

Spektrometrija žarkov γ s scintilatorskim spektrometrom

Samo Krejan

januar 2026

1 Uvod

Energije žarkov ne moremo meriti neposredno, ampak le tako da izmerimo energijo elektronov, ki jo ti prejmejo od žarkov γ pri fotoefektu ali Comptonovem sipanju ali pa energijo tvorbo parov pozitron-elektron iz procesa tvorbe parov. Pri scintilacijskem detektorju uporabljamo v ta namen monokristale NaJ z dodatkom okoli 1% talija kot nečistoče. Pri potovanju hitrih nabitih delcev skozi kristal ostane za njimi razdejanje v obliki sledi elektron-vrzel. Ponovno združevanje med elektroni in vrzelmi poteka energijsko ugodnejše v bližini atoma nečistole. Tu vrzeli vzamejo elektron atomom nečistoče in jo ionizirajo. Odvečno energijo oddajo bodisi sosednjim atomom v kristalni mreži in tako povečajo termično gibanje ali pa z izsevanje fotonov vidne svetlobe. Število scintilacijskih fotonov določimo s pomočjo fotopomnoževalke. Višina signala iz fotopomnoževalke je sorazmerna številu fotonov in torej tudi energiji, ki jo hitri nabit delec izgubi v scintilatorju.

1.1 Fotoefekt

Pri fotoefektu žarek γ izbije elektron iz enega od vezanih stanj. Najverjetneje je to elektron iz lupine K. Atom, ki je po emisiji elektrona K v vzbujenem stanju, se vrne v osnovno stanje tako, da zapolni vrzel z elektronom iz višjih stanj in pri tem izseva karakterističen žarek X. Tudi ta v scintilatorju lahko doživi fotoefekt in dobimo dva elektrona katerih energija je približno enaka prvotnemu fotou γ . Nekateri karakteristični žarki pa uidejo iz scintilatorja in s tem dobimo vrh pobega fotona pri $E = E_\gamma - E_K$, kjer je E_K vezavna energija elektrona.

1.2 Comptonovo sipanje

Comptonovo sipanje je neelastično sipanje fotona na skoraj prostem elektronu. Pri sipanju se seveda ohranjata energija in gibalna količina. Spekter comptonsko sipanih elektronov je zvezzen.

1.3 Tvorba parov

Kadar ima žarek γ dovolj energije ($E_\gamma \geq 1.02 \text{ MeV}$), se lahko v bližini jedra spremeni v par pozitron-elektron s skupno kinetično energijo $E_\gamma - 2m_0c^2$, odvečno gibalno količino pa prevzame jedro. Nastala delca se gibljeta pretežno v smeri naprej. V scintilatorju se zaustavita in mu predata svojo kinetično energijo. Ob upočasnitvi se poziton anihilira z enim od elektronov, ki jih sreča na

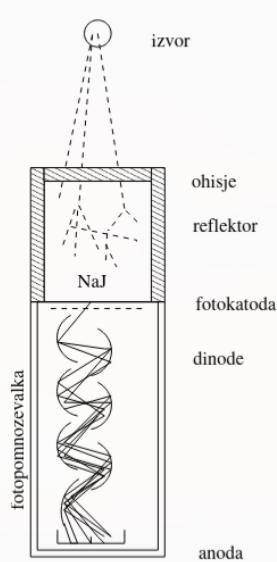
svoji poti. Nastaneta dva kolinearna žarka γ . Možno je da pobegneta oba, samo en ali pa da oba ostaneta v scintilatorju. Tako dobimo vrh dvojnega pobega, vrh pobega in vrh polne absorbcije

2 Potrebščine

- Scintilatorski detektor,
- izvor visoke napetosti za napajanje fotopomnoževalke,
- ojačevalnik z enokanalnim analizatorjem *Ortec590A*,
- večkanalni analizator *MCA 8000A*,
- radioaktivni izvori ^{22}Na , ^{137}Cs in ^{60}Co

3 Naloge

- S pomočjo dveh črt γ iz ^{22}Na z energijo $E1 = 0.51 \text{ MeV}$ in $E2 = 1.277 \text{ MeV}$ umeri energijsko skalo scintilacijskega spektrometra in izmeri energijo črt iz ^{137}Cs in ^{60}Co . Pri analizi odštej spekter ozadja
- Izmeri energijsko ločljivost za vrh polne absorbcije tako, da podatkom v okolici prilagajaš gaussovo funkcijo.
- Izračunaj izkoristek kristala za vrh polne absorbcije (določi z izvorom ^{137}Cs)
- Oceni energijo vrha povratnega sisanja



Slika 5.1: Scintilacijski spektrometer za žarke γ

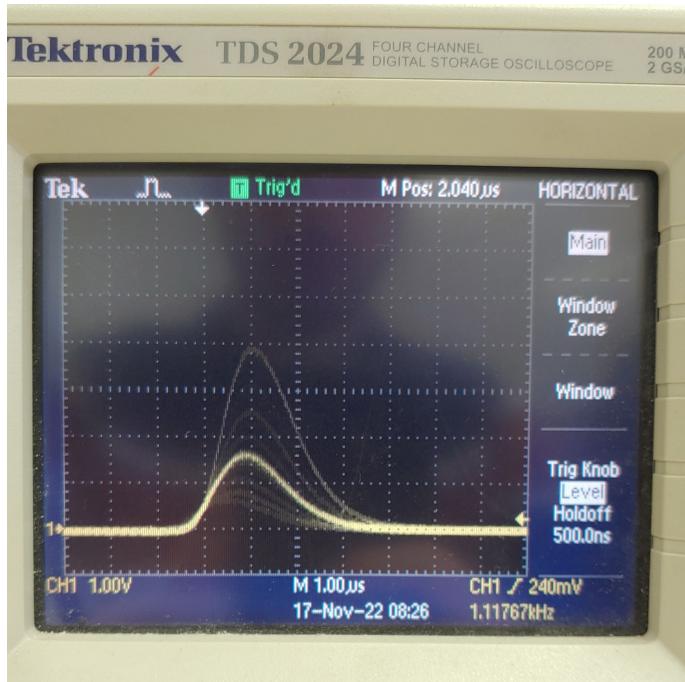


Slika 5.2: Shema vezave elektroninskih komponent

Slika 1: Shema našega eksperimenta. Pod scintilatorjem postavimo radioaktivni izvor.

4 Meritve

Najprej sem si z osciloskopom ogledal ojačane signale iz scintilatorskega detektorja. Videl sem sliko 2



Slika 2: Signali, sunki iz scintilatorskega detektorja na osciloskopu. Amplituda sunka je sorazmerna z energijo elektrona.

Amplituda sunka je sorazmerna z energijo elektrona. Jasno vidimo, da je ena izmed energij mnogo bolj zastopana kot ostale. V nadaljnjih meritvah to klasificiramo kot spekter.

Spekter nato pomerimo še z večkanalnim analizatorjem, ki sledi vsem energijskim (napetostnim) intervalom hkrati (slike 3, 4). Pomerimo tudi spekter ozadja, ki ga kasneje odštejemo od izmerjenih spektrov. Za lažje primerjanje gledamo gostoto aktivnosti, izračunamo jo tako, da število sunkov delimo s časom (*livetime*) in z dolžino energijskega intervala. Na posamezne fotovrhove prilagodimo Gaussovke oblike

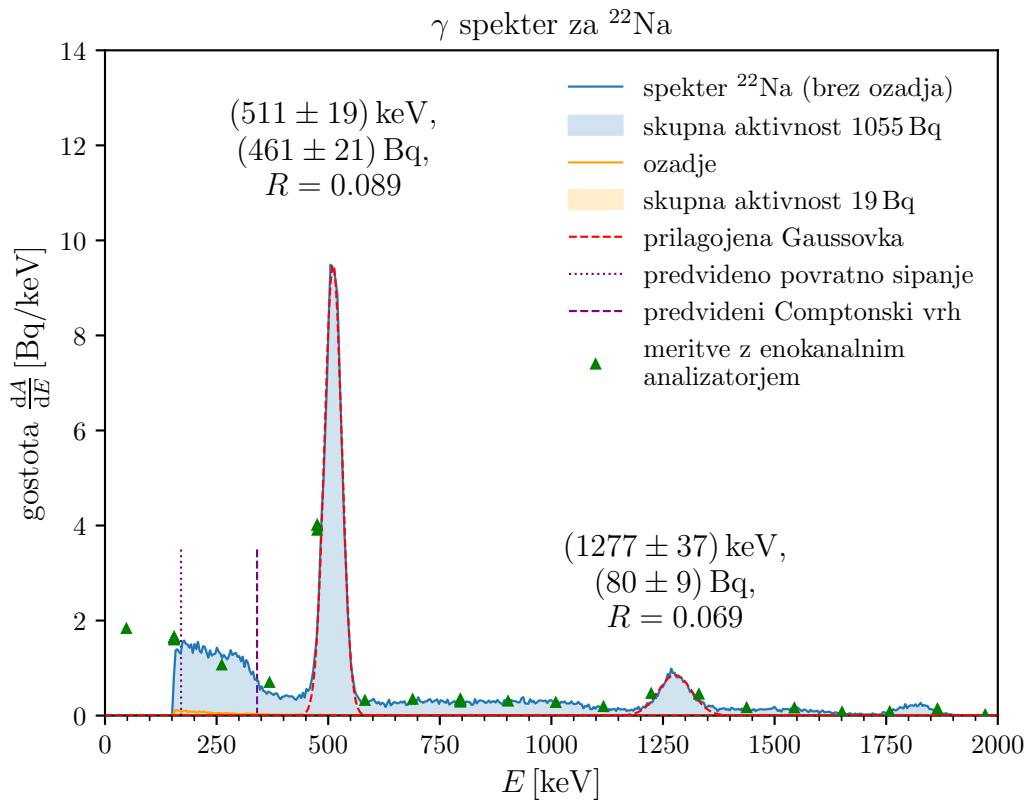
$$f(x) = \frac{A_0}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{1}{2}\frac{x-\mu}{\sigma^2}},$$

katerega površina predstavlja zaznano aktivnost tega fotovrha. Vse tako izračunane aktivnosti so predstavljene na slikah 3, 4. Za vzorec ^{137}Cs poznamo začetno aktivnost 9250 Bq, izmerjeno 9 ± 0.25 mesecev nazaj. Če primerjamo polovico¹ te aktivnosti s površino fotovrha v 4, izračunamo, da je učinkovitost našega detektorja

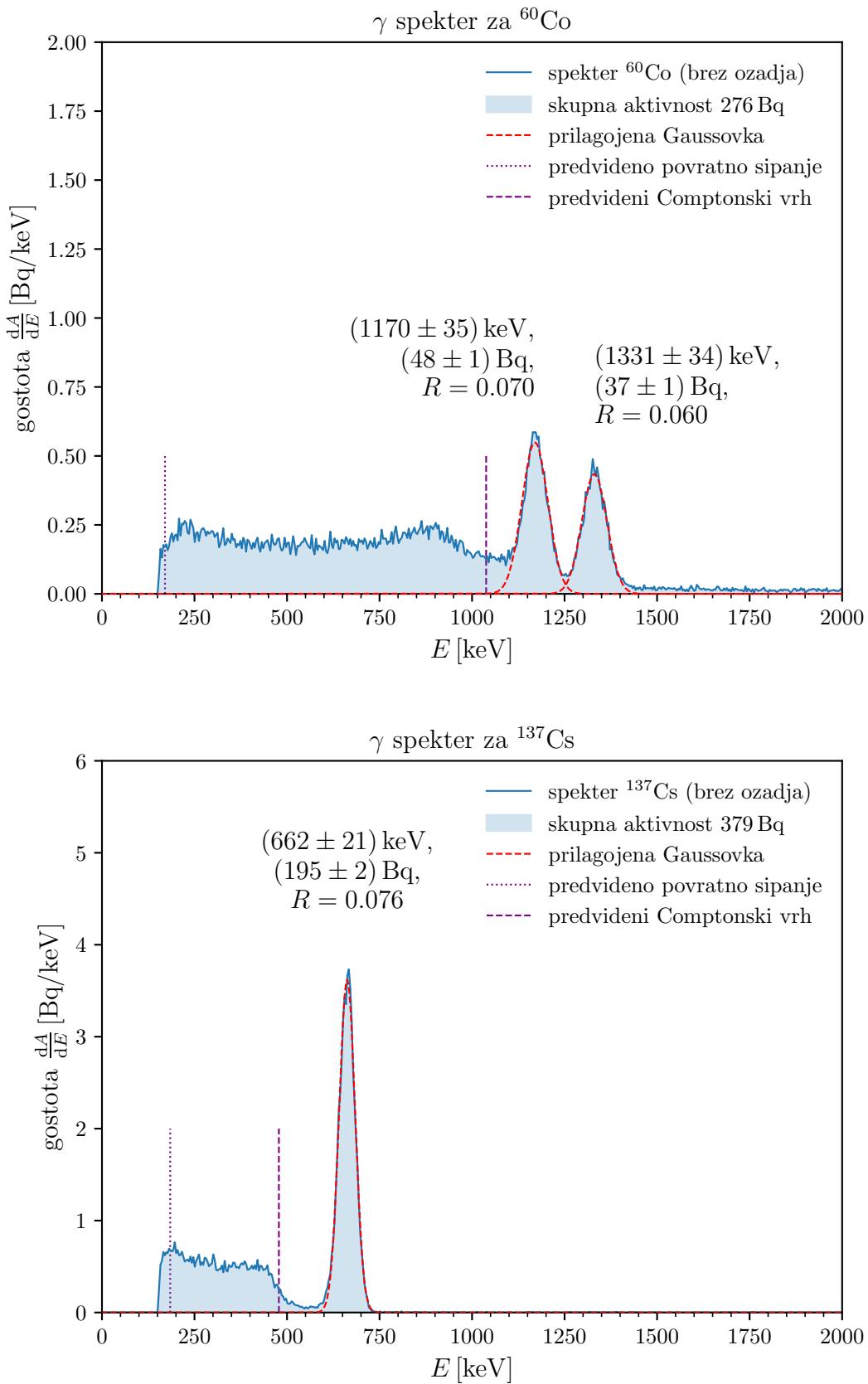
$$\eta = (5.2 \pm 0.1)\%.$$

¹Pokrijemo prostorski kot 2π .

Za vse energije gamma fotonov izračunamo še predvidene položaje Comptonskega *backscattering* vrha in jih prikažemo na 3, 4.



Slika 3: Spekter zaznanih elektronov za ^{22}Na , izražen kot gostota aktivnosti.



Slika 4: Spekter zaznanih elektronov za ^{60}Co in ^{137}Cs , izražen kot gostota aktivnosti.

Povratno sevanje ocenimo kot $161 \pm 9 \text{ keV}$.