

UNIVERZA V LJUBLJANI
FAKULTETA ZA NARAVOSLOVJE IN TEHNOLOGIJO
ODDELEK ZA FIZIKO

Marko Starič

RAZVOJ, IZDELAVA IN PREIZKUS PROTOTIPA APARATURE
ZA POZITRONSKO TOMOGRAFIJO

Doktorska disertacija

LJUBLJANA, 1992

Delo je bilo opravljeno v okviru programa Odseka za fiziko delcev Instituta "Jožef Stefan" in je del raziskovalne naloge "Fizika srednjih in visokih energij, Razvoj in izdelava detekcijskih sistemov". Nalogo financira Ministrstvo za znanost in tehnologijo Republike Slovenije.

Zahvaljujem se mentorju doc. dr. Alešu Stanovniku za nesebičen trud, nasvete in vodstvo pri delu. Hvaležen sem tudi prof. Gabrijelu Kernelu in doc. dr. Danilu Zavrtaniku za mnoge vzpodbude in kritične pripombe, mag. Darku Korbarju pa za iskreno pomoč pri delu.

Zahvaljujem se Marku Zavrtaniku, Samu Korparju in Marku Gerlu za pomoč pri oblikovanju tega dela, vsem sodelavcem Odseka pa za prijetno in ustvarjalno vzdušje.

POVZETEK

V delu je opisan razvoj, izdelava in preskus prototipa aparature za pozitronsko tomografijo na osnovi večžičnih proporcionalnih komor. Predstavljena je študija fizikalnih procesov, ki vplivajo na kvaliteto tomografske slike. Rezultati študije so uporabljeni pri optimizaciji parametrov aparature.

Prototipno aparaturo sestavljata dve večžični proporcionalni komori z aktivno površino $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Anodna ravnina je izdelana iz $10 \text{ }\mu\text{m}$ debelih volframovih žic, postavljenih v medsebojni razdalji 2 mm. Katodni ravnini sta sestavljeni iz 1.5 mm širokih prevodnih pasov postavljenih na vsaka 2 mm. Razdalja med anodo in katodo je samo 1.5 mm. Pasovi so prevlečeni z 0.1 mm debelim nanosom eutektične zlitine Bi/Pb, ki služi kot konverter za fotone energije 511 keV. Katodni pasovi so kapacitivno sklopljeni z zakasnilnimi linijami. Koordinati zadetka dobimo z meritvijo časa prihoda signalov na obeh koncih zakasnilnih linij glede na anodni signal.

Aparatura je bila testirana z dvema vrtečima se točkastima pozitronskima izvoroma. Ločljivost rekonstruirane tomografske slike je 3.1 mm (FWHM). Časovna ločljivost detektorja, polnjenega z metanom, je 8 ns (FWHM). Izkoristek ene plasti (dve katodni ravnini) je 0.55 % . Izkoristek povečamo, če detektor sestavimo iz več plasti.

ABSTRACT

Development, construction and tests of an apparatus for positron emission tomography (PET) based on multiwire proportional chambers (MWPC) are described. Extensive studies of the physical processes influencing the quality of the PET image are presented. The results of these studies have been used for the optimisation of the design of the prototype.

The prototype PET apparatus consists of two multiwire proportional chambers of $50 \times 50 \text{ mm}^2$ active area. The anode is made of $10 \mu\text{m}$ gold plated tungsten wires at 2 mm pitch. The cathode planes consist of 1.5 mm wide strips at 2 mm pitch with the cathode-to-anode spacing being only 1.5 mm. The strips are covered with a 0.1 mm thick layer of the eutectic mixture of Bi/Pb used as a converter of 511 keV photons. The cathode strips are capacitively coupled to the delay lines. The hit coordinates are obtained by measuring the times of signals at both ends of the delay lines relative to the anode signal.

Tests have been made with two chambers and two rotating positron point sources. The reconstructed tomographic image shows the position resolution of 3.1 mm (FWHM). The timing resolution of the detector is 8 ns (FWHM), when methane gas is used. The efficiency of one chamber layer (two cathode planes) is 0.55 %. It has been shown, that the efficiency of the detector is increased by increasing the number of chamber layers.

Kazalo

UVOD	1
1. SPLOŠNO O POZITRONSKI TOMOGRAFIJI	3
1.1 Osnove pozitronske tomografije	3
1.2 Pozitronski sevalci	4
1.3 Detektorji	6
1.3.1 Scintilacijske aparature	6
1.3.2 VŽPK aparature	7
1.4 Rekonstrukcija slike	9
2. DEJAVNIKI, KI VPLIVAJO NA KVALITETO SLIKE	13
2.1 Doseg pozitrona	13
2.2 Nekolinearnost fotonov	16
2.3 Comptonovo sipanje	21
2.4 Naključne koincidence	25
2.5 Ločljivost detektorja in paralaksa	30
3. VEČŽIČNA PROPORCIONALNA KOMORA	33
3.1 Ocena delovanja in izbira parametrov VŽPK	33
3.1.1 Osnove delovanja	33
3.1.2 Detekcija fotonov z VŽPK	34
3.1.3 Pozicijska ločljivost	34
3.1.4 Energijska ločljivost	37
3.1.5 Časovna ločljivost	37
3.1.6 Vpliv mehanskih toleranc na delovanje VŽPK	39
3.1.7 Izbira geometrije	43
3.2 Izdelava in meritev parametrov VŽPK	44
3.2.1 Konstrukcija testne VŽPK	44
3.2.2 Delovanje testne VŽPK	48
3.2.3 Meritev pozicijske in časovne ločljivosti	53
4. KONVERTER ZA ANIHILACIJSKE FOTONE	59
4.1 Interakcija fotonov s snovjo	59
4.2 Prodiranje hitrih elektronov skozi snov	62

4.3 Izračun izkoristka	63
4.4 Meritve izkoristka	68
4.5 Izdelava	72
4.6 Detektor iz več plasti VŽPK	74
4.7 Comptonovo sipanje v detektorju	77
5. PREDOJAČEVALEC	81
5.1 Električni signal VŽPK	81
5.2 Problem šuma	84
5.3 Predojačevalec s skupno bazo	87
5.4 Šum predojačevalca s skupno bazo	88
5.5 Izvedba predojačevalca	90
5.6 Karakteristike predojačevalca	91
5.6.1 Časovna konstanta	91
5.6.2 Šum	93
6. ZAKASNILNA LINIJA	97
6.1 Določanje pozicije z zakasnilno linijo	97
6.2 Konstrukcija in lastnosti zakasnilne linije	98
6.3 Sklopitev zakasnilne linije z detektorjem	101
7. ČITALNA ELEKTRONIKA	107
7.1 Splošno	107
7.2 Elektronika detektorja	107
7.3 NIM elektronika	110
7.4 Prenos podatkov v računalnik	116
7.5 Umeritev aparature	118
8. PRESKUS PROTOTIPA PET APARATURE	123
ZAKLJUČEK	127
REFERENCE	131

UVOD

Pozitronska tomografija (PET) je neinvazivna metoda, s katero merimo porazdelitev specifičnih biomolekul v živem organizmu. Le-te označimo s pozitronskim sevalcem. Porazdelitev biomolekul izmerimo s fotoni, ki nastanejo pri anihilaciji pozitronov v tkivu. Tako na primer z glukozo, označeno s ^{18}F , lahko zasledujemo metabolizem v možganih. S pozitronsko tomografijo opazujemo fiziološko dogajanje v organizmu, ne pa strukture organov. Metoda je komplementarna s tomografijo z jedrsko magnetno resonanco (NMR) in z rentgensko tomografijo (CT), ki prikazeta strukturo tkiva.

Komercialne PET aparature so sestavljene iz enega ali več obročev scintilatorjev, povezanih s fotopomnoževalkami. Ob anihilaciji para pozitron - elektron nastaneta dva fotona z energijo 511 keV, ki odletita v nasprotnih smereh. Z detektiranjem obeh fotonov v scintilatorjih enega obroča določimo lego zadetkov in s tem premico, ob kateri je ležalo jedro, ki je oddalo pozitron. Iz nekaj sto tisoč takšnih dogodkov lahko sestavimo sliko porazdelitve pozitronskih sevalcev v ravnini obroča.

Kvaliteta tomografske slike je določena z ločljivostjo, kontrastom in statističnim šumom. Točkasti izvor se na rekonstruirani sliki razširi. Širina porazdelitve pri polovični višini definira ločljivost slike. Na sliki dobimo tudi ozadje, ki je posledica fotonov, detektiranih bodisi iz dveh različnih razpadov (naključne koincidence), bodisi fotonov, od katerih se je vsaj en v paru sipal v tkivu (sipane koincidence). Razmerje višine slike točkastega izvora in ozadja določa kontrast tomografske slike. Statistični šum je posledica omejenega števila dogodkov, iz katerih smo sestavili sliko.

Pomembni parametri detektorjev v aparaturi so: pozicijska ločljivost, časovna ločljivost, energijska ločljivost, izkoristek in prostorski kot. Od prvega parametra je odvisna ločljivost slike, od drugih dveh njen kontrast, zadnja dva pa skupaj s časom meritve vplivata na statistični šum slike.

Ločljivost tomografskih slik, posnetih s scintilacijskimi aparaturami, je običajno med 5 mm in 10 mm. Fizikalna ločljivost slike, ki jo določata doseg pozitrona v tkivu in rahla nekolinearost anihilacijskih fotonov zaradi gibanja težišča sistema e^+e^- pri anihilaciji, je približno 2 mm. Izboljšave v pozicijski ločljivosti detektorjev so torej dobrodošle. V nekaterih primerih uporabe bi želeli

posneti večjo prostornino objekta naenkrat, za kar potrebujemo detektorje z veliko površino in sprejemljivo ceno.

Večzične proporcionalne komore (VŽPK), ki jih uporabljamo predvsem v fiziki visokih energij kot detektorje za merjenje sledi delcev, so detektorji z veliko površino in relativno nizko ceno. Posebno pomembna je dobra pozicijska ločljivost, ki je okrog 1 mm. VŽPK imajo tudi dobro časovno ločljivost. Njihova pomanjkljivost je nizek izkoristek za anihilacijske fotone in dokaj slabo ločevanje sipanih od nesipanih fotonov. Nizki izkoristek lahko kompenziramo z večjo površino detektorjev, to je z večjim prostorskim kotom aparature.

V delu so predstavljeni rezultati poskusov izboljšanja parametrov VŽPK aparature, s poudarkom na pozicijski in časovni ločljivosti ter izkoristku.

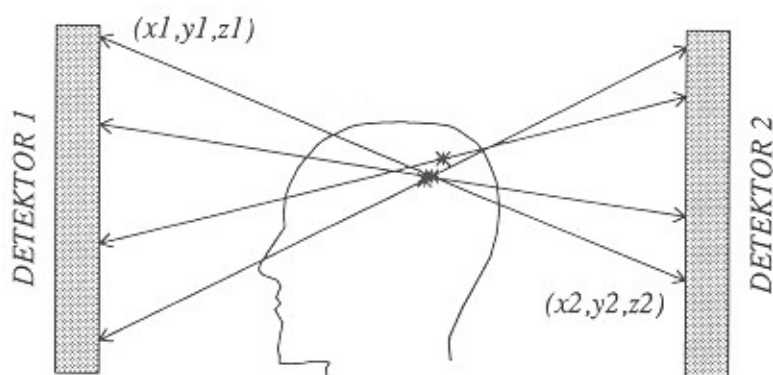
1. SPLOŠNO O POZITRONSKI TOMOGRAFIJI

1.1 Osnove pozitronske tomografije

Pozitronska tomografija (*Positron Emission Tomography* = PET) je neinvazivna metoda za globinsko slikanje živega tkiva. V primerjavi z rentgensko tomografijo (CT) in tomografijo z jedrsko magnetno resonanco (NMR), ki kažeta strukturo tkiva in patološke spremembe v morfologiji, PET odkriva fiziološke, biokemične in patološke procese v živem organizmu. Omogoča namreč zasledovanje metabolizma fiziološko zanimivih biomolekul, ki jih označimo z radioaktivnim izotopom, sevalcem pozitronov.

Biokemično aktivno snov, značilno za določen fiziološki proces, označimo s pozitronskim sevalcem in jo apliciramo preiskovancu. Porazdelitev označene substance v tkivu določimo z detekcijo fotonov, ki nastanejo z anihilacijo pozitronov v tkivu. Pozitron, ki ga jedro izseva pri razpadu β^+ , se v tkivu upočasni ter anihilira z elektronom. Pri tem nastaneta dva fotona energije 511 keV, ki odletita v nasprotnih smereh pod kotom 180° . Fotona zaznamo sočasno s pozicijsko občutljivima detektorjema (slika 1.1). Točki detekcije določata premico, blizu katere je ležalo jedro, ki je oddalo pozitron. Z detekcijo velikega števila fotonov in določitvijo premic je možna rekonstrukcija tridimenzionalne porazdelitve sevalcev v živem tkivu.

Slika 1.1: Princip merjenja porazdelitve biokemično aktivne snovi, označene s pozitronskim sevalcem.



Na kvaliteto tomografske slike vpliva več dejavnikov. V osnovi je ločljivost tomografske slike omejena z dosegom pozitrona v tkivu in majhnim odstopanjem obeh anihilacijskih fotonov od kolinearnosti. Oboje skupaj omejuje ločljivost slike na okrog dva milimetra. Comptonovo sipanje fotonov pri prehodu skozi tkivo vpliva na kontrast slike, saj sipani foton izgubi informacijo o prvotni smeri. Premica, ki v takšnem primeru povezuje točki detekcije poteka daleč stran od jedra, ki je oddalo pozitron.

Na kvaliteto slike vplivajo še lastnosti aparature: izkoristek za detekcijo anihilacijskih fotonov, prostorski kot, pod katerim aparatura zaznava anihilacijske pare fotonov, pozicijska in časovna ločljivost ter sposobnost energijske diskriminacije fotonov. Občutljivost aparature je definirana kot produkt kvadrata izkoristka in prostorskega kota ($S = \epsilon^2 \cdot \Delta\Omega / 2\pi$). Izražamo jo v pogostosti detekcije anihilacijskih parov (pravih koinciden) na enoto aktivnosti v tkivu. Sodobne aparature imajo občutljivost okrog $100 \text{ s}^{-1}/\mu\text{Ci}$. Dobra časovna ločljivost, ki je pri sodobnih aparaturah nekaj nanosekund, zmanjša število naključnih koinciden in izboljša kontrast slike. Z energijsko diskriminacijo izločimo del fotonov, ki so se sipali v tkivu.

1.2 Pozitronski sevalci

Najprimernejši pozitronski sevalci za označevanje biomolekul so izotopi elementov ogljika, dušika in kisika, ki so gradniki žive snovi. Element v biomolekuli zamenjamo z njegovim β^+ izotopom, ne da bi pri tem spremenili biološko funkcijo označene molekule. Vodik nima svojega β^+ analoga, uspešno pa ga nadomešča izotop fluora, ^{18}F , ki tvori močno vez z atomi ogljika in po velikosti ustreza atomu vodika. Ti dve lastnosti omogočata minimalno spremembo konfiguracije označene biomolekule v prostoru in s tem minimalno spremembo njene biološke aktivnosti. S temi izotopi označimo molekule kot so npr. H_2O , CO_2 , CO , NH_3 , glukoza in podobno. V nekaterih aplikacijah so uporabni tudi drugi izotopi kot npr ^{68}Ga predvsem zaradi enostavnejšega in cenejšega pridobivanja. Nekaj najpogosteje uporabljenih pozitronskih sevalcev in njihova uporaba je zbranih v tabeli 1.

Viri pridobivanja pozitronskih sevalcev (tabela 2) so ciklotroni, komercialno že prilagojeni medicinskim potrebam, generatorji izotopov

izotop	označena spojina	primer uporabe
^{11}C	^{11}CO , $^{11}\text{CO}_2$ ^{11}C -glukoza ^{11}C -dopamin	volumen krvi v srcu hitrost metabolizma nevrottransmitter
^{13}N	$^{13}\text{NH}_3$ $^{13}\text{N}_2$, $^{13}\text{NO}_2$	pretok krvi v srcu pretok krvi
^{15}O	C^{15}O , C^{15}O_2 $^{15}\text{O}_2$	pretok krvi v možganih poraba kisika
^{18}F	2- ^{18}F -2-deoksi-D-glukoza ^{18}F -DOPA	hitrost metabolizma nevroreceptor
^{68}Ga	^{68}Ga -EDTA	volumen krvi v možganih
^{82}Rb	^{82}Rb -ion	pretok krvi v srcu
^{124}I	^{124}I -ion	delovanje ščitnice

Tabela 1: Nekaj najpomembnejših pozitronskih sevalcev in primeri njihove uporabe [2].

izotop	$t_{1/2}$	E_{max}	pridobivanje
^{11}C	20.4 min.	961 keV	ciklotron
^{13}N	9.96 min.	1190 keV	ciklotron
^{15}O	2.04 min.	1730 keV	ciklotron
^{18}F	110 min.	635 keV	ciklotron reaktor
^{68}Ga	68.1 min.	1900 keV	^{68}Ge -generator
^{82}Rb	1.3 min.	3400 keV	^{82}Sr -generator
^{124}I	4.2 dni	2130 1530 keV	ciklotron

Tabela 2: Razpolovna doba, maksimalna energija pri razpadu β^+ in načini pridobivanja najpomembnejših izotopov [2].

(npr. za ^{68}Ga) in jedrski reaktorji (pridobivanje ^{18}F). Življenjski časi omenjenih izotopov so kratki – od nekaj minut do nekaj deset minut – kar omogoča minimalno radiološko obremenitev preiskovanca. Za delo s tako kratkoživimi izotopi potrebujemo vir pridobivanja, biokemični laboratorij in PET aparaturo na istem mestu.

V Ljubljani pridobivajo ^{18}F na Institutu "Jožef Stefan" v reaktorju v Podgorici, kjer pripravljajo tovrstni sevalec v obliki H^{18}F [1]. Na katedri za organsko kemijo FNT z njim označujejo 3-deoksi-D-glukozo. Razvijajo pa tudi postopek za označevanje 2-deoksi-D-glukoze, ki je ta čas najpomembnejša snov za študije PET.

1.3 Detektorji

Aparature za pozitronsko tomografijo temeljijo na dveh načinih merjenja anihilacijskih fotonov:

- s scintilacijami kristalov (scintilacijske aparature)
- s konverzijo v svinčenih konverterjih (aparature na osnovi večžičnih proporcionalnih komor – VŽPK aparature)

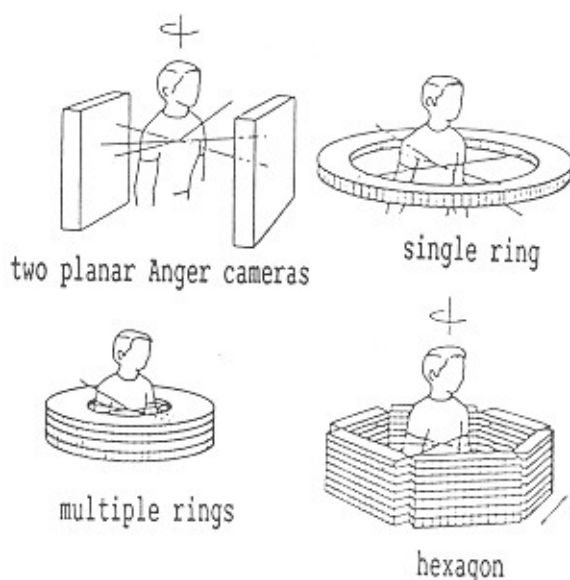
Scintilacijske aparature imajo višji izkoristek za detekcijo anihilacijskih fotonov, nekoliko boljšo časovno ločljivost in so za red velikosti dražje od VŽPK aparat. Slednje imajo boljšo pozicijsko ločljivost in zajamejo večji prostorski kot.

1.3.1 Scintilacijske aparature

Slika 1.2 prikazuje nekaj možnih konfiguracij PET aparature. Obročasti tip detektorja je sestavljen iz velikega števila scintilacijskih kristalov, ki so optično povezani s fotopomnoževalkami. Vsak obroč posname po en prerez skozi preiskovanca. Prereze pod različnimi koti je mogoče posneti tako, da detektor večkrat nagnemo.

Drugi tip aparature je sestavljen iz dveh Angerjevih kamer, ki ju med meritvijo vrtimo okrog preiskovanca. Osnova Angerjeve kamere je velik monokristal scintilatorja, ki ima na zadnji strani pritrjene fotopomnoževalke. Vsaka zazna del scintilacij. Pozicijo interakcije fotona v kristalu določa težišče signalov fotopomnoževalk. Ta tip aparature posname tridimenzionalno sliko naenkrat.

Scintilacijski materiali, ki se največkrat uporabljajo v aparaturah,



Slika 1.2: Primeri konfiguracij PET aparature [2].

so monokristali NaJ(Tl), CsF, BaF₂ in Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO) [2]. NaJ(Tl) ima velik svetlobni pridelek (število fotonov na enoto absorbirane energije), CsF in BaF₂ sta hitra scintilatorja, medtem ko ima BGO med omenjenimi scintilatorji najkrajšo atenuacijsko dolžino za anihilacijske fotone in najvišji delež fotoefekta. V zadnjih letih ga zato največ uporabljajo.

Ločljivost tomografskih slik, posnetih s scintilacijskimi aparaturami je med 5 mm in 10 mm (FWHM). Časovna ločljivost posameznega detektorja (scintilacijski kristal zvezan s fotopomnoževalko) je okrog 5 ns pri BGO oziroma NaJ(Tl) in nekaj desetink ns pri CsF oziroma BaF₂. Pri zadnjih dveh scintilatorjih je mogoče dobiti tudi informacijo o času preleta, kar znatno izboljša kontrast tomografske slike. Energijska ločljivost $\Delta E/E$ za anihilacijske fotone je med 10% in 20%. Če sprejmemo le tiste dogodke, pri katerih so fotoni oddali celotno energijo, je izkoristek detekcije anihilacijskih fotonov pri prvih treh vrstah scintilatorjev okrog 20%, pri BGO pa okrog 40%.

Natančnejši pregled scintilacijskih aparaturn je dan v [2].

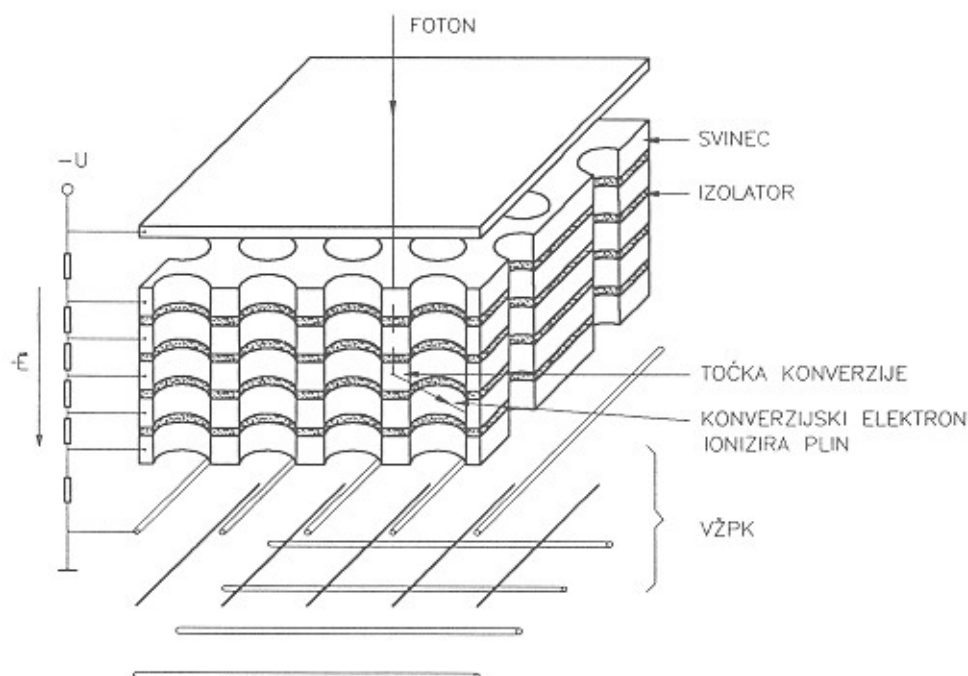
1.3.2 VŽPK aparature

VŽPK aparature izkoriščajo konverzijo fotonov v elektrone v svinčenem konverterju. Konverzijski elektron prejme od fotona dovolj energije, da lahko uide iz tanke plasti svinca in ionizira molekule plina v VŽPK. Nastala ionizacija se pomnoži v močnem električnem polju ob

anodni žici in povzroči merljiv električni signal.

Prvi detektor te vrste so razvili v Evropskem laboratoriju za fiziko delcev (CERN) [3]. Konverter sestavlja mnogo svinčenih folij, ločenih s tankimi plastmi polimera, utrjenega s steklenimi vlakni. Plasti so debele 0.1 mm. Konverter je po celi površini prevrtan. Tipični premer izvrtin je 0.8 mm, z razdaljo med središči 1 mm (slika 1.3). Debelina konverterja je 6 mm. Svinčene plasti so med sabo električno izolirane, zato lahko vsako priključimo na svoj električni potencial in tudi v luknjicah dobimo električno polje. Konverzijski elektroni ionizirajo molekule plina v luknjicah. Nastale elektrone električno polje povleče iz luknjic v VŽPK, kjer detektiramo ionizacijo.

Prednost tega detektorja je dobra pozicijska ločljivost, ki je približno 2 mm, in manjša občutljivost za sipane fotone. Časovna ločljivost je 60 ns (FWHM) pri VŽPK polnjeni z metanom in 30 ns (FWHM) pri VŽPK polnjeni z zmesjo 82% Ne + 16% CO₂ + 2% izopropanol ter je posledica potovanja ionizacije znotraj luknjic. Detektor nima energijske ločljivosti. Izkoristek detekcije anihilacijskih fotonov je 8 % za 6 mm debela konverterja na obeh straneh VŽPK. PET aparatura *HIDAC camera* je sestavljena iz dveh takšnih detektorjev velikosti 200 × 200 mm² in v medsebojni razdalji 340 mm. Ločljivost tomografske slike je 3.2 mm (FWHM) za ¹⁸F [3].



Slika 1.3: Princip delovanja VŽPK z luknjičastim konverterjem.

Druga vrsta VŽPK aparatov ima tanko plast svina na katodah. Izkoristek takšnega konverterja je majhen, zato je detektor sestavljen iz veliko plasti konverter-VŽPK. Aparatura *Mark II*, izdelana v Rutherford Appleton Laboratory, Velika Britanija [4] je sestavljena iz dveh detektorjev velikosti 600×300 mm in v medsebojni razdalji 600 mm. Vsak detektor ima 20 plasti konverter-VŽPK. Izkoristek je 6.5 %, časovna ločljivost 20 ns. Ločljivost rekonstruirane slike je 6 mm (FWHM). Prednost te vrste aparatov pred *HIDAC camera* je v boljši časovni ločljivosti in zanemarljivi napaki zaradi paralakse, saj je mogoče ugotoviti, v katerem konverterju se je foton absorbiral. Pozicijsko ločljivost lahko izboljšamo z izdelavo tanjših VŽPK. Tudi pri tem detektorju je izkoristek za sipane fotone nižji od izkoristka za nesipane.

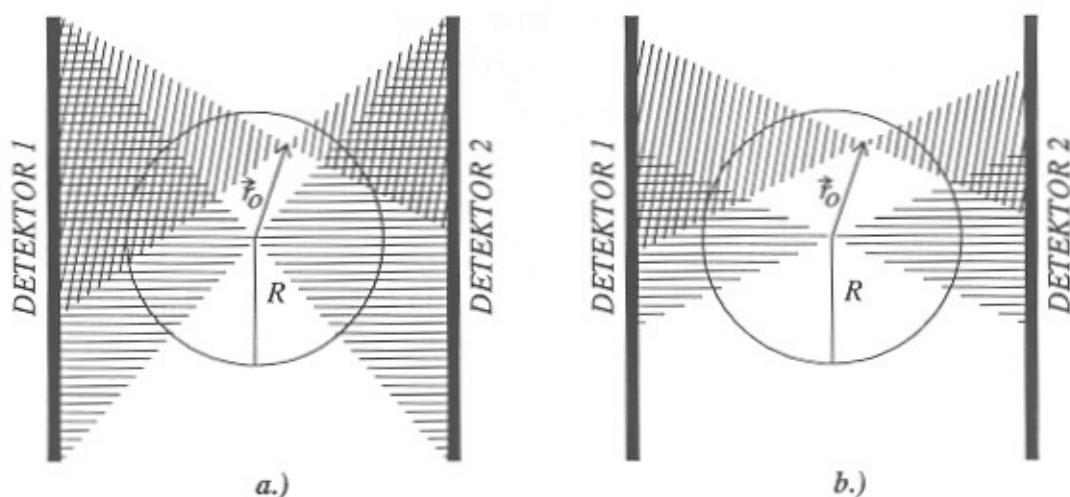
1.4 Rekonstrukcija slike

Rezultat meritve je množica dogodkov, ki vsebujejo koordinati tistih dveh točk, kjer sta fotona zadela detektor. Točki določata premico, blizu katere se je zgodil razpad, ne pa tudi točnega mesta razpada. V primeru, ko je izvor točkast, bi za določitev lege izvora zadoščalo presečišče dveh premic.

V splošnem so sevalci porazdeljeni po večjem delu prostora, zato ravnamo drugače. Prostor, v katerem pričakujemo sevalce, razdelimo na majhne kocke. V vsaki kocki seštejemo dolžine odsekov premic, ki jo prebadajo. Na ta način dobimo tridimenzionalno porazdelitev, ki jo imenujemo merjena funkcija. To še ni prava porazdelitev sevalcev. V primeru, da je izvor točkast, je prava porazdelitev enaka nič povsod, razen v točki, kjer leži izvor. Merjena funkcija pa je različna od nič tudi drugod: pada s kvadratom razdalje od izvora, tako kot se redčijo premice, ki izhajajo iz točke. Merjena funkcija točkastega izvora, ki je v točki \vec{r}_0 , je enaka:

$$h(\vec{r}-\vec{r}_0, \vec{r}_0) = \begin{cases} \frac{1}{2\pi(\vec{r}-\vec{r}_0)^2} & , \vec{r} \in X(\vec{r}_0) \\ 0 & , \vec{r} \notin X(\vec{r}_0) \end{cases} \quad (1.1)$$

$X(\vec{r}_0)$ je del prostora, v katerem ležijo vse izmerjene premice, kot je prikazano na sliki 1.4a.



Slika 1.4: V vodoravno osenčenem delu prostora ležijo premice iz izvora v središču aparature, v poševno osenčenem pa premice iz izvora v točki \vec{r}_0 . (a.) Območji sta različno veliki. (b.) Območja skrčimo, tako da so za vse točke \vec{r}_0 znotraj krogle po velikosti enaka.

Velikost območja X je odvisna od lege točkastega izvora \vec{r}_0 . Območje se manjša z oddaljenostjo od geometrijskega središča aparature.

Kadar so sevalci porazdeljeni zvezno v delu prostora med detektorjema, je merjena funkcija $\hat{f}(\vec{r})$ v točki \vec{r} enaka vsoti prispevkov merjenih funkcij infinitezimalnih delov porazdelitve v točkah \vec{r}' , oziroma:

$$\hat{f}(\vec{r}) = \int f(\vec{r}') \cdot h(\vec{r} - \vec{r}', \vec{r}') d^3r' \quad (1.2)$$

kjer je $f(\vec{r})$ porazdelitev sevalcev v prostoru, funkcija $h(\vec{r} - \vec{r}', \vec{r}')$ pa je dana z enačbo (1.1). Prava porazdelitev sevalcev v prostoru je torej rešitev integralske enačbe (1.2).

Enačbo (1.2) poenostavimo, če zahtevamo, da je velikost območja X v enačbi (1.1) neodvisna od lege točkastega izvora \vec{r}_0 . Zahtevo lahko izpolnimo tedaj, kadar je prostor, v katerem so sevalci, manjši od prostora, ki ga ograjujeta detektorja (slika 1.4b). V tem primeru skrčimo vsako območje $X(\vec{r}_0)$ na velikost najmanjšega izmed $X(\vec{r}_0)$. To pomeni, da v merjeno funkcijo jemljemo le tiste dogodke, katerih premice ležijo znotraj novega skrčenega območja, druge zavržemo.

Če je velikost območja X neodvisna od lege izvora, je merjena funkcija točkastega izvora enačba (1.1) le še funkcija razlike vektorjev:

$h = h(\vec{r} - \vec{r}_0)$, merjena funkcija enačba (1.2) zvezne porazdelitve sevalcev pa konvolucija prave porazdelitve sevalcev in merjene funkcije točkastega izvora:

$$\hat{f}(\vec{r}) = \int f(\vec{r}') \cdot h(\vec{r} - \vec{r}') d^3r' \quad (1.3)$$

Enačbo (1.3) rešimo s Fourierjevo transformacijo v tridimenzionalni frekvenčni prostor vektorjev \vec{k} , kjer je enačba algebraična:

$$\hat{F}(\vec{k}) = F(\vec{k}) \cdot H(\vec{k})$$

in jo rešimo z deljenjem leve in desne strani s funkcijo $H(\vec{k})$:

$$F(\vec{k}) = \frac{\hat{F}(\vec{k})}{H(\vec{k})} \quad (1.4)$$

Nato $F(\vec{k})$ z inverzno Fourierjevo transformacijo \mathcal{F}^{-1} transformiramo nazaj v krajevni prostor vektorjev \vec{r} :

$$f(\vec{r}) = \mathcal{F}^{-1}[F(\vec{k})]$$

kar je rešitev enačbe (1.3) za porazdelitev sevalcev.

Z velikimi črkami smo med izpeljavo označevali Fourierjeve transformiranke ustreznih funkcij iz enačbe (1.3). Fourierjeva transformacija je:

$$\mathcal{F} = \frac{1}{(2\pi)^3} \int d^3r e^{-i\vec{k}\vec{r}}$$

Obratna pa:

$$\mathcal{F}^{-1} = \int d^3k e^{i\vec{k}\vec{r}}$$

Konvolucijsko enačbo (1.3) rešujemo po pravkar opisanem postopku numerično. Pri numeričnem reševanju imamo težave, če ima Fourierjeva transformiranaka $H(\vec{k})$ v enačbi (1.4) ničle. Dokazano je [5], da transformiranaka $H(\vec{k})$ nima ničel, kadar je območje X v enačbi (1.1) osno simetrično. Osno simetrično območje dosežemo pri valjastem detektorju, pri aparaturi zgrajeni iz dveh ali več parov planarnih detektorjev pa le, če detektorje vrtimo okrog prostora s sevalci.

2. DEJAVNIKI, KI VPLIVAJO NA KVALITETO SLIKE

2.1 Doseg pozitrona

Pozitron, ki nastane pri razpadu β^+ , ima zvezno energijsko porazdelitev. Pri dovoljenih razpadih β energijsko porazdelitev zapišemo [6]:

$$P(T) \propto \sqrt{T(T+2)} (T+1)(T_m - T)^2 \cdot F_+(Z, T) \quad (2.1)$$

kjer je $T = E_k/mc^2$ pozitronova kinetična energija v enotah njegove mirovne mase, T_m maksimalna kinetična energija pri razpadu, prav tako v enotah mirovne mase in $F_+(Z, T)$ Fermijeva funkcija za izotop z vrstnim številom Z . Energije razpada beta (T_m) za nekatere izotope so napisane v tabeli 2.

Pozitron se v snovi ustavlja, ker izgublja energijo pri trkih z molekulami. Pri tem se tudi močno sipa. Povprečno izgubo energijo na enoto poti opišemo z Bethe-Blochovo enačbo za elektrone [7]:

$$\frac{dT}{dx} = -k \frac{Z}{A} \rho \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{T^2(T+2)}{(I/mc^2)^2} - 2\beta^2 \right] \quad (2.2)$$

kjer so Z , A in ρ vrstno število, atomska masa in gostota snovi, konstanta ima vrednost $k = 0.300 \text{ cm}^2/\text{g}$, β je hitrost pozitrona v enotah svetlobne hitrosti c in I efektivni ionizacijski potencial snovi, ki je približno: $I = 16\text{eV} \cdot Z^{0.9}$ [8]. Kvadrat hitrosti, izražen s kinetično energijo, je:

$$\beta^2 = \frac{T(T+2)}{(T+1)^2}$$

Bethe-Blochova enačba (2.2) velja za $\beta \gg 1/137$.

Pri kemijskih spojinah in zmeseh z utežno sestavo p_i je energijska izguba na enoto poti približno:

$$\frac{dT}{dx} = \sum_{i=1}^n P_i \left(\frac{dT}{dx} \right)_i \quad (2.2')$$

Med ustavljanjem se lahko pozitron tudi anihilira, za kar je verjetnost majhna. Za pozitron, ki nastane pri razpadu ^{18}F , znaša 1 % [9].

Večkratno sipanje obravnavamo v približku, kot to navaja literatura [8]. Pozitron na poti Δx spremeni smer za kot θ , po katerem je

porazdelitev Gaussova:

$$\frac{dN}{d\Omega} \propto \exp\left[-\frac{\vartheta^2}{2\vartheta_0^2}\right] \quad (2.3)$$

s širino:

$$\vartheta_0 = 26.6 \frac{T+1}{T(T+2)} \sqrt{\Delta x/L_R} \quad (2.4)$$

V enačbi (2.4) je L_R radiacijska dolžina materiala, ki je približno dana z izrazom [8]:

$$L_R = \frac{716.4 \text{ g cm}^{-2} \text{ A}}{Z(Z+1) \ln(287/Z^{1/2})} \quad (2.5)$$

Pri kemijskih spojinah in zmeseh z utežno sestavo p_i radiacijsko dolžino izračunamo po približni formuli:

$$1/L_R = \sum_{i=1}^n p_i/(L_R)_i \quad (2.5')$$

Radiacijska dolžina vode je 361 mm.

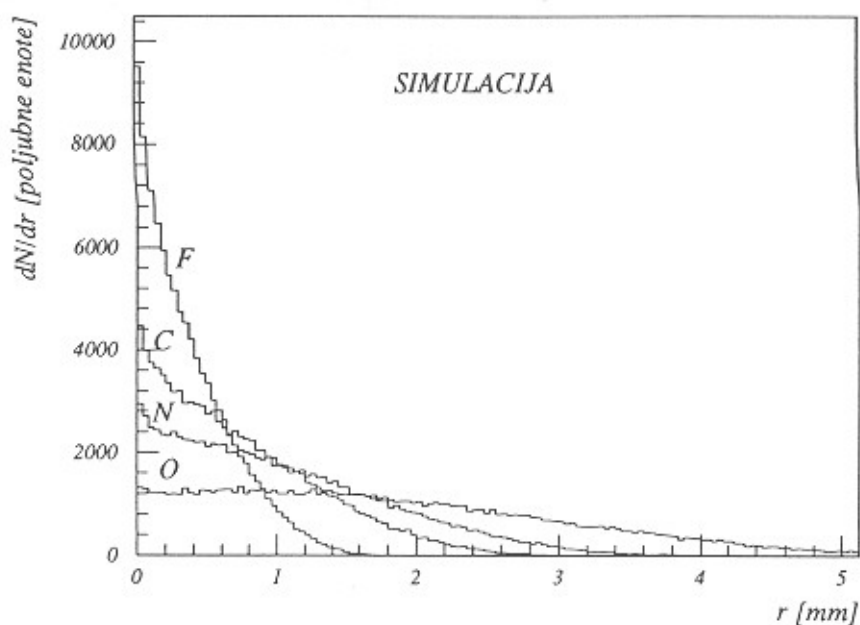
Točke, v katerih se pozitroni ustavijo, računamo numerično po metodi Monte-Carlo na naslednji način:

- generiramo začetno energijo pozitrona po porazdelitvi (2.1), njegov nastanek v točki (0,0,0) in začetno smer gibanja enakomerno po prostorskem kotu.
- po majhnih korakih Δx zasledujemo gibanje pozitrona v snovi. Na koncu vsakega koraka izračunamo novo energijo iz energijske izgube (2.2) in generiramo novo smer gibanja glede na staro po enačbi (2.3). Korake ponavljamo, dokler pozitron ne izgubi vse energije.

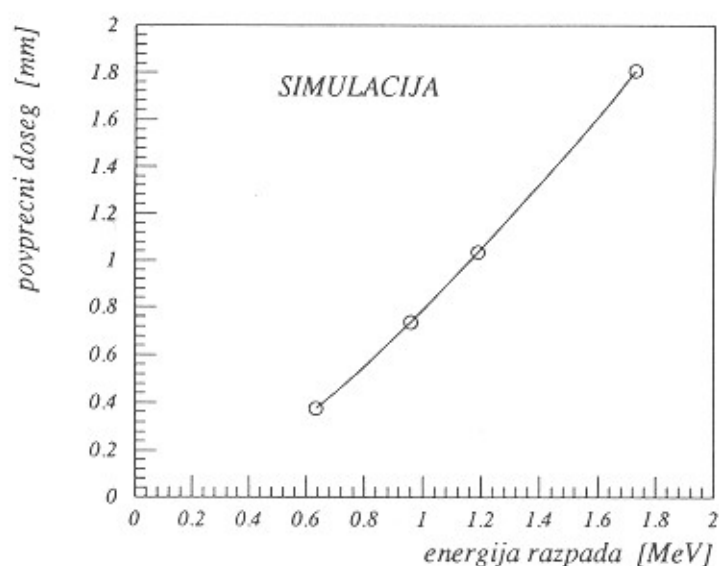
Rezultat simulacije Monte-Carlo je prikazan na slikah 2.1 in 2.2. V simulacijo so bili vnešeni podatki o točkastih izvorih ^{18}F , ^{11}C , ^{13}N in ^{15}O v vodi. Slika 2.1 prikazuje porazdelitev pozitronov po njihovem dosegu. Najboljšo ločljivost pričakujemo pri izotopu ^{18}F , kjer se večina pozitronov ustavi na razdalji, manjši od 1 mm. Ostali trije sevalci imajo višjo energijo razpada in zato večji doseg. Povprečni doseg pozitronov v odvisnosti od energije razpada je prikazan na sliki 2.2.

Prostorska porazdelitev ustavljenih pozitronov ima v izhodišču singularnost oblike $1/r^2$, saj je

$$\frac{dN}{dV} = \frac{1}{4\pi r^2} \frac{dN}{dr}$$



Slika 2.1: Simulirana porazdelitev pozitronov po dosegu v vodi za štiri različne sevalce.

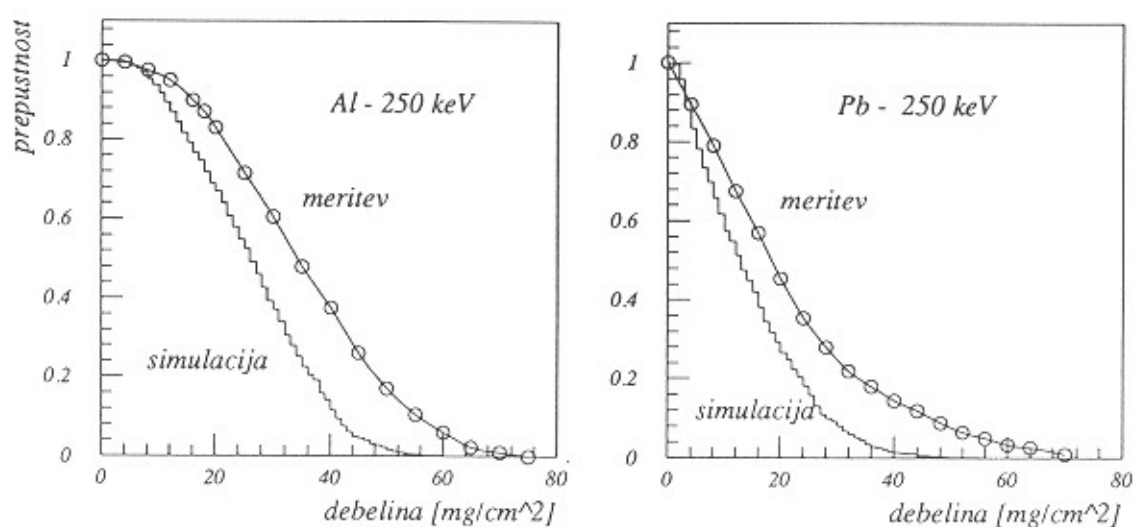


Slika 2.2: Povprečni doseg pozitrona v vodi, v odvisnosti od energije razpada β^+ .

Porazdelitev po dosegu dN/dr pa je v izhodišču različna od nič (slika 2.1). Zato ni smiselno navajati širine pri polovični višini kot prispevek dosega pozitrona k prostorski ločljivosti slike.

Pravilnost simulacije sem preveril na merskih podatkih [10]. Avtor je meril prepustnost različno debelih lističev kovin za monoenergijske

elektrone in pozitrone pri pravokotnem vpadu. Primerjavi sta dani na slikah 2.3 a in b. Opazimo, da je simulirana odvisnost po obliki podobna izmerjeni pri obeh materialih, Al (nizek Z) in Pb (visok Z). Vendar je v obeh primerih simulirani doseg za okrog 25 % krajši.

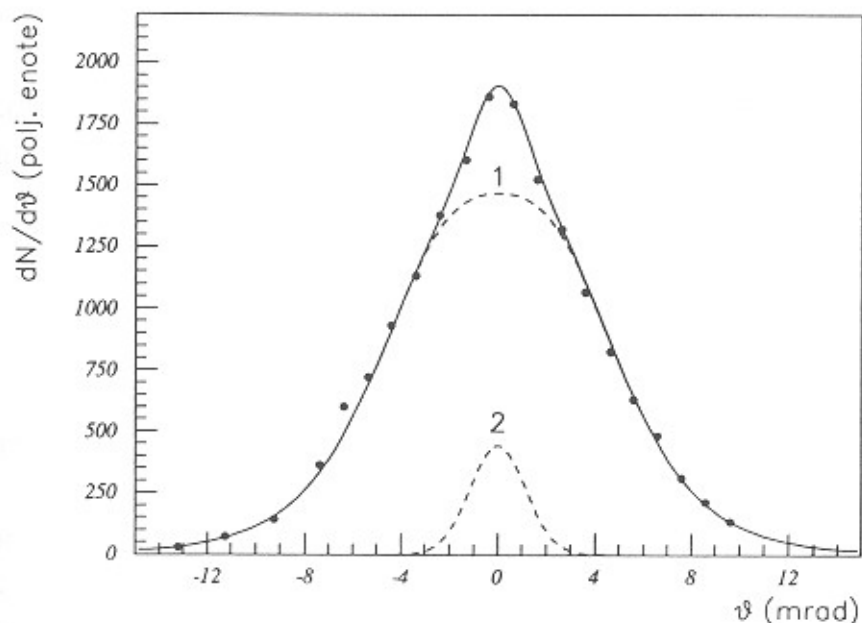


Slika 2.3: Primerjava med izmerjeno [10] in simulirano prepustnostjo aluminija in svinca za pozitrone energije 250 keV.

2.2 Nekolinearnost fotonov

Večina pozitronov se v snovi anihilira šele potem, ko se ustavijo. Pri amorfnih snoveh se najprej tvori vodikovemu atomu podobno vezano stanje elektrona in pozitrona – pozitronij [9], [11]. Pozitronij ima v osnovnem stanju dve spinski obliki: singletno (1s) ali parapozitronij in tripletno (3s) ali ortopozitronij. Verjetnost za tvorbo singletnega stanja je $1/4$, tripletnega $3/4$, saj oba delca pred vezavo nista bila polarizirana. Izolirani pozitronij v singletnem stanju razpade v dva fotona, v tripletnem stanju pa v tri. Življenjski čas prvega je 123 ps, medtem ko izolirano tripletno stanje razpade v povprečju šele po 140 ns.

V trdni ali tekoči snovi trifotonske anihilacije skoraj ni. Pozitron, vezan v tripletno stanje, namreč že po nekaj ns sreča elektron iz okolice s pravo orientacijo spina in se z njim anihilira v dva fotona. V vodi n.pr. je verjetnost za trifotonsko anihilacijo le 0.5 % [9]. Vpliv trifotonske anihilacije na kvaliteto tomografske slike in pa vpliv anihilacije med ustavljanjem pozitrona lahko zanemarimo.



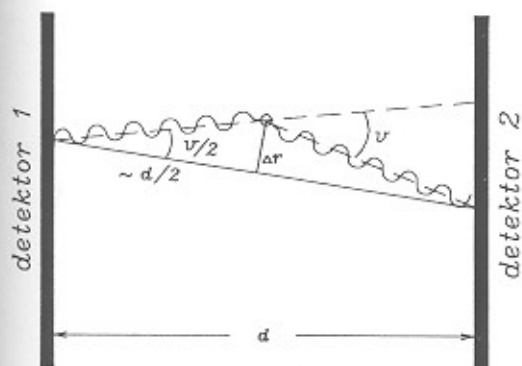
Slika 2.4: Kotna porazdelitev fotonov iz anihilacije pozitronov v vodi pri temperaturi 22°C [12]. Porazdelitev je vsota široke (1) in ozke komponente (2).

Fotona iz dvofotonske anihilacije nista povsem kolinearna. Nekolinearnost je posledica gibanja težišča sistema e^+e^- ob anihilaciji. Pri vodi opazimo v kotni porazdelitvi dve komponenti [12] (slika 2.4). Ozka komponenta s širino 2.7 mrad (FWHM) je posledica anihilacije ne povsem termaliziranega pozitronija v stanju 1s . Široka komponenta s širino 10 mrad (FWHM) izvira iz anihilacije pozitrona, vezanega v pozitroniju, z elektronom iz atoma v okolici. Oblika in širina porazdelitve odseva porazdelitev gibalne količine elektrona v lupini atoma.

Prispevek nekolinearnosti fotonov k ločljivosti tomografske slike ocenimo ob pomoči slike 2.5:

$$\Delta r \approx \frac{d}{2} \frac{\theta}{2}$$

Pri razdalji med detektorjema $d = 60$ cm in pri odstopanju od



Slika 2.5: K ocenitvi vpliva nekolinearnosti fotonov na ločljivost PET slike.

kolinearnosti $\vartheta = 10$ mrad (FWHM) je prispevek enak 1.5 mm (FWHM).

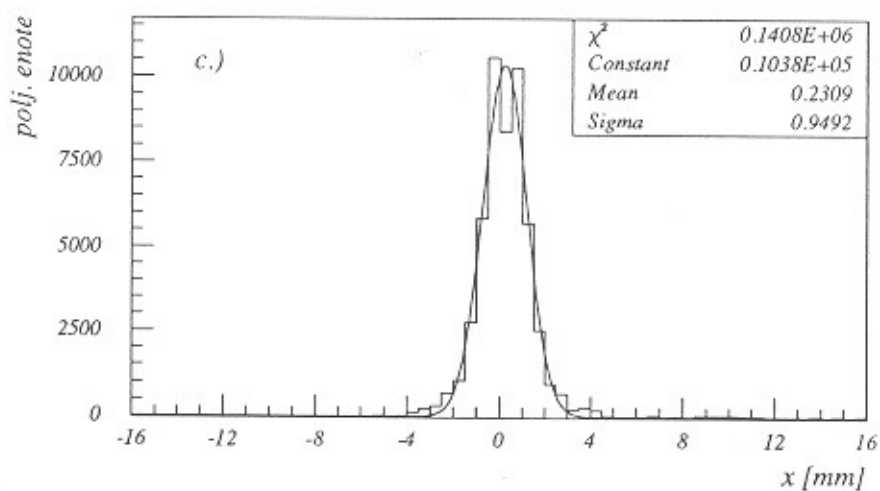
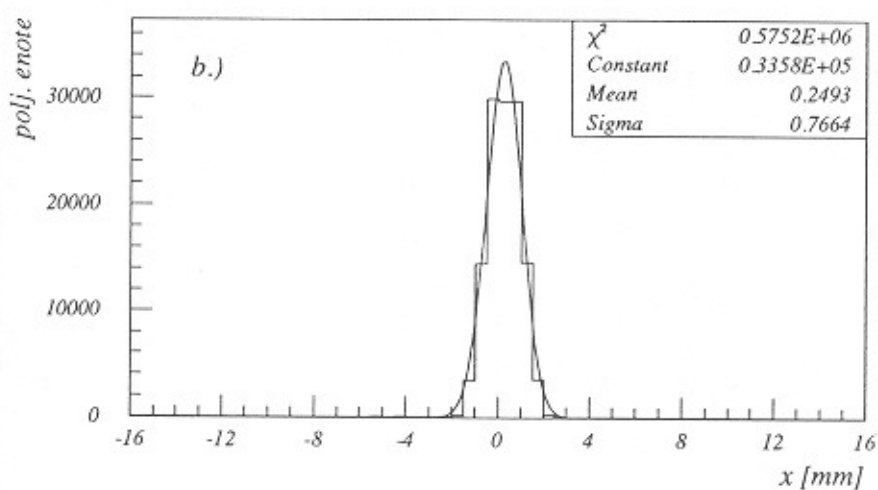
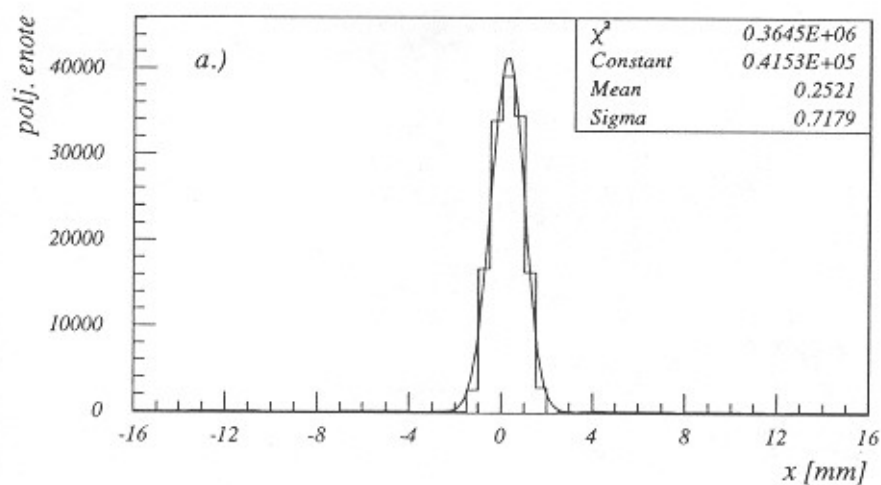
Fizikalno ločljivost tomografske slike izračunamo po metodi Monte-Carlo z naslednjimi podatki:

- Aparatura je idealizirana. Ima obliko krogle s premerom 580 mm in neskončno dobro pozicijsko ločljivost.
- Točkasti izvor je postavljen v središče aparature.

Doseg pozitrona simuliramo po postopku, opisanem v prejšnjem poglavju. Smer fotonov generiramo enakomerno po prostorskem kotu. Nekolinearnost fotonov upoštevamo tako, da enemu od fotonov spremenimo smer po porazdelitvi s slike 2.4. Izračunamo oba zadetka na detektorju, ki podajata koincidenčni dogodek. Dogodke nato vnesemo v rekonstrukcijski algoritem, opisan v poglavju 1.4.

Nekolinearnost fotonov (doseg = 0) povzroči, da se točkasti izvor na rekonstruirani sliki razširi v porazdelitev, ki je skoraj Gaussove oblike s širino 1.7 mm (FWHM), slika 2.6 a. Doseg pozitrona le malo poslabša ločljivost (slika 2.6 b, c). Pri točkastem izvoru ^{18}F , kjer imajo pozitroni povprečni doseg 0.4 mm, je širina 1.8 mm (FWHM), oblika pa še vedno precej podobna Gaussovi krivulji (slika 2.6 b). Pri točkastem izvoru ^{15}O s povprečnim dosegom 1.8 mm je širina 2.2 mm (FWHM), a ima porazdelitev višji rep od Gaussove porazdelitve (slika 2.6 c). Doseg pozitrona torej bolj kot na ločljivost slike vpliva na njen kontrast, kot je razvidno s slike 2.7. Rezultata razumemo, saj je prostorska porazdelitev ustavljenih pozitronov singularna v točki, kjer se nahaja izvor.

Odvisnost ločljivosti slike od energije razpada β^+ je podana na sliki 2.8. Zaključimo z ugotovitvijo, da je fizikalna ločljivost slike približno 2 mm in da le-ta ni bistveno odvisna od energije razpada β^+ . Kljub temu se kvaliteta slike z večanjem energije razpada slabša, ker se manjša njen kontrast.



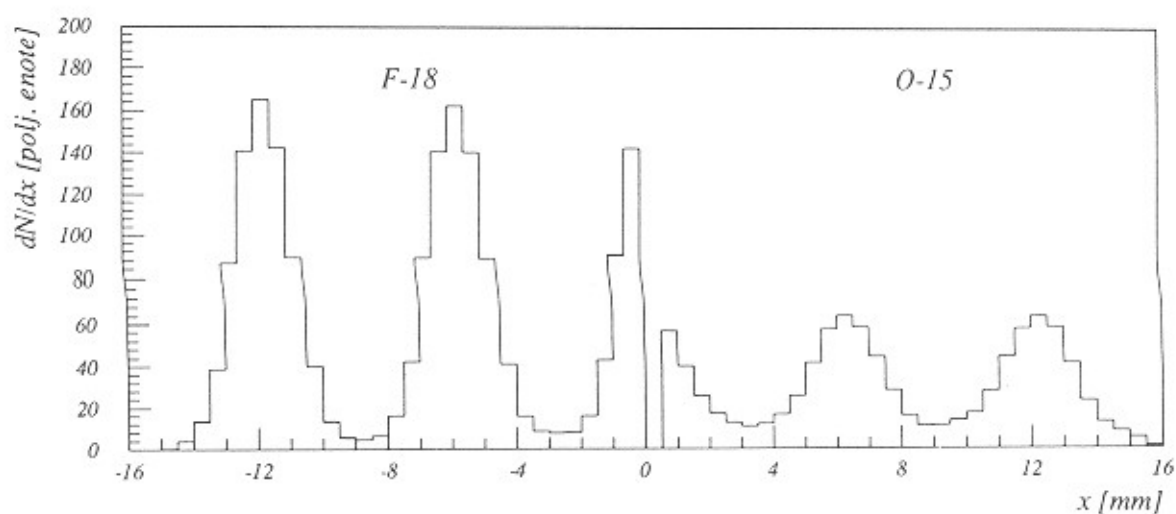
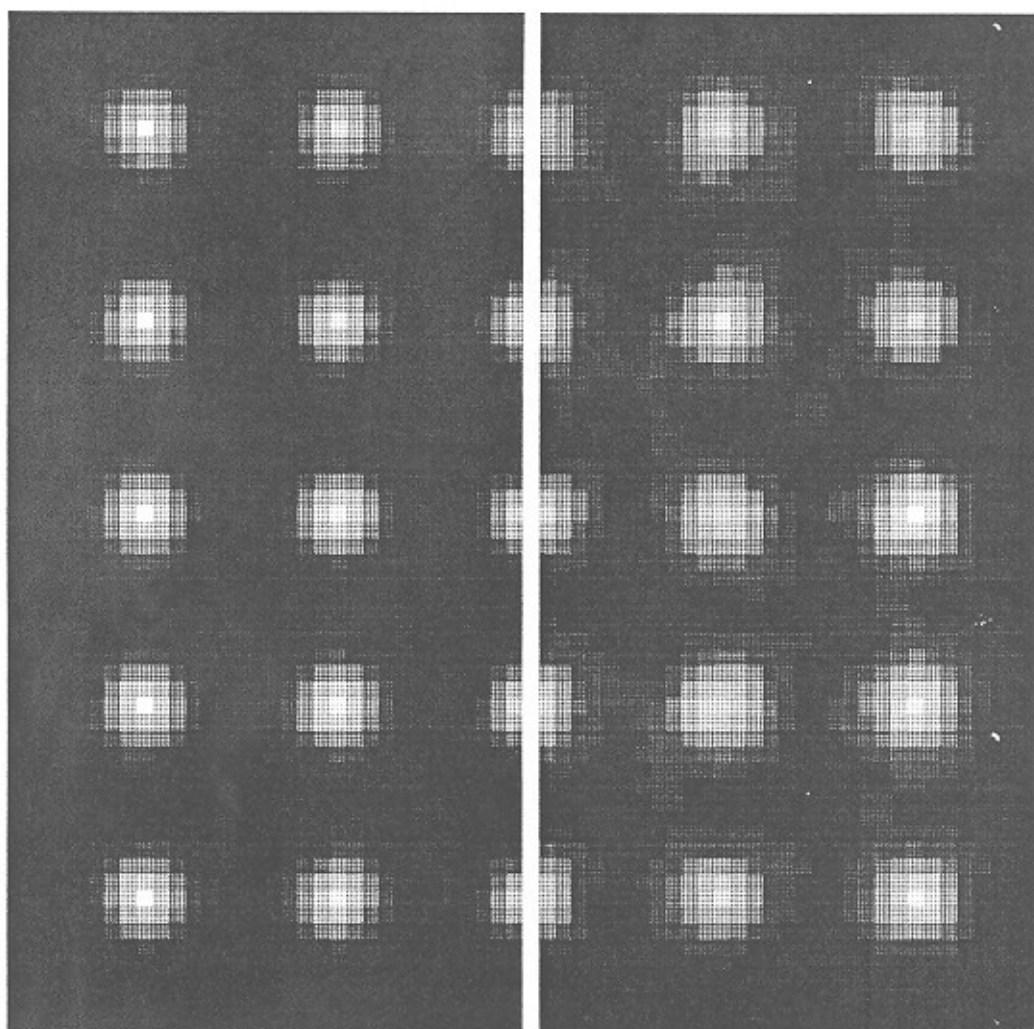
Slika 2.6: Ločljivost PET slike točkastega izvora (simulacija).

Histogrami prikazujejo profil tridimenzionalne porazdelitve v smeri x .

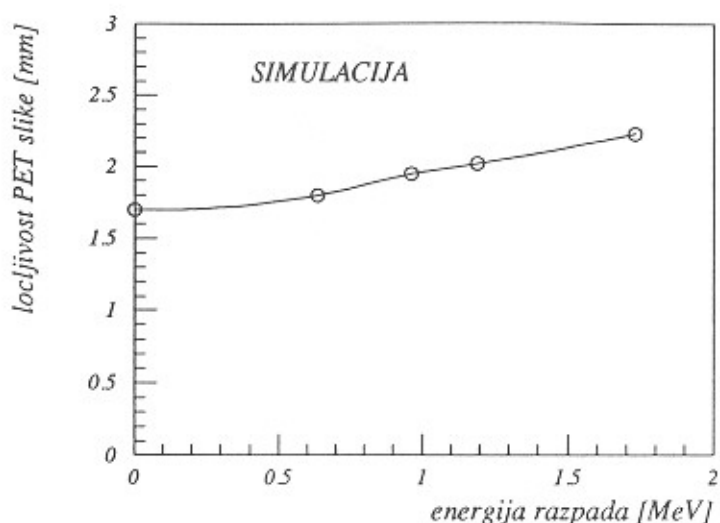
a.) nekolinearnost, doseg je 0.

b.) nekolinearnost, pozitroni iz sevalca ^{18}F .

c.) nekolinearnost, pozitroni iz sevalca ^{15}O .



Slika 2.7: Eden od prerezov PET slike 125 točkastih izvorov (simulacija). Izvori so narazeni po 5 mm. Na levi polovici so sevalci ^{18}F , na desni ^{15}O . Histogram spodaj prikazuje profil v smeri, označeni s puščicama.



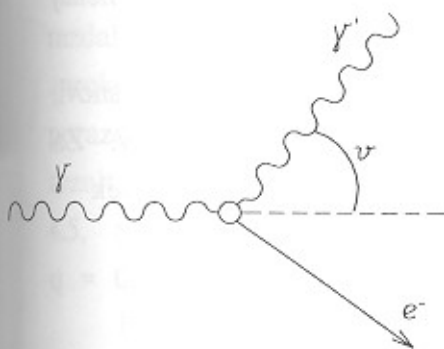
Slika 2.8: Ločljivost tomografske slike v odvisnosti od energije razpada sevalca.

2.3 Comptonovo sipanje

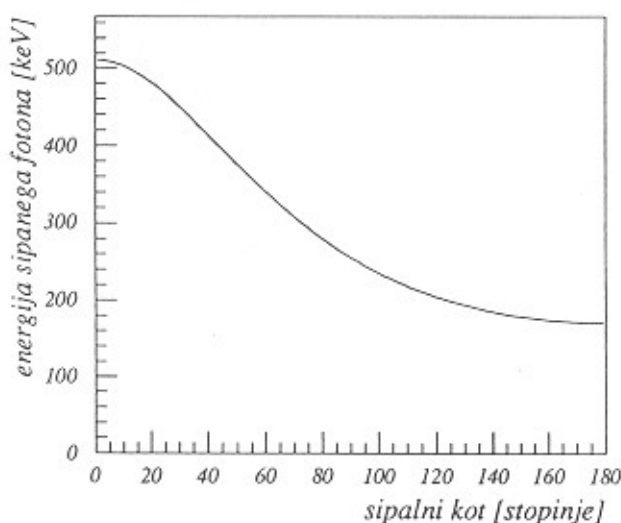
Prevladujoča interakcija anihilacijskih fotonov v tkivu je Comptonovo sipanje. Fotoni se sipajo na skoraj prostih elektronih. Pri tem foton spremeni energijo in smer za kot θ (slika 2.9). Nova energija fotona je:

$$E'_{\gamma} = \frac{mc^2}{mc^2/E_{\gamma} + 1 - \cos\theta} \quad (2.6)$$

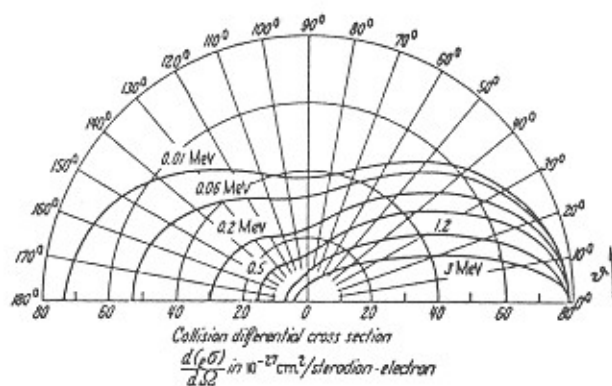
kjer je mc^2 mirovna masa elektrona. Odvisnost energije od sipalnega kota θ prikazuje slika 2.10.



Slika 2.9: Comptonovo sipanje.



Slika 2.10: Energija sipanega fotona v odvisnosti od kota sipanja.



Slika 2.11: Polarni diagram diferencialnega sipalnega preseka za Comptonovo sipanje pri nekaj energijah vpadnih fotonov [13].

Sipani foton ima najnižjo energijo, kadar se siplje nazaj:

$$E'_{\gamma, \min} = \frac{mc^2}{mc^2/E_{\gamma} + 2}$$

$$= \frac{1}{3} mc^2, \quad \text{za anihilacijske fotone}$$

Diferencialni sipalni presek za sipanje nepolariziranih fotonov na prostih nepolariziranih elektronih je [7]:

$$\left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0 = \frac{1}{2} r_0^2 \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{[1 + G(1 - \cos \vartheta)]^2} \cdot \left\{ 1 + \frac{G^2(1 - \cos \vartheta)^2}{(1 + \cos^2 \vartheta) \cdot [1 + G(1 - \cos \vartheta)]} \right\} \quad (2.7)$$

kjer je $r_0^2 = 7.95 \cdot 10^{-26} \text{cm}^2$ kvadrat klasičnega radija elektrona in $G = E_{\gamma}/mc^2$ energija fotona v enotah mirovne mase elektrona. Slika 2.11 prikazuje polarni diagram za diferencialni sipalni presek pri nekaj energijah fotonov.

Izraz (2.7) je dober približek tudi za Comptonovo sipanje v snovi, če je le energija fotona dosti večja od vezavnih energij elektronov. Za sipanje v snovi z vrstnim številom Z je diferencialni sipalni presek v tem približku kar:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Z \cdot \left[\frac{d\sigma}{d\Omega} \right]_0$$

integralni presek pa [7]:

$$\sigma = Z \cdot 2\pi r_0^2 \cdot \left\{ \frac{1+G}{G^3} \left[\frac{2G(1+G)}{1+2G} - \ln(1+2G) \right] + \frac{1}{2G} \cdot \ln(1+2G) - \frac{1+3G}{(1+2G)^2} \right\}$$

...

(2.8)

in absorpcijski koeficient:

$$\mu_c = N_A \cdot \frac{\sigma}{A}$$

Pri kemijskih spojinah in zmesah z utežno sestavo p_i je absorpcijski koeficient:

$$\mu_c = \sum_{i=1}^n p_i (\mu_c)_i$$

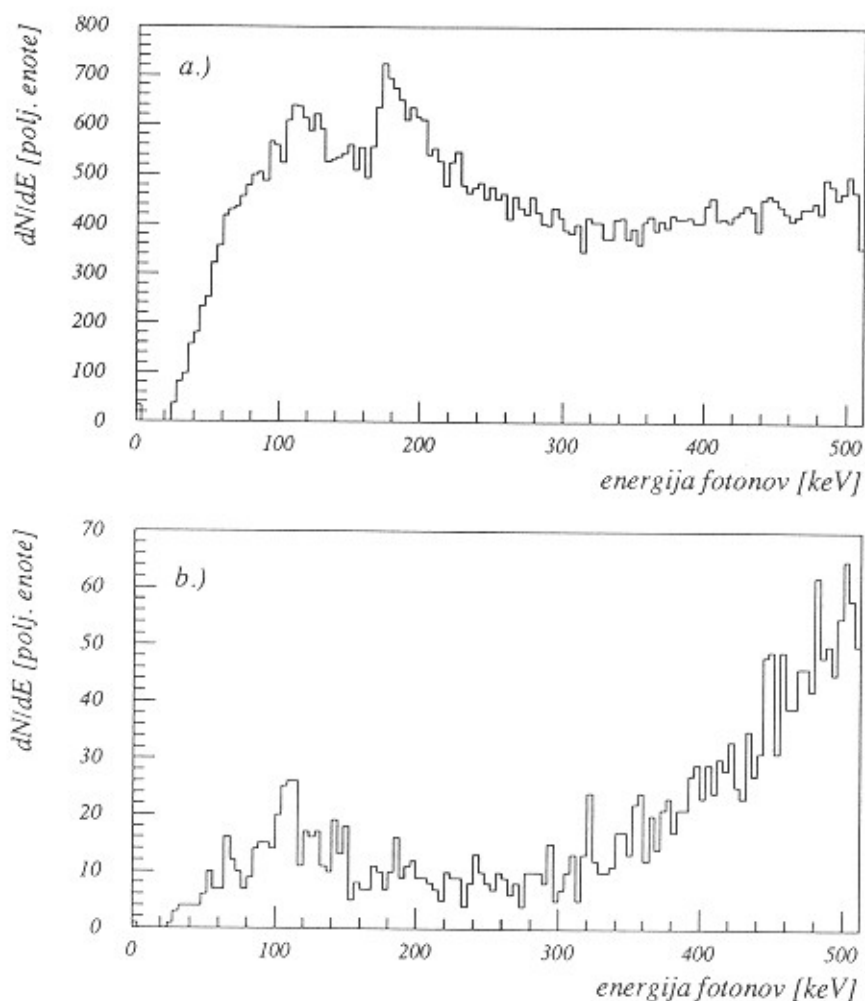
Atenuacijska dolžina ($\lambda = 1/\mu_c$) anihilacijskih fotonov je v vodi 10.5 cm. V človeškem telesu, ki je sestavljeno pretežno iz vode, se fotoni sipajo s precejšnjo verjetnostjo. Verjetnost, da se oba fotona pri prehodu skozi glavo ne bosta sipala, ocenimo takole: primerna aproksimacija je krogla napolnjena z vodo premera 20 cm z izvorom v sredini. Verjetnost, da se fotona ne sipata, je:

$$P_{\infty} = e^{-R/\lambda} \cdot e^{-R/\lambda} = 15 \%$$

85 % anihilacij je takšnih, da se vsaj en foton sipa. Običajno ima sipani foton toliko spremenjeno smer, da v večini primerov ne leti več proti detektorju. Delež sipanih koincidenčnih dogodkov je nekajkrat manjši od zgornje vrednosti.

Delež sipanih koincidenčnih dogodkov pri tomografiranju človeške glave z dano aparaturo izračunamo s simulacijo Monte-Carlo. Aparaturo sestavljata dva detektorja velikosti 320 mm × 320 mm in v medsebojni razdalji 580 mm. Izkoristek je neodvisen od energije fotona. Objekt aproksimiramo s kroglo iz vode premera 20 cm, ki vsebuje sevalec, porazdeljen enakomerno v krogli premera 14 cm. Pri navedenih podatkih je rezultat naslednji: razmerje sipanih fotonov proti nesipanim je 0.5, razmerje detektiranih sipanih parov proti detektiranim nesipanim pa je 0.86.

Energijsko porazdelitev sipanih fotonov prikazuje slika 2.12.



Slika 2.12: Energijska porazdelitev sipanih fotonov, kakršno pričakujemo pri tomografiranju človeške glave (simulacija).

- a.) energijska porazdelitev vseh sipanih fotonov
- b.) energijska porazdelitev sipanih fotonov, ki so v koincidencah s sipanim ali nesipanim fotonom, za aparaturo, opisano v tekstu.

Pogostost naključnih koincidenč je:

$$R_r = R_1^2 \cdot \Delta t$$

kjer je Δt širina koincidenčnega okna. Le-ta je enaka vsoti dolžin logičnih signalov iz obeh detektorjev, ki ju vodimo na AND vrata.

Ob upoštevanju enačb (2.9) in (2.11) izpeljemo:

$$R_r = R_c^2 \cdot \frac{\Delta t \xi^2}{(\epsilon \eta p)^2} \quad (2.12)$$

kjer je:

$$p = \frac{(\Delta\Omega/2\pi)_c}{(\Delta\Omega/2\pi)_1} \cdot P_0$$

Definirajmo karakteristično pogostost R_k :

$$R_k = \left[\frac{p}{\xi} \right]^2 \cdot R_k^0 \quad (2.13a)$$

$$R_k^0 = \frac{(\epsilon \eta)^2}{\Delta t} \quad (2.13b)$$

in z njo izrazimo pogostost naključnih koincidenč:

$$R_r = \frac{R_c}{R_k} \cdot R_c \quad (2.14)$$

R_k^0 podaja kvaliteto aparature: aparatura z visokim R_k^0 zazna malo naključnih koincidenč.

Iz enačbe (2.13a) je tudi razvidno, da sipani fotoni, čeprav povečini ne sprožijo koincidence, prispevajo k relativnemu povečanju pogostosti naključnih koincidenč. Comptonovo sipanje namreč zniža pogostost čistih koincidenč, ker eden izmed fotonov ne leti več proti detektorju. Pogostost fotonov na enem detektorju pa se ne spremeni.

Pogostost vseh koincidenč je:

$$R = R_c(1 + q + R_c/R_k) \quad (2.15)$$

Prvi člen v oklepaju enačbe (2.15) je delež čistih koincidenč, drugi delež sipanih in tretji delež naključnih koincidenč.

Pri dani aktivnosti izvorov raste pogostost naključnih koincidenč linearno s širino koincidenčnega okna. Pogostost čistih koincidenč pa se s širitvijo okna bliža konstantni vrednosti. Širino koincidenčnega okna

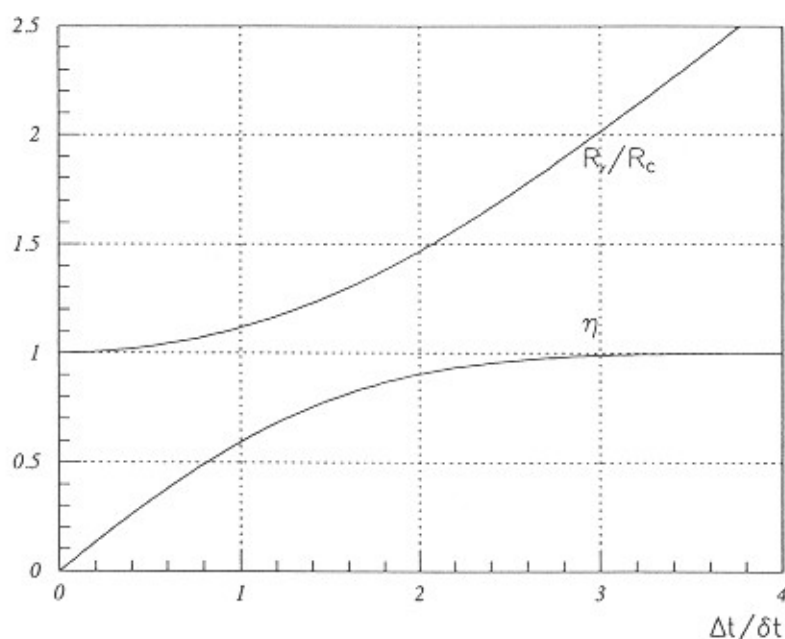
izberemo glede na časovno ločljivost detektorjev. Vzemimo, da je porazdelitev za časovno ločljivost detektorja Gaussova s širino σ_1 . Porazdelitev za časovno ločljivost aparature (koincidenčna časovna ločljivost) je potem tudi Gaussova s širino $\sigma = \sqrt{2} \cdot \sigma_1$. Delež čistih koincidenčnih dogodkov znotraj okna Δt je:

$$\eta = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} e^{-t^2/2\sigma^2} dt$$

Delež naključnih koincidenč pa:

$$R_r/R_c = R_c/R_k \propto \frac{\Delta t}{\eta}$$

Odkvisnost parametra η in razmerja R_r/R_c od širine koincidenčnega okna je narisana na sliki 2.13. Širina okna je izražena s časovno ločljivostjo detektorja $\delta t = 2.35 \cdot \sigma_1$, razmerje R_r/R_c pa normirano na 1 pri $\Delta t=0$. Delež naključnih koincidenč R_r/R_c ima minimum, vendar je le-ta pri $\Delta t=0$. Na dvojno vrednost se R_r/R_c povzpne pri $\Delta t=3 \cdot \delta t$, kjer je delež čistih koincidenč znotraj okna že $\eta = 99 \%$. Širino koincidenčnega okna je smiselno izbrati ožjo od $3 \cdot \delta t$. A če želimo detektirati vsaj 90% vseh čistih koincidenč, mora biti okno širše od $2 \cdot \delta t$.



Slika 2.13: Odvisnost deleža čistih koincidenč (η) in odvisnost deleža naključnih koincidenč (R_r/R_c) v koincidenčnem oknu od širine okna.

S podatki za aparature iz poglavja 1.3 izračunamo naslednje vrednosti za R_k^0 pri koincidenčnem oknu $\Delta t = 2 \cdot \delta t$:

	ϵ	δt	R_k^0
H I D A C	8 %	30 ns	$86 \cdot 10^3$
M A R K II	6.5 %	20 ns	$85 \cdot 10^3$
N a J (Tl)	20 %	5 ns	$3.2 \cdot 10^6$
B G O	40 %	5 ns	$13 \cdot 10^6$

Tabela 3: Primerjava aparaturn.

Scintilacijske aparature so s stališča naključnih koincidenč boljše od VŽPK aparaturn. Razlike v R_k^0 med VŽPK in scintilacijskimi aparaturnami dejansko niso tolikšne kot v tabeli 3. Razlogi so naslednji.

Zato, da detektiramo malo sipanih koincidenč, pri scintilacijskih aparaturnah upoštevamo le dogodke v fotovrhu z energijo 511 keV. Delež fotoefekta je pri NaJ(Tl) 20 %, pri BGO 40 %. Tolikšna izkoristka v fotovrhu dosežemo pri kristalu, ki je debel vsaj tri atenuacijske dolžine. Atenuacijska dolžina kristala NaJ(Tl) je 2.9 cm in kristala BGO 1.1 cm. Kristala bi torej morala biti debela vsaj 8.7 cm (NaJ) oziroma 3.3 cm (BGO). Angerjev tip aparaturn s tako debelimi kristali ima zelo slabo pozicijsko ločljivost, ki je posledica napake zaradi paralakse. Na tomografski sliki je ločljivost približno enaka polovici debeline kristala, torej več centimetrov (glej naslednje poglavje).

Kristal v Angerjevi kameri mora biti tanjši. Za ločljivost 5 mm na sliki mora biti kristal tanjši od 1 cm. Izkoristek detektorja z 1 cm debelim kristalom za anihilacijske fotone v fotovrhu je le 6% pri NaJ(Tl) in 24 % pri BGO, karakteristična pogostost pa 10 krat nižja za NaJ(Tl) aparaturno oziroma 3 krat nižja pri BGO aparaturni. Diskriminacijski nivo lahko znižamo in s tem povečamo izkoristek, vendar se poveča delež sipanih koincidenč. Tanek scintilacijski detektor je bolj občutljiv na sipane fotone, ker absorpcija v kristalu z nižanjem energije fotona raste. Če nastavimo nivo diskriminacije na minimum ($E_D \approx 0$), je pri NaJ(Tl) faktor $q \approx 2$, medtem ko je pri rezanju $E_D = 450$ keV (le dogodki v fotovrhu) le-ta $q \approx 0.3$. Oba rezultata sta dobljena z Monte-Carlo simulacijo za aparaturno z detektorjema velikosti 32×32 cm in v razmiku

58 cm. Izvor se je nahajal v vodi (krogla premera 20 cm), ki simulira tkivo človeške glave. Bil je enakomerno porazdeljen po krogli premera 14 cm.

Drugi način znižanja napake zaradi paralakse in hkrati ohranitve visokega izkoristka scintilacijske aparature, je konstrukcija aparature v obliki obročev, ki zaznavajo le čiste koincidence v ravnini obroča. Vpadni koti nesipanih fotonov iz ravnine obroča na kristal so majhni. Pri aparaturi s premerom obroča 60 cm in s sevalci znotraj krogle premera 20 cm je $\text{tg}\vartheta < \frac{1}{3}$. Napaka zaradi paralakse je tudi pri 3.5 cm debelih kristalih BGO pod 5 mm, hkrati pa je absorpcija anihilacijskih fotonov skoraj popolna. Izkoristek za fotovrh je skoraj 40 %. Če jemljemo le dogodke v fotovrhu, odstranimo dober del sipanih koincidence, tako da je faktor $q \approx 0.4$ (pri obroču visokem 6 mm).

Pogostost naključnih koincidence pri dani pogostosti čistih koincidence je večja, kot jo podaja enačba (2.13b). Sevalec je v splošnem porazdeljen tudi zunaj ravnine obroča. K čistim koincidenkam prispeva le aktivnost v ravnini obroča, medtem ko k naključnim tudi vsa ostala. Če je v vidnem polju obroča n -ti del aktivnosti opazovanega telesa in ima aparatura le en obroč, je:

$$R_k^0 = \frac{(\varepsilon\eta)^2}{\Delta t} \cdot 1/n^2$$

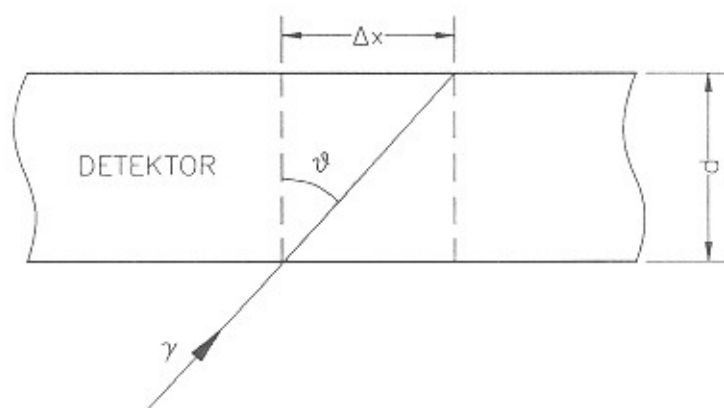
Če ima aparatura m obročev pa:

$$R_k^0 = \frac{(\varepsilon\eta)^2}{\Delta t} \cdot m/n^2 \quad (2.16)$$

Ločljivost v smeri pravokotno na obroč je enaka polovici debeline obroča. Tudi v tem primeru sta si torej ločljivost tomografske slike in njen kontrast v nasprotju: dobra ločljivost pomeni slabši kontrast slike in obratno. Karakteristična pogostost je za aparaturo z enim obročem debeline 1 cm približno tolikšna kot pri VŽPK aparaturi in za red velikosti večja pri aparaturi s toliko obroči, da pokrijejo celoten volumen sevalcev.

2.5 Ločljivost detektorja in paralaksa

Na ločljivost tomografske slike vplivata tudi ločljivost detektorja in napaka zaradi paralakse. Ločljivost detektorja je definirana kot širina enodimenzionalne porazdelitve pri polovični višini, ki jo izmerimo z dobro kolimiranim snopom anihilacijskih fotonov pri pravokotnem vpadu. Če snop fotonov ni pravokoten na detektor, dobimo v izmerjeni poziciji še napako zaradi paralakse, ker globine interakcije ne merimo (slika 2.14).



Slika 2.14: Napaka zaradi paralakse: vstop fotona v detektor je izmerjen le z natančnostjo Δx , ker globina interakcije ni merjena.

Paralaksa je posebej izrazita pri Angerjevih kamerah in pri HIDAC tipu aparature, manj pomembna pa pri obročastih tipih aparatov. Pri MARK II aparaturi lahko merimo tudi tretjo koordinato oz. globino interakcije fotona, zato je paralaksa v primerjavi z ločljivostjo detektorja zanemarljiva.

Prispevek pozicijske ločljivosti detektorja k ločljivosti tomografske slike izpeljemo s pomočjo slike 2.15. Izmerjene pozicije fotonov, ki izhajajo iz sevalca v sredini med detektorjema in padajo pravokotno nanj, so razmazane po porazdelitvi s širino δx_D . Porazdelitev projiciramo skozi težiščno točko na nasprotnem detektorju na ravnino v sredini med detektorjema. Projekcija je polovico ožja. Po enaki porazdelitvi so razmazane tudi pozicije nasprotnih fotonov, zato je razmazan tudi vrh projicirane porazdelitve. Porazdelitev izmerjene pozicije sevalca je konvolucija projicirane porazdelitve same s sabo. Njena širina je približno:

$$\delta x_s \approx \sqrt{2} \cdot \delta x_D / 2 \quad (2.17)$$

Celotna ločljivost tomografske slike je:

$$\delta x \approx \sqrt{\delta x_0^2 + \delta x_D^2/2 + \delta x_P^2} \quad (2.19)$$

kjer je $\delta x_0 \approx 2$ mm fizikalna ločljivost tomografske slike, δx_D pozicijska ločljivost detektorja in δx_P napaka zaradi paralakse.

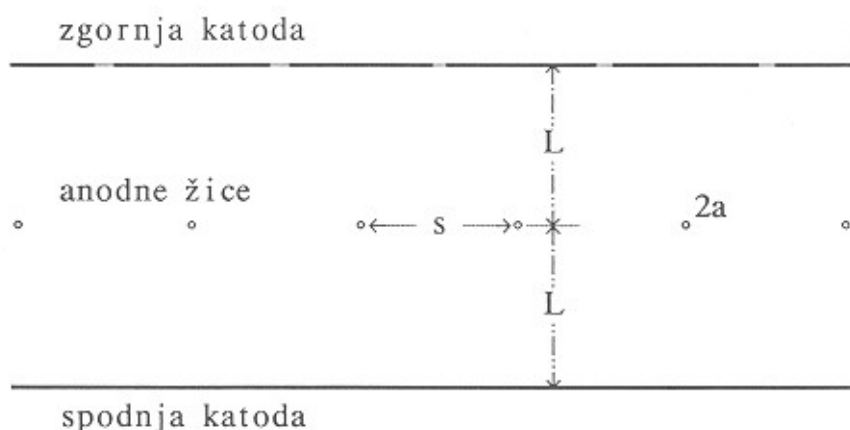
3. VEČŽIČNA PROPORCIONALNA KOMORA

3.1 Ocena delovanja in izbira parametrov VŽPK

3.1.1 Osnove delovanja

Večžična proporcionalna komora (VŽPK) je pozicijsko občutljiv detektor hitrih nabitih delcev [13], [14]. Komora je napolnjena s plinom. Sestavljena je iz ekvidistančnih anodnih žic, ki ležijo v ravnini med vzporednima katodama (slika 3.1). Med anodno žično ravnino in katodama je priključena visoka napetost. Nabiti delec pri preletu detektorja ionizira molekule plina. Električno polje povleče nastale elektrone proti najbližji anodni žici, kjer sprožijo proces pomnoževanja v plazmu. Sprva majhen naboj se močno poveča in povzroči merljiv električni signal. Le-ta je na anodni žici, kjer je poteklo pomnoževanje, negativen, na katodah pa pozitiven in porazdeljen po površini tako, da je vrh nad mestom pomnoževanja in širina približno enaka razdalji med katodama [15].

Dvodimenzionalno lego določamo iz obeh katodnih signalov in sicer tako, da poiščemo vrh oziroma težišče porazdelitve signalov. Katodi sta zato razdeljeni na vzporedne pasove, ki pri eni katodi potekajo v smeri x , pri drugi pa v smeri y . Signal iz anodnih žic uporabimo za proženje čitalne elektronike.



Slika 3.1: Večžična proporcionalna komora v prerezu. Trije parametri, razmik med žicami (s), razdalja anoda-katoda (L) in debelina žic ($2a$), podajajo geometrijo VŽPK.

3.1.2 Detekcija fotonov z VŽPK

Fotone zaznavamo z VŽPK posredno s konverzijo v nabite delce – elektrone. V splošnem poteka konverzija na tri načine: s fotoefektom, s Comptonovim sipanjem in s tvorbo parov. Zadnji mehanizem je možen le, kadar ima foton energijo večjo 1.022 MeV. Pri anihilacijskih fotonih z energijo 511 keV sta torej možna le prva dva načina konverzije.

Verjetnost za konverzijo oziroma absorpcijo anihilacijskih fotonov v plinu je majhna, zato je potrebno VŽPK dodati konverter. Ta je lahko kar ustrezno debela katoda, ki absorbira nekaj odstotkov fotonov. Konverzijski elektroni z dokajšnjo verjetnostjo zletijo iz konverterja ter ionizirajo plin. Najboljši material za konverter je svinec. Pri optimalni debelini (približno 0.1 mm) je izkoristek okrog 0.5%. Pri svincu poteče polovica konverzije s fotoefektom in polovica s Comptonovim sipanjem, pri elementih z nižjim Z pa je delež fotoefekta manjši in imajo zato nižji izkoristek.

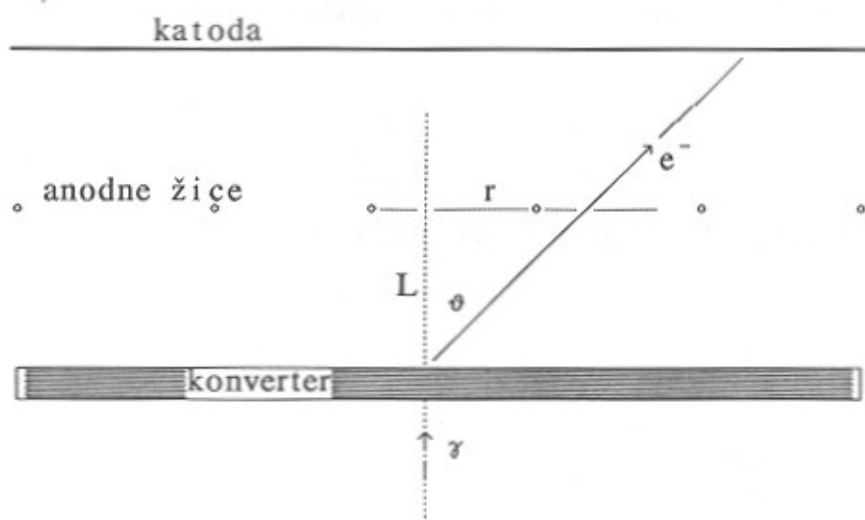
Izkoristek detekcije anihilacijskih fotonov lahko povečamo na dva načina:

- Detektor sestavimo iz več plasti VŽPK [4], saj vsaka absorbira le majhen del fotonov. Tako povečamo izkoristek za faktor, ki je nekoliko manjši od števila plasti, ohranimo pa dobro časovno ločljivost detektorja.
- Uporabimo luknjičasti konverter, opisan v poglavju 1.3 [3]. Izkoristek detektorja z dvema 6 mm debelima luknjičastima konverterjema na nasprotnih straneh anodne ravnine je približno enak kot pri detektorju iz 16 plasti VŽPK, a ima slabšo časovno ločljivost. K ločljivosti tomografske slike znatno prispeva tudi napaka zaradi paralakse.

V nadaljnem bomo obravnavali le prvi način, ki je tehnično lažje izvedljiv.

3.1.3 Pozicijska ločljivost

Iz približno desetinko milimetra debelega konverterja izstopajo konverzijski elektroni pod različnimi koti. Med potjo so se namreč ustavljali in velikokrat sipali. Predpostavimo lahko, da je kotna porazdelitev elektronov izotropna. Ker je konverter tanek, je točka



Slika 3.2: *K izpeljavi pozicijske ločljivosti VŽPK za anihilacijske fotone.*

izstopa elektrona skoraj enaka točki konverzije. Sipanje v plinu je malo verjetno. Elektron preleti aktivni volumen komore v ravni črti, kot je prikazano na sliki 3.2. Gostota ionizacije je v okviru statističnih variacij enakomerna, saj se energija delca v tanki plasti plina zaznavno ne spremeni.

S čitalno elektroniko izmerimo težišče plazmu v smereh x in y . Le-to je v smeri y (vzdolž žic) enako težišču ionizacije delca, v smeri x (prečno na žice) pa le približno, vendar natančneje od razmika med žicami. Pot delca namreč v splošnem ni pravokotna na anodno ravnino, zato pomnoževanje poteče večinoma na več žicah. V smeri x (prečno na žice) je zato natančnost meritve težišča ionizacije delca boljša od razmika med žicami.

Pri simetrični VŽPK je težišče ionizacije delca enako prebodišču poti z anodno ravnino. Ob predpostavki izotropne kotne porazdelitve elektronov:

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{N}{2\pi}$$

dobimo ob pomoči slike 3.2 porazdelitev težišča ionizacije v ravnini (x,y) :

$$\frac{dN}{dS} = \frac{dN}{d\Omega} \frac{d\varphi}{r} \frac{\sin\theta}{dr} \frac{d\theta}{d\varphi} = \frac{N}{2\pi} \frac{\sin\theta}{r} \frac{d\theta}{dr}$$

Ker je $r = L \operatorname{tg}\vartheta$, kjer je L razdalja anoda-katoda in $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, izpeljemo:

$$\frac{dN}{dS} = \frac{N}{8\pi L^2} \frac{1}{(1+(r/L)^2)^{3/2}} \quad (3.1)$$

Porazdelitev (3.1) ima širino pri polovični višini enako:

$$\Delta r = (2^{2/3} - 1)^{1/2} 2L = 1.53 L \quad (\text{FWHM})$$

Porazdelitev po eni koordinati izračunamo z integriranjem enačbe (3.1):

$$\frac{dN}{dx} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dS} dy = \frac{N}{\pi L} \frac{1}{1+(x/L)^2} \quad (3.2)$$

Enodimenzionalna porazdelitev izmerjene pozicije enačba (3.2) ima širino pri polovični višini enako $\Delta x = 2L$ (FWHM). Pozicijska ločljivost VŽPK za fotone γ , ki se konvertirajo v konverterju-katodi je torej enaka debelini komore ($\delta x_D = 2L$).

Izbiro geometrijskih parametrov pogojuje tudi fizikalna ločljivost tomograma, ki je določena z dosegom pozitrona in odstopanjem fotonov od kolinearnosti in znaša okrog 2 mm (FWHM). Ločljivost detektorja naj bi bila tolikšna, da le malo poslabša ločljivost na sliki. V poglavju 2.5, enačba (2.19), smo izpeljali, da je ločljivost na sliki enaka:

$$\delta x = \sqrt{\delta x_0^2 + \delta x_D^2/2} \quad (3.3)$$

kjer je δx_0 fizikalna ločljivost tomograma in δx_D ločljivost detektorja. Za $\delta x_D \leq \delta x_0$ lahko enačbo (3.3) zapišemo:

$$\delta x \approx \delta x_0 \left[1 + \frac{1}{4} (\delta x_D / \delta x_0)^2 \right]$$

Sklepamo, da zadostuje tolikšna ločljivost detektorja, kot je fizikalna ločljivost PET slike. Pri $\delta x_D \approx \delta x_0$ je namreč ločljivost slike le za 25 % slabša od fizikalne ločljivosti.

Iz napisanega sledi, da je optimalna debelina detektorja okrog dva milimetra.

3.1.4 Energijska ločljivost

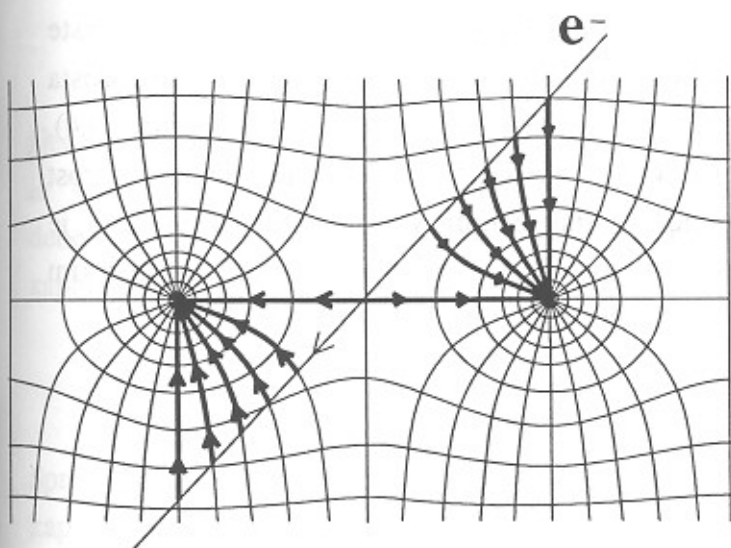
Konverzijski elektron prevzame del ali celotno energijo fotona, ki jo nato izgublja pri prodiranju skozi konverter. Ker globina konverzije ni znana oziroma merljiva, energije elektrona ob izstopu ne moremo več povezati z energijo fotona. Detektor nima energijske ločljivosti. Energijska odvisnost izkoristka konverterja vendarle omogoča delno energijsko diskriminacijo sipanih fotonov.

Dinamični razpon signalov je velik, celo večji od 1:100, kar je potrebno upoštevati pri načrtovanju čitalne elektronike. Vzroki zanj so:

- različne dolžine poti konverzijskih elektronov znotraj VŽPK kot posledica izotropne kotne porazdelitve,
- različne energijske izgube na enoto poti zaradi zvezne energijske porazdelitve
- statistične variacije produkcije primarnih ionskih parov in pomnoževanja.

3.1.5 Časovna ločljivost

Elektroni, ki nastanejo pri ionizacijskih trkih konverzijskega elektrona z molekulami plina, potujejo vzdolž silnic električnega polja do anodnih žic, kjer sprožijo pomnoževanje v plazmu (slika 3.3). Signal se pojavi najhitreje, kadar konverzijski elektron leti tik ob žici, kadar leti med žicama, pa je zakasnen za $\Delta t \approx (s/2)/w_D$. Razdaljo med žicama smo označili z s , w_D je potovalna hitrost elektronov v električnem polju.



Slika 3.3:

*Prikaz potovanja
primarnih elektronov
do anodnih žic.*

Širino časovne porazdelitve pri polovični višini ocenimo kot polovico te vrednosti:

$$\delta t \approx \frac{(s/4)}{w_D} \quad (\text{FWHM}) \quad (3.4)$$

K širini časovne porazdelitve prispeva tudi statistična razporeditev ionskih parov vzdolž poti konverzijskega elektrona. Ionizacija je porazdeljena v gručah s po nekaj ionskimi pari [13]. Statistika števila gruč je Poissonova. Pri preletu minimalno ionizirajočega delca nastane npr. v argonu v povprečju 30 gruč/cm, v metanu pa 16 gruč/cm. Konverzijski elektroni imajo nižjo energijo od minimalno ionizirajočih elektronov in zato povzročijo okrog dvakrat gostejšo ionizacijo (prim. Bethe-Blochovo enačbo (2.2)). V idealiziranem primeru se logični signal sproži ob prihodu najbližje gruče. Pri delcu, ki leti tik ob žici je ta gruča v povprečju oddaljena za $r_s \approx 1/(2n_p \cdot 2 \cdot 2)$, kjer je n_p specifična ionizacija minimalno ionizirajočih delcev. Prvi faktor 2 v imenovalcu smo uvedli zaradi približno dvakrat večje specifične ionizacije konverzijskega elektrona, drugi pa je posledica dejstva, da primarni elektroni potujejo proti žici iz dveh strani. Tretjega smo dodali zato, ker upoštevamo različne naklone poti konverzijskih elektronov glede na anodno ravnino. Prispevek k časovni ločljivosti zaradi statistične porazdelitve gruč vzdolž poti delca je približno:

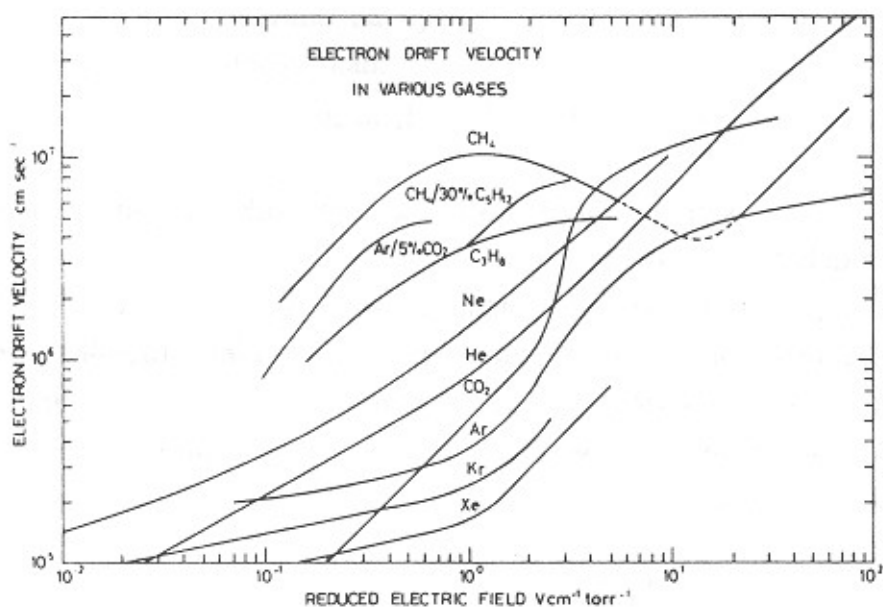
$$\delta t_s \approx r_s/w_D$$

Ta prispevek prevlada, če je razmik med žicami manjši od:

$$s_m \approx 4r_s = \frac{1}{2n_p}$$

Pri metanu je mejni razmik $s_m \approx 0.3$ mm.

Poleg razmika med žicami je časovna ločljivost odvisna tudi od vrste plina. Potovalna hitrost elektronov v električnem polju ni preprosta funkcija jakosti polja, poleg tega je odvisna od vrste plina (slika 3.4). Tipična vrednost električnega polja v VŽPK je 5 kV/cm. Potovalna hitrost v metanu, ki je eden izmed plinov z največjimi potovalnimi hitrostmi, je okrog 50 $\mu\text{m/ns}$. Ocena za časovno ločljivost komore z dvomilimeterskim razmikom med žicami, ki temelji na enačbi (3.4), je 10 ns (FWHM).



Slika 3.4: Odvisnost potovalne hitrosti elektronov od električnega polja za nekatere pline [34].

3.1.6 Vpliv mehanskih toleranc na delovanje VŽPK

Posledica neenakomerne debeline detektorja in nenatančne lege žic je spreminjanje pomnoževalnega faktorja oz. ojačanja vzdolž površine detektorja. Če so odstopanja prevelika, lahko del komore preseže mejo stabilnega delovanja, medtem ko drugi del še ni dosegel polnega izkoristka detekcije.

Električno polje je v bližini žice radialno:

$$E(r) = \frac{C' V_0}{2\pi \epsilon_0 r} \quad (3.5)$$

kjer je C' kapacitivnost žice na dolžinsko enoto, V_0 napetost med anodno in katodno ravnino in r oddaljenost točke od žice. Za simetrično VŽPK debeline $2L$ z ekvidistantnimi žicami polmera a v razmiku s je dolžinska kapacitivnost podana z izrazom [13], [15]:

$$C' = \frac{2\pi \epsilon_0}{\pi L/s - \ln(2\pi a/s)} \quad (3.6)$$

Sprememba debeline detektorja ali lege žic povzroči spremembo dolžinske kapacitivnosti žic. Sistem enačb za takšen primer je izpeljan v [15] in

se glasi:

$$\sum_{i=1}^n \alpha_{ki} C_i' = 1, \quad k = 1, \dots, n \quad (3.7)$$

Koeficienti matrike sistema enačb (3.7) α_{ki} so odvisni od debeline in lege žice ter od debeline VŽPK.

Pomnoževanje elektronov je omejeno na ozek prostor okrog žice. Začne se pri oddaljenosti približno 50 μm od žice, kjer radialni približek enačba (3.5) za električno polje dobro velja. Ob upoštevanju aproksimacije za inverzno vrednost ionizacijske proste poti (prvi Townsendov koeficient) oblike [16]:

$$\alpha = A p e^{-Bp/E} \quad (3.8)$$

kjer je p tlak plina, A in B pa koeficienta odvisna od vrste plina (tabela 4), dobimo za pomnoževalni faktor izraz [15]:

$$M = \exp\left[\frac{A C' V_0}{B 2\pi\epsilon_0} \exp\left[-\frac{B p 2\pi\epsilon_0 a}{C' V_0}\right]\right] \quad (3.9)$$

Odvisnost ojačanja M od dolžinske kapacitivnosti C' je eksponentna, zato pričakujemo, da majhna sprememba kapacitivnosti povzroči veliko spremembo v ojačanju.

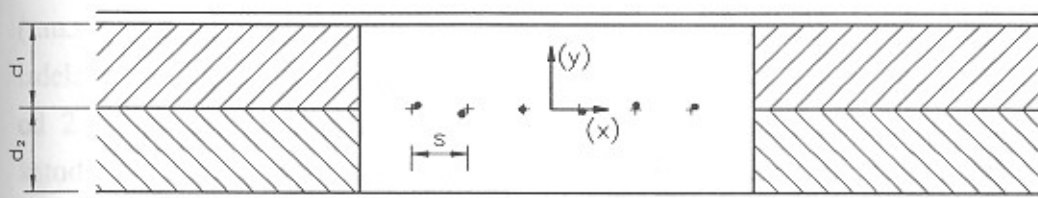
plin	ref.	A ($\text{cm}^{-1} \text{tor}^{-1}$)	B ($\text{V cm}^{-1} \text{tor}^{-1}$)
Ar	[13]	14	180
CO ₂	[13]	20	466
CH ₄	*	32	442
P-10	*	47	424

Tabela 4: Koeficienta A in B v izrazu (3.8) za I. Townsendov koeficient. Koeficienta ref. = * sta dobljena s prilagajanjem enačbe (3.9) meritvam pomnoževalnega faktorja pri različnih napetostih na VŽPK. P-10 je zmes 90% Ar + 10% CH₄.

Vpliv mehanskih toleranc na ojačanje VŽPK obdelamo z metodo Monte Carlo ob naslednjih predpostavkah:

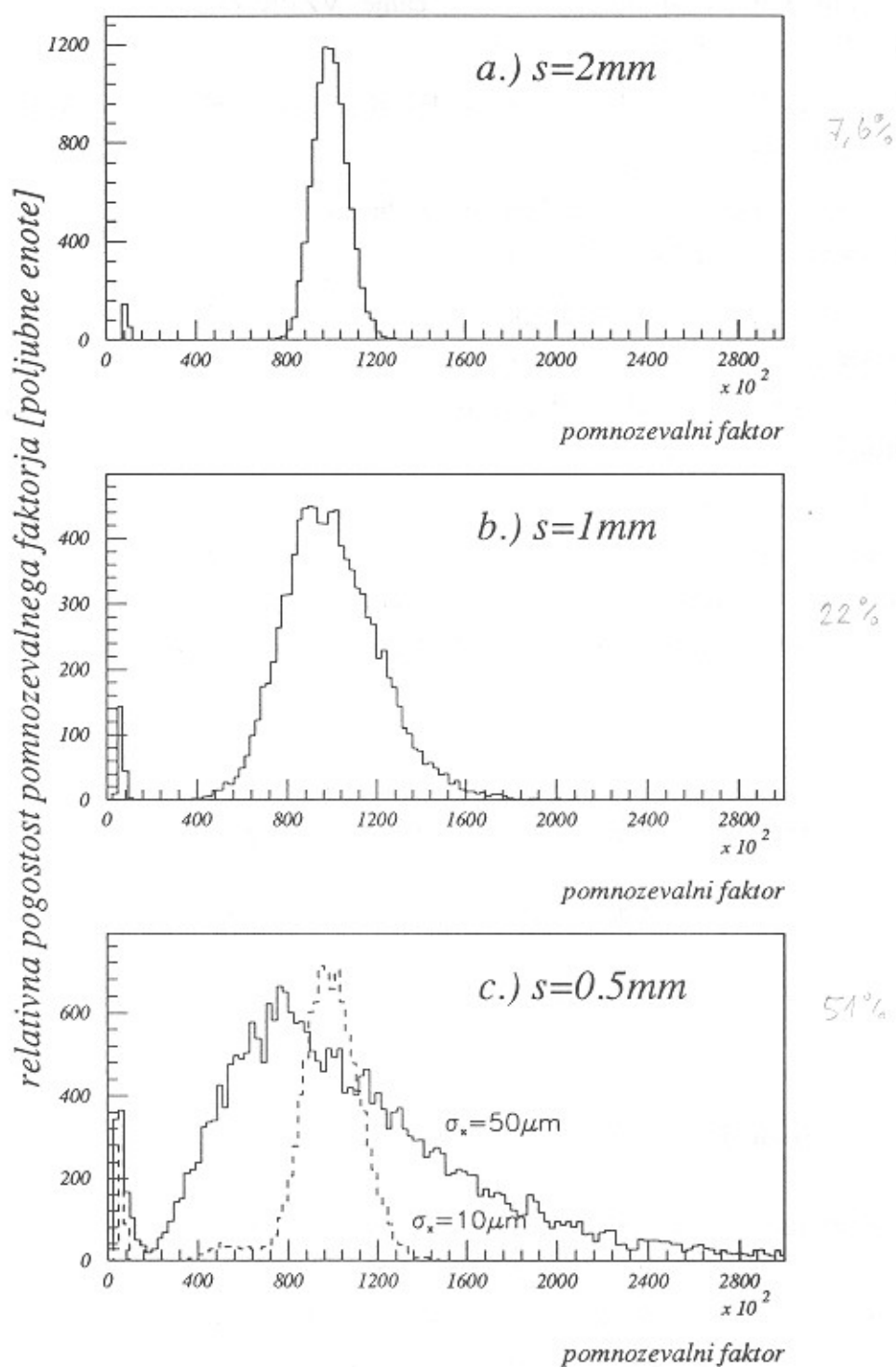
- odstopanja lege žic od idealnih vrednosti so porazdeljena po Gaussovi porazdelitvi s širino σ_x in σ_y .
- odstopanja polmera žic od idealne vrednosti so porazdeljena po Gaussovi porazdelitvi s širino σ_a .
- debelini obeh okvirov, ki določata debelino detektorja, kot je prikazano na sliki 3.5, se počasi spreminjata vzdolž površine detektorja, pri čemer so odstopanja od povprečne debeline porazdeljena po Gaussovi porazdelitvi širine σ_d .

Postopek računanja je sledeč: za komoro z n žicami generiramo njeno debelino, lege in polmere žic ter numerično rešimo enačbo (3.7) za neznane kapacitivnosti C_i . Potem izračunamo ojačanje vsake žice po enačbi (3.9) in vrednosti uvrščamo v histogram. Postopek ponovimo m -krat.



Slika 3.5: VŽPK v prerezu. Orientacija koordinatnega sistema.

Rezultat prikazuje slika 3.6. Računi so bili narejeni za VŽPK z debelino 3 mm, ki ima 10 μm debele anodne žice in je polnjena s plinsko zmesjo 90% Ar + 10% CH₄. Mehanske tolerance so bile naslednje: $\sigma_x = 50 \mu\text{m}$, $\sigma_y = 10 \mu\text{m}$, $\sigma_d = 10 \mu\text{m}$, $\sigma_a/a = 1 \%$. Na sliki 3.6 je prikazana porazdelitev števila žic po pomnoževalnem faktorju za tri različne razmike s . Povprečni pomnoževalni faktor je bil vsakokrat 10^5 . Z manjšanjem razmika variacija pomnoževalnega faktorja hitro narašča. VŽPK z razmikom $s = 2 \text{ mm}$ deluje stabilno, saj M variira za največ $\pm 20 \%$. Delovanje komore z $s = 1 \text{ mm}$ je pri podanih mehanskih tolerancah že na meji uporabnega, saj je razmerje med najvišjih in najnižjim ojačanjem lahko tudi 3. Razmik $s = 0,5 \text{ mm}$ pa bi bil uporaben ob nastavitvi žic z natančnostjo 10 μm (r.m.s).



Slika 3.6: Porazdelitev števila žic po pomnoževalnem faktorju pri treh razmikih med žicami, za VŽPK z $2L = 3\text{ mm}$, $2a = 10\ \mu\text{m}$ in tolerancami $\sigma_x = 50\ \mu\text{m}$, $\sigma_y = 10\ \mu\text{m}$, $\sigma_d = 10\ \mu\text{m}$, $\sigma_a/a = 1\ \%$.

3.1.7 Izbira geometrije

Geometrijo VŽPK podajajo trije parametri: debelina VŽPK ($2L$), razmik med anodnimi žicami (s) in polmer anodnih žic (a). Pri izbiri optimalne geometrije za uporabo VŽPK v PET aparaturi izhajamo iz štirih zahtev:

- (1). pozicijska ločljivost detektorja naj malo vpliva na ločljivost tomografske slike, kar pomeni, da debelina detektorja ($2L$) in razmik (s) nista večja od 2 mm.
- (2). Ima naj čim boljšo časovno ločljivost
- (3). Delovanje mora biti stabilno tudi pri visokih pomnoževalnih faktorjih. Ta pogoj zahteva ustrezno natančnost izdelave.
- (4). Preprosta izdelava.

Najprimernejši material za izdelavo nosilnih okvirov je vitroplast. To je kompozit iz epoksidne smole, ojačan s steklenimi vlakni. Uporabljajo ga za izdelavo tiskanih vezij v elektrotehniki. Ima primerne mehanske lastnosti, je dober izolator in ga je mogoče dovolj natančno obdelovati. Standardna debelina je 1.6 mm in variira največ za 10 μm (r.m.s.). Izbira vitroplasta standardne debeline kot materiala za izdelavo nosilnih okvirov definira debelino VŽPK. Ta je enaka 3.0 mm, če od 2×1.6 mm odštejemo debelino nanosa konverterskega materiala na obeh katodah. Pričakovana ločljivost tomografske slike je po enačbi (3.3) 3 mm, kar je le malo slabše od fizikalne ločljivosti slike.

Anodne žice morajo biti dovolj napete, da se zaradi elektrostatskih sil ne upognejo [13]. Primeren material za žice je volfram, ki ima med kovinami eno največjih nateznih trdnosti. Švedska firma Luma Metall izdeluje volframove žice premerov od 5 μm do 150 μm s toleranco debeline $\pm 2\%$ [17]. Mejo natezne trdnosti za nekaj debelin podaja tabela 5.

$2a$ (μm)	F_M (N)
5	0.04
10	0.16
20	0.65
30	1.45

Tabela 5: Meja natezne trdnosti volframovih žic [13].

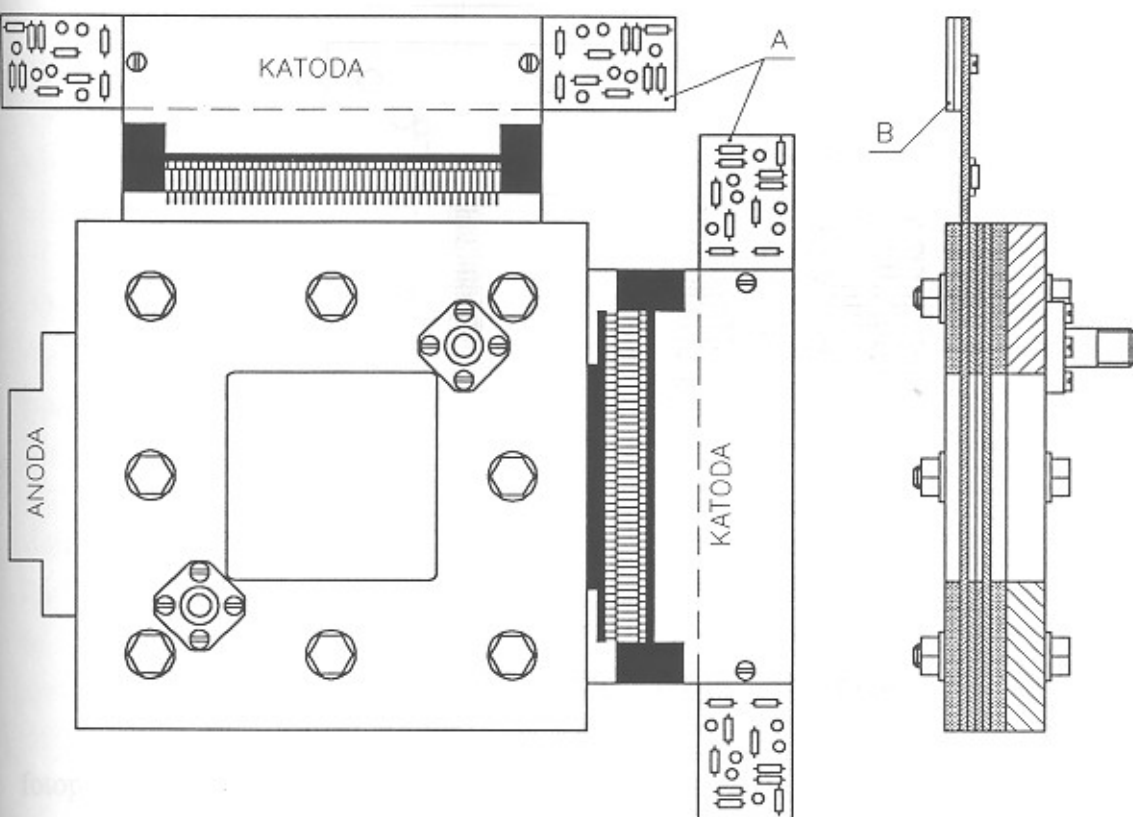
Uporaba tanjših žic omogoča nižjo električno napetost med katodo in anodo, a je delo z njimi zahtevnejše, zato izmed žic iz tabele 5 izberemo žico z debelino $10\ \mu\text{m}$.

Izbiri razmika med žicami (s) pogojujeta na eni strani zahteva po dobri časovni in prostorski ločljivosti, na drugi pa ostrina mehanskih toleranc. Pri postopku, ki ne zahteva nastavljanja lege vsake žice posebej, je natančnost v smeri x okrog $50\ \mu\text{m}$ in v smeri y okrog $10\ \mu\text{m}$. Računi iz prejšnjega poglavja so pokazali, da je razmik med žicami $s = 0.5\ \text{mm}$ nesprejemljiv. Celotni razmik $1\ \text{mm}$ je še kritičen, saj je kar precejšnja verjetnost, da ima kak del komore dvakrat večje ojačanje od drugega dela. Razmik $s = 2\ \text{mm}$ pa ustreza zahtevi po stabilnem delovanju VŽPK. Z razmikom $s = 1\ \text{mm}$ bi v idealnem primeru pridobili faktor 2 v časovni ločljivosti glede na $s = 2\ \text{mm}$. Dejansko pa k časovni ločljivosti prispevata tudi šum in dvižni čas signala. Celotni prispevek naštetih parametrov nekaj nanosekund, tako da je pridobitev manjša od faktorja 2. Izbira razmika $s = 2\ \text{mm}$ je zato upravičena.

3.2 Izdelava in meritve parametrov VŽPK

3.2.1 Konstrukcija testne VŽPK

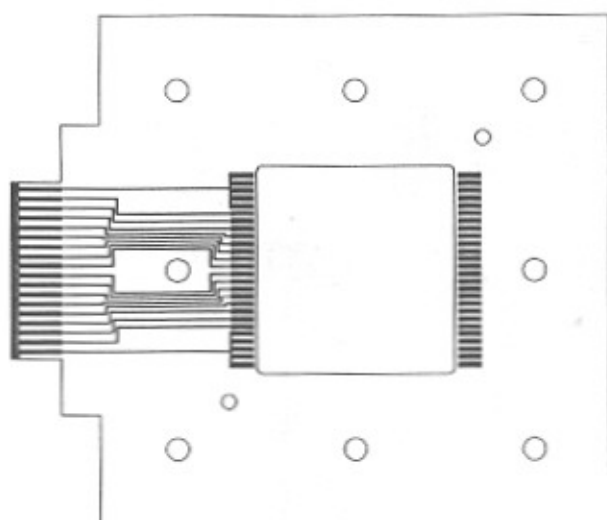
Za testne meritve sem skonstruiral majhno VŽPK z aktivno površino $50 \times 50\ \text{mm}^2$ in izbrano geometrijo: $2L = 3\ \text{mm}$, $s = 2\ \text{mm}$, $2a = 10\ \mu\text{m}$ (slika 3.7). Komora ima 24 signalnih žic debeline $10\ \mu\text{m}$ iz wolframa z zlato prevleko (3 ut.%) in po eno žico debeline $20\ \mu\text{m}$ iz istega materiala na obeh robovih anodne ravnine. Žice so prispajkane na anodni okvir. Anodni okvir je tiskano vezje iz vitroplasta debeline $1.6\ \text{mm}$ (slika 3.8), z izrezano odprtino na sredini velikosti $55 \times 53\ \text{mm}^2$ in izvrtanimi luknjami za vijake ter za vstop in izstop plina. Debelina okvira določa razdaljo do spodnje katode. Le-ta je prav tako tiskano vezje iz vitroplasta standardne debeline (slika 3.9). Ima prevodne pasove širine $1.5\ \text{mm}$ in v razmiku $0.5\ \text{mm}$, ki služijo za pozicijsko odbiranje signala v smeri x . Vsak pas posebej je povezan s kontaktom izven komore. Na kontakte je prislonjena zakasnilna linija. Katoda služi hkrati tudi kot konverter za fotone, zato je na pasove nanešen konverzijski material ($100\ \mu\text{m}$ debela plast evtektične zlitine svinca in bizmuta).



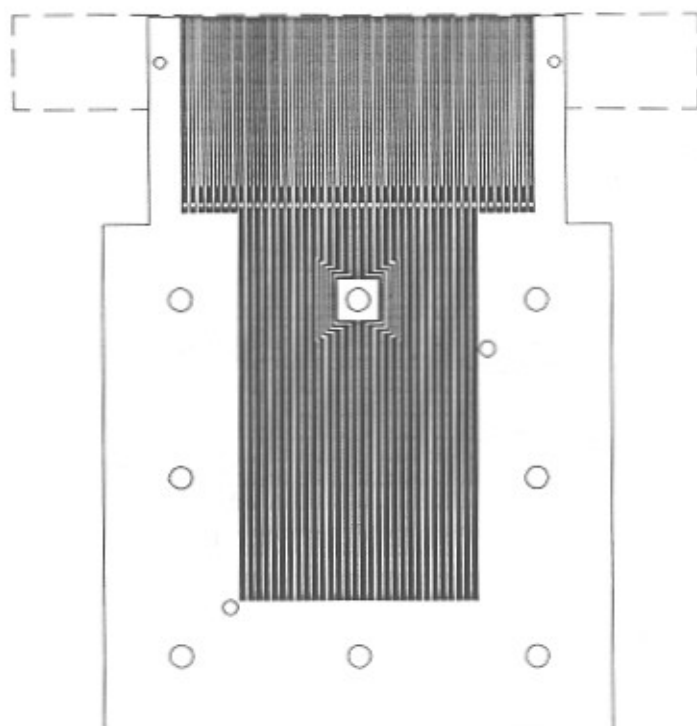
A PREDOJAČEVALEC
B ZAKASNILNA LINIJA

- 1 PVC OKVIR
- 2 KATODA Z VERTIKALNIMI PASOVI
- 3 VMESNI OKVIR
- 4 ANODA
- 5 KATODA S HORIZONTALNIMI PASOVI
- 6 PVC OKVIR
- 7 NOSILNI OKVIR
- 8 PRIKLJUČEK ZA PLIN
- 9 ANODNE ŽICE

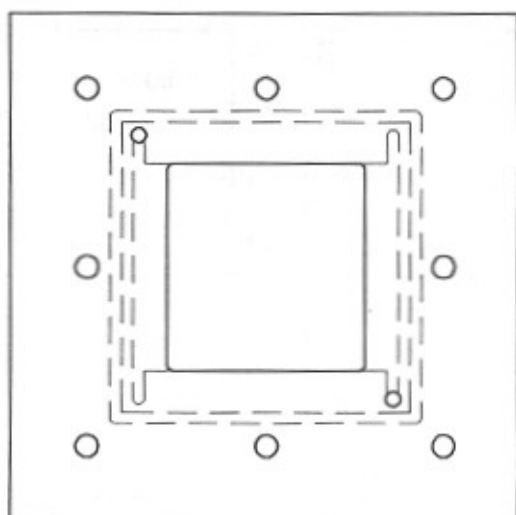
Slika 3.7: Vežična proporcionalna komora
z aktivno površino $50 \times 50 \text{ mm}^2$.



Slika 3.8: Anodni okvir (merilo = 1:2)



Slika 3.9: Katodna tiskanina (merilo = 1:2)



Slika 3.10: Vmesni okvir (merilo = 1:2)

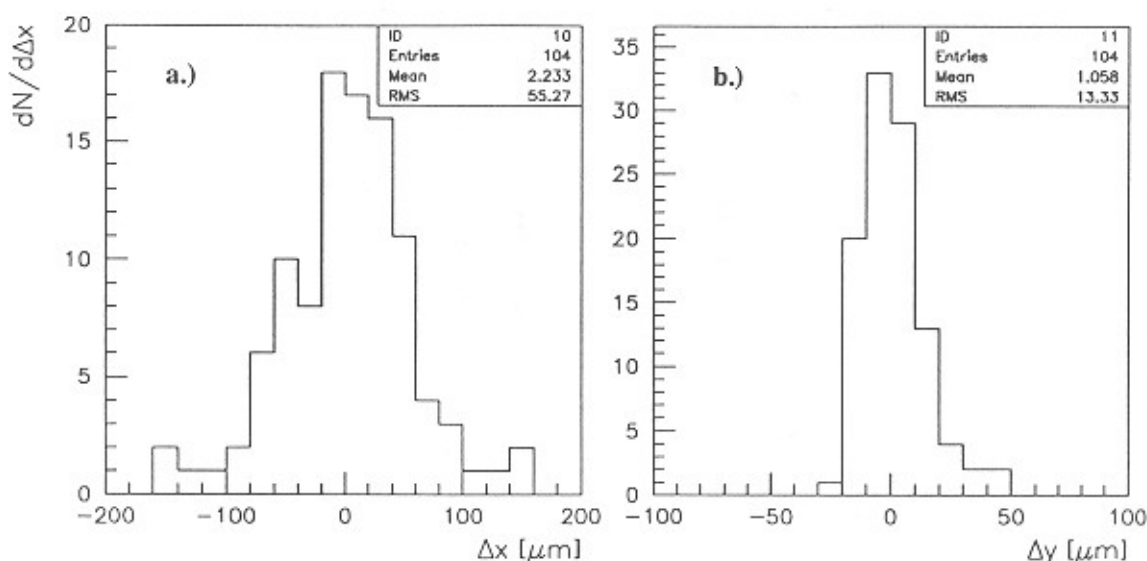
Obe tiskanini, anodna in katodna, sta izdelani po klasičnem fotopostopku jedkanja. Nanos prevodnika (bakra) je debel $30 \mu\text{m}$ ter je pred korozijo zaščiten z nekaj mikronsko plastjo spajke.

Razdaljo do nasprotne katode določa vmesni okvir, ki je iz istega materiala, le da je brez prevodnih delov površine (slika 3.10). Ta ima poleg izreza v sredini še utor za tesnilo ter poglobitev levo in desno od izreza. Poglobitev je potrebna, ker ta stran sede na anodni okvir, kjer so prispajkane žice. Zgornja katoda je ravno takšna kot spodnja, le da je zasukana za 90° in služi za odbiranje signala v smeri y .

Pri nekaterih meritvah sem namesto opisane izvedbe katode uporabljal katodo iz žic. Okvir je bil v tem primeru izdelan iz katodne tiskanine (slika 3.9), le da je imela ta v sredini izrez velikosti $55 \times 55 \text{ mm}^2$, žice debeline $50 \mu\text{m}$ iz zlitine bakra in berilija (2 ut.%) pa so bile prispajkane na ostanke pasov.

Pri meritvah, kjer nisem potreboval pozicijske ločljivosti, sem večasih uporabil tudi tanko katodo iz $6 \mu\text{m}$ debele aluminizirane mylarske folije. V tem primeru je bilo potrebno nad njo postaviti še mylarsko okno, saj bi se drugače katoda pri prepihanju s plinom izbočila ali pa celo nihala, kar bi povzročalo velike spremembe pomnoževalnega faktorja.

Komoro sestavljata še dva okvira: aluminijasti okvir debeline 10 mm omogoča togost in ravnost komore, distančni PVC okvir pa primerno razdaljo med Al okvirom in anodnim izhodom, ki je priključen na visoko napetost, da ne bi prihajalo do prebojev.



Slika 3.11: Odstopanje lege žic od idealne lege. Merjeno optično na numerično krmiljeni koordinatni mizi. Natančnost meritve je $7 \mu\text{m}$ (r.m.s)

Natančnost nastavitve lege žic prikazuje slika 3.11. V smeri x je odstopanje $55 \mu\text{m}$ (r.m.s) in v smeri y $11 \mu\text{m}$ (r.m.s). Natančnost meritve je $7 \mu\text{m}$ (r.m.s.). Določili smo jo z večkratnim merjenjem lege ene same žice. Ob upoštevanju $10 \mu\text{m}$ (r.m.s.) odstopanja debeline okvirov in 1% (r.m.s.) odstopanja debeline žice pričakujemo 8.1% variacijo pomnoževalnega faktorja pri $M = 10^5$.

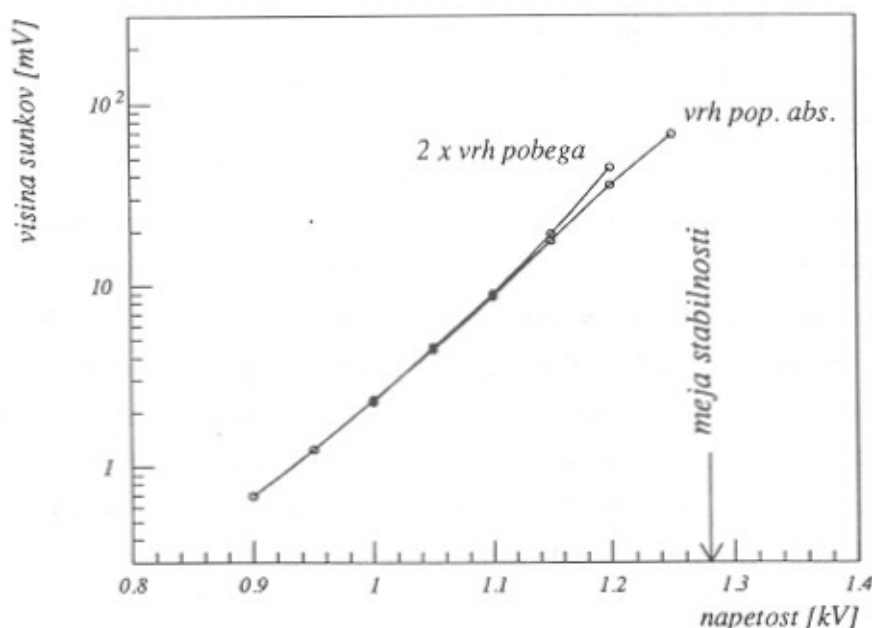
3.2.2 Delovanje testne VŽPK

Delovanje VŽPK ponavadi preizkusimo z izvorom ^{55}Fe . Izvor seva monokromatske žarke X energije 5.9 keV . Pri argonu poteka absorpcija žarkov X predvsem s fotoefektom iz lupine K, ki ima energijo 3.0 keV . Pri tem dobimo fotoelektron z energijo 2.9 keV in v 85% še Augerjev elektron z energijo 3.0 keV . V 15% preide atom v osnovno stanje z izsevanjem fotona, ki večinoma uide iz detektorja. Oba elektrona, fotoelektron in Augerjev elektron, se ustavita na razdalji manjši od 0.1 mm [13]. V porazdelitvi sunkov po višini sta dva vrhova: vrh popolne absorpcije, ki ustreza energiji 5.9 keV in vrh fotonskega pobega pri energiji 2.9 keV . Idealna širina vrha popolne absorpcije v VŽPK je 15% (FWHM) [16], [18].

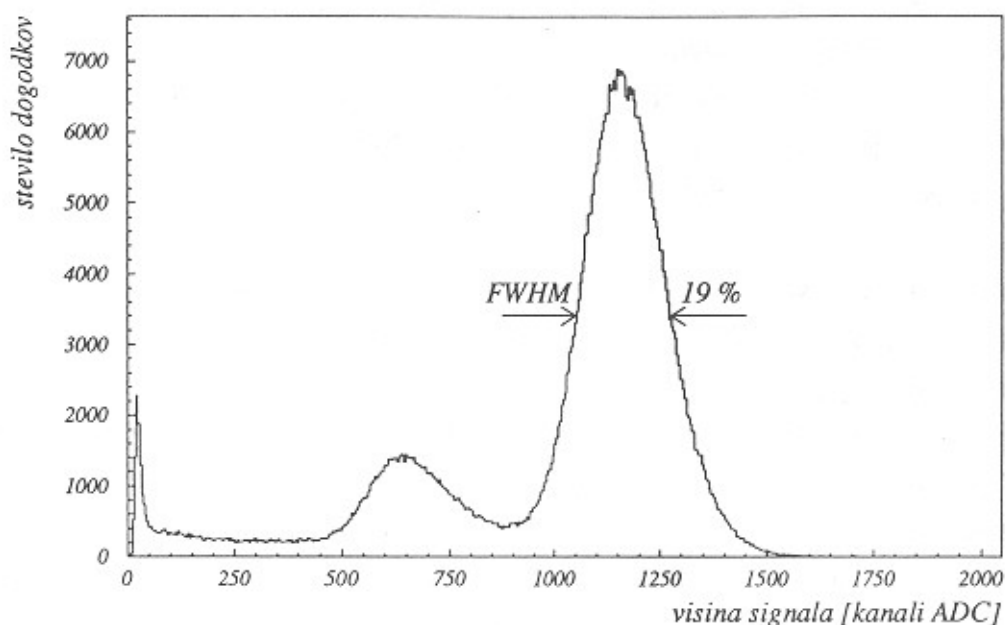
Prvi testi, ki jih izvedemo pri novi VŽPK, so meritev višine signalov in ozadja v odvisnosti od visoke napetosti ter določitev meje stabilnosti. V našem laboratoriju za te teste navadno uporabimo plinsko zmes 90 % argona in 10 % metana (komercialno ime P-10). To je klasična plinska zmes za proporcionalne števec.

Rezultati meritev so prikazani na slikah 3.12 do 3.16. Izmerjeno odvisnost višine signalov iz predojačevalca v odvisnosti od visoke napetosti prikazuje slika 3.12. Višino signalov, ki ustrezajo vrhu popolne absorpcije, sem meril z osciloskopom. Meja stabilnosti za zmes P-10 je pri 1.28 kV oziroma pri ojačanju $M = 2 \cdot 10^5$ ($1 \pm 50 \%$). Opazimo, da se pri napetosti 1.10 kV ($M > 2 \cdot 10^4$) začneja neproporcionalno območje delovanja, saj sunki v vrhu popolne absorpcije niso več v povprečju 2-krat višji od sunkov v vrhu pobega. Odvisnost višine sunka od napetosti je približno eksponentna: pri povečanju napetosti za 50 V se ojačanje spremeni za faktor 2. Ozadje (štetje brez izvora) je pri 1.15 kV 2.4 sunka/s, pri 1.20 kV pa 6.2 sunka/s.

Porazdelitev sunkov po višini za izvor ^{55}Fe prikazuje slika 3.13. Meritev z zmesjo P-10 je bila narejena pri 1.15 kV. Osvetljena je bila osrednja četrtina površine komore. Oba vrhova, vrh popolne absorpcije in vrh fotonskega pobega, se lepo ločita. Ločljivost za vrh popolne absorpcije je 19 % (FWHM), kar kaže na dobro kvaliteto izdelave detektorja.



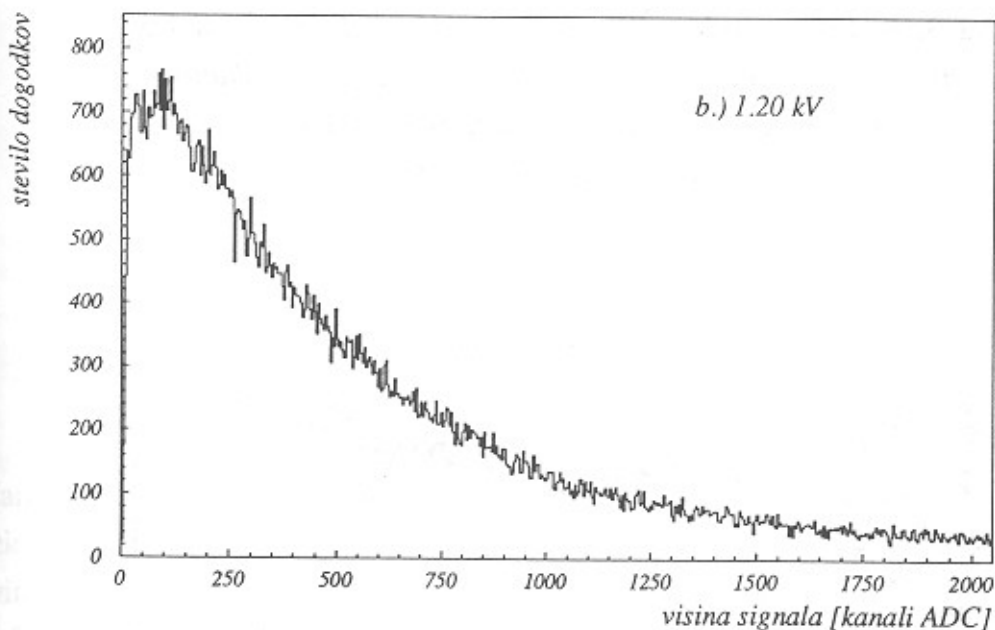
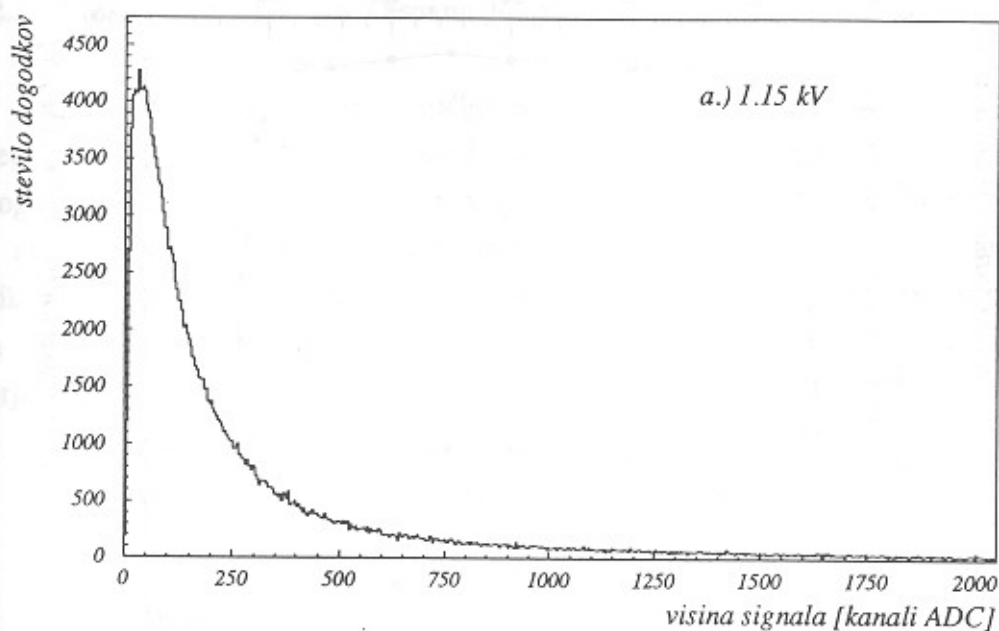
Slika 3.12: Odvisnost višine sunkov izvora ^{55}Fe od napetosti.



Slika 3.13: Porazdelitev sunkov po višini pri izvoru ^{55}Fe .
 VŽPK je bila polnjena z zmesjo P-10, napetost je bila 1.15 kV.

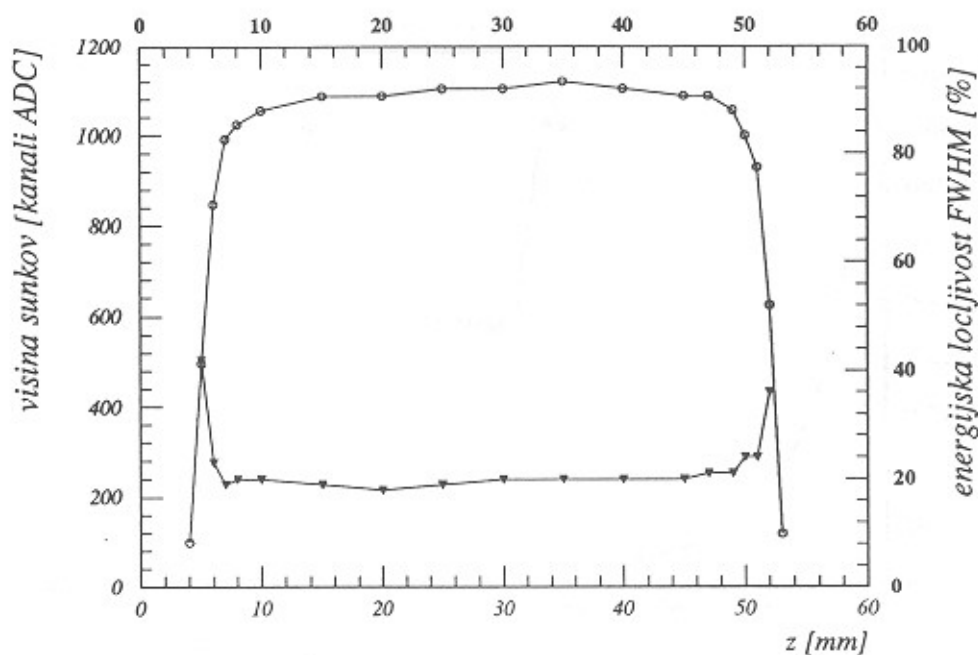
Anihilacijski fotoni iz izvora ^{22}Na povzročajo sunke z zelo velikim dinamičnim razponom. Porazdelitev po višini je za dve napetosti (1.15 kV in 1.20 kV) prikazana na sliki 3.14. Iz primerjave s sliko 3.13, kjer vrh popolne absorpcije ustreza 210 ionskim parom, ugotovimo, da vrh v porazdelitvi s slike 3.14a ustreza 8 ionskim parom, povprečna višina pa 40 ionskim parom. Polni izkoristek detekcije (98 %) pri dani nastavitvi diskriminacijskega nivoja, oziroma plato, je dosežen šele pri napetosti 1.20 kV, ki ustreza ojačanju $M = 5 \cdot 10^4$.

Spreminjanje ojačanja po površini komore sem meril s kolimiranim izvorom ^{55}Fe . Kolimator je imel obliko reže s širino 0.1 mm, tako da je bil curek na anodni ravnini širok okrog 0.2 mm. Ojačanje v smeri vzdolž žice (kolimator postavljen pravokotno na žice) prikazuje slika 3.15. Ojačanje proti robovom pada. Polovično vrednost ojačanja sredine imajo žice na razdalji 3 mm od roba, 95 % vrednosti ojačanja sredine pa na razdalji 6 mm od roba. Prehodno območje, ki ga definiramo z območjem, kjer je ojačanje manjše od 95 % ojačanja sredine je torej enako dvojni debelini komore. V osrednjem 30 mm širokem delu komore se ojačanje spreminja za 1 % (r.m.s.).



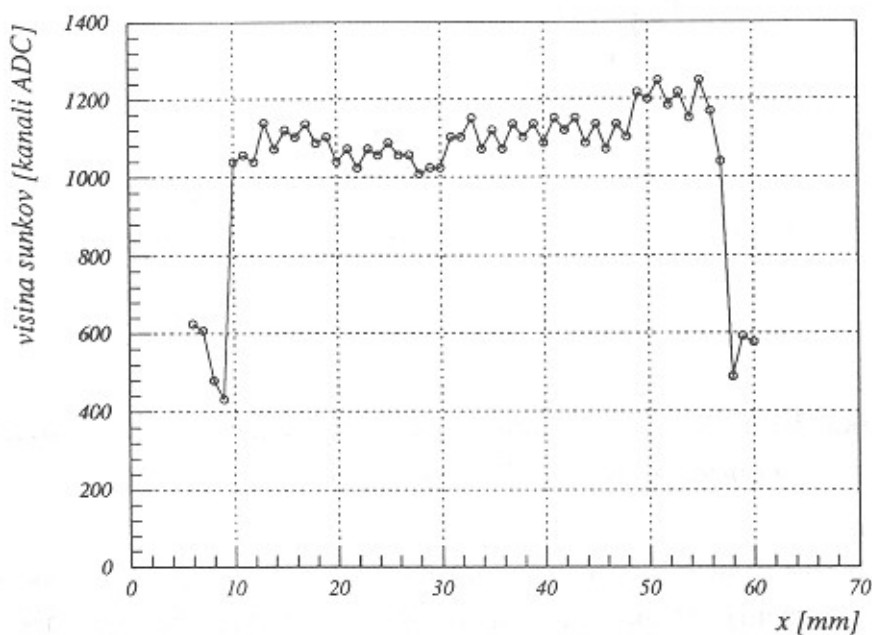
Slika 3.14: Porazdelitev sunkov po višini za izvor ^{22}Na pri dveh napetostih na VŽPK in pri plinski zmesi P-10.

Slika 3.16 kaže ojačanje posameznih žic (reža kolimatorja je vzporedna z žicami). Robni 20 μm debeli žici imata dvakrat nižje ojačanje od signalnih žic. Ojačanje na robovih je torej dobro korigirano. Pomnoževanje signalnih žic variira za 5.4 % (r.m.s.). Napoved, dobljena s postopkom Monte-Carlo (poglavje 3.1.6), je pri $M = 2.5 \cdot 10^4$ in pri izmerjeni natančnosti izdelave (poglavje 3.2.1) 7.0 % (r.m.s.).



Slika 3.15: Višina sunkov ^{55}Fe pri 1.15 kV v odvisnosti od lege kolimiranega izvora v smeri vzdolž žic (krožci, leva skala).

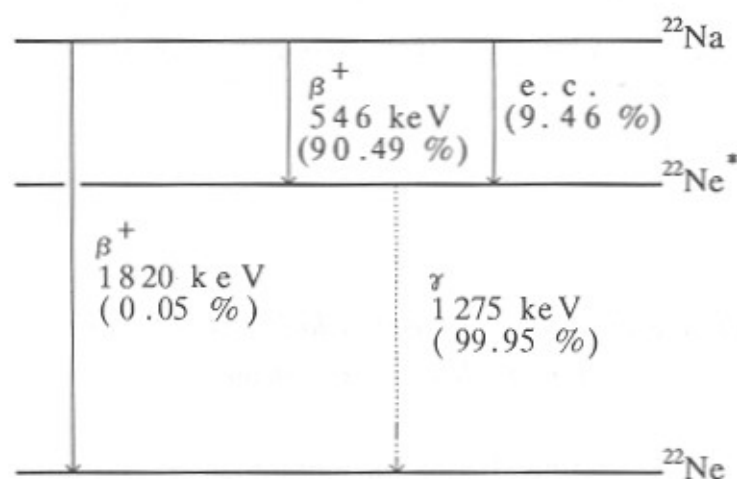
Odvisnost energijske ločljivosti (FWHM) od lege (trikotniki, desna skala)



Slika 3.16: Višina sunkov ^{55}Fe pri 1.15 kV v odvisnosti od lege kolimiranega izvora v smeri prečno na žice.

3.2.3 Meritev pozicijske in časovne ločljivosti

Pozicijsko in časovno ločljivost VŽPK za anihilacijske fotone sem meril z izvorom ^{22}Na aktivnosti 1 MBq. Radioaktivni preparat v obliki kroglice premera 1 mm je zalit v plastični disk premera 25 mm in debeline 4 mm. Izotop razpada z razpadom β^+ in z ujetjem elektrona, kot je prikazano na shemi (slika 3.17). Vsi pozitroni se v disku ustavijo, tako da izvor ob razpadu izseva foton z energijo 1.275 MeV in z 90.5 % verjetnostjo še dva anihilacijska fotona z energijo 511 keV.

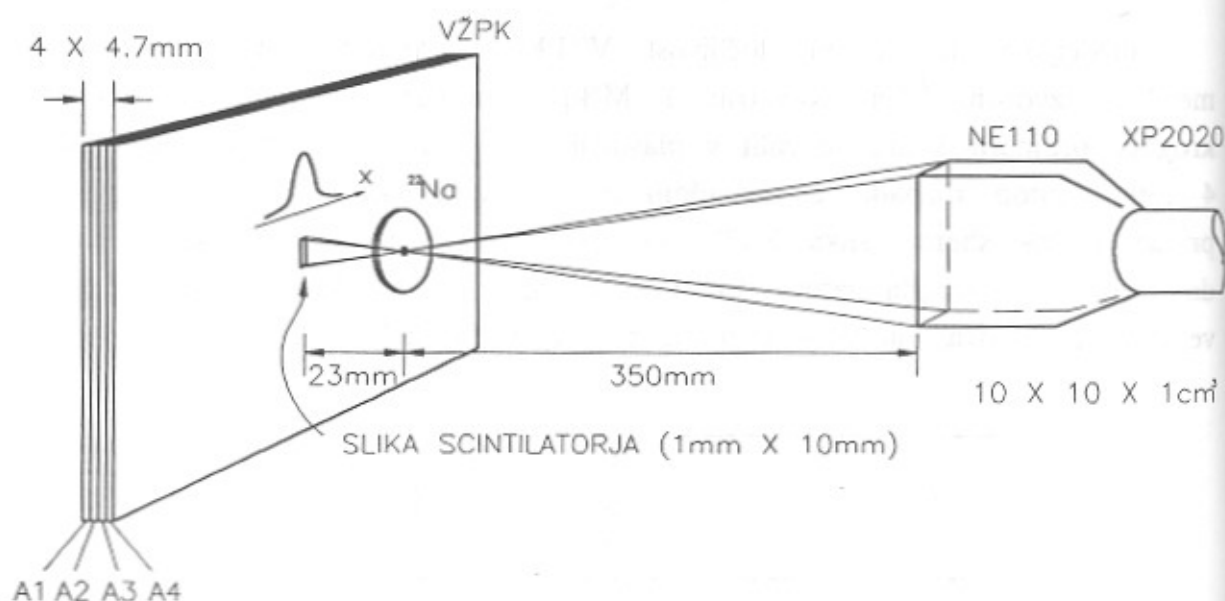


Slika 3.17: Shema razpada izotopa ^{22}Na .

Način merjenja pozicijske ločljivosti je prikazan na sliki 3.18. Žarek anihilacijskih fotonov sem kolimiral s koincenco s plastičnim scintilacijskim števcem. To je bolje kot z režo med razmahnjenima svinčenima blokoma. Pri koincidenčni kolimaciji je žarek natančneje definiran, poleg tega ni motečega Comptonovega sipanja na kolimatorju.

Če uporabljamo izvor ^{22}Na , motijo meritev fotoni 1.275 MeV, ki so kotno nekorelirani z anihilacijskimi fotoni. Na histogramu dobimo tudi ozadje, ki ima enako obliko kot porazdelitev izmerjene pozicije, enačba (3.2), le precej širše je. Njegova polovična širina pri polovici višine (L v enačbi (3.2)) je enaka oddaljenosti izvora od katode.

Plastični scintilator tipa NE 110 je bil velik $10 \times 10 \text{ cm}^2$ in debel 1 cm ter orientiran z ozko stranjo proti komori. Izvor je bil postavljen na približno na $1/10$ razdalje med komoro in scintilatorjem, tako da so koincidenčni anihilacijski fotoni dali signal na ozki površini detektorja širine 1 mm in višine 10 mm. Detektor je bil sestavljen iz štirih plasti



Slika 3.18: Meritev pozicijske ločljivosti detektorja s koincidenčno kolimacijo.

VŽPK s konverterji iz zlitine Bi/Pb in opremljen s čitalnim sistemom na osnovi zakasnilnih linij, ki je opisan v poglavju 7. Anodne žice prve in tretje plasti so potekale vodoravno, navidezna reža (slika scintilatorja na VŽPK) je bila pravokotna nanje. Anodne žice druge in četrte plasti so potekale navpično, to je v smeri navidezne reže. Četrta plast je bila najbližja izvoru.

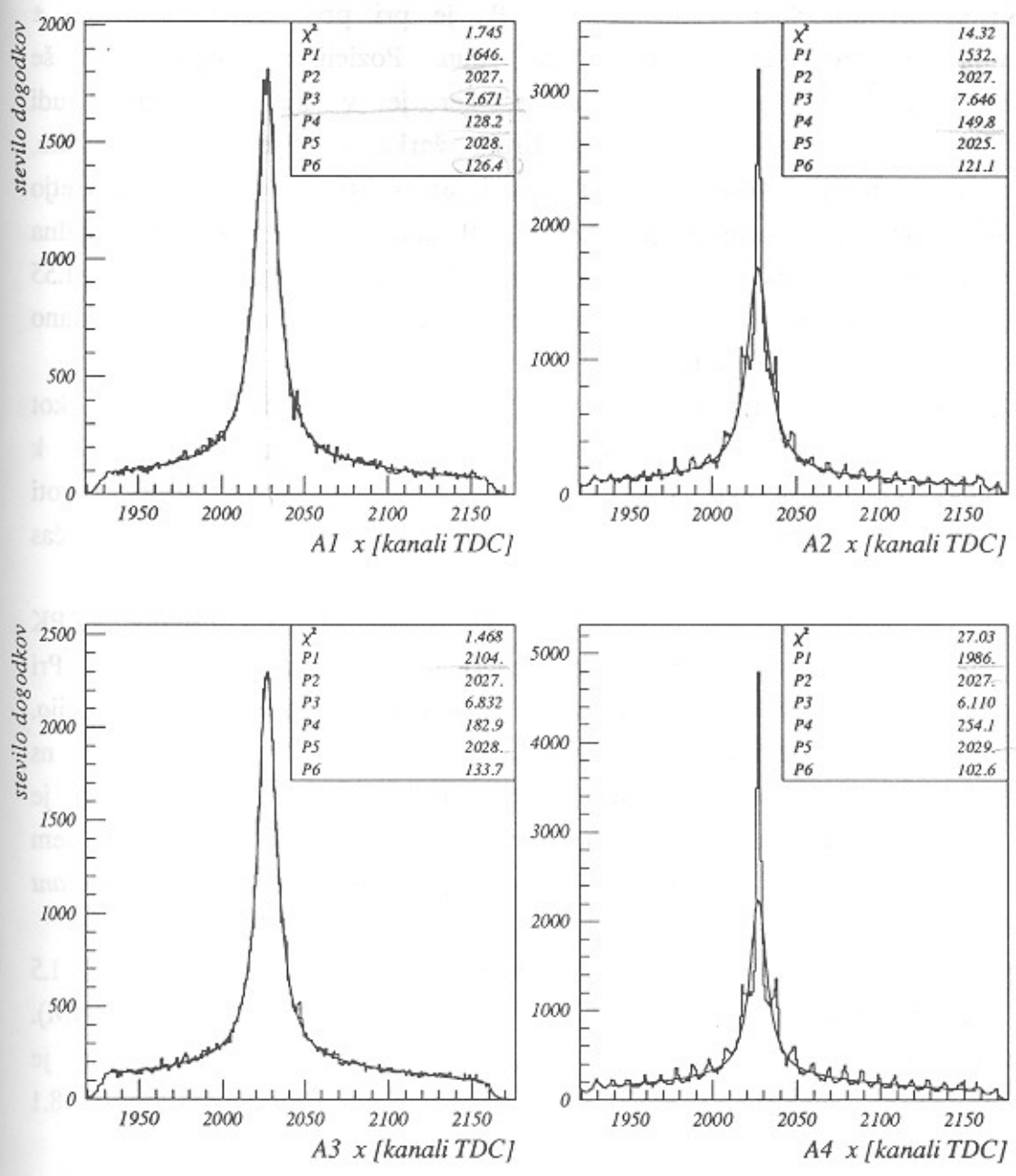
Rezultat meritve je na sliki 3.19 in se dobro ujema z napovedjo iz poglavja 3.1.3. Oblika porazdelitve izmerjene pozicije v plasteh 1 in 3, kjer anodne žice potekajo vodoravno, se ujema z obliko podano z enačbo (3.2). V drugih dveh plasteh, kjer so anodne žice navpične, je opazna struktura, ker je plaz lokaliziran na eno ali več žic. Ozki vrhovi na vsaka 2 mm podajajo lege anodnih žic.

Za prilagajanje sem uporabil nastavek:

$$f(x) = \frac{P_1}{1 + [(x - P_2)/P_3]^2} + \frac{P_4}{1 + [(x - P_5)/P_6]^2}$$

Prvi člen je porazdelitev izmerjene pozicije koincidenčnih anihilacijskih fotonov, drugi ozadje, izvirajoče od koincidenčnih fotonov energije 1.275 MeV z anihilacijskimi fotoni.

1. maj 2005



Slika 3.19: Pozicijska ločljivost detektorja.
1 kanal TDC = 0.2 mm

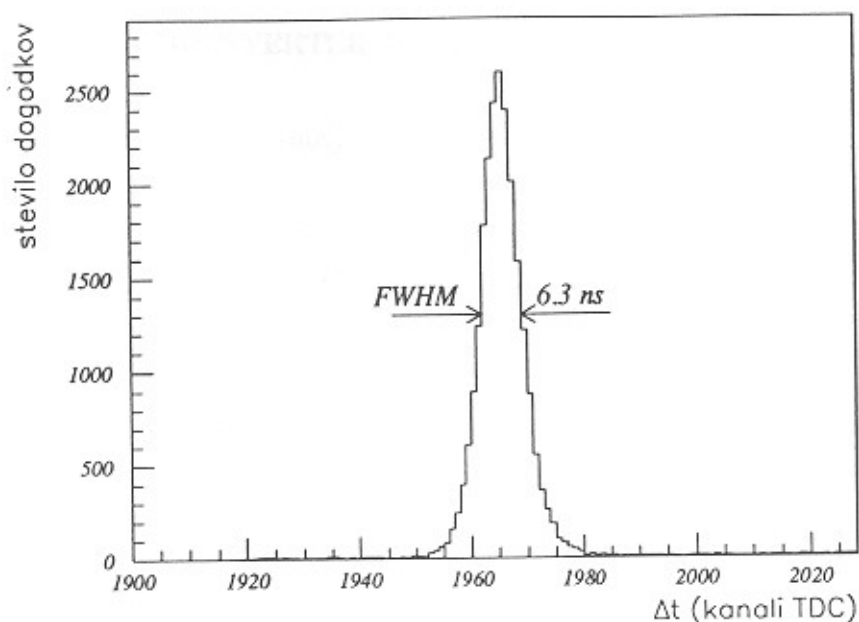
Širina pri polovični višini, $\Delta x = 2 \cdot P_3$, je pri prvi plasti $3.07 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$, pri tretji $2.74 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$. Pozicijska ločljivost je še nekoliko boljša od izmerjene širine Δx , ker je v njej vsebovana tudi širina žarka (približno 1 mm). Če širino žarka odštejemo v kvadratu, dobimo $\delta x = 2.8 \text{ mm}$ (FWHM) za prvo plast in $\delta x = 2.6 \text{ mm}$ (FWHM) za tretjo plast. Debelina vsake komore je $2L = 2.70 \text{ mm} \pm 0.05 \text{ mm}$. Maksimalna debelina nanosa evtektika Bi/Pb je namreč 0.2 mm, debelina okvira pa 1.55 mm. Izmerjena ločljivost se torej v okviru napake ujema z napovedano ločljivostjo $\delta x = 2L = 2.7 \text{ mm}$.

Za meritev časovne ločljivosti sem uporabil podobno postavitve kot pri meritvi pozicijske. Scintilacijski števec sem postavil bliže k izvoru, na oddaljenost 10 cm in ga orientiral s širšo stranjo proti detektorju. Tako sem povečal koincidenčno pogostost in zmanjšal čas meritve.

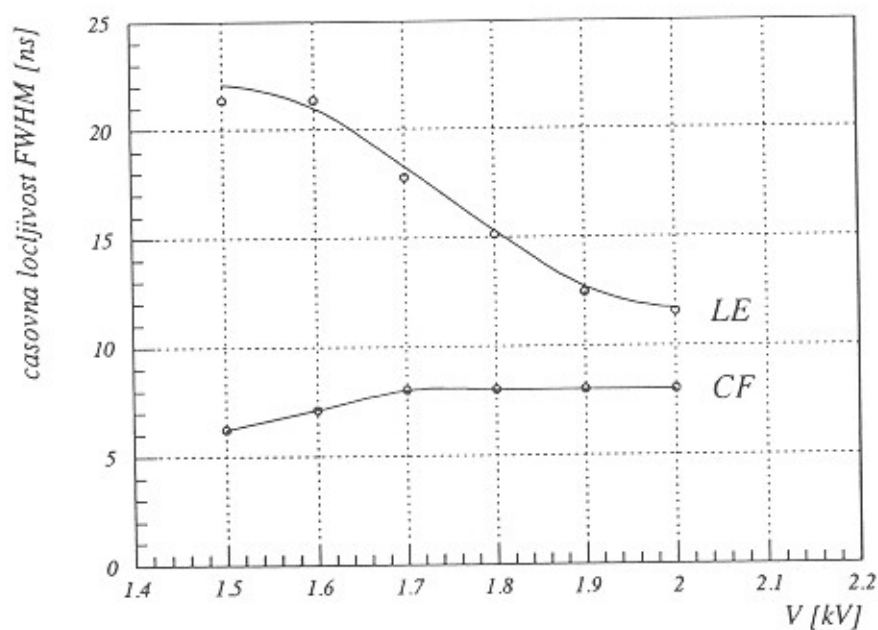
Razliko med sunkom scintilacijskega števca in anodnim sunkom VŽPK sem meril z 12 bitnim TDC (Silena ADC 4418/T) s širino kanala 0.9 ns. Pri scintilacijskem števcu sem uporabljal *constant fraction* diskriminacijo. Časovna ločljivost scintilacijskega števca je za 511 keV fotone 0.85 ns (FWHM) in je zanemarljiva v primerjavi z ločljivostjo VŽPK. Merjena je bila z dvema enakima števčema in podobno elektroniko [19]. Pri VŽPK sem preskusil dve vrsti diskriminacije: *leading edge* (LE) in *constant fraction* (CF).

Najboljšo časovno ločljivost sem izmeril z metanom pri napetosti 1.5 kV s CF diskriminacijo (slika 3.20), kjer je ločljivost 6.3 ns (FWHM). Pri višjih napetostih je ločljivost nekoliko slabša (slika 3.21), ker je potovalna hitrost elektronov nižja (glej sliko 3.4). Pri 1.8 kV znaša 8.1 ns (FWHM).

Z LE diskriminacijo so rezultati slabši od CF diskriminacije (slika 3.21), posebno pri nižjih napetostih, kjer so sunki premajhni, da bi lahko prožili logični signal ob prihodu prve ionizacijske gruče. Priti mora namreč nekaj gruč, da sunek zraste preko diskriminacijskega nivoja. Pri CF diskriminaciji je drugače, ker se logični signal sproži, ko sunek doseže vrh ($CF = 1$). Merimo povprečni čas potovanja ionizacije do anodne žice, ki pa ni odvisen od ojačanja komore oziroma višine sunka. Na ločljivost pri CF diskriminaciji vplivajo predvsem statistične fluktuacije ionizacije.



Slika 3.20: Porazdelitev časovnih razlik med sunkom komore in sunkom plastičnega scintilatorja. Komora je bila polnjena z metanom, napetost je bila 1.50 kV. 1 kanal TDC ustreza 0.9 ns.



Slika 3.21: Časovna ločljivost detektorja, polnjenega z metanom, v odvisnosti od napetosti pri dveh načinih diskriminiranja.

4. KONVERTER ZA ANIHILACIJSKE FOTONE

4.1 Interakcija fotonov s snovjo

Fotoni, katerih energija ne doseže praga za tvorbo parov, interagirajo s snovjo na dva načina:

- (1) s Comptonovim sipanjem
- (2) s fotoefektom

Pri Comptonovem sipanju je energijska porazdelitev izbitih elektronov zvezna. Energija zavzame vse vrednosti med 0 in E_c . Comptonov rob E_c je pri energiji fotonov E_γ enak:

$$E_c = \frac{E_\gamma}{1 + mc^2/2E_\gamma} \quad (4.1)$$

Energijsko porazdelitev elektronov izpeljemo iz diferencialnega sipalnega preseka enačba (2.7) in kinematične zveze enačba (2.6) med sipalnim kotom θ in energijo sipanega fotona. Porazdelitev je:

$$\phi_c(E) = \frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{d\Omega}{dE} = \frac{2\pi}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega} \frac{mc^2}{(E_\gamma - E)^2}, \quad E \leq E_c \quad (4.2)$$

Porazdelitev je normirana na 1 elektron:

$$\int_0^{E_c} \phi_c(E) dE = 1$$

Pri fotoefektu foton z energijo E_γ izbije elektron iz lupine j z energijo $|E_j| \leq E_\gamma$. Izbiti elektron ima energijo $E_\gamma - |E_j|$. Kotno porazdelitev emitiranih fotoelektronov prikazuje slika 4.1. Pri energijah fotonov nad 100 keV letijo fotoelektroni pretežno v smeri naprej. Vzburjeni atom s primanjkljajem elektrona v lupini j preide v osnovno stanje na dva načina:

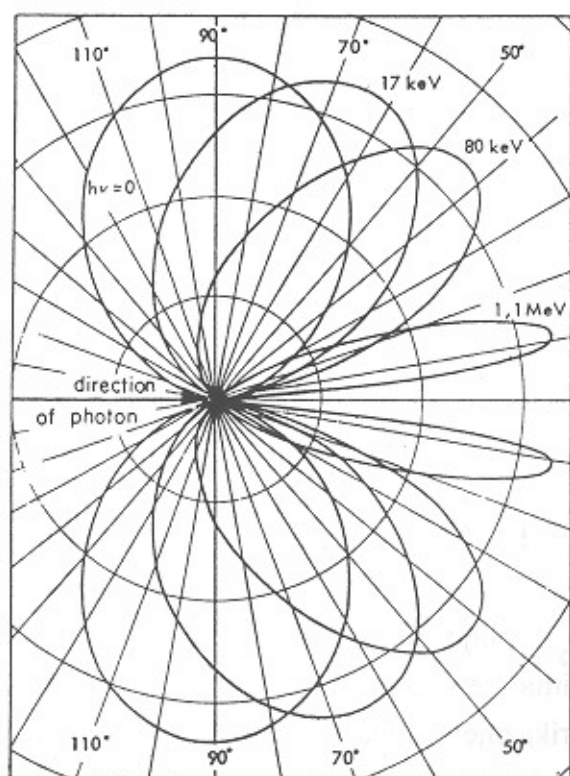
- (1) s fluorescenco, to je s preходом elektrona iz stanja z energijo $|E_i| < |E_j|$ v lupino j in izsevanjem fotona energije $E_{\gamma f} = |E_j| - |E_i|$.
- (2) Z Augerovim pojavom, pri katerem pride do prerazporeditve elektronov in emisije elektrona z energijo $E_A \approx |E_j|$.

Verjetnost za fluorescenco pri fotoefektu v lupini K prikazuje slika 4.2. Presek za fotoefekt raste sorazmerno z Z^5 , medtem ko presek za Comptonovo sipanje raste linearno z Z . Delež fotoefekta se torej povečuje

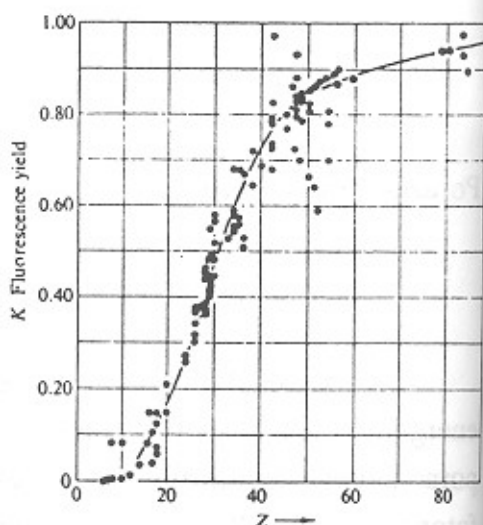
z rastočim Z (slika 4.3). Pri aluminiju je fotoefekt pri anihilacijskih fotonih še zanemarljiv, medtem ko pri svincu znaša delež že 50 %.

Fotoefekt je boljši način absorpcije v konverterju, ker prejme konverzijski elektron višjo energijo in zato lažje izstopi. Pričakujemo lahko, da je material z visokim Z primernejši za konverter.

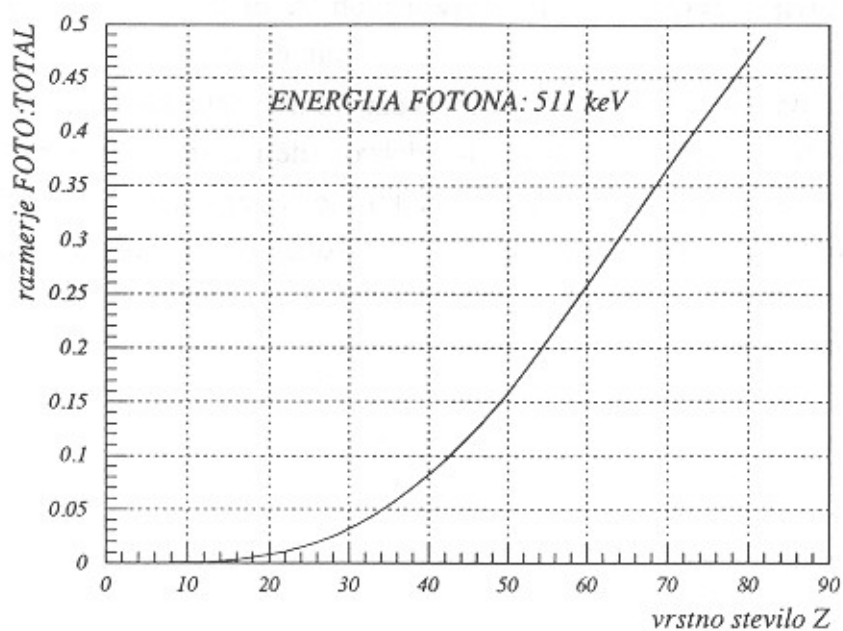
Energijsko odvisnost absorpcijskega koeficienta za nekaj elementov prikazuje slika 4.4. V strmem delu krivulje za totalni absorpcijski koeficient prevladuje absorpcija s fotoefektom, v položnem delu pa Comptonovo sipanje.



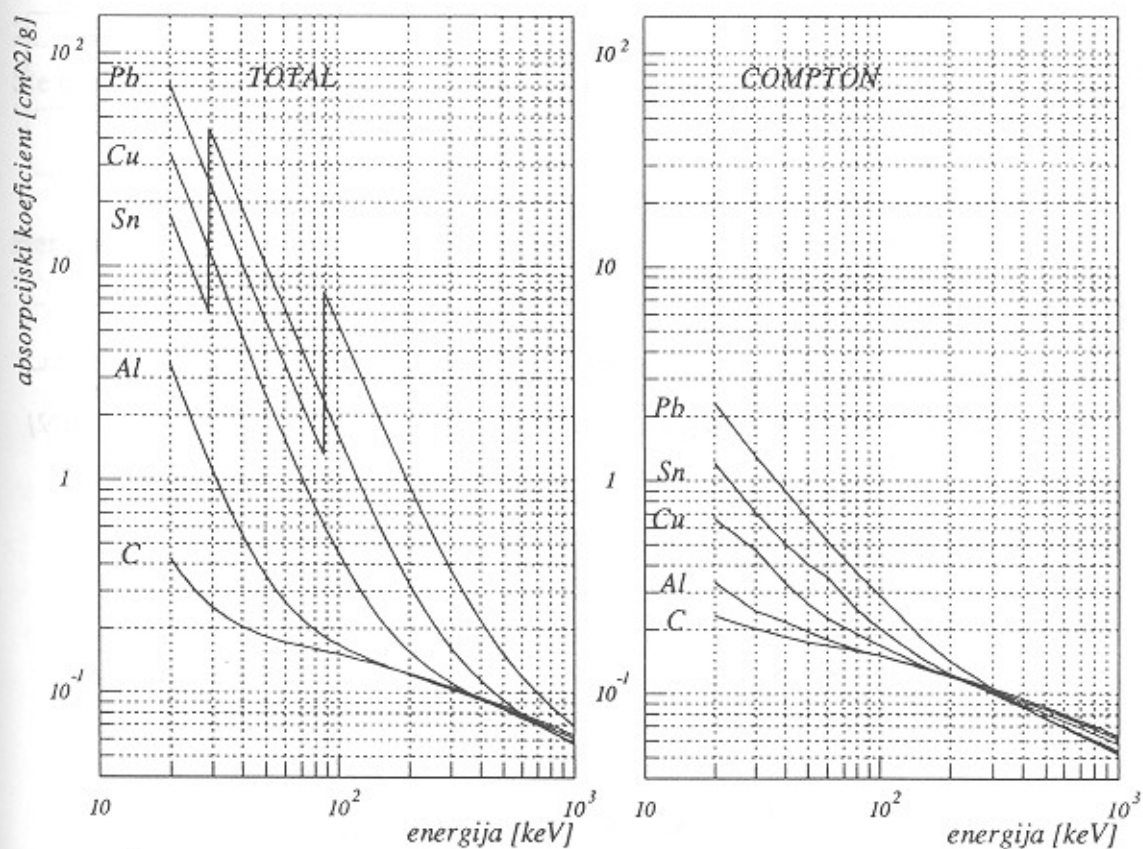
Slika 4.1:
Kotna porazdelitev
emitiranih fotoelektronov.
Odvisnost od energije
fotona [13].



Slika 4.2:
Verjetnost za fluorescenco
pri fotoefektu v lupini K.
Odvisnost od vrstnega števila
elementa [13].



Slika 4.3: Delež absorpcije s fotoefektom pri energiji 511 keV v odvisnosti od vrstnega števila elementa. Podatki so vzeti iz [35].



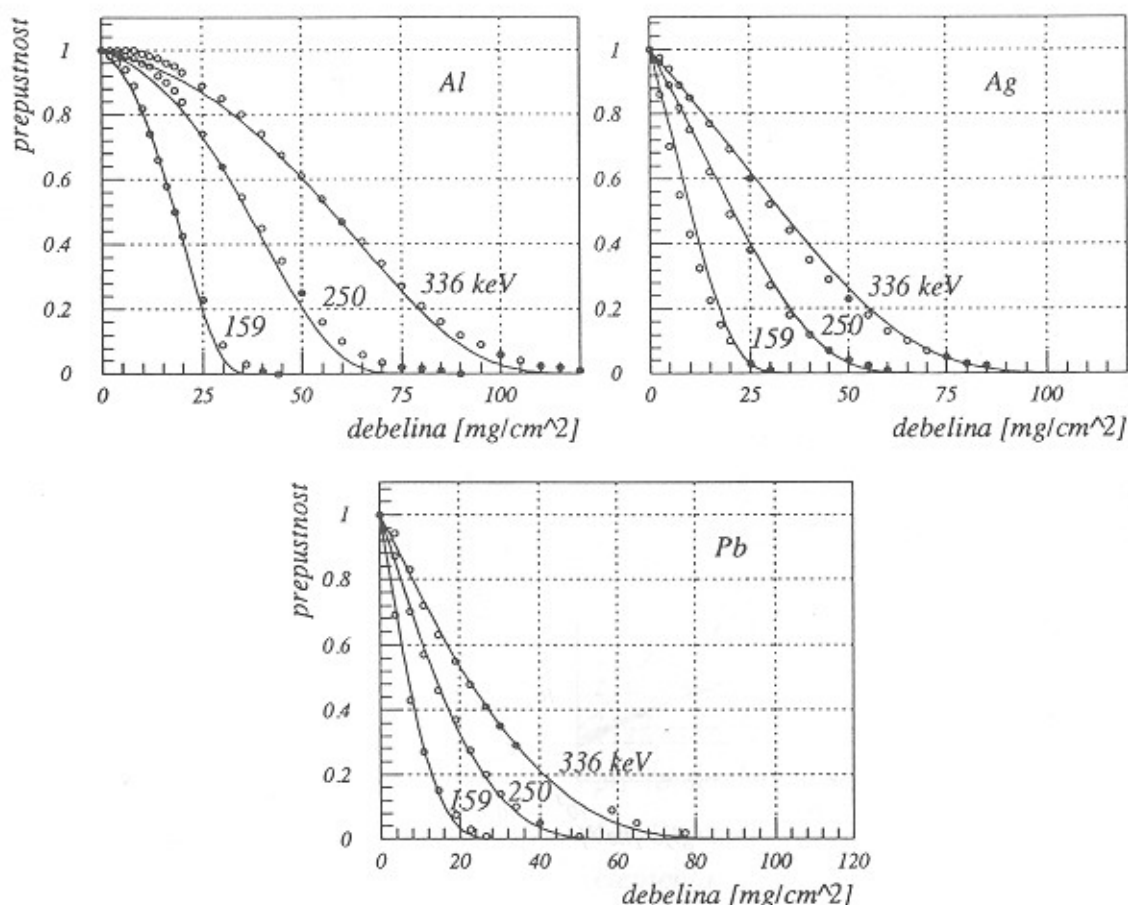
Slika 4.4: Energijska odvisnost absorpcijskega koeficienta petih elementov. Levo celotni, desno Comptonov absorpcijski koeficient [35].

4.2 Prodiranje hitrih elektronov skozi snov

Hitri elektroni se pri prodiranju skozi snov ustavljajo in večkratno sipajo. Zaradi tega njihov doseg ni dobro definiran. Definiramo raje prepustnost dane debeline materiala za elektrone z energijo E . Vpadni kot elektrona ni posebno pomemben, ker se elektronu ob vstopu v snov hitro spremeni smer zaradi sipanja. Prepustnost je funkcija debeline in vrstnega števila snovi ter začetne energije elektrona. Meritve iz literature [10] so prikazane na sliki 4.5. Približni analitični izraz za odvisnost prepustnosti od debeline prav tako povzamemo po literaturi [20] in je:

$$T(x) = \left[1 - \frac{x}{R}\right]^{-3} \exp\left[A \cdot \left(1 - \frac{1}{1 - \frac{x}{R}}\right)\right] \quad (4.3)$$

kjer je x debelina materiala v enotah g/cm^2 , R maksimalni doseg elektrona in A parameter, s katerim opišemo izdatnost sipanja.



Slika 4.5: Prepustnost treh snovi za monoenergijske elektrone treh energij [10]: aluminija ($Z=13$), srebra ($Z=47$) in svinca ($Z=82$).

Oba parametra R in A določimo s prilagajanjem enačbe (4.3) meritvam iz literature, predstavljenim na sliki 4.5. Pri tem zadostuje predpostavka, da je maksimalni doseg R odvisen le od energije vpadnega elektrona, parameter A pa le od vrstnega števila snovi. Nastavka za $R(E)$ in $A(Z)$ sta:

$$R(E) = a \cdot (E/1\text{MeV})^q, \quad A(Z) = k \cdot Z + A_0 \quad (4.4)$$

Rezultat prilagajanja so parametri:

$$\begin{aligned} a &= 0.812 \text{ g/cm}^2, & k &= 0.049 \\ q &= 1.55, & A_0 &= 2.8 \end{aligned}$$

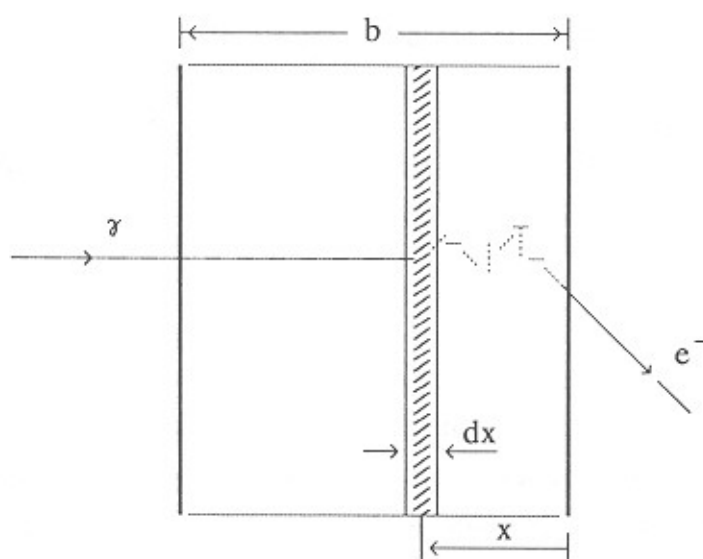
Aproksimacija (4.3) z nastavkoma (4.4) je vrisana na sliki 4.5.

4.3 Izračun izkoristka

Konverter ima debelino b , izdelan je iz materiala z vrstnim številom Z . Fotoni z energijo E_γ padajo pravokotno, kot je prikazano na sliki 4.6. Število absorbiranih fotonov v plasti v globini x in z debelino dx je:

$$dN_f = N_f(x) \cdot \mu \cdot dx \quad (4.5)$$

kjer je μ totalni absorpcijski koeficient.



Slika 4.6: K izpeljavi izkoristka konverterja.

Na vsak absorbirani foton nastane eden, včasih dva prosta elektrona z energijsko porazdelitvijo $\Phi(E)$:

$$\Phi(E) = \frac{\mu_c}{\mu} \cdot \Phi_c(E) + \frac{\mu_k}{\mu} \cdot \left[\delta(E - (E_\gamma - E_K)) + p_A \cdot \delta(E - E_K) \right] + \frac{\mu_{L+ost}}{\mu} \cdot \delta(E - E_\gamma) \quad (4.6)$$

Porazdelitev je normirana na povprečno število nastalih elektronov pri absorpciji enega fotona. Prvi člen opiše absorpcijo s Comptonovim sipanjem, katere verjetnost podaja Comptonov absorpcijski koeficient μ_c , energijsko porazdelitev elektrona Φ_c pa enačba (4.2).

Drugi člen v enačbi (4.6) opiše fotoefekt v lupini K, pri katerem odnese izbiti elektron energijo $E_\gamma - E_K$. Augerjev elektron z energijo E_K nastane z verjetnostjo p_A .

Tretji člen opiše fotoefekt v ostalih lupinah. Energije lupin so majhne v primerjavi z energijo fotona, zato jih zanemarimo. Prav tako zanemarimo tudi Augerjev elektron, ki zaradi nizke energije ne prispeva k izkoristku. Velja še: $\mu = \mu_c + \mu_K + \mu_{L+ost}$.

Pri izpeljavi zanemarimo kotno odvisnost izbitih elektronov. Predpostavimo, da izbiti elektron odleti v smeri fotona. Verjetnost, da konverzijski elektron z začetno energijo E prepotuje debelino x in izstopi iz konverterja, je pri navedeni predpostavki dana z enačbo (4.3). Število takšnih elektronov je:

$$d^2N_e = dN_f(x) \cdot \Phi(E) \cdot T(x,E) dE \quad (4.7)$$

Doseg konverzijskega elektrona je vedno veliko manjši od atenuacijske dolžine fotonov, kar lahko preverimo z enačbo (4.4) in s sliko 4.4. Izraz za $N_f(x)$ v enačbi (4.5) zato lahko zapišemo:

$$N_f(x) = e^{-\mu b} N_{f0} \quad (4.8)$$

kjer je N_{f0} število fotonov, ki padejo na konverter.

Izkoristek konverterja definiramo kot razmerje števila konverzijskih elektronov in vpadnih fotonov: $\epsilon = N_e/N_{f0}$. Iz enačbe (4.7) dobimo ob upoštevanju enačbe (4.5) in enačbe (4.8):

$$\epsilon_+ = e^{-\mu b} \cdot \mu \cdot \int_0^{E_\gamma} dE \phi(E) \int_0^b T(x,E) dx \quad (4.9)$$

Indeks '+' smo dodali, da bi z njim označili izkoristek konverterja, kadar elektron izstopi v smeri naprej, kot je prikazano na sliki 4.6. Elektron se lahko v konverterju sipa tudi nazaj in izstopi na strani od koder je priletel foton.

Integral po x v enačbi (4.9) je rešljiv analitično. Za $\phi(E)$ uporabimo izraz (4.6) in dobimo rezultat:

$$\epsilon_+ = e^{-\mu b} \cdot \frac{A+1}{A^2} \left[\mu_c R_c + \mu_k (R_k + p_A R_{kA}) + \mu_{L+ost} R_{L+ost} \right] \quad (4.10)$$

kjer so:

$$R_c = \int_0^E \phi_c(E) R(E) dE \quad \text{povprečni doseg Comptonovega elektrona}$$

$$R_k = R(E_\gamma - E_k) \quad \text{doseg fotoelektrona iz lupine K}$$

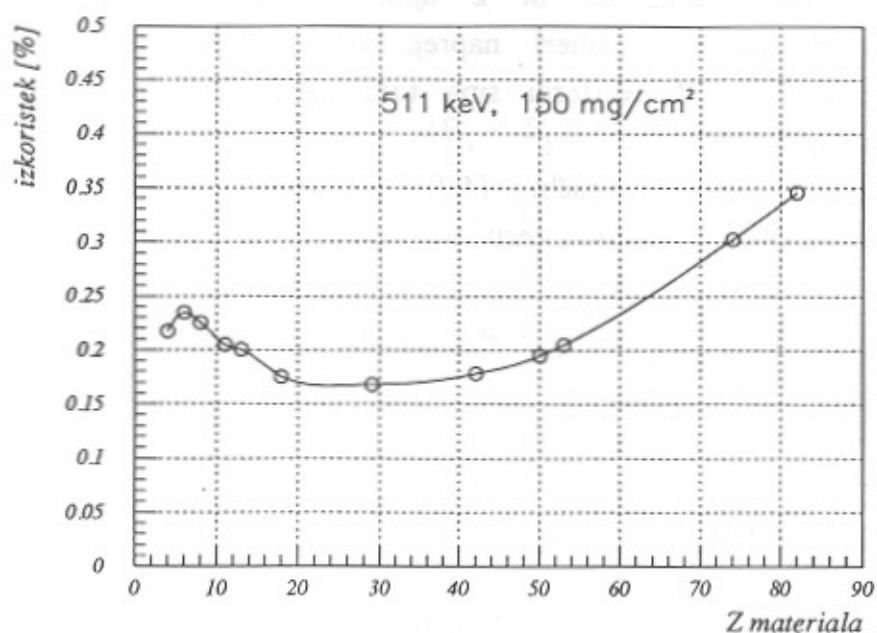
$$R_{kA} = R(E_k) \quad \text{doseg Augerovega elektrona}$$

$$R_{L+ost} = R(E_\gamma) \quad \text{doseg fotoelektrona iz višjih lupin}$$

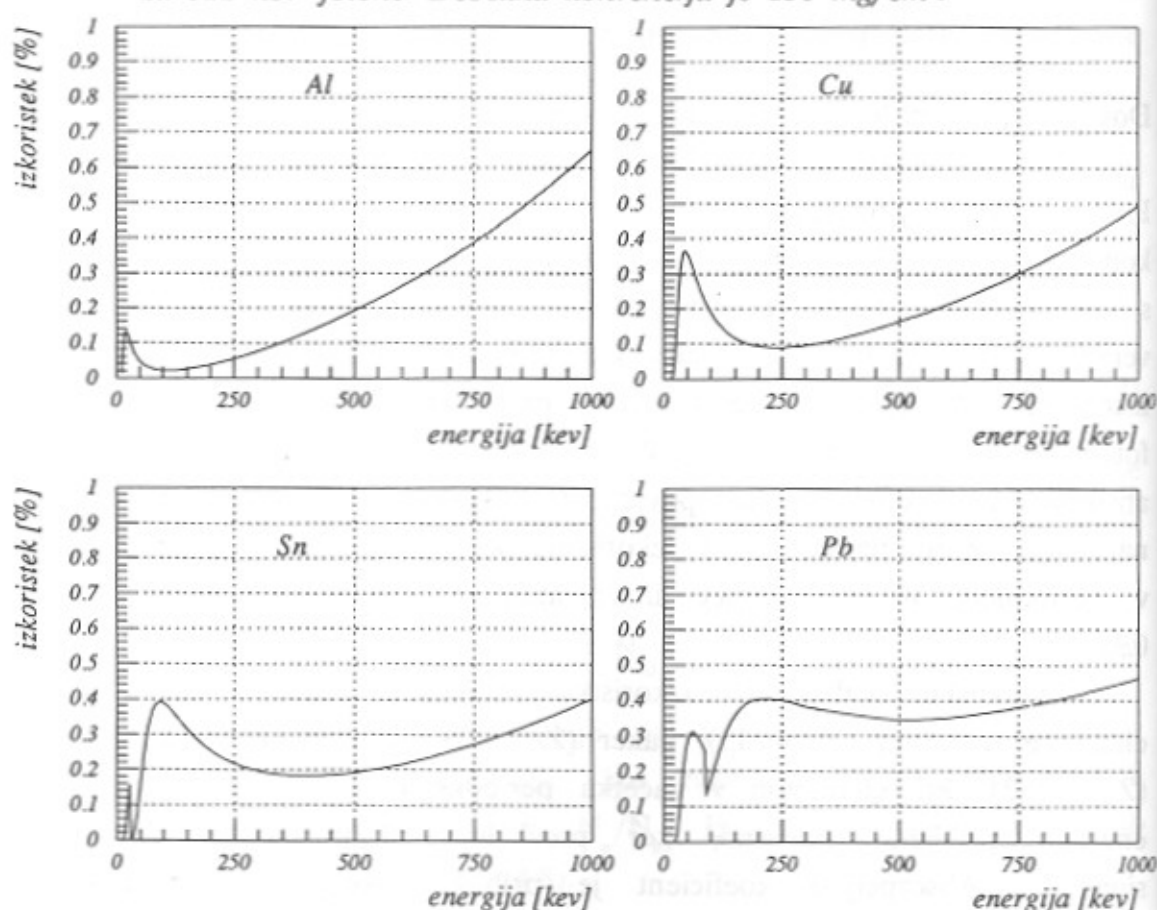
Dosege $R(E)$ izračunamo po enačbi (4.4).

Rezultat izpeljave (4.10) je prikazan z grafom na slikah 4.7 in 4.8. Prva slika prikazuje odvisnost izkoristka od vrstnega števila konverterja. Pri $Z < 30$ je pomembna le absorpcija anihilacijskih fotonov s Comptonovim sipanjem. Absorpcijski koeficient skoraj ni odvisen od Z , vendar s povečevanjem Z pada doseg konverzijskih fotonov in zato tudi izkoristek. Minimum doseže približno pri bakru ($Z = 29$). Pri $Z > 30$ fotoefekt ni več zanemarljiv. Z rastočim Z se njegov delež povečuje, absorpcijski koeficient in povprečna energija konverzijskega elektrona naraščata. Zato narašča tudi izkoristek. Za zadnja dva stabilna elementa v periodnem sistemu, svinec in bizmut, je izkoristek največji in znaša 0.35 %.

Energijsko odvisnost izkoristka prikazuje slika 4.8, za štiri elemente: aluminij ($Z = 13$), baker ($Z = 29$), kositer ($Z = 50$) in svinec ($Z = 82$). Pri elementih v začetku periodnega sistema izkoristek raste z energijo približno linearno, ker prevladuje absorpcija s Comptonovim sipanjem. Absorpcijski koeficient je približno sorazmeren z $\mu_c \propto E_\gamma^{-1/2}$, kot je razvidno s slike 4.4, medtem ko je doseg elektrona sorazmeren z $R \propto E_\gamma^{3/2}$. V skladu z enačbo (4.10) je energijska odvisnost izkoristka linearna.



Slika 4.7: Odvisnost izkoristka za smer naprej od vrstnega števila Z za 511 keV fotone. Debelina konverterja je 150 mg/cm².



Slika 4.8: Energijska odvisnost izkoristka konverterja iz štirih snovi: aluminija ($Z=13$), bakra ($Z=29$), kositra ($Z=50$) in svinca ($Z=82$). Debelina konverterja je 150 mg/cm².

Pri elementih z višjim vrstnim številom in v območju energij, kjer prevladuje fotoefekt, izkoristek pada z energijo približno kot $E_{\gamma}^{-1/2}$. Absorpcijski koeficient za fotoefekt je namreč približno sorazmeren z $\mu_F \propto E_{\gamma}^{-2}$. Pri svincu sta pri 500 keV deleža fotoefekta in Comptonovega sipanja enaka. Energijska odvisnost izkoristka ima zato tam rahel minimum.

Svinčeni konverter ima najvišji izkoristek za anihilacijske fotone, a slabo energijsko diskriminacijo sipanih fotonov. Konverter z nizkim Z ima boljšo energijsko diskriminacijo sipanih fotonov, a nižji izkoristek. Meritve pokažejo, da ima svinčeni konverter tudi visok izkoristek za sipanje nazaj (ϵ_{-}). Zato nanesimo konverterski material na obe katodi. VŽPK s svinčenima konverterjema ima izkoristek okrog 0.5 %. Pri konverterju iz materiala z nizkim Z je izkoristek za sipanje nazaj zanemarljiv in ima VŽPK s konverterjema z $Z \approx 6$ izkoristek le 0.25 %.

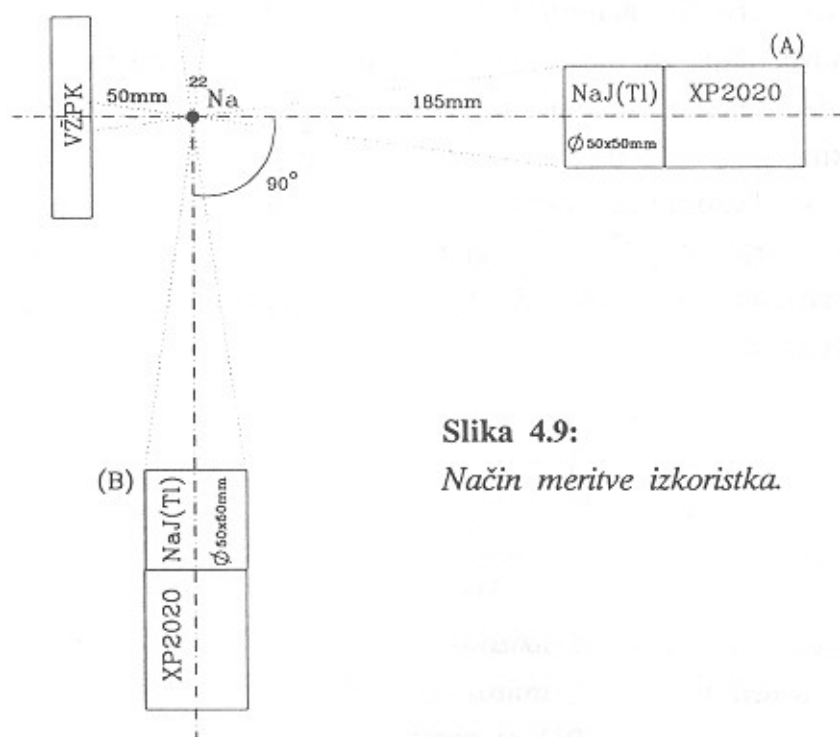
Aparatura s svinčenimi konverterji ima 4 krat večjo občutljivost kot aparatura s konverterji z nizkim Z, ima pa nekoliko slabše razmerje sipanih koincidenč glede na čiste (faktor q), kar ugotovimo iz produkta izkoristka (slika 4.8) in spektra sipanih fotonov (slika 2.12b). Karakteristična pogostost R_k enačba (2.13) je pri aparaturi s svinčenimi konverterji višja kljub temu, da le-ta zazna relativno več sipanih fotonov. Faktor ξ je pri svinčenih konverterjih približno 1, ker je izkoristek v območju med 150 keV in 511 keV skoraj konstanten. Iz primerjave slik 4.8 in 2.12a ugotovimo, da je povprečni izkoristek detektorja s konverterji iz materiala z nizkim Z približno 3 krat manjši za sipane fotonove, kot za nesipane. Ker je pri tomografiranju človeških možganov približno enako sipanih in nesipanih fotonov, je faktor ξ za konverter z nizkim Z $\xi \approx 1 \cdot 0.5 + 1/3 \cdot 0.5 = 2/3$. Karakteristična pogostost je sorazmerna s kvadratom razmerja ϵ/ξ , zato je pri aparaturi s svinčenimi konverterji $(\frac{2}{3/2})^2 \approx 2$ krat večja, kot pri aparaturi s konverterji iz materiala z nizkim Z. Svinčeni konverter je zato boljši od konverterja z nizkim Z.

4.4 Meritve izkoristka

Uporabljal sem koincidenčno metodo meritve izkoristka za detekcijo anihilacijskih fotonov. Metoda temelji na meritvah pogostosti koincidencc med detektorjem z znanim izkoristkom in detektorjem z neznanim. Shematsko je prikazana na sliki 4.9. Kot referenčni detektor sem uporabil scintilacijski števec iz kristala NaJ(Tl) valjaste oblike z velikostjo $\phi 50 \text{ mm} \times 50 \text{ mm}$ in fotopomnoževalke Phillips XP 2020. Pozitronski sevalec je bil umerjeni izvor ^{22}Na , ki je opisan v poglavju 3.2.3. Postavil sem ga približno na tretjino razdalje med VŽPK in scintilacijskim števcem, tako da je koincidenčni prostorski kot določen s sprednjo ploskvijo scintilacijskega števca.

VŽPK je imela eno katodo iz žic, druga je bila konverter. Izkoristek vsakega konverterja sem meril dvakrat: prvič, ko je bil ta spredaj – VŽPK je bila s konverterjem obrnjena proti izvoru – takrat sem meril izkoristek ϵ_+ . Drugič je bil konverter zadaj in sem meril izkoristek ϵ_- . VŽPK z dvema konverterjema, nanešenima na katodi, ima izkoristek $\epsilon = \epsilon_+ + \epsilon_-$.

Nekaj fotonov se konvertira tudi v žičnati katodi in v oknu iz mylarja in jih prav tako zaznamo z VŽPK. V žičnati katodi se absorbira 0.007 % fotonov, v oknu iz mylarja 0.01 %. Izkoristek je manjši od 0.017 % in manjši od napake meritve, ki jo ocenjujem na 0.02 %, zato sem ta prispevek zanemaril.



Slika 4.9:
Način meritve izkoristka.

Izmerjena koincidenčna pogostost za izvor ^{22}Na je v položaju A na sliki 4.9 vsota treh prispevkov: koincidenca anihilacijskih fotonov, koincidenca med fotoni energije 511 keV in 1.275 MeV ter naključnih koincidenca. Da bi izmeril pogostost zadnjih dveh prispevkov, sem meril še s scintilacijskim števcem v položaju B , kjer koincidenca anihilacijskih fotonov ni, ker premica skozi izvor ne seka obeh detektorjev hkrati. Ker sem ohranil enaki razdalji detektorjev od izvora, sta pogostosti zadnjih dveh prispevkov takšni, kot v položaju A . Koincidenčna pogostost anihilacijskih fotonov je torej razlika med koincidenčno pogostostjo, izmerjeno v položaju A in tisto, izmerjeno v položaju B . Izražena z aktivnostjo izvora A , koincidenčnim prostorskim kotom $\Delta\Omega/2\pi$ in obema izkoristkoma, $\epsilon_{\text{VŽPK}}$ in ϵ_{NaJ} , je:

$$\frac{dN}{dt} = \left(\frac{dN}{dt}\right)_A - \left(\frac{dN}{dt}\right)_B = 0.905 \cdot A \cdot \frac{\Delta\Omega}{2\pi} \cdot \epsilon_{\text{VŽPK}} \cdot \epsilon_{\text{NaJ}} \quad (4.11)$$

Aktivnost izvora ^{22}Na je kalibrirana na 0.1 % natančno. Faktor 0.905 podaja delež razpadov β^+ pri ^{22}Na (glej shemo razpada, slika 3.17). Absorpcija fotonov 511 keV v NaJ je 81.4 % pri pravokotnem vpadu. Pri postavitvi točkastega izvora v os kristala v oddaljenosti 185 mm od sprednje ploskve je absorpcija manjša. Izračunal sem jo s simulacijo Monte Carlo in je 68.5 %. Diskriminacijski nivo scintilacijskega števca je bil nastavljen kot se je dalo nizko, tako da je bil izkoristek detekcije scintilacij vsaj 98 %. Podobno je bil nastavljen tudi nivo VŽPK.

Rezultati meritev so zbrani v tabeli 6. Konverterji so v tabeli razvrščeni po naraščajočem vrstnem številu snovi. Konverter vetronit/grafit (1) je izdelan iz vitroplasta debeline 1.6 mm in ima na eni strani tanek nanos grafitne barve, ki služi kot katoda. Konverzija poteka pretežno v vitroplastu, ker je sloj grafitne barve debel le nekaj μm . Povprečni Z je okrog 8.

Konverter vetronit/Cu (2) je katodna tiskanina, s 30 μm debelimi bakrenimi pasovi širine 1.5 mm in v razmiku 2 mm. Opisana je v poglavju 3.2.1. Ker je maksimalni doseg konverzijskega elektrona v bakru $\approx 60 \mu\text{m}$, sklepam, da konverzija poteka pretežno v bakru.

konverter	ϵ_+	ϵ_-	$\epsilon_+ + \epsilon_-$
1 vetronit / grafit	0.21 %	<0.01 %	0.21 %
2 vetronit / Cu	0.17 %	<0.01 %	0.17 %
3 spajka	0.24 %	0.07 %	0.31 %
4 Pb (1.25 mm)	0.35 %	0.18 %	0.53 %
5 Pb (50 μm)	0.32 %	0.12 %	0.44 %
6 Bi/Pb (100 μm)	0.37 %	0.17 %	0.54 %
7 VŽPK št. 2			0.55 %
8 VŽPK št. 1			0.44 %
9 VŽPK št. 2			0.56 %

Tabela 6: Izmerjeni izkoristki različnih vrst konverterjev in dveh VŽPK, opremljenih s Pb konverterjema. Izkoristka pod dvojno črto sta izmerjena s sevalcem ^{18}F .

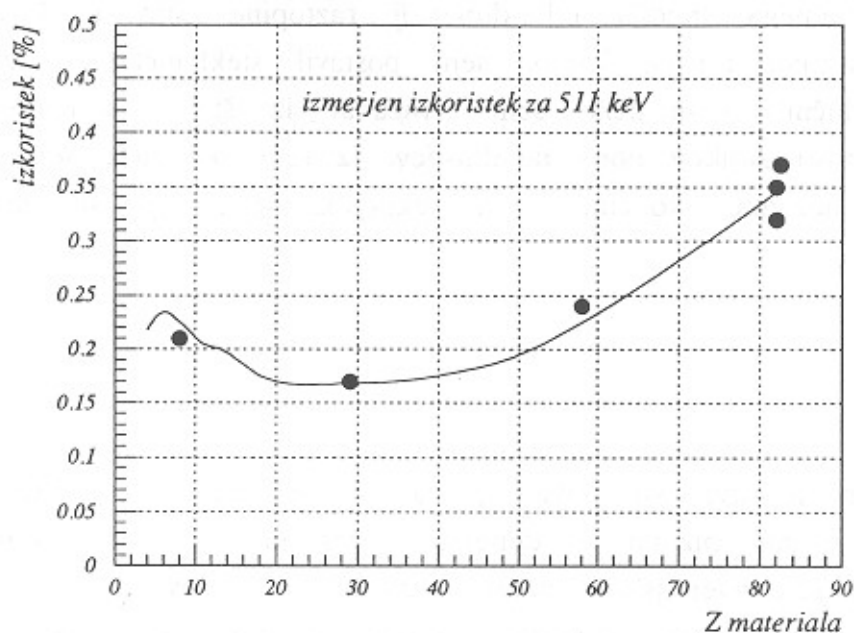
Katode spajka (3), Pb (50 μm) (4) in Bi/Pb (6) imajo za osnovo (nosilec) katodno tiskanino. Nanjo je nanešen konverzijski material:

- pri (3) spajka debeline $\approx 100\mu\text{m}$, to je standardna zlitina za spajkanje, sestavljena približno iz 70 ut.% kositra in 30 ut.% svinca. Povprečni Z je ≈ 58 .
- pri (4) je svinec debeline $\approx 50\mu\text{m}$, nanešen galvansko,
- pri (6) je eutektična zmes bizmuta in svinca (55.5 ut.% Bi + 45.5 ut.% Pb) debeline $\approx 100\mu\text{m}$. Zlitina ima tališče pri 124°C . Obe zlitini, Sn/Pb in Bi/Pb, sta bili nanešeni s spajkalnikom.

Konverter Pb (1.25 mm) (4) je izdelan iz 1.25 mm debele svinčene plošče, ki je prilepljena na vitroplast.

Izmerjeni izkoristki konverterjev ϵ_+ se ujemajo z izračunanimi (slika 4.10). Izkoristek za sipanje nazaj ϵ_- je pri konverterjih z nizkim Z manjši od 5 % izkoristka ϵ_+ ter raste z Z. Pri konverterju spajka (3) je razmerje $\approx 30\%$ in pri svinčenem $\approx 50\%$. Svinčeni konverter z debelino 50 μm še nima polnega izkoristka. Za polni izkoristek je potrebna debelina vsaj 100 μm .

Izmeril sem tudi izkoristek dveh komor. Vsaka je opremljena s



Slika 4.10: Izmerjeni izkoristki konverterjev iz tabele 6.

Krivulja na sliki podaja izračunani izkoristek po enačbi (4.10).

konverterjema tipa (5). VŽPK št.1 ima tanjša konverterja (debelina približno 50 μm) kot VŽPK št.2 (debelina približno 100 μm), kar vodi do razlike v izkoristkih. Zadnji dve meritvi sta bili opravljene s sevalcem ^{18}F in sicer na naslednji način.

Iz obeh komor sem sestavil PET aparaturo. Razmik med detektorjema je bil 117 mm. V geometrijsko središče aparature sem postavil stekleničko z vodno raztopino Na^{18}F aktivnosti $\approx 50 \mu\text{Ci}$. Raztopina v steklenički je imela premer 28 mm in višino 25 mm. Izmeril sem pogostosti sunkov obeh komor, R_1 in R_2 , ter koincidenčno pogostost R . Ozadja so bila zanemarljiva. Veljajo naslednje enačbe:

$$R_1 = A \cdot \left[\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \right]_1 \varepsilon_1$$

$$R_2 = A \cdot \left[\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \right]_1 \varepsilon_2$$

$$R = R_c + R_s + R_R$$

$$R_c = A \cdot \left[\frac{\Delta\Omega}{2\pi} \right]_c \varepsilon_1 \varepsilon_2$$

Oba prostorska kota sem izračunal z metodo Monte Carlo, prav tako tudi relativno pogostost sipanih koincidenč $q = R_s/R_c$. Sipalni medij sem podal z valjem iz vode premera 30 mm in višine 36 mm. Z večjimi

dimenzijami sipalnega medija od dimenzij raztopine sem upošteval še sipanje na plastični mizici, kamor sem postavil stekleničko z izvorom. Pogostost naključnih koincidenč sem izračunal iz širine koincidenčnega okna in pogostosti sunkov obeh detektorjev. Iz sistema enačb sem potem izračunal tri neznane količine: oba izkoristka (ϵ_1 , ϵ_2) in aktivnost sevalca (A).

4.5 Izdelava

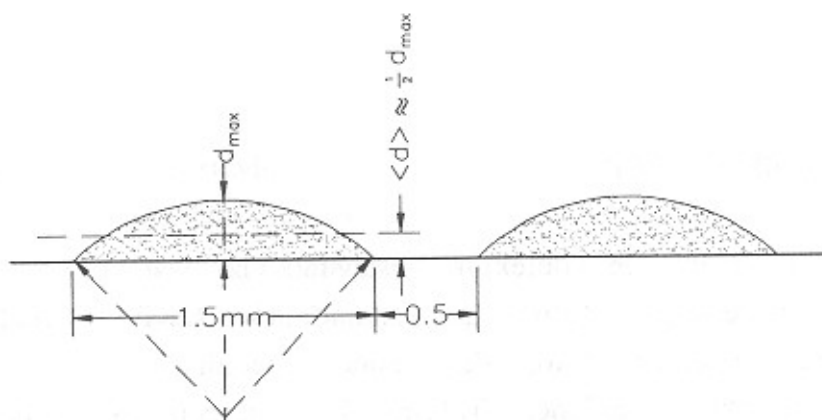
Računi in meritve so pokazali, da je najprimernejši material za konverter svinec ali bizmut z debelino $\approx 100 \mu\text{m}$. Preskusil sem dva postopka nanašanja konverzijskega materiala na katodne pasove.

Postopek za galvansko nanašanje svinca so pripravili na Katedri za analizo kemijo, Oddelek za Kemijo, FNT in poskusno izdelali štiri katode z debelinami med $50 \mu\text{m}$ in $100 \mu\text{m}$. Težava pri galvanskem nanašanju relativno debele plasti svinca je v tem, da nastajajo podolgovati kristali. Ti so zrastle v dolžino do nekaj desetink mm in na več mestih tvorili stik med sosednjima pasovoma. Nanos je bilo potrebno spolirati in odstraniti kratke stike.

Drugi postopek je nanašanje taline zlitine z visokim Z in nizkim tališčem. Svinec in bizmut tvorita pri razmerju 55.5 ut.% Bi in 44.5 ut.% Pb evtektično zlitino s tališčem pri 124°C [21]. Zlitina se dobro oprijema površine katodnih pasov. Nizko tališče omogoča nanašanje pri temperaturi, pri kateri ne poškodujemo tiskanine.

Na dobro očiščeno in razmaščeno tiskanino nanašamo zlitino s spajkalnikom pri temperaturi konice 250°C . Tiskanino predhodno premažemo z 31 % raztopino cinkovega klorida (Flux...). Nanašamo tako, da s konico spajkalnika počasi vlečemo vzdolž pasov večjo kapljo taline premera $\approx 1 \text{ cm}$ in višine nekaj mm in sproti dodajamo zlitino. Zaradi površinske napetosti taline in primerne omakalnega kota ostaja za kapljo enakomeren nanos, ki ima v prerezu polkrožno obliko z višino približno $150 \mu\text{m}$. Nanos kasneje še dodatno zravnamo s ponovnim taljenjem z električnim tokom.

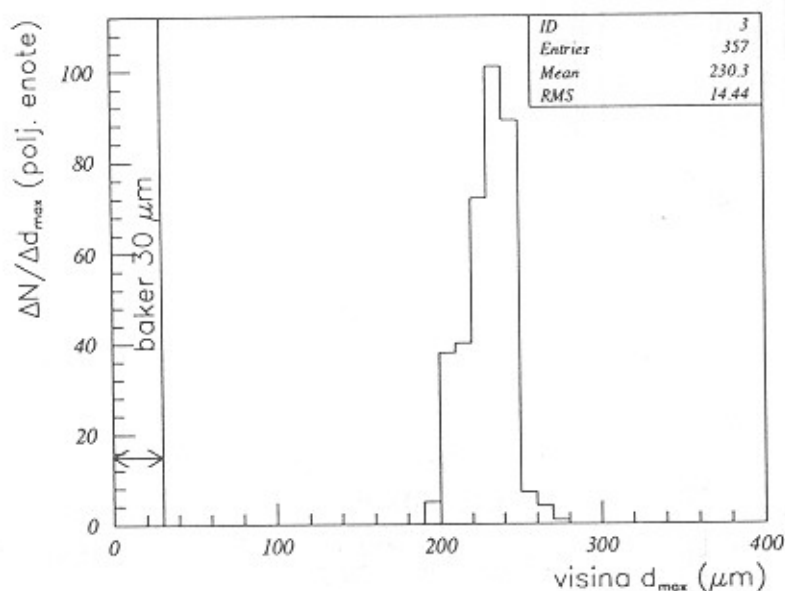
S tem postopkom smo izdelali deset konverterjev z nanosom na obeh straneh tiskanine in površino $51.5 \times 50 \text{ mm}^2$. Povprečna debelina, izmerjena s tehtanjem tiskanine pred in po nanašanju, je $78 \text{ mg/cm}^2 \pm 9 \text{ mg/cm}^2$. Maksimalna debelina, to je višina polkrožnega profila (slika



Slika 4.11: Nanos zlitine Bi/Pb v prerezu (shematsko).

4.11), je dvakrat večja, kar lahko izpeljemo s pomočjo slike 4.11.

Poskusno smo izdelali tudi konverter s površino $320 \times 320 \text{ mm}^2$ in z nanosom na obeh straneh tiskanine. Debelino nanosa smo izmerili na 357 mestih na obeh površinah. Merili smo na numerično krmiljeni koordinatni mizi [22] s fokusiranjem mikroskopa enkrat na površino reže med pasovi, drugič na vrh nanosa. Natančnost meritve je $7 \text{ }\mu\text{m}$ (r.m.s). Povprečje višine nanosa zlitine Bi/Pb je $200 \text{ }\mu\text{m}$, odstopanje je $14 \text{ }\mu\text{m}$ (r.m.s) (slika 4.12).

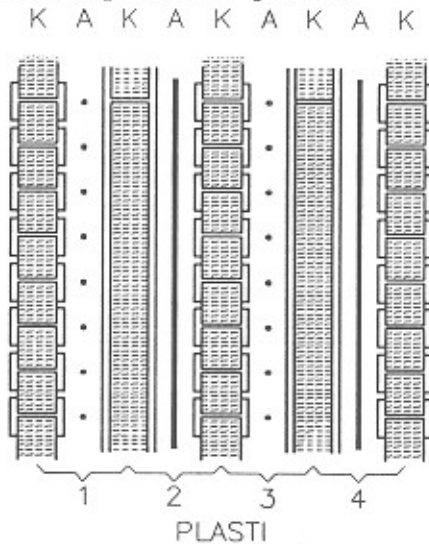


Slika 4.12: Natančnost debeline nanosa zlitine Bi/Pb.

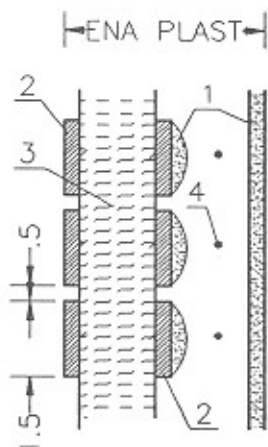
4.6 Detektor iz več plasti VŽPK

Izkoristek povečamo, če detektor sestavimo iz več plasti komor, opremljenih s konverterji. Zato, da zmanjšamo število elektronskih kanalov, sestavimo detektor tako, da imata sosednji komori istoležne katodne pasove kratko sklenjene. Takšno konfiguracijo prikazuje slika 4.13. Gledano iz leve proti desni si anodne in katodne ravnine sledijo takole:

- katoda – konverter s horizontalnimi pasovi,
 - anoda s horizontalnimi žicami,
 - katoda – konverter z vertikalnimi pasovi,
 - anoda z vertikalnimi žicami,
- nakar se razporeditev ponovi.



Slika 4.13:
Detektor iz štirih plasti
v prerezu.



- 1 Bi/Pb, 100 μ m
- 2 Cu, 30 μ m
- 3 VITROPLAST, 1.55 mm
- 4 ANODNE ŽICE

Slika 4.14:
Prerez ene plasti detektorja.

Eno plast sestavlja katodna tiskanina (vitroplast debeline 300 mg/cm² in dva bakrena sloja s povprečno debelino 20 mg/cm²), dva nanosa konverzijskega materiala Bi/Pb (povprečna debelina 80 mg/cm²) in VŽPK z anodno ravnino (slika 4.14). Izkoristek plasti je $\epsilon_1 = \epsilon_+ + T_1' \cdot \epsilon_- = 0.53 \% \pm 0.02 \%$ za anihilacijske fotone (glej tabelo 6). T_1' je prepustnost katodne tiskanine z enim slojem Bi/Pb. Prepustnost plasti za anihilacijske fotone je $T_1 = 0.95$. Sosednji plasti sta zasukani za 90°.

Izkoristek detektorja, ki ima n plasti, je:

$$\epsilon = \epsilon_1 + T_1 \cdot \epsilon_1 + T_1^2 \cdot \epsilon_1 + \dots + T_1^{n-1} \cdot \epsilon_1$$

Geometrijsko vsoto seštejemo in dobimo:

$$\epsilon = \epsilon_1 \cdot \frac{1 - T_1^n}{1 - T_1} \quad (4.12)$$

Tako izkoristek ϵ_1 kot prepustnost T_1 sta odvisna od energije.

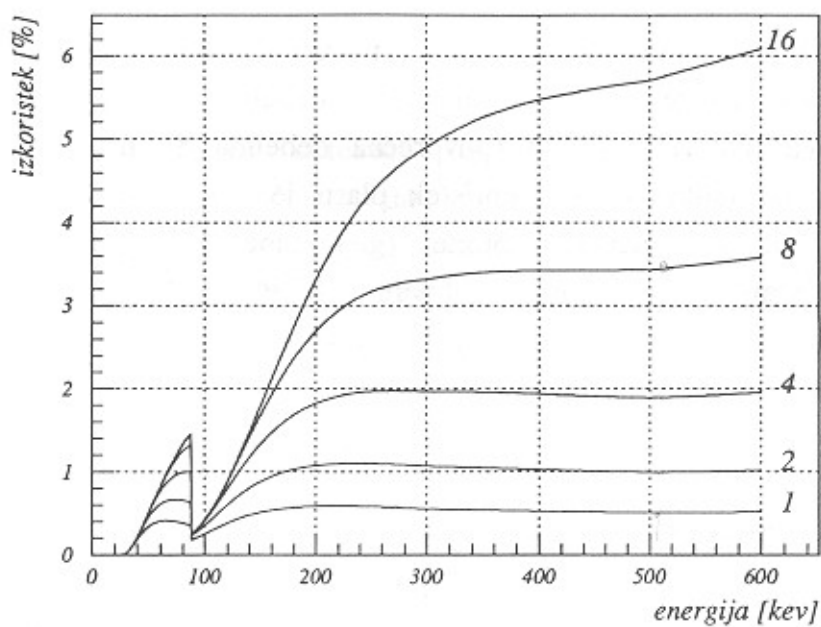
Energijsko odvisnost izkoristka detektorja z 1, 2, 4, 8 in 16 plastmi prikazuje slika 4.15. Izkoristek je izračunan po enačbi (4.12), pri čemer sem predpostavil, da je energijska odvisnost izkoristka ϵ_- enaka kot ϵ_+ in podana z enačbo (4.10). Izkoristek pri 511 keV je 3.4 % za detektor z 8 plastmi in 5.7 % za detektor s 16 plastmi.

Kvantni izkoristek detektorja Q_c je definiran z razmerjem števila detektiranih in števila absorbiranih fotonov, kar je enako razmerju izkoristka in absorpcije:

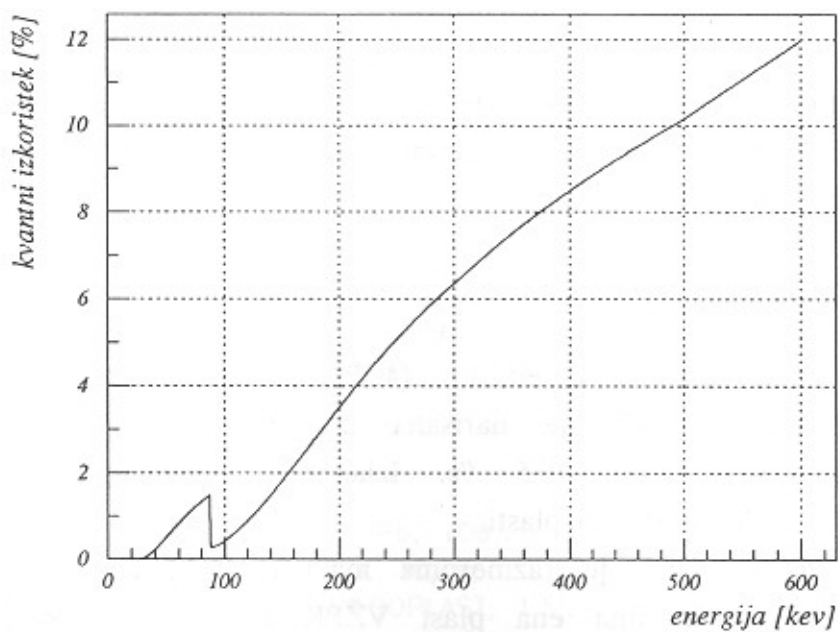
$$Q_c = \frac{\epsilon}{1 - T_1^n} = \frac{\epsilon_1}{1 - T_1} \quad (4.13)$$

Izraz na desni dobimo z enačbo (4.12). Energijska odvisnost kvantnega izkoristka enačba (4.13) je narisana na sliki 4.16. Pri 511 keV je kvantni izkoristek enak 10.5 %. Izkoristek detektorja limitira k tej vrednosti, ko večamo število plasti.

Kvantni izkoristek je razmeroma majhen. Debelina nanosa Bi/Pb je namreč tolikšna, da ima ena plast VŽPK maksimalni izkoristek. Če bi zmanjšali debelino nanosa, bi morali povečati število plasti, da bi izkoristek detektorja ostal isti. Tanjša katodna tiskanina bi tudi zvišala kvantni izkoristek, saj se v njej absorbira polovica fotonov, ki pa skoraj nič ne prispevajo k izkoristku. Vendar bi tanjša tiskanina poslabšala mehansko stabilnost detektorja.



Slika 4.15: Energijska odvisnost izkoristka detektorja z 1, 2, 4, 8 in 16 plastmi.



Slika 4.16: Kvantni izkoristek detektorja v odvisnosti od energije fotonov.

4.7 Comptonovo sipanje v detektorju

Tri četrtine interakcij fotonov v detektorju so Comptonovo sipanje. Sipani foton lahko interagira v detektorju. Ker je kvantni izkoristek razmeroma majhen, lahko namesto prvotnega detektiramo sipani foton, ki je odklonjen od prvotne smeri in izmerimo napačno pozicijo. S povečevanjem števila plasti izkoristek narašča, delež naključnih koincidenz se manjša, število detektiranih fotonov, ki so se sipali v detektorju, pa se večja. Obstaja optimalno število plasti, pri katerem sta pri dani pogostosti čistih koincidenz deleža naključnih koincidenz in koincidenz z napačno pozicijo najnižja.

Comptonovo sipanje v detektorju sem simuliral po metodi Monte Carlo. Detektor sem aproksimiral kar z zveznim sipalnim medijem, ki ima absorpcijski koeficient:

$$\mu_{ef} = \mu_v \cdot \rho_v \cdot \frac{d_v}{d} + \mu_{Cu} \cdot \rho_{Cu} \cdot \frac{d_{Cu}}{d} + \mu_{Pb} \cdot \rho_{Pb} \cdot \frac{d_{Pb}}{d}$$

kjer je:

$$d = d_v + d_{Cu} + d_{Pb} + d_0$$

d_i je debelina, ρ_i gostota in μ_i absorpcijski koeficient i -tega sloja, ki sestavlja eno plast VŽPK, indeksi pomenijo: v vitroplast, cu baker, pb svinec in o prostor komore.

Simulacija vsebuje naslednje korake:

- generiranje začetne točke fotona z energijo 511 keV enakomerno po površini detektorja. Smer fotona je pravokotna na površino detektorja.
- generiranje točke interakcije. Če je le -ta znotraj aktivnega volumna detektorja, generiramo detekcijo z verjetnostjo, podano s $Q_e(E_\gamma)$ in Comptonovo sipanje z verjetnostjo μ_c/μ . Korak (2) ponavljamo, dokler foton ne zapusti detektorja, oziroma se absorbira s fotoefektom.

Sledil sem tri načine detekcije:

- (1). foton detektiramo v prvi interakciji, v okviru pozicijske ločljivosti izmerimo natančno pozicijo,
- (2). foton detektiramo v eni od naslednjih interakcij, izmerjena pozicija je napačna,

- (3). foton detektiramo v več interakcijah, v detektorju dobimo več zadetkov hkrati. Zadnjo vrsto dogodkov lahko v večini primerov odstranimo.

Rezultat simulacije prikazuje slika 4.17. Krivulja A podaja delež fotonov z napačno izmerjeno pozicijo (2) glede na fotone z natančno izmerjeno pozicijo (1). Pri detektorju z 8 plastmi je takšnih 22 %, pri detektorju s 16 plastmi 33 %. V limitnem primeru ($n \rightarrow \infty$) jih je 58 %. Krivulja B podaja delež večkratnih zadetkov (3) glede na natančne (1). Teh je 3 % pri detektorju z 8 plastmi in 5 % pri detektorju s 16 plastmi, v limitnem primeru pa 9 %.

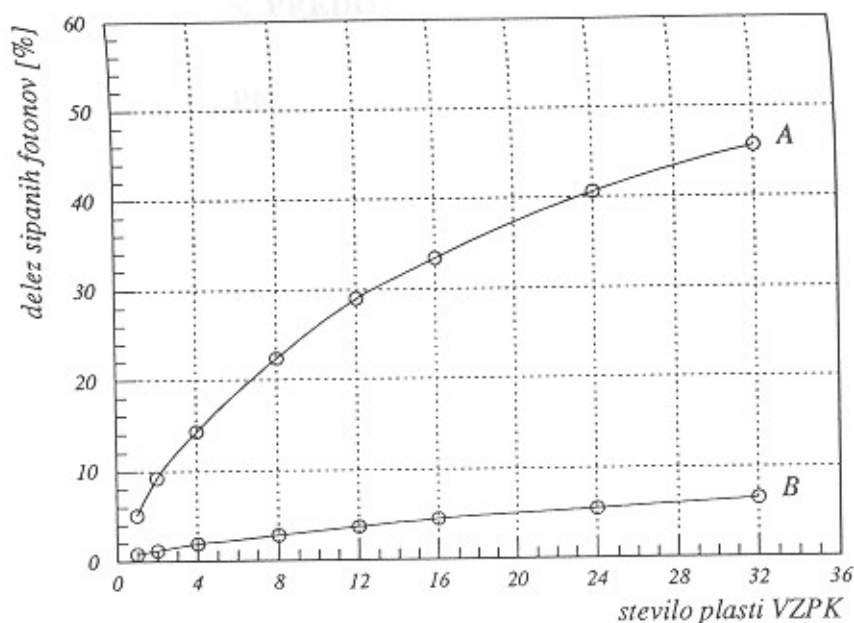
V izkoristku enačba (4.10) in enačba (4.12) dogodki tipa (2) in (3) niso upoštevani, kar velja tudi v nadaljevanju. Čiste koincidence R_c definiramo tako, da mednje ne spadajo dogodki z napačno izmerjeno pozicijo. Na enak način, kot v poglavju 2.4, izpeljemo pogostost vseh koincidence R , ki je:

$$R = R_c \cdot (1 + \delta)^2 \cdot [1 + q + R_c/R_k] \quad (4.14)$$

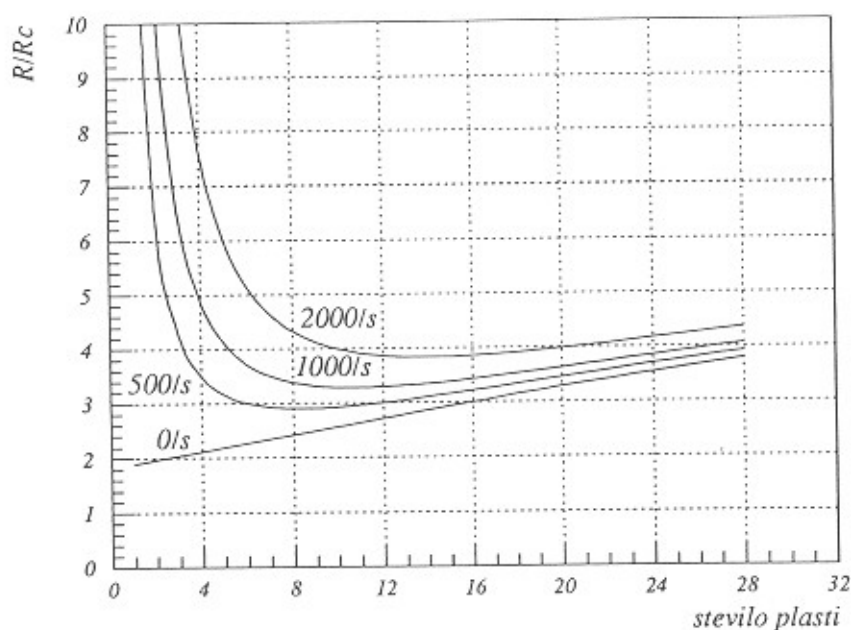
kjer je δ delež fotonov z napačno izmerjeno pozicijo glede na tiste z natančno izmerjeno pozicijo. Če večkratne zadetke zavračamo, je δ podan s krivuljo A na sliki 4.17, če ne, pa z vsoto A in B.

Delež δ raste s številom plasti, prav tako raste karakteristična pogostost R_k v imenovalcu zadnjega člena v enačbi (4.14). Karakteristična pogostost je dana z enačbo (2.13), izkoristek z enačbo (4.12). Pri konstantni vrednosti R_c ima pogostost vseh koincidence R minimum pri določenem številu plasti n , kot vidimo na sliki 4.18. Optimalno število plasti detektorja je dano s položajem minima R , saj je pri minimalnem R delež slabih dogodkov najnižji.

Krivulje na sliki 4.18 so izračunane za tomografiranje glave z aparaturo z dvema detektorjema velikosti $32 \times 32 \text{ cm}^2$ in v razmiku 58 cm. Optimalno število plasti je delno odvisno od pogostosti čistih koincidence. Tipična pogostost R_c pri tomografiranju človeške glave z ^{18}F naj bi bila 1000 s^{-1} , čas meritve 20 minut $\approx 1000 \text{ s}$. Miljon čistih koincidence naj bi bilo dovolj za dobro sliko [23]. S slike 4.18 preberemo, da je optimalno število plasti med 8 in 16. Med izmerjenimi dogodki je 2 do 3 krat več slabih kot dobrih.



Slika 4.17: Delež fotonov z napačno izmerjeno pozicijo (δ), ker so se sipali v detektorju. Krivulja A podaja enojne zadetke, krivulja B pa večkratne.



Slika 4.18: Razmerje pogostosti vseh koincidenc (R) in čistih koincidenc (R_c) v odvisnosti od števila plasti detektorja. Parameter vsake krivulje je pogostost čistih koincidenc.

5. PREDOJAČEVALEC

5.1 Električni signal VŽPK

Električni signal je posledica gibanja nabojev v VŽPK. Po pomnoževanju primarnih elektronov ob anodni žici, ki poteče v manj kot 0.1 ns, se elektroni vsrkajo v žico. Oblak pozitivnih ionov, ki ostane, potuje vzdolž silnic električnega polja proti katodi. Na žicah in na katodah se zaradi prisotnosti pozitivnih ionov inducirajo negativni naboji. Ker oblak ionov potuje, se spreminja tudi množina induciranih nabojev [15].

Katodni pasovi in anodne žice so preko upornikov ozemljene. Spremembe induciranih nabojev v času izmerimo kot padce napetosti na teh upornikih. V trenutku, ko je pomnoževanje končano, je inducirani naboj prisoten samo na žici s plazom, na ostalih in na katodah je enak nič. Inducirani naboj nato, ko se oblak ionov odmika od žice, odteka delno v sosednje žice in delno na katodi. Kasneje se tok v sosednje žice obrne in ravno tako tudi tok v tisto katodo, proti kateri oblak ionov ne potuje. Vsi negativni naboji se nato zbirajo na tisti katodi, kamor potuje oblak ionov. Na koncu ioni dospejo do katode, kjer jih čaka enaka množina negativnih nabojev in se rekombinirajo.

Električni signal žice s plazom je negativen, saj negativni naboji ves čas potovanja ionov tečejo skozi upornik v ozemljitev. Sosednje žice imajo v začetku pozitiven, kasneje pa negativen električni signal. Negativnega dela signala ne opazimo, ker se inducirani naboj tedaj že prepočasi spreminja. Na katodi, proti kateri potujejo ioni, je signal pozitiven, saj se tukaj zbirajo negativni naboji. Na nasprotni katodi je signal v začetku tudi pozitiven, kasneje pa negativen. Tudi tukaj negativnega dela signala ne opazimo več.

Inducirani naboj se spreminja najhitreje v začetku. Pri VŽPK z geometrijo $L = 1.5$ mm, $s = 2$ mm, $2a = 10$ μ m (PET VŽPK) se četrtnina naboja pretoči že v 4.5 ns, polovica v 120 ns, medtem ko celotno zbiranje naboja (čas potovanja ionov) traja $T \approx 15$ μ s. V primeru, ko so vsi upori enaki nič, je električni tok iz vseh anodnih žic skupaj za čas t , ki je veliko manjši od časa potovanja ionov T , enak [15]:

$$I(t) = - Q_A \frac{C'}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{t_0 + t} \quad (5.1)$$

kjer je Q_A naboj ionov v plazmu, C' dolžinska kapacitivnost anodnih žic, karakteristični čas t_0 pa [15]:

$$t_0 = \frac{\pi\epsilon_0 a^2}{\mu^+ C' V_0} \quad (5.2)$$

a je polmer anodnih žic, μ^+ gibljivost ionov in V_0 napetost na komori. Pri PET VŽPK polnjeni z metanom je karakteristični čas $t_0 = 0.18$ ns.

Kadar so upori različni od nič, dobimo na njih sunek napetosti. Del VŽPK, ki je priključen na upornik R , predstavlja v tem primeru tokovni izvor s časovnim potekom, kot ga podaja enačba (5.1). Hkrati ima ta del komore tudi kapacitivnost C_0 proti vsem ostalim. Električni tok se razveji na dva dela (slika 5.1). Del teče skozi upor R , del skozi kondenzator C , ki je sestavljen iz C_0 , kapacitivnosti povezav C_p in vhodne kapacitivnosti predojačevalca C_{vh} : $C = C_0 + C_p + C_{vh}$. Inducirani naboj torej pretvorimo v napetostni signal na RC členu. Enačba za napetostni signal $u(t)$ je:

$$\dot{u} + \frac{u}{\tau} = \frac{I(t)}{C} \quad (5.3)$$

kjer je $\tau = RC$ časovna konstanta RC člena. Enačba velja, kadar so vsi ostali deli komore ozemljeni, kadar pa niso, velja, če je $C_0 \ll C_p + C_{vh}$. Zadnji pogoj je večinoma izpolnjen.

Namesto napetostnega signala $u(t)$ je bolje obravnavati nabojni signal:

$$e(t) = C \cdot u(t)$$

ker je rezultat detekcije delca (fotona) v VŽPK naboj. Enačbo (5.3) lahko zapišemo tudi:

$$\dot{e} + \frac{e}{\tau} = I(t) \quad (5.3')$$

Rešitev enačbe (5.3') za vse anodne žice povezane na en upor in za $\tau \ll T$ je:

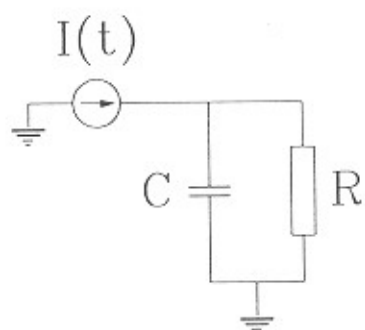
$$e(t) = - Q_A \frac{C'}{4\pi\epsilon_0} e^{-(t_0+t)/\tau} \left[g((t_0+t)/\tau) - g(t_0/\tau) \right] \quad (5.4)$$

kjer je:

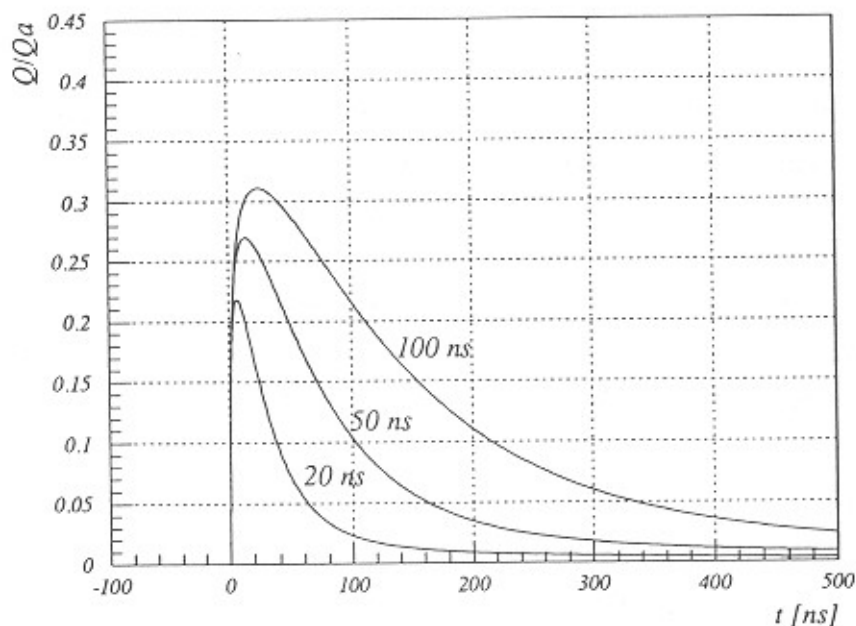
$$g(x) = \ln x + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{x^i}{i \cdot i!}$$

Na katodi je nabojni signal obratne polaritete in polovico nižji.

Slika 5.2 kaže nabojne sunke pri treh časovnih konstantah. Sunki so normirani na naboj plazmu. Pri $\tau = 50$ ns višina sunka anodne ravnine ustreza $\approx 1/4$ naboja plazmu, dvižni čas (čas med 0 in 90 % višine sunka) je 7 ns, sunek doseže vrh po 14 ns in pade na polovično vrednost po 80 ns. Kljub dolgem zbiranju naboja je VŽPK hiter detektor.



Slika 5.1:
Električna nadomestna shema
detektorja.



Slika 5.2: Nabojni sunki pri treh časovnih konstantah,
normirani na naboj plazmu.

5.2 Problem šuma

Osnovni izvor šuma je upornik RC člena, na katerem pretvarjamo inducirane naboje v napetostne sunke. Šum je termičnega izvora. Termična šumna napetost upornika R, ki je na temperaturi T, je [24]:

$$u_N = \sqrt{4kT R B} \quad (\text{r.m.s}) \quad (5.5)$$

k je Boltzmanova konstanta, B je frekvenčni pas šuma. Frekvenčni pas šuma je določen s časovno konstanto RC člena in je [24]:

$$B = \frac{1}{4RC}$$

Šumna napetost je zato obratno sorazmerna s korenom iz kapacitivnosti:

$$u_N = \sqrt{\frac{kT}{C}} \quad (\text{r.m.s})$$

Šum laže primerjamo s signalom, če definiramo naboj, ki ustreza šumni napetosti (ekvivalentni šumni naboj):

$$Q_N = C \cdot u_N = \sqrt{kTC} \quad (\text{r.m.s}) \quad (5.6)$$

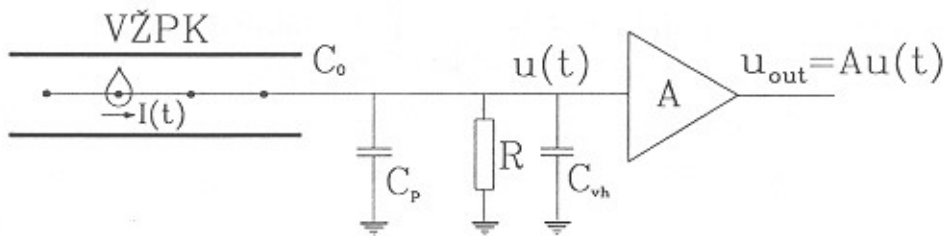
Ekvivalentni šumni naboj je tem večji, čim večja je kapacitivnost detektorja. Razmerje signal-šum je:

$$S/N = \eta \cdot Q_A / Q_N \propto 1/\sqrt{C} \quad (5.7)$$

in je obratno sorazmerno s korenom iz kapacitivnosti. Parameter η podaja delež izkoriščenega naboja plazu. Le-ta je odvisen od časovne konstante RC in je ponavadi med 1/5 in 1/3 za anodni signal, za katodni signal pa dvakrat manjši.

Za dobro razmerje signal-šum mora biti kapacitivnost C čim manjša. Če inducirani naboj pretvarjamo v napetostni signal na RC členu na vhodu predojačevalca (slika 5.3), je kapacitivnost C vnaprej določena in ponavadi ni manjša od 20 pF.

Kapacitivnost C v časovni konstanti znižamo, če inducirani naboj pretvarjamo v napetostni signal z nabojno občutljivim predojačevalcem. Nabojno občutljivi predojačevalec na vhodu nima upornika, ki bi generiral termični šum. V smislu prenosne funkcije predstavlja RC člen. Časovno konstanto in kapacitivnost lahko izbiramo v širokem območju njunih vrednosti. Razmerje signal šum izboljšamo za faktor 3 do 5.



Slika 5.3: *Vezava napetostnega predojačevalca z detektorjem.*
Naboj pretvorimo v napetostni sunek na RC členu
na vhodu predojačevalca

Obstajata dve vrsti nabojno občutljivih predojačevalcev [25]:

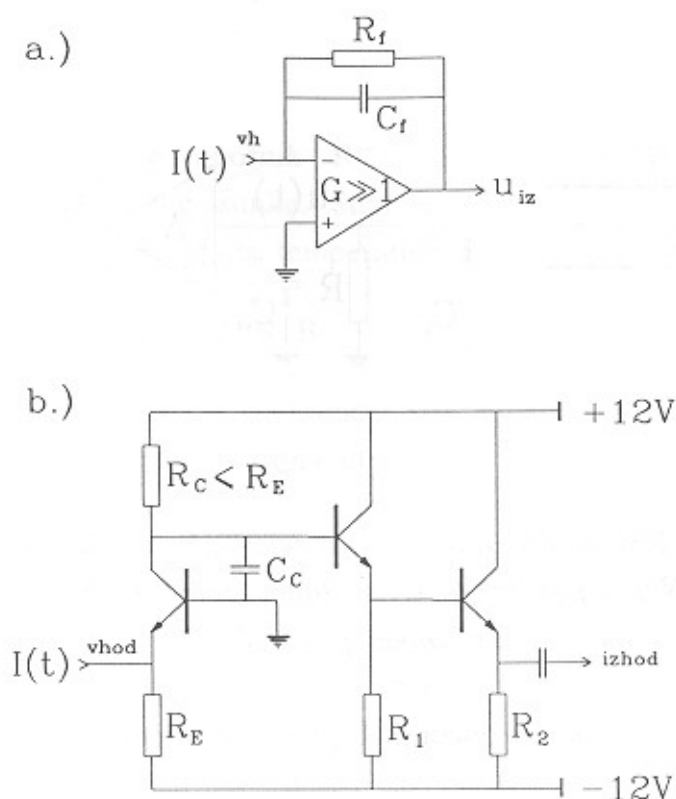
(1) Predojačevalec s povratno zvezo (slika 5.4a)

Predojačevalec ima na vhodu J-FET tranzistor in eno ali več ojačevalnih stopenj z visokim ojačanjem. Inducirani naboj se pretvori v napetostni signal na RC členu sestojemem iz upora R_f in kondenzatorja C_f v povratni zvezi. Najmanjša kapacitivnost, ki jo lahko izberemo, je $C_f \approx 1\text{pF}$, upor v povratni zvezi je med $100\text{ k}\Omega$ in $100\text{ M}\Omega$. Odziv na vhodni δ impulz je razmeroma počasen: izhodni sunek ima dvižni čas $\approx 10\text{ ns}$, nato pada eksponentno s časovno konstanto $\tau = R_f C_f \approx 100\text{ ns}$ do $100\mu\text{s}$.

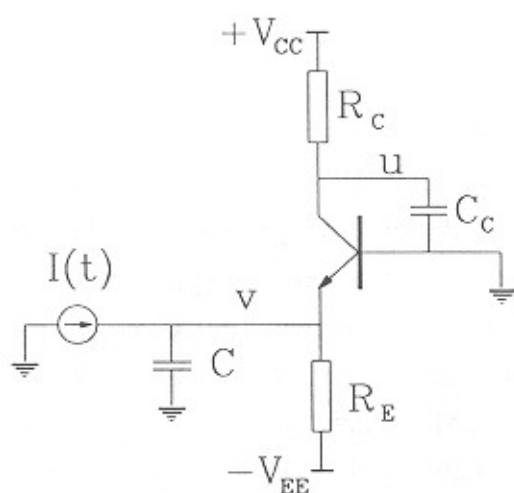
(2) Predojačevalec s skupno bazo (slika 5.4b)

Predojačevalec ima na vhodu bipolarni tranzistor, vezan v konfiguraciji s skupno bazo. Inducirani naboj se pretvori v napetostni signal na RC členu na kolektorju, ki sestoji iz kolektorskega upora R_c in kolektorske kapacitivnosti C_c . Najmanjša kapacitivnost je $C_c \approx 1\text{ pF}$. S kolektorskim uporom izbiramo časovno konstanto. S stališča šuma je ugodno, če je l_e -ta manjša od 50 ns [25]. Odziv na δ impulz je hiter: izhodni sunek ima dvižni čas $\approx 1\text{ ns}$, nato pada eksponentno s časovno konstanto $\tau = R_c C_c \leq 50\text{ ns}$.

Predojačevalec s povratno zvezo je dober predvsem za meritve višine signalov, medtem ko je za časovne meritve boljši predojačevalec s skupno bazo.



Slika 5.4: Predojačevalec s povratno zvezo (a) in predojačevalec s skupno bazo (b).



Slika 5.5:
Tranzistor vezan v konfiguraciji s skupno bazo. Definicija količin.

5.3 Predojačevalec s skupno bazo

Bipolarni tranzistor je vezan v konfiguraciji s skupno bazo (slika 5.4b). Sledita dva emitorska sledilca, ki znižata izhodno upornost, tako da lahko signale vodimo dalje po 50 Ω koaksialnem kablu.

Napetostno ojačanje skupne baze $A = u/v$ je pri nizkih frekvencah [24]:

$$A_0 = \frac{V_{EE} - v_{bc}}{v_T} \frac{R_C}{R_E}, \quad R_C \leq R_E \cdot \frac{V_{CC}}{V_{EE}} \quad (5.8)$$

$v_{bc} \approx 0.7$ V je napetost med bazo in emitorjem, $v_T = kT/e_0 \approx 25.4$ mV je termična napetost, ostale količine so definirane na shemi (slika 5.5). Vhodna upornost skupne baze je:

$$r_E = \frac{R_C}{A_0} \quad (5.9)$$

Električni tok iz detektorja se razveji. Del teče v emitor tranzistorja, del v kondenzator C, ki v shemi (slika 5.5) nadomešča kapacitivnost detektorja C_0 , povezav C_p in vhodne kapacitivnosti skupne baze C_{vh} :

$$I(t) = \frac{v}{r_E} + C \cdot \dot{v}$$

Tisti del električnega toka, ki teče v emitor, teče tudi skozi upor na kolektorju, zato velja:

$$\frac{v}{r_E} = \frac{u}{R_C} + C_C \dot{u}$$

Iz obeh enačb eliminiramo napetost na vhodu (v), s pomočjo enačbe (5.9) izrazimo r_E in dobimo:

$$I(t) = \frac{C}{A_0} C_C R_C \ddot{u} + \left[\frac{C}{A_0} + C_C \right] \dot{u} + \frac{u}{R_C} \quad (5.10)$$

Če velja $C \ll A_0 C_C$, je člen z drugim odvodom po času zanemarljiv, zanemarljiva je tudi kapacitivnost C na vhodu predojačevalca, ki nastopa v drugem členu in je deljena z ojačanjem. Enačba (5.10), ki povezuje vhodni tok in izhodno napetost, je pri upoštevanju navedene predpostavke enake oblike kot enačba (5.3) za RC člen:

$$\frac{I(t)}{C_C} = \dot{u} + \frac{u}{R_C C_C}, \quad C \ll A_0 C_C \quad (5.11)$$

Namesto kapacitivnosti C na vhodu predajačevalca, stoji v enačbi (5.11) kapacitivnost na kolektorju C_c . Časovna konstanta je podana z RC členom na kolektorju: $\tau = R_c C_c$.

Ker želimo čim manjšo kapacitivnost C_c kondenzatorja fizično ne dodamo. Izkoristimo kapacitivnost med bazo in kolektorjem in parazitske kapacitivnosti vezja pri kolektorju. Pri dobro načrtovanemu vezju ima C_c vrednost med 1 pF in 2 pF.

Zato, da enačba (5.11) velja pri čim večji kapacitivnosti C na vhodu, izberemo največje napetostno ojačanje. Po enačbi (5.8) je le-to največje pri $R_c = R_e$, če je napajanje simetrično. Včasih je ugodno vhod predajačevalca prilagoditi na koaksialni kabel. Vhodno upornost, podano z enačbo (5.9), izberemo takšno, kot je karakteristična impendanca kabla (ponavadi 50 Ω). Signal iz detektorja lahko vodimo po kablu do predajačevalca, pri čemer kabel ne vpliva na kapacitivnost C na vhodu.

5.4 Šum predajačevalca s skupno bazo

Izvori šuma pri predajačevalcu s skupno bazo so štirje: (1) termični šum kolektorskega upora R_c , (2) termični šum emitorskega upora R_e , (3) kvantizacijski šum baznega toka i_B in (4) kvantizacijski šum kolektorskega toka i_c (slika 5.6). Frekvenčni pas za izvore šuma na vhodu predajačevalca (emitorju) je določen z vhodno časovno konstanto in je:

$$B_{vh} = \frac{1}{4R_e C}$$

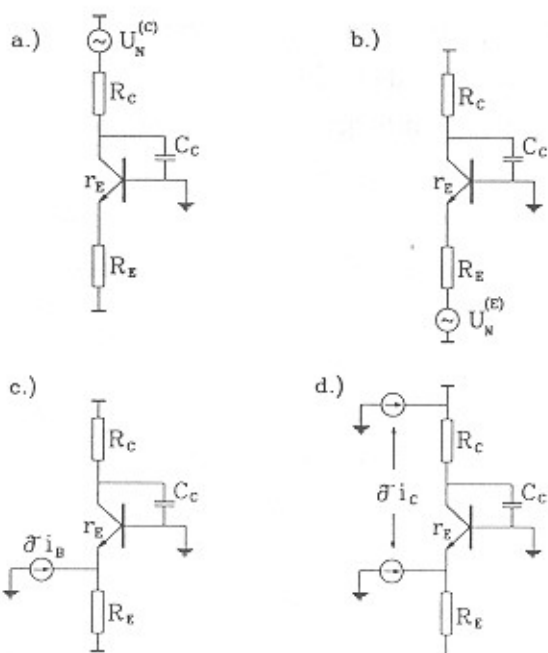
Frekvenčni pas za izvore šuma na izhodu (kolektorju) je:

$$B = \frac{1}{4R_c C_c}$$

Šumne napetosti vseh izvorov merimo na izhodu. Ker so izvori med sabo nekorelirani, se šumne napetosti seštevajo v kvadratu. Pri pogoju $C \ll A_0 C_c$ je $B \ll B_{vh}$ in je frekvenčni pas za vse šume, gledane na izhodu, isti ter določen s frekvenčnim pasom na izhodu.

(1) termični šum kolektorskega upora je (slika 5.6a):

$$u_N^{(c)} = \sqrt{\frac{kT}{C_c}}$$



Slika 5.6:

Izvori šumov predojačevalca s skupno bazo.

(2) termični šum emitorskega upora, gledan na emitorju (slika 5.6b) je:

$$v_N = \sqrt{4kT R_E B_{vh}} \cdot \frac{r_E}{R_E}$$

Na kolektorju je ojačan za $A_0 = R_C/r_E$ in ima frekvenčni pas znižan na $B \ll B_{vh}$, zato:

$$u_N^{(E)} = \sqrt{\frac{kT}{C_C} \frac{R_C}{R_E}}$$

(3) Bazni tok generira kvantizacijski šum na emitorju [25] (slika 5.6c):

$$v_N = \sqrt{2i_{B0} e B_{vh}} \cdot r_E$$

Na kolektorju je ojačan za A_0 z znižanim frekvenčnim pasom. Bazni tok i_B izrazimo s kolektorskim, ki je podan s padcem napetosti na emitorskem uporu:

$$i_B = \frac{i_C}{h_{FE}} = \frac{V_{EE} - v_{be}}{h_{FE} \cdot R_E}$$

h_{FE} je tokovno ojačanje tranzistorja. Po nekaj korakih dobimo rezultat:

$$u_N^{(ib)} = \sqrt{\frac{kT}{C_C} \frac{V_{EE} - v_{be}}{2 h_{FE} \cdot v_T} \frac{R_C}{R_E}}$$

(4) Kolektorski tok generira kvantizacijski šum na kolektorju in na emitorju hkrati (slika 5.6d). Šumna izvora sta dva in sta koherentna. Kolektorski tok teče v kolektor in iz emitorja. Zato povečanje kolektorskega toka za δi povzroči zvišanje vhodne napetosti za $r_E \cdot \delta i$. Le-ta se, gledana na kolektorju, ojača za R_C/r_E in kompenzira znižanje izhodne napetosti zaradi povečanega padca napetosti $-R_C \delta i$ na kolektorskem uporu. Kvantizacijski šum kolektorskega toka je pri pogoju $B_{vh} \gg B$ zanemarljiv.

Koherentna šumna izvora, gledana na kolektorju, imata enak frekvenčni spekter in sta v nasprotni fazi. Kadar časovna konstanta na vhodu ni več zanemarljiva, ima šumni izvor na emitorju transformiran na kolektor nižji frekvenčni pas od tistega na kolektorju. Razlika ni več enaka nič. Z naraščanjem kapacitivnosti C na vhodu predojačevalca šum narašča.

Vsi štirje šumi se nekoherentno seštejejo. Za $C \ll A_0 C_C$ je ekvivalentni šumni naboj enak:

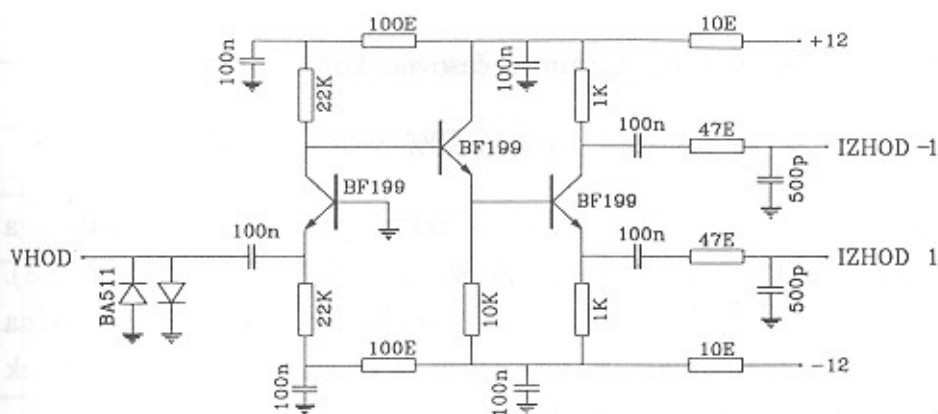
$$Q_N = \sqrt{kT C_C \left[1 + \frac{R_C}{R_E} \left(1 + \frac{V_{EE} - v_{bc}}{2 h_{FE} \cdot v_T} \right) \right]} \quad (5.12)$$

Prvi člen je termični šum kolektorskega upora, drugi emitorskega upora in tretji kvantizacijski šum baznega toka. Pri $C_C = 1.5$ pF, enakih R_C in R_E ter napajalni napetosti ± 12 V je ekvivalentni šumni naboj predojačevalca enak $1000 e^-$.

5.5 Izvedba predojačevalca

Shemo predojačevalca prikazuje slika 5.7. Izdelan je iz treh visokofrekvenčnih tranzistorjev BF 199 ($f_T = 550$ MHz). Emitorski in kolektorski upor tranzistorja s skupno bazo sta enaka in imata vrednost 22 k Ω . Napajalna napetost je ± 12 V. Napetostno ojačanje skupne baze, izračunano po enačbi (5.8) in vhodna upornost, izračunana po enačbi (5.9), sta 445 in 50 Ω . Predojačevalec ima na vhodu diodno zaščito, ki preprečuje poškodbe pri prebojih v komori.

Visoka izhodna upornost skupne baze je znižana z dvema emitorskima sledilcema v kaskadi. Zadnji ima upor in izhod tudi na kolektorju (invertiran izhod). Izhoda sta prilagojena na 50 omski koaksialni kabel



Slika 5.7: Shema predojačevalca.

in na 100 omski diferencialni kabel (*twisted pair*) z uporoma vrednosti 47 Ω . Uporabljamo lahko vsak izhod posebej, ali pa oba hkrati (diferencialno). Kadar uporabljamo samo invertirani izhod, moramo neinvertiranega zaključiti s 50 Ω .

Kondenzator vrednosti 500 pF na izhodu je filter za radiofrekvenčne motnje, predvsem za UKV (≈ 100 MHz). Časovna konstanta na izhodu je 12,5 ns ($f_{3db} = 13$ MHz) in zniža UKV motnje za faktor 7. Na razmerje signal-šum ta filter skoraj ne vpliva, ker imata signal in šum podoben frekvenčni spekter.

5.6 Karakteristike predojačevalca

5.6.1 Časovna konstanta

Časovno konstanto predojačevalca sem meril z odzivom predojačevalca na stopnico vhodnega toka:

$$I(t) = \begin{cases} I_0, & t \geq 0 \\ 0, & t < 0 \end{cases}$$

Rešitev enačbe (5.11) za stopnico vhodnega toka je:

$$u(t) = I_0 R_C \cdot (1 - e^{-t/\tau})$$

in predstavlja polnjenje kondenzatorja C_C skozi upor R_C . Odziv je torej

tudi stopnica z dvižnim časom, sorazmernim s časovno konstanto:

$$t_r = 2.2 \cdot \tau \quad (t_r \text{ je čas med 10\% in 90\% višine signala)}$$

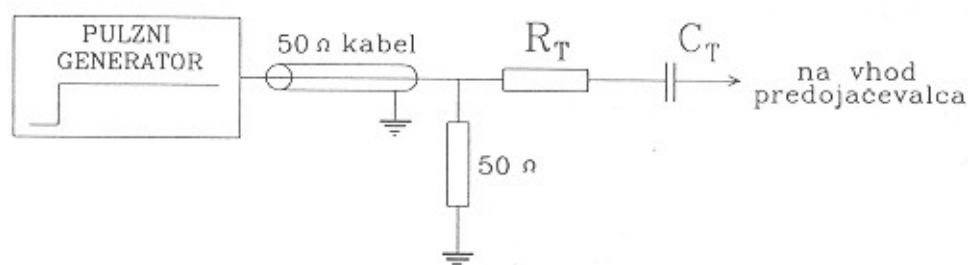
Stopničasti vhodni tok sem oblikoval s pulznim generatorjem, katerega izhod sem vodil na vhod predojačevalca preko upora $R_T \gg r_E$ (slika 5.8). Upor sem izbral enake velikosti, kot je kolektorski. Ker je vhodna upornost predojačevalca zanemarljiva v primerjavi z $R_T = R_C$, je vhodni tok $I_0 = u_0/R_T = u_0/R_C$. Izhodna napetost na skupni bazi je:

$$u(t) = u_0(1 - e^{-t/\tau})$$

Izhodna napetost iz predojačevalca, če jo merimo na 50Ω bremenu, je dvakrat nižja zaradi prilagoditvenega upora na izhodu. Pri meritvah sem odvil kondenzator 500 pF na izhodu predojačevalca, ki ponovno integrira izhod skupne baze in dodal kondenzator $100 \mu\text{F}$ paralelno k izhodnemu kondenzatorju 100 nF , ki preveč diferencira.

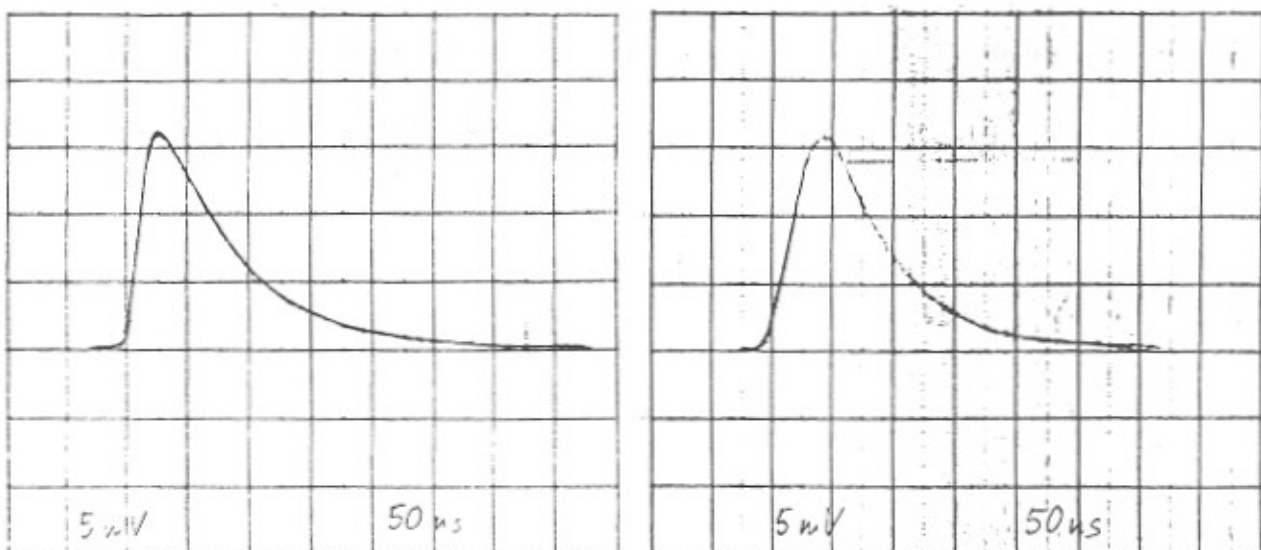
Pulzni generator (Ortec 419) daje sunke s frekvenco 50 Hz , ki imajo dvižni čas $\approx 3 \text{ ns}$ in čas padanja $\approx 100 \mu\text{s}$. Za časovno konstanto predojačevalca med 10 ns in 100 ns so ti sunki dobra aproksimacija stopnice napetosti.

Pri prvi izvedbi tiskanega vezja ima predojačevalec časovno konstanto 42 ns . Ker je kolektorski upor $22 \text{ k}\Omega$, je kapacitivnost na kolektorju 1.9 pF . Pri naslednji izvedbi tiskanega vezja so elementi razporejeni malo drugače in debeline povezav tanjše. Časovna konstanta je 34 ns , kapacitivnost na kolektorju 1.53 pF .



Slika 5.8: Način meritve časovne konstante predojačevalca.

Predojačevalec (prva izvedba) sem nato testiral na VŽPK. Priključil sem ga na eno od katod komore z geometrijo $L = 4 \text{ mm}$, $s = 2 \text{ mm}$, $2a = 10 \mu\text{m}$. Komora je bila polnjena z zmesjo P-10, delovna napetost je bila 2 kV , izvor pa ^{55}Fe . Skico sunka povprečne višine, opazovanega s 300 MHz



Slika 5.9: Skica sunka izvora ^{55}Fe , opazovanega z osciloskopom.

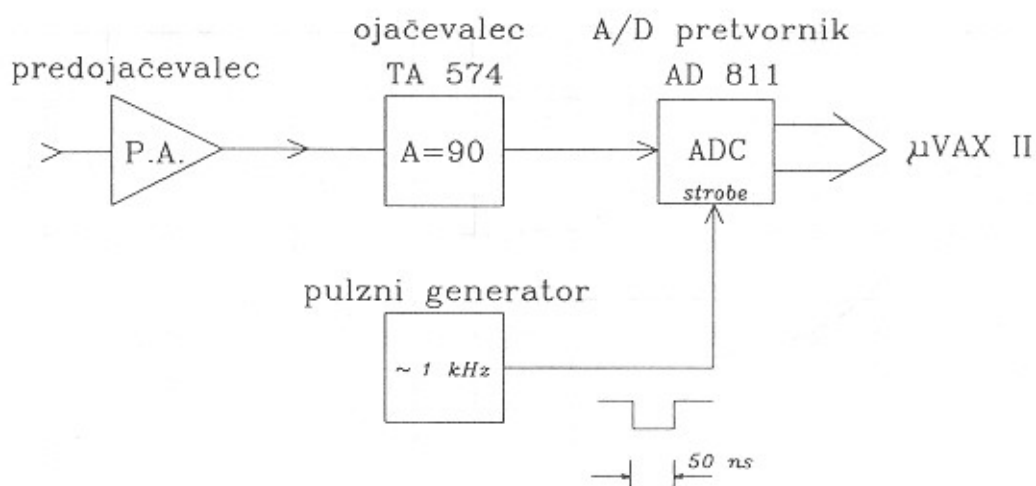
Levo: predojačevalec na izhodu nima kondenzatorja 500 pF.

Desno: predojačevalec ima kondenzator na izhodu.

osciloskopom prikazuje slika 5.9. Iz oblike (dolžine) sunka sem s pomočjo enačbe (5.4) ob znanih t_0 in C' ponovno določil časovno konstanto predojačevalca. Le-ta je 44 ns in kapacitivnost na kolektorju 2.0 pF.

5.6.2 Šum

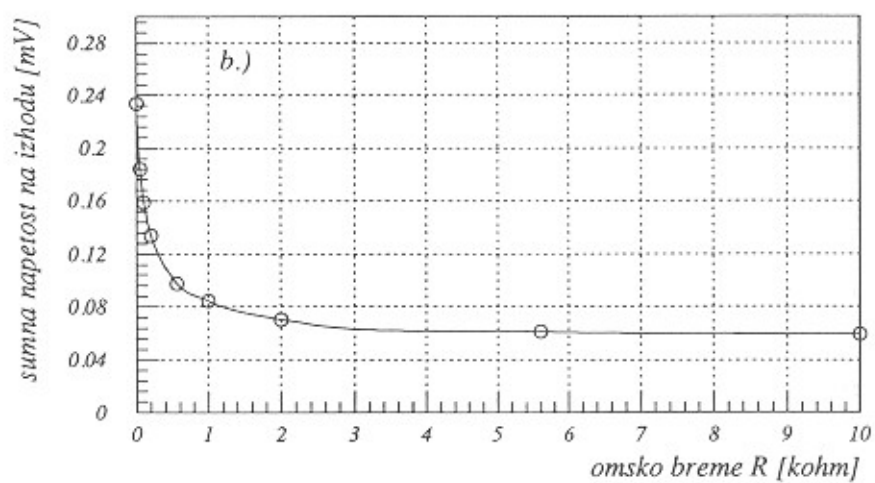
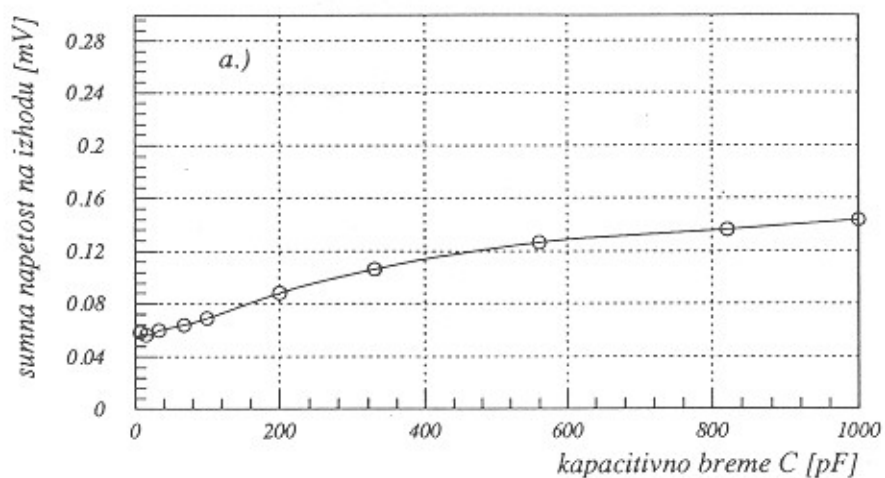
Meritev šuma je shematsko prikazana na sliki 5.10. Šum na izhodu predojačevalca sem ojačal 90 krat, dodal enosmerno napetost +200 mV, nato pa vodil na vhod 12 bitnega analogno digitalnega pretvornika (ADC, Ortec AD 811, obseg 0 do +2 V). Za ojačanje in dvig napetosti sem uporabil ojačevalec Ortec 574, ki ima frekvenčni obseg med 0 in 300 MHz. Šum, ki ga doda ojačevalec, je zanemarljiv. Meritev sem prožil s pulznim generatorjem (frekvenca ≈ 1 kHz, dolžina signala *STROBE* ≈ 50 ns). Znotraj vzorčevalnega časa, podanega z dolžino signala *STROBE*, izmeri ADC največjo vrednost vhodne napetosti. Med meritvijo je bil predojačevalec zaprt v aluminijasto škatlo. Šum ni vseboval opaznih radiofrekvenčnih motenj.



Slika 5.10: Način meritve šuma.

Izmerjena šumna napetost je 5.0 kanalov ADC (r.m.s.). Ob upoštevanju širine kanala ADC (1 kan = 1 mV) in ojačanja (90) je šumna napetost na izhodu predojačevalca $56 \mu\text{V}$ (r.m.s.). Na kolektorju je dvakrat večja zaradi prilagoditvenega upora. Kapacitivnost na kolektorju, ki sem jo predhodno izmeril, je 1.55 pF . Ekvivalentni šumni naboj ($=C_C \cdot u_N$) je $1100 e^-$.

Meril sem tudi odvisnost šumne napetosti od kapacitivnega bremena (slika 5.11a) in od omskega bremena (slika 5.11b) na vhodu predojačevalca. Breme je bilo vsakokrat priključeno med vhod in ozemljitev. Kapacitivno breme simulira kapacitivnost detektorja. Omsko breme simulira karakteristično impendanco in zaključitveni upor zakasnilne linije.



Slika 5.11: Odvisnost šumne napetosti od kapacitivnega bremena (a) in od uporovnega bremena (b). Breme je bilo priključeno med vhod in ozemljitev.

6. ZAKASNILNA LINIJA

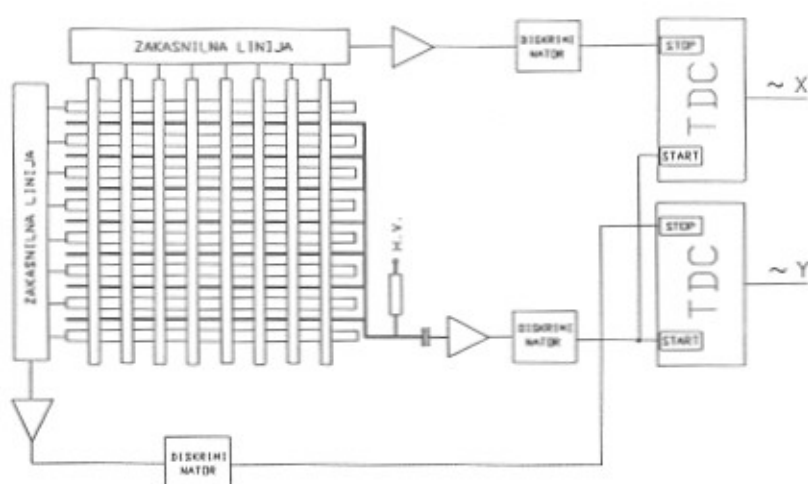
6.1 Določanje pozicije z zakasnilno linijo

Signal nabitega delca oz. fotona je na katodi porazdeljen po površini, katere premer je reda velikosti debeline VŽPK. Pri tanki komori ($L < s$) in v primeru, da je pomnoževanje poteklo le na eni žici, je porazdelitev v smeri prečno na anodne žice [15]:

$$P(x) \propto \frac{1}{\text{ch}(\pi x/2L)}$$

Vrh porazdelitve je nad žico s plazom, širina je $\Delta x = 1.68 L$ (FWHM). V smeri vzdolž anodnih žic se v primeru dobro lokaliziranega plazu izkaže, da je porazdelitev celo nekoliko ožja [26]. Tudi tu je vrh nad mestom pomnoževanja. Če pot delca poteka postrani, je porazdelitev ustrezno širša. Položaj vrha porazdelitve signala je nad prebodiščem poti delca z anodno ravnino (pri simetrični VŽPK).

Način iskanja vrha porazdelitve, ki zahteva najmanj elektronskih kanalov, temelji na pretvorbi krajevne porazdelitve v časovno z zakasnilno linijo. Sunke iz katodnih pasov vodimo paralelno v zakasnilno linijo (slika 6.1). Zakasneni sunki se seštejejo v daljši sunek, ki je gladek, če so pasovi dovolj na gosto. Časovna razlika med prihodom vrha tega sunka in vrhom anodnega sunka je proporcionalna koordinati težišča plazu. Vrhova poiščemo s *constant fraction* diskriminatorjem. Časovno razliko med logičnima impulzoma izmerimo s časovno digitalnim pretvornikom (TDC), ki izmerjeno vrednost posreduje računalniku.



Slika 6.1:
Čitalni sistem
na osnovi
zakasnilnih linij.

Pri PET aparaturi *START* signal časovno ni dobro definiran, ker je podan s koincidenco (prekrivanjem) logičnih impulzov nasprotnih detektorjev. Zato merimo časovno zakasnitev signala na obeh straneh linije in pozicijo določimo iz razlike obeh zakasnitev.

6.2 Konstrukcija in lastnosti zakasnilne linije

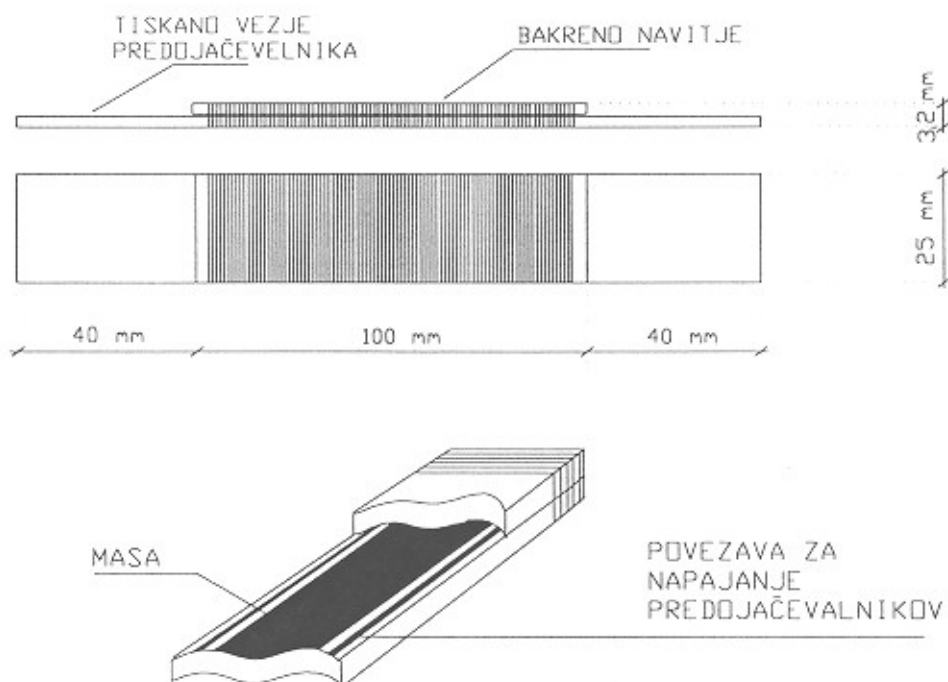
Zakasnitev signala v liniji je na dolžinsko enoto podana z [27]:

$$\tau = \sqrt{L'C'}$$

kjer sta L' in C' induktivnost in kapacitivnost linije na enoto dolžine. Karakteristična impedanca, s katero je potrebno zaključiti linijo na obeh koncih, je:

$$z_0 = \sqrt{L'/C'}$$

Skico zakasnilne linije prikazuje slika 6.2. Dve 25 mm široki in 1.6 mm debeli ploščici iz vitroplasta sta zlepljeni skupaj tako, da je bakreni nanos v sredini. Nanju je tesno navit en sloj izolirane bakrene žice.



Slika 6.2: Zgradba zakasnilne linije.

Navitje je tuljava, ki ima pri nizkih frekvencah induktivnost na enoto dolžine:

$$L' = \mu_0 db / 2r^2$$

kjer je $2d$ debelina linije, b njena širina in $2r$ debelina žice. Navitje proti bakrenemu nanosu, ki je ozemljen, predstavlja kondenzator s kapacitivnostjo na enoto dolžine:

$$C' = 2\epsilon\epsilon_0 b/d$$

ϵ je dielektričnost vitroplasta.

Zakasnitev na enoto dolžine in karakteristična impedenca sta pri nizkih frekvencah:

$$\tau = \sqrt{\epsilon}/c_0 \cdot b/r$$

$$z_0 = d/2r \cdot R_v/\sqrt{\epsilon}$$

kjer sta c_0 in $R_v = 377 \Omega$ svetlobna hitrost in upornost vakuuma.

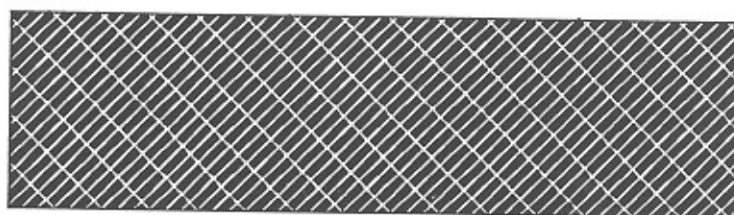
Izračunane in izmerjene vrednosti za zakasnilno linijo na sliki 6.2 z 0.1 mm debelo žico so:

	izračunana	izmerjena
L' [$\mu\text{H}/\text{mm}$]	10.1	
C' [pF/mm]	1.44	
τ [ns/mm]	3.80	3.85
z_0 [$\text{k}\Omega$]	2.65	2.7 (odboj 10%)

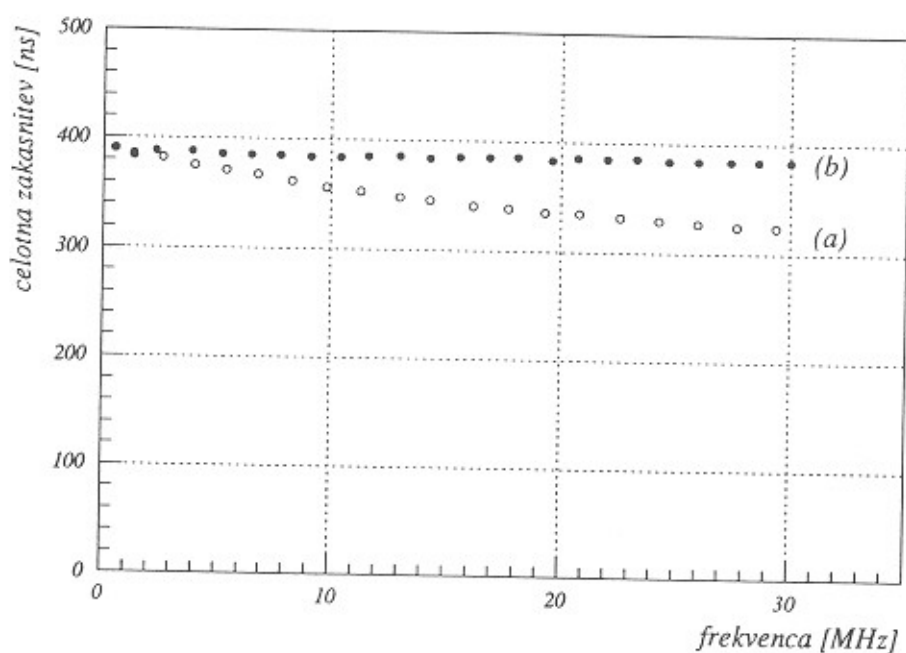
Tabela 7: Izračunane in izmerjene vrednosti za zakasnilno linijo s slike 6.2 z 0.1 mm debelo žico.

Zakasnilna linija ima precejšnjo disperzijo, ki je predvsem posledica frekvenčne odvisnosti induktivnosti. Pri frekvencah, ki so višje od inverzne vrednosti celotne zakasnitve, tokovi v zankah med sabo niso več v fazi [28]. Z višanjem frekvence sinusnega signala se manjša magnetni pretok in zato induktivnost zakasnilne linije.

Frekvenčno odvisnost induktivnosti kompenziramo s plavajočo kapacitivnostjo. Le-to dodamo s kompenzacijsko ploščico, ki jo prislonimo k liniji [28], [29]. Kompenzacijska ploščica je razdeljena na prevodne pasove (slika 6.3), ki so neozemljeni.

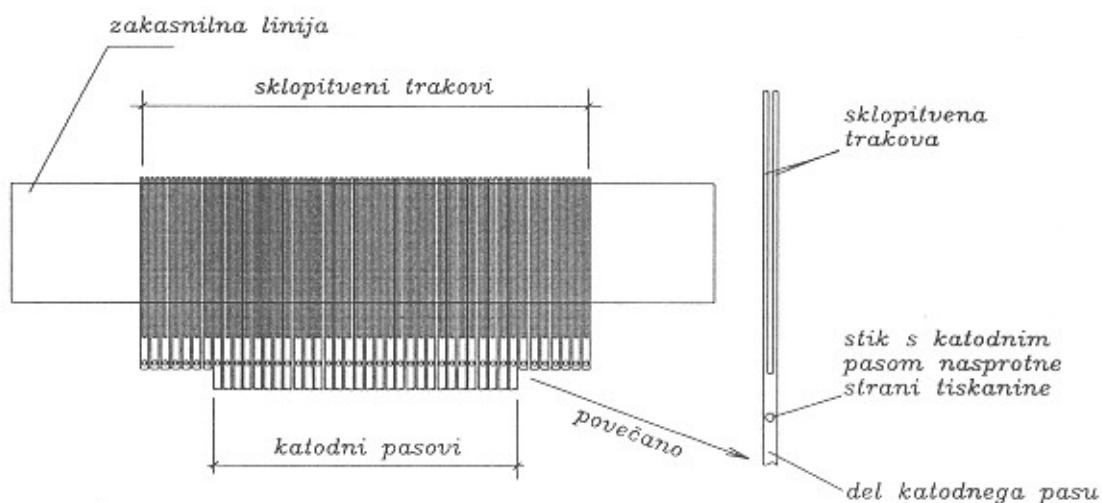


Slika 6.3: Kompenzacijska ploščica.



Slika 6.4: Celotna zakasnitev 100 mm dolge linije z 0.1 mm debelo žico v odvisnosti od frekvence signala pri nekompenzirani (a) in kompenzirani liniji (b).

Frekvenčno odvisnost zakasnitve pri nekompenzirani in pri kompenzirani liniji z debelino žice 0.1 mm prikazuje slika 6.4. Zakasnitev sinusnega vala izbrane frekvence sem določil iz faznega zamika vhodnega in izhodnega signala. Meril sem s 300 MHz osciloskopom.



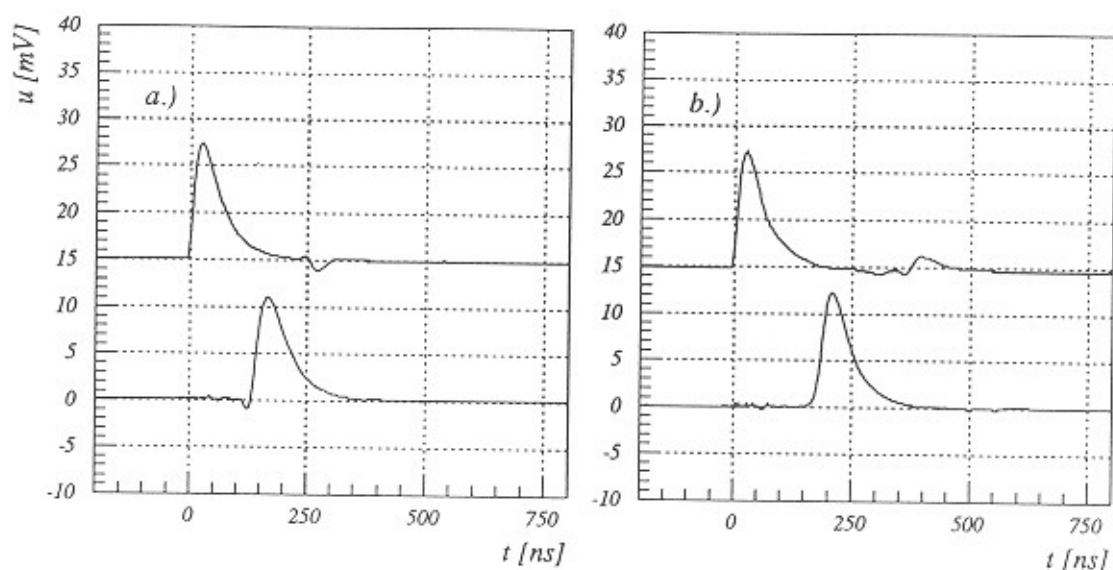
Slika 6.5: Sklopitev zakasnilne linije s katodnimi pasovi.

6.3 Sklopitev zakasnilne linije z detektorjem

Signale iz katodnih pasov vodimo v zakasnilno linijo preko kapacitivne sklopitve. Zakasnilna linija je prilonjena (prilepljena) na prevodne trakove širine 0.7 mm in v razmiku 1 mm. Dva trakova sta povezana s katodnim pasom, kot je prikazano na sliki 6.5. Kapacitivnost med trakom in linijo je približno 20 pF. Oceno sem dobil iz približka, pri katerem trak in linija sestavljata ravni kondenzator s površino 25 mm (širina zakasnilne linije) \times 0.7 mm (širina traku) in z razmikom med elektrodama 20 μ m (dvojna debelina izolacije) ter z dielektrično konstanto z vrednostjo 3.

Kapacitivnost katodnega pasu je okrog 1 pF, zato sklopitev ne vpliva na višino signala – ves naboj se pretoči v linijo. Kapacitivna sklopitev vpliva na zakasnitev in karakteristično upornost, saj je po celi dolžini k zakasnilni liniji dodana vzporedno kapacitivnost katodnih pasov. Zakasnilna linija z 0.1 mm debelo žico, priključena na VŽPK ima zakasnitev 4.7 ns/mm namesto 3.8 ns/mm in karakteristično upornost 2.4 k Ω namesto 2.7 k Ω .

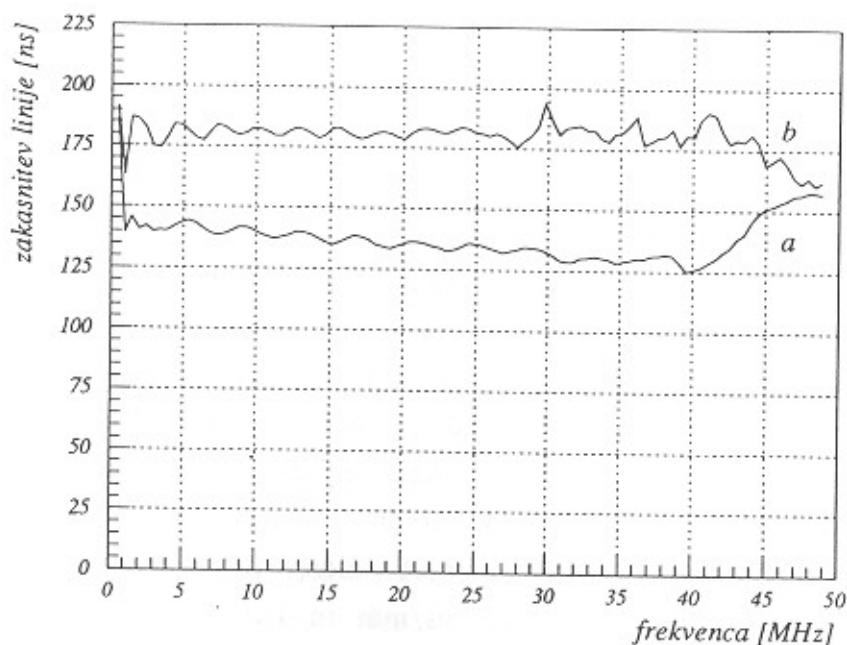
Sklopitveni trakovi so namenoma ožji od katodnih pasov. Le-ti namreč služijo tudi za kompenzacijo frekvenčne odvisnosti induktivnosti, kot je to razvidno iz slik 6.6 in 6.7. Posebne kompenzacijske ploščice ni potrebno dodati.



Slika 6.6: Vhodni in izhodni signal iz zakasnilne linije.

Posneto s 300 MHz digitalnim osciloskopom Tektronix 2440.

- a.) zakasnilna linija ni sklopljena z detektorjem. Izhodni signal je popačen, začne se z rahlim spustom.
 b.) zakasnilna linija je sklopljena z detektorjem. Izhodni signal nima začetnega spusta.

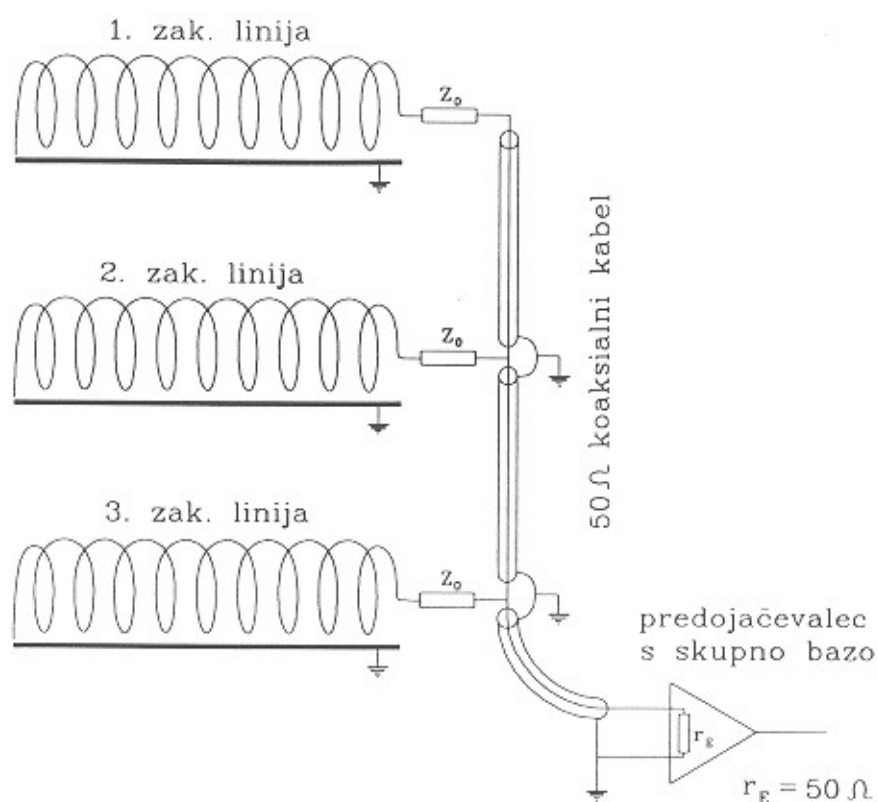


Slika 6.7: Frekvenčna odvisnost celotne zakasnitve linije

a.) zakasnilna linija ni sklopljena z detektorjem

b.) zakasnilna linija je sklopljena z detektorjem

Izračunano s Fourierjevo analizo signalov s slike 6.6.



Slika 6.8: Priklučitev več zakasnilnih linij na predojačevalec s skupno bazo.

Signal vodimo iz zakasnilne linije v predojačevalec s skupno bazo preko zaključitvenega upora z_0 , ki je enak karakteristični impedanci. Le-ta je velika v primerjavi z vhodno upornostjo predojačevalca $r_E = 50 \Omega$, zato je zakasnilna linija dobro zaključena. Na en predojačevalec lahko priključimo tudi več zakasnilnih linij, kot je prikazano na sliki 6.8. Signal iz vsake zakasnilne linije peljemo preko zaključitvenega upora v 50Ω omski koaksialni kabel in po njem v predojačevalec. Vsaka zakasnilna linija, kot tudi koaksialni kabel, sta dobro zaključena.

Priključitev zakasnilnih linij na predojačevalec poveča šum (slika 6.9). Povečanje šuma je predvsem posledica omskega bremena na vhodu predojačevalca, v manjši meri pa tudi šuma zakasnilne linije zaradi izgubne prevodnosti dielektrika. Vsaka zakasnilna linija predstavlja za predojačevalec omsko breme z upornostjo $2 \cdot z_0$. Če priključimo n zakasnilnih linij vzporedno na predojačevalec je omsko breme n -krat manjše: $R_L = 2 \cdot z_0 / n$. Kvadrat šuma raste obratno sorazmerno z velikostjo bremena, kot kažejo meritve v prejšnjem poglavju. S priključevanjem novih zakasnilnih linij zato kvadrat šumne napetosti raste linearno.

Pri kratkih zakasnilnih linijah (dolžina 10 cm) je šum dielektrika še zanemarljiv. Izmerjeni šum pri dodajanju zakasnilnih linij (točke na sliki 6.10) se ujema z izmerjenim šumom pri omskem bremenu $R_L = 2z_0/n$ (krivulja na sliki 6.10). Pri daljši zakasnilni liniji (dolžina 29 cm) pa je šum že večji, kot pri omskem bremenu $2z_0$.

Ekvivalentni šumni naboj kondenzatorja kapacitivnosti C_d , ki ima med elektrodama dielektrik z izgubnim faktorjem D , je [25]:

$$Q_n \approx \sqrt{2.4 kT D C_d} \quad (6.1)$$

Izgubni faktor D je enak imaginarnemu delu dielektričnosti in je sorazmeren z izgubno prevodnostjo. Za materiale, kot je vitroplast, je izgubni faktor $D \approx 2 \cdot 10^{-2}$. Kvalitetni dielektriki, kot sta teflon in polistiren, imajo $D \approx 10^{-4}$.

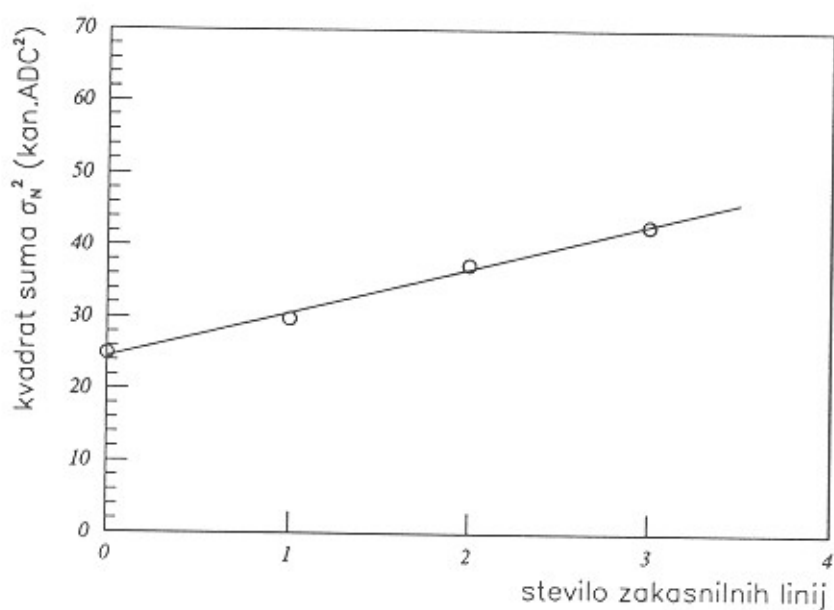
Kondenzator kapacitivnosti $C \cdot l$, ki ga predstavlja zakasnilna linija dolžine l , je sestavljen iz dveh dielektrikov: vitroplasta debeline 1.5 mm in izolacije žice, ki je debela približno 0.01 mm. Izgubni faktor je manjši kot pri vitroplastu in je:

$$D \approx \left(\frac{1.5 \text{ mm}}{2 \cdot 10^{-2}} + \frac{0.01 \text{ mm}}{10^{-4}} \right)^{-1} \cdot 1.51 \text{ mm} \approx 0.8 \cdot 10^{-2}$$

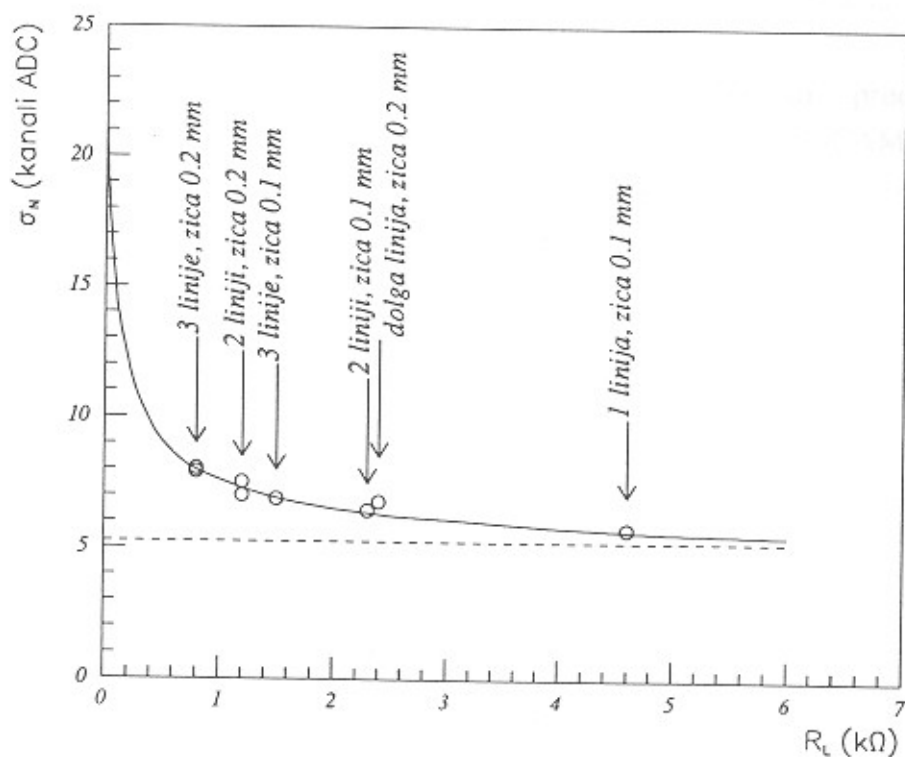
Dolžinska kapacitivnost zakasnilne linije s slike 6.2 je 1.3 pF/mm. Šumni naboj teče v oba konca linije zato je pol manjši kot po enačbi (6.1). Šumni naboj zakasnilne linije dolžine l je:

$$Q_n \approx 30 e^- \cdot \sqrt{l}$$

pri čemer je l izražen v mm. Šum $30 e^-$ ustreza 0.14 kanalom na sliki 6.10. Pri kratki liniji ($l = 10$ cm) izračunamo, da dielektrik poveča šum za 3 %, kar je znotraj napake meritve in ni opazno. Pri daljši liniji ($l = 29$ cm) je izračunano povečanje 7 % in ga na sliki 6.10 že opazimo (točka je 8 % višje kot krivulja).



Slika 6.9: Povečanje šuma s priključitvijo več zakasnilnih linij na vhod predojačevalca.



Slika 6.10: Izmerjene vrednosti šuma pri dodajanju različnih zakasnilnih linij na vhod predojačevalca v odvisnosti od bremena, ki ga predstavljajo linije. Krivulja je vzeta s slike 5.11b in predstavlja izmerjeno vrednost šuma uporabnega bremena.

7. ČITALNA ELEKTRONIKA

7.1 Splošno

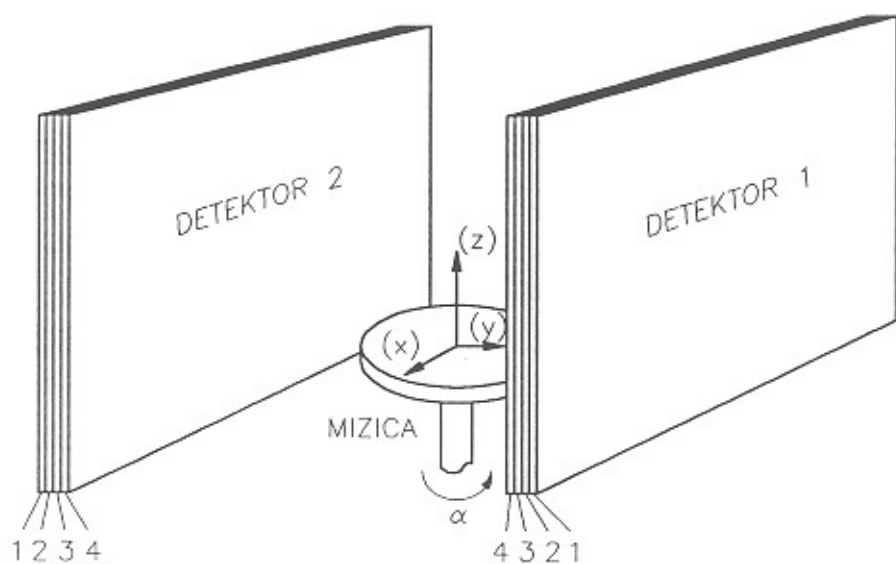
Poglavje vsebuje opis, umeritev in karakteristike čitalne elektronike za mali prototip PET aparature. Aparatura je sestavljena iz dveh detektorjev in vrtljive mizice, kamor pritrdimo objekt s pozitronskimi izvori (slika 7.1). Mizico poganja koračni motor z 200 koraki na en obrat. Detektorja imata aktivno površino $50 \times 50 \text{ mm}^2$ in sta postavljena v medsebojni razdalji 82 mm. Vsak detektor sestoji iz štirih plasti VŽPK z Bi/Pb konverterji in je opremljen s čitalnim sistemom na osnovi zakasnilnih linij.

S čitalno elektroniko določimo koincidenco dveh fotonov, izmerimo poziciji konverzije fotonov in kot zasuka objekta glede na aparaturo. Koordinatni sistem ima izhodišče v geometrijskem središču aparature. Os z je os vrtenja mizice, os x je vzporedna z detektorjema (slika 7.1). Konverzijska točka je podana s tremi koordinatami. Koordinati x in z izmerimo z zakasnilnimi linijami. Koordinato y podaja anodna ravnina, iz katere dobimo signal.

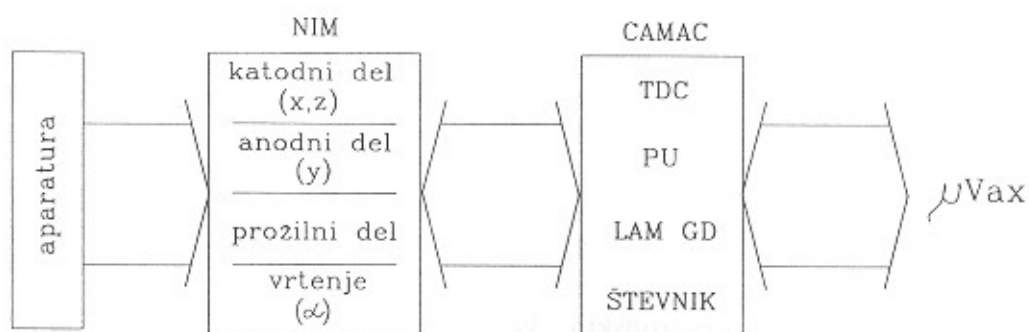
Čitalna elektronika sestoji iz zakasnilnih linij in predojačevalcev, ki so montirani na detektorju, NIM elektronskih modulov in CAMAC merilne elektronike (slika 7.2) ter je z vmesnikom v CAMAC-u povezana na računalnik $\mu\text{VAX II}$. NIM elektroniko sestavljajo ojačevalci, diskriminatorji in logične enote ter krmilnik koračnega motorja. V CAMAC-u so naslednji merilni moduli: 12 bitni, 8 kanalni časovno digitalni pretvornik z $2 \mu\text{s}$ območjem (TDC, Silena 4418/T), 16 bitni vhodni register (*Pattern Unit* PU, SEN 16P 2047), 32 bitni, 100 MHz števec (GEC Elliot SR 1608) in LAM GRADER (CES PLG 2113).

7.2 Elektronika detektorja

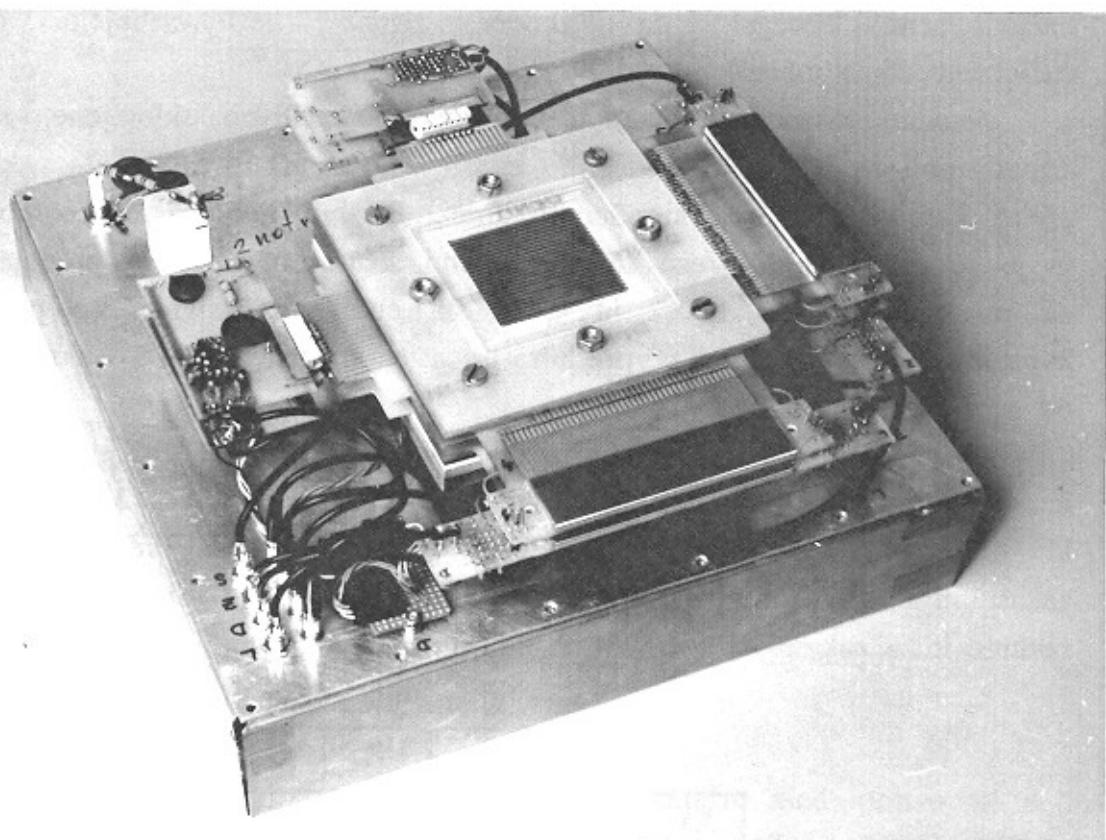
Detektor ima 8 elektronskih kanalov: 4 izhode iz zakasnilnih linij in 4 izhode iz anodnih ravnin (slika 7.3). Anodne ravnine so priključene na visoko napetost preko uporov velikosti $1 \text{ M}\Omega$. Anodne žice ene ravnine so zvezane skupaj in priključene na predojačevalec preko kondenzatorja 100 pF .



Slika 7.1: Prototip PET aparature. Definicija koordinatnega sistema.



Slika 7.2: Blok diagram čitalne elektronike.



Slika 7.3: Detektor.

Zakasnilnih linij je pet: dve na vertikalnih in tri na horizontalnih katodah. Zakasnilne linije so sklopljene kapacitivno s katodnimi pasovi, zato je vsak pas še ozemljen preko upora približno $100\text{ k}\Omega$, ki služi za odvajanje naboja. Katodna tiskanina ima katodne pasove na obeh straneh in je skupna dvema anodnima ravninama. Katodna pasova na nasprotnih straneh tiskanine sta kratko sklenjena in povezana z eno zakasnilno linijo. Vsaka zakasnilna linija razen prve in zadnje torej pripada dvema anodnima ravninama. Na ta način sem zmanjšal število zakasnilnih linij z 8 na 5.

Istoležni izhodi zakasnilnih linij so speljani na predojačevalce, ki so vgrajeni na obeh koncih spodnjih dveh zakasnilnih linij (slika 7.3). Na ostalih linijah so na koncih le zaključni upori $1.2\text{ k}\Omega$. Zakasnilne linije imajo ovoje iz 0.2 mm debele izolirane bakrene žice in zakasnitev približno 2 ns/mm .

Detektor varuje pred radiofrekvenčnimi motnjami aluminijasta škatla. Napajanje predojačevalcev je dodatno filtrirano z RC členom tik pri vhodu kabla v škatlo, prav tako je filtrirana tudi visoka napetost. Vsi kabli

so oklopljeni. Oklop je vezan na škatlo pri vhodu kabla vanjo. Na ta način sem dosegel, da izhodni signali ne vsebujejo opaznih radiofrekvenčnih motenj.

Anodne ravnine so med sabo rahlo kapacitivno sklopljene, zato se signal pojavi na več ravninah hkrati. Sosednji ravnini sta sklopljeni preko katod na skupni katodni tiskanini. Presluh ima nasprotno polariteto in je približno 5 %. Vezji med anodnimi žicami in vhodom predojačevalca na ravninah 1 in 3 ter 2 in 4, ki sta eno nad drugim, sta prav tako kapacitivno sklopljeni. Ta presluh je iste polaritete in dvakrat manjši od presluha preko katod.

Signal iz zakasnilnih linij je približno štirikrat nižji od signala iz anodnih ravnin (tabela 8). Ena katoda namreč sprejme 1/2 naboja plazmu, ki nato potuje po zakasnilni liniji v obe smeri. Predojačevalec na zakasnilni liniji torej zazna le 1/4 naboja plazmu. Signala iz anodne ravnine in iz zakasnilne linije sta prikazana na sliki 7.4.

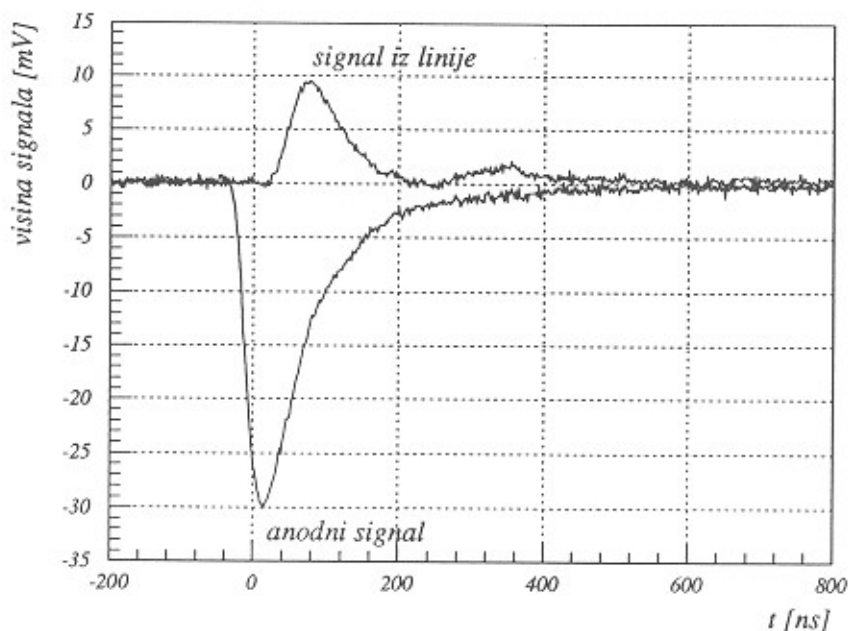
	L	D	Z	S
A1	3.1	3.3	4.2	3.7
A2	3.5	3.8	4.5	4.0
A3	3.3	3.8	4.2	4.3
A4	3.7	4.0	3.9	3.6

tabela 8: razmerje anodnih signalov proti signalom iz zakasnilnih linij. Merjeno z osciloskopom na izhodih ojačevalcev FTA 810.

Povprečno razmerje je 3.8 ± 0.4 .

7.3 NIM elektronika

Z NIM elektroniko pretvorimo analogne signale iz predojačevalcev v logične signale, ki jih vodimo v merilne enote v CAMAC-u. NIM elektronika je razdeljena na štiri dele. Katodni del oblikuje *STOP* signale za TDC iz analognih signalov iz zakasnilnih linij. Anodni del oblikuje logične signale za vhodni register (PU) iz signalov anodnih ravnin. Prožilni del vključuje koincidenčno enoto, ki jo proži sočasnost anodnih signalov iz obeh detektorjev in oblikuje prožilne signale za merilne module. Dobiva



Slika 7.4: Signal anihilacijskega fotona, izmerjen z digitalnim osciloskopom na izhodu predojačevalcev .

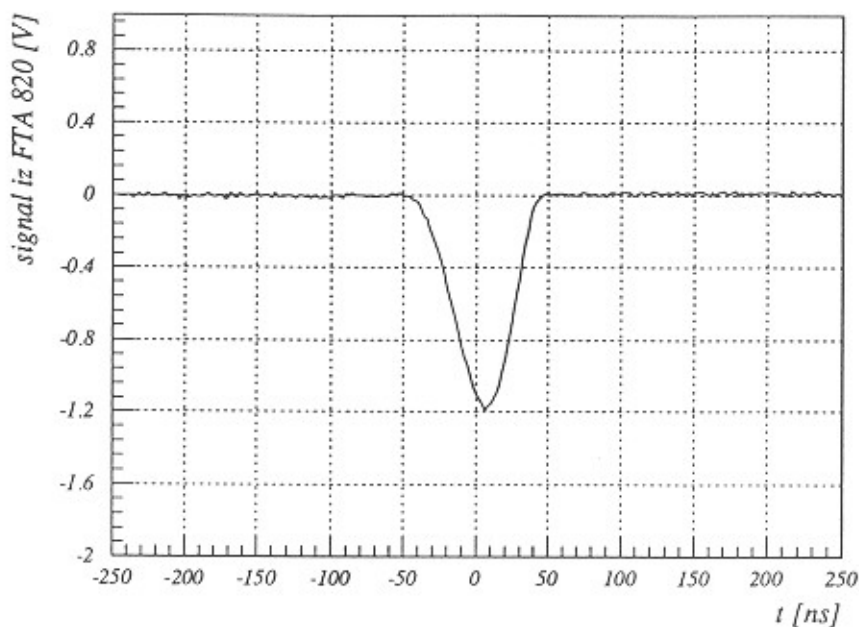
tudi informacijo o stanju "CAMAC BUSY", s katero med pretvorbo in prenosom podatkov v računalnik onemogoči nove prožilne signale. NIM elektronika vključuje tudi krmilnik koračnega motorja [30].

NIM elektroniko sestavljajo naslednji moduli:

- trije moduli FTA 820 (hitri nizkošumni ojačevalnik, 8 kanalov),
- štirje moduli CF 8000 (*constant fraction* diskriminator, 8 kanalov),
- modul CO 4010 (koincidenčna enota s štirimi vhodi, 4 kanali),
- modul LF 4000 (*logic FAN IN/FAN OUT*),
- modul GG 8000 (enota, ki omogoča nastavitve dolžine in zakasnitve signala, 8 kanalov),
- modul EC 1600 (pretvornik NIM v ECL signale, 16 kanalov),
- osem modulov DL 6001 (kabelski kasnilnik).

Moduli so izdelki družbe EG&G, Ortec.

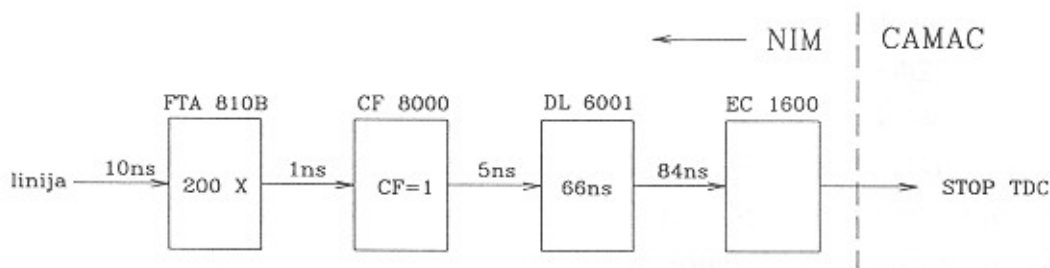
Ojačevalnik FTA 820 izdelujejo v treh verzijah. Verzija A ima ojačanje 200 in ne invertira signala, verzija B ima ojačanje 200 in signal invertira, verzija C ima ojačanje 20 brez inverzije. Frekvenčni obseg je od 10 MHz do 350 MHz, šum preračunan na vhod je $20 \mu\text{V}$ (r.m.s), linearno območje je od 0 do -5 V izhodne višine signala. Ojačevalec doda signalu zanemarljivo malo šuma, saj je slednji na izhodu predojačevalca približno $60 \mu\text{V}$ (glej poglavje 5.6.2). Zaradi razmeroma visoke spodnje meje frekvenčnega obsega ojačevalec diferencira vhodni signal. Izhodni



Slika 7.5: Signal anihilacijskega fotona, ojačan in oblikovan z ojačevalcem FTA 820

signal je skoraj simetrične oblike s celotno dolžino 100 ns in približno 150 krat višji od vhodnega (slika 7.5). Ojačevalec odreže pozitivni del signala.

Diskriminator CF 8000 je namenjen za *constant fraction* diskriminacijo. Delež (*constant fraction* CF) lahko spremenimo s tem, da zamenjamo hibridno vezje z upori. Z zamenjavo vezja lahko izberemo tudi *leading edge* način diskriminacije. Notranjo zakasnitev lahko nastavimo med 2 ns in 10 ns v petih korakih po 2 ns. Diskriminacijski nivo nastavljamo vsakemu kanalu posebej med -30 mV in -1 V. Dolžino izhodnega logičnega signala nastavimo vsem kanalom hkrati med 20 ns in 250 ns. Diskriminator ima še OR izhod in izhod z analogno vsoto vseh kanalov ter INHIBIT vhod.



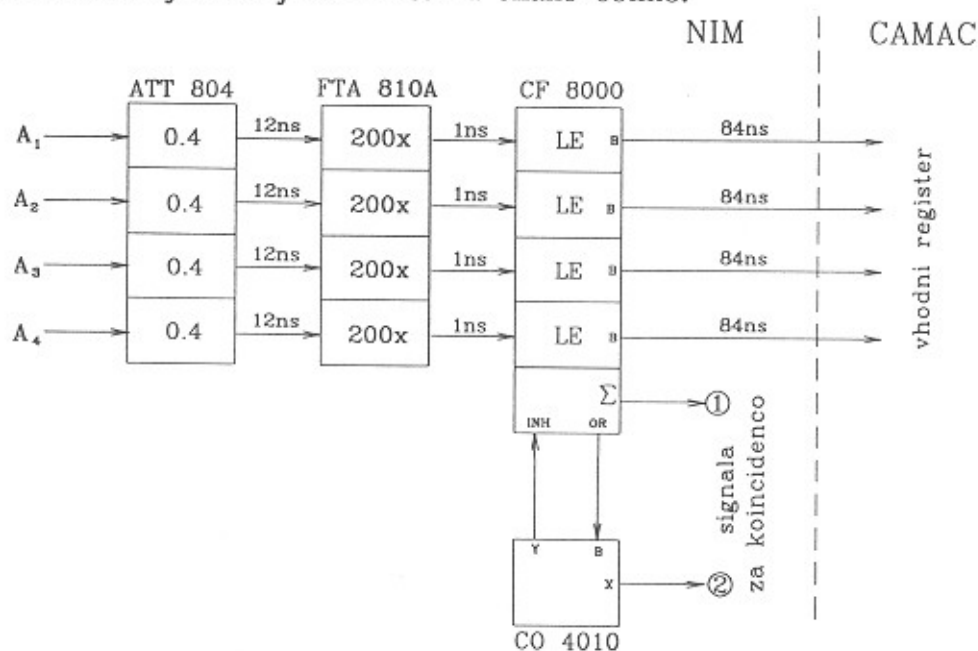
Slika 7.6: Katodni del NIM elektronike.

a.) Katodni del (slika 7.6):

Shema enega od osmih kanalov je prikazana na sliki 7.6. Signale zakasnilnih linij najprej ojačamo z FTA 820/B, nato jih vodimo v diskriminator CF 8000, ki deluje v *constant fraction* načinu (CF = 1, notranja zakasnitev je 10 ns). Diskriminacijski nivoji so nastavljeni med 40 mV in 50 mV, to je toliko, da šum sproži logični signal nekajkrat v sekundi. Logične signale nato zakasnimo, da prispejo na vhod TDC kasneje, kot *START* signal. NIM/ECL pretvornik potrebujemo, ker zahteva TDC modul ECL signale.

b.) Anodni del (slika 7.7):

Anodni signali so približno štirikrat višji od signalov zakasnilnih linij. Ker je dinamični razpon višin sunkov skoraj tolikšen, kot je razmerje med nasičenjem ojačevalca (5 V) in minimalnim nivojem diskriminatorja (30 mV), sunke najprej zmanjšamo z modulom ATT 804 približno na velikost sunkov iz zakasnilnih linij, nato pa ojačamo z FTA 820. Diskriminacijske nivoje nastavimo na minimum (30 mV) in izkoristimo celoten dinamični razpon ojačevalca. To je pomembno, saj signale uporabimo tudi za proženje koincidence, kjer zaradi boljše časovne ločljivosti uporabimo *constant fraction* diskriminacijo. Za ta način diskriminacije morajo imeti sunki enako obliko.



Slika 7.7: Anodni del NIM elektronike.

Signali posameznega detektorja gredo na diskriminator, ki deluje v *leading edge* načinu. Izhod OR podaljšamo z enim od kanalov modula CO 4010 in ga vodimo nazaj na INHIBIT vhod. Logični impulz se pojavi le na kanalu z najvišjim vhodnim sunkom. Tako se izognemo temu, da bi dobili zaradi presluha logični impulz na več kanalih hkrati in bi koordinato y izmerili s preveliko napako.

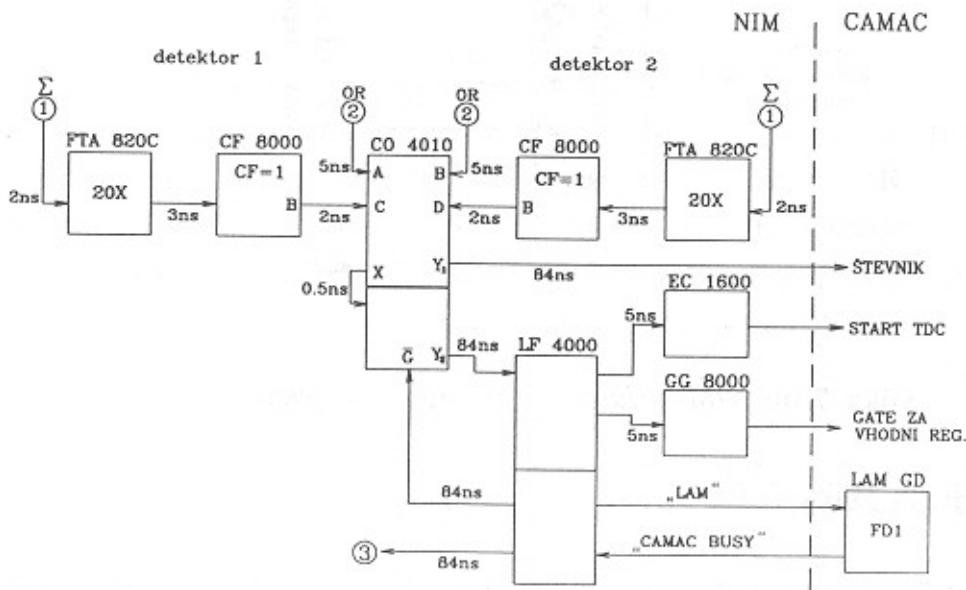
Logične signale z dolžino 300 ns vodimo v vhodni register v CAMAC-u. Analogno vsoto štirih anodnih signalov iz enega detektorja in njihov logični signal OR uporabimo za proženje koincidence.

c.) Prožilni del (slika 7.8):

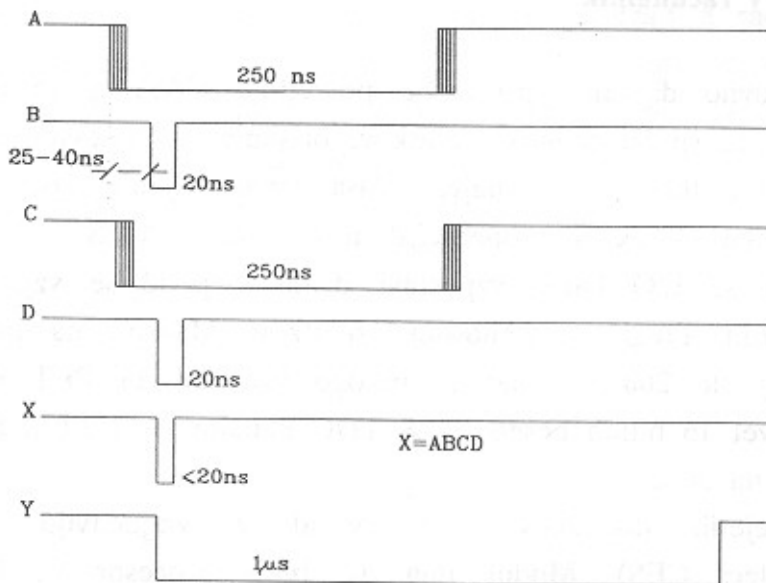
Na izhodu Σ diskriminatorja dobimo 1/16 analogne vsote vhodnih signalov. Le-to uporabimo za proženje koincidence. Najprej jo ojačamo z enoto FTA 820/C, da dobimo enako višino, kot jo ima sunek pri vходу v diskriminator, nato jo diskriminiramo v *constant fraction* načinu. Diskriminacijski nivo je nastavljen na minimum (30 mV).

Signal OR traja 250 ns in prispe v koincidenčno enoto 25 ns do 40 ns pred logičnim signalom analogne vsote. Prekrivanje obeh impulzov zato daje časovno dobro definiran impulz, hkrati pa določa prisotnost informacije o koordinati y na vhodnem registru. Nivoja *leading edge* in *constant fraction* diskriminatorjev namreč nista nujno enaka.

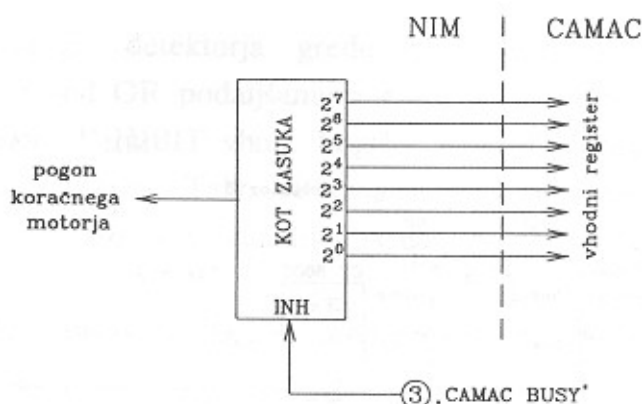
V koincidenčno enoto CO 4010 vodimo signala OR (A in B) in logična signala analogne vsote (C in D) obeh detektorjev. Časovno okno Δt je določeno z vsoto dolžin signalov C in D. Izhodna signala X in Y_1 sta podana s prekrivanjem vhodnih signalov (slika 7.9): $X = A*B*C*D$, ta signal je dolg toliko, kot traja prekrivanje, medtem ko signalu Y_1 dolžino lahko nastavimo. Izhod Y_1 povežemo s števnikom, ki ga uporabljamo za določitev mrtvega časa meritve. Izhod X povežemo z naslednjim kanalom na enoti CO 4010, v katerega vodimo še signal "CAMAC BUSY". Slednji ima logično vrednost ena, kadar poteka pretvorba in prenos podatkov. Z izhodnim signalom $Y_2 = A*B*C*D*\bar{G}$ prožimo meritev.



Slika 7.8: Prožilni del NIM elektronike.



Slika 7.9: Časovna shema logičnih signalov na koincidenčni enoti.



Slika 7.10: NIM elektronika za vrtenje objekta.

d.) Vrtenje objekta (slika 7.10):

Krmilni modul ima notranjo uro s frekvenco 40 kHz. Z deliteljem frekvence je krmilna frekvenca koračnega motorja znižana na 3.3 Hz. Ker moramo objekt posneti z vseh strani enakomerno, vrtimo mizico enakomerno v živem času in ne v realnem. Tek ure zato zaustavimo med vsakim aktivnim "CAMAC BUSY" signalom.

7.4 prenos podatkov v računalnik

Ob koncu časovno digitalne pretvorbe posreduje CAMAC računalniku INTERRUPT signal, ki sproži prenos podatkov, brisanje in ponovno pripravo merilnih modulov. Pri tem porabi največ časa vzpostavljanje I/O kanala, ki traja pri računalniku μ VAX II z operacijskim sistemom μ VMS 2 do 3 ms. Pri vsakem prenosu se I/O kanal vzpostavi dvakrat: prvič se vzpostavi z INTERRUPT signalom, drugič s prenosom podatkov. Maksimalna pogostost sprejetih dogodkov je le 200 s^{-1} , kar je mnogo premalo za PET meritev. Dogodek vsebuje devet 16 bitnih besed (= 8 TDC kanalov + 1 PU). Sprejete dogodke zapisujemo na disk.

Pogostost sprejetih dogodkov sem zvečal z vključitvijo modula StarBurst (proizvajalec: CES). Modul ima 16 bitni procesor in 128 kb RAM-a. Uporabil sem ga za branje merilnih modulov ter vmesno shranjevanje podatkov (vmesni pomnilnik za 1024 dogodkov). Dogodki so iz vmesnega pomnilnika prenešeni v računalnik μ VAX II vsakokrat, ko je pomnilnik poln. Maksimalna pogostost sprejetih dogodkov je 8000 s^{-1} .

Pri koincidenčni pogostosti R je pogostost sprejetih dogodkov:

$$R_A = \frac{R}{1 + R/R_m}$$

kjer je R_m maksimalna pogostost sprejetih dogodkov.

Hitrost sprejemanja podatkov $R_m = 8000 \text{ s}^{-1}$ za tomografiranje človeške glave komaj zadostuje. Pri koincidenčni pogostosti $R = 4000 \text{ s}^{-1}$ sprejemamo le 2666 dogodkov/s. Od teh je pri PET aparaturi sestavljeni iz dveh detektorjev velikosti $32 \text{ cm} \times 32 \text{ cm}$ z osmimi plastmi le $1/4$ dobrih, ostale so naključne koincidence ter sipane koincidence v glavi in v detektorju. Dobrih dogodkov je torej le 670 s^{-1} , čas preiskave pa 25 minut, če želimo zbrati 10^6 dobrih dogodkov.

Za tomografiranje človeške glave bi potrebovali pet do desetkrat hitrejši prenos podatkov. Poglavitna omejitev hitrosti prenosa je CAMAC sistem, katerega ukazni cikel traja približno $2.5 \mu\text{s}$. V enem ukaznem ciklu prenesemo po vodilu eno 16 bitno besedo (podatek ali ukaz). Merilni cikel je sestavljen iz časa A/D pretvorbe ($35 \mu\text{s}$), časa razpoznavanja signala LAM ($8 \mu\text{s}$) in iz časa branja ter čiščenja modulov ($28 \mu\text{s}$). Na vsakih 1024 merilnih ciklov prenesemo podatke iz vmesnega pomnilnika v računalnik, kar traja, preračunano na en dogodek, $53 \mu\text{s}$. Skupaj torej porabimo za meritev in prenos enega dogodka $125 \mu\text{s}$. Od tega traja A/D pretvorba le $35 \mu\text{s}$, ostalo pa porabi prenos podatkov.

Obetaven se zdi VME merilni sistem povezan z računalnikom Crimson (Silicon Graphics) in Lecroy-ev TDC 2277. Konverzijski čas slednjega je okrog $2 \mu\text{s}$. Po VME vodilu je mogoče prenašati podatke (32 bitne besede) s frekvenco 16 MHz. Skleпам, da bi lahko bila maksimalna pogostost sprejetih dogodkov do desetkrat večja.

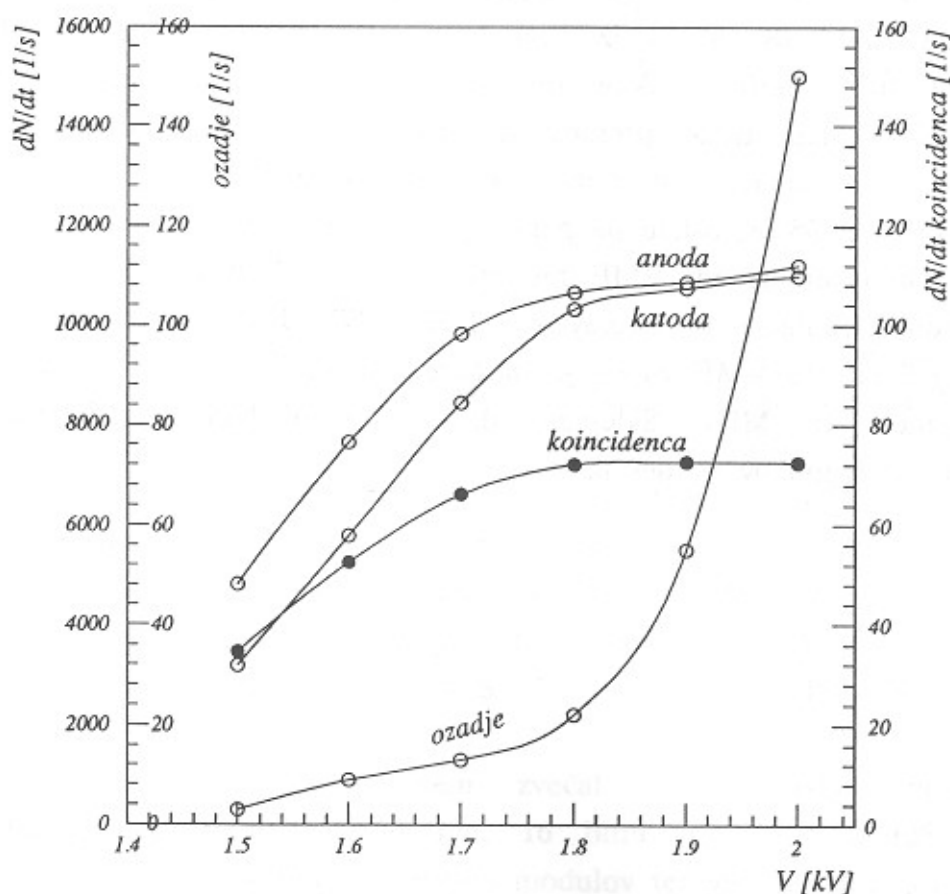
7.5 Umeritev aparature

a.) Nastavitev visoke napetosti:

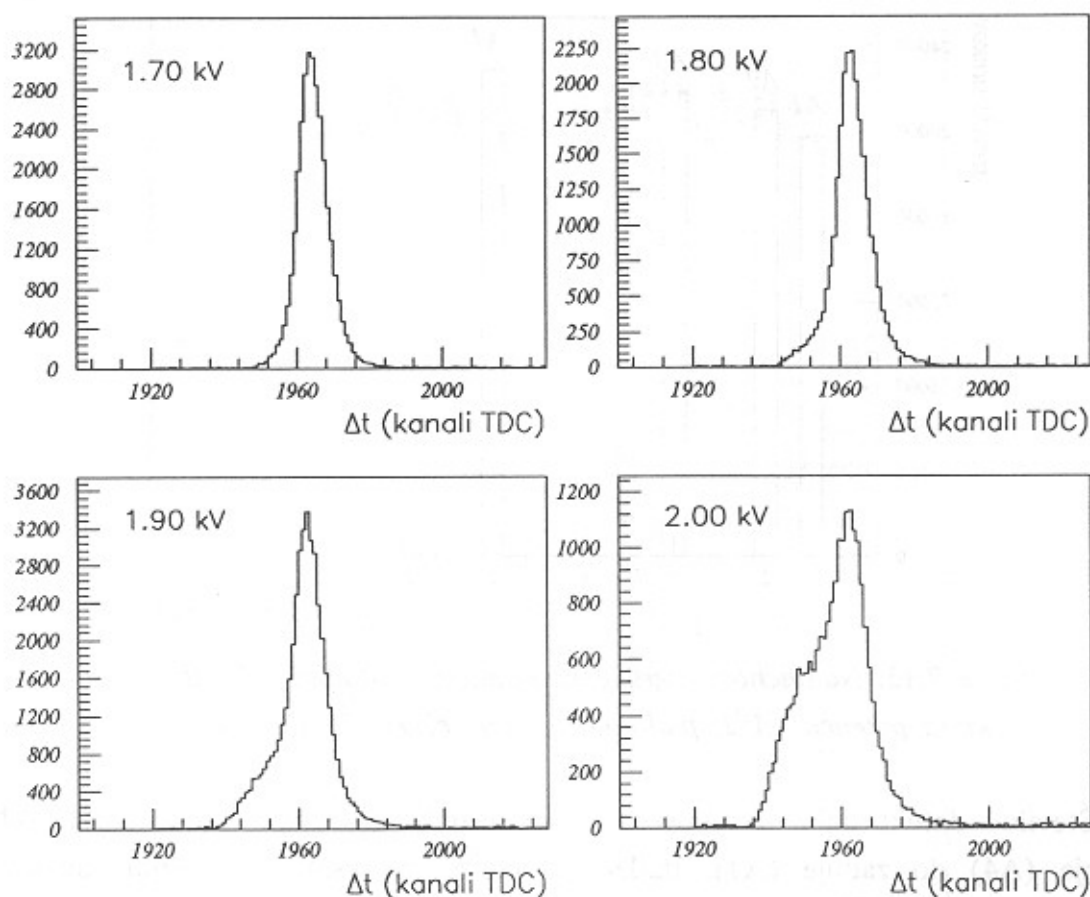
Zaradi dobre časovne ločljivosti in stabilnega delovanja aparature sta detektorja polnjena z metanom. Pogostost detektiranih fotonov v odvisnosti od visoke napetosti je prikazana na sliki 7.11. Plato za anodne signale je dosežen pri napetosti 1.80 kV, plato za signale iz zakasnilnih linij pa pri 1.90 kV.

Pri napetosti nad 1.80 kV se časovna ločljivost poslabša, ker so nekateri anodni signali že višji od dinamičnega obsega ojačevalca. Ti nasičeni sunki imajo vrh prej kot nenasičeni, zato se v časovnem spektru pojavi grbina pred vrhom (slika 7.12).

Visoko napetost nastavimo na 1.80 kV. Ozadje (slika 7.11) je še pred eksponentnim dvigom, izkoristek detekcije pa skoraj popoln ($=0.97$).



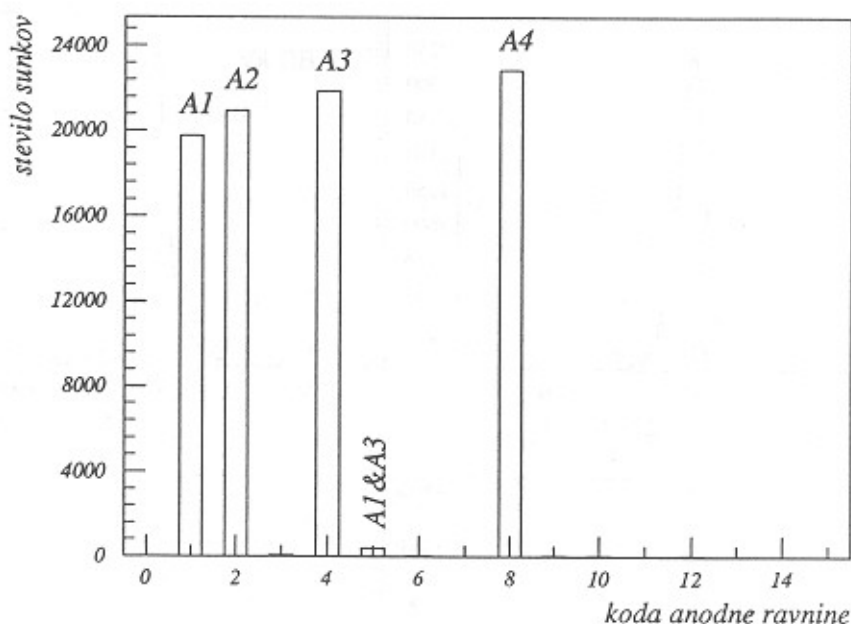
Slika 7.11: Odvisnost štetja od visoke napetosti za posamezni detektor in za detektor v koincidenzi s scintilatorjem.



Slika 7.12: Porazdelitev časovnih razlik med sunkom detektorja in sunkom plastičnega scintilatorja pri štirih napetostih. 1 kanal TDC ustreza 0.9 ns.

b.) koordinata y:

Koordinati y obeh fotonov sta zapisani v prvih osmih bitih besede iz vhodnega registra, drugih osem vsebuje kot zasuka. Prvi štirje biti pripadajo prvemu, drugi štirje drugemu detektorju. Koordinata je izmerjena natančno, če je le en bit od štirih enak ena. Natančnost meritve koordinata y v obliki histograma je prikazana na sliki 7.13. Abscisa je desetiški zapis štiri bitnega binarnega števila. Stolpec 4 n.pr. podaja število fotonov detektiranih v tretji anodni ravnini (4 = 0100 binarno). Stolpci 2^N , $N = 1,2,3,4$ torej podajajo število natančno izmerjenih koordinat y, ostali pa število nenatančno izmerjenih (dvojni in večkratni zadetki, presluh). Slednjih je 1 %. Le-te pri rekonstrukciji izločimo.



Slika 7.13: Natančnost meritve koordinate y . Stolpci s številko, ki ni potenca od 2, podajajo število večkratnih zadetkov.

Število detektiranih fotonov v posameznih ravninah se manjša od sprednje (A4) do zadnje (A1). Padeč je 4.2 % za vsako naslednjo ravnino in je posledica absorpcije fotonov v eni plasti. Izračunana vrednost absorpcije je 5 %.

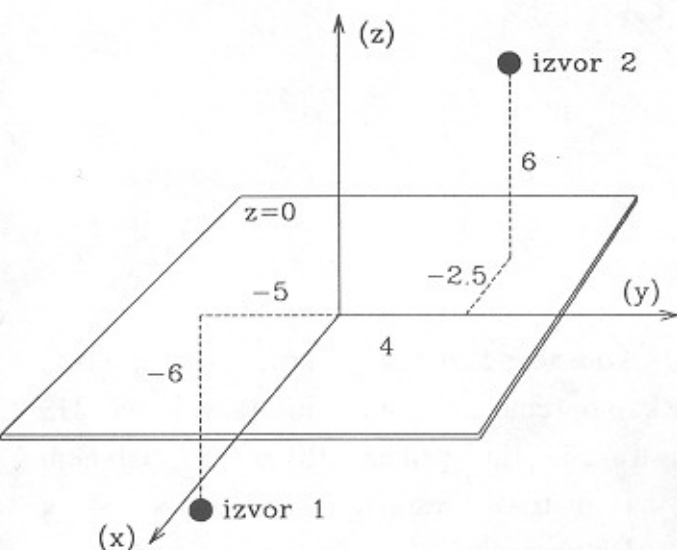
c.) Umeritev zakasnilnih linij:

Če VŽPK osvetlimo enakomerno z izvorom, opazimo v porazdelitvi detektiranih leg fotonov v smeri pravokotno na anodne žice ponavljajočo se strukturo (slika 7.14 b), ki je posledica dejstva, da je plaz lokaliziran na žico. Vrhovi v porazdelitvi torej podajajo lege žic, ki so znane na 50 μm natančno. S tem lahko zakasnilno linijo dovolj natančno umerimo.

Pri PET detektorju potekajo anodne žice lihih ravnin vodoravno, sodih navpično. Struktura žic je zato opazna v obeh smereh. Zakasnilne linije v smeri x umerimo s pomočjo fotonov, detektiranih v sodih anodnih ravninah, v smeri z pa s fotoni, detektiranimi v lihih anodnih ravninah. Le zadnjo zakasnilno linijo moramo umeriti s kolimiranim izvorom. Umeritvene krivulje petih zakasnilnih linij enega od detektorjev kažejo dobro linearnost (slika 7.15).

8. PRESKUS PROTOTIPA PET APARATURE

S prototipom aparature sem posnel tomografsko sliko dveh točkastih izvorov ^{22}Na . Izvora imata premer 1 mm in sta zalita v plastični nosilec (glej opis v poglavju 3.2.3). Med meritvijo je bila njuna aktivnost 1.59 MBq in 1.54 MBq. Pritrdil sem ju v medsebojni razdalji 15 mm, enega 6 mm nad ravnino $z = 0$, drugega 6 mm pod ravnino $z = 0$ (slika 8.1). Os z je os rotacije mizice, točka $(0,0,0)$ je geometrijsko središče aparature.



Slika 8.1:

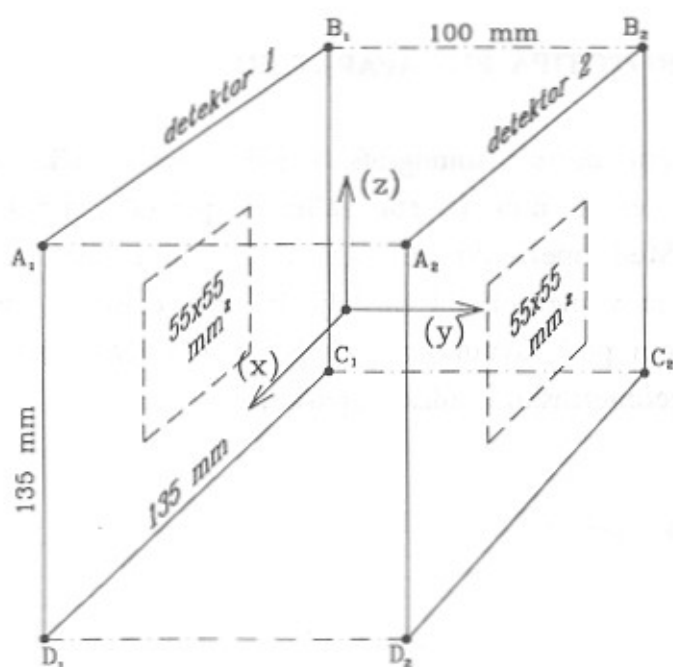
Postavitev dveh točkastih izvorov.

Aparatura je bila sestavljena iz dveh detektorjev z aktivno površino $50 \times 50 \text{ mm}^2$. Posamezni detektor je imel eno plast VŽPK in dva svinčena konverterja. Anodni ravnini sta bili v razdalji 59 mm od geometrijskega središča aparature.

Natančnost postavitve detektorjev in vrtljive mizice je bila naslednja (glej sliko 8.2):

- vzporednost detektorjev: razdalje nasprotnih vogalov ($\overline{A_1A_2}$, $\overline{B_1B_2}$, $\overline{C_1C_2}$ in $\overline{D_1D_2}$) so bile nastavljene na 0.5 mm natančno;
- zamik detektorjev: prava kota $A_2B_2B_1$ in $D_2A_2A_1$ sta bila natančna na 5 mrad.
- Položaj osi je bil znan z natančnostjo 0.1 mm.

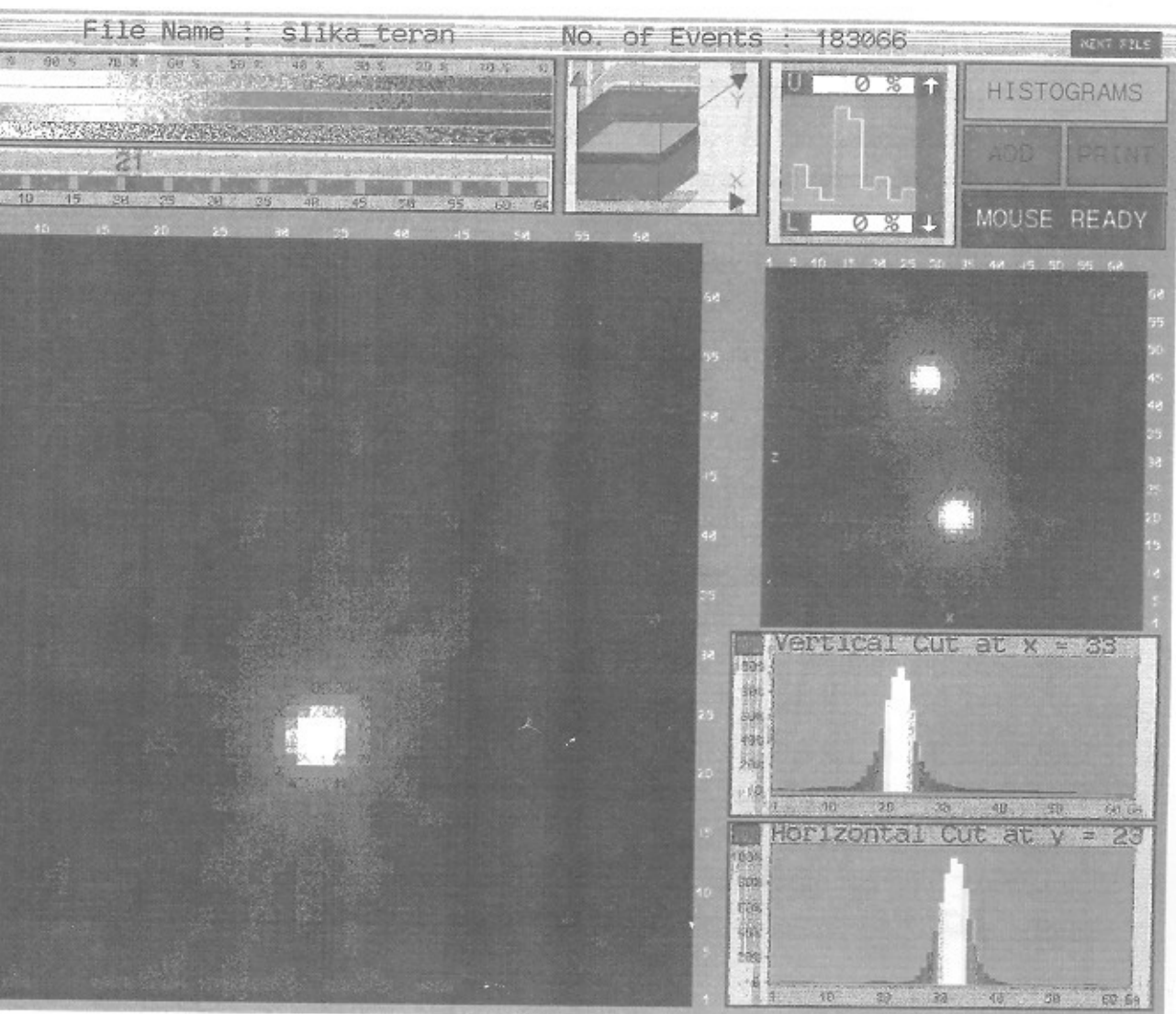
Detektorja sta bila polnjena z zmesjo 10% metan + 90% argon. Napetost je bila 1.20 kV. Izkoristek pri tej napetosti še ni popoln, doseže 90 % maksimalne vrednosti. Koincidenčno okno je bilo 100 ns.



Slika 8.2:
Postavitev detektorjev.

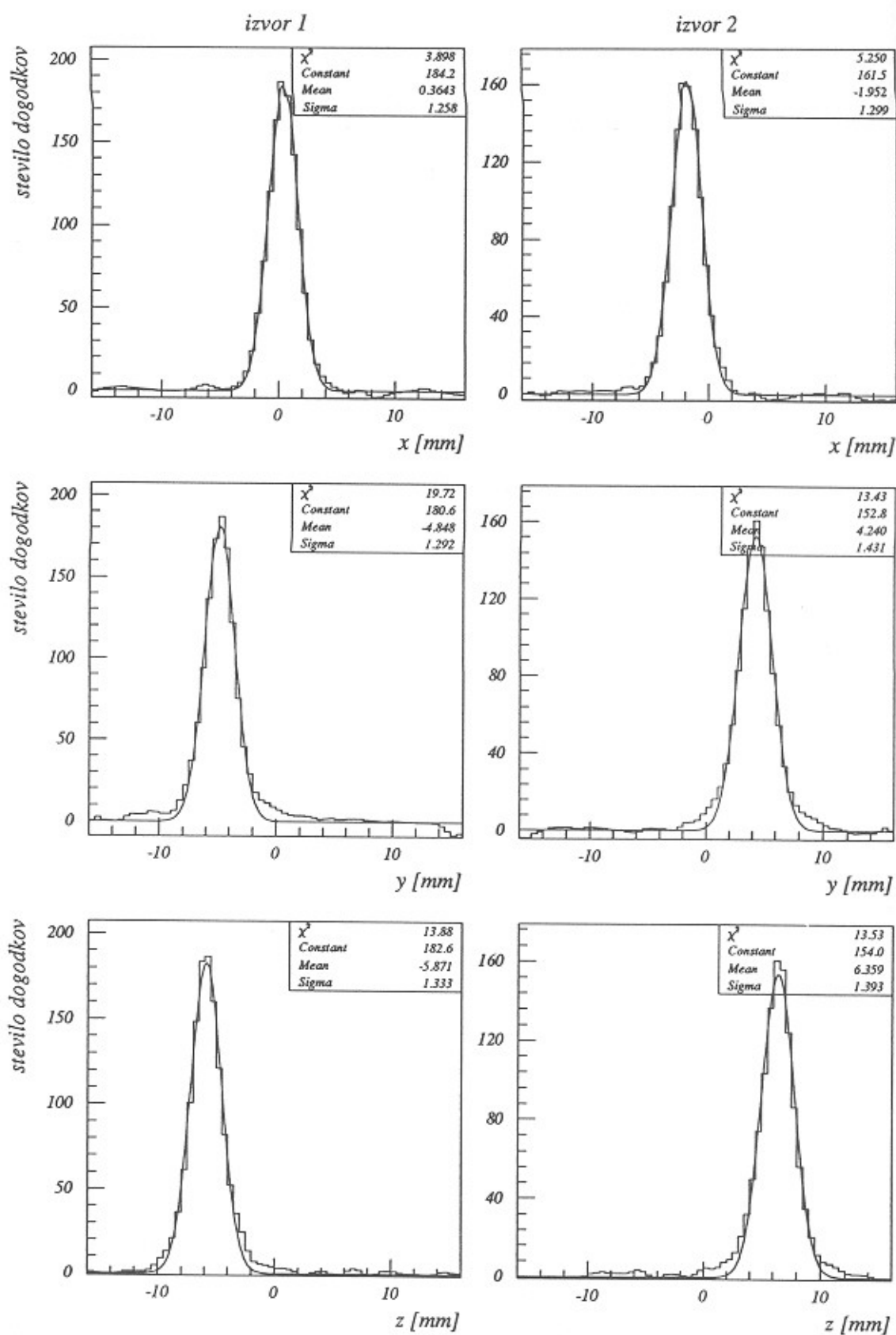
Meritev je vsebovala 330000 koincidenčnih dogodkov. Tomografsko sliko sem rekonstruiral s programsko opremo, ki smo jo razvili na IJS [31], [32]. Le-ta vsebuje rekonstrukcijo in prikaz slike na barvnem monitorju. Slika je rekonstruirana na matriki, sestavljeni iz $64 \times 64 \times 64$ slikovnih elementov (voxel). Rekonstrukcija 330000 koincidenčnih dogodkov na računalniku μ VAX IV traja 3.5 minute. Konstruiranje merjene funkcije zavzame večino časa, pri čemer je hitrost algoritma 1000 koincidenčnih dogodkov v sekundi. Dekonvolucija na matriki $64 \times 64 \times 64$ traja 26 sekund.

Tomografski posnetek dveh točkastih izvorov, kot ga prikažemo na barvnem monitorju, je na sliki 8.3. Slikovni element meri 0.5 mm, rekonstrukcijski volumen $32 \times 32 \times 32 \text{ mm}^3$. Večja slika levo prikazuje dvodimenzionalni prerez v vodoravni smeri skozi spodnji točkasti izvor. Debelina prereza je 0.5 mm, velikost je $32 \times 32 \text{ mm}^2$. Manjša slika desno kaže projekcijo rekonstrukcijskega prostora na stransko ravnino (x,z), na kateri vidimo oba izvora hkrati. Histograma desno spodaj prikazujeta vertikalni in horizontalni profil skozi izvor na večji sliki levo. Iz histogramov razberemo pozicijsko ločljivost tomografske slike. Le-ta je 3 mm (FWHM). Poljubne prereze v vseh treh smereh, kot tudi prikaz v štirih različnih barvnih lestvicah izbiramo z miško.



Slika 8.3: Tomografska slika dveh točkastih izvorov ^{22}Na .
Ločljivost slike je 3 mm.

Profili obeh izvorov v vseh treh smereh so prikazani tudi na sliki 8.4. Oblika profilov je skoraj Gaussova, le repi so nekoliko višji. Predvidevam, da je poglavitni vzrok za to statistične narave. Višina vrha porazdelitve namreč ustreza le 180 dogodkom pri prvem in 160 dogodkom pri drugem izvoru. Povprečje vseh šestih širin je $3.1 \text{ mm} \pm 0.2 \text{ mm}$ (FWHM). Ločljivost prototipne aparature za pozitronsko tomografijo se ujema z napovedjo iz poglavja 2.



Slika 8.4: Profili tomografske slike v treh smereh skozi oba izvora.

ZAKLJUČEK

V delu sem pokazal, da se z aparaturo za pozitronsko tomografijo na osnovi večžičnih proporcionalnih komor (VŽPK), lahko približamo fizikalni ločljivosti tomografske slike, ki je približno 2 mm. S tanko VŽPK, ki ima razmik med anodo in katodo le 1.5 mm, sem dosegel ločljivost slike 3.1 mm (FWHM). Pokazal sem, da tanka VŽPK z razmikom $L = 1.5$ mm in z $10 \mu\text{m}$ anodnimi žicami postavljenimi na vsaka 2 mm, deluje stabilno tudi pri razmeroma nezahtevnih mehanskih tolerancah izdelave. Detektor, polnjen z metanom ima za anihilacijske fotone pozicijsko ločljivost 2.7 mm (FWHM) in časovno ločljivost 8.1 ns (FWHM). S fotonskimi konverterji iz evtektične zlitine bizmuta in svinca, ki je nanešena na katode, je izkoristek ene plasti (VŽPK in dva konverterja) 0.54 %. Izkoristek lahko povečamo, če detektor sestavimo iz več plasti. Optimalno število plasti je med 8 in 16. Izkoristek detektorja z 8 plastmi je 3.5 %, s 16 plastmi pa 5.9 %. Energijska odvisnost izkoristka omogoča mehko diskriminacijo sipanih fotonov.

Navedene karakteristike detektorja sem lahko dosegel le s kvalitetno čitalno elektroniko, katere bistvena elementa sta nizkošumni in hitri nabožno občutljivi predojačevalc in zakasnilna linija z majhno disperzijo signala. Čitalna elektronika omogoča najmanj 95 % izkoristek detekcije konverzijskih elektronov vključno z določitvijo vseh treh koordinat zadetka fotona.

V izdelavi je velika PET aparatura, ki bo sestavljena iz dveh detektorjev velikosti $32 \times 32 \text{ cm}^2$. Posamezni detektor bo imel 8 plasti VŽPK s konverterji iz evtektika Bi/Pb. Detektorja bosta postavljena v medsebojni razdalji 58 cm in se bosta med meritvijo vrtela okrog objekta. Na osnovi rezultatov s prototipom, pričakujem naslednje karakteristike aparature:

- pozicijska ločljivost detektorja: 2.7 mm (FWHM)
- časovna ločljivost detektorja: 8 ns (FWHM)
- izkoristek detektorja: 3.5 %
- karakteristična pogostost R_k^0 : 56 kHz
- maksimalni prostorski kot: 15 %
- občutljivost za točkasti izvor: $5 \text{ s}^{-1}/\mu\text{Ci}$
- vidno območje: elipsoid z osmi 22 cm \times 22 cm \times 16 cm

Vidno območje je definirano s prostorom, katerega točke imajo

koincidenčni prostorski kot večji od 50 % maksimalnega.

Aparatura bo primerna tudi za tomografiranje človeške glave. Pri uporabi fluoro deoksi glukoze (FDG) pričakujem naslednje karakteristike:

- ločljivost slike: 3.1 mm (FWHM)
- delež sipanih koincidenč (faktor q): 60 %
- karakteristična pogostost R_k : 1.5 kHz
- efektivni prostorski kot: 10 %

V telo bi bilo potrebno vnesti spojino FDG aktivnosti 200 MBq (5 mCi). Pri tem bi pacient prejel radiacijsko dozo, ki je približno enaka naravni letni dozi (1 do 2 mSi). Približno ena petina vnosa se porazdeli v možganih. Pogostost čistih koincidenč bi v tem primeru bila 600 s^{-1} , pri čemer smo upoštevali efektivni prostorski kot (10 %), izkoristek detektorja (3.5 %) in verjetnost, da se fotona v anihilacijskem paru nista sipala pri prehodu skozi tkivo (18 %). V 30 minutah bi zbrali 10^6 čistih koincidenč.

Tomografska slika z ločljivostjo 3 mm (FWHM) bi vsebovala 50 % čistih koincidenč, 30 % sipanih koincidenč in 20 % naključnih koincidenč. Prostornina možganov je okrog 1 dm^3 . Ob predpostavki, da se glavčina FDG porazdeli le v nekaj predelov v možganih, ki skupaj ne zavzemajo več kot $1/10$ prostornine možganov, bi slikovni element velikosti $3 \times 3 \times 3 \text{ mm}$ vseboval v predelu s FDG v povprečju 300 čistih dogodkov.

V tabeli 9 so za primerjavo zbrane karakteristike PET aparatur: dveh aparaturni na osnovi VŽPK [3] [4], najsodobnejše scintilacijske aparature *ECAT scanner* [33], ki jo proizvaja družba Siemens in dveh izvedb našega VŽPK sistema, načrtovanega na podlagi rezultatov s prototipom. Aparatura TOMO 2/8 je v izgradnji. Aparatura TOMO 4/16 bi bila sestavljena iz štirih detektorjev velikosti $32 \times 32 \text{ cm}^2$, vsak pa bi imel 16 plasti.

Aparatura *ECAT scanner* je obročastega tipa. Sestavlja jo 16 obročev s premerom 60 cm in višino 6 mm. Kristali v obroču so BGO velikosti $6 \text{ mm} \times 6 \text{ mm} \times 35 \text{ mm}$.

Količine v tabeli 9 se nanašajo na tomografiranje človeških možganov. Ločljivost tomografske slike je povzeta po literaturi. Ostale tri količine so izračunane s simulacijo Monte-Carlo, kjer so bili kot podatki vnešeni izkoristek, časovna ločljivost in dimenzija aparature, kakršni so navedeni v literaturi. Občutljivost aparature S sem tu definiriral kot pogostost čistih koincidenč na enoto aktivnosti sevalca v glavi.

aparatura	δx [mm]	S [$s^{-1}/\mu Ci$]	R_k [kHz]	q [%]
HIDAC [3]	3.2	2.7	2.1	60
MARK II [4]	6	3.5	2.7	60
ECAT [33]	4.5	12	90	40
TOMO 2/8	3.1	0.8	1.5	60
TOMO 4/16	3.1	4.7	17	60

Tabela 9: Karakteristike aparatur za pozitronsko tomografijo:

δx ločljivost tomografske slike

S občutljivost aparature

R_k karakteristična pogostost

q delež sipanih koincidenc

REFERENCE

- [1] A. Fajgelj, J. Novak, P. Stegnar, V. Dimic, A. Kužnik, Vestn. Slov. Kem. Druš., 32/4(1985)319
- [2] P. Schotanus, Doktorska disertacija, Technische Hogeschool Delft, Delft, 1988
- [3] A.P. Jeavons, C. Parkman, IEEE Trans. Nucl. Sci. NS-30, No.1, (1983) 640
- [4] J.E. Bateman, R. Stephenson, J.F. Connolly, Nucl. Instr. and Meth. A269(1988)415
- [5] B. Schorr, D. Townsend, R. Clack, Phys. Med. Biol. 28/9(1983)1009
- [6] M. Rosina, Jedrska fizika, DMFA (1981)
- [7] W. Heitler, The Quantum Theory of Radiation, Oxford University Press, Amen House, London E. C. 4 (1949)
- [8] Review of Particle Properties, Phys. Lett. 170B(1990)
- [9] M. Starič, IJS DP-3933 (1985)
- [10] H.H. Seliger, Phys. Rev. 100/4(1955)1029
- [11] R.N. West, Adv. Phys. 22(1973)263
- [12] P. Colombo, B. Fiscella, L. Trossi, Il Nuovo Cimento, 38/2(1965)707
- [13] F. Sauli, CERN Yellow Report 77-09 (1977)
- [14] M. Starič, Diplomsko delo, Univerza v Ljubljani, FNT, Fizika, 1982
- [15] M. Starič, Magistrsko delo, Univerza v Ljubljani, FNT, Fizika, 1988
- [16] P. Rice-Evans, Spark, Streamer, Proportional and Drift Chambers, The Richelieu Press, London, 1974
- [17] Luma Metall, Sweden, tovarniški katalog
- [18] M. Starič, A. Stanovnik, IJS DP-4022 (1985)
- [19] M. Starič, D. Brajnik, V. Cindro, S. Korpar, P. Križan, A. Stanovnik, Nucl. Instr. and Meth., A320(1992)600
- [20] L. V. Spencer, Phys. Rev. 98/6(1955)1597
- [21] Handbook of Chemistry and Physics, 56th edition, CRC Press, 1975

- [22] Isert Electronic, Eiterfeld, Nemčija
- [23] D. Townsend, P. Frey, A. Donath, R. Clack, B. Schorr, A. Jeavons, Nucl. Instr. and Meth., 221(1984)105
- [24] P. Horowitz, W. Hill, The Art of Electronics, Cambridge University Press, 1980
- [25] V. Radeka, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., 38(1988)217
- [26] H. van der Graaf, Doktorska disertacija, Technische Hogeschool Delft, Delft, 1986
- [27] M. Zavrtanik, Diplomsko delo, Univerza v Ljubljani, FER, 1991
- [28] H. E. Kallmann, Proceedings of the I.R.E. and Waves and Electrons, str. 645 (1946)
- [29] R. Bellazzini, A. del Guerra, M.M. Massai, M. Ragadini, G. Spandre, G. Tonelli, Nucl. Instr. and Meth., 190(1981)627
- [30] M. Gerl, IJS, načrt in izdelava krmilnika koračnega motorja
- [31] D. Korbar, A. Stanovnik, M. Starič, IJS DP-5183 (1988)
- [32] D. Korbar, IJS DP-5632 (1989)
- [33] ECAT Scanners, Siemens, tovarniški katalog, 1991
- [34] A. Jeavons, K. Kull, B. Lindberg, G. Lee, D. Townsend, P. Frey, A. Donath, Nucl. Instr. and Meth., 176(1980)89
- [35] Photon Cross Sections, Attenuation Coefficients and Energy Absorption Coefficients from 10 keV to 100 GeV, NBS 29, 1969