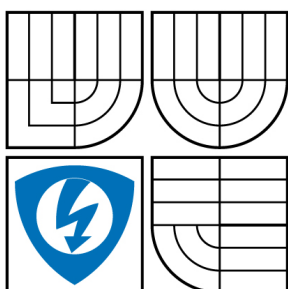


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH
TECHNOLGIÍ
ÚSTAV ELEKTROTECHNOLOGIE

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION
DEPARTMENT OF ELECTRICAL AND ELECTRONIC
TECHNOLOGY

DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ POMOCÍ GEIGER-MÜLLEROVA DETEKTORU

DETECTION OF IONIZE RADIATION WITH GEIGER-MÜLLER TUBE

DIPLOMOVÁ PRÁCE
MASTER'S THESIS

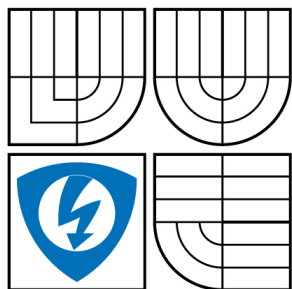
AUTOR PRÁCE
AUTHOR

Bc. RADIM DĚDINA

VEDOUcí PRÁCE
SUPERVISOR

prof. Ing. VLADISLAV MUSIL, CSc.

BRNO 2008



VYSOKÉ UČENÍ
TECHNICKÉ V BRNĚ

Fakulta elektrotechniky
a komunikačních technologií

Ústav elektrotechnologie

Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor
Elektrotechnická výroba a management

Student: Dědina Radim Bc.
Ročník: 2

ID: 83817
Akademický rok: 2007/2008

NÁZEV TÉMATU:

Detekce ionizujícího záření pomocí Geiger-Müllerova detektoru

POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Seznamte se s problematikou a způsobem detekce ionizujícího záření a metodami využívanými v praxi. Navrhněte možný způsob měření ionizujícího záření pomocí Geiger-Müller detektoru. Předpokládejte možnost měření především nízkých dávek záření beta a gama. Navržený způsob ověřte na praktickém příkladě a vyhodnoťte.

DOPORUČENÁ LITERATURA:

Podle pokynů vedoucího práce.

Termín zadání: 11.2.2008

Termín odevzdání: 30.5.2008

Vedoucí práce: prof. Ing. Vladislav Musil, CSc.

prof. Ing. Jiří Kazelle, CSc.
předseda oborové rady

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 § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

LICENČNÍ SMLOUVA

POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Bc. Radim Dědina
Bytem: Na skalce 1829/15, 68001, Boskovice
Narozen/a (datum a místo): 3.6.1980, Brno

(dále jen "autor")

a

2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií
se sídlem Údolní 244/53, 60200 Brno 2
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:
doc. Ing. Marie Sedlaříková, CSc.

(dále jen "nabyvatel")

Článek 1

Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- ☐ disertační práce
- ☒ diplomová práce
- ☐ bakalářská práce

jiná práce, jejíž druh je specifikován jako

(dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Detekce ionizujícího záření pomocí Geiger-Müllerova detektoru

Vedoucí/školicel VŠKP: prof. Ing. Vladislav Musil, CSc.

Ústav: Ústav elektrotechnologie

Datum obhajoby VŠKP:

VŠKP odevzdal autor nabyvateli v:

- ☒ tištěné formě - počet exemplářů 1
- ☒ elektronické formě - počet exemplářů 1

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.

3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.

4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

Článek 2

Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užívat, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
 - ☒ ihned po uzavření této smlouvy
 - ☐ 1 rok po uzavření této smlouvy
 - ☐ 3 roky po uzavření této smlouvy
 - ☐ 5 let po uzavření této smlouvy
 - ☐ 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

Článek 3

Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne:

.....

Nabyvatel

.....

Autor

Abstrakt:

Předkládaná práce se zabývá problematikou spojenou s detekcí a měřením ionizujícího záření. První část popisuje možnosti a způsoby měření ionizujícího záření různými elektronickými principy, konkrétně pak měření pomocí Geiger Mullerových detektorů. Druhá část práce obsahuje návrh obvodu zapojení s Geiger Müllerovou trubicí a obvodů zpracovávajícími získaný signál z detektoru. Dále jsou zde vyhodnoceny výsledky experimentálně získané na zařízení zkonstruovaném dle návrhu popisovaného v této práci. Na základě těchto výsledků lze konstatovat že došlo k zvýšení měřícího rozsahu.

Abstract:

This work deals with problems related with detection and measuring of the ionised radiation. First part of this work is devoted to theoretical problems of detection, particularly to measuring with Geiger Muller tubes. Second part of the work contains proposal of electronical circuit using Geiger Muller tube as well as description of results experimentally acquired while using the detector, which was manufactured according to the proposed scheme. On the basis of those results it appears that proposed apparatus can be used for significant indication range extension.

Klíčová slova:

Záření, trubice, detektor, Geiger-Müller, komora, puls, zpracování.

Keywords:

Tube, detector, Geiger-Müller, chamber, peak, processing.

Bibliografická citace díla:

DĚDINA, R. *Detekce ionizujícího záření pomocí Geiger-Müllerova detektoru*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. 47 stran. Vedoucí diplomové práce prof. Ing. Vladislav Musil, CSc.

Prohlášení autora o původnosti díla:

Prohlašuji, že jsem tuto vysokoškolskou kvalifikační práci vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce, s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury. Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové 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 § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 29. 5. 2008

.....

Poděkování:

Děkuji vedoucímu mé diplomové práce prof. Ing. Vladislavu Musilu, CSc. za metodické a cíleně orientované vedení při plnění úkolů realizovaných v návaznosti na diplomovou práci. Dále děkuji Ing. Janu Macků za poskytnutí cenných rad při realizaci experimentálních prací a vývoji zařízení.

OBSAH

1	ÚVOD	8
2	ROZBOR PROBLEMATIKY DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	9
2.1	ROZDĚLENÍ ZPŮSOBU DETEKCE	9
2.1.1	<i>Podle časového průběhu detekce</i>	<i>9</i>
2.1.2	<i>Dle principu detekce</i>	<i>9</i>
2.1.3	<i>Dle komplexnosti měřené informace</i>	<i>10</i>
2.2	FOTOGRAFICKÁ DETEKCE IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ	10
2.2.1	<i>Filmové dozimetry, rtg filmy</i>	<i>11</i>
2.2.2	<i>Jaderné fotoemulze pro detekci stop částic</i>	<i>12</i>
2.3	MLŽNÉ A BUBLINKOVÉ KOMORY PRO DETEKCI STOP ČÁSTIC	13
2.3.1	<i>Wilsonova mlžná komora</i>	<i>13</i>
2.3.2	<i>Difúzní mlžné komory</i>	<i>14</i>
2.3.3	<i>Bublinová komora</i>	<i>14</i>
2.4	IONIZAČNÍ DETEKTORY	15
2.4.1	<i>Elektroskop</i>	<i>15</i>
2.4.2	<i>Ionizační komory</i>	<i>16</i>
2.4.3	<i>Geiger-Müllerovy detektory</i>	<i>18</i>
2.4.4	<i>Proporcionální detektory</i>	<i>23</i>
2.5	SCINTILAČNÍ DETEKTORY	24
2.5.1	<i>Přednosti scintilačního detektoru</i>	<i>26</i>
2.5.2	<i>Scintilační spektrum</i>	<i>27</i>
2.5.3	<i>Vlastnosti scintilátorů</i>	<i>28</i>
2.5.4	<i>Scintilační materiály</i>	<i>29</i>
2.6	ČERENKOVY DETEKTORY	30
2.7	POLOVODIČOVÉ DETEKTORY	31
3	PRAKTICKÁ ČÁST	34
4	ZÁVĚR	46
5	POUŽITÁ LITERATURA	47
A	<i>Příloha</i>	<i>48</i>

1 Úvod

Ionizující záření je okem neviditelné. Abychom se o jeho existenci vůbec mohli přesvědčit, je třeba jej detekovat. Detekce ionizujícího záření je možná pouze pomocí příslušných fyzikálních metod a vhodné přístrojové techniky. V minulosti byla vyvinuta řada detektorů, které (kromě společného základního jevu, kterým jsou ionizační účinky záření) využívají různých principů a technických konstrukcí.

V této práci jsou popsány jednotlivé metody využívané pro měření ionizujícího záření. Rovněž jsou zde nastíněny různé postupy a další specifika, kterými se tato technická řešení vyznačují. Součástí této práce je také popis a rozdělení detektorů ionizujícího záření podle různých kritérií.

Hlavní náplní práce je specifika týkající se problematiky měření ionizujícího záření pomocí Geiger Mullerových trubic. Tyto jednoduché měřicí trubice byly navrženy a používají se již od první poloviny minulého století. Od té doby prošly mnoha změnami, které vedly k jejich postupnému zdokonalování. I přes stáří principu této měřicí techniky jsou velice vhodné pro informativní měření intenzit tam, kde není třeba znát spektrometrické vlastnosti. Zde ale narážíme na problém maximální možné dávky, kterou je schopna Geiger Mullerova trubice věrohodně měřit. S tím souvisí radiační nebezpečí v podobě překročení schopnosti korektního měření, což může vést k poškození či zmaření lidských životů. Řešení tohoto aspektu detekce ionizujícího záření je také součástí této práce.

2 Rozbor problematiky detekce ionizujícího záření

2.1 Rozdělení způsobu detekce

2.1.1 Podle časového průběhu detekce

Dle časového průběhu detekce rozeznáváme dvě základní skupiny detektorů. Kontinuální detektory poskytují trvalou informaci o okamžité intenzitě záření či počtu kvant ionizujícího záření. Odezva těchto detektorů by měla být úměrná okamžité intenzitě záření. Přestane-li být detektor ozařován, signál na jeho výstupu poklesne na nulu či na hodnotu pozadí.

Integrační detektory postupně shromažďují svou rostoucí odezvu během expozice. Tato odezva zůstává v detektoru uchována i po skončení expozice, díky čemuž je možné dodatečné vyhodnocení naměřených údajů.

2.1.2 Dle principu detekce

Na základě principu detekce rozeznáváme tři skupiny detektorů. Fotografické detektory jsou založené buď na fotochemických účincích záření nebo využívají fotografické zobrazení stop částic v určitém látkovém prostředí. Do první kategorie patří především filmové dozimetry, rtg filmy a jaderné emulze, do druhé pak mlžné a bublinové komory.

Další skupinou jsou elektronické detektory, v nichž se část absorbované energie ionizačního záření převádí na elektrické proudy či impulsy, které se zesilují a vyhodnocují v elektronických aparaturách. Do této kategorie spadají ionizační komory (včetně proporcionálních a G.-M. detektorů), scintilační detektory, polovodičové detektory, magnetické spektrometry...

Materiálové detektory využívají dlouhodobější změny vlastností určitých látek (barva, složení) působením ionizujícího záření. Vzhledem k nízké citlivosti jsou použitelné pouze pro vysoké intenzity záření či dlouhodobou integrační detekci. Do této kategorie spadají např. stopové detektory, založené na tom, že po dopadu částic dochází k drobným lokálním poruchám v krystalové mřížce určitých materiálů (např. slídy, speciální skla, organické polymery).

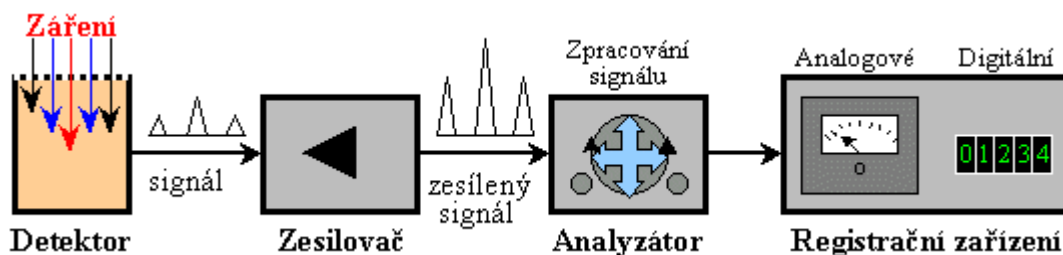
Tyto mikroskopické poruchy lze leptáním zvětšit do makroskopických rozměrů (poškozený materiál je chemicky citlivější). Takto vyleptané stopy se pak pozorují mikroskopem a počítá se jejich hustota. Do této kategorie lze zařadit i tzv. křemíkové diody s dlouhou bází (LBSD - Long Base Silicon Diode), určené pro měření radiační dávky od těžkých částic, především rychlých neutronů.

V důsledku ozáření a ionizace dochází k poškození krystalové mřížky křemíku, což změní dobu života minoritních nositelů náboje a tím i vodivost diody. Při detekci se měří úbytek napětí na diodě v propustném směru před ozářením a po ozáření, přičemž změna tohoto úbytku napětí po ozáření vzhledem k počáteční hodnotě je přibližně lineární funkcí radiační dávky.

2.1.3 Dle komplexnosti měřené informace

Měřicí přístroje ionizujícího záření můžeme rozdělit na detektory udávající pouze intenzitu záření, resp. počet kvant záření, bez informace o druhu záření a jeho energii. Do této kategorie patří např. filmové a termoluminiscenční dozimetry, ionizační komory včetně G.-M. detektorů.

Na rozdíl od předchozích detektorů měří spektrometry ionizujícího záření nejen intenzitu či počet kvant záření, ale i energii kvant záření a příp. jeho další charakteristiky. Do této skupiny patří zejména scintilační detektory, polovodičové detektory, magnetické spektrometry.



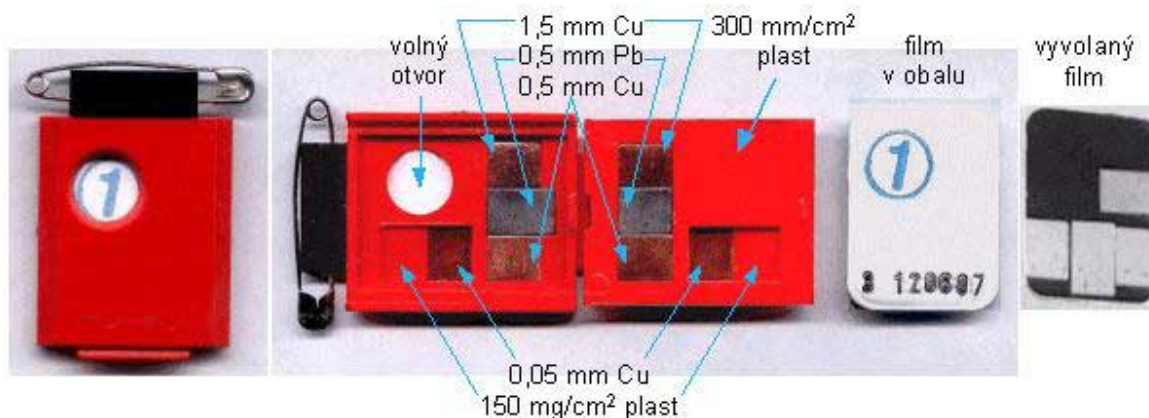
Obr. 2.1. - Základní blokové schéma elektronického detektoru záření.

2.2 Fotografická detekce ionizujícího záření

Vnikne-li ionizující záření do fotografického materiálu obsahujícího halogenidy stříbra (např. bromid stříbrný), dochází v místech s ionizací k fotochemické reakci (uvolňování stříbra ze sloučeniny) a vzniku latentního obrazu, který je při vyvolávání zviditelněn pomocí hustoty zrníček koloidního stříbra. Hustota zčernání fotografického materiálu je úměrná hustotě ionizace v daném místě, a tedy množství energie ionizujícího záření, která byla v tomto místě pohlcena. Makroskopickým sledováním nebo měřením celkového zčernání fotografického materiálu (popř. jeho jednotlivých míst) můžeme stanovovat intenzitu záření v dozimetrii a rtg diagnostice či defektoskopii. Mikroskopickým sledováním zrníček uvolněného stříbra ve fotoemulzi pak můžeme pozorovat a vyhodnocovat dráhy nabitých částic ve speciálních jaderných emulzích.

2.2.1 Filmové dozimetry, rtg filmy

Nejjednodušším využitím fotografické detekce ionizujícího záření jsou filmové dozimetry. Základem filmového dozimetru je políčko fotografického filmu, světlotěsně zabalené do černého papíru. Od běžného fotografického filmu se liší tím, že má tlustší emulzi s vyšším obsahem bromidu stříbra. Při expozici prochází ionizující záření obalem filmu a ve fotoemulzi vytváří latentní obraz, který se vyvoláním zviditelní. Optická hustota zsednutí či zčernání filmu, kterou lze vyhodnocovat fotometricky, je pak mírou integrálního množství záření, které filmem prošlo během expozice. Indikuje tím zároveň i dávku záření, která by byla absorbována v látce vystavené této expozici. Pro malé dávky záření platí přibližně lineární závislost mezi dávkou ozáření a zčernáním fotografického materiálu, při vyšších dávkách roste zčernání již pomaleji a posléze dosahuje stavu nasycení.



Obř. 2.2. - Osobní filmový dozimetr používaný pro monitorování pracovníků.

Filmové dozimetry se využívají především pro osobní dozimetrii pracovníků s ionizujícím zářením. Vlastní políčko filmu se vkládá do plastového pouzdra opatřeného několika malými obdélníčky měděných a olověných plíšků o různých tloušťkách, které slouží jako filtry pohlcující záření v závislosti na jeho energii. Tyto filtry slouží jednak ke korekci závislosti zčernání na energii záření, jednak lze porovnáním zčernání pod jednotlivými filtry odhadnout druh a přibližně také energii záření. Samotný film samozřejmě nemá spektrometrické vlastnosti. Filmový dozimetr nosí pracovníci na referenčním místě a pravidelně je vyměňován, vyvoláván a fotometricky vyhodnocován. S použitím vhodného kalibračního faktoru je výslednou měřenou hodnotou efektivní dávka v mSv. Podobný druh filmu (většinou o podstatně větších rozměrech) se používá pro rentgenové zobrazení v planární rtg diagnostice i

při defektoskopických měřeních. Po vyvolání se obrazy na těchto filmech hodnotí buď vizuálně nebo fotometricky.

2.2.2 Jaderné fotoemulze pro detekci stop částic

Pro studium vlastností částic je užitečné zachytit fotograficky dráhu jejich pohybu v látce. Pro detekci stop částic je na film nebo skleněnou destičku nanесena fotografická emulze o relativně velké tloušťce (cca 0,1-1mm) a tvořená želatinou s vysokým obsahem halogenidu stříbra. Vnikne-li do této emulze rychlá nabitá částice, zanechává podél dráhy svého pohybu ionizační stopu, v níž fotochemickou reakcí dochází k uvolňování stříbra v zrníčkách halogenů stříbra rozptýlených v želatině emulze. Částice tím zanechává na své dráze v emulzi od zrna k zrnu stopy uvolněného stříbra, čímž vzniká latentní obraz její dráhy. Po vyvolání této emulze vznikne viditelná stopa tvořená více či méně hustým sledem černých částeček, přičemž hustota zrníček stříbra podél dráhy závisí na druhu a energii částic.

Zkoumání a měření stop v exponovaných a vyvolaných jaderných fotoemulzích se provádí pomocí speciálních mikroskopů vybavených mikrometrickými posuny. Měří se jednak dolet částice (pokud její dráha končí v emulzi), jednak hustota zrníček stříbra podél její dráhy. Z těchto měření lze určit energii a hmotnost částice, která proletěla emulzí. Dolet částice je tím větší, čím větší má částice energii. Hustota zrníček stříbra (tj. relativní počet zrn na délkové jednotce dráhy) je úměrná relativnímu úbytku energie částice na daném úseku dráhy. Každá nabitá částice způsobuje podle tzv. Braggovy křivky ke konci své dráhy rostoucí ionizaci s maximem těsně před koncem dráhy (zastavením). Z toho důvodu jeví koncové části stopy částic nejvyšší hustotu zčernání (největší počet zrn stříbra).

Je-li při expozici jaderná emulze vložena do silného magnetického pole dané intenzity a směru, jsou dráhy nabitých částic zakřivovány působením Lorentzovy síly. Ze zakřivení drah částic lze pak stanovit poměr náboje a hybnosti částice. Dojde-li uvnitř emulze k interakci rychlé částice s jinou částicí, lze z úhlů výletu, zakřivení, zčernání a doletu drah jednotlivých vzniklých sekundárních částic stanovit důležité kvantitativní údaje o dynamice této interakce.

Jaderných emulzí se používalo i pro studium jaderných reakcí, přičemž emulze byly plněny sloučeninami lithia, boru, uranu atd. Jaderné fotoemulze sehrály důležitou úlohu při studiu jaderných procesů a elementárních částic na prvních generacích urychlovačů a v kosmickém záření. Řada elementárních částic byla objevena právě pomocí těchto emulzí.

Nevýhodou jaderných emulzí jsou jejich malé rozměry (zvláště tloušťka) a malá operativnost použití (dráhy částic se zviditelňují až dodatečně, po vyvolání, jejich vyhodnocování je pomalé a pracné). Proto byly postupně vytlačeny především bublinovými komorami, které poskytují podstatně rychlejší a úplnější informace o pohybu elementárních částic.

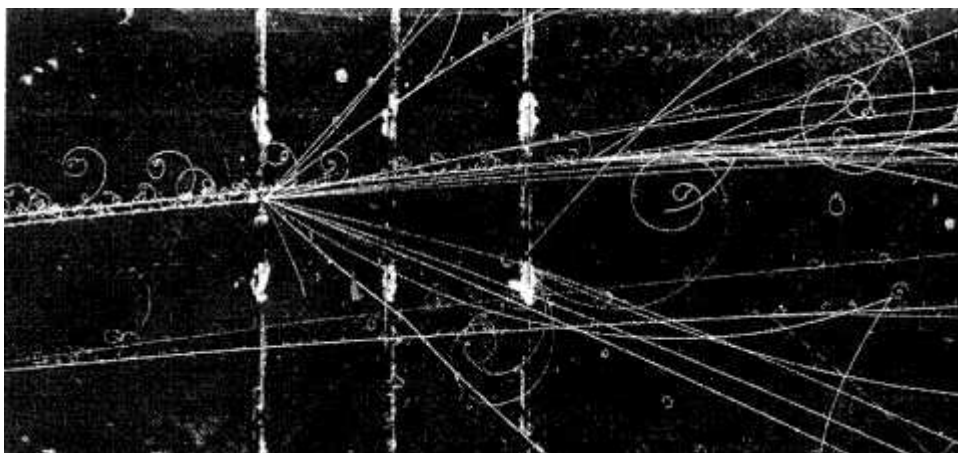
2.3 Mlžné a bublinkové komory pro detekci stop částic

2.3.1 Wilsonova mlžná komora

Prvním druhem detektoru, umožňujícím průběžně zviditelnit stopy průletu nabitých částic, byla Wilsonova mlžná komora. Je tvořena uzavřeným skleněným válcem naplněným plynem (třeba vzduchem) s nasycenými parami vhodných kapalin - používají se vodní páry s příměsí par organických látek, nejčastěji alkoholu. Válec je na jedné straně opatřen pístem či membránou, jejíž posun umožňuje rychlou změnu objemu a tlaku uvnitř válce. Provedeme-li rychlou expanzi pracovního prostoru komory (na cca 1,2-1,4 - násobek původního objemu), dojde vlivem adiabatického rozpínání plynu ve válci k poklesu teploty a přítomné nasycené páry se vzniklým ochlazením pod rosný bod stanou parami přesycenými. Přesycené páry mají tendenci srážet se ve formě kapiček (mlhy) jednak na stěnách nádoby, jednak na prachových částicích a na iontech, které jsou v plynu obsaženy a tvoří kondenzační jádra pro vznik kapiček. Pokud nejsou kondenzační jádra přítomna (bezprašné prostředí ve válci), přesycené páry vydrží určitou krátkou dobu bez kondenzace. Projde-li takovým pracovním prostorem buď těsně před expanzí nebo během expanze nějaká nabitá částice, vytvoří podél své dráhy množství iontů, na nichž se jakožto na kondenzačních jádrech srazí přesycené páry - dráha částice se pokryje sledem drobných kapiček. Při vhodném osvětlení ze strany jsou ionizační dráhy dobře patrné jako světlé stopy na tmném pozadí a dají se takto i fotografovat. Mlžná komora v přesyceném stavu zůstává citlivá pro registraci drah částic pouze po dobu desetiny sekundy. Po fotografickém zachycení stop částic je třeba uvést komoru do výchozího stavu: provede se zpětná komprese plynu v pracovním válci, kapičky se vypaří nebo stečou po stěnách válce, pára se stane opět nasycenou. Může pak nastat nový pracovní cyklus expanze - expozice - komprese, což se může periodicky opakovat. Aby bylo možno z pozorované dráhy odvodit kvantitativní parametry pohybu částice, pořizují se stereoskopické snímky dráhy dvěma fotonápravami nasměřovanými pod vhodnými úhly. Pak se provádí rekonstrukce sejmutých drah, jejich přesné proměření a vyhodnocení veličin charakterizujících pohyb a interakce detekovaných částic. Pro zjištění elektrického náboje částic bývá mlžná komora umístěna do silného magnetického pole a vyhodnocuje se i zakřivení drah částic.

2.3.2 Difúzní mlžné komory

Nevýhodou klasické Wilsonovy mlžné komory je krátká citlivá doba registrace částic během pracovního cyklu. Proto byly vyvinuty typy mlžných komor pracujících nikoli cyklicky, ale kontinuálně - difúzní mlžné komory. V pracovním válci této komory je dosaženo vertikálního teplotního gradientu tím, že horní deska komory se zahřívá topným tělesem, zatímco dno komory se chladí např. tuhým kyslíčkem uhlíčitým (dá se použít i opačný teplotní gradient). Páry alkoholu, vznikající v horké části komory, difundují do studené části komory. V určité části prostoru komory vznikne pásmo, v němž nastává stav přesycené páry, potřebný ke kondenzaci par na iontech podél drah částic. Páry jsou neustále doplňovány (difundují proti směru teplotního gradientu), takže difúzní mlžná komora může v ustáleném stavu fungovat nepřetržitě.



Obr. 2.3. - fotografický snímek z bublinové komory. Primární částice (proton) z urychlovače, přilétající zleva, zanechává ionizační stopu a pak srážkou produkuje další částice, z nichž ty elektricky nabitě zanechávají opět ionizační stopy. Komora je vložena do magnetického pole, takže podle znaménka náboje se dráhy částic zakřívují vlevo (zde záporné částice) nebo vpravo (kladné částice).

2.3.3 Bublinová komora

Bublinová komora je založena na podobném principu jako mlžná komora, avšak používá ke zviditelnění ionizačních stop částic opačná skupenství než mlžná komora: tvoření bublinek plynu (či páry) v přehřáté kapalině podél ionizační stopy částice. Ohřejeme-li čistou kapalinu na teplotu o něco vyšší než bod varu, nemusí začít okamžitě vřít, ale nějakou dobu (několik

sekund) může setrvávat ve stavu přehřáté kapaliny; posléze začne bouřlivě vařit. Jestliže v době nestabilního stavu přehřáté kapaliny, ještě před nástupem varu, proletí kapalinou nabitá částice, vytvoří podél své dráhy množství iontů. Na těchto iontech začnou vznikat mikroskopické bublinky páry, které při dostatečném přehřátí kapaliny mohou vyrůst do makroskopických rozměrů - podél dráhy se vytvoří sled viditelných drobných bublinek. Tyto bublinkové stopy se při vhodném bočním osvětlení fotografují, rekonstruuji a vyhodnocují podobným způsobem jako u mlžných komor (tvoření bublinek podél drah může být sledováno i časově - růst bublinek může být nafilmován). První typy bublinových komor byly naplněny éterem ohřívaným na teplotu kolem 140°C a regulací tlaku (cca 20 atm) se dosahovalo vhodného stavu přehřátí. Dnešní bublinkové komory jsou plněny kapalným vodíkem, popř. deuteriem (pro sledování interakcí s neutrony), propanem, freonem, tekutým xenonem apod., podle konkrétního druhu studovaných částic a jejich interakcí. Dosahují často značných rozměrů několika metrů a obsahují stovky a tisíce litrů kapalného plynu. Stav přehřátí kapalného plynu se velmi přesně reguluje změnami tlaku. Zvýšením tlaku bublinky zaniknou, var ustane a komora je uvedena do výchozího klidového stavu. Snížením tlaku pak opět vznikne přehřátá kapalina, registrují se dráhy částic, periodicky. Téměř vždy bývají bublinové komory umístěny v silném magnetickém poli, aby měřením zakřivení drah v důsledku Lorentzovy síly bylo možno analyzovat nábojové a některé další dynamické parametry registrovaných částic.

2.4 Ionizační detektory

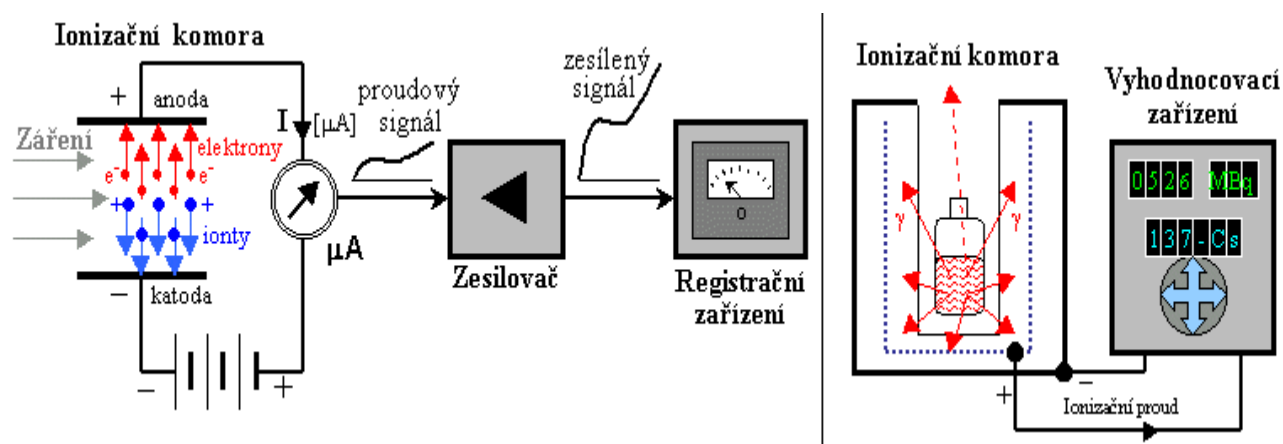
2.4.1 Elektroskop

Historickým předchůdcem ionizační komory byl lístkový elektroskop používaný v elektrostatice. Tento jednoduchý přístroj je tvořen svislou izolovanou kovovou tyčinkou, k níž je vodivě připevněn tenký kovový lístek. Přivedeme-li na tuto soustavu elektrický náboj, vlivem odpudivé elektrické síly (tyčinka i lístek jsou souhlasně nabity) dojde k odchýlení lístku od tyčinky; úhel odchýlení je závislý na velikosti náboje. Pokud by vzduch byl dokonalý izolant, náboj elektroskopu by se neměnil a úhel vychýlení lístku by zůstal stejný po neomezeně dlouhou dobu. Ve skutečnosti je však ve vzduchu obsaženo určité množství iontů, takže elektroskop se pomalu vybíjí a jeho lístek se přitom postupně vrací do své původní svěšené polohy. Je-li vzduch v okolí elektroskopu vystaven ionizujícímu záření, koncentrace iontů se výrazně zvýší a dochází k podstatně rychlejšímu vybíjení elektroskopu: rychlost poklesu lístku elektroskopu se tedy stává měřítkem intenzity ionizujícího záření. S pomocí těchto elektroskopů bylo uděláno mnoho důležitých experimentů v počátcích výzkumu ionizujícího záření a

radioaktivity. Jednoduchý princip vybíjení elektroskopu se donedávna udržel u tužkových osobních dozimetrů, kde lístek byl nahrazen tenkým vláknem ("vláknový elektroskop"), které sloužilo zároveň jako ručička pro okamžitý odečet dávky záření.

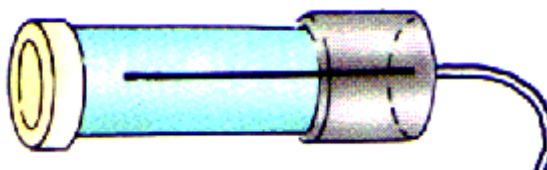
2.4.2 Ionizační komory

Ionizační komora je nejjednodušším elektronickým detektorem ionizujícího záření; přímočaře využívá v názvu obsaženou základní vlastnost tohoto záření - ionizační účinky na látku. Základní schéma prosté ionizační komory je znázorněno na obrázku 2.4.



Obr. 2.4. - Schématické znázornění principu ionizační komory pro detekci toku ionizujícího záření. Vpravo: Ionizační komora ve studnovém provedení jako měřič aktivity radioaktivních preparátů.

Ionizační komora je tvořena dvěma kovovými destičkami - elektrodami (anodou a katodou, viz obrázek 2.5.) umístěnými v plynném prostředí a připojenými v elektrickém obvodu na napětí řádově stovky voltů.



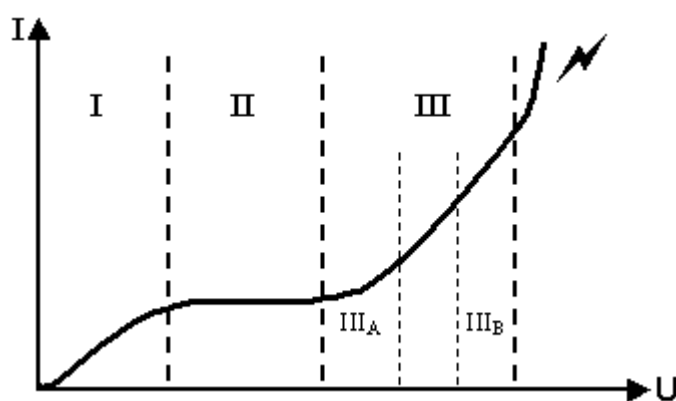
Obr. 2.5. – Znázornění ionizační komory

Za normálních okolností (bez přítomnosti záření) systémem neprochází žádný proud - plyn mezi elektrodami je nevodivý, obvod není uzavřen. Vnikne-li však do prostoru mezi elektrodami ionizující záření, vyráží z původně neutrálních atomů plynu elektrony a mění je na kladné ionty. Záporné elektrony putují v elektrickém poli okamžitě ke kladné anodě, kladné ionty se dají do pohybu k záporné katodě - obvodem začne protékat slabý elektrický proud

způsobený iontovou vodivostí ionizovaného plynu mezi elektrodami. Proud, měřený mikroampérmetrem, je přímo úměrný intenzitě ionizujícího záření; dá se ocejchovat v jednotkách intenzity záření či dávkového příkonu (Gy/s). Je tak realizována detekce toku neviditelného ionizujícího záření převedením na měřitelnou velikost elektrického proudu obvodem ionizační komory. Elektrický proud protékající ionizační komorou je obecně velmi slabý - ionizační komora má nízkou citlivost (účinnost), takže se nehodí pro detekci slabého záření. Její výhodou je však lineární závislost proudu i v oblasti velkých intenzit ionizujícího záření. Využívá se proto např. pro měření rozložení intenzity ve svazcích záření v radioterapii, nejčastější použití ionizační komory je v dozimetrii pro měření dávky ionizujícího záření. Dále se ionizační komory ve studnovém provedení používá v měřicích aktivity radioaktivních preparátů (tyto měřiče se někdy nesprávně nazývají "dávkové kalibrátory") Lahvička či stříkačka s radioaktivní látkou se vloží do otvoru studnové ionizační komory, která registruje vycházející záření. Elektrický signál I z této komory je úměrný aktivitě preparátu A a konstantě daného radionuklidu, konstanta je pro každý radionuklid jiná. Elektronické obvody měřiče aktivity jsou kalibrovány tak, že pro zvolený radionuklid je na displeji zobrazena jeho aktivita přímo v MBq.

2.4.2.1 Elektrické vlastnosti ionizační komory

Pro lepší pochopení činnosti jednotlivých druhů ionizačních detektorů se zde jen velmi stručně zmíníme o elektrických vlastnostech ionizační komory. Závislost ionizačního proudu na napětí mezi elektrodami ionizační komory je schématicky znázorněna na obrázku 2.6 - předpokládáme stálou intenzitu toku kvant ionizujícího záření.



Obr. 2.6. - Závislost ionizačního proudu I komorou na přiloženém napětí U .

Tuto závislost, zvanou někdy "voltampérová charakteristika" ionizační komory, můžeme rozdělit do tří oblastí:

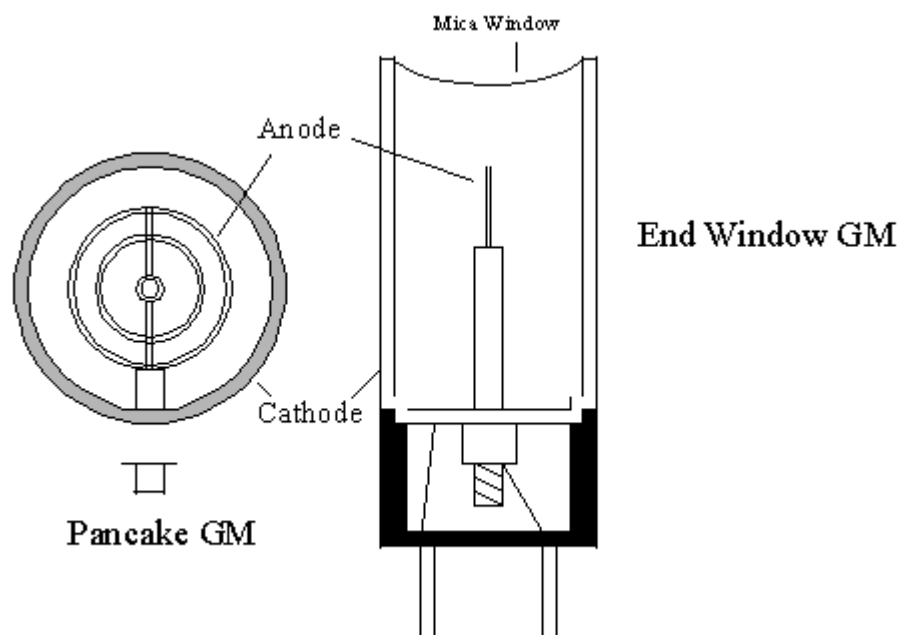
Oblast Ohmova zákona - ionty vznikající ionizací spolu opět rekombinují, přičemž pravděpodobnost rekombinace klesá s rostoucí rychlostí iontů (elektrony a ionty jsou od sebe elektricky "odháněny" opačným směrem), tj. s rostoucím napětím na elektrodách. Proto ionizační proud roste přibližně úměrně s napětím, podobně jako v běžných elektrických obvodech podle Ohmova zákona. Tato oblast se pro detekci záření nepoužívá.

Oblast nasyceného proudu - ionty se pohybují vlivem silnějšího elektrického pole natolik rychle, že nestačí zrekombinovat a všechny se účastní vedení proudu. Ionizační proud je proto nezávislý na napětí (sekundární ionty ještě nevznikají), závisí pouze na intenzitě záření (tu jsme si zde však stanovili konstantní).

Oblast nárazové ionizace - primární ionty (vyvolané zářením) jsou silným elektrickým polem urychlovány natolik, že vytvářejí další sekundární ionty nárazem na neutrální atomy či molekuly plynu. V počáteční části této oblasti (IIIA) je počet sekundárních iontů přímo úměrný počtu primárních iontů vyvolaných zářením. V této oblasti pracují proporcionální detektory. Při ještě vyšším napětí - oblast IIIB na křivce - je sekundární ionizace nárazem již tak intenzivní, že dochází k lavinovitému zmnožení elektronů a iontů (k mikrovýboji) - v této oblasti pracují Geiger-Müllerovy detektory.

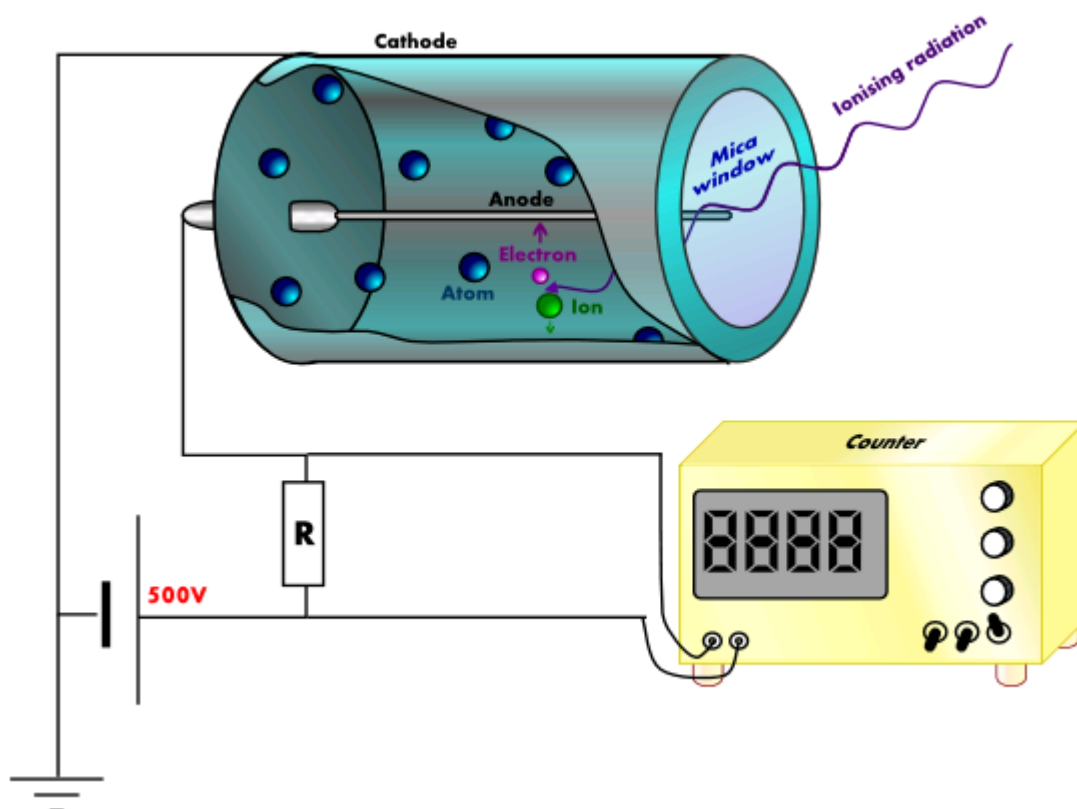
2.4.3 Geiger-Müllerovy detektory

Geiger-Müllerův (G.-M.) detektor je ionizační komora viz obrázek 2.7, hermeticky uzavřená, naplněná zředěným plynem o tlaku nižším než atmosférický. Elektrody této komory jsou zapojeny v elektrickém obvodu na takové napětí, aby komora pracovala v oblasti IIIB charakteristiky na obrázku 2.5. (napětí bývá cca 400-1000V). Schématické zapojení G.-M. detektoru je na obrázku 2.8.



Obr. 2.7. - Principiální znázornění Geiger-Müllerova detektoru

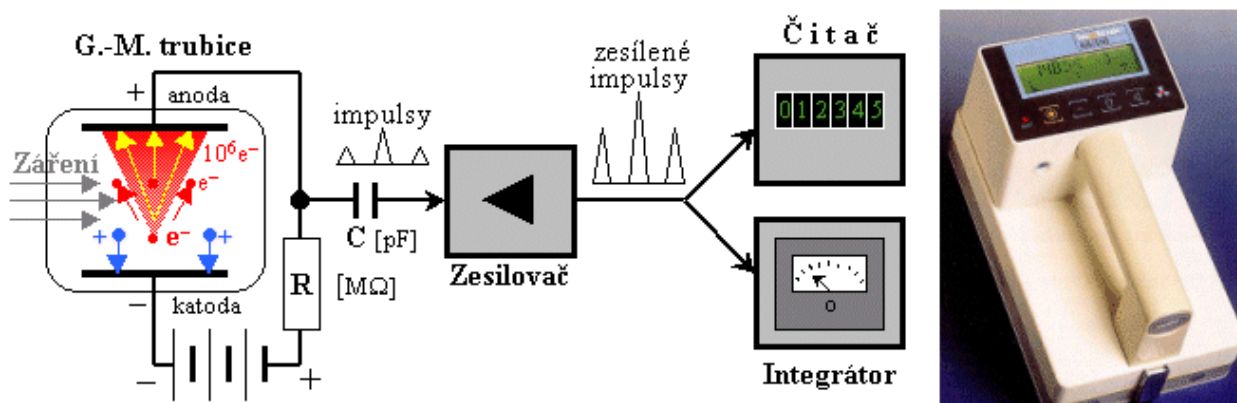
Po vniknutí kvanta ionizujícího záření nastane v plynu ionizace, načež se elektrony začnou pohybovat k anodě a kladné ionty ke katodě. Jelikož plyn je zředěný a napětí na elektrodách dostatečně vysoké, je střední volná dráha každého elektronu natolik dlouhá, že v elektrickém poli získá takovou kinetickou energii, že při nárazu na atom plynu je schopen vyrazit další elektrony (a ionty). Tyto sekundární elektrony pak vyřázejí další sekundární elektrony atd. Tento proces probíhá lavinovitě (z jednoho primárního elektronu vzniká až 10^{10} sekundárních elektronů) - vzniká samovolný výboj v prostoru mezi elektrodami.



Obr. 2.8. - Schéma Geiger-Müllerova detektoru

Obvodem projde poměrně silný proudový impuls a na pracovním odporu R tak vzniká poměrně vysoký napěťový impuls, který se přes oddělovací kondenzátor C vede ke zpracování v příslušné elektronické jednotce byla tak uskutečněna detekce kvanta příslušného ionizujícího záření převedením na elektrický impuls.

Výboj, který vznikne při detekci částice v prostoru mezi elektrodami, je nutno co nejdříve přerušit, protože po dobu výboje nelze registrovat další částice (delší přetrvávání výboje by navíc mohlo poškodit plynovou náplň detektoru i samotné elektrody). Na přerušení výboje se podílejí dvě okolnosti. Tou první je úbytek napětí na poměrně vysokém pracovním odporu R (řádově $M\Omega$), čímž se napětí na elektrodách sníží a produkce sekundárních elektronů se omezí. V ionizované plynové náplni však dochází k rekombinaci iontů a deexcitaci vzbuzených atomů, při čemž dochází k emisi fotonů ultrafialového záření. Fotony UV záření jsou schopny ionizovat a vyrážet fotoefektem z katody další elektrony, což má tendenci prodlužovat výboj. Proto se do plynové náplně přidává zhašecí látka (bývají to páry metylalkoholu, bromu apod.), jejíž molekuly absorbují ultrafialové fotony a přispívají tak k rychlému přerušení výboje.

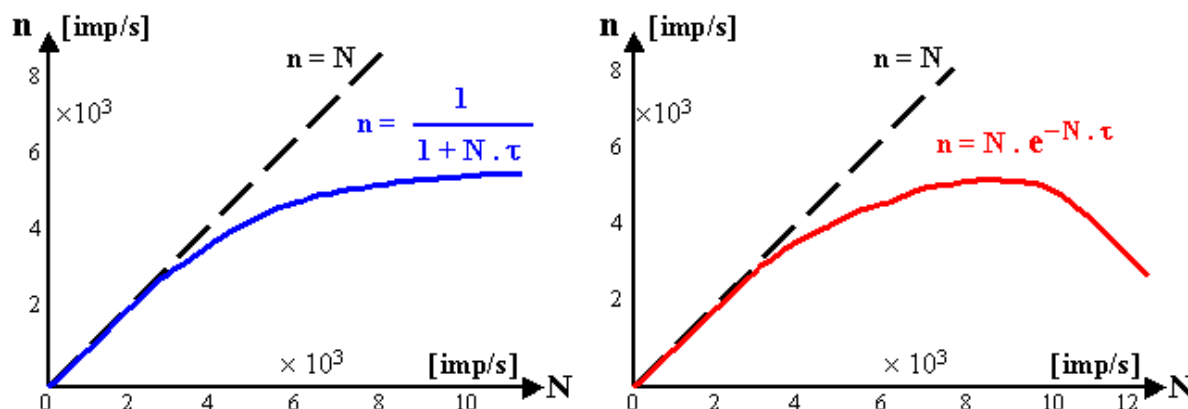


Obr. 2.9. - Principiální schématické znázornění Geiger-Müllerova detektoru. Některé tvary a provedení G.-M. detektorů; Vpravo: Soustava G.-M. (nebo proporcionálních) detektorů v plošném uspořádání jako měřič radioaktivní kontaminace.

2.4.3.1 Mrtvá doba

Po dobu trvání lavinovitého výboje v trubici je G.-M. detektor necitlivý k dalším dopadajícím kvantům. Doba od registrace jednoho impulsu, po kterou detektor není schopen registrovat další impulsy, se nazývá mrtvá doba detektoru, značí se τ nebo D.T. (Dead Time) a měří se v mikrosekundách. U G.-M. detektorů je mrtvá doba řádově 10^{-4} sekundy, tj. $\tau \cong 100 \mu\text{s}$, což je mrtvá doba poměrně dlouhá!

Mrtvá doba (platí i pro jiné typy detektorů - scintilační, polovodičové) se někdy rozděluje na dva druhy: non-paralyzabilní a paralyzabilní (kumulativní). Výše uvedená mrtvá doba je non-paralyzabilní, charakterizovaná tím, že během této mrtvé doby detektor neregistruje přilétající částice, přičemž tyto částice nemají na jeho činnost žádný vliv a po uplynutí mrtvé doby je detektor okamžitě připraven k detekci dalšího impulsu. Závislost mezi registrovanou $\underline{n}$ a skutečnou (teoretickou) četností impulsů $\underline{N}$ je dána vztahem $n = N/(1 + N \cdot \tau)$. S lineárním růstem intenzity záření $\underline{N}$ registrovaná četnost impulsů $\underline{n}$ roste nejdříve prakticky též lineárně (s koeficientem daným účinností detekce), pak se růst začíná zpomalovat a při vysokých četnostech $N \gg 1/\tau$ již dále téměř neroste a dosahuje stavu nasycení $n = 1/\tau$ (obrázek 2.10. vlevo).



Obr. 2.10. - Vliv mrtvé doby detektoru na odezovou funkci detektoru. Vlevo: Non-paralyzabilní ; Vpravo: Paralyzabilní.

Paralyzabilní mrtvá doba je taková, že během ní detektor nejen že neregistruje další částice, ale každá taková částice jež během mrtvé doby vletí do detektoru, znovu prodlouží o tutéž dobu jeho necitlivost - "paralyzuje" činnost detektoru, mrtvá doba se "kumuluje". Závislost mezi měřenou a skutečnou četností impulsů je zde $n = N \cdot e^{-N \cdot \tau}$. Při zvyšování vstupní četnosti částic odezva opět nejprve stoupá lineárně, pak se zpomaluje a dosáhne vrcholu, načež při dalším zvyšování vstupní četnosti začne odezva detektoru naopak klesat (obrázek 2.10. vpravo) - detektor je "paralyzován" (zahlcen).

2.4.3.2 Korekce na mrtvou dobu

Měříme-li natolik vysoké četnosti kvant záření, že se nezanedbatelně uplatňuje mrtvá doba detektoru, je třeba na tuto mrtvou dobu provést korekci, abychom dostali objektivní a přesné výsledky. K provedení této korekce je samozřejmě potřeba znát konkrétní hodnotu mrtvé doby pro daný detektor, tj. musí být provedeno měření podle předchozího odstavce. Jedná-li se o non-paralyzabilní detektor, provedeme korekci na mrtvou dobu, tj. stanovení skutečné četnosti N na základě změřené četnosti n impulsů, podle jednoduchého vztahu

$$N = n / (1 - n \cdot \tau)$$

Obecně lze korekci na mrtvou dobu provést aplikací inverzního vztahu mezi teoretickou a skutečně registrovanou četností impulsů; můžeme k tomu použít i naměřenou závislost mezi teoretickou a registrovanou četností, získanou shora zmíněnou metodou kontinuální změny četnosti impulsů.

2.4.3.3 Použití G.-M. detektorů

G.-M. detektory sehrály významnou úlohu v rozvoji jaderné a radiační fyziky - byl to první typ detektorů, který uměl registrovat jednotlivá kvanta ionizujícího záření, a nejen pouhou intenzitu či tok záření jak je tomu u obyčejných ionizačních komor. I v současné době jsou G.-M. detektory používány pro svou jednoduchost, avšak většinou pouze jen pro méně náročná měření např. v radiační ochraně jsou to měřiče kontaminace, hlásiče radiace, monitorovací systémy apod. Pro přesnější a náročnější měření byly vytlačeny především scintilačními a polovodičovými detektory, které jsou sice mnohonásobně dražší, avšak mají po všech stránkách podstatně lepší parametry.

2.4.4 Proporcionální detektory

Proporcionální detektory využívají rovněž sekundární ionizace, avšak vlivem nižšího napětí zde nedochází k lavinovitému mikrovýboji, ale pracují v oblasti IIIA na voltampérové charakteristice podle obr. 2.6. - v oblasti proporcionality. Koeficient zesílení je cca 10^4 - 10^5 , mrtvá doba bývá řádově 10^{-6} s. Zapojení a konstrukční provedení je podobné jako u G.-M. detektorů. Výstupní napěťové impulsy jsou úměrné energii detekovaného záření (přesněji řečeno energii, která byla při interakci kvanta záření s plynovou náplní pohlcena), takže tyto detektory mohou být v principu použity pro spektrometrii, i když jejich rozlišení se nevyrovná scintilačním a už vůbec ne polovodičovým detektorům.

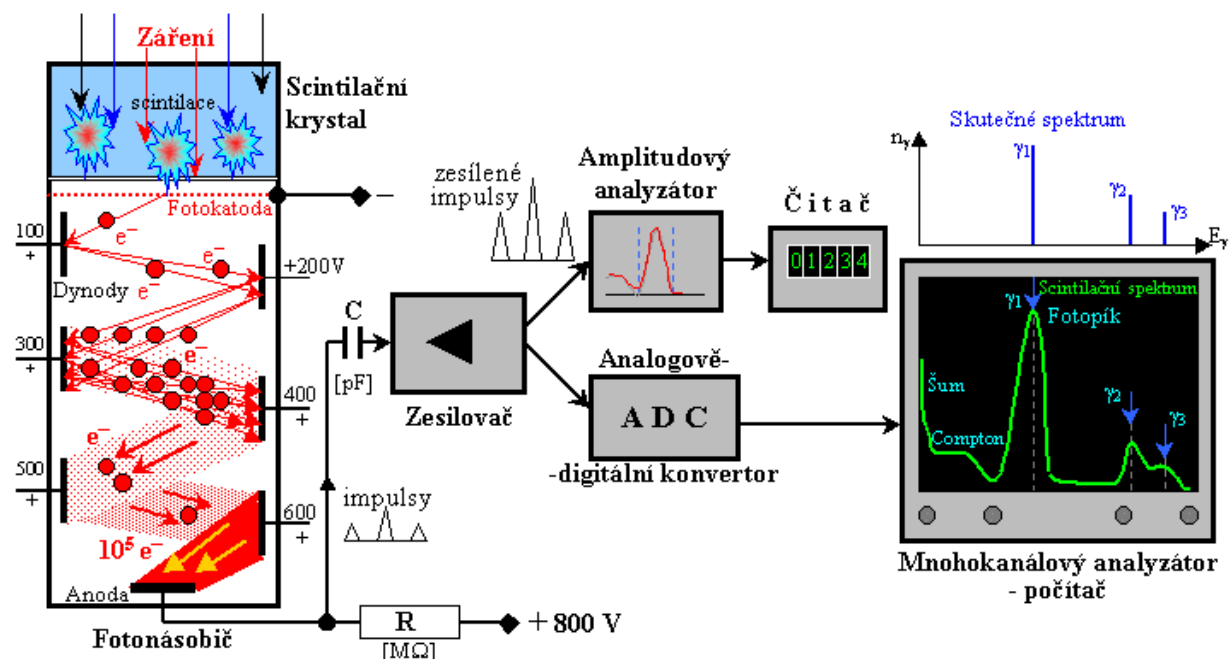
2.4.4.1 Jiskrové detektory

Pro některé aplikace se ojediněle využívají i detektory pracující v poslední (nejvyšší) oblasti voltampérové charakteristiky ionizační komory podle obrázku 2.6. - v oblasti jiskrového výboje. Přivedeme-li na elektrody ionizační komory napětí jen nepatrně nižší než je průrazné napětí vedoucí k samovolnému výboji a přeskoku jiskry, nebude se v klidovém stavu nic dít. Vlétně-li však do prostoru mezi elektrodami kvantum ionizujícího záření, bude okamžitě iniciovat přeskok jiskry, což se projeví jednak průchodem silného elektrického impulsu obvodem, jednak příslušným světelným a zvukovým projevem jiskrového výboje. Jiskrové detektory v uspořádání s mnoha elektrodami rozloženými na větší ploše tvoří tzv. jiskrové komory pro registraci stop nabitých částic. Jiskrová komora je tvořena velkým počtem elektrod ve tvaru destiček nebo drátů, na něž se přivádí napětí cca 10kV. Nabitá částice, která prolétá jiskrovou komorou, způsobuje svou ionizací postupně v jednotlivých oddílech komory mezi elektrodami jiskrové výboje, které sledují stopu částice v komoře. Tyto výboje jsou jednak viditelné a dají se zachytit fotograficky (např. stereoskopicky dvěma fotopřístroji); jsou však

také slyšitelné a dají se např. přes piezoelektrické snímače registrovat elektroakusticky. Po skončení registrace se aplikuje elektrické pole pro odstranění vzniklých elektronů a iontů a měřicí cyklus se může opakovat. Jiskrové komory jsou schopny pracovat ve velmi rychlých cyklech, přičemž vysoké napětí se na elektrody dá přivádět na příslušně krátký okamžik přes hradlovací obvody spouštěné synchronizačními detektory monitorujícími primární svazek částic před vstupem do jiskrové komory.

2.5 Scintilační detektory

Scintilační detektory ionizujícího záření jsou založeny na vlastnosti některých látek reagovat světelnými záblesky (scintilacemi) na pohlcení kvant ionizujícího záření; tyto světelné záblesky se pak elektronicky registrují pomocí fotonásobičů. Látky vykazující tuto vlastnost se nazývají scintilátory. Nejstarším používaným scintilátorem je sirník zinečnatý aktivovaný stříbrem ZnS(Ag) , ze kterého byla stínítka skiaskopických rentgenových přístrojů. Pro účely detekce záření γ se však nejčastěji používá jodid sodný aktivovaný thaliem - NaJ(Tl) , ve formě monokrystalu.



Obr. 2.11. - Principiální schéma scintilačního detektoru (horní větev schématu) a spektrometru (dolní větev schématu). V pravé části na obrazovce je typický tvar scintilačního spektra záření gama - ve srovnání se skutečným čárovým spektrem nahoře.

Kvantum měřeného neviditelného záření, např. záření γ , vniká do scintilačního krystalu, kde se absorbuje a část jeho energie se přemění na záblesk (scintilaci) viditelného světla. Ke

scintilačnímu krystalu je opticky přiložen fotonásobič - speciální elektronka, která s vysokou citlivostí převádí světlo na elektrický signál. Na vstupním okénku fotonásobiče je zevnitř nanesena tenká kovová vrstvička - fotokatoda (tloušťky cca 4-10cm, materiálem bývá cesium a antimon), uvnitř celé trubice je samozřejmě vysoké vakuum. Dále fotonásobič obsahuje soustavu elektrod - tzv. dynod. Na jednotlivé dynody je přiváděno kladné napětí - na každou dynodu postupně vyšší a vyšší. Fotony světelného záblesku ze scintilátoru dopadají na fotokatodu, z níž fotoelektrickým jevem vyraží elektrony $\tilde{e}$. Každý takový elektron se v elektrickém poli začne pohybovat k první (nejbližší) dynodě, na niž je přivedeno kladné napětí řekněme cca 100V. Na tuto dynodu dopadne s kinetickou energií cca 100eV, což způsobí vyražení nejméně 2 či více sekundárních elektronů z kovového povrchu dynody. Tyto elektrony se vydají na cestu k další dynodě, na niž je vyšší kladné napětí - cca 200V. Energie, na kterou se urychlí (danou rozdílem napětí, tedy opět cca 100eV) opět vyrazí pro každý elektron 2 či více sekundárních elektronů - máme tedy již nejméně 4 elektrony, které se pohybují k další dynodě, vyrazí opět dvojnásobný počet elektronů atd. Díky tomuto opakovanému násobení na poslední dynodu (již vlastně anodu) dopadne cca 105 elektronů, což je již dostatečný počet k vyvolání dobře měřitelného elektrického impulsu o amplitudě A na pracovním odporu R (má hodnotu řádově megaohmy) v elektrickém obvodu. Tento impuls se přes oddělovací kondenzátor C vede na zesilovač a další elektronické obvody ke zpracování. Zpracování výstupních impulsů ze scintilačního detektoru lze provádět dvěma základními způsoby, podle účelu scintilačního měření:

Měření počtu impulsů vyvolaných detekcí záření gama určité energie. V tomto jednodušším případě impulsy ze zesilovače vedeme na amplitudový analyzátor, což je elektronický obvod propouštějící impulsy, jejichž amplituda leží v nastavitelném rozmezí mezi dolní a horní diskriminační hladinou (impulsy ležící mimo toto rozmezí nejsou propuštěny. Nastavení dolní a horní hladiny se děje (pomocí potenciometrů nebo digitálně) buď nezávisle, nebo častěji se nastavuje základní úroveň a kolem ní "okénko". Okénko analyzátoru se nastavuje většinou tak, aby zahrnovalo fotopík záření gama měřeného radionuklidu. Normované impulsy z analyzátoru se již vedou do čítače - naměřený počet impulsů (za zvolený časový interval) je pak úměrný počtu impulsů záření gama vybrané energie, a tedy i aktivitě měřeného vzorku.

Spektrometrická analýza energií záření gama. Impulsy ze zesilovače vedeme na analogově-digitální převodník (ADC), kde se analogová velikost amplitudy impulsu převádí na digitální bitovou kombinaci, která se vede do paměti "multikanálového analyzátoru" - do vyme-

zené části paměti počítače. Střádací (akviziční) procedura každé amplitudě impulsu a tedy energii fotonu gama, přidělí odpovídající adresu v paměti, jejíž obsah se při detekci takového impulsu zvyšuje o 1. V paměti počítače či analyzátoru tak postupně vzniká digitální energetické spektrum, kde adresa každé paměťové buňky je úměrná energii záření gama a její nashromážděný obsah představuje detekovaný počet fotonů této energie. Při zobrazení na obrazovce počítače pak dostaneme typickou křivku (obr. 2.11. vpravo) - scintilační spektrum.

2.5.1 Přednosti scintilačního detektoru

Porovnáme-li situaci s G.-M. detektorem, vidíme, že jsme dosáhli podobného výsledku - byla opět uskutečněna detekce kvanta neviditelného ionizujícího záření převedením na elektrický impuls na výstupu fotonásobiče. Může vzniknout otázka: Proč tak složitě? Odpověď zní: Scintilační detektory mají ve srovnání s G.-M. detektory tři zásadní přednosti (uvedeme je zde pro nejčastější případ detekce záření gama):

2.5.1.1 Vysoká detekční účinnost (citlivost)

V masivním scintilačním krystalu o poměrně vysoké hustotě a protonovém čísle se účinně absorbuje (a tedy detekuje) podstatně větší část záření gama než ve zředěném plynu G.-M. trubice (kde většina kvant prolétá bez interakce). Scintilační detektory tedy mají vysokou detekční účinnost (citlivost), která se často blíží 100%.

2.5.1.2 Krátká mrtvá doba

Doba trvání scintilace v krystalu je neobyčejně krátká - jen asi 10^{-9} sec. Doba, po kterou procházejí elektrony a násobí se ve fotonásobiči, je rovněž velmi krátká - cca 10^{-8} sec. Doba formování a zpracování elektrického impulsu (časová konstanta) v zesilovači a analyzátoru je u současné elektroniky cca 10^{-6} sekundy; právě tato (nejpomalejší) doba je v celém spektrometrickém řetězci určující. Mrtvá doba scintilačního detektoru je tedy asi 1 μ s, což je téměř 100-krát kratší, než u G.-M. detektorů.

2.5.1.3 Spektrometrické vlastnosti

Intenzita světelného záblesku ve scintilátoru je přímo úměrná energii kvanta, která se tam pohltí. A intenzitě záblesku je přímo úměrný počet fotoelektronů emitovaných z fotokatody fotonásobiče. Multiplikační proces elektronů na dynodách je rovněž přesně lineární. Takže amplituda A výstupního impulsu z fotonásobiče je přímo úměrná energii E_γ detekovaného záření: $A \sim E_\gamma$ (přesněji řečeno amplituda je úměrná energii kvanta, která byla ve scintilátoru

absorbována). Amplitudovou analýzou výstupních impulsů ze scintilačního detektoru můžeme tedy provádět energetickou analýzu detekovaného záření - jeho spektrometrii.

Tyto tři vlastnosti dělají ze scintilačního detektoru téměř ideální přístroj pro detekci a spektrometrii ionizujícího záření, především záření gama. Vysoká detekční citlivost umožňuje jeho použití pro detekci i velmi slabého záření či nízkých aktivit. Krátká mrtvá doba zase umožňuje bezztrátové měření i relativně vyšších intenzit záření či vyšších aktivit. Scintilační detektor má tedy značně široké rozmezí detekovatelných intenzit ionizujícího záření.

2.5.2 Scintilační spektrum

Zastavme se podrobněji u spektrometrie. Představme si zpočátku, že ozařujeme scintilační detektor monoenergetickým zářením gama o energii E_γ . Skutečné ("fyzikální") spektrum tohoto záření bude mít jednoduchý tvar podle obr. 2.11. vpravo nahoře - jediný užoučký pík γ_1 ve spektru (další dvě linie zatím neuvažujeme). Fotony záření gama budou interagovat se scintilátorem buď fotoefektem - pak při jediné interakci jsou fotony pohlceny a odevzdají veškerou svou energii ionizujícímu elektronu, nebo Comptonovým rozptylem, kdy odevzdají jen část své energie (a pak buď uniknou nebo vyvolají další interakci). Výška impulsu na výstupu fotonásobiče bude vždy úměrná energii, kterou foton gama skutečně ztratil v krystalu. Vyneseme-li do grafu na vodorovnou osu velikost amplitudy A výstupních impulsů z fotonásobiče a na svislou osu vždy počet impulsů n s touto amplitudou A , dostaneme křivku charakteristického tvaru na obr. 2.11. vpravo dole - scintilační spektrum záření gama. Na této křivce je vidět výrazný pík - tzv. fotopík či pík totální absorpce, odpovídající fotonům γ , které byly v krystalu úplně pohlceny (především fotoefektem, příp. vícenásobným rozptylem či kombinací několika interakcí) a odevzdaly veškerou svou energii. Před tímto fotopíkem se směrem doleva až k počátku grafu táhne spojitě spektrum odpovídající fotonům, které v krystalu ztratily jen část své energie Comptonovým rozptylem. A úplně na začátku spektra se objevují impulsy o nízkých amplitudách odpovídající šumu (spontánní termoemise fotokatody, šumy v elektronických obvodech). Tyto šumové impulsy se v případě nutnosti dají podstatně zredukovat chlazením fotonásobiče a předzesilovače např. na teplotu kapalného dusíku. Vodorovnou osu amplitudy lze oceňovat tak, aby jednotlivé dílky odpovídaly přímo energii detekovaného záření v keV.

Energetickým rozlišením detektoru rozumíme nejmenší rozdíl energií detekovaného záření, které ve spektru ještě rozlišíme jako dva píky, nebo ekvivalentně tzv. pološířku fotopíku

$\Delta 1/2$ - jeho šířku v poloviční výšce. Rozlišení se vyjadřuje buď absolutně v keV, nebo relativně jako podíl pološířky $\Delta 1/2$ k hodnotě energie E_γ středu fotopíku: $\Delta 1/2/E_\gamma \cdot 100\%$ v procentech. Změřená hodnota energetického rozlišení je závislá na energii E ; je zvykem ji udávat pro $E_\gamma = 662\text{keV}$ radionuklidu ^{137}Cs . Pro scintilační detektory běžných provedení se energetické rozlišení pohybuje kolem 10%; lepší je pro malé tenké scintilační krystaly, pro velkoobjemové a studnové detektory se pohybuje již kolem 15-17%. Na obr. 2.11. vpravo vidíme, že nedokonalé energetické rozlišení scintilačního detektoru způsobuje, že fotopíky dvou spektrálních linií záření γ_2 a γ_3 s blízkými energiemi se částečně slévají v jeden vrchol; pokud by obě energie byly ještě bližší, vznikl by jediný fotopík, z něhož by nebylo možno tyto energie odlišit. V takovém případě je nutno použít detektoru polovodičového

2.5.3 Vlastnosti scintilátorů

Uvedeme si nyní některé fyzikální parametry, kterými lze scintilační materiály charakterizovat, a které jsou důležité pro jejich praktické aplikace. Základním parametrem scintilačního materiálu je konverzní účinnost, což je podíl úhrnné energie emitovaného světla a absorbované energie vstupujících kvant ionizujícího záření. V praxi se častěji než konverzní účinnost používá tzv. světelný výtěžek, udávaný jako počet emitovaných světelných fotonů na 1MeV pohlcené energie detekovaného kvanta primárního záření. Důležitou charakteristikou pro použití scintilátorů je jejich luminiscenční spektrum, které popisuje spektrální složení (vlnové délky) emitovaného světla. Toto luminiscenční spektrum je důležité srovnat s maximem spektrální citlivosti fotokatody, které je u většiny fotonásobičů v modré oblasti spektra cca 600-700nm.

Další důležitou charakteristikou, popisující časové vlastnosti, je doba trvání scintilace, čili tzv. scintilační dosvit - doba, za níž tok scintilačních fotonů poklesne na $1/e$. Tento parametr spoluurčuje rychlost celého procesu scintilační detekce - mrtvou dobu detektoru a časové rozlišení při koincidenčním použití dvou či více scintilačních detektorů. Schopnost rozlišit dva fotony záření gama s blízkými hodnotami energie charakterizuje tzv. energetické rozlišení, které závisí na mnoha faktorech, především na dokonalé optické průzračnosti scintilačního materiálu.

2.5.4 Scintilační materiály

Existuje celá řada látek, vykazujících scintilační vlastnosti. Nejprve se zmíníme o scintilačních materiálech anorganických. Jak již bylo uvedeno, nejdéle známou scintilační látkou je sirník zinečnatý aktivovaný atomy stříbra $\text{ZnS}(\text{Ag})$. Nejpoužívanější anorganickou scintilační látkou je však jodid sodný, aktivovaný 1-2% thalia - $\text{NaJ}(\text{Tl})$. Je vhodný pro detekci nízkých a středních energií záření gama (viz křivku energetické závislosti detekční účinnosti v pravé části obr. 2.4.2). Jeho nevýhodou je, že je hygroskopický. Musí se proto montovat do vzduchotěsných pouzder se skleněným výstupním okénkem, vnitřní stěny pouzdra jsou opatřeny reflexním povlakem např. kysličníku hořečnatého pro zvýšení světelného výtěžku. Pokud pouzdro není dokonale hermetické, pohlcuje krystal vlhkost ze vzduchu, dochází k jeho hydrolyze (projevuje se žloutnutím), ztrácí dokonalou transparentci, zhoršuje se energetické rozlišení a konverzní účinnost. Pro detekci vyšších energií záření gama jsou z hlediska detekční účinnosti vhodnější scintilátory s vyšší hustotou - $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (zkráceně se značí BGO) a $\text{Lu}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$ (LSO), popř. $\text{LuAlO}_3(\text{Ce})$ (LAO). Používají se m.j. pro detekci anihilačního e^-e^+ záření gama o energii 511 keV v kamerách pozitronové emisní tomografie (PET), kde je potřeba dosáhnout vysoké detekční účinnosti při ne příliš velké tloušťce krystalu, aby se v prstencovém detektoru kamery dosáhlo vysokého prostorového rozlišení lokalizace scintilací soustavou fotonásobičů. Nejtěžší scintilační látky, jako je PbWO_4 , se používají jako součást složitých detekčních systémů registrujících vysokoenergetické záření z terčů velkých urychlovačů elementárních částic (např. u nového urychlovače "Large Hadron Collider" v CERNu je v detekční části použito m.j. i téměř 80 tisíc krystalů PbWO_4).

Tabulka 1.1. obsahuje anorganické scintilační materiály, častěji používaných ve scintilačních detektorech. Jsou seřazeny podle rostoucí hustoty (která zvyšuje detekční účinnost pro záření gama o vyšších energiích):

Scintilátor:	$\text{NaJ}(\text{Tl})$	$\text{CsJ}(\text{Tl})$	BaF_2	$\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$	$\text{Lu}_2\text{SiO}_5(\text{Ce})$	PbWO_4
Hustota [g/cm^3]	3,67	4,51	4,88	7,13	7,41	8,23
λ_{max} [nm]	415	400/565	220/310	490	420	410/500
η [foton/MeV]	$4,5 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^4$	$9 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^3$	$3 \cdot 10^4$	$3 \cdot 10^2$

Tabulka 1.1. Scintilační materiály

Existuje i řada organických látek, vykazujících scintilační vlastnosti. Je to především naftalen, který emituje scintilační záření o velmi krátké době záblesku 0,08 μ s a vlnové délce kolem 345nm (tato vlnová délka je kratší ve srovnání s maximem spektrální citlivosti fotokatod většiny fotonásobičů, takže se někdy používá "posunovač spektra"). Důležitou organickou scintilační látkou je anthracen, který se používá jako normál pro porovnávání vlastností všech ostatních organických scintilátorů. Anthracen emituje scintilace s dobou záblesku 0,03 μ s a vlnovou délkou 450nm, jeho konverzní účinnost je asi poloviční než u NaJ(Tl). Z dalších organických látek můžeme uvést ještě stilben, který emituje scintilace s dobou trvání 0,08 μ s a vlnovou délkou 380-410nm; jeho výhodou je možnost vytvářet velké krystaly. Pro detekci záření gama mají organické scintilátory příliš malou hustotu, takže detekční účinnost by byla nízká. Jsou však velmi vhodné pro detekci elektronů beta, částic alfa, protonů, deutronů a rovněž i rychlých neutronů (neutrony vyražejí z molekul organické látky protony, které vyvolávají scintilace a jsou tak registrovány). Organické scintilační látky si své scintilační vlastnosti většinou zachovávají i při svém rozpuštění ve vhodných organických rozpouštědlech (toluen, xylen, benzen, dioxan, fenyl-cyklo-hexan, fenyléter apod.) - vznikají tak kapalné scintilátory. Kapalné scintilátory mají tu výhodu, že se dají prostým naplněním do vhodné nádoby upravit i na velikosti, která není dosažitelná u pevných (krystalických) scintilátorů; používají se proto např. při detekci kosmického záření. Hlavní využití kapalných scintilátorů je však u metody detekce zářičů beta přímo v roztoku s těmito scintilátory.

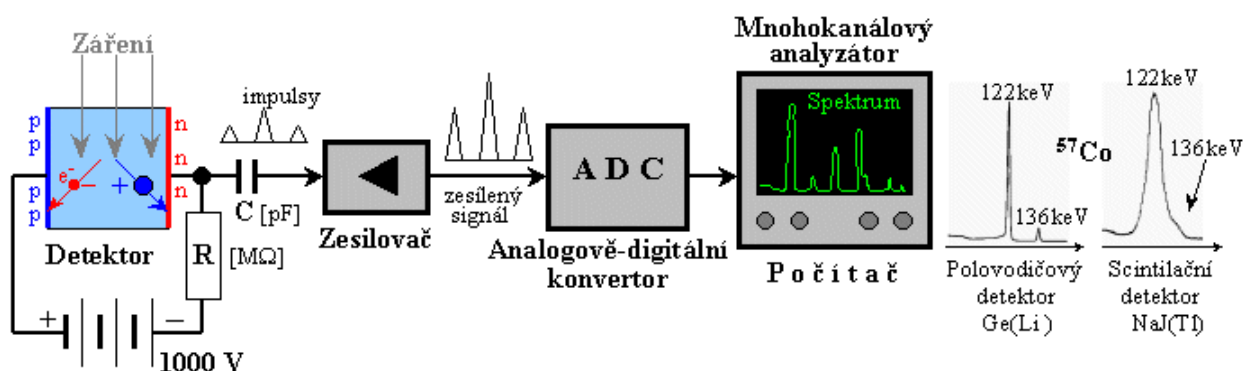
2.6 Čerenkovovy detektory

Kromě výše popsaných scintilačních mechanismů se vyskytuje i další proces vzniku světla při interakci ionizujícího záření s látkou: Čerenkovovo záření. Jak bylo uvedeno nabitá částice, která prolétá opticky transparentním prostředím s indexem lomu n rychlostí vyšší než je rychlost světla $c' = c/n$ v tomto prostředí, vzbuzuje "rázové" elektromagnetické vlny - viditelné světlo nazývané Čerenkovovo záření. Toto záření lze použít k detekci nabitých částic vysokých energií, popř. i tvrdého záření gama, které je předtím zkonvertováno na elektrony v materiálu s vysokým atomovým číslem, např. v olovu. Čerenkovův detektor se v nejjednodušším uspořádání skládá z průhledného dielektrika s vysokým indexem lomu (např. plexiskla), v němž prolétající nabitá částice vzbuzují Čerenkovovo záření, které dopadá na fotokatodu fotonásobiče, kde je převáděno na elektrické impulsy podobně jako je tomu u detektorů scintilačních. Používá se různých velikostí a tvarů dielektrika, detekční prostředím bývá někdy i kapalina (třeba voda), pro soustředění Čerenkovova záření na fotokatodu jednoho či více fotonásobičů jsou někdy používány čočkové či zrcadlové optické soustavy. Poně-

vadž počet emitovaných fotonů a úhel směru jejich emise vzhledem ke směru pohybu primární částice závisí na její energii, lze z toho určit i energii detekované nabitě částice. Čerenkovovy detektory mají své hlavní využití pro detekci částic vysokých energií - používají se u velkých urychlovačů i při detekci kosmického záření.

2.7 Polovodičové detektory

Mechanismem přímého elektrického využití ionizačních účinků záření se polovodičový detektor svým principem poněkud podobá ionizační komoře, přičemž ovšem citlivým médiem není plyn, ale vhodný polovodičový materiál. Z elektronického hlediska je polovodičový detektor v podstatě dioda zapojená v elektrickém obvodu s vysokým napětím (cca 1000-2000V) přes velký ohmický odpor v závěrném (nevodivém) směru (obr. 2.12.), takže v klidovém stavu obvodem neprotéká elektrický proud.



Obr. 2.12. - Schéma polovodičového detektoru. Vpravo je ukázka srovnání polovodičového spektra záření gama se spektrem scintilačním.

Vnikne-li do aktivní vrstvy detektoru (je to "ochuzená" vrstva či objemová oblast bez volných nosičů náboje) kvantum ionizujícího záření, ionizační energie způsobí v polovodiči přeskok úměrného množství elektronů do vodivého pásma a vznik elektron- děrových párů. Tyto elektrony se v elektrickém poli okamžitě začnou pohybovat ke kladné elektrodě (a díry k záporné) - elektrickým obvodem projde krátký proudový impuls, na pracovním odporu R vznikne napěťový úbytek a přes kondenzátor C se elektrický impuls vede k předzesilovači. Amplituda (resp. časový integrál) impulsu na výstupu zesilovače je přímo úměrná celkovému sebranému náboji, a tedy energii detekovaného záření (přesněji řečeno energii, která se absorbovala při průchodu kvanta záření aktivní vrstvou detektoru). Amplitudovou analýzou výstupních impulsů můžeme tedy provádět spektrometrickou analýzu energie detekovaného záření, podobně jako u scintilačních detektorů. Zesílené impulsy se vedou na analogově-

digitální konvertor a odtud do paměti "multikanálového analyzátoru", realizovaného nyní v počítači, v jehož paměti se stírá výsledné spektrum. Jelikož sběr náboje vytvořeného v polovodiči ionizací je poměrně dokonalý z celého citlivého objemu, mají germaniové detektory záření γ velmi dobrou energetickou rozlišovací schopnost (zpravidla lepší než 1 keV), asi 30-krát lepší než detektory scintilační - viz srovnání spekter na obr. 2.12. vpravo. Mají též vysoký poměr fotopíku ke spojitému Comptonovskému pozadí. Oproti scintilačním detektorům však mají nižší detekční účinnost pro záření gama a též delší mrtvou dobu (mrtvá doba je dána kapacitou systému detektoru + předzesilovače a hodnotou pracovního odporu). Polovodičové detektory se používají všude tam, kde potřebujeme co nejlepší energetickou rozlišovací schopnost, např. v jaderné fyzice. Jinak všechny principy a zásady spektrometrie záření gama, včetně energetické a účinnostní kalibrace, které byly probrány u scintilačního detektoru, platí i u detektoru polovodičového.

Polovodičové detektory jsou zhotoveny většinou z monokrystalů germania, buď se stopovým množstvím lithia, tzv. drift - detektory Ge(Li), superčistého germania, nebo křemíku. Detektory Ge(Li) se konstruuje buď v koaxiálním uspořádání n-i-p vrstev (pro detekci vyšších energií gama), nebo v planárním tvaru s tenkým vstupním okénkem (pro detekci měkkého gama a X). Pro detekci měkkého záření gama a X s vysokým rozlišením jsou určeny i detektory z vysoce čistého germania (zkratka HPGe - High Purity Ge) a detektory Si(Li), často bývá použito beryliového vstupního okénka s nízkou absorpcí měkkého záření X.

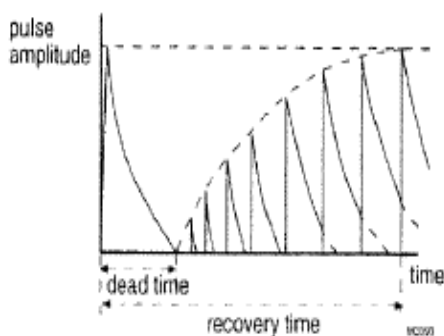
Pro svou správnou funkci polovodičové spektrometrické detektory většinou potřebují být chlazeny na teplotu kapalného dusíku (detektory Ge(Li) dokonce trvale i během skladování; přerušení chlazení vede k difúzi driftu a zničení detektoru!). U detektorů pro nízké energie bývá často chlazen i předzesilovač, jehož vstupní prvek (tranzistor řízený polem) je umístěn v kryostatu společně s detektorem, aby byl na co nejmenší míru omezen šum předzesilovače.

Pro detekci korpuskulárního záření (alfa, beta, protony), které má v látkách krátký dolet, se používají polovodičové detektory s povrchovou bariérou. Jsou vytvořeny tak, že na přední stranu vyleštěné křemíkové destičky polovodiče typu "N" je nanášena velmi tenká kovová vrstvička např. zlata (tloušťky jen několika atomů - menší než 1 mikrometr), která slouží zároveň jako elektroda i vstupní okénko detektoru; zadní stěna se ponikluje a slouží jako druhá elektroda. Na takovou detekční diodu s p-n přechodem se přes pracovní odpor připojuje napětí cca 100-200V, impulsy vzniklé detekcí částic se z pracovního odporu odebírají k zesílení a dalšímu zpracování.

Ojediněle používaným typem polovodičového detektoru jsou tzv. křemíkové diody s dlouhouází (LBSD - Long Base Silicon Diode), určené pro měření radiační dávky od těžkých částic, především rychlých neutronů. V důsledku ozáření a ionizace dochází k poškození krystalové mřížky křemíku, což změní dobu života minoritních nositelů náboje a tím i vodivost diody. Měří se úbytek napětí na diodě v propustném směru před ozářením a po ozáření, přičemž změna tohoto úbytku napětí po ozáření vzhledem k počáteční hodnotě je přibližně lineární funkcí radiační dávky.

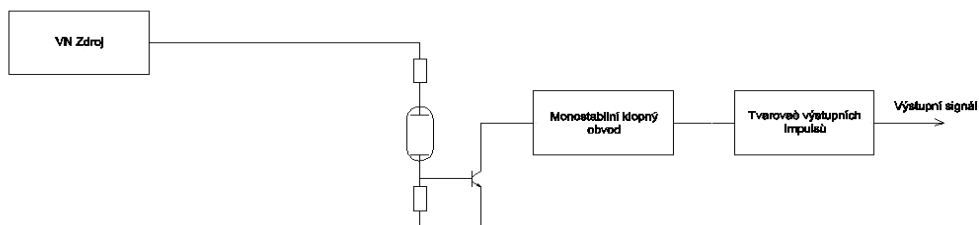
3 Praktická část

Při vlastním řešení problematiky návrhu a řešení měření nízkých intenzit ionizujícího záření se potýkáme s citlivostí Geiger-Müller detektoru. Jak bylo popsáno v teoretické části tak s tímto souvisí mrtvá doba detektoru jak je vidět na obrázku 3.1. a schopnost detekovat vysoké dávky.



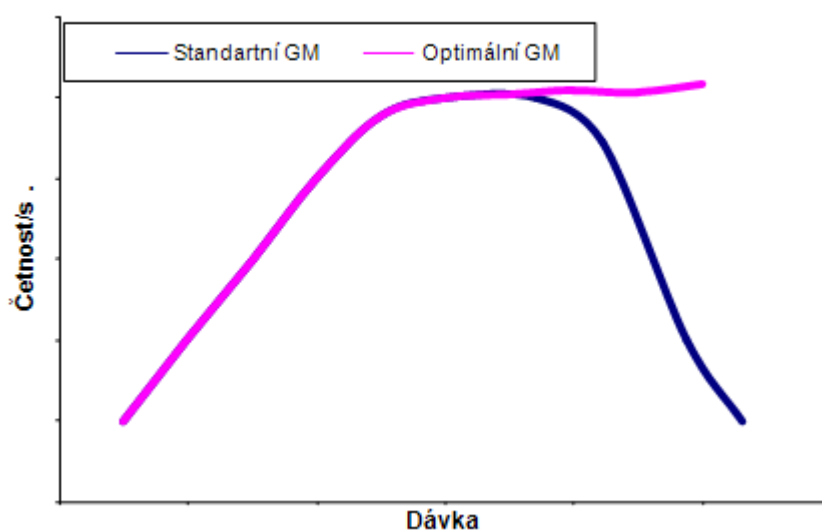
Obr. 3.1. – zobrazení mrtvé doby

Jednou z možností změny mrtvé doby je volba plynové náplně Geiger-Müller trubice, z tohoto tím pádem vyplývá nutnost zvolit vhodnou Geiger-Müller trubici. Další možností je různě laborovat s velikostí anodového odporu, nebo měnit žhavicí napětí které je přiváděno na anodu detektoru. Pro vysvětlení při použití vysokého žhavicího napětí se dostáváme do potíží že detektor je velice citlivý při detekci malých dávek, ale při zvětšení intenzity dojde k lavinové ionizaci a detektor nám nedetekuje. Nebezpečí lavinového průrazu je to, že nám může detektor indikovat špatné hodnoty a to může v případě ionizujícího záření vést i k poškození zdraví obsluhy. Následuje úvaha že by bylo tedy možné využít principiálně dvou stejných detektorů pouze s tím rozdílem že jeden bude více žhaven a druhý méně a budou se doplňovat. Principiální zapojení vlastní elektroniky je jednoduché a vychází ze standardizovaných zapojení.



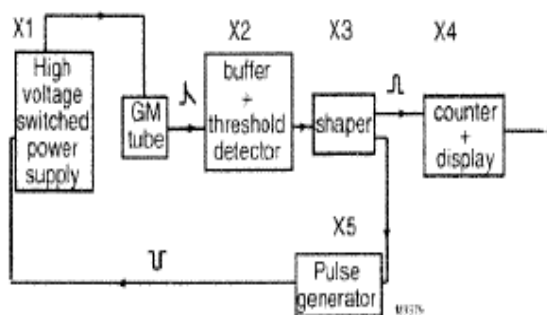
Obr. 3.2. – blokové schéma detektoru

Způsob tohoto zapojení je právě nedostatečný a proto je třeba nějakým způsobem odstranit přetížení detektoru které dochází z důvodu vysoké dávky. Dojde k tomu že se projeví tzv. mrtvá doba a detektor nestačí zhášet výboj “dojde k trvalému výboji“. Závislost četnosti impulsů na dávce zobrazuje graf na obrázku 3.3. Z tohoto důvodu potřebujeme odstranit sestupnou hranu poklesu četnosti v závislosti na vysoké dávce. Je třeba aby vrchol četnosti nepokračoval klesáním, ale byl buď konstantní nebo se zvyšoval(nesmí klesat). Od tohoto bodu již detektor nemusí dávat informaci o dávce bude jen indikovat vysokou dávku!



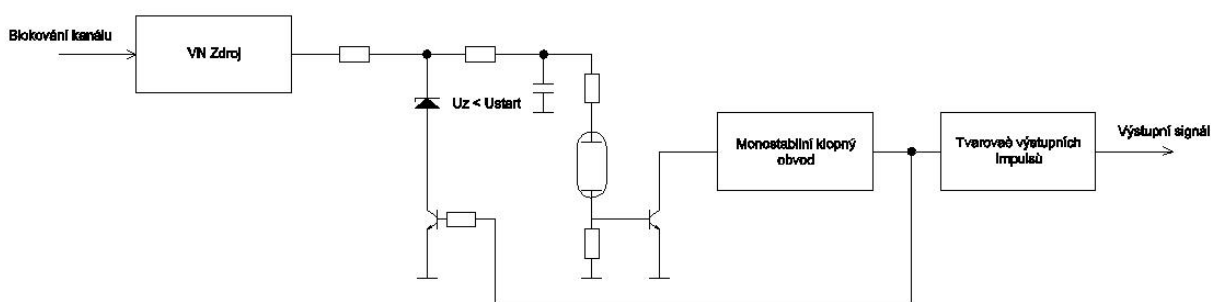
Obr. 3.3. – závislost četnosti na dávce

Další možností na změnu mrtvé doby je odpojováním zdroje vysokého napětí po každém detekovaném pulsu. Viz blokové zapojení na obrázku 3.4. Nevýhodou tohoto způsobu je jeho malá rychlost a vysoká složitost realizace.



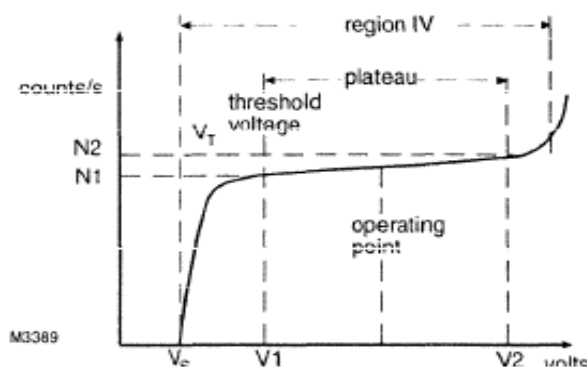
Obr. 3.4. – blokové schéma detektoru s odpojováním napájení

Výše uvedený handicap nás vede k úvaze zdroj neodpojovat, ale regulovat. Tento způsob však přináší potíže se zavedením zpětné vazby a nutností vhodně měnit a ovlivňovat zdroj vysokého napětí aby docházelo ke správné změně žhavicího napětí na Geiger-Müller trubici. Aby bylo možno vhodně regulovat vysoké napětí je nutné navrhnout vhodnou detekční část elektroniky připojenou přímo na detektor. Což je velice složité a je třeba obvod vždy přizpůsobit pro daný typ Geiger-Müller trubice. Hrubá úvaha je blokově zobrazena na obrázku 3.5.



Obr. 3.5. – blokové schéma detektoru s regulací napájení

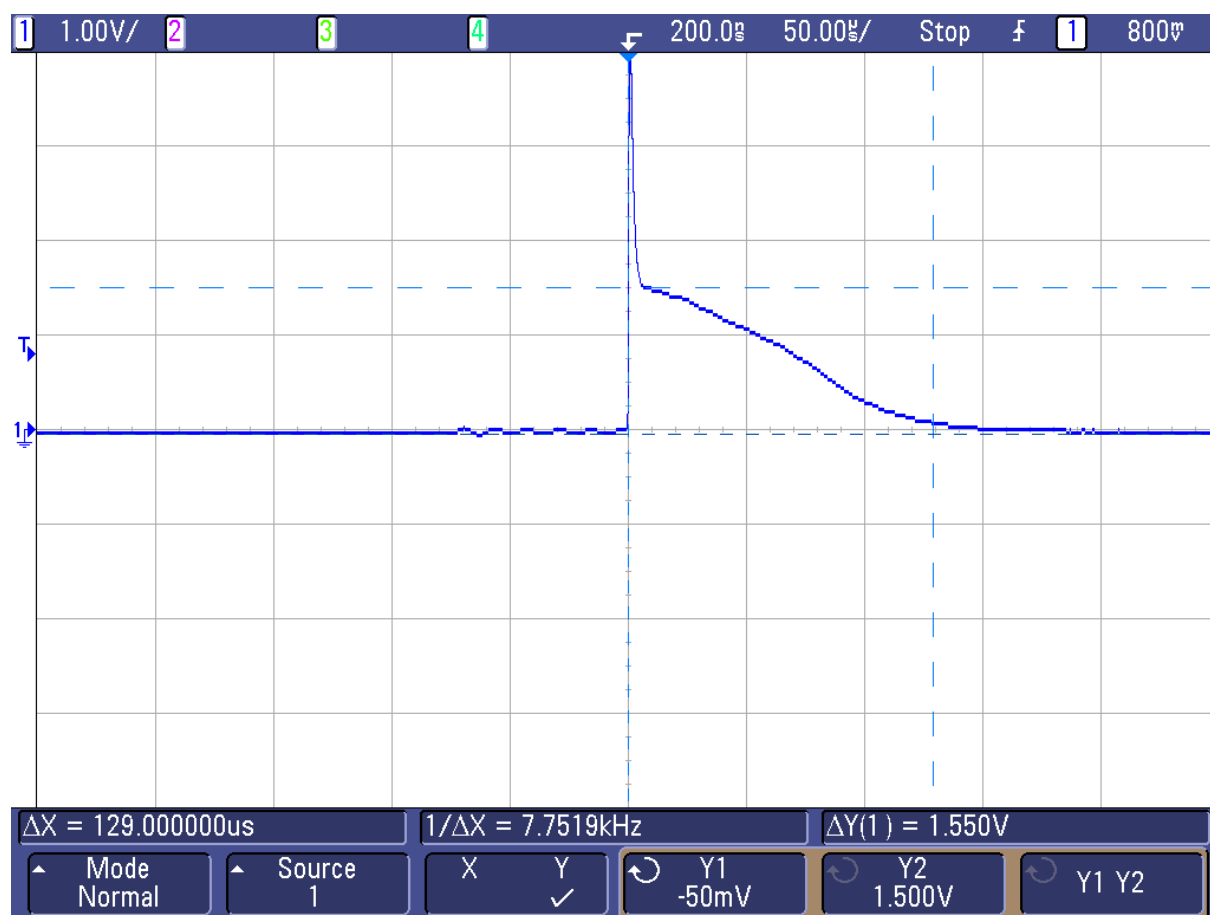
Vlastní zapojení a parametry součástek volíme s ohledem na typ Geiger-Müller trubice. Ke každému druhu Geiger-Müller trubice je dodáván katalogový list ze kterého vyčteme parametry jako je minimální žhavicí napětí, začátek operačního napětí (plata charakteristiky v které pracujeme), délka plata, mrtvá doba, velikost katodového odporu kapacita Geiger-Müller detektoru. Na obrázku 3.6. je vidět obecnou charakteristiku Geiger-Müller detektoru. Nás zajímá začátek oblasti značené *plateau* a v této budeme operovat a využívat detektor. Pro mnou zvolený typ detektoru je charakteristická hrana náběhu plata při max. 425V. Po praktických zkouškách bylo experimentálně zjištěno že každý detektor se chová individuálně a proto je třeba obvod vždy nastavit!



Obr. 3.6. – závislost četnosti detekce na žhavicím napětí

Z výše uvedeného problému vhodné detekce pulsů z detektoru navrhuji že by bylo vhodné použít klopný obvod s hysterezí což splňuje Schmittův klopný obvod.

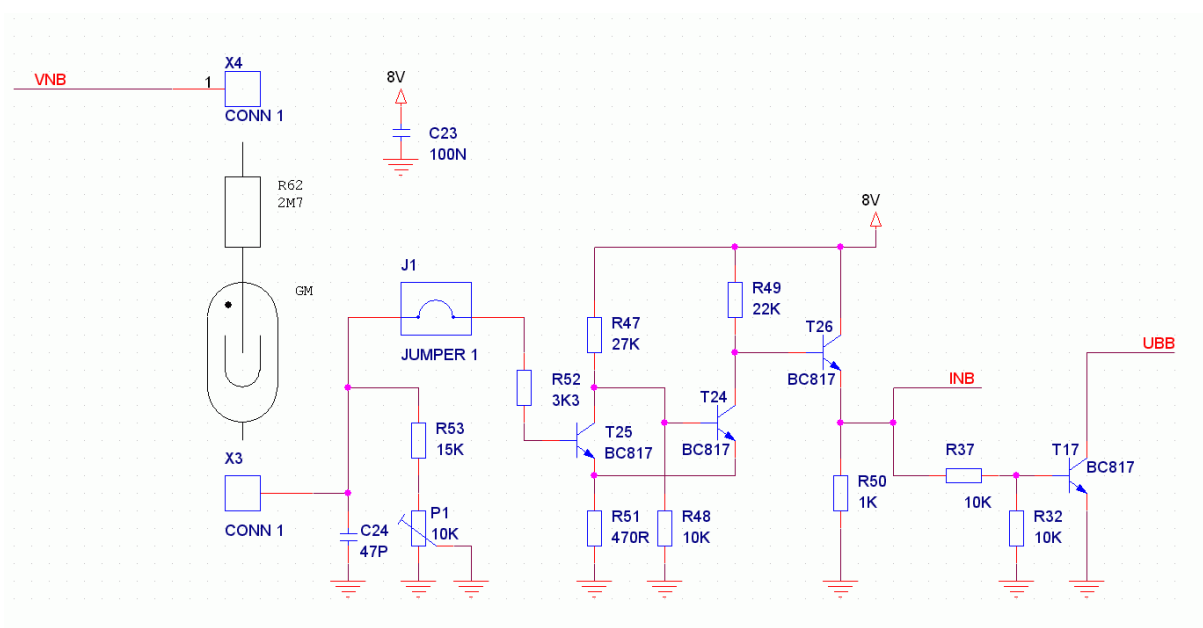
Z obrázku číslo 3.7., který zobrazuje vlastní puls z Geiger-Müller detektoru který má velký překmit což lze lehce odstranit kapacitou v katodě viz níže. Z tohoto obrázku je také patrné, že je třeba zajistit vhodné nastavení Schmittova klopného obvodu – jedná se totiž o obvod s hysterezí. U Schmittova klopného obvodu je totiž možné nastavovat úroveň napětí pro sepnutí a úroveň napětí pro rozepnutí. Což je důležité pro správné zpracování získaného signálu z Geiger-Müller detektoru.



Obr. 3.7. – puls z Geiger-Müller detektoru

Experimentálně bylo zjištěno že je nejvhodnější rozdíl napětí mezi sepnutím a rozepnutím Schmittova klopného obvodu je 0,3V. Tuto hodnotu jsem nastavil jako pevnou a jak bylo výše uvedeno, že každá Geiger-Müller trubice je originál, změnou katodového odporu jsem nastavili správnou výšku impulsů na vstupu Schmittova klopného obvodu, což je z důvodu, aby nedošlo ke ztrátě impulsu.

Pro vlastní zapojení je vycházeno z doporučeného zapojení Geiger-Müller detektoru v katalogových listech. Při následném zpracování bylo zkonstruováno zapojení tak aby bylo možno detekovaný impuls dále zpracovávat a nedošlo k znehodnocení získaného impulsu.



Obr. 3.8. – schéma zapojení Geiger-Müller detektoru a Schmittův klopný obvod

Funkce navrženého obvodu je následující: Na katodě je připojen kapacitor C24 který nám ořízne špičku a paralelně k němu P1 který slouží k nastavení velikosti výstupní úrovně napětí pulsů Geiger-Müller detektoru. Přes jumper je signál veden na Schmittův klopný obvod stávající se z tranzistorů T25 a T24. Tranzistor T26 slouží jako oddělovací, aby nebyl zatěžován výstup Schmittova klopného obvodu a na jeho výstup je připojen vstup signálu pro „normovač“ monostabilní klopný obvod. Totéž platí i pro tranzistor T17 který je opět pouze jako impedanční přizpůsobení pro vlastní řízení zpětné vazby a VN napětí.

Impuls z detektoru je velice lehce deformovatelný, např. vlivem parazitní kapacity na anodě, která již nejde odstranit. Značný vliv na tuto kapacitu má geometrický rozměr a druh anodového rezistoru (v našem případě 10Mohm). Je nutné jej umístit co nejbližší anodě. Jak je

vidět na obrázku 3.9. tak nám dochází k deformaci, která nám nevadí ba naopak nám signalizuje správné překlápění Schmittova klopného obvodu.

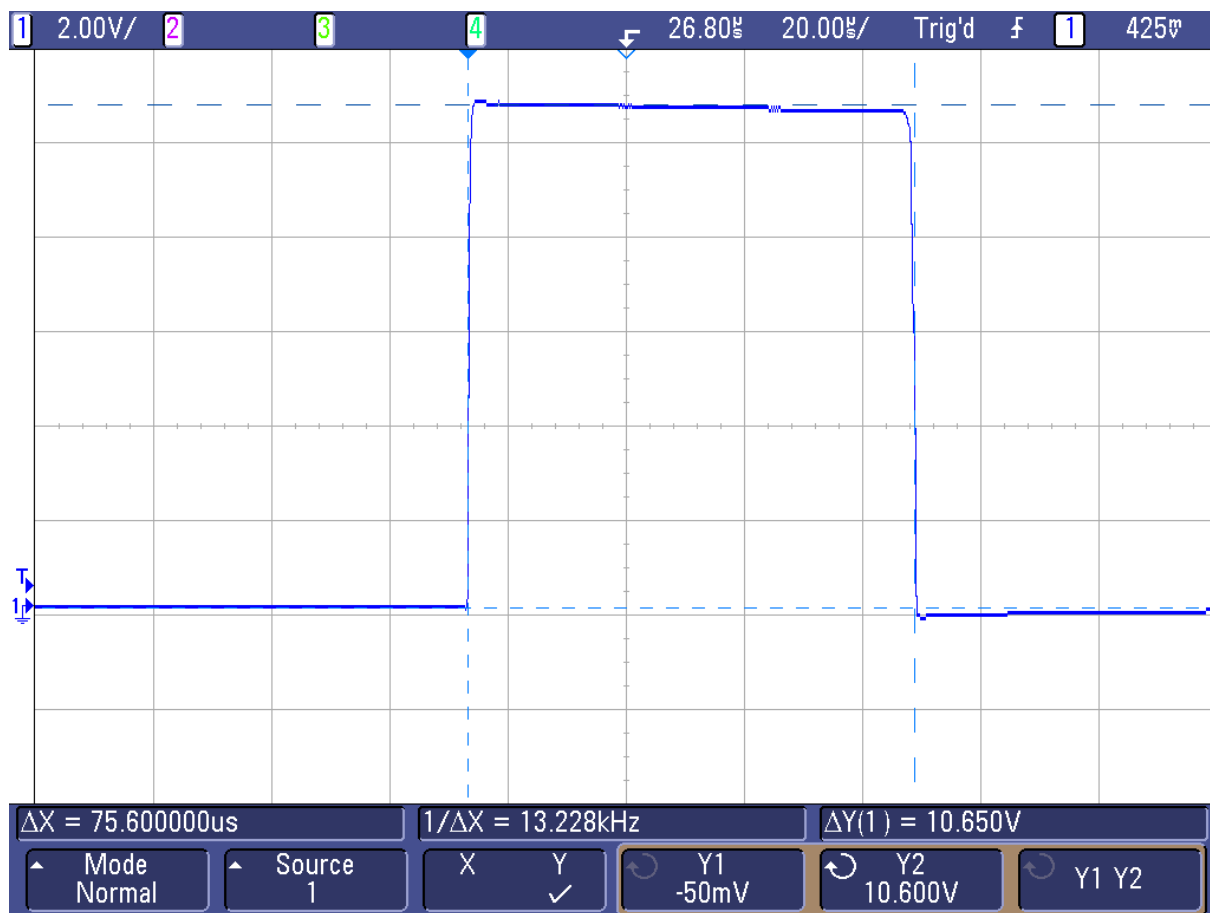


Obr. 3.9. – Změřený impuls z Geiger-Müller trubice na katodě

Impuls je zdeformován připojením na Schmittův klopný obvod.

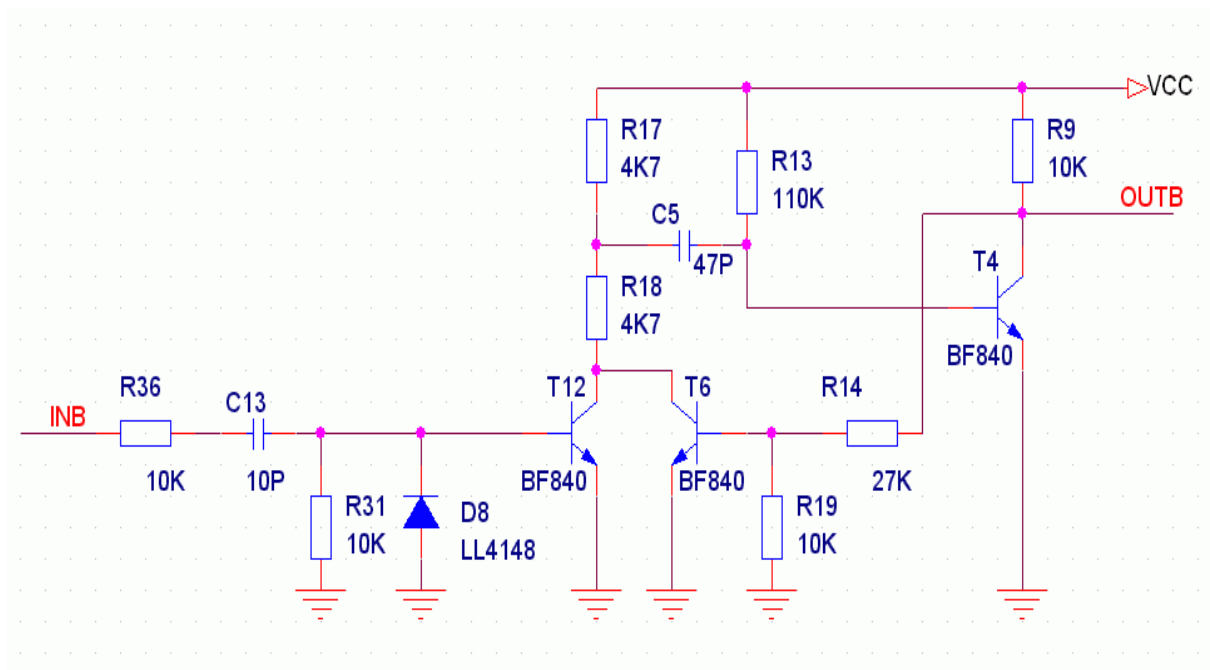
První překmit impulsu zobrazeném na obrázku 3.9. je způsoben sepnutím Schmittova klopného obvodu a je nastaven na cca 0,85V. Druhý překmit je způsoben rozepnutím Schmittova klopného obvodu a je nastaveno cca - 0,3 V než při sepnutí jak je uvedeno výše. Výše popsané překmity nám nevadí a můžeme je považovat za pozitivní protože nám indikují správné nastavení Schmittova klopného obvodu.

Jak je vidět z obrázku 3.10. signál na výstupu tranzistoru T26 (INB) je pouze série pravoúhlých impulsů, které jsou výstupem z Schmittova klopného obvodu a mají délku Δt a výšku $U_{cc} - \text{cca } 0,5V$.



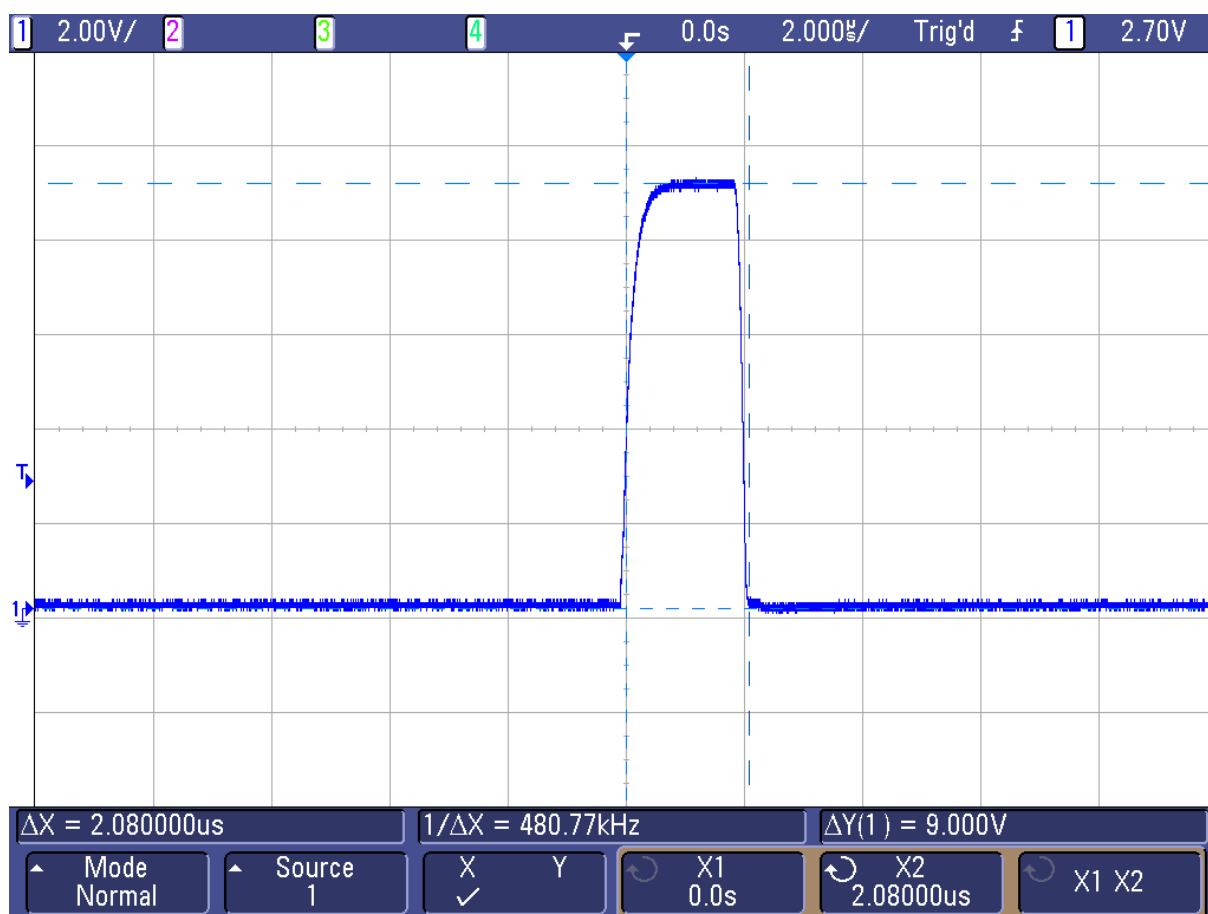
Obr. 3.10. – Změřený impuls na výstupu tranzistoru T26

Jak je vidět, pulsy máme dobře nastavené a musíme je dále zpracovávat protože nám zatím neříkají nic o dávce. Praktickým měřením jsem zjistil že šířka impulsu z Geiger-Müller trubice je závislá na dávce (než se začne projevovat mrtvá doba). Do jisté míry se šířka pulsů zkracuje se zvyšující se dávkou (každá trubice se chová opravdu jinak). Co se týče vlastní četnosti impulsů z Schmittova klopného obvodu v případě že na výstupu dostáváme téměř nepřerušovanou četnost impulsů máme problém v podobě vysoké dávky a přímého ohrožení v prostoru detektoru. Z tohoto vyplývá nutnost nějakým způsobem jednotlivé pulsy normovat a teprve potom s vlastní četností pulsů pracovat a vyhodnocovat ji. Proto je nutné zařadit do zpracovacího řetězce monostabilní klopný obvod který vytváří stejně široké pulsy které jsou v našem případě nastaveny na šířku $2\mu\text{s}$.



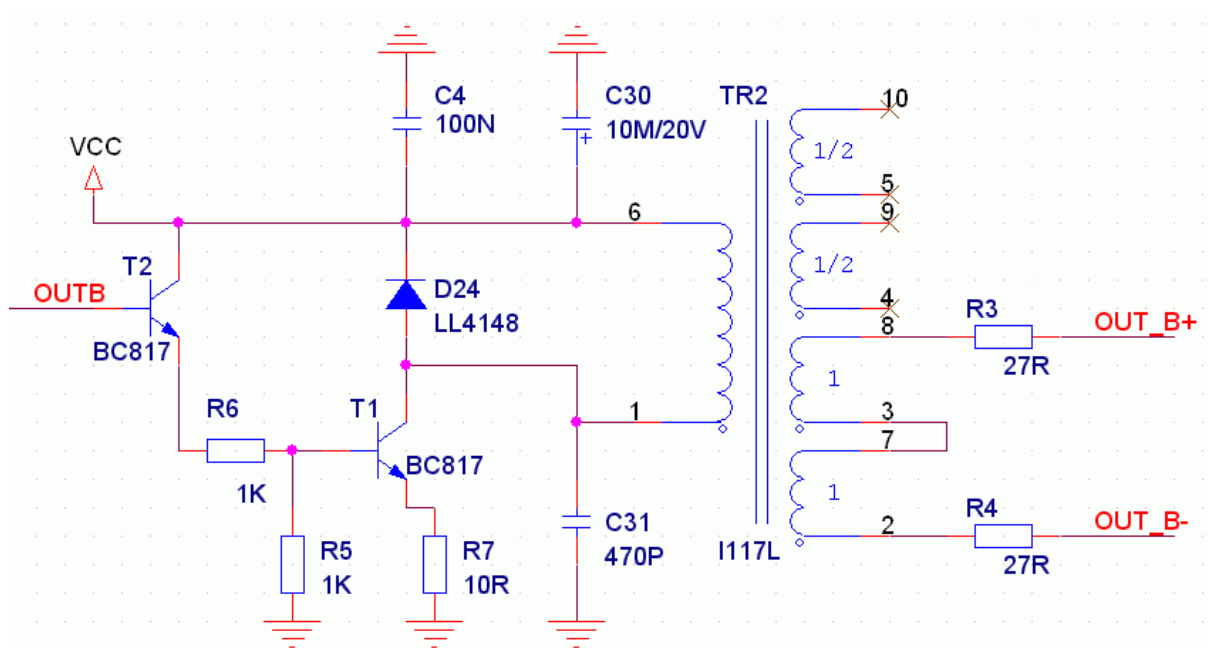
Obr. 3.11. – Zapojení monostabilního klopného obvodu

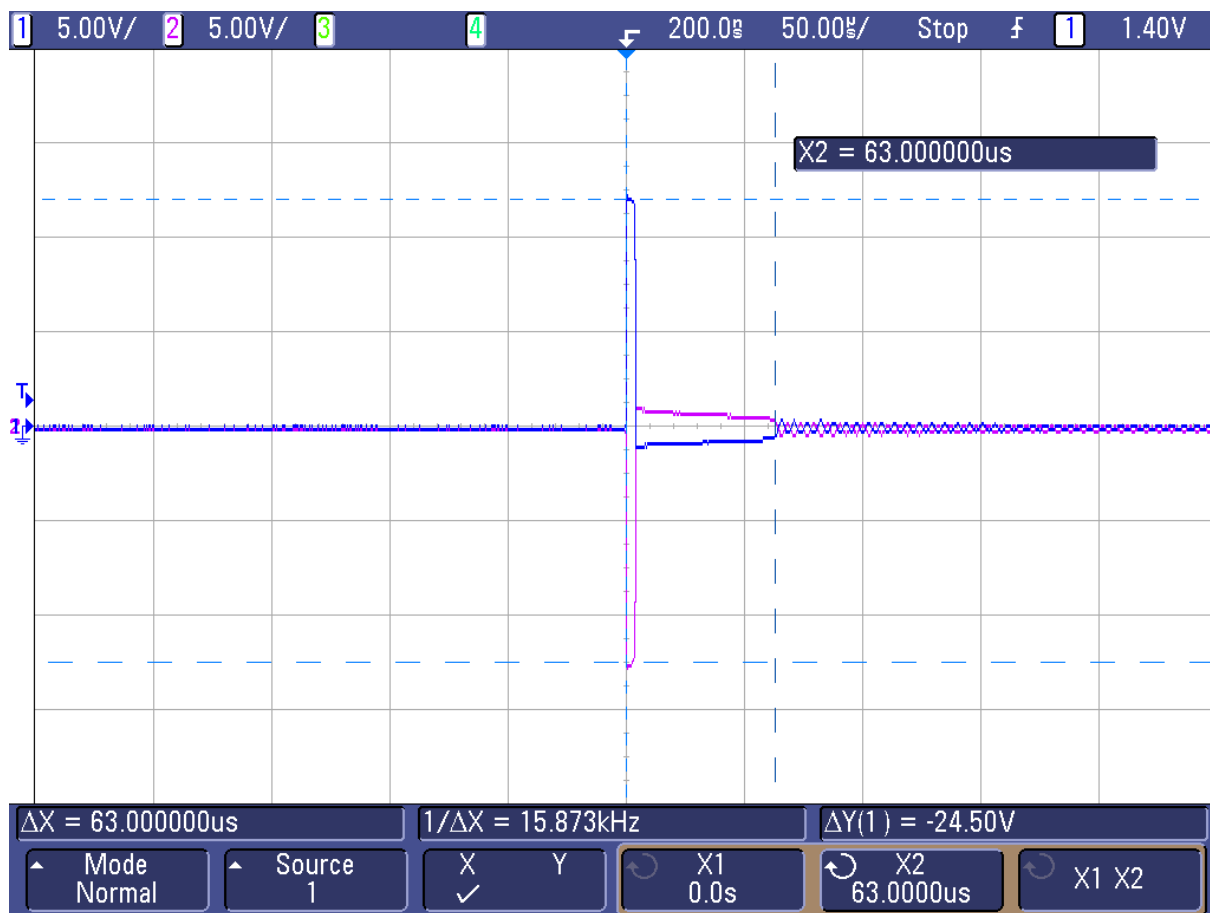
Na vstup monostabilního klopného obvodu je přiváděn signál z výstupu tranzistoru T26 a je přes oddělovací kondenzátor veden na vlastní monostabilní klopný obvod. Tento obvod je tvořen dvojicí tranzistorů T12 a T6. Jak již bylo zmíněno výše délka impulsů je nastavena na $2\mu\text{s}$ což je patrné z obrázku 3.12. Tyto impulsy jsou na výstupu T4, který slouží jako impedanční přizpůsobení, vedeny dále ke zpracování do nadřazeného vyhodnocovacího systému. Vlastní četnost pulsů za monostabilním klopným obvodem je úměrná detekované dávce Geiger-Müller trubici.



Obr. 3.12. – Výstupní puls monostabilního klopného obvodu

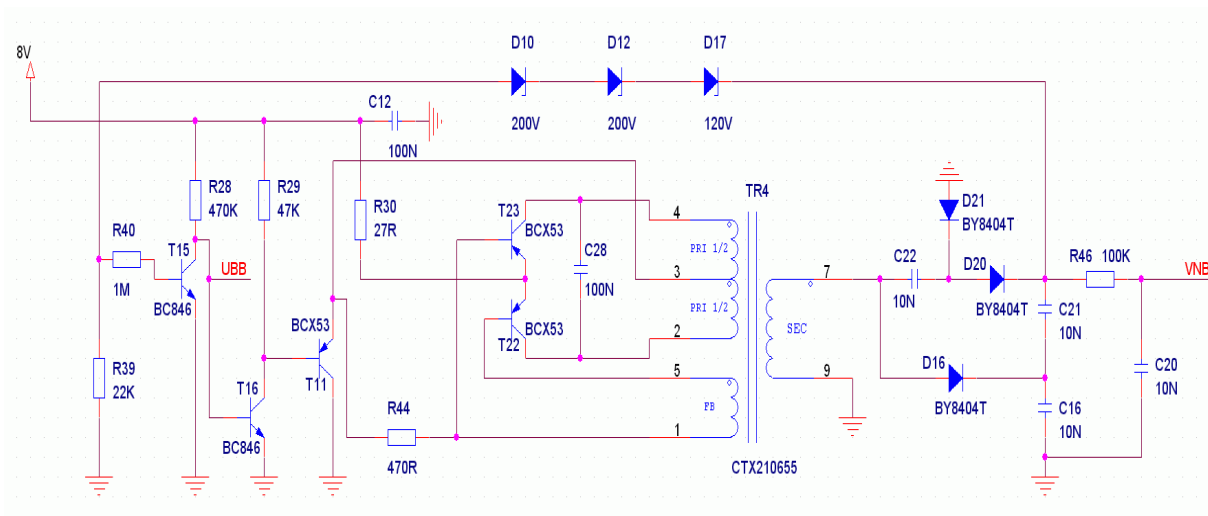
Jak je uvedeno výše signálová cesta z výstupu tranzistoru T4 OUTB pokračuje do modulační části viz obrázek 3.13., která má za úkol zesílit výstupní signál z monostabilního klopného obvodu a distribuovat signál dále do vyhodnocovací jednotky. Toto se děje z důvodu aby nedocházelo k rušení na dlouhém vedení a signál se „neztratil“ na cestě k vyhodnocovací jednotce.





Obr. 3.14. – Signál z výstupního obvodu

Vlastní řídicí signál pro řízení zdroje je odebírán hned za Schmittovým klopným obvodem - přes tranzistor T17. Řízený zdroj je proveden jako standardní zapojení spínaného zdroje převzatého z katalogu a přizpůsobeno pro zapojení z diskretních součástek viz obrázek 3.15.



Obr. 3.15. – Spínaný zdroj

Dvojice tranzistorů T22 a T23 nám vytváří impulsy na primární straně vinutí transformátoru TR4. Přes zpětnovazební vynutí jsou těmito pulsy ovládány báze těchto tranzistorů.

Přiváděním napětí UBB na dvojici tranzistorů T16 a T11 dochází k ovlivňování pulsů na primární straně TR4 (napětím UBB se přivírá tranzistor T11) a ve výsledku ke snižování žhavicího napětí. Zregulované napětí ze zdroje je rozdílné maximálně o jednotky voltů na VNB a naprosto postačí ke zhasnutí vzniklého výboje v Geiger-Müller trubici.

Takto popsaný způsob aktivního řízení žhavicího napětí je zřejmě nejjednodušší možná metoda zvýšení rozsahu měřené dávky. Dříve se používalo zdvojeného detektoru pro vyšší a nižší dávky a toto zapojení se lišilo v použité Geiger-Müller trubici a žhavicím napětí. Návrhem tohoto systému došlo ke snížení ceny na polovinu.

4 Závěr

Cílem této diplomové práce bylo navrhnout možný způsob měření ionizujícího záření pomocí Geiger Müllerovy trubice a na základě tohoto návrhu zkonstruovat experimentální zařízení, které by měření umožňovalo. Požadovaný rozsah měření byl stanoven od pozadí až k vysokým dávkám ohrožujícím lidský organizmus.

Zařízení bylo odzkoušeno od dolního rozsahu měření v hodnotách přirozeného radiačního pozadí až po dávku, která zařízení kompletně zničila. U dávek blížících se maximu, které jsou limitní pro Geiger Müllerovy trubice a kdy dochází k uplatnění mrtvé doby, se podařilo navrhnout a zkonstruovat obvod, který je schopen snižovat žhavicí napětí na anodě detektoru. Tímto způsobem zvýšíme maximální měřitelnou dávku, kterou je možné změřit a správně detekovat.

Největším problémem bylo nastavení a odladění detekční části - správných hodnot začátku pulsu a konce pulsu, protože pulsy nejsou vždy stejné a v praxi závisí na druhu a síle zářiče, který na Geiger Müllerovu trubici působí. Neméně problematickou záležitostí je správná kalibrace žhavicího napětí v závislosti na dávce, protože zářiče, které se dostávají svojí intenzitou do oblasti uplatňování mrtvé doby, jsou životu velice nebezpečné a měření je tudíž zdlouhavé. Další potíže při měření nastávají z důvodu neustálé degenerace součástek vlivem působení ionizujícího záření, která nám mění vlastní parametry a poměry v zapojení. Další potíže vyvolává skutečnost, že každá Geiger Mullerova trubice je originál a to, co nastavíme pro jednu trubici, téměř nikdy neplatí pro jiný kus stejného typu.

Bylo prokázáno, že zařízení je schopné detekovat a správně fungovat, přičemž řízení zdroje žhavicího napětí je zřejmě nejlepším možným způsobem, jak detektoru rozšířit rozsah a zkrátit mrtvou dobu při měření. Další možnou cestou je zkoumání nejlepší možné kombinace Geiger Müllerovy trubice versus nastavení žhavicího napětí a Schmittova klopného obvodu. Dále je možné používat trubice větších rozměrů, které mají své parametry mnohem lepší než mnou použitá trubice Philips. Toto je však otázkou výsledné ceny za takto navržené zařízení.

5 Použitá literatura

- [1] ULLMANN V. *Jaderná a radiační fyzika*. [online]
Dostupné z: www.astronuklfyzika.cz/
- [2] Firemní literatura. [online]
Dostupné z: www.hamamatsu.com
- [3] Katalogové listy součástek. [online]
- [4] Dostupné z: www.philips.com
- [5] Firemní literatura. [online]
Dostupné z: www.centronic.co.uk
- [6] FUKÁTKO T. *Detekce a měření různých druhů záření*. BEN - Technická literatura, 2007. 192 stran. ISBN 978-80-7300-193-3 / 9788073001933.
- [7] HÁLA J. *Radioaktivita, ionizující záření, jaderná energie*. BEN - Technická literatura, 2002, 310 stran. ISBN 80-85615-56-8 / 9788085615562.

A Příloha

Seznam použitých součástek

Počet kusů	Součástka	Hodnota
1	C31	470P
4	C4,C12,C23,C28	100N
1	C30	10M/20V
2	C5,C24	47P
1	C13	10P
3	C16,C21,C22	10N
1	C20	10N
2	D8,D24	LL4148
2	D10,D12	200V
3	D16,D20,D21	BY8414T
1	D17	120V
1	P1	10K
3	R3,R4,R30	27R
3	R5,R6,R50	1K
1	R7	10R
7	R9,R19,R31,R32,R36,R37,R48	10K
1	R46	100K
1	R13	110K
2	R14,R47	27K
1	R40	1M
2	R17,R18	4K7
1	R28	470K
1	R29	47K
2	R39,R49	22K
2	R44,R51	470R
1	R53	15K
1	R52	3K3
1	TR2	I117L
7	T1,T2,T17,T24,T25,T26,T27	BC817
3	T4,T6,T12	BF840
3	T11,T22,T23	BCX53
2	T15,T16	BC846
1	J1	S1G20