

Oddělení fyzikálních praktik při Kabinetu výuky obecné fyziky MFF UK

Praktikum IV

Úloha č. **A 5**

Název: **Spektrometrie záření α**

Pracovala: Jana Hrudíková stud.sk.: FOF dne: 20.12. 2006

Odevzdala dne:

Hodnocení:

Připomínky:

kapitola referátu	možný počet bodů	udělený počet bodů
Teoretická část	0 - 3	
Výsledky měření	0 - 10	
Diskuse výsledků	0 - 4	
Závěr	0 - 2	
Seznam použité literatury	0 - 1	
Celkem	max. 20	

Posuzoval:.....

dne:

Pracovní úkol:

1. Proved'te energetickou kalibraci α -spektrometru a určete jeho rozlišení.
2. Určete absolutní aktivitu kalibračního radioizotopu ^{241}Am .
3. Změřte závislost ionizačních ztrát α -částic na tlaku vzduchu $\Delta T = \Delta T(P)$.
4. Určete specifické ionizační ztráty α -částic ve vzduchu při normálním tlaku - $dT/dx = f(T)$. Srovnajte tuto závislost se závislostí získanou pomocí empirické formule pro dolet α -částic ve vzduchu za normálních podmínek.
5. Určete energie α -částic vylétujících ze vzorku obsahujícím izotop ^{239}Pu a příměs izotopu ^{238}Pu a porovnejte je s tabelovanými hodnotami. Stanovte relativní zastoupení izotopu ^{238}Pu ve vzorku s přesností lepší než 10%, jsou-li $T_{1/2}(^{238}\text{Pu}) = 84,74$ let a $T_{1/2}(^{239}\text{Pu}) = 24120$ let.

Teorie:

Záření alfa je tvořeno jádery helia, které mají klidovou energii $m_{\alpha}c^2 = 3,728$ GeV. Při průchodu látkou ionizují alfa částice okolní atomy, čímž ztrácejí kinetickou energii T . Tyto ztráty jsou popsány tzv. specifickou ztrátou :

$$-\frac{dT}{dx} = f(T) \quad (1)$$

Se zvětšující se dráhou částice v prostředí ionizace roste do maxima a pak prudce klesá k 0. Vzdálenost, po které vymizí ionizace a částice se zastaví, se nazývá zbytkový dolet. Pro dolet R částice v látce platí vztah :

$$R = \int_0^R dx = \int_0^{T_0} \frac{dT}{f(T)} = R(T_0) \quad (2)$$

Pro zbytkový dolet α částic o kinetické energii $T_0 \in \langle 4,7 \rangle \text{ MeV}$ ve vzduchu za normálních podmínek byla určena empirická závislost :

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

kde $\xi = 0,31 \text{ cm} \cdot \text{MeV}^{-\frac{3}{2}}$.

Ze vztahů (2) a (3) plyne teoretická závislost $f(T)$:

$$f(T) = \frac{2}{3\xi\sqrt{T}} \quad (4)$$

Předpokládáme, že rozdělení kinetických energií zaregistrovaných částic má tvar Gaussovy křivky. Pološířku této křivky nazýváme rozlišení spektrometru Γ . Pro odhad rozlišení a jeho chyby platí vztahy :

$$\Gamma = 2S\sqrt{2\ln 2} \quad (5)$$

$$\sigma_{\Gamma} = 2S\sqrt{\frac{\ln 2}{n-1}} \quad (6)$$

kde S^2 je výběrový rozptyl bodů naměřeného histogramu a n počet částic naměřeného histogramu.

Absolutní aktivita ^{241}Am je úměrná frekvenci zachycených částic detektorem. Detektor je schopen detekovat částice jen v omezeném prostorovém úhlu. Aktivitu musíme přepočítat na celý prostorový úhel. Předpokládáme-li, že radioizotop vyzařuje do všech směrů stejně, lze aktivitu určit jako podíl povrchu koule o poloměru l (tj. vzdálenost zářiče od detektoru) a efektivní plochy detektoru P vynásobený frekvencí detekovaných částic (při dostatečně velkém l a malém P je možné zanedbat rozdíl mezi rovinnou plochou detektoru a kulovým vrchlíkem). Pro absolutní aktivitu tedy platí vztah :

$$A = \frac{N}{t} \frac{4\pi l^2}{P} \quad (7)$$

kde n je počet detekovaných částic a t doba měření.

Pro počet rozpadlých jader dN za dobu dt platí vztah :

$$dN = \lambda N dt = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} N dt \quad (8)$$

kde N je celkový počet nerozpadlých jader a $T_{1/2}$ – poločas rozpadu.

Použitím vztahu (8) dostaneme pro relativní zastoupení radioizotopů ve vzorku vztah :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{dN_1}{dN_2} \frac{T_{1/2}^1}{T_{1/2}^2} \quad (9)$$

přičemž měření dN musí probíhat po dobu mnohem menší než $T_{1/2}$.

Vypracování:

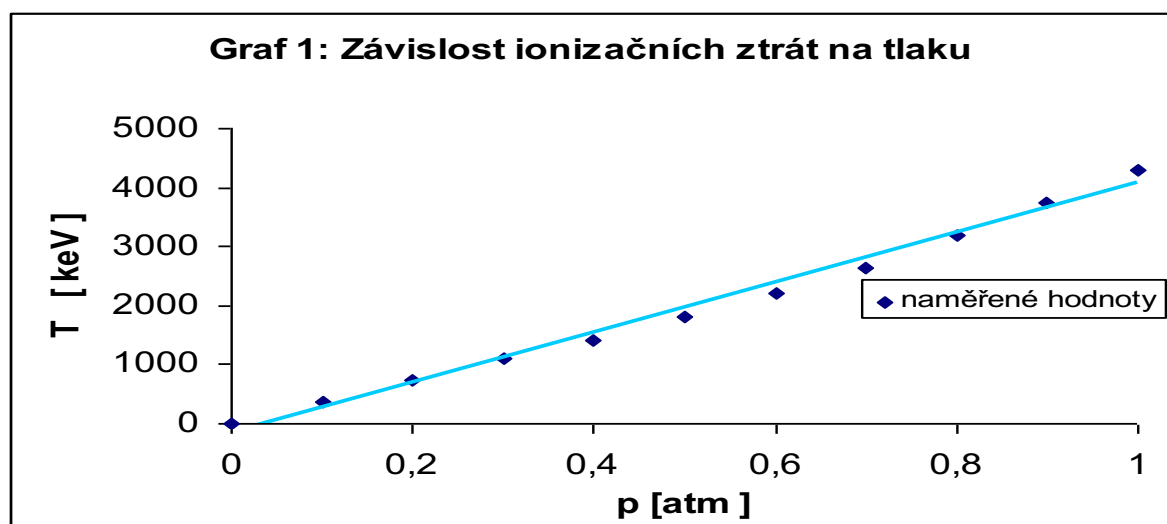
Nejdříve jsem provedla energetickou kalibraci α -spektrometru. Ve vakuu jsem proměřila jediný peak ve spektru americia a přiřadila mu energii 5845,74 keV. Kalibrační funkci spektrometru jsem předpokládala v lineárním tvaru.

Dále jsem proměřovala závislost ionizačních ztrát α -částic na tlaku vzduchu $\Delta T = \Delta T(p)$. Doba expozice byla při všech měřeních nastavena $\tau = 500$ s. Program na pc mi určil také pološířku peaků r , počet detekovaných částic N a energii T , ve které se nacházela těžiště peaků. Naměřené hodnoty jsou zapsány v tabulce 1. Třída přesnosti použitého tlakoměru byla 2,5%, ale chybu naměřených tlaků odhaduji o něco větší. Chybu určení N odhaduji jako chybu Poissonova rozdělení, tedy jako \sqrt{N} .

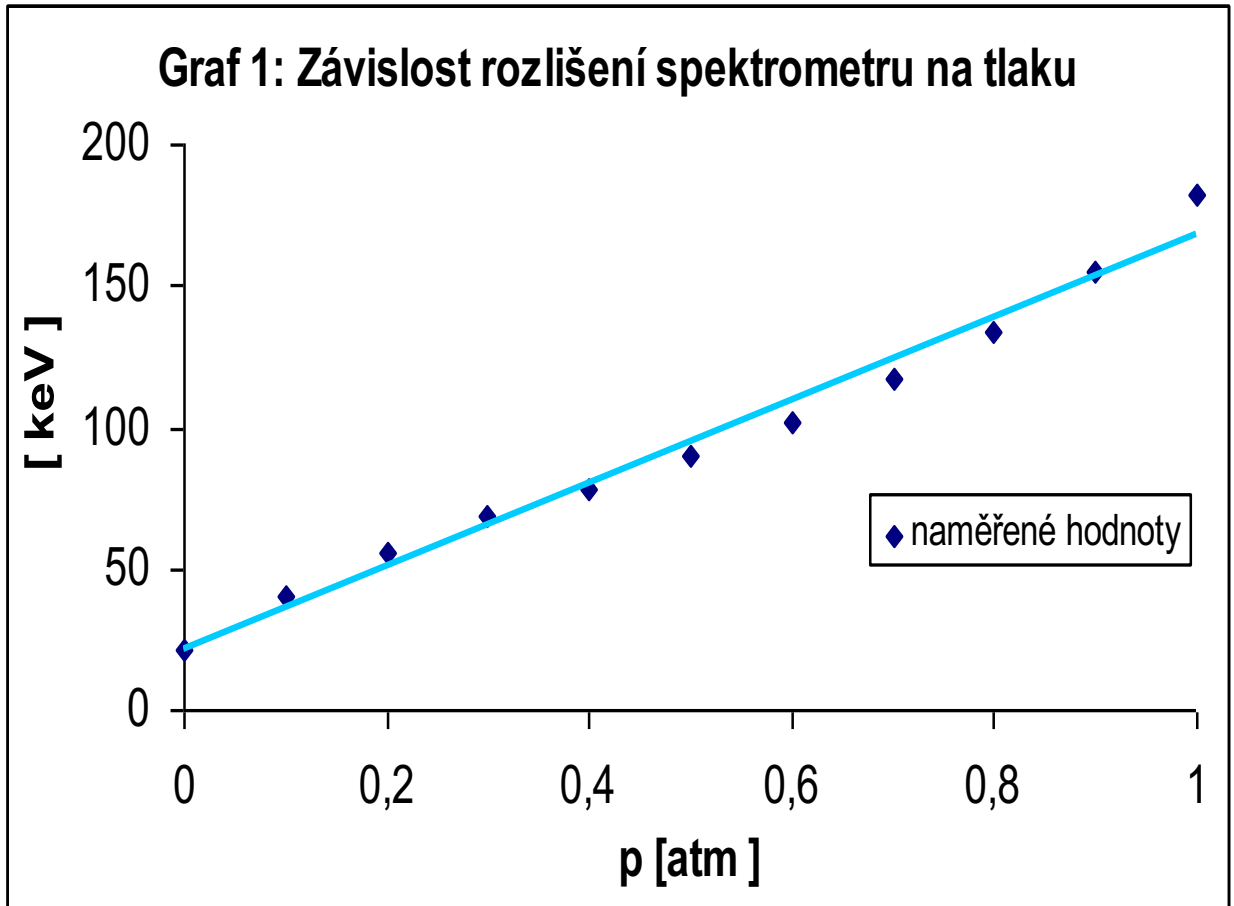
Počáteční kinetická energie α -částic je rovna energii těžiště peaku při nulovém tlaku, tedy $T_0 = 5485,25$ keV. Ionizačními ztrátami se pak rozumí rozdíl této energie a energií naměřených při jednotlivých tlacích. Závislost ionizační energie na tlaku v aparatuře je vynesena v grafu 1.

Tlak[atm]	Těžiště peaku T [keV]	Pološířka r [keV]	Počet pulsů N
0,0	5485,25	21,64	27291 \pm 165
0,1	5130,99	40,62	26165 \pm 162
0,2	4759,20	55,97	25022 \pm 158
0,3	4393,68	68,15	24945 \pm 158
0,4	4063,25	77,75	22992 \pm 152
0,5	3670,42	89,77	23570 \pm 154
0,6	3263,65	101,92	23352 \pm 153
0,7	2836,70	116,66	22710 \pm 151
0,8	2297,36	134,25	19945 \pm 141
0,9	1742,52	154,78	17775 \pm 133
1,0	1175,77	182,10	13884 \pm 118

Tabulka 1: Naměřená data pro závislost ionizačních ztrát α -částic na tlaku vzduchu
 $\Delta T = \Delta T(p)$



Rozlišení α -spektrometru je určeno pomocí naměřených pološířek peaků, které jsou v závislosti na tlaku zakresleny v grafu 2. Chyba σ_r je dána vztahy (5) a (6).



Zjistila jsem rozměry aparatury a podle vztahu (7) jsem určila absolutní aktivitu kalibračního radioizotopu ^{241}Am za nulového tlaku. Plocha detektoru $P = 100 \text{ mm}^2$, vzdálenost vzorku od detektoru $l = (35 \pm 2) \text{ mm}$. Určila jsem $A = (6,2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

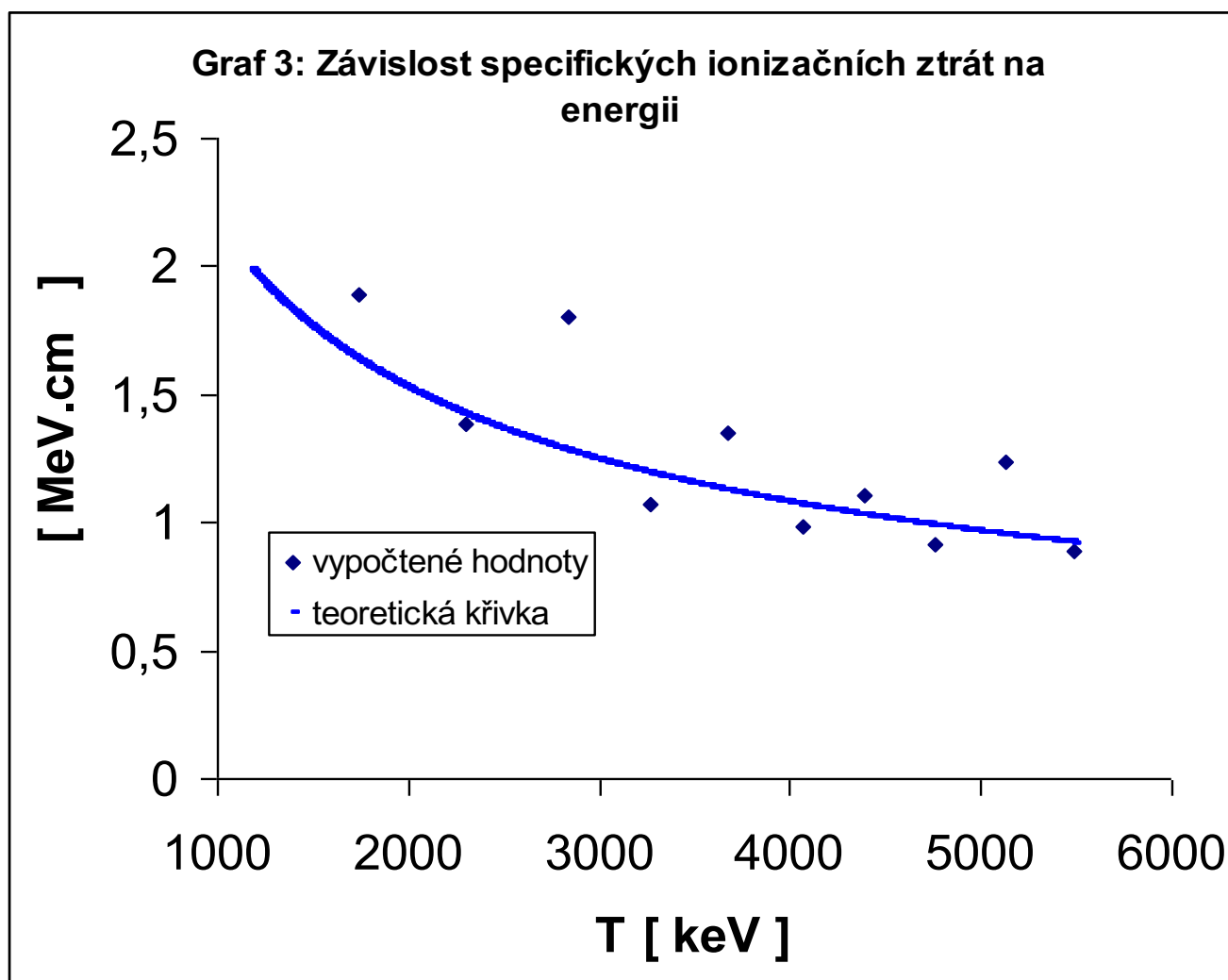
Dále jsem určovala specifické ionizační ztráty α -částic ve vzduchu při normálním tlaku $-dT/dx = f(T)$. K tomu jsem potřebovala přepočítat vzdálenost vzorku od detektoru při atmosférickém tlaku p_{atm} odpovídající příslušnému tlaku v aparatuře p : $x = l \frac{P}{P_{atm}}$.

Příslušnou derivaci dT/dx jsem určila numericky pomocí vztahu $\left(\frac{dT}{dx}\right)_i = \frac{T_{i+1} - T_i}{x_{i+1} - x_i}$.

Vypočtené hodnoty jsou zapsány v tabulce 2 a zakresleny do grafu 3. Do grafu 3 jsem vynesla také teoretickou závislost podle vztahu (4). Chyba určení této derivace je velmi velká, protože v uvedeném vztahu jsou odečítány 2 navzájem velmi blízké hodnoty, každá z nich je zatížena nezanedbatelnou chybou.

Tlak p [atm]	Vzdálenost x [cm]	Těžiště peaku T [keV]	$-\frac{dT}{dx}$ [MeV.cm ⁻¹]	$(-\frac{dT}{dx})_{\text{teor}}$ [MeV.cm ⁻¹]
0	0,00	5485,00	0,885	0,918
0,1	0,40	5131,00	1,24	0,949
0,2	0,70	4759,00	0,913	0,986
0,3	1,10	4394,00	1,103	1,026
0,4	1,40	4063,00	0,983	1,067
0,5	1,80	3670,00	1,353	1,123
0,6	2,10	3264,00	1,068	1,19
0,7	2,50	2837,00	1,8	1,277
0,8	2,80	2297,00	1,385	1,419
0,9	3,20	1743,00	1,89	1,629
1	3,50	1176,00		

Tabulka 2: Specifické ionizační ztráty



Nakonec jsem vzorek americia nahradila vzorkem plutonia, který obsahoval izotop ^{239}Pu a příměs izotopu ^{238}Pu . PC provedl analýzu naměřených peaků:

$$\text{Naměřené hodnoty} \quad \begin{array}{l} T_{^{239}\text{Pu}} = (5137,75 \pm 0,2)\text{keV} \\ T_{^{238}\text{Pu}} = (5481,12 \pm 0,2)\text{keV} \end{array} \quad \begin{array}{l} dN_{^{239}} = (86318 \pm 294) \\ dN_{^{238}} = (1731 \pm 42) \end{array} \text{ s}$$

jsou blízké tabelovaným hodnotám $(T_{^{239}})_{\text{tab}} = 5142,90\text{keV}$
 $(T_{^{238}})_{\text{tab}} = 5499,21\text{keV}$

Poměr obou složek vypočtu pomocí vztahu (9):

$$\frac{N_{^{239}}}{N_{^{238}}} = \frac{dN_{^{239}}}{dN_{^{238}}} \frac{T_{1/2}^{^{239}}}{T_{1/2}^{^{238}}} = \frac{86318}{1731} \frac{24120\text{let}}{87,74\text{let}} = (13708 \pm 333) \approx (14 \pm 0,3) \cdot 10^3 \text{ s relativní}$$

chybou 2%.

Diskuse:

Nejdříve jsem okalibrovala spektroskop. Zde jsem předpokládala, že je soustava lineární a navíc že nulovému kanálu odpovídá nulová energie. Určila jsem absolutní aktivitu zářiče za použití aproximace, že zářič je bodový a okénko detektoru je kulovým vrchlíkem. Podle tabulky 1 a grafu 2 se rozlišení spektrometru (pološířka rozdělení) zvyšuje se zvyšujícím se tlakem. To je způsobeno větším počtem interakcí α -částic během cesty k detektoru. Dle očekávání také ionizační ztráty α -částic s přibývajícím tlakem rostou (graf 1).

Závislost specifických ionizačních ztráty α -částic dobře (v rámci chyby měření) vystihuje vztah (4). Avšak chyby jsou velmi velké, což je způsobeno především nepřesným měřením tlaku p .

Střední energie α -záření ^{239}Pu a ^{238}Pu se v rámci chyby neshodují s teoretickými, jsou jim však blízké. To je možné vysvětlit nedostatečným vyčerpáním vzduchu v aparatuře.

Závěr:

Provedla jsem kalibraci α -spektrometru a určila závislost jeho rozlišení na tlaku (graf 2). Určila jsem absolutní aktivitu zářiče: $A = (6,2 \pm 0,2) \cdot 10^3 \text{ s}^{-1}$.

Proměřila jsem závislost ionizačních ztrát α -částic na tlaku (tabulka 1, graf 1).

Určila jsem specifické ionizační ztráty α -částic $-dT/dx = f(T)$. Tuto závislost jsem porovnávala s teoretickou (tabulka 2, graf 3).

Změřila jsem energie α -částic vyletujících ze vzorku obsahujícího izotopy ^{239}Pu a

$$^{238}\text{Pu}: \quad \begin{array}{l} T_{^{239}\text{Pu}} = (5137,75 \pm 0,2)\text{keV} \\ T_{^{238}\text{Pu}} = (5481,12 \pm 0,2)\text{keV} \end{array}$$

Tabulkové hodnoty energií jsou:

$$\begin{array}{l} T(^{239}\text{Pu}) = 5142,9 \text{ keV} \\ T(^{238}\text{Pu}) = 5499,21 \text{ keV} \end{array}$$

Stanovila jsem relativní zastoupení izotopů ve vzorku: $\frac{N_{^{239}}}{N_{^{238}}} = (14 \pm 0,3) \cdot 10^3$ s relativní chybou určení 2%.

Literatura : [1] studijní text k úloze A5 (na <http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp>)