

**Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích  
Přírodovědecká fakulta**



## **Kontrola operativního dozimetru v procesu jakosti**

Bakalářská práce

**Martin Vodvářka**

Školitel: Ing. Zdeněk Čuta, Nemocnice Strakonice, a.s.

České Budějovice 2012

**Vodvářka M.**, 2012: Kontrola operativního dozimetru v procesu jakosti [The check on an operational dosimeter in the process of quality. Bc. Thesis, in Czech] – 72 p., Faculty of Science, University of South Bohemia, České Budějovice, Czech Republic.

## **ANOTACE**

Bakalářská práce „Kontrola operativního dozimetru v procesu jakosti“ se v úvodní části teorie zabývá historickým vývojem stavby částic v mikrosvětě, stručným popisem radioaktivity a tematickým okruhem detekce ionizujícího záření. V praktické části jsou porovnány naměřené hodnoty dozimetru s hodnotami operativního měřiče a následně statisticky vyhodnoceny. Na základě těchto výsledků je možno stanovit návrh protokolů pro metrologicky navázané měřidlo.

## **ABSTRACT**

This bachelor thesis „The check on an operational dosimeter in the process of quality” in its first theoretical part is concerned firstly with the historical development of the elements structure in the micro world, secondly the description of radioactivity and thirdly the topic of the detection of ionizing radiation. The practical part deals with the comparison of the measured dosimeter figures and operational gauger figures and then the statistic evaluation follows. On the basic of these results it is possible to determine the record schemes for metrologically linked measuring gauger.

Prohlašuji, že svoji bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně pouze s použitím pramenů a literatury uvedených v seznamu citované literatury.

Prohlašuji, že v souladu s § 47b zákona č. 111/1998 Sb. v platném znění souhlasím se zveřejněním své bakalářské práce, a to v nezkrácené podobě elektronickou cestou ve veřejně přístupné části databáze STAG provozované Jihočeskou univerzitou v Českých Budějovicích na jejích internetových stránkách, a to se zachováním mého autorského práva k odevzdanému textu této kvalifikační práce. Souhlasím dále s tím, aby toutéž elektronickou cestou byly v souladu s uvedeným ustanovením zákona č. 111/1998 Sb. zveřejněny posudky školitele a oponentů práce i záznam o průběhu a výsledku obhajoby kvalifikační práce. Rovněž souhlasím s porovnáním textu mé kvalifikační práce s databází kvalifikačních prací Theses.cz provozovanou Národním registrem vysokoškolských kvalifikačních prací a systémem na odhalování plagiátů.

České Budějovice, 25. 4. 2012

Podpis: .....

## **PODĚKOVÁNÍ**

Rád bych touto formou poděkoval vedoucímu práce Ing. Zdeňku Čutovi za odborné rady, cenné připomínky a poskytnutí potřebných informací při vypracování mé bakalářské práce.

## OBSAH

1	ÚVOD .....	1
2	ZÁKLADNÍ OBJEVY RADIAČNÍ FYZIKY .....	2
2.1	Svět molekul a atomů .....	2
2.2	Objev elektronu, protonu a neutronu .....	3
2.3	Elementární a fundamentální částice .....	5
2.4	Vývoj atomu .....	6
2.4.1	Thomsonův model atomu .....	6
2.4.2	Rutherfordův planetární model.....	7
2.4.3	Bohrův kvantový model .....	9
2.4.4	Sommerfeldův model atomu .....	10
2.5	Rentgenové paprsky.....	11
2.6	Kvantová fyzika.....	12
2.6.1	Přelom 19. a 20. století .....	12
2.6.2	Kvantová hypotéza .....	13
3	RADIOAKTIVITA .....	14
3.1	Historie radioaktivity .....	14
3.2	Přirozená a umělá radioaktivita .....	14
3.3	Radioaktivní rozpad.....	15
3.4	Jaderné záření a jeho vlastnosti.....	16
3.4.1	Záření alfa.....	16
3.4.2	Záření beta .....	17
3.4.3	Záření gama .....	18
4	IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	20
4.1	Obecná interakce ionizujícího záření s látkou .....	20
4.2	Ionizační účinky záření .....	21
4.3	Druhy detektorů .....	22
4.4	Elektronické detektory .....	25
4.4.1	Ionizační komory .....	26
4.4.2	Geiger – Müllerovy detektory .....	28
4.4.3	Proporcionální detektory .....	29
4.4.4	Scintilační detektory .....	29
4.4.5	Čerenkovovy detektory.....	31
4.4.6	Polovodičové detektory .....	32

4.5	Fotografické detektory .....	33
4.5.1	Filmové dozimetry, RTG filmy .....	34
4.6	Materiálové detektory .....	35
5	DEFINICE JEDNOTEK A VELIČIN, ROZPADOVÝ ZÁKON.....	37
5.1	Veličiny charakterizující zdroje záření .....	37
5.2	Veličiny charakterizující pole záření .....	38
5.3	Veličiny charakterizující působení záření na látku.....	40
5.4	Veličiny používané v radiační ochraně.....	41
5.5	Rozpadový zákon, přeměnová konstanta, poločas rozpadu.....	44
6	PRÁVNÍ PŘEDPISY .....	45
6.1	Atomový zákon.....	45
6.2	System jakosti .....	46
6.3	Metrologie.....	46
7	ZAŘÍZENÍ POUŽITÉ K MĚŘENÍ.....	47
7.1	Dozimetr PM 1203 M.....	47
7.2	Operativní měřič RDS 200 .....	49
7.3	Etalon <sup>133</sup> Ba.....	50
8	NAMĚŘENÉ HODNOTY A STATISTICKÉ VYHODNOCENÍ.....	51
8.1	Užité vztahy .....	51
8.2	Vlastní postup měření .....	52
8.3	Porovnání dozimetru a operativního měřiče.....	59
9	ZÁVĚR.....	62
10	SEZNAM OBRÁZKŮ .....	63
11	SEZNAM TABULEK.....	64
12	SEZNAM PŘÍLOH .....	64
13	SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY.....	65

# 1 ÚVOD

Okolní svět vnímáme svými smysly, vysvětlujeme svým rozumem a ovlivňujeme jej zpět svou činností. Je to svět naší denní zkušenosti, běžných rozměrů, časových intervalů, rychlostí a energií. O našem „běžném“ světě hovoříme jako o makrosvětě, ve kterém platí zákony klasické fyziky.

Kdybychom se dokázali zmenšit do velikosti mikrosvěta, pohled na makrosvět bychom asi jen těžko pochopili. Je zde mnoho různorodých jevů, zcela odporujícím „zdravému rozumu“. Poznat mikrosvět nám umožňují fyzikální teorie a experimentální metody. Jeho zákonitosti popisuje kvantová fyzika, která se zrodila počátkem dvacátého století. [1]

Jedním z jevů mikroskopického světa je ionizující záření, jehož kvanta mají energii postačující k ionizaci atomů nebo molekul ozářené látky. Nebezpečí pro lidský organismus hrozí z vnějšího ozáření ionizujícím zářením, popř. kontaminací (vnější nebo vnitřní) těla rozptýlenou radioaktivní látkou. Podle způsobu ozáření se posuzuje, zda byl lidský organismus zasažen celotělově, lokálně nebo jen povrchově. Kvůli bezpečnosti a ochraně zdraví osob je třeba toto záření měřit. Přístroje, k tomu určené se nazývají dozimetry.

Dozimetr je jednoduchý detekční přístroj, který měří dávku nebo dávkový příkon ionizujícího záření v jednotkách [Gy, Sv], kdy  $1 \text{ Gy} \cdot \text{h}^{-1} = 1 \text{ Sv} \cdot \text{h}^{-1}$ . Jedná se o speciální typ radiometru, jenž se používá při radiační kontrole pro posouzení účinků záření, zejména pak na živou tkáň.

V prostředí kolem nás, se běžně setkáváme s radioaktivitou, což je schopnost některých atomových jader vysílat záření, přičemž se nestabilní jádra postupně mění ve stabilní jádra jiných prvků. Radioaktivita životního prostředí je tvořena součtem účinků přírodních a umělých zdrojů jaderného záření. Můžeme zjistit, jaké úrovně dosahuje a přístrojově ji změřit. Je přirozenou součástí našeho života již od dávných dob.

Cílem bakalářská práce je z krátkodobého hlediska, pomocí dozimetru a na něm metrologicky navázaném operativním měřiči, určit stabilitu těchto přístrojů v závislosti na etanolu  $^{133}\text{Ba}$  a statisticky vyhodnotit naměřená data. Z výsledků naměřených hodnot vytvořit návrh metodického postupu pro tvorbu protokolů navázaných měřidel. V práci jsou dále popsány detektory ionizujícího záření, veličiny používané v dozimetrii a radiační ochraně, konkrétní přístroje použité k měření a s nimi související právní předpisy.

## 2 ZÁKLADNÍ OBJEVY RADIAČNÍ FYZIKY

### 2.1 Svět molekul a atomů

Již v dávných dobách se řeční filozofové domnívali, že látku není možné donekonečna dělit a její složení musí být konečné, protože by nezbylo nic, co by neslo vlastnosti látky. Demokritos (asi 460 – 370 let př. n. l.), Epikuros (341 – 270 let př. n. l.) a další se domnívali, že by měly existovat konečné tvrdé částičky, atomy (řecky atomos = nedělitelný). Experimentálně ovšem toto tvrzení nemohli potvrdit, proto zůstalo jen u filozofické teorie. Opačný názor, že látku lze dělit neomezeně, vyslovil Demokritův krajan Aristoteles (384 – 322 př. n. l.) a toto jeho učení vládlo celému středověku.

V 17. století se snažili ve svých prvních atomistických pokusech Robert Boyle (1672 – 1691) a Isaac Newton (1642 – 1727) interpretovat teplo jako vnitřní pohyb, ale skutečný pokrok zaznamenal až Daniel Bernoulli (1700 – 1782), který ztotožnil vzduch s "pružnou kapalinou", jejíž částice se "neobyčejně rychle pohybují v různých směrech". Michail Lomonosov (1711 – 1765) vytváří o pár let později (1745 – 1747) důsledný mikroskopický popis, jenž má za následek celou řadu kvalitativních i kvantitativních závěrů. Lomonosov spojoval teplo pouze s rotačním a vibračním pohybem částic. Ve svých úvahách nebral v úvahu translační pohyb, i přesto dokázal vysvětlit například pružnost plynů nebo předpovědět odchylky od Boyleova – Mariotova zákona způsobené konečnou velikostí molekul.

K úvahám o vnitřní stavbě látek dopomohlo studium geometrické pravidelnosti krystalů. Na základě skutečnosti, že krystaly téže látky vykazují tutéž symetrii, bez ohledu na velikost vyslovil Robert Hooke (1635 – 1703) domněnku, že jsou pravidelným vrstevnatým uspořádáním drobných částic. Za zakladatele vědecké krystalografie je ale považován René Just Haüy (1743 – 1822), který empirickým zjištěním uvedl, že krystaly lze poměrně snadno štípat podél určitých význačných směrů. Podle jeho názoru by postupné štípání krystalu na menší a menší části mělo nakonec vést k nejmenšímu stavebnímu bloku.

Chemický atomizmus, poskytuje nepřímý důkaz existence atomů. Francouzský chemik Joseph Louis Proust v roce 1799 zjistil při studiu reakcí vzniku oxidů a solí, že reagující látky se slučují jen v určitých hmotnostních poměrech a objevil tak chemický zákon stálých poměrů slučovacích. Anglický chemik John Dalton (1766 – 1844) dále zjistil, že některé prvky se mohou slučovat i v několika různých poměrech a vznikl tak zákon násobných poměrů slučovacích. Oba tyto zákony je možné vyložit tak, že látky se skládají z atomů o



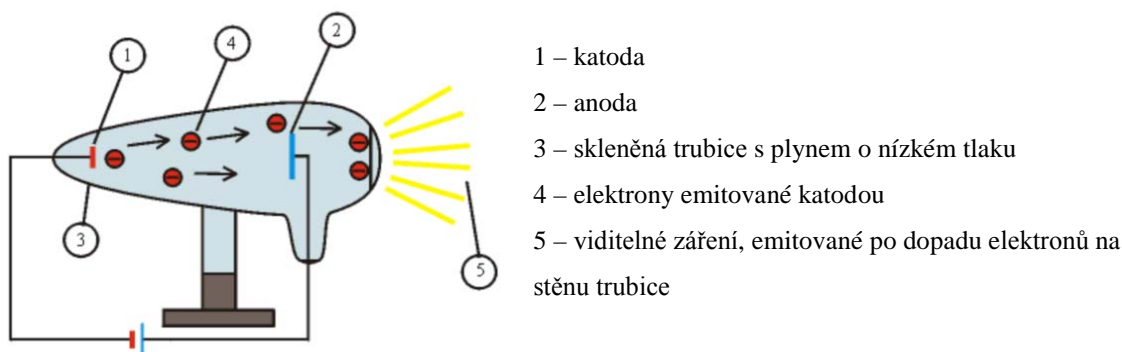
určitých hmotnostech a obě reagující množství mají stejný nebo násobný počet atomů. Výsledné atomy prvků se pak sloučí v molekuly.

Z fyziků se později začal mikroskopickému pojetí věnovat Rudolf Emanuel Clausius (1822 – 1888), jeden z hlavních tvůrců termodynamiky. Jeho nová teorie plynů předpokládá, že se plyn skládá z molekul, které se pohybují přímočaře s konstantní rychlostí. Jejich rychlost se mění při srážce s jinou molekulou nebo při nárazu do nepropustné stěny. Matematicky poté odvozuje tlak plynu pomocí jeho objemu a střední hodnoty vnitřní energie. Na jeho práce navázal James Clerk Maxwell (1831 – 1879), který v roce 1860 vytvořil zákonem rozdělení rychlostí, když odstranil z kinetické teorie plynů hypotézu, že všechny molekuly mají stejně velkou hmotnost. Ludwig Eduard Boltzmann (1844 – 1906) završil svým dílem molekulárně-kinetickou teorii plynů, když se v letech 1868 – 1871 pokoušel zobecnit Maxwellovo rozdělení rychlostí pro případ, že se plyn nachází ve vnějším silovém poli. Výsledkem prací se stala mnohem obecnější fyzikální disciplína – statická mechanika. Avšak vědci v té době naráželi na přívržence makroskopického pojetí fyziky, kteří jejich práce označovali za nevědecké a snažili se je zdiskreditovat, protože popírali samotnou existenci atomu. [1]

## 2.2 Objev elektronu, protonu a neutronu

### ▪ Elektron

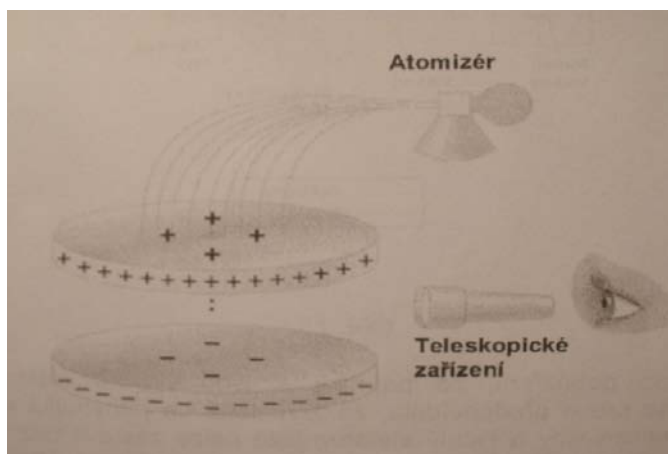
V polovině 19. století pozoroval Heinrich Geissler (1814 – 1879) stejně jako další fyzici tzv. katodové paprsky. Při experimentu byla používána katodová trubice, což je skleněná trubice nebo baňka, ve které jsou elektrody. Pokud byl vzduch nebo i jiný plyn uvnitř trubice naředěn (přibližně na tisícinu atmosférického tlaku) a na elektrody bylo připojeno vysoké napětí (vyšší než přibližně 1000 V), začal plyn v trubici zářit. William Crookes (1832 – 1919) zjistil kolem roku 1880, že v katodové trubici při dalším snížení tlaku začíná kromě plynu uvnitř světélkovat i skleněná stěna baňky v místech, která leží naproti záporné elektrodě neboli katodě (obr. č. 2.1). Předpokládal tedy, že katoda emituje katodové záření neboli katodové paprsky. Z dalších provedených experimentů vyplynulo, že záření přenáší energii, což se projevilo roztáčením lopatky miniaturního mlýnku a také elektrický náboj, protože dráha nabitých částic záření se zakřivuje v magnetickém poli.



Obr. č. 2.1, Katodová trubice, převzato a upraveno z [2]

Na základě těchto a dalších experimentů vyslovil J. J. Thomson v roce 1897 předpoklad, že záření je tvořeno proudem rychle letících nabitých elektrických částic se záporným nábojem. Studium pohybu těchto částic určil jejich hmotnost a náboj, kdy jeho velikost je rovna elementárnímu elektrickému náboji. Nové částice dostaly název elektrony. [2]

V roce 1910 Robert Andrews Millikan (1868 – 1953) provedl mnoho pokusů s malými kapičkami oleje nesoucí nepatrné elektrické náboje (obr. č. 2.2). Kapičky se vznášely ve zředěném vzduchu mezi vodorovnými deskami kondenzátoru, kdy při nenabitém stavu padaly dolů a pod vlivem elektrického pole stoupaly vzhůru. Ozařováním rentgenovými paprsky mohl náboje kapiček měnit. Mohl tak změřit náboje kapiček, čímž zjistil, že jsou malými celými násobky záporného elementárního náboje. Pokusy tedy prokázaly, že elektrický náboj je kvantován a Millikan mohl změřit náboj elektronu a ze znalosti měrného náboje určit i jeho hmotnost. Pro náboj elektronu vyjde experimentální hodnota  $e^- = -1,602 \cdot 10^{-19} \text{ C}$  a hmotnost je pak  $m = 9,1 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$ . [1]



Obr. č. 2.2, Millikanův experiment, převzato a upraveno z [1]

#### ▪ Proton

Proton  $p^+$  je ve fyzice částice s kladným elementárním elektrickým nábojem  $+1,602 \cdot 10^{-19}$  C, složená ze tří kvarků (duu) a hmotností  $938 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$ , kde  $1,673 \cdot 10^{-27}$  kg, odpovídá přibližně hmotnosti 1836 elektronů. Proton je považován za stabilní částici. Podle některých teorií se ovšem může rozpadat s poločasem rozpadu přes  $10^{35}$  roků. Ověření této hypotézy je však mimo rozlišovací schopnosti současných experimentálních zařízení, proto rozpad protonu nebyl dosud pozorován. Proton objevil Ernest Rutherford (1871 – 1937) v roce 1918. Pozoroval, že alfa částice vystřelované do plynného dusíku, se v jeho scintilačním detektoru jeví stejně jako jádra vodíku. Rutherford určil, že zdrojem jader vodíku musí být dusík, a proto musí obsahovat jádra vodíku. Myslel si, že jádra vodíku, o nichž věděl, že mají atomové číslo 1, jsou elementární částice, proto je pojmenoval proton, dle řeckého protos, neboli první. [3]

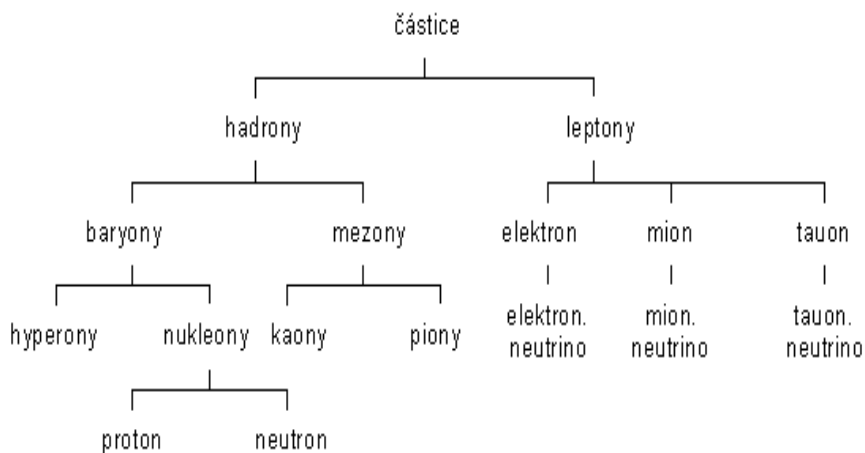
#### ▪ Neutron

Neutron  $n$  je jedna ze základních stavebních částic atomového jádra, částice s nulovým elektrickým nábojem (tzn. neutrální částice), složená ze tří kvarků (ddu) a hmotností  $940 \text{ MeV} \cdot c^{-2}$ , jen mírně víc než proton se svými  $1,675 \cdot 10^{-27}$  kg, odpovídající přibližně hmotnosti 1839 elektronů. Volné neutrony jsou nestabilní s poločasem rozpadu  $881,5 \pm 1,5$  sekund (zhruba 15 minut), přičemž se rozpadá na proton, elektron a elektronové antineutrino. Tento proces (tzv. beta rozpad) způsobuje radioaktivní přeměnu některých jader. Ač byl neutron teoreticky předpovězen už na přelomu 19. a 20. století, experimentální důkaz a vysvětlení podal až James Chadwick (1891 – 1974) v roce 1932. Při ostřelování jader berylia alfa částicemi objevil částici v jádře, tu pojmenoval neutron. Měření, která neutron detekovala, provedli před tím i další fyzikové, ale mylně jej prezentovali jako gama záření. [4]

### 2.3 Elementární a fundamentální částice

Pojem elementární částice vždy představoval již dále nedělitelný útvar bez vnitřní struktury, kterým se dalo vysvětlit složení veškeré hmoty. Původní představa, že základní stavební jednotkou je atom, se změnila s poznáním jeho vnitřní struktury. Úlohu elementárních částic na jistou dobu převzaly elektron, proton a neutron. V kosmickém záření pak byly objeveny částice jako pozitron (antičástice elektronu), mezon  $\mu$  a mezon  $\pi$ . V padesátých letech byly uvedeny do provozu velké urychlovače částic, což zapříčinilo objevení mnoho dalších částic. Dnes je známo přibližně sto různých částic a zhruba stejný počet antičástic. Název „elementární“ zůstal pro částice spíše z historických důvodů.

Částice se dělí na dvě skupiny (obr. č. 2.3) – leptony (z řečtiny: lehký) a hadrony (z řečtiny: velký, silný). Hlavním kritériem je typ interakce, které mezi částicemi mohou působit – mezi leptony je slabá a naopak mezi hadrony silná.



Obr. č. 2.3 Rozdělení částic, převzato a upraveno z [1]

Pro leptony je podstatné, že nemají vnitřní strukturu a vyhovují tedy představě základní stavební částice hmoty, proto se označují jako fundamentální.

Zhruba dvě stovky hadronů se dělí na mezony a baryony. Nejlehčí baryon je proton, o něco málo těžší je neutron. Tyto dva baryony se označují společným názvem nukleony, protože z nich jsou složena všechna atomová jádra. Baryony s hmotností větší než nukleony se nazývají hyperony. Existence velkého počtu hadronů a antihadronů je podle současných představ dána tím, že mají vnitřní strukturu. Tvoří je malý počet fundamentálních částic druhého typu tzv. kvarků. Existuje šest různých kvarků a hlavní příčinou jejich soudržnosti v hadronech je silná interakce. [1]

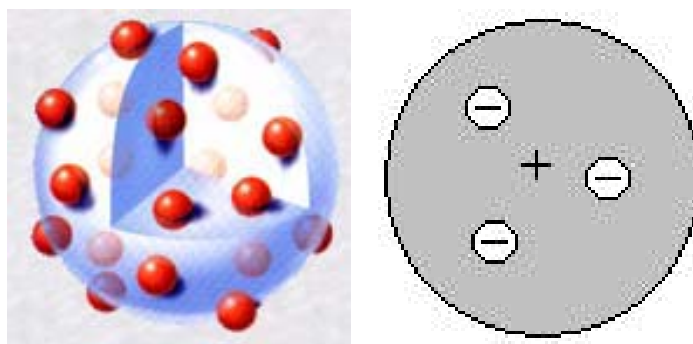
## 2.4 Vývoj atomu

### 2.4.1 Thomsonův model atomu

Joseph John Thomson (1856 – 1940) jako první významně pronikl do struktury atomu již zmíněným objevem částice se záporným elektrickým nábojem – elektronem a také zjištěním, že jej obsahují všechny atomy.

Thomsonova představa byla, že atom je kladně nabitá koule, která představuje téměř veškerou jeho hmotnost, uvnitř jehož jsou rovnoměrně rozptýleny záporně nabitě elektrony (obr. č. 2.4). Kladné a záporné náboje se navzájem vyruší a atom se chová jako elektricky

neutrální. Elektromagnetické záření, které atom vydává, má podle těchto představ původ v kmitavých pohybech elektronů. [1]

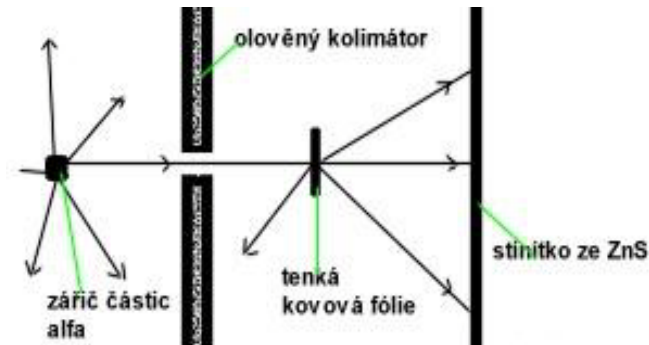


Obr. č. 2.4, Thomsonův model atomu, převzato a upraveno z [5]

Model J. J. Thomsona, který je často nazývaný jako „pudinkový model“, dobře vystihl základní vlastnosti atomu, ale z pozdějších pokusů vyplynulo, že tato představa neodpovídá skutečnosti.

#### 2.4.2 Rutherfordův planetární model

Ernest Rutherford (1871 – 1937) provedl se svými spolupracovníky Johannesem Wilhelmem Geigerem (1882 – 1945) a Ernestem Marsdenem (1889 – 1970) detailnější experimentální průzkumy struktury atomů. K výzkumu nitra atomu použili částice alfa. Geiger a Marsden studovali v roce 1909 rozptyl záření  $\alpha$  při jeho průchodu tenkými kovovými fóliemi tloušťky několik desetin mikrometru. Zdroj záření alfa byl umístěn za olověnou deskou, která měla malý otvor, takže dostali úzký svazek částic alfa (obr. č. 2.5). Tento svazek směřoval na tenkou zlatou fólii. Na opačné straně fólie bylo umístěno pohyblivé stínítko ze sirníku zinečnatého, které vydává po dopadu částice alfa viditelný světelný záblesk. Očekávalo se, že většina částic alfa projde přímo fólií, zatímco zbytek bude maximálně vykazovat jen malé odchylky. Toto chování plyne z Thomsonova modelu atomu, kde se předpokládá, že jsou náboje rovnoměrně rozdělené po celém jeho objemu. Pokud by byl tento model správný, působily by při průchodu tenkou kovovou fólií na částice alfa jen slabé elektrické síly a počáteční hybnost částic alfa by měla stačit k jejich průletu jen s nepatrnými odchylkami od původní dráhy.

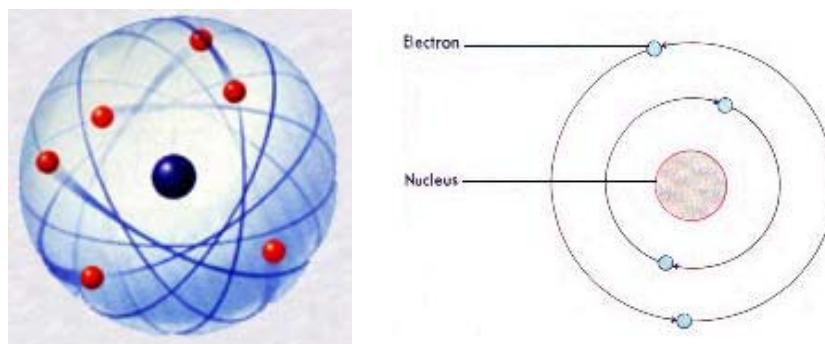


Obr. č. 2.5, Ruthefordův pokus, převzato a upraveno z [6]

Ve skutečnosti však Geiger s Marsdenem zjistili, že i když většina částic opravdu prochází fólií bez odchylek, některé z nich se rozptylují o veliký úhel a několik částic bylo dokonce rozptýleno do zpátečního směru. Protože jsou alfa částice poměrně těžké (více než 70 000 krát těžší než elektron) a v popisovaném experimentu se pohybovaly vysokou rychlostí, bylo jasné, že na ně musely působit velké síly, aby mohlo dojít k tak velkým odchylkám. Toto však bylo v rozporu s Thomsonovým modelem. [6]

Na základě tohoto zjištění navrhl Rutherford obraz atomu, který je složený z velice drobného, ale těžkého jádra s kladným nábojem a elektronů nacházejících se v poměrně velké vzdálenosti od jádra (obr. č. 2.6). V jádře je soustředěna téměř veškerá hmotnost atomu a právě v jeho blízkosti, kde jsou velmi vysoké intenzity elektrického pole, dochází k účinnému rozptylu alfa částic, které prolétávají těsně kolem jádra.

Tento model však byl v rozporu s klasickou elektrodynamikou. Každý elektron obíhající kolem jádra by měl vytvářet elektromagnetické pole, které by se projevilo vyzařováním elektromagnetických vln, odnášejících kinetickou energii obíhajícího elektronu. Takto brzděný elektron by ve spirále obíhal stále blíže a blíže k jádru, až by elektron nakonec dopadl na jádro. Nic takového však ve skutečnosti neprobíhá. [1]

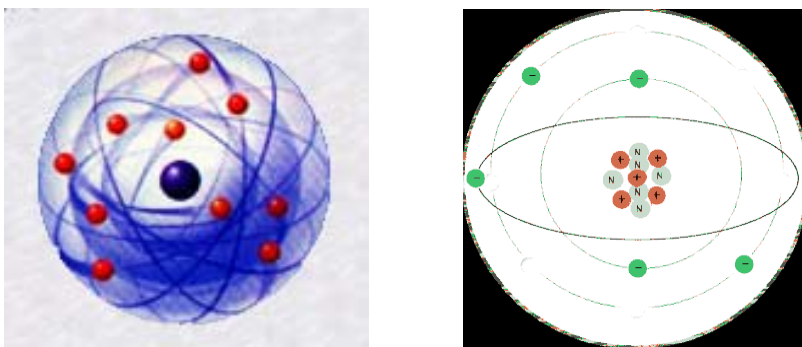


Obr. č. 2.6, Rutherfordův planetární model, převzato a upraveno z [5]

### 2.4.3 Bohrův kvantový model

Nedostatek Rutherfordova modelu napravil v roce 1913 dánský fyzik Niels Bohr (1885 – 1962), kdy prezentoval svůj kvantový model (obr. č. 2.7), který doplnil původní planetární model atomu o tři důležité postuláty:

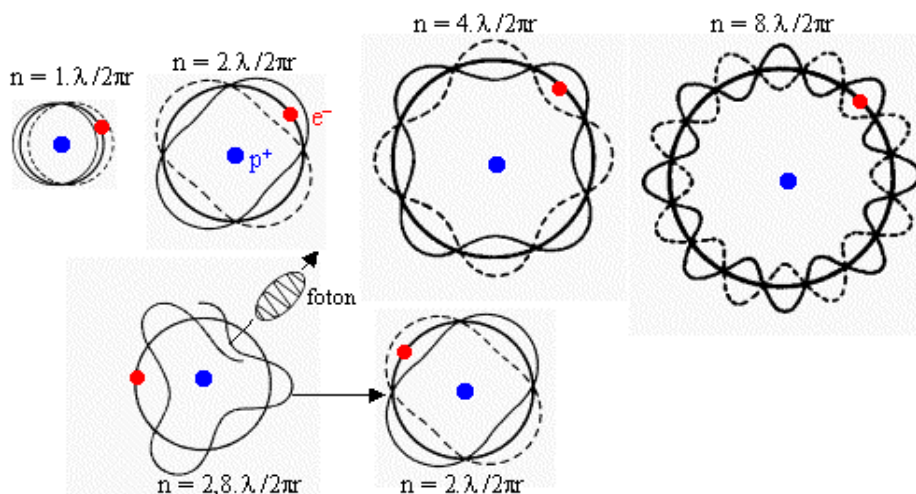
- *Elektron nemůže kolem jádra obíhat po libovolných drahách, ale po pevně daných (kvantovaných) drahách s přesně určenými diskrétními hodnotami poloměru.*
- *Takové dráhy (elektronové orbity) jsou stacionární a elektron při oběhu na nich nevyzařuje elektromagnetické vlny.*
- *Pouze při přechodu elektronu na jinou kvantovou dráhu, v níž má elektron nižší energii, vyzáří atom foton, jehož energie se rovná úbytku energie elektronu.*



Obr. č. 2.7, Bohrův kvantový model, převzato a upraveno z [5]

Opačný přechod je možný jen tehdy, získá-li elektron potřebný rozdíl energie. Ten získá nárazem jiné částice nebo pohlcením fotonu s příslušnou energií. Bohrův model úspěšně vysvětluje základní kvantové vlastnosti stavby atomu. [1]

V dnešním pohledu na Bohrův model šlo o kvantování momentu hybnosti, elektron se mohl vyskytovat jen na takové dráze, kde byla jeho projekce momentu hybnosti do určité osy rovna celému násobku Planckovy konstanty  $\hbar = 1,0546 \cdot 10^{-34}$  J·s (toto je symbol tzv. redukované Planckovy konstanty, která se vyskytuje v kvantové mechanice). Jiná představa o modelu je získaná z duality vln a částic, kdy se elektron někdy může projevovat jako částice a někdy jako vlna. V Bohrově modelu musí být vlnová délka  $\lambda$  této vlny celistvým násobkem obvodu „povolených“ drah, tedy vlna se beze zbytku jakoby namotává na obvod dráhy (obr. č. 2.8) a elektron na těchto drahách nezáří. K vyzáření může dojít jen při přeskoku elektronu mezi dvěma jeho možnými drahami.



Obr. č. 2.8, Vlnová délka Bohrova modelu, převzato a upraveno [1]

Bohrův model úspěšně popsal spektrum atomu vodíku, nicméně pro popis dalších kvantových systémů musela vzniknout regulérní kvantová teorie, ať již založená na Schrödingerově vlnové rovnici nebo na Heisenbergově maticové mechanice. Kvantová teorie určuje jen pravděpodobnost výskytu elektronu v atomárním obalu a neřeší jeho konkrétní trajektorii, ta v kvantové teorii ztrácí smysl. Podle Heisenbergových relací neurčitosti nemůžeme nikdy současně poznat polohu částice a její hybnost, tím pádem nám znemožňuje nadále používat pojem polohy elektronu v atomárním obalu. [7]

#### 2.4.4 Sommerfeldův model atomu

Německý fyzik Arnold Sommerfeld (1868 – 1951) nahradil kruhové dráhy Bohrova modelu atomu eliptickými, čímž zdokonalil kvantově mechanický model atomu. Očekával, že se tak zjemní kvantování drah, jednak co do velikosti hlavní poloosy a také co do tvaru dráhy vymezeném excentricitou, což ve svých důsledcích povede i v teorii k rozštěpení spektrálních čar. V roce 1916 definoval magnetické kvantové číslo a vnitřní kvantové číslo. Svojí teoretickou prací se pokusil vysvětlit význam vnitřního kvantového čísla, což vedlo k objevu spinu elektronu.

Každý elektron je v tomto modelu charakterizován čtyřmi kvantovými čísly  $n$  – hlavní,  $l$  – vedlejší,  $m$  – magnetické a  $s$  – spinové (Tab. 1)



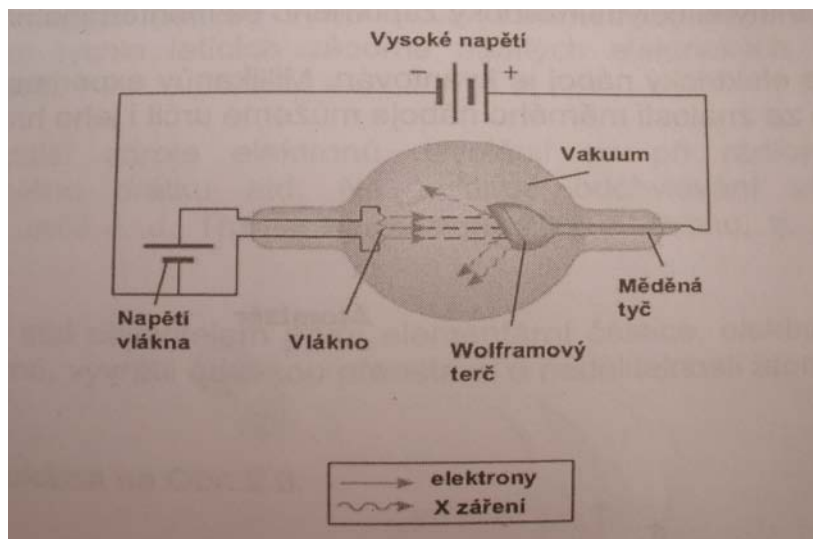
Tab. 1: Kvantová čísla a jejich parametry, převzato a upraveno z [8]

Kvantové číslo	Název	Možné hodnoty	Význam
n	hlavní	$n = 1, 2, 3, \dots$	určuje energii a velikost orbitalu
l	vedlejší	$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$	určuje tvar orbitalu
m	magnetické	$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$	určuje orientaci orbitalu v prostoru
s	spinové	$s = \pm \frac{1}{2}$	určuje moment hybnosti elektronu

Ukázalo se však, že ani tento předpoklad nesplnil očekávání, až teprve po zavedení relativistických rovnic se částečně podařilo jemnou strukturu čar vysvětlit. Vysoká rychlost elektronů totiž ovlivňuje jeho hmotnost a vyvolává tím stáčení eliptické dráhy do růžice. Díky změnám excentricity při přechodu z jednoho oběhu do druhého (hlavní poloosy zůstávají stejné) může elektron nabývat různé hodnoty energie na téže kvantové dráze. Nepodařilo se ale vysvětlit řadu tzv. dubletů (dvě spektrální čáry těsně u sebe, rozeznatelné jen na silných spektrografech). [8]

## 2.5 Rentgenové paprsky

V roce 1895 zaznamenal svůj nejvýznamnější objev německý fyzik Wilhelm Conrad Röntgen (1845 – 1923). Studoval katodové paprsky – tedy světlo, které vychází z jedné ze dvou elektrod, uzavřených ve vakuu ve skleněné trubici a napojených na vysoké napětí (obr. č. 2.9). Ve svém pokusu zatemnil laboratoř a katodovou trubici zabalil do černého papíru, aby z ní neunikl ani paprsek světla. Když zapnul proud, na pracovním stole se rozsvítil nazelenalý obláček. Světélkovalo malé stínítko z lepenky pokryté solí barya. Bylo zřejmé, že z trubice kromě katodového záření vycházelo ještě záření zcela jiného druhu. Neviditelné paprsky, které procházely černým papírem a dopadaly na stínítko. Tím Röntgen objevil nový druh záření, které nazval paprsky X, neboť netušil, jak vlastně vznikají, i když správně předpokládal, že by to mohl být určitý druh záření podobný světlu, ale s mnohem kratší vlnovou délkou. Měly několik pozoruhodných vlastností, kdy např. působily na fotografické desky nebo ionizovaly vzduch, dále pak pronikaly různými materiály a dokonce i lidským tělem. Zjistil také, že paprsky procházejí i jinými materiály kromě olova.



Obr. č. 2.9, Studium katodových paprsků, převzato a upraveno z [1]

Brzy po objevu se začaly využívat ve vědeckém výzkumu, technice a lékařství. Za objev těchto paprsků, které byly na jeho počest pojmenovány rentgenovými, získal v roce 1901 jako vůbec první vědec Nobelovu cenu za fyziku. [9]

## 2.6 Kvantová fyzika

### 2.6.1 Přelom 19. a 20. století

Na začátku 20. století byla představa o částicové struktuře látek pouze v oblasti hypotéz a rozdělovala tehdejší vědeckou komunitu na nadšené příznivce, zaryté odpůrce a také váhavý zbytek. Před rokem 1920 byla představa, že „scénou“ na které vystupuje vesmír, je trojrozměrný geometrický prostor popsán ještě Euklidem (asi 325 př. n. l. – asi 260 př. n. l.) a věci se mění v prostředí, které nazýváme časem. Vystupující prvky jsou částice – atomy, které mají určité vlastnosti a to především setrvačnost. Pohyb je zachován ve stejném směru, dokud na něj nepůsobí síly. Šlo o sílu vzájemného působení, která udržuje atomy v jejich různých kombinacích a také o sílu dalekého dosahu – gravitace.

Albert Einstein (1897 – 1955) pozměnil obraz trojrozměrného prostoru a nezávislého času nejdříve na kombinaci, která je nazvaná prostoročas a dále na zakřivený prostoročas, aby vystihl gravitaci. Zjistilo se ale, že zákony pro pohyb částic jsou nepřesné. Newtonovy zákony neplatí ve světě atomů. Věci se v malém měřítku chovají úplně jinak, než ve velkém měřítku. Těsně po roce 1920 se datuje vznik kvantové mechaniky, která má mnoho zvláštností. Jednou z nich je, že vylučuje předpoklad, že částice má určitou polohu a určitou rychlost, je zapsána vztahem (2.1)

$$\Delta x \cdot \Delta p = \frac{h}{2\pi}, \quad (2.1)$$

kde  $h = 6,6261 \cdot 10^{-34}$  J·s (Planckova konstanta),  $\Delta x$  je neurčitost polohy a  $\Delta p$  je neurčitost hybnosti. Vysvětluje se tím, že elektrony nejsou v jádře atomu. Kdyby elektrony byly v jádru, znali bychom přesně jejich polohu a princip neurčitosti by potom vyžadoval, aby měli velmi velkou, ale neurčitou hybnost. To znamená velmi velkou kinetickou energii, pomocí které by se od jádra odtrhly. [1]

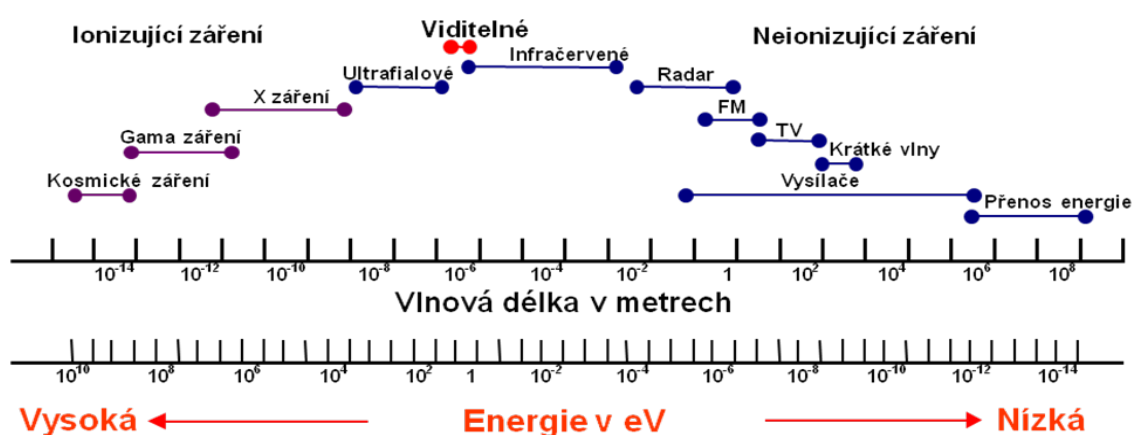
## 2.6.2 Kvantová hypotéza

Částice, z nichž je vytvořena látka, na sebe působí vzájemnými silami. Tyto síly vysvětlujeme tak, že částice kolem sebe vytvářejí silová pole a jejich prostřednictvím působí na jiné částice. Mezi velmi důležité pole patří elektromagnetické, které se může šířit v podobě elektromagnetických vln jako záření. Ve vakuu se všechny elektromagnetické vlny šíří rychlostí světla, přičemž platí vztah (2.2)

$$\lambda = \frac{c}{\nu}, \quad (2.2)$$

kde  $\lambda$  je vlnová délka,  $c = 3 \cdot 10^8$  m·s<sup>-1</sup> je rychlost světla,  $\nu$  je kmitočet.

Podle vlnových délek rozlišujeme celé spektrum elektromagnetických vln (obr. č. 2.10).



Obr. č. 2.10, Elektromagnetické spektrum, převzato a upraveno z [1]

Elektromagnetické záření vysílají všechna tělesa. Při dopadu na těleso se elektromagnetické záření může odrazit nebo pohltit. Důležitým případem je záření

rovnovážné, které je nazýváno také zářením černého tělesa. Takové záření vzniká třeba v uzavřené dutině se zahřátými stěnami.

Bylo objeveno, že takové spektrum záření závisí pouze na teplotě tělesa, nikoliv na jeho chemickém složení nebo na jiných okolnostech experimentu. Spektrum tohoto záření je spojité, těleso vyzařuje na všech vlnových délkách, ale má různou intenzitou.

Vzájemnou závislost mezi energií rovnovážného záření na vlnové délce objevil až na základě kvantové hypotézy Max Planck (1858 – 1947). Kvantová hypotéza spočívala v tom, že záření vydávané a pohlcované jednotlivými atomy zahřátého tělesa nemůže mít libovolnou energii, ale je vždy vydáváno a pohlcováno v určitých dávkách neboli kvantech. Energie tohoto kvanta záření je úměrná jeho frekvenci přičemž platí vztah (2.3)

$$E = h \cdot \nu, \quad (2.3)$$

kde  $E$  je energie kvanta záření,  $h$  je Planckova konstanta,  $\nu$  je frekvence záření.

Tímto objevem se datuje vznik kvantové fyziky. [1]

### **3 RADIOAKTIVITA**

#### **3.1 Historie radioaktivity**

V roce 1896 studoval Henri Becquerel (1852 – 1908) fluorescenci uranových solí a přitom víceméně náhodou objevil přirozenou radioaktivitu. Vložil fluorescenční minerál mezi fotografické desky a dále pak, zkoumal fotografickou desku, která přišla do styku se solemi. Zjistil, že na ní došlo k chemickým změnám, ačkoliv nebyla ozářena světlem. Z toho usoudil, že soli vyzařují záření jiné než světelné povahy. Studium tohoto nově objeveného záření si následně zvolila za téma disertační práce Marie Curie-Sklodowska (1867 – 1934), která byla žena jeho kolegy Pierra Curie (1859 – 1908). Po několika měsících výzkumu potvrdila, že toto záření je vlastností více chemických prvků a nazvala tuto jejich vlastnost radioaktivitou. Manželé Curieovi později objevili ještě prvky polonium a radium. V roce 1903 všichni tři obdrželi za tyto objevy Nobelovu cenu za fyziku. [10]

#### **3.2 Přirozená a umělá radioaktivita**

Atomy všech látek se skládají ze tří druhů částic – protonů, neutronů a elektronů, ale ne vždy jsou vytvořena stabilní jádra. Lehká jádra se skládají z přibližně stejného počtu protonů a neutronů, v těžších jádrech se podíl neutronů stále zvyšuje. Je to nutné proto, že kladně nabitě protony se navzájem elektrostaticky odpuzují a toto odpuzování je v jádrech s

více než deseti protony již tak silné, že ke stabilitě jádra je zapotřebí přebytku neutronů, které vytvářejí přitažlivé síly. Hranicí schopnosti neutronů udržet jádro stabilní je izotop vizmutu  ${}_{235}^{85}\text{Bi}$ , který je nejtěžším stabilním nuklidem. Všechna těžší jádra jsou nestabilní a samovolně se rozpadají na jádra lehčí, která jsou stabilní nebo ke stabilní sestavě jádra vedou. Tento jev se nazývá přirozená radioaktivita.

Dalším druhem je radioaktivita umělá, kdy nestabilita atomového jádra je vyvolána nejčastěji jadernou reakcí, tedy uměle. Bombardováním jader některých stabilních prvků intenzivním proudem např. neutronů, mohou vznikat nové radioaktivní izotopy prvků, které se nazývají radioizotopy. Zákonitosti jsou pro oba druhy radioaktivity shodné. [11]

### 3.3 Radioaktivní rozpad

Radioaktivní rozpad mění chemickou podstatu látky, je nezávislý na vnějších podmínkách (tlak, teplota nebo vlhkost) a je doprovázen emisí tří druhů záření - alfa (jádra helia), beta (elektrony), gama (fotony), které působí na hmotu. [11]

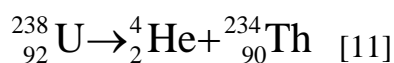
- Alfa ( $\alpha$ ) – rozpad

Jádro emituje jádro helia, hmotnostní číslo prvku se zmenší o čtyři, atomové číslo se zmenší o dvě. Prvek se posune o dvě místa vlevo v periodické soustavě:



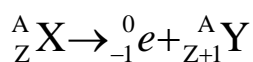
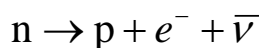
kde X a Y jsou symboly chemického prvku, A je nukleonové (hmotnostní) číslo, Z je atomové (protonové) číslo.

Jako příklad  $\alpha$  - rozpadu lze uvést:

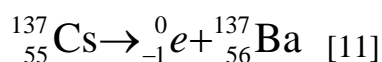


- Beta ( $\beta$ ) - rozpad s emisí elektronu –  $\beta^-$

Jádro emituje elektron. Vzhledem k tomu, že elektrony v jádře nejsou, předchází rozpadu přeměna neutronu v jádře na proton, elektron a antineutrino. Hmotnostní číslo prvku se nezmění, atomové číslo se zvětší o jedničku. Prvek se posune o jedno místo vpravo v periodické soustavě:

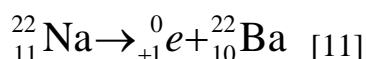


Jako příklad  $\beta^-$ - rozpadu lze uvést:



- Beta ( $\beta$ ) - rozpad s emisí pozitronu –  $\beta^+$

Jádro emituje pozitron, který vzniká přeměnou protonu v jádře na neutron, pozitron a neutrino. Hmotnostní číslo prvku se nezmění, atomové číslo se zmenší o jedničku. Prvek se posune o jedno místo vlevo v periodické soustavě. Tento typ rozpadu se vyskytuje převážně u umělých radionuklidů. Jako příklad  $\beta^+$ - rozpadu lze uvést:

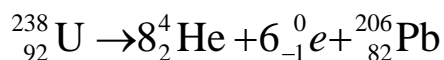


- Izomerní přechod

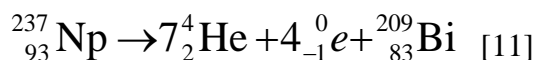
Atomové jádro přechází z energeticky vyšší úrovně na nižší úroveň, což je doprovázeno emisí gama ( $\gamma$ ) – záření. Hmotnostní ani atomové číslo se nemění.

Přirozené radioaktivní prvky můžeme rozdělit na prvky, jejichž rozpadové produkty jsou také radioaktivní a dále se rozpadají (ty vytvářejí radioaktivní rozpadové řady) a na prvky, jejichž produkty rozpadu jsou stabilní (samostatné radioaktivní prvky).

V přírodě existují tři radioaktivní rozpadové řady, které se nazývají podle svých mateřských prvků. Jedná se o rozpadovou řadu uranu ( ${}^{238}_{92}\text{U}$ ), aktinouranu ( ${}^{235}_{92}\text{U}$ ) a thoria ( ${}^{232}_{90}\text{U}$ ). V rozpadové řadě uranu se mateřský prvek postupně mění přes řadu dceřiných radionuklidů po osmi přeměnách  $\alpha$  a šesti přeměnách  $\beta$  na stabilní prvek:



Uměle byla získána například rozpadová řada neptunia:



### 3.4 Jaderné záření a jeho vlastnosti

#### 3.4.1 Záření alfa

Záření alfa je tvořeno jádry helia (heliony). Částice alfa mají klidovou hmotnost  $6,656 \cdot 10^{-27}$  kg, nesou dva elementární kladné náboje. Mají rychlosti řádově  $10^7$  m.s<sup>-1</sup> a jejich energie leží v rozmezí 4 MeV až 9 MeV. Toto udává Geiger – Nuttalův vztah (3.1)

$$\ln \lambda = A + B \cdot \ln E_\alpha, \quad (3.1)$$

kde  $\lambda$  je přeměnová konstanta,  $E_\alpha$  energie alfa částic a A, B jsou konstanty.

Z uvedeného vztahu vyplývá, že energie emitovaných alfa částic je tím větší, čím rychleji se radionuklid rozpadá.

Při průchodu alfa částic hmotným prostředím dochází k ionizaci. Částice vytváří při srážkách s atomy kladné a záporné ionty (tím, že vyrazí z elektronového obalu elektron). Při vytvoření páru iontů ve vzduchu ztratí alfa částice energii 32,5 eV, to znamená, že na celé své dráze vytvoří řádově  $10^5$  párů iontů.

Dráha, na které ztratí alfa částice veškerou svou energii, se nazývá dolet. Vzhledem k tomu, že částice alfa rychle ztrácejí ionizační energii, je dolet alfa záření velmi malý. V plynech je to řádově několik centimetrů, v kapalinách a pevných látkách zlomky milimetrů. Ochrana před zevním ozářením  $\alpha$  zářením nepředstavuje tedy větší problém.

Mezi alfa zářiče patří např.  $^{226}\text{Ra}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  a  $^{241}\text{Am}$ . [11]

### 3.4.2 Záření beta

Záření beta je tvořeno rychlými elektrony nebo pozitrony se značným rozsahem energií – až 16,6 MeV pro  $^{12}\text{N}$ . Elektrony jsou z jádra emitovány při samovolné přeměně jaderného neutronu na proton, elektron a antineutrino. Záření beta má spojitě energetické spektrum, to znamená, že obsahuje částice s energiemi od nuly až po určitou maximální energii, která je pro daný nuklid charakteristická. Hodnoty maximální energie u běžně používaných  $\beta$  zářičů činí desítky [keV] až jednotky [MeV].

Při průchodu beta částic hmotným prostředím mohou nastat tyto jevy:

- Elastický (pružný) rozptyl – vlivem elektrických sil dochází k rozptylu  $\beta$  – záření, jak na elektronech v obalu, tak na atomových jádrech. Výsledkem je změna směru beta záření. Rozptyl se uplatňuje hlavně u pomalých (nízkoenergetických) elektronů.
- Ionizace – je hlavní příčinou ztrát energie beta částic při průchodu hmotným prostředím. Ionizační schopnost beta záření je výrazně nižší než ionizační schopnost alfa záření.
- Brzdné záření – brzdění rychle letících elektronů (beta záření) při průchodu elektrickým polem jádra je spojeno se vznikem brzdného rentgenova záření (jedná se o jev prakticky shodný se vznikem rentgenova záření v RTG lampách). Tímto způsobem vzniká elektromagnetické záření s pronikavostí podstatně větší než původní beta záření. Výtěžek i energie brzdného záření závisí - vedle energie beta záření – na atomovém čísle

absorbující látky (u těžkých látek je výrazně vyšší než u látek lehkých). Tuto skutečnost je nutné brát v úvahu při výběru stínících materiálů pro zářiče beta. Vhodné jsou látky obsahující lehké prvky (např. plexisklo).

Beta částice jsou relativně velmi malé a lehké (ve srovnání s částicemi alfa), proto jsou při průchodu hmotným prostředím velmi často rozptylovány jenom s malými ztrátami energie a jejich dráha může tedy být značně klikatá. Pokud je absorbující prostředí složeno z lehkých prvků, nezávisí dolet záření beta prakticky vůbec na konkrétním chemickém složení prostředí. Jako příklad lze uvést, že beta záření s maximální energií 2 MeV má dolet ve vzduchu přibližně 8 m, ve vodě 1 cm a v hliníku 4 mm.

K nejčastěji používaným beta zářičům patří např.  $^{35}\text{S}$ ,  $^{63}\text{Ni}$ ,  $^{85}\text{Kr}$ ,  $^{90}\text{Sr} + ^{90}\text{Y}$  a  $^{204}\text{Tl}$ .

Při průchodu záření hmotným prostředím se pozitron po ztrátě energie spojí s elektronem a dochází k tzv. anihilaci. Výsledkem jsou dva fotony gama záření, které mají energii 511 keV (anihilační záření). Každý pozitronový zářič i jeho obal a okolní materiál jsou tedy současně zdrojem pronikavého fotonového anihilačního záření. Tuto skutečnost je třeba brát v úvahu při ochraně před pozitronovým zářením. [11]

### 3.4.3 Záření gama

Záření gama je elektromagnetické záření (fotony) s velmi krátkou vlnovou délkou řádu  $10^{-11} - 10^{-13}$  m. Vzniká při jaderných reakcích nebo radioaktivním rozpadu přechodem jádra z vyššího do nižšího energetického stavu, přičemž se jádro zbavuje své excitační energie. Čistých gama zářičů je velmi málo, záření gama obvykle doprovází alfa nebo beta záření. Energie fotonů gama záření je dána vztahem (3.2)

$$E = h \cdot \frac{c}{\lambda}, \quad (3.2)$$

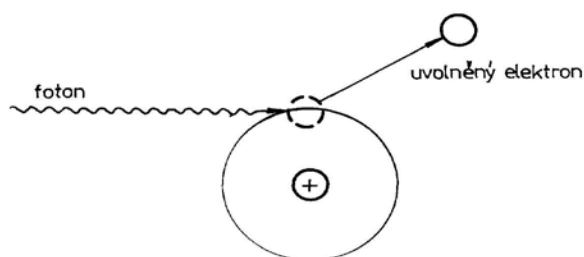
kde  $h$  je Planckova konstanta,  $c$  je rychlost elektromagnetického záření ve vakuu,  $\lambda$  - vlnová délka záření

Záření gama má čárové spektrum, to znamená, že daný radionuklid emituje pouze fotony s určitými energiemi, které jsou pro jeho přeměnu charakteristické. U prakticky používaných zdrojů záření gama činí jeho energie desítky [keV] až jednotky [MeV]. V průmyslu se jako zdroj gama záření nejčastěji používají  $^{60}\text{Co}$  a  $^{137}\text{Cs}$ . V nukleární medicíně je nejčastěji používáno technecium  $^{99\text{m}}\text{Tc}$ , etalon  $^{133}\text{Ba}$ .



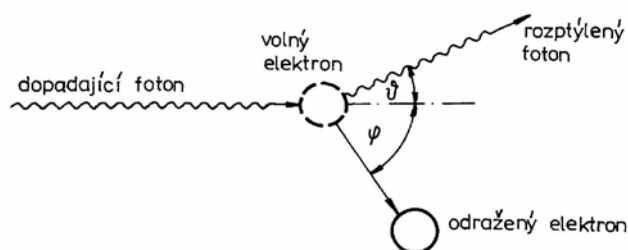
Interakce gama záření s hmotným prostředím se výrazně odlišuje od interakce elektricky nabitých částic. Při průchodu prostředím uvolňují fotony elektricky nabitě částice a předávají jim energii dodatečnou k tomu, aby byly schopné prostředí ionizovat a excitovat. Gama záření je tedy záření nepřímo ionizující a vyvolává následující tři interakce:

1) Fotoefekt (obr. č. 3.1) – foton gama záření předá všechnu svoji energii elektronu v atomovém obalu. Pokud je tato energie větší než výstupní práce elektronu, tak má elektron tendenci se z obalu uvolnit. Je-li elektron uvolněn z některého vnitřního orbitu, zaplní se uprázdněné místo elektronem z vyššího orbitu a přebytek energie se vyzáří formou fotonu. Fotoefekt můžeme považovat za prakticky úplnou absorpci gama záření, protože foton má velmi malou energii a většinou se pohltí v okolním materiálu. Pravděpodobnost fotoefektu se zmenšuje s rostoucí energií gama záření a naopak roste s atomovým číslem materiálu. Projevuje se tedy hlavně u fotonů s nižší energií – řádově několik [keV] a látek s vysokým atomovým číslem.



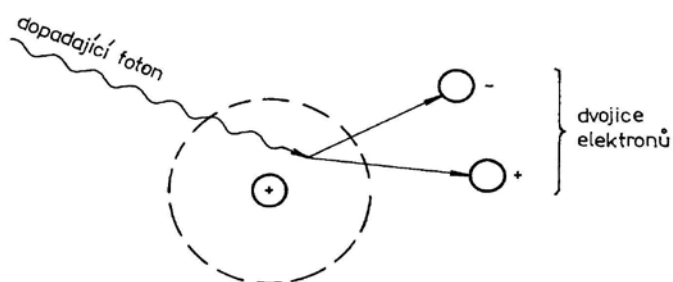
Obr. č. 3.1, Schéma fotoefektu, převzato a upraveno z [11]

2) Comptonův rozptyl (obr. č. 3.2) – je to interakce fotonů gama záření s volnými nebo jen velmi slabě vázanými elektrony (na rozdíl od fotoefektu, kde se jedná o interakci fotonu s pevně vázaným elektronem). Foton gama záření předá část své energie volnému elektronu a posune ho. Rozptýlený foton, který má nižší energii, ale větší vlnovou délku, pak pokračuje v pohybu v odlišném směru. Comptonův rozptyl je převládajícím typem interakce gama záření středních energií s látkami s malým atomovým číslem.



Obr. č. 3.2, Schéma Comptonova rozptylu, převzato a upraveno z [11]

3) Tvorba párů elektron – pozitron (obr. č. 3.3) – pokud má foton gama záření větší energii než 1,02 MeV (což je energetický ekvivalent dvou klidových hmotností elektronu), může být za určitých podmínek zcela pohlcen v elektrickém poli atomového jádra a přitom vznikne dvojice elektronů - elektron a pozitron. Případný přebytek energie pohlceného fotonu se projeví ve formě kinetické energie vytvořeného elektronového páru.



Obr. č. 3.3, Schéma tvorby elektronového páru, převzato a upraveno z [11]

Při průchodu určitého záření hmotným prostředím může dojít k různým typům interakcí. Veličinu, která určuje v daném případě pravděpodobnost vzniku určité interakce, nazýváme účinný průřez. Jako příklad lze uvést akci, kdy při ozařování látek s vysokým atomovým číslem gama zářením – energie řádově [keV] má vysoký účinný průřez fotoefekt a naopak nízký účinný průřez Comptonův rozptyl a i tvorba párů. Účinný průřez závisí jednak na atomovém čísle ozařované látky a také velmi výrazně na energii záření, toto se často projevuje rezonančně. [11]

## 4 IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ

Ionizující záření není lidským okem viditelné, proto se o jeho existenci musíme přesvědčit pomocí detekce příslušných fyzikálních metod a vhodné přístrojové techniky. Kromě "zviditelnění" nám detekční metody umožňují zkoumat vlastnosti tohoto záření a využívat jej v mnoha vědecko-technických centrech a průmyslových nebo medicínských aplikacích. [12]

### 4.1 Obecná interakce ionizujícího záření s látkou

Když se střetnou částice ionizujícího záření s atomy nebo molekulami látky, dochází k řadě různých procesů, které závisejí jednak na druhu a energii částic záření a také na zdrojové látce. Částice ionizujícího záření lze obecně rozdělit na nabitě a nenabitě. Nabité částice na sebe navzájem působí pomocí Coulombovských sil s elektrony v elektronových

obalech atomů, čímž vyvolávají ionizaci a vybuzení atomů nebo molekul, jedná se o přímo ionizující záření. Interakční procesy nenabitých částic, kterými jsou fotoefekt, Comptonův rozptyl, tvorba párů elektron – pozitron a u fotonu záření X nebo gama, vedou ke ztrátě celé nebo části energie dané částice. Ta pak dále v látce ionizuje a vybudí atomy a molekuly, jedná se o nepřímo ionizující záření. V konečné fázi předání energie mají všechny primární a sekundární částice tak nízkou energii, že nestačí k dalšímu vybuzení ani ionizaci, i když je celková suma kinetické energie částic látky vyšší než v počátečním stavu před ozářením. Tento jev je důsledkem přeměny zářivé energie v energii tepelnou. Část energie ionizujícího záření se může také spotřebovat na nevratné chemické reakce a na vznik jaderných reakcí.

Interakci ionizujícího záření je možné pozorovat z několika různých hledisek. Můžeme sledovat interakci jednotlivé částice s jedním atomem nebo jinou částicí zdrojového materiálu, to znamená pozorovat elementární procesy interakcí. Dalším úhlem pohledu je sledování interakce celého svazku částic s látkou, kdy pozorujeme změny vyvolané ve svazku při jeho střetnutí s vrstvou látky, zeslabení svazku a rozptylu. Z hlediska dozimetrických metod je však nejzajímavější pohled na samotnou zdrojovou látku, do které vstupuje ionizující záření, předává jí část své energie a dochází k fyzikálním a chemickým změnám. [13]

## 4.2 Ionizační účinky záření

Atom je ionizovaný, pokud je z něj odstraněn jeden nebo několik orbitálních elektronů, potom zůstává kladně nabitý iont a jeden nebo několik volných elektronů. Tyto elektrony se v některých případech mohou zachycovat na orbitách neutrálních atomů a vytvářet tak záporné těžké ionty. Také střetnutí ionizující částice s molekulou vede k jejímu rozdělení na dvě oddělené části s opačnými náboji, je možným procesem ionizace. V některých pevných látkách se působením ionizujícího záření vytvářejí páry volného vodivostního elektronu a odpovídající kladné díry, které jsou stejné jako páry elektron – těžký iont. Pokud nejsou vzniklé ionty od sebe elektrickým polem odděleny, dochází při střetnutí s opačně nabitými nosiči náboje k opětovné rekombinaci na neutrální atomy či molekuly. U interakce fotonů nebo jiných nenabitých částic sice dochází ke vzniku iontového páru, ale jejich počet je zanedbatelný, oproti počtu iontů vzniklých při interakci nabitých částic.

Pokud vstoupí nabitá částice s kinetickou energií  $T$  do látky, vytvoří až do svého úplného zabrzdění  $N_i$  iontových párů. Veličina  $W_i$  je střední energie ionizace, která udává střední energii spotřebovanou na vznik jednoho iontového páru a lze ji určit ze vztahu (4.1).

$$T = W_i \cdot N_i, \quad (4.1)$$

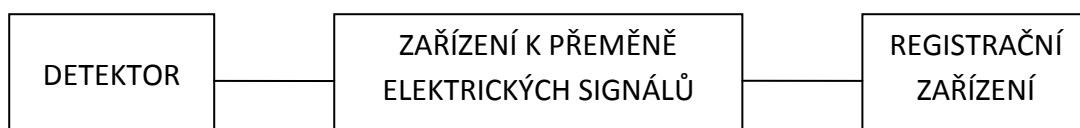
V souvislosti s vývojem dozimetrických měření i s experimentálními pokusy je nejlépe popsána ionizace v plynech. Teoretické výpočty energetické závislosti střední energie ionizace berou v úvahu jak energetickou závislost poměru účinných průřezů pro ionizaci a vybuzení, tak dále přenos energie primární částice na kinetickou energii molekul plynu. Shoda vypočtených a experimentálních hodnot je neuspokojivá, proto hlavním zdrojem pro publikování hodnot střední energie ionizace v plynech je experiment. Měření ionizace v kapalinách je mnohem složitější, kvůli vysoké hustotě kapalin a jejich vlastní vodivosti. Aby nedošlo k rekombinaci iontů, musí být použity vysoké potenciální rozdíly mezi elektrodami. Díky vlastní vodivosti kapalin vznikají proudy, které pak tvoří velké pozadí pro měřený efekt. Plyny a kapaliny jsou detekční média, která jsou obecně v integrující dozimetrii používána v omezené míře. Nejčastěji jsou metody založeny na účincích ionizujícího záření na pevné látky, které se projevuje formou vzniku elektron – díra. Síly působící mezi atomy vedou k rozšíření energetických hladin volných atomů na pásy, které mohou být obsazovány elektrony, oddělené od sebe zakázanými pásy. Pokud ztratí nabitá částice v pevné látce svou energii, elektrony jsou přemísťovány z valenčního do vodivostního pásu, v němž se mohou pohybovat krystalem a přispívat tak k jeho vodivosti. Díra, která má vlastnosti kladně nabitě částice, zanechá ve valenčním pásmu neobsazený elektronový stav.

Ionizující záření, ve formě jak dlouhodobého slabého, tak i krátkodobého intenzivního ozáření, má negativní účinky na člověka a ostatní živé organismy. Pokud působí na biologický materiál, dochází k absorpci ionizujících částic nebo vlnění atomy daného materiálu. To způsobuje vyřazení elektronů z jejich orbitalů a tvorbu kladně nabitých kationtů. Ionizované části molekul se stávají vysoce reaktivními a vedou k řadě chemických reakcí, které můžou buňku rovnou usmrtit nebo vedou ke změnám genetické informace (reakce radikálů s DNA způsobuje porušení fosfodiesterových vazeb a tím zprerhání jejího řetězce). [13, 14]

### 4.3 Druhy detektorů

Existuje celá řada detektorů ionizujícího záření, které využívají různých principů a technických konstrukcí, tyto přístroje se někdy označují souhrnným názvem radiometry. Radiometrické přístroje a měřicí metody jsou založeny na vlastnostech ionizujícího záření a jeho interakcích s hmotným prostředím. Fungují buď samostatně, nebo jsou součástí

přístrojů pro měření některých veličin a monitorování určitých dějů pomocí radiačních metod. Základní schéma radiometrické aparatury (obr. č. 4.1).



Obr. č. 4.1, Blokové schéma radiometrické aparatury, převzato a upraveno z [11]

V detektoru se mění energie dopadajícího ionizujícího záření na elektrický signál, který se zpracovává v druhé části aparatury tak, aby mohl být v poslední části aparatury zaregistrován a vyhodnocen. Radiometrická aparatura může pracovat tak, že měří střední hodnotu proudu na detektoru nebo registruje jednotlivé impulsy z detektoru, to znamená, že počítá částice, které prošly detektorem.

1) Podle časového druhu detekce rozdělujeme detektory na dva základní druhy:

- Kontinuální „on-line“ detektory – poskytující průběžnou informaci o okamžité intenzitě záření nebo počtu kvant ionizujícího záření. Odezva (signál, výsledek měření) takového detektoru by měla být úměrná okamžité intenzitě záření. Přestane-li být detektor ozařován, signál na jeho výstupu poklesne na nulu nebo na hodnotu pozadí. Detektory tohoto druhu jsou téměř vždy elektronické.
- Integrální (kumulativní) detektory – pracují na principu, kdy se hodnota signálu zvětšuje s dobou, po kterou je detektor ozařován (tj. úměrně dávce, expozici atp.). Po ukončení ozařování zůstává informace o ozáření v detektoru trvale uchována. Do této skupiny patří hlavně fotografické a materiálové detektory.

2) Podle principu detekce ionizujícího záření rozdělujeme detektory do tří hlavních skupin:

- Elektronické – v nichž se část absorbované energie ionizačního záření převádí na elektrické proudy či impulsy (přímým, nebo zprostředkovaným způsobem), které se zesilují a vyhodnocují v elektronických aparaturách. Do této skupiny můžeme zařadit plynové ionizační komory (včetně proporcionálních a G-M detektorů), scintilační detektory, polovodičové detektory, Čerenkovovy detektory.
- Fotografické – založené na fotochemických účincích záření (filmové dozimetry, RTG filmy, jaderné emulze), nebo využívající fotografické zobrazení stop částic v určitém látkovém prostředí. Všechny fotografické detektory pracují v integrálním režimu.
- Materiálové – využívají dlouhodobější změny vlastností určitých látek (složení, barva, excitace) působením ionizujícího záření. Dále také těžké částice (hlavně alfa) zanechávají

v materiálu určité stopy, které se dají zviditelnit nebo je lze detekovat. Vzhledem k nízké citlivosti se používají pouze pro vysoké intenzity záření nebo dlouhodobou integrální detekci (podobně jako detektory fotografické).

3) Podle komplexnosti měřené informace rozdělujeme detektory na čtyři skupiny:

- Detektory záření – udávají pouze intenzitu záření, neboli počet kvant záření, bez informace o druhu záření a jeho energii. Mezi tyto nejjednodušší detektory patří filmové a termoluminiscenční dozimetry, ionizační komory a i G-M detektory.

- Spektrometry ionizujícího záření – měří nejen intenzitu či počet kvant záření, ale i energii kvant záření a jeho další charakteristiky. Výsledkem je spektrum, které vyjadřuje energetické rozložení (relativní zastoupení) kvant studovaného záření. Spektrometrie ionizujícího záření se souhrnným názvem označuje jako jaderná spektroskopie. Ve spektrometrickém režimu mohou pracovat především scintilační detektory, polovodičové detektory a magnetické spektrometry.

- Zobrazovací detektory (kamery) – zobrazují (vizuálně nebo elektronicky) prostorové rozložení intenzity záření. Nejjednodušším zobrazovacím detektorem je fotografický film, který by dříve často používan. V rentgenové diagnostice se též používala luminiscenční stínítka, která byla později doplněna zesilovači obrazu a jeho elektronickým zpracováním. V dnešní době se používají multidetektorové systémy prostorově vhodně rozmístěných detektorů, z kterých můžeme zjistit informace o místech dopadu záření nebo pod jakým úhlem záření přilétá.

- Dráhové detektory částic – měří (tím zviditelňují nebo vyhodnocují) dráhy pohybu jednotlivých částic v prostoru, včetně jejich zakřivení v magnetickém poli. Dosáhneme toho na základě materiálových efektů - fotochemických reakcí, kondenzací kapiček z páry nebo vzniku bublinek v přehřáté kapalině. Dále můžeme měřit dráhy částic pomocí elektronicky složitých systémů, při velkém množství prostorově rozmístěných detektorů polovodičových či ionizačních komor, které souhrnně nazýváme trackery (z angl. tracker = stopař).

4) Charakteristika detektorů je dána podle následujících veličin:

- Mrtvá doba – popisuje časový interval necitlivosti, během kterého detektor po průchodu částice nemůže zaznamenat další částici.

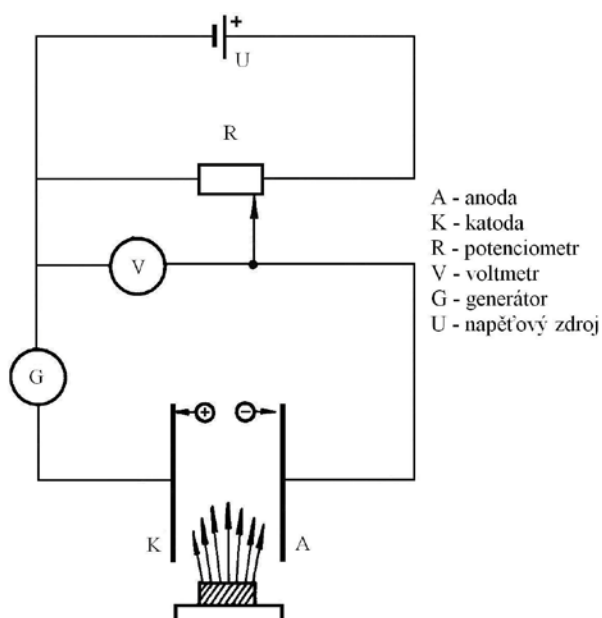
- Detekční účinnost zařízení – popisuje pravděpodobnost, že záření při průchodu detektorem bude zachyceno.

- Prostorové rozlišení – určuje minimální vzdálenost dvou částic, které lze ještě rozlišit jako oddělené.

- Časové rozlišení – určuje minimální časový interval, který lze rozlišit mezi průchody dvou částic detektorem.
- Energetické rozlišení – popisuje relativní rozdíl energií dvou částic, které mohou být ještě rozlišeny. [11, 12]

#### 4.4 Elektronické detektory

Elektronické detektory jsou nejčastěji různě upravené válcové nebo deskové kondenzátory. Pokud připojíme k elektrodám kondenzátoru (dobře izolovaným vzájemně i vzhledem k okolí) elektrický zdroj, pak tímto obvodem začne procházet měřitelný proud, mezi elektrody je vložen zdroj ionizujícího záření (obr. 4.2).

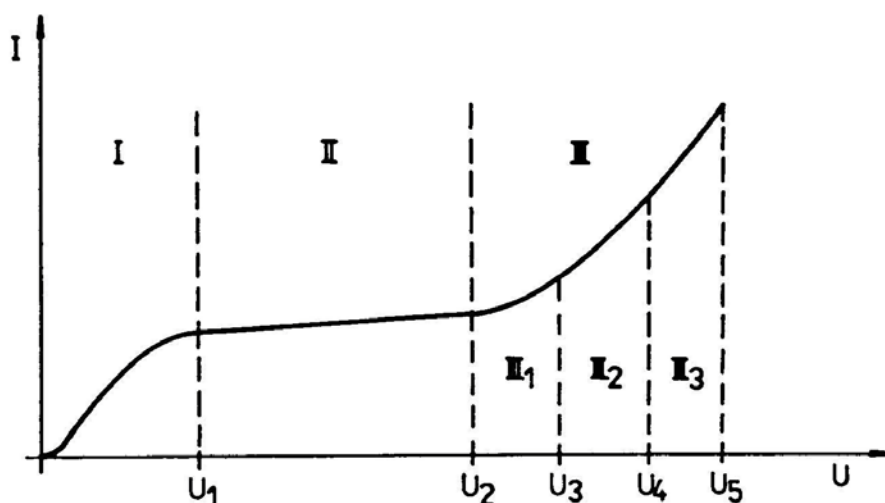


Obr. č. 4.2, Princip elektronických detektorů, převzato a upraveno z [11]

Mezi deskami kondenzátoru poté mohou probíhat následující tři pochody:

- Ionizace – ionty, které vytvoří ionizující záření, se pohybují k opačně nabitým elektrodám, tak v obvodu vzniká ionizační proud.
- Rekombinace – při setkání kladného a záporného iontu může vzniknout opět neutrální atom nebo molekula. Pravděpodobnost rekombinace klesá s rostoucí rychlostí iontů tj. s rostoucím napětím na deskách kondenzátoru.
- Přídavná (sekundární) ionizace – primární ionty mohou být urychleny na větší energii, než je ionizační energie plynu mezi deskami kondenzátoru a mohou v tomto prostoru vytvářet nárazovou ionizací další ionty.

Závislost ionizačního proudu na napětí mezi deskami kondenzátoru (obr. č. 4.3) Pokud je stálá hustota toku částic můžeme ionizační účinky ionizujícího záření v plynech rozdělit do tří oborů:



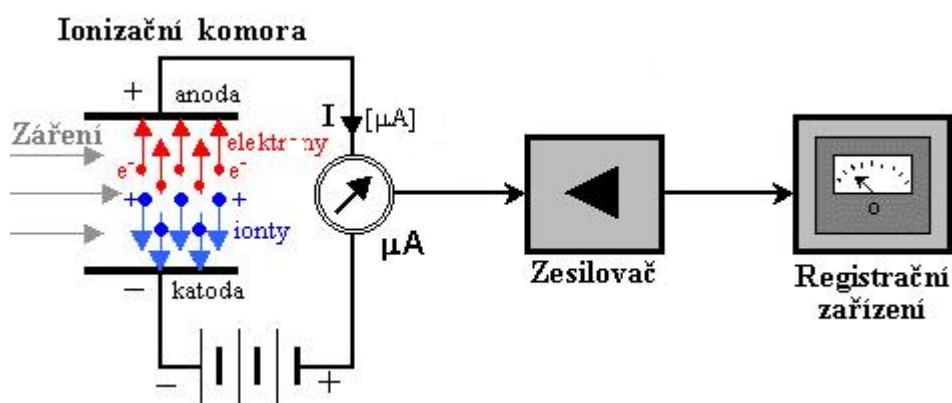
Obr. č. 4.3, Ionizační obory, převzato a upraveno [11]

- Obor Ohmova zákona (I) – ionty vzniklé primární ionizací spolu rekombinují, rekombinace klesá s rostoucím napětím a tím roste ionizační proud úměrně s napětím. Pro detektory se však tento obor nevyužívá.
- Obor nasyceného proudu (II) – rekombinace ustává, všechny primární ionty se účastní vedení proudu, sekundární ionty ještě nevznikají, ionizační proud je nezávislý na napětí. V tomto oboru pracují nejčastěji ionizační komory.
- Obor přídavné ionizace (III) – primární ionty jsou urychleny tak, že vytvářejí další ionty nárazem na neutrální molekuly. Každý urychlený iont vytvoří  $K$  sekundárních iontů. Číslo  $K$  se nazývá koeficient zesílení (až hodnota  $10^{10}$ ). Oblast přídavné ionizace můžeme rozdělit na tři části:
  - oblast úplné proporcionality (III<sub>1</sub>), kde pracují proporcionalní počítače
  - oblast částečné proporcionality (III<sub>2</sub>), nebývá pro detektory využíván
  - oblast Geiger – Müllerova (III<sub>3</sub>), kde pracují Geiger – Müllerovy detektory, napětí  $U_4$  (obr. č. 4.3) se nazývá Geiger – Müllerův práh. [11]

#### 4.4.1 Ionizační komory

Ionizační komora je nejjednodušším elektronickým detektorem ionizujícího záření a využívá přímočaře základní vlastnost – ionizační účinky na látku. Základní schéma prosté ionizační komory pro detekci toku ionizujícího záření (obr. č. 4.4).





Obr. č. 4.4, Princip ionizační komory, převzato a upraveno z [12]

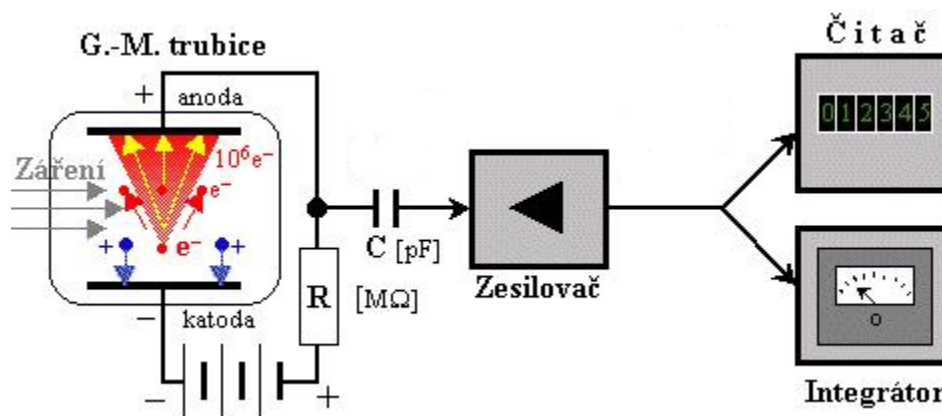
Ionizační komora je tvořena dvěma kovovými elektrodami (anodou a katodou), umístěnými nejčastěji v plynném prostředí a připojenými v elektrickém obvodu na napětí řádově stovky voltů. Náplň v ionizační komoře může být i vzduch, ale plynové náplně vykazují lepší vlastnosti, zvláště náplně tvořené vzácnými plyny (argon, krypton, xenon). Bez přítomnosti záření systémem neprochází žádný proud, plyn mezi elektrodami je nevodivý a obvod není uzavřen. Když vnikne do prostoru mezi elektrody ionizující záření, vyraží z původně neutrálních atomů plynu elektrony a tím je mění na kladné ionty. Záporné elektrony jdou v elektrickém poli okamžitě ke kladné anodě a kladné ionty se dají do pohybu k záporné katodě, obvodem začne protékat slabý elektrický proud, který je způsobený iontovou vodivostí ionizovaného plynu mezi elektrodami. Proud je přímo úměrný intenzitě ionizujícího záření, proto se dá oceňovat v jednotkách intenzity záření nebo dávkového příkonu [ $\text{Gy} \cdot \text{s}^{-1}$ ]. Tím realizujeme detekci toku neviditelného ionizujícího záření převedením na měřitelnou velikost elektrického proudu obvodem ionizační komory.

Elektrický proud protékající ionizační komorou je obecně slabý (cca  $10^{-16} - 10^{-9}$  A), proto má ionizační komora nízkou citlivost (účinnost), takže není vhodná pro detekci slabého záření. Naopak její výhodou je lineární závislost proudu  $i$  v oblasti velkých intenzit ionizujícího záření. Ionizační komory se nejčastěji využívají v oblasti dozimetrie pro měření dávky ionizujícího záření, dále při měření rozložení intenzity ve svazcích záření v radioterapii nebo v měřících aktivitě radioaktivních preparátů. Své uplatnění mají také v provozech s vysokými teplotami (hutě, válcovny), kde ostatní detektory nemohou pracovat.

Ionizační komory pomalu překonávají jak mrtvou dobu (cca  $10^{-2}$  sekundy), tak i časový interval mezi průchody dvou částic (řádově  $10^{-3}$  sekundy). [12]

#### 4.4.2 Geiger – Müllerovy detektory

Geiger – Müllerův (G-M) detektor je vlastně ionizační komora, hermeticky uzavřená a bývá nejčastěji naplněná plynem o tlaku nižším, než je atmosférický tlak. Ve speciálních případech se používají i komory o vyšším tlaku. Elektrody této komory jsou zapojeny v elektrickém obvodu na napětí – přibližně 600 – 1000 V, ve kterém komora pracuje v oblasti III3 (obr. č. 4.3). Základní schéma G. – M. detektoru (obr. č. 4.5).



Obr. č. 4.5, Princip Geiger – Müllerova detektoru, převzato a upraveno z [12]

Po vniknutí kvanta ionizujícího záření nastane v plynu ionizace a přitom se elektrony začnou pohybovat k anodě a kladné ionty ke katodě. Pokud je plyn zředěný a napětí na elektrodách dostatečně vysoké, je střední volná dráha každého elektronu dlouhá tak, že v elektrickém poli získá kinetickou energii. Elektron při nárazu na atom plynu je schopen vyrazit další elektrony a tyto sekundární elektrony pak vyrazí další sekundární elektrony, tento proces probíhá lavinovitě. Z jednoho primárního elektronu vzniká až  $10^{10}$  sekundárních elektronů, proto vzniká samovolný výboj v prostoru mezi elektrodami. Obvodem (obr. č. 4.5) projde poměrně silný proudový impuls, proto na pracovním odporu R vzniká vysoký napěťový impuls, který se přes oddělovací kondenzátor C zpracovává v příslušné elektronické jednotce. Probíhá tak detekce kvanta příslušného ionizujícího záření převedením na elektrický impuls.

Výboj, který vznikne při detekci částice v prostoru mezi elektrodami, se musí přerušit, protože po dobu výboje nelze registrovat další částice, delší přetrvávání výboje by mohlo poškodit plynovou náplň detektoru i samotné elektrody. Na přerušování výboje se podílí úbytek napětí na poměrně vysokém pracovním odporu R – řádově [MΩ], čímž se napětí na elektrodách sníží a tvorba sekundárních elektronů se omezí. V ionizované plynové náplni však dochází k rekombinaci iontů a vybuzených atomů, přičemž dochází k emisi fotonů

ultrafialového záření. Fotony UV záření jsou schopny ionizovat a vyrazet fotoefektem z katody další elektrony, což může prodlužovat výboj. Z tohoto důvodu se do plynové náplně přidává zhášecí látka (nejčastěji páry metylalkoholu, bromu), jejíž molekuly absorbují ultrafialové fotony a rychle přerušují výboj.

U G-M detektorů je poměrně dlouhá mrtvá doba, kterou nelze příliš zkrátit (řádově  $10^{-4}$  sekundy) a časové rozlišení (cca  $10^{-6}$  sekundy).

G-M detektory byly prvním typem detektorů, které uměly registrovat jednotlivá kvanta ionizujícího záření, nejen intenzitu nebo tok záření, které rozeznávají obyčejné ionizační komory. I v dnešní době jsou G-M detektory používány pro svou jednoduchost, ale většinou pouze jen pro méně náročná měření. Používají se v radiační ochraně jako měřiče kontaminace, hlásiče radiace, monitorovací systémy, pro přesnější a náročnější měření byly vytlačeny především scintilačními a polovodičovými detektory s lepšími parametry. [12]

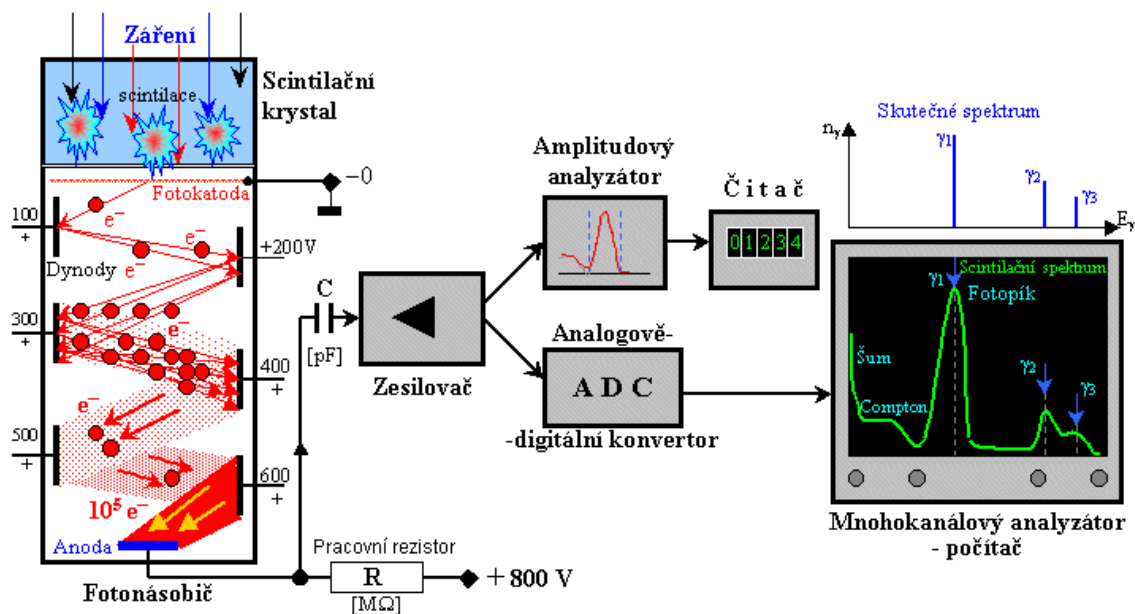
#### **4.4.3 Proporcionální detektory**

Proporcionální detektory využívají sekundární ionizace (stejně jako G-M detektory), ale vlivem nižšího napětí u nich nedochází k lavinovitému mikrovýboji. Na voltampérové charakteristice pracují v oblasti III1 (obr. č. 4.3), což je oblast proporcionality. Zapojení a konstrukční provedení je velmi podobné jako u G-M detektorů, stejně jako hodnoty mrtvé doby a časového rozlišení detektoru.

Výstupní napěťové impulsy jsou úměrné energii detekovaného záření, neboli energii, která byla při interakci kvanta záření s plynovou náplní pohlcena. Detektory mohou být použity k detekci záření s velmi malou energií nebo pro spektrometrii, i když se jejich rozlišení nevyrovná scintilačním ani polovodičovým detektorům. [12]

#### **4.4.4 Scintilační detektory**

Základní schéma činnosti scintilačního detektoru a spektrometru (obr. č. 4.6), kde je vidět typický tvar scintilačního spektra záření gama v porovnání srovnání se skutečným čárovým spektrem. 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 s touto vlastností se nazývají scintilátory a nejstarším používaným je sirník zinečnatý aktivovaný stříbrem ZnS (Ag), ze kterého byla stínítka skiaskopických rentgenových přístrojů. Pro účely detekce gama záření se nejčastěji používá jodid sodný aktivovaný thaliem – NaI (Tl), ve formě monokrystalu.



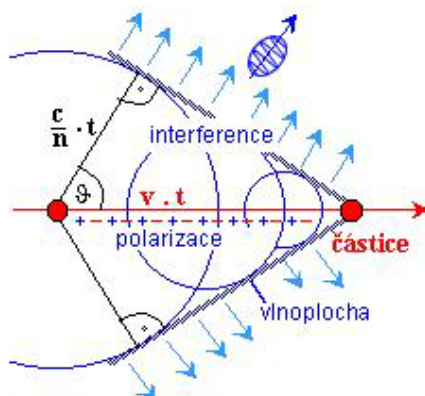
Obr. č. 4.6, Princip scintilačního detektoru, převzato a upraveno z [12]

Kvantum měřeného neviditelného záření (gama záření), proniká do scintilačního krystalu, kde se částečně nebo úplně absorbuje a část jeho energie se přemění na záblesk (scintilaci) viditelného světla. Výsledná scintilace je tvořena většinou několika stovkami těchto sekundárních fotonů, v závislosti na absorbované energii primárního detekovaného kvanta. Ke scintilačnímu krystalu je opticky přiložen fotonásobič, což je speciální elektronka, která s vysokou citlivostí převádí světlo na elektrický signál. Uvnitř celé trubice je vysoké vakuum. Na vstupní okénko fotonásobiče je zevnitř nanášena tenká kovová vrstvička nazývaná fotokatoda o tloušťce přibližně  $10^{-7}$  cm, materiálem bývá cesium a antimon s nízkou výstupní prací elektronů. Dále fotonásobič obsahuje soustavu elektrod – tzv. dynod, kterých v detektoru bývá osm až dvanáct. Na obsažené dynody je přiváděno kladné napětí, které se postupně zvyšuje. Fotony světelného záblesku ze scintilátoru dopadají na fotokatodu, z níž fotoelektrickým jevem vyrážejí elektrony  $e^-$ . Každý takový elektron se v elektrickém poli začne zrychleně pohybovat k první nejbližší dynodě. Díky opakovanému násobení se původně malý počet elektronů uvolněných z fotokatody rozmnoží a na poslední dynodu (již vlastně anodu) dopadne cca  $10^5$ - $10^8$  elektronů. Toto je již dostatečný počet k vyvolání dobře měřitelného elektrického impulsu o amplitudě  $A$  na pracovním odporu  $R$  – řádově  $[M\Omega]$  v elektrickém obvodu. Tento impuls přes oddělovací kondenzátor  $C$  vede na zesilovač a další elektronické obvody k dalšímu postupnému zpracování (obr. č. 4.6).

Scintilační detektory mají vysokou detekční účinnost (často se blíží k 100%), dobré spektrometrické vlastnosti a téměř stokrát kratší mrtvou dobu než je tomu u G-M detektorů (cca  $10^{-6}$  sekundy), při časovém rozlišení (řádově  $10^{-8}$  sekundy). Tyto vlastnosti dělají ze scintilačního detektoru téměř ideální přístroj pro detekci a spektrometrii ionizujícího záření, především gama záření. Vysoká detekční citlivost umožňuje jeho použití pro detekci i velmi slabého záření či nízkých aktivit, popř. využít jako součást multidetektorových systémů. [12]

#### 4.4.5 Čerenkovovy detektory

Pavel Alexejevič Čerenkov (1904 – 1990) navrhl detektor, který se v nejjednodušším uspořádání skládá z průhledného dielektrika s vysokým indexem lomu (např. plexiskla), v němž prolétající nabitá částice vzbuzují tzv. Čerenkovovo záření (obr. č. 4.7).



Obr. č. 4.7, Čerenkovovo záření, převzato a upraveno z [12]

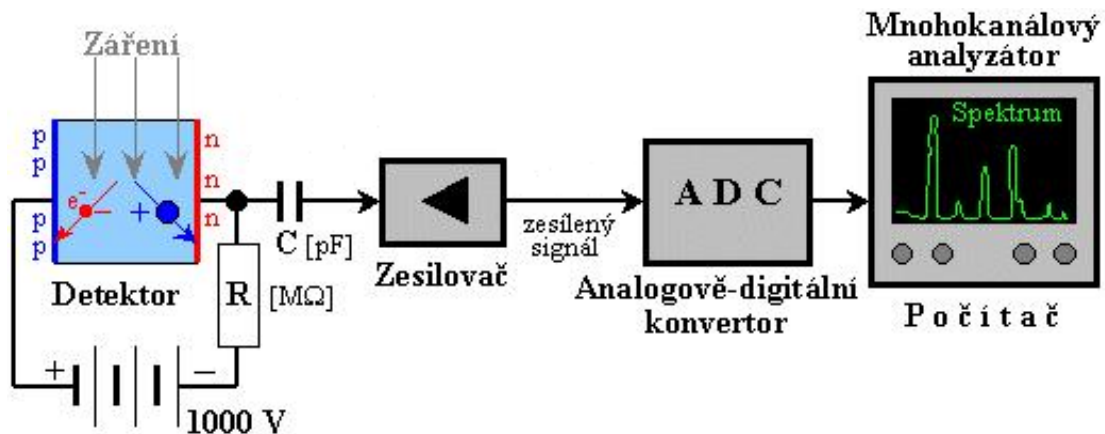
Čerenkovovo záření dopadá na fotokatodu fotonásobiče. Dále je převáděno na elektrické impulsy, obdobný princip je u detektorů scintilačních. Používá se různých tvarů a velikostí dielektrika, detekčním prostředím může být kapalina, voda nebo vzduch. Při koncentrování Čerenkovova záření na fotokatodu, jednoho nebo více fotonásobičů, jsou často používány čočkové nebo zrcadlové optické soustavy. Protože počet emitovaných fotonů a úhel směru jejich emise vzhledem ke směru pohybu primární částice závisí na její energii (rychlost vyšší než rychlost světla), lze určit energii detekované nabitě částice a i směr jejího pohybu.

Při detekci Čerenkovova záření může nastat problém malého počtu vznikajících fotonů, proto musí být kladeny vysoké nároky na vlastnosti fotonásobičů, kterými jsou vysoká kvantová účinnost fotokatody, nízký šum, dobrý optický kontakt fotonásobiče s prostředím a také nízké absorbování záření v prostředí.

Čerenkovovy detektory překonávají nejrychleji mrtvou dobu (cca  $10^{-8}$  sekundy) a i časový interval průchodu dvou částic detektorem (řádově  $10^{-9}$  sekundy), proto je jejich hlavní uplatnění při detekci částic vysokých energií – používají se u velkých urychlovačů i při detekci kosmického záření. [12]

#### 4.4.6 Polovodičové detektory

V popisu principu je polovodičový detektor podobný ionizační komoře, ale místo plynového prostředí je použit vhodný polovodičový materiál. Z elektronického hlediska je polovodičový detektor vlastně dioda, která je v obvodu s vysokým napětím (1000 – 2000 V), přes ohmický odpor – řádově [M $\Omega$ ], zapojená v závěrném (nevodivém) směru (obr. č. 4.8). Naopak při klidovém stavu obvodem neprotéká elektrický proud.



Obr. č. 4.8, Princip polovodičového detektoru, převzato a upraveno z [12]

Pokud vnikne 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 párů elektron – díra. Tyto elektrony se v elektrickém poli začnou pohybovat ke kladné elektrodě a díry k elektrodě záporné. Obvodem projde krátký proudový impuls, tím na pracovním odporu R vznikne napěťový úbytek a přes kondenzátor C se elektrický impuls vede k předzesilovači. Amplituda impulsu na výstupu zesilovače je přímo úměrná celkovému sebranému náboji, a tedy energii detekovaného záření. Amplitudovou analýzou výstupních impulsů lze provádět spektrometrickou analýzu energie detekovaného záření, podobně jako u scintilačních detektorů. Zesílené impulsy pokračují na analogově – digitální konvertor, výsledně pak do

paměti analyzátoru. Ten je nyní realizovaný v počítači, do jehož paměti se střádá výsledné spektrum (obr. č. 4.8).

Protože je z celého citlivého objemu sběr náboje vytvořeného v polovodiči ionizací poměrně dokonalý, mají germaniové detektory záření gama velmi dobrou energetickou rozlišovací schopnost – lepší než 1 keV a jsou přibližně třicetkrát lepší než scintilační detektory. Pro tuto vlastnost se využívají v jaderné fyzice, neutronové aktivační analýze, rentgen – fluorescenční analýze a při zjišťování radionuklidů v ekologii nebo měření radionuklidové čistoty preparátů. V porovnání se scintilačními detektory však mají nižší detekční účinnost pro záření gama a též delší mrtvou dobu. Mrtvá doba je u polovodičových detektorů dána kapacitou systému společně s předzesilovačem a hodnotou pracovního odporu (přibližně  $10^{-6}$  sekundy), časové rozlišení částic detektoru (řádově  $10^{-8}$  sekundy).

Polovodičové detektory jsou zhotoveny většinou z monokrystalů germania (Ge) nebo křemíku (Si). Germaniové jsou, buď se stopovým množstvím lithia, tzv. drift - detektory Ge (Li), nebo nověji ze superčistého germania HPGe.

Polovodičové spektrometrické detektory pro svou správnou funkci potřebují být chlazeny na teplotu kapalného dusíku ( $LN_2$ ). U detektorů pro nízké energie bývá často chlazen i předzesilovač, jehož vstupní prvek (nejčastěji tranzistor řízený elektrickým polem) je umístěn v kryostatu společně s detektorem. Je tak značně minimalizován šum předzesilovače. [12]

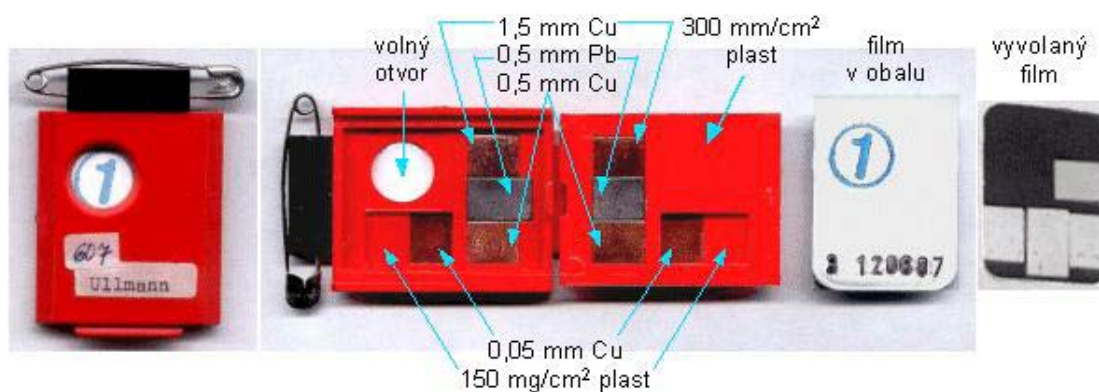
#### **4.5 Fotografické detektory**

Fotografické detektory pracují v integrálním režimu, kdy po proniknutí ionizujícího záření do fotografického materiálu obsahujícího halogenidy stříbra (např. bromid stříbrný AgBr), dochází v místech s ionizací k fotochemické reakci. Tato reakce je obecně každá chemická reakce, která je vyvolaná dopadem světla nebo jiného záření (vzájemně se ovlivňujících kvant záření fotonů, elektronů, protonů, alfa částic atd.) s atomy a molekulami látky. Po době osvitů ionizujícím zářením, je hustota zčernání vyvolaného fotografického materiálu úměrná hustotě ionizace v daném místě a množstvím energie ionizujícího záření, která byla v tomto místě pohlcena. Makroskopickým sledováním nebo měřením celkového zčernání fotografického materiálu, popř. jeho jednotlivých míst, můžeme stanovit intenzitu záření v dozimetrii, RTG diagnostice nebo defektoskopii, mikroskopickým pohledem lze kontrolovat a vyhodnocovat dráhy nabitých částic. [12]

#### 4.5.1 Filmové dozimetry, RTG filmy

Nejjednodušší využití fotografické detekce ionizujícího záření je u filmových dozimetrů (obr. č. 4.9), jejichž základem je políčko fotografického filmu, které je světlotěsně zabalené do černého papíru. Ionizující záření prochází obalem filmu, tím ve fotoemulzi vytváří skrytý obraz, ten pomocí vyvolání můžeme zviditelnit. Optická hustota zřednutí nebo zčernání filmu, kterou lze vyhodnocovat fotometricky, je pak mírou integrálního množství záření, které filmem prošlo během doby osvitů. Tím se také indikuje dávka záření, čímž by byla absorbována v látce vystavené této době osvitů. Pro malé dávky záření platí téměř lineární závislost mezi dávkou ozáření a zčernáním fotografického materiálu, při vyšších dávkách je nárůst zčernání pomalejší až do doby, kdy dosáhne nasyceného stavu.

Vlastní políčko filmu se vkládá do plastového pouzdra, opatřeného několika malými obdélníčky měděných a olověných plíšků o různých tloušťkách (obr. č. 4.9). Tyto filtry slouží k pohlcení gama záření v závislosti na jeho energii a ke korekci závislosti zčernání na energii záření. Porovnáním zčernání pod jednotlivými filtry můžeme odhadnout druh a přibližně také energii záření, tím se rozpozná velké jednorázové ozáření. Samotný film nemá spektrometrické vlastnosti.



Obr. č. 4.9, Filmový dozimetr, převzato a upraveno z [12]

Filmové dozimetry mají praktické použití v osobní dozimetrii pracovníků s ionizujícím zářením. Uživatelé mají dozimetr na referenčním místě, dle dané vyhlášky na levém straně od sternu (hrudník) a pravidelně (jednou měsíčně) je vyměňován, vyvoláván a fotometricky vyhodnocován.

K výhodám této dozimetrické metody patří vysoká citlivost, trvalost záznamu, možnost získat částečné údaje o způsobu ozáření dozimetru (energie, směr záření, druh záření), možnost automatizace odečtu optických hustot a výpočtu dávek, nízká cena.



Nevýhody jsou nutnost přídatného vyvolávacího procesu (zdlouhavé vyhodnocování), relativně vysoká citlivost na vnější vlivy (vlhkost, teplota, chemické látky), závislost zčernání filmu na energii záření, malá přesnost a směrová závislost.

Obdobný druh filmu se používá pro rentgenové zobrazení v planární RTG diagnostice nebo při defektoskopických měřeních, jen o podstatně větších rozměrech. Po vyvolání se obrazy na těchto filmech hodnotí vizuálně, popř. fotometricky. [11, 12]

#### **4.6 Materiálové detektory**

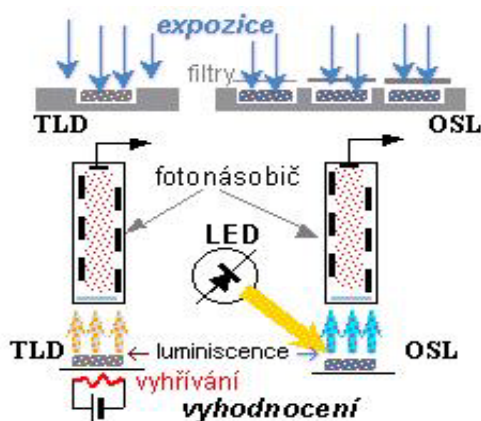
Materiálové detektory pracují v integrálním (kumulativním) režimu. Materiálová radiační detekce je zde založena na jevu, kdy ionizujícím zářením uvolněné elektrony přecházejí z valenčního pásma do vodivostního pásma, odkud se zachycují v místech poruchy krystalové mřížky materiálu na energeticky vybuzených hladinách a dlouhodobě tam setrvávají (hladiny jsou metastabilní). Z těchto hladin se elektrony nemohou dostat samovolně, ale uvolní se až dodáním určité energie (při zahřátí nebo ozáření světlem). Tímto způsobem se v materiálu shromažďuje část absorbované energie při ozáření.

Zahřátím (termoluminiscence – tepelně stimulovaná luminiscence) nebo ozářením viditelným světlem (OSL – opticky stimulovaná luminiscence), dochází k deexcitaci (opak vybuzení), proto se elektrony vrací zpět na nižší energetické hladiny a dále do elektronových obalů atomů materiálu. Uvolněná vybuzená energie se vyzářuje ve formě fotonů viditelného světla, tím dochází k luminiscenci (světélkování) materiálu, nejčastěji v podobě modrozeleného světla. Čím větší radiační dávkou byl materiál ozářen, tím více elektronů se nashromáždilo v metastabilních hladinách, proto i více fotonů je při vyhodnocení termoluminiscencí nebo OSL – luminiscencí vyzářeno. Tento světelný výtěžek je úměrný radiační dávce v ozářeném materiálu. Na podobném principu je založen vznik scintilací ve scintilačních detektorech, zásadní rozdíl je v době života excitace (vybuzení) elektronových hladin. U scintilátoru je požadována téměř okamžitá deexcitace, s co nejkratší dobou dosvitu, naopak u termoluminiscenčních a OSL materiálů je požadována maximální stabilita, s co nejmenším slábnutím signálu.

- Termoluminiscenční dozimetrie TLD (obr. č. 4.10) – v termoluminiscenčním dozimetru je zapouzdřen vzorek přesně definovaného množství látky. Ta je vystavena účinku záření v místě, kde má být zjištěna radiační dávka. Po ukončení průchodu ionizačního záření se nejprve termoluminiscenční látka vyjme z pouzdra, pak se ve vyhodnocovacím zařízení zahřeje na teplotu přibližně 160 – 300 °C (podle druhu materiálu) a nakonec se pomocí fotonásobiče snímá emitované viditelné světlo.

Elektrický signál z fotonásobiče se registruje v závislosti na teplotě, kdy vzniká tzv. vyhřívací křivka, jejíž integrál (plocha pod křivkou) je úměrná dávce v dozimetru. Jako termoluminiscenčních látek se využívá např. fluorid lithný (LiF), fluorid vápenatý (CaF<sub>2</sub>) a síran vápenatý (CaSO<sub>4</sub>).

- Fotoluminiscenční dozimetrie OSL (obr. č. 4.10) – u fotoluminiscenčního dozimetru se k vyhodnocování používá ozáření LED diody světlem (o větší vlnové délce, tedy žluto – zelené světlo), přičemž vzniklá luminiscence (v kratší vlnové délce – modré světlo) je detekována fotonásobičem. Celková takto vzniklá luminiscence je opět úměrná ozáření dozimetru. Ve srovnání s TLD je vyhodnocení jednodušší, protože se ozařování LED diodou snadněji standardizuje než řízené teplotní vyhřívání. Opticky stimulovanou luminiscenci vykazuje např. v přírodě často rozšířený kysličník křemičitý (křemen), ale v dozimetrické oblasti se hlavně využívá kysličník hlinitý Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>.



Obr. č. 4.10, Schéma termoluminiscenční a OSL dozimetrie, převzato a upraveno z [12]

Termoluminiscenčních a OSL dozimetrie mohou být provedeny jako prstové dozimetrie pro monitorování při laboratorní práci nebo celotělové dozimetrie, které monitorují vzorek celkového ozáření v referenčním místě. Používá se několika oddělených detekčních elementů, překrytých různými filtry, kdy výsledkem je analýza druhu a energie ionizujícího záření. Oproti filmovým dozimetrům je zde výhoda vyšší radiační citlivosti a přesnosti, většího rozsahu měřených dávek, malé citlivosti na vnější vlivy (teplota, vlhkost, chemické výpary), možnost průběžného operativního vyhodnocení a opakovaného použití materiálu. [12]

## 5 DEFINICE JEDNOTEK A VELIČIN, ROZPADOVÝ ZÁKON

V okruhu ionizujícího záření a radiační ochrany se téměř vždy jedná o situaci, kdy je dán zdroj radiace, který vyzařuje záření do svého okolí (pole záření) a toto záření dále působí, jednak na libovolnou látku, tak i na člověka. Následně tedy budou popsány veličiny, které charakterizují:

- zdroje záření
- pole záření
- působení záření na látky
- působení záření na člověka. [11]

### 5.1 Veličiny charakterizující zdroje záření

- Poločas přeměny ...  $T$  [s, min, h, r] – udává dobu, za kterou klesne počet atomů radionuklidu na polovinu původního počtu atomů.
- Přeměnová konstanta ...  $\lambda$  [ $s^{-1}$ ] – vyjadřuje pravděpodobnost jaderné přeměny, která je charakteristická pro každé radioaktivní jádro. Je to konstanta úměrnosti mezi úbytkem počtu radioaktivních jader způsobeným samovolnou přeměnou za určitou dobu a celkovým počtem (nepřeměněných) radioaktivních jader ve vztahu (5.1).

$$\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}, \quad (5.1)$$

kde  $\ln 2$  je přirozený logaritmus 2,  $T_{1/2}$  je fyzikální poločas radionuklidu.

- Aktivita ...  $A$  [Bq] – je počet radioaktivních přeměn (rozpadlých atomů) v radionuklidu za sekundu ve vztahu (5.2).

$$A = \frac{dN}{dt}, \quad (5.2)$$

kde  $dN$  je střední počet samovolných radioaktivních přeměn z daného energetického stavu v určitém množství radionuklidu,  $dt$  je časový interval.

Jednotkou aktivity je becquerel [Bq], jehož rozměr je [ $s^{-1}$ ]. Jednotka je velmi malá (znamená jednu přeměnu za sekundu), proto se v praxi více používají její násobky [kBq, MBq, GBq].

Dříve se používala jednotka curie [Ci], kdy platí poměr –  $1 \text{ Ci} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Bq}$ .

Aktivita  $A$  radionuklidu není konstantní veličina, ale klesá s časem podle exponenciálního vztahu (5.3).

$$A_t = A_0 \cdot e^{-\lambda t}, \quad (5.3)$$

kde  $A_0$  je aktivita radionuklidu v čase  $t = 0$ ,  $A_t$  je aktivita radionuklidu v čase  $t$ ,  $e$  je Eulerovo číslo – základ přirozených logaritmů ( $e = 2,71828$ ),  $t$  je časový interval.

Uvedené veličiny nelze použít u jiných než radionuklidových zdrojů, např. u rentgenek, urychlovačů apod., proto se v těchto případech používá veličina:

- Emise zdroje ...  $N_Z$  [ $s^{-1}$ ] ve vztahu (5.4)

$$N_Z = \frac{dN_Z}{dt}, \quad (5.4)$$

kde  $N_Z$  je emise zdroje,  $dN_Z$  je počet částic emitovaných ze zdroje,  $dt$  je časový interval.

Pokud zdroj neemituje záření izotropně, jako je tomu u urychlovačů (úzký svazek záření), popř. u radionuklidových zdrojů v podobě pevných zářičů různého tvaru, použije se veličina úhlová emise zdroje [ $s^{-1} \cdot sr^{-1}$ ], což je emise zdroje vztažená na jednotkový prostorový úhel. [11, 15]

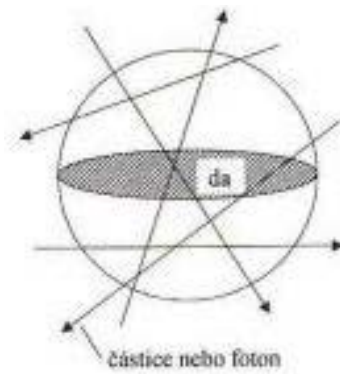
## 5.2 Veličiny charakterizující pole záření

Kolem zdrojů ionizujícího záření existuje určité pole záření, které se charakterizuje fluencí částic nebo fotonů (hustotou prošlých částic nebo fotonů).

- Fluence částic ...  $\Phi$  [ $m^{-2}$ ], definována vztahem (5.5)

$$\Phi = \frac{dN}{da}, \quad (5.5)$$

kde  $dN$  je střední počet částic, které dopadly v daném bodě prostoru na kouli s plochou hlavního řezu  $da$  (obr. č. 5.1)



Obr. č. 5.1, Definice fluence částic, převzato a upraveno z [16]

Další veličina, která často popisuje rychlost růstu fluence v daném časovém okamžiku je příkon fluence částic nebo fotonů (hustota toku částic nebo fotonů).

- Příkon fluence částic ...  $\phi$  [ $\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ], definovaný vztahem (5.6)

$$\phi = \frac{d\phi}{dt}, \quad (5.6)$$

kde  $d\phi$  je přírůstek fluence za časový interval  $dt$ .

Ve speciálním případě širokého rovnoběžného homogenního svazku částic nebo fotonů udává tato veličina počet částic nebo fotonů, jež projdou plochou  $1 \text{ m}^2$  (umístěnou kolmo na jejich směr) za sekundu. Obdobně se definují veličiny fluence energie (hustota prošlé energie) a příkon fluence energie (hustota toku energie).

- Fluence energie ...  $\Psi$  [ $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}$ ], definovaná vztahem (5.7)

$$\Psi = \frac{dR}{da}, \quad (5.7)$$

kde  $dR$  je zářivá energie dopadlá na kouli s plochou hlavního řezu  $da$  (tj. součet kinetických energií všech dopadlých částic na tu kouli).

- Příkon fluence energie ...  $\psi$  [ $\text{J}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ ], definovaný vztahem (5.8)

$$\psi = \frac{d\Psi}{dt}, \quad (5.8)$$

kde  $d\Psi$  je přírůstek fluence energie za časový interval  $dt$ . [13, 16]

### 5.3 Veličiny charakterizující působení záření na látku

- Absorbovaná dávka ...  $D$  [ $\text{J}\cdot\text{kg}^{-1}$ ] = [Gy], definována vztahem (5.9)

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm}, \quad (5.9)$$

kde  $d\varepsilon$  je střední sdělená energie, předaná ionizujícím zářením látce o hmotnosti  $dm$  v daném bodě.

- Dávkový příkon ...  $\dot{D}$  [ $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$ ], definovaný vztahem (5.10)

$$\dot{D} = \frac{dD}{dt}, \quad (5.10)$$

kde  $dD$  je přírůstek dávky za časový interval  $dt$ .

Absorbovaná dávka a dávkový příkon se používají pro hodnocení přímo ionizujícího záření, ale nevypovídá nic o tom, co se děje okolo (problém s nepřímo ionizujícími částicemi).

- Kerma ...  $K$  [Gy], definována vztahem (5.11)

$$K = \frac{dE_K}{dm}, \quad (5.11)$$

kde  $dE_K$  je součet počátečních kinetických energií všech nabitých částic, uvolněných nenabitými ionizujícími částicemi v uvažované látce o hmotnosti  $dm$  v daném bodě.

Kerma se používá jen v souvislosti s nepřímo ionizujícím zářením (záření gama, neutrony). Za podmínky rovnováhy nabitých sekundárních částic se kerma rovná absorbované dávce ( $K = D$ ).

- Kermový příkon ...  $\dot{K}$  [ $\text{Gy}\cdot\text{s}^{-1}$ ], definovaný vztahem (5.12)

$$\dot{K} = \frac{dK}{dt}, \quad (5.12)$$

kde  $dK$  je přírůstek kermy za časový interval  $dt$ .

- Expozice ...  $X$  [ $\text{C}\cdot\text{kg}^{-1}$ ], definovaná výhradně pro vzduch vztahem (5.13)

$$X = \frac{dQ}{dm}, \quad (5.13)$$

kde  $dQ$  je absolutní hodnota celkového elektrického náboje iontů jednoho znaménka, vzniklých ve vzduchu při úplném zabrzdění všech elektronů a pozitronů, které byly uvolněny fotony ve vzduchu o hmotnosti  $dm$  v daném bodě. Nezahrnuje se ionizace vyvolaná absorpcí brzděného záření, které je emitováno elektrony v uvažovaném objemu.

- Expoziční příkon ...  $\dot{X}$  [ $\text{C}\cdot\text{kg}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$ ], definovaný vztahem (5.14)

$$\dot{X} = \frac{dX}{dt}, \quad (5.14)$$

kde  $dX$  je přírůstek expozice za časový interval  $dt$ .

Expozice se jako veličina v dozimetrickém oboru využívá jen pro etalonáž ionizujícího záření, v praxi se upřednostňuje používat (ve vzduchu nebo ve tkáni) kermu popř. dávku. [13, 17]

#### 5.4 Veličiny používané v radiační ochraně

Jedná se o veličiny, které vyjadřují působení ionizujícího záření na člověka. Vychází z absorbované dávky a berou v úvahu biologické účinky záření a radiosenzitivitu (citlivost) tkání a orgánů.

- Dávkový ekvivalent ...  $H$  [Sv], definovaný vztahem (5.15)

$$H = D \cdot Q \cdot N, \quad (5.15)$$

kde  $D$  je dávka v uvažovaném bodě tkáně,  $Q$  je jakostní faktor (modifikující faktor závažnosti dávky podle biologické účinnosti nabitých částic, které způsobují tuto dávku) a  $N$  je součin ostatních modifikujících faktorů.

- Ekvivalentní dávka v tkáni nebo orgánu ...  $H_T$  [Sv], definovaná vztahem (5.16)

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{TR}, \quad (5.16)$$

kde  $w_R$  je radiační váhový faktor příslušný záření typu R,  $D_{TR}$  je radiační váhový faktor příslušný záření typu R [Gy].

Radiační váhový faktor vyjadřuje relativní biologickou účinnost jednotlivých typů záření vzhledem k fotonovému záření. Jeho hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce (Tab. 2).

Tab. 2: Hodnoty radiačních váhových faktorů  $w_R$ , převzato a upraveno z [11]

Záření, energie	$w_R$
fotonové záření	1
beta záření	1
neutrony < 10 keV	5
neutrony (10 až 100) keV	10
neutrony 100 keV až 2 MeV	20
neutrony (2 až 20) MeV	10
neutrony > 20 MeV	5
alfa záření	20

Z tabulky vyplývá, že biologické účinky beta a gama záření jsou totožné, oproti záření alfa, kde jsou biologické účinky dvacetkrát větší. Můžeme tedy konstatovat, že dávka 1 mGy vyvolá v případě beta a gama záření ekvivalentní dávku 1 mSv, v případě alfa záření 20 mSv.

- Efektivní dávka ...  $H_E$  [Sv], definovaná vztahem (5.17), jako součet vážených středních hodnot ekvivalentních dávek v tkáních nebo orgánech lidského těla.

$$H_E = \sum_T w_T \cdot H_T, \quad (5.17)$$

kde  $w_T$  je tkáňový váhový faktor,  $H_T$  je ekvivalentní dávka v tkáni nebo orgánu.

Tkáňový váhový faktor vyjadřuje relativní příspěvek daného orgánu nebo tkáně k celkové zdravotní újmě způsobené rovnoměrným celotělovým ozářením. Jeho hodnoty jsou uvedeny v následující tabulce (Tab. 3). [11, 13]



Tab. 3: Hodnoty tkáňových váhových faktorů  $w_T$ , převzato a upraveno z [11]

Tkáň, orgán	$w_T$
gonády	0,20
mléčná žláza	0,05
červená kostní dřeň	0,12
plíce	0,12
štítná žláza	0,05
povrch kostí	0,01
tlusté střevo	0,12
žaludek	0,12
játra	0,05
kůže	0,01
ostatní tkáně a orgány	0,05

- Jakostní faktor – je modifikující faktor závažnosti absorbované dávky podle biologické účinnosti nabitých částic, způsobujících tuto dávku. Jsou užívány následující hodnoty jakostního faktoru  $Q$  (Tab. 4).

Tab. 4: Hodnoty jakostního faktoru  $Q$ , převzato a upraveno z [18]

Pro záření X, gama a elektrony	$Q = 1$
Pro neutrony o neznámém enegetickém spektru	$Q = 10$
Pro částice s jedním nábojem o neznámé energii a klidové hmotnosti větší než jedna atomová hmotnostní jednotka	$Q = 10$
Pro částice alfa a další vícenásobně nabitě částice o neznámé energii	$Q = 20$
Pro tepelné neutrony	$Q = 2,3$

Hodnoty jakostního faktoru byly odvozeny tak, že odpovídají příslušným hodnotám relativní biologické účinnosti. Zároveň jsou nezávislé na orgánu, tkáni nebo na druhu uvažovaného biologického účinku. [18]

## 5.5 Rozpadový zákon, přeměnová konstanta, poločas rozpadu

Počet atomů radionuklidu při radioaktivním rozpadu ubývá s časem. Úbytek atomů je úměrný celkovému počtu atomů a času (5.18).

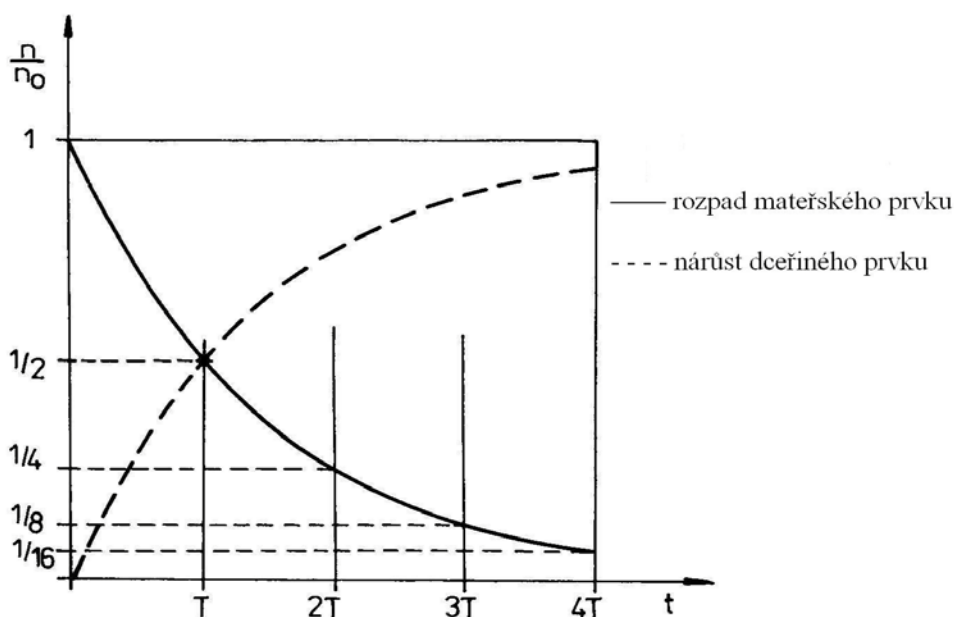
$$dn = -\lambda \cdot n \cdot dt \quad (5.18)$$

- Rozpadový zákon  $n$  získáme po integraci (4.18) vztahem (5.19)

$$n = n_0 \cdot e^{-\lambda \cdot t}, \quad (5.19)$$

kde  $n_0$  je původní počet atomů prvku existující v čase  $t = 0$ ,  $n$  je počet atomů prvku v čase  $t$ ,  $\lambda$  je přeměnová konstanta.

Pokles počtu atomů (resp. hmotnosti) radionuklidu s časem má tedy exponenciální charakter (obr. 5.2.).



Obr. č. 5.2, Časový průběh radioaktivní přeměny, převzato a upraveno z [11]

- Přeměnovou konstantu  $\lambda$  vypočítáme ze vztahu (5.18), tím obdržíme vztah (5.20)

$$\lambda = -\frac{\frac{dn}{dt}}{n}, \quad (5.20)$$

kde přeměnová konstanta charakterizuje rychlost rozpadu radionuklidu a udává relativní úbytek počtu atomů za sekundu. Čím je větší přeměnová konstanta, tím rychleji se radionuklid rozpadá. Základní jednotkou přeměnové konstanty je  $[s^{-1}]$ .

▪ Poločas rozpadu (přeměny)  $T$  udává dobu, za kterou se rozpadne polovina původního počtu atomů radionuklidu (obr. č. 5.2). Mezi poločasem přeměny a přeměnovou konstantou platí vztah (5.21)

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda}, \quad (5.21)$$

Poločas přeměny radionuklidů se pohybuje v širokém intervalu hodnot od zlomků sekund až po desítky miliard let. Čím je větší poločas přeměny, tím pomaleji se radionuklid rozpadá.

Důležitou charakteristikou radionuklidu je i jeho aktivita (radioaktivita)  $A$ , která udává počet rozpadlých jader radionuklidu za sekundu. Z rozpadového zákona (5.18), vyplývá vztah (5.22)

$$A = -\frac{dn}{dt} = \lambda \cdot n, \quad (5.22)$$

kde aktivita radionuklidu je dána součinem okamžitého počtu atomů  $dn$  a přeměnové konstanty  $\lambda$ , aktivita má rozměr  $[s^{-1}]$ . [11]

## 6 PRÁVNÍ PŘEDPISY

### 6.1 Atomový zákon

Dne 1.7.1997 vstoupil v platnost zákon č. 18/1997 Sb. „Atomový zákon“, který kromě jiného, ukládá každému žadateli o povolení k nakládání (§ 9 odst. písm. i. zákona č.18/1997 Sb.) se zdroji ionizujícího záření doložit žádost dokumentací požadovanou pro povolovanou činnost. V daném případě dokumentací uvedenou v příloze k zákonu č.18/1997 Sb. písm. I. Povolení Státního úřadu pro jadernou bezpečnost (SÚJB), pak může být vydáno jen tehdy, jestliže SÚJB schválí tuto dokumentaci:

▪ vymezení kontrolovaného pásma, předpokládaný počet osob pracujících v něm a způsob zábrany vstupu nepovolaných osob do tohoto pásma

- vnitřní havarijní plán
- rozsah a způsob měření (program monitorování) a hodnocení ozáření zaměstnanců a osob a znečištění pracoviště a jeho okolí radionuklidy a ionizujícím zářením
- program zabezpečení jakosti pro povolenou činnost. [19]

## 6.2 Systém jakosti

Zabezpečování jakosti na pracovištích nukleární medicíny je vyžadováno zákonem č. 18/1997 Sb., o mírovém využívání jaderné energie a ionizujícího záření (Atomový zákon). Do programu jakosti patří (kromě jiných požadavků) i pravidelná kontrola přístrojové techniky, pomocí níž je ionizující záření emitované radioaktivními látkami (radiofarmaky) měřeno a využíváno k získávání informací důležitých pro diagnostiku a léčbu.

Cílem zabezpečení jakosti přístrojové techniky používané v nukleární medicíně je předpověď nebo objev závažných změn technických parametrů, které by měly za následek nižší, případně nevyhovující kvalitu diagnostických a léčebných výsledků. Pro zajištění optimální funkce přístrojů je nutné splnění následujících podmínek:

- kontroly v rámci systému zabezpečení jakosti musí být prováděny s vhodnou frekvencí; některé kontroly je nutné provádět denně, jiné v delších časových intervalech
- kontroly musí být prováděny s dostačující přesností a reprodukovatelností; je třeba postupovat podle jasně formulovaného protokolu
- výsledky kontrol - včetně podmínek, za kterých byly tyto výsledky změřeny – musí být pečlivě dokumentovány a dále uchovávány
- součástí kontrol musí být i rozhodování jak postupovat v případě, že výsledky měření nejsou uspokojivé z hlediska stanovených kritérií. [19]

## 6.3 Metrologie

Přístroje, používané k měření podléhají jako stanovená měřidla pravidelnému ověřování Českým metrologickým institutem (ČMI) – Inspektorátem pro ionizující záření. Toto je upraveno zákonem o metrologii (zákon č. 505/1990 Sb. ve znění pozdějších předpisů).

- Etalon – měřicí jednotky, popř. stupnice určité veličiny je měřidlo sloužící k realizaci a uchování této jednotky nebo stupnice a k jejímu přenosu na měřidla s nižší přesností.

V rámci této kategorie měřidel definuje zákon státní etalony jako ty etalony, které mají pro příslušný obor měření nejvyšší metrologickou kvalitu ve státě. Podskupinou kategorie

etalonů jsou hlavní etalony. Tyto etalony tvoří základ návaznosti měřidel u subjektů a podléhají povinné kalibraci prováděné v ČMI nebo akreditované kalibrační laboratoři, popř. v zahraničním subjektu, které zaručují srovnatelnou metrologickou úroveň.

- Stanovená měřidla – jsou měřidla, která Ministerstvo průmyslu a obchodu stanoví k povinnému ověřování s ohledem na jejich význam.

Ověřením stanoveného měřidla se potvrzuje, že stanovené měřidlo má požadované metrologické vlastnosti. Ověřené stanovené měřidlo opatří Český metrologický institut nebo autorizované metrologické středisko úřední značkou nebo vydá ověřovací list. Seznam druhů měřidel, která jsou podle tohoto zákona stanovenými, se nachází ve vyhlášce č. 345/2002 Sb. ve znění novel (vyhlášky č. 65/2006 Sb., vyhlášky 259/2007 Sb. a vyhlášky č. 204/2010 Sb.).

- Pracovní měřidla – jsou měřidla, která nejsou etalonem ani stanoveným měřidlem.

Dle § 5 odst. (6) zákona č. 505/1990 Sb. je předepsáno, že uživatelé pracovních měřidel si návaznost používaných měřidel mohou zajistit sami pomocí svých hlavních etalonů nebo prostřednictvím Českého metrologického institutu.

- Navázaná měřidla – jsou zveřejněna v zákoně č. 505/1990 Sb. § 5, kdy v odst. (1) je popsána návaznost měřidel pro účely tohoto zákona, čímž se rozumí zařazení daných měřidel do nepřerušené posloupnosti přenosu hodnoty veličiny, počínající etalonem nejvyšší metrologické kvality pro daný účel. Dále podle odst. (5) tvoří hlavní etalony základ návaznosti měřidel u subjektů a podléhají povinné kalibraci. V odst. (6) je dán způsob návaznosti pracovních měřidel, které si stanoví uživatel měřidla. Kalibraci pracovních měřidel si mohou jejich uživatelé zajistit sami a to pomocí svých hlavních etalonů nebo u jiných tuzemských nebo zahraničních subjektů. [20]

## **7 ZAŘÍZENÍ POUŽITÉ K MĚŘENÍ**

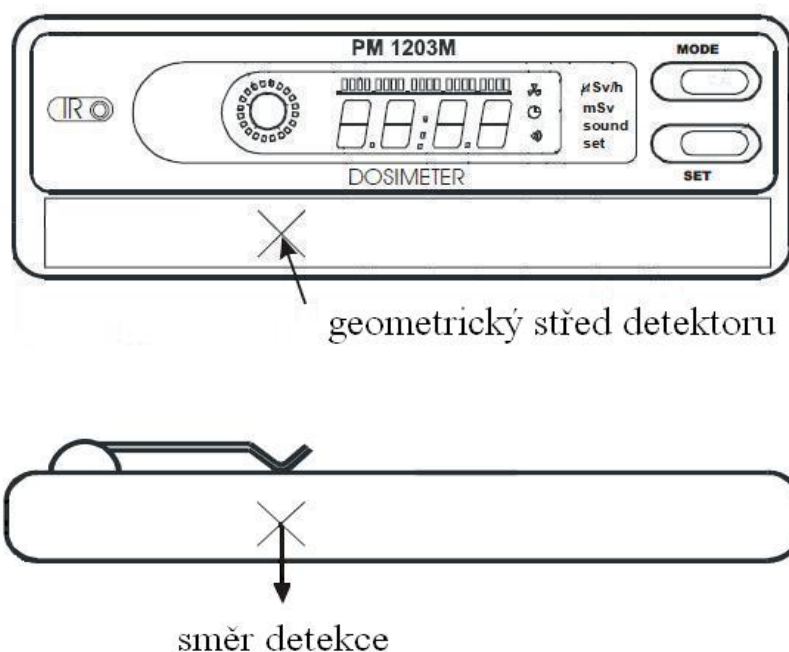
### **7.1 Dozimetr PM 1203 M**

Osobní programovatelný dozimetr PM 1203 M (obr. č. 7.1) je moderní, malý a lehký kapesní dozimetr řízený mikroprocesorem. Na displeji jsou zobrazované všechny měřené, volené a nastavované údaje pomocí dvou tlačítek, které mají několikanásobnou funkci. Tato funkce spočívá v krátkém, dlouhém nebo opakovaném stisku daného tlačítka. V případě prodlevy stisku následujícího tlačítka (delší než 5 sekund) se přístroj přepne do režimu nepřetržitého měření, což je přednost tohoto zařízení.



Obr. č. 7.1, Dozimetr PM 1203 M, převzato a upraveno z [21]

Přístroj je konstruován jako monoblok v plastovém obalu, který používá Geiger – Müllerovu trubici jako detektor záření. Uvnitř vyhodnocuje gama záření a převádí ho na elektrické pulsy, ty jsou dále zpracovány mikroprocesorem. Mikroprocesor kontroluje také displej, zdroj a elektronické hodiny. Geometrický střed detektoru zobrazuje místo, k němuž při praktickém měření byl přikládán etalon a jakým směrem probíhala detekce (obr. č. 7.2).



Obr. č. 7.2, Střed detektoru a směr detekce, převzato a upraveno z [21]

Zařízení umožňuje nastavení prahových hodnot příkonu ekvivalentní dávky  $\dot{H}$  a ekvivalentní dávky  $H$ . Překročení přednastavených prahových hodnot lze sledovat vizuálně (odečtením hodnot na displeji) nebo akusticky. Měření se provádějí kontinuálně a nezávisle na hodnotách momentálně zobrazených na displeji.

Dozimetr PM 1203 M je určen k:

- kontinuálnímu měření příkonu dávkového ekvivalentu gama záření  $\dot{H}$
- měření dávkového ekvivalentu gama záření  $H$
- měření doby celkové akumulace
- uchovávání naměřených hodnot v paměti a přenosu těchto dat do počítače
- signalizaci času (v hodinách, minutách a vteřinách) a data (den, měsíc a rok) na digitálním displeji z tekutých krystalů.

Programovatelný dozimetr PM 1203 M je vybaven infračerveným komunikačním portem, kterým vysílá uložená data přes čtečku dozimetru do PC pomocí sériového rozhraní RS 232. [21, 22]

## 7.2 Operativní měřič RDS 200

Přístroj RDS-200 (obr. č. 7.3) je víceúčelový měřič radiace, vhodný pro široký rozsah aplikací. Byl navržen pro případy, ve kterých je důležité přesné měření při nízkých úrovních dávkového příkonu. Kromě zobrazení okamžitého dávkového příkonu  $\dot{H}$  počítá měřič průběžně rolovaný průměr posledních pěti měření (ve volitelných intervalech), který může být kdykoliv vyvolán stlačením tlačítka.



Obr. č. 7.3, Operativní měřič RDS 200, převzato a upraveno z [23]

Průměrné hodnoty jsou uloženy ve vnitřní paměti (až 864 hodnot) a mohou být přeneseny do PC přes sériový port. Po připojení se hodnoty přenášejí pomocí programu

HyperTerminal (funkcí „zachytávat text“), který je součástí Microsoft Windows, ukázka výpisu hodnot (obr. č. 7.4). [23]

```
RDS-200 V1.09 PRINTOUT
TIME INTERVAL: 5 min
DOSE RATE UNIT: microSv/h
NUMBER: SAMPLES:
  1  0.09  0.17  0.09  0.12  0.08
  6  0.11  0.10  0.14  0.41  1.04
 11  1.14  1.15  1.05  1.11  1.17
 16  1.18  1.16  1.08  1.19  1.11
AVERAGE OF 20 SAMPLES:
    0.68
MIN:
  5  0.08
MAX:
 19  1.19
```

Obr. č. 7.4, Ukázka výpisu hodnot z měřiče RDS 200

### 7.3 Etalon $^{133}\text{Ba}$

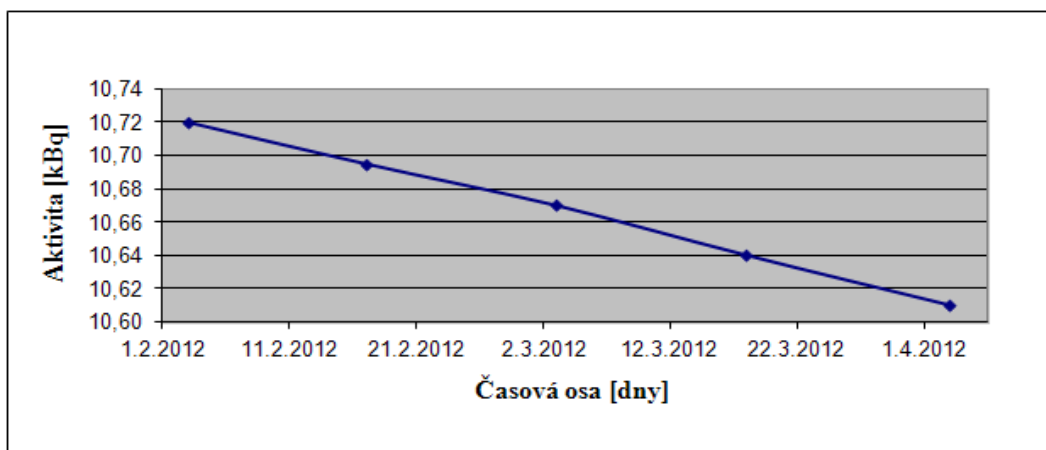
Přirozeně se vyskytující baryum je směsí sedmi stabilních izotopů, nejčtenější je  $^{138}\text{Ba}$  (71.7 %). Dalších dvaadvacet uměle připravených izotopů barya je silně radioaktivních, protože jejich poločas rozpadu se pohybuje ve zlomcích sekund až milisekund. Jediná výjimka je izotop  $^{133}\text{Ba}$  (56 protonů, 77 neutronů), který má poločas rozpadu 10,51 let (obr. č. 7.5). Hlavní využití tohoto izotopu je pro kalibrační účely gama detektorů v jaderné fyzice. [24]



Obr. č. 7.5, Etalon  $^{133}\text{Ba}$

Užitý etalon  $^{133}\text{Ba}$  – referenční datum 9. 9. 1974, počáteční aktivita 115,55 kBq, během dvouměsíční studie je rozpadu etalonu velmi malý (obr. č. 7.6).





Obr. č. 7.6, Graf krátkodobého rozpadu etalonu  $^{133}\text{Ba}$

## 8 NAMĚŘENÉ HODNOTY A STATISTICKÉ VYHODNOCENÍ

### 8.1 Užité vztahy

Pokud opakujeme měření stejné veličiny za stejných podmínek, dostáváme různé hodnoty. Každou odchylku naměřené hodnoty od správné nazýváme obecně chybou.

- Absolutní chyba ...  $\Delta x$  vztah (8.1)

$$\Delta x = x_s - x, \quad (8.1)$$

kde  $x_s$  je skutečná hodnota,  $x$  je hodnota získaná měřením.

- Relativní chyba ...  $\partial x$  vztah (8.2)

$$\partial x = \frac{\Delta x}{x_s}, \quad (8.2)$$

tato chyba se obvykle udává v procentech.

Absolutní chyba má stejný rozměr i jednotku jako naměřená veličina, kdežto relativní chyba je bezrozměrná. Přesnost měření se lépe vystihuje relativní chybou.

- Pravděpodobná chyba výpočtu aritmetického průměru

$$\bar{v} = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\bar{x} - x_i)^2}{n(n-1)}} \quad (8.3)$$

- Směrodatná odchylka ...  $\sigma$ , se obvykle definuje jako odmocnina z rozptylu dané veličiny, pro praktické výpočty je použit vztah (8.3).

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{n-1}} \quad (8.4)$$

Pravděpodobnost, že naměřená hodnota náhodné veličiny leží v intervalu  $(x_0 - \sigma; x_0 + \sigma)$  je 68 %, v intervalu  $(x_0 - 2\sigma; x_0 + 2\sigma)$  je 95 % a v intervalu  $(x_0 - 3\sigma; x_0 + 3\sigma)$  je 99 %, kde  $x_0$  je nejpravděpodobnější hodnota.

- Variační koeficient ...  $v_k$ , je poměr mezi směrodatnou odchylkou a daným průměrem, vztah (8.4)

$$v_k = \frac{\sigma}{\bar{N}} \cdot 100, \quad (8.5)$$

koeficient se udává v procentech, Používá se při statistické kontrole kvality laboratorních testů.

- Chí – kvadrát ...  $\chi^2$ , je statistické rozdělení pravděpodobnosti. Pro toto konkrétní měření, zda vypočtená hodnota leží v přípustných mezích, je použit vztah (8.6).

$$\chi^2 = \frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{\bar{N}} \quad (8.6)$$

Pro výsledné porovnání vypočtených hodnot a přípustných mezí chí – kvadrátu slouží tabulka použitá z literatury [25].

## 8.2 Vlastní postup měření

- **Seznam použitých zařízení**

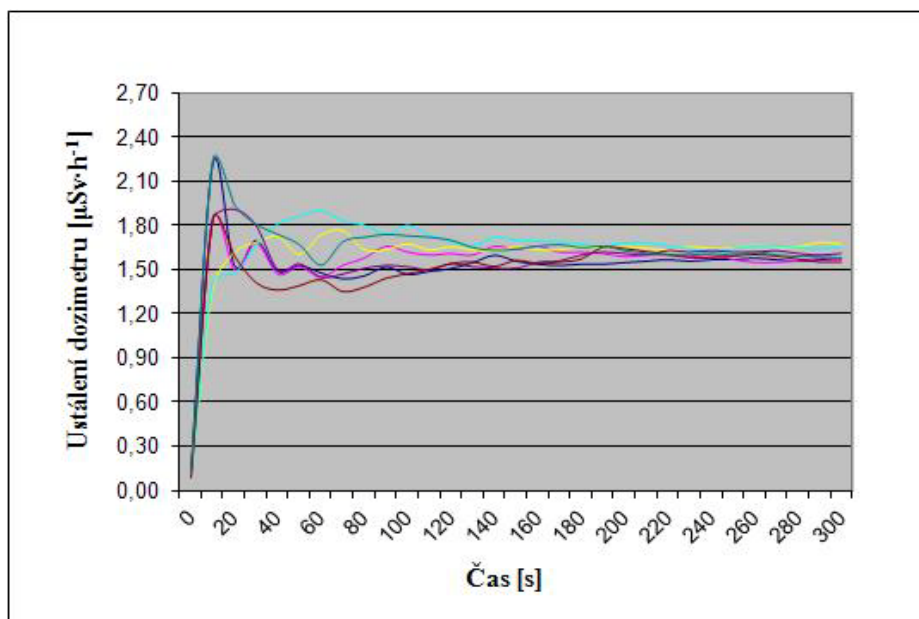
Dozimetr – typ 1203 M, v. č. 603865; Operativní měřič – typ RDS 200, v. č. 990145;

Etalon –  $^{133}\text{Ba}$  – typ EG3, v. č. 182-01

- **Postup měření pomocí dozimetru PM 1203 M**

Měření pomocí dozimetru probíhalo v pevně stanovených intervalech (15 sekund), kdy se nejprve měřila hodnota pozadí a poté hodnota s přiloženým etanolem  $^{133}\text{Ba}$ . Dozimetr byl vložen do dřevěného stojanu, ve kterém byl vyříznut otvor na etalon, tím bylo zabezpečeno, že každé měření probíhalo ve stejných podmínkách.

Při měření je potřeba brát v úvahu odezvu na skokovou změnu měřené veličiny, která se projevuje kolísáním hodnot (obr. č. 8.1).



Obr. č. 8.1, Graf ustálení dozimetru v závislosti na etanolu

Jak ukazuje graf, po přiložení dozimetru na etanol, je potřeba přibližně dvou minutové prodlevy, než dojde k ustálení hodnot a poté je možno měřit.

Hodnoty z měření jsou zaznamenány v tabulce (Tab. 5). Pro správné měření se u každého reálného zařízení pozadí odečítá od výsledného spektra. Pozadí je tvořeno zářením z okolního prostoru (radioaktivita, zemské záření, kosmické záření) popř. elektrickým šumem součástek v daném přístroji.

Tab. 5: Hodnoty naměřené dozimetrem PM 1203 M

Datum měření	Měření	Naměřené hodnoty pro PM 1203 M [ $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ ]															
		0,10	0,09	0,10	0,11	0,10	0,10	0,11	0,10	0,10	0,10	0,09	0,10	0,10	0,11	0,10	0,11
2. 2. 2012	Pozadí	0,10	0,09	0,10	0,11	0,10	0,10	0,11	0,10	0,10	0,10	0,09	0,10	0,10	0,11	0,10	0,11
		0,10	0,10	0,10	0,09	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,11	0,10	0,10	0,10	0,09	0,10	0,09
	S etalonem	1,59	1,60	1,61	1,60	1,61	1,60	1,61	1,60	1,59	1,60	1,59	1,58	1,57	1,56	1,57	
		1,56	1,57	1,59	1,58	1,59	1,60	1,59	1,61	1,62	1,61	1,59	1,61	1,58	1,59	1,58	
6. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	
		0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	
	S etalonem	1,59	1,60	1,61	1,62	1,64	1,63	1,61	1,62	1,61	1,62	1,63	1,64	1,65	1,64	1,64	
		1,63	1,62	1,61	1,62	1,62	1,64	1,63	1,64	1,65	1,64	1,64	1,63	1,62	1,61	1,62	
8. 2. 2012	Pozadí	0,11	0,12	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,10	0,10	0,10	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	
		0,11	0,11	0,10	0,11	0,11	0,10	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,10	0,11	0,11	
	S etalonem	1,61	1,60	1,59	1,60	1,59	1,57	1,58	1,57	1,56	1,58	1,59	1,60	1,64	1,61	1,61	
		1,62	1,61	1,60	1,59	1,59	1,60	1,60	1,60	1,62	1,64	1,63	1,64	1,63	1,62	1,62	
10. 2. 2012	Pozadí	0,10	0,11	0,11	0,10	0,10	0,10	0,09	0,08	0,08	0,08	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	
		0,09	0,10	0,09	0,09	0,09	0,08	0,09	0,08	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	
	S etalonem	1,60	1,61	1,61	1,62	1,64	1,62	1,61	1,61	1,60	1,62	1,63	1,61	1,62	1,62	1,61	
		1,62	1,61	1,62	1,61	1,61	1,60	1,59	1,58	1,57	1,58	1,59	1,61	1,61	1,62	1,63	

Datum měření	Měření	Naměřené hodnoty pro PM 1203 M [ $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ ]															
		0,14	0,13	0,13	0,12	0,11	0,12	0,13	0,12	0,13	0,13	0,14	0,14	0,13	0,13	0,13	0,13
13. 2. 2012	Pozadí	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,14	0,14	0,14	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	
		1,52	1,54	1,56	1,55	1,57	1,57	1,57	1,60	1,59	1,60	1,61	1,63	1,63	1,64	1,61	
	S etalonem	1,62	1,63	1,61	1,62	1,62	1,62	1,61	1,61	1,61	1,60	1,61	1,62	1,61	1,60	1,59	
		0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,13	0,14	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	
15. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	
		1,71	1,70	1,70	1,67	1,67	1,67	1,68	1,66	1,66	1,67	1,69	1,68	1,67	1,65	1,66	
	S etalonem	1,67	1,66	1,66	1,65	1,64	1,64	1,65	1,65	1,65	1,65	1,65	1,66	1,67	1,67	1,66	
		0,13	0,12	0,11	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,13	0,12	
17. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	
		1,69	1,69	1,71	1,73	1,76	1,75	1,74	1,74	1,72	1,69	1,69	1,71	1,71	1,70	1,72	
	S etalonem	1,70	1,70	1,69	1,70	1,70	1,71	1,71	1,72	1,71	1,72	1,72	1,72	1,72	1,71	1,70	
		0,12	0,13	0,13	0,14	0,15	0,15	0,15	0,16	0,15	0,16	0,15	0,14	0,15	0,14	0,14	
20. 2. 2012	Pozadí	0,13	0,14	0,13	0,13	0,13	0,14	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	
		1,58	1,58	1,57	1,56	1,57	1,59	1,59	1,60	1,59	1,60	1,61	1,63	1,64	1,65	1,66	
	S etalonem	1,66	1,67	1,66	1,67	1,66	1,66	1,66	1,66	1,65	1,66	1,65	1,65	1,64	1,64	1,65	
		0,14	0,13	0,14	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,12	0,13	0,14	0,14	0,13	0,14	0,14	
22. 2. 2012	Pozadí	0,13	0,14	0,14	0,14	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	
		1,74	1,75	1,75	1,73	1,71	1,70	1,71	1,72	1,72	1,73	1,73	1,72	1,73	1,73	1,74	
	S etalonem	1,73	1,72	1,73	1,74	1,73	1,74	1,74	1,73	1,72	1,71	1,70	1,69	1,69	1,69	1,68	
		0,10	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	
24. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	
		1,56	1,56	1,56	1,58	1,57	1,56	1,58	1,58	1,60	1,63	1,64	1,63	1,63	1,62	1,62	
	S etalonem	1,63	1,64	1,64	1,63	1,64	1,63	1,64	1,66	1,65	1,64	1,63	1,63	1,63	1,64	1,62	
		0,11	0,10	0,11	0,11	0,12	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,12	
27. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	
		1,61	1,61	1,60	1,59	1,60	1,60	1,61	1,61	1,61	1,62	1,61	1,60	1,61	1,61	1,60	
	S etalonem	1,60	1,61	1,60	1,59	1,60	1,59	1,60	1,61	1,62	1,62	1,62	1,63	1,64	1,63	1,64	
		0,09	0,10	0,10	0,09	0,10	0,11	0,12	0,11	0,11	0,11	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	
29. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	
		1,58	1,58	1,59	1,59	1,60	1,61	1,60	1,61	1,61	1,61	1,60	1,59	1,59	1,58	1,58	
	S etalonem	1,57	1,59	1,59	1,60	1,60	1,60	1,61	1,60	1,61	1,60	1,60	1,61	1,59	1,60	1,59	
		0,15	0,15	0,15	0,15	0,14	0,14	0,14	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14	0,13	0,13	0,13	
2. 3. 2012	Pozadí	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	
		1,70	1,72	1,71	1,71	1,69	1,71	1,72	1,71	1,70	1,71	1,68	1,68	1,67	1,68	1,69	
	S etalonem	1,69	1,70	1,71	1,71	1,71	1,70	1,70	1,70	1,69	1,68	1,68	1,68	1,68	1,68	1,67	
		0,11	0,12	0,13	0,12	0,13	0,12	0,12	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12	
5. 3. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	
		1,66	1,65	1,67	1,67	1,66	1,66	1,67	1,66	1,66	1,66	1,66	1,67	1,68	1,68	1,68	
	S etalonem	1,68	1,68	1,68	1,69	1,70	1,70	1,70	1,71	1,70	1,70	1,71	1,72	1,72	1,71	1,71	
		0,11	0,10	0,11	0,11	0,10	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	
9. 3. 2012	Pozadí	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,12	0,11	0,12	0,12	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	
		1,60	1,59	1,59	1,60	1,61	1,62	1,61	1,61	1,61	1,61	1,61	1,60	1,61	1,62	1,63	
	S etalonem	1,63	1,62	1,63	1,64	1,65	1,64	1,64	1,63	1,64	1,63	1,63	1,62	1,62	1,63	1,62	
		0,11	0,10	0,09	0,08	0,08	0,09	0,10	0,10	0,10	0,11	0,10	0,09	0,09	0,09	0,10	
12. 3. 2012	Pozadí	0,10	0,11	0,11	0,11	0,10	0,10	0,10	0,10	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	0,09	
		1,55	1,52	1,53	1,54	1,53	1,53	1,52	1,53	1,53	1,53	1,53	1,54	1,54	1,56	1,54	
	S etalonem	1,55	1,53	1,53	1,53	1,54	1,54	1,55	1,54	1,54	1,54	1,54	1,54	1,55	1,54	1,53	
		0,12	0,13	0,12	0,12	0,13	0,13	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,14	0,13	
16. 3. 2012	Pozadí	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	
		1,56	1,56	1,55	1,55	1,54	1,55	1,55	1,55	1,54	1,55	1,55	1,54	1,55	1,56	1,56	
	S etalonem	1,56	1,56	1,56	1,56	1,55	1,55	1,54	1,54	1,54	1,54	1,54	1,55	1,55	1,55	1,55	
		0,13	0,13	0,12	0,13	0,12	0,12	0,11	0,11	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,10	0,11	
19. 3. 2012	Pozadí	0,11	0,10	0,10	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,11	0,12	

Datum měření	Měření	Naměřené hodnoty pro PM 1203 M [ $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ ]															
		1,61	1,60	1,60	1,60	1,61	1,60	1,59	1,58	1,57	1,57	1,58	1,58	1,58	1,58	1,58	1,59
	S etalonem	1,58	1,57	1,57	1,58	1,59	1,58	1,57	1,57	1,57	1,57	1,57	1,57	1,57	1,57	1,56	1,56
		0,11	0,11	0,11	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,12	0,12	0,12
21. 3. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,11	0,11	0,12	0,12	
		1,59	1,60	1,60	1,60	1,61	1,62	1,60	1,59	1,59	1,58	1,59	1,58	1,59	1,60	1,60	
	S etalonem	1,61	1,61	1,62	1,63	1,61	1,62	1,62	1,61	1,62	1,63	1,63	1,62	1,62	1,61	1,61	
		0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,13	0,12	
23.3.2012	Pozadí	0,12	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	0,11	
		1,58	1,60	1,60	1,58	1,60	1,61	1,61	1,61	1,62	1,61	1,60	1,59	1,59	1,58	1,59	
	S etalonem	1,59	1,59	1,58	1,57	1,57	1,58	1,58	1,57	1,58	1,58	1,58	1,57	1,57	1,57	1,57	
		0,12	0,11	0,12	0,12	0,11	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,12	0,13	0,12	0,13	
26.3.2012	Pozadí	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,12	0,12	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	0,13	
		1,70	1,69	1,69	1,67	1,68	1,70	1,70	1,70	1,69	1,68	1,67	1,67	1,67	1,66	1,66	
	S etalonem	1,65	1,64	1,65	1,66	1,66	1,66	1,65	1,64	1,64	1,64	1,63	1,65	1,64	1,64	1,65	
		0,11	0,11	0,12	0,13	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	
30. 3. 2012	Pozadí	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,12	0,13	0,13	0,12	0,13	0,13	0,12	0,12	0,12	
		1,55	1,56	1,55	1,54	1,53	1,53	1,57	1,56	1,57	1,56	1,57	1,58	1,58	1,58	1,57	
	S etalonem	1,56	1,55	1,56	1,57	1,58	1,58	1,57	1,56	1,56	1,57	1,58	1,57	1,58	1,58	1,58	

Tab. 6: Hodnoty vypočtené pro dozimetr PM 1203 M

Datum	$\bar{x}_{\text{etalonu}} [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\bar{x}_{\text{pozadí}} [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\Delta x [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\partial x [\%]$	Čistá hodnota etalonu [ $\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ ]
2. 2. 2012	1592	100	0,01	0,79	1492
6. 2. 2012	1626	121	0,01	0,76	1504
8. 2. 2012	1604	109	0,02	1,05	1495
10. 2. 2012	1609	91	0,01	0,68	1518
13. 2. 2012	1599	130	0,02	1,38	1467
15. 2. 2012	1666	127	0,01	0,80	1538
17. 2. 2012	1713	119	0,01	0,81	<b>1593</b>
20. 2. 2012	1629	140	0,03	1,95	1488
22. 2. 2012	1722	133	0,01	0,86	1588
24. 2. 2012	1616	124	0,03	1,61	1492
27. 2. 2012	1610	120	0,01	0,60	1490
29. 2. 2012	1596	112	0,01	0,58	1484
2. 3. 2012	1695	135	0,01	0,77	1560
5. 3. 2012	1683	119	0,02	1,07	1565
9. 3. 2012	1620	114	0,01	0,77	1505
12. 3. 2012	1537	96	0,01	0,48	1441
16. 3. 2012	1550	129	0,01	0,34	<b>1421</b>
19. 3. 2012	1581	112	0,01	0,69	1468
21. 3. 2012	1607	119	0,01	0,75	1488
23. 3. 2012	1587	121	0,01	0,79	1466
26. 3. 2012	1664	126	0,02	1,10	1538
30. 3. 2012	1565	123	0,01	0,75	1442

- průměrná čistá hodnota etanolu ze vztahu (8.3):  $\bar{N} = (1501,95 \pm 30,70)\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}$

- směrodatnou odchylku spočítáme ze vztahu (8.4):

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{n-1}} = 46,05$$

- hodnotu variačního koeficientu spočítáme ze vztahu (8.5):

$$v_k = \frac{\sigma}{\bar{N}} \cdot 100 = 3,07 \%$$

- V tabulce (Tab. 6) jsou tučně zvýrazněny minimální a maximální hodnoty, které porovnáme s vypočteným rozptylem:

$\bar{N} \pm 2\sigma$ (95 %)	dolní hranice přípustného intervalu 1 410
	horní hranice přípustného intervalu 1 594
$\bar{N} \pm 3\sigma$ (99 %)	dolní hranice přípustného intervalu 1 364
	horní hranice přípustného intervalu 1 640

Stabilita neboli krátkodobá reprodukovatelnost testovaného přístroje je zcela vyhovující. Rozptyl měřených hodnot je dán jen statistickým charakterem radioaktivních přeměn, není ovlivňován přístrojem.

- Chí – kvadrát  $\chi^2$  ze vztahu (8.6)

$$\chi^2 = \frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{\bar{N}} = \frac{44532,65}{1501,95} = 29,65$$

Vypočtená hodnota chí – kvadrát 29,65 leží v přípustných mezích 11,59 a 32,67 (při 95 % intervalu spolehlivosti). Dozimetr je z hlediska stability plně vyhovující.

#### ▪ **Postup měření pomocí operativního měřiče RDS 200**

Na geometrický střed, tedy čelní stěnu měřiče RDS 200 se přiložil etanol  $^{133}\text{Ba}$ , měřič snímal danou hodnotu po pěti minutách v sérii po třech hodnotách. Stejným způsobem se stanovuje hodnota pozadí, která se výsledně odečítá od průměrně naměřené hodnoty. Tento časový interval je stanovený od výrobce operativního měřiče. Hodnoty z měření jsou zaznamenány v tabulce (Tab. 7).

Tab. 7: Hodnoty naměřené operativním měřičem RDS 200

Datum měření	Měření	Naměřené hodnoty pro RDS 200 [ $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ ]		
2. 2. 2012	Pozadí	0,11	0,09	0,10
	S etalonem	1,09	1,13	1,14
6. 2. 2012	Pozadí	0,11	0,11	0,12
	S etalonem	1,15	1,19	1,17
8. 2. 2012	Pozadí	0,10	0,09	0,10
	S etalonem	1,20	1,16	1,19
10. 2. 2012	Pozadí	0,07	0,11	0,09
	S etalonem	1,26	1,17	1,19
13. 2. 2012	Pozadí	0,12	0,11	0,15
	S etalonem	1,16	1,17	1,19
15. 2. 2012	Pozadí	0,13	0,09	0,09
	S etalonem	1,10	1,19	1,11
17. 2. 2012	Pozadí	0,07	0,10	0,08
	S etalonem	1,20	1,09	1,14
20. 2. 2012	Pozadí	0,10	0,13	0,11
	S etalonem	1,22	1,18	1,19
22. 2. 2012	Pozadí	0,09	0,08	0,11
	S etalonem	1,10	1,11	1,09
24. 2. 2012	Pozadí	0,06	0,10	0,08
	S etalonem	1,15	1,09	1,11
27. 2. 2012	Pozadí	0,11	0,10	0,11
	S etalonem	1,11	1,10	1,12
29. 2. 2012	Pozadí	0,10	0,12	0,11
	S etalonem	1,13	1,12	1,15
2. 3. 2012	Pozadí	0,10	0,08	0,10
	S etalonem	1,13	1,14	1,10
5. 3. 2012	Pozadí	0,09	0,10	0,12
	S etalonem	1,11	1,12	1,10
9. 3. 2012	Pozadí	0,10	0,09	0,14
	S etalonem	1,11	1,24	1,11
12. 3. 2012	Pozadí	0,11	0,09	0,12
	S etalonem	1,16	1,18	1,19
16. 3. 2012	Pozadí	0,09	0,08	0,10
	S etalonem	1,09	1,03	1,08
19. 3. 2012	Pozadí	0,09	0,08	0,10
	S etalonem	1,13	1,10	1,12
21. 3. 2012	Pozadí	0,06	0,12	0,08
	S etalonem	1,15	1,12	1,14
23. 3. 2012	Pozadí	0,10	0,07	0,07
	S etalonem	1,00	1,09	1,18
26. 3. 2012	Pozadí	0,10	0,12	0,07
	S etalonem	1,22	1,16	1,24
30. 3. 2012	Pozadí	0,09	0,10	0,08
	S etalonem	1,05	1,10	1,09

Tab. 8: Hodnoty vypočtené pro operativní měřič RDS 200

Datum	$\bar{x}_{\text{etalonu}} [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\bar{x}_{\text{pozadí}} [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\Delta x [\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$	$\delta x [\%]$	Čistá hodnota etalonu $[\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}]$
2. 2. 2012	1120	100	0,02	1,79	1020
6. 2. 2012	1170	113	0,01	1,14	1057
8. 2. 2012	1183	97	0,02	1,31	1087
10. 2. 2012	1187	90	0,01	0,94	1097
13. 2. 2012	1173	127	0,01	0,95	1047
15. 2. 2012	1133	103	0,04	3,33	1030
17. 2. 2012	1143	83	0,04	3,30	1060
20. 2. 2012	1197	113	0,02	1,30	1083
22. 2. 2012	1100	93	0,01	0,61	1007
24. 2. 2012	1117	80	0,02	1,99	1037
27. 2. 2012	1110	107	0,01	0,60	1003
29. 2. 2012	1133	110	0,01	0,98	1023
2. 3. 2012	1123	93	0,02	1,38	1030
5. 3. 2012	1110	103	0,01	0,60	1007
9. 3. 2012	1153	110	0,06	5,01	1043
12. 3. 2012	1177	117	0,01	0,94	1070
16. 3. 2012	1067	90	0,02	2,29	<b>977</b>
19. 3. 2012	1117	90	0,01	1,00	1027
21. 3. 2012	1133	87	0,01	0,98	1050
23. 3. 2012	1090	80	0,06	5,50	1010
26. 3. 2012	1197	97	0,02	2,04	<b>1100</b>
30. 3. 2012	1080	90	0,02	1,85	990

- průměrná čistá hodnota etanolu ze vztahu (8.3):  $\bar{N} = (1038,86 \pm 22,82)\text{mSv}\cdot\text{h}^{-1}$
- směrodatnou odchylku spočítáme ze vztahu (8.4):

$$\sigma = \sqrt{\frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{n-1}} = 34,23$$

- hodnotu variačního koeficientu spočítáme ze vztahu (8.5):

$$v_k = \frac{\sigma}{\bar{N}} \cdot 100 = 3,30 \%$$

- V tabulce (Tab. 8) jsou tučně zvýrazněny minimální a maximální hodnoty, které porovnáme s vypočteným rozptylem:

$$\bar{N} \pm 2\sigma \text{ (95 \%)}$$

dolní hranice přípustného intervalu 970

horní hranice přípustného intervalu 1 107



$\bar{N} \pm 3\sigma$  (99 %)

dolní hranice přípustného intervalu 936

horní hranice přípustného intervalu 1 142

I pro druhý testovaný přístroj je stabilita (krátkodobá reprodukovatelnost) plně vyhovující. Rozptyl měřených hodnot je dán jen statistickým charakterem radioaktivních přeměn, není ovlivňován přístrojem.

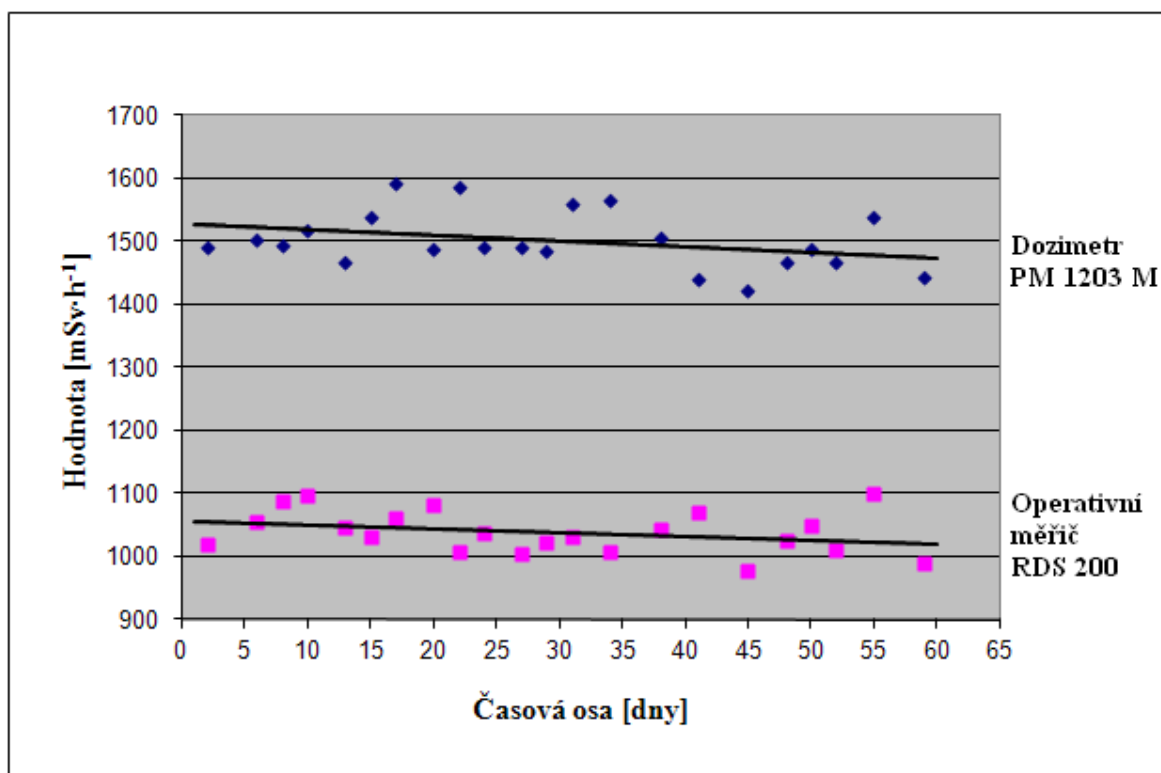
- Chí – kvadrát  $\chi^2$  ze vztahu (8.6)

$$\chi^2 = \frac{\sum(\bar{N} - N_i)^2}{\bar{N}} = \frac{24605,55}{1038,86} = 23,69$$

Vypočtená hodnota chí – kvadrát 23,69 leží v přípustných mezích 11,59 a 32,67 (při 95 % intervalu spolehlivosti). Také operativní měřič je z hlediska stability plně vyhovující.

### 8.3 Porovnání dozimetru a operativního měřiče

Od 2. 2. 2012 do 30. 3. 2012 proběhlo měření hodnot pro dozimetr PM 1203 M a operativní měřič RDS 200, porovnání hodnot je graficky znázorněno (obr. č. 8.2).



Obr. č. 8.2, Graf porovnání hodnot pro dozimetr a operativní měřič

Měřením stejné náhodné veličiny dvěma přístroji se během dvaadvaceti měření získaly hodnoty  $x_i$  u dozimetru a hodnoty  $y_i$  u operativního měřiče dle tabulky (Tab. 9). Ověření provedeme pro hladinu významnosti 5%. Hodnoty jsou párově přiřazeny, proto je k posouzení možné použít náhodnou veličinu popisující diferenci měření  $d_i = x_i - y_i$ .

Tab. 9: Porovnání hodnot z přístrojů PM 1203 M a RDS 200

Počet měření	$x_i$	$y_i$	$d_i$
1	1492	1020	472
2	1504	1057	447
3	1495	1087	408
4	1518	1097	421
5	1467	1047	420
6	1538	1030	508
7	1593	1060	533
8	1488	1083	405
9	1588	1007	581
10	1492	1037	455
11	1490	1003	487
12	1484	1023	461
13	1560	1030	530
14	1565	1007	558
15	1505	1043	462
16	1441	1070	371
17	1421	977	444
18	1468	1027	441
19	1488	1050	438
20	1466	1010	456
21	1538	1100	438
22	1442	990	452
součet	---	---	10190

▪ Formulace statistických hypotéz

základní hypotéza  $H_0: d = d_0 = 0$

alternativní hypotéza  $H_1: d \neq d_0 > 0$

při hladině významnosti 5%, varianta testu jednostranný

- Charakteristiky výběrového souboru

bodový odhad střední hodnoty  $\bar{d} = \frac{1}{n} \cdot \sum d_i = \frac{1}{22} \cdot 10190 = 463,18$

střední směrodatná odchylka  $\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{1}{n-1} \cdot \sum (d_i - \bar{d})^2} = 51,69$

- testovací kritérium (vyhodnocuje vztah mezi statistickou hypotézou a vlastnostmi výběrového souboru)

$$T = \frac{\bar{d} - d_0}{\bar{\sigma}} \cdot \sqrt{n-1} = \frac{463,18 - 0}{51,69} \cdot 4,58 = 41,06$$

je náhodná veličina Studentova o  $k = 22-1 = 21$  stupních volnosti

- kritická hodnota testovacího kritéria

test je jednostranný, vzhledem k velikosti výběrového souboru, je použita Studentova náhodná veličina, kritická hodnota z literatury [25]:

$$t_{kr} = 1,721$$

- rozhodnutí o přijetí hypotézy  $H_0$

pro přijetí musí platit  $T \leq t_{kr}$ , což neplatí  $41,06 \leq 1,721$ , proto hypotézu  $H_0$  nepřijímáme.

## 9 ZÁVĚR

Cílem této bakalářské práce bylo krátkodobě porovnat stabilitu dvou měřičů, statisticky vyhodnotit naměřené hodnoty a navrhnout postup navázání měřidel. Při měření se pracovalo s etalonem gama záření  $^{133}\text{Ba}$  s podlimitní hodnotou aktivity. Jedná se o poměrně slabý zdroj záření, který je používán v souladu s radiační hygienou.

Úkolem radiometrických detekčních přístrojů je měření intenzity záření nebo počtu jeho kvant v daném místě, popř. z daného vzorku. Ideální situace, kdy přístroj bude registrovat každé kvantum analyzovaného záření, což by znamenalo 100 % účinnost, je prakticky téměř nespílitelná, protože určitá část záření z fyzikálních či konstrukčních důvodů není přístrojem detekována. V provedeném měření se tento případ potvrdil, protože samotná stabilita dozimetru PM 1203 M a operativního měřiče RDS 200 vyšla plně odpovídající, avšak statistické porovnání jejich naměřených řad vyšlo rozdílné. Tímto způsobem by mohl být navržen systém jakosti pro proces navázání měřidel v praxi.

Celková účinnost měření se vyjadřuje nejen vlastní detekční účinností detektoru, ale také vzájemným uspořádáním měřeného vzorku a detektoru, což nazýváme geometrií měření. Při vlastním měření byl etalon  $^{133}\text{Ba}$  vždy těsně přiložen k měřicímu přístroji, takže v ideálním případě se detekovalo všechno záření, které směřuje od etalonu do poloviny detektoru, tedy  $2\pi$ . Z toho plyne, že detekční účinnost dozimetru a operativního měřiče může dosáhnout maximálně 50 %. Pokud tedy chceme zvýšit účinnost detekce, tím zpřesnit měření všeho záření emitovaného etalonem do celého prostorového úhlu  $4\pi$ , museli bychom měřit kvalitnější laboratorní technikou.

## 10 SEZNAM OBRÁZKŮ

Obr. č. 2.1: Katodová trubice [2] .....	4
Obr. č. 2.2: Millikanův experiment [1].....	4
Obr. č. 2.3: Rozdělení částic [1] .....	6
Obr. č. 2.4: Thomsonův model atomu [5] .....	7
Obr. č. 2.5: Ruthefordův pokus [6].....	8
Obr. č. 2.6: Rutherfordův planetární model [5].....	8
Obr. č. 2.7: Bohrovův kvantový model [5].....	9
Obr. č. 2.8: Vlnová délka Bohrova modelu [1] .....	10
Obr. č. 2.9: Studium katodových paprsků [1] .....	12
Obr. č. 2.10: Elektromagnetické spektrum [1] .....	13
Obr. č. 3.1: Schéma fotoefektu [11] .....	19
Obr. č. 3.2: Schéma Comptonova rozptylu [11].....	19
Obr. č. 3.3: Schéma tvorby elektronového páru [11] .....	20
Obr. č. 4.1: Blokové schéma radiometrické aparatury [11].....	23
Obr. č. 4.2: Princip elektronických detektorů [11] .....	25
Obr. č. 4.3: Ionizační obory [11] .....	26
Obr. č. 4.4: Princip ionizační komory [12].....	27
Obr. č. 4.5: Princip Geiger – Müllerova detektoru [12] .....	28
Obr. č. 4.6: Princip scintilačního detektoru [12] .....	30
Obr. č. 4.7: Čerenkovovo záření [12] .....	31
Obr. č. 4.8: Princip polovodičového detektoru [12] .....	32
Obr. č. 4.9: Filmový dozimetr [12].....	34
Obr. č. 4.10: Schéma termoluminiscenční a OSL dozimetrie [12].....	36
Obr. č. 5.1: Definice fluence částic [16].....	39
Obr. č. 5.2: Časový průběh radioaktivní přeměny [11].....	44
Obr. č. 7.1: Dozimetr PM 1203 M [21] .....	48
Obr. č. 7.2: Střed detektoru a směr detekce [21] .....	48
Obr. č. 7.3: Operativní měřič RDS 200 [23] .....	49
Obr. č. 7.4: Ukázka výpisu hodnot z měřiče RDS 200.....	50
Obr. č. 7.5: Etalon <sup>133</sup> Ba .....	50
Obr. č. 7.6: Graf krátkodobého rozpadu etalonu <sup>133</sup> Ba.....	51
Obr. č. 8.1: Graf ustálení dozimetru v závislosti na etanolu .....	53
Obr. č. 8.2: Graf porovnání hodnot pro dozimetr a operativní měřič.....	59

## 11 SEZNAM TABULEK

Tab. 1: Kvantová čísla a jejich parametry [8] .....	11
Tab. 2: Hodnoty radiačních váhových faktorů $w_R$ [11] .....	42
Tab. 3: Hodnoty tkáňových váhových faktorů $w_T$ [11] .....	43
Tab. 4: Hodnoty jakostního faktoru Q [18] .....	43
Tab. 5: Hodnoty naměřené dozimetrem PM 1203 M.....	53-55
Tab. 6: Hodnoty vypočtené pro dozimetr PM 1203 M .....	55
Tab. 7: Hodnoty naměřené operativním měřičem RDS 200 .....	57
Tab. 8: Hodnoty vypočtené pro operativní měřič RDS 200 .....	58
Tab. 9: Porovnání hodnot z přístrojů PM 1203 M a RDS 200 .....	60

## 12 SEZNAM PŘÍLOH

Příloha 1: Technické údaje osobního dozimetru PM 1203 M.....	67
Příloha 2: Technické údaje operativního měřiče RDS 200 .....	68
Příloha 3: Metrologický protokol PM 1203 M.....	69-70
Příloha 4: Metrologický protokol RDS 200 .....	71-72

### 13 SEZNAM POUŽITÉ LITERATURY

- [1] KONEČNÝ, J.: Radiační fyzika. České Budějovice: Jihočeská univerzita v Českých Budějovicích, 2006. ISBN 80-7040-843-X
- [2] Ostravská univerzita, katedra fyziky [online]. 2005 [cit. 2-2-2012].  
Dostupné z WWW: [http://artemis.osu.cz/mmfiz/am/am\\_1\\_3\\_1.htm](http://artemis.osu.cz/mmfiz/am/am_1_3_1.htm)
- [3] Wikipedie – Otevřená encyklopedie [online]. 2002 [cit. 2-2-2012].  
Dostupné z WWW: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Proton>
- [4] Wikipedie – Otevřená encyklopedie [online]. 2002 [cit. 2-2-012].  
Dostupné z WWW: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Neutron>
- [5] Fyzika [online]. 2012 [cit. 6-2-2012].  
Dostupné z WWW: <http://gruber699.borec.cz/pracezaku/jadernaf/h.ppt>
- [6] Jihočeská univerzita, Pedagogická fakulta [online]. 2012 [cit. 6-2-2012].  
Dostupné z WWW:  
[http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/laborky/candra/registrik/thomson\\_model.htm](http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/laborky/candra/registrik/thomson_model.htm)
- [7] Aldebaran – výukový server [online]. 2000 [cit. 6-2-2012].  
Dostupné z WWW: [http://www.aldebaran.cz/bulletin/2008\\_31\\_kva.php](http://www.aldebaran.cz/bulletin/2008_31_kva.php)
- [8] Jihočeská univerzita, Pedagogická fakulta [online]. 2012 [cit. 8-2-2012].  
Dostupné z:  
<http://www.pf.jcu.cz/stru/katedry/fyzika/prof/Svadlenkova/Modely%20atomu.pdf>
- [9] Antinovinky [online]. 2011 [cit. 8-2-2012].  
Dostupné z: <http://www.antinovinky.cz/veda-a-technika/wilhelm-conrad-rontgen-objevil-paprsky-x.html>
- [10] Wikipedie – Otevřená encyklopedie [online]. 2002 [cit. 8-2-2012].  
Dostupné z: [http://cs.wikipedia.org/wiki/Henri\\_Becquerel](http://cs.wikipedia.org/wiki/Henri_Becquerel)
- [11] Vysoká škola báňská – Technická univerzita [online]. 2011 [cit. 10-2-2012].  
Dostupné z: <http://www.vsb.cz/export/sites-root/fbi/050/cs/sys/resource/PDF/studijni-materialy/zareni.pdf>
- [12] ULLMANN, V.: Jaderná a radiační fyzika [online]. 2012 [cit. 10-2-2012].  
Dostupné z: <http://astronuklfyzika.cz/DetekceSpektrometrie.htm>

- [13] MUSÍLEK, L., ŠEDA, J., TROUSIL, J.: Dozimetrie ionizujícího záření (Integrované metody). Praha: ČVUT, 1992. ISBN 80-01-00812-6
- [14] Wikipedie – Otevřená encyklopedie [online]. 2002 [cit. 5-3-012].  
Dostupné z: [http://cs.wikipedia.org/wiki/Ionizuj%C3%ADc%C3%AD\\_z%C3%A1%C5%99en%C3%AD](http://cs.wikipedia.org/wiki/Ionizuj%C3%ADc%C3%AD_z%C3%A1%C5%99en%C3%AD)
- [15] Fakulta biomedicínského inženýrství – Sirdik [online]. 2012 [cit. 10-3-2012]  
Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/15/151.html>
- [16] Fakulta biomedicínského inženýrství – Sirdik [online]. 2012 [cit. 10-3-2012]  
Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/15/152.html>
- [17] Fakulta biomedicínského inženýrství – Sirdik [online]. 2012 [cit. 10-3-2012].  
Dostupné z: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/15/154.html>
- [18] Detekce ionizujícího záření [online]. 2012 [cit. 12-3-2012].  
Dostupné z: <http://www.radioaktivita.cz/jednotky.html>
- [19] Státní úřad pro jadernou bezpečnost [online]. 2012 [cit. 16-3-2012].  
Dostupné z: [http://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/dokumenty/publikace/15\\_pristrojova\\_tehnika.pdf](http://www.sujb.cz/fileadmin/sujb/docs/dokumenty/publikace/15_pristrojova_tehnika.pdf)
- [20] Český metrologický institut [online]. 2002 – 2012 [cit. 16-3-2012]  
Dostupné z: <http://www.cmi.cz/index.php?lang=1&wdc=876#Etalony>
- [21] Firemní literatura [online]. 2008 – 2012 [cit. 20-3-2012].  
Dostupné z: <http://www.empos.cz/attachments/6/6879b6b0545cdaab29e0472f58744fe0.pdf>
- [22] Firemní literatura [online]. 2008 – 2012 [cit. 20-3-2012].  
Dostupné z: <http://www.empos.cz/attachments/0/0f654fd43ef05eceb433e5c360a67f0.pdf>
- [23] Firemní literatura [online]. 2005 – 2012 [cit. 20-3-2012].  
Dostupné z: <http://www.rdsys.cz/images/pdf/RDS200.pdf>
- [24] Wikipedie – Otevřená encyklopedie [online]. 2002 [cit. 24-2-2012].  
Dostupné z: <http://cs.wikipedia.org/wiki/Baryum>
- [25] LIGES, J., LAGA, J.: Základní statistické tabulky. Praha: SNTL – Nakladatelství technické literatury, 1978, str. 7 ÷ 15



Příloha1: Technické údaje osobního dozimetru PM 1203 M, převzato a upraveno z [22]

Rozsah měření příkonu dávkového ekvivalentu $\dot{H}_{(10)}$	0.1 – 2000 $\mu\text{Sv/hod}$
Nastavení prahů měření příkonu dávkového ekvivalentu $\dot{H}_T$	0,1 – 1999.99 $\mu\text{Sv/hod}$ , v krocích po 0.01 $\mu\text{Sv/hod}$
Maximální povolená chyba měření příkonu dávkového ekvivalentu $\dot{H}_{(10)}$ :	$\pm (15 + 1,5/\dot{H}_{(10)} + 0,0025 \dot{H}_{(10)}) \%$ , kde $\dot{H}_{(10)}$ – je hodnota příkonu dávkového ekvivalentu, $\mu\text{Sv/hod}$ ;
Rozsah měření ekvivalentní dávky $H_{(10)}$ :	0.01 - 9999 mSv
Rozsah nastavení prahů měření ekvivalentní dávky $H_{(10)}$ :	0.01 – 9999.999 mSv, v krocích po 0.001 mSv
Maximální povolená relativní chyba měření $H_{(10)}$ :	$\pm 20 \%$
Konstantní odchylka:	10 %
Rozsah měření času celkové akumulace dávky:	1 – 9999 hod, v krocích po 1 hod
Maximální povolené chyby měření: Při odchylce teploty od normální směrem nahoru nebo dolů: Při mezních hodnotách napětí: Při změně vlhkosti od normální směrem nahoru nebo dolů:	$\pm 15 \%$ $\pm 10 \%$ $\pm 10 \%$
Energetický rozsah	0.06 - 1.5 MeV
Energetické závislost základní energie 0.662 MeV ( $^{137}\text{Cs}$ ) v rozsahu: 0.06 – 0.662 MeV 0.662 – 1.5 MeV	$\pm 25 \%$ $\pm 15 \%$
Měření příkonu dávkového ekvivalentu	< 36 s
Odezva, je-li hodnota příkonu dávkového ekvivalentu zvýšena více než desetkrát:	< 10 s
Nestabilita měření v průběhu 24 hodin:	$\pm 5 \%$
Přesnost elektronických hodin za normálních podmínek:	$\pm 1 \text{ sec} / 24 \text{ hod}$
Napájení:	3 V (dvě baterie typu V357)
Signalizace vybití baterie:	indikace částečného nebo kritického vybití baterie
Životnost baterií - za normálních podmínek a nejsou-li zvukové signály aktivovány déle než 2 min / 24 hodin:	6 měsíců
Komunikace s PC pomocí infračerveného rozhraní:	s dodávanou čtečkou a programem pro osobní monitoring pracovníků
Pracovní podmínky: Teplotní rozsah:	od –15 do +60 °C s indikací na displeji, od –40 do –15 °C bez indikace, měřená data jsou uchovávána v energeticky nezávislé paměti
Relativní vlhkost:	až 80% při + 35 °C
Tlak:	84 – 106.7 kPa
Rozměry:	125 x 42 x 24 mm
Hmotnost:	0.09 kg
Spolehlivost: Průměrná doba používání: Průměrná životnost :	> 10 000 hod > 6 let

## Fyzikální vlastnosti

---

Detekované záření:	gama a X-záření, 50keV - 3 MeV, beta záření s externími detektory
Detektory:	2 halogenové samozhášecí energeticky kompenzované GM trubice, energetická odezva odpovídající prostorovému dávkovému ekvivalentu
Měřicí rozsah:	dávkový příkon 0,01 $\mu\text{Sv/h}$ - 10 Sv/h dávka 0,01 $\mu\text{Sv}$ - 10 Sv
Rozlišení:	tři platné číslice nebo 0,01 $\mu\text{Sv/h}$ pro dávkový příkon a 0,01 $\mu\text{Sv}$ pro dávku
Přesnost kalibrace:	$< \pm 5\%$ údaje při expozici Cs137 při +20°C v kalibračním poli a v kalibračním směru
Linearita dávkového příkonu:	$< \pm 15\% \pm$ nejnižší platná číslice v rozsahu 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ - 10 Sv/h
Směrová závislost:	$\pm 25\%$ v rozmezí 45° od kalibračního směru při testovací energii 65 keV v rozsahu 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ až 10 mSv/h $\pm 35\%$ v rozmezí 45° od kalibračního směru při testovací energii 83 keV v rozsahu 10 mSv/h až 10 Sv/h
Energetický rozsah:	50 keV až 3 MeV v rozsahu 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ až 10 mSv/h 80 keV až 3 MeV v rozsahu 10 mSv/h až 10 Sv/h Pokud je překročen limit měřicího rozsahu 10 mSv/h jsou na energetických úrovních mezi 50 až 80 keV vyvolána hlášení o přetečení.
Energetická závislost:	-20% až +30% v rozsahu 0,05 $\mu\text{Sv/h}$ až 10 mSv/h $\pm 15\%$ v rozsahu 10 mSv/h až 10 Sv/h

## Elektrické vlastnosti

---

Ukládání dat:	Interval záznamu dat měřiče může být nastaven od 1 min do 90 min a měřič si ukládá do své vnitřní paměti posledních 864 výsledků měření
Napájení:	3 alkalické články (IEC LR6), externí bateriový adaptér +12Vss (option) nebo síťový adaptér (option)
Životnost baterií:	200 h při pozadí (+25°C)
Alarm poklesu napětí baterie:	15 hod. před výpadkem baterií
Indikace přetížení:	Informace OFL na displeji
Diagnostika chyb:	nepřetržitá kontrola funkce elektroniky a GM-trubic (10 chybových hlášení)

## Mechanické vlastnosti

---

Kryt přístroje:	odolný nárazu, hliníkový kryt s ABS plastickými krytkami na koncích, krytí IP 67 (IEC 529), stíněný proti rušení RF a NEMP.
Rozměry:	92 x 199 x 44mm
Hmotnost:	610g bez baterií, 700g s bateriemi

## Vliv okolního prostředí

---

Teplotní rozsah:	- 30°C až +55°C pracovní; - 40°C až +55°C pracovní s omezenou funkcí displeje - 40°C až +70°C skladovací
------------------	--



**Český metrologický institut**  
Inspektorát pro ionizující záření

Radiová 1, 102 00 Praha 10

tel. +420 266 020 497, fax +420 266 020 466, e-mail: vsochor@cmi.cz

## OVĚŘOVACÍ LIST č. 9011-OL-U5257a/2007

Datum vystavení: 16. února 2007

Počet stránek: 2

RNDr. Pavel DRYÁK, CSc.



(Ověřovací list bez razítka a podpisu není platný)

**1 Zadavatel zkoušky:** EMPOS spol. s r.o.  
Rostislavova 13  
140 00 Praha 4

**2 Měřidlo:** Měřidlo PM 1203M  
v.č.603865  
výrobce POLIMASTER

**3 Datum přijetí měřidla:** leden 2007

**4 Použitý etalon:**  
Sekundární etalon expozice a kermy ve vzduchu ČMI IIZ Praha  
Etalon je navázán na BIPM (certifikát BIPM č.23 z 22.3.1994).

**5 Metodika ověření:** ČSN IEC 1017-1

**6 Podmínky měření:**  
964 hPa, 22 °C, 24,3 % rel.vlhkost

**7 Důležité údaje mající vztah k ověření:** - - -

Tento dokument nesmí být bez písemného schválení laboratoře rozmnožován jinak než celý. Naměřené výsledky se vztahují ke dni a místu, ve kterých bylo ověření provedeno

**8 Výsledky měření, zkoušení a další zjištění:**

Ve svazcích záření  $\gamma$   $^{60}\text{Co}$  a  $^{137}\text{Cs}$  byla ověřována základní citlivost a linearita odezvy měřidla. Měřidlo bylo na všech dekádách měřicího rozsahu vystaveno různým úrovním příkonu kermy ve vzduchu, která byla přepočtena na veličinu, v níž je zobrazován údaj měřidla. Z naměřených hodnot byly stanoveny hodnoty  $\delta$ :

$$\delta = \frac{R_{\text{mer}} - R_{\text{ref}}}{R_{\text{ref}}} \cdot 100\%$$

kde  $R_{\text{ref}}$  je konvenčně pravá hodnota měřené veličiny,  
 $R_{\text{mer}}$  je údaj měřidla

Měřidlo při ověření splnilo požadavek, aby hodnoty  $\delta$  ležely v intervalu  $\pm 25\%$   
 (Konvenčně pravá hodnota je realizovaná s nejistotou 3,5% ( $k=2$ ))

**9 Výsledek ověření:** Na základě provedených měření a zkoušek je výše uvedené měřidlo

**ověřeno**

ve smyslu zákona č. 505/90 Sb. v platném znění.

**10 Způsob vyznačení ověření na měřidle:** štítkem s úřední značkou

**11 Platnost ověření:** Doba platnosti ověření končí vzhledem k opatření měřidla úřední značkou současně s vydáním ověřovacího listu v souladu s § 2 odst. 2 zákona č. 505/1990 Sb. v platném znění a § 7 odst. 1 vyhlášky MPO č.262/2000 Sb. v platném znění dne **31.12.2009**. Doba platnosti ověření zaniká rovněž v případech uvedených v § 7 písmeno a) až f) odst. 2 vyhlášky MPO č 262/2000 Sb. v platném znění.

**12 Ověření provedl:** Bc. Jana Šmoldasová dne 24.1.2007



ČESKÝ METROLOGICKÝ ÚŘED  
 Insp. pro ionizující záření  
 Radlová 1  
 102 00 PRAHA  
 1

Tento ověřovací list je vydán v souladu s platnou právní úpravou metrologie



**ČEZ, a.s., Divize výroba**  
**Metrologie ionizujícího záření EDU**  
**Jaderná elektrárna Dukovany**  
**675 50 Dukovany**

**K 112**

Celkový počet stran: 2

## Potvrzení o ověření stanoveného měřidla č. J 61.EDU.10.OLR.0316

**Typ přístroje:** RDS 200  
**Typové schválení:** TCM 441/99-3225  
**Výrobní číslo:** 990145  
**Výrobce:** Rados  
**Zadavatel:** Nemocnice Strakonice, a.s.  
 Radomyšlská 336  
 386 29 Strakonice

**Místo měření:** Metrologie ionizujícího záření EDU  
**Číslo měření:** 201008020001  
**Způsob měření:** Přímé porovnání dle metodického postupu J 61.02.R 01.1 Měřidla fotonového záření v rozsahu (1E-7 až 10) Gy/h v etalonovém svazku záření gama. (ČSN IEC 60 846; ČSN IEC 1017-1,-2; ČSN IEC 1018; IEC 61526; ISO 4037-1,-2,-3)

**Rozsah měření:**  $\dot{H}^*(10)$  (5,0E-07 – 1,0E+01) Sv/h  
**Datum přijetí:** 30.07.2010  
**Datum měření:** 02.08.2010  
**Datum vystavení:** 03.08.2010

**Podmínky měření:**

	<b>teplota</b>	<b>tlak</b>	<b>relativní vlhkost</b>
pro $\dot{H}^*(10)$	(20,6 ± 0,5) °C	(97154 ± 30) Pa	(60,5 ± 5,0) %
pro $\dot{H}^*(10)$	(20,6 ± 0,5) °C	(97122 ± 30) Pa	(63,9 ± 5,0) %

<b>Použité etalony:</b>	<b>Etalon</b>	<b>Izotop</b>	<b>Platnost do</b>	<b>Navázání</b>
	OG8-1	Cs137	10.02.2012	ČMI-IIZ Praha
	OG8-2	Cs137	10.02.2012	ČMI-IIZ Praha
	OG8-3	Cs137	10.02.2012	ČMI-IIZ Praha
	OG8-4	Cs137	10.02.2012	ČMI-IIZ Praha
	OG8-5	Cs137	10.02.2012	ČMI-IIZ Praha

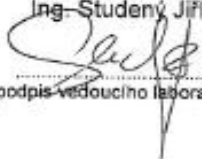
**Referenční bod:**  
 pro  $\dot{H}^*(10)$  geometrický střed čelní stěny měřidla

Měření vyhovělo požadavkům ČSN IEC 60 846 a v souladu s § 9, odst. 2 zákona o metrologii č. 505/1990 Sb. v platném znění a § 6 vyhlášky č. 262/2000 Sb. v platném znění bylo opatřeno úřední značkou a letopočtem '10' na místech určených v certifikátu (rozhodnutí) o schválení typu.

Toto potvrzení se vydává jako nepovinný doklad o ověření stanoveného měřidla na základě zvláštního požadavku vlastníka měřidla.

Měřil: Pokorný Petr  
  
.....  
podpis



Schválil: Ing. Studený Jiří  
  
.....  
podpis vedoucího laboratoře

Převzal: .....  
jméno a podpis