

Raspad neparno – neparne jezgre ^{68}Ga dobivene $(n, 2n)$ reakcijom s brzim neutronima

Luka Lotina*

Fizički odsjek, Prirodoslovno matematički fakultet, Bijenička cesta 32, Zagreb

Mentor: dr. sc. Milivoj Uroić*

Institut Ruđer Bošković, Zavod za eksperimentalnu fiziku, Laboratorij za nuklearnu fiziku, Bijenička cesta 54, Zagreb

(Dated: 25. siječnja 2020.)

Uzorak galija bombardiran je snopovima brzih neutrona pri čemu su $(n, 2n)$ reakcijom iz ^{69}Ga nastajale jezgre ^{68}Ga koje su se β^+ raspadima raspadale u ^{68}Zn . Analizom spektra zračenja opaženi su prijelazi iz pobuđenih u osnovno stanje te prijelazi između pobuđenih stanja za ^{68}Zn te je pomoću anihilacijskog vrha energije 511 keV izmjereno vrijeme poluraspada ^{68}Ga s preciznošću od dvije signifikantne znamenke.

1 Teorijski uvod

Galij je element protonskog broja $Z = 31$ koji u prirodi ima dva stabilna izotopa, ^{71}Ga i ^{69}Ga . Ukoliko izotopu ^{69}Ga uklonimo jedan neutron, dobivamo jezgru ^{68}Ga čiji je broj neutrona $N = 37$. Ta jezgra raspada se β^+ raspadom u ^{68}Zn . Jednadžba raspada dana je relacijom:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t} \quad (1),$$

a vrijeme poluraspada povezano je s konstantom raspada λ putem relacije:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} \quad (2).$$

Za vrijeme poluraspada ^{68}Ga , uglavnom se uzima Bayesianški prosjek svih dosadašnjih mjerenja koji iznosi $T_{1/2} = (67.71 \pm 0.09)$ min [1]. Aktivnost se definira kao

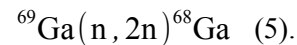
$$A(t) = -\frac{dN}{dt} \quad (3),$$

pa umjesto relacije (1) možemo koristiti relaciju:

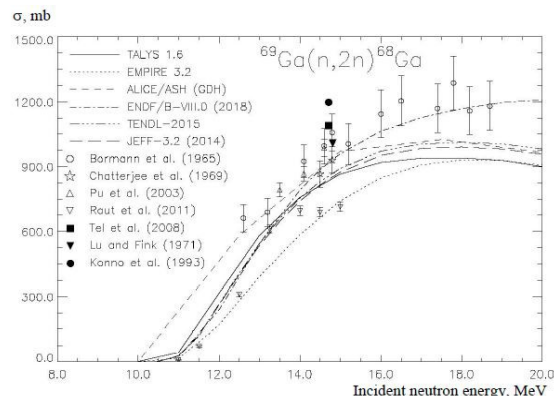
$$A(t) = A_0 e^{-\lambda t} \quad (4).$$

Izotop ^{68}Ga neće se nužno raspasti u osnovno stanje ^{68}Zn , već se može raspasti i u neko od pobuđenih stanja. U tom slučaju, jezgra cinka će se nakon nekog vremena relaksirati u osnovno stanje emisijom fotona čija energija odgovara energetskej razlici između pobuđenog i osnovnog stanja.

Jedan od načina za dobivanje ^{68}Ga je putem $(n, 2n)$ reakcije s brzim neutronima. Brzi neutron definiran je kao neutron kinetičke energije s vrijednostima u rasponu $100 \text{ keV} < E_k < 20 \text{ MeV}$. Kada ovakav neutron nalijeće na jezgru, reakcija koja se može dogoditi je da taj neutron izbije drugi neutron iz jezgre, pri čemu kao produkt imamo jezgru s jednim neutronom manje. U našem slučaju riječ je o reakciji:



Totalni udarni presjek za reakciju (5) u ovisnosti o energiji neutrona dan je na Slici 1.



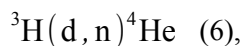
Slika 1: Udarni presjek za reakciju $^{69}\text{Ga}(n, 2n)^{68}\text{Ga}$ u ovisnosti o energiji neutrona. Preuzeto iz [2].

2 Eksperimentalna metoda

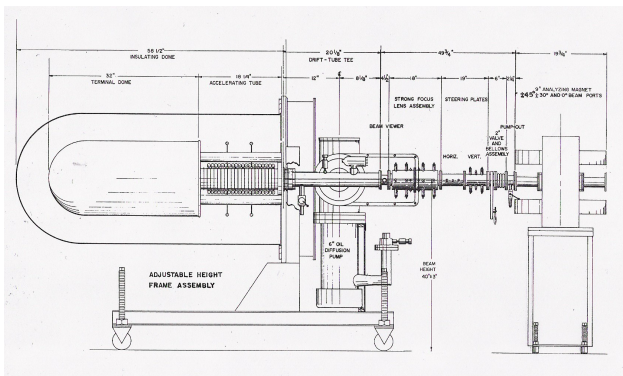
Glavni dijelovi eksperimentalnog postava su akcelerator za proizvodnju brzih neutrona te germanijski detektor spojen na ADC konverter i računalo na kojem se bilježe detektirani raspadi. Mjerenja su vršena na Institutu Ruđer Bošković u Laboratoriju za nuklearnu fiziku.

2.1 Akcelerator

Shema akceleratora dana je na Slici 2. Na sam akcelerator priključena je boca s deuterijem. Plin iz boce pušta se pod tlakom te dolazi u cijev gdje ga RF oscilator pomoću radiovalova razara na elektrone i jezgre deuterona. Jezgre deuterona su potom ubrzane pomoću akceleracijske cijevi koja se sastoji od 22 elektrode. Na suprotni kraj akceleratora postavljena je nepokretna meta tricitija. Da bi jezgre deuterona naletile na metu, potrebno ih je zakrenuti pomoću magneta. Kada ubrzani deutron naleti na metu tricitija, dogodi se reakcija:



pri čemu su produkti α – čestica kinetičke energije $E_k=3.49$ MeV te brzi neutron kinetičke energije $E_k=14.25$ MeV.



Slika 2: Shema akceleratora za generiranje brzih neutrona

Uzorak galija postavljen je odmah iza mete tricitija da se osigura to da što više neutrona pogodi metu galija. Time se postiže veći broj (n, 2n) reakcija, a samim time i veći broj proizvedenih jezgri ${}^{68}\text{Ga}$.

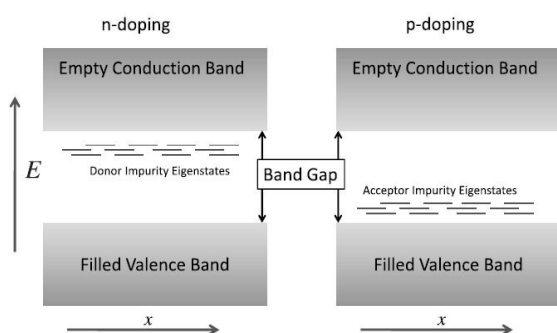
2.2 Germanijski detektor

Germanijski detektor služi za detekciju γ - zračenja. Sačinjen je od germanijske poluvodičke diode koja upadnu energiju fotona pretvara u električni signal kojeg možemo mjeriti. Germanij je četverovalentan element kod kojeg se elektroni, ovisno o energiji, mogu nalaziti ili u valentnoj ili u vodljivoj vrpici između kojih se nalazi zabranjeno područje. Pri apsolutnoj nuli, sva stanja u valentnoj vrpici su popunjena, a vodljiva vrpca je prazna. U takvom stanju, koje se naziva osnovno stanje, elektroni ne mogu prelaziti iz valentne u vodljivu vrpcu pa se poluvodič ponaša kao izolator. Pri većim temperaturama, termička uzbuda može uzrokovati preskakanje elektrona iz valentne u vodljivu vrpcu, što dovodi do pojave male vodljivosti. Da bi se postigla veća vodljivost, poluvodiči se dopiraju elementima iz V. skupine, kao što je fosfor (tzv. donori) ili elementima iz III. skupine kao što je bor (tzv. akceptor).

Prikaz valentne i vodljive vrpce s efektima dopiranja dan je na Slici 3. Dopiranjem akceptorima stvaraju se lokalna akceptorska stanja u zabranjenom pojasu malo iznad valentne vrpce. Zbog male energetske razlike između tih stanja i valentne vrpce, elektroni iz valentne vrpce mogu lako termičkom uzbudom prijeći u neko od tih akceptorskih stanja, pri čemu na mjestu gdje je prije bio elektron nastaje elektronska šupljina, u koju može preskočiti elektron iz drugog atoma. Pri djelovanju električnog polja, elektroni preskaču suprotno od smjera polja, a šupljine se svakim preskokom pomiču u smjeru polja. Ovakvi poluvodiči se tada ponašaju kao vodiči s pozitivnim pokretnim nosiocima naboja i nazivaju se poluvodičima p – tipa.

Dopiranjem donorima stvaraju se lokalna donorska stanja u zabranjenom pojasu malo ispod vodljive vrpce, koja su u osnovnom stanju popunjena zbog petog valentnog elektrona elementa iz V. skupine. Zbog male energetske razlike između tih stanja i vodljive vrpce, termičkim pobudnjima elektroni lako prelaze iz lokalnih donorskih stanja u vodljivu vrpcu te se pod djelovanjem električnog polja gibaju kao negativni pokretni nosioci naboja. Ovakvi poluvodiči nazivaju se poluvodičima n – tipa.

Poluvodička dioda je poluvodič s n – p spojem, što znači da na jednoj strani poluvodiča imamo p – tip, a



Slika 3: Prikaz elektronske strukture poluvodiča n- i p- tipa. Preuzeto iz [3].

na drugoj strani n – tip. Ukoliko je p – tip na višem potencijalu, kroz diodu će teći struja. Ukoliko se dioda spoji na suprotnu polarizaciju napona, stvara se tzv. osiromašeni sloj. U osiromašenom sloju imamo prostornu raspodjelu naboja oko n – p spoja, zbog čega se unutar tog područja javlja električno polje. Prilikom prolaska elektrona kroz osiromašeni sloj, dolazi do pobuđivanja elektrona u vodljivu i šupljina u valentnu vrpcu. Nakon više takvih procesa, pojavi se podjednak broj elektrona u vodljivoj i šupljina u valentnoj vrpce koje električno polje privuče prema pozitivnoj ili negativnoj elektrodi, čime nastaje električni signal kojeg možemo mjeriti. Da se pri višim temperaturama ne bi događao prelazanje elektrona iz valentne u vodljivu vrpcu, detektor je potrebno hladiti tekućim dušikom.

U interakciji γ – zračenja s materijom, interakcije u kojima se apsorbira zračenje su Comptonско raspršenje, fotoelektrični efekt ili tvorba para. Vjerojatnost da će se neki od tih događaja dogoditi ovisi o energiji upadnog fotona. Na nižim energijama dominiraju fotoelektrični efekt i Comptonско raspršenje, dok na visokim dominira tvorba para. U svakoj od tih interakcija fotona s atomom, dolazi do izbijanja elektrona iz atoma. Prolaskom tih elektrona kroz detektor dolazi do gore opisanog pobuđivanja elektrona i šupljina čime se stvara električni impuls.

2.3 Opis mjerenja

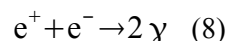
Mjerenje je vršeno tako da je najprije uključen akcelerator za generiranje brzih neutrona koji je pušten da proizvodi neutrone malo više od sat vremena, što znači da je malo više od sat vremena uzorak galija bio ozračivan brzim neutronima. Nakon toga, uzorak

je maknut od akceleratora i stavljen pred germanijski detektor, koji je bilježio γ – zračenje koje je dolazilo iz uzorka. Germanijski detektor spojen je na ADC konverter koji pretvara električni impuls u digitalni zapis koji se može zabilježiti na računaru. ADC konverter sastoji se od 4096 kanala, od kojih svaki bilježi određenu energiju. Ovisnost energije o broju kanala dana je linearnom relacijom

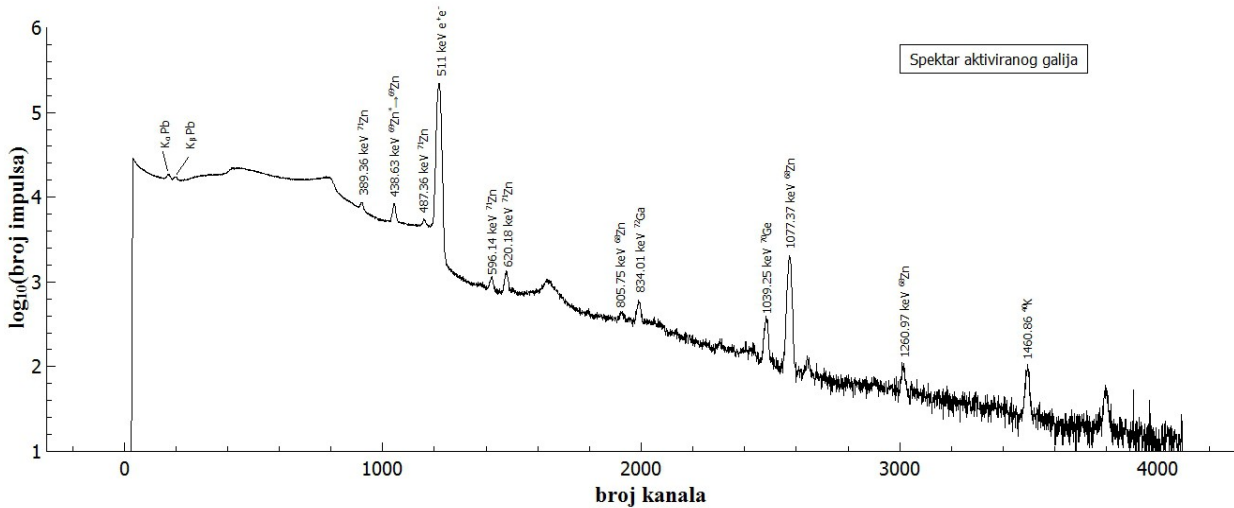
$$E = a \cdot \text{kanal} + b \quad (7).$$

Računalo osim podataka iz detektora mjeri i signal iz pulsera. Pulser daje signal svakih 20 ms što omogućuje mjerenje vremena unutar kojeg je zabilježen određen broj raspada. To nam omogućuje da mjerimo aktivnost iz relacije (4) u ovisnosti o vremenu. Dobiveni spektar zračenja je graf broja zabilježenih događaja u ovisnosti o rednom broju kanala. Za određene kanale pojavljuju se istančani vrhovi na grafu iz čega možemo odrediti energije zabilježenih raspada. Kalibracija detektora kojom određujemo koeficijente a i b rađena je tako da su uzeti vrhovi poznatih energija te je proveden linearni fit. Energije ostalih vrhova određivane su nakon kalibracije. Najviši vrh odgovara upravo anihilacijskom vrhu raspada ^{68}Ga . Posebno su proučavani vrhovi koji odgovaraju prijelazima između pobuđenih i osnovnog stanja ^{68}Zn u kojeg se ^{68}Ga raspada. Odredili smo energije danih vrhova te smo potom iz tablice prijelaza za ^{68}Zn odredili o kojim se prijelazima radi. Ti podaci omogućuju nam da vidimo u koja se sve stanja ^{68}Zn raspada ^{68}Ga .

Raspalom ^{68}Ga emitira se pozitron koji se vrlo kratko nakon nastanka anihilira sa slobodnim elektronom na kojeg naiđe. Reakcijom



nastaju 2 fotona, svaki s energijom $E_\gamma \approx 511 \text{ keV}$, što odgovara masama elektrona i pozitrona. Fotoni se nakon nastanka gibaju u suprotnim smjerovima pa samo jedan foton dolazi do detektora, što znači da je opažanjem jednog fotona energije 511 keV zabilježen raspad jedne jezgre ^{68}Ga . Nakon određivanja energija iz spektra zračenja, uzet je samo anihilacijski vrh raspada ^{68}Ga . Pomoću signala iz pulsera dobiven je graf broja raspada jezgara ^{68}Ga u ovisnosti o vremenu. Pomoću programa QtiPlot na graf je provedena prilagodba za eksponencijalni raspad prvog



Slika 4: Spektar zračenja, logaritmirani broj detektiranih impulsa u ovisnosti o rednom broju kanala s napisanim pripadajućim energijama vrhova

reda:

$$y = y_0 + Ae^{-x/t} \quad (9).$$

Iz dobivenih konstanti y_0 , A i t , može se dobiti vrijeme poluraspada:

$$T_{1/2} = t \cdot \ln 2 \quad (10).$$

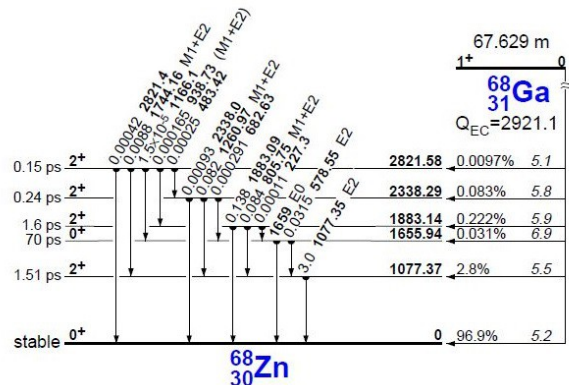
Dobiveno vrijeme poluraspada uspoređivano je s prethodno izmjerenim vremenima iz [1].

3 Rezultati i diskusija

3.1. Analiza spektra zračenja

Spektar zračenja prikazan je na Slici 4. Prepoznati su najviši vrh s energijom 511 keV koji odgovara elektron – pozitron anihilaciji, tj. raspadu ^{68}Ga u ^{68}Zn . Tri ostala prepoznata vrha bili su vrh energije 1039.25 keV koji predstavlja prijelaz ^{70}Ge iz prvog pobuđenog u osnovno stanje nakon što se ^{70}Ga raspao u ^{70}Ge , vrh energije 1077.37 keV koji predstavlja prijelaz ^{68}Zn iz prvog pobuđenog u osnovno stanje i vrh energije 1460.86 keV koji predstavlja deeksitaci-

ju ^{40}Ar iz prvog pobuđenog u osnovno stanje nakon što se ^{40}K raspao u njega. Taj posljednji vrh posljedica je toga što detektor detektira i raspad prirodnog kalija koji se nalazi u zidovima i ostalim predmetima unutar prostorije. Linearnim fitom na dane energije dobiveni su koeficijenti kalibracije germanijskog detektora $a = 0.417671$ keV i $b = 2.435$ keV. Nakon kalibracije određene su energije ostalih vrhova. Na Slici 4 može se vidjeti da su osim fotona koje očekujemo iz raspada ^{68}Ga primijećeni i fotoni iz nekih drugih reakcija i izotopa. To se događa iz dva razloga. Prvo, osim (n, 2n) reakcije, brzi neutroni u reakciji sa ^{69}Ga mogu proizvesti metastabilni $^{69}\text{Zn}^*$ (n, p) reakcijom izospinske izmjene, a može se dogoditi i (n, γ) reakcija kojom nastaje ^{70}Ga koji se raspada u ^{70}Ge . Također, uzorak galija sastoji se od otprilike 60.11% ^{69}Ga i 39.89% ^{71}Ga [4]. Iz ^{71}Ga mogu se u (n, 2n), (n, p) i (n, γ) reakcijama redom dobiti ^{70}Ga , ^{71}Zn i ^{72}Ga . Spektar ^{68}Zn prikazan je na Slici 5.



Slika 5: Spektar ^{68}Zn . Preuzeto iz [1].

U Tablici 1 prikazana su tri vrha s pripadnim energijama koji odgovaraju prijelazima u ^{68}Zn između pobuđenih i osnovnog stanja te je naznačeno o kojim se prijelazima radi. Dobivene prijelaze odredili smo tako da smo za dane energije pročitali o kojim se prijelazima radi sa spektra sa Slike 5.

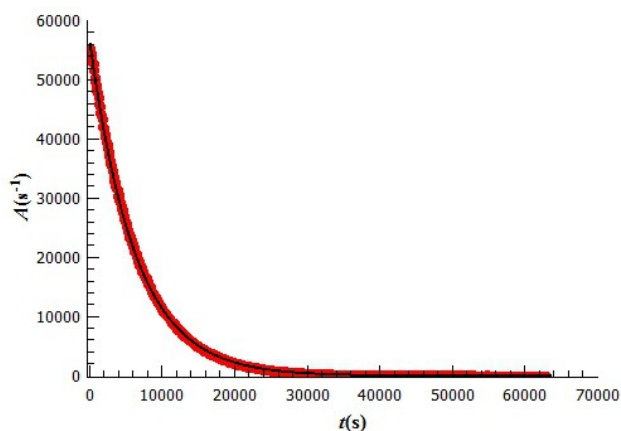
Energija (keV)	Vrsta prijelaza
805.75	2^+ (treće pobuđeno) \rightarrow 2^+ (prvo pobuđeno)
1077.37	2^+ (prvo pobuđeno) \rightarrow 0^+ (osnovno)
1260.97	2^+ (četvrto pobuđeno) \rightarrow 2^+ (prvo pobuđeno)

Tablica 1: Zabilježeni prijelazi za ^{68}Zn

Kao što se vidi na Slici 5, u 96.9 % slučajeva ^{68}Ga raspada se u osnovno stanje ^{68}Zn . Ostali mogući prijelazi, osim ova tri navedena u Tablici 1, nisu opaženi jer su prerijetki da bi ih se opazio značajan broj na detektoru ili zato što su njihove energije previsoke da bi ih detektor registrirao.

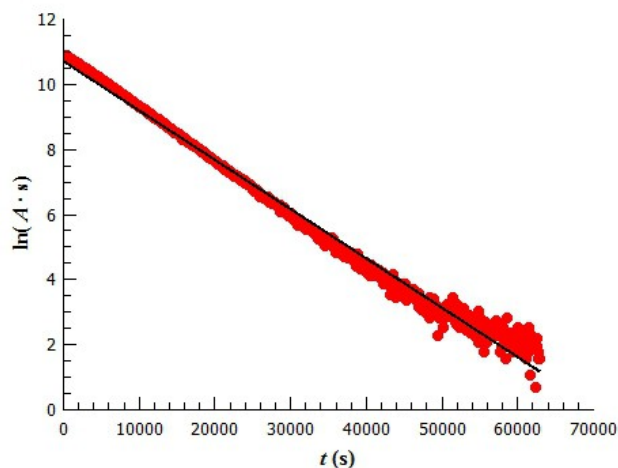
3.2 Vrijeme poluraspada ^{68}Ga

Graf s prilagodbom eksponencijalnog raspada prvog reda i logaritamski graf za jedno od dva mjerenja prikazani su na Slikama 6 i 7.



Slika 6: Ovisnost aktivnosti ^{68}Ga o vremenu

U prvom mjerenju dobiveno je $t = (5879 \pm 6)$ s, iz



Slika 7: Logaritam aktivnosti ^{68}Ga u ovisnosti o vremenu - provjera daje li eksponencijalni pad dobar opis raspada

čega je izračunato $T_{1/2} = (67.91 \pm 0.06)$ min. U drugom mjerenju dobiveno je $t = (5890 \pm 10)$ s, iz čega je izračunato $T_{1/2} = (68.1 \pm 0.1)$ min. Za konačno izmjereno vrijeme uzeta je opća aritmetička sredina $T_{1/2} = (67.94 \pm 0.06)$ min. U Tablici 2 dani su podaci o svim dosad izmjerenim vremenima poluraspada ^{68}Ga s procijenjenim pogreškama bez zaokruživanja. Vrijeme $T_{1/2} = (67.71 \pm 0.09)$ min iz [1] dobiveno je Bayesijskim uprosječivanjem izmjerenih vremena, što je metoda koja se koristi kada je potrebno procijeniti srednju vrijednost neke veličine za koju je izmjeren mali broj podataka.

Vrijeme poluraspada (min)	Pogreška (min)
67.7	0.3
69.2	1.4
68.33	0.09
68.2	0.1
68.5	0.5
67.8	0.8
67.629	0.024

Tablica 2: Prikaz izmjerenih vremena poluraspada ^{68}Ga . Preuzeto iz [1].

Naše izmjereno vrijeme odstupa od prosjeka u prvoj decimali, ali vidimo da se nalazi unutar intervala u

kojem nalazimo dosad izmjerena vremena poluraspada. Odstupanje od službenog vremena iz [1] je i očekivano s obzirom da to vrijeme nije dobiveno direktnim mjerenjem, već uprosječivanjem dosadašnjih mjerenja. Preciznije izračunato vrijeme dobili bismo da smo proveli više mjerenja.

4 Zaključak

Rezultati su se dobro slagali s dosad izmjerenim podacima. Potvrđeno je da je dominantan oblik reakcije brzih neutrona s jezgrom ^{69}Ga (n, 2n) reakcija. Opažena su tri različita raspada ^{68}Ga u ^{68}Zn osim dominantnog koji ide u osnovno stanje ^{68}Zn , a to su raspadi u prvo, treće i četvrto pobuđeno stanje. Ostale raspade mogli bismo opaziti da smo imali bolji detektor koji je bolje izoliran od vanjskog šuma. Vrijeme poluraspada za ^{68}Ga odstupa od Bayesijanskog prosjeka u prvoj decimali, ali s obzirom da se nalazi unutar intervala u kojem se nalaze dosadašnja mjerenja, možemo naš rezultat smatrati zadovoljavajućim. Da smo bili u mogućnosti provesti više mjerenja, rezultat bi bio precizniji.

5 Literatura

- [1] Tuli J. K.: Nuclear Data Sheets for A = 68, 238, Nuclear Data Sheets Volume 97, Number 1 (2002), 0090 – 3752
- [2] Sahan M., Sahan H., Tel E.: Cross – Section Calculations of (n, 2n) and (n, p) Reactions for $^{69,71}\text{Ga}$ and ^{75}As Target Nuclei up to 20 MeV, Nucl. Phys. At. Energy 2018, volume 19, issue 4, pages 350-358
- [3] Solid State Physics Course by E. Kogan, (2018), Bar Ilan University, page 55
- [4] Machlan L. A., Gramlich J. W., Powell L. J., Lambert G. M.: Absolute Atomic Abundance Ratio and Atomic Weight of a Reference Sample of Gallium, Journal of Research of the National Bureau of Standards, Volume 91, Number 6 (1986)