

UNIVERZA V LJUBLJANI  
FAKULTETA ZA MATEMATIKO IN FIZIKO  
ODDELEK ZA FIZIKO

Naravoslovna smer

Špela Stres

**Študij primernosti polprevodniških detektorjev  
za rentgensko slikanje**

DIPLOMSKO DELO

MENTOR: doc. dr. Marko Mikuž

Ljubljana, 1996



Diplomsko delo sem opravila na Odseku za fiziko delcev Instituta Jožef Stefan v Ljubljani. Vsem sodelavcem odseka se želim zahvaliti za pomoč in prijaznost ter množico spoznanj, ki so mi jih v tem času posredoovali.

Še posebej se moram zahvaliti mentorju, doc. dr. Marku Mikužu, ki je diplomsko delo omogočil, ga kasneje pazljivo prebral in vedno našel koristen nasvet in dovolj potrpljenja. Prav tako dolgujem zahvalo delovnemu mentorju, dr. Vladimirju Cindru. Zahvaljujem se mu za vso pomoč in kritične pripombe.

Posebno zahvalo dolgujem še dr. Andreju Filipčiču in mag. Samu Staniču za njuno pomoč pri delu z računalnikom.

Hvala mami in tatu za vso podporo in razumevanje.



## Izvleček

V diplomskem delu je opisana računalniška simulacija sistema za slikanje z rentgenskimi žarki, v katerem se kot detektor rentgenskih žarkov uporablja GaAs detektor ali nabor prečno orientiranih silicijevih detektorjev. Rezultati simulacije kažejo, da bi se z uporabo teh detektorjev zmanjšala prejeta doza na pacienta pri mamografski preiskavi, pri slikanju pa bi lahko zaznali mikrokalcifikacijo reda velikosti  $100\mu\text{m}$ .

Ključne besede: silicijevi mikropasovni detektorji, mamografija, razmerje signal-šum

### PACS:

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

## Abstract

A computer simulation of a x-ray imaging system with a GaAs detector or a silicon detector is described. The silicon detector is formed of an array of silicon detectors, transversaly oriented. The results of the simulation show that the use of these detectors would lower the dose to the patient per mammographic examination. A detection of specimens of calcified material with dimensions around  $100\mu\text{m}$  would be possible.

Keywords: Silicon microstrip detectors, Mammography, Signal to noise ratio

### PACS:

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



# Kazalo

<b>Uvod</b>	<b>7</b>
<b>1 Rentgensko slikanje</b>	<b>9</b>
1.1 Interakcija rentgenskih fotonov s snovjo . . . . .	9
1.1.1 Fotoefekt . . . . .	10
1.1.2 Comptonovo sisanje . . . . .	11
1.1.3 Rayleighovo sisanje . . . . .	13
1.2 Kvaliteta rentgenske slike . . . . .	13
1.3 Kontrast slike . . . . .	15
1.4 Zveza med dozo, šumom in kontrastom . . . . .	17
1.5 Za rentgensko slikanje primerno energijsko območje . . . . .	19
1.6 Mamografija . . . . .	21
1.7 Zgradba rentgenske cevi in rentgenski spektri . . . . .	22
<b>2 Osnove delovanja polprevodniških detektorjev</b>	<b>25</b>
2.1 Osnovne lastnosti Si in GaAs . . . . .	26
2.2 Ozadje prostih nosilcev . . . . .	27
2.3 Stik p-n . . . . .	28
2.4 Zaporni tokovi . . . . .	31
2.5 Debelina polprevodniških detektorjev . . . . .	32
2.6 Mikropasovni polprevodniški detektorji . . . . .	32
2.7 Prag zaradi šuma elektronike . . . . .	34
2.8 Uporaba polprevodniških detektorjev pri rentgenskem slikanju . . . . .	34
<b>3 Simulacija</b>	<b>35</b>
3.1 Fizikalni procesi v simulaciji . . . . .	35
3.2 Potek simulacije . . . . .	36
3.3 Opis simuliranih procesov . . . . .	36
3.3.1 Fotoefekt . . . . .	38
3.3.2 Comptonovo sisanje . . . . .	39
3.3.3 Rayleighovo sisanje . . . . .	41
3.3.4 Energijske izgube izbitih elektronov . . . . .	42

<b>4 Rezultati simulacije</b>	<b>45</b>
4.1 Opis simuliranega sistema . . . . .	45
4.1.1 Silicijev detektor . . . . .	45
4.1.2 GaAs detektor . . . . .	47
4.1.3 Tkivo in tarča v tkivu . . . . .	47
4.1.4 Izvor . . . . .	47
4.2 Izvedba simulacije . . . . .	48
4.3 Rezultati simulacije . . . . .	51
4.3.1 Geometrija detektorja . . . . .	51
4.3.2 Določanje signala in šuma posnetka . . . . .	51
4.3.3 Uporaba v diagnostiki . . . . .	54
4.3.4 Prejeta doza in povprečna v tkivu odložena energija . . . . .	54
4.3.5 Uporabnost polprevodniških detektorjev za rentgensko slikanje . . . . .	54
4.3.6 Vpliv praga elektronike . . . . .	58
4.3.7 Mejno razmerje signal šum $k$ in ploščina kanala na detektorju . . . . .	59
<b>5 Zaključek</b>	<b>63</b>
<b>A Obstojeci načini detektiranja rentg. svetlobe</b>	<b>67</b>
A.1 Film . . . . .	67
A.2 Film z ojačevalnim zaslonom . . . . .	68

# Uvod

Pozicijsko občutljivi polprevodniški detektorji so detektorji z najboljšo prostorsko ločljivostjo, ki se uporablajo v fiziki delcev. Največkrat se uporablajo za določanje mesta interakcije - mikroverteks detektorji, ki so sestavni deli spektrometrov na vseh večjih pospeševalnikih. Namenjeni so predvsem rekonstrukciji razpadnih mest delcev z življenjskimi časi nekaj pikosekund - sekundarnih verteksov kratkoživih delcev.

V zadnjih letih je močno aktualna misel, da bi pozicijsko občutljive polprevodniške detektorje uporabili pri rentgenskem slikanju. Obetamo si lahko visok izkoristek, prostorsko ločljivost reda velikosti  $100\mu\text{m}$ , dobro energijsko ločljivost in digitalno sliko.

Naloga diplomskega dela je s pomočjo računalniške simulacije oceniti uporabnost slikevega in GaAs detektorja za rentgensko slikanje, posebej za odkrivanje mikrokalcifikacij z dimenzijami  $100\mu\text{m}$  v mehkem tkivu. To bi pomagalo pri zgodnjem odkrivanju raka na dojkah.

V prvem delu diplomskega dela sem predstavila osnovne lastnosti tkiva in zakonitosti, ki jih je potrebno upoštevati pri slikanju z rentgenskimi žarki.

V drugem delu sem predstavila osnove delovanja polprevodniških detektorjev in njihove lastnosti, ki so pomembne za rentgensko slikanje.

Tretji del je posvečen programskemu paketu GEANT in v njem uporabljenim algoritem za fizikalne procese. Potrebno je bilo preveriti delovanje algoritmov, pomembnih za sledenje rentgenskim fotonom.

Četrti del zajema rezultate računalniške simulacije dogajanja v tkivu in detektorju.

V zaključku primerjam rezultate simulacije z rezultati obstoječega načina rentgenskega slikanja.

V dodatku A opisem način rentgenskega slikanja, ki se dandanes uporablja v mamo-grafiji, slikanje s pomočjo filma z ojačevalnim zaslonom.

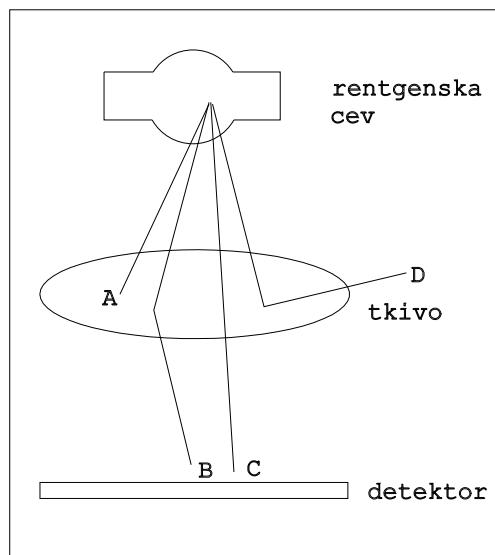


# 1. poglavje

## Rentgensko slikanje

### 1.1 Interakcija rentgenskih fotonov s snovjo

Na sliki 1.1 so prikazane tipične komponente sistema za slikanje z rentgenskimi žarki. Iz rentgenske cevi izsevani foton vstopijo v pacientovo telo, kjer interagirajo s tkivom; lahko se absorbirajo (fotoefekt), sipljejo (Comptonovo, Rayleighovo sipanje) ali nemoteno potujejo skozenj. Primarni fotoni, ki jih po izhodu iz tkiva zaznamo z detektorjem (npr. filmom), omogočijo nastanek posnetka, sipani fotoni pa predstavljajo ozadje, ki kvari kvaliteto slike. V naslednjih podpoglavljih bomo podrobnejše obdelali možne interakcije fota na s snovjo.



**Slika 1.1:** Osnovne komponente sistema za slikanje z rentgenskimi žarki. Vpadni foton se lahko v tkivu (A)absorbira, (B) in (D)siplje ali (C) gre nemoteno skozi tkivo.

### 1.1.1 Fotoefekt

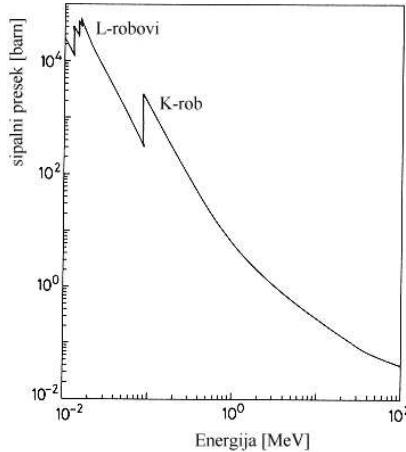
Pri fotoefektu vpadni foton z energijo  $E_\gamma$  izbije iz atoma elektron s kinetično energijo  $E_{fotoelektron}$ , če je energija fotona  $E_\gamma$  večja od energije  $E_{vezavna}$ , potrebne za izbitje elektrona iz orbitale,  $E_\gamma \geq E_{vezavna}$ . Emitirani fotoelektron ima ob izbitju kinetično energijo

$$E_{fotoelektron} = E_\gamma - E_{vezavna} , \quad (1.1)$$

vpadni foton pa pri tem izgine, se absorbira. V enačbi 1.1 je predpostavljeno, da ima atom neskončno maso. Korekcijski člen, ki upošteva odriv atoma, pri energijah  $E_\gamma$  primernih za rentgensko slikanje, ni pomemben. Potrebno pa ga je upoštevati pri višjih energijah [7].

Ko se izseva fotoelektron, ostane navadno ena od notranjih orbital prazna, atom je v vzbujenem stanju. Da bi atom dosegel nižje energijsko stanje, se elektron iz višje orbitale spusti na prazno orbitalo izbitega elektrona, atom pa pri tem izseva karakterističen žarek X. Energija izsevanega fotona je razlika med vezavno energijo  $E_1$  orbitale izbitega fotoelektrona in vezavno energijo  $E_2$  orbitale, iz katere se elektron spušča v nižjo orbitalo,

$$E_{karakterističnega x-žarka} = E_1 - E_2 . \quad (1.2)$$

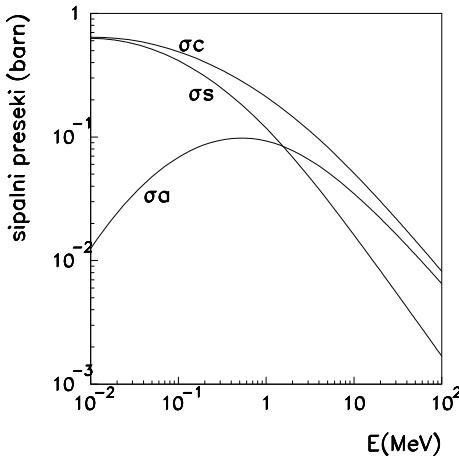


Slika 1.2: Sipalni presek za fotoefekt v svincu. Vidni so absorpcijski robovi K, L.

Na sliki 1.2 je prikazana tipična odvisnost sipalnega preseka za fotoefekt od energije vpadnega fotona. Poglejmo si spremjanje sipalnega preseka od energije v malce neobičajni smeri- od višjih energij proti nižjim. Pri energijah večjih od vezavne energije orbitale K je sipalni presek nizek, vendar strmo narašča, ko se bližamo energiji orbitale K. Tik pod energijo orbitale K sipalni presek spet močno pade, ker je energija vpadnih fotonov premajhna, da bi izbili elektrone iz orbitale K. Ta padec sipalnega preseka je znan pod imenom absorpcijski rob K. Pod energijo roba K sipalni presek ponovno raste in spet odsekano pade pri energijah L, M in drugih orbitali. Padce sipalnega preseka imenujemo po ustreznih orbitalih, na primer absorpcijski rob K, L [9].

### 1.1.2 Comptonovo sisanje

Comptonovo sisanje je elastično sisanje fotona na prostih elektronih. V snovi elektroni navadno niso prosti, vendar jih lahko obravnavamo kot proste, če je energija vpadnega fotona  $E_\gamma$  dovolj visoka glede na vezavno energijo  $E_{vezavna}$  elektronov v atomu. Vezavna energija elektronov na zunanjih orbitalah je reda velikosti nekaj eV, žarki X pa imajo energijo reda velikosti nekaj deset keV, torej zunanje elektrone v atomu lahko res obravnavamo kot proste.



**Slika 1.3:** Primer sipalnega presek za Comptonovo sisanje ter absorpcijska  $\sigma^a$  in sipalna  $\sigma^s$  komponenta sisanja v odvisnosti od energije vpadnega fotona  $E$ .

Foton z energijo  $E_\gamma$  izbije iz elektronskega oblaka atoma (z vrstnim številom Z in masnim številom A) elektron s kinetično energijo  $T$ . Sipani foton potuje naprej z energijo  $E'_\gamma$ , odklonjen za kot  $\theta$  od prvotne smeri. Kinetično energijo izbitega elektrona lahko izrazimo z energijama fotona pred in po Comptonovem sisanju,

$$T = E_\gamma - E'_\gamma . \quad (1.3)$$

Iz zakonov o ohranitvi energije in gibalne količine sledi zveza

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + \gamma_0(1 - \cos\theta)} , \quad (1.4)$$

pri čemer je  $m_e$  masa elektrona in  $\gamma_0 = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ , razmerje med energijo fotona  $E_\gamma$  in maso elektrona  $m_e c^2$ . Diferencialni sipalni presek  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  za Comptonovo sisanje v snovi izračunamo s pomočjo enačbe Klein-Nishina iz kvantne elektrodinamike (QED) [9]

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(E_\gamma, \theta) = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma_0(1 - \cos\theta)]^2} \left( 1 + \cos^2\theta + \frac{\gamma_0^2(1 - \cos\theta)^2}{1 + \gamma_0(1 - \cos\theta)} \right) , \quad (1.5)$$

pri čemer je  $r_0$  klasični radij elektrona.

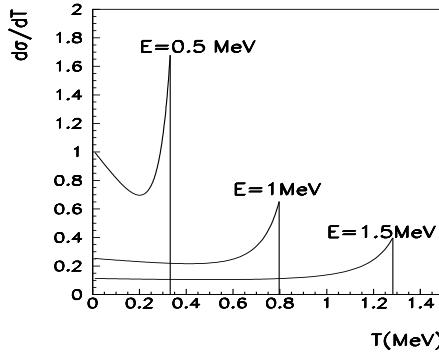
Z integracijo enačbe Klein-Nishina 1.5 po celi prostorskem kotu dobimo totalni sipalni presek za Comptonovo sisanje  $\sigma_c$ . S pomočjo enačbe Klein-Nishina lahko izračunamo še dve količini, pomembni za oceno energijskih izgub v snovi,  $\sigma^s$  sipalno komponento sipalnega preseka in  $\sigma^a$  absorpcijsko komponento sipalnega preseka.  $\sigma^s$  naj bo definirana z razmerjem energij fotona pred in po sisanju

$$\frac{d\sigma^s}{d\Omega} = \frac{E'_\gamma}{E_\gamma} \frac{d\sigma}{d\Omega} , \quad (1.6)$$

$\sigma^a$  pa z energijo, ki jo v povprečju foton pred elektronu [9]. Ker se elektron v snovi ustavi, je to hkrati tudi energija, ki jo foton odloži v snovi pri Comptonovem sisanju in od tod (za  $\sigma^a$ ) ime absorpcijska komponenta sisanja.  $\sigma^s$  dobimo po daljšem računanju z integracijo enačbe 1.6 s pomočjo enačbe 1.5. Ker velja

$$\sigma_c = \sigma^a + \sigma^s , \quad (1.7)$$

je do  $\sigma^a$  le še korak. Sipalni presek za Comptonovo sisanje  $\sigma_c$  ter absorpcijska  $\sigma^a$  in sipalna  $\sigma^s$  komponenta sipalnega preseka so na sliki 1.3.



Slika 1.4: Porazdelitev Comptonovo izbitih elektronov po njihovi kinetični energiji. Oster zaključek porazdelitve je znan pod imenom Comptonov rob.

Poglejmo, kakšna je porazdelitev Comptonovo izbitih elektronov po njihovi kinetični energiji  $T$ . S pomočjo zvez 1.4 in 1.3 izrazim iz enačbe Klein-Nishina 1.5 zvez za  $\frac{d\sigma}{dT}$  [9]. Grafično je porazdelitev  $\frac{d\sigma}{dT}$  Comptonovo izbitih elektronov po njihovi kinetični energiji  $T$  prikazana na sliki 1.4 za razne energije vpadnega fotona  $E_\gamma$ , na sliki označene z  $E$ . Porazdelitev se ostro konča pri energiji  $T_{max}$  [9],

$$T_{max} = E_\gamma \left( \frac{2\gamma_0}{1 + 2\gamma_0} \right) , \quad (1.8)$$

kjer je  $\gamma_0$  razmerje med energijo fotona in maso elektrona,  $\gamma_0 = \frac{E_\gamma}{m_e c^2}$ . Oster konec porazdelitve je znan pod imenom Comptonov rob.

### 1.1.3 Rayleighovo sisanje

Vpadni foton z energijo  $E_\gamma$  se elastično siplje na elektronskem oblaku atoma, naprej potuje z nezmanjšano energijo, vendar v spremenjeni smeri. Diferencialni sipalni presek za Rayleighovo sisanje [7] lahko zapišemo

$$\frac{d\sigma_R(q^2)}{d\Omega} = \frac{\pi r_0^2}{k^2} \left( \frac{1 + \mu^2}{2} \right) |F_T(q)|^2 , \quad (1.9)$$

kjer je  $r_0$  radij elektrona,  $k$  vpadni valovni vektor,  $q = 2k \sin \frac{\theta}{2}$  je valovni vektor sisanega fotona,  $\theta$  je sipalni kot,  $\mu = \cos \theta = 1 - \frac{q^2}{2k^2}$  in  $F_T(q)$  je molekulski oblikovni faktor. Ob predpostavki, da so atomi molekule neodvisni, lahko molekulski oblikovni faktor  $F_T(q)$  [7] zapišemo

$$|F_T(q)|^2 = \sum_{i=1}^N \frac{W_i}{A_i} |F_i(q_i, Z_i)|^2 \sigma_{R_i}(Z_i, E_\gamma) , \quad (1.10)$$

kjer  $i$  teče po vseh atomih v molekuli in so  $W_i$  utežni faktor,  $A_i$  pa masno število i-tega elementa v molekuli,  $F_i$  atomski oblikovni faktor in  $\sigma_{R_i}$  totalni atomski sipalni presek za koherentno sisanje na i-tem elementu v molekuli.

## 1.2 Kvaliteta rentgenske slike

Tkivo, ki ga presvetljujemo z rentgenskimi žarki, je sestavljeno iz slojev različnih debelin in lastnosti. Lastnost, s pomočjo katere pri rentgenskem slikanju razlikujemo tkiva, opisuje linearne attenuacijski koeficient. Sipalni presek  $\sigma$  za interakcijo fotona z atomom tkiva je vsota sipalnih presekov za posamezne procese,

$$\sigma = \sigma_{fotoefekt} + \sigma_{Comp} + \sigma_{Rayl} . \quad (1.11)$$

Če pomnožimo  $\sigma$  s ploskovno gostoto atomov v snovi  $n = \frac{N_{Av}}{A} \rho$ , dobimo verjetnost  $\mu$  za interakcijo fotona s snovjo na enoto dolžine. To količino imenujemo tudi totalni absorpcijski ali attenuacijski koeficient.

$$\mu = \sigma n = \sigma \left( \frac{N_{Av}}{A} \rho \right) . \quad (1.12)$$

Attenuacijski koeficient  $\mu$  je obratna vrednost povprečne proste poti  $\lambda$  v snovi,  $\mu = \frac{1}{\lambda}$ . Vzemimo vpadni snop fotonov intenzitete  $I_0$ . Intenziteta curka pada s prepovedano razdaljo  $x$  v snovi kot

$$I = I_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} . \quad (1.13)$$

Kakovost in škodljivost rentgenskega slikanja sta odvisni od različnih fizikalnih parametrov. Med njimi so najpomembnejši kontrast slike, absorbirana doza, šum, neostrost slike ter izkoristek receptorja [4].

Absorbirana doza, z enoto Gy ali J/kg, je energija, odložena v tkivu na enoto mase tkiva. Ekvivalentna doza, z enoto Sievert, je enaka absorbirani, pomnoženi z utežnim faktorjem  $\omega_R$ . Utežni faktor  $\omega_R$  je za rentgenske žarke enak 1, za obstreljevanje telesa

z  $\alpha$  delci in hitrimi nevtroni ( $E_{kin} > 100$  keV) pa je lahko  $\omega_R$  tudi 20 [8]. Nobena od navedenih doz ni direktno merljiva. Namesto njiju navadno merimo vstopno kožno dozo, ki jo od tod dalje imenujmo tudi s kratico VKD ali na kratko doza. VKD je absorbirana doza v točki, kjer sevanje pade na površino obsevanega dela telesa [12]. Sestavljata jo [12] absorbirana doza zaradi direktnega snopa sevanja in absorbirana doza, ki je posledica povratnega sisanja. Zato poleg parametrov, ki določajo primarno sevanje, vplivajo na VKD tudi anatomske značilnosti presevanega dela telesa. Pri medicinskih preiskavah mora biti prejeta VKD manjša od 10mGy na preiskavo, po mednarodnih standardih pa znaša mejna letna VKD za osebe, ki so redno izpostavljene sevanju na delovnih mestih, 15mGy/leto (CERN) oz. 50mGy/leto (USA) [8].

Izračunajmo, koliko energije odloži v neki snovi  $N$  vpadnih fotonov z energijo  $E_\gamma$ . Naj bo  $P$  verjetnost, da bo vpadni foton interagiral z atomom v neki snovi na delu snovi debeline  $d$ . Verjetnost  $P$  je enaka

$$P = \sigma n d = \mu d , \quad (1.14)$$

pri čemer je  $\sigma$  totalni sipalni presek,  $n$  ploskovna gostota atomov v snovi in  $\mu$  atenuacijski koeficient snovi.

V snovi bo interagiralo  $PN$  vpadnih fotonov. Foton pri interakciji v snovi ne odloži nujno vse svoje energije  $E_\gamma$ . Kot je razvidno iz enačbe 1.7 in razlage v poglavju 1.1.2, foton pri Comptonovem sisanju na primer odda in v snovi odloži le del energije. V povprečju fotoni, ki v snovi interagirajo, pri tem odložijo energijo  $\bar{E} < E_\gamma$ . Tako  $N$  vpadnih fotonov z energijo  $E_\gamma$ , ki interagirajo s snovjo z verjetnostjo  $P$ , v snovi odloži delež  $E$  svoje energije

$$E = PN\bar{E} = \mu d N \bar{E} , \quad (1.15)$$

če upoštevamo enačbo 1.14. VKD je energija, ki jo curek fotonov odloži v enoti mase tkiva, torej

$$VKD = \frac{E}{m} = \frac{\mu}{\rho} \frac{N}{S} \bar{E} . \quad (1.16)$$

Pri tem je  $E$  celotna energija, ki jo fotoni odložijo v tkivu,  $N/S$  število vpadnih fotonov na enoto površine tkiva  $S$ ,  $\mu$  atenuacijski koeficient tkiva in  $\bar{E}$  energija, ki jo v povprečju odloži v snovi foton, ki s snovjo interagira.

Neostrost slike je lahko posledica geometrije rentgenske cevi in končnih dimenzij rentgenskega izvora (geometrijska neostrost), lastnosti detektorja ali premikanja pacienta. Premikanje pacienta je navadno pomembno le pri slikanju nemirajočih objektov, kot so srce, žile [4], saj rentgenska preiskava traja kratek čas, reda velikosti ms.

Visok nivo šuma lahko onemogoči določanje lege celo za velik objekt v tkivu. K šumu v glavnem prispevajo statistične fluktuacije števila zaznanih fotonov na enoto površine detektorja (statistični šum, količino imenujejo tudi kvantni šum) ter fluktuacije, ki so posledica lastnosti detektorja, z njim povezane elektronike in prikazovalnega sistema.

Kot detektor uporabimo film ali polprevodniški detektor, katerega površina je razdeljena na kanale. Pri filmu je odziv detektorja-filma odvisen od količine absorbirane energije. Pri detektorjih, katerih površina je razdeljena na kanale, pa čitalna elektronika omogoča drugačen način štetja. Poleg množine odložene energije, lahko merimo na detektorju tudi število fotonov, ki so v detektorju odložili svojo energijo.

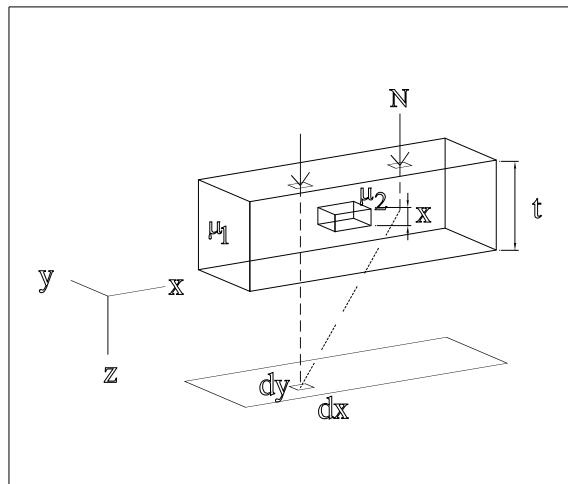
Izkoristek detektorja določa, kolikšen del fotonov, ki nosijo informacijo o sestavi tkiva, v detektorju interagira (polprevodniški detektor) oz. kolikšen del energije vpadnih fotonov se v detektorju dejansko absorbira (film in polvodniški detektor) in omogoči nastanek posnetka zgradbe tkiva. Idealen detektor bi imel izkoristek enak 1.

## 1.3 Kontrast slike

Pri študiju kvalitete rentgenskega slikanja si pomagamo z enostavnim modelom tkiva, prikazanim na sliki 1.5. Model sestavlja tkivo-vzorec, debeline  $t$  z atenuacijskim koeficientom  $\mu_1$  in tkivo-tarča, debeline  $x$  z drugačnim atenuacijskim koeficientom  $\mu_2$ . Tarča je nameščena znotraj vzorca.

Naj bo monokromatski izvor dovolj daleč od tkiva, da ob vstopu vanj žarke lahko obravnavamo kot vzporedne. Predpostavimo tudi, da se energija primarnega fotona, ki interagira s snovjo v detektorju, absorbira v okolini interakcije in da je odziv detektorja linearen s količino absorbirane energije ali količino interagirajočih fotonov, odvisno od uporabljenega detektorja.

Posnetek, ki ga dobimo s pomočjo polprevodniškega detektorja lahko obravnavamo kot porazdelitev števila interagirajočih fotonov, posnetek, ki ga dobimo s pomočjo filma pa kot porazdelitev gostote absorbirane energije v detektorju.



**Slika 1.5:** Enostaven model tkiva za preiskavo, uporaben za oceno kontrasta.

Poglejmo si najprej primer, ko posnetek obravnavamo kot porazdelitev absorbirane

energije. Naj bo  $w$  energija, ki se absorbira na enoto površine detektorja. Gostoto absorbirane energije  $w(x,y)$  lahko zapišemo [4]

$$\begin{aligned} w(x, y) &= \frac{N}{S} \left[ \eta(E_\gamma, 0) E_\gamma e^{-\int \mu(x, y, z) dz} + \int \eta(E_{sip}, \theta) E_{sip} \Sigma_{dif}(x, y, E_{sip}, \Omega) d\Omega dE_{sip} \right] = \\ &= \text{primarni del} + \text{sipani del} . \end{aligned} \quad (1.17)$$

Pri tem je  $\Sigma_{dif}$  sipalna funkcija, N število vpadnih fotonov na enoto površine  $S$  detektorja,  $\eta$  izkoristek detektorja za absorpcijo energije vpadnih fotonov,  $E_\gamma$  energija posameznega fotona,  $E_{sip}$  je energija sipanih fotonov,  $\mu(x, y, z)$  pa linearni atenuacijski koeficient tkiva. Izkoristek detektorja  $\eta$  je odvisen tako od energije fotonov kot od sipalnega kota  $\theta$  fotonov glede na os z. Sipalna funkcija  $\Sigma_{dif}$  je definirana tako, da je  $\Sigma_{dif}(x, y, E_{sip}, \Omega) d\Omega dE_{sip} dx dy$  enako deležu v energijskem območju od  $E_{sip}$  do  $E_{sip} + dE_{sip}$  v tkivu sipanih fotonov, ki iz prostorskega kota  $d\Omega$  pridejo do območja  $dx dy$  na detektorju [4]. Integracijsko območje gre v prvem integralu vzdolž vseh tkiv, po katerih potuje primarni foton v smeri z, v drugem pa po vseh energijah sipanih fotonov in celem prostorskem kotu.

V praksi enačbo 1.17 nadomestimo z bolj enostavno [4]

$$w(x, y) = \frac{N}{S} \eta(E_\gamma, 0) E_\gamma e^{-\int \mu(x, y, z) dz} (1 + R) , \quad (1.18)$$

pri čemer je R razmerje med sekundarnim-sipanim in primarnim sevanjem. Enačba 1.18 ni naravnost izpeljana iz enačbe 1.17, uporabna pa je predvsem zato, ker razmerje R lahko izmerim ali ocenim z računalniško simulacijo dogajanja. Pri meritvi na primer uporabim rešetko proti sipanim fotonom, ki jo namestim med tkivo in detektor. Rešetka je lahko svinčena plošča z luknjicami, skozi katere gredo nemoteno le foton, ki letijo v nespremenjeni smeri. Sipani foton, katerih smer močno odstopa od začetne, zaidejo v rešetko in se v njej absorbirajo. Pri tem odstranim v tkivu sipani del sevanja.

Označimo z  $w_1$  gostoto absorbirane energije izven slike tarče in z  $w_2$  gostoto absorbirane energije v območju slike tarče na posnetku. Potem definirajmo kontrast C

$$C = \frac{w_1 - w_2}{w_1} . \quad (1.19)$$

Čim večji je kontrast, tem bolje se slika tarče loči od slike ostalega tkiva.

Oceniti želimo vpliv sisanega sevanja na kontrast slike. V ta namen poenostavimo zapis v detektorju odložene energije iz enačbe 1.17. Sipalna funkcija  $\Sigma$  ima zapleteno prostorsko odvisnost in odvisnost od tkiv, zato jo ocenimo z njeno maksimalno vrednostjo, to je vrednostjo na sredini detektorja  $\Sigma_{dif}(0, 0, E_{sip}, \Omega)$ . Povprečje maksimalnih vrednosti sipalne funkcije  $\Sigma_{dif}(0, 0, E_{sip}, \Omega)$  po celem prostorskem kotu in vseh sipalnih energijah ocenimo z  $\bar{\Sigma}$ , povprečen izkoristek detektorja  $\eta$  pa z  $\bar{\eta}$  in zapišemo enostavnejše gostoto absorbirane energije na receptorju

$$w(x, y) = \frac{N}{S} \left( \eta(E_\gamma, 0) E_\gamma e^{-\int \mu(x, y, z) dz} + \bar{\Sigma}_{dif} \bar{\eta}(E_\gamma) E_\gamma \right) . \quad (1.20)$$

Naj bo  $\bar{\Sigma}_{dif1}$  povprečna sipalna funkcija za območje izven slike tarče in  $\bar{\Sigma}_{dif2}$  povprečna sipalna funkcija na območju slike tarče na posnetku. Vzemimo, da je tkivo-tarča tanko v primerjavi s tkivom-vzorcem, torej da je  $x \ll t$ . Potem sta povprečni sipalni funkciji  $\bar{\Sigma}_{dif1}$  in  $\bar{\Sigma}_{dif2}$  podobni in lahko obe označim kar z  $\bar{\Sigma}_{dif}$ . Gostoti absorbirane energije za obe območji zapišem kot

$$w_1 = \frac{N}{S} \left( \eta(E_\gamma, 0) E_\gamma e^{-\mu_1 t} + \bar{\Sigma}_{dif} \bar{\eta}(E_\gamma) E_\gamma \right) , \quad (1.21)$$

$$w_2 = \frac{N}{S} \left( \eta(E_\gamma, 0) E_\gamma e^{-\mu_1(t-x)-\mu_2 x} + \bar{\Sigma}_{dif} \bar{\eta}(E_\gamma) E_\gamma \right) , \quad (1.22)$$

kjer je  $x$  debelina tarče in  $t$  debelina vzorca. Kontrast v tem poenostavljenem primeru zapišem s pomočjo enačb 1.19, 1.21, 1.22 ter 1.18 kot

$$C = \frac{1 - e^{\Delta\mu x}}{1 + R} , \quad (1.23)$$

pri čemer je  $\Delta\mu = \mu_2 - \mu_1$ . Iz zadnje enačbe je razvidno, kako se kontrast zmanjšuje z velikostjo prispevka sisanega sevanja, z velikostjo razmerja sisanega in primarnega dela sevanja  $R$ .

Pri uporabi filma je mera za določanje kontrastov na rentgenskih slikah res kar energija, ki jo foton odložijo na enoto detektorja. Pri detektorjih, katerih površina je razdeljena na kanale pa zaradi lastnosti čitalne elektronike namesto množine odložene energije, uporabimo za mero kar število fotonov, ki so v detektorju odložili svojo energijo. V tem primeru lahko namesto z enačbo 1.17 računamo z enačbo

$$\begin{aligned} N_{\gamma abs}(x, y) &= \frac{N}{S} \left[ \eta(E_\gamma, 0) e^{-\int \mu(x, y, z) dz} + \int \eta(E_{sip}, \theta) \Sigma_{dif}(x, y, E_{sip}, \Omega) d\Omega dE_{sip} \right] = \\ &= \text{primarni del} + \text{sipani del} , \end{aligned} \quad (1.24)$$

kjer pa  $\eta$  ni izkoristek za absorpcijo energije vpadnih fotonov, ampak izkoristek pri detekciji fotonov. Ocena za odvisnost kontrasta od količine sisanega sevanja, do katere pridemo, če namesto enačbe 1.17 za osnovo uporabimo enačbo 1.24 je v obeh primerih enaka, in sicer enačba 1.23.

## 1.4 Zveza med dozo, šumom in kontrastom

Poglejmo, kakšen je prispevek statističnega šuma h kvaliteti slike pri porazdelitvi števila fotonov, ki so interagirali v detektorju. Vzemimo detektor, katerega površina je razdeljena na kanale s ploščino  $S_1$ . Interakcije posameznih fotonov s snovjo so med seboj neodvisni dogodki, verjetnosti za določeno število interakcij na površino v danem času pa porazdeljene po Poissonovi porazdelitvi.

Šum zaradi statistike lahko zato izrazimo s korenom števila interagirajočih fotonov  $\sqrt{N_P}$  na površini  $S_1$  kanala detektorja. Število interagirajočih fotonov  $N_P$  ocenimo iz

energije  $E$ , ki so jo fotonи v detektorju odložili in iz  $\bar{E}_D$  energije, ki jo v povprečju odloži v detektorju foton, ki v njem interagira,

$$N_P = \frac{E}{\bar{E}_D} . \quad (1.25)$$

Povprečna vrednost na foton v detektorju odložene energije  $\bar{E}_D$  je natančna na  $\bar{E}_D(1 \pm \frac{\sigma_D}{\bar{E}_D \sqrt{N_P}})$ . Pri tem je  $\sigma_D$  širina porazdelitve v detektorju odloženih energij okrog povprečne vrednosti  $\bar{E}_D$ . Torej lahko zapišemo

$$N_P = \frac{E}{\bar{E}_D(1 \pm \frac{\sigma_D}{\bar{E}_D \sqrt{N_P}})}(1 \pm \sqrt{N_P}) \doteq \frac{E}{\bar{E}_D}(1 \pm \frac{\sigma_D}{\bar{E}_D \sqrt{N_P}}) \pm \sqrt{N_P} . \quad (1.26)$$

Širina porazdelitve,  $\sigma_D$  je mnogo manjša od povprečne odložene energije  $\bar{E}_D$  v detektorju;  $\sigma_D \ll \bar{E}_D$ , kot se bomo lahko tudi kasneje prepričali na slikah ???. Napaka, ki jo zagrešimo pri taki oceni števila interagirajočih fotonov  $N_P$ , je torej zanemarljiva v primeri z napako zaradi statistike,  $\sqrt{N_P}$ .

Torej smemo s pomočjo enačb 1.18 in 1.25 zapisati

$$\text{šum} = \sqrt{N_P} = \sqrt{\frac{w_1 S_1}{\bar{E}_D}} = \sqrt{\frac{N}{S} \eta S_1 e^{-\mu_1 t} (1 + R) \frac{E_\gamma}{\bar{E}_D}} , \quad (1.27)$$

pri čemer je  $w_1$  gostota absorbirane energije na detektor izven slike tarče,  $S_1$  površina kanala na detektorju (predpostavim, da je površina kanala večja od površine tkiva-tarče  $S_0$  in da pade slika tarče v en sam kanal),  $\frac{N}{S}$  gostota vpadnih fotonov,  $\eta$  je izkoristek detektorja,  $\mu_1$  absorpcijski koeficient tkiva-vzorca,  $t$  debelina tkiva-vzorca,  $R$  razmerje med sipanim in primarnim sevanjem in  $E_\gamma$  energija fotonov iz monokromatskega izvora.

Signal naj bo razlika med absorbiranimi energijama, zaznanima na posnetku, in sicer med energijo, absorbirano na površini slike tarče ( $w_2 S_0$ ) in energijo, absorbirano na enaki površini izven slike tarče ( $w_1 S_0$ ).

$$\text{signal} = \frac{(w_1 - w_2) S_0}{\bar{E}_D} = \frac{w_1 C S_0}{\bar{E}_D} = S_0 \frac{N}{S} (1 - e^{\Delta \mu x}) e^{-\mu_1 t} \eta \frac{E_\gamma}{\bar{E}_D} , \quad (1.28)$$

pri čemer je  $S_0$  površina tkiva-tarče, ki ga opazujemo,  $C$  kontrast slike,  $\Delta \mu = \mu_2 - \mu_1$ , x pa debelina tkiva-tarče. Površina tarče  $S_0$  ni nujno enaka površini kanala  $S_1$ . V pomoč pa so bile enačbe 1.18, 1.19 in 1.23.

Razmerje med signalom in statističnim šumom raste z  $\frac{N/S}{\sqrt{N/S}} = \sqrt{N/S}$ , pri čemer je  $N/S$  gostota vpadnih fotonov. Vrednost tega razmerja lahko povečamo, če tkivo obsevamo z večjo količino fotonov, pri čemer pa se poveča tudi absorbirana doza v tkivu. Potrebno je optimizirati količino žarčenja, pri kateri tkivo prejme kolikor je mogoče majhno dozo, hkrati pa ima dobljena slika zadovoljiv kontrast in dovolj majhen šum, da vsebuje informacije o sestavi tkiva. Da bi raziskali zvezo med šumom, dozo in kontrastom, izračunajmo

razmerje signal proti šumu  $k$ ,

$$k = \frac{\text{signal}}{\text{šum}} = C \sqrt{\frac{N}{S} \frac{{S_0}^2}{S_1} \frac{(1 - e^{\Delta\mu x})^2 e^{-\mu_1 t}}{(1 + R)} \eta \frac{E_\gamma}{E_D}} \quad (1.29)$$

Pri tem je  $S_0$  površina tarče,  $x$  debelina tarče,  $S$  celotna površina detektorja,  $S_1$  površina kanala na detektorju,  $N$  število vpadnih fotonov,  $\eta$  izkoristek detektorja,  $R$  razmerje sisanega proti primarnemu delu sevanja,  $\mu_1$  absorpcijski koeficient tkiva-vzorca,  $\mu_2$  pa tkiva tarče,  $\Delta\mu = \mu_2 - \mu_1$ ,  $x$  debelina tarče in  $t$  debelina vzorca tkiva.

Dance in Day v literaturi [4] navajata, da naj bo nivo signala vsaj petkrat višji od nivoja statističnega šuma, če naj bo tarča na posnetku vidna. Šum določimo na kanalu, na katerem na detektorju zaznamo signal. V primeru, da signal pade v več kanalov, določimo šum na površini vseh kanalov, na katerih zaznamo signal.

Iz enačbe 1.16 je razvidno, da v danem tkivu prejeto vstopno kožno dozo VKD določa prav gostota vpadnih fotonov  $\frac{N}{S}$ . Iz enačbe 1.29 pa vidimo, da mora biti gostota vpadnih fotonov tem večja, čim večje razmerje signal proti šumu  $k$  želimo doseči in čim manjše ali čim tanjše objekte ploščine  $S_0$  ali debeline  $x$  želimo v tkivu videti. Tudi slab izkoristek detektorja  $\eta$  ali velik delež sisanega sevanja  $R$  zahtevata povečano gostoto vpadnih fotonov. Če imata tarča in vzorec močno različna absorpcijska koeficiente,  $\Delta\mu \geq 0$ , potrebujemo za enako kvalitetno sliko manjšo gostoto vpadnih fotonov. Manjša gostota vpadnih fotonov je potrebna tudi v primeru majhne atenuacije  $\mu_1$  v samem tkivu-vzorcu.

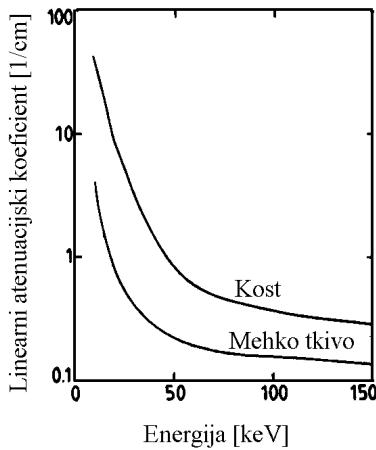
## 1.5 Za rentgensko slikanje primerno energijsko območje

Določimo za medicinsko uporabo primeren energijski interval. Na sliki 1.6 vidimo odvisnost linearnega atenuacijskega koeficiente za kost in mehko tkivo od energije vpadnega fotona. Precejšnja razlika med koeficientoma, ki omogoča, da na rentgenskih posnetkih dobro ločimo med kostjo in tkivom, je povezana z različnimi linearimi atenuacijskimi koeficienti tkiv. Kot je razvidno s slike 1.6 se z naraščajočo energijo razlika med atenuacijskima koeficientoma dveh različnih tkiv manjša.

Sipalni presek za fotoefekt je pri energijah vpadnih fotonov, ki so mnogo večje od energije absorpcijskega roba  $K$ ,  $E_\gamma \geq E_{K_\alpha}$ , sorazmeren s peto potenco vrstnega števila  $Z$  in obratno sorazmeren z energijo fotonov na potenco  $7/2$  [8],

$$\sigma_{\text{fotoefekt}} \propto Z^5 E_\gamma^{-7/2} \quad . \quad (1.30)$$

Ocenimo višino absorpcijskega roba  $K$  za tkivo kar s tistim za kisik ( $O$ ,  $Z=8$ ),  $E_{K-\text{rob}}=0.7\text{keV}$  in absorpcijski koeficient za kost s tistim za Ca ( $Z=20$ ),  $E_{K-\text{rob}}=4.9\text{keV}$ . V energijskem območju nad  $10\text{keV}$  je ocena iz enačbe 1.30 za sipalni presek pri fotoefektu v tkivu in kosti zadovoljiva.



Slika 1.6: Linearni atenuacijski koeficient v odvisnosti od energije za kost in za mehko tkivo. Razlika med njima z naraščanjem energije pada.

Presek za sisanje se z energijo le počasi spreminja, približno pa je pri Comptonovem sisanju sorazmeren z vrstnim številom  $Z$  [8],

$$\sigma_{Comp} \propto Z \quad (1.31)$$

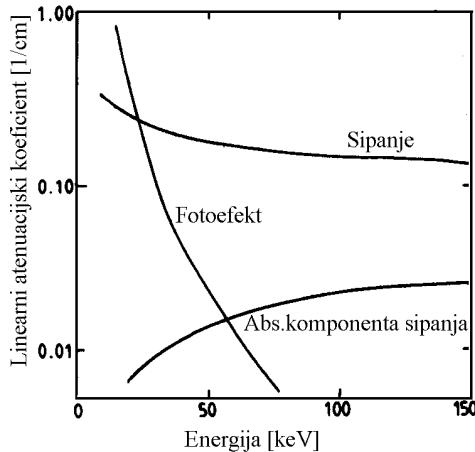
pri Rayleighovem sisanju pa s kvadratom vrstnega števila  $Z$  [8],

$$\sigma_{Comp} \propto Z^2 \quad . \quad (1.32)$$

Verjetnost za interakcijo v tkivu je od kvalitete tkiva najbolj odvisna pri fotoefektu ( $\sigma \propto Z^5$ ). Po sisanju imajo fotoni enako energijo (Rayleighovo sisanje) ali le malo manjšo energijo (Comptonovo sisanje) kot pred njim, zato je absorpcijska komponenta sisanja majhna. Potem je velik kontrast med slikama tkiv z različnimi vrstnimi številoma najlažje doseči v območju, kjer foton najverjetneje sprožijo fotoefekt. S slike 1.7 lahko ocenimo, da je primerno energijsko območje za slikanje mehkih tkiv pri energijah, manjših od 25 keV. V tem energijskem območju je reakcijski presek za fotoefekt večji od preseka za sisanje. Za spodnjo mejo vzamemo 15 keV, pri nižjih energijah fotonov je absorpcija v tkivu že prevelika in bi bile prejete doze previsoke, pa tudi preblizu absorpcijskim robovom ne smemo.

Poleg omejitve za energijo vpadnih fotonov moramo upoštevati tudi povezavo med dozo, šumom ter kontrastom-razmerje signal proti šumu in odvisnost prepustnosti tkiva od njegove debeline.

Parametri, ki določajo kvaliteto slike so torej: absorbirana doza ( $D$ ), energija fotona ( $E_\gamma$ ), debelina tkiva ( $x$ ) in razmerje signal proti šumu ( $k$ ). Medsebojno odvisnost teh parametrov sta raziskala Dance in Day [4] in določila optimalne energije za slikanje različnih debelin tkiv z idealnim detektorjem ( $\eta=1$ ,  $R=0$ ), glede na razmerje signal šum



**Slika 1.7:** Linearni atenuacijski koeficient za fotoefekt, sisanje in absorpcijsko komponento sisanja v mehkem tkivu. Fotoefekt prevladuje pri energijah manjših od 25 keV.

$k$ , pri fiksni absorbirani dozi  $D=1\text{mGy}$ . Tarča v tkivu je bila kocka z robom  $100\mu\text{m}$ , mikrokalcifikacija  $\text{Ca}_5(\text{PO}_4)_3\text{OH}$ , to je droben košček kalcificiranega tkiva, ki bi ga bilo pomembno zaznati pri preiskavi dojk. Na sliki 1.8 vidimo rezultate njune raziskave [4]. Vsaka krivulja kaže razmerje  $k$  med signalom za kalcifikacijo in šumom pri določeni debeli tkiva, v odvisnosti od energije vpadnih fotonov  $E_\gamma$ . Vsaka krivulja ima svoj maksimum, položaj tega maksima določa optimalno energijo za slikanje mikrokalcifikacije znotraj mehkega tkiva-dojke določene debeline.

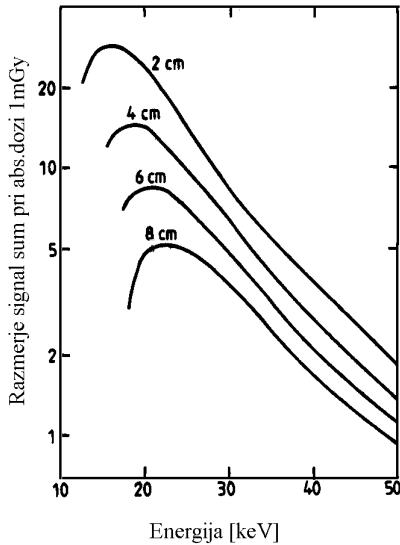
Debelina tkiva [cm]	Optimalno energijsko območje [keV]
2	15-17
4	17-20
6	20-22,5
8	21-23

**Tabela 1.1:** Optimalne fotonske energije za slikanje tkiv različnih debelin.

S slike 1.8 sem prebrala optimalne energije za slikanje različno debelih tkiv, zbrane so tudi v tabeli 1.1. Podatke sem uporabila v simulaciji in tkivo obsevala s fotoni optimalne energije glede na debelino tkiva.

## 1.6 Mamografija

Mamografija je splošno uporabljan izraz za rentgensko slikanje dojk. Rak na dojkah se v povečani meri pojavi pri ženskah, starejših od 50 let, povprečna starost ženske, pri kateri



**Slika 1.8:** Razmerje signal proti šumu za različne debeline dojk v odvisnosti od energije vpadnih fotonov. Absorbirana doza je konstantna, 1mGy, tarča je kocka z robom 100µm.

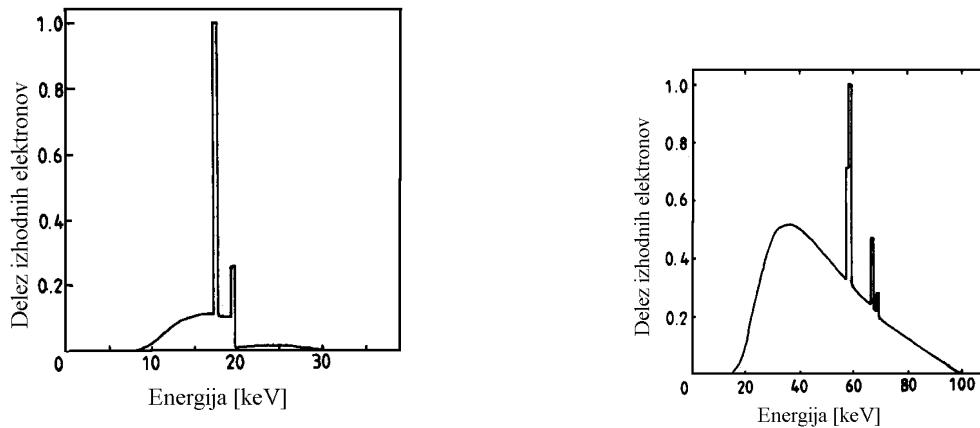
je diagnosticiran rak na dojkah pa je 63 let. Bolezen se pojavi tekom življenja pri vsaki 13 ženski, zaradi nje pa umre ena od 25 žensk [14]. Danes vemo, da je bolezen povezana z dedno zasnovno, verjetnost, da se bo rak na dojkah pojavil pri ženskah, ki so v družini že imele primere obolenj, je večja. Vendar še vedno ne vemo, kakšni so drugi vzroki, ki pospešijo ali zavirajo razvoj raka na dojkah. Zato je izjemno pomembna preventiva. Vsaka ženska po petdesetem letu naj bi šla na klinični rentgenski pregled dojk enkrat na leto. S pogostimi pregledi se verjetnost za neopažen nastanek in razvoj raka sicer zmanjša, vendar se z njimi tudi poveča tveganje zaradi rednega izpostavljanja sevanju. Ker je tkivo v dojkah izredno občutljivo, si pri izdelavi mamografskih aparatov prizadevajo omogočiti slikanje s čim manjšimi dozami.

Tkivo pri mamografskem slikanju lahko stisnemo v povprečju na debelino, manjšo od 4cm. Energijski obseg rentgenske cevi je 15 do 35keV, površina detektorja pa je na primer  $24 \times 30\text{cm}^2$  [14]. V praksi je izvor 20-60cm oddaljen od detektorja, tkivo pa naj bi bilo detektorju čim bližje. Prejeta vstopna kožna doza VKD pri enem mamografskem slikanju znaša od 2.5 do 6.3mGy [12].

## 1.7 Zgradba rentgenske cevi in rentgenski spektri

Kot izvor rentgenskih žarkov običajno uporabljajo rentgensko cev. Sestavna dela rentgenske cevi sta katoda in anoda. Katoda je tanka žička, ki se segreva zaradi električnega toka, ki teče skoznjo. Elektrone, ki izhlapevajo iz žičke, usmerimo in pospešimo na poti proti anodi s pomočjo potencialne razlike velikosti od 25 do 150 kV. Elektroni v anodi

zavorno sevajo in se ustavijo. Večina elektronske energije se izgubi v obliki toplote, le majhen delež, kakšen odstotek celotne elektronske energije pa se izseva z rentgenskimi žarki. Žarki, izsevani v različne smeri, se absorbirajo v ogrodju naprave, le del jih potuje v smeri proti izhodnemu oknu naprave, do pacienta in skozenj, da na detektorju tvorijo posnetek.



**Slika 1.9:** Fotonski spekter rentgenske cevi z (1)molibdenovo in (2)volframovo anodo.

Rentgenski spekter je zvezan, če pa je napetost na rentgenski cevi dovolj velika, se v spektru pojavijo tudi karakteristične črte elementa anode. Oblika rentgenskega spektra je odvisna od sestave anode, največja energija v spektru je določena s kinetično energijo elektronov. Navadno je anoda iz volframa ali molibdena. Sipalni presek zavornega sevanja se povečuje s kvadratom vrstnega števila, zato so elementi z višjim vrstnim številom bolj primerni za uporabo v rentgenskih cevih [10]. Na slikah 1.9 vidimo izhodni spekter iz molibdenove(1) in volframove anode(2). Na obeh spektrih so vidne karakteristične črte elementa. Spektre lahko dodatno oblikujemo s filterji, spekter molibdenove anode je bil oblikovan s pomočjo molibdenovega filtra, ki močno zmanjša prisotnost žarkov z energijami nad 20 keV, to je nad molibdenovim K-robom.

Ker se v tkivu nizkoenergijski fotoni močno absorbirajo, kar povečuje prejeto absorbirano dozo, odrežemo spekter še v območju nizkih energij s pomočjo aluminijevih ali bakrovih filterjev [4]. Glede na optimalne fotonske energije za posamezne debeline tkiva iz tabele 1.1, je za slikanje manjših dojki primernejša molibdenova anoda. Za slikanje večjih dojki bi raje uporabili malce višji energijski spekter, ki ga lahko dobimo s pomočjo volframove anode in filterjev z različnimi K-robovi. V simulaciji je izvor fotonov monokromatski, energijo fotonov prilagajamo glede na debelino tkiva po tabeli 1.1. Kot izvor monokromatskih in vzporednih žarkov bi lahko služilo sinhrotronsko sevanje.



## 2. poglavje

# Osnove delovanja polprevodniških detektorjev

Osnovna zamisel delovanja polprevodniških detektorjev je enaka kot pri ionizacijskih celicah, le da namesto plina uporabimo polprevodniški kristal. Vpadni rentgenski foton v polprevodniku sprosti elektron pri Comptonovem sipanju ali s fotoefektom. V plinu tvori nabiti delec na svoji poti pare elektron-ion, na poti skozi polprevodniški kristal pa pare elektron-vrzeli. Število teh parov je enako

$$n_{parov} = \frac{E}{W_i} , \quad (2.1)$$

kjer je  $E$  energija, ki jo ionizirajoči delec odloži v snovi, in  $W_i$  povprečna energija, potrebna za nastanek enega para. V električnem polju se pari ločijo, elektroni se zberejo na enem, vrzeli pa na drugem koncu detektorja. Celoten naboј, ki se zbere na eni elektrodi, je sorazmeren z energijskimi izgubami ionizirajočega delca.

Polprevodniški detektorji imajo v primerjavi z ionizacijskimi celicami dve pomembni prednosti.

- Velika prednost polprevodniških detektorjev je približno desetkrat manjša ionizacijska energija kot pri ionizacijskih celicah. Vzrok je v tem, da je pri polprevodniku potrebno elektrone vzbuditi iz valenčnega v prevodni pas, medtem ko moramo plin ionizirati. Tako so povprečne ionizacijske energije pri polprevodnikih na primer: 3,62 eV pri siliciju (300K) in 2,9 eV pri germaniju (77K)[9]. Pri plinih so te energije: 42 eV pri heliju in 22 eV pri ksenonu.
- Gostota polprevodnikov je precej večja od gostote plinov, zato so tudi energijske izgube ionizirajočih delcev na enoto poti mnogo večje kot v plinu. Dodatno se zaradi velike gostote zmanjša doseg sekundarnih elektronov, kar omogoča dobro prostorsko ločljivost.

Povprečne energijske izgube na enoto poti za minimalno ionizirajoče delce so za silicijev kristal orientiran v smeri  $\langle 1,1,1 \rangle$  okoli  $390 \text{ eV}/\mu\text{m}$  [1], kar da pri povprečni ionizacijski energiji  $3,62 \text{ eV}$   $108 \text{ parov}/\mu\text{m}$ . Ob tipični debelini detektorja  $300 \mu\text{m}$  dobimo torej  $3 \cdot 10^4$  parov elektron-vrzela. Tako velike signale je z nizko-šumno elektroniko že mogoče zaznati, vendar pa se ob tem pojavijo težave zaradi ozadja, ki ga predstavljajo prosti nosilci naboja. V čistem polprevodniku je to ozadje, kot bomo videli, kar nekaj redov večje od samega signala.

## 2.1 Osnovne lastnosti Si in GaAs

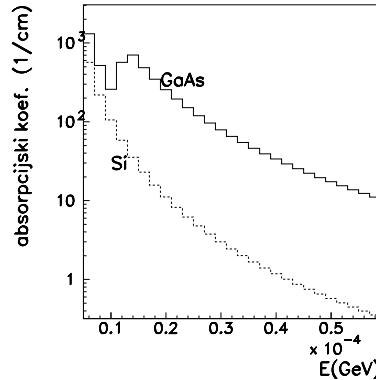
Za razumevanje delovanja polprevodniških detektorjev, so pomembne nekatere njihove lastnosti, zbrane v tabeli 2.1 [1],[5],[6].

	Si	GaAs
Vrstno število	14	31 in 33
Atomska masa	$28,09$	$144,63$
Dielektričnost	12	13,1
Gostota	$2,328 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$	$5,32 \cdot 10^3 \text{ kg m}^{-3}$
Gostota atomov	$5,0 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$	$4,42 \cdot 10^{28} \text{ m}^{-3}$
Gostota prostih nosilcev ( $n_i$ )	$1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$	$1,7 \cdot 10^{12} \text{ m}^{-3}$
Efektivna gostota nivojev v prevodnem pasu ( $N_c$ )	$2,80 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$	$4,70 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$
v valenčnem pasu ( $P_v$ )	$1,04 \cdot 10^{25} \text{ m}^{-3}$	$7,00 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Energijska reža ( $E_g$ )	1,12 eV	1,424 eV
Gibljivost elektronov	$0,15 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$0,85 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
Gibljivost vrzeli	$0,045 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$	$0,04 \text{ m}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$
K-absorpcijski rob	2,3keV	12,2 in 13,9keV

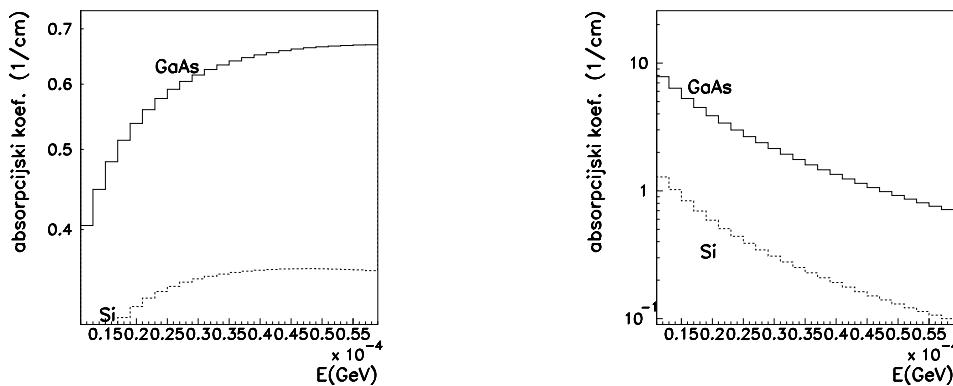
$E_\gamma$	15keV	20keV	25keV	30keV
Comptonov rob	0,83keV	1,45	2,23keV	3,15keV

Tabela 2.1: Nekatere lastnosti Si in GaAs pri  $T = 300\text{K}$ .

Sipalni preseki za fotoefekt so za GaAs v za nas zanimivem energijskem območju (med 15 in 25-30keV) večji od tistih v siliciju pri enakih energijah, saj je sipalni presek za fotoefekt precej nad absorpcijskim robom K sorazmeren z  $Z^5$ . Absorpcijski koeficienti za posamezne interakcije fotonov s snovjo, ki so pomembni za sledenje rentgenskim žarkom v polprevodnikih so na slikah 2.1 in 2.2.



Slika 2.1: Absorpcijski koeficienti za fotoefekt v siliciju in GaAs.



Slika 2.2: Absorpcijski koeficienti za (1) Comptonovo in (2) Rayleighovo sisanje v siliciju in GaAs.

## 2.2 Ozadje prostih nosilcev

Proste nosilce v polprevodnikih predstavljajo elektroni in vrzeli. Njuni gostoti sta podani z

$$n(T) = N_c(T) e^{(-\frac{(E_c - \mu)}{kT})} \quad (2.2)$$

in

$$p(T) = P_v(T) e^{(-\frac{(\mu - E_v)}{kT})} , \quad (2.3)$$

kjer je  $N_c$  efektivna gostota stanj v prevodnem pasu,  $P_v$  efektivna gostota stanj v valenčnem pasu,  $E_c$  energija prevodnega pasu,  $E_v$  energija valenčnega pasu in  $\mu$  kemijski potencial. Obe efektivni gostoti stanj sta odvisni od temperature kot  $N_c, P_v \propto T^{3/2}$ . Zanimiv je produkt koncentracij elektronov v prevodnem pasu in vrzeli v valenčnem pasu, ki je konstanten za vsak polprevodnik

$$n p = n_i^2 = N_c P_v e^{(-\frac{E_g}{kT})} , \quad (2.4)$$

kjer je  $E_g = E_c - E_v$  energijska reža med vrhom valenčnega in dnom prevodnega pasu.

V čistem siliciju je število vrzeli ravno enako številu prostih elektronov, saj vsak elektron, ki zapusti valenčni pas, tam pusti tudi vrzel. Tako dobimo pri sobni temperaturi  $n_i \equiv n = p = 1,5 \cdot 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , kar da pri detektorju s površino  $1 \text{ cm}^2$  in debelino  $300 \mu\text{m}$   $5 \cdot 10^8$  prostih nosilcev naboja. Ti prosti nosilci predstavljajo ozadje, ki je nekaj velikostnih redov večje od ocjenjenega signala ( $3 \cdot 10^4$  nosilcev naboja).

Veliko bolj od čistega silicija je zanimiv silicij s primesmi. Običajno gre tukaj za 3 in 5 valentne primesi. Elementi iz pete skupine periodnega sistema imajo en elektron več od silicija in predstavljajo primesi tipa n, elementi iz tretje skupine periodnega sistema pa imajo en elektron manj kot silicij in predstavljajo primesi tipa p. Element primesi n se vgradi v kristalno rešetko, medtem ko se preostali elektron giblje v polju atoma primesi. Energijo takšnega elektrona izračunamo podobno kot energijo vodikovega atoma

$$E_d = -\frac{m^*}{m\epsilon^2} \cdot 13,6 \text{ eV} , \quad (2.5)$$

kjer je  $m^*$  efektivna masa elektrona ( $m^*/m_e \sim 0,3$ ) in  $\epsilon$  dielektričnost polprevodnika. Od tu sledi ocena za silicij  $E_c - |E_d| \approx 0,03 \text{ eV}$ . Vidimo, da termične energije zadostujejo, da takšen elektron preide v prevodni pas. Nivoje, na katerih se nahajajo elektroni, imenujemo donorski, enako ime pa imajo tudi primesi.

Podoben račun velja za vrzeli, le da tu elektron preide iz valenčnega pasu na akceptorske nivoje in tako pusti vrzel v valenčnem pasu. To so akceptorske primesi. Običajno so v vsakem kristalu tako akceptorske kot donorske primesi. Glede na to katerih je več, ločimo polprevodnike tipa n, če je več donorskih primesi in polprevodnike tipa p, če je več akceptorskih primesi.

V siliciju s primesmi je ozadje prostih nosilcev naboja še večje kot pri čistem siliciju, ker se poleg lastnih nosilcev naboja pojavijo še elektroni iz ioniziranih donorskih in vrzeli iz akceptorskih nivojev. Fluktuacije tega ozadja bi onemogočile uspešno detekcijo delcev, zato je potrebno ozadje prostih nabojev močno zmanjšati. To je mogoče doseči z zaporno napetostjo na stiku p-n. Stik omogoči zmanjšanje ozadja prostih nabojev v področju ob stiku. Električno polje, ki omogoči osiromašenje, hkrati poskrbi za ločitev parov elektron-vrzel po preletu nabitega delca skozi detektor.

### 2.3 Stik p-n

Če staknemo polprevodnik tipa n in polprevodnik tipa p, prično večinski nosilci naboja zaradi difuzije prehajati z ene na drugo stran, kjer se rekombinirajo. To prehajanje pušča za seboj prostorski nabolj - nekompenzirane donorske atome na strani n in nekompenzirane akceptorske atome na strani p. V okolini stika se zaradi tega pojavi zaporna plast - osiromašeno področje, ki s svojim potencialnim skokom ( $V_n$ ) uravnovesi gibanje nosilcev naboja zaradi difuzije. Višina skoka je odvisna od čistosti silicija in jo v primeru  $N_a, N_d \gg n_i$  lahko izračunamo [9]

$$V_n = \frac{kT}{e_0} \ln\left(\frac{N_a N_d}{n_i^2}\right) , \quad (2.6)$$

kjer sta  $N_a$  in  $N_d$  gostoti akceptorskih in donorskih primesi in  $\epsilon_0$  osnovni naboј. Debelino zaporne plasti lahko povečamo, če na stik p-n priključimo dodatno zunanjouzaporno napetost ( $V_z$ ). Celotna napetost na stiku  $V_B$  je tako vsota obeh  $V_B = V_n + V_z$ . Omeniti velja še tipične vrednosti omenjenih napetosti;  $V_n$  je manjša od enega volta, medtem ko so zaporne napetosti običajno mnogo večje.

Obliko potenciala in električnega polja v stiku lahko izračunamo s Poissonovo enačbo

$$\nabla^2 \varphi = -\frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0} , \quad (2.7)$$

kjer je  $\varphi$  potencial,  $\rho$  gostota naboja in  $\epsilon_0$  dielektrična konstanta. Večino kvalitativnih lastnosti stika p-n nam pojasni že približek škatlasto porazdeljenega naboja

$$\rho(x > 0) = +e_0 N_d \quad 0 < x < d_n , \quad (2.8)$$

$$\rho(x < 0) = -e_0 N_a \quad -d_p > x > 0 , \quad (2.9)$$

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

Značilnosti takšnega stika so shematsko prikazane na sliki 2.3.

Zaradi zunanje nevtralnosti stika p-n velja

$$N_d d_n = N_a d_p \quad (2.10)$$

Debelino zaporne plasti na strani p in strani n lahko zapišemo kot funkcijo celotne napetosti  $V_B$  na stiku

$$d_p = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0}\right) \frac{V_B}{N_a(1 + N_a/N_d)}} , \quad (2.11)$$

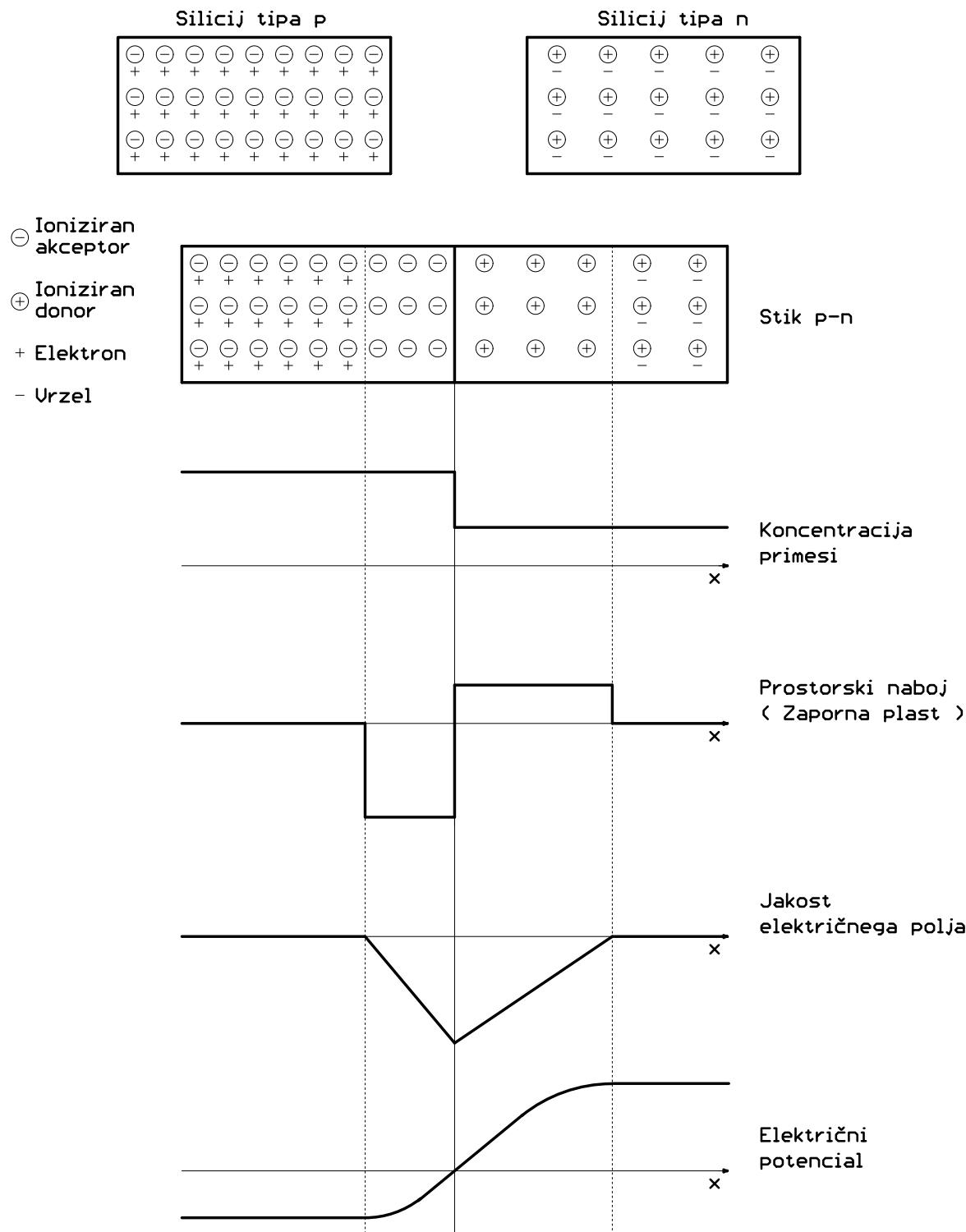
$$d_n = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0}\right) \frac{V_B}{N_d(1 + N_d/N_a)}} . \quad (2.12)$$

Iz teh enačb, kakor tudi iz enečbe 2.10 je razvidno, da se zaporna plast razteza od stika navzven obratno sorazmerno s koncentracijo primesi. Če poskrbimo, da ima stran p mnogo več primesi kot stran n, torej  $N_a \gg N_d$ , bo osiromašeno področje na strani p precej ožje kot na strani n.

Za silicijeve polprevodniške detektorje se uporablja stik p-n z debelo stranjo n in tanko plastjo p. Če je  $N_a \approx 10^{21} \text{ m}^{-3}$  in  $N_d \approx 5 \cdot 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , dobimo pri zaporni napetosti  $V_B = 100 \text{ V}$  širini osiromašenih področij  $d_p = 0,4 \mu\text{m}$  in  $d_n = 300 \mu\text{m}$ . Stran n predstavlja aktivno prostornino detektorja, medtem ko je stran p potrebna samo za njeno osiromašenje in je zaradi tega zelo tanka. V tem primeru lahko enačbi 2.11 in 2.12 združimo. Tako dobimo za celotno širino osiromašenega področja  $d = d_p + d_n \approx d_n$

$$d_n = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{e_0}\right) \frac{V_B}{N_d}} . \quad (2.13)$$

Ko ionizirajoči delec preleti kristal, pusti za seboj pare elektron-vrzeli. Zaporna napetost povzroči hitro potovanje nosilcev naboja k stiku, kar zaznamo kot signal. Ob tipični



**Slika 2.3:** Lastnosti stika p-n pri sobni temperaturi: koncentracija primesi, prostorska porazdelitev naboja, jakost električnega polja in oblika potenciala v stiku.

zaporni napetosti  $V_B = 100$  V se pojavi v polprevodniku povprečno električno polje jakosti okrog  $\mathcal{E} = 300$  kV/m. Potovalno hitrost elektronov in vrzeli lahko izračunamo iz zveze

$$v = \mu \mathcal{E} , \quad (2.14)$$

kjer je  $\mu$  gibljivost nosilcev naboja (tabela 2.1). Pri napetosti 100 V dobimo 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 detektorja se zberejo v približno  $\tau_e \approx 7$  ns, medtem ko vrzeli potrebujajo več časa  $\tau_v \approx 20$  ns.

## 2.4 Zaporni tokovi

Zaradi končnih temperatur v detektorju ves čas nastajajo pari elektron-vrzeli. Če zunanje električno polje ni prisotno, se ti pari rekombinirajo, drugače pa jih električno polje loči in rekombinacije praktično ni. Zaradi električnega polja takšni pari potujejo k elektrodam, kar nam da nezaželeni zaporni tok. Zaporni tok sam po sebi ne bi predstavljal nobenega problema, če bi bil konstanten. Potem bi enostavno mejni nivo za signal postavili na neko konstantno vrednost. Motijo nas fluktuacije jakosti zapornega toka, ki so sorazmerne s korenom zapornega toka.

Glede na področje nastanka parov ločimo dve vrsti zapornega toka. Če pari nastanejo v osiromašenem področju, ga imenujemo generacijski zaporni tok, v primeru, da pari nastanejo v nevtralnem, neosiromašenem siliciju in potem zaradi difuzije pridejo v osiromašeno področje, pa ga imenujemo difuzijski zaporni tok.

Ob upoštevanju, da je v osiromašenem področju gostota nosilcev naboja zelo majhna  $n, p \ll n_i$ , je generacijski tok kar sorazmeren z debelino osiromašenega področja [1]

$$j_{gen} = \frac{e_0 n_i}{\tau_0} d , \quad (2.15)$$

kjer je  $\tau_0$  povprečni življenjski čas nosilcev naboja v osiromašenem področju. Kot smo videli, je debelina osiromašenega področja sorazmerna s korenom zaporne napetosti in z njim tudi generacijski zaporni tok. To velja le do popolnega osiromašenja detektorja, od tu naprej pa je generacijski zaporni tok konstanten

$$j_{gen} \propto \sqrt{V_B} \quad V_B < V_{deplet} \quad (2.16)$$

$$j_{gen} = \text{konst.} \quad V_B > V_{deplet} . \quad (2.17)$$

Odvisnost generacijskega toka od temperature je skrita v odvisnosti  $n_i(T)$ . Ker se  $n_i$  poveča za dvakrat, če se sobna temperatura (293 K) dvigne za 8 K, je pri delu potrebno paziti na čim nižjo konstantno temperaturo.

Če nastane par v neosiromašenem področju, lahko zaradi difuzije preide v osiromašeno področje, predno se uspe rekombinirati. Debelina plasti iz katere bodo elektroni ( $L_n$ ) in vrzeli ( $L_p$ ) z difuzijo prehajali v osiromašeno področje je

$$L_n = \sqrt{D_n \tau_n} \quad \text{in} \quad L_p = \sqrt{D_p \tau_p} , \quad (2.18)$$

kjer sta  $D_n$  in  $D_p$  difuzijski konstanti za elektrone in vrzeli. S  $\tau_n$  in  $\tau_p$  označimo življenjska časa elektronov v področju p in vrzeli v področju n. Tako dobimo prispevek elektronov in vrzeli h gostoti toka zaradi difuzije

$$j_{diff,n} = e_0 \frac{n_p}{\tau_n} L_n \quad \text{in} \quad j_{diff,p} = e_0 \frac{p_n}{\tau_p} L_p . \quad (2.19)$$

Z  $n_p$  označimo gostoto elektronov v področju p in z  $p_n$  gostoto vrzeli v področju n.

Pri normalnih pogojih, ko imamo popolnoma osiromašen polprevodniški detektor, prispeva k izmerjenemu zapornemu toku skoraj v celoti generacijski tok, ki je obratno sorazmeren s povprečnim življenjskim časom nosilcev naboja. Ta življenski čas je močno odvisen od generacijskih in rekombinacijskih procesov nezaželenih primesi - več kot jih je, krajši je ta čas. Zato je potrebno med izdelavo detektorja poskrbeti, da ostane kristal čim bolj čist.

## 2.5 Debelina polprevodniških detektorjev

Ker pri polprevodniških detektorjih električna polja niso dovolj močna, da bi povzročila pomnoževanje primarnega naboja, je signal odvisen le od količine primarnega naboja, torej od energije vpadnega delca, če se ta v detektorju ustavi oz. od debeline detektorja, če ima opazovani delec dovolj energije, da prečka detektor in nadaljuje pot.

Tipična debelina polprevodniških detektorjev je od 200 do  $300\mu\text{m}$ . Eden od razlogov za to je, da polprevodniške detektorje v glavnem uporabljajo za sledenje nabitih delcev, za določanje mesta, kjer je nabiti delec zadel detektor. Z debelino detektorja sicer narašča signal, narašča pa tudi delež nezaželenega večkratnega sisanja. Zato so debeline detektorjev, ki se uporabljajo za sledenje nabitih delcev le tolikšne, da še dajo zadost velik signal.

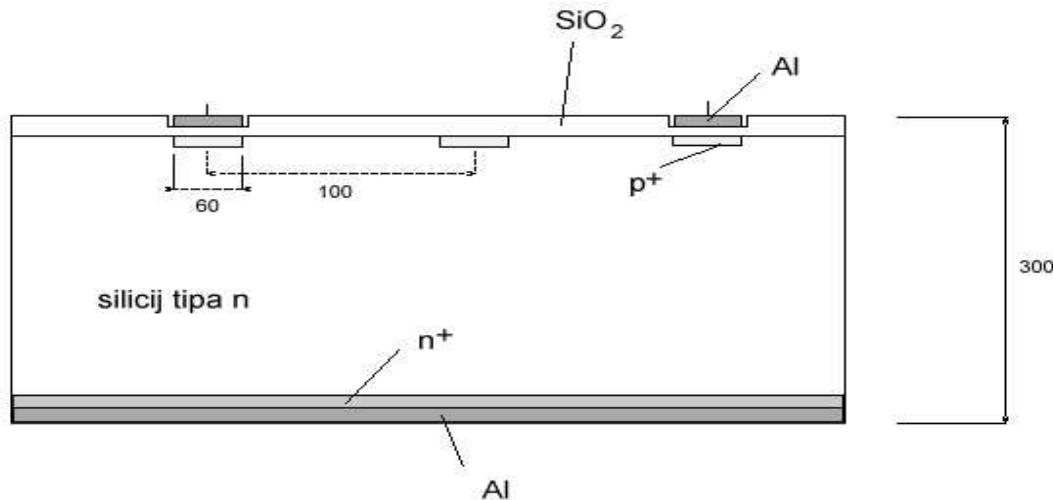
Iz enačbe 2.13 vidimo, da širina osiromašenega območja  $d_n$  raste s korenom celotne zaporne napetosti  $V_B$  na stiku p-n. To pomeni, da bi potrebovali za 2-krat debelejši detektor 4-krat večjo napetost, jakost električnega polja pa bi se povečala za faktor 2. Pri velikih jakostih električnega polja pa se poveča možnost preboja.

Z debelino detektorja narašča tudi nezaželeni generacijski tok  $j_{gen}$  (glej enačbo 2.15), katerega fluktuacije vplivajo na natančnost delovanja detektorja.

## 2.6 Mikropasovni polprevodniški detektorji

Običajno naredimo pozicijsko občutljivi polprevodniški detektor tako, da pri stiku p-n razdelimo stran p na mrežo vzporednih tankih pasov. Takšna delitev ima svojo prednost in slabost. Elektronika bralnega sistema, je v tem primeru sorazmerno enostavna, vendar dobimo na ta način informacijo le o eni koordinati. Slabost lahko rešimo, če tudi spodnjo stran detektorja razdelimo na pasove, ki so pravokotni na smer pasov na zgornji strani. S tem dobimo informacijo o drugi koordinati. V zadnjem času se uveljavja tudi delitev strani p na majhne pravokotnike, ki tako posredujejo obe koordinati hkrati. Žal takšna

delitev prinese s seboj zelo zapleteno bralno elektroniko (veliko število kanalov in težave pri povezovanju teh z bralno elektroniko).



**Slika 2.4:** Prečni prerez silicijevega mikropasovnega detektorja. Dimenzije na sliki so v mikrometrih.

Pravokotni prerez silicijevega mikropasovnega detektorja je prikazan na sliki 2.4. Osnovo detektorja predstavlja kristal silicija tipa n z veliko upornostjo ( $\geq 3 \text{ k}\Omega\text{cm}$ ) orientiran v smeri  $\langle 1, 1, 1 \rangle$ . Debelina te osnove je pri večini detektorjev nekaj sto mikrometrov, širina in dolžina pa nekaj centimetrov. Spodnja stran je močno  $n^+$  - dopirana (implantacija As) in prekrita z aluminijem. Ta plast preprečuje osiromašenemu področju doseg do površine in skrbi za dober stik z virom napetosti. Na zgornji strani je mreža močno dopiranih  $p^+$  - pasov (implantacija P ali B). Tu se nahajajo bralni pasovi, ki so z elektroniko bralnega sistema lahko sklopljeni na dva načina. Pri sklopitvi DC jih zaradi lažje povezave z bralno elektroniko prevlečemo z aluminijem, medtem ko pri kapacitivni sklopitevi (sklopitev AC) med aluminij in diodno plast vrinemo še plast izolatorja. S tem dobimo skloplitveni kondenzator. Aluminijasti pasovi so na enem ali drugem koncu razširjeni v povezovalne ploščice, kjer so pritrjene povezave z elektroniko bralnega sistema.

Za pozicijsko občutljive detektorje je bolj primerna kapacitivna sklopitev, s pomočjo katere izločimo ozadje, ki je posledica zapornih tokov, medtem ko signal ostane skoraj nespremenjen. Izolator je običajno silicijev dioksid ( $\text{SiO}_2$ ) z dielektričnostjo  $\epsilon \approx 4$ . Pri  $20 \mu\text{m}$  širokih pasovih in debelini oksida okrog  $100 \text{ nm}$ , je specifična kapaciteta skloplitvenih kondenzatorjev približno  $70 \text{ pF/cm}$  [6]. Specifična kapaciteta med posameznimi pasovi znaša le  $\approx 1 \text{ pF/cm}$  [6], kar pomeni da je sklopitev bralnih pasov z elektroniko bralnega sistema precej boljša od sklopitve z ostalimi pasovi. To omogoča dobro branje naboja.

Vmesni pasovi, ki jih imenujemo tudi interpolacijski, so prekriti s silicijevim dioksidom ( $\text{SiO}_2$ ), ki ščiti površino. Na robu detektorja je varovalni obroč [5], ki služi za zbiranje površinskih tokov in s tem zmanjšuje šum detektorja. Debelina varovalnega obroča je

0.4-1mm.

Zaporno napetost dosežemo na detektorju tako, da na spodnjo stran priključimo pozitivno napetost, pasove na zgornji strani pa preko velikega upornika priključimo na napetost, nižjo od tiste na spodnji strani.

Pri gradnji polprevodniških detektorjev igra pomembno vlogo razdalja med bralnimi pasovi, saj je od nje neposredno odvisna prostorska ločljivost. V mikropasovnih detektorjih ima porazdelitev detektiranega naboja na pasovih zaradi difuzije delcev ob potovanju k bralnim elektrodam, tipično širino na polovični višini okrog  $10\text{ }\mu\text{m}$  [1]. Če imamo opravka z detektorjem brez interpolacijskih pasov in so razdalje med bralnimi pasovi večje od  $100\text{ }\mu\text{m}$ , se ves nabolj zbere na enem pasu. Ločljivost je v tem primeru določena kar z razmikom med pasovi.

## **2.7 Prag zaradi šuma elektronike**

Poleg šuma zaradi fluktuacij zapornega toka branje signala moti tudi šum same bralne elektronike. Šum bralne elektronike določa prag za signal; če je signal večji od praga, je dani pas zadel in signal preberemo. Šum elektronike ima gausovo porazdelitev. Pri danes dostopni bralni elektroniki, ko je širina šuma na polovični višini približno 1keV, vzamemo za prag zaznavanja  $5\times$  večjo vrednost, to je 5keV. Na pasu odložena energija mora torej preseči vsaj vrednost 5keV, da je pas zadel in bralna elektronika zazna zadetek. Tako zagotovimo, da je vpliv šuma elektronike na rezultate merjenja minimalen.

## **2.8 Uporaba polprevodniških detektorjev pri rentgenskem slikanju**

Ker je mogoče s polprevodniškimi detektorji natančno določiti mesto, v katerem delec zadene detektor, se je rodila ideja o uporabi teh detektorjev pri rentgenskem slikanju. Polprevodniški detektor ima linearen odziv glede na prejeto dozo, slika, ki bi jo dobili na ta način pa bi bila digitalna. Potrebno je preveriti uporabnost polprevodniških detektorjev za detektiranje rentgenskih fotonov. Ker je zaželjeno tudi, da bi imel detektor visok izkoristek, bi morali uporabiti npr. silicijeve ploščice, ki bi bile 3-4 krat debelejše od običajnih  $300\text{ }\mu\text{m}$  debelih. Za slikanje tarče dimenzijs  $100\text{ }\mu\text{m} \times 100\text{ }\mu\text{m}$ .

## 3. poglavje

# Simulacija

### 3.1 Fizikalni procesi v simulaciji

Namen diplomske naloge je oceniti možnost uporabe mikropasovnih detektorjev pri slikanju mehkih tkiv v medicini, predvsem pri mamografskih slikanjih. Zato je bilo potrebno napisati računalniško simulacijo potovanja fotonov in sekundarnih delcev skozi tkivo ter skozi detektor.

Simulacijo potovanja primarnega fotona in sekundarnih delcev skozi snov sem napisala s pomočjo programske knjižnice GEANT. To je zbirka podprogramov, ki so jih izdelali v evropskem središču za fiziko delcev CERN v Ženevi. Uporablja se pri načrtovanju detektorjev, med drugim pa vsebuje simulacije najpomembnejših procesov v fiziki delcev.

Pri pisanju simulacije sem se trudila, da bi, kolikor je le mogoče, posnemala razmere pri medicinski preiskavi. Ob tem je potrebno povedati, da simulacija ni obravnavala vseh procesov. V njej namreč nisem natančno upoštevala zbiranja naboja, ki nastane pri prehodu nabitega delca skozi detektor in rekombinacije parov elektron-vrzel. Verjetnost za rekombinacijo je majhna, saj električno polje v polprevodniku pare elektron-vrzel po nastanku takoj loči. Pri natančni obravnavi zbiranja naboja na bralnih elektrodah pa bi bilo potrebno upoštevati difuzijo naboja med potovanjem proti bralni elektrodi in poznati geometrijo električnega polja v detektorju. Ker je tipična širina porazdelitve naboja na polovični višini okrog  $10\mu\text{m}$ , pasovi pa širine  $100\mu\text{m}$  in več, sem privzela, da električno polje v detektorju ne vpliva na potovanje nabitega delca po detektorju; da pare elektron-vrzel, ki so nastali v območju danega pasu na detektorju, na tem pasu tudi zaznamo.

Razen difuzije naboja in rekombinacije parov elektron-vrzel sem upoštevala vse pomembne fizikalne procese. Fotoefekt, Rayleighovo in Comptonovo sipanje sem opisala že v prvem poglavju, energijskim izgubam izbitih elektronov pa je posvečeno podpoglavlje 3.3.4.

## 3.2 Potek simulacije

V tem poglavju je predstavljen osnovni potek simulacije. Izsevanemu fotonu sem sledila v več korakih od izvora, do pobega iz sistema ali do točke, kjer je interagiral in oddal vso svojo energijo. Prav tako sem sledila izbitim elektronom, če so imeli energijo večjo od določene meje. Število korakov in njihova velikost sta odvisna od energije delca, vrste delca in vrste snovi, v kateri se delec premika. Vrsta delca in njegova energija določata procese, ki jih delec doživi. Foton lahko na svoji poti pri fotoefektu izbije elektron iz elektronskega oblaka. Nadalje se lahko foton Comptonovo siplje na šibko vezanem elektronu, ga izbije iz elektronskega oblaka in tudi sam nadaljuje pot z nižjo energijo. Foton se lahko siplje tudi Rayleighovo in nadaljuje pot z enako energijo, toda v spremenjeni smeri. Pri fotoefektu ali Comptonovem sisanju izbiti elektron lahko na svoji nadaljni poti izbije nov elektron iz atomske orbitale (ionizacijske izgube) ali zavorno seva.

S pomočjo GEANT-a določimo sipalni presek za vsak mogoč proces pri določeni energiji in za določen delec. S tem hkrati za vsak proces določimo tudi povprečno prosto pot  $\lambda$  ali doseg delca v snovi (če gre za nabiti delec). Nato za vsak proces po eksponentni porazdelitvi izžrebamo slučajno število  $N_{\lambda_0}$  [7]. Izžrebano število  $N_{\lambda_0}$  določa število prostih poti, ki jih mora delec prepotovati, preden se dan proces zgodi. Tako izračunamo pot, ki jo delec prepotuje, preden se zgodi dani proces, po enačbi  $pot = N_{\lambda_0}\lambda$ . Verjetnost, da se bo proces zares zgodil, je izražena s  $P = 1 - e^{-N_{\lambda}}$ ; čim bližje pripotujemo po  $N_{\lambda}$  proti  $N_{\lambda_0}$ , tem bolj verjetno je, da se bo proces zgodil. Od tako določenih poti za različne procese, izbere GEANT najkrajšo pot za dolžino naslednjega koraka, v katerem se potem zgodi proces, ki pot določa. Po vsakem koraku  $\Delta x$  redifiniramo  $N_{\lambda_0 i}$  za posamezno interakcijo z  $N'_{\lambda_0 i} = N_{\lambda_0 i} - \frac{\Delta x}{\lambda_i}$ , kjer je  $\lambda_i$  povprečna prosta pot za i-to možno interakcijo.

Če bi delec v tako izračunanem koraku prečkal mejo med snovema, je korak velik samo toliko, kot je razdalja delca do meje; delec se v tem koraku samo propagira po snovi do meje in se mu v tem koraku ne zgodi nič.

Določimo največji dovoljeni korak in največji delež energije, ki jo lahko delec zaradi ionizacije izgubi. Če kateri od teh dveh omejitev v naslednjem koraku ne bi bilo ustrezeno, delec v njem opravi krajsjo pot od izračunane.

Po vsakem koraku omogoča GEANT vpogled v kinematicne lastnosti delca, energijo delca, dolžino opravljene poti v zadnjem koraku, energijske izgube v zadnjem koraku ter število in vrsto rojenih sekundarnih delcev.

## 3.3 Opis simuliranih procesov

S pomočjo programskega paketa GEANT lahko simuliramo prevladujoče elektromagnetne procese v energijskem intervalu od 10 keV do 10 TeV. V simulaciji nas zanima predvsem energija, ki jo fotoni odložijo v tkivu in detektorju, zato bom nekaj besed posvetila izračunu odložene energije.

Na poti skozi snov izgublja curek fotonov svojo energijo pri fotoefektu in Comptonovem

sipanju, kar zapišemo s pojemanjem intenzitete v fotonskem curku, ki potuje skozi snov

$$\left(\frac{dI}{dx}\right)_{celotne} = \left(\frac{dI}{dx}\right)_{fotoefekt} + \left(\frac{dI}{dx}\right)_{compton} . \quad (3.1)$$

Geant je programsko orodje, ki je bilo napisano za uporabo v visokoenergijski fiziki, zato je potrebno oceniti za posamezne interakcije fotona s snovjo natančnost simuliranih absorpcijskih koeficientov pri nižjih energijah. Referenčni absorpcijski koeficienti imenujmo tiste, ki jih simuliramo s programom Xcom [13]. Od tabeliranih izmerjenih absorpcijskih koeficientov se referenčni razlikujejo za največ 1% v energijskem območju nad 5keV in za snovi, pri katerih je masni absorpcijski koeficient  $\mu/\rho$  manjši od  $50\text{cm}^2/\text{g}$ ,  $\mu/\rho \leq 50\text{cm}^2/\text{g}$ . Za večje  $\mu/\rho$  je nenatančnost referenčnih absorpcijskih koeficientov ocenjena na manj kot 5%[13].

Če je  $\sigma(E\gamma, Z, A)$  totalni sipalni presek za dano interakcijo delca (z energijo  $E_\gamma$ ) z atomom (Z,A) neke snovi, potem totalni absorpcijski koeficient  $\mu$  zapišem kot

$$\mu = \frac{N_{Av}}{A} \rho \sigma(E, Z, A) , \quad (3.2)$$

kjer je  $N_{Av}$  Avogadrovo število,  $Z$  vrstno število,  $A$  atomska masa in  $\rho$  gostota snovi. Povprečna prosta pot  $\lambda$  delca pa je podana z

$$\lambda = \frac{1}{\mu} . \quad (3.3)$$

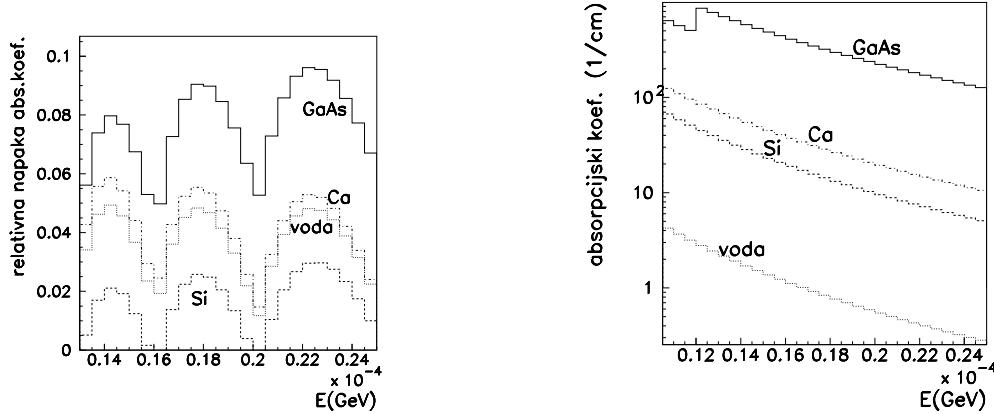
Največji absorpcijski koeficient, čigar ujemanje z referenčno vrednostjo preverjam, je pri fotoefektu v GaAs. Tam je absorpcijski koeficient  $\mu$  okrog  $700/\text{cm}$ , gostota  $\rho$  GaAs pa je  $5.32\text{g}/\text{cm}^3$ . Torej znaša masni absorpcijski koeficient  $\mu/\rho$  za GaAs okrog  $130\text{cm}^2/\text{g}$ . Za fotoefekt v GaAs na podlagi primerjave referenčnih absorpcijskih koeficientov in Geantovih absorpcijskih koeficientov ocenim natančnost Geantovih absorpcijskih koeficientov na 5-10%, saj so že referenčni dokaj nenatančni. Za vse ostale snovi in procese je masni absorpcijski koeficient  $\mu/\rho$  manjši od  $30\text{cm}^2/\text{g}$ , torej Geantove absorpcijske koeficiente primerjamo z referenčnimi, ki se od izmerjenih razlikujejo za največ 1% [13].

Zanimala me je relativna napaka Geantovih simuliranih absorpcijskih koeficientov za posamezne procese v snovi, kar izračunamo kot

$$rel.napaka = \frac{\mu_{referenčni} - \mu_{Geant}}{\mu_{referenčni}} . \quad (3.4)$$

Poglejmo, kakšna je relativna napaka Geantovih absorpcijskih koeficientov pri fotoefektu ter Comptonovem in Rayleighovem sipanju.

### 3.3.1 Fotoefekt



**Slika 3.1:** (1)Relativne razlike med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti za fotoefekt. (2)Referenčni absorpcijski koeficienti za fotoefekt.

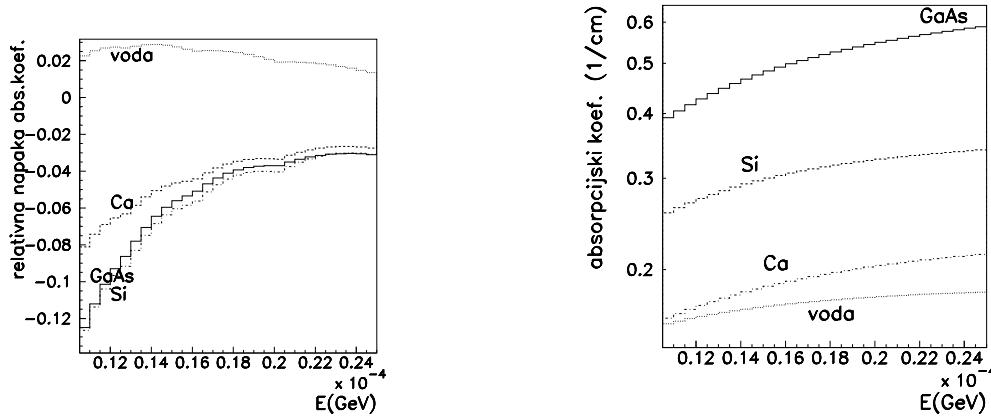
Za snov z vrstnim številom  $Z \leq 100$  za sipalni presek v Geantu nastavijo empirično formulo s pomočjo parametrizacije Sandia [7]. Sipalne preseke za različne elemente ocenijo z linearno kombinacijo potenc obratnih vrednosti fotonske energije  $E_\gamma$ . Za vsak element izračunajo koeficiente parametrizacije na različnih intervalih energije fotona  $E_\gamma$ . Sipalni presek  $\sigma_{ij}$  v j-tem intervalu energije fotona  $E_\gamma$  za i-ti element ( $Z = i$ ) dobijo s pomočjo nastavka

$$\sigma_{ij} = \frac{C_{1,ij}}{E_\gamma} + \frac{C_{1,ij}}{E_\gamma^2} + \frac{C_{1,ij}}{E_\gamma^3} + \frac{C_{1,ij}}{E_\gamma^4} . \quad (3.5)$$

Ocene za natančnost parametrizacije avtorji niso podali.

Primerjava simuliranih in referenčnih absorpcijskih koeficientov za fotoefekt kaže, da rezultati Geantove parametrizacije za absorpcjske koeficiente pri fotoefektu v energijskem območju od 12 do 20keV od referenčnih absorpcijskih koeficientov odstopajo za 0.5-9%, kar je zadovoljivo. Opaziti je mogoče periodična nihanja natančnosti simuliranih absorpcijskih koeficientov za fotoefekt, najbolj natančni so rezultati v robnih točkah energijskih intervalov parametrizacije. Na sliki 3.1(1) so relativne napake med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti, na sliki 3.1(2) pa referenčni absorpcijski koeficienti pri fotoefektu za mikrokalcifikacijo  $Ca_5(PO_4)_3OH$ , ki je na sliki označena kar z Ca, za Si, vodo in GaAs. Pri energiji vpadnih fotonov  $E=13keV$  je za GaAs viden absorpcijski rob K.

### 3.3.2 Comptonovo sisanje



**Slika 3.2:** (1)Relativne razlike med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti za Comptonovo sisanje. (2)Referenčni absorpcijski koeficienti za Comptonovo sisanje.

Na sliki 3.2(1) so relativne napake med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti za Comptonovo sisanje v mikrokalcifikaciji  $Ca_5(PO_4)_3OH$ , ki je na sliki označena kar z Ca, Si, vodi in GaAs. Na sliki 3.2(2) pa so referenčni absorpcijski koeficienti pri Comptonovem sisanju.

Tudi za Comptonovo sisanje ocenimo natančnost simuliranih sipalnih presekov pri nižjih energijah. Totalni sipalni presek tokrat v Geantu zapišejo z empirično formulo [7]

$$\sigma(Z, E) = Z \left[ P_1(Z) \frac{\log(1 + 2X)}{X} + \frac{P_2(Z) + P_3(Z)X + P_4(Z)X^2}{1 + aX + bX^2 + cX^3} \right] , \quad (3.6)$$

kjer je  $X = \frac{E_\gamma}{m_e}$  in  $P_i(Z) = D_i + E_iZ + F_iZ^2$ . Izračun koeficientov v parametrizaciji je bil opravljen za vsak element za 511 vrednosti energije vpadnega fotona med 10keV in 100GeV, natančnost parametrizacije pa avtorji ocenjujejo na [7]

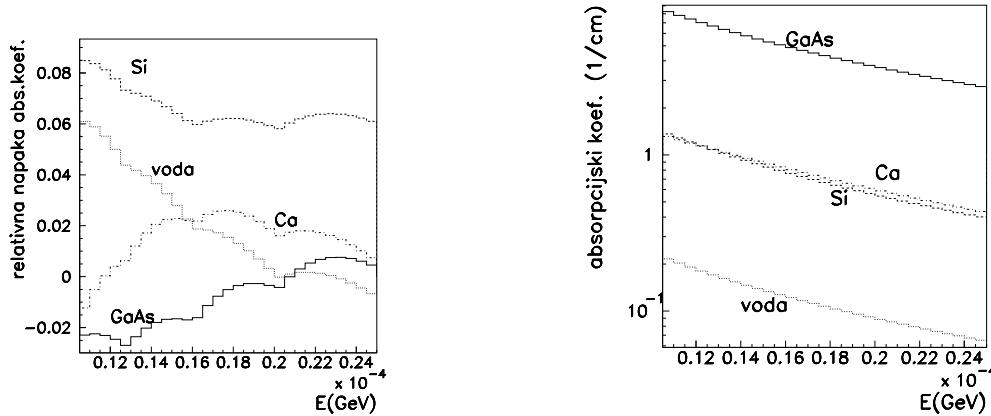
$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = \begin{cases} 10\% & \text{pri } E_\gamma 10 - 20\text{keV} \\ 5 - 6\% & \text{pri } E_\gamma \text{ nad } 20\text{keV} \end{cases} \quad (3.7)$$

Pri uporabi obstoječih rutin za Comptonovo sisanje ugotovimo, da so za tako nizke energije praktično neuporabne. Geant namreč ne sledi delcem z energijami pod 10keV. Zato je bilo treba energijo, ki jo ti elektroni v detektorju odložijo, posebej upoštevati. Ko se v snovi zgodi Comptonovo sisanje, vemo, koliko energije je foton pri tem izgubil, vsa ta energija, razen vezavne energije skoraj prostih elektronov (reda velikosti 1eV), se lokalno absorbira zaradi minimalnih dosegov ( $\mu\text{m}$ ) elektronov energij nekaj keV v Si ali GaAs.

Primerjava referenčnih absorpcijskih koeficientov z rezultati Geantove parametrizacije v energijskem območju od 10 do 25keV kaže odstopanja 3-12%, v energijskem območju 13-25keV pa na 2-8%. Geantovo simulirani absorpcijski koeficienti so nekoliko večji od referenčnih (relativna napaka  $< 0$ ), kar pomeni, da se v simulaciji Comptonovo siplje

nekoliko več fotonov kot pri realnem procesu. Zaradi tega se nekoliko poveča količina signalov z nizko energijo. Energija Comptonskega roba je  $E_C = 1.45\text{KeV}$  pri energiji vpadnih fotonov  $E_\gamma = 20\text{keV}$ , prag za signal pa je  $5\text{keV}$ . Torej energija, ki jo v snovi odloži enkrat Comptonovo sipani foton, ne preseže energije praga. Energija praga je presežena šele, če v istem pasu foton ponovno interagira.

### 3.3.3 Rayleighovo sisanje



**Slika 3.3:** (1)Relativne razlike med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti za Rayleighovo sisanje. (2)Referenčni absorpcijski koeficienti za Rayleighovo sisanje.

Pri delu s podprogrami iz programskega paketa Geant, ki omogočajo simulacijo Rayleighovega sisanja sem imela nemalo težav zaradi napake v delovanju samih rutin. Podprogram GRAYLI pravilno določi sipalni kot vpadnega fotona samo v primeru, ko le-ta leti v smeri osi z. Napako v podprogramu sem odpravila.

Tudi za sipalni presek za Rayleighovo sisanje preverimo, če se simulirani sipalni preseki pri nizkih energijah skladajo z izmerjenimi. Empirično zapišejo sipalni presek v Geantu [7] kot

$$\sigma_{c_i} = aE_\gamma^3 + bE_\gamma^2 + cE_\gamma + d \quad . \quad (3.8)$$

Za vsak element so izračunani koeficienti a, b, c in d ter iz enačbe 3.8 dobljeni sipalni preseki, rezultat parametrizacije čez 27 eksperimentalnih vrednosti totalnega koherentnega sipalnega preseka. Natančnost parametrizacije za višje energije je ocenjena na  $\frac{\Delta\sigma}{\sigma} \approx 10\%$ , vendar naj bi bila za večino elementov boljša.

Primerjava simuliranih in referenčnih absorpcijskih koeficientov za Rayleighovo sisanje kaže, da se Geantovi absorpcijski koeficienti od referenčnih razlikujejo za 0.5 do 8%. Na sliki 3.3(1) so relativne napake med referenčnimi in z Geantom simuliranimi absorpcijskimi koeficienti za  $Ca_5(PO_4)_3OH$ , ki je tudi tu na sliki označen kar z Ca, Si, vodo in GaAs. Na sliki 3.3(2) pa so referenčni absorpcijski koeficienti za Rayleighovo sisanje.

Ugotovimo lahko, da so tudi v območju nižjih energij v Geantu simulirani absorpcijski koeficienti oz. sipalni preseki natančni na okrog 5%.

### 3.3.4 Energiskske izgube izbitih elektronov

Pri fotoefektu in Comptonovem sisanju izbiti elektroni izgubljajo energijo na poti skozi snov z ionizacijo in zavornim sevanjem

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{elektronov} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ionizacija} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{zavorno sevanje} . \quad (3.9)$$

#### Ionizacijske izgube

Pri ionizaciji vpadni elektron s kinetično energijo  $E$  izbije iz atoma elektron s kinetično energijo  $T$ . Diferencialni presek za takšno reakcijo označimo z  $\frac{d\sigma(E, T)}{dT}$ . Recimo, da nas zanima le energija, ki jo delci odložijo v detektorju. Dokler so torej energije izbitih elektronov in njihov doseg majhne, jim nima smisla slediti, ker ne uidejo iz detektorja in v njem odložijo celotno svojo energijo. Namesto diferencialnega preseka raje izračunamo celotni presek za trk in povprečno energijo, ki jo pri njem izgubi elektron, od tu pa povprečne ionizacijske izgube  $\overline{E}_{ion}$  na enoto poti

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = n_e \int_0^{k_\delta} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} T dT = n_e \overline{E}_{ion}(k_\delta, E) \sigma_{ion}(k_\delta, E) , \quad (3.10)$$

kjer je  $n_e$  gostota elektronov vezanih na atomih,  $\sigma_{ion}$  sipalni presek za ionizacijo in  $k_\delta$  meja, nad katero se v simulaciji dovolimo rojevanje sekundarnih elektronov. Čeprav so sekundarni vsi izbiti elektroni ne glede na njihovo energijo, uporabljamto to oznako le za tiste elektrone, ki imajo energijo večjo od  $k_\delta$  in jim po izbitju sledimo. Celotni presek za njihovo rojstvo izračunamo

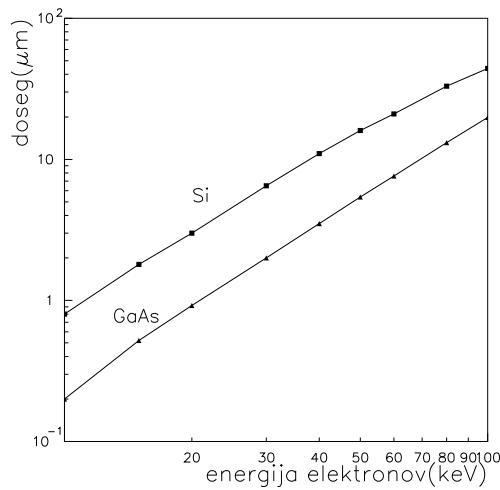
$$\sigma_{sec}(k_\delta, E) = \int_{k_\delta}^{T_{max}} \frac{d\sigma(E, T)}{dT} dT , \quad (3.11)$$

kjer je  $T_{max}$  največja kinetična energija, ki jo lahko ima izbiti elektron in znaša  $E/2$ .

Če nas sekundarni elektroni ne zanimajo ( $k_\delta \rightarrow T_{max}$ ), dobimo po integraciji desne strani 3.10 Berger-Seltzerjevo enačbo [7]. V tem primeru zajamemo sekundarne elektrone v račun z ustrezno porazdelitvijo energijskih izgub okoli povprečne vrednosti.

Drugače je, če dovolimo rojevanje sekundarnih elektronov. Tedaj je enačba 3.10 omenjena Berger-Seltzerjeva enačba, diferencialni presek  $\frac{d\sigma(E, T)}{dT}$  za sekundarne elektrone z energijo večjo od  $k_\delta$  pa izračunamo z Möllerjevo enačbo [7]. Rojenemu sekundarnemu elektronu nato sledimo, kot če bi bil izsevani elektron. Iz slike 3.4 (izračunano s pomočjo simulacije [16]) preberemo, da je doseg sekundarnih elektronov z energijo 10 keV v siliciju okoli  $3 \mu\text{m}$ , v GaAs pa okoli  $1 \mu\text{m}$ .

Zaradi kratkega dosega sekundarnih elektronov bi lahko zanemarili njihovo nastajanje, vendar postavimo mejo  $k_\delta$  za rojstvo sekundarnih elektronov na vrednost 10 keV. Izračun v detektorju odložene energije bo v tem primeru natančnejši [7]. Porazdelitev energije, ki jo delec v snovi izgubi namreč ni nujno enaka porazdelitvi energije, ki jo delec v snovi odloži. Še posebej je to res, če del sekundarnih elektronov pobegne iz snovi. Ker se v našem primeru velika večina sekundarnih elektronov v detektorju absorbira, dobimo zadovoljive rezultate tudi, če nastajanje sekundarnih elektronov zanemarimo.



**Slika 3.4:** Doseg elektronov v siliciju in GaAs v odvisnosti od energije elektronov.

### Sevalne izgube

Na svoji poti skozi snov elektron zavorno seva. Izgube zaradi zavornega sevanja so močno odvisne od snovi skozi katero elektron potuje. Za vsako snov lahko definiramo kritično energijo  $E_c$ , pri kateri se ionizacijske izgube izenačijo s sevalnimi izgubami. Od te energije naprej pa prevladujejo sevalne izgube nad ionizacijskimi. Kritično energijo lahko približno ocenimo z [9]

$$E_c \approx \frac{1600 m_e c^2}{Z} . \quad (3.12)$$

Ocena pokaže, da je kritična energija za silicij okoli 60 MeV, za GaAs pa okoli 25 MeV, kar je mnogo več kot energije fotonov iz rentgenske cevi, s katerimi delamo. Zato lahko sevalne izgube zanemarimo.



## 4. poglavje

# Rezultati simulacije

### 4.1 Opis simuliranega sistema

#### 4.1.1 Silicijev detektor

Zanima nas ocena uporabnosti silicijevih detektorjev pri rentgenskem slikanju, še posebej v mamografiji. Zato sestavimo simulirani sistem, s pomočjo katerega bo mogoče v simulaciji oceno uporabnosti zares izvesti.

Povprečna prosta pot fotonov z energijo 20keV je v siliciju  $900\mu m$ , elektroni z energijo 20keV potujejo v siliciju  $3\mu m$  daleč. Da bi slikali s silicijevimi detektorji imamo dve možnosti:

- Lahko si prizadevamo napraviti najmanj 1mm debel detektor in uporabiti za vpadno ploskev kar površino detektorja, razdeljeno v mrežo kanalov ali na pasove, povezane z bralno elektroniko. Pri debelih silicijevih detektorjih naletimo na več težav. Za debele osiromašene plasti potrebujemo visoke napetosti, zaradi katerih lahko pride do prebojev. V debelih plasteh silicija je število tvorjenih parov elektron-vrzel zaradi termičnih fluktuacij večje (glej enačbo 2.15), kar povečuje šum detektorja.
- Lahko pa vzamemo več silicijevih detektorjev, jih orientiramo vzdolžno s smerjo vpadnih fotonov in jih postavimo enega nad drugega. Na ta način dosežemo, da je površina, na katero vpadajo foton, razdeljena v mrežo bralnih kanalov, če so posamezni detektorji razdeljeni na kanale. Zaradi velike debeline (nekaj cm) tako postavljenega detektorja se praktično vsi foton absorbirajo. V tem primeru nas ovira varovalni obroč [5], v katerem se vpadni foton sicer absorbirajo, zaznamo pa jih ne.

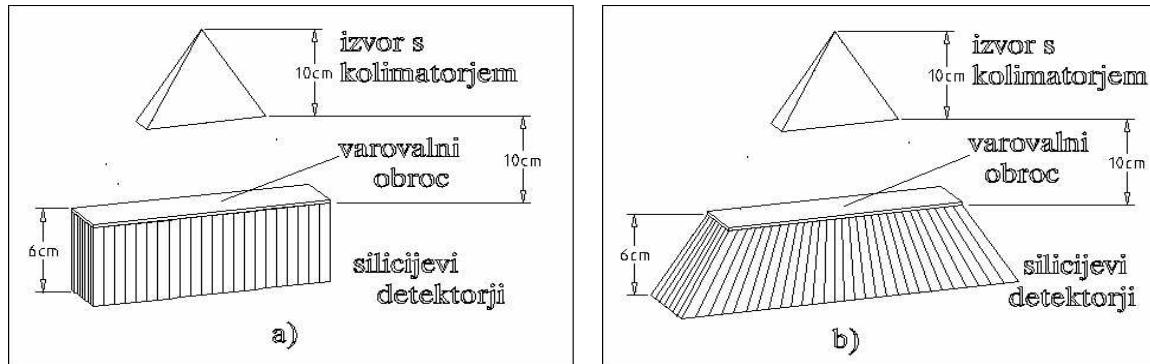
Debelina varovalnega obroča je lahko od 0.4-1mm [5], kar pomeni, da se v njem absorbira od 25 do 80% vpadnih fotonov. Delež absorbiranih fotonov v varovalnih obročih različnih debelin je naveden v tabeli 4.1.

Ker žarki, ki letijo proti detektorju, niso povsem vzporedni, je pomembna tudi paralaksa. Denimo, da je detektor 60cm daleč od izvora rentgenskih žarkov. Potem lahko

Debelina varovalnega obroča [mm]	Delež abs.fotonov v varov.obroču [%]
0,4	33
0,6	45
0,8	55
1	63

**Tabela 4.1:** Delež fotonov, ki se absorbira v varovalnem obroču in tako zmanjša izkoristek detektorja. Energija  $E_\gamma$  vpadnih fotonov je 20keV.

foton z energijo 20keV pri 30cm dolgem detektorju napravi v povprečju prečno pot okrog 100 $\mu\text{m}$ , preden interagira. Enak foton lahko napravi prečno pot 600 $\mu\text{m}$ , če je detektor 20cm proč od izvora in tako preide v sosednji pas vzporednega detektorja, še preden interagira. Da bi odpravili vplive paralakse in izboljšali ločljivost detektorja, bi bilo priporočljivo imeti pahljačaste detektorje (slika 4.1(b)).

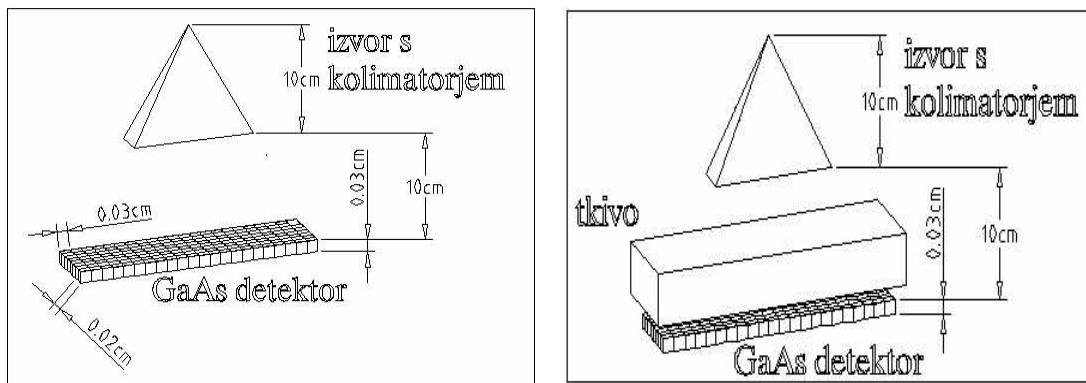


**Slika 4.1:** Izgled simuliranega sistema. Si detektor je v simulaciji predstavljal nabor nekaj cm širokih, prečno orientiranih Si detektorjev. (a) Pasovi na detektorju so lahko paralelni ali (b) pahljačasto oblikovani, da zmanjšamo paralakso. Vpadno ploskev pokriva varovalni obroč-slabost tako sestavljenega detektorja.

V obeh navedenih primerih možne uporabe Si detektorjev je potrebno omejiti velikost vpadne ploskve. V prvem primeru, ker je nemogoče napraviti 24cmx30cm velik silicijev detektor, kakršne danes uporabljajo pri mamografskih slikanjih. Največja trenutno dosegljiva dimenzija silicijevih detektorjev je približno 7cm $\times$ 7cm [6]. V drugem primeru pa bi naleteli na težave pri povezovanju 1000 vzporednih Si detektorjev, ki bi pokrivali dolžino 30cm, z bralno elektroniko. Tudi cenovno množica Si detektorjev, ki bi bili potrebni, ne bi ustrezala zahtevam. Zato se odločimo, da bomo vzorec otipali z detektorjem z manjšo površino. Pri tem bomo premikali detektor in zaslonko. S tem zmanjšamo tudi vpliv v tkivu sipanih fotonov na sliko in se izognemo uporabi rešetke (glej poglavje 1.3), ki poveča potrebno dozo za 2-3krat[15]. Zato je pri tipanju tkiva z detektorjem za isti kontrast potrebna manjša doza, vendar moramo zagotoviti, da obsevamo le opazovani

del tkiva.

#### 4.1.2 GaAs detektor



**Slika 4.2:** Izgled simuliranega sistema. (1)Detektor je v simulaciji predstavljal  $300\mu m$  debela ploščica iz GaAs. Aluminijastih pasov in oksidne plasti zaradi majhnih debelin nisem upoštevala. (2)V merilni sistem vstavimo tkivo-vzorec.

Oglejmo si še možnost uporabe GaAs detektorjev pri rentgenskem slikanju. Povprečna prosta pot fotonov z energijo 20keV je v GaAs  $40\mu m$ , elektroni z energijo 20keV potujejo v GaAs  $0.9\mu m$  daleč. Ker je GaAs za rentgenske fotone v energijskem območju, uporabnem za rentgensko slikanje, manj propusten od silicija, (oba elementa imata večje vrstno število od silicija), se lahko zadovoljimo s standardno debelino GaAs ploščice ( $300\mu m$ ) in lahko uporabimo za detektiranje delcev kar en sam GaAs detektor. Postavitev sistema z GaAs detektorjem je prikazana na sliki 4.2. GaAs detektor je za razliko od silicijevega že razdeljen na kvadratno mrežo kanalov.

#### 4.1.3 Tkivo in tarča v tkivu

Ker je človeško tkivo sestavljeno večinoma iz vode, sem v simulaciji kot približek za tkivo-vzorec vzela kar vodo. Tkivo-vzorec je bilo v simulaciji debelo 2, 4 ali 6cm. V tkivuvzorcu se nahaja kroglica, tkivo tarča s polmerom  $50\mu m$  iz  $Ca_5(PO_4)_3OH$ , mikrokalcifikacija.

#### 4.1.4 Izvor

Fotoni iz izvora letijo v prostorski kot, omejen s kolimatorjem. Porazdeljeni so enakomerno po prostorskem kotu, velikost prostorskega kota pa ustreza prostorskemu kotu, ki ga na razdalji izvor-detektor pokriva detektor. Fotoni so monokromatski, njihova energija pa je kar optimalna energija glede na razmerje signal proti šumu pri določeni debelini opazovanega tkiva. Energije fotonov, uporabljeni pri posameznih debelinah tkiva, so zbrane v tabeli 1.1 v poglavju 1.5.

## 4.2 Izvedba simulacije

Pri prehodu rentgenskih fotonov skozi tkivo se količina fotonov v curku zaradi atenuacije fotonov v tkivu zmanjšuje. Število fotonov, ki v tkivu odložijo energijo, ustrezno neki prejeti dozi VKD, sem določila s pomočjo enačbe 1.16. V detektorju zaznamo le tiste delce, ki se niso absorbirali že v tkivu. K absorpciji fotonov v tkivu v največji meri prispeva fotoefekt, skozi 8 cm debelo tkivo pride le približno 1% fotonov, ki v njem niso doživeli fotoefekta in se absorbirali. Deleži, za katere se na račun fotoefekta v tkivu zmanjša količina do detektorja prispelih vpadnih fotonov pri posameznih debelinah tkiva, so navedeni v tabeli 4.2.

Debelina tkiva [cm]	Delež fotoefekta v tkivu [%]
2	66
4	89
6	96,3
8	98,8

**Tabela 4.2:** Delež fotoefekta v tkivu pri optimalnih energijah  $E_\gamma$ .

V tkivu absorbirani foton prispevajo samo k prejeti dozi tkiva, ne pa tudi k porazdelitvi v detektorju absorbirane energije, zato v simulaciji fotoefekta v tkivu nisem dovolila in ustrezno zmanjšala količino fotonov, s katero sem obsevala tkivo. Celotno število fotonov sem tako zmanjšala za delež fotonov, ki bi se absorbirali v tkivu določene debeline, če bi v njem dovolila fotoefekt. Rezultat simulacije se zato ni spremenil, zmanjšala pa sem njen časovno zahtevnost.

Število zadetkov v kanalu je odvisno od atenuacijskega koeficienta tkiva, skozi katero je potoval snop fotonov, preden je zadel na detektor. Ko foton zadenejo detektor in v njem interagirajo, dobimo porazdelitev zadetkov po pasovih na detektorju, kar nam predstavlja posnetek tkiva. Če je v tkivu-vzorcu tkivo-tarča z večjim atenuacijskim koeficientom, se na posnetku pojavi slika tarče, skupina kanalov ali en sam kanal, ki se od okolice loči po manjšem številu zadetkov.

S simulacijo sem določila porazdelitev števila vpadnih fotonov, ki so v detektorju interagirali in v njem odložili vsaj del svoje energije na dva načina.

- V simulaciji sem štela fotone, ki so interagirali v pasu detektorja in v njem odložili energijo, večjo od praga (5keV).
- Določila sem energijo, ki so jo delci med preletom skozi detektor odložili na posameznem pasu detektorja ter povprečno odloženo energijo  $E_D$ , ki jo interagirajoči foton z energijo  $E_\gamma$  odloži v detektorju. Število fotonov, ki so v pasu interagirali, je razmerje med v pasu odloženo energijo in povprečno energijo  $E_D$ .

Razlogi, ki postopek upravičijo, so navedeni v poglavju 1.4. Na slikah 4.3 so v desnem zgornjem kotu po vrsti navedene količine: število fotonov  $N_P$ , ki so v detektorju interagirali, povprečna vrednost na vpadni foton odložene energije,  $\bar{E}_D$  in širina porazdelitve odloženih energij,  $\sigma_D$ . Za sliko 4.3(zgoraj) so to  $N_P=270016$ ,  $\bar{E}_D=16,91\text{keV}$  in  $\sigma_D=1,137\text{keV}$ . To so podatki, s pomočjo katerih v enačbi 1.26 ocenimo, da smemo računati število interagirajočih fotonov tudi iz celotne na kanal detektorja odložene energije.

Za posamezne energije vpadnih fotonov so povprečne energije  $\bar{E}_D$ , ki jih v detektorju odloži interagirajoči foton, navedene v tabeli 4.3.

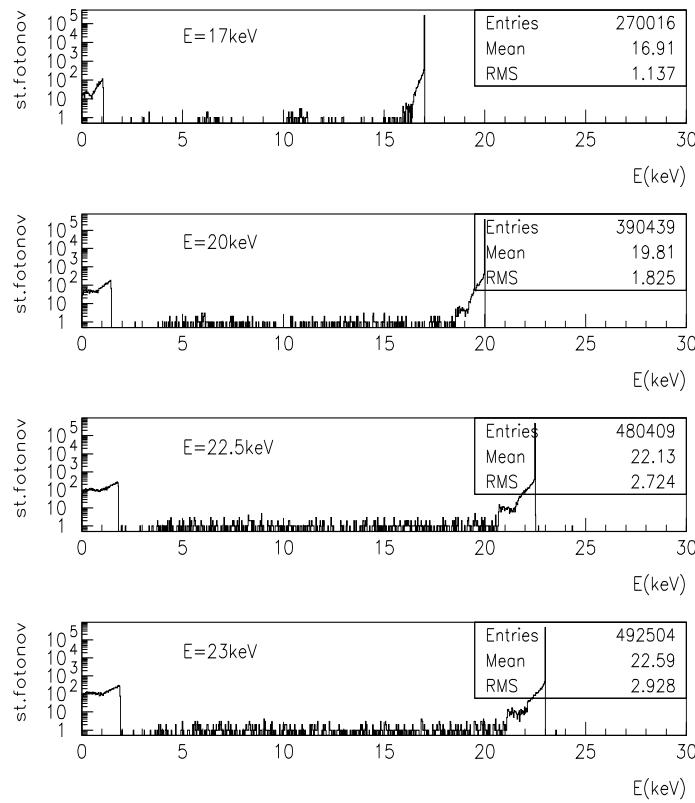
Energija $E_\gamma$ vpadnih fotonov [keV]	$\bar{E}_D$ [keV]
17	16,91
20	19,81
22,5	22,13
23	22,59

**Tabela 4.3:** Povprečna na interagirajoči foton odložena energija v Si detektorju,  $\bar{E}_D$ , za različne energije vpadnih fotonov.

Na slikah 4.3 so spektri na kanal odložene energije v simulaciji. Vidimo, da se v kanalu odloži večinoma vsa energija vpadnega fotona (97,5% primerov pri  $E_\gamma=17\text{keV}$ ). Ostali dogodki predstavljajo zaznavo v vodi Comptonovo sipanih fotonov, ki v Si naredijo fotoefekt (rep porazdelitve); zaznavo Comptonovo sipanih fotonov, ki naredijo fotoefekt v Si, toda ne v istem kanalu, kot so se Comptonovo sipali (rep porazdelitve). V repu porazdelitve je okrog 1% dogodkov. Pri nizkih energijah v porazdelitvi zaznamo Comptonove elektrone, ki so jim fotonи pobegnili v drug kanal ali iz detektorja. Iz detektorja so pobegnili predvsem nazaj sipani fotonи, v primeru sisanja fotona v smeri naprej pa se večinoma absorbirata sipani foton in Comptonov elektron v istem kanalu, zato je Comptonova porazdelitev elektronov pri nižjih energijah nekoliko zmanjšana. Takih Comptonovih elektronov je nekaj manj kot 1,6%, vseh Comptonovo sipanih fotonов v Si pa je pri tej energiji 6,5%.

Simulacijo sem izvedla za dva različna primera.

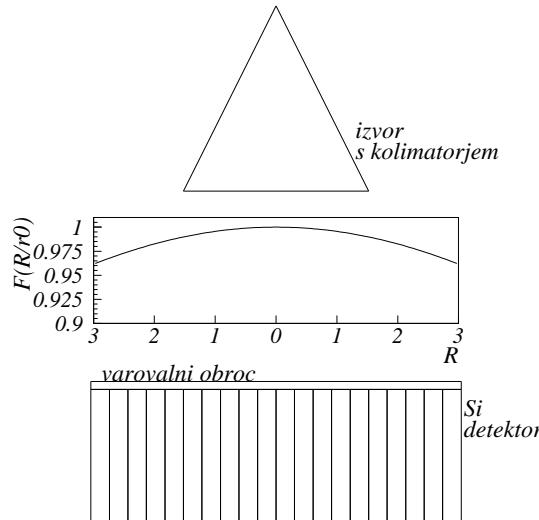
- za primer, ko z elektroniko zaznamo delec, ne glede na to, koliko energije je odložil v kanalu,
- za primer, ko je prag elektronike pri  $5\text{keV}$ , lahko zaznamo delce, ki so v kanalu odložili energijo, večjo od  $5\text{keV}$ .



**Slika 4.3:** Spektri odložene energije v Si detektorju za različne energije vpadnih fotonov na kanal. Slike so v logaritemski skali.

### Zahtevnost simulacije

Simulacijo sem poganjala na računalnikih pikolit.ijs.si (HP-735), borg.ijs.si (Convex SPP10000) in lepavida.ijs.si (HP-J210). Zaradi velikega števila dogodkov je simulacija časovno zahtevna, zato sem se pri izvedbi omejila na manjše površine. Za detektor večje površine sem določila le razmerje sipanega proti primarnemu sevanju,  $R$ . Ker se računalniki, na katerih sem poganjala simulacijo, med sabo razlikujejo, so tudi časi, potrebeni za izvedbo enega dogodka, različni. Na Lepividu na primer za dogodek, ki inicializira in sledi 600 fotonom potrebujem 0.6375s za GaAs in 0.6229s za Si v primeru, ko program rabi 100%CPU računalnika. Lepavida porabi za simulacijo  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$  velikega detektorja ter 2cm debelega tkiva, v katerem dopustimo VKD 6mGy, okroglih 39 ur dela.



Slika 4.4: Silicijev detektor in porazdelitev gostote fotonov  $F(R/r_0)$  po površini detektorja ploščine  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ , ki je od izvora oddaljen 20cm.

## 4.3 Rezultati simulacije

### 4.3.1 Geometrija detektorja

Simulirani silicijev detektor (vzporedne ali pahljačaste geometrije) pokriva površino  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ . Upoštevam varovalni obroč debeline 0.6mm, zaradi česar se izkoristek detektorja zmanjša na 55% pri  $E_\gamma=20\text{keV}$  (tabela 4.1). Globina detektorja je 6cm. Glede na dimenzijo tarče, kroglico s polmerom  $50\mu\text{m}$ , bi bila optimalna delitev detektorja na kanale velikosti  $100\mu\text{m} \times 100\mu\text{m}$ . Vendar danes  $100\mu\text{m}$  debelih detektorjev industrijsko ne proizvajajo. Debeline detektorjev sta bili v simulaciji 200 ali  $300\mu\text{m}$ , širine pasov pa 100, 200 ali  $300\mu\text{m}$ . Najmanjša delitev detektorja, s katero sem delala, je bila  $100\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ , največja pa  $300\mu\text{m} \times 300\mu\text{m}$ . Število kanalov, na katere je bil razdeljen detektor pri posameznih delitvah, je zbrano v tabeli 4.4.

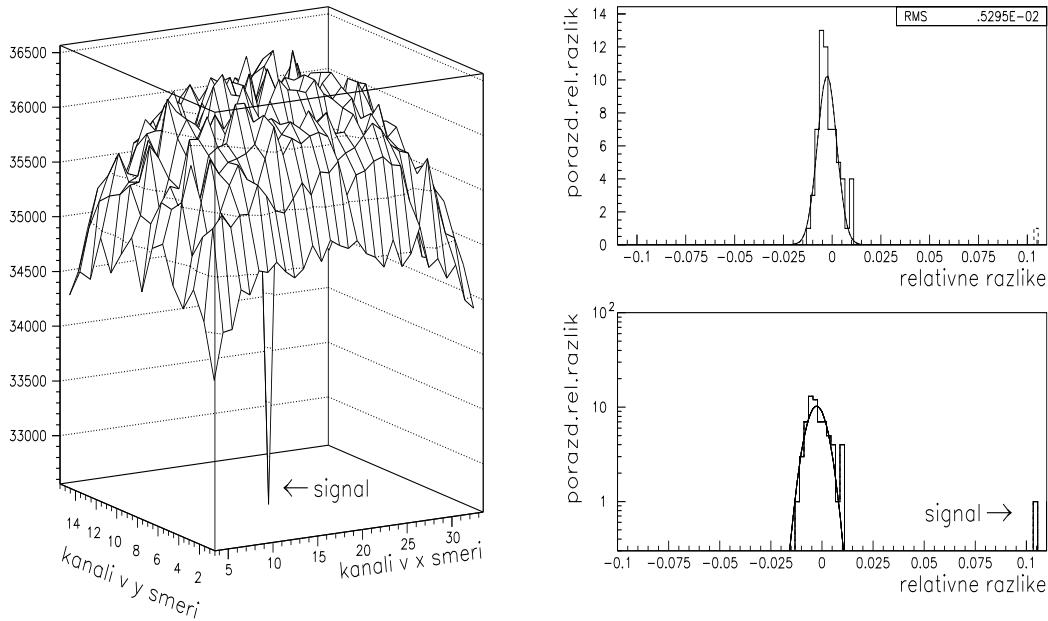
Simulirani GaAs detektor je bil debel  $300\mu\text{m}$ , njegova ploščina pa je bila  $3\text{mm} \times 3\text{mm}$ . Dimenzijs kanalov so bile enake kot pri silicijevem detektorju.

### 4.3.2 Določanje signala in šuma posnetka

Fotoni iz izvora letijo enakomerno v prostorski kot, omejen z velikostjo detektorja. Na ravni površini detektorja pa fotoni niso več enakomerno porazdeljeni. V primeru, da je tkivo povsod enako debelo in enake kvalitete, je gostota fotonov največja na sredini detektorja, z razdaljo  $R$  od sredine detektorja pa je porazdeljena kot  $F(R, r_0)$ ,

$$F(R, r_0) \propto \frac{1}{(1 + (R/r_0)^2)^{3/2}} , \quad (4.1)$$

Porazdelitev stevila zadetkov po kanalih



**Slika 4.5:** (1) Porazdelitev zadetkov po kanalih detektorja. Velikost kanalov je  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$ , prejeta doza VKD pa  $4\text{mGy}$ , debelina tkiva je  $2\text{cm}$ . (2) Gaussova porazdelitev relativnih razlik med simulirano porazdelitvijo zadetkov po kanalih in prilagojeno porazdelitvijo. Na sliki je viden tudi signal. Za boljšo vidnost signala je spodnja slika narisana v logaritemski skali.

kjer je  $r_0$  oddaljenost izvora od detektorja. Funkcija  $F(R, r_0)$  je projekcija enakomerne porazdelitve po prostorskem kotu na ravno oddaljenosti  $r_0$ .

Na sliki 4.4 vidimo silicijev detektor dolžine  $6\text{cm}$  in porazdelitev  $F(R, r_0)$  fotonov po površini detektorja, ki je od izvora oddaljen za  $r_0 = 20\text{cm}$ .

Rezultat simulacije je dvodimensionalna porazdelitev zadetkov po kanalih detektorja, ki jo detektor zazna, ko se v tkivu-vzorcu nahaja tkivo-tarča. Primer simulirane porazdelitve za pahljačasti Si detektor in delitev detektorja na kanale velikosti  $100 \times 200 \mu\text{m}^2$ , je na sliki 4.5(1).

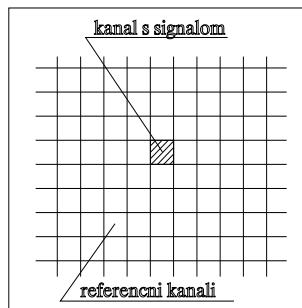
Na simulirano porazdelitev prilagodimo idealno porazdelitev. Ta prilagojena porazdelitev je porazdelitev zadetkov po kanalih na detektorju v primeru, ko ne bi imeli statističnih fluktuacij v številu fotonov, ki jih izvor izseva v nek prostorski kot in ko v tkivu ni tarče. Ker imamo opraviti z majhnim prostorskim kotom, sta ustrezeni prilagoditveni porazdelitvi kar polinom drugega ali četrtega reda, v splošnem je to porazdelitev  $F(R, r_0)$ , za dovolj majhen del mreže na detektorju pa zadostuje tudi prilaganje konstantne porazdelitve. Odstopanja simulirane porazdelitve od prilagojene porazdelitve so porazdeljena po Gaussovi krivulji, njeno širino pa imenujemo statistični šum. Torej

$$\text{šum} = \sigma_{\text{Gaussove porazdelitve odstopanj}} . \quad (4.2)$$

Zanima nas primankljaj zadetkov na detektorju zaradi tarče v vzorcu. V našem

Velikost kanala [ $\mu\text{m}^2$ ]	Število kanalov na detektorju
širina pasu $\times$ debelina detektorja	
$100 \times 200$	1800
$200 \times 200$	900
$300 \times 200$	600
$100 \times 300$	1200
$200 \times 300$	600
$300 \times 300$	400

**Tabela 4.4:** Število kanalov na detektorju pri posameznih delitvah.



**Slika 4.6:** Referenčno območje, razporejeno okrog kanala s signalom. Primerjava signala v vsakem kanalu z referenčno okolico bi bil pristop k obdelavi podatkov, uporaben v medicinski diagnostiki.

primeru je detektor razdeljen na mrežo kanalov, zato manjše število zadetkov zaradi tarče v vzorcu opazimo na enem ali več sosednjih kanalih. Naj bo  $N_0$  število zadetkov na kanal pri prilagojeni porazdelitvi,  $N_{pas}$  pa naj bo število zadetkov na kanal pri simulirani porazdelitvi. Potem naj bo signal

$$\text{signal} = \frac{N_0 - N_{pas}}{N_0} . \quad (4.3)$$

Na sliki 4.5(2) so prikazane relativne razlike med prilagojeno in simulirano porazdelitvijo zadetkov po kanalih. Število odstopanj po velikosti odstopanja med simulirano in prilagojeno porazdelitvijo je res porazdeljeno po Gaussovi porazdelitvi. Na tej sliki je viden tudi signal, kot smo ga definirali v enačbi 4.3, odstopanje med prilagojeno in simulirano ploskvijo je v kanalu s signalom približno 10-krat večje od  $\sigma$  Gaussove porazdelitve ostalih razlik med porazdelitvama zadetkov. Ker je signal na sliki 4.5(2,zgoraj) z linearno skalo slabo viden, je porazdelitev razlik prikazana še v logaritemski skali na sliki 4.5(2, spodaj). Tu je signal lepo viden.

Po tem, ko sem določila signal in šum, je bilo mogoče določiti tudi razmerje signala proti šumu.

### 4.3.3 Uporaba v diagnostiki

Območju okrog kanala, ki vsebuje signal, recimo kar referenčno območje. Ni nujno, da za referenčno območje vzamemo vse kanale s površine detektorja. Odločimo se lahko za referenčno območje, ki zajema le bližnjo okolico kanala s signalom, na primer za mrežo  $10 \times 10$  kanalov okrog kanala s signalom.

Debelina in sestava tkiva v praksi nista enakomerni po celiem presevanem območju tkiva, zato ima v tem primeru izmerjena porazdelitev zadetkov po kanalih detektorja zapleteno prostorsko odvisnost. V bližnji okolici vzorca-kalcifikacije, govorimo o dimenzijah reda nekaj milimetrov, pa smemo pričakovati, da se kvaliteta in debelina tkiva ne bosta močno spremojali in bo porazdelitev zadetkov po kanalih lokalno enakomerna.

Za uporabo v diagnostiki bo potrebno pregledati vrednost vsakega kanala detektorja in jo primerjati z vrednostmi kanalov iz referenčnega območja, kot je prikazano na sliki 4.6. Pri vrednostih, dobljenih s simulacijo, med opisanimi pristopoma ni razlike, ker je tkivo idealno.

### 4.3.4 Prejeta doza in povprečna v tkivu odložena energija

Porazdelitev gostote energije na detektorju sem simulirala pri prejetih VKD med 0,25 in 6mGy, dozo sem povečevala po 0,25mGy. Za določeno dozo potrebno količino vpadnih fotonov sem izračunala s pomočjo enačbe 1.16 iz prvega poglavja,

$$VKD = \frac{\mu}{\rho} \frac{N}{S} \bar{E} . \quad (4.4)$$

Pri posameznih energijah je bilo najprej potrebno določiti povprečno energijo  $\bar{E}$ , ki jo v tkivu pusti foton, ko interagira na vstopni plasti tkiva. Določila sem jo s pomočjo simulacije odložene energije v 0.8mm debeli vstopni plasti tkiva. Povprečna energija  $\bar{E}$  je manjša od energije vpadnega fotona  $E_\gamma$ ; vsak foton, ki interagira s tkivom, v njem ne odloži celotne svoje energije.

Razmerje  $\frac{\bar{E}}{E_\gamma}$  je torej vedno manjše od 1. Pri višjih energijah se to razmerje še zmanjša, saj se relativno glede na vse interakcije v tkivu poveča količina Comptonovega sisanja. Rezultati so zbrani v tabeli 4.5

### 4.3.5 Uporabnost polprevodniških detektorjev za rentgensko slikanje

Za posamezne delitve detektorja in različne VKD sem določila razmerje signal-šum. Razmerje signal proti šumu narašča korenško s prejeto dozo, kot je to razvidno s slik 4.7, 4.8 in 4.9, kjer so simulirane točke povezane s prilagojeno krivuljo-korenom.

$E_\gamma$ [keV]	17	20	22,5	23	50
$\mu$ [1/cm]	1,203	0,815	0,625	0,598	0,207
$\bar{E}$ [keV]	12,95	12,67	11,37	11,31	9,66

**Tabela 4.5:** Povprečna v tkivu odložena energija  $\bar{E}$  na foton, ki je v tkivu interagiral, za različne vrednosti energij  $E_\gamma$  vpadnih fotonov. Debelina vstopne plasti tkiva je 0,8mm.

### Vpliv sisanja v tkivu na kvaliteto slike

Razmerje sisanega proti primarnemu sevanju,  $R$ , je za pahljačasti Si detektor, širine 3mm in dolžine 6cm, za tkivo, stisnjeno na 2cm, pri energiji vpadnih fotonov 17keV, okrog 0.03. Detektor se v tem primeru po velikosti bliža realnemu detektorju, ki bi ga uporabljali v mamografiji. Razmerje signal šum sem določila s pomočjo simulacije, kaže pa, da je vpliv sisanega sevanja za tako oblikovan detektor na kvaliteto slike majhen.

### Mejne doze za slikanje s polprevodniškim detektorjem

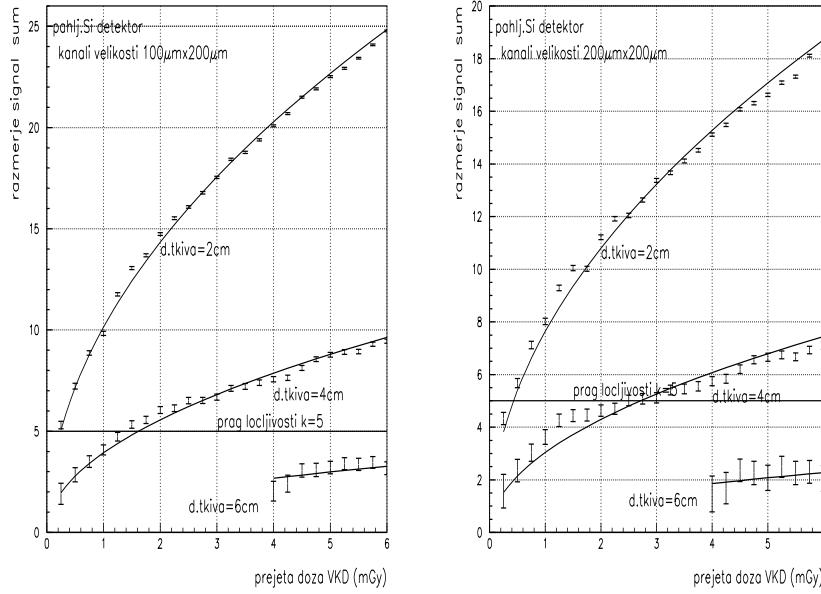
Zanimalo me je predvsem, kakšna je najmanjša prejeta doza, pri kateri je razmerje signal proti šumu na posnetku dobljenem s pahljačastim ali vzporednim detektorjem še vedno dovolj veliko, da je slika tkiva-tarče razločljiva od slike tkiva-vzorca. Kot sem že navedla v poglavju 1.4, naj bo signal vsaj petkrat večji od šuma, če naj bo slika tarče na posnetku vidna. Razmerje signal proti šumu  $k$  naj bo torej večje od 5,  $k \geq 5$ . Rezultati za Si in GaAs detektor so prikazani na slikah 4.7, 4.8 in 4.9.

S slike 4.7(1) je razvidno, da je kroglasto kalcifikacijo polmera  $50\mu\text{m}$  v dojki, stisnjeni na 2cm, mogoče slikati še pri prejeti dozi  $\text{VKD}=0,25\text{mGy}$ , če kot detektor uporabljam pahljačasti silicijev detektor z velikostjo kanalov  $100 \times 200\mu\text{m}^2$ . Pri dojkah, stisnjениh na debelino 4cm se pri enaki delitvi mejna doza poveča že na  $1,6\text{mGy}$ , dojk stisnjениh na debelino 6cm, pa v dovoljenem obsegu ni mogoče slikati s tolikšno natančnostjo.

Rezultati za detektor s kanali velikosti  $200 \times 200\mu\text{m}^2$  s slike 4.7(2) kažejo, da je spodnja meja za slikanje s pahljačastim Si detektorjem za dojko, stisnjeno na 2cm pri  $0,5\text{mGy}$ , za 4cm debelo pa pri  $2,8\text{mGy}$ .

Pri Si detektorjih, debeline  $300\mu\text{m}$ , lahko slikamo pri delitvi na  $100\mu\text{m}$  (slika 4.8(1)) široke pasove 2cm debelo tkivo še z dozo  $0,4\text{mGy}$ , 4cm debelo pa še z dozo  $2,3\text{mGy}$ . 6cm debelega v dovoljenem obsegu VKD ne moremo slikati. Pri  $200 \times 300\mu\text{m}^2$  velikih kanalih lahko slikamo 2cm debelo dojko še pri  $0,6\text{mGy}$ , 4cm debelo pa pri  $4,2\text{mGy}$ . Rezultat za detektor s kanali  $300 \times 300\mu\text{m}^2$  s slike 4.8(3) so še manj vzpodbudni. Spodnja meja za prejeto dozo, pri kateri še lahko slikamo na 2cm stisnjeno dojko, je pri  $1\text{mGy}$ , za 4cm debele pa pri  $5,8\text{mGy}$ .

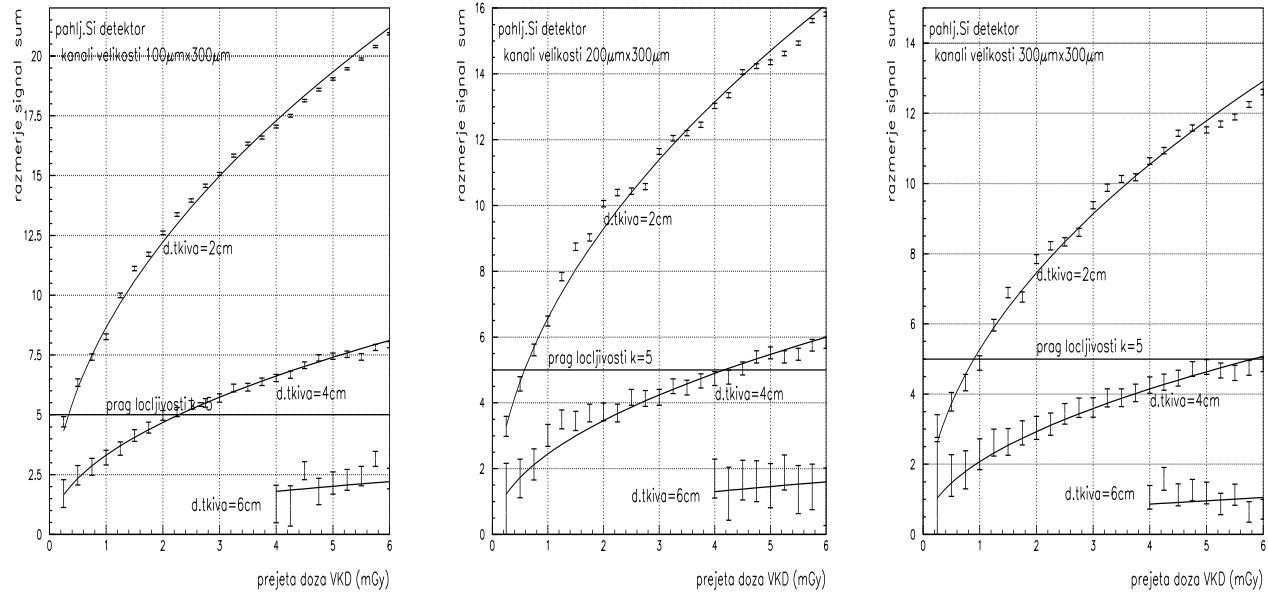
Pri nobeni od delitev ne moremo slikati 6cm debele dojke. Na slikah 4.7 in 4.8 so signali in krivulje za 6cm debelo tkivo narisane od doze  $4\text{mGy}$  naprej. Pod to dozo so napake še večje in kvarijo jasnost slike.



**Slika 4.7:** Si detektor. Razmerje signal proti šumu v odvisnosti od doze VKD, za debelino tkiva 2, 4 in 6cm in pahljačasti Si detektor z velikostjo kanalov (1) $100 \times 200 \mu\text{m}^2$  in (2) $200 \times 200 \mu\text{m}^2$ . Točkam je prilagojena korenska funkcija. Če naj bo slika tarče na posnetku vidna, mora biti razmerje signal šum večje od 5,  $k \geq 5$ .

Pri GaAs so rezultati precej boljši (glej sliko 4.9). Pri delitvi na kanale velikosti  $100 \times 300 \mu\text{m}^2$  vidimo mikrokalcifikacijo pri 2 cm debelem tkivu pri dozi, ki je manjša od 0.1mGy, v 4cm debelem pa še pri 1.2mGy. Pri delitvi na kanale velikosti  $200 \times 300 \mu\text{m}^2$  pa vidimo mikrokalcifikacijo v 2cm debelem tkivu še pri 0.2mGy, v 4cm debelem pa še pri 2.4mGy.

Primerjajmo še rezultate, ki jih dobimo pri meritvi s pahljačastim Si detektorjem s tistimi, ki jih dobimo pri meritvi z vzporednim. Na sliki 4.10 je primer razmerja signal šum  $k$  za pahljačasti in vzporedni Si detektor, normaliziranih na  $k$  za pahljačasti detektor pri  $\text{VKD}=6\text{mGy}$ . Rezultati, ki jih dobimo pri meritvi z vzporednim detektorjem, so pri oddaljenosti 20cm izvora od detektorja, slabši za 20-25%. Pri večjih oddaljenostih bi bila ta razlika manjša.



**Slika 4.8:** Si detektor. Razmerje signal proti šumu v odvisnosti od doze VKD, za debelino tkiva 2, 4 in 6 cm in pahljačasti Si detektor z velikostjo kanalov (1) $100 \times 300 \mu\text{m}^2$ , (2) $200 \times 300 \mu\text{m}^2$  in (3) $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ . Točkam je prilagojena korenska funkcija. Če naj bo slika tarče na posnetku vidna, mora biti razmerje signal šum večje od 5,  $k \geq 5$ .

### Napake meritev

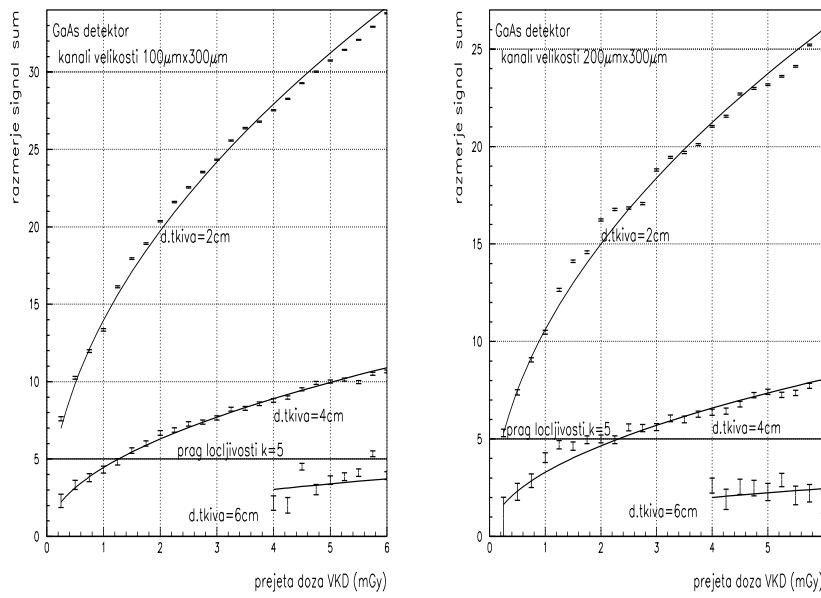
Napake meritev so odvisne od statistike (števila dogodkov na kanal) in od velikosti signala.

Statistična napaka povprečja števila zadetkov na kanal je enaka  $\sqrt{N_0/M}$ , kjer je  $M$  število obravnavanih kanalov v referenčnem območju,  $N_0$  pa povprečna vrednost zadevkov v kanalu. Naslednjo enačbo, ki ocenjuje napake na signalu  $s$ , dobimo po krajšem računanju.

$$s = \frac{N_0 - N_{pas}}{N_0} = \frac{N_0 \pm \sqrt{\frac{N_0}{M}} - N_{pas} \pm \sqrt{N_{pas}}}{N_0 \pm \sqrt{\frac{N_0}{M}}} \approx s(1 \pm \frac{\text{šum}}{s}) \quad , \quad (4.5)$$

pri tem je  $\text{šum} = \sqrt{N_0}/N_0$ . Manjši kot je signal, večja je napaka in večje kot je število dogodkov na kanal, manjša je napaka.

Zaradi tehnične izvedbe simulacije meritve niso lepo porazdeljene okrog prilagojene krivulje. Ker je časovna zahtevnost simulacije velika, sem podatke za različne prejete doze dobila tako, da sem simulirala  $24 \times$  z različnimi inicializacijami generatorja RANMAR slučajnih števil (dolžina neodvisnih sekvenč  $10^{40}$ ). Za večje doze sem dobljene porazdelitve seštevala. Zaporedne meritve tako niso neodvisne.



**Slika 4.9:** GaAs detektor. Razmerje signal proti šumu v odvisnosti od doze VKD, za debelino tkiva 2, 4 in 6cm in GaAs detektor z velikostjo kanalov (1) $100 \times 300 \mu\text{m}^2$  in (2) $200 \times 300 \mu\text{m}^2$ .

#### 4.3.6 Vpliv praga elektronike

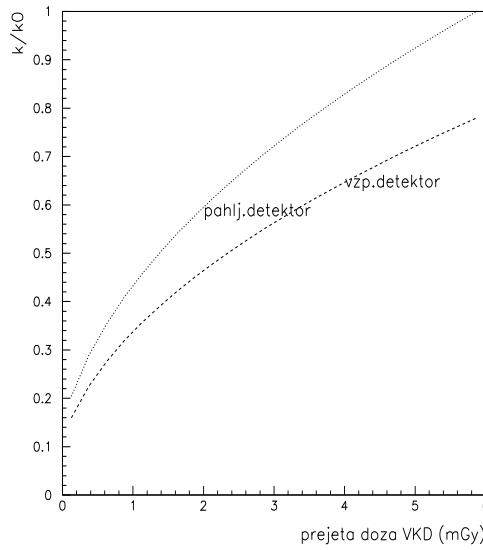
Poskusila sem določiti razliko razmerja signal proti šumu za pahljačast Si detektor za primer, ko je izkoristek elektronike enak 1 in zaznamo vse interagirajoče fotone in za primer, ko dvignemo njen prag na 5keV in ne zaznamo zadetkov, ki prispevajo manj kot 5keV.

Delež fotonov, ki v detektorju odložijo manjše energije kot 5keV, je zanemarljiv (glej sliko 4.3) Pri energiji 20keV je ta delež 2,38%. Pregledno so deleži  $\delta$  fotonov, ki odložijo v kanalu detektorja manj kot 5keV energije, prikazani v tabeli 4.6.

Energija $E_\gamma$ vpadnih fotonov [keV]	Delež fotonov $\delta$ [%]
17	1,55
20	2,38
22,5	3,5
23	3,7

**Tabela 4.6:** Delež fotonov z vpadno energijo  $E_\gamma$ , ki odložijo v kanalu detektorja manj kot 5keV energije.

Porazdelitev števila fotonov po kanalih pahljačastega Si detektorja sem zmanjšala za delež fotonov, ki jih elektronika ne bi mogla zaznati in nato ponovila določanje razmerja signal proti šumu. Zaradi majhnega deleža dogodkov pod pragom elektronike, je tako



**Slika 4.10:** Razmerje signal proti šumu  $k$  deljeno z  $k_0$ , razmerjem signal šum za pahljačasti Si detektor, pri 6mGy. Razmerje signal šum za vzporedni detektor je za 22% slabše.

določena razlika razmerja signal proti šumu med meritvijo z elektroniko brez praga in elektroniko s pragom 5keV, majhna. Razlika se pojavi zaradi zmanjšanja števila dogodkov na kanal, zaradi povečanega statističnega šuma. Tako je razlika  $\Delta$  kar enaka

$$\Delta = \frac{\sqrt{N} - \sqrt{N(1-\delta)}}{\sqrt{N}} = \frac{\delta}{2}, \quad (4.6)$$

pri čemer je  $N$  število zaznanih dogodkov na pas.

S pomočjo simulacije določena razlika  $\Delta$  med primerom z idealno bralno elektroniko (brez praga) in tisto s pragom pri 5keV je vedno manjša od 2%.

#### 4.3.7 Mejno razmerje signal šum $k$ in ploščina kanala na detektorju

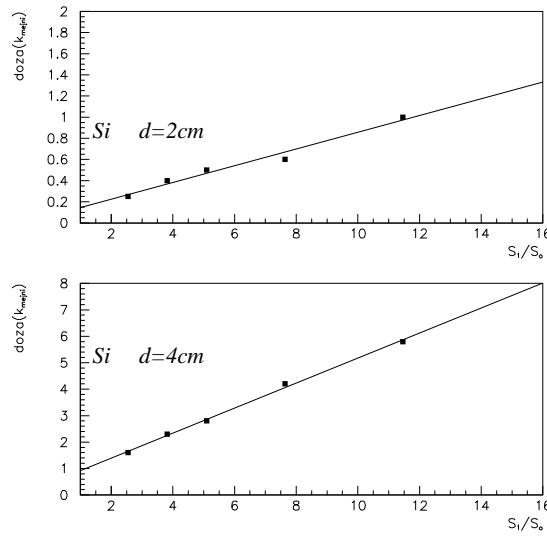
Poglejmo si ponovno enačbo 1.29 iz poglavja 1.4. Razmerje signal proti šumu  $k$  je

$$k \propto \sqrt{\frac{S_0}{S_1} \frac{N}{S}} \propto \sqrt{\frac{S_0}{S_1} V K D} \quad (4.7)$$

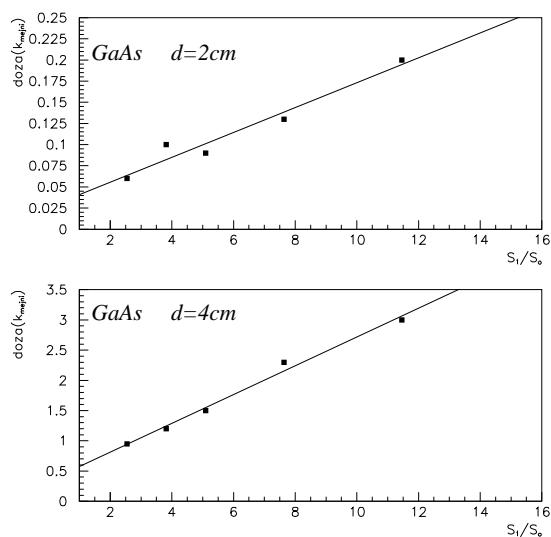
kjer je  $S_0$  površina tarče,  $S_1$  površina kanala,  $\frac{N}{S}$  pa je sorazmerno z vstopno kožno dozo VKD. Polmer kroglice-tarče je  $50\mu\text{m}$ . Na slikah 4.11 in 4.12 je prikazana odvisnost doze pri mejnem razmerju signal šum ( $k=5$ ) pri debelinah tkiva 2 in 4 cm, za Si in GaAs. Ta

odvisnost je dobro merilo za določanje doze VKD za različna razmerja površin kroglice in kanala. Z večanjem površine kanalov detektorja potrebujemo za isto razmerje signal šum večjo dozo.

Z ekstrapolacijo doze ( $k_{mejni}$ ) k razmerju  $S_1/S_0=1$ , določimo potrebno dozo za slikanje v primeru, ko so kanali enako veliki kot tkivo-tarča. Ker je bila tarča vedno postavljena v sredino kanala, to ni realistična ocena, temveč predstavlja ekstrapolacijo za zelo drobno delitev. V primeru, da je tarča na meji dveh kanalov, za slikanje z enakim razmerjem signal proti šumu potrebujemo večjo dozo VKD.



**Slika 4.11:** Si detektor. Mejna doza (pri  $k=5$ ) v odvisnosti od razmerja velikosti  $S_0$  površine tarče in  $S_1$  površine vzorca. Napaka zaradi korelacij med zaporednimi točkami ni vrisana.



**Slika 4.12:** GaAs detektor. Mejna doza (pri  $k=5$ ) v odvisnosti od razmerja velikosti  $S_0$  površine tarče in  $S_1$  površine vzorca.



## 5. poglavje

### Zaključek

Da bi izboljšali kvaliteto mamografskega slikanja, želimo izboljšati način slikanja. Eno od možnosti za detekcijo rentgenskih žarkov predstavljajo tudi prečno orientirani Si-detektorji. S silicijevimi detektorji bi dobili pri slikanju digitalno sliko, odziv detektorja bi bil linearen glede na prejeto dozo in izognili bi se šumu zaradi zrnatosti filma. Ločljivost silicijevega detektorja je omejena s širino bralnih pasov, najboljša trenutno dosegljiva ločljivost je  $25\mu\text{m}$ [1]. Za detektiranje mikrokalcifikacij reda velikosti  $100\mu\text{m}$  bi bila primerna širina pasu  $100\mu\text{m}$ .

Izkoristek detektorja je v primeru prečno orientiranih detektorjev odvisen od debeline varovalnega obroča in znaša okrog 50%. Izkoristek in ločljivost nista povezana parametra, medtem ko moramo pri filmu z ojačevalnim zaslonom vedno iskati ravnovesje med debelino-izkoristkom in ločljivostjo. Energija za tvorbo para v siliciju je majhna,  $3.6\text{eV}$  na par, tako foton z energijo  $20\text{keV}$  tvori več kot 5500 parov elektron-vrzel. Ker pare loči električno polje, je verjetnost za rekombinacijo majhna, kar zmanjšuje fluktuacije v količini zbranega naboja na en vpadni foton.

Pri delitvi pahljačastega Si detektorja, sestavljenega iz nabora Si detektorjev, na kanale velikosti  $100\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ , bi v dojki, stisnjeni na debelino  $2\text{cm}$ , pri dozi, ki bi bila desetkrat manjša od doze, ki jo v povprečju prejme ženska pri mamografski preiskavi ( $2.5\text{mGy}$ ), še vedno zaznali mikrokalcifikacijo dimenzijske velikosti  $100\mu\text{m}$ . Pri dojki, stisnjeni na  $4\text{cm}$ , pa bi bila ta mejna doza dvakrat manjša od danes v povprečju prejete doze na mamografsko preiskavo.

Za detektor realne velikosti  $6\text{cm} \times 3\text{mm}$ , ki bi bil uporaben pri tipanju tkiva, je s simulacijo določeno razmerje sisanega proti primarnemu sevanju  $R$  okrog 3%.

Rezultati za vzporedni detektor so slabši od rezultatov za pahljačasti za okrog 20%, vendar bi se z večjo oddaljenostjo izvora od detektorja razlika med detektorjema zmanjšala.

Če razpolagamo z bralno elektroniko, ki ima prag zaznavanja  $5\text{keV}$ , se rezultati poslabšajo za do 2%, torej zanemarljivo.

Pri GaAs detektorju so rezultati še ugodnejši za uporabo pri rentgenskem slikanju. Zaradi drugačne orientacije detektorja v tem primeru izkoristka detektorja ne zmanjšuje varovalni obroč, izkoristek GaAs detektorja je tako blizu 100%. V tem primeru je mejna doza za slikanje  $100\mu\text{m}$  velike mikrokalcifikacije v dojki z detektorjem s kanali velikosti  $100 \times 300\mu\text{m}$  manj kot  $0.1\text{mGy}$  za na  $2\text{cm}$  stisnjeno dojko in  $1.2\text{mGy}$  za na  $4\text{cm}$  stisnjeno

dojko. To pa je petindvajsetkrat oz. dvakrat manj kot v povprečju danes prejmejo ženske pri mamografski preiskavi.

# Literatura

- [1] A. Peisert, *Silicon microstrip detectors*, Institutto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova, Padova, 1992.
- [2] R. Jeraj, *Diplomsko delo*, Ljubljana, 1994.
- [3] G. Kramberger, *Diplomsko delo*, Ljubljana, 1995.
- [4] Steve Webb, *The Physics of Medical Imaging*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1992.
- [5] S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, John Willey and Sons, 1981.
- [6] C.R.M. Grovenor, *Microelectronic Materials*, Institute of Physics Publishing Bristol and Philadelphia, 1994.
- [7] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN, Ženeva.
- [8] Particle Data Group, Lawrence Berkley Lab. and CERN, 1994.
- [9] W.R. Leo, *Tecniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, 1987.
- [10] C.E. Engel, *Photography for the Scientists*, Academic Press London and New York, 1968.
- [11] Mitja Rosina, *Jedrska fizika*, DMFA, Ljubljana, 1980.
- [12] Zavod RS za varstvo pri delu, *Sevalna obremenjenost prebivalstva zaradi medicinske uporabe ionizirajočega sevanja v Republiki Sloveniji*, Ljubljana, 1996.
- [13] J.H. Hubbel, M.J. Berger, *Xcom tutorial*, Center for Radiation Research Gaithersburg, 1992.
- [14] G.Stafford, *Mammography Basic Principles*, American Medical Association, Chicago, 1992.
- [15] J.M. Henry, *Solid State X-ray Detectors for Digital Mammography*, Department of Medical Biophysics, University of Toronto, 1995.

- [16] M.Starič, *Dizertacija*, Ljubljana, 1992.

# Dodatek A

## Obstoječi načini detektiranja rentgenskega svetlobe

V moderni radiologiji se uporablja veliko različnih vrst detektorjev za rentgenske žarke. Rezultat rentgenskega slikanja je posnetek, porazdelitev gostote energije, ki so jo fotoni odložili v detektorju. Poznamo več tehnik, s pomočjo katerih spremenimo to porazdelitev v detektorju odložene energije v nekaj, kar lahko vidimo z očesom.

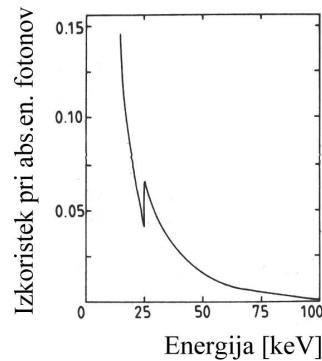
### A.1 Film

Najširšo uporabo je v preteklosti dosegel navaden film. Direktno so ga obsevali s fotoni, ki so prišli skozi tkivo. Film je zgrajen iz večih zaporednih plasti z različnimi nalogami, najpomembnejša je filmska emulzija, v kateri se dogaja fotografski proces. Emulzijo sestavljajo AgBr zrna v želatinasti snovi iz atomov z nižjim vrstnim številom Z. Premer zrn je lahko od  $0.1\mu\text{m}$  do  $3\mu\text{m}$ , odvisno od zahtevane resolucije, debelina emulzije pa okrog  $20\mu\text{m}$ . Dve plasti filmske emulzije uporabijo, da bi dosegli boljši izkoristek pri absorpciji vpadnih fotonov. Loči ju  $200\mu\text{m}$  debela plast prozornega poliestra, naslonske osnove za film [4], [10].

Poglejmo si poenostavljeni sliko fotografskega procesa [10]. Ko v emulzijo prileti foton, interagira z Br in Ag atomi, ki imajo večji Z od ostalih lažjih atomov v želatini. Pri interakciji foton ionizira atom, tako sproščeni elektron pa potuje po zrnu in dalje ionizira atome (razbija ionske vezi), na katere naleti na svoji poti. Na površini AgBr zrn so nečistoče ali napake v kristalni strukturi, ki predstavljajo za elektrone past z nižjim potencialom. Del sproščenih elektronov se ujame v teh pasteh, negativno nabite pasti, ki jim pravijo tudi zbiralna jedra, pa privlačijo pozitivne Ag ione. V zbirальнem jedru se zbirajo Ag ioni, če velikost zbirальнega jedra preseže kritično velikost, pravimo, da je zrno aktivirano. Ko sliko razvijejo, se celo aktivirano zrno spremeni v elementarno srebro, ostala zrna pa skupaj z želatino sperejo iz emulzije.

Tudi na neosvetljenem filmu se del zrn aktivira med samim razvijanjem, temu šumu pravimo šum zaradi zrnatosti filma.

Na sliki A.1 je izkoristek pri absorpciji energije vpadnih fotonov za film z dvema emulzijama. Razen pri zelo nizkih energijah je izkoristek slab, kar pomeni, da moramo detektor



**Slika A.1:** Izkoristek pri absorpciji energije za film z dvema emulzijama.

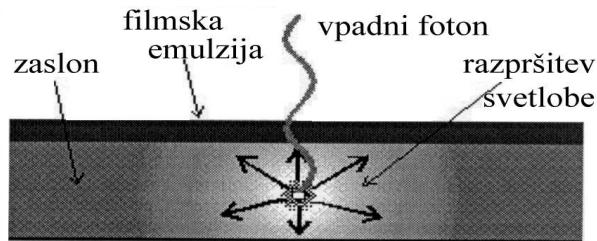
in s tem tudi pacienta obsevati z večjo količino fotonov, da dobimo željen kontrast. Skok v izkoristku je posledica absorpcijskega K-roba pri Ag (25.5 keV). Resolucija je omejena z dosegom sekundarnih elektronov. Fotoelektroni z energijo 50keV imajo v emulziji doseg  $70\mu\text{m}$ , sekundarni po fotoefektu izsevani karakteristični x-žarki pa povprečno prosto pot  $400\mu\text{m}$ . Verjetnost, da bodo eni ali drugi prišli skozi prozorni poliester do druge emulzije je zanemarljiva. Elektroni se bodo prej ustavili v emulziji ali poliestru, karakteristični foton pa se izsevajo v cel prostorski kot, zato je količina fotonov, izsevanih v smeri proti drugi emulziji, precej zmanjšana. Torej je difuzija v prečni smeri omejena kar z debelino emulzije ( $20\mu\text{m}$ ) [4]. Detektor-film ima odlično resolucijo, sprijazniti pa se moramo z visoko dozo, ki jo prejme pacient. Zato je film uporaben tam, kjer si visoko prejeto dozo lahko privoščimo, npr. pri slikanju rok, zob.

## A.2 Film z ojačevalnim zaslonom

V mamografiji je zaželjena uporaba detektorjev, pri katerih lahko dozo vsaj deloma omejimo. Tkivo v dojki je namreč občutljivo, pa tudi zaradi rednih rutinskih pregledov naj bi bila prejeta doza na preiskavo čim manjša. Danes v mamografiji kot detektor uporabljajo film z ojačevalnim zaslonom.

Na sliki A.2 je shematično prikazano dogajanje v zaslonu. Rentgenski foton se absorbira v zaslonu iz fosforecirajoče snovi, nato se del njegove energije reemitira v obliki fotonov, ki jih fosforecirajoča snov odda.

Vloga zaslona je enaka vlogi scintilatorja, saj namesto enega samega fotona z neko energijo, dobimo več fotonov z manjšimi energijami. Nad zaslonom je emulzija, kamor se del teh fotonov vrne in omogoči nastanek posnetka. Tipične debeline zaslonov so med 70 in  $300\mu\text{m}$ .



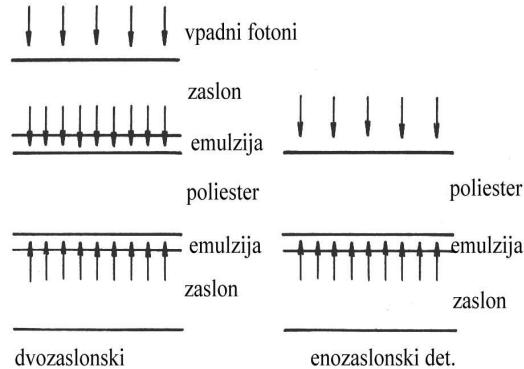
**Slika A.2:** Shematični prikaz dogajanja v zaslonu. Vpadni foton vzd-budi atom, ki reemitira fotone z nižjo energijo.

Kot detektor uporabljajo filme z ojačevalnim zaslonom z enim ali dvema zaslonoma. Zgradba detektorja z enim ali dvema zaslonoma je prikazana na sliki A.3. Pri detektorjih z dvema zaslonoma vpadni rentgenski žarki najprej naletijo na zaslon, kjer se nekaj fotonov absorbira, del njihove energije pa se reemitira v obliki fotonov vidne svetlobe. Foton, ki v zaslonu niso interagirali, letijo naprej proti filmski emulziji skupaj z reemitiranimi fosforecentni fotonimi. Večina primarnih fotonov gre nemoteno skozi emulzijo proti drugemu zaslonu, fosforecentni pa se večinoma v emulziji absorbirajo. V drugem zaslonu spet pride do reemisije fotonov z nižjo energijo, del katerih se vrne v emulzijo in absorbira. Pri detektorjih z enim zaslonom gredo vpadni foton najprej skozi emulzijo, v kateri se jih absorbira zanemarljivo majhen delež. Za emulzijo je zaslon, s katerim poskušamo izboljšati izkoristek.

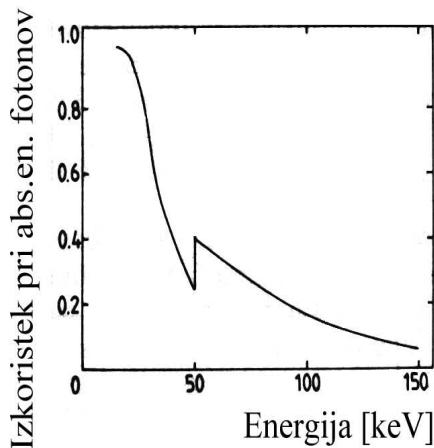
Debelejši kot je zaslon, več primarnih fotonov v njem interagira in več reemitiranih fotonov z nižjo energijo dobimo. Izkoristek je torej močno odvisen od debeline zaslona. Izkoristek za absorpcijo energije vpadnih fotonov v detektorju z dvema zaslonoma je na sliki A.4. Fosforirajoča snov v zaslonu je v tem primeru  $Ga_2O_2S$ , gadolinijev oksisulfid, ki reemitira foton vidne svetlobe z energijo 2.5eV, v območju zelene svetlobe. Filmi z enim ojačevalnim zaslonom imajo nekoliko slabši izkoristek.

Lastnosti same emulzije pri filmu z ojačevalnim zaslonom skoraj ne prispevajo k neostrosti slike [4]. Neostrost je predvsem odvisna od dolžine poti, ki jo reemitirani foton preletijo na poti od mesta nastanka v zaslonu do točke, kjer se v emulziji absorbirajo.

Uporaba zaslona zmanjša resolucijo, saj se svetloba razprši, preden pride od točke reemisije v zaslonu do točke absorpcije v emulziji. Če zmanjšamo debelino zaslona sicer izboljšamo resolucijo, zmanjšamo pa izkoristek pri absorpciji energije fotonov. Resolucijo filma z ojačevalnim zaslonom lahko ocenimo na  $50\mu m$  pri  $70\mu m$  debelem zaslonu in  $250\mu m$  pri  $300\mu m$  debelem zaslonu.



Slika A.3: Zgradba filma z (1)dvema ali (2)enim ojačevalnim zaslonom.



Slika A.4: Izkoristek za absorpcijo fotonske energije v odvisnosti od energije vpadnih fotonov v dvozaslonskem detektorju debeline  $300\mu\text{m}$ .

Uporaba zaslona tudi poveča šum, saj količina absorbirane svetlobe na en primarni izsevan rentgenski foton niha.

Izkoristek pri absorpciji energije fotonov v zaslonu je le del procesa zaznavanja gostote odložene energije. Izkoristek za počrnitev filma pa je odvisen od več parametrov. Za aktivacijo AgBr zrna je potrebnih več fotonov vidne svetlobe, recimo  $m$ , reda velikosti nekaj fotonov. Izkoristek zaslona pri absorpciji energije vpadnih fotonov je lahko zelo visok, vendar se le del absorbirane energije spet izseva v obliki fotonov vidne svetlobe; pri  $50\text{keV}$  je izkoristek za reemisijo absorbirane energije 15%. Kamorkoli postavimo emulzijo, do nje pride le polovica reemitiranih fotonov, pač tistih, ki se reemitirajo v pravo polovico prostorskega kota. Število fotonov, ki pridejo do zrna v emulziji tik nad točko reemisije v

zaslonu, lahko ocenimo z enačbo

$$N = E_\gamma \eta_{za\ reemisijo} 0.5_{prostorskikot} / E_{foton\ vidne\ svetlobe}. \quad (\text{A.1})$$

Za fotone vidne svetlobe z energijo 2.5eV, izkoristkom za reemisijo 0.15 in energijo vpadnega fotona 20keV, dobim na en vpadni foton 600 reemitiranih fotonov, ki potujejo v smeri proti emulziji. Če je do reemisije prišlo  $100\mu\text{m}$  globoko v zaslonu, pade v prostorski kot  $3\mu\text{m}$  velikega zrna v emulziji 1 foton vidne svetlobe. Če pa do reemisije pride na polovici povprečne proste poti za  $\text{Ga}_2\text{O}_2\text{S}$ , to je v globini  $16\mu\text{m}$ , na eno zrno pade 6 fotonov vidne svetlobe. Na okoliška zrna pade manj fotonov vidne svetlobe, vendar je proces počrnitve zvezen in lahko zrna aktivira naslednji foton, ki pade v bližino.

Za film z ojačevalnim zaslonom je izkoristek za počrnitev težko splošno definirati. Izkoristek je tu boljši kot 15% za energije pod 20keV pri filmu, vendar se z uporabo zaslona poslabša resolucija. Resolucija in izkoristek sta pri filmu z ojačevalnim zaslonom povezana parametra, dodatna slaba lastnost pa je nelinearen odziv filma na vpadno dozo. Če za detektor uporabljam film, tudi ne moremo dobiti digitalne slike.

## Popravki

str.14: ploskovna gostota, pravilno-volumska gostota

str.18: kot se bomo lahko tudi kasneje prepričali na slikah 4.3.

str.19: enačba 1.29, pred korenom ne nastopa  $C$

str.48:  $E_D$  je v resnici  $\bar{E}_D$

str.49:  $N_P$  je število zaznanih zadetkov na kanal,  $E_D$  je povprečna vrednost odložene energije na kanal na zadelek,

manjka drugi odstavek: "Pri meritvi s pragom elektronike 5keV je  $N_P$  kar število fotonov, ki v kanalu detektorja interagirajo,  $E_D$  pa je enako  $\bar{E}_D$ . Dobra ocena za  $\bar{E}_D$  je kar  $E_\gamma$ , energija vpadnih fotonov."

Tabela 4.3, podnapis: Povprečna na kanal na zaznani zadelek odložena energija v Si detektorju,  $E_D$ ...

str.52: zadnja vrstica, manjka:

"Odstopanja simulirane porazdelitve od prilagojene porazdelitve so porazdeljena po Gaussovi krivulji, njeno širino pa imenujemo statistični šum. Torej

$$\text{šum} = \sigma_{\text{Gaussove porazdelitve odstopanj}} . \quad (4.2)$$

Zanima nas primankljaj zadetkov na detektorju zaradi tarče v vzorcu. V našem primeru je detektor razdeljen..."

str.59: oznaki za vzporedni in pahljačasti detektor sta zamenjani (slika 4.10)