

MVT 2. ročník Fyzika IV	Referát – Jaderná fyzika	List: 1
Listů: 13		

**Alfa,beta,gama záření – principy a vztahy,způsoby měření,užití v praxi,
Interakce záření s prostředím**

/měření rozptylu záření beta,měření absorpce záření gama.../

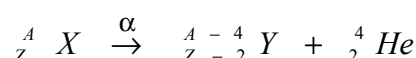
**Vypracoval: Markéta Šidlíková
Bakalářské studium, 2. Ročník
MVT**

Kapitola č.:	Název:	Č. listu:	
1	Úvod :	Záření α	3
		Záření β	3
		Záření γ	3
		Vlastnosti radioaktivního záření	4
		Fyzikální podstata vzniku záření alfa	5
2	Záření α:	Dolet částice	5
		Spektrum energií částic α	6
3	Záření β	Dva druhy záření β	7
		Spektrum energií	7
		Výklad přeměny beta	7
		Neutrino a antineutrino	8
		K – zachycení	8
		Dolet částic β	8
		Brzdné záření	8
4	Záření γ	Fyzikální podstata záření gama	9
		Interakce γ záření s látkou	9
		Rozptyl	9
		Fotoelektrický jev	9
		Vnitřní konverze	9
		Vznik elektronového páru	10
5	Měření v praxi - Rozptyl záření β:	Rozptyl záření beta	11
			13
6	Přílohy	13	
7	Literatura	13	

Záření α , β , γ je elektromagnetické záření jehož příčinou je přirozená radioaktivita některých prvků, sloučenin. V r. 1896 přirozenou radioaktivitu objevil Becquerel. Ukázalo se, že příčinou tohoto radioaktivního záření jsou přeměny jader atomů látky.

Záření α :

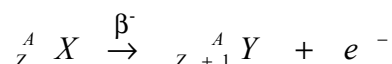
jsou jádra helia (tzn. Kladné dvojmocné ionty helia), uvolňované z jader rozpadajících se prvků. To znamená, že z jádra odnášejí dva protony a dva neutrony. Prvek, který vyzářil α - částici se přemění na prvek s nukleonovým číslem $A-4$ a s protonovým číslem $Z-2$. V Mendělejevě periodické soustavě prvků se posune o dvě místa doleva. Tuto přeměnu lze vyjádřit vztahem



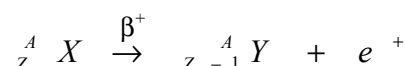
Záření β :

jsou velmi rychlé elektrony, které vyletují z jader radionuklidů. Původní prvek se mění v prvek s protonovým číslem $Z + 1$. Podrobnější studium radioaktivního záření ukázalo, že záření β je dvojího druhu. Některé radionuklidy, uměle vytvořené, při radioaktivních přeměnách uvolňují z jádra kladné elektrony e^+ , tzn. pozitrony. Radionuklid se mění v nuklid prvku s protonovým číslem $Z - 1$. Rozlišujeme tedy záření β^- , jestliže se z jádra uvolňují elektrony a záření β^+ , jestliže se z jádra uvolňují pozitrony.

První reakce probíhá podle rovnice

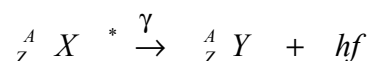


druhá podle rovnice



Záření γ :

je velmi pronikavé elektromagnetické záření, jehož fotony se uvolňují z jader přeskupováním nukleonů v radionuklidu. Konfigurace nukleonů v jádře lze chápat podobně jako konfiguraci elektronů v obalu. Totiž tak, že energie nukleonů v jádře je kvantována, každý nukleon se vyskytuje jen v určitém kvantovém stavu. Přejít z jednoho stavu do druhého se může stát jen za současného dodání nebo uvolnění energie. Jadernou reakci, kterou doprovází γ - záření vyjadřuje rovnice



Při γ - záření nedochází tedy k přeměně prvků, ale snižuje se vnitřní energie nukleonů v jádře. Hvězdička u symbolu prvku znamená, že se jedná o určitý nuklid, jehož jádro je ve vzbuzeném stavu.

Vlastnosti radioaktivního záření

Radioaktivní záření má následující vlastnosti:

- a) vyvolává biologické a chemické děje
- b) ionizuje plyny
- c) vyvolává fluorescenci u mnoha pevných i kapalných látek
- d) je velmi pronikavé

Škodlivé účinky na živý organismus jsou dostatečně známé. V rukou lékařů se však radioaktivní záření stává léčebným prostředkem, jehož biologické účinky se využívají k řízeným změnám v organické tkáni. Chemické účinky radioaktivního záření se projevují např. zčernáním fotografické emulze. Radioaktivní záření aktivuje některé chemické reakce a proto se využívá v chemické výrobě při radiační polymeraci nebo vulkanizaci kaučuku.

Ionizační účinky radioaktivního záření se využívají především k jeho registraci. Ve výbojových trubicích vyvolá každá částice krátkodobý proud (proudový impuls), počet impulsů je roven počtu dopadajících částic. Na tomto principu jsou založeny tzv. Geigerovy-Müllerovy počítače. Jiným způsobem je ionizace využívána k registraci radioaktivního záření u tužkových dozimetrů. Jsou tvořeny ionizační komůrkou s elektrometrem, složeným z pevné a pohyblivé elektrody. Jestliže se vlákna elektrod souhlasně nabijí, odpuzují se. Účinkem záření se plyn v komůrce ionizuje, náboj elektrod klesá a zmenšuje se výchylka mezi nimi.

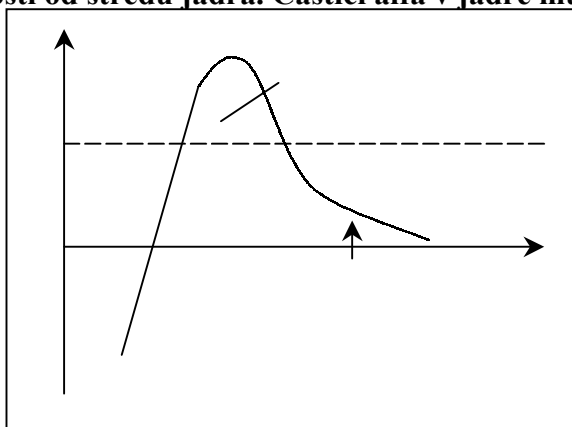
Absorbce γ -záření látkami se používá v defektoskopii. Záření proniká zkoumaným objektem na fotografickou desku. Nehomogenost a vady materiálu se projeví nestejným zčernáním emulze. Absorbce β -záření se používá k bezdotykovému měření tloušťky plechů a papírů.

Fyzikální podstata vzniku záření alfa

Jaderné síly mezi nukleony jsou síly krátkého dosahu a celkové vazební energie jádra je přibližně úměrná jeho hmotnostnímu číslu A , tzn. počtu nukleonů v jádře. Odpudivé elektrostatické síly mezi protony však mají neomezený dosah a elektrostatická energie v jádře je úměrná Z^2 . Jádra obsahující 210 nebo více nukleonů v jádře jsou tak velká, že krátkodosahové jaderné síly, jež drží jádra pohromadě, nestačí vyrovnat vzájemné odpuzování jejich protonů. Vyzáření α -částic je proces vedoucí ke zvyšování stability jader zmenšováním jejich velikosti.

Velmi důležitou je otázka, jak může částice alfa uniknout z jádra. Na obr. 1 je vynesena potenciální energie částice alfa jako funkce vzdálenosti od středu jádra. Částici alfa v jádře můžeme uvažovat, jako kdyby byla uvnitř potenciálové jámy s konečně vysokými stěnami. Přitom při rozpadu získá energii menší než je zapotřebí k úniku z jádra.

Rozpad je pouze vysvětlitelný na základě kvantové mechaniky. O částici alfa se předpokládá, že existuje samostatně uprostřed jádra a neustále se v něm pohybuje. Uvnitř jádra je udržována přitažlivými silami. Částice alfa se nachází v potenciálové jámě. U částice existuje malá pravděpodobnost, že projde stěnou jámy (tzv. tunelový jev). Vysvětlení průchodu částice α takovou



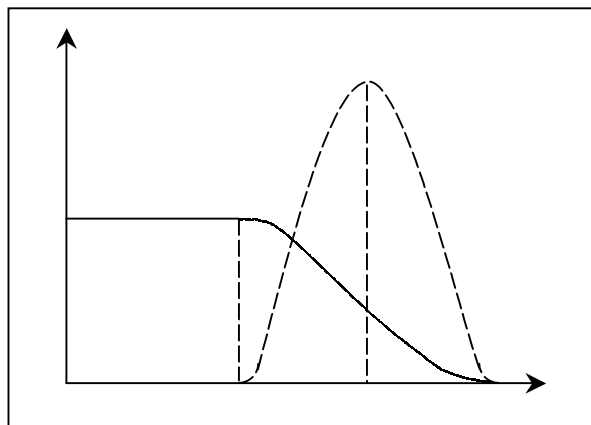
Obr. 1

potenciální bariérou je zřejmější pomocí optické analogie. Hmotnostní vlnu můžeme porovnat se světelnou vlnou, která při odrazu od zrcadla, jehož odrazivost není stoprocentní, proniká za určitých podmínek za jeho povrch.

Dolet částice

Částice alfa jsou vysílány radioaktivními prvky rychlostí řádově rovnou 10^7 m.s^{-1} . Existuje souvislost mezi počáteční rychlostí α -částice a poločasem radioaktivní přeměny: Čím menší je poločas, tím rychlejší částice α prvek vysílá. Při průchodu látkou ztrácí částice svou energii, až se zastaví. Ztrátu energie způsobují nepružné srážky s elektrony atomů. Délka dráhy, na které ztratí částice veškerou počáteční kinetickou energii, se nazývá dolet částice a označuje se R . Jestliže místo pojmu částice používáme pojem „záření“, pak ekvivalentní veličinou k doletu částice je lineární dosah záření. Pro vzduch za normálního tlaku pro různé radioaktivní prvky, tzn. pro energie α -částic od 4,0 do 10,0 MeV, je dolet v rozmezí od 2,6 do 11,5 cm. Existence rozmezí doletu částice je dáno skutečností, že různé radionuklidy emitují částice alfa s různými počátečními rychlostmi. Avšak u téhož radionuklidu se počáteční rychlosti částic liší jen málo. Proto může být lineární dosah důležitou charakteristikou radioaktivního záření α . Na obr. 2 je závislost počtu n částic - α v paprsku na délce jejich dráhy l . Až do hodnoty $l = R_{\min}$ zůstává počet částic konstantní, pak rychle klesá.

Rozdělení počtu částic podle doletu R udává čárkovaná křivka. Radionuklid je zřejmě charakterizován středním lineárním dosahem nebo středním doletem R_s , který představuje nejpravděpodobnější dráhu, kterou je schopna urazit v určitém prostředí částice α radionuklidu. Je to dolet největšího počtu částic, který odpovídá inflexnímu bodu rozdělení příslušných drah. Střední dolet R_s částic α viz přílohy tabulka 1.



Obr. 2

Spektrum energií částic α je diskrétní. V potenciální jámě jádra se pohybuje podle zákonů kvantové mechaniky. Její energie uvnitř jádra může mít jen některé diskrétní hodnoty

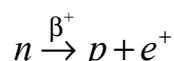
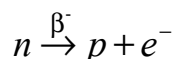
$W_0 < W_1 < W_2 < \dots$ podobně jako nukleony. Nejnižší energetický stav W_0 je základním stavem, vyšší stavy W_i ($i \geq 1$) jsou excitované stavy. Energie částic α , vzniklá přeměnou jádra ${}^A_Z X$, je největší, jestliže dceřiné jádro ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ se bude nalézat v základním stavu W_0 . Jestliže jádro ${}^{A-4}_{Z-2} Y$ bude ve vzbuzeném stavu W_i , pak energie vyzářené částice α bude menší o hodnotu $W_i - W_0$:

$$[W(\alpha)]_i = [W(\alpha)]_0 - (W_i - W_0)$$

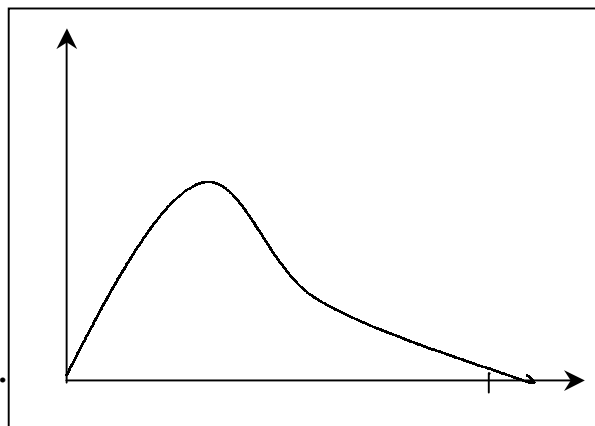
Přechod dceřiného jádra do základního stavu se projeví uvolněním kvanta záření γ . Takový rozpad je doprovázen současným vznikem obou typů radioaktivního záření, α a γ .

Dva druhy záření β

Při přeměně beta je z jádra uvolňován buď elektron nebo pozitron. První druh záření je označován jako β^- . Druhý druh, záření β^+ , doprovází pouze umělé přeměny jader. Jak je možné, že jsou z jader uvolňovány elektrony nebo pozitrony, když nejsou v jádře obsaženy? Tyto částice vznikají při přeměně nukleonů podle následujících schémat:



Spektrum energií elektronu nebo pozitronu při přeměně β určitého nuklidu je spojitě, mění se od nuly do maximální hodnoty W_{\max} (Podle druhu radionuklidu je hodnota W_{\max} rovna od 15 keV do 15 MeV.) Tato experimentálně zjištěná skutečnost je v rozporu s kvantovou mechanikou, která předpokládá, že energie nukleonů v jádře je kvantována a že určité jádro emituje β částici se zcela určitou hodnotou energie, rovnou W_{\max} . Obr. 3 ukazuje, že z atomu vystupuje jen velmi málo částic β , majících takovou energii. Vysvětlení, podle něhož částice β ztratí zbytek své energie srážkami s elektrony atomového obalu, nebylo experimentálně potvrzeno. Kalorimetricky byla měřena celková energie, kterou odnášejí částice β z jader určitého radionuklidu. Měřilo se teplo, o které se ohřál radioaktivní vzorek v důsledku srážek částic β s elektrony atomů látky a teplo, jehož příčinou byla absorpce β záření ve stěnách kalorimetru. Zjištěná hodnota energie se shodovala se střední energií spojitěho spektra a nikoliv s její maximální hodnotou.



Obr. 3

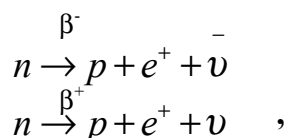
Výklad přeměny beta

Podal v roce 1930 Pauli, který analyzoval přeměnu z hlediska zákonů zachování hybnosti a spinu. Při rozpadu β některých jader lze pozorovat směry pohybu emitovaných částic β a zpětného pohybu jader. Oba tyto pohyby nejsou téměř nikdy přesně opačného směru, jak požaduje zákon zachování hybnosti. Protože se při přeměně β nemění nukleonové číslo jádra, musí jeho spin zůstat nezměněn. Elektron nebo pozitron odnáší při přeměně β spin rovný $\hbar/2$. Pauli vyslovil myšlenku, že kromě elektronu nebo pozitronu vystupuje z jádra při jeho přeměně ještě další částice, ν , bez náboje a s antiparalelním spinem o velikosti $\hbar/2$. Podle Pauliho nebyla však tato částice do té doby pozorována, protože má velmi malou hmotnost a protože její interakce s látkami je velmi malá. Existence této částice by vysvětlovala i zákon zachování energie, podle něhož energie uvolněná jádrem W_{\max} by se rozdělila mezi ni a β -částici:

$$W_{\max} = W(\beta) + W(\nu)$$

Neutrino a antineutrino

Přestože Pauliho hypotetická částice, vzhledem ke své malé hmotnosti, má vysokou schopnost pronikat látkami, byla po určitém úsilí její existence experimentálně potvrzena. Teorie přeměny β byla v r. 1934 podrobně rozpracována Fermim. Dospěl k závěru, že přeměny β v jádře probíhají dle následujících rovnic:

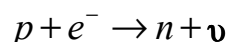


v nichž ν a $\bar{\nu}$ jsou Paulim předpokládané částice, nazvané neutrino a antineutrino. Rozdíl mezi nimi je následující :

spin neutrina je antiparelní jeho hybnosti, spin antineutrina je paralelní jeho hybnosti. Neutrino se tedy pohybuje prostorem jako levotočivý šroub, zatím co antineutrino jako šroub pravotočivý.

K – zachycení

Ekvivalentní k emisi pozitronu z hlediska přeměny jádra je tzv. k- zachycení. Označuje se tak případ, kdy jádro pohltí jeden elektron z vnitřních slupek svého obalu (nejčastěji z K-slupky, z čehož plyne název jevu). Proton jádra se spojí se zachyceným elektronem a přemění se v neutron. Přeměnu doprovází emise neutrina. Rovnice přeměny je:



počet nukleonů se nezmění, avšak náboj jádra se sníží o jeden, jádro typu ${}^A_Z X$ se přemění na jádro ${}^A_{Z-1} Y$, což odpovídá posunutí v Mendělejevově tabulce prvků o jedno místo vlevo. K-zachycení je tedy ekvivalentní záření β^+ .

Dolet částic β

Pronikavost částic β je podstatně větší než pronikavost částic α . Abychom mohli porovnávat účinek obou záření, uvedeme střední dolet R_s částic β pro stejná prostředí jako u částice α viz příloha tab. 1.

Brzdné záření

Nabitě částice při nerovnoměrném pohybu vysílají elektromagnetické záření. Částice β jsou brzděny silovým polem jádra a jejich emise je doprovázena vyzářením fotonu, které pozorujeme jako brzdné záření, s vlastnostmi podobnými tvrdému, tj. vysoce energetickému spojitému rentgenovému záření.

Fyzikální podstata záření gama

Jádro, stejně jako atomy, existují ve stavech z určitými energiemi. Nalézají-li se jádro určitého prvku ${}^A_Z X$ ve stavu o energii vyšší než je energie nejnižšího, základního stavu, označujeme jej ${}^A_Z X^*$. Takové excitované jádro má dobu života 10^{-14} s a vrací se do svého základního stavu emisí fotonů, jež odpovídají rozdílu energií mezi počátečním a konečným stavem přechodu. Fotony emitované z jader mají energii rovnou několika MeV a nazývají se záření γ . Spektrum záření γ je diskrétní. Záření γ zpravidla doprovází α i β záření.

Interakce γ záření s látkou.

Jevy při průchodu záření γ prostředím můžeme rozdělit do 4 skupin:

Rozptyl, fotoelektrický jev, tvoření elektronových párů a přeměna jader.

Poslední typ jevů může nastat při interakci záření γ s atomovými jádry. Výsledek je podobný jako u jiných částic: dochází k přeměně jader. Prvé tři typy jevů můžeme zahrnout do absorpčních dějů, neboť při průchodu záření γ prostředím platí pro jeho intenzitu absorpční exponenciální zákon, ovšem s tím, že všechny tři uvedené procesy probíhají v různém stupni nezávisle na sobě. Úhrnný lineární součinitel absorpce μ je proto roven:

$$\mu = \mu_r + \mu_f + \mu_p,$$

kde μ_r , μ_f a μ_p jsou součinitelé absorpce příslušející rozptylu, fotoelektrickému jevu a tvoření párů.

Rozptyl

Záření γ látkou nesnižuje celkový počet fotonů, ale pouze mění směr jejich šíření. Počet atomů v původním paprsku se sníží a tím klesá i intenzita svazku.

Fotoelektrický jev

Je-li energie γ - fotonu větší než ionizační energie atomu, uvolní se absorpcí částice γ některý z elektronů atomového obalu.

Vnitřní konverze

Podobné důsledky má i absorpce záření γ atomem samotného radioaktivního prvku. γ - fotony mohou při průchodu elektronovým obalem odtrhnout některý z elektronů a předat mu ještě značnou energii. Jeví se to tak, jako by při přeměně jádra vznikalo záření β^- . Svou podstatou vzniku se zásadně od něho liší a bylo označeno jako *sekundární záření β^-* . Na rozdíl od primárního záření β^- je jeho spektrum energií diskrétní. Tento jev, při němž jádro při přechodu do základního stavu předává svou energii některému z elektronů svého obalu, nazývá se vnitřní konverze.

Vznik elektronového páru

Je proces přeměny γ - fotonu ve dvě elementární částice – elektron a pozitron. Může k němu však dojít jen při splnění určitých podmínek, které stanovíme z aplikace obecných zákonů zachování. Přeměna je schematicky vyjádřena výrazem:

$$\gamma \rightarrow e^{-} + e^{+}$$

Podle zákona zachování energie platí:

$$hf = m_e c^2 + m_+ c^2 ,$$

kde m_e a m_+ jsou hmotnosti elektronu a pozitronu. Nejmenší hodnoty energie elektronu a pozitronu jsou jejich klidové energie $m_e c^2$. Proto energetická podmínka γ - fotonu v elektronový pár je vyjádřena relací:

$$hf \geq 2m_e c^2 = 1,022 \text{ MeV},$$

což nastane tehdy, jestliže záření γ má frekvenci $f \geq 2,4 \times 10^{20}$ Hz, neboli vlnovou délku $\lambda \leq 0,001$ nm. Ze zákona zachování hybnosti plyne vztah:

$$m_f c = hf/c = m_e v_e + m_+ v_+$$

neboť hmotnost fotonu m_f je podle vztahu rovna hf/c^2 ; v_e a v_+ jsou průměty vektorů rychlostí elektronu a pozitronu do směru pohybu fotonu. Vynásobíme rovnici rychlostí světla c , dostaneme:

$$hf = m_e v_e c + m_+ v_+ c ,$$

což je výsledek neslučitelný s rovnicí o zachování energie ($hf = m_e c^2 + m_+ c^2$), neboť v_e i v_+ jsou vždy menší než c . Pravá strana rovnice ($m_f c = hf/c = m_e v_e + m_+ v_+$) je menší než levá strana a je zřejmé, že rovnice není úplná.

Aby došlo k přeměně fotonu v elektronový pár, tj. aby byly splněny všechny zákony zachování, musí se na přeměně podílet další částice. Elektronové páry mohou vznikat při srážkách fotonu s fotonem, elektronem, atomovým jádrem apod. Nejčastější jsou případy spoluúčasti jádra. Při srážce γ - fotonu s jádrem vzniká elektronový pár a jádro o hmotnosti m_j v důsledku uděleného impulsu změní rychlost pohybu. Pro tento případ vyšetříme platnost všech zákonů zachování. Předpokládejme, že jádro bylo před srážkou v klidu. Pak hybnost fotonu γ je rovná součtu hybností elektronu, pozitronu a jádra. Tím je splněn zákon zachování hybnosti.

Hmotnost jádra je velká vzhledem k ostatním částicím, takže zisk energie srážkou s fotonem je malý. Hybnosti jádra $m_j v_j$ odpovídá při velkých hmotnostech m_j malá rychlost jádra a tím i malá kinetická energie $m_j v_j^2/2$. Prakticky všechna energie fotonu se předá elektronu a pozitronu. Zákon zachování energie může být proto přijat ve tvaru: ($hf = m_e c^2 + m_+ c^2$)

Zákon zachování náboje je splněn: $0 = (+e) + (-e)$. Rovněž tak zákon zachování spinu, vyjádřený vztahem: $\hbar = \frac{1}{2}\hbar + \frac{1}{2}\hbar$, neboť spin jádra se touto pružnou srážkou nemění.

Rozptyl záření beta

Při průchodu částic beta hmotou se jednak zmenšuje jejich energie a jednak se jako lehké částice (ve srovnání s atomem) snadno odchylojí od původního směru. Příčinou tohoto rozptylu je vzájemné působení elektrického pole letícího elektronu s polem jádra a v menší míře s polem elektronů v atomovém obalu. Proti částicím alfa a fotonům gama prodělávají částice beta intenzivnější rozptyl. Část záření beta je odchýlena od směru dopadajícího svazku o úhel větší než 90° . Tento tzv. zpětný rozptyl vykazuje řadu závislostí důležitých pro technické aplikace:

1, Je závislý na úhlu. Dosahuje maxima pro 180° s výjimkou velmi lehkých materiálů (organické sklo), kde má při 180° minimum

2, Závisí na tloušťce materiálu. S rostoucí tloušťkou stoupá a dosahuje nasycení. Příčinou nasycení je konečný doběh částic beta. Při tloušťce rovné polovině maximálního doběhu částic beta by mělo být dosaženo nasycení, protože z větší hloubky se elektron již nemůže vrátit. Prakticky se dosahuje nasycení asi při dvojnásobné polovrstvě, kde polovrstva je vrstva daného materiálu oslabující procházející záření na polovinu.

3, Závisí na protonovém čísle Z rozptylujícího materiálu. S rostoucím Z stoupá. Pro maximální (nasycený) počet

N_{\max} nazpět rozptýlených částic beta platí empirický vztah:

$$N_{\max} = KN_0 * Z^{2/3}$$

Kde N_0 je počet dopadajících částic. Koeficient K je závislý na maximální energii dopadajícího záření.

4, Energie záření rozptýleného nazpět stoupá s protonovým číslem Z rozptylujícího materiálu a je přitom vždy menší než energie dopadajícího záření. Pro maximální energii W_{\max} záření rozptýleného nazpět platí empirický vztah:

$$W_{\max} = 0,12 Z^{0,38} W_{\max}$$

Kde W_{\max} je maximální energie dopadajícího záření

1, Zpětného rozptylu se používá hlavně k měření tloušťky tenkých vrstev (na kterých se nedosahuje nasycení) nanesených na podložce z jiného materiálu. Podložky (plechy, vzorky) musí mít tloušťku větší, než je tloušťka, při které se dosahuje nasycení. Se stoupající tloušťkou nanesené vrstvy se blíží rozptyl nasycené hodnotě příslušející nanesenému materiálu. Rozptyl tedy stoupá, když nanesený materiál má větší atomové číslo, než podložka, a klesá, když má menší atomové číslo. Stanovíme-li si pomocí sady plechů se známými tloušťkami povlaků (zjištěných např. vážením) cejchovací křivku, můžeme zjistit neznámou tloušťku povlaku. Podložka i povlak musí být samozřejmě ze stejných materiálů, pomocí kterých byla zjištěna cejchovací křivka. Jsou-li všechny podložky stejně tlusté, mohou mít i menší tloušťku než sytnou.

2, Dále se používá zpětného rozptylu k analýze materiálu. Podle bodu 3, vzrůstá zpětný rozptyl s protonovým číslem Z . Stanovíme-li si pomocí sady plechů z různých prvků cejchovací křivku $n = f(Z)$, můžeme zjistit, z jakého prvku je daný plech. Musíme ovšem vědět, že plech je pouze z jednoho prvku.

3, V technické praxi je důležité zjistit procentuální zastoupení komponent v dané slitině. U dvoukomponentní slitiny je situace jednoduchá. Stanovíme pomocí vzorku o známém procentuelním složení cejchovací křivku a jejím prostřednictvím pak složení neznámého vzorku. Bylo zjištěno, že výsledky nezávisí téměř na hustotě (pokud nejde o příliš rozdílné hustoty) a strukturu materiálu, takže cejchovací vzorky mohou být připraveny např. lisováním z práškových kovů. Je však možno postupovat jednodušeji. Bylo zjištěno, že zpětný rozptyl vzrůstá s procentuálním zastoupením složky o větším Z lineárně. Zjistíme-li tedy zpětný rozptyl od vzorku z jedné složky (N_1), od vzorku z druhé složky (N_2) a od slitiny (N_{12}), jejíž procentuální složení $p\%$ máme zjišťovat, dostáváme:

$$p\% = \frac{N_{12} - N_1}{N_2 - N_1} * 100$$

Jde o váhová procenta. Přesnost se zvýší, použijeme-li např. filtrů. Dle bodu 4, (viz nahoře) budou mít elektrony rozptýlené na atomech složky s nižším Z menší energii a budou tedy kovovou folií (filtrem) více zeslabeny než elektrony rozptýlené na složce s vyšším Z . Filtrem dosáhneme většího kontrastu! Pomocí filtrů se dají analyzovat i některé vícekomponentní slitiny.

Důležité je, aby při všech vyjmenovaných aplikacích byl dán vzorek do téže polohy vůči zářiči a indikátoru jako vzorek předchozí a dále, aby do indikátoru přišlo co nejméně přímého záření. Časté uspořádání bývá takové:

Mezi indikátor a zkoumaný vzorek se umístí zářič, který je na straně indikátoru stíněn. Stínění zabraňuje přímému záření na indikátor, avšak na druhé straně nutně odstíňuje částečně i zpětně rozptýlené záření, což je nepříznivé. Snažíme se proto najít takové rozmístění, při kterém dopadá co nejvíce paprsků nazpět rozptýlených na indikátor. Velikost zpětného rozptylu můžeme stanovit např. Geigerovým-Mullerovým počítačem.

MVT 2. ročník Fyzika IV	Referát – Jaderná fyzika			List: 13
	Přílohy, literatura			Listů: 13
Dolet částic beta – tab. 1				
W (β) [MeV]	R_s [mm]			
	vzduch	Organická tkáň	hliník	
10⁻²	1,3	2*10⁻³	6,0*10⁻⁴	
10⁻¹	1,01*10²	0,158	5,0*10⁻²	
10⁰	3,06*10³	4,80	1,52	
10¹	3,90*10⁴	60,8	19,2	

Literatura:

Houška,A.:Fyzikální měření II..VUT Brno 1977 (skripta)

Mlčoch,J.:Fyzika - fyz.měření.VUT Brno 1985 (skripta)

Liška,M.,Šantavý,I.:Fyzika II.VUT Brno 1984 (skripta)

Štoll,I.:Fyzika mikrosvěta. Prometheus Praha 2001

Pišůt,J.:Fyzika pro gymnázia IV.SPN Praha 1987

Gribbin,J.:Pátrání po Schroedingerově kočce.Columbus Praha 1987

Internet :

1) <http://hp.ujf.cas.cz/~wagner/prednaskz/subatom/astrofzyika/astrofyzika/záření.html>

2) <http://vega.fifi.cvut.cz/docz/sfbe/zareni/vysvetl.htm>

3) <http://www-hep2.fzu/adventure/radio-part.html>

4) http://www-hep2.fzu/adventure/adventure_home.html