



**MATEMATICKO-FYZIKÁLNÍ
FAKULTA**
Univerzita Karlova

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Bc. František Zach

Studium záření gama v rozpadu $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$

Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Michal Šefčík Ph.D.

Studijní program: Částicová a jaderná fyzika

Studijní obor: FCJFP

Chtěl bych poděkovat panu Mgr. Drahoslavovi Vénosovi Csc. za mnoho hodin důsledných konzultací, za pomoc s experimentální částí této práce, jakož i za doporučení i následné zapůjčení některé, v této práci použité, literatury.

Dále bych chtěl poděkovat Ústavu jaderné fyziky Akademie věd České republiky, za poskytnutí experimentálního zázemí, v této práci použitých radioaktivních zdrojů a programu DEIMOS, s pomocí kterého byly zpracovávány výstupy z detektorů.

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně a výhradně s použitím citovaných pramenů, literatury a dalších odborných zdrojů.

Beru na vědomí, že se na moji práci vztahují práva a povinnosti vyplývající ze zákona č. 121/2000 Sb., autorského zákona v platném znění, zejména skutečnost, že Univerzita Karlova má právo na uzavření licenční smlouvy o užití této práce jako školního díla podle § 60 odst. 1 autorského zákona.

V Praze dne 28. 4. 2023

podpis

A handwritten signature in black ink, appearing to be 'Zach'.

Název práce: Studium záření gama v rozpadu $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$

Autor: František Zach

Ústav: Ústav částicové a jaderné fyziky

Vedoucí diplomové práce: RNDr. Michal Šefčík Ph.D., Oddělení jaderné spektroskopie, Ústav jaderné fyziky AV ČR, v. v. i.

Abstrakt: V této práci byly měřeny energie a intenzity záření gama v radioaktivním rozpadu ^{83}Rb . Meziproduktem rozpadu je $^{83\text{m}}\text{Kr}$, který je důležitým kalibračním zdrojem v několika experimentech. K měření byly použity germaniový (HPGe) a křemíkový (SiLi) detektor, které byly kalibrovány pomocí radioaktivních standardů ^{55}Fe , ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am . Součástí práce bylo také změření stínění způsobené pouzdry zářičů a únik plynného $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ze zdroje před jeho rozpadem. K primárnímu zpracování naměřených hodnot byl použit program DEIMOS.

Klíčová slova: izotop, elektronový záchyt, radioaktivní rozpad, radioaktivní zdroj ^{83}Rb , $^{83\text{m}}\text{Kr}$, gama záření, intenzita, energie, poločas rozpadu, rozpadové schéma

Title: Study of gamma rays in decay of $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$

Author: František Zach

Department: Institute of Particle and Nuclear Physics

Supervisor: RNDr. Michal Šefčík Ph.D., Department of Nuclear Spectroscopy, Nuclear Physics Institute CAS p. r. i.

Abstract: In this work, the energies and intensities of gamma rays in the radioactive decay of ^{83}Rb were measured. The intermediate product, $^{83\text{m}}\text{Kr}$, is an important calibration source for several experiments. For the measurements, germanium (HPGe) and silicon (SiLi) detectors were used and calibrated with the radioactive standards ^{55}Fe , ^{133}Ba , ^{152}Eu and ^{241}Am . Part of the work was also to measure the shielding caused by the emitters housings and the escape of $^{83\text{m}}\text{Kr}$ gas from the sample before its decay. The DEIMOS program was used for the primary processing of the measurements.

Keywords: isotope, electron capture, radioactive decay, radioactive source, energy, half-life, decay scheme, ^{83}Rb , $^{83\text{m}}\text{Kr}$, gamma radiation, intensity

Obsah

Úvod / Předmluva.....	1
1. Dosavadní znalosti rozpadu $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$	2
2. Experimentální metody.....	3
2.1. Metody detekce.....	3
2.2. Princip detektoru.....	4
2.3. Kalibrační radioaktivní zdroje a příprava zdroje ^{83}Rb	5
2.4. Použité přístroje.....	7
3. Měření a jeho zpracování.....	9
3.1. Program DEIMOS.....	9
3.2. Stínění záření způsobené pouzdem zdroje.....	11
3.3. Efektivita detekce.....	15
3.4. Únik $^{83\text{m}}\text{Kr}$ z ^{83}Rb zdroje.....	20
3.5. Změřené energie záření gama v rozpadu ^{83}Rb	22
3.6. Změřené intenzity přechodů.....	23
Závěr.....	27

Úvod / Předmluva

Tato práce byla vyhotovena ve spolupráci s Ústavem jaderné fyziky Akademie věd České republiky (ÚJF AV ČR), který poskytl experimentální zázemí, stejně jako program DEIMOS (viz kap. 3.1.), kterým byly naměřené výsledky zpracovány.

Izotop ^{83}Rb se rozpadá elektronovým záchytem na vzbuzené stavy jádra ^{83}Kr . Metastabilní stav – $^{83\text{m}}\text{Kr}$ – je zdrojem intenzivních monoenergetických konverzních elektronů jaderných přechodů o energiích 9,4 a 32 keV, což z něj dělá vhodný kalibrační zdroj pro experimenty, které měří odpovídající záření gama, nebo elektrony o podobné energii. Jelikož má tento stav krátkou dobu života, je nutné aby k jeho produkci docházelo až při samotné kalibraci a tedy jako „kalibrační zdroj“ bude používáno i jeho mateřské jádro ^{83}Rb s delším poločasem rozpadu. Tento izotop se však rozpadá i na jiné excitační hladiny ^{83}Kr , jejichž deexcitací, ať už ve formě gama záření nebo konverzních elektronů, mohou v kalibrovaném detektoru vznikat dodatečné signály, které by případně přispívaly ke statistické nejistotě kalibrace a tím pádem i následných měření, pokud by nebyly správně odečteny při kalibraci. K tomu je potřeba přesné znalosti energií gama přechodů v jádře ^{83}Kr tak i jejich intenzit, což je obsahem této práce. Dalším důvodem je také to, že poslední originální práce o intenzitách záření gama pozorovaných v rozpadu ^{83}Rb vnikla před více jak čtyřiceti lety.

Skupina elektronové spektroskopie ÚJF AV ČR, v rámci které byla tato práce vypracována je součástí mezinárodní kolaborace spravující experiment KATRIN, což je primární důvod potřeby zpřesnění současných hodnot energií a intenzit ^{83}Rb . KATRIN (Karlsruhe Tritium Neutrino experiment) je experiment, který zjišťuje hmotnost elektronového antineutrina přesným proměřením konce energetického spektra beta rozpadu tritia. Skupina vyvinula pro tento experiment na bázi rozpadů $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$ dva typy elektronových kalibračních zdrojů. V prvním případě jde o tzv. pevný zdroj založený na implantaci iontů ^{83}Rb do grafitové fólie typu HOPG (Highly Oriented Pyrolytic Graphite) [1], kdy jsou elektrony vyzařovány z rozpadů jader $^{83\text{m}}\text{Kr}$ obsažených po rozpadu ^{83}Rb ve fólii. Ve druhém případě se provede depozice ^{83}Rb do zeolitu. Vznikající $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ze zeolitu uniká a vytváří v prostoru plynný zdroj elektronů [2]. Oba typy zdrojů skupina dodává pravidelně pro zajištění experimentu KATRIN.

Mimo tento experiment se kalibrační elektrony z rozpadu $^{83\text{m}}\text{Kr}$ využívají v řadě jiných experimentů. Jedním z nich Project 8 budovaný ve Washingtonově univerzitě v Seattle, jehož cílem je rovněž stanovení hmotnosti elektronového antineutrina [3]. Zdroj $^{83\text{m}}\text{Kr}$ se rutinně využívá pro kalibraci detektoru přechodového záření v experimentu ALICE (A Large Ion Collider Experiment) v CERN (Conseuil Europeen pour la Recherche Nucleaire), který se zaměřuje na měření interakcí těžkých iontů [4]. V experimentu COHERENT v Oak Ridge v USA, který měří rozptyl neutrin na jádrech se zdroj $^{83\text{m}}\text{Kr}$ využívá pro kalibraci scintilačního detektoru na bázi tekutého argonu [5]. Dále se pomocí $^{83\text{m}}\text{Kr}$ kalibrují detektory určené k hledání temné hmoty, jako například na Yale University [6] nebo v Ústavu fyziky vysokých energií v Pekingu [7].

1. Dosavadní znalosti rozpadu $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$

Shrnující práce o rozpadu ^{83}Rb [8] vychází z posledních měření spekter záření gama pocházejících z roku 1964 a 1976. ^{83}Rb se rozpadá elektronovým záchytem s poločasem rozpadu $T_{\text{Rb}} = 86,2 \pm 0,1$ dne [8], jeho meziproduktem je metastabilní excitovaný stav $^{83\text{m}}\text{Kr}$, který má poločas rozpadu $T_{\text{Kr}} = 1,83 \pm 0,02$ h [8]. Poměrně dlouhý poločas rozpadu ^{83}Rb umožňuje provádět dlouhé kalibrační měření založená na $^{83\text{m}}\text{Kr}$. Relativně krátký poločas rozpadu $^{83\text{m}}\text{Kr}$ zase způsobuje, že se po ukončení měření rychle rozpadá a nepřispívá tak k pozadí daného experimentu. Rubidium je alkalický kov, což bylo využito při přípravě zdroje a krypton je inertní plyn, což je výhodné pro jeho použití jako kalibračního zdroje, nicméně tato vlastnost umožňuje únik $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ze zdroje, což je měřeno v kapitole 3.4. V tabulce 1 níže jsou pak obsaženy hodnoty energie a intenzit přechodů záření gama dle [8].

E [keV]	$\sigma(E)$ [keV]	I_{R} [%]	$\sigma(I_{\text{R}})$ [%]
9,4057	0,0006	13,1	0,3
32,1516	0,0005	0,080	0,011
119,32	0,09	0,030	0,005
128,55	0,12	0,0030	0,0005
$\approx 237,19$	-	0,0005	0,0005
520,3991	0,0005	100	6,7
529,5945	0,0006	65	5
552,5512	0,0007	35,5	2,4
562,17	0,07	0,019	0,002
648,97	0,05	0,19	0,013
681,18	0,07	0,069	0,011
790,15	0,04	1,47	0,09
799,37	0,05	0,53	0,036

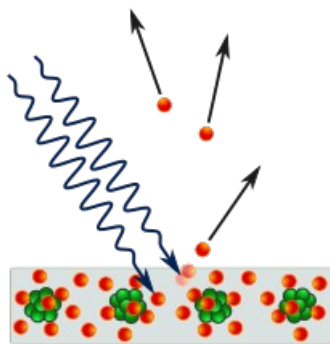
Tab. 1: Dosavadní hodnoty energií a intenzit gama přechodů ^{83}Rb [8].

2. Experimentální metody

2.1. Metody detekce

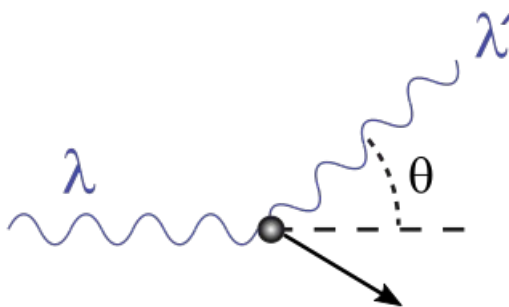
Při jaderném rozpadu jakéhokoli jádra, většinou dceřiné jádro vzniká v excitovaném stavu, který dále přechází na stavy s nižší energií až do základního stavu. To se děje vyzařováním gama fotonů, případně elektronů vnitřní konverze. V této práci probíhalo měření těchto fotonů gama. Způsob detekce fotonů je založen na třech procesech probíhajících při jejich interakci s hmotou: fotoefektu, Comptonova rozptylu a mají-li fotony dostatečnou energii, tak i tvorbou páru částice-antičástice.

Při fotoefektu dochází k pohlcení fotonu elektronem z obalu atomu v látce, který je tímto uvolněn a přebírá veškerou zbývající energii fotonu. V případě polovodičů, které jsou detekčním materiálem detektorů použitých v této práci, dochází k takzvanému vnitřnímu fotoefektu, kdy jsou elektrony přesunuty z valenčního do vodivostního pásu.



Obr. 1: Schéma fotoefektu převzaté z [9].

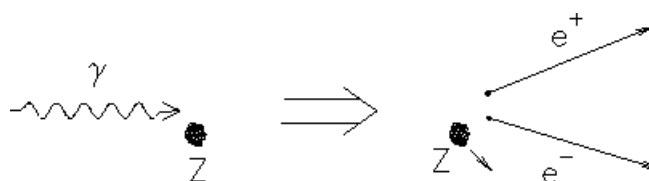
Při Comptonově rozptylu dochází k ne pružné interakci fotonu s elektronem, který daný foton odchýlí od původního směru a přejme část jeho energie a hybnosti.



Obr. 2: Schéma Comptonova rozptylu, převzaté z [10].

K produkci částice a antičástice dochází pokud má foton energii alespoň dvojnásobek klidové hmotnosti dané částice a nachází se ve vnějším elektromagnetickém poli, např. poli jádra. Část energie fotonu odpovídající součtu hmot vzniknuvších částic se spotřebuje na jejich tvorbu a zbytek se jim předá ve formě kinetické energie. Vzhledem k energiím, které vznikají ve většině jaderných

rozpadů, vznikají páry elektron-pozitron.



Obr. 3: Schéma produkce páru elektron-pozitron převzaté z [11].

2.2. Princip detektoru

V kapitole 2.1. byl vysvětlen přenos energie od fotonů záření gama na elektrony a v případě tvorby párů i na pozitrony. Tyto částice ztrácejí v detektoru svoji energii tvorbou párů elektron - díra (resp. iont). Sběr nábojů těchto párů vysokým napětím vytváří elektrický impulz, jehož amplituda je úměrná energii registrovaného fotonu. Impulz se zesílí a zkrátí v elektronických obvodech předzesilovače a tvaruje a dále zesílí s pomocí lineárního zesilovače. Nakonec se v bloku ADC (Analog Digital Converter) vytvoří celé číslo úměrné amplitudě signálu a tedy i energii fotonu, které způsobí přičtení jedničky do buňky elektronické paměti s tímto číslem - takzvaného kanálu. Údaje v paměti, sestávající se z dvojice čísel, kde jedním je počet registrovaných fotonů v daném kanálu a druhým je číslo tohoto kanálu, tak představují spektrum fotonů gama měřeného zdroje.

Ke správnému zaregistrování fotonů detektorem musí dojít k takzvanému úplnému pohlcení, kdy je celá energie deponována do detekčního krystalu. V případě fotoefektu k tomuto dojde v jediném kroku. Z vícestupňových postupných pohlcení lze uvést například několikanásobný Comptonův rozptyl uvnitř detektoru následovaný fotoefektem a nebo, pro dostatečně energetické fotony, tvorbu pozitron-elektronových párů, kdy po anihilaci pozitronu dojde k úplnému pohlcení obou vzniklých fotonů. Pokud nedojde k úplnému pohlcení, ať proto, že foton po několika Comptonových rozptylech detektor opustil, nebo proto, že foton do detektoru dorazil po Comptonově rozptylu mimo detektor, deponovaná energie pouze přispěje ke zvýšení pozadí experimentu. Kromě toho existuje možnost, že detektor opustí jeden nebo oba fotony vzniklé anihilací pozitronu. Potom jsou ve spektru vidět dva dodatečné píky s energií o 511 keV resp. 1022 keV nižší než měl pík původní tzv. single resp. double escape peak (SEP a DEP). Přestože plochu těchto píků lze jednoznačně přiřadit k původní energii a netvoří tak pouze pozadí, z hlediska statistického zpracování dat je nejistota součtu těchto tří píků vyšší než by byla, kdyby se jednalo o jediný pík. Převážná většina v této práci měřených gama kvant má však energii nižší než 1022 keV, a tak při detekci k jevu tvorby párů dochází zřídka.

Důležitým faktorem při měření je tzv. mrtvá doba detektoru. Ta vychází z doby spojené s procesem detekce fotonu, kdy po zaznamenání signálu je celý detektor necitlivý na další signály, dokud nedojde ke zpracování signálu elektronickými částmi detektoru. Pokud během této doby dojde k interakci záření s detektorem, nedojde k jeho zaznamenání do paměti. Pokud by kombinace aktivity zdroje a jeho vzdálenosti od detektoru (což snižuje efektivitu detekce viz sekci 3.3.) byla nevhodně zvolena, došlo by k zahlcování detektoru signály a výsledné spektrum by nemohlo být považováno za spolehlivé. Z tohoto důvodu software detektoru zaznamenává i tuto mrtvou dobu a lze zadat dobu měření v tzv. živé době, která tak vyjadřuje skutečnou dobu citlivosti detektoru na nové signály. Obecně však platí, že čím většímu toku záření gama je detektor vystaven, tím méně přesně jeho software stanovuje mrtvou dobu měření. Měření je obecně považováno za spolehlivé pokud mrtvá doba detektoru nepřesahuje 10 % doby měření. Veškeré doby měření uvedené v této práci jsou živými dobami měření.

2.3. Kalibrační radioaktivní zdroje a příprava zdroje ^{83}Rb

V této práci byly použity celkem 4 kalibrační radioaktivní zdroje: ^{55}Fe , ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am . Zdroj ^{55}Fe byl zakrytý pozlacenou polyethylenovou fólií (PE). Zdroje ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am byly uloženy v pouzdře z PMMA (polymethylmethakrylátu, známého také jako plexisklo). Tyto čtyři zdroje jsou v této práci označovány jako kalibrační, jelikož byly použity ke kalibraci detektorů, a to proto, že jejich energie přechodů a jím příslušné intenzity jsou známy dostatečně přesně (viz tabulka 2) a jsou rozmístěné dostatečně rovnoměrně v oblasti ve které se vyskytují energie přechodů ^{83}Rb . Výrobu zdrojů samotných i jejich kalibraci provedla firma Český metrologický institut (ČMI) (viz tabulka 3).

	E [keV]	$\sigma(E)$ [keV]	I [%]	$\sigma(I)$ [%]
¹³³ Ba	53,1622	0,0006	2,14	0,03
	80,9979	0,0011	32,9	0,3
	276,3989	0,0012	7,16	0,05
	302,8508	0,0005	18,34	0,13
	356,0126	0,0007	62,05	0,119
	383,8485	0,0012	8,94	0,06
¹⁵² Eu	121,7817	0,0003	28,41	0,13
	244,6974	0,0008	7,55	0,04
	344,2785	0,0012	26,59	0,12
	411,1165	0,0012	2,238	0,01
	443,956	0,003	3,095	0,02
	778,9045	0,0024	12,97	0,06
	867,380	0,003	4,243	0,023
	964,079	0,018	14,5	0,06
	1 085,837	0,01	10,13	0,06
	1 089,737	0,005	1,73	0,01
	1 112,076	0,003	13,41	0,06
	1 212,948	0,011	1,416	0,009
	1 299,142	0,008	1,633	0,009
	1 408,013	0,003	20,85	0,08
²⁴¹ Am	11,89	0,01	0,837	0,009
	13,9443	0,0002	11,6	0,12
	17,7504	0,0003	11,83	0,12
	20,7850	0,0005	2,94	0,03
	26,3446	0,0002	2,31	0,08
	33,1964	0,0003	0,126	0,003
	43,423	0,10	0,073	0,008
	59,5409	0,0001	35,92	0,17
⁵⁵ Fe	5,8950	0,0002	25,02	0,30
	6,40590	0,00001	3,40	0,07

Tab. 2: Tabulkové hodnoty energií a intenzit přechodů ⁵⁵Fe, ¹³³Ba, ¹⁵²Eu a ²⁴¹Am převzaté z [12][13][14][15][16].

	A_0 [kBq]	$\delta(A_0)$ [%]	T_0	T_m	$T_{1/2}$ [d]	T [s]	A_m [kBq]	N_R [10^6]
^{133}Ba	99,96	0,6	30/12/14	25/11/21	3850	57600	63,48	3656,26
^{152}Eu	518	0,6	05/05/15	24/11/21	4937	57600	370,08	21316,62
^{241}Am (HPGe)	469,8	0,4	30/12/14	23/11/21	158004	86400	464,63	40144,46
^{241}Am (SiLi)	469,8	0,4	30/12/14	28/12/21	158004	86400	464,56	40138,3
^{55}Fe	44,48	1,8	15/05/06	26/12/21	986	172800	0,81	139,4

Tab. 3: Hodnoty kalibračních zdrojů [17] a některé, z nich spočítané a v této práci potřebné, hodnoty. A_0 je aktivita v době kalibrace, A_m je aktivita v době měření, $\delta(A_0)$, což je relativní nejistota A_0 , tvoří většinu nejistoty A_m a tak je brána také jako nejistota A_m , T_0 je den kalibrace, T_m je den měření, $T_{1/2}$ je poločas rozpadu daného izotopu, T je doba měření a N_R je očekávaný počet rozpadů ve zdroji za dobu měření. Hodnoty odvozené z kalibračních hodnot byly použity v sekci 3.3.

Výroba v této práci měřeného radioaktivního zdroje ^{83}Rb probíhala na cyklotronu ÚJF TR-24, který ozařoval svazkem protonů terčik obsahující plynný přírodní krypton. Energie protonů byla 24 MeV a celkový proud jejich svazku měl cca 45 μA . Tlak kryptonu v terčiku byl 10 bar [2]. Převažující reakce vedoucí ke vzniku ^{83}Rb byla $^{84}\text{Kr}(p,2n)^{83}\text{Rb}$. Jelikož při tomto postupu samozřejmě vznikla řada nechtěných jiných izotopů s kratším poločasem rozpadu než má ^{83}Rb , bylo z důvodu ochrany pracovníků před ionizujícím zářením další zpracování naplánováno týden po ozařování, kdy se většina krátce žijících izotopů rozpadla a poklesla tak aktivita terčiku. Atomy rubidia vznikající během ozařování se usazovaly na stěnách komory terčiku. K vydělení rubidia z komory terčiku bylo využito toho, že se jedná o alkalický kov, který reaguje intenzivně s vodou. Z vodného roztoku byl poté ^{83}Rb deponován do speciální pícky z wolframu. Pícka byla odeslána na pracoviště hmotového separátoru v Helmholtzově ústavu záření a jaderné fyziky na Bonnské univerzitě. Zde byl s pomocí hmotnostní separace a následné implantace iontu ^{83}Rb do HOPG (Highly Ordered Pyrolytical Graphite) vyroben zdroj proměřovaný v této práci.

2.4. Použité přístroje

K měření byly použity dva polovodičové detektory. Prvním z nich byl detektor od firmy Ortec, který je v této práci označován jako HPGe, kvůli povaze svého detekčního krystalu, který je vyroben z vysoce čistého germania (High Purity Germanium). Detektor je velice citlivý na termální šum v krystalu germania a tak ten musí být chlazen. V tomto případě bylo chlazení realizováno tak, že byl detekční krystal umístěn ve vakuové komoře, ve které bylo okno z berillia o tloušťce 0,05 mm, kterým vstupovalo detekované gama záření. Samotný krystal byl tepelně spojen s lázní s tekutým dusíkem v Dewarově nádobě. Největší výhodou detektorů

založených na tomto krystalu pak je, že mají velmi vysoké energetické rozlišení a nepřispívají tak tolik k statistické neurčitosti hodnoty energie detekovaných fotonů. Energetické rozlišení detektoru je 1,9 keV při energii záření gama 1,33 MeV. Jeho standardní relativní účinnost dosahuje 24,1 %. Energetické spektrum, ve kterém dochází k dostatečně spolehlivé detekci sice končí daleko za energiemi potřebnými v této práci, nicméně začíná cca na 25 keV, což je nedostatek tohoto detektoru, vzhledem k existenci přechodu o energii cca 9,4 keV.

Pro potřeby měření tohoto přechodu i přechodu o energii cca 32 keV, který následně posloužil ke spojení obou sad dat, byl použit detektor s detekčním krystalem z lithiem dopovaného křemíku s aktivním průměrem 10,1 mm a tloušťkou 5 mm od firmy Canberra, který je v této práci označován jako SiLi. Energetické spektrum tohoto detektoru začíná cca na 3 keV a přesahuje potřebných 32 keV. Energetické rozlišení dosahuje 180 eV pro záření gama s energií 5,9 keV. Je vybaven vstupním oknem z berillia o tloušťce 0,025 mm.

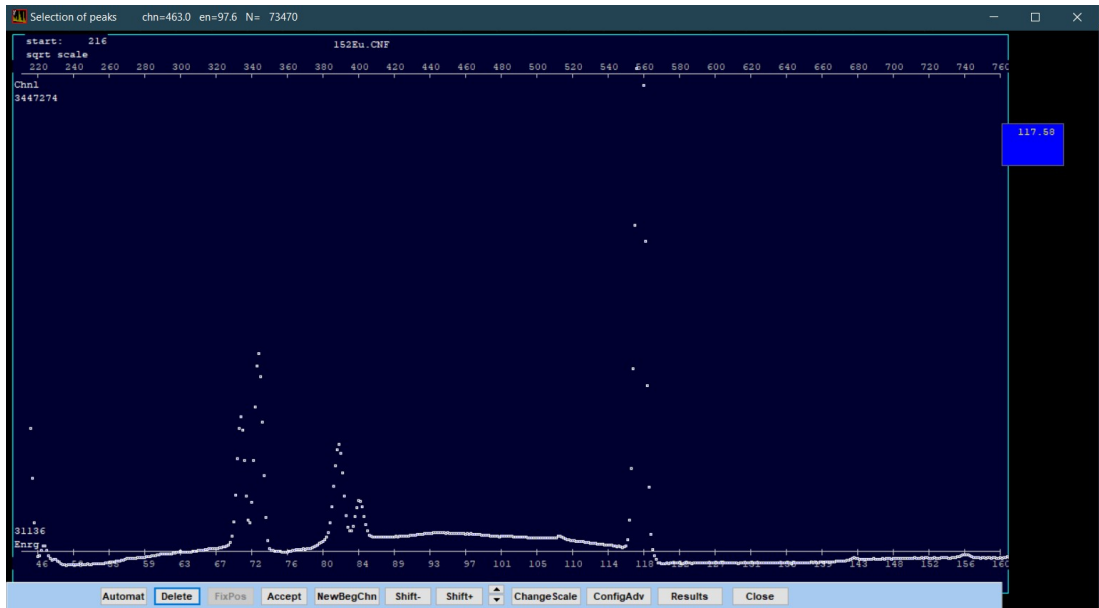
Vzdálenost zdroje od detektoru byla nastavena tak, aby mohlo být měření považováno za spolehlivé z hlediska mrtvé doby detektoru. Při každém měření se jednalo o vzdálenost radioaktivity ve zdrojích od berilliových oken detektorů HPGE a SiLi 24 cm a 4,6 cm. Elektronický řetězec obou detektorů byl sestaven z bloků firmy Canberra: byl použit zesilovač typu 2025 (Scientific Amplifier) mnohokanálový ADC Multiport II řízený softwarem Genie 2000. Zesílení bloku ADC bylo nastaveno pro HPGE a SiLi detektor na 8192 a 4096 kanálů.

3. Měření a jeho zpracování

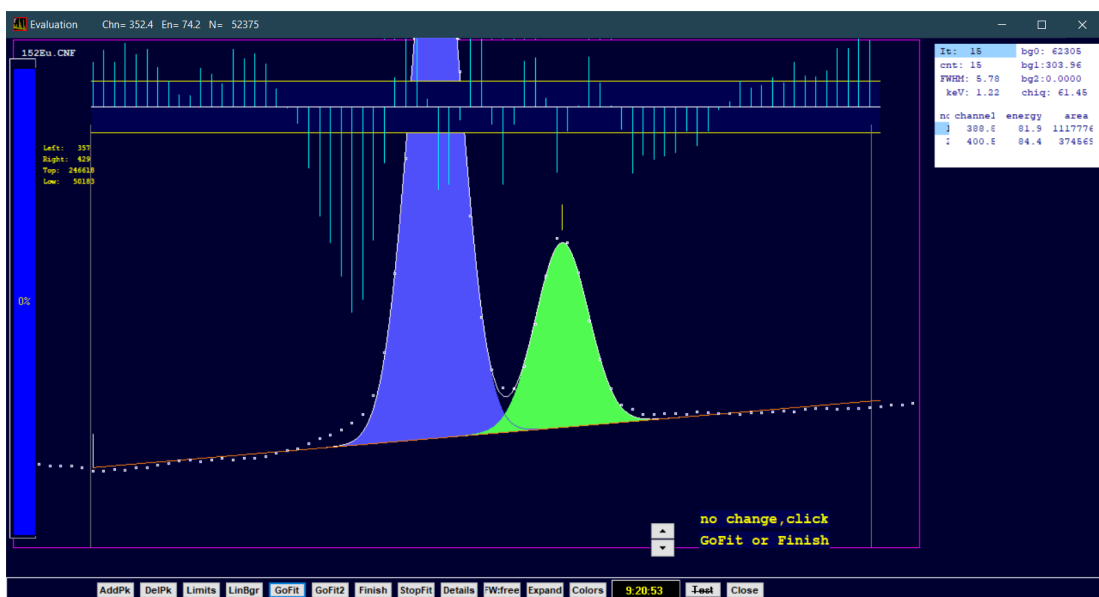
3.1. Program DEIMOS

Pro potřeby zpracování změřených spekter, tj. pro stanovení poloh, ploch a pološířek linek záření gama včetně jejich statistických nejistot, byl použit počítačový program DEIMOS [18] vyvinutý v ÚJF. DEIMOS využívá pro popis závislosti četností linky na čísle kanálu Gaussovu funkci, pro popis pozadí lze zvolit lineární nebo kvadratickou funkci. Po načtení vstupní informace a samotného spektra DEIMOS zobrazuje na monitoru úseky spektra, viz obrázek 4. V nich uživatel interaktivně označí linky záření gama potřebné pro zpracování. V dalším kroku oblast spektra s těmito linkami program nafituje metodou χ^2 , viz obrázek 5. DEIMOS umožňuje provádět předběžnou energetickou kalibraci spektra. Ta se obvykle získá s pomocí známých linek přítomných ve spektru z pozadí jako je např. anihlační pík s energií 511,0 keV a pík o energii 1460,8 keV z rozpadu izotopu ^{40}K .

Výstupem programu DEIMOS je mnoho parametrů daného píku, pro tuto práci byly podstatné tyto: číslo kanálu CH a jeho nejistota $\delta(CH)$, energie dané linky E určená hrubou kalibrací DEIMOSu, pro potřeby kalibračních měření se jedná o dostatečně přesnou kalibraci. Pro potřebu určení energií přechodů v ^{83}Rb byly použity informace o čísle kanálu odpovídajícímu poloze sledovaného píku. Dále byly využity informace o ploše daného píku N , s relativní nejistotou $\delta(N)$ v jednotkách procent.



Obr. 4: Příklad zobrazení úseku spektra ^{152}Eu programem DEIMOS.



Obr. 5: Příklad fitování dvou linek z obrázku 4 gaussovou křivkou s lineárním pozadím.

3.2. Stínění záření způsobené pouzdrům zdroje

Kvůli zlepšení přesnosti kalibrace detektoru na efektivitu detekce bylo nutné započítat stínění záření gama při průchodu obalem kalibračních zdrojů z toho důvodu, že zdroj ^{83}Rb nebyl uzavřen v pouzdře tak, jako kalibrační zdroje. Ke kalibraci SiLi detektoru byly použity zdroje ^{55}Fe a ^{241}Am , ke kalibraci HPGe detektoru pak byly použity zdroje ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am . Materiály jejich pouzder není možné z hlediska stínění zanedbat. Z toho důvodu došlo k určení poměru ploch píků dvou spekter stejného zdroje, přičemž při měření jednoho z nich byl mezi zdroj a detektor vložen těsně ke zdroji materiál odpovídající pouzdru, ve kterém byl tento zdroj uložen, včetně rozměrů. Energie přechodů byly převzaty z tabulky 2 a [19]. Zdroj ^{241}Am byl pro oba detektory stejný. Parametr stínění obalem je označen jako P , je vypočítán jako poměr plochy stíněného píku A_a ku ploše nestíněného píku A_0 a jeho hodnoty pro jednotlivé zdroje jsou v tabulkách 4 a 5 pro zdroje ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am na HPGe detektoru (PMMA obal) a ^{55}Fe a ^{241}Am na SiLi detektoru (PE a PMMA obaly) respektive. V grafech 1 a 2 a jsou vyneseny hodnoty stínění pro detektory HPGe (způsobené PMMA obalem) a SiLi (způsobené PMMA a PE obaly) respektive včetně závislosti na energii záření E ve tvaru

$$P = a(1 - b \cdot e^{-E/c}) ,$$

kde $a=99,533$, $b=0,019$, $c=609,352$ pro HPGe detektor, a kde $a=97,429$ $b=9,412$, $c=2,731$ pro ^{241}Am v SiLi detektoru. Relativní nejistota stínění P byla odhadnuta na 0,3 % pro HPGe detektor a 1 % pro SiLi detektor. Hodnoty relativní nejistoty fitu byly odhadnuty tak, aby byly co nejmenší a zároveň většina prokládaných hodnot měla nižší relativní nejistotu, což spolu s rovnoměrným rozdělením nejistot a faktem, že při fitování mají větší váhu datové body s nižší nejistotou, zaručuje, že takto odhadnutá nejistota bude vyšší než reálná nejistota. K použití při následujících výpočtech byly u přechodů s nízkou intenzitou brány v potaz hodnoty stínění odpovídající zjištěné závislosti, což snížilo nepřesnost. ^{55}Fe má pouze dva dostatečně výrazné a rozlišitelné přechody a proto pro stínění jeho PE obalem nebyla zjišťována závislost v žádném tvaru.

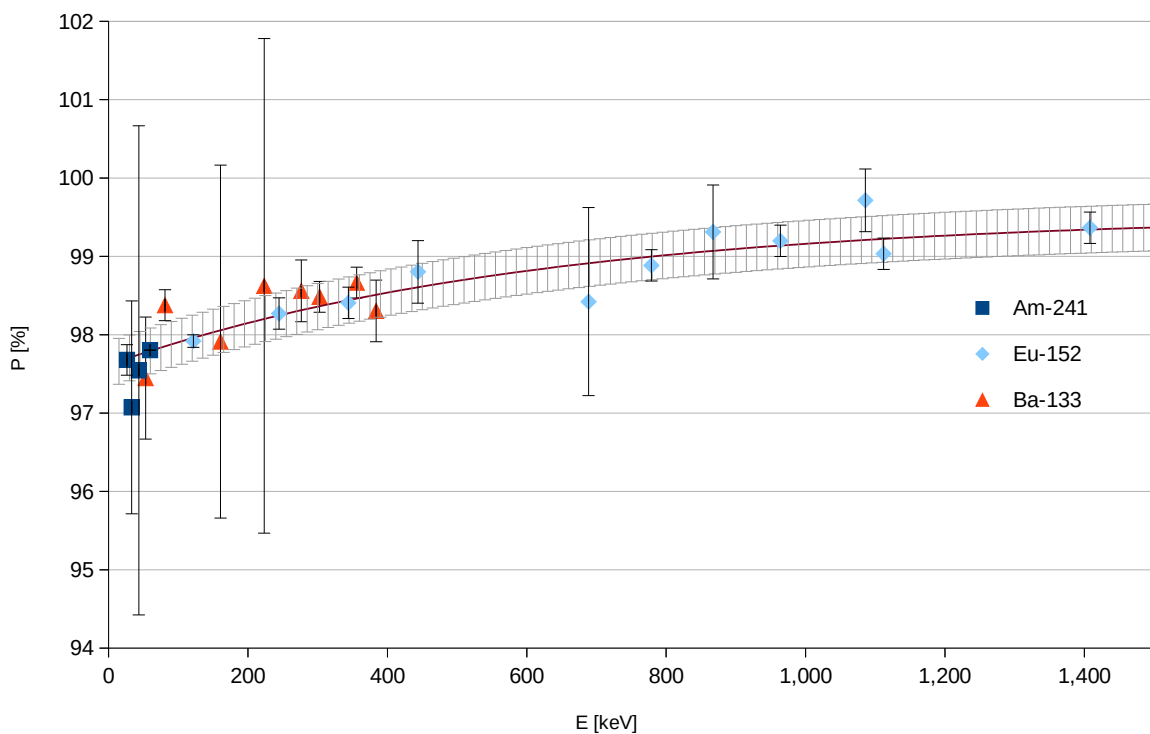
	E [keV]	A ₀ [10 ³]	σ(A ₀) [10 ³]	A _a [10 ³]	σ(A _a) [10 ³]	P [%]	σ(P) [%]
²⁴¹ Am (HPGe)	26,34	1 931,2	1,9	1 886,4	1,9	97,7	0,2
	33,20	92,6	0,7	89,8	0,6	97,1	1,4
	43,42	66,9	1,1	65	1	97,5	3,2
	59,54	29 528	12	28 879	12	97,80	0,06
¹³³ Ba	53,16	242	1	248	1	97,5	0,8
	81,00	3 768,3	3,8	3 836,8	3,8	98,2	0,2
	160,61	61,6	0,7	447	1	97,9	2,3
	223,24	34,3	0,6	1 048,3	1,1	98,6	3,2
	276,40	440,7	0,9	3 036	3	98,6	0,4
	302,85	1 032	1	405,7	0,8	98,5	0,2
	356,01	2 996	3	62,9	0,7	98,7	0,2
	383,85	398,8	0,8	34,8	0,6	98,3	0,4
¹⁵² Eu	121,78	16 442	6,6	16 100	6,4	97,89	0,06
	244,70	2 864,3	2,9	2 814,7	2,8	98,3	0,2
	344,28	7 349,5	7,4	7 232,5	7,2	98,4	0,2
	411,12	676,5	1,4	668,4	1,3	98,8	0,4
	443,97	124,0	0,7	122,1	0,7	98,4	1,2
	778,90	1 681,6	1,7	1 662,9	1,7	98,9	0,2
	867,38	496,6	1,5	493,2	1,5	99,3	0,6
	964,08	1 573,7	1,6	1 561,1	1,6	99,2	0,2
	1 085,84	975	2	973	2	99,7	0,4
	1 112,08	1 297,5	1,3	1 284,9	1,3	99	0,2
	1 408,01	1 629,9	1,6	1 619,6	1,6	99,4	0,2

Tab. 4: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané stínění pro HPGe.

	E [keV]	A ₀ [10 ³]	σ(A ₀) [10 ³]	A _a [10 ³]	σ(A _a) [10 ³]	P [%]	σ(P) [%]
⁵⁵ Fe	5,90	152,1	0,6	142	0,6	93,4	0,7
	6,49	22,2	0,2	21,2	0,2	96,0	2,1
²⁵¹ Am (SiLi)	11,89	570,7	1,1	482,8	1,5	84,6	0,3
	13,94	9 212,0	9,2	8 502,4	8,5	92,3	0,1
	16,84	2 523,4	5,1	2 409,0	4,8	95,5	0,3
	17,75	10 008,9	10,0	9 527,2	9,5	95,2	0,1
	20,79	2 478,0	2,5	2 420,8	2,4	97,7	0,1
	26,34	1 748,0	1,8	1 683,6	1,7	96,3	0,1
	33,20	63,4	0,4	61,9	0,4	97,6	1,0
	43,42	18,8	0,4	18,7	0,4	99,7	3,0
	59,54	4 306,4	4,3	4 236,8	4,2	98,4	0,1

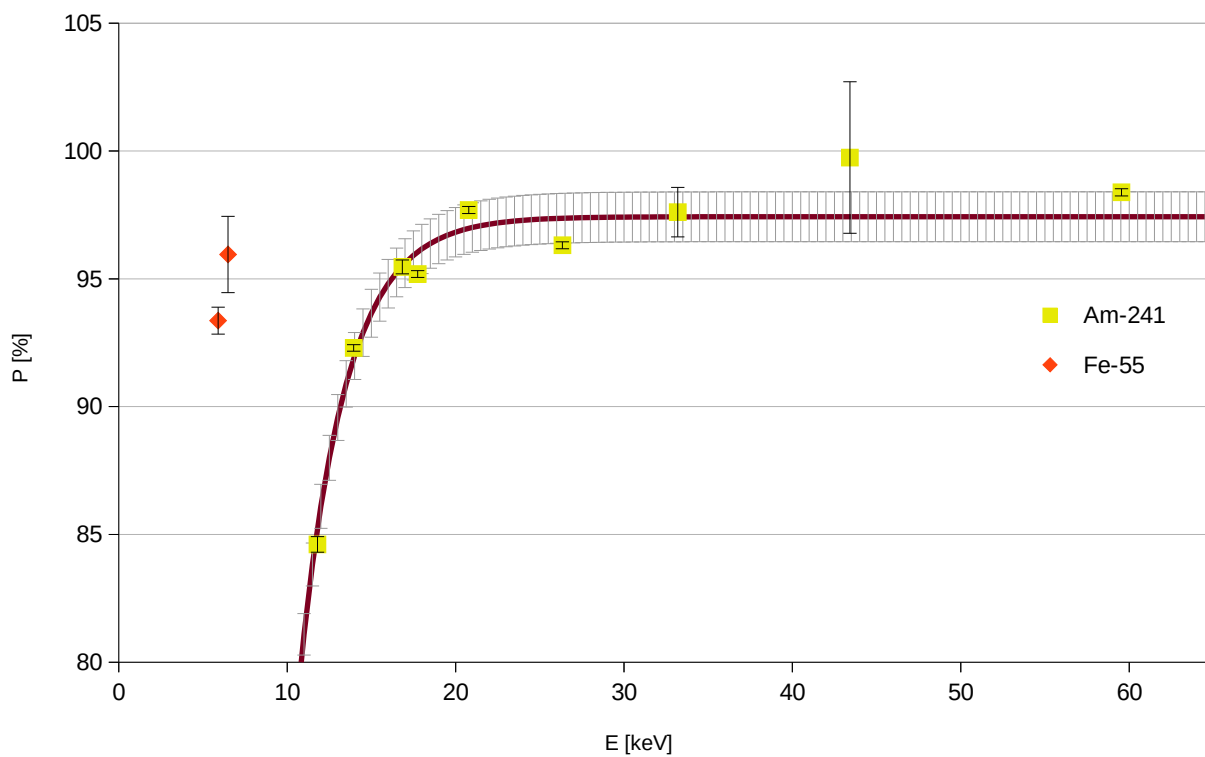
Tab. 5: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané stínění pro SiLi.

Graf stínění na HPGe detektoru



Graf 1: Graf změřených hodnot stínění a jejich závislost na energii (plná čára) pro detektor HPGe (materiál PMMA)

Graf stínění na SiLi detektoru



Graf 2: Graf změřených hodnot stínění a jejich závislost na energii (plná čára pro PMMA) pro detektor SiLi (materiály PMMA a PE).

3.3. Efektivita detekce

Efektivita detekce je definována jako poměr počtu detekovaných fotonů vůči počtu vyzářených fotonů. K hodnotě efektivit výrazně přispívá geometrické uspořádání detektoru a zdroje, jelikož zdroj vyzářuje izotropně, a proto do relativně malého a několik desítek cm vzdáleného detekčního krystalu v detektoru dopadne množství gama kvant úměrné prostorovému úhlu. K jejich správnému zaregistrování však musí dojít k takzvanému úplnému pohlcení, kdy je celá energie deponována do detekčního krystalu. Tento proces je vysvětlen v kapitole 2.2.

Efektivita pak bere v potaz i případy, kdy nedojde k úplnému pohlcení nebo dokonce foton detektorem projde bez interakce. Jelikož používané kalibrační zdroje jsou uzavřeny v PMMA pouzdře (resp. PE pro ^{55}Fe), na rozdíl od měřeného ^{83}Rb , je potřeba opravit změřené plochy píků o utlumení, kterou pouzdro způsobilo. Byla proměřena efektivita HPGe i SiLi detektoru pomocí zdrojů ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am v případě HPGe a ^{55}Fe a ^{241}Am v případě SiLi. Při rozpadu jádra je pravděpodobnost vyzáření konkrétní energie záření gama charakterizována intenzitou I . Ta je pro přechody v izotopech ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am a ^{55}Fe přesně změřena a je uvedena v tabulce 2. Pro každý zdroj byla spočítána sada hodnot N_0 , která vyjadřuje počet vyzářených fotonů za dobu měření v závislosti na energii gama linky E pomocí vztahu

$$N_0 = A_m \cdot I \cdot T \quad ,$$

kde A_m je aktivita v době měření, T je doba měření a I je intenzita dané linky. Následně je efektivita detekce η spočítána jako

$$\eta = \frac{N_m}{N_0 \cdot P} \quad ,$$

kde N_m je počet detekovaných fotonů a P je parametr stínění. Tyto hodnoty jsou uvedeny v tabulkách 6 a 7. Získané dvojice hodnot (E , η) pak byly proloženy tzv. Willettovou formulí [20] pozměněnou přidáním parametru x_5 posouvajícího energii ve tvaru:

$$\eta = \exp(x_0 + x_1 \cdot \ln(E - x_5) + x_2 \cdot \ln^2(E - x_5) + x_3 \cdot e^{-x_4 \cdot \ln(E - x_5)})$$

pro HPGe detektor pro dvě oblasti – oblast energií nižších než je 244 keV (v této práci značená jako <244 keV) a oblast energií vyšších než 244 keV (v této práci značená jako >244 keV) – a parabolou pro SiLi detektor, jelikož nízký počet prokládaných hodnot by snížil relevanci proložení:

$$\eta = x_0 + x_1 \cdot E + x_2 \cdot E^2$$

Určené parametry byly:

$$x_0 = -12,79, x_1 = 3,217, x_2 = -0,3207, x_3 = -0,3036, x_4 = -3,797 \text{ a } x_5 = 0,3236 \text{ keV}$$

pro HPGe <244 keV,

$$x_0 = -0,1093, x_1 = -1,370, x_2 = 0,0351, x_3 = 0,02155, x_4 = -4,756 \text{ a } x_5 = -0,851 \text{ keV}$$

pro HPGe >244 keV a

$$x_0 = 0,09220, x_1 = 0,01402 \text{ a } x_2 = -0,0003874 \text{ pro SiLi.}$$

Relativní nejistota byla odhadnuta na 2,5 % pro HPGe detektor <244 keV, 0,9% pro HPGe detektor >244 keV a 1,3 % pro SiLi detektor. Hodnoty relativní nejistoty proložení byly opět odhadnuty tak, aby byly co nejmenší a zároveň většina prokládaných hodnot měla nižší relativní nejistotu, což spolu s rovnoměrným rozdělením nejistot a faktem, že při fitování mají větší váhu datové body s nižší nejistotou, zaručuje, že takto odhadnutá nejistota bude vyšší než reálná nejistota. Měřené efektivity i stanovené závislosti jsou pak vyneseny na grafu 3 pro HPGe a v grafu 4 pro SiLi. Z těchto závislostí pak byly zjištěné hodnoty efektivity pro energie odpovídající linkám ^{83}Rb , které jsou uvedeny v tabulce 8.

	E [keV]	N_m [10^3]	$\sigma(N_m)$ [10^3]	I [%]	P	N_0 [10^6]	η [%]	$\sigma(\eta)$ [%]
^{133}Ba	53,1622	167,3	0,8	2,14	0,98	76,5	0,219	0,004
	80,9979	2 655,2	2,7	32,9	0,98	1 177,07	0,226	0,003
	276,3989	312,1	0,9	7,16	0,98	257,37	0,121	0,001
	302,8508	731,1	1,5	18,34	0,98	659,59	0,1108	0,001
	356,0126	2 116,3	2,1	62,05	0,98	2 233,83	0,0947	0,0007
	383,8485	283,0	0,8	8,94	0,99	322	0,0879	0,0009
^{152}Eu	121,7817	12 328,6	4,9	28,41	0,98	5 932,57	0,2078	0,0017
	244,6974	2 145,1	2,1	7,55	0,98	1 581,21	0,1357	0,0012
	344,2785	5 505,7	5,5	26,59	0,98	5 579,78	0,0987	0,0008
	411,1165	391,7	1,2	2,24	0,99	470,17	0,0833	0,0007
	443,956	505,2	1,0	3,1	0,99	650,55	0,0777	0,0007
	778,9045	1 259,3	1,3	12,97	0,99	2 737,08	0,0460	0,0004
	867,38	372,1	1,1	4,24	0,99	896,06	0,0415	0,0004
	964,079	1 179,2	1,2	14,5	0,99	3 064,29	0,0385	0,0003
	1 085,837	727,6	1,5	10,13	0,99	2 142,31	0,0340	0,0003
	1 089,737	124,0	0,7	1,73	0,99	365,87	0,0339	0,0004
	1 112,076	970,2	1,9	13,41	0,99	2 836,37	0,0342	0,0003
	1 212,948	94,7	0,6	1,42	0,99	299,64	0,0316	0,0003
	1 299,142	101,2	0,5	1,63	0,99	345,68	0,0293	0,0003
	1 408,013	1 222,4	1,2	20,85	0,99	4 415,31	0,0277	0,0002
	^{241}Am (HPGe)	26,3446	1 561,6	1,6	2,31	0,98	905,96	0,172
33,196		88,3	0,6	0,126	0,98	49,43	0,179	0,005
43,423		56,7	1,0	0,073	0,98	28,64	0,20	0,02
59,5409		30 920,0	12,0	35,92	0,98	14 101,4	0,219	0,002

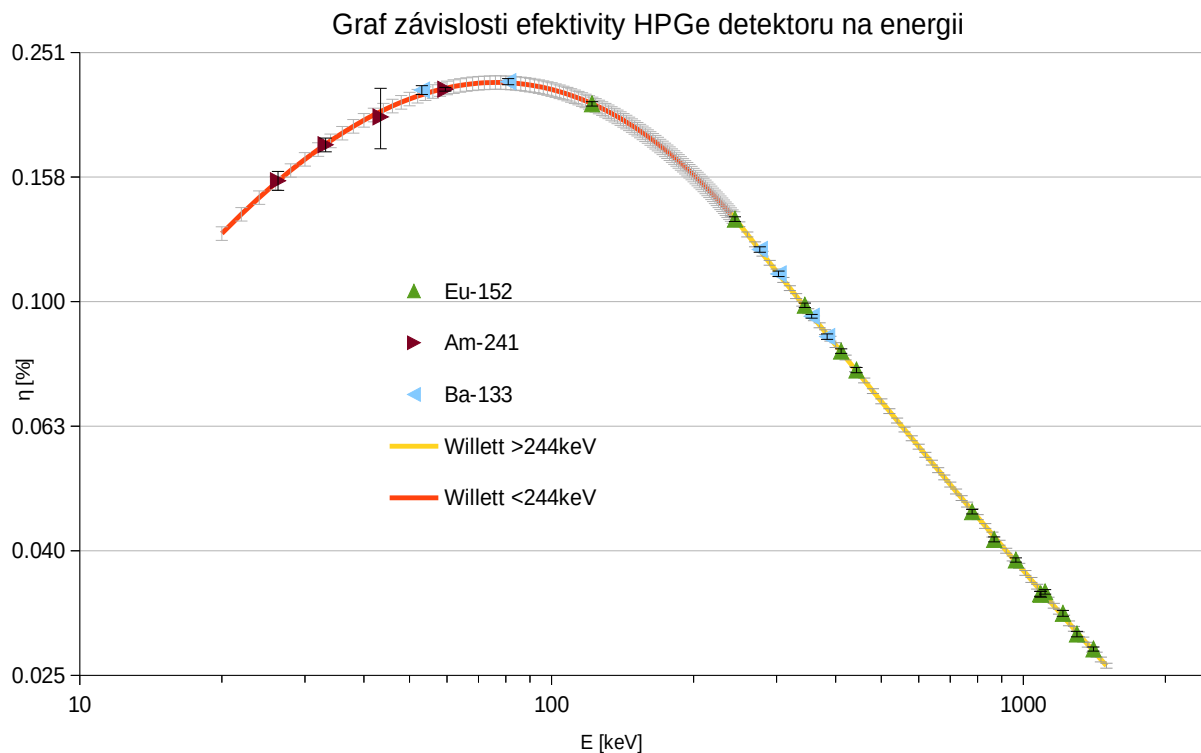
Tab. 6: Změřené plochy píků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané efektivity pro HPGe detektor. Neurčitosti energie a intenzity byly z důvodu přehlednosti tabulky vynechány. Jejich hodnoty jsou uvedeny v tabulce 2.

	E [keV]	$N_m [10^3]$	$\sigma(N_m) [10^3]$	I [%]	P	$N_0 [10^6]$	η [%]	$\sigma(\eta)$ [%]
^{241}Am (SiLi)	11,89	570,6	1,1	0,837	0,86	287,64	0,198	0,002
	13,9443	9 212	9	11,6	0,92	4 278,23	0,215	0,002
	17,7504	1 0008	10	11,83	0,96	4 560,86	0,219	0,002
	20,7850	2 478,0	2,5	2,94	0,97	1 144,39	0,217	0,002
	26,3446	1 748,0	1,7	2,31	0,97	902,81	0,194	0,003
	33,1964	63,4	0,4	0,126	0,97	49,27	0,129	0,003
	43,423	18,8	0,4	0,073	0,97	28,55	0,066	0,007
	59,5409	4 306,4	4,3	35,92	0,97	0	0,0307	0,0002
^{55}Fe	5,88769	56,5	0,3	25,02	0,93	34,74	0,162	0,004
	6,4059	8,5	0,1	3,4	0,96	4,85	0,174	0,005

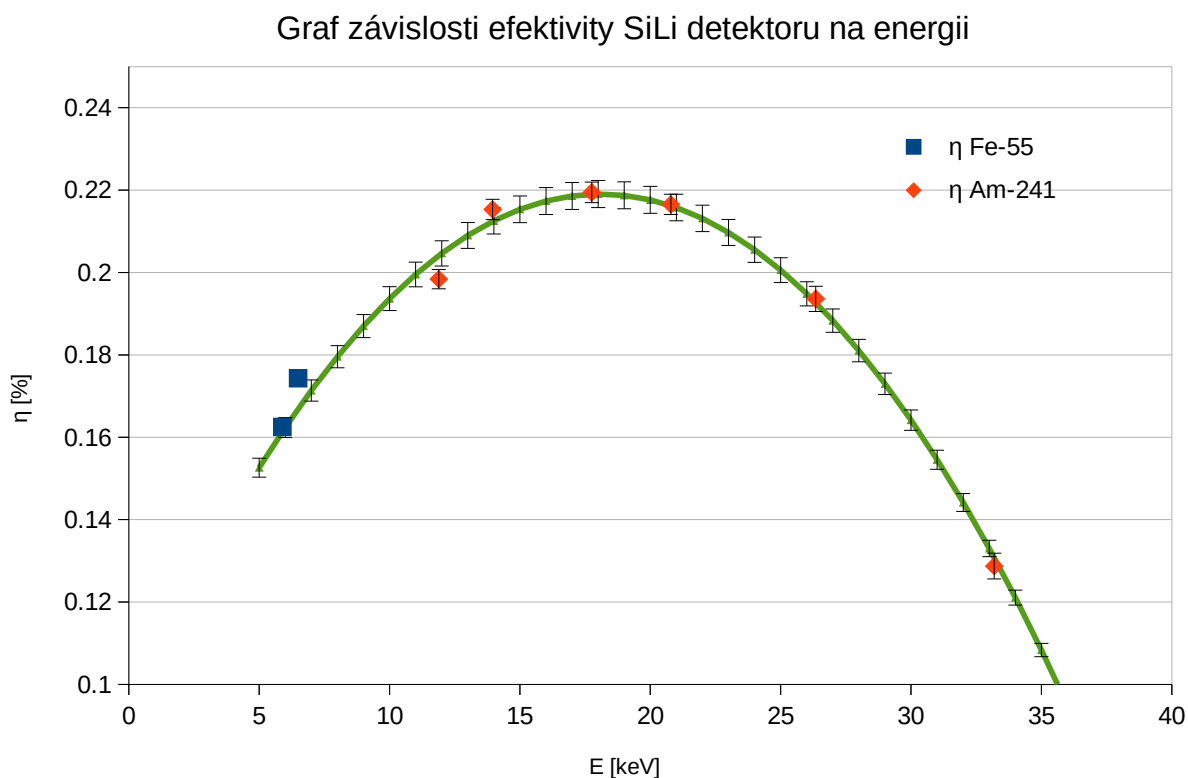
Tab. 7: Změřené plochy píků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané efektivity pro SiLi detektor. Neurčitosti energie a intenzity byly z důvodu přehlednosti tabulky vynechány. Jejich hodnoty jsou uvedeny v tabulce 2.

	E [keV]	η [%]
SiLi	9,4057	0,194
	32,1516	0,144
HPGe	32,1516	0,176
	118,914	0,210
	128,476	0,204
	227,340	0,145
	520,397	0,067
	529,592	0,066
	552,547	0,063
	562,002	0,062
	648,580	0,055
	680,723	0,052
	789,165	0,046
798,583	0,045	

Tab. 8: Hodnoty efektivit pro energie odpovídající linkám ^{83}Rb .



Graf 3: Změřené hodnoty efektivity na detektoru HPGe a z nich spočítané závislosti ve formě Willettových formulí.



Graf 4: Změřené hodnoty efektivity na detektoru SiLi a z nich spočítaná kvadratická závislost.

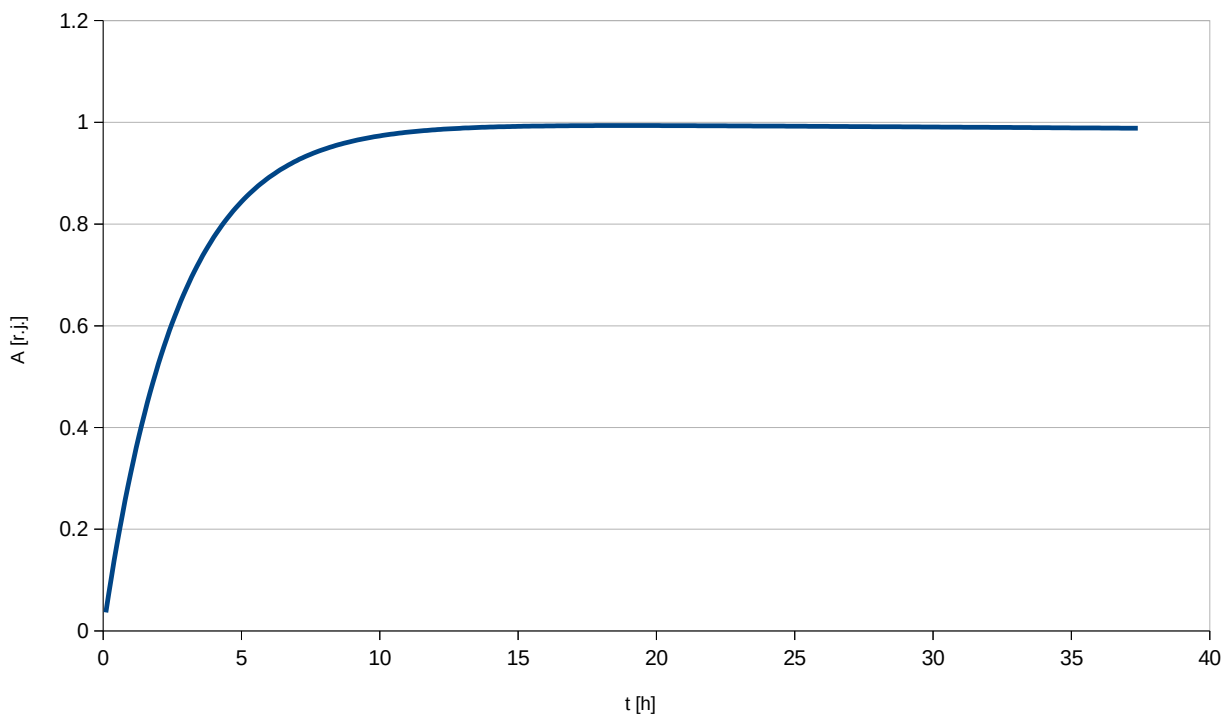
3.4. Únik ^{83m}Kr z ^{83}Rb zdroje

Jelikož byl rubidiový zdroj deponován na povrch HOPG a nebyl ani ničím zakryt, tak mohlo dojít k úniku meziprojektu rozpadu – metastabilního ^{83m}Kr – před jeho rozpadem mimo oblast měřenou detektorem. Pokud by byl únik kryptonu 100%, tak by po hermetickém uzavření zdroje, aktivita kryptonu rostla až do doby přibližně 18 hodin po uzavření, kdy by začala exponenciálně klesat prakticky s poločasem rozpadu ^{83}Rb . Průběh aktivity A v čase t odpovídá vztahu

$$A(t) = A_0 \cdot \frac{T_{Rb}}{T_{Rb} - T_{Kr}} \cdot \left(2^{-\frac{t}{T_{Rb}}} - 2^{-\frac{t}{T_{Kr}}} \right),$$

kde T_{Rb} a T_{Kr} jsou poločasy rozpadu ^{83}Rb a ^{83m}Kr respektive a A_0 je počáteční aktivita, a jehož průběh je kvalitativně znázorněn v grafu 5.

Průběh aktivity Kr-83m po uzavření zdroje při jeho 100% úniku ze zdroje



Graf 5: Tvar průběhu aktivity po uzavření zdroje odpovídající 100% úniku kryptonu před jeho uzavřením

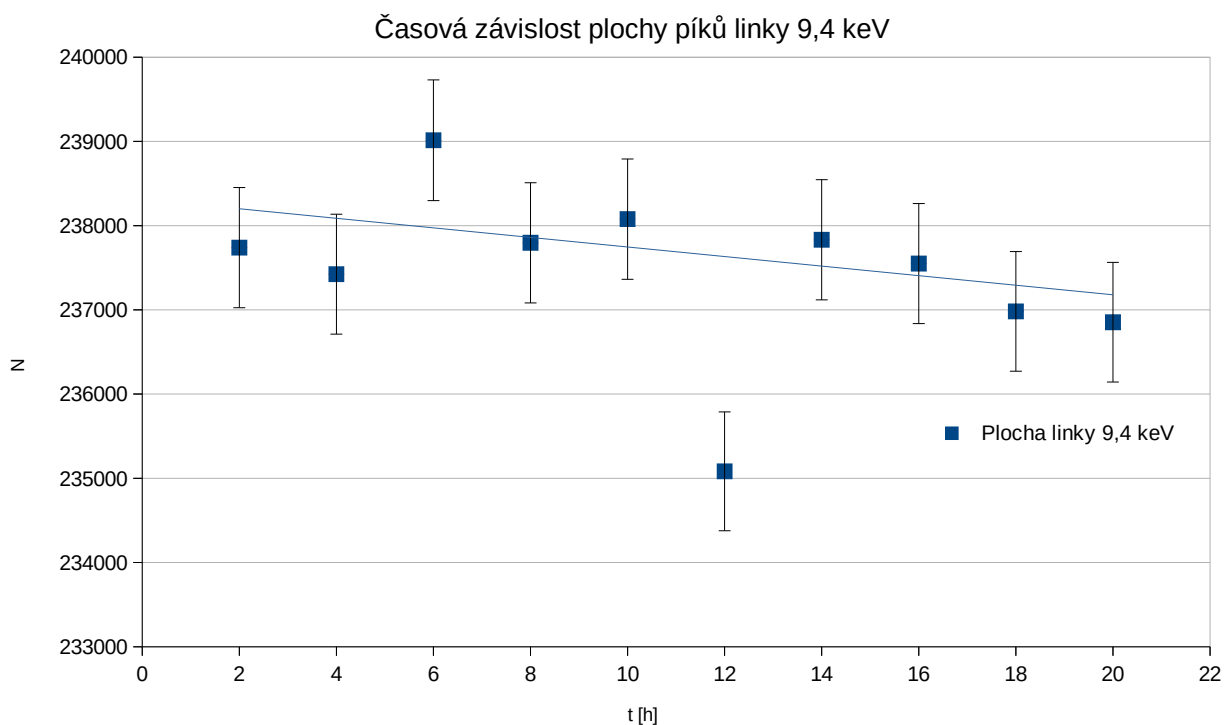
Pokud by krypton neunikal vůbec, tak by časem uzavření byl čas výroby zdroje, a potřebných 18 hodin by již bylo uplynulo. Pokud by docházelo k částečnému úniku, byla by výsledná závislost proporční kombinací obou situací. Ke zjištění úniku kryptonu byl zdroj hermeticky uzavřen a poté bylo provedeno deset navazujících dvouhodinových měření na SiLi detektoru.

Jelikož jediným meziprojektu, který se nerozpadá téměř okamžitě, je ^{83m}Kr , tak stačí změřit závislost jedné jeho rozpadové linky, a ze statistického hlediska je nejvýhodnější použít nejsilnější linku, v tomto případě linku s energií okolo 9,4 keV. Výsledky měření jsou vyneseny v tabulce 9 a znázorněny v grafu 6. Jak lze okamžitě vypočítat tak po celou dobu měření aktivita (tudíž i plocha za pevnou dobu

měření tj. 2 hodiny) této linky klesá a poměr ploch linky 9,4 keV na začátku a na konci měření je $99,6 \pm 0,4\%$, což v rámci nejistoty měření odpovídá hodnotě 99,4%, která je spočítaná pomocí rozpadového zákona rubidia po dobu měření. Nejistota takto vypočtené hodnoty je vůči nejistotě měřené hodnoty zanedbatelná. Únik kryptonu ze zdroje lze tedy považovat za malý.

t [h]	N	$\delta(N)$ [%]
2	237 739,7	0,3
4	237 424,3	0,3
6	239 014,7	0,3
8	237 797,1	0,3
10	238 078,3	0,3
12	235 082,7	0,3
14	237 832,6	0,3
16	237 550,7	0,3
18	236 982,1	0,3
20	236 853,4	0,3

Tab. 9: Plochy N píků linky 9,4 keV pro různé hodnoty času t konce měření od uzavření zdroje.



Graf 6: Graf časové závislosti plochy N píků linky 9,4 keV.

3.5. Změřené energie záření gama v rozpadu ^{83}Rb

Jedním z dílčích cílů této práce je proměřit energie přechodů ^{83}Rb . Toho bylo docíleno tak, že byl studovaný rubidiový zdroj měřen zároveň s kalibračním zdrojem s jasně danými energiemi přechodu [12]. Následně byly pro každou energii náležící rubidiu nalezeny dvě blízké energie náležící kalibračnímu zdroji, jedna nižší a jedna vyšší. Jím odpovídající čísla kanálů poté byly proloženy lineární závislostí tak, aby odpovídaly kalibračním energiím. Následně bylo do rovnice této závislosti dosazeno číslo kanálu rubidiové linky. Proběhly tři měření s kalibračními zdroji: jednou s ^{133}Ba a dvakrát s ^{152}Eu . Pro dodatečná data byly nejslabší tři linky zkalibrovány stejným způsobem i ze spektra samotného rubidia, přičemž jako kalibrační energie byly vzaty silnější, předtím určené, linky rubidia. Tento postup byl zvolen z toho důvodu, že v kombinovaných spektrech linky rubidia o nízké intenzitě a hodnotě energií zanikaly v pozadí z Comptonových rozptylů linek o vyšších energiích nejen samotného rubidia ale i kalibračních zdrojů. Hodnoty takto zjištěných energií přechodů v rubidiu jsou uvedeny v tabulce 10. Vyjma těchto přechodů dochází i k vyzařování fotonů o energii $9,4057 \pm 0,0006 \text{ keV}$ a $32,1516 \pm 0,0005 \text{ keV}$. Tyto hodnoty energie byly měřeny v relativně blízké minulosti rovněž z důvodů přesnosti kalibrace KATRIN, a to způsobem, jehož opakování by bylo náročné neúměrně možnosti zpřesnění těchto, již tak dost přesných, hodnot a tak byly pouze přejaty z kompilačních dat [8]. V tabulce 10 je zároveň uveden přechod o energii $227,340 \pm 0,037 \text{ keV}$, který se ve starší literatuře nevyskytuje, avšak jeho energie odpovídá přesně přechodu mezi 6. a 4. excitovaným stavem jádra ^{83}Kr (viz [8]) a zároveň nebyl nalezen ve spektru pozadí, z čehož vyplývá, že přísluší spektru ^{83}Rb .

E [keV]	$\sigma(E)$ [keV]
118,914	0,021
128,476	0,085
227,340	0,037
520,397	0,007
529,592	0,007
552,547	0,007
562,002	0,038
648,580	0,011
680,723	0,023
789,165	0,022
798,583	0,023

Tab. 10: Tabulka zjištěných energií přechodů ^{83}Rb .

3.6. Změřené intenzity přechodů

Při radioaktivním rozpadu málokdy dochází k přímému přechodu do základního stavu dceřiného jádra. Obvykle dojde k přechodu do excitovaného stavu a až ten následně kaskádou přechodů dojde do stavu základního. Z toho důvodu tak na jeden beta rozpad ^{83}Rb může připadat několik fotonů gama. Zároveň však může docházet ke vnitřní konverzi, kdy je energie přechodu, spolu s momentem hybnosti, odnesena elektronem z obalu daného atomu, a není tak detekovatelná v této práci používanou detekční metodou. Z těchto důvodů se v této práci rozlišují dva typy intenzit. Prvním typem je intenzita relativní I_R , která vyjadřuje poměr počtu vyzářených fotonů dané energie vůči počtu fotonů energie s nejvyšším počtem těchto fotonů, pro kterou se přiřadí hodnota relativní intenzity 100 %. Vztah pro výpočet relativní intenzity je:

$$I_R(E) = \frac{N(E) \cdot \eta(E_{max})}{\eta(E) \cdot N(E_{max})},$$

kde η je efektivita detekce, N je počet detekovaných fotonů a E_{max} je energie s největším počtem detekovaných fotonů.

Následně byly zjištěny konverzní koeficienty C_K pomocí webového nástroje BrIcc, jehož princip a ovládání je vysvětleno v [21] (potřebné multipolarity přechodů a směšovací poměry byly vzaty z [8]) a došlo k sestavení soustavy rovnic pomocí známé struktury jaderných hladin ^{83}Kr podle [8].

K tomu došlo pomocí logického odvození, že součet rozpadů dané hladiny na nižší hladiny, které jsou indikovány příslušnou relativní intenzitou a odpovídají relativní intenzitě vynásobené totálním konverzním koeficientem zvětšeným o jedničku, musí odpovídat podobně určenému součtu všech rozpadů z vyšších hladin na tuto hladinu plus sycení dané hladiny z primárního beta rozpadu, což je v dané rovnici jediná neznámá.

Tímto způsobem nelze určit sycení základní hladiny pro které byla přijata hodnota $2,5 \pm 2,5$ % navržená v práci [8]. Takto určená sycení jsou již ve správném poměru a v dalším kroku byla normována na 100 rozpadů ^{83}Rb . Příslušným normovacím faktorem je poté potřeba vynásobit také relativní intenzity zvětšené koeficientem konverze abychom získali intenzity absolutní I_A , která je tím druhým typem intenzit.

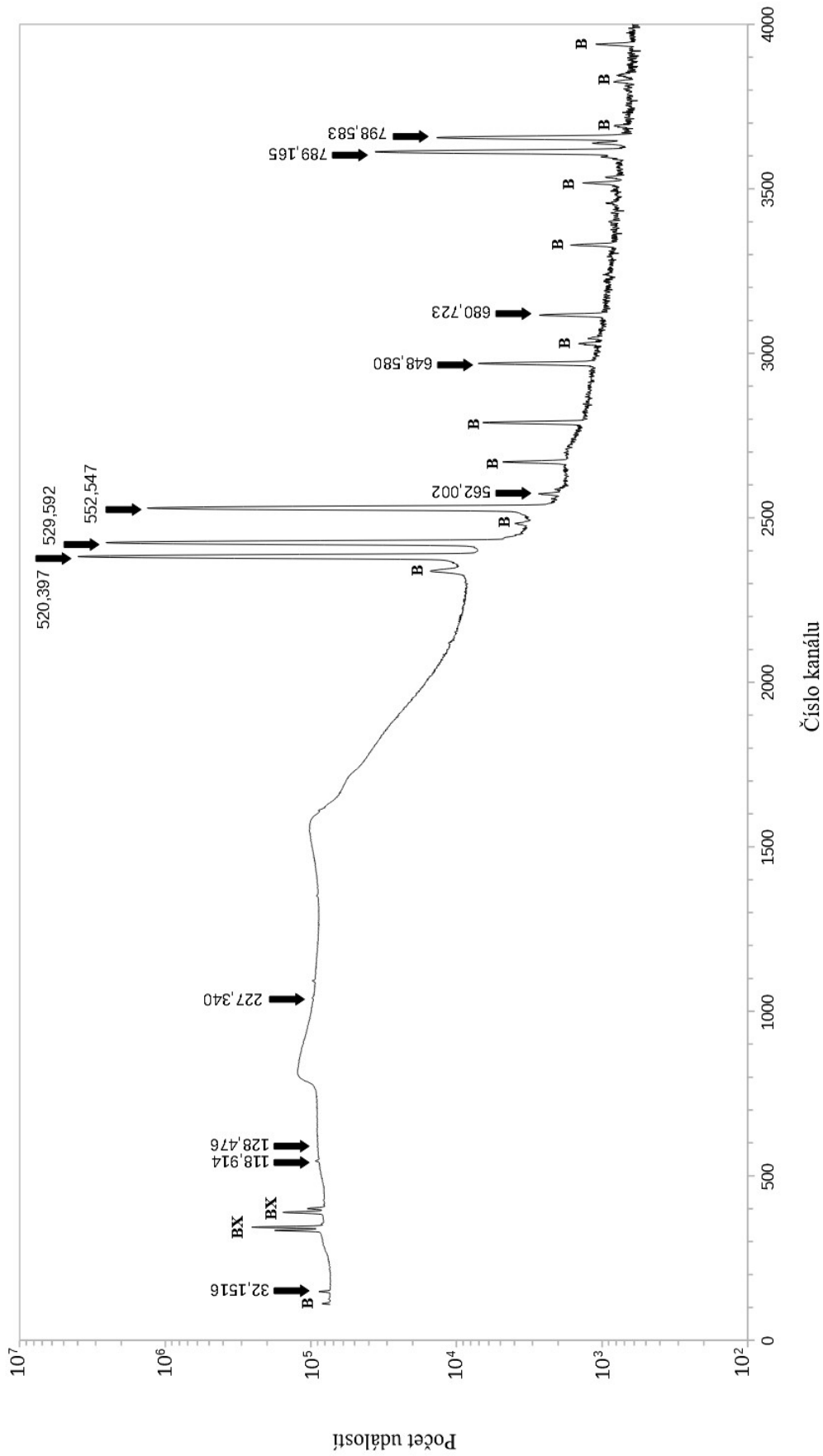
Základní měření pro potřeby určení intenzit probíhalo jak na HPGe – dvě měření s rubidiovým zdrojem a jedno měření pozadí – tak na SiLi – jedno měření se zdrojem a jedno měření pozadí. Na obou detektorech byla měřena energetická linka 32 keV, pomocí které byla všechna měření propojena. V tabulce 11 je uvedena relativní i absolutní intenzita a konverzní koeficienty pro danou energii přechodu.

Na obrázku 6 je vynesena část spektra ^{83}Rb z detektoru HPGe pokrývající všechny linky původem z ^{83}Rb . Ty jsou znázorněny šipkou s příslušnou energií dané linky. Písmenem B jsou označeny zřetelné píky, nebo dvojice píků příslušející pozadí. Písmena BX pak označují čtyři píky rentgenového záření olova ze stínění detektoru.

	E [keV]	I _R [%]	σ(I _R) [%]	C _K	σ(C _K)	I _A [%]	σ(I _A) [%]
SiLi	9,4095	13,49	0,18	16,31	0,23	97,3	2,6
	32,1516	0,0899	0,0015	1 950	30	73,1	2,1
HPGe	32,1516	0,0899	0,0028	1 950	30	73,1	2,9
	118,914	0,032	0,002	0,28	0,21	0,0172	0,0011
	128,476	0,007	0,004	0,22	0,16	0,0034	0,0018
	227,340	0,016	0,0019	0,00081	0,00012	0,0068	0,0008
	520,397	100	0,90	0,00284	0,00004	41,8	1,1
	529,592	65,11	0,59	0,00191	0,00003	27,2	0,7
	552,547	35,54	0,32	0,000765	0,000011	14,8	0,4
	562,002	0,021	0,0032	0,00499	0,00007	0,0088	0,0013
	648,580	0,196	0,0022	0,0015	0,000021	0,0819	0,0021
	680,723	0,062	0,0013	0,000474	0,000007	0,0258	0,0008
	789,165	1,504	0,014	0,000884	0,000013	0,627	0,016
798,583	0,550	0,005	0,00086	0,000012	0,229	0,006	

Tab. 11: Relativní i absolutní intenzity a koeficienty vnitřní konverze pro změřené přechody v ⁸³Rb. U přechodů s neznámou multipolaritou byla uvažována nejnižší možná multipolarita. Konkrétně E1 u linky o energii 227 keV a M2 u linky o energii 562 keV.

Spektrum Rb-83



Obr. 6: Část spektra ^{83}Rb z detektoru HPGe pokrývající všechny linky původem z ^{83}Rb . Ty jsou označeny šipkou a hodnotou energie přechodu. Zřetelné linky nebo dvojice linek pozadí jsou označeny písmenem B a dvojice linek rentgenového záření buzeného v olověném stínění detektoru jsou označeny BX.

Závěr

V kapitole 3.2. bylo změřeno stínění gama záření pouzdrů kalibračních zdrojů ^{55}Fe , ^{133}Ba , ^{152}Eu a ^{241}Am . Tyto zdroje byly vyrobeny a kalibrovány firmou Český metrologický institut. Tato kalibrace by mohla být drobným zdrojem systematických nejistot, jelikož kalibrační certifikáty měly v době měření prošlou dobu platnosti. Vzhledem k inertnosti radioaktivních procesů k vnějším podmínkám však bylo rozhodnuto tyto zdroje a certifikáty v této práci použít. V kapitole 3.3. byla měřena efektivita detekce vyzářených fotonů, do které byl zahrnut jak geometrický faktor, tak i faktor, který odpovídá pravděpodobnosti úplného pohlcení záření v detektoru. Poslední kalibrační měření určilo poměr úniku plynného $^{83\text{m}}\text{Kr}$ ze zdroje ^{83}Rb . Ten, jak lze vidět v kapitole 3.4., byl zanedbatelný.

Následně došlo v kapitole 3.5. k několika současným měření spekter vybraného kalibračního zdroje spolu se zdrojem ^{83}Rb . To umožnilo určit přesné hodnoty energií přechodů v excitovaném jádře ^{83}Kr , který vznikl rozpadem ^{83}Rb . V tabulce 10 jsou tyto hodnoty uvedeny. Hodnoty dvou nejnižších energií nebyly v rámci této práce měřeny, jelikož již byly proměřovány nedávno za stejným účelem jako zbytek energií v této práci s přesností přesahující tu, která byla dosažitelná v této práci, a tak jsou v tabulce pouze uvedeny jejich hodnoty převzaté z [8]. Oproti původním naměřeným hodnotám nebyl v této práci vidět přechod o energii přibližně 237 keV. Pro tento výsledek existují dva důvody. První je daný tím, že intenzita přechodu podle původní práce je velmi malá [8]. Ten druhý je dán přítomností linky se stejnou energií, která se však nachází i ve spektru pozadí. Na druhou stranu byl naměřen přechod o energii 227 keV, který se v původním měření nevyskytuje a který podle schématu hladin ^{83}Kr odpovídá přechodu mezi 6. a 4. excitovaným stavem. Relativní nejistota určení těchto energií byla menší než 0,018 %, kromě přechodu o energii přibližně 128 keV, kde činila 0,066 %. V hodnotách absolutních nejistot se jedná o 7 eV u nejsilnějších linek až 38 eV u nejslabších linek, u linky o energii 128 keV se jedná o 85 eV.

Multipolarita přechodů i jejich schéma byly přejaty z [8], jelikož ani jedna z těchto veličin nebyla v této práci měřena.

Nakonec byly proměřeny samostatné intenzity přechodů, jak relativní tak i absolutní (viz tabulka 11). Relativní intenzity vycházejí ve shodě s [8], jsou určeny přímo z měření gama záření a jsou normovány tak, aby nejsilnější linka měla tuto intenzitu rovnu 100 %. Tato intenzita počítá pouze s gama zářením. Absolutní intenzity vyjadřují pravděpodobnost, že při daném rozpadu jádra dojde k přechodu o dané energii ať už vyzářením gama fotonu nebo konverzního elektronu. Během výpočtu absolutních intenzit je mezivýsledkem hodnota sycení jednotlivých hladin z primárního rozpadu. Absolutní neurčitost relativních intenzit vychází průměrně 5 krát menší než v [8] a relativní se, dle očekávání, chová zhruba jako převrácená hodnota relativních intenzit. K tomu došlo z důvodu rozdílného poměru signálu v detektoru ku šumu, proto nejsilnější linky mají tuto nejistotu pod 1 %, ale ty nejslabší

ji mají přes 10 %. Absolutní intenzity pak nemohou mít neurčitosti nižší, naopak postup jejich výpočtů a přidání konverzních koeficientů tuto neurčitost zvyšují, což se projeví hlavně u těch nejnižších relativních nejistot, které nejsou nižší než 2,1 %. Ke zlepšení nejistot obou intenzit by bylo nutné zvýšit poměr signálu a šumu. Toho by šlo dosáhnout buď použitím zdrojů o vyšší aktivitě, k čemuž by nutně musel být vylepšen i detektor, aby mohlo být měření považováno za validní z hlediska mrtvé doby detektoru, a nebo zlepšením stínění detektoru od přirozeného pozadí. U absolutních intenzit by ještě pomohlo snížit nejistoty konverzních koeficientů.

Seznam použité literatury:

- [1]: M. Zbořil, S. Bauer, M. Beck a kol, Ultra-stable implanted $^{83}\text{Rb}/^{83\text{m}}\text{Kr}$ electron sources for the energy scale monitoring in the KATRIN experiment, *Journal of Instrumentation*, **8** (2013) P03009.
- [2]: D. Vénos, A. Špalek O. Lebeda a M. Fišer. $^{83\text{m}}\text{Kr}$ radioactive source based on ^{83}Rb trapped in cation-exchange paper or in zeolite., *Applied Radiation and Isotopes*, **63**, (2005), 323 - 327.
- [3]: Project 8 collaboration, Determining the neutrino mass with cyclotron radiation emission spectroscopy – Project 8, *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, **44** (2017) 054004.
- [4]: ALICE collaboration, The ALICE Transition Radiation Detector: Construction, operation, and performance, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **881** (2018) 88–127.
- [5]: COHERENT collaboration, Development of a $^{83\text{m}}\text{Kr}$ source for the calibration of the CENNS-10 liquid argon detector, *Journal of Instrumentation*, **16** (2021) P04002.
- [6]: A. G. Singh, E. P. Bernard, A. Biekert a kol, Analysis of $^{83\text{m}}\text{Kr}$ prompt scintillation signals in the PIXeY detector, *Journal of Instrumentation*, **15** (2020) P01023–P01023.
- [7]: W. X. Xiong, M. Y. Guan a kol, Calibration of liquid argon detector with $^{83\text{m}}\text{Kr}$ and ^{22}Na in different drift fields, *Radiation Detection Technology and Methods*, **4** (2020) 147–152.
- [8]: E.A. McCuthan, Nuclear Data Sheets for A = 83. *Nuclear Data Sheets*, **125** (2015) 201 - 394.
- [9]: Ponor. [cit. 2023-06-04]. Dostupný pod licencí Creative Commons na WWW:<https://en.wikipedia.org/wiki/File:Photoelectric_effect_in_a_solid_-_diagram.svg>.
- [10]: Jabberwok. [cit. 2023-06-04]. Dostupný pod licencí Creative Commons na WWW:<<https://en.wikipedia.org/wiki/File:Compton-scattering.svg>>.
- [11]: Jess J. Brewer, [cit. 2023-06-04]. Dostupný pod licencí Creative Commons na WWW:<https://en.wikipedia.org/wiki/File:Pair_production_Cartoon.gif>.
- [12]: M. M. Bé, V. P. Chev, Recommended standards for gamma ray intensities, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **728** (2013) 157.
- [13]: R. D. Deslattes, E. G. Kessler a kol., X-ray transitions energies: new approach to a comprehensive evaluation, *Reviews of modern Physics*, **75** (2003) 35.
- [14]: M. C. Lépy, J. Plagnard, L. Ferreux, Measurement of ^{241}Am L X-ray emission probabilities, *Applied Radiation and Isotopes* **66** (2008) 715.
- [15]: S.Y.F. Chu, L. P. Ekström, R. B. Firestone, WWW Table of Radioactive Isotopes, <<http://nucleardata.nuclear.lu.se/toi/>>.
- [16]: M. M. Bé, V. Chisté, Atomic and Nuclear data, <www.lnhb.fr/nuclear-data/nuclear-data-table/>.
- [17]: Český metrologický institut, Certifikáty o kalibraci radioaktivních zdrojů ^{55}Fe (č. 9031-OL-324/06), ^{133}Ba (č. 1035-SE30889-14), ^{152}Eu (č. 1035-SE-30327-15),

²⁴¹Am (č. 1035-SE-30890-14), certifikáty jsou uloženy ve skupině elektronové spektroskopie ÚTF.

[18]: J. Frána, Program DEIMOS32 for gamma-ray spectra evaluation, *Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry*, **257** (2003) 583 - 587.

[19]: Y. Khazov, A Rodionov, Nuclear Data Sheets for A = 133, *Nuclear Data Sheets* **112** (2011) 855.

[20]: J. B. Willett, *Radioactivity in nuclear spectroscopy*, ed. J. H. Hamilton New York 1971, p. 1317.

[21]: T. Kibédi, T.W. Burrows, M.B. Trzhaskovskaya a kol. Evaluation of theoretical conversion coefficients using BrIcc, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, **589** (2008) 202-229.

Seznam tabulek

<i>Tab. 1: Dosavadní hodnoty energií a intenzit gama přechodů ^{83}Rb [8].....</i>	<i>2</i>
<i>Tab. 2: Tabulkové hodnoty energií a intenzit přechodů ^{55}Fe, ^{133}Ba, ^{152}Eu a ^{241}Am převzaté z [12][13][14][15][16].....</i>	<i>6</i>
<i>Tab. 3: Hodnoty kalibračních zdrojů [17] a některé, z nich spočítané a v této práci potřebné, hodnoty.....</i>	<i>7</i>
<i>Tab. 4: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané stínění pro HPGe.....</i>	<i>12</i>
<i>Tab. 5: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané stínění pro SiLi.....</i>	<i>13</i>
<i>Tab. 6: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané efektivity pro HPGe detektor.....</i>	<i>17</i>
<i>Tab. 7: Změřené plochy piků jednotlivých přechodů kalibračních izotopů a z nich spočítané efektivity pro SiLi detektor.....</i>	<i>18</i>
<i>Tab. 8: Hodnoty efektivity pro energie odpovídající linkám ^{83}Rb.....</i>	<i>18</i>
<i>Tab. 9: Plochy N piků linky 9,4keV pro různé hodnoty času t konce měření od uzavření zdroje.....</i>	<i>21</i>
<i>Tab. 10: Tabulka zjištěných energií přechodů ^{83}Rb.....</i>	<i>22</i>
<i>Tab. 11: Relativní i absolutní intenzity a koeficienty vnitřní konverze pro změřené přechody v ^{83}Rb.....</i>	<i>24</i>

Seznam grafů

<i>Graf 1: Graf změřených hodnot stínění a jejich závislost na energii (plná čára) pro detektor HPGe (materiál PMMA).....</i>	<i>13</i>
<i>Graf 2: Graf změřených hodnot stínění a jejich závislost na energii (plná čára pro PMMA) pro detektor SiLi (materiály PMMA a PE).....</i>	<i>14</i>
<i>Graf 3: Změřené hodnoty efektivity na detektoru HPGe a z nich spočítané závislosti ve formě Willettových formulí.....</i>	<i>19</i>
<i>Graf 4: Změřené hodnoty efektivity na detektoru SiLi a z nich spočítaná kvadratická závislost.....</i>	<i>19</i>
<i>Graf 5: Tvar průběhu aktivity po uzavření zdroje odpovídající 100% úniku kryptonu před jeho uzavřením.....</i>	<i>20</i>
<i>Graf 6: Graf časové závislosti plochy N píku linky 9,4 keV.....</i>	<i>21</i>