

UNIVERZITA KARLOVA

ZÁKLADNÍ FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM

FYZIKÁLNÍ PRAKTIKUM IV.
PRO OBOR OBECNÁ FYZIKA

V. Spektrometria žiarenia α

Autor:
Samuel KOČIŠČÁK

19. novembra 2017

1 Pracovné úlohy

1. Vykonajte energetickú kalibráciu α -spektrometra a určite jeho rozlíšenie
2. Určite absolútnu aktivitu kalibračného rádioizotopu ^{241}Am
3. Zmerajte závislosť ionizačných strát α -častíc na tlaku vzduchu $\Delta T = \Delta T(P)$.
4. Určite špecifické ionizačné straty α -častíc vo vzduchu pri normálnom tlaku $-\frac{dT}{dx} = f(T)$. Porovnajte túto závislosť so závislosťou získanou pomocou empirickej formuly pre dolet α -častíc vo vzduchu za normálnych podmienok.
5. Určte energie α -častíc vylietajúcich zo vzorky obsahujúcej izotop ^{239}Pu a prímies izotopu ^{238}Pu a porovnajte ich s tabelovanými hodnotami. Stanovte relatívne zastúpenie izotopu ^{238}Pu vo vzorke s presnosťou lepšou, než 10%, ak sú $T_{1/2}(^{238}\text{Pu}) = 87,71 \text{ yr}$ a $T_{1/2}(^{239}\text{Pu}) = 24,13 \times 10^3 \text{ yr}$.

2 Teoretická časť

2.1 Základné vzťahy

Rozpady rádionuklidov sú diskkrétne udalosti, ktoré môžu pre každé pozorované jadro nastať s istou konštantnou časovou hustotou pravdepodobnosti. Zavádzame veličinu *aktivita* značenú A vzťahom:

$$A = \frac{dN}{dt}, \quad (1)$$

kde dN je počet rozpadov, ktoré vo pozorovanej makroskopickej vzorke stredne nastanú za infinitezimálny čas dt . Ak hovoríme o aktivite bez prívlastku, máme typicky na mysli absolútnu aktivitu, teda dN je počet rozpadov v celom telese. Možno, samozrejme zaviesť aj objemovú alebo hmotnostnú aktivitu, to však robiť nebudeme, ale stotožníme pojmy *absolútna aktivita* a *aktivita*.

Zavádzame veličinu *polčas rozpadu* značenú T ako čas, za ktorý dôjde k rozpadu polovice sledovaných jadier, alebo tiež ako čas, za ktorý klesne aktivita sledovaného rozpadu na polovicu.

Zavádzame veličinu *rozpadová konštanta* značenú λ vzťahom

$$\lambda = -\frac{A}{N} = \frac{\log 2}{T}, \quad (2)$$

kde N je počet pozorovaných jadier vo vzorke a \log značí prirodzený logaritmus. Pre aktivitu A v čase t potom platí vzťah

$$A(T) = A(0) \exp -\frac{\lambda}{t}, \quad (3)$$

kde $A(0)$ je aktivita v čase $t = 0$.

2.2 Geometrické vzťahy

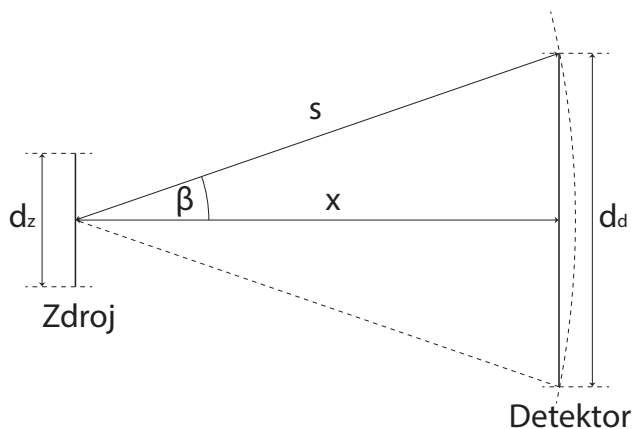
Ak citlivá plocha detektoru S vytína vzhľadom na bod, v ktorom je umiestnený zdroj žiarenia (v priblížení malého zdroja žiarenia) priestorový uhol Ω , detektor registruje za jednotku času stredne (za predpokladu, že častice nie sú cestou od zdroja do detektora zachtávané) N_r častíc, pričom pre N_r platí vzťah (za predpokladu izotropnej emisie častíc)

$$N_r = \frac{N\Omega}{4\pi}, \quad (4)$$

kde N je celkový stredný počet častíc, ktoré opustili zdroj za jednotku času a 4π je plný priestorový uhol. Analogický vzťah platí pre časovú hustotu detekcií A_r

$$A_r = \frac{A\Omega}{4\pi} \Leftrightarrow A = \frac{4\pi A_r}{\Omega}, \quad (5)$$

kde A je skutočná celková stredná aktivita zdroja.



Obr. 1: Geometria zdroja a detektora

Ak predpokladáme bodový zdroj a súosý kruhový detektor polomeru r do vzdialenosti x od tohoto zdroja, možno priestorový uhol Ω spočítať ako

$$\Omega = 4\pi \frac{S_v}{S_g}, \quad (6)$$

kde S_g je povrch celej gule $S_g = 4\pi s^2$ a S_v je povrch guľového vrchlíka zodpovedajúceho priestorovému uhlu Ω , ktorý bude pre malé uhly β rovný obsahu kruhu S_c (detektora)

$$S_v \approx S_c = \left(\frac{d_d}{2}\right)^2 \pi, \quad (7)$$

kde d_d je značené v súlade s obrázkom 1. Vzťah 6 potom nadobúda tvar

$$\Omega = 4\pi \frac{\left(\frac{d_d}{2}\right)^2 \pi}{4\pi s^2} = \pi \frac{\left(\frac{d_d}{2}\right)^2}{s^2} = \pi \frac{\left(\frac{d_d}{2}\right)^2}{\left(\frac{d_d}{2}\right)^2 + x^2} = \frac{\pi d_d^2}{d_d^2 + 4x^2}, \quad (8)$$

ktorý budeme používať. Použitím vzťahu 5 dostávame vzťah

$$A = \frac{4\pi A_r}{\frac{\pi d_d^2}{d_d^2 + 4x^2}} = 4A_r \frac{(d_d^2 + 4x^2)}{d_d^2}, \quad (9)$$

ktorý, ak sú veličiny A_r , d_d a x zaťažené chybou, udáva vzťah pre chybu σ_A aktivity A

$$\sigma_A^2 = \sigma_{A_r}^2 \left(\frac{A}{A_r}\right)^2 + 64\sigma_x^2 \left(\frac{A_r x}{d_d^2}\right)^2 + 64\sigma_{d_d}^2 \left(\frac{A_r x^2}{d_d^3}\right)^2, \quad (10)$$

kde σ_{A_r} , σ_{d_d} a σ_x sú chyby určenia A_r , d_d a x .

2.3 Špecifické ionizačné straty

Špecifickú ionizačnú stratu $f(T)$ zavádzame ako

$$f(T) = -\frac{dT}{dx}(T), \quad (11)$$

teda ako dráhovú hustotu straty kinetickej energie v závislosti na energii častice T . Braggovou krivkou $h(x)$ nazývame závislosť

$$h(x) = -\frac{dT}{dx}(x) \quad (12)$$

dráhovej hustoty straty kinetickej energie v závislosti na vzdialenosti x od zdroja.

Špecifickú ionizačnú stratu $f(T)$ (podľa 11) vieme vyjadriť pomocou Braggover krivky ak budeme chápať $x(T)$ ako funkciu energie, teda vzdialenosť od zdroja v ktorej sa nachádza častica s energiou T , ako

$$f(T) = -\frac{dT}{dx}(T) = -\frac{dT}{dx}(x(T)) = h(x(T)), \quad (13)$$

pričom $x(T)$ je inverzný vzťah k $T(x)$.

Zmenou tlaku v aparátúre možno simulovať zmenu vzdialenosti zdroja a detektora. Pre atmosférický tlak vzduchu p_a a tlak vzduchu v aparátúre p platí vzťah

$$p_a x_a = px \Leftrightarrow x_a = \frac{px}{p_a}, \quad (14)$$

kde x_a je efektívna dráha – dráha vo vzduchu atmosférického tlaku zodpovedajúca skutočnej experimentálnej dráhe x vo vzduchu skutočného pozmeneného tlaku p . Chybu určenia efektívnej vzdialenosti σ_{x_a} možno určiť podľa jednoduchého vzťahu

$$\sigma_{x_a}^2 = \sigma_{p_a}^2 \left(\frac{x_a}{p_a}\right)^2 + \sigma_p^2 \left(\frac{x_a}{p}\right)^2 + \sigma_x^2 \left(\frac{x_a}{x}\right)^2 \quad (15)$$

a výhodou tejto metódy zmeny tlaku je okrem jednoduchosti prevedenia aj to, že geometria aparatury sa nemení, čo by nebola pravda, ak by sme vzdalovali a približovali zdroj k detektoru.

Pre ľubovoľnú veličinu $X(x_a)$ závislú na vzdialenosti x_a vo vzduchu atmosférického tlaku na základe vzťahu 14 platí

$$X(x_a) = X\left(\frac{px}{p_a}\right), \quad (16)$$

kde x a p_a sú konštanty.

Pre dolet R α -častice, ktorý definujeme ako dráhu, na ktorej klesne kinetická energia T častice na nulu, vo vzduchu pri normálnych podmienkach približne platí^[5] vzťah

$$R = \xi T_0^{\frac{3}{2}}, \quad (17)$$

kde T_0 je počiatočná energia častice a $\xi = 0,31 \text{ cmMeV}^{-\frac{3}{2}} = 0,0031 \text{ mMeV}^{-\frac{3}{2}} = 9,8 \times 10^{-8} \text{ mkeV}^{-\frac{3}{2}}$. Priblíženie je platné pre častice s počítacím energiami T_0 medzi 4 MeV a 7 MeV.

Dolet R možno určiť zo vzťahu

$$R = \int_0^{T_0} \frac{1}{f(T)} dT, \quad (18)$$

kde $f(T)$ je vyššie spomenutá špecifická ionizačná strata. Zo vzťahov 17 a 18 vyplýva empirický približný vzťah

$$f(T) = \frac{2}{3\xi\sqrt{T}} \quad (19)$$

pre špecifickú stratu $f(T)$.

2.4 Pomerná aktivita

Nech je vzorka zložená z dvoch izotopov, I a J , s pomerným zastúpením prvej zložky $p_I = \frac{c_I}{c_J + c_I}$, s aktivitami A_I a A_J a polčasmi rozpadu t_I a t_J . Potom platí vzťah

$$p_I = \frac{A_I}{A_I + \frac{t_J}{t_I} A_J}, \quad (20)$$

podľa ktorého stačí poznať pomer polčasov rozpadu a aktivity jednotlivých zložiek, aby sme určili p_I . Predpokladajme, že A_I a A_J sú zaťažené chybou σ_I a σ_J , potom platí

$$\sigma_p^2 = \sigma_I^2 \left(\frac{A_J \frac{t_J}{t_I}}{(A_I + \frac{t_J}{t_I} A_J)^2} \right)^2 + \sigma_J^2 \left(\frac{A_I \frac{t_I}{t_J}}{(A_I + \frac{t_J}{t_I} A_J)^2} \right)^2, \quad (21)$$

kde σ_p je neistota v pomere p_I .

2.5 Zdroje

V súčasnosti je známych mnoho zdrojov α žiarenia s rozličnými rozpadovými konštantami. Okrem iných sú zdrojom α žiarenia aj ^{241}Am s polčasom rozpadu^[CN] $T_{241} = 432,6 \text{ yr}$, ^{238}Pu s polčasom rozpadu^[Za] $T_{238} = 87,71 \text{ yr}$ a ^{239}Pu s polčasom rozpadu^[Za] $T_{239} = 24,13 \times 10^3 \text{ yr}$.

3 Výsledky merania

3.1 Aparatúra

Meranie prebehlo v priestoroch základného fyzikálneho praktika, pri izbovej, hoc presne nemeranej teplote. Ako detektor sme použili polovodičový detektor s amplitúdovým ionizátorom *CANBERRA model B 100 AB* pripojený k počítaču, ktorý slúžil na zber dát. Barometer použitý na meranie tlaku v aparátúre mal mierku od 0 mBar po 1000 mBar, najjemnejší dielik stupnice zodpovedal 10 mBar a prístroj bol triedy presnosti 1,6.

Zdroj (^{241}Am) bol kruhového tvaru s preimerom $d_z = 6,0(5) \text{ mm}$ orientovaný súoso s detektorom taktiež kruhového tvaru, s priemerom $d_d = 12,0(5) \text{ mm}$. Zdroj a detektor boli vzdialené $x = 27(1) \text{ mm}$.

Napätie na zdroji pre detektor bolo po konzultácii s asistentom v praktiku ponechané na pôvodne prednastavenej hodnote 60(10) V, táto hodnota je len veľmi orientačná, keďže je odčítaná s presnosťou na 1 platnú cifru z displeja na zdroji.

3.2 Kalibrácia detektora

Detektor sme skalibrovali meraním energie dopadov α častíc pochádzajúcich z izotopu ^{241}Am na detektor po presne neurčenú dobu dlhšiu, než 500 s v maximálne evakuovanej aparátúre. Keďže vieme, že energia najvýznamnejšieho vrcholu je 5485,7 keV, stotožnili sme najvýraznejší vrchol s touto hodnotou, čím bol prístroj skalibrovaný.

3.3 Absolútna aktivita

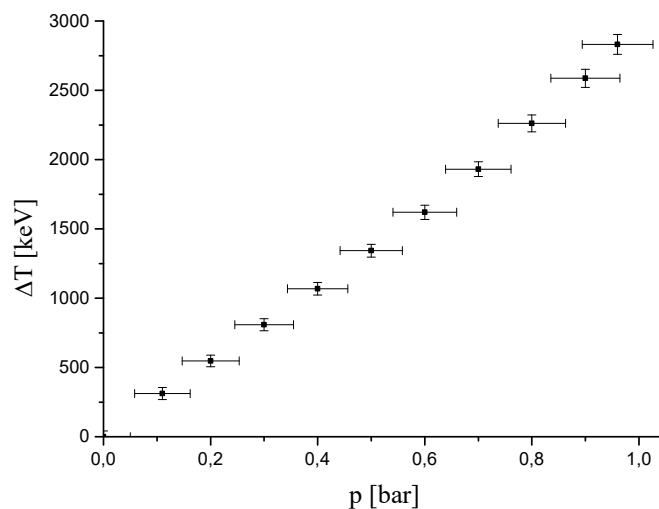
Absolútnu aktivitu zdroja ^{241}Am určíme pomocou vzťahu 9, no potrebujeme poznať A_r , teda časovú hustotu detekcií. Keďže sme vykonali viacero meraní s trvaním 300 s, výsledok spresíme tým, že budeme pracovať s priemernou hodnotou. Každé meranie bolo síce vykonané pri inom tlaku vzduchu, no pri všetkých meraniach sa dostali na detektor všetky elektróny, keďže ich energia bola niac než dostatočná na prelet vzdialenosti x vo vzduchu. Z desiatich meraní (kompletné dáta v prílohe) sme získali priemer dopadov $N_r = 29\,100(500)$ za 300 s, čo zodpovedá časovej hustote detekcií $A_r = 97(2) \text{ bq}$. Podľa vzťahu 9 sme určili celkovú aktivitu A na

$$A = 8200(200) \text{ bq}, \quad (22)$$

pričom chyba je určená podľa vzťahu 10.

3.4 Závislosť ionizačných strát na tlaku vzduchu

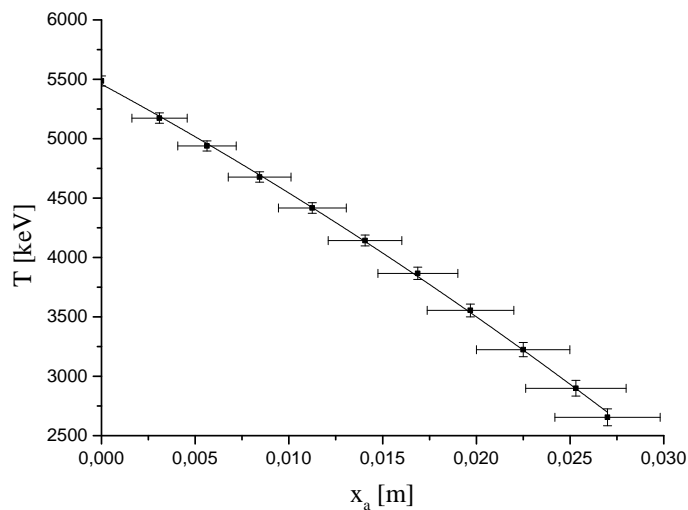
Pomocou spomenutého polovodičového detektora pripojeného k počítaču sme merali spektrum energií dopadajúcich α -častíc, pre nulový tlak (najnižší možný) trvalo meranie približne 500 s, pre vyšie tlaky presne 300 s. Program na zaznamenávanie dát preložil nameranými energiami Gaussovský fit (tvaru $y = c_1 \exp(-c_2(x - c_3)^2)$), pre každý zber dát (jeden tlak) zvlášť. Do grafu na obrázku ?? sme spracovali ťažiská a FWHM oných fitov, keďže ťažisko určuje najpravdepodobnejšiu energiu dopadajúcej častice a z FWHM možno jednoducho, podľa vzťahu $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \ln 2}}$ určiť smerodajnú odchýlku určenia energie častice.



Obr. 2: Závislosť ΔT α -častice na p pri konštantnej vzdialenosti x

3.5 Špecifické ionizačné straty

Pri rôznych tlakoch vzduchu sme merali energiu častíc zaznamenaných detektorom, teda závislosť $T(p)$. Na určenie Braggovej krivky $h(x_a)$ potrebujeme určiť závislosť $T(x_a)$, na čo sme použili vzťahy 14 a 15. Určenú závislosť možno vidieť v grafe na obrázku 3.

Obr. 3: Závislosť T α -častice na efektívnej dráhe x_a

Závislosť z grafu na obrázku 3 je preložená polynómom druhého rádu predpisu

$$T = ax_a^2 + bx_a + c \quad (23)$$

s koeficientmi

$$a = -600(100) \text{ MeVm}^{-2}, \quad (24)$$

$$b = -85(3) \text{ MeVm}^{-1}, \quad (25)$$

$$c = 5,46(2) \text{ MeV}, \quad (26)$$

kde hodnoty neistôt sú určené fitovaním.

Braggova krivka je podľa 12 záporne vzatá derivácia krivky uvedenej v grafe na obrázku 3. Krivku zo vzťahu 23 sme zderivovali na

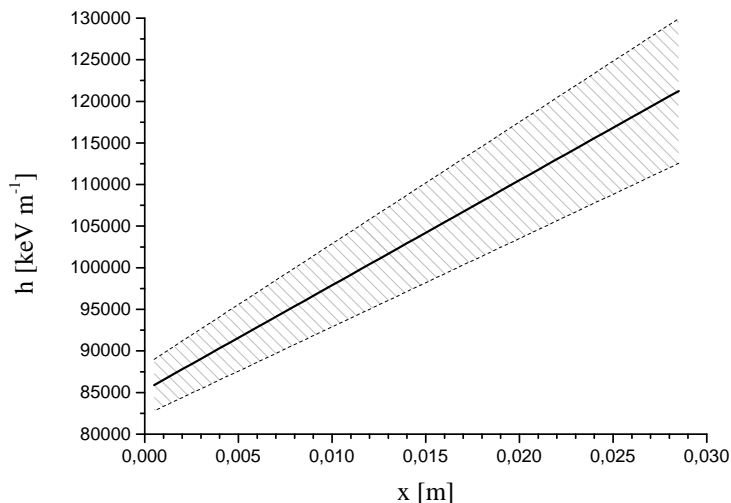
$$h(x_a) = -Ax_a - B, \quad (27)$$

s koeficientmi

$$A = -1200(200) \text{ MeVm}^{-2}, \quad (28)$$

$$B = -85(3) \text{ MeVm}^{-1}, \quad (29)$$

a aj s neistotou je zakreslená v grafe 4.



Obr. 4: Braggova krivka α -častíc z ^{241}Am

Pomocou vzťahu 13 chceme určiť špecifickú ionizačnú stratu. Vzťah $x(T)$ nájdeme ako inverziu ku vzťahu 23 (pričom $x_a \equiv x$):

$$T = ax_a^2 + bx_a + c \Rightarrow x_a = -\frac{\sqrt{b^2 + 4a(T - c)} + b}{2a}, \quad (30)$$

pričom oproti druhému riešeniu, $x = \frac{\sqrt{b^2 + 4a(T - c)} - b}{2a}$, sme uvedené vybrali na základe oboru hodnôt, v ktorom pracujeme (meraný interval). Platí potom:

$$f(t) = h(x_a(T)) = -Ax_a(T) - B = A\frac{\sqrt{b^2 + 4a(T - c)} + b}{2a} - B, \quad (31)$$

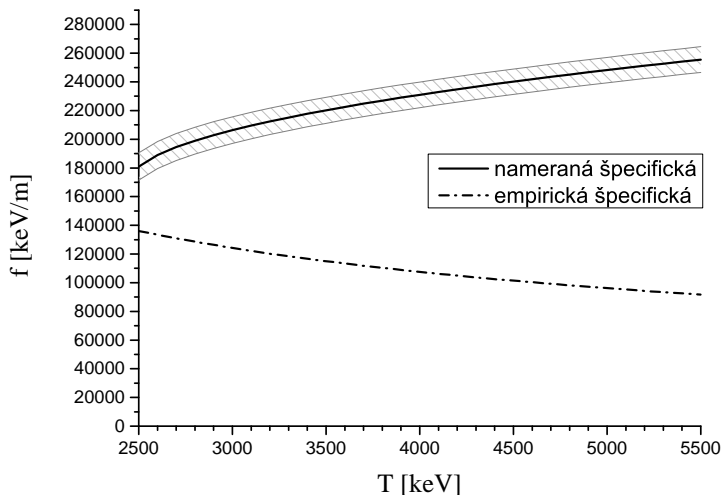
a teda aj

$$f(T) = \sqrt{b^2 + 4a(T - c)} - 2b, \quad (32)$$

táto $f(T)$ je aj s neistotou σ_f dopočítanou podľa

$$\sigma_f^2 = \sigma_b^2 \left(2 - \frac{b}{\sqrt{b^2 + 4a(T - c)}} \right)^2 + \sigma_a^2 \frac{4(T - c)^2}{b^2 + 4a(T - c)} + \sigma_c^2 \frac{4a^2}{b^2 + 4a(T - c)} \quad (33)$$

zakreslená v grafe na obrázku ??.



Obr. 5: Špecifická ionizačná strata α -častíc z ^{241}Am vo vzduchu

Okrem nameranej závislosti je v grafe na obrázku 5 aj empirická závislosť podľa 19. Aj keď odhad to nie je úplne zlý, nemožno konštatovať zhodu s modelom. K tomu sa vrátíme v diskusii.

3.6 Plutónium

Meraním s rovnakou aparátúrou, no so zdrojom v najbližšej možnej polohe pri detektore a s maximálne evakuovanou aparátúrou sme častice zaznamenávali po dobu 500 s. Podarilo sa nám identifikovať 2 jasné maximá v energetickom spektre, na hodnotách sugestívne označených T_{239} a T_{238} :

$$T_{239} = 5120(60) \text{ keV} \quad (34)$$

a

$$T_{238} = 5470(60) \text{ keV}, \quad (35)$$

kde sme neistoty určili opäť podľa vzťahu $\sigma = \frac{FWHM}{2\sqrt{2 \ln 2}}$. To, že T_{239} prislúcha izotopu ^{239}Pu a T_{238} prislúcha izotopu ^{238}Pu sme určili podľa približného grafu energetického spektra pri počítači.

Podľa [P239] je energia α -častíc po rozpade ^{239}Pu 5,156 MeV, čo je v dobrej zhode s nameranou hodnotou.

Podľa [P238] je energia α -častíc po rozpade ^{238}Pu 5,593 MeV, čo sedí s nameranou hodnotou približne, no je to mimo intervalu neistoty. K tomuto sa vrátíme v diskusii.

Pomerné zastúpenie určíme jednoducho: za 500 s sme detekovali $N_{239} = 95\,100(300)$ rozpadov ^{239}Pu a $N_{238} = 860(30)$ rozpadov ^{238}Pu . Neistoty v počte sú dané záznamovým softvérom, ktorý udal relatívnu chybu určenia počtu udalostí. Táto relatívna chyba je bezozmeny prenesená aj na dopočítané aktivity:

$$A_{239} = 190,2(6) \text{ bq} \quad (36)$$

a

$$A_{238} = 1,72(6) \text{ bq}, \quad (37)$$

ktoré možno dosadiť do vzťahu 20 a 21 a určiť tak pomerné zastúpenie izotopu ^{238}Pu vo vzorke. Skutočne:

$$p_{238} = 3,29(4) \times 10^{-5}, \quad (38)$$

pričom polčasy rozpadu poznáme z [Za].

4 Diskusia výsledkov

Meranie geometrických parametrov aparátúry bolo značne nepresné, keďže sme niektoré rozmery podľa pokynov vyučujúceho nesmeli odmerať priamo, aby nedošlo k poškodeniu zdroja alebo detektora. Zdroj aj detektor mali mierne do tela zapustenú citlivú plochu, toto zapustenie nebolo možné odmerať, preto bolo iba odhadnuté a pripočítané k nepresnosti určenia pomerov, čo je dôvodom na takto veľké nepresnosti (0,5 mm resp. 1 mm).

Pri evakuovaní a dopúšťaní aparátúry muselo nutne dôjsť k zmene jej teploty, no keďže tepelné rozmazanie energií je zanedbateľné, toto nemalo vplyv na meranie. Každopádne, nemožno vyhlásiť, že namerané krivky platia pre vzduch izbovej teploty, keďže túto sme nemerali a pravdepodobne bola teda iná pre každý meraný bod.

Ak je hodnota napätia na zdroji pre detektor v správnom rozmedzí, prístroj funguje správne. Študijný text [St] odporúča použiť napätie okolo 50 V. V tomto prípade nám neostáva iná možnosť, než dôverovať vyučujúcim v praxi, že uvedená použitá hodnota 60(10) V vyhovuje.

Pri samotnej kalibrácii sme peak zložitejšej štruktúry preložili jednou gaussovskou funkciou, čo je pomerne hrubé, keďže sme následne vrchol peaku stotožňovali s energiou pripísanou najvýraznejšiemu z menších peakov na balíku, nie ťažisku balíku. Kalibrovali sme len jediným bodom, čo je veľmi nepresné, keďže stotožniť nulovú energiu s nulovou pozorovanou energiou nič neznamená, ide len o silný predpoklad, že zariadenia má lineárnu a nie afinnu charakteristiku výstupu.

V prílohe možno vidieť opísané údaje zo štítkov krabičiek, o ktorých sa autor domnieva, že patria k meraným vzorkám. Ak to tak je, nameraná aktivita je značne nižšia, než by mala byť – podľa 9 mala vyjsť 4960 po 6 rokoch a 10 mesiacoch, čo zodpovedá času od merania vzorky. Je možné že krabička nebola od správej vzorky, no pravdepodobnejšie je, že priblíženie bodového zdroja nebolo dostatočne presné, v geometrii aparátúry pracujeme s uhlami okolo 12° , čo je za hranicou toho, čo možno ešte nazvať malým uhlom.

Podľa grafu na obrázku 5 naše meranie nesedí s empirickým modelom. Nezhoda je menšia pre malé energie, no narastá na takmer trojnásobok meranej hodnoty oproti predpovedanej. Rádová zhoda je indikátorom, že chybná nie je naša metodika, ale iba model je nepresný.

Energia rozpadu ^{238}Pu nesedí s tabuľkovou hodnotou, čo je pravdepodobne spôsobené podobným efektom, na ktorý sme upozornili v súvislosti s kalibráciou, teda že ťažisko balíku energií nie je všeobecne totožné s polohou najvyššieho peaku. Precíznejšia analýza je potrebná na určenie energie T_{238} , takto má meranie len informatívny charakter.

5 Záver

Úspešne sme skalibrovali detektor α -častíc.

Určili sme absolútnu aktivitu zdroja ^{241}Am na $A = 8200(200)$ bq.

Zmerali sme závislosť ionizačných strát na tlaku vzduchu a závislosť sme vyniesli do grafu.

Určili sme špecifické ionizačné straty α -častice vo vzduchu pri normálnom tlaku a túto túto sme porovnali s empirickým modelom.

Určili sme energiu α -častíc z rozpadu izotopov ^{239}Pu a ^{238}Pu na

$$T_{239} = 5120(60) \text{ keV} \quad (39)$$

a

$$T_{238} = 5470(60) \text{ keV} \quad (40)$$

a určili sme pomerné zastúpenie ^{238}P na hodntu

$$p_{238} = 3,29(4) \times 10^{-5}, \quad (41)$$

teda s odchýlkou menšou, než 2 %.

6 Zoznam použitej literatúry

- [St] Kolektív ZFP KVOF MFF UK. *Študijný text k meraniu: Spektrometria žiarenia α* . [cit. 2017-10-13]. URL: <http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/_media/zadani/texty/txt_405.pdf>.
- [CN] IAEA - Nuclear Data Section. *Live Chart of Nuclides: nuclear structure and decay data*. [cit. 2017-10-13]. URL: <<https://www-nds.iaea.org/relnsd/vcharthtml/VChartHTML.html>>.
- [Za] Kolektív ZFP KVOF MFF UK. *Zadání: (A5) Spektrometrie záření α* . [cit. 2017-10-13]. URL: <<http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp/zadani/405>>.
- [P238] Kolektív WIKIMEDIA project. *Wikipedia: Plutonium-238* [cit. 2017-10-17]. URL: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Plutonium-238>>.
- [P239] Kolektív WIKIMEDIA project. *Wikipedia: Plutonium-239* [cit. 2017-10-17]. URL: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Plutonium-239>>.