

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO
MEDICINSKA FIZIKA

Aleks Skok

**KARAKTERIZACIJA SCINTILACIJSKIH
KRISTALOV ZA NAPREDNE DETEKTORJE V
POZITRONSKI TOMOGRAFIJI**

Magistrsko delo

MENTOR: doc. dr. Rok Dolenec

Ljubljana, 2025

Zahvale

Zahvaljujem se mentorju doc. dr. Roku Dolencu za nasvete in pomoč pri izvajanju meritev in pisanju magistrske naloge. Zahvaljujem se tudi domačim za vso podporo.

Karakterizacija scintilacijskih kristalov za napredne detektorje v pozitronski tomografiji

IZVLEČEK

Pozitronska emisijska tomografija (PET) je nepogrešljiva slikovna tehnika na področju nuklearne medicine. Slikanje se izvaja z uporabo β^+ radionuklida, saj naprava zazna kolinearna fotona, ki nastaneta ob anihilaciji pozitrona v snovi.

Detektorski elementi PET naprav so običajno postavljeni v več obročev. Sestavljeni so iz scintilacijskih kristalov, ki anihilacijski foton pretvorijo v vidno svetlobo ter silicijevih fotopomnoževalk, ki vidno svetlobo pretvorijo v električni signal, ki ga odčita elektronsko vezje.

Najnovejši tehnološki razvoj PET naprav gre v smeri merjenja časa preleta fotonov, razvoja večjih naprav za slikanje celotnega telesa hkrati ter razvoju naprav s ploskimi detektorji. Vse omenjene prednosti so združene v projektu PetVision, pod katerim se razvija modularni PET s ploskimi detektorji z meritvijo časa preleta.

Ploski detektorji za razliko od običajnih ne pokrivajo polnega kota, kar lahko vodi do popačenih slik. Temu se izognemo z uporabo meritve časa preleta z dovolj dobro ločljivostjo, za dobro časovno ločljivost pa so potrebni kristali, ki hitro izsevajo svetlobo. Njihovo hitrost karakteriziramo s časovnima konstantama - časom vzbujanja (ang. rise time) in razpadnim časom (ang. decay time).

Eksperimentalni del magistrskega dela obsega postavitev eksperimenta za časovno korelirano detekcijo posameznih fotonov, ki se uporablja za meritev časovnih konstant scintilatorja. Izmerjene so bile časovne konstante LYSO kristalov različnih proizvajalcev, čemur je sledila še meritev časovnih konstant s kristali različnih velikosti, s čimer je bil pojasnjen vpliv velikosti kristala na rezultate meritev.

Ključne besede:

scintilacijski kristal, LYSO, čas vzbujanja, razpadni čas, pozitronska emisijska tomografija, časovno korelirana detekcija posameznih fotonov

Characterization of scintillation crystals for advanced detectors in positron tomography

ABSTRACT

Positron emission tomography (PET) is an indispensable imaging technique in the field of nuclear medicine. Imaging is performed using β^+ radionuclide, as the device detects collinear photons that are produced when a positron annihilates in matter.

The detector elements of PET devices are usually arranged in several rings. They consist of scintillation crystals that convert the annihilation photon into visible light and silicon photomultipliers that convert visible light into an electrical signal that is read by an electronic circuit.

The latest technological development of PET devices is in the direction of measuring the time of flight of photons, the development of larger devices for imaging the whole body simultaneously, and the development of devices with flat detectors. All of the mentioned advantages are combined in the PetVision project, under which a modular PET with flat detectors and time-of-flight measurement is being developed.

Unlike conventional ones, flat detectors do not cover a full angle, which can lead to distorted images. This is avoided by using time-of-flight measurements with a sufficiently good resolution, but good time resolution requires crystals that emit light quickly. Their speed is characterized by two time constants - rise time and decay time.

The experimental part of the master's thesis includes the setup of an experiment for time correlated single photon counting, which is used to measure scintillator time constants. The time constants of LYSO crystals from different manufacturers were measured, followed by the measurement of time constants of crystals of different sizes, which explained the influence of crystal size on the measurement results.

Keywords:

scintillation crystal, LYSO, rise time, decay time, positron emission tomography, time correlated single photon counting

Kazalo

Seznam slik	11
Seznam tabel	13
1 Uvod	15
2 Pozitronska emisijska tomografija	17
2.1 Osnove PET	17
2.2 Najnovejši tehnološki razvoj PET	18
2.2.1 PET z meritvijo časa preleta	18
2.2.2 PET za slikanje celega telesa	19
2.2.3 PET s ploskimi detektorji	19
3 Scintilatorji	21
3.1 Zaustavljanje γ žarkov v snovi	21
3.1.1 Comptonov pojav	21
3.1.2 Fotoefekt	21
3.2 Scintilacijski mehanizem	22
3.3 Lastnosti scintilatorjev	23
3.3.1 Svetlobni izkoristek	23
3.3.2 Časovni konstanti	24
3.3.3 Ostale pomembne lastnosti	24
3.4 Razvoj scintilatorjev za PET	25
4 Silicijeve fotopomnoževalke	27
4.1 Delovanje silicijeve fotopomnoževalke	27
4.1.1 p-n stik	28
4.1.2 Plazovna fotodioda	29
4.1.3 Kaj je silicijeva fotopomnoževalka?	31
4.2 Lastnosti silicijevih fotopomnoževalk	32
4.2.1 Temni šum	32
4.2.2 Zakasnelo proženje in navzkrižni šum	32
4.2.3 Učinkovitost detekcije fotonov	32
4.2.4 Dinamično območje in linearnost	32
4.2.5 Časovna ločljivost	33
5 Metode določanja časovnih konstant scintilatorja	35
5.1 Časovno korelirano štetje posameznih fotonov	35
5.1.1 Primer TCSPC eksperimenta	36

5.2	Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi	38
5.2.1	Postavitev eksperimenta	38
5.2.2	Digitalizacija in shranjevanje podatkov	40
5.2.3	Analiza meritev	41
6	Meritve in rezultati	49
6.1	Meritve IRF	49
6.2	Meritve časovnih konstant kristalov različnih proizvajalcev	53
6.3	Meritve časovnih konstant kristalov različnih velikosti	54
6.4	Povzetek rezultatov	64
7	Zaključek	65
8	Literatura	67
Dodatek A Prekrivanje integracijskih oken za merjenje naboja stop fotonov		71
Dodatek B Izbira parametra LE		73

Seznam slik

2.1	Primerjava povratnih projekcij za rekonstrukcijo slike med konvencionalno in TOF PET napravo.	20
3.1	Prevladujoče interakcije fotonov v snovi	22
3.2	Emitijski spekter, PDE in prepustnost.	25
4.1	Absorpcijska dolžina fotonov v siliciju.	27
4.2	p-n stik v termičnem ravnovesju.	29
4.3	Absorpcija različnih valovnih dolžin v plazovni fotodiodi.	30
4.4	Ojačanje plazovne fotodiode.	31
5.1	Oblika svetlobnega pulza scintilatorja.	36
5.2	Shema TCSPC eksperimenta.	37
5.3	Postavitev A	39
5.4	Postavitev B	39
5.5	Postavitev C	40
5.6	Zajeti signali.	42
5.7	Odstopanje začetnega dela signalov na DRS4.	42
5.8	Približan start signal.	43
5.9	Približan vrh stop signal.	44
5.10	Časovne razlike med start in stop signali.	44
5.11	Porazdelitev energij z določenim 511 keV vrhom.	45
5.12	Naboji stop fotonov.	46
5.13	Časovna razlika med start in stop signalov s prilagoditveno funkcijo.	47
6.1	Eksperiment za merjenje IRF sistema.	50
6.2	Laser za meritev IRF.	51
6.3	IRF s prilagajano Gaussovo funkcijo.	52
6.4	Meritve IRF z dvema laserjema in uporabljenimi filtri.	52
6.5	IRF, ki je bila uporabljena za analizo podatkov	53
6.6	Spreminjanje časa vzbujanja skozi meritev.	54
6.7	Spreminjanje razpadnega časa skozi meritev.	55
6.8	Izmerjeni časi vzbujanja kristalov različnih proizvajalcev.	55
6.9	Izmerjeni razpadni časi kristalov različnih proizvajalcev.	56
6.10	Kristali različnih dolžin.	57
6.11	Časovne konstante scintilacijskih kristalov različnih dolžin	59
6.12	Izmerjena energija fotovrha kristalov različnih dolžin.	60
6.13	Kristali različnih širin.	61
6.14	Časovne konstante scintilacijskih kristalov z različnimi širinami	62

6.15	Izmerjena energija fotovrha kristalov z različnimi velikostmi sprednje stranice.	63
6.16	Start signal starejšega LSO kristala.	63
A.1	Naboji stop fotonov v odvisnosti od časovne razlike med start in stop signalom.	72
B.1	Analize za izbiro vrednosti višine signala za določanje časovne točke .	74

Seznam tabel

3.1	Parametri nekaterih scintilacijskih kristalov, ki se uporabljajo za PET.	26
5.1	Že izmerjeni parametri kristalov velikosti $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$.	37
6.1	Kristali proizvajalca TW za opazovanje vpliva velikosti kristalov na izmerjene časovne konstante.	54
6.2	Izmerjeni časi vzbujanja in razpadni časi kristalov različnih proizvajalcev.	64
6.3	Rezultati meritev s kristali proizvajalca TW s širino $a = 2,8 \text{ mm}$ in različnimi dolžinami l .	64
6.4	Rezultati meritev s kristali proizvajalca TW z dolžino $l = 10 \text{ mm}$ in različnimi širinami a .	64

1. Uvod

Ionizirajoče sevanje ima pomembno vlogo na mnogih področjih, kar je pripomoglo k razvoju številnih načinov za njegovo detekcijo. Izbira detektorja je med drugim odvisna od namena uporabe. Ena od možnosti je uporaba scintilacijskih kristalov. Ti ionizirajoče delce preko kompleksnega mehanizma pretvorijo v vidno svetlobo, ta pa se s fotodetektorji pretvori v električni signal, ki ga odčita elektronsko vezje.

Scintilacijske detektorje se uporablja predvsem na področju nuklearne medicine - v PET (pozitronska emisijska tomografija) in SPECT (enofotonska emisijska računalniška tomografija; ang. single photon emission tomography) napravah ter na področju fizike visokih energij v kalorimetrih in merilcih časa preleta.

Glede na izvor in sestavo ločimo več vrst scintilatorjev. Za medicinsko slikanje, kjer želimo zaznati fotone, se uporabljajo anorganski kristali. Ti postanejo scintilatorji zaradi lastnosti njihove kristalne strukture. Nekateri od njih so scintilatorji že v čisti obliki, večino pa je potrebno aktivirati z dodajanjem nečistoč oz. dopantov [1].

Na izbiro scintilatorja vplivajo željene lastnosti. Učinkovitost detekcije fotonov je odvisna od energije fotona in masnega števila atomov v kristalu. V SPECT napravah, kjer se uporabljajo sevalci z energijami med 50 keV in 250 keV, se pogosto uporablja NaI(Tl). V PET napravah je naloga scintilacijskih detektorjev zaznati kolinearne 511 keV gama žarke. Ti nastanejo pri anihilaciji pozitrona, ki ga izseva β^+ sevalec. V tem primeru se najpogosteje uporabljata BGO, ki ima visoko učinkovitost zaznavanja 511 keV fotonov in LSO, ki ima nekoliko nižjo učinkovitost detekcije, vendar je hitrejši in proizvede več svetlobe [1].

Iskanje ravnovesja med kakovostjo slik, nizko izpostavljenostjo sevanju in dostopno ceno spodbuja nove ideje za izboljšave. Najnovejši tehnološki razvoj pozitronske tomografije gre v smeri merjenja časa preleta 511 keV fotonov za boljšo lokalizacijo mesta anihilacije pozitrona, uporabe večjih naprav za slikanje celega telesa hkrati in uporabe ploskih detektorjev, kar predvsem zniža ceno naprave.

Vse omenjene prednosti so združene v projektu PetVision, v okviru katerega se razvija modularni PET z meritvijo časa preleta in ploskimi detektorji. Prednost modularnosti je v tem, da lahko upravitelj naprave uporabi poljubno število detekcijskih modulov in tako velikost preiskovanega območja prilagodi svojim potrebam. Ploski detektorji za razliko od običajnih, kjer so detektorski elementi postavljeni v več obročev, ne zajemajo polnega kota okrog preiskovanca, kar lahko vodi do popačenih slik. Temu se izognemo z uporabo meritve časa preleta z dovolj dobro ločljivostjo.

Za ta namen so primerni LSO oz. LYSO kristali. Njihove lastnosti so močno odvisne od količine in razmerja dopantov. Za čim boljšo prostorsko ločljivost slike so zaželeni kristali, ki hitro izsevajo svetlobo. Njihovo hitrost karakteriziramo s časom vzbujanja τ_r (ang. rise time) in razpadnim časom τ_d (ang. decay time). Cilj tega

dela je izmeriti časovni konstanti LYSO kristalov in izbrati dobavitelja najhitrejših kristalov za izdelavo PET detektorja v okviru projekta PetVision.

V nadaljevanju so v poglavju 2 opisane PET naprave in njihov najnovejši tehnološki razvoj. Sledi opis scintilacijskih kristalov v poglavju 3 in silicijevih fotopomnoževalk v poglavju 4. V poglavju 5 je predstavljena metoda za časovno korelirano detekcijo posameznih fotonov, ki se uporablja za merjenje časovnih konstant scintilatorjev ter opisan eksperiment in orodje za analizo, ki sta bila uporabljena za meritve in analizo podatkov. Sledi še predstavitev rezultatov v poglavju 6. Poleg izmerjenih časovnih konstant kristalov različnih proizvajalcev so podani tudi rezultati meritev s kristali različnih velikosti, s čimer je pojasnjen vpliv velikosti kristala na rezultat.

2. Pozitronska emisijska tomografija

Pozitronska emisijska tomografija (PET) je ena najbolj uporabljenih slikovnih metod na področju nuklearne medicine. Izvaja se jo lahko le z uporabo radionuklidov, ki razpadejo po β^+ razpadu, saj naprava zazna kolinerana fotona, ki nastaneta ob anihilaciji pozitrona z elektronom iz okoliške snovi [2].

2.1 Osnove PET

Pozitron, ki ga izseva radionuklid se zaustavi v snovi na razdalji, ki znaša nekaj desetink milimetra do nekaj milimetrov od mesta njegovega nastanka. Doseg je odvisen od energije pozitrona in od snovi skozi katero potuje. Ko se pozitron zaustavi, se anihilira z elektronom. Njuni mirovni masi se pretvorita v energiji dveh fotonov, ki odletita v nasprotnih smereh, vsak z energijo 511 keV. Skoraj istočasna detekcija obeh žarkov omogoča določanje volumna v katerem sta nastala brez uporabe kolimatorja. Ker ima večina PET sistemov detektorske elemente s presekom v obliki pravokotnikov oz. kvadratov, je ta volumen določen kot območje med detektorskima elementoma s presekom enakim preseku detektorskega elementa [2].

Elektronika analizira vsak zaznan dogodek. Dva zaznana dogodka se štejeta za koincidenco, če sta se zgodila v kratkem, v naprej določenem časovnem oknu, ki običajno znaša nekaj nanosekund. Okno je potrebno zaradi razlik v času potovanja obeh signalov in različne poti, ki jo prepotujeta fotona do detektorjev kljub temu, da fotona nastaneta v istem trenutku. Poleg tega imajo detektorji končno časovno ločljivost. Negotovosti izhajajo tudi iz statistične narave signala - pretvorbe gama žarka v svetlobo, elektrone ali pare elektron-vrzel v detektorskem elementu. Dodatna negotovost izhaja iz metode določanja, kdaj se je dogodek zgodil. Za par podobnih detektorjev, je ta dobro opisana z Gaussovo krivuljo, kjer časovno ločljivost predstavlja širina na polovični višini (ang. full width at half maximum - FWHM). Časovna negotovost scintilacijskih detektorjev se izboljša z uporabo svetlejših in hitrejših scintilatorjev, ki izsevajo veliko svetlobe v kratkem času [2].

Zaradi uporabe t.i. elektronske kolimacije, uporaba svinčenih kolimatorjev ni potrebna, kar močno izboljša učinkovitost zaznavanja naprave. Poleg tega se s postavitvijo detektorjev okoli pacienta v obroč ali drugo geometrijo dovoljuje zaje-manje signala z več kotov hkrati, kar omogoča hitrejša dinamične študije in zmanjša artefakte zaradi premikanja pacienta [2].

Za čim boljše delovanje, morajo detektorski elementi ustrezati naslednjim zahtevam:

- Velikost detektorskega elementa vpliva na prostorsko ločljivost, zato mora biti dovolj majhen.
- Hitri detektorji omogočajo krajšanje koincidenčnega okna, kar zmanjša verjetnost naključnih dogodkov in omogoča razvoj novih tehnik PET.

- Da dosežemo čim večjo učinkovitost zaznavanja je potrebno čim boljše zaustavljanje 511 keV žarkov.
- Za uspešno izločanje sipanih dogodkov želimo dobro energijsko ločljivost.

Tem zahtevam ustrezajo scintilatorski detektorji, ki so sestavljeni iz scintilacijskega kristala in svetlobnega detektorja. Uporabljajo se v večini PET naprav, čeprav so možne tudi nekatere alternative. Najpogostejše uporabljena kristala v PET sta BGO (bizmutov germanat $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$) in novejši LSO (lutecijev ortosilikat Lu_2SiO_5) dopiran s cezijem oz. njegova cenejša izvedenka s primesjo itrija LYSO (ortosilikat lutecija in itrija $(\text{Lu,Y})_2\text{SiO}_5$) [3], [4].

Vse prej naštetosti posredno ali neposredno vplivajo na kvaliteto slike. Na prostorsko ločljivost vpliva velikost detektorskih elementov. Najboljša prostorska ločljivost je na osi detektorja in se slabša proti robu. Poleg tega na prostorsko ločljivost vplivata tudi doseg pozitronov - ta je večji za pozitrone z višjo energijo in globina interakcije (ang. depth of interaction - DOI). Slednja je posledica krožne geometrije detektorja in nepoznavanja mesta absorpcije anihilacijskega gama žarka v scintilatorju. Za zmanjševanje šuma se v rekonstrukciji uporabljajo filtri, ki ob enem poslabšajo prostorsko ločljivost [2].

Sliko poslabšajo tudi napačno zaznane koincidence. Poleg pravih koincidence lahko detektorji zaznajo tudi Comptonovo sipane fotone in naključne koincidence. Slednje so možne, ko se v kratkem času zgodita dve anihilaciji, pri vsaki od njiju se samo po en foton zaustavi v detektorju. Razmerje naključnih koincidence proti pravih koincidenkam je večje za večje vbrizgane aktivnosti [2].

Nekatere od prej naštetih pomanjkljivosti lahko odpravimo s popravki oz. korekcijami. Naključne koincidence povzročijo precej homogeno ozadje slike in s tem zmanjšajo kontrast, zato popravek za naključne koincidence poveča kontrast. Comptonovo sipani fotoni lahko pri začetni energiji 511 keV predstavljajo večji delež zaznanih fotonov. Ti dogodki imajo običajno večji vpliv na sredini slike. Zaradi njih ima slika nižji kontrast, zato tudi korekcija za sipane fotone izboljša kontrast slike. Največji popravek na PET sliki je popravek zaradi atenuacije, saj obstaja velika verjetnost, da se bo foton atenuiral še preden bo izstopil iz preiskovanca. Ta popravek se izvede s pomočjo transmisijske slike. Za ta namen se uporabi zunanji radionuklid, v PET/CT napravah pa kar podatke registriranih CT slik. Pomemben je tudi popravek zaradi mrtvega časa detektorjev, zaradi katerega se bolje oceni koncentracija radionuklida [2].

2.2 Najnovejši tehnološki razvoj PET

Želje po izboljšani prostorski ločljivosti, povečanju razmerja signala proti šumu, čim večji občutljivosti in možnosti spremljanja dinamičnih procesov v celotnem telesu hkrati, ob enem pa čim nižji ceni naprav, so privedle do razvoja na različnih področjih.

2.2.1 PET z meritvijo časa preleta

Če poznamo točen čas detekcije obeh anihilacijskih fotonov, lahko izračunamo lokacijo njunega nastanka. Ta je podana z enačbo

$$\Delta d = \frac{\Delta t \times c}{2}, \quad (2.1)$$

kjer je Δd razdalja od razpolovišča črte, ki povezuje detektorja, ki sta zaznala fotona do mesta, kjer sta fotona nastala, Δt je časovna razlika med detekcijama in c je hitrost svetlobe. Taki tehniki pravimo pozitronska emisijska tomografija z meritvijo časa preleta (ang. time of flight PET - TOF PET). Iz enačbe je razvidno, da je v tem primeru prostorska ločljivost pogojena s časovno ločljivostjo detektorjev. Zato se v ta namen uporabljajo le najhitrejši in najsvetlejši scintilatorji, ki omogočajo dobro časovno ločljivost. Ta omogoča boljšo lokalizacijo mesta anihilacije na črti odziva, kar poveča razmerje signala proti šumu (ang. signal to noise ratio - SNR). Princip izkoriščanja informacije časa preleta v rekonstrukciji slik je prikazan na sliki 2.1 [2].

Izboljšavo SNR TOF PET sistema proti običajnemu ocenimo kot

$$G = \frac{SNR_{TOF}}{SNR_{brez\ TOF}} = \sqrt{\frac{2 \cdot D}{c \cdot CTR}}, \quad (2.2)$$

kjer je D premer preiskovanega volumna, c svetlobna hitrost in CTR časovna ločljivost koincidence, ki je odvisna od časovnih konstant scintilatorja τ_r in τ_d (več o ti odvisnosti je zapisano v poglavju 3) [5].

2.2.2 PET za slikanje celega telesa

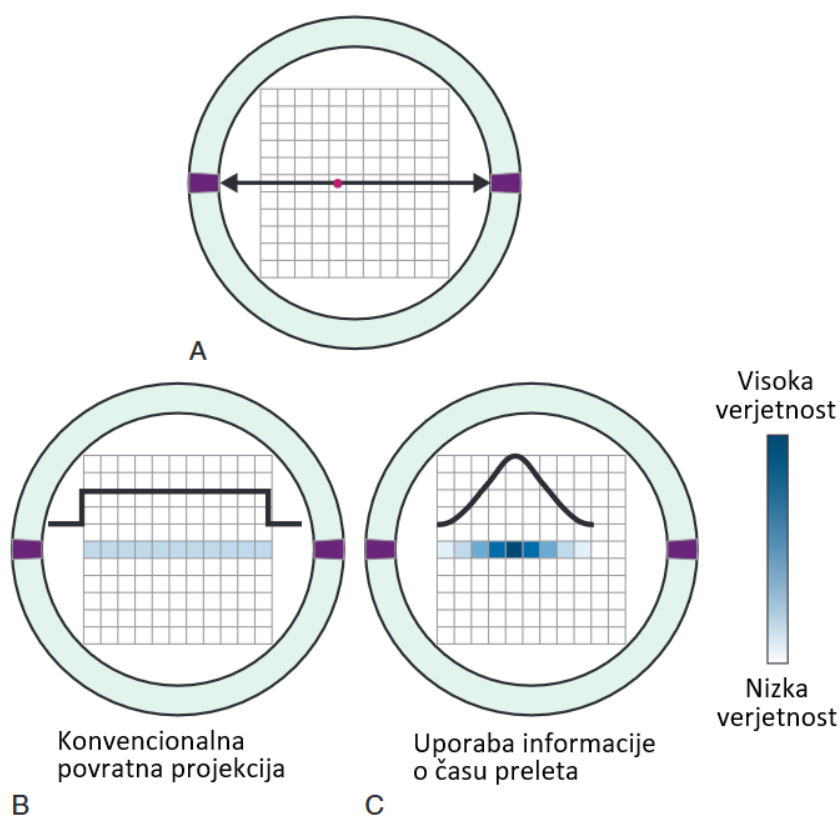
Velikost slikanega polja (ang. field of view - FOV) PET naprave v aksialni smeri je enaka dolžini, ki jo pokrivajo detektorji in običajno znaša med 15 cm in 40 cm [2]. Za slikanje večjega območja s tako napravo, je potrebno opraviti več zaporednih slik in med posameznimi slikami po korakih premikati pacienta. Rešitev so naprave z večjim FOV, ki lahko hkrati slikajo celotnega preiskovanca (ali vsaj glavo in trup) [6].

Njihove glavne prednosti so, da močno povečajo učinkovitost zaznavanja naprave in omogočajo spremljanje kinetike širjenja radionuklida v celotnem telesu. Večja učinkovitost zaznavanja omogoča boljšo sliko, zmanjša uporabljeno dozo ali poveča število preiskav v istem času. Te prednosti se izkoriščajo tako na kliničnem kot raziskovalnem področju, npr. za slikanje anatomskih detajlov, ki jih običajne naprave ne omogočajo, preučevanje novih radiosledilcev ali preučevanje posameznih delov možganov [7].

2.2.3 PET s ploskimi detektorji

Ideja o cenejših in s tem dostopnejših PET detektorjih je motivirala razvoj PET s ploskimi detektorji (ang. flat panel PET). Ploski detektorji za razliko od običajnih detektorjev ne pokrivajo polnega kota okrog pacientov, kar lahko vodi do popačenih slik in artefaktov. Temu se lahko izognemo z uporabo TOF tehnike z dovolj dobro ločljivostjo koincidenčnih časov (ang. coincidence time resolution - CTR) [8], [9].

Razvoj PET naprave s ploskimi detektorji in meritvijo časa preleta, primerne za klinično uporabo je cilj projekta PetVision [10]. Ta bo poleg nizkih stroškov naprave združeval še fleksibilnost, premičnost in modularnost. Premični ploski detektorji se bodo lahko približali pacientu, kar bo izboljšalo njihovo občutljivost in prostorsko ločljivost. Detektorski elementi bodo sestavljeni iz 30×30 cm² velikih modulov. Sestavljanje modulov v večje površine bo omogočalo tudi slikanje celega telesa (ang. total body PET). Da bi zadostili ciljem kvalitetnih slik z dobro prostorsko ločljivostjo in nizkim šumom, se v okviru projekta razvijajo detektorji s časovno ločljivostjo koincidence približno 75 ps [8], [9].



Slika 2.1: Primerjava povratnih projekcij za rekonstrukcijo slike med konvencionalno in TOF PET napravo. (A): Par nasprotnih detektorjev zazna anihilacijska fotona, ki se izsevata iz vira (rdeča pika). (B): Ker ni informacije o času preleta, tudi ni informacije o lokaciji vira vzdolž črte odziva, ki povezuje oba detektorja. Pri rekonstrukciji se dogodek projicira na celo črto odziva z enako verjetnostjo. (C): Z informacijo o času preleta je možna boljša lokalizacija dogodka. Ti so projicirani z verjetnostmi po Gaussovi porazdelitvi, s središčem v točki Δd (enačba 2.1) od razpolovišča navidezne črte, ki povezuje detektorja in s FWHM, ki je enaka časovni ločljivosti detektorskega para. Povzeto po [2].

3. Scintilatorji

Sevanje pri potovanju skozi snov izgublja energijo z interakcijami - ionizacijo ali ekscitacijo atomov in molekul. Ta energija se sprosti z deekscitacijami ali rekombinacijami. Večina se je pretvori v termično energijo mrežnih vibracij v kristalu (ali molekulskih vibracij v tekočinah in plinih). V nekaterih snoveh se del energije sprosti v obliki vidne ali UV svetlobe. Takim snovem pravimo scintilatorji [1].

3.1 Zaustavljanje γ žarkov v snovi

Visoko energijski fotoni lahko s snovjo interagirajo na različne načine. V tem poglavju so predstavljene interakcije, ki so pomembne za PET slikanje [11], [12].

3.1.1 Comptonov pojav

Comptonov pojav je interakcija med fotonom in elektronom, za katerega predpostavimo da je prost (šibko vezan na atom). V nasprotnem primeru, ko je vezavna energija elektrona primerljiva z energijo fotona, je verjetnost za fotoefekt veliko večja od verjetnosti za Comptonov pojav. Pri interakciji se foton sipa pod kotom θ glede na svojo začetno smer. Pri tem del svoje energije preda elektronu, ki po interakciji potuje v svojo smer. Za energijo fotona velja

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_e c^2} [1 - \cos(\theta)]}, \quad (3.1)$$

kjer je E' energija fotona po trku, E_0 energija fotona pred trkom in $m_e c^2$ mirovna energija elektrona [11]. Iz enačbe je razvidno, da bo foton predal elektronu največ energije, če se bo sipal za $\theta = 180^\circ$. V tem primeru 511 keV anihilacijski žarek preda elektronu 341 keV energije [11], [12].

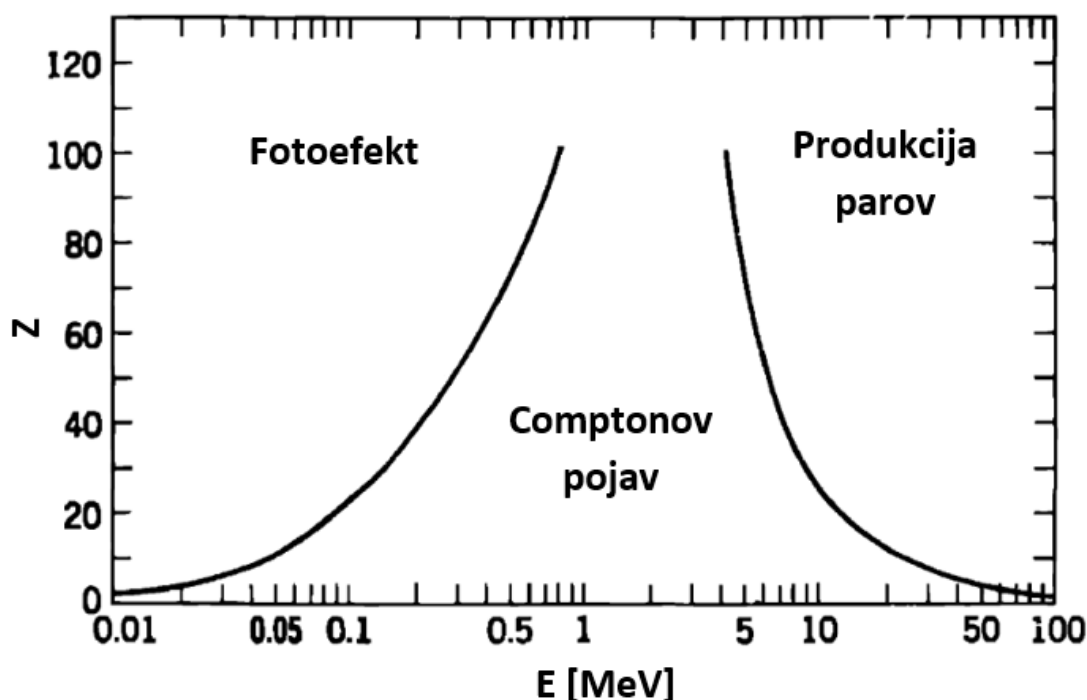
Pri Comptonovemu sipanju je linearni atenuacijski koeficient sorazmeren z

$$\mu_{cs} \propto \frac{Z}{E_0}, \quad (3.2)$$

kjer je N številska gostota atomov, Z vrstno število atoma, E_0 pa energija fotona. Odvisnost je zgolj približna [11]. Na sliki 3.1 so prikazane prevladujoče interakcije fotonov v snovi. Za 511 keV fotone v L(Y)SO kristalu prevladuje Comptonovo sipanje.

3.1.2 Fotoefekt

Fotoefekt je interakcija med fotonom in elektronom, ki je vezan na jedro atoma. Foton vso svojo energijo preda elektronu in ga s tem izbije iz atoma. Bolj vezani elektroni imajo večjo verjetnost za fotoefekt, seveda pa mora biti energija fotona večja od vezavne energije. Nastali fotoelektron ima energijo fotona, zmanjšano za



Slika 3.1: Prevladujoče interakcije fotonov v snovi v odvisnosti od vrstnega števila snovi in energije fotona. Povzeto po [11].

vezavno energijo in se zaradi ionizacij in ekscitacij ustavi v bližini mesta fotoefekta [11], [12].

Za linearni atenuacijski koeficient velja približna enačba

$$\mu_{pe} \propto \frac{Z^4}{E_0^3}, \quad (3.3)$$

kjer je, Z vrstno število atoma, E_0 pa začetna energija fotona. Eksponenta Z^4 in E_0^3 sta zgolj približna, saj nista konstantna [11].

V LSO kristalu, ki ima vrstno število $Z = 66$, je verjetnost za fotoefekt fotonov z energijo 511 keV manjša od verjetnosti za Comptonovo sipanje (slika 3.1). Ostale interakcije fotonov s snovjo niso pomembne za PET. Tvorba parov se ne more zgoditi zaradi nizke energije fotonov.

3.2 Scintilacijski mehanizem

Časovna ločljivost detektorja je neposredno povezana z gostoto fotoelektronov, ki nastanejo v fotodetektorju. Posledično je časovna ločljivost povezana z intrinzičnim svetlobnim izkoristkom kristala, obliko pulza (časom vzbujanja in razpadnim časom) in prenosom svetlobe od mesta absorpcije gama žarka do fotodetektorja. Fluktuacije v termalizacijskem in relaksacijskem času postanejo pomembne, če ciljamo na resolucijo velikosti 10 ps, saj prej omenjeni procesi trajajo do nekaj desetink ps. Sledi jim kompleksen proces ujetja in zapuščanja pasti, Poole-Frenkelov pojav, Augerjeva ionizacija pasti in rekombinacija parov elektron-vrzel, kar lahko traja nekaj ns z zelo velikimi fluktuacijami [13].

Pri scintilatorjih z visokim svetlobnim izkoristkom (ang. light yield - LY) in kratkim razpadnim časom (τ_d) lahko začetno gostoto fotonov ocenimo kot LY/τ_d . V približku ni upoštevan čas vzbujanja scintilacij, ki zakasni izsevanje prvih fotonov in poslabša časovno ločljivost scintilacijskega kristala. Na ločljivost vplivajo fotoni, ki se izsevajo v časovnem oknu, ki ustreza časovni ločljivosti. Čas vzbujanja je posledica kompleksnega mehanizma relaksacije vročih parov elektron-vrzel, preden se aktivirajo luminescentni centri. Proces se začne s primarnimi ekscitacijami (pari elektron-vrzel), ki jih povzročijo ionizirajoči delci v snovi (elektroni izbiti s fotoefektom ali Comptonovim pojavom). Primarne ekscitacije imajo visoko energijo. Za tem na časovni skali nekaj femtosekund nastajajo sekundarne ekscitacije z neelastičnimi trki elektrona z elektronom ter Augerjevim procesom. Pri tem nastanejo elektroni v prevodnem pasu in vrzeli v valenčnem ali notranjem elektronskem pasu (ang. core band) [13].

Ko imajo elektroni energijo nižjo od $2 \cdot E_g$ (dvakratnik energije vrzeli), se pomnoževanje ustavi. Takrat začne potekati termalizacija elektronskih ekscitacij. Pri tem nastajajo fononi. Dobimo elektrone na dnu prevodnega pasu in vrzeli na vrhu valenčnega pasu. Sledi lokalizacija ekscitacij z interakcijami z defekti in nečistočami v kristalu. Za tem relaksirane ekscitacije migrirajo do luminescentnih centrov in se radiativno ali neradiativno rekombinirajo. Luminescentni centri izsevajo svetlobo, ko jih z zajetjem nosilcev naboja vzbudijo elektronske ekscitacije. Deekscitacija preko primesi omogoča, da je scintilator sploh uporaben - prozoren. Brez primesi bi se svetloba oddala točno z energijo E_g in bi se lahko takoj absorbirala. Nižja energijska razlika nivoja primesi pa omogoča, da foton z veliko verjetnostjo zapusti kristal brez ponovne absorpcije [13].

3.3 Lastnosti scintilatorjev

Scintilatorje lahko razdelimo na organske in anorganske. Za razliko od anorganskih scintilatorjev, je scintilacijski proces organskih scintilatorjev inherentna lastnost molekule. Torej so te snovi scintilatorji, ne glede na to, ali so v plinastem, tekočem ali trdnem agregatnem stanju. Molekula se ekscitira z absorpcijo energije (npr. γ žarka), čemur sledi deekscitacija z izsevanjem svetlobe [1]. Organski scintilatorji se pogosto uporabljajo v obliki plastike, ki se lahko izdelava v velikih velikostih in izseva približno 1 foton na 100 eV deponirane energije. Prednost je enostavna izdelava, nizka cena in zelo kratki razpadni časi reda velikosti 1 ns. Zaradi nizke gostote (in nizkega vrstnega števila) uspešno zaustavljajo nevtrone, niso pa primerni za detekcijo žarkov X in γ (enačba 3.3) [14], [15]. Prav to je razlog, da jih ne uporabljamo v napravah za pozitronsko emisijsko tomografijo.

Za PET se uporabljajo anorganski scintilatorji. Ti so v trdnem agregatnem stanju v obliki kristalov. Za razliko od organskih scintilatorjev, posamezni atomi ali molekule teh snovi ne scintilirajo, ampak so scintilatorji zaradi lastnosti kristalne strukture. Večina teh snovi še vedno ni scintilatorjev, če so v čisti obliki, ampak to postanejo šele z dodajanjem nečistoč [1]. Scintilatorji se uporabljajo na različnih področjih. Njihove lastnosti, ki pomembno vplivajo na izbiro scintilatorja, so opisane v nadaljevanju.

3.3.1 Svetlobni izkoristek

Svetlobni izkoristek pove koliko fotonov na enoto absorbirane energije izseva scintilator. Visok svetlobni izkoristek pomeni boljšo energijsko ločljivost, saj je ta zaradi

statistične narave interakcij sorazmerna s $\sqrt{LY}$. Dobra energijska ločljivost omogoča boljše ločevanje med dogodki pri katerih se je zgodil fotoefekt ali Comptonovo sipanje. Z boljšim izločanjem sipanih dogodkov se izboljša prostorska ločljivost in učinkovitost zaznavanja. Tudi teoretična meja za dosegljivo časovno ločljivost koincidenč (ang. coincidence time resolution - CTR) je odvisna od svetlobnega izkoristka:

$$CTR \propto \sqrt{\frac{\tau_d}{n'}}, \quad (3.4)$$

kjer je τ_d razpadni čas in n' število zaznanih fotonov, ki je neposredno povezano s številom nastalih fotonov oz. svetlobnim izkoristkom. Torej je svetlobni izkoristek ključnega pomena za TOF PET [5], [16], [17]. Enačba 3.4 velja ob predpostavki, da je τ_r zanemarljiv v primerjavi s τ_d . Pri večji natančnosti postane pomemben tudi τ_r in CTR določimo kot

$$CTR \approx 3.33 \cdot \sqrt{\frac{\tau_d \cdot (1,57 \cdot \tau_r + 1,33 \cdot \sigma_{sptr+pts})}{LTE \cdot PDE \cdot ILY}}, \quad (3.5)$$

kjer je $\sigma_{sptr+pts}$ časovna ločljivost posameznega fotona, ki vključuje tudi razpršenost časa potovanja fotona, LTE je učinkovitost prenosa svetlobe po kristalu do fotodetektorja (ang. light transfer efficiency), PDE učinkovitost zaznavanja fotonov na fotodetektorju (ang. photon detection efficiency) in ILY intrinzični svetlobni izkoristek (ang. intrinsic light yield) [18].

3.3.2 Časovni konstanti

Čas vzbujanja τ_r in razpadni čas τ_d povesta, kako dolgo bo trajal in kakšne oblike bo pulz svetlobe, ki ga odda scintilator. Odvisna sta od poteka scintilacijskega mehanizma. Krajša časa pomenita hitrejše izsevanje svetlobe. Ker je čas vzbuditve običajno več redov velikosti krajši od razpadnega časa, ima predvsem slednji večji vpliv na CTR (enačba 3.5) [13], [17].

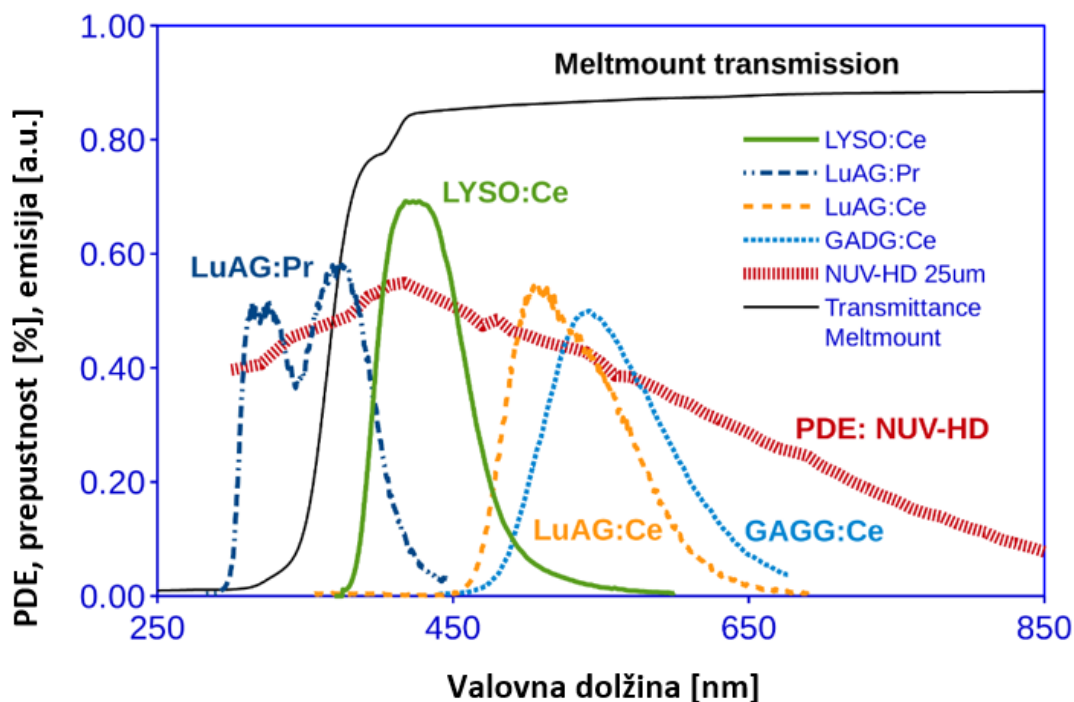
Kratek razpadni čas omogoča uporabo krajšega koincidenčnega okna, s čimer se zmanjšajo naključne koincidence ter tako poveča sensitivnost in kontrast. Poleg tega krajši razpadni čas zmanjša mrtvi čas detektorja in s tem poveča maksimalno hitrost zaznavanja fotonov [17].

3.3.3 Ostale pomembne lastnosti

Za čim boljšo zaznavo fotonov je pomembno, da se emisijski spekter scintilatorja ujema z valovnimi dolžinami, ki jih fotodetektor lahko učinkovito zazna (ang. photon detection efficiency - PDE). Na sliki 3.2 je prikazan primer ujemanja emisijskega spektra LYSO kristala in PDE silicijeve fotopomnoževalke ter prepustnost optične masti. Poleg tega mora biti tudi sam kristal prepusten za fotone, ki jih sam izseva [16].

Scintilator mora uspešno zaustaviti čim večji delež 511 keV fotonov. Glede na enačbi 3.2 in 3.3 ter sliko 3.1 vidimo, da imajo snovi z višjim Z večji delež fotoefekta proti Comptonovemu sipanju. Poleg tega je za večjo verjetnost detekcije boljša večja gostota scintilatorja. Pomembna lastnost scintilatorjev je tudi pojemajoča luminescenca ali naknadna svetilnost (ang. afterglow). Povzročijo jo napake in nečistoče v materialu. Nosilci naboja, ki se ujamejo v te napake se rekombinirajo kasneje z razpadnim časom 100 ms do 10 s [16], [17].

Nekatere lastnosti scintilacijskih kristalov, predvsem svetlobni izkoristek, so odvisne od temperature. Ker različni deli detektorskega elementa sproščajo toploto, želimo da je temperaturna odvisnost scintilatorja čim manjša. Ostale lastnosti, ki vplivajo na izbiro kristala so še mehanska trdnost, higroskopnost in cena scintilatorja, ki običajno predstavlja velik del cene PET naprave [16], [17].



Slika 3.2: Emisijski spekter različnih scintilacijskih kristalov, PDE silicijeve foto-pomnoževalke, in prepustnost optične masti (Meltmount), ki so jih uporabljali za primerjavo *CTR* kristalov različnih velikosti v [19]. Povzeto po [19].

3.4 Razvoj scintilatorjev za PET

Dolgo časa je bilo odkrivanje novih scintilatorjev bolj posledica naključij kot pa razvoja, podprtega z razumevanjem procesov, ki se dogajajo v scintilatorjih. To se je spremenilo v devetdesetih letih prejšnjega stoletja predvsem zaradi potreb po boljših scintilatorjih za medicinsko slikanje in v fiziki osnovnih delcev [17].

Scintilatorji prvih PET detektorjev so bili NaI(Tl), za njim pa še BGO [1], [16]. Prve TOF PET sisteme je omogočil razvoj BaF₂ in CsF scintilatorjev z zelo kratkim razpadnim časom. Ti sistemi so omogočali *CTR* med 500 ps in 750 ps FWHM, njihova težava so bili slab svetlobni izkoristek, nizka gostota in nizko vrstno število. Posledično je uporaba BGO kristalov omogočila boljše razmerje signala proti šumu (ang. signal to noise ratio - SNR) pri enaki dozi in trajanju slikanja. Zanimanje za TOF PET je ponovno obudilo odkritje LSO:Ce kristalov, ki so gosti, imajo visoko vrstno število, dober svetlobni izkoristek ter tako omogočajo dobro časovno ločljivost [16]. Lastnosti zgoraj omenjenih in nekaterih drugih scintilacijskih kristalov, ki se uporabljajo v PET so zapisane v tabeli 3.1.

Tabela 3.1: Parametri nekaterih scintilacijskih kristalov, ki se uporabljajo za PET. Njihove lastnosti se lahko spreminjajo s spreminjanjem vrste in deleža dopantov. Tu je Z_{ef} efektivno vrstno število, μ linearni atenuacijski koeficient za 511 keV foton, ρ gostota kristala, n lomni količnik, LY svetlobni izkoristek in λ_{vrh} valovna dolžina pri kateri se izseva največ svetlobe. Povzeto po [4], [5], [20], [21].

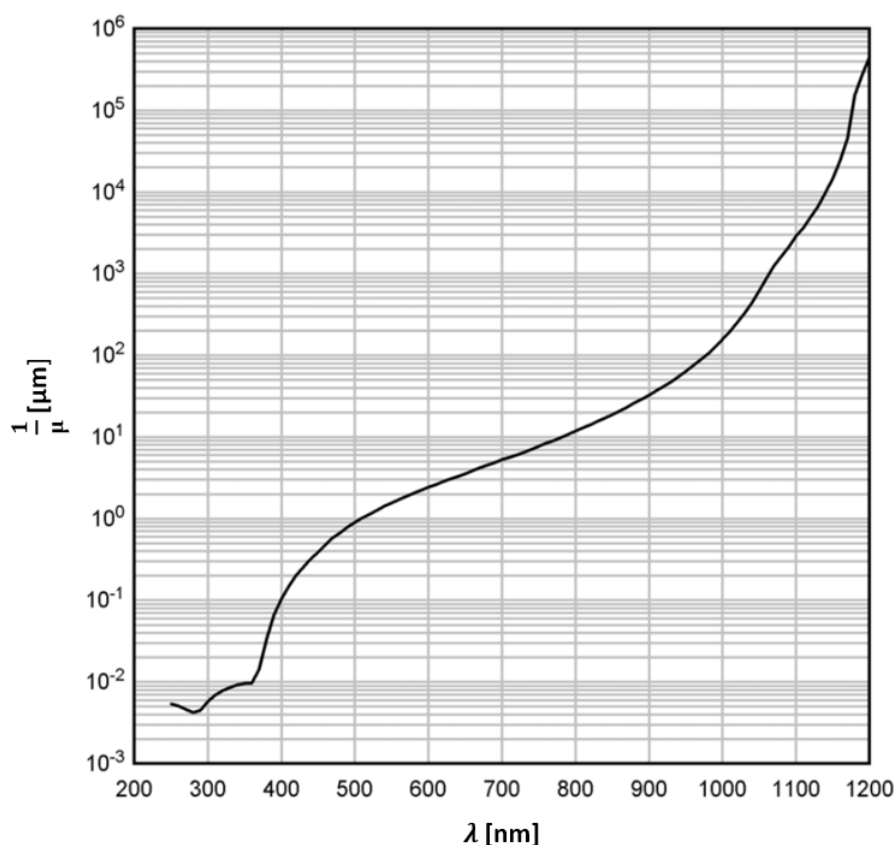
Kristal	Z_{ef}	μ [cm ⁻¹]	ρ [g/cm ³]	n	LY [% NaI]	λ_{vrh} [nm]	τ_d [ns]	τ_r [ps]
NaI:Tl	51	0.34	3.67	1.85	100	410	230	500 - 60000
BaF ₂	54	0.44	4.89		5	220	0.8	0
BGO	74	0.92	7.13	2.15	15	480	300	8
LSO	66	0.87	7.4	1.82	75	420	40	20 - 80
GSO	59	0.62	6.7	1.85	30	430	65	1000 - 21000
LYSO	60	0.86	7.1	1.81	80	420	41	20 - 80
LaBr ₃	47	0.47	5.3	1.88	160	370	25	100 - 1600
LFS	63	0.82	7.3	1.78	77	430	35	
LuAP	65	0.90	8.34	1.95	16	365	18	
LuI ₃	60	~0.56	5.6		190	470	30	

4. Silicijeve fotopomoževalke

Fotone vidne svetlobe, ki jih proizvedejo scintilacijski kristali zaznamo z ustreznim fotodetektorjem. Včasih so za ta namen uporabljali fotopomoževalke, danes pa so jih izpodrinile silicijeve fotopomoževalke - SiPM (ang. silicon photomultiplier).

4.1 Delovanje silicijeve fotopomoževalke

Ko foton potuje skozi silicij, se lahko absorbira in preda svojo energijo elektronu v snovi. Verjetnost za interakcijo oz. absorpcijo je odvisna od valovne dolžine (energije) fotona. Fotoni z valovnimi dolžinami z območja vidne svetlobe se učinkovito absorbirajo v plasti silicija debeli nekaj deset mikrometrov (slika 4.1), zato je silicij primeren material za absorpcijo fotonov, ki nastanejo v scintilacijskih kristalih [22].



Slika 4.1: Absorpcijska dolžina v odvisnosti od valovne dolžine fotonov za silicij. Ker je učinkovitost zaustavljanja fotonov odvisna od njihove valovne dolžine, je tudi učinkovitost silicijevega fotodetektorja odvisna od valovne dolžine fotona. Povzeto po [22].

4.1.1 p-n stik

V čistem siliciju je prisotno ravnovesje med pozitivnimi in negativnimi nosilci naboja (elektroni in vrzelmi). Taka oblika silicija ima visoko upornost, zato ni primerna za zbiranje nosilcev naboja. Poleg tega je silicij brez nečistoč (oz. z malo nečistočami) težko proizvesti, zato se ta redko uporablja v polprevodniških napravah [23], [24].

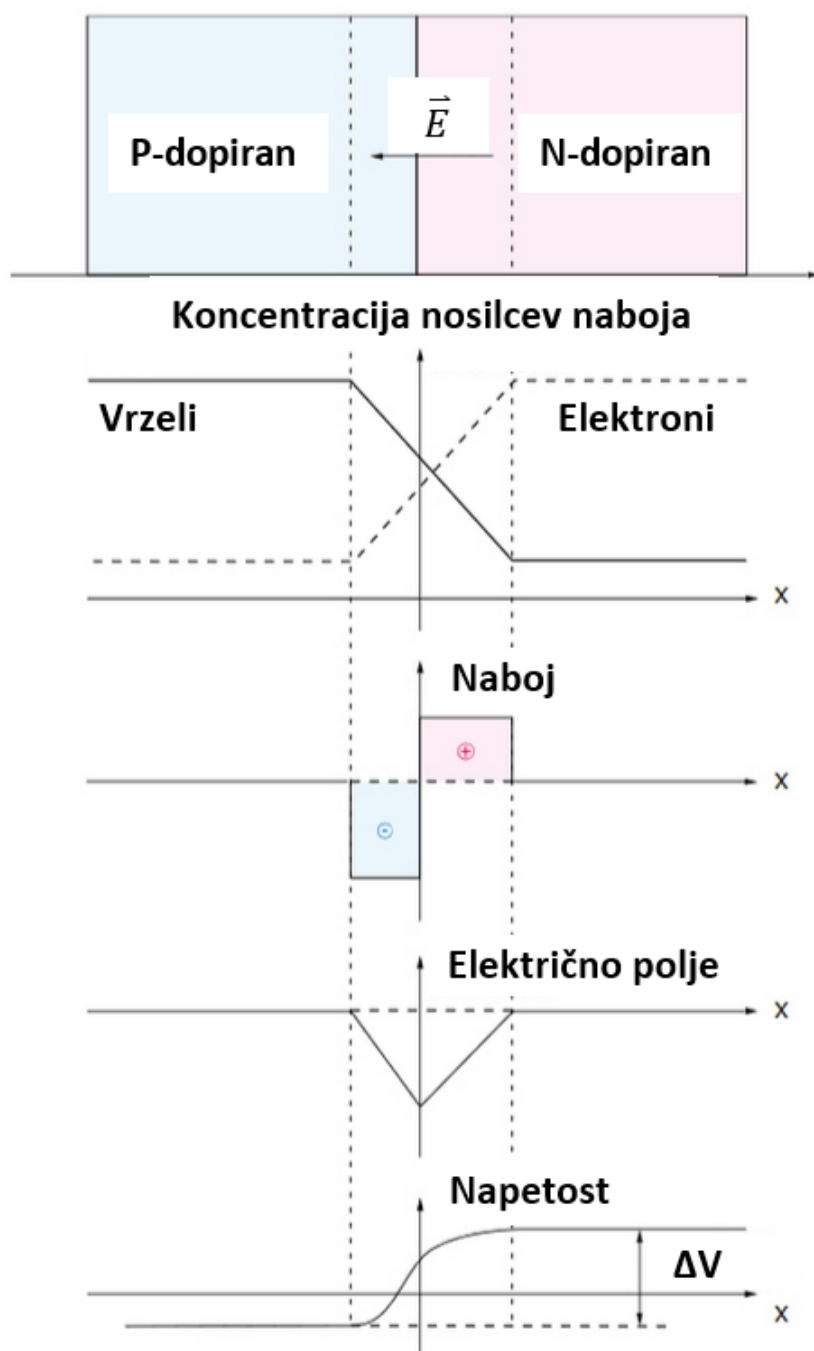
Lastnosti polprevodnika se spremenijo z dodajanjem majhnega deleža nečistoč, čemur pravimo dopiranje. Siliciju se lahko doda elemente V. skupine periodnega sistema elementov, kot so fosfor ali arzen. Tem atomom pravimo donorji, saj imajo v zunanji lupini pet elektronov (enega več kot silicij, ki je v IV. skupini). Donorski atom s štirimi valenčnimi elektroni tvori kovalentne vezi z okoliškimi atomi silicija, ki tako štiri valenčne elektrone. Preostali donorski elektron se pri sobni temperaturi nahaja v prevodnem pasu. Na ta način nastane polprevodnik tipa n, kjer so večinski nosilci naboja elektroni. Druga možnost je polprevodnik tipa p. V tem primeru se siliciju doda element iz III. skupine periodnega sistema, kot so bor ali aluminij. Ti elementi imajo tri valenčne elektrone (enega manj kot silicij), zato jim pravimo akceptorji. Imajo samo tri valenčne elektrone, zato morajo sprejeti še enega, da se lahko vežejo v silicijevo kristalno strukturo. S tem nastane vrzel, ki se pri sobni temperaturi nahaja v valenčnem pasu. Zato v tem primeru postanejo večinski nosilci naboja pozitivno nabite vrzeli [23].

Dopirani polprevodniki imajo zaradi večje koncentracije prostih nosilcev naboja manjšo upornost od čistega polprevodnika. Če združimo polprevodnika tipa n in tipa p, nastane p-n stik, kot je prikazan na sliki 4.2. To je diodna struktura, ki prevaja električni tok predvsem v eni smeri. Predstavljajmo si, da imamo homogeno dopirana polprevodnika obeh tipov z enakomerno porazdeljenimi nosilci nabojev. Ko ju staknemo, začnejo vrzeli difundirati v polprevodnik tipa n, elektroni pa v polprevodnik tipa p. Pri tem se rekombinirajo. Nastane izpraznjeno oz. depletirano območje, ki se nahaja na območju stika obeh polprevodnikov (slika 4.2). Vsakemu od nosilcev naboja, ki se je rekombiniral pripada donorski ali akceptorski atom, ki je vezan v kristalno mrežo. Ker so se prosti nosilci naboja rekombinirali, je depletirano območje na n-strani pozitivno nabito, na p-strani pa negativno nabito. Ti naboji povzročijo nastanek električnega polja vzdolž depletirane plasti, ki kaže iz pozitivno nabite n-strani proti negativno nabiti p-strani (slika 4.2). Sila na nosilce naboja, ki jo povzroča električno polje nasprotuje njihovi difuziji. Tako se tok nosilcev naboja čez p-n stik ustavi oz. doseže ravnovesje in na p-n stiku se pojavi napetost [23], [24].

V depletirani plasti se lahko zaradi termične ekscitacije ali fotoefekta (absorpcije gama žarka) pojavi par elektrona in vrzeli. Zaradi električnega polja začneta potoovati vsak na svojo stran p-n stika, in sicer elektron potuje proti n strani, vrzel pa proti p strani. Če sta obe strani stika sklenjeni v tokokrog, po njem steče električni tok. Elektron in vrzel lahko nastaneta tudi izven depletirane plasti, kjer ni električnega polja, gibanje delcev pa je odvisno od difuzije. V tem primeru se običajno rekombinirata, preden dosežeta depletirano območje [24].

Zaporna napetost na p-n stiku

Fotoni imajo večjo verjetnost za detekcijo, če je depletirana plast globlja. Globlje depletirane plasti so običajno zaželeni v primeru fotonov daljših valovnih dolžin, saj imajo manjši absorpcijski koeficient (slika 4.1). To lahko dosežemo s tem, da p-n stik priključimo na električno napetost v zaporni smeri, torej n stran priključimo na višjo napetost kot p stran. Če je napetost dovolj visoka, lahko depletiramo celoten p-



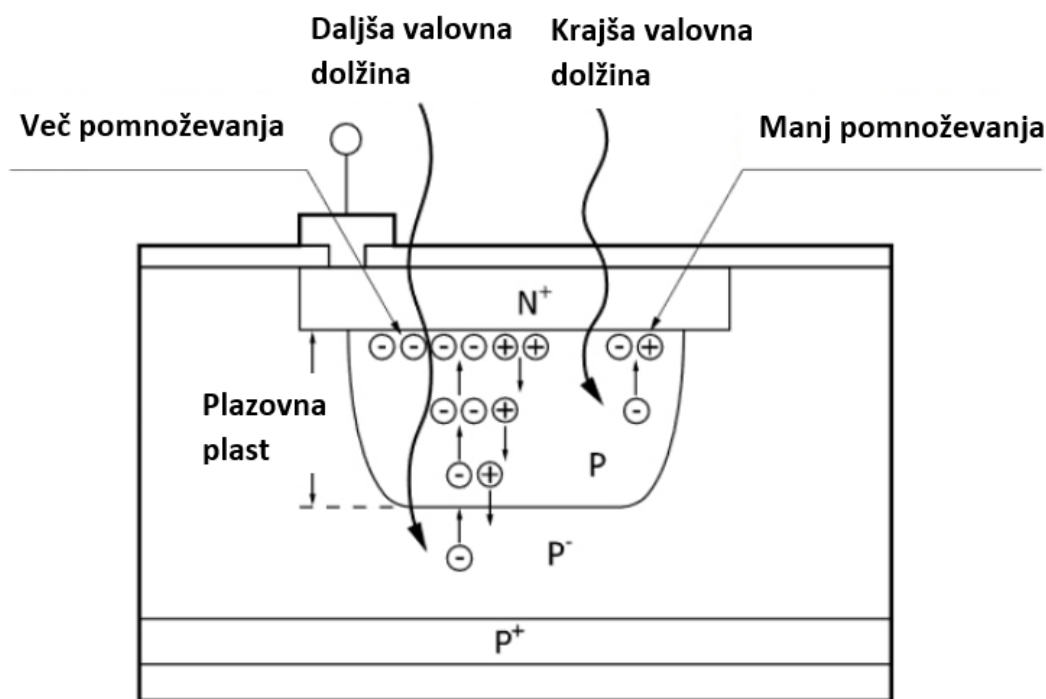
Slika 4.2: p-n stik v termičnem ravnovesju. Povzeto po [24]

n stik. S tem preprečimo, da bi se fotoefekt zgodil v delu detektorja, ki ni depletiran [24].

4.1.2 Plazovna fotodioda

Z večanjem napetosti v zaporni smeri, se poleg globine depletirane plasti povečuje tudi električno polje v polprevodniku. S tem se povečuje tudi povprečna energija nosilcev naboja ob trku z atomi v kristalni strukturi polprevodnika. V dovolj močnem električnem polju, nosilci naboja med posameznima trkoma pridobijo dovolj energije, da ionizirajo atome polprevodnika. Tako nastane nov elektron v prevodnem pasu

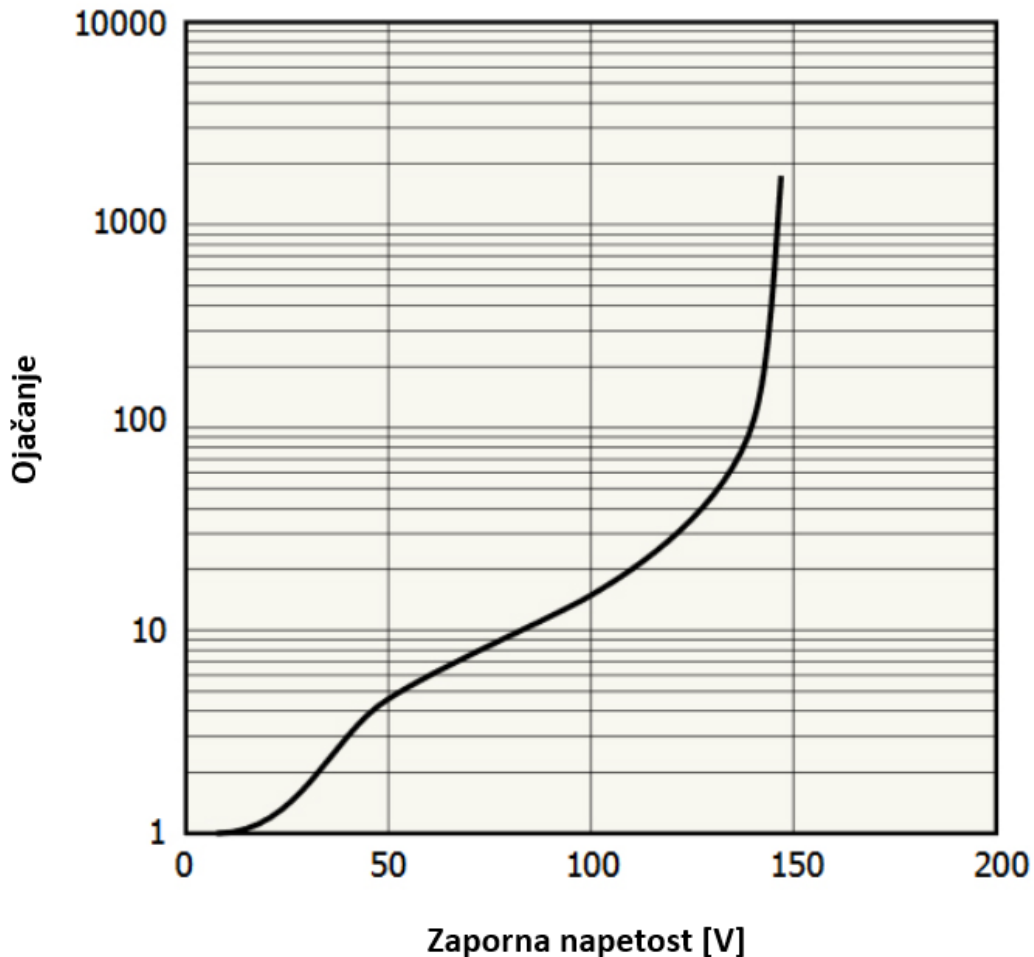
in vrzel v valenčnem pasu. Za to morajo nosilci naboja med posameznima trkoma pridobiti energijo, ki je večja od širine prepovedanega pasu silicija, kar znaša 1,14 eV. V takem primeru se število nosilcev naboja hitro povečuje, zato dogodku rečemo plaz, detektorju pa plazovna fotodioda (ang. avalanche photodiode - APD). Glavni cilj pomnoževanja je notranje ojačanje signala nad nivo šuma ojačevalnika. Notranje ojačanje plazovne fotodiode ni konstantno zaradi naključnih izgub kinetične energije nosilcev naboja ob fononskih trkih (ko ima nosilec naboja prenizko energijo, da bi ob trku ioniziral atom in zato povzroči termične vibracije kristalne mreže) z atomi v kristalni mreži. Pri višjih temperaturah je ojačanje nižje zaradi povečanih fononskih vibracij in s tem večjih izgub kinetične energije nosilcev naboja. Poleg tega je ojačanje odvisno od globine interakcije, kar je povezano z valovno dolžino fotona. V ta namen se plazovne fotodiode proizvajajo v dveh različnih strukturah. Na sliki 4.3 je prikazana n-na-p struktura, ki ima večjo fotosenzitivnost in ojačanje za daljše valovne dolžine. Njeno nasprotje je p-na-n struktura z večjim ojačanjem in senzitivnostjo za krajše valovne dolžine [24].



Slika 4.3: Prikaz absorpcije kratkih in dolgih valovnih dolžin svetlobe v plazovni fotodiodi s strukturo n-na-p. Ta vrsta fotodiode je prilagojena za rdečo oz. bližnjo infra rdečo svetlobo. Povzeto po [24]

Ojačanje plazovne fotodiode razdelimo na tri območja, ki so prikazana na sliki 4.4. Med njimi prehajamo s spreminjanjem zaporne napetosti. V srednjem območju (med približno 50 V in 100 V na sliki 4.4) se ojačanje počasi spreminja z napetostjo. Pri višjih napetostih se ojačanje hitro povečuje. V tem območju je težko natančno poznati ojačanje in ga držati na konstantni ravni. Temu načinu delovanja pravimo Geigerjev način. Končno število nosilcev naboja je enako, ne glede na število nosil-

cev, ki je plaz sprožilo. Torej v tem primeru ni povezave med izhodnim nabojem in količino absorbirane svetlobe, ampak je odziv binaren. Izhodni naboj je prisoten, če se je v detektorju absorbirala svetloba in ga ni, če do absorpcije ni prišlo. Zato plazovni fotodiodi v Geigerjevem načinu delovanja pravimo tudi binarni detektor [24].



Slika 4.4: Ojačanje plazovne fotodiode v odvisnosti od napetosti v zaporni smeri. Opazimo tri območja ojačanja. Povzeto po [24]

4.1.3 Kaj je silicijeva fotopomnoževalka?

Plazovni fotodiodi s priključeno napetostjo nad prebojno napetostjo V_{BR} (ang. breakdown voltage), torej v Geigerjevem načinu delovanja, pravimo tudi SPAD (ang. single photon avalanche diode - SPAD). V takem načinu delovanja lahko en sam vzbujen elektron povzroči plaz, ki sam sebe vzdržuje in nikoli ne preneha. Temu se izognemo z vezavo upora, ki zaduši električni tok. V času, ki je potreben za zaustavitev toka skozi SPAD, ta ne more zaznati novih vpadlih fotonov. S tem se izgubi informacija o toku vpadlih fotonov. Težavo so odpravili tako, da so veliko številko majhnih SPAD detektorjev zložili v matriko. Tako je višina pulza sorazmerna številu sproženih celic. Taka naprava se imenuje silicijeva fotopomnoževalka [22], [24].

4.2 Lastnosti silicijevih fotopomnoževalk

Lastnosti silicijevih fotopomnoževalk lahko močno vplivajo na njihovo časovno in energijsko ločljivost [25]. Na nekatere od njih lahko vpliva tudi temperatura [24].

4.2.1 Temni šum

Največji doprinos k šumu silicijeve fotopomnoževalke ima temni šum (ang. dark count rate - DCR), saj pri sobni temperaturi znaša približno 100 kHz/mm². Pulz povzročijo termično vzbujeni elektroni v depletiranem območju, ki sprožijo plaz. Njihova pogostost je odvisna od števila defektov in njihove aktivacijske energije, zato intenziteta temnega šuma narašča z aktivno površino, prenapetostjo in temperaturo. Pri višjih temperaturah postane pomemben tudi doprinos zaradi difuzije elektronov v depletirano območje [22], [25].

4.2.2 Zakasnelo proženje in navzkrižni šum

Med plazom se lahko del nosilcev naboja ujame na energijskih nivojih nečistoč. Ti se sprostijo z zakasnitvijo in lahko sprožijo sekundarni plaz. Takemu dogodku pravimo zakasnjeno proženje (ang. afterpulse). Verjetnost za zakasnjeno proženje je odvisna od števila pasti v območju pomnoževanja in razmerja med časom sproščanja ujetih nosilcev naboja in časom regeneracije celice. Zakasnelo proženje lahko povzročijo tudi sekundarni fotoni, ki nastanejo med plazom in se absorbirajo v isti ali v sosednjih celicah. Če se fotoni ne absorbirajo v celici, kjer so nastali, temu pravimo prisluh ali navzkrižni šum (ang. cross-talk) [24], [25].

4.2.3 Učinkovitost detekcije fotonov

Na učinkovitost detekcije fotonov (ang. photon detection efficiency - PDE) vpliva valovna dolžina fotona (slika 4.1), prenapetost (ang. overvoltage) in faktor zapolnitve (ang. fill factor). Učinkovitost detekcije fotonov izračunamo kot

$$PDE = \eta(\lambda)\epsilon(V)F, \quad (4.1)$$

kjer je $\eta(\lambda)$ kvantna učinkovitost silicija, $\epsilon(V)$ verjetnost za sprožitev plaz in F faktor zapolnitve, ki predstavlja delež SiPM, ki je občutljiv na svetlobo. Del površine vsake celice zavzemajo elektronske komponente. Te so podobne ne glede na velikost celic, zato imajo večje celice običajno večji faktor zapolnitve [22].

4.2.4 Dinamično območje in linearnost

Dinamično območje SiPM senzorja je območje vhodnih svetlobnih signalov, za katere iz senzorja dobimo uporaben izhodni signal. Ta je linearno sorazmeren s številom vpadlih fotonov le za majhna števila fotonov (v primerjavi s številom celic na silicijevi fotopomnoževalki). Število sproženih celic dobimo kot

$$N_{fired} = M \left[1 - \exp \left(-\frac{PDE \cdot N_{ph}}{M} \right) \right], \quad (4.2)$$

kjer je N_{ph} število vpadlih fotonov in M število celic SiPM detektorja. Manjše celice pomenijo večje dinamično območje [22].

4.2.5 Časovna ločljivost

Časovna ločljivost (ang. single photon time resolution, SPTR) je ena ključnih lastnosti silicijevih fotopomnoževalk. Nanjo vpliva več dejavnikov. Na čas sprožitve plazmu v depletiranem območju vpliva globina, na kateri se absorbira foton. Sam plaz je statistične narave, kar dodatno prispeva k časovni razpršenosti signala. Mikrocелice na silicijevi fotopomnoževalki se med seboj rahlo razlikujejo, kar povzroča variabilnost v odzivu. K skupni časovni negotovosti prispeva tudi elektronski šum bralne elektronike, ki vpliva na zaznavo signala in povzroči dodatni časovni raztros [26]. Časovna ločljivost je odvisna tudi od prenapetosti, saj višja prenapetost pomeni hitrejši razvoj plazmu in višji signal, kar vpliva na boljšo časovno ločljivost [19].

5. Metode določanja časovnih konstant scintilatorja

Za merjenje časovnih konstant scintilatorja se uporablja metoda časovno koreliranega štetja posameznih fotonov (ang. time correlated single photon counting - TCSPC).

5.1 Časovno korelirano štetje posameznih fotonov

V osnovi je tak eksperiment sestavljen iz scintilatorja, kateremu želimo izmeriti časovni konstanti, dveh fotodetektorjev, elektronike za branje signalov z detektorjev ter ustreznih napajalnikov. En od fotodetektorjev je postavljen poleg kristala, pogosto je z optično mastjo pritrjen na kristal. Ob anihilaciji gama žarka v scintilatorju zazna veliko količino svetlobe. Uporablja se ga za določanje referenčne oz. začetne časovne točke svetlobnega pulza, zato mu pravimo start detektor. Drugo časovno točko določa stop fotodetektor, ki je nekoliko oddaljen od kristala. Včasih so med kristalom in stop detektorjem postavljeni tudi optični filtri, saj želimo, da ta detektor v povprečju zazna manj kot en foton, saj je v tem primeru enega zaznanega stop fotona časovna razlika med signaloma stop in start detektorja porazdeljena po časovni porazdelitvi svetlobnega pulza, ki ga odda scintilator [5].

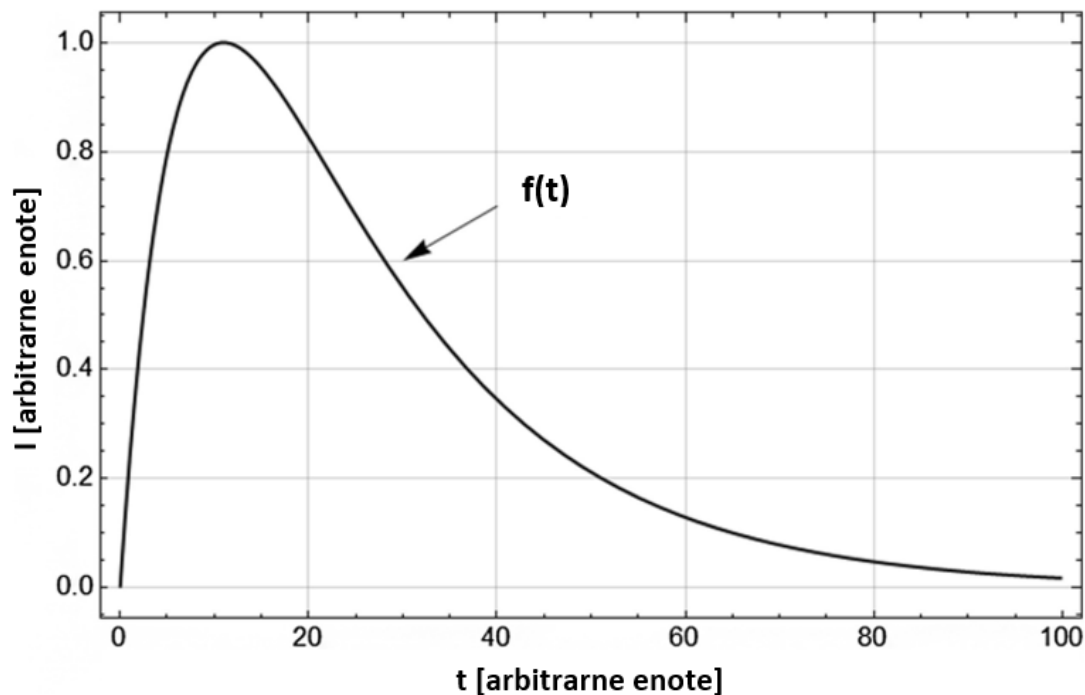
V eksperimentih ([5], [27]) se pogosto namesto enega scintilacijskega kristala uporabljata dva. Kristal, ki izseva svetlobo na start detektor je vedno enak, časovne konstante pa se meri kristalu, ki izseva foton na stop detektor. Na ta način merjeni kristal nima vpliva na start signal.

Svetlobni pulz, ki ga odda scintilacijski kristal, se opiše z enačbo

$$f(t) = \sum_{i=1}^N \frac{\exp\left(-\frac{t-\theta}{\tau_{d,i}}\right) - \exp\left(-\frac{t-\theta}{\tau_{r,i}}\right)}{\tau_{d,i} - \tau_{r,i}} \cdot \rho_i \cdot \Theta(t - \theta), \quad (5.1)$$

kjer je N število različnih časov vzbujanja in razpadnih časov, ρ_i je njihov delež, $\Theta(t - \theta)$ pa Heavisidova funkcija, ki zavzema vrednost 0 do trenutja θ , ko se začne signal, in vrednost 1 po tem trenutku. Teoretična oblika svetlobnega pulza, ki jo odda scintilator je prikazana na sliki 5.1. Rezultati meritev so porazdeljeni po omenjeni porazdelitvi, zašumljeni za funkcijo odziva sistema (ang. impulse response function - IRF), zato se na podatke prilagaja konvolucijo enačbe 5.1 in IRF [5].

Pri natančnih meritvah časa vzbujanja predstavlja veliko težavo natančno določanje časovne ločljivosti sistema oz. funkcije odziva sistema. To v prvem približku določimo kot konvolucijo časovnih ločljivosti (SPTR) start in stop detektorjev [5].



Slika 5.1: Oblika svetlobnega pulza scintilatorja. Čas vzbujanja določa obliko prvega dela pulza, kjer signal narašča, razpadni čas pa določa drugi del pulza, ko signal pada.

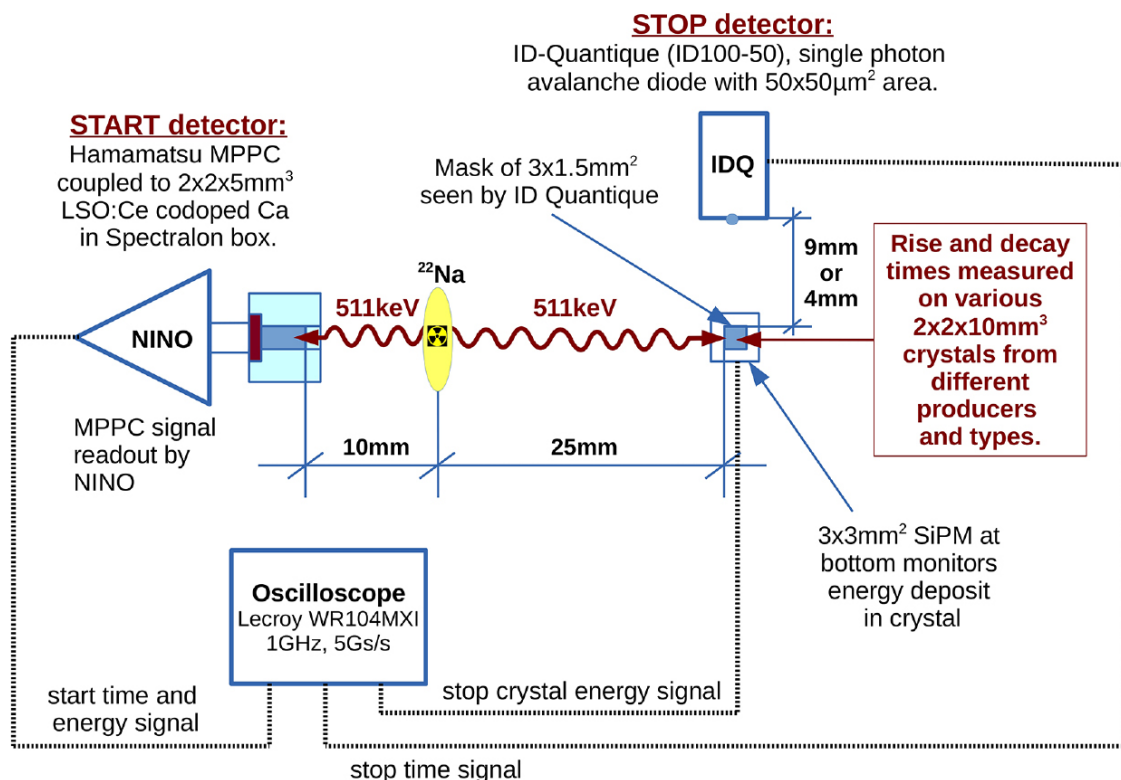
5.1.1 Primer TCSPC eksperimenta

Moderen TCSPC eksperiment za preučevanje scintilacijskih kristalov je opisan v članku [5], shema eksperimenta pa je prikazana na sliki 5.2. Kot start detektor so uporabili $2 \times 2 \times 5 \text{ mm}^3$ LSO:Ce:0,4% Ca kristal in silicijevo fotopomnoževalko. Merili so čas in energijo sunka, s čimer so se lahko omejili le na 511 keV dogodke [5].

Kot stop detektor so uporabili $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ veliko fotodiodo v Geigerjevem načinu delovanja. Ta detektor je bil nekaj mm oddaljen od preučevanega kristala. Stran kristala, ki je bila obrnjena proti stop detektorju je bila delno zakrita s črnim papirjem, tako da je detektor lahko zaznal le direktno svetlobo. Z dodatno $3 \times 3 \text{ mm}$ silicijevo fotopomnoževalko so zagotovili tudi meritev odložene energije na merjenem kristalu in se tako omejili le na dogodke s fotoefektom. Od vseh zaznanih dogodkov se izbere le tiste, kjer je bil na stop detektorju zaznan le en foton, saj je v tem primeru časovna porazdelitev verjetnosti za njegovo detekcijo enaka obliki pulza svetlobe, ki ga odda kristal, zašumljenega zaradi ločljivosti sistema [5].

IRF so določili tako, da so kot stop kristal uporabili nedopiran LuAG kristal, ki seva Čerenkovo svetlobo in tako še natančneje določili IRF celotnega sistema. Svetloba Čerenkova se namreč izseva ob preletu hitrega delca praktično brez časovnih zakasnitev (tipično nekaj ps) [5]. Nekateri rezultati njihovih meritev so zapisani v tabeli 5.1.

TCSPC eksperiment je opisan tudi v članku [27]. V tem primeru so izmerili koincidenčno časovno ločljivost start detektorja (CTR) merili z dvema enakima detektorjema in ^{22}Na izvorom med njima. Časovno ločljivost stop detektorja so določili z enim detektorjem in laserjem s 150 fs pulzi z valovno dolžino 425 nm. Tako so



Slika 5.2: Shema TCSPC eksperimenta iz članka [5]. Povzeto po [5]

dobili časovno ločljivost detekcije enega fotona (SPTR) [27].

Tabela 5.1: Meritve časovnih konstant in svetlobnega izkoristka različnih kristalov velikosti $2 \times 2 \times 10 \text{ mm}^3$. Rezultati so prikazani za primer prilagajanja enega razpadnega časa, čeprav se je v nekaterih primerih dvojni razpadni čas izkazal za boljšega. Povzeto po [5].

Kristal	τ_d [ns]	τ_r [ps]	LY (relativno)
Agile 2423 (LSO:Ce:0,4%Ca)	30.0	21	1.00
CPI 2745 (LYSO:Ce)	41.5	60	1.31
CTI 2407 (LSO:Ce)	39.6	79	1.34
Hitachi 2626 (LGSO:Ce)	38.9	36	1.35
PML 1126 (LSO:Ce)	43.2	69	1.19
Proteus 2483 (LYSO:Ce)	39.8	54	1.30
Sipat 2443 (LYSO:Ce)	44.0	80	1.25

5.2 Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi

Glavni namen tega dela je bil določiti časovni konstanti (τ_r in τ_d) scintilatorjev različnih proizvajalcev in tako izbrati najhitrejša kristale. Ti se bodo uporabili za izdelavo TOF-PET detektorja s ploskimi detektorji v okviru projekta PetVision na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Inštituta Jožef Štefan (IJS).

5.2.1 Postavitev eksperimenta

Kot je že opisano v poglavju 5.1, se časovni konstanti scintilatorja določa s pomočjo TCSPC metode. Geometrija eksperimenta je bila večkrat spremenjena in izboljšana. Za razliko od eksperimentov, opisanih v prejšnjem poglavju, je bil uporabljen le en scintilacijski kristal.

Postavitev A

Na začetku (v postavitvi A) sta bili poleg kristala uporabljeni dve silicijevi fotopomnoževalki - start in stop detektor oz. start in stop silicijevi fotopomnoževalki (slika 5.3). Ta eksperiment je bil namenjen za zajem prvih podatkov, ki so bili uporabljeni za razvoj programa za analizo meritev in izboljšavam postavljenega eksperimenta.

Ugotovili smo, da je zelo pomembna dobra optična sklopitev med scintilatorjem in start detektorjem, zato smo začeli uporabljati optično mast, kar je močno povečalo število detektiranih fotonov na start detektorju pri vsakem detekcijskem dogodku. Manjše število zaznanih fotonov, ko se ne uporabi optične sklopitve poslabša časovno ločljivost sistema. Poleg tega na časovno ločljivost vpliva tudi velikost silicijeve fotopomnoževalke. Ta mora biti velika vsaj toliko kot čelna stran kristala (stran kristala, ki se dotika silicijeve fotopomnoževalke). Če je silicijeva fotopomnoževalka manjša, se zazna manj fotonov, manjša silicijeva fotopomnoževalka lahko tudi privede do nasičenja signala.

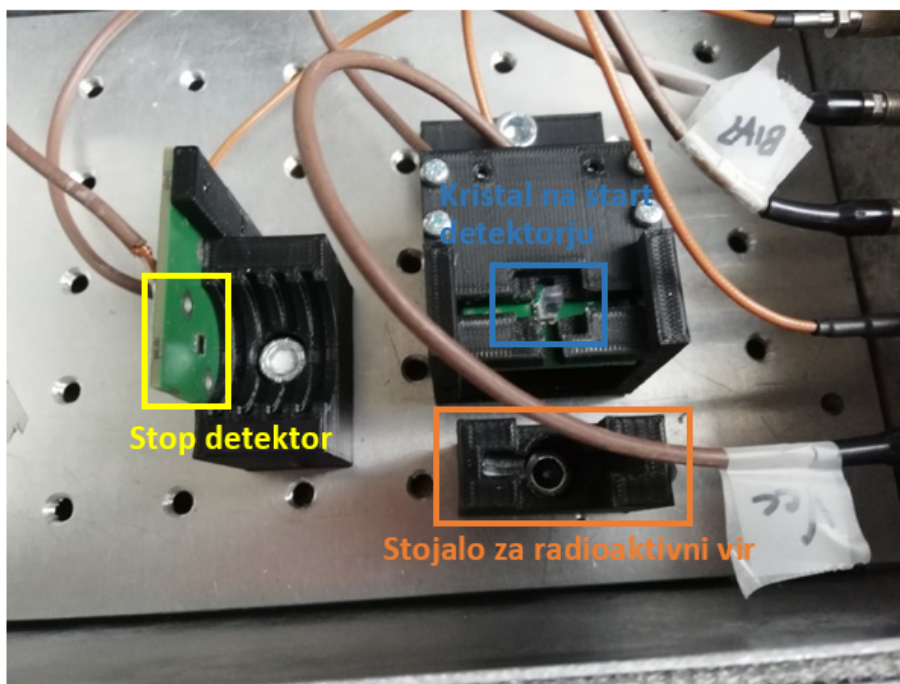
Postavitev B

Signal start detektorja v postavitvi A je bil močno ojačan, da smo dobili čim boljšo časovno informacijo. Ojačanje je onemogočalo kvalitetno meritev odložene energije, zato smo na kristal poleg start detektorja dodali še enega, ki je bil namenjen merjenju odložene energije v kristalu. Start in energijski detektor sta bila postavljena vsak na eni od manjših strani kristala (slika 5.4). Zaradi dodanega energijskega detektorja smo lahko za nadaljno analizo izbrali le dogodke s fotoefektom. Za start detektor smo uporabljali silicijevo fotopomnoževalko proizvajalca Fondazione Bruno Kessler (FBK), model NUV-HD-MT-LF-v2 40 μm M0 velikosti $3 \times 3 \text{ mm}^2$, za stop detektor pa smo uporabljali NUV-HD-MT-LF-v2 40 μm M0 velikosti $1 \times 1 \text{ mm}^2$. Oba časovna signala sta bila dodatno ojačana s 40 dB ojačevalnikom. Za energijski detektor smo uporabili silicijevo fotopomnoževalko SensL MicroFC-30050-SMT velikosti $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Tako smo dobili postavitev B, ki smo jo uporabili za primerjavo kristalov različnih proizvajalcev.

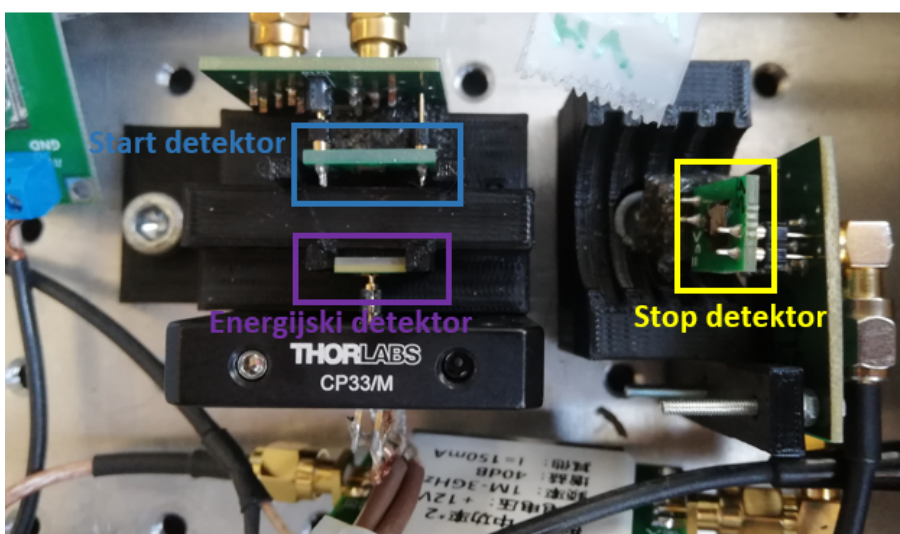
Postavitev C

V nadaljevanju smo razvili elektronsko vezje, ki signal z detektorja razdeli na dva dela. Enega od njiju močno ojača, da dobimo čim boljšo časovno informacijo, drugega ojača le toliko, da dobimo dobro energijsko ločljivost. S takim vezjem je dovolj uporaba le ene silicijeve fotopomnoževalke na kristalu, s katere hkrati dobimo dobro

5.2. Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi



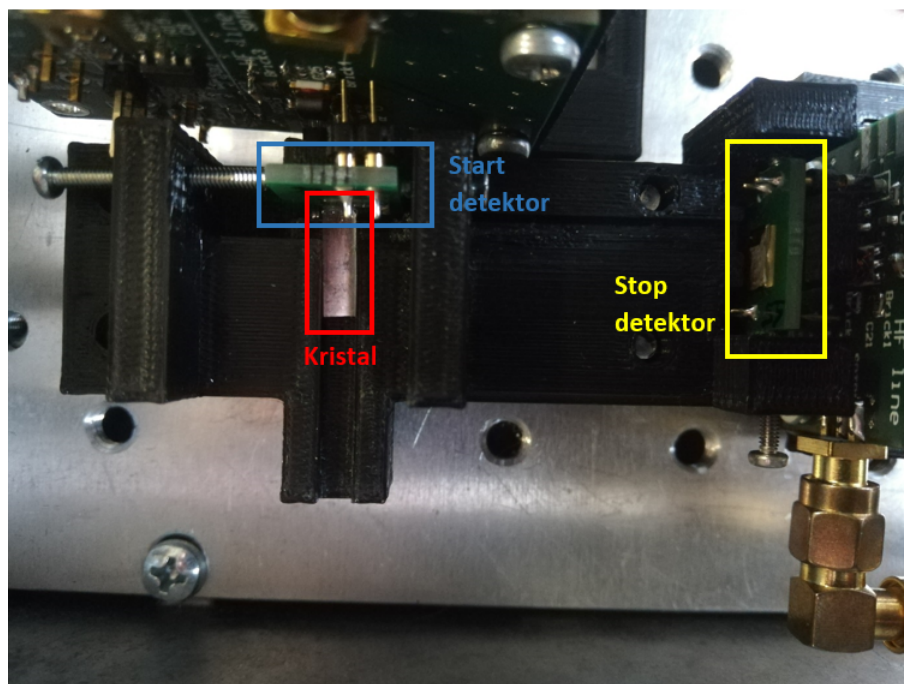
Slika 5.3: Postavitev A z dvema silicijevima fotomnoževalkama (start in stop detektorjema). Scintilacijski kristal je postavljen na fotopomnoževalko, ki daje start signal, stop detektor pa je od njega bolj oddaljen. Poleg kristala se nahaja stojalo za radioaktivni ^{22}Na .



Slika 5.4: Postavitev B s tremi detektorji (start, stop in energijski). Kristal je bil z optično mastjo sklopljen s start detektorjem. Radioaktivni vir ^{22}Na je bil med meritvijo postavljen nad kristalom.

informacijo o času detekcije in energiji, ki se je odložila v kristalu. Postavitev C je prikazana na sliki 5.5 in je bila uporabljena za primerjavo lastnosti različno velikih kristalov.

Merjeni kristal je ležal v utoru na 3D natisnjenem podstavku (slika 5.5). Ta je imel dve mesti za silicijevi fotopomnoževalki, ki sta bili obrnjeni pravokotno ena glede na drugo. Na pravo mesto smo jih natančno pozicionirali z vijaki. Elektronski vezji za



Slika 5.5: Postavitev C z dvema silicijevima fotomnoževalkama (start detektor, ki da tudi energijski signal ter stop detektor). Za obema detektorjema je vidna elektronika s čipoma za razdelitev in ojačanje signala. Scintilacijski kristal je z optično mastjo sklopljen s start detektorjem. Radioaktivni vir ^{22}Na je bil med meritvijo postavljen nad kristalom.

silicijevima fotopomnoževalkama sta imeli vsaka svoje prilagodljivo stojalo, s čimer smo ju lahko postavili na ustrezno višino in tako priključili na SiPM. Občutljivi deli eksperimenta (kristal, silicijevi fotopomnoževalki, čipa in ojačevalnika) so bili že od postavitve A naprej pritrjeni na kovinsko ploščo in zaprti v aluminijasti škatli proizvajalca Multicomp Pro. S tem smo se izognili elektromagnetnim motnjam iz okolice. Za napajanje čipov in ojačevalnikov smo uporabljali napajalnike MP710081 proizvajalca Multicomp Pro. Za napajanje vezij smo potrebovali pet kablov. Po dva za napajanje ojačevalnikov (12 V) in silicijevih fotopomnoževalk ter enega za ojačanje energijskega signala s start detektorja (5 V). Obe silicijevi fotopomnoževalki sta delovali na napetosti 42,5 V oz. prenapetosti 10 V. Iz škatle so vodili trije kabli, ki so prenašali časovna signala s start in stop detektorja ter energijski signal. V predhodni postavitvi B je en kabel namesto ojačanja energijskega signala z 35,8 V napajal energijski detektor.

5.2.2 Digitalizacija in shranjevanje podatkov

Za zajemanje signalov je bil uporabljen sistem za digitalizacijo signalov DRS4 Evaluation Board. Čip DRS4 (ang. domino ring sampler) je zasnovan kot preklopni kondenzatorski niz, ki signale digitalizira s hitrostmi do 5 GSPS (ang. giga samples per second) v 1024 merjenih točkah [28]. Dolžina zajetega signala je odvisna od izbrane frekvence vzorčenja. Pričakovali smo, da bodo merjeni razpadni časi τ_d krajši od 40 ns, časi vzbujanja τ_r pa dolgi med nekaj 10 ps in nekaj 100 ps, zato smo izbrali najvišjo frekvenco vzorčenja (5 GSPS), kar je omogočalo največjo gostoto merilnih točk za čim boljše določanje τ_r , ob enem pa dovolj dolg vzorčen signal (200 ns), ki

je omogočal istočasno določanje τ_d .

Ko je izbrana frekvenca vzorčenja, je potrebno izvesti notranjo kalibracijo vezja DRS4. S kalibracijo napetosti se določi odmik od ničte vrednosti in ojačanje. Časovna kalibracija s 100 MHz notranjo uro določi efektivno širino celic, ki lahko od nominalne vrednosti 0,2 ns odstopa do ± 100 ps [28]. Kalibracijo se izvede s pomočjo aplikacije DRS Oscilloscope, katero smo uporabljali tudi za opazovanje višine in oblike signalov ter ostalo optimizacijo pred začetkom zajemanja podatkov. Ker lahko visoki signali v vezju vplivajo eden na drugega (presluh), sta bila najvišja signala priklopljena na najbolj oddaljeni mesti. Start signal je bil priključen na vhod CH1, stop signal pa na CH4. Energijski signal, ki je bil veliko nižji, je bil priključen na vhod CH3.

Na ta način digitalizirani signali so bili zajeti z uporabniškim vmesnikom LabWindows/CVI. Z njim se določi višina, ki jo mora doseči signal, da dogodek shranimo (Trigger level). Nastavljena je bila na 0,1 V start signala. Z nastavitvijo zakasnitve proženja (Trigger delay) se dogodek postavi na željeno mesto znotraj izmerjenega oz. shranjenega časovnega okna. Pred meritvijo se izbere še število dogodkov, ki jih želimo pomeriti oz. shraniti. Program omogoča, da na vsakih nekaj signalov po en signal izriše na zaslon (Plot frequency), s čimer lahko preverimo, ali meritev normalno poteka, ne da bi s pogostim izrisovanjem upočasnili meritev.

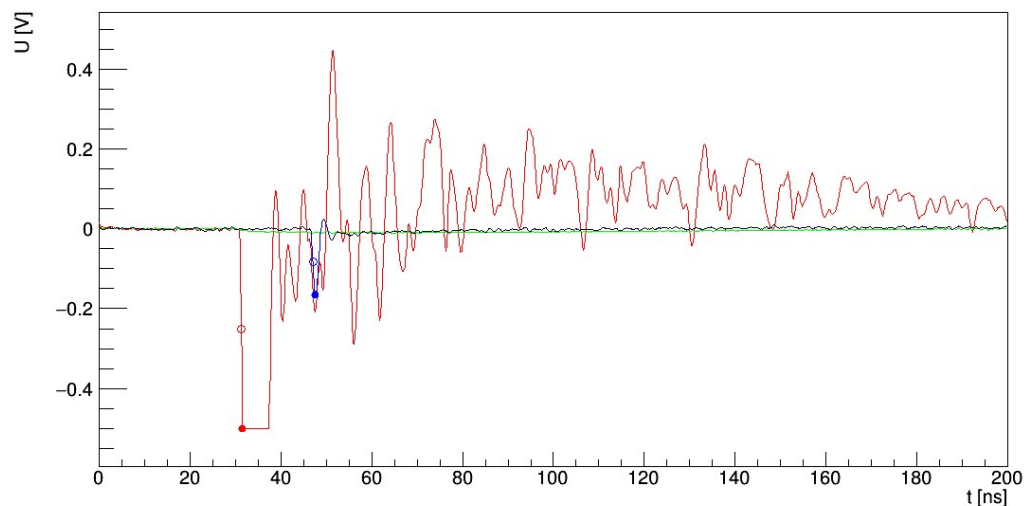
Za zajetje kvalitetnega seta podatkov (zadostna statistika histograma) je bilo potrebno zajeti veliko število signalov. Da bi zmanjšali potrebo po prostoru za shranjevanje meritev, smo signal delno analizirali preden smo ga shranili. Določili smo največjo doseženo višino stop signala in na ta način izbrali le dogodke, kjer je tudi stop detektor zaznal foton. Z integracijo energijskega signala smo določili energijo, ki se je absorbirala v kristalu in izbrali le dogodke v okolici fotovrha. Na ta način se je količina shranjenih podatkov zmanjšala za 90%.

5.2.3 Analiza meritev

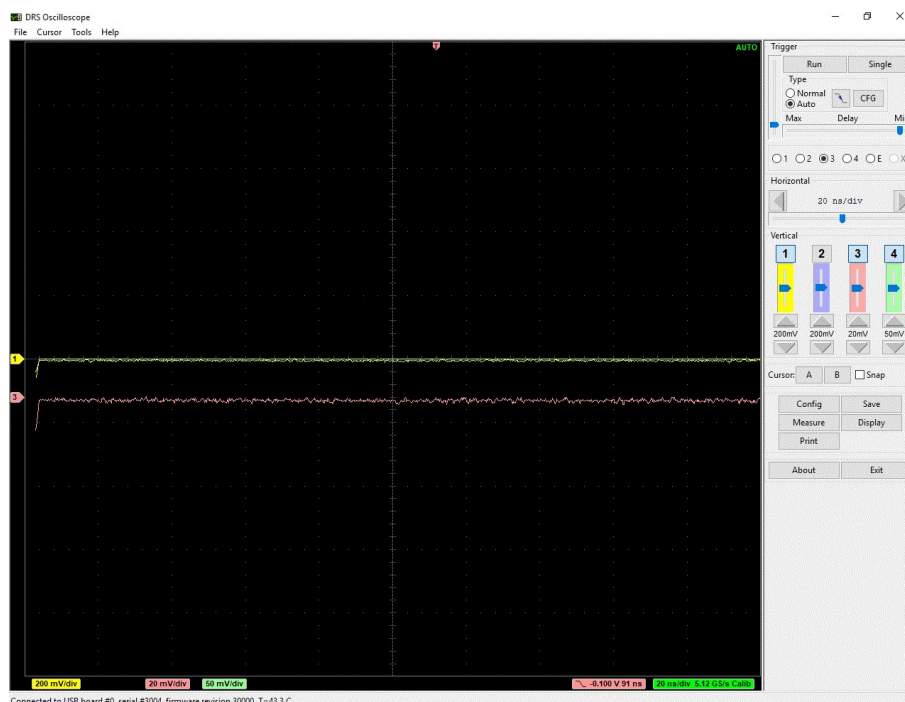
Analiza podatkov je potekala v okolju CERN ROOT [29]. Za vsak dogodek je bilo potrebno analizirati tri signale, ki so prikazani na sliki 5.6 - start, stop in energijski signal. Signali na sliki so bili posneti s postavitvijo C (poglavje 5.2.1), tako kot tudi podatki za vse ostale slike v tem poglavju. Analiza za eksperiment B je potekala na podoben način. Vsakemu od prej omenjenih signalov smo najprej naredili popravek za odstopanje od ničelne vrednosti (ang. baseline correction), tako da smo izračunali povprečno vrednost prvih 20 ns vsakega signala, pri čemer smo prvi 2 ns meritve signala izpustili. Celoten izmerjeni signal smo nato zamaknili za izračunano vrednost. Kratek del na začetku meritve smo izpustili zaradi napake, ki se je pojavljala pri zajemanju podatkov. Zaradi podrobnosti delovanja čipa DRS4 se je včasih zgodilo, da je prva (slika 5.7) ali zadnja točka vseh treh vzorčenih signalov znatno odstopala od ostalih, zato smo prvih in zadnjih nekaj točk vsake meritve izpustili iz analize.

Energijo izračunamo tako, da seštejemo vrednosti energijskega signala v točkah znotraj določenega območja (na intervalu med 20 ns in 190 ns signala). Na ta način dobimo energijo v arbitrarnih enotah. Točno vrednost v energijskih enotah bi lahko določili s pomočjo popravka za nelinearnost in povezavo poznanega spektra ^{22}Na z izmerjenim, vendar za določanje τ_r in τ_d to ni bilo potrebno.

Start signalu smo določili vrh (najvišjo točko). Če je bilo takih točk več (v primeru, ko je signal dosegel najvišjo oz. najnižjo merljivo vrednost), je bila kot



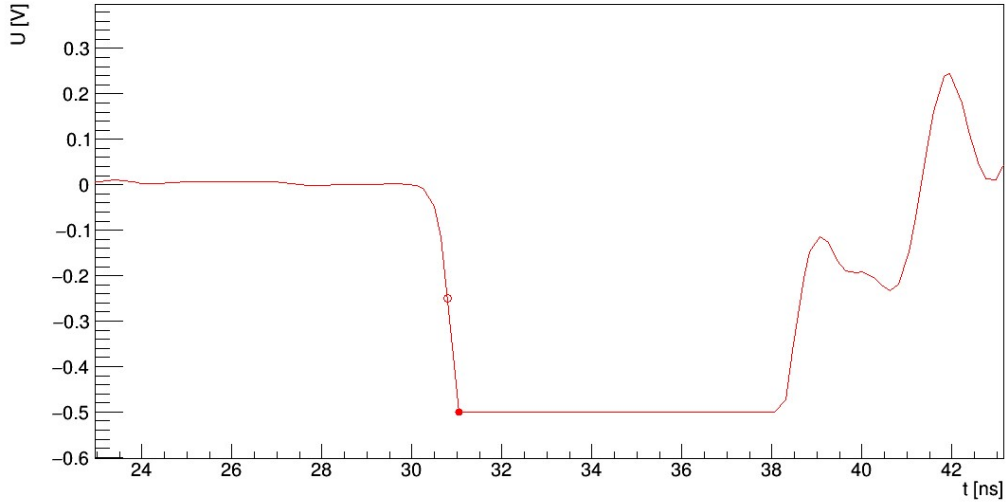
Slika 5.6: Vsi trije zajeti signali ob absorpciji 511 keV fotona v scintilatorju. Start signal je rdeč, stop signal je moder, energijski signal pa zelen. Start in stop dogodek imata določen vrh (poln krog) in čas na polovici maksimalne višine signala (prazen krog). Start signal presega dinamičen razpon delovanja čipa DRS4, ki je med -0,5 V in 0,5 V, zato je signal odrezan pri največji možni vrednosti. Močan šum na signalu za glavnim vrhom je posledica uporabe elektronskega vezja, ki signal močno ojača. Zanima nas le časovna informacija, ki jo lahko najbolj natančno določimo iz začetnega naraščanja signala, zato zašumljeni del signala ne vpliva na rezultat.



Slika 5.7: Odstopanje začetnega dela signalov meritev na DRS4. Prikazani so vsi trije signali v programu DRS Oscilloscope v primeru ko ni bil zaznan detekcijski dogodek. Start signal je rumene barve, stop signal je zelen, energijski signal pa rdeč. Napaka se pojavi na vseh treh kanalih hkrati.

5.2. Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi

vrh izbrana prva od točk s tako vrednostjo. Čas signala smo določili z metodo merjenja prehoda signala skozi določeno vrednost napetosti (ang. leading edge - LE). Vrednost smo določili z linearno interpolacijo dveh točk digitaliziranega signala, ki sta bili pred in za določeno vrednostjo signala. Izbira točke na grafu, ki najbolj natančno določi čas start signala je bila pomemben korak optimizacije analize (več o tem v naslednjem poglavju). Na koncu smo za čas start signala izbrali točko, kjer start signal doseže polovico vrednosti maksimalne višine. Približan signal z določenim vrhom in časovno točko (LE) je prikazan na sliki 5.8.



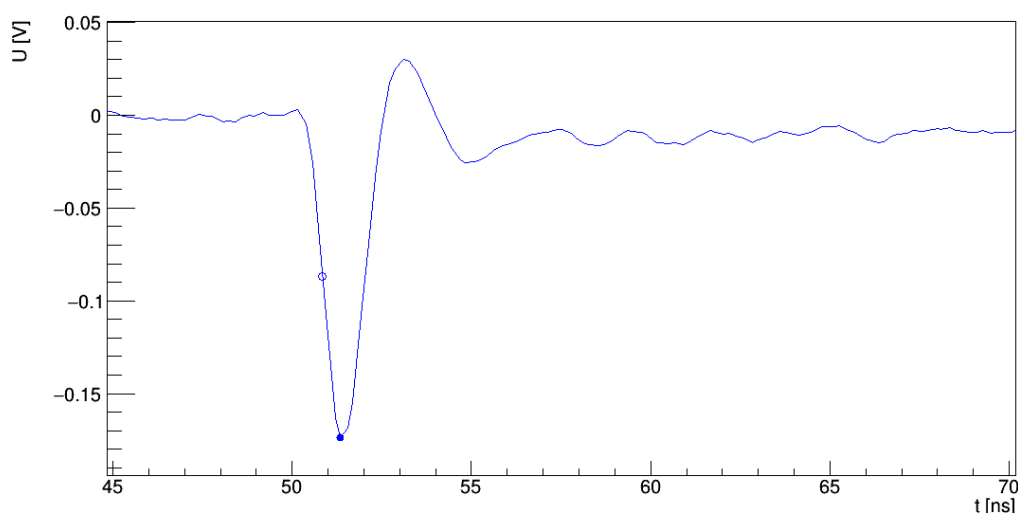
Slika 5.8: Približan vrh start signala z določenim položajem vrha (poln krog) in časa (prazen krog).

Tudi stop signalu smo najprej določili vse vrhove (zaznane fotone). Za vrh smo določili točko, ki je imela amplitudo vsaj 0,1 V in je bila hkrati najvišja točka v svoji bližnji okolici. Z izbiro velikosti okolice smo definirali, kdaj več zaporednih oz. hkratnih fotonov definiramo kot en vrh in kdaj jih definiramo kot več vrhov. Izbira območja za analizo ni imela vpliva, saj smo zaradi lastnosti metode za analizo uporabili le dogodke, kjer je stop detektor zaznal le en foton. Izbrana amplituda 0,1 V je bila dovolj visoka, da šum elektronike ni povzročal težav, hkrati pa smo lahko določili vse posamezne fotone. Tako kot start signalu, smo tudi stop signalu določili čas kot mesto prehoda signala skozi polovico višine (slika 5.9). Poleg tega smo vrh stop signala tudi integrirali (sešteli vrednosti točk) v časovnem oknu, ki je segalo od 5 ns pred določenim vrhom do 15 ns za določenim vrhom stop signala. Tako smo določili število fotonov, ki smo jih zaznali znotraj enega vrha (npr. več istočasnih fotonov).

Iz na ta način določenih časovnih točk smo izračunali časovno razliko med start in stop signalom

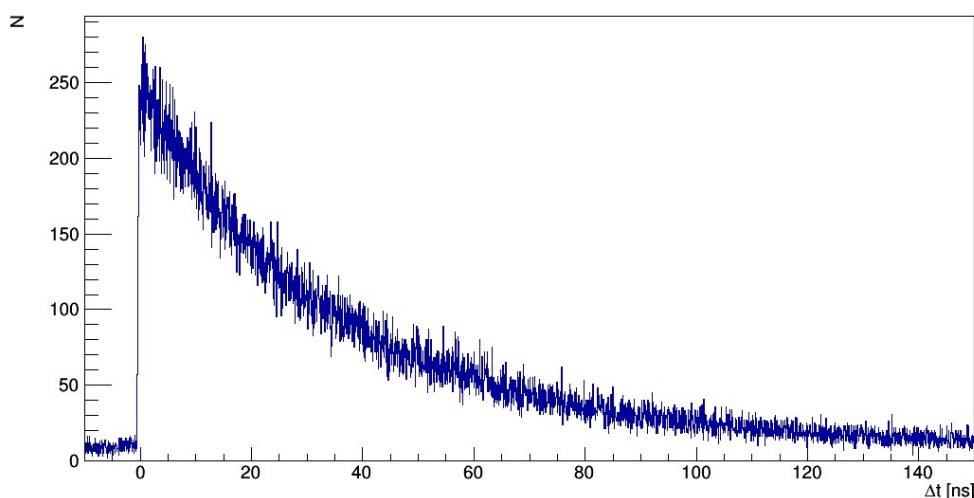
$$\Delta t = t_{stop} - t_{start}, \quad (5.2)$$

ki smo jo uporabljali za nadaljno analizo (slika 5.10). Z vsemi zgoraj naštetimi izračuni smo dobili podatke o naboju, ki ga je povzročil posamezen stop vrh na stop signalu (s tem smo dobili informacijo tudi o tem, kolikšen je bil naboj vseh fotonov



Slika 5.9: Približan vrh stop signala z določenim vrhom (poln krog) in časom (prazen krog).

na stop signalu). Imeli smo informacijo o energiji, ki je bila odložena v kristalu in časovno razliko med start in stop signalom.



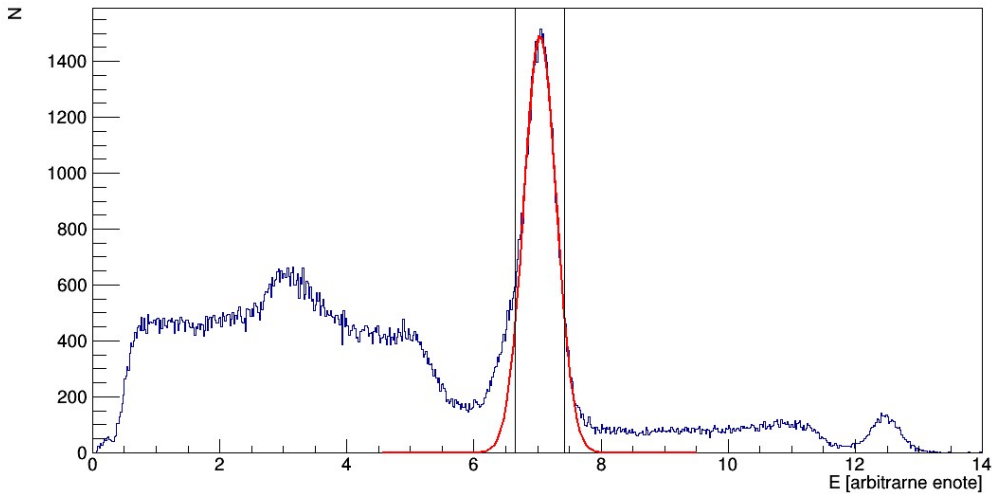
Slika 5.10: Časovne razlike med start in stop signali za primer ene od meritev. Ker za analizo uporabimo le podatke, kjer je bil na stop detektorju zaznan natanko en foton, je časovna porazdelitev zaznanih stop fotonov enaka časovni porazdelitvi svetlobnega pulza, ki ga odda scintilacijski kristal.

Ker je meritev časa na start detektorju najbolj natančna kadar je gama žarek povzročil največje število scintilacijskih fotonov, karakteristični časi pa so odvisni od odložene energije v scintilacijskem kristalu, so bili za nadaljno analizo izbrani le dogodki, v katerih se je v kristalu zgodil fotoefekt, torej je 511 keV foton odložil vso energijo. Te dogodke smo izbrali tako, da smo na histogram izmerjenih energij na fotovrh prilagajali Gaussovo funkcijo. Izbrali smo dogodke, ki so od vrha funkcije

5.2. Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi

odstopali do $1,5 \cdot \sigma$. Histogram izmerjenih energij in izbranih dogodkov je prikazan na sliki 5.11.

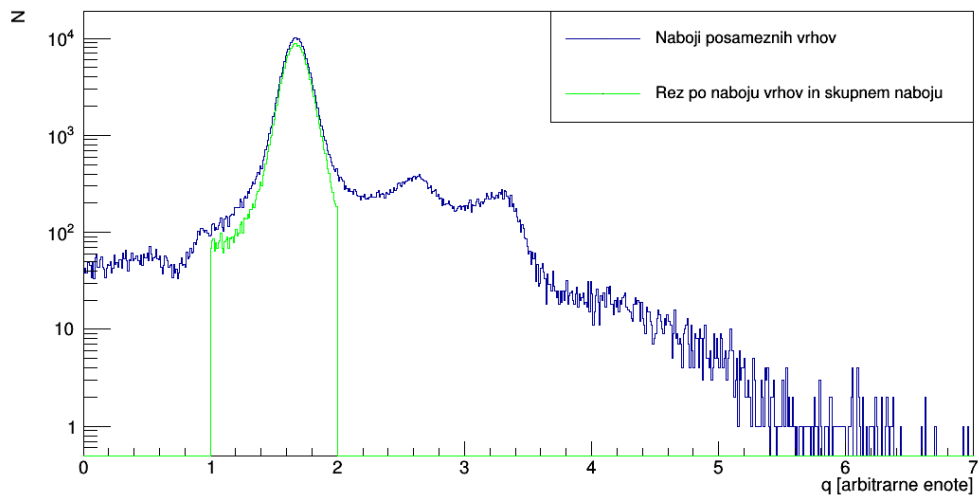
Poleg tega smo naredili tudi rez po naboju stop signala, saj smo na stop detektorju poleg posameznih fotonov, kot je prikazan na sliki 5.6 včasih zaznali več istočasnih fotonov (višji vrh) ali več zaporednih fotonov (več vrhov). Naredili smo rez po skupnem naboju stop signala in tako izbrali le detekcijske dogodke, kjer je bil detektiran en foton (slika 5.12), saj TCSPC metoda temelji na predpostavki, da je bil na stop detektorju zaznan natanko en foton. Na koncu smo naredili še ožji rez po naboju tega zaznanega vrha stop signala, saj smo želeli izbrati fotone s sredine izmerjenega vrha porazdelitve naboja posameznih fotonov.



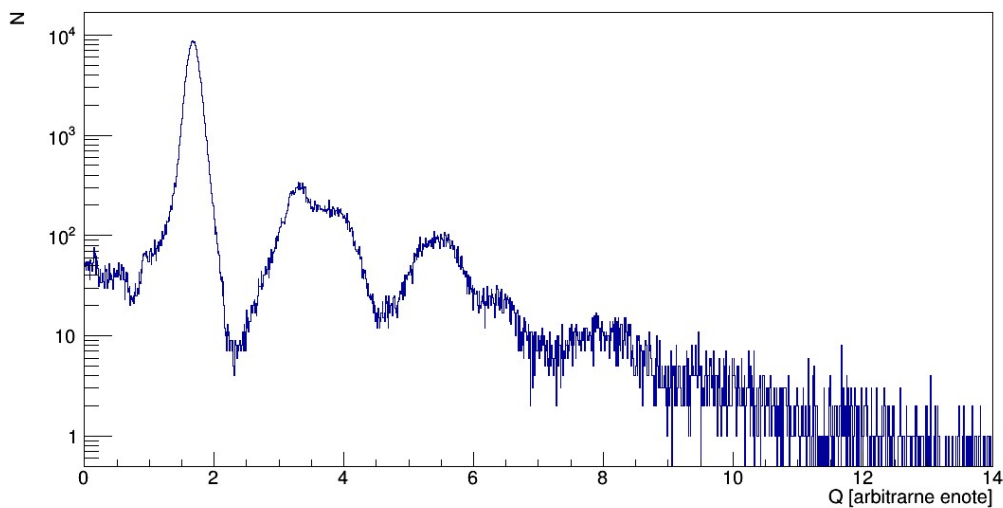
Slika 5.11: Energija odložena v kristalu in izmerjena na start detektorju. 511 keV vrhu je prilagojena Gaussova funkcija. Za analizo so izbrani dogodki znotraj območja, označenega z navpičnima črtama, ki od vrha odstopajo za manj kot $1,5 \cdot \sigma$.

Porazdelitev naboja zaznanih fotonov na stop detektorju za primere ene od meritev, je prikazana na sliki 5.12. Ker nismo integrirali celotnega stop signala, ampak le določeno časovno okno okrog vrhov stop signalov, lahko ločimo tudi dogodke z več istočasno ali zaporedno zaznanimi fotoni. Dogodkov, kjer na stop detektorju ni bil zaznan noben foton ni na sliki, saj taki dogodki niso bili shranjeni. Na sliki nabojev posameznih vrhov stop signala jasno vidimo zaznane posamezne fotone z nabojem približno 1,7 enot. Vrhovi z dvema istočasno zaznanimi fotonoma imajo naboj približno 3,4 enot. Med njima se nahaja še en vrh, ki bi lahko pripadal dogodkom z zakasnjениm proženjem (ang. afterpulse), vendar le ta izgine na spodnjem grafu slike 5.12, kjer je prikazan skupen naboj vseh zaznanih vrhov v posameznem detekcijskem dogodku (vseh istočasno in zaporedno zaznanih fotonov). Omenjeni vrh je posledica prekrivanja integracijskih oken za določanje naboja, več o tem je zapisano v dodatku A.

Tako smo dobili časovne razlike med start in stop signali (enačba 5.2) dogodkov, ki so ustrezali izbranim parametrom. Tem dogodkom smo nato prilagajali funkcijo s katero smo določali τ_r in τ_d . Uporabljali smo nekoliko spremenjeno prilagoditveno funkcijo 5.1. Za naše meritve smo predpostavili, da imamo le en čas vzbujanja in razpadni čas, zato smo namesto ρ_i vpeljali dodaten skalirni parameter A . S tem sta



(a) Naboji posameznih vrhov stop signalov (istočasno zaznanih fotonov na stop detektorju).



(b) Skupen naboj vseh vrhov stop signala pri posameznem detekcijskem dogodku.

Slika 5.12: Naboji posameznih vrhov (istočasnih fotonov), zaznanih na stop detektorju ter naboji vseh vrhov na stop detektorju, zaznanih v posameznem detekcijskem dogodku (istočasno in zaporedno zaznani fotoni) za primer ene od meritev. Dogodki, kjer na stop detektorju ni bil zaznan noben foton niso vključeni. Prvi in najvišji vrh pripada posameznim fotonom. Pri analizi podatkov smo izbrali le detekcijske dogodke, kjer je stop detektor zaznal natanko en foton, katerega naboj je bil s sredine omenjenega vrha (zeleni del histograma).

časa pod ulomkom izgubila pomen. Tako smo dobili enačbo

$$f(t) = A \cdot \Theta(t - \theta) \cdot \left[\exp\left(-\frac{t - \theta}{\tau_d}\right) - \exp\left(-\frac{t - \theta}{\tau_r}\right) \right]. \quad (5.3)$$

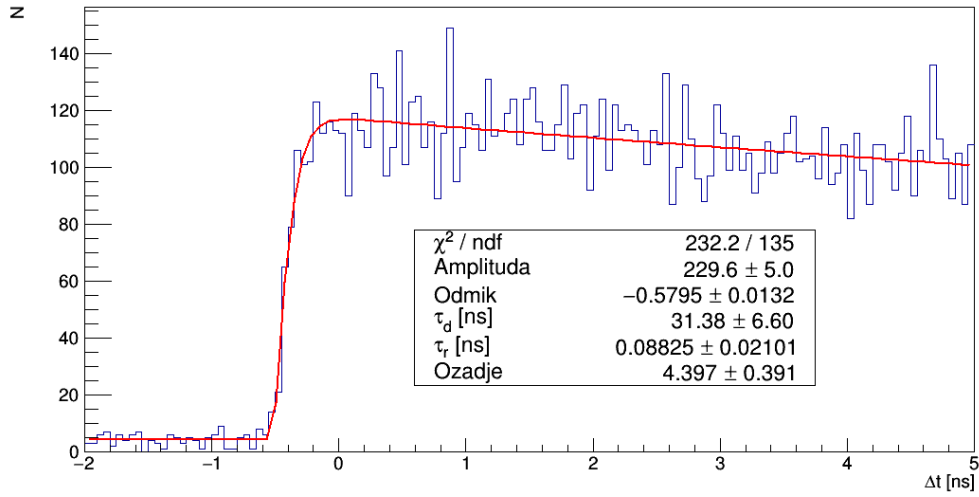
Naredili smo konvolucijo z impulzno odzivno funkcijo sistema (ang. impulse response function - IRF), več o merjenju IRF v nadaljevanju. Zaradi ozadja (temni

5.2. Merjenje časovnih konstant scintilatorja po TCSPC metodi

šum silicijeve fotopomnoževalke, enakomerno porazdeljen po celotnem signalu) smo dodali še parameter C , ki je določal njegovo vrednost. Na podatke smo prilagajali enačbo [5]

$$fit = f(t) * IRF(t) + C. \quad (5.4)$$

Primer prilagajane funkcije na eno od meritev je na sliki 5.13. S prilagajane funkcije smo (poleg ostalih parametrov) odčitali τ_r in τ_d , ki sta za primer na sliki 5.13 znašala 31,38 ns in 88 ps.



Slika 5.13: Primer časovnih razlik med stop in start signalom za eno od meritev s prilagojeno funkcijo 5.4. Približan je del podatkov v bližini $t = 0$.

6. Meritve in rezultati

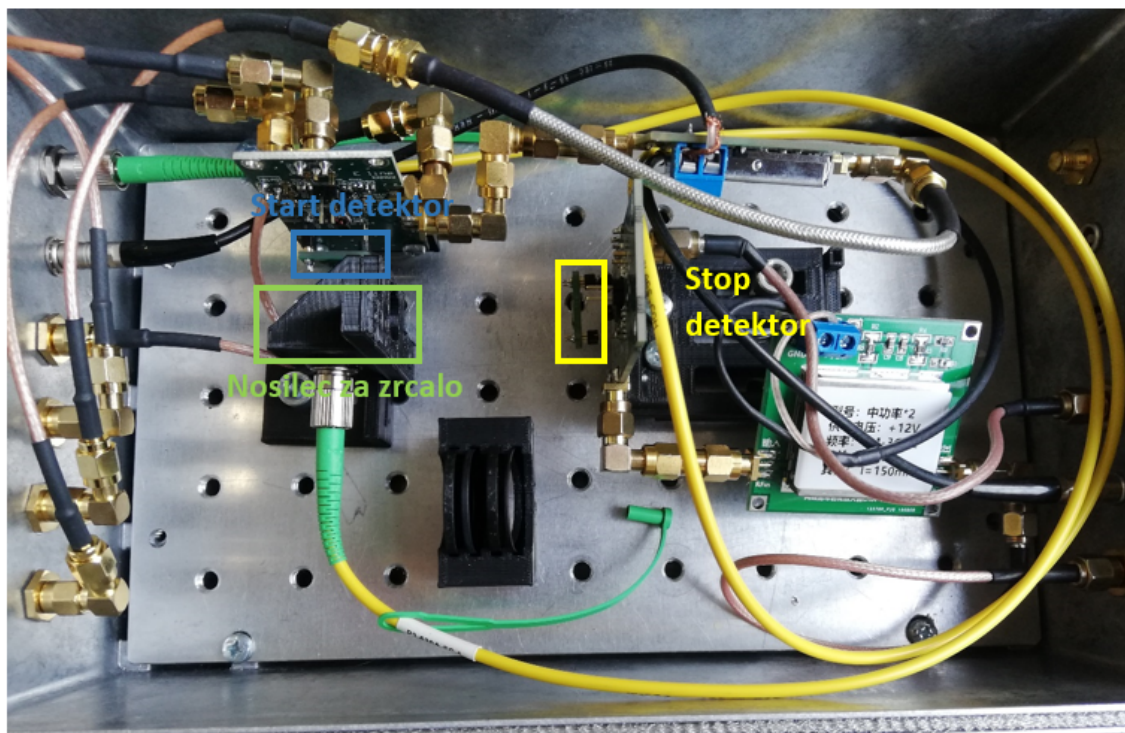
Pred začetkom merjenja časovnih konstant scintilatorjev, ki so nas zanimale, smo morali pomeriti IRF sistema in optimizirati nastavitve sistema in analize.

6.1 Meritev IRF

Za meritev IRF smo uporabili laser, ki smo ga z optičnim vlaknom speljali v svetlobno tesno škatlo, kjer je potekala meritev. Žarek smo s 50% prepustnim zrcalom, ki je bilo postavljeno pod kotom 45° glede na os žarka, razdelili na dva dela. Eden od njiju je bil usmerjen na start detektor, drugi pa na stop detektor. Med zrcalom in stop detektorjem je bil nastavek v katerega smo dodajali optične filtre s katerimi smo število fotonov, ki so dosegli stop detektor zmanjšali na približno en foton. Postavitev eksperimenta za merjenje IRF je prikazana na sliki 6.1. Grafi v tem poglavju (6.1) so narisani za postavitev C. V primeru postavitve B je optimizacija potekala na podoben način, le rezultati optimizacije analize so bili nekoliko drugačni. Drugo stojalo za optične filtre se je nahajalo pred mestom, kjer je laserski žarek vstopil v optično vlakno. Z njim smo spreminjali jakost svetlobe na detektorjih. Laser je prikazan na sliki 6.2.

IRF smo izmerili z modrim (slika 6.2) in rdečim laserjem z valovnima dolžinama 405 nm in 635 nm. Rdeč laser je imel širino pulza 40 ps (FWHM), moder pa 25 ps. Laser je svetil s 1000 pulzi na sekundo. Shranili smo 100.000 detektiranih signalov ter izbrali dogodke, kjer se je na stop detektorju absorbiral natanko en foton. Takim dogodkom smo izračunali časovno razliko med start in stop signalom (enačba 5.2) ter na podatke prilagajali Gaussovo funkcijo. Primer prilagajane funkcije na izmerjeno IRF, je na sliki 6.3. Iskali smo analizo (predvsem način določanja časovne točke signalov), ki ima najožji IRF. Za primerjavo med posameznimi eksperimenti oz. analizami smo uporabili širino prej omenjene Gaussove funkcije. Rezultati so prikazani na sliki 6.4.

Pred meritvijo smo optično vlakno naravnali tako, da je kar največ laserske svetlobe vstopilo v vlakno. Tako smo omogočili meritve na čim večjem razponu intenzitet svetlobe na detektorjih. Intenziteto svetlobe smo regulirali s filtri, ki so bili postavljeni med laserjem in mestom, kjer je žarek vstopil v optično vlakno. Na grafu 6.4 so prikazane širine IRF pri različnih intenzitetah laserske svetlobe (uporabljeni različni filtri) za oba laserja. Zajete podatke smo analizirali tako, da smo časovno točko izbrali na različnih deležih maksimalne višine signalov (ang. leading edge discriminator - LED). Poleg tega smo poskusili časovne točke določati na originalnih stop signalih, ter stop signalih, spremenjenih s pomočjo metode diferencialnega diskriminatorja vodilnega roba (ang. differential leading edge discriminator - DLED). Na start signalu nismo uporabljali DLED metode. To je metoda, kjer zajetemu signalu odštejemo isti signal, zamaknjen za kratek časovni interval. Nato na tako dobljenem signalu kot prej določimo čas na vnaprej določenem deležu maksimalne



Slika 6.1: Za meritve IRF smo iz škatle z eksperimentom umaknili stojalo za kristal, na njegovo mesto pa postavili nosilec z zrcalom. Laserski žarek smo do zrcala vodili z optičnim vlaknom. Med meritvijo IRF so bili med zrcalom in stop detektorjem filtri, ki so zmanjšali število fotonov na stop detektorju.

višine signala. Prednosti uporabe DLED metode so predvsem v izboljšanju časovne ločljivosti, manjši občutljivosti na višino signala in tudi zmanjšanju šuma. Več o uporabi DLED metode je zapisano v [30]. To metodo smo uporabljali v prvih poskusih in za primerjavo kristalov različnih proizvajalcev (postavitev B). Takrat so bili stop signali širši in manj ostri, zato smo z uporabo DLED metode lažje definirali vrh signala in določili časovno točko.

Pri uporabi novega elektronskega vezja, se je izkazalo, da je bolje uporabiti originalen signal (analiza meritev z modrim laserjem na sliki 6.4). Na sliki opazimo tudi, da so bile širine Gaussovih funkcij večje pri uporabi rdečega laserja. To je pričakovano, saj poleg tega da ima rdeč laser daljši pulz, se rdeča svetloba absorbira globlje v fotopomnoževalki, zato elektroni potujejo več časa, da dosežejo elektrodo, kar poveča FWHM.

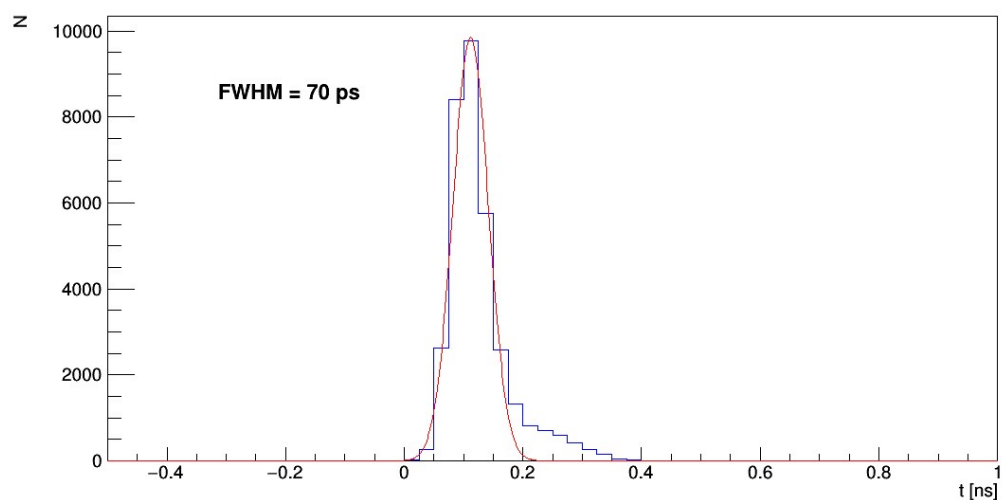
Ko smo imeli vse podatke o različnih IRF-jih na voljo, smo morali izbrati, kateri IRF bomo uporabili za analizo meritev (v enačbi 5.4). Odločili smo se, da izberemo IRF modrega laserja, saj je njegova valovna dolžina podobna valovni dolžini fotonov, ki jih izseva scintilator (L(Y)SO ima vrh pri 420 nm). Nato smo se odločili, da izberemo analizo originalnega signala, saj je bil v tem primeru FWHM ožji. Sledila je še izbira količine svetlobe oz. prepustnosti filtra. Pri podatkih rdečega laserja opazimo, da je pri manj prepustnih filtrih FWHM širši. Pri večjih količinah svetlobe oz. prepustnejših filtrih, se odvisnost FWHM od prepustnosti filtra zmanjša, kar je najverjetneje povezano z nasičenjem start detektorja. Želeli smo izbrati količino svetlobe, ki je čim bolj podobna količini, ki jo dobimo ob fotoefektu v kristalu. V tem primeru dobimo integral energije približno 7 (v arbitrarnih enotah, glej fotovrh



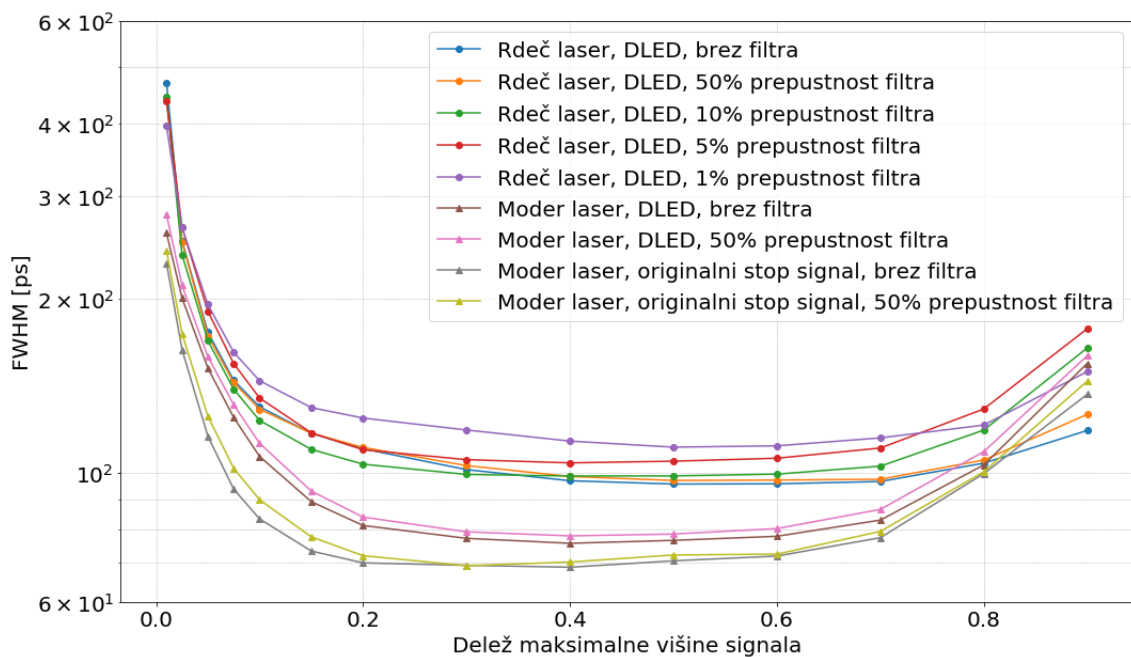
Slika 6.2: Eden od laserjev, ki smo ga uporabljali za meritev IRF. Na levi strani je viden tudi nosilec za optične filtre. Jakost svetlobe, ki doseže detektorja lahko spreminjamo tudi z nagibanjem optičnega vlakna, kjer laser vstopa v vanj.

na sliki 5.11). Pri uporabi modrega laserja smo dobili integral med 2,5 in 3 brez filtrov ter 2 ob uporabi 50% filtra. Ker tudi brez uporabe filtrov nismo mogli doseči podobnega števila fotonov, smo se odločili, da izberemo meritev brez filtra, saj je v tem primeru količina svetlobe največja. Poleg tega na grafu 6.4 opazimo, da so FWHM-ji podobni za oba primera. Zato predpostavimo, da je bila napaka pri meritvi IRF kljub manjši količini svetlobe majhna.

Na koncu smo se morali odločiti še katero vrednost maksimalne višine signala naj izberemo za časovno točko (v nadaljevanju bomo uporabljali oznako LE za delež maksimalne višine signala, pri kateri določimo čas). Pri meritvah IRF opazimo, da izbira maksimalne višine signala na širokem območju (za vrednosti med 0,2 in 0,6) višine signala le malo vpliva na FWHM. Izbira parametra LE je opisana v dodatku B. Tako smo na koncu izbrali IRF izmerjeno z modrim laserjem z največjo intenziteto svetlobe (slika 6.5). Analizirali bomo originalne signale in čas določili na polovici maksimalne višine signala. Na enak način smo analizirali tudi podatke, iz katerih



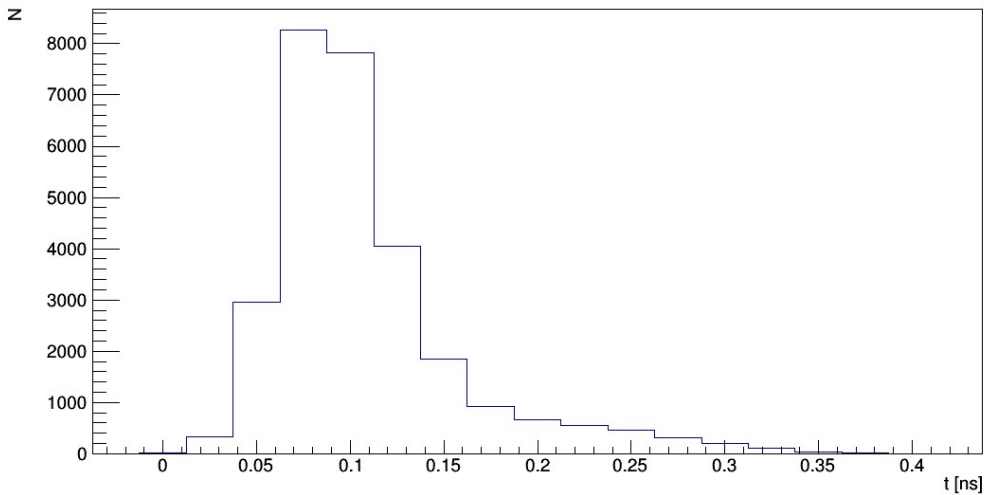
Slika 6.3: Primer izmerjene IRF s prilagajano Gaussovo funkcijo. Izmerjena IRF ima rep, ki je posledica oblike laserskega pulza.



Slika 6.4: Meritve IRF z rdečim in modrim laserjem ter različnimi filtri za zmanjševanje moči laserskega žarka na detektorjih. Iz gladkosti črt, ki povezujejo točke posameznih meritev je razvidno, da so napake meritev zanemarljive. Analize so bile opravljene pri različnih izbirah časovnih točk start in stop signala.

smo določali τ_r in τ_d .

Zgoraj opisane nastavitve smo uporabljali za analizo kristalov različnih velikosti (postavitev C). Na podoben način smo izbrali tudi način za analizo meritev kristalov različnih proizvajalcev (postavitev B). Takrat smo uporabljali drugačno elektronsko vezje, zato smo imeli dodaten detektor za merjenje energije. Poleg tega so bili zaradi drugačnega vezja signali drugačni - širši, zaradi česar se je bolje kot LED izkazala DLED metoda.

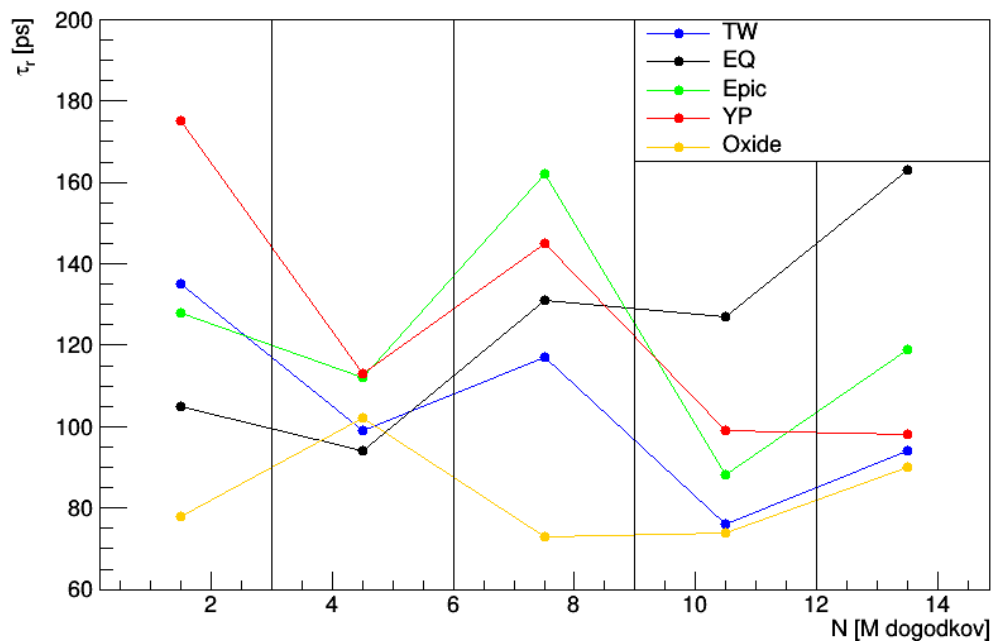


Slika 6.5: IRF, ki je bila uporabljena za analizo podatkov.

6.2 Meritve časovnih konstant kristalov različnih proizvajalcev

Cilj meritev je bil določiti najhitrejši scintilacijski kristal in tako izbrati proizvajalca za izdelavo PET detektorja v okviru projekta PetVision. Meritve so potekale po TCSPC metodi, opisani v poglavju 5.2 in s postavitvijo eksperimenta B (poglavje 5.2.1). Na voljo smo imeli kristale petih različnih proizvajalcev: Taiwan Applied Crystals (TW), EQ Photonics (EQ), Epic Crystals (Epic), Yphotonics (YP) ter Oxide Corporation Seki (Oxide). Štirje kristali proizvajalcev TW, EQ, Epic in Yp so bili LYSO (ortosilikati lutecija in itrija $(\text{Lu,Y})_2\text{SiO}_5$). Vsi so bili dopirani s cerijem in kalcijem, pri čemer je delež dopantov razkril le proizvajalec TW. Njihov kristal je bil dopiran z 0,2% Ce in 0,2% Ca. Kristal proizvajalca Oxide je bil F-LGSO, ortosilikat lutecija in gadolinija $(\text{Lu,Gd})_2\text{SiO}_5$. Tudi ta je bil dopiran s Ce in Ca. Kristali so bili veliki $2,8 \times 2,8 \times 10 \text{ mm}^3$. Z vsakim od njih smo opravili po tri meritve. V prvi meritvi smo zajeli 3 milijone zaznanih dogodkov, v ostalih dveh pa po 15 milijonov zaznanih dogodkov. Čas zajema daljših meritev je znašal približno 20 ur. Z več meritvami smo želeli omogočiti oceno napake zaradi pozicioniranja kristalov na start detektor.

Daljše meritve smo razdelili na krajše dele po 3 milijone zajetih signalov in na njih opravili analizo, kot je opisano v poglavju 5.2. S tem smo potrdili, da se časovni konstanti τ_r in τ_d s časom meritve ne spreminjata. Sliki 6.6 in 6.7 prikazujeta vseh pet izmerjenih točk τ_r in τ_d znotraj druge meritve. Napaka meritev je določena kot standardna deviacija vseh izmerjenih vrednosti. Rezultati meritev τ_r so prikazani na sliki 6.8, rezultati meritev τ_d pa na sliki 6.9. Z grafa izmerjenih razpadnih časov opazimo, da ima kristal proizvajalca Oxide krajši razpadni čas od ostalih, ki imajo podoben τ_d oz. se vsi nahajajo v območju znotraj merske napake.



Slika 6.6: Spreminjanje časa vzbujanja med drugo meritvijo. Z meritvijo smo želeli potrditi, da se τ_r ne spreminja s časom. Navpične črte ločujejo zaznane dogodke, ki so bili uporabljeni za posamezno analizo. Izmerjene točke so povezane s črto zgolj zaradi boljše preglednosti grafa.

6.3 Meritve časovnih konstant kristalov različnih velikosti

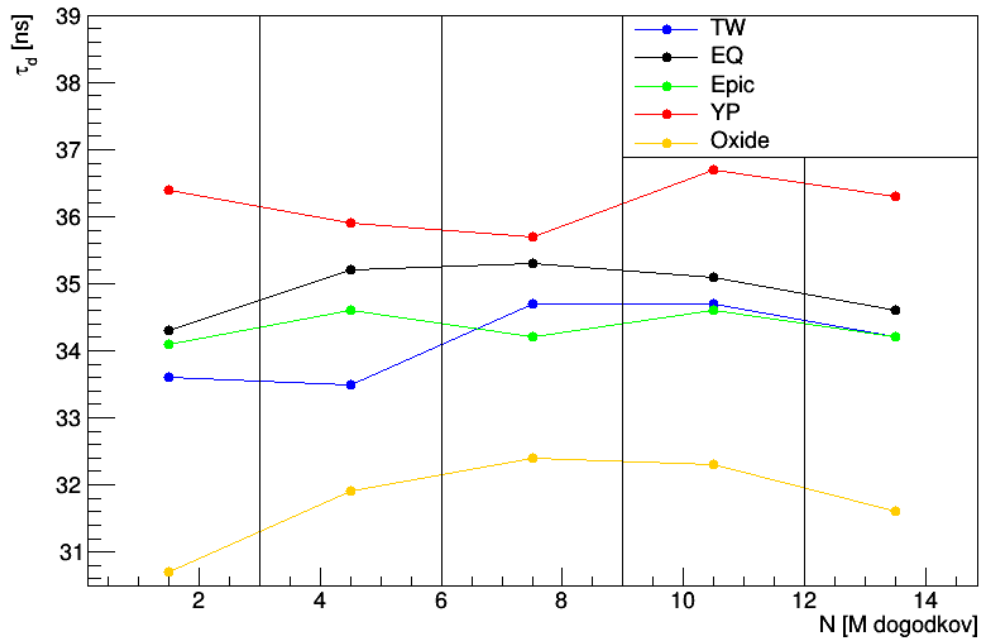
V nadaljevanju smo želeli preveriti kako velikost kristalov - širina krajše stranice a in dolžina kristala l vplivata na izmerjene časovne konstante kristala. Na voljo smo imeli kristale proizvajalca TW različnih velikosti, ki so zapisane v tabeli 6.1

Tabela 6.1: Kristali proizvajalca TW za opazovanje vpliva velikosti kristalov na izmerjene časovne konstante.

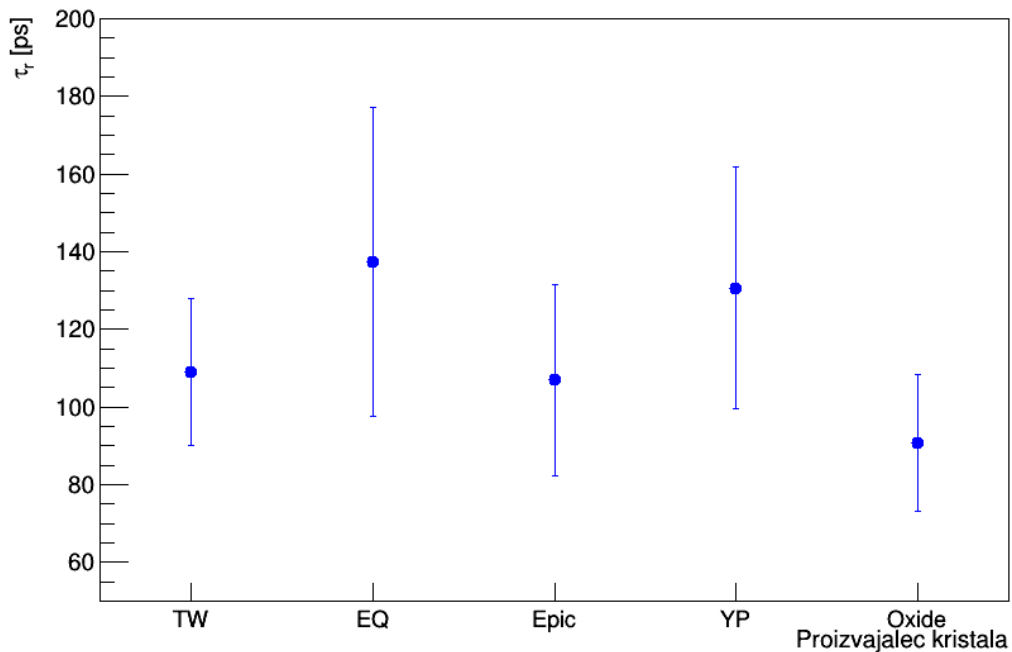
a [mm]	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	2,8	1,5	2	2,5
l [mm]	3	5	10	15	20	30	10	10	10

Meritve so potekale s postavitvijo C (poglavje 5.2.1), ki je nastala kot izboljšava postavitve B, ki smo jo uporabljali za primerjavo kristalov različnih proizvajalcev. Tokrat smo za vsak kristal posneli eno meritev s 15 milijoni zaznanih dogodkov, ki smo jo razdelili na krajše dele dolžine 3 milijonov zaznanih dogodkov.

Tokrat nas je poleg časovnih konstant scintilatorja zanimala tudi energija fotovrha. Na sliki 6.10 so kristali različnih dolžin, ki smo jih uporabili pri meritvah. Izmerjene časovne konstante za kristale različnih dolžin (modre točke) in za nekatere druge primere so prikazane na sliki 6.11, energije fotovrhov pa na sliki 6.12. Najprej poskusimo pojasniti rezultate za primer različno dolgih golih kristalov s presekom $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ (modre točke na prej omenjenih grafih). Na slikah opazimo, da izmer-

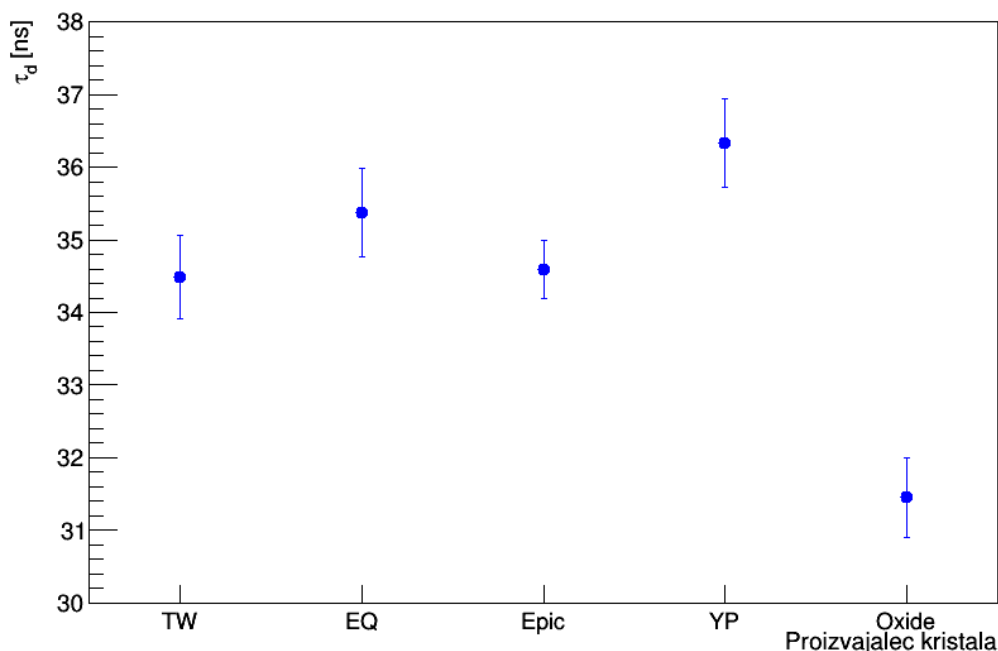


Slika 6.7: Spreminjanje razpadnega časa med eno od meritev. Z meritvijo smo želeli potrditi, da se τ_d ne spreminja s časom. Navpične črte ločujejo zaznane dogodke, ki so bili uporabljeni za posamezno analizo. Izmerjene točke so povezane s črto zgolj zaradi boljše preglednosti grafa.



Slika 6.8: Izmerjeni časi vzbujaanja kristalov različnih proizvajalcev.

jeni razpadni časi niso jasno povezani z dolžino kristala. Kristal dolžine 20 mm ima najkrajši τ_d , česar se ne da enostavno pojasniti. Možen razlog bi bila lahko razlika

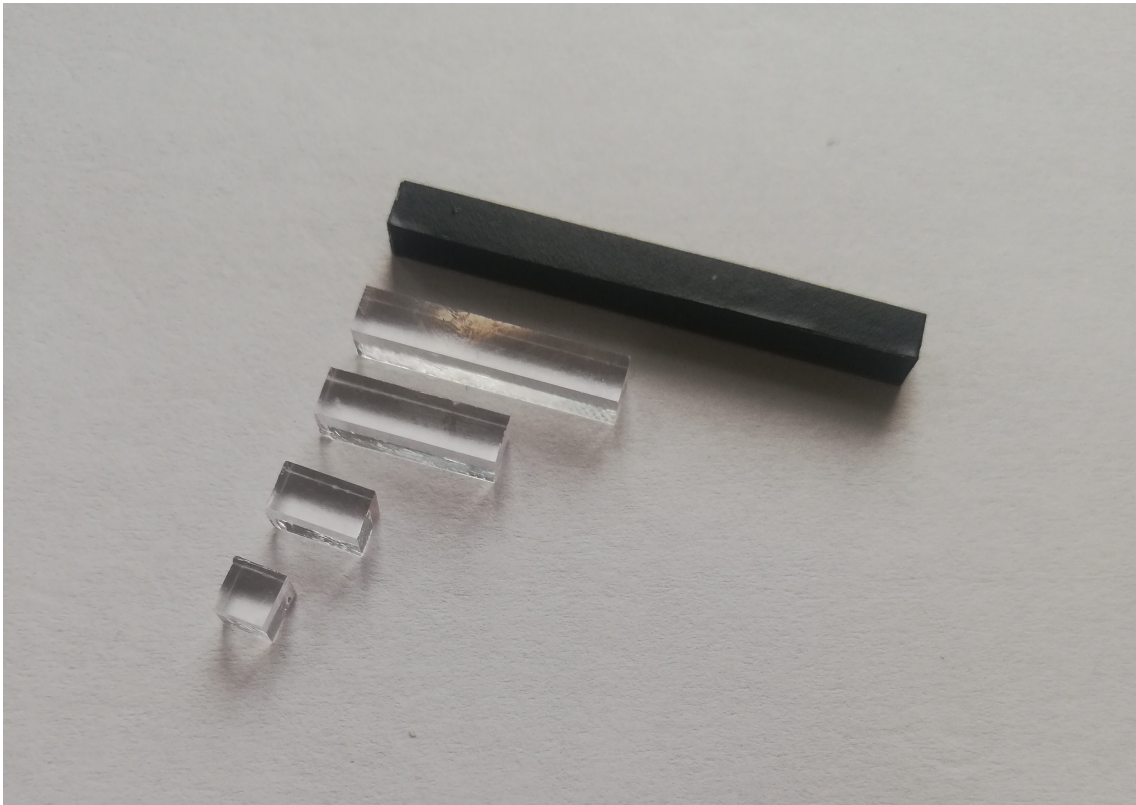


Slika 6.9: Izmerjeni razpadni časi kristalov različnih proizvajalcev.

v lastnostih kristalov, izdelanih ob različnih časih iz različnih mest rasti kristalnega ingota (izvornega kristala). Prav tako bi lahko med izdelavo prišlo do razlik v kvaliteti obdelave površin kristalov različnih dolžin. Obe lastnosti proizvodnje kristalov pri pridobivanju teh vzorcev nista bili nadzorovani.

Na grafu τ_r opazimo trend podaljševanja časov vzbujanja do dolžine kristala približno 20 mm, za daljše kristale pa opazimo plato. Rezultat lahko pojasnimo z odbijanjem fotonov znotraj scintilacijskega kristala. Zaradi velike razlike med lomnima količnikoma zraka ($n \approx 1$) in scintilacijskega kristala ($n \approx 1,82$) pride na meji med njima pogosto do totalnega odboja svetlobe. Ta ostane ujeta v kristalu in se po njem odbija, dokler po odklonu na ne idealno gladki površini ne uspe zapustiti kristala ali pa se v njem absorbira. Pri krajših kristalih mora svetloba prepotovati krajšo pot do mesta, kjer lahko zapusti kristal v smeri proti stop detektorju. Pri daljših kristalih mora svetloba v povprečju prepotovati daljšo pot po kristalu, zaradi česar izmerimo daljši τ_r , saj se 511 keV gama žarek pri daljših kristalih z večjo verjetnostjo absorbira v delu kristala, ki je oddaljen od okna, ki prepušča svetlobo od kristala proti stop detektorju, zaradi česar direktno potovanje izsevanega fotona proti stop detektorju sploh ni mogoče. Poleg tega imajo med daljšo potjo večjo verjetnost za absorpcijo.

Zaradi razlik v potovanju svetlobe po različno velikih kristalih, smo primerjali tudi energijske signale. Na sliki 6.12 opazimo, da je izmerjena energija fotovrha (integral energijskega signala) manjši za daljše kristale, pri čemer 10 mm in 20 mm kristal odstopata od ostalih. Manjšo izmerjeno energijo daljših kristalov lahko pripišemo zmanjšanim razmerjem površine sprednje stranice kristala, ki je z optično mastjo pritrjena na start detektor proti celotni površini kristala. Zato imajo scintilacijski fotoni pri večjih kristalih večjo verjetnost da kristal zapustijo preden dosežejo detektor. Prav tako se v daljših kristalih prične bolj poznati optična absorpcija.



Slika 6.10: Kristali proizvajalca TW dolžin 3 mm, 5 mm, 10 mm, 15 mm ter 30 mm kristal, zaviti v črn lepilni trak.

Vzrok da dva kristala odstopata od ostalih je težje najti. Kot je omenjeno zgoraj, bi bila lahko izmerjena razlika posledica različnih lastnosti kristala. Poleg tega obstaja možnost uporabe različnih razmerij dopantov pri izdelavi kristalnega ingota. Proizvajalci kristalov razmerje med hitrostjo izsevanja ter optično propustnostjo kristala optimizirajo s količino, razmerjem ter vrsto dopantov, tako da hitrost izsevanja žrtvujejo za boljšo optično propustnost ali obratno. Pri 20 mm kristalu opazimo, da je izseval manjšo količino svetlobe, obenem pa smo mu izmerili tudi nižji τ_d , kar je skladno z zgornjo razlago. Tega ne moremo trditi za 10 mm kristal, kateremu smo izmerili nižjo energijo, τ_d pa primerljiv z ostalimi kristali različnih dolžin. Pri tem je potrebno poudariti, da je bilo nameščanje optične masti potrebno izvesti zelo natančno. Slabo nanešena optična mast zmanjša količino zaznane svetlobe. Zato smo meritve za 10 mm kristal ponovili, vendar nismo dosegli višjega signala fotovrha.

Da bi še dodatno podprli prejšnje trditve, smo opravili še nekaj dodatnih meritev. Izbrali smo najdaljši kristal, saj smo v tem primeru pričakovali največjo razliko v potovanju fotonov. Zavili smo ga v črn lepilni trak in na ta način močno povečali verjetnost, da bo foton, ki pripotuje do stene kristala zapustil kristal. Lepilo traku namreč v primerjavi z lomnim količnikom zraka efektivno poveča lomni količnik na izhodu iz kristala. Poleg tega smo dva kristala po eni od stranic zbrusili z brusnim pairjem. S tem smo prej spolirano površino naredili bolj grobo in na ta način zopet povečali verjetnost, da se bo foton na steni kristala ali po odboju od nje sipal iz kristala. Enemu od kristalov smo zbrusili daljšo, $2,8 \times 30 \text{ mm}^2$ ploskev, ki je bila med meritvijo obrnjena navzgor, drugemu pa smo zbrusili $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ ploskev, ki je bila med meritvijo obrnjena stran od start SiPM. Predvidevali smo, da bodo

fotoni, ki so se v golem kristalu večkrat sipali, tokrat zapustili kristal in ne bodo vplivali na meritve τ_r .

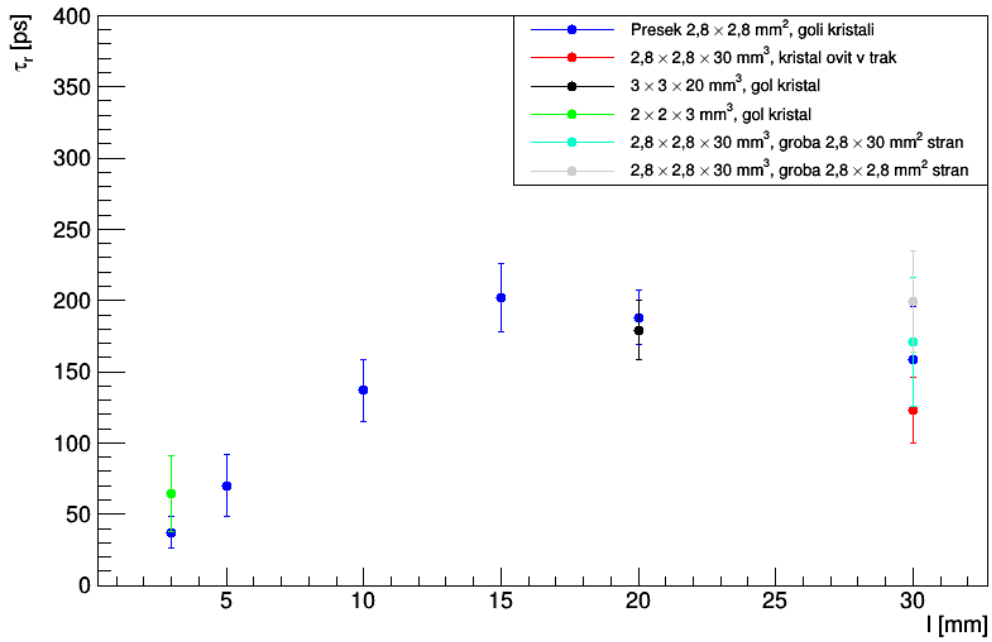
Na sliki 6.12 opazimo, da ja prva hipoteza držala. Start detektor je izmeril nižji energijski signal fotovrha, saj je več fotonov zapustilo kristal. Le kristal, ki smo mu pobrusili manjšo ploskev je imel energijo primerljivo nebrušenemu golemu kristalu. Izmerjeni τ_r so se v nasprotju s pričakovanji znotraj napake ujemali s prej izmerjenimi z golimi kristali. To lahko pojasnimo s spremembo start signala. Zaradi manjšega števila zaznanih fotonov, je bil prvi rob start signala položnejši, zaradi česar je bila napaka pri določanju časa start signala večja. Posledično so tudi izračune časovne razlike med stop in start signalom bolj zašumljene, kar prispeva k manj strmemu robu na grafu časovnih razlik (slika 5.13). Pri prilagajanju funkcije 5.4 na zašumljen graf dobimo večji τ_r . Tukaj se je pokazala prednost eksperimenta z dvema kristaloma, ki se pogosteje pojavlja v literaturi, npr. v [5]. V takem primeru je start kristal ves čas isti in služi kot referenčna (start) časovna točka. Merjeni kristal oddaja fotone le proti stop detektorju, zato zavrt ali brušen merjeni kristal ne vpliva na start signal.

Poleg prej omenjenih meritev s 30 mm kristali, smo opravili tudi dodatne meritve z golima $2 \times 2 \times 3 \text{ mm}^3$ in $3 \times 3 \times 20 \text{ mm}^3$ kristaloma. Skoraj vse meritve so se znotraj napake ujemale z meritvami enako dolgih kristalov s presekom $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$. Odstopala je le meritev energije krajšega kristala (več o tem v nadaljevanju).

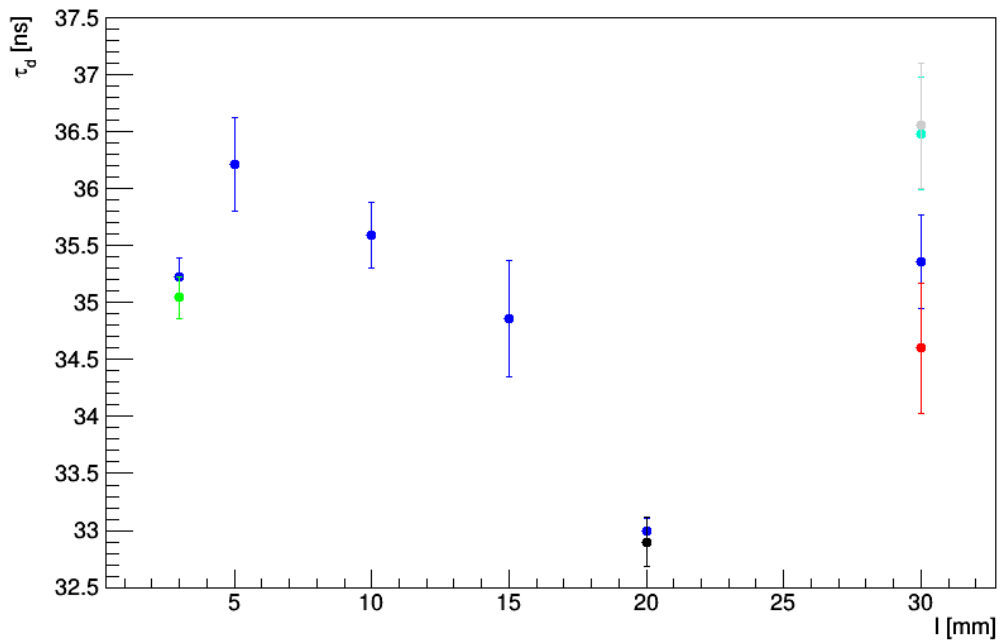
Precejšnje odstopanje razpadnih časov obeh 20 mm kristalov od ostalih ne moremo pojasniti zgolj z velikostjo kristala. Vemo pa, da na lastnosti kristalov poleg količine in razmerja dopantov vpliva tudi mesto kristalnega ingota, iz katerega so bili kristali izrezani. Raziskave kažejo, da lastnosti scintilatorja močno spreminjajo vzdolž smeri rasti kristala. Ker rast ingota traja več tednov, se med tem časom lahko spremenijo pogoji rasti, kot so konvekcija in temperaturni gradient. Opazili so, da je delež dopantov na dnu ingota tudi dvakrat večji kot na vrhu. Poleg tega se proti dnu kristala zmanjšuje delež kisika, saj ga talina med rastjo kristala počasi izgublja. Proti dnu kristala so številčnejši tudi makroskopski sipalni centri, ki so posledica spremenjene ravnotežne temperature za kristalizacijo. Posledično se spreminja optična prepustnost in svetlobni izkoristek. Lastosti scintilatorja so odvisne tudi od drugih napak in nehomogenosti v kristalni strukturi [31]. Za merjene kristale nismo imeli podatka, iz katerega dela ingota so bili izrezani. Ker je večina PET detektorjev sestavljena iz 20 mm scintilacijskih kristalov, lahko domnevamo, da je proizvajalec najkvalitetnejši del kristalnega ingota namenil za izdelavo 20 mm kristalov, zato njihove lastnosti odstopajo od lastnosti drugih kristalov.

Poleg vsega omenjenega opazimo tudi, da se meritvi τ_r in τ_d $2,8 \times 2,8 \times 10 \text{ mm}^3$ kristala proizvajalca TW nekoliko razlikujeta od prejšnjih, ko smo primerjali različne proizvajalce. Razlog je lahko v uporabi drugačne postavitve eksperimenta, saj smo za primerjavo proizvajalcev uporabljali postavitev B, za primerjavo velikosti kristalov pa postavitev C (poglavje 5.2.1). Za primerjavo proizvajalcev smo uporabljali DLED metodo, za primerjavo različnih kristalov pa LED metodo za določanje časa. Poleg tega smo z novimi vezji prešli na uporabo enega detektorja na kristalu namesto dveh. Fotoni z večjo verjetnostjo zapustijo kristal na mestu, kjer se ta dotika fotodetektorja oz. optične masti, zato lahko sprememba števila detektorjev, na kristalu vpliva na časovno razporeditev zaznanih fotonov.

Analizirali smo tudi kristale z različnimi krajšimi stranicami a . Uporabljeni kristali so prikazani na sliki 6.13. V rezultatih meritev, ki smo jih opravili z njimi

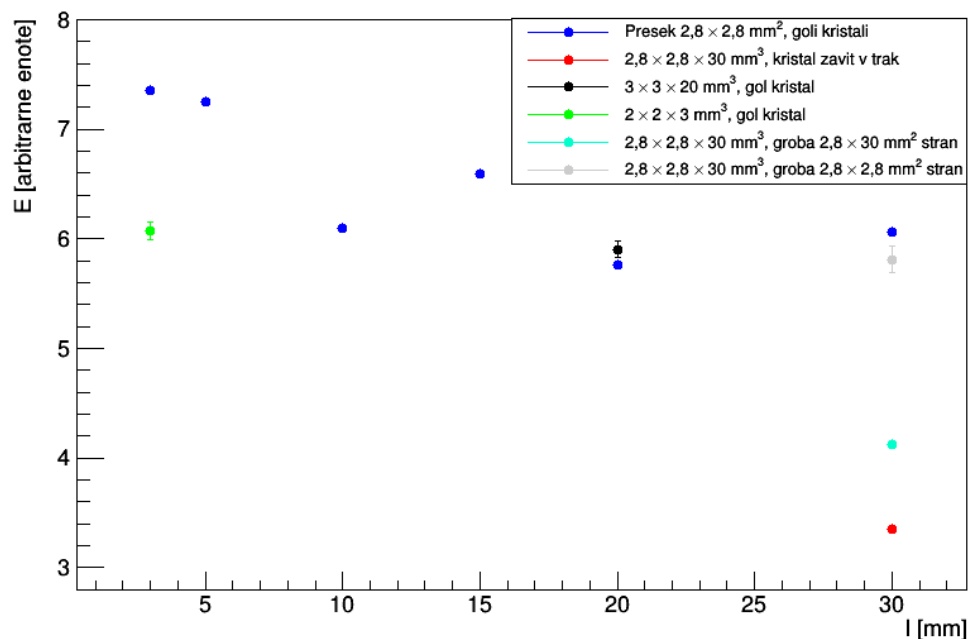


(a) Časi vzbujanja.



(b) Razpadni časi.

Slika 6.11: Izmerjeni časovni konstanti τ_d in τ_r scintilacijskih kristalov različnih dolžin. Širina sprednje stranice večine kristalov je $2,8 \times 2,8 \text{ mm}^2$ (modre točke). Nekateri kristali se razlikujejo tudi po preseku, imajo brušeno (grobo) eno od stranic ali pa so zaviti v črn lepilni trak.

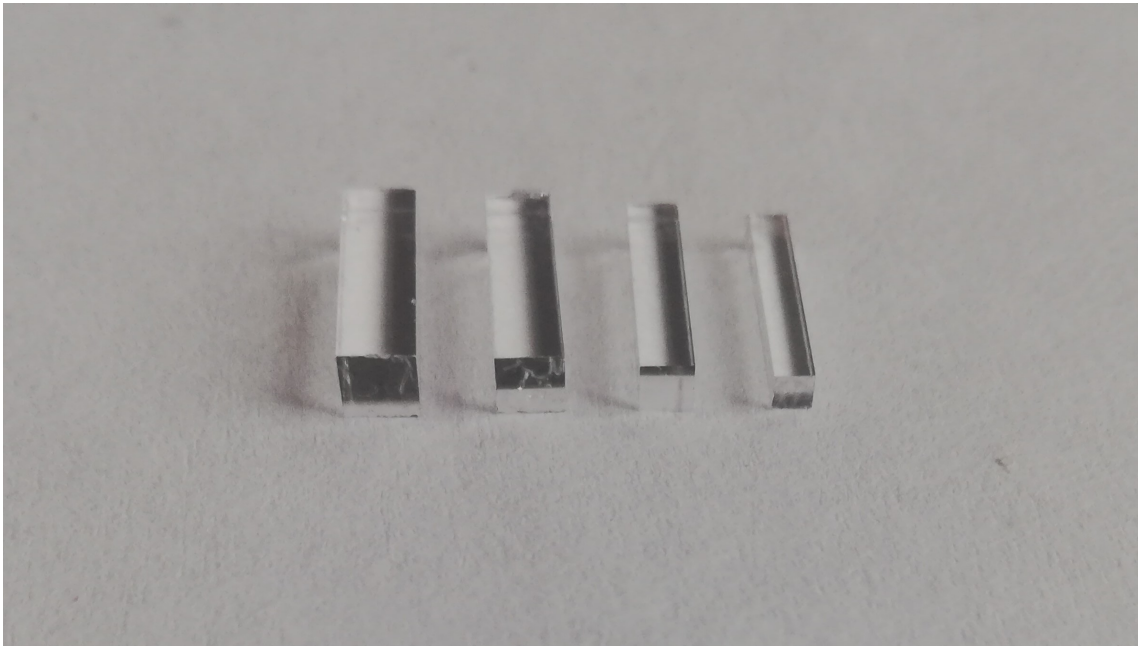


Slika 6.12: Izmerjena energija fotovrha kristalov različnih dolžin l .

ne opazimo nikakršnih trendov. Razpadli časi so precej raztreseni, časi vzbujanja pa vsi ležijo znotraj napake (slika 6.14). Na sliki 6.15, kjer so prikazani integrali energijskega signala opazimo naraščanje izmerjene energije fotovrha s povečevanjem velikosti sprednje stranice kristala. To je posledica nasičenja silicijeve fotopomnoževalke, saj pri manjših stranicah učinkovito uporabljamo manjšo površino silicijeve fotopomnoževalke (samo del površine, kjer je na silicijevo fotopomnoževalko pritrjen kristal), zaradi česar detektiramo manjše število scintilacijskih fotonov. Za dodatno zmanjšanje števila zaznanih fotonov pri manjših a poskrbi še razmerje med površino kristala ki je pritrjena na silicijevo fotopomnoževalko in celotno površino kristala. Pri manjših a je na silicijevo fotopomnoževalko pritrjen manjši delež celotne površine kristala, zato je verjetnost, da foton zapusti kristal preden doseže silicijevo fotopomnoževalko večja.

Na sliki energij fotovrha 6.15 se ena od izmerjenih točk ne sklada z zgornjo razlago. Gre za $2,8 \times 2,8 \times 10 \text{ mm}^3$ kristal, katerega izmerjena energija je prikazana tudi na sliki 6.12, kjer je ravno tako nižja od ostalih. Na sliki energij opazimo tudi, da ima meritev energije enega od kristalov precej večjo napako od ostalih. Med meritvijo je energija fotovrha konstantno padala. To lahko povežemo z vplivom optične masti. Včasih se med meritvijo zgodi, da se optična mast razleze okoli SiPM. Fotoni lahko zapustijo optično mast v smereh stran od aktivnega dela SiPM in jih ne zaznamo.

Poleg meritev, kjer smo kristal optično sklopili s silicijevo fotopomnoževalko z mastjo, smo opravili še dve meritvi brez optične sklopitve. V tem primeru smo pričakovali zmanjšano izmerjeno energijo fotovrha (slika 6.15), saj brez optične masti ostane med kristalom in silicijevo fotopomnoževalko tanka plast zraka. Zaradi velike razlike med lomnima količnikoma zraka in kristala, se močno poveča verjetnost za odboj in zmanjša verjetnost za prepuščanje svetlobe v smeri proti silicijevi



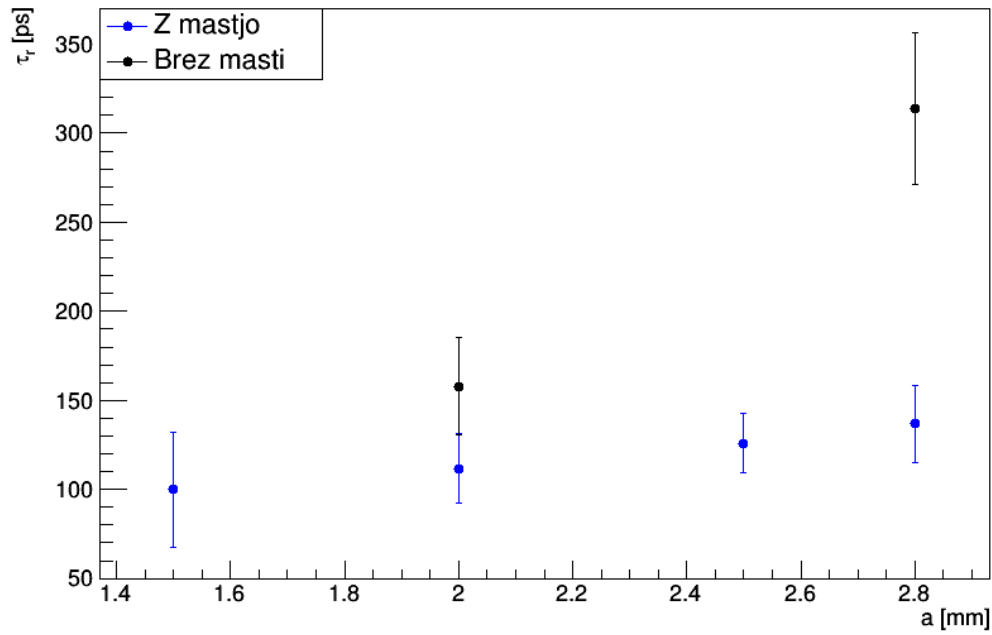
Slika 6.13: Kristali proizvajalca TW s širinami 2,8 mm, 2,5 mm, 2 mm in 1,5 mm. Vsi so dolgi 10 mm.

fotopomnoževalki. Posledica tega je, da na SiPM zaznamo manjši delež izsevane svetlobe. Poleg tega se svetloba dalj časa odbija po kristalu. Zato je začetni rob signala s start detektorja položnejši, zaradi česar je čas start signala določen z nižjo natančnostjo. Druga posledica ujetja svetlobe v kristalu je, da lahko ujeti foton, ko zapusti kristal zaznamo na stop detektorju in tako izmerimo daljšo časovno razliko med start in stop signalom. Posledično pričakujemo, da bodo izmerjene časovne konstante kristalov v primerih, ko ne uporabljamo optične masti, daljše. Predvidevanja smo potrdili z meritvami (slika 6.14), kjer opazimo, da brez uporabe optične masti izmerimo daljši τ_r , kot tudi τ_d .

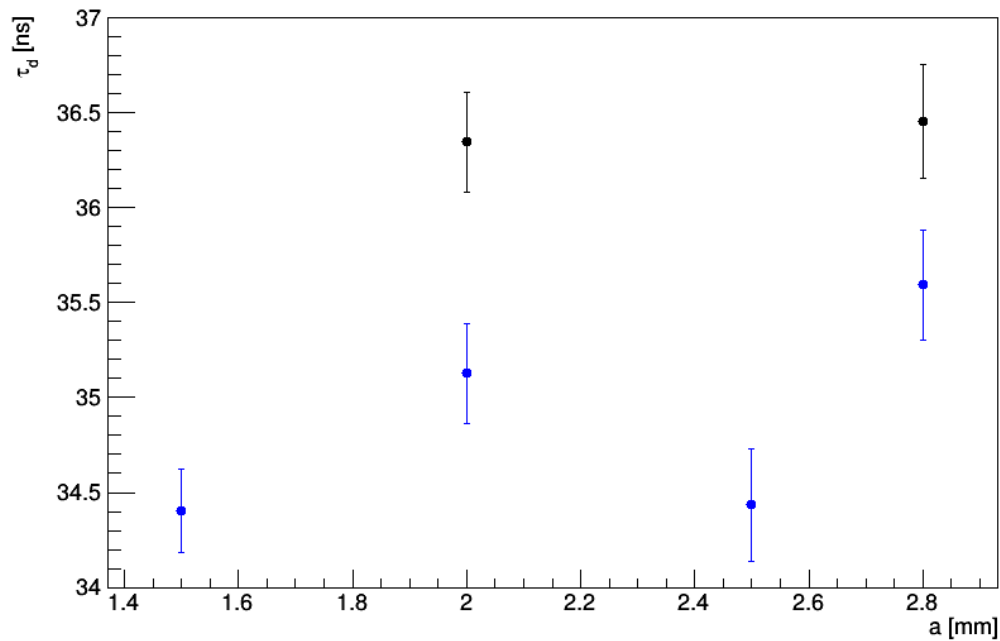
Za primerjavo smo pomerili še časovne konstante starejšega LSO kristala, čigar proizvajalca ne poznamo. Kristal je bil velik $4 \times 4 \times 20 \text{ mm}^3$. Izmerjena energija fotovrha je znašala $2,60 \pm 0,02$ enot, kar je precej manj od ostalih proučevanih kristalov. Del razloga za nižjo izmerjeno energijo je velika površina sprednje ploskve kristala, ki je večja od površine silicijeve fotopomnoževalke, ki znaša $3 \times 3 \text{ mm}^2$. Zato je del sprednje ploskve kristala štrlel mimo silicijeve fotopomnoževalke, kar je vplivalo na zmanjšan delež zaznane svetlobe. Zagotovo pa je drugi del razloga za nižjo izmerjeno energijo drugačno dopiranje starejšega kristala. Izmerjeni časovni konstanti sta znašali $\tau_d = 41,5 \pm 0,5 \text{ ns}$ in $\tau_r = 460 \pm 100 \text{ ps}$. Takšne lastnosti se ujemajo s pričakovani kvalitete LYSO kristalov, proizvedenih pred približno desetletjem.

Poleg tega smo opazili veliko večjo prisotnost fotostimulirane luminescence. Ko smo prej omenjeni, starejši kristal postavili v eksperiment, smo opazili, da na start detektorju konstantno zaznavamo posamezne fotone. Ti se na sliki start signala 6.16 v velikem številu pojavijo že pred absorpcijo anihilacijskega fotona.

Sončna svetloba v kristalu povzroči nastanek nabitih delcev, ki se lahko ujamejo v pasti (napake v kristalni mreži). Ti naboji lahko ostanejo ujeti dalj časa (razpadni čas reda velikosti nekaj ur). 24 ur za tem, ko je bil kristal zaprt v temno škatlo, v kateri je potekal eksperiment, smo ponovili meritev in fotonov pred absorpcijo



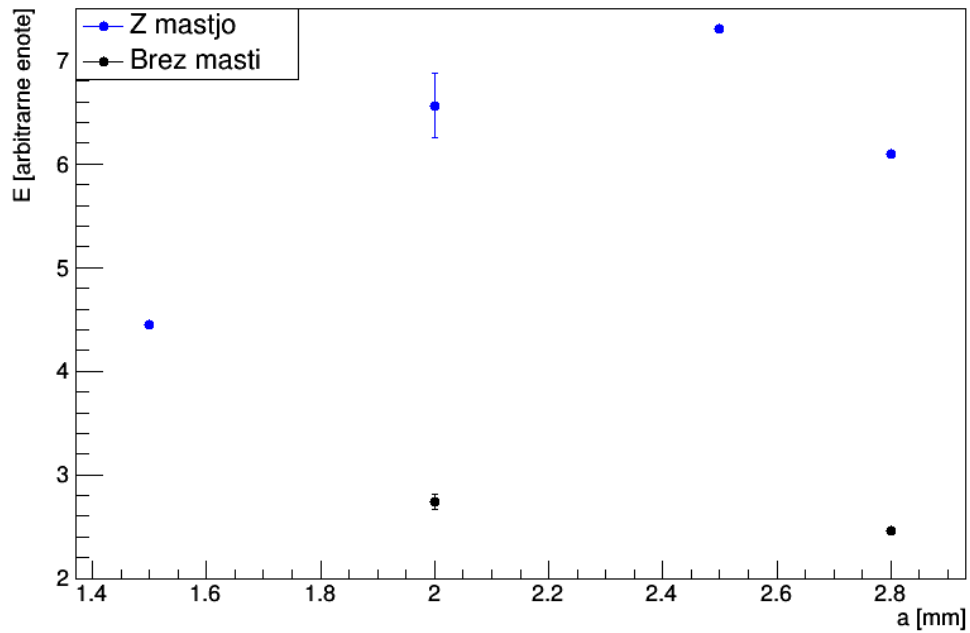
(a) Časi vzbujanja.



(b) Razpadni časi.

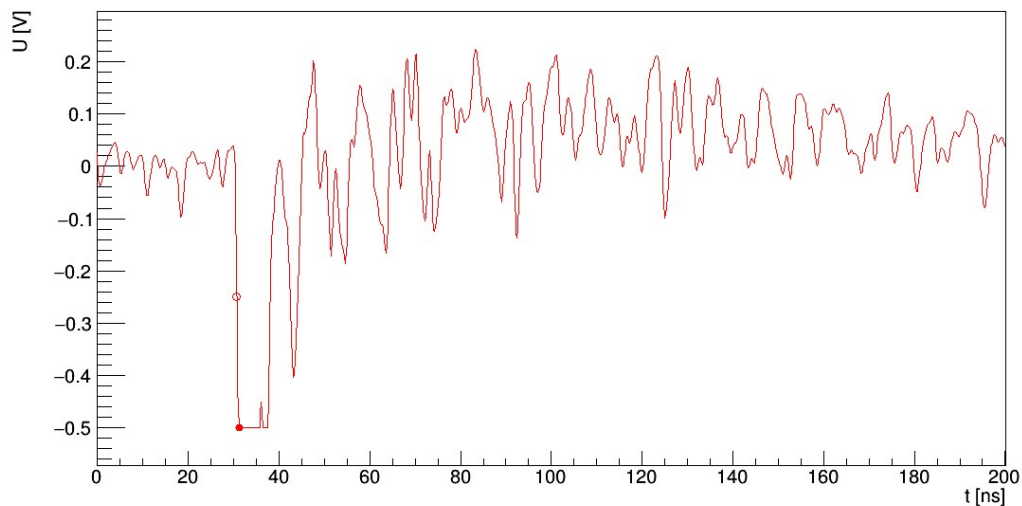
Slika 6.14: Izmerjeni časovni konstanti τ_d in τ_r scintilacijskih kristalov z različnimi velikostmi sprednje stranice a . Dolžina vseh kristalov je 10 mm. Meritvi za dva od kristalov sta bili ponovljeni brez uporabe optične masti.

gama žarka ni bilo več. Da bi še dodatno potrdili domnevo, smo kristal vzeli iz škatle in ga za 25 minut postavili na direktno sončno svetlobo, nato pa ponovno



Slika 6.15: Izmerjeni energija fotovrha kristalov z različnimi velikostmi sprednje stranice a .

izmerili signal. Ponovno je bilo v start signalu prisotno večje število fotonov že pred absorpcijo gama žarka. Da ti fotoni ne bi kakorkoli vplivali na meritev, smo za analizo starejšega kristala uporabili meritev, ki smo jo začeli, ko je bil kristal že 24 ur zaprt v temni škatli.



Slika 6.16: Start signal starejšega LSO kristala takoj za tem, ko smo ga postavili v eksperiment (temno škatlo). Že pred absorpcijo 511 keV gama žarka (vrh, označen s polno rdečo piko) na detektorju zaznamo večje število fotonov, ki so posledica fotostimulirane luminescence.

6.4 Povzetek rezultatov

Glavni rezultati, ki primerjajo lastnosti kristalov različnih proizvajalcev so zbrani v tabeli 6.2. Kristal proizvajalca Oxide s krajšima τ_d in τ_r odstopa od ostalih štirih.

Pomembnejši rezultati meritev s kristali različnih dolžin l in širin a so zbrani v tabelah 6.3 in 6.4. Izmerjeni časi vzbujanja in energije so odvisni od širine in dolžine kristala. Trendi in razlogi za odstopanja nekaterih kristalov so pojasnjeni v poglavju 6.3.

Tabela 6.2: Izmerjeni časi vzbujanja in razpadni časi kristalov različnih proizvajalcev.

Proizvajalec	TW	EQ	Epic	YP	Oxide
τ_d [ns]	$34,5 \pm 0,6$	$35,4 \pm 0,6$	$34,6 \pm 0,4$	$36,3 \pm 0,6$	$31,5 \pm 0,6$
τ_r [ps]	110 ± 20	140 ± 40	110 ± 30	131 ± 30	90 ± 20

Tabela 6.3: Rezultati meritev s kristali proizvajalca TW s širino $a = 2,8$ mm in različnimi dolžinami l .

l [mm]	3	5	10	15	20	30
τ_d [ns]	$35,2 \pm 0,2$	$36,2 \pm 0,4$	$35,6 \pm 0,3$	$34,9 \pm 0,5$	$33,0 \pm 0,1$	$35,4 \pm 0,4$
τ_r [ps]	40 ± 10	70 ± 20	140 ± 20	200 ± 20	190 ± 20	140 ± 40
E [a. e.]	$7,35 \pm 0,01$	$7,25 \pm 0,01$	$6,09 \pm 0,02$	$6,59 \pm 0,01$	$5,76 \pm 0,004$	$6,07 \pm 0,03$

Tabela 6.4: Rezultati meritev s kristali proizvajalca TW z dolžino $l = 10$ mm in različnimi širinami a .

a [mm]	1,5	2	2,5	2,8
τ_d [ns]	$34,4 \pm 0,2$	$34,1 \pm 0,3$	$34,4 \pm 0,3$	$35,6 \pm 0,3$
τ_r [ps]	100 ± 30	110 ± 20	130 ± 20	140 ± 20
E [a. e.]	$4,45 \pm 0,02$	$6,3 \pm 0,3$	$7,30 \pm 0,03$	$6,09 \pm 0,02$

7. Zaključek

Cilj tega dela je bil izmeriti čas vzbujanja in razpadni čas kristalov različnih proizvajalcev z metodo časovno koreliranega štetja posameznih fotonov. V prvi fazi smo razvili eksperimentalno aparaturo, ki je temeljila na TCSPC metodi, pri čemer smo kot fotodetektor uporabili silicijeve fotopomnoževalke. Sledil je razvoj orodja za analizo meritev ter optimizacija parametrov in pristopov analize. Ta je izkoriščala možnost ločevanja posameznih fotonov, ki jo omogočajo silicijeve fotopomnoževalke.

Z razvitim eksperimentom in orodjem za analizo smo preučili pet kristalov različnih proizvajalcev. Svetlobo je najhitreje izseval kristal proizvajalca Oxide, pri čemer je od ostalih kristalov odstopal predvsem po razpadnem času. Ta je znašal $\tau_d = 31,5 \pm 0,6$ ns, čas vzbujanja pa $\tau_r = 90 \pm 20$ ps. Meritve časa vzbujanja se med kristali niso znatno razlikovale.

Sledile so meritve s kristali različnih velikosti, kjer smo ugotovili zanimivo odvisnost izmerjenega časa vzbujanja od dolžine kristala. Čas vzbujanja se je z daljšanjem kristala povečeval, dokler ni dosegel platoja. Rezultat smo pojasnili z odbijanjem optičnih fotonov po kristalu. Za boljše razumevanje dogajanja bi bilo zanimivo izvesti še meritve z različno dolgimi kristali z drugačnim presekom in opazovati pri kateri dolžini kristala nastopi plato v izmerjenem času vzbujanja.

Meritve s kristali z različnimi preseki so se ujemale znotraj napake. Razlog je najverjetneje v tem, da so bile razlike v dolžini krajše stranice a veliko manjše kot v primeru različnih dolžin kristala l . Če bi imeli na voljo bolj raznolike kristale, bi za širše kristale pričakovali podoben trend, kot za daljše kristale.

Pri meritvah z zavitimi in brušenimi kristali ter meritvah s kristali različnih širin smo opazili prednosti eksperimenta z dvema kristaloma, ki se pogosto pojavlja v literaturi. V tem primeru je kristal na start detektorju vedno enak, spreminjamo pa le stop kristal, zato spremenjena količina svetlobe v slednjem ne vpliva na start signal in posledično ne na rezultat.

Glede na odstopanja nekaterih kristalov in podatke iz literature domnevamo, da se lastnosti kristalov razlikujejo glede na mesto kristalnega ingota, iz katerega so bili izrezani. Ker za kristale, ki smo jih imeli na voljo ne moremo potrditi iz katerega dela ingota so bili, tega ne moremo z gotovostjo trditi. Domnevo bi lahko preverili s sistematično meritvijo kristalov, izrezanih iz različnih delov ingota.

Rezultati tega dela kažejo na napredek v zmogljivosti komercialno dostopnih scintilacijskih kristalov za uporabo v pozitronski tomografiji in omogočajo informirano izbiro kristalov za izgradnjo naslednje generacije PET skenerjev.

8. Literatura

- [1] S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps, *chapter 7 - Radiation Detectors*, v *Physics in Nuclear Medicine*, ur. S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps (W.B. Saunders, Philadelphia, 2012) 4. izd., str. 87–106.
- [2] S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps, *chapter 18 - Positron Emission Tomography*, v *Physics in Nuclear Medicine*, ur. S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps (W.B. Saunders, Philadelphia, 2012) 4. izd., str. 307–343.
- [3] A. Zatcepin in S. I. Ziegler, *Detectors in positron emission tomography*, Zeitschrift für Medizinische Physik **33**, 4 (2023).
- [4] T. K. Lewellen, *Recent developments in PET detector technology*, Physics in medicine and biology vol **53**, 287 (2008).
- [5] S. Gundacker, E. Auffray, K. Pauwels in P. Lecoq, *Measurement of intrinsic rise times for various L(Y)SO and LuAG scintillators with a general study of prompt photons to achieve 10 ps in TOF-PET*, Physics in Medicine & Biology **61**, 2802 (2016).
- [6] R. J. Hicks, R. E. Ware in J. Callahan, *Total-Body PET/CT: Pros and Cons*, Seminars in Nuclear Medicine **55**, 11 (2025).
- [7] S. Surti, A. R. Pantel in J. S. Karp, *Total Body PET: Why, How, What for?*, IEEE Trans Radiat Plasma Med Sci. **4**, 283 (2020).
- [8] M. Orehar, R. Dolenec, G. El Fakhri, S. Korpar, P. Križan, G. Razdevšek, T. Marin, D. Žontar in R. Pestotnik, *Design Optimisation of a Flat-Panel, Limited-Angle TOF-PET Scanner: A Simulation Study*, Diagnostics (Basel) **14**, 283 (2024).
- [9] *PetVision Newsletter*, https://petvision.org/wp-content/uploads/2024/12/02_PetVision_Newsletter.pdf [ogled 27. 01. 2024].
- [10] *Pet Vision*, <https://www.petvision.org/> [ogled 24.08. 2025].
- [11] R. D. Evans, *The Atomic Nucleus* (McGraw-Hill, New York, 1972).
- [12] S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps, *chapter 6 - Interaction of Radiation with Matter*, v *Physics in Nuclear Medicine*, ur. S. R. Cherry, J. A. Sorenson in M. E. Phelps (W.B. Saunders, Philadelphia, 2012) 4. izd., str. 63–85.

- [13] P. Lecoq, M. Korzhik in A. Vasiliev, *Can Transient Phenomena Help Improving Time Resolution in Scintillators?*, IEEE Transactions on Nuclear Science **61**, 229 (2014).
- [14] G. Blasse, *Scintillator materials*, Chemistry of Materials **6**, 1465 (1994).
- [15] P. Lecoq, *Principles and Applications of Scintillators* (2011).
- [16] D. R. Schaart, *Physics and technology of time-of-flight PET detectors*, Physics in Medicine & Biology **66**, 09TR01 (2021).
- [17] P. Lecoq, *Development of new scintillators for medical applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **809**, 130 (2016).
- [18] V. Nadig, K. Herweg, M. M. C. Chou, J. W. C. Lin, E. Chin, C.-A. Li, V. Schulz in S. Gundacker, *Timing advances of commercial divalent-ion co-doped LYSO:Ce and SiPMs in sub-100 ps time-of-flight positron emission tomography*, Physics in Medicine & Biology **68**, 075002 (2023).
- [19] S. Gundacker, F. Acerbi, E. Auffray, A. Ferri, A. Gola, M. Nemallapudi, G. Pateroster, C. Piemonte in P. Lecoq, *State of the art timing in TOF-PET detectors with LuAG, GAGG and L(Y)SO scintillators of various sizes coupled to FBK-SiPMs*, Journal of Instrumentation **11** (08), P08008.
- [20] S. Gundacker, R. Martinez Turtos, N. Kratochwil, R. H. Pots, M. Paganoni, P. Lecoq in E. Auffray, *Experimental time resolution limits of modern SiPMs and TOF-PET detectors exploring different scintillators and Cherenkov emission*, Physics in Medicine & Biology **65**, 025001 (2020).
- [21] D. N. ter Weele, D. R. Schaart in P. Dorenbos, *Intrinsic scintillation pulse shape measurements by means of picosecond x-ray excitation for fast timing applications*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **767**, 206 (2014).
- [22] *Introduction to the silicon photomultiplier (SiPM)*, <https://www.onsemi.com/pub/collateral/and9770-d.pdf> [ogled 15. 03. 2025].
- [23] L. Gerhard, *Semiconductor radiation detectors* (Springer, 2007).
- [24] A. Ghassemi, K. Sato in K. Kobayash, *MPPC* (2018) https://hub.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/static/hc/resources/TN0014/mppc_kapd9005e.pdf [ogled 16. 03. 2025].
- [25] F. Acerbi in S. Gundacker, *Understanding and simulating SiPMs*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **926**, 16 (2019).
- [26] S. Seifert, H. T. van Dam, R. Vinke, P. Dendooven, H. Lohner, F. J. Beekman in D. R. Schaart, *A Comprehensive Model to Predict the Timing Resolution of SiPM-Based Scintillation Detectors: Theory and Experimental Validation*, IEEE Transactions on Nuclear Science **59**, 190 (2012).

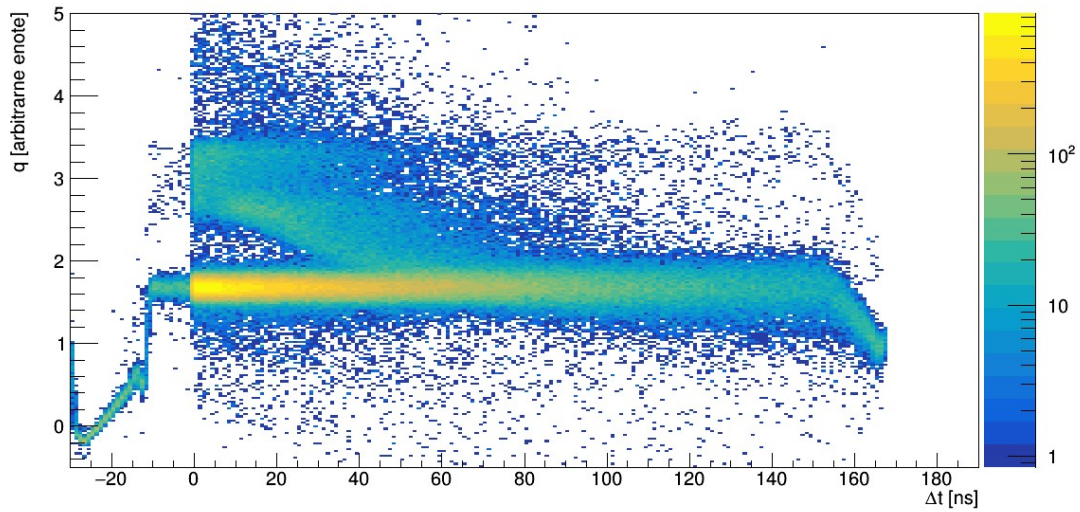
-
- [27] S. Seifert, J. H. L. Steenbergen, H. T. van Dam, R. Vinke, P. Dendooven, H. Löhner, F. J. Beekman, P. Dorenbos, E. van der Kolk in D. R. Schaart, *Accurate measurements of the rise and decay times of fast scintillators with solid state photon counters*, v *IEEE Nuclear Science Symposium & Medical Imaging Conference* (2010) str. 1736–1739.
- [28] S. Ritt, *DRS4 Evaluation Board User's Manual* (2014).
- [29] *ROOT, Data Analysis Framework*, <https://root.cern.ch/> [ogled 26.07. 2025].
- [30] A. Gola, C. Piemonte in A. Tarolli, *The DLED Algorithm for Timing Measurements on Large Area SiPMs Coupled to Scintillators*, *IEEE Transactions on Nuclear Science* **59**, 358 (2012).
- [31] R. Zheng, J. Chen, Y. Deng, Y. Chang, Y. Liu, R. Cheng, Q. Xie in P. Xiao, *Study on the inhomogeneity of LYSO crystal boules grown by the CZ method for PET applications*, *Journal of Crystal Growth* **546**, 125708 (2020).

Dodatek A

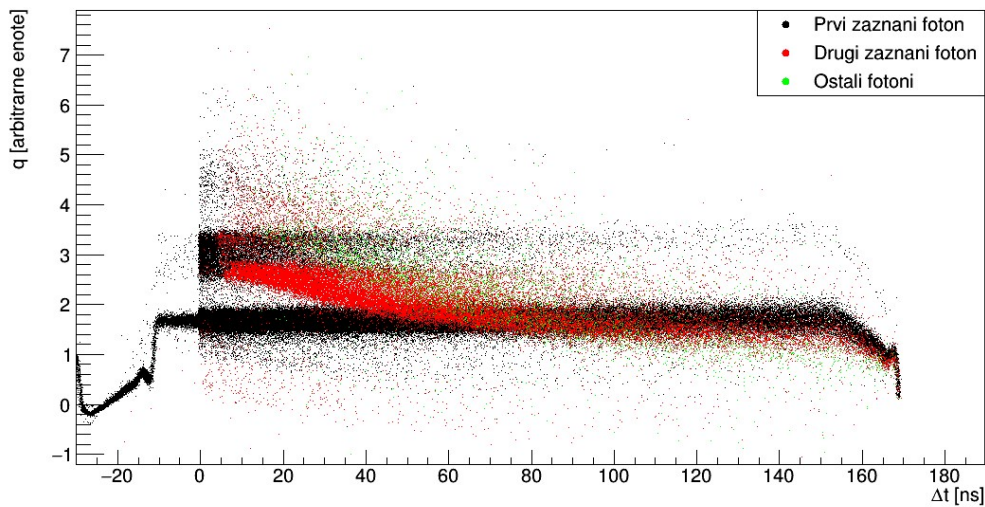
Prekrivanje integracijskih oken za merjenje naboja stop fotonov

Za boljše razumevanje porazdelitve izmerjenih nabojev s slike 5.12, je bila narisana slika A.1. Na zgornjem grafu je narisani histogram naboja vrhov stop signala v odvisnosti od časovne razlike med start in stop signalom. Največ dogodkov na sliki pripada primerom, kjer je bil zaznan po en stop foton. Opazimo tudi dogodke, kjer sta bila istočasno zaznana dva stop fotona. Med omenjenima vrstama dogodkov se nahaja še tretji tip, čigar naboj pada s časom. Na spodnjem grafu slike A.1 opazimo, da so to drugi zaporedni fotoni. Njihov drugačen določen naboj je posledica prekrivanja integracijskih oken v primerih, ko sta bila zaznana dva zaporedna fotona znotraj integracijskega okna za določanje naboja. Zato na sliki 5.12 vidimo dodaten vrh med posameznimi in dvojnimi fotoni, ki izgine na grafu naboja vseh zaznanih fotonov v posameznem detekcijskem dogodku. Na tem grafu dvojne vrhove opazimo pri dveh in treh zaznanih fotonih. Iz prejšnje razlage lahko domnevamo, da so ti večinoma posledica prekrivanja integracijskih oken in v manjšem delu posledica zakasnjenege proženja.

Dodatek A. Prekrivanje integracijskih oken za merjenje naboja stop fotonov



(a) Naboj zaznanih fotonov v odvisnosti od razlike med časom detekcije stop fotona in start signalom.



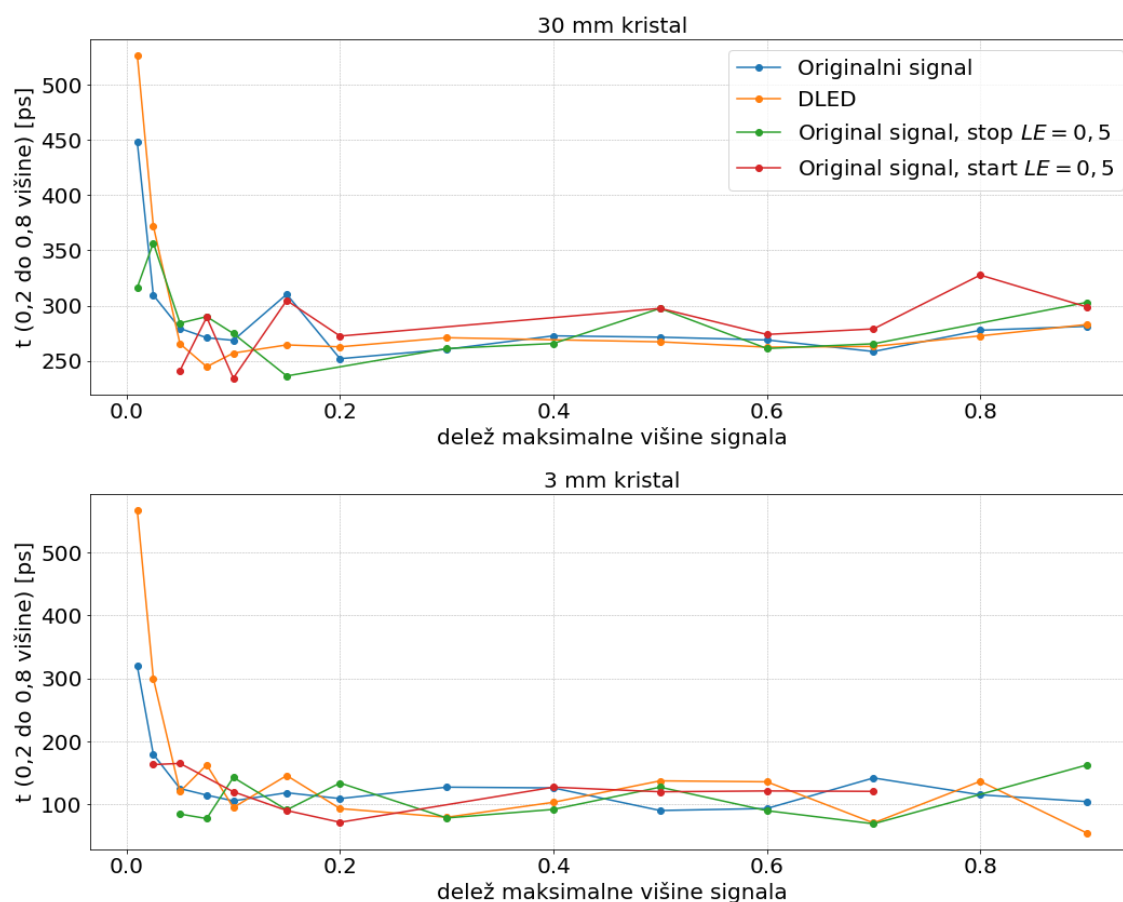
(b) Naboj zaznanih fotonov v odvisnosti od razlike med časom detekcije stop fotona in start signalom. Včasih se je zgodilo, da je stop detektor zaznal več zaporednih fotonov. Ti dogodki so prikazani z drugačno barvo.

Slika A.1: Naboji stop fotonov v odvisnosti od časovne razlike med start in stop signalom. Meritve so bile opravljene s postavitvijo eksperimenta C (5.2.1). Na začetku obeh slik opazimo dogodke z nižjim nabojem. To so fotoni, ki niso v celoti zajeti v shranjenem signalu, zato niso bili v celoti integrirani. Enako velja za dogodke na koncu signala. Na sredini zgornje slike ločimo dogodke, kjer se je na stop detektorju absorbiral en foton in dogodke, kjer sta hkrati absorbirala dva fotona. Med njima je še tretji tip dogodkov. Njihov naboj pada s časom. Na spodnji sliki vidimo, da so to drugi zaporedno zaznani fotoni.

Dodatek B

Izbira parametra LE

Pred izbiro parametra LE smo se odločili, da za predhoden preizkus izvedemo meritve TCSPC z dvema kristaloma, izračunamo koincidenčne čase ter na podatke namesto izmerjenega IRF (v enačbi 5.4) prilagajamo poljubno Gausovo funkcijo s prostimi parametri. Tako dobljeni prilagoditveni krivulji smo izračunali čas, ki ga potrebuje, da se vrednost funkcije poveča z 20% na 80% njene maksimalne vrednosti. Rezultati so prikazani na sliki B.1. Zaradi velikega števila prostih parametrov, smo imeli težave s prilagajanjem funkcije. V nekaterih primerih, kljub podajanju začetnih vrednosti parametrov prilagajanje funkcij ni uspelo, zato teh točk ni na grafu. Poleg tega graf ni tako gladek, kot na sliki 6.4. Na koncu smo se odločili, da za določanje časa start in stop signala izberemo $LE = 0,5$.



Slika B.1: Časi, ki jih potrebuje prilagoditvena krivulja, da doseže od 20% do 80% višine. Meritve so bile opravljene s postavitvijo eksperimenta C (5.2.1). Merili smo koincidenčne čase 3 mm in 30 mm kristala, na katere smo prilagajali funkcijo 5.4, kjer je bil IRF Gaussova funkcija s prostimi parametri. Poleg originalnega signala, smo analizo opravili tudi z DLED metodo na stop signalu. Poleg tega smo poskusili, kaj se zgodi če pustimo enega od deležev maksimalne višine konstantnega, drugega pa spreminjamo.