Univerza v Ljubljani
Fakulteta za Matematiko in Fiziko
Oddelek za Fiziko

Naravoslovna smer

Rok Pestotnik

Večanodna fotopomnoževalka kot krajevno občutljivi detektor Čerenkovih fotonov

Diplomsko delo

Mentor: doc. dr. Peter Križan

Ljubljana, 1996

Vsem sodelavcem Odseka za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev (F9) na IJS se želim zahvaliti za pomoč in prijaznost ter prijetno delovno vzdušje, ki so ga ustvarili. Hvala mentorju Petru Križanu, ki je najprej omogočil to diplomsko delo, kasneje pa zavzeto spremljal rezultate in me usmerjal s kritičnimi pripombami. Prav tako bi se rad zahvalil Samu Korparju, ki mi je vedno priskočil na pomoč s svojim znanjem in izkušnjami, pa še Marku Stariču, ki mi je pomagal v Hamburgu. Hvala tudi vsem bližnjim, ki so me spremljali.

Izvleček

Meritve, opravljene v okviru naloge, kažejo, da je večanodna fotopomnoževalka Hamamatsu H6568 sposobna učinkovito zaznavati Čerenkove fotone v eksperimentu HERA-B. Izmerjena je bila oblika signalov in porazdelitve po velikosti signalov za zadetke z enim fotonom in za Čerenkove signale. Izkoristek fotopomnoževalke je bil izmerjen z dvema neodvisnima meritvama Čerenkovih fotonov. Enakomerna uporovna veriga, s katero je fotopomnoževalka standardno opremljena, omogoča učinkovito zaznavanje fotonov do 1MHz na kanal. Fotopomnoževalka se po dvomesečnem staranju pri pogostosti sunkov okoli 3 MHz na kanal ni zaznavno postarala. Z računalniško simulacijo so bile preučevane tri vrste svetlobnih vodnikov. Izsledke simulacije potrjuje tudi meritev s svetlobnim vodnikom v testnem žarku T24 v institutu DESY v Hamburgu.

Ključne besede:
kvantni izkoristek, Čerenkovo sevanje, fotopomnoževalka, svetlobni vodnik

Abstract

The measurments discussed in this thesis show that the multianode photomultiplier Hamamatsu H6568 is capable to efficiently detect Cherenkov photons in the experiment HERA-B. The pulse shape and the pulse height distributions of the single photoelectrons and Cherenkov signals have been measured. The photomultiplier efficiency has been measured with two independent measurments of Cherenkov photons. A uniform resistor chain allows efficient detection of the photons up to a rate of 1MHz per channel. After two months of ageing at the rate of 3MHz no change in performance was observed. Using computer simulation three sorts of light guides have been studied. The results of the simulation study are supported by measurments in the test beam T24 at DESY, Hamburg.

Keywords:
Quantum efficiency, Cherenkov radiation, Photomultiplier, Light guide

PACS:

- a29.40.Ka
- a07.62.+s

Kazalo

Uvod

Kot prostorsko občutljiva števca fotonov v detektorju Čerenkovih obročev, ki ga pripravljajo za eksperiment HERA-B, so do sedaj preučevali dva tipa plinskih proporcionalnih komor s svetlobno občutljivo komponento. Oba števca imata pomembno pomanjkljivost: relativno hitro se postarata v pogojih, kot jih pričakujemo pri ekperimentu HERA-B. Kot možno alternativo zato preučujemo novo vrsto večanodne fotopomnoževalke, Hamamatsu H6568-30.

Namen predlaganega diplomskega dela je preučiti, ali je s tako fotomnoževalko možno učinkovito zaznavanje posameznih fotonov pri pogostostih sunkov do 1MHz na kanal. V okviru naloge je bila izmerjena homogenost odziva, zbiralni izkoristek za fotoelektrone, presluh med kanali, staranje in delovanje pri visokih pogostostih sunkov. Ker je granulacija fotopomnoževalke finejša, kot jo potrebujemo, je bil v okviru diplomske naloge izdelan in preizkušen sistem svetlobnih vodnikov, ki bo z velikim izkoristkom zbiral svetlobo. Meritve so potekale v laboratoriju za razvoj detektorjev Odseka za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev (F9) na IJS in v inštututu DESY v Hamburgu.

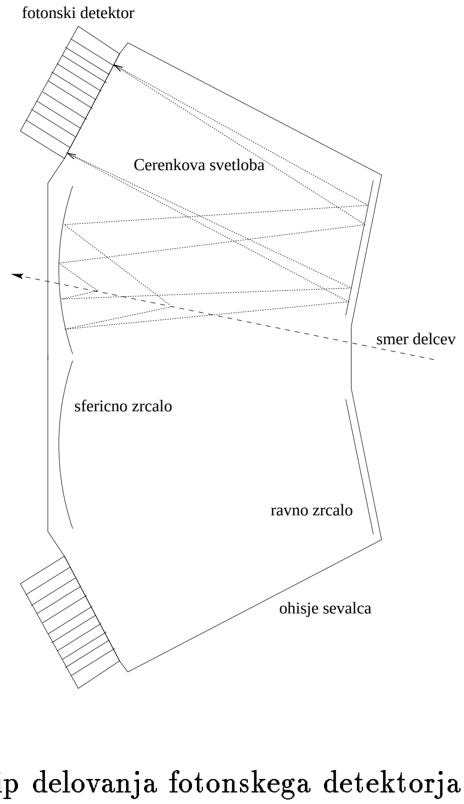
Poročilo o diplomskem delu se prične z opisom detektorja Čerenkovih obročev, razlago Čerenkovega sevanja in opisom lastnosti fotopomnoževalk. Sledi sklop poglavij, ki predstavljajo jedro diplomskega dela: opis merilnega sistema (drugo poglavje), poročila o meritvah enofotonskih spektrov, presluha in določitvi elektronskega izkoristka. V naslednjih dveh poglavjih (poglavji 6 in 7) so predstavljene meritve zbiralnega izkoristka za elektrone, tako pri postavitvi v laboratoriju v Ljubljani kakor tudi v testnem žarku T24 inštituta DESY v Hamburgu. Kot podpoglavje predstavljam še meritev možnega ozadja, scintilacij v sevalcu. Meritev pri visokih pogostostih sunkov in staranje fotopomnoževalke sta predstavljena v poglavjih 8 in 9, medtem ko se v zadnjem poglavju ukvarjam s svetlobnimi vodniki, ki prilagodijo zrnatost fotopomnoževalke 4,5mm$\times$4,5mm zrnatosti detektorja fotonov 8mm$\times$8mm oziroma 27mm$\times$27mm.

1. poglavje

Ozadje opravljenih meritev

1.1 Eksperiment HERA B

V inštitutu DESY v Hamburgu potekajo priprave za postavitev detektorja, potrebnega pri eksperimentu HERA-B. Z njim bodo poskušali v sistemu mezonov B izmeriti kršitev simetrije CP.



Slika 1.1: Pricip delovanja fotonskega detektorja za eksperiment HERA-B.

Osnovna elementa v eksperimentu bosta protonski curek z gibalno količino 820 GeV/c in mirujoča tarča v trkalniku HERA v Hamburgu. Mirujoča tarča bo sestavljena iz množice tankih pasov na obrobju žarka, tako da ne bo motila ostalih postavljenih eksperimentov, ki merijo trke med elektroni in protoni. Spektrometer HERA-B bo meril razpad B_0 in $\overline{B}_0$ v J/ψ in K^0_S, ki razpadeta dalje, J/ψ v par leptonov in K^0_S v par nabitih pionov.

Okus mezona B bodo določili iz okusa pridruženega mezona B z določitvijo naboja kaona, ki je nastal pri kaskadnem razpadu. Medtem ko bodo naboj delca določili iz ukrivljenosti tira v magnetnem polju, bodo detektorji Čerenkovih obročev (RICH) ločevali nabite delce pri gibalnih količinah 50GeV/c. Ugotovili so, da bo tej meritvi ustrezal fotonski detektor dolžine 2,7m, napolnjen s plinom perflorobutanom (C_4F_{10}) in s steno iz dveh sferičnih zrcal s polmerom 10 m [2]. Plin perflorobutan bo služil kot sevalec Čerenkovih fotonov. Čerenkov kot za delce z $\beta = 1$ je v tem plinu pri normalnih pogojih 55,6mrad, medtem ko znaša razlika v Čerenkovih kotih med pioni in kaoni z gibalno količino 50 GeV/c samo 0,8mrad [2]. Z granulacijo detektorja 9mm$\times$9mm dosežemo s posameznim fotonom ločljivost 0,65 mrad, tako da moramo za učinkovito ločevanje kaonov od pionov zaznati vsaj 20 fotonov [6]. Detektor Čerenkovih fotonov mora biti tudi sposoben učinkovito zaznavati visoke pogostosti sunkov. Ker želijo detektirati nekaj tisoč od željenih razpadov B v letu, mora biti pogostost dogodkov okoli 40 MHz [1]. To pomeni, da nekaj sto nabitih delcev preleti detektor vsakih 96 ns. Z usmeritvijo dveh polovic sferičnega zrcala v smeri pod in nad osjo žarka bo fotonski detektor lahko stal na mestu izven glavnega curka nabitih delcev (slika 1.1). Kljub temu pa bo pogostost sunkov, ki izvirajo iz Čerenkovih fotonov, dosegla 1MHz/cm^2 na najbolj izpostavljenih delih detektorja.

Fotonski detektor, ki bo pokrival površino okoli 6m^2, mora torej imeti naslednje lastnosti: njegova granulacija mora biti približno 1cm$\times$1cm, imeti mora visok kvantni izkoristek, sposoben pa mora biti tudi daljši čas zanesljivo meriti visoke pogostosti sunkov. Za ta namen preizkušajo več vrst fotonskih detektorjev [5, 2]. Eden od njih uporablja fotoobčutljivo plast CsI v večžični proporcionalni komori napolnjeni z metanom [3]. Drugo možnost predstavlja komora, ki je napolnjena z metanom z dodatkom TMAE (tetrakis-dimetil-aminoetilen) [4], tretja možnost pa so večanodne fotopomnoževalke. Meritve trenutno kažejo, da imajo najbolj primerne lastnosti prav fotopomnoževalke.

1.2 Čerenkovo sevanje

Nabiti delci s hitrostjo, večjo od fazne hitrosti svetlobe v snovi, sevajo svetlobo pod določenim kotom glede na smer gibanja. To sevanje imenujemo Čerenkovo sevanje, kot pa Čerenkov kot. Čerenkov kot za delce s hitrostjo βc v sredstvu z lomnim količnikom n je določen z enačbo [7]

$$\theta_c = arccos\Big(\frac{1}{n\beta}\Big) \tag{1.1}$$

Pogoj za sevanje je, da ima delec dovolj veliko hitrost. To hitrost imenujemo hitrost praga β_t in znaša $1/n$.

Število fotonov, ki jih izseva delec z osnovnim nabojem na dolžinsko enoto in enoto energijskega intervala je sorazmerno kvadratu Čerenkovega kota [8]

$$\frac{d^2N}{dEdl} = \frac{\alpha}{\hbar c}\sin^2\theta_c\frac{\alpha}{\hbar c}(1-\frac{1}{\beta^2 n^2(E)}), \tag{1.2}$$

Lomni količnik sevalca n je funkcija energije fotona E, $n = n(E)$.

Čerenkovi detektorji izkoriščajo lastnosti Čerenkovega sevanja: obstoj praga, odvisnost Čerenkovega kota in števila izsevanih fotonov od hitrosti delca. S primerno izbiro sevalca lahko te količine uskladimo s kinematičnim območjem meritve. Število fotoelektronov, ki jih zaznamo s Čerenkovim detektorjem, na primer v našem primeru s fotopomnoževalko, je

$$N_{fotoel} = L\frac{\alpha}{\hbar c}\int \eta_{kv}(E)\varepsilon_z(E)\varepsilon_{el}(E)T(E)\sin^2\theta_c(E)dE\ , \tag{1.3}$$

kjer je L dolžina poti v sevalcu, $\eta_{kv}(E)$ kvantni izkoristek fotokatode, ε_z zbiralni izkoristek za elektrone v pomnoževalni verigi, ε_{el} izkoristek elektronike in $T(E)$ produkt prepustnosti in odbojnosti sevalca, zrcal in ostalih elementov v detektorju detektorja, osnovne konstante pa imajo vrednost

$$\frac{\alpha}{\hbar c} = 370\mathrm{cm}^{-1}\mathrm{eV}^{-1}. \tag{1.4}$$

Količine ε_z, ε_{el} in θ_c so odvisne od energije fotona E, čeprav so v tipičnih detektorjih skorajda konstante po vsem občutljivem energijskem območju detektorja. Tipične vrednosti za fotopomnoževalke z bialkalijsko fotokatodo v vidnem delu spektra so: občutljivo energijsko območje $\Delta E \approx 1$ eV [18], kvantni izkoristek $\eta_{kv} \approx 20\%$ [18], zbiralni izkoristek za elektrone $\varepsilon_z \approx 70\% - 90\%$ [22], izkoristek elektronike $\varepsilon_{el} \approx 90\%$ [7] in prepustnost materialov $T \approx 80\% - 90\%$ [24]. Pogosto zapišemo izraz 1.3 v obliki

$$N_{fotoel} \approx LN_0\langle\sin^2\theta_c(E)\rangle\ , \tag{1.5}$$

kjer je

$$N_0 = \frac{\alpha}{\hbar c}\int \eta_{kv}(E)\varepsilon_z(E)\varepsilon_{el}(E)T(E)dE\ , \tag{1.6}$$

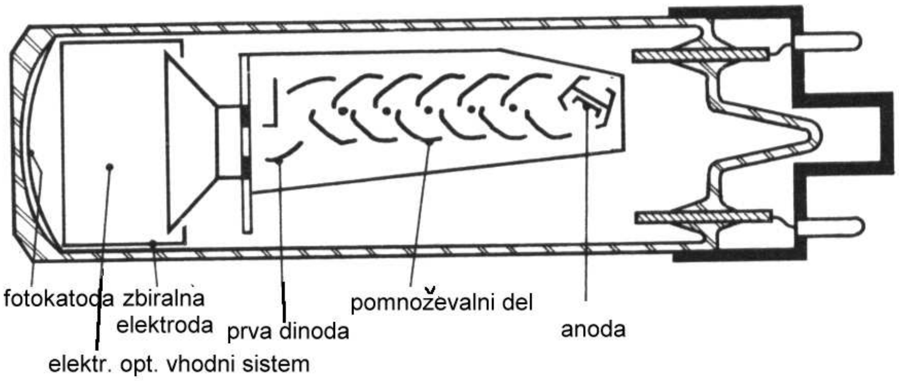
tako da ločimo lastnosti sevalca, dolžino in velikost Čerenkovega kota od značilnosti detekcijskega sistema, ki so zbrane v N_0.

Za tipično fotopomnoževalko je N_0 okoli 50/cm , število zaznanih fotoelektronov N_{fotoel} za delce z $\beta = 1$ v perflorobutanu dolžine $L = 2,7$m pa okoli 40 fotoelektronov.

Pri razvoju, preizkušanju in kasnejši uporabi detektorjev je potrebno upoštevati vsakega izmed faktorjev v izrazu 1.6. Namen moje diplome je bil z meritvijo določiti večino teh faktorjev za primer fotopomnoževalke Hamamatsu H6568.

1.3 Fotopomnoževalke

Fotopomnoževalka na sliki 1.2 je sestavljena iz katode iz svetlobno občutljivega materiala, ki ji sledi zbiralni sistem za elektrone, pomnoževalni del za elektrone (dinodna



Slika 1.2: Tipična fotopomnoževalka

veriga) in na koncu anoda, kjer merimo signal. Vsi deli se nahajajo v evakuirani posodi, tako da daje po navadi fotopomnoževalka vtis staromodne elektronke.

Med delovanjem je fotopomnoževalka priključena na visoko napetost, tako da je potencialna lestvica po dolžini katoda, dinode, anoda. Fotokatoda po vpadu fotona s fotoefektom emitira elektron. Električno polje ga usmeri in pospešuje proti prvi dinodi, kjer po trku vanjo prenese del svoje energije na elektrone v dinodi. To povzroči emisijo sekundarnih elektronov, ki se pospešujejo proti naslednji dinodi. Na ta način dobimo na dinodni verigi kaskado elektronov, ki jo, zbrano na anodi, zaznamo kot električni tok, ki ga nato ojačimo in analiziramo.

Fotopomnoževalke delujejo v zveznem načinu, to je pod konstantno osvetlitvijo, ali v pulznem načinu, v primeru merjenja scintilacij ali Čerenkovih fotonov . V obeh načinih je tok na izhodu iz fotopomnoževalke v določenem območju sorazmeren s številom vpadlih fotonov. Na ta način lahko z uporabo fotopomnoževalke s scintilatorjem zaznamo ne le prisotnost delca, pač pa tudi energijo, ki jo je delec odložil v scintilatorju, saj je število zaznanih fotonov sorazmerno odloženi energiji.

Poglejmo si zdaj pobližje različne dele fotopomnoževalke.

1.3.1 Fotokatoda

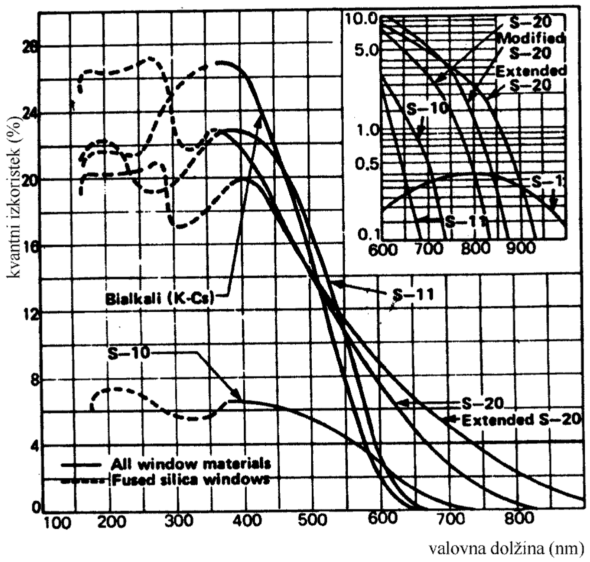
Fotokatoda spreminja vpadno svetlobo v tok elektronov s fotoelektričnim efektom. Izdelana je iz fotoobčutljivega materiala, ki ga v tankem sloju nanesejo na notranjost okna fotopomnoževalke, ki je običajno narejeno iz navadnega ali kremenčevega stekla. Iz Einsteinove formule

$$E = h\nu - \Phi\,, \tag{1.7}$$

kjer je E kinetična energija emitiranih elektronov, ν frekvenca vpadle svetlobe in ϕ izstopno delo, razberemo, da je za fotoefekt potrebna določena najmanjša frekvenca. Pod to mejo je verjetnost za fotoefekt praktično zanemarljiva. Izkoristek za fotoelektrično konverzijo se močno spreminja s frekvenco vpadle svetlobe in strukturo materiala. Celotni spektralni odziv fotoobčutljivega materiala izrazimo s kvantnim izkoristkom

$$\eta(\lambda) = \frac{\check{s}tevilo\, spro\check{s}\check{c}enih\, fotoelektronov}{\check{s}tevilo\, vpadlih\, fotonov\, na\, katodo(\lambda)}, \tag{1.8}$$

kjer je λ valovna dolžina vpadle svetlobe.



Slika 1.3: Kvantni izkoristek različnih fotopomnoževalk.

Iz slike 1.3, ki jo povzemam po [35], je razvidna odvisnost kvantnega izkoristka od valovne dolžine za nekaj fotoelektričnih materialov, ki jih uporabljajo danes. V splošnem je spektralni odziv teh materialov tak, da uspešno pretvarjajo le določen pas valovnih dolžin. Ko izbiramo fotopomnoževalko, mora biti torej osnovno vodilo občutljivost na valovne dolžine vpadle svetlobe. Fotopomnoževalke na sliki 1.3 imajo vrh izkoristka pri okoli 400 nm.

Večina današnjih fotokatod je narejena iz polprevodniških materialov iz antimona z dodatkom alkalijske kovine. Razlog za izbiro polprevodnika, ne pa kovine ali kakšne druge fotoobčutljive snovi, je veliko večji kvantni izkoristek. V večini kovin kvantni izkoristek ne presega 0,001, kar pomeni, da v povprečju 1000 fotonov sprosti en elektron. Nasprotno pa je kvantni izkoristek polprevodnikov reda 10 do 30 %, torej dva velikostna reda večji. To razliko razložimo z njihovo različno notranjo strukturo. Predstavljajmo si, da foton izbije elektron v globini x v materialu. Pri potovanju proti površini bo elektron zaradi trkov z atomskimi elektroni na svoji poti izgubil energijo, $\delta E \approx x(dE/dx)$. V kovinah so elektroni skorajda prosti, kar pomeni velik energijski transfer dE/dx. Verjetnost za to, da bo elektron dosegel površino z dovolj energije, da bo prebil potencialno bariero, se torej močno zmanjša. To v osnovi omeji uporabno prostornino materiala na zelo tanek sloj na površini. Debelino tega sloja imenujemo ubežna globina. V polprevodniku naleti fotoelektron iz prevodnega pasu na poti proti površini na manj prostih elektronov. Edini možni trki so z elektroni, ki so vezani na atomsko mrežo. Zaradi velike mase atomov pa se pri trkih prenese le malo energije. Fotoelektron bo v tem primeru torej veliko verjetneje dosegel površino z zadostno energijo za izstop iz materiala. Ubežna globina je zaradi tega veliko večja in zaradi tega je večji tudi kvantni izkoristek.

1.3.2 Elektronsko optični vhodni sistem

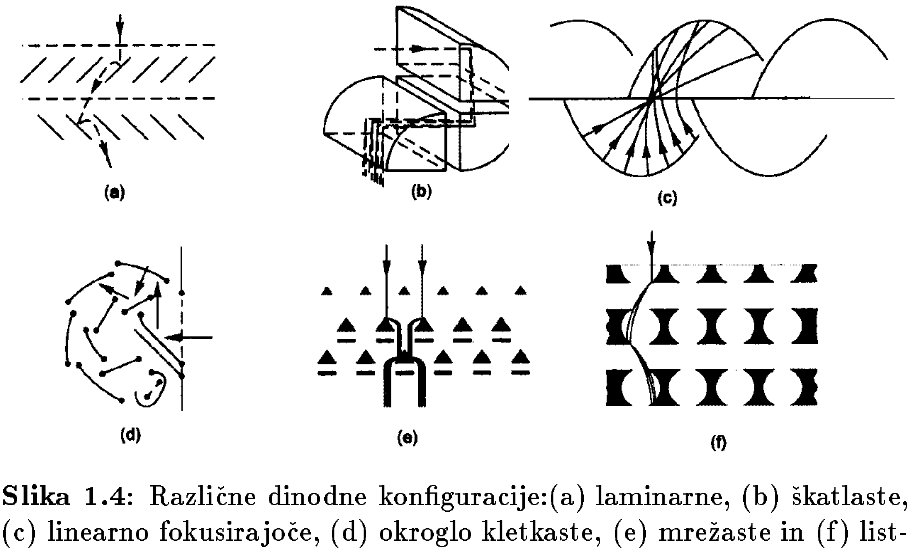
Po emisiji na fotokatodi moramo elektrone zbrati na prvo stopnjo pomnoževalnega sistema, za kar poskrbi elektronsko optični vhodni sistem. Večina fotopomnoževalk za ta namen uporablja ustrezno oblikovano električno polje. Možna je tudi uporaba magnetnega polja ali kombinacije električnega in magnetnega polja, vendar je izredno redka. Ne glede na zasnovo mora elektronsko optični vhodni sistem zadoščati naslednjim zahtevam:

- zbiranje mora biti čimbolj učinkovito, to je, čim več emitiranih elektronov mora doseči pomnoževalni sistem ne glede na mesto fotoefekta na fotokatodi.

- Čas za potovanje fotoelektrona od fotokatode do prve dinode mora biti čimbolj neodvisen od točke emisije.

Druga zahteva je še posebno pomembna za hitre fotopomnoževalke, ki jih uporabljajo v časovnih meritvah, saj določa časovno ločljivost detektorja.

1.3.3 Elektronski pomnoževalni del



Slika 1.4: Različne dinodne konfiguracije:(a) laminarne, (b) škatlaste, (c) linearno fokusirajoče, (d) okroglo kletkaste, (e) mrežaste in (f) listnate dinode.

Elektronski pomnoževalni del ojači šibek začetni fototok z uporabo večih elektrod za sekundarno emisijo, dinod, da proizvede merljiv tok na anodi fotopomnoževalke.

Ojačenje vsake elektrode podaja koeficient sekundarne emisije δ. To je povprečno število sekundarnih elektronov emitiranih na en primarni elektron. Zahteve za dober dinodni material so visok delež sekundarne emisije δ, stabilnost efekta sekundarne emisije pri visokih tokovih in nizka termična emisija (nizek šum). Teorija sekundarne emisije je zelo podobna kot za fotoelektrično emisijo s tem, da nastopa namesto fotona elektron. Pri vpadu prenese elektron energijo direktno na elektrone v dinodnem materialu in s tem omogoči pobeg sekundarnim elektronom. Ker prevodni elektroni v kovinah ovirajo pobeg, je jasno, da so tudi dinode izdelane iz polprevodnikov ali izolatorjev. Tipična vrednost koeficienta sekundarne emisi $\delta = 3$, kar pri tipičnih 10 do 14 pomnoževalnih stopnjah pomeni skupno ojačenje 10^7.

Pomemben dejavnik pri pomnoževalnem sistemu je tudi geometrija dinod. S primerno konstrukcijo dosežemo, da elektroni ne uhajajo iz pomnoževalne verige in da vedno padajo na naslednjo stopnjo. Najbolj pogosto uporabljane geometrije so [18]:

Laminarne dinode. Sestavljajo jih tanki lističi, nagnjeni glede na os fotopomnoževalke (slika 1.4a). Velika površina prve dinode omogoča visok zbiralni izkoristek. Pomanjkljivost je počasen odziv zaradi relativno majhnega električnega polja na površini dinod.

Škatlaste dinode. Imajo podobne prednosti in pomanjkljivosti kot zgornje(slika 1.4b).

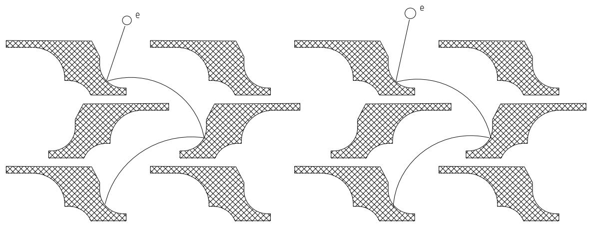
Linearno fokusirajoče dinode imajo dobro časovno ločljivost (slika 1.4c). Oblikovane so tako, da čim bolj fokusirajo elektrone skozi pomnoževalno verigo, s tem pa se zmanjšajo razlike v času preleta.

Okroglo kletkaste dinode. V primerjavi z linearno fokusirajočimi dinodami je taka postavitev veliko bolj kompaktna (slika 1.4d).

Mrežaste dinode. Sestavljene so iz vzporednih ravnin tankih žic. Njihov zbiralni izkoristek od dinode do dinode je slab, uporabne pa so v magnetnih poljih do 1 T (slika 1.4e). Čeprav se ojačenje pri takih poljih močno zmanjša, je še vedno velikosti 10^4 za šestnajststopenjsko fotopomnoževalko. Uporabljajo jih pri pozicijsko občutljivih večkanalnih fotopomnoževalkah, vendar so zaradi visokega presluha med kanali neuporabne pri aplikacijah, ko mora biti čas za obdelavo enega dogodka kratek. V tem primeru ni časa za zapletene računske postopke, ki bi utežili presluh.

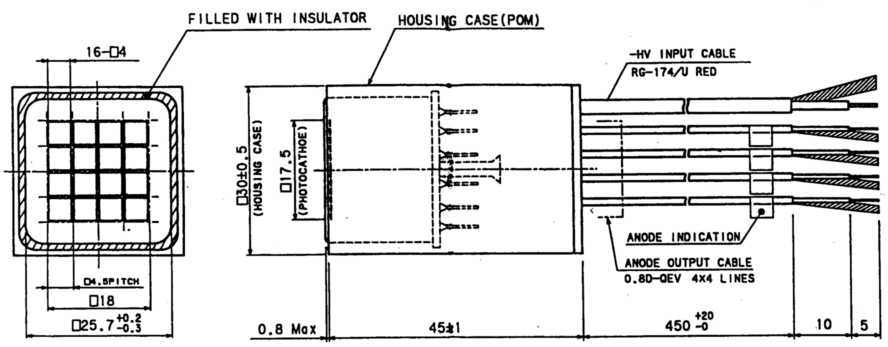
Listnate dinode. Perforirani lističi z dobro definiranimi odprtinami zagotavljajo visok zbiralni izkoristek, ki je praktično enak kot pri laminarnih (slika 1.4f). Delujejo lahko v magnetnih poljih do nekaj 10 mT. Zaradi nizkega presluha med kanali jih uporabljajo pri pozicijsko občutljivih fotopomnoževalkah.

V to zadnjo skupino spada tudi preiskovana fotopomnoževalka Hamamatsu H6568 (slika 1.5). Problem dosedanjih večanodnih fotopomnoževalk je bil velik presluh med kanali in enofotonski spekter, kjer vrh sploh ni bil izražen. Slednje prispeva k nehomogenosti izkoristka po kanalih. V nasprotju pa je fotopomnoževalka Hamamatsu H6568 izredno homogena, prav tako pa ima izredno nizek presluh (poglavji 3 in 4).



Slika 1.5: Konfiguracija dinod v fotopomnoževalki H6568.

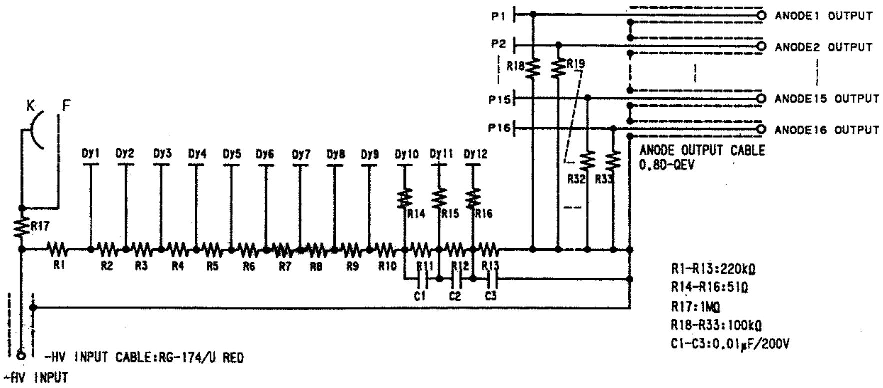
V primerjavi z ostalimi fotopomnoževalkami je fotopomnoževalka Hamamatsu H6568 veliko manjša (slika 1.6). Obdaja jo majhno kovinsko ohišje. V notranjosti je dvanajst stopenj dinod s kovinskimi lističi. Odlikujejo se po tem, da električno polje zaradi posebne zgradbe vhodnih in izhodnih odprtin učinkovito privlači elektrone, ki izstopajo iz predhodne elektrode (slika 1.5). Taka zgradba zmanjša variacije v ojačenju dinodne verige, zmanjša šum in izboljša zbiralni izkoristek za elektrone. Elektroni so na izhodu iz prejšnje elektrode že na vhodu v naslednjo in ne zaidejo v pomnoževalni sistem sosednjega kanala. Na ta način se močno zmanjša presluh med sosednjimi kanali.



Slika 1.6: Dimenzije fotopomnoževalke H6568.

Za električno polje med dinodami skrbimo z napetostnimi razlikami. Od vrste uporabe je odvisno, kakšna delitev napetosti zagotavlja najboljše delovanje. Pri sunkovnem delovanju je najboljša enakomerna delitev, s katero je v osnovni verziji opremljena tudi fotopomnoževalka H6568 (slika 1.7). Ojačenje med posameznimi stopnjami se pri taki delitvi ne spreminja. Pri visokih pogostostih sunkov to ne velja več. Tedaj napetost na zadnjem členu zaradi padca napetosti pade, s tem pa pade tudi celotno ojačenje fotopomnoževalke in njen zbiralni izkoristek.

Preizkušal sem dve fotopomnoževalki z UV prepustnim oknom, eno s pričakovanim zbiralnim izkoristkom za elektrone okoli 70% (H6568-30 serijska št. 5M26C6) in drugo s pričakovanim zbiralnim izkoristkom za elektrone okoli 90% (H6568-30 serijska št.6A19C4),



Slika 1.7: Uporovna veriga fotopomnoževalke H6568.

ki so jo posebej za eksperiment HERA-B razvili v družbi Hamamatsu. Odslej bom prvo imenoval PM1 in drugo PM2. V testnem žarku inštituta DESY v Hamburgu sem preizkušal fotopomnoževalko PM1 in modificirano verzijo fotopomnoževalke PM2 z navadnim oknom (H6568).

2. poglavje

Merilni sistem

Potreboval sem merilni sistem, s katerim sem lahko izvedel več različnih meritev. Zanimalo me je, kakšen je odziv fotopomnoževalke na posamezne fotone, kakšna je enakomernost njenega odziva, kakšen je presluh med kanali in kakšen je njen izkoristek.

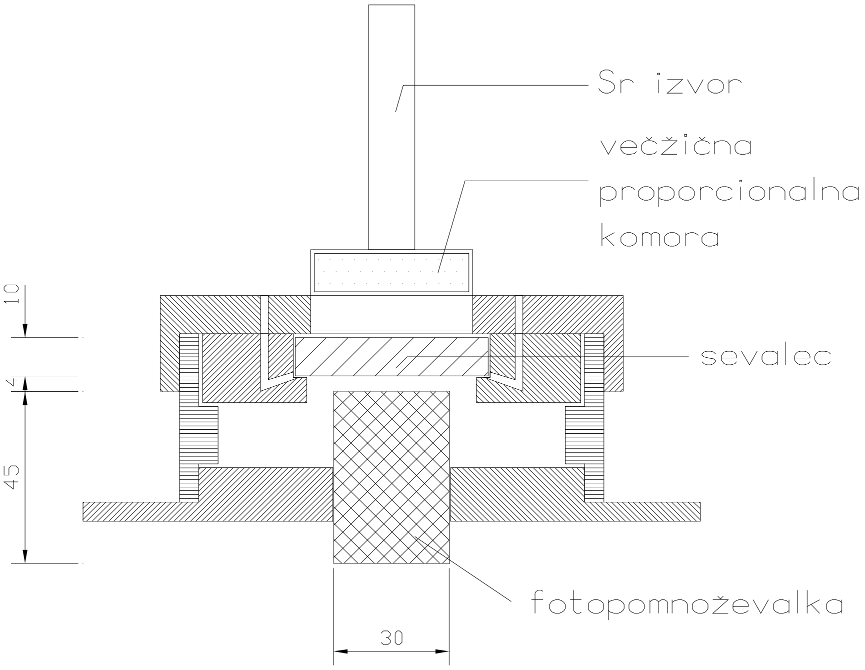
Meritve z večanodno fotopomnoževalko H6568 sem izvedel pri različnih postavitvah fotopomnoževalke:

- merjenje višine signalov s pomočjo analogno digitalnega pretvornika pri meritvi enofotonskih spektrov, homogenosti odziva, meritvi Čerenkovih signalov in pri določitvi izkoristka elektronike,
- merjenje prostorske porazdelitve zadetkov na fotopomnoževalkoza oceno zbiralnega izkoristka,
- merjenje prostorske porazdelitve zadetkov Čerenkovih fotonov v testnem žarku T24 DESY, Hamburg,
- merjenje pogostosti sunkov v odvisnosti od nivoja diskriminacije pri meritvi platoja, visoke pogostosti sunkov in staranja fotopomnoževalke in pri meritvi scintilacij v sevalcu.

Glede na to, da sem opravil štiri različne skupine meritev, se je delno razlikovala tudi merilna elektronika.

Za merjenje višine sunkov in prostorske porazdelitve zadetkov po kanalih v laboratoriju v Ljubljani sem skonstruiral postavitev, katere osnovo je predstavljalo ohišje iz eloksiranega aluminija (slika 2.1). Zahteve zanj so bile:

- čim manjša prepustnost za svetlobo iz okolice,
- čim manjša razdalja med izvorom in sevalcem-kristalom za zmanjšanje absorpcije elektronov v zraku,
- enostavna zamenjava fotopomnoževalke in sevalca,



Slika 2.1: Postavitev poskusa: Škatla za fotopomnoževalko

- možnost kontroliranega in enakomernega spuščanja svetlobe na fotopomnoževalko.

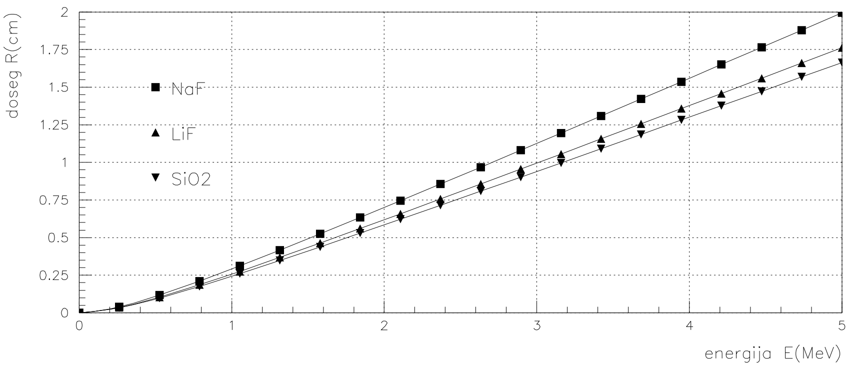
Fotopomnoževalka je vstavljena v spodnji pokrov ohišja. Svetlobno tesnost zagotavlja dodatna gumijasta cev, ki se tesno prilega ogrodju fotopomnoževalke na zunanji strani pokrova. Nad fotopomnoževalko je 1 cm debel kristal (kremen, NaF ali LiF), nad njim pa pokrov.

Eden izmed izvorov svetlobe, s katero sem testiral fotopomnoževalko, je bila svetloba iz okolice, ki sem jo uporabil kot izvor enofotonskih sunkov. Dotok svetlobe iz okolice sem kontroliral s štirimi kanali, ki so bili skonstruirani tako, da je svetloba padala na kristal na njegovih spodnjih robovih. Na ta način sem dodatno poskrbel za enakomernost svetlobe, ki je vstopala v sistem.

Za meritev izkoristka fotopomnoževalke sem potreboval drugačen, absolutno normaliziran izvor svetlobe. Za to sem uporabil Čerenkovo svetlobo β elektronov izvora ^{90}Sr, ki je bil nameščen na vrhu ohišja. Za štetje elektronov sem v tem primeru uporabil večžično proporcionalno komoro. Elektroni se zaustavijo v 1cm debelem vhodnem oknu (slika 2.2), pri tem pa Čerenkovo sevajo.

Pri meritvi izkoristka v testnem žarku sem fotopomnoževalko pritrdil na obstoječe valjasto ohišje iz aluminija (poglavje 7 slika 7.3), za meritev scintilacij pa sem uporabil ohišje, ki ga predstavljam pri meritvi scintilacij (poglavje 7.3 slika 7.9).

Za vse meritve sem za zajemanje podatkov uporabil NIM in CAMAC elektroniko [7]. Pri obeh sistemih so elektronske enote kot npr. ojačevalniki, diskriminatorji, zakasnilne linije, narejeni v obliki modulov, ki ustrezajo vnaprej določenim velikostnim in napajal-



Slika 2.2: Doseg elektronov v kremenčevem steklu, NaF in LiF v odvisnosti od njihove kinetične energije E.

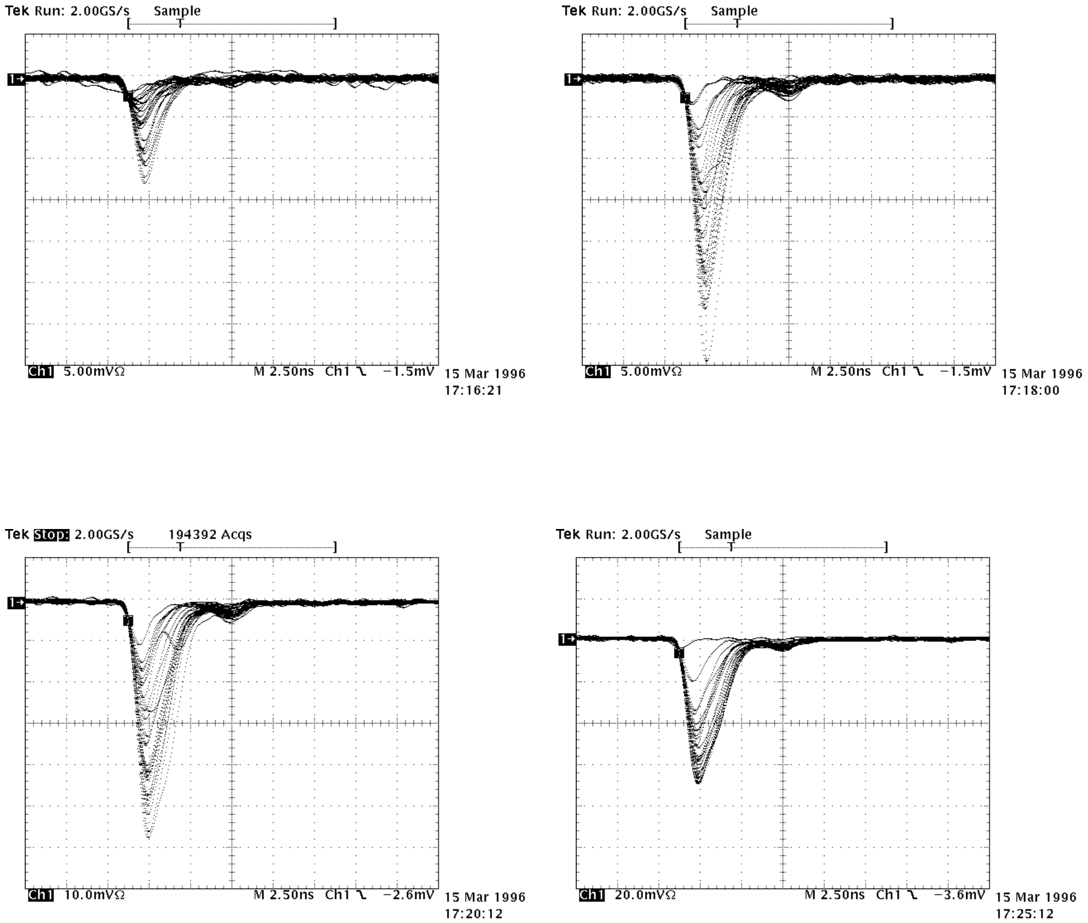
nim standardom. Osnovne module lahko s kombiniranjem sestavimo v zapletene merilne sisteme. Podatke s CAMACa sem bral z računalniki, ki delujejo v različnih okoljih (Unix, μVAX, Windows).

Z digitalnim osciloskopom Tektronics TDS744A spektralne širine 500MHz in hitrostjo vzorčenja 2GHz sem v časovni skali opazoval signale iz fotopomnoževalke. Ker je osciloskop izredno hiter, sem z njim lahko meril hitre fotopomnoževalkine sunke. Zaradi skoraj trenutnega odziva osciloskopa so bili le ti nepopačeni. Signal iz fotopomnoževalke je prešibek za delo z nadaljno elektroniko, saj znaša pri napetosti 900 V okoli 50 mV (slika 2.3). Na splošno so signali iz fotopomnoževalke izredno hitri, saj je čas vzpenjanja reda velikosti $1ns$, padanja pa $2ns$. Z rastočo napetostjo na fotopomnoževalki se signali po obliki ne spreminjajo, spreminja se le njihova amplituda.

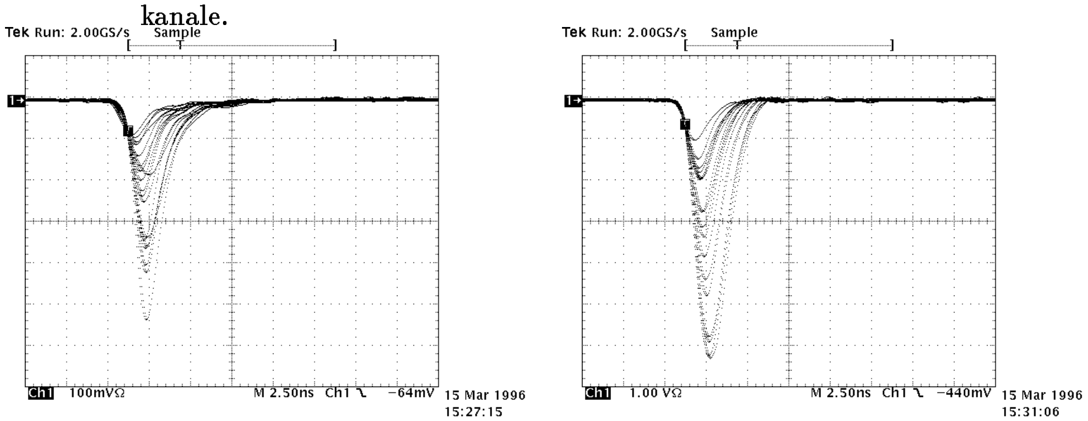
Obseg elektronskih komponent, ki sem jih uporabil, sega od 0 do 1 ali 2 V. Zaradi tega sem signale iz fotopomnoževalke peljal na ojačevalnik. Splošne zahteve zanj so, da mora ojačiti vhodni signal in ga oblikovati za nadaljno obdelavo. Pri merjenju spektrov sem uporabljal ojačevalnik z ojačenjem A=20, pri merjenju sočasnih zadetkov pa ojačevalnik z ojačenjem A=200, ker me ni zanimala višina samega sunka, pač pa le logična informacija o signalu. Oba ojačevalnika sta ustrezala zahtevam, ojačenje je bilo homogeno za vse signale, pa tudi oblika sunka je ostala verna, kar sem ponovno preveril z digitalnim osciloskopom Tektronics TDS744A (primerjaj sliki 2.4 in 2.3).

Pri meritvah sem uporabljal naslednja modulirana elektronska vezja:zakasnilne linije za zakasnitev signalov, analogne in logične razdelilce signalov, diskriminatorje za diskriminacijo prihajajov cih sunkov, koinčidenčno enoto, števce, analogno digitalne pretvornike, časovno digitalne pretvornike, oblikovalnik kontrolnih signalov za sistem CAMAC, scintilator s fotopomnoževalko, večžične proporcionalne komore in sledilne komore.

Sheme vezav za merjenje višine signalov, prostorske porazdelitve zadetkov na fotopomnoževalko in merjenje izkoristka v testnem žarku so na slikah 2.5, 2.6 in 2.7, pri merjenju pogostosti sunkov pa sem uporabil enostaven merilni sistem, zaporedje fotopomnoževalka, ojačevalnik, diskriminator, števec.



Slika 2.3: Časovna odvisnost signala s fotopomnoževalke za dogodke z enim fotonom pri napetostih -700V, -800V, -900V, -1000V izmerjena z digitalnim osciloskopom Tektronics TDS744A spektralne širine 500MHz in hitrostjo vzorčenja 2GHz. Svetloba prihaja v aparaturo skozi majhne kanale.



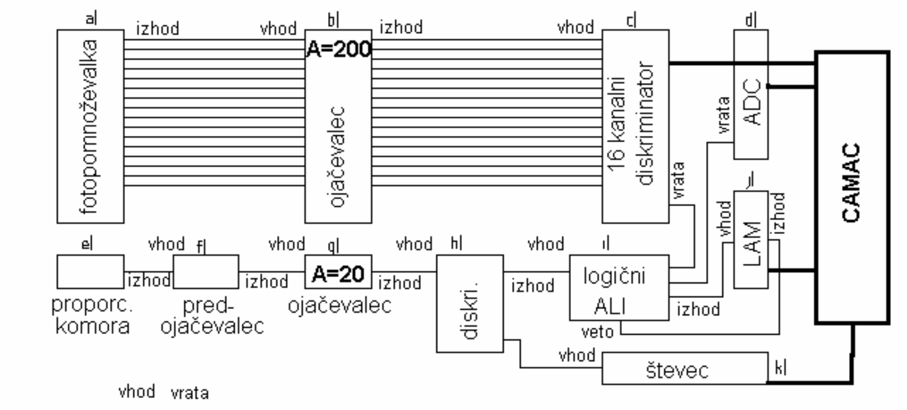
Slika 2.4: Časovna odvisnost signala s fotopomnoževalke na izhodu ojačevalnika z ojačenjem A=20 (levo) in A=200 (desno) pri napetosti na fotopomnozevalki -800V izmerjena z digitalnim osciloskopom Tektronics TDS744A.

2.1 Opis merilnih sistemov

2.1.1 Merjenje prostorske porazdelitve zadetkov

Število zadetkov in njihove prostorske porazdelitve sem meril z naslednjo aparaturo.

Šestnajst anodnih signalov gre s fotopomnoževalke (slika 2.5a) preko ojačevalnika (b) na 16 kanalni diskriminator (c). Prožilni sistem se začne z večžično proporcionalno komoro (e), ki detektira elektrone iz izvora ^{90}Sr. Ker je signal prešibek, ga takoj po izhodu iz komore ojačimo s predojačevalcem (f), potem pa še z ojačevalcem (g). Logične sunke iz diskriminatorja (h) peljem na števec (k) in na logični razdelilec signalov (i). Izhod iz njega vodi na proženje za 16 kanalni diskriminator (c). Sistem CAMAC ima kontrolo nad 16 kanalnim diskriminatorjem (c), analogno digitalnim pretvornikom (d), oblikovalnikom sunkom (j) in nad števcem (k). Med branjem signalov ne želimo spreminjati vrednosti na diskriminatorju, zato preko povratne zanke takoj po prihodu signala z vetom na logični enoti preprečimo spreminjanje registrov na 16 kanalnem diskriminatorju. Ko podatke iz diskriminatorja preberemo, programsko umaknemo veto (j) in s tem omogočimo nadaljevanje meritve. Poskrbeti moramo za elektroniko ustrezne časovne zamike med sunki s fotopomnoževalke in večžične komore. Sistem CAMAC sem krmilil s pomočjo računalnika (HP-RT) program *disserv*, ki je zajemal podatke v računalniške registre. Za branje podatkov iz registrov sem pognal mrežni program *dadc* na računalniku HP-UX.

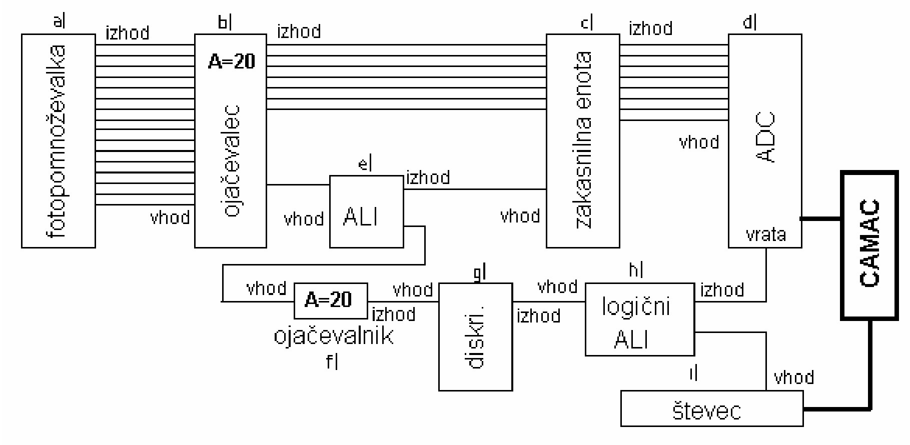


Slika 2.5: Čitalni sistem za merjenje prostorske porazdelitve zadetkov.

2.1.2 Merjenje višine sunkov

Višino posameznih sunkov sem meril s pomočjo dvanajstkanalnega nabojno občutljivega analogno digitalnega pretvornika LeCroy ADC.

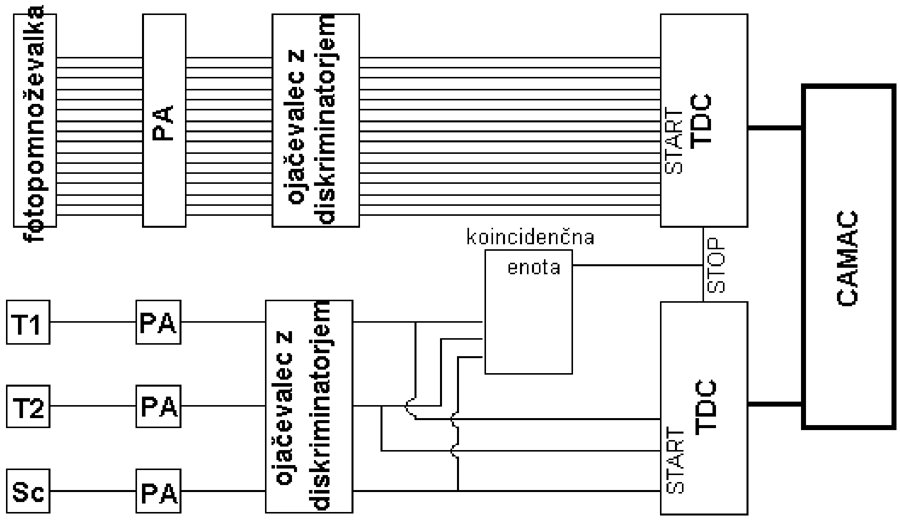
Dvanajst kanalov gre s fotopomnoževalke (slika 2.6a) preko ojačevalnika (b) in zakasnilne linije (c) na analogno digitalni konverter (d). Prožilni signal še pred zakasnitvijo razdelimo z analognim delilcem signalov (e). Prvi izhod nadaljuje pot z ostalimi signali,



Slika 2.6: Čitalni sistem za merjenje višine sunkov.

drugega pa dodatno ojačimo (f) in preko diskriminatorja (g) peljemo na logični razdelilec (h) od tam pa na proženje za analogno digitalni pretvornik (d) in števec za normalizacijo dogodkov (k). CAMAC je kontroliral delovanje analogno digitalnega pretvornika (d) in števca (k). Sistem CAMAC sem krmilil s pomočjo računalnika (HP-RT) s programom *qadcserv*, ki je zajemal podatke v računalniške registre. Za obdelavo podatkov iz registrov sem pognal mrežni program *adc* na računalniku HP-UX.

2.1.3 Merjenje v inštitutu DESY v Hamburgu



Slika 2.7: Čitalni sistem za merjenje v testnem žarku T24 inštituta DESY v Hamburgu

Uporabil sem ze obstoječo merilno postavitev (slika 2.7) [29]. Signale iz fotopomnoževalke sem preko predojacevalcev (PA) ojačil in oblikoval z ojačevalcem in diskriminatorjem, nato pa peljal na vhode za TDC start časovno digitalnih pretvornikov LeCroy TDC. Za TDC stop signale sem uporabil koincidenco treh signalov: dveh sledilnih večžičnih proporcionalnih komor in scintilatorja. Ena od proporcionalnih komor je pred vstopom žarka v aluminjasto posodo z argonom, druga na njegovem izstopu, scintilator pa je na vstopu žarka v testni prostor. Seveda je treba vse tri signale predhodno ojačiti in oblikovati s predojačevalci (PA) in ojačevalcem z diskriminatorjem. Sistem CAMAC je nadzoroval časovno digitalne pretvornike in prožilne signale. Podatke s CAMACa sem zajemal s pomočjo računalnika μVAX s programom *ric*.

2.2 Zajemanje podatkov

Za zajemanje podatkov iz registrov sistema CAMAC sem uporabil obstoječe programe za zajemanje podatkov, ki sem jih delno spremenil za zahteve ustrezne meritve:

- *qadcserv* in *adc* : program za zajemanje podatkov pri merjenju višine signalov [28],
- *disserv* in *dadc* : program za zajemanje podatkov pri merjenju porazdelitve zadetkov,
- *ric* : program za zajemanje podatkov pri merjenju v testnem žarku T24 inštituta DESY v Hamburgu [28],
- programski paket *LabView* pri za zajemanju podatkov z osebnim računalnikom za merjenje pogostosti sunkov.

Podatke sem obdeloval s programskim paketom PAW (Physics Analysis Workstation) [21] in programi, ki sem jih napisal v programskem jeziku Fortran. V Fortranu je napisana tudi simulacija zadetkov Čerenkovih fotonov na fotopomnoževalko.

3. poglavje

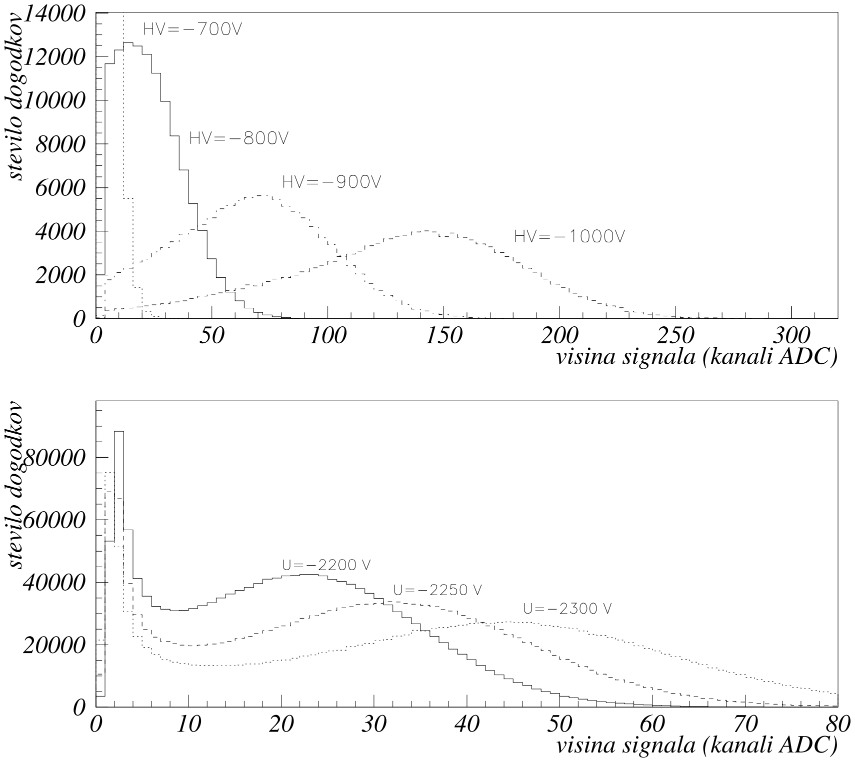
Enofotonski spektri

Idealno je ojačenje elektronsko pomnoževalnega sistema enako za vse elektrone z enako energijo, ki vstopijo v dinodni sistem. Praktično pa zaradi statistične narave procesa sekundarne emisije to ni mogoče. Posamezni elektroni z isto energijo, ki vstopijo v sistem, bodo emitirali različno število sekundarnih elektronov in s tem povzročili fluktuacije v ojačenju. K fluktuacijam prispevajo še spremembe koeficienta sekundarne emisije po površini dinod, spremembe v času preleta in drugi efekti. Dobro merilo za obseg fluktuacij v dani pomnoževalni verigi je enofotonski spekter. To je spekter fotopomnoževalkinih izhodnih sunkov, ki nastanejo zaradi vstopa samo enega elektrona v pomnoževalni sistem. Porazdelitev nam pove odziv pomnoževalne verige fotopomnoževalke. Izmerimo jo z osvetlitvijo fotopomnoževalke z zelo šibkim izvorom svetlobe, tako da je verjetnost za to, da je fotopomnoževalko zadel več kot en foton, zanemarljiva . Zaradi fluktuacij v ojačenju bodo izhodne oblike signalov različne za vsak enofotonski dogodek. Z integracijo vsakega tokovnega sunka dobimo sunek z amplitudo, ki je sorazmerna celotnemu naboju, ta pa je sorazmeren z ojačenjem. S porazdelitvijo števila dogodkov v odvisnosti od ojačenja (enofotonski spekter) direktno izmerimo odziv fotopomnoževalke. Z uporabo dinod iz kovinskih kanalov dosežemo, da so razlike v ojačenju med posameznimi elektroni majhne. Vrh v enofotonskem spektru je zato ostrejši. Oblika spektra se spreminja v odvisnosti od napetosti. Z večjo napetostjo se meddinodne napetosti večajo. Zaradi močnejšega električnega polja se veča delež sekundarnih elektronov, ki dosežejo naslednjo dinodo. Tako se veča tudi celotno ojačenje fotopomnoževalke.

V primeru fotopomnoževalke Hamamatsu H6568-30 pri napetosti 700V vrh sploh še ni izražen, pri 800 V je razmerje med vrhom in dolino na levi le malo nad 1, pri 900V je to razmerje že 3,2, pri 1000V pa naraste na 9 (slika 3.1).

Po določitvi delovne napetosti sem za vseh šestnajst kanalov fotopomnoževalke Hamamatsu H6568-30 izmeril enofotonske spektre. Svetlobni tok na fotopomnoževalko je bil tak, da je bila verjetnost za to, da na fotopomnoževalko padeta dva fotona zanemarljiva. Pri izmerjeni pogostosti sunkov 100kHz na kanal dobimo namreč v povprečju na 10μs en sunek, celotno dogajanje v fotopomnoževalki, ki sledi padcu enega fotona na fotokatodo, pa traja manj kot 10ns.

Spektri, ki jih dobimo iz fotopomnoževalke, so izredno čisti, brez širokih začetnih



Slika 3.1: Enofotonske porazdelitve po višini sunkov za različne napetosti. Zgoraj za šesti kanal fotopomnoževalke H6568-30 (PM2), spodaj pa za fotopomnoževalko Philiphs XP2020.

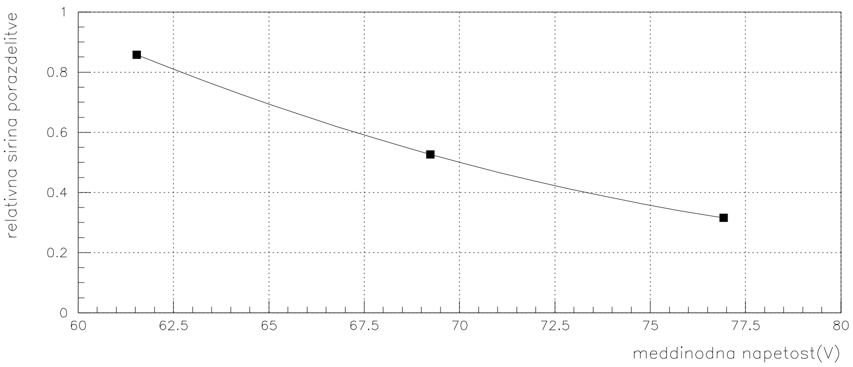
vrhov, kot jih srečamo pri ostalih fotopomnoževalkah. Razlika je lepo vidna na sliki 3.1, kjer sem za primerjavo meritev s fotopomnoževalko H6568-30 izmeril z enakim merilnim sistemom še porazdelitve s fotopomnoževalko Philiphs XP2020, merilnega sistema pa nisem spreminjal. Delovna napetost fotopomnoževalke H6568 je dosti nižja od delovne napetosti fotopomnoževalke XP2020.

Kot merilo za obliko enofotonskega spektra lahko uporabimo relativno širino porazdelitve $\sigma(U_s)/\overline{U_s}$, kjer je U_s porazdelitev po višini sunkov. Odvisnost relativne širine od meddinodne napetosti kaže slika 3.2. Tako odvisnost sem tudi pričakoval, saj se z rastočo meddinodno napetostjo veča koeficient sekundarne emisije δ, ki določa širino porazdelitve [7].

Delovna napetost fotopomnoževalke

Delovno napetost fotopomnoževalke sem določil s pomočjo oblike enofotonskih spektrov in z merjenjem pogostosti sunkov.

Delovno območje je po navodilih proizvajalca med 500 V in 1000 V. Pri 600 V je signal iste velikostne stopnje kot šum fotopomnozevalke in ostalih vključenih elektronskih

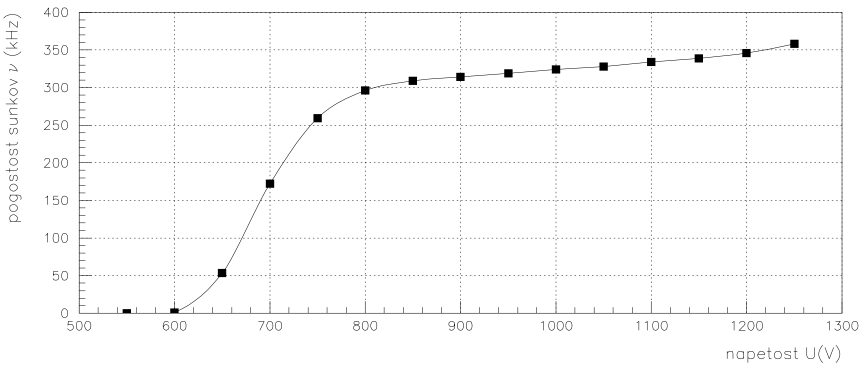


Slika 3.2: Relativna širina enofotonske porazdelitve po višini sunkov za fotopomnoževalko PM2 v odvisnosti od meddinodne napetosti.

komponent, z večanjem napetosti pa se to razmerje popravlja krepko v prid signala. Z večanjem signala pa se spreminja tudi njegov spekter.

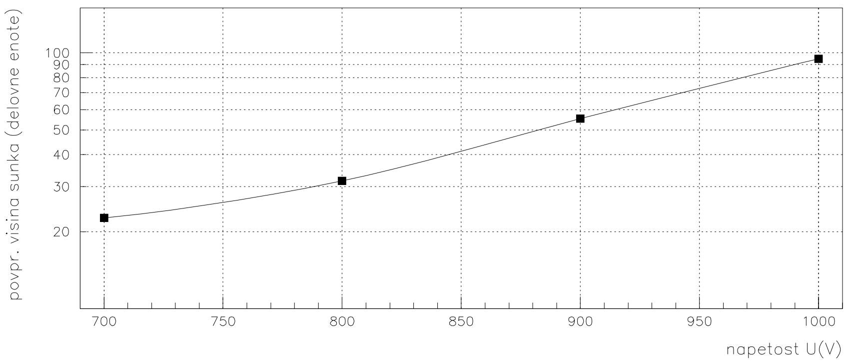
Z enostavnim sistemom za štetje sunkov, zaporedjem fotopomnoževalke, ojačevalnika, diskriminatorja in števca, sem izmeril plato štetja, kjer se število sunkov pri konstantnem vpadnem toku le malo spreminja z napetostjo na fotopomnoževalki (slika 3.3).

Nivo diskriminacije je bil nastavljen na 30mV, kar je približno 4% povprečne višine sunka pri napetosti 900V. Pri teh pogojih sem ocenil, da elektronski izkoristek presega 95%. Pri tej oceni sem privzel, da je na območju pod nivojem diskriminacije enako število dogodkov na kanal kot v prvih kanalih nad nivojem diskriminacije. Predpostavko potrjuje meritev Čerenkovih signalov proženih s sosednjim kanalom (poglavje 5 slika 5.1).



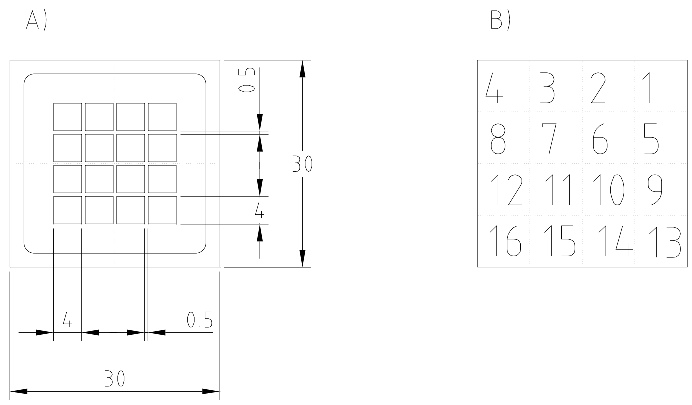
Slika 3.3: Pogostost sunkov v odvisnosti od napetosti za prvi kanal fotopomnoževalko PM2 pri ojačenju A=200 in nivoju diskriminacije 30 mV.

Glede na to, da je 1000V največja delovna napetost, ki jo dovoljuje proizvajalec, sem se za skoraj vse nadaljne meritve odločil za delovanje fotopomnoževalke pri nekoliko manjši napetosti 900V. Velja omeniti, da pravilno izbiro delovne napetosti potrjuje tudi meritev verjetnosti za zadetek Čerenkovih fotonov v testnem žarku inštituta DESY v Hamburgu (poglavje 7 slika 7.5). Ker z rastočo dinodno napetostjo raste koeficient sekundarne emisije δ, se ojačenje fotopomnoževalke z napetostjo močno spreminja (slika 3.4).



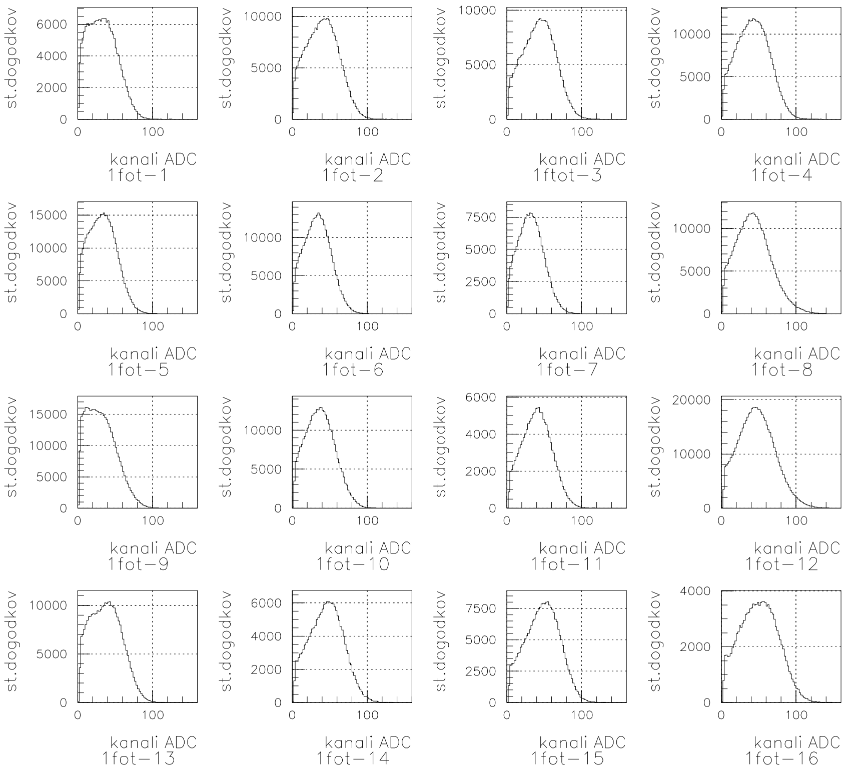
Slika 3.4: Odvisnost povprečne višine sunkov od napetosti, merjeno na šestem kanalu fotopomnoževalke PM2.

Homogenost odziva fotopomnoževalke



Slika 3.5: Pogled od zgoraj na fotopomnoževalko Hamamatsu H6568-30 in oštevilčenje kanalov.

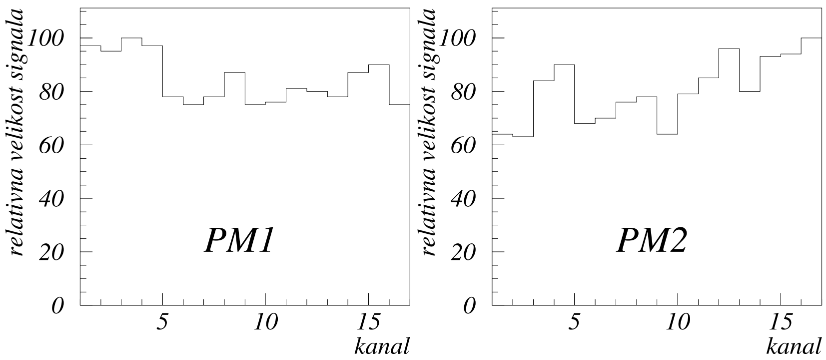
Ojačenje se za različne kanale spreminja, saj je praktično nemogoče izdelati popolnoma homogeno fotopomnoževalko. Velikost ojačenja v fotopomnoževalki se sicer razlikuje od kanala do kanala kot kažeta sliki 3.6 in 3.7. Red velikosti variacij je v okviru 20%. Za štetje posameznih fotonov pa je bistvena le informacija o prisotnosti signala. Elektronski izkoristek je pri nizkem nivoju diskriminacije za vse kanale enak.



Slika 3.6: Porazdelitev po višini sunkov za zadetke z enim fotonom za fotopomnoževalko PM2 in napetost U=900V. Za oznake kanalov glej sliko 3.5.

Šum fotopomnoževalke

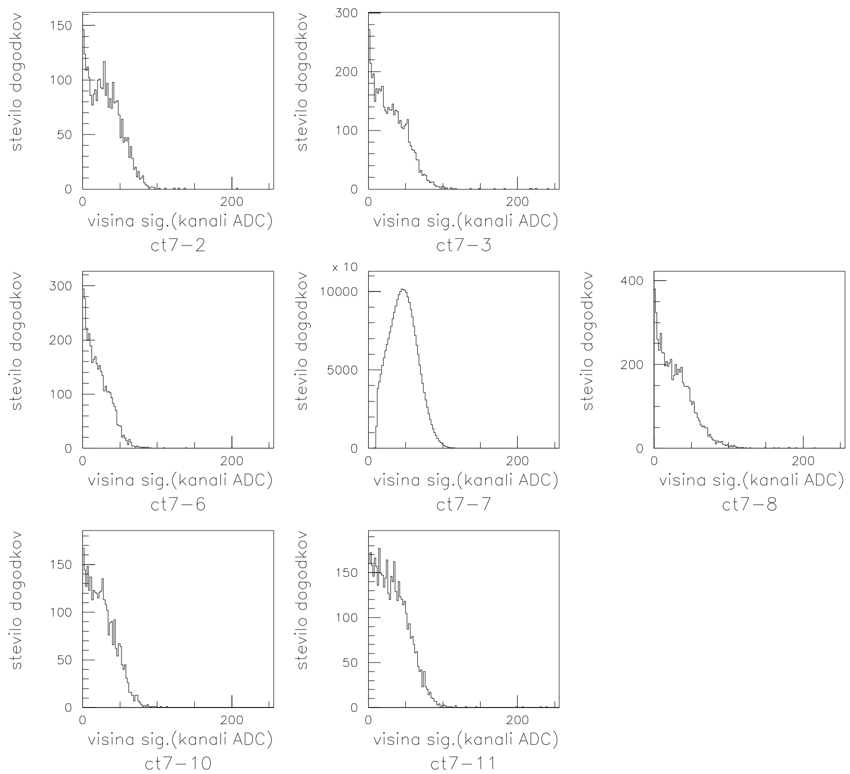
Fotopomnoževalko odlikuje izredno nizek šum. Ta znaša nakaj Hz na kanal in ima na meritev zanemarljiv vpliv. Zanimivo je, da je šum tako nizek že pol ure po postavitvi fotopomnoževalke v temen prostor, medtem ko se pri drugih fotopomnoževalkah ustali šele čez dan ali dva.



Slika 3.7: Povprečna višina sunkov za zadetke z enim fotonom normalizirana na največjo povprečno vrednost za fotopomnoževalki: levo PM1 in desno PM2. Za oznake kanalov glej sliko 3.5.

4. poglavje

Presluh



Slika 4.1: Odziv prožečega signala in njegovih sosedov na enofotonske sunke, opazovane na 7. kanalu, za fotopomnoževalko PM2 pri napetosti U=900V.

Lahko se zgodi, da foton, ki pade na en del katode, povzroči plaz elektronov ne le na anodi pod njim, pač pa tudi na kakšni od sosed. To pomeni, da ga zaznamo tam, kjer ga ni bilo, oziroma, da zaznamo na fotopomnoževalki več signalov, kot pa je bilo fotoelektronov. Pojav, pri katerem je kanal zaznal signal svojega soseda, imenujemo presluh.

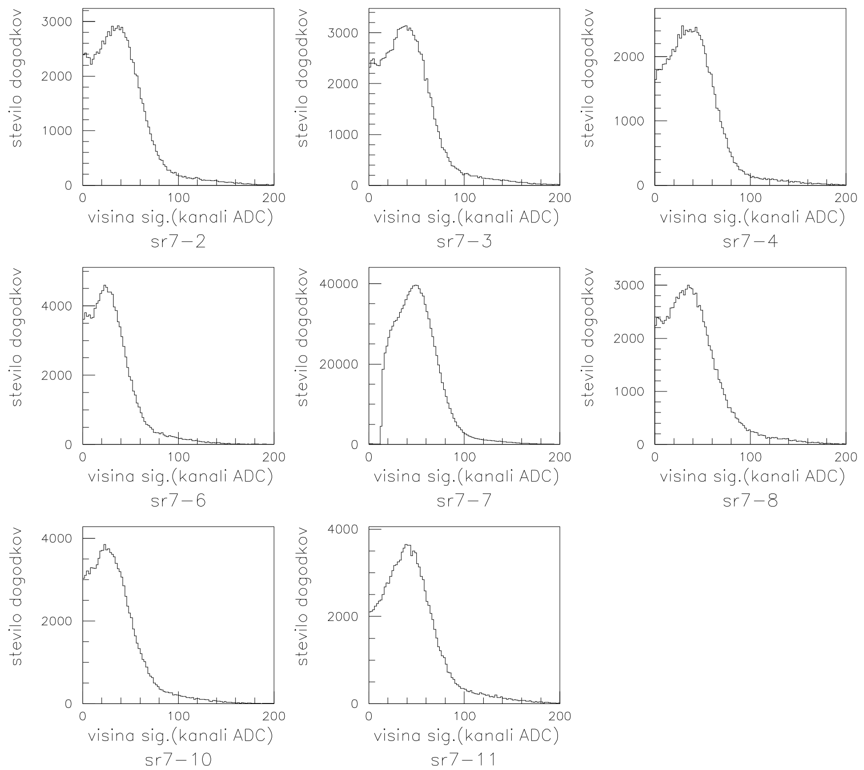
Pri merjenju tega efekta sem uporabil merilno elektroniko za merjenje višine sunkov (slika 2.5), ki sem jo spremenil tako, da sem naenkrat opazoval višino signala na več kanalih hkrati. Za proženje sem uporabil signal enega od srednjih kanalov. Tako sem izmeril odziv okoliških kanalov na enofotonske sunke, ki so dali signal na proženem kanalu. Še enkrat naj poudarim, da je bila pogostost sunkov dovolj majhna, da je bila verjetnost za padec dveh hkratnih fotonov na fotopomnoževalko zanemarljiva.

Kot je razvidno iz slike 4.1 ima fotopomnoževalka izredno nizek presluh. Presluh med direktnimi sosedi znaša 0,2%, med diagonalnimi pa 0,1%. Višina sunkov na okoliških kanalih je v povprečju manjša kot na kanalu, od koder izvirajo prožilni signali. Iz tega sklepam, da elektroni v pospeševalni sistem sosednje anode ne zaidejo na začetku pomnoževalne verige, pač pa nekje na drugi ali tretji stopnji. Če bi vstopali na začetku, potem bi bili obliki obeh porazdelitev enaki, če bi vstopali kasneje, bi bilo ojačenje na koncu bistveno manjše, da bi jih sploh zaznali, ker pri merjenju vedno uporabljamo od nič različen nivo diskriminacije.

Na sliki 4.1 je prikazan presluh za sedmi kanal fotopomnoževalke. Seveda velja omeniti, da prvega kanala analogno digitalnega pretvornika ni na sliki. Tam so zbrani vsi dogodki, ki niso dali zadosti velikega signala na opazovanem sosednjem kanalu.

5. poglavje

Elektronski izkoristek



Slika 5.1: Čerenkovi signali elektronov iz ^{90}Sr, proženi s sedmim kanalom za fotopomnoževalko PM2 pri napetosti $U = -900V$.

Za oceno elektronskega izkoristka ε_{el} sem potreboval izvor svetlobe, Čerenkove signale elektronov iz izvora ^{90}Sr, ki je dajal več kot en foton. Padec fotona na prožeči kanal sem uporabil za proženje elektronike, odziv na padec drugega in naslednjih fotonov pa sem opazoval na sosednjih kanalih.

Uporabil sem enak merilni sistem kot pri meritvi presluha, le da sem namesto svetlobe iz okolice uporabil Čerenkovo svetlobo elektronov iz ^{90}Sr v trdnem sevalcu natrijevem fluoridu (slika 5.1). Z meritvijo sem ocenil, kolikšen del signalov zaradi končnega praga diskriminacije zares zaznam na fotopomnoževalki. Enofotonska in porazdelitev Čerenkovih fotonov se na začetku spektra le malo razlikujeta, tako da je elektronski izkoristek ε_{el} v obeh primerih enak.

Izmerjena porazdelitev po višini sunkov je na prožečem kanalu zaradi nivoja diskriminacije na žačetku popačena v nasprotju s porazdelitvami na sosednjih kanalih, kjer tega popačenja ni (slika 5.1). Seveda je tudi tu zaradi istega razloga kot pri meritvi presluha na sliki prvi kanal analogno digitalnega pretvornika pri vseh opazovanih kanalih odrezan.

Iz meritev ocenjujem, da elektronski izkoristek presega 95%.

6. poglavje

Meritev izkoristka z izvorom ^{90}Sr

Fotokatoda fotopomnoževalke H6568-30 je občutljiva na energijskem intervalu od 2 eV do 7 eV. Proizvajalec podaja le podatke o občutljivosti katode fotopomnoževalke, torej o kvantnem izkoristku, ne pa tudi o celotnem izkoristku fotopomnoževalke, ki vključuje zbiralni izkoristek za elektrone.

Celotni izkoristek fotopomnoževalke sem izmeril na več različnih načinov. Vsem pa je skupno to, da sem za določanje izkoristka uporabil absolutno normaliziran svetlobni izvor, Čerenkove fotone, ki so nastali pri preletu elektronov skozi plinski ali trden sevalec. Pri merjenju izkoristka v laboratoriju za razvoj detektorjev Odseka za eksperimentalno fiziko IJS v Ljubljani sem uporabil za izvor elektronov ^{90}Sr, za sevalec pa 1cm debelo okno iz kremenčevega stekla, NaF ali LiF. V nadaljevanju sledi opis umeritve aparature, ki jo potrebujem v zadnjem podpoglavju pri določitvi izkoristka.

6.1 Umeritev

Za določitev izkoristka fotopomnoževalke sem aparaturo umeril z računalniško simulacijo v opazovanem sistemu. Vhodni podatki v simulacijskem programu so geometrija detektorja, lastnosti sevalca, lomni količnik in prepustnost kristala in kvantni izkoristek fotokatode večanodne fotopomnoževalke po proizvajalčevih podatkih.

Rezultat simulacijskega postopka je porazdelitev višine signalov, ki ustreza Čerenkovim fotonom β elektronov iz ^{90}Sr. Iz nje ni težko izračunati prostorske porazdelitve verjetnosti za zadetek na en sproženi dogodek, količine, ki sem jo kasneje meril.

Simulacija odziva aparature poteka tako, da najprej generiramo β elektron in mu sledimo skozi sevalec Čerenkovega sevanja. Elektron na tej poti zaradi ionizacije oddaja energijo in spreminja smer gibanja. Elektroni z energijo, ki presega prag Čerenkovega sevanja, sevajo fotone. Če se fotoni ne absorbirajo v samem sevalcu ali plasti zraka, pridejo do fotopomnoževalke in na fotokatodi lahko povzročijo fotoefekt.

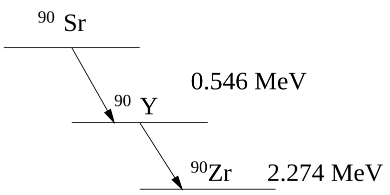
Pri simulaciji sem upošteval:

- energijske izgube elektronov v zraku, v kolimatorju izvora, v proporcionalni komori, v plastični foliji pred kristalom in v zraku pred kristalom,

- ionizacijske izgube elektrona v kristalu po Bethe-Blochovi formuli,
- Čerenkovo sevanje fotonov,
- večkratno sipanje fotonov,
- odboje na mejnih ploskvah kristala z zrakom,
- absorpcijo fotonov v kristalu,
- padec fotona na aktivno površino fotopomnoževalke,
- upoštevanje kvantnega izkoristka po proizvajalčevih podatkih,
- absorpcijo fotonov v zraku.

6.1.1 Izvor sevanja β

Za radioaktivni izvor ^{90}Sr je značilen kaskadni β^- razpad z razpadno shemo na sliki 6.1. Maksimalna kinetična energija prvega razpada je 0.546 MeV, drugega pa 2.274 MeV. Razpolovna časa prvega in drugega razpada sta 28 let in 64 ur. Od tod sledi, da sta razpada nekorelirana in enako verjetna.



Slika 6.1: Razpadna shema ^{90}Sr.

V simulacijskem programu s polovično verjetnostjo izberem enega od obeh razpadov, energijo pa generiram po porazdelitvi

$$\frac{dw(E)}{dE} \propto pE(E_m - E)^2 \quad . \tag{6.1}$$

Pri tem je E celotna energija elektrona, p pa njegova gibalna količina. Na površini izvora poljubno izberem tudi točko izsevanja elektrona ter njegovo smer. Hkrati preverim, če elektron naleti na kakršnekoli geometrijske ovire.

6.1.2 Energijske izgube

Elektron sedaj potuje skozi plast zraka, vstopi v večžično proporcionalno komoro, ki jo z obeh strani zapira aluminizirana mylar folija, v notranjosti pa je napolnjena z metanom, nato skozi črno folijo in spet skozi plast zraka. Z uporabo Bethe-Blochove enačbe za elektrone sem simuliral izgubo energije [7],

$$-\frac{dE}{dx} = N_A \frac{e^4}{8\pi\varepsilon_o^2 c^4} m_e c^2 \rho \frac{Z}{A}\frac{1}{\beta^2}\left[\ln\frac{\tau^2(\tau+2)}{2(I/m_e c^2)^2} + \frac{1}{(\tau+1)^2}\right], \tag{6.2}$$

kjer sem uporabil naslednje oznake: ε_o dielektrična konstanta, m_e masa elektrona, N_A Avogadrovo število, e osnovni naboj, I povprečni ionizacijski potencial, ρ gostota snovi, A masno število snovi, Z atomsko število snovi, τ pa je kinetična energija delca v enotah mirovne mase.

Ko elektron odda toliko svoje kinetične energije, da pade pod prag za Čerenkovo sevanje ali naleti na geometrijske ovire, postopek generiranja in sledenja elektronu ponovim.

6.1.3 Večkratno sipanje

Elektron se ob prehodu skozi snov večkratno Coulombsko siplje. Pri tem je izguba energije zelo majhna ali zanemarljiva. Pojav se obravnava statistično in kot rezultat dobimo verjetnostno porazdelitev po kotu sipanja. Verjetnostna porazdelitev je po obliki podobna Gaussovi porazdelitvi. Razlika je v večji verjetnosti za večje sipalne kote kot jo predvideva Gaussova porazdelitev, kar pa je posledica enkratnega Rutherfordovega sipanja pod velikim kotom.

V simulacijskem programu sem uporabil poenostavljeno relacijo [31], kjer se zadovoljimo z Gaussovim približkom. Širina porazdelitve je:

$$\sigma = \frac{E_s}{pc\beta}\sqrt{\frac{L}{L_R}}\,, \tag{6.3}$$

kjer je $E_s = 17.5$ MeV, p in βc gibalna količina in hitrost delca, L debelina snovi, L_R pa radiacijska dolžina. Večkratno Coulombovo sipanje ni neposredno odvisno od radiacijske dolžine. Relacija je tako zapisana zato, ker sta obe količini enako odvisni od atomskega in vrstnega števila snovi :

$$\frac{1}{L_R} \propto \frac{4\alpha {r_e}^2 N_A Z^2 \rho}{A}\,, \tag{6.4}$$

kjer je r_e klasični radij elektrona, α konstanta fine strukture, ρ gostota, A masno in Z vrstno število snovi. V NaF, LiF in kvarčnem steklu je radiacijska dolžina reda velikosti nekaj centimetrov.

6.1.4 Generiranje Čerenkovega fotona

Elektron seva Čerenkove fotone, dokler je njegova hitrost večja od hitrosti svetlobe v sredstvu, skozi katerega leti. V tem primeru nastane stožčasto elektromagnetno valovno čelo, ki se širi pod kotom ϑ glede na smer gibanja delca:

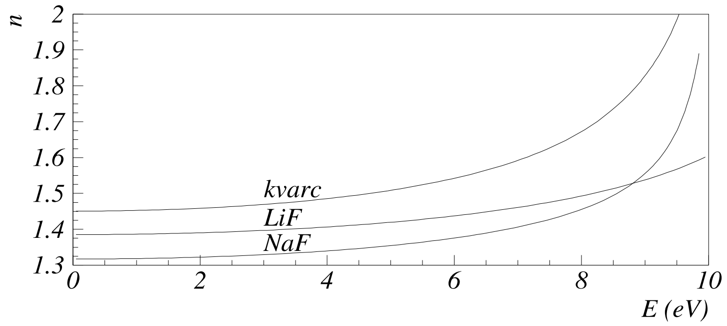
$$\cos\vartheta = \frac{1}{\beta n(E)}\,, \tag{6.5}$$

kjer je n lomni količnik snovi pri določeni energiji fotonov E, β pa razmerje hitrosti elektrona in hitrosti svetlobe v vakuumu.

Pri izbiri Čerenkovega sevalca zahtevamo, da je prepusten v energijskem področju, kjer je detektor občutljiv, hkrati pa mora biti njegov lomni količnik dovolj majhen . S tem se zmanjša verjetnost, da pride pri prehodu v optično redkejše sredstvo do totalnega odboja. Podatki o lomnem količniku NaF so povzeti po meritvi Hempsteada in sodelavcev [32]. Pri prilagajanju merjenih podatkov v ustrezne enačbe so uporabili Sellmeirjevo zvezo :

$$\frac{n^2-1}{n^2+2} = \frac{F_A}{{E_A}^2 - E^2} + \frac{F_B}{{E_B}^2 - E^2} \ , \tag{6.6}$$

vrednosti parametrov pa so : $E_A = 10.435$, $E_B = 18.275$, $F_A = 2.5764$, $F_B = 57.788$.



Slika 6.2: Lomni količnik NaF, LiF in kvarčnega stekla v odvisnosti od energije fotonov.

Za kremenčevo steklo tipa Spectrosil B sem podatke povzel po viru [24]. Prilagojena enačba ima obliko

$$n^2 - 1 = \frac{F_A}{{E_A}^2 - E^2} + \frac{F_B}{{E_B}^2 - E^2} \ ,$$

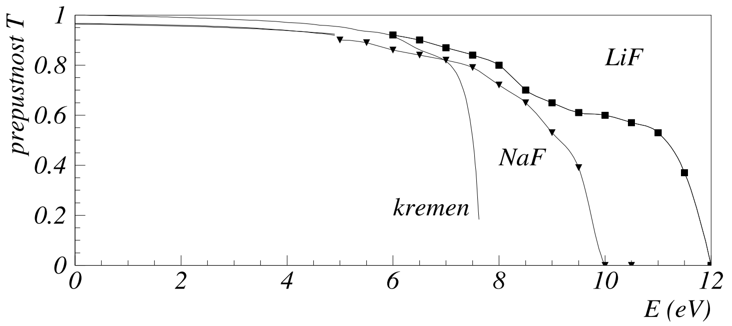
ustrezni parametri pa imajo naslednje vrednosti : $E_A = 10.666$ eV , $E_B = 18.125$ eV , $F_A = 46.411$ (eV)^2, $F_B = 228.71$ (eV)^2.

Podatke za LiF sem povzel po viru [16]. Oblika prilagojene enačbe je

$$n^2 - 1 = \frac{F_A(E_A^2 - E^2)}{(E_A^2 - E^2)^2 + (\gamma E)^2} + \frac{F_B}{E_B^2 - E^2} \ , \tag{6.7}$$

s parametri $F_A = 34.76$(eV)^2, $F_B = 236.6$(eV)^2, $\gamma = 0.33$eV, $E_A = 12.632$eV in $E_B =$ 18.37eV.

Tipična velikost energijskih izgub delca zaradi Čerenkovega sevanja znaša nekaj keV/cm, kar predstavlja le en promil v primerjavi z izgubo energije zaradi ionizacije. Število fotonov v energijskem intervalu dE, ki jih izseva elektron, ko elektron preleti razdaljo dL, podaja izraz 1.2. Fotonu določim tudi mesto nastanka, smer širjenja ter polarizacijski vektor.



Slika 6.3: Prepustnost 1 cm NaF, kremenčevega stekla in LiF v odvisnosti od energije fotonov.

6.1.5 Foton v Čerenkovem sevalcu

Pri opisu odboja, loma ter absorpcije fotonov v sevalcu sem upošteval smer širjenja in polarizacijo vpadnega fotona [14]. Verjetnost za odboj na meji dveh sredstev sem izračunal s Fresnelovimi enačbami. Če je vpadno valovanje transverzalno električno polarizirano (vektor električne poljske jakosti je pravokoten na vpadno ravnino), potem se na meji med dvema dielektrikoma odbije ${\rho_\perp}^2$ del valovanja, ostanek pa se lomi,

$$ {\rho_\perp}^2 = \left(\frac{\sin(\theta - \phi)}{\sin(\theta + \phi)} \right)^2 . \tag{6.8} $$

Pri transverzalno magnetni polarizaciji je delež odbitega valovanja

$$ {\rho_\|}^2 = \left(\frac{\mathrm{tg}(\theta - \phi)}{\mathrm{tg}(\theta + \phi)} \right)^2 , \tag{6.9} $$

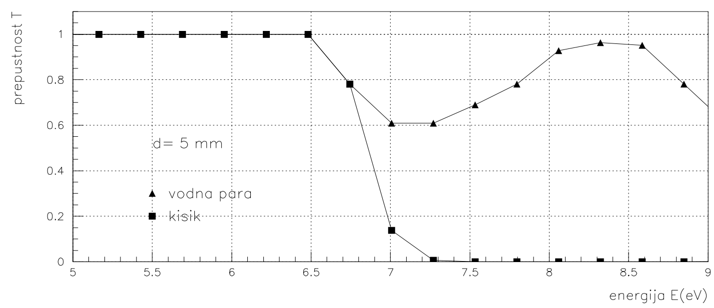
kjer je θ vpadni kot, ϕ pa lomni kot. Ker je polarizacija v splošnem linearna kombinacija dela transverzalno električne in dela transverzalno magnetne komponente, sem najprej izračunal, kolikšen del pripada vsaki komponenti, nato pa še celotno verjetnost, da foton zapusti sevalec, upoštevaje možnost večkratnih odbojev. Upošteval sem tudi absorpcijo v sevalcu na osnovi podatkov o prepustnosti sevalcev (slika 6.3), ki sem jih povzel po meritvah Arnolda in sodelavcev [12]. Opazimo lahko, da je NaF sorazmerno dobro prepusten do energije fotonov 9.6 eV, kremenčevo steklo pa le do 7.5 eV, kar na meritve s fotopomnoževalko H6568-30 ne vpliva, saj je občutljiva do 7 eV (slika 6.5). Hkrati sem preveril mogoče geometrijske ovire in upošteval možnost totalnega odboja.

6.1.6 Absorpcija v plasti zraka

Fotoni prečkajo na poti iz sevalca do fotopomnoževalke še tanko plast zraka. Zaradi majhnega absorpcijskega preseka v preiskovanem energijskem območju atenuacije fotonov praktično ni. Podatke o preseku za absorpcijo sem povzel po delu [13]. Absorpcijska dolžina je tedaj obratno sorazmerna s presekom in z gostoto atomov v reži,

$$l_a = \frac{M}{N_A \rho \sigma_t} \ . \tag{6.10}$$

Prepustnost zmesi zraka in vodne pare je seveda produkt prepustnosti na posamezni komponenti zmesi. Presek za reakcijo z molekulami dušika je dosti manjši in zato zanemarljiv. Prepustnost 5 mm debele plasti zraka in vodne pare, pri temperaturi 20^o C in delnem tlaku vodne pare 10^3 Pa, je v odvisnosti od energije fotonov prikazana na sliki 6.4.



Slika 6.4: Prepustnost v 5 mm debeli plasti kisika (delni tlak $2 \cdot 10^4$Pa) in vodne pare (delni tlak 10^3Pa) pri temperaturi 20^oC v odvisnosti od energije fotonov.

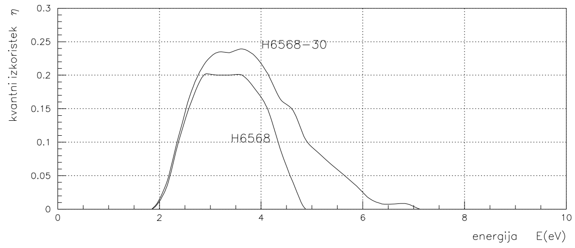
6.1.7 Detekcija fotonov

Fotoni tako prispejo do vstopnega okna fotopomnoževalke. Na fotokatodi lahko povzročijo fotoefekt. Kvantni izkoristek fotopomnoževalke pa je tista količina, ki nam pove, s kolikšno verjetnostjo se to zgodi. Če do fotoefekta pride, sistem za zbiranje vodi emitirane elektrone do prve dinode. Električno polje med vsako dinodo elektrone toliko pospeši, da iz naslednje dinode izbijajo sekundarne elektrone. Sistem dinod število elektronov pomnoži, tako da dobimo na izhodu primerno visok signal, ki ga ojačimo in vodimo v čitalni sistem.

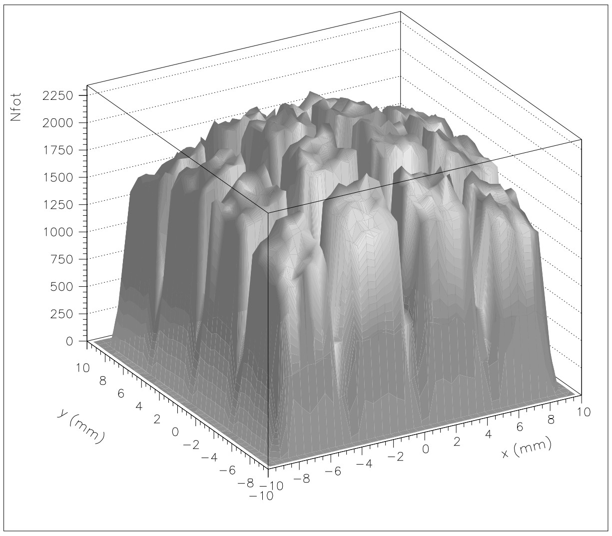
Pri poskusih sem uporabljal Hamamatsu fotopomnoževalke H6568-30 in H6568 [33]. Obe vrsti fotopomnoževalk imata enako fotokatodo, razlikujeta se le po vrsti stekla vstopnega okna. Fotopomnoževalka H6568-30 ima okno iz UV prepustnega stekla (slika 6.5).

6.1.8 Rezultati simulacije

Lomnega količnik se v občutljivem energijskem območju fotopomnoževalke le malo spreminja, zato je tudi energijska porazdelitev izsevanih fotonov skoraj enakomerna. Ker



Slika 6.5: Kvantni izkoristek fotopomnoževalk Hamamatsu H6568-30 in H6568.



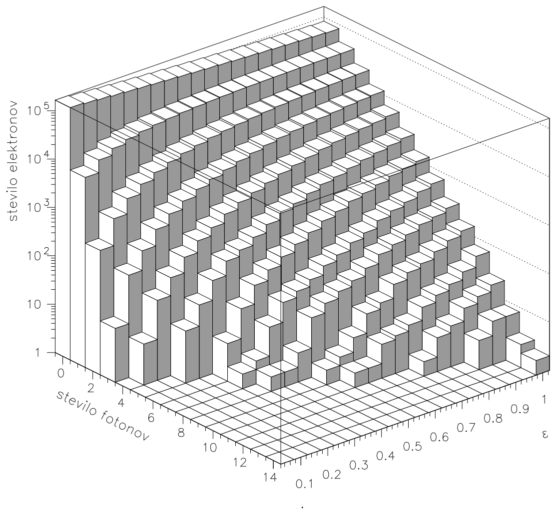
Slika 6.6: Simulirana prostorska porazdelitev fotonov na oknu fotopomnoževalke.

pa spektralna občutljivost fotokatode in ostalih občutljivih elementov v fotopomnoževalki ni enakomerna, je neenakomerna tudi spektralno porazdelitev zaznanih fotonov. Razmerje med spektralnima porazdelitvama zaznanih fotonov in vseh fotonov ni le kvantni izkoristek, ki je definiran le kot razmerje med številom izbitih fotoelektronov in številom vpadlih fotonov na fotokatodo. Vključuje še druge efekte, predvsem zbiralni izkoristek za elektrone ε_z v pomnoževalnem sistemu fotopomnoževalke. Ker me je zanimal celotni izkoristek fotopomnoževalke, sem v simulacijo vključil to kot relativni izkoristek ε_z, izkoristek fotopomnoževalke pa lahko tedaj zapišem kot

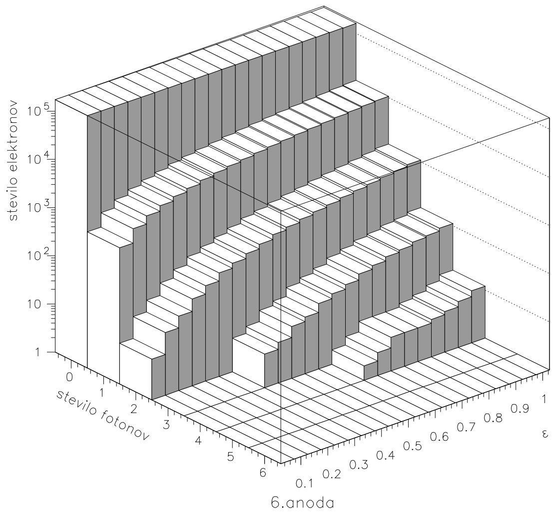
$$\eta_{cel} = \eta_{kv}(E)\,\varepsilon_z(E) \quad , \tag{6.11}$$

kjer je η_{cel} izkoristek fotopomnozevake, $\eta_{kv}(E)$ kvantni izkoristek fotopomnoževalke in $\varepsilon_z(E)$ relativni izkoristek. Energijske odvisnosti zbiralnega izkoristka nisem upošteval, tako da je ε_z nastopal le kot dodaten faktor.

Na sliki 6.6 je prikazana simulirana porazdelitev zadetkov Čerenkovih fotonov iz $\beta-$elek-

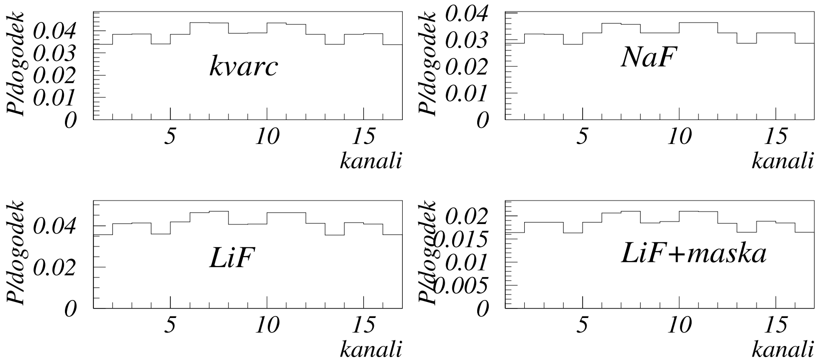


Slika 6.7: Simulacija: Število dogodkov kot funkcija števila detektiranih fotonov in relativnega izkoristka ε_z.

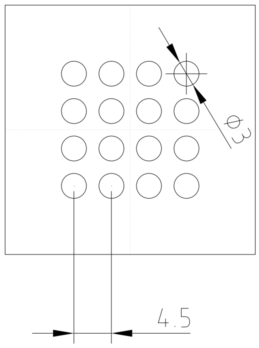


Slika 6.8: Simulacija: Število dogodkov kot funkcija števila detektiranih fotonov in relativnega izkoristka ε_z na 6.anodi.

tronov ^{90}Sr na aktivno površino fotopomnoževalke. Verjetnostni porazdelitvi elektronov po številu fotonov sta za en kanal in za vso fotopomnoževalko na slikah 6.8 in 6.7. Prostorska porazdelitev verjetnosti za zadetek je za tri uporabljene sevalce in za z masko pokrito fotopomnoževalko (slika 6.10) prikazana na sliki 6.9.



Slika 6.9: Simulirana prostorska porazdelitev verjetnosti za zadetek fotona normirana na sproženi dogodek. Podani so rezultati simulacije za kristale: kremen, natrijev fluorid in litijev fluorid. Zadnja slika za litijev fluorid in fotopomnoževalko z masko na vhodnem oknu (slika 6.10).



Slika 6.10: Maska za vhodno okno fotopomnoževalke H6568-30. Premer odprtin je 3 mm.

6.2 Prostorska porazdelitev Čerenkovih signalov

Končno meritev izkoristka sem izvedel s pomočjo 16 kanalnega diskriminatorja Philips (shema meritve slika 2.5). Za proženje sem uporabil večžično proporcionalno komoro. Komora elektronov skorajda ne moti, tako da skorajda vsak v komori zaznan elektron izstopi iz nje. Z zunanjim proženjem elektronike sem tako določil število elektronov, ki so vstopili v kristal.

Z merjenjem števila zadetkov na posameznem kanalu sem meril verjetnost za signal na fotopomnoževalki normaliziran na število dogodkov. Izmeril sem porazdelitve za različne napetosti za obe fotopomnoževalki s sevalcem natrijevim fluoridom, potem pa sem vse skupaj ponovil še s fotopomnoževalko PM2 z litijevim fluoridom in kremenčevim steklom (slika 6.11). Sevalec LiF sem uporabil pri meritvi prostorske odvisnosti izkoristka fotopomnoževalke (slika 6.13). Zanimalo me je, če je izkoristek sredin aktivnih površin bolj ali manj občutljiv od robov. Fotopomnoževalko sem zato pokril z masko tako, da so bili svetlobi izpostavljene le sredine aktivnih površin (slika 6.10).

6.2.1 Analiza rezultatov

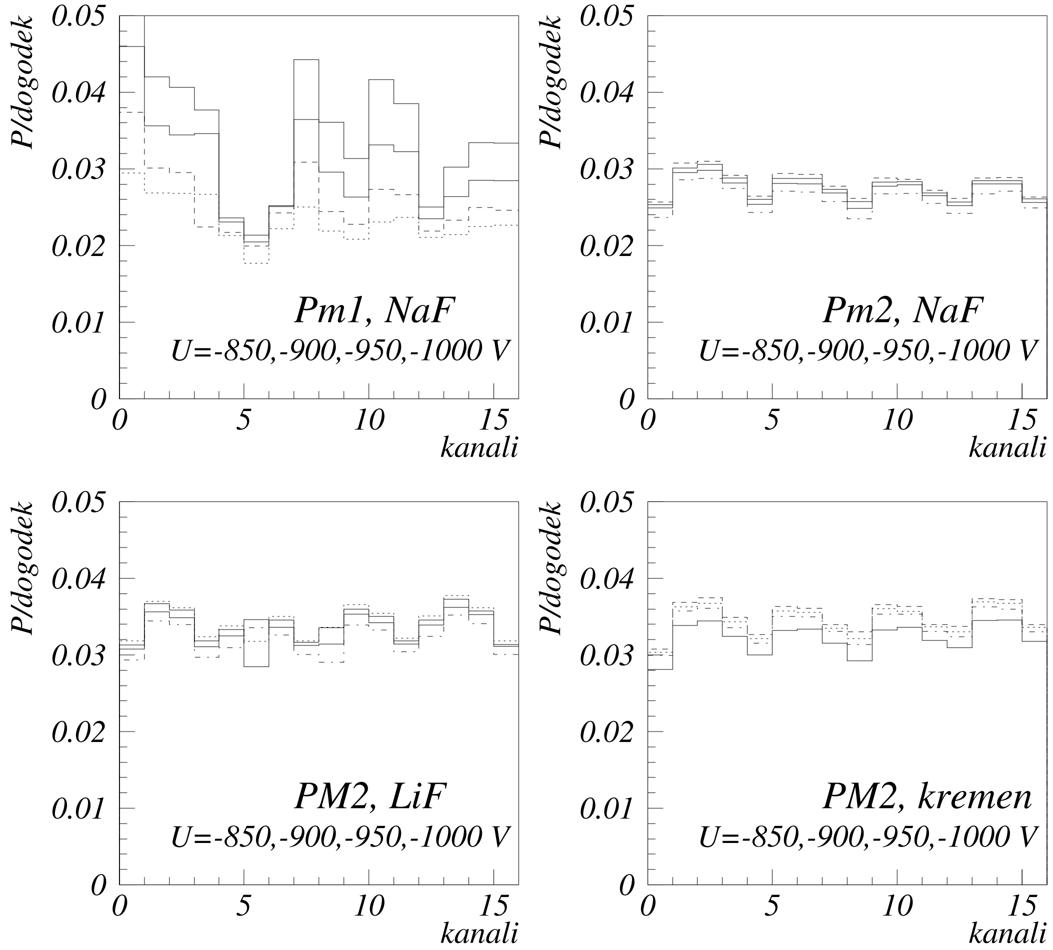
Rezultati meritev so zbrani v tabeli 6.1.

Tip	Sevalec	ε	σ_ε
Pm1	NaF	0.72	0.15
Pm2	NaF	0.77	0.06
Pm2	LiF	0.75	0.06
Pm2	kremen	0.82	0.06
Pm2 z masko	LiF	0.52	0.03

Tabela 6.1: Rezultati meritev zbiralnega izkoristka ε za napetost $U = -900V$. Homogenost zbiralnega izkoristka po kanalih označuje σ_ε.

Fotopomnoževalka PM2 je veliko bolj homogena kot fotopomnoževalka PM1. Sredine aktivnih površin so homogenejše kot zunanji deli aktivnih površin, kar je vidno iz meritve izkoristka z masko. Kljub večji homogenosti pa je izkoristek zbiranja slabši, kar je najbrž posledica notranje zgradbe pomnoževalne verige.

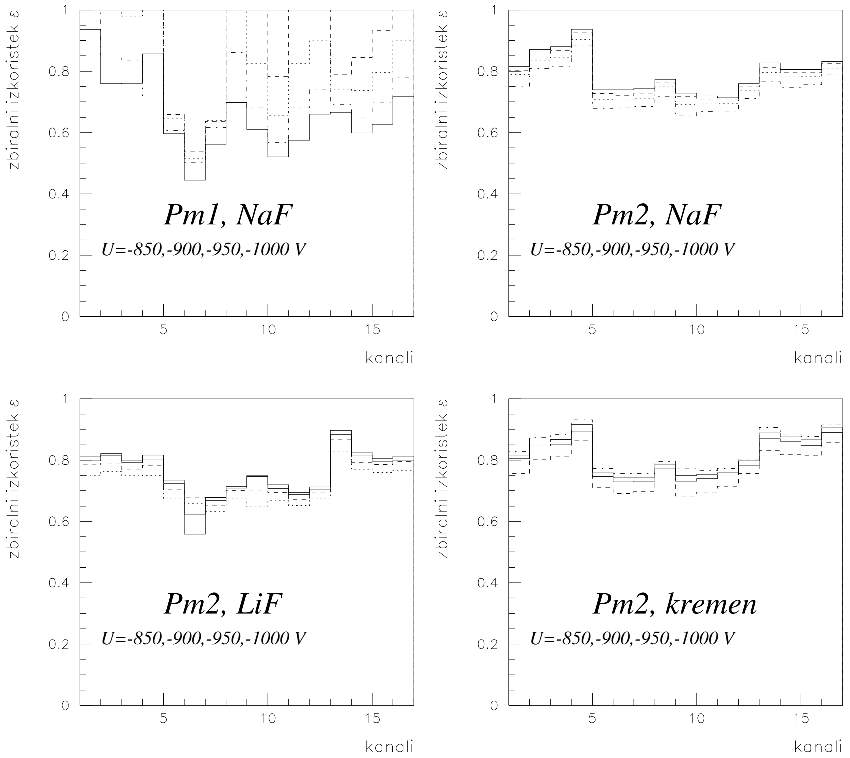
Z večanjem napetosti na fotopomnoževalki se zbiralni izkoristek veča (slika 6.14. Fotopomnoževalka PM1 je veliko bolj občutljiva na spremembe v napetosti kot fotopomnoževalka PM2. Zbiralni izkoristek fotopomnoževalke PM1 naraste na $\varepsilon = 1.0 \cdot (1 \pm 0.2)$ pri 1000V, medtem ko se zbiralni izkoristek fotopomnoževalke PM2 naraste pri 1000V le za 3%. Kljub večjemu zbiralnemu izkoristku fotopomnoževalke PM1 pa je odziv po kanalih še vedno zelo nehomogen (slika 6.12).



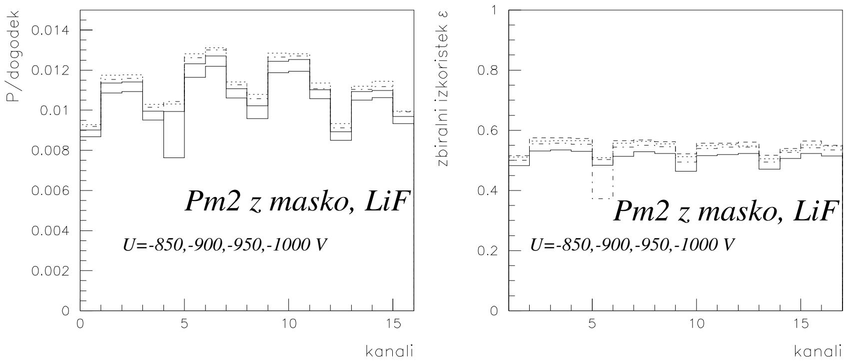
Slika 6.11: Verjetnost za zadetek Čerenkovih signalov iz ^{90}Sr elektronov, normalizirano na število sproženih dogodkov za dve fotopomnoževalki in tri sevalca, NaF in LiF in kremenčevo steklo.

Ocena napake

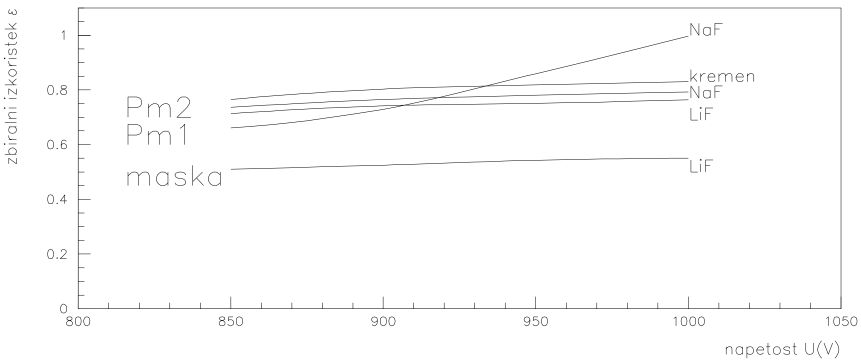
Statistična napaka pri vseh meritvah znaša manj kot 0,5%, pri umeritvi pa 1%. Skupno napako umeritve zaradi nepoznavanja snovnih podatkov in geometrije ocenjujem na 9,2%. Izvor napake je nenatančnost podatkov o lomnem količniku in prepustnosti sevalca 9%,saj sem za njih uporabil prilagojene krivulje iz podatkov, ki niso bili izmerjeni na energijskem območju, kjer je občutljiva fotopomnoževalka [12, 24]. Podatki o kvantnem izkoristku so nenatančni na 1% [33], geometrija aparature pa prispeva 2%. Zadnjo napako sem ocenil s spreminjanjem geometrijskih parametrov v simulacijskem programu. Celotna napaka je zaradi neodvisnosti napak kar koren vsote kvadratov posamičnih napak.



Slika 6.12: Izkoristek fotopomnoževalke za obe fotpomnoževalki in tri sevalce.



Slika 6.13: Izkoristek fotopomnoževalke PM2 pokrite z masko.



Slika 6.14: Odvisnost izkoristka fotopomnoževalk PM1 in PM2 od napetosti za ražlične sevalce.

OCENA NAPAKE	%
statistična napaka meritve	0.5
statistična napaka umeritve	1
sistematska napaka umeritve	9
CELOTNA NAPAKA	9

7. poglavje

Meritev izkoristka v testnem žarku

Ker bo fotopomnoževalka služila kot detektor za Čerenkove fotone pri eksperimentu HERA-B, sem za navzkrižno potrditev izmerjenega izkoristka v laboratoriju v Ljubljani opravil še neodvisno meritev izkoristka za detektiranje Čerenkovih fotonov v institutu DESY v Hamburgu, v testnem žarku T24, kjer testirajo tudi izkoristek drugih Čerenkovih detektorjev. Za razliko od meritve s ^{90}Sr izvorom tu nisem potreboval predhodne umeritve z računalniško simulacijo. Za detektor Čerenkovih obročev v eksperimentu HERA-B je pomemben podatek o številu detektiranih fotonov na en sproženi dogodek, ki je naravnost povezan z izkoristkom fotopomnoževalke. Število detektiranih fotonov določa ločljivost celotnega detektorja [2, 6]. Napravil sem tri skupine skupine meritev:

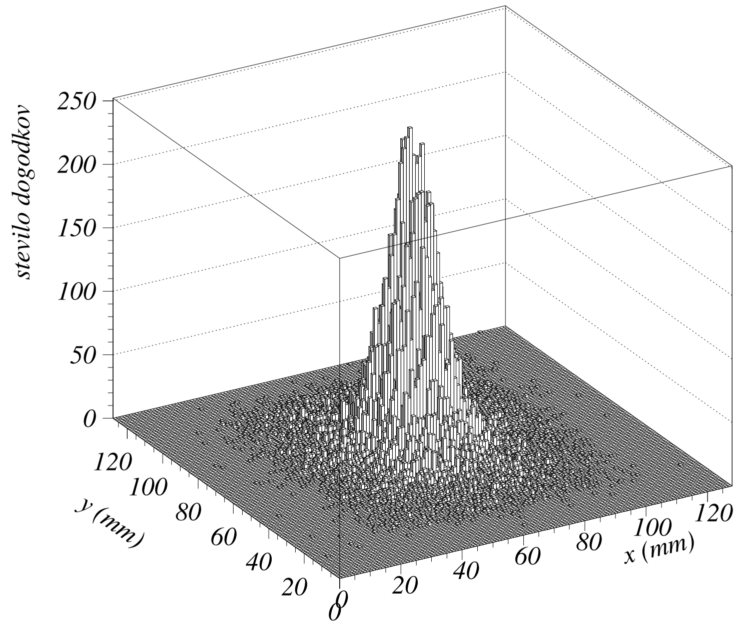
- s fotopomnoževalko H6568 iz navadnega stekla, s pričakovanim izkoristkom za zbiranje elektronov 0,9,
- s fotopomnoževalko H6568-30 iz UV stekla, s pričakovanim izkoristkom 0,7 in
- s fotopomnoževlko H6568-30 in svetlobnim vodnikom iz pleksi stekla dolžine 60 mm.

S posebno meritvijo sem ocenil še enega izmed možnih ozadij, scintilacije v sevalcu.

Za absolutno normaliziran izvor svetlobe sem uporabil Čerenkove fotone, ki so nastali pri preletu elektronov skozi plinast argon. Vir elektronov je bil elektronski sinhrotron DESY II. Ta pospešuje in elektrone in pozitrone s sinusno frekvenco 12,5Hz. Dolžina paketov je okoli 30ps. Vsak drugi cikel vbrizgajo vanj nove delce. Fotonski curek nastaja v ogljikovih vlaknih sinhrotrona. Vakumsko posodo zapusti skozi 0,5 mm debelo aluminijasto folijo od tam pa gre skozi konverzijsko tarčo iz 0,5mm debelih ploščic. Elektrone, ki izhajajo, lahko z dvema magnetoma ločimo po gibalnih količinah. V testni žarek prihajajo tako elektroni z gibalno količino 3GeV/c, ki v sevalcu argonu dolžine 5m Čerenkovo sevajo (slika 7.1).

7.1 Aparatura

S fotopomnoževalko sem meril Čerenkove fotone, ki nastanejo pri preletu elektronov



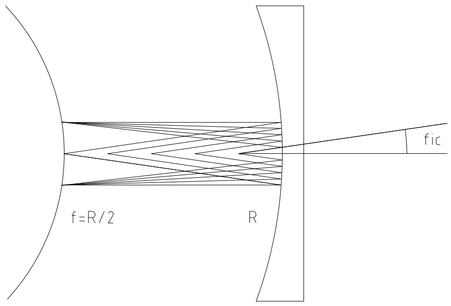
Slika 7.1: Prečni presek elektronskega curka, kot ga zaznamo na prvi sledilni komori.

z gibalno količino 3GeV/c skozi valjast aluminjast tank premera 80cm in dolžine 5m napolnjen z argonom pri atmosferskem tlaku in sobni temperaturi. Na izhodu curka iz tanka je sferično ogledalo z goriščno razdaljo 5m. Njegova naloga je, da stožec Čerenkovih fotonov spremeni v Čerenkov obroč v goriščni ravnini, kjer so postavljeni detektorji (slika 7.2).

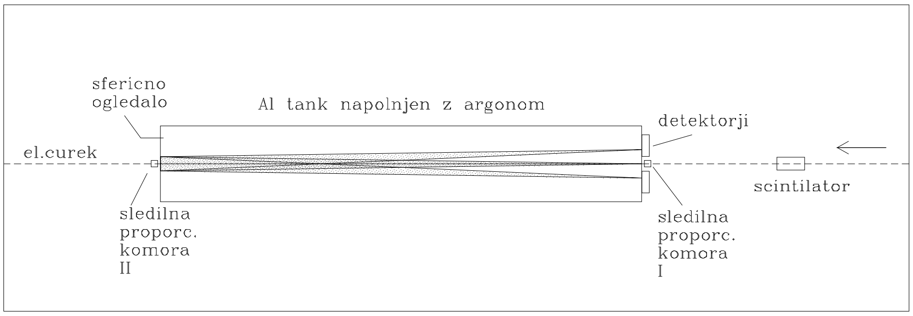
Prožilni sistem za elektroniko sestavlja scintilator, ki je postavljen na vstopu curka v testno območje. Na vstopu in izstopu žarka iz tanka sta dve sledilni večžični plinski proporcionalni komori, ki poleg informacije o preletu delca določata še njegovo smer. Proženje je določeno s koincidenco signalov iz scintilatorja in obeh večžičnih komor.

Vhodni pokrov tanka je bil izdelan za merjenje dveh drugih detektorjev, večžične proporcionalne komore s fotokatodo iz CsJ [3], napolnjeno z metanom in večžične proporcionalne komore napolnjene z metanom z dodatkom tetrakis-dimetil-aminoetilena (TMAE) [4]. Za merjenje s fotopomnoževalko je bilo potrebno pokrov prilagoditi. Fotopomnoževlko smo namestili v zgornji levi kvadrant pokrova s pozicijo centra x=-64mm in y=100mm, relativno glede na os tanka. Na ta način smo lahko s premikanjem ogledala dosegli,da je šel Čerenkov obroč s premerom 243 mm čez fotopomnoževalko in enega od obeh drugih detektorjev. Za določanje središča in širine obroča smo uporabili CsJ komoro s centrom x=0 mm in y=-210 mm in 32 $\times$ 32 kanali velikosti 7.5mm $\times$ 7.5mm.

Signal iz fotopomnoževalke sem peljal preko predojačevalca in glavnega ojačevalca na proženje za TDC. Za STOP signal na TDCju sem uporabil prožilni sistem scintilator-večžični proporcionalni komori. Za zajemanje podatkov sem uporabil program na računalniku



Slika 7.2: Snop obosnih vzporednih žarkov se na sferičnem zrcalu preslika v točko v gorišcni ravnini, Čerenkov stožec pa v Čerenkov obroč.

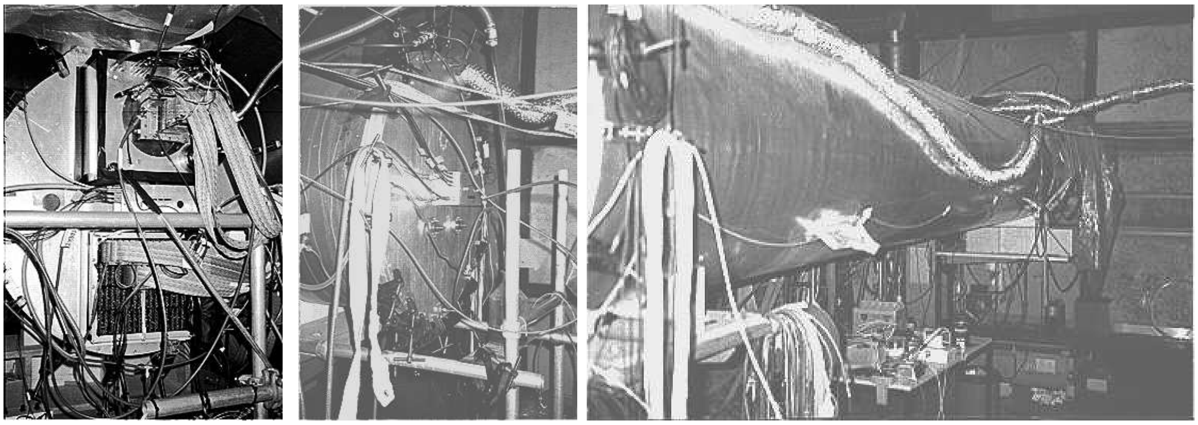


Slika 7.3: Shema aparature v testnem žarku T24 inštituta DESY v Hamburgu

μVAX. Zaradi neenakih impendanc izhodne linije fotopomnoževalke in vhoda v predojačevalec sem na analognem izhodu iz ojačevalca opazil pet do šest odbojev, ki so sledili signalu. Sam signal je imel čas vzpenjanja 9 ns in celotno širino 18 ns. Višina sunkov je bila okoli 1V in je bila zaradi nasičenja glavnih ojačevalcev neodvisna od napetosti na fotopomnoževalki. Odboji signala niso prispevali k slabšemu delovanju sistema, ker je širina logičnega izhoda na glavnem ojačevalniku 100ns, kar je veliko več od celotne dolžine signala. Poleg tega sem z opazovanjem logičnega in analognega signala na osciloskopu videl, da se diskriminator vedno sproži ob prvem sunku.

Z merjenjem verjetnosti pri različnih napetostih sem v testnem žarku na vseh šestnajst kanalih fotopomnozevalke še enkrat izmeril plato (slika 7.5). Pri 1000V je ojačenje v fotopomnoževalki preveliko in dobimo zaradi slabega odziva elektronike večjo pogostost signalov, ki pa ne izvirajo iz zadetkov fotonov na fotokatodo.

Presluh med kanali je bil velikostnega reda 10% z bipolarno obliko pulza 5 do 6 valov, frekvenca signalov pa 50MHz. Na srečo pa je bilo vezje diskriminatorja prepočasno in teh visokofrekvenčnih signalov ni bilo opaziti, če je bil prag diskriminatorja nad 5 V. Presluh med kanali je nastal med sosednjimi kanali v predojačevalcu in ne med anodami



Slika 7.4: Pogled na aluminjasto posodo testnega žarka T24 inštituta DESY v Hamburgu

fotopomnoževalke, kar potrjuje že opravljena meritev presluha (poglavje 4).

7.2 Meritve Čerenkovih obročev

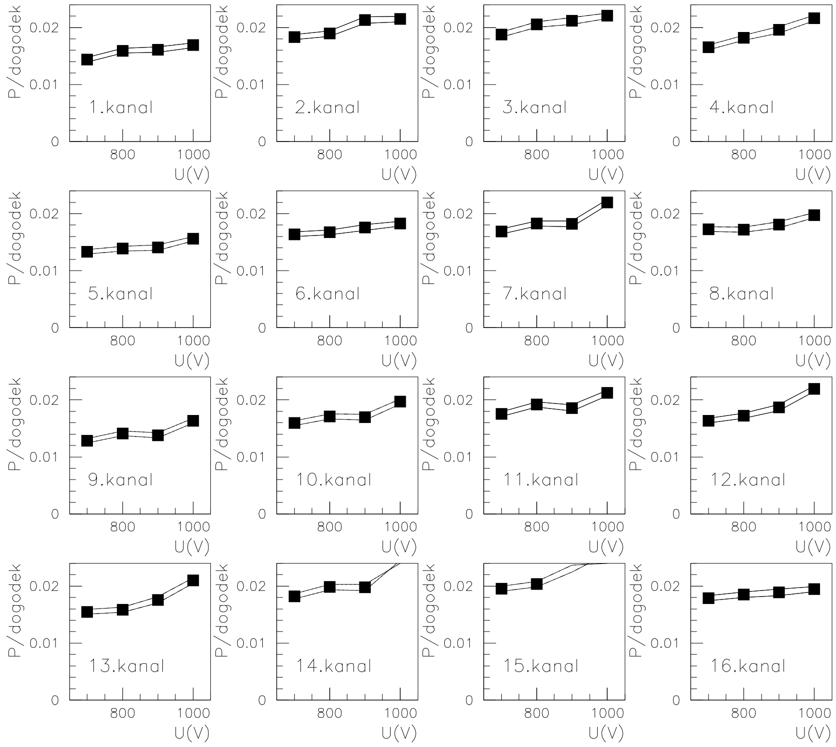
Z vsako od fotopomnoževalk sem opravil meritve pri različnih legah Čerenkovega obroča. Lego sem spreminjal z spreminjanjem smeri sferičnega zrcala na zadnji strani aluminjaste posode.

Pri prvi meritvi je bil Čerenkov obroč pod fotopomnoževalko, potem pa sem ga po vsaki meritvi premaknil navzgor. Lego kroga sem kontroliral s pomočjo detektorja s fotokatodo iz cezijevega jodida. Ves čas sem skušal ohraniti središče obroča pod središčem fotopomnoževalke.

Na sliki 7.6 je prikazana plošča z detektorji in vrisano lego obroča. Dvojni krog je vrh obroča, enojna pa predstavljata točke, ki so od vrha oddaljene za σ, ki sem jo določil iz širine obroča na detektorju iz cezijevega jodida.

7.2.1 Ozadje

Na začetku je bila frekvenca sunkov iz ozadja približno 100kHz na kanal. Izvor ozadja sta bili plastična katoda pokrita s CsJ in ohišje TMAE komore. Čeprav je na katodi še plast bakra in je bilo ohišje TMAE komore oblepljeno s črnim trakom, sta še vedno prepuščali preveč svetlobe. Dodatna plast črnega traku in aluminjaste plošče so zmanjšale ozadje na 0,3 kHz na kanal, kar je še vedno velikostnega reda 1000 več kot v popolni temi, ampak dovolj dobro za meritve Čerenkovih fotonov z zunanjim proženjem. To potrjuje tudi izmerjen TDC spekter iz fotopomnoževalke, kjer razen glavnega vrha ni opaziti nobenega z žarkom nekoreliranega ozadja (slika 7.7). Verjetnost za sunek iz ozadja je pri izmerjenem ozadju in oknom elektronike 10 ns manj kot 10^{-5} na kanal in se sklada z izmerjenim TDC spektrom.



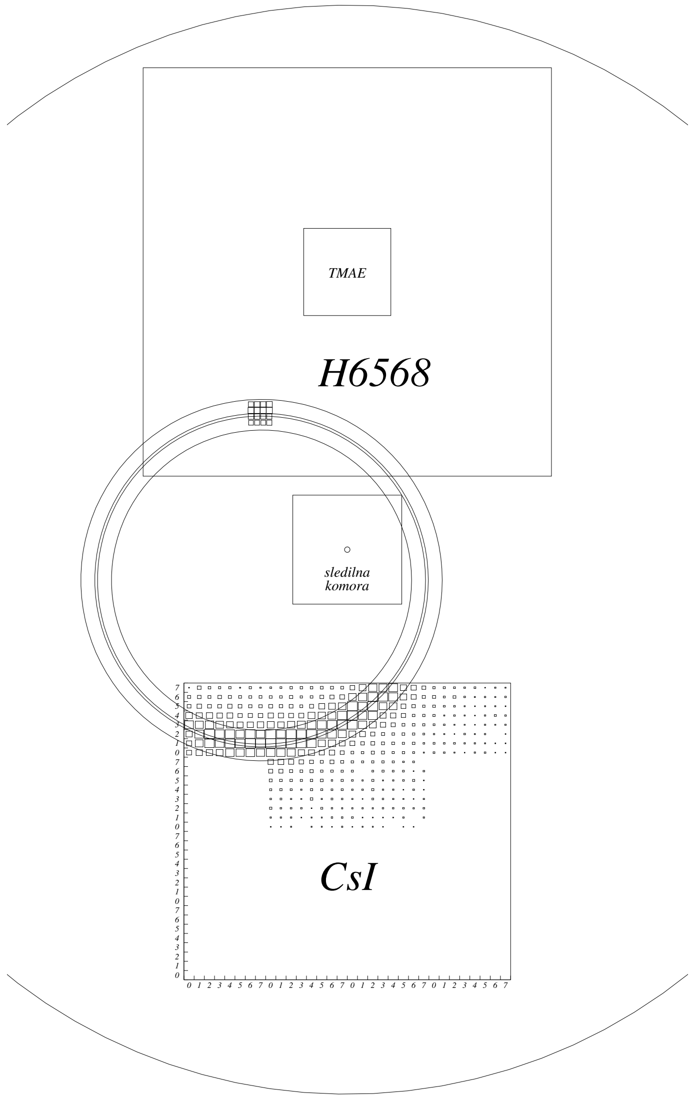
Slika 7.5: Verjetnost za zaznavo fotona normalizirana na en proženi dogodek v testnem žarku T24 v inštitutu DESY v Hamburgu, za fotopomnoževalko H6568 pri različnih napetostih.

7.2.2 Rezultati

Najprej sem iz histograma za kumulirane zadetke na CsI komoro naredil preseke v y smeri pri različnih pozicijah x. Na njih sem prilagodili vsoto Gaussove porazdelitve in konstante. S tem sem za vsak presek dobil pozicijo sredine obroča in širino obroča σ. Iz pozicij sredin obroča sem določil center obroča. Iz centra obroča, širine obroča in lege in velikosti aktivnega območja na fotopomnoževalki sem izračunal delež porazdelitve obroča na fotopomnoževalki. Število fotonov na obroč je enako razmerju izmerjenega povprečnega števila zadetkov na dogodek in deleža porazdelitve obroča na fotopomnoževalki. Rezultati meritev so podani v tabelah 7.1,7.2 in 7.3.

Izkoristek obeh fotopomnoževalk sem določil iz prilagajanja izračunane verjetnosti za zadetek fotopomnoževalke na en proženi dogodek izmerjenim vrednostim (slika 7.8). Na sliki sta poleg krivulje najboljšega ujemanja narisani še krivulji, ki ustrezata za 0,1 večjim in manjšim vrednostim relativnega izkoristka ε_z. Dobljeni ε_z=0,85 za fotopomnoževalko H6568 je v okviru napake v skladu s pričakovano vrednostjo ε_z=0,9. Prav tako se sklada izmerjeni ε_z=0,7 za fotopomnoževalko H6568-30 s pričakovanim in z meritvami ε_z za posamezen kanal v laboratoriju v Ljubljani.

Razlog za to, da smo dobili s svetlobnim vodnikom iz pleksi stekla tako nizke vrednosti, je v slabi spektralni prepustnosti pleksi stekla za UV svetlobo. Faktor 4 med rezultati za



Slika 7.6: Sprednji pokrov valjaste aluminjaste posode z označenimi legami detektorjev, vrisanimi obroči in izmerejenimi kumuliranimi zadetki na detektorja. Velikost kvadratka ustreza relativnemu številu zadetkov na kanal.

Center obroča		σ obroča	$\overline{N}_{fot}$/dogodek	delež obroča	št. fotonov/obroč
x [mm]	y [mm]	σ [mm]		[%]	
-65	-17	10.6	.3024	1.36	22
-60	-21	10.4	.3287	1.44	23
-63	-24	10.6	.3125	1.36	23
-65	-28	11.0	.2862	1.15	25

Tabela 7.1: Rezultati meritev z večanodno fotopomnoževalko z navadnim oknom.

Center obroča		σ obroča	$\overline{N}_{fot}$/dogodek	delež obroča	št. fotonov/obroč
x [mm]	y [mm]	σ [mm]		[%]	
-63	-7	11.0	.2569	0.766	34
-62	-7	11.3	.2282	0.772	30
-61	-14	10.7	.3576	1.23	29
-59	–23	11.4	.4254	1.30	33
-58	–31	10.3	.2795	0.969	29
-51	–38	11.1	.1444	0.465	31

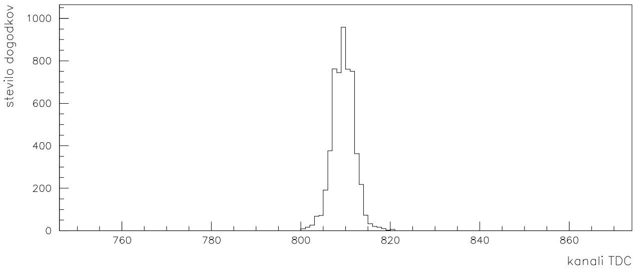
Tabela 7.2: Rezultati meritev z večanodno fotopomnoževalko z UV razširjenim oknom.

Center obroča		σ obroča	$\overline{N}_{fot}$/dogodek	delež obroča	št. fotonov/obroč
x [mm]	y [mm]	σ [mm]		[%]	
-73	-3	11.0	.1573	1.98	7.9
-64	-16	10.9	.2555	3.49	7.3
-59	-29	11.3	.1798	3.02	6.0
-61	-45	11.2	.0454	0.90	5.0

Tabela 7.3: Rezultati meritev z večanodno fotopomnoževalko z razširjenim UV oknom in svetlobnim vodnikom iz pleksi stekla.

Fotopomnoževalka	$\overline{N}_{fot}$/obroč	σ
H6568	23.3	1.3
H6568-30	31	2.1
H6568-30 z vodnikom	6.6	1.3

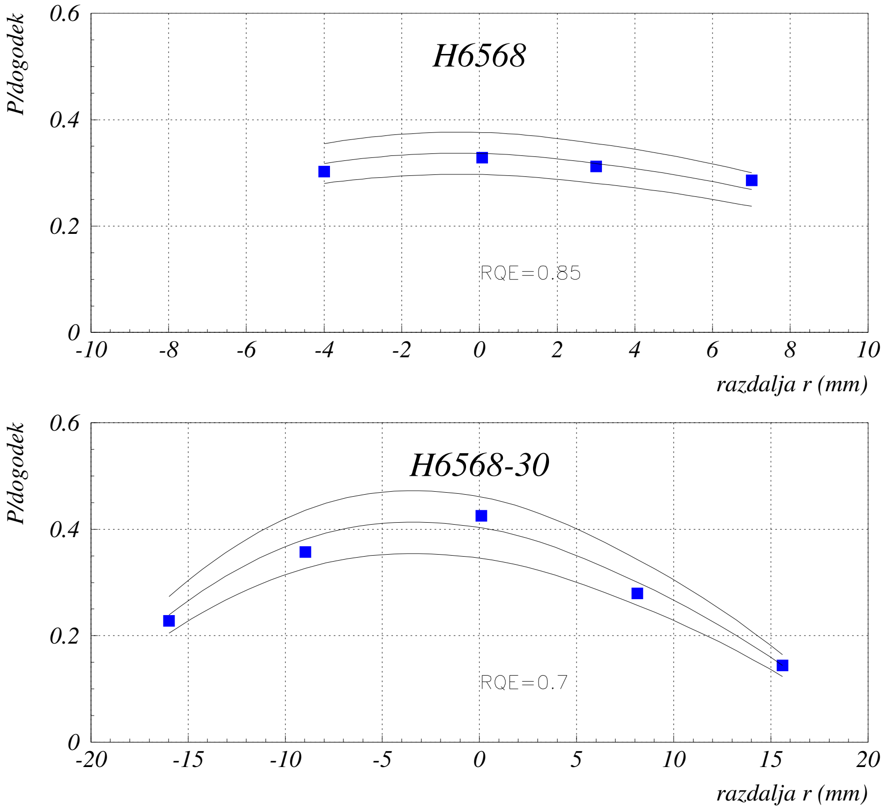
Tabela 7.4: Povprečno število zadetkov na obroč z napako meritve.



Slika 7.7: Izmerjen TDC spekter Čerenkovih fotonov v testnem žarku na fotopomnoževalki PM1 pri napetosti $U = -900$V. Kanal ustreza 2ns.

fotopomnoževalko s svetlonim vodnikom in brez njega je pojasnjen v poglavju o simulaciji svetlobnih vodnikov.

Če ekstrapoliram rezultate za fotopomnoževalko z navadnim oknom na HERA-B fotonski detektor, kjer bo namesto argona uporabljen perflorobutan (C_4F_{10}), lahko pričakujem, da bomo videli 55 fotonov na obroč brez upoštevanja izkoristka svetlobnih vodnikov in prepustnosti plina.



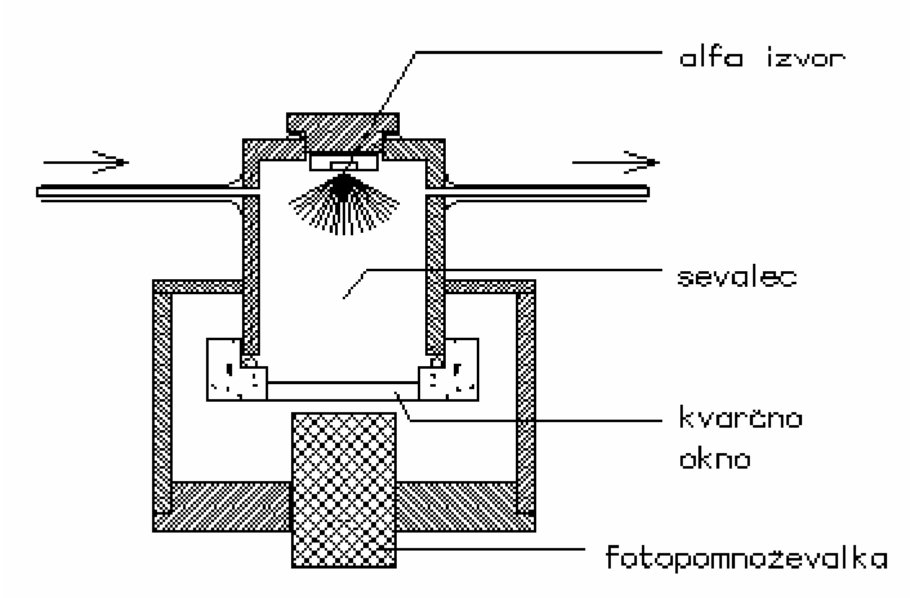
Slika 7.8: Verjetnost za zadetek na proženi dogodek za obe fotpomnoževalki. Narisene so izmerjene vrednosti in krivulji, ki se jim najbolj prilegata, zraven pa še krivulji, ki ustrezata za 0,1 spremenjenemu zbiralnemu izkoristku ε_z.

7.3 Scintilacije kot možno ozadje

Videli smo že, da z žarkom nekoreliranega ozadja ni bilo veliko, zanimalo pa me je, kako pomembno je eno izmed ozadij, ki je z žarkom povezano, kakšne so scintilacije v sevalnem plinu. Ker je fotopomnoževalka občutljiva tudi v vidnem delu in ker podatkov o scintilacijah za to območje nisem imel [25], jih je bilo potrebno izmeriti z neodvisno meritvijo.

7.3.1 Aparatura

Shema aparture je na sliki 7.9. Skozi komoro teče stalen tok plina. Na vrhu komore je pritrjen α izvor ^{241}Am z aktivnostjo 35 kBq. Razvejitveno razmerje za razpad z energijo 5,486 MeV je 86%, za razpad z energijo 5,443 MeV pa 12,7%. Ostali razpadi z manjšimi razvejitvenimi razmerji imajo vsi energijo okoli 5,5 MeV [34]. Izvor sicer poleg delcev α v 38 % razpadov oddaja tudi fotone γ z energijo 60 keV, ki pa ne prinesejo zaznavnih



Slika 7.9: Shema aparature za merjenje scintilacij v sevalcu.

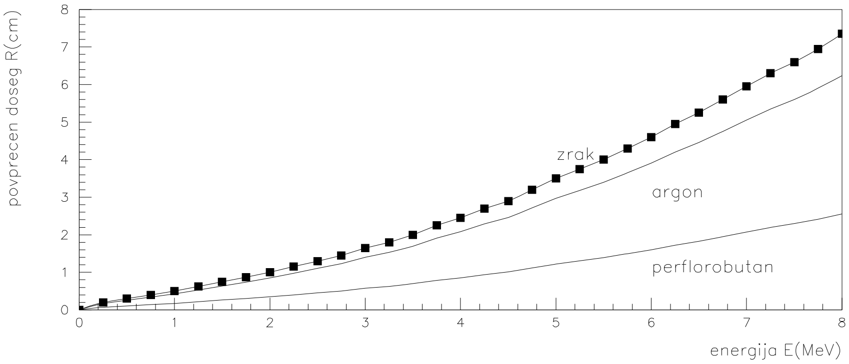
efektov, ocena za scintilacije pa je tako zgornja meja efekta. Doseg α delcev je v primeru perflorobutana manjši kot pa so oddaljene najbližje stene (slika 7.10). Tako se vsa energija 5,5 MeV na razpad deponira v plinu. V primeru zraka in argona pa je doseg večji kot so oddaljene najbližje stene, tako da je deponirana energija v plinu manjša od spodaj izračunane. Deponirana energija α izvora z aktivnostjo 35kBq znaša tako 200GeV/s. Odziv plina v preiskovanem energijskem območju merim s fotopomnoževalko, ki se nahaja na drugi strani kvarčnega okna komore.

7.3.2 Rezultati

Meril sem scintilacije v argonu in perflorobutanu (C_4F_{10}), ki bo sevalec v detektorju Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B. Za primerjavo sem meril še scintilacije v zraku. Za fotopomnoževalko z navadnim oknom in fotopomnoževalko z UV oknom se dobljeni rezultati seveda razlikujejo, saj pokrivata različni energijski območji. V tabeli 7.5 so rezultati meritev, v tabeli 7.6 pa zaradi lažje primerjave podan izsev, število fotonov na 1GeV deponirane energije.

Prispevek scintilacij k meritvam Čerenkovih obročev

Do prispevka scintilacij pri meritvi v testnem žarku T24 inštituta DESY v Hamburgu pridemo po krajšem računu. Elektron z gibalno količino p =3GeV/c leti v smeri osi z na sliki 7.11. Naj bo porazdelitev scintilacij po prostorskem kotu enakomerna s številom scintilacijskih fotonov na enoto prostorskega kota in na dolžinsko enoto enak N_{sc}/l_0. K



Slika 7.10: Doseg delcev α v zraku, argonu in perflorobutanu (C_4F_{10}) v odvisnosti od kinetične energije delcev pri $T = 15\,^0C$ in tlaku $p = 1013mbar$.

Fotopomnoževalka	Plin					
	Ar	Ar ozadje	C_4F_{10}	C_4F_{10} ozadje	zrak	zrak ozadje
pogostost	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]	[Hz]
H6568	347.9	/	77.28	1.73	86.89	1.372
H6568-30	2150	3.15	284.5	3.25	136.9	5.32

Tabela 7.5: Rezultati meritev scintilacij v perflorobutanu, argonu in zraku.

številu fotonov na detektorju D prispevajo vsi scintilacijski fotoni, ki so se izsevali vzdolž elektronskega curka. Prispevek traku dolžine dz je

$$dN = \frac{N_{sc}}{l_0} \cdot \frac{dS}{4\pi r^2} \cos\alpha\, dz = \frac{N_{sc}}{l_0} \cdot \frac{dS}{4\pi} \frac{z}{r^3} dz\,, \tag{7.1}$$

kjer je $r = \sqrt{z^2 + \rho^2}$ razdalja detektorja od izvora na razdalji z, ρ razdalja detektorja od elektronskega curka in α kot med smerjo el. curka in smerjo fotona.

Z integracijo po z dobim število scintilacijskih fotonov na enoto površine detektorja na en dogodek

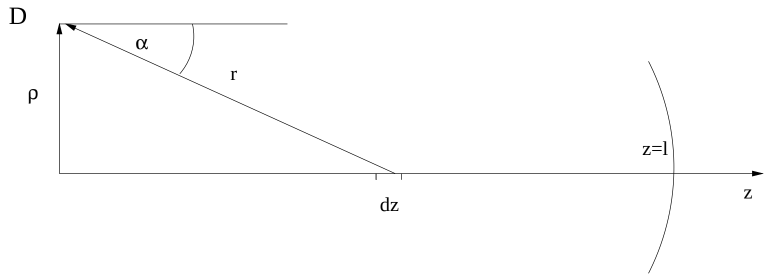
$$\frac{dN}{dS} = \frac{N_{sc}}{l_0} \frac{1}{4\pi} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\sqrt{l^2 + \rho^2}}\right) \tag{7.2}$$

Dolžina sevalca v testnem žarku je l =5m, oddaljenost fotopomnoževalke od curka pa ρ = 12cm. Drugi člen v rezultatu je praktično zanemarljiv, tako da je dobra ocena za število scintilacijskih fotonov na enoto površine detektorja kar

$$\frac{dN}{dS} \approx \frac{N_{sc}}{l_0} \frac{1}{4\pi\rho} \tag{7.3}$$

Detektor	Plin		
	Ar	C_4F_{10}	zrak
enote	[fot./GeV]	[fot./GeV]	[fot./GeV]
H6568	1.8	0.4	0.45
H6568-30	11.2	1.5	0.7

Tabela 7.6: Število scintilacijskih fotonov na 1GeV deponirane energije v sevalcih: perflorobutanu, argonu in zraku.



Slika 7.11: Elektronski curek deluje kot linearno svetilo.

Povprečna odložena energija v argonu pri normalnih pogojih, kot jo navaja Sauli [36] je $\frac{dE}{dx} = 2.44\text{keV/cm}$. Pričakujem torej

$$\frac{N_{sc}}{l_0} = \frac{N_{fot}}{\Omega_0}\frac{dE}{dx} \tag{7.4}$$

scintilacijskih fotonov na enoto prostorskega kota in na enoto površine, kjer je N_{fot} izmerjeno število fotonov na energijski interval in $\Omega_0 = 4.5\text{mm} \times 4.5\text{mm}/60^2\text{mm}^2 = 0,0039\text{srad}$ prostorski kot, ki ga pokriva en kanal fotopomnoževalke. Relativistični popravek za elektrone z gibalno količino 3GeV/c prinese faktor 1,5 k $\frac{dE}{dx}$. Na fotopomnoževalki s površino $S_0 = 1,8\text{cm} \times 1,8\text{cm} = 3,24\text{cm}^2$ pričakujem tako za tip H6568 $N_0 = 38 \cdot 10^{-6}$ zadetka na dogodek, za tip H6568-30 pa $N_0 = 225 \cdot 10^{-6}$ zadetka na dogodek. Scintilacije so bile torej pri opravljenih meritvah praktično zanemarljive.

Prispevek scintilacij v detektorju Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B

Pričakovana deponirana energija v detektorju Čerenkovih obročev eksperimenta HERA-B znaša 2,2GeV na en HERA-B dogodek [26]. Pri vsakem dogodku odloži namreč okoli 400 delcev v povprečju vsak 5,5MeV energije v 2,5m perflorobutana. Goriščna razdalja sferičnega zrcala znaša $f = 6\text{m}$, Čerenkov kot $\theta_c = 55,6\text{mrad}$ in pričakovana širina obroča $\sigma_{\theta_c} = 0,9\text{mrad}$. Čerenkov obroč, ki nastane v goriščni ravnini, ima polmer $r = 35\text{cm}$ in širino $\sigma = 0,5\text{cm}$.

Zanima me, kaksen delež fotonov iz ozadja pade na Čerenkov obroč? Pri izmerjeni pogostosti 0,4 fotona/GeV na kanal s prostorskim kotom Ω_0 znaša to približno 220 Hz na en HERA-B dogodek na enoto prostorskega kota. Na detektorju v goriščni ravnini to znese 24 fotonov/m^2 na HERA-B dogodek, na obroču $r_c \pm 2\sigma$ pa v povprečju 1,3 fotona, kar v primerjavi s pričakovanimi 30 do 40 fotoni na en delec ne pomeni veliko.

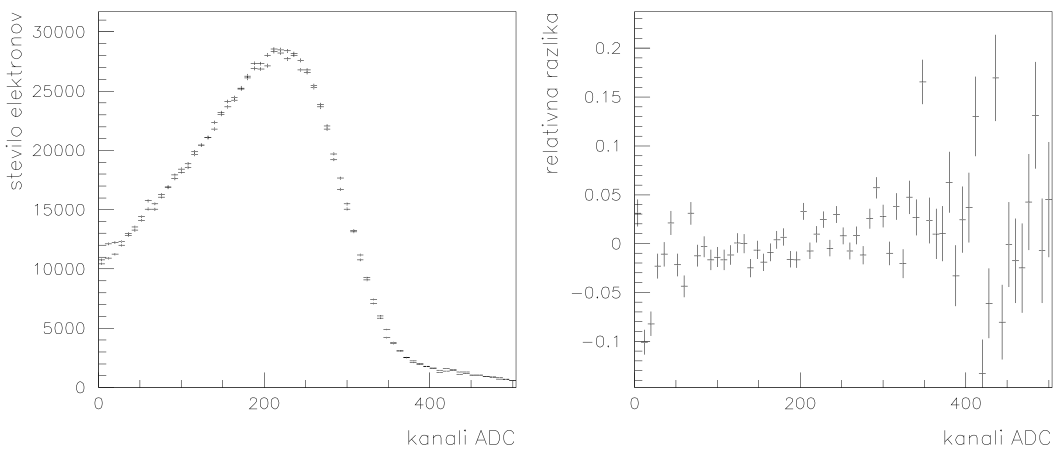
Scintilacije torej k ozadju ne bodo prispevale zaznavno.

8. poglavje

Delovanje pri visokih pogostostih sunkov

Na najbolj izpostavljenih delih fotonskega detektorja v poskusu HERA-B načrtujejo pogostost sunkov v energijskem območju fotopomnoževalke do 1MHz. Pri taki pogostosti sunkov je tok z zadnje dinode na anodo primerljiv s tokom, ki teče preko upora med zadnjo dinodo in anodo (slika1.7). Zaradi tega pride na zadnji ojačevalni stopnji do padca napetosti, to pa pomeni padec ojačenja fotopomnoževalke. Če ojačanje preveč pade, pa se lahko zaradi končnega praga elektronike zmanjša izkoristek pri štetju.

Meritev porazdelitve Čerenkovih fotonov, ki izvirajo iz dveh ^{90}Sr izvorov z različno aktivnostjo pokaže, da se ojačenje pri pogostostih sunkov 117 Hz in 160 kHz na kanal ne spremeni zaznavno (slika 8.1).



Slika 8.1: Porazdelitvi po višini sunkov po višini sunkov Čerenkovih signalov pri pogostosti sunkov 117 Hz in 160 kHz na kanal normirani na isto število zadetkov (desno) in njuna razlika (levo).

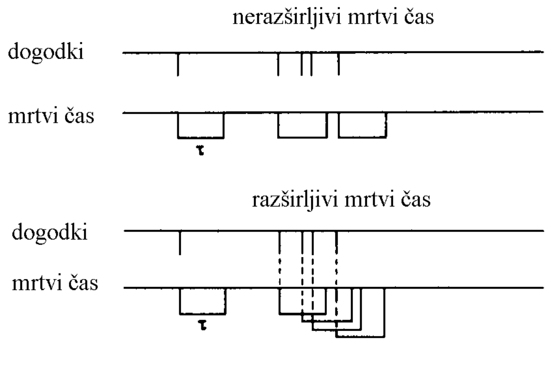
Za preizkus delovanja pri visokih pogostostih sunkov sem uporabil aparaturo za staranje, ki je opisana pri staranju fotopomnoževalke v naslednjem poglavju. S pomočjo 16 kanalnega diskriminatorja sem izmeril kumulativno porazdelitev po višini sunkov. Pri različnih osvetljenostih sem meril tok skozi napetostni izvir za fotopomnoževalko, iz porazdelitev po višini sunkov pa sem ocenil povprečno višino sunka. Problem pri visokih pogostostih sunkov je predstavljal mrtvi čas elektronike, ki znaša okoli 250 ns.

Mrtvi čas elektronike

Časovna ločljivost sistema je najmanjši časovni interval med dvema zaporednima dogodkoma(scintilacijama, Čerenkovima fotonoma), ki jih sistem lahko zazna. Določena je s časovno karakteristiko elektronike.

Mrtvi čas detektorja je končen čas za obdelavo dogodka. Odvisno od detektorja, ta lahko ali pa ne ostane občutljiv za ostale dogodke v tem času. Če je detektor neobčutljiv, so vsi nadaljni dogodki, ki so prišli v tem času do detektorja, izgubljeni. Če je detektor občutljiv, lahko dogodki, ki pridejo naknadno prispevajo k spremembi signala in posledični izgubi informacije o obeh dogodkih. Te izgube vplivajo na izmerjeno pogostost sunkov in spremenijo časovno razporeditev med dvema dogodkoma. Porazdelitev dogodkov iz naključnega izvora ne bo več Poissonova. Da preprečimo učinke dolgih mrtvih časov, morajo biti pogostosti izmerjenih sunkov dovolj majhne, tako da je verjetnost za drugi dogodek med mrtvim časom majhna.

Do določene mere lahko te efekte upoštevamo naknadno. Ko računamo efekte zaradi mrtvega časa, moramo upoštevati mrtvi čas celotnega detekcijskega sistema. Vsak element detekcijskega sistema ima svoj mrtvi čas in pogosto prispeva k skupnemu največji delež prav elektronika. Splošna metoda za primerjanje efektov več enot s primerljivimi mrtvimi caši ne obstaja, zato je računanje efektov toliko bolj težavno. Za ilustracijo si poglejmo

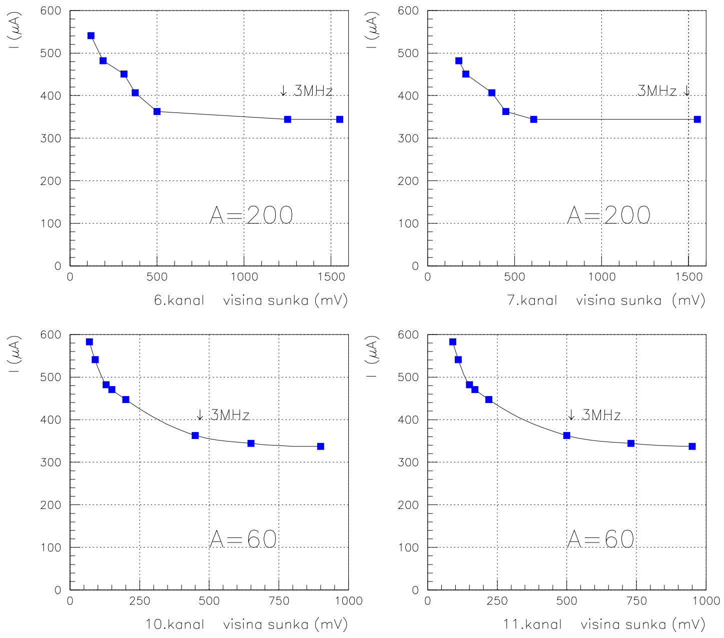


Slika 8.2: Vpliv mrtvega časa na štetje: ražirljivi in nerazsirljivi mrtvi čas.

učinek preprostega elementa na sistem. Recimo, da ima element mrtvi čas τ za vse dogodke. Ločimo dva osnovna primera: razširljivi in nerazširljivi mrtvi čas (slika 8.2). Pri razširljivem primeru prihod drugega dogodka med mrtvim časom podaljša skupen mrtvi čas za lasten mrtvi čas, pri nerazširljivem pa prvi dogodek paralizira sistem za lasten mrtvi čas, prihod drugega dogodka med mrtvim časom pa na sistem nima nobenega vpliva.

Pri pogostosti sunkov nad 1 MHz začne pri merjenju s fotopomnoževalko in diskriminatorjem na izmerjeno pogostost vplivati mrtvi čas. Mrtvi čas elektronike je znašal okoli 250ns, bil pa je raširljive narave. Zaradi tega izmerjena pogostost ni več merilo za gostoto vpadnega svetlobnega toka. Namesto tega sem kot merilo za osvetljenost raje vzel električni tok, ki teče skozi napajalnik. Z večanjem vhodnega svetlobnega toka se veča tok na zadnji pomnoževalni stopnji. Zaradi tega se zveča tudi celotni tok skozi napajalnik, ki sem ga meril. Večji tok pomeni torej večjo osvetljenost, čeprav zveza ni linearna.

Na sliki 8.3 je izmerjena odvisnost med tokom in povprečno višino signalov in označeno osvetljenostjo, kjer ojačenje oziroma izkoristek štetja še ne pade zaznavno.



Slika 8.3: Izmerjena odvisnost med tokom in višino signalov za fotopomnoževalko PM2 pri napetosti $U = -900$V. Na slikah je označeno ojačanje ojačevalca in točke, kjer pogostost sunkov doseže 3MHz.

Z večanjem vhodnega toka pri pogostostih sunkov nad 3MHz pride do močnega padca ojačanja. Višina signalov se zmanjša, delež signalov pod nivojem diskriminacije pa zveča. Pri elektroniki s končnim pragom to pomeni, da je izmerjena pogostost sunkov manjša od dejanske, zmanjša se izkoristek štetja ε_{el}.

Pri pogostostih sunkov 1MHz na kanal padec ojačenja se ni tak, da bi bistveno vplival izkoristek pri štetju, vendar pa je vseeno priporočljivo, če bi upore v uporovni verigi razporedili tako, da do padca ojačanja pri višjih pogostostih sunkov ne bi prihajalo.

9. poglavje

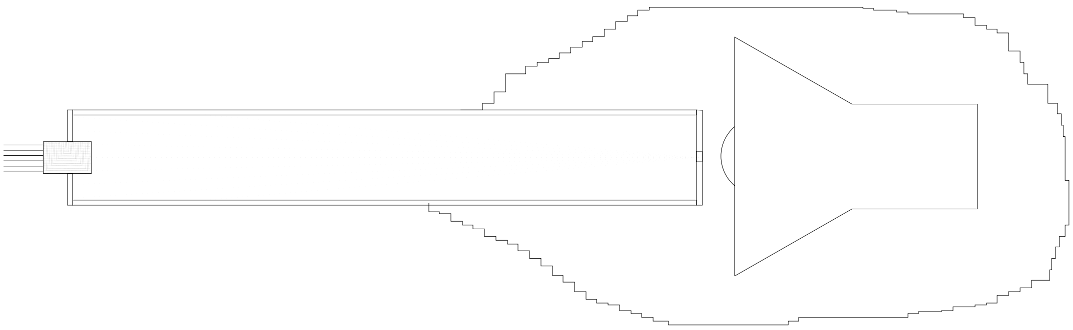
Staranje

Problem ostalih detektorjev, ki so tekmovali s fotopomnoževalko za mesto detektorja fotonov pri snovanju eksperimenta HERA-B je bil, da se prehitro postarajo [3, 4].

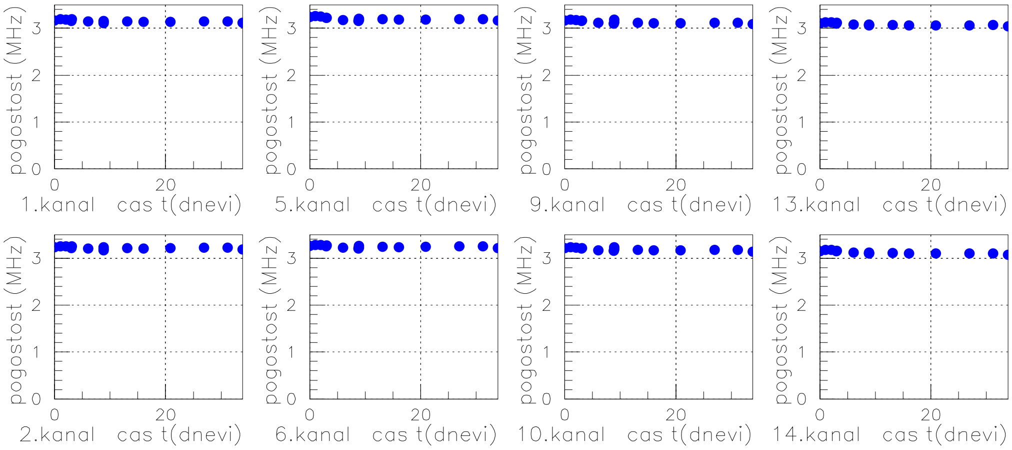
Fotopomnoževalka naj se v obdobju delovanja v detektorju Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B ne bi postarala [33], kar potrjujejo tudi rezultati dvomesečnega staranja pri pogostostih sunkov okoli 3MHz na kanal.

9.0.3 Aparatura

Pri postavitvi aparature sem želel, da bodo fotoni padali na fotopomnoževalko pod kotom, ki bo vsaj približno tak, kot kasneje v detektorju Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B. Za izvor svetlobe mi je služila kar 5W neonska žarnica, ki je skozi majhno difuzno odprtino svetila v plastično črno cev dolžine 1m in premera 10cm (slika 9.1). Na drugem koncu plastične cevi je bila pritrjena fotopomnoževalka, ki je imela pol površine pokrite s črnim lepilnim trakom, ki predstavlja masko za polovico aktivnih blazinic. Na ta način sem lahko kasneje primerjal, kako so se osvetljeni kanali postarali v primerjavi z neosvetljenimi. Signal s fotopomnoževalke sem ojačil in preko diskriminatorja peljal na števec.



Slika 9.1: Shema aparature za staranje fotopomnoževalke.



Slika 9.2: Odvisnost pogostosti sunkov od časa staranja.

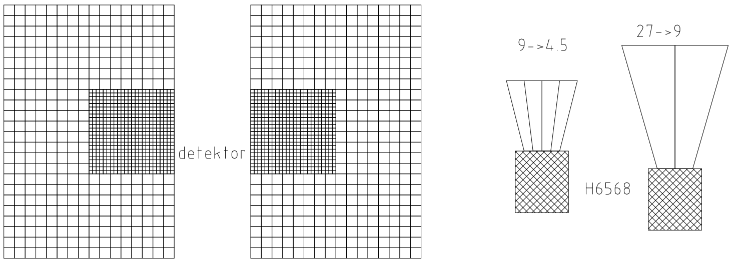
9.0.4 Rezultati staranja

Rezultati kažejo, da se fotopomnoževalka ni postarala zaznavno. Ocenjujem, da so vse spremembe v pogostosti sunkov, ki segajo do 1% pogostosti, posledica nihanja omrežne napetosti, na katero je bila priključen svetlobni izvor. Spremembe v pogostosti sunkov so namreč obojesmerne in pri vseh kanalih relativno enako velike.

Na sliki 9.2 je pogostost sunkov za vseh 8 odkritih kanalov.

10. poglavje

Sistem svetlobnih vodnikov



Slika 10.1: Ločljivost osrednjega dela detektorja mora biti večja kot ločljivost robov.

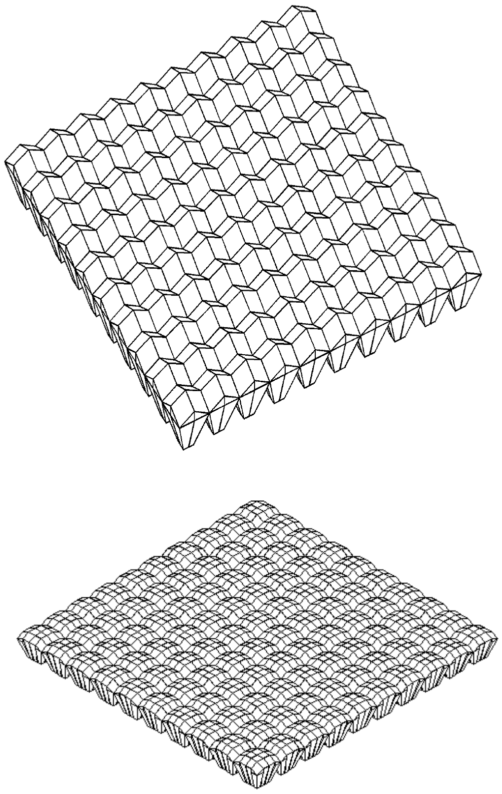
Fotopomnoževalka je sestavljena iz 4×4 anod,ki zavzemajo vsaka aktivno površino 4mm$\times$4mm, medtem ko je celotna površina fotopomnoževalke 30mm$\times$30mm. Aktivna površina fotopomnoževalke pokriva torej le 36% njene celotne površine. To pomeni, da bi namesto 55 fotonov na delec zaznali le 20 fotonov, kar pa je premalo za zanesljivo ločevanje pionov od kaonov. Delež aktivne površine fotopomnoževalke pa lahko zvečamo, če svetlobo na nek način zberemo s sistemom svetlobnih vodnikov, ki z dovolj velikim izkoristkom vodi svetlobo na aktivno površino fotopomnoževalke, po možnosti v centralne dele anod zaradi manjšega presluha in večjega izkoristka zbiranja fotoelektronov. Poleg tega potrebujejo na obrobju detektorja bolj grobo razdelitev fotonskega detektorja (na primer 27mm$\times$27mm), v notranjosti pa finejšo (na primer 9mm$\times$9mm).

V okviru izdelave vodnikov bo preizkušenih več različnih rešitev in izbrana najboljša. Z računalniško simulacijo, ki sem jo napisal, sem primerjal različne možne rešitve. V njej sem skušal čimbolj verno in hkrati nazorno opisati dogajanje v svetlobnem vodniku.

Zaradi simetrije fotopomnoževalke sem simuliral le eno četrtino njene površine. V simulaciji izračunam izkoristek za svetlobni vodnik, sestavljen iz tetraedrov z vzporednima vstopnim in izstopnim oknom in dolžino. Vse tri geometrijske parametre lahko spreminjam glede na začetne zahteve.

Simulirani dogodek vsebuje:

- generacijo polariziranega fotona enakomerno po vhodni površini po zahtevani kotni porazdelitvi,

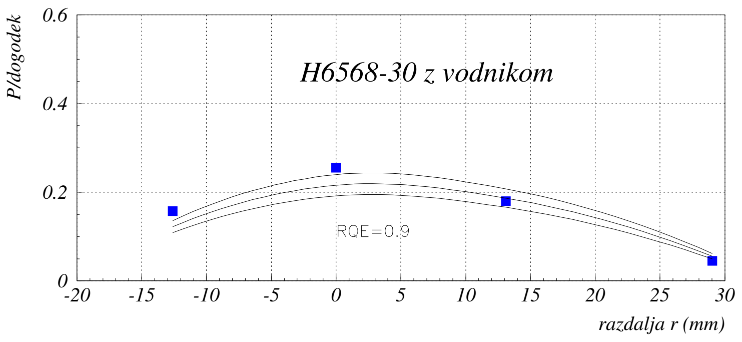


Slika 10.2: Ena od možnih rešitev sestavljanja vodnikov s slik 10.11 in 10.12.

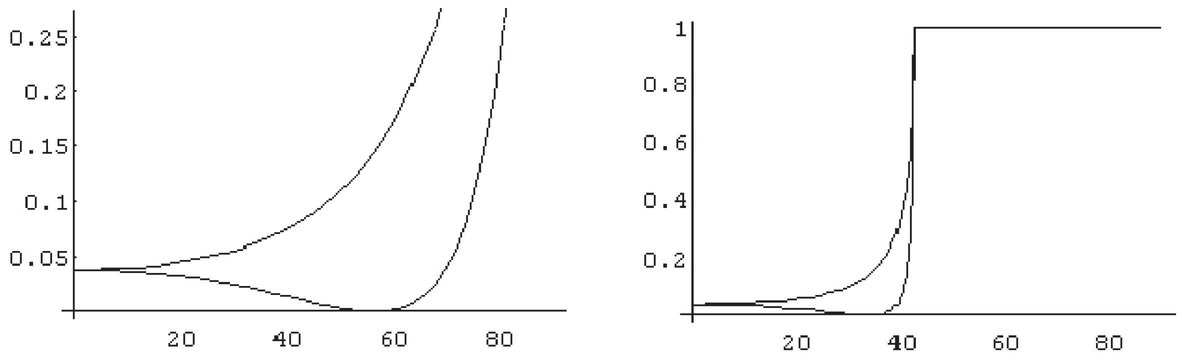
- lom na vhodnem oknu,
- sledenje fotona do stene,
- odboj od stene,
- sledenje fotona do izhodnega okna,
- sledenje do vhodnega okna na fotopomnoževalki,
- absorpcijo v snovi,
- v primeru različnih lomnih količnikov lom fotona skozi izstopno okno.

Meritve v testnem žarku inštituta DESY v Hamburgu so pokazale, da je prepustnost še celo nekoliko bolša od simulirane (slika 10.3).

Pri načrtovanju svetlobnih vodnikov iz trdnih materialov sem uporabil dejstvo, da je v večini primerov zaradi totalnega odboja odbojnost $R = 1$. Za svetlobo pod manjšim kotom od totalnega odbojnost zelo hitro pade, svetloba se lomi iz vodnika in prav tako z veliko verjetnostjo vstopi v naslednjega (slika 10.4).



Slika 10.3: Meritev izkoristka fotopomnoževalke z vodnikom v testnem žarku v institutu DESY v Hamburgu. Zbiralni izkoristek ustrezne meritve brez svetlobnega vodnika je 0.7 (poglavje 7 slika 7.8).

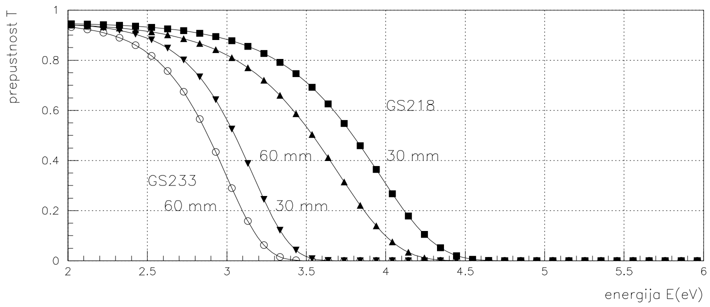


Slika 10.4: Odbojnost R kot funkcija vpadnega kota v stopinjah za TE in TM polarizirano svetlobo za material z lomnim količnikom n=1.49, zunanji in notranji odboj.

Pri krajšem vodniku je delež lomljene svetlobe pri enem odboju večji. Z daljšanjem vodnika postane delež lomljene svetlobe manjši, v materialu, posebej še v pleksi steklu, postane odločilni dejavnik pri prepustnosti atenuacija svetlobe.

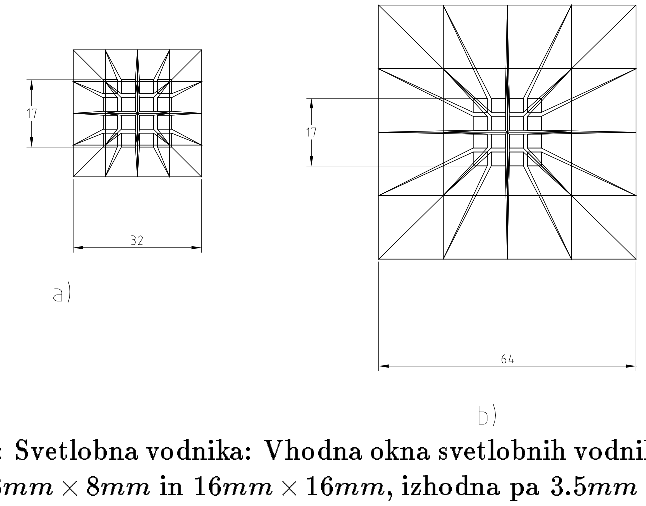
V nadaljevanju so predstavljeni rezultati za svetlobni vodnik iz kremenčevega stekla, dveh različnih pleksi stekel in svetlobni vodnik z zrcalnimi stenami. Pleksi steklo je le delno prepustno za svetlobo, ki jo zaznava fotopomnoževalka. Na sliki 10.5 je prepustnost dveh vrst pleksi stekla za dve različni debelini po podatkih o prepustnosti [30], prepustnost 10mm kremenčevega stekla pa je na sliki 6.3.

Zbiranje svetlobe s svetlobnim vodnikom 16mm→3.5mm se je izkazalo za neuporabno. Posebej krajni zbiralci so pri majhnih dolžinah vodnika neučinkoviti zaradi loma svetlobe na stenah. Z večanjem razdalje se odbojnost na notranjih stenah izboljša, do izraža pa pride atenuacija svetlobe v snovi. Problem je tudi z nosilnim ogrodjem, ki bi moralo biti izredno močno, da bi lahko nosilo vse svetlobne vodnike. Ker je v zunanjem delu detektorja Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B ločljivost lahko manjša, sem



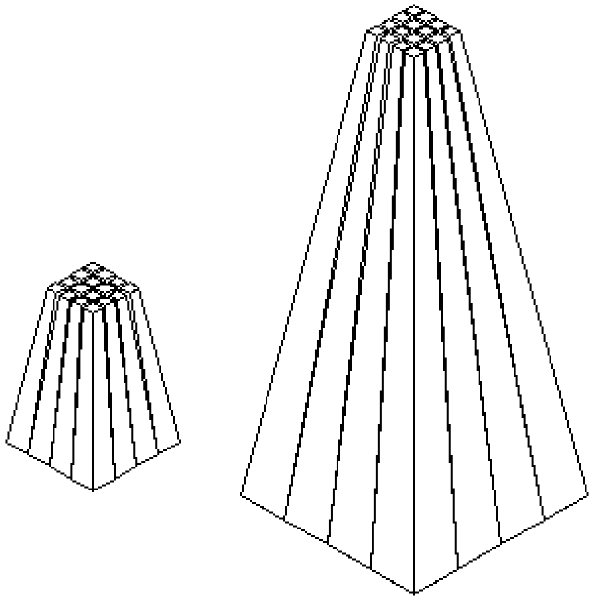
Slika 10.5: Prepustnost pleksi stekla tipa GS218 in GS233 za debelini 30 mm in 60 mm.

preizkusil svetlobne vodnike dimenzij 27mm→9mm, tako da je svetloba iz vodnika padala na en kvadrant iz fotopomnoževalke (slika 10.12). Čeprav izkoristek takega vodnika naraste na največjo vrednost 55% pri dolžini okoli 6cm, je ta vodnik še vedno veliko kraši kot vodniku 16mm → 3.5mm (dolžina 15cm). Uporabni so tudi zrcalni svetlobni vodniki. Ker tu ni atenuacije svetlobe v snovi, dobimo uporabne rezultate pri odbojnosti zrcal $R \approx 0.90$. Pri daljših vodnikih se veča povprečno število odbojev, zaradi tega pa začne prepustnost padati (sliki 10.10 in 10.13). Vendar pa je sistem zrcal konstrukcijsko težje izdelati. Namesto pleksi stekla je uporaben material za vodnike tudi kremenčevo steklo, ki pa se s prvim cenovno ne more primerjati.

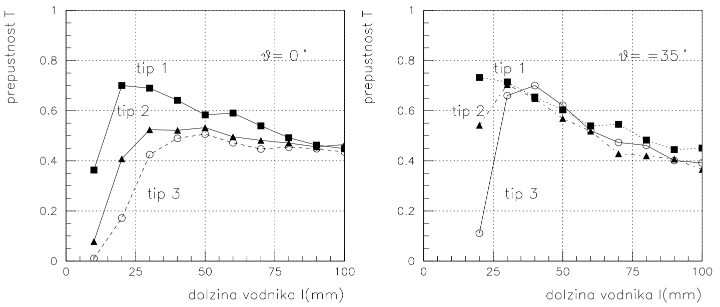


Slika 10.6: Svetlobna vodnika: Vhodna okna svetlobnih vodnikov imajo dimenzije $8mm \times 8mm$ in $16mm \times 16mm$, izhodna pa $3.5mm \times 3.5mm$. Razdalja med izhodnimi okni je 1mm.

Z nagnjenostjo vhodnih ploskev pri svetlobnih vodnikih zmanjšamo število odbojev, izboljša pa se tudi prostorska homogenost prepustnosti. Na sliki 10.8 je izkoristek zbiranja svetlobe za svetlobna vodnika iz pleksi stekla GS218 za nagnjene $\theta = 35^0$ in vporedne $\theta = 0^0$ vhodne ploskve. Vidimo, da z nagibom vhodnih ploskev zmanjšamo razlike v prepustnosti zunanjih elementov (tip 3) in centralnih elementov vodnika (tip 1).



Slika 10.7: Tridimenzionalni pogled na svetlobna vodnika $8mm \rightarrow 3.5mm$ in $16mm \rightarrow 3.5mm$.

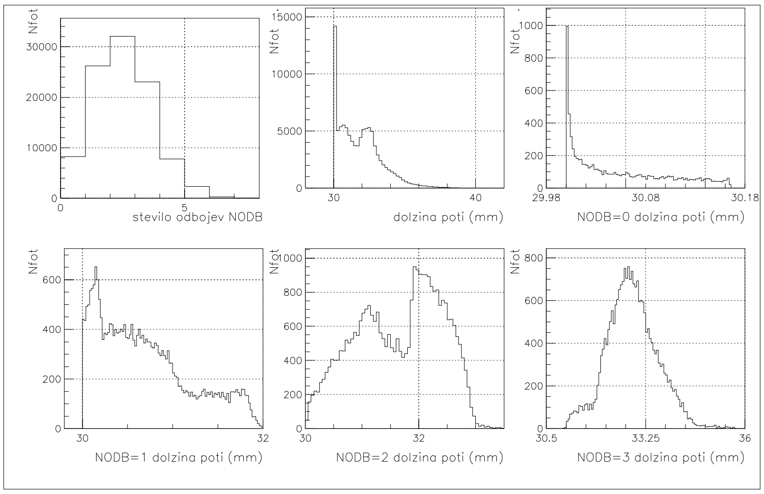


Slika 10.8: Izkoristek zbiranja svetlobe za svetlobna vodnika iz pleksi stekla GS218 za nagnjene $\theta = 35^0$ in nenagnjene $\theta = 0^0$ vhodne ploskve.

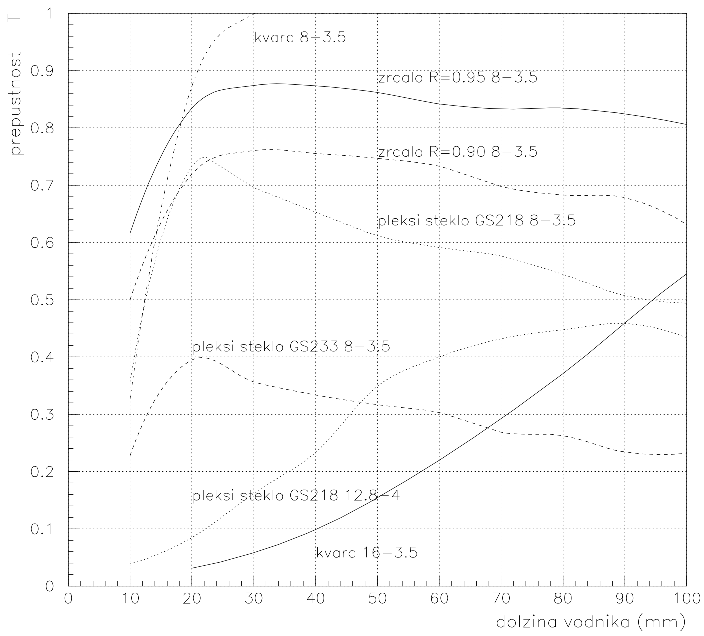
10.0.5 Zaključek

Preizkusil sem različne možnosti zbiranja svetlobe s svetlobnimi vodniki. Svetlobni vodnik $8 \times 8 \rightarrow 3.5 \times 3.5$ lahko prepusti okoli 70% vpadle svetlobe. Rezultati kažejo, da sta za to primerna tako svetlobni vodnik iz UV pleksi stekla z nagnjenimi stenami kot tudi svetlobni vodnik z zrcalnimi stenami (R=0.9) dolžine 30mm.

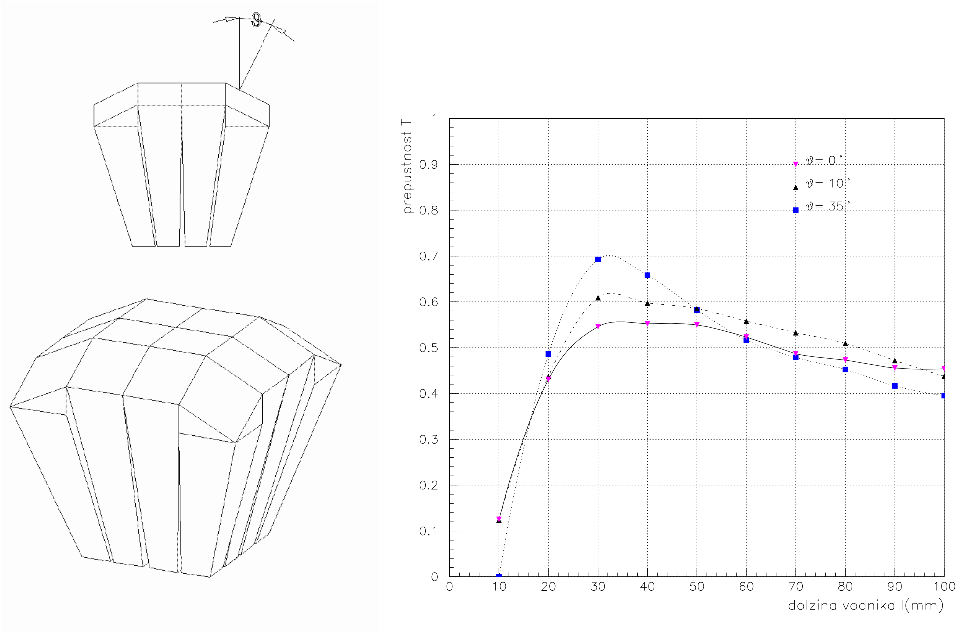
Za bolj grobo granulacijo $27 \times 27 \rightarrow 9 \times 9$ mora biti svetlobni vodnik daljši. Vodnik iz pleksi stekla prepušča zato manj svetlobe (okoli 50%), medtem ko bi s svetlobnim vodnikom z zrcalnimi stenami dosegli prepustnost 70%, če bi le uspeli zagotoviti odbojnost 0.9 pri posameznem odboju. Ker je večina odbojev pod velikim vpadnim kotom, je odbojnost 0.9 realistična ocena.



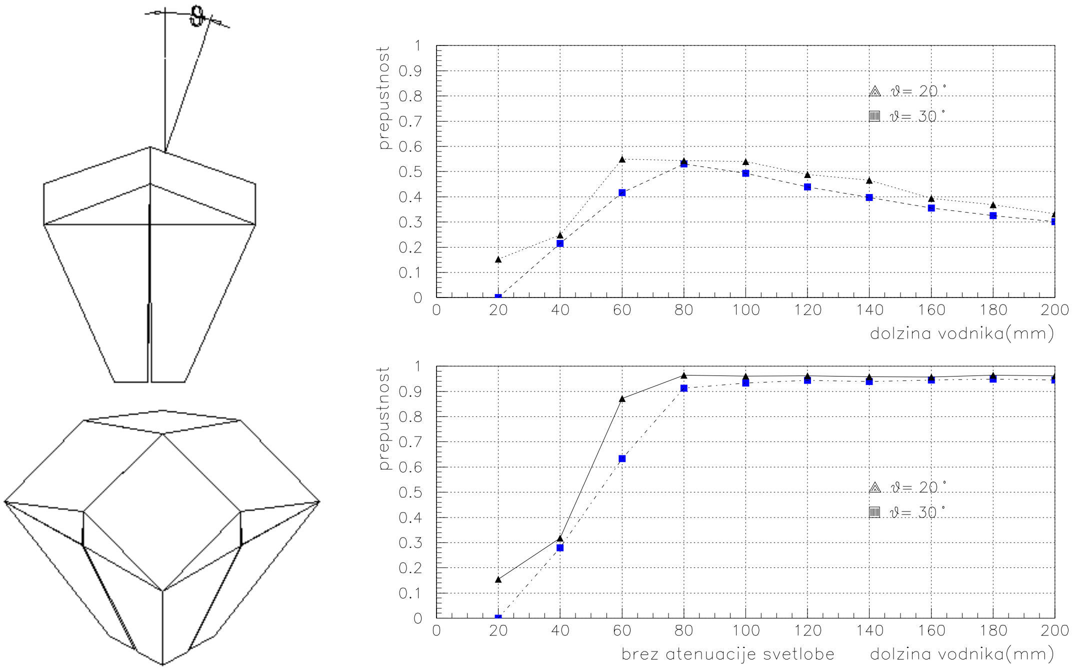
Slika 10.9: Porazdelitev po številu odbojev za svetlobni vodnik dolžine 30 mm in porazdelitev fotonov po dolžini poti v vodniku za različna števila odbojev NODB.



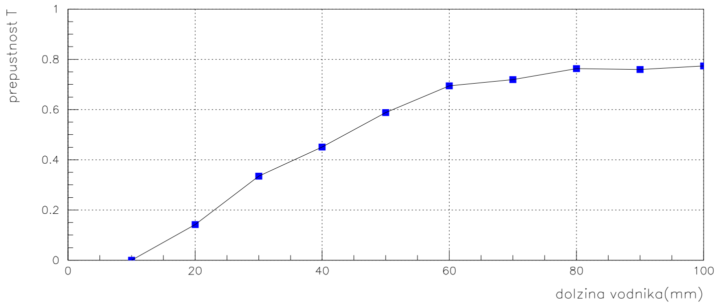
Slika 10.10: Prepustnost vodnikov iz različnih materialov za svetlobni vodnik, ki je v optičnem stiku z vhodnim oknom fotopomnoževalke.



Slika 10.11: Prepustnost svetlobnih vodnikov iz pleksija GS218 $8mm \rightarrow 4mm$ z nagnjenimi vhodnimi ploskvami.Med izhodnimi ploskvami vodnika in vhodnim oknom fotopomnoževalke je 0.5mm reže.



Slika 10.12: Prepustnost svetlobnih vodnikov $27mm \rightarrow 9mm$ z nagnjenimi vhodnimi ploskvami.Med izhodnimi ploskvami vodnika in vhodnim oknom fotopomnoževalke je 0.5mm reže.



Slika 10.13: Odvisnost prepustnosti vodnika 27mm×27mm→9mm×9mm z zrcalnimi stenami od njegove dolžine.

11. poglavje

Zaključek

Namen diplomskega dela je bil proučiti, ali je več anodna fotopomnoževalka H6568 sposobna učinkovito zaznavati fotone v detektorju Čerenkovih obrovčev pri eksperimentu HERA-B v inštitutu DESY v Hamburgu.

Izmerjena je bila oblika sunkov. Čas vzpenjanja sunkov je kratek, manj kot 2ns, prav tako tudi čas spuščanja. Celotna dolžina sunkov je manjša kot 10 ns. Določil sem delovno napetost 900 V, fotopomnoževalka pa deluje dobro v vsem napetostnem območju od 700 V do 1100 V. Meritve kažejo, da je presluh med kanali izredno majhen, saj je verjetnost zanj manjša kot 0,5%. Fotopomnoževalko odlikuje izredno nizek šum, tipično nekaj Hz na kanal.

Z merjenjem Čerenkovih fotonov sem določil izkoristek elektronike in zbiralni izkoristek fotopomnoževalke. Izkoristek elektronike je presegal 95%. Zbiralni izkoristek fotopomnoževalke sem izmeril z dvema neodvisnima meritvama. Fotopomnoževalka H6568-30 serijska številka 5M26C6 ima povprečen zbiralni izkoristek $\varepsilon_z = 0,7 \cdot (1 \pm 0,1)$. Izkoristek z rastočo napetostjo raste, od kanala do kanala se močno spreminja ($\pm 20\%$). Fotopomnoževalka H6568-30 serijska številka 6A19C4 ima zbiralni izkoristek $\varepsilon_z = 0,8 \cdot (1 \pm 0,1)$. Izkoristek se z napetostjo ne spreminja močno, prostorska homogenost izkoristka pa je veliko boljša ($\pm 6\%$) kot v primeru fotopomnoževalke H6568-30 ser.št. 5M26C6. Fotopomnoževalka H6568 ima zbiralni izkoristek $\varepsilon_z = 0,85 \cdot (1 \pm 0,06)$. Izmerjene vrednosti se v okviru napake skladajo z pričakovanimi, ki jih podaja proizvajalec, to je 0,7 za fotopomnoževalko H6568-30 serijska številka 5M26C6 in 0,9 za fotopomnoževalko H6568-30 serijska številka 6A19C4 in za fotopomnoževalko H6568.

Izmerjen je bil odziv fotopomnoževalke pri visokih pogostostih sunkov. Z enakomerno uporovno verigo, s katero je opremljena fotopomnoževalka H6568-30, je možno učinkovito zaznavanje svetlobe do pogostosti 1MHz na kanal. Po dvomesečni meritvi staranja pri pogostosti 3MHz na kanal se fotopomnoževalka ni zaznavno postarala.

Aktivna površina fotopomnoževalke znaša 36% njene celotne površine. Brez zbiranja svetlobe zaradi tega pade pričakovano število detektiranih fotonov na obroč v detektorju Čerenkovih obročev eksperimenta HERA-B s 55 na 20 fotonov, kar je premalo za učinkovito ločevanje pionov od kaonov. Zaradi tega in pa ker v zunanjem delu detektorja zadostuje bolj groba granulacija, potrebujemo sistem svetlobnih vodnikov, ki bo z izkoristkom nad 0,6 zbral svetlobo na aktivno površino fotopomnoževalke. Z računalniško simulacijo sem preizkusil nekaj različnih svetlobnih vodnikov. Rezultati kažejo, da je z njimi možno učinkovito zbiranje svetlobe.

Na podlagi opravljenih meritev zaključujem, da je več anodna fotopomnoževalka H6568 sposobna učinkovito zaznavati fotone v detektorju Čerenkovih obročev pri eksperimentu HERA-B v inštitutu DESY v Hamburgu.

Dodatek A

Uporabljena NIM in CAMAC elektronika

Pri meritvah sem uporabil naslednje fotopomnoževalke, predojačevalce, detektorje in module NIM in CAMAC :
Za meritev s 16 kanalnim diskriminatorjem, glej sliko 2.5:
a) Hamamatsu H6568 ali H6568-30
b) Ortec Fast Amplifier FTA 820C
c) Phillips 7106 16 Channel Disciminator Latch
d) Ortec ADC AD811
e) večžična proporcionalna komora [29]
f) predojačevalec z nizkim šumom razvit na IJS [17]
h) EG-G-ESN Octal CF Discriminator CF8000
i) Phillips Scientific Quad Two-Fold Logic Unit Model 752
j) CES Programable LAM Grader PLG 2113
k) GEC Elliot QUAD SCALER SR1608

Za meritev s 12 kanalnim analogno digitalnim pretvornikom, glej sliko 2.6:
a) Hamamatsu H6568 ali H6568-30
b) Ortec Fast Amplifier FTA 820A
c) EG-G-ESN Delay DL6001 in Phillips scientific Dual Delay Module Model 792
d) LeCroy ADC 2249A
e) Phillips Scientific Quad Linear Fan In/Out Model 744
f) Ortec Fast Amplifier FTA 820A
g) EG-G-ESN Octal CF Discriminator CF8000
h) Phillips Scientific Quad Two-Fold Logic Unit Model 752
i) GEC Elliot QUAD SCALER SR1608

Pri meritvi v institutu DESY v Hamburgu v testnem žarku T24 sem uporabil obstoječe komponente (slika 2.7):
ojačevalnike z diskriminatorji in predojačevalnike iz bralne verige ARGUS μVDC [37],

razen za predojačevalce za CsJ komoro, kjer sem uporabil predojačevalnike z nizkim šumom, ENC 1200e.
TDC) časovno digitalni pretvornik TDC LeCroY 4291B.

Dodatek A

Oblika porazdelitve Čerenkovih signalov

Na enak način kot enofotonske spektre (poglavje 3) sem izmeril tudi spektre Čerenkovih signalov. Uporabil sem postavitev s slike 2.6. Izvor svetlobe so bili Čerenkovi fotoni elektronov iz izvora ^{90}Sr. Ker je površina ene blazinice aktivne površine fotopomnoževalke le 4mm$\times$ 4mm, je verjetnost za zadetek dveh fotonov na en kanal majhna. Signali se torej le malo razlikujejo od enofotonskih, vseeno pa lahko opazimo, da je zadetkov v repu, to je pri višjih sunkih več kot pri enofotonskih porazdelitvah.

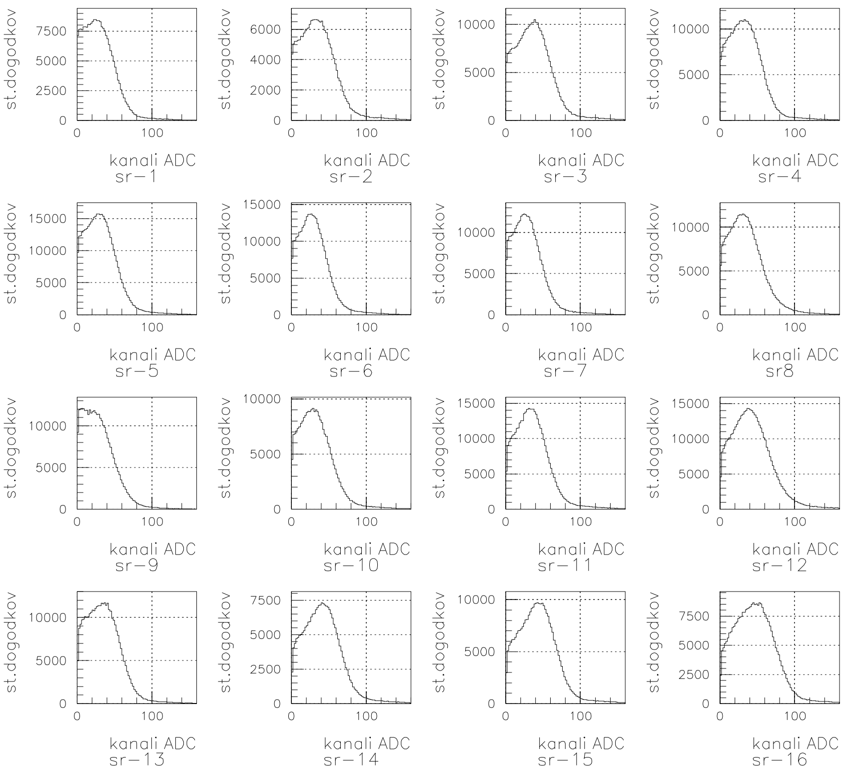
Meritev Čerenkovih signalov sem izvedel pri različnih delovnih napetostih,na sliki A.1 predstavljam porazdelitev signalov po višini sunkov pri napetosti 900 V.

Poglejmo si, kako iz enofotonske porazdelitve po višini signalov dobim porazdelitev Čerenkovih signalov po višini signalov. Iz umeritve dobimo porazdelitev po številu zaznanih fotonov $P(i)$ (poglavje 6). Porazdelitve po višini signalov, ki ustrezajo vpadu več fotonov, so zaporedne konvolucije enofotonske porazdelitve. Porazdelitev po višini signalov, ki ustrezajo padcem Čerenkovih fotonov, dobimo kot uteženo vsoto konvoluiranih porazdelitev

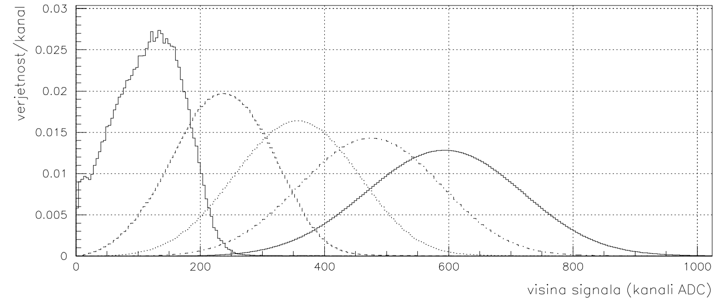
$$\frac{dP_{\check{C}}}{dV} = \sum_{i=1}^{\infty} \frac{dP_{\check{C}}}{dV_i} \cdot P(i)\,,$$

kjer so $\frac{dP_{\check{C}}}{dV_i}$ konvoluirane porazdelitve po višinah sunkov in $P(i)$ simulirana verjetnost za padec i fotonov na fotopomnoževalko.

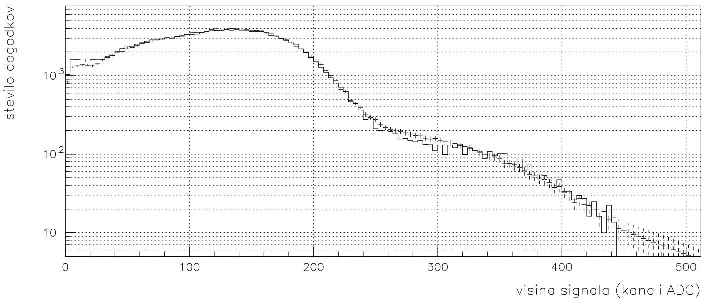
Na sliki A.2 so predstavljene večkratne konvolucije, ki ustrezajo padcu dveh, treh ali več fotonov na fotopomnoževalko. Le te povedo, kakšni so signali, ki jih da en, dva, trije ali več detektiranih fotonov, ki jih je izseval elektron ob preletu delca. Seštevanje uteženih konvolucij da simulirano porazdelitev signalov, ki je predstavljena na sliki A.3. Ker verjetnost za padec več fotonov zelo hitro pada (poglavje 6 slika 6.12), največji prispevek k porazdelitvi Čerenkovih signalov prispevajo prvi členi. Na sliki A.3 je poleg izračunane porazdelitve še izmerjena porazdelitev Čerenkovih signalov.



Slika A.1: Porazdelitev po višini sunkov za Čerenkove signale elektronov iz ^{90}Sr v natrijevem fluoridu za vseh šestnajst kanalov fotopomnoževalke PM2 pri napetosti U=-900V (primerjaj s sliko 3.6).



Slika A.2: Konvolucije izmerjenega enofotonskega spektra (polna črta) za šesti kanal fotopomnoževalke PM2 pri napetosti $U = -900$V.



Slika A.3: Simulirana (+) in izmerjena porazdelitev (polna črta) po višini sunkov za Čerenkove signale elektronov iz ^{90}Sr za fotopomnoževalko PM2 pri napetosti $U = -900V$ za šesti kanal.

Literatura

[1] P.Križan et al., HERA-B, an experiment to study CP violation at the HERA proton ring using an internal target,Nucl. Instr. and Meth. A351 (1994) 111-131.

[2] T.Lohse et al.,Proposal for HERA-B, DESY PRC-94/02, May 1994

[3] P.Križan et al., Nucl.Instr.Meth. A371(1996) 151

[4] P.T.Hamacher et al., Nucl.Instr.Meth. A371(1996) 289

[5] P.Križan et al., Photon detectors for the HERA-B RICH, 1996, unpublished

[6] G.Močnik, Izkoristek določanja okusa mezonov B z nabojem razpadnih kaonov v spektrometru HERA-B, Diplomsko delo, Ljubljana 1995

[7] W.R.Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments, Springer Verlag, Berlin Heidelberg 1987

[8] J.D.Jackson, Classical Electrodynamics, 2nd edition, John Wiley & Sons, New York 1975

[9] Glenn F.Knoll, Radiation detection and Measurment, Second Edition, John Willey & Sons, New York 1989

[10] J.R.Prescott, A Statistical Model For Photomultiplier Single-electron Statistics, Nucl. Instr. and Meth. 39 (1966) 173-179.

[11] J.P.Ballini et al., Single-electron multiplication statistics as a combination of Poissonian pulse height distributions using constraint regression, Nucl. Instr. and Meth. 134 (1976) 319-330.

[12] R.Arnold et al., A RICH detector with a sodium fluoride radiator, Nucl. Instr. and Meth. A273 (1988) 466-470.

[13] R.Goldstein et al., J.Opt.Sci.Amer. 56 (1966) 765

[14] G.R.Fowles, Optics, Holt, Rinehart and Winston Inc. 1986

[15] V.Cindro et al.: Test of photocathode quantum efficiences using Cherenkov radiation of electrons from ^{90}Sr, Nucl. Instr. and Meth. A 337 (1994) 609-612

[16] P.Laporte, J.Opt.Soc.Am.,Vol 72, No. 11 (1982)

[17] M.Zavrtanik et al.: Development of low-noise preamplifier for the detection of single electrons in Cherenkov Ring Imaging Detectors, IJS, DP-7277, Ljubljana 1995

[18] Photomultiplier Tubes, Principles and Applications, Philips Photonics, 1994.

[19] Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys. Rev. D **50** (1994) 1210.

[20] CERN Program Library Long Writeup Y250, HBOOK Reference Manual Version 4.22, Cern, Ženeva 1993

[21] PAW++, CERN Program Library Long Writeup Q121, Complete Reference, CERN, Ženeva 1996

[22] Data Handbook,Book PC04,Philips Photonics, France 1990.

[23] E.Fotkis et al.,Nuclear Physics B (Proc.Suppl.), 44 (1995) 246-251)

[24] J.Seguinot: Les computers Cherenkov: Applications et limites pour l'identification des particules, developpements et perspectives, CERN-EP/89-92, LPC/89-25 (1989)

[25] R.Gernhäuser et al., Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res. A 371 (1996) 300-304

[26] P. Križan et al., Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res. A 351 (1994) 111-131

[27] R. Debbe et al.,Nucl.Instr. and Meth. in Phys. Res. A 362 (1995) 253-260

[28] S.Korpar, Računalniški programi za zajemanje podatkov, neobjavljeno.

[29] S.Korpar, Razvoj, izdelava in preizkus detektorja Čerenkovih obročev, Doktorsko delo, Ljubljana 1996

[30] Roehm GmbH, Chemische Fabrik, Plexiglass for Nuclear Technology, Darmstadt, Deutschland

[31] B.Rossi et al., Rev.Mod.Phys 13 (1941) 240.

[32] M.Hempstead et al., Nucl.Instr. and Meth.A306 (1991) 207.

[33] Hamamatsu, Final test sheets of the photomultiplier tubes H6568-30 ser. no. 5M26C6,16A19C4 and H6568 ser.no. 6C22C1., Hamamatsu Photonics K.K., Shimokanzo 1996

[34] R.N.Chanda and R.A.Deal,Catalogue of semiconductor alpha particle spectra, IN-1261 (1970).

[35] EMI Photomultiplier Catalog 1979, EMI Industrial Electronics, Ltd., Bury Street, Ruslip, Middlesex, HA4&TA, England

[36] F.Sauli,Principles of operation of multiwire proportional and drift chambers, CERN 77-09, Ženeva 1977

[37] E.Michel et al.,Nucl. Instr. Meth. A283(1989)544