



VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ

BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY

FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH TECHNOLOGIÍ

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION

ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC TECHNOLOGY

MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ S OPTICKÝMI VLÁKNY

OPTICAL FIBRES FOR IONISING RADIATION MEASUREMENTS

DIPLOMOVÁ PRÁCE

MASTER'S THESIS

AUTOR PRÁCE

AUTHOR

Bc. Tadeáš Zbožínek

VEDOUCÍ PRÁCE

SUPERVISOR

Ing. Břetislav Mikel, Ph.D.

BRNO 2023

Diplomová práce

magisterský navazující studijní program **Elektrotechnická výroba a management**

Ústav elektrotechnologie

Student: Bc. Tadeáš Zbožínek

ID: 214774

Ročník: 2

Akademický rok: 2022/23

NÁZEV TÉMATU:

Měření ionizujícího záření s optickými vlákny

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Sestavte a ověřte metodu měření ionizujícího záření s využitím optických vláken. K detekci ionizujícího záření využijte scintilační materiál. K přenosu scintilačního záření ze scintilačního materiálu k detektoru použijte optická vlákna. Detekci přeneseného záření můžete realizovat polovodičovým detektorem na principu rychlých diod, fotonásobičem nebo jiným vhodným fotodetektorem. Vyhodnoťte vliv scintilačního materiálu, optického vlákna a detektoru na citlivost měření. Shrňte hlavní výhody a nevýhody této metody měření.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 6.2.2023

Termín odevzdání: 23.5.2023

Vedoucí práce: Ing. Břetislav Mikel, Ph.D.

doc. Ing. Petr Bača, Ph.D.
předseda rady studijního programu

UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č.40/2009 Sb.

Abstrakt

Diplomová práce je zaměřena na prostudování metod měření ionizujícího záření pomocí optických vláken. Větší pozornost je věnována jejich použití společně se scintilačními materiály. Navrhovaná metoda umožňuje propojení elektronického detektoru se scintilačním senzorem optickou cestou. Propojením získáme možnost odstínění detektoru od účinků vysokých aktivit ionizujícího záření. Odstíněný detektor tak nebude podléhat negativním účinkům tohoto záření a bude možné jej využívat i při dlouhodobém měření vysokých aktivit. Princip navrhované metody je ověřen experimentálním měřením a zároveň porovnáním různých druhů určen optimální výběr vlákna pro tuto metodu.

Klíčová slova

Ionizující záření, radioaktivita, scintilační detektory, měření ionizujícího záření, optická vlákna

Abstract

The work focuses on studying methods of measuring ionizing radiation using optical fibres. More attention is paid to their use, together with scintillation materials. The proposed method allows the connection of an electronic detector with a scintillation sensor by optical means. The interconnection provides the possibility of shielding the detector from the effects of high ionizing radiation activities. The shielded detector will thus not be subject to the adverse effects of this radiation and can be used even for long-term measurements of high activities. First experimental measurements of reference sources verify the principle of the proposed method and help to select the best choice for the type of optical fibre.

Keywords

Ionizing radiation, radiation, scintillation detectors, ionizing radiation measurement, optical fibres

Bibliografická citace

ZBOŽÍNEK, Tadeáš. Měření ionizujícího záření s optickými vlákny [online]. Brno, 2023 [cit. 2023-05-21]. Dostupné z: <https://www.vut.cz/studenti/zav-prace/detail/152421>. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, Ústav elektrotechnologie. Vedoucí práce Břetislav Mikel.

Prohlášení autora o původnosti díla

Jméno a příjmení studenta:	Tadeáš Zbožínek
VUT ID studenta:	214774
Typ práce:	Diplomová práce
Akademický rok:	2022/23
Téma závěrečné práce:	Měření ionizujícího záření s optickými vlákny

Prohlašuji, že svou závěrečnou práci jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucí/ho závěrečné práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené závěrečné práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této závěrečné práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení části druhé, hlavy VI. díl 4 Trestního zákoníku č. 40/2009 Sb.

V Brně dne: 23. května 2023

podpis autora

Poděkování

Děkuji vedoucímu práce Ing. Břetislavu Mikelovi, Ph.D. za pedagogickou a odbornou pomoc při zpracování mé diplomové práce. Dále děkuji Ing. Michalu Jelínkovi za pomoc a cenné rady při sestavování experimentálního měření.

V Brně dne: 23. května 2023

podpis autora

Obsah

SEZNAM OBRÁZKŮ	9
SEZNAM TABULEK.....	10
ÚVOD	11
1. METODY MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	12
1.1 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	12
1.1.1 Alfa záření.....	13
1.1.2 Beta záření	13
1.1.3 Gama záření.....	14
1.1.4 Další druhy ionizujícího záření.....	14
1.1.5 Definice jednotek	15
1.2 INTERAKCE GAMA ZÁŘENÍ S PROSTŘEDÍM	16
1.2.1 Fotoelektrická absorpce.....	16
1.2.2 Comptonův rozptyl.....	17
1.2.3 Generace páru pozitron – elektron	17
1.3 GEIGER-MÜLLERŮV ČÍTAČ.....	18
1.3.1 Princip detekce radiace	18
1.3.2 Složení plynu	19
1.3.3 Měření záření	19
1.4 POLOVODIČOVÉ DETEKTORY.....	19
1.4.1 Princip funkce	19
1.5 SCINTILAČNÍ DETEKTORY	20
1.5.1 Organické scintilátory.....	20
1.5.2 Anorganické scintilátory.....	22
1.6 DETEKCE SCINTILAČNÍCH FOTONŮ	23
1.6.1 Fotonásobič	24
1.6.2 Jedno-fotonový čítač (Single photon counter)	24
1.6.3 Křemíkové fotonásobiče.....	25
2. MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ POMOCÍ OPTICKÝCH VLÁKEN	26
2.1 MĚŘENÍ ÚTLUMU VYVOLANÉHO IONIZUJÍCÍM ZÁŘENÍM	26
2.2 MĚŘENÍ LUMINISCENCE OPTICKÝCH VLÁKEN.....	27
2.2.1 Termoluminiscence	27
2.2.2 Opticky vyvolaná luminiscence.....	28
2.2.3 Scintilace v optických vláknech.....	28
2.3 VYUŽITÍ VLÁKEN K PŘENOSU OPTICKÉHO SIGNÁLU	29
2.3.1 Princip	30
3. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ NAVRHOVANÉ METODY	31
3.1 SESTAVA MĚŘENÍ	31
3.2 SCINTILAČNÍ SENZOR	32
3.2.1 LYSO.....	32
3.2.2 NaI(Tl)	33
3.2.3 LaBr ₃ :Ce	33
3.2.4 CaF ₂ (Eu).....	33

3.2.5	<i>Příprava senzoru se scintilačním krystalem</i>	34
3.3	KOMUNIKAČNÍ KANÁL MEZI SENZOREM A DETEKTOREM POMOCÍ OPTICKÉHO SPOJE.....	35
3.3.1	<i>Výroba optického kabelu</i>	36
3.4	DETEKCE SCINTILAČNÍHO ZÁŘENÍ	38
3.4.1	<i>Detektor</i>	38
3.4.2	<i>Zapojení měření</i>	39
3.5	NAMĚŘENÉ VÝSLEDKY.....	41
3.5.1	<i>Srovnání parametrů měření</i>	42
3.5.2	<i>Srovnání vyrobených optických kabelů</i>	44
3.5.3	<i>Porovnání hodnot detektorů</i>	48
3.5.4	<i>Porovnání naměřených výsledků</i>	49
3.6	POROVNÁNÍ NAVRHOVANÉ S POUŽÍVANÝMI METODAMI	51
4.	ZÁVĚR	52
	LITERATURA	53
	SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK	56

SEZNAM OBRÁZKŮ

1.1	Spektrum záření [3].....	12
1.2	Schéma rozpadu izotopu kobaltu [4].....	15
1.3	Převládající jevy [1]	17
1.4	Schématické vyjádření přechodů mezi hladinami v organických molekulách a vznik jednotlivých druhů záření [1].....	21
3.1	Schématický návrh zapojení měřicí sestavy	32
3.2	Scintilační krystal LYSO (vlevo) a jeho umístění v pouzdře (vpravo)	34
3.3	Podélný řez vyrobeným optickým kabelem (bez konektoru)	37
3.4	Ukázka povrchu vlákna po zalomení (vlevo) a postupném broušení	38
3.5	Optický kabel s detailem na vyleštěné zakončení (vlevo).....	38
3.6	Zapojení měřicí sestavy.....	39
3.7	Zapojení detekce ionizujícího záření s fotonásobičem.....	39
3.8	Ukázka uživatelského rozhraní pro nastavení měření	40
3.9	Průběh jednoho ze zaznamenávaných měření – scintilační senzor LYSO a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitou 318 kBq, optický kabel FP1000URT (1 m).....	41
3.10	Srovnání získaných pulzů v závislosti na aktivitě dvou typů referenčních zdrojů – optický kabel FP1000URT (1 m) a scintilační senzor LYSO	42
3.11	Vliv změny scintilačního senzoru na detekovaný počet pulzů – optický kabel FP1000URT (1 m) a referenční vzorek ^{60}Co 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq	43
3.12	Srovnání citlivosti krystalu LaBr na referenční vzorky ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq, ^{137}Cs s aktivitami 344,2 kBq, 249,8 kBq a 128,3 kBq, optický kabel FP1000URT (1 m).....	43
3.13	Srovnání optických kabelů s různými průměry jádra –scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq	44
3.14	Srovnání optických kabelů s různými numerickými aperturami – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq.....	45
3.15	Detailní pohled na optický kabel F-MBE (1 m) – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq.....	46
3.16	Srovnání vlivu změny délky optických kabelů – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq.....	47
3.17	Srovnání FP1500URT o délce 1 m pro referenční zdroje – scintilační krystal LaBr, ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq, ^{137}Cs s aktivitami 344,2 kBq, 249,8 kBq a 128,3 kBq	48
3.18	Srovnání dvou typů detektorů pro FP1500URT (1 m) – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq	48
3.19	Detailnější pohled na měřený průběh při použití SPC – scintilační krystal LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq, optický kabel FP1500URT (1 m).....	49

SEZNAM TABULEK

1.1	Radiační váhový faktor pro jednotlivé druhy záření [1].....	16
1.2	Porovnání vlastností některých organických a anorganických materiálů [6]	23
2.1	Srovnání vlastností jednotlivých metod	30
3.1	Vlastnosti použitých scintilačních krystalů	34
3.2	Porovnání vlastností jednotlivých vláken.....	36
3.3	Naměřené hodnoty pro jednotlivé typy vyrobených vláken se scintilačním krystalem LaBr a fotonásobičem	50
3.4	Naměřené hodnoty pro jednotlivé typy vyrobených vláken se scintilačním krystalem LaBr a SPC detektorem.....	50

ÚVOD

Ionizující záření se dlouhodobě využívá v rozsáhlé míře napříč různými obory. Rozmach využití s sebou přinesl i velké množství možností detekce, která je důležitá zejména pro ochranu životů. Počátkem to byly Geiger – Mullerovy čítače a fotocitlivé materiály. Postupem času se přidaly další možnosti jako je využití polovodičových struktur nebo scintilace některých materiálů. Každá z metod má své přednosti a nachází své využití v podmínkách, do kterých je určena. Ovšem při dlouhodobém měření vysokých aktivit gama záření ztrácí tyto metody svoje přednosti zejména z důvodu zkrácení životnosti zařízení. Dlouhodobým vystavením těmto aktivitám dochází k nevratnému poškození elektroniky, která vede k ukončení životnosti drahého detektoru.

K předejití problémů spojených s vysokými aktivitami gama záření lze využít při detekci optická vlákna, kdy se degradace materiálu způsobená ionizujícím zářením vztahuje pouze na optická vlákna (v případě použití scintilátoru i na scintilační prvek). Ta lze v případě nevyhovujících parametrů po měření vyměnit za nová, bez potřeby změny detektoru, který je ve většině případů mnohokrát dražší než použité vlákno. Některé aplikace uvažují dokonce použití levných vláken jako spotřebního zboží. Pro zajištění dlouhodobého měření je však nutné volit optická vlákna s vyšší odolností proti ionizujícímu záření. Ta mohou v těchto podmínkách fungovat delší dobu. Metod využití optických vláken je hned několik, všechny mají své výhody a nevýhody. Většina z nich se ale nehodí pro dlouhodobé měření vysokých aktivit ionizujícího záření. Důvodem jsou obvykle rozměry vlákna, díky kterým je úroveň scintilace nízká. Dochází také k rychlejší degradaci vlákna vlivem nutnosti dopování. Dopování je nutné pro zlepšení vlastností luminiscence, snižuje však odolnost proti ionizujícímu záření. V případě měření materiálových změn je nutné optické vlákno často vyměňovat. To vyžaduje zásah osoby, která musí přijít do prostoru a vystavit se účinkům záření.

Proto se v této práci budeme zaměřovat hlavně na využití optických vláken pouze jako optického spoje mezi senzorem v podobě scintilačního krystalu a detektorem. Světelný signál vznikající ve scintilačním krystalu bude přiveden optickým vláknem k detektoru. Detektor tak může být umístěn mimo měřený prostor, kde se bude nacházet pouze scintilační krystal a část optického vlákna. Odstíněný detektor poté už nebude podléhat degradaci vlivem ionizujícího záření a zamezíme tak vzniku šumu a zkrácení jeho životnosti.

1. METODY MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

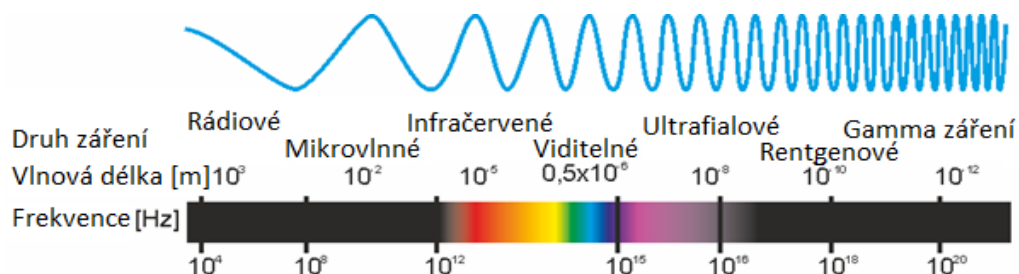
Měření ionizujícího záření nachází uplatnění v lékařství, výrobních procesech, v blízkosti reaktorů nebo například v místech katastrof. Je nezbytnou součástí pro zamezení negativního vlivu ionizujícího záření na lidský organismus. Pro detekci ionizujícího záření využíváme řadu metod, které můžeme rozdělit na metody přímé a metody nepřímé. Metody přímé pracují na principu přímého ovlivnění detektoru, kterým může být např. film. Častěji je však využíváno nepřímé měření, kdy záření způsobí uvolnění fotonu nebo např. elektronu, které jsou poté detekovány. Sem náleží ionizující komory (Geiger-Müllerův čítač), scintilační a polovodičové detektory. Principy detekce u těchto zařízení vychází ze základních vlastností ionizujícího záření.

1.1 Ionizující záření

Ionizující záření je záření s velmi krátkými vlnovými délkami a vysokými energiemi. Přesné hodnoty nejsou stanoveny, ale záření nabývá dostatečné energie pro ionizaci někde na přechodu mezi ultrafialovým a rentgenovým zářením (1-100 nm). Při průchodu prostorem může způsobit ionizaci elektricky neutrálně nabitých atomů a vytvořit nabité ionty.

Ionizující neboli radioaktivní záření (radioaktivita) rozlišujeme na přirozené, kdy se jedná o klasický rozpad jádra a umělé, kdy vyvoláme přeměnu atomu dříve vzniklým radioaktivním zářením.

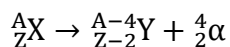
Radioaktivními izotopy různých prvků rozumíme ty atomy, které obsahují nestabilní jádro a dochází tak k jeho rozpadu – radioaktivní přeměně. Izotopy jsou proto nestabilní vlivem nevyrovnaných sil v jádrech atomu. Vysoký počet protonů se snaží být kompenzován vyšším počtem neutronů a naopak. Takto dochází ke snaze atomu se stabilizovat uvolněním záření o vysoké energii. Podle typu částice, která záření způsobí, můžeme rozdělit ionizující záření na alfa, beta, gama, rentgenové a neutronové záření. Mezi ionizující záření lze také zařadit i kosmické záření. Z hlediska zaměření práce se budeme věnovat alfa, beta a detailně gama záření. Vlnové délky jednotlivých druhů záření a jejich odpovídající frekvence jsou naznačeny na obrázku 1.1. [1] [2]



Obrázek 1.1 Spektrum záření [3]

1.1.1 Alfa záření

Alfa záření vzniká rozpadem nestabilního jádra, kdy dojde k uvolnění jádra helia, tzn. jádra obsahující 2 protony a 2 neutrony. Rozpad lze zapsat následovně:



Kde X značí původní radioaktivní jádro, Y výsledný prvek, A nukleonové číslo a Z protonové číslo.

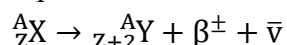
Jedná se o těžké nabitě částice, které předají část své energie atomům, které střetnou na své dráze. Dochází k vyražení elektronu z elektronového obalu za vzniku iontů. Tímto procesem alfa záření rychle ztrácí svoji energii a je pohlcováno prostředím. Energetické hladiny záření jsou dány energetickým rozdílem počátečního jádra a dceřiného produktu.

Energie alfa záření je nejčastěji v rozmezí 4 až 6,5 MeV. Existuje velmi silná korelace mezi energií částic alfa a poločasem rozpadu mateřského izotopu, přičemž částice s nejvyšší energií mají nejkratší poločas rozpadu [1]. U vyšších energií dochází vlivem rychlého poločasu rozpadu (několik dní) k rychlé ztrátě radioaktivity materiálu. Zároveň u nižších energií se rozpad stává vysoce nepravděpodobným a snižuje se intenzita záření.

Alfa záření rychle ztrácí svoji energii a může tak být lehce odstíněno například listem papíru. [1] [2]

1.1.2 Beta záření

Při snaze atomu o stabilizaci jádra může dojít k přeměně neutronu na elektron, proton a antineutrino. Místo elektronu a antineutrino může vzniknout pozitron a neutrino. Elektron nebo pozitron s vysokou energií opouští jádro a nazýváme je beta zářením. Antineutrino a neutrino mají velice nízkou šanci pro interakci s hmotou a dochází pouze k malému ovlivňování běžně používaných detektorů. Z tohoto důvodu můžeme považovat za hlavní část beta záření pozitron či elektron. Jejich vznik se dá popsat rovnicí:



Kde β^\pm je záření v podobě elektronu, respektive pozitronu a $\bar{\nu}$ antineutrino, respektive neutrino.

Beta záření je tvořeno širokým spektrem energií, a to od nízkých, téměř nulových energií až po vysoké energie definované příslušným izotopem. Spektrum je spojitě a vzniká vlivem jevů, které doprovází vznik záření. Důvody jsou neutrino (antineutrino) a možná excitace původního jádra a dceřiného produktu. Díky těmto jevům vzniká značný rozsah možných energií vyzářené částice. Uvolněné elektrony mohou mít i diskrétní spektrum, pokud budeme mluvit o tzv. interní konverzi a s ní spojené Augerovy elektrony. Dochází k němu, když v excitovaném atomu s nízkými vazebnými silami nedojde k vyzáření fotonu (gama záření), ale k uvolnění elektronu. Tyto elektrony mají ale nižší energii.

Pokud dojde k vyzáření takové částice, může nastat několik možných reakcí s prostředím, kterým prochází. Pružný rozptyl, kdy částice má nižší energii a dojde pouze ke změně směru po srážce s jádrem nebo elektronem v obalu. Ionizace, kdy dojde

k ionizaci neutrálního atomu. Brzdné záření, kdy při průchodu částice elektrickým polem jádra vzniká brzdné rentgenové záření.

U beta záření je vhodné zmínit, že pokud se jedná o pozitronové záření, dochází při jeho anihilaci k vyzáření dvou fotonů v podobě gama záření. [1] [2]

1.1.3 Gama záření

Záření se skládá z fotonů neboli elektromagnetických vln s velmi krátkou vlnovou délkou a vysokou energií. Vznikají během deexcitace jádra z vyšší energetické hladiny na nižší. Jednotlivé energetické hladiny jsou pevně dány a vzniká tak foton o energii rovné rozdílu těchto hladin. Z tohoto důvodu má gama záření diskrétní spektrum.

Gama záření vzniká samostatně v ojedinělých případech. Obvykle doprovází jiný druh záření.

Pokud dojde k beta rozpadu jádra, tak téměř okamžitě může dojít k vyzáření gama záření. Po rozpadu zůstane dceřiné jádro v excitovaném stavu a s poločasem rozpadu v řádech pikosekund dojde k vyzáření energie v podobě fotonu. Pro specifické prvky může dojít i k několikanásobnému vyzáření fotonu. Pokud se jedná o pozitronové záření, jak bylo zmiňováno výše, může vzniknout gama záření. Pozitron rychle ztrácí svoji energii a brzy, za procesu, který nazýváme anihilace, reaguje s elektronem a zanikne. Vzniknou dva fotony s opačným směrem a energií 0,511 MeV, kterým říkáme anihilační záření. [1]

Další možností vzniku jsou nukleární reakce, kdy během zasažení jádra alfa částicí dojde k vytržení neutronu a vzniku excitovaného atomu. Atom opět při rozpadu vyzáří foton. Touto metodou může získat značně vyšší hodnoty energií gama záření.

1.1.4 Další druhy ionizujícího záření

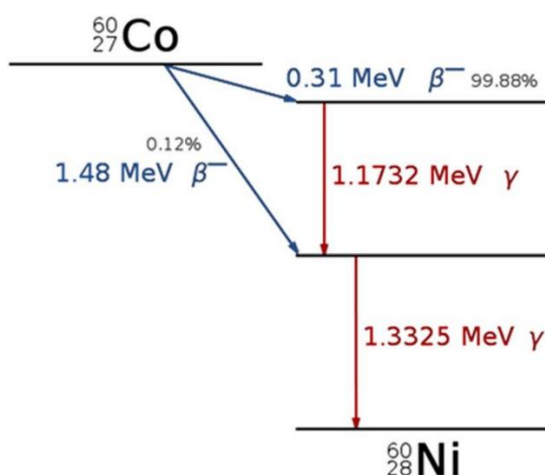
Dalšími významnými typy jsou rentgenové a neutronové záření. Rentgenové záření je generováno při dopadu elektronu do obalu atomu s dostatečnou energií. Vzniká tak spojité brzdné rentgenové spektrum s diskrétními špičkami, které závisí na rozdílu energetických hladin, a jsou specifické pro každý materiál.

Neutronové záření vzniká za předpokladu, kdy máme vysoce energeticky excitované jádro, které může uvolnit neutron. Aby došlo k takovému uvolnění, je potřeba vyšší energie, než je energie vazebných sil neutronu. K tomuto může dojít během spontánního štěpení nebo během jaderné reakce, kde dopadající částice je produktem rozpadu. Neutronové záření je spojité, ale lze získat i diskrétní hodnoty energií například fotoneutronovými zdroji.

Poslední zmíněné záření je kosmické záření. Jedná se o záření s nejkratší vlnovou délkou, a tak i nejvyššími energiemi. Skládá se jak z elektromagnetického záření, tak i z různých částic jako jsou třeba protony a neutrony s vysokou energií. [1]

1.1.5 Definice jednotek

Ionizující záření popisujeme několika veličinami jako například poločas rozpadu, aktivita, energie a další. Nejzákladnější veličinou je ale aktivita, která nám přímo říká kolik radioaktivních přeměn (rozpadů jader) probíhá za jednotku času. Pokud počet přeměn vztáhneme na sekundu, dostáváme becquerel. Becquerel nám říká přesný počet přeměn za sekundu. Neurčuje ale celkovou emisi záření, jelikož záření bude emitováno jen zlomkem celkového počtu rozpadů. Dále také neuvažuje rozpad dceřiných produktů. Proto je nutné znát i schéma rozpadu radioizotopu. Příklad schématu rozpadu pro izotop kobaltu je na obr. 1.2.



Obrázek 1.2 Schéma rozpadu izotopu kobaltu [4]

Jednotkou vyjadřující množství absorbované energie (dávky) záření v jednom kilogramu ozařované látky je gray (Gy). Jedná se o odvozenou jednotku o rozměru $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$, označenou písmenem D. Dávka absorbované energie o jednom druhu záření nemá stejný vliv, jako jiný druh záření. Proto se pro popsání vlivů záření na lidské tělo využívá jednotka sievert (Sv). Jedná se o dávkový ekvivalent ve tkáni nebo orgánu označovaný H . Je popsán vzorcem:

$$H = D \cdot Q, \quad (1.1)$$

kde D je střední dávka záření daného druhu ve tkáni nebo orgánu a Q kvalitativní faktor příslušný druhu záření.

Rovnici lze více specifikovat, budeme uvažovat kvantitu ekvivalentní dávky v orgánech nebo tkáni typu T vlivem radiace R, který je popsán vzorcem:

$$H_{T,R} = w_R \cdot D_{T,R}, \quad (1.2)$$

kde w_R je radiační váhový faktor a $D_{T,R}$ je průměrná absorbovaná dávka v orgánech nebo tkáni. Takto získáme průměrnou dávku vztahující se k celkovému orgánu nebo tkáni. Radiačním váhovým faktorem definujeme sílu dávky způsobenou různými druhy záření. Váhové faktory pro jednotlivé druhy záření jsou uvedeny v tabulce 1.1.

Tabulka 1.1 Radiační váhový faktor pro jednotlivé druhy záření [1]

Druh záření a energetický rozsah	Váhový faktor w_R
Gama záření (fotony), veškeré energie	1
Elektrony, veškeré energie	1
Neutrony, energie	
< 10keV	5
10 – 100 keV	10
> 100 keV – 2 MeV	20
> 2 MeV – 20 MeV	10
> 20 MeV	5
Protony, energie > 2 MeV	5
Alfa částice, těžká jádra, štěpené fragmenty	20

Energie záření se vyjadřuje v elektronvoltech (eV). Jeden eV je roven kinetické energii jednoho elektronu získané zrychlením v elektrickém poli o velikosti jednoho voltu. Základní jednotkou SI pro energii je joule (J). 1 eV je roven $1,602 \cdot 10^{-19}$ J. Elektronvolt má silné opodstatnění ve fyzikálních základech, převodech a univerzální použití. Tyto aspekty mu dávají silné základy pro další využívání, i když se nejedná o jednotku SI. [1] [2]

K přiřazení jednotlivých veličin ionizujícímu záření se používá jeho schopnost interagovat s prostředím. Práce je zaměřená na měření gama záření, proto je větší pozornost věnována účinkům gama záření na okolní prostředí.

1.2 Interakce gama záření s prostředím

Procházející gama záření nepřímo ionizuje okolní prostředí. Fotony gama záření reagují s okolními částicemi a dodávají jim elektrický náboj za pomoci uvolnění nebo dodání energie. Při průchodu gama záření tak dochází ke třem jevům interakce fotonů s okolním prostředím.

1.2.1 Fotoelektrická absorpce

Foton gama záření při interakci s atomem kompletně zanikne. Vzniká tak elektron, který je vyražen z atomu. Jedná se o reakci fotonu a celého atomu, proto nemůže dojít k fotoelektrické absorpci u volných elektronů. Elektronu vyraženému z atomu se říká fotoelektron a nese velkou část energie původního fotonu. Energie elektronu je dána energií, kterou byl původně vázán ve slupce (obalu) atomu.

Volné místo v atomu (vakance) přitáhne a zaplní se volnými elektrony z okolí, elektrony z materiálu nebo přímo elektrony z vyšší hladiny slupky atomu. Tak může vzniknout např. rentgenové záření, nebo může dojít k vyražení dalších elektronů (Augerův jev). Při fotoelektrické absorpci vždy dochází k těmto vedlejším jevům a energie je tak rozdělena mezi ostatní částice nebo záření. Platí, že čím vyšší energie fotonu, tím je menší pravděpodobnost vzniku fotoelektrické absorpce. S rostoucím

protonovým číslem má jev naopak větší pravděpodobnost. Z těchto důvodů se pro detekci gama záření používají prvky, které mají toto číslo vysoké a mezi často používané materiály patří například jodid sodný. [1] [2]

1.2.2 Comptonův rozptyl

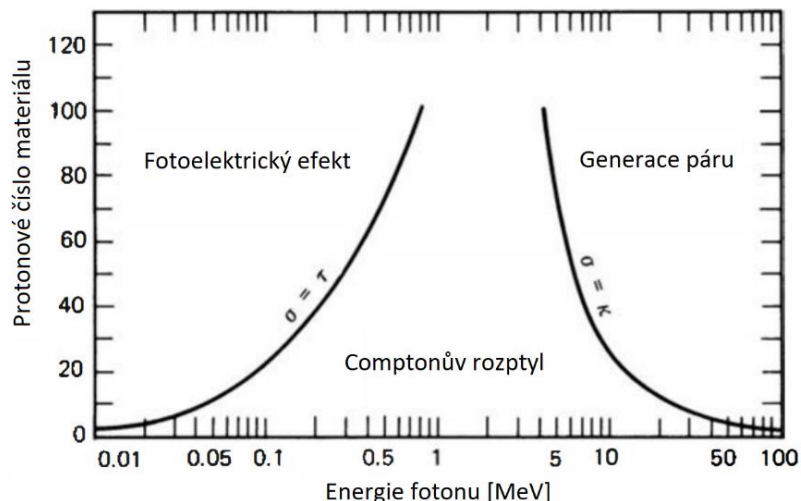
Dalším jevem, který může nastat, je přímá reakce fotonu a elektronu. Při nárazu fotonu do elektronu, ztratí foton část své energie a zároveň změní směr. Energie je předána elektronu ve formě pohyblivosti a dojde také k vychýlení z jeho původní dráhy. Jelikož je možný jakýkoli úhel rozptylu, tak elektron ve výsledku nemusí získat energii žádnou nebo maximální rovnou energii původního fotonu.

Comptonův rozptyl je prakticky možný při všech energiích, ale zřetelně se projevuje až u vyšších energií, kterých dosahuje například ionizující záření. Zároveň se jedná o dominantní jev mezi interakcemi gama záření, který závisí na počtu elektronů v obalu atomu. [5]

1.2.3 Generace páru pozitron – elektron

V elektrickém poli jádra může dojít k vytvoření páru elektron – pozitron. Foton musí mít dostatečnou energii (alespoň 1,02 MeV), aby k takovému jevu mohlo dojít. Vyšší energie jsou po zániku fotonu předány vzniklým částicím formou kinetické energie. Vzniklý pozitron má velký vliv při detekci. Pozitron postupně ztrácí svoji energii v materiálu až dojde k jeho anihilaci. Jak je zmíněno výše, dojde k vyzáření dvou fotonů, které zanáší šum do měření.

Udávaná energie je sice hraniční, ale pravděpodobnost vzniku takového jevu je při ní velice nízká. Generace se začne projevovat ve větší míře u vyšších energií fotonů a jako převládající jev u energií nad 10 MeV u většiny absorbérů. [1]



Obrázek 1.3 Převládající jevy [1]

Schopnost těchto interakcí se využívá k měření aktivity a energie gama záření. Mezi nejznámější detektory, které zvládají měřit vlastnosti gama a i vlastnosti ostatních druhů ionizujícího záření, jsou Geiger-Müllerovy čítače.

1.3 Geiger-Müllerův čítač

Jedním z nejstarších a současně stále využívaných detektorů ionizujícího záření je Geiger-Müllerův (dále G-M) čítač. G-M čítač patří mezi detektory využívající ionizační plyn pro měření radiace. Podobný princip měření je využíván i v ionizačních komorách a proporcionálních čítačích [1]. Všechny tyto detektory obsahují komoru, ve které jsou umístěny anoda a katoda. Ty jsou v komoře odděleny prostorem obvykle obsahujícím vzácný plyn.

Uvedené detektory se pak liší konstrukcí, použitým plynem a zejména napětím na elektrodách. Rozdílné napětí pak umožňuje využití rozdílných jevů v případě dopadu záření do komory.

Nejširší využití a současně nejjednodušší konstrukci má z uvedených detektorů G-M čítač. Jedná se tak o nejrozšířenější detektor ionizujícího záření využívající ionizační komoru. [1]

1.3.1 Princip detekce radiace

Při průchodu záření komorou G-M čítače dochází k ionizaci molekul. Vznikají kationty, anionty a volné elektrony. Volné elektrony jsou urychlovány elektrickým polem a jsou přitahovány směrem k anodě. Na své cestě jsou schopny ionizovat další molekuly a díky tomu vytvořit další volné elektrony. Vzniká tak Townsendova lavina. Během tohoto jevu vznikají často excitované molekuly kolizí elektronu a dříve vzniklého tzv. sekundárního iontu. Ty do několika nanosekund uvolní přebytečnou energii formou fotonu v ultrafialovém nebo viditelném spektru. Foton má dostatečnou energii na uvolnění slabě vázaných elektronů ve valenčním obalu jiných molekul plynu. Případně může dopadnout na katodu, kde dojde také k uvolnění elektronu. Uvolněné elektrony tak opětovně vytvoří na své cestě další laviny elektronů. Tento nekontrolovatelný efekt, kdy vzniká velké množství lavin se nazývá Geigerův výboj.

Masivní nárůst laviny elektronů za sebou zanechává velké množství kladně nabitých iontů. Ty jsou sice podobně jako elektrony urychlovány elektrickým polem, ale jejich hmotnost jim neumožňuje reagovat takovou rychlostí. Narůstající množství kladného náboje snižuje velikost elektrického pole do doby, kdy jeho velikost klesne pod hodnotu nutnou pro udržení Geigerova výboje. Při ukončení výboje jsou nabitě částice odvedeny k elektrodám a děj se může po vstupu další ionizující částice opakovat.

Vzniklé pulzy mají tak stejnou velikost napětí, protože závisí na velikosti elektrického pole a nikoli na počtu vzniklých iontů. Amplituda pulzu z tohoto důvodu nenesou žádnou informaci. Počet pulzů je roven (teoreticky) počtu nabitých částic vstupujících do plynové komory. [1]

1.3.2 Složení plynu

G-M čítače jsou plněny převážně vzácnými plyny (např. argon, helium). Podobně jako u proporcionálních čítačů je snaha zamezení vzniku záporně nabitých iontů. Ty omezují tvorbu volných elektronů a je potřeba se vyvarovat plynům, které z fyzikální podstaty přitahují elektrony (např. kyslík). Další složkou plynu mohou být halogeny nebo vybrané organické molekuly (např. ethanol, ethylester kyseliny mravenčí). Kladně nabitý iont může vytvořit další elektron při dopadu na katodu. Uvolněný elektron spustí další lavinu a vzniká tak samostatný výboj, kterého se chceme vyvarovat. Zmíněné přídavné složky plynu proto slouží jako záchytná centra pro tyto ionty. Kladně nabité ionty disociují neutrální molekuly tak, že při reakcích nevznikají volné elektrony. Prevence samostatného výboje se dá řešit i jinými způsoby, například vnějším obvodem, ale tento je nejčastější. [1]

1.3.3 Měření záření

Využití G-M čítače spočívá zejména v detekci přítomnosti ionizujícího záření. Detekce alfa, beta a gama záření je závislá na pravděpodobnosti srážky částice s molekulou plynu. U gama záření je pravděpodobnost nejmenší zejména z důvodu vysoké energie záření. Podmínky pro vznik volných elektronů jsou proto náročnější. [1]

1.4 Polovodičové detektory

Polovodičové detektory jsou výbornou formou pevného a malého detektoru. Ze všech ostatních detektorů mají nejlepší energetické rozlišení a jsou schopny zaznamenávat mnohem nižší energie ve srovnání se scintilačními a plynnými detektory. Kontrastem těchto vlastností je náchylnost na degradaci materiálu způsobenou ionizujícím zářením. To značně ovlivňuje jejich životnost a při velkých energiích může být měření s polovodičovými součástkami omezené. [1]

1.4.1 Princip funkce

Materiál v pevné fázi tvoří periodickou krystalickou strukturu. Ve struktuře vznikají energetické hladiny, které určují pozici elektronu v látce. Vznikají tak povolené a zakázané stavy elektronů rozdělené podle typu látky. Elektrony mohou obsadit stavy v tzv. valenčním pásu a vodivostním pásu. Valenční pás popisuje část struktury, kde jsou elektrony ještě pevně vázány k látce, zatímco ve vodivostním pásu se mohou elektrony volně pohybovat. V případě polovodičů a izolantů je za pokojové teploty valenční pás plně obsazený a vodivostní pás je prázdný. Pásy jsou od sebe rozděleny tzv. zakázaným pásem popisující stavy, které elektron nemůže nabývat (dané strukturou a rozložením částic v materiálu). Energii zakázaného pásu je nutné překonat pro uvolnění elektronu z valenčního do vodivostního pásu. Při dodání energie zůstane po elektronu ve valenčním pásu díra, která se chová jako kladná částice. Ty po čase opět rekombinují společně s uvolněním energie a látka se vrací do původního stavu.

Ionizující záření při dopadu do popsané látky vygeneruje pár elektron – díra. V tomto případě se situace odlišuje přiloženým elektrickým polem, které odebírá tyto částice. Počet vygenerovaných částic záleží na záření a nezávisí na typu polovodiče (p-typ, n-typ a intrinsický polovodič). Elektrony společně s dírami cestují k vodivým kontaktům, kde jsou odebrány. Vzniklý proud je přímo úměrný počtu vygenerovaných částic. Když jsou všechny volné nosiče odebrány, děj se může opakovat. Vznikající pulzy nenesou informaci pouze o počtu dopadajících částic, ale i jejich energii, která je uložena ve formě velikosti amplitudy. V takovém případě se nepoužívá čistě polovodič, ale polovodičová dioda. [1]

1.5 Scintilační detektory

Scintilační detektory jsou velmi perspektivní variantou v oblasti detekce radiace. Volnost ve tvaru a velikosti scintilačního materiálu umožňuje vyrábět detektory v různých podobách. Tvarová volitelnost společně s velkou odolností proti záření přidávají na univerzálnosti jejich využití.

Detekce je založena na pozorování fotonů vyzářených látkou po její ozáření ionizujícím zářením. Používané materiály umožňují existenci látky v různých energetických stavech. Při ozáření je látka excitována do vyššího energetického stavu. Látka po čase opět energii uvolní ve formě fotonu a dojde k navrácení do původního energetického stavu. Vzniklý foton má nižší energii než původní záření. Celá reakce se nazývá scintilace a dále se dělí podle vnitro-strukturálních přechodů a rychlosti odezvy. Jednotlivé děje se jmenují fluorescence, fosforescence a pomalá (brzdná) fluorescence. Při využívání scintilace pro měření ionizujícího záření je žádoucím dějem pouze fluorescence z důvodu vysoké rychlosti reakce. Fosforescence společně s pomalou fluorescencí jsou pomalé děje a způsobují dlouhodobé záření látky. Scintilace je specifickým typem luminiscence a látku tak mohou excitovat i jiné druhy záření než ionizující.

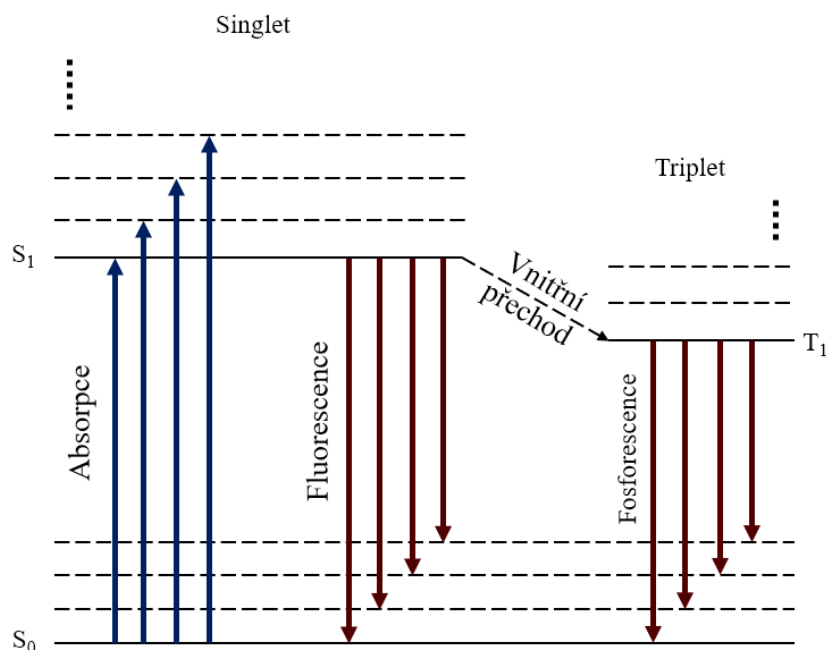
Podle scintilační látky můžeme potom materiály využívané k výrobě scintilátorů rozdělit na organické a anorganické. Hlavním rozdílem mezi materiály je složení látky a z toho vyplývající princip scintilace. Aby docházelo ke scintilaci v anorganických materiálech, je potřeba vytvoření krystalické struktury, která poté vydává záření. U scintilace v organických materiálech záleží hlavně na základní molekule, která produkuje scintilaci. Ze strukturálních rozdílů potom mají i materiály odlišné vlastnosti. Organické materiály mají velmi rychlou odezvu scintilace a menší intenzitu vyvolaného záření. Anorganické materiály naopak reagují pomaleji, ale jejich scintilační záření je intenzivnější. [1]

1.5.1 Organické scintilátory

U organických scintilátorů využíváme energetických přechodů mezi stavy, které jsou dány tvarem a vlastnostmi jednotlivých molekul, nikoli strukturou celkové látky. Z tohoto

důvodu mohou organické scintilátory fungovat v pevném, kapalném i plynném skupenství.

Scintilace může probíhat u molekul díky symetrii vazeb atomů. Jedná se o druh kovalentní vazby tvořící takzvanou vazbu π . Vazba umožňuje vznik několika energetických hladin molekuly. Hladiny jsou od sebe dostatečně vzdálené, a při pokojové teplotě nedochází k samovolné excitaci. Excitace nastane při interakci s částicí ionizujícího záření. Získaná energie vybudí molekulu do vyššího energetického stavu, který se projevuje kmitáním molekuly. Molekula se po chvíli navrátí na nižší energetickou hladinu, aby zaujala místo s co možná nejnižší energií. Doba života je tak dána dobou, po kterou setrvá molekula (platí i pro částice, např. elektrony) na vyšší energetické hladině. Výhodný stav je vždy ten s nejnižší možnou energií. Proto s rostoucí energií roste počet volných stavů a doba života na dané energetické hladině se zkracuje. Při přechodu na nižší energetickou hladinu může být uvolněn foton, jehož energie odpovídá rozdílu energií hladin, mezi kterými došlo k přechodu. Molekula může uvolnit energii i jiným způsobem, například tepelnými kmity. Ty sice způsobují ztrátu energie, ale nejsou z hlediska měření tak významné jako světelné přechody. Uvolnění fotonu může nastat třemi způsoby a to fluorescencí, fosforescencí a pomalou fluorescencí. Principy jednotlivých dějů jsou naznačeny na obr.1.4.



Obrázek 1.4 Schématické vyjádření přechodů mezi hladinami v organických molekulách a vznik jednotlivých druhů záření [1]

Fluorescence u organických scintilátorů nastává výše popisovaným principem. Dojde tedy k excitaci molekuly a po krátké chvíli k uvolnění energie. Energie se uvolní ve formě

fotonu, případně uvolněním části energie ve formě tepelných kmitů a fotonu. Molekula vyzářením energie přechází do základního stavu.

Fosforescence může vznikat díky existenci tripletových stavů, do kterých může molekula přejít tzv. vnitřními přechody. Stav obsahuje vlastní energetické hladiny, které mají nižší energii. Z tohoto důvodu trvá déle, než dojde k vyzáření fotonu. Rozdělení těchto stavů je dáno kvantovými čísly, a to magnetickým orbitálním momentem a spinovým číslem elektronu.

Pomalá fluorescence probíhá podobně jako fosforescence, před vyzáření fotonu však dojde i k přijetí energie vlivem tepelných kmitů. Molekula se díky přijaté energii navrátí do původního excitovaného stavu (singlet). Excitovaný stav poté opustí jako při klasické fluorescenci a dojde k vyzáření fotonu. Vzhledem k tomu, že musí dojít k několika vnitřním přechodům, je tato reakce oproti klasické fluorescenci mnohem pomalejší. [1]

1.5.2 Anorganické scintilátory

Anorganické scintilační materiály jsou tvořeny krystalickými strukturami pevné látky. U těchto materiálů dochází ke vzniku zakázaného energetického pásu. Pás vzniká mezi valenční vrstvou, vrstvou obsahující vázané elektrony a vrstvou vodivostní, kde se nachází elektrony s dostatečnou energií pro migraci krystalem. Elektron musí přijmout dostatečnou energii, aby se mohl volně pohybovat krystalem. Pokud se tak stane, dojde k uvolnění místa, kterému říkáme díra. Volné místo (díra) vytváří stav o nízké energii, který je pro elektron výhodnější. Elektron tak rekombinuje s dírou a vyzáří foton s energií rovné šířce zakázaného pásu. Energie zakázaného pásu je sama o sobě v některých případech příliš vysoká pro vyzáření fotonu o vlnové délce viditelného spektra. Z tohoto důvodu se přidávají do krystalu aditiva (aktivátory), které vytvářejí rekombinační centra. Ty vytvářejí energetické stavy s menší vzdáleností hladin a může se tak při rekombinaci vyzářit foton s žádanou vlnovou délkou.

Záření vytváří několik různých párů, které postupně putují krystalem a rekombinují. Může nastat několik situací ovlivňujících vznik fotonu. Klasický jev nastává, kdy díra ionizuje aktivátor a volný elektron migruje skrze krystal, dokud nenalezne nějaký aktivátor ve stejném stavu. Rekombinací pár opětovně zanikne a vyzáří se foton s energií určenou vzdáleností hladin v aktivátoru. Dochází k fluorescenci.

Elektron při nalezení aktivátoru může obsadit energetickou hladinu aktivátoru, která neumožňuje elektronu přechod do základního stavu a tím rekombinovat. V tuto chvíli je potřeba další energie, aby seF elektron dostal na vyšší hladinu, ze které může rekombinovat. Dochází k fosforescenci, která může vytvářet světelný šum.

Poslední stav, který může nastat, je zachycení elektronu aktivátorem, při kterém nedochází k přechodu do základního stavu za současného vyzáření fotonu. Energie se naopak předá formou tepelných kmitů mřížky a dochází ke ztrátě energie z pohledu měření.

V tabulce 1.2 jsou ukázány základní rozdíly mezi jednotlivými scintilačními materiály. K porovnání byly zvoleny některé známější typy anorganických materiálů. Pro srovnání organických materiálů byly zvoleny materiály v různých fázích. [1]

Tabulka 1.2 Porovnání vlastností některých organických a anorganických materiálů [6]

Materiál	Vlnová délka [nm]	Doba rozpadu [ns]	Index lomu [-]	Světelný zisk [foton/keV]	struktura
Anorganické					
NaI(Tl)	415	250,0	1,850	38	krystal
LYSO	420	36,0	1,810	33,2	krystal
Organické					
BC-400	423	2,4	1,580	10,74	plast
BC-501A	425	3,2	1,505	12,89	kapalina

1.6 Detekce scintilačních fotonů

Při používání scintilačních materiálů jsou dále používány detektory scintilačních fotonů, které jsou materiálem vyzářeny vlivem působícího ionizujícího záření. Počet vzniklých fotonů je nízký a z toho důvodu se využívají detektory s vysokým ziskem, typicky fotonásobiče. Důvodů slabšího signálu je hned několik. Malá šance zachycení částice materiálem, nežádivé přechody a další.

Z pohledu vyzářeného fotonu se jedná o odraz a lom záření na rozhraních prostředí s různými indexy lomu. Foton prochází z prostředí o vysokém indexu lomu (scintilační materiál) do prostředí s nižším indexem lomu (detektor). K omezení ztrát na přechodech mezi prostředními s různými indexy lomu se používají kapaliny a gely, které mají stejný index lomu jako jeden z materiálů. Ty se vkládají mezi detektor a krystal a omezují tak počet změn prostředí s různými indexy lomu.

V neposlední řadě má také vliv náhodný směr vyzářených fotonů. Proto se scintilační krystaly pokrývají vrstvami, které způsobují odraz záření uvnitř scintilátoru. Jedna strana je pak ponechána bez úpravy a tím je vytvořen směr, kterým budou fotony materiál opouštět.

I přes tyto úpravy je počet vyzářených scintilačních fotonů obvykle velmi nízký. Abychom je byli schopni detekovat, je nutné použít velmi citlivý detektor. V současnosti se nejčastěji využívají fotonásobiče (PMT Photo-MultiPlier), které jsou schopny několiksetkrát zesílit impulz vzniklý dopadlými fotony. V posledních letech se začínají využívat i křemíkové fotonásobiče nebo jednofotonové čítače (SPC Single Photon Counter), které také využívají polovodičovou technologii. [1] [7] [8]

1.6.1 Fotonásobič

Fotonásobič se skládá z fotokatody, dynod a detekující anody. Foton dopadne na fotokatodu a uvolní elektron. Elektron musí mít dostatečnou energii, aby byl schopen ji opustit a cestovat dále do fotonásobiče. V této fázi je usměrněn napětím směrem k první dynodě, na které při dopadu způsobí emisi sekundárních elektronů. Postupně zvyšující se napětí na dynodách umožňuje zvyšování počtu elektronů a tím zesilování signálu. Elektrony ve finální fázi dopadnou na anodu a jsou absorbovány. Výsledkem je elektrický impulz, který se vyhodnocuje.

Fotonásobič nemusí pouze zjednodušovat detekci počtu pulzů, ale může také zvýraznit amplitudu, která přímo závisí na počtu dopadlých fotonů. Závisí tedy na intenzitě záblesku světla. Problémem u zesilování signálu pomocí fotonásobiče je termoemise elektronů. Fotokatoda obvykle pracuje při normální okolní teplotě. Ta je dostačující pro náhodnou emisi elektronu z elektrody a vznik následného šumu při měření. [1]

1.6.2 Jedno-fotonový čítač (Single photon counter)

Místo fotonásobiče lze také použít fotodiody, které překračují fotonásobiče v efektivnosti a rozlišení. Většina fotodiód ale není schopna detekovat slabé světelné záření ze scintilačního materiálu. Používají se PIN diody, lavinové diody a speciální úprava lavinové diody. Tyto poněkud speciální úpravy umožňují měření i velmi slabých záblesků světla.

Detektory nazývané čítače fotonů (single photon counters) mohou fungovat díky lavinovému průrazu u fotodiód. Aby dioda mohla pracovat v tomhle režimu, je nutné na ni vložit záporné předpětí. Dioda následně pracuje na hranici průrazu součástky, kdy i jeden elektron bude schopen spustit lavinu elektronů, která prorazí diodu. Foton dopadající do materiálu uvolní právě jeden elektron (dojde k uvolnění páru elektron – díra). Průraz nelze samovolně uhasit a je nutné vnějším obvodem snížit záporné napětí. Po uhašení průrazu se napětí opět vrátí do pracovního stavu.

Vzniklé pulzy vypovídají o počtu fotonů a podobně jako u Geiger-Mullerova čítače nelze zjistit více informací o signálu. Pro podobnost s Geigerovým výbojem se módu, ve kterém dioda pracuje říká Geigerův.

Fotodiody tohoto typu mohou být mnohem kompaktnější a nevyžadují vysoké napětí jako fotonásobič. Jejich nevýhodou je omezenost přijímaného spektra a čas zotavení, po který nejsou schopny přijímat další fotony. K vyřešení problému s detekcí intenzity záření slouží úprava v podobě uspořádání více fotodiód vedle sebe. Konstrukce potom vytváří tzv. křemíkový fotonásobič. [7] [8]

1.6.3 Křemíkové fotonásobiče

Křemíkový fotonásobič se skládá ze sítě lavinových fotodiod propojených paralelně. Síla vzniklého signálu poté odpovídá intenzitě záření. Pro lepší rozlišení a detekci jednotlivých fotonů se elektrický signál dále zesiluje a vytváří potom jasné úrovně mezi jednotlivými fotony.

Křemíkové fotonásobiče jsou velkou konkurencí klasických fotonásobičů. Rychlost, rozlišení, odolnost proti magnetickým polím, nižší hodnota napájecího napětí a velikost detektoru je nesmírnou výhodou. Omezení mají převážně v maximálním počtu detekovaných fotonů, šumu a závislosti na teplotě. Dle [8] se dá říct, že velikost šumu se zvýší dvojnásobně s každými 10 °C.

2. MĚŘENÍ IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ POMOCÍ OPTICKÝCH VLÁKEN

Čítače, fotonásobiče a polovodičové součástky jsou v dnešní době velice rozšířené v oblasti dozimetrie a často se k měření ionizujícího záření používají. Jsou ovšem náchylné na vysoké aktivity ionizujícího záření. Měření ionizujícího záření pomocí optických vláken umožňuje odstínění měřicí a výpočetní techniky od negativních účinků vysokoenergetických částic. Umístěním elektronických částí mimo přímý dopad záření zvýšíme životnost, snížíme šum vyvolaný v obvodu a zabráníme jejich zničení. Takto můžeme použít jinak citlivá zařízení i v místech s vysokými aktivitami záření.

K použití optických vláken je nejprve nutné převést ionizující záření na jinou měřitelnou veličinu. Jedná se převážně o luminiscenci nebo materiálové změny optického vlákna. Pro měření můžeme použít dva druhy materiálů vláken. Křemenná (skleněná) vlákna mají nízký útlum, jsou křehká a náročná na výrobu. Mají větší odolnost proti ionizujícímu záření. Plastová vlákna jsou na druhou stranu lehce opracovatelná, ohebná, biokompatibilní a levná díky použitému materiálu (Polymethylmethakrylát – PMMA) a způsobu výroby. Z těchto důvodů jsou převážně v oblastech, kde není potřeba velkých délek vláken (ty jsou omezeny vysokým útlumem plastových vláken).

Druh materiálu vláken umožňuje další dotace pro zlepšení vlastností. U skleněných vláken se používá čistý oxid křemičitý. Případně klasické vlákno dopované germaniem. Pro zlepšení scintilačních vlastností lze například použít erbium. Plastová vlákna se vhodně dopují organickými scintilátory nebo fosforem pro zajištění scintilace. Každý materiál má svoji vhodnost použití u různých způsobů měření, které můžeme rozdělit na:

- Měření útlumu, kdy zaznamenáváme vliv ionizujícího záření na sílu přenášeného signálu. Materiálové změny vzniklé po ozáření vedou většinou ke zvýšení útlumu.
- Měření luminiscence, kde zaznamenáváme vznikající optické pulzy.
- Využití vláken k přenosu optického signálu, kde vzniklý optický signál přenášíme optickým vláknem k detektoru umístěném mimo vliv ionizujícího záření.

2.1 Měření útlumu vyvolaného ionizujícím zářením

První metodou je měření změn přenosových charakteristik optických vláken po vystavení účinkům ionizujícího záření. Rozšířenou metodou je měření změn útlumu v závislosti na ozáření (angl. radiation-induced attenuation – RIA). Měření funguje v reálném čase, jak u křemenných, tak plastových vláken. Z principiálního hlediska se jedná o jednodušší metodu. Při průchodu ionizujícího záření vláknem dojde ke změnám ve struktuře a materiál se stává méně průchodný pro některé vlnové délky. V plastových vláknech (PMMA) dochází k uvolnění radikálů a zároveň jejich zesíťování. Volné radikály se dále

štěpí a vytváří tak nevratné změny. V křemenných vláknech dochází k vytvoření nových přechodových stavů pro elektrony a defekty v mřížce. Ty se chovají jako filtr a absorbují některé vlnové délky. Po ukončení ozáření dochází k zotavení vlákna, pokud nedojde k překročení hraniční dávky, která nenávratně utlumí veškeré vlnové délky.

PMMA propouští obvykle v rozsahu 500 nm až 700 nm. Kratší vlnové délky jsou během ozáření utlumeny, zatímco delší mohou i přes absolutní útlum kratších stále propouštět. Některé defekty přetrvávají a nedochází tak k návratu do původního stavu. Přicházíme tak o část původně měřitelných vlnových délek. PMMA vlákna se z tohoto důvodu používají spíše jako spotřební zboží. Velkou výhodou je v tomhle ohledu nízká cena PMMA vláken. Měřitelný rozsah dávek může být 50 Gy až 50 kGy. [9] [10] [11] [12]

Křemenná vlákna se zotavují velice rychle oproti plastovým vláknům, zároveň se mohou téměř kompletně revitalizovat, pokud se nejedná o vysoké dávky ionizujícího záření. Překročení hraniční dávky způsobí nevratné změny. [10]

Za účelem zlepšení linearity závislosti útlumu vlákna na ionizujícím záření se vlákna dopují. U skleněných vláken se používá oxid barya, zinku a boru. Velmi účinně se projeví i dopace fosforem. Další používané prvky jsou germanium, hliník, erbium, ytterbium, thulium a holmium. [13]

Další metodou je měření změny přenášeného spektra u obarvených plastových vláken [9]. Obarvené vlákno je vystaveno účinkům ionizujícího záření a po ozáření je vlákno přeměřeno spektrofotometrem. Při ozáření dojde ke změně barvy a vlákno se poté proměří. Způsob měření a detekce spektra nejde provádět v reálném čase. Vlákno se musí odpojit a přeměřit po ukončení ozařování. Na použitém barvivu závisí měřitelné rozsahy ionizujícího záření. Pro srovnání použití barvy Harwell Red 4034 umožní měřit rozsah 5 - 50 kGy a barva Harwell Gammachrome YR umožní změřit dávky v rozsahu 0,1 - 3 kGy. [9]

2.2 Měření luminiscence optických vláken

Metody využívají schopnosti materiálu vyzářit foton. Jejich základem je vytvoření páru elektron-díra po průchodu ionizujícího záření materiálem. Způsoby, kterým dojde k vyzáření fotonu, jsou termoluminiscence, opticky vyvolaná luminiscence a scintilace. Vyzářené fotony jsou dále detekovány a přepočítány na informaci o velikosti ionizujícího záření.

2.2.1 Termoluminiscence

Složení luminoforu zajišťuje vytvoření elektronových pastí v materiálu. Uvolněné elektrony putují materiálem a jsou zachytávány v těchto pastích. Díry mohou být také zachyceny v centrech, ale jejich doba života je vlivem pokojové teploty nízká a rychle rekombinují. Elektrony se zatím hromadí do doby, než budou mít dostatečnou energii k opuštění pasti. Počet zachycených elektronů odpovídá dávce ozáření a ve chvíli,

kdy materiál zahřejeme, elektrony uniknou a rekombinují za vyzáření fotonu. K ohřevu se používá laser.

Luminoforem můžeme vlákno pokrýt nebo přiložit ke konci vlákna a vytvořit malou vzduchovou mezeru. Ta zabraňuje přenosu tepla z luminoforu do vlákna. Luminofor se dále pokrývá černou vrstvou pro lepší absorpci energie z laseru, který se používá pro ohřátí vrstvy. Materiál používaný pro luminiscenci je krystal fluoridu lithného dopovaný hořčíkem nebo titanem.

Termoluminiscence má velkou sensitivitu v oblasti nízkých dávek ozáření. Je velmi dobře reprodukovatelná, nedochází k zeslabení signálu po ozáření a je opakovaně použitelná. [13] [9]

2.2.2 Opticky vyvolaná luminiscence

Opticky vyvolaná luminiscence je podobná termoluminiscenci. V tomto případě není energie potřebná pro uvolnění elektronů dodaná teplem, ale zářením. Je možné tak detekovat dávku ihned po ozáření luminoforu. Metoda je mnohem rychlejší, protože není potřeba vyčkávat na teplotní ustálení. Je vhodná pro nízké dávky ozáření.

Jako luminofor můžeme použít oxid hlinitý dopovaný uhlíkem nebo sulfidy alkalických zemin dopované ionty vzácných zemin. Krystaly materiálu jsou umístěné v senzoru, kde dojde k uvolnění fotonu a přenosu přes vlákno k detektoru. [9] [13]

2.2.3 Scintilace v optických vláknech

Scintilace v optických vláknech je založená na stejném principu jako výše zmíněné scintilační detektory. V tomto případě se vlákno samo o sobě chová jako scintilátor. Případně může být optické vlákno dodatečně obohaceno o prvky způsobující scintilaci či upraveno jiným způsobem, který zajistí scintilační vlastnosti. Scintilačního detektoru v podobě optického vlákna můžeme tedy docílit čtyřmi způsoby, které jsou rozděleny podle materiálu a provedení. [1]

První možností jsou plastová scintilační vlákna, která mají jádro tvořené polystyrenem se zabudovaným fluorem. Obal jádra může být PMMA nebo fluorizovaný polymethylakrylát. Materiál je obvykle dvousložkový a ve struktuře je rozprostřen fluor, který vytváří scintilační záření. Z tohoto důvodu bývá záření obvykle modré. Pro lepší scintilaci se používá relativně vysoká koncentrace fluoru v řádu jednotek procent. Mohou být využity i trojsložkové materiály, kde doplňující materiál posouvá vlnovou délku pro snadnější průchod vyvolaného pulzu vláknem. Scintilace velmi závisí také na průměru vlákna. Světelný zisk ztrácíme velmi rychle se snižujícím se průměrem vlákna.

Pro použití tekutého scintilátoru jako optického vlákna se používá skleněná kapilára. Společně vytvoří vlákno s výhodami organických scintilátorů a zvýšenou odolností vůči ionizujícímu záření díky skleněné kapiláře. [1]

Třetím druhem scintilačních vláken je využití skleněných materiálů dotovaných pro lepší scintilaci. Skleněná vlákna mohou mít mnohem menší průměry oproti plastovým vláknům a kapilárám s tekutinou. Důvodem je menší přenos energie potřebný pro překonání vzdáleností ve struktuře vlákna, který vede ke scintilaci. Mají nižší světelný zisk a pomalejší dobu relaxace vedoucí k vyzáření fotonu. Skleněná vlákna můžeme skládat k sobě nebo vytvářet vlákno s velkým průměrem jádra. Takto můžeme vytvořit scintilátor s jinými vlastnostmi, než má klasický scintilační krystal či jiný scintilátor. Lze tak zamezit některým nežádoucím jevům, které by mohly vést ke ztrátě informace.

Skleněná jádra se dopují například cerem, izotopy lithia, germaniem a dalším. Rozsáhlé využití nemají, ale lze je použít pro měření rentgenového záření a sledování pohybu částic. Dotace izotopem lithia umožňuje zvýšit citlivost na neutronové částice, proto se nejčastěji používají k jejich detekci. [1] [14]

Posledním způsobem, jak vytvořit scintilaci ve vláknech, je tažením vlákna ze zárodečného krystalu, kdy lze vyrobit vlákna z různých druhů materiálů. Můžeme tak vytvořit anorganický scintilátor (např. LYSO) s tvarem vlákna. Vlákno se může pokrýt ochranou nebo lze přiložit více vláken k sobě pro potřebnou aplikaci. Světelnými vlastnostmi poté vlákno odpovídá scintilátoru a dosahuje mnohem vyšší světelné emise. Vlákna mají průměry v řádech milimetrů a délku až metr, případně lze vyrobit delší. Výhodné vlastnosti scintilačního materiálu jsou doprovázeny vysokým útlumem, který výrazně roste s délkou vlákna. Vysoký útlum vytváří velkou překážku pro využití těchto vláken. [1]

2.3 Využití vláken k přenosu optického signálu

Doposud zmíněné metody měření uvažují speciální úpravu vlákna, která umožňuje získat informaci o úrovni ionizujícího záření. Většinou jsou tyto metody technicky náročné nebo nedostačující úrovně sensitivity na vysoké dávky ionizujícího záření (např. plastová vlákna). Proto se zaměříme na použití vláken pouze jako komunikační cestu mezi scintilátorem a senzorem. Díky tomu získáme výhodné vlastnosti anorganických nebo organických scintilátorů společně s dostatečnou vzdáleností detekčního senzoru. Vzdálenost můžeme optickým vláknem nastavit dostatečně, pro zamezení vlivu ionizujícího záření na senzor. Použití křemenných optických vláken nám dodá odolnost vůči záření a nízký útlum na vlákně. Jelikož se velikost scintilátoru neodvíjí od velikosti vlákna, lze získat lepší citlivost na ionizující záření. S tímto je spojený i světelný zisk. Objemově větší scintilátory umožní snadnější detekci a zvyšují získaný světelný signál. Vysoké aktivity ionizujícího záření jsou lépe detekovány bez ovlivnění senzoru. Vlákno dále nevyžaduje speciální úpravy a použít lze komerčně dostupná optická vlákna používaná pro komunikaci. [15]

2.3.1 Princip

Princip použití spočívá v detekci scintilačního světla. Ionizující záření dopadá na a prochází scintilačním materiálem. Vlivem fluorescence materiálu dojde k uvolnění fotonů o menší energii a vzniká světelný pulz. Vzniklý pulz je navázán do optického vlákna a přenesen k detektoru. V detektoru dojde k přeměně fotonů na elektrický pulz, který se vyhodnocuje podle potřeb. [15]

Výhody a nevýhody metody v porovnání s ostatními optickými metodami jsou uvedeny v tabulce 2.1.

Tabulka 2.1 Srovnání vlastností jednotlivých metod

Výhody	Nevýhody
Měření útlumu	
Vhodné pro měření nízké aktivity ionizujícího záření	Překročení specifické hodnoty způsobí nevratné změny Dlouhá a neúplná regenerace
Měření luminiscence	
Lineární závislost	Pro lepší výsledky jsou nutné úpravy vlákna Malý poměr signálu a šumu
Přenos optického signálu	
Variabilní rozsah měření Malý senzor Snadno polohovatelné	Útlum na rozhraní scintilátoru a vlákna

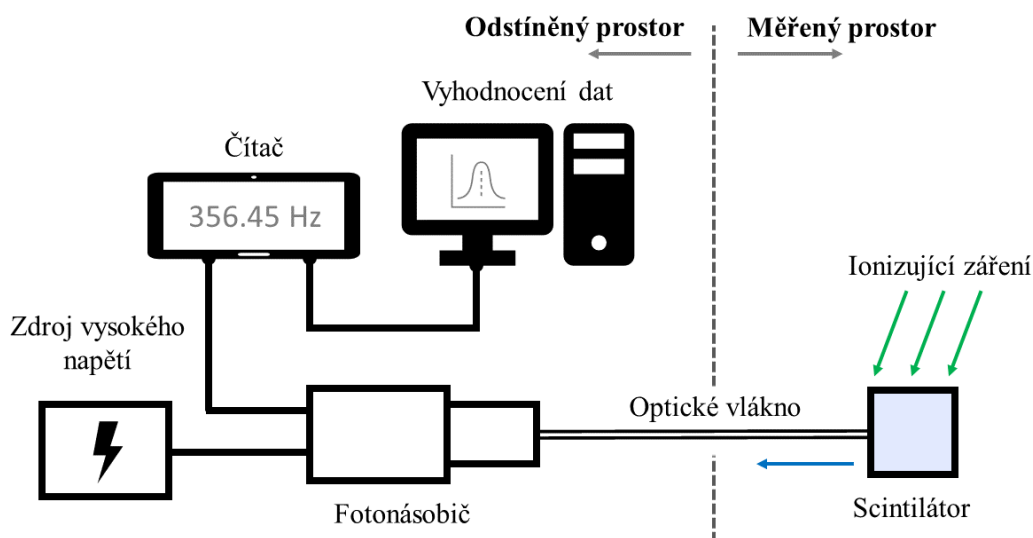
3. EXPERIMENTÁLNÍ MĚŘENÍ NAVRHOVANÉ METODY

Měření ionizujícího záření, jak bylo popsáno v předchozích kapitolách, je náročné na životnost detekujícího zařízení. Pro měření gama záření s aktivitami přes stovky kBq se možnosti dlouhodobé detekce snižují. Detekce pomocí fotonásobičů, čítačů a polovodičových zařízení je pro jednorázové či krátkodobé měření použitelná. Dlouhodobé vystavení detektorů tomuto prostředí však rychle zvyšuje úroveň šumu a snižuje jejich schopnost detekce. Pokud není detektor odstraněn, dojde k vyřazení elektroniky z provozu. Z tohoto důvodu je nutné přemístit elektroniku mimo dosah ionizujícího záření, anebo ji před těmito negativními vlivy ochránit.

Využití tak nachází optická vlákna v podobě přímých metod, kdy sledujeme změny vlastností vlákna nebo nepřímých, kdy sledujeme luminiscenci vláken po ozáření, tedy scintilaci. Metody jsou sice schopny odstínit používanou elektroniku, ale jejich nevýhody je činí neoptimálními pro využití k měření vysokých aktivit gama záření. Využití optického vlákna nikoli jako senzoru, ale pouze jako komunikační cesty odstraňuje nutnost úprav vláken pro zmíněné metody. Použití scintilátoru jako senzoru a zdroje fotonů, které přenáší informaci o záření, umožní využití většiny výhod scintilace bez nutnosti omezení objemu na malé průměry optického vlákna. Zároveň vyžadujeme od optického vlákna méně vlastností, především vysokou odolnost vůči gama záření a nízký útlum pro přenos signálu. Nemusíme se tak zaobírat problémy, jako je například neefektivní scintilace vlákna, jelikož je řešena na straně scintilátoru. Výsledné propojení scintilačního senzoru, optického vlákna a detektoru má tak oproti ostatním metodám v oblasti měření vysokých aktivit gama záření perspektivu.

3.1 Sestava měření

Pro umístění detektoru ve formě fotonásobiče mimo měřené prostory použijeme zmíněnou metodu využití optických vláken jako přenosové cesty. Senzorem bude scintilační monokrystal. Krystal bude převádět ionizující záření na světelný signál, který se bude přenášet optickým vláknem. Optické vlákno vyvede vzniklý signál mimo měřené prostory, kde bude umístěna detekční sestava. Druhý konec optického vlákna bude připojen k detektoru a fotony převedeny na elektrické pulzy. Elektrické pulzy se snadno zpracují připojeným obvodem a vyhodnotí na připojeném počítači. Z vyhodnocených hodnot je potom možné určit aktivitu a intenzitu dopadajícího ionizujícího záření. Pro zaznamenávání pulzů použijeme v prvním měření fotonásobič. Z počtu pulzů budeme následně schopni určit velikost aktivity ionizujícího záření. Celkové zapojení je na schématu 3.1.



Obrázek 3.1 Schématický návrh zapojení měřicí sestavy

3.2 Scintilační senzor

Světelný signál použitý k vyhodnocení vzniká ve scintilátoru. Scintilátor je umístěný v oblasti působení ionizujícího záření a funguje jako senzor. Procházející ionizující záření scintilátorem vyvolává scintilaci ve formě světelných pulzů nebo záblesků. Vlnová délka scintilačního signálu je daná typem scintilátoru, respektive typem dotace. V práci se zabýváme anorganickými monokrystalickými scintilačními materiály. Oproti organickým materiálům mají větší světelný výtěžek, který je pro použití s optickými vlákny velmi důležitý, protože do optického vlákna se podaří navázat obvykle pouze zlomek celkového scintilačního záření. Použitými materiály jsou LYSO:Ce^+ (lutecium – yttrium – oxid křemičitý, dopovaný cerem), NaI:Tl^+ (jodid sodný dopovaný thalliem), $\text{LaBr}_3:\text{Ce}^+$ (bromid lanthanitý dopovaný ceriem) a $\text{CaF}_2:\text{Eu}^+$ (fluorid vápenatý dopovaný europiem).

3.2.1 LYSO

Lutecium – yttrium – oxid křemičitý (oxyortosilikát), dopovaný cerem je monokrystalický materiál patřící mezi scintilační materiály s velmi vysokou hustotou. Hustota materiálu je $7,1 \text{ g}\cdot\text{cm}^{-3}$. Základem krystalu je lutecium, které má vysoké atomové číslo 71 a zajišťuje tak vysokou hustotu materiálu. Nevýhodou lutecia je v přírodě se vyskytující radioaktivní izotop ^{176}Lu , který po výrobě scintilátoru produkuje znatelný šum. Pro zmírnění šumu a snížení remanentního záření, které se také vyskytuje u LSO, se přidává do materiálu yttrium. Yttrium tak sice snižuje hustotu materiálu, ale znatelně potlačuje šum krystalu. [1]

LYSO vyzařuje světelné záření v rozsahu $\lambda_s = \langle 340, 540 \rangle$ nm s dominantním vrcholem ve spektru $\lambda_{peak} = 430$ nm. Velice rychlá odezva 36 ns v poměru s ostatními anorganickými scintilátory. LYSO má mezi měřenými materiály největší hustotu. Světelný výtěžek krystalu je 33200 fotonů/MeV a index lomu materiálu je 1,81 [16]. Veškeré tyto vlastnosti dělají z LYSO krystalu vhodný scintilátor pro měření gama záření.

3.2.2 NaI(Tl)

Jodid sodný dopovaný thaliem je nejstarší a stále dosti používaný anorganický scintilační materiál. Popularita používání scintilačního krystalu NaI(Tl) je způsobena hlavně díky jednoduchosti výroby. Světelný výtěžek krystalu je 38 000 fotonů/MeV s indexem lomu 1,85. Doba odezvy materiálu je 250 ns. Vyzářené světlo má $\lambda_{peak} = 415$ nm. NaI(Tl) patří mezi pomalejší scintilační krystaly. Krystal byl překonán různými dalšími materiály v rychlosti, odolnosti a velikosti světelného výtěžku. Jeho výhodou je však výroba, kde je možnost přípravy libovolné velikosti, objemu a libovolného tvaru. Je hydrofobický a materiál výrazně degraduje při působení vysokých aktivit gama záření. [1] [17]

3.2.3 LaBr₃:Ce

Dalším použitým scintilačním monokrystalem je bromid lanthanu dopovaný chloridem ceru. Jedná se o modernější materiál nahrazující NaI(Tl) v oblastech měření gama záření. Krystal má vysoký světelný výtěžek 63 000 fotonů/MeV, ale může mít i více v závislosti na kombinaci dopovaných prvků. Hustota materiálu je 5,08 g·cm⁻³, doba odezvy 16 ns a index lomu 1,9. Světelné záření má $\lambda_{peak} = 380$ nm. Krystal má velmi dobré energetické rozlišení společně s linearitou vyzařující křivky. Nevýhoda materiálu je obsah radioaktivního izotopu lanthanu ¹³⁸La. Dalšími nevýhodami jsou hydrofobnost a termální anizotropie krystalu, které při výrobě mohou způsobit prasknutí. Výroba monokrystalu se vlivem těchto nevýhod stává velice náročná. Výsledné krystaly jsou tvarově a objemově značně omezeny oproti ostatním krystalům z jiných anorganických materiálů.

Materiál má výborné vlastnosti pro měření hodnot v oblastech, které nevyžadují nízko-šumové pozadí. Výhodné vlastnosti částečně vyrovnává vysoká cena, která je způsobena náročností výroby. [1] [18]

3.2.4 CaF₂ (Eu)

Posledním, v práci ověřovaným, materiálem scintilátoru je fluorid vápenatý dopovaný europiem. Jedná se o odolný materiál, který není hydrofobický. Světelný výtěžek materiálu je 19 000 fotonů/MeV, tj. 50 % světelného výtěžku NaI(Tl). Materiál má i velmi pomalou odezvu 940 ns. Světelné záření má $\lambda_{peak} = 435$ nm a index lomu krystalu je 1,47. Materiál nachází spíše specifické využití, jelikož vysoká odezva a nízký světelný zisk snižují jeho atraktivnost. Současně má materiál nízkou hustotu (3,18 g·cm⁻³) a nízké atomové číslo, které komplikují použití materiálu pro měření vyšších energií gama záření.

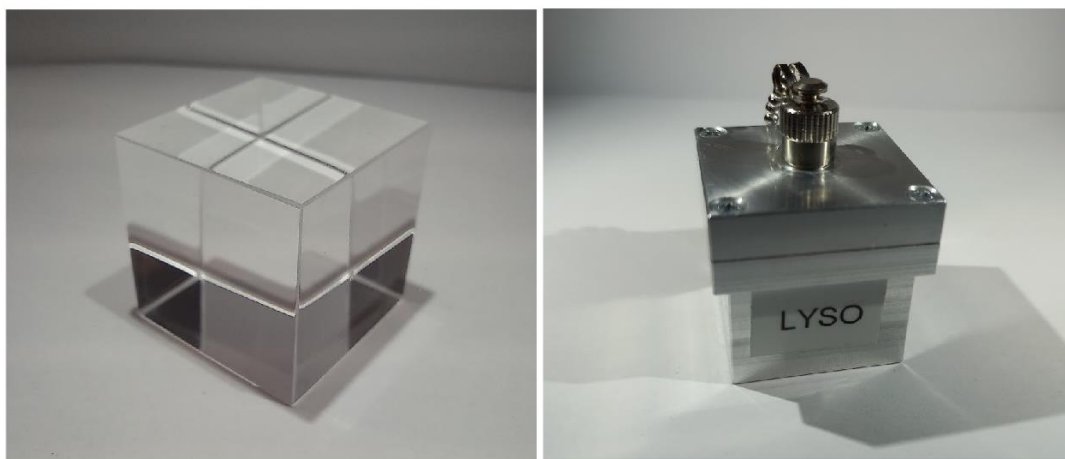
Vlastnosti popsaných scintilačních krystalů jsou shrnuty v tabulce 3.1. [1] [19]

Tabulka 3.1 Vlastnosti použitých scintilačních krystalů

Scintilační krystal	Vlnová délka [nm]	Doba rozpadu [ns]	Index lomu [-]	Světelný zisk [foton/keV]
LYSO	430	36	1,81	33,2
NaI(Tl)	415	250	1,85	38,0
LaBr (Ce)	380	16	1,90	63,0
CaF (Eu)	435	940	1,47	19,0

3.2.5 Příprava senzoru se scintilačním krystalem

Scintilační krystaly používáme v podobě krychle s hranou o velikosti 2 cm. Velikost je volena střední délkou průletu gama fotonu nutnou pro vyzáření jednoho fotonu. Krystaly jsou obaleny teflonovou páskou pro zajištění odrazivosti stěn. Zvýšením odrazivosti stěn nasměrujeme vznikající fotony ke jedné odkryté stěně. Ta je určena pro navázání fotonů do optického kabelu. Obalený krystal je vložen do pouzdra skládající se ze dvou částí. Vrchní část je pro všechna pouzdra stejná a obsahuje konektor SMA pro připojení optického kabelu. Spodní část je přizpůsobená tvarovým potřebám krystalu. Pouzdro chrání scintilátor před náhodným vniknutím světelného záření. To by mohlo vyvolat fluorescenci a u některých krystalů (např. LYSO) silnou remanentní fosforescenci. Scintilační krystal by tak získal velkou úroveň šumového pozadí. Pokud bylo s krystaly manipulováno mimo pouzdro, je potřeba je nechat ustálit, právě z důvodu fosforescence. Krystal LYSO scintilátoru společně se sestaveným scintilačním senzorem jsou zobrazeny na obr. 3.2.



Obrázek 3.2 Scintilační krystal LYSO (vlevo) a jeho umístění v pouzdře (vpravo)

V tabulce 3.1 jsou parametry scintilačních krystalů, které ovlivňují jejich světelný výtěžek, jako je index lomu a hustota. Při připojení optického kabelu k scintilátoru vzniká mezi krystalem a koncem optického vlákna vzduchová mezera. Nelze přiložit konec

vlákna přímo na scintilátor, protože by mohlo dojít k poškození optického vlákna i scintilátoru a neumožňovalo by to případné přizpůsobení indexu lomu mezi scintilátorem a optickým vláknem. Vzduchová mezera však bez vložení dalšího materiálu ovlivní světelný zisk ze scintilátoru, jelikož se jedná o prostředí s jiným indexem lomu. Faktorů, které ovlivňují navázání světla do optického kabelu je několik a tento prostor je jedním z nich. Rozdílné indexy lomu způsobí nechtěné lomy světla na obou rozhraních. Ty můžeme zmírnit vyplněním meziprostoru gelem, který přizpůsobí index lomu volného (vzdušného) prostředí indexu lomu vlákna nebo indexu lomu scintilátoru. V této práci provádíme měření bez tohoto gelu, protože jeho vliv na přenos signálu je z dlouhodobého hlediska, z důvodu jeho vysychání, nepředvídatelný. V celém zapojení hraje důležitou roli i vyzářovaná vlnová délka, které je nutné přizpůsobit detektor a optické vlákno, případně přizpůsobit krystal použitému detektoru a vláknu. Detektory a optická vlákna jsou v našem případě voleny pro přenos a detekci modrého a fialového světla.

3.3 Komunikační kanál mezi senzorem a detektorem pomocí optického spoje

Ze zvoleného scintilátoru je nyní nutné přenést fotony k detektoru. K přenesení fotonů jsou použita upravená optická vlákna. Přesněji se jedná o vlákna s čistě křemenným jádrem bez dopujících prvků. Důvodem volby křemenného jádra je zvýšená odolnost proti ionizujícímu záření ve srovnání se standardními optickými vlákny. Ty se běžně dopují pro zlepšení přenosových charakteristik. Ve srovnání s plastovými vlákny je důvodem jejich použití vyšší rezistence proti ionizujícímu záření a nižší útlum vlákna [20] [9]. Další možností volby jsou křemenná optická vlákna s obalem, který je dopován fosforem. Ta mají vysokou odolnost vůči ionizujícímu záření, nejsou však běžně dostupná a jejich cena je velmi vysoká.

Odolnost proti ionizujícímu záření a nízký útlum použitých optických vláken slouží ke zvýšení jejich životnosti a prodloužení vzdálenosti mezi senzorem a detektorem. Pro měření jsou použita komerčně dostupná vícevidová křemenná vlákna od firmy Thorlabs FP1000URT, FP1500URT a od firmy Newport vlákno F-MBE. Numerická apertura vláken Thorlabs je 0,50 a index lomu 1,458434. Pro vlákno F-MBE je numerická apertura 0,37 a index lomu není firmou Newport uveden. Jelikož se také jedná o čistě křemenné vlákno, předpokládaný index lomu je 1,458. Dalším důležitým parametrem těchto vláken je obsah hydroxylových skupin. S jejich zvýšeným obsahem klesá útlum na vlnových délkách v blízkých oblastech UV záření a tím roste množství přeneseného scintilačního záření a možná délka přenosového spoje. Zároveň však dochází ke snížení odolnosti vůči ionizujícímu záření. [21].

Prodloužit optickou cestu můžeme i zvýšením počtu navázaných fotonů, tedy zvýšením amplitudy procházejícího signálu. Toho docílíme zvětšením průměru a numerické apertury optického vlákna. Zvětšením průměru docílíme zvětšení plochy

určené k zachycení fotonů. Zvětšením numerické apertury dojde ke zvýšení úhlu, pod kterým u fotonů dopadnutých do jádra, dojde k jejich přenosu. Použitá vlákna pro výrobu optických kabelů pro přenos scintilačního záření jsou uvedena tabulce 3.2.

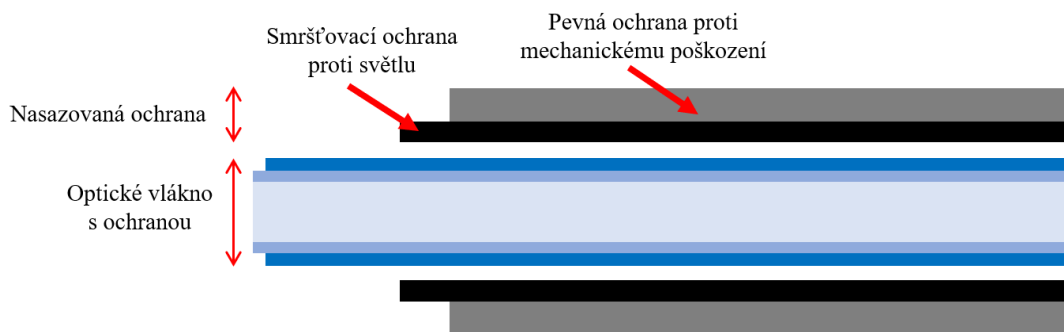
Tabulka 3.2 Porovnání vlastností jednotlivých vláken

Výrobce	Průměr jádra [μm]	Délka [m]	NA [-]	Operační λ [nm]
Thorlabs	1000	5	0,50	<300,1200>
Thorlabs	1500	5	0,50	<300,1200>
Newport	1000	1	0,37	<500,1100>
Thorlabs	1000	1	0,50	<300,1200>
Thorlabs	1500	1	0,50	<300,1200>

3.3.1 Výroba optického kabelu

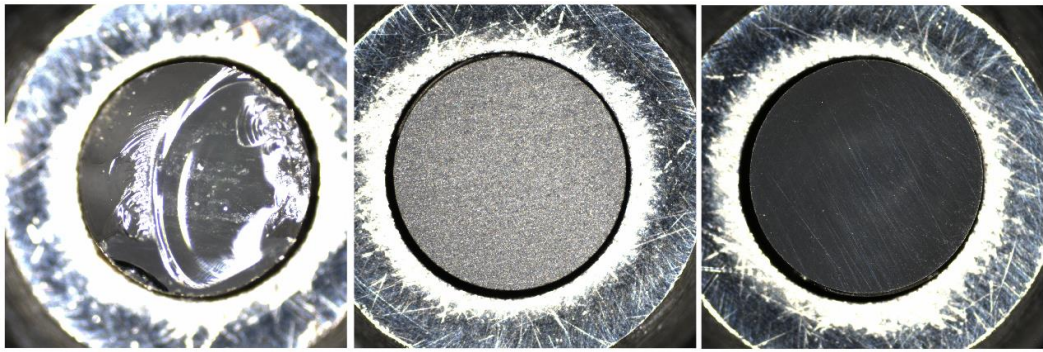
Z optických vláken bylo nutné vytvořit optovláknový spoj pro přenos scintilačního záření – optický kabel. Hlavním krokem je zakončení vlákna SMA konektorem, který umožní zachování reprodukovatelnosti měření a snadnější manipulaci při výměně optického kabelu. Vlákna jsou také protažena smršťovací bužírkou a ocelovou ochranou, které mají zvýšit odolnost proti vniku nežádoucího okolního světla a zvýšit mechanickou pevnost. Výsledným produktem je poté optický kabel, který je připraven k měření.

Prvním krokem při úpravě vláken je jejich zkrácení na požadovanou délku. Z vláken je na koncích sejmuta primární ochrana v podobě plastového materiálu. V odizolované části dojde k zalomení na potřebnou délku. Optické vlákno je naříznuto rubínovým nožem a přes pevnou hranu zalomeno. Zalomená vlákna protáhneme černou smršťovací bužírkou, která je po protažení zahřívána, aby přilnula k vláknu. Tato část ochrany zabraňuje vniku světla do vlákna a tím vzniku nechtěného šumu. Vlákno je poté protaženo ocelovou ochranou, která zajistí větší mechanickou odolnost a zamezí náhodnému zlomení křehkého vlákna. V této fázi je vlákno připraveno na zakončení konektorem SMA905. Do konektoru a na koncovou část ocelové ochrany je nanášeno dvousložkové epoxidové lepidlo. Protažením vlákna konektorem dojde k jeho pokrytí a přilnutí. Konektor je zároveň připevněn ke konci ocelové ochrany. Dostatečným množstvím epoxidu předejdeme uvolnění vlákna, které by se poté mohlo v konektoru volně pohybovat. Vhodné je také předejít pokrytí pohyblivé části konektoru epoxidem, případně je společně s přebytky pečlivě očistit. Vytvrzení epoxidu probíhá za zvýšených teplot. Teploty je nyní třeba volit s ohledem na maximální teplotu smršťovací ochrany k předejití poškození. Po vytvrzení je optické vlákno společně s ochranou připraveno na finální úpravu. Schématický řez optickým vláknem s připevněnou ochranou je na obr.3.3.

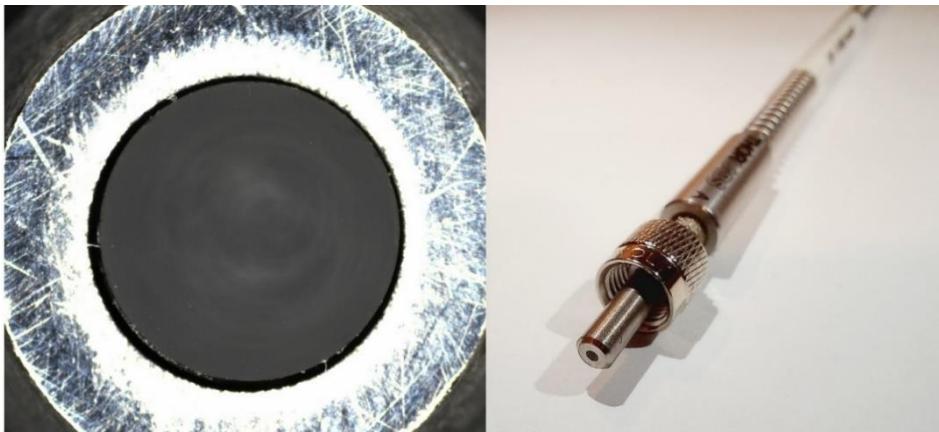


Obrázek 3.3 Podélný řez vyrobeným optickým kabelem (bez konektoru)

Posledním krokem je zabroušení a vyleštění optického vlákna. Broušením, respektive následným leštěním, zamezíme náhodným odrazům na neupraveném povrchu, a tím zvýšíme účinnost navázání fotonů ze scintilátoru. Před broušením je část vlákna, která není pokryta ochranou opět naříznuta a zalomena. Vlákno tak srovnáme s koncem konektoru a naříznutím zamezíme zalomení vlákna uvnitř konektoru. Vlákno je nyní možné vybrousit. Broušení probíhá na diamantovém brusném papíru určeném přímo pro skleněná vlákna. Vlákna s konektorem jsou umístěna do leštících disků. Následně probíhá broušení na brusných papírech s hrubostí 30 μm , 6 μm , 3 μm , 1 μm a 0,02 μm . Diamantové brousící papíry jsou umístěny na skleněných podložkách a finální leštící papír na gumové podložce pro zajištění rovinnosti. Papíry s hrubostí 30 a 6 μm fungují jako broušení pro zarovnání vlákna s konektorem a vybroušení odštěpených částí z původního lámání. Brusné papíry s hrubostí 3 a 1 μm jsou schopny vybrousit a vyleštit vlákno do dostatečné kvality, která už má dostatečné vlastnosti pro lepší navázání fotonů. Brusný papír s hrubostí 0,02 μm je určen k finálnímu leštění. Nevýhodou použití finálního leštícího papíru jsou potenciální nedostatečně očištěné částičky, které mohou vlákno poškodit a způsobit tak potřebu opětovného přebroušení na vyšší hrubosti. Během broušení je nutné povrch vlákna pravidelně kontrolovat pod optickým mikroskopem. Mezi jednotlivými kroky je vlákno čištěno izopropylalkoholem a stlačeným vzduchem od zbytků brusiva a nečistot. Nedochází tak k velkému poškození brusného papíru, který není potom nutné často měnit. Zároveň zbytky brusiva nezpůsobují poškození povrchu vlákna při broušení na brusných papírech s nižšími hrubostmi. Vliv broušení a leštění na povrch vláknového ukončení je vyfocen na obr. 3.4. Vyleštěné vlákno je po očištění připraveno k měření. Takto vyrobený optický kabel je společně s detailem na vláknové ukončení vyfocen na obr. 3.5.



Obrázek 3.4 Ukázka povrchu vlákna po zalomení (vlevo) a postupném broušení



Obrázek 3.5 Optický kabel s detailem na vyleštěné zakončení (vlevo)

3.4 Detekce scintilačního záření

Detekcí scintilačních fotonů můžeme získat základní informace o energii a aktivitě ionizujícího záření dle použitého detektoru. Rozdíl vychází hlavně z použití fotonásobiče nebo fotodiodového fotonového čítače (SPC). Fotonásobič zachovává informaci v elektrickém signálu o úrovni energie záření a počtu detekovaných fotonů. Zatímco SPC nám umožňuje měřit pouze počet detekovaných fotonů. Měření počtu fotonů pomocí SPC je přesnější díky nižšímu šumovému pozadí. Protože se zaměřujeme na měření aktivity, můžeme pro naše účely použít oba detektory.

3.4.1 Detektor

První měření probíhalo s fotonásobičem typu 9266KSB od společnosti ET Enterprises. Fotonásobič je zvolen s ohledem na vlnovou délku scintilačních fotonů. Používáme fotonásobič s bi-alkalickou fotokatodou sensitivní v oblastech modrých a zelených vlnových délek a borosilikátovým vstupním sklem. Detekovaná vlnová délka je $\lambda = < 290, 630 >$ nm. Fotonásobič je uzpůsoben k měření scintilace a má vysokou

kvantovou efektivitu (poměr mezi počty dopadnutých fotonů a vzniklých fotoelektronů). Dále je zaopatřen elektromagnetickou ochranou pro minimalizaci šumu z okolí. [22]

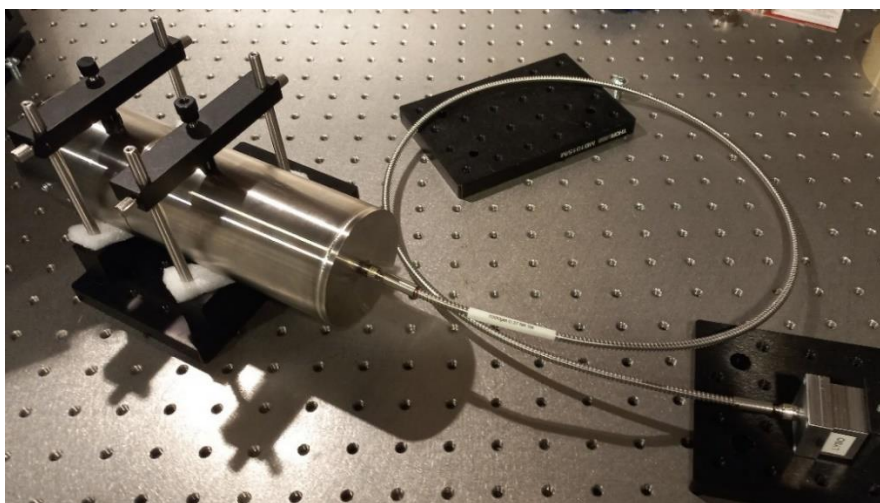
Jako druhý detektor je použitý SPC typu COUNT-10B od společnosti LASER COMPONENTS. Typ Blue je přizpůsoben k měření vlnových délek v oblasti modrého spektra. Pro $\lambda = 405 \text{ nm}$ je uvedená efektivita detekce fotonu $Pd = 55 \%$. Díky tomu je přizpůsoben k měření fluorescence. Zároveň má i velmi nízké šumové pozadí a vysoké rozlišení. Ve srovnání s použitým fotonásobičem se jedná o kompletně sestavený detektor, který je snadnější na použití. [23]

3.4.2 Zapojení měření

Detektor je při měření umístěn do černého boxu, kde je kryt před vnikem náhodného světelného šumu. K detektoru je připojen měřený optický kabel. Na druhé straně optického kabelu je zapojen scintilační senzor umístěný ze stejných důvodů opět v černém boxu. Sestava zapojení je zobrazena na obr. 3.6. Jelikož je vše umístěné v černých boxech je na obr. 3.7 zobrazeno principiální zapojení se zapojeným fotonásobičem.



Obrázek 3.6 Zapojení měřicí sestavy



Obrázek 3.7 Zapojení detekce ionizujícího záření s fotonásobičem

Detektor je připojený dále k čítači dle schématu 3.1. Fotonásobič je propojený koaxiálním kabelem s čítačem a osciloskopem. V případě SPC je do signálové cesty vložený tvarovač signálu, který umožňuje jednodušší detekci elektrických pulzů čítačem. Osciloskop slouží pro kontrolu tvaru elektrických pulzů a porovnání údajů zaznamenaných čítačem. Čítač je propojený s počítačem, kde je pomocí programového rozhraní vytvořeného v jazyce LabVIEW zajištěna komunikace. Nastavení celého měření probíhá v tomto programu společně se zaznamenáváním dat a jejich vykreslováním. Ukázka programového rozhraní je na obr. 3.8.



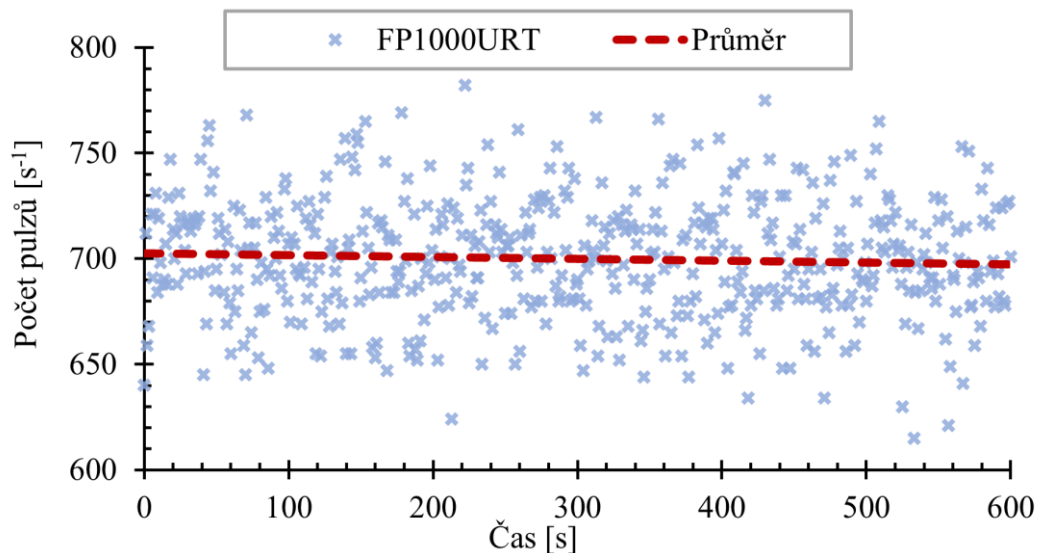
Obrázek 3.8 Ukázka uživatelského rozhraní pro nastavení měření

Po sestavení měření, připojení optického kabelu a nastavení parametrů čítače je k scintilačnímu senzoru přiložen aktivní izotopový vzorek. Pro měření jsou použity izotopy dvou prvků a to cesium 137 a kobalt 60, každý s třemi různými aktivitami. Kobalt i cesium mají podobné úrovně aktivit, ale různé schéma rozpadu. U kobaltu tak dochází k většímu počtu fotonů než u cesia. Zároveň fotony uvolněné kobaltem dosahují vyšších hodnot energie. Vlivem různých poločasů rozpadu je také nutné znát datum měření z důvodu postupného snižování aktivity izotopu.

3.5 Naměřené výsledky

Sestavené zapojení společně s nastavenými hodnotami v programovém rozhraní je připraveno k experimentálnímu měření. Průběžně je u každého vlákna naměřeno sedm hodnot, kdy šest náleží referenčním vzorkům a jedna hodnota šumu pozadí. Po změření optických kabelů dojde k vyměnění detektoru nebo scintilátoru a proces se opakuje. Celkově tak bylo naměřeno pro oba detektory pět optických kabelů (tabulka na str. 36) se čtyřmi různými scintilačními senzory.

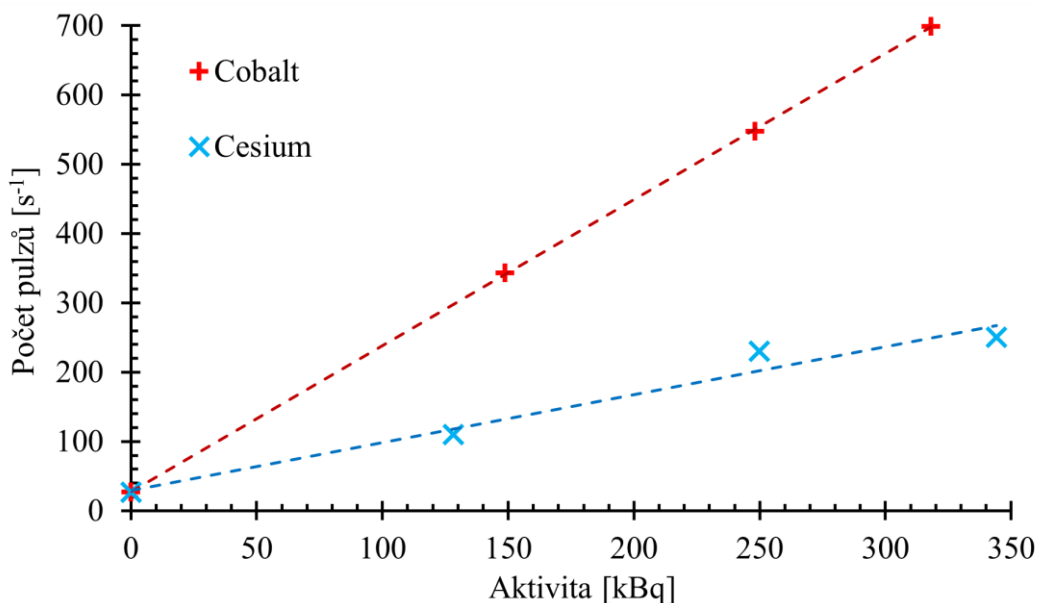
Hodnoty měření odpovídají počtu zaznamenaných fotonů na detektoru za sekundu. Pro každý typ zapojení je naměřeno 600 hodnot, z kterých se vytvoří průměrná hodnota výsledku. Průběh měření pro jednu aktivitu je zobrazen na obrázku 3.9. Zprůměrované hodnoty jsou vyneseny do grafu společně s odpovídající aktivitou vzorku. Jednotlivé výsledky jsou společně porovnány pro stanovení optimální sestavy pro měření vysokých aktivit gama záření.



Obrázek 3.9 Průběh jednoho ze zaznamenávaných měření – scintilační senzor LYSO a referenční vzorek ⁶⁰Co s aktivitou 318 kBq, optický kabel FP1000URT (1 m)

3.5.1 Srovnání parametrů měření

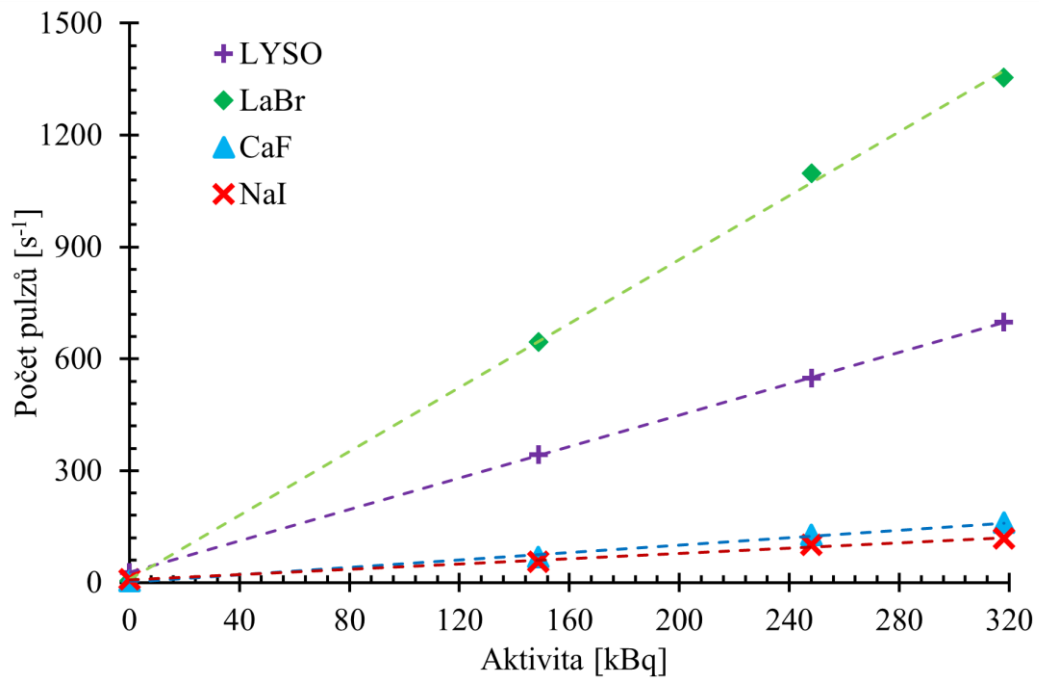
Pro vyhodnocení optimálního optického kabelu byly z celkového měření vybrány jednotlivé hodnoty. Prvně srovnání se zaměřuje na vliv referenčního vzorku. Zvolené naměřené hodnoty vychází z měření s optickým kabelem typu FP1000URT o délce 1 m a scintilačním krystalem LYSO. Použité referenční vzorky jsou izotop ^{60}Co s aktivitami 318 kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq. Druhý používaný izotop je ^{137}Cs s aktivitami 344,2 kBq, 249,8 kBq a 128,3 kBq. Vliv použití různých izotopů pro měření je zobrazen na obr.3.10.



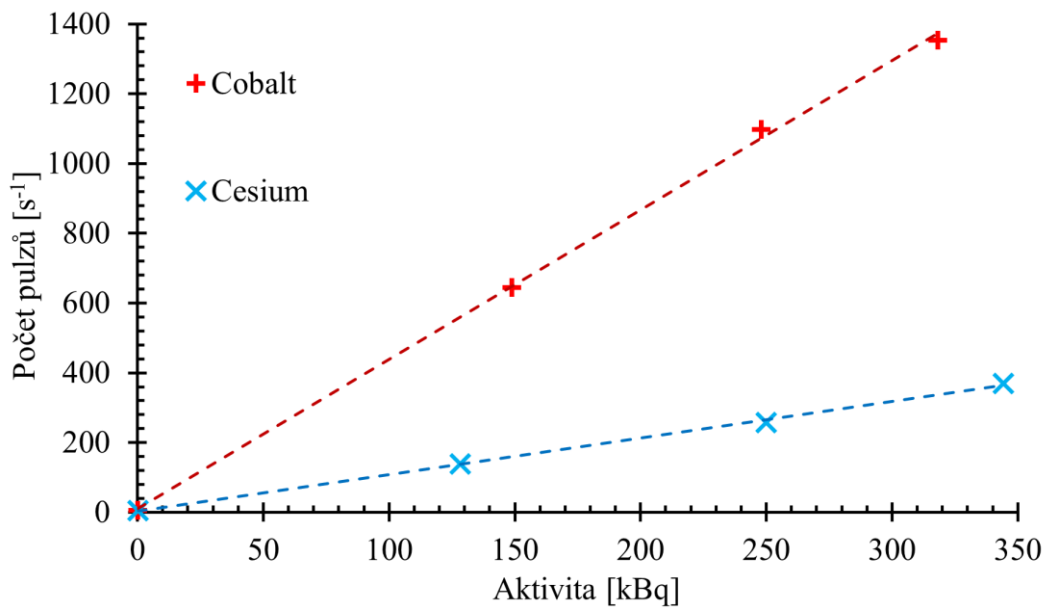
Obrázek 3.10 Srovnání získaných pulzů v závislosti na aktivitě dvou typů referenčních zdrojů – optický kabel FP1000URT (1 m) a scintilační senzor LYSO

Aby byly rozdíly mezi jednotlivými kabely lépe rozeznatelné, bude pro další vyhodnocení použito měření s referenčním vzorkem ^{60}Co z důvodu vyšší hodnoty detekovaných pulzů. ^{137}Cs budeme používat vždy pro porovnání celkových výsledků.

Pro určení vhodného scintilačního senzoru jsou jednotlivé krystaly porovnány. Scintilační senzory se odlišují v několika vlastnostech diskutovaných v dřívějších kapitolách. Naše zaměření sleduje převážně světelný zisk, díky kterému získáváme větší množství fotonů a tím i lépe detekovatelný signál. Výsledky měření jednotlivých scintilačních krystalů jako senzorů jsou na obrázku 3.11. Na obrázku 3.12 je poté srovnání měření nejlépe hodnoceného krystalu s referenčním vzorkem ^{137}Cs .



Obrázek 3.11 Vliv změny scintilačního senzoru na detekovaný počet pulzů – optický kabel FP1000URT (1 m) a referenční vzorek ^{60}Co 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq



Obrázek 3.12 Srovnání citlivosti krystalu LaBr na referenční vzorky ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq, ^{137}Cs s aktivitami 344,2 kBq, 249,8 kBq a 128,3 kBq, optický kabel FP1000URT (1 m)

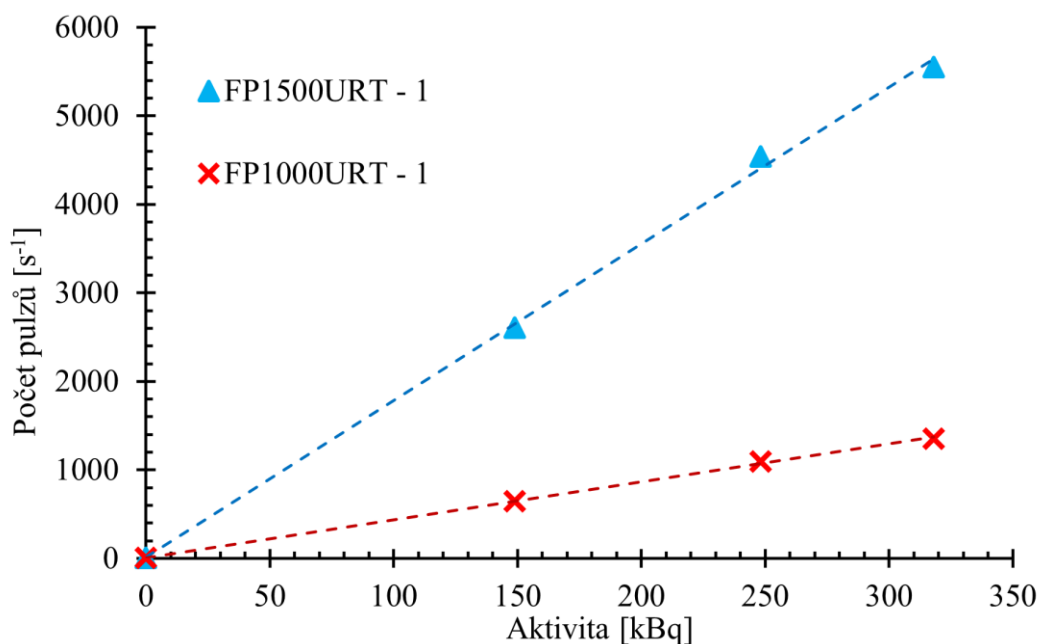
Zde převážně dominuje krystal LaBr se světelným výtěžkem 63 000 fotonů/MeV. Největší světelný výtěžek se projevuje i nejvyšším počtem detekovaných fotonů (1354 s^{-1}). Z tohoto důvodu bude pro další vyhodnocení použit krystal LaBr jako senzor.

3.5.2 Srovnání vyrobených optických kabelů

Srovnání připravených optických kabelů tak proběhlo s ^{60}Co jako referenčním vzorkem a LaBr krystalem použitým jako scintilačním senzorem. Tato kombinace umožňuje vysoký zisk fotonů a dostatečně oddaluje užitečná data od šumového pozadí. Zároveň jsou naměřené hodnoty od sebe díky větším rozdílům v počtech pulzů dobře rozeznatelné.

Pro stanovení vhodného optického kabelu byly použity 3 vlastnosti. Velikost průměru jádra optického kabelu, vliv numerické apertury a změny délky optických kabelů. Velikostí průměru a numerickou aperturou se snažíme zvýšit počet navázaných fotonů na rozhraní optického kabelu se scintilátorem. Délkou sledujeme změny ve velikosti ztrát v optickém kabelu vlivem zvýšení útlumu kabelu.

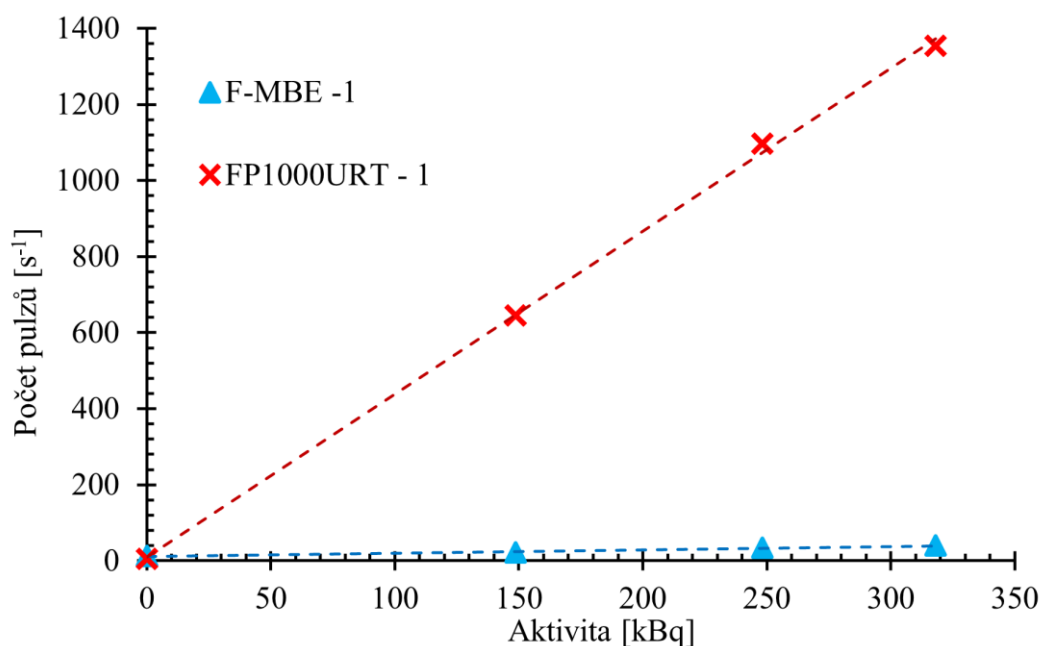
Vliv změny průměru optického kabelu je zobrazen na obrázku 3.13. Testovány byly dva optické kabely o délce 1 m a průměrech jádra optického vlákna 1 mm (FP1000URT) a 1,5 mm (FP1500URT).



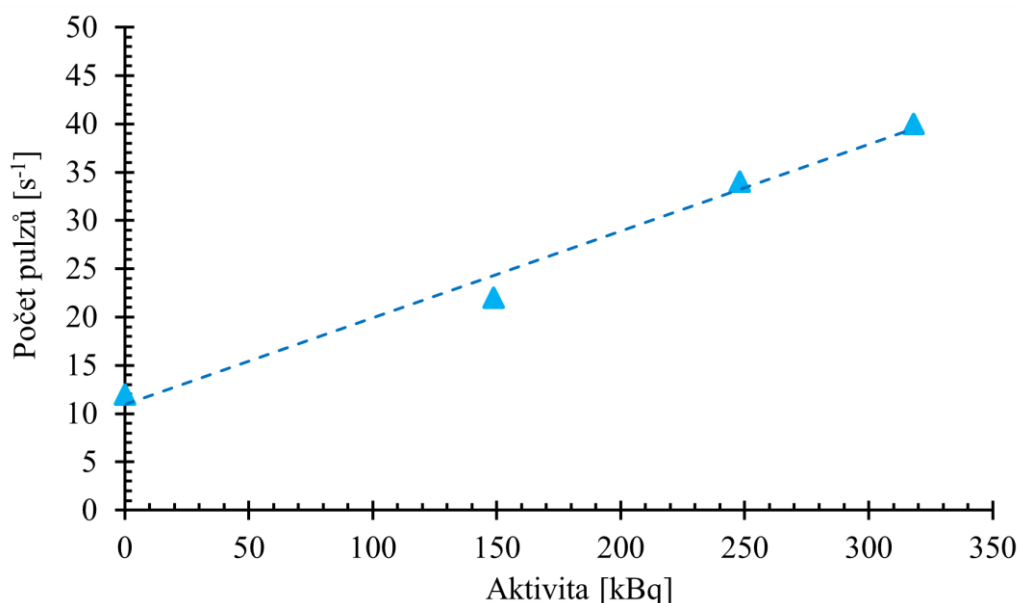
Obrázek 3.13 Srovnání optických kabelů s různými průměry jádra –scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq

Zvýšením průměru jádra vlákna dojde i ke zvýšení celkové plochy přiložené ke scintilačnímu senzoru. Větší návazná plocha poté zajistí vyšší počet zachycených fotonů a tím i počet detekovaných pulzů na straně detektoru.

Druhým způsobem ke zvýšení návaznosti fotonů do optického kabelu je zvýšení numerické apertury. Pro pochopení vlivu numerické apertury byl vyroben jeden optický kabel s nižší numerickou aperturou 0,37 s označením F-MBE. Pro srovnání je uveden dohromady s vláknem FP1000URT, které má numerickou aperturu 0,50. Obě vlákna mají délku 1 m a průměr jádra 1 mm. Výsledné hodnoty jsou na obrázku 3.14. Vzhledem k velmi nízkým hodnotám kabelu F-MBE, je na obrázku 3.15 uvedený detail na jím naměřený průběh.



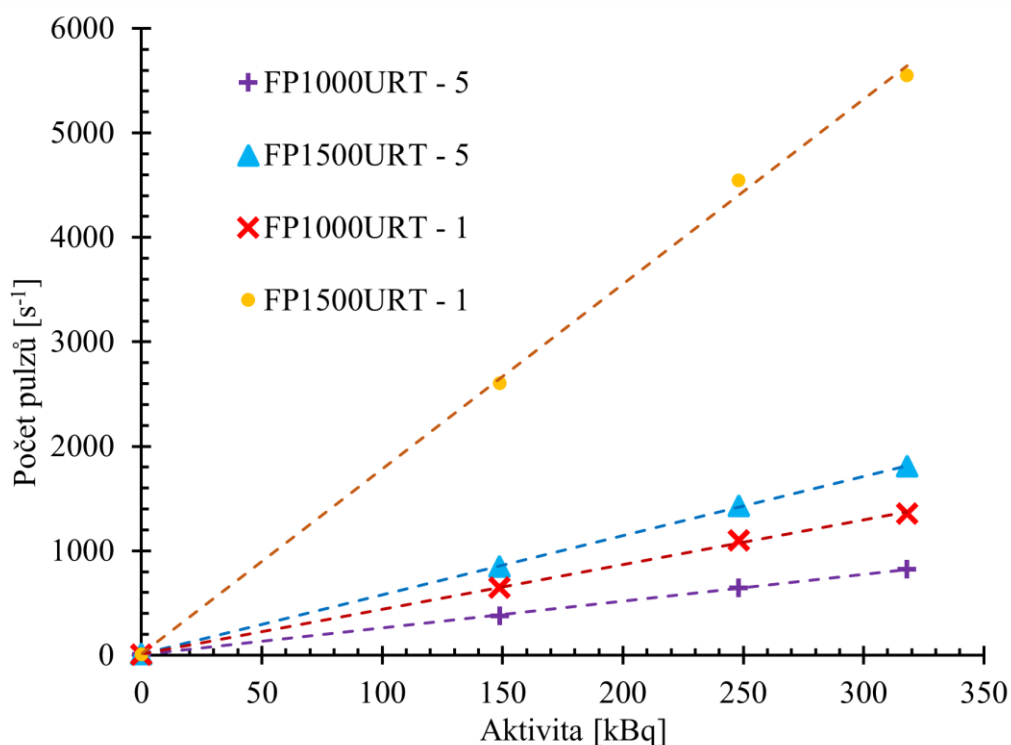
Obrázek 3.14 Srovnání optických kabelů s různými numerickými aperturami – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq



Obrázek 3.15 Detailní pohled na optický kabel F-MBE (1 m) – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ⁶⁰Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq

Vysoký vliv numerické apertury vychází z obou grafů, jelikož dochází ke značnému snížení počtu detekovaných pulzů při jejím snížení. Pro aktivitu 318 kBq vychází počet pulzů s FP1000URT na 1354 s⁻¹ a pro F-MBE je 40 s⁻¹. Světelný signál s F-MBE je sice rozeznatelný, ale hodnoty se od sebe liší v řádu jednotek. Při použití v kombinaci s jiným krystalem ztrácíme rozlišení jednotlivých aktivit a při měření s ¹³⁷Cs ztrácíme rozlišení kompletně. Zároveň při pohledu na předešlé porovnání průměrů (obr. 3.13) můžeme vidět, že při snížení průměru došlo také k poklesu pulzů z 5551 na 1354 s⁻¹. Poměrově se síla signálu snížila 4,1krát. Při změně numerické apertury klesla hodnota 33,9krát. Pro zachycení světelného signálu ze scintilátoru je tedy důležitější numerická apertura než průměr vlákna.

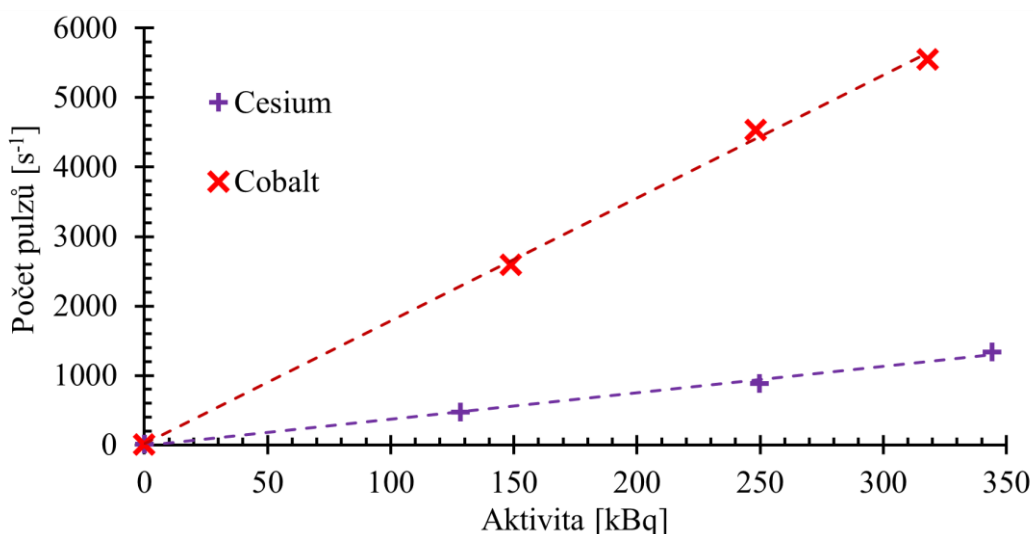
Finálním sledovaným parametrem u optických kabelů je jejich délka. Vliv délky na výsledné hodnoty je zobrazen na obrázku 3.16. Pro porovnání byly zvoleny kabely délky 5 a 1 m s různými průměry vláken pro srovnání.



Obrázek 3.16 Srovnání vlivu změny délky optických kabelů – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq

Nejvíce detekovaných pulzů (5551 s^{-1}) bylo naměřeno při použití kabelu FP1500URT o délce 1 m. Při použití delších optických kabelů dochází k většímu útlumu signálu. Signál však stále dosahuje vysokých počtů pulzů, které se dají stále dobře detekovat. Převážně u použití scintilačního krystalu LaBr jsou jednotlivé hodnoty dobře od sebe rozeznatelné.

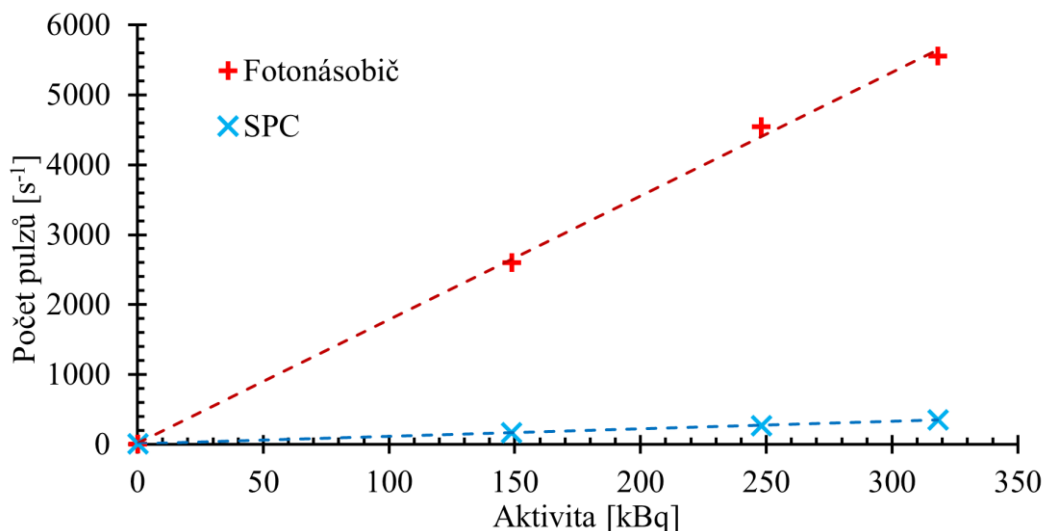
Celkově z měření vychází jako nejlepší optický kabel FP1500URT. Kombinace velkého průměru, velké numerické apertury a krátké délky společně se scintilátorem LaBr vytváří jasně rozlišitelný a dobře detekovatelný signál. Výsledné hodnoty FP1500URT jsou pro měření s krystalem LaBr zobrazeny na obrázku 3.17.



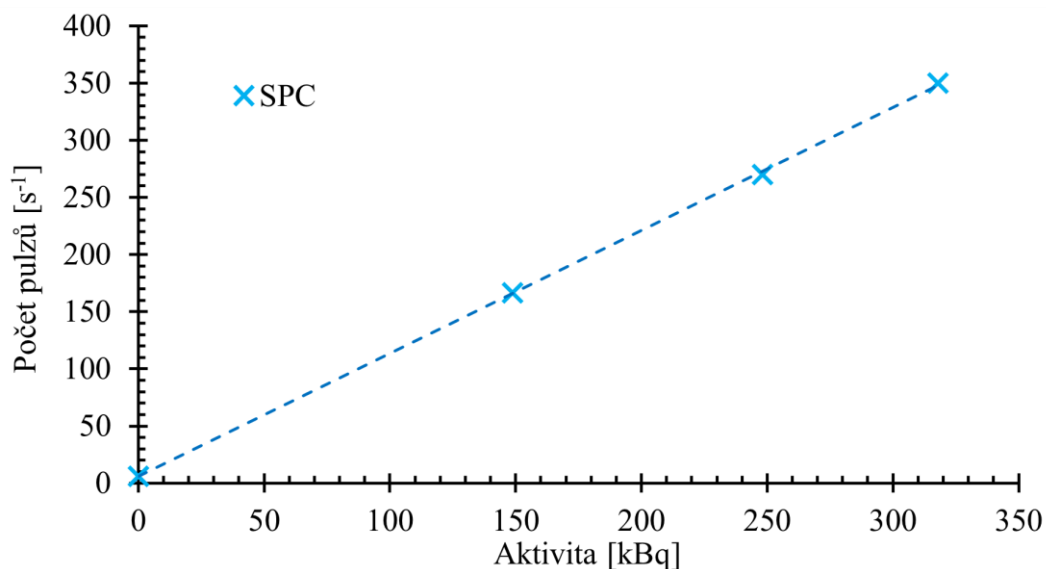
Obrázek 3.17 Srovnání FP1500URT o délce 1 m pro referenční zdroje – scintilační krystal LaBr, ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 148,8 kBq, ^{137}Cs s aktivitami 344,2 kBq, 249,8 kBq a 128,3 kBq

3.5.3 Porovnání hodnot detektorů

Experimentální měření probíhalo i s SPC. Veškeré naměřené hodnoty byly naměřeny i pro zmíněný detektor. Na obrázku 3.18 je zobrazen rozdíl v měření při použití FP1500URT společně s fotonásobičem nebo SPC detektorem. Pro detailnější zobrazení je na obrázku 3.19 vynesena průběh čistě pro SPC detektor.



Obrázek 3.18 Srovnání dvou typů detektorů pro FP1500URT (1 m) – scintilační senzor LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq



Obrázek 3.19 Detailnější pohled na měřený průběh při použití SPC – scintilační krystal LaBr a referenční vzorek ^{60}Co s aktivitami 318kBq, 248,1 kBq a 48,8 kBq, optický kabel FP1500URT (1 m)

SPC detektor detekuje menší počet pulzů než fotonásobič. Hlavním rozdílem mezi těmito dvěma detektory je vznikající šum. U SPC je šum minimální a signál reprodukovatelně detekovatelný. Problémem SPC je, že se jedná o detekci čistě jednoho fotonu. Při zachycení fotonu diodou chvíli trvá, než je dioda schopna zachytit další. Zároveň při dopadnutí více fotonů ve stejný čas je zaznamenán pouze jeden. Vzhledem k tomu, že měříme aktivitu ionizujícího záření, mají tyto nedostatky minimální vliv na měření. Dokonce převládají výhody v podobě stability, nízkého šumové pozadí, rozlišení a snadné reprodukovatelnosti.

Hlavní výhodou SPC je poté použití u slabších zdrojů a delších kabelů, kdy fotonásobič ztrácí rozlišení. SPC v tomhle případě stále zachovává rozlišení, i když se už jedná o nízké úrovně na hranici šumu.

3.5.4 Porovnání naměřených výsledků

Z výsledků vyplývá jako nejvhodnější vlákno FP1500URT o délce 1 m a numerickou aperturou 0,50. Z naměřených vlastností vychází, že optický kabel s vyšším průměrem a vyšší numerickou aperturou dosahuje vysokých hodnot detekovaných pulzů. Díky vyšší úrovni navázanosti se dostává více fotonů do vlákna, a tím dochází k lepší detekci. Zároveň bylo FP1000URT srovnáno s optickým kabelem s nižší numerickou aperturou F-MBE. Díky zvýšení numerické apertury se několikanásobně zvýšil počet detekovaných fotonů. Při porovnání délek dochází k menšímu útlumu (poměrově) u vlákna s menším průměrem při použití fotonásobiče. Platí ovšem, že při použití většího průměru a delšího optického kabelu stále dostáváme nejvyšší naměřené hodnoty.

Zaměřili jsme se i na typ použitého detektoru a scintilátoru. Pro scintilační senzor byl zvolen LaBr. Ten díky svému největšímu světelnému výtěžku získává i nejvyšší hodnoty naměřených pulzů. LaBr má ale nevýhody, převážně vysoké šumové pozadí.

Použití fotonásobiče přináší vysoké hodnoty naměřených pulzů. Měření je ovlivněno šumem a při nižších hodnotách se projevuje menší rozlišení. V tomto ohledu se jako lepší detektor jeví SPC. Vzhledem k nízkému šumu, velkému rozlišení, stabilitě detektoru a snadnosti zapojení jsou výsledky snadno reprodukovatelné. Pomocí SPC lze tak měřit velké rozsahy aktivit. Oproti tomu fotonásobič umožňuje měření i energií, jelikož nedochází k amplitudovým ztrátám informace.

Porovnávané a naměřené hodnoty pro scintilační krystal LaBr jsou uvedeny v tabulkách 3.3 a 3.4.

Tabulka 3.3 Naměřené hodnoty pro jednotlivé typy vyrobených vláken se scintilačním krystalem LaBr a fotonásobičem

Parametry optických kabelů		Počet detekovaných pulzů [s ⁻¹]						
Délka [m]	Průměr [mm]	Šum	⁶⁰ Co 318,0	⁶⁰ Co 248,1	⁶⁰ Co 148,8	¹³⁷ Cs 344,2	¹³⁷ Cs 249,8	¹³⁷ Cs 128,3
5	1	10	826	642	379	237	166	95
	1,5	10	1806	1430	849	462	323	184
1	1 (NA0,37)	12	40	34	22	20	15	10
	1	5	1354	1097	645	369	258	139
	1,5	6	5551	4543	2604	1336	884	479

Tabulka 3.4 Naměřené hodnoty pro jednotlivé typy vyrobených vláken se scintilačním krystalem LaBr a SPC detektorem

Parametry optických kabelů		Počet detekovaných pulzů [s ⁻¹]						
Délka [m]	Průměr [mm]	Šum	⁶⁰ Co 318,0	⁶⁰ Co 248,1	⁶⁰ Co 148,8	¹³⁷ Cs 344,2	¹³⁷ Cs 249,8	¹³⁷ Cs 128,3
5	1	6	173	143	89	86	64	38
	1,5	5	251	208	128	123	89	53
1	1 (NA0,37)	5	69	56	37	34	25	16
	1	5	212	168	104	102	75	45
	1,5	6	350	270	167	170	114	72

3.6 Porovnání navrhované s používanými metodami

Možnosti detekce ionizujícího záření jsou probírány a stručně popsány v dřívějších kapitolách. Pro snadnější srovnání je rozdělíme na metody používající optická vlákna, jako například luminiscence vláken, měření útlumu vláken a další. A metody nevyužívající optická vlákna, jako jsou klasické Geiger-Müllerovi čítače, polovodičové detektory a scintilační senzory společně s detektory.

Při srovnání s metodami nevyužívající optická vlákna je pro navrhovanou metodu velká výhoda v životnosti elektroniky. Zejména pak v případech měření vysokých aktivit ionizujícího záření. To může při dlouhodobém působení předčasně ukončit život fungující elektroniky. Naše metoda umožňuje snadné odstínění, tedy zamezení účinků ionizujícího záření na elektroniku a zároveň přidává do soustavy optické vlákno, které je při poškození snadno nahraditelné a cenově levnější. Zároveň použitím scintilačního senzoru zachováváme dostatečné rozlišení a variabilitu těchto metod. Senzor musí být ovšem také volen s ohledem na vyšší odolnost proti ionizujícímu záření. Navrhovaná metoda může zaostávat v jednoduchosti a rychlosti měření metod nevyužívající optická vlákna. Umožňuje ovšem dlouhodobé kontinuální měření vysokých aktivit ionizujícího záření (v řádek stovek kBq), kde se porovnávané metody vlivem své krátké životnosti neuplatní.

Metody využívající optická vlákna obvykle vyžadují zásah do materiálové struktury vláken. Případně požadují jejich častou výměnu při použití plastových vláken pro měření změn vlastností. Společně s naší navrhovanou metodou umožňují jednoduché odstínění od účinků ionizujícího záření. Výhodou při použití naší metody je zasazení scintilačního materiálu ve velkém objemu do měřicí sestavy. Vzhledem k velikostem vlákna a velikosti scintilačního senzoru je pro senzor snazší zachytit a detekovat signál. Dále není potřeba optické vlákno dopovat různými materiály pro zvýšení citlivosti a tím zamezíme snížení odolnosti vůči ionizujícímu záření. Použití scintilačního senzoru zároveň umožňuje velký rozsah při měření aktivit, možnost volby tvaru a zaručuje linearitu měření. K získání linearitu u metod s optickými vlákny je nutno dalšího dopování vlákna. Tyto metody jsou zároveň vhodné spíše pro menší aktivity.

4. ZÁVĚR

Diplomová práce byla zaměřena na sestavení a charakterizaci metody měření vysokých aktivit ionizujícího gama záření s využitím optických vláken a scintilačního senzoru.

Charakterizovaná metoda spočívá v použití optického vlákna jako čistě komunikační cesty pro fotony ze scintilačního senzoru do detektoru v podobě fotonásobiče nebo SPC. To umožní využití metody pro dlouhodobá měření vysokých aktivit ionizujícího záření. Metoda využívá pro měření ionizujícího záření krystal, ve kterém procházející ionizující záření vyvolává scintilaci ve formě světelných pulzů. Toto scintilační záření je do detektoru přenášeno právě optickými kabely. K určení správné konfigurace celé metody jsme vyrobili několik různých druhů optických kabelů. Optické kabely v různých délkách byly připraveny, proměřeny a charakterizovány ve spojení s různými scintilačními materiály a detektory pro nalezení optimálního řešení.

Pro maximalizaci zisku scintilačních fotonů jsme při realizaci kabelů volili vlákna s většími průměry jader 1 mm a 1,5 mm a s vyšší numerickou aperturou 0,37 a 0,5. Následně byl změřen vliv průměrů a numerických apertur vláken a kabelů na navázání a přenos scintilačního záření. Připravené optické kabely byly také testovány při měření různých vzorků a úrovní aktivit gama záření.

Z experimentálního měření vyplynulo, že pro zajištění maximálního počtu detekovaných fotonů je vhodné využít LaBr jako scintilační senzor. Ten díky svým vlastnostem má největší světelný zisk mezi ověřovanými scintilátory. Nejvýhodnější je také použít jako optické propojení mezi scintilátorem a detektorem co nejkratší optický kabel s velkým průměrem a velkou numerickou aperturou. Při výběru mezi větším průměrem vlákna a numerickou aperturou je vhodné preferovat vyšší numerickou aperturu, která zajistí lepší účinnost navázání scintilačních fotonů do kabelu/vlákna. Měřené kabely si i ve větších délkách $l > 1 \text{ m}$ zachovaly dostatečný počet detekovaných fotonů pro rozlišení jednotlivých úrovní aktivit měřených zdrojů ionizujícího záření. Finálním krokem bylo porovnání vlastností detektorů; fotonásobiče a SPC. Fotonásobič přináší vysoký zisk v podobě detekovaných pulzů, ale ve srovnání s SPC vysoké šumové pozadí. SPC pak nevyžaduje vysokonapěťový zdroj a měření je poměrně snadno reprodukovatelné. Z tohoto důvodu je SPC vhodnější pro měření vysokých aktivit gama záření. Jako optimální vlákno pro měření bylo vybráno FP1500URT, tedy vlákno s numerickou aperturou 0,5 a průměrem jádra 1,5 mm.

Metoda umožňuje variabilitu v podobě využití různých druhů optických vláken, detektorů a scintilačních senzorů. Ty mohou správným výběrem jednoduše měnit rozsah, přitom zachovávat citlivost a linearitu měření.

Metoda je aktuálně zaměřena pouze na měření aktivit známých izotopů. Proto pro rozšíření dalších možností měření se v budoucnu bude nutné zaměřit i na měření a rozlišení energií ionizujícího záření, které umožní jeho další charakterizaci.

LITERATURA

- [1] G. Knoll, *Radiation detection and measurement*, 4th ed. Hoboken: Wiley, 2010.
- [2] J. Švec, *Radioaktivita a ionizující záření: Doplnující učební text pro předměty Bakalářská fyzika, Aplikovaná fyzika, Ochrana před zářením*, 1. Ostrava: Sdružení požárního a bezpečnostního inženýrství, 2005.
- [3] M. Jelínek, B. Mikel and P. Zemánek, "Optical fibers forming to ionizing radiation sensors preparation", in *21st Czech-Polish-Slovak Optical Conference on Wave and Quantum Aspects of Contemporary Optics*, 2018, pp. 14-.
- [4] J. Yang, G. Koller, C. Fares, F. Ren, S. Pearton, J. Bae, J. Kim and D. Smith, "60 Co Gamma Ray Damage in Homoepitaxial β -Ga₂O₃ Schottky Rectifiers", *ECS Journal of Solid State Science and Technology*, vol. 8, no. 7, pp. Q3041-Q3045, 2019.
- [5] F. Hartemann, "Compton scattering overview", *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 608, no. 1, pp. S1-S6, 2009.
- [6] "Saint Gobain: Crystals", 2021. [Online]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com>. [Accessed: 2022-05-05].
- [7] "Single Photon Detectors", *Thorlabs*, 2022. [Online]. Available: https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=5255. [Accessed: 2022-05-04].
- [8] "Brief Introduction to Silicon Photomultipliers", *Broadcom*, 2022. [Online]. Available: <https://docs.broadcom.com/doc/Introduction-to-Silicon-Photomultipliers>. [Accessed: 2022-05-04].
- [9] J. Billingsley, S. O'Keeffe, C. Fitzpatrick, E. Lewis and A. Al-Shamma'a, "A review of optical fibre radiation dosimeters", *Sensor Review*, vol. 28, no. 2, pp. 136-142, 2008.
- [10] S. O'Keeffe, A. Fernandez Fernandez, C. Fitzpatrick, B. Brichard and E. Lewis, "Real-time gamma dosimetry using PMMA optical fibres for applications in the sterilization industry", *Measurement Science and Technology*, vol. 18, no. 10, pp. 3171-3176, 2007.
- [11] L. Madden, L. Holloway, A. Rosenfeld and E. Li, "Fibre-Optic Dosimetry for MRI-LINACs: A Mini-Review", *Frontiers in Physics*, vol. 10, 2022.
- [12] A. Tomashuk, M. Grekov, S. Vasiliev and V. Svetukhin, "Fiber-optic dosimeter based on radiation-induced attenuation in P-doped fiber:

- suppression of post-irradiation fading by using two working wavelengths in visible range", *Optics Express*, vol. 22, no. 14, 2014.
- [13] H. Zubair, M. Begum, F. Moradi, A. Rahman, G. Mahdiraji, A. Oresgun, G. Louay, N. Omar, M. Khandaker, F. Adikan, N. Noor, K. Almugren, H. Abdul-Rashid and D. Bradley, "Recent Advances in Silica Glass Optical Fiber for Dosimetry Applications", *IEEE Photonics Journal*, vol. 12, no. 3, pp. 1-25, 2020.
- [14] Y. Chung, W. Jin, B. Lee, J. Canning, K. Nakamura, L. Yuan, L. Chen, S. O'Keefe, P. Woulfe and E. Lewis, "A comparison of clinic based dosimeters based on silica optical fibre and plastic optical fibre for in vivo dosimetry", pp. 103237C-.
- [15] C. Park, A. Lee, R. Kim and J. Moon, "Evaluation of the Detection Efficiency of LYSO Scintillator in the Fiber-Optic Radiation Sensor", *Science and Technology of Nuclear Installations*, vol. 2014, pp. 1-6, 2014.
- [16] "LYSO Scintillation Crystal", *LUXIUM solutions*, 2022. [Online]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lyso-scintillation-crystals>. [Accessed: 2022-12-11].
- [17] "NaI(Tl) Scintillation Crystal: Sodium Iodide", *LUXIUM solutions*, 2022. [Online]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/naitl-scintillation-crystals>. [Accessed: 2023-04-12].
- [18] "LaBr Scintillation Crystal: Standard and Enhanced Lanthanum Bromide", *LUXIUM solutions*, 2022. [Online]. Available: <https://www.crystals.saint-gobain.com/radiation-detection-scintillators/crystal-scintillators/lanthanum-bromide-labr3>. [Accessed: 2023-04-12].
- [19] "CAF2(EU): CaF2(Eu) Scintillation Crystal", *OST Photonics*, 2023. [Online]. Available: <https://ost-photonics.com/products/scintillation-crystal/scintillation-crystal-material/caf2eu/>. [Accessed: 2023-04-12].
- [20] S. Girard, C. Marcandella, A. Morana, J. Perisse, D. Di Francesca, P. Paillet, J. Mace, A. Boukenter, M. Leon, M. Gaillardin, N. Richard, M. Raine, S. Agnello, M. Cannas and Y. Ouerdane, "Combined High Dose and Temperature Radiation Effects on Multimode Silica-Based Optical Fibers", *IEEE Transactions on Nuclear Science*, vol. 60, no. 6, pp. 4305-4313, 2013.
- [21] "0.50 NA Step-Index Multimode Fibers", *Thorlabs*, c1999-2022. [Online]. Available:

https://www.thorlabs.com/newgrouppage9.cfm?objectgroup_id=362&pn=FP1500URT. [Accessed: 2022-12-11].

- [22] "9266B Series", *ET Enterprises*, 2023. [Online]. Available: <https://et-enterprises.com/products/photomultipliers/product/p9266b-series>. [Accessed: 2023-05-17].
- [23] "Single Photon Counting Modules: Single Photon Counting Modules - COUNT® BLUE Series", *LASER COMPONENTS*, 2023. [Online]. Available: <https://www.lasercomponents.com/de-en/product/single-photon-counting-modules-count-blue-series/>. [Accessed: 2023-05-17].

SEZNAM SYMBOLŮ A ZKRATEK

Zkratky:

FEKT	Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
VUT	Vysoké učení technické v Brně
G-M	Geiger-Müllerův čítač
SPC	Single Photon counter (jedno-fotonový čítač)
NA	Numerická apertura

Symboly:

A	Aktivita	(Bq)
D	Dávka	(Gy)
H	Dávkový ekvivalent	(Sv)
Q	Kvalitativní faktor záření	(-)
$H_{T,R}$	Průměrná dávka vztažená ke tkáni	(Sv)
$D_{T,R}$	Průměrná absorbovaná dávka ve tkáni	(Gy)
w_R	Radiační váhový faktor	(-)
E	Energie	(eV)
λ	Vlnová délka	(nm)