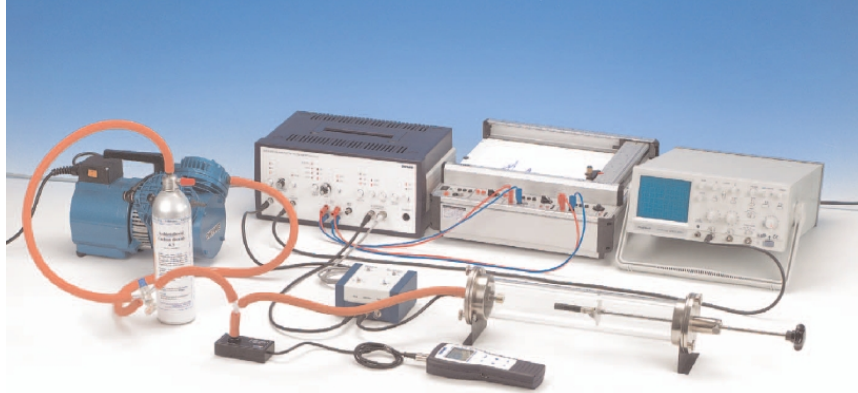


Dosah alfa částic v látce



Pomůcky: aparatura pro měření dosahu alfa částic s polovodičovým detektorem a alfa zářičem ^{241}Am , předzesilovač, analyzátor výšky pulsu, čítač pulsů, vakuometr, ventilový systém, rotační vývěva, sifonová láhev s CO_2 ,

1 Základní pojmy a vztahy

Alfa částice (jádra atomu ^4_2He), stejně jako jiné těžké nabitě částice (protony, deuterony, tritony, jádra atomu ^3_2He apod.), na své cestě látkovým prostředím především interagují s elektrony atomů látky. Jejich interakce s jádry atomů jsou málo pravděpodobné.

Alfa částice vyslané těžkými radioaktivními jádry mají počáteční kinetickou energii 4 - 6 MeV a počáteční rychlost tedy řádově $10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. Setkávají se s elektrony, které se vzhledem k nim pohybují pomalu. Protože ještě navíc jde o srážku těžké částice s lehkou, může být těžká částice odchýlena od své původní dráhy jen o velmi malý úhel. (Výpočet tohoto úhlu viz [1], př. 5.4.1 na str. 86.) Alfa částice se tedy při průletu látkou pohybuje téměř přímočaře. Při každé srážce s elektronem však ztratí určitou malou část (porci) své kinetické energie, až se úplně zastaví. Délka dráhy, kterou v látce urazí, se nazývá dosah. Kinetická energie alfa částice se spotřebovává na excitaci a ionizaci atomů látky.

Z předchozího výkladu tedy můžeme usoudit, že dosah alfa částice bude záviset na její počáteční kinetické energii T_0 , na počtu elektronů n_e v objemové jednotce látky a na střední hodnotě porce energie \bar{I} potřebné k tomu, aby některý elektron v atomu látky přeskočil na vyšší hladinu nebo byl z atomu uvolněn. (Veličina \bar{I} se nazývá střední budící potenciál atomů látky a pro výpočet jeho přibližné hodnoty se často užívá vztah $\bar{I} = 13,5 \cdot Z$ [eV], kde Z je protonové číslo atomů látky.)

Měříme-li intenzitu zkolimovaného svazku monoenergetických alfa částic v závislosti na uražené dráze v dané látce (např. ve vzduchu), zjišťujeme, že počet alfa částic, které se za určitý časový interval dostanou do vzdálenosti r od zdroje, zůstává až do určité vzdálenosti téměř konstantní a pak při malém vzrůstu vzdálenosti r rychle klesne na nulu (křivka na obrázku 1).

Z obrázku 1 vidíme, že dosah je velice dobře definovaná veličina. Když budeme sledovat závislost úbytku částic alfa na délce dr v závislosti na vzdálenosti r ($-dN(r)/dr$), zjistíme, že všechny dolétly do přibližně stejné vzdálenosti R_S s relativně malým náhodným rozptylem. Tato závislost je nakreslena na obrázku 1 a rovnice této křivky se dá napsat v gaussovském tvaru

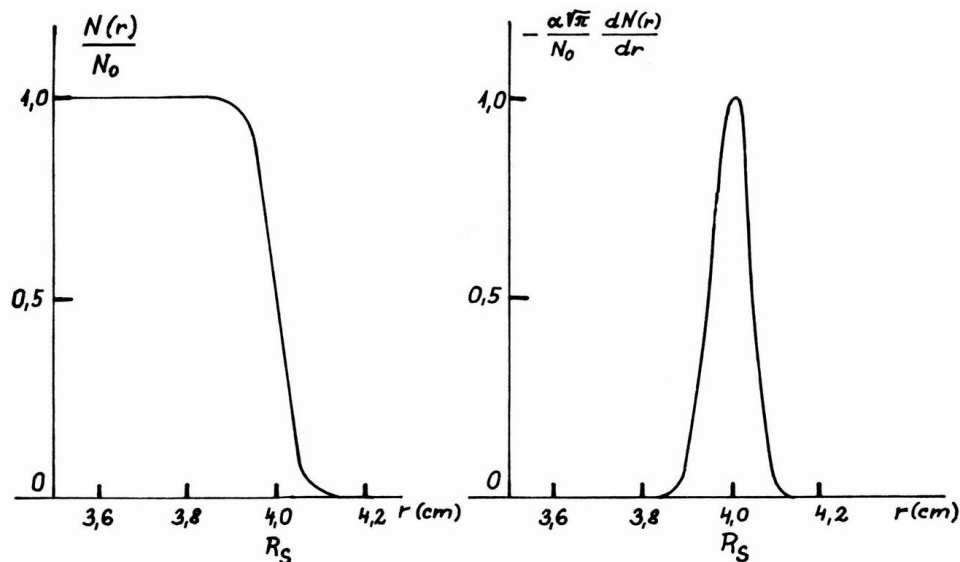
$$-\frac{dN}{dr} = \frac{N_0}{\alpha\sqrt{\pi}} \exp\left(-\frac{(r - R_S)^2}{\alpha^2}\right), \quad (1)$$

kde N_0 je počet alfa částic vyslaných zdrojem za určitý časový interval, veličina α se nazývá flukтуаční parametr a charakterizuje šířku křivky. Křivka má v bodě R_S maximum. Veličina R_S se nazývá střední lineární dosah. Mezi středním lineárním dosahem R_S alfa částic ve vzduchu a flukтуаčním parametrem platí s přesností asi 10 % empirický vztah $\alpha = 0,015 \cdot R_S$, což znamená, že flukтуаční parametr α je 1,5 % z dosahu R_S .

Dosah alfa částic, kromě veličiny R_S , charakterizujeme někdy extrapolovaným dosahem R_e , který dostaneme jako průsečík tečny ke křivce na obrázku 1 v bodě $[R_S; 0, 5]$ a osy r .

Rozptyl v hodnotách dosahu je způsoben statistickým charakterem interakcí jednotlivých alfa částic s elektrony atomů látky. Při praktickém měření je rozptyl zatížen systematickou chybou způsobenou tím, že zářiče nejsou monoenergetické a že mají konečnou vlastní tloušťku (alfa částice, které vyletují z větších hloubek, ztratí část své kinetické energie už při průchodu materiálem zářiče).

Měřením dosahu alfa částic lze určit jejich počáteční kinetickou energii, a to buď pomocí některého z empirických vztahů, které tyto veličiny svazují, nebo pomocí grafů „dosah - energie“ (viz [1] str. 71 a str. 200 až 201 nebo [3] str. 277 až 279). Tak například mezi středním lineárním dosahem R_S alfa částic ve vzduchu za normálních podmínek, který lze poměrně snadno změřit, a jejich počáteční kinetickou energií T_0 platí Geigerův empirický vztah $R_S = 0,318.T_0^{3/2}$ (R_S je v centimetrech, T_0 v megaelektronvoltech; vztah platí pro energie v intervalu 4 až 7 MeV a dosahy v intervalu 3 až 7 cm).



Obrázek 1: Závislost relativního alfa částic, které se za určitý časový interval dostanou do vzdálenosti r od zdroje, na vzdálenosti r . Rozdělení monoenergetických částic alfa kolem hodnoty R_S

Další empirická formule umožní ze změřeného dosahu alfa částic ve vzduchu za normálních podmínek vypočítat jejich dosah v látkovém prostředí s hmotnostním číslem A : $R_m = 0,56.R_S.A^{1/3}$, kde $[R_m] = \text{mg.cm}^{-2}$, $[R_S] = \text{cm}$. V této formuli se kromě středního lineárního dosahu R_S , který má rozměr délky, vyskytuje střední hmotnostní dosah R_m , který má rozměr hmotnosti dělené plochou. Střední hmotnostní dosah R_m je definován vztahem $R_m = \rho.R_S$, kde ρ je hustota látkového prostředí.

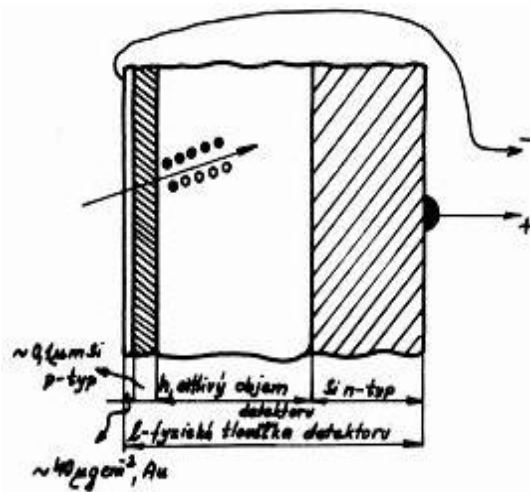
Vášim úkolem bude změřit dosah alfa částic ve vzduchu a v oxidu uhličitém v závislosti na tlaku těchto plynů. Měření provedete na aparatuře, která se skládá z těchto hlavních částí:

- zdroj alfa částic (zářič);
- detektor alfa částic;
- zařízení, které umožní spojitě měnit vzdálenost zářič - detektor;
- zařízení, které umožní v oblasti zářiče a detektoru měnit tlak vzduchu, případně do tohoto prostoru načerpat oxid uhličitý (vakuově těsná trubice, dvoucestný ventil s teflonovou kuželkou, rotační vývěva, vakuometr).
- potřebná elektronika: předzesilovač, registrační přístroj, který za daný časový interval spočítá impulsy způsobené dopadem alfa částic na detektor = čítač pulsů; ev. osciloskop na pozorování tvaru signálu).

Popíšeme si nyní jednotlivé části této aparatury.

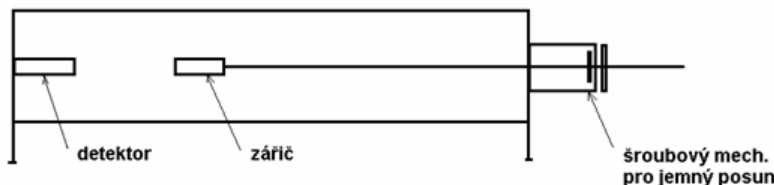
Zdroj alfa částic (označený jako EP 262) obsahuje radioaktivní látku ^{241}Am , fixovanou v tenké vrstvě na folii zalisované do duralového pouzdra tvaru válce umístěného na posuvné tyči měřícího přípravku. Aktivita etalonu je 330 kBq, což znamená, že zdroj vysílá 330000 částic alfa za sekundu do celého prostorového úhlu. Americium 241 je transuran (prvek s protonovým číslem $Z > 92$), v přírodě se nevyskytuje. Je to alfa zářič a rozpadá se s poločasem 458 roků na ^{237}Np (neptunium 237), což je rovněž alfa zářič s poločasem rozpadu je $2,14.10^6$ let. Energetické spektrum alfa záření ^{241}Am je čárové, 86% alfa částic má energii 5 486 keV, 13% energii 5 443 keV a 1% energii 5 389 keV. Pro výpočet dosahu alfa částic z jejich počáteční kinetické energie můžete předpokládat, že alfa záření ^{241}Am je monoenergetické s energií 5 480 keV.

Jako detektor je užít polovodičový křemíkový detektor s povrchovou bariérou (povrchovým $p-n$ přechodem na destičce monokrystalu křemíku typu n). Jeho schéma je na obrázku 2. Tento detektor je vlastně dioda s povrchovou bariérou. Jedna elektroda je tvořena tenkou zlatou vrstvou tloušky asi $40 \mu\text{g.cm}^{-2}$, která je napařena zepředu na velmi tenkou p -vrstvu vytvořenou leptáním a mokrou cestou na destičce monokrystalu křemíku n -typu (tloušky l). Představuje vstupní okénko do detektoru. Druhá elektroda je připojena ohmicky zezadu přímo na křemík. Přiložením inverzního předpětí se v monokrystalu křemíku vytvoří oblast bez prostorového náboje, nazývaná bariéra. Tato oblast je citlivou oblastí detektoru. Je to vlastně ionizační komůrka v pevné fázi. Vletí-li do citlivé oblasti nabitá částice a zastaví se v ní, celá její energie se spotřebuje na vytvoření řady elektron - děrových párů. (Střední energie potřebná pro vytvoření jednoho takového páru v křemíku je rovna 3,62 eV.) Zásluhou přiloženého předpětí je celkový vzniklý náboj sebrán na elektrody a na pracovním odporu vznikne napěťový impuls. Amplituda tohoto impulsu je úměrná počtu vytvořených elektron - děrových párů, a tedy i energii dopadlé alfa částice. Počet těchto impulsů odpovídá počtu dopadlých alfa částic. Energetické rozlišení detektoru je určeno statistikou



Obrázek 2: Polovodičový křemíkový detektor s povrchovou bariérou

tvorby a sběru párů v detektoru a závěrným proudem detektoru. Rozlišení pro velmi kvalitní detektory tohoto typu je rovno asi 12 keV pro těžké nabitě částice o energii okolo 5,5 MeV. Vnitřní účinnost detektoru je prakticky stoprocentní; zaregistrují se téměř všechny nabitě částice, které do citlivého prostoru detektoru vletí.



Obrázek 3: Schéma aparatury pro měření dosahu alfa částic

Zářič a detektor jsou umístěny ve skleněném válci tvořícím základ vlastní měřící aparatury (obr. 3). Detektor je umístěn pevně na čelní straně válce, zdroj pak na posuvné tyči v ose válce. Pro detailní proměření průběhu intenzity v oblasti dosahu je na konci aparatury šroubový systém s kotoučem vybaveným stupnicí číslovanou po 0.1 mm (tj. jedna celá otáčka odpovídá 0.5 mm), který po dotažení svorky znemožní volný posun. **Pokud nejde tyčí volně posouvat, je třeba nejprve povolit stavěcí šroub svorky v systému jemného posuvu!** Na stěně válce je vyznačena hrubá stupnice umožňující odečítat polohu zdroje s přesností na mm. S touto přesností tedy můžete stanovit dosah alfa částic. **Nezapomeňte k odečteným hodnotám vždy připočít vzdálenost okének zářiče a detektoru ($l_0 = 10 \text{ mm}$)!**

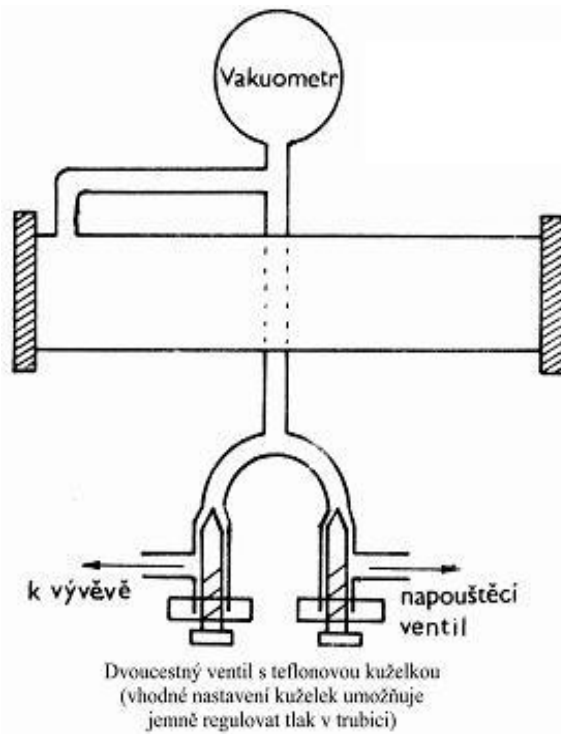
Pokud je vzdálenost l zářič - detektor menší než dosah alfa částic, dopadnou na detektor všechny alfa částice, které z daného místa na zdroji vyletí do prostorového úhlu Ω pod kterým je detektor „vidět“ z daného místa na zdroji. Počet alfa částic n , které dopadnou za sekundu na detektor v dané vzdálenosti l od bodového zářiče o aktivitě A je tedy vyjádřen vztahem $n = A \cdot g$, kde g je geometrický faktor závisející (pro dané rozměry detektoru a zářiče) pouze na l . Můžeme-li zdroj považovat za bodový, pak $g = \Omega/4\pi = S/(4 \cdot \pi \cdot l^2)$ kde S je plocha detektoru (okénko detektoru má průměr 4.5 mm).

Válec tvořící hlavní součást aparatury může být evakuován pomocí rotační vývěvy, resp. po předchozím evakuování naplněn jiným plynem z plnicí láhve (obr. 4). Tlak plynu uvnitř válce lze měřit připojeným vakuometrem, válec lze zavzdušnit povolením šroubu umístěného na levé čelní stěně válce.

2 Pracovní úkoly

1. V domácí přípravě vypočítejte

- množství ^{241}Am v zářiči užitém v experimentu (z udané aktivity a poločasu rozpadu);
- počet částic, které dopadnou na detektor užitý v experimentu za 1 s, je-li vzdálenost zářič - detektor rovna $l = 2,5 \text{ cm}$;
- střední lineární dosah alfa částic z ^{241}Am ve vzduchu za normálních podmínek ze znalosti jejich počáteční kinetické energie;



Obrázek 4: Schéma vakuové části aparatury

- (d) minimální hloubku citlivé oblasti v křemíkovém detektoru, má-li se v ní alfa částice z ^{241}Am zaručeně zastavit.
2. Změřte střední lineární dosah alfa částic vysílaných z ^{241}Am za atmosférického tlaku.
 3. Určete dosah alfa částic z ^{241}Am pro několik hodnot tlaku vzduchu menších, než je tlak atmosférický a vypočítejte pro vzduch hmotnostní dosah. Měření provádějte tak, že naleznete vzdálenost zářič - detektor, při které přestane detektor počítat (při pomalém vzdalování zářiče od detektoru), nebo začne počítat (při přibližování).
 4. Proveďte stejné měření jako v bodě 3, ale místo vzduchu do trubice napusťte oxid uhličitý. Pokuste se měřit při stejných tlacích, jaké jste si zvolili pro vzduch. Vypočítejte hmotnostní dosah pro oxid uhličitý.
 5. Ve zhodnocení
 - (a) porovnejte změřený dosah a dosah vypočtený z Geigerova vztahu;
 - (b) porovnejte střední lineární dosah alfa částic z ^{241}Am ve vzduchu a oxidu uhličitém a uveďte důvody, proč jsou rozdílné. Výsledky zkuste vysvětlit i kvantitativně;
 - (c) zjistěte, zda pro rozptyl dosahu alfa částic ve vzduchu platí empirický vzorec $\alpha = 0,015 \cdot R_S$.

3 Poznámky

1. Nastavení diskriminační hladiny a změření pozadí: Nastavte při atmosférickém tlaku vzduchu vzdálenost detektor - zářič takovou, aby na detektor alfa částice z ^{241}Am nedolétly, např. $l = 10$ cm. Protože detektor je poněkud citlivý na světlo (zejména zvolíte-li větší zesílení a jsou-li rozsvíceny stropní zářivky) zakryjte aparaturu černou látkou. Nastavte dobu načítání pulsů čítačem na maximum (10 s), zobrazená frekvence tak bude vykazovat menší statistické fluktuaace. Na analyzátoru pulsů zvolte integrální režim, tj. budete zpracovávat všechny pulsy jejichž hodnota je větší než údaj nastaven na otočném ovladači (v okénku jsou celé volty, na stupnici jsou vyznačeny setiny V, jedna celá otočka = 1 V), zvolte menší až střední zesílení pomocí knoflíkových ovladačů (označených AMPLIFICATION) umístěných v levé části analyzátoru pulsů. Vzhledem k nastavené vzdálenosti detektor-zářič přesahující dosah alfa částic jsou v této konfiguraci veškeré zpracovávané pulsy jiného původu (např. el. šum) a představují tedy nežádoucí pozadí. Jeho vliv eliminujte vhodným zvýšením diskriminační hladiny, tj. prahové hodnoty zpracovávaných pulsů, otáčením výše zmíněného otočného ovladače. Zkuste několik kombinací různých hodnot zesílení a diskriminační hladiny s cílem dosáhnout vysokého potlačení šumu při dostatečné citlivosti pro registraci alfa částic po přiblížení zdroje .
2. Nastavte vzdálenost detektor - zářič 2,5 cm (včetně mrtvé vzdálenosti 10 mm) a změřte počet impulsů. Srovnejte naměřenou hodnotu s hodnotou vypočtenou v domácí přípravě. Jak vysvětlíte případné rozdíly?

3. Naměřte závislost detekovaného počtu alfa částic za jednu sekundu na vzdálenosti l , výsledek zpracujte formou grafu s y-ovou souřadnicí úměrnou $n/g(l)$, čímž dosáhnete podobného typu jako grafu jako je na obr. 1 pro případ zkolimovaného svazku částic. Přibližný vzorec pro výpočet geometrického faktoru $g = S/(4 \cdot \pi \cdot l^2)$ lze pro naše geometrické uspořádání používat od minimální hodnoty vzdálenost detektor - zářič $l \sim 2$ cm; využijete-li tedy této aproximace tak neuvádějte výsledky měření pro menší vzdálenosti.

Reference

- [1] Z. Janout, S. Pospíšil: Úlohy z jaderné fyziky, Vydavatelství ČVUT, Praha, 1981.
- [2] Z. Korbel: Praktikum z jaderné fyziky I, SPN, Praha, 1971.
- [3] K. N. Muchin : Experimentalnaja jadernaja fizika, tom I, Moskva, Energoatomizdat, 1983.