2}.$$
(4.22)

Do systematické chyby určení protonového toku přispívá nejistota určení účinného průřezu  $\Delta \sigma$ , chyba počtu jader ve fólii  $\Delta n$ , chyba spojená s geometrií polohy středu fólie vzhledem ke středu svazku  $\Delta g$  a chyba efektivity HPGe spektrometru  $\Delta \varepsilon_{\rm p}$ . Systematická chyba protonového toku  $\Delta \Phi_{\rm syst.}$  je pak

$$\Delta \Phi_{\text{syst.}} = \sqrt{\left(\Delta \sigma \frac{\partial \Phi}{\partial \sigma}\right)^2 + \left(\Delta g \frac{\partial \Phi}{\partial g}\right)^2 + \left(\Delta n \frac{\partial \Phi}{\partial n}\right)^2 + \left(\Delta \varepsilon_p \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon_p}\right)^2}.$$
 (4.23)

Vypočítané hodnoty protonového toku a odpovídající statistické a systematické chyby spočtené podle (4.22) a (4.23) jsou v Tab. 4.7. Na Obr. 4.9 je zobrazena závislost protonového toku  $\Phi$  na proudu v ionizační komoře  $I_{\rm ch.}$  na základě hodnot z Tab. 4.7 a 2.2.

Fólie	E[keV]	$\Phi [{\rm cm}^{-2}{\rm s}^{-1}]$	$\triangle \Phi_{\text{stat.}} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	$\triangle \Phi_{\text{syst.}} [\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}]$
1	548.35	$9.30 \times 10^{8}$	$6.50 \times 10^{7}$	$6.46 \times 10^{7}$
	596.56	$8.83 \times 10^{8}$	$4.35 \times 10^{7}$	$6.13 \times 10^{7}$
2	548.35	$5.64 \times 10^{8}$	$3.25 \times 10^{7}$	$3.91 \times 10^{7}$
	596.56	$5.76 \times 10^{8}$	$2.17 \times 10^{7}$	$3.99 \times 10^{7}$
3	548.35	$3.41 \times 10^8$	$1.26 \times 10^{7}$	$2.37 \times 10^{7}$
	596.56	$3.39 \times 10^{8}$	$8.06 \times 10^8$	$2.35 \times 10^{7}$

Tabulka 4.7: E je energie gama linky,  $\Phi$  je protonový tok,  $\Delta \Phi_{\text{stat.}}$  je statistická chyba,  $\Delta \Phi_{\text{syst.}}$  je systematická chyba toku.

### 4.6 Diskuze

U každé fólie jsem analyzovala linky o energii 548.35 keV a 596.56 keV a pro každou z nich jsem získala různé hodnoty protonového toku s různou statistickou chybou. Pro každou fólii jsem z nich pak vypočítala střední hodnotu protonového toku. Při výpočtu průměrného toku jsem vážila toky převrácenou hodnotou kvadrátu jejich statistické chyby a použila vzorec pro vážený průměr:

$$\langle \Phi \rangle = \frac{\Phi_1 w_1 + \Phi_2 w_2}{w_1 + w_2},$$
 (4.24)

kde  $\Phi_1$  je protonový tok pro linku 548.35 keV a  $w_1 = \frac{1}{\Delta \Phi_1^2}$  je odpovídající váha;  $\Phi_2$  je protonový tok pro linku 596.56 keV a  $w_2 = \frac{1}{\Delta \Phi_2^2}$  je odpovídající váha. V Tab. 4.8 jsou vypočítané střední toky a příslušné chyby pro všechny fólie. Uváděné systematické chyby byly získány aritmetickým průměrem hodnot systematických nejistot pro obě linky v dané fólii.

Na Obr. 4.10 je průměrný protonový tok pro každou fólii jako funkce proudu v ionizační komoře. V souladu s předchozím měřením [3] jsou hodnoty protonového toku fitovány lineární závislostí ve tvaru

$$\Phi = k \cdot I_{\rm ch.},\tag{4.25}$$

kde koeficient  $k = (17600 \pm 300) \text{pA}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  byl obdržen z fitu.

Obdrženou hodnotu koeficientu k můžeme porovnat s výsledkem předchozího měření [3], kde bylo zjištěno  $k = (16020 \pm 380) \text{ pA}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ . Parametrizaci závislosti protonového toku na proudu v ionizační komoře v tomto předešlém měření jsem pro srovnání vynesla v Obr. 4.10 také. Připomeňme, že při našem měření byl protonový tok větší faktorem 10<sup>4</sup>. Koeficienty úměrnosti se liší o cca 9 %. Tento rozdíl nejspíše souvisí se systematickou chybou, kterou je zatíženo měření pomocí aktivačních fólií. Relativně velkou neurčitost máme díky odhadu účinného průřezu ( $\approx 6.6\%$ ) kvůli neznamé energii protonů ve fólii. Další chyba vzniká kvůli neurčitosti stanovení píkové efektivity spektrometru. Kvůli tomu, že standardní kalibrační zářiče nemají intenzivní gama linky v energetické oblasti,



Obrázek 4.9: Závislost protonového toku  $\Phi$  na proudu v ionizační komoře  $I_{\rm ch.}$ . Protonový tok je spočítán pro energie gama linek 548.35 keV a 596.56 keV. V obrázku jsou vyneseny pouze statistické chyby.

která nás zajímá, určujeme ji pomocí fitu. Tvar fitu zaleží na oblasti, kde fitujeme, a může se měnit při její změně, což způsobuje nejistotu v určování efektivity. Dále musíme brát v úvahu i fakt, že měření se provádělo v poněkud odlišných podmínkách. Další chyba vzniká z neurčitosti v poloze vzorku vzhledem ke středu protonového svazku, tato chyba má velikost  $\approx 2.5\%$ . Z Tab. 2.3 a 2.4 je vidět, že v průběhu experimentu jsme měli různé tlaky vzduchu. Z výše uvedené diskuze můžeme usoudit, že výsledky jsou v rámci uváděných systematických a statistických nejistot v dobré shodě. Můžeme znich vyvodit důležitý závěr, že chyba v určení protonového toku při testech radiační odolnosti nebude větší než 10%.

Fólie	$\langle \Phi \rangle  [\mathrm{cm}^{-2} \mathrm{s}^{-1}]$	$\triangle \Phi_{\text{stat.}} [\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}]$	$\triangle \Phi_{\rm syst.}  [\rm cm^{-2} s^{-1}]$	$I_{\text{chamber}}[nA]$
1	$9.249 \times 10^{8}$	$5.71 \times 10^{7}$	$4.47 \times 10^{7}$	57.1
2	$5.853 \times 10^{8}$	$3.31 \times 10^{7}$	$2.80 \times 10^{7}$	31.0
3	$3.485 \times 10^{8}$	$1.76 \times 10^{7}$	$1.67 \times 10^{7}$	18.9

Tabulka 4.8:  $\langle \Phi \rangle$  je průměrný protonový tok ve fólii z (4.24),  $\Delta \Phi_{\text{stat.}}$  je průměrná statistická chyba, a  $\Delta \Phi_{\text{syst}}$  je průměrná systematická chyba protonového toku a  $I_{\text{chamber}}$  je odpovídající proud v komoře.



Obrázek 4.10: Porovnání koeficientů lineární závislosti protonového toku naměřeného pomocí aktivačních fólií  $k_{\text{foils}} = (17600 \pm 300) \text{pA}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (hnědá přímka) a v předešlém měření  $k_{\text{Timepix}} = (16020 \pm 380) \text{pA}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$  (zelená přímka) [3]. Hnědá přímka byla získána fitem naměřených hodnot závislostí (4.25). Modře jsou vyznačeny systematické nejistoty protonového toku.

## Závěr

Projekt inovace vnitřního dráhového detektoru experimentu ALICE vyžaduje otestovat, je-li veškerá elektronika nového detektoru radiačně odolná a odpovídá požadavkům projektu. K testům radiační odolnosti česká skupina ALICE v Ústavu jaderné fyziky AV ČR v Řeži používá cyklotron U-120M. Při provádění testů radiační odolnosti je třeba on-line zaznamenávat hodnotu protonového toku a odpovídající fluenci a dávku. Pro monitoring protonového svazku se proto používá ionizační komora PTW Farmer 30010 [22].

Ve své práci jsem použila metodu aktivační analýzy pro kalibraci ionizační komory. Fólie ozářené na cyklotronu byly analyzovány HPGe spektrometrem Canberra GC3018 [23]. V gama spektrech jsem sledovala výtěžek reakce <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>62</sup>Zn. Spektra jsem analyzovala softwarem Genie2000 [32]. Tento software provádí fitování píků a odečet pozadí. Plocha píků charakteristických gama přechodů doprovázejících rozpad <sup>62</sup>Zn byla korigována opravou na kaskádní koincidence, opravou na samoabsorpci, na mrtvou dobu detektoru, efektivitou a dalšími standardními spektroskopickými korekcemi. Efektivitu spektrometru jsem určila pomocí kalibračních zářičů známé aktivity.

Hlavním výsledkem této práce je proměření závislosti protonového toku na proudu v komoře v oblasti proudů 10000-krát vyšších než při předchozím měření pomocí Timepixu [3]. Získaná data jsem parametrizovala lineární závislostí Obr. 4.10. Výsledky mého a předešlého měření jsou v dobré shodě. Měření toku pomocí aktivačních fólií je zatíženo nezanedbatelnou systematickou nejistotou (cca 5 %), která vzniká zejména díky nejistotě v účinném průřezu sledované reakce. V souhrnu však obě měření naznačují, že používaná metoda měření protonového toku při testech radiační odolnosti má systematickou chybou menší než 10%. V budoucnu plánujeme zopakovat toto měření s více měřenými body a zlepšit odhad systematické nejistoty používané metody.

## Literatura

- A Large Ion Collider Experiment, [Online; accessed 1.07.17]. http://aliceinfo.cern.ch/ITSUpgrade/.
- The ALICE Collaboration. "Technical Design Report for the Upgrade of the ALICE Inner Tracking System". Technical report CERN-LHCC-2013-024. ALICE-TDR-017, CERN, Nov 2013. [Online; accessed 2.07.17]. https://cds.cern.ch/record/1625842.
- [3] K. Vysoká, Low proton flux measurements at the U-120M cyclotron for radiation hardness studies, Diplomová práce, FJFI 2016.
- [4] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer-Verlag 1987.
- [5] L. Musílek, Úvod do fyziky ionizujícího záření, SNTL 1979.
- [6] Stefano Meroli, Multiple scattering for particles in the matter, [Online; accessed 27.06.17].
   http://meroli.web.cern.ch/meroli/lecture\_multiple\_scattering.
   html.
- [7] A. O. Hanson, L. H. Lanzl, E. M. Lyman, and M. B. Scott, Measurement of Multiple Scattering of 15.7 Mev Electrons, Phys. Rev., 84:634–637, Nov 1951.
- [8] Geant4, [Online; accessed 25.06.17]. http://geant4.cern.ch.
- [9] K.A.Olive, *Review of Particle Physics*, Chin. Phys., C38:090001, 2014.
- [10] Particle Therapy Cancer Research Institute, [Online; accessed 25.06.17]. https://www.ptcri.ox.ac.uk/research/introduction.shtml.
- [11] K.N.Mukhin, *Experimental nuclear physics*, Energatomizdat, 1993.
- [12] Unified atomic mass unit, [Online; accessed 25.05.2017] https://en.wikipedia.org/wiki/Unified\_atomic\_mass\_unit.
- [13] Izotopické složení mědi, [Online; accessed 1.07.2017] https://en.wikipedia.org/wiki/Copper#Chemical.

- [14] Nuclear physics, MSU, [Online; accessed 5.05.2017]. http://nuclphys.sinp.msu.ru/experiment/accelerators/ciclotron. htm.
- [15] T. Vaňát, Physical Fault Injection and Monitoring Methods for Programmable Devices, Disertační práce, FIT ČVUT 2017.
- [16] Department of accelerators, Isochronous cyclotron U-120M, [Online; accessed 19.05.2017]. http://accs.ujf.cas.cz.
- [17] L.H. Thomas, The Paths of Ions in the Cyclotron I. Orbits in the Magnetic FieldPhys. Rev. 54, 580 (1938).
- [18] UNIDOS E, Universal dosemeter, [Online; accessed 18.06.2017]. http://www.ptw.de/unidos\_e\_dosemeter\_ad0.html.
- [19] EQUIPCO. Introduction to radiation detectors, [Online; accessed 27.06.2017]. http://www.equipcoservices.com/support/tutorials/ introduction-to-radiation-monitors/.
- [20] C. Grupen, B. A. Shwartz, Particle detectors, Cambridge university press.
- [21] Canberra, Detector specification and performance data, Canberra GC3018.
- [22] User manual, Ionization Chamber Type 30010, 30011, 30012, 30013;
   D596.131.00/03 2006-09 Hn, Freiburg: PTW, 2013. 16.
- [23] Canberra, Detectors, [Online; accessed 18.06.17]. http://www.canberra.com/products/detectors/.
- [24] Účinný průřez fotonů, Particle Data Group, [Online; accessed 18.06.17]. http://pdg.lbl.gov/2014/reviews/rpp2014-rev-passage-particles-matter. pdf.
- [25] Účinný průřez reakce <sup>nat</sup>Cu(p,x)<sup>62</sup>Zn, [Online; accessed 14.06.17]. https://www-nds.iaea.org/medical/cup62zn0.html.
- [26] V. Hnatowicz, Handbook of nuclear data for neutron activation analysis, Nuclear information centre, 1986.
- [27] International Nuclear Structure and Decay Data Network, [Online; accessed 14.06.17]. https://www-nds.iaea.org/relnsd/NdsEnsdf/QueryForm.html#dcy1
- [28] The Lund/LBNL Nuclear Data Search, [Online; accessed 2.06.17] http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/nucSearch.asp

- [29] P. Chudoba, private communication.
- [30] Medipix homepage, [Online; accessed 14.04.17]. https://medipix.web.cern.ch/medipix/pages/medipix2/timepix.php.
- [31] Idaho National Laboratory, [Online; accessed 10.05.17] http://www4vip.inl.gov/gammaray/catalogs/catalogs.shtml
- [32] Canberra Industries, Genie2000 Operations manual, 2012.
- [33] Datalogger DT-174B, http://www.cem-instruments.in/product.php?pname=DT-174B
- [34] Copper, [Online; accessed 2.06.17] https://en.wikipedia.org/wiki/Copper

# Příloha

Příloha je věnována odvozeným vzorcům pro efekt $\gamma$ - $\gamma$ kaskádní ko<br/>incidence pro standardní kalibrační zářiče. Veškerá značení jsou stejná jako v<br/> Kapitole 4.2.

 ${}^{60}$ Co



Obrázek 11: Schéma rozpadu $^{60}\mathrm{Co.}$ 

S(1137) = 0

S(1332) = 0

 $L(1173) = a(1332)c(1332)\varepsilon_t(1332)$ 

$$L(1332) = \frac{I_{\gamma}(1173)}{I_{\gamma}(1332)} a(1332)c(1332)\varepsilon_t(1173)$$



Obrázek 12: Schéma rozpadu $^{57}\mathrm{Co.}$ 

$$S(136) = \frac{I_{\gamma}(122)}{I_{\gamma}(136)} a(14)c(14) \frac{\varepsilon_p(122)\varepsilon_p(14)}{\varepsilon_p(136)}$$

$$L(122) = a(14)c(14)\varepsilon_t(14)$$

$$L(136) = \frac{I_{\gamma}(570)}{I_{\gamma}(136)}a(136)c(136)\varepsilon_t(570) + \frac{I_{\gamma}(230)}{I_{\gamma}(136)}a(122)c(122)\varepsilon_t(230)$$



Obrázek 13: Schéma rozpadu $^{88}\mathrm{Y}.$ 

S(898) = 0

S(1836) = 0

$$L(898) = a(1836)c(1836)\varepsilon_t(1836)$$

$$L(1836) = \frac{I_{\gamma}(898)}{I_{\gamma}(1836)}a(1836)c(1836)\varepsilon_t(898)$$

 $^{133}$ Ba



Obrázek 14: Schéma rozpadu <sup>133</sup>Ba.

$$S(383) = \frac{I_{\gamma}(302)}{I_{\gamma}(383)}a(80)c(80)\frac{\varepsilon_p(302)\varepsilon_p(80)}{\varepsilon_p(383)} + \frac{I_{\gamma}(223)}{I_{\gamma}(383)}a(160)c(160)\frac{\varepsilon_p(223)\varepsilon_p(160)}{\varepsilon_p(383)} + \frac{I_{\gamma}(223)}{I_{\gamma}(383)}a(79)c(79)a(80)c(80)\frac{\varepsilon_p(223)\varepsilon_p(79)\varepsilon_p(80)}{\varepsilon_p(383)}$$
$$L(383) = \frac{I_{\gamma}(53)}{I_{\gamma}(383)}a(383)c(383)\varepsilon_t(53)$$

$$S(356) = \frac{I_{\gamma}(276)}{I_{\gamma}(356)}a(79)c(79)\frac{\varepsilon_p(276)\varepsilon_p(79)}{\varepsilon_p(356)} + \frac{I_{\gamma}(53)}{I_{\gamma}(356)}a(302)c(302)\frac{\varepsilon_p(53)\varepsilon_p(302)}{\varepsilon_p(356)} + \frac{I_{\gamma}(53)}{I_{\gamma}(356)}a(223)c(223)a(79)c(79)\frac{\varepsilon_p(53)\varepsilon_p(223)\varepsilon_p(79)}{\varepsilon_p(356)}$$

$$L(356) = a(80)c(80)\varepsilon_t(80)$$

$$S(276) = \frac{I_{\gamma}(53)}{I_{\gamma}(276)} a(223) c(223) \frac{\varepsilon_p(53)\varepsilon_p(223)}{\varepsilon_p(276)}$$

$$L(276) = a(160)c(160)\varepsilon_t(160) + a(79)c(79)\varepsilon_t(79)$$
$$S(302) = \frac{I_{\gamma}(223)}{I_{\gamma}(302)}a(79)c(79)\frac{\varepsilon_p(223)\varepsilon_p(79)}{\varepsilon_p(302)}$$
$$L(302) = \frac{I_{\gamma}(53)}{I_{\gamma}(302)}a(302)c(302)\varepsilon_t(53) + a(80)c(80)\varepsilon_t(80)$$

$$L(80) = \frac{I_{\gamma}(356)}{I_{\gamma}(80)}a(80)c(80)\varepsilon_t(356) + \frac{I_{\gamma}(302)}{I_{\gamma}(80)}a(80)c(80)\varepsilon_t(302) + \frac{I_{\gamma}(79)}{I_{\gamma}(80)}a(80)c(80)\varepsilon_t(79)$$

 $^{137}$ Cs



Obrázek 15: Schéma rozpadu <sup>137</sup>Cs.

$$S(661) = 0$$

$$L(661) = 0$$