

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

Andrej Kodrič

**ZAŽNAVANJE SIGNALOV V
PIKOSEKUNDNEM FOTONSKEM
DETEKTORJU Z VELIKO POVRŠINO (LAPPD)**

Magistrsko delo

MENTOR: red. prof. dr. Peter Križan
SOMENTOR: red. prof. dr. Samo Korpar

Ljubljana, 2025

Zahvale

Zahvaljujem se mentorjema in celotni skupini fotonskega laboratorija odseka F9 Instituta 'Jožef Stefan' za vodenje ter prenos znanja in izkušenj.

Hvala lektorju za pomoč.

Tovarišem se zahvaljujem za odlično preživeta študijska leta, tistim iz fakultete pa tudi za popestritev učnih ur in sodelovanje.

Družini sem hvaležen za neomajno podporo med izobraževanjem v vseh pogledih, v prvi vrsti seveda staršem.

Partnerki se prav tako zahvaljujem za izjemno spodbujanje in razumevanje ob pisanju magistrskega dela.

Zaznavanje signalov v pikosekundnem fotonskem detektorju z veliko površino (LAPPD)

IZVLEČEK

Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino (Large Area Picosecond Photodetector – LAPPD) je vakuumška fotopomnoževalka z mikrokanalnimi ploščami površine približno $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ s kapacitivno sklopljeno anodo. Merili smo odziv dveh izvedb LAPPD, različnih v geometriji in materialih, na pikosekundne laserske pulze nizke intenzitete večinoma posamičnih fotonov. Zanimala nas je porazdelitev signalov po času in deljenje naboja med anodnimi segmenti. Časovna porazdelitev ima dominantni vrh širine $\sigma \sim 30\text{ ps}$, celotno porazdelitev pa razložimo s kinematičnim modelom trajektorije fotoelektrona in sipanja fotoelektrona na pomnoževalni stopnji. Razvili smo analitični model za propagacijo fotoelektrona in za porazdelitev influenciranega naboja na kapacitivno sklopljeni anodi. Slednji vključuje elastično sipanje pomnoženega naboja. Model dobro napove časovne in prostorske lastnosti merjenih signalov, ki so odvisne od geometrije in materialov senzorja. Rezultati so uporabni za optimizacijo pri načrtovanju fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami za različne namene, kot je slikanje obročev Čerenkova ali pozitronska emisijska tomografija z meritvijo časa preleta.

Ključne besede:

fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami, pikosekundni fotonski detektor z veliko površino LAPPD, časovna resolucija, deljenje naboja, modeliranje signalov v fotopomnoževalkah z mikrokanalnimi ploščami, slikanje obročev Čerenkova, pozitronska emisijska tomografija z meritvijo časa preleta

Signal detection in the Large Area Picosecond Photodetector (LAPPD)

ABSTRACT

The Large Area Picosecond Photodetector (LAPPD) is a microchannel-plate photomultiplier tube (MCP-PMT) of approximate size $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ with a capacitively coupled sensing electrode. We measured the response of two LAPPD models, different in geometry and materials, to low-intensity picosecond laser pulses, mostly consisting of single photon hits. We investigated the timing distribution of signals and charge sharing on the segmented sensing electrode. The dominant prompt peak in time exhibits a width of $\sigma \sim 30\text{ ps}$, where the full response is explained with a kinematic model of photoelectron trajectory and backscattering on the MCP surface. We developed analytical models of photoelectron propagation and induction of charge on the sensing electrode, the latter incorporating elastic back-scattering of the multiplied charge. The model reproduces the timing and spatial properties of the measured signals very well, and they significantly depend on the sensor geometry and materials. The results of this work are useful in the optimisation of MCP-PMTs for various applications, such as RICH detectors and TOF-PET systems.

Keywords:

Micro-channel plate PMT, LAPPD, timing distribution, charge sharing, MCP-PMT response modeling, RICH, TOF-PET

Kazalo

Seznam slik	11
Seznam tabel	13
1 Uvod	15
2 Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino – LAPPD	17
2.1 Fotonski detektorji	17
2.2 Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami	18
2.3 Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino – LAPPD	21
2.3.1 Fotokatoda	22
2.3.2 Mikrokanalne plošče	22
2.3.3 Delovanje v magnetnem polju	23
2.3.4 Področja uporabe	23
3 Eksperimentalna oprema in postopek	29
3.1 Specifikacije LAPPD	29
3.2 Laboratorijska postavitve	31
3.2.1 Laser z opremo	31
3.2.2 Napajanje	31
3.2.3 Postavitve anodnih segmentov	33
3.2.4 Zajem podatkov	33
3.2.5 Popravek časovne porazdelitve	35
4 Model nastanka signala v LAPPD	37
4.1 Trajektorija fotoelektrona	37
4.1.1 Kinematične zveze	37
4.1.2 Ocenjeni parametri in porazdelitve	39
4.2 Elastično povratno sipanje fotoelektrona od mikrokanalne plošče	41
4.3 Trajektorija in elastično sipanje sekundarnih elektronov	44
4.4 Shockley-Ramov teorem	45
4.5 Signal točkastega naboja med elektrodama	45
4.5.1 Influenciran naboj na celotni elektrodi	46
4.5.2 Influenciran naboj na delu elektrode	47
4.5.3 Splošna analitična rešitev	48
4.6 Signal sekundarnih elektronov med elektrodama	48
4.6.1 Kvadratni piksel s stranico 25,4 mm	49
4.6.2 Trak velikosti 50,8 mm × 5,08 mm	49
4.6.3 Popravek zaradi necelovitega zajema signanlov	49
4.7 Sipanje v magnetnem polju	54

5	Meritve in primerjava z modelom	55
5.1	Časovna resolucija	55
5.1.1	Glavni vrh	55
5.1.2	Rep porazdelitve	59
5.1.3	Krajevno odvisna časovna resolucija	60
5.2	Deljenje naboja	62
5.2.1	Kvadratni piksel s stranico 25,4 mm	62
5.2.2	Razpršenost krajevno odvisne porazdelitve deljenja naboja okoli glavnega trenda	62
5.2.3	Vpliv napetosti med pomnoževalno stopnjo in kapacitivno sklo- pljeno anodo	68
5.2.4	Ostale kombinacije pikslov	69
6	Vpliv geometrije na signal	73
7	Diskusija in zaključek	77
8	Literatura	79
	Dodatek A Dokaz Shockley-Ramovega teorema	85

Seznam slik

2.1	Shema delovanja fotopomnoževalke	18
2.2	Shema delovanja fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami	19
2.3	Delovanje fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami v magnetnem polju	19
2.4	Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami: deljenje naboja	20
2.5	Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami: časovna porazdelitev signala	21
2.6	Skica sestavnih delov detektorja LAPPD	22
2.7	Shema mikrokanalov, obdelanih z ALD in porazdelitev signala v magnetnem polju	23
2.8	Pozitronska emisijska tomografija z meritvijo časa preleta (TOF PET)	25
2.9	Klasična krožna naprava za PET in predlogi planarnih oblik v razvoju	26
2.10	Belle II ARICH in LHCb RICH	28
2.11	Odvisnost kota Čerenkova θ od gibalne količine nabitih delcev	28
3.1	Fotografija modela LAPPD št. 162.	29
3.2	Sestava slojev LAPPD in prikaz razvoja signala.	31
3.3	Laboratorijska postavitve.	32
3.4	Segmenti kapacitivno sklopljene anode na senzorjih.	33
3.5	Oblika signala	34
3.6	Popravek časovne porazdelitve	35
4.1	Simulacija mesta in časa pristanka fotoelektrona na pomnoževalni stopnji	40
4.2	Simulacija časa pristanka fotoelektrona na pomnoževalni stopnji ob fiksni začetni kinetični energiji	41
4.3	Porazdelitev mesta pristanka od točke sipanja fotoelektrona	43
4.4	Točkast naboj med vzporednima elektrodama z dvoplastnim medijem.	46
4.5	Utežni potencial in konvolucija s sipalnim profilom kvadratnega piksla	50
4.6	Utežni potencial in konvolucija s sipalnim profilom piksla v obliki traku	51
4.7	Popravek zaradi necelovitega zajema signalov: trakovi in kvadratni piksli	53
4.8	Popravek zaradi necelovitega zajema signalov: trakovi	53
5.1	LAPPD št. 162: časovna porazdelitev pri različnih napetostih med fotokatodo in mikrokanalno ploščo	56
5.2	LAPPD št. 109: časovna porazdelitev pri različnih napetostih med fotokatodo in mikrokanalno ploščo	57
5.3	Širina dominantnega vrha časovne porazdelitve v odvisnosti od napetosti med fotokatodo in pomnoževalno stopnjo	58

5.4	Primerjava merjenega in simuliranega prispevka razpršenosti časa leta fotoelektrona k časovni resoluciji senzorja	58
5.5	Širina dominantnega vrha časovne porazdelitve v odvisnosti od napetosti med fotokatodo in pomnoževalno stopnjo za različne anodne segmente	59
5.6	Primerjava napovedanih in odčitanih širin elastično sipanega dela časovne porazdelitve	60
5.7	Porazdelitev časa signala v odvisnosti od pozicije laserja: kvadratni piksel	61
5.8	Porazdelitev časa signala v odvisnosti od pozicije laserja: trakovi . . .	61
5.9	Porazdelitev časa signala v odvisnosti od pozicije laserja: kvadratni piksel s podporo	61
5.10	LAPPD št. 162: izmerjeno deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli	63
5.11	LAPPD št. 109: izmerjeno deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli	64
5.12	LAPPD št. 109: lastnosti signalov, ki povzročijo približno polovični delež naboja na izbranem kvadratnem pikslu	66
5.13	LAPPD št. 162: lastnosti signalov, ki povzročijo približno polovični delež naboja na izbranem kvadratnem pikslu	67
5.14	Vpliv razdalje med izhodom fotonov iz optičnega vlakna in površino senzorja na krajevno ločljivost LAPPD št. 162	68
5.15	LAPPD št. 109: primerjava profilov deljenja naboja pri dveh različnih napetostih med izhodom pomnoževalne stopnje in rezistivno anodo	69
5.16	LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi (širina 5,08 mm)	70
5.17	LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi (širina 5,08 mm) in kvadrati (stranica 25,4 mm) čez podporo	71
5.18	LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi (širina 3,18 mm)	72
6.1	Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od dolžine stranice piksla: brez sipanja fotoelektrona	74
6.2	Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od dolžine stranice piksla: 30 % sipanja fotoelektrona	75
6.3	Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od dolžine stranice piksla: 100 % sipanja fotoelektrona	76

Seznam tabel

3.1	Lastnosti modelov LAPPD št. 109 in št. 162.	30
4.1	Ocenjeni parametri časa in mesta pristanka fotoelektrona na mikro- kanalni plošči po izbitju iz fotokatode.	39
4.2	Največji možen domet in čas leta elastično sipanih fotoelektronov. . .	42
5.1	Krajevna razpršenost signalov, ki na izbranem anodnem segmentu influencirajo polovico influenciranega naboja glede na celotno anodo.	65

1. Uvod

Sodobni detektorji fotonov s pripadajočo tehnologijo so zelo pomembni na področju eksperimentalne fizike osnovnih delcev in v medicinski diagnostiki. Primer na prvem področju je slikanje obročev Čerenkova (ang. *Ring Imaging Cherenkov Detector* – RICH), na drugem pa pozitronska emisijska tomografija (PET). Pojavljajo se zahteve po pikosekundni časovni ločljivosti, visoki prostorski ločljivosti, frekvenci signalov več MHz in hkrati čim manjšem šumu, nizki občutljivosti na magnetno polje in seveda cenovni ugodnosti, ki usmerjajo razvoj prebojnih tehnoloških rešitev. [1, 2, 3, 4, 5]

Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami so uveljavljena vakuumška vrsta senzorjev svetlobe nizke intenzitete z odlično časovno ločljivostjo. Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino (*Large Area Picosecond Photodetector* – LAPPD) je novejša izvedba med njimi. Zmožen je zaznave posameznih fotonov, nekaj 10 ps časovne ločljivosti, submilimetre prostorske ločljivosti in ima veliko površino okoli $20\text{ cm} \times 20\text{ cm}$. Poleg tega zadnji modeli omogočajo enostavno prilagajanje oblike pikslov, saj so ti na senzor sklopljeni kapacitivno, kar pomeni, da niso v vakuumu kot ostali sestavni deli. [6, 7, 8]

V tem delu proučujemo delovanje dveh modelov LAPPD s kapacitivno sklopljeno anodo. Osredotočimo se na vpliv kapacitivne sklopitve na deljenje naboja in s tem na prostorsko ločljivost senzorja. Prav tako proučimo časovni odziv na posamezne fotone, ki ga modeliramo s kinematičnimi zvezami. Namen je razviti model, s katerim lahko glede na strukturo senzorja napovemo njegovo delovanje. Ta temelji na že znanih izsledkih v [9, 10]. S tem lahko optimiziramo konstruiranje fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami za različne namene, kot sta detektorja za RICH in PET vsak s svojimi zahtevami. V nadaljevanju podrobneje spoznamo področje fotonskih senzorjev in natančneje LAPPD, opišemo izvedbo meritev, predstavimo rezultate in teoretični model, ju primerjamo, ter na koncu diskutiramo o vplivu geometrije in materialov senzorja na njegovo delovanje.

2. Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino – LAPPD

2.1 Fotonski detektorji

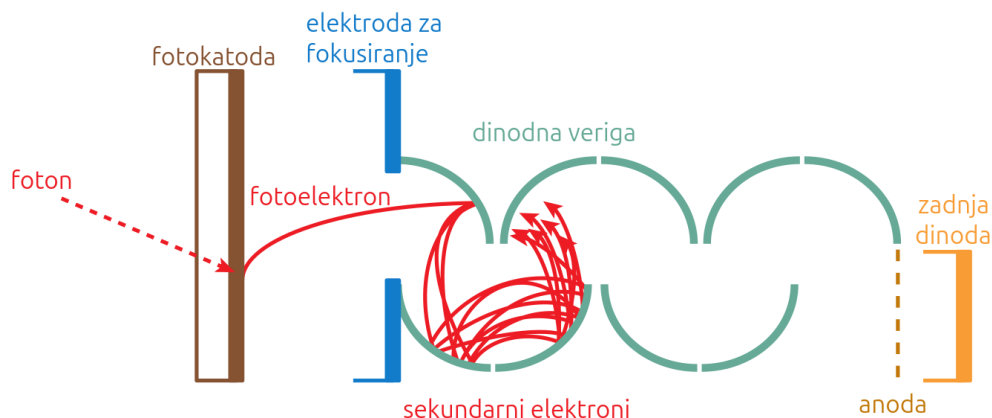
Velik del detektorjev v fiziki osnovnih delcev, jedrski fiziki, astrofiziki in medicinski fiziki temelji na zaznavanju fotonov v vidnem delu svetlobnega spektra in njegovi okolici. V večini fotonskih senzorjev najprej vpadni foton v svetlobno občutljivem materialu bodisi s fotoefektom izbije elektron, bodisi s fotoprevodnim pojavom ustvari par elektron-vrzel. Število elektronov se nato pomnoži do števila, ki ga lahko zaznamo kot električni pulz [11]. V splošnem poznamo naslednje pomembne lastnosti detektorjev fotonov:

- **Kvantni izkoristek QE :** verjetnost, da vpadni foton ustvari fotoelektron ali par elektron-vrzel.
- **Zbiralni izkoristek CE :** verjetnost, da se primarni nosilec naboja začne pomnoževati.
- **Faktor pomnoževanja G :** končno število zbranih elektronov, ki so posledica enega primarnega nosilca naboja. Pomembna je tudi fluktuacija faktorja pomnoževanja.

Za uporabo v okolju z zelo malo svetlobe sta pomembni lastnosti tudi **sposobnost zaznavanja posameznih fotonov** in **frekvenca šumnih pulzov** – signalov, ki jih ni povzročil vpadni foton. Po drugi strani sta za uporabo, ki vključuje več fotonov na senzorju, pomembni lastnosti **linearnost odziva** (sorazmernost velikosti signala in števila vpadnih fotonov) in **dinamični razpon** (največji možen signal, ki ga lahko senzor ustvari). Za uporabo, pri kateri je pomemben hiter odziv senzorja, sta relevantna **čas prehoda**, to je čas od prihoda vpadnega fotona na senzor do električnega pulza, in njegova razpršenost. Z vidika vzdržljivosti pa sta pomembna parametra **zmogljivost**, ki je obratno sorazmerna s časom, potrebnim da senzor po vpadu fotona lahko zazna naslednji foton (t. i. mrtvi čas), in **stabilnost**, ki je navadno definirana z razmerjem največje sprejemljive količine kolektivno zbranega naboja v življenski dobi detektorja in aktivne površine senzorja. [11, 12]

Najpogostejša vrsta fotonškega detektorja je fotopomnoževalka, katere delovanje shematsko prikazuje Slika 2.1. V tem senzorju se nabor elektrod nahaja v vakuumu, ki ga zagotavlja stekleno ohišje. Vpadni foton prispe do polprepustne fotokatode, kjer s fotoefektom izbije elektron. Električno polje nato pospeši in vodi fotoelektron do naslednje elektrode – dinode, ki je prekrita z materialom, primernim za sekundarno emisijo elektronov. En vpadni elektron na dinodo tipično iz nje izbije približno 5 sekundarnih elektronov. Ti nato v električnem polju prispejo do naslednje dinode, kjer se proces ponovi. Običajno število dinod v fotopomnoževalki

je okoli 10. Na koncu dinodne strukture se nahaja anoda, na kateri se tako zbere $\sim 10^5 - 10^6$ elektronov. Fotopomnoževalka spada med vakuumске detektorje fotonov. Poleg teh poznamo tudi plinske in polprevodniške. [11] V tej nalogi pa se bomo ukvarjali s posebno vrsto vakuumskega fotonskega senzorja, to je fotopomnoževalka z mikrokanalnimi ploščami.



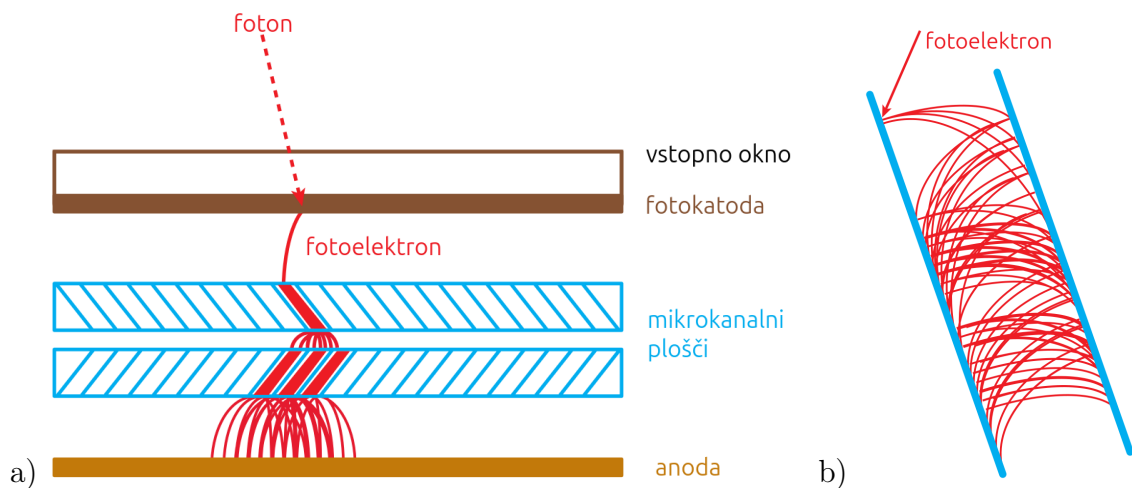
Slika 2.1: Shema delovanja fotopomnoževalke. Prirejeno po [12].

2.2 Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami

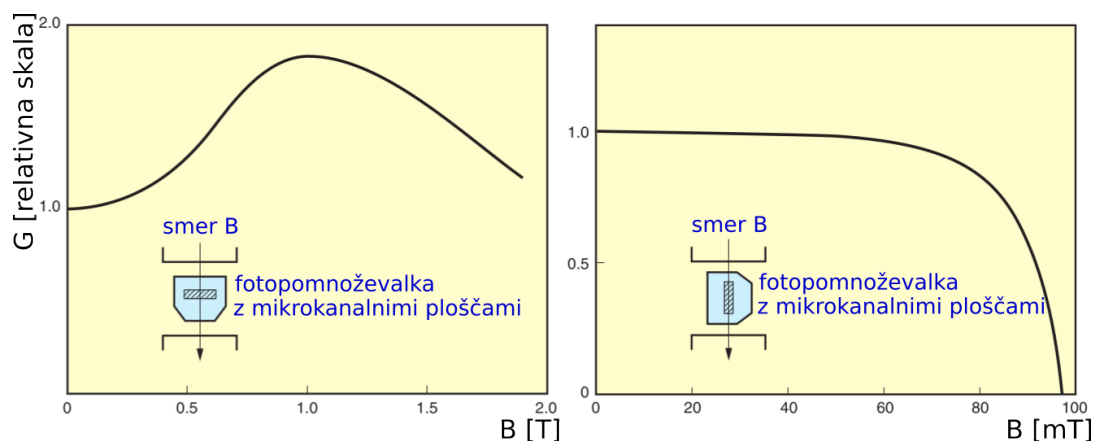
V fotopomnoževalkah z mikrokanalnimi ploščami za pomnoževanje elektronov namesto diskretne dinodne verige med fotokatodo in anodo skrbi mikrokanalna plošča, ki deluje kot kontinuirana dinoda (slika 2.2a). Gre za stekleno ploščo debeline reda velikosti milimetra, v kateri so gosto postavljeni cilindrični kanali debeline $\sim 10 - 100 \mu\text{m}$. Notranja stena kanalov je obdelana tako, da ima ustrezno električno upornost in s tem oblikuje električno polje ter hkrati omogoča sekundarno emisijo elektronov. Elektroni se pomnožujejo tako, da se zaletijo ob stene kanala in s tem sprožajo sekundarno emisijo, kot prikazuje slika 2.2b. Faktor pomnoževanja mikrokanalne plošče je eksponentno odvisen od razmerja med dolžino L in polmerom R mikrokanala. Pri tipični vrednosti razmerja $L/R = 40$ in padcu napetosti na plošči 1000 V je faktor pomnoževanja $G \sim 10^3$. Za doseg večjega faktorja pomnoževanja se ponavadi uporablja dve zaporedni mikrokanalni plošči s kanali nagnjenimi glede na ravnino plošč v 'cikcakasti' konfiguraciji (ang. *chevron*), ki jo vidimo na sliki 2.2a. S tem se skupni faktor pomnoževanja tipično poveča na $G \sim 10^6$. [11, 12, 13]

Tovrstni fotonški detektorji so zelo tanki, razdalji od mikrokanalnih plošč do fotokatode in do anode merita le nekaj milimetrov. Ker senzor hkrati deluje pri visoki napetosti, ima odlično časovno resolucijo (majhna razpršenost časa prehoda). Ta lahko za posamezne fotone doseže $\sigma \sim 20$ ps. Zato se odlično obnese v magnetnem polju gostote večje od 1 T, ki je vzporedno z osjo ravnine senzorja, in do 0,1 T v drugih smereh. Slika 2.3 prikazuje primer odvisnosti pomnoževalnega faktorja od gostote magnetnega polja v aksialni in transverzalni smeri. Nadalje ima tudi dobro prostorsko resolucijo, če je opremljen s segmentirano anodo. Glavni slabosti fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami sta dolg mrtvi čas posameznega kanala in kratka življenjska doba. [11, 12, 13, 14]

2.2. FOTOPOMNOŽEVALKE Z MIKROKANALNIMI PLOŠČAMI



Slika 2.2: Shema delovanja fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami (a) in pomnoževanje elektronov v mikrokanalu (b). Prirejeno po [12].



Slika 2.3: Delovanje fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami v magnetnem polju: relativna odvisnost faktorja pomnoževanja G od gostote magnetnega polja B v aksialni (levo) in transverzalni smeri glede na senzor (desno). Prirejeno po [14].

Mrtvi čas

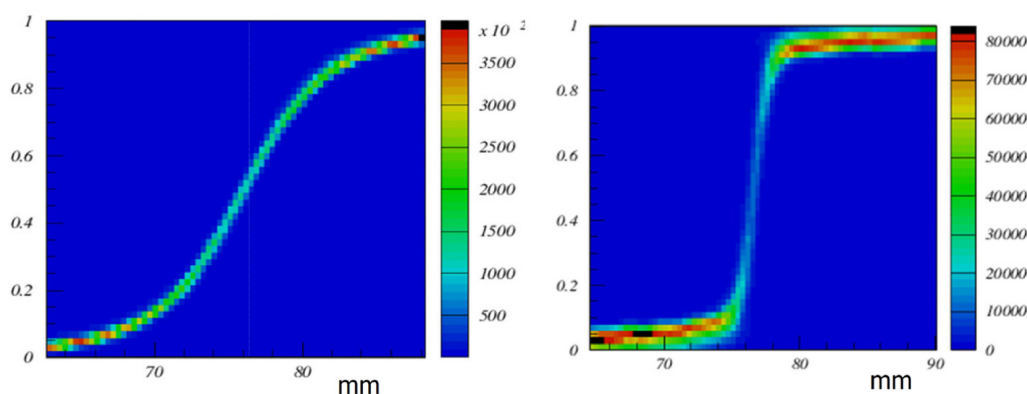
Zaradi sekundarne emisije elektronov ostaja v stenah mikrokanala pozitiven naboj. Na izhodu kanala je ob koncu pomnoževanja $\sim Ge_0$ pozitivnega naboja. S tem se oslabi električno polje v kanalu, kar zmanjša pomnoževanje morebitnega naslednjega fotoelektrona. Efekt traja, dokler tok skozi steno mikrokanala ne nevtralizira pozitivnega naboja. Za tok poskrbi napajanje, ki vzdržuje padec napetosti na mikrokanalni plošči. Karakteristični čas $\tau = RC \sim 10$ ms ocenimo iz impedančnih lastnosti $R \sim 10^{14} \Omega$ in $C \sim 10^{-16} \text{ F}$ mikrokanala. Enako vrednost lahko dobimo z razmerjem $\tau = Ge_0/I$ naboja in toka skozi mikrokanal $I \sim 10^{-11} \text{ A}$. Lastnost je lahko pomembna pri eksperimentih z visokim ozadjem, ki z razloženim mehanizmom zmanjša faktor G in izkoristek senzorja. V večini uporab pa je verjetnost, da zaporedna fotoelektrona zadeneta isti kanal znotraj mrtvega časa, nepomembna. [14, 15, 16]

Življenska doba

Staranje fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami je posledica majhnih količin plina, ki ostane adsorbiran na stenah mikrokanalov. Plin se med pomnoževanjem elektronov ionizira, nastali ioni pa zaradi električnega polja potujejo do fotokatode, na kateri se postopoma nalagajo in ji s tem postopoma zmanjšujejo kvantni izkoristek. Poleg tega z izbitjem elektrona iz fotokatode povzročijo zapozneli signal. Cikcakasta konfiguracija kanalov sosednjih mikrokanalnih plošč zmanjšuje transport ionov do fotokatode. Efekt se dodatno zmanjšuje z zaščitno aluminijasto folijo, ki je nameščena bodisi med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo bodisi med mikrokanalni plošči. [11, 12, 13] Takšni senzorji imajo dober (ne bistveno spremenjen) kvantni izkoristek do $\sim 1 \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$ kolektivno zbranega naboja na anodi. Nedavno je bila razvita še boljša metoda z nanosom atomskih plasti (ang. *atomic layer deposition* – ALD) na stene mikrokanalov, ki poveča toleranco do $\sim 20 \frac{\text{C}}{\text{cm}^2}$. [13]

Prostorska ločljivost in kapacitivna sklopitev anode

Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami navadno proizvajajo v kvadratni obliki z velikostjo vpadnega okna 1 ali 2 palca¹. Anoda je lahko segmentirana, ponavadi v $5 \times 5 \text{ mm}^2$ velike anodne blazinice. Ker se elektroni na poti do anode nekoliko razpršijo, se signal razdeli med blazinice, kar lahko uporabimo za izboljšanje prostorske ločljivosti. Poleg tega obstajajo modeli z anodo izven vakuumskega ohišja. Tako dobimo kapacitivno sklopitev: elektroni iz mikrokanalnih plošč influencirajo na anodi le delež velikosti svojega naboja. S tem se hkrati tudi olajša prilagajanje oblike anodnih segmentov za različne namene [17]. Kot bomo v magistrskem delu podrobneje razdelali, je deljenje naboja bolj izrazito pri kapacitivno sklopljeni anodi. Slika 2.4 demonstrira deljenje naboja v primeru kapacitivno sklopljene anode in notranje anode. Za oba primera prikazuje delež signala glede na celoten signal na anodi, ki ga zazna ena blazinica, v odvisnosti od položaja laserja rdeče svetlobe v režimu posamičnih fotonov. V prvem primeru je profil položnejši in širši (Incomov LAPPD), kar pomeni da sosednji anodni segment zazna večji delež signala kot v drugem primeru (Photonisov BURLE). [9, 10, 17]

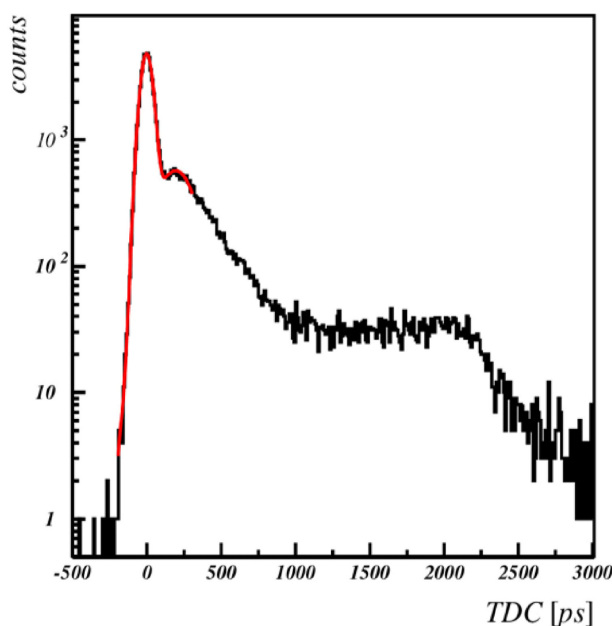


Slika 2.4: Fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami: deljenje naboja v primeru kapacitivno sklopljene anode (levo) in notranje anode (desno): delež signala, ki ga zazna ena blazinica anode v odvisnosti od položaja laserja rdeče svetlobe v režimu posamičnih fotonov. Blazinici obeh naprav sta bili enake velikosti. [9, 13]

¹ 1 palec = 25,4 mm

Časovna ločljivost

Tipična porazdelitev časa prehoda za laserske pulze s posamičnimi fotoni na fotopomnoževalko z mikrokanalnimi ploščami prikazuje slika 2.5 za fotopomnoževalko z mikrokanalnimi ploščami BURLE podjetja Photonis. Glavni del porazdelitve predstavlja Gaussov vrh širine $\sigma \sim 40$ ps, ki mu sledi dokaj dolg rep (do nekaj nanosekund). Rep je sestavljen iz manj izrazitega vrha, ki se deloma prekriva z glavnim, za kasnejše čase pa se razleže v ravno porazdelitev, ki na koncu pade že v statistično slabo zastopano območje. Obliko lahko pojasnimo s preprostim modelom, o katerem bomo govorili v poglavju 4. Model predpostavlja, da se delež fotoelektronov povratno sipa na prvi mikrokanalni plošči. Odbiti fotoelektron potrebuje nekaj časa, preden pristane nazaj na mikrokanalni plošči in začne pomnoževanje v zadetem kanalu. Elastično sipanje pripisujemo ravnemu delu repa porazdelitve. Vrh v začetku repa pa pripisujemo neelastičnemu povratnemu sipanju. V tem primeru ima namreč fotoelektron manj energije, zato potrebuje manj časa, da prileti nazaj na mikrokanalno ploščo. Glavni Gaussov vrh pa predstavlja razpršenost časov prehoda nesipanih fotoelektronov. Iz oblike časovne porazdelitve znaša ocenjeni delež neelastičnega sipanja približno 20 %, elastičnega pa 10 %. [9, 10]

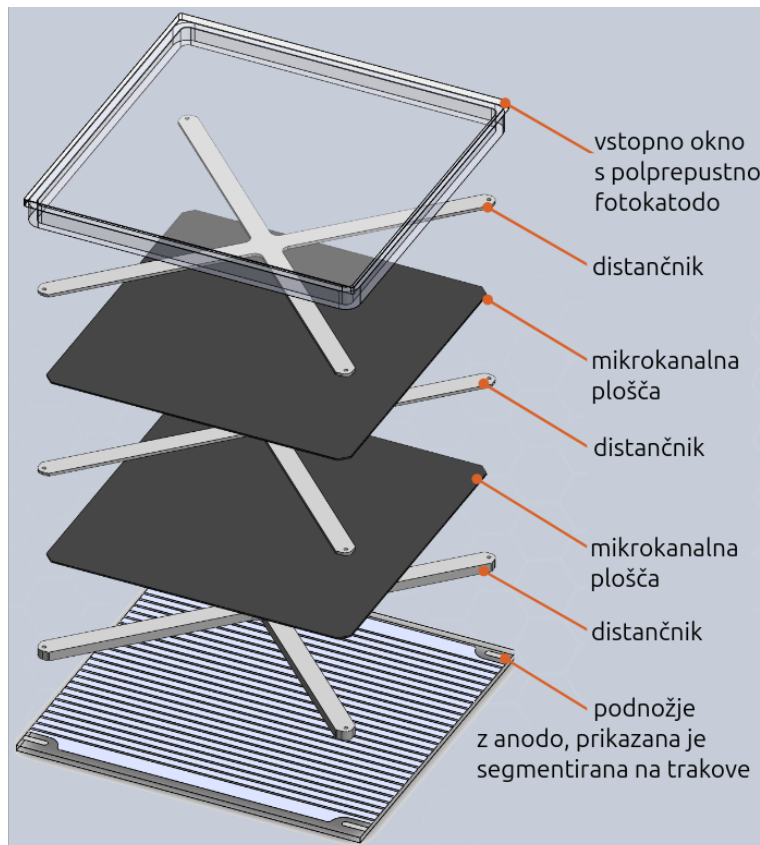


Slika 2.5: Časovna porazdelitev signala laserskih pulzov posamičnih fotonov na fotopomnoževalko z mikrokanalnimi ploščami BURLE. [10]

2.3 Pikosekundni fotonski detektor z veliko površino – LAPPD

Novejši model fotopomnoževalke z mikrokanalnimni ploščami je pikosekundni fotonski detektor z veliko površino LAPPD (ang. *Large Area Picosecond Photodetector*), ki ga razvija podjetje Incom v sodelovanju s potencialnimi uporabniki in stroko. Odlikuje ga velika površina $230 \text{ mm} \times 220 \text{ mm}$, zato je privlačen za prekrivanje velikih območij. [13, 18] Sestavo prikazuje slika 2.6. Vsebuje tri distančnike, in sicer prvega med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo, drugega med mikrokanalnima

ploščama in tretjega med spodnjo mikrokanalno ploščo in podnožjem z anodo. Novejši modeli imajo anodo sklopljeno kapacitivno. Distančniki so lahko postavljeni po diagonalah ali vzporedno. [18, 19] V magistrski nalogi razvijemo model nastanka signala v detektorju LAPPD in napovedi modela primerjamo z meritvami.



Slika 2.6: Skica sestavnih delov detektorja LAPPD. Prirejeno po [19].

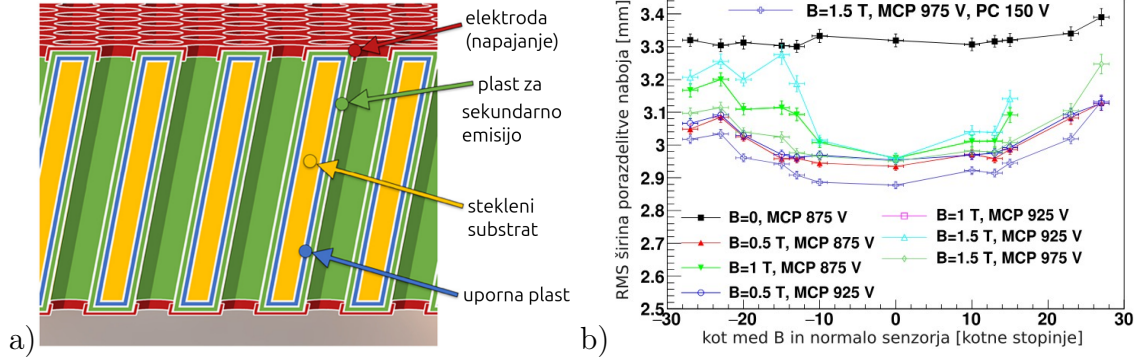
2.3.1 Fotokatoda

Fotokatoda je iz multialkalijske spojine natrija, kalija in antimona, kot sta Na_2KSb in K_2NaSb . Na notranji strani ji je kemično pripojena tanka plast cezija, ki izboljša kvantni izkoristek fotokatode. [18, 20, 21, 22]

2.3.2 Mikrokanalne plošče

Mikrokanalni plošči imata kanale postavljene v konfiguracijo *chevron*. Vrsta mikrokanalnih plošč v LAPPD pa spada med napredne in tudi cenejše. Namesto iz dražjega svinčevega stekla za navadne mikrokanalne plošče so narejene iz običajnejšega borosilikatnega stekla. Stene kanalov so obdelane z nanosom atomskih plasti (ALD). To ne samo podaljšuje življenjske dobe, ampak tudi omogoča optimalnejšo sekundarno emisijo in rezistivne lastnosti. Za razliko od klasične plasti svinčevega oksida PbO na steni mikronala plošče iz svinčevega stekla, ki je hkrati upornik in emitor sekundarnih elektronov, sta pri ALD plasti ločeni, kot prikazuje slika 2.7a. Za sekundarno emisijo se lahko uporabita Al_2O_3 ali MgO , ki lahko na en vpadni elektron emitirata prvi 3 sekundarne elektrone in drugi 7 v primerjavi z 2 pri PbO . Velika prednost ALD je tudi zmožnost nanašanja v mikrokanale z večjimi

razmerji L/R . Tovrstne mikrokanalne plošče niso omejene samo na LAPPD, ampak so sestavni del tudi drugih mikrokanalnih fotopomnoževalk. [23, 24]



Slika 2.7: Shema mikrokanalov, obdelanih z ALD (a). Prirejeno po [25]. Širina porazdelitve naboja na anodi LAPPD št. 153 v odvisnosti od velikosti B in nagnjenosti glede na normalo senzorja (b). Prirejeno po [26].

2.3.3 Delovanje v magnetnem polju

Elektroni v magnetnem polju gostote B krožijo z radijem

$$r = \frac{m_e v_{\perp}}{e_0 B} \quad (2.1)$$

okoli smeri magnetnega polja, kjer je $v_{\perp}$ komponenta hitrosti, pravokotna na B . Znano je, da magnetno polje v smeri pravokotno na fotopomnoževalko z mikrokanalnimi ploščami zmanjša deljenje naboja na anodi. V [26] so izmerili zožanje širine porazdelitve deljenja naboja med piksli na LAPPD št. 153 v odvisnosti od velikosti magnetnega polja B in nagnjenosti glede na normalo senzorja, kot prikazuje slika 2.7b. Širina porazdelitve se pri B od 0,5 T do 1,5 T zmanjša za približno 12% v magnetnem polju, vzporednim z normalo senzorja. Prav tako magnetno polje povzroči premik središča naboja v ravnini senzorja, sorazmeren s tangensom kota med poljem in normalo. Nadalje so izmerili nekaj 100 ps zakasnitve signala v magnetnem polju, ki narašča z nagnjenostjo polja. Do $B = 1,5$ T se časovna resolucija ni bistveno spremenila neodvisno od kota. Za razliko od primera na sliki 2.3, pri katerem je pomnoževalni faktor G pri pravokotnem B največji pri okoli 1 T, ima G LAPPD maksimum v $B = 0$ in pada eksponentno. Izmerili so $G = G(B = 0)e^{-B/(0,4 \text{ T})}$. Efekt je možno kompenzirati s povečanjem napajalne napetosti med sloji senzorja.

2.3.4 Področja uporabe

LAPPD je primeren za uporabo na področju visokoenergijske in jedrske fizike, v medicinskem slikanju, protonski terapiji, v vesoljskih projektih in na področju biologije. [19, 27] V nalogi se bomo osredotočili na uporabo detektorja LAPPD za zaznavanje sevanja Čerenkova tako v eksperimentalni fiziki osnovnih delcev kot tudi v medicinskem slikanju.

Sevanje Čerenkova

Sevanje Čerenkova nastane, ko nabiti delec prehaja skozi snov s hitrostjo $v = \beta c$, ki je večja od hitrosti svetlobe c/n v tej snovi. Fotoni Čerenkova se izsevajo pod

kotom θ glede na smer nabitega delca. Med smerjo izseva, hitrostjo delca in lomnim količnikom $n(\lambda)$ pri valovni dolžini izsevanega fotona velja zveza

$$\cos \theta = \frac{1}{\beta n} . \quad (2.2)$$

Pogoj za efekt je torej

$$\beta \geq \beta_{min} = 1/n . \quad (2.3)$$

Število izsevanih fotonov N je po dolžini poti nabitega delca x in energiji fotona $E = hc/\lambda$ porazdeljeno približno konstantno

$$\frac{d^2 N}{dx dE} = \frac{\alpha}{\hbar c} \sin^2 \theta(E) , \quad (2.4)$$

po valovni dolžini pa je spekter sorazmeren z $1/\lambda^2$. Energijske izgube samega nabitega delca so zanemarljive. Največ izseva je v okolici ultravijolčne in modre svetlobe. Krajše valovne dolžine v področju žarkov X niso zastopane zaradi anomalnega lomnega količnika, višje infrardeče pa zaradi samoabsorpcije v mediju. [11, 28]

TOF PET

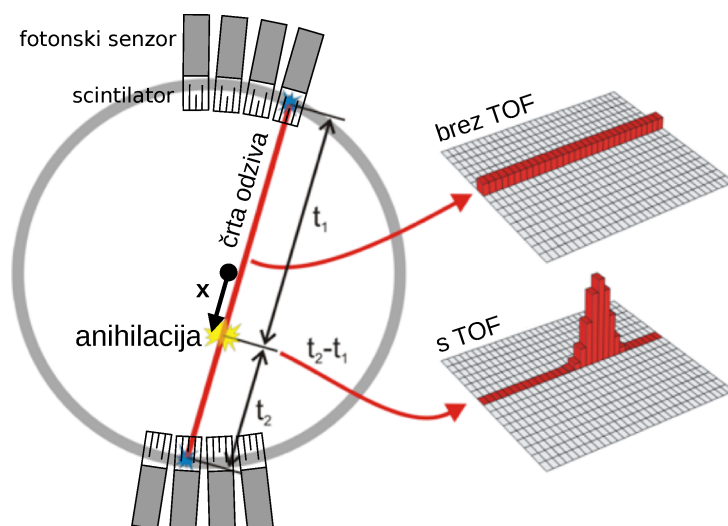
Pozitronska emisijska tomografija (PET) je slikovna metoda v medicini, ki temelji na zaznavanju anihilacijskih fotonov energije približno 511 keV. V kri pacienta se pred slikanjem vbrizga snov, označeno s sevalcem β^+ . Ta je ponavadi fiziološko aktivna in se delno privzame v celice. Izsevani pozitroni imajo doseg reda velikosti milimetra in se anihilirajo z elektroni iz telesa. Do posamezne anihilacije povečini pride, ko se pozitron že skoraj ustavi. Ob tem se izsevata v dobrem približku kolinearna fotona z energijama, enakima mirovni energiji elektrona. Zaznamo jih z okoliškimi detektorji v krožni konfiguraciji okoli pacienta, kot prikazuje slika 2.8. Predpostavlja se, da fotona izvirata iz iste anihilacije, v kolikor razlika med časoma zaznave $t_2 - t_1$ ni prevelika. Iz zaznanih črt odziva se nato rekonstruira slika. Dodatno lahko zmanjšamo šum na sliki z upoštevanjem mesta izseva koincidenčnih fotonov x vzdolž črte odziva. Mesto izseva je neposredno povezano z meritvijo časa preleta (ang. *time of flight* – TOF) s kinematično zvezo

$$x = \frac{1}{2}(t_2 - t_1)c . \quad (2.5)$$

Iz tega sledi, da je krajevna negotovost

$$\Delta x = \frac{1}{2} \cdot CTR \cdot c \quad (2.6)$$

sorazmerna s časovno ločljivostjo koincidencc $CTR = \Delta(t_2 - t_1)$. Trenutno najboljša klinična časovna ločljivost koincidencc znaša $CTR \approx 200$ ps (FWHM), kar omejuje $\Delta x \approx 3$ cm. Da rekonstrukcija sploh ne bi bila potrebna, bi potrebovali $\Delta x \sim 1$ mm, primerljiv z dosegom pozitronov. Za to je zahtevanih idealnih $CTR = 10$ ps. Glavna prispevka k časovni resoluciji skenerjev PET izvirata iz načina zaznave anihilacijskih fotonov. Pred samim fotonskim detektorjem, ki je namenjen fotonom v vidnem spektru in njegovi bližnji okolici, je plast scintilatorja. Ta absorbira anihilacijski foton in ga pretvori v več tisoč nizkoenergijskih fotonov, ki jih fotonski senzor lahko zazna. Časovna resolucija detektorskega elementa $\Delta t_{1,2}$ je konvolucija procesov v



Slika 2.8: Zajem signalov pri TOF PET (levo) in izboljšanje ocene mesta koincidence vzdolž črte odziva z uporabo meritve časa preleta. Prirejeno po [30].

scintilatorju (prispevek ~ 100 ps) in prispevka samega fotonskega senzorja. Ker pa nas zanima ločljivost koincidenč, je potreben še predfaktor $CTR = \sqrt{2} \cdot \Delta t_{1,2}$. [4, 28, 29]

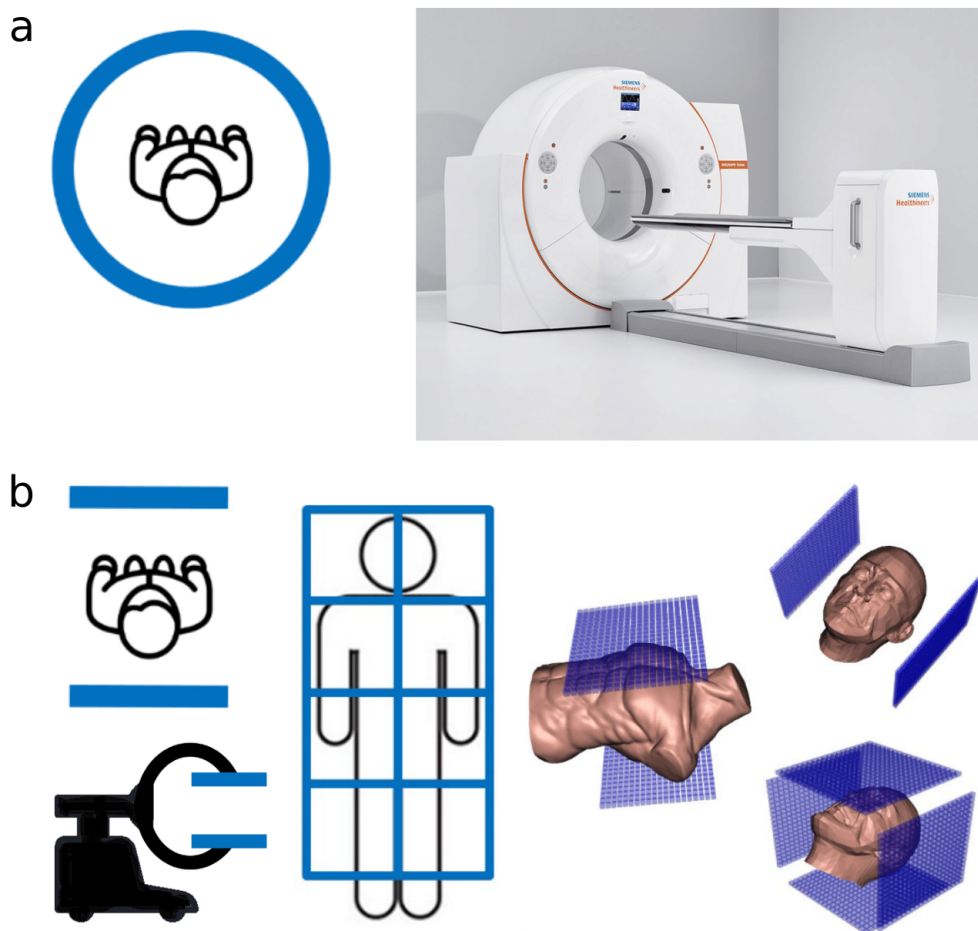
Zanimiva alternativa scintilatorskim detektorjem so detektorji na podlagi fotonov Čerenkova. V primernem sevalcu Čerenkova anihilacijski foton povzroči fotoefekt, fotoelektron pa nato zaradi svoje hitrosti povzroči takojšnjo emisijo fotonov Čerenkova. Zaznamo jih s fotonskim senzorjem. S tem se bistveno zmanjša prispevek procesa pretvorbe signala na nizkoenergijske fotone k CTR . Hkrati lahko namesto silicijevih fotopomnoževalk uporabimo fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami, ki imajo v splošnem nekajkrat boljšo časovno resolucijo (oba tipa fotopomnoževalk sicer dosežeta resolucijo pod 100ps). S tako kombinacijo je bila v najboljših, klinično neprimernih pogojih dosežena celo $CTR \approx 30$ ps (FWHM). Glavna slabost mikrokanalnih fotopomnoževalk je njihov slabši kvantni izkoristek v primerjavi s silicijevimi fotopomnoževalkami. Število izsevanih fotonov Čerenkova na en anihilacijski foton je namreč zgolj okoli 10, kar je bistveno manj kot je nizkoenergijskih fotonov v scintilacijskih detektorjih. Verjetnost za nezaznano koincidenco je tako večja pri uporabi fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami. [28]

Zaradi velike površine je detektor LAPPD zanimiv predvsem v specifični smeri razvoja naprav PET. Namesto krožne konfiguracije detektorskih modulov okrog pacienta se raziskuje možnost uporabe planarnega detektorskega sistema, kot prikazuje slika 2.9. S tem bi omogočili

- večjo mobilnost naprave,
- prilagodljivost vidnega polja,
- možnost združevanja panelov za večjo pokritost telesa,
- lažje kombiniranje PET z drugimi slikovnimi metodami, kot sta magnetna resonanca (MRI) in računalniška tomografija (CT), in
- uporabo med kirurškimi posegi [5, 31].

POGLAVJE 2. PIKOSEKUNDNI FOTONSKI DETEKTOR Z VELIKO POVRŠINO – LAPPD

Takšna konfiguracija detektorskega sistema zaradi omejene kotne pokritosti privede do popačenih slik z artefakti, kar pa je odpravljivo z nižjo CTR od običajne. V primeru štirih panelov velikosti $30 \times 30 \text{ cm}^2$ zadošča $CTR \sim 100 \text{ ps}$ [32]. Gre sicer za oceno, ki je specifična za hitre scintilatorje LSO. Nizka CTR prav tako kompenzira nižji izkoristek zaznave dogodkov v primeru uporabe fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami in sevalcem Čerenkova. Obetaven sevalec je PbF_2 , čigar absorpcijske lastnosti za fotone energije 511 keV so boljše od uveljavljenih scintilatorjev, od katerih je tudi cenejši. V kombinaciji z več LAPPD bi lahko naprava pokrivala aksialno vidno polje, večje od enega metra, kar je s trenutnimi skenerji dražje in so ti manj dostopni. Koncept raziskujejo v okviru projekta CherPet. [31, 33]



Slika 2.9: Naprava za PET s klasično krožno konfiguracijo detektorskih modulov (a) in planarna oblika z možnimi konfiguracijami (b). Prirejeno po [31, 34].

Slikanje obročev Čerenkova

V eksperimentalni fiziki osnovnih delcev v trkalnikih preizkušajo napovedi Standardnega modela in iščejo pojave, ki ga presegajo. Proučujejo procese, ki sledijo trkom delcev z visokimi energijami več TeV . Zelo hitro nastane več delcev, ki jih je potrebno zaznati in karakterizirati, da se lahko rekonstruira celoten proces. Za to skrbi več kompleksnih sistemov, med katere spada tudi sistem za identifikacijo delcev. Eden izmed načinov identifikacije je z merjenjem gibalne količine $p = m\gamma\beta c$ in hitrosti delca β . Iz obeh podatkov lahko izluščimo maso delca m in ga s tem identificiramo.

Gibalna količina se izmeri iz ukrivljenosti poti v magnetnem polju, hitrost pa lahko med drugim izmerimo preko meritve sevanja Čerenkova. Če ločujemo med samo dvema tipoma delcev, lahko za neko območje gibalnih količin izberemo tak sevalec Čerenkova, da bo sevanje povzročil samo delec, ki zadostuje pogoju (2.3), tj. delec z manjšo maso. Takemu detektorju pravimo pragovni števec Čerenkova. Lahko pa z detektorjem obročev Čerenkova izmerimo kot izseva θ , ki je po (2.2) povezan s hitrostjo delca. Obstaja več izvedb tovrstnih detektorjev, skupno pa jim je, da izsevani fotoni ob preletu delca pristanejo na krajevno občutljivi ravnini fotonских senzorjev. Ti morajo delovati v magnetnem polju, saj se detektorski sistem nahaja v neposredni bližini sledilnika trajektorije v magnetnem polju. [11]

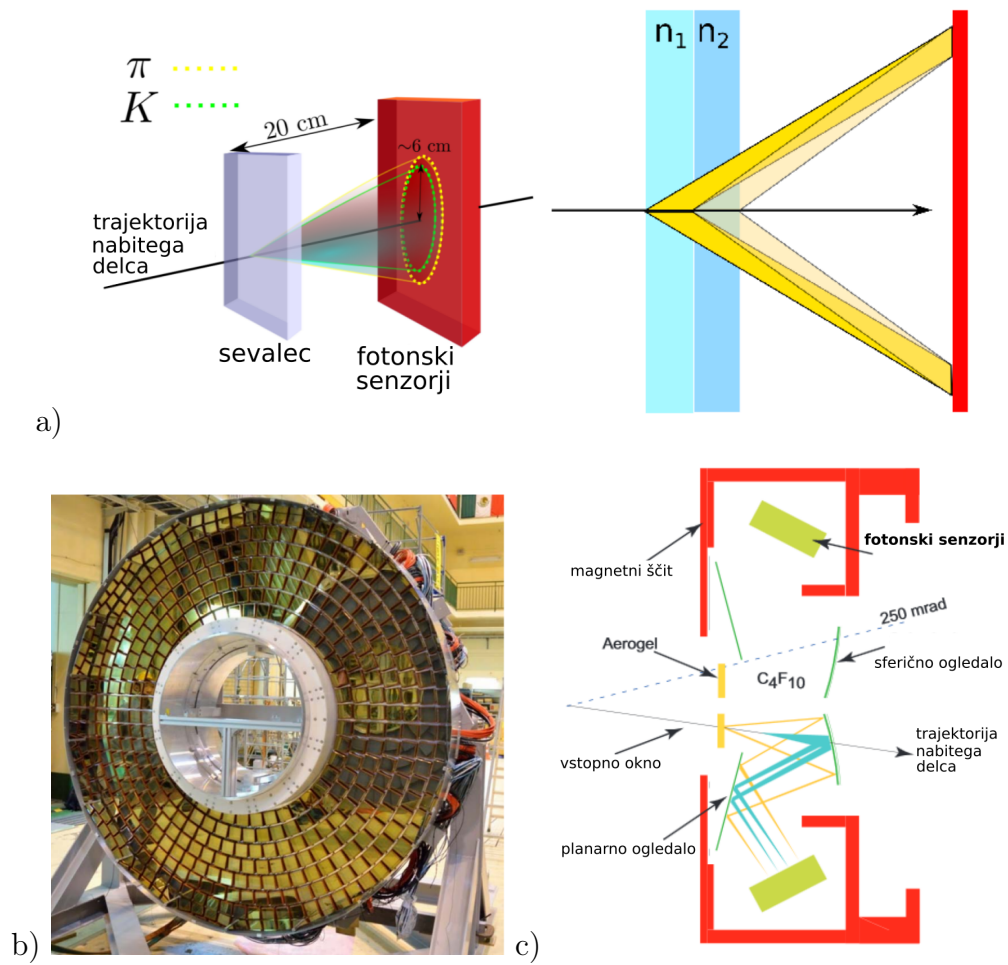
Belle II ARICH

V eksperimentu Belle II, kjer proučujejo trke elektron-pozitron (e^-e^+), se za ločevanje primarno med pioni in kaoni do p nekaj GeV uporablja detektor ARICH. Kot prikazuje slika 2.10a, je tanka plast sevalca postavljena neposredno pred ravnino fotosenzorjev (slika 2.10b). Za boljše fokusiranje je sevalec (aerogel) sestavljen iz dveh zaporednih plasti z rahlo različnima lomnima količnikoma. [35] Trenutno fotone Čerenkova zaznavajo hibridne plazovne fotodiode, ki so kombinacija vakuumskih fotodetektorjev (vpadni foton izbije fotoelektron v vakuum) in polprevodnih (fotoelektron zazna polprevodniški senzor). Z načrtovanim povečanjem frekvenca dogodkov pa se bo znatno povečalo tudi ozadje, ki ga sestavljata sevanje nevtronov in sevanje gama. Obe vrsti sevanja poslabšujeta delovanje hibridnih plazovnih fotodiod, zato se išče primerna zamenjava. Proučujeta se primernost silicijevih fotopomnoževalk in LAPPD. [36, 37]

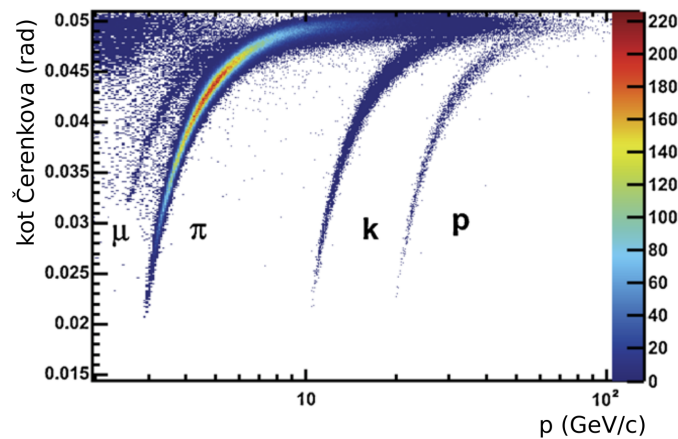
LHCb RICH

Nekoliko zapletenejši detektor obročev Čerenkova se uporablja na eksperimentu LHCb (trki proton-proton) na Velikem hadronskem trkalniku v Evropski organizaciji za jedrske raziskave (CERN). Imenuje se LHCb RICH in je sestavljen iz dveh podobnih enot, ki skupaj omogočata ločevanje med pioni, kaoni in protoni gibalnih količin od 2 do 100 GeV. Kompleksnejša enota vsebuje, kot prikazuje slika 2.10c, tanko plast aerogela v kombinaciji s plinastim sevalcem. Kombinacija ogledal usmeri obroče Čerenkova obeh sevalcev do ravnin fotodetektorjev. [38] Slika 2.11 prikazuje izmerjeno odvisnost kota Čerenkova θ od gibalne količine različnih delcev (mionov μ , pionov π , kaonov K , protonov p). Oblika je tipična: lažji delec povzroči sevanje pri nižjih p , pri visokih p pa ni več moč ločiti med različnimi tipi delcev z enako gibalno količino (ultrarelativistična limita $\beta \rightarrow 1$, $\cos \theta \rightarrow 1/n$). [39] Trenutno se v LHCb RICH uporabljajo večanodne fotopomnoževalke, katerih časovna resolucija znaša $\sigma \approx 150$ ps. Načrtuje se druga nadgradnja eksperimenta LHCb (t. i. *Upgrade II*), ki predvideva povečanje frekvenca dogodkov z zahtevo po časovni resoluciji zaznave posameznih fotonov v RICH pod 100 ps. Ostale zahteve so gostota zaznave posameznih fotonov nekaj MHz mm⁻², odpornost na sevanje nekaj 10 Gy ionizirajočega sevanja in do 10¹⁴ cm⁻² nevtronskih ekvivalentov neionizirajočega sevanja, prostorska ločljivost pod milimetrom ter seveda čimvečji izkoristek. Podobno kot v Belle II ARICH so tudi tukaj kandidati silicijeve fotopomnoževalke in LAPPD. Silicijeve fotopomnoževalke imajo sicer večji izkoristek, so pa občutljivejše na sevanje in imajo več šuma v primerjavi z LAPPD. [40, 41]

POGLAVJE 2. PIKOSEKUNDNI FOTONSKI DETEKTOR Z VELIKO POVRŠINO – LAPPD



Slika 2.10: Belle II ARICH: princip delovanja (a) in ravnina fotonskih senzorjev – hibridnih plazovnih fotodiod (b). Prirejeno po [35]. LHCb RICH: shema delovanja (c). Prirejeno po [38].



Slika 2.11: Odvisnost kota Čerenkova θ od gibalne količine p različnih delcev (mionov μ , pionov π , kaonov K , protonov p), izmerjena na LHCb RICH. Prirejeno po [39].

3. Eksperimentalna oprema in postopek

3.1 Specifikacije LAPPD

Meritve na inštitutu IJS so bile narejene na dveh modelih LAPPD s kapacitivno sklopljeno anodo, in sicer št. 109 in št. 162 (slika 3.1). Oba modela imata dva vzporedna sloja distančnikov. Slika 3.2 prikazuje sestavo LAPPD po slojih (brez distančnikov) z oznakami elementov in razdalj ter padcev napetosti med sloji, ki jih nadzorujemo z zunanjim napajanjem. Vrednosti količin in materiali so za oba modela zbrani v tabeli 3.1. Novejši model (št. 162) ima krajšo razdaljo $l = 1,19$ mm med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo v primerjavi z $l = 2,8$ mm modela št. 109. Posledično je priporočena napetost med tema elementoma U_1 manjša pri novem modelu (50 V namesto 100 V), da zagotavlja približno enako električno poljsko jakost. Finejši so tudi mikrokanali s premerom $2R = 10\ \mu\text{m}$ namesto $20\ \mu\text{m}$. Prav tako sta krajši razdalja med spodnjim delom spodnje mikrokanalne plošče in rezistivno anodo $g = 3$ mm namesto 6,7 mm ter razdalja med rezistivno anodo in anodo $d = 2$ mm namesto 5 mm. Material med rezistivno anodo in anodo ima pri novem modelu dvakrat večjo dielektričnost $\epsilon_2 = 10$ namesto 4,6.

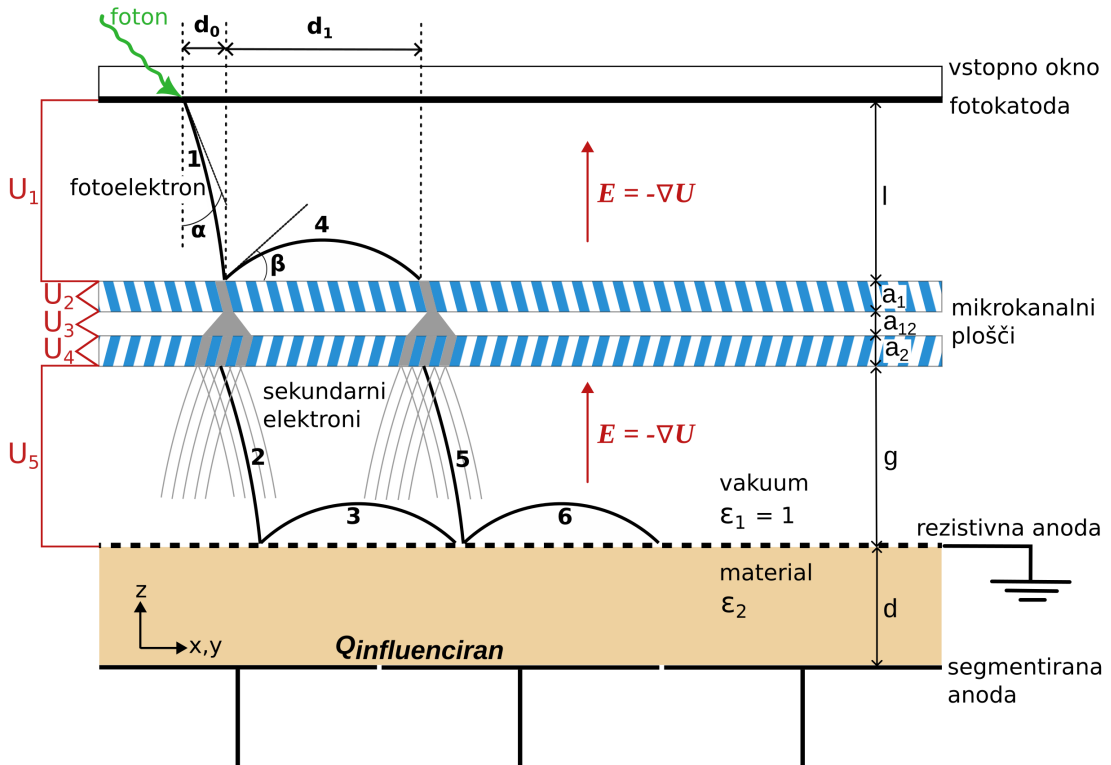


Slika 3.1: Fotografija modela LAPPD št. 162.

POGLAVJE 3. EKSPERIMENTALNA OPREMA IN POSTOPEK

Tabela 3.1: Lastnosti modelov LAPPD št. 109 in št. 162.

Lastnost	LAPPD št. 109	LAPPD št. 162
vstopno okno		
material	steklo iz kvarca (SiO ₂)	
debelina	5 mm	
fotokatoda		
material (multialkalijska spojina)	K ₂ NaSb	Na ₂ KSb
največji kvantni izkoristek QE_{peak} pri $\lambda = 365$ nm	0,27	0,33
pomnoževalna stopnja		
nagnjenost mikrokanalov glede na os ravnine detektorja	13°	
razmerje L/R	120	
velikost mikrokanala – premer $2R$	20 μ m	10 μ m
razdalja med središčema sosednjih mikrokanalov – $pitch$	25 μ m	13 μ m
delež površine mikrokanalov $OAR - Open Area ratio$	> 0,65	> 0,72
faktor pomnoževanja G pri priporočenem napajanju	$\approx 5 \cdot 10^6$	$\approx 4 \cdot 10^6$
razdalja med mikrokanalnima ploščama a_{12}	1,2 mm	1,37 mm
priporočeno napajanje		
padec napetosti med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo U_1	100 V	50 V
padec napetosti na posamezni mikrokanalni plošči $U_2 = U_4$	825 V	875 V
pomembne mere		
gabaritne mere	230 mm $\times$ 220 mm	
razdalja med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo l	2,8 mm	1,19 mm
razdalja od spodnje mikrokanalne plošče do rezistivne anode g	6,7 mm	3 mm
razdalja od rezistivne anode do anode d	5 mm	2 mm
material med rezistivno anodo in anodo		
material	borosilikatno steklo (SiO ₂ , B ₂ O ₃)	keramika (Al ₂ O ₃)
dielektričnost ϵ_2	4,6	10
ostalo		
frekvenca šumnih pulzov na enoto površine detektorja $DCR - Dark Count Rate$ pri pragu proženja $8 \cdot 10^5 e_0$	$\approx 73 \text{ kHz} \cdot \text{cm}^{-2}$	$\approx 400 \text{ Hz} \cdot \text{cm}^{-2}$
delež aktivne površine senzorja	$\approx 0,97$	



Slika 3.2: Sestava slojev LAPPD in prikaz razvoja signala.

3.2 Laboratorijska postavitve

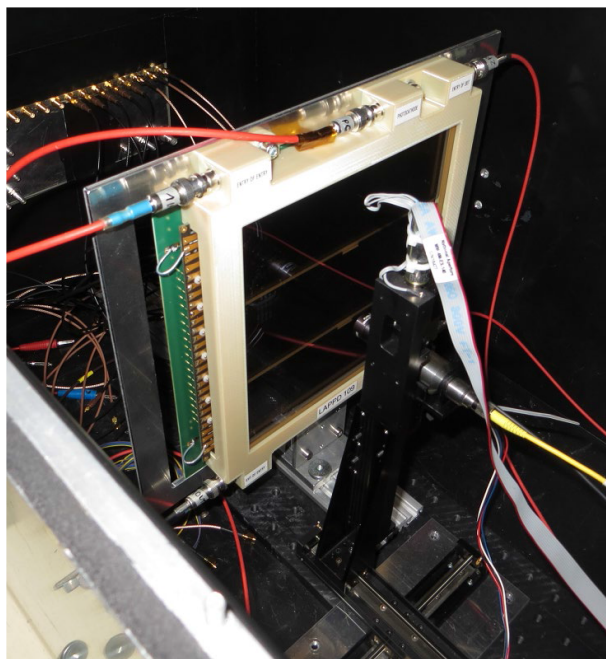
Eksperimentalno postavitve prikazuje slika 3.3.

3.2.1 Laser z opremo

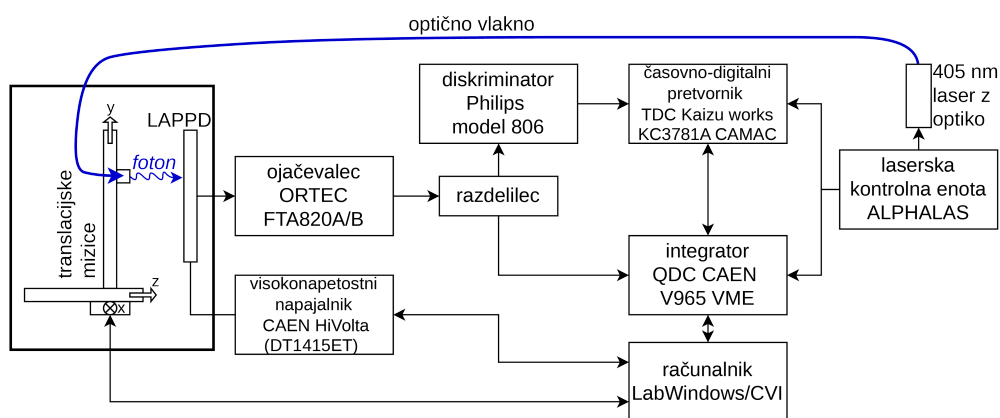
Pred detektorjem LAPPD je postavljena konfiguracija treh translacijskih mizic, ki omogočajo premikanje v treh ortogonalnih smereh. Nanje je pripeta leča, do katere optično vlakno vodi atenuiran laserski pulz. Uporabljen je laser *ALPHALAS PICOPOWERTM – LD Series of Picosecond Diode Lasers* z valovno dolžino 405 nm in časovno razpršenostjo pulza $FWHM \approx 20$ ps. Premer snopa svetlobe na površini detektorja je reda velikosti $100 \mu\text{m}$. Atenuacija in moč laserja sta nastavljeni tako, da na senzorju prevladujejo enofotonski signali. Število zaznanih fotonov n posameznega laserskega pulza je Poissonsko porazdeljeno po $P(n = k) = e^{-\lambda} \lambda^k / k!$ s pričakovano vrednostjo λ . Iz deleža zaznanih sunkov glede na število proženj laserja $P(n \geq 1)$ lahko ocenimo delež enofotonskih sunkov glede na vse zaznane sunke $P(n = 1) / P(n \geq 1)$. Od vseh zaznanih sunkov znaša delež enofotonskih $\sim 70\%$ pri meritvah modela LAPPD št. 109 in $\sim 90\%$ pri modelu št. 162. Različni deleži nista posledica lastnosti modelov (oba imata podoben izkoristek), temveč različnih laserskih nastavitvev med meritvami enega in drugega modela. Zaradi režima posameznih fotonov so translacijske mizice in LAPPD v svetlobno zatesnjeni škaltli, s kablji povezani z ostalimi komponentami merilnega sistema izven škatle.

3.2.2 Napajanje

Z visokonapetostnim napajalnikom CAEN HiVolta (DT1415ET) vzdržujemo padce napetosti med naslednjimi plastmi senzorja:

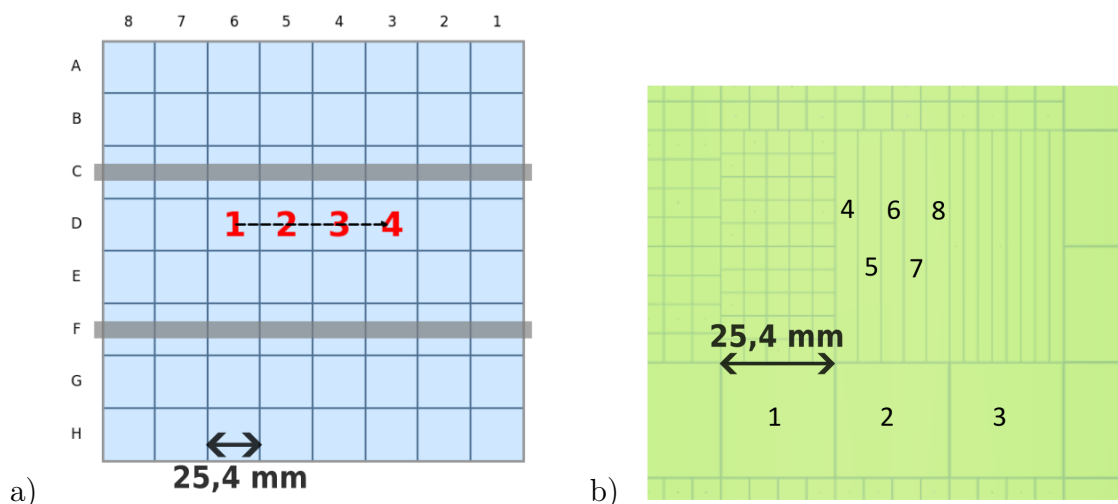


a)



b)

Slika 3.3: Laboratorijska postavitve meritev: fotografija detektorja LAPPD s povezavo na napajanje (rdeči kablji) in s povezavo na elektroniko za obdelavo signala (konektorji v ozadju) ter translacijske mizice z lečo, do katerih optično vlakno (rumen kabel) vodi laserski pulz (a) in shema laboratorijske postavitve za meritev (b).



Slika 3.4: Segmenti kapacitivno sklopljene anode na senzorjih: dve različici (a) in (b).

- U_1 : med fotokatodo in vhodno stranjo prve mikrokanalne plošče,
- U_2 : med vhodno in izhodnjo stranjo prve mikrokanalne plošče,
- U_3 : med mikrokanalnima ploščama,
- U_4 : med vhodno in izhodnjo stranjo druge mikrokanalne plošče,
- U_5 : med izhodnjo stranjo druge mikrokanalne plošče in rezistivno anodo.

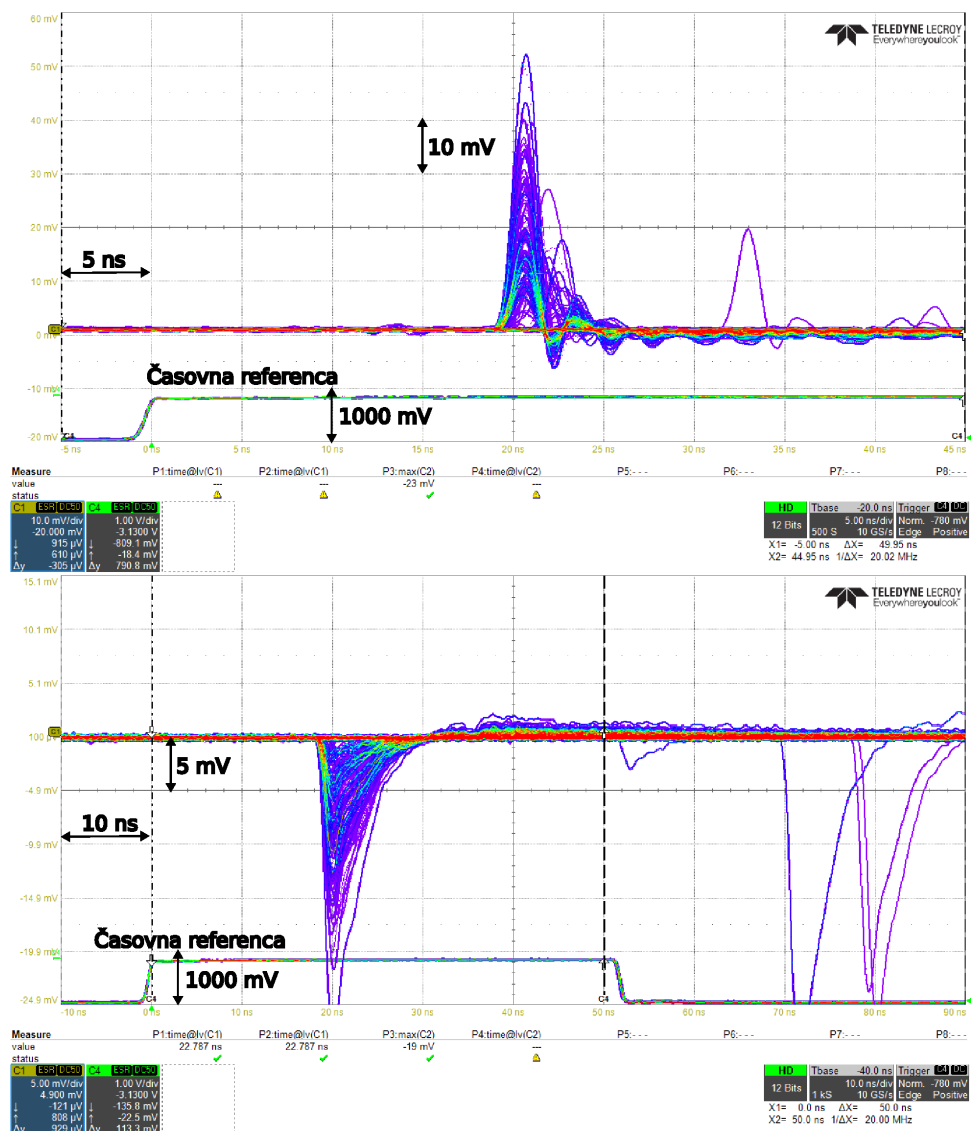
Kjer ni drugače navedeno, se za LAPPD št. 109 uporabljajo napetosti $U_1 / \dots / U_5 = 100/825/200/825/500$ V, za LAPPD št. 162 pa $50/850/200/850/200$ V.

3.2.3 Postavitev anodnih segmentov

Kapacitivno sklopljena anoda na senzorjih je bila razdeljena na pravokotne segmente različnih velikosti. Uporabljeni sta bili dve konfiguraciji, in sicer najprej Incomova matrika 8×8 pikslov po $25,4 \text{ mm} \times 25,4 \text{ mm}$ (slika 3.4a). Kasneje smo uporabili še posebno oblikovano anodo, ki je vključevala različne oblike pikslov, kot prikazuje slika 3.4b. Meritve s to anodo so bile ravno tako narejene na kvadratnih pikslih velikosti $25,4 \text{ mm} \times 25,4 \text{ mm}$ (kanali 1,2,3), nekaj meritev pa tudi na podolgovatih pikslih (trakovih) velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ (kanali 6–8) in trakovih velikosti $50,8 \text{ mm} \times 3,18 \text{ mm}$ (kanali desno od kanala 8 nad kanalom 3). Omenimo še, da Incomova elektroda pred izhodom signal obrne, zato so pulzi pozitivni, medtem ko posebno oblikovana elektroda te vmesne obdelave ne vključuje. Obliko signala v središču kvadratnega piksla stranice $25,4 \text{ mm}$ modela LAPPD št. 109 na Incomovi in kostumizirani anodi prikazuje slika 3.5. Prikazan je tudi pulz laserske kontrolne enote – časovne reference.

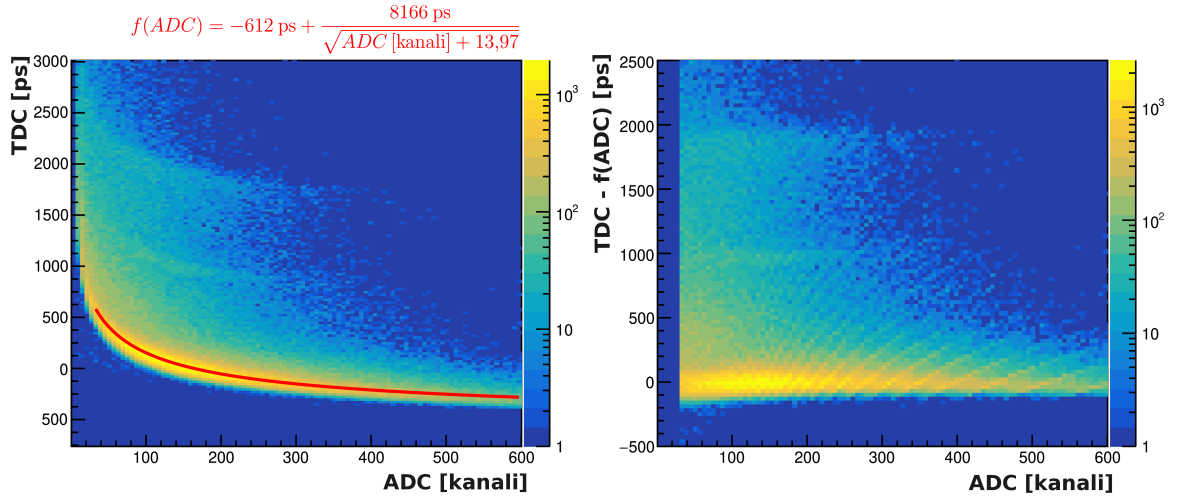
3.2.4 Zajem podatkov

Anodni segmenti so povezani na modularno elektroniko, kot prikazuje skica na sliki 3.3b. Elektronika omogoča povezavo največ osmih kanalov, torej lahko merimo največ toliko anodnih segmentov hkrati. Signal posameznega kanala najprej ojača



Slika 3.5: Oblika signala v središču kvadratnega piksla stranice 25,4 mm modela LAPPD št. 109 na Incomovi (zgoraj) in posebno oblikovani (spodaj) elektrodi.

ojačevalec ORTEC FTA820A/B (frekvenčni razpon 350 MHz). Nato se signal razdeli na dva dela. Prvi del je povezan na diskriminator Philips model 806 (frekvenčni razpon 300 MHz), ki deluje pri fiksnem pragu proženja. Pulz diskriminatorja vodimo do časovno-digitalnega pretvornika TDC Kaizu works KC3781A CAMAC z intervalom vzorčenja 25 ps. Časovno ločljivost elektronike ocenjujemo na $\sigma \approx 11$ ps, k njej pa največ prispeva ravno TDC ($\sigma_{TDC} = 25/\sqrt{12}$ ps ≈ 7 ps za škatlasto porazdelitev) [42]. Drugi pulz iz razdelilca gre na integrator signala QDC CAEN V965 VME, ki ima nastavljiv razpon delovanja do 800 pC ali do 200 pC. Tako integrator kot tudi časovni pretvornik sta povezana na lasersko kontrolno enoto podjetja ALPHALAS. Ta sproža laserske pulze s frekvenco 2 kHz in omenjenima enotama pošilja informacijo o časovni referenci. Na koncu program LabWindows/CVI na računalniku zbere informacijo o času prihoda pulza TDC glede na čas proženja laserja, in integral pulza ADC , ki je sorazmeren influenciranemu naboju na anodnem segmentu.



Slika 3.6: Popravek časovne porazdelitve v središču kvadratnega piksla stranice 25,4 mm modela LAPPD št. 109.

3.2.5 Popravek časovne porazdelitve

Zaradi uporabe diskriminatorja, ki se sproži pri fiksnem pragu, je potrebno časovno porazdelitev popraviti. Vsi pulzi so namreč približno enake širine in oblike, razlikujejo pa se po višini, kot prikazuje slika 3.5. Višji pulzi so strmejši in posledično zaznani prej. Namesto višine z modularno elektroniko beležimo integral pulzov (tj. influencirani naboj), vendar gre za ekvivalentni količini. Integral označimo z ADC v enotah kanalov pretvornika. Slika 3.6 prikazuje korelacijo med časom prihoda pulza TDC in njegovim integralom ADC v središču kvadratnega piksla stranice 25,4 mm modela LAPPD št. 109. Na trend je prilagojena korekcijska krivulja $f(ADC)$, s katero čas prihoda reskaliramo na $TDC \rightarrow TDC - f(ADC)$. Na vseh časovnih porazdelitvah v tem magistrskem delu je bila narejena takšna korekcija.

4. Model nastanka signala v LAPPD

Ker je LAPPD zelo tanek detektor v primerjavi z razsežnostjo svoje površine, ga v približku upravičeno obravnavamo kot skupek tankih vzporednih neskončnih plasti. Zanemarimo tudi prisotnost distančnikov: v njihovi bližini model ne velja. Slika 3.2 poleg sestave LAPPD prikazuje tudi shemo razvoja signala. Vpadni foton izbije fotoelektron iz fotokatode pod kotom α glede na normalo fotokatode. Fotoelektron prispe do mikrokanalne plošče po trajektoriji 1 z dometom d_0 . Nato ločimo naslednje možne razvoje signala:

1-2 Če je fotoelektron zadel mikrokanal, se pomnoži. Sekundarni elektroni potujejo do rezistivne anode in influencirajo naboj Q_{anoda} na anodi¹.

1-2-3 Delež sekundarnih elektronov se od rezistivne anode odbije in spet pristane drugje na njej. Velikost Q_{anoda} se ne spremeni, vendar je njegova porazdelitev po površini anode širša.

1-4 Nekateri fotoelektroni se od mikrokanalne plošče odbijejo. Sipanje je lahko elastično ali neelastično. Po pristanku nazaj na mikrokanalno ploščo na razdalji d_1 od mesta sipanja se pomnožijo.

1-4-5 Sekundarni elektroni potujejo do rezistivne anode in influencirajo naboj Q_{anoda} na anodi, katerega središče je zamaknjeno za razdaljo d_1 .

1-4-5-6 Delež sekundarnih elektronov se od rezistivne anode odbije in pristane nazaj drugje na njej. Velikost Q_{anoda} se ne spremeni, vendar je njegova porazdelitev po površini anode spremenjena za skupek prispevkov sipanja fotoelektrona d_1 in sipanja sekundarnih elektronov.

Osredotočili se bomo na elastično sipanje fotoelektrona in sekundarnih elektronov ter zanemarili večkratno sipanje. Del predstavljenega modela (brez sekundarnih elektronov) je že uporabljen v [10] na primeru fotopomnoževalke z mikrokanalnimi ploščami BURLE, omenjene v 2.2. Segmentirana anoda v tem senzorju ni sklopljena kapacitivno, temveč se nahaja v vakuumskem delu senzorja.

4.1 Trajektorija fotoelektrona

4.1.1 Kinematične zveze

Skico modela potovanja fotoelektrona od fotokatode do mikrokanalne plošče prikazuje slika 3.2. Napajalna napetost U_1 med ravninama na razdalji l ustvarja homogeno električno polje $E = U_1/l$ v smeri proti fotokodi. Fotoelektron zapusti

¹Z anodo v celotnem tekstu označujemo kapacitivno sklopljeno elektrodo izven vakuumu, notranjo anodo imenujemo rezistivna anoda.

fotokatodo s kinetično energijo $T_0 \sim 1\text{eV}$ pod kotom α glede na normalo površine fotokatode. Ko prispe do mikrokanalne plošče, ima navpično komponento kinetične energije (pravokotno na fotokatodo in na mikrokanalno ploščo)

$$T_z = T_0 \cos^2 \alpha + e_0 U \approx e_0 U, \quad (4.1)$$

ki je v dobrem približku enaka električnemu delu, saj je $T_0/e_0 U_1 \lesssim 0,01$ začetna energija elektrona zanemarljiva. Kljub temu približka na tej točki še ne bomo upoštevali. Čas potovanja izračunamo iz pospeška v navpični smeri $a_z = e_0 E/m_e = e_0 U_1/m_e l$, navpične komponente hitrosti ob trku z mikrokanalno ploščo $v_z = \sqrt{2T_z/m_e} \approx \sqrt{2e_0 U_1/m_e}$ in iz začetne hitrosti v navpični smeri $v_{z0} = \sqrt{2T_0/m_e} \cos \alpha$. Iz kinematične zveze $v_z = v_{z0} + a_z t$ sledi čas potovanja do mikrokanalne plošče

$$t_0 = \frac{l\sqrt{2m_e}}{e_0 U_1} \left(\sqrt{e_0 U_1 + T_0 \cos^2 \alpha} - \sqrt{T_0} \cos \alpha \right). \quad (4.2)$$

Za lažjo interpretacijo uvedemo parameter

$$\gamma = \sqrt{\frac{T_0}{e_0 U_1}} \cos \alpha, \quad (4.3)$$

s čimer (4.2) preoblikujemo v

$$t_0 = l\sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}} \left(\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma \right) \approx l\sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}}. \quad (4.4)$$

Če bi zanemarili T_0 , bi dobili približno vrednost, ki je hkrati najdaljši možen čas potovanja ($\gamma = 0$, če je $T_0 = 0$ ali če $\alpha = \pi/2$)

$$t_{0,max} = l\sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}}. \quad (4.5)$$

V primeru emisije v navpični smeri ($\alpha = 0$) pa je potovalni čas

$$t_{0,min} = l\sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}} \left(\sqrt{1 + \frac{T_0}{e_0 U_1}} - \sqrt{\frac{T_0}{e_0 U_1}} \right) \quad (4.6)$$

najkrajši. Širina porazdelitve t_0 tako znaša

$$\Delta t_0 \approx l \frac{\sqrt{2m_e T_0}}{e_0 U_1}. \quad (4.7)$$

Pri računanju razdalje d_0 , ki jo fotoelektron v tem času prepotuje v vodoravni smeri na skici, pa upoštevamo enakomerno hitrost v tej smeri $v_x = \sqrt{2T_0/m_e} \sin \alpha$. Doseg je tako

$$d_0 = v_x t_0 = 2l\sqrt{\frac{T_0}{e_0 U}} \sin \alpha \cdot \left(\sqrt{1 + \gamma^2} - \gamma \right) \approx 2l\sqrt{\frac{T_0}{e_0 U}} \sin \alpha. \quad (4.8)$$

Največji možni dosegi ocenimo z

$$d_{0,max} \approx 2l\sqrt{\frac{T_0}{e_0 U_1}}. \quad (4.9)$$

Tako čas prehoda kot doseg bosta najmanjša, ko bo napetost kar se da velika in razdalja med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo čim manjša.

4.1.2 Ocenjeni parametri in porazdelitve

Vpadni fotoni z valovno dolžino $\lambda = 405$ nm, kot jih proizvaja laser v sklopu pričujočega dela in so značilni v spektru sevanja Čerenkova, imajo energijo $h\nu = 3,06$ eV. Točna porazdelitev po izstopni kinetični energiji fotoelektrona T_0 za fotokatodo v LAPPD ni izmerjena, prav tako ni točno znano izstopno delo ϕ . Že med fotokatodami iste vrste se lahko pojavljajo razlike na račun načina izdelave oziroma različnih izvedb. Kljub temu lahko privzamemo značilno vrednost za s cezijem obdelane fotokatode iz Na_2KSb (LAPPD št. 162), ki pri sobni temperaturi znaša $\varphi \approx 1,4$ eV. [43, 44]. Izstopna energija T_0 je porazdeljena med 0 in

$$T_{0,max} = h\nu - \varphi \approx 1,7 \text{ eV} . \quad (4.10)$$

V grobem ocenimo

$$T_0 \sim 1 \text{ eV} . \quad (4.11)$$

Enake vrednosti predpostavimo za fotokatodo iz K_2NaSb (LAPPD št. 109), saj prave vrednosti niso znane in gre za podobne materiale. Pri priporočenih napetostih med fotokatodo in mikrokanalno ploščo U_1 znašajo za proučevana modela LAPPD domet $d_{0,max} \sim 0,5$ mm, čas prehoda $t_{0,max} \lesssim 1000$ ps in njegov razpon $\Delta t_0 \sim 100$ ps. Vrednosti so zbrane v tabeli 4.1.

Tabela 4.1: Ocenjeni parametri časa in mesta pristanka fotoelektrona na mikrokanalni plošči po izbitju iz fotokatode. Količini z * sta rezultat simulacije.

	LAPPD št. 109	LAPPD št. 162
U_1	100 V	50 V
$d_{0,max}$	0,560 mm ($T_0 = 1$ eV)	0,337 mm ($T_0 = 1$ eV)
	0,730 mm ($T_0 = 1,7$ eV)	0,439 mm ($T_0 = 1,7$ eV)
$\sigma_{d_0}^*$	0,170 mm	0,102 mm
$t_{0,max}$	944 ps	567
Δt_0	95 ps ($T_0 = 1$ eV)	80 ps ($T_0 = 1$ eV)
	123 ps ($T_0 = 1,7$ eV)	105 ps ($T_0 = 1,7$ eV)
$\sigma_{t_0}^*$	27 ps	22 ps

Poskus preprostega modela

Kljub nepoznavanju pravih porazdelitev energije in smeri fotoelektronov poskusimo s preprostim modelom, ki temelji na podobnih primerih fotokatod in fotonjskih energij [43, 45]. Za T_0 predpostavimo trikotno porazdelitev med 0 in $T_{0,max}$, kot prikazuje slika 4.1a. Za porazdelitev po smeri fotoemisije pa predpostavimo od T_0 neodvisen Lambertov zakon

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi} \cos \alpha , \quad (4.12)$$

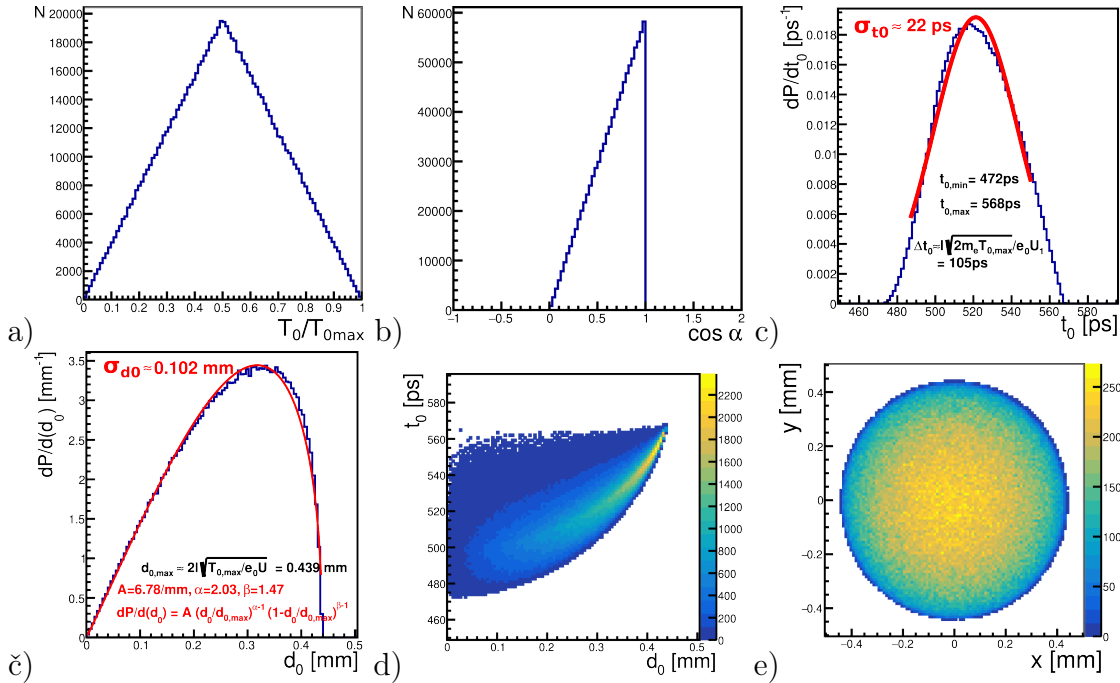
kot prikazuje slika 4.1b in je bil uporabljen že v [10]. Poslužimo se simulacije Monte Carlo in uporabimo točne kinematične relacije iz razdelka 4.1.1. Širine simuliranih porazdelitev pri priporočenih U_1 za oba modela LAPPD so navedene v tabeli 4.1. Rezultat v časovni domeni je zvonasto porazdeljen t_0 (slika 4.1c) s standardno deviacijo

$$\sigma_{t_0} \sim \frac{1}{4} \Delta t_0. \quad (4.13)$$

Porazdelitev po d_0 približno opišemo z obliko

$$\frac{dP}{d(d_0)} \propto \left(\frac{d_0}{d_{0,max}} \right)^{\alpha-1} \left(1 - \frac{d_0}{d_{0,max}} \right)^{\beta-1} \quad (4.14)$$

s parametroma $\alpha \approx 2$ in $\beta \approx 1,3 - 1,5$ (slika 4.1č). Gre za porazdelitev beta s standardnim odklonom $\sigma_{d_0} \sim 0,235 d_{0,max}$. Slika 4.1d prikazuje še korelacijo med d_0 in t_0 , slika 4.1e pa porazdelitev mesta pristanka v kartezičnih koordinatah.



Slika 4.1: Simulirane verjetnostne porazdelitve trajektorije fotoelektrona za model LAPPD št. 162 pri priporočni $U_1 = 50$ V (a) po kinetični energiji ob izstopu iz fotokatode T_0 , (b) po začetni smeri $\cos \alpha$, (c) po času prehoda t_0 , (č) po dometu d_0 , (d) po t_0 in d_0 (korelacija) in (e) po mestu pristanka.

Omenimo še, da bi ob predpostavki fiksne T_0 ob Lambertovem zakonu (4.12) dobili časovno porazdelitev

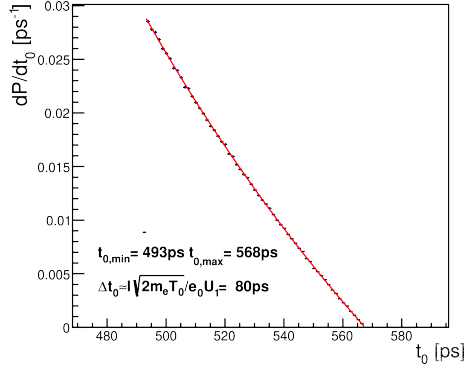
$$\frac{dP}{dt_0} \propto \left(\frac{t_0}{t_{0,max}} \right)^{-3} - \frac{t_0}{t_{0,max}}, \quad (4.15)$$

kot so pokazali že v [10]. Porazdelitev t_0 ob tej predpostavki prikazuje slika 4.2 za $T_0 = 1$ eV. Oblika je približno trikotna, zato lahko standardno deviacijo ocenimo z

$$\sigma_{t_0} \approx \frac{\Delta t_0}{\sqrt{18}}. \quad (4.16)$$

To nakazuje smiselnost sorazmerja v (4.13), saj $1/\sqrt{18} \approx 0,236 \approx 1/4$.

4.2. ELASTIČNO POVRATNO SIPANJE FOTOELEKTRONA OD MIKROKANALNE PLOŠČE



Slika 4.2: Simulirane verjetnostne porazdelitve časa leta t_0 fotoelektrona za model LAPPD št. 162 pri priporočeni $U_1 = 50$ V pri fiksni začetni kinetični energiji $T_0 = 1$ eV in Lambertovi porazdelitvi smeri fotoemisije. Z rdečo krivulja (4.15).

4.2 Elastično povratno sipanje fotoelektrona od mikrokanalne plošče

Kot smo pokazali v razdelku 4.1, prispe fotoelektron do mikrokanalne plošče s kinetično energijo $T_1 = T_0 + e_0 U_1$. Predpostavimo elastično sipanje pod kotom β od ravnine podlage (slika 3.2), po katerem elektron ohrani energijo in ima hitrost $v_1 = \sqrt{2T_1/m_e}$. Iz kinematične zveze $z = v_1 \sin \beta \cdot t - \frac{1}{2} a_z t^2$ izračunamo čas leta elektrona

$$t_1 = 2l \sin \beta \sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}} \sqrt{1 + \frac{T_0}{e_0 U_1}}, \quad (4.17)$$

v katerem prispe nazaj na mikrokanalno ploščo. Domet sipanega elektrona pa sledi iz $d_1 = v_1 \cos \beta \cdot t_1$, kar znaša

$$d_1 = 2l \sin(2\beta) \left(1 + \frac{T_0}{e_0 U_1} \right). \quad (4.18)$$

Če zanemarimo T_0 , pri računanju t_1 in d_1 zgrešimo kvečjemu za kak odstotek. Zato pri obravnavi elastičnega sipanja privzamemo $T_0 = 0$ in model s tem poenostavimo na

$$\boxed{\begin{aligned} t_1 &= t_{1,\max} \sin \beta, & t_{1,\max} &= t_1(\beta = \frac{\pi}{2}) = 2l \sqrt{\frac{2m_e}{e_0 U_1}} = 2t_{0,\max}, \\ d_1 &= d_{1,\max} \sin 2\beta, & d_{1,\max} &= d_1(\beta = \frac{\pi}{4}) = 2l. \end{aligned}} \quad (4.19)$$

Upoštevajoč parametre za proučevana modela LAPPD, navedene v tabeli 3.1, izračunamo največji možen domet $d_{1,\max}$ in največji čas potovanja $t_{1,\max}$ pri priporočenih U_1 , kot navaja tabela 4.2.

Pričakovati je konstantno porazdelitev elastično sipanih fotoelektronov po času leta t_1 , kot navaja [10]. Glede na kinematični model (4.19), to pomeni enakomerno verjetnostno porazdelitev sipanja po prostorskem kotu

$$\frac{dP}{d\Omega} = \frac{1}{2\pi}. \quad (4.20)$$

POGLAVJE 4. MODEL NASTANKA SIGNALA V LAPPD

Tabela 4.2: Največji možen domet in čas leta elastično sipanih fotoelektronov pri priporočni vrednosti U_1 .

	LAPPD št. 109	LAPPD št. 162
U_1	100 V	50 V
$d_{1,max}$	5,6 mm	2,4 mm
$t_{1,max}$	1888 ps	1135 ps

Verjetnostna porazdelitev (4.20) je produkt polarne

$$\frac{dP}{d(\sin \beta)} = 1; \quad \sin \beta \in [0, 1] \quad (4.21)$$

in azimutalnega dela

$$\frac{dP}{d\varphi} = \frac{1}{2\pi}; \quad \varphi \in [0, 2\pi) . \quad (4.22)$$

Iz polarne dela (4.21) neposredno sledi porazdelitev po času

$$\boxed{\frac{dP}{dt_1} = \frac{1}{t_{1,max}}; \quad t_1 \in [0, t_{1,max}]}, \quad (4.23)$$

porazdelitev po polarnem kotu pa je oblike

$$\frac{dP}{d\beta} = \cos \beta . \quad (4.24)$$

Po trigonometrični identiteti $\sin 2\beta = 2 \sin \beta \cos \beta = 2 \cos \beta \sqrt{1 - \cos^2 \beta}$ velja med t_1 in d_1 zveza

$$d_1 = 2 d_{1,max} \frac{t_1}{t_{1,max}} \sqrt{1 - \left(\frac{t_1}{t_{1,max}}\right)^2}, \quad (4.25)$$

njen inverz pa je

$$t_1 = t_{1\pm} = \frac{t_{1,max}}{\sqrt{2}} \sqrt{1 \pm \sqrt{1 - \left(\frac{d_1}{d_{1,max}}\right)^2}} \quad (4.26)$$

na intervalih $t_{1-} \in [0, \frac{\sqrt{2}}{2} t_{1,max}]$ in $t_{1+} \in [\frac{\sqrt{2}}{2} t_{1,max}, t_{1,max}]$. Z inverzom lahko izračunamo porazdelitev po d_1 . Uvedimo normaliziran domet

$$r = \frac{d_1}{d_{1,max}} = \sin(2\beta) . \quad (4.27)$$

Porazdelitev po dometu $\frac{dP}{dr}$ je produkt porazdelitve po času leta in vsote Jakobijevih odvodov

$$\frac{dP}{dr} = \frac{dP}{dt_1} \cdot \left(\left| \frac{dt_{1+}}{dr} \right| + \left| \frac{dt_{1-}}{dr} \right| \right), \quad (4.28)$$

ki ima odvisnost

$$\frac{dP}{dr} = \frac{r}{2\sqrt{2}} \cdot \left\{ [1 - r^2 + (1 - r^2)^{3/2}]^{-1/2} + [1 - r^2 - (1 - r^2)^{3/2}]^{-1/2} \right\} \quad (4.29)$$

4.2. ELASTIČNO POVRATNO SIPANJE FOTOELEKTRONA OD MIKROKANALNE PLOŠČE

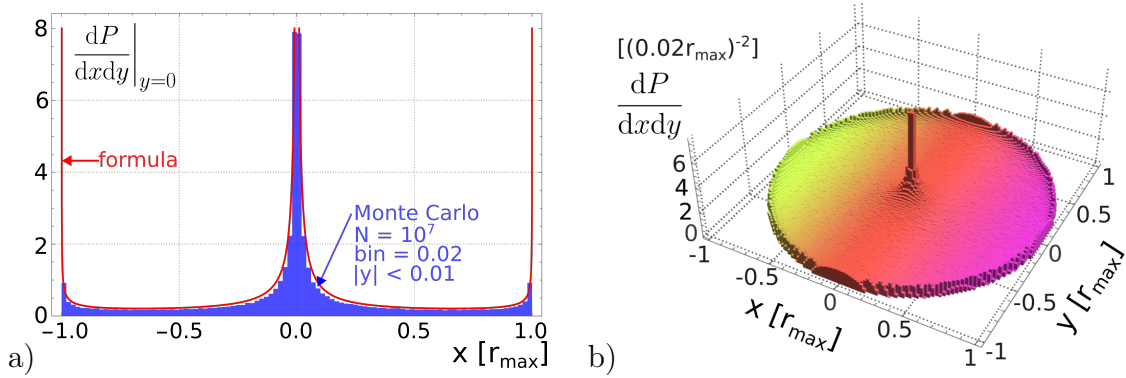
s polom na robu porazdelitve. Porazdelitev po mestih pristanka v kartezičnih koordinatah s središčem v točki sipanja izračunamo po zvezi s polarnimi koordinatami

$$\frac{dP}{dxdy} = \frac{dP}{dr} \cdot \frac{dP}{d\varphi} \cdot \frac{1}{r}, \quad (4.30)$$

kjer sta x in y prav tako normalizirana na $d_{1,max}$. Rezultat računa je

$$\begin{aligned} \frac{dP}{dxdy} = \frac{1}{4\pi\sqrt{2}} \cdot \Big(& [1 - x^2 - y^2 + (1 - x^2 - y^2)^{3/2}]^{-1/2} \\ & + [1 - x^2 - y^2 - (1 - x^2 - y^2)^{3/2}]^{-1/2} \Big), \end{aligned} \quad (4.31)$$

ki ima pol tudi v središču. Slika 4.3 prikazuje to brezdimezijsko porazdelitev, in sicer primerjavo analitične rešitve s simulacijo Monte Carlo. Iz praktičnih razlogov v nadaljnjih izračunih namreč uporabljamo simulacijo namesto analitične rešitve. S tem se izognemo izvrednotenju polov porazdelitve. Prikazani histogrami so rezultat simulacije s parametri, kakršni so uporabljeni kasneje v nalogi: 10^7 dogodkov, porazdeljenih v 100×100 razdelkov histograma.



Slika 4.3: Brezdimezijska verjetnostna gostota (4.31) mesta pristanka od točke sipanja: rezina skozi točko sipanja simulacije Monte Carlo (modra) in analitične formule (rdeča) (a), 3D histogram simulacije Monte Carlo (b).

Ob izračunanih vrednosti v tabelah 4.1 in 4.2 vidimo, da ima sipanje večji doseg kot trajektorija izbitega fotoelektrona od fotokatode do mikrokanalne plošče. Ocenimo lahko

$$\frac{d_{0,max}}{d_{1,max}} \approx \frac{\Delta t_0}{t_{1,max}} \approx \sqrt{\frac{T_0}{e_0 U_1}} \approx 0,1 - 0,2. \quad (4.32)$$

Poglejmo še, ali pri sipanju lahko zanemarimo T_0 z vidika fotoelektronov, ki bi se sipali nazaj do fotokatode. Čas od odboja od mikrokanalne plošče do trka s fotokatodo sledi iz pogoja $z = l = v_1 \sin \beta \cdot t_{FK} - \frac{1}{2} a_z t_{FK}^2$ in znaša

$$t_{FK} = \frac{m_e}{e_0 U_1} \left(v_1 \sin \beta \pm \sqrt{v_1^2 \sin^2 \beta - \frac{2e_0 U_1}{m_e}} \right). \quad (4.33)$$

Rešitve so realne, če je diskriminanta pod korenem nenegativna. Iz tega sledi pogoj za tangens kota odboja

$$\text{tg} \beta \geq \sqrt{\frac{e_0 U_1}{T_0}} \sim 10. \quad (4.34)$$

Ta mora biti pri karakterističnih vrednostih, ki veljajo za proučevani LAPPD, večji od okoli 10. Gre za majhen interval kotov β okoli pravega kota, v tem primeru je interval navzdol omejen z $\beta \geq 0,47\pi$. Upoštevajoč model porazdelitve po kotu (4.24) lahko ocenimo, da manj kot odstotek ($P(0,47\pi \leq \beta \leq \pi/2) = 0,0044$) sipanih fotoelektronov nazaj doseže fotokatodo. Približek je v sklopu modela torej upravičen.

4.3 Trajektorija in elastično sipanje sekundarnih elektronov

Sekundarni elektroni imajo ob izbitju majhno kinetično energijo nekaj eV, na izhodu mikrokanalne plošče pa lahko pričakujemo red velikosti nekaj $T_e = 10$ eV za posamezni sekundarni elektron [45, 46]. Upoštevati moramo še, da sekundarni elektroni zapustijo mikrokanal približno bolj ali manj vzporedno z osjo kanala. [47]. Kanali so nagnjeni za kot $\alpha = 13^\circ$ od normale. V poglavju 5.15 bomo pokazali, da lahko v sklopu modela sekundarne elektrone na poti od mikrokanalne plošče do rezistivne obravnavamo kot točkast naboj velikosti Ge_0 . V skladu s tem so tudi predhodne meritve na fotopomnoževalkah z mikrokanalnimi ploščami brez kapacitivne sklopitve, ki izkazujejo zelo oster padec deleža zbranega naboja na posameznem kanalu, ko je laser postavljen okoli meje s sosednjim kanalom (slika 2.4). Najprej zanemarimo, da pomnoženi naboj na izhodu ne prileti samo iz enega kanala zaradi prostora med mikrokanalnima ploščama (majhen prispevek reda velikosti nekaj premerov mikrokanala $2R$, torej $\mathcal{O}(50 \mu\text{m})$). Domet sekundarnih elektronov od mesta konca pomnoževanja v ravnini senzorja ocenimo z istimi kinematičnimi zvezami kot za fotoelektron (poglavje 4.1.1), s tem da upoštevamo napetost U_5 in razdaljo g med mikrokanalno ploščo in rezistivno anodo

$$d_0 \approx 2g \sqrt{\frac{T_e}{e_0 U_5}} \sin \alpha. \quad (4.35)$$

Za nadaljno izpeljavo predpostavimo, da se del sekundarnih elektronov nato sipa, za kar privzamemo enak elastičen model kot za fotoelektrone (poglavje 4.2), z dosegom

$$d_{1,max} = 2g, \quad (4.36)$$

ki znaša 13,4 mm za model LAPPD št. 109 in 6 mm za model št. 162. Razmerje med prispevkoma znaša

$$\frac{d_0}{d_{1,max}} = \sqrt{\frac{T_e}{e_0 U_5}} \sin \alpha \approx 0,03 - 0,07, \quad (4.37)$$

pri vrednostih $T_e = 10 - 20$ eV in $U_5 = 200 - 500$ V. Prvi je torej nekajodstotni sistematski premik, ki ga v nadaljevanju zanemarimo. Gre tako ali tako za oceno, ki ne upošteva medsebojnega vpliva sekundarnih elektronov. Sekundarni elektroni v modelu so točka, ki v ravni črti potuje od mikrokanalne plošče. Ko dosežejo rezistivno anodo, se točkasta obravnava konča. Del sekundarnih elektronov se tu zaustavi, ostali pa se vsak posamično elastično sipajo z verjetnostno porazdelitvijo po mestu pristanka (4.31), preden se dokončno zaustavijo. V resnici so procesi sipanja zapletenejši in vključujejo tudi neelastično komponento ter sekundarno emisijo na rezistivni anodi [48, 49], vendar elastična komponenta določa doseg in jo je hkrati najlažje modelirati.

4.4 Shockley-Ramov teorem

Shockley-Ramov teorem sta neodvisno razvila Shockley [50] leta 1938 in Ramo [51] leta 1939. Tu ga navajamo v razširjeni obliki za nehomogen medij, z dokazom v dodatku A.

Shockley-Ramov teorem [52]

V mediju z dielektričnim tenzorjem $\epsilon(\mathbf{r})$, v katerem se ob času t nahaja

- N točkastih nabojev $\{q_i\}_{i=1}^N$ z legami $\{\mathbf{r}_i(t)\}_{i=1}^N$ in hitrostmi $\{\mathbf{v}_i(t)\}_{i=1}^N$, in
- M elektrod, ki jih na potencialih $\{\phi_j(t)\}_{j=1}^M$ vzdržujejo zunanji napajalniki,

je influenciran naboj na posamezni elektrodi zaradi teh nabojev

$$Q'_j(t) = - \sum_{i=1}^N q_i u_j(\mathbf{r}_i(t)) , \quad (4.38)$$

influenciran tok pa

$$I'_j(t) = - \sum_{i=1}^N q_i \mathbf{v}_i(t) \cdot \nabla u_j(\mathbf{r}_i(t)) , \quad (4.39)$$

kjer je utežni potencial $u_j(\mathbf{r})$ rešitev splošene Laplaceove enačbe v mediju brez nabojev

$$-\nabla [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla u_j(\mathbf{r})] = 0 \quad \leftarrow \quad RP : u_j|_{\partial V_k} = \delta_{jk} \quad (4.40)$$

z robnim pogojem, da je dotična elektroda na normalizirani napetosti 1, ostale pa so ozemljene.

Da teorem velja, morata veljati tudi

- linearna konstitutivna relacija $\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r})$ med gostoto in jakostjo električnega polja v mediju in
- elektrostatski približek $\mathbf{E} = -\nabla V$, ki predpostavlja, da je premikanje nabojev v mediju^a in spreminjanje potencialov napajanih elektrod zanemarljivo.

^aTakojšnja indukcija – prerazporeditev nabojev na elektrodah je tako hitra v primerjavi s hitrostjo premikanja nabojev v mediju, da jo opišemo statično (kvazistatičen približek).

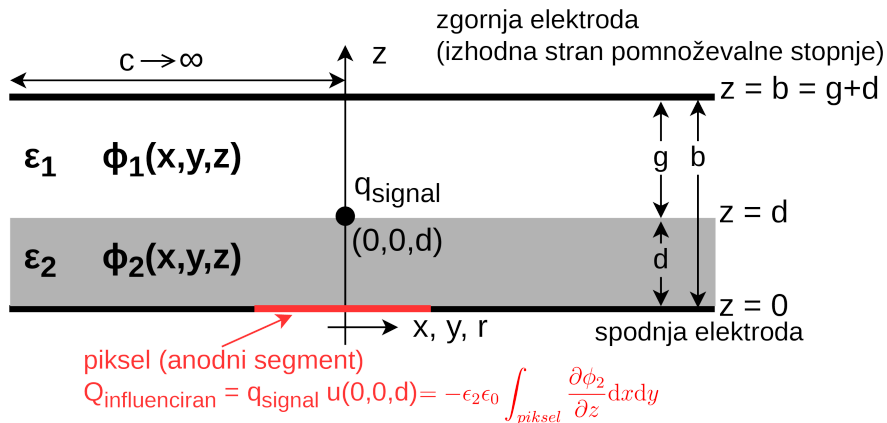
4.5 Signal točkastega naboja med elektrodama

Imejmo neskončni vzporedni plošči na razdalji b , kot prikazuje slika 4.4 (širina plošče $2c \rightarrow \infty$). Koordinatni sistem ima središče v centru spodnje plošče s koordinato z v smeri normale na ploščo. Vmesni prostor naj bo razdeljen na sloja z različnima

izotropnima dielektričnostima tako, da velja

$$\epsilon(z) = \begin{cases} \epsilon_1, & d < z < b = d + g; \\ \epsilon_2, & 0 < z < d; \end{cases} \quad (4.41)$$

Zgornja elektroda naj bo priključena na konstantno napetost U_{zg} , spodnja pa na $U_{sp} > U_{zg}$. Med ploščama se nahaja točkast naboj q_{signal} . Opisana postavitve predstavlja točkast naboj med spodnjim delom spodnje mikrokanalne plošče in kapacitivno sklopljeno anodo v približku neskončnih plošč. Obravnavamo primer kapacitivne sklopitve, ko je plast ob mikrokanalni plošči v vakuumu ($\epsilon_1 = 1$), anoda pa je pripeta na spodnjo plast z neko drugo dielektričnostjo ϵ_2 . Med plastema se v resnici nahaja še ozemljena rezistivna anoda, ki zaustavi elektrone. Ne obravnavamo je kot elektrode v Shockley-Ramovem teoremu, ker predpostavimo, da se zaradi njene upornosti v času razvoja signala na njej nič ne influencira.



Slika 4.4: Točkast naboj q_{signal} med vzporednima elektrodama z dvoplastnim medijem. Zgornja elektroda predstavlja v LAPPD izhod iz pomnoževalne stopnje, spodnja pa kapacitivno sklopljeno anodo.

4.5.1 Influenciran naboj na celotni elektrodi

Utežni potencial spodnje elektrode $u(x,y,z) = u(z)$ bo zaradi razsežnosti plošč odvisen samo od vertikalne koordinate. Rešitev

$$u(z) = \begin{cases} u_1(z), & d < z < b = d + g; \\ u_2(z), & 0 < z < d; \end{cases} \quad (4.42)$$

razdelimo na dve območji. Enačbo (4.40) s tem prevedemo na Laplaceovo enačbo

$$\frac{d^2 u(z)}{dz^2} = 0 \quad (4.43)$$

4.5. SIGNAL TOČKASTEGA NABOJA MED ELEKTRODAMA

z Dirichletovim robnim pogojem $u_1|_{z=b} = 0$ in $u_2|_{z=0} = 1$, ki mu dodamo še pogoja zveznosti potenciala $u_1|_{z=d} = u_2|_{z=d}$ in zveznosti gostote električnega polja $-\epsilon_1 \frac{du_1}{dz}|_{z=d} = -\epsilon_2 \frac{du_2}{dz}|_{z=d}$. Z linearnim nastavkom prispemo do rešitve

$$u(z) = \begin{cases} u_1(z) = \frac{-z + b}{g + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2}d}, & d < z < b = d + g; \\ u_2(z) = \frac{-z}{d + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1}g} + 1, & 0 < z < d. \end{cases} \quad (4.44)$$

Po Schockley-Ramovem teoremu je tako zaradi točkastega naboja q_{signal} na razdalji z od spodnje elektrode influenciran naboj na spodnji elektrodi

$$Q_{anoda} = -q_{signal}u(z). \quad (4.45)$$

V primeru, da se signalni naboj nahaja na meji med materialoma z različnima dielektričnostma $z = d$, znaša influenciran naboj

$$Q_{anoda} = \frac{-q_{signal}}{1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \frac{d}{g}}. \quad (4.46)$$

V resnici nas ravno to zanima, saj se elektroni iz mikrokanalne plošče zaustavijo na rezistivni anodi.

4.5.2 Influenciran naboj na delu elektrode

Račun je nekoliko zahtevnejši v primeru, ko nas zanima influenciran naboj zgolj na delu elektrode – pikslu (spodnjo elektrodo obravnavamo kot skupek ločenih elektrod). Enačba (4.40) za utežni potencial piksla $u(x, y, z)$ se v tem primeru ne poenostavi. Dirichletov robni pogoj za zgornjo elektrodo se ne spremeni, spodaj pa utežni potencial postavimo na 1 zgolj na območju piksla

$$u|_{z=b} = 0, \quad (4.47)$$

$$u|_{z=0 \wedge (x,y) \notin piksel} = 0, \quad (4.48)$$

$$u|_{z=0 \wedge (x,y) \in piksel} = 1. \quad (4.49)$$

Poleg tega moramo zahtevati ničelnost utežnega potenciala daleč od piksla

$$\lim_{(x,y) \rightarrow \infty} u = 0. \quad (4.50)$$

Enačbo rešujemo numerično na mreži (slika 4.4) velikosti $2c \times 2c \times b$, katere širina je veliko večja od razdalje med ploščama $c \gg b$ in večja od velikosti piksla $c > a$. Po Schockley-Ramovem teoremu je tako zaradi točkastega naboja q_{signal} na mestu (x, y, z) influenciran naboj na segmentu spodnje elektrode

$$Q_{influenciran} = -q_{signal}u(x, y, z). \quad (4.51)$$

4.5.3 Splošna analitična rešitev

Riegler [53] navaja električni potencial $\Phi(x, y, z)$ točkastega naboja q_{signal} , ki se nahaja v središču transverzalnih koordinat na meji med materialoma $(0, 0, d)$, navzgor in navzdol omejenima z neskončnima elektrodama (slika 4.4). V polarnih koordinatah ima potencial obliko

$$\Phi(r, z) = \begin{cases} \Phi_1(r, z) = \frac{q_{signal}}{2\pi} \int_0^\infty J_0(kr) \frac{\text{sh}(dk) \text{sh}(k(b-z))}{\epsilon_1 \text{sh}(dk) \text{ch}(gk) + \epsilon_2 \text{ch}(dk) \text{sh}(gk)} dk, & d < z < b = d + g; \\ \Phi_2(r, z) = \frac{q_{signal}}{2\pi} \int_0^\infty J_0(kr) \frac{\text{sh}(gk) \text{sh}(kz)}{\epsilon_1 \text{sh}(dk) \text{ch}(gk) + \epsilon_2 \text{ch}(dk) \text{sh}(gk)} dk, & 0 < z < d; \end{cases} \quad (4.52)$$

kjer je J_0 Besslova funkcija prve vrste 0-tega reda. Influenciran naboj na poljubnem delu spodnje elektrode je tako integral električnega polja po površini tega dela elektrode

$$Q_{influenciran} = -\epsilon_2 \epsilon_0 \int \frac{\partial \Phi_2}{\partial z} dx dy, \quad (4.53)$$

kar velja splošno tako za celotno elektrodo kot za posamezen piksel – razlika je samo v območju integracije. Podani račun pa žal ni praktičen, zato v nalogi ostajamo v sklopu numeričnega računanja utežnega potenciala po Shockley-Ramovem teoremu.

4.6 Signal sekundarnih elektronov med elektrodama

Osredotočimo se na razvoj signala po pomnoževanju. Sekundarne elektrone po izhodu iz pomnoževalne stopnje obravnavamo kot točkast naboj velikosti $q_{signal} = -Ge_0$, ki v ravni črti prileti do rezistivne anode. Delež η se jih takoj zaustavi na rezistivni anodi na mestu pristanka (x, y, d) , delež $1 - \eta$ pa se od te točke elastično siplje po modelu (4.31) in šele nato zaustavi. Največji doseg sipanja znaša $2g$, tj. dvakratnik razdalje med izhodno stranjo spodnje mikrokanalne plošče in rezistivno anodo.

Naj bo $u(x, y, z)$ utežni potencial piksla na anodi, kot nastopa v (4.51). Po Shockley-Ramovem teoremu (4.38) je tako pričakovana vrednost influenciranega naboja na pikslu

$$Q_{piksel}(x, y, d) = -q_{signal} \left[\eta \cdot u(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dx dy} * u \Big|_{z=d} \right) (x, y) \right] \quad (4.54)$$

sestavljena iz prispevka nesipanega naboja na mestu (x, y, d) in konvolucije utežnega potenciala s porazdelitvijo dometa sipanja $\frac{dP}{dx dy}$. Porazdelitev dometa v tem primeru ni brezdimenzijska, temveč je mišljena v fizikalnih enotah. Delež influenciranega naboja na pikslu glede na influenciran naboj na celotni anodi Q_{anoda} (4.46) znaša

$$\frac{Q_{piksel}(x, y, d)}{Q_{anoda}} = \left[1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \frac{d}{g} \right] \cdot \left[\eta \cdot u(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dx dy} * u \Big|_{z=d} \right) (x, y) \right]. \quad (4.55)$$

Izračun se nanaša na težišče mesta pristanka sekundarnih elektronov. Če nas zanima porazdelitev glede na mesto vpada fotoelektrona na senzor, moramo upoštevati prispevek dosega fotoelektrona na poti od izbitja do mikrokanalne plošče in pa sipanje fotoelektrona od mikrokanalne plošče. Ponovno velja poudariti, da neelastičnega sipanja in večkratnega sipanja model ne upošteva, tako za fotoelektron kot za sekundarne elektrone.

4.6.1 Kvadratni piksel s stranico 25,4 mm

Slika 4.5 prikazuje utežni potencial in konvolucijo s sipalnim profilom kvadratnega piksla velikosti 25,4 mm $\times$ 25,4 mm pri geometriji modelov LAPPD št. 109 in št. 162. Model št. 109 ima razmerje razdalj $g/d = 6,7/5$ in dielektričnost $\epsilon_2 = 4,6$, za model št. 162 pa velja $g/d = 3/2$ in $\epsilon_2 = 10$. Krajša razdalja d med rezistivno anodo in pikslom pri modelu št. 162 pomeni manj deljenja naboja, zato je utežni potencial ožji in ima strmejši rob: manj influenciranega naboja prepusti sosednjim pikslom. Nadalje je zaradi večje dielektričnosti v LAPPD št. 162 absolutna količina influenciranega naboja večja ($u(0,0,d) \sim 97\%$ v središču) v primerjavi s št. 109 ($u(0,0,d) \sim 80\%$ v središču). Razdalja g med izhodno stranjo spodnje mikrokanalne plošče in rezistivno anodo pa vpliva na doseg sipanja na rezistivni anodi ($2g$). Pri št. 109 ta znaša 13,4 mm, kar je skoraj polovica stranice, zato konvolucija s sipalno porazdelitvijo znatno zniža in razširi profil ($\left(\frac{dP}{dxdy} * u\right)|_{z=d}(0,0) \sim 68\%$ v središču). Po drugi strani pa se konvoluiran profil modela št. 162 skorajda ne spremeni (predvsem v središču piksla), kar je posledica bolj uniformnega utežnega potenciala in kratkega dosega sipanja $2g = 6$ mm v primerjavi z velikostjo piksla.

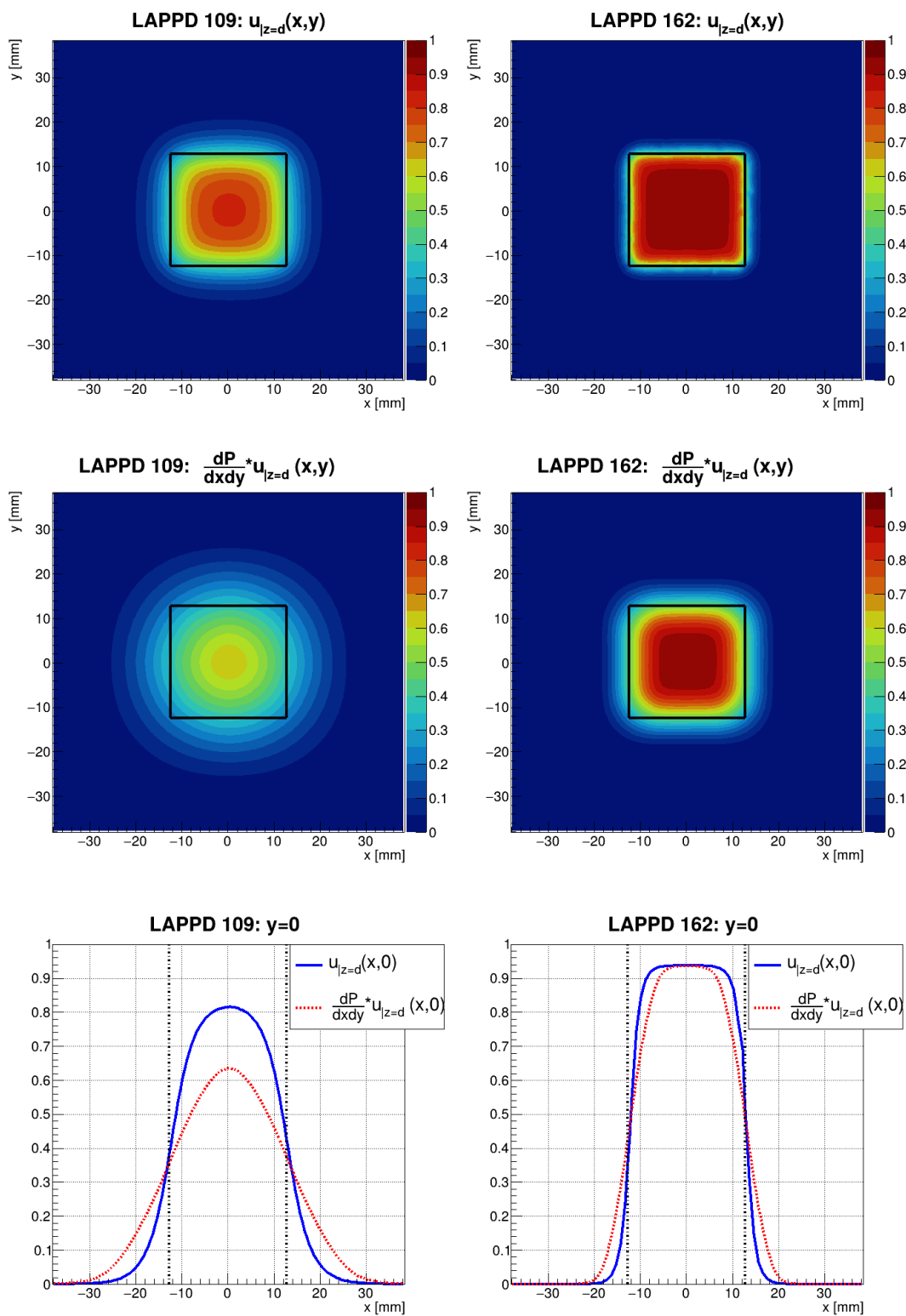
4.6.2 Trak velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm

Slika 4.5 prikazuje utežni potencial in konvolucijo s sipalnim profilom pravokotnega piksla (traku) velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm pri geometriji modelov LAPPD št. 109 in št. 162. Podobno kot pri kvadratnem pikslu je manj deljenja influenciranega naboja pri LAPPD št. 162. V relativni skali pa je pri obeh modelih LAPPD deljenja naboja več v smeri kratke stranice traku in manj v smeri dolge stranice traku. Prav tako za oba modela velja, da konvolucija utežnega potenciala s porazdelitvijo sipanja zaradi ozkosti traku znatno zmanjša profil, in sicer kar za polovico v središču traku.

4.6.3 Popravek zaradi necelovitega zajema siganlov

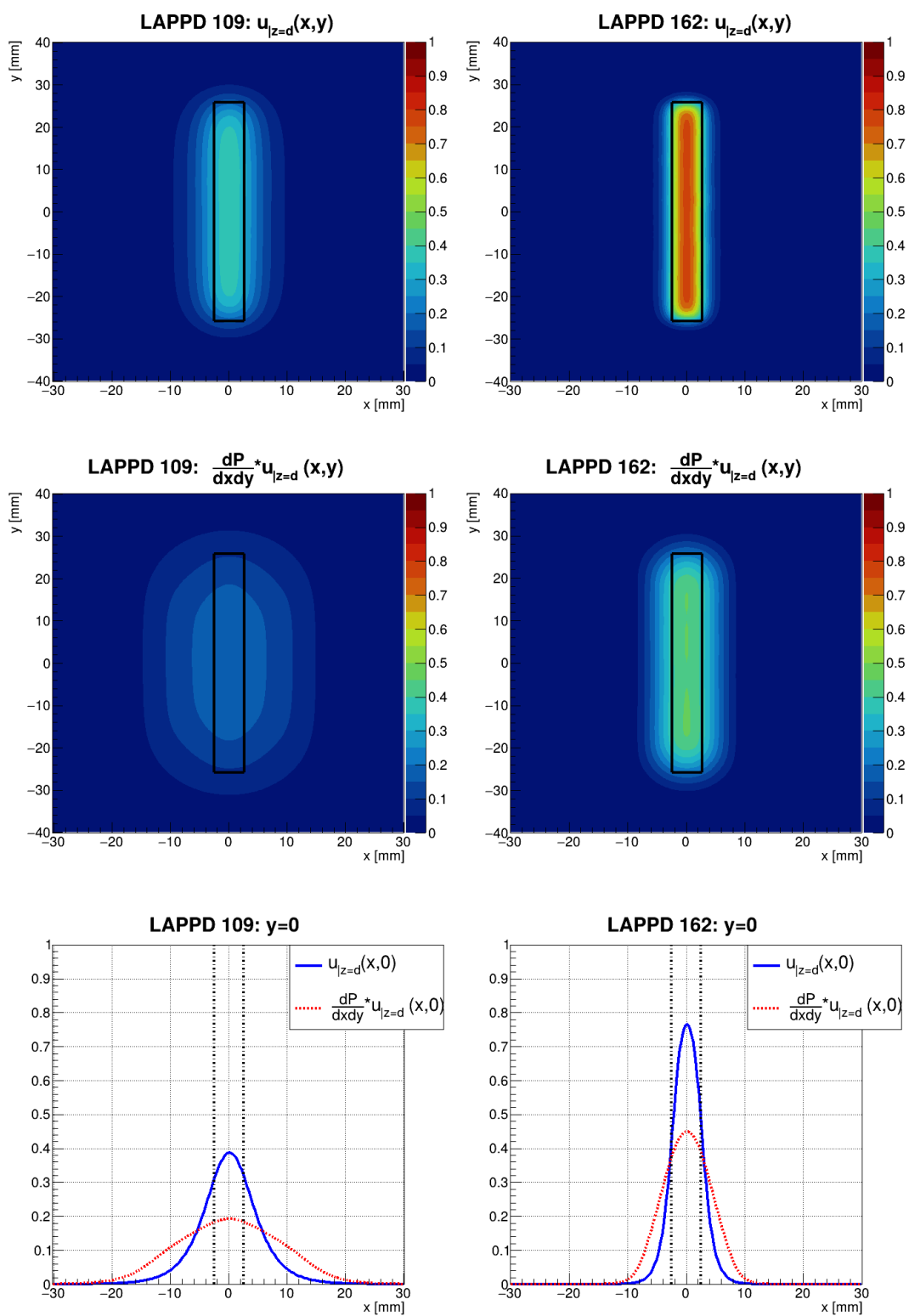
Eksperimentalna postavitev je omogočala merjenje signalov največ osmih kanalov (pikslor) naenkrat. S tem ni bila pokrita celotna anoda, torej celotnega influenciranega naboja na anodi $Q_{anoda} = -q_{signal} \cdot \left(1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \frac{d}{g}\right)^{-1}$ (4.46) ni bilo moč izmeriti. Namesto tega se je izmeril influenciran naboj na $K \leq 8$ pikslah, ki ga opišemo z vsoto prispevkov (4.54) posameznih pikslor

$$\begin{aligned}
 Q_{sum}(x, y, d) &= \sum_{i=1}^K Q_{piksel,i}(x, y, d), \\
 &= -q_{signal} \sum_{i=1}^K \left[\eta \cdot u_i(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dxdy} * u_i \right) \Big|_{z=d} (x, y) \right].
 \end{aligned}
 \tag{4.56}$$



Slika 4.5: Utežni potencial in konvolucija s sipalnim profilom kvadratnega piksla velikosti 25,4 mm $\times$ 25,4 mm pri geometriji modelov LAPPD št. 109 in št. 162.

4.6. SIGNAL SEKUNDARNIH ELEKTRONOV MED ELEKTRODAMA



Slika 4.6: Utežni potencial in konvolucija s sipalnim profilom pravokotnega piksla velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm pri geometriji modelov LAPPD št. 109 in št. 162.

Vsota $Q_{sum}(x, y, d)$ je odvisna od mesta vpada sekundarnih elektronov. Delež signala posameznega piksla tako po modelu znaša

$$\begin{aligned} \frac{Q_{piksel,j}(x, y, d)}{Q_{sum}} &= \frac{Q_{piksel,j}(x, y, d)}{\sum_{i=1}^K Q_{piksel,i}(x, y, d)}, \\ &= \frac{\eta \cdot u_j(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dxdy} * u_j \Big|_{z=d} \right) (x, y)}{\sum_{i=1}^K \left[\eta \cdot u_i(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dxdy} * u_i \Big|_{z=d} \right) (x, y) \right]}, \end{aligned} \quad (4.57)$$

kar je količina, ki jo lahko neposredno primerjamo z meritvami. Sliki 4.7 in 4.8 prikazujeta napovedi $Q_{sum}(x, y, d)$ in delež $\frac{Q_{piksel,j}(x, y, d)}{Q_{sum}}$ za $1 - \eta = 35\%$ elastičnega sipanja sekundarnih elektronov dveh konfiguracij merjenih piksllov s privzetimi parametri $g = 6$ mm, $d = 5$ mm in $\epsilon_2 = 4,6$. V prvi nastopajo 3 zaporedni kvadratni piksli stranice 25,4 mm in ob srednjem 5 trakov velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm. Del te konfiguracije pokriva sloj distančnikov, ki niso upoštevani v modelu. V drugi konfiguraciji nastopa 8 trakov velikosti 50,8 mm $\times$ 3,18 mm, ki so postavljeni drug ob drugega po dolgih stranicah. Znotraj merjenega območja, proč od robov skupka merjenih anodnih segmentov, ti sami poberejo večino influenciranega in velja

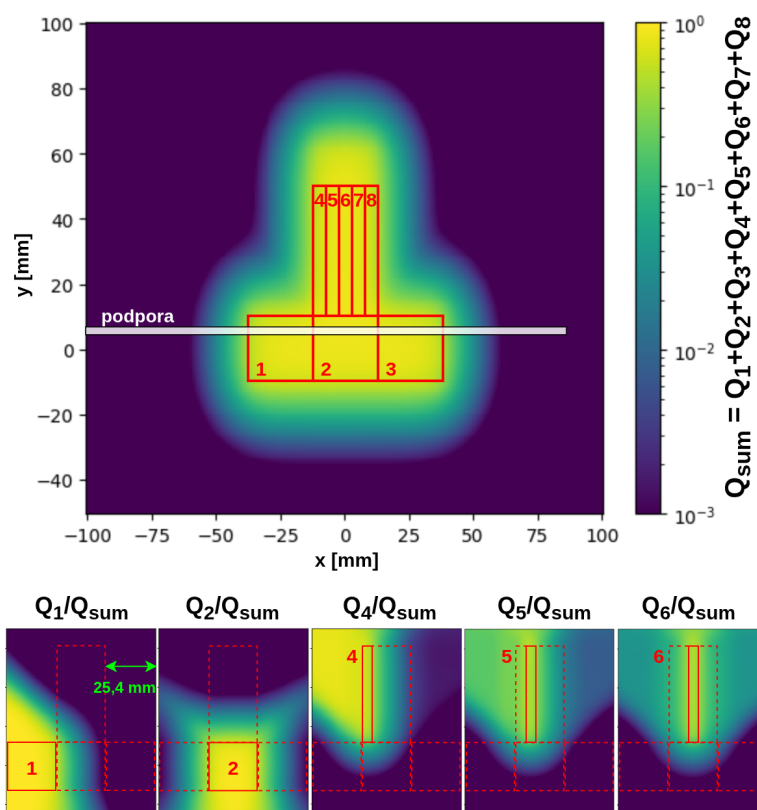
$$Q_{sum}(x, y, d) \approx Q_{anoda}. \quad (4.58)$$

V takih primerih je pričakovati, da bo skaliranje influenciranega naboja na posameznem pikslu na celotno anodo (4.55) dober približek

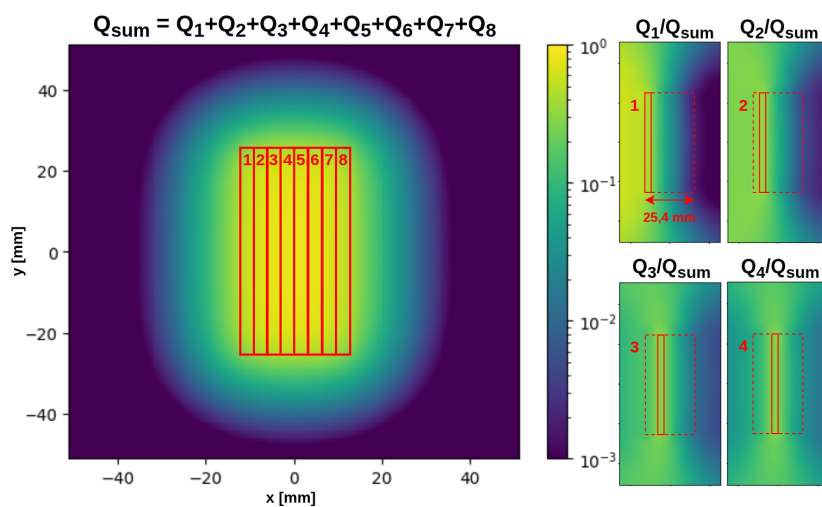
$$\frac{Q_{piksel,i}(x, y, d)}{Q_{sum}(x, y, d)} \approx \frac{Q_{piksel,i}(x, y, d)}{Q_{anoda}}. \quad (4.59)$$

Dlje od merjenih piksllov kot vpadejo sekundarni elektroni, manjši je njihov skupni influencirani naboj Q_{sum} , in poveča se relativni delež najbližjega piksla glede na Q_{sum} .

4.6. SIGNAL SEKUNDARNIH ELEKTRONOV MED ELEKTRODAMA



Slika 4.7: Deljenje naboja med 3 kvadratnimi piksli stranice 25,4 mm in 5 trakovi velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm.



Slika 4.8: Deljenje naboja med 8 trakovi velikosti 50,8 mm $\times$ 3,18 mm.

4.7 Sipanje v magnetnem polju

Magnetno polje B v smeri normale senzorja zoža porazdelitev naboja na rezistivni anodi, kot smo navedli v poglavju 2.3.3. Ciklotronski radij elektrona s kinetično energijo $T \sim e_0 U_1 \sim e_0 U_5 \sim \mathcal{O}(100 \text{ eV})$ v magnetnem polju $B = 1 \text{ T}$ po enačbi (2.1) znaša $r \sim \mathcal{O}(30 \text{ } \mu\text{m})$, v resnici pa še bistveno manj upoštevajoč samo pravokotno komponento na magnetno polje. Za naš model je pomembno, da se v tem primeru elektronu doseg zmanjša na zanemarljivo vrednost

$$r \ll d_{0,max} < d_{1,max} . \quad (4.60)$$

Kinematične relacije za d_0 in d_1 ne veljajo več. Torej, tudi če se fotoelektron izbije pod kotom na normalo in morebiti še sipa od pomnoževalne stopnje in čeprav sekundarni elektroni pomnoževalne stopnje ne zapustijo v smeri normale senzorja in se nekateri sipajo od rezistivne anode, je njihov efektivni doseg omejen s ciklotronskim radijem, ki je zanemarljiv. V dovolj velikem magnetnem polju v pravokotni smeri na senzor torej pričakujemo delež sipanja enak $1 - \eta = 0$, kar je skladno z manj deljenja naboja med sosednjimi piksli.

5. Meritve in primerjava z modelom

5.1 Časovna resolucija

Slika 5.1 prikazuje časovno porazdelitev (popravljen za popačitev na račun diskriminacije s konstantnim pragom) signalov kvadratnega piksla s stranico 25,4 mm modela LAPPD št. 162. Pri različnih napetostih med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo U_1 je bilo v sredino piksla usmerjenih 10^6 laserskih pulzov. Slika 5.2 prikazuje podobno meritev pri različnih U_1 na LAPPD št. 109. V tem primeru je bilo v sredino piksla poslanih 10^7 ali $2 \cdot 10^6$ laserskih pulzov. Kot je navedeno v 2.2, je porazdelitev pulzov sestavljena iz glavnega vrha in zapoznelega, ki ga pripisujemo neelastičnemu sipanju fotoelektronov od prve mikrokanalne plošče. Opišemo ju z dvojno Gaussovo porazdelitvijo (parametri $A_1, \mu_1, \sigma_1, A_2, \mu_2, \sigma_2$). Zapoznili vrh se zlije z daljšim repom, ki ustreza elastičnemu sipanju fotoelektronov. V modelu ga opišemo s škatlasto porazdelitvijo. Vse meritve imajo dodatni vrh okoli 1 ns, ki ustreza optični napaki postavitve eksperimenta – del pulzov fotonov prispe kasneje zaradi neidentificiranega odboja v eksperimentu (to povzroči sistematsko napako v merjenih parametrih časovne porazdelitve). Še en vrh je opaziti na robu porazdelitve, ki je najverjetneje posledica nepopolnosti modela¹. Iz integralov Gaussovih porazdelitev in škatlaste porazdelitve elastičnega sipanja lahko ocenimo delež neelastičnega sipanja fotoelektrona $\sim 20\%$ in elastičnega sipanja fotoelektrona, ki znaša $\sim 10\%$. Deleža sta enaka kot za senzor BURLE [10].

5.1.1 Glavni vrh

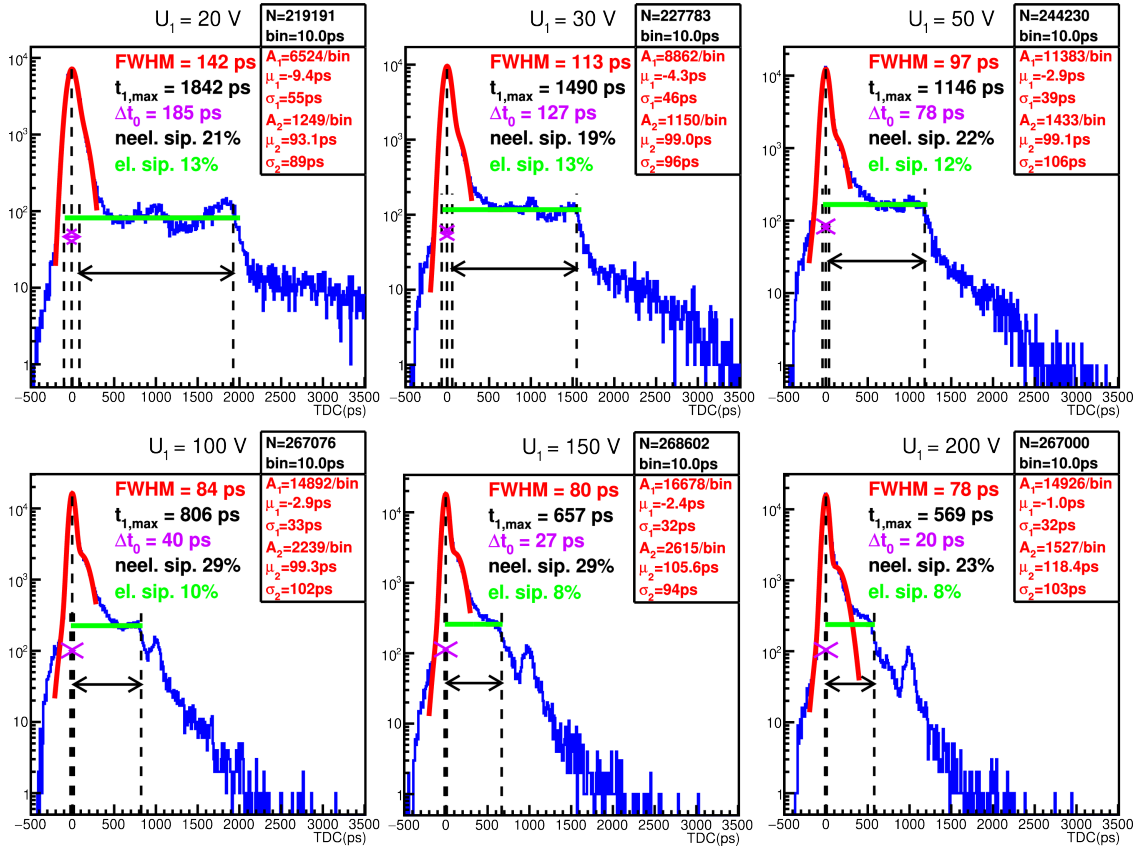
Ker predstavlja sipanje kvečjemu tretjino signalov in ker je drugi Gaussov vrh (A_2, μ_2, σ_2) zamaknjen za vsaj $1\sigma_1$, sledi širina porazdelitve na polovični višini skoraj izključno iz glavnega Gaussovega vrha

$$FWHM = 2\sqrt{2\ln 2}\sigma_1. \quad (5.1)$$

Slika 5.3 prikazuje padajočo odvisnost σ_1 od U_1 obeh različic LAPPD, pridobljeno iz porazdelitev na slikah 5.1 in 5.2. Po priporočeni vrednosti U_1 se σ_1 približno ustali. Parameter σ_1 v modelu povezujemo z razpršenostjo časa leta fotoelektrona od fotokatode do mikrokanalne plošče $\Delta t_0 \approx l\sqrt{2m_e T_0}/e_0 U_1$ (4.7), ki je obratno sorazmerna z napetostjo. Odvisnost modeliramo s konvolucijo prispevkov

$$\sigma_1(U_1) = \sqrt{\left(\sigma_{1,A} \frac{\tilde{U}_1}{U_1}\right)^2 + \sigma_{1,B}^2}. \quad (5.2)$$

¹Del sipanih fotoelektronov se na primer ponovno sipa, njihova časovna porazdelitev bi bila trikotna – konvolucija dveh škatlastih.

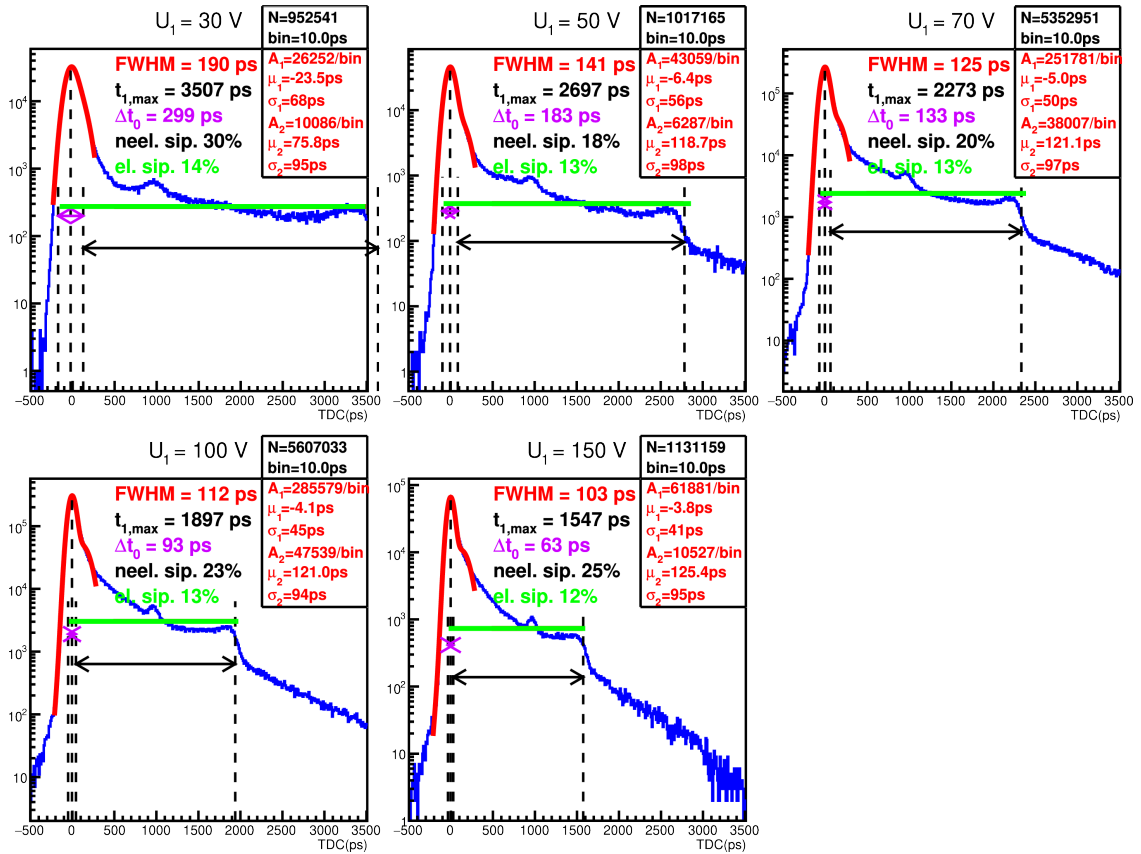


Slika 5.1: LAPPD št. 162: časovna porazdelitev signalov kvadratnega piksla s stranico 25,4 mm. Pri različnih napetostih med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo U_1 je bilo v sredino piksla usmerjenih 10^6 laserskih pulzov. Vijolične puščice predstavljajo napovedani razpon časov leta fotoelektrona pomnoževalne stopnje Δt_0 , črne pa največji napovedan čas sipanja fotoelektronov od mikrokanalne plošče $t_{1,max}$.

Krivulji sta na sliki 5.3 prilagojeni na točke. Prvi del prestavlja prispevek Δt_0 , povezan s standardno deviacijo

$$\sigma_{1,A} \frac{\tilde{U}_1}{U_1} = k \Delta t_0 \propto \frac{1}{U_1} \quad (5.3)$$

s sorazmernostnim koeficientom k , pri čemer $\sigma_{1,A}$ predstavlja prispevek pri napetosti $U_1 = \tilde{U}_1$. Ta znaša $\sigma_{1,A} \approx 46$ ps pri $\tilde{U}_1 = 20$ V za LAPPD št. 162 in $\sigma_{1,A} \approx 33$ ps pri $\tilde{U}_1 = 50$ V za LAPPD št. 109. Sorazmernostna koeficienta znašata $k_{162} \approx 0,23$ in $k_{109} \approx 0,18$ pri $T_0 = 1$ eV ter $k_{162} \approx 0,18$ in $k_{109} \approx 0,14$ pri $T_0 = 1,7$ eV. Sorazmernostni faktor je blizu pričakovanemu iz modela v razdelku 4.1.2, ki znaša $k \approx 1/\sqrt{18} \approx 1/4$. Konstantni člen $\sigma_{1,B}$ pa je konvolucija prispevkov laserja ($FWHM = 20$ ps, kar v Gaussovem približku znaša $\sigma \sim 9$ ps), elektronike ($\sigma \sim 11$ ps) in pomnoževalnega procesa. Opaziti je, da je saturacijska vrednost različna med verzijama LAPPD, in sicer pri $\sigma_{1,B} \sim 30$ ps modela št. 162 in $\sigma_{1,B} \sim 40$ ps modela št. 109. Glavni razlog za razliko je najverjetneje v procesu pomnoževanja. Premer mikrokanalov je namreč v LAPPD št. 109 $2R = 20 \mu\text{m}$ dvakrat večji od $2R = 10 \mu\text{m}$ v LAPPD št. 162. Razmerje med dolžino in premerom kanala L/R je za oba modela enako, zato so kanali modela 109 dvakrat daljši. Padeč napetosti med vhom in izhodom posamezne mikrokanalne plošče pa je za oba modela pri-

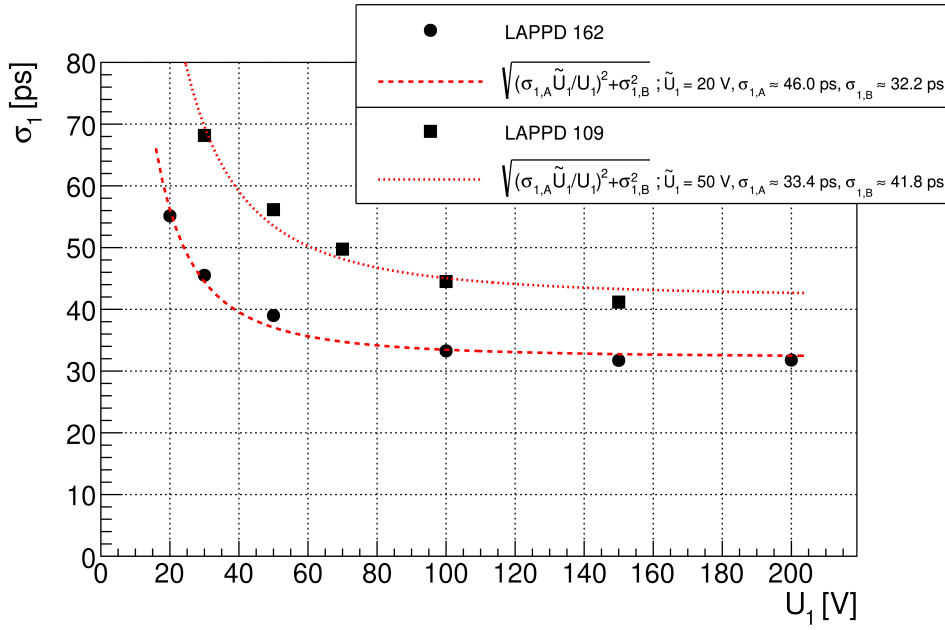


Slika 5.2: LAPPD št. 109: časovna porazdelitev signalov kvadratnega piksla s stranico 25,4 mm. Pri različnih napetostih med fotokatodo in prvo mikrokanalno ploščo U_1 je bilo v sredino piksla usmerjenih $2 \cdot 10^6$ ali 10^7 laserskih pulzov. Vijolične puščice predstavljajo napovedani razpon časov leta fotoelektrona pomnoževalne stopnje Δt_0 , črne pa največji napovedan čas sipanja fotoelektronov od mikrokanalne plošče $t_{1,max}$.

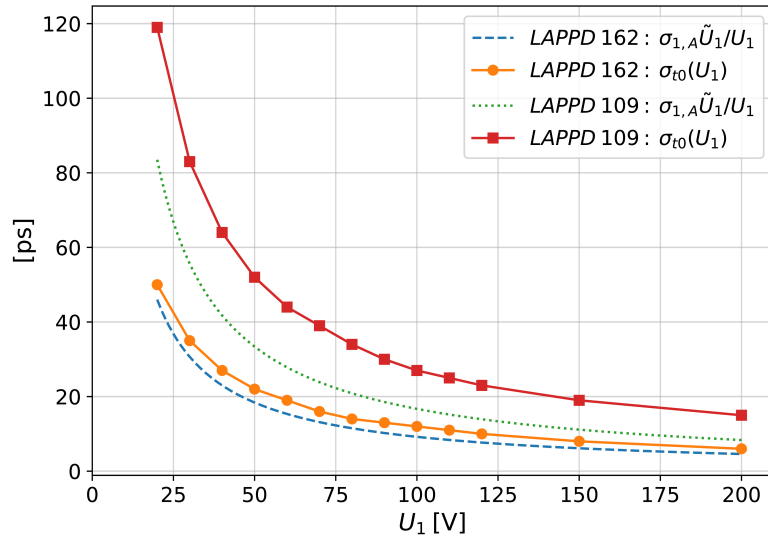
bližno enak, zato je jakost električnega polja v kanalu mikrokanalne plošče modela 109 šibkejša. Pomnoževanje torej poteka počasneje in je fluktuacija večja.

Poglejmo še, kako se obnese poskus preprostega modela iz razdelka 4.1.2. Na sliki 5.4 je narisana odvisnost $\sigma_{1,A}\tilde{U}_1/U_1$ v primerjavi s simuliranimi širinami σ_{t_0} . Za LAPPD št. 162 je ujemanje skoraj popolno, simulacija preceni odvisnost le za nekaj odstotkov. Za LAPPD št. 109 je sistematska napaka večja: $\sigma_{1,A}\tilde{U}_1/U_1 \approx 1,5 \sigma_{t_0}(U_1)$. To smo pričakovali že iz sorazmernostnih faktorjev k , ki se za št. 109 slabše ujemajo s pričakovano vrednostjo. Kljub temu smo pokazali pravilno obnašanje modela. Ta je torej smiselno nastavljen, bi se ga pa dalo izpopolniti. Z vpeljavo trikotne porazdelitve po kinetični energiji fotoelektrona ob izbitju T_0 v resnici nismo veliko pridobili. Omenimo še, da čeprav je negotovost predpostavljene $T_{0,max}$ za LAPPD št. 109 večja, neskladja ne moremo rešiti samo z zmanjšanjem tega parametra. Pri $T_{0,max} = 1$ eV je neujemanje $\sigma_{1,A}\tilde{U}_1/U_1 \approx 1,2 \sigma_{t_0}(U_1)$ še vedno znatno.

Nazadnje pogledajmo še variacijo v časovni resoluciji različnih pikslov. Slika 5.5 prikazuje odvisnost širine σ_1 od U_1 različnih anodnih segmentov. Na modelu št. 162 je bila meritev narejena na sedmih pikslih elektrode 3.4a (D3, D4, D5, D6, E3, E4, E6): odvisnosti so prikazane s črnimi kvadrati. Za enega izmed kanalov so časovne porazdelitve zbrane na sliki 5.1. Na modelu št. 109 je bila meritev,



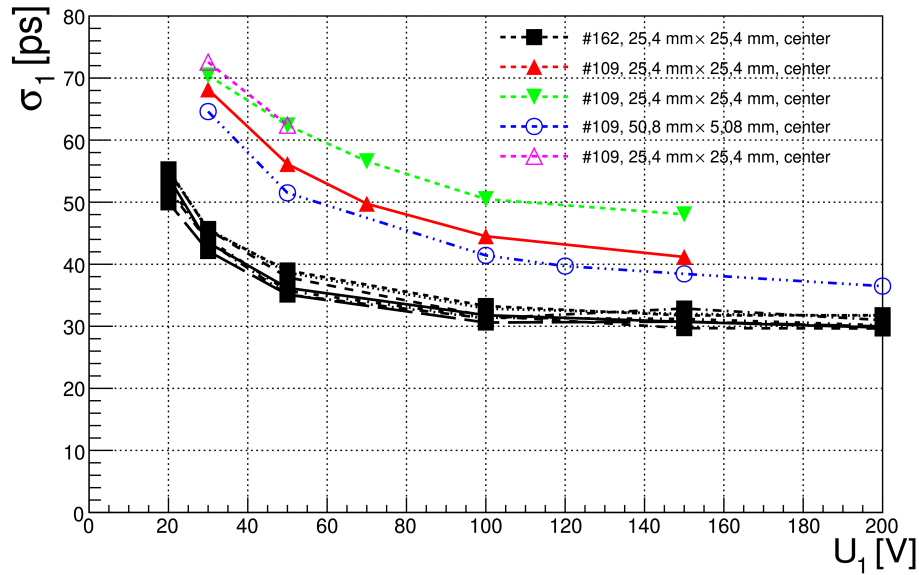
Slika 5.3: Standardna deviacija σ_1 glavnega Gaussovega vrha časovnih porazdelitev v centru kvadratnega anodnega segmenta stranice $a = 25,4$ mm v odvisnosti od napetosti U_1 med fotokatodo in mikrokanalno ploščo za LAPPD št. 162 in št. 109. Velikost točk močno presega statistično napako parametra σ_1 . Prilagojena je krivulja iz enačbe (5.2).



Slika 5.4: Primerjava merjenega in simuliranega prispevka razpršenosti časa leta fotoelektrona v odvisnosti od napetosti U_1 k časovni resoluciji senzorja.

prikazana na sliki 5.2, narejena na isti elektrodi z enim kanalom (D6): prikazana je z rdečim grafom (navzgor obrnjeni polni trikotniki). Poleg teh so bile opravljene meritve še z elektrodo 3.4b na kanalu 2, in sicer zelena (navzdol obrnjeni polni trikotniki) ter vijolična odvisnost (navzgor obrnjeni prazni trikotniki). Na tej elektrodi je bila opravljena tudi meritev časovne resolucije v središču traku (kanal 6) velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$, ki je prikazana z modro krivuljo (prazni krogi). Časovne poraz-

delitve v središču traku se ne razlikujejo bistveno od tistih v središču kvadratnega piksla, kot jih prikazuje slika 5.2. Opazimo nekaj variabilnosti med meritvami istega modela. Pri modelu št. 162 je šlo za sosednje piksele na isti elektrodi z razlikami do $\lesssim 5$ ps. Pri modelu 109 je opaziti $\sim 2 - 10$ ps razlike med različnimi elektrodami in piksli. Resolucija traku je v tem primeru celo najboljša, vendar lahko pripišemo razlike predvsem variabilnosti znotraj površine senzorja. Meritev kanala D6 (rdeča) da slabše rezultate kot kanal 2 (zelena in vijolična) na drugi elektrodi. Preko kanala 2 je namreč postavljena podpora, ki spremeni električno polje v senzorju in s tem za celoten kanal poveča razpršenost časa potovanja fotoelektrona Δt_0 , ki prispeva k glavnemu Gaussovemu vrhu časovne porazdelitve.



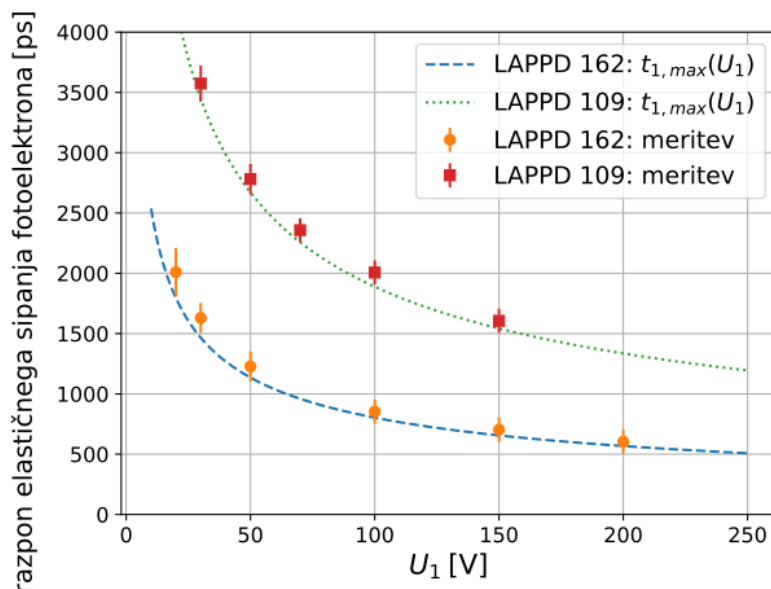
Slika 5.5: Standardna deviacija σ_1 glavnega Gaussovega vrha časovnih porazdelitev v centru kvadratnega ali trakastega anodnega segmenta v odvisnosti od napetosti U_1 med fotokatodo in mikrokanalno ploščo za različne anodne segmente.

5.1.2 Rep porazdelitve

Začetek repa je vrh neelastičnega sipanja, s katerim se v nalogi ne posebej ukvarjamo. Kljub temu je omembe vredna opazka, da je vrh približno neodvisen od modela LAPPD in od napetosti U_1 . V vseh primerih namreč znaša standardna deviacija $\sigma_2 \sim 100$ ps, razdalja od glavnega vrha $\mu_2 - \mu_1 \sim \sigma_2$ pa ravno toliko. Delež signalov v vrhu neelastičnega sipanja znaša ~ 20 %, delež elastično sipanih pa ~ 10 %, kot smo že omenili.

Izkaže se, da so tudi napovedi elastičnega sipanja v skladu z meritvami. Na slikah 5.1 in 5.2 s časovnimi porazdelitvami so s puščicami prikazani največji časi sipanja $t_{1,max}$, ki v škatlastem modelu porazdelitve časa elastičnega sipanja t_1 predstavljajo njeno širino. Ujemanje s kolonom merjenih porazdelitev je na oko solidno. V resnici sicer merimo konvolucijo s porazdelitvijo časa leta fotoelektrona t_0 . Porazdelitev $t_0 + t_1$ pa ima še vedno širino $t_{1,max}$, konvolucija prinese le krajše repe k porazdelitvi. Na sliki 5.6 je v odvisnosti od napetosti U_1 narisana primerjava odčitane in po enačbi za $t_{1,max}$ (4.19) napovedane širine ravnega dela porazdelitve. Odčitek je razpon med povprečjem dominantnega Gaussovega vrha μ_1 in kolena repa porazdelitve na polovični višini. Napoved sistematsko rahlo podceni odčitek za nekaj odstotkov, kar

bi bilo potrebno podrobneje raziskati. Možen prispevek k odstopanju predstavlja večkratno sipanje fotoelektrona, ki ga model ne vključuje.

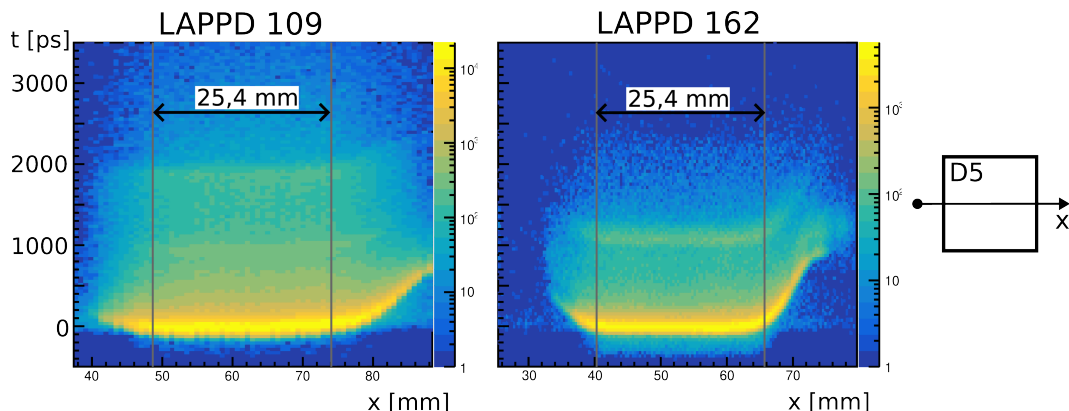


Slika 5.6: Primerjava iz slik 5.1 in 5.2 odčitanih in po enačbi (4.19) napovedanih širin časovne porazdelitve elastično sipanih fotoelektronov.

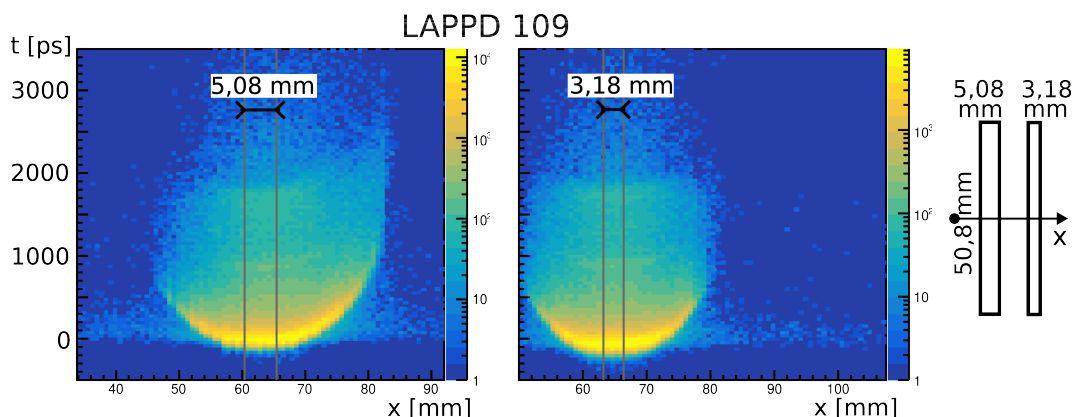
5.1.3 Krajevno odvisna časovna resolucija

Do tu smo se ukvarjali s časovno resolucijo v središčih anodnih segmentov. Velja pa raziskati, ali se morebiti na drugih mestih vpada fotonov časovna porazdelitev kaj spremeni. Slika 5.7 prikazuje porazdelitev časov signalov v odvisnosti od pozicije laserja, ki se je pomikal po daljici skozi središče kanala D5 (kvadrat $a = 25,4$ mm), poravnani s stranicami piksla. Za oba modela LAPPD št. 109 in št. 162 velja, da je znotraj mej piksla časovna porazdelitev uniformna. Ob robovih in čez pa se celotna časovna porazdelitev zamakne. Zakasnitev narašča z razdaljo od roba in doseže do 900 ps na razdalji $\sim a/2$. Pojav je težko pojasniti, saj sosednji kanal na tem mestu signal zazna pravočasno. Morda gre za artefakt analize, saj dlje od piksla kot vpade foton na senzor, šibkejši pulz bo ta piksel zaznal in se morebiti v elektroniki drugače obdelal. Vsekakor ne gre samo za specifiko kvadratnih pikslov, saj smo enak pojav izmerili tudi na trakovnih anodnih segmentih. Meritvi na LAPPD št. 109 skozi središči trakov velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ in $50,8 \text{ mm} \times 3,18 \text{ mm}$ po kratki dolžini v smeri, poravnani s stranicami pikslov, prikazuje slika 5.8. Zamik prav tako narašča z razdaljo od roba s podobnim trendom – skoraj neodvisno od širine piksla.

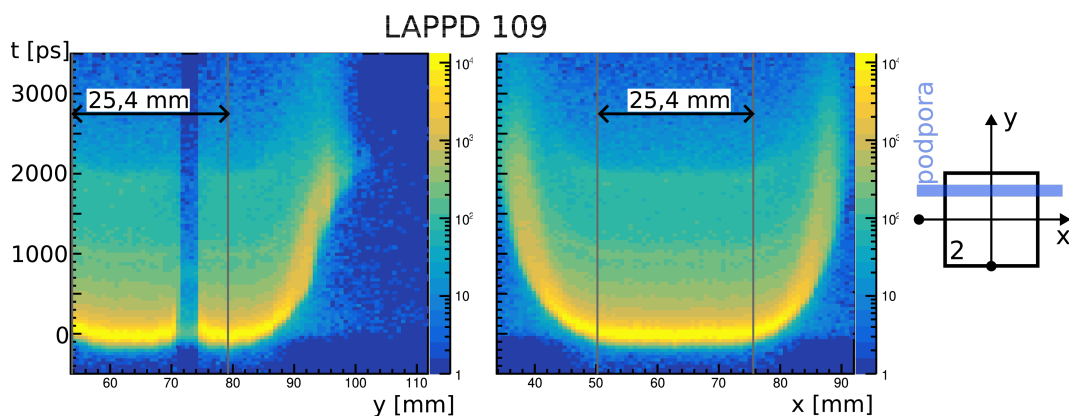
V razdelku 5.1.1 smo že pokazali, da je širina časovne porazdelitve degradirana v središču kanalov, čez katere potekajo distančniki, v bližini katerih električno polje ni uniformno. Z meritvijo čez kanal 2 (kvadrat $a = 25,4$ mm) čez središče v dveh smereh, vzporedno in pravokotno s podporo (slika 5.9), dobimo še boljši vpogled. Vzporedno s podporo je časovna porazdelitev uniformna znotraj meja piksla in zamaknjena izven. Zamik narašča z oddaljenostjo od roba, kot smo že pokazali. Pravokotno na podporo najprej pričakovano opazimo vpad števila signalov na mestu podpore. V bližini podpore je celotna porazdelitev zakasnjena za ~ 100 ps. Izven robov piksla pa smo v tej smeri prav tako izmerili pričakovani naraščajoči zamik. Podoben zamik navajajo za BURLE. Dodatno omenjajo še, da se zakasnitev poveča



Slika 5.7: Porazdelitev časa signala v odvisnosti od mesta vpada fotona na površino LAPPD št. 109 in št. 162: meritvi po premici skozi središče kanala D5, poravnani s stranicami piksla.



Slika 5.8: Porazdelitev časa signala v odvisnosti od mesta vpada fotona na površino LAPPD št. 109: meritvi skozi središči trakov velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ in $50,8 \text{ mm} \times 3,18 \text{ mm}$ po kratki dolžini v smeri, poravnani s stranicami pikslov.



Slika 5.9: Porazdelitev časa signala v odvisnosti od mesta vpada fotona na površino LAPPD št. 109: meritvi po medsebojno pravokotnih smereh skozi središče kanala 2, poravnanimi s stranicami piksla. Del kanala 2 prekriva podpora.

na kanalih v bližini roba aktivnega območja senzorja, kjer je lahko pomemben vpliv neuniformnega električnega polja [10].

5.2 Deljenje naboja

5.2.1 Kvadratni piksel s stranico 25,4 mm

Deljenje naboja med pikslom in celotno elektrodo opišemo z modelom (4.55), ki vključuje elastično sipanje pomnoženih elektronov od rezistivne anode in predpostavlja, da je elektroda neskončna ravna plošča. Čeprav je predpostavka o neskončni anodi proč od robov senzorja upravičena, pa meritve ne vključujejo signala celotne anode, temveč zgolj nekaj pikslov. Seštevek njihovih signalov Q_{sum} (4.56) je v notranjosti njihovega območja približek za celoten zbran naboj Q_{anoda} (4.46). Model skaliramo s faktorjem A in mu dodamo ozadje B . Tako znaša delež influencirane naboja na pikslu glede na merjeni naboj Q_{sum} , ki je posledica pomnoženega naboja na izhodu iz mikrokanalne plošče na mestu (x, y) v ravnini senzorja

$$\frac{Q_{piksel}}{Q_{sum}}(x, y) = A \cdot \frac{Q_{piksel}(x, y, d)}{Q_{anoda}} + B, \quad (5.4)$$

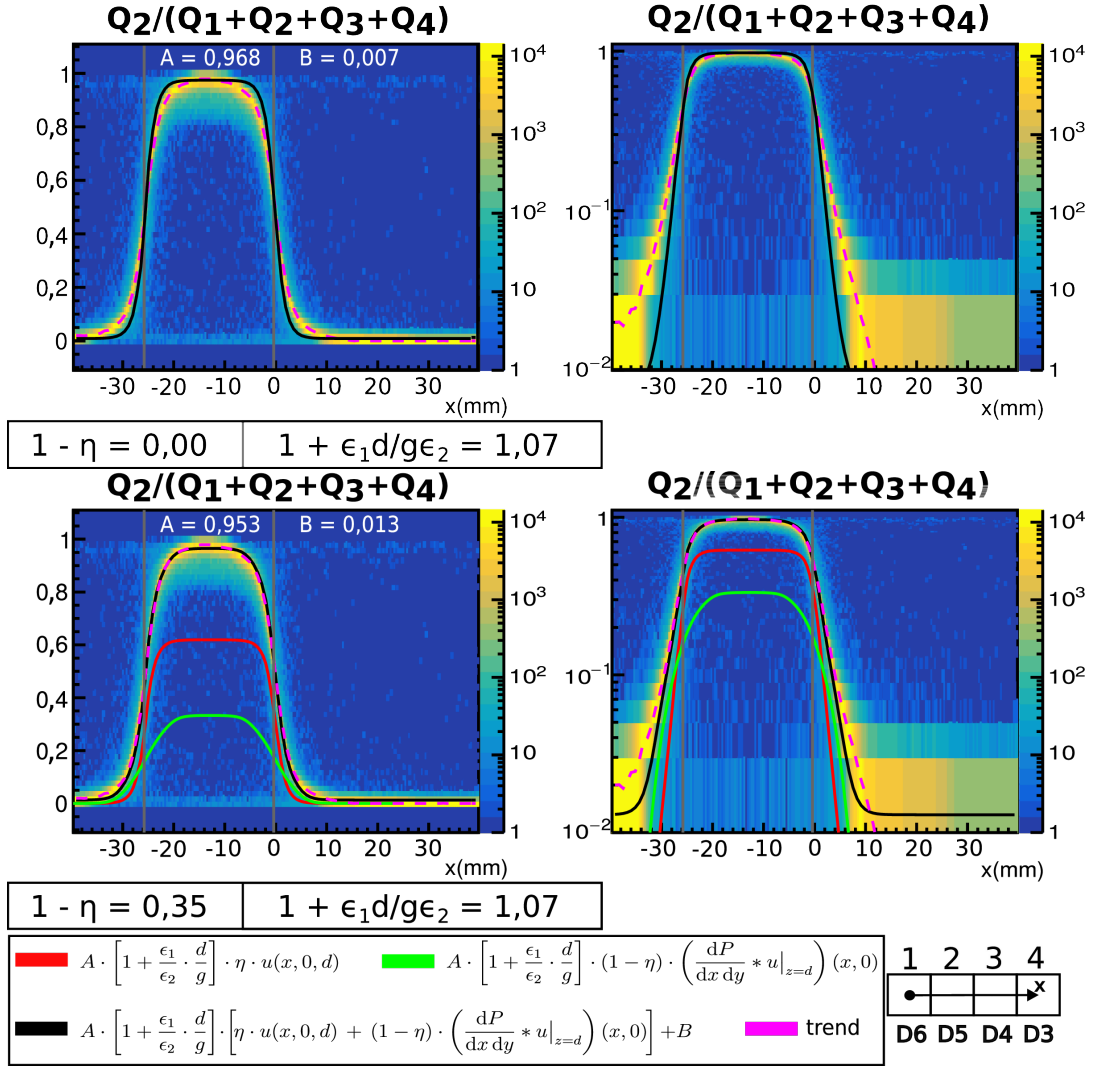
$$= A \cdot \left[1 + \frac{\epsilon_1}{\epsilon_2} \cdot \frac{d}{g} \right] \cdot \left[\eta \cdot u(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dx dy} * u \Big|_{z=d} \right)(x, y) \right] + B. \quad (5.5)$$

Izkaže se, da je za meritve v tem razdelku skaliranje praktično enako, ali v napovedi upoštevamo Q_{sum} ali $Q_{sum} = Q_{anode}$. Zato so prikazani samo rezultati s slednjo enostavnejšo napovedjo (5.5).

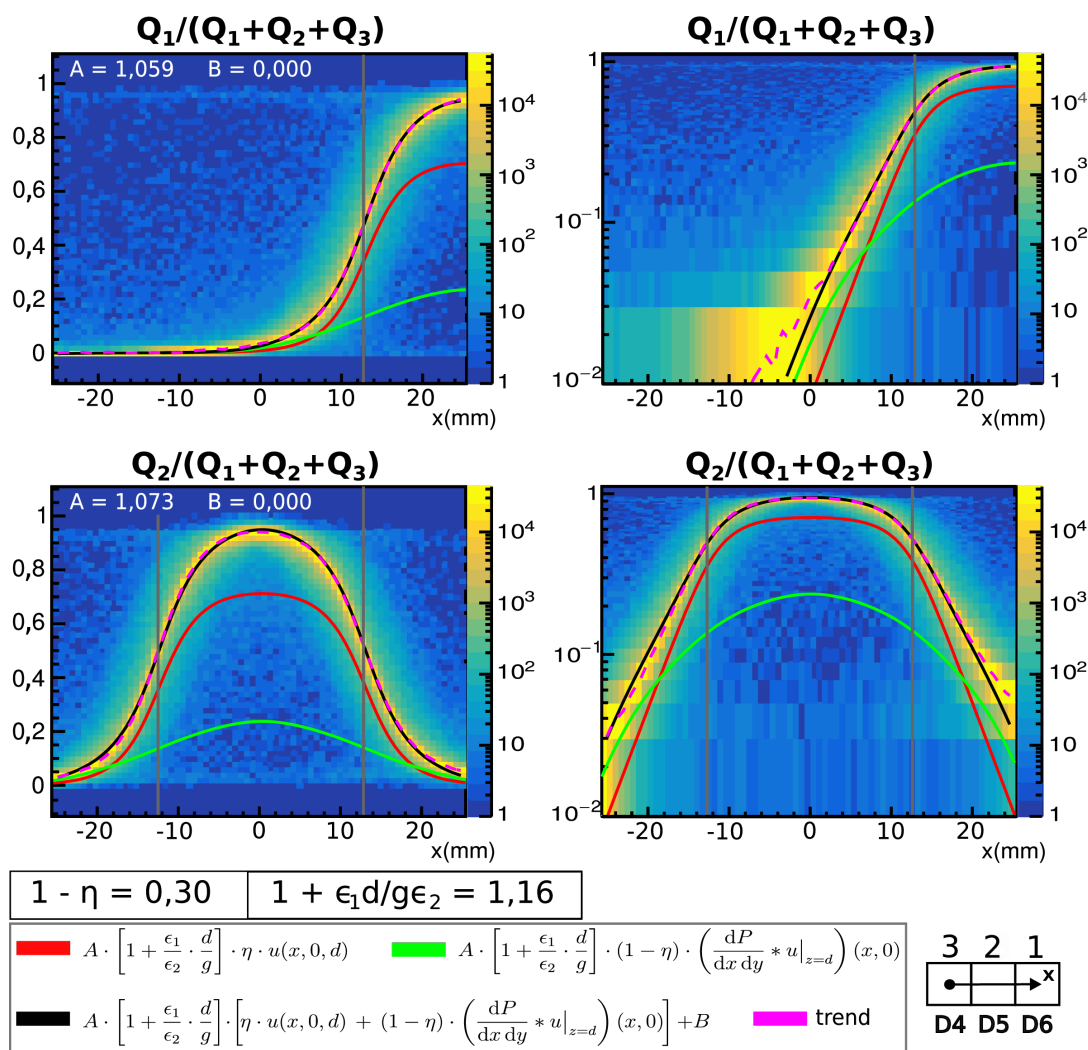
Narejenih je bilo več meritev na modelu LAPPD št. 162 z elektrodo iz kvadratnih pikslov stranice 25,4 mm (slika 3.4a) skozi središče piksla v smerema, vzporednima s stranicami kvadratov. Napajani in merjeni so bili segmenti D3–D5 in E3–E5. Slika 5.10 prikazuje deljenje naboja kanala D5 s skaliranim modelom (5.5). Velikost koraka je bila $\Delta x = 0,359$ mm z $N = 10^5$ proženji laserja na vsakem koraku. Vijolična črtkana črta predstavlja glavni trend: povprečje naložene Gaussove porazdelitve na rezino deleža naboja pri posameznem prostorskem koraku meritve x . Zgoraj je prikazana napoved brez sipanja sekundarnih elektronov ($1 - \eta = 0$, $A = 0,968$, $B = 0,007$). Napoved podceni izmerjene repe in preceni ostrino prehoda v osrednje izravnano območje. Spodaj na sliki 5.10 je prikazana napoved z $1 - \eta = 35\%$ deležem sipanja ($A = 0,953$, $B = 0,013$), ki to neskladje odpravi. Prispevek sipanja ima namreč položnejši profil. Podobno ujemanje z modelom izkazuje LAPPD št. 109. Slika 5.11 prikazuje deljenje naboja na isti elektrodi (velikost koraka $\Delta x = 0,719$ mm, $N = 2 \cdot 10^5$ proženj laserja na korak). Najbolje se prilega delež sipanja sekundarnih elektronov okoli $1 - \eta = 30\%$, skaliranje pa je potrebno zgolj za nekaj odstotkov brez ozadja ($A \approx 1,06 - 1,07$ in $B = 0$).

5.2.2 Razpršenost krajevno odvisne porazdelitve deljenja naboja okoli glavnega trenda

Porazdelitev deleža naboja posameznega kanala je razpršena okoli glavnega trenda. Predvsem nas zanima razpršenost v prostorski koordinati (pri fiksnem deležu naboja). Pri modelu št. 162 (slika 5.10) je v središču profila opaziti razpršenost okoli vrha tudi v deležu naboja – pri fiksnem položaju laserja. Razlog lahko iščemo v potencialnem šumu sosednjega kanala, ki bi ga ojačevalec nesorazmerno ojačal. S tem bi zmanjšal delež signala opazovanega kanala do $\sim 20\%$, kar vidimo na porazdelitvi. Poleg tega je pomnoževalni faktor krajevno odvisen. V splošnem pa so



Slika 5.10: LAPPD št. 162: izmerjeno deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli velikosti 24,4 mm v odvisnosti od lege laserja v primerjavi z napovedjo, ki ne predvideva sipanja sekundarnih elektronov od rezistivne anode $1 - \eta = 0$ (zgoraj) in z napovedjo, ki predvideva $1 - \eta = 35\%$ sipanja (spodaj).



Slika 5.11: LAPPD št. 109: izmerjeno deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli velikosti 24,4 mm v odvisnosti od lege laserja v primerjavi z napovedjo, ki predvideva $1 - \eta = 30\%$ sipanja sekundarnih elektronov od rezistivne anode.

Tabela 5.1: Krajevna razpršenost signalov, ki na izbranem anodnem segmentu influencirajo polovico influenciranega naboja glede na celotno anodo.

	LAPPD št. 109	LAPPD št. 162	
U_1	100 V	50 V	
$d_{0,max}$	730 μm	440 μm	$\frac{d_{0,max}}{\sigma_{1,x}} \approx 2,7 - 2,9$
$\sigma_{1,x}$	270 μm	150 μm	
$d_{1,max}$	5,6 mm	2,4 mm	$\frac{d_{1,max}}{\sigma_{2,x}} \approx 2,4 - 3,1$
$\sigma_{2,x}$	1,8 mm	1,0 mm	

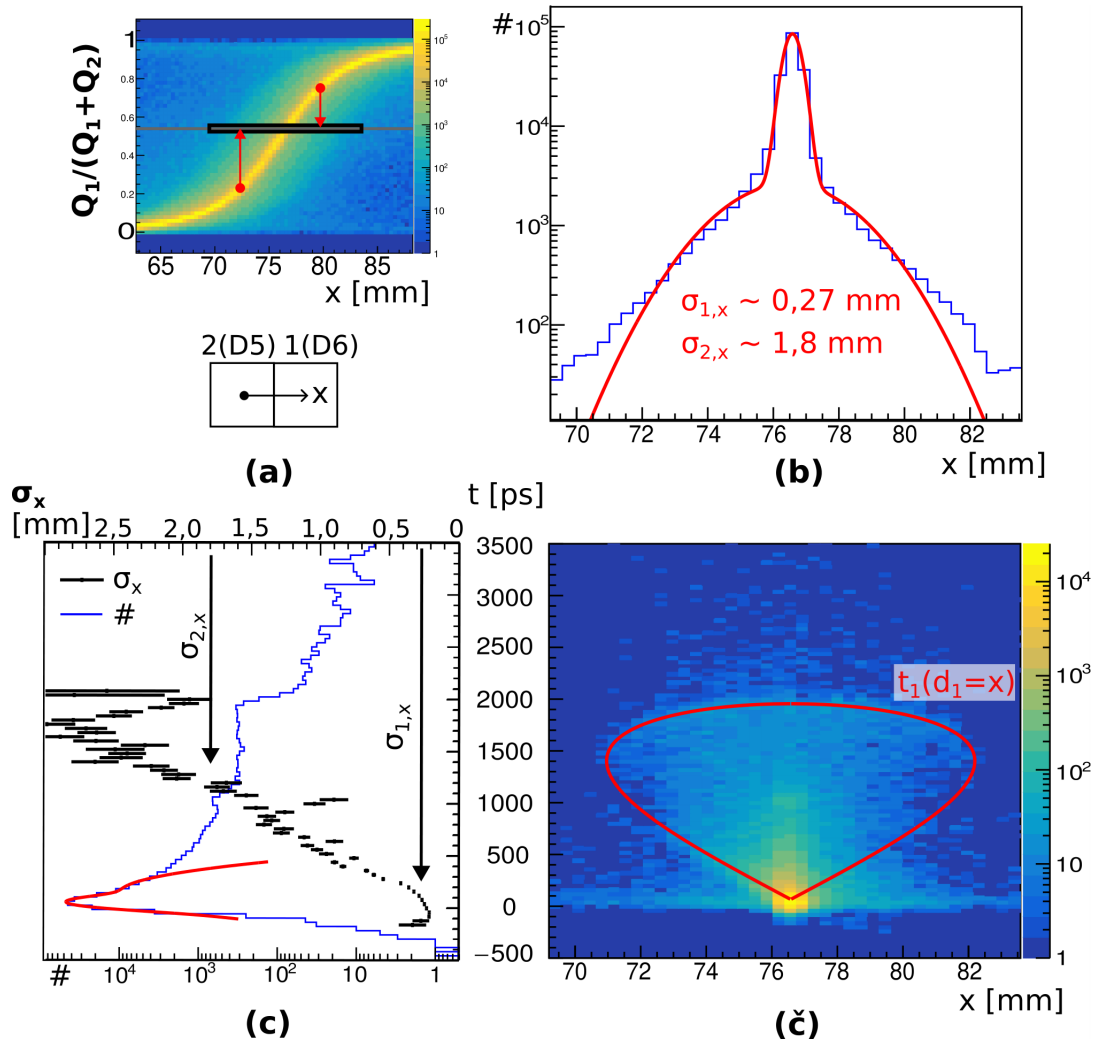
zadetki, ki na anodnem segmentu povzročijo drugačen delež naboja od glavnega trenda, posledica razlike med mestom fotoemisije in mestom začetka pomnoževanja fotoelektrona v transversalni ravnini senzorja. Delno pa so tudi posledica fotonov, ki preletijo fotokatodo in se ujamejo v senzor.

Razpršitev profila pri konstantnem deležu naboja razložimo z modelom razvoja signala. Slike 5.12a,b (LAPPD št. 109) in 5.13a,b (LAPPD št. 162) prikazujejo rezini profilov deljenja naboja med sosednjima kanaloma (kvadrat stranice 25,4 mm) pri deležu naboja, kjer je glavni trend profila najstrmejši. Ta delež znaša okoli polovico. Rezina predstavlja porazdelitev mest vpada fotona, ki so povzročili drugačen delež naboja od predvidenega, razen tistih v središču rezine. Dobro jo lahko opišemo z vsoto dveh Gaussovih krivulj z istim središčem. Glavna Gaussovka je ožja in višja od druge, k njeni širini $\sigma_{1,x}$ prispevata:

- predvsem premik fotoelektrona od mesta vpada fotona $d_0 \sim \sigma_{1,x}$ (glavni prispevek) in
- velikost laserskega snopa na površini detektorja, ki je ob pravi nastavitvi zanemarljiv ($\sigma_{laser,x} \lesssim 0,1 \text{ mm}$).

Širina druge Gaussovke $\sigma_{2,x}$ pa je predvsem posledica elastičnega sipanja fotoelektrona od mikrokanalne plošče z dosegom d_1 . Poleg tega k njej prispevajo fotoni, ki v fotokatodi ne povzročijo fotoefekta, temveč jo preletijo, se odbijejo od mikrokanalne plošče do drugega mesta na fotokatodi, kjer sprožijo signal. Prispevek neelastičnega sipanja fotoelektrona, ki je nekje med d_0 in d_1 , se porazdeli med obe Gaussovki. Vrednosti $\sigma_{1,x} \lesssim 0,3 \text{ mm}$ in $\sigma_{2,x} \gtrsim 1 \text{ mm}$ so zbrane v tabeli 5.1, kjer so primerjane z $d_{0,max}$ pri $T_0 = 1,7 \text{ eV}$ in $d_{1,max}$. Razmerja $\frac{d_{0,max}}{\sigma_{1,x}} \approx 2,7 - 2,9$ in $\frac{d_{1,max}}{\sigma_{2,x}} \approx 2,4 - 3,1$ nakazujejo pravi red velikosti. Za natančnejšo interpretacijo bi morali upoštevati porazdelitev d_0 in d_1 po krivuljah s konstantnim deležem $Q_{piksel}(x, y)/Q_{anoda}$ in neelastično sipanje. Razmerja integralov druge in prve Gaussovke $\sim 10 - 20 \%$ so nekoliko večja od deleža elastičnega sipanja okoli 10% v poglavju 5.1. To potrjuje, da se prispevek neelastičnega sipanja porazdeli med obe Gaussovki.

Nadalje se o smiselnosti modela lahko prepričamo s korelacijo med časom zaznave signala t s pozicijo laserja x ob konstantnem deležu naboja na kanalu (sliki 5.12č in 5.13č). Takojšnje signale sestavlja v prostorski koordinati ozek vrh z repi, ki so posledica sipanja fotonov znotraj senzorja. Kasnejši zadetki pa so omejeni z

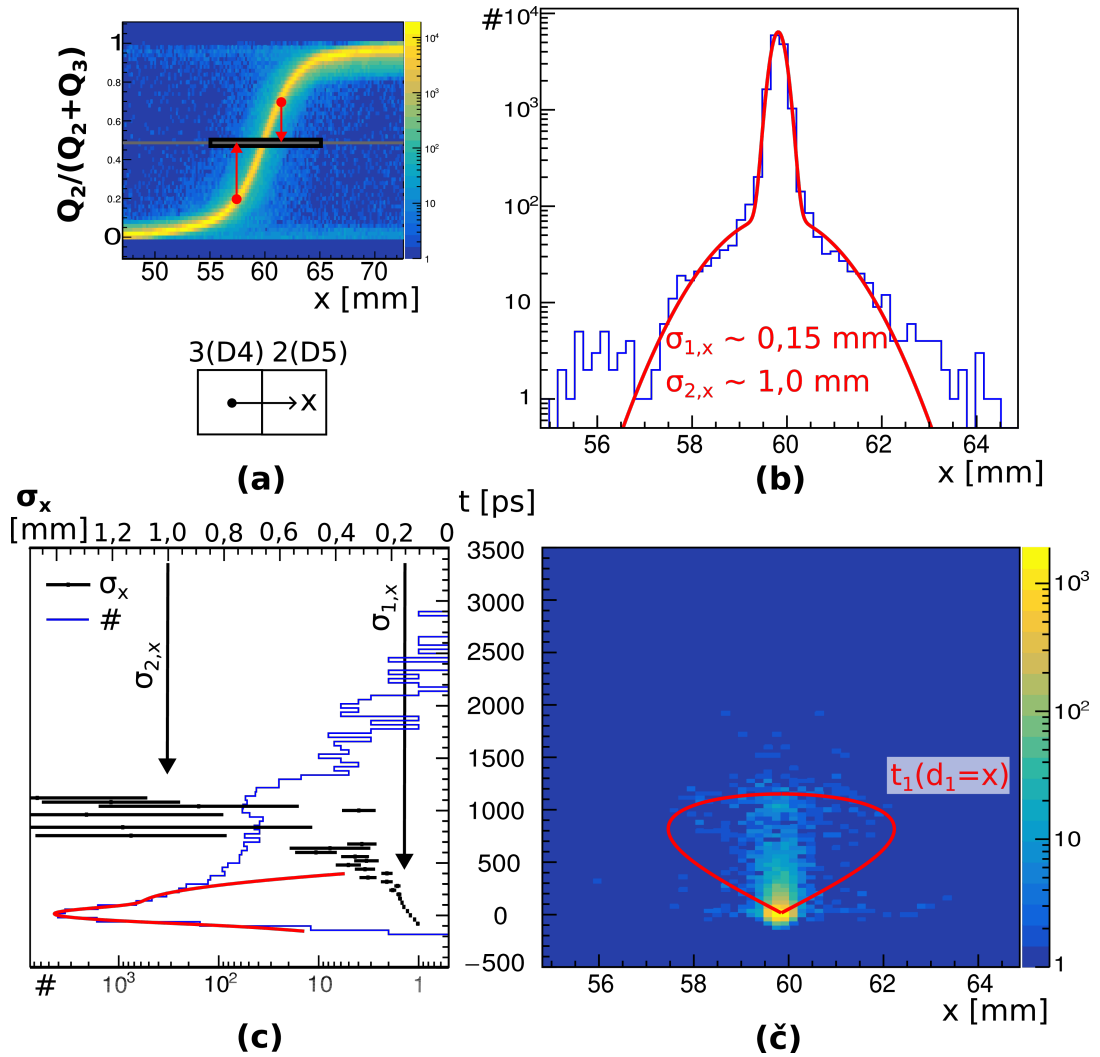


Slika 5.12: LAPPD št. 109: deljenje naboja med sosednjima kvadratnima piksloma velikosti 24,4mm (a); za signale z $\approx 0,54$ deleža naboja porazdelitev števila signalov v odvisnosti od lege laserja x (b) ter od časa t (na drugi osi je prikazana časovno odvisna širina prostorske porazdelitve $\sigma_x(t)$) (c) in korelacija med x in t signalov s tem deležem naboja (č).

napovedano ovojnico $t_1(d_1 = x)$ (4.26). Projekcijo v časovni koordinati prikazujeta sliki 5.12c in 5.13c. Zraven je narisana časovno odvisna širina prostorske porazdelitve $\sigma_x(t)$, ki se iz $\sigma_{1,x}$ prelije v $\sigma_{2,x}$ in jo pri kasnejših časih tudi preseže.

Prispevek laserja

Omenili smo, da je prispevek laserja $\sigma_{laser,x} \lesssim 0,1$ mm zanemarljiv ob pravih nastavitvah. Poleg optičnih elementov je za to potrebna tudi prava razdalja z med izhodom fotonov iz optičnega vlakna in površino senzorja. Odvisnost dominantne širine profila (LAPPD št. 162) $\sigma_{1,x}$ od razdalje z v enotah korakov translacijske mizice prikazuje slika 5.14. Kot omenjeno, sestoji iz prispevka laserja in fotoelektrona. Dovolj daleč od fokusa je širina laserskega snopa na površini senzorja sorazmerna z oddaljenostjo ravnine senzorja od optičnega gorišča $\sigma_{geo} = a(z - f)$. V fokusu pa ima laserski snop Gaussovski intenzitetni profil širine $\sigma_f = \mathcal{O}(10 \mu\text{m})$. Prispevek laserja opišemo s konvolucijo $\sigma_{laser,x}^2 = \sigma_{geo}^2 + \sigma_f^2$. Drugi prispevek je predvsem

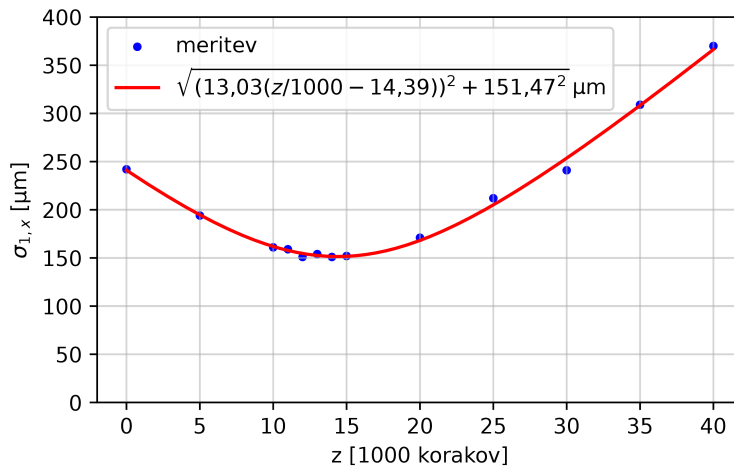


Slika 5.13: LAPPD št. 162: deljenje naboja med sosednjima kvadratnima piksloma velikosti 24,4mm (a); za signale $z \approx 0,49$ deleža naboja porazdelitev števila signalov v odvisnosti od lege laserja x (b) ter od časa t (na drugi osi je prikazana časovno odvisna širina prostorske porazdelitve $\sigma_x(t)$) (c) in korelacija med x in t signalov s tem deležem naboja (č).

let fotoelektrona od mesta fotoemisije do pomnoževalne stopnje in deloma sipanje (predvsem neelastično) od pomnoževalne stopnje, kar zapakiramo v σ_{FE} . Skupaj lahko ocenimo

$$\sigma_{1,x} = \sqrt{(a(z-f))^2 + \sigma_f^2 + \sigma_{FE}^2}. \quad (5.6)$$

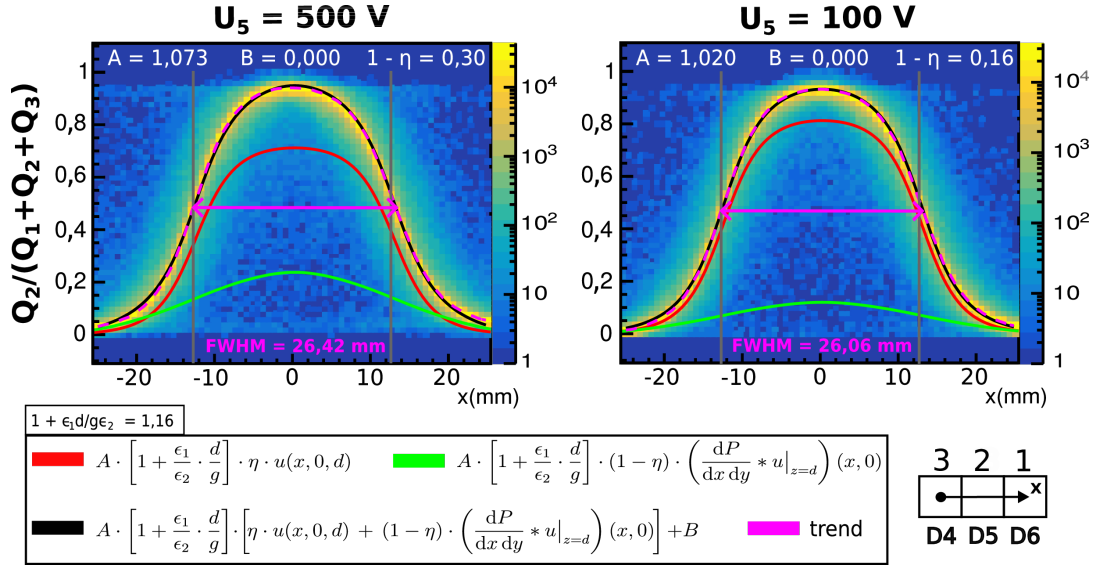
Pri razdaljah z daleč od gorišča prevladuje prispevek geometrijske optike (linearna odvisnost), v okolici gorišča pa konstantni člen $\sigma_f^2 + \sigma_{FE}^2$. Minimum odvisnosti je ravno v že znani vrednosti $\sigma_{1,x} \approx \sigma_{FE} \approx 0,15$ mm. Vidimo, da lahko ob napačni razdalji z prispevek laserja bistveno pokvari meritev.



Slika 5.14: LAPPD št. 162: Dominantna krajevna širina profila deljenja naboja $\sigma_{1,x}$ pri deležu naboja na kanalu v najstrmejši točki v odvisnosti od razdalje z med izhodom fotonov iz optičnega vlakna in površino senzorja.

5.2.3 Vpliv napetosti med pomnoževalno stopnjo in kapacitivno sklopljeno anodo

Model deljenja signala zanemara razpršitev sekundarnih elektronov na izhodu iz pomnoževalne stopnje in nadalje na poti do rezistivne anode. Namesto tega predpostavlja točkast sekundarni naboj, ki brez odmika v ravnini senzorja doseže rezistivno anodo, od tam naprej pa se ga delež sipa (tu zanemarimo neelastično sipanje). Veljavnost zanemaritve razpršitve sekundarnih elektronov lahko preverimo z meritvijo pri manjši napetosti U_5 med izhodom pomnoževalne stopnje in rezistivno anodo. Pri manjši napetosti pričakujemo večjo razpršenost naboja ob pristanku na rezistivno anodo, kar efektivno pomeni širši sipalni profil in s tem širši profil deljenja naboja med kanali. Za model LAPPD št. 109 je bila taka meritev poleg pri priporočeni napetosti $U_5 = 500$ V izmerjena še pri $U_5 = 100$ V. Deljenje naboja med sosednjimi kanali teh meritev po premici skozi njihova središča prikazuje slika 5.15. Širina *FWHM* profila znaša 26,42 mm pri $U_5 = 500$ V in 26,06 mm pri $U_5 = 100$ V. Gre za zanemarljivo razliko, ki je v sklopu napake meritve – velikost koraka znaša $\Delta x = 0,719$ mm. Pri tej natančnosti torej ni zaznati vpliva razpršitve sekundarnih elektronov. Upravičeno jo lahko zanemarimo. Omeniti je potrebno še, da se pri nižji napetosti U_5 na profil bolje prilega manjši delež sipanja sekundarnih elektronov, in



Slika 5.15: LAPPD št. 109: deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli stranice $a = 25,4$ mm pri napetosti med pomnoževalno stopnjo in rezistivno anodo $U_5 = 500$ V (levo) in $U_5 = 100$ V (desno).

sicer $1 - \eta = 16$ % namesto $1 - \eta = 30$ %. Najverjetneje gre za energijsko odvisnost profila sipanja sekundarnih elektronov.

5.2.4 Ostale kombinacije pikslov

Da je model veljaven, ga moramo potrditi tudi na ostalih konfiguracijah pikslov. Meritve so bile na LAPPD št. 109 opravljene še z anodnima konfiguracijama s slik 4.7 in 4.8. Prva sestoji iz 3 kvadratnih pikslov stranice 25,4 mm in 5 trakov velikosti 50,8 mm $\times$ 5,08 mm, druga pa iz 8 trakov velikosti 50,8 mm $\times$ 3,18 mm, postavljenih vzporedno po dolgih stranicah. Ker te meritve vključujejo mesta izven ali blizu roba območja, ki ga pokrivajo merjeni piksli, moramo model v tem primeru skalirati, brez da predpostavimo $Q_{sum} \approx Q_{anoda}$. Upoštevamo popravek zaradi necelovitega zajema signala (4.57), za omenjena primera prav tako prikazan na slikah 4.7 in 4.8, ki ga skaliramo s faktorjem A in mu dodamo ozadje B . Na merjene profile naložimo model

$$\frac{Q_{piksel,j}}{Q_{sum}}(x, y, d) = A \cdot \frac{\eta \cdot u_j(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dxdy} * u_j \Big|_{z=d} \right) (x, y)}{\sum_{i=1}^K \left[\eta \cdot u_i(x, y, d) + (1 - \eta) \cdot \left(\frac{dP}{dxdy} * u_i \Big|_{z=d} \right) (x, y) \right]} + B \quad (5.7)$$

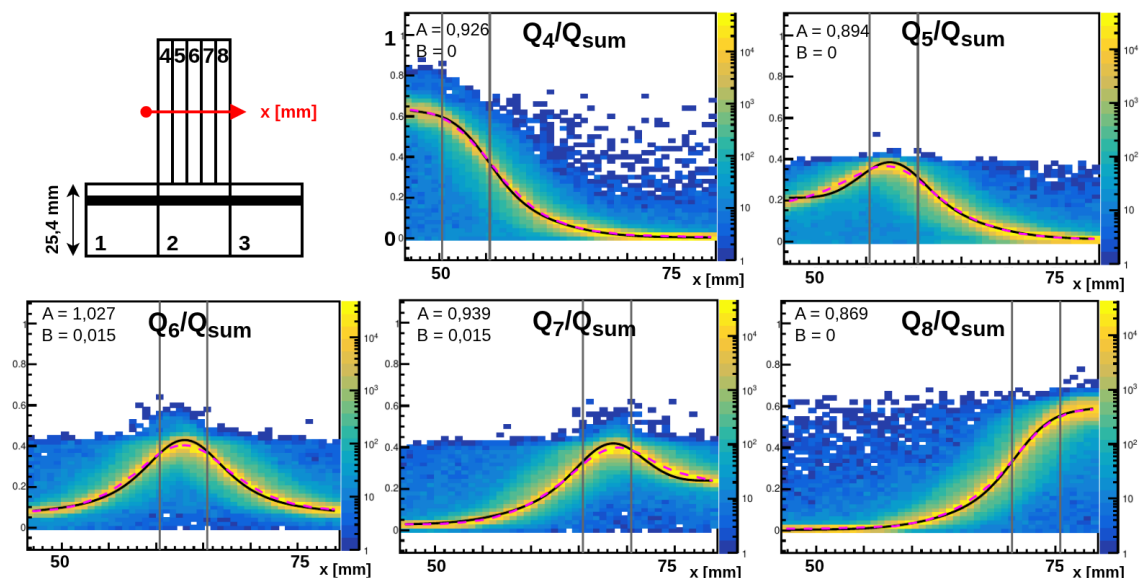
s parametrom $1 - \eta = 35$ %. Slika 5.16 prikazuje deljenje naboja trakov širine 5,08 mm po premici skozi središča vzdolž kratke stranice.² Več skaliranja ($A \sim 90$ %) je potrebno na obrobnejših kanalih, ker je tam meritev manj zanesljiva. Izmerjen naboj kanalov Q_{sum} je reda velikosti odstotka sekundarnega naboja, še manjši pa je naboj, influenciran na posameznem traku. Kombinacija numerične natančnosti in predvsem natančnosti meritve, na katero pri tako majhnih vrednostih že močno vplivajo nastavitve osnovnih nivojev signala, povzroči to neskladje v kombinaciji

²Pri tej meritvi so bile vrednosti napajanja nekoliko drugačne od navedenih v razdelku 3.2.1, in sicer $U_1 = 70$ V, $U_2 = U_4 = 800$ V in $U_5 = 400$ V.

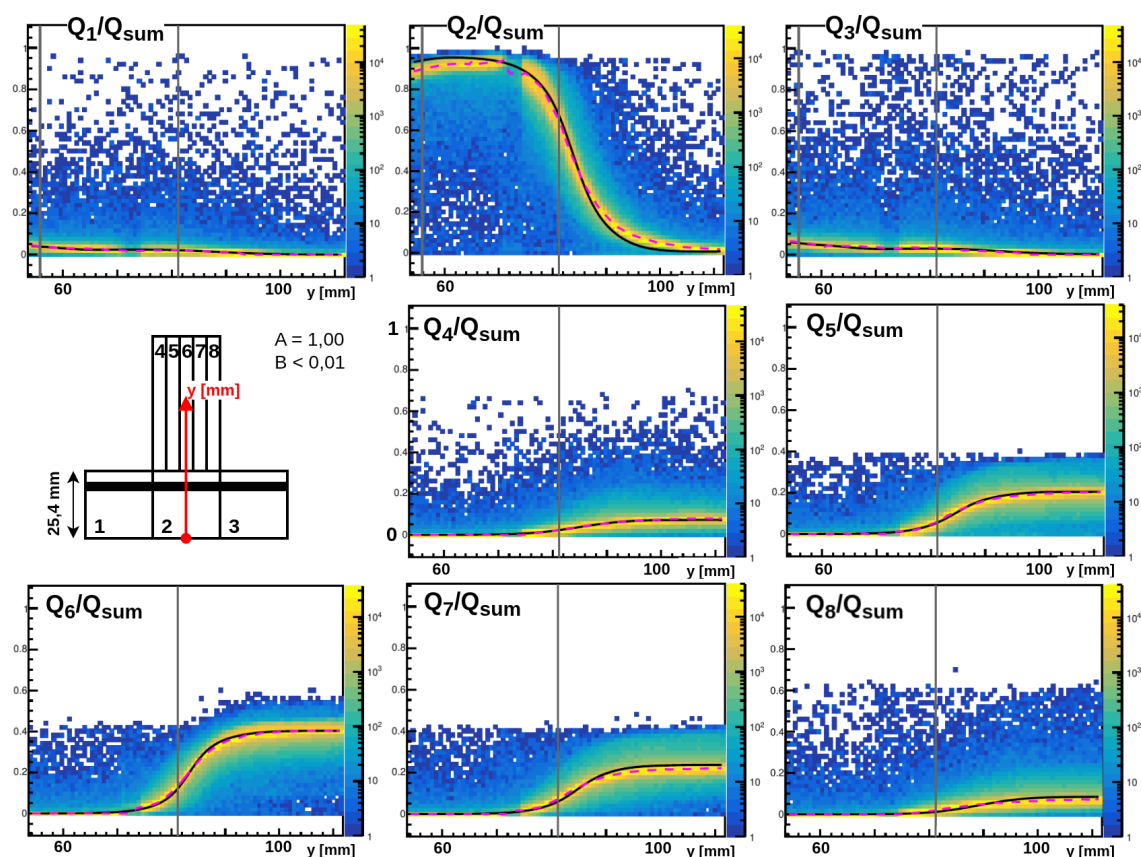
z negotovostjo modelskih parametrov. Kljub temu se oblike napovedi modela in merjeni deleži nabojev dobro ujemajo.

Slika 5.17 prikazuje deljenje naboja trakov velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ in kvadratov stranice $25,4 \text{ mm}$ po premici skozi središče srednjega kvadrata (kanal 2) in srednjega traku (kanal 6) vzporedno z dolgo stranico traku. Pravokotno na smer premikanja laserskega snopa je po kanalu 2 postavljena podpora. Na mestu podpore je na vseh kanalih opaziti pomanjkanje signala, ker tam fotoelektron ne doseže pomnoževalne stopnje. Napovedani profili pa se dobro ujemajo z meritvami, skaliranje skorajda ni potrebno. Največ signala pobereta kanala 2 in 6, čez katera poteka meritev.

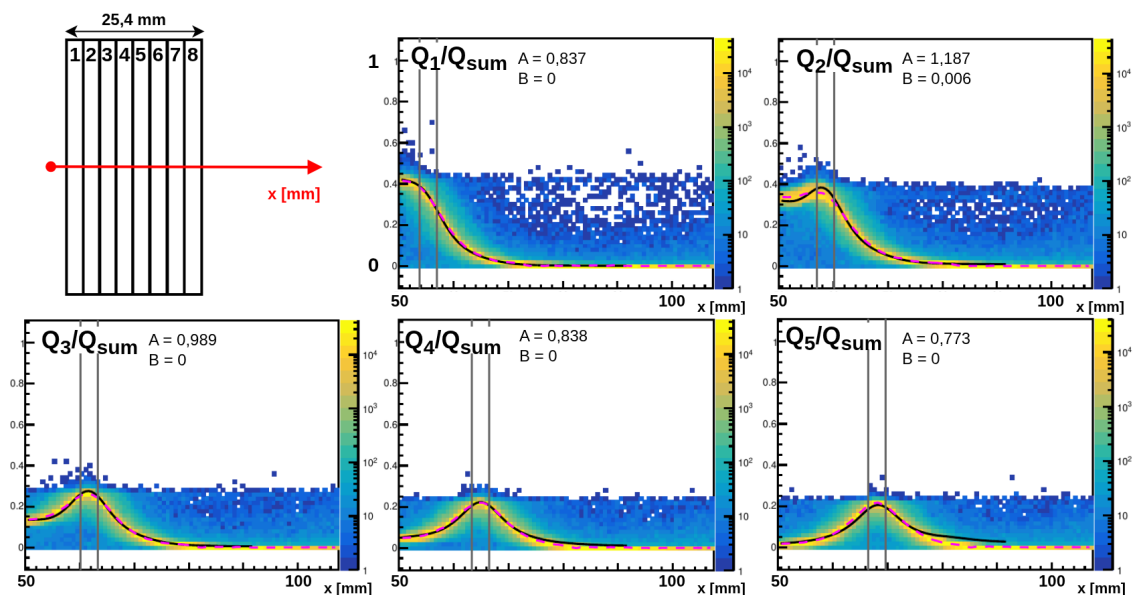
Slika 5.18 prikazuje deljenje naboja trakov širine $3,18 \text{ mm}$ po premici skozi središča vzdolž kratke stranice. Ujemanje z napovedmi je nekoliko slabše kot pri $5,08 \text{ mm}$ trakovih. Potrebna je več skaliranja $A \approx 80 - 120 \%$. Desni kanali (6, 7 in 8) niso prikazani, ker je meritev tam pokvarjena. Njihovi profili niso simetrični z istoležnimi na levi strani, osmi kanal pa prevzame bistveno preveč signala. Trditev o pokvarjeni meritvi sledi iz zahteve po simetriji.



Slika 5.16: LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi širine $5,08 \text{ mm}$ po premici skozi središča vzdolž kratke stranice in primerjava z napovedanimi profili po enačbi (5.7).



Slika 5.17: LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi velikosti $50,8 \text{ mm} \times 5,08 \text{ mm}$ in kvadratnimi piksi velikosti $25,4 \text{ mm}$ po premici središče srednjega kvadrata (kanal 2) in srednjega traku (kanal 6) vzporedno z dolgo stranjo traku. Pravokotno na smer laserja je po kanalu 2 postavljena podpora. Merjeni profili so primerjani z napovedanimi po enačbi (5.7).



Slika 5.18: LAPPD št. 109: merjeni profil deljenja naboja med trakovi širine 3,18 mm po premici skozi središča vzdolž kratke stranice in primerjava z napovedanimi profili po enačbi (5.7).

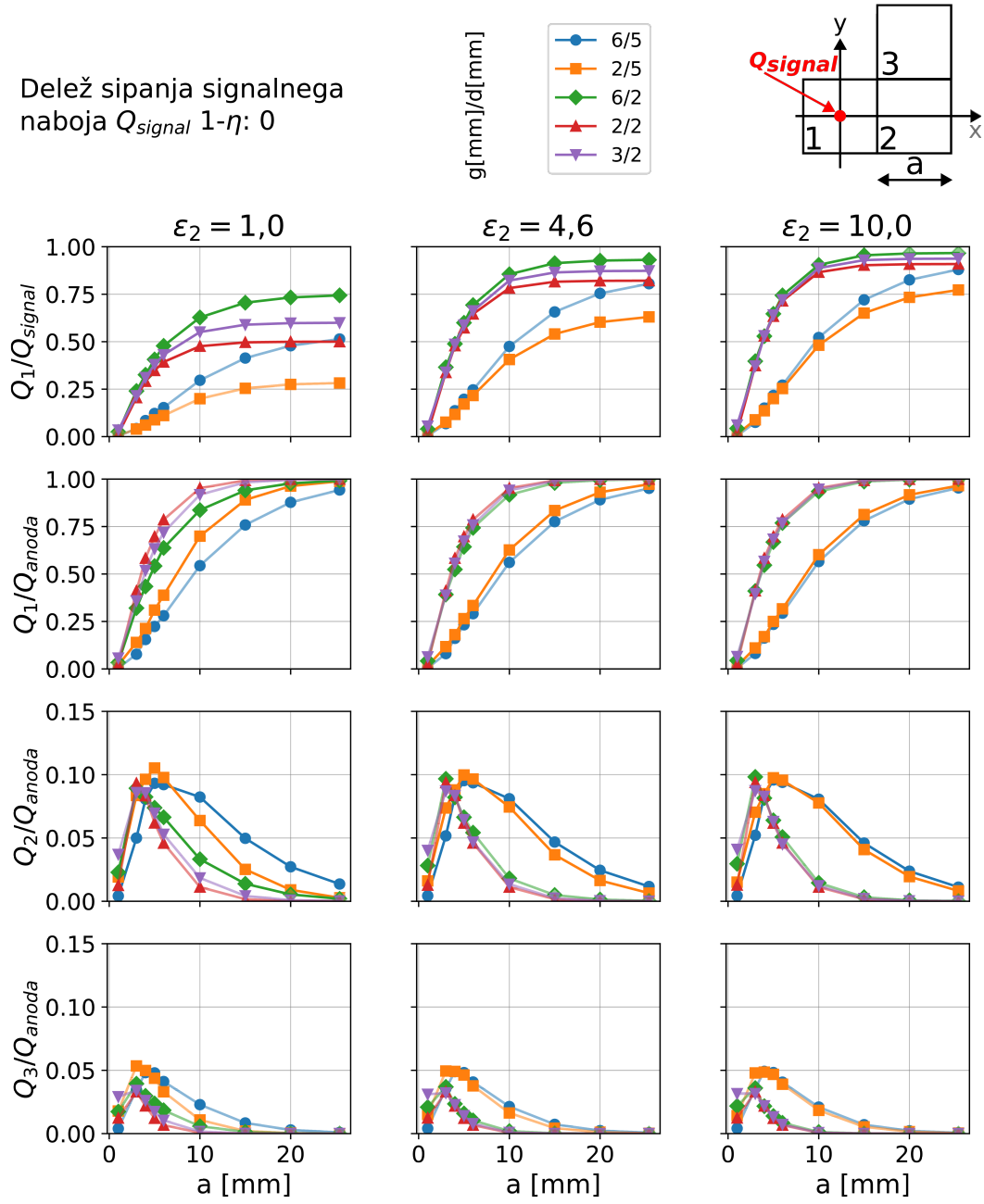
6. Vpliv geometrije na signal

Zelo dobro ujemanje modela (4.55) z meritvami omogoča napoved deljenja signala za poljubno izvedbo LAPPD in konfiguracijo anode. V nadaljevanju so predstavljeni izračuni deljenja signala v odvisnosti od velikosti kvadratnega piksla s stranico a pri različnih kombinacijah parametrov g (razdalja med pomnoževalno stopnjo in rezistivno anodo), d (razdalja med rezistivno anodo in kapacitivno sklopljeno anodo) in ϵ_2 (dielektričnost vmesnega materiala). Izbrane vrednosti so $g[\text{mm}]/d[\text{mm}] = 6/5, 2/5, 6/2, 2/2, 3/2$ in $\epsilon_2 = 1, 4, 6, 10$. Obravnavamo deljenje naboja med sosednjimi kanali do velikosti $a = 25,4$ mm v primeru, ko signalni naboj $q_{\text{signal}} = Q_{\text{signal}}$ prispe do rezistivne anode nad središčem piksla, od tam naprej pa se ga delež $1 - \eta$ elastično siplje. Na slikah 6.1, 6.2 in 6.3 je predstavljen delež influenciranega naboja na tem osrednjem pikslu (kanal 1 na slikah) glede na celoten signalni naboj Q_1/Q_{signal} , delež na istem kanalu glede na naboj, influenciran na celotni anodi Q_1/Q_{anoda} , delež naboja na sosednjem kanalu 2 glede na anodo Q_2/Q_{anoda} ter delež diagonalnega kanala 3 glede na anodo Q_3/Q_{anoda} .

Slika 6.1 prikazuje naštetе količine v primeru brez sipanja $1 - \eta = 0$, ki ustreza senzorju v magnetnem polju v smeri normale na površino senzorja. Kot je navedeno v poglavju 2, je uporaba v takih pogojih pogosta. Absolutni delež signala osrednjega kanala Q_1/Q_{signal} se večja z velikostjo piksla in dielektričnostjo. Sicer pa najmanjši absolutni delež na osrednjem kanalu pripada konfiguraciji $2/5$, ki ji sledijo $6/5, 2/2, 3/2, 6/2$. Krajši kot je d , bližje je Q_{signal} kapacitivno sklopljeni anodi in s tem več influencira. Daljši kot je g , manj Q_{signal} influencira na zgornji elektrodi. Podoben trend opazimo pri relativnih deležih osrednjega kanala Q_1/Q_{anoda} , s tem da je pri $a = 25,4$ mm piksel dovolj velik, da pobere skoraj stototni delež signala glede na anodo. Poleg tega je razslojenost v odvisnosti od a drugačna. Pri dovolj veliki dielektričnosti $\epsilon_2 = 4, 6$ in 10 glavno vlogo igra razdalja d , medtem ko g skorajda ne vpliva na odvisnost. Ravno tako je razdalja d glavni prediktor relativnih deležev sosednjega Q_2/Q_{anoda} in diagonalnega kanala Q_3/Q_{anoda} . Odvisnosti imajo vrh pri velikosti $a \approx 3-6$ mm, in sicer sosednji kanal okoli 10 %, diagonalni pa okoli 4–5 %. Če so piksli manjši, so deleži vseh majhni, če pa so preveliki, ves signal zazna osrednji. Pri večjem g je deljenja sicer za kak odstotek več.

Upoštevajoč sipanje se trendi nekoliko spremenijo. Slika 6.2 prikazuje deljenje naboja v odvisnosti od velikosti pikslov a v mejnem primeru $1 - \eta = 100$ %. Doseg sipanja znaša po modelu $d_{1,\text{max}} \approx 2g$. Absolutni delež signala osrednjega kanala je zaradi sipanja manjši, pri relativnem deležu osrednjega kanala pa se zmanjšanje najbolj pozna pri večjem g in majhnem d . Delež sosednjega in diagonalnega kanala se s sipanjem v maksimumu ne spremenita (~ 10 % in ~ 5 %), spremeni pa se velikost piksla, pri katerem je vrh dosežen. Ta znaša približno doseg sipanja, in sicer $a \sim 2g$ za sosednji in nekoliko manj $a \lesssim 2g$ za diagonalni kanal.

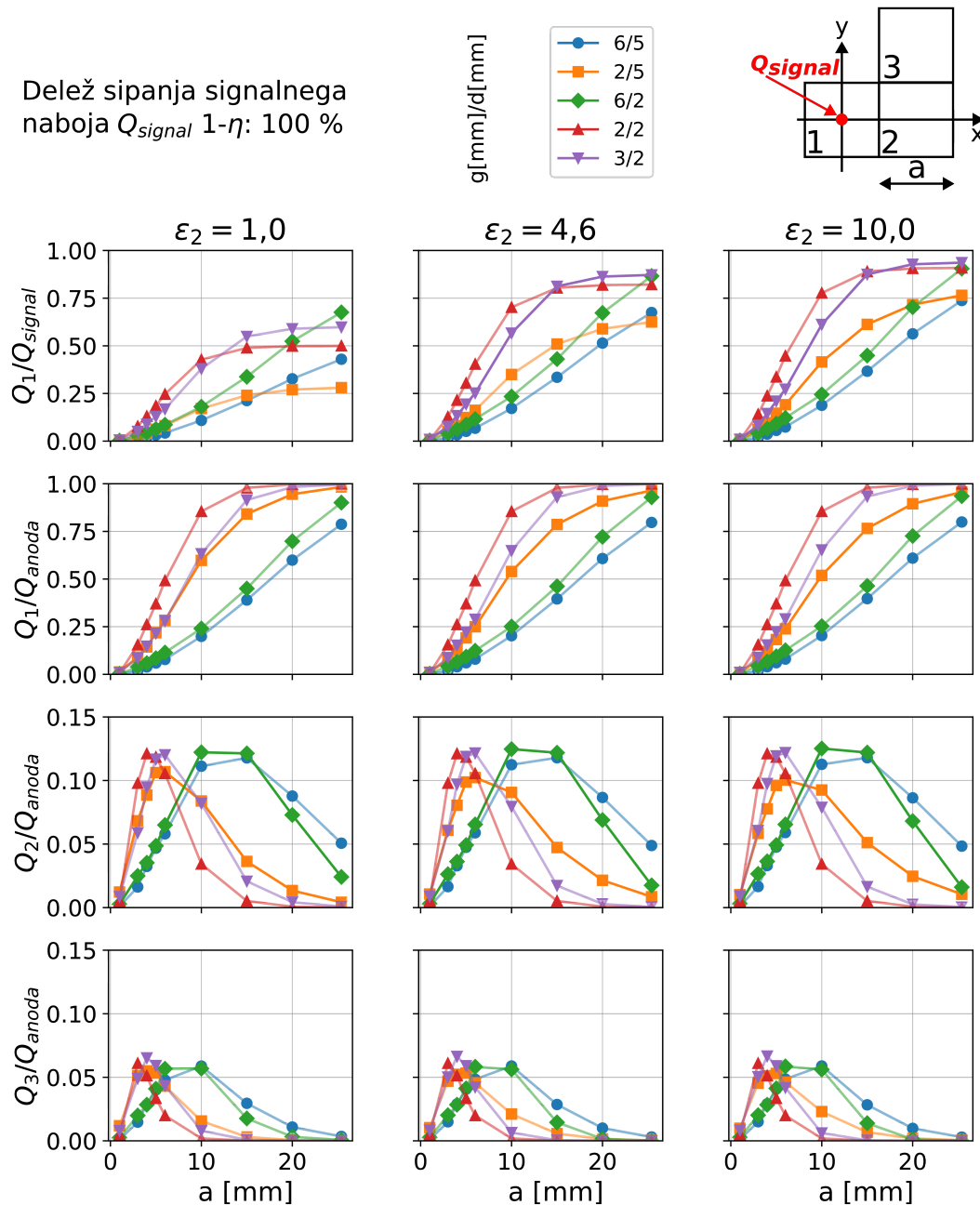
Predstavljena sta bila prispevka sipanega in nesipanega naboja. V realnosti



Slika 6.1: Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od stranice piksla a pri različnih geometrijah g/d in dielektričnosti kapacitivno sklopljenega dela ϵ_2 brez sipanja pomnoženih elektronov ($1 - \eta = 0$).

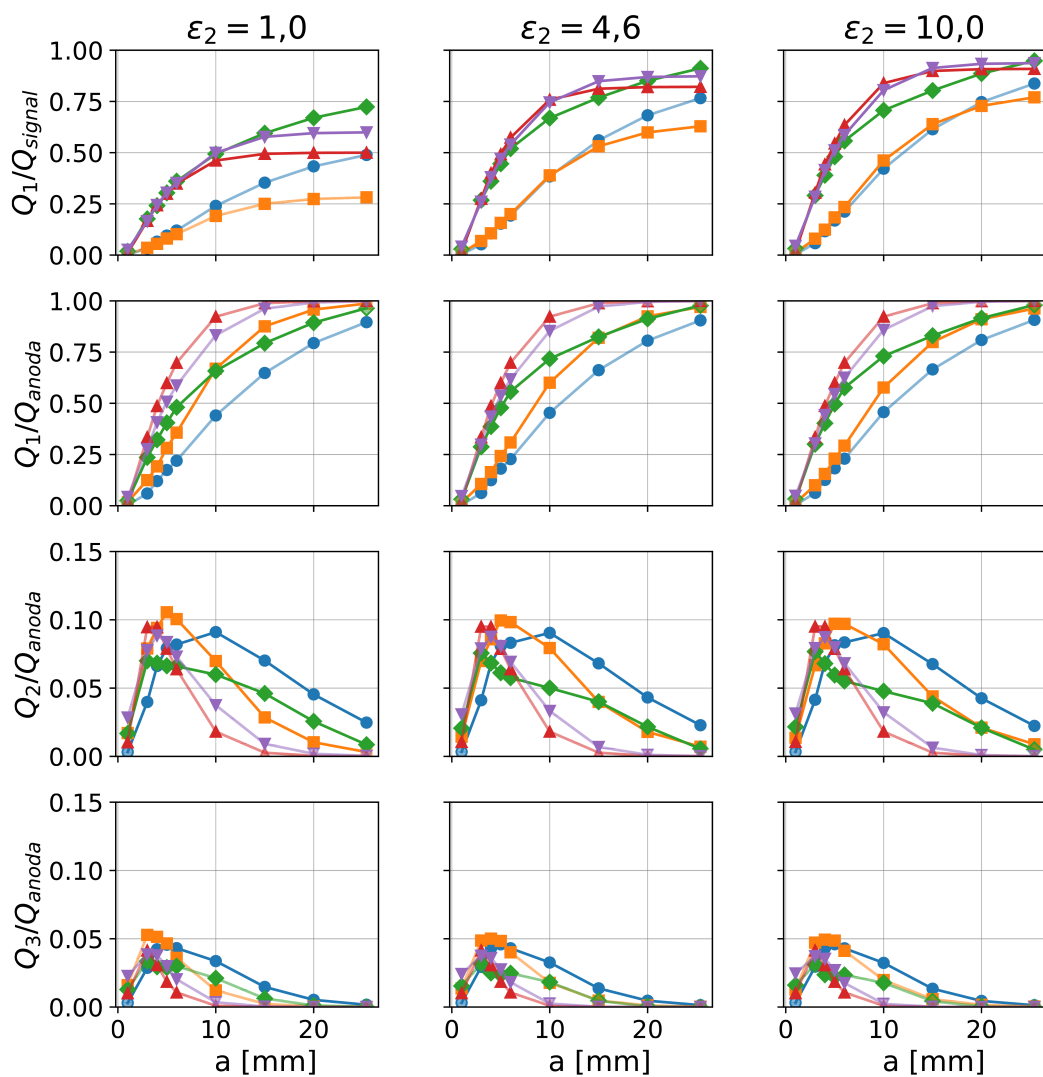
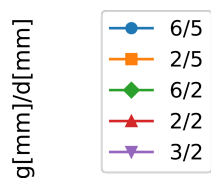
pričakujemo kombinacijo obojega. Pokazali smo, da znaša delež sipanja $1 - \eta \sim 30\%$. Slika 6.3 prikazuje napovedi s tem parametrom. Kot že omenjeno, sipanje najbolj poveča deljenje naboja na geometriji z večjim razmerjem g/d .

Delež sipanja signalnega
naboja Q_{signal} $1-\eta$: 100 %



Slika 6.2: Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od stranice piksla a pri različnih geometrijah g/d in dielektričnosti kapacitivno sklopljenega dela ϵ_2 v primeru, če bi se vsi sekundarni elektroni sipali od rezistivne anode ($1 - \eta = 100\%$).

Delež sipanja signalnega
naboja Q_{signal} $1-\eta$: 30 %



Slika 6.3: Deljenje naboja med sosednjimi kvadratnimi piksli v odvisnosti od stranice piksla a pri različnih geometrijah g/d in dielektričnosti kapacitivno sklopljenega dela ϵ_2 v primeru $1 - \eta = 30\%$ sipanja sekundarnih elektronov.

7. Diskusija in zaključek

Pokazali smo, da lahko s preprostimi kinematičnimi relacijami ocenimo intrinzično prostorsko in časovno ločljivost LAPPD. Dominantni prispevek k submilimetrski intrinzični prostorski resoluciji je domet fotoelektrona na poti od fotokatode do pomnoževalne stopnje d_0 , ki je sorazmeren z razdaljo od fotokatode do pomnoževalne stopnje l in obratno sorazmeren s korenom napetosti med njima U_1 . Delež fotoelektronov se sipa od mikrokanalne plošče, kar pomeni dodaten prispevek. Posredno smo izmerili delež sipanja $\sim 30\%$, od tega približno dve tretjini neelastično in tretjina elastično. Doseg elastičnega sipanja znaša približno $2l$, kar že presega milimeter. K intrinzični časovni resoluciji pa prispeva razpršenost časa prehoda fotoelektrona, ki je sorazmerna z l in obratno sorazmerna z U_1 . Drugi, od U_1 neodvisni prispevek, pa pripisujemo fluktuaciji pomnoževalnega procesa. Elastično sipanje povzroči tudi dolg rep v časovni porazdelitvi signalov, ki je prav tako sorazmeren z l . Razdalja l torej pomembno vpliva na prostorsko in časovno ločljivost LAPPD. Ugotovitve so v skladu z že znanimi dejstvi v [9, 10] in jih dopolnjujejo.

Razvili smo delujoč model nastanka signala v LAPPD, s katerim lahko napovemo porazdelitev signala med anodnimi segmenti. Model upošteva geometrijo senzorja (razdalji izstopna stran pomnoževalne stopnje–rezistivna anoda g in rezistivna anoda–kapacitivno sklopljena anoda d), dielektričnost materiala med rezistivno anodo in kapacitivno sklopljeno anodo ϵ_2 ter segmentacijo kapacitivno sklopljene anode. S tem je omogočeno optimizirano načrtovanje izdelave LAPPD za različne potrebe. Ugotovitve lahko povzamemo v tri točke.

- Celoten influenciran signal raste z ϵ_2 in z razmerjem g/d po enačbi (4.46), kar želimo seveda maksimizirati.
- Parametri g , d in ϵ_2 vplivajo na obliko utežnega potenciala, ki določa razporeditev influenciranega naboja. Deljenje naboja dodatno poveča sipanje sekundarnih elektronov z dosegom $2g$. Sipa se $1 - \eta \sim 30 - 35\%$ sekundarnih elektronov pri priporočeni napajalni napetosti.
- Tudi velikost anodnih segmentov vpliva na deljenje naboja: več ga je pri manjših pikslih.

Vredno je omeniti, da v primeru necelovitega zajema signala (uporabljeno le manjše število anodnih segmentov), kot se v eksperimentih dogaja, model iz meritev influenciranih nabojev na posameznih segmentih omogoča izračun celotnega influenciranega naboja na anodi.

Nadalje v magnetnem polju pravokotnem na površino LAPPD pričakujemo izboljšanje tako intrinzične prostorske ločljivosti kot manj deljenja naboja [26]. Doseg izbitega fotoelektrona se pri gostoti 1 T zmanjša na nekaj μm , prav tako doseg sipanih fotoelektronov in sipanih sekundarnih elektronov. Slednje v našem modelu efektivno pomeni ničelni delež sipanja sekundarnih elektronov $1 - \eta = 0$.

Rezultati naloge se med drugim navezujejo na potencialno uporabo LAPPD v slikanju obročev Čerenkova in v pozitronski emisijski tomografiji. Vključitev v simulacije celotnih omenjenih detektorskih sistemov presega okvir magistrskega dela, kljub temu pa lahko nekaj o tovrstni uporabi LAPPD že nakažemo. Pri slikanju obročev Čerenkova je pomembna prostorska ločljivost mesta vpada posameznega fotona. Kapacitivna sklopitev anode, kot rečeno, lahko izboljša prostorsko ločljivost z uteževanjem signala med piksli v primerjavi z neposredno sklopljeno anodo. Pomembno je, da lahko ločimo, katere piksle pripisati posameznemu zadetku. Takšne metode že obstajajo in se proučujejo kot možnost pri nadgradnji ARICH v eksperimentu Belle II [36]. V primeru velike gostote zadetkov, kot jo pričakujemo v nadgradnji LHCb RICH [2], pa so poleg časovne resolucije pod 100 ps potrebni majhni milimetrski piksli. To pomeni, da posamičen zaznani foton sproži pulze na velikem številu anodnih segmentov. Zato bi potrebovali razvoj ustrezne elektronike in metod za rekonstrukcijo prekrivajočih se skupin zadetih pikslov, ki bi omogočile uporabo LAPPD v tem detektorskem sistemu. Gostota zadetkov pa tako kot v ARICH ne predstavlja omejitve v pozitronski emisijski tomografiji [5].

V sklopu nadaljnjih raziskav bi lahko preučili delovanje LAPPD pri še več različnih segmentacijah anode, delovanje pri različnih valovnih dolžinah vpadnih fotonov, in pa izvor prehodnega območja v časovni porazdelitvi signalov iz dominantnega vrha v ploščati rep, ki ga pripisujemo neelastičnemu sipanju fotoelektronov. Prav tako je treba raziskati izvor zakasnitve signalov, ki so posledica zadetkov izven območja dotičnega anodnega segmenta. Smiselno bi bilo izvesti tudi meritve v magnetnem polju in preveriti delovanje modela v teh pogojih. Nazadnje, čeprav nas že dosedanje poenostavitve privedejo do dobrih rezultatov, bi lahko izpopolnili model: vključili večkratno sipanje fotoelektronov in sekundarnih elektronov, teoretsko globlje raziskali mehanizme sipanja v okviru spektroskopije z nizkoenergijskimi elektroni, in raziskali fotoemisivne lastnosti fotokatod v LAPPD. Že brez naštetih dopolnitev predstavljajo rezultati tega dela dober okvir za napovedovanje obnašanja fotopomnoževalk z mikrokanalnimi ploščami.

8. Literatura

- [1] ECFA Detector R&D Roadmap Process Group, *The 2021 ECFA detector research and development roadmap* (CERN, Ženeva, 2021).
- [2] LHCb Collaboration, *Framework TDR for the LHCb Upgrade II: Opportunities in flavour physics, and beyond, in the HL-LHC era*, (2021), <https://cds.cern.ch/record/2776420> [Ogled 2. 12. 2025].
- [3] L. Aggarwal *et al.*, *Snowmass White Paper: Belle II physics reach and plans for the next decade and beyond* (2022), arXiv:2207.06307 [hep-ex] .
- [4] P. Lecoq *et al.*, *Roadmap toward the 10 ps time-of-flight PET challenge*, Physics in Medicine & Biology **65**, 21RM01 (2020).
- [5] G. Razdevšek *et al.*, *Multipanel Limited Angle PET System With 50 ps FWHM Coincidence Time Resolution: A Simulation Study*, IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences **PP**, 1 (2021).
- [6] A. Tremsin, J. Vallergera in O. Siegmund, *Overview of spatial and timing resolution of event counting detectors with Microchannel Plates*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **949**, 162768 (2020).
- [7] B. W. Adams *et al.*, *Timing characteristics of Large Area Picosecond Photodetectors*, Nucl. Instrum. Meth. A **795**, 1 (2015).
- [8] R. Dolenec, A. Lozar, S. Korpar, P. Križan, R. Pestotnik in A. Seljak, *Experimental results using large area picosecond photo-detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1069**, 169864 (2024).
- [9] S. Korpar *et al.*, *Timing and cross-talk properties of BURLE multi-channel MCP PMTs*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **595**, 169 (2008), RICH 2007.
- [10] S. Korpar *et al.*, *Timing and Cross-Talk Properties of BURLE/Photonis Multi-Channel MCP PMTs*, 2008 IEEE Nuclear Science Symposium Conference Record , 2471–2474 (2008).
- [11] C. Grupen in I. Buvat, ur., *Handbook of Particle Detection and Imaging* (Springer, Berlin, Nemčija, 2012) str. 132–137, 297–310, 453–471.

- [12] P. Križan in S. Korpar, *Photodetectors in Particle Physics Experiments*, Annual Review of Nuclear and Particle Science **63**, 329 (2013).
- [13] P. Križan, *Novel photon detectors*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1065**, 169482 (2024).
- [14] Hamamatsu, *PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications FOURTH EDITION*, https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/PMT_handbook_v4E.pdf [Ogled 13. 10. 2025].
- [15] K. Matsuoka *et al.*, *Extension of the MCP-PMT lifetime*, https://indico.cern.ch/event/393078/contributions/2195231/attachments/1332045/2002282/RICH2016_matsuoka.pdf [Ogled 13. 10. 2025].
- [16] K. Matsuoka *et al.*, *Extension of the MCP-PMT lifetime*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **876**, 93 (2017), the 9th international workshop on Ring Imaging Cherenkov Detectors (RICH2016).
- [17] A. S. Tremsin *et al.*, *High resolution photon counting with MCP-timepix quad parallel readout operating at > 1 KHz frame rates*, IEEE Transactions on Nuclear Science **60**, 578 – 585 (2013).
- [18] M. R. Foley *et al.*, *Development of Gen II LAPPDTM (Large Area Picosecond Photo Detector) Systems for Nuclear Physics* (2019), 2019 Nuclear Physics SBIR/STTR Exchange Meeting Gaithersburg, https://www.ornl.gov/sbirsttr2019/presentations/tuesday/Foley_Gen_II_LAPPD_DOE_NP_Exchange_Meeting_Final.pdf [Ogled 8. 11. 2025].
- [19] Incom, *LAPPDTM LARGE AREA PICOSECOND PHOTO-DETECTOR*, <https://incomusa.com/wp-content/uploads/LAPPD-Product-Sheet-08-19.pdf> [Ogled 11. 5. 2025].
- [20] E. Angelico *et al.*, *The ‘Gen-II’ LAPPDTM: Large-Area Ceramic-Body Planar MCP-based Photo-Detectors*, 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors (27. 5. 2028–2. 6. 2018), https://agenda.infn.it/event/17834/contributions/83546/attachments/60390/71477/382-Poster-elagin-AElagin-PisaMeeting-Gen-II_v2.pdf [Ogled 23. 10. 2025].
- [21] A. Lyashenko *et al.*, *Performance of Large Area Picosecond Photo-Detectors (LAPPDTM)*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **958**, 162834 (2020), proceedings of the Vienna Conference on Instrumentation 2019.
- [22] M. R. Foley *et al.*, *Development of Gen-II (Capacitively Coupled) LAPPDTM Systems For Nuclear Physics Experiments*, https://science.osti.gov/-/media/np/pdf/sbir-sttr/SBIR-STTR-2020/Foley_Development_of_LAPPDs_for_DOE_NP_SBIR-STTR_Exchange_2020.pdf [Ogled 8. 11. 2025].

-
- [23] M. J. Minot *et al.*, *Pilot production commercialization of LAPPDTM*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **787**, 78 (2015), New Developments in Photodetection NDIP14.
 - [24] M. J. Minot *et al.*, *Large Area Picosecond Photodetector (LAPPDTM) - Pilot production and development status*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **936**, 527 (2019), Frontier Detectors for Frontier Physics: 14th Pisa Meeting on Advanced Detectors.
 - [25] C. Ertley *et al.*, *Performance studies of atomic layer deposited microchannel plate electron multipliers*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **912**, 75 (2018), New Developments In Photodetection 2017.
 - [26] J. Agarwala *et al.*, *Performance of an LAPPD in magnetic fields*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1072**, 170122 (2025).
 - [27] F. Oliva, *Large Area Picosecond Photodetector for the Upgrade II of the LHCb RICH*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1057**, 168658 (2023).
 - [28] G. Razdevšek, *Image quality in Cherenkov positron emission tomography*, Doktorska disertacija (2023).
 - [29] G. Razdevšek *et al.*, *Exploring the Potential of a Cherenkov TOF PET Scanner: A Simulation Study*, IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences **7**, 52 (2023).
 - [30] P. Lecoq in S. Gundacker, *SiPM applications in positron emission tomography: toward ultimate PET time-of-flight resolution*, Eur. Phys. J. Plus **136**, 292 (2021).
 - [31] Peter Križan, *Instrumentation for advances in PET medical imaging*, <https://www-f9.ijs.si/~krizan/talks/hawaii150224-krizan.pdf> [Ogled 4. 11. 2025].
 - [32] M. Orehar *et al.*, *Design Optimisation of a Flat-Panel, Limited-Angle TOF-PET Scanner: A Simulation Study*, Diagnostics **14**, 10.3390/diagnostics14171976 (2024).
 - [33] *CherPET: Cherenkov light in medical imaging*, <https://faime.ijs.si/2024/01/07/cherpet-cherenkov-light-in-medical-imaging/> [Ogled 4. 11. 2025].
 - [34] Siemens Healthcare d.o.o., *Biograph PET/CT family scanners*, <https://www.siemens-healthineers.com/si/molecular-imaging/pet-ct> [Ogled 4. 11. 2025].

- [35] K. Uno, *Operation and performance of the Belle II Aerogel RICH detector*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1056**, 168635 (2023).
- [36] H. Aihara *et al.*, *The Belle II Detector Upgrades Framework Conceptual Design Report* (2024), arXiv:2406.19421 [hep-ex] .
- [37] S. Kurokawa *et al.*, *Development and performance evaluation of readout systems for Belle II ARICH upgrade*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **1080**, 170695 (2025).
- [38] Large Hadron Collider beauty experiment, *RICH detectors*, <https://lhcb-outreach.web.cern.ch/detector/rich-detectors/> [Ogled 5. 11. 2025].
- [39] M. Adinolfi *et al.*, *Performance of the LHCb RICH detector at the LHC*, The European Physical Journal C **73**, 10.1140/epjc/s10052-013-2431-9 (2013).
- [40] A. Kodrič, *Position-Dependent Time Resolution of LHCb RICH Photosensors* (2025), <https://repository.cern/records/h08ws-13m73> [Ogled 4. 11. 2025].
- [41] LHCb collaboration, *Technology developments for LHCb Upgrade II* (2025), arXiv:2504.03088 [hep-ex] .
- [42] S. Korpar, *Laboratorijski zapiski* (2008-2025), Institut "Jožef Stefan", neobjavljeno.
- [43] W. Spicer, *The production of pairs in semiconductors by low energy electrons*, Journal of Physics and Chemistry of Solids **22**, 365 (1961).
- [44] S. Rozhkov *et al.*, *Na₂KSb/Cs_xSb interface engineering for high-efficiency photocathodes*, Phys. Rev. Appl. **22**, 024008 (2024).
- [45] S. O. Flyckt in C. Marmonier, *Photomultiplier tubes: principles and applications* (Photonis, Brive, Francija, 2002) str. 1.1–1.36.
- [46] J. Ladislav Wiza, *Microchannel plate detectors*, Nuclear Instruments and Methods **162**, 587 (1979).
- [47] A. Shymanska, *Spatial Resolution of Infrared Imaging Systems*, International Journal of Applied Physics and Mathematics **6**, 207 (2016).
- [48] G. D. Archard, *Back Scattering of Electrons*, Journal of Applied Physics **32**, 1505 (1961).
- [49] J. Lapington, *The effects of secondary electron emission on the operation of position sensitive anodes*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment **392**, 336 (1997), position-Sensitive Detectors Conference 1996.
- [50] W. Shockley, *Currents to Conductors Induced by a Moving Point Charge*, Journal of Applied Physics **9**, 635 (1938).

-
- [51] S. Ramo, *Currents Induced by Electron Motion*, Proceedings of the IRE **27**, 584 (1939).
 - [52] H. Kim *et al.*, *An extended proof of the Ramo-Shockley theorem*, Solid-State Electronics **34**, 1251 (1991).
 - [53] W. Riegler, *Electric fields, weighting fields, signals and charge diffusion in detectors including resistive materials*, Journal of Instrumentation **11** (11), P11002–P11002.

Dodatek A

Dokaz Shockley-Ramovega teorema

Obravnavajmo sistem M elektrod v nehomogenem mediju s krajevno odvisnim dielektričnim tenzorjem $\epsilon(\mathbf{r})$. Elektrode so priklopljene na zunanje napajanje, ki jih vzdržuje na v splošnem časovno spremenljivih potencialih $\{\phi_j(t)\}_{j=1}^M$. V mediju se nahaja N nabitih delcev, katerih velikosti naboja označimo z $\{q_i\}_{i=1}^N$, lege in hitrosti ob času t pa z $\{\mathbf{r}_i(t)\}_{i=1}^N$ in $\{\mathbf{v}_i(t)\}_{i=1}^N$ (hitrosti so seveda lahko tudi enake 0). Gostota nosilcev naboja v mediju je tako

$$\rho(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N q_i \delta^{(3)}(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i(t)) . \quad (\text{A.1})$$

Predpostavimo linearno konstitutivno relacijo med gostoto in jakostjo električnega polja

$$\mathbf{D}(\mathbf{r}) = \epsilon_0 \epsilon(\mathbf{r}) \mathbf{E}(\mathbf{r}) . \quad (\text{A.2})$$

Zaradi načela superpozicije lahko električni potencial $V(\mathbf{r}, t)$ razdelimo na $V'(\mathbf{r}, t)$, ki ga ustvarja naboj v mediju (A.1) ob vseh M elektrodah ozemljenih, in na $V''(\mathbf{r}, t)$, ki ga ustvarjajo elektrode z reguliranim zunanjim napajanjem, s tem da v mediju ni nabojev $\rho = 0$, ki ju seštejemo v

$$V(\mathbf{r}, t) = V'(\mathbf{r}, t) + V''(\mathbf{r}, t) . \quad (\text{A.3})$$

V elektrostatskem približku $\mathbf{E} = -\nabla V$ vsak delni potencial zadostuje svoji posplošeni Poissonovi enačbi

$$-\nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V'(\mathbf{r}, t)] = \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\epsilon_0} \quad \leftarrow \quad RP : V'|_{\text{elektrode}} = 0 , \quad (\text{A.4})$$

$$-\nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V''(\mathbf{r}, t)] = 0 \quad \leftarrow \quad RP : V''|_{\text{elektrode}} = \{\phi_i(t)\}_{i=1}^M \quad (\text{A.5})$$

z ustreznimi robnimi pogoji. Na delnih potencialih porabimo drugo Greenovo identiteto

$$\begin{aligned} & \int_{\mathcal{V}} \left(V''(\mathbf{r}, t) \nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V'(\mathbf{r}, t)] - V'(\mathbf{r}, t) \nabla \cdot [\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V''(\mathbf{r}, t)] \right) d^3 \mathbf{r} \\ &= \oint_{\partial \mathcal{V}} \left(V''(\mathbf{r}, t) \epsilon(\mathbf{r}) \nabla V'(\mathbf{r}, t) - V'(\mathbf{r}, t) \epsilon(\mathbf{r}) \nabla V''(\mathbf{r}, t) \right) \cdot d\mathbf{S} , \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

pri čemer integriramo volumen $\mathcal{V}$ celotnega sistema razen elektrod. Elektrode so torej objete z robom volumna, ploskvijo $\partial \mathcal{V}$. Upoštevajoč enačbi (A.4) in (A.5), se Greenova identiteta poenostavi v

$$-\int_{\mathcal{V}} V''(\mathbf{r}, t) \frac{\rho(\mathbf{r}, t)}{\epsilon_0} d^3 \mathbf{r} = \oint_{\partial \mathcal{V}} V''(\mathbf{r}, t) \underbrace{\epsilon(\mathbf{r}) \nabla V'(\mathbf{r}, t)}_{-\mathbf{D}'/\epsilon_0} \cdot d\mathbf{S} . \quad (\text{A.7})$$

Na levi strani upoštevamo naboje v mediju (A.1). Na desni strani upoštevamo robni pogoj $V''|_{\partial\mathcal{V}} = \{\phi_i(t)\}_{i=1}^M$ v (A.5) in Gaussov zakon, ki pravi, da je električni pretok skozi zaokroženo ploskev enak zaobjetemu naboju. Zaobjeti naboji pa so ravno tisti, ki jih na elektrodah influencirajo naboji v mediju $\rho(\mathbf{r}, t)$. Označujmo jih z $\{Q'_j(t)\}_{j=1}^M$. Influenciran naboj na j -ti elektrodi s površino $\partial\mathcal{V}_j$ izračunamo po Gaussovem zakonu

$$Q'_j(t) = \oint_{\partial\mathcal{V}_j} \mathbf{D}' \cdot (-d\mathbf{S}) = \oint_{\partial\mathcal{V}_j} (-\epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \nabla V'(\mathbf{r}, t)) \cdot (-d\mathbf{S}) , \quad (\text{A.8})$$

v katerem moramo paziti, da je normala obrnjena izven zaobjetega volumna okoli elektrode, zato dobi negativen predznak. Enačba (A.7) se tako poenostavi v

$$-\sum_{i=1}^N q_i V''(\mathbf{r}_i, t) = \sum_{j=1}^M \phi_j(t) Q'_j(t) . \quad (\text{A.9})$$

Po načelu superpozicije lahko nadaljno razdelimo $V'' = \sum_{j=1}^M V''_j$ na vsoto potencialov polj, ki jih ustvarjajo posamične elektrode $V''_j(\mathbf{r}, t) = \phi_j(t) u_j(\mathbf{r})$ z ostalimi izklopljenimi. Pomembno je, da lahko posamične V'' razdelimo na časovni del, ki je potencial, s katerim je elektroda napajana, in na krajevni del $u_j(\mathbf{r})$, ki ni odvisen od velikosti napetosti na elektrodi. Krajevni del ali **utežni potencial** u_j je rešitev posplošene Laplaceove enačbe

$$-\nabla [\boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \nabla u_j(\mathbf{r})] = 0 \quad \leftarrow \quad RP : u_j|_{\partial\mathcal{V}_k} = \delta_{ik} , \quad (\text{A.10})$$

ko je j -ta elektroda postavljena na potencial 1, vse ostale pa so ozemljene in v mediju ni nabojev. Ko v enačbi (A.9) upoštevamo novo formulacijo

$$V''(\mathbf{r}, t) = \sum_{j=1}^M \phi_j(t) u_j(\mathbf{r}) , \quad (\text{A.11})$$

pridemo do

$$\sum_{j=1}^M \phi_j(t) \underbrace{\left[Q'_j(t) + \sum_{i=1}^N q_i u_j(\mathbf{r}_i) \right]}_{=0} = 0 . \quad (\text{A.12})$$

Ker mora enakost držati za poljubno kombinacijo napetosti na napajanih elektrodah, mora člen v oklepaju nujno biti enak nič. Iz tega sledi influenciran naboj na elektrodi

$$\boxed{Q'_j(t) = - \sum_{i=1}^N q_i u_j(\mathbf{r}_i(t))} \quad (\text{A.13})$$

zaradi nabojev v mediju, ki ga lahko izračunamo zgolj s poznavanjem utežnih potencialov in lege nabojev v mediju. Tok zaradi influenciranih nabojev kot posledica gibajočih se nabojev v mediju je s posrednim odvajanjem (A.13) po času

$$\boxed{I'_j(t) = - \sum_{i=1}^N q_i \mathbf{v}_i(t) \cdot \nabla u_j(\mathbf{r}_i(t))} . \quad (\text{A.14})$$

Naboj pa se na elektrodo lahko influencira tudi zaradi spreminjajočega polja na račun napajanja ostalih elektrod. Po Gaussovem zakonu

$$Q_j''(t) = \oint_{\partial V_j} (-\epsilon_0 \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \nabla V''(\mathbf{r}, t)) \cdot (-d\mathbf{S}) \quad (\text{A.15})$$

znaša

$$Q_j''(t) = \epsilon_0 \sum_{j=1}^M \phi_j(t) \oint_{\partial V_j} \boldsymbol{\epsilon}(\mathbf{r}) \nabla u_j(\mathbf{r}) \cdot d\mathbf{S}. \quad (\text{A.16})$$

Skupni influencirani naboj na j -ti elektrodi je tako

$$Q_j(t) = Q_j'(t) + Q_j''(t), \quad (\text{A.17})$$

tok pa

$$I_j(t) = \frac{dQ_j(t)}{dt} = \underbrace{\frac{dQ_j'(t)}{dt}}_{I_j'(t)} + \underbrace{\frac{dQ_j''(t)}{dt}}_{I_j''(t)}. \quad (\text{A.18})$$

Na prvi pogled deluje, kot da so tokovi I_j neodvisni od mirujočih nabojev v mediju in od potencialov elektrod, vendar je potrebno upoštevati, da oba dejavnika vplivata na trajektorije premikajočih nabojev v mediju in s tem posredno na influencirani tok. [52]