

# Absorpcija žarkov $\gamma$ in $\beta$

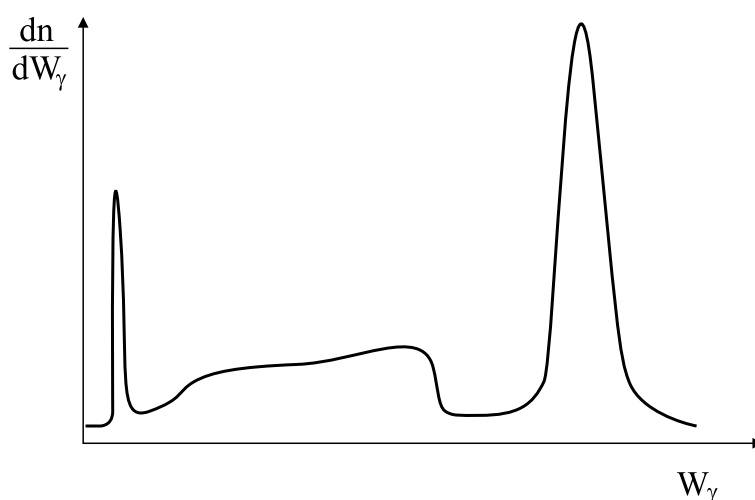
## Uvod

Pri radioaktivnem razpadu atomskih jeder prihaja primarno do  $\alpha$  (helijeva jedra),  $\beta$  (elektroni + antineutrini, pozitroni + nevtrini) in  $\gamma$  (fotoni) sevanja. Sevanja imajo različne energijske porazdelitve in se pri prehodu skozi snov različno obnašajo. V sklopu pričujoče vaje se bomo zanimali za sevanji  $\beta$  in  $\gamma$ .

Žarki  $\gamma$ , ki izhajajo iz radioaktivnega izvora, so približno monoenergijski. Tipična energijska porazdelitev  $dn/dW_\gamma$  je prikazana na sliki 1. V snovi se absorbirajo in sipljejo. Tok sevanja  $\Phi_\gamma$  se pri prehodu skozi rezino debeline  $dx$  zmanjša za  $d\Phi_\gamma = -\mu\Phi_\gamma dx$ , kjer je  $\mu$  ekstinkcijski (absorpcijski) koeficient. Celotni prepušeni tok pojema z večanjem debeline eksponentno kot

$$\Phi_\gamma(x) = \Phi_0 e^{-\mu x} = \Phi_0 2^{-\frac{x}{l_{1/2}}}, \quad (1)$$

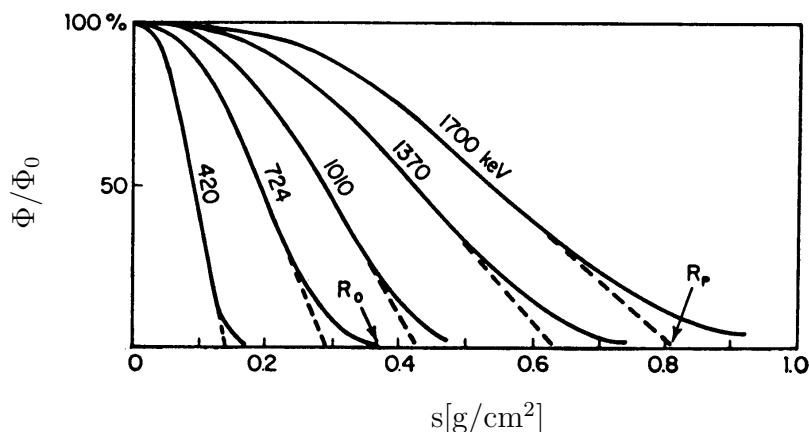
pri čemer  $l_{1/2} = \ln 2 / \mu$  označuje razpolovno debelino. Razpolovna debelina nam pove, kako debela mora biti snov, da izstopajoči tok sevanja pade na polovico vstopajočega toka  $\Phi_0$ .



**Slika 1:** Tipična energijska porazdelitev žarkov  $\gamma$  pri radioaktivnem razpadu.

Tudi pri elektronih začnimo razmišljanje najprej z monoenergijskimi elektroni z vstopno energijo  $W_\beta$ . Elektroni se pri prehodu skozi snov sipljejo ter postopoma izgubljajo energijo z ioniziranjem in vzbujanjem atomov. Verjetnost za te procese je odvisna od hitrosti elektrona. Z zmanjševanjem hitrosti se verjetnost za sipanje v splošnem povečuje. Upočasnjevanje elektronov je zato na začetku, ko je hitrost še velika, relativno šibko, nato pa postaja vedno močnejše, dokler se elektroni na koncu povsem ne ustavijo. Debelina  $R_o(W_\beta)$ , pri kateri snov popolnoma zadrži elektrone z določeno vstopno energijo  $W_\beta$ , se imenuje doseg. Odvisnost toka elektronov od debeline snovi  $\Phi_\beta(W_\beta, x)$  je dokaj zapletena. Na sliki 2 je prikazan primer odvisnosti  $\Phi_\beta(W_\beta, x)$  za elektrone z nekaj različnimi vrednostmi  $W_\beta$ . Debelina  $x$  je pri tem podana v enotah tako imenovane površinske gostote  $s = \rho x$ , pri čemer  $\rho$  označuje gostoto materiala. V taki predstavitvi

je odvisnost  $\Phi_\beta(W_\beta, x)$  praktično enaka za vse vrste materialov. Doseg  $R_o(W_\beta)$  je torej obratno sorazmeren z gostoto materiala  $\rho$ .

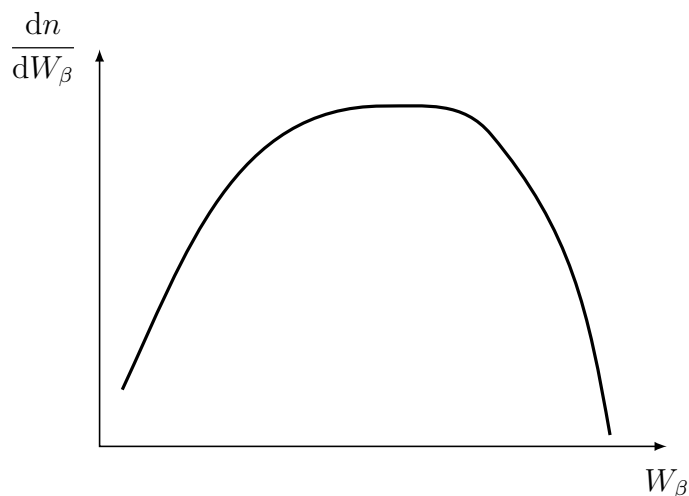


**Slika 2:** Odvisnost toka elektronov  $\Phi/\Phi_0$  od debeline materiala za monoenergijske elektrone z nekaj različnimi vstopnimi energijami [1]. Debelina je podana v enotah površinske gostote  $s = \rho x$ , pri čemer  $\rho$  označuje gostoto materiala.  $R_o$  je doseg,  $R_p$  pa ekstrapolacijska dolžina sevanja.

Elektroni v sevanju  $\beta$ , ki nastane pri radioaktivnem razpadu, nimajo vsi enakih vstopnih energij  $W_\beta$ , saj si energijsko razliko med končnim in začetnim jedrom  $W_{\beta, \max}$  razdelijo z nevtrini (tipična energijska porazdelitev žarkov  $\beta$  je prikazana na sliki 3). Prepušчени tok sevanja v odvisnosti od debeline snovi  $\Phi_\beta(x)$  je zato podan kot integral energijske porazdelitve vstopnih elektronov  $dn/dW_\beta$  in odvisnosti  $\Phi_\beta(W_\beta, x)$  za monoenergijske elektrone, se pravi

$$\Phi_\beta^{\text{tot}} = \int_0^{W_{\beta, \max}} \frac{dn}{dW_\beta} \Phi(W_\beta, x) dW_\beta. \quad (2)$$

Pri debelinah, ki so majhne v primerjavi z maksimalnim dosegom  $R_o(W_{\beta, \max})$ , je odvisnost  $\Phi_\beta^{\text{tot}}(x)$  približno eksponentna in jo lahko obravnavamo z enačbo (1).

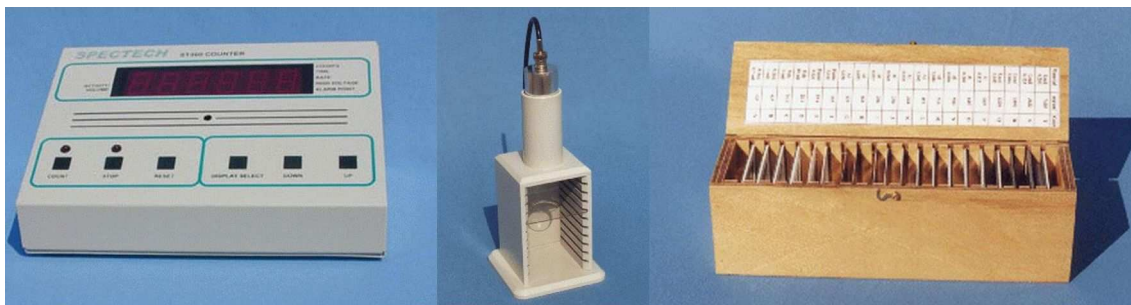


**Slika 3:** Tipična energijska porazdelitev žarkov  $\beta$  pri radioaktivnem razpadu.

## Potreščine



- radioaktiven izvor  $^{137}_{55}\text{Cs}$  v svinčnem ohišju
- Geiger-Müllerjeva (GM) cev na stojalu in števec ST360 (Spectrum Technology)
- škatla s ploščicami različnih površinskih gostot od  $4.5 \text{ mg cm}^{-2}$  do  $7435 \text{ mg cm}^{-2}$
- dodatne aluminijaste in svinčene ploščice različnih debelin



	A	B	C	D	E	F	G	H	I	J	K	L	M	N	O	P	Q	R	S	T
Material	Al	Al	pol.	pol.	pla.	pla.	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Al	Pb	Pb	Pb	Pb
s[mg/cm <sup>2</sup> ]	4.5	6.5	14.1	28.1	59.1	102	129	161	206	258	328	419	516	590	645	849	1230	1890	3632	7435
d[mil]	0.7	1	5	10	30	40	20	25	32	40	50	63	80	90	100	125	32	64	125	250
d[mm]	0.02	0.03	0.13	0.25	0.76	1.0	0.51	0.64	0.8	1.0	1.3	1.6	2.0	2.3	2.5	3.2	0.8	1.6	3.2	6.4

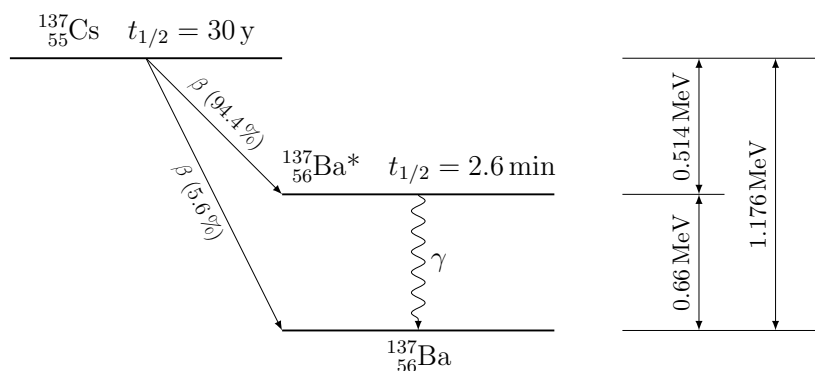
**Slika 4:** Števec ST360, GM cev s stojalom in škatla s ploščicami. V razpredelnici so prikazane lastnosti teh ploščic, ki so razvrščene od A do T po površinskih gostotah. Večina jih je iz aluminija (Al), po dve sta iz polietilena (pol.) in plastike (pla.) ter štiri iz svinca (Pb). Debeline, ki so v izvirniku podane v palcih, oz. v njihovih tisočinkah [mil], so tu pretvorjene v milimetre.

## Naloga

1. Preveri, da izmerjena aktivnost sevanja pada s kvadratom razdalje od izvora.
2. Izmeri sevanje ozadja.
3. Izmeri odvisnost  $\Phi_{\beta}^{\text{tot}}(x)$  za sevanje  $\beta$  iz  $^{137}_{55}\text{Cs}$  in določi doseg  $\beta$  za aluminij.
4. Izmeri razpolovno debelino aluminija in svinca za žarke  $\gamma$  iz  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

## Navodilo

Radioaktivni izotop  $^{137}_{55}\text{Cs}$  ima razpolovni čas 30.1 let ( $1.1 \times 10^4$  dni), zato lahko privzamemo, da je njegova aktivnost med poskusom stalna. Jedrski razpad poteka na dva načina: neposredno v osnovno stanje  $^{137}_{56}\text{Ba}$  ter posredno preko vzbujenega nivoja jedra  $^{137}_{56}\text{Ba}^*$ . Pri neposrednem prehodu, ki predstavlja približno 5.6 % vseh razpadov, dobimo sevanje  $\beta$  z maksimalno energijo  $W_{\beta, \text{max}} = 1.176 \text{ MeV}$ . Pri posrednem prehodu, kateremu ustreza 94.4 % vseh razpadov, pa dobimo sevanje  $\beta$  z maksimalno energijo  $W_{\beta, \text{max}} = 0.514 \text{ MeV}$  ter žarke  $\gamma$  z energijo  $W_{\gamma, \text{max}} = 0.66 \text{ MeV}$ . Razpadna shema je prikazana na sliki 5.



**Slika 5:** Razpadna shema radioaktivnega izotopa  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

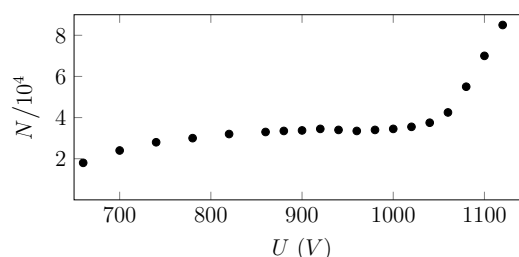
Ionizirajoče sevanje zaznavamo z Geiger-Müllerjevo (GM) cevjo. GM cev stoji na stojalu s predalčki in je priključena na števec ST360 (glej sliko 4). Najprej nastavimo delovno napetost na števcu ST360. Na sliki 6 je prikazana karakteristika GM cevi.

GM cev deluje le pri dovolj visokih napetostih, pri števcu ST360 je to nad 660 V. Nad tem pragom hitro dosežemo širok plato. Pri še višjih napetostih (nad 1050 V) pa začne število sunkov spet naraščati. Meriti je dovoljeno le pri napetostih okoli sredine platoja (900 V) in nižje.

Napetost nastavimo tako, da na ST360 s tipko `DISPLAY SELECT` izberemo opcijo *HIGH VOLTAGE* in tipkama `UP` in `DOWN` nastavimo napetost na 900 V, ki jo bomo uporabljali za vse meritve

pri tej vaji. Čas merjenja nastavimo tako, da s tipko `DISPLAY SELECT` izberemo opcijo *TIME* in s tipkama `UP` in `DOWN` nastavimo željeno vrednost. Štetje sunkov upravljamo s tipkami `COUNTS` (zagon štetja - med štetjem sveti lučka nad to tipko), `STOP` (prekinemo štetje - po končanem štetju sveti lučka nad to tipko) in `RESET` (zbrišemo trenutno število sunkov na prikazovalniku). Med samim štetjem lahko potek štetja spremljaš na prikazovalniku: z izbiro opcije *COUNTS* s tipko `DISPLAY SELECT` se na prikazovalniku izpisuje trenutno število sunkov v GM cevi, z izbiro opcije *TIME* pa trenutni čas od začetka štetja.

Radioaktivni razpad in registracija sevanja sta slučajna pojava. Zato pri večkratnih meritvah v enakih okoliščinah ne naštejemo enako število sunkov  $N$  v GM cevi. Efektivni odmik od povprečja je enak  $\sqrt{N}$ . Natančnost merjenja aktivnosti radioaktivnega izvora  $A$  (število sunkov  $N$  na časovno enoto, npr. minuto) je tako odvisna od oddaljenosti izvora od detektorja in od dolžine merjenja.



**Slika 6:** Karakteristika GM za  $^{137}_{55}\text{Cs}$ .

**A.** Pri merjenju aktivnosti izvora v odvisnosti od razdalje postavi izvor  $^{137}_{55}\text{Cs}$  najprej v najvišji predalček in nastavi čas štetja na 30 s. S poskusno meritvijo ugotovi, kako mora biti izvor obrnjen, da dobiš več sunkov. Potem si nastavi čas štetja tako, da boš z izvorom v najvišjem predalčku naštel vsaj 1000 sunkov. Podobno izmeri aktivnost, ko je izvor v nižjih predalčkih. Nariši graf  $1/\sqrt{A}$  v odvisnosti od razdalje ( $r$ ), ki jo izmeriš glede na lego izvora v najvišjem predalčku. Ob predpostavki, da izmerjena aktivnost

sevanja  $A$  pada s kvadratom razdalje  $r$  od izvora sevanja  $A = K/(r + r_{GM})^2$ , oceni efektivno razdaljo  $r_{GM}$  med izvorom v najvišjem predalčku in detektorjem.

**B.** Pri določanju ozadja nastavi čas na najmanj 15 minut. Zapri izvor v svinčeno ohišje in ga odnesi čimbolj stran od GM cevi. Iz meritve določi aktivnost  $A_b$  ozadja.

**C.** Pri določanju dosega sevanja  $\beta$  postavi izvor na takšno višino, da boš imel nad njim 2 prosta predalčka za vstavljanje ploščic. Nastavi čas, kolikšen je potreben, da brez ovire našteješ 1000 sunkov. V predalčke polagaj ovire iz Al, začeni z najtanjšimi, in šteje število sunkov. Poskušaj doseči čim bolj fino porazdelitev meritev po površinskih gostotah ( $s$ ). Pri tem si pomagaj s kombinacijami Al ploščic in vnaprej pripravljenimi skupki iz aluminjaste folije debelin 0.05 mm (4 plasti) in 0.09 mm, ki so posebej uporabne za pokrivanje območja debelin med ploščicama A+B in G. Njihovo površinsko gostoto oceni z uporabo gostote aluminija  $\rho_{Al} = 2.70 \text{ g cm}^{-3}$ . Meri tako dolgo, da se za vsaj 5 zaporednih debelin ovir število sunkov ne bo bistveno spremenilo.

Izračunaj povprečno aktivnost  $A = \bar{N}/t - A_b$  prepuščenega sevanja pri dani površinski gostoti  $s$ . Izmerjena odvisnost  $A(s)$  je sorazmerna s prepuščenim tokom sevanja  $\Phi(s) = \Phi_{\beta}^{\text{tot}}(s) + \Phi_{\gamma}(s)$ . Nariši diagram aktivnosti  $A$  v odvisnosti od površinske gostote  $s$  in iz nje oceni doseg sevanja  $\beta$  v aluminiju v enotah površinske gostote in dolžine. Pri ovirah z majhno površinsko gostoto, prispevajo k aktivnosti tako delci  $\beta$  kot žarki  $\gamma$ ; pri debelejših pa praktično le še žarki  $\gamma$ . Aktivnost sevanja  $\beta$  ( $A_{\beta}$ ) dobiš tako, da iz končnega, ravnega dela krivulje aktivnosti  $A(s)$  nad dosegom sevanja  $\beta$  izračunaš povprečno aktivnost žarkov  $\gamma$  ( $\bar{A}_{\gamma}$ ) in jo odšteješ od aktivnosti:  $A_{\beta} \approx A - \bar{A}_{\gamma}$

**D.** V nadaljevanju nas zanima le sevanje  $\gamma$  in prpadajoča aktivnost  $A_{\gamma}$ . Med izvorom in detektorjem si pustimo 3 predalčke, kjer v spodnjega položimo aluminijasti "ščit", s katerim zaustavimo praktično vso sevanje  $\beta$ . Njegovo debelino ugotovimo v prejšnjem delu vaje, npr. približno 1 mm do 2 mm. Izberi čas meritev, tako da le s ščitom našteješ okoli 500 sunkov.

Najprej izmeri razpolovno debelino svinca za žarke  $\gamma$ . Uporabi ploščice Q, R, S, T, pri katerih debelina narašča po potencah števila 2. Začni z najtanjšo in jih potem zlagaj v različnih kombinacijah, da dobiš vedno debelejši svinčeni ščit nad vzorcem. Pri tem si pomagaj s ploščicami iz dodatne zbirke. Če je dovolj časa, lahko ob uporabi istega ščita ponoviš meritve še za aluminij. Nariši graf naravnega logaritma aktivnosti sevanja  $\gamma$ , tj.  $\ln A_{\gamma}$ , v odvisnosti od debeline materiala  $x$  in iz njega določi razpolovno debelino  $l_{1/2}$  za vsak obravnavan material posebej.

## Literatura

- [1] Dwight E Gray. *American Institute of Physics handbook*. McGraw-Hill, New York, 1972.