

Přírodovědecká fakulta Univerzity Palackého v Olomouci

Bakalářská práce

Plynové náplně proporcionálních detektorů
ionizujícího záření



Autor:	René Vondrášek
Vedoucí práce:	doc. RNDr. Jiří Pechoušek, Ph. D.
Studijní obor:	Nanotechnologie
Forma studia:	Prezenční
Rok:	2018

Děkuji svému vedoucímu bakalářské práce RNDr. Jiřímu Pechouškovi, Ph. D. a Mgr. Lukáši Kouřilovi za ochotnou pomoc, cenné rady a připomínky při vypracovávání této práce.

Prohlašuji, že jsem předloženou bakalářskou práci vypracoval samostatně pod vedením doc. RNDr. Jiřího Pechouška, Ph. D. a že jsem použil zdrojů, které cituji a uvádím v seznamu použitých zdrojů.

V Olomouci

.....

Bibliografická identifikace

Jméno a příjmení autora:	René Vondrášek
Název práce:	Plynové náplně proporcionálních detektorů ionizujícího záření
Typ práce:	Bakalářská
Pracoviště: fakulta UP	Katedra experimentální fyziky, Přírodovědecká
Vedoucí práce:	doc. RNDr. Jiří Pechoušek, Ph. D.
Rok obhajoby práce:	2018
Abstrakt:	Cílem práce je proměřit vlastnosti a najít optimální plynovou směs pro nově vyvinutý toroidní průtokový plynový detektor a zvýšit tak účinnost tohoto detektoru.
Klíčová slova:	Plynový detektor, čítací plyn, mnohokanálová analýza
Počet stran:	32
Počet příloh:	0
Jazyk:	Český

Bibliographic identification

Autor's first name and surname:	René Vondrášek
Title:	Counting gases used in proportional detectors of ionization radiation
Type of thesis:	Bachelor
Department:	Department of experimental physics, Faculty of natural science UP
Supervisor:	doc. RNDr. Jiří Pechoušek, Ph. D.
Year of presentation:	2018
Abstract:	The aim of this work is to analyse features find optimal gas mixture for newly developed toroidal gas - flow detector and increase efficiency of this detector.
Key words:	Gas detector, counting gas, multichannel analysis
Number of pages:	32
Number of appendixes:	0
Language:	Czech

Obsah

Teoretická část.....	1
1. Plynové detektory	1
1.1. Princip fungování.....	1
1.1.1. Vznik elektron – iontových párů	1
1.1.2. Posuv iontů v elektrickém poli	2
1.1.3. Posuv elektronů v elektrickém poli	3
1.1.4. Vliv nečistot na přenos náboje	4
1.2. Operační oblasti plynového detektoru.....	4
1.3. Základní stavba	6
1.4. Toroidní proporcionální plynový detektor	12
2. Plynové náplně	14
2.1. Čítací plyny.....	14
2.1.1. Argon	15
2.1.2. Krypton.....	15
2.1.3. Xenon.....	15
2.2. Zhášecí plyny.....	15
2.2.1 Zhášení	16
3. Nízkoenergetické rentgenové a gama záření	17
3.1. Původ a využití v Mössbauerově spektroskopii	17
3.2. Identifikace v mnohakanálové spektrometrii	18
3.2.1 Únikový pík.....	19
3.2.2 Pík rentgenového záření o energii 6,4 keV	19
3.2.3 Pík gama záření o energii 14,4 keV	20
Experimentální část.....	20
4. Experimentální sestava.....	20
5. Zpracování dat	21
6. Diskuze	29
Závěr	30
Seznam použité literatury.....	31

Teoretická část

1. Plynové detektory

Plynový detektor je elektrické zařízení určené k detekci ionizujícího záření. Jako zjednodušenou konstrukci si lze představit baňku s plynovou náplní a elektrodami. K detekci využívá plynovou náplň, ve které vlivem ionizujícího záření vznikají ionty a volné elektrony. Ty jsou sesbírány na elektrodách, mezi kterými je přiložené vysoké napětí a tvoří tak signálový proud. V následující kapitole probereme vznik páru elektron – iont, jak se tyto nabitě částice v detektoru pohybují, operační oblasti, které jsou učeny velikostí přiloženého napětí mezi elektrodami (katodou a anodou se záporným a kladným potenciálem). Dále si ukážeme základní stavbu plynového detektoru a zmíníme se o použití toroidní geometrie pro proporcionální detektor.

1.1. Princip fungování

1.1.1. Vznik elektron – iontových párů

Pokud ionizující záření interaguje s částicemi plynové náplně detektoru, může je ionizovat, excitovat. Mechanizmů těchto interakcí je mnoho a je možné je velmi přesně popsat pomocí statistických veličin, jako je například účinný průřez interakce, který nám udává pravděpodobnost, s jakou bude daná částice interagovat s jinou částicí daným způsobem nebo zastavovací energie dE/dx , která nám říká, s jakou mírou ztrácí nabitá částice energii při průchodu nějakým materiálem. [1]

Pro plynové detektory je velmi důležitou veličinou střední energie W , nutná k vytvoření páru elektron – iont. Tato energie závisí na typu a energii zúčastněných částic. To by znamenalo, že energie W by byla pro stejnou plynovou náplň různá, podle použitého ionizujícího záření. Tyto závislosti jsou ale zanedbatelné a pro většinu plynů se energie W pohybuje přibližně mezi 22 až 45 eV, bez ohledu na použité ionizující záření. V tabulce č. 1 jsou uvedeny energie W , první ionizační potenciál I_1 , zastavovací energie dE/dx , počet primárně vzniklých párů elektron – iont a celkový, průměrný počet vzniklých párů elektron – iont pro několik nejvyužívanějších plynů. [1,2]

Plyn	W [eV/pár]	I_1 [eV]	dE/dx [keV/cm]	n_p [pár/cm]	n_c [pár/cm]
H ₂	37	15,4	0,34	5,2	9,2
He	41	24,6	0,32	5,9	7,8
N ₂	35	15,5	1,96	10,0	56,0
O ₂	31	1,2	2,26	22,0	73,0
Ne	36	21,6	1,41	12,0	39,0
Ar	26	15,8	2,44	29,0	94,0
Kr	24	14,0	4,60	22,0	192,0
Xe	22	12,1	6,76	44,0	307,0
CO ₂	33	13,7	3,01	34,0	91,0
CH ₄	28	10,8	1,48	46,0	53,0

Tabulka č. 1: energie W , první ionizační potenciál I_1 , zastavovací energie dE/dx , množství primárně vzniklých elektron – iontových párů n_p a celkové průměrné množství vzniklých elektron – iontových párů n_c pro vybrané plyny [1]

Z tabulky č. 1 lze vidět, že pro plyny je energie W vždy znatelně vyšší, než první ionizační potenciál I_1 . To je vysvětlitelné tím, že dopadající ionizující záření je schopné molekulu nebo atom plynu nejen ionizovat, ale také excitovat. Náboj vzniklý dopadajícím ionizujícím zářením se nazývá primární náboj. Veličiny n_p a n_c budou popsány dále. [1]

Následující část textu je převzata z [1].

Pro zjištění počtu N vzniklých elektron – iontových párů platí vztah

$$N = \frac{\Delta E}{W}, \quad (1)$$

kde energie W zahrnuje všechny ionizace vzniklé v aktivním objemu detektoru a ΔE vloženou energii ionizující částice do detektoru.

V případě, že částice odevzdá všechnu svou energii do detektoru, celková energie ionizující částice je rovna ΔE . Pokud však částice odevzdá jen část své energie, můžeme energii ΔE definovat pomocí zastavovací energie. Jak bylo zmíněno výše, zastavovací energie představuje míru ztráty energie během průchodu prostředím. Počet vzniklých párů elektron – iont je pak dán vztahem

$$N = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx} \Delta x. \quad (2)$$

Výraz $\frac{dE}{dx}$ představuje zmíněnou zastavovací energii a Δx uraženou dráhu částice. V případě, že bychom chtěli pro porovnávání pouze relativní počet vzniklých párů elektron – iont n , můžeme vynechat člen Δx a získáme vztah

$$n = \frac{1}{W} \frac{dE}{dx}. \quad (3)$$

Pro zjištění množství primárně vzniklých elektron – iontových párů n_p a celkové množství vzniklých elektron – iontových párů n_c v aktivním objemu detektoru platí vztahy

$$n_p = \sum_i x_i n_{p,i}, \quad (4)$$

$$n_c = \sum_i x_i \frac{(dE/dx)_i}{W_i}, \quad (5)$$

kde index i představuje i -tý plyn ve směsi a x_i je objemový zlomek i -tého plynu.

1.1.2. Posuv iontů v elektrickém poli

U plynového detektoru je tvar a amplituda výstupního signálu závislá na pohybu (driftu) elektronů a iontů. Chování obou částic se v přítomnosti elektrického pole liší, a proto je nutné se na obě částice podívat zvlášť. V následující části probereme posuv iontů v elektrickém poli. [1]

Ionty jsou mnohem těžší než elektrony, a proto se v elektrickém poli také pohybují mnohem pomaleji. Parametr, který nás zde zajímá je rychlost v_{d_i} , představující rychlost posuvu iontů jako celku. Tento celek iontů si můžeme představit jako mrak, který se pohybuje podélně se siločarami elektrického pole. Rychlost v_{d_i} nám pak dává představu o tom, jak rychle budou uvažované ionty posbírány na katodě. [1]

Následující část textu je převzata z [1].

Na elektrody nyní přivedeme vysoké napětí. Dokud se v detektoru neobjeví výboj, rychlost v_{d_i} zůstává přímo úměrná poměru intenzity aplikovaného elektrického pole E a tlaku plynu P . Platí tedy vztah

$$v_{d_i} = \mu_+ \frac{E}{P}, \quad (6)$$

kde μ_+ představuje pohyblivost iontů. Tento koeficient je svázán tzv. Nerst – Einsteinovým vztahem s difúzním koeficientem D

$$\mu_+ = \frac{e}{kT} D_+, \quad (7)$$

kde k je Boltzmannova konstanta a T je termodynamická teplota. V případě směsi plynů je možné vypočítat efektivní pohyblivost iontů pomocí Blancova zákona

$$\frac{1}{\mu_+} = \sum_{j=1}^n \frac{c_j}{\mu_+^{ij}}, \quad (8)$$

kde n je počet typů plynů ve směsi, c_j je objemová koncentrace j – tého plynu ve směsi a μ_+^{ij} představuje pohyblivost i – tého iontu v j – tém plynu.

1.1.3. Posuv elektronů v elektrickém poli

Při aplikaci konstantního elektrického pole mezi elektrody jsou elektrony mezi srážkami s atomy plynu urychleny na vysoké rychlosti. Zároveň, díky malé hmotnosti elektronu, je ztráta energie při srážce s molekulou relativně malá, a proto při svém pohybu směrem k anodě jeho energie narůstá. [1]

Přibližný vztah pro výpočet rychlosti posuvu elektronu v_{d_e} v elektrickém poli platí

$$v_{d_e} = \frac{2eEl_{mt}}{3m_e\bar{v}_e}, \quad (9)$$

kde l_{mt} představuje střední přenosovou dráhu hybnosti elektronu, \bar{v}_e střední rychlost tepelného pohybu elektronu, e elementární náboj elektronu, E intenzitu elektrického pole a m_e hmotnost elektronu. [1]

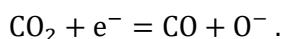
Důležitý poznatek je, že rychlost posuvu v_{d_e} roste do určité hodnoty E a poté buď klesá nebo zůstává konstantní. Toto chování je typické právě pro plyny používané v plynových detektorech. [1]

Dalším poznatkem je, že rychlost posuvu elektronu v_{d_e} je závislá na tlaku plynu. To vychází z jednoduché představy, že pokud v plynovém detektoru zvýšíme tlak za konstantního objemu (objem plynové komory se nemění) a teploty, zvýšíme i počet molekul plynu v pracovním objemu detektoru. Více molekul plynu znamená pro elektron více příležitostí ke srážce s těmito molekulami. Zaznamenáváme pak změnu chování jejich rychlosti posuvu v_{d_e} . [1]

1.1.4. Vliv nečistot na přenos náboje

Nečistota v plynové náplni detektoru je neúmyslně přidaná plynová složka, která snižuje počet volných elektronů, které jsou po zachycení na anodě součástí signálu. Takovými nečistotami jsou nejčastěji polyatomické plyny a jejich směsi (nejvíce vzduch: kyslík, oxid uhličitý). Jejich molekuly mají často mnoho vibračních energetických hladin, a proto mohou navázat elektron v širokém rozsahu energií. Díky této schopnosti se tyto plyny a směsi nazývají elektronegativní. [1]

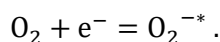
Jsou dva způsoby, jak může taková molekula nečistoty navázat v detektoru elektron. Prvním je tzv. disociativní záchyt a druhým rezonanční záchyt. Při disociativním záchytu elektronu se molekula s přebytkem energie vypořádá tak, že se rozpadne na fragmenty: ionty a radikály. Pro příklad můžeme uvést rozklad oxidu uhličitého:



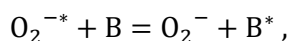
Výsledkem takové interakce je radikál ve formě oxidu uhelnatého a aniont atomárního kyslíku. Bylo zjištěno, že pro oxid uhličitý dochází k disociativnímu záchytu s nejvyšší pravděpodobností, jestliže má interagující elektron kinetickou energii buď 4,3 nebo 8,3 eV. [1, 3]

V případě rezonančního záchytu elektronu se z neutrální molekuly stane aniont v excitovaném stavu. Následná deexcitace může proběhnout dvěma způsoby. Excitovaný aniont buď emituje elektron a stane se z něj znovu neutrální molekula, anebo část své energie předá jiné molekule, čímž aniont přejde z excitovaného do základního stavu.

Pro ukázkou rezonančního záchytu elektronu můžeme využít klasický dvouatomový kyslík O_2 :



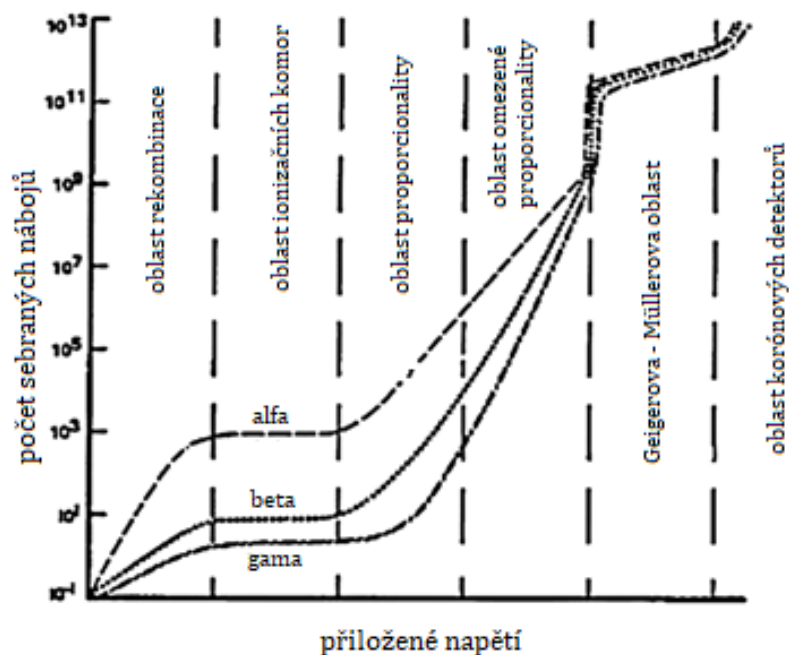
Symbol * zde představuje excitovaný stav. Kyslík je znám svou vysokou elektronegativitou a nedělá mu tak potíže navázat volný elektron. Při deexcitaci kyslíku převládá druhý zmíněný mechanismus deexcitace, zmíněný v odstavci výše. Aniont kyslíku předá přebytek energie jiné molekule, čímž aniont zrelaxuje do základního stavu podle rovnice



kde B představuje danou molekulu. [1, 4]

1.2 Operační oblasti plynového detektoru

Zatímco konstrukčně jsou si plynové detektory velmi podobné, odlišují se od sebe různé typy podle velikosti přiloženého napětí mezi elektrodami. Na obrázku č.1 je vyobrazena závislost počtu sebraných nábojů na elektrodách na velikosti přiloženého napětí.



Obrázek č. 1: Závislost počtu sebraných nábojů na přiloženém napětí (upraveno z [5])

Oblast rekombinace

V první oblasti je přiložené napětí mezi elektrodami příliš nízké. Ionty a elektrony vzniklé interakcí s ionizujícím zářením se od sebe nestačí dostatečně rychle oddělit a opět rekombinují. Tato oblast se nevyužívá, protože zde nejsme schopni získat použitelný signál pro měření. [1, 2, 5, 6]

Oblast ionizačních komor

Přiložené napětí je zde dostatečně vysoké, aby byly primárně vzniklé ionty a elektrony sesbírány na elektrodách. Nedochozí zde ale k sekundární ionizaci, a proto je signálový proud tvořen pouze nábojem, který elektrodám předaly primární ionty a elektrony. Jejich počet se tak zasaturuje na určité hodnotě, která se se zvyšujícím napětím nemění. [1, 2, 5, 6]

Oblast proporcionality

V této oblasti je počet sesbíraných nábojů na elektrodách přímo úměrný energii dopadajícího ionizujícího záření. Přiložené napětí je již dostatečně vysoké, aby při posunu elektronů a iontů docházelo k lavinové sekundární ionizaci neutrálních molekul plynu. Pro proporcionalní detektory je tak důležitým parametrem intenzita elektrického pole E uvnitř komory, která závisí na použité geometrii detektoru a multiplikační faktor M , který nám říká, kolik párů elektron - iont je vyprodukováno nabitou částicí po uražení určité vzdálenosti. Tyto parametry si více přiblížíme v kapitole 1.3.

Celkový náboj posbíraný na elektrodách detektoru je dán vztahem

$$Q = N_0 e M, \quad (10)$$

kde N_0 je počet nábojů vzniklých primární ionizací a M je zmíněný multiplikační faktor.

Tyto detektory pracují výhradně v pulzním režimu, přičemž jsou vhodné k detekci alfa, beta, gama i rentgenového záření. Pro každý typ záření mají tyto detektory jinou účinnost (také vzhledem k použité plynové náplni) viz obrázek č. 1. Spodní hranice energie detekované částice musí být taková, aby částice nebyla pohlcena v okně detektoru. [1, 2, 5, 6]

Oblast omezené proporcionality

Při překročení meze proporcionality se s příliš vysokým přiloženým napětím dostaneme do oblasti, kde je narušena přímá úměra mezi energií ionizujícího záření a amplitudou detekovaného signálu. Toto narušení je způsobeno vznikem mraku kationtů, který se vzhledem k volným elektronům pohybuje tak pomalu, že vytváří bariéru mezi elektrodami a narušuje tak elektrické pole uvnitř detektoru. Tuto oblast proto nevyužíváme. [1, 2, 5, 6]

Geigerova – Müllerova oblast

V této operační oblasti je již přiložené napětí tak vysoké, že ke spuštění lavinové ionizace a získání signálu stačí i jediná ionizující částice v plynové komoře. Jsme tedy schopni detekovat jednotlivé ionizující částice. Na druhou stranu, při pohledu na obrázek č. 1, křivky pro jednotlivé druhy ionizujícího záření se slévají dohromady, což znamená, že amplituda výstupního signálu už nezávisí na druhu záření. Tyto detektory proto nejsou vhodné ke spektrometrii ionizujícího záření. [1, 2, 5, 6]

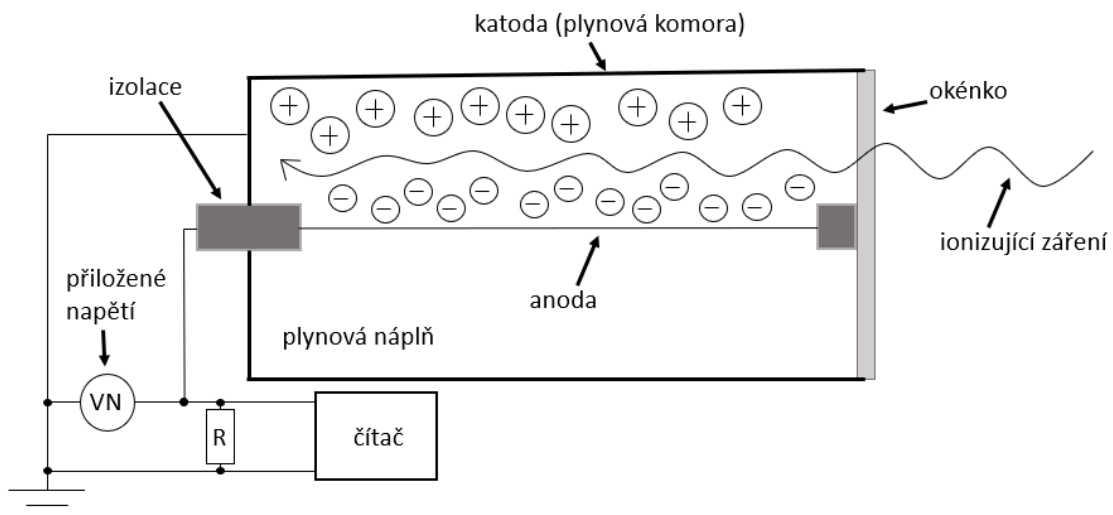
Oblast korónových detektorů

Tato oblast se používá pro detekci silně ionizujících částic. Mezi elektrodami detektoru vzniká stálý výboj nezávisle na tom, jestli došlo k primární ionizaci plynové náplně nebo ne. Pouze silně ionizující částice je schopna vytvořit dostatečný počet primárních nábojů, aby byly rozpoznatelné v korónovém šumu. [1, 2, 5, 6]

1.3. Základní stavba

Uvažujme pro jednoduchost cylindrický plynový detektor. Obecně se takový detektor skládá z plynové komory, okénka, elektrod (katody a anody) a plynové náplně, přičemž jako katoda je často použito tělo plynové komory. Jako anoda je použit tenký kovový drátek (viz obrázek č. 2). Mezi katodou a anodou musí být přiloženo vysoké napětí v řádu stovek až tisíců voltů (viz 1.2).

Uvnitř plynové komory musí být plynová náplň. Obecně jí může být jakýkoli plyn nebo jejich směs, ale nejlepší vlastnosti mají kombinace inertního plynu (nejčastěji argonu, kryptonu nebo xenonu) a plynu tvořeného těžkými molekulami (např. metan, oxid uhličitý aj.) viz. tabulka č. 1. Plynová náplň se při vstupu ionizujícího záření skrze okénko detektoru ionizuje, tím způsobí vznik iontů a volných elektronů, které jsou zachyceny na katodě a anodě. Tyto zachycené ionty a elektrony generují elektrický proud (signál), který je poté dále zpracováván. Základní zapojení detektoru je znázorněno na obrázku č. 2, kde je pak měřen napěťový impulz s amplitudou přímo úměrnou energii detekovaného záření.

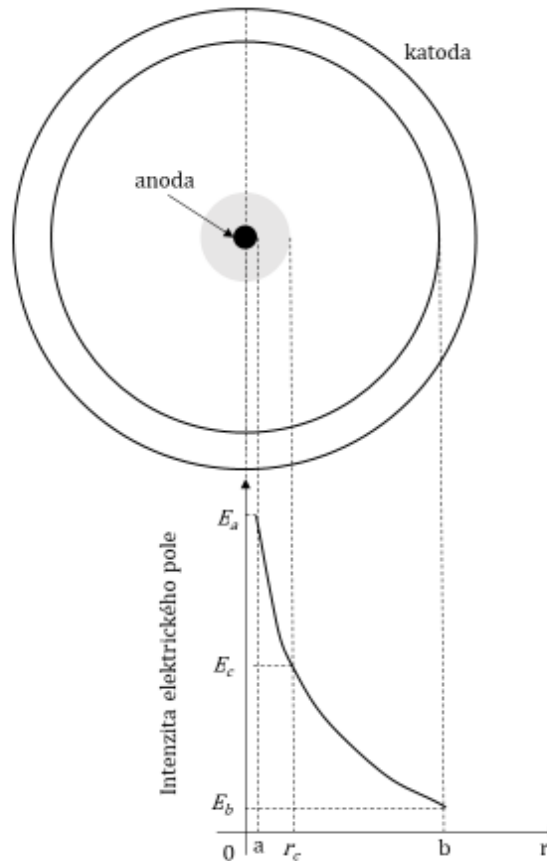


Obrázek č. 2: Náčrt cylindrického plynového detektoru

Vzhledem k zaměření bakalářské práce budeme dále probírat pouze proporcionální detektory. Intenzita elektrického pole uvnitř cylindrického proporcionálního detektoru je dána vztahem

$$E(r) = \frac{V_0}{r \ln(b/a)}, \quad (11)$$

kde r je vzdálenost od středu anody k povrchu katody, V_0 představuje přiložené napětí mezi elektrodami, b je poloměr katody a a poloměr anody. Na obrázku č. 3 je zobrazen příčný řez cylindrickým plynovým detektorem se znázorněním závislosti intenzity elektrického pole E s měnící se vzdáleností r . [1,7]



Obrázek č. 3: Příčný řez plynovým detektorem se znázorněním závislosti intenzity elektrického E na vzdálenosti r (upraveno z [1])

Jak z obr. č. 3, tak ze vztahu (11) je možné vidět, že intenzita elektrického pole E závisí na r nepřímo úměrně.

Dostatečně vysokou intenzitu elektrického pole E , umožňující vznik lavinové ionizace je možné získat, pokud bude vzdálenost od středu r co možná nejmenší. Tento požadavek nás nutí, aby byl poloměr katody také co možná nejmenší. Zároveň nás ale ve vztahu (11) omezuje logaritmický člen, který naopak nabádá k tomu, aby poloměr anody a naopak nabýval, pokud možno vyšší hodnoty. Podobný problém nastává u vnitřního poloměru katody b . Intenzita elektrického pole E roste se snižujícím se parametrem b . Zároveň ale chceme, aby byl rozměr aktivní části detektoru větší, než je uražená dráha ionizující částice, o které se budeme více bavit v sekci 2.1.

Při konstrukci takového detektoru se tedy musí akceptovat určitý kompromis mezi zmíněnými požadavky a parametry, abychom dosáhli lavinové ionizace, a zároveň mohli použít dosažitelné hodnoty přiloženého napětí V_0 v řádu stovek až tisíců voltů. Kritická vzdálenost r_c , při které dojde k lavinové ionizaci je v obrázku. č. 3 znázorněna šedým okolím anody.

Pro lepší představu si zkusme vypočítat kritickou hodnotu prahového napětí V_t , při které v oblasti anody poprvé dojde k lavinové ionizaci a v jaké vzdálenosti r_c k ní v cylindrickém detektoru dojde. Uvažujme tyto rozměry: poloměr anody $a = 50 \cdot 10^{-6}$ m a poloměr katody $b = 50 \cdot 10^{-3}$ m. Kritická hodnota intenzity el. pole E_c je veličina, kterou je nutné pro danou

plynovou náplň experimentálně zjistit, ale pro většinu plynů se její hodnota pohybuje mezi $3 \cdot 10^6$ V/m a $7 \cdot 10^6$ V/m [8]. Uvažujme tedy třeba hodnotu $E_c = 4 \cdot 10^6$ V/m. Pro výpočet veličiny V_t dosadíme do vztahu (11) za $E = E_c$ a za $r = a$. Po dosazení a úpravě získáme

$$V_t = aE_c \ln\left(\frac{b}{a}\right) \cong 1380 \text{ V.} \quad (12)$$

Vypočtená hodnota prahového napětí nám udává počátek proporcionální operační oblasti, ve které detektor pracuje.

Při výpočtu veličiny r_c si přepíšeme vztah (11) tak, abychom získali vztah pro veličinu E_c . To provedeme dosazením $r = r_c$. Získáme pak

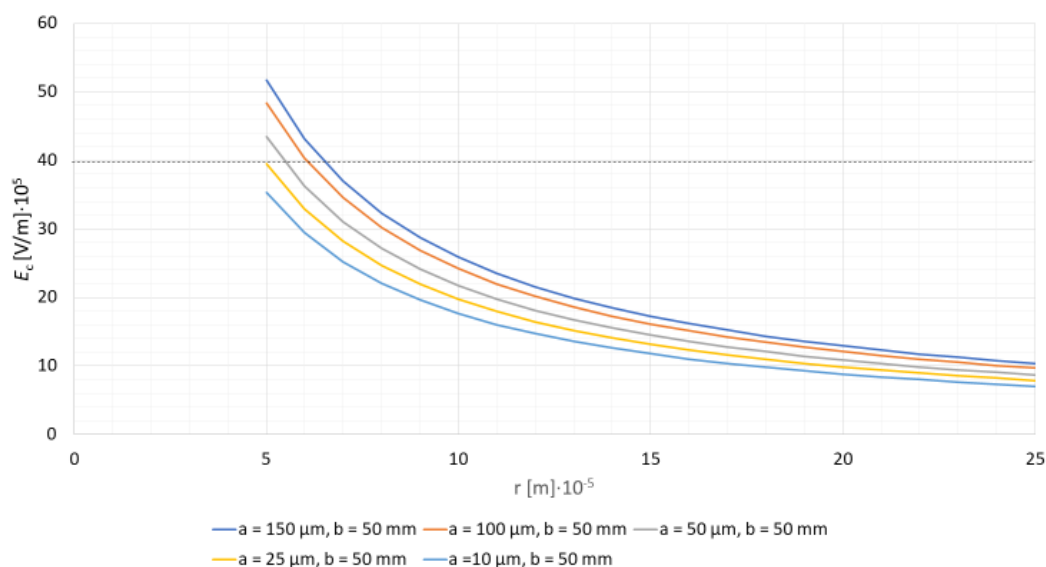
$$E_c = \frac{V_0}{r_c \ln(b/a)}. \quad (13)$$

Zkombinujeme-li teď vztah (12) a (13), získáme jednoduchý předpis pro kritickou vzdálenost r_c

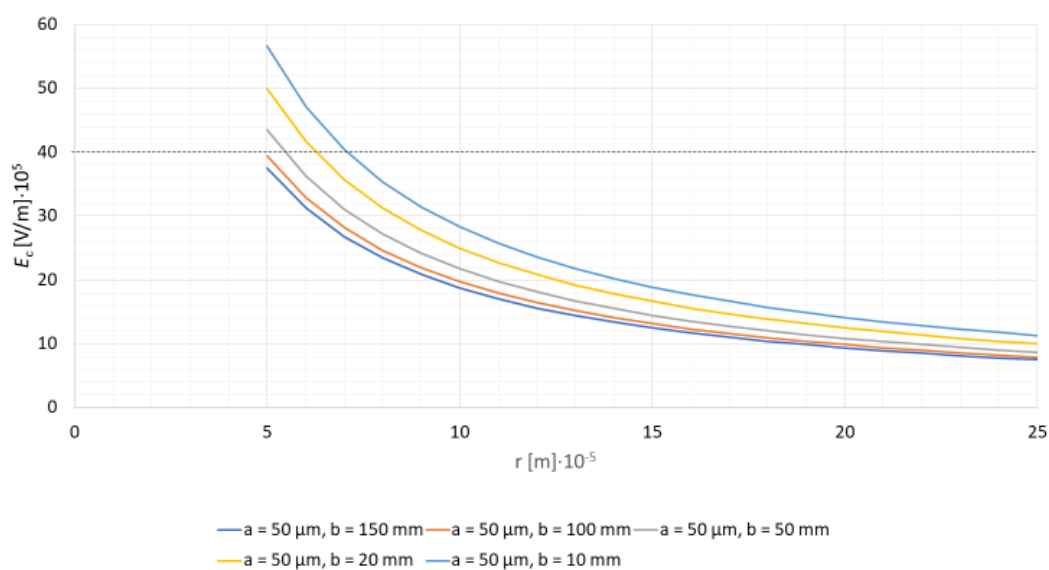
$$r_c = \frac{V_0}{V_t} a. \quad (14)$$

Pochopitelně, aby došlo k lavinové ionizaci, musí být $V_0 \geq V_t$. Přiložíme-li napětí V_0 třeba o hodnotě 1500 V, vzdálenost r_c bude činit přibližně 54 μm a k lavinové ionizaci dojde 4 μm od povrchu anody. Pokud bychom přiložili napětí V_0 o velikosti 2000 V, r_c nabyde hodnoty přibližně 72 μm a k lavinové ionizaci bude docházet ve vzdálenosti 22 μm od povrchu anody. Z toho plyne důležitý závěr: Čím více nehomogenní elektrické pole v detektoru získáme, tím méně závisí na tom, v jakém místě ionizující částice vstoupí do detektoru. I kdyby vznikl primární elektron ve vzdálenosti třeba 2 cm nebo 1 cm od povrchu anody, k lavinové ionizaci dojde ve vzdálenosti v řádech mikrometrů od anody.

V ukázkovém grafu č. 1 a grafu č. 2 jsou ukázány závislosti velikosti intenzity elektrického pole E na vzdálenosti r od středu detektoru, při konstantním přiloženém napětí $V_0 = 1500$ V, ale s měnícími se parametry a a b detektoru.



Graf č. 1: Závislost velikosti elektrické intenzity E na vzdálenosti od středu anody r , s měnícím se poloměrem anody a , s přiloženým napětím $V_0 = 1500$ V



Graf č. 2: Závislost velikosti elektrické intenzity E na vzdálenosti od středu anody r , s měnícím se vnitřním poloměrem katody b , s přiloženým napětím $V_0 = 1500$ V

Z grafu č. 1 je možné vidět, že křivky s poloměrem anody $a = 25$ μm a $a = 10$ μm , s přiloženým napětím $V_0 = 1500$ V, vůbec nedosáhnou kritické velikosti intenzity elektrického pole E_c , která je zvýrazněna přerušovanou čarou. Stejná situace nastává v grafu č. 2, kde při zvoleném napětí $V_0 = 1500$ V na kritickou hodnotu intenzity elektrického pole E_c nedosáhnou detektory s poloměrem katody $b = 150$ mm a $b = 100$ mm.

Jak bylo zmíněno v pasáži 1.2, důležitým parametrem pro proporcionální detektor je multiplikační faktor M , který charakterizuje, kolik párů elektron – iont bude vytvořeno nabitou částicí při uražení určité vzdálenosti. Při použití cylindrické geometrie detektoru je multiplikační faktor M dán přibližně vztahem

$$M = \exp \left[2 \left(\frac{D_\alpha N_m V_0 a}{\ln(b/a)} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\sqrt{\frac{V_0}{V_t}} - 1 \right) \right], \quad (15)$$

kde D_α je experimentálně zjištěná konstanta úměrnosti pro daný plyn nebo jejich směs, N_m je molekulová hustota, která udává počet molekul plynu v jednotkovém objemu, V_0 je přiložené napětí mezi elektrodami a V_t je kritická hodnota napětí, při kterém dojde k lavinové ionizaci molekul plynu. Tento vztah spolehlivě popisuje multiplikační faktor M do hodnoty přibližně 10^4 . [1]

Pro názornost si zkusme vykreslit závislost multiplikačního faktoru M na přiloženém napětí V_0 . Uvažujme stejné rozměry detektoru jako v předchozím případě: poloměr anody $a = 50 \mu\text{m}$, vnitřní poloměr katody $b = 50 \text{ mm}$ a kritická hodnota napětí $V_t = 1380 \text{ V}$. Pro srovnání uvažujme plnění nejprve čistým argonem a poté čistým neonem za pokojové teploty a tlaku.

Molární hmotnost pro oba plyny spočítáme ze vztahu

$$N_m = \frac{N_A \rho}{A}, \quad (16)$$

kde N_A je Avogadrova konstanta, A molární hmotnost a ρ je hustota daného plynu.

Tabulkové hodnoty veličin pro oba plyny jsou shrnuty v tabulce č. 2.

Plyn	Konstanta úměrnosti D_α [cm^2/V]	Hustota ρ [kg/m^3]	Molární hmotnost A [g/mol]	Molekulová hustota N_m [atom/cm^3]
argon	$1,81 \cdot 10^{-17}$	1,759	18	$5,88 \cdot 10^{19}$
neon	$0,14 \cdot 10^{-17}$	0,888	10	$5,35 \cdot 10^{19}$

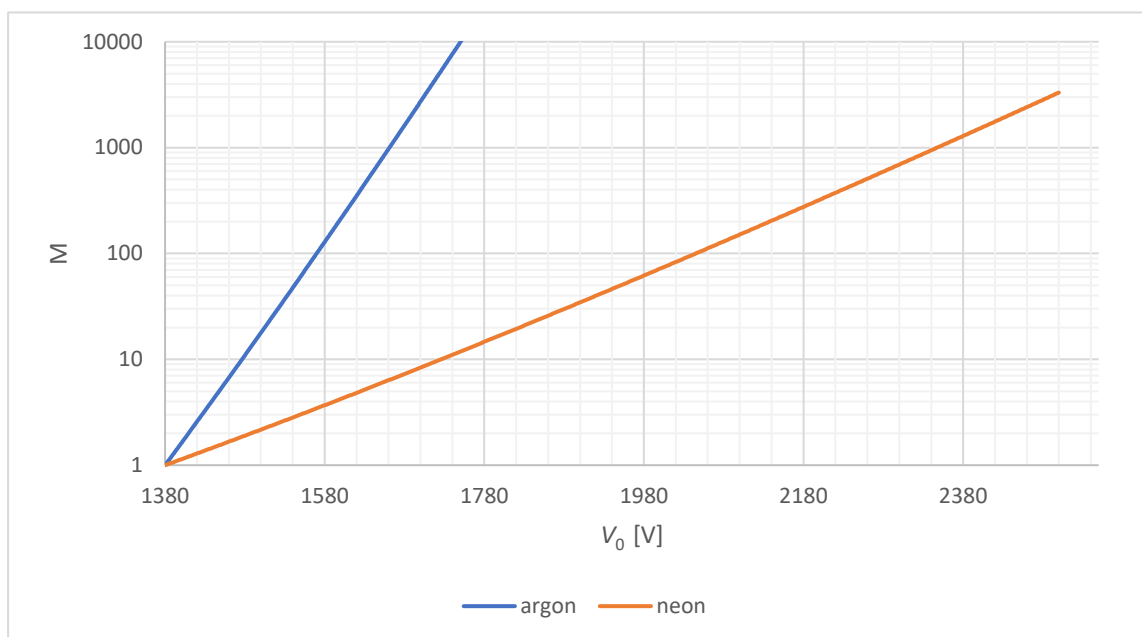
Tabulka č. 2: Konstanty úměrnosti D_α [1,13], hustoty ρ , relativní atomové hmotnosti A a atomové hustoty N_m pro argon a neon

Po zaokrouhlení a dosazení do (15) získáme

$$M_{\text{argon}} = \exp \left[1,75 \sqrt{V_0} \left(\sqrt{\frac{V_0}{1380}} - 1 \right) \right], \quad (17)$$

$$M_{\text{neon}} = \exp \left[0,47 \sqrt{V_0} \left(\sqrt{\frac{V_0}{1380}} - 1 \right) \right]. \quad (18)$$

Průběhy multiplikačních faktorů pro oba plyny jsou vykresleny v grafu č. 3 až do hodnoty přiloženého napětí $V_0 = 2500 \text{ V}$. Svislá osa grafu č. 3 je vyobrazena v logaritmickém měřítku o základu 10.



Graf č. 3: Závislost multiplikačního faktoru M na rostoucím přiloženém napětí V_0 pro argon (modře) a neon (oranžově)

V grafu č. 3 můžeme vidět, že s použitím argonu stoupá multiplikační faktor mnohem strměji než s použitím neonu. Maximální hodnota multiplikačního faktoru s použitím neonové náplně je při přiložení napětí $V_0 = 2500$ V přibližně 3300. S použitím argonu je stejné hodnoty multiplikačního faktoru dosaženo už při hodnotě přiloženého napětí $V_0 = 1700$ V.

1.4. Toroidní proporcionalní plynový detektor

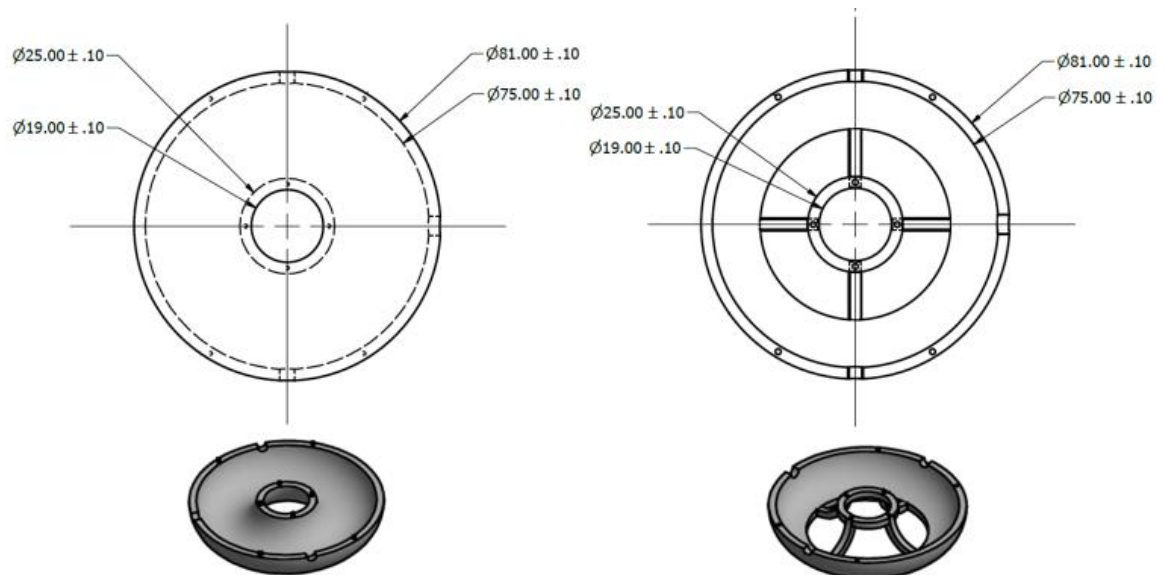
Doposud, pokud jsme uvažovali proporcionalní detektor, tak jsme se zabývali pouze válcovou geometrií. Toto konstrukční řešení je funkční a na výrobu relativně jednoduché, ale jeho detekční účinnost je pro určité aplikace značně omezena. Důvodem je, že záření uvolněné zářičem je emitováno do všech směrů a okénkem válcového detektoru projde jen jeho malá část. Z tohoto důvodu bylo navrženo jiné geometrické řešení, kterým by se maximalizovalo množství detekovaného záření v plánovaném experimentu Mössbauerovy spektroskopie v odrazové geometrii. Zvoleným tvarem byl toroid s tenkým drátkem jakožto anodou, který je veden přibližně středem detektoru. Průřez trubicovitou částí je v takovém případě stejný jako pro válcový detektor na obrázku č. 3. Toto uspořádání si zachovává nehomogenitu elektrického pole E , která je nutná k dosažení lavinové ionizace. Zároveň se zvyšuje detekční účinnost, protože umožňuje instalaci většího množství okének. To umožňuje zvýšit množství detekovaného záření, které je schopné dostat se do plynové komory z větší vyzařovací plochy.

Pro lepší představu o konstrukci a tvaru toroidního plynového detektoru je na obrázku č. 4 ukázáno sestavené toroidní tělo detektoru, se kterým v laboratoři pracujeme. [9]



Obrázek č. 4: Tělo toroidního detektoru (upraveno z [9])

Na obrázku č. 5 jsou dále ukázány zjednodušené výkresy a trojrozměrné modely součástí, ze kterých je toroidní tělo sestaveno.



Obrázek č. 5: Zjednodušené výkresy a trojrozměrné modely obou dílů (spodní díl vlevo, vrchní díl vpravo), rozměry jsou udávány v [mm], [Autor: Mgr. Lukáš Kouřil]

Z obrázku č. 5 je možné vidět, že tělo toroidního detektoru je složeno ze spodní a vrchní části, přičemž obě části mají stejné vnější a vnitřní průměry. Tloušťka stěny těla toroidního detektoru je tedy také všude stejná a je rovna 3 mm. Z obrázku č. 5 je rovněž patrné, že průměr příčného řezu trubicovité části těla detektoru je roven 25 mm. Tělo námi používaného detektoru bylo vyrobeno z austenitické nerezové oceli EN 1.4404 (AISI 316L) použitím metody 3D tisku.

V textu [11] je uvedeno, že s použitím toroidní geometrie už není zaručena chtěná proporcionalita, mezi energií ionizujícího záření a velikostí detekovaného signálu, kvůli vzniku míst s nižší intenzitou elektrického pole, ve kterých dochází k silné rekombinaci. V textu [10] je navrženo řešení tohoto problému. Pro dosažení rovnoměrného,

nehomogenního elektrického pole je vhodné umístit anodu mimo střed přibližně o hodnotu 10 % z průřezu toroidu blíže ke středu toroidu. V textu [13] autoři experimentovali s anodou ve tvaru čtyřúhelníku a pětiúhelníku, kterou do toroidu umístili asymetricky, a to tak, že se vzájemná vzdálenost mezi elektrodami měnila, přičemž v místech fixace anody byla vzdálenost mezi elektrodami menší. Tímto způsobem se autorům podařilo kompenzovat nesymetričnost elektrického pole.

Co se plynové náplně týče, v textu [11] se uvádí, že pro toroidní proporcionální detektor je pro maximální účinnost detekce záření používaného v Mössbauerově spektroskopii (rentgenové záření o energii 6,4 keV a gama záření o energii 14,4 keV) nevhodnějším kandidátem směs kryptonu a metanu. Pokus o ověření této predikce je uveden v textu [10] a ukázán v tabulce č. 3.

Plynová náplň	Absorpce záření o energii 6,4 keV [%]	Absorpce záření o energii 14,4 keV [%]
90 % Ar + 10 % CH ₄	80	16
90 % Kr + 10 % CH ₄	85	91
45 % Ar + 45 % Kr + 10 % CH ₄	83	73

Tabulka č. 3: Absorpce záření o energii 6,4 keV a 14,4 keV v toroidním plynovém detektoru s různými plynovými náplněmi za tlaku 0,1 MPa [10]

Bohužel, v textu [10] není uvedeno, za jakých hodnot přiloženého napětí mezi elektrodami byly výsledky uvedené v tabulce č. 2 získány a nabízí se v budoucnu tyto informace ověřit. Ohledně směsi argonu a metanu v poměru 90 % a 10 % existuje určitá shoda s daty v tabulce č. 2 vybrané z textu [12] a údaji v textu [10]. Autoři se shodují, že tato směs má pro záření gama o energii 14,4 keV relativně malou a pro rentgenové záření o energii 6,4 keV relativně velkou účinnost.

2. Plynové náplně

2.1. Čítací plyny

Při rozhodování, jaký plyn využít jako čítací musíme vzít v úvahu několik důležitých faktorů. Při zpětném pohledu na tabulku č. 1 v sekci 1.1.1. to jsou: energie W , zastavovací energie dE/dx a celkový průměrný počet vzniklých párů elektron – iont n_c . Energii W bychom si přáli mít co nejnižší, protože chceme, aby částice se svou energií ionizovala co nejvíce atomů, popř. molekul plynu. Naopak, zastavovací energii dE/dx si přejeme mít co možná nejvyšší, protože chceme, aby částice odevzdala co možná nejvíce své energie při průchodem plynovou náplní detektoru. Co se celkového, průměrného počtu vytvořených párů elektron – iont n_c týče, chceme, aby byl co možná nejvyšší, protože čím většího počtu vzniklých párů elektron – iont n_c dosáhneme, tím více elektronů se může zúčastnit sekundární lavinové ionizace neutrálních atomů, tím vyšší bude počet sesbíraných párů elektron – iont na elektrodách a tím vyšší bude generovaný elektrický proud.

Po pohledu na tabulku č. 1 získáme tři možné kandidáty zmíněné už v sekci 1. 3: argon, krypton a xenon.

2.1.1. Argon

Argon má obecně vysokou účinnost pro detekci rentgenového záření o energii 6,4 keV a nízkou účinnost pro detekci gama záření o energii 14,4 keV. To je vysvětlitelné velikostí zastavovací energie argonu dE/dx , která činí přibližně 2,44 keV/cm.

V ideálním případě (neuvažujeme absorpci detekovaného záření v okénku detektoru) by rentgenovému záření o energii 6,4 keV stačilo urazit v detektoru dráhu asi 2,6 cm, aby byla všechna jeho energie absorbována plynovou náplní. Vzhledem k rozměrům námi používaného detektoru (máme na mysli vnitřní průměr trubicovité části detektoru, jenž je roven 2,5 cm (viz 1.4.)), je absorbováno asi 96 % celkové energie tohoto záření a pozorujeme v měřeném mnohakanálovém spektru jeho zřetelný pík (každý kanál odpovídá určité energii – viz 3. 2.). V případě gama záření o energii 14,4 keV je ale tato dráha necelých 6 cm. V ideálním případě je pak v detektoru absorbována jen asi 42 % celkové energie záření gama a my pozorujeme ve spektru jeho méně výrazný pík.

2.1.2. Krypton

Při použití plynové náplně obsahující krypton je absorpce energie rentgenového záření o energii 6,4 keV přibližně stejně účinná, jako při použití argonu. Znatelná změna nastává pro gama záření o energii 14,4 keV. Zastavovací energie kryptonu dE/dx je 4,60 keV/cm, což znamená, že gama záření v ideálním případě stačí urazit dráhu přibližně 3,3 cm v plynové náplni pro odevzdání veškeré své energie. Vzhledem k zmíněnému průměru trubicovité části detektoru je v ideálním případě absorbováno asi 76 % celkové energie záření. Pozorujeme pak mnohem výraznější pík gama záření než v případě použití plynové náplně s argonem. Zároveň, celkový počet sesbíraných párů elektron – iont na elektrodách detektoru bude ve srovnání s použitím plynové náplně s argonem přibližně dvojnásobný (n_c kryptonu je 192, oproti n_c argonu, které je 94).

2.1.3. Xenon

V případě použití xenonu by byla účinnost absorpce pro diskutované energie záření ještě vyšší než pro krypton, protože jeho zastavovací energie dE/dx je rovna 6,76 keV/cm. V ideálním případě by byla dráha nutná pro absorpci veškeré energie rentgenového záření přibližně 1 cm. Pro absorpci veškeré energie gama záření by v ideálním případě stačila dráha asi 2,1 cm. Počet sesbíraných párů elektron – iont na elektrodách by ale byl oproti plynové směsi s argonem přibližně trojnásobný (n_c xenonu je 307, oproti n_c argonu, které je 94).

2.2. Zhášecí plyny

Jak už bylo řečeno v sekci 1. 3., nejčastěji je plynová náplň tvořena směsí vzácného plynu a plynu s těžkými molekulami – tzv. zhášecího plynu. Pokud bychom používali pouze čistý čítací plyn, při jeho ionizaci by docházelo ke vzniku volných elektronů a kationtů v excitovaném stavu. Takovýto kationt po určité době zrelaxuje do základního stavu

zářivým přechodem za emise fotonu. Další možností vzniku fotonu je proces rekombinace kationtu čítacího plynu a volného elektronu. Takový emitovaný foton může mít dost energie (v případě argonu je energie emitovaného fotonu 11,6 eV a pochází z ultrafialové oblasti spektra), aby interagoval skrze fotoefekt s materiálem plynové komory/katody (materiál katody námi používaného detektoru je železo a jeho první ionizační potenciál je 7,9 eV) a uvolnil z jeho povrchu elektron. Ten pak může být vysokým přiloženým napětím urychlen a být tak možným zdrojem nechtěné sekundární lavinové ionizace, která by se poté v získaném spektru projevila deformacemi v podobě nelinearit a nechtěných píků. Abychom tomu zabránili, k čistému čítacímu plynu přidáme úmyslně nečistotu v podobě zhášecího plynu.

Plynů vhodných ke zhášení je mnoho. Vždy ale jde o plyn s těžkými molekulami, které mohou být jak organického, tak anorganického původu, s mnoha vibračními a rotačními energetickými hladinami. Díky velkému počtu těchto hladin je pak molekula schopna absorbovat foton v širokém rozsahu energií (např. metan je schopen absorbovat foton v rozmezí energií od 7,9 eV do 14,5 eV) Mezi nejpoužívanější patří např. už zmíněný metan (CH_4), izobutan (C_4H_{10}), etyl bromid ($\text{C}_2\text{H}_5\text{Br}$), výpary alkoholů, oxid uhličitý (CO_2), freony a jiné. Zároveň významné elektronegativní vlastnosti mají právě freony, oxid uhličitý, a ethyl bromid. [14]

2.2.1 Zhášení

Zhášení je obecně proces, který tlumí tvorbu a projevy nechtěných sekundárních lavinových ionizací.

První způsob, jak zhášet, je zbavit se fotonů vzniklých při deexcitaci kationtů čítacího plynu tak, že budou absorbovány molekulou zhášecího plynu. Protože nechceme, aby se absorbovaný foton znovu objevil v aktivním prostoru detektoru, je nutné, aby k deexcitaci došlo nezářivým přechodem. Mezi nejčastější nezářivý přechod patří disociační přechod nebo přechod vyvolaný srážkou s jiným atomem nebo molekulou. [1]

Dalším zdrojem nelinearit může být hromadění kationtů čítacího plynu okolo katody, které vzniká při zvyšování přiloženého napětí mezi elektrodami. Tento „mrak“ kationtů se ve srovnání s elektrony pohybuje velice pomalu a začne přitahovat volné elektrony z povrchu katody. Dojde k rekombinaci a vzniku neutrálního atomu v excitovaném stavu, který při de – excitaci uvolní foton. Pokud není absorbován molekulou zhášedla, opět může interagovat se stěnou plynové komory a vyrazit z jejího povrchu elektron. Nakonec může být tímto způsobem vytvořeno více elektronů, než kolik je nutných k rekombinaci kationtového „mraku“. Ty pak mohou být zdrojem dalších sekundárních lavinových ionizací. Úkolem je tedy zbavit se tohoto kationtového mraku, a to jinak než způsobem popsáním výše. Zhášecí plyn s velkým počtem vibračních a rotačních energetických hladin je schopen neutralizovat kationt čítacího plynu tak, že si vymění náboj a z neutrální molekuly zhášedla vznikne kationt v excitovaném stavu. Ten následně deexcituje nezářivým přechodem. [1]

V případě, že po plynové náplni požadujeme co možná nejvyšší počet sesbíraných párů elektron – iont a nedostali se přitom se zvyšujícím se přiloženým napětím do Geigerova – Müllerova režimu, je s výhodou možné přidat do plynové směsi malé množství elektronegativního plynu. Příliš velké množství volných elektronů, které by jinak vyvolávaly nechtěnou sekundární ionizaci, se omezí tak, že budou pohlceny molekulou elektronegativního plynu. Vzniklý aniont pak nemůže na rozdíl od elektronu lavinově

ionizovat (alespoň ne s intenzitami elektrického pole, se kterými se setkáváme v proporcionálních detektorech). [1,14]

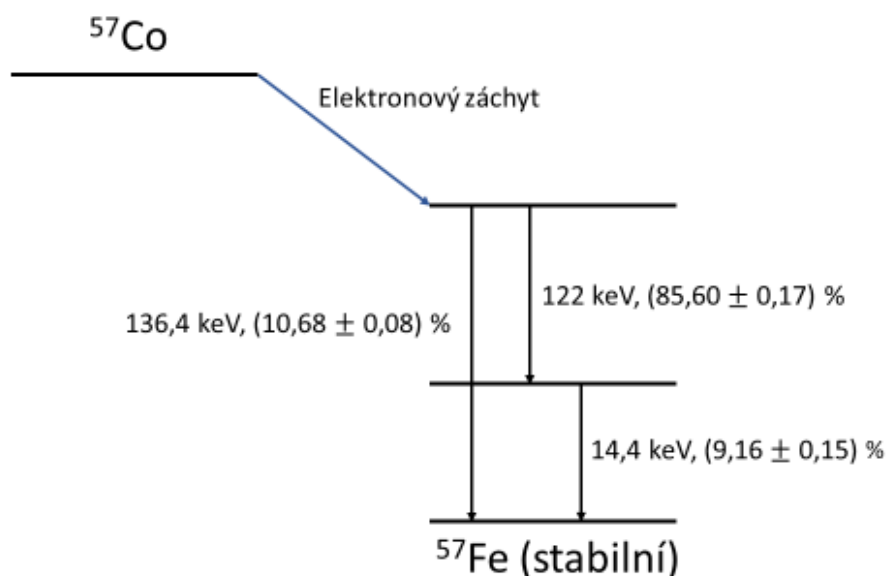
Neutralizace vzniklých radikálů zhasacího plynu může proběhnout dvěma způsoby. Buď mohou disociovat na ještě jednodušší fragmenty, anebo naopak polymerizovat ve složitější produkty. Druhý zmíněný případ představuje velký problém, protože vzniklé produkty polymerizace mohou být kapalného nebo pevného skupenství a mohou ulpívat na katodě. Tato vrstva polymeru se chová jako izolátor a z detektoru nám nechtěně vzniká kondenzátor. Dokud množství ionizujícího záření nepřekročí určitou hraniční mez, vzniklé kationty jsou pomalu propouštěny skrze vzniklou izolační vrstvu ke katodě. Jakmile je ale tato hraniční mez překročena, počet vytvářených kationtů překročí počet propouštěných kationtů skrze izolační vrstvu a na povrchu izolační vrstvy se hromadí kladný náboj. Takto může vzniknout dipólové elektrické pole dostatečně silné na to, aby uvolnilo elektrony z povrchu katody, protlačilo je skrze vrstvu izolátoru a iniciovalo výboj. V tuto chvíli je detektor nepoužitelný a je možné jej opravit pouze kompletním vyčištěním. [14]

3. Nízkoenergetické rentgenové a gama záření

V předchozích kapitolách jsme se zabývali hlavně konstrukcí, plněním a mechanismem fungování proporcionálních plynových detektorů. Je ale nutné se ve zkratce zmínit i o námi detekovaném rentgenovém a gama záření o energii 6,4 keV a 14,4 keV.

3.1. Původ a využití v Mössbauerově spektroskopii

Předně, jak rentgenové záření o energii 6,4 keV, tak gama záření o energii 14,4 keV jsou emitovány izotopem ^{57}Fe , jenž je dceřiným izotopem ^{57}Co . Izotop ^{57}Co elektronovým záchytem přechází na izotop ^{57}Fe v excitovaném stavu. Následnou deexcitací je schopen vyžárat požadované gama záření o energii 14,4 keV. Protože izotop ^{57}Fe vznikl elektronovým záchytem, v jeho K slupce elektronového obalu vzniklo prázdné místo. Při jeho zaplnění vzniká druhé zmíněné rentgenové záření o energii 6,4 keV. Celkem $(57,9 \pm 0,8) \%$ veškerého záření emitovaného z atomového obalu je rentgenové záření o energii 6,4 keV. Z celkového množství gama záření je $(9,16 \pm 0,15) \%$ o energii 14,4 keV [18]. Rozpadové schéma izotopu ^{57}Co je uvedeno v obrázku č. 6. [15,16,18]

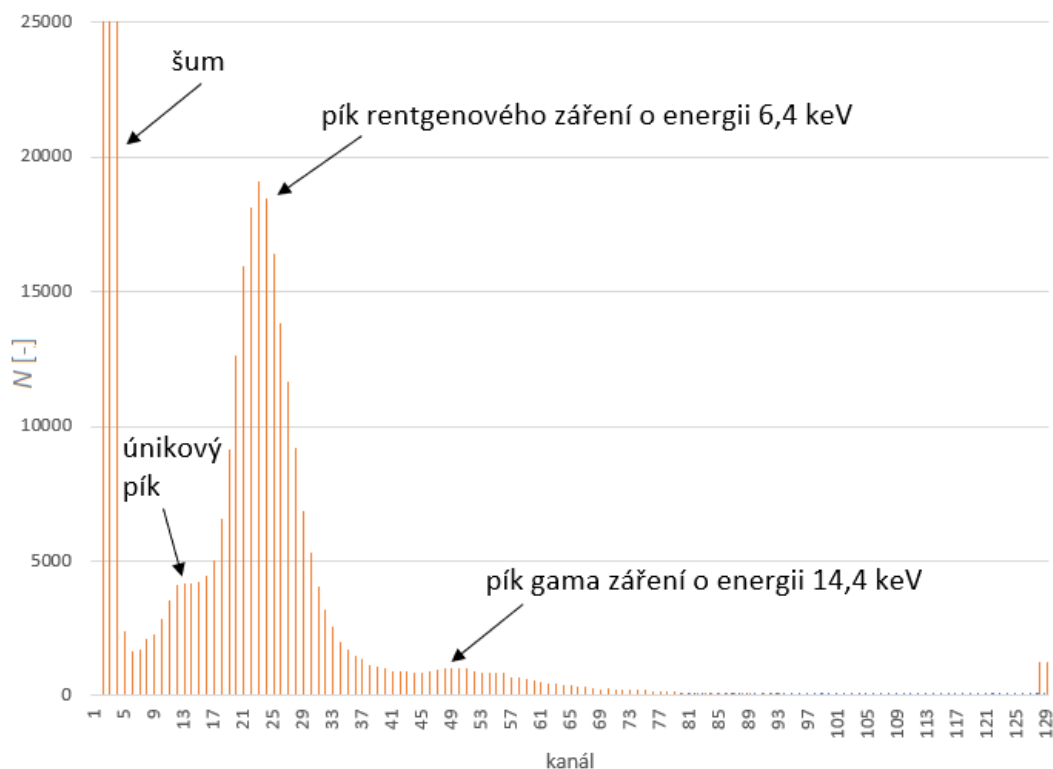


Obrázek č. 6: Rozpadové schéma izotopu ^{57}Co

Izotop ^{57}Co je ve velkém využíván v Mössbauerově spektroskopii pro analýzu materiálů obsahujících železo. Zmíněná technologie je založena na Mössbauerově jevu bezodrazové rezonanční absorpce a emise gama záření. Pro rezonanční absorpci je nutné, aby vzorek i zářič obsahoval totožné izotopy. [16,17]

3.2. Identifikace v mnohakanálové spektrometrii

Signál získaný z detektoru, do kterého se dostalo ionizující záření, je nejčastěji zpracováván pomocí tzv. analýzy velikosti detekovaného impulsu. Protože používáme proporcionální detektor, předpokládáme, že energie, kterou odevzdá ionizující částice detektoru je přímo úměrná velikosti impulsu detekovaného registračním zařízením. Takto jsme schopni získat informace o celém spektru vyzařovaných energií. Běžně pro získání spektra používáme mnohakanálový analyzátor (zkráceně MCA). MCA každé amplitudě impulsu přiřadí spektrální kanál s určitou šířkou nazývanou bin. V jednotlivých kanálech je následně zaznamenáván počet detekcí jako v histogramu. Získáváme tak diskrétní spektrum. V našem konkrétním případě můžeme ve spektru rozpoznat tři píky. Ukázka takového spektra je uvedena v obrázku č. 7., kde je zobrazeno nízkoenergetické spektrum izotopu ^{57}Co [1]



Obrázek č. 7: Ukázkové spektrum získané toroidním detektorem plněným čistým argonem s přiloženým napětím $V_0 = 1350$ V, (svislá osa představuje počet detekcí a vodorovná osa číslo kanálu.)

3.2.1 Únikový pík

Tento pík se ve spektru nemusí objevit vždy. Může se stát, že bude tak malý, že se ztratí v šumu. Pík vzniká v případě, že se z atomu čítacího plynu během ionizace rentgenovým zářením izotopu ^{57}Fe uvolní elektron ze slupky blízké atomovému jádru. Při následném zaplnění vzniklého prázdného místa elektronem z vnější slupky je vyzářeno charakteristické rentgenové záření. Toto záření může buď zůstat uvnitř detektoru, kde bude opět absorbováno a bude se podílet na tvorbě píku rentgenového záření o energii 6,4 keV, anebo z detektoru unikne ven, a celková detekovaná energie bude o jeho energii nižší. V takovém případě ve spektru pozorujeme únikový pík.

3.2.2 Pík rentgenového záření o energii 6,4 keV

Pík vzniká při absorpci rentgenového záření uvolněného izotopem ^{57}Fe . Množství rentgenového záření o zmiňované energii je přibližně 58 % (viz 3.1.) z celkového množství záření emitovaného atomovým obalem zářiče. Zároveň, vzhledem k vysoké detekční účinnosti tohoto záření v detektoru, bychom měli takový pík vidět vždy a měl by patřit k nejvýraznějším ve spektru.

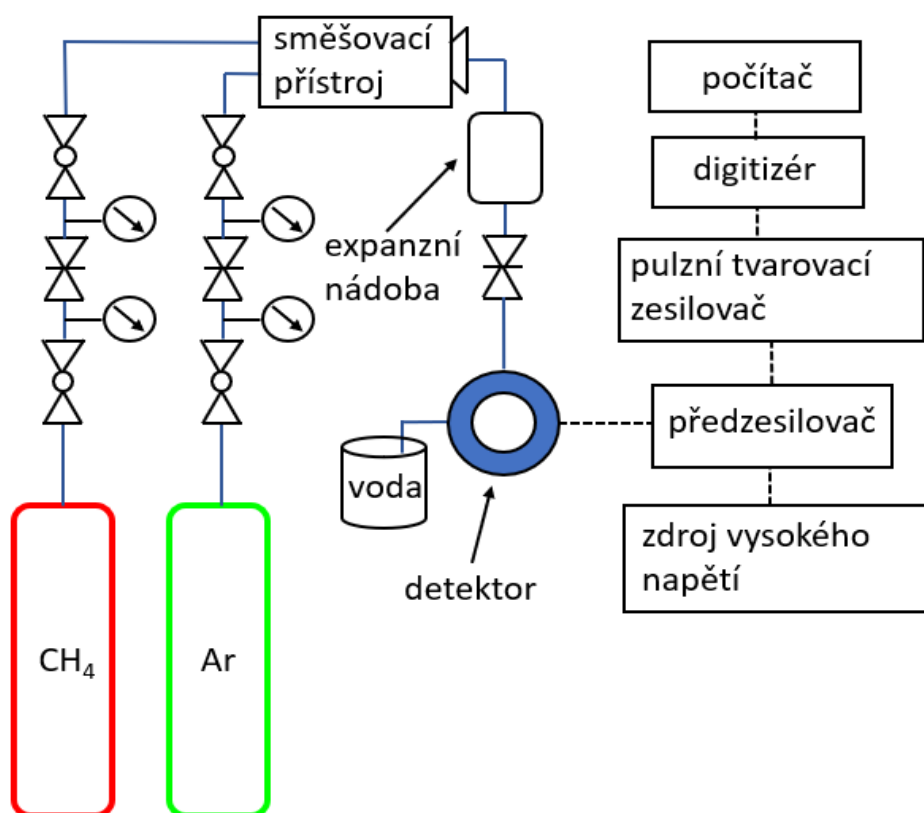
3.2.3 Pík gama záření o energii 14,4 keV

Tento pík vzniká pohlcením gama záření uvolněného izotopem ^{57}Fe . Z celkového množství emitovaného záření jádrem zářiče je toto gama záření emitováno jen asi z 9 % (viz 3.1.). To je jeden z důvodů, proč bývá ve spektru tento pík menší než pík rentgenového záření. Pík gama záření se objevuje za píkem rentgenového záření, směrem k vyšším kanálovým číslům. Velikost píku se mění podle vybrané plynové náplně, se kterou se mění i účinnost detekce toho záření.

Experimentální část

4. Experimentální sestava

Pro naše měření byla použita sestava, jejíž náčrt je vyobrazen na obrázku č. 8.



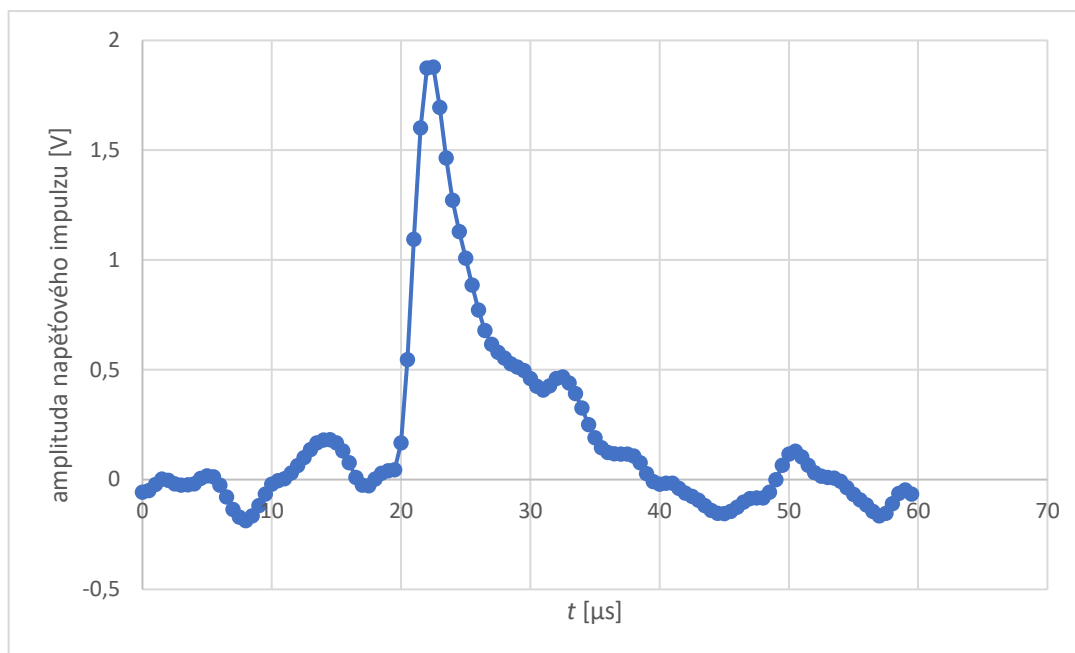
Obrázek č. 8: Námí použitá experimentální sestava

Jako zdroj vysokého napětí jsme použili programovatelnou jednotku HP2.5PAA025 (Applied Kilovolts) s rozsahem od 10 V do 2500 V. Proudový impuls získaný detektorem byl převeden na napěťový signál předzesilovačem 142PC (ORTEC). Tento signál byl následně zesílen zesilovačem 572A (ORTEC) s nastavenou dobou pro tvarování napěťového pulzu 1 μs . Data byla zaznamenána digitizérem NI PCI-5124 (National Instruments) s 8 bitovým převodníkem, nastavitelným vertikálním rozsahem vstupního kanálu 0 – 10 V, ofsetem až ± 5 V a vzorkovací frekvencí 2 MSa/s. Následné vyhodnocení bylo realizováno pomocí aplikace na bázi systému LabVIEW.

Plynové směsi byly směřovány směšovacím přístrojem KM 20-200-3ME (WITT).

Je nutné podotknout, že sestava v totožné podobě, jako je na obrázku č. 8, byla použita při proměření směsí plynu argonu, metanu a čistého argonu. Při proměření kryptonu byla jeho tlaková bomba napojena na detektor přímo (obešli jsme část plynového rozvodu se směšovacími přístroji a expanzní nádobou).

V grafu č. 4 je ukázán typický napěťový impulz od detekovaného fotonu rentgenového záření s energií 6,4 keV. Takové napěťové impulzy jsou pomocí MCA rozděleny do jednotlivých kanálů podle své amplitudy.



Graf č.4: Průběh napěťového impulzu od rentgenového záření o energii 6,4 keV

Z grafu č. 4 je patrné, že daný napěťový impulz má délku trvání přibližně od 20 do 35 μs , tedy asi 15 μs . Zbylý signál na levé a pravé straně grafu patří mezi šum.

5. Zpracování dat

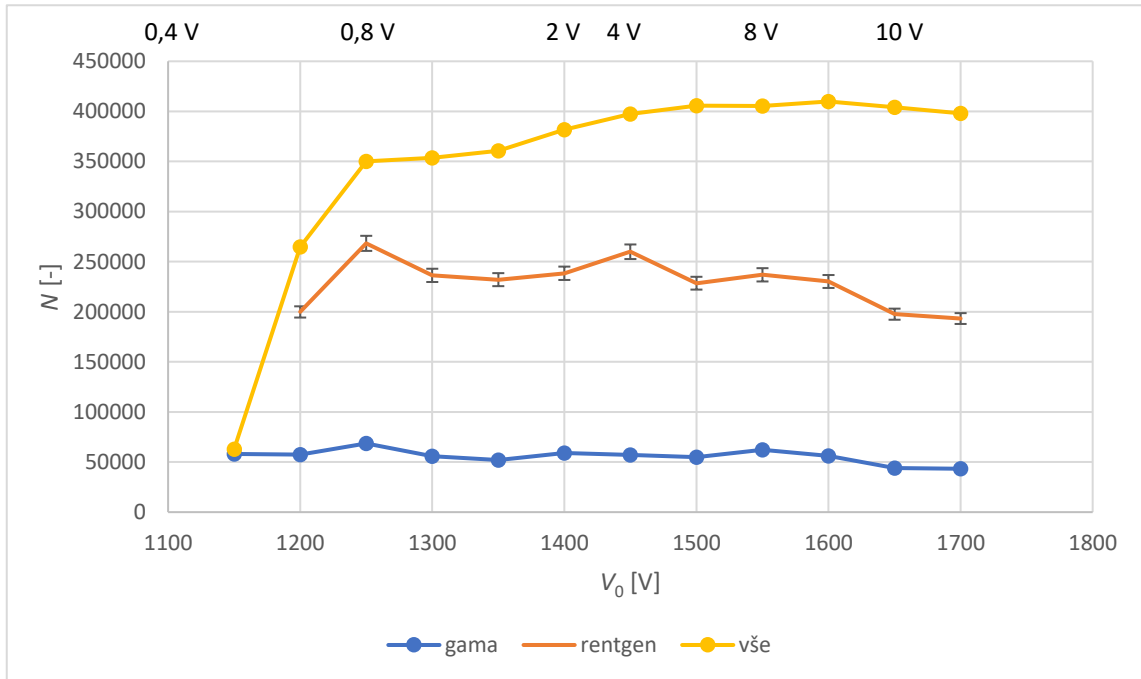
Mým úkolem bylo proměřit závislost četnosti N detekovaných napěťových impulzů v závislosti na přiloženém napětí V_0 mezi elektrodami detektoru pro jednotlivé plyny a jejich směsi. V rámci mé bakalářské práce bylo proměřeno 6 směsí plynů argonu a metanu s různým směšovacími poměrem, čistý argon a čistý krypton.

Každý plyn nebo jejich směs byla měřena s počátečním přiloženým napětím $V_0 = 1100 \text{ V}$. Koncová hodnota přiloženého napětí se pohybovala okolo 1600 V. V závislosti na použitém plynu nebo jejich směsi docházelo v koncových hodnotách přiloženého napětí buď k přebuzení sestavy, anebo k posunutí diskrétního spektra za vyčítací kanály MCA. V obou případech pak byla výsledná spektra nepoužitelná (buď byla zdeformována kvůli přebuzení detektoru, anebo nekompletní kvůli velkému posunutí – ofsetu napěťového signálu).

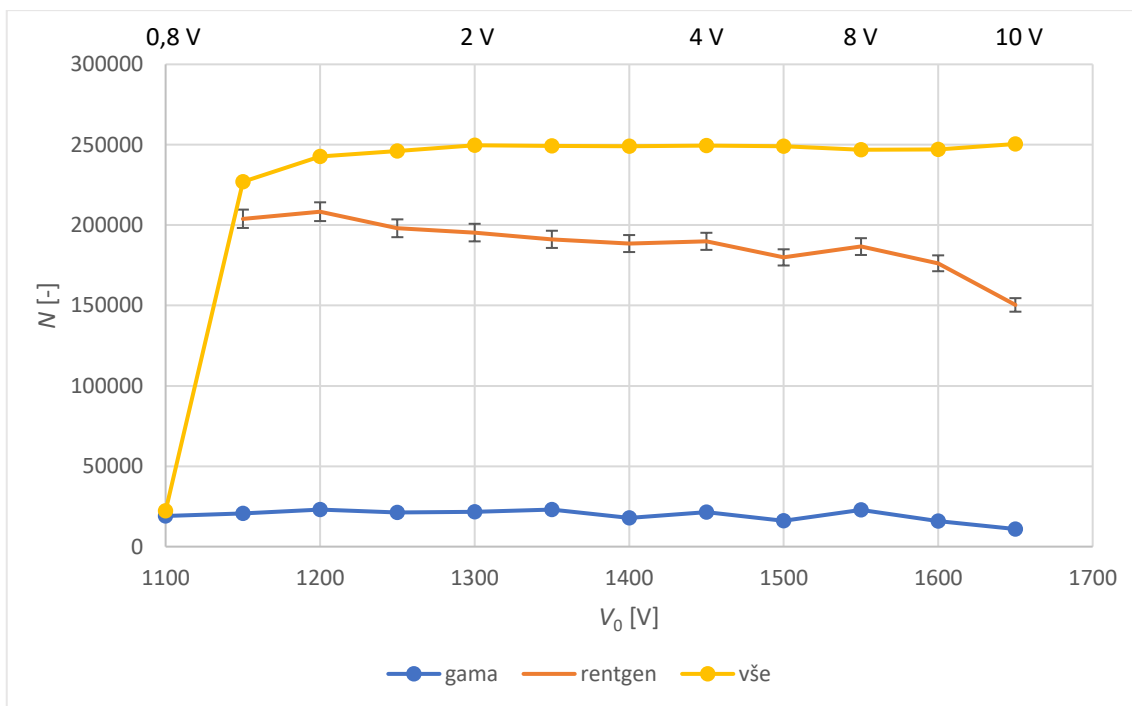
V následujících grafech č. 5 až č. 12 jsou vyobrazeny závislosti četnosti napěťových impulzů N na velikosti přiloženého napětí V_0 všech měřených plynů a jejich směsí. V každém grafu

jsou uvedeny tři křivky. Každá plynová náplň byla proměřována s mezikrokem napětí 50 V. Ve vrchní části grafu je vyznačeno, kde se měnil napěťový vertikální rozsah digitizéru.

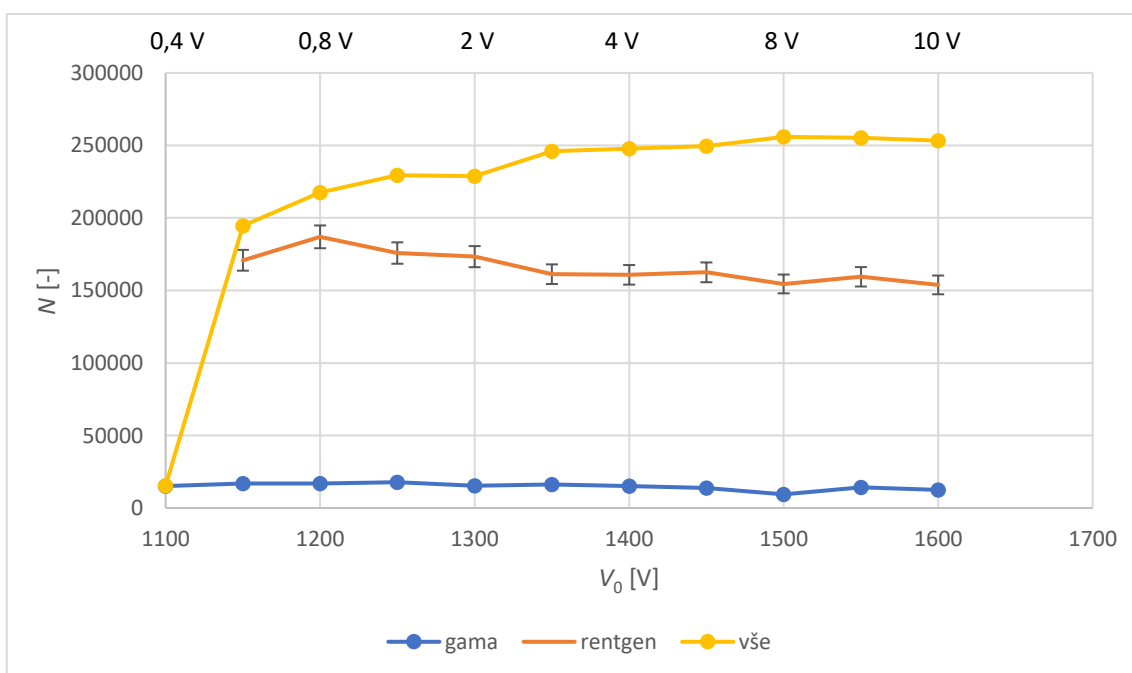
V křivce „vše“ jsou započítány všechny zaznamenané impulzy, kromě impulzů přiřazených k šumu (viz obrázek č. 7). V křivce „rentgen“ jsou započítané pouze impulzy, které příslušely píkům rentgenového záření a analogicky v křivce „gama“ jsou započítány pouze impulzy příslušející píkům gama záření.



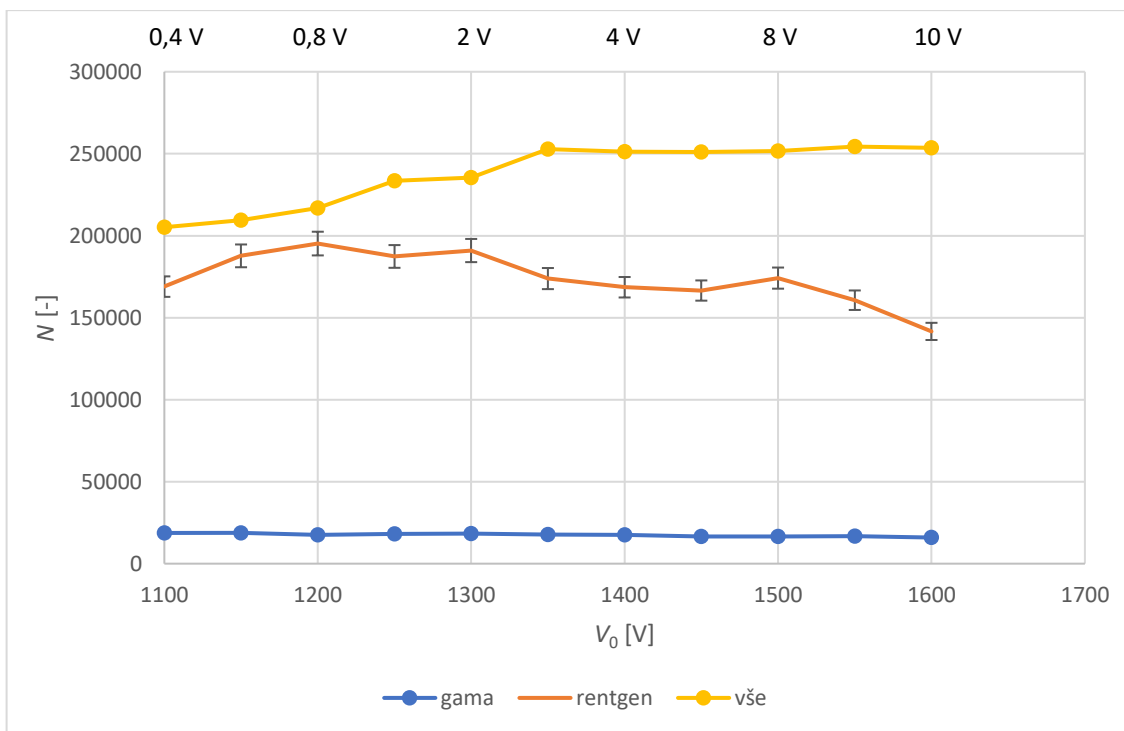
Graf č. 5: Závislost celkového počtu napěťových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím čistého kryptonu



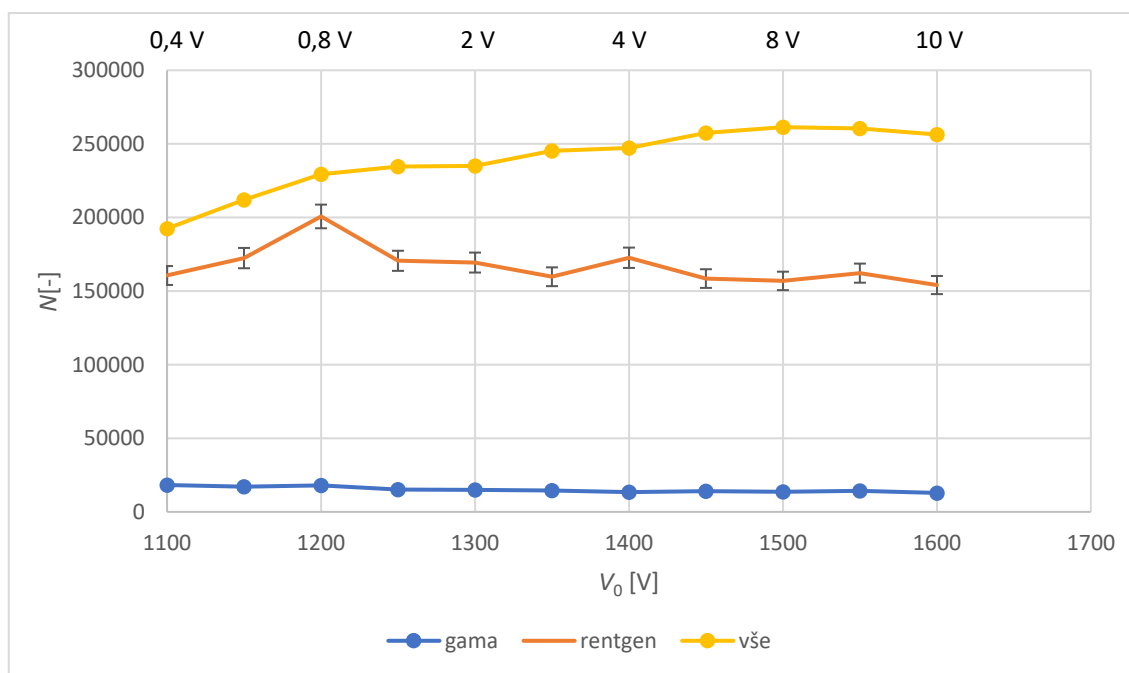
Graf č. 6: Závislost celkového počtu napěťových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím čistého argonu



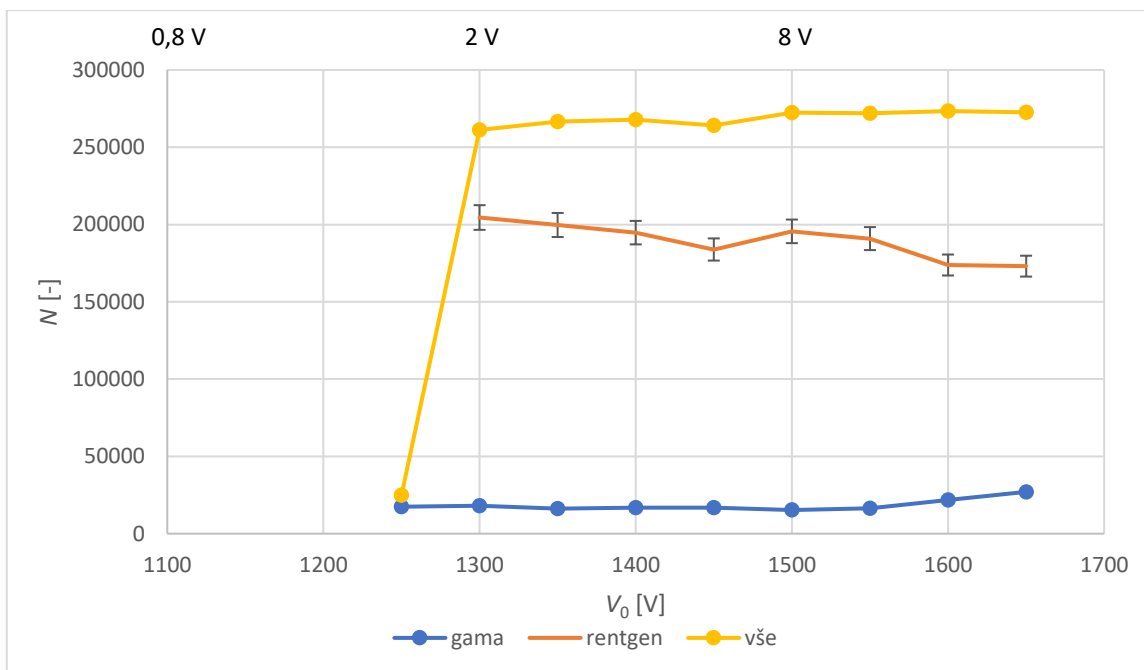
Graf č. 7: Závislost celkového počtu napěťových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 97,5 %, metan 2,5 %



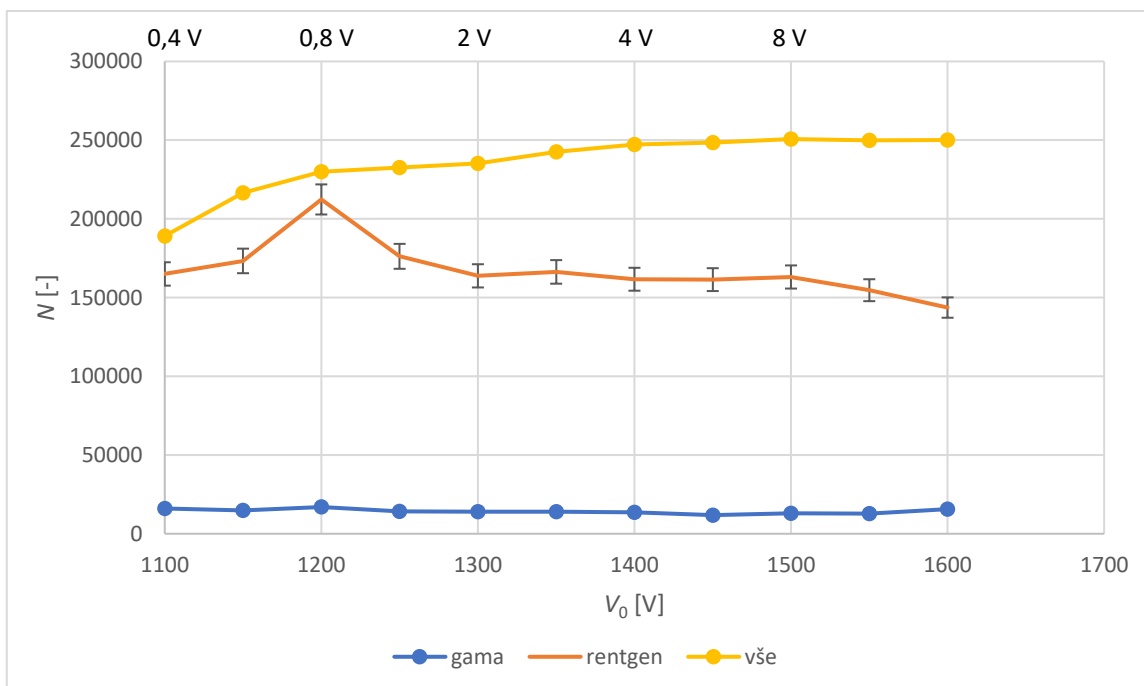
Graf č. 8: Závislost celkového počtu napěťových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 95 %, metan 5 %



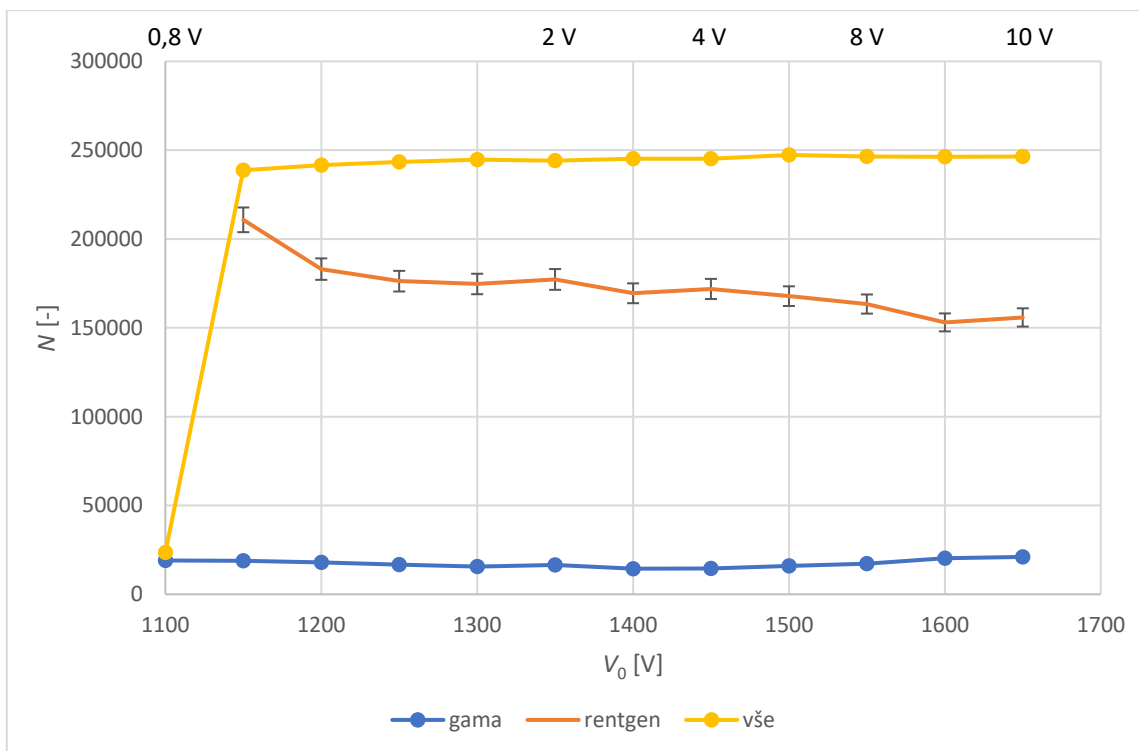
Graf č. 9: Závislost celkového počtu napěťových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 92,5 %, metan 7,5 %



Graf č. 10: Závislost celkového počtu napět'ových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 90 %, metan 10 %

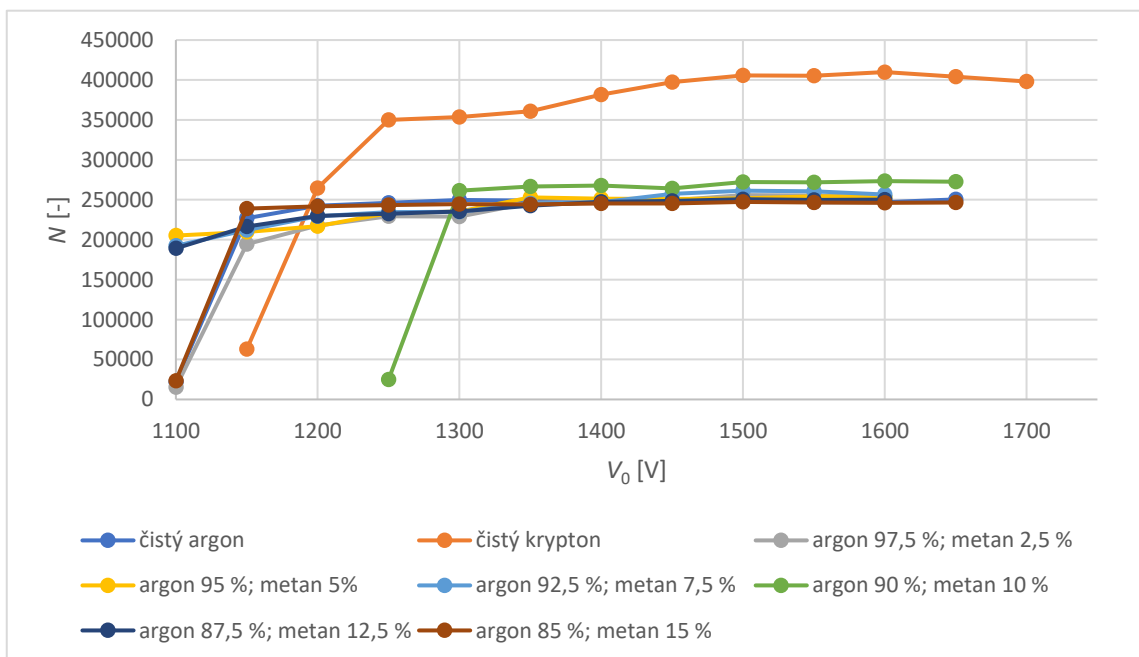


Graf č. 11: Závislost celkového počtu napět'ových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 87,5 %, metan 12,5 %



Graf č. 12: Závislost celkového počtu napětových impulzů a vybraných impulzů rentgenového a gama záření na napětí V_0 s použitím směsi argon 85 %, metan 15 %

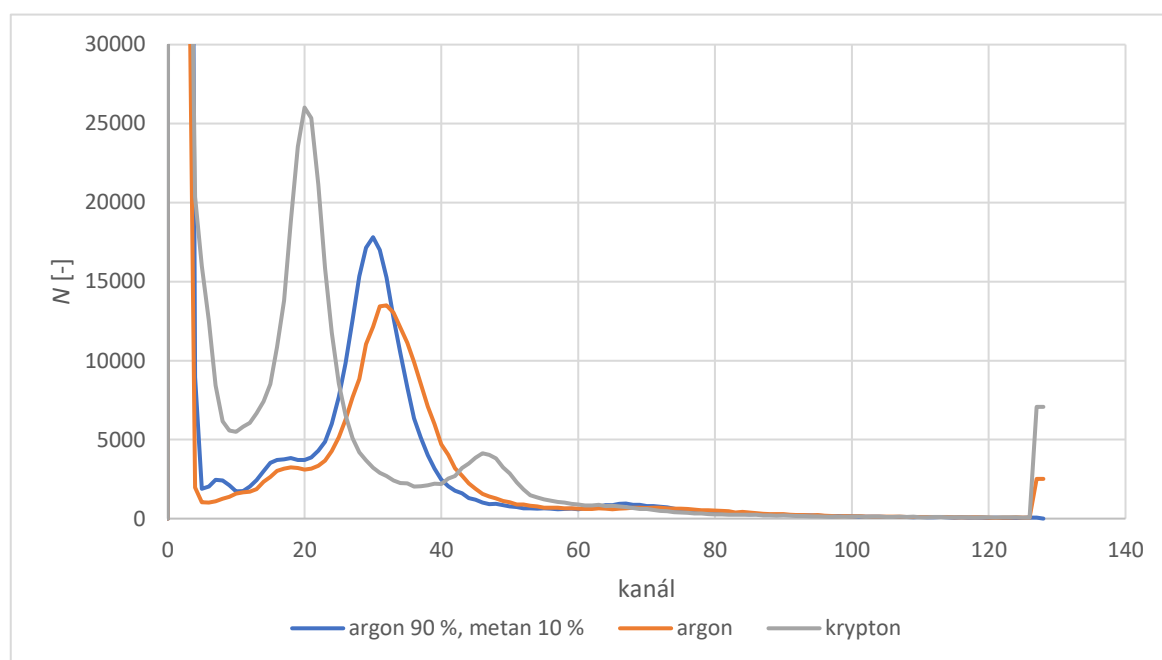
V grafu č. 13 je pro názornost ukázán souhrn všech celkových četností, tedy křivky „vše“ všech plynů a jejich směsí.



Graf č. 13: Celkové četnosti všech použitých plynů a jejich směsí.

V grafu č. 13 jsou nejzajímavější ty křivky, které přísluší čistému kryptonu a plynové směsi: argon 90 % - metan 10 %, protože od hodnoty přiloženého napětí $V_0 = 1300$ V vykazují nejvyšší četnost napěťových signálů. Zároveň, vzhledem k výsledkům pro čistý krypton se nabízí jeho srovnání s druhým čistým plynem – argonem. Křivky čistého argonu a zbylých směsí argonu a metanu se mezi sebou překrývají a neobsahují zatím pro nás podstatné informace.

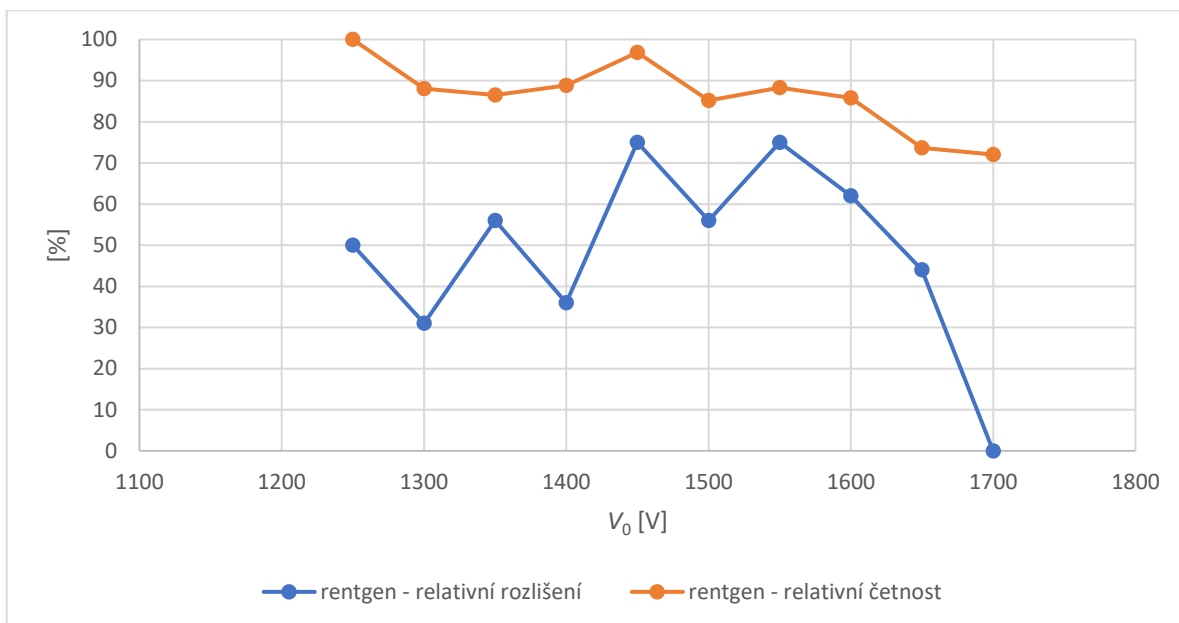
V následujícím grafu č. 14 jsou vzájemně porovnána vyzařovací mnohokanálová spektra plynů argonu, kryptonu a směsi argon 90 % - metan 10 %. Všechna spektra byla získána při stejném vertikálním napěťovém rozsahu digitizéru 2 V, bylo je proto možné vsadit do jediného grafu.



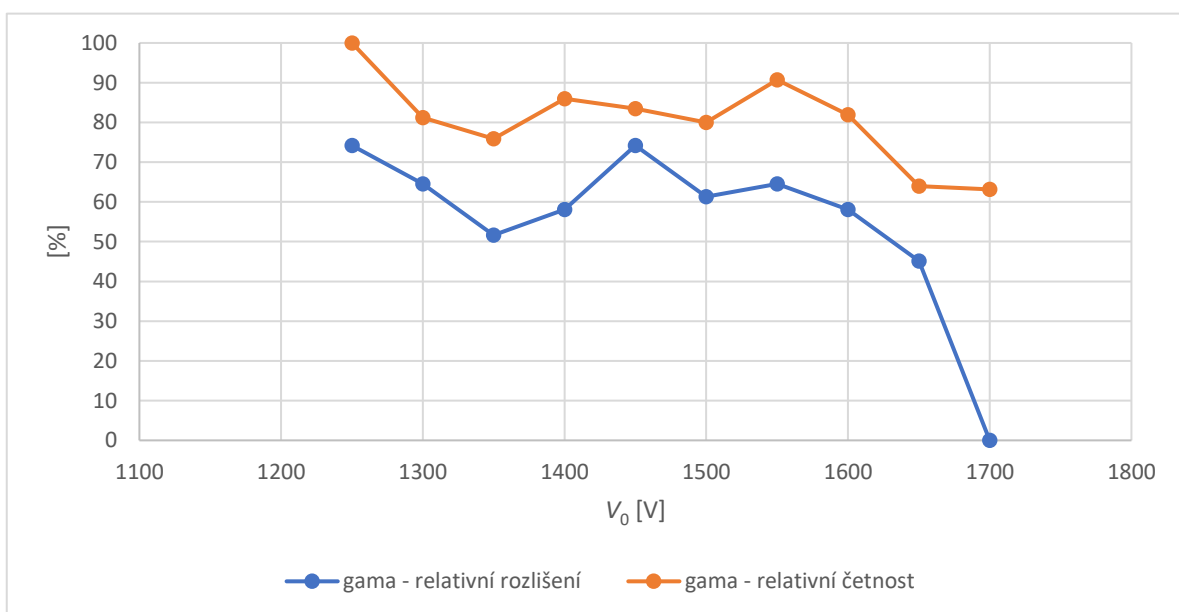
Graf č. 14: Srovnání mnohokanálových spekter směsi argon 90 %; metan 10 %, čistého argonu a čistého kryptonu při přiloženém napětí $V_0 = 1400$ V

Na první pohled lze vidět, že náplň tvořená čistým kryptonem má ze všech tří náplní nejlepší rozlišení jak pro pík gama záření, tak pro pík rentgenového záření. Zároveň, čistý argon je na tom s rozlišením i četností obou zmíněných píků na první pohled nejhůře – píky jsou nízké a rozšířené. Směs argon 90 % - metan 10 %, představuje oproti čistému argonu viditelné zlepšení rozlišení píku rentgenového záření, zatímco pro pík gama záření se rozlišení téměř nemění.

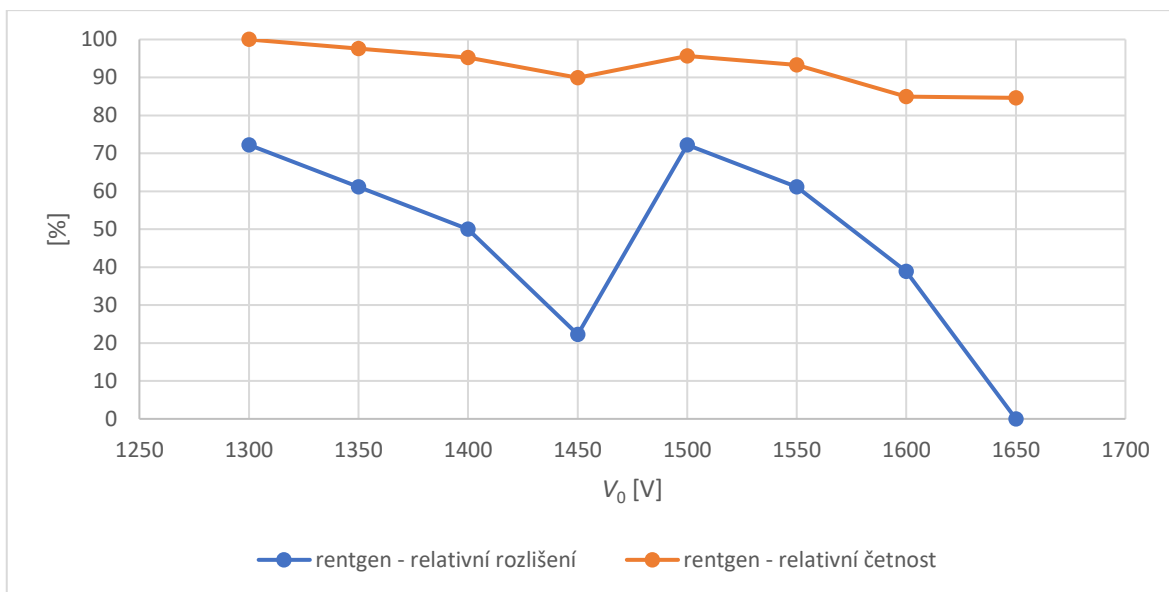
V grafech č. 15, č. 16 a č. 17 jsou křivky plynových náplní krypton a argon 90 % - metan 10 %, které kromě četnosti napěťových impulzů uvažují také rozlišení píku daného rentgenového nebo gama záření.



Graf č. 15: Relativní rozlišení a četnost píku rentgenového záření s použitím plynové náplně kryptonu



Graf č. 16: Relativní rozlišení a četnost píku gama záření s použitím plynové náplně kryptonu



Graf č. 17: Relativní rozlišení a četnost píku rentgenového záření s použitím plynové směsi argon 90 %; metan 10 %

6. Diskuze

K získání křivek, které určují množství napěťových impulzů píků rentgenového a gama záření, ukázaných v grafech č. 5 až č. 12, bylo potřeba pro každou plynovou náplň a každé použité napětí vybrat určité „diskriminační okno“ kanálů, které daný pík obsahuje. Pro tento výběr nebyl použit žádný algoritmus – všechna „okna“ byla vybrána ručně. Každé vyhodnocení je tedy zatíženo těžce definovatelnou chybou experimentátora, který výběrová „okna“ vytvářel.

Chybové úsečky, které byly vykresleny pro křivky „rentgen“, jsou vytvořeny pomocí vybraného „okna“ píku rentgenového záření. Tento pík patří mezi nejvýraznější ve spektru a dobře se s ním pracuje. Toto „okno“ bylo následně zvětšeno a zmenšeno z každé strany o jeden kanál. Nově získaná „okna“ byla od sebe následně odečtena a z výsledků byl proveden aritmetický průměr. Získaný údaj byl následně převeden do procent z četnosti zvoleného „okna“. Samozřejmě, existují mnohem sofistikovanější metody pro analýzu dat a určení chyby měření, ale z časových důvodů jsme se rozhodli právě pro výše popsaný postup.

Graf č. 13 vlastně představuje souhrn voltampérových charakteristik pro dané plyny a jejich směsi, protože počet detekovaných napěťových impulzů je přímo úměrný množství sesbíraných párů elektron – iont na elektrodách detektoru, a tedy protékajícímu proudu v obvodu. V tomto grafu vidíme křivky buď s konstantním, anebo stoupajícím trendem. Oblasti křivek, které mají konstantní trend, se nazývají plató. Bohužel, kvůli omezení použité elektroniky ke zpracovávání získaného signálu, jsme se nedokázali dostat až na konec této oblasti.

V mnohokanálových spektrech proměřovaných plynových náplní se často objevoval tzv. escape pík (únikový pík). Tento pík jsme při vyčítání četností „oken“ rentgenového a gama píku nebrali v potaz, protože vzniká jako druhotný jev přímo v detektoru a nepochází od

ionizujícího záření produkovaného zářičem. Na druhou stranu, v křivkách „vše“ v grafech č. 5 až č. 12 a v grafu č. 13 je tento escape pík zahrnut, protože představuje množství napěťových impulzů, které by v ideálním případě patřilo píku rentgenového záření. Pokud bychom jej v takovém případě neuvažovali, nezískali bychom pravdivou voltampérovou charakteristiku pro danou plynovou náplň.

Relativní četnost a rozlišení v grafech č. 15, č. 16 a č. 17 jsme získali následujícím způsobem. Vybrali jsme nejvyšší četnost v daném výběrovém „okně“ vyšetřovaného píku a vůči němu vyjádřili i ostatní okna.

Rozlišení píku je obecně dáno jako šířka píku v polovině jeho výšky. Šířka píku byla dána v počtech kanálů. Pomocí píku, který takto obsahoval nejvíce kanálů, jsme vyjádřili šířku ostatních píků a dané poměry odečetli od 1. Čím méně kanálů takto vyšetřovaný pík obsahoval, tím lepší bylo jeho rozlišení podle zavedené metody.

S prvotními hodnotami přiloženého napětí se často stávalo, že mnohokanálová spektra daných plynových náplní byla neúplná nebo bylo velmi problematické určit šířku vyšetřovaného píku. Z tohoto důvodu křivky grafů č. 15, č. 16 a č. 17 mohou začínat v jiných hodnotách přiloženého napětí, než je počáteční hodnota 1100 V.

Závěr

Celkem bylo naměřeno 103 mnohokanálových spekter vybraných plynových náplní. Opravdu zajímavá byla pouze mnohokanálová spektra směsi argon 90 % - metan 10 % a čistého kryptonu, a to právě díky celkově nejvyšším četnostem detekovaných napěťových signálů (viz graf č. 13). Pro tyto dvě plynové náplně byly vytvořeny grafy č. 15, č. 16 a č. 17, kde je vyšetřována relativní četnost napěťových impulzů od píků rentgenového a gama záření, společně s jejich relativním rozlišením při daném přiloženém napětí V_0 .

Na základě těchto grafů jsem schopen vyslovit následující závěry. Pro detekci gama záření o energii 14,4 keV je nejvhodnější plnit toroidní detektor čistým kryptonem, s přiloženým napětím $V_0 = 1250$ V. Pro detekci rentgenového záření o energii 6,4 keV je nejvhodnější plynovou náplní rovněž čistý krypton s přiloženým napětím $V_0 = 1450$ V nebo směs argon 90 % - metan 10 % s přiloženým napětím 1300 V.

Pro detekci gama záření jsou čistý argon a jeho směsi nevhodné, a to kvůli nízké četnosti napěťových impulzů a rozlišení.

Detektor s plynovými náplněmi byl tedy detailně proměřen a byly stanoveny základní podmínky pro nasazení v experimentech Mössbauerovy spektroskopie. Cíle práce byly tímto splněny.

Seznam použité literatury

[1]: AHMED, Syed Naeem. Physics and engineering of radiation detection. Boston: Academic Press, 2007. ISBN 978-0-12-045581-2.

[2]: GERNDT, Josef a Petr PRŮŠA. Detektory ionizujícího záření. 2., přeprac. vyd. V Praze: České vysoké učení technické, 2011. ISBN 978-80-01-04710-1.

[3]: ASUNDI, R K, J D CRAGGS a M V KUREPA. Electron Attachment and Ionization in Oxygen, Carbon Monoxide and Carbon Dioxide. *Proceedings of the Physical Society* [online]. 1963, **82**(6), 967-978 [cit. 2018-03-17]. DOI: 10.1088/0370-1328/82/6/316. ISSN 0370-1328. Dostupné z:

<http://stacks.iop.org/0370-1328/82/i=6/a=316?key=crossref.96eea349e4f62b77be1519234b1368a6>

[4]: BRUSCHI, L, M SANTINI a G TORZO. Resonant electron attachment to oxygen molecules in dense helium gas. *Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics* [online]. 1984, **17**(6), 1137-1154 [cit. 2018-03-16]. DOI: 10.1088/0022-3700/17/6/024. ISSN 0022-3700. Dostupné z:

<http://stacks.iop.org/0022-3700/17/i=6/a=024?key=crossref.a80f87cd139e6b7c6a134eae0dd762eb>

[5]: SILVA, Marcia Dutra R. Ionizing Radiation Detectors. NENOI, Mitsuru, ed. Evolution of Ionizing Radiation Research [online]. InTech, 2015, 2015-09-17 [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.5772/60914. ISBN 978-953-51-2167-1. Dostupné z:

<http://www.intechopen.com/books/evolution-of-ionizing-radiation-research/ionizing-radiation-detectors>

[6]: ĎAĎO, Stanislav a Marcel KREIDL. Senzory a měřicí obvody. Praha: Vydavatelství ČVUT, 1996. ISBN 80-01-01500-9.

[7]: (učební text) Med Phys 4R06/6R03, Radioisotopes and Radiation Methodology, Chapter 3 – Gas Filled Detectors. Dostupné z:

https://www.science.mcmaster.ca/radgrad/images/6R06CourseResources/4R6Notes3_GasFilled_Detectors.pdf

[8]: DAVYDOV, Y.I. On the First Townsend Coefficient at High Electric Field. *IEEE Transactions on Nuclear Science* [online]. 2006, **53**(5), 2931-2935 [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.1109/TNS.2006.881543. ISSN 0018-9499. Dostupné z:

<http://ieeexplore.ieee.org/document/1710296/>

[9]: L. Kouřil, J. Pechoušek, P. Novák, J. Navařík, P. Kohout. Toroidal proportional gas flow counter for conversion X-ray Mössbauer spectroscopy [cit. 2018-04-11]. (v recenzním řízení)

[10]: BIBICU, I., M.S. ROGALSKI a G. NICOLESCU. Toroidal proportional detector for conversion X-ray and transmission Mössbauer spectroscopy. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* [online]. 1994, **94**(3), 330-332 [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.1016/0168-583X(94)95373-2. ISSN 0168583X. Dostupné z:

<http://linkinghub.elsevier.com/retrieve/pii/0168583X94953732>

[11]: BLAES, L., H. -G. WAGNER, U. GONSER, J. WELSCH a J. SUTOR. Toroidal proportional detector for backscattered Mössbauer γ -and x-rays. *Hyperfine Interactions* [online]. 1986, 29(1-4), 1571-1574 [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.1007/BF02399536. ISSN 0304-3843. Dostupné z:

<http://link.springer.com/10.1007/BF02399536>

[12]: SCHAAF, P., L. BLAES, J. WELSCH, H. JACOBY, F. AUBERTIN a U. GONSER. Experience with a toroidal proportional detector for backscattered Mössbauer ψ -rays and X-rays. *Hyperfine Interactions* [online]. 1990, 58(1-4), 2541-2545 [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.1007/BF02398374. ISSN 0304-3843. Dostupné z:

<http://link.springer.com/10.1007/BF02398374>

[13]: Dudkin, A.Yu., & Cheremisin. Toroidal gas proportional counter. *Pribory i Tekhnika Eksperimenta* [online]. 1994, [cit. 2018-03-19]. ISSN 0020-4412. Dostupné z:

https://inis.iaea.org/search/search.aspx?orig_q=RN:26045293

[14]: F SAULI. Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers [online]. 1975 - 1976, [cit. 2018-03-19]. DOI: 10.5170/CERN-1977-009. Dostupné z:

<http://cds.cern.ch/record/117989/?ln=it>

[15]: (učební text) Physics 441-442, Advanced Physics Laboratory, University of Michigan, X-ray Spectroscopy. 2005. Dostupné zde:

http://instructor.physics.lsa.umich.edu/adv-labs/X-Ray_Spectroscopy/x_ray_spectroscopy_v2.pdf

[16]: (prezentace) Libor Machala – Základy Mössbauerovy spektroskopie. Dostupné zde:

<https://fyzika.upol.cz/cs/system/files/download/vujtek/texty/mbas-z.pdf>

[17]: M. Mašláň. Mössbauerova spektroskopie. Olomouc. Vydavatelství Univerzity Palackého v Olomouci, 1993. [cit. 2018-04-11].

[18]: (tabulka) Recommended Nuclear Decay data ^{57}Co [online]. 2010. Dostupné z:

https://www.ezag.com/fileadmin/ezag/user-uploads/isotopes/isotopes/Isotrak/isotrak-pdf/Decay_Schema_Data/Co-57.pdf