

Utjecaj gama zračenja na silicijsku lavinsku fotodiodu kao brojač fotona u Geigerovom režimu rada

Milevoj, Davor

Master's thesis / Diplomski rad

2019

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:947633>

Rights / Prava: [In copyright](#)/Zaštićeno autorskim pravom.

Download date / Datum preuzimanja: **2024-06-30**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

Davor Milevoj

**Utjecaj gama zračenja na silicijsku
lavinsku fotodiodu kao brojač fotona u
Geigerovom režimu rada**

Diplomski rad

Zagreb, 2019.

SVEUČILIŠTE U ZAGREBU
PRIRODOSLOVNO-MATEMATIČKI FAKULTET
FIZIČKI ODSJEK

DIPLOMIRANI INŽENJER FIZIKE

Davor Milevoj

Diplomski rad

**Utjecaj gama zračenja na silicijsku
lavinsku fotodiodu kao brojač fotona u
Geigerovom režimu rada**

Voditelj diplomskog rada: Dr. sc. Mario Stipčević

Ocjena diplomskog rada: _____

Povjerenstvo: 1. _____

2. _____

3. _____

Datum polaganja: _____

Zagreb, 2019.

Sažetak

U ovom diplomskom radu istraživana je utjecaj gama zraka na trajne promjene (oštećenja) detektora pojedinačnih fotona, takozvanog "brojača fotona". Ispitivani detektor koristi kao senzor komercijalnu silicijsku lavinsku fotodiodu SUR500 koju proizvodi tvrtka Laser Components iz Njemačke. Za ozračivanje fotodiode koristi se izvor gama zrake prosječne energije 1.25 MeV koje nastaju prilikom spontanog beta nuklearnog raspada ${}^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni}$. Za razliku od dosadašnjih istraživanja u literaturi, gdje je primjenjena samo jedna doza zračenja, ovdje je ozračivanje izvršeno u više koraka te se prati ponašanje raznih parametara detektora kao funkcija apsorbirane doze. Ispitivani parametri uključuju: tamne događaje (šum), Geigerov probojni napon, vjerojatnost afterpulsa, spektralnu kvantnu efikasnost, spontani oporavak, generiranje slučajnih brojeva i autokorelaciju šuma.

Ključne riječi: *detektori fotona, silicijska lavinska fotodioda, kobaltne gama zrake, ozračivanje silicija.*

Influence of gamma irradiation on a silicon avalanche diode as a photon counter in Geiger mode

Abstract

In this thesis, the influence of gamma rays on the permanent changes (damage) of single-photon detectors, the so-called "photon counetrs ", was investigated. The investigated detector uses as a sensor the commercial silicon photodiode SUR500 manufactured by Laser Components, Germany. Photodiode is irradiated by a source of the gamma rays of average energy of 1.25 MeV, which occur at spontaneous nuclear decay ${}^{60}_{27}\text{Co} \rightarrow {}^{60}_{28}\text{Ni}$. Unlike previous research in the literature, where only one dose of radiation is applied, in this work the radiation is performed in several steps and the behavior of various detector parameters as functions of the absorbed dose is monitored. These include: dark counts rate, Geiger breakdown voltage, afterpulsing probability, spectral quantum efficiency, self-annealing, random number generation and autocorrelation of the noise.

Keywords: *photon detectors, silicon single photon avalanche diode, cobalt gamma radiation, silicon irradiation.*

Sadržaj

1	Uvod	1
2	Detektori (brojači) fotona	3
2.1	Fotomultiplikator	4
2.2	Poluvodičke lavinske fotodiodode kao detektori fotona.....	9
2.2.1	Pod-Geigerov i Geigerov načini rada.....	10
2.2.2	"Debele" i "tanke" lavinske fotodiodode	13
2.2.3	Pasivno gašenje lavinske struje.....	16
2.2.4	Aktivno gašenje lavine i mrtvo vrijeme.....	17
2.2.5	Šum (tamne detekcije)	19
2.2.6	Afterpulsevi	19
2.2.7	Vremenska razlučivost (<i>jitter</i>)	21
2.2.8	Spektralna efikasnost detekcije fotona	22
2.2.9	Komercijalni brojači fotona zasnovani na SPAD.....	22
2.3	Višepikselni detektor ili silicijski fotomultiplikator	24
2.4	Supravodljivi brojači fotona	26
2.4.1	Detektori sa supravodljivim nano-žicama (SNSPD).....	27
2.4.2	Detektori sa supravodljivim prijelazom (TES).....	28
3	Utjecaj gama zračenja na silicij	30
4	Eksperimentalni postav	34
4.1	Izvor gama zraka.....	34
4.2	Fotodioda SUR500.....	36
4.3	Detektor fotona s aktivnim gašenjem lavine.....	37
4.4	Elektronički sklopovi za pred obradu i skupljanje podataka	39
4.5	Softver za analizu i obradu mjerenja	41

5	Utjecaj gama zračenja na silicijsku lavinsku fotiodu SUR500 – mjerenja	43
5.1	Mjerenja načinjena prije ozračivanja	43
5.1.1	Mjerenje Geigerova praga	43
5.1.2	Mjerenje šuma	44
5.1.3	Mjerenje efikasnosti detekcije.....	45
5.1.4	Određivanje vjerojatnosti afterpulsa	46
5.1.5	Distribucija vremena čekanja detektiranih fotona prije ozračivanja.....	48
5.2	Ozračivanje fotodioda i mjerenje efekata ozračivanja.....	50
5.2.1	Mjerenje Geigerova praga	51
5.2.2	Oporavak od zračenja.....	52
5.2.3	Povećanje šuma uslijed zračenja.....	53
5.2.4	Mjerenje vjerojatnosti afterpulsa	54
5.2.5	Mjerenje efikasnosti detekcije.....	55
5.2.6	Mjerenje autokorelacije šuma	57
5.2.7	Generiranje slučajnih brojeva iz šuma i provjera njihove slučajnosti	58
5.2.8	Mjerenje autokorelacije šuma	61
6	Zaključak	67
	Dodaci	68
A	Distribucija vremena čekanja Poissonovskih događaja	68
B	Postupak prilagodbe eksponencijalne funkcije na empirijske podatke putem <i>log-likelihood</i> metode	69
C	Određivanje vjerojatnosti afterpulsa	72
D	Popis kratica	74
	Literatura	75

1 Uvod

Fotonima nazivamo kvante svjetlosti, diskretne jedinice pobuđenja elektromagnetskog polja. Iako fotone često opisujemo kao "čestice" svjetlosti, ne treba ih zamišljati kao male okrugle loptice ili geometrijske točke koje lete prostorom. Naime, kao ni druge lokalizirane pojave u kvantnom svijetu, fotoni nemaju neki jasan oblik - njihov raspored u prostoru opisan je stohastičkom valnom funkcijom. U mjeri u kojoj fotoni imaju oblik, to je oblik optičkog svojstvenog stanja ("moda") u kojem se nalaze, a koji je dan preko rješenja Maxwellovih jednadžbi. Koncept optičkog "moda" vrlo je sličan ideji elektronskih orbitala koje elektroni zauzimaju u atomu ili molekuli, a koje se dobivaju kao rješenje Schrödingerove jednadžbe. Jedina bitna razlika je u tome da su fotoni bozoni koji nose spin 1, tako da ih neograničen broj može zauzimati isti "mod", dok se elektroni kao Fermioni spina $\frac{1}{2}$ pokoravaju Paulijevom principu isključenja te samo jedan može zauzimati neko kvantno stanje. U oba slučaja, međutim, čestica može biti u superpoziciji dva ili više svojstvenih stanja.

Sa stajališta eksperimentalnog mjerenja, jedan foton predstavlja najmanju količinu energije koja se može ekstrahirati iz elektromagnetskog polja neke frekvencije. Ako je frekvencija elektromagnetskog zračenja ν onda je energija fotona tog zračenja jednaka $E = h\nu$, gdje je h Planckova konstanta. Dakle, jedan foton je najmanja količina svjetla koja se može detektirati. Naravno, čak i relativno jaki optički signali mogu se shvatiti kao vrlo brzi vremenski slijed pojedinačnih fotona, no radi eksperimentalnih poteškoća i konačne vremenske repetitivnosti mjerenja koja se može postići trenutnom tehnologijom obično se uzima da intenzitet svjetla veći od $10^7 - 10^8$ fotona u sekundi predstavlja "kontinuirani" svjetlosni val, a da niži intenzitet predstavlja roj "pojedinačnih" fotona, no važno je držati na umu da stvarne granice nema.

Iako je apsorpcija svakog pojedinačnog fotona slučajni događaj koji se pokorava Poissonovoj raspodjeli "vremena čekanja" između susljednih događaja (vidi Prilog A), svjetlosni snop valne duljine 650 nm (crveno svjetlo) snage 1 W može predati foton u prosjeku jednom svakih 3×10^{-19} s. Naravno, tehnološki gledano, nema detektora koji reagira u tako kratkom vremenskom mjerilu, pa se čestična, tj. "zrnata" priroda snažnih

optičkih signala manifestira kao mala fluktuacija povrh konstantnog signala koju nazivamo "šumom sačme" (Engl. *shot noise*).

Eksperimenti s detekcijom pojedinačnih fotona, odnosno s brojanjem fotona, većinom se rade u vidljivom području (VIS, 400-720 nm), bliskom infracrvenom (NIR, 720-1800 nm) ili kratkovalnom infracrvenom (SWIR, 1800-2500 nm). U svim ovim područjima detektori (odnosno brojači) fotona koriste energiju fotona za oslobađanje vezanog elektrona koji se zatim ubrzava u električnom polju i sudarajući se s novim elektronima multiplicira naboj sve do stupnja kada se generira makroskopski signal koji se može lako detektirati i dalje procesirati. Tipična pojačanja koja susrećemo u detektorima tog tipa su u rasponu $10^3 - 10^8$ nositelja po fotonu.

Više riječi o glavnim tipovima detektora i glavnim mehanizmima detekcije biti će u idućem poglavlju.

O ovom diplomskom radu interesira nas prvenstveno utjecaj ionizirajućih gama zraka srednjih energija (oko 1.25 MeV) na trajne promjene u jednom tipu komercijalno dobavljive silicijske lavinske foto diode. Utjecaj oštećenja koja ostavljaju gama zrake u aktivnom materijalu tog senzora pratit ćemo putem povećanja šuma (Eng. *dark counts*), a proučavat ćemo i promjene u Poissonovoj raspodjeli, odnosno slučajnosti detektiranih fotona. Pokazat ćemo da je, suprotno uvriježenom mišljenju prema kojem je proces brojanja fotona vrlo otporan na ionizirajuća zračenja, proces detekcije fotona u ovom tipu fotodioda osjetljiv i na niske doze zračenja u usporedbi s onima koje su potrebne da izazovu oštećenja u običnoj silicijskoj diodi. U istraživanju koristit ćemo se eksperimentalnim i analitičkim arsenalom kvantne informacije: laserima, detektorima fotona, mikroelektronikom, programirljivim logičkim chipovima, kompjuteriziranim automatiziranim prikupljanjem podataka i statističkom obradom podataka.

2 Detektori (brojači) fotona

Postoji više tehnika detekcije pojedinog fotona. Zajedničko svim tehnikama je *interno pojačanje* tj. korištenje nekog procesa u kojem se slabašni efekt međudjelovanja jednog jedinog fotona s materijom detektora pojačava do nivoa makroskopskog signala koji se može dalje procesirati uobičajenim elektroničkim sklopovima.

Glavne tehnike detekcije pojedinačnih fotona odnosno brojanja fotona možemo podijeliti u tri skupine:

1. umnažanje elektrona u evakuiranim elektronskim cijevima
2. umnažanje naboja putem efekta lavine u poluvodičima
3. detekcija putem narušavanja supravodljivosti.

Idealan detektor fotona imao bi slijedeće karakteristike: sto postotna efikasnost detekcije, točno poznavanje trenutka kada je foton interagirao u detektoru, sposobnost detekcije *slijedećeg* fotona nakon zanemarivo malog vremena i nepostojanje bilo kakvog šuma tj. lažnih detekcija koje generira sam detektor, itd.

Stvarni detektori odstupaju od idealnosti. Za istraživanje u okviru ovog rada vrlo je važno precizno odrediti i ispravno uzeti u obzir odstupanja detektora od idealnog slučaja. Odstupanja koja su značajna za naše istraživanje su:

1. **Efikasnost detekcije fotona**(Engl. *Detection Efficiency*, DE). Definiramo ju kao *vjerojatnost* da se foton koji upadne na aktivnu površinu detektora izazove signal detekcije (npr. električni impuls na izlazu detektora). Prema definiciji efikasnost je broj između 0 i 1 i označavat ćemo ga simbolom ϵ . Efikasnost detekcije je funkcija valne duljine upadnog fotona. Spektralna efikasnost je jedan od najvažnijih parametara detektora fotona.
2. **Mrtvo vrijeme**(Engl. *Dead Time*). Nakon detekcije fotona detektor se treba postaviti (resetirati) u polazno stanje kako bi mogao detektirati novi foton pod istim uvjetima. Za to vrijeme detektor je nesposoban detektirati novi foton ili radi sa smanjenom efikasnošću. Minimalno vrijeme između detekcije dva fotona zove se "mrtvo vrijeme" i označavat ćemo ga s τ_{DEAD} .
3. **Šum** (Engl. *Dark Counts*, DC). Šum ili "tamni događaji" su lažne detekcije fotona koje se javljaju i onda kada se detektor drži u potpunom mraku. Čini se da su lažne

detekcije neizbježan tehnološki problem čija je fizikalna pozdina činjenica da detektori rade na temperaturi višoj od apsolutne nule. Tamni događaji javljaju se slučajno u vremenu i detektor ih ne razlikuje od stvarnih detekcija. Mjera šuma je prosječan broj tamnih događaja u jedinici vremena kojeg označavamo simbolom f_{DC} .Ponekad se u literaturi frekvencija tamnih događaja označava s DCR (Engl. *Dark Counts Rate*).

4. **Afterpulsevi** (Engl. *Afterpulsing*). U većini tipova detektora fotona, nakon detekcije fotona, pojavljuje se dodatni lažni signal - neka vrsta eha, koji se pojavljuje sa slučajnim vremenskim odmakom i određenom malom vjerojatnošću koju nazivamo *vjerojatnošću afterpulsa* i označavano s p_a . Afterpulsevi mogu imati različite fizikalne mehanizme, no zajednička karakteristika je da postoji neka vremenska skala unutar koje se događaju afterpulsevi i koju označavamo s τ_a . Ovisno o tipu detektora p_a varira od 0.1% do 15%, dok τ_a varira u rasponu od 10 ns do 10 μ s.

Osim ovih glavnih "problema" koji su zajednički svim detektorima, pojedini detektori fotona mogu imati i dodatnih specifičnih nesavršenosti.

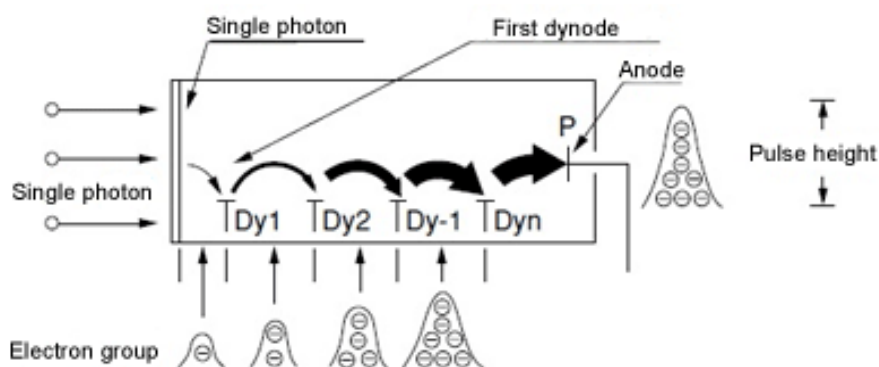
2.1 Fotomultiplikator

Foto multiplikacija je najstarija tehnika detekcije fotona koja je i danas nezamjenjiva u primjenama gdje se traži vrlo mali šum na jedinicu površine detektora, kao npr. u velikim detektorima koji se koriste u fizici čestica i astrofizici: pri otkriću W i Z bozona (UA1 kolaboracija na CERNu) [17]; u fizici neutrinjskih oscilacija (kolaboracije Super Kamiokande i Ice Cube) [18-19]; gama astrologiji (kolaboracija MAGIC na Kanarima) [20]; potrazi za dvostrukim beta raspadom (kolaboracija ICARUSu Gran Sasso) [21]; itd.

U fotomultiplikatorskoj cijevi (Engl. *Photo Multiplier Tube*, PMT), Sl. 2.1, foton se apsorbira u materijalu fotokatode izbacuje elektron u evakuiranu komoru PMT cijevi. Fotokatoda je vrlo tanak sloj naparenih alkalnih metala čiji atomi imaju izlazni rad manji od energije fotona koje se želi detektirati. Jako električno polje iza fotokatode ubrzava ovaj primarni "foto-elektron" kroz vakuum i zabija ga u metu - prvu dinodu. Dinode su metalne elektrode premazane smjesom alkalnih metala. Pod utjecajem ubrzanih elektrona iz dinode se izbija nekoliko novih elektrona, tj elektronski snop se pojačava nekoliko puta.

Električno polje formirano je tako da elektrone vodi od jedne do druge dinode, svaki puta multiplicitirajući broj elektrona za otprilike isti faktor, i na taj način vrši se pojačanje električne struje koja je zpočela sa samo jednim foto-elektronom. PMT cijevi obično imaju 8-11 dinoda te postižu pojačanje reda 10^6 . Radni napon između susjednih dinoda je reda 100 V, pa je ukupni tipičan potreban radni napon u rasponu od 750 V do 1500 V. U linearnom režimu detekcije, jačina umnožene struje koristi se kao indokator intenziteta upadnog svjetla. Struja je striktno proporcionalna intenzitetu.

U primjeni detekcije pojedinih fotona, to jest brojanja fotona, prikupljeni naboj od oko $10^6 - 10^7$ elektrona obično se formira u impuls širine cca. 2 ns što je dostatno za daljnje pojačanje putem elektroničkih pojačala i formiranje makroskopskog električnog impulsa koji predstavlja rezultat detekcije jednog jedinog fotona.

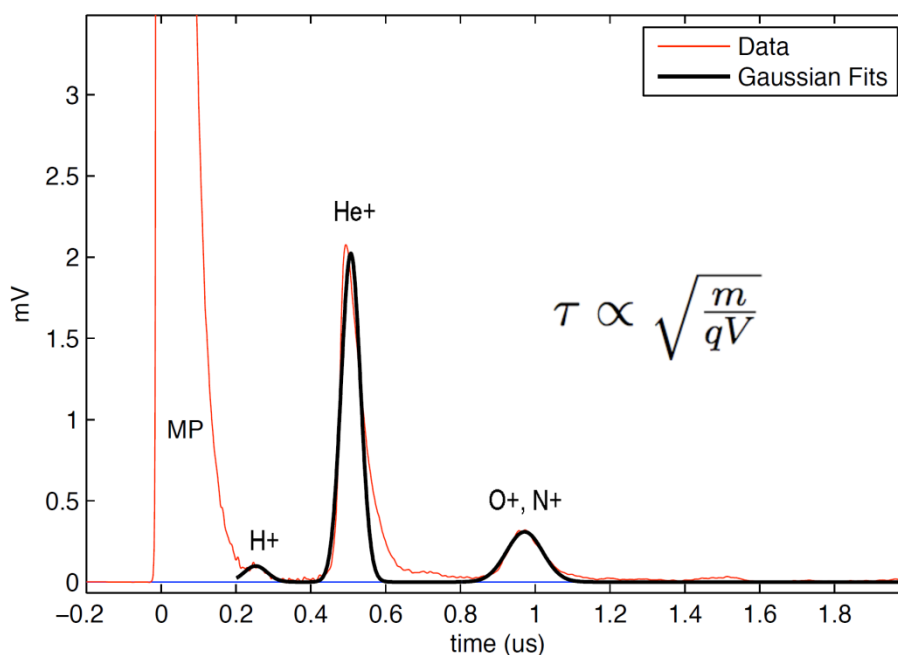


Slika 2.1. Shematski presjek fotomultiplikatorske evakuirane elektronske cijevi (Slika je preuzeta iz [1]).

Vremenska protežnost (trajanje) samog procesa multiplikacije ovisi o obliku i jačini električnog polja te mehaničkoj duljini puta elektrona u PMT te je obično u granicama 5 - 25 ns, što omogućuje repetitivnost mjerenja i do 100 milijuna puta u sekundi.

Afterpulsevi su prisutni u PMT detektorima i uzrokovani su ionizacijom tragova plinova, koji su neizbježno prisutni u evakuiranoj cijevi, a koju ionizaciju izazivaju sami elektroni. Prisjetimo se da je i samo jedan jedini ion plina dovoljan da pokrene lanac umnažanja

elektrona. Ova je pojava pobliže opisana u Ref. [14]. Nama za ovu prigodu dovoljno je spomenuti da se PMT cijev ponaša donekle kao spektrometar masa: lakši ioni će putovati brže kroz cijev, a teži sporije tako da će vremenski spektar afterpulseva pokazivati vrhove čija se pozicija ovisi o masi iona. Tipičan spektar afterpulseva prikazan je na Sl. 2.2. Afterpulsevi koji su uzrokovani težim ionima mogu se pojaviti i nekoliko mikrosekundi iza primarnog pulsa (MP).

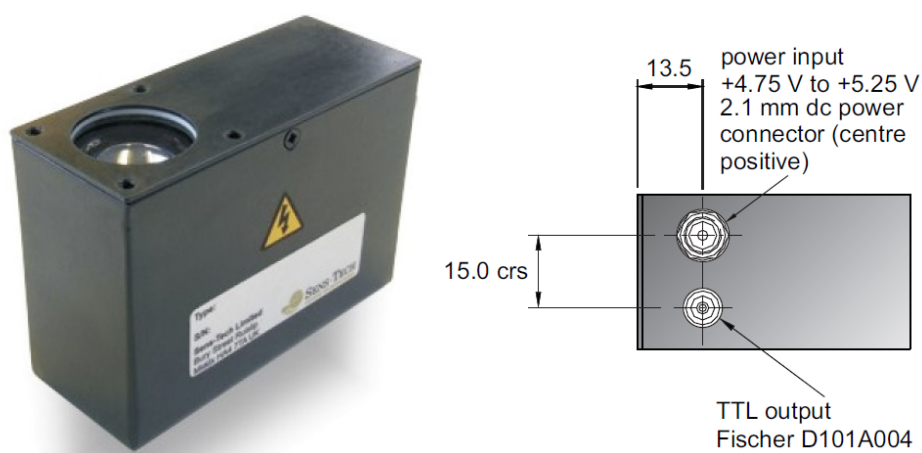


Slika 2.2. Tipični vremenski spektar afterpulseva koji se javljaju nakon primarnog impulsa (MP) u PMT detektoru fotona: pojedini vrhovi odgovaraju ionima određenog plina kojim je zagađen vakuum u evakuiranoj cijevi. Teži ioni putuju sporije i izazivaju kasnije afterpulseve. Ukupna vjerojatnost afterpulsusa kreće do nekoliko postotaka. (Slika je preuzeta iz [15]).

Kao primjer praktičnog detektora, na Sl. 2.3 prikazan je komercijalni modul za brojanje fotona DMC0016C kojeg proizvodi tvrtka SensTech iz Engleske [2]. Modul sadrži PMT osjetljivog promjera 22 mm sa bialkalnom fotokatodom i svu elektroniku potrebnu za generiranje visokog napona te pojačanje signala i njegovo formiranje u logički impuls TTL razine. Modul ima samo dva konektora: napajanje (5 V) i digitalni izlaz. Prilikom svake detekcije fotona na digitalnom izlazu se promijeni logičko stanje (tj. prelazi s

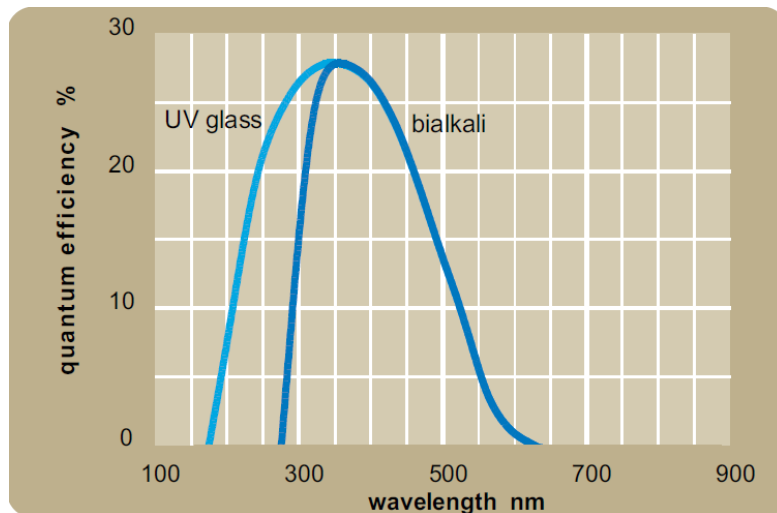
HIGH→LOW ili LOW→HIGH). Moguće je naručiti i verziju u kojoj detekcija fotona rezultira pojavom kratkotrajnog logičkog impulsa na izlazu pri čemu je tipično trajanje impulsa oko 10 ns.

Logičke signale na izlazu detektorskog modula izuzetno je lako i jednostavno dalje procesirati zbog njihove kompatibilnosti s uređajima za prikupljanje podataka (Engl. *Data Acquisition*, DAQ), kompjuterima i programabilnim logičkim chipovima (Engl. *Field Programmable Gate Array*, FPGA).



Slika 2.3. Detektorski modul DM0016C proizvođača SensTech [2]. Modul sadrži PMT osjetljivog promjera 22 mm sa bialkalnom fotokatodom i svu elektroniku potrebnu za generiranje visokog napona te pojačanje signala i njegovo formiranje u logički impuls TTL razine. Modul ima samo dva konektora: napajanje (5 V) i digitalni izlaz.

Najveća efikasnost detekcije tipičnog PMT detektora je oko 25% u uskom području valne duljine, najčešće oko plavo-ljubičaste boje (400 nm), dok ista naglo opada izvan područja maksimuma. Sl. 2.4 prikazuje spektralnu kvantnu efikasnost detektora DM0016C.



Slika 2.4. Spektralna kvantna efikasnost fotokatode upotrebijene u PMD cijevi model DM00156C proizvođača SensTech[2].Maksimalna efikasnost je 25% na valnoj duljini 350 nm i brzo opada pri manjim ili većim valnim duljinama.

Efikasnost PMT detektora u crvenom području tipično je vrlo mala i najčešće je daleko ispod 1%. Npr. efikasnost DM0016C na 650 nm je tek oko 0.01%. Ovisno o smjesi kojom je naparena fotokatoda, moguće je krivulju efikasnosti donekle modificirati. Specijalne PMT imaju efikasnost uvećanu u VIS-NIR području do 9%, no kod njih se može očekivati i značajno veći šum - tipično preko 5000 lažnih detekcija u sekundi. Budući da se iz fizikalnih razloga u telekomunikacijama koriste valne duljine u NIR području, PMT tu nisu zastupljene već su za te svrhe razvijeni čvrstostanjski detektori zasnovani na siliciju (IV) i GaAs (III-V) poluvodičima.

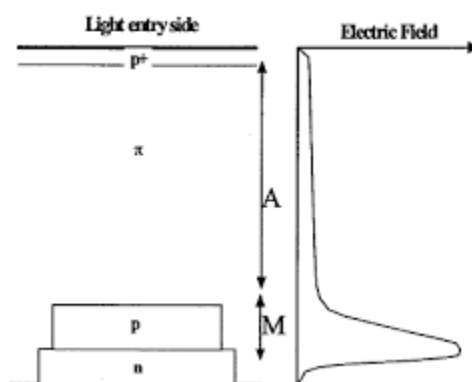
Među rijetke mane PMT spadaju njihova velika osjetljivost na nivo napona napajanja (npr. za PMT s deset dinodapojakanje se mijenja s desetom potencijom pojnog napona), velika osjetljivost na magnetsko polje budući da ono utječe na putanje elektrona u cijevi te apsolutna opasnost od pregaranja PMT u slučaju osvjetljavanja detektora normalnom količinom vidljivog svjetla kakva se koristi u radnim prostorijama.

Usprkos tome, fotomultiplikatori su dugo vremena bili najbolji detektori fotona s najmanjim šumom, no u novije vrijeme ih isitiskuju poluvodičke lavinske diode osim u specijalnim primjenama.

2.2 Poluvodičke lavinske fotodiode

Najrasprostranjeniji detektori pojedinačnih fotona s vjerojatno najboljim općim karakteristikama zasnovani su na tzv. lavinskim poluvodičkim foto diodama (Engl. *Avalanche Photo Diode*, APD) u kojima jedan jedini uhvaćeni foton izaziva lavinu nositelja naboja. Za te diode kažemo da imaju intrinzično pojačanje. Razvoj lavine je vrlo brz (reda veličine ~ 100 ps) tako da je i vremensko razlučivanje ovih detektora odlično.

Na Sl. 2.5 shematski je prikazan presjek lavinske fotodiode. Apsorpcija fotona u lavinskoj fotodiodi (Engl. *Avalanche Photo Diode*, APD) proizvodi dva tipa primarnih nositelja - elektron i šupljinu - a njihovo ubrzanje i umnažanje odvija se unutar PN sloja diode na putu duljine između 0.2 i 20 μm , ovisno o dizajnu. APD su vrlo kompaktne, znatno manjih dimenzija od PMT, monolitne, otporne na magnetska polja i mehanička naprezanja te ne zahtijevaju ni vakuum ni kriogeniku, što ih sve čini vrlo atraktivnima za praktičnu primjenu.

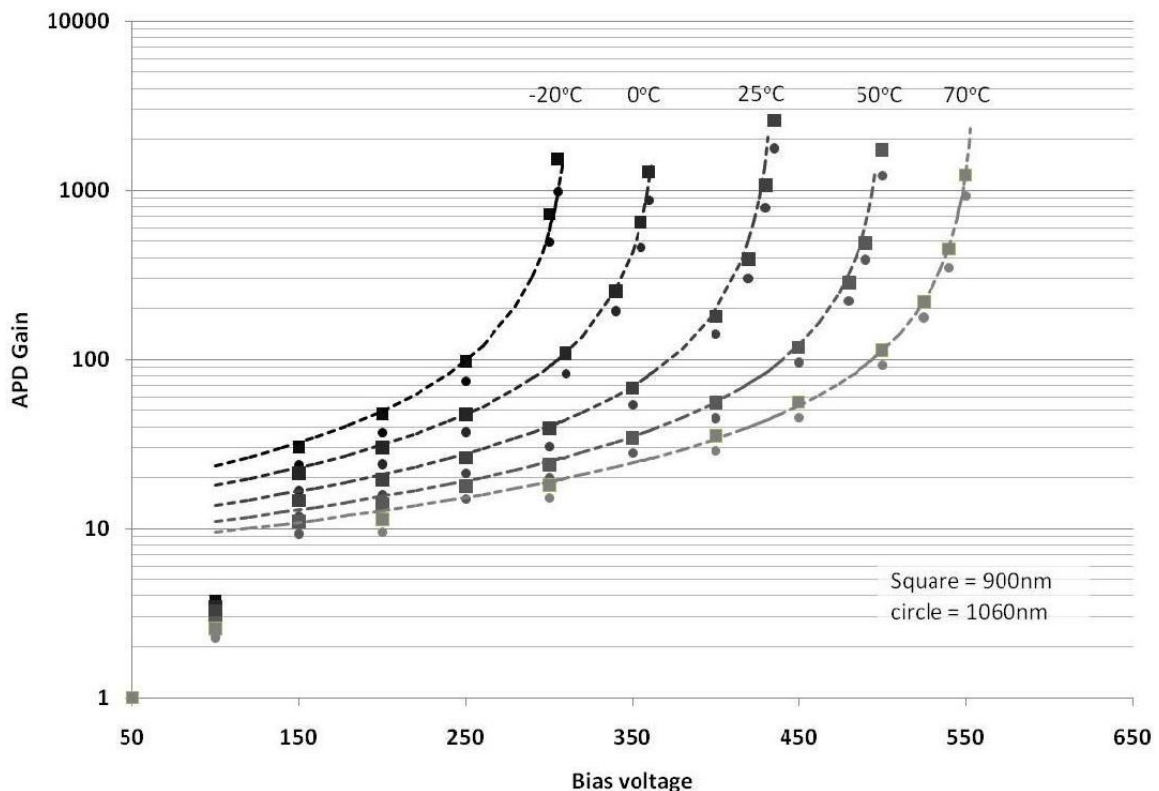


Slika 2.5. Shematski prikaz presjeka lavinske foto diode (APD). Diodu čini pn prijelaz na dnu i u normalnom radu on je zaporno polariziran tako da cijela struktura nije vodljiva. Foton upada s gornje strane i prolazi kroz prozirnu pozitivno dopiranu elektrodu p+ te ulazi u područje apsorpcije fotona i izbijanja slobodnog nositelja naboja (fotokonverzije) (označeno A) koje je načinjeno od relativno debelog sloja slabo vodljivog, gotovo intrinzičnog poluvodiča označenog slovom π . Otpor tog sloja otprilike se uzima oko $5000 \Omega\text{cm}^{-1}$. Naboj u sloju A pod utjecajem relativno slabog električnog polja pluta (Engl. *drift*) prema području jakog električnog polja (označenog s M), a kada

ga dosegne dolazi do snažnog ubrzanja i multiplikacije naboja mehanizmom lavine što rezultira makroskopskom strujom koju je lako detektirati.

2.2.1 Pod-Geigerov i Geigerov načini rada

Lavinska dioda spaja se na napon u zapornom (nepropusnom) smjeru. Iznos inverznog radnog napona označavamo s V_R . Slika 2.6 prikazuje pojačanje jedne tipične lavinske fotodiode, C30954 (proizvođač Excelitas iz Kanade), kao funkciju radnog napona. Pojačanje se definira kao prosječni broj elektrona koji prođe kroz diodu nakon konverzije fotona u jedan elektron. Kad je radni napon veći od otprilike 100 V, pn spoj je potpuno osiromašen (Engl. *depleted*) u tom području se može pojaviti umnažanje naboja generiranog apsorpcijom fotona, a to umnažanje čini mehanizam pojačanja diode. Pratimo li, na nekoj temperaturi, krivulju pojačanja s porastom V_R , primijećujemo da kod nekog napona $V_R = V_{BR}$ pojačanje postaje beskonačno. To u stvari znači da se na tom radnom naponu, ili većem, javlja samoodrživi lavinski proces, tj struja ne prestaje teći sama od sebe ili traje dugo vremena prije nego se spontano prekine. Najniži napon pri kojem se javlja proces samoodržive lavine nazivamo napon broboja (Engl. *breakdown*) ili Geigerov napon i označavamo s V_{BR} .



Slika 2.6. Ovisnost pojačanja komercijalne lavinske fotodiode C30954 (Excelitas) o inverznom naponu (podaci proizvođača).

Kao što vidimo na Sl. 2.6, lavinska foto dioda može raditi u dva režima: ispod napona Geigerovog praga odnosno $V_R < V_{BR}$ (tzv. linearni režim) ili iznad praga odnosno $V_R > V_{BR}$ (tzv. lavinski ili Geigerov režim). Treba odmah spomenuti da je napon Geigerovog praga specifičan za svaku pojedinu diodu i da ga se može jedino eksperimentalno odrediti. Dakako, konstrukcija diode determinira približno Geigerov prag. Pojačanje SPAD pri nekom radnom naponu manjem ili jednakom od V_{BR} možemo precizno modelirati ovom funkcijom:

$$M = \frac{K}{(V_{BR} - V_R)^n} \quad (1)$$

gdje su $K = 14000$ i $n = 1.19$ konstante ovisne o geometriji i dopiranju SPAD. Na Sl. 2.6 prikazane su mjerne točke (kvadratići i kružići) te crtkane krivulje koje odgovaraju gornjem izrazu.

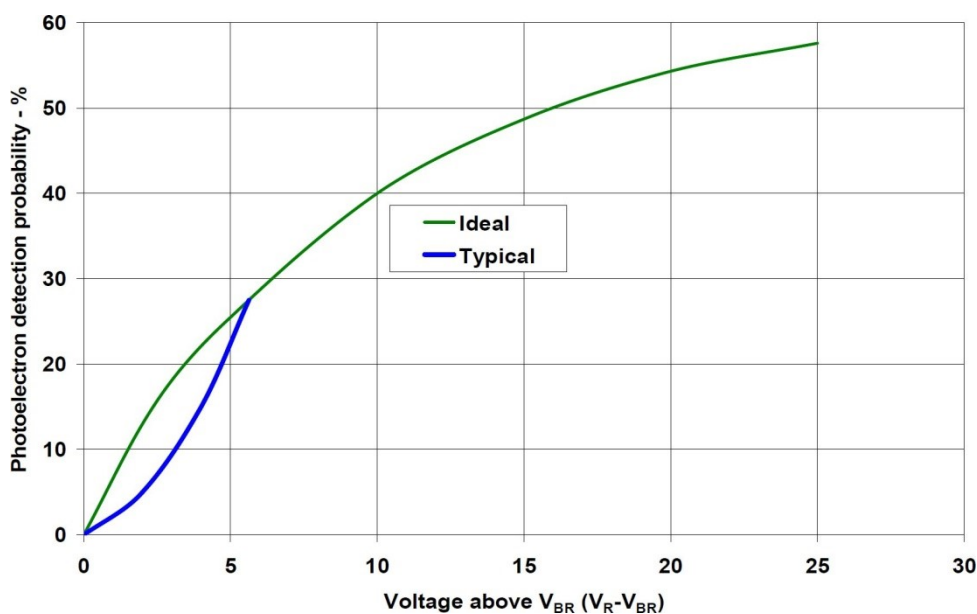
Nas ovdje prvenstveno zanima rad u Geigerovom režimu budući da je tako moguće detektirati pojedinačne fotone. U tom načinu rada, svaki slobodan nositelj koji iz područja konverzije fotona (na Sl. 2.5 označenog slovom **A**), dopluta do multiplikacijskog područja gdje vlada snažno el. polje (označenog slovom **M**) biva naglo ubrzan te predajom kinetičke energije okolnim atomima generira nove nositelje koji potom generiraju dalje nositelje itd. u jednom *lavinskom* procesu. Ukoliko je napon ispod V_{BR} polje u području **M** stvara slabe lavine koje se spontano gase u vrlo kratkom vremenu kada kroz područje **M** prođe sav naboj. U tom režimu rada naboji stvoreni u području **A** umnažaju se za neki konstantan faktor pojačanja koji ovisi o visini radnog napona. Uobičajeno se u tom režimu postiže pojačanje od 50 - 200 puta, a lavine se same gase nakon svega nekoliko stotina pikosekundi.

Kad se lavinska dioda priključi na napon koji je **iznad** Geigerovog praga u zapornom smjeru ($V_R > V_{BR}$), tada svaki pojedini slobodni nositelj (par elektron - šupljina), koji npr. nastane prilikom apsorpcije jednog jedinog fotona u području **A** (na Sl. 2.5), može prouzročiti lavinsko umnažanje slobodnih nositelja koje se razvija u vrlo kratkom vremenu (reda 1 ns), nakon čega struja kroz diodu dostiže konstantan nivo. Takva lavinska struja je samoodrživa tj. neće se prekinuti sama (osim s vrlo malom vjerojatnošću i nakon dugog

vremena). Da bi se omogućila detekcija slijedećeg fotona lavinu je potrebno ugasiti, a to se postiže spuštanjem radog napona nešto ispod V_{BR} . Kao što ćemo vidjeti kasnije, postoje dva pristupa: tzv. pasivni i aktivni načini gašenja lavine.

Nas u ovom radu zanima isključivo Geigerv režim detekcije fotona, to jest kad je ispunjen uvjet $V_R > V_{BR}$. Razliku između radnog napona i napona proboja nazivamo "prekonapon" (Engl. *overvoltage* ili *excess voltage*) te označavamo s $V_{OVER} = V_R - V_{BR}$.

Samo pojedine, posebno konstruirane lavinske foto diode mogu raditi u Geigerovom režimu s dostatno malim šumom da se mogu koristiti kao brojači fotona. Takve diode označavamo kraticom **SPAD** (Engl. *Single Photon Avalanche Diode*). Uobičajene pak lavinske fotodiode (koje nazivamo **APD** od Engl. *Avalanche Photo Diode*) mogu prepogoriti ukoliko se izlože naponu iznad Geigerovog praga ili tu imaju tako velik šum da su neupotrebljive kao brojači fotona.



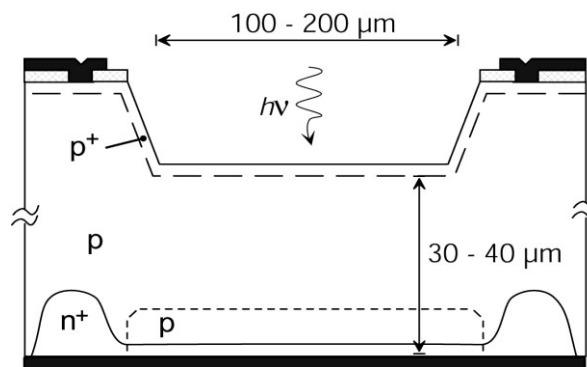
Slika 2.7. Prikaz efikasnosti detekcije fotona kao funkcije vrijednosti radnog napona iznad Geigerovog praga za SPAD C30902 tvrtke Excelitas. Važno je uočiti da iako je kvantna efikasnost (Engl. *Quantum Efficiency*, QE), koja se definira kao vjerojatnost da se upadni foton konvertira u elektron, neovisna o naponu na kojem radi SPAD i svojstvo je samog materijala od kojeg je dioda načinjena, efikasnost detekcije (Engl. *Detection efficiency*, DE) itekako ovisi o radnom naponu V_R , napose jednaka je nuli kad je radni napon $V_R = V_{BR}$.

Povećanjem radnog napona iznad V_{BR} , DE se povećava, ali nikada ne dostiže QE.

Važno je uočiti da iako je kvantna efikasnost (QE), koja se definira kao vjerojatnost da se upadni foton konvertira u elektron, neovisna o naponu na kojem radi SPAD i svojstvo je samog materijala od kojeg je dioda načinjena, efikasnost detekcije (Engl. *Detection efficiency*, DE) itekako ovisi o radnom naponu V_R , napose jednaka je nuli kad je radni napon $V_R = V_{BR}$. Povećanjem radnog napona iznad V_{BR} efikasnost detekcije (DE) se povećava, ali nikada ne dostiže QE.

2.2.2 "Debele" i "tanke" lavinske fotodiode

Sl. 2.8 prikazuje *reach-through* strukturu realiziranu u polovodiču silicija, koju je prvi prikazao i matematički modelirao R. J. McIntyre[10] godine 1966., a koja nudi optimalnu kombinaciju poželjnih karakteristika detektora fotona: visoku brzinu detekcije, nisku razinu šuma, mali električni kapacitet te dobru efikasnost detekcije u području valnih duljina od vidljivog (VIS) do bliskog infracrvenog (NIR) područja.



Slika 2.8. Prikaz presjeka McIntyre-jeve debele *reach-through* SPAD fotodiode. Izrađuje se specijalnim procesima obrade silicijskog wafera iz kojeg razloga je skupa. Ovaj tip SPAD karakteriziraju: (1) dobra vremenska razlučivost tj. *jitter* tipično 150 - 450 ps; (2) visoka vršna efikasnost detekcije (55 - 75%), (3) dobra efikasnost (preko 10%) u VIS i dijelu NIR područja u rasponu 450 - 950 nm.

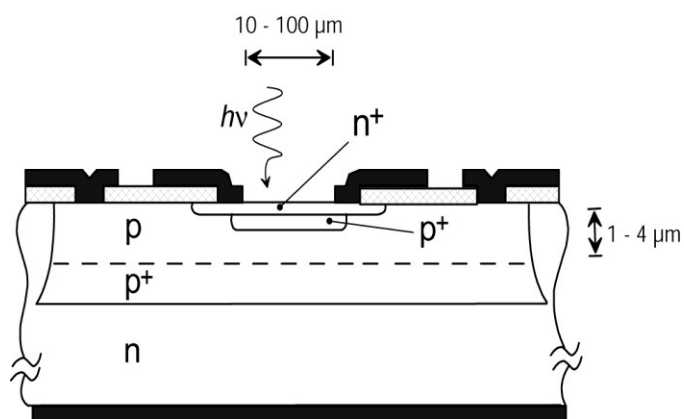
Tri primjera komercijalno dobavljivih SPAD tzv. *reach-through* tipa su: C30902 koju proizvodi Excelitas (Kanada) te SAP500 i SUR500 koje proizvodi Laser Components (Njemačka/SAD). Sve tri SPAD imaju aktivan promjer od 0.5 mm, što je relativno velik (u stvari najveći dostupan) promjer za poluvodičke brojače fotona. Velik promjer uzrokom je i relativno velikog šuma kojem je uzrok termalno pobuđenje nositelja putem repa Boltzmanove raspodjele energije crnog tijela, pa se ove fotodiode u praksi moraju hladiti kako bi im se smanjio šum. Te su SPAD proizvedene specijalnim epitaksijalnim procesom koji predstavlja određenu optimizaciju između cijene i performansi, a prvenstveno radi uštede na troškovima proizvodnje. Usprkos tome, tvornička cijena jedne diode je oko 250 EUR za pakiranje u običnom TO-46 kućištu, a penje se i preko 1000 EUR za kućište s ugrađenim dvostepenim termoelektričnim (TEC) hladilom (Sl. 2.9).



Slika 2.9. Fotografije raznih kućišta u koje se pakira "debeli" lavinski foto dioda C30902 kanadske tvrtke Excelitas (bivši Perkin Elmer Photonics), slijeva na desno: kućište TO-37 (promjer 12.3 mm) verzija jednostepenim TEC (omogućuje hlađenje do 0 °C) i dvostepenim TEC (omogućuje hlađenje do -20 °C) i kućište TO-46 (promjer 4.7 mm, bez hladila samo chip koji sadrži diodu).

Postoji još nekoliko SPAD-ova ovog tipa ali se one ne mogu nabaviti zasebno nego samo u skupim detektorskim modulima. Kao primjer, u odjeljku 2.2.9 navodim nekoliko najpoznatijih i najčešće korištenih detektorskih modula zasnovanih na "reach-through" SPAD diodama.

U novije vrijeme, zbog visoke razvijenosti i niske cijene planarnog procesa izrade poluvodiča razvijena je tzv. Haitz-ova planarna geometrija prikazana na Sl. 2.10. Takve diode mogu se proizvesti specijalnim ili standardnim CMOS procesima koji se najčešće koriste u proizvodnji poluvodiča što omogućuje jeftinu proizvodnju kao i proizvodnju lineranih nizova ili dvodimenzionalnih polja "piksela" sastavljenih od ovakvih fotodiode.



Slika 2.10. Prikaz presjeka Heitz-ove tanke planarne SPAD fotodiode. Obično se izrađuje planarnim CMOS procesom. Ovaj tip SPAD karakteriziraju: (1) odlična vremenska razlučivost tj. malijitter tipično ≤ 50 ps; (2) relativno niska efikasnost detekcije (do oko 35%), (3) maksimalna efikasnost u zelenom ili plavom vidljivom području te mala efikasnost za veće valne duljine.

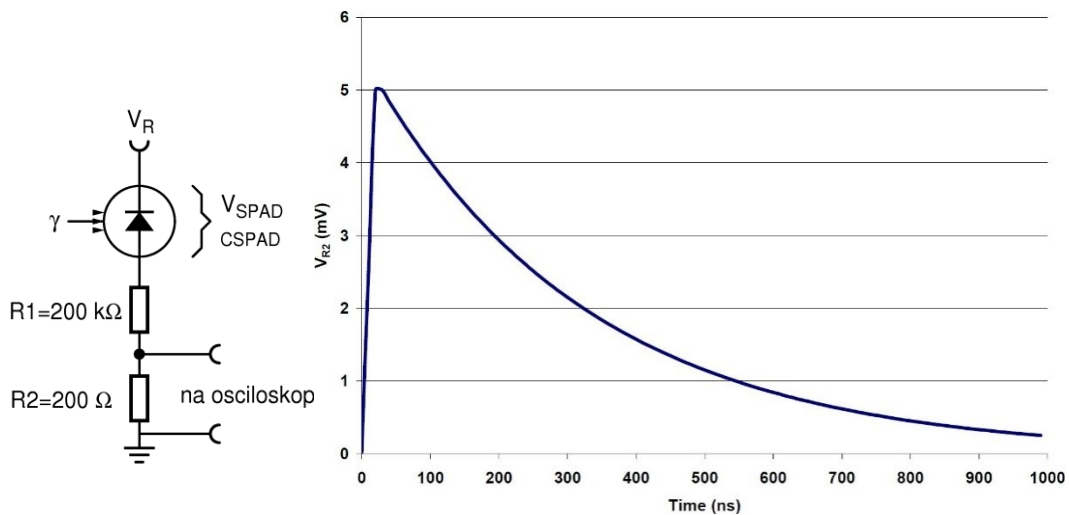
Takva "tanka" dioda nalazi u detektorskim modulima MPD50 tvrtke Micro Photon Devices iz Italije te ID-100 tvrtke IdQuantique iz Švicarske. Taj tip dioda odlikuje rekordno dobra vremenska razlučivost od svega 27 ps pune širine na pola maksimuma (Engl. *Full Width at Half Maximum*, FWHM), ali i nešto slabija efikasnost detekcije fotona s obzirom na druge detektore. Usporedba "tankih" (Heitz-ova geometrija) i "debelih" (McIntyre-ova geometrija) SPAD-ova dana je u Tabeli 1.

Tanka (planarna) Si SPAD	Debela (<i>reach-through</i>) Si SPAD
Promjer aktivne površine: 10-100 μm	Promjer aktivne površine: 100-500 μm
Dobra kvantna efikasnost i nizak šum	Visoka kvantna efikasnost i nizak šum
Pikosekundno mjerenje vremena	Sub-nanosekundno mjerenje vremena
Nizak radni napon 15-40 V	Visok radni napon: 120-500 V
Standardni Si supstrat	Ultra-čisti Si supstrat visokog otpora
Planarni proizvodni proces	Dedicirani proizvodni proces
Moguća izrada 2D polja detektora	Nemoguća izrada 2D polja
Robustan i otporan	Delikatan i podložan degradaciji
Jeftin	Skup
Nekoliko komercijalnih izvora	Samo 2 komercijalna izvora

Tabela 1. Usporedba 2 tipa SPAD dioda koje rade u Geigerovom režimu.

2.2.3 Pasivno gašenje lavinske struje

Najjednostavniji način realizacije brojača fotona sa SPAD diodom je putem takozvanog "pasivnog gašenja lavine" (Engl. *Passive Avalanche Quenching*).



Slika 2.11. Shema i vremenski odziv (snimljen osciloskopom) detektora fotona u konfiguraciji pasivnog gašenja lavine.

Najjednostavnija, a u mnogim slučajevima posve adekvatna metoda gašenja impulsa lavine je korištenje serijskog otpornika za ograničenje struje, kako je prikazano na Sl. 2.11. Ukupni serijski otpor iznosi $R_L = R_1 + R_2$. Budući da se tu koriste samo pasivne elektroničke komponente (otpornik) ta se metoda naziva "pasivnim gašenjem lavine". Pretpostavimo da je u polaznom trenutku radni napon : V_R jednak inverznom naponu na diodi V_{SPAD} , te da je veći od napona Geigerovog praga: $V_R > V_{BR}$. Kad jednom dođe do lavine, npr uslijed apsorbiranog fotona ili tamnog događaja, da bi se ona održala potrebno je da struja kroz diodu nikad ne padne ispod neke minimalne vrijednosti I_{LATCH} . Iznos te struje ovisi o tipu SPAD, na primjer za C30902 (proizvođač Excelitas) iznosi oko $50 \mu A$. Ukoliko se u seriju sa SPAD-om spoji otpornik otpora R_L čija je vrijednost veća od:

$$\frac{V_R - V_{BR}}{R_L} < I_{LATCH} \quad (2)$$

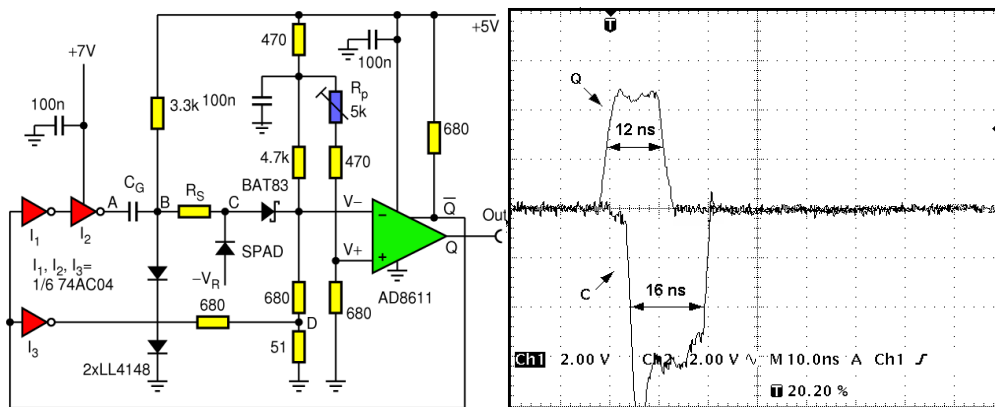
tada će po pojavi lavine napon na SPAD pasti ispod V_{BR} te će doći do gašenja lavine. Nakon prekida lavinske struje SPAD postaje nevodljiva i inverzni napon V_{SPAD} eksponencijalno raste prema radnom naponu V_R :

$$V_{SPAD} = V_R - (V_R - V_{BR}) \exp\left(-\frac{t}{R_L C_{SPAD}}\right) \quad (3)$$

s vremenskom konstantom koja je dana kapacitetom diode C_{SPAD} (koji uključuje eventualne parazitske kapacitete, npr. kapacitet priključnih vodova). Iako počinje s jednim elektronom, ukupni naboj kojeg proizvede lavina može dostići i 10^8 elektona, što je pojačanje dva reda veličine veće od onog koje postiže mehanički znatno veća fotomultiplikatorska cijev. No, iako velika količina naboja čini signal fotona vrlo lako upotrebljivim u praktičnim eksperimentima, to ima i svoju cijenu budući da uzrokuje afterpulseve, kao što ćemo kasnije razjasniti. Kako bi se smanjila količina naboja generirana lavinom i smanjilo mrtvo vrijeme može se pribjeći aktivnom gašenju lavine.

2.2.4 Aktivno gašenje lavine i mrtvo vrijeme

Pasivno gašenje lavine je jednostavno, ali ima velikih mana. Prvo, vrijeme potrebno da se SPAD potpuno vrati na polazni napon traje nekoliko mikrosekundi. Za to vrijeme detektor nije potpuno spreman prihvatiti novi foton, odnosno radi sa smanjenom efikasnošću koja ovisi o tome koliki je trenutni inverzni napon V_{SPAD} . To znači da efikasnost detekcije u trenutku nailaska fotona ovisi o tome kada su detektirani raniji fotoni i u kojem vremenskm slijedu. To uzrokuje komplicirane korelacija među detekcijama i pojavu lažnih efekata u mjerenjima. Ovi se problemi mogu ukloniti ili značajno smanjiti uporabom aktivnog gašenja lavine u kojem se, u najkraćem tehnološki mogućem roku od pojave lavine, napon na SPAD-u naglo smanji (aktivnim elementima, npr. tranzistorom) ispod Geigerovog praga, zadrži neko vrijeme i onda opet naglo vrati na polaznu vrijednost. Takav sistem, "aktivnog gašenja lavine" (Engl. *Active Avalanche Quenching*) ilustriran je Sl. 2.12 [22]. Mi ovdje nećemo ulaziti u detalje funkcioniranja sklopa na Sl. 2.12 (lijevo) već ćemo se zadržati na krivulji C na Sl. 2.12 (desno) koja prikazuje oscilogram inverznog napon na SPAD.



Slika 2.12. Primjer elektroničke sheme sklopa za aktivno gašenje lavine (lijevo) i oscilogram napona na pojedinim dijelovima sklopa (desno). Pojašnjenje vidi u tekstu. Slike su preuzete iz Ref. [22].

Kao što vidimo, u kratkom periodu vremena nakon detekcije fotona, u trajanju od 16 ns, inverzni napon na SPAD je spušten ispod Geigerovog praga proboja. Zbog toga je SPAD potpuno nesposobna za detekciju fotona, tj. efikasnost detekcije je nula, kako je ilustrirano na Sl. 2.7 u odjeljku 2.2.1. Vrijeme koje SPAD provodi ispod Geigerovog praga u literaturi se naziva "*hold-off time*" i u slučaju ovdje promatranog sklopa ono iznosi 16 ns. No u sklopu postoje i dodatna kašnjenja uslijed čega najkraće vrijeme između dvije detekcije iznosi 39 ns [22]. Taj period vremena nazivamo "mrtvo vrijeme" detektora. Primjećujemo da je trajanje prijelaza između režima rada u kojima SPAD radi na punom nominalnom radnom (inverznom) naponu i režima kada je "isključena" tj. ispod praga lavine, vrlo kratka tj. iznose oko 2 ns za ovaj sklop. Takvim brzim uključivanjem i isključivanjem radnog napona SPAD omogućene su tri bitne karakteristike i prednosti aktivnog gašenja lavine pred pasivnim:

1. minimizirano je vrijeme između susljednih detekcija;
2. minimiziran je udio vremena unutar kojeg SPAD radi sa smanjenom efikasnošću;
3. zbog "resetiranja" SPAD između susljednih detekcija, spuštanjem inverznog napona ispod V_{BR} , bitno su smanjene korelacije među detekcijama. (U stvari jedine korelacije koje preostaju su posljedica fizikalno neuklonjivog "afterpulsinga", o čemu će biti riječi kasnije.)

No, kao rezultat gašenja lavine, fotoni ne mogu biti detektirani u mrtvom vremenu, tj dio signala se gubi. Mrtvo vrijeme modernih detektora je negdje u rasponu od 25 ns - 100 ns, što je dovoljno kratko da za većinu mjerenja bude zanemarivo, a u svakom slučaju omogućuje mnogo veću učestalost detekcija i s dobro definiranom efikasnošću. Ukoliko se mjerenja rade s pulsiranim svjetlom (npr. ako se kao izvor fotona koristi pulsni laser) na način da je razmak između svjetlosnih pulseva veći od mrtvog vremena, moguće je gotovo u potpunosti izbjeći utjecaj mrtvog vremena. Međutim tamo gdje to nije slučaj, mrtvo vrijeme treba uzeti u obzir prilikom projektiranja eksperimenta.

2.2.5 Šum (tamni događaji)

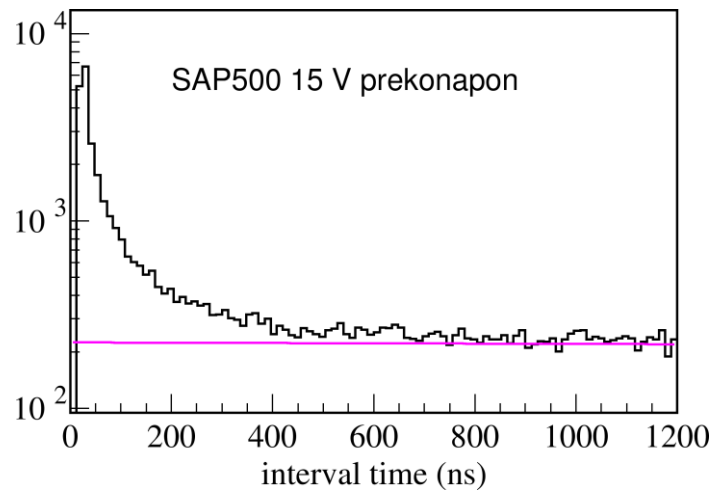
U detektorima pojedinačnih fotona, šumom smatramo pojavu lažnih detekcija, tj. detekcija koje nisu uzrokovane apsorpcijom fotona u osjetljivom volumenu detektora. Šum se definira kao prosječna frekvencija detekcije (npr. izlaznih impulsa) u uvjetima kada se detektor drži u potpunm mraku. Odatle naziv *dark counts* koji se uvriježio u literaturi, kao i pojam *Dark Counts Rate* (DCR) koji označava prosječnu frekvenciju tamnih događaja. Šum u brojačima fotona općenito uzrokuju dva mehanizma [34]. Jedan, i obično znatno pretežit, je detekcija uzrokovana toplinom. Drugi, često zanemariv na uobičajenim radnim temperaturama, jesu centri nečistoća u materijalu koji pod utjecajem električnog polja generiraju slobodne nositelje. Oba procesa generiraju slobodne nositelje, baš kao i fotokonverzija stvarnog fotona, tako da ih je nemoguće razlikovati od mjerenog signala.

Termički šum ima karakteristiku eksponencijalnog opadanja sa apsolutnom temperaturom te ga je moguće značajno smanjiti hlađenjem aktivnog dijela detektora, npr. SPAD diode. Međutim, hlađenje detektora, pogotovo SPAD, ima za posljedicu pojačanje jednog drugog neželjenog efekta zvanog "afterpulsing" o čemu će biti više riječi u slijedećem odjeljku.

2.2.6 Afterpulsevi

Kao što smo već naveli u uvodu, nakon lavinskog proboja u SPAD, s nekom malom vjerojatnošću može se pojaviti dodatni puls koji je induciran time da se neki od cca. 10^8 nositelja koji prolaze kroz diodu tijekom lavine, elektron ili šupljina uhvaćeni i zadržani na nekom mjestu nečistoće u siliciju, biti će oslobođeni nakon nekog, u osnovi slučajnog vremena i izazvati novu lavinu. Poluživot uhvaćenih nositelja za silicij na sobnoj temperaturi iznosi od 10 ns do 1000 ns. Moguće je da u jednoj diodi nađemo nekoliko

centara s raznim duljinama poluživota uhvata [13]. Na primjer, kod fotodiode SAP500 vjerojatnost afterpulsula tijekom perioda od jedne mikrosekunde nakon proboja tipično je oko 3-4% i ovisna je o prekonaponu (V_{OVER}), kao što je opisano u [23]. Na Sl. 2.13. prikazan je histogram distribucije vremena između susljednih lavina (detekcija) kod te diode. To je tipičan je primjer distribucije na kojoj se afterpulsevi vide kao suvišak pri vremenima reda nekoliko stotina nanosekundi.



Slika 2.13. Afterpulsevi (fotodiode SAP500 pri -10°C i 15 V prekonapona) primjetni su kao višak događaja iznad eksponencijalne pozadine (ljubičasti pravac) koju sačinjavaju detekcije stvarnih fotona, u histogramu vremenskih intervala između susljednih detekcija.

Sergio Cova, sa suradnicima, modelira pojavu afterpulseva putem n nezavisnih mehanizama od kojih svaki ima neki poluživot i neku vjerojatnost, tako da je ukupna vjerojatnost afterpulsula kao funkcije vremena proteklog od detekcije fotona dana s[38]:

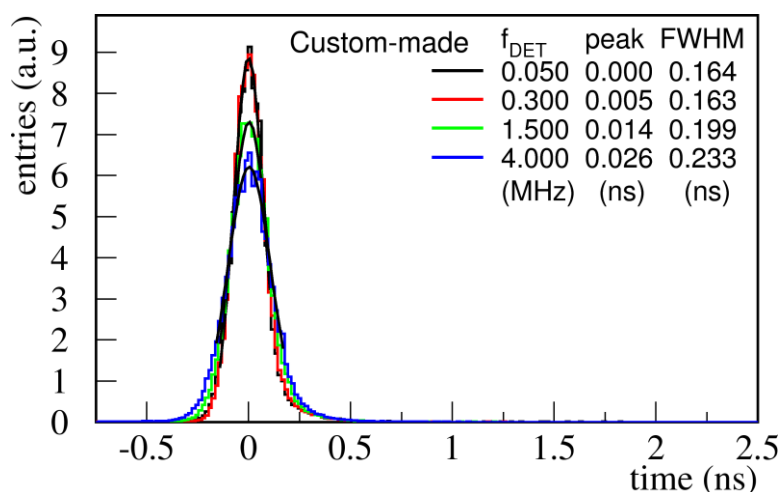
$$P(t) = A_0 + A_1 e^{-t/\tau_1} + A_2 e^{-t/\tau_2} + \dots \quad (4)$$

Logika iza takvog modela jest da su afterpulsevi proizvod metastabilnih dubokih stanja u poluvodiču i da postoji određeni diskretan niz takovih stanja od kojih svaki ima karakterističnu vjerojatnost popunjavanja nositeljima koje generira lavina (A_i) i karakterističnim poluživotom (τ_i). Najčešći je slučaj da je jedan tip centara s najkraćim poluživotom dominantan, a da se drugi tipovi s duljim poluživotom mogu zanemariti ili da im je vjerojatnost mala. U poglavlju 5 vidjet ćemo da je to slučaj i kod ispitivanog tipa fotodiode SUR500, prije ozračivanja gama zrakama.

Ranije smo spomenuli da šum ovisi o radnoj temperaturi SPAD, međutim i pulzivot(i) afterpulseva povećava(ju) se s opadanjem temperature [23] što dovodi do efektivno jačeg afterpulsinga. Stoga se u praktičnom detektoru radna temperatura SPAD odabire kao rezultat kompromisa između nivoa šuma i nivoa afterpulsinga, a prema željenoj namjeni.

2.2.7 Vremenska razlučivost (*jitter*)

Od trenutka kada foton padne na osjetljivi volumen SPAD pa do trenutka kada detektor proizvede digitalni impuls na svojem izlazu, prođe neko vrijeme koje nazivamo "period kašnjenja detekcije" (Engl. *detection delay*) i označavamo s τ_D . Kod realnih detektora, što zbog fizikalnih procesa u samoj SPAD, što zbog nejedakosti kašnjenja elektroničkih sklopova koji formiraju izlazni signal i eventualnog efekta memorije, τ_D nije konstanta već postoji malo "titranje" (Engl. *jitter*) oko neke prosječne vrijednosti. Ako je elektronički sklop dobar, *jitter* je dominiran fizikalnim procesima u samoj SPAD s rasponom vremena posmaka (drift) naboja u apsorpcijskom sloju i vremenom razvoja lavine koje može trajati i do 1.5 ns. Budući da se svjetlost kraće valne duljine bolje apsorbira u siliciju, to oba ova procesa kraće traju, pa u pravilu SPAD imaju nešto bolju vremensku rezoluciju na kraćim valnim duljinama. Vremenski rasap τ_D za fotodiodu SAP500, pri raznim frekvencijama detekcije fotona, prikazan je na Sl. 2.14 (preuzeto iz [25]).



Slika 2.14. 30. Jitter lavinske fotodiode SAP500 u Geigerovom režimu rada, na temperaturu -10°C i prekonaponu 15 V, te pri frekvencijama detekcije od 50 kHz, 300 kHz, 1.5 MHz i 4 MHz.

Vremenska razlučivost definira se kao puna širina na pola maksimuma distribucije od τ_D (Engl. *full width at half maximum*, FWHM). U pravilu, rezolucija se pogoršava pri većim frekvencijama detekcije fotona zbog fizikalnih razloga, a posebno ako fotoni nailaze u slučajnim trenucima, zbog narastajuće nemogućnosti da elektronika precizno odradi kompletan ciklus gašenja lavine. Za opisani detektor rezolucija iznosi oko 170 ps FWHM.

2.2.8 Spektralna efikasnost detekcije fotona

Kao što smo već rekli, razlikujemo kvantnu efikasnost (koja je svojstvo materijala i geometrije lavinske diode) i efikasnost detekcije fotona (koja ovisi o radnom naponu lavinske diode). I jedna i druga efikasnost funkcije su valne duljine upadnog fotona, no pri praktičnoj primjeni detektora zanima nas samo spektralna efikasnost detekcije.

Detektori sa silicijskim SPAD diodama osjetljivi su u vidljivom i bliskom infra-crvenom dijelu spektra (*Near Infra Red* - NIR), odnosno od otprilike 400 - 1050 nm. Efikasnost detekcije određena je apsorpcijskim koeficijentima za pojedini materijal. Apsorpcijski koeficijent za silicij prikazan je na Sl. 2.15. Pri valnim duljinama manjim od oko 450 nm, apsorpcijski koeficijent je toliko visok da se foton apsorbira već u vodljivom sloju na samoj površini SPAD te uopće ne dopire do osjetljivog volumena kako bi uzrokovao lavinu. Pri većim valnim duljinama pak, apsorpcijski koeficijent naglo se smanjuje te naglo opada vjerojatnost da će foton interagirati s detektorom. Napokon, foton valne duljine veće od 1100 nm nema dovoljno energije da pobudi nositelje u vodljivu vrpcu.

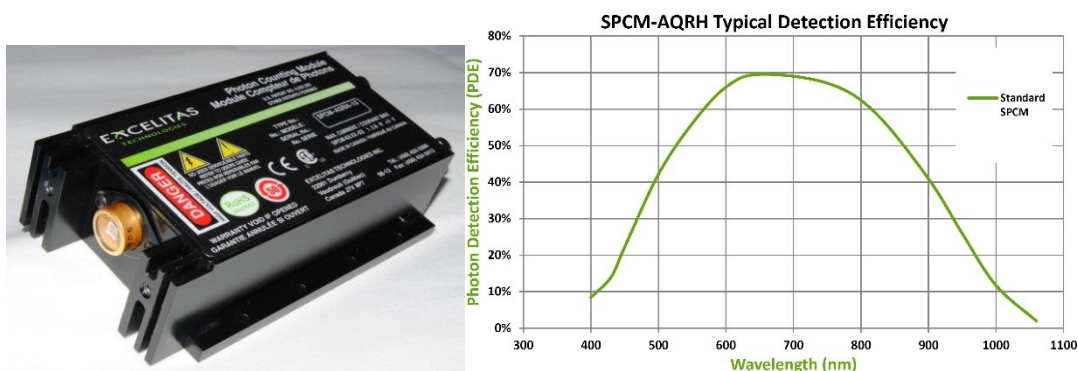
Budući da prilikom projektiranja SPAD postoje faktori koji se međusobno isključuju, kao što su npr. dobra vremenska razlučivost ili nizak šum koja preferiraju tanji SPAD te široki spektralni odziv koji preferira deblji SPAD, projektiranje karakteristika SPAD posljedica je optimizacije na neku skupinu primjena.

Krivulje spektralne efikasnosti detekcije nekih komercijalnih detektora prikazat ćemo u slijedećem odjeljku.

2.2.9 Komercijalni brojači fotona zasnovani na SPAD

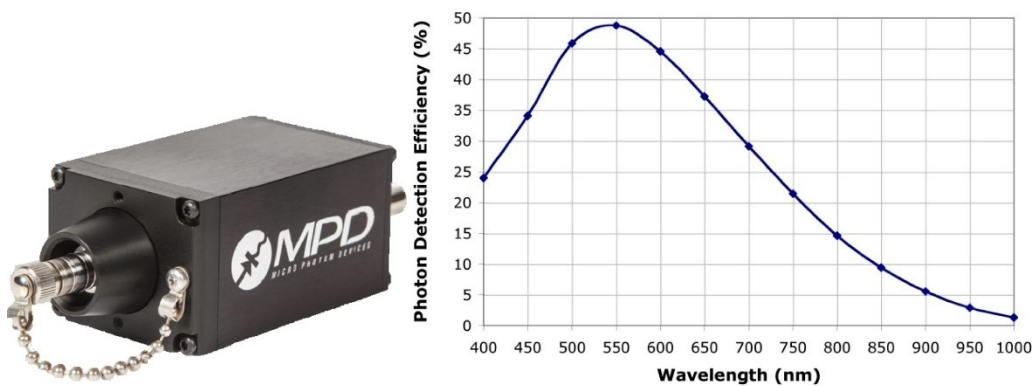
Ovdje ćemo ukratko nabrojati i opisati najvažnije komercijalne brojače fotona zasnovane na SPAD sensorima u vidljivom (VIS) području i usporediti njihove karakteristike.

Na Sl. 2.15 prikazan je najcijenjeniji i vjerojatno najbolji detektor fotona opće namjene zasnovan na aktivno gašenoj "debeloj" (*reach-through*) SPAD, kojeg proizvodi Kanadska tvrtka Excelitas (nekada dio PerkinElmer, a sada zasebna tvrtka) [16]. Modul SPCM-AQRH (lijevo) postiže efikasnost detekcije do 73% na valnoj duljini od 700 nm i ima širok raspon osjetljivosti u VIS i NIR području (desno). Slično i gore opisani PMT modul i ovaj je vrlo jednostavan za rad te ima samo dva priključka: priključak za napajanje (5 V), i izlazni BNC priključak na kojem se pojavljuje logički impuls širine 20 ns koji označava detekciju. Ostale karakteristike modula su: mrtvo vrijeme 30 ns, maksimalna brzina brojanja 25 - 30 MHz, vjerojatnost afterpula u rasponu od 75 ns do 500 ns poslije primarnog pulsa 0.5% tipično. Vremenska razlučivost detektora je oko 350 ps FWHM. Moduli se prodaju prema šumu u 7 razreda od 25 cps (*counts per second*) do 1500 cps. Cijena detektora sa šumom 100-250 cps u Hrvatskoj 2017. g. je, uključivo sva davanja, oko 50.000 kuna.



Slika 2.15. Modul za brojanje fotona SPCM-AQRH Kanadske tvrtke Excelitas odlikuju visoka efikasnost detekcije u VIS-NIR području, mrtvo vrijeme od 30 ns, šum reda 100 cps, maksimalna frekvencija brojanja do 30 MHz i *jitter* od 350 ps FWHM.

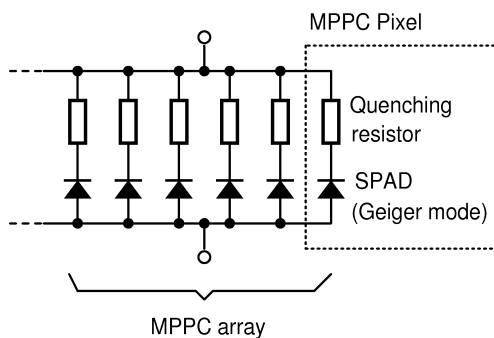
Dok SPCM-AQRH posjeduje vrlo dobru efikasnost detekcije, njegova vremenska razlučivost daleko je od najbolje moguće za SPAD detektore. Za bolju vremensku razlučivost treba posegnuti za tankim SPAD no tada se žrtvuje efikasnost detekcije, napose na većim valnim duljinama. Jedan takav detektor jest PDM [28] prikazan na Sl. 2.16.



Slika 2.16. Modul za brojanje fotona PDM Talijanske tvrtke Micro Photon Devices odlikuju najbolja vremenska razlučivost na tržištu (35 ps FWHM), dobra efikasnost detekcije u VIS području (49% pri valnoj duljini od 550 nm), te nizak šum.

2.3 Višepikselni detektor ili silicijski fotomultiplikator

Višepikselni brojač fotona je vrsta uređaja za detektiranje pojedinačnih fotona. Sastoji se od velikog broja (tipično do nekoliko desetaka tisuća) nezavisnih tankih lavinskih fotodioda mikronskih dimenzija (piksela) aktivne površine (reda $10\ \mu\text{m} \times 10\ \mu\text{m}$) koje rade u Geigerovom načinu rada i sve su povezane paralelno tako da svaki pogođeni piksel doprinosi ukupnom naboju kojeg generira detektor. Svaki piksel spojen je na zajednički liniju preko otpornika čija je svrha pasivno gašenje lavine, kako je prikazano na Sl. 2.17 tako da lavina traje kratko (reda nekoliko nanosekundi), a ukupna količina naboja koji generira pixel pogođen fotonom obično se kreće oko $10^6\ e$. Bitna je dakle razlika odlika ovog tipa detektora to što on može razlučiti *broj upadnih fotona* (1, 2, 3...) (Engl. *Photon Number Resolving Detector*) dok SPAD na svom izlazu daje samo jedan logički impuls bez obzira na broj fotona koji su istovremeno pogodili detektor.



Slika 2.17. Shematski prikaz više pikselnog detektora fotona.

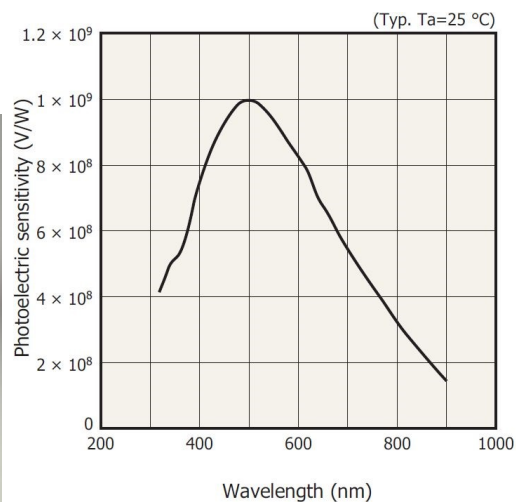
Ukoliko je svjetlo koje pada na takav detektor dovoljno slabog intenziteta, vjerojatnost da dva fotona istovremeno pogode isti piksel je zanemariva pa je ukupni naboj kojeg proizvede detektor proporcionalan broju fotona koji su pali na detektor, baš kao što je slučaj i sa fotomultiplikatorskom cijevi. Budući da je na ideju za taj tip detektora gotovo istovremeno došlo nekoliko istraživačkih grupa i proizvođača, nema jedinstvenog naziva za njih. Zbog toga i zbog sličnosti s načinom na koji radi fotomultiplikator, uvriježila su se čak tri naziva: (1) MPPC (*Multi Pixel Photo Multiplier*); (2) SSPM (*Solid State Photo Multiplier*); ili jednostavno Si-PM (*Silicon Photo Multiplier*).



Slika 2.18. SSPM detektor površine 1 mm^2 : u TO-46 kućištu (vanjski promjer 4.72 mm) (lijevo); uvećana slika aktivnog dijela površine na kojem se vidi mnoštvo piksela dimenzija $20 \text{ }\mu\text{m} \times 20 \text{ }\mu\text{m}$. Prikazan je model SSPM_0701BG švicarske tvrtke Photonique SA [27].

SSPM tipično ima nizak radni napon (20-ak V) i ima visoko pojačanje reda 10^6 elektrona po fotonu, dobru (ali ne i najbolju) efikasnost detekcije fotona (tipično 30-40% na vršnoj valnoj duljini), brz odziv, dobro vremensko razlučivanje (u rasponu 100-600 ps FWHM), no uz relativno uzak spektar odziva u usporedbi s tankim i debelim SPAD. Za razliku od PMT, SSPM je imun na magnetska polja, vrlo otporan na mehaničke udarce, i neće stradati (pregorjeti) ukoliko ga se osvijetli prevelikom količinom svjetla, što se sve njegove velike prednosti koje ga čine nezamjenjivim u specifičnim primjenama.

Renomirana japanska tvrtka Hamamatsu prošle je godine na tržište izbacila poboljšanu generaciju modula za brojanje fotona izrađenog na temelju MPPC, prikazanog na Sl. 2.19.



Slika 2.19. Detektor C13366-G tvrtke Hamamatsu, zasnovan na MPPC senzoru (lijevo) i njegov spektralni odziv (desno).

Modul C13366-G proizvodi se u dvije verzije: kao brojač fotona s digitalnim izlazom (C13366-GD [29]), način rada sličan detektorima sa SPAD) i analogni brojač (C13366-GA [30]) kod kojeg je visina analognog signala proporcionalna broju fotona koji "odjednom" (tj. u vremenu kraćem od vremenskog razlučivanja detektora koje iznosi oko 0.6 ns) upadnu na detektor. Zbog korištenja standardne CMOS tehnologije, debljina apsorpcijskog sloja je vrlo mala (1 - 3 μm), što uvjetuje dobru osjetljivost samo na kraćim valjin duljinama.

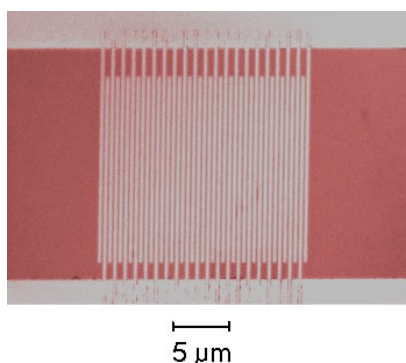
2.4 Supravodljivi brojači fotona

Radi potpunosti ovog pregleda, spomenut ćemo i supravodljive detektore fotona. Iako se prvi puta spominju i prvi su puta realizirani još 1942. godine [24] zbog tehničkih poteškoća počeli su se intenzivnije koristiti tek u posljednjih 5-10 godina. Njihova je bitna razlika prema drugim detektorima korištenje supravodljivih legura i potreba za dubokim kriogeničkim hlađenjem (reda 1-2 K ili niže), što je u mnogim slučajevima nepraktično i vrlo je skupo. No njihova vrlo visoka efikasnost detekcije je jedinstvena i to ih čini vrlo interesantnima za provjere fundamentalnih rezultata, npr. testiranja kvantne nelokalnosti putem Bellove nejednakosti [26]. U posljednjih desetak godina znanstvenici su razvili velik broj tipova tih detektora, a ovdje ćemo spomenuti samo najvažnije.

2.4.1 Detektori sa supravodljivim nano-žicama (SNSPD)

Supravodljivi nano-žičani detektor fotona (Engl. *Superconducting Nanowire Single-Photon Detector*, SNSPD) je vrsta detektora fotona osjetljivog u području od ultravioletnog (UV) svjetla pa sve do milimetarskih valova, koji funkcionira na principu detekcije povećanja električnog otpora uslijed razbijanja Cooperovih parova u supravodljivim nano-žicama [5]. Razbijanje Cooperovog para može se učiniti fantastično malom energijom (reda 10^{-3} eV) uslijed čega je ovaj tip detektora osjetljiv i na fotone velikih valnih duljina koje se ne može detektirati ranije opisanim tehnikama. SSNPD je prvi puta razvijen od strane znanstvenika Moskovskog Državnog pedagoškog sveučilišta [3] i Sveučilišta u Rochesteru 2001. godine [4].

Godine 2013. u tehnici SSNPD načinjen je do tada najbrži supravodljivi detektor fotona [11] s jitterom 150 ps FWHM i mrtvim vremenom od samo 40 ns uz efikasnost detektora od 93% (sistemska efikasnost 90%).



Slika 2.20. Mikrograf (učinjen skeirajućim elektronskim mikroskopom) SSNPD detektora načinjenog od supravodljivih nano-žica. Izvor: National Institute for Standards and Technology (NIST).

SNSPD sastoji od tanke (≈ 5 nm) i uske (≈ 100 nm) supravodljive žice. Duljina je obično oko nekoliko stotina mikrometara, a geometrija uzorka (meandra) smatanja nano-žice izvodi se u obliku kružnog ili kvadratnog piksela s visokom učinkovitošću detekcije. Prilikom rada nano-žica se ohladi ispod svoje kritične temperature supravodljivog prijelaza te se proz nju pusti mjerna struja tek nešto slabija od kritične struje za dani materijal. Upadni foton razbija Cooperove parove i smanjuje lokalno nivo

kritične struje. To rezultira lokalno narušavanje supravodljivosti i dodatno zagrijavanje koje pojačava efekt gubitka supravodljivosti što u konačnici rezultira makroskopskom promjenom električnog otpora žice koji se očituje kao električni impuls koji se dalje pojačava pojačalom koje radi na sobnoj temperaturi izvan kriostata. Medij koji hladi žicu u konačnici uspostavlja normalnu supravodljivost nakon kratkog vremena i detektor je ubrzo spreman za detekciju slijedećeg fotona. Karakteristično vrijeme povratka detektora u pripravno stanje ovisi o toplinskom kapacitetu žice: upravo radi veće brzine žice su toliko tanke [9].

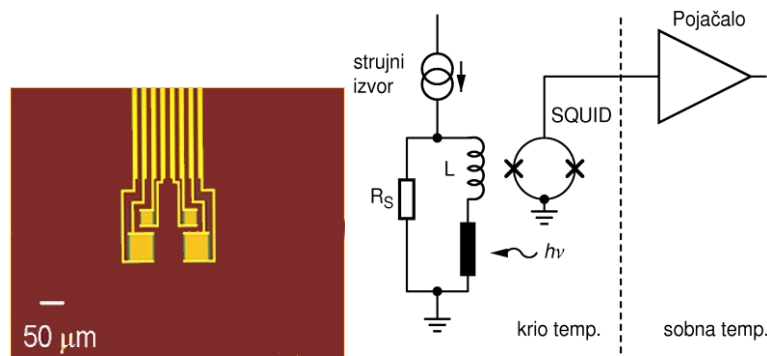
Nedavno se na tržištu pojavila verzija supravodljivog SNSPD detektor koja nudi vremensku rezoluciju od oko 25 ps, maksimalnu frekvenciju detekcije 20 MHz i šum oko 300 Hz, uz efikasnost detekcije od 80% na 1550 nm, koja je optimirana za upotrebu u kvantnoj komunikaciji, a proizvodi ju Nizozemska tvrtka Single Quantum. Ovaj tip detektora nema afterpulseve, te može detektirati fotone valnih duljina u rasponu 800 nm - 1550 nm.



Slika 2.21. SNSPD (superconducting nanowire single photon detector) tvrtke Single Quantum iz Nizozemske. Cijena detektora s 4 kanala je oko 150 000 EUR.

2.4.2 Detektori sa supravodljivim prijelazom (TES)

Detektor fotona s najvećom do sada ostvarenom efikasnošću detekcije (preko 98%) je supravodljivi, takozvani *Transition-Edge Sensor* (TES), prikazan na Sl. 2.22 i opisan u Ref. [6-8]. U tom sklopu supravodljivi komadić volframa spojen je u seriju s otpornikom R_S koji disipira određenu energiju. Kada foton udara u supravodljivi dio ovom se povećava otpor, pri čemu se dio Joulove energije s otpornika R_S prebacuje na supravodljivi dio narušavajući supravodljivost. Uslijed ukopnog povećanja otpora kruga struja opada i sklop se ponovno hladi i vraća u polazno stanje. Fluktuacija struje induktivnim se putem, preko zavojnice L prenosi na SQUID (Engl. *Superconducting QUantum Interference Device*) koji dodatno pojačava majušni magnetski signal do nivoa koji se dalje može procesirati elektroničkim sklopovima.

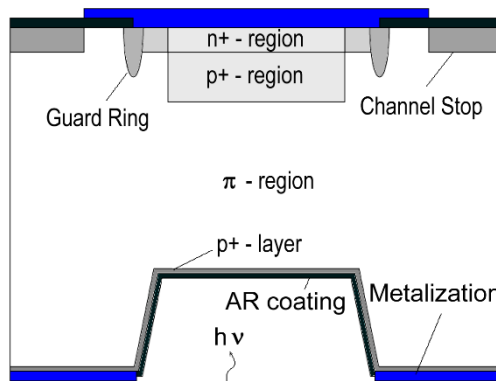


Slika 2.22. Mikrograf TES detektora koji koristi wolfram kao supravodljivi materijal, nacrtan kao crni otpornik (izvor NIST) (lijevo); električna shema TES detektora (desno).

Uslijed bolometrijskog (kalorimetrijskog) principa djelovanja TES-a ovaj je detektor relativno spor (tipično mrtvo vrijeme je reda veličine desetaka μs) i ima slabo vremensko razlučivanje (preko 100 ns FWHM), ali njegova vrlo visoka efikasnost i vrlo nizak šum (oko 1 tamni događaj u 1000 sekundi) omogućuju eksperimentalno izvođenje nekih od najosjetljivijih eksperimenata za testiranje ispravnosti kvantne mehanike.

3 Utjecaj gama zračenja na silicij

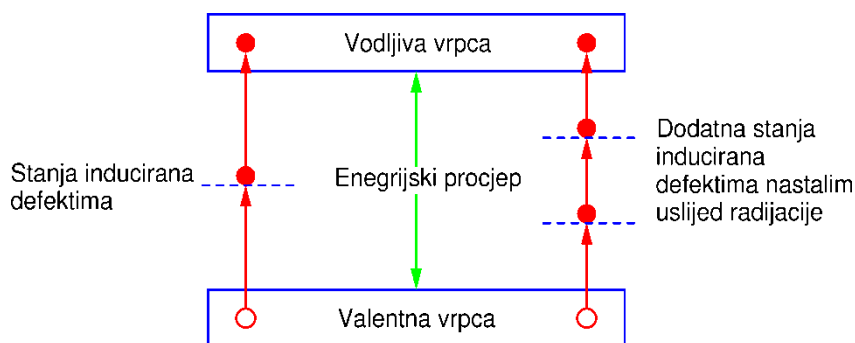
U ovom radu istražujemo utjecaj gama zračenja na funkcioniranje debele "reach-through" silicijske lavinske fotodiode SUR500, kod koje je apsorpcijski sloj deo oko 50 mikrona, dok je područje multiplikacije naboja unutar PN sloja debljine svega oko 1 μm . Njena građa shematski je prikazana na Sl. 3.1. Radi se o debeloj, *reach-through* strukturi s pozadinskim osvjetljenjem. Pozadinsko osvjetljenje znači da foton ne ulazi u diodu sa strane PN sloja nego od iza, što omogućuje kraći put fotona do apsorpcijskog područja (označeno kao " π - region"). Budući da je srednji apsorpcijski put za foton ispod 400 nm svega mikron ili kraći, pozadinsko osvjetljenje ključno je za osjetljivost u UV području. Apsorpcijski sloj, osjetljiv na fotone, dug je oko 30 μm te čini najveći volumen diode. Nositelji naboja koji se ovdje pojavljuju uslijed oštećenja kristalne strukture očituju se kao šum. Taj je sloj slabo dopiran što pa bi se moglo pomisliti da je utjecaj dopanada na oštećenja kristalne strukture i funkcioniranje fotodiode vjerojatno zanemariv, no kako je sama SPAD osjetljiva na pojedinačne nositelje naboja, nije isključeno da i mala razina dopiranja igra određenu ulogu u uočenim efektima.



Slika 3.1. Shematski prikaz poprečnog presjeka strukture lavinske fotodiode SUR500 (dimenzije slojeva nisu u proporcionalnoj skali). Za ovu sliku zahvaljujemo proizvođaču Laser Components, USA.

Efekti gama zračenja na silicij i njegove poluvodičke strukture koji su ispitivani u literaturi najvećim dijelom odnose se na ozračivanje s kobaltnim gama zračenjem, a isti takav izvor ćemo i mi koristiti. Prosječna energija kobaltnih gama zraka je oko 1.25 MeV. Ta energija znatno je manja od energije separacije nukleona iz silicija (i uobičajenih dopanada) koja iznosi 8.44 MeV [32], tako da ne dolazi do promjene atomskog broja atoma u kristalnoj

rešetki. Utjecaj gama zraka na kristalnu strukturu primarno se odnosi na stvaranje dislokacija u kristalu. Uslijed toga dolazi do promjene u raspoloživim stanjima koja mogu zauzeti nositelji. Budući da je energija vezanja atoma silicija u rešetki oko 190 eV, energetska gama zraka može s lakoćom istrgnuti atom i premjestiti ga u intersticijsko mjesto. Na mjestu gdje je atom bio ostaje praznina (Engl. *vacancy*), a novonastali par intersticija-praznina poznat je kao Frenkelov defekt[36]. Dok idealni kristal čistog silicija ima dobro definirane valentnu i vodljivu vrpcu te poneko stanje u "zabranjenoj" zoni inducirano termalnim defektima na temperaturi $T > 0$, plastična oštećenja kristalne rešetke koja nastaju kao posljedica zračenja stvaraju dodatna stanja, kako je shematski prikazano na Sl. 3.2.



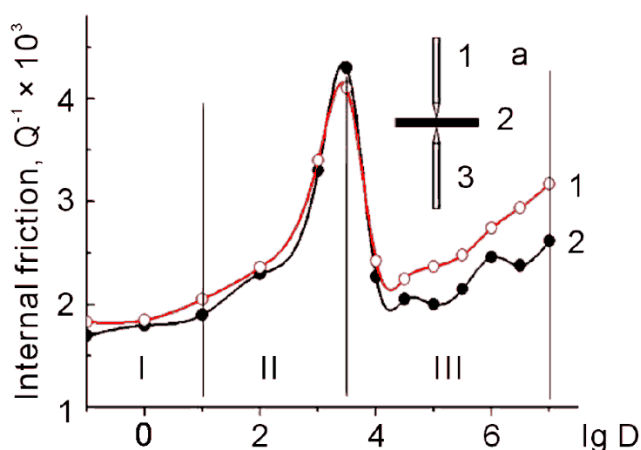
Slika 3.2. Shematski prikaz raspoloživih kvantnih stanja koja mogu zauzimati nositelji naboja u rešetki silicija, na nekoj temperaturi većoj od apsolutne nule.

U radu [35] autor proučava simulacije točkastih defekata i jednostavnije posmične defekte u siliciju te njihov utjecaj na strukturu energetske stanja. Klasifikacija defekata već u dvodimenzionalnom slučaju je teška jer postoji velik broj mogućnosti oštećenja, relokacije i modifikacije kovalentnih veza, dok u trodimenzionalnom slučaju nastaje pravi kaos. U samom radu spominje se da ovo područje istraživanja napreduje vrlo sporo i spominju se kontradikcije u istraživanjima, što ukazuje na to da tumačenje globalnih efekata, koje ovdje proučavamo, nije jednostavno.

Posljedica pojave međustanja, posebice metastabilnih dubokih stanja (Engl. *deep level states*), jest to da se nositelji generirani u lavinama mogu smjestiti u ta stanja te kasnije biti izbačeni u vodljivu vrpcu bilo spontano (poluživot stanja) bilo putem termičkih fluktuacija i tada ponovno izazvati lavinu. Metastabilna stanja, takozvane zamke (Engl. *traps*),

doprinosu afterpulsingu dok i stabilna i metastabilna stanja doprinose povećanju ukupnih tamnih događaja, to jest šumu. Očekujemo dakle da će ozračivanje kao posljedicu imati povećanje šuma.

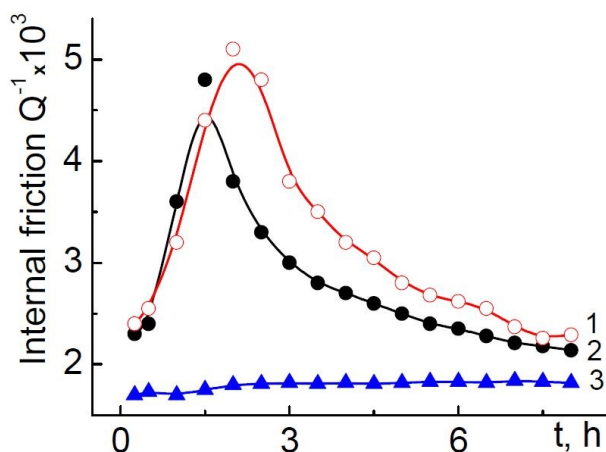
U odličnom radu [33] iz 2010. godine, Khaydarov sa suradnicima proučava plastična (ireverzibilna) oštećenja kristalne rešetke dopiranog silicija kao posljedicu zračenja kobaltnih gama zraka. Glavni parametar kojim se tu prate efekti oštećenja je unutarnje trenje (internal friction) koje se mjeri putem odašiljanja i primanja akustičkih valova (fonona) određenog diskretnog spektra frekvencija. Na insetu Sl. 3.3. shematski je prikazan eksperimentalni postav korišten u tom radu: pločica silicija nalazi se između točkastih akustičkih emitera i senzora. Na grafu na Sl. 3.3 prikazana je ovisnost unutarnjeg trenja (Q^{-1}) kao funkcija primljene doze u Gy. Skala na apscisci je logaritamska. Vidimo da su oštećenja do doze od 10 Gy zanemariva (područje I). Naglo povećanje unutarnjeg trenja u rasponu 10-3000 Gy (područje II) pripisuje se nastanku vezanih defekata uslijed dislokacija, a područje iznad toga objašnjava se nastankom slobodnih (Engl. *free form*) dislokacija. U ovoj studiji ne proučava se utjecaj ovih dislokacija na strukturu energetskih stanja, već područja doza koji odgovaraju pojedinim mehanizmima mehaničkih deformacija kristalne strukture.



Slika 3.3. Ovisnost unutarnjeg trenja monokristala silicija o apsorbiranoj dozi kobaltnih gama zraka. Crvena krivulja i crna krivulja snimljene su pri frekvenciji ultrazvuka od 149 kHz i 69 kHz respektivno.

Još jedan interesantan efekt koji je opisan u tom radu jest vremenska ovisnost unutarnjeg trenja o vremenu proteklom nakon prestanja ozračivanja. Poznat je efekt "oporavka" raznih

materijala, uključujući i silicija. Intuitivno možemo zamisliti da gama zrake "protresaju" kristalnu rešetku i tako prave razne tipove defekata (točkasti, dislokacije, posmaci, ...), a da se nakon agitacije iradijacijom rešetka neko vrijeme vraća u stanje najniže energije, to jest bolje uređeno stanje. Takav proces može ići samo do neke mjere, a može biti ubrzan držanjem uzorka na nekoj optimalno povišenoj temperaturi.



Slika 3.4. Vremensko ponašanje unutarnjeg trenja nakon prestanka zračenja. Krivulje 1 (crvena), 2 (crna) i 3 (plava) odgovaraju apsorbiranim dozama od 10^7 , 10^6 i 0 Gy, respektivno.

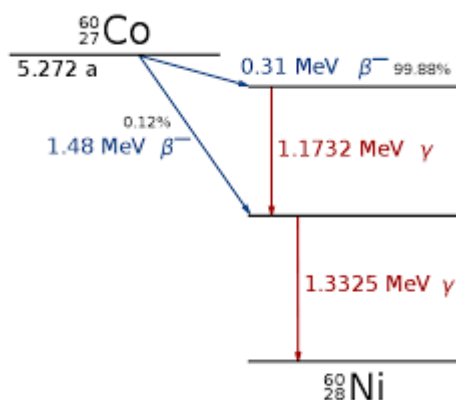
U ovom diplomskom radu, najveći efekt zračenja SPAD bio je upravo u znatnom rastu frekvencije šuma, odnosno tamnih događaja, s primljenom (apsorbiranom) kumulativnom dozom zračenja, no pronađeno su i drugi efekti, o čemu će biti riječi u 5. poglavlju. Kod doza od 20 kGy na više primijetili smo da se šum dioda mijenja kroz nekoliko sati prije nego dosegne stabilnu vrijednost. Način promjene je uvijek bio takav da se šum smanjivao s vremenom (pri sobnoj temperaturi), što se može objasniti postepenim djelomičnim oporavkom, to jest uređivanjem kristalne strukture do nekog ravnotežnog stanja. Kako je doza rasla, pomaci u frekvenciji šuma su se mogli primjetiti i do 24 sata nakon prestanka zračenja pa smo s mjerenjima karakteristika diode čekali od 24 sata za dozu od 20 kGy (inkrementalna doza 10 kGy) do 72 sata za dozu od 150 kGy (inkrementalna doza 20 kGy). Više o toj pojavi, mjerenjima i interpretaciji bit će riječi u 5. poglavlju.

4 Eksperimentalni postav

Glavna tema ovog rada jest ispitivanje utjecaja gama zraka na jednu tipičnu silicijsku SPAD diodu, a mi smo za tu svrhu odabrali komercijalno dobavljivu diodu SUR500 proizvođača Laser Components. Slijedi opis gavnih elemenata eksperimentalnog postava.

4.1 Izvor gama zraka

Ozračivanje diode je obavio sam u centru "⁶⁰Co Panoramic Irradiation Facility" na Institutu Ruđer Bošković, u suradnji s voditeljicom centra Marijom Majer i tehničarom Svetozarom Jančićem. Centar za ozračivanje se nalazi na otprilike 150 m udaljenosti od laboratorija u kojem sam vršio ispitivanja diode. Princip dobivanja gama zraka je u prirodnom raspadu izotopa ⁶⁰Co prema shemi na Sl. 4.1.



Slika 4.1. Shema raspada prirodnog radioaktivnog izotopa kobalta u stabilni izotop nikla. Raspad dominantno ide u drugo pobuđeno stanje a odatle kaskadom od dvije gama zrake približno jednakih energija u osnovno stanje. Prosječna energija izlaznog zračenja je oko 1.25 MeV.

Ozračivanje kobaltom obavlja se u jednoj podzemnoj prostoriji koja je obložena slojevima raznih apsorbera kako bi se spriječilo bilo kako štetno zračenje u okoliš i okolne zgrade Instituta Ruđer Bošković. Ispod te prostorije nalazi se zaštitni tunel u kojem se nalazi jaki izvor gama zraka koji se u žargonu naziva "kobaltna bomba". Dok je izvor u tunelu, nivo zračenja u prostoriji je zanemariv i nije štetan za zdravlje pa operateri mogu postaviti predmete koje se namjerava ozračiti. Intenzitet gama zraka i njihov smjer pažljivo su iskalibrirani u svakoj točki prostorije, tako da je smještanjem predmeta na nekom mjestu, u

kombinaciji s vremenom ozračivanja, moguće postići doze i brzinu doze u velikom rasponu vrijednosti. U tom centru, najčešće se ozračuju razni medicinski instrumenti, suhi čajevi ili drugi predmeti koje treba sterilizirati, kao i materijali koje se ozračuje u znanstvene svrhe.

Slika 4.2 prikazuje unutrašnjost komore za zračenje u trenutku kad je "kobaltna bomba" u potpuno izvučena (erektirana) iz podzemnog skladišta. Razina zračenja u prostoriji u takvim uvjetima je smrtonosna pa je ova fotografija učinjena daljinski upravljanom kamerom. Ovo postrojenje dijelom se koristi za znanstvene a dijelom za komercijalne svrhe. Na slici se vide kutije s medicinskom opremom koja se u trenutku fotografiranja zračila radi sterilizacije.

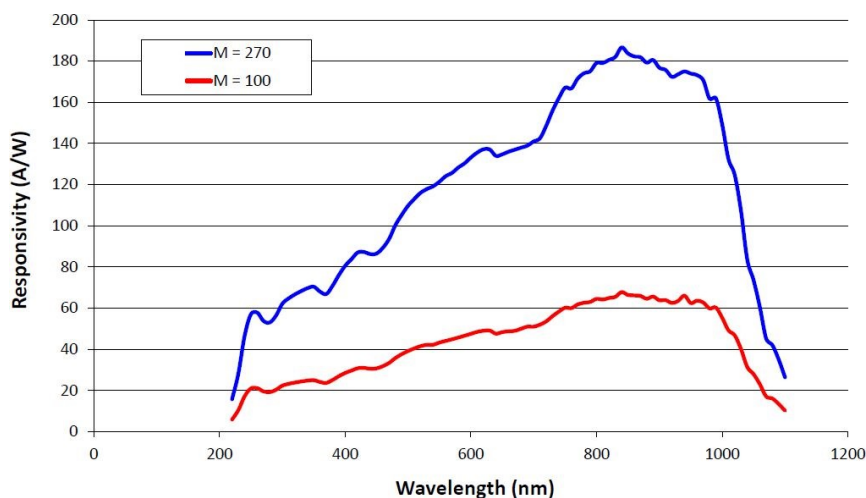


Slika 4.2. Fotografija komore za ozračivanje. U sredini se vidi valjkasti nosač u čijem se plaštu nalazi nekoliko kobaltnih izvora. Kad se zrači, valjak se podigne iz spremišta u dnu sobe, a kad je valjak u spremištu nivo radijacije u prostoriji je zanemariv.

Tok i smjer gama zraka su pažljivo kalibrirani u svakoj točki prostorije, kako kad je izvor u potpunosti izvučen tako i za vrijeme dok se podiže (cca 9 sekundi). Brzina doze na udaljenosti na koju je stavljan naš uzorak iznosila je 35.3 mGy/s za kumulativnu dozu manju ili jednaku 30 Gy. Za sve veće doze, brzina doze je bila 7.22 Gy/s. Veća brzina, kao i ukupna primljena doza, kompatibilne su s većinom radova u literaturi koji proučavaju efekte zračenja na silicij.

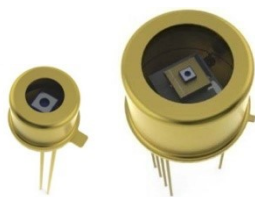
4.2 Silicijska SPAD dioda SUR500

Silicijska dioda SUR500 je debela (*reach-through*) lavinska fotodioda s osjetljivom površinom promjera $500\ \mu\text{m}$. Iako izvorno nije namijenjena brojanju fotona u Geigerovom režimu, mi smo ustanovili da se može koristiti za svrhu detekcije pojedinačnih fotona u VIS - NIR području valne duljine u Geigerovom načinu rada, uz korištenje elektroničkih sklopova razvijenih u Znanstvenom centru izvrsnosti CEMS na IRB-u. Dioda SUR500 interesantna je zbog toga što, prema podacima proizvođača, ima vrlo dobru osjetljivost preko širokog spektra valnih duljina od VIS do NIR, prikazanu na Sl. 4.3, a mi smo uočili i da ima jedinstveno nisku vjerojatnost afterpulsu u usporedbi sa svim drugim poznatim SPAD-ovima slične debljine, površine i kvantne efikasnosti. Ta bi karakteristika mogla biti interesantna, na primjer, u metodama vremenski razlučene spektroskopije, u kvantnoj kriptografiji ili generiranju slučajnih brojeva.



Slika 4.3. Spektralni odziv lavinske fotodiode SUR500.s

Dioda SUR500 dolazi u dvije vrste kućišta (Sl. 4.4): TO-46 gdje je sadržan samo SPAD chip i TO-8 gdje je chip montiran na dvostepeni Peltierov element opremljen NTC otpornikom vrijednosti $1.5\ \text{k}\Omega$ koji omogućuje praćenje temperature chipa. Kao što je ranije rečeno, Peltierovi elementi su korisni za stabilizaciju radne temperature SPADa, a time i za smanjivanje šuma koji opada eksponencijalno s apsolutnom temperaturom [22]. Eksponencijalni zakon opadanja šuma nalazimo i u drugim detektorima, npr. kod PMT.

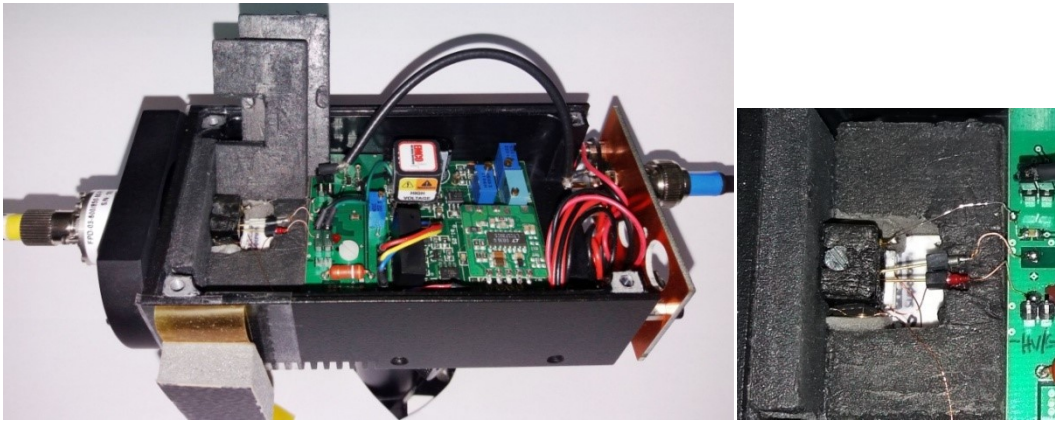


Slika 4.4. Fotografije tipova kućišta u koje se pakira lavinska foto dioda SUR500 tvrtke Laser Components GmbH, slijeva na desno: kućište TO-46 (promjer 4.7 mm, sadrži samo chip na kojem je dioda); kućište TO-8 (vanjski promjer dosjeda 13.7 mm, chip je montiran na dvostepeni TEC, ugrađen NTC otpornik za praćenje temperature, najniža postiziva temperatura $-25\text{ }^{\circ}\text{C}$). Promjer aktivnog dijela chipa je 0.5mm.

Zbog vrlo visoke cijene SUR500 u kućištima s Peltierovim elementom, korištena je verzija s kućištem TO-46 čija je cijena 220 EUR + PDV i trošak dostave.

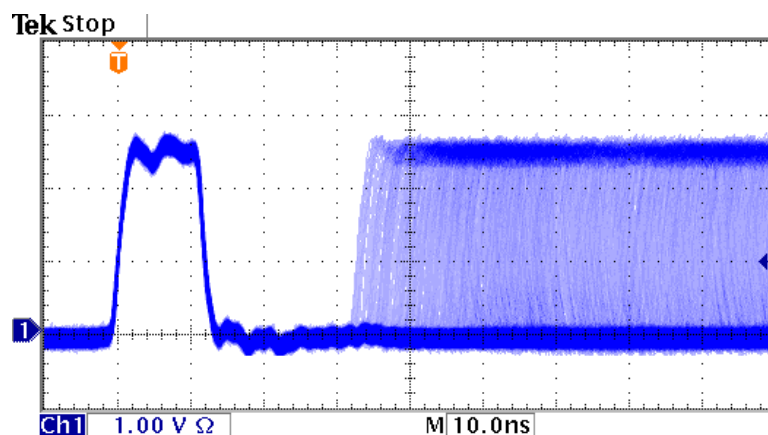
4.3 Ispitni postav s temperaturnom stabilizacijom i aktivnim gašenjem lavine

U Istraživačkoj jedinici Fotonika i kvantna optika Centra izvrsnosti za napredne materijale i senzore (skraćeno CEMS-Fotonika), gdje je izrađen ovaj rad, imaju ekspertizu u gradnji elektronike za brojače fotona zasnovane na SPAD diodama. Kako bismo ispitali promjene na odabranom uzorku diode SUR500 izgrađen je specijalni *ispitni uređaj* čija je bitna karakteristika to da se SPAD može lako umetnuti, ispitati i maknuti s uređaja. U njega su ugrađeni sklop za aktivno gašenje lavine, sklop za generiranje inverznog radnog napona SPAD i sklop za stabilizaciju radne temperature SPAD na -10°C . Visoki radni napon može se fino namještati u rasponu 100-200 V putem okretajnog potencijometra koji ima kapacitet od 20 okretaja (5 V svaki puni okret.). Na slici 4.5. s desne strane vidimo BNC priključak izlaza detektora i na njega spojen koaksijalni kabel (plavo). S lijeve strane nalazi se kolimator na kojeg se može spojiti optičko vlakno s FC konektorom. Tim vlaknom može se dovesti svjetlost koja se kolimira u središte osjetljivog dijela SPAD-a. Budući da obje SPAD nisu sasvim jednake geometrije, kolimator je opremljen mogućnošću da se mjesto kolimacije svjetlosti iz vlakna, s pomoću tri vijka i putem kriterija maksimalne frekvencije detekcije, namjesti u samo središte SPAD-a.



Slika 4.5. Fotografija ispitnog uređaja. Ispitivana SPAD može se uglaviti u uređaj pritezanjem samo jednog vijka. Vidljivi su komadi tamnog stiropora koji služe kao toplinska izolacija. Na bijelom Peltierovim elementu vidi se crna aluminijska kockica u koju je smještena SPAD učvršćena putem jednog vijka. Izvodi fotodiode, katoda i anoda, spojeni su na dva konektora (crni i crveni respektivno) koji povezuju fotodiodu s krugom za aktivno gašenje lavine. Konektori, vijak i uklonjiva toplinska izolacija omogućuju jednostavno i ponovljivo umetanje i vađenje fotodiode. Odmah iza SPAD vidi se tiskana pločica sa sklopom za aktivno gašenje lavine, a u nastavku i sklop za elektroničku regulaciju temperature, generiranje napona od 29V i radnog napona SPAD ($V_R \sim 160V$).

Kada je radni napon viši od Geigerovog praga ($V_R > V_{BR}$) SPAD može detektirati fotone (ili tamne događaje). Svaka detekcija rezultira digitalnim električnim impulsom na izlazu uređaja. Puls na izlazu je uvijek jednakog oblika, a dva pulsa ne mogu se pojaviti jedan za drugim prije istjeka tzv. mrtvog vremena detektora. Prilikom konstantne jačine osvjetljenja ili u tami, pulsevi se pojavljuju slučajno u vremenu. Oscilogram pulseva tamnih događaja, akumuliranih tijekom nekoliko sekundi, prikazan je na Sl. 4.6. Vidimo karakteristični oblik pulseva čije je trajanje oko 12 ns i mrtvo vrijeme od $\tau_{DEAD} \approx 32.5$ ns, što je dobiveno pri temperaturi od -10 °C i prekonaponu $V_{OVER} = 10Vs$.



Slika 4.6. Oscilogram akumuliranih pulseva tamnih događaja u ispitnom postavu u kojem se nalazi jedna od ispitivanih dioda SUR500. Razmak između lijevih bridova okidnog pulsa (lijevo) i prvog slijedećeg pulsa (na desno) predstavlja mrtvo vrijeme ovako sačinjenog detektora fotona od oko 32 ns.

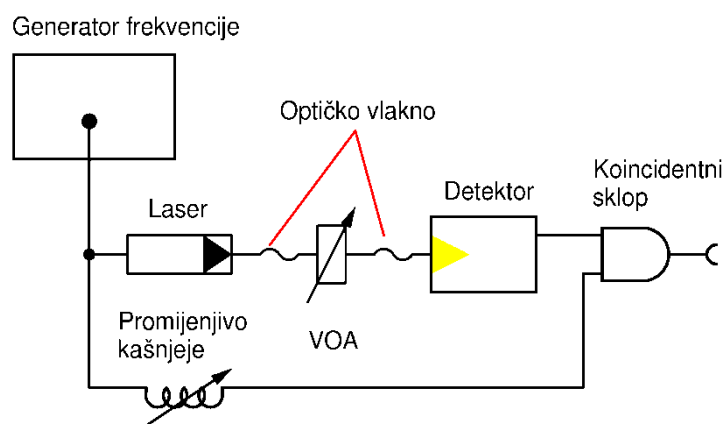
Problem koji se javlja kod ovog ispitnog uređaja jest mogućnost pojave rošenja prozora fotodiode zbog toga što pomična toplinska izolacija ne omogućuje hermetičko zatvaranje fotodiode. Naime, kad je temperatura nekog predmeta u atmosferi ispod temperature rošenja, koja je određena udjelom vlage u zraku, na njemu će se kondenzirati vodena para. Čak i u najpovoljnijim uvjetima niske vlage, rošenje nastupa nekoliko stupnjeva iznad nule, a mi smo fotodiodu hladili na $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Primjetili smo da se rošenje može izbjeći ili znatno reducirati ukoliko se prozor fotodiode prije montaže u nosač ispitnog uređaja navlaži bezvodnim izopropilnim alkoholom, čija je točka ledišta daleko ispod (na $-89\text{ }^{\circ}\text{C}$). Problem je u tome što alkohol dosta brzo hlapi čak i pri $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Budući da je dobra prozirnost prozora važna samo kod jednog mjerenja, a to je mjerenje efikasnosti, njega smo uvijek radili prvog.

4.4 Elektronički sklopovi za pred obradu i skupljanje podataka

Budući da su eksperimentalni postav i sama ideja istraživanja u pravilu specifična za svaki eksperiment s detektorima fotona, znanstvenici najčešće moraju sami graditi postav i odgovarajuće elektroničke okidače (Engl. *trigger*) koji uređajuma za prikupljanje podataka daju signal kada i što treba izmjeriti. Standardizirani uređaji za složeno okidanje tipično za ekeperimente kvantne optike praktično ne postoje i najčešće se grade pomoću univerzalnih programirljivih chipova tipa FPGA (*Field Programmable Gate Array*) ili, rijede, gradnjom

odgovarajućih elektroničkih sklopova u tehnici površinskih elemenata (Engl. *Surface Mount Technology*, SMT) ili u hibridnoj tehnici SMT i klasičnih stojećih komponenti (Engl. *Through Hole*, TH).

Jedan značajan problem kojeg sam morao riješiti u ovom radu jest kako mjeriti apsolutnu efikasnosti detekcije SPAD u uvjetima kad njen šum uslijed primljene doze postane vrlo visok. Naime u takvim uvjetima postaje sve teže odijeliti signal detektoranih fotona od šuma. Ispitni postav za mjerenje efikasnosti prikazan je na Sl. 4.7.



Slika 4.7. Shema postava za mjerenje efikasnosti detekcije fotona. Generator frekvencije stvara električne impulse frekvencijom od 2 MHz u ritmu kojih pikosekundni laser (Laser) proizvodi kratkotrajne svjetlosne pulseve (valna duljina 676 nm, trajanje pulsa 40 ps) koji prolaze kroz optičko vlakno do varijabilnog optičkog atenuatora (VOA) pa kroz još jedno optičko vlakno stižu u detektor fotona (Detektor). Ukupna atenuacija je tolika da do detektora dolazi ili jedan ili nula fotona po emitiranom pulsu. Promijenjivo električno kašnjenje namješta se tako da zakašnjeli signal iz generatora stiže u koincidentni sklop istovremeno kad i signal iz detektora fotona, za dani svjetlosni puls. Frekvencija koincidencija (na izlazu iz koincidentnog sklopa) proporcionalna je efikasnosti ispitivanog detektora.

Sklop radi tako da se jako atenuirani optički pulsevi is pulsnog lasera emitiraju u ispitivani detektor i tu se koincidentno broje. Na taj način frekvencija koincidencija proporcionalna je efikasnosti ispitivanog detektora. Ja sam imao na raspolaganju i detektor s poznatom efikasnošću detekcije što mi je omogućilo da izmjerim apsolutnu efikasnost detekcije ispitivanog detektora u danim uvjetima (prekonapon, doza zračenja, itd). Ovaj postav je

korišten za određivanje krivulja efikasnosti detektora kao funkcije prekonapona SPAD i za praćenje efikasnosti kao funkcije apsorbirane doze zračenja.

Za mjerenje frekvencije korišten je laboratorijski frekvencometar HM8123 (Hameg). Za mjerenje vremenskih intervala između detekcija fotona korišten je uređaj koji bilježi vrijeme svakog detektiranog fotona (odnosno signala iz detektora fotona) s preciznošću od 0.1 ns te tako dobivene digitalne podatke sprema na tvrdi disk računala u ASCII formatu. Iz tako dobivenih podataka može se odrediti distribucija vremena čekanja između događaja, odrediti vjerojatnost afterpulsa i generirati slučajni brojevi.

4.5 Softver za analizu podataka

Budući da je analiza podataka specifična za svaki eksperiment, pa tako i ovaj, ona se u pravilu obavlja putem kompjuterskih programa koje znanstvenici sami pišu za specifični pokus. Tek se za neke dijelove statističke analize i crtanje ili fitanje grafičkih prikaza koriste standardni programi ili programske biblioteke. Veći dio softvera za obradu ili konverziju podataka kojim sam se služio u radu, već je bio napisan od strane članova ZCI CEMS-Fotonika, a jedan dio sam i sam napisao.

U okviru softvera, moj zadatak bio je napisati program za generiranje slučajnih brojeva, a testiranje sam izvršio putem programa ENT i njegove poboljšane inačice BENT koja je napisana u CEMS-FKO. Programski kod napisao sam u jeziku Python.

4.6 Lavinska fotodioda SUR500

Radi mogućnosti usporedbe rezultata, procjene disperzije utjecaja zračenja na parametre fotodiode kao i za slučaj mogućeg oštećenja diode uslijed radijacije ili rukovanja, paralelno smo ispitivali dvije fotodiode SUR500. Diode su označene serijskim brojem otisnutim na kućištu: **I5253** te **I5308**. Budući da su ove fotodiode elektrostatski vrlo osjetljive, te su osjetljive na danje svjetlo čak i kada nisu priključene na radni napon, potrebna je posebna pozornost kod njihovog rukovanja, što podrazumijeva: (1) korištenje kratkospojnog prstena ili vodljive spužve kad dioda nije u ispitnom postavu; (2) prenošenje između mjesta zračenja i optičkog laboratorija u neprozirnoj kutiji od slabo elektrizirajućeg materijala (npr. metalna kutija) i (3) korištenje anti-elektrostatičkih mjera na radnoj površini u

optičkom laboratoriju koje uključuju antistatičku radnu površinu i upotrebu antistatičke narukvice. Obje diode ozračivane su istovremeno, utaknute u vodljivu spužvu.

5 Utjecaj gama zračenja na silicijsku lavinsku fotodiodu SUR500 – mjerenja i obrada podataka

U ovom poglavlju donosim rezultate glavnog dijela mojeg rada: mjerenja, obradu mjerenja i interpretaciju rezultata utjecaja gama zraka na detektor fotona načinjen s lavinskom fotodiodom (SPAD) kao senzorom. Osnovna ideja je mjeriti glavne parametre detektora: šum, vjerojatnost afterpulsa, Geigerov napon i distribuciju vremena čekanja, kao funkciju apsorbirane doze zračenja u 15-ak kumulativnih doza. Koliko je meni poznato, toliko detaljno ispitivanje utjecaja zračenja na spomenute parametre još nije učinjeno već su se sva dosadašnja ispitivanja radila putem jedne, najviše dvije primljene doze. Mjerenjima u više koraka možemo dobiti bolji uvid u promjene koje se događaju kao posljedica zračenja.

5.1 Mjerenja načinjena prije ozračivanja

Kao što sam spomenuo u prehodnom poglavlju, koristio sam dva uzorka SPAD fotodiode SUR500. Ta dva uzorka razlikuju se po serijskom broju otisnutom na kućištu: **I5293** te **I5308**. Kako bih utvrdio polazne parametre tih dviju fotodiode, najprije sam izvršio seriju mjerenja dok još diode nisu bile ozračene. Nesretna okolnost je što u ovakvom tipu mjerenja nema povratka, jednom ozračene diode ne mogu se više vratiti u početno stanje, te je potrebno pažljivo isplanirati eksperiment.

Ako nije drugačije naznačeno, mjerenja parametara izvršena su pri temperaturi SPAD od $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$ i prekonaponu od 10 V. Najvažniji polazni parametri SPADu ovom istraživanju su:

1. napon Geigerovog praga
2. šum kao funkcija prekonapona
3. efikasnost detekcije fotona kao funkcija prekonapona
4. statistička raspodjela vremena čekanja pri prekonaponu od 10 V.

5.1.1 Mjerenje Geigerova praga

Geigerov prag mjeri se tako da se SPAD stavi u ispitni postav i radna temperatura dovede na $-10\text{ }^{\circ}\text{C}$. Potom se radni napon V_R na SPAD pažljivo povišuje. Ovaj se proces u pravilu radi kad je dioda zamračena, iako se radi ubrzanja i za bolju preciznost može raditi pod slabim osvjetljenjem. Geigerov prag V_{BR} odgovara najnižoj vrijednosti radnog napona pri

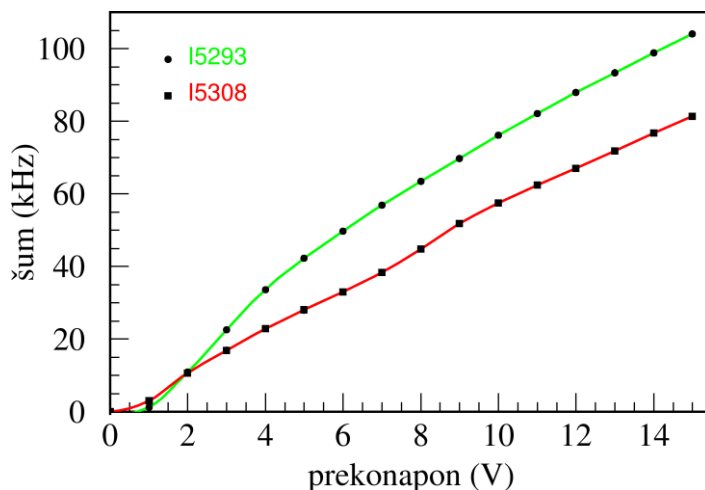
kojem se na izlazu detektora pojavljuju digitalni impulsi koji su posljedica pojave lavine (detektiranja fotona ili tamnih događaja).

5.1.2 Mjerenje šuma

Jednom kada je određen V_{BR} za danu fotodiodu, njen šum ispitivao sam tako da se za napone od 0 - 15 V, u koracima od 1 V mjerila frekvencija tamnih događaja. Mjerenje je izvršeno tako da izlaz iz ispitnog postava spojen na frekvencometar te je mjerena frekvencija tamnih događaja u vremenskom intervalu (Engl. *gate time*) od $\Delta T_g = 30$ s. Frekvencometar ispisuje prosječni broj događaja u sekundi, bez obzira na mjerni interval. Općenito, kod mjerenja frekvencije slučajnih (Poissonovskih) događaja, statistička pogreška mjerenja se računa po slijedećoj formuli [31] :

$$M_f = \sqrt{\Delta T_g f} \quad (5)$$

gdje je ΔT_g trajanje mjernog intervala, podešenog na frekvencometru. Tako dobiveni niz mjerenja prikazan je grafički, za obje SPAD na slici 5.1. Statističke pogreške su prikazane ali su toliko male da se ne vide. Sistematske pogreške (koje mogu nastati zbogh netočnosti u namiještanju prekonapona, temperaturnim fluktuacijama itd.) mogle bi biti dominantne, ali ih je teško procijeniti.



Slika 5.1. Šum kao funkcija prekonapona, prije ozračivanja, za obje ispitivane SPAD.

U slijedećem odjeljku mjerimo efikasnost detekcije. Vidjet ćemo da šum raste brže od efikasnosti detekcije to znači da broj nositelja nije konstantan već da raste s

prekonaponom. Moja hipoteza je da je to zbog povećanja vjerojatnosti tuneliranja iz valentne u vodljivu vrpcu, s povećanjem prekonapona.

5.1.3 Mjerenje efikasnosti detekcije

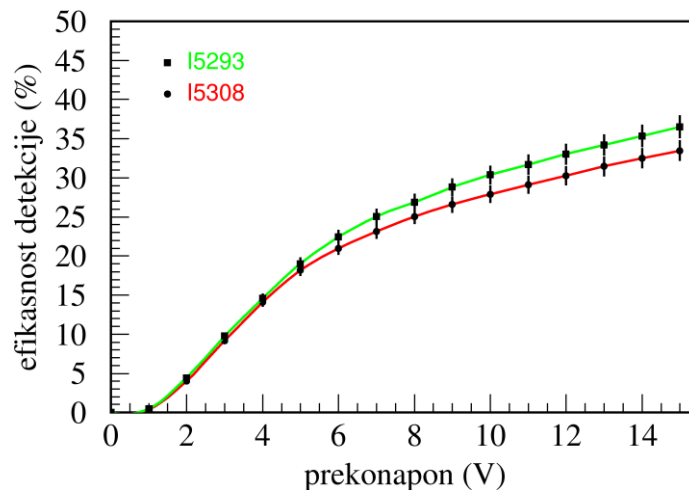
Ovisnost efikasnosti detekcije kao funkciju prekonapona određen je putem eksperimentalnog postava skiciranog na Sl. 4.7. pri čemu je izlaz iz uređaja za koincidenciju spojen na frekvencometar. Postupak je neobično detaljan, a u većini koraka ne smije se učiniti pogreška jer može doći do oštećenja detektora ili fotodiode. Postupak je slijedeći.

1. Prvo je u postav stavljen specijalni kalibrirani detektor fotona (vlasništvo CEMS-a) te je pažljivim podešavanjem varijabilnog optičkog atenuatora (VOA) na njemu postavljena frekvencija brojanja $f_{CALIB} = (400.0 \pm 0.2)$ kHz. Kalibracijski detektor ima poznatu efikasnost od $\epsilon_{CALIB} = 71\%$ pri valnoj duljini pulsnog lasera (676 nm).
2. Potom željenu fotodiodu (npr. I5308) ubaciti u ispitni postav (Sl. 4.5) i ohladiti na -10 °C, a prekonapon podesiti na 0 V.
3. Isključiti kalibracijski detektor, optički kabel s kalibracijskog detektora premjestiti na ispitni postav i podesiti prekonapon na 10 V.
4. Budući da dvije fotodiode nisu fizički sasvim jednake te da ispitni postav ima neku toleranciju pri učvršćivanju fotodiode, svaki puta kad se fotodioda stavi u postav treba iznova podesiti smjer kolimatora na maksimalnu frekvenciju detekcija. Postupak je iterativan i pretpostavlja podešavanje tri šerafića koji kontroliraju položaj kolimirane točke na površini fotodiode.
5. Kad je kolimator podešen može, se prići snimanju efikasnosti kao funkcije prekonapona u rasponu od 0 - 15 V u koracima od 1 V. Budući da kašnjenje elektronike ispitnog postava ovisi o prekonaponu (točnije neizbježnoj promjeni jačine lavine u SPAD što je najizraženije kod malih prekonapona) kod svakog koraka treba podesiti električko kašnjenje, prikazano na Sl. 4.7., na najveću postizivu frekvenciju koincidencija. Kod svakog koraka prekonapona V_{OVER} mjeri se frekvencija na izlazu koincidentnog sklopa (f_C). No to nije dostatno budući da su moguće i slučajne koincidencije pa treba mjeriti i njihovu frekvenciju (f_R) na način da se isključi laser dok svi ostali uvjeti ostaju netaknuti. Radi dostatne statistike obje frekvencije treba

mjeriti $\Delta T = 60$ sekundi. Apsolutna efikasnost detektora pri nekom prekonaponu sad se može odrediti kao:

$$\varepsilon(V_{OVER}) = \varepsilon_{CALIB} \frac{f_C - f_R}{f_{CALIB}} \quad (6)$$

Postupak je učinjen za obje SPAD. Na Sl. 5.2 prikazane su efikasnosti detekcija za obje SPAD, kao funkcije prekonapona. Dobivena ovisnost posve je karakteristična za SPAD-ove i može se podijeliti u dva područja: područje brzog rasta do prekonapona od 5-6V, te područje ulaska u zasićenje za iza toga. Efikasnost ulazi sporo u zasićenje, tj, još se značajno penje i pri prekonaponu od 15 V, što je dosta različiti od poznatih SPAD kao što je SAP500 od istog proizvođača. To se može protumačiti niskom efikasnošću kolekcije nositelja u području konverzije odnosno neoptimalnim oblikom električnog polja. To ne čudi ako se uzme u obzir da proizvođač ovu diodu nije namijenio radu u Geigerovom području nit za brojanje fotona.

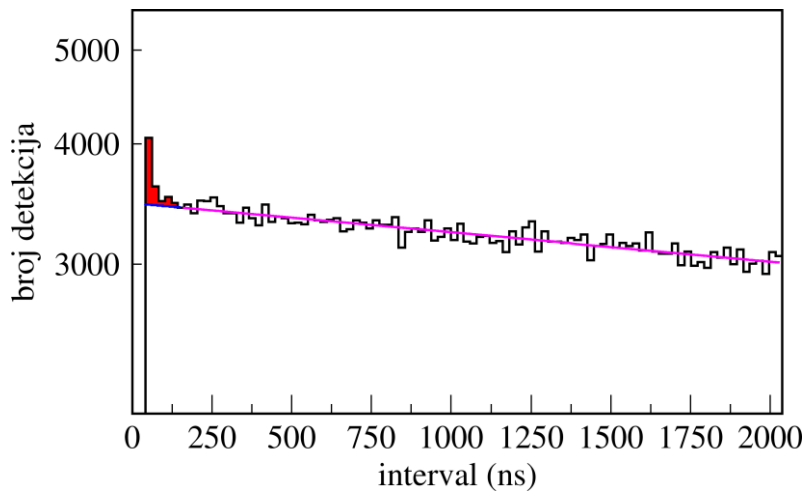


Slika 5.2. Efikasnost(i) detekcije fotona svjetlosti valne duljine 676 nm, kao funkcija prekonapona.

5.1.4 Određivanje vjerojatnosti afterpulsa

Na Sl. 5.3 prikazana je empirijska distribucija izmjerenih vremenskih intervala između susljednih događaja (u daljem: vremena čekanja) za tamne događaje fotodiode I5293 pri 10 V prekonapona. Vidimo tipičan efekt afterpulsa: malo povišenje funkcije gustoće vjerojatnosti (Engl. *probability density function*, p.d.f.) "iznad" eksponencijalne distribucije slučajnih tamnih događaja. Dodatak (crveno obojeno područje) sačinjavaju

afterpulsevi, a njihova brojnost u odnosu na brojnost svih događaja predstavlja vjerojatnost afterpulsula.



Slika 5.3. Distribucija vremena čekanja za tamne događaje fotodiode I5293 pri 10 V prekonapona, prije zračenja. Ljubičasti pravac predstavlja fit eksponencijalne krivulje na tamne događaje a plava dužina je njegovo produljenje u područje gdje očekujemo afterpulseve. Crveno područje populiraju afterpulsevi. Prema izračunu (vidi tekst) vjerojatnost afterpulsula je (0.00041 ± 0.00001) odnosno 0.041%.

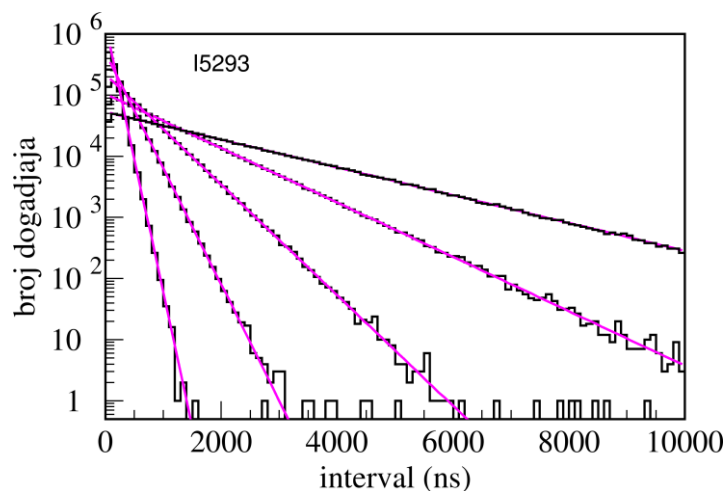
Vremenska protežnost afterpulseva, odnosno njihova vjerojatnost, odgovaraju poluživotima, odnosno vjerojatnosti, metastabilnih dubokih stanja u fotiodiodi. Vjerojatnost afterpulsula smo odredili na način da se načinio fit (prilagoba) eksponencijalne krivulje na dio distribucije koji odgovara tamnim događajima (metodom opisanom u Prilogu B) pa se na osnovu tog fita odredila brojnost afterpulseva "iznad" fitane krivulje (metodom opisanom u Prilogu C). Na Sl. 30 ljubičasti polupravac predstavlja fit eksponencijalne krivulje na tamne događaje, dok plava dužina predstavlja njegovo analitičko produljenje u područje gdje očekujemo i tamne događaje i afterpulseve. Vremensku protežnost afterpulseva, $\tau_{THR} = 150$ ns, gdje se te dvije krivulje spajaju, odredio sam empirijski, uz nešto isprobavanja, prema kriteriju najkraćeg vremena čije produljenje ne mijenja vjerojatnost afterpulsula unutar granica pogreške. Označimo li s N ukupni broj snimljenih događaja a s N_A broj događaja iznad plave crte, vjerojatnost afterpulsula dana je izrazom:

$$P_A = \frac{N_A}{N} \quad (7)$$

Statistička pogreška na P_A diminirana je brojem afterpulseva i približno je dana s $M_A = \sqrt{N_A}/N$. Fit je učinjen *log-likelihood* metodom. Kompjuterski program za fitanje, u prvoj verziji, pretpostavljao je eksponencijalnu distribuciju od mjesta gdje su afterpulsevi postali zanemarivi pa do beskonačnosti. Međutim, u ovom radu nas zanima da li će se i kako vjerojatnost afterpulsula mijenjati s promljenom dozom zračenja. Pokazalo se da prilikom ozračivanja, s povećanjem apsorbirane doze, postepo dolazi do sve jačeg izobličenja distribucije tako da je trebalo sačiniti znatno složeniji izračun (program) u kojem se eksponencijalna krivulja fita na konačni dio krivulje koji se može smatrati zanemarivo izobličenim, počevši od mjesta gdje su afterpulsevi zanemarivi pa prema većim vremenima. Postupak fitanja eksponencijalne funkcije na empirijske podatke putem *log-likelihood* metode izveden je u Prilogu B. Postupak fitanja eksponencijalne funkcije na distribuciju ozračenih fotodiodaće biti diskutiran niže.

5.1.5 Distribucija vremena čekanja detektiranih fotona prije ozračivanja

Ako se idealni detektor osvjetli nekoherentnim kontinuiranim (CW) svjetlom, na primjer iz svjetleće diode (LED), detekcije fotona će biti Poissonov proces pa su vremena čekanja između detekcija eksponencijalno distribuirana. To je matematički dokazano u Prilogu A. Podsjetimo, svaka lavina, osim onih koje se dogode unutar mrtvog vremena detektora ($\tau_{DEAD} = 32.5$ ns), uzrokuje jedan standardni logički impuls na izlazu detektora. U slučaju da su detekcije neovisne jedna od druge dobivamo kao rezultat eksponencijalnu distribuciju vremena između susljednih detekcija. U praksi, rezultirajuća distribucija je različita od eksponencijalne samo utoliko što nedostaju periodi vremena kraći od mrtvog vremena detektora. U CEMS-Fotonika imaju samogradni izvor nekoherentne svjetlosti uvedene u optičko vlakno. Uređaj koristi visoko kvalitetnu LED proizvođača Hamamatsu, model L7868, valne duljine $\lambda = 670$ nm, spektralne širine $\Delta\lambda = 30$ nm FWHM. Pomoću elektroničkog sklopa, jačina svjetlosti se može mijenjati kroz 5 redova veličine. Snop svjetla izlazi kroz optičko vlakno sa standardnim FC priključkom što omogućuje jednostavno povezivanje s našim ispitnim postavom.



Slika 5.4. Distribucije vremena čekanja za neozračenu SPAD SUR500 I5293, osvjetljenu LED diodom, intenzitetima kod kojih je frekvencija detekcija jednaka 0.5 MHz, 1 MHz, 2 MHz, 4 MHz i 8 MHz. Vidimo da u svim slučajevima distribucije vremena čekanja slijede teorijsku eksponencijalnu distribuciju (ljubičasta linija).

Kako bi se testirao detektor fotona (sačinjen od ispitnog postava s montiranom SPAD), te u svrhu kasnije usporedbe s ozračenim SPAD, mjerene su distribucije vremena čekanja za nekoliko intenziteta CW svjetla, namještenih tako da su frekvencije detekcije jednake 0.5, 1.0, 2.0, 4.0 i 8.0 MHz. To je učinjeno za obje SPAD. Mjerene distribucije za I5293 prikazane su na Sl. 5.4, dok su za I5308 vrlo slične. Svih deset distribucija bit će kasnije korišteno za usporedbu korelacija nakon ozračivanja. Kako i očekujemo, distribucije neozračenih SPAD su sukladne teorijskoj eksponencijalnoj distribuciji koja u logaritamskom mjerilu izgleda kao pravac. Vrlo kratko mrtvo vrijeme (32.5 ns, kako je precizno izmjereno osciloskopom, vidi Sl. 4.6) nije primjetno na ovoj vremenskoj skali. Ova mjerenja su ujedno i važna potvrda da elektronički sklopovi ispitnog postava rade besprijekorno do frekvencije detekcije od (barem) 8 MHz, odnosno da sama elektronika ne unosi artefakte, što bi bio slučaj da smo koristili pasivno gašenje lavine. Kod pasivnog gašenja lavine mrtvo vrijeme bi bilo reda 1000 ns, a već kod frekvencija većih od nekoliko stotina kiloherca počeli bi se pojavljivati efekti gomilanja (Engl. *pile-up*) koji bi deformirali eksponencijalnu distribuciju i izazvali korelacije među detekcijama.

5.2 Ozračivanje fotodioda i mjerenje efekata ozračivanja

Prije početka zračenja nismo imali pojam o tome koje će doze imati osjetan utjecaj na parametre odabranog tipa fotodiode pa smo odlučili krenuti s malom dozom od 10 Gy. Plan je bio povećavati dozu geometrijskom progresijom sve dok se ne počnu pojavljivati primjetni efekti, a onda smanjiti inkrementalne doze kako bi se mogao bolje pratiti utjecaj kumulativno primljene doze na parametre ispitivanih fotodioda kao detektora fotona. To je rezultiralo nizom od 16 kumulativnih doza, u Gy: 10, 30, 100, 300, 1k, 3k, 5.5k, 10k, 20k, 30k, 50k, 70k, 90k, 110k, 130k, 150k.

Sva su ozračivanja učinjena pri sobnoj temperaturi od oko 23 °C. Nakon ozračivanja, obje fotodiode (SPAD) prenašanesu od mjesta zračenja do laboratorija u kojem sam radio mjerenja u roku od 15-20 minuta. Nakon svake primljene doze zračenja, za svaku SPAD izvršen je niz mjerenja i postupaka, najprije za jednu, a onda za drugu. Postupak za jednu diodu traje 25-30 minuta.

1. SPAD instalirati u ispitni postav i ohladiti na temperaturu od -10 °C, kako je opisano u odjeljku 4.3.
2. Izmjeriti napon Geigerova praga V_{BR} , prema postupku opisanom u odjeljku 5.1.
3. Radni napon postaviti na vrijednost $V_R = V_{BR} + 10$ V.
4. Izmjeriti frekvenciju šuma (tamnih događaja), kako je opisano u odjeljku 5.1.
5. Prikupiti oko 3 milijuna vremenskih intervala. Iz toga, kasnijom obradom, odrediti vjerojatnost afterpulsa, prema postupku opisanom u odjeljku 5.1.
6. Izvršiti mjerenje efikasnosti detekcije, prema postupku opisanom u odjeljku 5.1, koristeći postav na Sl. 4.7.

Potom mjerenja ponoviti za drugu SPAD.

Tabela 2 sadrži rezultate gore spomenutih mjerenja Geigerova praga (V_{BR}), šuma (f_{DC}), vjerojatnosti afterpulsa (p_A), apsolutne efikasnosti detekcije (ϵ) za skup apsorbiranih doza i za SPAD SUR500 serijski broj I5293.

I5293				
doza (Gy)	V_{BR} (V)	f_{DC} (kHz)	p_A	ϵ
0	149.75	76.10	0.00041	0.3031
10	149.75	76.39	0.00039	0.3042
30	149.75	76.73	0.00073	0.3072
100	149.75	77.32	0.00057	0.3084
300	149.75	78.59	0.00104	0.3100
1000	149.75	83.42	0.00379	0.3121
3000	149.75	95.74	0.00674	0.3054
5500	149.75	110.76	0.00674	0.3026
10000	149.75	139.21	0.01071	0.2959
20000	149.75	208.67	0.00568	0.2856
30000	149.75	281.82	0.01333	0.2757
50000	149.75	414.82	0.00711	0.2872
70000	151.50	726.00	0.01131	0.2823
90000	151.80	995.17	0.01264	0.2715
110000	152.95	1602.4	0.01879	0.2598
130000	153.60	2129.9	0.02331	0.2484
150000	154.20	2610.8	0.02748	0.2377

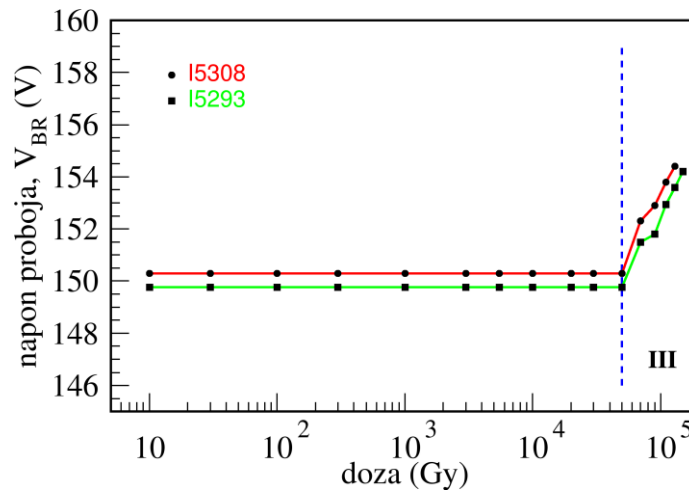
Tabela 2. Rezultati (obrade) mjerenja za SPAD I5293.

U nastavku donosim grafičke prikaze rezultata obrade mjerenja iz Tabele 2 i njihove interpretacije.

5.2.1 Mjerenje Geigerova praga

Nakon svake primjene inkrementalne doze odredio sam ponovno napon Geigerovog praga, na način detaljno opisan u odjeljku 5.1.1. Napon Geigerovog praga, V_{BR} određena je kritičnom jačinom električnog polja u osiromašenom (inverzno polariziranom) području multiplikacije nositelja, kako je objašnjeno u odjeljku 2.2. Poznata je činjenica da V_{BR} ovisi linearno o temperaturi. U slučaju SUR500 temperaturni koeficijent je oko 0.9 V/K. Razlog tome jest jednostavno

termičko rastezanje fotodiode, pri čemu s porastom temperature dolazi do širenja pa je potrebno aplicirati viši napon da bi se dobilo jednako snažno električno polje.



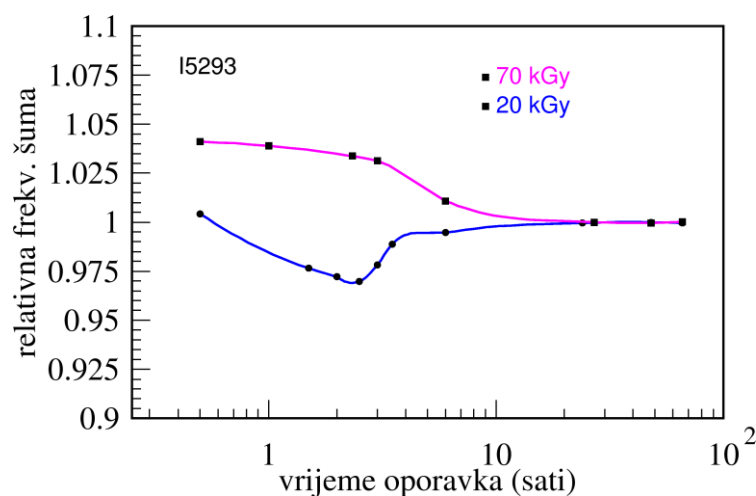
Slika 5.5. Napon Geigerova praga kao funkcija apsorbirane doze zračenja, za obje ispitivane fotodiode.

Imajući u vidu gornje pojašnjenje, nisam očekivao da bi V_{BR} mogao ovisiti o primljenoj dozi zračenja. Na Sl. 5.5 vidimo da je napon konstantan sve do doze od 50 kGy a tada počinje otprilike linearan rast. Moja hipoteza o tome je slijedeća. Gama zrake ne utječu na same atome: one imaju tek dovoljno energije da rešetku dobro "prodrmaju". Može se stoga očekivati da će pri većim dozama doći do migracije dopanada odnosno do njihova raspršivanja po kristalu što će imati efekt udaljavanja P i N slojeva, a time i slabljenja električnog polja koje služi ubrzanju odnosno generiranju lavine. Da bi se to kompenziralo, trebat će Geigerov napon povećati. Dok god je efekt mali, može se očekivati linearan odnos između doze i Geigerova probojnog napona.

5.2.2 Oporavak od zračenja

Kod doza većih od ili jednakih 10 kGy primjetio sam da se šum mijenja u prvim satima nakon ozračivanja. Budući da su mjerenja koja treba učiniti komplicirana i ne mogu se brzo učiniti, bilo je vrlo teško mjeriti razne parametre kao funkciju vremena. Stoga sam samo za fotiodu I5293 i samo kod kumulativnih doza od 20 kGy odnosno 70 kGy, nakon netom primljene inkrementalne doze od 10 kGy odnosno 20 kGy, izmjerio ponašanje šuma

kao funkciju protjeka vremena od trenutka prestanka ozračivanja. Inkrementalne doze od 10 kGy i 20 kGy trajale su 23.1 min odnosno 46.2 min (brzina doze je 7.22 Gy/s).



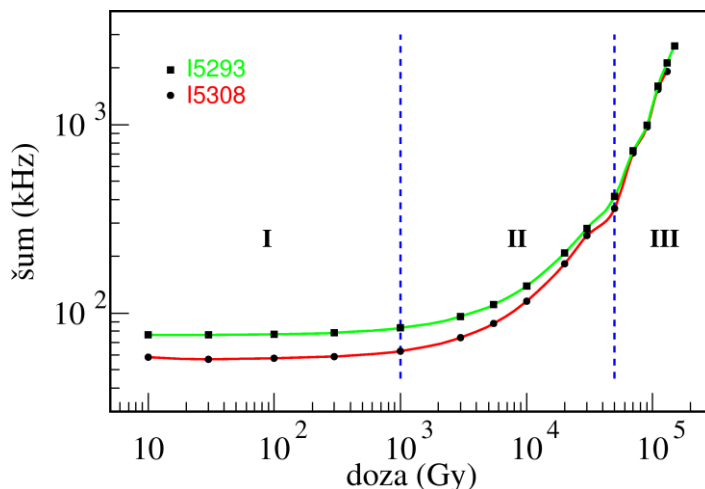
Slika 5.6. Rezultati (obrade) mjerenja za SPAD I5293.

Primijećujemo da oporavak teče kvalitativno različito za dvije doze. Kod male doze oporavak najprije ide do mjere bolje od konačnog, dok kod se kod veće doze fotodioda stalno oporavlja i monotono dostiže konačni nivo. Teško je reći da li je za različitost ovih krivulja važnija ukupna ili inkrementalna doza, no u svakom slučaju vidimo da efekt oporavka nije dramatičan, barem što se tiče šuma iznosi najviše $\pm 3\%$. Druge parametre, zbog vremenskog trajanja samih mjerenja, nije bilo moguće određivati. Zaključio sam da se kristalna rešetka najviše oporavlja prvih nekoliko sati, a da su promjene zanemarive nakon 24 sata. Taj rezultat je skladu s efektom "hlađenja" opisanim u literaturi, o čemu je bilo riječi u Poglavlju 3, napose rezultatima unutarnjeg trenja prikazanim na Sl. 3.4 Stoga sam kod doza od 20 kGy na dalje, prije mjerenja čekao najmanje jedan dan (ponekad i tri dana, ako je mjerenje bilo u petak), zbog čega su mjerenja uz ozračivanja trajala preko 3 tjedna.

5.2.3 Povećanje šuma uslijed zračenja

Na Sl. 5.7 prikazana je frekvencija tamnih događaja kao funkcija apsorbirane doze, za obje SPAD. Vidimo da se šum tek počinje zamjetno mijenjati kod doze od 3 kGy, da se poveća za faktor 2 kod doze od 10 kGy, a nakon toga započinje nagli uspon. Kao što je pojašnjeno ranije, šum se povećava zbog pojave dodatnih stanja između valentne i vodljive vrpce koja olakšavaju (asistiraju) prijelazak nositelja iz valentne u vodljivu vrpcu. Jednom

kada je pokretan (tj kada dospije u vodljivu vrpcu) jedan jedini nositelj može izazvati lavinu identičnu onoj koju bi pokrenuo nositelj oslobođen konverzijom fotona.

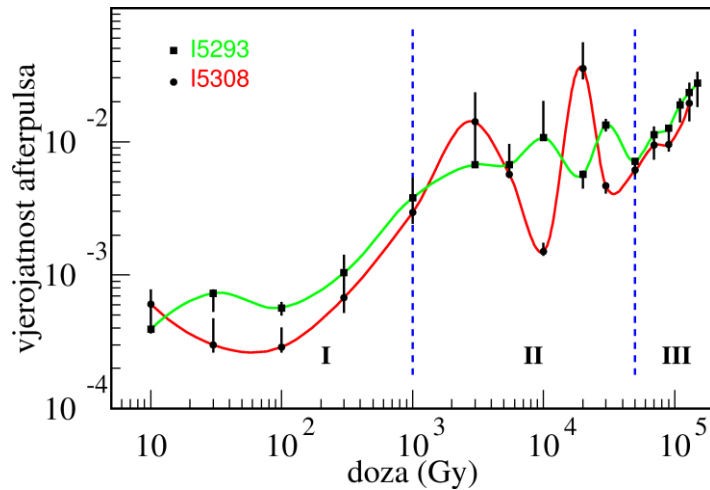


Slika 5.7. Ovisnost šuma (tamnih događaja) o primljenoj dozi gama zračenja za dvije ispitivane SPAD.

Vidimo da efekt zračenja možemo podijeliti u tri područja doza: I (<1 kGy) u kojem je efekt zanemaniv, II (3-50 kGy) u kojem imamo približno eksponencijalan rast i III (>50 kGy) gdje je rast potencijski, to jest oblika ax^b (Engl. *power-law*). Kvalitativno, postojanje ova tri područja podudara se s rezultatima istraživanja provedenima putem unutarnjeg trenja (Sl. 3.3).

5.2.4 Mjerenje vjerojatnosti afterpulsa

Vjerojatnost afterpulsa pri svakoj apsorbiranoj dozi određena je iz empirijske raspodjele vremena čekanja, određene metodom opisanom u odjeljku 5.1. Tipična distribucija izgleda kao ona prikazana na Sl. 5.3. Dobivene vrijednosti afterpulsa prikazane su na Sl. 5.8. Procjenjene nesimetrične pogreške mjerenja, prikazane na slici, određene su variranjem τ_{THR} i područja fitanje eksponencijalnih događaja u ukupno 10 parova/kombinacija te je prikazan raspon između tako dobivene minimalne i maksimalne vjerojatnosti afterpulsa.



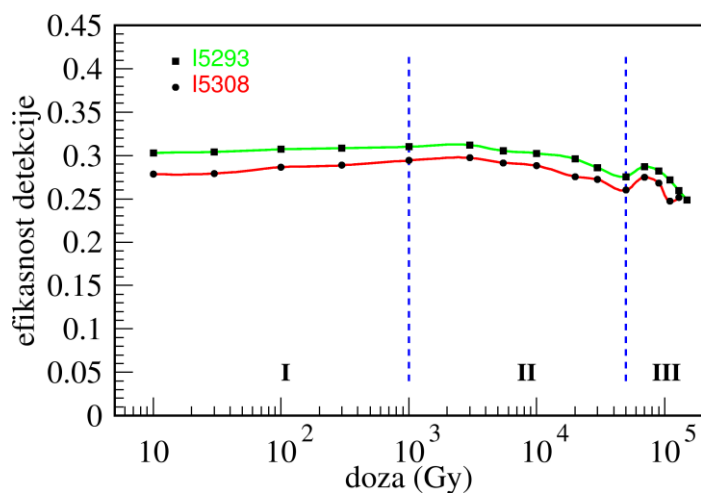
Slika 5.8. Ovisnost vjerojatnosti afterpulsula, u području do 150 ns od primarnog pulsa, za obje ispitivane SPAD.

Zanimljivo da i ovdje, kao i u ponašanju šuma (Sl. 5.7), možemo uočiti ista tri područja doza u kojima se kvalitativno grupiraju efekti zračenja. U području I doza gotovo ne utječe na vjerojatnost afterpulsula i efekt ostaje manji nego u nama poznatim komercijalnim SPAD-ovima. U području II vidimo nagle i kaotične promjene koje imaju različite trendove za dvije ispitivane SPAD. Napokon, u području III pojavljuje se ravnomjeran, brzi rast vjerojatnosti afterpulsula i tu se obje SPAD ponašaju kvalitativno jednako. Jedno tumačenje ovog ponašanja jest da u području I imamo rijetke i međusobno izolirane točkaste defekte, u području II imamo nekakav prijelaz prema području III u kojem dominiraju posmaci i veliki klasteri oštećenja kristalne rešetke.

Primijećujemo da tek kod doza većih od 10⁵ Gy, vjerojatnost afterpulsula SPAD SUR500 dostiže vrijednosti od nekoliko postotaka, tipične za usporedive debele *reach-through* SPAD fotodiode.

5.2.5 Mjerenje efikasnosti detekcije

Efikasnost detekcije mjerena je pri svakoj apsorbiranoj dozi relativno prema kalibriranom detektoru za valnu duljinu od 676 nm, na način opisan u odjeljku 4.4, Sl. 4.7. Na Sl. 5.9 prikazana je apsolutna (kalibrirana) efikasnost detekcije kao funkcija doze.



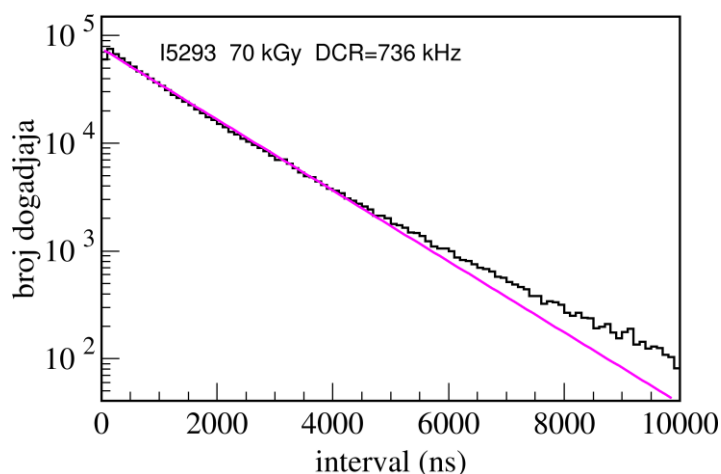
Slika 5.9. Efikasnost detekcije fotona valne duljine 676 nm kao funkcija doze, za obje ispitivane SPAD.

I ovdje možemo vidjeti grupiranje, doduše blago, efekata u tri područja koja smo identificirali ranije. U području I efikasnost detekcije blago raste dosižući maksimum na 1 kGy na samom kraju područja (vidi Tabelu 2). Ovaj, na prvi pogled kontradiktoran rezultat, naime povećanje efikasnosti nakon zračenja, vjerojatno je uzrokovan asistencijom dubokih stanja u prijelazu nositelja iz valentne u vodljivu vrpcu, pri čemu se, uslijed narastajućeg broja tih stanja s dozom, efektivno povećava vjerojatnost konverzije fotona. Dakako, pri dovoljni velikoj dozi, kvarenje efikasnosti zbog oštećenja kristalne rešetke poluvodiča prevladavaju. Zanimljivo je da kod 1 kGy imamo rast šuma od tek 9.6%, što može biti zanemarivo, dok istovremeno efikasnost raste 3.0%, što je značajno poboljšanje, a sličan je rezultat i za fotodiodu I5308 samo što je kod nje maksimum efikasnosti na 3 kGy (29% šum, 6.8% efikasnost). U području III imamo nagliji pad efikasnosti što može biti posljedica uništavanja antirefleksivnog sloja na površini detektra u kombinaciji s daljom degradacijom samog poluvodiča.

Napominjem da je šum, već ionako mali zbog konkidentnog mjerenja fotona, odračunat u ovim mjerenjima. Glavni uzrok neodređenosti u mjerenjima je moguće orošavanje prozora SPAD uslijed njenog rada duboko ispod točke rođenja u laboratoriju i slabe hermetizacije u ispitnom postavu. Taj efekt nisam mogao pratiti u ovom ispitnom postavu te je ostalo nejasno u kojoj mjeri je on prisutan. No, budući da dvije SPAD nisu ispitivane u istom trenu te da se mjerenja obje SPAD ponašaju slično, procijenjujem da efekt rođenja nije značajan.

5.2.6 Mjerenje autokorelacije šuma

Povećanje šuma je, dakako, najočekivaniji efekt zračenja. Ali sama frekvencija šuma nam ne govori ništa o njegovim statističkim svojstvima. Statistička svojstva mogu se dobro karakterizirati distribucijom vremenskih intervala između lavina, odnosno impulsa na izlazu iz ispitnog uređaja. Podsjetimo, svaka lavina, osim onih koje se dogode unutar mrtvog vremena detektora ($\tau_{DEAD} = 32.5$ ns), uzrokuje jedan standardni logički impuls na izlazu detektora. U slučaju da su detekcije neovisne jedna od druge dobivamo kao rezultat eksponencijalnu distribuciju vremena između susljednih detekcija. Međutim, ako su detekcije korelirane distribucija će odstupati od eksponencijalne. Na Sl. 5.10 prikazana je distribucija za fotodiodu I5293 nakon ukupne apsorbirane doze od 70 kGy, mjerena nakon perioda "oporavka" od 24 sata nakon posljednje inkrementalne doze zračenja. Prikazani efekt "izobličenja" eksponencijalne distribucije, vizualno je vrlo sličan kod obje ispitivane fotodiode.



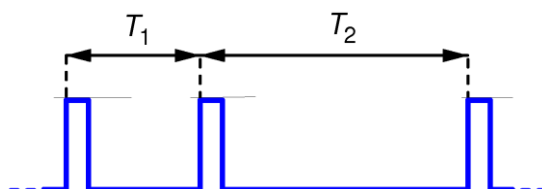
Slika 5.10. Distribucija vremena čekanja (između detekcija) za SPAD I5293 nakon primljene kumulativne doze od 70 kGy. Vidi se značajno odstupanje od najboljeg fita teorijske eksponencijalne distribucije (pravac u log skali).

U preostalim odjeljcima ovog poglavlja pokušat ćemo karakterizirati i shvatiti uzrok i prirodu korelacija među događajima šuma ozračene diode.

5.2.7 Generiranje slučajnih brojeva iz šuma i provjera njihove slučajnosti

Generatore slučajnih brojeva općenito možemo podijeliti na pseudoslučajne koji se izračunavaju putem ulančanog algoritma, dakle *deterministički*, i fizičke kod kojih se slučajnost zasniva na mjerenju nekog slučajnog fizikalnog procesa. Kvantna fizika dopušta procese koji su intrinzično slučajni. Detekcija fotona je jedan takav proces: kod njega možemo odrediti prosječnu frekvenciju događaja, no budući da je gustoća vjerojatnosti događaja konstantna u vremenu, ne možemo predvidjeti kada će se detekcija dogoditi. Tu idealiziranu sliku mogu pokvariti korelacije izazvane raznim procesima u detektoru odnosno fotodiodi. Mjerenje korelacija među generiranim slučajnim brojevima može nam dati odgovor na pitanje ima li korelacija u samom detektoru odnosno fotodiodi.

Kao jednu provjeru slučajnosti tamnih događaja (*dark counts*) možemo, iz podataka koje smo zabilježili, generirati slučajne brojeve. Mi ćemo to učiniti slijedeći metodu opisanu u radu[12]. Zanimat će nas odgovor na pitanje da li se slučajnost mijenja, odnosno narušava, nakon ozračivanja, to jest ovisi li o dozi koju je primila SPAD. Metoda se ukratko sastoji u tome da se uspoređuju parovi intervala između susljednih slučajnih događaja, kao što je ilustrirano na Sl. 5.11.



Slika 5.11. Metoda za određivanje slučajnog bita (binarnog broja) iz dva susljedna vremenska intervala, T_1 i T_2 , između detektiranih događaja. U slučaju da je $T_1 > T_2$ generira se slučajni broj 0, u slučaju $T_1 < T_2$ generira se slučajni broj 1, a ako je $T_1 = T_2$ oba intervala se odbacuju i ne generira se slučajni bit. Za generiranje jednog bita potrebna su dva intervala, a korišteni intervali ne smiju se ponovno upotrijebiti za generiranje bitova jer bi se inače javila snažna autokorelacija čak i za potpuno slučajne intervale.

Budući da se slučajnost brojeva može vrlo precizno izvrijedniti statističkim testovima slučajnosti, a kako korelacije smanjuju slučajnost, ova metoda osjetljiva je na korelacije između pojedinih događaja.

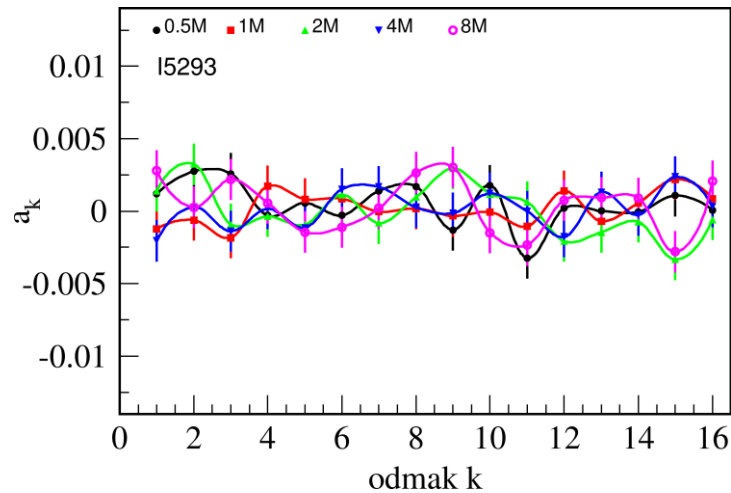
Vjerojatno najbolji test slučajnosti je NIST-ova baterija statističkih testova nazvana STS (Statistical Test Suite), no kako je za taj test potrebno barem milijardu bitova, a mi možemo tek dobiti oko milijun iz naših slučajnih događaja, koristit ćemo drugi program. Program ENT može testirati proizvoljne nizove, a izračunava entropiju, srednju vrijednost (tj. vjerojatnost jedinice) i serijske autokorelacijske koeficijente. Nas će posebno zanimati serijski autokorelacijski koeficijenti budući da oni dobro odražavaju korelacije među događajima, odnosno odnosno predstavljaju dobru mjeru slučajnosti detektiranih događaja (lavina). Autokorelacijske koeficijente a_k s odmakom k (Engl. *lag k*) i odgovarajuću statističku pogrešku (standardnu devijaciju) $M(k)$ izračunao sam prema slijedećim izrazima [mario-bowers]:

$$a_k = \frac{\sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x})(x_{i+k} - \bar{x})}{\sum_{i=1}^{N-k} (x_i - \bar{x})^2} \quad (8)$$

$$M(k) = \frac{1}{\sqrt{N-k}} \quad (9)$$

Prednost ovog izraza za autokorelacijske koeficijente, pred drugima koje se može naći u literaturi, jest u tome da je on normaliziran tako da koeficijenti mogu poprimiti vrijednost u rasponu od -1 (maksimalna anti-korelacija) do 1 (maksimalna korelacija). Za niz bez korelacija, svi autokorelacijski koeficijenti suglasni su s vrijednošću nula, u okvirima statističke pogreške.

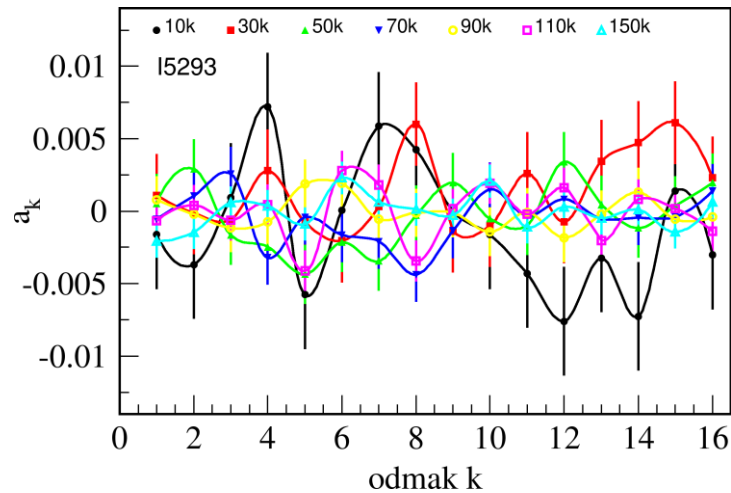
Prvo sam generirao slučajne brojeve koristeći vremenske intervale snimljene s neozračenim fotodiodama. Kako bih dobio uvjete što sličnije onima nakon ozračivanja kada je šum velik, šum nije sniman u mraku već pri određenim razinama svjetlosti. U stvari, ovdje koristim iste podatke snimljene za istraživanje distribucija u odjeljku 5.1.5 i prikazane na Sl. 5.4. Serijski autokorelacijski koeficijenti s odmakom k za razne razine osvjetljenja kontinuiranim svjetlom, za neozračenu fotodiodu I5293 prikazani su na Sl. 5.12. Prikazane statističke pogreške odgovaraju plus-minus jednoj standardnoj devijaciji i izračunate su prema izrazu (9).



Slika 5.12. Serijski autokorelacijski koeficijenti s odmakom k za razne razine osvjetljenja kontinuiranim svjetlom, za neozračenu fotodiodu I5293. Kvalitativan rezultat za fotodiodu I5308 je vrlo sličan.

Vidimo da su korelacije suglasne s ničicom u okviru statističke pogreške. To znači da se ovako osvjetljene SPAD SUR500 mogu koristiti za generiranje slučajnih brojeva. U slučaju najviše frekvencije detekcije od 8 MHz, moguća je brzina generiranja od čak 4 megabita u sekundi.

Sada ćemo provjeriti što se događa s korelacijama kada je dioda ozračena umjesto da je osvjetljena. Na Sl. 5.13 prikazano je prvih 16 korelacijskih koeficijenata za razne apsorbirane doze, za SPAD I5293. Mjerenja su učinjena u mraku. Doze su navedene u kilo Greyima (kGy). Na prvi pogled čini se da su korelacije veće nego kod neozračene fotodiode, no radi se samo o većim fluktuacijama oko nule koje su i dalje sukladne s ničicom u granicama statističke pogreške. Veće fluktuacije posljedica su toga što su podaci snimljeni za ozračene diode manje brojni. Naime zbog niže frekvencije šuma pri manjim dozama snimanje velikog broja podataka bi trajalo vrlo dugo. Zbog male statistike vidimo da autokorelacijski koeficijenti za dvije najniže doze od 10 kGy i 30 kGy jako fluktuiraju, no to je ipak u granicama statističkog odstupanja. Kod viših doza pak, situacija je i vizualno i stvarno vrlo slična neozračenim korelacijama prikazanim na Sl. 17. Vidimo da su koeficijenti autokorelacije mali čak i za najveću dozu od 150 kGy pri kojoj je frekvencija šuma oko 2.61 MHz (vidi Tabelu 2).



Slika 5.13. Serijski autokorelacijski koeficijenti s odmakom k za razne apsorbirane doze. Radi boljeg pregleda, prikazani su rezultati samo za fotodiodu I5293, budući da je kvalitativan rezultat za fotodiodu I5308 vrlo sličan.

Iz prikazanog proizlazi da ovom metodom nismo detektirali korelacije između detekcija izazvanih šumom ozračenih dioda, odnosno da ostaje nerazješnjeno odstupanje empirijske distribucije vremena čekanja od eksponencijalne distribucije. Ovo nije iznenađujući rezultat budući da je već u radu [12] uočeno da ova metoda generiranja slučajnih brojeva dosta tolerantna na autokorelaciju uslijed afterpulsinga, a sada vidimo da je to slučaj i za dugodosežne korelacije uslijed zračenja. Gledano s pozitivne strane, ovaj rezultat potvrđuje da se za generiranje slučajnih brojeva mogu koristiti ozračene SPAD umjesto osvjetljenih, što može znatno pojednostavniti izradu kvantnog generatora slučajnih brojeva. Međutim, ta činjenica ovu metodu čini manje pogodnom za karakterizaciju korelacija koje se pojavljuju kao rezultat zračenja, a koje (korelacije) mogu imati negativne efekte u drugim primjenama ove SPAD.

5.2.8 Mjerenje autokorelacije šuma

U ovom odjeljku donosim rezultate mjerenja autokorelacije vremenskog slijeda događaja (detekcija) šuma ozračenog SPAD I5293. Ono što mi želimo jest pronaći (mjerenjem) postoji li i neka korelacija između izlaznog signala (iz detektora) u času $t = 0$ i izlaznog signala u nekom kasnijem trenutku $t + \tau$. Tu funkciju označimo s $a(\tau)$.

U literaturi se najčešće može naći definicija korelacije koja se računa iz empirijske distribucije prikazane na Sl. 5.10, a koja glasi:

$$a(\tau) = \frac{1}{N-k} \sum_{i=1}^{N-k} b_i b_{i+k} \quad (10)$$

gdje je b_i sadržaj i -tog odjeljka (bina), $\tau = k\Delta t$ i Δt širina pojedinog bina (na Sl. 5.10 $\Delta t = 20$ ns). Nezgoda s tom definicijom autokorelacije jest što je autokorelacija nenegativna, to jest antikorelacija kao da nije moguća, iako je jasno da fizikalno jest. To se može popraviti dodajući prosječne vrijednosti:

$$a(\tau) = \frac{1}{(N-k)} \sum_{i=1}^{N-k} (b_i - \langle b_i \rangle)(b_{i+k} - \langle b_{i+k} \rangle). \quad (11)$$

No ni ta definicija nam ne odgovara i to iz dva razloga. Koja?

Prvo, kao što smo vidjeli ranije, potpuno nezavisni događaji (detekcije) vode na eksponencijalnu distribuciju vremena čekanja. To znači da eksponencijalna distribucija treba imati autokorelaciju jednaku nuli. No uz definicije (10) ili (11), eksponencijalna distribucija ima autokorelacijsku funkciju $a(t)$ koja je također eksponencijalno opadajuća funkcija, umjesto da bude identično jednaka nuli ($a(t) \equiv 0$), kao što očekujemo.

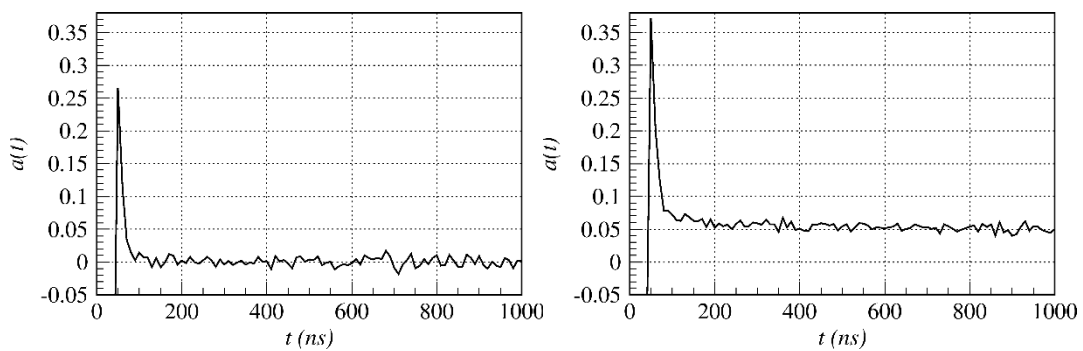
Drugi, suptilniji problem, jest taj što događaji koji populiraju vremenske odjeljke (binove) u empirijskoj distribuciji, kakva je npr. prikazana na Sl. 5.10. mogu potjecati iz bilo kojeg trenutka na realnoj vremenskoj crti. Točnije, ako su binovi širine Δt , dva događaja od kojih je prvi u binu i a drugi u binu $i+k$ nisu dogodili s odmakom $k \cdot \Delta t$ na vremenskoj crti, već su se mogli dogoditi bilo kada pa i u bilo kojem redosljedu! To u konačnici znači da argument t u autokorelacijskoj funkciji $a(t)$ nema značenje vremena na vremenskoj crti, odnosno vremena proteklog između dviju detekcija, dakle nema veze s onim što bismo mi željeli ispitati. Stoga smo ovdje primijenili našu vlastitu definiciju. Evo kako ona glasi.

Događaje šuma smo snimali na način da se u jednoj datoteci nalazi kolona zapisa trenutaka u kojima su se dogodili događaji. Prvi događaj se dogodio u trenutku $t = 0$, a posljednji u trenutku kada je završeno snimanje. Potom, vremensku os podijelili smo na odsječke duljine $\Delta t = 10$ ns. Ukoliko se u danom vremenskom odsječku nije pojavio događaj pridružili smo mu binarnu vrijednost 0, a ukoliko se dogodio jedan ili više događaja,

pridružili smo mu binarnu vrijednost 1. Tako smo dobili niz bitova čija je brojnost jednaka ukupnom trajanju snimanja podijeljenom s Δt . Tom nizu bitova odredili smo serijske autokorelacijske koeficijente $a(k)$ koristeći izraz (8), te iz toga odredili autokorelacijsku funkciju

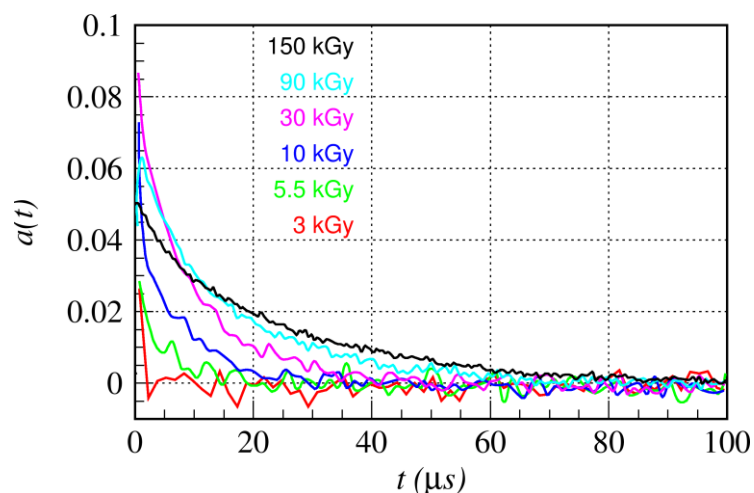
$$a(t) = a(k \cdot \Delta t) = \frac{1}{f_d \Delta t} a_k. \quad (12)$$

gdje je f_d prosječna frekvencija detekcije. Na Sl. 5.14 prikazane su autokorelacijske funkcije za SPAD I5293 neozračenu i osvijetljenu tako da je frekvencija detekcija 2.00 MHz (lijevo) te za neosvijetljenu i ozračenu sa 150 kGy pri čemu je šum 2.61 MHz.



Slika 5.14. Funkcija serijske autokorelacije $a(k \cdot \Delta t) = a_k$ gdje je k prirodan broj te $\Delta t = 10$ ns, kad je fotodioda: osvijetljena i neozračena, s frekvencijom brojanja 2.00 MHz (lijevo); neosvijetljena i ozračena sa 150 kGy (desno). Oba grafa se odnose na SPAD I5293.

Vidimo da je autokorelacija za neozračenu SPAD jednaka nuli osim u području afterpulseva, baš kao što i očekujemo. No za ozračenu diodu imamo, pored afterpulseva, i dugodosežnu pozitivnu autokorelaciju. Ta je korelacija toliko dugog dosegda da se na skali do 1000 ns čini kao da oupće ne opada. Radi bolje ilustracije dosežnosti i jačine autokorelacije izazvane zračenjem, na Sl. 5.15. prikazao sam nekoliko krivulja autokorelacije za razne apsorbirane doze, za istu SPAD I5293.



Slika 5.15. Funkcija serijske autokorelacije $a(t)$ za seriju primljenih doza, za SPAD I5293.

Iz ovoga izvodim tri zaključka.

Prvo, iz slike 5.14 lijevo znamo (a to i očekujemo) da je autokorelacija neozračene diode ograničena samo na efekt afterpulsa, koji je lokaliziran pri kratkim vremenima (brz) i praktično ga nema iza 100 ns. Slika 5.15 nam pokazuje da ozračivanje ima za posljedicu pojavu dugodosežne autokorelacije koja se pridodaje kratkodosežnoj autokorelaciji od afterpulseva. Primjećujem da je kod doze od 3 kGy (i nižima, koje nisu prikazane na slici) efekt dugodosežne korelacije neprimjetan u našim mjerenjima, a da se kod doze od 5.5 kGy već lijepo vidi. Zaključujem da se efekt dugodosežne korelacije javlja negdje između 3 i 5.5 kGy, dok je za doze ispod 3 kGy zanemariv.

Drugo, može se vidjeti da jačina autokorelacije pri kratkom vremenu, $a(t \rightarrow 0)$, raste s dozom do otprilike 30 kGy, a potom opada, barem do najveće mjerene doze od 150 kGy. Ovo se može heuristički objasniti činjenicom da ukupna količina (vjerojatnost) autokorelacije, izražena kao integral krivulje $a(t)$, raste do doze od oko 30-50 kGy a potom ostaje više-manje konstantna. Integral krivulja $a(t)$ kao funkcija apsorbirane doze, donosim u Tabeli 3 (za SDAP I5293).

doza (kGy)	integral (μs)
3	0.005
5.5	0.062
10	0.289
20	0.578
30	0.702
50	1.037
70	1.175
90	0.967
110	1.190
130	1.197
150	1.068

Tabela 3. Integral autokorelacije $a(t)$, za SPAD I5293.

Treće, protežnost autokorelacije povećava se s porastom doze: što je veća doza autokorelacija sporije opada. Budući da nemamo teorijski model funkcije $a(t)$, te da eksponencijalna funkcija ne fita dobro empirijske podatke, teško je definirati parametar kojim bismo okarakterizirali gornju tvrdnju. Jedan način je da sa slike 5.15 procijenimo vrijeme t_{RANGE} kod kojeg krivulja padne na vrijednost kompatibilnu s nulom, u granicama statističkih fluktuacija. Moje procjene "na oko", dobivene promatranjem krivulje na Sl. 5.15, sažete su u Tabeli 4.

doza (kGy)	t_{RANGE} (μs)
3	2
5.5	20
10	30
30	50
90	70
150	100

Tabela 4. Procijenjena protežnost funkcije autokorelacije ($a(t_{RANGE}) \approx 0$) kao funkcija apsorbirane doze, za SPAD I5293.

Ostaje otvoreno pitanje mehanizama dugodosežnih korelacija koje smo upravo okarakterizirali. Interesantno je da, u nama dostupnoj literaturi, ovaj efekt još nije uočen, karakteriziran ni objašnjen. Odgovor na to pitanje leži izvan doseg ovog diplomskog rada, ali predstavlja motiv za dalje istraživanje.

5. Zaključak

U ovom diplomskom radu ispitao sam utjecaj gama zračenja na SPAD diodu SUR500 i došao do zaključka da zračenje bitno degradira njene performanse kao senzora za detekciju pojedinačnih fotona. Kao prvo, i očekivano, šum (frekvencija tamnih događaja) se kontinuirano povećava s porastom apsorbirane doze. Efekti zračenja mogu se podijeliti u 3 područja doza: područje 1 ($< 1\text{ kGy}$), područje 2 ($1 - 50\text{ kGy}$) i područje 3 ($> 50\text{ kGy}$). Vjerojatnost afterpulsusa ostaje gotovo nepromijenjena u području 1, ponaša se eratično u području 2 te monotono raste u području 3. Uočio sam pomak Geigerivog napona u području 3, vjerojatno zbog migracije implantiranih nečistoća koje sačinjavaju PN područje lavine. Nadalje, uočio sam degradaciju kvantne efikasnosti u 2. i 3. području. Međutim, zanimljivo je da u području 1, kod 1 kGy , imamo rast šuma od tek 9.6% što može biti zanemarivo, dok istovremeno efikasnost raste 3.0% što može biti značajno poboljšanje. Ovaj bi efekt moglo biti interesantno dalje istražiti u svrhu primjene u proizvodnji detektora fotona. Potvrdio sam, za doze preko 10 kGy , u literaturi uočen efekt oporavka od zračenja koji traje oko $24 - 72$ sata, nakon čega uzorak dostiže ravnotežno stanje nakon kojeg nema daljeg oporavka. Na kraju, uočio sam pojavu dugodosežnih korelacija, čije je trajanje i do 1000 puta dulje od afterpulseva, a koje sam karakterizirao računom autokorelacije među detekcijama tamnih događaja. Pokazao sam da nivo i karakter ovih korelacija vjerojatno ne utječe na kvalitetu slučajnih brojeva koji se mogu generirati na osnovu šuma ozračene diode. Svi efekti su potvrđeni u dva uzorka ove fotodiode tako da je bitno smanjena mogućnost slučajnog, atipičnog ili pogrešnog mjerenja.

Većina opaženih efekata nije opisana u literaturi i za njihovo pojašnjenje trebalo bi provesti teorijsku ili simulacijsku analizu metodama spektroskopije kvantnih stanja [40], što prelazi okvire ovog rada, no dobar je motiv za nastavak istraživanja.

Dodaci

A Distribucija vremena čekanja Poissonovskih događaja

Ovdje donosimo izvod distribucije intervala između sukcesivnih Poissonovskih događaja. Polazimo od pretpostavki Poissonovog procesa:

1. Događaju su međusobno statistički neovisni.
2. U svakom trenutku, vjerojatnost da će se dogoditi događaj u slijedećem kratkom periodu vremena Δt je jednaka $\lambda \Delta t$, točnije, to vrijedi u limesu $\Delta t \rightarrow 0$.
3. Prosječna frekvencija događaja, λ , neovisna je o vremenu, odnosno $\lambda(t) \equiv \lambda$.

Promotrimo sada koja je vjerojatnost $p(t, t + \Delta t)$ da će se dogoditi događaj u času između trenutaka t i $t + \Delta t$. S obzirom na uvjet 1 ova se vjerojatnost može prikazati kao umnožak dvije nezavisne vjerojatnosti:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} p(t, t + \Delta t) = \bar{p}(0, t) \cdot \lambda \Delta t \quad (1.1)$$

gdje je $\bar{p}(0, t)$ vjerojatnost da neće biti događaja u intervalu $[0, t]$. Vjerojatnost da će se zbiti događaj u intervalu duljine Δt je $\lambda \Delta t$ pri čemu smo koristili uvjete 2 i 3 koji kažu da je ta vjerojatnost neovisna o trenutku promatranja. Vjerojatnost da neće biti događaja u konačnom vremenskom intervalu t može se dobiti umnoškom vjerojatnosti da se događaj neće zbiti u infinitezimalno kratkom vremenu, odnosno:

$$\bar{p}(0, t) = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(1 - \lambda \frac{t}{n}\right)^n = e^{-\lambda t} \quad (1.2)$$

gdje je n pozitivan realan broj. Uvrstimo li to sada u jednadžbu (1.1) dobijemo izraz:

$$\lim_{\Delta t \rightarrow 0} p(t, t + \Delta t) = \lambda e^{-\lambda t} \Delta t \quad (1.3)$$

u kojem prepoznamo eksponencijalnu funkciju gustoće vjerojatnosti:

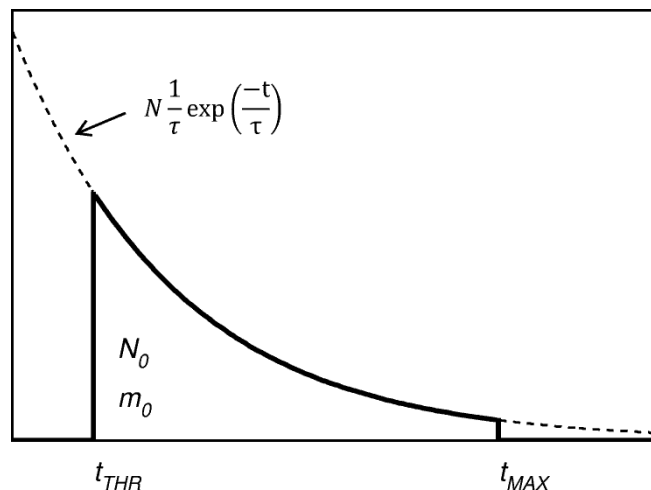
$$E(t, \lambda) = \lambda e^{-\lambda t} \quad (1.4)$$

što je trebalo pokazati.

B Postupak prilagodbe eksponencijalne funkcije na empirijske podatke putem *log-likelihood* metode

U istraživanju karakteristika diode želimo, među ostalime, izmjeriti vjerojatnost afterpulsa i provjeriti da li su detekcije šuma slučajne tj. da li su raspodijene prema eksponencijalnoj distribuciji. Pri tim zadacima je potrebno odrediti najbolju prilagodbu (fit) teorijske eksponencijalne distribucije na teorijski očekivanu eksponencijalnu distribuciju. Odlučili smo se za *maximum likelihood estimation* (MLE), odnosno specijalni slučaj metode koji se naziva *log-likelihood*.

Valja napomenuti da mi ovdje testiramo prilagodbu na *odrezanu*, a ne kompletnu eksponencijalnu distribuciju, budući da nam tako nalažu fizikalni razlozi pojašnjeni u radu. U svakom slučaju, prilagodba na eksponencijalnu distribuciju odrezanu i s lijeva i s desna je najopćenitiji slučaj, iz kojeg se lako izvede bilo koji drugi slučaj prilagodbe na jednostrano odrezanu ili cjelovitu eksponencijalnu distribuciju, pa u nastavku izvodimo formule za općeniti slučaj.



Slika P2.1. Odrezana eksponencijalna distribucija (masna puna linija) predstavlja mjerene podatke. Crtkana linija je prilagođena teorijska eksponencijalna distribucija, koju želimo izračunati iz podataka.

Na Sl. P2.1 punom linijom nacrtana je "odrezana" eksponencijalna distribucija. Možemo zamisliti da je to distribucija dobivena mjerenjem vremenskih intervala između susljednih detekcija, odnosno lavina u SPAD, na način da su dobivene vrijednosti aranžirane u

histogram. U statističkoj literaturi susljedni intervali još zovu "intervali čekanja". Svaki takav interval je empirijski slučajni broj koji je definiran jednim slučajnim događajem (detekcijom). Crtkana linija na Sl. P2.1 odgovala najbolje prilagođenoj eksponencijalnoj funkciji, čiji je općeniti oblik:

$$P(\tau) = N \frac{1}{\tau} e^{-\frac{t}{\tau}} . \quad (2.1)$$

Naš je zadatak ovdje izvesti algoritam za određivanje slobodnih parametara N i τ . Kao prvo, uvedimo oznake:

1. N - ukupan broj fiktivnih događaja u prilagođenoj teorijskoj distribuciji, odnosno njen integral po parametru t od nule do beskonačnosti.
2. τ - srednja vrijednost fiktivnih događaja u prilagođenoj teorijskoj distribuciji.
3. N_0 - broj izmjerenih slučajnih varijabli u intervalu $[t_{THR}, t_{MAX}]$
4. m_0 - srednja vrijednost izmjerenih slučajnih varijabli u intervalu $[t_{THR}, t_{MAX}]$, definirana kao:

$$m_0 = \frac{1}{N_0} \sum_{i=0}^{N_0} t_i \quad (2.2)$$

gdje su t_i mjereni intervali čekanja.

U metodi *log-likelihood* srednja vrijednost empirijskih (mjenih) podataka se izjednačuje sa srednjom vrijednošću teorijske raspodjele. Vrijedi dakle:

$$m_0 = N \frac{1}{\tau} \int_{t_{THR}}^{t_{MAX}} t e^{-\frac{t}{\tau}} dt = N \left[(\tau + t_{THR}) e^{-\frac{t_{THR}}{\tau}} - (\tau + t_{MAX}) e^{-\frac{t_{MAX}}{\tau}} \right]. \quad (2.3)$$

Ovaj izraz predstavlja jednu jednadžbu s dvije nepoznanice. Da bismo ih odredili treba nam još jedna jednadžba, a nju dobijemo izjednačavanjem mjenih broja događaja s teorijski očekivanim:

$$N_0 = N \frac{1}{\tau} \int_{t_{THR}}^{t_{MAX}} e^{-\frac{t}{\tau}} dt = N \left[e^{-\frac{t_{THR}}{\tau}} - e^{-\frac{t_{MAX}}{\tau}} \right]. \quad (2.4)$$

Sad imamo dvije jednačbe s dvije nepoznanice, što u principu možemo riješiti. Izlučivanjem N iz (2.4) pa supstitucijom u (2.3), dobijemo:

$$m_0 = N_0 \left[\tau + \frac{t_{THR} e^{-\frac{t_{THR}}{\tau}} - t_{MAX} e^{-\frac{t_{MAX}}{\tau}}}{e^{-\frac{t_{THR}}{\tau}} - e^{-\frac{t_{MAX}}{\tau}}} \right] \equiv N_0[\tau + Z(\tau)] \quad (2.5)$$

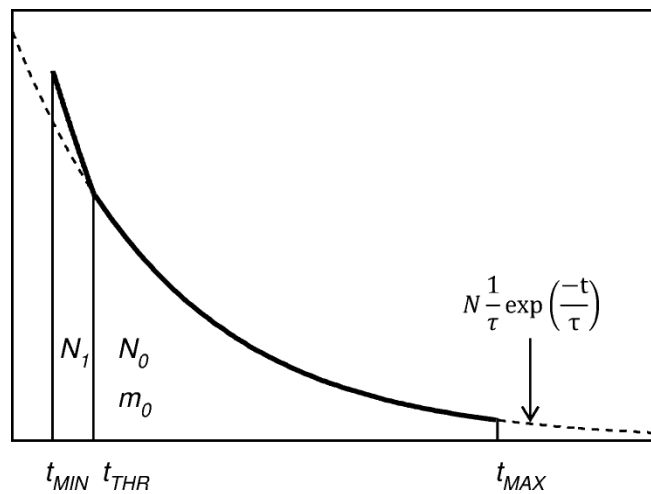
gdje smo sa $Z(\tau)$ označili razlomak u uglatoj zagradi, pretpostavljajući da su t_{THR} i t_{MAX} poznate konstante koje proizlaze iz samog mjerenja. Sad imamo samo jednu jednačbu s jednom nepoznanicom, τ . Budući da je funkciju od τ na desnoj strani nemoguće invertirati, rješenje se pronašlo numerički, binarnom potragom, polazeći od plauzibilne pretpostavke da je τ negdje u intervalu $[\tau_0/2, 2\tau_0]$, gdje je τ_0 približna procjena za τ dobivena zanemarivanjem članova uz $e^{-t_{MAX}/\tau}$ u jednačbi (2.2), odakle:

$$m_0 = N_0[\tau_0 + t_{THR}] \quad (2.6)$$

Jednom kada se rečenim postupkom odredi τ , uvrštavanjem u jednačbu (2.4) odredi se N .

C Određivanje vjerojatnosti afterpulsa

Određivanje vjerojatnosti afterpulsa možemo učiniti tako da empirijsku distribuciju, koja sadži vremenske intervane u rasponu od t_{MIN} do t_{MAX} podijelimo na dva dijela: jedan koji sadrži slučajne događaje i afterpulseve (za periode u rasponu t_{MIN} do t_{THR}), i drugi koji sadrži samo slučajne događaje (za periode od t_{THR} do t_{MAX}), što vidimo na slici P3.1. Pri tome, optimalni rasjek t_{THR} možemo odrediti "od oka" ili traženjem najmanjeg t_{THR} takvog da se za veće vrijednosti vjerojatnost afterpulsa ne povećava u granicama njene statističke pogreške. Neki "recepti" u tom smislu mogu se naći u literaturi [23], [39].



Slika P3.1. Odrežana eksponencijalna distribucija (masna puna linija) predstavlja mjerene podatke. N_1 je broj mjerenih događaja u području t_{MIN} do t_{THR} . Crtkana linija je prilagođena teorijska eksponencijalna distribucija.

Jednom kad je t_{THR} pretpostavljen, načini se prilagodba teorijske eksponencijalne distribucije na empirijske podatke u rasponu t_{THR} do t_{MAX} na način izložen u Prilogu B. Postupak rezlutira dvama parametrima eksponencijalne distribucije: N i τ . Na osnovu tako dobivene teorijske distribucije odredi se teorijski očekivani broj događaja u intervalu $[t_{MIN}, t_{THR}]$, preko ovog izraza:

$$N_{Th} = N \frac{1}{\tau} \int_{t_{MIN}}^{t_{THR}} e^{-\frac{t}{\tau}} dt = N \left[e^{-\frac{t_{MIN}}{\tau}} - e^{-\frac{t_{THR}}{\tau}} \right]. \quad (3.1)$$

Broj događaja afterpulseva sada se odredi kao:

$$N_A = N_1 - N_{Th} \quad (3.2)$$

gdje je N_1 broj izmjerenih slučajnih varijabli u intervalu $[t_{MIN}, t_{THR}]$

pa dobijemo vjerojatnost afterpulsa:

$$p_A = \frac{N_A}{N}. \quad (3.3)$$

D Popis kratica

Popis kratica korištenih u ovom radu

VIS Područje valnih duljina vidljive svjetlosti 400-780 nm

NIR Područje valnih duljina bliskog infracrvenog zračenja

APD Lavinska fotodioda (Engl. *Avalanche Photo Diode*)

SPAD Lavinska fotodioda koja može detektirati pojedine fotone
(Engl. *Single Photon Avalanche diode*)

MPPC Višepikselni detektor fotona (Engl. *Multi Pixel Photon Detector*)

SSPM Čvrstostanjski detektor fotona (Engl. *Solid State Photo Multiplier*);

Si-PM Silicijski fotomultiplikator (Eng. *Silicon Photo Multiplier*)

Bibliografija

- [1] <http://www.hamamatsu.com/us/en/technology/innovation/photoncounting/index.html>
- [2] <http://www.sens-tech.com/assets/media/files/Data%20Sheets/DM0016C.pdf>
- [3] A. D. Semenov, G. N. Gol'tsman and A. A. Korneev, "Quantum detection by current carrying superconducting film," *Physica* **C351**, 349 (2001), doi:10.1016/S0921-4534(00)01637-3
- [4] G. N. Gol'tsman et al., "Picosecond superconducting single-photon optical detector," *Applied Physics Letters* **79**, 705 (2001), doi:10.1063/1.1388868
- [5] D.H. Andrews et al., "Attenuated superconductors I. For measuring infra-red radiation." *Rev. Sci. Instrum.***13**, 281 (1942), doi:10.1063/1.1770037
- [6] K.D. Irwin, "An application of electrothermal feedback for high resolution cryogenic particle detection." *Appl. Phys. Lett.***66**, 1998 (1995), doi:10.1063/1.113674
- [7] K. D. Irwin and G. C. Hilton, "Transition-edge sensors," *Cryogenic Particle Detection*, ed. C. Enss, Springer (2005), doi:10.1007/10933596_3
- [8] A. Lita et al., "Counting near-infrared single-photons with 95% efficiency," *Opt. Express* **16**, 3032 (2008), doi:10.1364/OE.16.003032
- [9] A. Lita et al., "Tuning of tungsten thin film superconducting transition temperature for fabrication of photon number resolving detectors," *IEEE Trans. Appl. Supercond.*, **15**, 3528 (2005), doi:10.1109/TASC.2005.849033
- [10] R. J. McIntyre, "Multiplication noise in uniform avalanche diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-13, pp.164-168, Jan. 1966.
- [11] F. Marsili et al., "Detecting single infrared photons with 93% system efficiency", *Nature Photonics* **7**, 210–214 (2013) doi:10.1038/nphoton.2013.13
- [12] M. Stipčević, and B. Medved Rogina, "Quantum random number generator based on photonic emission in semiconductors," *Rev. Sci. Instrum.* **78**, 045104:1-7 (2007).
- [13] S. Cova, A. Lacaita and G. Ripamonti, "Trapping phenomena in avalanche photodiodes on nanosecond scale," *IEEE Electron Device Lett.***12**, 685–687 (1991).
- [14] P. B. Coates, "The origins of afterpulses in photomultipliers", *J. Phys.* **D**, 1159 (1973)
- [15] C. Hernandez Faham, "Photomultiplier Tube Physics and Operation", http://physics.bu.edu/NEPPSR/TALKS-2009/Faham_PMToperation.pdf
- [16] SPCM-AQRH Datasheet, Excelitas, http://www.excelitas.com/Downloads/DTS_SPCM-AQRH.pdf

- [17] G. Amison et al. (UA1 Collaboration, CERN, Geneva, Switzerland), "Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $s=540$ GeV", *Phys. Lett.* **B 122**, 103-116 (1983).
- [18] S. Fukuda; et al., "The Super-Kamiokande detector", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **501**, 418–462 (2003).
- [19] R. Abbasi et al., (IceCube Collaboration), "Calibration and Characterization of the IceCube Photomultiplier Tube", *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A*, **618**, 139–152 (2010).
- [20] Cortina, J. et al., (MAGIC collaboration), "Status and First Results of the MAGIC Telescope". *Astrophysics and Space Science.* **297**, 245–255 (2005).
- [21] C. Rubbia et. al, (ICARUS-Collaboration), "Underground operation of the ICARUS T600 LAr-TPC: first results". *J. Instrum.* **6**, P07011 (2011).
- [22] M. Stipčević, "Active quenching circuit for single-photon detection with Geiger mode avalanche photodiodes", *Appl. Opt.* **48**, 1705-1714 (2009), doi: 10.1364/AO.48.001705
- [23] M. Stipčević, D. Wang, and R. Ursin, "Characterization of a commercially available large area, high detection efficiency single-photon avalanche diode", *IEEE J. Lightwave Technol.* **31**, 3591-3596 (2013).
- [24] D.H. Andrews et al., "Attenuated superconductors I. For measuring infra-red radiation." *Rev. Sci. Instrum.*, **13**, 281 (1942), doi:10.1063/1.1770037
- [25] M. Stipčević, B. G. Christensen, P. G. Kwiat, D. J. Gauthier, "An advanced active quenching circuit for ultra-fast quantum cryptography", *Opt. Express* **25**, 21861-21876 (2017)
- [26] M Giustina et al., "Significant-Loophole-Free Test of Bell's Theorem With Entangled Photons", *Phys. Rev. Lett.* **115**, 250401 (2016).
- [27] Photonique SA, SSPM_0701BG, URL: http://www.photonique.ch/Prod_0701BG.html (poslijednji puta posjećeno 26.08.2017.)
- [28] PDM Series datasheet, <http://www.micro-photon-devices.com/Docs/Datasheet/PDM.pdf>
- [29] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c13366-1350gd_etc_kacc1229e.pdf
- [30] http://www.hamamatsu.com/resources/pdf/ssd/c13366-1350ga_etc_kacc1228e.pdf
- [31] Ivo Pavlić, *Statistička teorija i primjena*, Tehnička Knjiga Zagreb, 1970.
- [32] G.Audi and A.H.Wapstra, "The 1995 update to the atomic mass evaluation", *Nuclear Physics A*, **595** (1995) 409-480, [https://doi.org/10.1016/0375-9474\(95\)00445-9](https://doi.org/10.1016/0375-9474(95)00445-9).

- [33] T. Khaydarov, I. K. Abdukadirova, Y. Karimov, "Investigation of the Nanostructures Formation in the Irradiated by gamma-Quanta Single-Crystal Silicon with Ultrasonic Method", *Advances in Materials Physics and Chemistry*, **2** (2012), Article ID:23219,4 pages. DOI:10.4236/ampc.2012.23023.
- [34] A. Karami, L. Carrara, C. Niclass, M. Fishburn, E. Charbon, "RTS Noise Characterization in Single-Photon Avalanche Diodes", *IEEE Electron Device Letters* **31**(7):692 - 694, DOI: 10.1109/LED.2010.2047234.
- [35] S. Marklund, "Structure and energy levels of dislocation in silicon", *Journal de Physique Colloques*, 1983, **44** (C4), pp.C4-25-C4-35. DOI: 10.1051/jphyscol:1983403
- [36] C. Woody, "Radiation Damage and Recovery in SiPMs and Their Operation at Low Temperatures", Coordinating Panel on Advanced Detectors (CPAD) Workshop, Caltech October 9, 2016
- [37] J. C. Jackson et al., "Process Monitoring and Defect Characterization of Single Photon Avalanche Diodes", *Proc. IEEE 2001 Int Conference on Microelectronics Test Structures*, Vol. 14, March 2001.
- [38] A.C. Giudice, M. Ghioni, S. Cova* and F. Zappa, "A process and deep level evaluation tool: afterpulsing in avalanche junctions", *IEEE Electron Device Letters* **12**, 685–687 (1991).
- [39] G. Humer, M. Peev, C. Schaeff, S., M. Stipčević, R. Ursin, "A simple and robust method for estimating afterpulsing in single photon detectors", *J. Lightwave Technol.* **33**, 3098-3107 (2015). DOI: 10.1109/JLT.2015.2428053 .
- [40] A. R. Peaker, V. P. Markevich, and J. Coutinho, "Tutorial: Junction spectroscopy techniques and deep-level defects in semiconductors", *Journal of Applied Physics* **123**, 161559 (2018); doi: 10.1063/1.5011327.