Univerza v Ljubljani
Fakulteta za Matematiko in Fiziko
Oddelek za Fiziko

Matematično-fizikalna smer

Tadej Mali

Postavitev sistema za rentgensko slikanje z mikropasovnimi silicijevimi detektorji

Mentor: doc. dr. Marko Mikuž

Delo je pripravljeno po razpisu odbora za Prešernove nagrade študentom za leto 1997, pod mentorstvom doc. dr. Marka Mikuža in somentorstvom dr. Vladimirja Cindra.

Ljubljana, 1997

Diplomsko delo sem opravil na Odseku za eksperimentalno fiziko osnovnih delcev Instituta Jožef Stefan v Ljubljani. Vsem sodelavcem odseka se zahvaljujem za pomoč pri delu in nadvse prijetno delovno ozračje.

Še posebej se želim zahvaliti mentorju, doc. dr. Marku Mikužu, ki je diplomsko delo omogočil, ga kasneje pazljivo prebral in vedno našel koristen nasvet. Prav tako se zahvaljujem tudi svojemu delovnemu mentorju, dr. Vladimirju Cindru; brez njega tega diplomskega dela ne bi bilo. Vodil me je skozi moje prve korake v svetu silicijevih detektorjev in mi vedno znal svetovati, ali kritično opomniti na moje napake.

Posebna zahvala gre tudi Eriku Marganu, ki je pripravil kontrolni sistem. Njegovo mojstrsko poznavanje elektronike mi je bilo v veliko pomoč.

Zahvaljujem se tudi prof. dr. Alojzu Kodretu in Roku Prešernu, dipl. inž z Odseka za fiziko nizkih in srednjih energij na IJS, ki sta mi omogočila delo z rentgensko cevjo, s katero sem napravil nekaj posnetkov.

Moji starši so mi pomagali in me vzpodbujali skozi vsa leta mojega študija. Za ves njihov trud se jim najlepše zahvaljujem.

Diplomsko delo posvečam svoji ženi Marji in se ji zahvaljujem za vse razumevanje in podporo, ki sem jo bil deležen med študijem.

Izvleček

V diplomskem delu sem opisal sistem za rentgensko slikanje z uporabo silicijevih mikropasovnih detektorjev. Silicijevi detektorji so orientirani tako, da rentgenski fotoni padajo nanje s strani. Na ta način zagotovimo, da se bodo v siliciju absorbirali praktično vsi fotoni. Prve slike preprostih objektov kažejo, da bi lahko zaznali objekte z nizkim kontrastom, velikosti okoli 500 μm, pri prejeti vstopni kožni dozi 2-4 mGy na preiskavo (odvisno od debeline tkiva).

Ključne besede: silicijevi mikropasovni detektorji, digitalno rentgensko slikanje, zaznavanje posameznih fotonov, mamografija

PACS:

- 29.40.Wk Detektorji iz trdne snovi
- 78.50.Ge Polprevodniki
- 87.59.Hp Digitalna radiografija
- 87.59.Ek Mamografija

Abstract

A x-ray imaging system is described, using silicon microstrip detectors. Strips are oriented in parallel with the incident photon beam, so that all radiation is absorbed in the detector, yielding high efficiency. First images of simple objects show, that small, low-contrast (a few percent) objects with dimensions around 500 μm can be seen with a dose aroud 2-4 mGy per investigation (depends on the tissue thickness).

Keywords: Silicon Microstrip Detectors, Digital X-ray Imaging, Single Photon Detection, Mammography

PACS:

- 29.40.Wk Solid-state detectors
- 78.50.Ge Semiconductors
- 87.59.Hp Digital radiography
- 87.59.Ek Mammography

Kazalo

Uvod

Pozicijsko občutljivi polprevodniški detektorji so detektorji z zelo dobro prostorsko ločljivostjo. Dandanes se največ uporabljajo v fiziki visokih energij. Z njimi lahko določimo mesto, kjer delec preleti detektor, na nekaj μm natančno. Najpogosteje se uporabljajo za določanje mesta interakcije – to so mikroverteks detektorji, ki so sestavni del večine spektrometrov na večjih pospeševalnikih. Namenjeni so predvsem rekonstrukciji razpadnih mest delcev z življenjskimi časi nekaj pikosekund – sekundarnih verteksov kratkoživih delcev.

Pred nekaj leti se je porodila zamisel, da bi pozicijsko občutljive polprevodniške detektorje lahko uporabili pri rutinskih rentgenskih preiskavah. Da bi čimbolj zmanjšali redno izpostavljanje tkiva ionizirajočemu sevanju, potrebujemo za detekcijo rentgenskih žarkov medij s čimvečjim izkoristkom. Od silicijevih detektorjev lahko pričakujemo visok izkoristek, dobro prostorsko ločljivost (reda velikosti $100\mu m$) in digitalno sliko. Ker želimo slikati žive objekte, mora biti čas slikanja nekaj sekund. Zato potrebujemo tudi hitro bralno elektroniko, ki zmore v realnem času obdelovati mnogo kanalov hkrati.

V prvem delu svojega diplomskega dela sem opisal osnove delovanja polprevodniških detektorjev in njihove lastnosti, ki jih moramo upoštevati, če želimo napraviti dober rentgenski posnetek.

Drugi del je namenjen osnovam rentgenskega slikanja. V njem sem opisal reakcije med fotoni in snovjo, nastanek rentgenske slike in nekaj parametrov, s katerimi ocenjujemo kvaliteto slike.

V tretjem delu sem predstavil elemente svojega sistema. Opisal sem bralno elektroniko in detektor. Preveril sem tudi njuno delovanje in izmeril karakteristike. Bralno elektroniko in detektor sem najprej testiral vsakega posebej, nato pa sem jih povezal in preskusil.

V četrtem delu sem predstavil končne rezultate svojega dela. Slikal sem nekaj preprostih predmetov in ocenil kakovost slik.

V zaključku so povzete glavne ugotovitve in ocenjena prejeta doza pri mamografskem posnetku z uporabo silicijevih detektorjev.

V dodatku sem podal tehnični opis elektronike, namenjene branju podatkov z detektorja in povezavi z računalnikom.

1. Poglavje

Pozicijsko občutljivi polprevodniški detektorji

1.1 Osnove delovanja

V tem razdelku bom na primeru silicija opisal lastnosti, ki so potrebne za razumevanje delovanja polprevodniških detektorjev. Vse enačbe, ki jih bom navedel, so izpeljane v približku Fermijevega plina prostih elektronov in ob predpostavki, da so vse nečistoče ionizirane. Vse splošne ugotovitve veljajo tudi za ostale polprevodniške detektorje.

1.1.1 Lastnosti silicija

Detekcija delcev v polprevodniškem detektorju temelji na tvorbi parov elektron-vrzel pri prehodu nabitega delca ali fotona skozi snov. Naboj, ki tako nastane, zberemo na elektrodi in ga merimo. Energijska špranja E_g v siliciju je 1.12 eV, kar je tudi najmanjša potrebna energija za tvorbo para elektron-vrzel ("ionizacija" valenčnega elektrona), v povprečju pa je za tvorbo para potrebnih 3.6 eV (2.9 eV pri germaniju). To je dosti manj, kot v plinskih detektorjih, kjer je za tvorbo para elektron-ion potrebnih nekaj 10 eV (42 eV pri heliju in 22 eV pri ksenonu). Ionizacijska energija v plinih je reda velikosti 10 eV, vendar poleg ionizacije pride tudi do vzbujanja ionov, kar zahteva še dodatnih nekaj 10 eV na par elektron-ion.

Silicij je trdna snov, zato je v enaki prostornini več delcev, ki so na voljo za ionizacijo, kot v plinu. Povprečna izguba energije minimalno ionizirajočega nabitega delca na enoto razdalje je zato 390 $\frac{\mathrm{eV}}{\mu\mathrm{m}}$, (v plinu približno 0.5 $\frac{\mathrm{eV}}{\mu m}$) kar pomeni, da dobimo 108 parov elektron-vrzel na 1 μm snovi.

V primerjavi s plinskimi detektorji imajo polprevodniški detektorji tudi eno slabo lastnost. Lahko bi ustvarili dovolj močna električna polja, da bi prišlo do pomnoževanja naboja, tako kot pri plinskih detektorjih, vendar je tako pomnoževanje zelo težko nadzorovati. Zato moramo shajati z nabojem, ki nastane ob prehodu delca. S povečevanjem debeline detektorja bi dobili več naboja (in večji signal), vendar se zaradi prevelike količine materiala, v katerem pride do večkratnega Coloumbskega sipanja, preveč spremeni tir nabitega delca. Pri detekciji fotonov ni težav s Coloumbskim sipanjem, vendar je za predebele detektorje težje zagotoviti ustrezne delovne pogoje (razdelek 1.2.3). V praksi vzamemo detektor take debeline, da je razmerje signal-šum (S/N) ravno še dovolj veliko, da lahko dovolj natančno določimo tire nabitih delcev in hkrati zagotovimo delovne pogoje za detektor.

Tipična debelina silicijevih detektorjev je 300 μm, kar da pri prehodu nabitega delca skozi detektor v povprečju okoli $3.2 \cdot 10^4$ parov elektron-vrzel, ki jih z nizkošumno elektroniko že lahko zaznamo. Signal, ki nastane pri prehodu fotona z energijo okoli 20 keV skozi detektor, ni odvisen od debeline detektorja. Pri teh energijah fotoni večinoma povzročijo fotoefekt, torej v detektorju odložijo vso svojo energijo. Ob tem nastane okoli 5600 parov elektron-vrzel. Ker je povprečna prosta pot takih fotonov v siliciju kar 930 μm, se v 300 μm absorbira le 26% fotonov. Za visok izkoristek detektorja zato potrebujemo vsaj nekaj milimetrov silicija.

1.1.2 Prosti nosilci naboja

Nekaj snovnih lastnosti silicija, pomembnih za razumevanje delovanja silicijevih polprevodniških detektorjev, je zbranih v tabeli 1.1 [1].

Atomsko število	14
Atomska masa	28.09
Dielektričnost	12
Gostota	2.328 gcm^{-3}
Gostota atomov	$5.0 \cdot 10^{22}$cm^{-3}
Lastna gostota prostih nosilcev (n_i)	$1.5 \cdot 10^{10}$cm^{-3}
Efektivna gostota nivojev v prevodnem pasu (N_c) v valenčnem pasu (N_v)	 $2.80 \cdot 10^{19}$cm^{-3} $1.04 \cdot 10^{19}$cm^{-3}
Energijska reža (E_g)	1.12 eV
Gibljivost elektronov	0.15 m^{2}V^{-1}s^{-1}
Gibljivost vrzeli	0.045 m^{2}V^{-1}s^{-1}
K-absorbcijski rob	1.84 keV

Tabela 1.1: Nekatere snovne lastnosti silicija pri 300 K.

Prosti nosilci nabojev v polprevodnikih so elektroni v prevodnem pasu in vrzeli v valenčnem pasu. Gostota elektronov v prevodnem pasu n je podana z:

$$n = N_c e^{-(E_c-\mu)/kT}, \tag{1.1}$$

in gostota vrzeli v valenčnem pasu p z [2]:

$$p = N_v e^{-(\mu-E_v)/kT}, \tag{1.2}$$

kjer sta N_c in N_v efektivni gostoti nivojev v prevodnem in valenčnem pasu, E_c in E_v energiji prevodnega in valenčnega pasu, μ kemijski potencial, ter kT produkt Boltzmanove konstante in absolutne temperature. Glavna temperaturna odvisnost gostote prostih nosilcev je eksponentna, saj sta efektivni gostoti $N_{v,c}$ le šibko odvisni od temperature ($\mathcal{O}(T^{3/2})$). V vsakem polprevodniku je produkt gostot elektronov in vrzeli konstanten in neodvisen od kemijskega potenciala [2]:

$$np = N_c N_v e^{-(E_c-E_v)/kT} = N_c N_v e^{-E_g/kT} \tag{1.3}$$

Pri sobni temperaturi je v čistem siliciju gostota prostih nosilcev naboja približno $n = p = n_i = 1.5 \cdot 10^{10}$ cm^{-3}, tako da imamo v 300 μm debelem detektorju s površino 0.05 cm^2 kar $2.3 \cdot 10^7$ prostih nosilcev. To je približno tisočkrat več od ocenjenega signala $3.2 \cdot 10^4$ parov elektron-vrzel. V takih razmerah ne moremo uspešno zaznati preleta delca skozi detektor. Majhen signal bi bil naložen na veliko ozadje, ki fluktuira in s tem zakriva signal. Zato moramo ozadje prostih nosilcev naboja zmanjšati. Kako to napravimo, bom opisal v naslednjih razdelkih.

Veliko bolj kot čisti polprevodniki so zanimivi polprevodniki s primesmi. Če polprevodniku dodamo kemijsko soroden element (siliciju, ki je v četrti skupini periodnega sistema lahko dodamo elemente tretje ali pete skupine), se bo zelo dobro vključil v kristalno mrežo polprevodnika. Obenem dobimo še dodaten elektron ali vrzel, ki ju je zelo lahko odtrgati od nečistoče (nečistočo ioniziramo). Dodajanje nečistoč imenujemo začinjenje ali dopiranje polprevodnika. Ionizacijsko energijo dodatnega elektrona ali vrzeli izračunamo podobno kot energijo vodikovega atoma [2]:

$$E_d = -\frac{m^*}{m\epsilon^2} \cdot 13 \text{ eV}, \tag{1.4}$$

kjer sta m in m^* masa oz. efektivna masa elektrona/vrzeli ($m^*/m \approx 0.2$ v siliciju) in ϵ dielektričnost polprevodnika. Od tu sledi ocena $E_c - |E_d| \approx 0.03$ eV. Vidimo, da zadostuje že termična energija, da takšen elektron preide v prevodni pas oziroma vrzel v valenčni pas.

Kadar nečistoča prinese dodaten prost elektron, jo imenujemo donor, kadar pa dodatno vrzel, jo imenujemo akceptor. Običajno so v kristalu tako donorske kot akceptorske primesi. Glede na to, katerih je več, ločimo n tip polprevodnika (prevladujejo donorji) in p tip polprevodnika (prevladujejo akceptorji). V n tipu polprevodnika so večinski nosilci naboja elektroni, manjšinski pa vrzeli; v p tipu polprevodnika so večinski nosilci vrzeli, elektroni pa so manjšinski nosilci.

1.1.3 Stik p-n

Kadar staknemo polprevodnik (slika 1.1) tipa n s polprevodnikom tipa p, zaradi razlike v koncentraciji nosilcev na p oz. n strani pride do difuzije večinskih nosilcev. Elektroni iz območja n polprevodnika prehajajo na stran p polprevodnika in se tam rekombinirajo z vrzelmi, vrzeli pa iz strani p prehajajo na stran n in se rekombinirajo z elektroni. Tako nastane območje *brez* prostih nosilcev električnega naboja. To imenujemo osiromašeno območje. V področju z n polprevodnikom so ostali ionizirani donorji, ki imajo pozitiven naboj in v področju p so ostali ionizirani akceptorji, ki imajo negativen naboj (ioni nečistoč se ne morejo gibati, saj so del kristalne mreže). Plast prostorskega naboja, ki tako nastane, povzroči nastanek električnega polja, ki nasprotuje difuziji večinskih nosilcev. V ravnovesju električno polje, ki je nastalo, ravno uravnovesi gibanje prostih nosilcev zaradi difuzije. Višina skoka V_n je odvisna od čistosti polprevodnika. Kadar velja $N_a, N_d \gg n_i$, lahko izračunamo [1, 2]:

$$V_n = \frac{kT}{e_0} \ln \frac{N_a N_d}{n_i^2} = E_g + \frac{kT}{e_0} \ln \frac{N_a N_d}{N_c N_v}, \tag{1.5}$$

kjer sta N_a, N_d gostoti akceptorskih in donorskih primesi in e_0 velikost osnovnega naboja. Potencialni skok lahko še povečamo, če na stik p-n priključimo še zaporno napetost V_z. Celotni skok je potem $V_B = V_z + V_n$.

Na stiku p-n torej nastane območje prostorskega naboja, kjer *nimamo* prostih nosilcev naboja. Tak stik že lahko uporabimo kot detektor. Delec, ki preleti detektor skozi osiromašeno področje bo tvoril pare elektron-vrzel. Ta naboj lahko zberemo in dobimo merljiv signal. Če delec preleti detektor skozi neosiromašeno območje, se bo signal izgubil v ozadju prostih nosilcev. Kot bomo videli, je širina zaporne plasti nekaj mikrometrov. Širina zaporne plasti in s tem aktivni volumen detektorja se poveča, če na stik p-n priključimo zunanjo napetost.

Obliko potenciala in električnega polja lahko izračunamo iz Poissonove enačbe:

$$\frac{d^2V}{dx^2} = -\frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0}, \tag{1.6}$$

kjer je V potencial, ρ gostota naboja in ϵ dielektrična konstanta polprevodnika. Večino lastnosti p-n stika lahko kvalitativno pojasnimo že s približkom škatlasto porazdeljenega naboja (slika 1.1):

$$\rho(x) = \begin{cases} e_0 N_d & 0 \le x \le d_n \\ -e_0 N_a & -d_p \le x \le 0 \\ 0 & \text{drugod} \end{cases}, \tag{1.7}$$

kjer sta d_n in d_p širini osiromašenega področja na strani n in na strani p.

Poleg tega, da mora biti potencial zvezen in zvezno odvedljiv, upoštevamo še zahtevo po nevtralnosti stika p-n:

$$N_d d_n = N_a d_p \tag{1.8}$$

Debelino zaporne napetosti na strani p in n lahko zapišemo kot funkcijo napetosti V_B na stiku [1]:

$$d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{V_B}{N_a(1 + N_a/N_d)}}, \tag{1.9}$$

$$d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{V_B}{N_d(1 + N_d/N_a)}}. \tag{1.10}$$

Iz teh dveh enačb in iz enačbe 1.8 je razvidno, da je širina zaporne plasti obratno sorazmerna s koncentracijo primesi. V silicijevih detektorjih ponavadi velja $N_a \gg N_d$, torej je osiromašeno področje na strani p mnogo plitvejše kot na strani n. Tipične vrednosti koncentracij primesi so $N_a = 10^{21}$ m^{-3}, $N_d = 10^{18}$ m^{-3}, tako da sta pri zaporni napetosti $V_B = 100$ V debelini zapornih plasti $d_p = 0.4\,\mu$m in $d_n = 300\,\mu$m. Stran n je torej aktivni volumen detektorja, medtem ko stran p potrebujemo le za osiromašenje strani n in je zato lahko tanka. V tem primeru lahko enačbi 1.9 in 1.10 združimo in zapišemo:

$$d = d_p + d_n \approx d_n \approx \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0} \frac{V_B}{N_d}} \tag{1.11}$$

Debelina zaporne plasti je torej korensko odvisna od zaporne napetosti. Zato je tudi prostorski naboj v osiromašenem področju sorazmeren s korenom iz zaporne napetosti in kapaciteta detektorja C obratno sorazmerna s korenom zaporne napetosti:

$$C = \frac{dq}{dV} \propto \frac{1}{\sqrt{V}} \tag{1.12}$$

Po preletu ionizirajočega delca v aktivnem volumnu detektorja ostanejo pari elektron vrzel. Zaporna napetost loči in pospeši nastale pare (elektrone proti strani n in vrzeli proti strani p), kar zaznamo kot tokovni sunek. Pri zaporni napetosti 100 V je na stiku p-n povprečno električno polje $\mathcal{E} = 300\,$kV/m. Potovalno hitrost delcev izračunamo z enačbo [1]:

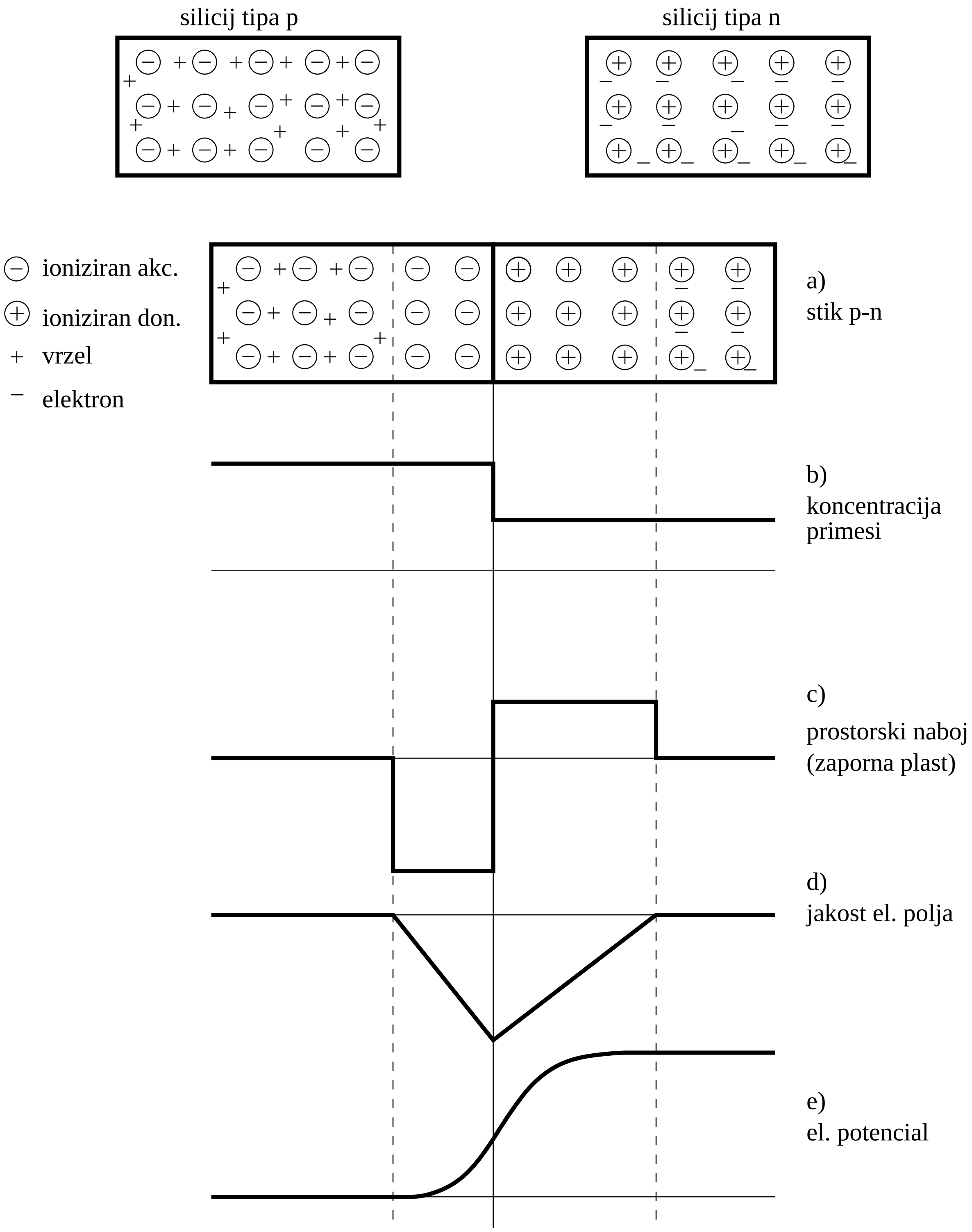
$$v = \mu\mathcal{E}. \tag{1.13}$$

Pri napetosti $V_B = 100$ V je potovalna hitrost elektronov $v_e = 45 \cdot 10^3$ m/s in vrzeli $v_h = 16 \cdot 10^3$ m/s. Elektroni iz celotnega aktivnega volumna se zberejo v približno 7 ns, vrzeli pa potrebujejo približno 20 ns [1]. To je le ocena, saj polje v resnici ni homogeno.

1.1.4 Zaporni tokovi

Zaradi končnih temperatur v detektorju neprestano nastajajo pari elektron-vrzel. V detektorju, ki ni priključen na napetost, se nastali pari spet rekombinirajo. Električno polje, ki je posledica zaporne napetosti, pa jih loči in vsake zase pospeši proti elektrodam. Tako nastali tok imenujemo zaporni tok. Če bi bil zaporni tok konstanten, nas niti ne bi motil. Ker pa njegova velikost fluktuira (fluktuacije so sorazmerne s korenom zapornega toka), se lahko zgodi, da signala ne moremo ločiti od fluktuacije.

Glede na področje nastanka parov ločimo dva prispevka k zapornemu toku. Če pari nastanejo znotraj osiromašenega področja, ga imenujemo generacijski zaporni tok; če pari natanejo v neosiromašenem področju, ga imenujemo difuzijski zaporni tok.



Slika 1.1: P-N spoj. a) Spoj dveh polprevodnikov različnega tipa. Na obeh straneh spoja nastane osiromašeno območje. b) Koncentracija primesi. c) Gostota naboja. d) Električno polje. e) Potencial

Če upoštevamo, da je v osiromašenem področju gostota nosilcev zelo majhna ($n,p \ll n_i$), je generacijski tok kar sorazmeren z debelino osiromašenega področja [1]:

$$j_{gen} = \frac{e_0 n_i}{\tau_0} d \propto \sqrt{V_B}, \tag{1.14}$$

kjer je τ_0 povprečni življenjski čas nosilcev naboja v osiromašenem področju. Ker je debelina osiromašenega področja sorazmerna s korenom zaporne napetosti, enaka odvisnost velja tudi za generacijski zaporni tok. To seveda velja le dokler se osiromašeno področje lahko širi. Ko je detektor popolnoma osiromašen, je generacijski zaporni tok neodvisen od zaporne napetosti.

Generacijski tok je tudi močno odvisen od temperature preko lastne gostote nosilcev naboja $n_i(T)$. Pri sobni temperaturi (293 K) se n_i poveča kar za dvakrat, če se temperatura dvigne za 8 K.

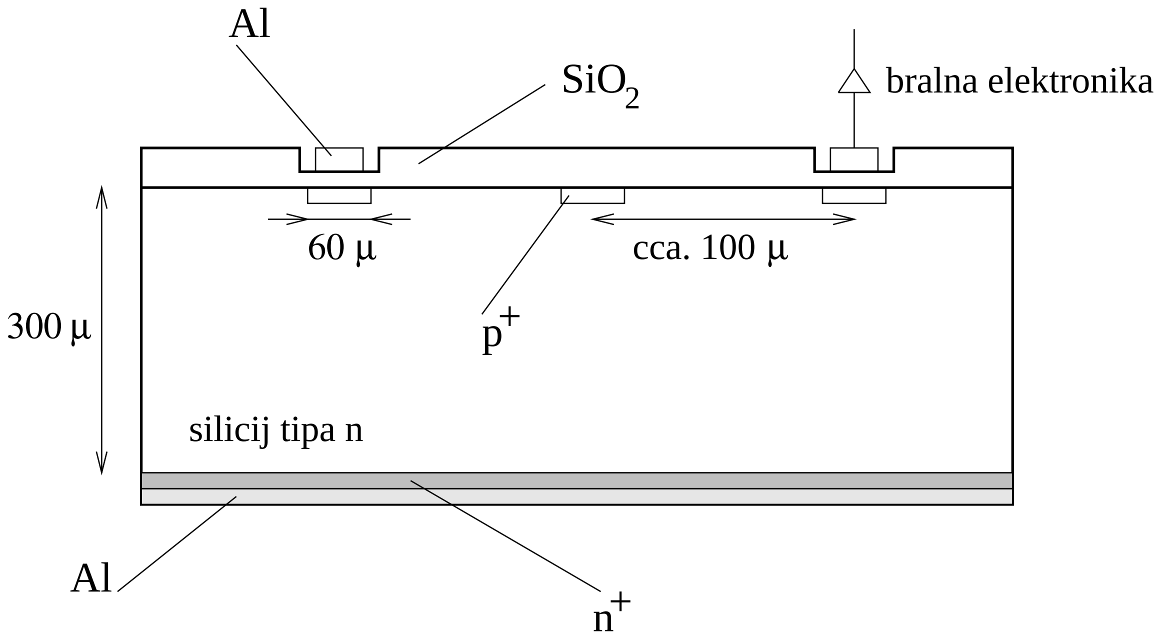
Življenjski čas je močno odvisen od generacijskih in rekombinacijskih procesov neželjenih primesi v polprevodniku. Zato je pomembno, da med izdelavo kristala poskrbimo, da kristal ostane čimbolj čist. Tako bomo podaljšali življenjske čase nosilcev naboja in s tem zmanjšali šum detektorja.

1.2 Silicijevi mikropasovni detektorji

1.2.1 Osnovna zgradba

Pozicijsko občutljive polprevodniške detektorje naredimo tako, da pri izdelavi stika p-n izdelamo debelo rezino n polprevodnika, ki jo uporabimo za aktivni volumen detektorja. Stran p pa je tanka (zato mora biti koncentracija nečistoč dosti večja kot na strani n) in razdeljena na mrežo tankih, vzporednih pasov. Pri takem načinu je bralni sistem sorazmeroma preprost, vendar dobimo tako le informacijo o eni koordinati. To pomanjkljivost lahko odpravimo, če tudi spodnjo stran razdelimo na pasove in tako dobimo še informacijo o drugi koordinati. V zagati pa smo, kadar skozi detektor priletita dva ali več delcev hkrati. V zadnjem času se zato uveljavlja delitev p strani na majhne pravokotnike. Pri taki delitvi dobimo obe koordinati hkrati. Vendar pri taki tehniki pride do zapletov pri bralni elektroniki (veliko število kanalov in veliko število kanalov brez dogodkov).

Pravokotni prerez silicijevega mikropasovnega detektorja je na sliki 1.2. Osnova detektorja je nekaj sto mikrometrov debel kristal silicija tipa n z veliko upornostjo ($\geq 3\,\mathrm{k\Omega cm}$). Spodnja stran je močno n dopirana (implantacija As) in prekrita z aluminijem. Ta plast preprečuje osiromašenemu področju doseg do površine in poskrbi za dober kontakt detektorja z virom napetosti. Na zgornji strani je mreža močno p dopiranih pasov (implantacija P ali B). Bralni pasovi so z elektroniko bralnega sistema povezani neposredno (DC sklopitev) ali preko kondenzatorja (AC sklopitev). Sklopitveni kondenzatorji so lahko že integrirani na samem detektorju (na implantacijo nanesejo še približno 100 nm silicijevega oksida in ga prevlečejo z aluminijem). Specifična kapaciteta sklopitvenih kondenzatorjev je okoli 70 pF/cm. Za pozicijske detektorje je



Slika 1.2: Prečni prerez silicijevega detektorja. Dimenzije so v mikrometrih.

bolj primerna kapacitivna sklopitev, saj z njo preprečimo zapornemu toku, da bi tekel v bralno elektroniko, signal pa ostane skoraj nespremenjen.

Zaporno napetost na detektor priključimo tako, da na spodnjo stran (n tip) priključimo visoko pozitivno napetost, bralne pasove pa ozemljimo. Pri AC sklopitvi bralne pasove ozemljimo preko velikega upora. Veliko upornost dosežemo s polikristalnimi silicijevimi uporniki, ki jih integriramo na detektor ali pa vsak pas povežemo z napajalno linijo preko tranzistorja FET. Pri detektorju, ki sem ga uporabljal, smo visoko upornost dosegli s tranzistorji FET.

1.2.2 Bralni in interpolacijski pasovi

Pri izdelavi polprevodniških detektorjev je eden od pomembnih parametrov tudi razdalja med pasovi, saj je od nje neposredno odvisna prostorska ločljivost.

V mikropasovnih detektorjih ima porazdelitev detektiranega naboja zaradi difuzije med potovanjem nosilcev naboja proti elektrodam tipično širino na polovični višini okrog $10\,\mu$m. Tipične razdalje med pasovi so danes okoli 50 do 100 μm, torej je se večina naboja zbere na eni sami elektrodi. Če za koordinato tira delca vzamemo sredino zadetega pasu, je nedoločenost koordinate podana s širino škatlaste porazdelitve: $\sigma = d/\sqrt{12}$, kjer je d razdalja med pasovi. Boljšo ločljivost bi dosegli, če bi bil naboj porazdeljen med dva ali tri sosednje pasove in bi iz porazdelitve naboja lahko izračunali mesto preleta nabitega delca. V ta namen med dva bralna pasova vrinemo en ali več interpolacijskih pasov. Naboj, ki se zbere na interpolacijskem pasu, se kapacitivno delno prenese na sosednja bralna pasova, delno pa na spodnjo stran. Večina delcev tako da signal na dveh bralnih pasovih, kar omogoča bistveno natančnejše določanje mesta prehoda skozi detektor.

Pri tehniki, kakršno sem uporabljal za detekcijo fotonov pri svojem delu, ne merimo velikosti signala na posameznem pasu, ampak samo štejemo zadetke. Zato si z interpolacijskimi pasovi ne moremo pomagati pri izboljšanju ločljivosti in je podana neposredno z razmikom med bralnimi pasovi.

1.2.3 Debelina detektorja

Tipična debelina polprevodniških detektorjev je 200 do 300 μm. Pri taki debelini pri detekciji nabitih delcev ravno še dobimo dovolj velik signal, da ga lahko ločimo od šuma, obenem pa tira delca ne zmotimo preveč.

Za visok izkoristek pri detekciji fotonov je ta debelina premajhna. Povprečna prosta pot fotona z energijo 20 keV v siliciju je 0.98 mm [3] in raste z energijo. Denimo, da želimo za vpadno ploskev uporabiti površino detektorja, ki je razdeljena na pasove. Zato bi morali izdelati nekaj milimetrov debel silicijev detektor, v katerem bi se vsi fotoni absorbirali. Pri tem bi naleteli na nekaj težav. Da debele detektorje lahko popolnoma osiromašimo, potrebujemo višje napetosti, te pa lahko pripeljejo do preboja in uničenja detektorja. Poleg tega debelejša osiromašena območja tudi povečajo zaporni tok in z njim šum.

Opisanim težavam se izognemo, če vzamemo več silicijevih detektorjev in jih orientiramo vzdolžno s smerjo vpadnih fotonov. Na ta način smo vpadno površino razdelili na mrežo pravokotnikov, katerih dimenzije so določene z debelino detektorja in razmikom med bralnimi pasovi. S tem smo fotonom nastavili nekaj centimetrov silicija, v katerem se vsi absorbirajo. Od detektorja z idealnim izkoristkom nas loči le še varovalni obroč okoli detektorja, v katerem se fotoni sicer absorbirajo, zaznamo pa jih ne.

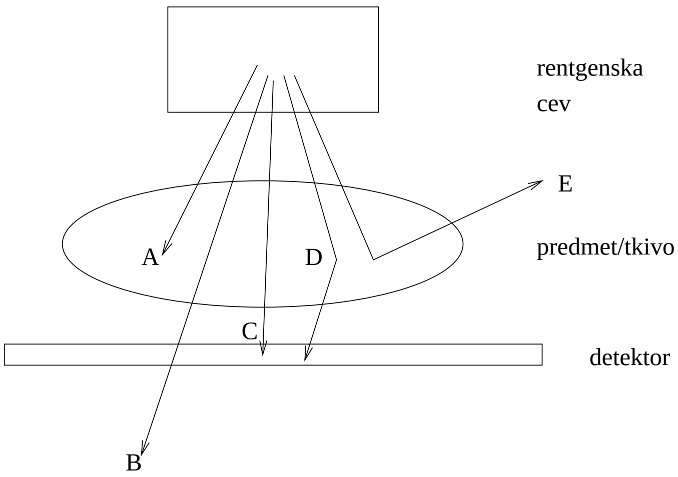
Debelina varovalnega obroča je lahko 0.3–1 mm, kar pomeni, da se v njem absorbira 30 do 80% vpadnih fotonov. Debelino varovalnega obroča bi najbrž lahko še zmanjšali, popolnoma pa se mu ne moremo izogniti. Potreben je zato, ker se pri rezanju kristala, na katerem je bil izdelan detektor, poškoduje kristalna struktura na robu, kjer režemo. Zaporni tok in z njim šum se zato močno povečata. Če pustimo dovolj širok varovalni obroč, poškodbe ne bodo segle do aktivnega volumna detektorja.

2. Poglavje

Osnove rentgenskega slikanja

2.1 Interakcije rentgenskih fotonov s snovjo

Na sliki 2.1 je prikazan princip rentgenskega slikanja. Iz rentgenske cevi izhajajo fotoni, ki nato reagirajo s predmetom preiskave in detektorjem. Fotoni se lahko absorbirajo v predmetu (A), lahko gredo skozi predmet in detektor, ne da bi reagirali (B), nemoteno preidejo predmet in povzročijo reakcijo v detektorju (C), se sipajo v predmetu in povzročijo rekacijo v detektorju (D) ali se sipajo v predmetu in nato ne reagirajo v detektorju (E). Pod reakcijo z detektorjem štejemo absorpcijo ali sipanje fotona v detektorju. Za nastanek slike so najpomembnejši procesi pod (A) in (C), saj lahko iz porazdelitve intenzitete prepuščenih fotonov sklepamo na atenuacijske lastnosti predmeta. Dogodki (B) nam ne povedo nič, motijo pa tudi ne. Drugače je s procesi (D), kjer fotoni spremenijo smer in s tem kvarijo ostrino slike, poleg tega neelastično sipanje prispeva tudi k povečanju prejete doze. Najslabši s stališca preiskovanca pa so procesi (E), ki prispevajo k povečanju doze, nič pa ne prispevajo h kvaliteti slike.



Slika 2.1: Osnovne komponente sistema za rentgensko slikanje.

2.1.1 Fotoefekt

Pri fotoefektu vpadni foton z energijo E_γ izbije iz atoma elektron s kinetično energijo E_{fe}, če je energija fotona večja od vezavne energije elektrona E_0. Izbiti elektron ima energijo

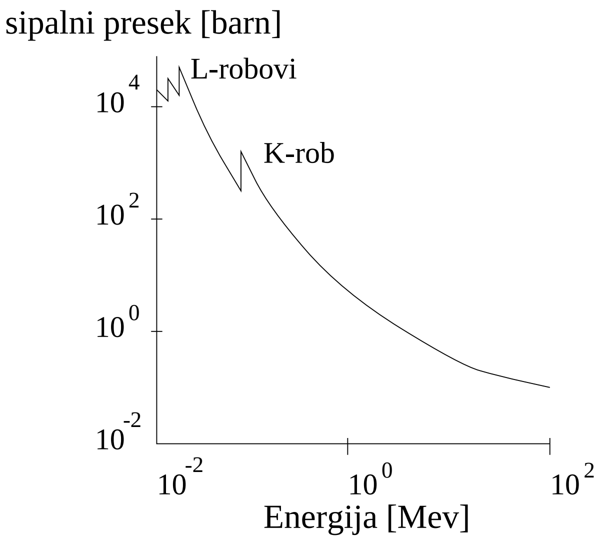
$$E_{fe} = E_\gamma - E_0, \tag{2.1}$$

vpadni foton pa je izginil (se je absorbiral). V zgornjem izrazu smo predpostavili, da ima atom neskončno maso. Korekcijski člen, ki upošteva odriv atoma, je pri energijah rentgenskih fotonov zanemarljiv.

Pri fotoefektu dobimo fotoelektron z energijo E_{fe}. Povprečna prosta pot elektrona z 20 keV v siliciju je 3 μm [4]. To pomeni, da bo z ionizacijo (tvorbo parov elektron-vrzel) oddal vso svojo energijo v pasu, kjer je prišlo do fotoefekta.

Pri fotoefektu je nastala vrzel v eni od notranjih lupin atoma. Ker imajo elektronska stanja v notranjih lupinah zelo nizko energijo, bo eden izmed zunanjih elektronov zapolnil nastalo vrzel. Razliko v energiji lahko odda na dva načina. Lahko izseva karakteristični rentgenski žarek, ali jo odda enemu od zunanjih elektronov in ga tako izbije iz atoma (tem elektronom pravimo Augerjevi elektroni). V snovi z nizkim Z pogosteje pride do Augerjeve emisije, v snovi z velikim Z pa do izsevanja karakterističnih rentgenskih fotonov [5]. Verjetnosti, da bo po fotoefektu prišlo do izsevanja karakterističnega rentgenskega fotona, rečemo fluorescenčni pridelek; v siliciju je njegova vrednost 0.05 [3]. Povprečna prosta pot 1.8 keV fotona v siliciju je 12.7 μm [3].

Tako Augerjevi elektroni kot tudi karakteristični fotoni imajo v siliciju zelo kratek doseg – nekaj μm. Zato bodo vso svojo energijo odložili blizu atoma, kjer je prišlo do fotoefekta. Celotna energija vpadnega fotona se bo torej absorbirala v ozkem področju in nastali naboj bo zbran na enem samem pasu.



Slika 2.2: Tipična odvisnost sipalnega preseka za fotoefekt, v odvisnosti od energije.

Tipična odvisnost sipalnega preseka za fotoefekt je na sliki 2.2 [6]. Pri energijah, ki so dosti večje od vezavne energije za lupino K, je sipalni presek majhen, vendar strmo narašča za fotone z manjšimi energijami. Takoj, ko energija vpadnih fotonov pade pod vezavno energijo K elektronov, sipalni presek spet močno pade, ker je energija fotonov sedaj premajhna, da bi izbili elektrone iz lupine K. Ta padec sipalnega preseka imenujemo absorbcijski rob K. Z manjšanjem energije presek ponovno strmo raste in nato pade pri energijah, ki ustrezajo orbitalam z manjšo vezavno energijo.

Kadar je energija vpadnih fotonov dosti večja od energijskega roba K velja:

$$\sigma_{\text{fotoefekt}} \propto Z^m E_\gamma^{-n}, \tag{2.2}$$

kjer je $m = 4.8$-5, $n = 3$-3.5 in Z vrstno število atoma [5, 7].

2.1.2 Comptonovo sipanje

Comptonovo sipanje je neelastično sipanje fotona na prostih elektronih. V snovi so elektroni sicer vezani, vendar je vezavna energija zunanjih elektronov (nekaj eV) dosti manjša od energije rentgenskih fotonov (nekaj keV), zato jih smemo obravnavati kot proste.

Foton z energijo E_γ izbije elektron iz atoma ter nadaljuje pot z energijo E'_γ in za kot θ odklonjen od prvotne smeri. Izbiti elektron ima energijo $T = E_\gamma - E'_\gamma$, giba pa se pod kotom ϕ glede na smer vpadnega fotona. Iz ohranitve energije in gibalne količine lahko izračunamo [5, 7]:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \qquad \text{in} \qquad \tan\phi = \frac{1}{(1+\alpha)\tan\theta/2}, \tag{2.3}$$

kjer je $\alpha = E_\gamma / m_e c^2$ razmerje med energijo vpadnega fotona in maso elektrona. Največja enegija, ki jo elektron lahko prejme je [5, 7]:

$$T_{\max} = E_\gamma \frac{2\alpha}{1 + 2\alpha} \tag{2.4}$$

To energijo elektron prejme, kadar se foton sipa v smeri nazaj.

Sipalni presek pri Comptonovem sipanju σ_c razdelimo na dva dela: sipalno komponento σ_s in absorbcijsko komponento σ_a, tako da velja [7]:

$$\frac{d\sigma_s}{d\Omega} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma}\frac{d\sigma}{d\Omega} \qquad \sigma_{\text{Compton}} = \sigma_s + \sigma_a \tag{2.5}$$

Absorpcijsko komponento uporabljamo za izračun doze pri preiskavi.

Sipalni presek za Comptonovo sipanje je le šibko odvisen od energije in linearno odvisen od vrstnega števila atomov v snovi Z [7]:

$$\sigma_c \propto Z \tag{2.6}$$

2.2 Kvaliteta slike

Snov, ki jo preiskujemo z rentgenskimi fotoni je sestavljena iz slojev različnih lastnosti in debelin. Lastnost, s katero pri rentgenskem slikanju razlikujemo tkiva, je linearni atenuacijski koeficient.

Sipalni presek za reakcijo fotona s tkivom je vsota vseh sipalnih presekov za posamezne procese,

$$\sigma = \sigma_{\mathrm{fotoefekt}} + \sigma_{\mathrm{Compton}}. \tag{2.7}$$

Linearni atenuacijski koeficeint dobimo, če sipalni presek pomnožimo z gostoto atomov v snovi $n_{at} = \rho N_A / A$:

$$\mu = \sigma n_{at} = \sigma \frac{N_A}{A} \rho. \tag{2.8}$$

Pri tem sta N_A Avogadrovo število in A atomska masa elementa. Atenuacijski koeficient nam pove, kolikšna je verjetnost za reakcijo fotona na enoto dolžine. Obratna vrednost atenuacijskega koeficienta $\lambda = 1/\mu$ je povprečna prosta pot fotona v snovi.

Škodljivost rentgenske preiskave in kakovost posnetka sta odvisni od številnih parametrov. Najpomembnejši med njimi so absorbirana doza, kontrast slike, šum in neostrost slike.

2.2.1 Absorbirana doza

Najprej si oglejmo pojem absorbirane doze. Absorbirana doza, z enoto Gy ali J/kg je energija odložena v tkivu na enoto mase tkiva. Več o škodljivosti sevanja nam pove ekvivalentna doza, z enoto Sievert, ki je enaka absorbirani dozi, pomnoženi z utežnim faktojem ω_R, ki je za rentgenske žarke enak 1, za delce α ali hitre nevtrone pa je lahko tudi 20. Nobena od teh dveh doz ni neposredno merljiva, zato merimo vstopno kožno dozo (od tu dalje VKD ali na kratko doza). VKD je absorbirana doza na mestu, kjer sevanje pade na obsevano površino. Pri medicinskih preiskavah mora biti prejeta VKD manjša od 10 mGy na preiskavo [4].

Poglejmo si, koliko energije odda rentgensko sevanje v tanki plasti snovi/tkiva. Verjetnost P, da bo vpadni foton reagiral v tanki plasti debeline d je

$$P = \sigma n d = \mu d, \tag{2.9}$$

kjer je σ totalni sipalni presek, n gostota atomov v snovi in μ atenuacijski koeficient. Od N vpadnih fotonov jih bo v snovi torej reagiralo PN in vsak od njih bo ob reakciji v tkivu odložil energijo $\bar{E}$, ki je v splošnem manjša od njegove vpadne energije E_γ. Skupna odložena energija v tkivu je torej

$$E = PN\bar{E} = \mu d N \bar{E}. \tag{2.10}$$

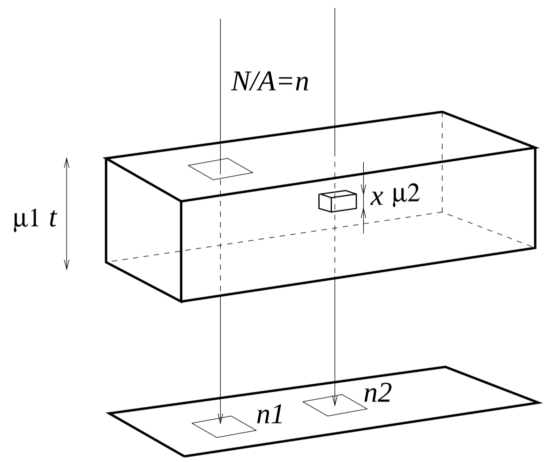
Vstopna kožna doza je energija, ki jo fotoni odložijo na enoto mase:

$$VKD = \frac{E}{m} = \frac{\mu dN\bar{E}}{\rho dS} = \frac{\mu}{\rho}\frac{N}{S}\bar{E} \tag{2.11}$$

Pri tem je E celotna energija, ki jo fotoni oložijo v tkivu z maso m in gostoto ρ, N/S je število vpadnih fotonov na enoto površine tkiva, μ je atenuacijski koeficient tkiva in $\bar{E}$ povprečna energija, ki jo odloži foton ob reakciji v tkivu.

2.2.2 Kontrast

Pri obravnavi kvalitete rentgenskega slikanja, si pomagamo z modelom s slike 2.3, ki je zelo preprost, vendar že da uporabne ocene. Preiskujemo tkivo, debeline t z atenuacijskim koeficientom μ_t. Znotraj tega tkiva je objekt/tarča debeline x, z atenuacijskim koeficientom μ_x.



Slika 2.3: Preprost model tkiva, uporaben za oceno kontrasta in razmerja signal-šum.

Pri preiskavi želimo napraviti sliko, na kateri bomo jasno opazili objekt znotraj tkiva. Izvor rentgenskih žarkov naj bo monokromatski in zadosti odaljen od tkiva, da smemo žarke ob vstopu v tkivo obravnavati kot vzporedne.

Pri načinu slikanja, kakršnega sem uporabljal pri svojem diplomskem delu, je posnetek porazdelitev števila fotonov, ki so zadeli detektor. Vsi nadaljni računi so podobni tudi za primer, kadar merimo porazdelitev gostote absorbirane energije v detektorju (npr. kadar za detektor uporabljamo film).

Število fotonov na enoto površine, ki zadenejo detektor na območju izven slike tarče označimo z n_1 in število fotonov na enoto površine, ki zadenejo detektor na območju slike tarče označimo z n_2. Kontrast slike C definiramo kot [6]:

$$C = \frac{|n_1 - n_2|}{n_1} \tag{2.12}$$

Čimvečji je kontrast, tem bolje lahko ločimo tarčo od ostalega tkiva. Opomniti velja, da je kontrast predvsem lastnost preiskovanega tkiva in ne tehnike preiskovanja.[1]

Za fotone, ki zadenejo detektor na območju izven slike tarče zapišemo [6]:

$$n_1 = ne^{-\int \mu(x,y,z)dz}\eta(1+R_1) = ne^{-\mu_1 t}\eta(1+R_1). \tag{2.13}$$

Pri tem je n število fotonov na enoto površine, ki vpadejo na tkivo, η izkoristek detektorja in R_1 razmerje med sekundarnim-sipanim (proces D, slika 2.1) in primarnim sevanjem na območju izven slike tarče (proces C, slika 2.1). Razmerje R_1 lahko lahko izmerimo, ali ocenimo z računom ali simulacijo.

Za fotone, ki zadenejo detektor na območju slike tarče velja [6]

$$n_2 = ne^{-\int \mu(x,y,z)dz}\eta(1+R_2) = ne^{-\mu_1(t-x)-\mu_2 x}\eta(1+R_2), \tag{2.14}$$

kjer z R_2 označimo razmerje med skundarnim in primarnim sevanjem na območju slike tarče.

Če je tarča majhna v primerjavi z debelino tkiva ($x \ll t$), sta razmerji R_1 in R_2 podobni in ju smemo nadomestiti z eno samo vrednostjo R. Če predpostavimo, da sta prispevka sipanega sevanja k n_1 in n_2 približno enaka, tedaj v tem poenostavljenem primeru kontrast izračunam iz enačb 2.12, 2.13 in 2.14 [6]:

$$C = \frac{|n_1 - n_2|}{n_1} = \begin{cases} \frac{1-e^{-\Delta\mu x}}{1+R}, & \text{če } \mu_1 < \mu_2 \\ \frac{e^{\Delta\mu x}-1}{1+R}, & \text{če } \mu_1 > \mu_2 \end{cases} \tag{2.15}$$

kjer je $\Delta\mu = |\mu_2 - \mu_1|$. Vidimo, da se kontrast zmanjšuje z velikostjo razmerja med sipanim in primarnim sevanjem, ali kadar moramo razlikovati med snovmi, katerih atenuacijski koeficienti se le malo razlikujejo.

2.2.3 Razmerje signal-šum v sliki

K šumu posnetka prispevajo fluktuacije v številu fotonov, ki jih zaznamo na enoto površine (kvantni šum) in fluktuacije v detektorskem sistemu. Na tem mestu nas zanima kvantni šum, na katerega imamo še najmanj vpliva.

Interakcije posameznih fotonov z detektorjem so med seboj neodvisni dogodki, ki so porazdeljeni po Poissonovi porazdelitvi. V kanalu detektorja s površino S_1 bomo v povprečju zaznali $N_1 = n_1 S_1$ fotonov. Šum, ki je povezan s fluktuacijo zaznanih fotonov je kar koren iz števila zaznanih fotonov:

$$\text{šum} = \sqrt{N_1} = \sqrt{n_1 S_1} = \sqrt{nS_1\eta e^{-\mu_1 t}(1+R)} \tag{2.16}$$

Z n zopet označimo število vpadnih fotonov na enoto površine tkiva, η je izkoristek detektorja, μ_1 atenuacijski koeficient tkiva, t debelina tkiva, ter R razmerje med sipanim in primarnim sevanjem.

[1] S tehniko lahko vplivamo le na zmanjšanje razmerja med sekundarnim in primarnim sipanjem, ali izberemo takšno sevanje, kjer je μ močno odvisen od vrste tkiva.

Signal naj bo v našem primeru razlika med številom zaznanih fotonov na območju slike tarče in številom zaznanih fotonov na območju izven slike tarče. Če je površina tarče S_2 in C kontrast, tedaj velja:

$$\text{signal} = |n_1 - n_2| S_2 = C n_1 S_2 = C n S_2 e^{-\mu_1 t} \eta (1 + R) = n S_2 \eta e^{-\mu_1 t}(1 - e^{-\Delta \mu_1 t}) \quad (2.17)$$

Razmerje med signalom in kvantnim šumom raste kot $\sqrt{n}$. Vrednost tega razmerja lahko večamo le tako, da povečamo jakost sevanja, vendar s tem povečamo tudi absorbirano dozo v tkivu, saj je VKD sorazmerna s številom vpadnih fotonov (enačba 2.11). Zato moramo optimizirati jakost sevanja, tako da bomo dobili zadovoljivo sliko ob čimmanjši prejeti dozi. Zato iz enačb 2.16 in 2.17 izračunajmo razmerje signal proti šumu k:

$$k = \frac{\text{signal}}{\text{šum}} = \sqrt{n\eta \frac{S_2^2 (1 - e^{-\Delta\mu x})^2 e^{-\mu_1 t}}{S_1 (1 + R)}} \quad (2.18)$$

Enačbi 2.17 in 2.18 sta napisani za primer, ko velja $\mu_1 < \mu_2$. V nasprotnem primeru moramo faktor $(1 - \exp(-\Delta\mu x))$ nadomestiti s faktorjem $(\exp(\Delta\mu x) - 1)$ (glej enačbo 2.15). Enačba 2.18 velja, kadar je poršina tarče manjša od površine kanala. V nasprotnem primeru bo tarča prekrivala celoten kanal, tako da lahko zapišemo $S_2 = S_1$.

Razmerje signal/šum zares raste kot koren iz ploskovne gostote vpadnih fotonov n, vendar s tem večamo prejeto dozo. Razumljivo je tudi, da mora biti doza tem večja, čimmanjše predmete želimo opazovati (površina S_2, debelina x). Dozo moramo povečati tudi v primeru, kadar preiskujemo debel vzorec (debeline t) in imamo slab izkoristek detektorja η. Tudi veliko razmerje sipanega proti primarnemu sevanju R ne koristi razmerju signal/šum. Če se tarča le malo razlikuje od ostalega tkiva (majhen $\Delta\mu$ oz. majhen kontrast), bomo zahtevano razmerje signal/šum dosegli le s povečanjem doze. Zaželjeno je tudi, da ima detektor čimboljšo prostorsko ločljivost (majhna površina S_1). Z uporabo silicijevih detektorjev si obetamo zmanjšanje doze zaradi njihovega visokega izkoristka in dobre prostorske ločljivosti.

Če naj bo slika tarče dovolj jasna, mora biti nivo signala vsaj petkrat višji od nivoja kvantnega šuma [6].

2.2.4 Ostrina

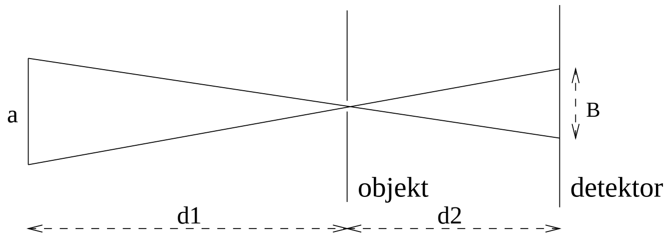
Slika je lahko neostra zaradi geometrije rentgenske cevi (končna velikost izvora), lastnosti detektorja ali premikanja pacienta. Premikanje pacienta navadno moti le pri preiskavah, ki trajajo dlje kot nekaj sekund (slikanje srca in ožilja).

Geometrijska neostrost je posledica končne velikosti rentgenskega izvora. Če velikost rentgenskega izvora označimo z a, razdaljo izvora do objekta z d_1 in razdaljo od objekta do detektorja z d_2 (slika 2.4), je razmazanost slike majhnega objekta (B) podana z enačbo [6]:

$$B = a\frac{d_2}{d_1} = a(m - 1), \quad (2.19)$$

kjer je $m = 1 + d_2/d_1$ povečava sistema. Geometrijsko neostrino sistema (U_g) dobimo po deljenju z m [6]:

$$U_g = a(1 - 1/m). \tag{2.20}$$



Slika 2.4: Model za oceno geometrijske neostrine sistema.

Razmazanost slike zaradi detektorja je posledica končne prostorske ločljivosti. Označimo jo z B_d (B_d je velikost slike točkastega objekta, ki se dotika detektorja; $d_2 = 0$). Neostrina detektorja (U_d) je tedaj podana z:

$$U_d = B_d/m \tag{2.21}$$

Ob predpostavki, da sta neostrina zaradi detektorja in neostrina zaradi geometrije neodvisni, lahko seštejemo njuna kvadrata in dobimo kvadrat skupne neostrosti sistema U [6]:

$$U = \sqrt{U_g^2 + U_d^2} = B_d\sqrt{1/m^2 + (1 - 1/m)^2 a^2/B_d^2} \tag{2.22}$$

Vidimo, da bo v primeru, kadar je $a < B_d$ skupna neostrina obratno sorazmerna s povečavo sistema; če imamo detektor s slabo ločljivost, bomo sliko izboljšali, če detektor postavimo čimdlje od objekta. Kadar imamo detektor z dobro ločljivostjo, $a > B_d$, je ugodno, da postavimo detektor čimbližje objektu. V praksi je meja med obema načinoma pri razmerju $a/B_d \approx 2$.

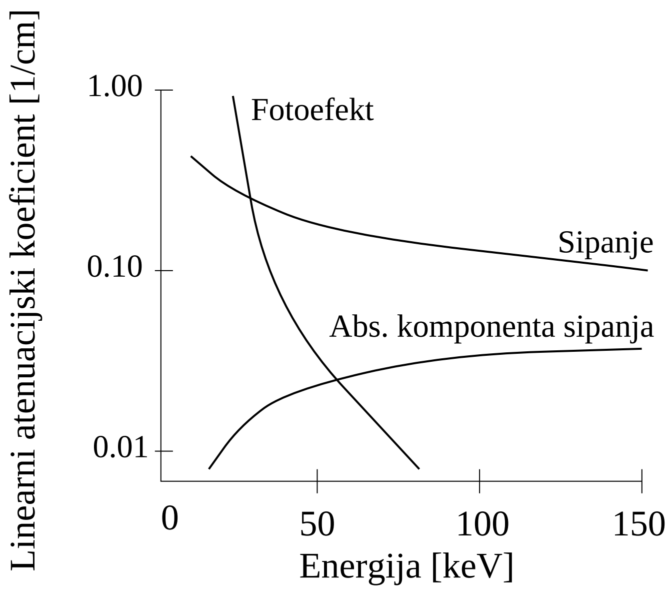
2.2.5 Izbira energijskega območja za rentgensko slikanje

Pri izbiri optimalne energije za rentgensko slikanje se znajdemo pred dvema nasprotujočima si zahtevama. Če se odločimo za slikanje z nizkoenergetskimi rentgenskimi žarki, bo prepustnost tkiva zanje majhna in slika bo imela velik kontrast. Vendar pa z večjo absorbcijo fotonov naraste tudi prejeta doza sevanja. V praksi se navadno uporabljajo rentgenski žarki z energijami med 17 in 150 keV; pri tem višje energije uporabljajo za debelejša tkiva [6].

Videli smo (enačbi 2.2 in 2.6), da je reakcijski presek za fotoefekt dosti bolj odvisen od vrste snovi (gre kot $\mathcal{O}(Z^5)$, kjer je Z vrstno število atoma), kot sipalni presek za Comptonsko sipanje (gre kot $\mathcal{O}(Z)$). To pomeni, da je pri energijah, kjer prevladuje fotoefekt, linearni atenuacijski koeficient močno odvisen od vrste tkiva in kontrast slike bo zelo dober. Poleg tega bo tudi razmerje med sipanim in primarnim sevanjem R majhno, kar spet doprinese k izboljšanju kontrasta.

Na sliki 2.5 vidimo linearni atenuacijski koeficient tkiv za fotoefekt in sipanje v odvisnosti od energije [6]. Pri energijah manjših od približno 25 keV je presek za fotoefekt večji od preseka za sipanje. Z energijo ne kaže iti pod 15 keV, saj bi se vse nizkoenergijsko sevanje absorbralo v tkivu in močno prispevalo k prejeti dozi sevanja.

Pri mamografiji slikajo dojke, ki so stisnjene na 2 do 8 cm. Tkivo je je sorazmeroma tanko, poleg tega pa potrebujemo tudi čimvečji kontrast slike. Zato izberemo najnižjo energijo (velik kontrast), s katero še lahko dovolj presvetlimo tkivo. Dance in Day sta izračunala optimalno energijo za mamografsko preiskavo, ki je med 17 keV za 2 cm debelo tkivo in 23 keV za 8 cm debelo tkivo.



Slika 2.5: Odvisnost linearnega atenuacijskega koeficienta v tkivu od energije.

3. Poglavje

Bralna elektronika in detektor

V zadnjih letih se je povečalo zanimanje za uporabo polprevodniških prostorsko občutljivih detektorjev tudi zunaj fizike osnovnih delcev, predvsem na področju digitalnega rentgenskega slikanja. Za izvedbo sistema za rentgensko slikanje imamo dve možnosti. Pri prvem načinu ob vsakem preletu fotona skozi detektor izmerimo velikost naboja na vsakem pasu v detektorju (kot to počnejo tudi v fiziki osnovnih delcev) in iz porazdelitve naboja izračunamo mesto preleta. S tem popolnoma izkoristimo visoko prostorsko ločljivost poplrevodniških detektorjev, vendar take analize ne moremo izvajati vzporedno s samo meritvijo, prav tako pa ima takšen sistem hude omejitve glede števila dogodkov, ki jih zmoremo izmeriti v danem časovnem intervalu. Zadnja omejitev je še posebej huda pri aplikacijah v medicini, kjer lahko dosežemo tudi do nekaj $10^9\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ fotonov [8].

Če smo se pripravljeni odpovedati natančnemu merjenju porazdelitve naboja na pasovih in se zadovoljiti zgolj z informacijo kateri pas je bil zadet, lahko obdelamo bistveno večje število dogodkov na časovno enoto. Za takšno tehniko merjenja potrebujemo tudi bralno vezje, ki zmore samostojno zaznati tokovni sunek ob prehodu fotona skozi detektor in hkrati šteti take pulze v več sosednjih pasovih polprevodniškega detektorja.

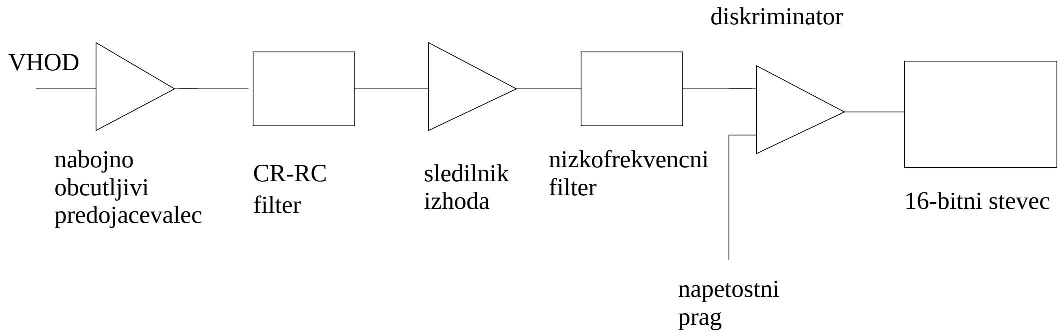
3.1 Bralno vezje CASTOR 0.0

Bralno vezje, ki ustreza zgornjim zahtevam je razvila skupina LEPSI iz Strasbourga. Poimenovali so ga CASTOR, kar je kratica za Counting and Amplifying SysTem fOr Radiation detection. Prva verzija, ki nosi oznako 0.0 je namenjena predvsem testom (tehnologija izdelave in primernost za uporabo s silicijevimi detektorji).

3.1.1 Predstavitev

Vezje CASTOR 0.0 je izdelano v 1.2 mikronski tehnologiji VLSI. To je mešano analogno-digitalno vezje, namenjeno za večkanalne radiacijske detektorje, ki zahtevajo nizkošumno ojačenje in štetje pulzov.

Vezje CASTOR 0.0 ima štiri enake, med seboj neodvisne kanale. Vsak kanal vezja je sestavljen iz analognega in digitalnega dela (slika 3.1). Analogni del je sestavljen iz nabojno občutljivega predojačevalca in CR-RC oblikovalnika pulzov. Izhod iz oblikovalnika pulzov je povezan s sledilnikom signala in CR filtrom, ki prepušča visoke frekvence. Povezavo med analognim in digitalnim delom predstavlja diskriminator, ki se odzove v primeru, da je izhod analognega dela večji od napetosti praga, ki jo postavlja uporabnik. Diskriminatorju sledi 16-bitni števec, ki poveča svojo vrednost za ena vsakokrat, ko dobi signal iz diskriminatorja. Po končani meritvi števce povežemo v premikalni register in vsebino števcev preberemo na serijskem izhodu. Zatem števce resetiramo in vezje je pripravljeno za naslednjo meritev. Bralna vezja je možno povezati v verigo.

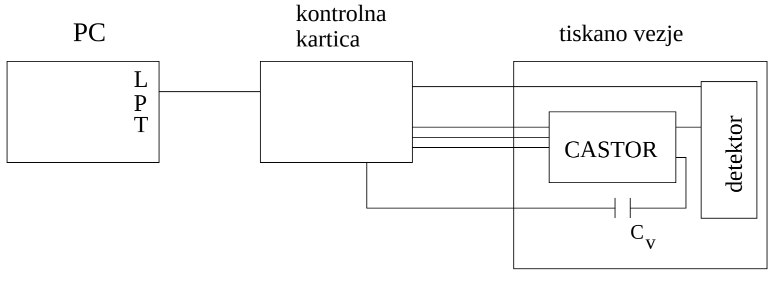


Slika 3.1: Blok shema enega analogno-digitalnega kanala vezja CASTOR.

Proizvajalci navajajo, da je ojačenje analognega dela G =190 mV/fC, šum izražen v enotah šumu ekvivalentnega naboja $ENC = 60 + 17C$, kjer je C kapaciteta na vhodu v predojačevalec izražena v pF in čas oblikovanja signala 850 ns. Največje število dogodkov, ki jih je vezje sposobno obdelati v časovni enoti, je omejeno z analognim delom in je okoli 200 kHz.

3.1.2 Sistem za zajemanje podatkov

Celotno meritev sem nadzoroval z osebnim računalnikom. Blok shema sistema za zajemanje podatkov je na sliki 3.2.



Slika 3.2: Blok shema sistema za zajemanje podatkov.

Za komunikacijo s sistemom za zajemanje podatkov sem uporabljal paralelni vmesnik. Na njem imamo na voljo 8 podatkovnih linij, 4 kotrolne izhodne linije in 5 kontrolnih vhodnih linij. Paralelni vmesnik je povezan s kontrolno kartico.

Kontrolna kartica je sestavljenega iz digitalnega in analognega dela. Digitalni del je namenjen povezavi bralnega vezja z računalnikom. Njegova naloga je pretvorba logičnih nivojev TTL (0=0 V, 1=5 V; takšen je vhod/izhod iz računalnika) na nivoje, kakršne uporablja bralno vezje (0=-2 V, 1=2 V) in nazaj. Poleg tega digitalni del dekodira podatkovne in kontrolne signale iz računalnika in iz njih generira kontrolne signale za bralno vezje.

Analogni del je namenjen napajanju bralnega vezja ter kontroli parametrov ojačevalca in oblikovalnika signalov v analognem delu bralnega vezja. Poleg tega je na kontrolni kartici tudi 8-bitni digitalno-analogni pretvornik, s katerim lahko programsko spreminjamo prag diskriminatorja.

Na kotrolni kartici je tudi ura, ki generira testne pulze, s katerimi sem meril ojačenje analognega dela bralnega vezja. Testnim pulzom lahko spreminjamo frekvenco in velikost.

Nazadnje je na kontrolni kartici poskrbljeno še za filtriranje napajalne napetosti za detektor.

Bralno vezje in detektor sta prilepljena na tiskano vezje, ki je zaradi zaščite pred šumom v ozemljeni kovinski škatli. Poskrbljeno je tudi za filtriranje napajalnih napetosti bralnega vezja. Na tiskanem vezju je tudi umeritveni kondenzator C_v, katerega sem potreboval za merjenje ojačenja.

3.1.3 Testi

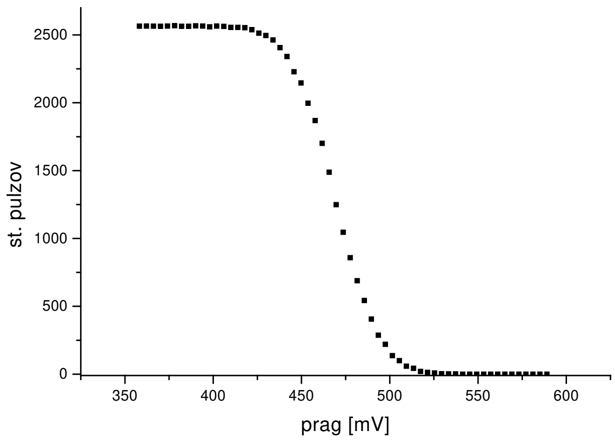
Ojačenje

Najprej sem se lotil merjenja ojačenja analognega dela. V ta namen sem analogni vhod bralnega vezja povezal s kondenzatorjem z znano kapaciteto C_v. Na kondenzator sem priključil generator pulzov. Pravokotni pulz napetosti višine ΔV generira naboj $q = C_v \Delta V$ na vhodu nabojno občutljivega predojačevalca. Z merjenjem izhoda analognega kanala lahko izmerimo ojačenje.

Ker analognega izhoda ne moremo meriti neposredno, sem na testirani kanal poslal N pulzov (vsak od njih generira vhodni naboj Q) pri različnih vrednostih praga V_t in izmeril, koliko pulzov je vezje preštelo. Na ta način sem dobil integralno krivuljo štetja (angl. counting curve) (primer je na sliki 3.3).

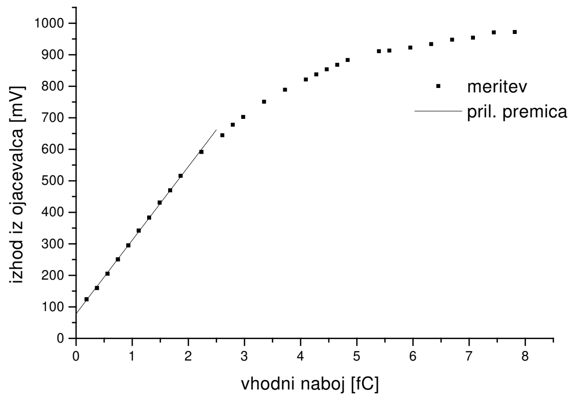
Pri umerjanju ojačevalca moramo paziti na to, da na vhod vodimo le pozitivne pulze. Negativni pulzi lahko povzročijo pozitivni prenihaj, katerega pri nizkem pragu potem štejemo kot dodaten dogodek. Temu se lahko izognemo tako, da na vhod pripeljemo stopničasto napetost in tako dobimo le pozitivne tokovne sunke. Druga možnost, katero sem uporabil tudi sam, je generirajne pulzov, katerih čas padanja je zelo velik v primerjavi s časom oblikovanja signala, tako da ne pride do prenihaja.

Napetost praga V_o, kjer vezje prešteje ravno $N/2$ sunkov, definiramo kot izhod ojače-



Slika 3.3: Krivulja štetja pri umeritveni kapaciteti 1.86 pF in velikosti pulza 0.8 mV.

valca. Postopek ponovimo za več različnih vhodnih nabojev Q. Krivulja, ki prikazuje odvisnost izhodne napetosti V_o od vhodnega naboja Q, je umeritvena krivulja vezja. Rezultati meritve z umeritvenim kondenzatorjem $C_v = 1.86 \pm 0.02$ pF so na sliki 3.4.



Slika 3.4: Umeritvena krivulja testiranega vezja.

Umeritvena krivulja je linearna v območju od 0 do približno 2.5 fC. To ustreza signalu 15600 parov elektron-vrzel, kar bi bil signal 56 keV fotona. Ojačenje sem določil s prilagajanjem premice linearnemu delu umeritvene krivulje. Pri kapaciteti na vhodu ojačevalca $C_v = 1.86$ pF linearni del umeritvene krivulje opisuje premica (slika 3.4):

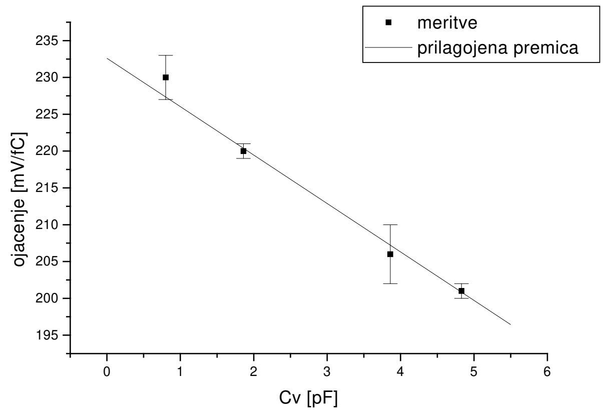
$$V_o = V_0 + G \cdot Q, \tag{3.1}$$

kjer sta vrednosti konstant V_0 in G:

$$V_0 = 78 \pm 2 \pm 4 \text{ mV} \qquad G = 234 \pm 2 \pm 12 \text{ mV/fC}. \tag{3.2}$$

Prva številka je vrednost konstante, ki sem jo dobil pri prilagajanju, druga številka je statistična napaka (ocena napake parametrov prilagojene premice), tretja številka je sistematična napaka (napaka pri merjenju kapacitete in merjenju velikosti testnega pulza). Ojačenje G, ki sem ga izmeril, je nekje med ojačenjem, ki so ga pričakovali načrtovalci vezja (G =190 mV/fC) in vrednostjo, ki so jo izmerili pri prvih prototipih (G =250 mV/fC) [8]. Kot možen vzrok razhajanja načrtovalci navajajo tehnološka odstopanja. Sam sem zelo natančno izmeril le ojačenje signala enega kanala na sredini vezja. Po primerjavi krivulj štetja za ostale kanale sem zaključil, da se ojačenja posameznih kanalov do 10% razlikujejo od kanala, ki sem ga preučeval. To odstopanje je tudi med obema vrednostima, ki jih navajajo načrtovalci vezja.

Umeritveno krivuljo sem izmeril pri več različnih vredostih umeritvenega kondenzatorja C_v. Z večanjem kapacitete na vhodu ojačenje nekoliko pade, kar vidimo na sliki 3.5.



Slika 3.5: Odvisnost ojačenja od kapacitete na vhodu predojačevalca.

Na izmerjene vrednosti sem prilagodil premico $G = G_0 - kC$. Rezultati prilagajanja so:

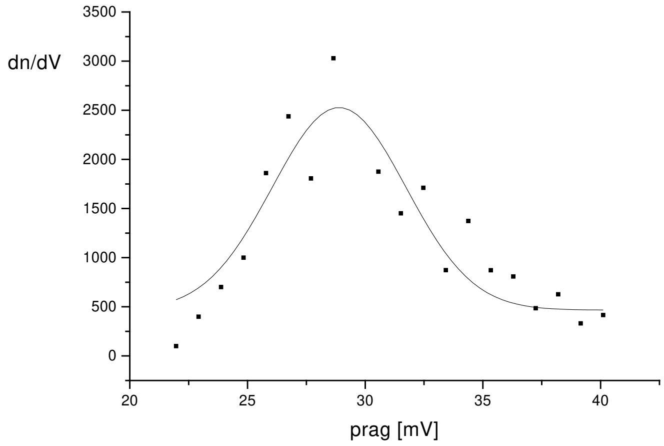
$$G_0 = 234 \pm 2 \text{ mV/fC} \qquad \text{in} \qquad k = 6.7 \pm 0.5 \text{ mV/(fCpF)} \tag{3.3}$$

Obe napaki sta statistični (napaka pri prilagajanju); sistematična napaka je enaka kot pri določanju ojačenja (vrednosti v 3.2). Za vezje CASTOR 0.0 nisem imel podatkov proizvajalcev o odvisnosti ojačenja od kapacitete na vhodu. Za vezje CASTOR 1.0 pa načrtovalci navajajo, sledečo odvisnost ojačenja od kapacitete na vhodu [9]:

$$G = 195 \text{ mV/fC} - 1.8\text{mV/fCpF} \cdot C \tag{3.4}$$

Šum

Šum sem meril tako, da sem vhodni kondenzator kondenzator ozemljil, namesto da bi nanj pripeljal testne pulze. Pri različnih vrednostih praga V_t sem izmeril število preštetih sunkov in tako dobil integralno krivuljo štetja. Iz nje sem izračunal diferencialno krivuljo štetja in nanjo prilagodil gaussovo krivuljo (slika 3.6). Šum sem izmeril pri več različnih vhodnih kondenzatorjih.



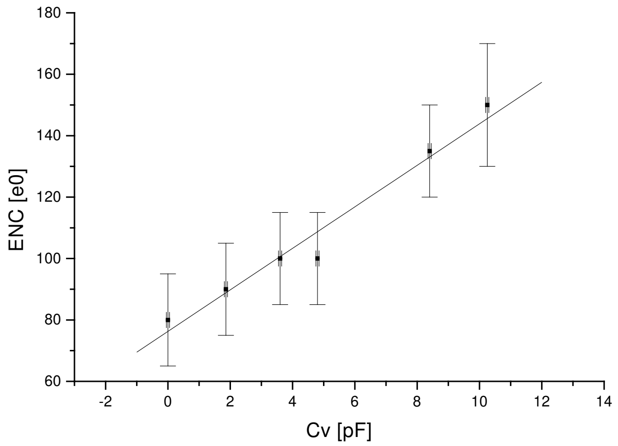
Slika 3.6: Gaussova krivulja, prilagojena na izmerjeno diferencialno .

Širina gaussove porazdelitve ustreza šumu anlognega dela bralnega vezja. Ker poznam umeritveno krivuljo sem lahko širino porazdelitve preračunal v enote šumu ekvivalentnega naboja (ENC). Pri preračunavanju šuma v ENC sem upošteval, da se ojačenje spreminja s kapaciteto na vhodu, kot to opisuje enačba 3.3. Rezultati meritve šuma so na sliki 3.7. Napake pri merjenju šuma so statistične (ocena napake pri prilagajanju gaussove porazdelitve).

Na izmerjene vrednosti sem prilagodil premico in dobil odvisnost šuma od kapacitete na vhodu:

$$ENC = (76 \pm 4 \pm 8) + (6.8 \pm 0.7 \pm 0.7) \cdot C_v, \tag{3.5}$$

kjer kapaciteto na vhodu C_v merimo v pF. Prva napaka je statistična (ocena napake parametrov prilagojene premice), druga napaka pa je sistematična (napaka pri poznavanju ojačenja). Načrtovalci vezja so pričakovali $ENC = 60 + 17C_v$, meritve na prvih prototipih pa so dale $ENC = 90 + 9.5C_v$ (kapaciteto na vhodu obakrat merimo v pF) [8]. Šum, ki sem ga izmeril, je primerljiv z obema vrednostima, ki ju navajajo načrtovalci.



Slika 3.7: Šum v odvisnosti od kapacitete na vhodu predojačevalca.

3.2 Bralno vezje CASTOR 1.0

Vezje CASTOR 1.0 je naslednik testne verzije CASTOR 0.0 in je izdelano v enaki tehnologiji. Ima 32 vzporednih kanalov in je prav tako namenjeno aplikacijam, ki uporabljajo večkanalne radiacijske detektorje in zahtevajo nizkošumno ojačenje in štetje pulzov.

Kontrolna kartica, pripravljena za vezje CASTOR 0.0 je primerna tudi za kontrolo vezja CASTOR 1.0. Zaradi drugačne razporeditve vhodov na vezju je bilo potrebno pripraviti novo tiskano vezje, na katerega sem prilepil detektor in bralno vezje.

Bralno vezje CASTOR 1.0 ima tudi vgrajeno testno kapaciteto, na katero pripeljemo testni pulz. Ker ne poznamo natančnega mehanizma delitve naboja znotraj vezja, te kapacitete ne moremo uporabiti za umeritev vezja, temveč le za testiranje delovanja.

Od testov sem z vezjem CASTOR 1.0 ponovil le umeritev enega kanala. Ojačenje se je v okviru odstopanj, ki sem jih izmeril že pri vezju CASTOR 0.0, ujemalo s podatki proizvajalca.

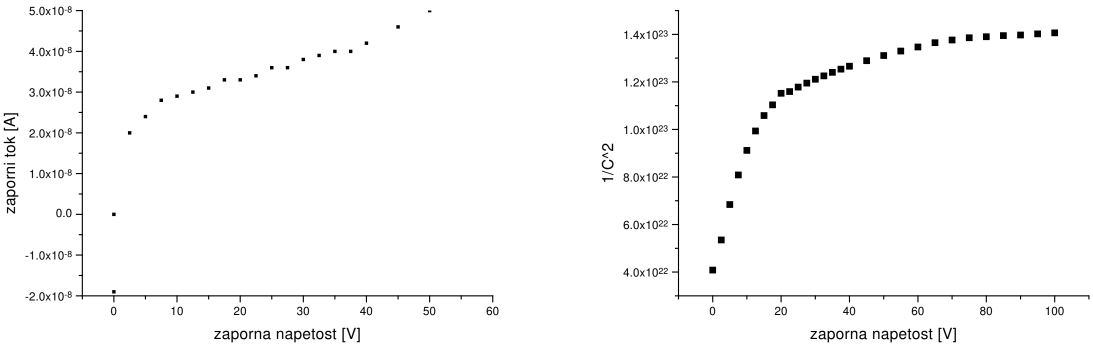
3.3 Detektor

Uporabil sem silicijev detektor, ki so ga izdelali kot testno strukturo pri razvoju detektorjev za spektrometer DELPHI v CERNu. Debelina detektorja je 300 μ, razdalja med bralnimi pasovi pa je 100 μ. Zaporno napetost na detektor priključimo preko strukture FET. Širina varovalnega obroča je 0.60 mm.

Kanal na detektorju ima dimenzije $100 \cdot 300\,\mu\mathrm{m}^2$. Da bi dobili kanale, ki bi bili bolj podobni kvadratom, smo se odločili, da bomo povezali po dva pasova skupaj v en kanal. Tako smo dobili kanale dimenzij $200 \cdot 300\,\mu$m. Ker pasove lahko spet ločimo, bomo lahko z istim detektorjem preučevali tudi vpliv velikosti kanalov na ločljivost.

3.3.1 Karakteristike detektorja

Izmerili smo zaporni tok skozi detektor (IV karakteristika) in kapaciteto detektorja (CV karakteristika) v odvisnosti od zaporne napetosti. Iz enačb 1.14 in 1.12 vemo, da je zaporni tok sorazmeren s korenom zaporne napetosti, kapaciteta detektorja pa je obratno sorazmerna s korenom zaporne napetosti, dokler detektor ni polno osiromašen. Če izmerimo karakteristiki IV in CV, lahko določimo napetost, pri kateri je detektor polno osiromašen (kapaciteta in mrtvi tok se ne spreminjata več). Pri meritvi karakteristike CV običajno rišemo graf $1/C^2$, tako da dobimo pri majhnih zapornih napetostih premico.



(a) Zaporni tok v odvisnosti od zaporne napetosti.

(b) Kapaciteta v odvisnosti od napetosti. Na sliki je meritev $1/C^2$.

Slika 3.8: IV in CV karakteristika detektorja.

Rezulati meritev so na sliki 3.8. Iz njih lahko zaključim, da je detektor polno osiromašen pri zaporni napetosti okoli med 20 in 30 V. Za zaporni tok bi pričakovali, da bo pri polnem osiromašenju konstanten. Naraščanje toka, ki ga opazimo na sliki 3.8a je najbrž posledica dejstva, da smo merili tudi tok skozi varovalni obroč.

3.3.2 Testi detektorja

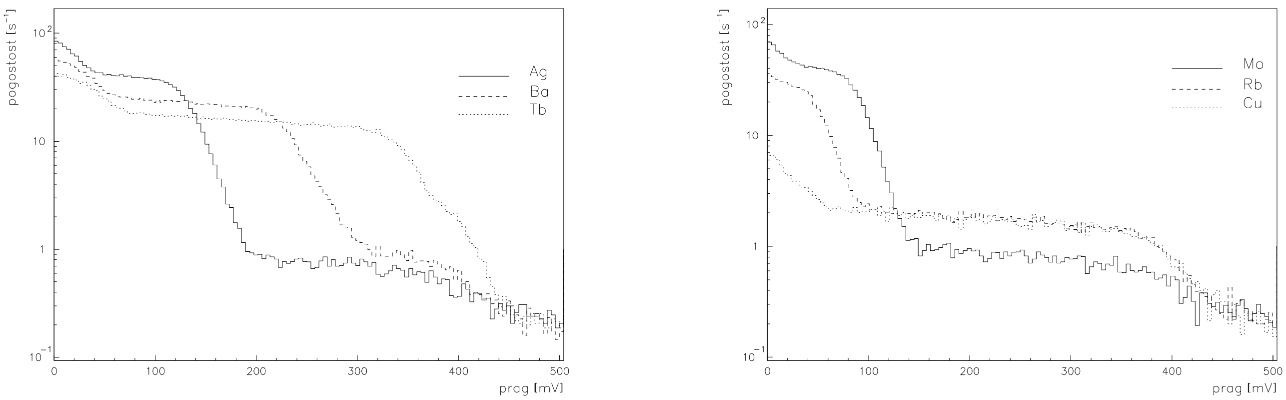
Umeritev sistema

Detektor, ki sem ga uporabljal, sem najprej preskusil z večenergijskim rentgenskim izvorom Amersham[11]. V ohišju izvora je zaprt izotop Am^{241}, ki je α sevalec. Delci α, ki jih izseva, zadenejo v kovinsko tarčo in izbijejo enega od notranjih elektronov atoma v tarči. Ko zunanji elektroni zasedejo izpraznjen nizkoenergijski nivo, izsevajo karakterističen rentgenski foton. Energije fotonov, ki so na razpolago pri tem izvoru, so zbrane v tabeli 3.1. Omeniti velja še to, da ima največ fotonov energijo, ki ustreza črti K_α, približno petkrat manj je fotonov, ki ustrezajo prehodu K_β, delež fotonov z manjšo energijo pa je zanemarljiv.

tarča	$\mathbf{K}_\alpha$	$\mathbf{K}_\beta$
Cu	8.04	8.91
Rb	13.37	14.97
Mo	17.44	19.63
Ag	22.10	24.99
Ba	32.06	36.55
Tb	44.23	50.65

Tabela 3.1: Energija retgenskih fotonov iz izvora Amersham.

Nad detektor sem postavil izvor, nato pa sem spreminjal prag diskriminatorja. Na ta način sem izmeril integralni spekter izvora. Rezultati meritve so prikazani na sliki 3.9.



Slika 3.9: Spektri izvora Amersham.

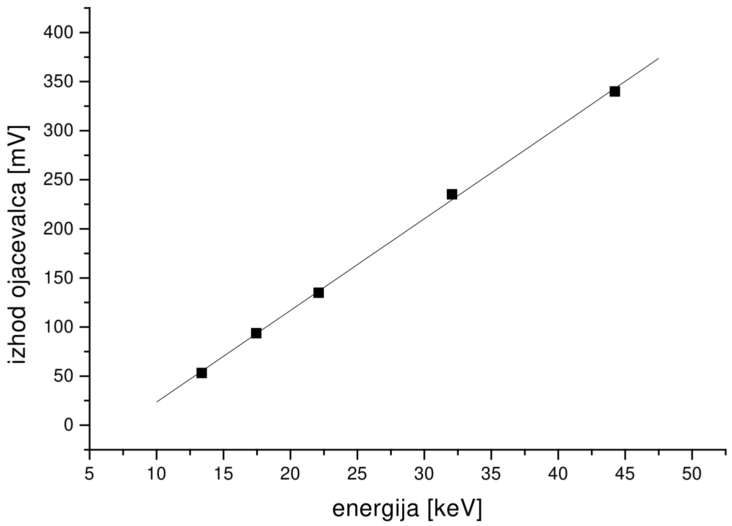
Ker poznam energijo karakterističnih fotonov, lahko umerim sistem detektorja in bralnega vezja. Za vsako od karakterističnih črt sem poiskal prag, pri katerem se število sunkov razpolovi. To vrednost praga sem definiral kot izhod ojačevalca pri dani energiji. Ker ima velika večina fotonov energijo, ki ustreza lupini K_α, sem delal, kot da je to tudi edina črta v spektru. Rezulate teh meritev sem narisal na sliki 3.10. Na te meritve sem prilagodil premico in dobil naslednji rezultat:

$$V_{iz} = V_0 + k \cdot E, \tag{3.6}$$

kjer sta vrednosti konstant V_0 in k

$$V_0 = -75 \pm 3 \pm 4 \text{ mV} \qquad k = 9.5 \pm 0.2 \pm 0.5\text{mV/keV}. \tag{3.7}$$

Pri tem je prva napaka statistična, druga pa sistematična.



Slika 3.10: Umeritev sistema detektor–bralna elektronika.

Iz izmerjenega naklona umeritvene premice lahko izračunam tudi ojačenje bralnega vezja, če upoštevam, da za tvorbo enega para elektron-vrzel potrebujemo v povprečju 3.6 eV:

$$G = \frac{dV_{iz}}{dq} = \frac{\Delta V_{iz}}{\Delta E} \cdot \frac{3.6 \text{ eV}}{1.6 \cdot 10^{-4}\text{fC}} = 214 \text{ mV/fC} \tag{3.8}$$

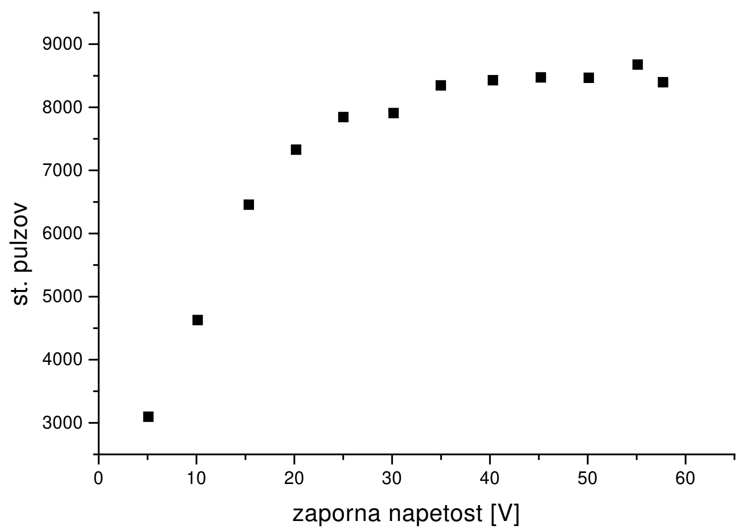
Tako izmerjeno ojačenje se zelo dobro ujema z ojačenjem, ki sem ga izmeril z umeritvenim kondenzatorjem, saj iz enačbe 3.5 izračunamo, da je ojačenje bralnega vezja pri kapaciteti na vhodu $\approx$ 2.9 pF (slika 3.8) okoli 215 mV/fC.

Pogostost štetja v odvisnosti od zaporne napetosti

S spreminjanjem zaporne napetosti se spreminja tudi širina osiromašenega področja. Foton zaznamo le tedaj, kadar se absorbira znotraj osiromašenega področja. Če merimo število zaznanih fotonov v odvisnosti od zaporne napetosti, s tem opazujemo kako se spreminja debelina osiromašenega območja.

Nad detektor sem postavil izvor, iz katerega so izhajali fotoni z energijo okoli 22 keV (srebrna tarča). Prag diskriminatorja sem nastavil na 100 mV, kar ustreza energiji okoli 18.7 eV. Na graf sem nanašal število fotonov, ki sem jih zaznal v 300 s. Rezulati meritve so na sliki 3.11. Vidimo, da je polna zaporna napetost približno 30 V, kar se ujema z izmerjeno IV in CV karakteristiko.

Na podlagi izmerjenih karakteristik sem se odločil, da bom delovno zaporno napetost postavil na 40 V.



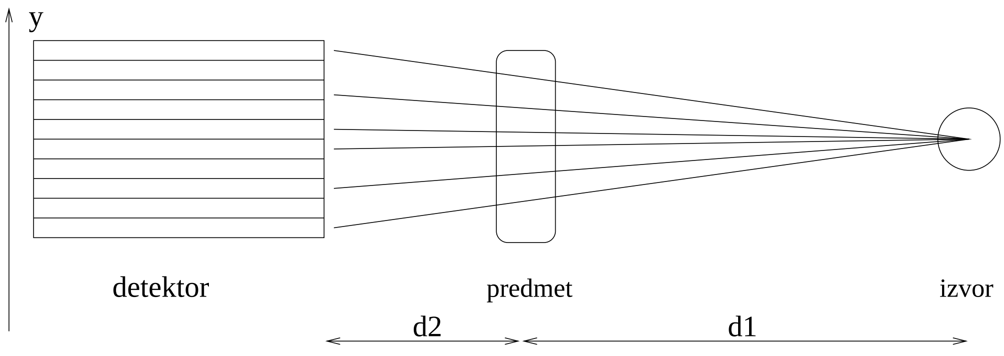
Slika 3.11: Pogostost štetja v odvisnosti od zaporne napetosti.

4. Poglavje

Slikanje

4.1 Sistem za rentgensko slikanje

Že v razdelku 1.2.3 sem opisal, da za visok izkoristek pri zaznavanju fotonov z energijo okoli 20 keV potrebujemo nekaj milimetrov debel silicijev detektor. Zato pri rentgenskem slikanju silicijeve detektorje orientiramo tako, da so pasovi vzporedni z vpadnimi rentgenskimi žarki. Kanali detektorja so tedaj ozki in dolgi pasovi silicija (dolžina nekaj centimetrov, kar zadostuje za popolno absorbcijo fotonov in s tem visok izkoristek; slika je razdeljena na pravokotnike dimenzije $\approx 100 \cdot 100\,\mu\text{m}^2$). Izkoristek detektorja je določen s širino varovalnega pasu; detektor, katerega sem uporabljal je imel 600 μm širok varovalni pas, zato je njegov izkoristek pri energiji vpadnih fotonov 20 keV okoli 54%. Sistem, kakršnega sem uporabljal, je na sliki 4.1.

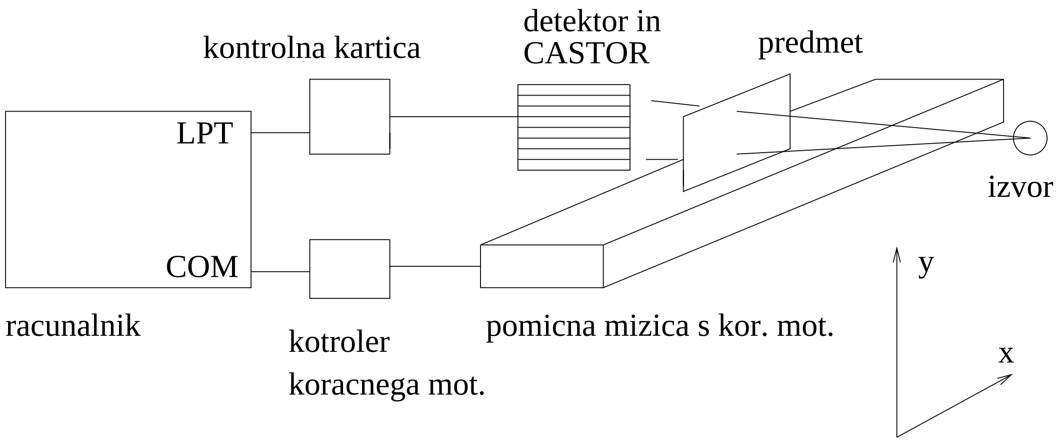


Slika 4.1: Rentgensko slikanje z uporabo silicijevih detektorjev.

Kot sem že opisal v razdelku 3.3 je razmik med pasovi detektorja 200 μm. Ker sta bila na detektorju povezana po dva pasova skupaj, smo se odločili, da bomo tudi na bralnem vezju izkoristili le vsak drugi analogni vhod. V primeru, da bi želeli meriti pri 100 μm razmiku med pasovi, moramo le prekiniti povezave med pasovi in jih povezati z bralnim vezjem. V obeh primerih z enim bralnim vezjem in opisanim detektorjem pokrijemo 3.2 mm $(16 \cdot 0.2$ ali $32 \cdot 0.1)$ visok in 300 μm širok pas slike predmeta.

Večje predmete lahko preiščemo na dva načina. Lahko premikamo izvor in detektor in pustimo preiskovani objekt na miru, ali pa premikamo preiskovani predmet in na miru pustimo izvor ter detektor. Preiskovani predmet bi sicer lahko otipali tudi tako, da bi premikali samo detektor ali samo izvor, vendar bi potem morali upoštevati tudi spreminjajočo geometrijo med izvorom in detektorjem. Zaradi enostavnejše izvedbe sem se odločil, da bom premikal preiskovani predmet, izvor in detektor pa bosta mirovala.

Predmet sem premikal s pomično enoto tovarne Isel-automation. Sestavljena je iz pomične mizice, ki jo premika koračni motor in krmilnika koračnega motorja, ki obenem skrbi tudi za napajanje. Pomično enoto upravljamo preko serijskega vmesnika RS232 (COM port). Blok shema sistema za rentgensko slikanje je na sliki 4.2.



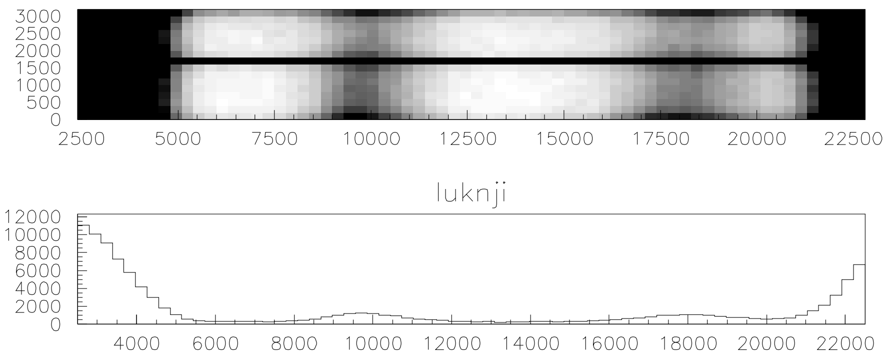
Slika 4.2: Sistem za rentgensko slikanje.

4.2 Slike preprostih predmetov

Z opisanim sistemom sem slikal aluminijaste ploščice, skozi katere so bile zvrtane luknjice različnih dimenzij. Kot izvor sem uporabil delce beta (izvor Sr^{90}), 22 keV fotone iz večenergijskega izvora in rentgensko cev z volframovo tarčo.

4.2.1 Slikanje z delci beta

Z delci beta sem le testiral delovanje detektorja, saj je bil izvor dovolj močan, da sem sliko posnel dovolj hitro. Za uporabo v medicini niso primerni, saj se preveč absorbirajo v tkivu. Slika je tudi precej razmazana, saj se elektroni v snovi dosti bolj sipajo kot fotoni. Na sliki 4.3 je dvodimenzionalna slika 2 mm debele aluminijeve ploščice, v katero sta izvrtani luknjici s premerom 1 in 2.5 mm (gledano od leve proti desni). Temnejša polja ustrezajo kanalom z velikim številom zaznanih fotonov, svetlejša polja pa kanalom z manjšim številom zaznanih fotonov (enako velja tudi na vseh nadaljnih slikah). Črna črta na sredini slike je posledica mrtvega kanala. Vidimo, da je slika lukenj zelo razmazana, prav tako tudi rob ploščice.



Slika 4.3: Posnetek aluminijaste ploščice z dvema luknjicama. Dimenzije so v μm. Izvor: Sr^{90}.

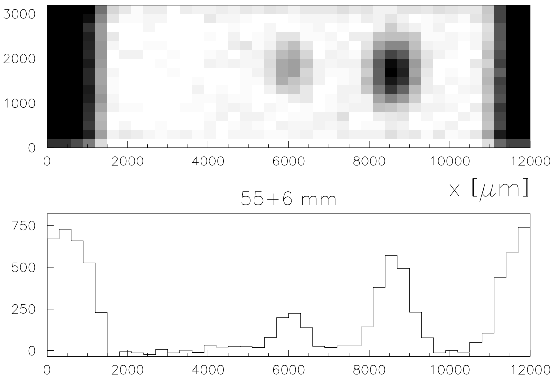
4.2.2 Slikanje z 22 keV fotoni

Za slikanje sem uporabil večenergijski izvor rentgenskih fotonov Amersham. Na sliki 3.9 vidimo, da je ta izvor zelo šibek (nekaj deset fotonov na sekundo), zato je uporaben le za slikanje predmetov z velikim kontrastom. Slikal sem 2.60 mm debelo ploščico aluminija (kar je primerljivo z absorbcijsko dolžino 22 keV fotonov: 1.458 mm [3]). Vanjo sta zvrtani luknjici s premerom 0.48 in 0.90 mm. Kontrast, ki ga ocenimo z enačbo 2.15, je v tem primeru 3.3.

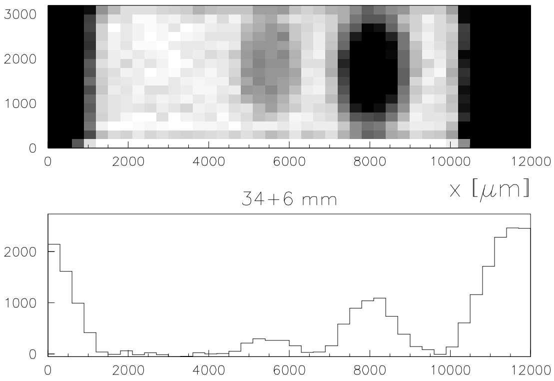
Napravil sem dva posnetka pri različnih oddaljenostih izvora od predmeta in detektorja. Razdalja predmet-detektor d_2 je bila v obeh primeri 6 mm, razdalja izvor-predmet d_1 pa 55 (slika 4.4a) in 34 mm (slika 4.4b).

Na sliki 4.4 je v zgornji vrsti dvodimenzionalni prikaz preiskovanega objekta v 64 sivinah, v spodnji vrsti pa je prerez v smeri x pri $y = 2000$ μm. Na ordinatni osi je prikazano število zaznanih fotonov, potem ko sem odštel povprečno število zaznanih fotonov v okolici luknjice (v nadaljevanju ozadje). Ozadje v primeru a) je bilo 256 ± 16 fotonov na kanal, v primeru b) pa 810 ± 33 fotonov.

Na sliki 4.4a vidimo, da v področju, kjer ni aluminija (temni progi na levi in desni strani), zaznamo približno 700 fotonov nad ozadjem. Prav toliko bi pričakovali tudi v luknjicah. Izkaže se, da izvor ni točkast in da je njegova dimenzija primerljiva z dimenzijo luknjice. Zato dobimo nekoliko manj zadetkov na kanal–okoli 580 nad ozadjem pri luknjici s premerom 0.90 mm in 230 pri luknjici s premerom 0.48 mm. Pri



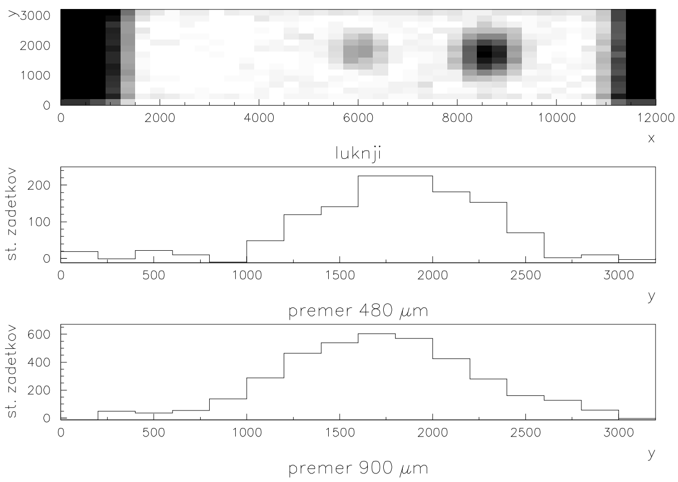
(a) $d_1 = 55$ mm, $d_2 = 6$ mm



(b) $d_1 = 34$ mm, $d_2 = 6$ mm

Slika 4.4: Posnetek aluminijaste ploščice pri različnih razdaljah od izvora.

manjši luknjici se število zaznanih fotonov zmanjša tudi zato, ker je njena površina že primerljiva z velikostjo kanala in slika luknjice ne pade na en sam kanal. Kontrast slike je torej 2.3 za večjo in 0.9 za manjšo luknjico. Razmerji signal/šum sta 36 in 14. Enako analizo lahko naredimo tudi za sliko 4.4b. V tem primeru je število zaznanih fotonov okoli 1100 nad ozadjem pri večji in 320 pri manjši luknjici. Kontrast slike je 1.36 za večjo in 0.4 za manjšo luknjico. Razmerji signal/šum sta 33 in 9.6.



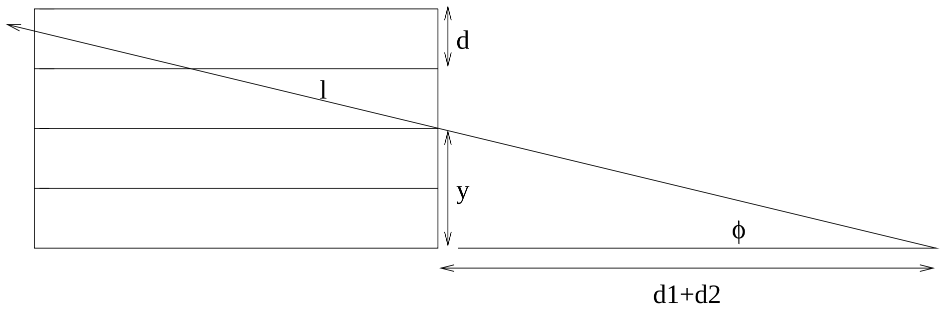
Slika 4.5: Prerez v smeri y pri $x \approx 6000\,\mu$ in $x \approx 8250\,\mu$. Povečava slike $m \approx 1.11$. Razdalje so v μm.

Že v razdelku 2.2.4 smo zapisali (enačba 2.22), da za skupno razmazanost B velja:

$$B^2 = B_g^2 + B_d^2, \tag{4.1}$$

kjer sta B_g in B_d geometrijska razmazanost in razmazanost zaradi detektorja. Točkast objekt, ki bi bil v stiku z detektorjem, bi dal sliko dimenzij $200 \cdot 300\,\mu\text{m}^2$. Iz slike 4.5 ocenimo, da je skupna razmazanost slike približno $B = 500\,\mu\text{m}$. Če to vstavimo v enačbo 4.1 in vzamemo $B_d = 200\,\mu\text{m}$, iz enačbe 2.20 ocenimo, da je efektivna velikost izvora okoli 4.2 mm, kar se dobro ujema z velikostjo odprtine zaslonke pri izvoru (4 mm).

K neostrini zaradi detektorja prispeva tudi paralaksa rentgenskih fotonov (slika 4.6). Z y označimo razdaljo med točko, kjer foton zadene detektor pod kotom $\pi/2 - \Phi$ do točke, kjer foton zadene detektor pod pravim kotom, z d širino pasov in z $d_1 + d_2$ razdaljo med izvorom in detektorjem. Z l označimo pot, ki jo preleti foton, preden zapusti pas, v katerega je vstopil. Če je ta pot majhna v primerjavi s povprečno prosto potjo v siliciju, potem bo slika še dodatno razmazana.



Slika 4.6: Neostrina zaradi paralakse.

Foton, ki zadene n ti pas (prvi pas je pri $y = 0$) bo v istem pasu prepotoval še

$$l_n = \frac{nd - y}{\sin\Phi} = \frac{nd - (n-1)d - \tilde{y}}{\sin\Phi} = \frac{d - \tilde{y}}{\sin\Phi} \tag{4.2}$$

Ker so koti majhni velja $\sin\Phi \approx \tan\Phi = y/(d_1 + d_2)$. Ker nas zanima le okvirna ocena izberemo še $\tilde{y} = d/2$ in zapišemo:

$$l_n = \frac{(d - d/2)(d_1 + d_2)}{(n-1)d + d/2} = \frac{d_1 + d_2}{2n - 1} \tag{4.3}$$

Izvor sem naravnal tako, da so fotoni vpadali pravokotno približno na sredini detektorja, torej je največji možni $n = 8$. Zaradi premajhne točnosti pri nastavitvi sistema, sem za oceno vzel raje nekoliko večji $n = 10$. Tako dobim $l_{10} = 6.8$ mm pri $d_1 = 55$ mm in $l_{10} = 4.4$ mm pri $d_1 = 36$ mm. Fotoni z energijo 22 keV se v prvem primeru 96% absorbirajo v pasu, katerega zadenejo, v drugem primeru pa 87%. Torej je slika v primeru, ko je izvor bližje predmetu, bolj razmazana zaradi večje povečave, kar vpliva na geometrijsko neostrino in zaradi paralakse, ki vpliva na detektorjevo neostrino (slika 4.4).

4.2.3 Slikanje z rentgensko cevjo

V nekaj milimetrih aluminija se absorbira večina fotonov z energijo okoli 20 keV, zato je kontrast zelo visok. Pri mamografiji želimo zaznati drobne mikrokalcifikacije ($\approx 50 - 100\,\mu$) znotraj nekaj centimetrov debelega tkiva. Zato lahko pričakujemo, da bo kontrast zelo nizek. Povprečna prosta pot 22 keV fotonov v kalciju je $664.7\,\mu$m [3], v vodi pa približno 1.8 cm [6]. Zato sklepamo, da bo absorbcijki koeficient v tkivu (ki ga sestavlja večinoma voda) nekaj redov velikosti manjši od absorbcijskega koeficienta v mikrokalcifikaciji in lahko privzamemo $\mu_{\mathrm{Ca}} - \mu_{\mathrm{tkivo}} \approx \mu_{\mathrm{Ca}}$. Iz enačbe 2.12 ocenimo, da je pričakovani kontrast mamograma približno 0.07, kar se dobro ujema z rezultati simulacije, kjer je kontrast takega posnetka 0.08 [4]. Če želim oceniti primernost tehnike za mamografijo, moram slikati predmete s primerljivim kontrastom. Če vzamem aluminijasto folijo debeline 0.1 mm, v katero so izvrtane majhne luknjice, pričakujem kontrast okoli 0.07.

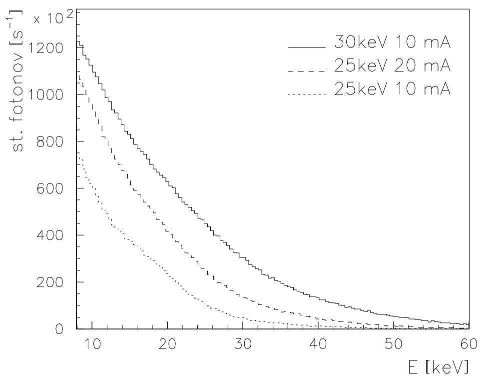
Opis sistema

Za slikanje takega predmeta sem potreboval mnogo močnejši izvor. Uporabil sem rentgensko cev z volframovo anodo. V njej segrevamo katodo z električnim tokom, tako da iz nje izhlapevajo elektroni. Električno polje med anodo in katodo pospeši elektrone proti anodi, tako da zadenejo v anodo z energijo med 20 in 100 keV. Elektroni v anodi zavorno sevajo in se ustavijo. Okoli 99% energije elektronov se pretvori v toploto, preostanek pa se izseva kot rentgenski fotoni. Fotoni iz rentgenske cevi niso monokromatski. Njihova največja možna energija je določena z napetostjo med anodo in katodo. Kot sem že omenil, pri medicinskih preiskavah z bakrenimi in aluminijastimi filtri izločimo energije, ki so manjše 15 keV, ker se preveč absorbirajo v tkivu in prispevajo le k povečanju doze (proces E, slika 2.1).

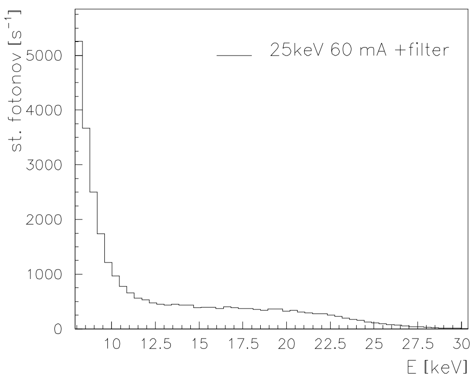
Na sliki 4.7 so prikazani izmerjeni integralni spektri rentgenskih fotonov pri različnih napetostih med anodo in katodo in različnih tokovih skozi katodo. Energijo, ki ustreza danemu pragu diskriminatorja sem izračunal z enačbo 3.6. Na tej sliki vidimo, da zaznamo fotone tudi pri energijah, ki so višje od pospeševalnega potenciala. Predojačevalec v bralnem vezju namreč potrebuje približno $10\,\mu$s za izpraznjenje integracijskega kondenzatorja v povratni zvezi. Če na vhod predojačevalca pride nov pulz, še preden se je kondenzator izpraznil, bo nov signal naložen na ostanek starega. Ta pojav imenujemo nakopičevanje. Posledica nakopičevaja je zmanjšan izkoristek sitema, saj namesto dveh pulzov zaznamo le enega.

Pri slikanju sem skušal kar najbolj posnemati realno mamografsko preiskavo. Zato sem izbral pospeševalno napetost 25 keV in tok 10 mA. Pri takih pogojih ima večina fotonov energijo okoli 20 keV, intenziteta rentgenskega žarka (število fotonov na enoto časa in površine) pa ni prevelika (problem nakopičevanja). Prag diskriminatorja sem nastavil na 52.4 mV, kar ustreza energiji 13 do 14 keV.

Na sliki 4.7b je spekter fotonov, ki sem ga filtriral z 0.2 mm debelo bakreno folijo in nekaj centimetri pleksi stekla. Energija bakrovega K-roba je 8.98 keV [3], torej dobro absorbira fotone z večjo energijo. Povprečna prosta pot 8 keV fotonov v ogljiku



(a) Brez filtra.



(b) Cu+pleksi filter.

Slika 4.7: Integralni spektri rentgenske cevi pri različnih delovnih pogojih.

(sestavina pleksi stekla) je približno 1.5 mm [3], zato sem pričakoval, da ne bom zaznal fotonov z nizkimi energijami. Kljub temu na sliki 4.7b vidimo tudi signale pri nizkih energijah, ki se približno ujemajo z bakrovim K-robom 8.98 keV. Vse kaže, da filtri niso bili dobro postavljeni. Kljub temu sem s filtrom zmanjšal tok fotonov, saj vidimo, da ni več nakopičevanja. Poleg tega sem spekter zožil na fotone z energijami med 20 in 25 keV. Pri slikanju s filtrom sem prag diskriminatorja nastavil na 114.5 meV, kar ustreza energiji okoli 20 keV.

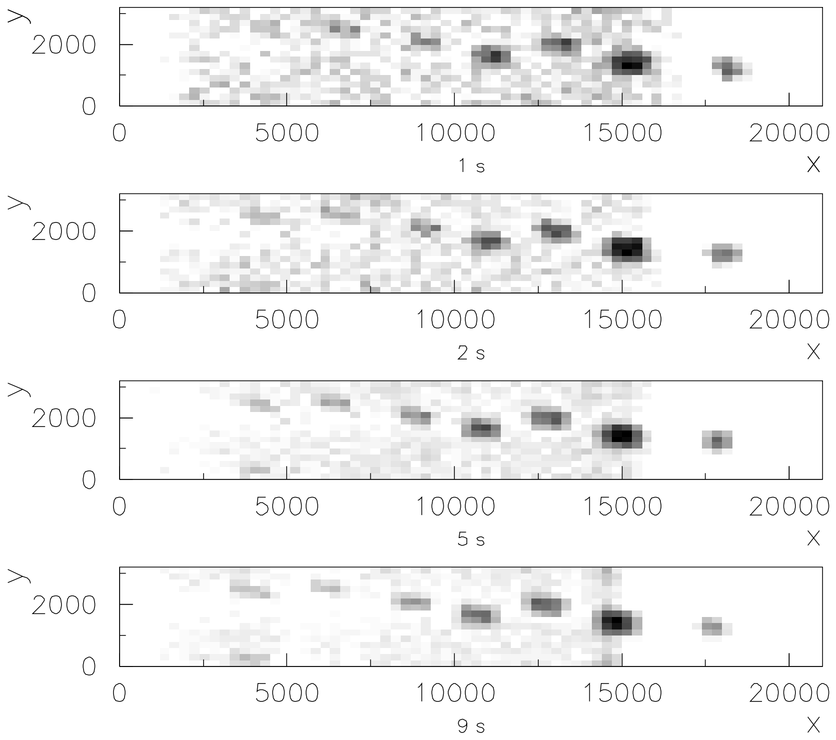
Za kolimiranje rentgenskega žarka sem uporabil zaslonko v obliki kvadrata s stranico 1 mm. Razdalja med zaslonko in anodo je bila približno 4 cm, razdalja med anodo in predmetom približno $d_1 = 38$ cm in razdalja med predmetom in detektorjem $d_2 = 4$ cm. Efektivna velikost izvora je približno podana z velikostjo zaslonke.

Posnetki

Na sliki 4.8 so prikazani posnetki aluminijaste folije, v katero so v vrsti izvrtane luknjice s premeri 2×0.25 (dve luknjici, ki sta med seboj oddaljeni manj kot 0.1 mm; na posnetkih sta vedno videti kot ena sama), 0.40, 0.50, 0.58, 0.65, 0.80 in 0.90 mm gledano od leve proti desni. Na levi strani spodaj je še luknjica s premerom 0.25 mm. Slike so posnete pri različno dolgih časih ekspozicije.

Preden sem narisal sliko, sem najprej izračunal povprečno število zaznanih fotonov $<n_y>$ pri posamezni vrednosti y (ozadje) in standardno deviacijo ozadja σ. Ta račun sem napravil v dveh korakih. V prvem koraku sem upošteval vse točke, v drugem pa le tiste, ki so se od povprečja razlikovale za manj kot 3σ. Na ta način pri računu ozadja ne upoštevamo kanalov s sliko luknjice. Lestvica sivin je nastavljena tako, da bela barva ustreza številu zaznanih fotonov, ki je manjše od $<n_y> -\sigma$. Ozadje je precej odvisno od koordiante y, kar vidimo na sliki 4.9. Ker je kontrast že zelo majhen, bi bile brez odštetega ozadja luknjice na sliki zelo slabo vidne, saj bi ves dinamični obseg slike porabili za prikaz ozadja (slika 4.9).

Na desni strani ploščice je senca, ki jo povzroča nosilec folije (slika 4.10). Vidimo jo, če razširimo dinamični obseg slike. Zato moramo nastaviti lestvico sivin tako, da bela barva ustreza številu zaznanih fotonov, ki je manjše od $<n_y> -10\sigma$. Zaradi večjega dinamičnega obsega slabše vidimo sliko majhne luknjice.

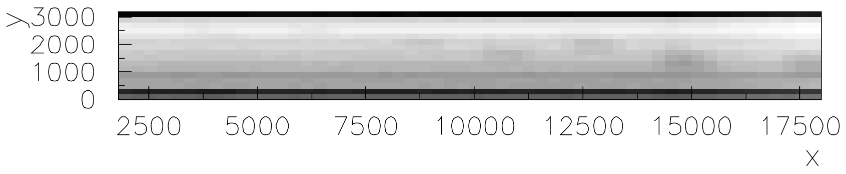


Slika 4.8: Posnetek aluminijaste ploščice z izvrtanimi luknjicami, pri različno dolgih časih ekspozicije. Razdalje so v μm.
1 s ... $\approx$ 40000 fotonov v ozadju
2 s ... $\approx$ 80000 fotonov v ozadju
5 s ... $\approx$ 160000 fotonov v ozadju
9 s ... $\approx$ 350000 fotonov v ozadju

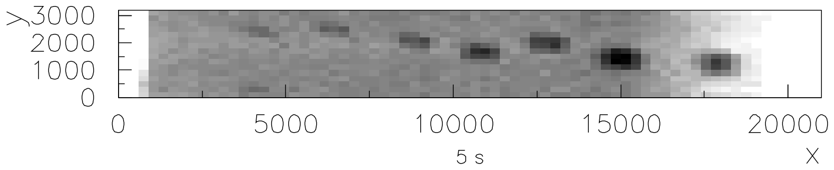
Analiza posnetkov

Oglejmo si, kakšna sta kontrast in razmerje signal/šum za posnetke na sliki 4.8. Podrobneje sem si ogledal luknjice s premeri 0.25, 0.50, 0.65 in 0.80 mm.

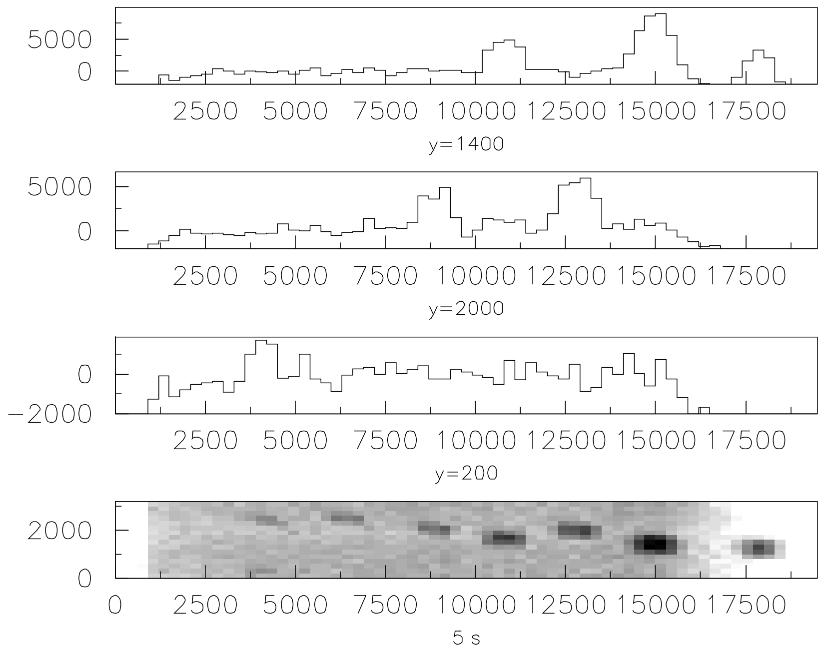
Na sliki 4.11 sem narisal prerez v smeri x pri različnih vrednostih y. Središče luknjice s premerom 0.25 mm je pri $y = 200\,\mu$, luknjici s premerom 0.50 in 0.65 mm sta pri $y = 2000\,\mu$, največja luknjica s premerom 0.80 mm pa je pri $y = 1400\,\mu$. Na ordinatno os sem nanašal število zaznanih fotonov nad ozadjem (to je naš signal,



Slika 4.9: Posnetek aluminijaste ploščice z izvrtanimi luknjicami brez odštetega ozadja. Razdalje so v μm. Ozadje $\approx$ 80000 fotonov.



Slika 4.10: Posnetek aluminijaste ploščice z izvrtanimi luknjicami. Razdalje so v μm. Ozadje $\approx$ 160000 fotonov.



Slika 4.11: Slike posameznih lukenj. Razdalje so v μm. Ozadje $\approx$ 160000 fotonov.

fluktuacije ozadja pa so šum). Ozadje sem računal lokalno v 15 do 20 točkah okoli slike luknjice. Razmerje med signalom in ozadjem je kontrast, razmerje med signalom in fluktuacijo ozadja pa je razmerje signal/šum slike.

Za majhne objekte (njihova slika prekriva le en kanal detektorja) velja, da so razločno vidni, kadar je signal v kanalu vsaj petkrat večji od fluktuacije ozadja. Kadar slika objekta prekriva več kanalov, je razmerje signal/šum lahko manjše od 5, saj gručo kanalov opazimo lažje kot en sam kanal. Vendar pa zato potrebujemo algoritem, ki preišče sliko in najde gruče kanalov s signali.

Na sliki 4.12a vidimo odvisnost razmerja signal/šum od števila zaznanih fotonov v ozadju. Če število zaznanih fotonov delimo z izkoristkom detektorja in faktorjem $\exp(-\mu_t d)$, kjer je μ_t absorbcijski koeficient tarče in d debelina tarče, dobimo število vpadnih fotonov na tarčo. Enačba 2.18 napoveduje korensko odvisnost od števila vpadnih fotonov.

Nazadnje sem isti predmet slikal še z uporabo bakrenega in pleksi filtra (slika 4.13). Spekter rentgenskih fotonov je na sliki 4.7b. Zaradi filtra je rentgenski žarek močno oslabljen, tako da sem za slikanje potreboval 4 minute na korak. Celotno sliko, sestavljeno iz 60 korakov sem snemal štiri ure.

Primerjava na sliki 4.13 ni najboljša, saj je slika brez filtra narejena pri približno dvakrat večji dozi, zato, da lahko prepoznamo tudi signal, ki ustreza najmanjšim luknjicam. Če upoštevamo še dozo, bi bilo najustrezneje primerjati posnetek s filtrom s posnetkom na sliki 4.8, ki je bil osvetljen 2 s. S filtrom izločimo nizkoenergijske fotone, ki se dobro absorbirajo, zato pričakujemo, da bo kontrast nekoliko slabši. Pri luknjici s premerom 0.50 mm se je kontrast zmanjšal od 0.03 na 0.02, kar pa je v okviru napake praktično enako.

4.3 Ocena prejete doze pri mamografski preiskavi

Vstopno kožno dozo ocenimo z enečbo 2.11. Zato moramo poznati število vpadnih fotonov na enoto površine $n = N/S$, povprečno energijo, ki jo fotoni odložijo v snovi $\bar{E}$, gostoto snovi ρ, ter absorpcijski koeficient za rentgenske žarke v tkivu μ.

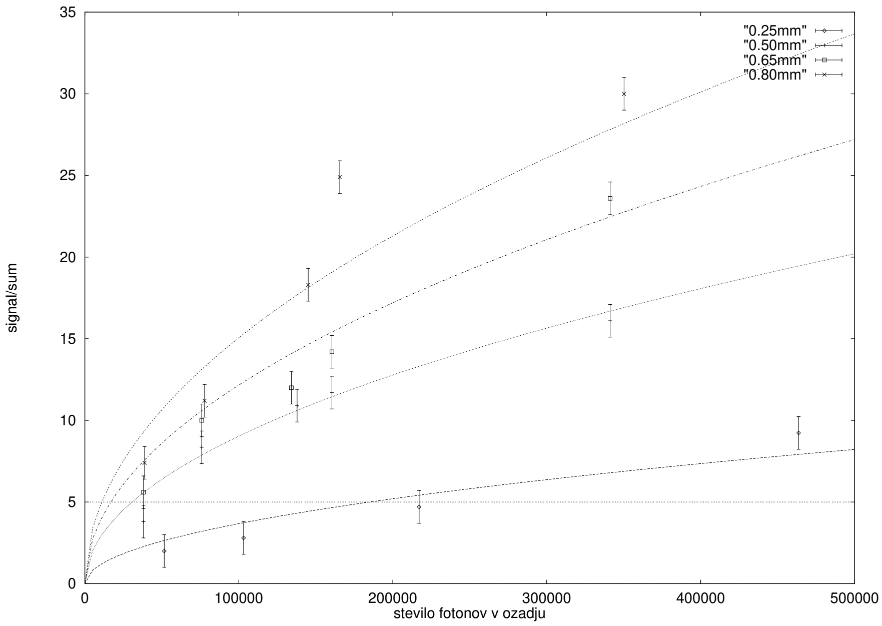
Za gostoto vpadnih fotonov na detektor, zunaj območja slike (n_1=ozadje/površina kanala) velja (enačba 2.13):

$$n_1 = ne^{-\mu t}\eta, \tag{4.4}$$

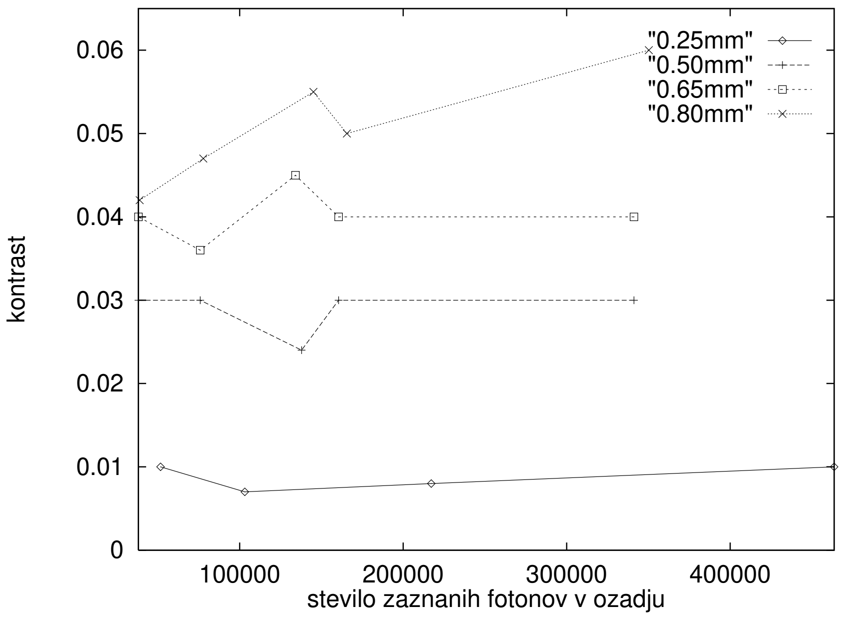
kjer je t debelina tkiva, delež sipanega sevanja R pa smo zanemarili. To smemo narediti, saj so preseki za sipanje pri energijah, ki jih uporabljajo v mamografiji, mnogo manjši od preseka za fotoefekt; to potrjujejo tudi rezultati simulacije: $R = 0.03$ [4]. S simulacijo je bila izračunanan tudi povprečna energija, ki jo foton ob reakciji odloži v tkivu; navedena je v tabeli 4.1. Gostoto tkiva ocenimo kar z gostoto vode ρ_{voda}. Optimalno energijo za slikanje tkiva dane debeline sta določila Dance in Day [6], absorpcijske koeficiente v tkivu pri teh energijah pa sem našel v literaturi [4].

Vstopno kožno dozo med preiskavo sem ocenil takole:

$$VKD = \frac{n_1}{\eta} e^{\mu(E)t} \mu(E) \frac{\bar{E}}{\rho_{\mathrm{voda}}} \tag{4.5}$$

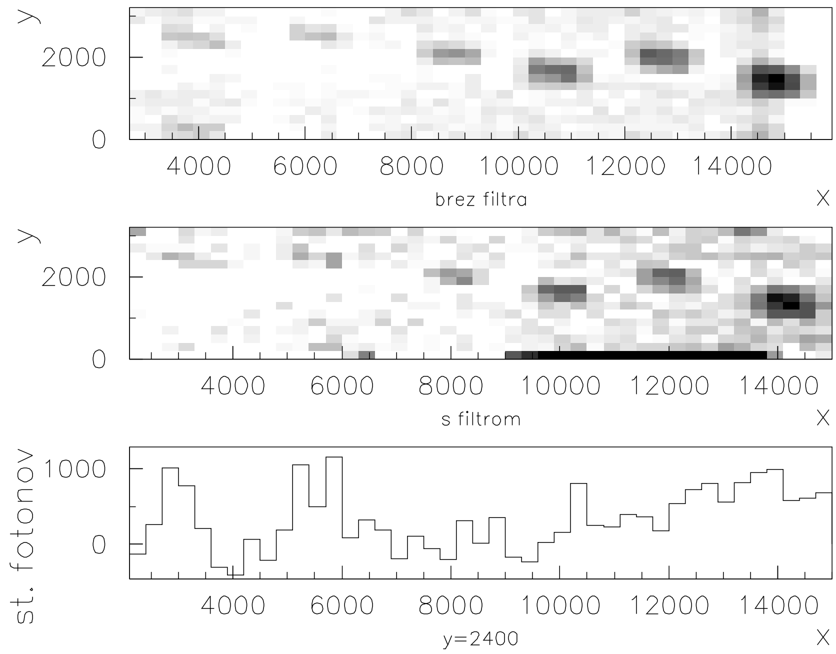


(a) Signal/šum



(b) Kontrast

Slika 4.12: Signal/šum in kontrast različnih lukenj v odvisnosti od števila vpadnih fotonov na detektorju.



Slika 4.13: Primerjava slike s filtrom in brez filtra. Razdalje so v μm. Ozadje pri sliki s filtrom $\approx$ 160000 fotonov, ozadje pri sliki brez filtra $\approx$ 80000 fotonov.

Iz slike 4.12 lahko ocenimo, kdaj je razmerje signal/šum na slikah predmetov dovolj veliko, da z gotovostjo ločimo sliko luknjice od fluktuacije ozadja (to razmerje mora biti večje od 5). Vidimo, da luknjice večje od površine kanala S_1, lahko slikamo pri dozah, ki dajo $N_1 = n_1 S_1 \approx 25000$ zaznanih fotonov na kanal (luknjica s premerom 0.5 mm). Za predmete, ki so enakega reda velikosti, kot kanali detektorja, je ta številka precej večja – $N_1 = n_1 S_1 \approx 180000$.

Izkoristek detektorja je določen z debelino varovalnega obroča d; $\eta = \exp(-\mu d)$. V tabeli 4.1 so zbrane tudi povprečne proste poti fotonov v siliciju λ_{Si} [3]. Varovalni obroč na detektorju je širok 600 μm, njegov izkoristek je 54%.

t [cm]	E_γ [keV]	$\bar{E}$ [keV]	μ[cm^{-1}]	μ_{Si}[cm^{-1}]	$2r \geq 0.5$ mm doza [mGy]	$2r \approx 0.25$ mm doza[mGy]
2	17	12.95	1.203	16.5	$1.2/\eta$	$8/\eta$
4	20	12.67	0.815	10.2	$1.8/\eta$	$13/\eta$
6	22.5	11.37	0.625	7.21	$2.0/\eta$	$14/\eta$
8	23	11.31	0.598	6.77	$5.4/\eta$	$39/\eta$

Tabela 4.1: Ocenjena vstopna kožna doza pri mamografski preiskavi, pri pogoju, da je razmerje signal/šum večje od 5.

Doze, ki sem jih izračunal ob gornjih predpostavkah, so za različne debeline tkiva zbrane v tabeli 4.1. Vidimo, da z detektorjem, ki ima izkoristek okoli 50% slikamo objekte s premerom 0.5 mm in več pri dozah med 2.4 in 4 mGy.

Če opazujemo velike objekte, se rezultati meritev dokaj dobro ujemajo z napovedjo simulacije [4]. Simulacija pa napoveduje manjšo VKD za slikanje objektov, ki so po velikosti primerljivi z ločljivostjo detektorja, saj ni bila upoštevana možnost, da se slika predmeta lahko razdeli med več kanalov–v najslabšem primeru med štiri.

Danes ženske pri mamografiji prejmejo med 2.5 in 6.3 mGy na preiskavo [12], pri tem pa odkrijejo kalcifikacije velike približno 1 mm. Pri približno enakih dozah (ki jih z večjim izkoristkom detektorja lahko še zmanjšamo) lahko zaznamo 2 do 5 krat manjše objekte (odvisno od ločljivosti detektorja). Objekte, ki so približno enake velikosti kot je ločljivost detektorja, lahko zaznamo le pri dosti večjih dozah. Če sistem optimiziramo in uporabimo dobre algoritme za obdelavo slik, lahko pričakujemo, da bi videli objekte, ki so primerljivi z ločljivostjo detektorja. Poudariti velja, da so doze, zbrane v tabeli 4.1 zgolj ocena. Za realno primerjavo bi morali izmeriti dozo pri slikanju istega predmeta z našim sistemom in dozo pri klasičnem slikanju.

5. Poglavje

Zaključek

Da bi zmanjšali škodljivost rutinskih mamografskih pregledov, želimo uporabljati detektor s čimvečjim izkoristkom in dobro prostorsko ločljivostjo. V ta namen lahko uporabimo silicijeve mikropasovne detektorje, ki so orientirani vzporedno z vpadnimi rentgenskimi žarki. Njihov odziv je linearen glede na dozo, izkoristek pa neodvisen od ločljivosti. Prostorska ločljivost silicijevih detektorjev je nekoliko slabša od filma. Določena je z njihovo debelino (200-300 μm) in razmikom med pasovi (25-200 μm). Zato pa dobimo digitalno sliko, ki je takoj pripravljena za nadaljno uporabo.

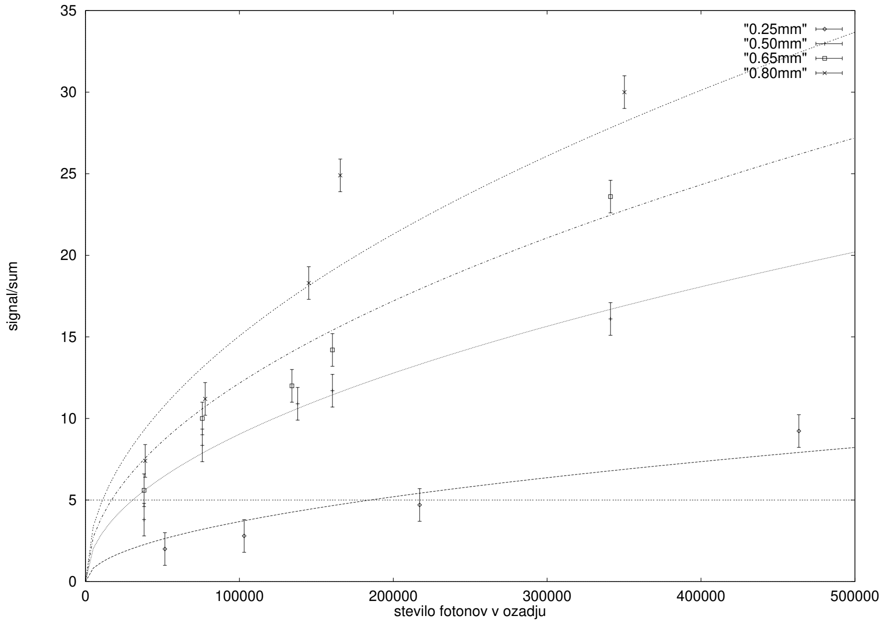
Za učinkovito zaznavanje fotonov potrebujemo tudi primerno bralno elektroniko, ki lahko dovolj hitro obdeluje več kanalov hkrati. V ta namen je bilo izdelano vezje CASTOR. Odlikuje ga veliko ojačenje pri sorazmerno majhnem šumu. Testi kažejo, da se dobro ujema s specifikacijami proizvajalcev in je primerno za uporabo s silicijevimi detektorji za aplikacije, kjer želimo meriti prostorsko odvisnost intenzitete rentgenskega sevanja.

Za slikanje smo uporabili detektor debeline 300 μm, razmik med pasovi pa je bil 200 μm. Prve meritve kažejo, da z njim lahko zaznamo objekte velikosti 0.5 mm in večje, z zelo nizkim kontrastom (okoli 0.05), brez uporabe algoritmov za računalniško obdelavo slike. Ocenjena doza na preiskavo (2-4 mGy) je primerljiva z dozami, kakršne dandanes prejmejo ženske med klasično mamografsko preiskavo, vendar lahko zaznamo manjše objekte. Pri tej dozi je razmerje med signalom in fluktuacijo ozadja približno 5. Z optimizacijo sistema bi dozo lahko še zmanjšali. Predvsem je potrebno izboljšati prostorsko ločljivost. To dosežemo s finejšo delitvijo detektorjev, pomagal pa bi tudi polovičen korak pri tipanju tkiva, s čimer bi lahko nekoliko omilili delitev signala med dva kanala. Ustrezna računalniška obdelava slike bi še dodatno pripomogla k učinkovitemu odkrivanju objektov. Potrebna doza se močno poveča, kadar želimo opazovati objekte, ki so primerljivi s prostorko ločljivostjo detektorja, ali še manjši. Za rabo v medicini je najmanjši objekt najbrž kar določen z ločljivostjo detektorja.

Na sliki 5.1 vidimo odvisnost razmerja signal/šum od števila zaznanih fotonov v ozadju za različno velike objekte. Doza, ki ustreza danemu številu fotonov v ozadju je odvisna od debeline tkiva in energije s katero slikamo. Izračunamo jo z enačbo:

$$VKD = \frac{N_o}{S_1 \eta} \frac{\mu \bar{E}}{\rho} e^{\mu t}, \tag{5.1}$$

kjer je N_o število fotonov v ozadju, η izkoristek detektorja, S_1 površina kanala na detektorju, t debelina tkiva, ρ gostota tkiva, μ absorpcijski koeficient v tkivu in $\bar{E}$ povprečna energija, ki jo foton odda pri reakciji v tkivu. Za tkivo debeline 4 cm, ki ga slikamo z 20 keV fotoni in detektorjem z izkoristkom 50%, 25000 zaznanih fotonov pomeni približno 3.6 mGy VKD.



Slika 5.1: Razmerje signal/šum v odvisnosti od doze. Za tkivo debeline 4 cm in detektor z izkoristkom 50%, 25000 zaznanih fotonov v ozadju ustreza VKD 3.6 mGy.

Dodatek A

Kontrolni signali za vezje CASTOR

Bralno vezje CASTOR za svoje delovanje potrebuje napajanje, analogne kontrolne napetosti, kontrolne tokove in digitalne kontrolne signale. Vsi izhodni signali so digitalni.

A.1 Napajanje

Bralno vezje CASTOR ima naslednje napajalne prikjučke[10, 9]:

oznaka	**napetost**	**funkcija**	**poraba (CAS0)**	**poraba (CAS1)**
agnd	0 V	analogna ozemljitev	$\approx$10 mA	$\approx$30 mA
avdd	+2 V	analogna VDD	$\approx$4.5 mA	$\approx$12 mA
avss	-2 V	analogna VSS	$\approx$16.6 mA	$\approx$50 mA
cvdd	+2 V	analogna VDD; samo za diskriminator	$\approx$1.6 mA	$\approx$6 mA
dvddc	+2 V	digitalna VDD		
dvssc	+2 V	digitalna VSS		
dvddp	+2 V	digitalna VDD; samo za varovalni obroč in sledilnike izhoda		
dvssp	-2 V	digitalna VSS; samo za varovalni obroč in sledilnike izhoda		

Tabela A.1: Napajalne napetosti in poraba bralnega vezja CASTOR. Pri digitalnih napajanjih poraba ni navedena, saj je zanemarljiva.
VDD...pozitivna napajalna napetost
VSS...negativna napajalna napetost

A.2 Analogni kontrolni signali

Z analognimi kontrolnimi signali nastavljamo karakteristike analognega dela kanalov. Zbrani so v naslednji tabeli[9]:

oznaka	**funkcija**	**nominalna vrednost**	**območje**
IBP	kontrolni tok predojačevalca	1 mA	0.7–2 mA
IBS	kontrolni tok obikovalca signalov	-0.2 mA	-0.3 – -0.2 mA
IBC	kontrolni tok diskriminatorja	0.09 mA	≥0.050 mA
VGRFP	kontrolna napetost predojačevalca	-0.38 V	-2 V – 2 V
VGRCR	kontrolna napetost oblikovalca signalov	1.44 V	-2 V – 2 V
VGRCR	kontrolna napetost filtra	-2 V	-2 V – 2 V
THRESH	prag diskriminatorja		-2 V – 2 V

Tabela A.2: Analogni kontrolni signali.

S kontrolnimi tokovi določamo delovne točke posameznih elementov analognega dela kanala. Kontrolne napetosti so napeljane neposredno na kontrolne elektrode tranzistorjev v povratnih zankah posameznih elementov analognega dela. Z njimi nastavljamo upornost teh tranzistorjev.

Obe verziji bralnega vezja CASTOR upravljamo z enakimi kontrolnimi signali.

A.3 Digitalni kontrolni signali

Vezje upravljamo z digitalnimi kotrolnimi signali. Rezultate meritev prav tako preberemo v digitalni obliki. Digitalni vhodi in izhodi so zbrani v naslednji tabeli [9]:

oznaka	**funkcija**	**smer**
RESET	reset vseh števcev	vhod
EN	omogoči štetje	vhod
SI_EXT	začni z branjem	vhod
SERIAL_IN	test pomikalnega registra	vhod
SHCK	ura in testni pulz	vhod
OVFW	prekoračitev obsega	izhod
SERIAL_OUT	trinivojski izhod	izhod
SERIAL_OUT_FREE	prosti izhod	izhod
SI_OUT	konec branja	izhod

Tabela A.3: Digitalni kontrolni signali.

RESET: ob prehodu iz logične 1 na logično 0 postavi vse (4/32) števce na nič. Na nivoju logične 0 mora ostati najmanj 10 ns, nato ga zopet postavimo na nivo logične 1.

EN: kadar je na nivoju logične 1, vsi kanali na bralnem vezju zajemajo podatke.

SI_EXT: ob prehodu iz logične 0 v logično 1 sproži branje. Na nivoju logične 1 mora ostati do konca branja.

SERIAL_IN: uporablja se za testiranje pomikalnega registra. Na ta vhod lahko pošljemo poljubno zaporedje bitov, ki se nato pojavijo na SERIAL_OUT_FREE po $4 \cdot 16 = 64$ oziroma $32 \cdot 16 = 512$ urinih ciklih.

SHCK: ura, ki jo uporabljamo za branje vsebine števcev. Pulz, ki poveča vsebino števca za 1 je logični `ALI` med izhodom iz diskriminatorja in SHCK, zato lahko signal SHCK lahko uporabimo tudi za testiranje števcev. Iz istega razloga mora biti med zajemanjem podatkov SHCK na nivoju logične 0.

OVFW: kadar katerikoli izmed števcev doseže vrednost $2^{16} - 1$, je signal postavljen na logično 1. Števec, ki je prekoračil obseg preneha s štetjem, ostali pa delujejo nespremenjeno.

SERIAL_OUT_EN: kadar je bralno vezje v načinu delovanja `beri`, bo po vsakem prehodu iz logične 1 v logično 0 na trinivojskem izhodu na voljo naslednji bit. Vrstni red branja bitov je naslednji:

bit 1 ... MSB kanala 0
...
bit 16 ... LSB kanala 0
bit 17 ... MSB kanala 1
...
bit 32 ... LSB kanala 1
...

Pri tem MSB pomeni "najtežji" bit (2^{15}) in LSB "najlažji bit" (1).

Ta izhod je trinivojski. To pomeni, da je v stanju z visoko impedancu pred in po branju. Zato lahko uporabimo isto podatkovno vodilo za branje več vezij.

SERIAL_OUT_FREE: podobno, kot izhod SERIAL_OUT_EN, vendar ni trinivojski. Uporablja se za testiranje pomikalnega registra.

SI_OUT: ko preberemo zadnji bit spremeni stanje iz logične 0 v logično 1. Kadar povežemo v verigo več vezij, ta signal vodimo na SI_EXT naslednjega vezja in ga s tem postavimo v način `beri`.

Vezje CASTOR deluje v treh načinih, ki jih določimo s kontrolnima signaloma EN in SI_EXT [10, 9]:

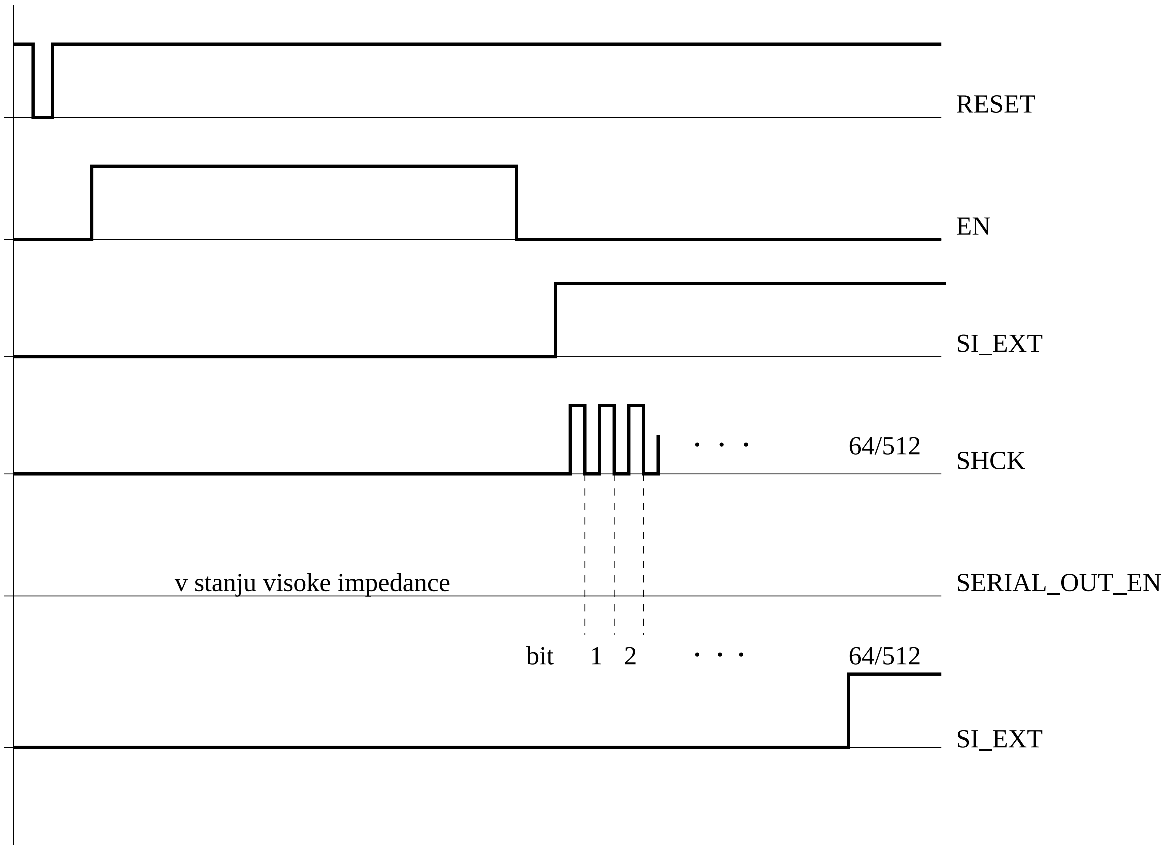
EN	**SI_EXT**	**način delovanja**
0	1	stop
1	0	zajemanje podatkov
x	0	beri

Tabela A.4: Načini delovanja.

A.4 Časovna shema zajemanja podatkov.

Na sliki A.1 je prikazan časovni potek meritve. Signal RESET postavi vsebino vseh števcev na 0 in vezje je pripravljeno na začetek meritve. Ko postavimo EN v stanje logične 1, vezje začne šteti sunke, ki so na izhodu iz ojačevalca večji od praga. Meritev ustavimo tako, da signal EN postavimo na logično 0. Ko postavimo signal SI_EXT, ki je bil do sedaj v stanju logične 0, v stanje logična 1, je vezje pripravljeno na branje.

Po prvem padajočem robu signala SHCLK, je na izhodu SERIAL_OUT_EN prvi bit. Po 64/512 urinih ciklih, smo prebrali tudi zadnji bit 4./32. kanala. SHCLK je sedaj v stanju 0. Ko SHCLK ponovno zavzame vrednost 1, se bo na izhodu SI_OUT pojavila vrednost 1. V primeru, ko v verigo povežemo več bralnih vezij CASTOR, bo to obenem tudi signal SI_EXT za naslednje vezje v verigi.



Slika A.1: Časovni potek meritve in zajemanja podatkov.

Dodatek B

Povezava CASTOR—osebni računalnik

B.1 Funkcije kontrolne kartice

Kontrolna kartica je sestavljenega iz digitalnega in analognega dela. Digitalni del je namenjen povezavi bralnega vezja z računalnikom. Njegova naloga je pretvorba logičnih nivojev TTL (0=0 V, 1=5 V; takšen je vhod/izhod iz računalnika) na nivoje, kakršne uporablja bralno vezje (0=-2 V, 1=2 V) in nazaj. Poleg tega digitalni del dekodira podatkovne in kontrolne signale iz računalnika in iz njih generira kontrolne signale za bralno vezje.

Analogni del je namenjen napajanju bralnega vezja ter kontroli parametrov ojačevalca in oblikovalnika signalov v analognem delu bralnega vezja. Poleg tega je na kontrolni kartici tudi 8-bitni digitalno-analogni pretvornik, s katerim lahko programsko spreminjamo prag diskriminatorja.

Na kotrolni kartici je tudi ura, ki generira testne pulze, s katerimi sem meril ojačenje analognega dela bralnega vezja. Testnim pulzom lahko spreminjamo frekvenco in velikost.

Nazadnje je na kontrolni kartici poskrbljeno še za filtriranje napajalne napetosti za detektor.

B.2 Programiranje paralelnega vmesnika

Paralelni vmesnik osebnega računalnika PC ima 8 podatkovnih linij, 4 kotrolne (izhodne) linije in 5 statusnih (vhodnih) linij. Izhode paralelnega vmesnika programiramo z branjem in pisanjem iz določene pomnilniške lokacije (port). Kadar na to pomnilniško lokacijo vpišemo 8-bitno število, na izhodu vmesnika dobimo ustrezno kombinacijo linij na nivoju logične 0 ali 1. Z branjem iz take pomnilniške lokacije pa dobimo 8-bitno število, ki ustreza kombinaciji logičnih nivojev na vhodu vmesnika. Pri pisanju na podatkovne linije izkoristimo vseh 8 bitov, pri pisanju na kontrolne linije so izkoriščeni prvi 4 biti, pri branju statusnih linij pa uporabljamo zadnjih 5 bitov. Naslovi teh pomnilniških lokacij (veljajo za operacijski sistem MS-DOS) so zbrani v tabeli B.1 [13]:

oznaka	**podatki**	**status**	**kontrola**
LPT1	0378h	0379h	037Ah
LPT2	0278h	0279h	027Ah
LPT3	03BCh	03BDh	03BEh

Tabela B.1: Naslovi podatkovnih, statusnih in kontrolnih linij paralelnega vmesnika. Vsi naslovi so zapisani v šestnajstiškem sistemu.

B.3 Branje z vezja CASTOR

Vezje CASTOR ima štiri digitalne izhode, katere želimo prebrati. Na razpolago imamo 5 statusnih bitov, torej lahko izhode iz CASTORja po pretvorbi na nivo TTL neposredno napeljemo na statusne linije in iz pomnilniške lokacije preberemo 8-bitno število, ki ustreza kombinaciji logičnih nivojev na vhodu vmesnika.

B.4 Generiranje digitalnih kontrolnih signalov za vezje CASTOR

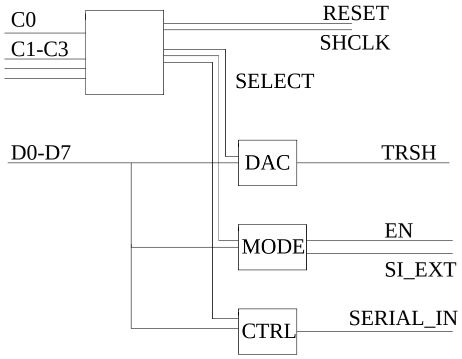
Na voljo imamo 4 digitalne kontrolnih linij in 8 digitalnih podatkovnih linij, s katerimi bi lahko generirali 5 digitalnih kontrolnih signalov za vezje CASTOR. Ker želimo napetost praga nastavljati programsko, 8 podatkovnih linij napeljemo na vhod analogno-digitalnega pretvornika (ADC). Tako ostanejo le še štiri proste linije, poleg tega pa potrebujemo še signal, s katerim prožimo ADC, torej skupaj šest digitalnih izhodov.

Namesto da bi izhode iz vmesnika peljali neposredno na CASTOR, se odločimo za drugačen pristop. Za vse kontrolne signale uporabljamo podatkovne linije; s kombinacijami treh kontrolnih bitov določimo kam se bodo preslikale vrednosti s podatkovnih linij in s četrtim kontrolnim bitom prožimo vezje. Blok shema sistema je na sliki B.1.

Časovni potek generiranja signalov je na sliki B.2. Najprej bom opisal generiranje signalov RESET in SHCLK (slika B.2 levo). Na kontrolne linije C1-C3 najprej zapišemo naslov[1]. Kontrolno linijo C0 uporabimo za generiranje prožilnega signala. Dekodirno vezje preslika prožilni signal na izhod, ki je določen z vrednostmi na linijah C1-C3. Ker je oblika prožilnega signala že primerna za RESET ali SHCLK, izhod dekodirnega vezja napeljemo neposredno na bralno vezje CASTOR.

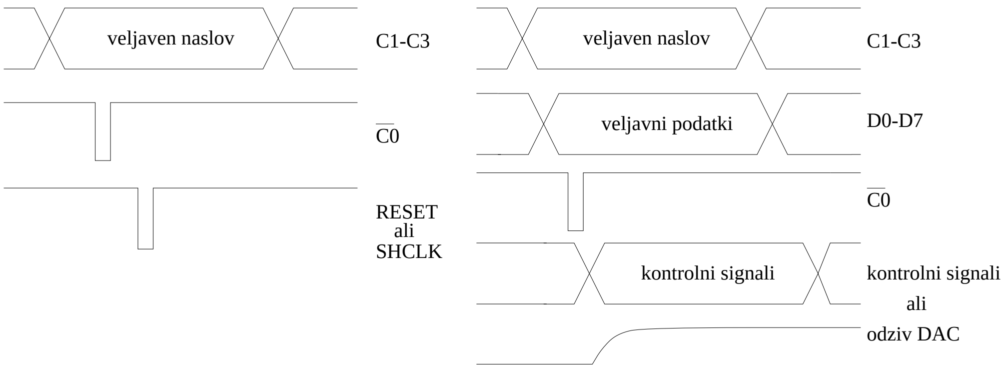
Drugače pa je, kadar generiramo ostale kontrolne signale. Tudi sedaj najprej zapišemo naslov na kontrolne linije C1-C3. Nato na podatkovne linije zapišemo ustrezen signal, ki ga vodimo na dva sledilnika (MODE in CTRL) ter DAC. Prožilni signal

[1]S Ci označujem i-ti kontrolni bit in z Di i-ti podatkovni bit.



Slika B.1: Blok shema generiranja kontrolnih signalov.

na liniji C0 se bo tudi tokrat preslikal na na izhod dekodirnega vezja, ki je določen z vrednostmi na C1-C3. S preslikanim prožilnim signalom tokrat izberemo, kateri od sledilnikov ali DAC bo prebral vrednosti s podatkovnih linij in jo obdelal naprej.



Slika B.2: Časovni potek generiranja kontrolnih signalov.

Kadar izberemo sledilnik MODE, se D0 preslika na vhod EN in D1 na vhod SI_EXT bralnega vezja CASTOR. Pri izbiri sledilnika CTRL se D0 preslika na vhod SERIAL_IN bralnega vezja. Če pa izberemo DAC, bomo na vhodu THRESH dobili napetost med $U_{\max} \cdot n/255$, kjer je n število med 0 in 255, katerega smo zapisali na podatkovne linije D0-D7 in $U_{\max}$ največja možna napetost praga, določena z izvedbo DAC. Tabela naslovov je sledeča:

izbira	**C3**	**C2**	**C1**
MODE	0	0	0
CTRL	0	0	1
DAC	0	1	0
SHCLK	1	0	0
RESET	1	0	1

Tabela B.2: Tabela naslovov.

Literatura

[1] Anna Peisert, *Silicon Microstrip detectors*, Instrumentation in High Energy Physics, ed. Fabio Sauli

[2] Neil W. Aschroft, N. David Mermin, *Solid State Physics*, Saunders College Publishing, 1993

[3] Mucal on the Web, http://www.csri.iit.edu/mucal.html

[4] Špela Stres, *Diplomsko delo*, Ljubljana, 1996

[5] N. F. Kember, *Medical radiation detectors - Fundamental and Applied Aspects*, IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 1994

[6] W. Swindell, S. Webb: *The Physics of Medical Imaging*, IOP Publishing Bristol and Philadelphia, 1988

[7] W. R. Leo, *Tecniques for Nuclear an Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987

[8] G. Comes et al., CASTOR *a* VLSI CMOS *Mixed Analog-Digital Circutit for Low Noise Multichannel Counting Applications*, 7^{th} European Symposium on Semiconductor Detectors, 1995

[9] CASTOR 1.0 User Manual

[10] CASTOR 0.0 User Manual

[11] Amersham International, *Instrument Calibration Sources*, Catalog

[12] Zavod RS za varstvo pri delu, *Sevalna obremenjenost prebivalstva zaradi medicinske uporabe ionizirajočega sevanja v Republiki Sloveniji*, Ljubljana, 1996

[13] Erik Margan, `PPORTS.H`: *Data input/output via paralel (Centronics) printer port(s) of the IBM PC-AT/XT – comments on configuration, control and use*, Ljubljana, 1995

[14] Robert Jeraj, *Diplomsko delo*, Ljubljana 1994

[15] Gregor Kramberger, *Diplomsko delo*, Ljubljana 1995

[16] F. Arfelli et. al., SYRMEP: *an innovative Detection System for Soft X-Rays*, INFN-TC-96-23, Dec 1996.

[17] F. Arfelli et. al., *A Digital Readout System for the* SYRMEP *Silicon Strip Detectors*, INFN-TC-96-24, Dec 1996

[18] F. Arfelli et. al., *Silicon Detectors for Synchrotron Radiation Digital Mammography*, Nuclear Instruments and Methods A360, 283-286, 1995

[19] F. Arfelli et. al., *Silicon X-Ray Detector for Synchrotron Digital Radiology*, Nuclear Instruments and Methods A353, 366-370, 1994