

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO
ODDELEK ZA FIZIKO

PRIMOŽ DOLENC

**ZAZNAVANJE POSAMEZNIH FOTONOV
S SILICIJEVO FOTOPOMNOŽEVALKO
PRI VISOKIH STOPNJAH OZADJA**

Diplomsko delo

MENTOR: Prof. Dr. Samo Korpar

Ljubljana, 2010

Zahvala

Zahvaljujem se prof. dr. Samu Korparju za njegovo pomoč, strokovno vodstvo in potrpežljivost pri nastajanju te diplome. Prav tako bi se rad zahvalil prof. dr. Petru Križanu za njegovo spodbudo in pomoč pri izbiri te teme. Pri delu so mi veliko pomagali še Ruben Verheyden, dr. Rok Pestotnik in Luka Gabršček. Hvaležen sem vsem.

Povzetek

Pomemben sestavni del detektorja obročev Čerenkova, so detektorji fotonov. Eden od kandidatov za to nalogo so relativno nove polprevodniške naprave imenovane silicijeve fotopomnoževalke. Med njihove prednosti prištevamo neobčutljivost na magnetna polja, kompaktnost in dober izkoristek zaznavanja fotonov, medtem ko je njihova glavna slabost pojavljanje »temnega« šuma, katerega oblike ne moremo ločiti od fotonskega signala. Pogostost tega šuma se s časom in nastankom poškodb na fotopomnoževalkah povečuje do stopnje, ki onemogoča učinkovito zaznavanje fotonov. V diplomskem delu sem preučeval možnosti za zmanjšanje vpliva šuma na učinkovitost zaznavanja fotonov s pomočjo računalniške analize digitaliziranega signala iz silicijeve fotopomnoževalke.

Ključne besede: silicijeva fotopomnoževalka, detektor obročev Čerenkova, temni šum, računalniška analiza digitaliziranega signala

Abstract

Detectors of photons are an important part of a ring imaging Cherenkov detector. One of the candidates for this assignment is a relatively new semiconductor device called silicon photomultiplier. Insensitivity to magnetic fields, compactness and good photon detection efficiency are among their chief advantages, while their main disadvantage lies in the occurrence of »dark« noise whose signal shape cannot be distinguished from photon signals. The frequency of the occurrence of this type of noise, grows with time and damage to the photomultiplier, to the point where efficient photon detection becomes impossible. In this work I study the possibilities of reducing the impact of noise on the efficiency of photon detection, through computer analysis of the digitized signal from a silicon photomultiplier.

Keywords: silicon photomultiplier, ring imaging Cherenkov detector, dark noise, computer analysis of digitized signals

Kazalo

1. Nadgradnja spektrometra BELLE	11
2. Merjenje sevanja Čerenkova	13
3. Silicijeve fotopomnoževalke	15
3.1 Klasične fotopomnoževalke	16
3.2 Plazovne fotodiode	17
3.3 Silicijeve fotopomnoževalke	21
4. Poizkusni program – analiza Gausovih funkcij	25
4.1 Opis programa	25
4.2 Preizkus programa in primerjava z diskriminatorjem	26
4.3 Princip prilagajanja	28
5. Program za analizo sunkov iz plazovnih fotopomnoževalk	29
5.1 Nastavitev eksperimenta	29
5.2 Opis programa	30
5.3 Določanje približnega položaja »zanimivih« vrhov v histogramu – uporaba Tspectrum	32
5.4 Definicija prilagoditvene funkcije – določitev optimalne funkcije za prilagajanje in opis parametrov prilagajanja	33
5.5 Fizikalna podlaga oblike prilagoditvene funkcije	36
6. Meritve in analiza učinkovitosti programa	38
6.1 Analiza faktorja pomnoževanja	39
6.2 Mrtvi čas fotodiode	43
6.3 Učinkovitost zaznavanja fotonov programov Wavan in Diskriminator	45
6.4 Zaznavanje fotonov Čerenkova	51

7. Zaključek 55

Literatura 57

1.

Nadgradnja spektrometra Belle

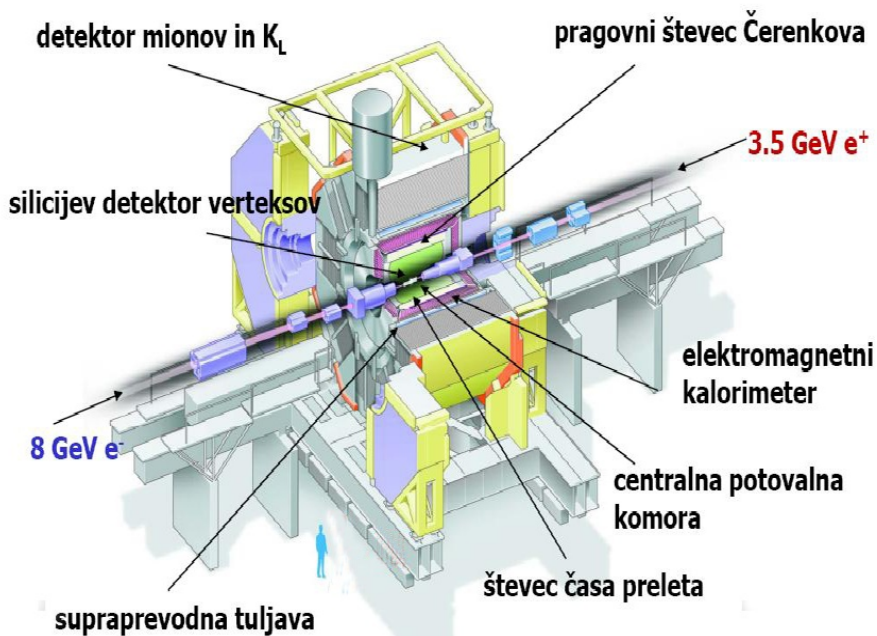
V Japonskem mestu Tsukuba se nahajata dve podzemni cevi z obsegom približno treh kilometrov, v katerih v visokem vakumu pospešujejo gruče elektronov in pozitronov do skoraj svetlobne hitrosti (energije elektronov dosegajo okoli 8 GeV in energije pozitronov okoli 3,5 GeV). To je asimetrični trkalnik KEKB, ki proizvaja trke med elektroni in pozitroni. Na točki, kjer se sekajo poti elektronov in pozitronov, je postavljen spektrometer Belle, s katerim opazujejo in natančno merijo lastnosti delcev, ki nastanejo pri trkih elektronov s pozitroni. Njegova glavna naloga je preučevanje razlik med razpadi delcev in antidelcev (kršitev simetrije CP), ki so eden izmed vzrokov za to, da je danes nam vidno vesolje sestavljeno pretežno iz delcev.

Detektor Belle je sestavljen iz več sistemov, razporejenih cilindrično okoli točke interakcije (slika 1.1). Najbližje interakcijski točki se nahaja silicijev mikropasovni detektor, čigar naloga je določiti koordinate trka s čim večjo natančnostjo. Obdan je s centralno potovalno komoro, ki določi poti in gibalne količine produktov reakcije. Nato sledi pragovni števec Čerenkova, ki določi vrsto delcev. Le tega obdajata števec časa preleta in elektromagnetni kalorimeter, ki izmeri energijo fotonov, ki so med produkti reakcij. Vse to obdaja superprevodna tuljava, ki znotraj detektorja ustvarja magnetno polje (1,5 T). To polje ukrivlja poti nabitih delcev, kar izdaja njihovo gibalno količino. Na zunanji strani detektorja so plasti železa, med katerimi so postavljeni detektorji nabitih delcev, ki zaznavajo mione in dolgožive kaone. Združeni podatki iz vseh detektorjev dajejo zelo natančno sliko o procesih, ki se dogajajo ob trkih.

V predvideni nadgradnji detektorja naj bi zamenjali pragovni števec Čerenkova z bolj primernim detektorjem obročev Čerenkova, za katerega bi potrebovali veliko število občutljivih svetlobnih detektorjev oziroma števecv fotonov.

Eden od kandidatov za svetlobne detektorje v nadgradnji Belle so tudi silicijeve fotopomnoževalke, polprevodniški približki klasičnih fotopomnoževalk. Sestavljene so iz mreže povezanih plazovnih fotodiod in imajo zaradi neobčutljivosti na magnetna polja, nizke cene in kompaktnosti velik potencial za uporabo na področju fizike osnovnih

delcev. Pri uporabi v detektorju obročev Čerenkova jih omejuje predvsem pojavljanje šuma, ki ima to nesrečno lastnost, da je po obliki in višini identičen signalu fotona Čerenkovega.



Slika 1.1: Zgradba detektorja Belle

Če tak šumni sunek pride malo pred iskanim fotonom in uporabljamo klasično metodo diskriminacije (za začetek sunka vzamemo čas, ko signal iz plazovne fotodiode preseže določeno vnaprej postavljeno mejo), je zaznani čas sunka napačen in dragoceni foton izgubljen. Ker je skupno število Čerenkovih fotonov, ki jih ustvari vsak nabiti delec, majhno (nekaj deset), je pri tovrstnih meritvah pomembno, da zaznamo čim več iskanih fotonov, za katere poznamo točen čas prihoda. Zahvaljujoč hitro rastočim sposobnosti računalnikov za hranjenje in obdelavo podatkov lahko sedaj shranimo vrednosti signala med vsem eksperimentom, kar nam omogoča mnogo natančnejšo analizo podatkov, pri čemer pa so, upoštevajoč ogromne količine le-teh, nepogrešljiva dobra programska orodja. Moje diplomsko delo se osredotoča na razvoj in analizo učinkovitosti programa, ki naj bi omogočal kar najbolj natančno zaznavanje časa začetka plazov in s tem prihoda fotonov na fotodiodo, tudi v primeru visokih stopenj motečega šuma.

2. Merjenje sevanja Čerenkova

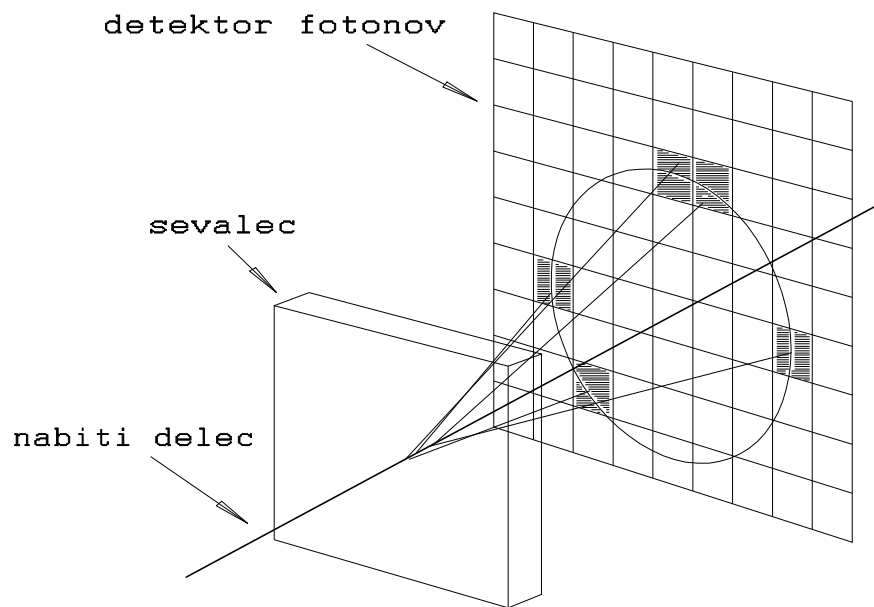
Hitrost nabitega delca v snovi lahko preseže hitrost svetlobe v tej snovi. Takrat začne ta delec oddajati svetlobne fotone pod določenim kotom glede na smer gibanja. Temu kotu rečemo kot Čerenkova in je odvisen od hitrosti delca $b = \frac{v}{c}$ in lomnega količnika snovi n

$$\cos j = \frac{1}{nb} \quad (2.1)$$

Števci Čerenkova so pomemben sestavni del detektorjev v fiziki osnovnih delcev [14], saj omogočajo meritve hitrosti delca, kar skupaj z meritvijo gibalne količine razkrije maso. Trenutno je v detektorju Belle vgrajen pragovni števec Čerenkova. Lomni količnik sevalca v njem je izbran tako, da v njem sevajo le delci hitrejši od mejne hitrosti. To omogoča le razlikovanje med delci težjimi od določene meje in delci lažjimi od te meje.

Pri načrtovanem detektorju obročev Čerenkova pa je rezultat meritve precej bolj natančna vrednost hitrosti. Delec, ki zadane napravo, najprej sproži scintilacijski števec, kar nam da ozek časovni okvir, v katerem iščemo sunke na svetlobnem detektorju, ki zaznava fotone Čerenkova. Delec nato vstopi v aerogel¹ ($n = 1.05$) in med gibanjem skozi njega oddaja sevanje Čerenkova. Fotoni izstopijo iz aerogela in po kratki poti skozi zrak zadenejo sistem svetlobnih detektorjev. Signal iz teh detektorjev je nato speljan v diskriminator, ki prepozna iskani foton v vsakem porastu signala čez določeno mejo. Rezultat meritve je krajevna porazdelitev fotonov, iz katere lahko določimo kot Čerenkova in tako dobimo hitrost delca (slika 2.1).

¹ Aerogel je trdna snov, ki je sestavljena iz do 99 odstotkov zraka. Je izjemen toplotni izolator.



Slika 2.1: princip delovanja detektorja obročev Čerenkova

3.

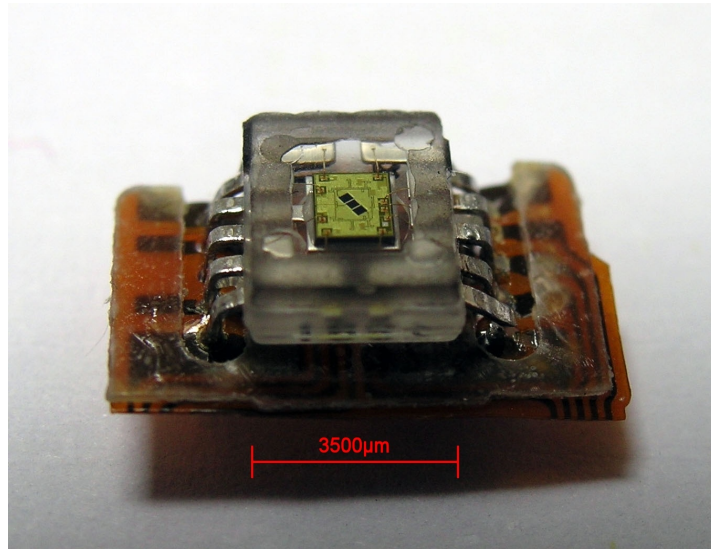
Silicijeve fotopomnoževalke

Svetloba oziroma elektromagnetno valovanje ima nekatere enkratne lastnosti, ki jih izkoriščamo na mnogih področjih znanosti in tehnologije, in zaradi česar je predmet intenzivnih raziskav. Potuje z največjo možno hitrostjo, kar je idealno za prenos informacij. Je tudi stranski (ali glavni) produkt mnogih fizikalnih in kemičnih reakcij (termično sevanje, prehodi med elektronskimi stanji v atomu, spreminjanje pospeška nabitih delcev, trki subatomske delcev ...).

Intenziteta nekega svetlobnega izvira ali toka je določena s tem, koliko fotonov le-ta odda na časovno enoto. Poznamo mnogo naprav, ki z različnimi stopnjami natančnosti merijo to lastnost (človeško oko je med njimi) in nekatere med njimi so sposobne zaznati in razločiti tudi posamične fotone². Energija fotonov vidne svetlobe se giblje v velikostnem razredu okoli 1eV ($1.6 \cdot 10^{-19} J$), kar je relativno malo, zaradi česar je od takih naprav zahtevana precejšnja natančnost.

Fotopomnoževalka je bila prvi detektor, sposoben razločevanja posamičnih fotonov, v zadnjih letih pa se v ospredje prebijajo t. i. plazovne fotodiode (APD -Avalanche photodiodes) in iz njih sestavljeni detektorji - silicijeve fotopomnoževalke (SiPM - Silicon photomultipliers). Njihovo delovanje temelji na plazu parov elektron - vrzel, ki se sproži v področju prostorskega naboja fotodiode, ko vanj prileti foton z energijo, večjo od energijske razlike med prevodnim in valenčnim pasom, in povzroči nastanek para elektron vrzel.

² Tudi celice v mrežnici človeškega očesa so sposobne zaznavati posamične fotone, a se tovrstni signali ne prenesejo v možgane, saj bi človek v šibki svetlobi zaznaval preveč »šuma«[13].

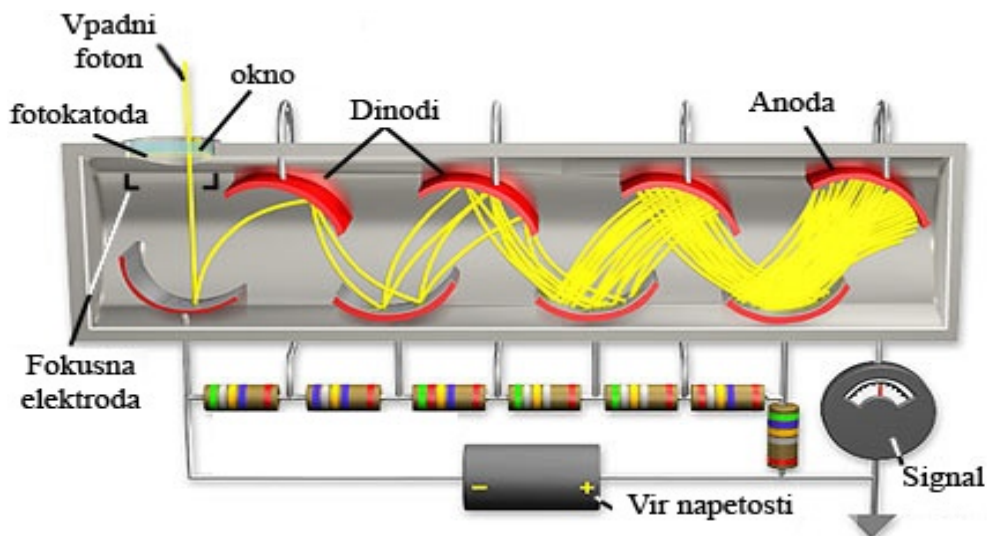


Slika 3.1: fotodetektor na pogonu CD-ROMa. Na sredini so vidne 3 fotodiode.

Če je fotodioda pod dovolj veliko napetostjo, se začetni fotoelektron in luknja med kratko prosto potjo pospešita in imata ob trku z kristalno mrežo dovolj energije, da proizvedeta nova para elektron – vrzel. Ta proces se hitro ponavlja in privede do zaznavnega sunka toka pri izhodu.

3.1 Klasične FP

Klasične fotopomnoževalke so rezultat izkoriščanja dveh fizikalnih pojavov v eni napravi. Leta 1887 je Heinrich Hertz odkril, da obsevanje določenih materialov z ultravijolično svetlobo iz materiala izbije elektrone. 15 let kasneje sta Austin in Starke podoben učinek ugotovila za obsevanje z elektroni [11]. Če elektron z dovolj veliko energijo trči v kovino, bo iz nje izbil več elektronov. Kombinacija teh dveh dogajanj nam omogoči, da svetlobo najprej prevedemo v električni signal, ki ga nato ojačamo. Osnovni princip delovanja klasičnih fotopomnoževalk je prikazan na sliki 3.1.1. Fotoni zadanejo fotokatodo in preko fotoefekta iz nje izbijejo elektrone. Ti elektroni se nato pospešijo v električnem polju med katodo in prvo dinodo, pridobijo kinetično energijo in ob trku z dinodo izbijejo še večje število elektronov. V običajni fotopomnoževalki se ta proces ponovi približno desetkrat, kar da na koncu zlahka zaznaven tokovni sunek na anodi.



Slika 3.1.1: Princip delovanja klasične fotopomnoževalke

Kombinacija velikega faktorja ojačanja, majhnega nivoja šuma in velike občutljive površine, dela fotopomnoževalke uporabne na mnogih področjih fizike, astronomije, medicinske diagnostike itd.

3.2 Plazovne fotodiode

Kljub mnogim prednostim klasičnih fotopomnoževalk pa imajo le-te tudi svoje slabosti, med katerimi velja omeniti predvsem njihovo občutljivost na magnetna polja, velikost in nizek kvantni izkoristek, ter relativno visoko delovno napetost [3]. Tudi visoka cena zna predstavljati težavo. V zadnjem desetletju so se pojavile polprevodniške fotopomnoževalke, ki teh slabosti nimajo. So majhne, kompaktne, neobčutljive na magnetna polja in imajo visok kvantni izkoristek. To so plazovne fotodiode.

3.2.1 PN spoj

a) P in n polprevodniki

Osnova za razumevanje procesov, ki potekajo v fotiodi, je poznavanje polprevodnikov. Polprevodniki so materiali, pri katerih je razmak med valenčnim in prevodnim pasom (t. i. prepovedani pas) dovolj majhen, da se lahko precejšnje število elektronov termično vzbudi v prevodni pas že pri sobnih temperaturah. Če je energija

prepovedanega pasu enaka E_v , bo razmerje med številom elektronov vzbujenih v prevodni pas n_p , in številom elektronov v valenčnem pasu n_v , približno enako

$$\frac{n_p}{n_v} \propto e^{-\frac{E_v}{k_B T}} \quad (3.2.1.1)$$

Ta številka postane dovolj velika za energije E_v okoli 1 eV (pri 300 K je to število $1.1 \cdot 10^{-7}$, kar je dovolj, če upoštevamo ogromno število elektronov, ki so na voljo). Primeri polprevodniških elementov se nahajajo v 4. stolpcu periodnega sistema, pri čemer je potrebno kot najpomembnejša izpostaviti silicij ($E_v = 1.12$ eV pri 300 K) in germanij ($E_v = 0.67$ eV pri 300 K). Obstaja tudi mnogo polprevodniških spojin.

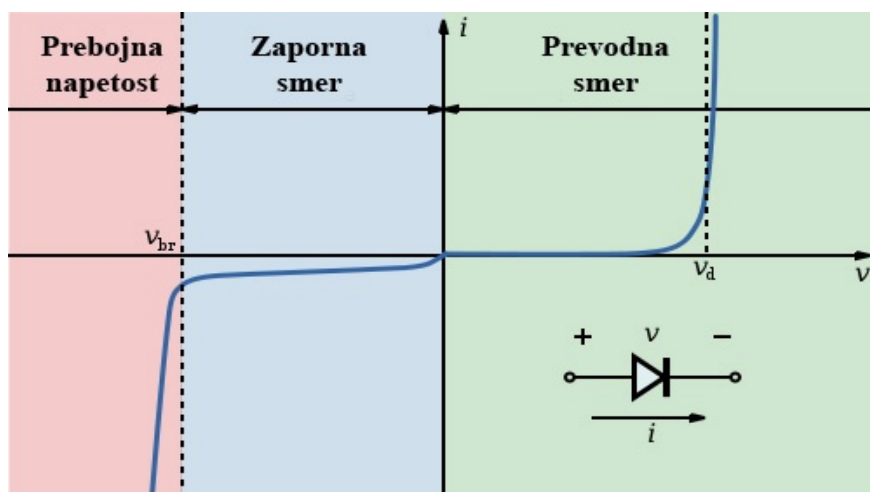
Vzorci polprevodnika pogosto vsebujejo nečistoče oziroma primesi. Kadar so to atomi z dodatnim elektronom (ali elektroni) glede na osnovni polprevodnik, jih imenujemo donorji, kadar pa imajo le-teh manj, jim pravimo akceptorji. V običajnih okoliščinah bo dodaten elektron na donorskem atomu šibkeje vezan, zaradi česar se bo hitreje vzbudil v prevodni pas (akceptorske primesi bodo imele šibkeje vezane vrzeli, torej manjko elektronov). V določenih primerih (temperatura, koncentracija nečistoč ...) lahko donorski elektroni in akceptorske vrzeli predstavljajo veliko večino nosilcev naboja. Takrat imenujemo take polprevodnike n-tip (glavni nosilci naboja so negativno nabiti elektroni ki so vzbujeni iz donorskih nivojev) in p-tip (glavni nosilci naboja so pozitivno nabite vrzeli vzbujene iz akceptorskih nivojev) .

b) Ravnovesno stanje pn spoja

Ko staknemo kos p-polprevodnika in kos n-polprevodnika, se na meji vzpostavi potencialna razlika, ki je posledica difuzije prevodnih elektronov iz n-območja v p-območje in vrzeli iz p območja v n območje. Ob tem prehajanju se na meji med območjema vzpostavi področje prostorskega naboja, ki so ga pustili za sabo elektroni in luknje, ko so prešli v nasprotni tip in se rekombinirali. V n-območju ostanejo pozitivno nabiti ioni in v p-območju negativno nabiti ioni. Skupaj to področje prostorskega naboja vzpostavi električno polje, ki nasprotuje prej opisani difuziji nosilcev naboja in tako vzpostavi ravnotežje v spoju. Tipične širine območja prostorskega naboja oziroma zapornega območja so od 10 nm do 100 nm, tipične velikosti električnega polja v območju prostorskega naboja pa okoli 10^6 V/m (napetost čez zaporno območje je običajno okoli 0,6 V)[1].

c) pn spoj pod napetostjo

Ko na pn spoj priključimo zunanjo napetost, vidimo, da je IV karakteristika pn spoja močno nelinearna. Pri pozitivni vezavi (na p območje vežemo pozitivni pol na n območje pa negativni) se tok skozi spoj eksponentno povečuje. Vzrok za to je v tem, da zunanja napetost zmanjša velikost zaporne plasti in s tem tudi električnega polja v njej. Tako večinski nosilci naboja lažje prehajajo skozi stik in tok hitro narašča. Z naraščanjem napetosti zaporna plast izgine in zunanja napetost sedaj neovirano potiska nosilce naboja. Ko napetost priključimo v zaporni smeri, je položaj obraten. Zaporna plast se razširi in povečano električno polje preprečuje prehajanje večinskih nosilcev naboja skozi zaporno plast. Skozi stik tedaj teče le tok, ki je posledica termično generiranih manjšinskih nosilcev naboja (lukenj na n-območju in elektronov na p-območju), ki zaidejo v zaporno plast, ali pa tam nastanejo, in jih polje pomete na drugo stran. Ta tok ni odvisen od velikosti zaporne napetosti in ostaja konstanten vse do neke mejne vrednosti.



Slika 3.2.1: I-V karakteristika pn spoja. Enote pri zaporni napetosti niso v razmerju

S povečevanjem zaporne napetosti se v zaporni plasti povečuje tudi električno polje. To polje pospešuje proste nabite delce znotraj zaporne plasti. Ko je polje dovolj veliko, da nabitim delcem preda (kinetično) energijo, zadostno za ionizacijo začne tok skozi pn spoj hitro naraščati, saj se sproži verižna reakcija. Začetni elektron ionizira atom v zaporni plasti in nastane par elektron-luknja. Tako elektron kot luknja pri pospeševanju spet pridobita ionizacijsko energijo in ob trkih nastajajo novi pari. Pri določenih pogojih (dovolj visoki negativni napetosti, zadostni širini zaporne plasti ...) se ta proces vzdržuje sam od sebe in število parov elektron vrzel hitro narašča.

d) Absorbicija fotonov v pn spoju

Ena od možnih oblik sodelovanja fotonov s snovjo je tudi fotoefekt. Pri njem foton iz atoma izbije elektron, pri čemer foton izgine in preda vso svojo energijo elektronu. Energija fotona W_f mora biti večja od razlike med energijama prevodnega in valenčnega pasu W_g . Ostanek energije se prenese v kinetično energijo elektrona. Zveza med valovno dolžino fotona in njegovo energijo je oblike

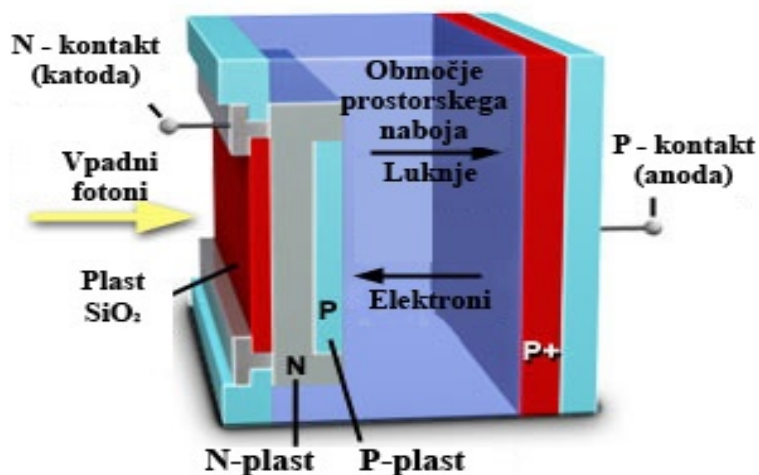
$$W_f = \frac{hc}{\lambda} = \frac{1240nm \cdot eV}{\lambda} \quad (3.2.1.2)$$

Če upoštevamo, da je na primer v Siliciju energija prepovedanega pasu 1.12 eV [1], vidimo, da bo silicij občutljiv za svetlobo z valovno dolžino, manjšo od 1100 nm.

Od valovne dolžine svetlobe pa je odvisna tudi absorpcijska dolžina, torej globina materiala, pri kateri se absorbira približno 63 odstotkov fotonov. Pri meritvah v tej nalogi je bila uporabljena svetloba z valovno dolžino 635 nm, ki ima v siliciju absorpcijsko dolžino okoli 3.7 mm. Absorpcijska dolžina se hitro manjša z manjšanjem valovne dolžine svetlobe, tako da je zaznavanje fotonov omejeno na območje valovnih dolžin okoli vidnega spektra.

3.2.2 Plazovne fotodiode

Združitev gornjih načel predstavlja plazovna fotodiode. Tudi v polprevodniških fotopomnoževalkah foton preda svojo energijo elektronu, a ga ne izbije iz snovi, ampak le dvigne v prevodni pas. To ustvari par elektron vrzel v tankem območju prostorskega naboja (od 1 mm do 2 mm [3]) v pn stiku. Po nastanku para se elektron pod vplivom električne poljske jakosti v območju prostorskega naboja giblje proti n plasti vrzel pa proti p plasti.



Slika 3.2.1: Zgradba plazovne fotodiode v prerezu. V profilu je več različno dopiranih plasti, ki izboljšajo lastnosti fotodiode (širino in globino območja prostorskega naboja). Vidno je široko območje prostorskega naboja v katerem vpadni fotoni generirajo pare, ki nato potujejo do meje med n in p plastjo, kjer je polje dovolj veliko in steče proces pomnoževanja

Ker je električno polje v zaporni plasti, ki par poganja, zelo veliko (večina padca napetosti skozi fotodiodo se zgodi v ozkem območju prostorskega naboja na meji med n in p območjema, kar tam proizvede veliko jakost električnega polja), bosta na prosti poti do prvega trka ob kristalno mrežo lahko pridobila dovolj energije, da bosta ob trku z ionizacijo ustvarila nova para elektron – vrzel. Rezultat ponavljanja tega procesa je plaz elektronov in vrzeli, ki začetni fotoelektron »ojači« za faktor od 100 do 1000, odvisno od velikosti zaporne napetosti.

Kadar je zaporna napetost manjša od prebojne, se proces ustavi sam. V primerih, ko potrebujemo večje faktorje pomnoževanja (nad 100000), pa lahko zaporno napetost na diodi zvišamo malo nad prebojno. Pravimo, da je dioda v geigerjevem načinu delovanja. Takrat vsak fotoelektron povzroči plaz, ki bi se načeloma neomejeno povečeval, vendar ga omejimo z dušilnim uporom. Čas razvoja takega plazu je reda velikosti 100 ps, sunek napetosti pa traja okoli 10 ns.

3.3 Silicijeve fotopomnoževalke

3.3.1 Lastnosti

Silicijeve fotopomnoževalke so skupine plazovnih fotodiod, razporejenih v mrežo in povezanih na skupni izhod. V eno silicijevo fotopomnoževalko je lahko povezanih od nekaj deset do nekaj tisoč posameznih plazovnih fotodiod, ki imajo ponavadi dimenzije

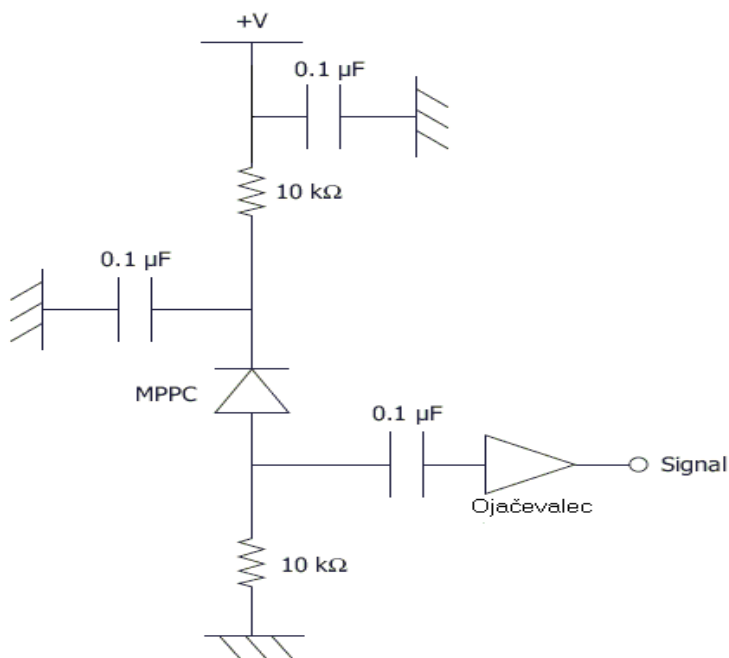
od 20 *mm* do 100 *mm*. Signali iz posamičnih fotodiod v mreži (rečemo jim tudi piksli ali mikrocelice) se seštevajo. Iz višine signala lahko razberemo, koliko fotonov je zadelo fotopomnoževalko, vendar pa se izgubi informacija o tem, kateri piksel je zaznal foton.

Posamične fotodiode so povezane zaporedno z velikimi upori, ki zadušijo naraščanje toka, preden ta poškoduje samo fotodiodo. Na sliki 2.3.1 je prikazan primer vezave posamične fotodiode. Ko se sproži plaz, začne skozi fotodiodo teči tok, kar povzroči padec napetosti na fotodiodi pod prebojno in ustavi plaz.

Vsi sunki imajo kvalitativno enako (oziroma zelo podobno) obliko, količino naboja, ki se sprosti pri posamičnem enofotonskem sunku pa lahko opišemo s formulo

$$Q = C(V_{zaporna} - V_{prebojna}), \quad (2.3.1.1)$$

kjer je C kapaciteta piksla in V zaporna napetost na pikslu.



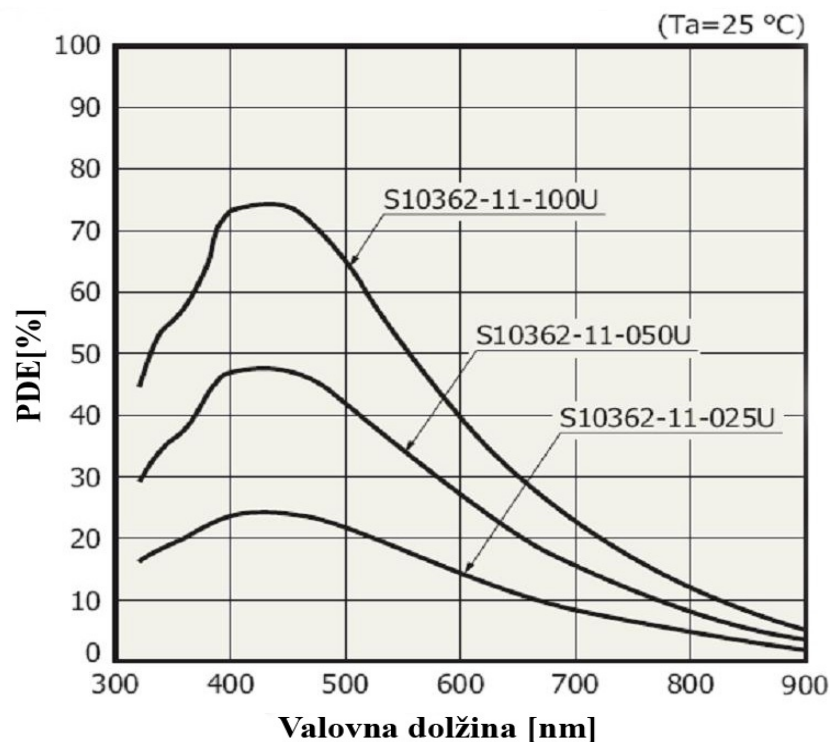
Slika 3.3.1: Tipična vezava plazovne fotodiode v geigerjevem načinu, ki je bila uporabljena tudi pri meritvah za to nalogo. [7]

Silicijeve fotopomnoževalke so narejene prav za delovanje v že omenjenem geigerjevem načinu. To nam omogoča, da pri meritvah s silicijevimi fotopomnoževalkami dosežemo ločljivost enofotonskega signala manjše od ns [3].

Razmerje med številom fotonov, ki priletijo do fotodiode, in številom fotonov, ki sprožijo plaz imenujemo učinkovitost zaznavanja fotonov (PDE – photon detection efficiency).

PDE je produkt več prispevkov:

- Kvantne učinkovitosti (QE – quantum efficiency), ki nam pove verjetnost, da foton ustvari par elektron – vrzel,
- verjetnosti, da elektron ali vrzel sproži plaz (označujemo jo z e_g),
- geometrijskega prispevka, ki je enak razmerju med celotno in aktivno površino fotodiode.



Slika 3.3.2: PDE učinkovitost plazovne fotodiode hamamatsu. Model S10362-11, ki je bila uporabljena pri meritvah [7]. Krivulje pripadajo trem izvedbam z različno površino piksla.

3.3.2 Vrste šuma

Zaznavanje signalov, ki pripadajo fotonom, nam otežujejo različne vrste šuma. Pri števcu fotonov Čerenkova povzročajo največje preglavice šumni sunki termično vzbujenih parov, ki nastanejo znotraj zapornega območja fotodiode in se tako pomnožujejo na isti način kot fotoelektroni. Takšen šum ima isto obliko kot signal fotona (Čerenkovega). Kot sem že omenil, se število teh sunkov eksponentno povečuje s temperaturo in približno linearno s površino posamičnega piksla.

Drugo pomembno vrsto šumnih sunkov predstavlja sprostitvev elektrona, ki se je med prvim plazom ujel v mrežne nepravilnosti znotraj zapornega območja in se nato po kratkem času sprostil in sprožil nov plaz. Tudi ta ima isto obliko kot sunek fotoelektrona

le njegova višina je manjša od prvotnega, ker se napetost na fotopomnoževalki še ni uspela dvigniti do polne vrednosti, zaradi česar je bilo pomnoževanje manjše.

Poleg zgoraj naštetih se je potrebno zavedati še variacije pri obliki signala, ki jo povzroča statistična narava pomnoževalnega procesa pri samem plazu in pozneje (če je bilo uporabljeno) pri ojačevanju signala in termični šum v elektronskih komponentah, vendar pa so ti procesi manj pomemben izvir šuma.

3.3.3 Področja uporabe

Že v uvodu sem izpostavil uporabo silicijevih fotopomnoževalk pri merjenju Čerenkovega sevanja in s tem povezani identifikaciji delcev. Sicer pa se trenutno največje število takšnih fotopomnoževalk na področju fizike osnovnih delcev uporablja pri eksperimentalnih kalorimetrih (kolaboracija CALICE (prototip) in eksperiment T2K (že delujoč)) [3],[4]. To so naprave, ki določijo energijo delcev, ki vstopijo vanje in interagirajo s snovjo v obliki plazu delcev. Silicijeve fotopomnoževalke so bile izbrane za najprimernejše števec fotonov, ki so proizvodi reakcij znotraj kalorimetra. V teh kalorimetrih so že uporabili ali pa to načrtujejo, skupine od 10000 do 60000 silicijevih fotopomnoževalk, kar pomeni milijon in več posamičnih plazovnih fotodiod.

Zaradi izvrstne časovne ločljivosti je pomembno področje potencialne uporabe plazovnih fotodiod merjenje časa leta (TOF – time of flight measurement). Dosežene so bile časovne ločljivosti okoli 100 ps [3]. Merjenje časa leta lahko izboljša tudi pozitronsko elektronsko tomografijo, ki je eno od osnovnih orodij v medicinski diagnostiki (posebej onkološki).

Največ možnosti za tehnološke uporabe plazovnih fotodiod je na področju optičnih telekomunikacij in različnih optičnih merilnih sistemov [12].

4.

Testni program – analiza Gausovih funkcij

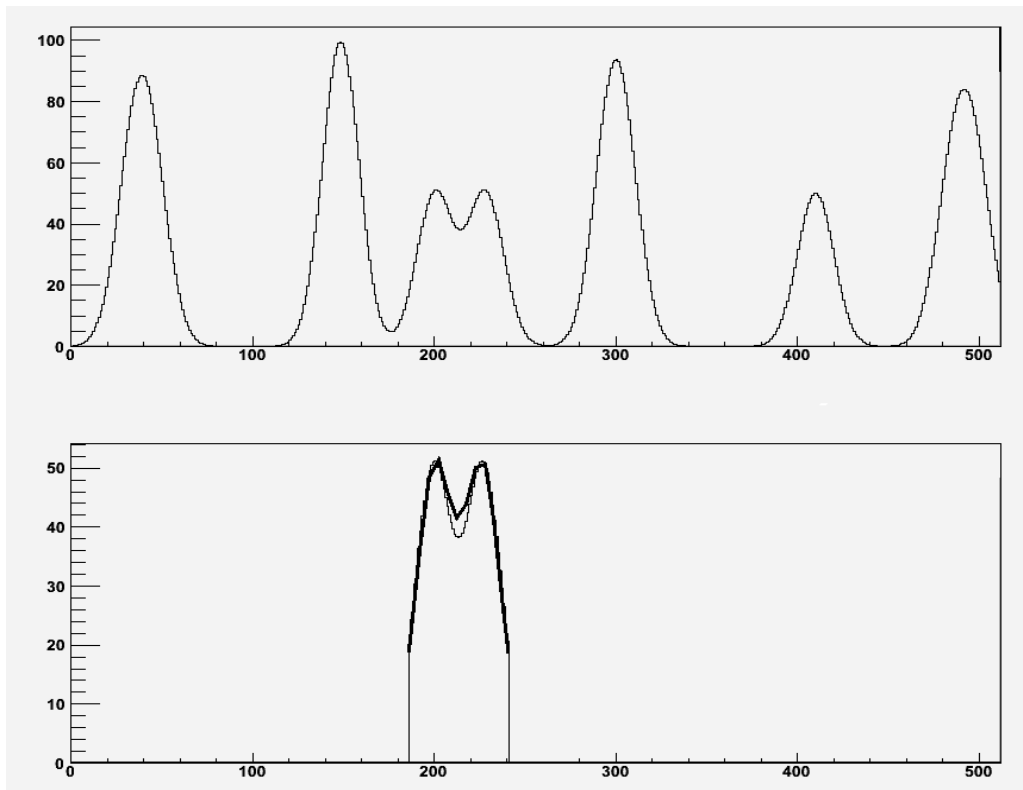
Delo sem začel s poskusnim programom, ki je analiziral gausove funkcije, ki jih je sam generiral. Na tem programu sem testiral nekatere metode in preveril njihovo učinkovitost v idealnih pogojih (signal gausova funkcija brez šuma).

Pri pisanju programov sem uporabljal programsko orodje ROOT, ki je bilo namensko razvito za obdelavo velikih količin podatkov in vsebuje mnoga že pripravljena orodja, potrebna za analizo (<http://root.cern.ch/drupal/>). Poskusni program, na katerem sem preizkusil nekatere metode in se spoznaval s programskimi orodji se imenuje gausfitter .

4.1 Opis programa

Program je namenjen prepoznavanju Gausove krivulje, ki se nahaja v točno določenem časovnem oknu med „šumom“ Gausovih krivulj z enakimi amplitudami in sigmami. V oknu 512 točk program ustvari izbrano število gausovih krivulj z vnaprej določenima širino in amplitudo. Glavna funkcija označi območje okoli iskane točke, določi število Gausov, ki se tam nahajajo in nanje prilagodi isto število izbranih (v našem primeru seveda Gausovih) prilagoditvenih funkcij. Pri ustvarjanju vhoda program izbere naključno število od 0 do 512 in nato okoli njega generira funkcijo gaus iz knjižnice ROOT. To se ponavlja do izbranega števila Gausovih funkcij. Centri Gausovih krivulj se shranijo. Območje, ki nas zanima, je dobljeno tako, da program odčita višino signala na iskani točki. Če je signal višji od neke določene meje, program nato preverja višino signala levo in desno od iskane točke, dokler signal ne pade pod to mejo ali pa je oddaljenost od točke večja, kot je predpisano (lahko določimo največjo dovoljeno časovno oddaljenost od iskane točke). Signal v označenem območju se nato integrira in tako določi, približno koliko Gausovih krivulj vsebuje.

Glavni del programa je Tvirtualfitter, orodje ROOT, ki na signal prilagodi predpisano število funkcij. Oblika funkcij, ki jih program prilagaja, je poljubna (v tem primeru vsota Gausovih funkcij) in jo določimo v posebni programski funkciji (fitf2g). Tvirtualfiter potrebuje tudi začetne pogoje, torej tukaj centre gausovih krivulj, ki jih določimo kot enakomerno razporejene med zgornjo in spodnjo mejo območja, ki nas zanima.

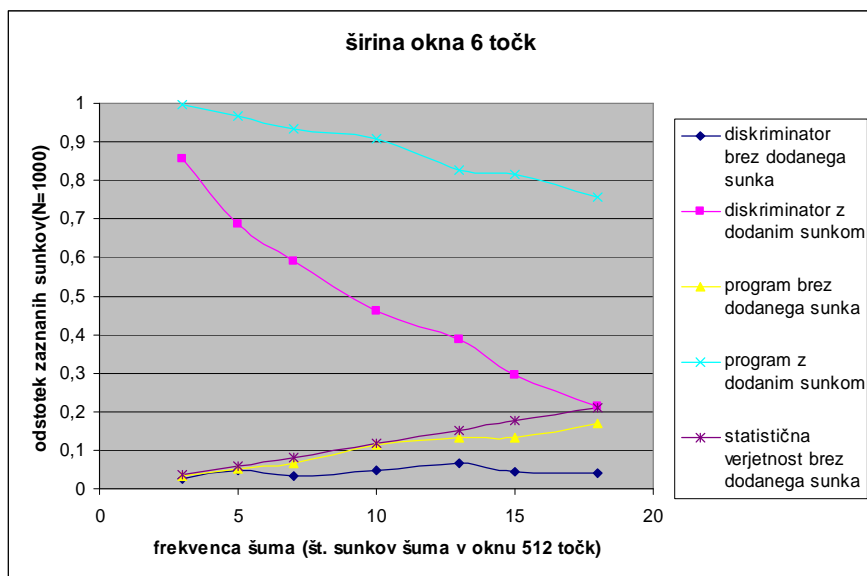


Slika 4.1.1: grafični rezultat programa. Ker nas zanima območje okoli časa 200 program najprej izolira to območje in nato prilagodi primerno število gausovih krivulj (spodaj). Prilagojena funkcija je označena z debelejšo črto na spodnjem delu slike.

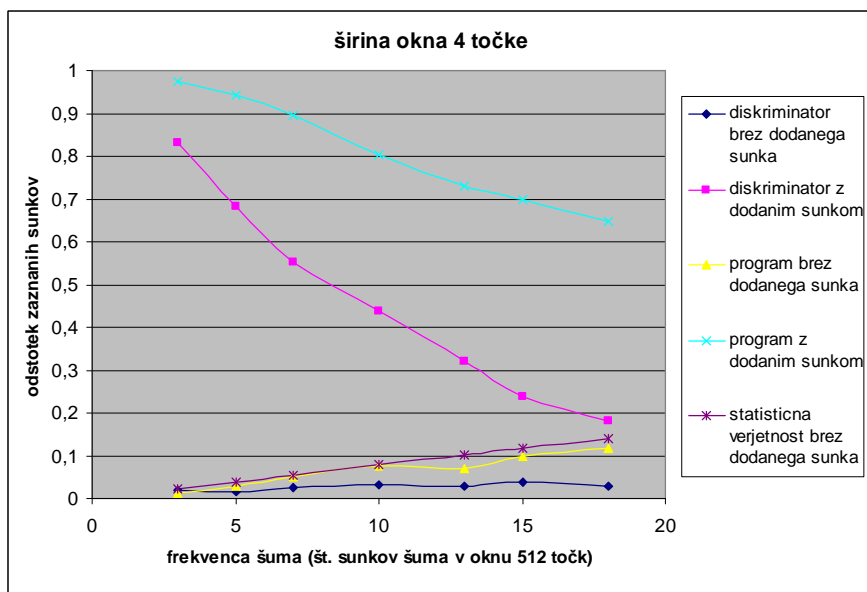
4.2 Preizkus programa in primerjava z diskriminatorjem

Učinkovitost programa sem preverjal v primerjavi s programom, ki je izvajal preprosto diskriminacijo. Štel sem sunke, ki jih je v določenem oknu zaznal program diskriminator, ki je za sunek štel prehod signala čez polovično višino sunka v tem oknu, in sunke, ki jih je v oknu enake širine zaznal gausfitter.

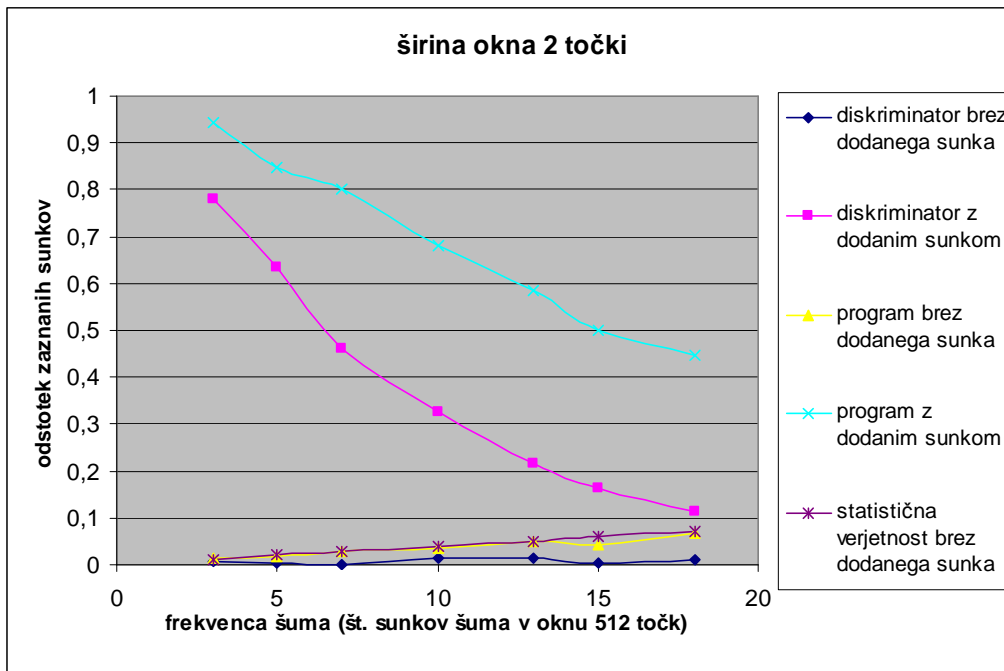
Preverjal sem delovanje obeh programov, ko je bila poleg naključnih gausovih funkcij prisotna tudi »prava« funkcija, torej umetno postavljena v iskan položaj, in ko tega umetnega sunka na iskanem položaju ni bilo. Program je izvedel cikel 1000 poskusov za vsako število generiranih gausovih krivulj (od 3 do 18) in za tri različne širine okna, v katerem iščemo našo funkcijo. Nisem spreminjal širin samih gausovih funkcij (10 točk) niti širine samega območja (512 točk). Rezultati testa so vidni na spodnjih grafih in kažejo, da gausfitter zazna veliko večji odstotek iskanih sunkov kot preprost diskriminator. Ta razlika se povečuje s povečevanjem frekvence šuma.



Slika 4.2.1: Krivulje zaznanih sunkov znotraj okna širine 6 točk



Slika 4.2.2 : Krivulje zaznanih sunkov znotraj okna širine 4 točk



Slika 4.2.3 : Krivulje zaznanih sunkov znotraj okna širine 2 točk

4.3 Princip prilagajanja

Pri iskanju najboljše prilagoditvene funkcije uporablja program metodo iskanja parametrov prilagoditvene funkcije, ki minimizirajo hi kvadrat med vrednostmi histograma podatkov in same prilagoditvene funkcije [5]. Hi kvadrat je definiran kot

$$\frac{c^2}{2} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n \left(\frac{f_i(\mathbf{x}_i, \mathbf{j}) - F_i}{s_i^2} \right)^2, \quad (4.3.1)$$

kjer f_i predstavlja prilagoditveno funkcijo (funkcija koordinat x_i in parametrov j_i), F_i vrednosti histograma podatkov za te koordinate, s_i pa napake merjenih vrednosti.

Minimum tega izraza bo dosežen, ko bodo odvodi hi kvadrat po vseh parametrih enaki 0

$$\frac{\partial c^2}{\partial j_i} = \sum_{i=1}^n \left(\frac{1}{s_i^2} \frac{\partial f}{\partial j_i} f(x_i, \mathbf{j}) - F_i \right) = 0. \quad (4.3.2)$$

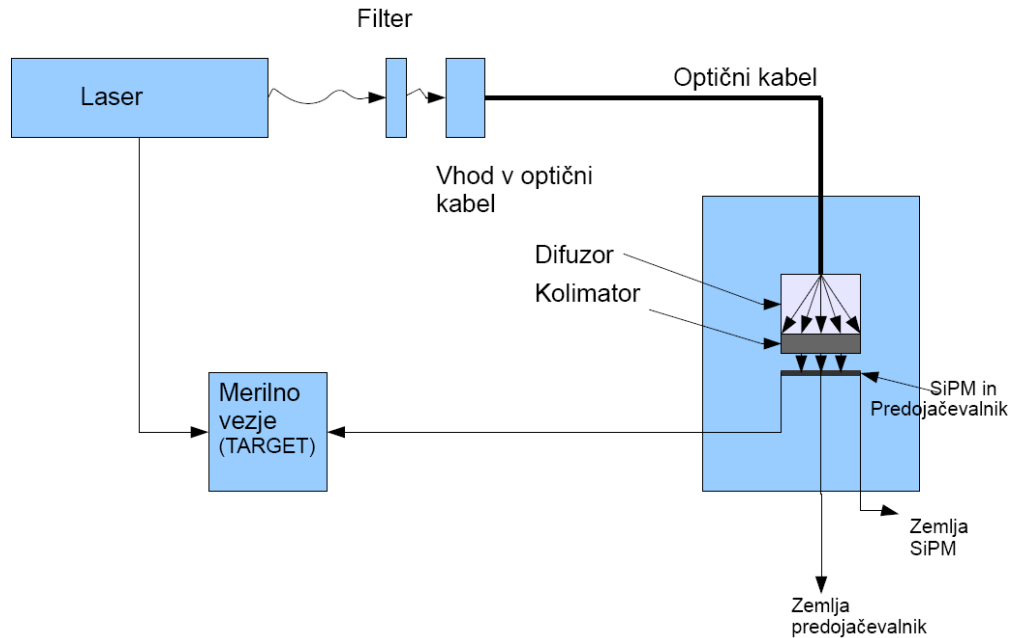
To nam da homogen sistem enačb, za katere program išče rešitev z metodo diagonalizacije matrike parametrov.

5.

Wavan, program za analizo signalov fotopomnoževalk

5.1 Postavitev eksperimenta

Za uspešno analizo je pomembno poznati obliko, v kateri pridejo podatki v obdelavo. Nastavitev eksperimenta je prikazana na sliki (5.1.1). Uporabljene so bile tri različne Silicijeve fotopomnoževalke proizvajalca Hamamatsu, zaprte v temni škatli, ki so merile svetlobo valovne dolžine 635 nm iz laserskega izvora.

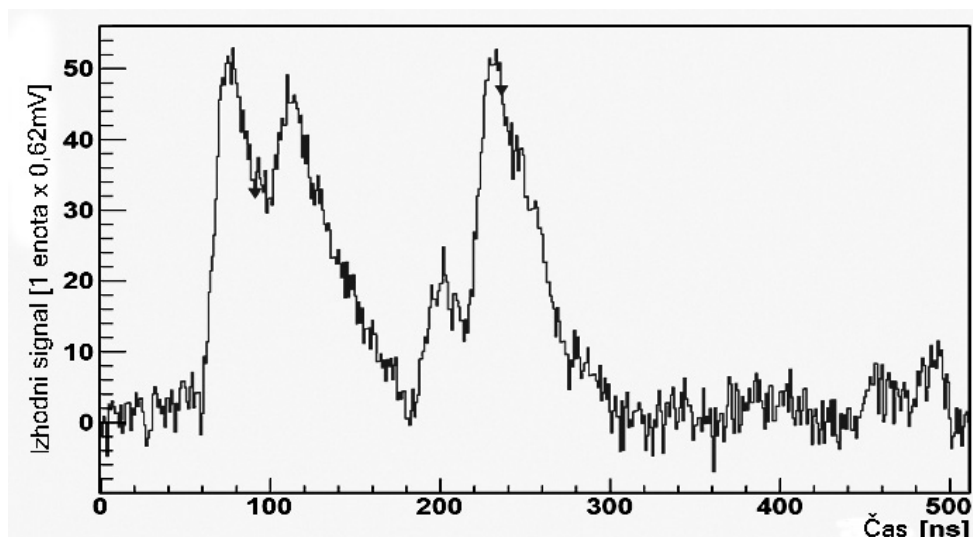


Slika 5.1.1 : postavitev eksperimenta

Laser je bil nastavljen v pulzni način, z dolžino pulzov na polovični višini približno 30 ps in frekvenco 1 kHz. Svetloba je najprej potovala skozi filter, ki je reguliral intenziteto

svetlobe, in nato prek optičnega kabla do sistema difuzorja in kolimatorja ter na samo fotopomnoževalko. Laserski sprožilec je hkrati s svetlobnim pulzom sprožil tudi merilno vezje, ki je zajemalo podatke iz sensorja in jih shranjevalo v digitalni obliki. Osnovni del merilnega vezja je sistem TARGET, v katerem je čip BLAB, sposoben hkrati vzočiti (digitalizirati signal) do 16 signalov pri hitrostih od 100 MHz do 2.5 GHz. Pri naših meritvah je bila hitrost vzorčenja okoli maksimuma, saj je vezje zabeležilo vrednost signala v povprečju vsake 0.45 ns (dejanski čas med meritvama je malenkostno nihal okoli te vrednosti) in izvedlo 512 meritev. Signal je bil tako vzorčen v časovnem oknu, širokem okoli 230 ns.

V detektorjih delcev so merilni sistemi izpostavljeni trkom s težkimi delci (nevtroni ipd.). Pri silicijevih fotopomnoževalkah to pomeni poškodbe fotodiod, ki imajo za posledico večanje temnega šuma s časom. Pri nekaterih meritvah je bil zato poleg temnega prisoten tudi svetlobni šum, saj je bila škatla s fotopomnoževalko malenkost priprta in je vanjo lahko vdrlo majhno število fotonov, s čimer je bila simulirana večja pogostost temnega šuma.



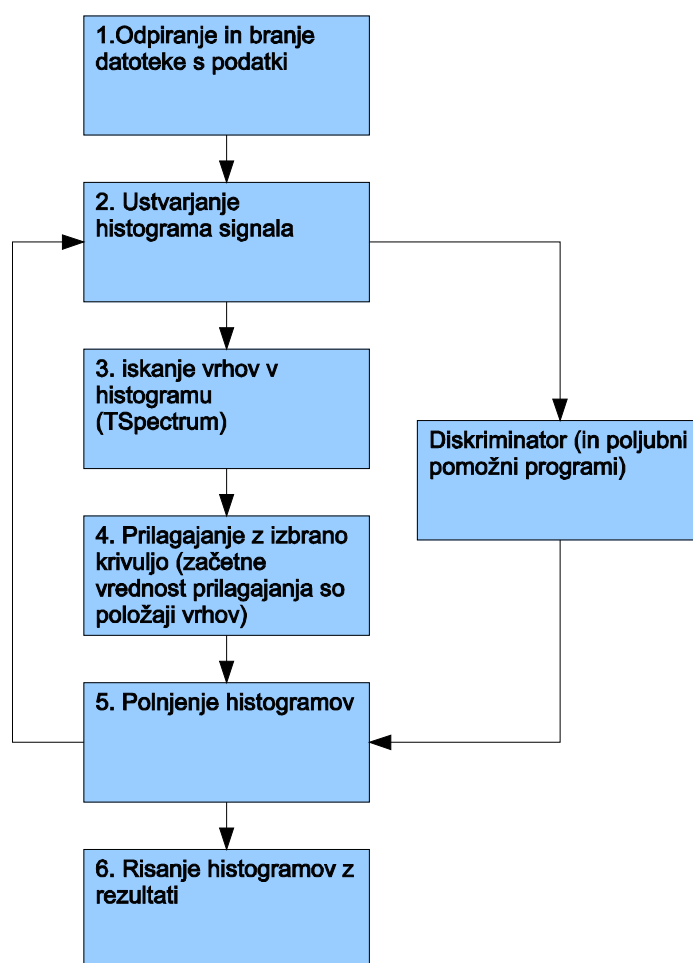
Slika 5.1.2: Primer signala iz MPPC-ja. Vidna sta dva vrhova, ki ustrežata enofotonskemu sunku, in dva manjša, ki sta posledica drugotnih sunkov.

Meritve so bile zasnovane z namenom ugotovitve učinkovitosti zaznavanja fotonov in natančnosti zaznavanja časa njihovega prihoda v nadzorovanih okoliščinah pri različni pogostosti šumnih sunkov.

5.2 Opis programa

Wavan je program za analizo signalov iz plazovnih fotodiod v geigerjevem načinu delovanja. Njegova glavna naloga je izračunati čim boljši približek signala in tako omogočiti, da se iz signala potegne kar največ informacij.

Na spodnjem diagramu je prikazano zaporedje glavnih procesov, ki se izvršijo ob zagonu glavne funkcije.



Slika 5.2.1: Zgradba glavne programske funkcije

Jedro programa sestavlja zanka, znotraj katere se sestavi histogram posamičnega dogodka, nakar se na tem histogramu izvršita funkciji za iskanje vrhov in prilagajanje.

Parametri prilagoditvenih krivulj se shranijo in z njimi se napolnijo histogrami. Vzporedno z glavno analizo poteka preprosta diskriminacija, ki nam omogoča oceno učinkovitosti in natančnosti. V primeru, da želimo analizirati samo posamičen dogodek, se zanka pri izbranem dogodku prekine in izriše se histogram dogodka in izračunane prilagoditvene funkcije (ta proces ni označen na sliki 5.2.1).

5.3 Določanje približnega položaja »zanimivih« vrhov v histogramu, uporaba Tspectrum

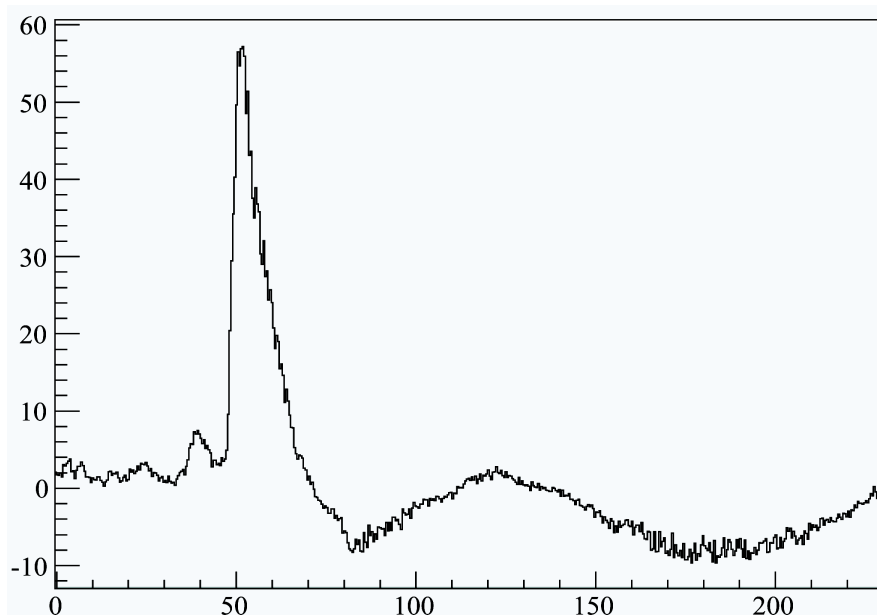
Stopnjo uspešnosti programa za analizo signala iz silicijeve fotopomnoževalke v veliki meri določata dva postopka. Prvi je določanje vrhov, ki nas zanimajo, drugi pa je kar najboljša izbira prilagoditvene funkcije, s katero posnemamo obliko signala.

Pri prehodu iz gausovih funkcij na dejansko obliko signala iz plazovnih fotodiod se je izkazalo, da prejšnji sistem izoliranja majhnega območja in nato določanja začetnih vrednosti prilagajanja le približno, ni primeren. Zaradi šuma in neoptimalne oblike prilagoditvene funkcije je potrebno začetne vrednosti natančneje določiti.

V ta namen sem uporabil orodje ROOT, Tspectrum. TSpectrum v histogramu išče vrhove, ki ustrezajo vnaprej določenim pogojem glede višine in širine vrha. Število najdenih vrhov in njihove koordinate se shranijo in kasneje lahko vrhove, ki gredo v nadaljnjo analizo, še dodatno omejimo (v mojem primeru z zahtevo, da naj bo njihova višina večja od določene minimalne višine).

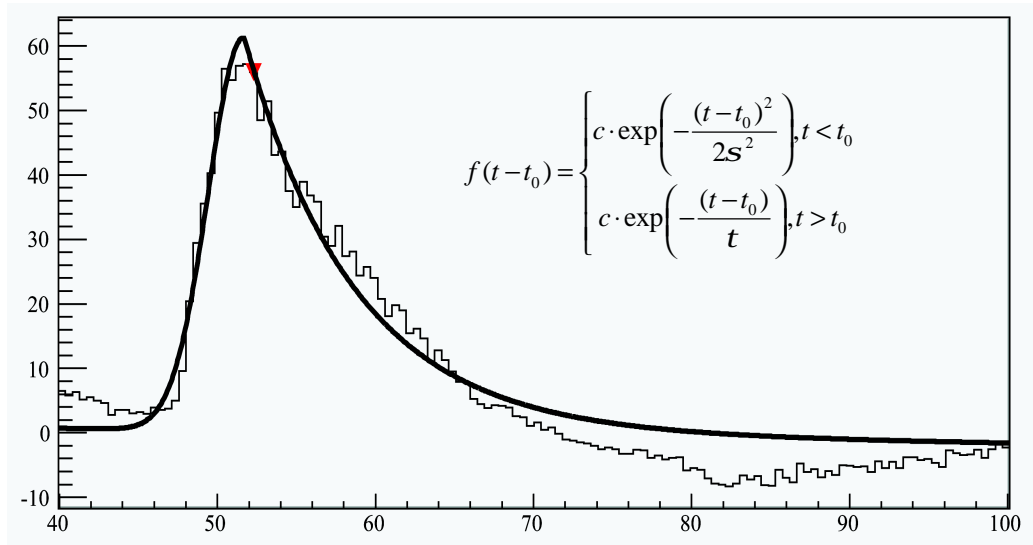
5.4 Definicija prilagoditvene funkcije – določitev optimalne funkcije za prilagajanje in opis parametrov prilagajanja

Za določitev najboljše prilagoditvene funkcije sem v posamičnih meritvah, opisanih v 6. poglavju, s pomočjo višin sunkov v T_{spectrum} določil približno višino, ki ustreza enofotonskemu sunku (enofotonski vrh se je jasno ločil od drugih na diagramu korelacije med izmerjenim časom in višino sunka), nakar sem s programom izločil sunke približno te višine in izračunal njihovo povprečje. Tako sem iz približno 700 enofotonskih sunkov dobil povprečen sunek, na katerega sem prilagajal različne funkcije in primerjal odstopanja hi-kvadrata. Na spodnjih slikah so na povprečen signal prilagojene različne funkcije in v tabeli podana njihova odstopanja od povprečnega signala.



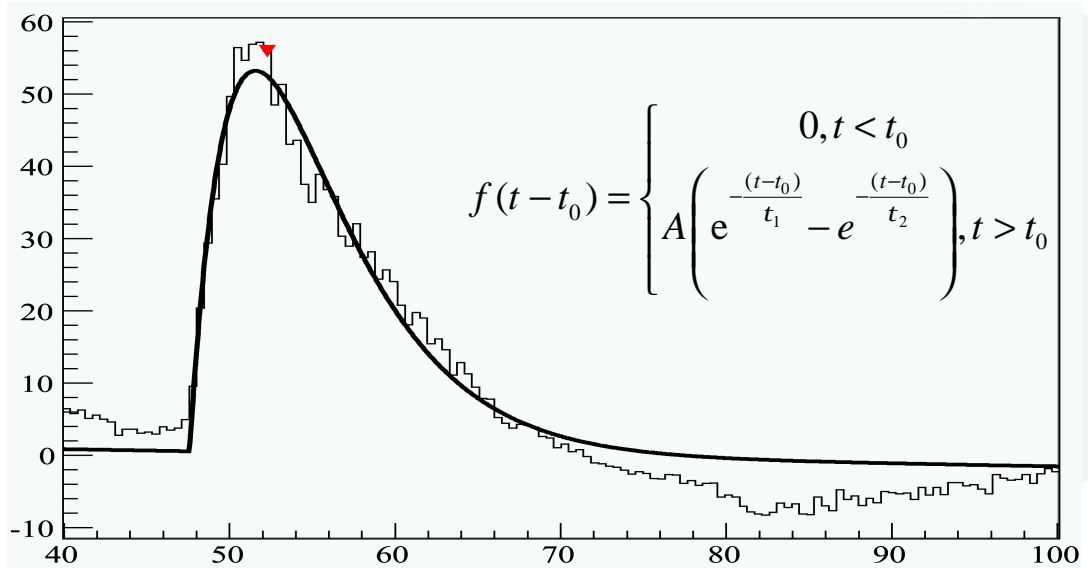
Slika 5.4.1: povprečna oblika enofotonskega signala. Enote na x osi so ns in na y osi $0.62 \cdot \text{mV}$. Po ostrem vrhu sledi nihanje signala pod začetno vrednost.

Najprej sem poskušal s kombinacijo gausove in eksponentne funkcije.



Slika 5.4.2: krepkejša črta predstavlja prilagoditveno funkcijo, ki je kombinacija gausove in eksponentne funkcije (formula zgoraj desno). Spojeni sta pri času t_0 . Rdeči trikotnik predstavlja položaj vrha, kot ga je zaznal Tspectrum. Enote na x osi so ns in na y osi 0.62*mV.

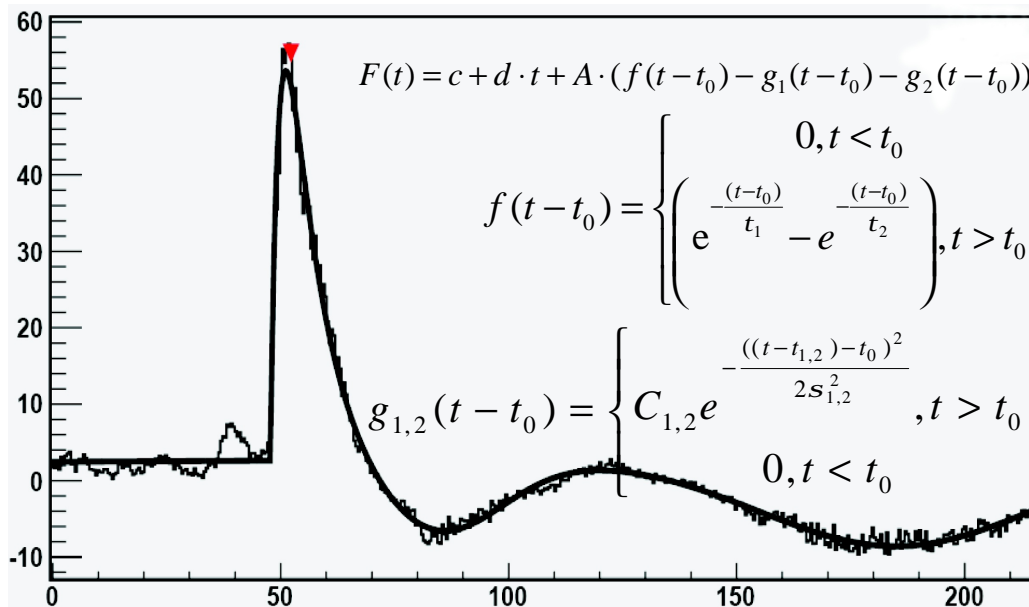
Bolje se je izkazala razlika dveh eksponentnih funkcij.



Slika 5.4.3: Razlika dveh eksponentnih funkcij. Enote na x osi so ns in na y osi 0.62*mV.

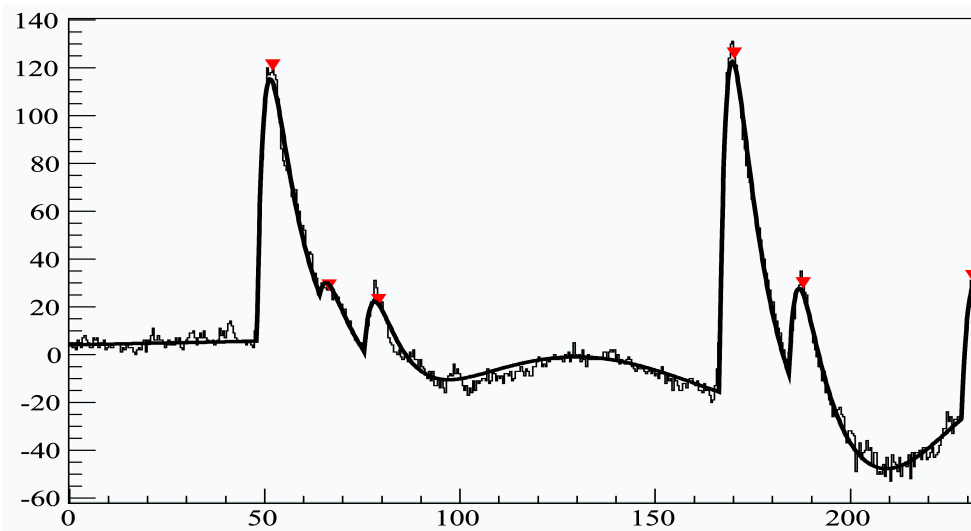
Kot je vidno na sliki 5.4.3, je ta približek dober za vrh, a ne opiše rahlega negativnega nihaja po vrhu. To sem popravil tako, da sem razliki eksponentnih funkcij dodal še dve

gausovi funkciji, obrnjeni v negativno smer. Možnost nagiba celotnega signala sem opisal s prištetjem linearne funkcije.



Slika 5.4.4: Končna oblika prilagoditvene funkcije. Celotna funkcija ima 12 parametrov, od katerih jih fiksiramo 8. Spremenljivke so samo A in t_0 , in c, d . Enote na x-osi so ns in na y-osi $0.62 \cdot \text{mV}$.

Na sliki 5.4.5 je hkratna prilagoditev več vrhov.

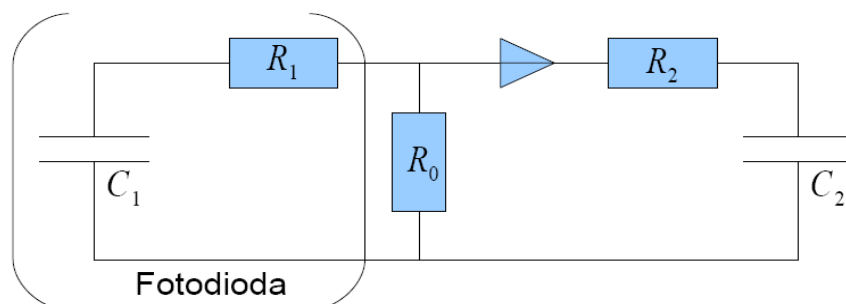


Slika 5.4.5: S krepko črto je označena prilagoditvena funkcija za pet vrhov.

Potrebno je dodati, da se je oblika te enofotonske funkcije malenkostno spreminjala pri meritvah z različnimi fotodiodami, zaradi česar je bilo potrebno parametre a , b , $s_{1,2}$, $t_{1,2}$, $C_{1,2}$ prilagoditvene funkcije ustrezno spremeniti.

5.5 Fizikalna podlaga oblike prilagoditvene funkcije

Izbrana prilagoditvena funkcija izvira iz izračuna poteka napetosti, za katerega osnovo je bilo uporabljeno efektivno vezje, ki simulira dogajanje v merilnem vezju. Dejansko vezavo (slika 3.3.1) lahko poenostavimo na tisto, ki je na sliki 5.5.1. Vezje je sestavljeno iz dela, ki simulira fotodiodo, na levi in RC člena, ki predstavlja oblikovanje signala v ojačevalniku, na desni. Med njima je element, ki le prenese vrednosti napetosti iz leve na desno polovico (ima visoko vhodno in nizko izhodno upornost). Ker je sunek toka tako hiter, lahko zanemarimo kondenzator, ki je med fotodiodo in ojačevalnikom v originalnem vezju. Merimo napetost prek kondenzatorja C_2 .



Slika 5.5.1: Efektivno vezje ki približno ponazori dogajanje med sunkom na fotopomnoževalki in meritvijo napetosti. Ob sprožitvi sunka se v trenutku nabije kondenzator C_1 , ki se nato prazni. Napetost merimo na kondenzatorju C_2 .

Sproženje plazue v fotodiodi predstavimo s takojšnjim nabitjem kondenzatorja C_1 (naboj na kondenzatorju je takrat enak $Q_0 = C_1 \cdot (V_{zaporna} - V_{prebojna}) = C_1 \cdot V_{OV}$, kjer je V_{OV} razlika napetosti med zaporno in prebojno napetostjo), ki se nato prazni skozi upora R_1 in R_0 . Napetost na križišču med njima lahko tako opišemo kot

$$U_1 = U_{ov} \frac{R_0}{R_1 + R_0} \cdot e^{-\frac{t}{(R_1 + R_0)C_1}} \quad (5.5.1)$$

Spreminjanje naboja na drugem kondenzatorju nam da rešitev enačbe

$$U_1 - R_2 \cdot \frac{dq}{dt} - \frac{q}{C_2} = 0 \quad (5.5.2)$$

Ko vanjo vstavimo U_1 in jo prepisemo v ustrezno obliko, dobimo

$$\frac{dq}{dt} + \frac{q}{t_2} = U_1 \frac{R_0}{R_2(R_1 + R_0)} \cdot e^{-\frac{t}{(R_1 + R_0)C_1}} \quad (5.5.3)$$

Rešitev je oblike

$$q(t) = U_{ov} \frac{R_0}{R_2(R_1 + R_0)} \frac{1}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)} \left(e^{-\frac{t}{t_2}} - e^{-\frac{t}{t_1}} \right) \quad (5.5.4)$$

Torej je izraz za napetost, ki jo merimo čez drugi kondenzator v odvisnosti od časa, enak

$$U_2(t) = \frac{q(t)}{C_2} = U_{ov} \frac{R_0}{t_2(R_1 + R_0)} \frac{1}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)} \left(e^{-\frac{t}{t_2}} - e^{-\frac{t}{t_1}} \right) \quad (5.5.5)$$

Vidimo, da je od časa odvisen le tisti del izraza, v katerem nastopa razlika dveh eksponentov, kar uporabimo za osnovo prilagoditvene funkcije.

6.

Testi in analiza učinkovitosti programa

Pri meritvah so bili uporabljeni naslednji modeli silicijevih fotopomnoževalk proizvajalca Hamamatsu :

1. Model 1: S 10931-100P, s površino 3mm x 3mm in mrežo 900 plazovnih fotodiod (pikslov). Površina, ki jo pokriva en piksel, je 100 mm^2 . Pri teh poizkusih je bila zaporna napetost na fotopomnoževalki enaka 70,1 V. Meritev s tem modelom sem označil kot meritev 1.

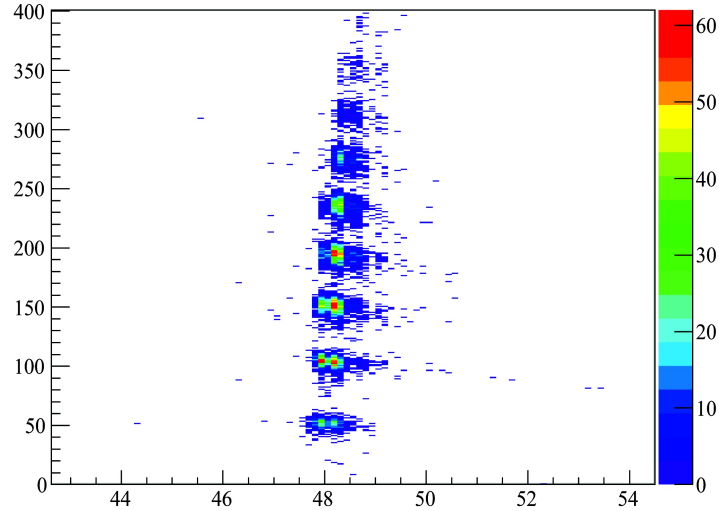
2. Model 2: S10362-11-025C s skupno površino 1 mm x 1mm in mrežo s 1600 piksli (površina, ki jo pokriva en piksla je 25 mm^2). Zaporna napetost pri tej seriji meritev je bila 71,6 V. Meritve s to fotopomnoževalko sem označil kot meritve 4 in 5 (pri meritvi številka 5 je bil prisoten dodaten šum).

3. Model 3: S10362-11-100U s skupno površino 1 mm x 1 mm in 100 piksli (površina, ki jo pokriva en piksel, je 100 mm^2). Pri meritvah s to fotopomnoževalko je bila napetost enaka 70,5 V. Označeval sem jih kot meritvi 2 in 3 (pri meritvi številka 3 je bil prisoten dodaten šum).

Izvedenih je bilo torej 5 meritev, poleg osnovnih še dodatni meritvi s povečanim šumom na modelih dve in tri. Pri vseh meritvah je bil prisoten predojačevalnik (približno 30-kratno ojačanje), pri meritvi s prvim modelom pa še dodaten hitri ojačevalec (približno 20-kratno ojačanje). Vezavo fotodiode prikazuje slika 2.2.4.

6.1 Analiza faktorja pomnoževanja

Program Wavan lahko poleg časa prihoda sunka določi tudi njegovo višino. Ti podatki so zbrani v dvodimenzionalnem grafu korelacije med časom in višino sunka (sliki 6.1.1 in 6.1.2). Na njem se jasno vidi vrhove, ki jih povzročijo sunki z različnim številom fotonov. Na sliki so vidni vrhovi od enofotonskega do osemfotonskega sunka. To nam omogoča bolj natančno oceno uspešnosti programa in tudi lastnosti samega detektorja.



Slika 6.1.1: Korelacija med časom in višino sunka. Uporabljen je bil tretji model MPPC-ja, meritev številka 2. Enote na x osi so ns, na y osi pa 0.62 mV. Lepo so vidni vrhovi, ki pripadajo sunkom z različnimi števili fotonov (od najnižjega enofotonskega vrha do najvišjega osem-fotonskega).

Faktor pomnoževanja fotopomnoževalke je enak številu nabojev, ki jih sproži en sam začetni fotoelektron. Zanima nas torej, kakšna je povezava med sunkom napetosti, ki ga zaznamo na izhodu merilnega vezja, in nabojem, ki je nastal ob plazu v fotodiodi. Kot smo ugotovili v prejšnjem poglavju, je napetost, ki jo merimo čez kondenzator, enaka

$$U_2(t) = \frac{q(t)}{C_2} = U_{ov} \frac{R_0}{t_2 (R_1 + R_0)} \frac{1}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)} \left(e^{-\frac{t}{t_2}} - e^{-\frac{t}{t_1}} \right) \quad . \quad (6.1.1)$$

Če to napetost integriramo po času, dobimo

$$\int_0^{\infty} U_2(t) dt = U_{ov} \frac{R_0}{t_2 (R_1 + R_0)} \frac{1}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)} \left(\int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{t_2}} dt - \int_0^{\infty} e^{-\frac{t}{t_1}} dt \right). \quad (6.1.2)$$

Ko upoštevamo enakost

$$\int_0^{\infty} e^{-ax} dx = \frac{1}{a}, \quad (6.1.3)$$

sledi

$$\int_0^{\infty} U_2(t) dt = U_{ov} \frac{R_0}{t_2 (R_1 + R_0)} \frac{1}{\left(\frac{1}{t_1} - \frac{1}{t_2}\right)} (t_2 - t_1) \quad (6.1.4)$$

in po preureditvi dobimo relacijo

$$\int_0^{\infty} U_2(t) dt = U_{ov} C_1 R_0 = Q_0 R_0. \quad (6.1.5)$$

Obstaja torej preprosto sorazmerje med integralom napetosti na izhodu in količino naboja, ki se je sprožila na fotodiodi Q_0 . Faktor pomnoževanja G izračunamo kot

$$G = \frac{Q_0}{q_0} = \frac{\frac{1}{R_0} \int_{t_0}^{t_1} U_2 dt}{q_0}, \quad (6.1.6)$$

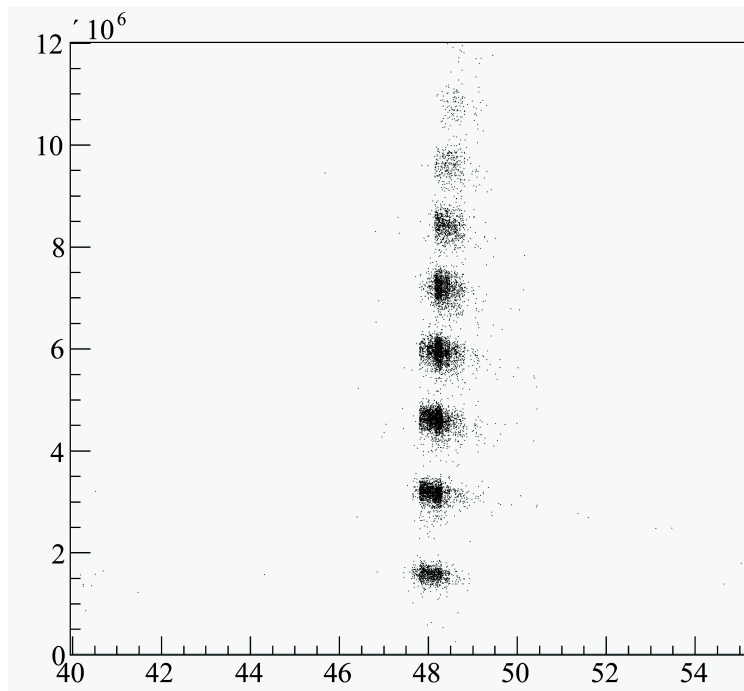
kjer je $q_0 = 1.6 \cdot 10^{-16} \text{ As}$ osnovni naboj, R_0 pa vrednost upora, ki je bila pri mojih meritvah 50Ω . Program wavan izračuna ta integral kot integral pozitivnega dela prilagoditvene funkcije, torej razlike dveh eksponentnih funkcij, ki se jo zlahka integrira (negativna nihanja zanemarimo). Tako potrebujemo vsakič vrednosti treh parametrov za izračun integrala. Integral je enak

$$I = A \cdot (t_1 + t_2). \quad (6.1.7)$$

Faktor pomnoževanja pa je

$$G = \frac{1}{P} \frac{A \cdot (t_1 + t_2)}{R_0 q_0}. \quad (6.1.8)$$

Faktor P v tej formuli upošteva ojačanje, ki ga daje ojačevalnik. Ojačanja se na ta način izračunajo in shranijo v histogramu.



Slika 6.1.3: Porazdelitev vrednosti ojačanja pri meritvi številka 2. Na x osi je predstavljen čas sunka v ns, na y osi pa število osnovnih nabojev v sunku. Najnižji “madež” pripada enofotonskim sunkom. Višji pa so posledica več fotonov v sunku.

Slika 6.1.3 predstavlja količino naboja v odvisnosti od zaznave časa sunka pri meritvah z modelom S10362-11-100U pri napetosti 70,5 V. Prvi vrh predstavlja ojačanje enofotonskih vrhov. S prilagajanjem Gausove krivulje na ta vrh, dobimo povprečno vrednost pomnoževanja enofotonskega vrha, ki je $G = 1,6 \cdot 10^6$. Ta vrednost je reda velikosti tovarniško izmerjene (pri priporočeni napetosti in temperaturi 25°C) $2,4 \cdot 10^6$ [7]. Več o odstopanju bi nam povedale meritve pomnoževanja na tej fotodiodi v odvisnosti od zaporne napetosti in temperature. Vrednosti višjih vrhov podajajo ojačanje večfotonskih sunkov. Če te vrednosti delimo s številom fotonov v sunku, dobimo povprečno ojačanje enega piksla ob večfotonskih sunkih.

V tabeli 6.1.1 so podane povprečne vrednosti integralov in ojačanja za različne meritve.

meritev		absolutne vrednosti integralov	napaka	relativne vrednosti enofotonskih integralov	ojačanje*10 ⁵
1	1 vrh	1240	1,5	1240	1,5996
	2 vrh	2587	13	1347	1,73763
2	1 vrh	608	1,8	608	15,6864
	2 vrh	1224	1,3	616	15,8928
	3 vrh	1774	1,3	550	14,19
	4 vrh	2285	1,6	511	13,1838
	5 vrh	2769	2,6	484	12,4872
	6 vrh	3237	7,2	468	12,0744
3	1 vrh	616	2,7	616	15,8928
	2 vrh	1230	1,5	614	15,8412
	3 vrh	1780	1,4	550	14,19
	4 vrh	2290	1,6	510	13,158
	5 vrh	2780	2,1	490	12,642
	6 vrh	3240	5,5	460	11,868
4	1 vrh	201	0,48	201	5,1858
	2 vrh	428	0,74	227	5,8566
	3 vrh	646	1,32	218	5,6244
	4 vrh	841	2,1	195	5,031
	5 vrh	991	1,24	150	3,87
5	1 vrh	225		225	5,805
	2 vrh	460		235	6,063

Tabela 6.1.1: Povprečne vrednosti integralov in ojačanja za vse izvedene meritve. Napaka je izračunana iz prilagojene gausove funkcije (sigma te funkcije). Ojačanje je izračunano iz zgoraj predstavljene formule.

Pri meritvah z modelom S10362-11-025C pri napetosti 71,6 V sem izmeril vrednost ojačanja za enofotonske sunke $5,1 \cdot 10^5$ v primerjavi s tovarniško vrednostjo $2,75 \cdot 10^5$ (ojačanje je manjše kot pri meritvi 70,5 V, ker je manjša površina točke in s tem tudi njena kapaciteta). Pri modelu S 10931-100P je bilo ojačanje pri zaporni napetosti 70,1 V $1,6 \cdot 10^6$, kar je malo manj od vrednosti navedene na sami fotopomnoževalki (tovarniška vrednost je $2,4 \cdot 10^6$).

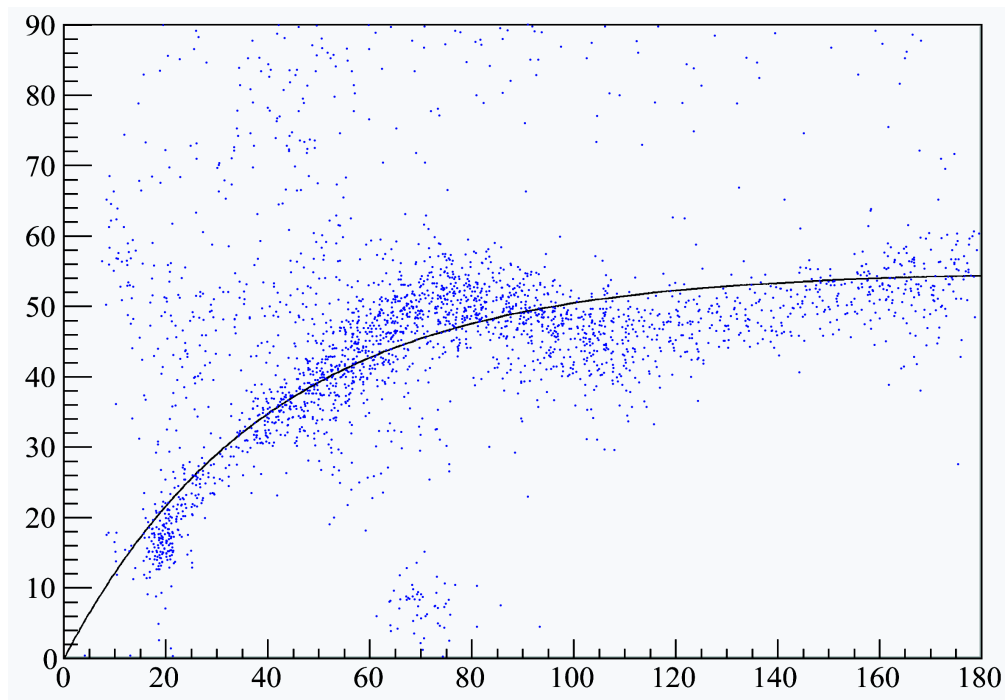
6.2 Mrtvi čas celice

Takoj, ko se v celici sproži plaz, napetost v njej pade in tako ustavi pomnoževanje. V trenutkih, ki sledijo, je celica nesposobna zaznavati fotone, ki bi prileteli nanjo. Čas, ki ga napetost v celici potrebuje, da spet zraste do nivoja, ki omogoča zaznavanje fotonov, imenujemo mrtvi čas. Ta čas lahko ocenimo s pomočjo pojava sekundarnih pulzov. Nekateri elektroni oziroma vrzeli, ki so nastali v plazu, se lahko ujamejo v različnih mrežnih nepravilnostih. Ko se nato po krajšem času spet sprostijo, lahko povzročijo novo verižno reakcijo. Višina sekundarnega pulza je odvisna od tega, koliko časa je preteklo od primarnega. Če se je piksel fotodiode lahko spet »napolnil«, torej je pod polno napetostjo, bo sunek enako visok kot primarni. Pulzi, ki pridejo v zelo kratkem času po primarnem, pa bodo nižji[3],[4].

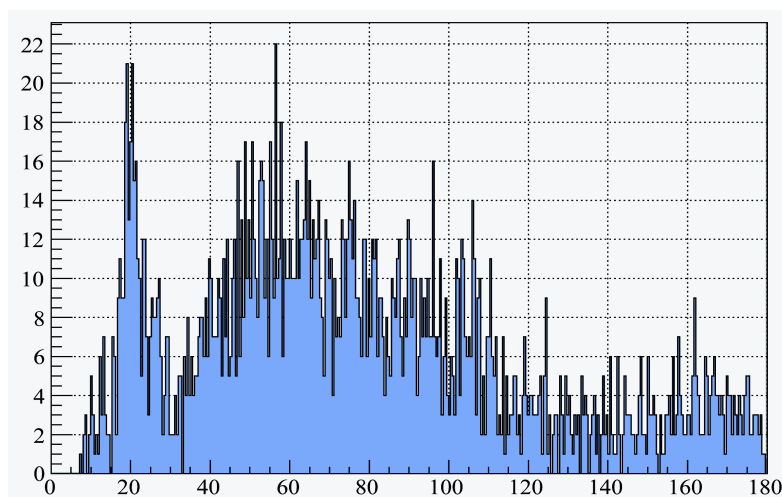
Program Wavan omogoča analizo sekundarnih pulzov. Na sliki 6.2.1 so zbrani časi in višine sunkov, ki so bili drugi po vrsti, kadar sta bila v osnovnem signalu zaznana dva sunka in je prvi prišel ob času največjega vrha (sprožilec). V posamični meritvi je 10000 dogodkov in na spodnjem grafu vidimo, da je bilo dogodkov z dvema pulzoma približno 3200, pri čemer moramo upoštevati, da določenega števila ne moremo pripisati sekundarnim sunkom, saj so ali previsoki in preblizu primarnega (verjetno posledice trka fotona v drug piksel ali termičnega šuma) ali pa prenizki in predaleč, kar lahko pripišemo različnim šumom. Kljub temu je očitno verjetnost za sekundarni dogodek precej visoka.

Iz slike 6.2.1 lahko razberemo, da višine sunkov na področju največje gostote naraščajo do vrednosti približno 60 enot (kar ustreza polni višini enofotonskega sunka) v približno 70 ns, kar nam da oceno časa, ki jo potrebuje napetost na celici fotopomnoževalke, da naraste na približno prvotno višino. Če histogram sekundarnih sunkov projeciramo na x os, dobimo verjetnost za sekundarne dogodke v odvisnosti od časa od primarnega dogodka (slika 6.2.2).

Pri tem histogramu je potrebno upoštevati, da občutljivost zaznavanja pada za manjše sunke. Zato verjetnost sunkov na sliki 6.3.2 navidezno pada za kratke čase po primarnem pulzu, kljub temu da v resnici narašča.



Slika 6.2.1: Histogram sekundarnih sunkov pri meritvi z napetostjo 70,5 V. Enote na x osi so [ns] , na y osi pa [0.62 mV]. V grafu so zbrani dogodki, pri katerih sta bila zaznana točno dva vrha. Vsaka točka predstavlja višino in oddaljenost drugega vrha od prvega. Na histogramu je tudi približno prilagojena funkcija $y = 55 \cdot (1 - \exp(-0.025 \cdot x))$. Polna amplituda 1 fotonskega sunka je $U = 55 \cdot (0.62mV) = 34mV$, časovna konstanta v eksponentni funkciji pa je enaka $t = \frac{1}{0.025} ns = 40ns$, kar nam poda oceno za mrtvi čas posamezne osnovne celice (piksla).



Slika 6.2.2: Verjetnost za sekundarni dogodek pri napetosti 70,5 V. Enote na x-osi so [ns] na y pa število zaznanih sunkov.

6.3 Učinkovitost zaznavanja fotonov programov Wavan in Diskriminator

6.3.1 Teoretična ocena učinkovitosti zaznavanja sunkov

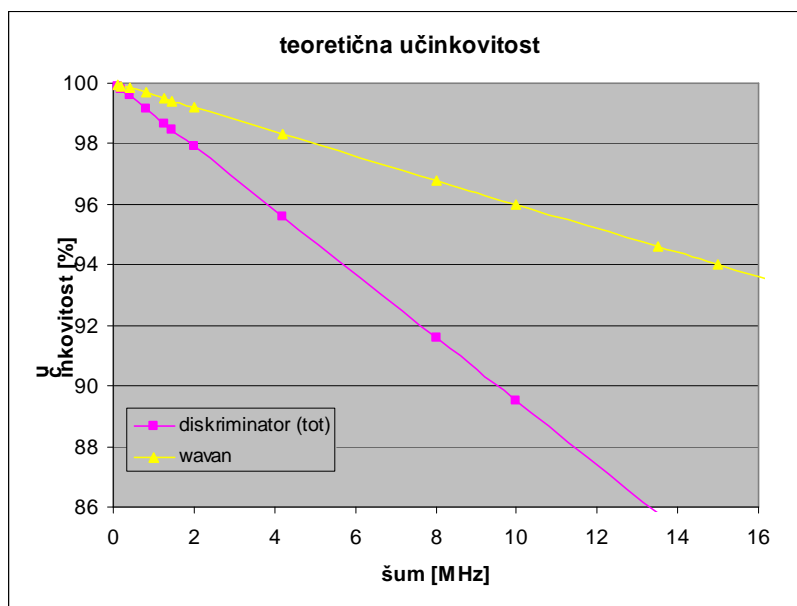
Za preizkus uspešnosti delovanja programa je osnova primerjava med samim programom in osnovnim diskriminatorjem (predvsem kar se tiče sposobnosti zaznavanja Čerenkovih fotonov). Za začetek naredimo oceno učinkovitosti, pri čemer upoštevamo kot faktor, ki zmanjšuje učinkovitost, le nesposobnost razločevanja dveh sunkov, ki sta si blizu (v resnici učinkovitost poslabšujejo še drugi šumi in neidealna funkcija prilagajanja).

Pri Diskriminatorju je to v glavnem odvisno od širine sunka na višini diskriminacije. Ko se v dovolj kratko časovno okno pred iskanj sunek prikrade šumni sunek, ju diskriminator ne zazna, saj se signal med njima ne spusti pod višino diskriminacije. Širino tega časovnega okna sem določil na primeru seštevka dveh povprečnih sunkov, katerih časovni zamik sem spreminjal in pri tem opazoval, pri kateri oddaljenosti v višini diskriminacije med njima ni bilo več razlike. Pri programu Wavan pa je razpoznavanje odvisno od orodja Tspectrum. V primeru že prej omenjenega povprečnega enofotonskega sunka sem z optimizacijo iskalnih parametrov Tspectruma kot spodnjo mejo za razločevanje dveh sunkov določil 6ns. Če sta sunka bližje, ju Tspectrum ne loči, s čimer se izgubi natančna določitev časa začetka drugega sunka. Ker je okno v katerem sem štel sunke široko 4 ns okoli povprečnega časa ($\bar{t} - 2$ ns, $\bar{t} + 2$ ns), in se vrh zaznanega dvofotonskega sunka premakne nekako v sredino med oba enofotonska, lahko v prvem približku upoštevamo, da je čas sunka premaknjen iz iskanega okna, če je drugi sunek od 4 ns do 6 ns oddaljen od prvega. To nam da dve okni, široki 2 ns, kot čas, ki je kritičen za pojav šumnih sunkov in ga uporabimo pri izračunu učinkovitosti.

V tabeli 6.3.1.1 so zbrani teoretični izračuni učinkovitosti zaznavanja (Čerenkovih) sunkov pri različnih stopnjah šuma za diskriminator in program wavan.

frekvenca šuma [MHz]	Učinkovitost dis	Učinkovitost wavan
0,1	99,895	99,96
0,2	99,79	99,92
0,4	99,58	99,84
0,8	99,16	99,68
1,25	98,6875	99,5
1,45	98,4775	99,42
2	97,9	99,2
4,2	95,59	98,32
8	91,6	96,8
10	89,5	96
13,5	85,825	94,6
15	84,25	94
20	79	92

Tabela 6.3.1.1: Primerjava teoretičnih učinkovitosti zaznavanja sunkov. Višina diskriminacije je 50 odstotkov višine enofotonskega sunka. Širina prepovedanega okna za wavan je 4 ns. Širina prepovedanega okna za diskriminator je 12 ns. Učinkovitost nam pove odstotek zaznanih sunkov.



Slika 6.3.1.1: Teoretična učinkovitost zaznavanja sunkov v odvisnosti od stopnje šuma

6.3.2 Izračun učinkovitosti zaznavanja fotonov

Določanje učinkovitosti iz meritev pa je bolj zapleteno, saj je neznano dejansko število fotonov, ki so sprožili plaz na silicijevi fotopomnoževalki in pravo število zaznanih fotonov (med katere so se pomešali šumni sunki). Najprej definirajmo nekaj količin.

$N_{dogodkov}$ - Število vseh dogodkov. Pri naših meritvah je bilo to enako 10000.

$N_{ničel}^0$ - Število ničel (na fotopomnoževalki ni bil sprožen plaz), če odmislimo šum.

$N_{fotonov}^0$ - Število dogodkov, ko je eden ali več fotonov (hkrati) zadelo fotopomnoževalko in sprožilo plaz.

$N_{šum}$ - Število vseh šumni sunkov.

$N_{šum}^0$ - Število šumnih sunkov, ki so se zgodili v tistih dogodkih, kjer ni bilo fotonov.

$N'_{šum}$ - Število šumnih sunkov, ki so se zgodili hkrati s prihodom enega ali več fotonskih sunkov. Če predpostavimo, da je šum naključen, je razmerje med $N_{šum}^0$ in $N'_{šum}$ enako kot razmerje med $N_{ničel}^0$ in $N_{fotonov}^0$. Števila ki bi jih zaznal idelani program, bi bila

$N'_{izmerjenih_sunkov} = N_{šum}^0 + N_{fotonov}^0$ - število vseh zaznanih sunkov

$N'_{izmerjenih_ničel} = N_{dogodkov} - N'_{izmerjenih_sunkov}$ - število zaznanih ničel.

Poleg tega lahko iz meritev ugotovimo še stopnjo šuma (izmerjeno v času, ko ni fotonskih sunkov). Iz teh podatkov lahko sestavimo sistem enačb, ki ga rešimo in izračunamo število fotonskih sunkov kot:

$$N_{fotonov}^0 = \frac{N_{dogodkov} \cdot (N'_{izmerjenih_sunkov} - N_{šum})}{N_{dogodkov} - N_{šum}}. \quad (6.3.2.1)$$

Sedaj moramo upoštevati še dejstvo, da programa wavan in diskriminator ne zaznata vseh sunkov, temveč le

$$N_{izmerjenih_sunkov} < N'_{izmerjenih_sunkov}$$

Podatki, ki jih dobimo iz programa so:

- stopnja šuma $N_{šum}$,
- število izmerjenih ničel $N'_{izmerjenih_ničel}$ in,
- število izmerjenih sunkov $N_{izmerjenih_sunkov}$.

Pri izračunu učinkovitosti začnemo z meritvijo števila ničel $N'_{izmerjenih_ničel}$, iz katerega dobimo število $N'_{izmerjenih_sunkov}$. Skupaj s podatkom o stopnji šuma nam to omogoči, da

določimo število fotonov iz formule (5.3.1.1). Sledi izračun števila šumnih sunkov $N_{\text{šum}}^0$, ki ga je potrebno odšteti od števila dejansko izmerjenih sunkov. Učinkovitost programa v zaznavanja fotonov je potem

$$\begin{aligned} h_{\text{foton}} &= \frac{N_{\text{izmerjenih_sunkov}} - N_{\text{šum}}^0}{N_{\text{fotonov}}^0} = \\ &= \frac{N_{\text{izmerjenih_sunkov}} \cdot (N_{\text{dogodkov}} - N_{\text{šum}}) - N_{\text{šum}} \cdot N'_{\text{izmerjenih_ničel}}}{N_{\text{dogodkov}} (N_{\text{dogodkov}} - N_{\text{šum}} - N'_{\text{izmerjenih_ničel}})} \end{aligned} \quad (6.3.2.2)$$

Za učinkovitost zaznavanja sunkov pa je potrebno vedeti le, koliko sunkov naj bi bilo izmerjenih in koliko jih je bilo dejansko izmerjenih (ne glede na to, ali so bili povzročeni zaradi šuma ali iskanih fotonov). Ta številka nam pove, kako dober je dejansko sam program. Torej

$$h_{\text{sunkov}} = \frac{N_{\text{izmerjenih_sunkov}}}{N'_{\text{izmerjenih_sunkov}}} \quad (6.3.2.3)$$

6.3.3 Meritve

Kot je bilo že omenjeno je bilo analiziranih 5 meritvev s tremi različnimi serijami SiPM-jev. Stopnja šuma se je spreminjala od meritve do meritve in je bila dobljena tako, da so bili prešteti šumni sunki na širšem območju pred vrhom fotonov.

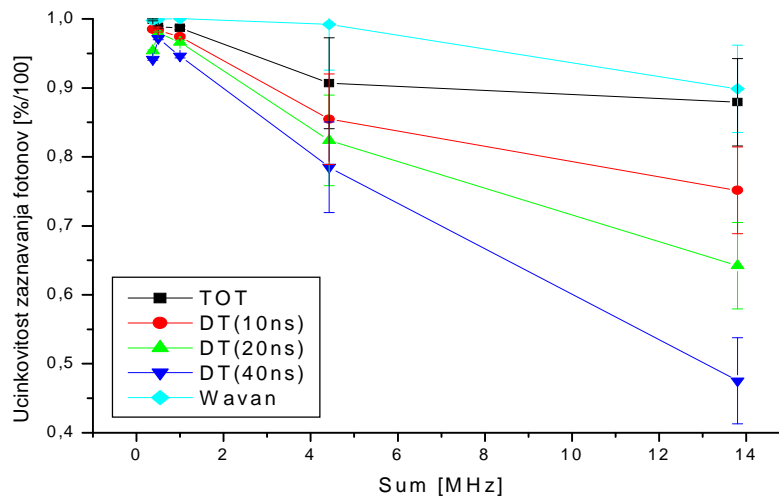
Pri programu Wavan sem okoli povprečnega časa prihoda fotonov vzel okno široko 4 ns, v katerem sem preštel vse zaznane sunke. Pri meritvah z Diskriminatorji sem gledal štiri različne vrste diskriminacije. Pri vseh je za začetek sunka vzeta čas, ko se signal dvigne nad mejo 50 odstotkov višine enofotonskega sunka. Pri metodi TOT (Time over threshold), je za konec sunka vzeta čas, ko se signal spet spusti pod mejo 50 odstotkov višine enofotonskega sunka, pri drugih treh metodah pa je program po zaznanem sunku imel 10, 20 ali 40 nanosekund "mrtvega časa", v katerem je miroval in tako simuliral končen odzivni čas realnih diskriminatorjev. Štetje sunkov se je izvrševalo na enak način kot pri programu wavan. Število ničel sem dobil iz meritve integrala signala v oknu širine 4 ns ($\bar{t} - 2$ ns, $\bar{t} + 2$ ns) okoli povprečnega časa prihoda sunkov. Kot ničelne sem upošteval vse signale, ki so imeli integral manj kot polovico vrednosti 1 fotonoskega integrala. Napaka te številke je bila ocenjena. Rezultati so zbrani v tabelah 6.3.3.1 in 6.3.3.2.

meritev	števílo zaznanih sunkov ($N_{izmerjenih_sunkov}$)					šum ($N_{šum}$)		ničelni sunki ($N'_{izmerjenih_ničel}$)	
	tot	dt 10ns	dt 20ns	dt 40ns	wavan	šum šum	napaka šum	ničelni sunki	napaka ničel
	1	2630	2486	2401	2294	2865	177	13	7113
2	9688	9636	9605	9526	9798	20	4	197	10
3	9698	9572	9492	9296	9831	40	6	175	15
4	8900	8778	8499	8389	8890	15	4	1090	5
5	3398	2957	2580	2003	3465	552	23	6185	100

Tabela 6.3.3.1: Rezultati računalniške analize meritev z ocenami napak

Meritev	šum [MHz]	učinkovitost zaznavanja fotonov				
		tot	dt 10ns	dt 20ns	dt 40ns	wavan
4	0,38	1,00	0,99	0,95	0,94	1,00
2	0,50	0,99	0,98	0,98	0,97	1,00
3	1,00	0,99	0,97	0,97	0,95	1,00
1	4,43	0,91	0,85	0,82	0,79	0,99
5	13,80	0,88	0,75	0,64	0,48	0,90

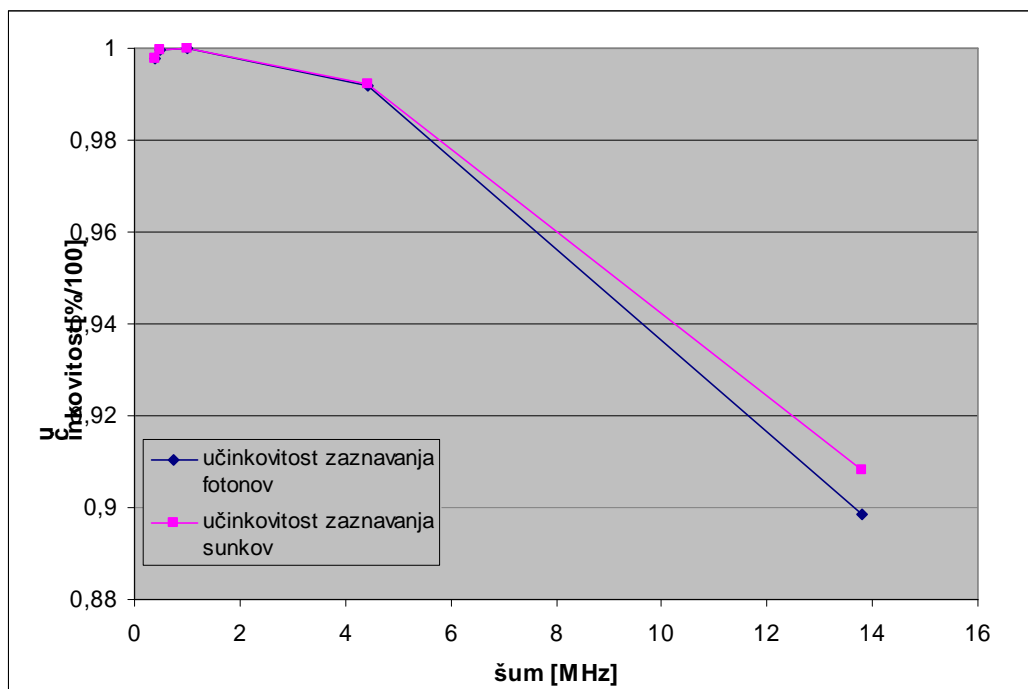
Tabela 6.3.3.2: učinkovitost zaznavanja fotonov



Slika 6.3.3.1: Primerjava učinkovitosti zaznavanja sunkov različnih diskriminatorjev in programa Wavan pri različnih stopnjah šuma

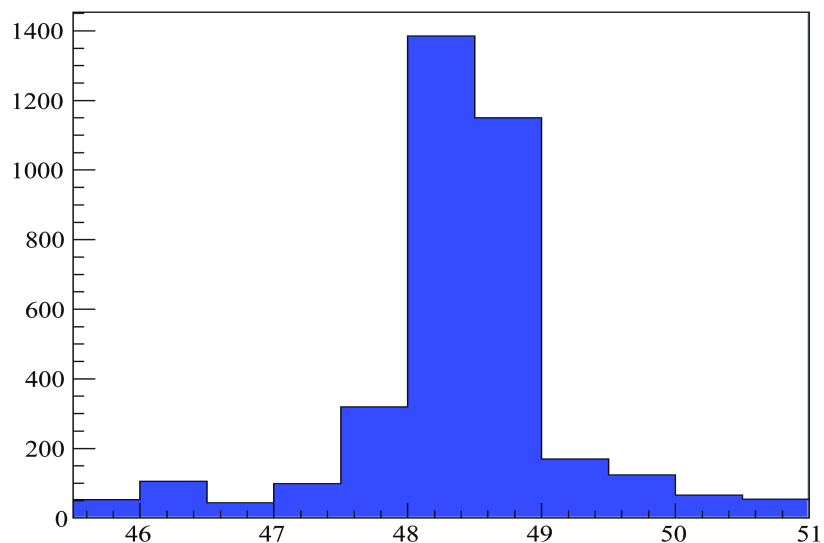
Vidimo, da se je program Wavan odrezal najboljše pri vseh meritvah. Vrednosti učinkovitosti so blizu teoretičnim napovedim, iz česar lahko zaključimo, da je bil glavni faktor, ki je zmanjševal učinkovitost prav slabo razločevanje dveh bližnjih sunkov. Kot

vidimo na sliki 6.3.3.2, sta si učinkovitost zaznavanja fotonov in učinkovitost zaznavanja sunkov zelo blizu.

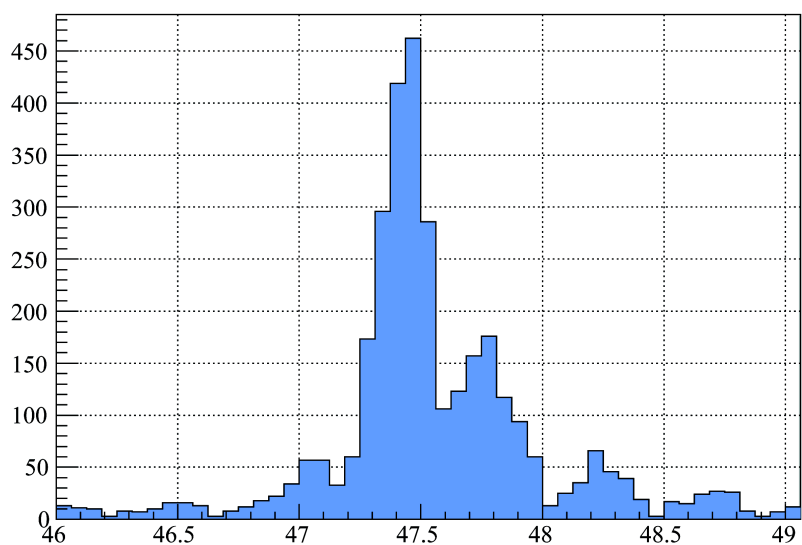


Slika 6.3.3.2: Primerjava učinkovitosti zaznavanja sunkov in učinkovitosti zaznavanja fotonov

To nam pove, da je bila večina zaznanih sunkov fotonov. Ta razlika bi se povečala ob višjih stopnjah šuma ali manjšem številu prispelih fotonov. Poleg učinkovitosti zaznavanja sunkov nas zanima tudi, kako dobro je določen čas prihoda posameznega sunka, in kako se program Wavan pri tem odreže glede na diskriminator. Postopal sem podobno kot pri poskusnem programu.



Slika 6.3.3.3: Porazdelitev vrhov, zaznanih z diskriminatorjem (višina 50 % polne višine enofotonskega sunka) pri napetosti 71,6V. Enote na x osi so nanosekunde na y osi pa število zaznanih sunkov v časovnem intervalu.



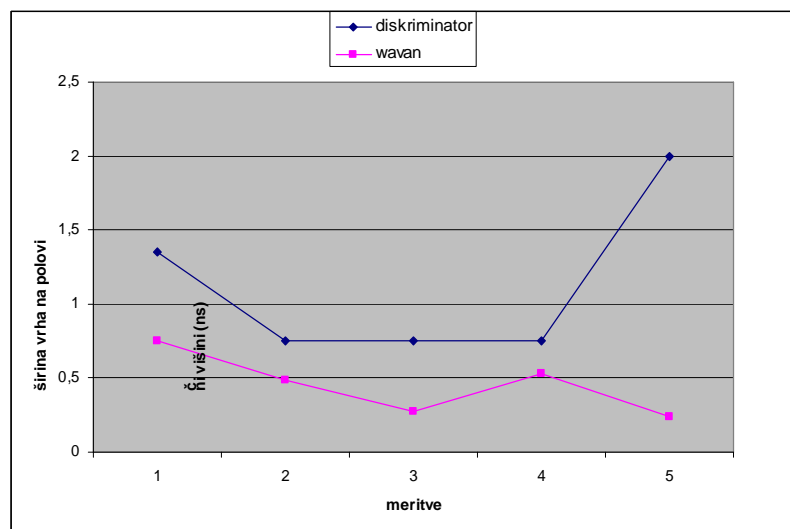
Slika 6.3.3.4: Porazdelitev (začetkov) sunkov, zaznanih s programom wavan pri napetosti 71,6 V. Enote so enake kot pri prejšnji sliki. Opazimo lahko, da je vrh te porazdelitve nižji kot pri sliki 6.3.3.3, kar je posledica večjega števila stolpcev. Širina na polovični višini pri programu wavan je precej manjša kot pri diskriminatorju.

Na podatkih, dobljenih pri opisani nastavitvi poskusa z laserjem, preverimo natančnost določanja prihoda sunkov programa Wavan v primerjavi z Diskriminatorjem. Pri poizkusu sprožilec poskrbi, da sunki pridejo ob natančno določenem času. Diskriminator za začetek sunka vzame točko, pri kateri signal naraste čez vnaprej določeno mejo, kot

mejo napetosti pri kateri se diskriminator sproži pa sem uporabil približno polovično višino enofotonskega signala. Sama višina diskriminacije tukaj sicer ni tako pomembna. Za to primerjavo sem uporabil histogram porazdelitev časov prihoda sunkov. Na zgornjih slikah sta vidni porazdelitvi časov prihodov za Diskriminator in za Wavan (Graf za Diskriminator ima večjo širino stolpcev, ker je omejen z osnovnim histogramom s 512 stolpci). Primerjava je otežena zaradi dejstva, da porazdelitvi nista ravno Gausovi. Tako sem pri oceni prisiljen uporabiti širino na polovični višini. Program Wavan se je izkazal bolje v vseh primerih (razliko lahko pripišemo manjšemu vplivu šumnih sunkov na program Wavan).

meritev	širina na polovični višini [ns]	
	diskriminator	wavan
1	1,35	0,75
2	0,75	0,49
3	0,75	0,27
4	0,75	0,53
5	2	0,24

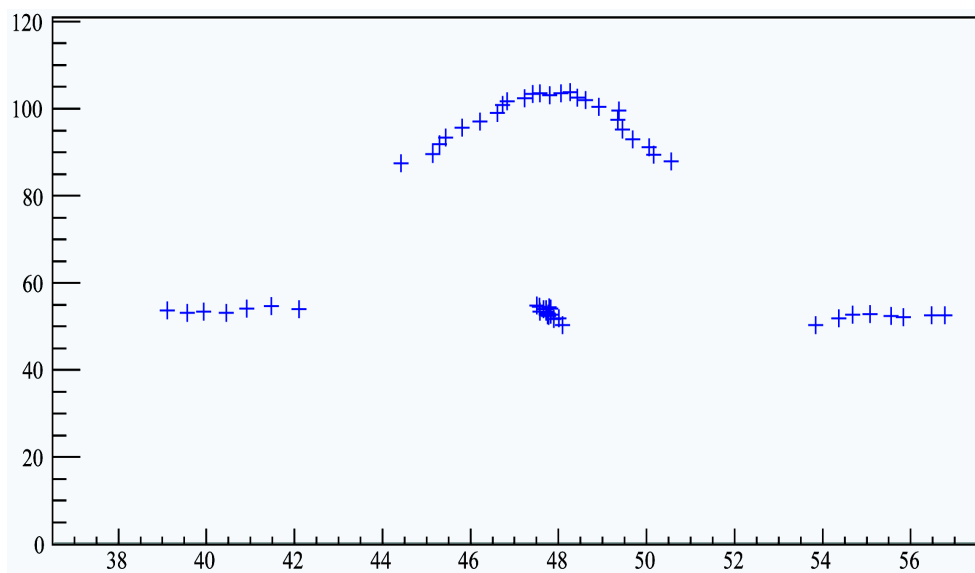
Tabela 6.3.3.3: Primerjava natančnosti zaznavanja časa prihoda sunkov



Slika 6.3.3.5: Širina vrha na polovični višini. Meritve so zapisane v istem vrstnem redu kot pri tabeli 6.3.3.3.

6.4 Zaznavanje fotonov Čerenkova

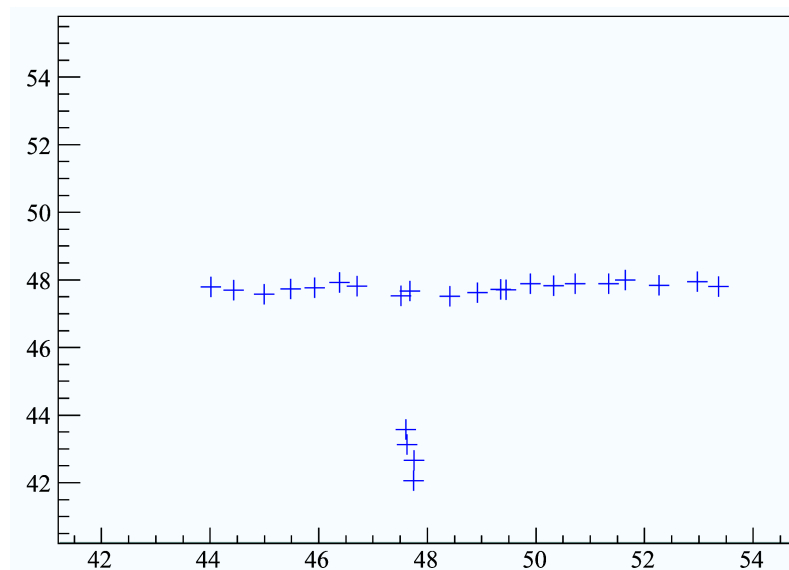
Pri zaznavanju fotonov Čerenkova nam lahko pomaga izboljšati učinkovitost premislek o pričakovanih rezultatih meritev. V nasprotju z meritvami, ki sem jih analiziral do zdaj, bo ob iskanem času zelo verjetno na posamezno silicijevo fotopomnoževalko priletel le en foton Čerenkova (ali pa še večkrat noben). Včasih (ali pa pri večjem šumu pogosto), bo blizu fotonkega še šumni sunek, kar bo skupaj dalo sunek višine dvofotonskega sunka, ki bo lahko tudi zamaknjen iz ozkega iskalnega okna za enofotonske sunke in se bo tako izmaknil našemu štetju. Zato bi lahko te izgubljene sunke našli z dodatno analizo dvofotonskih sunkov, pri kateri bi na te sunke prilagajali dve enofotonski prilagoditveni funkciji, podobno kot sem to opisal pri poizkusnem programu v poglavju 4. Seveda je uspešnost tega prilagajanja odvisna od stopnje vseh šumov. Začetni preizkus sem izvedel na povprečnem enofotonskem sunku iz meritve 2. Seštel sem dva povprečna sunka, od katerih je bil eden zamaknjen za določeno število stolpcev (od -20 do +20 stolpcev, torej približno ± 9 ns). Rezultat sem najprej analiziral s programom Wavan, nato pa še dodatno s prilagajanjem dveh enofotonskih vrhov in primerjal število sunkov, ki so bili v obeh primerih zaznani v ozkem časovnem oknu.



Slika 6.4.1: Analiza seštevka dveh zamaknjenih enofotonskih sunkov s programom wavan. Enote na x osi so ns, na y osi pa 0.62 mV.

Na sliki 6.4.1 je viden rezultat prilagajanja s programom Wavan. Ob času 48 ns vidimo skupek zadetkov, ki skupaj s sunki enofotoske višine levo in desno predstavlja dogodke, kjer sta bila sunka dovolj daleč narazen, da jih je Wavan zaznal kot dva različna sunka, in ju tudi tako prilagajal.. Dogodke, ko sta bila sunka bližje je program prilagajal kot enojni sunek in so vidni v loku nad sredino. Vidimo, da je meja med obema načinoma prilagajanja pri časovni razliki med sunkoma okoli 6 ns. Če bi postavili širino časovnega okna za zaznan sunek okoli 1 ns, bi v zgornjem primeru zaznali 21 sunkov (16 enofotonskih in 5 dvofotonskih) od 40 možnih.

Sedaj si pogledjmo se analizo z ločenim prilagajanjem dveh enofotonskih sunkov.

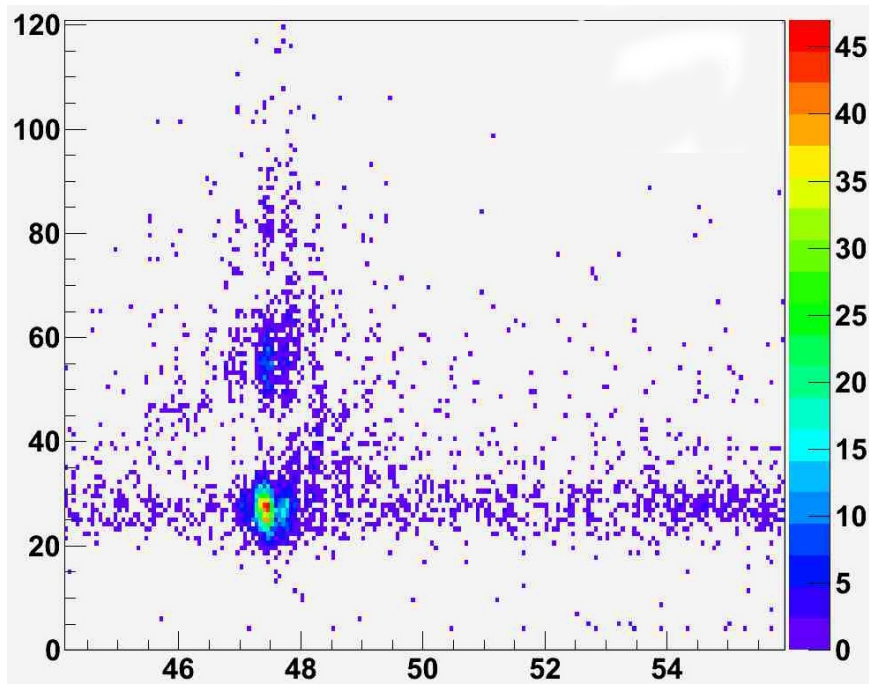


Slika 6.4.2: Analiza sunkov, ki jih je Wavan zaznal kot enojni sunek z višino dvofotonskega, s prilagajanjem dveh sunkov z višino enofotonskega. Enote na x in y osi so ns.

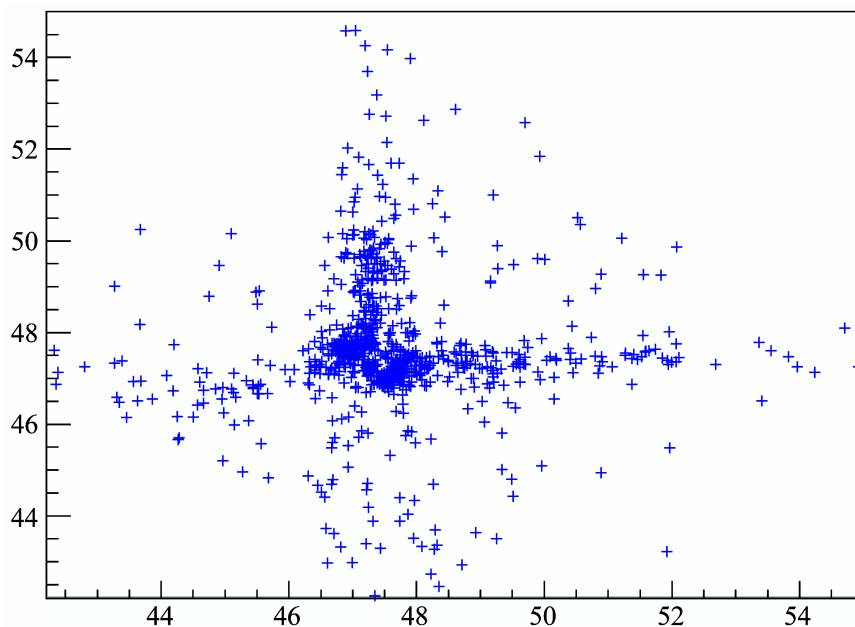
Na sliki 6.4.2, vidimo vseh 25 sunkov, ki so bili zaznani kot dvofotonski in so izpolnjevali pogoje za dodatno analizo (višina in oddaljenost od iskanega časa). Vsaka točka na histogramu predstavlja par prilagojenih sunkov, ki pripadata enemu sunku dvofotonske višine. Za x in y koordinati sunka, sta uporabljena časa prihoda prvega in drugega sunka. Vidimo, da so sunki večinoma razporejeni v ravno črto, pri čemer je ena koordinata fiksna pri približno 48 ns (kjer je iskani čas), medtem ko se druga spreminja zvezno (pri štirih spodnjih sunkih je program obrnil koordinate obeh prilagojenih sunkov). Ta analiza uspešno razkrije, da je bil eden od dveh sunkov, ki sta sestavljala seštevek, vedno v iskanem času okoli 48 ns, kar nam omogoči, da dodamo sunke, ki so bili sicer izven iskanega okna, k zaznamim.

Tako analizo sem izvršil še na meritvi številka 5, ki je imela visok šum in relativno majhno število zaznanih fotonov iz laserja (v povprečju nekje 0.5 fotona), ter je bila tako najbližje pogojem pri merjenju fotonov Čerenkova.

Če si pogledamo sliko 6.1.2, vidimo, da je bila večina sunkov iz laserja (kadar so prišli) enofotonskih, nekaj je bilo dvofotonski in zelo redki trofotonski. Pri izračunu učinkovitosti programa Wavan za to meritev, sem štel vse sunke, ki so padli v okno široko 4 ns okoli povprečnega časa prihoda fotonov. Nekateri fotonovski sunki pa so se »zlepili« s šumnimi sunki, kar je premaknilo čas njihove zaznave izven okna v katerem smo iskali sunke.



Slika 6.4.3: Korelacija med časom in višino sunka pri meritvi številka 5. Enote na x osi so ns, na y osi pa 0.62 mV



Slika 6.4.4: Analiza sunkov z višino dvofotonskega sunka v meritvi številka 5. Enote na x osi so ns, na y osi pa 0.62 mV

Na sliki 6.4.4 vidimo rezultat prilagajanja dveh enofotonskih sunkov na enega dvofotonskega. Na x osi je nanešen čas začetka prvega prilagojenega sunka, na y pa čas začetka drugega. Vidimo da je večina parov skoncentrirana v sredini, kar nam predstavlja enofotonske sunke, ki so prišli ob istih časih, blizu povprečnemu času prihoda fotonov. Te sunke pripišemo sunkom, ki sta jih povzročila dva fotona iz laserja in smo jih že upoštevali pri izračunih učinkovitosti.

Iz sredine histograma se proti vsem štirim stranem širijo jeziki točk pri katerih je en sunek prišel ob času laserskega pulza, drugi pa z zamikom, ki nam ga podaja druga koordinata na sliki. Te sunke pripišemo kombinacijam šumnega in fotonskega sunka in njihovo število nam da oceno za število enofotonskih sunkov, ki smo jih izgubili. Kot izgubljene sunke štejem vse točke, ki imajo eno koordinato vsaj 4 ns oddaljeno od središča, drugo pa znotraj okna ± 2 ns okoli središča, tako da bi seštevek sunkov na teh koordinatah dal dvofotonski sunek, ki bi ga Wavan zaznal izven iskanega okna. Te pogoje izpolnjujejo sunki v 4 pravokotnike ob stranicah histograma, v katerih je skupaj 71 sunkov. Če to število dodam številu zaznanih sunkov v izračunu učinkovitosti, dobim novo oceno za učinkovitost

$$h_{izboljšana} = 0,92 \quad ,$$

kar je dva odstotka bolje kot zaznavanje s programom Wavan.

7.

Zaključek

V diplomski sem na poizkusnem programu pokazal, da je možno zaznavanje sunkov (čas začetka in ločljivost) v idealnih razmerah precej izboljšati. Kot model sem vzel sunke oblike gausovih krivulj, z vrhom ob točno določenem času, ki so predstavljali iskane fotonske sunke, in naključno razporejene »šumne sunke« prav tako oblike Gausovih funkcij, katerih število sem spreminjal. Nato sem primerjal učinkovitost zaznavanja iskanega »fotonskega« sunka pri metodi klasične diskriminacije, in tisto z računalniško analizo poteka signala v okolici iskanega sunka (prilagajanje določenega števila gausovih funkcij na signal).

Uporabljen princip prilagajanja sem prenesel tudi na signale posnete pri poizkusih s silicijevimi fotopomnoževalkami. Zaradi oteževalnih okoliščin bolj kompleksne oblike samega signala in prisotnosti termičnega šuma vezja, sem postopek prilagodil tako, da sem poiskal primernejšo funkcijo za opis signala in dodal podprogram, ki poišče vrhove sunkov v signalu. To določa število sunkov in njihove lege v začetni prilagoditveni funkciji.

Program je izboljšal učinkovitost zaznavanja fotonov laserskega izvora, ki so prihajali ob točno določenem času med naključno porazdeljenim temnim šumom, glede na učinkovitost raznovrstnih diskriminatorjev, s katerimi sem ga primerjal. Ugotovil sem, da je program Wavan sposoben zaznavati (Čerenkove) fotone z učinkovitostjo večjo od 90 odstotkov za stopnje temnega šuma do okoli 14 MHz.

Poleg časa prihoda sunkov in njihovega razločevanja je možno z napisanim programom analizirati tudi druge lastnosti sunkov in z njimi povezane lastnosti silicijeve fotopomnoževalke. Iz zaznanih višin sunkov sem ocenil približke faktorja pomnoževanja pri vseh treh fotopomnoževalkah, katerih meritve sem analiziral. Iz meritve drugotnih sunkov sem izračunal približek za mrtvi čas posamezne osnovne celice v silicijevi fotopomnoževalki.

Ker učinkovitost zaznavanja fotonov Čerenkova najbolj manjšajo šumni sunki, ki se spojijo s fotonskim in ga premaknejo iz iskanega okna, se tovrstni dogodki lahko s programom posebej obdelajo, s čimer se učinkovitost zaznavanja poveča.

Po vsem povedanem so prednosti digitalnega zajemanja in obdelave poteka zaznavanja fotonov Čerenkova s silicijevimi fotopomnoževalkami pred uporabo običajnih diskriminatorjev precejšnje, vendar pa bi bilo postopek treba prilagoditi izvajanju v programabilnih integriranih vezjih, tako da bi se izvajal hkrati z meritvijo.

Literatura

- [1] N.Ashcroft, N.D. Mermin, *Solid State Physics*, Thomson Learning, 1976.
- [2] E. Rosencher , B. Vinter, *Optoelectronics*, Cambridge University Press ,2002.
- [3] M. Danilov, *Novel photo-detectors and photo-detector systems*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 604 (2009) 183-189.
- [4] J. Haba, *Status and perspectives of Pixelated Photon Detector (PPD)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 595 (2008) 154-160.
- [5] *Root User`s Guide v5.26*, <http://root.cern.ch/drupal/content/users-guide>, 2009.
- [6] J. Soulie, *C++ Language tutorial*, <http://www.cplusplus.com/files/tutorial.pdf>, 2002.
- [7] Hamamatsu, *MPPC(Multi pixel photon counter), Series S10362-11-100U, datasheet*, <http://sales.hamamatsu.com/en/products/solid-state-division/si-photodiode-series/mppc/part-s10362-11-100u.php>, 2010.
- [8] N.V.Kornilov, *Neutron spectroscopy with fast waveform digitizer*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 497 (2003) 467-478.
- [9] L. Bezrukov et al., *Geiger mode APD`s for the underground cosmic ray experiment EMMA*, <http://arxiv.org/abs/0909.1451v1>, 2009.

- [10] S. Korpar et al., *Silicon photomultiplier as a detector of Cherenkov photons*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 595 (2008) 161-164.
- [11] *Photomultiplier*, <http://en.wikipedia.org/wiki/Photomultiplier>, 2010
- [12] Winfried Reeb, *Progres through photonics*, http://www.lasercomponents.com/fileadmin/user_upload/home/Datasheets/lc/veroeffentlichung/progress-through-photonics.pdf , 2006
- [13] Julie Schnapf, *How Photoreceptors Respond to Light*, Scientific American, April 1987.
- [14] *Cherenkov radiation*, http://en.wikipedia.org/wiki/Cherenkov_radiation , 2010

Izjava

Izjavljam, da sem diplomsko delo izdelal samostojno pod vodstvom mentorja Prof. Dr. Sama Korparja. Izkazano pomoč drugih sodelavcev sem v celoti navedel v zahvali.

V Ljubljani, 24. marca 2010

Primož Dolenc