

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
NARAVOSLOVNA SMER

Gregor Šmit

**UMERITEV ŠTUDIJSKEGA POZITRONSKEGA
TOMOGRFA**

Diplomsko delo

MENTOR: prof. dr. Samo Korpar

Ljubljana, 2015

Izjava o avtorstvu in objavi elektronske oblike

izjavljam:

- da sem diplomsko delo z naslovom *UMERITEV ŠTUDIJSKEGA POZITRONSKEGA TOMOGRAFA* izdelal samostojno pod mentorstvom prof. dr. Samo Korparja,
- da je elektronska oblika dela identična s tiskano obliko in
- da Fakulteti za matematiko in fiziko Univerze v Ljubljani dovoljujem objavo elektronske oblike svojega dela na spletnih straneh Repozitorija Univerze v Ljubljani.

Ljubljana, dne

Podpis:

Zahvala

Iskreno se zahvaljujem prof. dr. Samu Korparju za pomoč in vodenje pri opravljanju diplomskega dela. Rad bi se še zahvalil doc. dr. Roku Pestotniku za pomoč pri postavitvi študijskega tomografa in nasvete pri opravljanju meritev. Posebna zahvala gre staršem za vso podporo in potrpežljivost pri študiju.

Povzetek

Del študija medicinske fizike je tudi spoznavanje delovanja tomografa, ki temelji na pozitronski emisijski tomografiji (PET). Študentom želimo prikazati zgradbo tomografa PET, način zajemanja podatkov in rekonstrukcijo slike. Namen diplomske naloge je umeritev študijskega tomografa PET. V diplomskem delu je predstavljena zgradba tomografa PET in opravljene meritve z radioaktivnim izotopom ^{22}Na . Na podlagi opravljenih meritev sem ocenil učinkovitost koincidenčnega zaznavanja žarkov gama, ter prostorsko in energijsko ločljivost tomografa. Postavitev tomografa in meritve so potekale na Fakulteti za matematiko in fiziko.

Ključne besede: tomograf, pozitronska emisijska tomografija, rekonstrukcija slike, radioaktivni izotop, učinkovitost, prostorska ločljivost, energijska ločljivost

PACS: 23.50.+z, 87.57.cf, 87.57.nf, 87.57.uk

Abstract

As part of the medical physics course students at the Faculty of Mathematics and Physics of University of Ljubljana learn also the principles of positron emission tomography (PET). We have constructed a small PET tomograph and calibrated it by measuring the response to the annihilation gammas from ^{22}Na radioactive source. We determined the efficiency for coincidence gamma ray detection, spatial resolution and energy resolution of the tomograph.

Keywords: tomograph, positron emission tomography, radioactive isotope, efficiency, spatial resolution, energy resolution

PACS: 23.50.+z, 87.57.cf, 87.57.nf, 87.57.uk

Kazalo

Seznam slik	13
Seznam tabel	15
1 Uvod	17
2 Tomografsko slikanje	19
2.1 Emisijska tomografija	19
2.2 Razpad beta	20
2.3 Detektorji	21
2.4 Scintilatorji	22
2.4.1 Anorganski scintilatorji	23
2.5 Fotopomnoževalke	24
2.5.1 Večanodne fotopomnoževalke	25
2.6 Koincidenčna detekcija anihilacijskih žarkov γ	25
2.7 Tipi koincidenčnih dogodkov	26
2.8 Comptonov pojav	26
2.9 Končni doseg pozitrona in nekolinearnost	27
2.10 Navidezna širina detektorjev	28
2.11 Prostorska ločljivost tomografa	28
3 Rekonstrukcija slike	31
3.1 Potek rekonstrukcije	31
4 Postavitev tomografa PET	33
4.1 Tehnični podatki tomografa	35
4.2 Zajem podatkov	35
4.3 Parametri pri zajemanju podatkov	38
5 Umeritev tomografa PET	41
5.1 Umeritev energijske skale	41
5.2 Preslikava iz utežene koordinate v koordinato posameznega kristala	43
5.3 Energijska ločljivost	47
5.4 Učinkovitost tomografa PET	50
6 Meritve s tomografom PET	53
6.1 Prostorska ločljivost v odvisnosti od napetosti	55
7 Zaključek	57

Seznam slik

2.1	Razpad β^+	21
2.2	Energijski spekter pozitronov pri razpadu β^+	22
2.3	Detektor je sestavljen iz scintilatorja in fotopomnoževalke.	22
2.4	Energijski pas anorganskih scintilatorjev.	24
2.5	Zgradba večanodne fotopomnoževalke.	25
2.6	Segmentacije anod pri fotopomnoževalkah.	25
2.7	Koincidenčna detekcija.	26
2.8	Prikaz pravilne, sipane in naključne koincidence.	26
2.9	Comptonovo sipanje.	27
2.10	Prikaz efektivnega dosega pozitrona in nekolinearnosti.	27
2.11	Prikazana navidezna širina detektorja.	29
3.1	Sinogram.	31
4.1	Postavljen tomograf PET.	34
4.2	Postavitev detektorjev na obroču tomografa PET.	34
4.3	Predstavitve kristala LYSO na fotopomnoževalki in skica fantoma.	35
4.4	Sistem za zajemanje podatkov.	36
4.5	Električni signal iz zadnje dinode.	37
4.6	Elektronske povezave.	37
4.7	Koincidenčno okno in dolžina logičnega signala.	38
5.1	Ničelna vrednost naboja.	42
5.2	Legatofovrha.	42
5.3	Položaji kanalov na fotopomnoževalki.	43
5.4	Porazdelitev težišč rekonstrukcije naboja na fotopomnoževalkah.	44
5.5	Meje med območji, ki pripadajo kristalom umerjenih težišč naboja.	45
5.6	Porazdelitev rekonstruiranih koordinat.	46
5.7	Porazdelitev po vrednosti zbranega naboja qdc, za pmt0.	47
5.8	Porazdelitev dogodkov po izmerjenem naboju.	48
5.9	Porazdelitev dogodkov po izmerjenem naboju pri 850 V.	49
5.10	Porazdelitev rekonstruiranih dogodkov v okolici fotovrha na pmt3.	50
5.11	Porazdelitev rekonstruiranih dogodkov na fotopomnoževalki pmt1.	51
6.1	Prva rekonstrukcija položaja točkastega radioaktivnega izvora.	54
6.2	Položaj mizice v sistemu obroča PET.	54
6.3	Rekonstrukcija položaja radioaktivnega izvora po umeritvi mizice.	54
6.4	Prostorska ločljivost tomografa v odvisnosti od napetosti.	55

Seznam tabel

2.1	Vrsta tomografa in fizikalni procesi pri slikanju.	19
2.2	Tabela radioaktivnih izotopov.	21
2.3	Tabela scintilatorjev.	23
4.1	Tehnični podatki tomografa.	35
4.2	Tabela dogodkov na različnih delih koincidenčne enote.	39
4.3	Tabela števila koincidenč.	39
4.4	Nastavljene vrednosti pragov za posamezno fotopomnoževalko.	39
5.1	Energijska ločljivost fotopomnoževalk v odvisnosti od napetosti.	49
6.1	Prostorska ločljivost tomografa v odvisnosti od napetosti.	55

Poglavje 1

Uvod

Tomografija je skupno ime za metode slikanja, pri katerih prikažemo le prerez opazovanega telesa. Beseda tomografija izhaja iz grških besed tomos (rezina) in graphos (slika). Naprava, ki jo uporabljamo pri slikanju, se imenuje tomograf. Slika se imenuje tomogram. Tomografija temelji na matematičnem postopku imenovanem tomografska rekonstrukcija.

Začetki pozitronske emisijske tomografije (PET) segajo že v sredino sedemdesetih let. V klinični praksi se je metoda uveljavila šele v začetku devetdesetih, takrat so bile prvič objavljene študije o diagnostični uporabi metode PET. Najprej so metodo uporabljali predvsem v onkologiji, kasneje se je uveljavila tudi v diagnostiki nekaterih nevroloških in kardioloških boleznih.

Danes je pozitronska emisijska tomografija uveljavljena tehnika slikanja v klinični nuklearni medicini in biomedicini. Nuklearna medicina je veja medicinskega slikanja, kjer se uporablja radioaktivne izotope za odkrivanje tumorjev, različnih tipov raka, Alzheimerjeve in Parkinsonove bolezni ter tudi nevroloških nepravilnosti. Metode v nuklearni medicini omogočajo zaznavanje fizioloških procesov znotraj določenih tkiv in tako omogočajo diagnosticiranje bolezni v zgodnjih stadijih razvoja. S slikanjem PET lahko spremljamo pretok krvi, porabo kisika in presnovo glukoze, kar pomaga zdravnikom pri določanju delovanja posameznih organov in tkiv.

Diplomsko delo se prične s predstavitvijo veje medicinskega slikanja tako imenovano pozitronsko emisijsko tomografijo. Sledi splošen opis delovanja tomografa PET, zgradbe detektorjev, rekonstrukcije slike in postavitve tomografa. Nato sledi jedro diplomske naloge, umeritev študijskega tomografa PET in predstavitev meritev s točkastim radioaktivnim izvorom ^{22}Na . V zaključku so zbrani rezultati energijske in prostorske ločljivosti ter učinkovitost tomografa PET.

Poglavje 2

Tomografsko slikanje

Pri tomografskem slikanju merimo porazdelitev pozitronskih sevalcev v telesu. Rekonstruirana slika nam daje informacijo o koncentraciji aktivnosti radioaktivnega sevalca na določenem mestu v telesu. Pomaga nam pri primerjavi delovanja obolelih in zdravih organov ali tkiv. Poznamo več vrst tomografskega slikanja, pri katerih uporabljamo za slikanje različne fizikalne procese (tabela 2.1). Pri tomografskem

Tabela 2.1: Vrsta tomografa in fizikalni procesi pri slikanju.

Vrsta tomografa	Fizikalni proces slikanja
CT	detekcija prepuščenih žarkov X
SPECT	detekcija prepuščenih žarkov gama
PET	detekcija para anihilacijskih žarkov gama
MRI	detekcija odziva vodikovih jeder na radiofrekvenčno motnjo v magnetnem polju
ultrasonografija	detekcija odbitih ultrazvočnih valov v tkivih
laserska mamografija	detekcija prepuščene infrardeče laserske svetlobe

slikanju prikažemo prerez človeškega telesa. Slike prerezov človeškega telesa so nato sestavljene v tridimenzionalno sliko, ki lahko prikazuje fiziološke in patofiziološke procese v celicah, organih in tkivih.

2.1 Emisijska tomografija

Emisijska tomografija je veja medicinskega slikanja, ki jo sestavljata: PET - pozitronska emisijska tomografija in SPECT - eno fotonska emisijska računalniška tomografija. Slikanje PET velja za precej drago metodo. Zaradi uporabe kratkoživih pozitronskih sevalcev, ^{18}F ima razpolovni čas 110 min, je potrebna organizirana proizvodnja in dostava radiofarmakov. Visoka je tudi cena samih detektorjev sevanja γ .

Metoda PET nam omogoča opazovanje aktivnosti v tkivih z ločljivostjo okrog 5 milimetrov. V živem organizmu lahko opazujemo metabolizem s pomočjo biomolekul (glukoze, aminokislin, kisika in zdravil), ki jih označimo z radiofarmakom. Radiofarmak je biološko aktivna spojina, na katero je kemijsko vezan pozitronski sevalec. Pozitronski sevalci, ki se uporabljajo pri slikanju PET, so naštetih v tabeli 2.2 [1]. Najpogosteje se uporablja izotop fluora ^{18}F , vezan na glukozo. Radiofarmake naredijo s pomočjo ciklotrona tako, da s curkom delcev iz ciklotrona

obstreljujejo stabilna jedra. Tako lahko nastane metabolično aktivna molekula 18F-FDG (^{18}F fluor-deoksiglukoza), ki se najpogosteje uporablja pri slikanju PET [2]. Molekulo vbrizgajo bolniku v žilni sistem in počakajo, okrog eno uro, da se nakopiči v celice po telesu. Slikanje traja od 30 minut do ene ure. Radiofarmak se bolj kopiči v tkivih z živahnejšimi metaboličnimi procesi [3]. Metoda je še posebej uporabna pri slikanju možganov, saj so ti velik porabnik glukoze. Zato lahko z uporabo slikanja PET uspešno diagnosticiramo določene možganske okvare (Alzheimerjeve in Parkinsonove bolezni). Poleg tega s pomočjo slikanja PET lažje odkrivamo rakava obolenja v zgodnjih stadijih. Metoda PET ni najbolj primerna pri slikanju počasi rastočih tumorjev, saj ti slabo ali sploh ne kopičijo 18F-FDG. Vnetja oziroma okužbe lahko kopičijo glukozo, zato je težko ločiti med vnetjem in malignim procesom. Zaradi tega lahko pri vnetju dojk dobimo lažne pozitivne izvide. S slikanjem celotnega telesa, v različnih časovnih obdobjih, lahko spremljamo širjenje raznih obolenj po telesu.

Z uporabo minimalno potrebnih doz in kratkega razpolovnega časa pozitronskih sevalcev sevanje ne predstavlja velike radiološke obremenitve za zdravstvene delavce in bolnike po preteku preiskave. Prejete učinkovite doze pri slikanju so odvisne od aktivnosti radioaktivnega izotopa. Za odraslo osebo je prejeta učinkovita doza, pri začetni aktivnosti 400 MBq izotopa ^{18}F v molekuli 18F-FDG, 8 mSv [2]. Za primerjavo, prejeta povprečna učinkovita doza prebivalca je 2.4 mSv na leto.

2.2 Razpad beta

Delovanja tomografa PET temelji na detekciji anihilacijskih žarkov gama, ki sledijo razpadom β^+ radioaktivnih izotopov ^{11}C , ^{13}N , ^{15}O , ^{18}F , ^{22}Na , ^{62}Cu , ^{68}Ga , ^{82}Rb in ^{124}I . Delci β , ki jih sevajo radioaktivne snovi, so elektroni ali pozitroni s kinetičnimi energijami od nekaj keV do več kot 15 MeV. Pri tomografskem slikanju se uporabljajo izotopi z maksimalno kinetično energijo pozitronov od 0.5 MeV do 5 MeV (slika 2.1, tabela 2.2, slika 2.2.). Poznamo dva načina razpada β : β^- in β^+ . Pri razpadu β^- se število protonov v jedru poveča za ena, ker se mora ohraniti število nukleonov, se posledično zmanjša število nevtronov za ena [4]:



Nevtron (n) v jedru preide v proton (p), elektron (e^-) in elektronski antinevtrino ($\bar{\nu}_e$).



Pri razpadu β^+ se zmanjša število protonov v jedru za ena in se poveča število nevtronov:

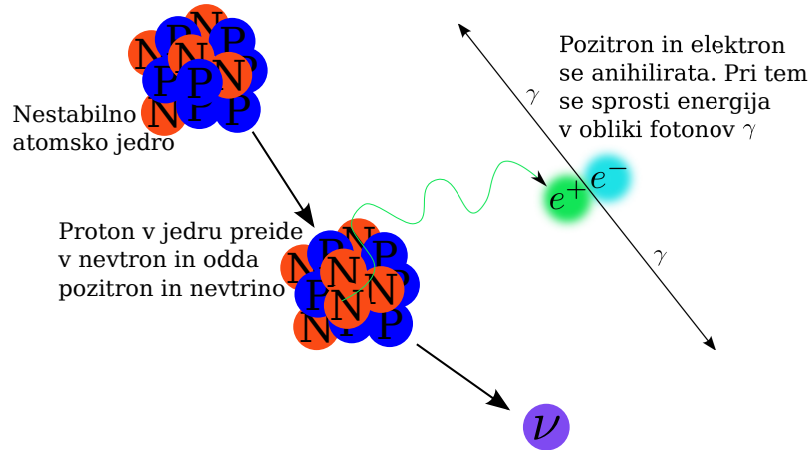


Proton v jedru preide v nevtron in odda pozitron (e^+) in nevtrino (ν_e):



Začetna kinetična energija pozitrona se v snovi z ionizacijo zmanjšuje. Z zmanjševanjem kinetične energije se povečuje presek za anihilacijo. S povečevanjem preseka za anihilacijo se povečuje tudi verjetnost za anihilacijo pozitrona z elektronom. Pri dovolj velikem preseku pozitron trči s svojim antidelcem elektronom. Nastane vmesno

stanje pozitronij, kjer sta pozitron in elektron vezana. Pozitronij razpade z izsevanjem fotonov γ (slika 2.1). Kadar je vsota vrtilnih količin delca in antidelca enaka nič, nastaneta dva fotona γ z energijo 511 keV in spinom 1, ki v težiščnem sistemu pozitronija odletita pod kotom 180° drug glede na drugega. Kadar pa je vsota vrtilnih količin delca in antidelca 1, se ustvarijo trije fotoni γ [1]. Slednji proces ima zelo majhno verjetnost, da bi se zgodil.



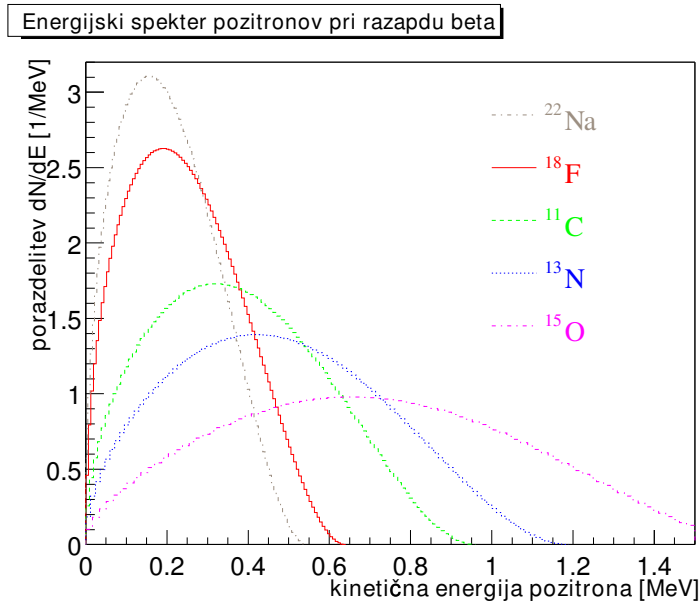
Slika 2.1: Pri razpadu β^+ nastaneta nevtrino in pozitron, ki se anihilira z elektronom [5].

Tabela 2.2: Razpolovni čas, maksimalna kinetična energija in povprečen doseg delcev β^+ v vodi za različne izotope [1].

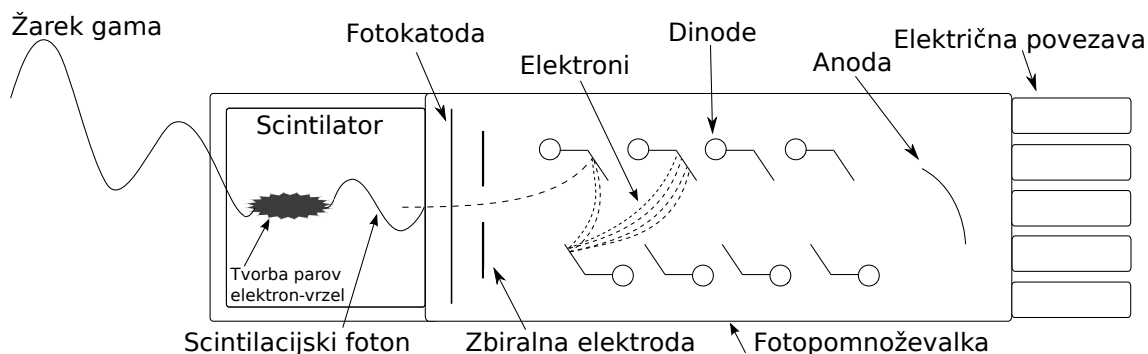
Izotop	Razpolovni čas	Maksimalna energija [MeV]	Povprečen doseg v vodi [cm]
^{11}C	20.4 min	0.961	0.103
^{13}N	9.96 min	1.19	0.132
^{15}O	123 s	1.723	0.201
^{18}F	110 min	0.635	0.064
^{82}Rb	78 s	3.35	0.429

2.3 Detektorji

Anihilacijske žarke gama zaznamo s pomočjo detektorjev žarkov gama. Detektor žarkov gama je sestavljen iz scintilatorja in fotopomnoževalke (slika 2.3). Žarek gama pri interakciji s scintilatorjem pusti en del ali vso svojo energijo v scintilatorju. Oddana energija se sprosti v obliki scintilacijskih fotonov. Scintilacijski fotoni imajo energije v vidnem delu svetlobnega spektra. Za scintilatorjem je fotopomnoževalka. Ta zbere vse scintilacijske fotone in jih pretvori v električni signal.



Slika 2.2: Energijski spekter pozitronov pri razpadu β^+ [6].



Slika 2.3: Detektor je sestavljen iz scintilatorja in fotopomnoževalke.

2.4 Scintilatorji

Žarke γ zaznamo posredno tako, da izmerimo energijo elektronov, ki jo ti prejmejo od žarkov γ pri Comptonovem sipanju, fotoefektu, ali pa energijo parov elektron-pozitron pri procesu tvorbe parov. Anihilacijski žarki γ imajo premajhno energijo, 511 keV, za tvorbo parov.

Pri potovanju hitrih nabitih delcev skozi scintilator nastanejo sledi elektron-vrzel. Rekombinacija elektronov in vrzeli poteka energijsko ugodneje v bližini atoma primesi. Vrzeli ionizirajo atome primesi. S temi ioniziranimi atomi primesi se nato rekombinirajo elektroni. Odvečno energijo oddajo sosednjim atomom v kristalni mreži, tako povečajo termično gibanje, ali pa izsevajo fotone vidne svetlobe. Število scintilacijskih fotonov je odvisno od vrste scintilatorja (tabela 2.3) in od deponirane energije izbitega elektrona. Čim večje je število parov elektron-vrzel v sledi izbitega elektrona, tem večje je število scintilacijskih fotonov.

Svetloba se v scintilatorju ne siplje ali absorbira takoj. Verjetnost, da ni bilo interakcije žarka γ s scintilatorjem po prepotovanju poti x , je podana kot

$$P(x) = e^{-\frac{x}{\lambda}}, \quad (2.5)$$

kjer je λ atenuacijska dolžina (tabela 2.3). Za tomograf PET je pomembno, da je atenuacijska dolžina scintilatorjev čim krajša. Sposobnost scintilatorjev, da absorbirajo fotone v majhnem volumnu, vpliva na ločljivost detektorja, poglavje 2.10.

Tabela 2.3: Parametri različnih scintilatorjev pri detekciji žarkov γ z energijo 511 keV. Bizmutov germanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$ (BGO), natrijev jodid dopiran s talijem $\text{NaI}(\text{Tl})$, gadolinijev ortosilikat $\text{Gd}_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (GSO) in lutecij itrijev ortosilikat $(\text{Lu},\text{Y})_2\text{SiO}_5:\text{Ce}$ (LYSO) [7], [8].

Scintilacijski material	Atenuacijska dolžina λ [mm]	Energijska ločljivost [%]	Razpadni čas [ns]	Valovna dolžina scintilacijskih fotonov [nm]	Verjetnost za fotoefekt [%]	Število oddanih fotonov [fot/MeV]
BGO	10.4	18-25	300	480	40	9000
$\text{NaI}(\text{Tl})$	29.1	10-12	230	410	17	41000
GSO	14.1	12-18	60	440	25	8000
LSO/LYSO	11.4	12-18	40	420	32	30750

Sipalni preseka za fotoefekt (σ_{fe}) in Comptonovo sipanje (σ_{cs}) sta funkcija gostote (ρ) in efektivnega atomskega števila kristala (Z_{eff}). Atomski presek za fotoefekt je sorazmeren z [7]

$$\sigma_{fe} \propto \frac{\rho Z_{eff}^n}{E_\gamma^m}, \quad (2.6)$$

kjer sta n in m odvisna od energije: n je približno 4 pri 100 keV in postopoma raste do 4.6 pri 3 MeV, m se počasi zmanjšuje od 3 pri 100 keV do 1 pri 5 MeV. Presek za Comptonovo sipanje je sorazmeren z

$$\sigma_{cs} \propto \frac{\rho Z_{eff}}{A}, \quad (2.7)$$

kjer je A masno število. Kvocient Z_{eff}/A je skoraj konstanten ~ 0.45 , za vse elemente razen vodika. Iz enačbe 2.6 lahko razberemo, da večja vrednost Z_{eff} poveča presek za fotoefekt v primerjavi s Comptonovim sipanjem, enačba 2.7. Za scintilatorje so tako bolj primerni kristali z večjim Z_{eff} .

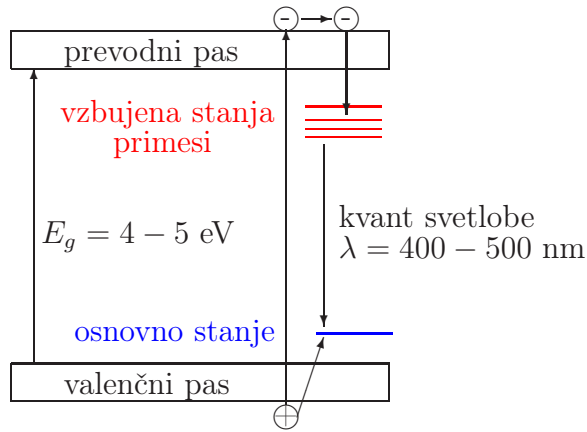
Emisijo svetlobe pri prehodu iz vzbujenega v osnovno stanje v prvem približku opišemo z enačbo [9]

$$N(t) = \frac{N_0}{\tau_d} e^{-\frac{t}{\tau_d}}, \quad (2.8)$$

kjer je N število oddanih fotonov po času t , N_0 je celotno število oddanih fotonov in τ_d je razpadni čas vzbujenega stanja. Kratek razpadni čas nam omogoča hitrejšo detekcijo koincidenčnih dogodkov. Za uporabo so tako primernejši kristali s krajšim razpadnim časom, saj zaznamo manj naključnih dogodkov.

2.4.1 Anorganski scintilatorji

V tomografiji PET se za detekcijo žarkov γ uporabljajo anorganski scintilatorji. Anorganski scintilatorji so ponavadi kristali, pri katerih sta valenčni in prevodni pas ločena s 4 do 5 eV široko energijsko špranjo (E_g) (slika 2.4). Primesi v kristalu dodatno ustvarijo energijske pasove znotraj prepovedanega pasu.



Slika 2.4: Energijski pas anorganskih scintilatorjev.

Elektron iz anihilacijskega fotona po interakciji s scintilacijskim kristalom vzbudi atome v višja energijska stanja. V prevodnem pasu se lahko elektron svobodno giblje po kristalu dokler ga pozitivni naboj primesi ne ujame v eno izmed vzbujenih stanj. Pri prehodu elektrona iz vzbujenega stanja v osnovno stanje se sprosti scintilacijski foton. Spekter valovne dolžine scintilacijskih fotonov je diskreten in odvisen od scintilatorja, običajno med 400 do 500 nm [7]. Število izsevanih fotonov scintilatorja je podano kot

$$N_{ph} = \alpha S Q, \quad (2.9)$$

kjer je α število parov elektron-vrzel v valenčnem in prevodnem pasu, kot posledica absorpcije anihilacijskih fotonov, S je transportni izkoristek para elektron-vrzel v vzbujeno stanje, Q je verjetnost za oddajo fotona pri prehodu iz vzbujenega v osnovno stanje. Število oddanih fotonov za različne scintilatorje je podano v tabeli 2.3.

2.5 Fotopomnoževalke

Za določanje števila scintilacijskih fotonov si pomagamo s fotopomnoževalko. Fotopomnoževalka je zgrajena iz steklenega ohišja v katerem je vakuum. Znotraj steklenega ohišja so fotokatoda, zbiralna elektroda za zbiranje fotoelektronov, dinode in anoda (slika 2.3 stran 22). Ko scintilacijski foton zadene fotokatodo, se zaradi fotoefekta sprosti fotoelektron. Energija fotona mora biti dovolj visoka da lahko izbije fotoelektron

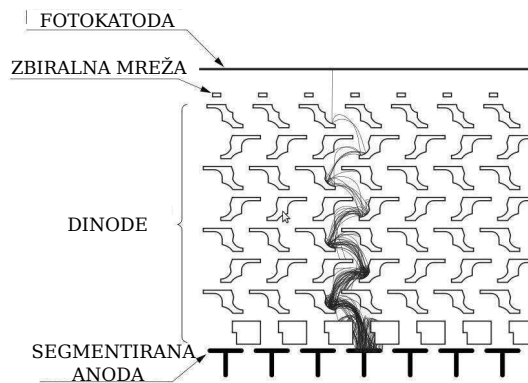
$$h\nu = \Phi + E_{fe}. \quad (2.10)$$

Tu je h Planckova konstanta, ν je frekvenca scintilacijskega fotona, Φ je izstopno delo in E_{fe} je kinetična energija izbitega fotoelektrona. Izstopno delo je vezavna energija elektrona v kovini ki jo mora elektron oddati, ko opravi delo proti sili, ki ga veže na kovino. Fotoelektrone iz fotokatode pospešimo proti prvi dinodi. Pri pospeševanju proti dinodi prejme fotoelektron dovolj energije, da lahko ob trku z dinodo izbije sekundarne elektrone. Število izbitih sekundarnih elektronov je odvisno od energije fotoelektrona in materiala dinode. Proces sekundarne emisije se ponovi na vsaki dinodi. Za uspešno pospeševanje elektronov od prejšnje do naslednje dinode ima vsaka naslednja dinoda višji električni potencial. Elektrone po končanem pomnoževanju zberemo na anodi, kjer dobimo kratek električni pulz. Višina signala

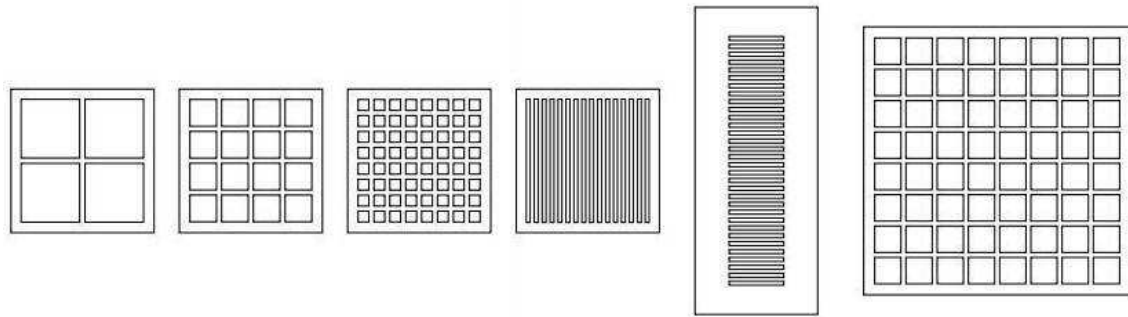
iz fotopomnoževalke je sorazmerna številu scintilacijskih fotonov, torej tudi energiji, ki jo pusti anihilacijski foton v scintilatorju.

2.5.1 Večanodne fotopomnoževalke

Večanodne fotopomnoževalke so prostorsko občutljive fotopomnoževalke, ki imajo segmentirane anode. Posebnost večanodnih fotopomnoževalk je v zgradbi stopnje za pomnoževanje elektronov. Pomnoževanje elektronov je porazdeljeno po preseku fotopomnoževalke (slike 2.5). Dinode kot tudi katode so porazdeljene tako, da skupaj pokrivajo celotno površino anode (slika 2.6). S tem dosežemo prostorsko odvisen signal iz dinode.



Slika 2.5: Zgradba večanodne fotopomnoževalke: fotokatoda, zbiralna mreža, dinode in segmentirana anoda [10].

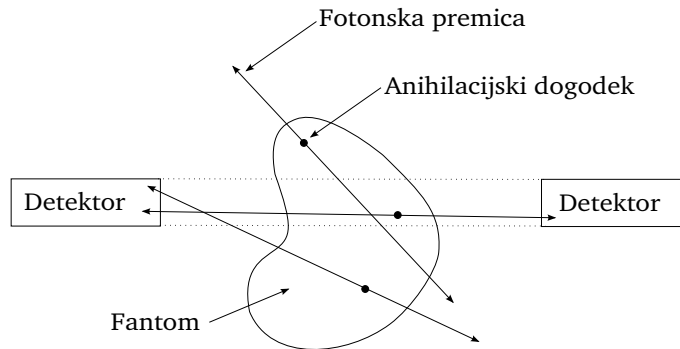


Slika 2.6: Različne segmentacije anod pri večanodnih fotopomnoževalkah [10].

2.6 Koincidenčna detekcija anihilacijskih žarkov γ

Simultano detekcijo obeh fotonov iz anihilacije pozitrona imenujemo anihilacijska koincidenčna detekcija. Vsako zaznano koincidenco pa imenujemo dogodek, pri katerem je par fotonov priletel na nasprotna detektorja v določenem časovnem obdobju (časovno okno). Detekcija anihilacijskih fotonov določa zveznico med dvema detektorjema, vzdolž katere se je zgodila anihilacija (slika 2.7). Čeprav sta anihilacijska fotona sevana istočasno, ju ne zaznamo hkrati na nasprotnih detektorjih. Anihilacijska fotona potujeta različno dolgo do detektorjev. Pri zaznavanju anihilacijskih

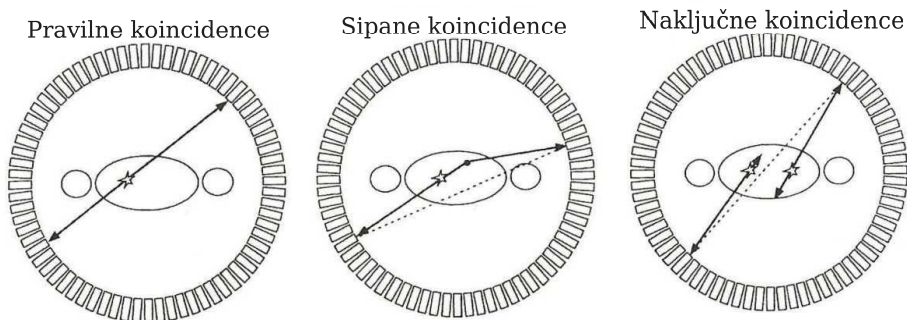
fotonov zato potrebujemo časovno okno. Časovno okno je tipično široko od 6 do 12 ns.



Slika 2.7: Ponazoritev koincidenčne detekcije s pomočjo fotonskih premic.

2.7 Tipi koincidenčnih dogodkov

Poznamo pravilne, naključne in sipane koincidence (slika 2.8). Do naključne koincidence pride, kadar zaznamo dva povsem nepovezana (nekorelirana) anihilacijska fotona v dveh različnih detektorjih v določenem časovnem oknu. Naključni koincidenčni dogodki niso redki dogodki. Vplive iz okolice omejimo tako, da škatlo svetlobno tesno zapremo. S tem preprečimo vdor svetlobe iz okolice v tomograf. Obstajajo še naključni dogodki zaradi lastne radioaktivnosti scintilatorja. Za naš demonstrator PET smo uporabili scintilatorje iz kristala LYSO, ki vsebuje radioaktivni izotop lutecija. Druga skupina neveljavnih koincidencc so tako imenovane sipane koincidence. Te se zgodijo, kadar se vsaj eden od fotonov sipa znotraj opazovanega objekta ali znotraj komponent PET detektorja.

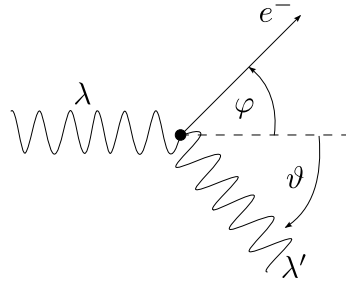


Slika 2.8: Prikaz pravilne, sipane in naključne koincidence [1].

2.8 Comptonov pojav

Comptonovo sipanje je pojav, kjer se žarek γ siplje na prostem elektronu (slika 2.9). Pri trku foton nekaj energije odda elektronu, zato se mu po trku poveča valovna dolžina [11]

$$\lambda' - \lambda = \lambda_C (1 - \cos \vartheta), \quad (2.11)$$



Slika 2.9: Comptonovo sipanje. Žarek γ , z valovno dolžino λ , se siplje na mirujočem prostem elektronu e^- . Po trku z elektronom ima žarek γ valovno dolžino λ' in odleti pod kotom ϑ glede na vpadno smer. Hkrati elektron odleti pod kotom φ glede na vpadno smer žarka γ .

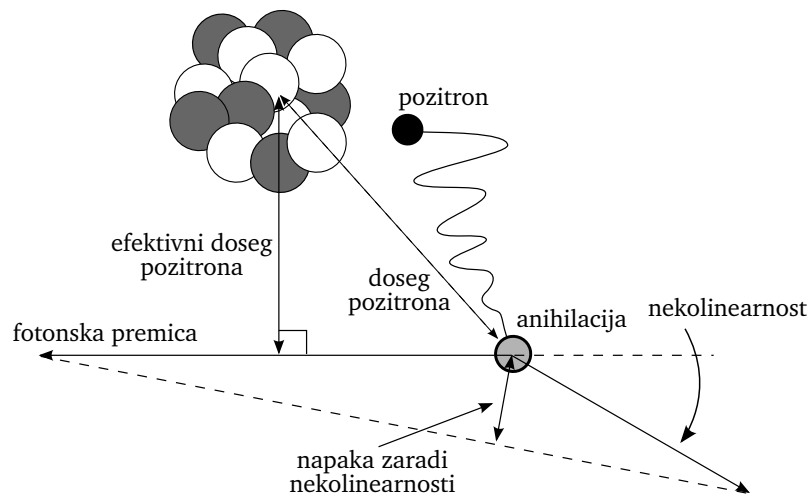
kjer sta λ' in λ končna in začetna valovna dolžina, λ_C je Comptonova valovna dolžina, $\lambda_C = h/m_e c = 0.0024$ nm in ϑ kot, pod katerim odleti foton glede na smer vpadnega žarka γ .

Dveh zaznanih fotonov, kjer se je eden izmed fotonov sipal na elektronu v snovi, tako več ne moremo opisati s fotonsko premico. Zato je Comptonov pojav glavni vzrok napak pri rekonstrukciji položaja radioaktivnega izvora.

2.9 Končni doseg pozitrona in nekolinearnost

Prostorska ločljivost anihilacijske koincidenčne detekcije je omejena zaradi dveh fizikalnih lastnosti: končni doseg pozitrona v snovi pred anihilacijo in nekolinearnosti izsevanih žarkov γ .

Fotonska premica ne definira mesta oddaje pozitrona iz radioaktivnega izvora. Doseg pozitrona pred anihilacijo je pravzaprav enak dosegu elektrona (ali delca β) podobne energije v vodi. Maksimalna energija oddanih pozitronov iz radioaktivnih jeder sevalca, ki se uporabljajo v medicini, je od 0.5 do 5 MeV. Tako je doseg pozitrona od 0.1 do 2 cm. Pozitroni so izsevani s spektrom energij in zgolj majhen delež izsevanih pozitronov ima dejansko maksimalno energijo. Zaradi trkov nikoli ne prepotujejo maksimalne možne dolžine.



Slika 2.10: Prikaz efektivnega dosega pozitrona in nekolinearnosti.

Za določanje prostorske ločljivosti je potrebno poznati efektivni doseg pozitrona, ki je najmanjša razdalja med fotonsko premico in beta sevalcem (slika 2.10). Velikost efektivnega dosega pozitrona (R_{doseg}), zaradi tega tudi prispevek k ločljivosti slike, je pri izotopu ^{18}F reda 1 mm [1].

Anihilacijska fotona v laboratorijskem sistemu skoraj nikoli nista oddana natanko pod kotom 180° drug glede na drugega. Ta pojav nastane zaradi preostale gibalne količine pozitrona tik pred anihilacijo in ga imenujemo nekolinearnost. Velikost kota med smerema fotona je znotraj 0.25° (slika 2.10). Prostorska ločljivost je sorazmerna s premerom detektorskega obroča D [1]

$$R_{180^\circ} = 0.0022 \cdot D. \quad (2.12)$$

2.10 Navidezna širina detektorjev

Na poslabšanje prostorske ločljivosti vpliva tudi debelina scintilatorjev. Žarek γ prepotuje določeno razdaljo znotraj scintilatorja preden pride do interakcije med žarkom γ in scintilatorjem. Ker prepotovane razdalje ne poznamo, pride do tako imenovanega vpliva globine interakcije. Za scintilatorje debeline d je prostorska ločljivost v središču med detektorjema (slika 2.11)

$$R_{det} = \frac{d}{2}. \quad (2.13)$$

Prostorska ločljivost se ponavadi izraža s širino porazdelitve na polovični višini FWHM. Ko se izvor oddaljuje od centra, se ločljivost slabša in na obroču doseže vrednost d . Za elemente širine d in debeline x je navidezna širina detektorja izven centra

$$d' = d \cos \theta + x \sin \theta, \quad (2.14)$$

kjer je kot θ označen na sliki 2.11. Ločljivost detektorja $R'_{det} = d'/2$ je [1]:

$$R'_{det} \approx \frac{d}{2} \left(\cos \theta + \frac{x}{d} \sin \theta \right) \approx R_{det} \left(\cos \theta + \frac{x}{d} \sin \theta \right). \quad (2.15)$$

Za naš demonstrator so vrednosti: $x = 20$ mm, $d = 2.1$ mm in $D = 120$ mm. Ločljivost R'_{det} v centru detektorja je 1.05 mm.

2.11 Prostorska ločljivost tomografa

Prostorska ločljivost tomografa je določena kot [1]

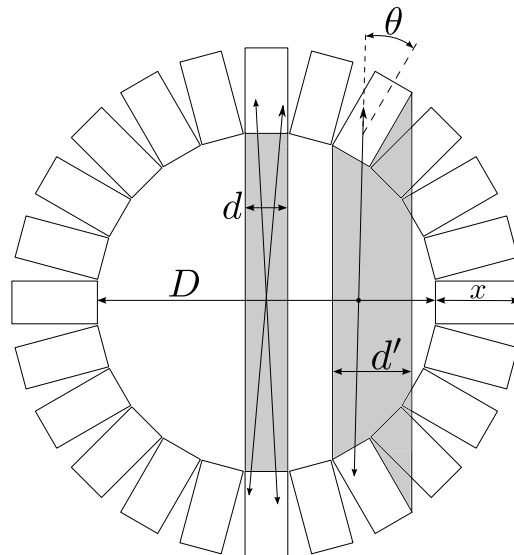
$$R \approx \sqrt{R_{det}^2 + R_{doseg}^2 + R_{180^\circ}^2}. \quad (2.16)$$

Za tipičen tomograf PET ($d = 6$ mm, $D = 800$ mm) pri uporabi izotopa ^{18}F ($R_{doseg} \approx 0.2$ mm) je ločljivost v centru tomografa

$$R \approx \sqrt{(6/2)^2 + 0.2^2 + (0.0022 \cdot 800)^2} \text{ mm} \approx 3.5 \text{ mm}. \quad (2.17)$$

V primeru načrtovanega tomografa ($d = 2.1$ mm, $D = 120$ mm) pri uporabi izotopa ^{22}Na ($R_{doseg} \approx 0.2$ mm) je ločljivost v centru tomografa

$$R \approx \sqrt{(2.1/2)^2 + 0.2^2 + (0.0022 \cdot 120)^2} \text{ mm} \approx 1.1 \text{ mm}. \quad (2.18)$$



Slika 2.11: Prikazana navidezna širina detektorja. Kadar žarek γ prileti v detektor pod kotom θ se detektorju poveča navidezna širina iz d na d' .

Rekonstrukcija slike in algoritmi za zmanjševanje šuma dodatno poslabšajo prostorsko ločljivost tomografa. Faktor poslabšanja prostorske ločljivosti je od 1.2 do 1.5 [12].

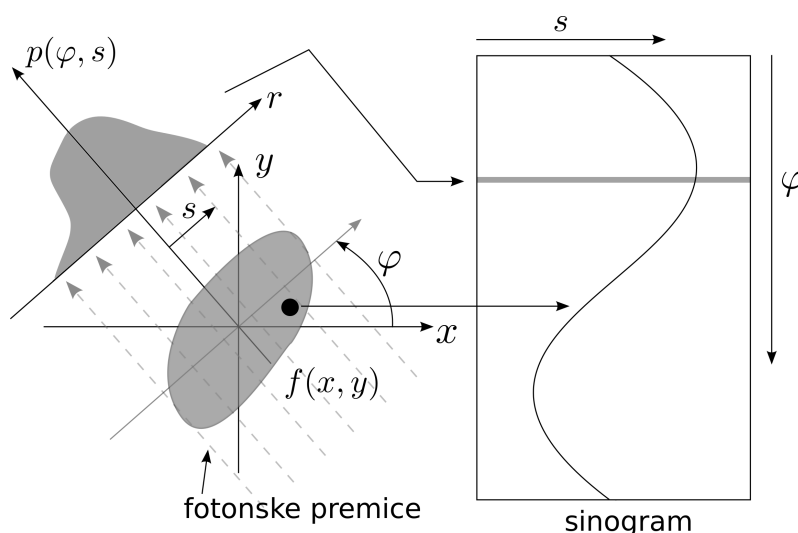
Poglavje 3

Rekonstrukcija slike

Po končanem slikanju je potrebno opraviti rekonstrukcijo prostorske porazdelitve radioaktivnega izvora. Pri rekonstrukciji slike smo si pomagali z odprtokodnim programskim paketom STIR [13]. Programski paket STIR vsebuje rekonstrukcijske metode in algoritme, ki se uporabljajo pri tomografskem slikanju. Za rekonstrukcijo slike sem uporabil metodo filtrirane inverzne projekcije.

3.1 Potek rekonstrukcije

Namen rekonstrukcije je, da iz zajetih podatkov dobimo realno sliko porazdelitve radiofarmaka v telesu. Zaznani koincidenčni dogodki ustrezajo fotonskim premicam porazdelitve izvorov $f(x, y)$ (slika 3.1). Pri rekonstrukciji slike razvrstimo fotonske premice po posameznih ravninah slikanja tako imenovanih rezinah. Vsako fotonsko



Slika 3.1: Projekcijo $p(\varphi, s)$ dobimo s krivuljnim integralom $f(x, y)$ pri danem kotu φ . Projekcije so nato urejene v sinogram, kjer vsaka projekcija v sinogramu zapolni eno vrstico pri danem kotu.

premico lahko opišemo z razdaljo s od centra tomografa PET in kotom φ :

$$\begin{aligned}\mathcal{L}(\varphi, s) &= \{(x, y) \in \mathbb{R}^2 : x \cos \varphi + y \sin \varphi = s\} \\ &= \{(s \cos \varphi - l \sin \varphi, s \sin \varphi + l \cos \varphi) : l \in \mathbb{R}\}.\end{aligned}\quad (3.1)$$

Posamezne projekcije $p(\varphi, s)$ so izračunane s krivuljnim integralom:

$$p(\varphi, s) = \int_{\mathcal{L}(\varphi, s)} f(x, y) dl. \quad (3.2)$$

Zbirko vseh projekcij za kot $0 \leq \varphi < 2\pi$, ki tvori dvodimenzionalno funkcijo odvisno od s in φ , imenujemo sinogram $p(\varphi, s)$. Ime izhaja iz dejstva, da vsaka točka znotraj slikanega objekta sledi sinusoidni poti v prostoru projekcije objekta (slika 3.1). Sinogram je sestavljen iz superpozicije vseh sinusoid ki ustrezajo vsaki točki izvora sevanja.

Pri inverzni projekciji vseh setov fotoniskih premic točkastega izvora dobimo sliko katere intenziteta pada kot funkcija $1/r$, kjer je r oddaljenost od izvora. To privede do slabše ločljivosti slike. Problem rešimo z dekonvolucijo rekonstruirane slike s funkcijo $1/r$. Za pretvorbo sinograma v rekonstruirano sliko porazdelitve aktivnosti radiofarmaka se najpogosteje uporablja metoda filtrirane inverzne projekcije (FBP). Pri metodi FBP dosežemo dekonvolucijo tako, da pomnožimo transformirano projekcijo s filtrom stožčaste oblike. Koraki FBP metode so naslednji [14]:

- Za vsak kot φ je potrebno izračunati Fourierovo transformacijo projekcije $p(\varphi, s)$

$$P(\varphi, \nu) = \int_{-\infty}^{\infty} p(\varphi, s) e^{-i2\pi\nu s} ds. \quad (3.3)$$

- Transformirano projekcijo nato pomnožimo s filtrom stožčaste oblike $|\nu|$ in dobimo filtrirano projekcijo

$$p'(\varphi, s) = |\nu| P(\varphi, \nu). \quad (3.4)$$

- Za vsak kot φ izračunamo inverzno Fourierovo transformacijo na filtrirani projekciji

$$p'(\varphi, s) = \int_{-\infty}^{\infty} P(\varphi, \nu) |\nu| e^{i2\pi\nu s} d\nu. \quad (3.5)$$

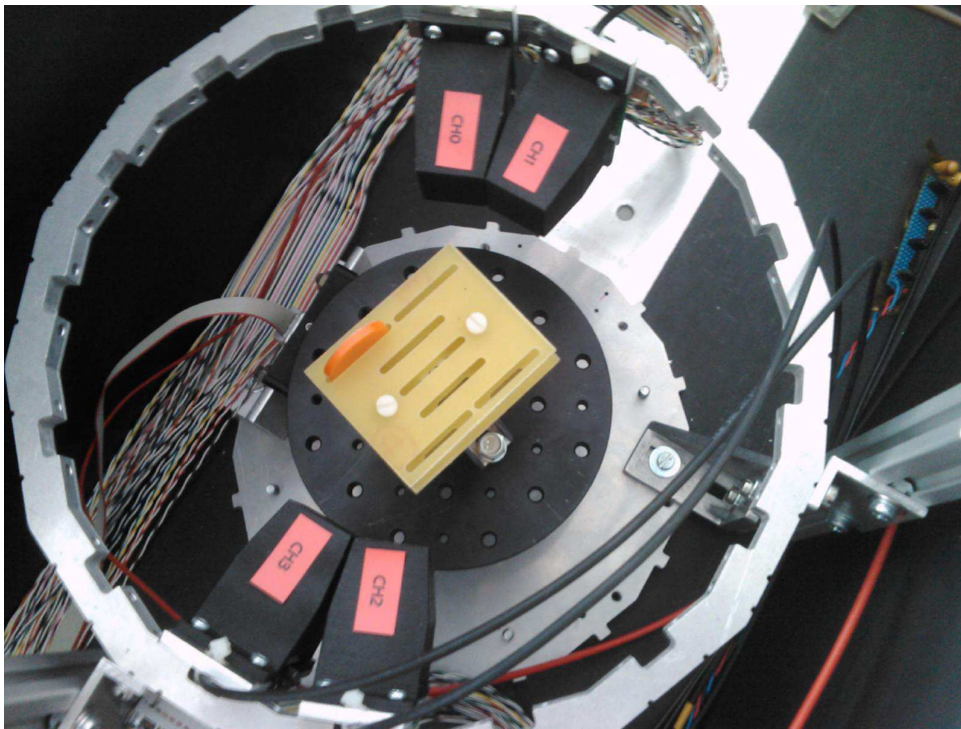
- Filtrirano projekcijo je potrebno še inverzno preslikati

$$f'(x, y) = \int_0^{\pi} p'(\varphi, (x \cos \varphi + y \sin \varphi)) d\varphi. \quad (3.6)$$

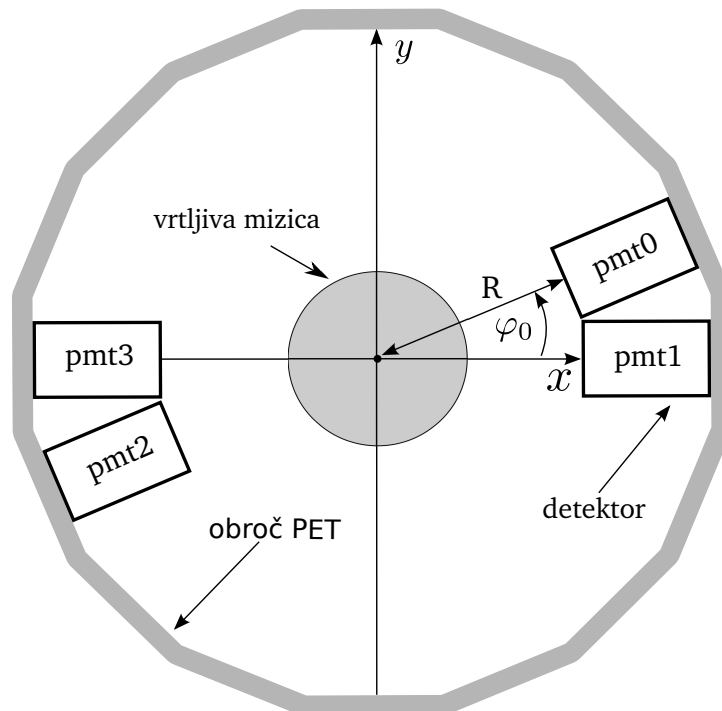
Poglavje 4

Postavitev tomografa PET

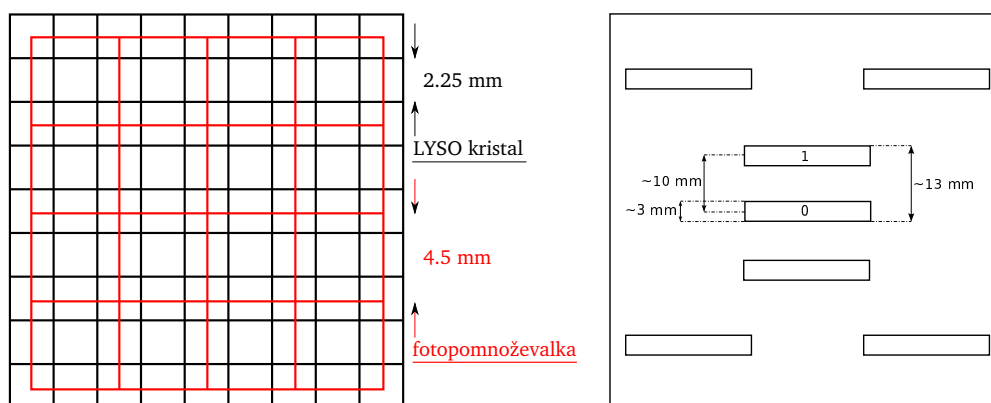
Tomograf je sestavljen iz štirih detektorjev (modulov), ki so pritrjeni na aluminijast obroč (slika 4.1). Modul je sestavljen iz scintilatorja in večanodne fotopomnoževalke. Na voljo smo imeli štiri module, ki smo jih postavili v dva nasprotna para. Para modulov ležita na nasprotni strani obroča PET (slika 4.2). Modula v paru sta izmaknjena za 22.5° drug glede na drugega. Scintilatorji so sestavljeni iz mreže (9x9) kristalov LYSO, dimenzije $2.1 \times 2.1 \times 20 \text{ mm}^3$. Prostor med kristali je zapolnjen z materialom z visoko odbojnostjo. Fotopomnoževalke so Hamamatsu R5900-M16. Relativni položaj kristala glede na fotopomnoževalko v modulu prikazuje slika 4.3a. V centru med detektorji se nahaja vrtljiva mizica, ki jo krmilimo preko računalnika s pomočjo priključka USB. Za vrtenje mizice poskrbi vgrajen koračni motor. Na mizico je pritrjen podstavek za radioaktivni izvor tako imenovan fantom. Fantom ima več zarez, v katere lahko položimo radioaktivne izvore za slikanje (slika 4.3b). Za izvor žarkov γ sem uporabil radioaktivni element ^{22}Na z razpolovnim časom 2.6 let in aktivnostjo 12.7 kBq. Tehnični podatki tomografa PET so zapisani v tabeli 4.1. Naš tomograf PET se nahaja znotraj aluminijastega zaboja, prekrita s črnim polivinilom. S tem preprečimo nezaželen vdor zunanje svetlobe v detektorje in elektronske motnje iz okolice.



Slika 4.1: Slika obroča tomografa s štirimi detektorji in fantomom v centru vrtljive mizice. Radioaktivni izvor ^{22}Na je v oranžnem "žetonu" v eni izmed skrajnih leg.



Slika 4.2: Postavitev detektorjev na obroču tomografa PET.



(a) Položaj kristala LYSO in fotopomnoževalke. Aktivna površina je označena z rdečo barvo.

(b) Slika fantoma z dimenzijami položajev za radioaktivni izvor.

Slika 4.3: Predstavitev kristala LYSO na fotopomnoževalki in skica fantoma.

4.1 Tehnični podatki tomografa

Tabela 4.1: Tehnični podatki tomografa.

radij tomografa (R)	60 mm
število detektorjev	4
kot med sosednjima detektorjema (φ_0)	22.5°
napetost na fotopomnoževalkah	od 750 do 900 V
število kanalov posamezne fotopomnoževalke	16
dimenzija LYSO kristalov	$2.1 \times 2.1 \times 20 \text{ mm}^3$
vrezana mreža kristala	9×9
širina časovnega okna	$\sim 500 \text{ ns}$
število korakov vrtljive mizice za 360°	4790

4.2 Zajem podatkov

Anihilacijske žarke γ zaznajo s štirimi detektorji, ki so povezani v para. Ker sta detektorja v paru zavrta za 22.5° drug glede na drugega, zaznamo samo žarke γ , ki so izsevani pod kotom $\pm 45^\circ$ glede na simetralo med paroma detektorjev. Takšna postavitve ne pokrije celotnega kota 360° , ki je potreben pri rekonstrukciji. Manjkajoče detektorje na položajih $\varphi_i = 22.5 \cdot i$; $i = \{2, 3, \dots, 7, 10, \dots, 15\}$ nadomestimo z vrtenjem radioaktivnega izvora s pomočjo vrtljive mizice. Celotna meritev poteka v dveh izmenjujočih se korakih. V prvem koraku zaznamo in zapišemo koincidenčne dogodke v začetnem položaju. V drugem koraku mizico zavrtno za določen kot (oziroma korak) in ponovimo zajem in zapis koincidenč. Čas zajemanja podatkov kot tudi korak rotacije mizice določimo pred samo meritvijo.

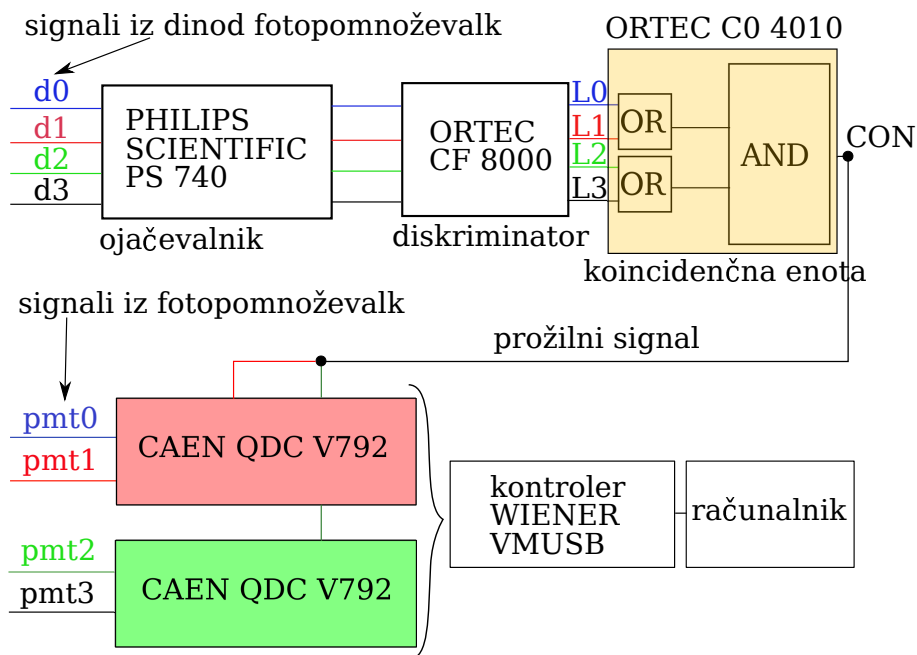
Poglavje 4. Postavitev tomografa PET

Za določanje koincidenč si pomagamo s prožilnim sistemom (slika 4.4). Zajem podatkov poteka preko podatkovnega vodila VME, ki ga povežemo z vmesnikom USB. Električne signale iz zadnje dinode (slika 4.5) speljemo na predojačevalnik, kjer signale ojačimo in jih obrnemo. Ojačane signale pošljemo v enoto CFD (Constant Fraction Discriminator) s proženjem pri konstantnem deležu višine signala. Z diskriminatorjem zaznamo samo signale višje od napetostnega nivoja. Signale z višjo amplitudo od napetostnega nivoja diskriminator pretvori v digitalne signale. Tako lahko razločimo med signalom fotona γ in šumom, saj signali z majhnimi amplitudami predstavljajo šum. Diskriminator nam tudi dobro definira čas prihoda električnega pulza iz fotopomnoževalke. Za določitev koincidenčnih dogodkov na nasprotnih modulih uporabimo koincidenčno enoto. Koincidenčno enoto opisuje funkcija:

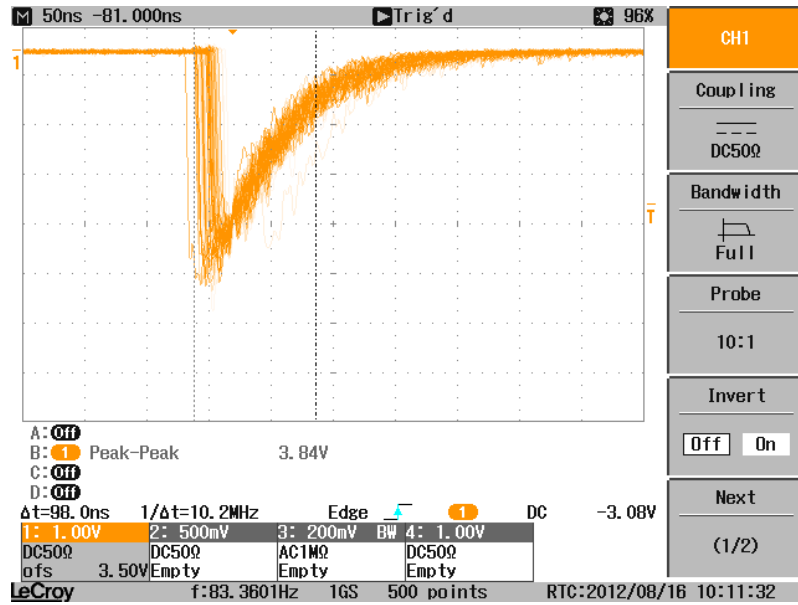
$$(L0 \vee L1) \wedge (L2 \vee L3), \quad (4.1)$$

kjer je L_N , $N=\{0,1,2,3\}$, logičen signal iz vsake posamezne fotopomnoževalke. Iz koincidenčne enote dobimo signal samo takrat, kadar sta bila zaznana fotona na nasprotno ležečih detektorjih.

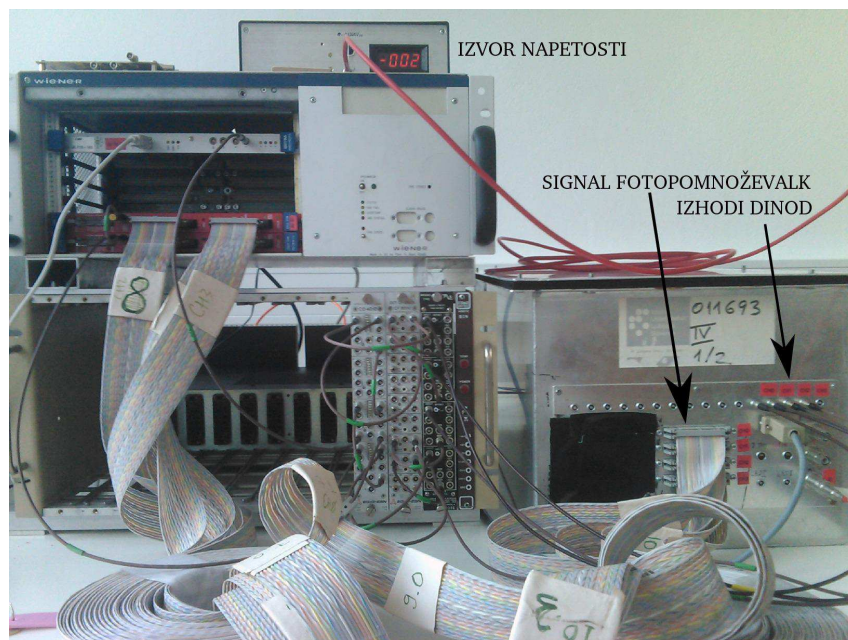
S signalom iz koincidenčne enote sprožimo enoti QDC (charge to Digital Converter) in TDC (Time to Digital Converter) (slika 4.4, 4.6). Z enoto QDC izmerimo količino naboja na fotopomnoževalkah. Iz porazdelitve naboja na posamezni fotopomnoževalki lahko rekonstruiramo položaj interakcije koincidenčnega žarka γ znotraj scintilatorja (slika 5.6).



Slika 4.4: Sistem za zajemanje podatkov. V prožilni elektroniki so ojačevalnik PS740, diskriminator CF 8000 in koincidenčna enota CO 4010.



Slika 4.5: Električni signal iz zadnje dinode, ki ustreza zaznamim scintilacijskim fotonom.



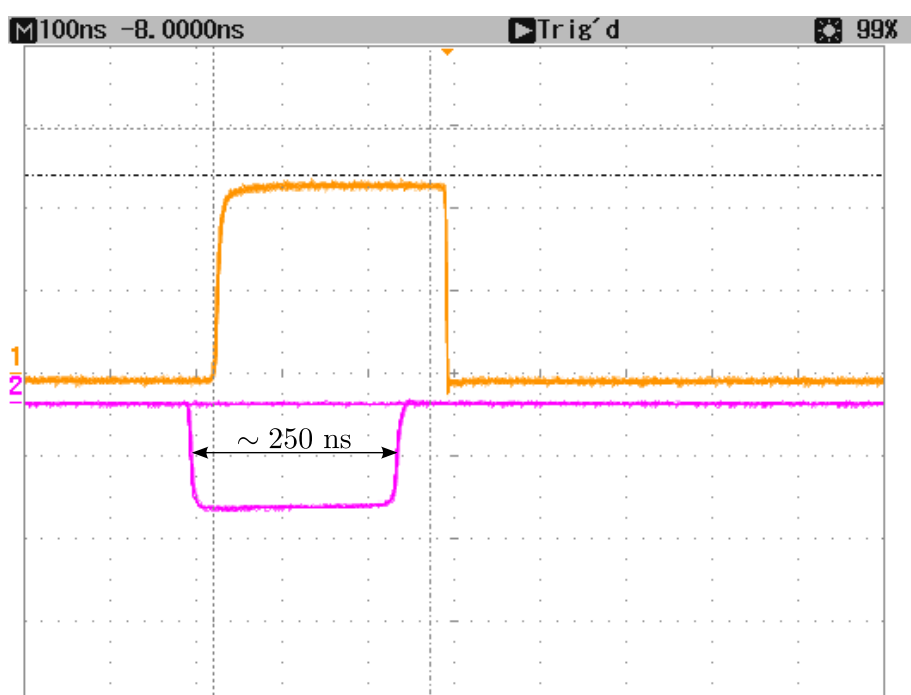
Slika 4.6: Slika prikazuje elektronske povezave med fotopomnoževalkami in sistemom za zajemanje podatkov. Tomograf se nahaja v zaprtem aluminijastem zaboju na desni strani.

4.3 Parametri pri zajemanju podatkov

Pri meritvah sem lahko spreminjal različne parametre samega tomografa:

- napetost na fotopomnoževalkah
- časovno okno
- vrednosti pragov na diskriminatorju
- čas slikanja
- korak vrtljive mizice

Napetost na fotopomnoževalkah sem spreminjal od 700 V do 900 V. Meritve sem opravljal pri dolžini koincidenčnega okna ~ 500 ns (sliki 4.7).



Slika 4.7: Koincidenčni signal predstavlja oranžna sled. Vijolična sled predstavlja dolžino logičnega signala iz posameznega modula LN. Dolžina koincidenčnega okna je $2 \cdot 250$ ns. Vertikalna skala je 1 V na razdelek in horizontalna skala je 100 ns na razdelek.

Meritve števila dogodkov, na posameznih delih koincidenčne enote, so predstavljene v tabeli 4.2. Število dogodkov na posamezni fotopomnoževalki je od 16000 pa vse tja do 26000 v desetih sekundah. Ko združim fotopomnoževalke v pare, se povprečno število zaznanih dogodkov na par poveča. V povprečju je zaznanih okrog 30000 dogodkov v desetih sekundah. Na izhodu koincidenčne enote se število zaznanih dogodkov močno zmanjša. Zaznanih je samo še 479 dogodkov. Vzrok za zmanjšanje števila dogodkov je dolžina časovnega okna in pogoj, da sta znotraj časovnega okna zadeta nasprotna para fotopomnoževalk. Število zaznanih koincidenč je odvisno tudi od napetosti na fotopomnoževalkah (tabela 4.3). Opazimo lahko, da število koincidenč narašča z naraščanjem napetosti od 700 V do 900 V. Nastavljene vrednosti pragov diskriminatorja, pri merjenju koincidenč, so zapisane v tabeli 4.4.

Tabela 4.2: Število dogodkov znotraj časovnega okna na različnih točkah koincidenčne enote. Čas meritve je 10 s. Napetost je bila 850 V.

PMT	N_{eve} [10 s]
pmt0	26434
pmt1	18741
pmt2	16188
pmt3	24842
pmt0 \vee pmt1	31430
pmt2 \vee pmt3	29296
$(\text{pmt1} \vee \text{pmt2}) \wedge (\text{pmt2} \vee \text{pmt3})$	479

Tabela 4.3: Tabela prikazuje število koincidenč N , na minuto, pri različnih vrednostih napetosti U_{pmt} na fotopomnoževalkah.

U_{pmt} [V]	N/t [min^{-1}]
700	1
725	18
750	65
800	260
825	355
850	478
875	578
900	648

Tabela 4.4: Nastavljene vrednosti pragov za posamezno fotopomnoževalko.

fotopomnoževalka	višina praga [mV]
pmt0	-64
pmt1	-296
pmt2	-250
pmt3	-177

Poglavje 5

Umeritev tomografa PET

Sestavljeni detektorji se med seboj nekoliko razlikujejo, fotopomnoževalke imajo različno ojačanje, vsak kanal na fotopomnoževalki ima drugačno ničelno vrednost naboja. Scintilacijski kristali imajo različen stik z vhodnim oknom fotopomnoževalke in tudi postavitev centra kristala s centrom fotopomnoževalke se ne ujema med detektorji. Zaradi teh razlik med detektorji je potrebno celoten sistem umeriti. Pri umeritvi demonstracijskega tomografa PET sem določil nivo šuma na fotopomnoževalkah, položaj fotovrhov in položaje težišč naboja na fotopomnoževalkah. Težišča nabojev na fotopomnoževalkah je bilo potrebno še preslikati v koordinato posameznega kristala na scintilatorju.

5.1 Umeritev energijske skale

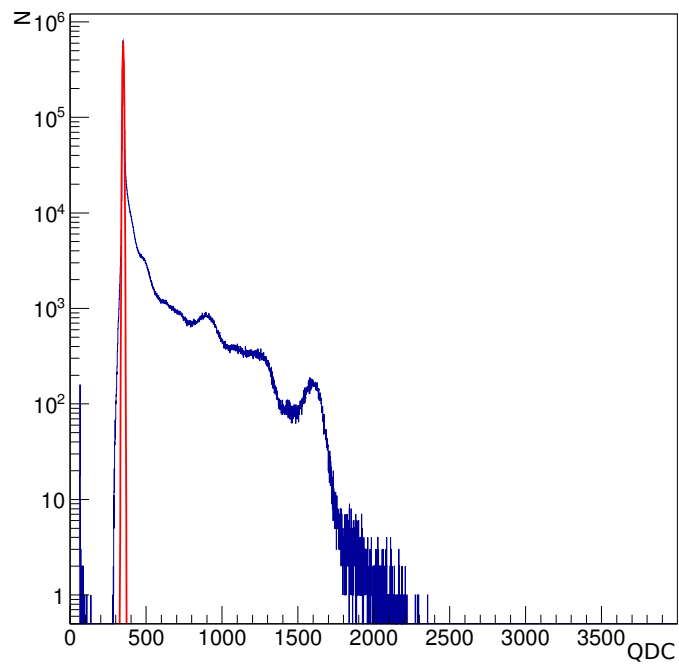
Vsak kanal fotopomnoževalke ima drugačno ničelno vrednost naboja. Izmerjen histogram prikazuje porazdelitev merjenega signala na kanalu fotopomnoževalke (slika 5.1). Vzrok za odmik signala od ničle je zaradi majhnega toka, ki teče v vhod enote QDC. Integracija tega signala privede do različnih vrednosti ničelnega naboja histogramov. Za ustrezno seštevanje nabojev je potrebno določiti ničelne vrednosti naboja za vsak kanal posebej. Vrh pri nizkih vrednostih ustreza dogodkom z ničelno energijo. Lega vrha ustreza ničelni energiji. Tipična porazdelitev merjenega signala, z ničelno vrednostjo naboja (rdeča Gaussovo krivulja), je prikazana na sliki 5.1.

Položaj fotovrha ustreza anihilacijskim žarkom γ , ki so pustili na danem kanalu največji signal. Vrednost fotovrha za vsak kanal sem določil iz histograma, ki prikazuje odvisnost signala posameznega kanala proti vsoti signalov na fotopomnoževalki (slika 5.2). Na sliki je tudi označen fotovrh za kanal fotopomnoževalke.

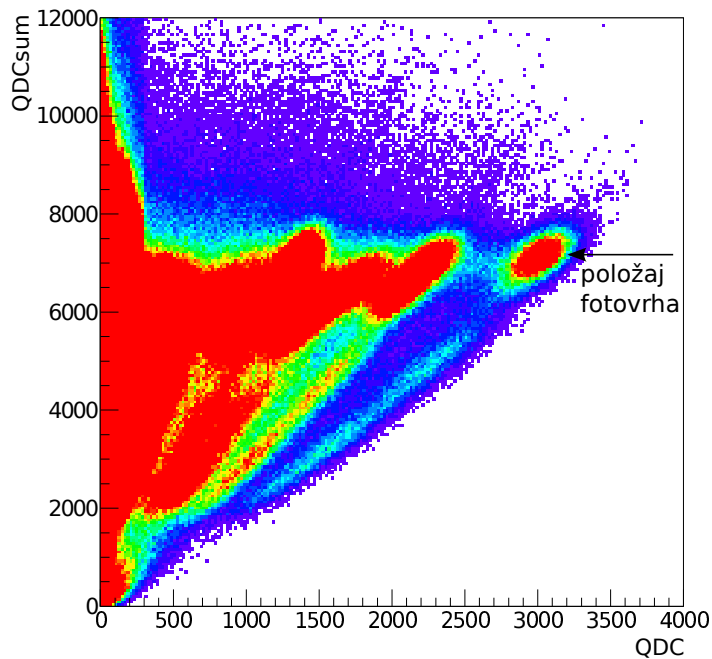
Z določenimi ničelnimi energijami in fotovrhovi sem umeril histograme naboja. Za umeritev histogramov naboja $qdc(i)$ sem uporabil enačbo:

$$q(i) = \frac{f_{vrh}(0) - n_0(0)}{f_{vrh}(i) - n_0(i)} [qdc(i) - n_0(i)] , \quad (5.1)$$

kjer je $q(i)$ relativno umerjena skala na i -tem kanalu fotopomnoževalke, $n_0(i)$ je ničelna vrednost naboja na kanalu i , $f_{vrh}(i)$ je vrednost fotovrha za i -ti kanal. Faktorji umeritve so določeni za vsako napetost posebej. S to umeritvijo dosežemo, da so signali dogodkov, ki ustrezajo polni energiji, enaki signalu na kanalu nič pri določeni napetosti.



Slika 5.1: Histogram porazdelitve merjenega naboja. Rdeča krivulja je Gaussova funkcija, prilagojena na vrh pri nizkih vrednostih. Srednja vrednost Gaussove funkcije določa nivo ničelne energije na enem od kanalov fotopomnoževalke.



Slika 5.2: Histogram prikazuje vrednost merjenega naboja na enem od kanalov fotopomnoževalke proti celotnemu naboju na fotopomnoževalki.

5.2 Preslikava iz utežene koordinate v koordinato posameznega kristala

Koordinate težišč nabojev, tn_x in tn_y , so izračunane z uporabo enačb za težišče naboja:

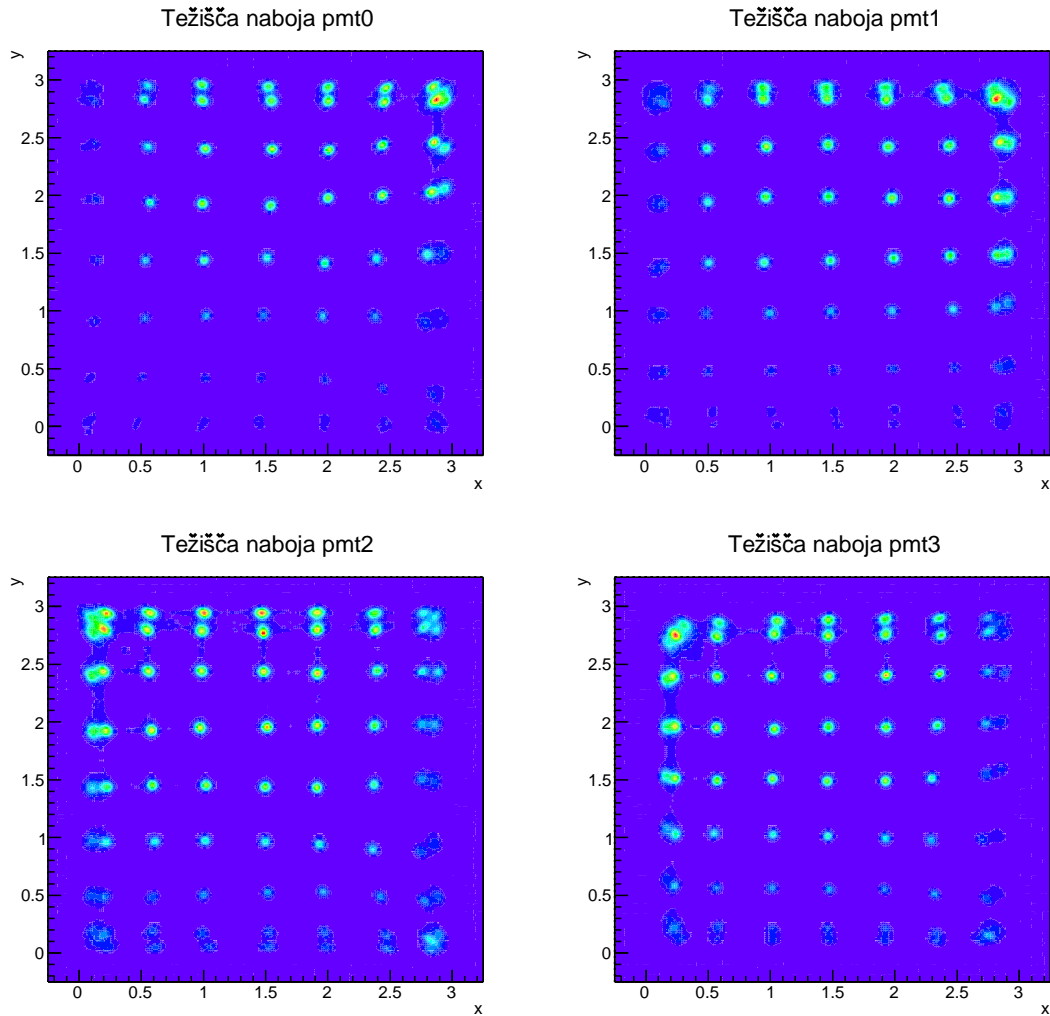
$$tn_x = \frac{\sum_{i=0}^{15} q(i) \cdot x_i}{\sum_{i=0}^{15} q(i)}, \quad tn_y = \frac{\sum_{i=0}^{15} q(i) \cdot y_i}{\sum_{i=0}^{15} q(i)}, \quad (5.2)$$

kjer sta x_i in y_i koordinati i -tega kanala na fotopomnoževalki. Položaj kanalov na posamezni fotopomnoževalki je predstavljen na sliki 5.3. Položaji težišč nabojev

	y			
3	11	9	7	5
2	10	8	6	4
1	14	12	2	0
0	15	13	3	1
	0	1	2	3
	x			

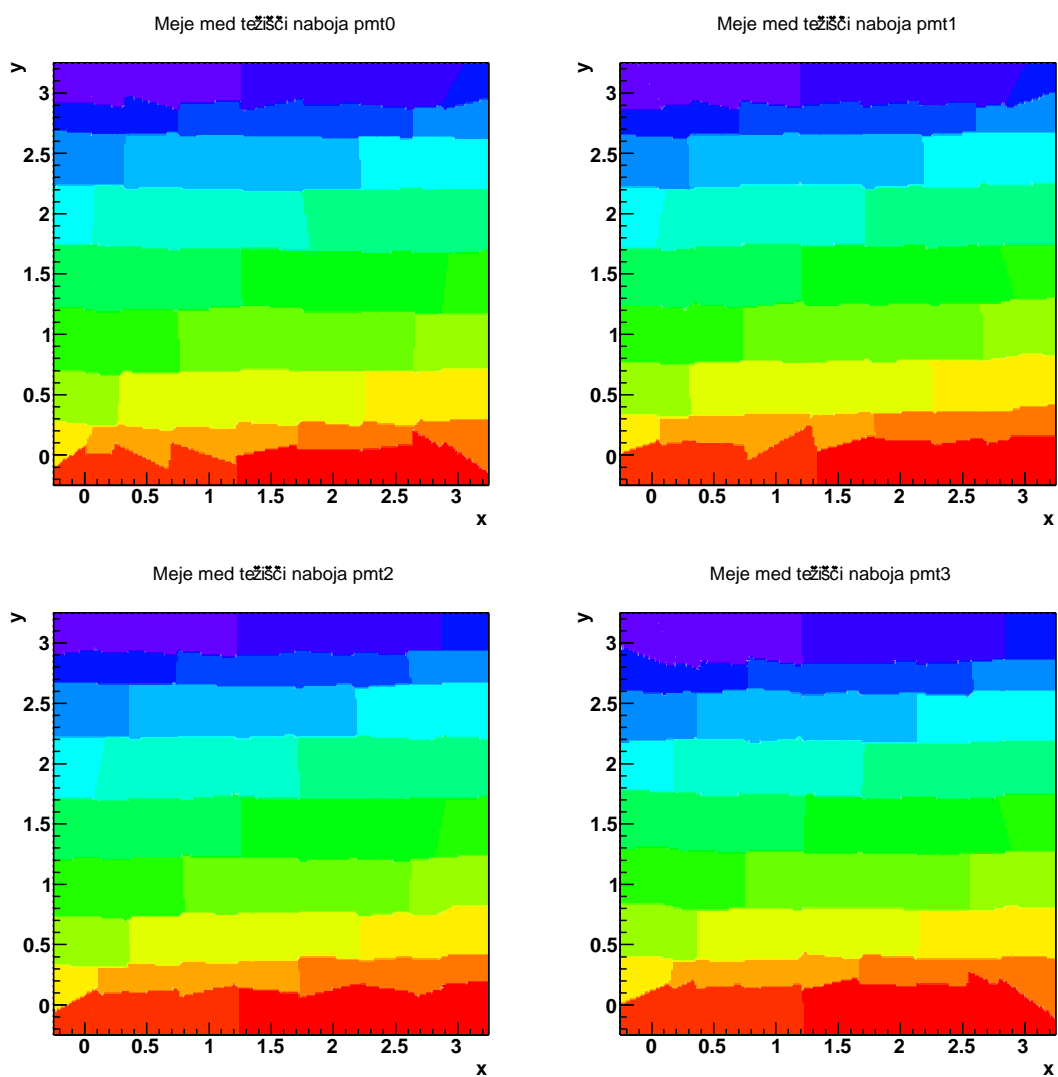
Slika 5.3: Položaji kanalov na fotopomnoževalki.

na posameznih fotopomnoževalkah, v koordinatnem sistemu kanalov fotopomnoževalke, so predstavljene na sliki 5.4. Iz težišča naboja na kristalu scintilatorja lahko določimo izvor signala iz posameznega kristala na scintilatorju. Segmentacija centrov težišč naboja v mrežo je prikazana na sliki 5.5. Meje med območji so določene s polovično razdaljo med sosednjimi težišči naboja. Segmentacija centrov težišč naboja nam določa kristale iz katerih so bili zaznani posamezni scintilacijski fotoni. Iz lege kristala določimo koordinato konverzije žarka γ . Koordinate zadetka so koordinate centrov mreže 9x9 kristalov LYSO. Tako določene koordinate zadetkov so diskretno porazdeljene po površini scintilatorja. Da se izognemo diskretno porazdeljenim položajem zadetkov, koordinati konverzije žarka γ pripišemo še naključni vrednosti r_x in r_y . Naključni vrednosti r_x in r_y ležita znotraj posameznega kristala, $r_x, r_y \in [-1.125, 1.125]$ mm. Za določitev koordinat centrov naboja sem upošteval samo kanale, pri katerih je bil signal večji od 20 % signala fotovrha na fotopomnoževalki. Porazdelitve dogodkov po rekonstruiranih koordinatah zaznanih koincidenčnih fotonov so prikazane na sliki 5.6. Zaradi položaja izvora so koincidenčni dogodki neenakomerno porazdeljeni po površini kristala. Porazdelitev rekonstruiranih koordinat dogodkov pri koincidenčni meritvi je določena z relativno lego detektorjev in izvora. V našem primeru so rekonstruirani koincidenčni dogodki v večini porazdeljeni v zgornji desni polovici detektorja. Kar pomeni, da radioaktivni izvor ne leži na polovični višini detektorjev, ampak nekoliko višje.

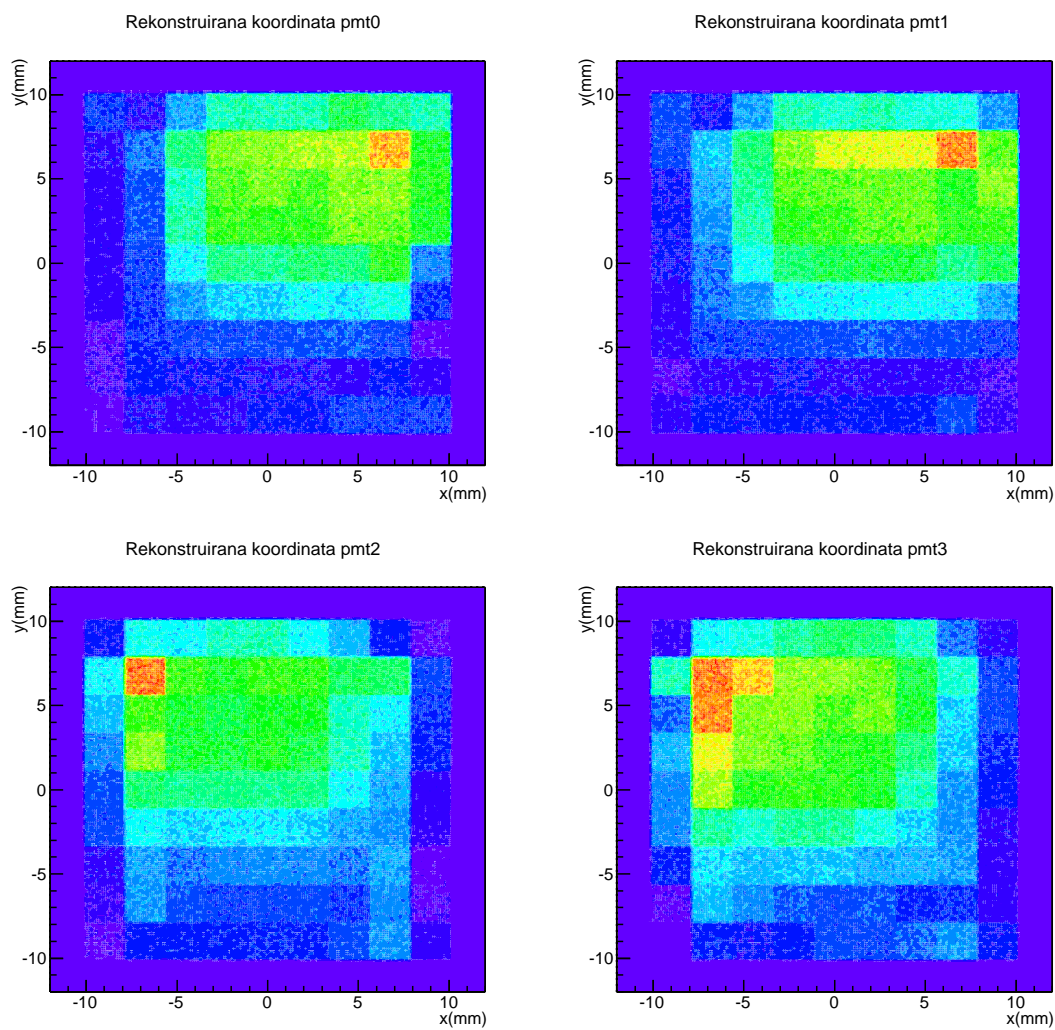


Slika 5.4: Porazdelitve težišč rekonstrukcije naboja na fotopomnoževalkah. Enote koordinatnih osi so v številu kanalov na fotopomnoževalkah.

5.2. Preslikava iz utežene koordinate v koordinato posameznega kristala



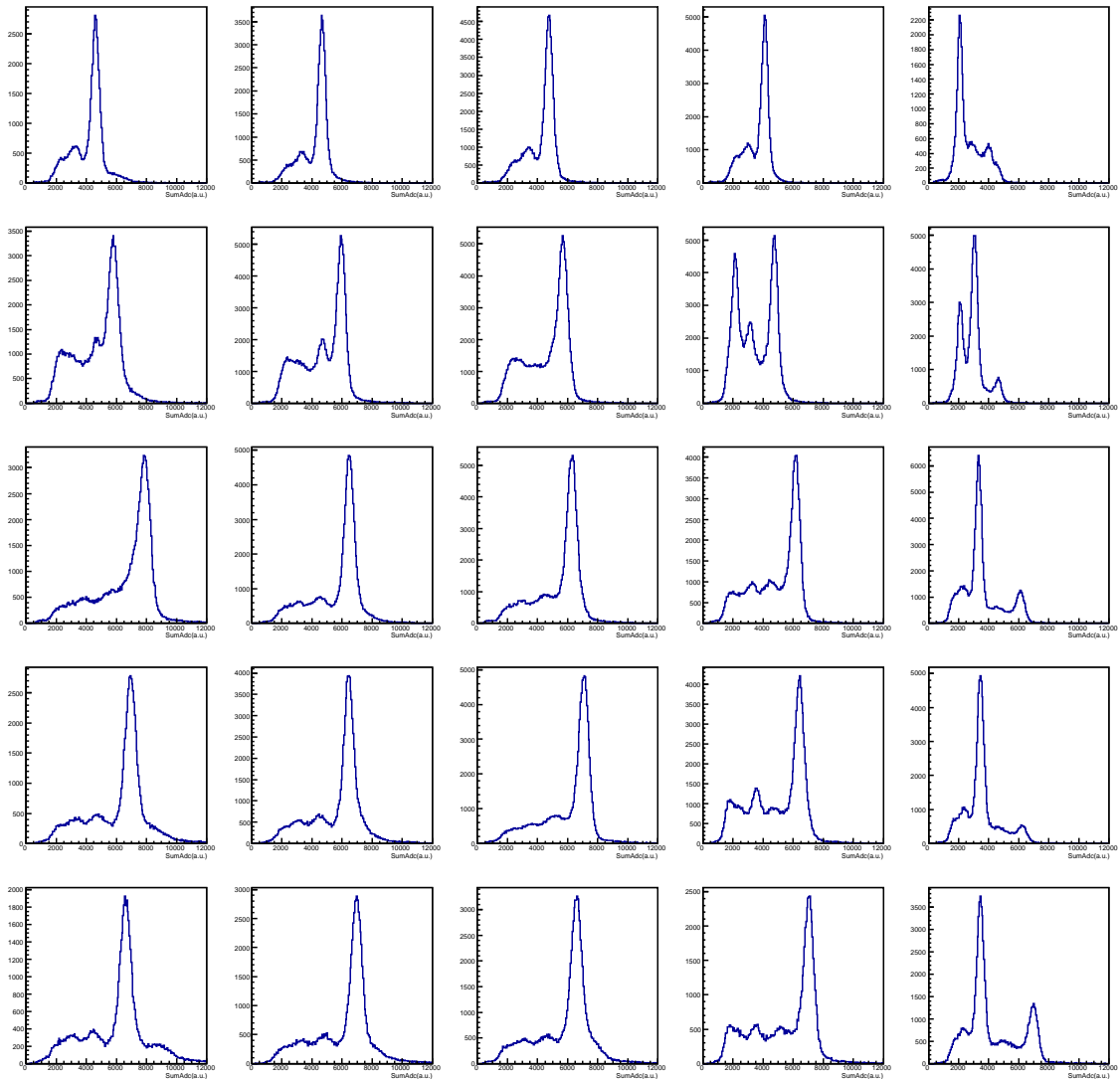
Slika 5.5: Meje med območji, ki pripadajo kristalom umerjenih težišč naboja. Področja porazdelitve so prikazana z barvno skalo od 0 do 80.



Slika 5.6: Prostorska porazdelitev rekonstruiranih koordinat koincidenčnih dogodkov na kristalih fotopomnoževalk.

5.3 Energijska ločljivost

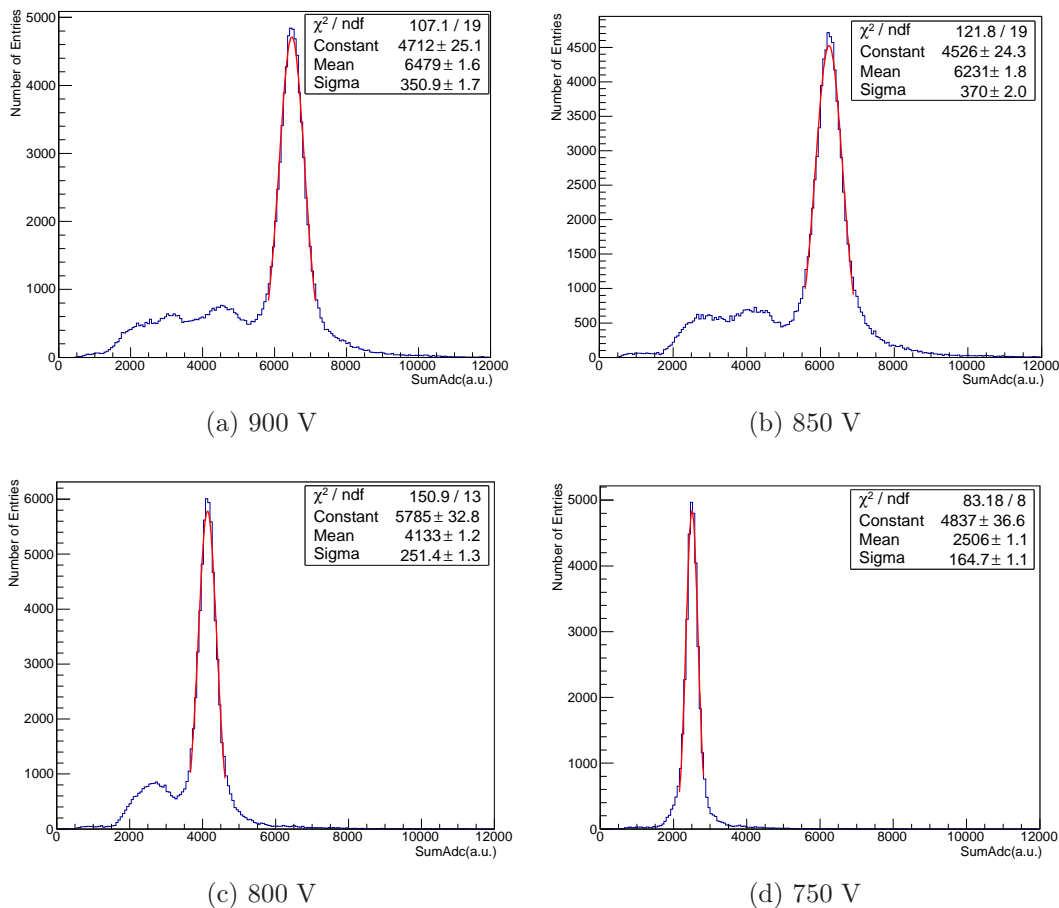
Po umeritvi odziva kanalov sem narisal odziv vsote signalov po fotopomnoževalkah pri različnih napetostih. Histogrami nabojev predstavljajo zbran naboj za vsako segmentirano območje fotopomnoževalke posebej. Primeri histogramov porazdelitve zbranega naboja qdc so prikazani na sliki 5.7. Histogrami predstavljajo zbran naboj v zgornjem delu fotopomnoževalke pmt0, kjer je število zadetkov največje (slika 5.6). Vidimo lahko, da imajo robni histogrami, zgornji desni kot slike 5.7, 1/2 ali 1/4 energije v primerjavi s histogrami v sredini. Del fotonov uide izven aktivnega področja, zato je težko ločiti robne kanale. Ker je robne kanale težko ločiti, so na nekaterih pomešani dogodki iz sosednjih kanalov.



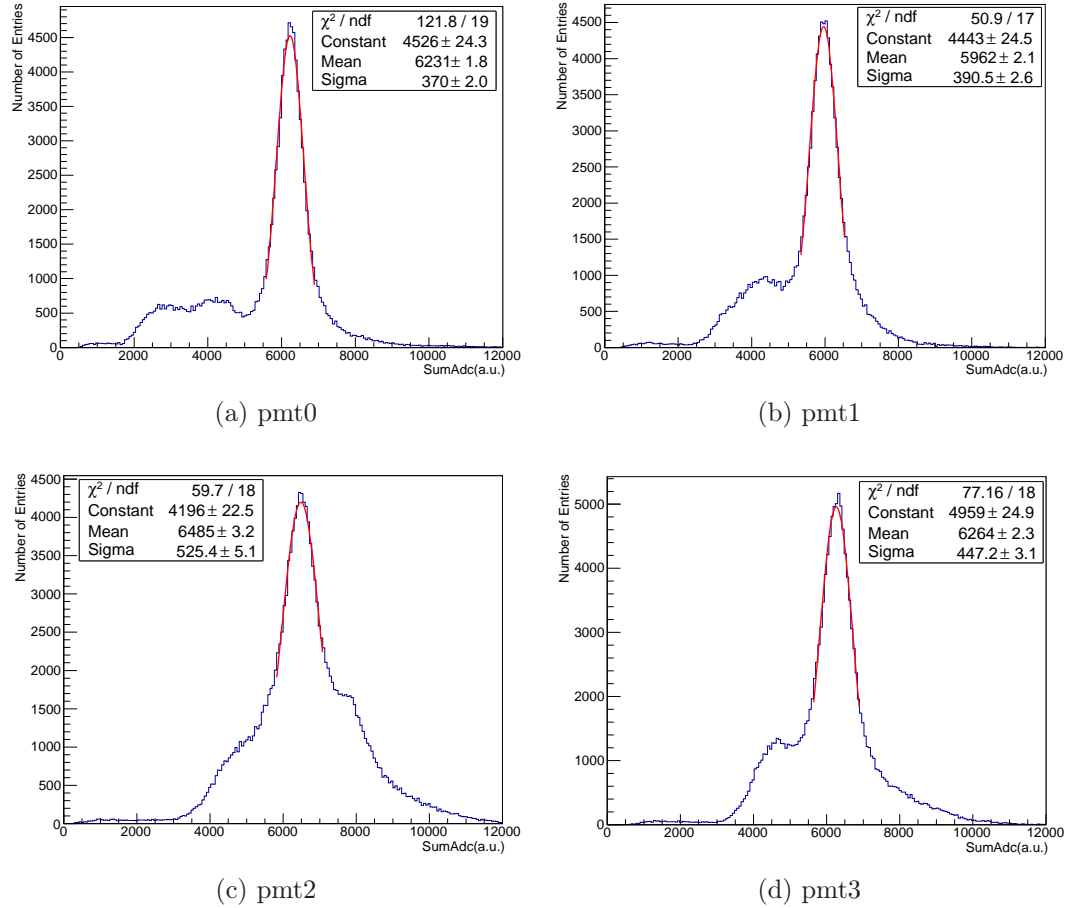
Slika 5.7: Porazdelitev po vrednosti zbranega naboja qdc pri napetosti 900 V, za pmt0.

Poglavje 5. Umeritev tomografa PET

Pri določanju energijske ločljivosti detektorjev, sem seštel histograme porazdelitve naboja iz območij scintilacijskega kristala z največ dogodki. Širina fotovrha, na polovični višini, določa energijsko ločljivost (slika 5.8 in slika 5.9). Pri seštevanju histogramov porazdelitve dogodkov po izmerjenem naboju sem upošteval dogodke z energijami nad 30 % energije fotovrha. Energijske ločljivosti fotopomnoževalk pri različnih napetostih so zbrane v tabeli 5.1.



Slika 5.8: Porazdelitev dogodkov, na prvi fotopomnoževalki, po izmerjenem naboju za različne napetosti.



Slika 5.9: Porazdelitev dogodkov po izmerjenem naboju na fotopomnoževalkah pri napetosti 850 V.

Tabela 5.1: Energijska ločljivost fotopomnoževalk v odvisnosti od napetosti.

	U [V]	900	850	800	750
pmt0	FWHM/ E_0	0.127	0.139	0.144	0.155
pmt1	FWHM/ E_0	0.155	0.153	0.162	0.259
pmt2	FWHM/ E_0	0.165	0.191	0.205	0.274
pmt3	FWHM/ E_0	0.167	0.167	0.172	0.221

5.4 Učinkovitost tomografa PET

Po umeritvi tomografa PET sem določil učinkovitost koincidenčnega zaznavanja žarkov γ z energijo 511 keV. Verjetnost za interakcijo žarka γ s scintilatorjem LYSO, dolžine 20 mm in atenuacijsko dolžino 11.6 mm, je 82.2 %. Pri določanju učinkovitosti tomografa sem si pogledal razmerje števila dogodkov med nasprotnima paroma detektorjev. Pri meritvi dogodkov sem za proženje enote QDC uporabil funkcijo

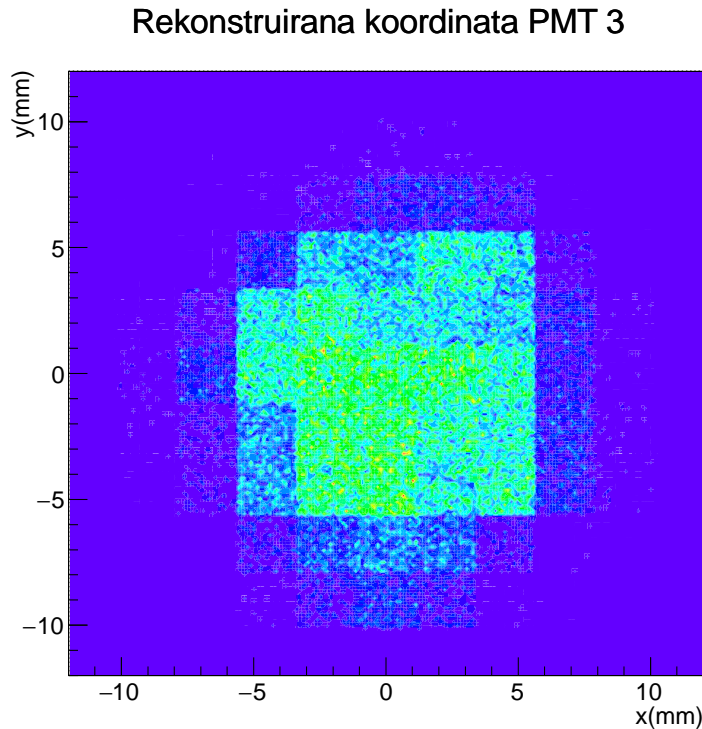
$$L2 \vee L3, \quad (5.3)$$

namesto funkcije (4.1). Tako sem prožil enoto QDC samo takrat, kadar je bil zaznan logičen signal na fotopomnoževalki pmt2 ali fotopomnoževalki pmt3. Za določanje učinkovitosti sem uporabil dogodke na pmt3 z energijo med 90 % in 110 % energije fotovrha (slika 5.10). Na nasprotni fotopomnoževalki pmt1 sem pogledal porazdelitev vseh zaznanih dogodkov z energijo višjo od 20 % energije fotovrha (slika 5.11).

Delež zaznanih dogodkov na fotopomnoževalki pmt1 nam določa učinkovitost zaznavanja žarkov γ enega detektorja

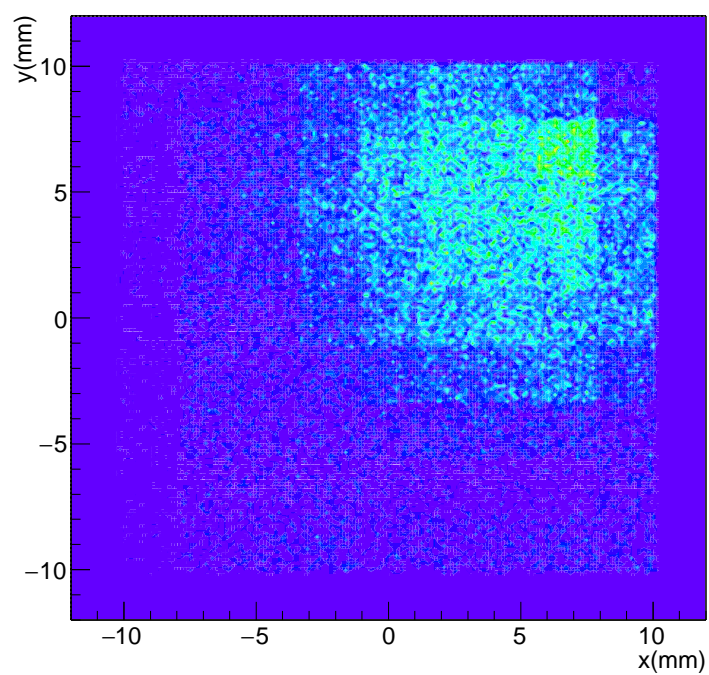
$$U_{pd} = \frac{N_1}{N_3} = 0.687, \quad (5.4)$$

kjer je N_1 število zaznanih dogodkov na fotopomnoževalki pmt1 in N_3 število zaznanih dogodkov na nasprotni fotopomnoževalki pmt3. Učinkovitost koincidenčnega zaznavanja žarkov γ (U_{pd}^2), kjer sem zaznal energijo višjo od 20 % energije fotovrha, je bila 47.2 %.



Slika 5.10: Porazdelitev rekonstruiranih dogodkov z energijami v okolici fotovrha na pmt3.

Rekonstruirana koordinata PMT 1



Slika 5.11: Porazdelitev rekonstruiranih dogodkov na nasprotni fotopomnoževalki pmt1 pri pogoju, da je imel signal na pmt3 vrednost energije v okolici fotovrha.

Poglavje 6

Meritve s tomografom PET

Namen meritev je bil oceniti prostorsko ločljivost tomografa PET. Pred začetkom meritve sem izbral napetost na fotopomnoževalkah, število korakov vrtljive mizice in velikost posameznega koraka vrtljive mizice. Napetost na fotopomnoževalkah sem spreminjal od 750 V do 900 V. Vrtljivo mizico sem premikal po 5 korakov. Za celoten krog rotacije sem moral premakniti mizico 958 krat. Čas zajemanja podatkov pri posameznem položaju mizice je bil 400 s.

Rekonstrukcijo prostorske porazdelitve radioaktivnega izvora sem opravil z odprtokodnim programskim paketom STIR (Software for Tomographic Image Reconstruction) [13]. Vhodni podatki, pri rekonstrukciji slike, so pari točk na fotonih premicah. Program STIR, na podlagi dimenzije tomografa PET in vhodnih podatkov, določi sinogram. Za pretvorbo sinograma v rekonstruirano sliko porazdelitve radioaktivnega izvora, sem uporabil metodo filtrirane inverzne projekcije.

Prva rekonstrukcija položaja točkastega radioaktivnega izvora je pokazala, da leži center mizice izven centra tomografa PET (slika 6.1). Opazimo lahko, da ima rekonstruiran položaj izvora obliko krožnice namesto točke. Vzrok takšne rekonstrukcije je v neujemanju osi vrtljive mizice s centrom obroča PET (slika 6.2). Za uspešno rekonstrukcijo položaja točkastega izvora sem določil odmik osi vrtljive mizice (\vec{r}_c) v koordinatnem sistemu obroča PET.

Premer krožnice ($2R_c$) rekonstruiranega položaja točkastega izvora nam določa velikost odmika osi vrtljive mizice iz centra tomografa PET $2R_c = 2 \|\vec{r}_c\|$, $\|\vec{r}_c\| = 3$ mm. Koordinato odmika (y_c) sem določil tako, da sem opravil rekonstrukcijo položaja pri začetnem položaju vrtljive mizice, $y_c = 2.4$ mm. Iz vrednosti $\|\vec{r}_c\|$ in y_c sem izračunal koordinato $x_c = 1.8$ mm. Rekonstrukcijo, z upoštevanjem premika mizice iz centra, prikazuje slika 6.3. Transformacije koordinat opisujejo enačbe: (6.1) - (6.4)

Najprej je bilo potrebno vektorju (\vec{r}_d), ki poteka iz centra tomografa do koordinate na fotopomnoževalki, odšteti vektor premika mizice (\vec{r}_c), iz centra obroča PET (slika 6.2):

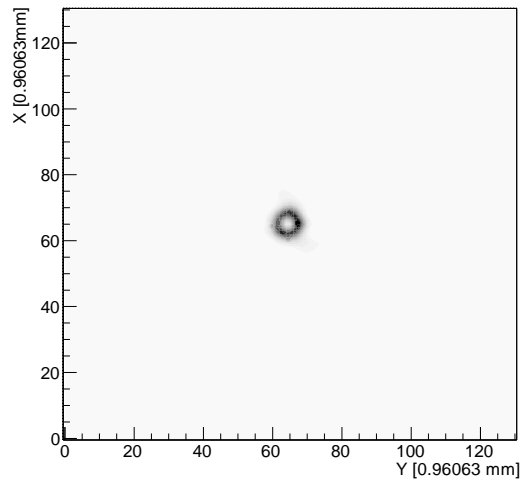
$$x_d' = x_d - x_c \quad (6.1)$$

$$y_d' = y_d - y_c \quad (6.2)$$

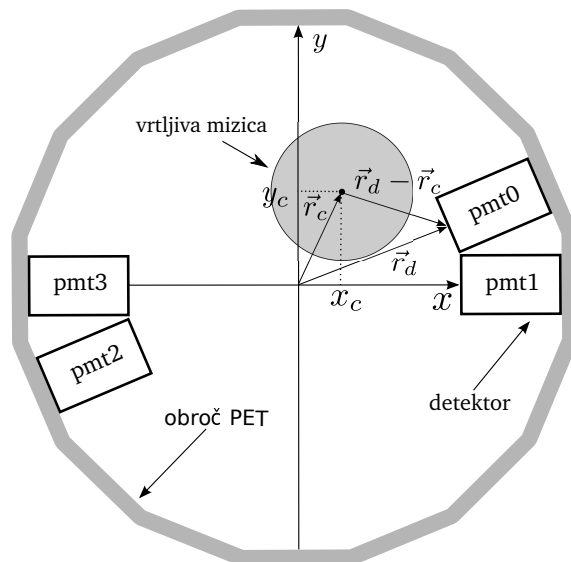
Nato sem transformiran vektor (\vec{r}_d') zavrtel za negativen kot rotacije mizice ($-\varphi$):

$$x_d'' = x_d' \cos(-\varphi) - y_d' \sin(-\varphi) \quad (6.3)$$

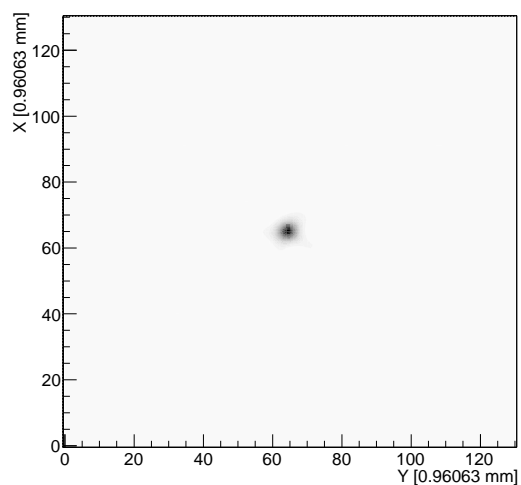
$$y_d'' = x_d' \sin(-\varphi) + y_d' \cos(-\varphi) \quad (6.4)$$



Slika 6.1: Rekonstrukcija položaja radioaktivnega izvora brez umeritve položaja vrtljive mizice.



Slika 6.2: Položaj mizice v sistemu obroča PET. Transformacije koordinat opisujejo enačbe: (6.1) - (6.4).



Slika 6.3: Rekonstrukcija položaja radioaktivnega izvora. Pri rekonstrukciji je upoštevan premik mizice.

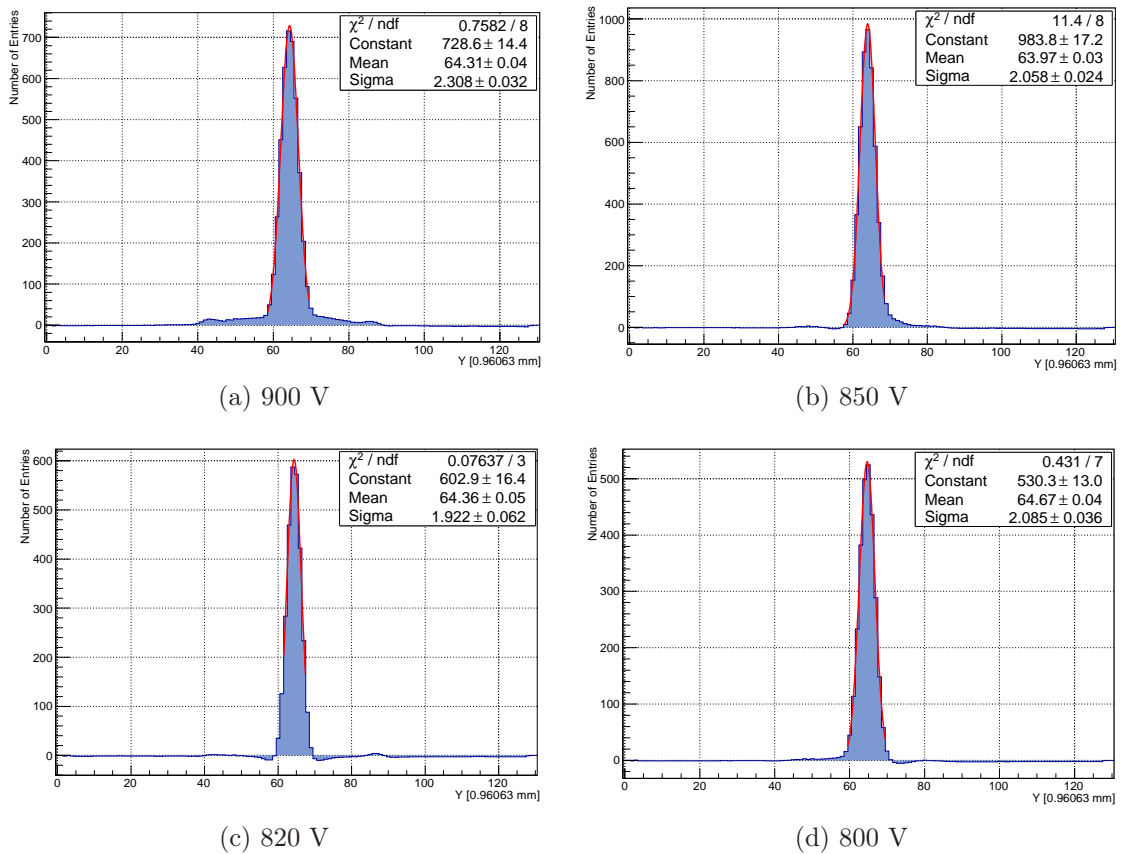
Koordinati x_d'' in y_d'' predstavljata transformiran položaj zadetka na fotopomnoževalki, kjer je os vrtenja mizice v koordinatnem izhodišču.

6.1 Prostorska ločljivost v odvisnosti od napetosti

Z meritvami pri različnih napetostih, sem opravil rekonstrukcijo položaja izvora. Histograme rekonstrukcije sem projiciral na os y . Projiciranim histogramom sem nato prilagodil Gaussovo porazdelitev (slika 6.4). Iz standardnega odklona σ , prilagojene Gaussove funkcije, sem določil širino histogramov na polovični višini FWHM. Vrednosti FWHM so tabelirane v tabeli 6.1. Ločljivost tomografa je najboljša pri napetosti 820 V, kjer je $\text{FWHM} = 4.33$ mm.

Tabela 6.1: Prostorska ločljivost tomografa v odvisnosti od napetosti.

U [V]	900	850	820	800	750
FWHM [mm]	5.22	4.66	4.33	4.72	5.41



Slika 6.4: Prostorska ločljivost tomografa v odvisnosti od napetosti.

Poglavje 7

Zaključek

Pred izdelavo diplomske naloge smo si zadali cilj, da bomo napravili in umerili študijski tomograf PET. Študentom medicinske fizike želimo prikazati zgradbo tomografa PET, način zajemanja podatkov in rekonstrukcijo slike.

V sklopu diplomske naloge sem postavil in umeril študijski tomograf PET. Pri umeritvi tomografa PET sem najprej določil nivoje ničelne energije kanalov in položaje fotovrhov za vsak kanal fotopomnoževalke. Tako sem lahko relativno umeril histograme naboja. Iz umerjenih histogramov naboja smo določili koordinate težišč nabojev na fotopomnoževalki. Segmentacija težišč nabojev v mrežo določa kristale v katerih so bile zaznane interakcije anihilacijskih žarkov γ . Lege kristalov določajo koordinate zadetkov na fotopomnoževalki.

Iz postavitve detektorjev na obroču PET in kota rotacije vrtljive mizice sem določil prostorske koordinate zaznanih koincidenčnih žarkov γ . Določene prostorske koordinate zaznanih koincidenčnih žarkov γ so bile vhodni podatki programskemu paketu STIR, s katerim sem nato opravil rekonstrukcijo prostorske porazdelitve točkastega radioaktivnega izvora ^{22}Na . Po prvi rekonstrukciji položaja radioaktivnega izvor sem opazil, da je center vrtljive mizice izven centra obroča PET. Za uspešno rekonstrukcijo položaja sem prestavil koordinate zadetkov v sistem, kjer je os vrtenja mizice v koordinatnem izhodišču. Najboljša energijska ločljivost tomografa PET (FWHM/E_0) je bila od 12.7 % do 16.7 % pri napetosti 900 V. Prostorska ločljivost tomografa je bila najboljša pri napetosti 820 V in je bila 4.3 mm (FWHM). Določil sem tudi učinkovitost koincidenčnega zaznavanja žarkov γ z energijo 511 keV pri napetosti 800 V, ki je bila 47 %.

Literatura

- [1] S.R. Cherry, J.A. Sorrenson, M.E. Phelps, *Physics in Nuclear Medicine*. 3rd edition, Saunders (2003)
- [2] <https://rpop.iaea.org/RPOP/RPoP/Content/index.htm> (8. 10. 2014)
- [3] Sandi Gobec, Davorin Stojčević, Gregor Rokсандič, *PET/SPECT Pozitronska emisijska tomografija*, http://medfiz.fmf.uni-lj.si/Leto06/Files/Sem_PETSPECT.pdf (9. 2. 2012)
- [4] Janez Strnad, *FIZIKA, Četrta del Molekule. Kristali. Jedra. Delci*. DMFA - založništvo, Ljubljana 2005
- [5] http://depts.washington.edu/nucmed/IRL/pet_intro/intro_src/section2.html (12. 5. 2012)
- [6] Andrej Studen, *Comptonova kamera v medicini*, <http://merlot.ijs.si/~studen/sola/podiplomc/seminarIJS.pdf> (9. 2. 2012)
- [7] John L. Humm, Anatoly Rosenfeld, Alberto Del Guerra, *From PET detectors to PET scanners*. European Journal of Nuclear Medicine and Molecular Imaging, Vol. 30, No. 11, Springer-Verlag, DOI:10.1007/s00259-003-1266-2
- [8] Gerd Muehllehner, Joel S. Karp, *Positron emission tomography*. Physics in Medicine and Biology 51 (2006) R117-R137, DOI:10.1088/0031-9155/51/13/R08
- [9] *Positron Emission Tomography (PET), A radiological technique for functional imaging*. Exercise at Stocholm Centre for Physics Astronomy and Biotechnique (Alba Nova), Jan. 2007
- [10] Hamamatsu, *PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications, HAMAMATSU PHOTONICS K. K.* Third edition (Edition 3a), 2007
- [11] Janez Strnad, *FIZIKA, Tretji del Posebna teorija relativnosti. Kvantna Fizika. Atomi*. DMFA - založništvo, Ljubljana 2005
- [12] Gobal B. Saha, *emphBasics of PET Imaging*, Springer (2005)
- [13] STIR - *Software for Tomographic Image Reconstruction*, <http://stir.sourceforge.net/>
- [14] J. A. Fessler, *Image Reconstruction: Algorithms and analysis*. Book in preparation (12. 4. 2012)