

Západočeská univerzita v Plzni

FAKULTA PEDAGOGICKÁ

KATEDRA MATEMATIKY, FYZIKY A TECHNICKÉ VÝCHOVY

MOŽNOSTI EXPERIMENTŮ S DIFÚZNÍ MLŽNOU KOMOROU
DIPLOMOVÁ PRÁCE

Petr Kučera
Učitelství pro SŠ, obor Tv-Fy
léta studia (2010 - 2012)

Vedoucí práce: *doc. Dr. Ing. Karel Rauner*

Plzeň, 25. červen 2012

Prohlašuji, že jsem diplomovou práci vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a zdrojů informací.

Plzeň, 25. červen 2012

.....
vlastnoruční podpis

Poděkování

Rád bych tímto poděkoval vedoucímu diplomové práce doc. Dr. Ing. Karlu Raunerovi za pomoc a cenné rady s experimenty a při tvorbě diplomové práce.

ANOTACE

Cílem diplomové práce „Možnosti experimentů s difúzní mlžnou komorou“ je navrhnout a uskutečnit experimenty, které by využívaly uvedené zařízení, a bylo by případně možné je použít při výuce jaderné a částicové fyziky. Některé popsané experimenty jsou demonstrační – pozorování vlivu zářičů, pohyb částic v magnetickém poli, pozorování kosmického záření, a v některých jsou měřeny veličiny poločas rozpadu, dolet a rychlost částic.

KLÍČOVÁ SLOVA

difúzní mlžná komora, experiment, jaderná fyzika, částicová fyzika, radioaktivita, kosmické záření

ANNOTATION

The aim of the diploma work named „Possibilities of experiments with diffusion cloud chamber“ is propose and realize experiments that would use diffusion cloud chamber and eventually would be used in teaching nuclear and particle physic. Some experiments are demonstration – observing the effect emitters, the motion of particles in a magnetic field, observing the cosmic rays. Some experiments measured half-life, range and speed of particles.

KEY WORDS

diffusion cloud chamber, nuclear physics, particle physics, radioactivity, cosmic rays

OBSAH

1	ÚVOD.....	1
2	TEORETICKÁ ČÁST.....	2
2.1	STANDARDNÍ MODEL.....	2
2.1.1	Elementární částice.....	2
2.1.2	Složené částice.....	5
2.2	RADIOAKTIVITA A IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ.....	5
2.2.1	Druhy ionizujícího záření.....	6
2.2.2	Zákon radioaktivního rozpadu a rozpadové řady.....	8
2.2.3	Kosmické záření.....	10
2.3	INTERAKCE ZÁŘENÍ S LÁTKOU.....	12
2.3.1	Fotoelektrický jev.....	13
2.3.2	Comptonův rozptyl.....	14
2.3.3	Tvorba elektron-pozitronových párů.....	14
2.4	DETEKCE ČÁSTIC.....	16
2.5	MLŽNÁ KOMORA.....	16
2.5.1	Expanzní mlžná komora.....	17
2.5.2	Difuzní mlžná komora.....	18
3	LABORATORNÍ ČÁST.....	19
3.1	OVLÁDÁNÍ MLŽNÉ KOMORY.....	19
3.2	POZOROVÁNÍ ČÁSTIC V MLŽNÉ KOMOŘE.....	20
3.3	MĚŘENÍ POLOČASU ROZPADU RADONU.....	24
3.4	MĚŘENÍ DOLETU ALFA ČÁSTIC.....	30
3.5	MĚŘENÍ POLOČASU ROZPADU POLONIA.....	34
3.6	MĚŘENÍ RYCHLOSTI ATOMŮ POLONIA.....	37
3.7	POHYB ČÁSTIC V MAGNETICKÉM POLI.....	41
3.8	BETA ZÁŘENÍ V MAGNETICKÉM POLI.....	46
3.9	ZÁŘIČE GAMA A ALFA.....	50
3.10	KOSMICKÉ ZÁŘENÍ.....	52
4	ZÁVĚR.....	55
5	SEZNAM OBRÁZKŮ.....	56
6	POUŽITÉ ZDROJE.....	57
7	PŘÍLOHY.....	I

1 ÚVOD

Fyzika při zkoumání mikrosvěta na úrovni atomů a subatomárních částic prošla podobně jako její ostatní obory obrovským vývojem, mnoho otázek však stále není zodpovězena. Jedním z problémů je, že pozorování takto malého světa již není možné přímo lidskými smysly. Postupně se navíc ukázalo, že na této úrovni neplatí zákonitosti klasické fyziky, jak je známe z našeho makrosvěta, ve kterém se každodenně pohybujeme.

Mikrosvět tak není jenom zmenšeninou našeho světa, ale úplně jiným a pro nás zcela nezvyklým světem. Zákonitosti mikrosvěta se popisují pomocí kvantové fyziky, která se zrodila ve dvacátých letech dvacátého století, a řada těchto zákonitostí a principů nemá v makrosvětě žádnou analogii. Protože kvantová fyzika bere v úvahu vlnový a pravděpodobnostní charakter částic, vypadají její zákony jinak než zákony klasické fyziky. Existuje mezi nimi ale souvislost zvaná princip korespondence, kdy při přechodu od mikročástic k makroskopickým tělesům přecházejí zákony kvantové fyziky k zákonům klasické mechaniky.

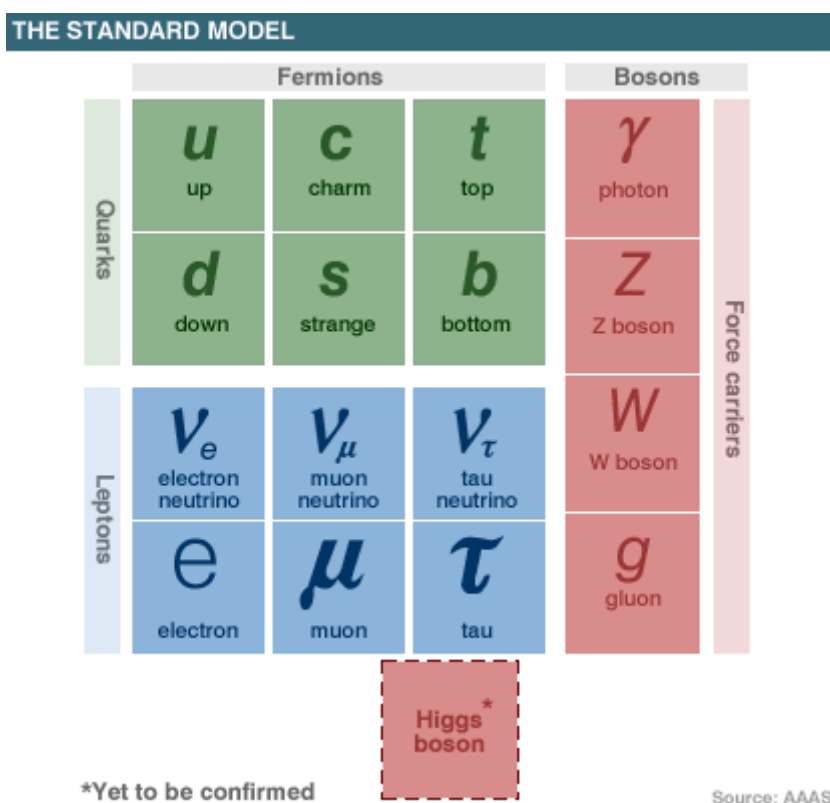
Díky svým vlastnostem je tento svět sice velmi zajímavý, ale na druhé straně také velmi složitý na pochopení. K nahlédnutí do mikrosvěta je nutné použít přístroje – detektory, a jednou z možností je právě mlžná komora. Ve výzkumu už je sice dávno nahrazena dokonalejšími zařízeními, pro školní výuku může být ale díky své jednoduchosti a názornosti stále vhodná.

Tato diplomová práce se zabývá experimenty, které by bylo možné využít například při výuce fyziky na středních školách. I když existují školní soupravy mlžných komor, není mnoho experimentů, které by se daly provádět. Cílem práce proto bylo takové experimenty navrhnout, zrealizovat a popsat. Některé vybrané poznatky související s experimenty jsou stručně uvedeny v teoretické části, samotných experimentů se týká druhá laboratorní část práce.

2 TEORETICKÁ ČÁST

2.1 STANDARDNÍ MODEL

Souhrn známých částic a sil, které mezi nimi působí, se nazývá standardní model nebo přesněji standardní model částicové fyziky. Tato teorie zformulovaná v letech 1970 až 1973 v sobě ukrývá velké množství poznatků a dodnes jsou její předpoklady a důsledky v souladu s pozorováním a experimenty. Veškerá hmota je podle tohoto modelu tvořena z částic podléhajícím interakcím, které jsou zprostředkovány výměnou dalších částic. Standardní model obsahuje teorii elektroslabé interakce a teorii silné interakce, není tedy kompletní teorií všech interakcí, protože nepopisuje gravitaci.



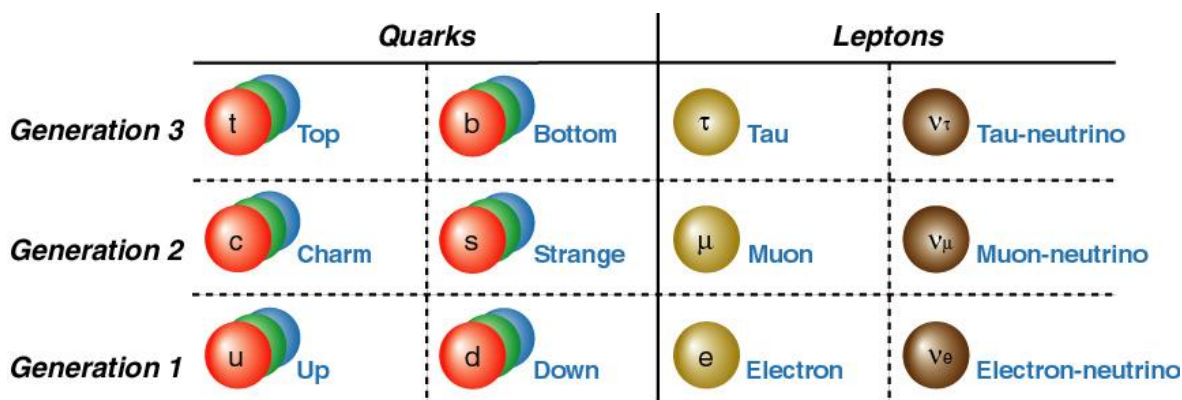
Obrázek 1 – Částice standardního modelu
(Zdroj: http://www.daviddarling.info/encyclopedia/S/standard_model.html)

2.1.1 ELEMENTÁRNÍ ČÁSTICE

Částice standardního modelu (Obrázek 1) se nazývají také elementární částice, jde o nejzákladnější známé částice, které podle současných poznatků už nemají žádnou další vnitřní strukturu. Z vázaných stavů těchto elementárních částic potom mohou vznikat

další částice. Elementární částice je možné rozdělit podle hodnoty spinu na dva druhy s odlišnými vlastnostmi. Spin je vnitřní moment hybnosti částice, jde o kvantovou vlastnost, která nemá obdobu v klasické fyzice, je pro každou částici přesně dán a není možné ho měnit. Spinový moment hybnosti může nabývat celých nebo polocelých násobků Planckovy konstanty \hbar , hodnoty spinu se tak udávají spinovým kvantovým číslem, které je rovné právě tomuto násobku. Částice, jejichž spinové kvantové číslo je poločíslné ($\pm 1/2, \pm 3/2, \dots$) se nazývají fermiony, a částice s celočíselným ($0, \pm 1, \pm 2, \dots$) jsou bosony. Pro fermiony platí Pauliho vylučovací princip, podle něhož se dva fermiony nemohou nacházet ve stejném kvantovém stavu, díky němu mohou vytvářet atomy – hmota je tedy tvořená z fermionů. Naopak pro bosony tento princip neplatí a tyto částice zprostředkovávají interakce.

Fermiony (Obrázek 2) se dále dělí na leptony a kvarky. Existují tři skupiny, zvané generace, kvarků a leptonů, do každé patří šest kvarků a dva leptony, všechny tyto generace jsou si velmi podobné. Kvarky u (up), c (charm) a t (top/truth) mají elektrický náboj $+2/3e$ a kvarky d (down), s (strange) a b (bottom/beauty) $-1/3e$. Elektron, mion a tauon mají elektrický náboj $-1e$ a všechna neutrina jsou bez náboje. Největší rozdíly mezi generacemi jsou v hmotnostech částic (např. elektron 0,511 MeV, mion 105,66 MeV, tauon 1777 MeV, kvark u 1,5–4,5 MeV, kvark c 1–1,4 GeV kvark t 169–179 GeV).



Obrázek 2 – Generace kvarků a leptonů

(Zdroj: <http://www-hep2.fzu.cz/adventure/keyhole/theory/main-4.html>)

I když mají kvarky neceločíselný elektrický náboj, celkový elektrický náboj vázaného stavu (např. protonu) je celočíselný, protože kvarky se nemohou vyskytovat samostatně, k jejich oddělení by byla potřeba nekonečně velká energie, jsou tedy trvale uvězněny ve vázaných stavech.

Ke každé částici, nejen k fermionům, navíc existují antičástice. Ty mají s částicí přesně stejnou hmotnost, ale jejich další vlastnosti jsou určeny ve vztahu k vlastnostem částic. Jednou z těchto vlastností je elektrický náboj, takže třeba antikvark d má náboj $+1/3e$, antikvark u $-2/3e$ a antičástice elektronu pozitron $+1e$. Ale i elektricky neutrální částice mají své antičástice, které se buď liší nějakou jinou vlastností (orientací spinu – neutrino a antineutrino), anebo které jsou v některých případech stejné s původní částicí a jsou tak samy sobě antičásticí (foton, neutrální pion). Při setkání částice se svou antičásticí může dojít k anihilaci, kdy se částice kompletně přemění v energii.

Každý kvark existuje ve třech stejně hmotných variantách lišící se další kvantovou vlastností typickou pro kvarky zvaná barevný náboj. Tento náboj má tři možné hodnoty – červená, modrá, zelená, nejedná se však o barvu v pravém slova smyslu. Jde pouze o určitou analogii mezi těmito vlastnostmi, podobně jako složením světla těchto barev vznikne bílé světlo, tak složením kvarků těchto barev vznikne barevně neutrální vázaný stav. Ve vázaných stavech se kvarky vždy vyskytují v takové kombinaci barev, aby výsledný stav byl barevně neutrální, čehož je možné dosáhnout také složením kvarku s antikvarkem s barevným antinábojem.

Dohromady tak existuje 48 elementárních částic se spinovým kvantovým číslem $1/2$: 18 kvarků (2 kvarky ve všech třech barevných variantách pro všechny tři generace), k nim 18 antikvarků, 6 leptonů a 6 antileptonů.

Výměnou bosonů mezi částicemi dochází k interakcím, většina z nich má spinové kvantové číslo rovno jedné. Mezi ně patří foton, bosony W^+ , W^- , Z^0 a gluony. Částice se spinovým kvantovým číslem nula (Higgsov boson) a dva (graviton) jsou zatím pouze hypotetické a dosud nebyly pozorovány. Foton je částice bez elektrického náboje s nulovou klidovou hmotností, váže se na všechny elektricky nabitě částice a zprostředkovává tak elektromagnetickou interakci. Slabá interakce je spojena s trojicí bosonů, existují dva nabitě W^+ a W^- s nábojem $+e$ a $-e$ a jeden Z^0 neutrální boson. Jejich hmotnost je velká, pro nabitě 80,43 GeV a 91,188 GeV pro neutrální bosony. Silná interakce mezi kvarky a částicemi v jádrech atomů je záležitostí gluonů, elektricky neutrálních částic s nulovou klidovou hmotností. Gluony jsou charakterizovány barvou a antibarvou např. modrý-antičervený gluon, antizelený-červený gluon, modrý-antimodrý

gluon, atd. Přestože všech kombinací barva-antibarva je devět, z důvodů symetrie se jedna z nich neuskutečňuje, a gluonů je tak pouze osm. Teorie, která se tímto typem interakce zabývá, se nazývá kvantová chromodynamika (QCD).

2.1.2 SLOŽENÉ ČÁSTICE

Další částice vznikají složením dvou nebo tří kvarků nebo antikvarků dohromady a nazývají se hadrony (hypoteticky se předpokládají i částice složené z více kvarků – tetrakvarky, pentakvarky, dibaryony). Hadrony v sobě kromě kvarků obsahují také gluony, díky kterým jsou kvarky k sobě vázány silnou interakcí. Podobně jako elementární částice i hadrony se dělí podle hodnoty spinu.

Hadrony složené ze tří kvarků s poločíselným spinovým kvantovým číslem se nazývají baryony, mimo jiných patří mezi baryony i proton a neutron. Proton je složený ze dvou kvarků u a jednoho kvarku d, neutron z jednoho kvarku u a dvou kvarků d. Protony a neutrony tvoří atomová jádra a označují se také jako nukleony, ostatním baryonům se říká hyperony.

Hadrony obsahující jeden kvark a jeden antikvark s celočíselným spinovým kvantovým číslem se nazývají mezony. Mezony se velmi rychle rozpadají (10^{-8} – 10^{-15} s), mezi ně patří např. piony a kaony. Mezony s extrémně krátkou dobou života jsou mezonové rezonance. Také ke každé částici složené z kvarků existuje její antičástice, v ní je každý kvark a antikvark nahrazený odpovídajícím antikvarkem respektive kvarkem, některé mezony jsou tak samy sobě antičásticí.

2.2 RADIOAKTIVITA A IONIZUJÍCÍ ZÁŘENÍ

Radioaktivita je samovolná přeměna jader nestabilních nuklidů, kdy se jádro uvolněním přebytečné energie dostává do stabilnějšího stavu. Tato energie je uvolněna ve formě záření schopném ionizovat atomy, proto ionizující záření. Radioaktivitu objevil v roce 1896 Antoine Henri Becquerel a později se jí zabývali manželé Pierre Curie a Marie Curie-Sklodovská.

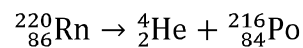
2.2.1 DRUHY IONIZUJÍCÍHO ZÁŘENÍ

Ionizující záření může být tvořeno buď nabitými částicemi, takovému se říká přímo ionizující. Nepřímo ionizující záření tvoří částice bez náboje, při jejichž interakci s prostředím se uvolňují sekundární přímo ionizující částice. Podle částic, kterými je tvořeno, se záření rozděluje na čtyři druhy: alfa, beta, gama a neutronové záření.

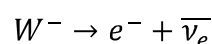
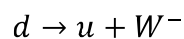
Alfa záření je tvořeno jádry helia, jsou to tedy dva protony a dva neutrony takže náboj alfa částice je $+2e$. Při této přeměně se z původního jádra tunelovým jevem uvolní alfa částice a výsledné jádro má nukleonové číslo o 4 a protonové číslo o 2 menší. Obecný předpis této reakce je



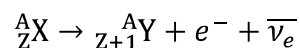
A konkrétním příkladem přeměny alfa je třeba rozpad radonu 220 na polonium 216



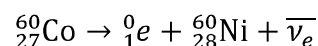
Beta rozpad je projevem slabé interakce a jsou dva druhy beta rozpadu. Při prvním dochází k přeměně jednoho z neutronů v jádře na proton, elektron a elektronové antineutrino. Během této reakce se jeden z d kvarků neutronu přemění na kvark u a boson W^- , který se dále rozpadne právě na elektron a elektronové antineutrino (Obrázek 3).



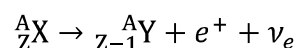
Elektrony emitované při tomto rozpadu jsou označovány jako beta částice. Výsledné jádro má stejné nukleonové číslo, ale protonové číslo o 1 větší, obecně



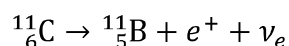
Příklad beta rozpadu je přeměna kobaltu 60 na nikel 60



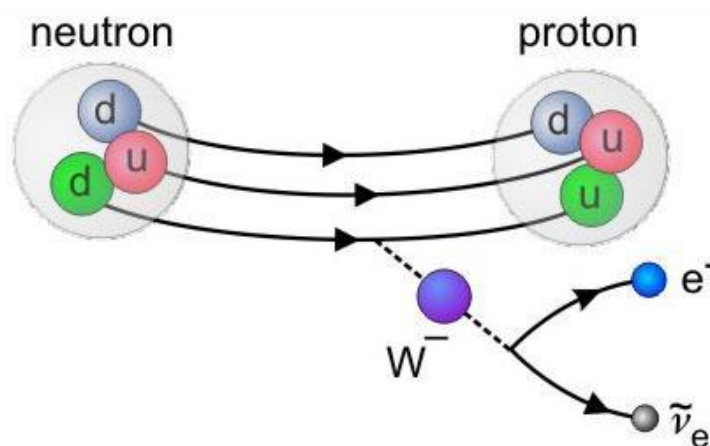
Tento typ beta rozpadu je častější, označuje se beta minus, je ale možná i obdobná přeměna nazývaná beta plus, při které se proton změní na neutron (kvark u na kvark d a boson W^+) a pozitron a elektronové neutrino, obecně



Příkladem beta plus rozpadu je přeměna uhlíku 11 na bor 11



Přirozeně se vyskytuje pouze přeměna beta minus, přeměně beta plus podléhají pouze uměle vytvořené izotopy. Alfa i beta záření jsou přímo ionizující záření.



Obrázek 3 – Schéma beta minus rozpadu

(Zdroj: <http://observatory.cz/static/vystavy/castice/7-interakce.php>)

Elektromagnetické záření tvořené vysoce energetickými fotony, často doprovází alfa a beta rozpad. Nově vzniklá jádra, která mohou být v excitovaném stavu, se vyzářením kvanta energie ve formě fotonu dostávají do nižšího energetického stavu. Elektromagnetické záření vzniká také při dalších jaderných dějích. Podle způsobu vzniku se rozlišují na rentgenové a gama záření, ale samotné záření se již nijak neliší a jejich spektrum se navíc částečně překrývá. Fotony rentgenového záření mají vlnové délky v rozmezí 10–0,1 nm, gama záření kratší než 300 pm. Tento druh záření proniká do látky lépe než záření alfa a beta a jeho ionizační účinky jsou menší.

Neutronové záření, které vzniká při štěpení a slučování jader, je stejně jako gama záření nepřímo ionizující. Protože letící neutrony nenesou elektrický náboj, jejich interakce s elektronovými obaly jsou minimální, svoji energii mohou předávat pouze pružnými nebo nepružnými srážkami s jádry. Vzhledem k rozměrům neutronu a atomového jádra je velmi malá pravděpodobnost takové srážky a neutrony tak mohou celkem snadno procházet látkou. Při pružných srážkách neutron předává jádrům část vlastní kinetické energie, té předá jádrům tím více, čím je jejich hmotnost blíže hmotnosti neutronu. Při srážce s těžkými jádry je množství předané energie minimální. Při nepružné

srážce se neutron s jádrem spojí, takto vzniklé jádro se pak může přebytečné energie zbavit vyzářením fotonu gama záření nebo jiné částice.

Působení záření má škodlivé účinky na živé organismy včetně člověka, v určité míře se ale běžně vyskytuje i v přirozeném prostředí, a také je využíváno v celé řadě oborů.

2.2.2 ZÁKON RADIOAKTIVNÍHO ROZPADU A ROZPADOVÉ ŘADY

Aktivita zářiče A je dána počtem rozpadů (úbytkem počtu ještě nerozpadlých jader) za jednotku času, a tato veličina vyjadřuje rychlost rozpadu nebo přeměny. Její jednotkou je becquerel Bq, což je jeden rozpad za sekundu.

$$A(t) = -\frac{dN(t)}{dt}$$

Zkoumáním průběhu rozpadu radioaktivních prvků bylo poprvé zjištěno, že zákony mikrosvěta mají statistický charakter. Dá se určit pouze pravděpodobnost, že k rozpadu dojde, ale nikoliv okamžik kdy. Míru pravděpodobnosti rozpadu pro konkrétní jádro udává rozpadová (přeměnová) konstanta λ . S rostoucím počtem jader radionuklidu N v pozorovaném vzorku roste počet rozpadů dN za časový interval dt .

$$dN(t) = -\lambda \cdot N(t) \cdot dt$$

Vydělením dt a integrací získáme zákon radioaktivního rozpadu

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\lambda \cdot N(t)$$

$$N(t) = N(0)e^{-\lambda t}$$

Počet jader radionuklidu tedy exponenciálně klesá z počátečního počtu $N(0)$. Protože mezi aktivitou a počtem nerozpadlých jader je přímá úměra, klesá aktivita stejným způsobem.

$$A(t) = \lambda \cdot N(t)$$

$$A(t) = A(0)e^{-\lambda t}$$

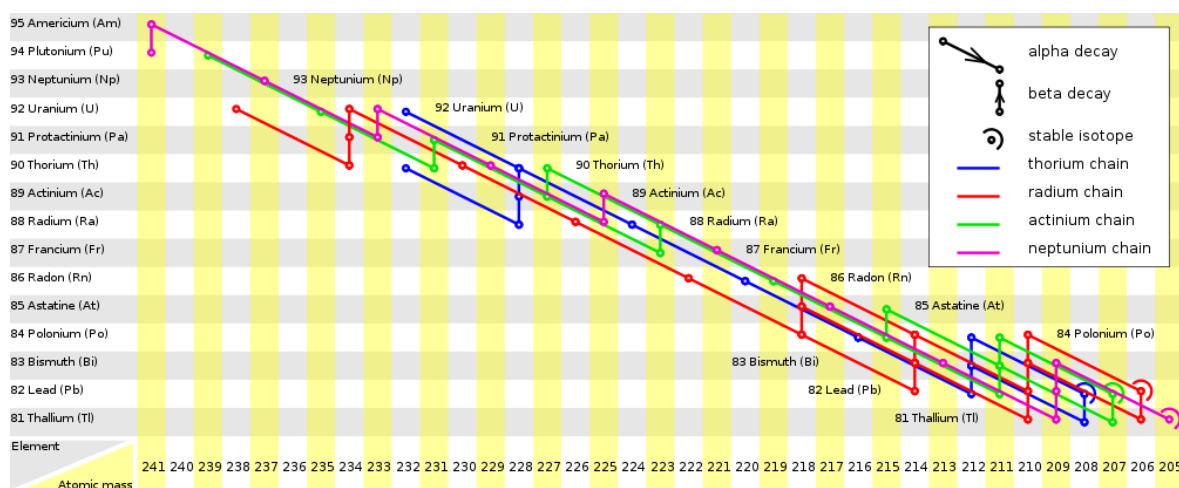
Důležitá veličina charakterizující rozpad je doba, za kterou se rozpadne právě polovina z původního množství zvaná poločas rozpadu T , odvozením z rozpadového zákona:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

Konstanta λ nebo poločas rozpadu určuje vlastnosti konkrétního radionuklidu, a jeho rozpad není možné ovlivnit, aniž by se změnil energetický stav jádra.

Přírodní i uměle vytvořené radionuklidy se řídí stejným rozpadovým zákonem. Hodnoty poločasu rozpadu se u různých izotopů pohybují od zlomků sekundy až po miliardy let. Kromě poločasu rozpadu se používá také veličina střední doba života τ , která je rovna převrácené hodnotě λ a po uplynutí této doby klesne původní počet jader $N(0)$ na hodnotu $\frac{N(0)}{e}$.

Po rozpadu radionuklidu nemusí vzniknout stabilní jádro, nový produkt může být také radioaktivní a dále se rozpadat, přičemž se celý proces může i několikrát opakovat. Tato situace je typická zejména pro velmi těžká jádra, ta se nerozpadají libovolně, ale podle určitých pravidel a jejich postupný rozpad je popsán rozpadovými řadami. Rozpadové řady jsou čtyři a pro každý izotop popisují, jakému rozpadu podléhá a s jakým poločasem rozpadu až ke stabilnímu izotopu (Obrázek 4).



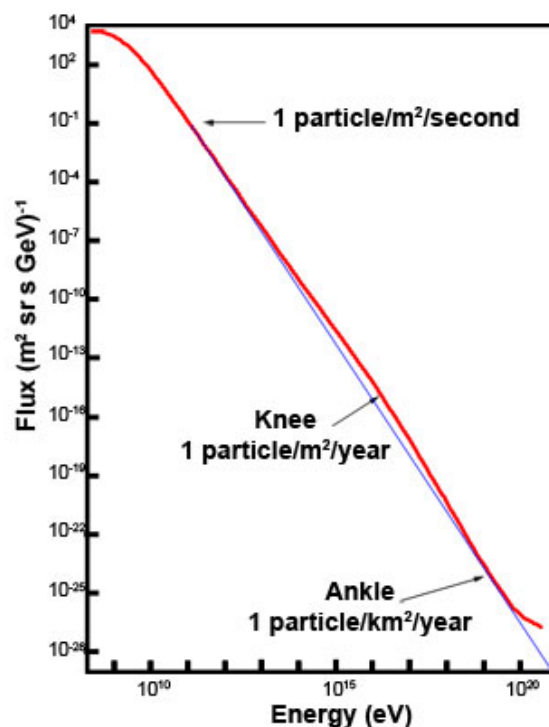
Obrázek 4 – Rozpadové řady
(Zdroj: http://en.wikipedia.org/wiki/File:Radioactive_decay_chains_diagram.svg)

Řady musejí být čtyři proto, že nukleonové číslo se mění pouze při alfa rozpadu a to právě o čtyři. Jednotlivé řady se nazývají: uranová, aktinuranová, thoriová, neptuniová. Kromě aktinuranové je to podle izotopu s nejdelším poločasem rozpadu, kterým uranová a thoriová i začínají. Uranová, aktinuranová a thoriová řada se vyskytují v přírodě, neptuniová byla vytvořena uměle.

2.2.3 KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

Neviditelné záření nevzniká pouze působením radioaktivních látek v zemské kůře, jak se dříve předpokládalo. Že radiace s nadmořskou výškou roste, zpozoroval v roce 1912 Viktor Hess a později potvrdil Robert Andrews Millikan. Jediným vysvětlením bylo, že tato radiace je způsobena dopadem záření vesmírného původu, které Millikan pojmenoval kosmické záření. Kosmické záření přicházející z vesmíru se nazývá primární, interakcí primárního kosmického záření s částicemi v atmosféře vzniká řada dalších částic označovaných jako sekundární kosmické záření.

Primární záření je tvořeno vysoce energetickými částicemi převážně: protony (88 %), zbytek tvoří jádra helia a dalších prvků, elektrony, neutrino a také fotony gama záření s velmi vysokou energií. Energie těchto částic se pohybují v rozmezí 10^9 – 10^{20} eV, ale s rostoucí energií klesá jejich počet. Zatímco částic s energií kolem 10^9 eV dopadá na metr čtvereční každou sekundu zhruba deset tisíc, pro energie kolem 10^{19} eV už jde pouze o jednotlivé částice na čtvereční kilometr za rok, a vyšší energie jsou ještě vzácnější (Obrázek 5). Jedná se o nejvyšší hodnoty energie částic, jaké známe, v urychlovačích se zatím podařilo dosáhnout energií řádu 10^{12} eV.



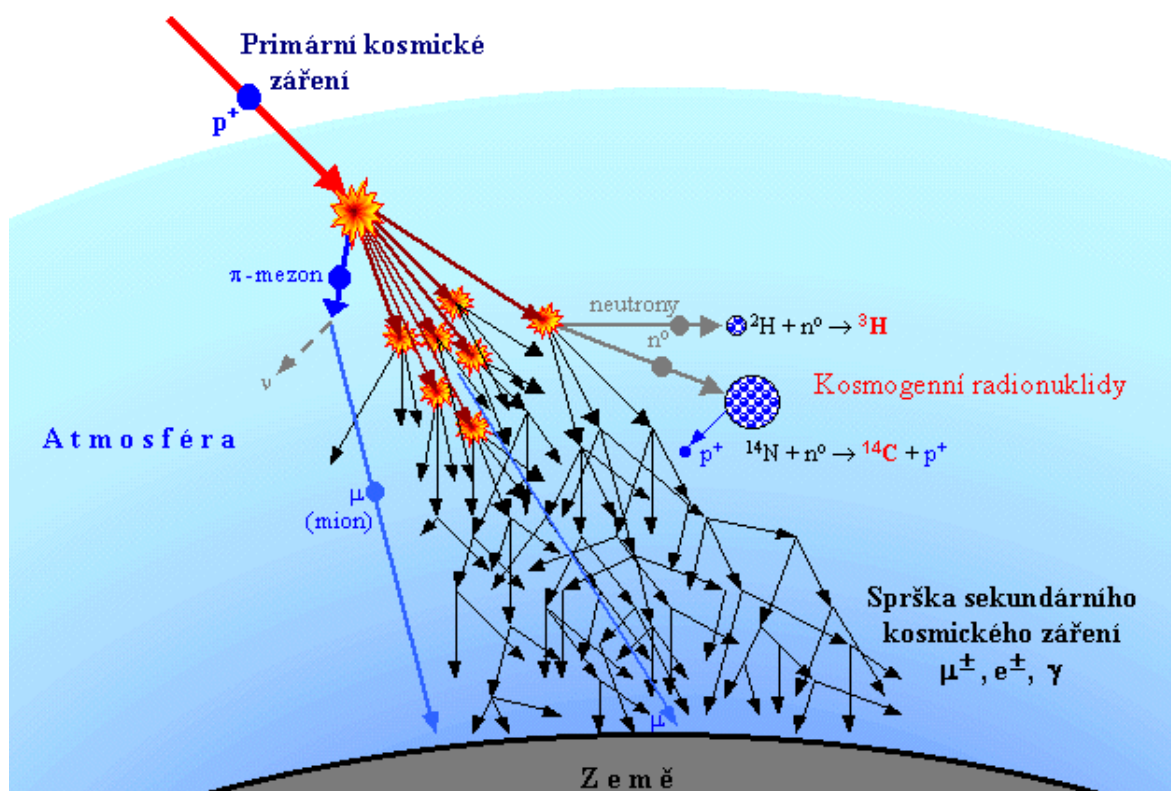
Obrázek 5 – Závislost počtu částic kosmického záření na jejich energii
(Zdroj: <http://astronomy.swin.edu.au/cosmos/C/Cosmic+Ray+Energies>)

Kosmické záření přichází k Zemi ze všech směrů téměř stejně, pouze nižší energie do 10^{11} eV jsou ovlivněné zářením Slunce, pro vyšší energie jsou odchylky od izotropie méně než jedno procento. Je to způsobené složitě zakřivenými drahami nabitých částic v magnetických polích a také energetickými ztrátami vlivem různých interakcí, čímž se také ztrácí informace o tom, z jakého směru částice pochází. Zakřivení dráhy vyjadřuje Larmorův poloměr, je přímo úměrné energii částice a nepřímo úměrné náboji částice a intenzitě působícího magnetického pole. Nejenergičtější částice mají tento poloměr natolik velký, že pokud by vznikaly v naší Galaxii, musel by být pozorován zvýšený počet přicházející z okolí roviny Galaxie. To se však neděje a takové částice tak mají poměrně jistě extragalaktický původ.

Vzhledem ke způsobu šíření je také obtížné vysvětlení vzniku kosmického záření. Za možné zdroje jsou považovány jednak katastrofické astrofyzikální procesy jako výbuch supernovy či pohlcování hmoty černou dírou. Další možností je, že částice jsou plynule tzv. difuzním urychlováním urychlovány opakovaným pohybem v magnetickém poli různých objektů, s touto myšlenkou přišel Enrico Fermi. Spekuluje se také o interakcích supertěžkých částic předpovídaných některými teoriemi, při kterých by mohlo vznikat mnoho dalších částic s vysokou energií. Původ kosmického záření tak zatím není úplně objasněn.

Primární kosmické záření interaguje s atmosférou nejčastěji ve výšce zhruba 30 km. Přilétající vysokoenergetické protony jsou schopny tříštit jádra, čímž vznikají další částice, často také schopné v tříštění pokračovat. Postupně tím dochází ke vzniku celé spršky částic sekundárního kosmického záření. Z jednoho protonu primárního záření můžou vzniknout až miliony částic záření sekundárního. Mezi tyto částice patří hlavně protony, neutrony, piony, miony, elektrony, pozitrony, neutrina a také fotony gama záření (Obrázek 6). Tyto spršky kosmického záření poprvé objevil v Alpách v roce 1938 Pierre Auger.

Kosmické záření je trvalý zdroj ionizujícího záření, které ovlivňuje život na Zemi, kromě toho přináší také informace o procesech ve vzdáleném vesmíru. Protože energie částic kosmického záření o mnoho převyšují energie částic, kterých je možné dosáhnout na urychlovačích, studium kosmického záření může přinést nové poznatky o stavbě částic a jejich interakcích.



Obrázek 6 – Vznik spršky sekundárního kosmického záření
(Zdroj: <http://astronuklfyzika.cz/JadRadFyzika6.htm>)

2.3 INTERAKCE ZÁŘENÍ S LÁTKOU

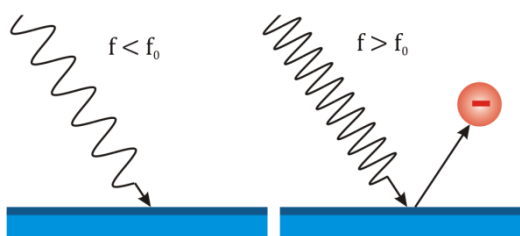
Při průchodu zářením látkou dochází k interakci mezi částicemi záření a jádry a elektronovými obaly atomů látky. Přímě ionizující záření je schopné díky náboji, který nese, přímo vyrážet či vytrhovat elektrickými silami elektrony z atomů a vytvářet tak kladné ionty a volné elektrony. Interakcemi ztrácí částice svou kinetickou energii a její ionizace tj. schopnost vytvářet iontové páry roste s klesající rychlostí. Závislost mezi rychlostí částice a její ionizací popisují Braggovy křivky, maximum těchto křivek je těsně před zabrzděním částice, poté dojde k její neutralizaci a ionizace dále nepokračuje. Silné

ionizační účinky mají díky svému náboji alfa částice, tím jsou ale také velmi rychle brzděny a jejich dolet je malý.

V případě záření tvořeném z neutrálních částic, dochází nejdříve k předání energie nabitým částicím v látce (elektronům nebo jádru) a následně přímé ionizaci. Možné způsoby ionizace interakcí gama záření s látkou jsou popsány dále.

2.3.1 FOTOLEKTRICKÝ JEV

Při fotoelektrickém jevu předá foton gama záření elektronu vázanému v atomovém obalu veškerou energii a zanikne. Předaná energie se zčásti spotřebuje na



Obrázek 7 – Fotoelektrický jev

uvolnění elektronu (výstupní práce W_v) a zbytek se přemění na kinetickou energii E_k .

$$E = W_v + E_k$$

$$E = hf$$

Kde h je Planckova konstanta a f frekvence záření. Energie fotonu musí být samozřejmě větší než výstupní práce daného materiálu, jinak k tomuto jevu nedojde.

Mezní frekvence fotonu f_0 pro fotoelektrický jev je tedy

$$f_0 = \frac{W_v}{h}$$

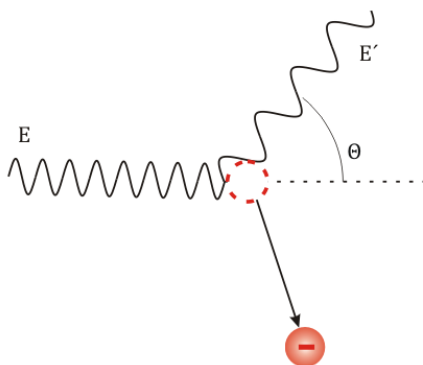
Jedním fotonem je možné uvolnit jen jeden elektron, zvaný fotoelektron. Ten může být uvolněn buď mimo povrch látky, kde se chová stejně jako elektron beta záření a dále ionizuje prostředí, pak se jedná o vnější fotoelektrický jev. Nebo je uvolněn uvnitř látky a přispívá tak ke zvýšení vodivosti, potom jde o vnitřní fotoelektrický jev. Fotoelektrický jev je nejpravděpodobnější pro gama záření menších energií interagující s látkami s velkým protonovým číslem.

2.3.2 COMPTONŮV ROZPTYL

Comptonův rozptyl je velmi podobný fotoelektrickému jevu, energie reagujícího fotonu je ale mnohem větší vazbová energie elektronu. Při interakci předá foton pouze část své energie a s nižší energií pokračuje v jiném směru, jako by se od elektronu pružně odrazil. Ze zákonů zachování energie a hybnosti potom pro energii odraženého fotonu E' platí

$$E' = \frac{E}{1 + \frac{E}{m_e c^2} (1 - \cos \theta)}$$

Kde E je původní energie fotonu, m_e hmotnost elektronu a θ úhel odraženého fotonu vzhledem k jeho původnímu směru.



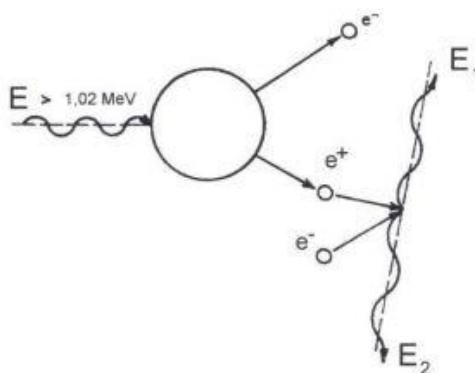
Obrázek 8 – Comptonův rozptyl

Čím větší je úhel rozptylu, tím více energie foton ztratí, ale tím více jí získá odražený elektron, který může opět dále ionizovat prostředí stejně jako elektrony beta záření. Na rozdíl od fotoelektrického jevu může jeden foton takto reagovat opakovaně, a tak uvolnit několik elektronů. Nejvíce Comptonův rozptyl nastává pro gama záření středních a vyšších energií a u látek s nízkým protonovým číslem.

2.3.3 TVORBA ELEKTRON-POZITRONOVÝCH PÁRŮ

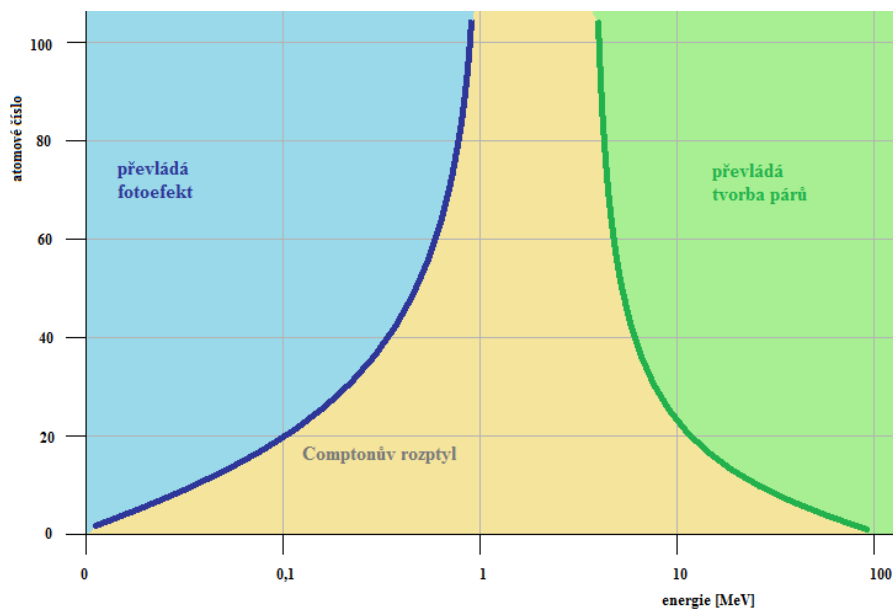
Při tvorbě páru elektron-pozitron je foton gama záření pohlcen v elektrickém poli třetí částice, obvykle atomového jádra. Navíc aby částice mohly takto vzniknout, energie fotonu nutně musí být větší než dvojnásobek klidové energie elektronu, tedy více než 1,022 MeV. Přeměna bez třetí částice není možná, součet hybností vzniklého elektronu a pozitronu je totiž menší než hybnost dodaná fotonem, přebývající hybnost tak musí přijmout jiná částice v souladu se zákonem zachování hybnosti. Rozdíl mezi energií fotonu

a klidovou energií vzniklého páru se projeví ve formě kinetické energie vzniklých částic, o něco větší kinetickou energii získá pozitron, který je odpuzován kladným nábojem jádra. Vzniklé částice ztrácejí svou energii interakcí s okolím. Pozitron po zabrzdění anihiluje s nějakým elektronem za vzniku dvou fotonů gama záření o energiích 0,511 MeV, které se pohybují opačným směrem, opět dle zákona zachování hybnosti. Tvorba párů se nejvíce uplatňuje při vysokých energiích gama záření a látek s velkým protonovým číslem.



Obrázek 9 – Tvorba elektron-pozitronového páru
(Zdroj: <http://fbmi.sirdik.org/1-kapitola/14/143.html>)

Následující obrázek (Obrázek 10) ukazuje, který druh interakce převládá v závislosti na energii gama záření a protonovém čísle látky.



Obrázek 10 – Interakce gama záření s látkou
(Zdroj: <http://www.wikiskripta.eu/index.php/Soubor:Intrakcefoton.png>)

2.4 DETEKCE ČÁSTIC

Postupem času se objevovaly různé metody, kterými je možné částice pozorovat. Fotografické emulze, Geigerovy-Müllerovy počítače a mlžné komory postupně nahrazovaly bublinové a jiskrové komory, později drátové proporcionální komory a také polovodičové detektory. Řada detektorů je založena na schopnosti zaznamenání ionizace v látce způsobené průchodem nabitě částice. Ionizací vzniklá narušení mohou být pozorována různými způsoby, například fotografické emulze, mlžné, bublinové a jiskrové komory je dokážou zobrazit jako stopy, v Geigerově-Müllerově počítači nebo drátových proporcionálních komorách se ionizace projeví průtokem elektrického proudu, který je následně zaznamenáván.

Nabitě částice mohou průchodem v některých látkách excitovat elektrony do vyšších stavů a při návratu do původních stavů uvolňovat energii ve formě světelných záblesků. Tohoto principu využívají scintilační čítače, kdy jsou slabé záblesky v použité látce pozorovány pomocí fotonásobičů, kterými je možné zachytit již jednotlivé fotony. Částice s vysokou energií se při průchodu prostředím může pohybovat i rychleji než je rychlost světla v daném prostředí. Taková částice pak také vyzařuje viditelné světlo – Čerenkovovo záření, jde o jev podobný zvukovému třesku při pohybu nadzvukovou rychlostí. Čerenkovovy detektory využívají také fotonásobiče k pozorování Čerenkovova záření, ze kterého je možné určit rychlost částice.

Neutrální částice je možné pozorovat pouze nepřímo, fotony například podle interakcí popsaných v kapitole 2.3, kdy vznikající elektrony a případně pozitrony už ionizují. Silně interagující neutrální částice se obvykle brzy střetnou s nějakým jádrem za vzniku několika nabitých částic. Neutrální částice, které nejsou stabilní, se mohou na pozorovatelné částice rozpadat i samy.

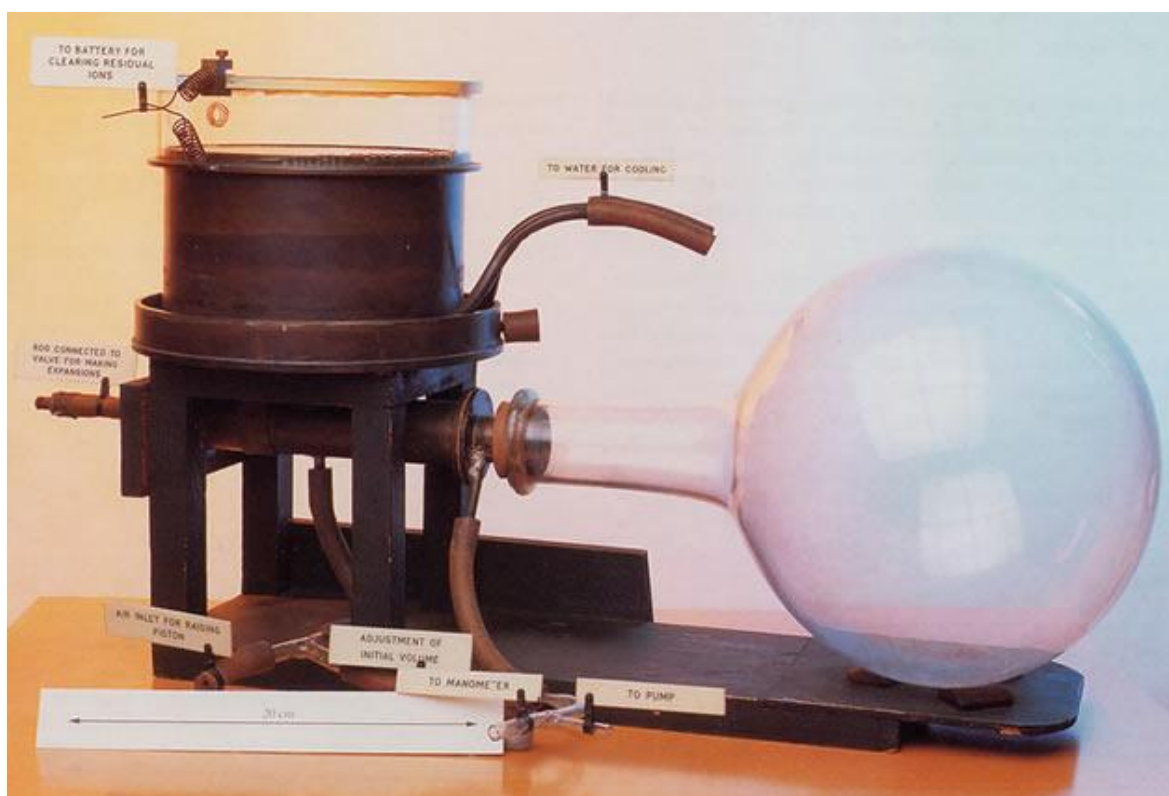
2.5 MLŽNÁ KOMORA

Autorem myšlenky zobrazování drah elektricky nabitých částic je Charles Thomson Rees Wilson. Poté co strávil několik týdnů meteorologickým pozorováním na vrcholu Ben Nevis, byl natolik zaujatý efekty slunečního světla na oblacích, že se rozhodl pokusit se je reprodukovat v laboratoři.

2.5.1 EXPANZNÍ MLŽNÁ KOMORA

Wilson sestavil aparaturu, která umožňovala rychle snížit tlak vzduchu o desítky procent, touto expanzí klesla teplota sytých par pod rosný bod a začala se tvořit mlha. Při expanzi okolo 40% se mu podařilo dosáhnout efektů, které pozoroval v okolí Ben Nevis. Z prací Johna Aitkena zabývajících se tvorbou mraků Wilson věděl, že páry se srážejí na prachových částicích. Zjistil ale, že i po vyčištění vzduchu mlha při expanzi o více než 25% stále vzniká. Pokusy s rentgenovým zářením se mu poté podařilo dokázat svou myšlenku, že ke kondenzaci dochází také na nabitých částicích a iontech, které zůstávaly i ve filtrovaném vzduchu bez prachu. Dalšími experimenty zjistil, že procházející částice záření za sebou v komoře zanechávají kapičky kondenzované páry, které zviditelňují jejich dráhy.

Původní aparaturu postupně zdokonaloval, vybavil ji i fotoaparátem kvůli zachycení stop částic a v roce 1912 svůj vynález poprvé publikoval. Wilsonova expanzní mlžná komora se stala důležitým nástrojem v rozvíjející se částicové fyzice a v roce 1927 za ní Wilson obdržel Nobelovu cenu. Jedním z dalších důležitých zlepšení bylo umístění mlžné komory mezi póly magnety.

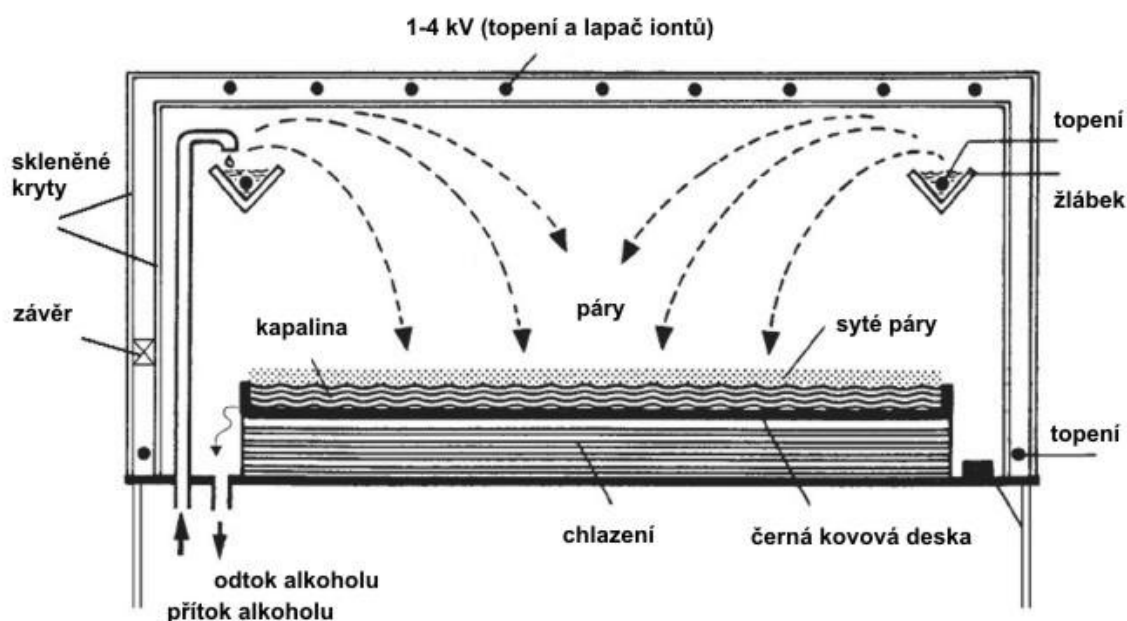


Obrázek 11 – Wilsonova mlžná komora

(Zdroj: http://www-outreach.phy.cam.ac.uk/camphy/cloudchamber/cloudchamber10_2.htm)

2.5.2 DIFUZNÍ MLŽNÁ KOMORA

Nevýhodou expanzní mlžné komory je nemožnost průběžného pozorování, Alexander Langsdorf však zkonstruoval difúzní mlžnou komoru, která tuto nevýhodu odstranila. Princip vzniku stop je stejný, ale liší se způsob udržování páry v podchlazeném stavu. Místo vodní páry se používají páry lihu a v pracovním prostoru komory je udržován teplotní spád. Horní část komory, kde je umístěn zdroj par, může být ještě zahřívána. Odtud líh difunduje do spodní ochlazované části komory, kde kondenzuje a je odváděn pryč. Těsně nad kapalnou vrstvou se vytváří tenká vrstva přesycených alkoholových par, ve které mohou vznikat mlžné stopy procházejících částic (je také možné vytvořit difúzní mlžnou komoru s opačným teplotním spádem). V horní části jsou ještě vodiče udržované na vysokém napětí, takže vytvářejí elektrické pole a tím čistí vnitřní prostor komory od rušivých vlivů. Je-li zdroj par neustále doplňován, může komora pracovat nepřetržitě.



Obrázek 12 – Schéma difuzní mlžné komory
(Zdroj: <http://herodes.feld.cvut.cz/mereni/dema/komora/>)

Protože princip difuzní mlžné komory je celkem jednoduchý, existuje i řada návodů na stavbu takového zařízení „po domácku“. Problém je ale s chlazením, které musí být výrazné a většinou je k němu použit suchý led. Z principu mlžné komory také později vytvořil Donald Arthur Glaser bublinovou komoru.

3 LABORATORNÍ ČÁST

3.1 OVLÁDÁNÍ MLŽNÉ KOMORY

Pro experimenty popsané v následujícím textu byla použita difúzní mlžná komora Oddělení fyziky FPE ZČU v Plzni, která je díky velkým rozměrům pozorovatelné plochy dobře použitelná i pro přímou demonstraci před diváky. Všechny tyto experimenty je možné zopakovat i s využitím mlžné komory prakticky libovolné konstrukce. Popis ovládání uvedený dále se ale týká pouze tohoto konkrétního typu mlžné komory, a při použití jiného zařízení se samozřejmě bude lišit.

POSTUP PŘI ZAPÍNÁNÍ

Celou mlžnou komoru je třeba správně vyrovnat do vodorovné polohy. K tomuto účelu slouží stavitelné nohy, které jsou opatřeny závitem, a jejich otáčením na jednu či druhou stranu nastavit potřebnou výšku. Mlha uvnitř komory je tvořena z izopropylalkoholu ($\text{CH}_3\text{-CHOH-CH}_3$), nádobka s touto kapalinou je umístěna u dalších ovládacích prvků komory. Pro chod komory stačí, aby byla naplněna alespoň z jedné třetiny.

Po připojení komory do sítě se jako první zapíná hlavní vypínač (německý popis: „hauptschalter“ / anglický popis: „main switch“), poté je třeba uzavřít odtokový ventil („alkoholrücklauf“ / „alcohol flowback“) a otevřít ventil pro přívod izopropylalkoholu („alkoholdosierung“ / „alcohol dose“), čímž začne vytékat do korýtky uvnitř komory a necháme natéct přiměřené množství. Pomocí hladiny v korýtku můžeme rovněž doladit vyrovnání vodorovné polohy komory. Po dosažení potřebné hladiny izopropylalkoholu, upravíme nastavení ventilu tak, aby se přítok snížil na 1–2 kapky za sekundu. Zbývá ještě přepínačem zapnout čistící napětí, které odstraňuje z prostoru komory prach, na němž by nastávala rušivá kondenzace („hochspannung“ / „high voltage“) a pak už pouze vyčkáme na dosažení potřebné teploty ve spodní části komory, která se v závislosti na okolních podmínkách pohybuje zhruba okolo -32 °C . Při nižších teplotách okolí stačí teplota -30 °C , kterou lze nastavit tlačítky + a – na programátoru teplot. Nastavená teplota je udržována termostatem.

SAMOTNÉ POZOROVÁNÍ

Během pozorování není nutné provádět žádné větší zásahy, vše funguje automaticky, pouze je možné, v případě potřeby, upravit teplotu chlazení a přítok alkoholu a tím dosáhnout lepšího a ostřejšího zobrazování stop.

POSTUP PŘI VYPÍNÁNÍ

Po skončení pozorování se při vypínání mlžné komory postupuje opačně než při jejím zapínání. Nejdříve přepínačem vypneme čistící napětí, zavřeme ventil pro přívod izopropylalkoholu a ten, který zbyl v korýtku uvnitř komory, necháme vytéct otevřením odtokového ventilu zpět do zásobníku. A na závěr již pouze vypneme hlavní vypínač a odpojíme od sítě.

3.2 POZOROVÁNÍ ČÁSTIC V MLŽNÉ KOMOŘE

Obrázek 13 – Přirozená radioaktivita prostředí, stopy alfa a beta částic

Vlastně ihned po zapnutí, aniž bychom museli cokoliv dělat, tak s tím, jak postupně klesá teplota ochlazované části pracovního prostoru komory, a začínají se vytvářet páry izopropylalkoholu. Tyto páry jsou v horní části komory přehřáté, vlivem teplotního gradientu klesají dolů, ochlazují se, až dosáhnou stavu syté páry. Asi 0,5 cm

nad dnem je už pára přesycená a má tendenci kondenzovat. Kondenzace nastává na iontech, proto se v tomto prostoru objevují první stopy po prolétajících částicích. Tyto stopy vznikají v důsledku přirozené radioaktivity prostředí, jednak vlivem přeměn radioaktivních látek, kterých je v přírodě celá řada. A také dopadem vysokoenergetických částic z kosmického záření.

Z tvaru zobrazené stopy je možné usoudit, jakou částicí byla způsobena. V mlze komory zanechávají stopy pouze elektricky nabitě částice. Částice bez elektrického náboje např. neutrony, fotony, neutrina,... ale i neutrální atomy a molekuly není možné mlžnou komorou sledovat. Dva nejčastější druhy stop jsou vidět na fotografii (Obrázek 13).

Silné, ale krátké a většinou rovné stopy zanechávají alfa částice (Obrázek 14). Jejich délka odpovídá doletu alfa částice ve vzduchu, který je několik centimetrů. Podobné stopy zůstávají i po vysokoenergetických protonech, vznikajících při dopadu kosmického záření na zemskou atmosféru.



Obrázek 14 – Detail stopy alfa částice

Tenké, často několikanásobně zahnuté čáry odpovídají beta částicím (Obrázek 15), tedy elektronům. Jejich délka se může u jednotlivých čar výrazně lišit, závisí totiž na energii elektronu. Elektrony s velkou energií letí velkou rychlostí a jejich čáry jsou dlouhé a méně zahýbané. Pro obzvláště vysoké energie mohou procházet přímé stopy přes celou pracovní oblast komory. Čím je energie elektronu menší, tím je i jeho dráha kratší. Tyto krátké dráhy jsou také daleko častěji a více zakroucené. Ohyb dráhy je způsoben srážkami elektronu s elektrony molekul dusíku a kyslíku v atmosféře, případně i s dalšími částicemi např. molekulami izopropylalkoholových par. Zakřivení stopy beta částice způsobuje i interakce s jádry atomů. Stejný typ stopy po sobě zanechávají také pozitrony.



Obrázek 15 – Detail několika stop beta částic

Umístíme-li do blízkosti mlžné komory gama zářič, můžeme pozorovat interakci fotonů gama záření s atomy v pracovním prostoru komory. Způsob interakce závisí na energii dopadajícího záření. V našem případě při použití zářičů americia ^{241}Am (Obrázek 16) a cesia ^{137}Cs převládá fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl, obě interakce se však zobrazují stejně. Při obou dochází k vyrážení elektronů z látky dopadajícími fotony. Tyto elektrony mají malou energii, a proto i jejich stopy jsou jen krátké, ale přesto pozorovatelné. Jestli byl konkrétní elektron uvolněn fotoelektrickým jevem nebo Comptonovým rozptylem nejsme schopni rozlišit samotným pozorováním. Nastávají oba, pro nižší energie fotonů (do 50 keV) převládá fotoelektrický jev, s rostoucí energií začíná být dominantní Comptonův rozptyl. I kdybychom tedy znali energii gama záření, můžeme určit pouze způsob, který převažuje. Při dostatečně vysoké energii (nad 1,022 MeV) může nastat ještě třetí způsob – tvorba elektron-pozitronového páru.



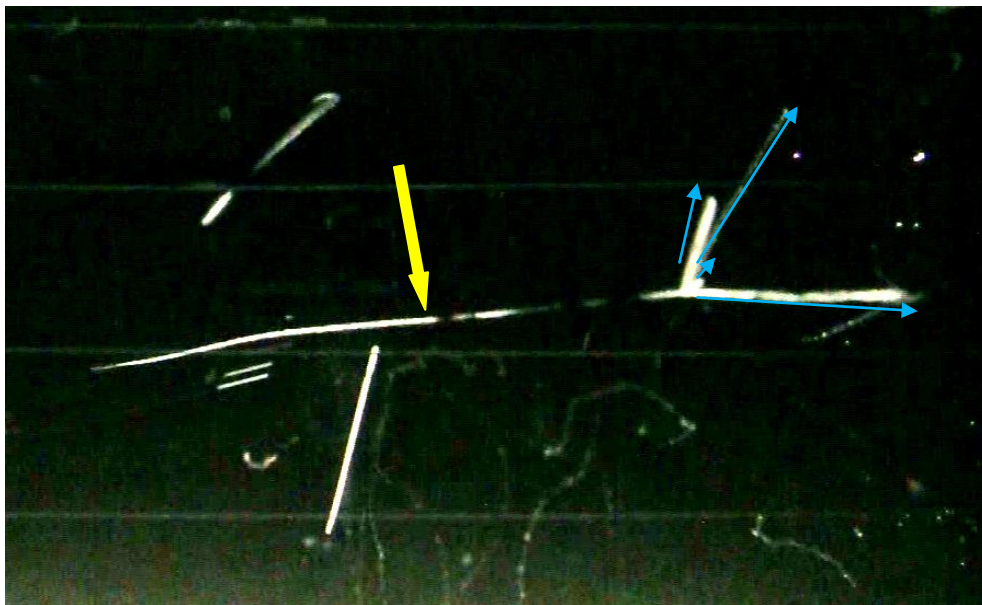
Obrázek 16 – Fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl při umístění zářiče ^{241}Am

Dále popisované druhy stop již nejsou tak časté, přesto se může poštěstit jejich zpozorování. Jedním takovým případem jsou téměř přímé stopy, třeba jen o málo slabší než jaké patří alfa částicím, avšak výrazně delší, někdy protínající celý pracovní prostor komory (Obrázek 17). Tyto stopy patří částicím kosmického záření, nejpravděpodobněji mionům, které se v sekundárním kosmickém záření vyskytují nejčastěji. Šířka stopy opět závisí na energii mionu. Miony s velkou energií tvoří tenké stopy podobné elektronům, naopak stopy zpomalených mionů se mohou šířkou blížit stopám alfa částic.



Obrázek 17 – Stopa mionu přes celou komoru

Protože některé částice kosmického záření se dále rozpadají, velmi výjimečně může tento děj proběhnout i uvnitř mlžné komory, kde ho můžeme pozorovat. Také je možné, že dopadající částice kosmického záření narazí do nějaké jiné částice v zemské atmosféře. Protože částice kosmického záření mají díky velké energii i značnou rychlost, mohou se obě částice přiblížit až na vzdálenost působení jaderných sil, čímž může dojít k jaderné reakci a vzniku nových částic. Tento způsob interakce kosmického záření je pravděpodobně zachycen na obrázku níže (Obrázek 18, na stopu původní částice ukazuje žlutá šipka, stopy částic vzniklých při reakci ukazují modré šipky. Nejkratší stopa by mohla být po jádru, na kterém reakce nastala. Slabší přímková stopa musela být po těžké částici, která ale málo ionizuje, pravděpodobně šlo o proton). Šance vidět stopy kosmického záření, případně dokonce jeho rozpad, je pravděpodobnější ve vyšší nadmořské výšce.

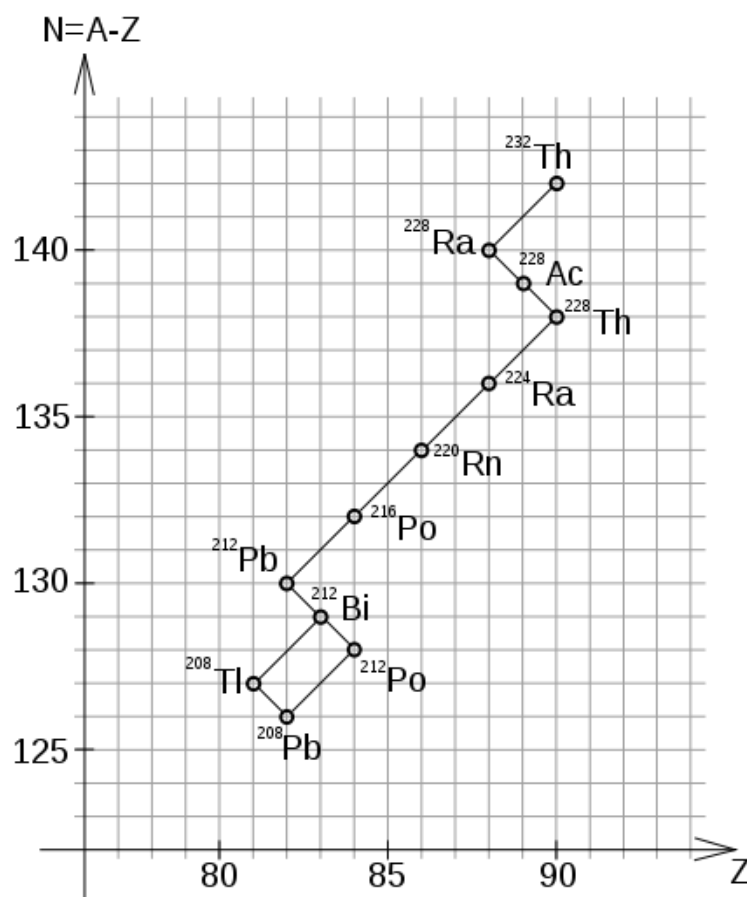


Obrázek 18 – Detail jaderné reakce způsobené částicí kosmického záření

3.3 MĚŘENÍ POLOČASU ROZPADU RADONU

Tímto experimentem jsem se pokusil změřit poločas rozpadu jednoho z izotopů radonu. Konkrétně se jednalo o nuklid ^{220}Rn , který je stejně jako všechny ostatní izotopy radonu nestabilní s poměrně krátkým poločasem rozpadu. Převážná většina izotopů tohoto prvku jsou alfa zářiče. Nejstabilnější z nich je ^{222}Rn s poločasem rozpadu 3,8235 dne, pouze tři další izotopy mají poločas rozpadu delší než 1 hodina – ^{210}Rn (2,4 h), ^{211}Rn (14,6 h) a ^{224}Rn (107 min).

^{220}Rn je součástí thoriové rozpadové řady, znázorněné na obrázku (Obrázek 19). Tento přírodní produkt rozpadu nejstabilnějšího izotopu thoria ^{232}Th bývá někdy nazýván také jako thoron. Podléhá alfa rozpadu a jeho poločas rozpadu činí 55,6 s. Vyzářením alfa částice se přemění na izotop polonia ^{216}Po , který je opět zdrojem alfa záření, a stejným způsobem se přeměňuje dále na izotop olova ^{212}Pb s poločasem rozpadu pouhých 0,145 s.

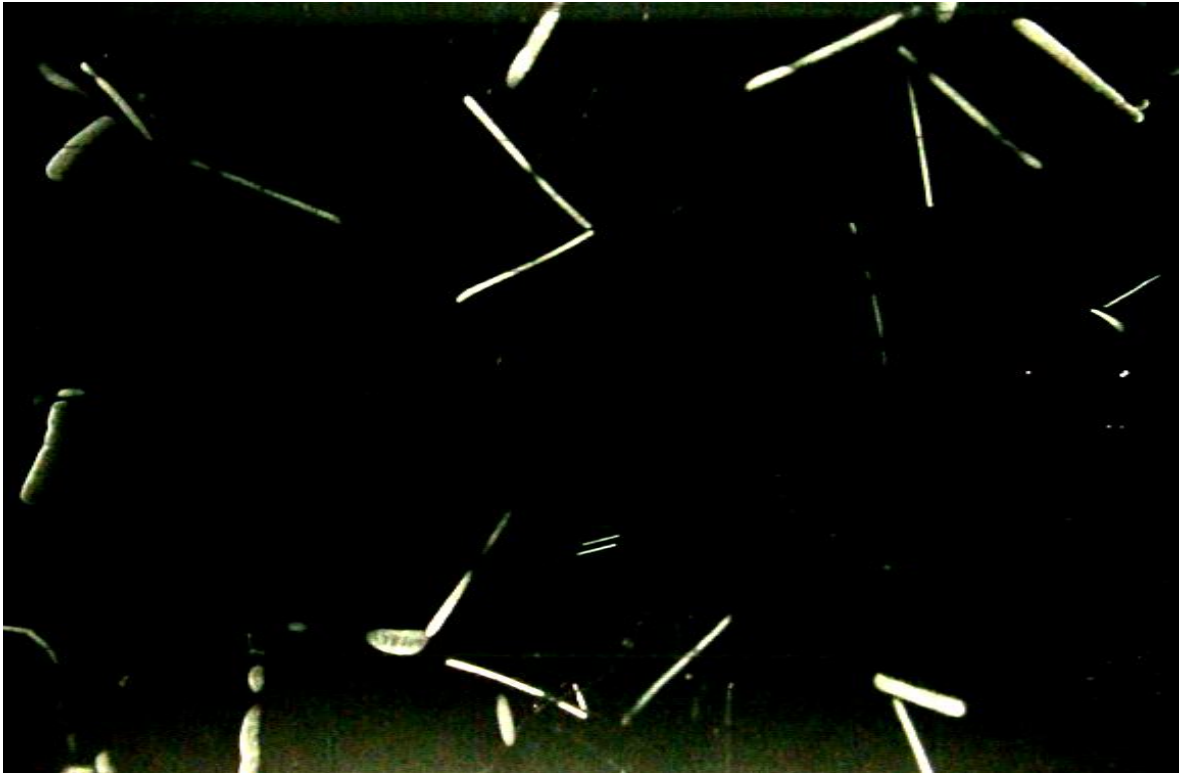


Obrázek 19 – Thoriová rozpadová řada

(Zdroj: http://cs.wikipedia.org/wiki/Thoriiov%C3%A1_rozpadov%C3%A1_%C5%99ada)

Protože všechny tyto tři atomy jsou elektricky neutrální, není možné pomocí mlžné komory pozorovat přímo jejich stopy. Po alfa rozpadech se sice stávají zápornými ionty, jejich rychlost získaná zpětným rázem je však nepatrná, proto se stopy těchto iontů nezobrazují. O probíhajících reakcích však svědčí stopy vyzařovaných alfa částic, které díky svému náboji v prostředí mlžné komory stopy zanechávají. Navíc se díky velmi krátkému poločasu rozpadu ^{216}Po objevují dvojice stop rychle po sobě a vytvářejí tak stopy ve tvaru písmene V, díky čemuž je možné tuto přeměnu celkem snadno identifikovat.

Několik takovýchto rozpadů je zachyceno na následující fotografii (Obrázek 20). Je zde dobře vidět, že obě stopy nezačínají přesně ve stejném místě, ale je mezi nimi krátká mezera, způsobená právě krátkou existencí a pohybem atomu ^{216}Po . Vzdálenost mezi stopami závisí jednak na tom, jak rychle se ^{216}Po rozpadne – čím dříve, tím samozřejmě kratší, v některých extrémních případech dokonce nerozlišitelná. Ale i na směru pohybu tohoto atomu – pokud se atom polonia pohybuje kolmo k rovině komory, mohou se stopy opět jevit, jakoby vycházely z jednoho místa.



Obrázek 20 – Stopy po rozpadu radonu ^{220}Rn

Protože tyto děje mají statistický charakter, není možné předpovědět konkrétní místo a okamžik, ve kterém se atom ^{220}Rn nebo ^{216}Po rozpadne, stopy se tedy objevují náhodně v celém prostoru komory. Totéž platí i pro směr, kterým alfa částice z jádra vyletí, proto i úhel, který obě stopy svírají, může být naprosto libovolný mezi dvěma extrémními hodnotami. Od 0° , kdy se stopy téměř přesně překrývají, až naopak po případ, kdy svírají úhel přibližně 180° , čímž vlastně vytvoří dvojnásobně dlouhou, uprostřed přerušenu, rovnou stopu.

POSTUP MĚŘENÍ

Jako zdroj radonu ^{220}Rn se dají využít thoriové punčošky určené ke zvýšení svítivosti plynových lamp. Z thoria, které obsahují, se uvolňuje radon. Protože radon je za normálních podmínek v plynném stavu, dá se pomocí balónku nafoukat do pracovního prostoru mlžné komory.

Nafoukáním teplejšího vzduchu s radonem se naruší prostředí uvnitř komory, a je nutné opět počkat na ustálení pohybu a znovuvytvoření mlhy, které nastane zhruba po 10 sekundách. Poté již můžeme zahájit samotné pozorování, přesněji jeho záznam.

Pracovní prostor komory byl po celou dobu experimentu shora snímán ke stativu připevněnou kamerou, kvůli pozdějšímu zpracování, které by v reálném čase asi nebylo možné. Použita byla kamera Canon HG20 umožňující natáčení videa ve vysokém rozlišení 1920 x 1080 pixelů. To sice, v tomto případě není úplně nutné, ale je možné díky němu lépe měřit i dolet v dalších experimentech.

Po přibližně pěti minutách, poklesl počet zobrazovaných rozpadů na úroveň přirozeného pozadí a pozorování bylo možné ukončit. Tato doba je ve shodě s udávanou hodnotou poločasu rozpadu, během ní by se měla rozpadnout drtivá většina radonu (Tabulka 1). Pro účely této práce a pozdější zpracování byly pořízeny celkem tři záznamy, sledující rozpad radonu, takže celý proces byl třikrát opakován.

Tabulka 1 – Teoretické počty zbývajících jader

uplynulý čas	00:00,0	00:55,6	01:51,2	02:46,8	03:42,4	04:38,0	05:33,6
zbývajících jader	100,0%	50,0%	25,0%	12,5%	6,3%	3,1%	1,6%

Videozáznam z kamery je ve formátu .mts (MPEG transport stream), který se dá přehrávat např. ve volně šiřitelném programu VLC media player. Jeho základní ovládání je velmi jednoduché a podobné jako u dalších přehrávačů.

Princip měření je velmi jednoduchý a spočívá v počítání jednotlivých rozpadů v časových intervalech 10 s. Samotné provedení už je trochu obtížnější, protože stopy se objevují velmi rychle v celém prostoru komory a někdy je těžké stíhat vše sledovat. Z tohoto důvodu se hodila funkce zpomalení přehrávaného videa, kterou program

umožňuje, zvláště v intervalech s velkým počtem rozpadů. Počítány byly pouze stopy zřetelně tvořící dvojici („véčka“), samostatné stopy počítány nebyly.

U intervalů s bouřlivějším průběhem se mi celkem osvědčil postup, troj až čtyřnásobného opakovaného zhlédnutí těchto částí rychlostí 0,33, někdy až 0,25 původní rychlosti videa. Stopy rozpadů jsem nejdříve spočetl orientačně a poté jejich počet postupně upřesnil. V případě intervalů s méně rozpady stačila i vyšší rychlost (0,5 až 0,67 někdy i 1), a méně opakování. Takto získané hodnoty jsou uvedené v příloze (Tabulka 8).

VÝSLEDKY

Zpracování dat jsem provedl v Excelu. Hodnoty připadající na jednotlivé intervaly byly pro snížení statistické chyby sečteny do odpovídajících minutových intervalů (Tabulka 2). Pokud uvažujeme celkové součty rozpadů během prvních pěti minut jednotlivých měření jako počet všech přítomných atomů radonu na počátku pozorování, můžeme spočítat, kolik každému intervalu náleží rozpadů v procentech (Tabulka 3).

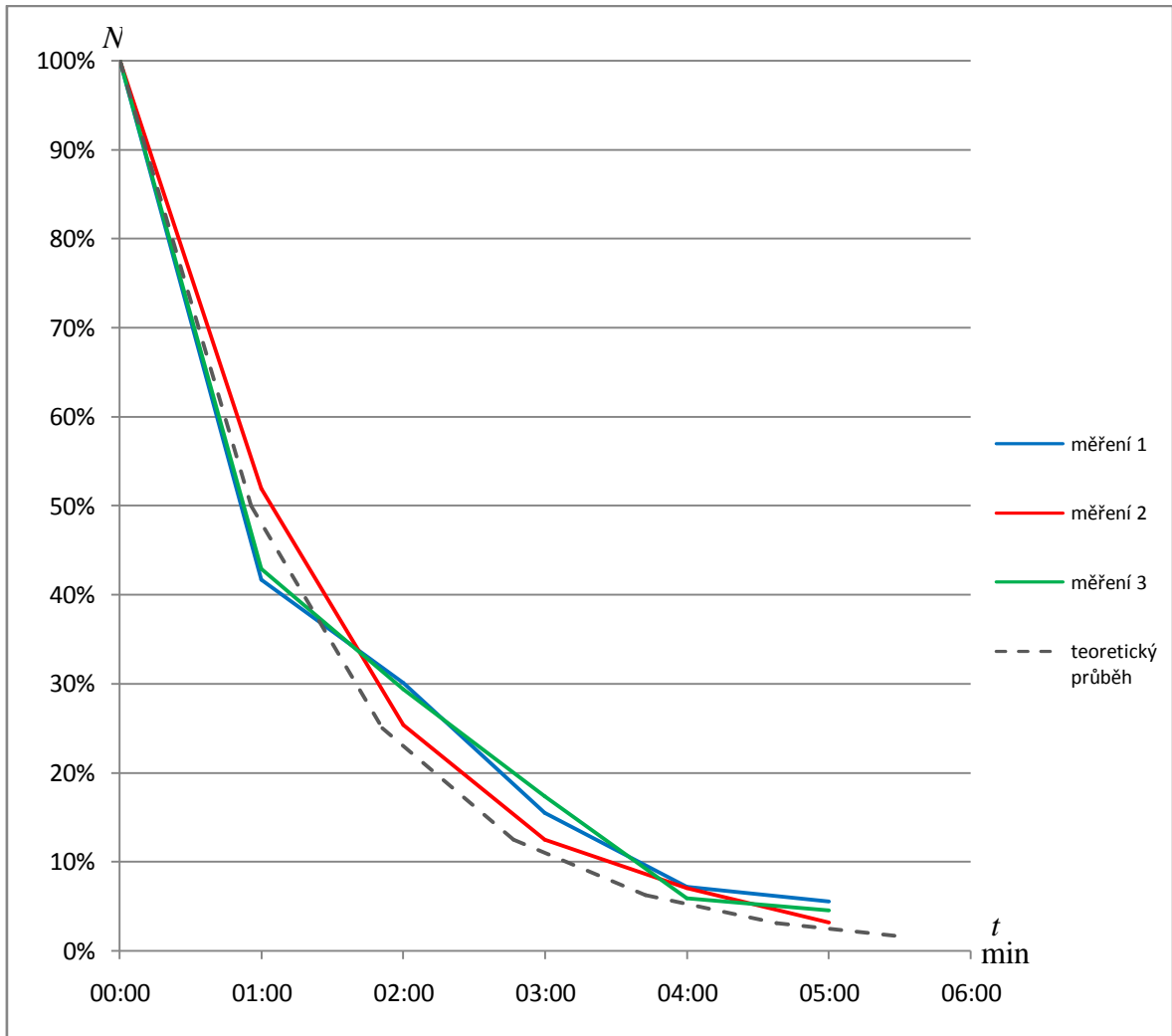
Tabulka 2 – Počty rozpadů

časový interval		pozorování		
začátek	konec	1	2	3
00:00	01:00	151	229	190
01:00	02:00	109	112	130
02:00	03:00	56	55	77
03:00	04:00	26	31	26
04:00	05:00	20	14	20
celkový počet		362	441	443

Tabulka 3 – Rozpady v procentech

časový interval		pozorování		
začátek	konec	1	2	3
	00:00	100%	100%	100%
00:00	01:00	41,7%	51,9%	42,9%
01:00	02:00	30,1%	25,4%	29,3%
02:00	03:00	15,5%	12,5%	17,4%
03:00	04:00	7,2%	7,0%	5,9%
04:00	05:00	5,5%	3,2%	4,5%

Pro snadnější a přehlednější porovnání je dobré z těchto hodnot nechat vykreslit grafy. Srovnání všech tří měření s teoretickou křivkou odpovídající tabulkovému poločasu rozpadu 55,6 s, ukazuje Graf 1.

Graf 1 – Průběhy rozpadu ^{220}Rn v jednotlivých měřeních

Grafy jednotlivých měření jsou uvedeny v příloze, v každém z nich je doplněna exponenciální regresní křivka spolu se svou rovnicí a hodnotou spolehlivosti, které je možné v Excelu snadno nechat spočítat. Rovnice regresních křivek se nám budou dále hodit při výpočtu poločasu rozpadu. Pro naše tři měření mají rovnice tyto tvary (zaokrouhloeno na pět desetinných míst):

$$N_1 = e^{-0,01027 t}, \quad N_2 = e^{-0,01137 t}, \quad N_3 = e^{-0,01072 t}$$

Podle zákona radioaktivního rozpadu je číslo v exponentu těchto rovnic rozpadová konstanta λ , s jejíž znalostí již můžeme snadno vypočítat poločas rozpadu T

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

a případně i střední dobu života τ

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{T}{\ln 2}$$

pro všechna tři měření. Dopočítané veličiny T a τ (po zaokrouhlení na celé sekundy) pro všechna tři měření ve srovnání s teoretickými hodnotami jsou v následující tabulce (Tabulka 4).

Tabulka 4 – Výsledky měření poločasu rozpadu radonu ^{220}Rn

Veličina	Měření				Teoreticky
	1	2	3	průměr	
λ	0,01027	0,01137	0,01072	0,01079	0,012467
T s	68	61	66	65	55,6
τ s	98	88	93	93	80,2

Již z grafu je vidět, že výsledky měření jsou ve velmi dobré shodě s teoretickým průběhem. Proto i následně určené T a τ se v průměru liší od udávaných hodnot jen o zhruba 15%, takže měření poločasu rozpadu radonu ^{220}Rn dopadlo celkem úspěšně.

3.4 MĚŘENÍ DOLETU ALFA ČÁSTIC

Ze stejných videozáznamů jako v předchozím případě jsem se dále pokusil určit dolet alfa částic v alkoholových parách prostředí komory, který je podobný jako jejich dolet ve vzduchu. Protože má alfa částice silné ionizační účinky, při průchodu prostředím velmi rychle ztrácí svojí energii a její dolet ve vzduchu je v závislosti na její původní energii pouze několik (7–10) centimetrů.

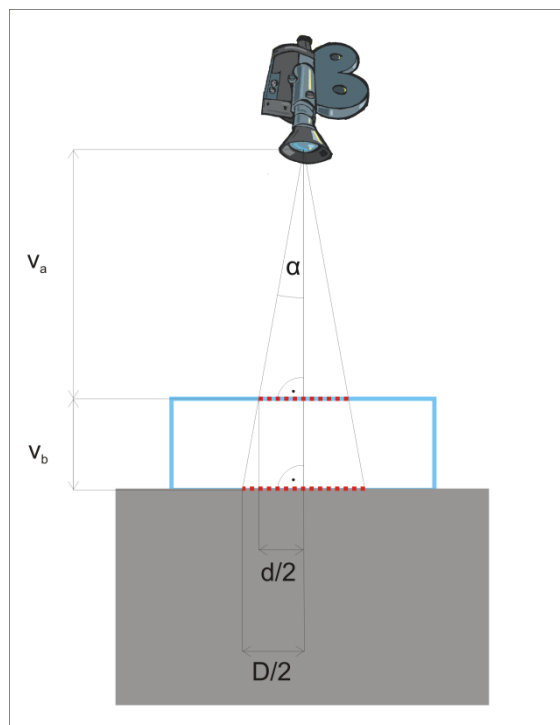
Energie alfa částice (a tedy i její dolet) se liší pro jednotlivé prvky podléhající alfa rozpadu. V našem případě jde o nuklidy ^{220}Rn a ^{216}Po a pro hodnoty energie vyzářených alfa částic jsou udávány hodnoty – 6,405 MeV pro ^{220}Rn a 6,906 MeV pro ^{216}Po . Rozdíl mezi těmito hodnotami je přibližně 7,8 % a vyšší energii částic po rozpadu polonia by měla odpovídat také pozorování delšího doletu.

Postupem popsaným dále by bylo možné určovat dolet i jiných částic, je ale nutné, aby v prostoru komory byla zanechaná celá stopa po průletu částice. Také je pro měření vzdálenosti jednodušší, pokud je tato stopa rovná, proto by například měření doletu beta částic bylo dost komplikované z důvodu složitých tvarů drah.

POSTUP MĚŘENÍ

Postup získání záznamu a provedení experimentu jsou shodné jako u měření poločasu rozpadu radonu popsaného v předchozí kapitole s jediným rozdílem – aby bylo možné následně odečítat naměřené vzdálenosti bylo na vrchní sklo komory umístěno měřítko tak, aby bylo vidět na natočeném videozáznamu. Protože měřítko je umístěno výš, než kde se tvoří stopy, musíme naměřené hodnoty ještě přepočítat. K tomuto účelu využijeme podobnosti trojúhelníků a známých hodnot $v_a = 39$ cm a $v_b = 17$ cm, schematicky znázorněno na obrázku. (Obrázek 21)

$$\tan \alpha = \frac{d/2}{v_a} = \frac{D/2}{v_a + v_b}$$



Obrázek 21 – Přepočet vzdáleností u měření doletu

Odtud tedy pro skutečnou délku stopy D dostáváme

$$D = d \cdot \frac{v_a + v_b}{v_a} \doteq 1,44 \cdot d$$

kde d je hodnota odměřená podle měřítka.

Měřeny byly stopy po rozpadu nuklidů ^{220}Rn a ^{216}Po , tvořící typická věčka, díky čemuž lze rozeznat, ze kterého atomu konkrétní alfa částice pochází. První se zobrazí

stopa po alfa částici z rozpadu radonu a druhá z rozpadu polonia. Protože vrstva alkoholových par uvnitř komory, kde se zobrazují stopy, není příliš silná, pouze po částici letící v této vrstvě se zobrazí celá stopa. Většina drah je tak zobrazena pouze částečně. Proto jsem se pro měření snažil vybírat věčka, kde alespoň jedna ze stop je co možná nejdelší, u které je pravděpodobné, že je zobrazená v celé své délce.

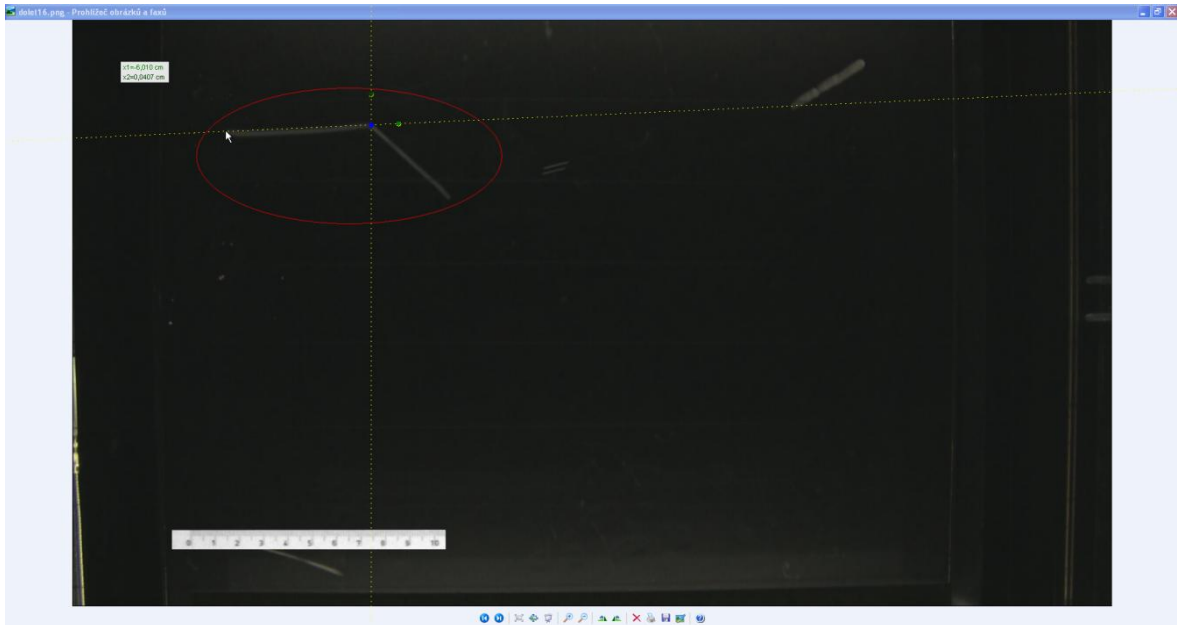
Ke zpracování videa jsem tentokrát použil program Sony Vegas Pro 8.0, který i ve zkušební verzi umožňuje mnoho funkcí pro střih videa. Především jsem využil funkci maska, díky které je možné zobrazit část nějakého obrázku, či fotky přes video v libovolném okamžiku. Takto jsem mohl přidat na celý videozáznam část měřítka natočenou během rozsvícení světla, kterou jsem poté využil jako referenční vzdálenost při měření. Dále je možné v tomto programu postupovat ve videu po jednotlivých snímcích a tím vybrat snímek, kde jsou nalezené stopy vidět co nejlépe a požadovaný snímek nechat uložit jako samostatný obrázek (Obrázek 22).



Obrázek 22 – Snímek připravený pro měření doletu

Samotné měření vzdáleností jsem provedl nástrojem MB-Ruler 4.0, což je vlastně takové pravítko přímo na monitoru. Po jeho spuštění se na obrazovce objeví dvě osy, které je možné natáčet do libovolného směru, jejich průsečík je bod $[0, 0]$ a vzdálenost kurzoru myši od tohoto bodu se průběžně zobrazuje v malém okénku. Aby se vzdálenost ukazovala přímo v centimetrech, volba Scale umožňuje nadefinovat jednotky, což jsem

provedl právě podle zobrazené části měřítka. Při měření jsem pak střed souřadnic umístil na jeden konec stopy, jednu z os natočil v jejím směru, na druhý konec najel špičkou kurzoru a odečetl vzdálenost (Obrázek 23).



Obrázek 23 – Ukázka způsobu měření vzdálenosti

Tímto způsobem jsem změřil celkem 100 dvojic stop alfa částic, všechny obrázky s rozpady, které jsem změřil, mám uloženy s označenou odpovídající dvojicí stop a budou přidány k diplomové práci. Přestože program MB-Ruler měří vzdálenosti na 3 desetinná místa, vzdálenosti jsem zaokrouhloval na celé milimetry, protože stejně nebylo možné rozeznat okraje stopy o moc přesněji. Všechny takto získané hodnoty jsou uvedeny v příloze (Tabulka 9).

VÝSLEDKY

Protože v některých případech extrémně krátkého života atomu polonia se obě stopy zobrazily současně na jednom snímku videa, považoval jsem v této situaci kratší stopu za alfa částici z prvního rozpadu radonu a delší stopu z druhého rozpadu polonia v souladu s teoretickou předpovědí. Takovýchto rozpadů bylo celkem 15 a jsou v tabulce (Tabulka 9) zvýrazněny oranžovou barvou.

Ze všech naměřených údajů, jsem dále vybral nejvyšší hodnoty pro obě stopy (kvůli opakovanému výskytu 12 hodnot pro první a 11 hodnot pro druhou), které by měly nejlépe odpovídat doletu alfa částic. V celkové tabulce (Tabulka 9) jsem tyto hodnoty

zvýraznil zeleně, pro lepší přehlednost je uvádím ještě jednou samostatně, navíc s vypočítaným aritmetickým průměrem pro obě stopy (Tabulka 5).

Tabulka 5 – Nejvyšší naměřené dolety

	délka první stopy	délka druhé stopy
	mm	mm
	85	86
	76	83
	76	78
	73	78
	73	76
	72	75
	70	73
	70	73
	69	73
	69	73
	69	73
	69	–
průměr	73	76
rozdíl		5,3%

Výsledky jsou skutečně ve shodě s teoretickými předpoklady, že druhá stopa bude delší. Dále i spočítaný rozdíl mezi délkou jednotlivých stop, který vychází 5,3 %, je poměrně blízko očekávané hodnotě.

Z pozorovaného doletu je možné podle empirického vztahu určit energii E odpovídající alfa částice v megaelektronvoltech ([9] na straně 29).

$$E = \frac{D + 2,62}{1,24}$$

kde D je dolet částice v centimetrech. Pro hodnoty 7,3 cm a 7,6 cm dostáváme příslušnou energii 8 MeV, resp. 8,24 MeV, zde jsou již rozdíly mezi teorií a pozorováním větší (přibližně 25 % a 20 %), ale pořád nejde o nic výrazného.

3.5 MĚŘENÍ POLOČASU ROZPADU POLONIA

Zároveň jsem také při měření doletu alfa částic zjišťoval, kolik snímků videa je mezi objevením se jednotlivých stop, které patří rozpadajícímu se radonu ^{220}Rn a poloniu ^{216}Po . Z tohoto počtu snímků je možné celkem snadno odhadnout příslušné zpoždění mezi

dvěma rozpady, které odpovídá krátké existenci polonia ^{216}Po , a tak přibližně určit jeho poločas rozpadu. Protože video je kamerou nahráváno stálou rychlostí 25 snímků za sekundu, je mezi každými dvěma následujícími snímky zpoždění 0,04 s, a tedy zjednodušeně stačí pouze vynásobit počty snímků mezi vznikem první a druhé stopy touto hodnotou, čímž zjistíme časový interval, do něhož náleží doba života konkrétního nuklidu ^{216}Po . Pokud se tedy obě stopy objeví zároveň na jediném snímku, znamená to, že doba života byla menší než 0,04 s. Dále například pro polonium, u kterého je při rozpadu rozdíl mezi vznikem stop 5 snímků, musela být doba jeho života v intervalu 0,2–0,24 s. Tímto způsobem jsem přiřadil interval doby života všem vybraným rozpadům.

POSTUP

Průběh měření je velmi jednoduchý, s natočeným videem jsem stejně jako v minulém případě pracoval v programu Sony Vegas Pro 8.0, ale zrovna tak by bylo možné použít libovolný jiný program, který umožňuje pohyb ve videu po jednotlivých snímcích. Pak už stačilo jen na videu najít okamžik, kdy se objevila první stopa, zapsat si číslo tohoto snímku, které program zobrazuje, totéž pro druhou stopu, a z rozdílu čísel snímků jsem dostal příslušné intervaly zpoždění.

VÝSLEDKY

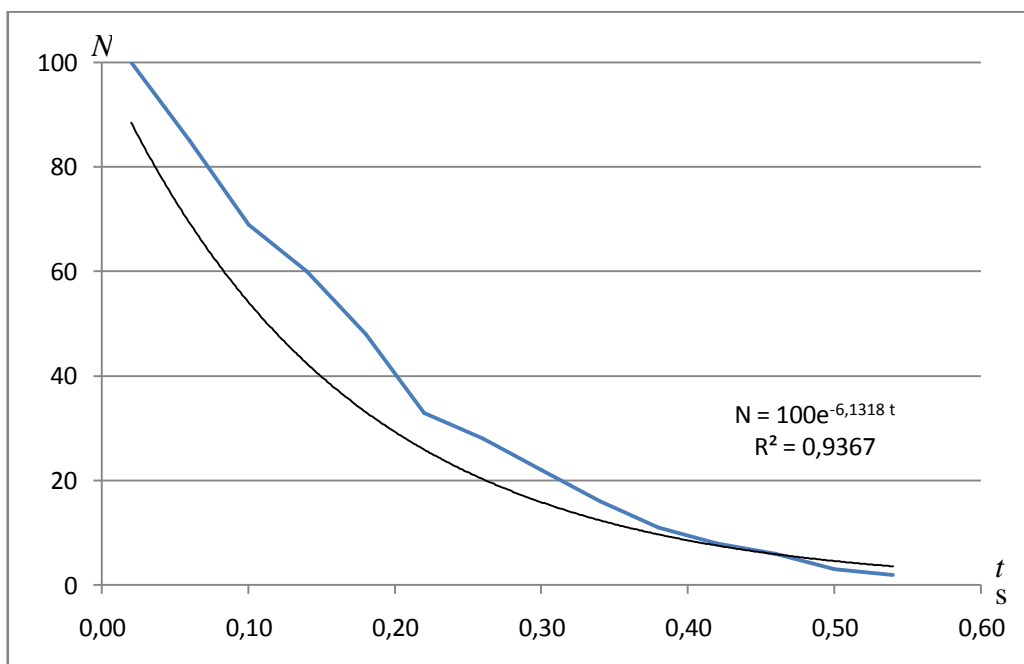
Zpoždění jsem určoval pro všechny rozpady, u nichž jsem měřil i dolet alfa částic. Jedná se tedy o 100 rozpadů vybraných víceméně náhodně – z důvodu měření doletu jsem sice vybíral rozpady, kde alespoň jedna ze stop byla výrazně delší, ale dobu zpoždění jsem při výběru nijak nezohledňoval. Proto myslím, že by tyto hodnoty mohly celkem dobře reprezentovat statistický soubor, přestože počet 100 měření asi není pro určování poločasů rozpadu příliš rozsáhlý výběr.

Zpoždění pro všechny jednotlivé rozpady jsou opět uvedeny v příloze (Tabulka 9, poslední sloupec). Přehledněji jsou počty rozpadů připadající do jednotlivých časových intervalů uvedeny v následující tabulce (Tabulka 6). Všechny pozorované atomy polonia měly dobou života kratší než 0,6 s a většina z nich navíc kratší než 0,2 s. V posledním sloupci tabulky, je uveden počet zbývajících atomů polonia na začátku každého intervalu z původní 100. Ukazuje tedy, jak by se tyto atomy postupně rozpadaly, kdyby všechny vznikly ve stejný okamžik a my je mohli všechny najednou sledovat.

Tabulka 6 – Počty rozpadů polonia v časových intervalech

zpoždění			počet rozpadů v intervalu	počet dosud nerozpadlých
počet snímků	časový interval s			
0	0,00	0,04	15	100
1	0,04	0,08	16	85
2	0,08	0,12	9	69
3	0,12	0,16	12	60
4	0,16	0,20	15	48
5	0,20	0,24	5	33
6	0,24	0,28	6	28
7	0,28	0,32	6	22
8	0,32	0,36	5	16
9	0,36	0,40	3	11
10	0,40	0,44	2	8
11	0,44	0,48	3	6
12	0,48	0,52	1	3
13	0,52	0,56	2	2
14	0,56	0,60	0	0

Zjištěné hodnoty jsem dále nechal vykreslit do grafu (Graf 2), pro tento účel jsem každý interval nahradil číslem, které je uprostřed příslušného intervalu, tj. 0,02 pro interval 0–0,04, 0,06 pro 0,04–0,08 atd. Do grafu jsem také nechal doplnit exponenciální regresní křivku včetně její rovnice.



Graf 2 – Časový průběh rozpadu polonia

Rovnici této křivky stejně jako v případě úlohy týkající se rozpadu radonu ještě využijeme pro výpočet poločasu rozpadu a střední doby života podle zákona radioaktivního rozpadu. Postup výpočtu poločasu rozpadu T a střední doby života τ polonia z rovnice:

$$N = 100 e^{-6,1318 t}$$

je shodný s postupem uvedeným v kapitole 3.3, a tedy:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{\ln 2}{6,1318} = 0,1130 \text{ s}$$

$$\tau = \frac{1}{\lambda} = \frac{1}{6,1318} = 0,1631$$

Na závěr ještě srovnání zjištěných a udávaných hodnot (Tabulka 7).

Tabulka 7 – Výsledky měření poločasu rozpadu polonia

veličina	měření	teoreticky
λ	6,1318	4,7803
T s	0,1130	0,1450
τ s	0,1631	0,2092

Přestože samotný způsob provedení měření neumožňuje měřit čas příliš přesně, ale pouze v intervalech o velikosti 0,04 s, a také vzhledem k tomu, že množství měřených rozpadů bylo relativně malé, není rozdíl přibližně 28 % mezi předpovědí a měřením příliš výrazný a tedy i toto měření dopadlo celkem úspěšně.

3.6 MĚŘENÍ RYCHLOSTI ATOMŮ POLONIA

V další úloze jsem se pokusil určit rychlost pohybu polonia ^{216}Po během jeho krátké existence. I když tento pohyb není v mlžné komoře pozorovatelný přímo, svědčí o něm fakt, že při rozpadu obě stopy jednoho věčka (většinou) nevycházejí ze stejného místa. Naopak u pomyslného vrcholu někdy bývá i celkem dost výrazná mezera. A právě z délky této mezery a času mezi vznikem první a druhé stopy jsem určoval průměrnou rychlost pohybu atomu v , jejíž okamžitá hodnota se během celé existence atomu polonia

značně mění. Měřena tak je transportní rychlost, která je dána v podstatě jen fluktuacemi ve zcela náhodném směru po srážkách s ostatními atomy.

Nejedná se o střední kvadratickou rychlost v_k , kterou je možné určit z vnitřní energie ideálního plynu

$$U = Nu = \frac{3}{2} NkT$$

jako

$$v_k = \sqrt{\frac{3kT}{m}} = \sqrt{\frac{3k \cdot 240}{216 m_u}} \doteq 166 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Střední kvadratická rychlost je totiž rychlost, jakou by musely mít všechny částice ideálního plynu, aby jejich celková kinetická energie byla stejná jako ve skutečnosti (kdy se rychlosti jednotlivých částic liší), a tato hodnota by platila, pokud by se jednalo o homogenní plynné polonium, nikoliv pouze o jeho jednotlivé atomy ve vzduchu.

Okamžitá rychlost polonia je sice bezprostředně po rozpadu radonu vlivem zpětného rázu obrovská. Energii alfa částice vyzářené při rozpadu radonu 220, která je 6,4 MeV, odpovídá rychlost

$$E_k = \frac{1}{2} m v^2$$

$$v_\alpha = \sqrt{\frac{2 \cdot 6,4 \cdot 10^6 \cdot e}{m_\alpha}} \doteq 3,5 \cdot 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Ze zákona zachování hybnosti musí být hybnost alfa částice po rozpadu rovná hybnosti atomu polonia

$$p_{Po} = p_\alpha$$

Počáteční rychlost polonia tak bude

$$v_{Po} = \frac{m_\alpha v_\alpha}{m_{Po}} \doteq 6,5 \cdot 10^5 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Tato rychlost ale prudce klesá.

Protože atom polonia je proti ostatním částicím ve vzduchu podstatně těžší, zkusíme předpokládat, že se pohybuje chaoticky jako Brownovská částice fluktuacemi hybností předaných srážkami s lehčími molekulami. Střední rychlost \bar{v} takového pohybu je

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{f}}$$

kde k je Boltzmannova konstanta, T termodynamická teplota a f koeficient tření. Pro velké kulové částice o poloměru r jde koeficient tření určit ze Stokesova vztahu

$$f = 6\pi\eta r$$

kde η je dynamická viskozita prostředí. Pro atom polonia o průměru 190 pm, pohybující se při teplotě kolem $-30\text{ }^\circ\text{C}$ ve vzduchu, jehož η je v takovém případě zhruba $1,5 \cdot 10^{-5}$ Pa·s, pak dostaneme střední rychlost

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{2kT}{6\pi\eta r}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 240}{6\pi \cdot 1,5 \cdot 10^{-5} \cdot 190 \cdot 10^{-12}}} \doteq 3,5 \cdot 10^4 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Problém však asi je, že atom polonia ještě není dost velký, aby bylo možné Stokesův vztah použít. Také jde opět o statistické veličiny, řídící se pravděpodobnostním rozložením, takže zjištěné rychlosti jednotlivých atomů se budou navzájem lišit.

POSTUP

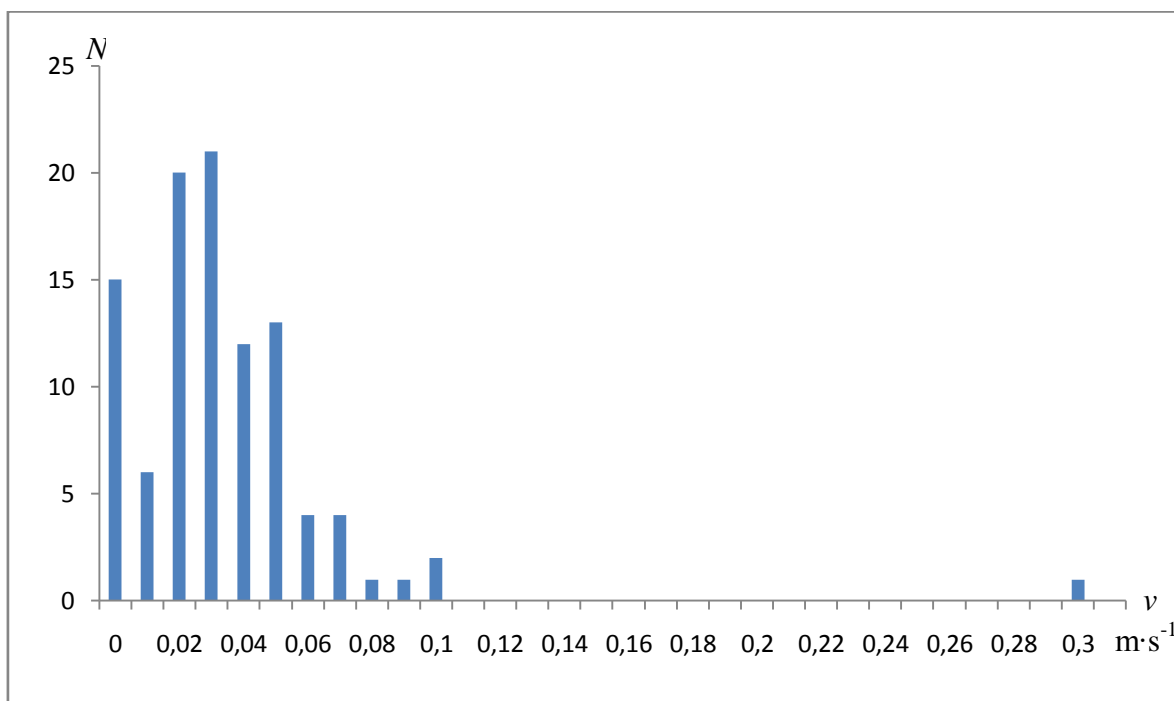
K určení rychlosti potřebujeme zjistit jednak vzdálenost mezi začátky stop a jednak dobu mezi jejich vznikem. Tato úloha je vlastně kombinací předchozích měření. Postup měření vzdálenosti je shodný s postupem popsáním v kapitole o měření doletu (3.4), pouze s tím rozdílem, že teď neměříme délku stopy, ale vzdálenost mezi stopami, která odpovídá dráze uražené atomem polonia s . Navíc doby života polonia t již máme zjištěné z kapitoly o měření poločasu rozpadu polonia (3.5) a tyto hodnoty využijeme přímo. Průměrnou rychlost pak již snadno vypočítám jako:

$$v = \frac{s}{t}$$

VÝSLEDKY

Měření jsem provedl pro již dříve zmíněných a na fotkách zdokumentovaných 100 rozpadů. Hodnoty zjištěných rychlostí pro jednotlivé atomy jsou uvedené v příloze

(Tabulka 10). Z rozložení výskytu rychlostí, které lze vytvořit v Excelu (Tabulka 11, Graf 3), vidíme, že téměř všechny hodnoty jsou v intervalu $0-0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Pouze jediná hodnota se výrazně odlišuje, dále u 15 rozpadů nebyla délka mezery mezi stopami pozorovatelná, a těmto rozpadům proto odpovídá rychlost $0 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. V těchto případech se buď atom polonia pohyboval velmi pomalu, nebo se pohyboval ve směru kolmém k rovině aktivní vrstvy mlžné komory, anebo se také mohl vrátit chaotickým Brownovým pohybem na původní místo. Většina naměřených hodnot patří do rozmezí $0,01-0,1 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, tedy řádově jednotky centimetrů za sekundu, čemuž odpovídají i aritmetický průměr $0,0312 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ a medián $0,0220 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ spočítané ze všech hodnot.



Graf 3 – Četnosti rychlostí atomů polonia

Ukázalo se, že předpovědět nějakou teoretickou hodnotu, pokud je to vůbec možné, je velice obtížné, takže získané výsledky těžko porovnávat. Protože vypočítaná střední rychlost Brownova pohybu, která ale vůbec nemusí být správně, je o dva řády menší než naměřené rychlosti, je možné, že významnou roli v celkové transportní rychlosti hraje příspěvek obrovské počáteční rychlosti způsobený zpětným rázem při rozpadu a uvolnění alfa částice.

3.7 POHYB ČÁSTIC V MAGNETICKÉM POLI

Cílem dalšího experimentu bylo demonstrovat vliv magnetického pole na pohybující se částice, především pak na beta částice. Na elektricky nabitou částici pohybující se v magnetickém poli působí Lorenzova síla, která způsobuje změnu směru pohybu částice, ale nemění její rychlost. Tato síla \mathbf{F} je dána vztahem:

$$\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

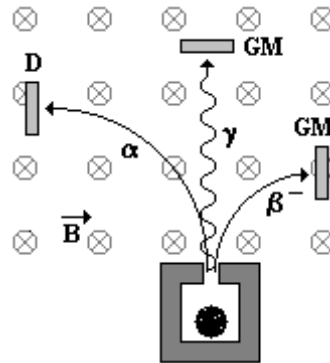
Kde q je elektrický náboj, \mathbf{v} vektor rychlosti a \mathbf{B} vektor magnetické indukce. Výsledná síla, která je kolmá na rychlost a magnetickou indukci, má charakter dostředivé síly, a způsobuje zakřivení dráhy nabitých částic do tvaru části kružnice. Z vlastností vektorového součinu vyplývá, že největší hodnotu má Lorenzova síla v případě, kdy se částice pohybuje v rovině kolmé k indukčním čarám magnetického pole. V takovém případě se bude částice pohybovat po kružnici o poloměru R :

$$R = \frac{mv}{|q|B}$$

Kde m je hmotnost částice, v velikost její rychlosti, q elektrický náboj částice a B velikost magnetické indukce. Na dráhu rychlé a těžké částice tedy působí magnetické pole méně (větší poloměr zakřivení dráhy) než na dráhu lehké a pomalé částice. Naproti tomu silnější magnetické pole a větší velikost náboje částice způsobí výraznější změnu směru.

Naopak, pohybuje-li se částice vzhledem k magnetickému poli rovnoběžně, je velikost této síly nulová, stejně jako pro částice bez elektrického náboje ($q = 0$ potom i $\mathbf{F} = 0$). V obecném případě, kdy pohyb částice nebude ani kolmý, ani rovnoběžný s vektorem magnetické indukce, dojde ke složení původního přímočarého pohybu s krouživým pohybem, a výsledná trajektorie bude mít tvar šroubovice. K určení směru Lorenzovy síly je možné využít pravidla levé ruky: prsty ukazují směr pohybu částice a indukční čáry magnetického pole vstupují do dlaně, potom palec míří do směru působení Lorenzovy síly na kladně nabitou částici. Na záporně nabitou částici působí opačným směrem.

Vytvořením vhodného magnetického pole v prostředí mlžné komory by tedy bylo možné rozlišit, jaký mají zobrazované částice náboj, podle toho, na kterou stranu by se jejich stopy stáčely (Obrázek 24, indukční čáry magnetického pole směřují do papíru, kladně nabitá alfa částice se stáčí vlevo, záporně nabitý elektron beta záření se stáčí vpravo a elektricky neutrální foton gama záření prochází beze změny).



Obrázek 24 – Vliv magnetického pole na částice záření
(Zdroj: <http://fyzika.jreichl.com/main.article/view/802-radioaktivita>)

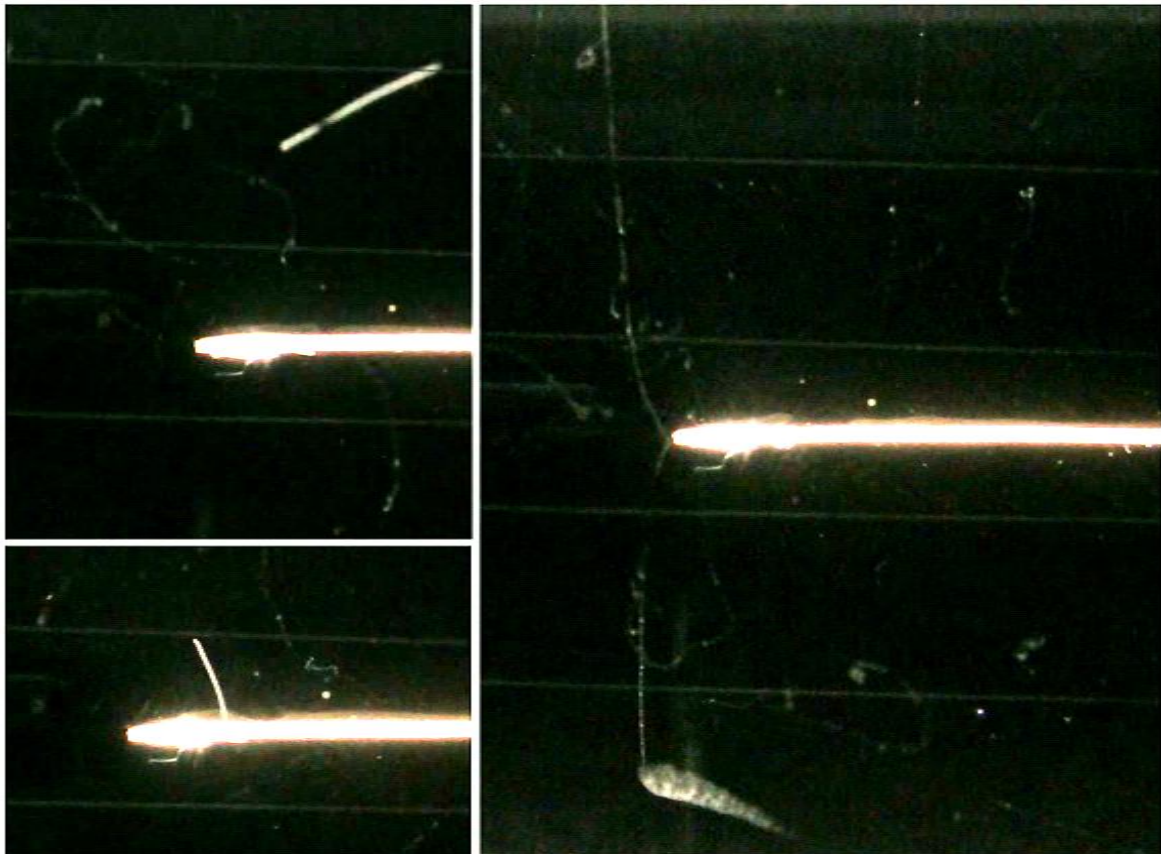
Vzhledem k velmi nízké hmotnosti elektronů ve srovnání s alfa částicemi, by mělo být působení magnetického pole daleko lépe pozorovatelné u beta záření.

POSTUP

Klíčovým místem pro toto pozorování je vytvoření magnetického pole dostatečné intenzity uvnitř mlžné komory. Tento požadavek se ale pro použitou mlžnou komoru ukázal jako dost problematický. K vytvoření magnetického pole bylo použito několik různých permanentních magnetů. Nejdříve byly tyto magnety umístěny na horní krycí sklo mlžné komory. Jenže toto sklo je poměrně daleko (zhruba 17 cm) od aktivní vrstvy, kde se zobrazují částice, a tak ani při použití velkých a silných magnetů nebylo vzniklé pole natolik silné, aby se výrazně projevil jeho vliv na prolétající částice.

Magnety tedy bylo nutné dostat přímo dovnitř do mlžné komory, bohužel použitá komora se asi nedá nějak jednoduše otevřít, a jediný přístup do ní je pouze malým otvorem z boku, kterým se například napouštěl radon. Protože se nedalo použít velké magnety, byly použity neodymové magnety, které mají takové vlastnosti, že jsou velmi silné i při malých rozměrech. Díky tomu bylo možné magnet připevněný ke špejli prostrčit přímo do pracovního prostředí komory.

Bohužel ani toto řešení se neukázalo jako ideální, protože takto umístěný magnet narušoval křehké mikroklima uvnitř komory. Výsledkem bylo, že v blízkosti magnetu, kde je magnetické pole nejsilnější a tedy jeho vliv na částice by byl největší, se příliš stop po částicích nezobrazovalo. Z přímého pozorování bylo opět značně obtížné rozlišit nějaký vliv na zakřivení stop, nebo dokonce převažující směry pro jednotlivé druhy částic. Až na pořízeném záznamu nakonec bylo možné najít stopy nejen beta, ale i alfa částic, které vypadají, že se v blízkosti magnetu stácejí (Obrázek 25, vlevo nahoře několik stop beta částic, vlevo dole zahnutá stopa alfa částice, vpravo stopa asi elektronu s velkou energií jakoby odražená od magnetu).



Obrázek 25 – Ohyb stop v blízkosti magnetu

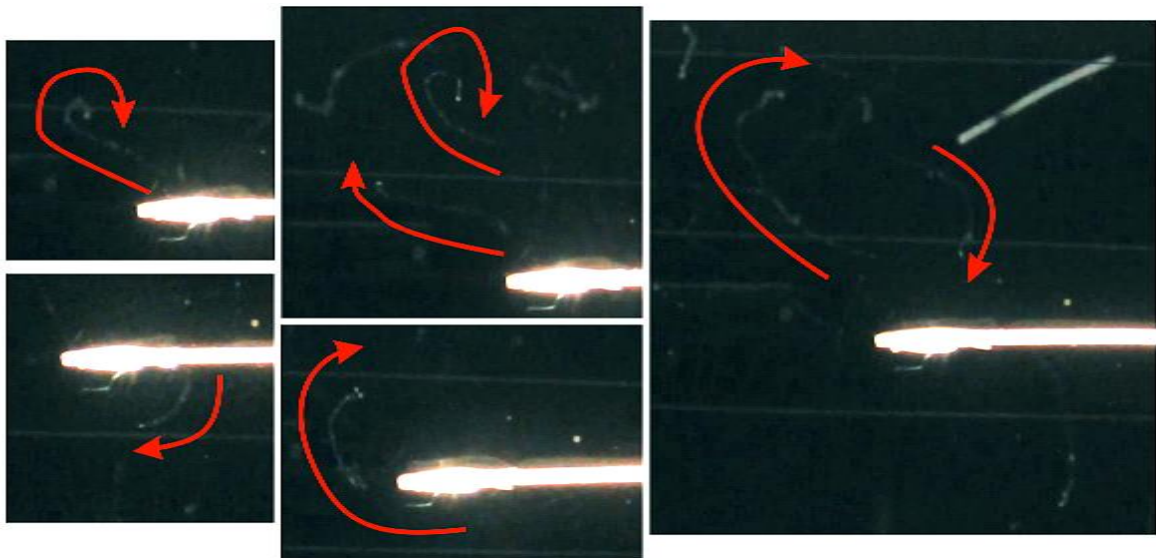
VÝSLEDKY

I když se mi podařilo najít několik desítek stop především beta částic, které se v okolí magnetu ohýbají, těžko odhadovat, jestli a nakolik je to způsobeno vlivem magnetického pole, nebo případně dalšími okolnostmi jako třeba srážkami a odrazy od jiných částic. Přesto jsem se dále ještě pokusil vyzorovat jestli pro alfa a beta částice

existují nějaké převažující směry stáčení. Magnet byl celou dobu pozorování orientován stejným způsobem, a proto by se stopy kladně nabitých alfa částic měly stáčet na opačnou stranu než stopy záporně nabitých elektronů beta záření.

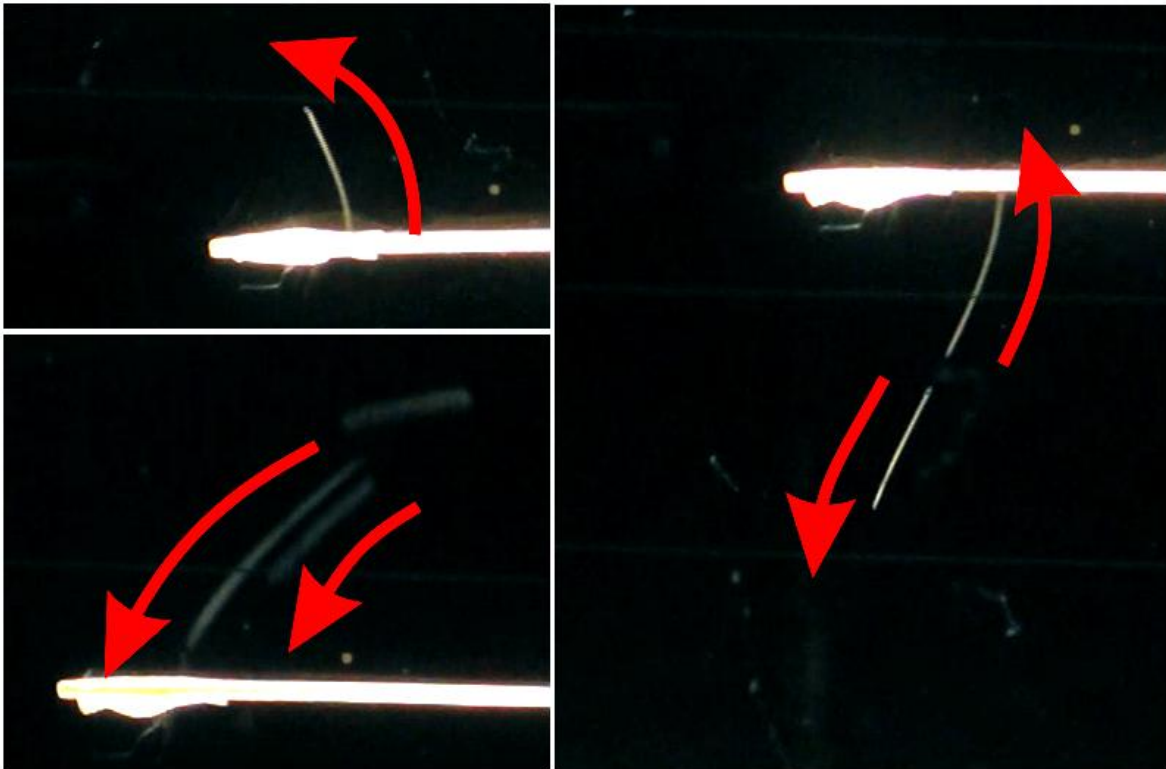
Protože většina stop se zobrazí celá během jednoho snímku, není vidět, odkud kam částice prolétla, a tak jednoduše určit směr zahnutí stopy. Mimoto jsem si při zpomaleném přehrávání všiml, že hlavně u některých „véčkových“ dvojic stop se stopy vykreslují jakoby od konce (kde jsou stopy navíc často i poměrně o dost silnější) ke společnému vrcholu. Tedy vlastně opačně než musely obě alfa částice letět. Zřejmě je to způsobeno rostoucí ionizační schopnosti částice s tím, jak postupně ztrácí svojí rychlost. Vzhledem k tomu jsem konec stopy a následně směr stáčení dráhy určoval spíš podle světlejší části, kde by navíc kvůli nižší rychlosti částice měl být i vliv magnetického pole výraznější a lépe pozorovatelný.

Je jasné, že tímto způsobem není možné určovat směr u všech stop, a že rozhodně nebude dokonale přesný, je to spíš pouze odhad. Podařilo se mi však vybrat některé stopy, kde by mohl být použitelný. Některé pozorované ohyby jsou na následujících fotkách (Obrázek 26, Obrázek 27, Obrázek 28 a Obrázek 29).



Obrázek 26 – Několik stop beta částic se zvýrazněným ohybem v blízkosti magnetu

U většiny stop beta částic převažuje ohyb ve směru hodinových ručiček (Obrázek 26), na některých snímcích je dokonce více stop zahnutých tímto směrem. Z toho by se snad dalo usuzovat, že záporně nabitě částice se při této poloze magnetu stácejí právě ve směru hodinových ručiček. Tuto domněnku by potvrzovalo i vypočítané chování kladně nabitých alfa částic, jejichž stopy se mírně stácejí opačným směrem (Obrázek 27).



Obrázek 27 – Stopy alfa částic v blízkosti magnetu

Bohužel takto ideální to rozhodně není. Zatímco všechny alfa částice, u kterých byla nějaká změna směru, se stácely stejným způsobem, ale zase jich bylo velmi málo (prakticky pouze tři případy na obrázku výše). Naopak se objevilo několik stop beta částic stácejících se v okolí magnetu proti směru hodinových ručiček (Obrázek 28).



Obrázek 28 – Stopy beta částic stácejících se opačně

Nelze tedy jednoznačně tvrdit, že v tomto magnetickém poli se záporně nabitě částice pohybují ve směru hodinových ručiček a kladně nabitě naopak, jsou to pouze převažující směry. Kdy navíc ani samotné určování směru není úplně bez komplikací, a právě špatné určení směru může být příčinou těchto rozdílů. Skutečnost, že magnetické pole ovlivňuje dráhu nabitých částic, je asi nejlépe pozorovatelná na případě tří dlouhých slabších stop, kdy v blízkosti magnetu dochází k viditelnému zakřivení dráhy (Obrázek 29).



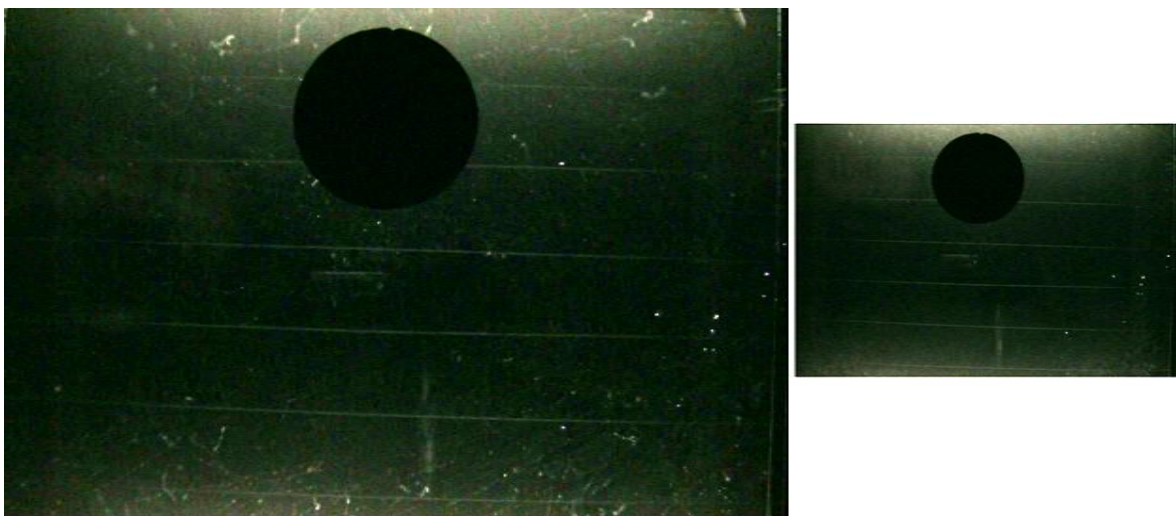
Obrázek 29 – Stopy zakřivené magnetickým polem

Ze znalosti působení magnetického pole a správného rozpoznání směru vzniku stopy by byla usnadněna identifikace příslušné částice tím, že bychom byli schopni určit polaritu jejího elektrického náboje, čehož se také skutečně využívá. I s ohledem na problémy při vytváření magnetického pole uvnitř komory se však nakonec tímto experimentem nepodařilo vše prokazatelně předvést.

3.8 BETA ZÁŘENÍ V MAGNETICKÉM POLI

V další části pozorování bylo vyzkoušeno umístění beta zářiče stroncia do blízkosti komory, ve snaze zvýšit množství zobrazovaných stop. Po přiblížení zářiče ke vstupnímu otvoru byl počet vyzářených částic natolik velký, že vlivem silné ionizace došlo prakticky

k úplnému zániku pozorovací vrstvy nasycených par uvnitř komory, což znemožnilo pozorování. Po oddálení zářiče z bezprostřední blízkosti otvoru se situace mírně zlepšila a na kratičký okamžik (než záření opět zasytilo prostor uvnitř komory) byl vidět, i když docela rozmazaně a hlavně při okrajích komory, proud slabých stop vycházející ze směru zářiče (Obrázek 30, vlevo proud beta záření, paprskovité stopy vycházející z otvoru uprostřed pravé stěny komory jsou lépe vidět v dolní části obrázku, vpravo „prázdná“ komora po přiblížení zářiče k otvoru, tmavý kruhový objekt je magnet položený na skle komory).



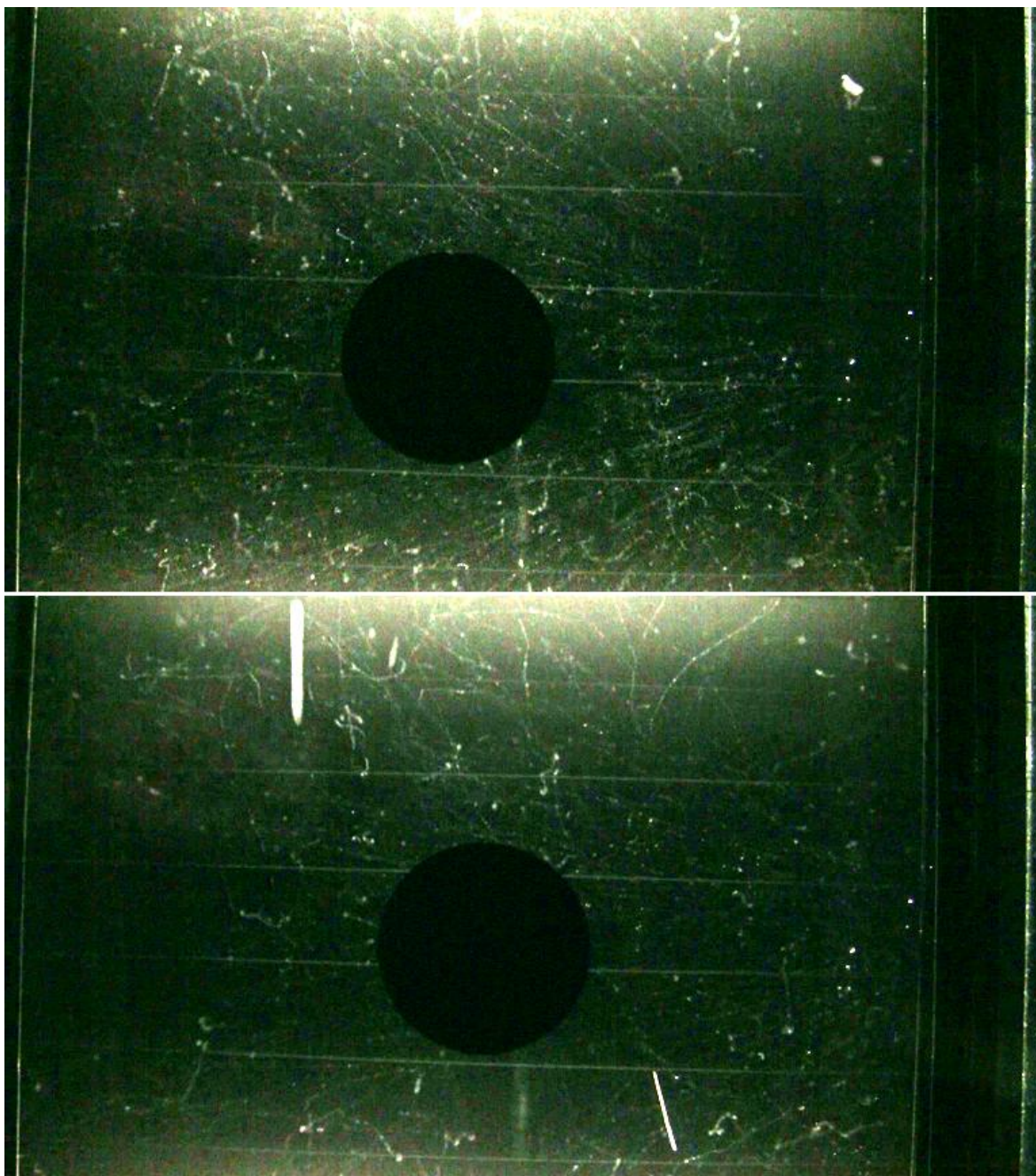
Obrázek 30 – Beta záření způsobené stronciem

Po zredukování počtu vyzařovaných beta částic umístěním několika hliníkových plechů před zářič se o trochu prodloužila doba, po kterou bylo možné pozorovat stopy na něco kolem 1–2 s, než opět došlo k narušení vnitřního mikroklima komory vlivem příliš silné ionizace. Navíc i stopy byly na první pohled ostřejší a lépe rozeznatelné. Po vyzkoušení několika různých tloušťek plechů se jako vhodná ukázala zhruba 1,5 mm vrstva (Obrázek 31).

Protože takto zeslabené záření vytváří poměrně hodně dlouhých a téměř přímočarých stop, mohl by na nich být snáze pozorovatelný vliv magnetického pole. Navíc u těchto částic víme, kterým směrem se pohybují, takže by potom bylo možné i snáze určit, na kterou stranu se stopy v magnetickém poli stácejí.

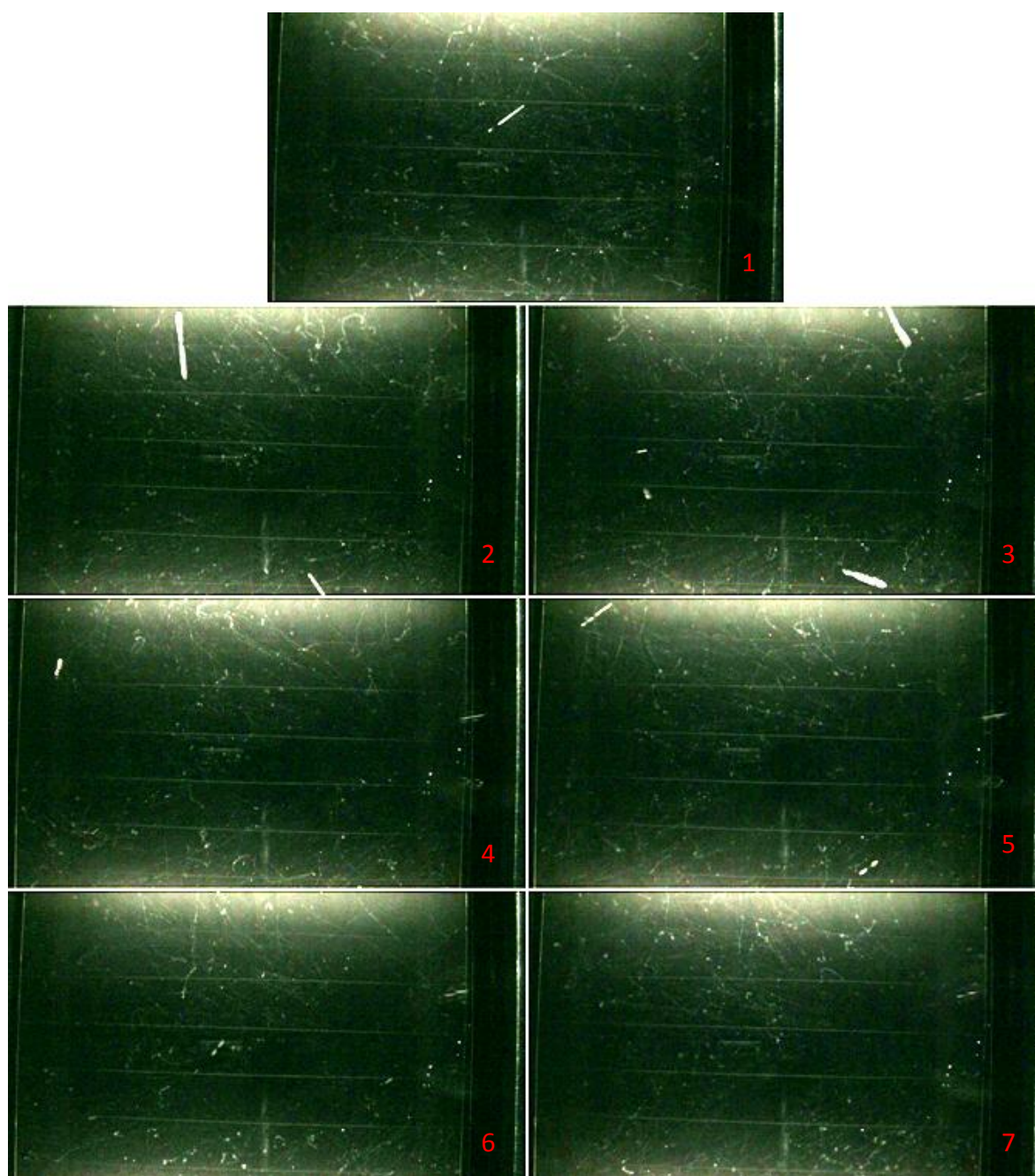
Stejně jako v předchozím případě se ale projevily problémy při snaze vytvořit dostatečně silné magnetické pole uvnitř komory. K tomuto účelu jsme použili různá uspořádání permanentních magnetů.

Při jednom z nich byl velký magnet položen na horní sklo komory, ovšem takto je jeho pole asi příliš slabé na to, aby bylo možné rozeznat nějaké dominantní směry stáčení (**Chyba! Nenalezen zdroj odkazů.**, fotky se liší opačnou orientací pólů magnetu).



Obrázek 31 – Beta záření stroncia po průchodu 1,5 mm hliníku

V další části byl magnet umístěn přímo před zářič u vstupu do komory, díky čemuž by nemělo být jeho pole nijak zeslabováno, a v komoře by měla být pozorovatelná převaha paprsků stop na jedné straně komory podle polarity magnetu. Mezi použitím velkého magnetu a neodymového magnetu se neukázal žádný výrazný rozdíl. Některé polohy zářiče jsou pro lepší srovnání společně na dalším obrázku (Obrázek 32, 1: zářič bez magnetu, 2: magnet z jedné strany zářiče, 3: magnet z opačné strany zářiče, 4: magnet



Obrázek 32 – Různé polohy magnetu u vstupu do komory vůči beta zářiči

napravo od zářiče, 5: magnet napravo od zářiče opačně pól, 6: magnet pod zářičem, 7: magnet pod zářičem opačně pól).

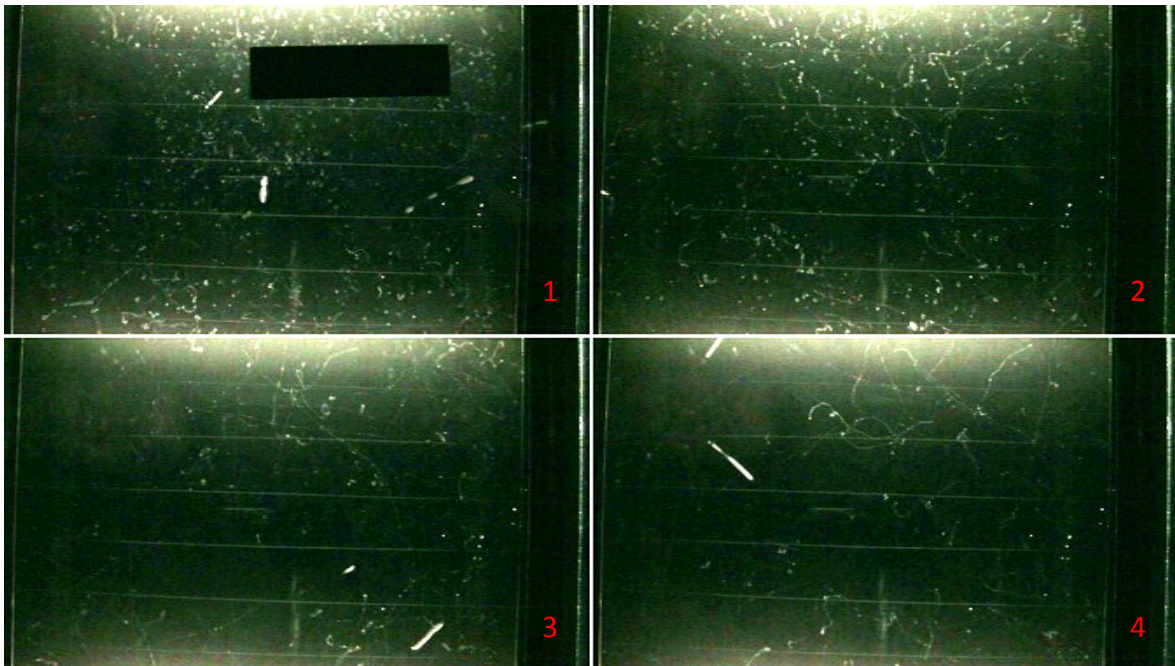
I podle obrázků je vidět, že ani takto nejsou mezi jednotlivými polohami magnetu patrné nějaké zásadní rozdíly. Snad jen u snímku 1 jsou oproti ostatním zobrazovány stopy i v prostoru u vstupu do komory (zhruba uprostřed pravé strany snímku každého obrázku), zatímco u ostatních je v tomto místě téměř úplně prázdné. Jinak zvýšení počtu stop v jedné části komory (na obrázcích horní nebo spodní) a snížení ve druhé vlivem otočení polarity magnetu není patrné. V tomto případě je na vině spíše než slabé magnetické pole příliš silný zdroj beta záření. Použité stroncium vyzařuje příliš mnoho beta částic než je možné komorou dobře zobrazovat, slabší zdroj ale nebyl k dispozici.

Zkusili jsme ještě také použití kombinace obou magnetů – velký magnet nahoře na skle a neodymový magnet u zářiče. Z těchto snímků, ale není pozorovatelné prakticky vůbec nic, a tak je zde ani neuvádím.

3.9 ZÁŘIČE GAMA A ALFA

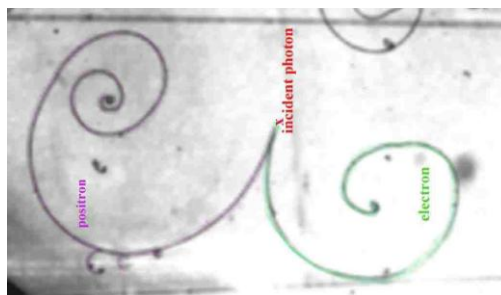
Přestože gama záření je tvořeno fotony, které nenesou elektrický náboj, a jejichž stopy se díky tomu v mlžné komoře nezobrazí, umístění gama zářiče do blízkosti komory se také projeví. Při interakci fotonů gama záření s prostředím dochází k uvolňování dalších částic tzv. sekundárnímu záření, z nichž některé již jsou nabitě a je tedy možné je sledovat. Při fotoelektrickém a Comptonově jevu, což jsou nejčastější způsoby interakce gama záření s látkou, dochází k emisi elektronů, při třetím způsobu tvorby páru navíc vznikají i pozitrony.

K pozorování jsme použili dva různé druhy zářičů, jednalo se o cesium ^{137}Cs a americium ^{241}Am . Vliv obou zářičů byl v mlžné komoře velmi dobře patrný, projevil se zvýšeným počtem tenkých stop po elektronech. Zejména při použití americia jejich počet narostl velmi výrazně, i při umístění zářiče až za krycím sklem. Tyto stopy byly povětšinou velmi krátké, často téměř bodové vypadající jako drobné obláčky. Naopak cesium vytvářelo delší, přímočařejší stopy, což do počtu jich ale bylo zřetelně méně, i když byl zářič přímo u vstupního otvoru (Obrázek 33, 1: zářič ^{241}Am na horním skle komory, 2: ^{241}Am z pravé strany komory, 3 a 4: zářič ^{137}Cs u vstupu komory na pravé straně).



Obrázek 33 – Působení různých gama zářičů

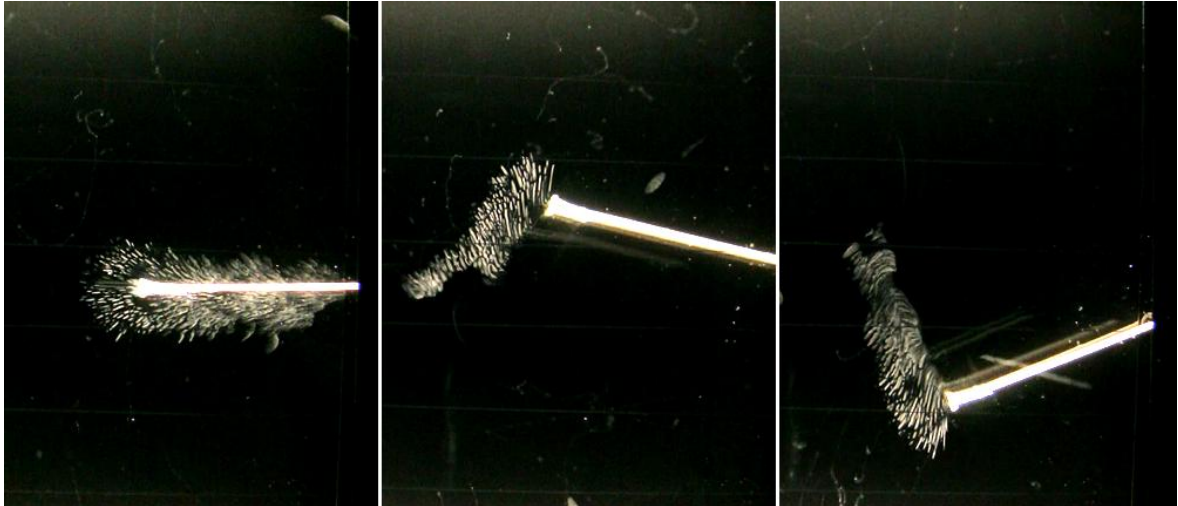
Na stopy elektronů vyvolané cesiem, jsme také vyzkoušeli vliv magnetického pole umístěním magnetu na horní sklo komory jako v kapitole 3.8, ovšem s podobným výsledkem, bez nějakých průkazných snímků. Energie fotonů z použitých zářičů nejspíš není dostatečná k vytvoření elektron pozitronového páru, protože stopy po něm se mi na snímcích z tohoto pozorování nepodařilo nalézt (Obrázek 34).



Obrázek 34 – Stopa elektron pozitronového páru
(Zdroj: <http://www.aetherwavetheory.info/backup/Fyzika2/default.htm>)

Během pozorování jsme také vyzkoušeli jeden alfa zářič, který byl podobně jako magnet v kapitole 3.7 pomocí špejle umístěn přímo dovnitř do komory. Původní snaha změřit dolet takto vyzařovaných alfa částic, případně zkusit na ně vliv magnetického pole, se ukázala jako neproveditelná, protože díky silné ionizaci v okolí zářiče dojde prakticky ihned k vychytání veškeré mlhy a narušení potřebného mikroklimatu ve vrstvě

nasyčených par. Tím pádem se další stopy částic přestanou zobrazovat. Kolem zářiče na malý okamžik vznikne zajímavý trs stop a pohybem zářiče uvnitř komory je možné vytvořit poměrně efektní obrazce (Obrázek 35). K ničemu dalšímu ale asi využít nepůjde.



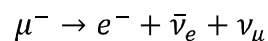
Obrázek 35 – Obrazce vytvořené alfa zářičem

3.10 KOSMICKÉ ZÁŘENÍ

Během pozorování se několikrát objevily netypické stopy, které patří vysoce energetickým částicím dopadajících z vesmíru. Na všech záznamech z pozorování jsem si všiml přibližně tří desítek takových stop. Většinou se jednalo o rovné stopy procházející celým prostorem mlžné komory (Obrázek 17), asi i některé další stopy na již uvedených obrázcích pocházejí od těchto částic (Obrázek 25, Obrázek 29). Do této kapitoly jsem vybral pár dalších snímků, které mi připadaly nejzajímavější (Obrázek 36).

Na horním obrázku je vidět, jak od přímé stopy částice vycházejí další krátké stopy. Ty by mohly patřit částicím, do kterých částice kosmického záření na své cestě narazila. Dále je tu také stopa, vypadající že by mohla být od elektron-pozitronového páru (Obrázek 37, kratší stopa nahoře by měla patřit pozitronu, delší elektronu).

Na druhé části vlevo uprostřed by mohl být zachycen rozpad mionu (silnější stopa) na elektron (slabší stopa) a dvě neutrina.



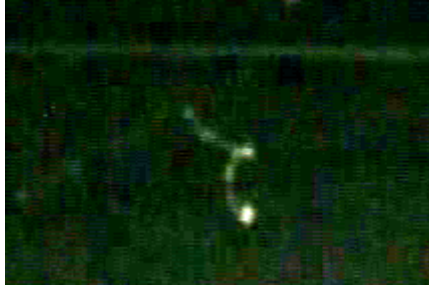
Neutrino samozřejmě není možné pomocí mlžné komory zachytit.

Na části snímku vpravo uprostřed je vidět, jak se částice po průchodu překážkou (špejlí) zřetelně odchýlila od původního směru.



Obrázek 36 – Stopy kosmického záření

Spodní snímek zachycuje pravděpodobně nějakou jadernou reakci (podobně jako Obrázek 18), kdy částice přilétající zprava (tenká stopa) nárazem rozdělí nějaké atomové jádro na více částí. Jen škoda, že tato reakce proběhla blízko u stěny komory a není tak lépe vidět.



Obrázek 37 – Detail elektron
pozitronového páru

4 ZÁVĚR

V laboratorní části diplomové práce je popsáno celkem devět provedených experimentů. Ne všechny z nich se podařilo provést zamýšleným způsobem, a většina by nejspíš byla jen obtížně proveditelná přímým pozorováním bez využití videozáznamu, protože děje často probíhají pro lidské oko příliš rychle. Proto by jejich použití ve výuce mohlo být poněkud problematické. V tomto ohledu jsou vhodné kromě samotného pozorování částic (v kapitole 3.2) zejména pokusy se zářiči (3.9) a částečně také pozorování kosmického záření (3.10), kde ovšem záleží hodně na štěstí, jestli se podaří nějaké zachytit.

Některé výsledky, zejména experimentů, při nichž byly měřeny poločasy rozpadu (3.3 a 3.5), jsou v až překvapivě velmi dobré shodě s teoretickou předpovědí. Provedení zrovna těchto úloh například v rámci laboratorních cvičení by ale, stejně jako měření doletu (3.4) nebo rychlosti (3.6), mohlo být poměrně komplikované. Na druhou stranu v době, kdy je možné natáčet video v celkem solidní kvalitě i pomocí mobilních telefonů a existuje řada možností jeho dalšího zpracování, by se to jistě dalo nějak vyřešit, a třeba i využít v nějakých mezipředmětových projektech.

Největší problémy se vyskytly u experimentů s magnetickým polem (3.7 a 3.8). Jak se ukázalo, vytvoření dostatečně silného magnetického pole v použité mlžné komoře není vůbec jednoduché. Permanentní magnety umístěné uvnitř komory narušovaly proudění par v aktivní vrstvě, při umístění zvenku zase jejich pole bylo příliš slabé. Možná by se dalo vhodné magnetické pole vytvořit velkou cívkou kolem celé komory, to jsme ale nezkoušeli. Že dráhy nabitých částic se v magnetickém poli stácejí, je tak možné ukázat alespoň na některých pořízených fotografiích.

Zajímavé by mohlo být, zkusit uvedené experimenty provést se školní mlžnou komorou, případně s mlžnou komorou vlastní výroby, a případně tak jimi doplnit a snad i zatraktivnit jinak velmi teoretické učivo jaderné a částicové fyziky školách.

5 SEZNAM OBRÁZKŮ

Obrázek 1 – Částice standardního modelu	2
Obrázek 2 – Generace kvarků a leptonů	3
Obrázek 3 – Schéma beta minus rozpadu	7
Obrázek 4 – Rozpadové řady	9
Obrázek 5 – Závislost počtu částic kosmického záření na jejich energii.....	10
Obrázek 6 – Vznik spršky sekundárního kosmického záření.....	12
Obrázek 7 – Fotoelektrický jev	13
Obrázek 8 – Comptonův rozptyl.....	14
Obrázek 10 – Interakce gama záření s látkou.....	15
Obrázek 9 – Tvorba elektron-pozitronového páru.....	15
Obrázek 11 – Wilsonova mlžná komora.....	17
Obrázek 12 – Schéma difuzní mlžné komory	18
Obrázek 13 – Přirozená radioaktivita prostředí, stopy alfa a beta částic	20
Obrázek 14 – Detail stopy alfa částice.....	21
Obrázek 15 – Detail několika stop beta částic.....	22
Obrázek 17 – Stopa mionu přes celou komoru.....	23
Obrázek 16 – Fotoelektrický jev a Comptonův rozptyl při umístění zářiče ^{241}Am	23
Obrázek 18 – Detail jaderné reakce způsobené částicí kosmického záření.....	24
Obrázek 19 – Thoriová rozpadová řada.....	25
Obrázek 20 – Stopy po rozpadu radonu ^{220}Rn	26
Obrázek 21 – Přepočet vzdáleností u měření doletu.....	31
Obrázek 22 – Snímek připravený pro měření doletu	32
Obrázek 23 – Ukázka způsobu měření vzdálenosti.....	33
Obrázek 24 – Vliv magnetického pole na částice záření	42
Obrázek 25 – Ohyb stop v blízkosti magnetu	43
Obrázek 26 – Několik stop beta částic se zvýrazněným ohybem v blízkosti magnetu	44
Obrázek 28 – Stopy beta částic stáječících se opačně	45
Obrázek 27 – Stopy alfa částic v blízkosti magnetu.....	45
Obrázek 29 – Stopy zakřivené magnetickým polem	46
Obrázek 30 – Beta záření způsobené stronciem.....	47
Obrázek 31 – Beta záření stroncia po průchodu 1,5 mm hliníku	48
Obrázek 32 – Různé polohy magnetu u vstupu do komory vůči beta zářiči.....	49
Obrázek 33 – Působení různých gama zářičů.....	51
Obrázek 34 – Stopa elektron pozitronového páru	51
Obrázek 35 – Obrazce vytvořené alfa zářičem.....	52
Obrázek 36 – Stopy kosmického záření.....	53
Obrázek 37 – Detail elektron pozitronového páru.....	54

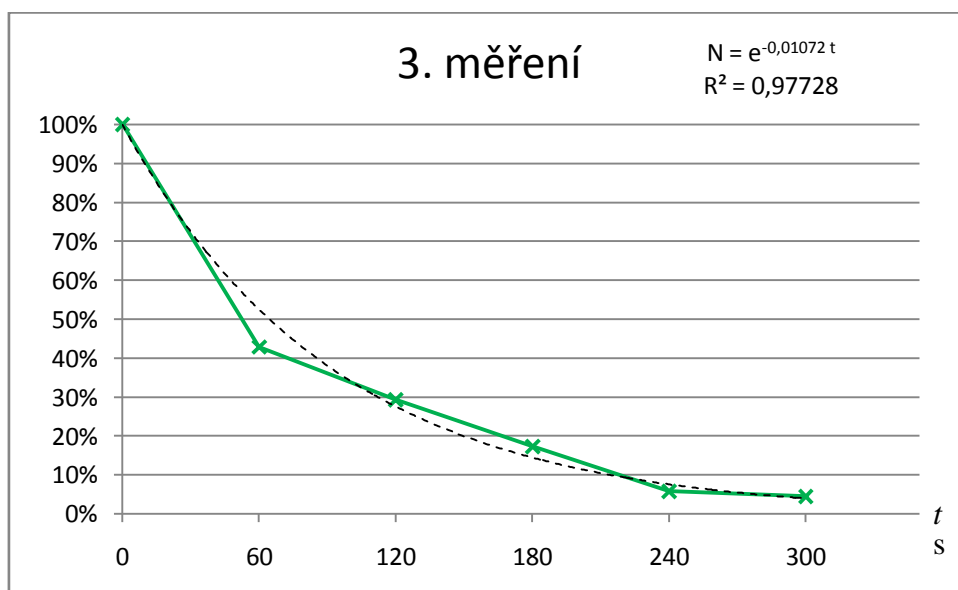
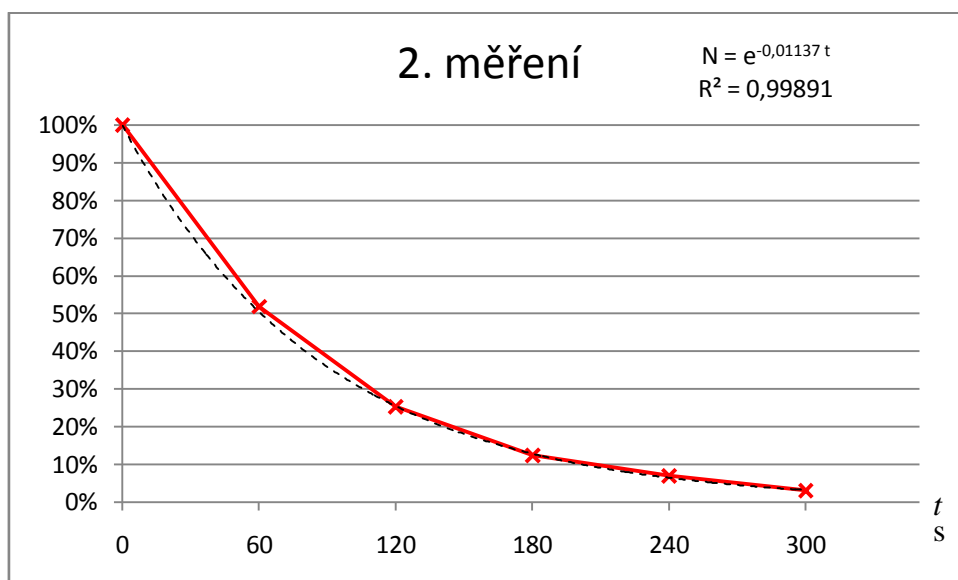
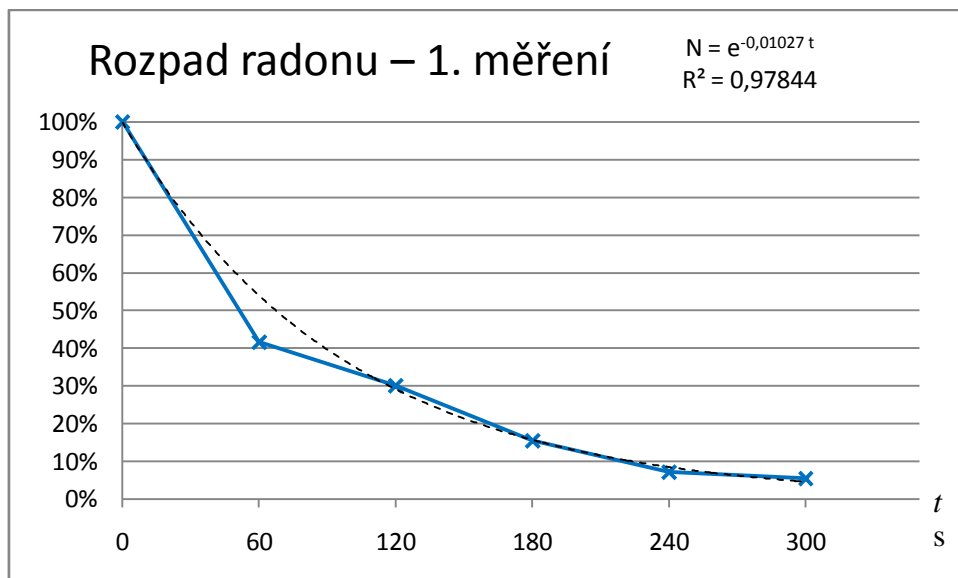
6 POUŽITÉ ZDROJE

- [1] USAČEV, S. a kol.: Experimentálna jadrová fyzika, ALFA Bratislava, SNTL Praha, 1982
- [2] ŠTOLL, I.: Fyzika mikrosvěta, Prometheus Praha 2001
- [3] NOVÁK, R., KOMÍNEK, M., JEDLIČKA J.: Mlžná komora, in Sborník Fyzikální seminář FJFI 2008
- [4] LEO, W., R.: Technique for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag 1992
- [5] VELTMAN, M.: Fakta a záhady ve fyzice elementárních částic, Academia 2007
- [6] Table of Nuclides, <<http://atom.kaeri.re.kr/index.html>>
- [7] Radon, Wikipedia, the free encyclopedia, <<http://en.wikipedia.org/wiki/Radon>>
- [8] PHYWE SYSTEME GMBH & Co.: Visualisation of radioactive particles / Diffusion cloud chamber, Göttingen, <http://www.tsascience.com.au/images/pdf/LEP/LEP5204_00.pdf>
- [9] KINSMAN, S.: Radiological Health Handbook, US Government Printing Office, Washington, DC, 1970
- [10] SONY VEGAS – Komplexní návod, 2007, <http://www.svetvidea.cz/modules.php?name=News&new_topic=9>
- [11] REICHL, J., VŠETIČKA, M.: Multimediální Encyklopedie Fyziky, 2006–2012, <<http://fyzika.jreichl.com/>>
- [12] LÖFFELMANN, V.: Detekce ionizujícího záření pomocí mlžné komory, in Sborník Fyzikální seminář FJFI 2010 <<http://fyzsem.fjfi.cvut.cz/2009-2010/Leto10/proc/mlzkom.pdf>>
- [13] VLASÁK, M., VÍCHA, J., VAJZER, M.: Detekce částic, in Sborník Fyzikální seminář FJFI 2006 <<http://fyzsem.fjfi.cvut.cz/2005-2006/Leto06/proc/komora.pdf>>
- [14] ČULÍK, F., NOGA, M.: Úvod do statistické fyziky a termodynamiky, ALFA Bratislava, SNTL Praha, 1982
- [15] Atomový poloměr, Wikipedie, Otevřená encyklopedie, <http://cs.wikipedia.org/wiki/Atomov%C3%BD_polom%C4%9Br>
- [16] BUREŠ, J.: Fyzikální tabulky na webu conVERTER, <<http://www.converter.cz/tabulky/index.htm>>
- [17] ULLMANN, V.: Jaderná fyzika a fyzika ionizujícího záření <<http://astronuklfyzika.cz/strana2.htm>>
- [18] The Cloud Chamber, The Cavendish Laboratory, University of Cambridge, 2002, <http://www-outreach.phy.cam.ac.uk/camphys/cloudchamber/cloudchamber_index.htm>

7 PŘÍLOHY

Tabulka 8 – Počty rozpadů radonu v 10s intervalech

časový interval		pozorování		
začátek	konec	1	2	3
0:00	0:10	31	47	38
0:10	0:20	26	41	39
0:20	0:30	22	44	34
0:30	0:40	25	35	34
0:40	0:50	25	36	27
0:50	1:00	22	26	18
1:00	1:10	16	24	37
1:10	1:20	24	24	19
1:20	1:30	16	22	22
1:30	1:40	23	17	21
1:40	1:50	15	12	17
1:50	2:00	15	13	14
2:00	2:10	14	13	16
2:10	2:20	11	10	13
2:20	2:30	10	13	19
2:30	2:40	9	7	11
2:40	2:50	4	8	7
2:50	3:00	8	4	11
3:00	3:10	7	10	4
3:10	3:20	5	6	7
3:20	3:30	2	5	5
3:30	3:40	3	3	3
3:40	3:50	8	2	2
3:50	4:00	1	5	5
4:00	4:10	2	2	6
4:10	4:20	4	4	4
4:20	4:30	2	1	0
4:30	4:40	4	3	2
4:40	4:50	6	2	5
4:50	5:00	2	2	3
5:00	5:10	1	1	0
5:10	5:20	2	1	-



Tabulka 9 – Změřené dolety alfa částic

snímek	změřené		přepočítané		zpoždění počet snímků
	délka první stopy	délka druhé stopy	délka první stopy	délka druhé stopy	
	d_1	d_2	D_1	D_2	
	mm	mm	mm	mm	
1	30	40	43	57	8
2	37	35	53	50	9
3	41	36	59	52	3
4	39	45	56	65	7
5	37	40	53	57	6
6	43	36	62	52	1
7	40	43	57	62	2
8	38	40	55	57	5
9	41	43	59	62	0
10	46	50	66	72	2
11	42	45	60	65	4
12	39	39	56	56	4
13	32	34	46	49	0
14	41	32	59	46	8
15	44	54	63	78	4
16	46	60	66	86	0
17	42	52	60	75	8
18	39	44	56	63	8
19	28	36	40	52	0
20	38	40	55	57	8
21	45	37	65	53	3
22	37	47	53	67	2
23	40	41	57	59	1
24	49	54	70	78	0
25	40	47	57	67	4
26	40	46	57	66	0
27	38	42	55	60	4
28	40	40	57	57	1
29	45	50	65	72	4
30	41	42	59	60	4
31	48	42	69	60	1
32	37	46	53	66	3
33	48	51	69	73	1
34	38	34	55	49	3
35	46	51	66	73	6
36	38	44	55	63	0
37	35	38	50	55	13
38	32	40	46	57	11
39	36	39	52	56	7
40	30	37	43	53	2
41	32	39	46	56	1
42	36	35	52	50	1
43	37	41	53	59	3
44	37	35	53	50	1

snímek	změřené		přepočítané		zpoždění počet snímků
	délka první stopy	délka druhé stopy	délka první stopy	délka druhé stopy	
	d_1	d_2	D_1	D_2	
	mm	mm	mm	mm	
45	39	44	56	63	6
46	36	42	52	60	6
47	38	40	55	57	5
48	41	30	59	43	4
49	53	38	76	55	0
50	39	47	56	67	1
51	45	48	65	69	0
52	28	43	40	62	5
53	35	42	50	60	3
54	49	44	70	63	7
55	38	45	55	65	4
56	41	38	59	55	1
57	43	46	62	66	3
58	41	50	59	72	0
59	40	47	57	67	1
60	39	44	56	63	11
61	33	38	47	55	4
62	42	45	60	65	4
63	40	45	57	65	4
64	48	41	69	59	6
65	41	41	59	59	2
66	51	53	73	76	12
67	53	46	76	66	3
68	44	49	63	70	4
69	41	51	59	73	13
70	29	41	42	59	0
71	35	37	50	53	9
72	59	51	85	73	1
73	51	51	73	73	5
74	45	46	65	66	9
75	39	44	56	63	0
76	33	45	47	65	4
77	42	43	60	62	2
78	36	44	52	63	0
79	45	58	65	83	0
80	38	28	55	40	5
81	48	49	69	70	2
82	35	44	50	63	3
83	36	34	52	49	2
84	37	45	53	65	7
85	46	47	66	67	1
86	40	37	57	53	6
87	34	42	49	60	10
88	35	42	50	60	7
89	39	29	56	42	3
90	50	47	72	67	11

snímek	změřené		přepočítané		zpoždění
	délka první stopy	délka druhé stopy	délka první stopy	délka druhé stopy	počet snímků
	d_1	d_2	D_1	D_2	
	mm	mm	mm	mm	
91	42	38	60	55	7
92	33	49	47	70	3
93	29	45	42	65	1
94	32	31	46	45	4
95	37	26	53	37	3
96	28	42	40	60	10
97	34	37	49	53	2
98	40	32	57	46	1
99	29	46	42	66	1
100	37	46	53	66	0

Tabulka 10 – Zjištěné rychlosti polonia

snímek	změřená vzdálenost stop	přepočítaná vzdálenost stop	čas zpoždění	rychlost polonia
	d	s	t	v
	mm	mm	s	m.s ⁻¹
1	8	11	0,34	0,0324
2	2	3	0,38	0,0079
3	3	4	0,14	0,0286
4	3	4	0,3	0,0133
5	7	10	0,26	0,0385
6	0	0	0,06	0,0000
7	0	0	0,1	0,0000
8	3	4	0,22	0,0182
9	0	0	0,02	0,0000
10	2	3	0,1	0,0300
11	6	9	0,18	0,0500
12	2	3	0,18	0,0167
13	0	0	0,02	0,0000
14	9	13	0,34	0,0382
15	3	4	0,18	0,0222
16	0	0	0,02	0,0000
17	14	20	0,34	0,0588
18	5	7	0,34	0,0206
19	1	1	0,02	0,0500
20	3	4	0,34	0,0118
21	2	3	0,14	0,0214
22	3	4	0,1	0,0400
23	0	0	0,06	0,0000

snímek	změřená vzdálenost stop	přepočítaná vzdálenost stop	čas zpoždění	rychlost polonia
	d	s	t	v
	mm	mm	s	m.s ⁻¹
24	0	0	0,02	0,0000
25	2	3	0,18	0,0167
26	1	1	0,02	0,0500
27	2	3	0,18	0,0167
28	2	3	0,06	0,0500
29	8	11	0,18	0,0611
30	3	4	0,18	0,0222
31	2	3	0,06	0,0500
32	7	10	0,14	0,0714
33	3	4	0,06	0,0667
34	2	3	0,14	0,0214
35	4	6	0,26	0,0231
36	1	1	0,02	0,0500
37	4	6	0,54	0,0111
38	3	4	0,46	0,0087
39	2	3	0,3	0,0100
40	3	4	0,1	0,0400
41	3	4	0,06	0,0667
42	0	0	0,06	0,0000
43	1	1	0,14	0,0071
44	2	3	0,06	0,0500
45	4	6	0,26	0,0231
46	8	11	0,26	0,0423
47	4	6	0,22	0,0273
48	5	7	0,18	0,0389
49	4	6	0,02	0,3000
50	1	1	0,06	0,0167
51	0	0	0,02	0,0000
52	3	4	0,22	0,0182
53	4	6	0,14	0,0429
54	5	7	0,3	0,0233
55	5	7	0,18	0,0389
56	2	3	0,06	0,0500
57	10	14	0,14	0,1000
58	0	0	0,02	0,0000
59	0	0	0,06	0,0000
60	5	7	0,46	0,0152
61	2	3	0,18	0,0167
62	3	4	0,18	0,0222
63	3	4	0,18	0,0222
64	6	9	0,26	0,0346
65	4	6	0,1	0,0600
66	10	14	0,5	0,0280
67	10	14	0,14	0,1000
68	6	9	0,18	0,0500
69	8	11	0,54	0,0204

snímek	změřená vzdálenost stop	přepočítaná vzdálenost stop	čas zpoždění	rychlost polonia
	d	s	t	v
	mm	mm	s	m.s ⁻¹
70	0	0	0,02	0,0000
71	3	4	0,38	0,0105
72	1	1	0,06	0,0167
73	7	10	0,22	0,0455
74	10	14	0,38	0,0368
75	0	0	0,02	0,0000
76	7	10	0,18	0,0556
77	4	6	0,1	0,0600
78	0	0	0,02	0,0000
79	1	1	0,02	0,0500
80	5	7	0,22	0,0318
81	3	4	0,1	0,0400
82	3	4	0,14	0,0286
83	2	3	0,1	0,0300
84	8	11	0,3	0,0367
85	1	1	0,06	0,0167
86	4	6	0,26	0,0231
87	3	4	0,42	0,0095
88	2	3	0,3	0,0100
89	2	3	0,14	0,0214
90	9	13	0,46	0,0283
91	4	6	0,3	0,0200
92	6	9	0,14	0,0643
93	1	1	0,06	0,0167
94	3	4	0,18	0,0222
95	2	3	0,14	0,0214
96	4	6	0,42	0,0143
97	6	9	0,1	0,0900
98	1	1	0,06	0,0167
99	1	1	0,06	0,0167
100	0	0	0,02	0,0000

Tabulka 11 – Četnosti rychlostí atomů polonia

interval rychlosti m.s ⁻¹		počet částic
	0	15
0	0,01	6
0,01	0,02	20
0,02	0,03	21
0,03	0,04	12
0,04	0,05	13
0,05	0,06	4
0,06	0,07	4
0,07	0,08	1
0,08	0,09	1
0,09	0,1	2
0,1	0,11	0
0,11	0,12	0
0,12	0,13	0
0,13	0,14	0
0,14	0,15	0
0,15	0,16	0
0,16	0,17	0
0,17	0,18	0
0,18	0,19	0
0,19	0,2	0
0,2	0,21	0
0,21	0,22	0
0,22	0,23	0
0,23	0,24	0
0,24	0,25	0
0,25	0,26	0
0,26	0,27	0
0,27	0,28	0
0,28	0,29	0
0,29	0,3	1