

Oddělení fyzikálních praktik při Kabinetu výuky obecné fyziky MFF UK

Praktikum 4

Úloha č. A 08

Název: Absorpce beta-záření. Určení energie beta-rozpadu měřením absorpce emitovaného záření.

Pracoval: Mária Šoltésová stud.sk.: F-14 dne: 8.11.2006

Odevzdal 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:

Pracovná úloha:

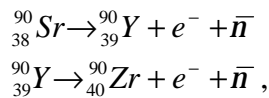
1. V tejto úlohe sa používa žiarič ^{50}Sr , ktorý sa rozpadá podľa schémy v [1] na obr. 5. Spektrum emitovaných elektrónov je superpozíciou dvoch β -spektier a absorpcia musí mať tvar

$$N(d) = N^{(1)}(0) \exp\left(-\frac{m(E_0^{(1)})}{\rho} d\right) + N^{(2)}(0) \exp\left(-\frac{m(E_0^{(2)})}{\rho} d\right) + N_B$$

kde $N^{(1)}(0)$ resp. $N^{(2)}(0)$ je počet elektrónov z 1. resp. 2. rozpadu registrovaný za zvolený časový interval, $E_0^{(1)}$ resp. $E_0^{(2)}$ je maximálna energia z 1. resp. 2. β -spektia a N_B je pozadie. Vašou úlohou je určiť hodnoty $E_0^{(1)}$ a $E_0^{(2)}$ z nameranej absorpčnej krivky, a to ako z absorpčných koeficientov, tak z maximálnych doletov. K dispozícii budete mať okienkový Geiger-Müllerov detektor, súpravu s čítačom a sadu hliníkových absorbátorov. Vonkajšie pozadie bude redukované oloveným tienením žiariča-absorbátoru-detektoru.

Teoretická časť:

V tejto úlohe sa používa žiarič ^{90}Sr . V použitom vzorku dochádza k dvom β -rozpadom :



spektrum emitovaných elektrónov je teda superpozíciou dvoch β -spektier. Energetické spektrum vyletujúcich elektrónov je spojité. Je to spôsobené tým, že súčasne s elektrónom sa emituje ešte antineutríno, neutrálna častica s takmer nulovou pokojovou hmotnosťou, ktorá odnáša časť energie. Dôležitou veličinou charakterizujúcou β -žiarenie je jeho maximálna energia E_0 , ktorá zodpovedá prípadu, keď si elektrón odnáša takmer všetku energiu.

Elektróny emitované pri β -rozpade majú energiu typicky $10^4 - 10^7$ eV. Pri ich prechode látkou dominujú nasledujúce procesy:

1. pružné zrážky s jadrami
2. interakcie s atomárnymi elektrónmi, ktorí vedú k excitácii alebo ionizácii atómov.

Počet elektrónov detegovaných za určitý čas detektorom tieneným určitou vrstvou materiálu je ovplyvnený oboma týmito procesmi: časť elektrónov sa v materiáli zabrzdí, časť sa odchýli a tiež nedopadne do detektora.

Tvar absorpčnej krivky závisí na energetickom spektre absorbovaných elektrónov. Absorpcia elektrónov so spojitým spektrom emitovaných pri β -rozpade sa riadi približne exponenciálnym zákonom

$$N(d) = N(0) \exp\left(-\frac{\mu d}{\rho}\right) \quad (1)$$

kde $N(d)$ je počet registrovaných elektrónov pri použití absorbátoru hrúbky d s hustotou ρ a pre absorpčný koeficient μ pre hliník platí

$$\frac{\mu}{\rho} [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}] = 22(E_0 [\text{MeV}])^{-4/3} \quad (2)$$

Pretože v našom prípade pozorujeme superpozíciu dvoch spektier, je rozdelenie dané vzťahom

$$N(d) = N^{(1)}(0) \exp\left(-\frac{m(E_0^{(1)})}{\rho} d\right) + N^{(2)}(0) \exp\left(-\frac{m(E_0^{(2)})}{\rho} d\right) + N_B \quad (3)$$

kde $N^{(1)}(0)$ resp. $N^{(2)}(0)$ je počet elektrónov z 1. resp. 2. rozpadu registrovaný za zvolený časový interval, $E_0^{(1)}$ resp. $E_0^{(2)}$ je maximálna energia z 1. resp. 2. β -spektra a N_B je pozadie.

Počet registrovaných elektrónov klesá so vzrastajúcou hrúbkou absorbátora až k intenzite pozadia, danej γ -komponentou žiariča a elektrónmi rozptýlenými na okolitom materiáli. Po odčítaní tohto pozadia je možné pre daný žiarič určiť absorpčný koeficient μ z rovnice (1) a tiež maximálny dolet elektrónov R_β , tj. hrúbku materiálu, za ktorú sa β -žiarenie použitého zdroja už nedostane.

Pomocou oboch týchto veličín môžeme určiť maximálnu energiu E_0 emitovaného β -spektra. Môžeme využiť vzťah (2) alebo empirický vzťah pre $R_\beta(E_0)$:

$$R_\beta r [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}] = 0,407(E_0 [\text{MeV}])^{1,38} \quad \text{pre } 0,15 < E_0 < 0,8 \text{ MeV} \quad (4)$$

$$R_\beta r [\text{cm}^2 \text{g}^{-1}] = 0,542(E_0 [\text{MeV}])^{-0,133} \quad \text{pre } E_0 > 0,8 \text{ MeV}. \quad (5)$$

Výsledky meraní:

Merali sme absorpciu β -žiarenia na hliníkových doštičkách. Medzi žiarič a okienko Geiger-Müllerovho detektoru sme vkladali hliníkové fólie rôznych hrúbok. K nameraným hrúbkam musíme pripočítať hrúbku okienka detektoru, ktorú odhadujeme na $2 \text{ mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ (prvá hodnota v tabuľke 1). Merali sme čas, za ktorý detektor zaregistruje 1000 impulzov. Z týchto nameraných hodnôt sme potom určili počet detegovaných častíc za sekundu N . Relatívna chyba merania je daná Poissonovým rozdelením a tvorí približne 3% pre každú hodnotu. Namerané hodnoty sú uvedené v tabuľke 1. Závislosť sme pomocou programu *Origin* preložili krivkou v tvare (3) (graf 1) a získali sme koeficienty závislosti

$$N_B = (0,3 \pm 1,4) \text{ s}^{-1}$$

$$N^{(1)}(0) = (101 \pm 7) \text{ s}^{-1}$$

$$N^{(2)}(0) = (131 \pm 7) \text{ s}^{-1}$$

$$\frac{m(E_0^{(1)})}{r} = (6,21 \pm 0,58) \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$\frac{m(E_0^{(2)})}{r} = (41,3 \pm 3,6) \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

uvedené chyby sú určené pomocou programu *Origin*.

Žiarenie pozadia sme zisťovali pri detektore tienenom štyrmi hliníkovými doštičkami s celkovou hrúbkou približne 9 mm. Namerali sme hodnotu

$$N_B = (1,58 \pm 0,05) \text{ s}^{-1}.$$

Z koeficientov $\frac{m(E_0^{(1)})}{r}$ a $\frac{m(E_0^{(2)})}{r}$ sme určili maximálne energie emitovaného

spektra podľa vzťahu (2) ako

$$E_0^{(1)} = (2,6 \pm 0,2) \text{ MeV},$$

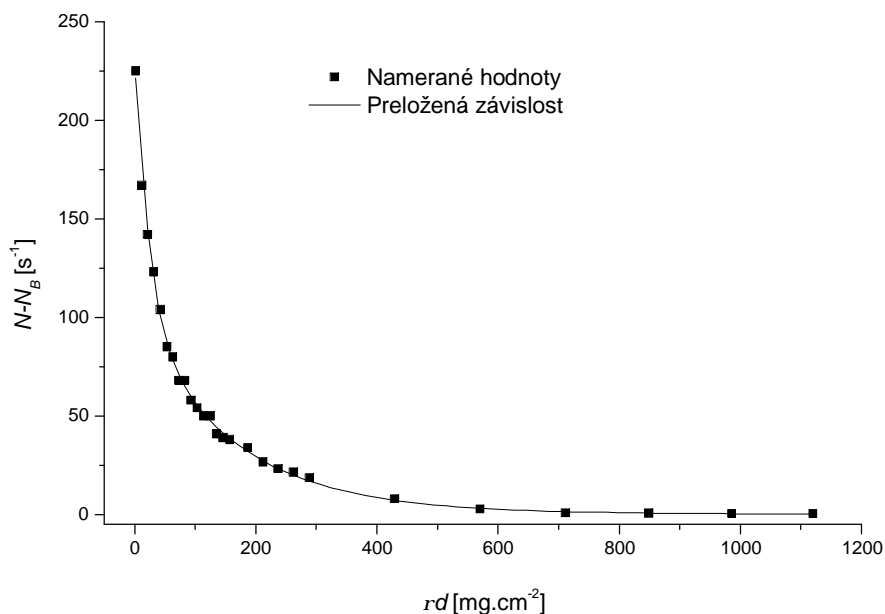
$$E_0^{(2)} = (0,62 \pm 0,04) \text{ MeV},$$

chyby sú určené prenesením chýb koeficientov $\frac{m(E_0^{(1)})}{r}$ a $\frac{m(E_0^{(2)})}{r}$.

Tabuľka 1: Závislosť počtu detegovaných častíc N na hrúbke doštičky dp

dp [mg.cm ⁻²]	N [s ⁻¹]	$N-N_B$ [s ⁻¹]	dp [mg.cm ⁻²]	N [s ⁻¹]	$N-N_B$ [s ⁻¹]
2,0	227 ± 7	225 ± 7	145,9	40 ± 1	39 ± 1
11,8	169 ± 5	167 ± 5	157,2	39 ± 1	38 ± 1
21,7	143 ± 4	142 ± 4	186,8	35 ± 0,8	34 ± 0,8
31,5	125 ± 4	123 ± 4	212,1	28,1 ± 0,8	26,6 ± 0,8
42,8	106 ± 3	104 ± 3	237,2	24,8 ± 0,7	23,3 ± 0,7
53,6	87 ± 3	85 ± 3	262,5	23,1 ± 0,7	21,5 ± 0,7
63,3	81 ± 2	80 ± 2	288,7	20,4 ± 0,6	18,8 ± 0,6
73,0	70 ± 2	68 ± 2	429,7	9,5 ± 0,3	7,9 ± 0,3
82,7	70 ± 2	68 ± 2	570,7	4,37 ± 0,13	2,79 ± 0,14
93,3	60 ± 2	58 ± 2	711,8	2,46 ± 0,07	0,88 ± 0,09
103,6	56 ± 2	54 ± 2	848,8	2,14 ± 0,06	0,56 ± 0,08
113,8	52 ± 2	50 ± 2	985,8	2,04 ± 0,06	0,46 ± 0,08
124,8	51 ± 2	50 ± 2	1119,8	2,06 ± 0,06	0,48 ± 0,08
135,3	43 ± 1	41 ± 1			

Graf 1: Závislosť počtu detegovaných častíc N na hrúbke doštičky dp



Namerané závislosť je superpozíciou tvrdej a mäkkej zložky žiarenia, ktoré separujeme podľa postupu popísaného v [1]. Pri väčších hrúbkach absorbátora sa neuplatňuje mäkká zložka žiarenia. Preto ak od nameraných hodnôt N odčítame hodnotu pozadia N_B a pre väčšie hrúbky (od 200 do 800 mg.cm⁻¹) vynesieme závislosť $\ln(N - N_B)$ na dp (graf 2), lineárnou regresiou získame koeficient $\frac{m(E_0^{(1)})}{r}$

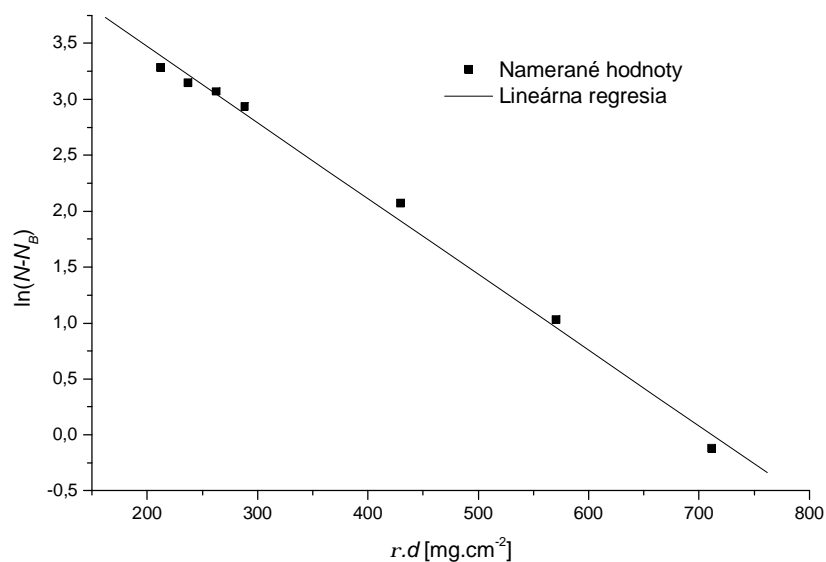
a hodnotu $N_0^{(1)}$ pre tvrdú zložku žiarenia. Pomocou programu *Origin* sme dostali hodnoty

$$\frac{m(E_0^{(1)})}{r} = (6,78 \pm 0,24) \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$N_0^{(1)} = (124,96 \pm 0,02) s^{-1}$$

chyby sú určené prenesením chýb z lineárnej regresie.

Graf 2: Tvrdá zložka žiarenia



Potom absorpčnú krivku tvrdého žiarenia odčítame od celkovej absorpčnej krivky a získame závislosť pre mäkkú zložku žiarenia. Ak vynesiem závislosť $\ln(N - N_B)$ mäkkej zložky na $d\rho$ (graf 3), lineárnou regresiou pre hodnoty $d\rho$ od 2 do $42,8 \text{ g.cm}^{-2}$ získame koeficient $\frac{m(E_0^{(2)})}{r}$ a hodnotu $N_0^{(2)}$ pre mäkkú zložku žiarenia.

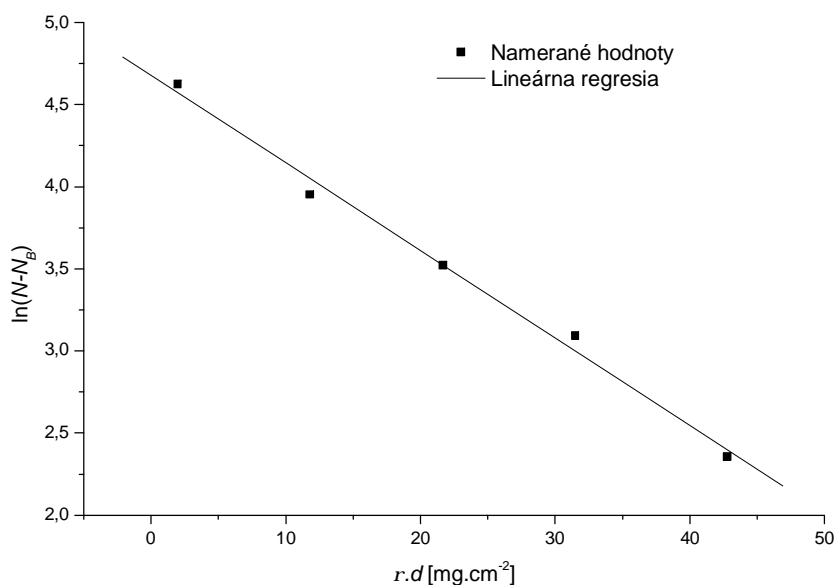
Pomocou programu *Origin* sme dostali hodnoty

$$\frac{m(E_0^{(2)})}{r} = (53,3 \pm 2,7) \text{ g}^{-1} \text{ cm}^2$$

$$N_0^{(2)} = (107,77 \pm 0,02) s^{-1}$$

chyby sú určené prenesením chýb z lineárnej regresie.

Graf 3: Mäkká zložka žiarenia



V tabuľke 2 sú uvedené závislosti $\ln(N - N_B)$ na dp pre tvrdú a mäkkú zložku žiarenia. Chyby uvedené v tabuľke 2 sú určené prenesením chýb N a N_B .

Tabuľka 2: Závislosti $\ln(N - N_B)$ na dp pre tvrdú a mäkkú zložku žiarenia

tvrdá zložka		mäkká zložka	
dp [mg.cm ⁻²]	$\ln(N - N_B)$	dp [mg.cm ⁻²]	$\ln(N - N_B)$
212,1	$3,28 \pm 0,03$	2,0	$4,62 \pm 0,14$
237,2	$3,15 \pm 0,03$	11,8	$3,95 \pm 0,25$
262,5	$3,07 \pm 0,03$	21,7	$3,52 \pm 0,36$
288,7	$2,94 \pm 0,03$	31,5	$3,09 \pm 0,51$
429,7	$2,07 \pm 0,04$	42,8	$2,35 \pm 0,97$
570,7	$1,03 \pm 0,05$		
711,8	$-0,12 \pm 0,10$		

Tvrdá a mäkká zložka žiarenia je vykreslená v grafe 4. Z grafu sme určili hodnoty maximálnych doletov pre tvrdú komponentu ako

$$rR_{b1} = (1,21 \pm 0,05) \text{ g.cm}^{-2}$$

a pre mäkkú komponentu ako

$$rR_{b2} = (0,20 \pm 0,02) \text{ g.cm}^{-2}$$

chyby sú určené na základe odčítania z grafu. Maximálnu energiu tvrdej komponenty žiarenia určíme podľa vzťahu (5) ako

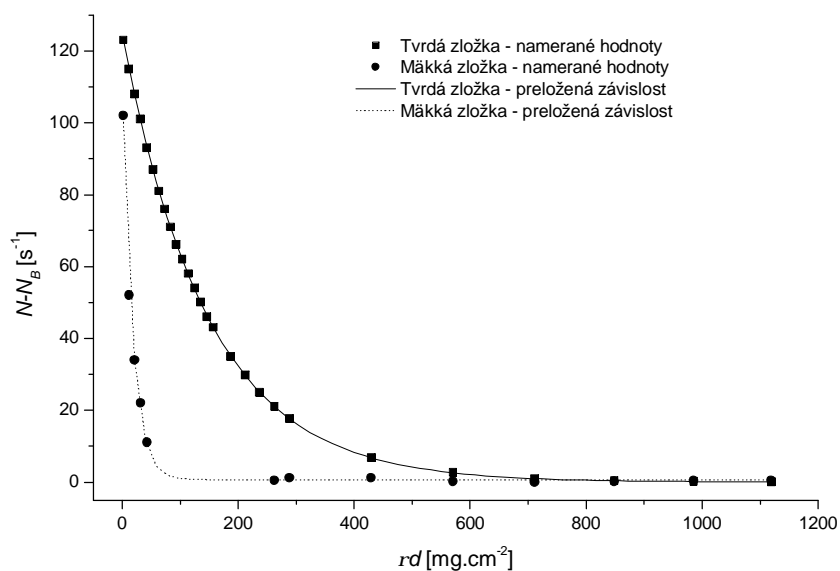
$$E_0^{(1)} = (2,56 \pm 0,03) \text{ MeV}$$

a na určenie maximálnej energie mäkkej komponenty použijeme vzťah (4) a dostaneme

$$E_0^{(2)} = (0,60 \pm 0,04) \text{ MeV},$$

chyb sú určené prenesením chýb koeficientov rR_{b1} a rR_{b2} .

Graf 4: Tvrdá a mäkká komponenta žiarenia



Diskusia:

Tvar nameranej závislosti absorpcie β -žiarenia na hrúbke absorbátora zodpovedá teoretickej závislosti (3), o čom sa môžeme presvedčiť z grafov 1 a 4.

Emitované žiarenie obsahuje tvrdú a mäkkú komponentu, ktorých maximálne energie sú rôzne. Tieto energie sme určovali dvoma rôznymi spôsobmi – fitovaním exponenciálnej závislosti a z hodnôt maximálnych doletov. Prvým spôsobom sme z nameranej závislosti určili fitovaním koeficienty μ/ρ , a ktorých sme podľa vzťahu (2) vypočítali príslušné energie. Druhým spôsobom sme energiu určovali z maximálnych doletov podľa vzťahov (4) a (5). Museli sme separovať tvrdú a mäkkú zložku žiarenia. Tvrdú zložku žiarenia sme určili z počtu detegovaných častíc pri väčšej hrúbke absorbátora (200 – 800 mg.cm⁻²). Bolo potrebné zvoliť dostatočnú hrúbku absorbátora, aby sa mäkká zložka už neuplatnila. Mäkkú zložku žiarenia sme vybrali z rozsahu od 2 do 42 mg.cm⁻². Výber týchto medzí teda ovplyvní veľkosť absorpčných koeficientov získaných z lineárnej regresie, a teda aj výsledné energie.

Maximálne energie sme určili s relatívnou chybou max. 8%, na chybách určenia energií sa podieľajú pri prvej metóde hlavne štatistické chyby z fitovania, pri druhej metóde je odchýlka spôsobená neurčitou hodnotou N_B a nepresnosťou odčítania hodnôt rR_{b1} a rR_{b2} z grafu a. Energie určené oboma metódami sa v rámci chyby zhodujú, líšia sa však od tabuľkových hodnôt [2] pre ⁹⁰Sr a ⁹⁰Y: 0,546 MeV a 2,28 MeV. Táto odlišnosť môže byť spôsobená napríklad vplyvom toho, že sme používali tenké fólie namiesto absorbátora tvoreného jedným kusom materiálu, poprípade vzduchovou vrstvou medzi detektorom a absorbátorom, systematickými chybami danými geometriou experimentu alebo inými náhodnými vplyvmi. V zhode s teóriou je však energia tvrdého žiarenia väčšia ako energia mäkkého žiarenia, čo súvisí s rozdielnou hmotnosťou jadier.

Záver:

Zmerali sme závislosť absorpcie β -žiarenia v závislosti na hrúbke absorbátora, z ktorej sme určili maximálne energie tvrdej a mäkkej komponenty žiarenia fitovaním ako

$$E_0^{(1)} = (2,6 \pm 0,2) \text{ MeV},$$

$$E_0^{(2)} = (0,62 \pm 0,04) \text{ MeV},$$

a z maximálnych doletov ako

$$E_0^{(1)} = (2,56 \pm 0,03) \text{ MeV}$$

$$E_0^{(2)} = (0,60 \pm 0,04) \text{ MeV}.$$

Literatúra:

[1] Študijný text k úlohe č. A8, <http://physics.mff.cuni.cz/vyuka/zfp>

[2] J. Brož, V. Roskovec, M. Valouch: Fyzikální a matematické tabulky, STNL, Praha 1980