

Dozimetrijske nesigurnosti pri verifikaciji fotonskih snopova linearnog akceleratora modulirane jakosti

Jurković, Slaven

Doctoral thesis / Disertacija

2010

Degree Grantor / Ustanova koja je dodijelila akademski / stručni stupanj: **University of Zagreb, Faculty of Science / Sveučilište u Zagrebu, Prirodoslovno-matematički fakultet**

Permanent link / Trajna poveznica: <https://um.nsk.hr/um:nbn:hr:217:429440>

Rights / Prava: [In copyright](#) / [Zaštićeno autorskim pravom.](#)

Download date / Datum preuzimanja: **2024-07-15**



Repository / Repozitorij:

[Repository of the Faculty of Science - University of Zagreb](#)



Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

Slaven Jurković

**DOZIMETRIJSKE NESIGURNOSTI PRI VERIFIKACIJI FOTONSKIH
SNOPOVA LINEARNOG AKCELERATORA MODULIRANE JAKOSTI**

Doktorska disertacija
predložena Fizičkom odsjeku
Prirodoslovno–matematičkoga fakulteta Sveučilišta u Zagrebu
radi stjecanja akademskog stupnja
doktora prirodnih znanosti fizike

Zagreb, 2010.

Ova disertacija je najvećim dijelom izrađena na Odsjeku za radiofiziku i dozimetriju, Klinike za radioterapiju i onkologiju Kliničkog bolničkog centra Rijeka, pod vodstvom doc. dr. sc. Darija Faja.

Sadržaj

1. Uvod.....	1
2. Materijali i metode	4
2.1. Model za izračun oblika kompenzatora.....	4
2.2. Provjera modela.....	6
2.2.1. Fantom.....	6
2.2.2. Korisničko sučelje	9
2.2.3. Linearni akcelerator Siemens Mevatron MD-2	11
2.2.4. Izbor materijala za izradu kompenzatora.....	12
2.2.5. Izbor dozimetrijske tehnike za verifikaciju modela.....	13
2.3. Uspoređivane dozimetrijske tehnike	15
2.3.1. Linearni akcelerator Siemens Oncor Impression.....	16
2.3.2. Ionizacijske komore.....	18
2.3.3. Poluvodički detektori	19
2.3.4. Filmska dozimetrija.....	20
2.4. Modeliranje snopova linearnog akceleratora Monte Carlo metodom	23
2.4.1. Monte Carlo metoda.....	23
2.4.2. Algoritmi transporta čestica	25
2.4.3. Metode koje se koriste za modeliranje geometrije problema.....	26
2.4.4. Analiza informacija dobivenih tijekom simulacije.....	32
2.4.5. Prilagodba modela mjerenim veličinama i točnost	33
2.5. Energjska ovisnost detektora ionizirajućeg zračenja.....	34
3. Rezultati	37
3.1. Provjera modela za izračun kompenzatora.....	37
3.2. Usporedba dozimetrijskih tehnika	50
3.2.1. Postotna dubinska doza i Monte Carlo model linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression.....	50
3.2.2. Profili polja 'otvorenog' snopa i Monte Carlo model linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression	53
3.2.3. Profili polja kompenziranih snopova	61
3.2.4. Profili polja mjereni u zraku	66
3.2.5. Analiza raspodjela doze na temelju izračunatih spektralnih distribucija	67

4. Rasprava	70
5. Zaključak	75
6. Bibliografija.....	79
7. Životopis	86

1. Uvod

U posljednjih desetak godina modulacija intenziteta fotonskih snopova linearnog akceleratora ima široku primjenu u suvremenoj terapiji zračenjem i najčešće se izvodi uporabom višelamelarnih kolimatora [1]. Njena je osnovna značajka postizanje željene raspodjele doze računalno kontroliranim pomicanjem lamela kolimatora linearnog akceleratora, a na temelju izračuna napravljenih pomoću 3D sustava za planiranje. Primjena te tehnike u praksi ima i značajnih ograničenja [2-5], a najvažnija su relativno dugo (od 40-tak minuta do više od jednog sata) vrijeme trajanja dnevnog dijela terapije (frakcije), prostorna rezolucija i dodatno ozračivanje zbog propusnosti lamela.

Kao zamjena za modulaciju snopa pomoću višelamelarnih kolimatora mogu se koristiti fizički kompenzatori zračenja [6-9]. Njihova je osnovna karakteristika dobra prostorna rezolucija, znatno kraće vrijeme trajanja dnevnog dijela terapije (10-20 minuta) i nema dodatnog ozračivanja, ali nije moguća automatizacija procesa. Bitno ograničenje za uporabu kompenzatora je netočnost algoritma za izračun njihovog oblika. Stoga je razvijena metoda kod koje se oblik kompenzatora zračenja izračunava točnije [10-12]. To je postignuto tako što je, kod snopova s izrazito nehomogenim poprečnim presjecima, raspršeno zračenje uzimano u računicu na egzaktniji način. Metodu je najprije razvijena za kombinaciju dvaju načina zračenja-brahiterapiju i terapiju snopovima linearnog akceleratora [10, 11], a kasnije je poopćena tako da je primjenjiva u većini kliničkih situacija [12].

Vjerodostojnost izračuna u pravilu se provjerava dozimetrijom. Pri tome razlikujemo apsolutnu dozimetriju kod koje se mjeri doza u pojedinim točkama i relativnu dozimetriju kod koje se mjeri raspodjela doze u određenoj ravnini. Za apsolutnu dozimetriju se koriste isključivo ionizacijske komore kalibrirane u dozimetrijskom laboratoriju za sekundarne standarde (SSDL), dok se mjerenje raspodjele doze fotonskih snopova najčešće izvodi ionizacijskim komorama malog volumena, poluvodičkim detektorima ili filmom. Ipak, zbog odlične prostorne rezolucije radiografskog filma, dozimetrija moduliranih snopova se najčešće izvodi filmskom dozimetrijom [10-17]. Osnovno ograničenje pri uporabi

filma kao dozimetra je njegova energijska ovisnost [16-17] koja proizlazi iz činjenice da su granule srebrnog-bromida u filmskoj emulziji najosjetljivije na fotone energija nižih od 400 keV, što unosi dodatnu nesigurnost u mjerenja. To je posebno slučaj kod moduliranih fotonskih snopova zbog povećanog doprinosa raspršenog zračenja, odnosno promjene energijske raspodjele fotonskog snopa. Nadalje, maseni koeficijenti apsorpcije filma (eng. mass energy absorption coefficient μ_{en}) za različite energije snopova fotona bitno se razlikuju od masenih koeficijenata apsorpcije tkiva, te to također utječe na točnost mjerenja. Mjerenjima određenih specifičnih postava terapijskih snopova, u pojedinim točkama u fantomu, utvrđeno je značajno odstupanje podataka mjerenih filmom u odnosu na mjerenje ionizacijskom komorom [14, 17]. Unatoč tome, zbog potrebe za dvodimenzionalnom analizom, filmska dozimetrija je najčešće metoda izbora. U posljednje vrijeme, uz određena ograničenja u točnosti, kao dvodimenzionalni detektori koriste se i poluvodičke diode i detektor od amorfnog silicija koji je sastavni dio sustava za 'portal imaging' linearnog akceleratora [18, 19].

Učestala je praksa da se za ocjenu pojedine dozimetrijske metode koristi Monte Carlo (MC) simulacija transporta čestica. Njena primjena u dozimetriji snopova za terapiju zračenjem započela je 60-ih godina prošlog stoljeća kad su Bruce i Johns [20] napravili "prvu sistematsku radioterapijsku studiju". Oni su izračunali spektar raspršenog zračenja iz monoenergijskih izvora. Na temelju tih rezultata izračunate su postotne dubinske doze te maseni koeficijenti atenuacije. Tijekom 70-tih i 80-tih Monte Carlo simulacije u radioterapiji su se primjenjivale za dobivanje fotonskih i elektronskih spektara različitih izvora [21]. Na osnovu spektara dobivenih Monte Carlo simulacijama računati su maseni koeficijenti atenuacije i omjeri masenih zaustavnih snaga [22,23]. Modeli radioterapijskih uređaja u ovim radovima bili su znatno pojednostavljeni. Usporedno s povećanjem procesorske brzine i izradom novih i fleksibilnijih Monte Carlo kodova povećavala se i primjena Monte Carlo simulacija u medicinskoj fizici [24-26]. Novije verzije kodova omogućuju izradu modela radioterapijskih uređaja koji sve više odgovaraju stvarnom uređaju. Među Monte Carlo kodovima koji se najčešće primjenjuju u radioterapiji su EGS4 [27] i EGSnrc [28].

U literaturi se nalazi velik broj članaka u kojima se pomoću Monte Carlo simulacija analiziraju polja fotonskog i elektronskog zračenja radioterapijskih uređaja, njihove kutne i spektralne raspodjele [29-33]. Važno područje interesa je i analiza odziva detektora zračenja [34-38].

U ovom ćemo radu biti izložiti fizikalne osnove modela za izračun raspodjele doze u fotonskim snopovima linearnog akceleratora modulirane jakosti koji na precizniji način uzima u obzir doprinos raspršenog zračenje. Prikazat ćemo i najvažnije eksperimentalne rezultate. Osim toga ispitat ćemo utjecaj različitih tipova detektora na mjerenje doznih distribucija fotonskih snopova linearnog akceleratora. Usporedbom s podacima računatim pomoću Monte Carlo simulacije transporta čestica utvrdit ćemo dozimetrijske nesigurnosti različitih dozimetara koji se koriste za verifikaciju kompenziranih snopova i predložiti najtočniju metodu za verifikaciju raspodjele doze u fotonskim snopovima linearnog akceleratora modulirane jakosti.

2. Materijali i metode

2.1. Model za izračun oblika kompenzatora

Kompenzatori megavoltnih fotonskih snopova pomoću kojih se 'oblikuje' raspodjela doze unutra polja zračenja, su vrlo korisno sredstvo i imaju dugu primjenu u terapiji zračenjem. U posljednje vrijeme su akceleratori s višamelarnim kolimatorom (MLC eng. **M**ulti**L**eam **C**ollimator) donekle umanjili potrebu za kompenzatorima, međutim oni zbog svojih dobrih karakteristika još uvijek imaju primjenu u terapiji zračenjem [5].

Izračuni oblika kompenzatora, uglavnom su se temeljili na korištenju efektivnih koeficijenata atenuacije [39-42] te je doprinos raspršenog zračenja uziman u obzir samo približno, kao srednja vrijednost. Nasuprot toga, razvijena je metoda [10-12] koja se temelji na Cunninghamovoj metodi [43] za izračunavanje doprinosa raspršenog zračenja u fotonskim snopovima s nehomogenim poprečnim presjecima. Metoda je najprije razvijena za kombinaciju dvaju načina zračenja, brahiterapiju i terapiju snopovima linearnog akceleratora [10, 11] tako da se na temelju raspodjele doze oko fokalnih radioaktivnih izvora modulira raspodjela doze snopova linearnog akceleratora s ciljem da ukupna raspodjela doza bude upravo jednaka onoj traženoj. Kasnije je metoda poopćena tako da bude primjenjiva u većini kliničkih situacija [12].

Model za izračun oblika kompenzatora temelji se na metodi razdvajanja doprinosa primarne i raspršene komponente snopa zračenja.

Pretpostavimo, stoga, da kompenzirana raspodjela doze $doz(x,y)$ treba biti predana fotonskim snopom materijalu gustoće tkiva na dubini izgradnje doze (eng. build up region), na način da ukupna raspodjela doze u toj ravnini, ispod nepravilno oblikovanog materijala gustoće tkiva bude $D(x,y)$. Ako je nekompenzirana raspodjela doze fotonskog snopa $beam(x,y) > doz(x,y)$ tada se debljina kompenzatora, $\delta(x,y)$ u određenoj točki može izračunati pomoću izraza:

$$\delta(x,y) = \frac{1}{\mu} \ln \frac{beam(x,y)}{doz(x,y)}, \quad (2.1.)$$

gdje je μ linearni koeficijent atenuacije materijala za kompenzaciju. Cunningham [43] je pokazao kako se može odvojeno izračunati doprinos primarne i raspršene komponente zračenja:

$$D = D_A [T(d,0) + S] \quad (2.2.)$$

D_A je referentna doza na centralnoj osi snopa na referentnoj dubini d_{max} za referentnu veličinu polja. $T(d,0)$ je *Tissue Maximum Ratio* (TMR) na dubini d i ekstrapoliran na veličinu polja $0 \times 0 \text{ cm}^2$. S je *Scatter Maximum Ratio* (SMR) i zadan je kao funkcija $S(d,r)$ za polja zračenja kružnog presjeka polumjera r i za dubinu d . Ako primarni snop nije homogen već je definiran raspodjelom $doz(x,y)$ ukupna doza u pojedinoj točki $P(d)$ na dubini d može se izračunati pomoću izraza:

$$D(x,y) = D_A \left[doz(x,y) \cdot T[d(x,y),0] + \frac{1}{2\pi} \iint \frac{1}{r} doz(x,y) \cdot \frac{\partial S(d,r)}{\partial r} dx dy \right] \quad (2.3.)$$

Gdje je r udaljenost između točke $P(x,y)$ i točke integracije (x,y) . Ovaj se integral može numerički procijeniti računalom putem sumacije dovoljno finih podataka

za $\frac{1}{r} \frac{\partial S(d,r)}{\partial r}$, koji se izvode iz utabličениh podataka za $S(d,r)$, zahvaljujući tome

što izraz $\frac{1}{r} \frac{\partial S(d,r)}{\partial r}$ nema singularitet za $r \rightarrow 0$ [43].

Prvi član u uglatoj zagradi predstavlja doprinos primarne komponente snopa $dozP(x,y)$, dok izraz s integralom predstavlja doprinos raspršene komponente snopa $dozS(x,y)$. Koristeći kompenzator može se modulirati primarni homogeni fotonski snop kako bi se dobilo željenu primarnu raspodjelu doze $dozP(x,y)$. Na taj način se problem svodi na nalaženje takve primarne raspodjele $dozP(x,y)$ koja će generirati ukupnu raspodjelu $dozT(x,y)$ jednaku traženoj raspodjeli $dozR(x,y)$.

$$dozT(x,y) = dozP(x,y) + dozS(x,y) = dozR(x,y) \quad (2.4.)$$

Izraz (2.4) može se napisati kao:

$$dozP(x,y) + O[dozP(x,y)] = dozR(x,y) \quad (2.5.)$$

gdje je O linearni operator nad $dozP(x,y)$ definiran integralom u (2.3.) nakon

supstitucije $doz(x,y) = \frac{dozP(x,y)}{T[d(x,y),0]}$. Budući je desna strana izraza (2.3.)

poznata, problem je reduciran na nalaženje raspodjele $dozP(x,y)$ koja zadovoljava gornju integralnu jednadžbu.

Izraz (2.5.) dozvoljava pretpostavku vrijednosti $dozP(x,y)$ koristeći iterativnu proceduru implementiranu u računalni algoritam. On funkcionira na sljedeći način: budući da drugi član na lijevoj strani izraza (2.5.) služi kao korekcija na $dozP(x,y)$, kao prvu aproksimaciju ($m=1$) za $dozP(x,y)$ u izraz (2.5.) se uvrsti $dozP_m(x,y) = dozR(x,y)$. Nakon toga lijeva strana postaje $dozT_m(x,y)$. Tada se $dozT_m(x,y)$ uspoređi sa $dozR(x,y)$ u svakoj točki $P(x_i, y_j)$. Pošto je drugi član u izrazu (2.3.) pozitivan i simultano raste ili pada s $P(x,y)$, nova iteracija ($m=2$) počinje s $dozP_m(x,y)$ u kojoj su pripadni matricni elementi od $dozP_{m-1}(x,y)$ podijeljeni s faktorom $f(x,y) = \frac{dozT_{m-1}(x,y)}{dozR(x,y)}$, pa je tada

$$dozP_m(x,y) = \frac{dozP_{m-1}(x,y)}{f(x,y)}$$

aproksimacija koja ulazi u sljedeću iteraciju.

Iteraciju po iteraciju $dozT(x,y)$ konvergira matrici $dozR(x,y)$ i nakon 5 iteracija one se potpuno poklapaju. Tako se $dozP_m(x_i, y_j)$ za $m=5$ može smatrati traženom primarnom raspodjelom, odnosno rješenjem jednadžbe (2.5.). Nakon toga se oblik kompenzatora može izračunati koristeći izraz (2.1.) s poprečnom distribucijom $doz(x,y) = \frac{dozP(x,y)}{T[d(x,y),0]}$ gdje je $dozP_m(x_i, y_j)$ raspodjela dobivena u posljednjoj iteraciji. Na temelju izložene teorije napravljen je računalni program *KOMPEN* pomoću kojeg se izračunava oblik kompenzatora za zahtijevanu raspodjelu doze. Njegov sastavni dio su programi *PLOHA*, *HOMOG* i *ULAZNA* pomoću kojih se definiraju, zadaju i izračunavaju oblik plohe, potrebna primarna, te ulazna doza.

2.2. Provjera modela

2.2.1. Fantom

Podaci o distribuciji doze najčešće se dobivaju dozimetrijom snopa ionizirajućeg zračenja u fantomu. Fantomi su izrađeni od tkivu ekvivalentnog materijala dovoljno velikog volumena da bi bili postignuti uvjeti za mjerenje primarne i raspršene komponente zračenja.

Da bi bio tkivu ekvivalentan, idealni fantom treba imati jednak efektivni atomski broj kao i tkivo (Z_{eff}), jednak broj elektrona po gramu (elektronska gustoća) i jednaku masenu gustoću. Za snopove zračenja u megavoltnoj domeni, kakvi se koriste u terapiji zračenjem, a kod kojih je osnovni mehanizam međudjelovanja s materijom Comptonov efekt, ti uvjeti se reduciraju na jednaku elektronsku gustoću tkiva i fantoma:

$$\rho_e = \rho_m \cdot N_A \cdot \frac{Z}{A}$$

Kako je bila ispitivana mogućnost točnijeg izračunavanja raspršene komponente zračenja u prisustvu kompenzatora, fantom nije mogao biti komercijalno dostupnog oblika (ploče od bijelog polistirena, vodeni fantom...) već ga je trebalo osmisliti i izraditi od materijala koji se može oblikovati u složene geometrijske forme.

Zbog svojih svojstava vezanih za simulaciju mekog tkiva razmatrani su sljedeći materijali: parafin, polipropilen (PPY) i pčelinji vosak. Nakon određenih ispitivanja fizikalnih osobina svakog od navedenih materijala koje su važne s stanovišta mehanizma gubitka energije snopa fotona, izabran je pčelinji vosak. Njegova gustoća je 980 kg/m^3 , elektronska gustoća 3.41×10^{23} elektrona/g, a efektivni atomski broj 7.1, što je vrlo blisko vodi ($\rho=1000 \text{ kg/m}^3$, 3.34×10^{23} elektrona/g i $Z_{eff}=7.4$).

Metodologija izrade fantoma direktno je povezana s odabirom materijala od kojeg bi fantom trebao biti napravljen. Naime, vosak je vrlo teško direktno obrađivati, za razliku od recimo PPY-a. Zbog toga je bilo nužno najprije napraviti negativ fantoma iz kojeg bi se taljenjem i ljevanjem voska dobio sam fantom. Pri tome je, naravno, trebalo riješiti i problem materijala za izradu negativa.

Prilikom razmatranja prostornih karakteristika fantoma trebalo je:

1. simulirati određeno anatomske područje pogodno za primjenu kompenzatora
2. odabrano područje nastojati matematički opisati kako bi se na temelju tog opisa moglo izraditi programski paket za upravljanje izradom negativa

Posebno se zanimljivim pokazalo područje glave i vrata pa se pristupilo razmatranju funkcija koje bi, najprije, dobro opisale navedeno područje. Zbog

svog oblika ispitivane su trigonometrijske funkcije sinus i kosinus i najpogodnija se pokazala funkcija $\sin^4 ax$.

Prostorni oblik funkcije dan je izrazom:

$$Z = \sqrt{[R_{min} + (R_{max} - R_{min}) \cdot \sin^4 ax]^2 - y^2}$$

Nakon što je određena konstanta $a = \frac{\pi}{10} \text{ cm}^{-1}$ koja daje najpovoljniji oblik funkcije, te $R_{max}=10 \text{ cm}$ i $R_{min}=5 \text{ cm}$, fantom u središnjem dijelu ima oblik :

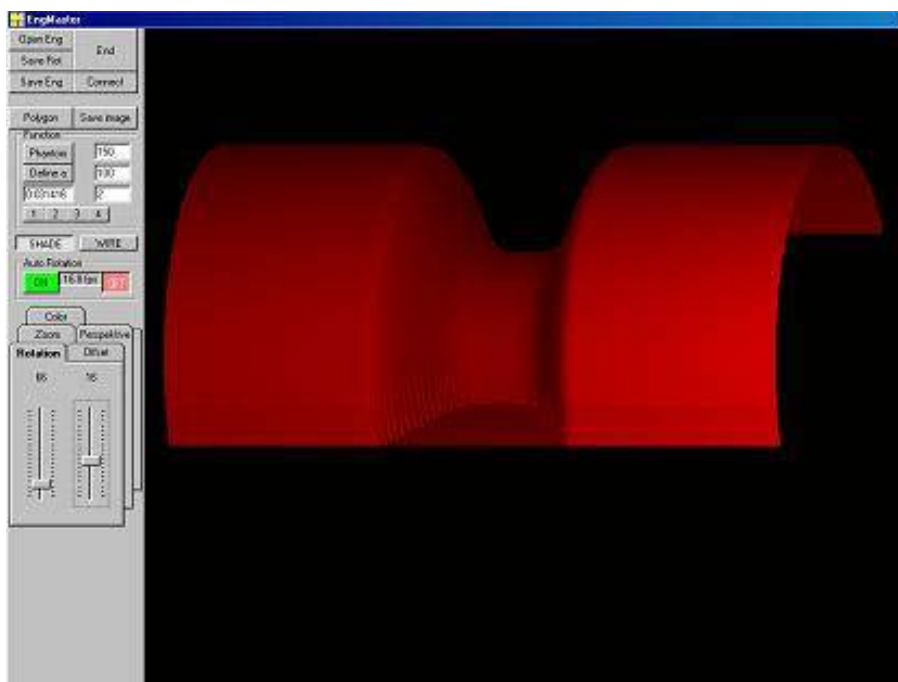
$$Z = \sqrt{[R_{min} + (R_{max} - R_{min}) \cdot \sin^4 (a \cdot x)]^2 - y^2}$$

s tim da je funkcija definirana na intervalu: $-\frac{\pi}{2} < a x < \frac{\pi}{2}$, dok je na ostalom području oblik funkcije fantoma :

$$Z = \sqrt{(R_{max}^2 - y^2)}$$

Ukupna duljina fantoma je 30 cm (2 cilindra $R_{max}=10 \text{ cm}$, $x_1+x_3=20 \text{ cm}$ i područje funkcije $\sin^4 ax$ duljine $x_2=10 \text{ cm}$).

Navedeni matematički izrazi su implementirani u računalni program za prikaz prostornih funkcija, ENGMASER koji je osmišljen i izrađen posebno za potrebu izrade fantoma (Slika 2.1.).



Slika 2.1. Simulacija/predložak za izradu fantoma

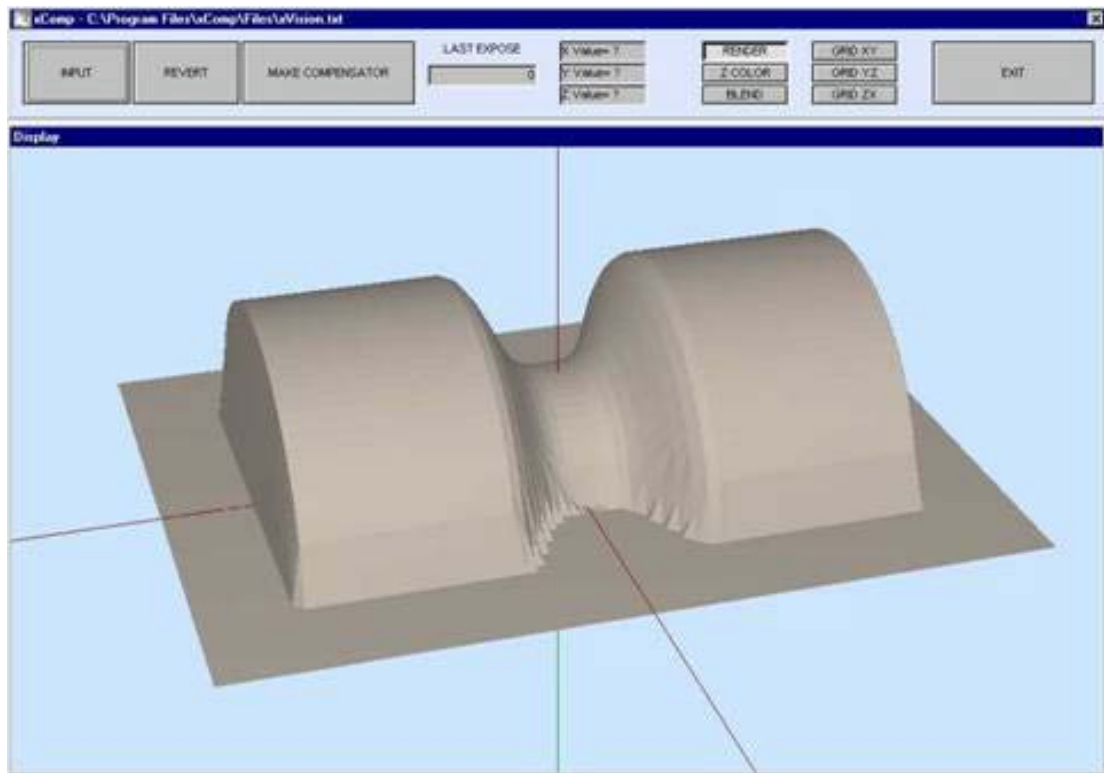
Osnovna svrha modela je primjena u terapiji zračenjem pa je bilo nužno izraditi i antropomorfni fantom, te u njemu ispitati njegovu učinkovitost. Fantom je, kao i onaj matematički, izrađen od pčelinjeg voska, koji je lijevan u gipsani kalup načinjen prema lutki (slika 2.2.).



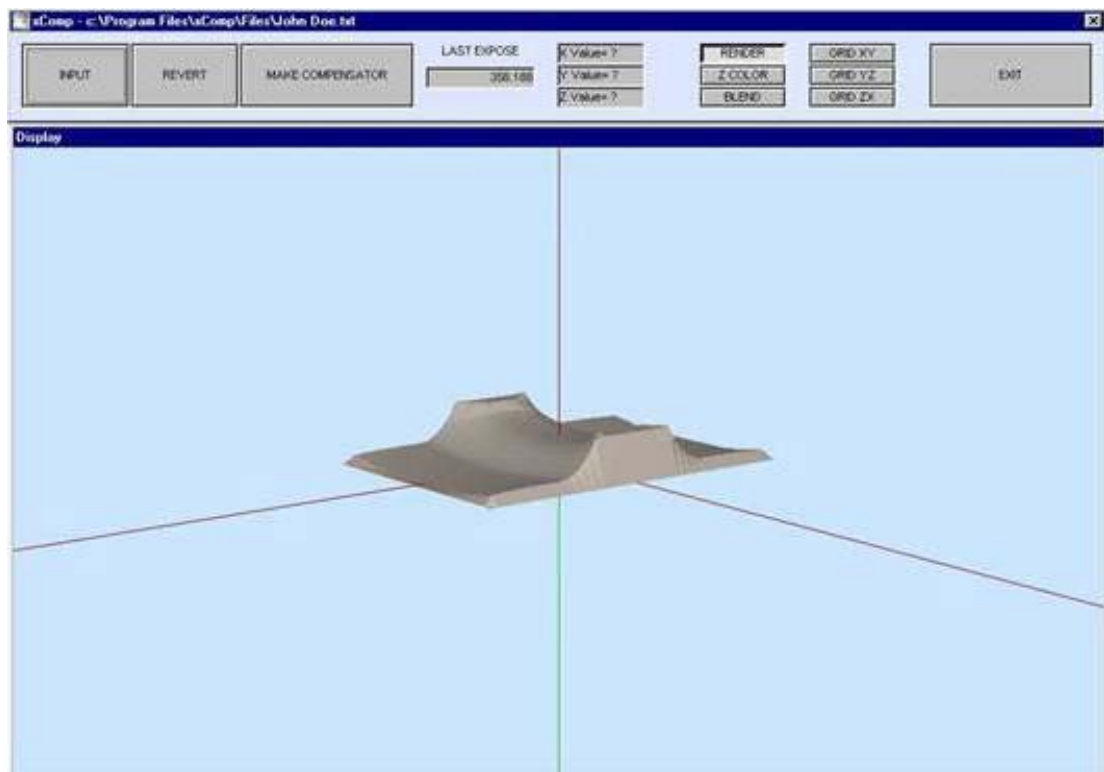
Slika 2.2. Izrađeni antropomorfni fantom

2.2.2. Korisničko sučelje

Za izradu kompenzatora korišteno je vlastito programsko sučelje koje povezuje sustav za uzorkovanje plohe, fizikalno-matematički model i CNC (eng. **Computer Numerical Control**) uređaj za izradu kalupa za kompenzator. Pomoću njega je moguć jednostavan transfer s jednog sustava na drugi i njihova međusobna komunikacija. Samo sučelje daje nedvosmislen izbor vezan uz izradu kompenzatora za točno određenu geometriju. Nakon učitavanja plohe (slika 2.3.), bira se energija snopa koji se želi kompenzirati, njegova veličina, dubina ravnine kompenzacije, materijal od kojeg će kompenzator biti izrađen i doza kojom se želi ozračiti ciljno područje. Nakon toga se izračunava oblik kompenzatora (slika 2.4.) i doza na temelju koje se računa ekspozicija te se stvara datoteka koja predstavlja ulazni podatak za uređaj pomoću kojeg se izrađuje kalup za kompenzator.



Slika 2.3. Prikaz učitane plohe koja će biti kompenzirana



Slika 2.4. Izračunati oblik kompenzatora, izlazna datoteka služi kao predložak za strojnu izradu kalupa

2.2.3. Linearni akcelerator Siemens Mevatron MD-2

Zbog svojih karakteristika linearni akcelerator je postao standard u terapiji zračenjem. Njime se pravocrtno ubrzavaju elektroni, pa pruža mogućnost ozračivanja izravno elektronima i snopovima X-zraka nastalih zakočnim zračenjem na meti u snopu elektrona. Meta je dovoljno debela da apsorbira većinu upadnih elektrona. Na taj način se energija elektrona pretvara u kontinuirani spektar X-zraka čija se energija kreće od 0 do vršne energije fotona jednake upadnoj energiji elektrona. Srednja energija fotona u snopu je približno jednaka 1/3 vršne energije. Kvaliteta X-zraka iskazuje se naponom koji elektrone ubrzava do brzina kojima oni na meti produciraju X-zrake pomoću zakočnog zračenja. Taj napon se naziva *nominalni akceleracijski potencijal (NAP)*. To znači da se snop X-zraka proizveden npr. elektronima energije 6 MeV deklarira kao 6 MV snop [47]. Prevladava, međutim, drugi način deklariranja kvalitete snopova X-zraka, pomoću indeksa kvalitete (QI eng. **Quality Index**).

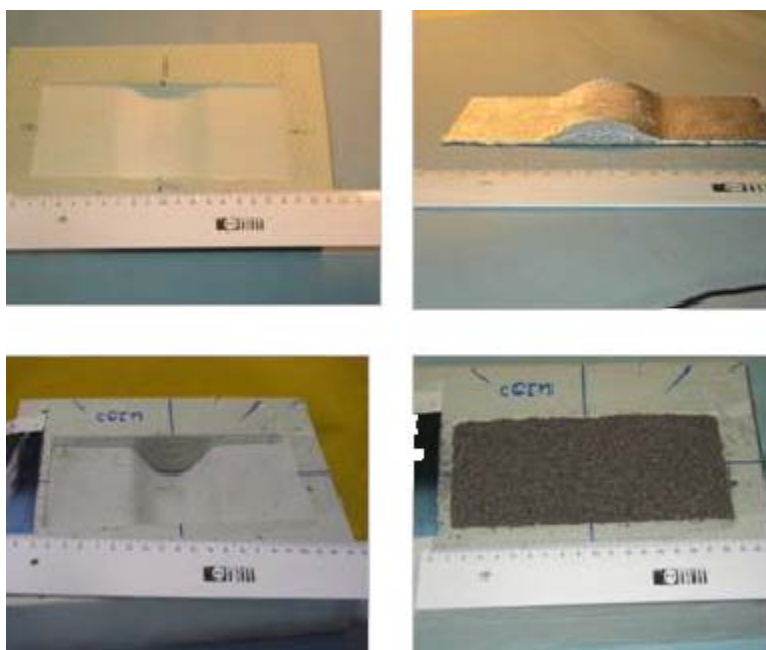
Omjer ionizacija (J20 / J10) mjerenih na 20 i 10 cm dubine za polje $10 \times 10 \text{ cm}^2$ u ravnini detektora i na konstantnoj udaljenosti od izvora do detektora (npr. 100 cm) naziva se indeks kvalitete. On je uvijek manji od 1 i povećanjem energije fotonskog snopa približava se 1. Indeks kvalitete se ponekad u literaturi navodi kao *Tissue Phantom Ratio (TPR)*.

Za eksperimentalnu provjeru modela za izračun oblika kompenzatora korišteni su fotonski snopovi linearnog akceleratora Mevatron MD-2 (Siemens Medical Solutions Concord, SAD). On daje dva visoko-energetska fotonska snopa nominalnih akceleratorskih potencijala 6 MV (QI=0.65) i 15 MV (QI=0.75). Snopovi pravokutna presjeka, od nominalnih $0 \times 0 \text{ cm}^2$ do $40 \times 40 \text{ cm}^2$, oblikuju se pomoću dva para kolimatorskih blokova. Moguć je rad s niskom (50 MU/min) ili visokom brzinom doze (200 MU/min) na radnoj udaljenosti (SAD, eng. **Source to Axis Distance**) od 100 cm. Snopovi se kalibriraju tako da za polje $10 \times 10 \text{ cm}^2$ na SSD=100 cm (eng. **Source to Surface Distance**) 1 monitorska jedinica (MU eng. **Monitor Unit**) iznosi 1 cGy na dubini maksimuma doze za pojedini snop.

2.2.4. Izbor materijala za izradu kompenzatora

Kod izbora materijala za izradu kompenzatora snopa zračenja treba se voditi računa o njegovim fizikalnim osobinama (koeficijent atenuacije), cijeni koštanja te o mogućnosti ponovljene uporabe.

Od niza materijala eventualno pogodnih za izradu modulatora snopa zračenja, pogodni su se pokazali jedino Woodov metal i čelične granule. Oba imaju i prednosti i nedostatke. Tako je na primjer, izrada kompenzatora od Woodovog metala jednostavnija (lijevanje), no ograničenje je relativno visok koeficijent atenuacije (za 6 MV fotonski snop, $\mu=0,43981 \text{ cm}^{-1}$), pa je često kompenzator vrlo tanak. Zbog toga se pokušalo pronaći materijal nižeg koeficijenta atenuacije koji je relativno jeftin, više puta uporabljiv i lako dostupan. Izmjereni koeficijent atenuacije čeličnih granula u 6 MV fotonskom snopu je oko 3.5 puta niži ($\mu= 0.1687\text{cm}^{-1}$) od onog izmjenenog za Woodov metal pa je kompenzator izrađen od čeličnih granula znatno deblji. Izrada, kako kalupa, tako i samog kompenzatora je nešto kompliciranija. Za razliku od Woodovog metala, sačma je zrnata, te je nužno kalup puniti s puno pažnje vodeći računa da se izbjegnu 'praznine', te da sam kalup bude potpuno napunjen i zatvoren kako prilikom manipulacije kompenzatorom ne bi došlo do pomicanja granula i njegova 'preoblikovanja'. Kalupi su izrađeni u *styroduru* pomoću CNC uređaja xMill.



Slika 2.5. Kalup i kompenzator a) woodov metal (gore), b) čelične granule

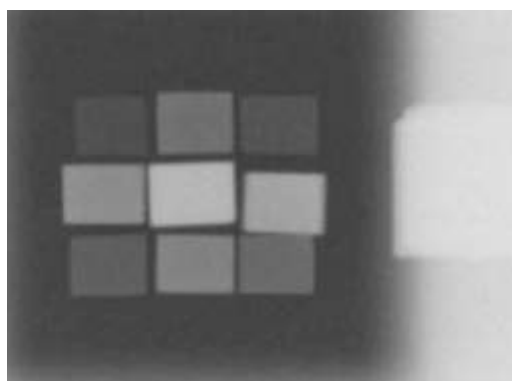
2.2.5. Izbor dozimetrijske tehnike za verifikaciju modela

Za kvantitativno određivanje raspodjela doze zračenja odabrana je filmska dozimetrija. Posebno stoga što ta metoda omogućuje mjerenje cjelokupne raspodjele u čvrstom fantomu, uz vrlo dobru prostornu rezoluciju. Za filmsku dozimetriju korišten je radiografski film Kodak X-Omat V (Eastman Kodak Co., Rochester, NY, SAD) koji je niske osjetljivosti i prilagođen je verifikaciji terapijskih snopova. Njegove dimenzije su 25×30 cm². Film ima približno linearnu karakteristiku u području doza od 50 do 400 mGy.

Prije same dozimetrije potrebno je najprije izvršiti kalibraciju filma kako bi se zacrnenje filma povezalo s dozom. Za to je korišten denzitometrijski klin, koji je se sastoji od ploče od pleksiglasa (PMMA eng. **P**oly **M**ethil **M**eth**A**crylate) i olovnih pločica različite debljine. Kalibracija je izvođena na sljedeći način: u snop određene energije se na radnoj udaljenosti postavi denzitometrijski klin te se s planparalelnom ionizacijskom komorom tipa Markus radnog volumena 0,02 cm³, spojenom s dozimetrom UNIDOS (PTW Freiburg, Njemačka) izmjeri odziv ispod svake od olovnih pločica. Pri tome se mora voditi računa o njihovom položaju u snopu. Markus komora je posebno pogodna i preporuča se za mjerenje u područjima u kojima postoji znatniji gradijenti doze kao što je to recimo područje izgradnje doze kod fotonskih snopova. Zidovi su joj izrađeni od polietilena, a elektroda od grafita. Ulazni prozor komore je izrađen od PMMA i debljine je 0.03 mm (PMMA). Komora se pomoću kabla priključuje na elektrometar, a njen radni napon je 200 V.

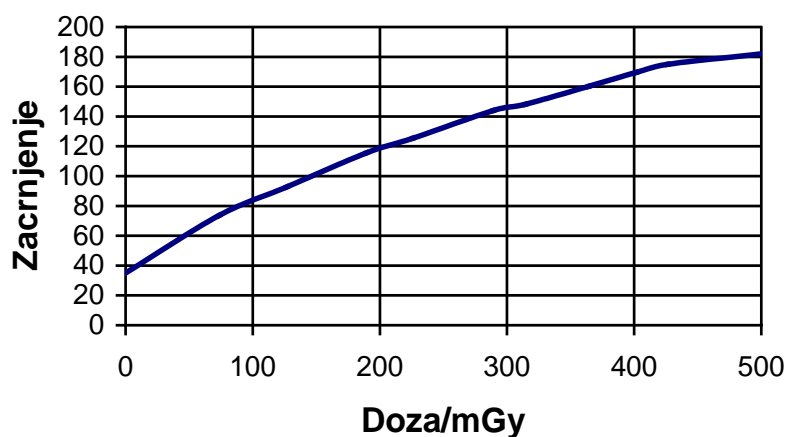
Nakon toga se postavlja film pod klin. Gornju razinu ploče od pleksiglasa se postavi na radnu udaljenost od izvora uređaja. Veličina polja zračenja se postavi 15×15 cm². Područje filma van snopa, počev od samog desnog ruba polja prekrije se olovnim blokom da bi ga se zaštitilo od raspršenog zračenja. To područje predstavlja neozračeni film (fog) i optička gustoća tog dijela filma se oduzme od dobivenih vrijednosti. Film je eksponiran tako da nepokriveno polje primi poznatu dozu, npr. 300 mGy koja se izračuna pomoću sustava za izračun doze (monitorskih jedinica). Doza na ostala polja pod pločicama je poznata na osnovi prethodnih mjerenja izvršenih planparalelnom komorom.

Eksponirani film prikazan je na slici 2.6.:



Slika 2.6. Eksponirani film sa denzitometrijskim klinom

Nakon razvijanja filma izvrši se skeniranje [44] pod strogo određenim geometrijskim i denzitometrijskim uvjetima i slika se pohrani na disk u bitmap formatu. Riječ je o 8-bitnim pikselima, pomoću kojih je moguće očitati 256 razina zacrnjenja, od 0 do 255. Povezivanjem zacrnjenja i doze izmjerene ispod pojedinih pločica denzitometrijskog klina izradi se kalibracijska funkcija (krivulja). Tipična kalibracijska krivulja koja prikazuje ovisnost razine zacrnjenja (0-255) o danoj dozi dana je na slici 2.7.



Slika 2.7. Kalibracijska krivulja za film X-Omat V u snopu kobalta-60

Radi što bolje reproducibilnosti, zajedno sa svakim ozračenim filmom-uzorkom, razvijan je i film s denzitometrijskim klinom da bi se izbjegle moguće varijacije zbog uvjeta razvijanja. Film je potom skeniran i pohranjen na disk kako bi bio spreman za analizu pomoću programskog paketa za filmsku dozimetriju. Rezultate denzitometrijske analize je moguće prikazati u obliku izodoznih

krivulja ili profila polja. Nakon što je napravljena kalibracija eksponiran je film u fantomu od pčelinjeg voska kao što je prikazano na slici 2.8.:



Slika 2.8. Smještaj filma u fantomu

Ozračivanje filma fantomu rađeno je izocentričnom tehnikom, snopom X-zraka od 6 MV. Debljina fantoma na osi iznad filma je 5 cm, a veličina polja u izocentru je 29x21 cm².

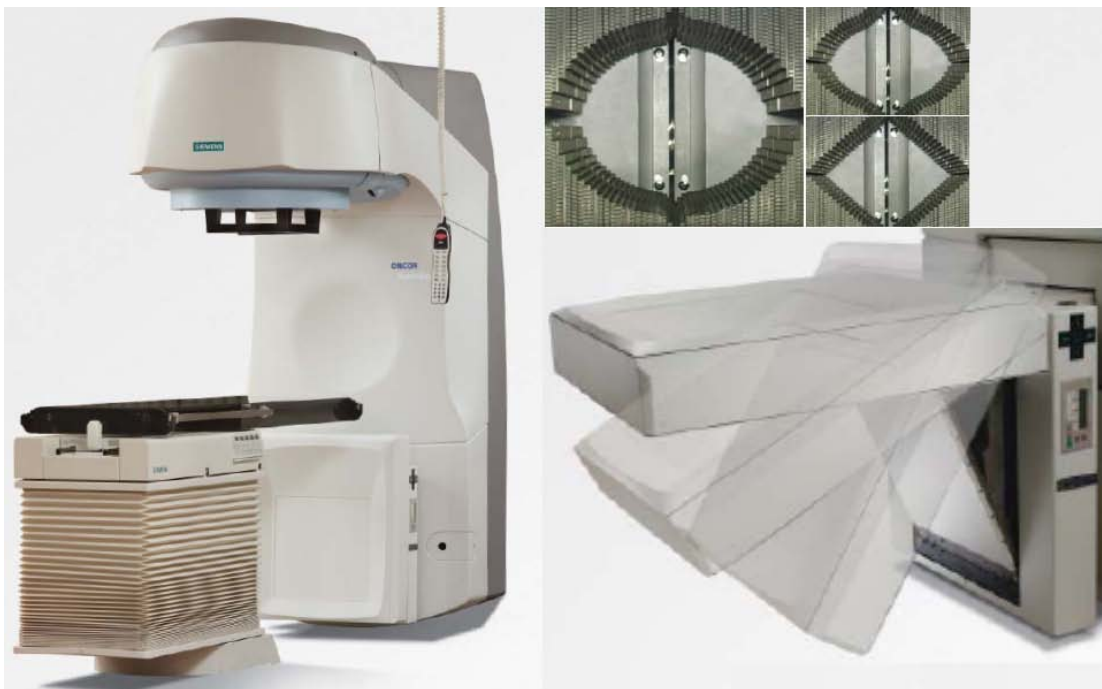
2.3. Uspoređivane dozimetrijske tehnike

Kako je za provjeru izračuna oblika kompenzatora također korištena filmska dozimetrija, u geometrijima u kojima je to bilo moguće, uspoređivane su vrijednosti mjerene filmom i ionizacijskim komorama. Utvrđeno je da su kod pojedinih mjerenja razlike veće od mjerne nesigurnosti ove dvije metode. Zbog toga je trebalo dodatno ispitati različite dozimetrijske metode za provjeru izračuna oblika kompenzatora.

Uspoređivana su mjerenja 'točkastim' detektorima (ionizacijska komora i poluvodički detektori) i dvo-dimenzionalnim detektorima, kao što su radiografski film i sustav za *portal imaging* (EPID, eng. **E**lectronic **P**ortal **I**maging **D**evice) koji koristi dvo-dimenzionalni detektor sa amorfnim silicijem (aSi). Provjere smo vršili na linearnom akceleratoru Siemens Oncor Impression.

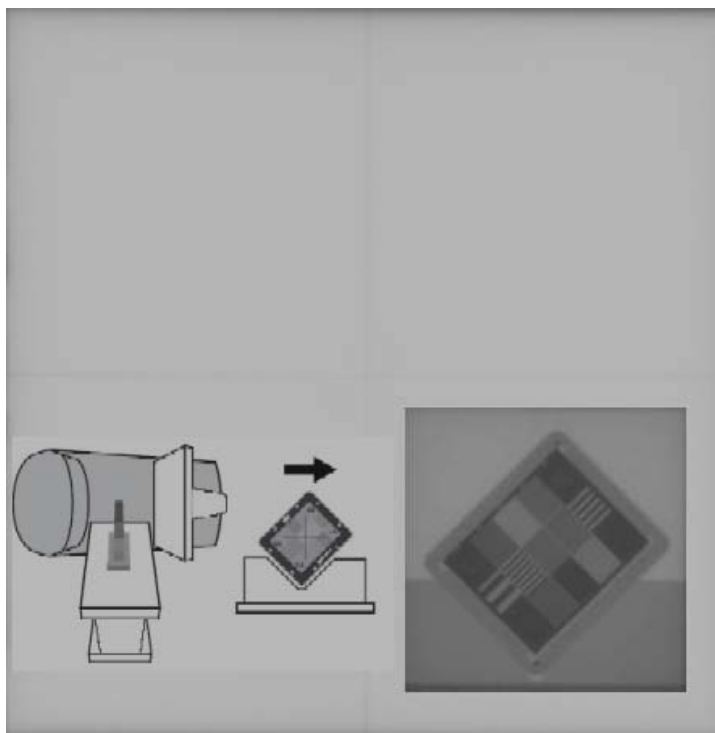
2.3.1. Linearni akcelerator Siemens Oncor Impression

U eksperimentalnom dijelu vezanim za uspoređivanje dozimetrijskih tehnika korišteni su fotonski snopovi linearnog akceleratora Oncor Impression (Siemens Medical Solutions Concord, SAD). Akcelerator ima dva fotonska snopa nominalnih akceleratorских potencijala 6 ($Q_{TMR}=0.676$) i 15 MV ($Q_{TMR}=0.765$) te šest elektronskih snopova energija od 6 MeV do 21 MeV. Uređaj ima i višelamelarni kolimator OptiFocus 82 s 41 parom lamela. Širina jedne lamele na radnoj udaljenosti od 100 cm iznosi 1 cm. Radna udaljenost je udaljenost od virtualnog izvora do sjecišta osi rotacije kolimatora i stativa akceleratora (izocentar). Brzina doze za nižu energiju fotona je 300 MU/min, a za višu 500 MU/min. Snopovi su kalibrirani tako da za polje $10 \times 10 \text{ cm}^2$ na $SSD=100 \text{ cm}$ 1 monitorska jedinica (MU) iznosi 1 cGy na dubini maksimuma doze za pojedini snop. Ovaj linerani akcelerator je opremljen i EPID sustavom Optivue 500 (slika 2.9.), sa amorfnim silicijem (aSi).



Slika 2.9. Linearni akcelerator Oncor Impression. Desno su prikazani višelamelarni kolimator (gore) i elektronski sustav za portal imaging (EPID)

Radna površina sustava za *portal imaging* je 40×40 cm i sastoji se od 512×512 pixela, čija je veličina 0.8 mm. Sustav se može vertikalno pomicati od 115 cm do 160 cm udaljenosti od 'izvora'. U ovom radu su sva mjerenja izvođena na udaljenosti od 150 cm koristeći tzv. '*free running mode*' čije je glavno obilježje da uzorkovanje počinje pokretanjem snopa zračenja (*BEAM ON*) i prestaje njegovim zaustavljanjem (*BEAM OFF*). Inače, završni rezultat uzorkovanja je slika koja je definirana kao akumulirana vrijednost na sivoj skali (eng. grey scale value) usrednjena po svim uzorcima i spremljena kao dvodimenzionalna raspodjela vrijednosti na sivoj skali (slika 2.10.).



Slika 2.10. Obrabljena snimka *portal imaginga*. U umetku, dolje, je prikaz postave fantoma (Standard Imaging QC-3) za provjeru kontrole kvalitete EPID-a u snopu linearnog akceleratora i njegova snimka dobivena EPID-om, na kojoj se vidi gradacija na sivoj skali, ovisno o atenuaciji snopa pojedinim dijelovima fantoma i stalka.

U literaturi [54, 55] je opisano kako EPID može biti korisno sredstvo za verifikaciju profila snopa zračenja pa je rabljen u tu svrhu.

Kalibracija sustava je izvođena pomoću osam područja ozračenih različitim dozama. Osvjetljenje svakog od osam području je povezano s dozom mjerenom pomoću UNIDOS dozimetra i Farmer komore u fantomu od bijelog polistirena.

Površina fantoma je postavljena na udaljenost od 145 cm, a os komore je bila na dubinu od 5 cm.

2.3.2. Ionizacijske komore

Zbog opisanih mogućih ograničenja radiografskog filma [16, 17] korištene su i druge dozimetrijske tehnike kako bismo utvrdili vjerodostojnost raspodjela dobivenih filmskom dozimetrijom. Kao 'zlatni standard' su uzimana mjerenja nekompensiranih i kompenziranih snopova fotona energije 6 MV, linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression dobivena ionizacijskim komorama volumena 0.13 cm^3 (Wellhofer IC10) u vodenom fantomu (Wellhofer WP700, Schwarzenbruck, Njemačka). Snop je prvo kalibriran Farmer-Airdovom ionizacijskom komorom volumena 0.6 cm^3 (PTW) prema standardnoj proceduri [45]. Navedena komora predstavlja klinički standard za apsolutnu dozimetriju snopova koji se koriste u terapiji zračenjem. Zidovi i središnja elektroda komore izrađeni su od grafita. Komora je pomoću kabla priključena na elektrometar. Radni napon komore je 400 V

Kao dozimetar je korišten mikroprocesorski kontroliran, univerzalni dozimetar UNIDOS (PTW) koji pruža mogućnost nekoliko načina rada:

- mjerenje električnih veličina *jakosti struje* i *naboja*
- mjerenje radioloških veličina kao što su *ekspozicija*, *ekvivalentna doza*, *kerma u zraku* i *apsorbirana doza u vodi*.

Dozimetar UNIDOS ima vrlo široko radno područje. Tako je moguće mjeriti doze radioterapijskih snopova od 0.1 mGy do 3 MGy, a isto tako i doze dane vrlo kratkim ekspozicijama fotonskih snopova ($\sim 1 \text{ ms}$).

Cilindrične, vodootporne komore malog efektivnog volumena IC 10 (Wellhofer) volumena 0.13 cm^3 , ukupne aktivne duljine 5.8 mm te unutrašnjeg promjera vanjske elektrode od 6 mm, korištene su za dozimetriju raspodjela fotonskih snopova (relativna dozimetrija). Unutrašnja elektroda i vanjska stijenka komore izrađeni su od materijala "shonka" C552 čija je gustoća 1.7 g/cm^3 . Referentna točka mjerenja pomaknuta je za 0.5r u smjeru središnje osi snopa zračenja [46]. Točnost u određivanju položaja komora procjenjuje se na $\leq 0.5 \text{ mm}$, a reproducibilnost mjerenja na $\leq 0.2 \text{ mm}$. Komore se koriste u paru tako da je

jedna, *referentna*, fiksna u snopu dok se druga, *mjerna*, pomiče u vodenom fantomu na određenoj dubini i zadanim smjerom duž polja zračenja.

Odzivi komora, mjereni dvo-kanalnim elektrometrom tipa WP 5007 (Wellhofer), se pomoću računala uspoređuju. Odziv mjerne komore korigira se za promjene registrirane referentnom komorom što nastaju zbog promjenjivog intenziteta snopa linearnog akceleratora.

2.3.3. Poluvodički detektori

Osjetljivost silicijevih poluvodičkih detektora p-tipa je velika u odnosu na veličinu njihova radnog volumena pa detektor može biti vrlo mali. Kako je i efektivna mjerna točka (eng. *effective point of measurement*) smještena vrlo blizu površine detektora, silicijevi detektori imaju vrlo dobru prostornu rezoluciju [48]. U radu su korišteni poluvodički detektori (diode) različitih osjetljivosti, s integriranim filterom za kompenzaciju energija. Naime, zbog višeg masenog koeficijenta apsorpcije za silicij u odnosu na vodu, u području energija fotona ispod 200 keV silicijevi detektori pokazuju energetska ovisnost (precjenjuju dozu) [49] pa im se stoga 'ugrađuje' filter za kompenzaciju energija [50]. Mjerenja su izvođena u vodenom fantomu WP700 na različitim dubinama i za različite veličine polja zračenja. Zbog promjenjivog intenziteta snopa zračenja korišteni su referentni i mjerni detektor. Najprije su uspoređivani profili polja izmjereni nizom od 99 dioda (IBA **Linear Diode Array-99**) razmaknutih 5 mm i diodom Therados GR-p (Scanditronix). Dioda za fotonski snop (**Photon Field Detector**) i referentna dioda (**Reference Field Detector**) su poluvodiči p-tipa osjetljivosti $3 \times 10^7 \text{ Gy/nC}$. Spajaju se na dvo-kanalni elektrometar WP5007. Dioda na LDA-99 su visoko dopirani poluvodiči p-tipa (Hi-pSi) visoke prostorne rezolucije i osjetljivosti $3.5 \times 10^8 \text{ Gy/nC}$. Rabe se uz višekanalni elektrometar (emXX) i programski paket za mjerenje i analizu OmniPro Accept (IBA). Manje razlike u odzivima uočene su samo u području velikih doznih gradijenata (polusjena). Ipak, zbog veće osjetljivosti detektora i mogućnosti uzorkovanja profila polja bez pomicanja detektora, za mjerenja profila polja smo koristili LDA-99 (slika 2.11). Postotnu dubinsku dozu (eng. **Percentage Depth Dose**) smo mjerili diodom Therados GR-p.



Slika 2.11. IBA Linear Diode Array-99 se sastoji od 99 poluvodičkih detektora (Hi pSi) visoke osjetljivosti, razmaknutih 5 mm

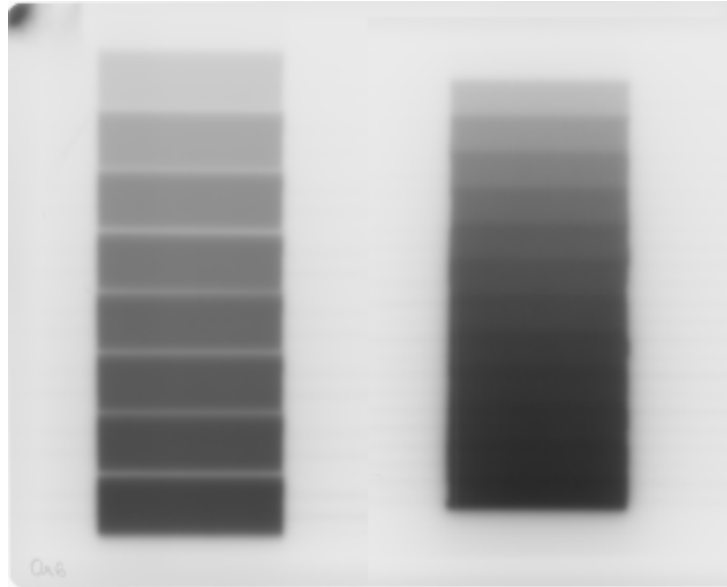
2.3.4. Filmska dozimetrija

Poznato je da zacrtnjenje (optička gustoća) radiografskog filma ovisi o više faktora [51]:

$$OD = f(D, D_r, E, \gamma, d, FS, \theta, \tau)$$

gdje je D doza, D_r brzina doze, E energija, γ tip primarnog zračenja, d mjerna dubina, FS veličina polja, θ orijentacija filma i τ uvjeti razvijanja. Zbog ovisnosti zacrtnjenja o velikom broju faktora s filmskom dozimetrijom treba biti vrlo pažljiv. Iako su u dozimetriji snopova koji se rabe u terapiji zračenjem neki od tih faktora konstante (npr. D_r , d , FS), posebnu pažnju treba posvetiti kalibraciji filma. Kalibracija se može izvoditi u *paralelnoj* ili *okomitoj geometriji* [51], ovisno o tome kako je film postavljen u odnosu na snop zračenja. Preporuka je da se za kalibraciju koristi geometrija koja će biti korištena za mjerenja pa je u radu najčešće korištena *okomita geometriju*.

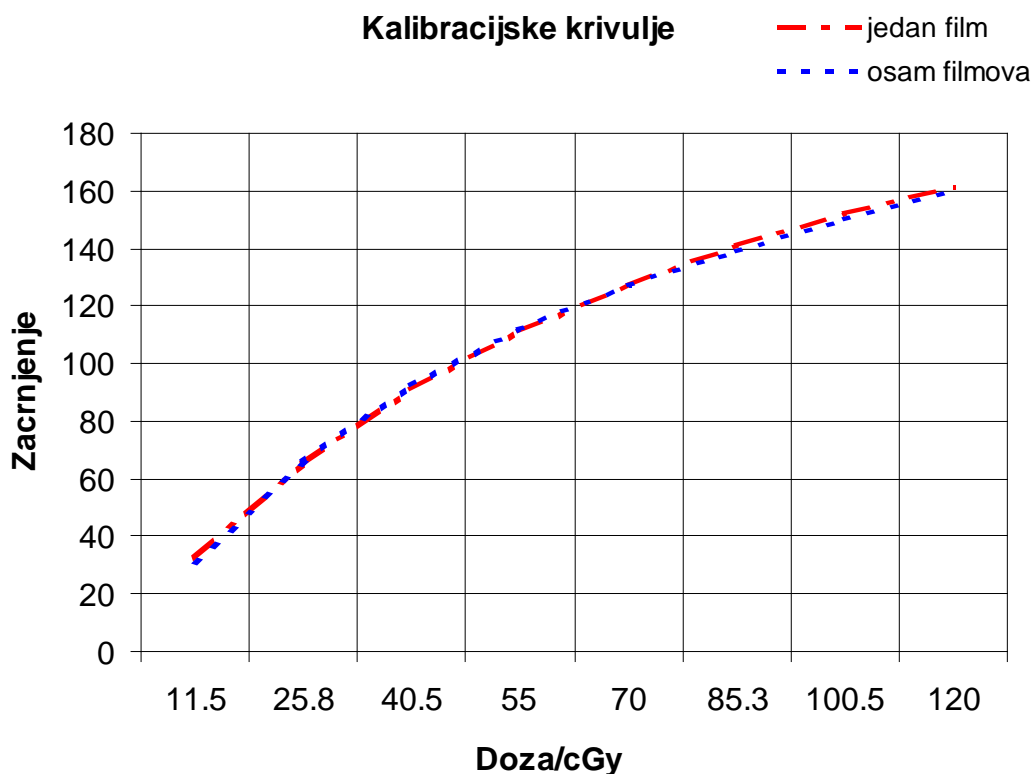
Nakon izbora kalibracijske geometrije uspoređivane su tri metode kalibracije filma. Ranije spomenuta metoda denzitometrijskog klina s olovnim pločicama uspoređena je s metodama opisanim u literaturi [52, 53]. Kao što se vidi iz slike 2.12. eksponirani filmovi kod obje metode izgledaju vrlo slično. Kod jedne se ozrači osam područja različitim dozama tako da se film pomiče u odnosu na snop zračenja (Slika 2.12. lijevo), dok se kod druge to postiže pomoću višemelarnog kolimatora.



Slika 2.12. Eksponirani film prema metodi opisanoj u [52] (lijevo) i [53] (desno) za snop fotona od 6 MV .

Kako bi se odredila doza na određenim područjima filma najprije je napravljeno mjerenje ionizacijskom komorom tipa Farmer i elektrometrom PTW UNIDOS. Mjerenja su izvođena u bijelom polistirenu na dubini od 5 cm na kojoj su poslije eksponirani i filmove za kalibraciju. Filmovi su razvijani pod strogo kontroliranim uvjetima i uvijek na istom uređaju za razvijanje. Filmovi su zatim skenirani pomoću profesionalnog skenera za filmsku dozimetriju Vidar DosimetryPro Advantage (Vidar Systems Corporation, SAD), a njihova analizu je rađena pomoću sustava za filmsku dozimetriju PipsPro (Standard Imaging, SAD) i Coherence Physicist programskog paketa za kontrolu kvalitete snopova zračenja (Siemens Medical Solutions, SAD). Kako nije uočena značajna statistička razlika između tri metode, zbog jednostavnosti i većeg stupnja reproducibilnosti, za kalibraciju je korištena metoda [52] prema kojoj se film ozrači sa osam polja veličine $10 \times 2 \text{ cm}^2$, svako polje različitom dozom od 10 do

120 cGy . Metoda je dodatno ispitana na način da se utvrdi postoji li značajna razlika kada se sa svih osam polja ozrači jedan film, odnosno kad se za svako od osam polja zračenja koristi novi film, dakle za samu kalibraciju ukupno osam filmova. Usporedbom izmjerenih vrijednosti utvrđena je razlika manju od 0.5% (slika 2.13). To znači da je, kod ozračivanja jednog filma sa osam polja, raspodjela raspršenog zračenja od drugih polja konstantna duž cijelog filma pa je dovoljno ozračiti samo jedan film za valjanu kalibraciju što u krajnjoj liniji uštedi dosta vremena i filmova.



Slika 2.13. Usporedba kalibracijskih krivulja za film Kodak X-Omat V u snopu X-zraka od 6 MV. Osam polja na jednom filmu (crveno) i svako polje na svom filmu (plavo)

Kod filmske dozimetrije, kao i kod drugih vrsta dozimetrije, posebno je važna stabilnost dozimetra u vremenu te stalna točnost očitavanja. Zbog toga se sa svakom grupom filmova razvijao i jedan kalibracijski film. Na taj način se nastojalo minimizirati utjecaj uvjeta razvijanja na zacrnjenje. Nadalje, kako bi se izbjeglo potencijalne razlike između različitih paketa filmova, za svako od ispitivanja su korišteni filmove iz istog paketa. Koverte u kojima se filmovi nalaze su bušene u kutu kako bi se kroz njih moglo istisnuti zrak.

Zbog svojih karakteristika vezanih za dozimetriju terapijskih snopova, u radu su korišteni radiografski filmovi Kodak X-Omat V i Kodak EDR-2.

2.4. Modeliranje snopova linearnog akceleratora Monte Carlo metodom

Detektori koji su korišteni za provjeru izračuna oblika kompenzatora imaju različite fizikalne karakteristike (elektronsku gustoću, energijsku ovisnost, udarne presjeke). Zbog toga dolazi do razlike u mjerenim rezultatima. Da bismo objasnili razlike u mjerenjima različitim metodama modelirani su snopovi linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression koristeći Monte Carlo metodu. Na taj način smo bili u mogućnosti izračunati energijske promjene snopova u različitim dijelovima snopa.

2.4.1. Monte Carlo metoda

Simulacije slučajnih događaja osnivaju se na upotrebi slučajnih brojeva. Matematički se slučajni brojevi simuliraju na deterministički način, te govorimo o pseudoslučajnim brojevima. Razvijene su matematičke metode za generiranje nizova brojeva koji se ponašaju kao slučajni (pseudoslučajni brojevi). Generirani nizovi su distribuirani u danim granicama, obično između 0 i 1. Naziv Monte Carlo odnosi se na široki spektar matematičkih modela i algoritama čija je glavna karakteristika stohastički pristup odnosno uporaba slučajnih brojeva u rješavanju različitih problema. Najčešće je riječ o problemima čija se rješenja ne mogu odrediti analitički ili za to ne postoje efikasni numerički algoritmi. U radioterapiji se Monte Carlo simulacije koriste za praćenje prolaska čestica, od njenog izvora, kroz određene materije.

U radu je korišten EGS4nrc (engl. **E**lectron **G**amma **S**hower, **N**ational **R**esearch **C**ouncil of Canada) računalni paket, dostupan na internetskoj stranici <http://www.slac.stanford.edu/egs/> s uputama za korištenje [27]. Pomoću EGS4 računalnog paketa je moguće, koristeći Monte Carlo metodu, simulirati transport elektrona i fotona energija između 10 keV i 50 MeV kroz različita sredstva. Nužno je poznavati funkcije vjerojatnosti međudjelovanja čestica sa sredstvom,

te pratiti fizikalne veličine od interesa za veliki broj čestica da bi se mogle usrednjiti makroskopske veličine kao što je energija predana masi (apsorbirana doza).

Računalni paket se sastoji od četiri glavna dijela:

1. Udarni presjeci za sve procese međudjelovanja čestice s materijom koji su od interesa
2. Algoritmi koji se koriste za transport čestica
3. Metode koje se koriste za modeliranje geometrije problema
4. Analiza informacija dobivenih tijekom simulacije

Prva dva dijela određuju način transporta čestica, dok druge dva ne utječu na sam transport, ali mogu utjecati na vrijeme potrebno za simulaciju.

2.4.1.1. Udarni presjeci za procese međudjelovanja elektrona i fotona s tvari

Dio programskog paketa EGS4 je predprocesor EGS4 programa PEGS4. Napisan je u računalnom jeziku Mortran [56] i služi za generiranje podataka o sredstvima u kojima se odvija transport. U predprocesoru su dane tablice s podacima o udarnim presjecima za elemente s atomskim brojevima od 1 do 100. Da bi program mogao dati podatke potrebne za simulaciju prijenosa čestice kroz sredstvo potrebno je zadati sredstvo koje može biti sastavljeno od jednog ili više elemenata. Nadalje je potrebno definirati elektronske (AE, UE) i fotonske (AP, UP) energijske intervale, dakle moguće energije čestica tijekom transporta. Korisniku EGS4 računalnog paketa dovoljno je jednom iskoristiti PEGS4 za određenu simulaciju, te se nadalje koristiti datotekom koja je kreirana i ima ekstenziju DAT. Veliki broj potrebnih podataka objavljen je u literaturi [57] te su podaci uvršteni u računalni paket u datoteci ICRU700.DAT koja sadrži podatke o većini sredstava koja se javljaju prilikom rješavanja radioterapijskih problema. Ta datoteka je korištena i za simulacije prikazane u radu.

2.4.2. Algoritmi transporta čestica

Srednji put čestice (λ) dan je pomoću njenih udarnih presjeka (σ_t) ili pomoću makroskopskih udarnih presjeka (Σ_t) prema izrazu:

$$\lambda = \frac{1}{\Sigma_t} = \frac{M}{N_a \cdot \rho \cdot \sigma_t},$$

gdje je N_a Avogadrov broj, ρ gustoća tvari kroz koju čestica prolazi, M molekularna težina i σ_t sveukupni udarni presjek po molekuli.

Vjerojatnost međudjelovanja na udaljenosti dx dana je izrazom:

$$P_r\{dx\} = \frac{dx}{\lambda}.$$

Dakle, srednji slobodni put se može mijenjati gibanjem čestica kroz različita sredstva ili gubitkom energije. Broj srednjih slobodnih putova koji čestica prijeđe do međudjelovanja bit će:

$$N_\lambda = \int_{x_0}^x \frac{dx}{\lambda(x)}.$$

(2.6.)

Ako sa \hat{N}_λ označimo broj srednjih slobodnih putova od zadane točke do sljedećeg međudjelovanja može se pokazati da \hat{N}_λ ima funkciju raspodjele:

$$P_r\{\hat{N}_\lambda < N_\lambda\} = 1 - e^{-N_\lambda} \text{ za } N_\lambda > 0.$$

Da bi mogli koristiti direktnu metodu slučajnog odabira N_λ , uvodimo varijablu ζ koja ima jednoliku raspodjelu na skupu $\langle 0,1 \rangle$. Uz činjenicu da je $(1-\zeta)$ jednolična na skupu $\langle 0,1 \rangle$ ako je ζ jednolična, možemo odabrati N_λ koristeći:

$$N_\lambda = -\ln \zeta.$$

Ovo se koristi u jednadžbi (2.6.) za određivanje mjesta sljedećeg međudjelovanja.

Fotoelektrični efekt, Comptonovo raspršenje i tvorba para elektron-pozitron su najčešći načini međudjelovanja fotona s tvari kroz koje prolaze. Rayleigh-jevo raspršenje je u EGS4 uključeno kao nestandardna opcija. Ovi procesi imaju male udarne presjeke, te je moguće simulirati svako međudjelovanje posebno.

Međudjelovanja nabijenih čestica s tvari koja su uključena u EGS4 su elastično Coulombovo raspršenje na jezgri, neelastično raspršenje na atomskim elektronima, anihilacija pozitrona i zakočno zračenje. Prilikom simuliranja nabijenih čestica dolazimo do problema da udarni presjeci gore nabrojanih procesa (osim anihilacije) teže beskonačnom kad energija čestice prenesena sredstvu teži nuli (infracrvena katastrofa). Zapravo udarni presjeci uz neke korekcije (npr. Migdalova korekcija za zakočno zračenje) nisu beskonačni, ali dostižu veoma velike vrijednosti koje nisu dovoljno dobro poznate. To je razlog da se ne simulira svaki događaj pojedinačno nego su događaji skupljeni zajedno te se simuliraju u kontinuiranom smislu. Kada elektron dođe do točke u kojoj će se dogoditi stvarno međudjelovanje s materijom potrebno je odlučiti koje će se međudjelovanje dogoditi. Vjerojatnost vrste međudjelovanja proporcionalna je s udarnim presjekom tog međudjelovanja. Ako tipove međudjelovanja označimo brojevima 1 do n , a s i slučajnu varijablu koja označava koje će se međudjelovanja dogoditi, tada ta varijabla ima funkciju raspodjele:

$$F(i) = \frac{\sum_{j=1}^i \sigma_j}{\sigma_t}.$$

σ_j je udarni presjek za j -tu vrstu međudjelovanja i σ_t je ukupni udarni presjek, dakle suma udarnih presjeka svih međudjelovanja koja se mogu dogoditi. Broj međudjelovanja koje će se dogoditi, i , bira se tako da se odabere slučajni broj koji zadovoljava $F(i-1) < \zeta < F(i)$.

Kada je odabran tip međudjelovanja određuju se parametri čestica koje nastaju u međudjelovanju.

2.4.3. Metode koje se koriste za modeliranje geometrije problema

Iako je i u programskom paketu EGSnrc moguće modelirati geometriju problema koristeći Mortran, postoje računalni moduli koji olakšavaju modeliranje geometrije problema:

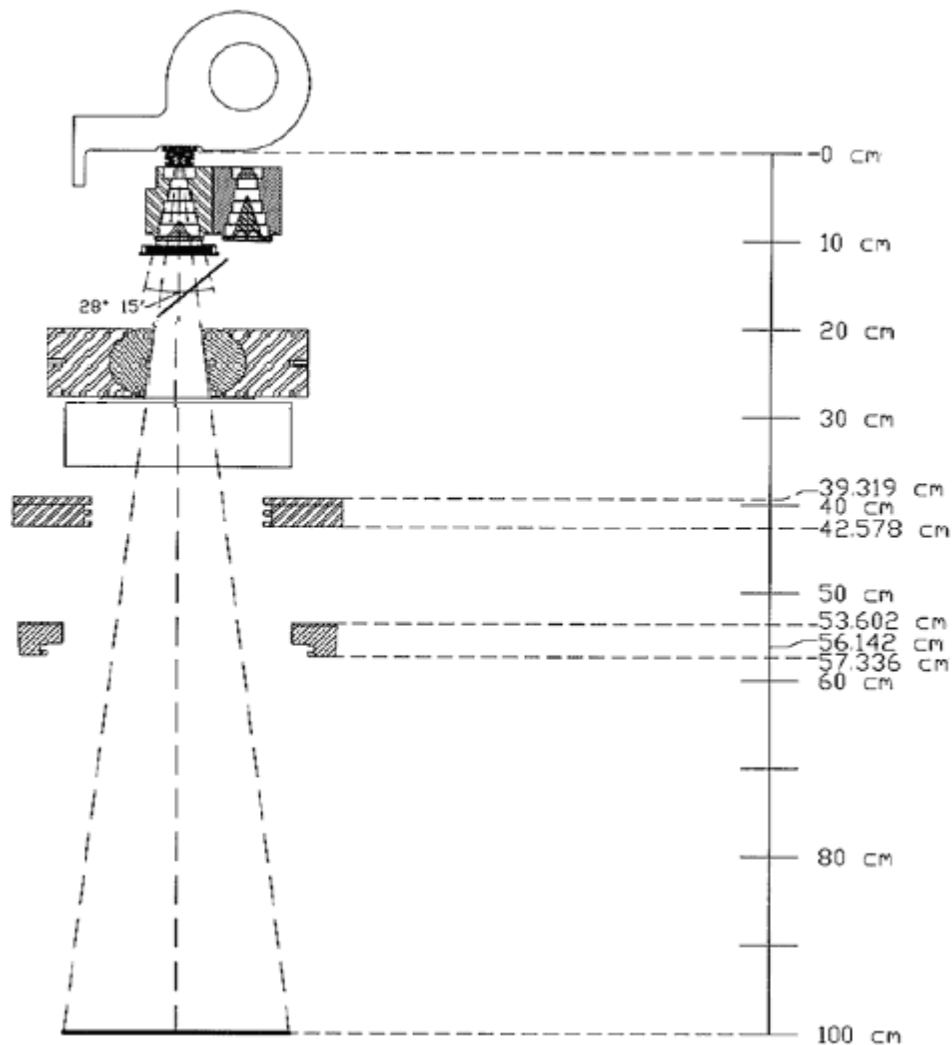
1. DOSXYZnrc: program za računanje apsorbirane doze u sredstvu unutar prostorne raspodjele određene s Kartezijevim koordinatnim sustavom [58].
2. DOSRZnrc: program za računanje apsorbirane doze u sredstvu unutar cilindrične prostorne raspodjele [26].
3. CAVRZnrc: program za računanje apsorbirane doze u šupljini unutar ionizacijske komore [26].
4. FLURZnrc: program za računanje toka fotona i elektrona u sredstvu unutar cilindrične prostorne raspodjele [26].
5. SPRZRnrc: program za računanje omjera masenih zaustavnih snaga elektrona u sredstvu unutar cilindrične prostorne raspodjele [26].

Uz ove geometrije specifične namjene slobodno je dostupan i BEAMnrc modul koji omogućuje izradu modela radioterapijskog uređaja i simulira nastanak i prolazak zračenja [28].

U radu je korišten BEAMnrc za modeliranje linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression. Geometrija i dijelovi linearnog akceleratora kroz koje snop prolazi su pronađeni u priručniku [59].

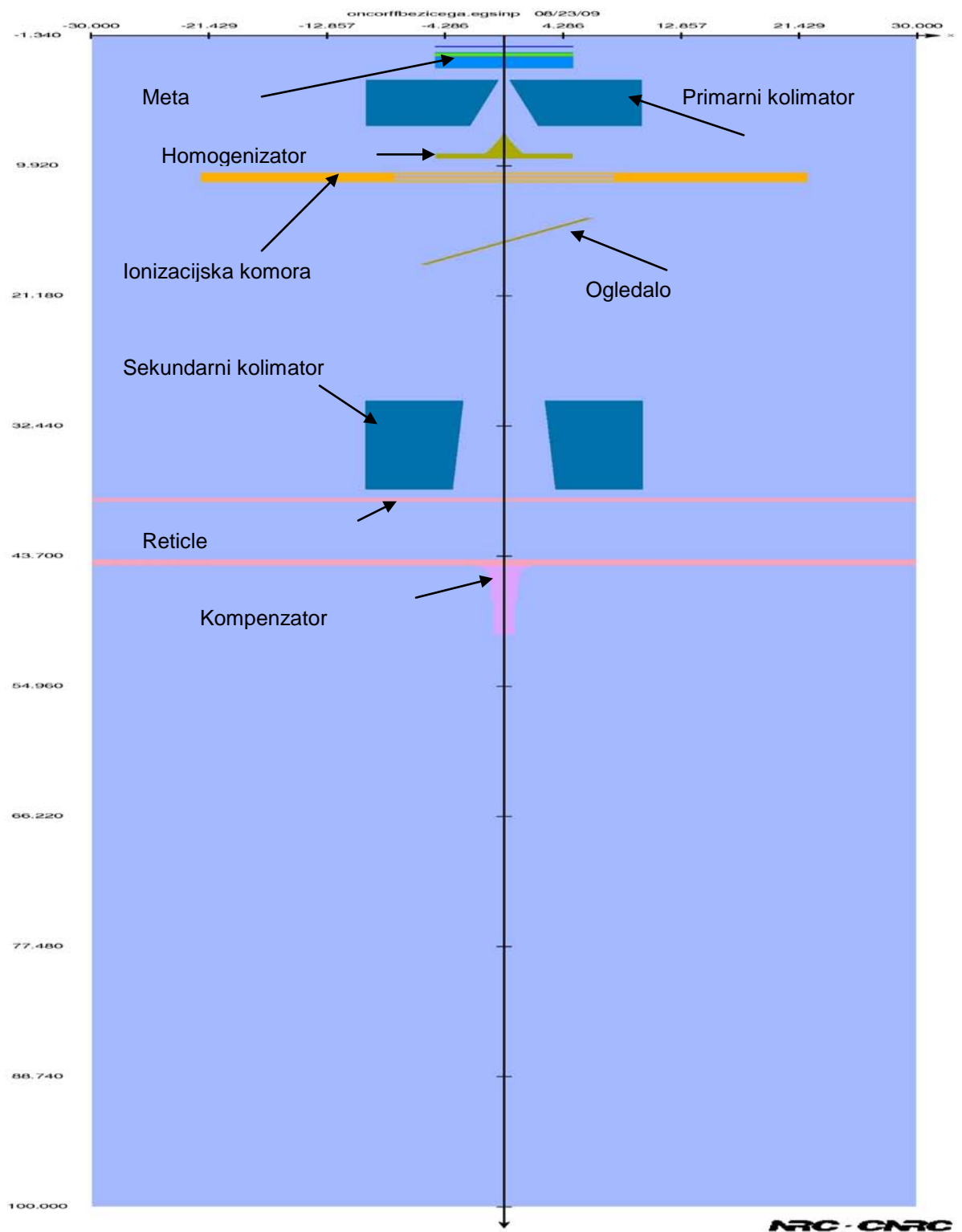
Elektroni iz izvora (elektronski top) udaraju u metu, te nastaje fotonski snop koji dalje prolazi kroz zrak i dijelove akceleratora kako je to prikazano na Slici 2.14. Otvor sekundarnog kolimatora modeliran je tako da je veličina snopa na 100 cm od mete $20 \times 20 \text{ cm}^2$. Ova veličina snopa je korištena pri računici i mjerenjima sa i bez kompenzatora u snopu. Računica je napravljena uz korištenje aproksimacija koje je ubrzavaju, a dane su kao mogućnosti u BEAM-u: *photon forcing i range rejection* [60]. Da bi vrijeme računice kraće trajalo određene su donje energije čestica ispod kojih se smatra da čestice energiju deponiraju lokalno: za nabijene čestice odabrana je energija 0.7 MeV (AE), dok je za fotone odabran 0.01 MeV (AP). Gubitak energije prilikom jednog koraka elektrona (ESTEPE) kontroliran je PRESTA algoritmom [61]. Računica je završena u ravnini okomitoj na os snopa na udaljenosti $Z = 100$ cm od mete. U toj ravnini formirana je datoteka koja sadrži informacije o položaju čestice (X,Y,Z), smjeru (U,V,W), energiji, naboju, težini i podrijetlu čestice (LATCH). Datoteka s tim podacima naziva se *phase space* (PS) datoteka. Ta datoteka je korištena kao izvor čestica za dalje simuliranje u geometriji kubnog vodenog

fantoma koristeći DOSXYZ računalni modul. Pri toj simulaciji, transport je simuliran na isti način kao i prilikom simulacije u BEAM modulu, ali je DOSXYZ prilagođen simulaciji u pravokutnom koordinatnom sustavu.



Slika 2.14. Dijelovi linearnog akceleratora koji služe za 'proizvodnju' snopa fotona određene energije i njegovo oblikovanje

Na slici 2.15. je shematski prikazan model linearnog akceleratora sa kompenzatorom korištenim za moduliranje jakosti snopa pri kombiniranju intrakavitarnе aplikacije s vanjskim radioterapijskim snopovima linearnog akceleratora. Geometrija modela kompenzatora je dobivena mjerenjima.



Slika 2.15. Model linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression. Na slici je prikazan i model kompenzatora korištenog za moduliranje jakosti snopa linearnog akceleratora.

U tablici 2.1. su prikazane vrijednosti navedene u priručniku za uporabu linearnog akceleratora [59] koje su korištene pri Monte Carlo simulaciji.

Opis	Materijal kroz koji prolazi snop	Debljina (cm)	Udaljenost početka materijala (cm)
Prozor vakuumske cijevi	Titanij (Ti)	0.005	-0.424
	Voda (H ₂ O)	0.066	-0.358
	Titanij (Ti)	0.005	-0.353
Zrak	Zrak	0.353	0
Meta	Zrak	0.112	0
	Wolfram (W)	0.064	0.112
	Nicoro	0.015	0.175
	Bakar (Cu)	0.165	0.191
	Čelik	0.102	0.361
	Grafit	1.016	0.462
	Čelik	0.004	1.478
	Zrak	0.217	1.482
Primarni kolimator ¹	Zrak	7.874	1.699
Zrak	Zrak	1.161	9.573
X - komora	Keramika (Al ₂ O ₃)	0.152	10.734
	Dušik (N ₂)	0.184	10.886
	Keramika (Al ₂ O ₃)	0.152	11.071
	Dušik (N ₂)	0.184	11.223
	Keramika (Al ₂ O ₃)	0.152	11.407
Zrak	Zrak	5.044	11.65
Ogledalo	Staklo	0.209	16.603
	Zrak	2.873	16.812
Sekundarni kolimator ²	Zrak	7.798	19.685
	Zrak	0.813	27.483
Utor za dodatke 1 ³	Zrak	0.663	40.114
Utor za dodatke 2 ³	Zrak	0.663	41.384
Utor za dodatke 3 ³	Zrak	0.663	56.142
Izocentar	Zrak		100

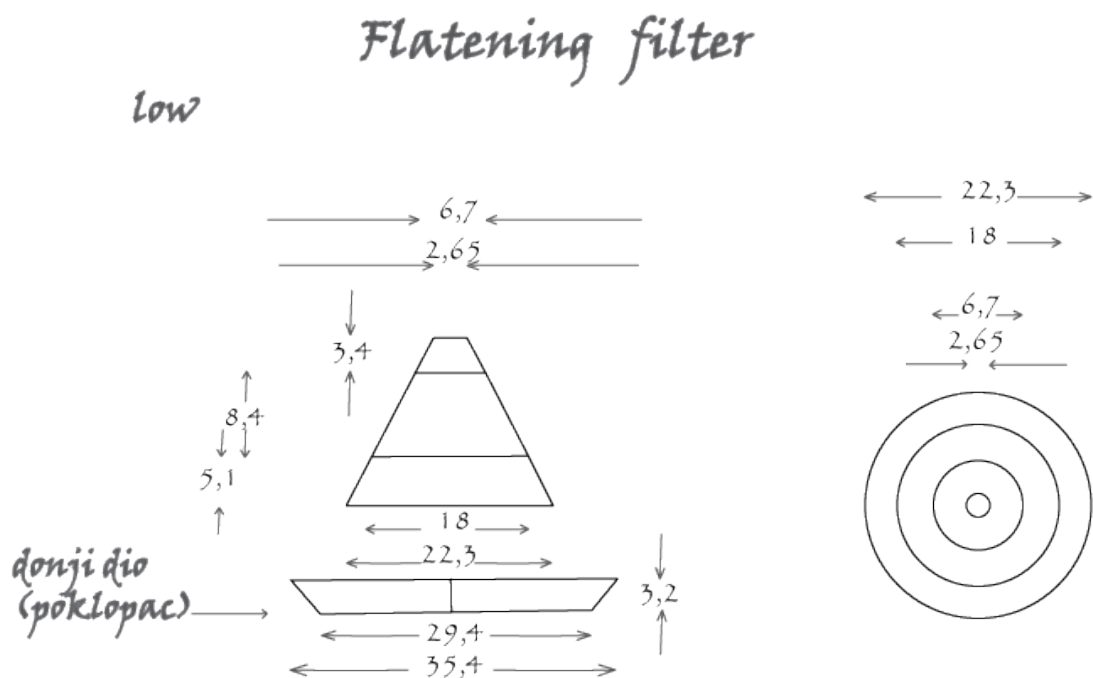
¹Primarni kolimator je izrađen od Wolframa (W), ²Sekundarni kolimatori su izrađeni od Wolframa (W), ³Utori za dodatke 1, 2 i 3 izrađeni su od Aluminija (Al)

Tablica 2.1. Dijelovi akceleratora kroz koje prolazi snop. Definirani su materijali, njihove dimenzije i položaj u odnosu na snop elektrona

Najveći problem kod modeliranja snopa predstavljali su nepotpuni podaci vezano uz homogenizator snopa (eng. flattening filter). Homogenizator ima funkciju ujednačavanja doze duž polja zračenja definiranog otvorom sekundarnog kolimatora. Bez njega bi, zbog kutne raspodjele X-zraka koje izlaze iz mete, polje zračenja bilo vrlo nehomogeno s uskim maksimumom oko centralne osi snopa. Kako bi oblik homogenizatora bio što vjernije određen, homogenizator je izvađen je iz 'glave' uređaja kako bi bili određeni potrebni parametri (slike 2.16. i 2.17.). Ljubaznošću proizvođača ti su podaci kasnije nadopunjeni onima iz originalnih nacрта, kako bi simulacija bila što vjernija.

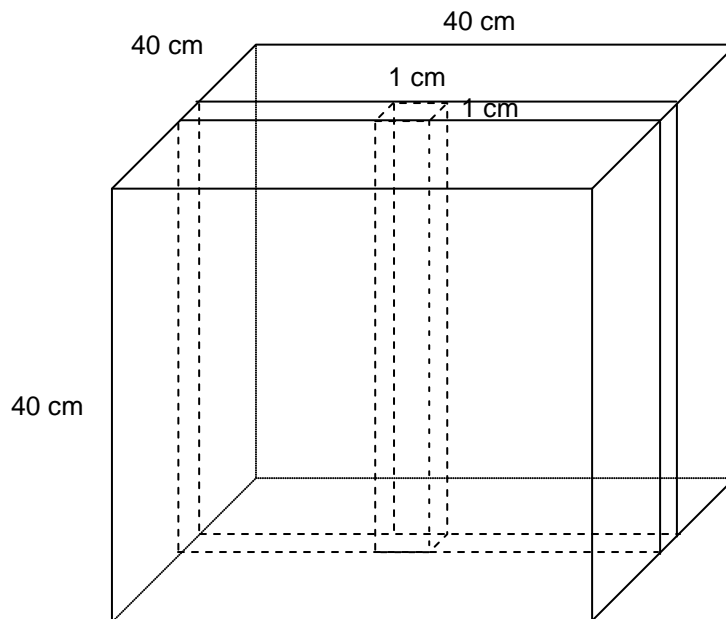


Slika 2.16. Homogenizator snopa X-zraka od 6 MV



Slika 2.17. Skica s dimenzijama homogenizatora snopa X-zraka od 6 MV

Vodeni fantom je simuliran kao kocku dimenzija $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}^3$ (slika 2.18.), a ravnina s podacima o česticama je postavljena na površinu vode ($Z=0$). Ishodište koordinatnog sistema u DOSXYZ postavljeno je u centar snopa. U vodenom fantomu modelirani su vokseli veličine $1 \times 1 \times 0.5 \text{ cm}^3$ prilikom računanja profila na dubini maksimalne doze (d_{\max}) i deset centimetara, te $1 \times 1 \times 0.2 \text{ cm}^3$ prilikom računice postotnih dubinskih doza (PDD). Računica je podijeljena na 10 manjih računica uspoređujući promjene među njima. Zadovoljavajućom statističkom točnošću je smatran slučaj kada su promjene među računicama bile manje od 1%. Za ovu geometriju je bilo potrebno najmanje 5 milijuna čestica u phase space datoteci, što znači najmanje 800 milijuna simuliranih čestica koje kreću iz elektronskog izvora akceleratora.



Slika 2.18. Simulacija vodenog fantoma. Veličina voxela kod postotne dubinske doze je $1 \times 1 \times 0.2 \text{ cm}^3$, a kod profila polja $1 \times 1 \times 0.5 \text{ cm}^3$.

2.4.4. Analiza informacija dobivenih tijekom simulacije

Nakon simuliranja u BEAM računalnom programu informacije su dane u obliku PS datoteke. Ona se dalje može koristiti kao izvor zračenja ili analizirati pomoću računalnog modula BEAMDP: programa za analiziranje podataka u PS

datoteci [62]. On omogućuje statističku obradu podataka o česticama koje su spremljene u PS datoteci:

1. analizu prostorne raspodjele čestica
2. analizu energijskog toka čestica u dijelovima PS ravnine
3. spektralna raspodjela čestica
4. izračun srednje energije čestica u zadanom dijelu PS ravnine
5. analiza kutne raspodjele čestica
6. izlistavanje podataka o česticama iz PS datoteke (najviše 100 čestica)
7. spajanje dvije ili više PS datoteka

Kako se svaka čestica prolaskom kroz određeni dio linearnog akceleratora označava (LATCH), moguće je sve podatke dobiti samo za pojedine dijelove linearnog akceleratora. To omogućuje analizu doprinosa primarnog i raspršenog dijela snopa.

Ukoliko se PS datoteka nastala simulacijom linearnog akceleratora koristi kao izvor zračenja u DOSXYZ računalnom programu, onda je moguće dobiti raspodjele doze u zadanim volumenima i usporediti ih s izmjerenim raspodjelama.

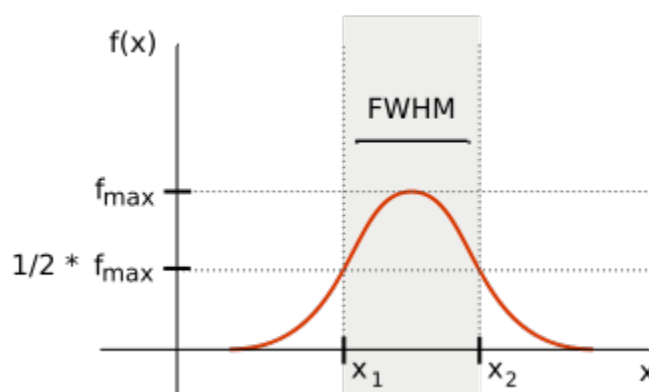
2.4.5. Prilagodba modela mjerenim veličinama i točnost

Prilikom modeliranja linearnog akceleratora radi provjere mjerenja ili za provjeru složenih planova terapije preporučeno je slaganje mjerenja i računice u okviru 2% za dubinske postotke (osim u području izgradnje doze gdje je dozvoljeno do 10% razlike). Točnost modeliranja profila snopa se dijeli na tri regije: 1) regija sjene, 2) regija polusjene i 3) regija malih doza. Preporučene točnosti modela su 2%, 10% i 30% redom [21, 63-64].

Kako je cilj ovog rada modeliranje linearnog akceleratora radi ispitivanja energijskih promjena u snopu, a ne korištenja podataka o dozi, dozvolili smo dvostruko veća odstupanja računice od mjerenih podataka u regijama gdje se zahtjeva točnost bolja od 2%.

Nadalje, podaci dobiveni od proizvođača linearnog akceleratora imaju svoje nesigurnosti, te su potrebna prilagođavanja MC modela mjerenim rezultatima. Prvo se prilagođavaju ulazna energija i prostorna raspodjela

elektronskog snopa prije dolaska. Promjenom ulazne energije elektronskog snopa mijenja se postotna dubinska doza, dok prostorna raspodjela snopa mijenja profil snopa. Računica je započeta nominalnom energijom snopa (6 MeV), te nominalnom Gaussovom raspodjelom elektrona s FWHM (eng. **F**ull **W**idth at **H**alf **M**aximum) od 1.5 mm (Slika 2.19.). Uz prilagodbu ulaznog elektronskog snopa postoji mogućnost pomaka određenih struktura akceleratora koji se očituju asimetrijom u snopovima. Ovakvi pomaci su posebno važni prilikom izrade modela koji će se koristiti za izračun doze u snopovima linearnog akceleratora.



Slika 2.19. Prikaz prostorne raspodjele elektronskog snopa. Prema proizvođaču, snop ima Gaussovu raspodjelu s 1.5 mm FWHM ($x_2 - x_1$).

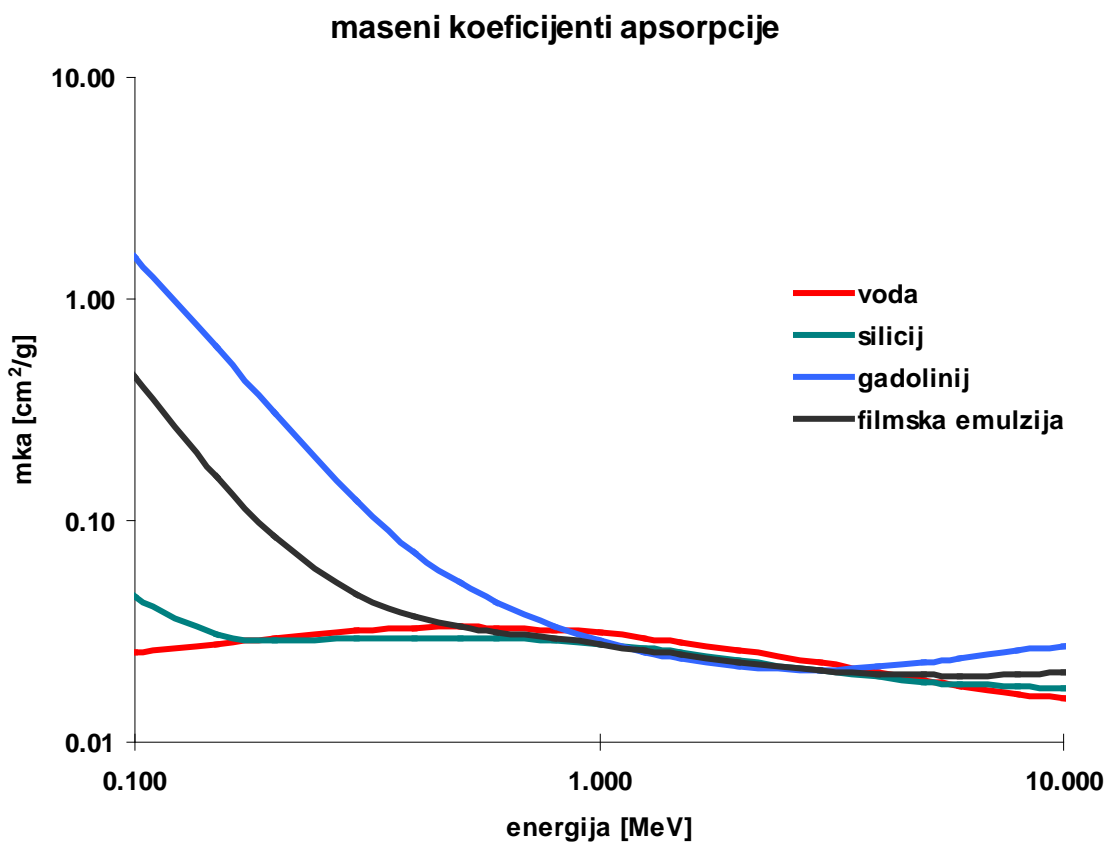
2.5. Energijska ovisnost detektora ionizirajućeg zračenja

Fizikalno gledano, idealan detektor koji se koristi za dozimetriju snopova ionizirajućeg zračenja koji se rabe u terapiji zračenjem bi trebao biti konstruiran tako da mjeri energiju apsorbiranu po jedinici mase, odnosno apsorbiranu dozu [65]. Problem je što nijedan od detektora pogodnih za mjerenja radioterapijskih snopova ne može direktno mjeriti apsorbiranu dozu. Kod njih se apsorbirana doza posredno određuje na temelju prikupljenih podataka nastalih kao posljedica prolaska zračenja kroz određeni medij (npr. ionizacija, kemijske promjene). Kako bi detektor bio što učinkovitiji na njega se postavljaju određeni zahtjevi. Oni se odnose na točnost, preciznost, granice detekcije, linearnost odziva, ovisnost odziva o brzini doze, prostornu rezoluciju i ovisnost odziva o kvaliteti snopa. Navedeni zahtjevi se, što je

bolje moguće, nastoje ispuniti prilikom konstrukcije detektora zračenja. Pri tome se često mora pristati na određene kompromise.

Pošto su u radu u najvećoj mjeri korišteni kompenzirani fotonski snopovi, a kako je poznato da kompenzator svojim sastavom utječe na energijski spektar u fotonskom snopu [66-68] pokušali smo, koristeći Monte Carlo simulaciju, te promjene proračunati i opisati. Simulirani podaci su nam poslužili za tumačenje eksperimentalnih rezultata dobivenih mjerenjima s različitim detektorima.

Ovisnost odziva o kvaliteti snopa, odnosno o njegovoj energijskoj raspodjeli je vezana uz materijale od kojih je građen detektor zračenja. Na slici 2.20. prikazani su maseni koeficijenti apsorpcije za pojedine materijale od kojih se grade detektori. Na slici je prikazana i krivulja masenih koeficijenata apsorpcije za vodu, u kojoj se mjerenja najčešće izvode pa se kod konstrukcije dozimetara koji se rabe u terapiji zračenjem najčešće traži da budu ekvivalentni vodi.



Slika 2.20. Krivulje masenih koeficijenata apsorpcije

Iz Slike 2.20 vidljivo je da je silicij približno ekvivalentan vodi za energije fotona iznad 200 keV, dok se maseni apsorpcijski koeficijenti gadolinija i filmske emulzije razlikuju od vode u području energija manjih od 1 MeV.

Doza u visokoenergetskom fotonskom snopu može se izračunati kao suma masenih koeficijeneta po energijskim tokovima:

$$D = -\frac{1}{\rho} \nabla \Psi = \int \Psi_E \frac{\mu_{en}(E)}{\rho} dE = \Psi \overline{\frac{\mu_{en}}{\rho}} \quad (2.7)$$

gdje je $\overline{\mu_{en}}$ maseni koeficijent apsorpcije usrednjen po energijskom spektru snopa:

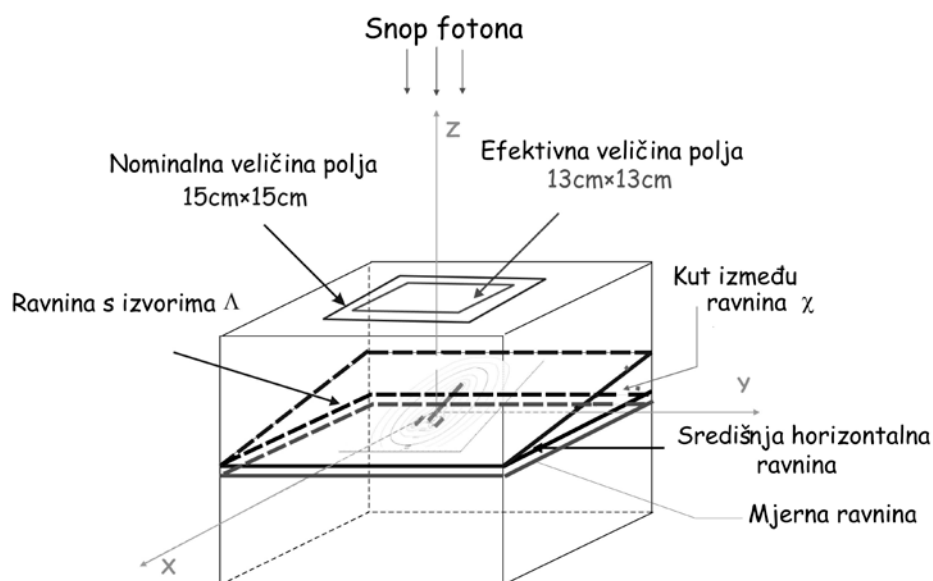
$$\overline{\mu_{en}} = \frac{\int \Psi_E \mu_{en}(E) dE}{\int \Psi_E dE}$$

Dakle, koeficijent korekcije zbog energijske promjene u snopu, za svaku vrstu materijala, računa se kao omjer usrednjenih masenih koeficijeneta apsorpcije po energijskom spektru u točki mjerenja za materijal detektora i vodu.

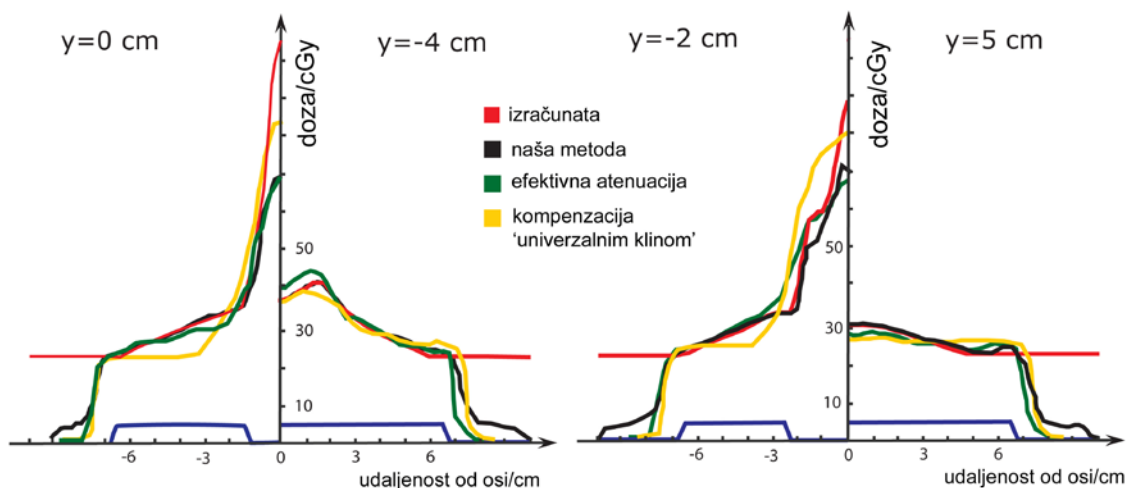
3. Rezultati

3.1. Provjera modela za izračun kompenzatora

Model za izračun kompenzatora provjeren je u različitim fantomima kojima se nastojalo simulirati stvarne kliničke situacije. Učinkovitost modela u slučajevima kombinacije fokalnih izvora i fotonskih snopova linearnog akceleratora [10, 11] nas je ponukala da metodu pokušamo poopćiti, odnosno da je pokušamo napraviti primjenjivom u većini kliničkih situacija. Uspoređujući našu metodu s metodom efektivne atenuacije i metodom univerzalnog klina u geometriji prikazanoj na slici 3.1. pokazalo se da je odstupanje između izračunate i izmjerene raspodjele kod naše metode najmanje (~3%). Kod drugih dviju metoda je odstupanje 6% (metoda efektivne atenuacije), odnosno veće od 10% kod metode univerzalnog klina (slika 3.2.)



Slika 3.1. Simulirani klinički uvjeti kod kombinacije zračenja fokalnim izvorima i kompenziranim fotonskim snopovima

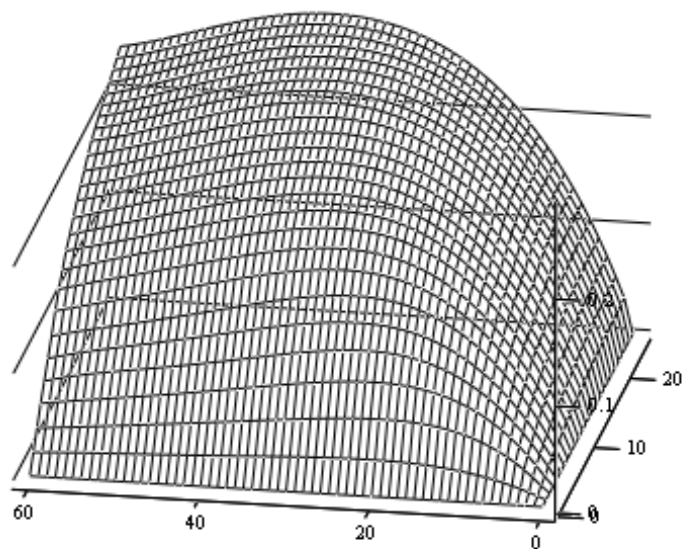
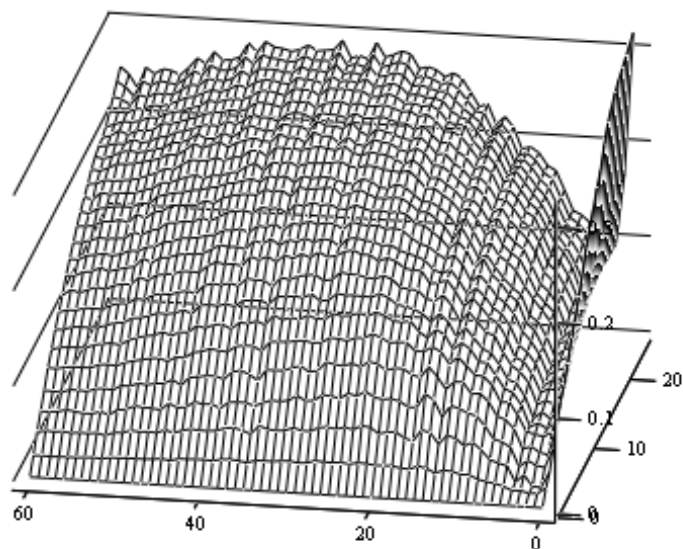


Slika 3.2. Usporedba izračunate i izmjerene raspodjele doze za kompenzirane snopove izračunate različitim metodama. Prikazani su profili doze na različitim pozicijama po y osi.

Na taj način smo pokazali da je kod naše metode doprinos raspršene komponente zračenja uračunavat na način točniji od do tada najčešće korištenih.

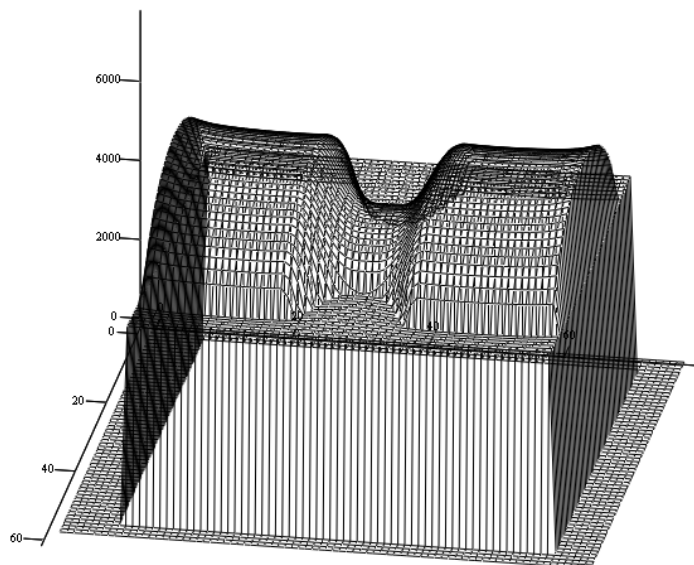
Na temelju teorije izložene u poglavlju 2.1 izrađen je računalni program (*KOMPEN*) pomoću kojeg se izračunava oblik kompenzatora za zahtijevanu raspodjelu doze. Njegov sastavni dio su programi *PLOHA*, *HOMOG* i *ULAZNA* pomoću kojih se definiraju, zadaju i izračunavaju oblik plohe, potrebna primarna, te ulazna doza.

Kako bi računica bila što preciznija veličine SMR (eng. **Scatter Maximum Ratio**), koje se koriste u izrazu (2.3.) i dobivene su računicom iz eksperimentalnih podataka za pojedini snop od interesa, su programski 'izgladene'. Naime, u idealnom eksperimentalnom slučaju detektor bi trebao biti od materijala ekvivalentnog onom u kojem se mjeri. Pošto to u praksi nije slučaj, a sam detektor nije zanemarivo malih dimenzija, u mjernom mediju dolazi do 'šuma' koji se očituje u tome što krivulje nisu glatke. To, u određenoj mjeri, utječe na računicu oblika kompenzatora, pa je krivulje nužno izgladiti kako bi proračunata situacija bila što bliže stvarnoj. Pri tome je posebna pažnja posvećena području od površine fantoma do dubine na kojoj se postiže maksimum doze (područje izgradnje doze). Na slici 3.3. su prikazane SMR plohe za snop 6MV x zraka.



Slika 3.3. SMR vrijednosti za fotonski snop od 6 MV izračunate iz eksperimentalnih podataka. Nekorigirane vrijednosti (gore) i izgladena ploha.

Nakon definiranja parametara vezanih uz snop koji će biti kompenziran i željenoj homogenoj dozi izračunava se ulazna doza u svakoj točki polja zračenja. Raspodjela ulazne doze koja se izračunava na temelju podatka o homogenoj dozi koja će biti modificirana kompenzatorom za 'matematički fantom' je prikazana na slici 3.4.



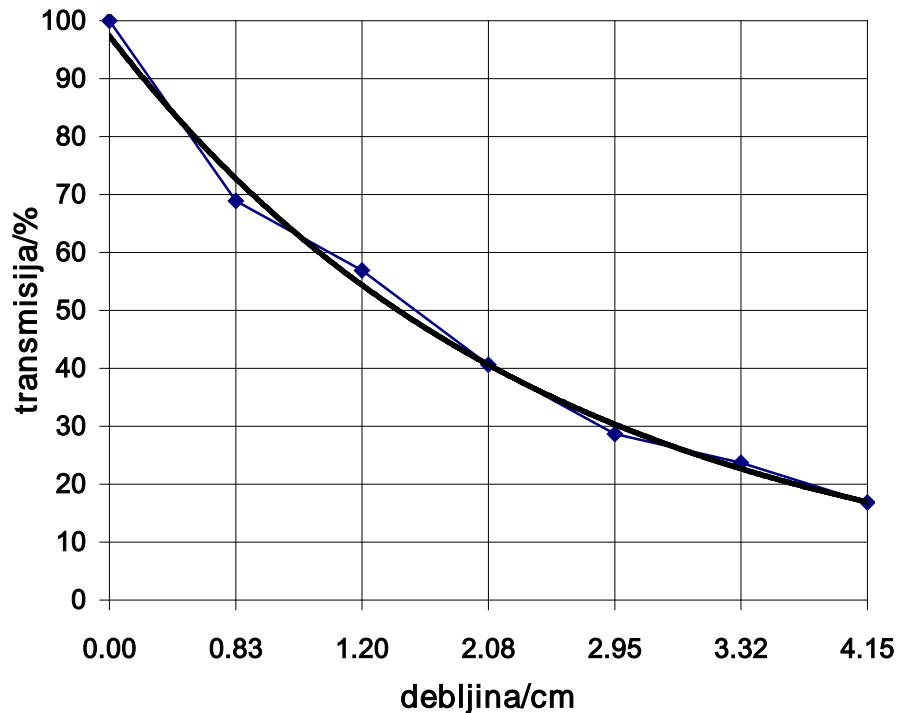
Slika 3.4. Izračunata ulazna raspodjela doze u mjernoj ravnini

Kod izbora materijala za izradu kompenzatora snopa zračenja vodilo se računa o njegovim fizikalnim osobinama (koeficijent atenuacije), cijeni koštanja te o mogućnosti ponavljane uporabe. Ispitivani su gips, glinamol, Woodov metal (LMA) i čelične granule. Za određivanje koeficijenta atenuacije korištena je metoda opisana u [65]. Koeficijenti atenuacije su dobiveni iz niza mjerenja i za snop X-zraka od 6 MV dobiveni su rezultati prikazani u tablici 3.1.

	koeficijent atenuacije/cm⁻¹
gips	0,06607
glinamol	0,08148
Woodov metal	0,43981
čelične granule	0.1687

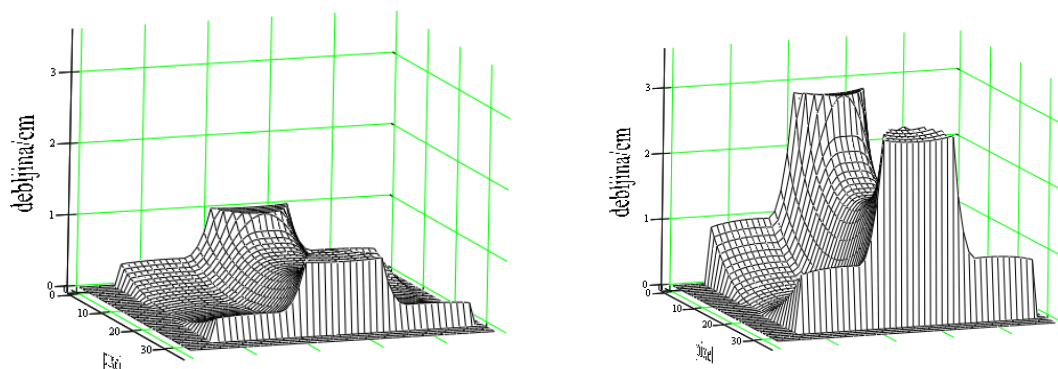
Tablica 3.1. Linearni koeficijenti atenuacije za X-zrake od 6 MV

Teorijska i eksperimentalna krivulja transmisije za Woodov metal u snopu X-zraka od 6 MV pomoću koje se određuje linearni koeficijent atenuacije prikazana je na slici 3.5.



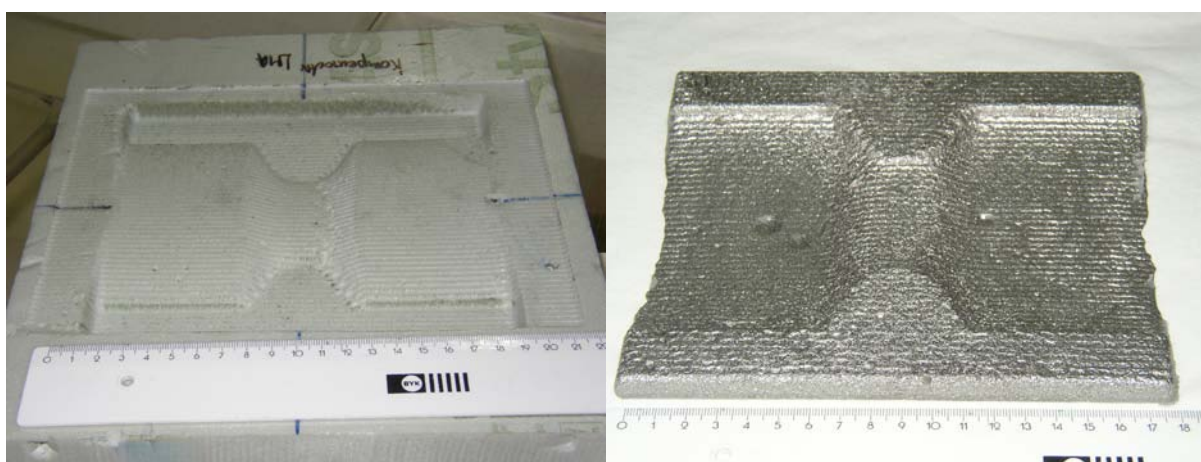
Slika 3.5. Krivulja transmisije za snop X-zraka od 6 MV u Woodovu metalu

Za gips i glinamol koeficijenti atenuacije su se pokazali premaleni pa bi potrebna debljina kompenzatora bila vrlo velika te bi bio nepraktičan za rukovanje, a i sama izrada bi bila komplicirana. Zbog toga je izabran Woodov metal koji je lako dostupan i u radioterapijskim ustanovama se uglavnom rabi za izradu blokova zračenja, ima nisko talište (72°C) i mogućnost višestruke uporabe. Jedan od mogućih problema s njim je relativno visok koeficijent atenuacije zbog čega bi kompenzator trebao biti vrlo male debljine i zbog toga kompliciran za preciznu izradu pa su se u određenim slučajevima koristile čelične granule. Prikaz izračunatih oblika kompenzatora za 'matematički fantom' od Woodova metala i čeličnih granula je dan na slici 3.6.



Slika 3.6. Izračunati oblik kompenzatora od Woodova metala (lijevo) i čeličnih granula

Kako bi izrada kalupa, odnosno kompenzatora bila što preciznija napravljen je program koji format datoteke s izračunatim debljinama kompenzatora prilagođuje CNC sustavu (xMill) pomoću kojeg se u *styrodu* izrađuje kalup za kompenzator i u koji se kasnije ulijeva Woodov metal (Slika 3.7.)

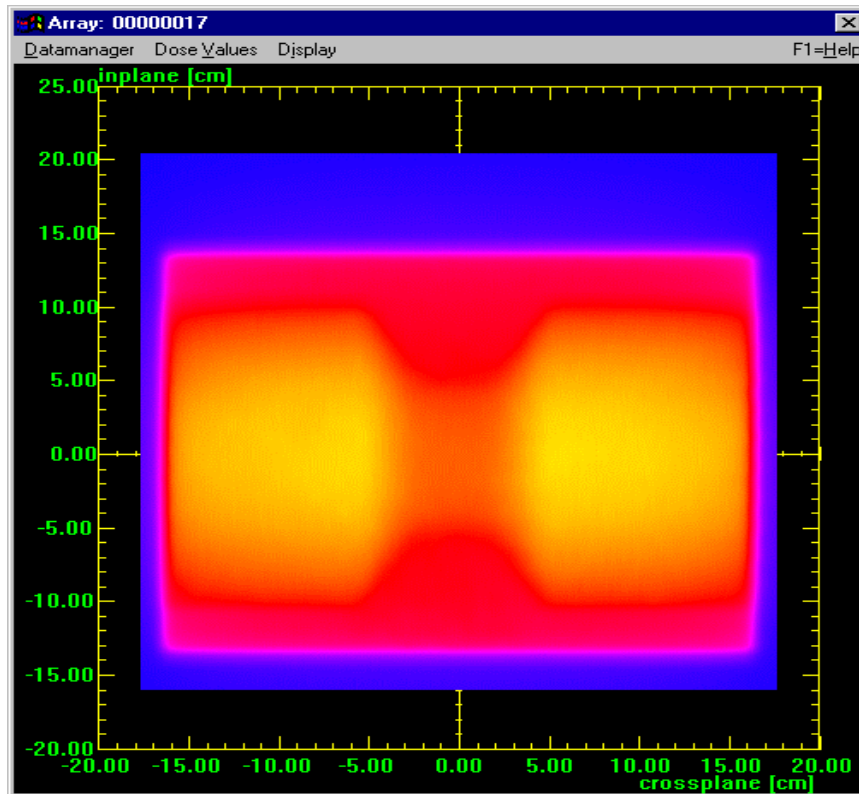


Slika 3.7. Kalup i kompenzator napravljeni na temelju zahtjevane homogene raspodjele doze u 'matematičkom fantomu'

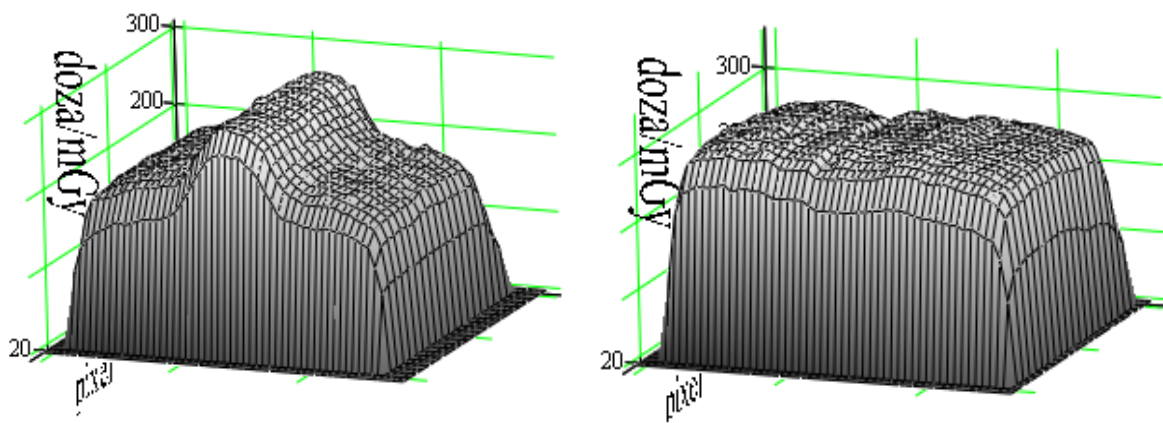
Izrađeni kompenzator je prvo provjeren relativnom dozimetrijom u vodenom fantomu. Mjerena je izodozna raspodjela kompenziranog snopa kako bi se moglo procijeniti nivo izrade. Izmjerena raspodjela doze prikazana je na slici 3.8.

Efekt kompenzacije snopa mjerili smo filmskom dozimetrijom u fantomu od pčelinjeg voska na način opisan u poglavlju 2.2.4. Prvo smo izmjerili raspodjelu doze u fantomu bez postavljanja kompenzatora u snop. Dobivena je raspodjela čije je srednje kvadratno odstupanje od tražene (homogena

raspodjela) veće od 10%. Postavljanjem kompenzatora u snop odstupanje smo sveli na manje od 3%, čime smo postigli homogenizaciju doze u mjernom području, odnosno kompenzatorom se postiže jednolika doza unutar željenog područja (slika 3.9).

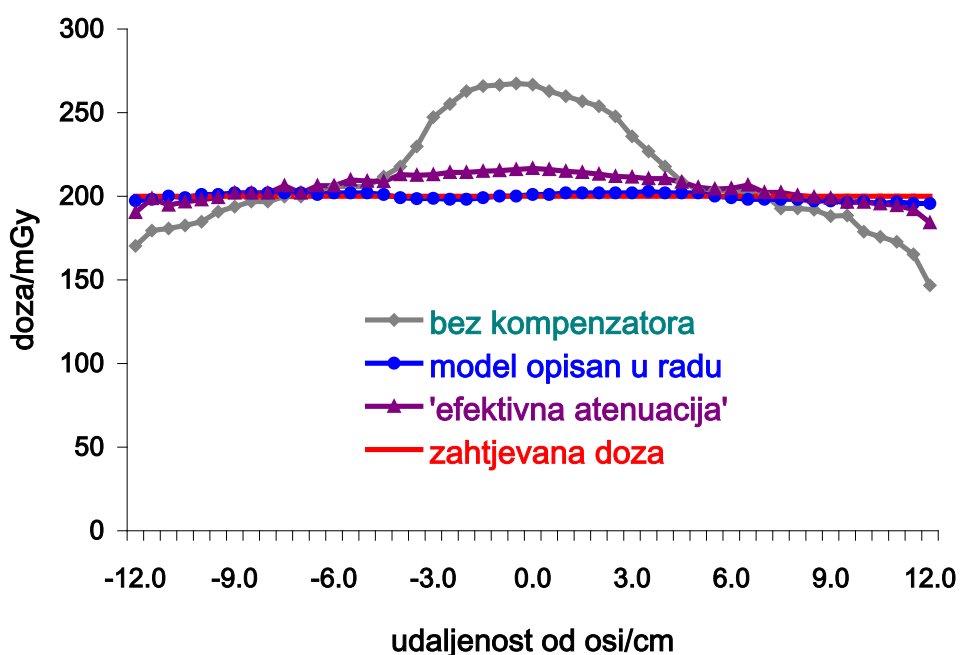


Slika 3.8. Raspodjele doze dobivene dozimetrijom u vodenom fantomu. Vidljivi su različiti dozni doprinosi duž mjerne ravnine dobiveni umetanjem kompenzatora u snop



Slika 3.9. Utjecaj kompenzatora na raspodjele doze u matematičkom fantomu. Lijevo je izmjerena raspodjela doze bez kompenzatora, a desno sa kompenzatorom

Usporedba raspodjela na x-osi za snop X-zraka od 6 MV u matematičkom fantomu je prikazana na slici 3.10.:

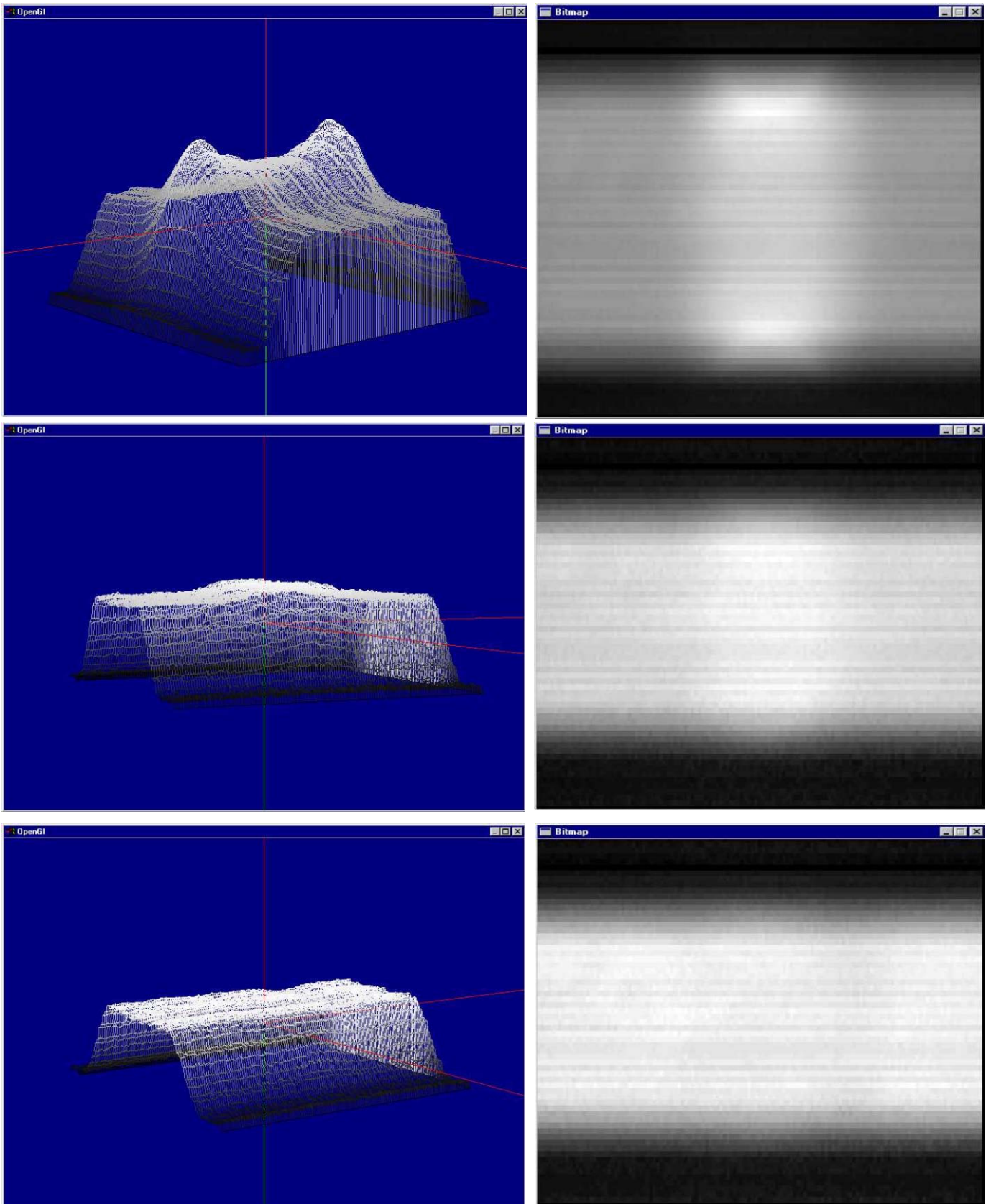


Slika 3.10. Utjecaj kompenzatora izračunatog metodom efektivne atenuacije i našim modelom na raspodjelu doze na x-osi. Prikazana je i raspodjela doze u nekompensiranom snopu te zahtjevana homogena raspodjela doze. Mjerenja su izvedena filmskom dozimetrijom

Raspodjele doze su dodatno kvalitativno provjerene sustavom za *portal imaging*. Njegove su prednosti dobra prostorna rezolucija i kvalitativno očitavanje raspodjele u realnom vremenu.

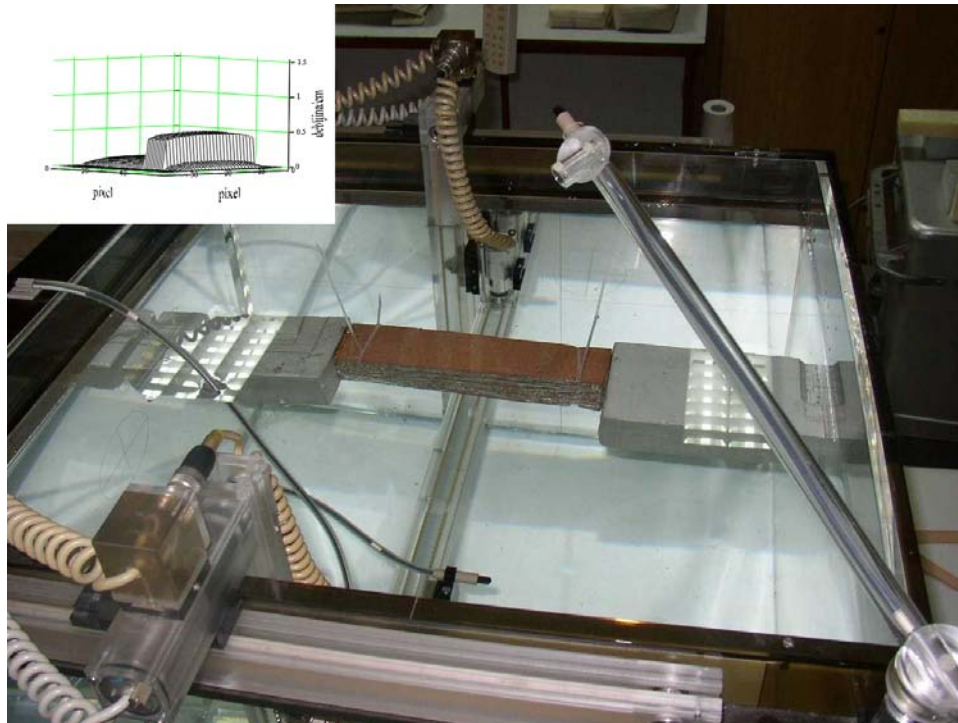
Rezultati su prikazani na slici 3.1.a-c.

Sa snimki je vidljivo da je raspodjela doze kod naše metode bliža zahtjevanoj homogenoj raspodjeli doze od one dobivene metodom efektivne atenuacije. Ispitano je i ponašanje metode u fantomu koji nije homogen već ima dio čija je gustoća manja od ostatka. To je postignuto umetanjem pluta u vodeni fantom (slika 3.12.). Raspodjele su mjerene pomoću ionizacijske komore na određenoj dubini.

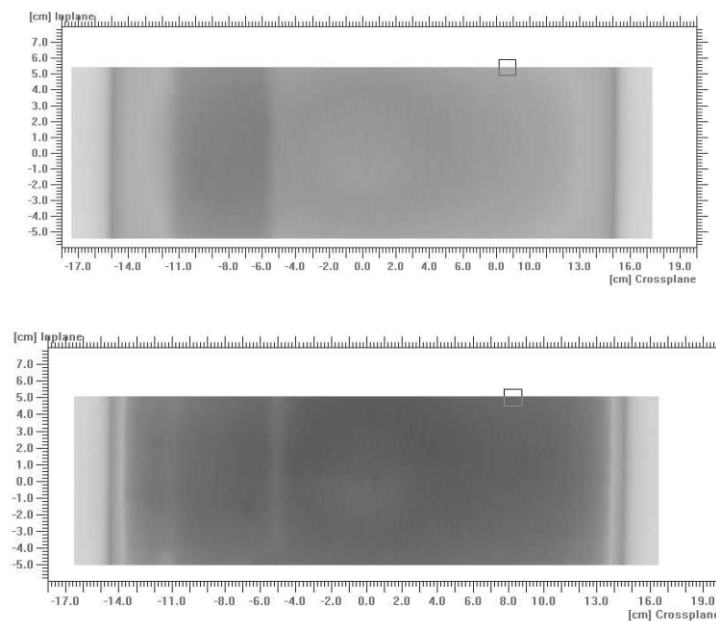


Slika 3.11. *Portal imaging* snimke matematičkog fantoma (desno) i pripadne raspodjele doze (lijevo) u nekompensiranom snopu (gore) i snopovima kompenziranim prema metodi efektivne atenuacije (sredina) i metodi opisanoj u radu (dolje).

Na temelju dane eksperimentalne konfiguracije izračunat je oblik kompenzatora kako bi rezultat kompenzacije bila homogena raspodjela doze. Rezultati za nekompenzirani i kompenzirani snop su prikazani na slici 3.13.



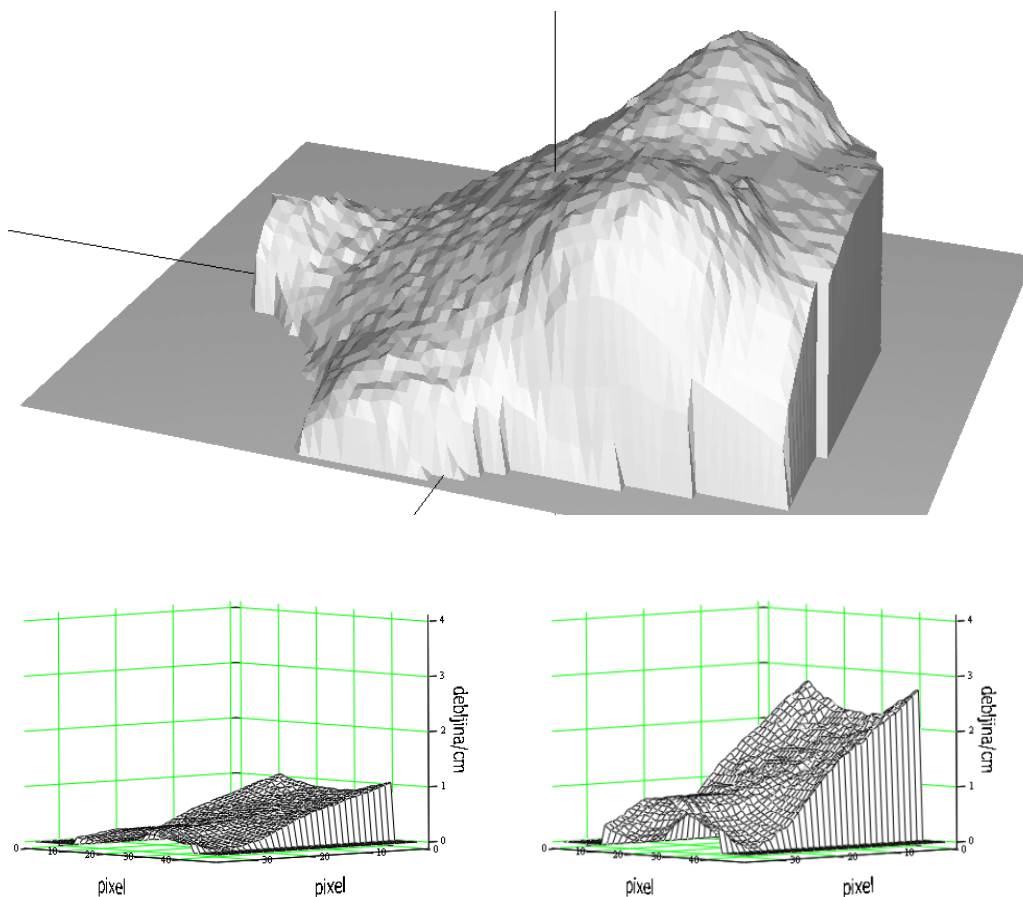
Slika 3.12. Eksperimentalni uvjeti za mjerenje nehomogenosti (pluto) u vodenom fantomu. U gornjem kutu slike je prikazan izračunati oblik kompenzatora



Slika 3.13. Izmjerene raspodjele u vodenom fantomu s nehomogenošću, za nekompenzirani (gore) i kompenzirani snop X-zraka od 6 MV

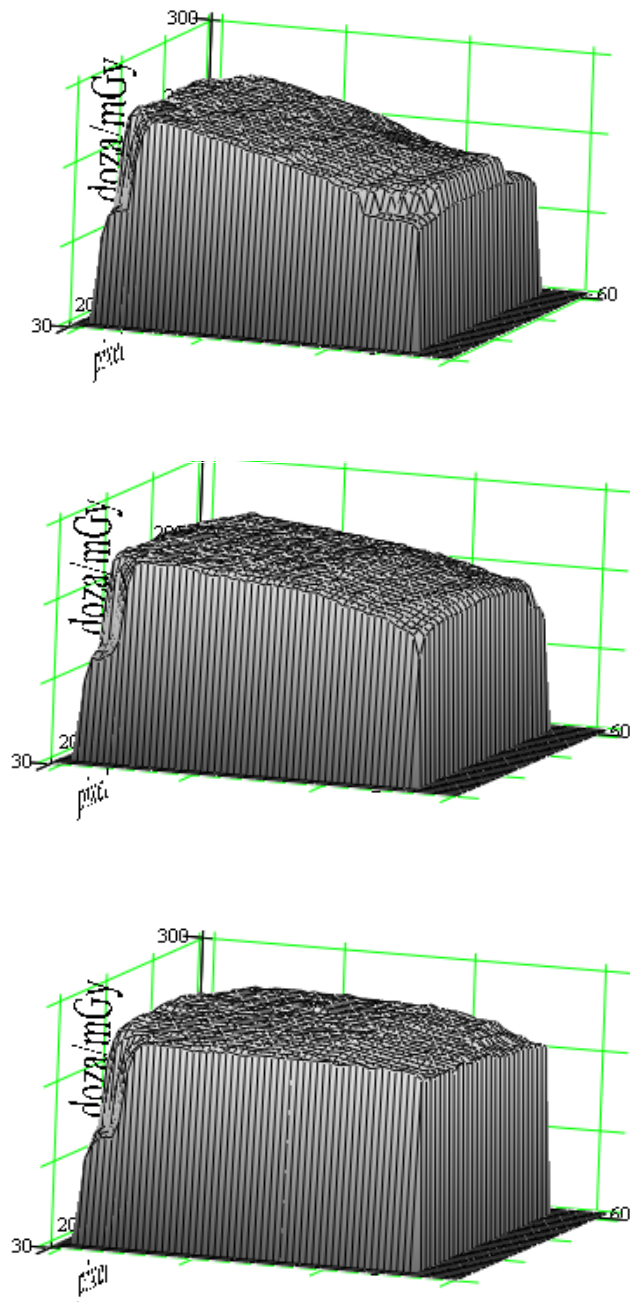
Iz slike je vidljivo da je postignuta homogena raspodjela doza i da je nehomogenost kompenzirana na zadovoljavajući način.

Model je dodatno provjeen u antropomorfnom fantomu kojim se nastojalo što vjernije simulirati stvarne kliničke uvjete. Najprije je fantom prikazan u poglavlju 2.2.1. skeniran pomoću xVision skenera kako bi dobili podatke o vanjskim konturama fantoma, na temelju kojih se treba izračunati oblik kompenzatora za zahtjevanu homogenu raspodjelu doze u mjernoj ravnini (slika 3.14.).



Slika 3.14. Grafički prikaz ulaznih podataka za izračun oblika kompenzatora dobivenih skeniranjem antropomorfog fantoma (gore) Izračunati oblik kompenzatora od Woodova metala (lijevo) i granula

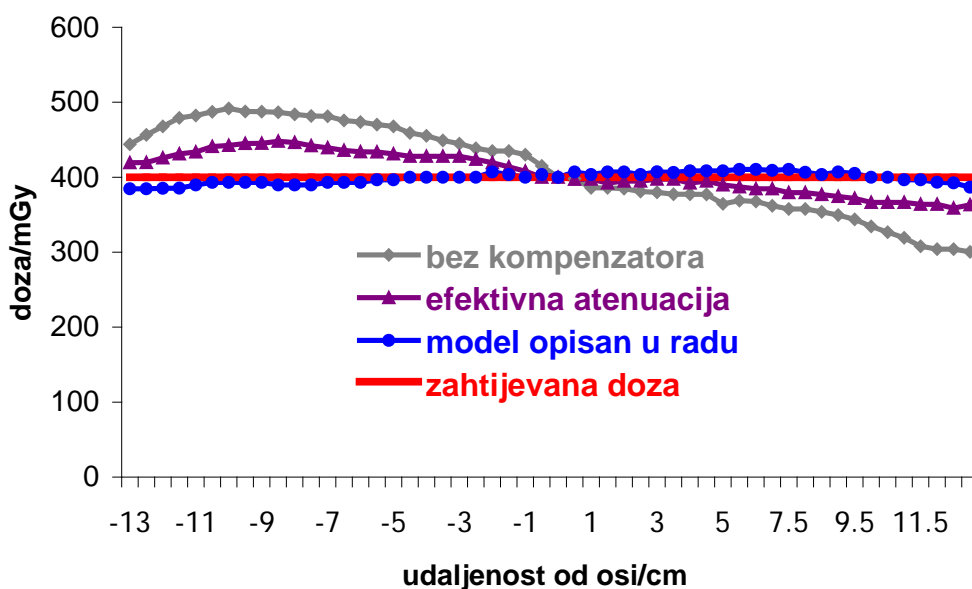
Mjerenja su izvođena na način da je centralna os snopa postavljena tako da dubina u fantomu na osi snopa bude 10 cm. Kao i u matematičkom fantomu, za mjerenja su korišteni filmovi Kodak X-Omat V koji su nakon ozračivanja i razvijanja obrađeni našim programskim paketom za filmsku dozimetriju. Očitane raspodjele za nekompensirani snop, snop kompenziran metodom efektivne atenuacije i onaj kompenziran metodom opisanom u radu prikazani su na slici 3.15.



Slika 3.15. Raspodjele doze dobivene filmskom dozimetrijom za nekompenzirani snop i za snopove kompenzirane metodom efektivne atenuacije i metodom opisanom u radu.

Analizom mjerenih podataka utvrđeno je da je srednje kvadratno odstupanje od zahtijevane homogene raspodjele kod nekompenzirane raspodjele veće od 10%, izračunom oblika kompenzatora metodom efektivne atenuacije odstupanje

je smanjeno na oko 6%, dok je uporabom ranije opisane metode za izračun oblika kompenzatora to odstupanje svedeno na oko 3%. To se najbolje vidi iz usporedbe mjerenih vrijednosti na x-osi (slika 3.16).



Slika 3.16. Usporedba raspodjela doze u antropomorfnom fantomu na x-osi za različite metode proračuna i nekompensirana raspodjela doze.

Na taj način je pokazano da su uporabom metode opisane u poglavlju 2.1. bolje ispunjeni uvjeti za zahtjevanim raspodjelama doze u mjernoj ravnini, bilo da je zahtijevana raspodjela bila homogena ili pak definirana raspodjelom fokalnih izvora. Osnovni razlog za to je točniji proračun raspršene komponente snopa zračenja.

3.2. Usporedba dozimetrijskih tehnika

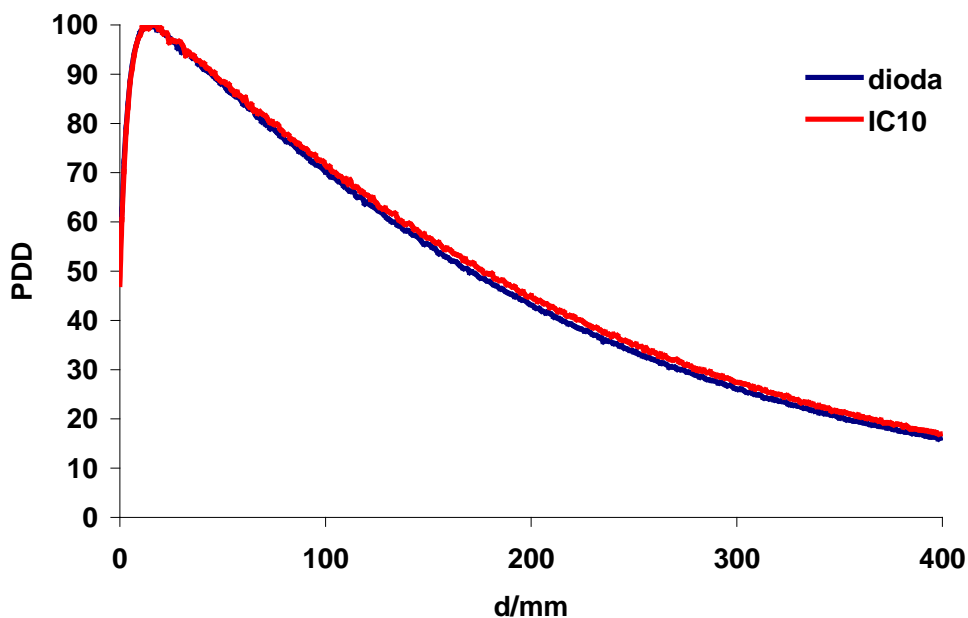
Prilikom mjerenja raspodjela doze uočena su određena odstupanja, ovisna o korištenoj dozimetrijskoj metodi. Ispitat ćemo utjecaj različitih tipova detektora na mjerenu raspodjelu doze dobivenu relativnom dozimetrijom. Uspoređivani su podaci mjereni filmskom dozimetrijom, ionizacijskom komorom, poluvodičkim detektorima i detektorom od amornog silicija u sastavu sustava za *portal imaging* linearnog akceleratora. Pri tome su mjerenja ionizacijskom komorom uzimana kao 'zlatni standard' i odstupanja raspodjela mjernih pomoću drugih detektora su procjenjivana u odnosu na ona dobivena ionizacijskom komorom. Podaci izmjereni ionizacijskom komorom korišteni su za prilagođavanje Monte Carlo modela linearnog akceleratora.

3.2.1. Postotna dubinska doza i Monte Carlo model linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression

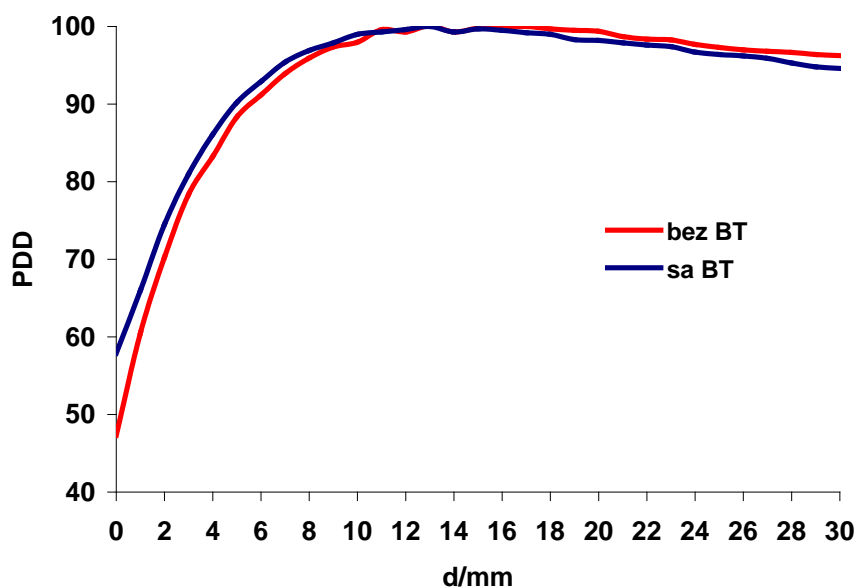
Mjerenja su podijeljena u nekoliko skupina. Prvu skupinu čini postotna dubinska doza. Mjerenja su izvođena u vodenom fantomu, ionizacijskim komorama i poluvodičkim diodama, te u fantomu od bijelog polistirena, u tzv. paralelnoj geometriji [51], filmom. Zbog podataka vezanih uz indeks kvalitete snopa (QI) prvo su napravljena mjerenja za veličinu polja $10 \times 10 \text{ cm}^2$, a zatim za veličinu polja na temelju koje je izračunavan oblik kompenzatora ($20 \times 20 \text{ cm}^2$). Veličina polja je definirana na radnoj udaljenosti akceleratora koja iznosi 100 cm. Krivulje su normirane tako da je na dubini maksimuma dozni postotak jednak 100% (slika 3.17). Iz analize grafova sa slike 3.17. može se zaključiti da postoji dobro slaganje postotnih dubinskih postotaka mjerenih ionizacijskom komorom i poluvodičkom diodom. Najveća odstupanja su zabilježena na dubinama većim od 15 cm. Međutim sva odstupanja su u okviru pogreške mjerenja, dakle manja od 2%.

Budući da se za postavljanje kompenzatora u snop koristi tzv. nosač blokova (BT, eng. Block Tray) koji je u stvari akrilna ploča debljine 1 cm, provjeren je njegov utjecaj na postotnu dubinsku dozu.

Iz grafova (slika 3.18) je vidljivo da nosač blokova u snopu u određenoj mjeri utječe na izgled postotnih dubinskih krivulja. To se prvenstveno odnosi na dubinu maksimuma doze, koja je 4 mm manja sa nosačem blokova u snopu, i na veće postotne dubinske doze u području izgradnje doze.

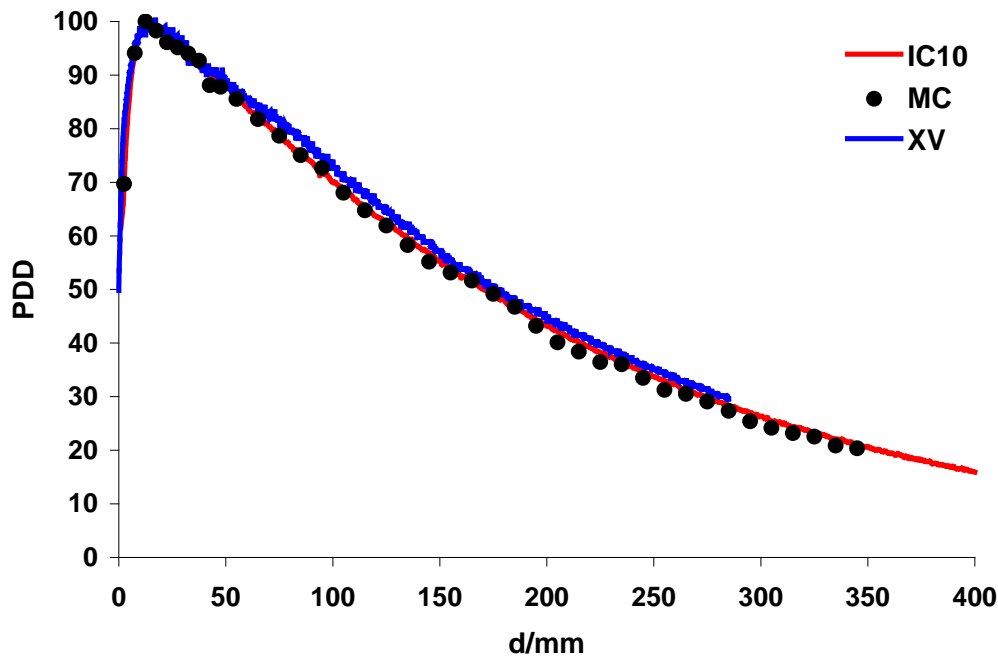


Slika 3.17. Postotna dubinska doza za snop 6 MV X-zraka, veličina polja 10×10 cm²



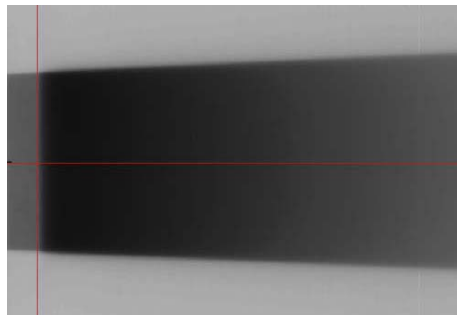
Slika 3.18. Utjecaj nosača blokova u snopu na postotnu dubinsku dozu

Sva buduća mjerenja, kao i Monte Carlo model, rađeni su za veličinu snopa zračenja $20 \times 20 \text{ cm}^2$ s nosačem blokova u snopu. Usporedbom s doznim dubinskim postocima mjerenim ionizacijskom ionizacijskom komorom pokazalo se da se Monte Carlo model najbolje slaže s mjerenim vrijednostima za ulazni elektronski snop energije 5.85 MeV (Slika 3.19).



Slika 3.19. Postotna dubinska doza za snop 6 MV X-zraka, veličina polja $20 \times 20 \text{ cm}^2$

Na slici je prikazana i postotna dubinska doza izmjerena radiografskim filmom X-Omat V u paralelnoj geometriji. U skladu s očekivanjima, zbog određene energijske ovisnosti filma očitavanja su nešto veća od onih izmjerenih ionizacijskom komorom. Na slici 3.20 je prikazan eksponirani film korišten za dobivanje postotne dubinske doze.



Slika 3.20. Eksponirani film u paralelnoj geometriji za određivanje postotne dubinske doze

3.2.2. Profili polja ‘otvorenog’ snopa i Monte Carlo model linearnog akceleratora Siemens Oncor Impression

Drugu skupinu čine mjerenja profila polja zračenja u y-smjeru (eng. inplane). Taj smjer je odabran zato jer se, zbog načina podešavanja homogenizatora, u tom smjeru očekuje veće odstupanje u veličinama kojima se karakterizira pojedini snop. Te veličine su simetrija i izravnost (eng. flatness). Simetrija se definira [69] kao:

$$\%S = \left(\frac{P_L - P_D}{P_L + P_D} \right) \times 100\%$$

gdje su P_L i P_D površina ispod krivulje (profila polja zračenja) lijevo, odnosno desno od centralne osi.

Izravnost profila polja zračenja je definirana [69]:

$$\%F = \left(\frac{D_{max} - D_{min}}{D_{max} + D_{min}} \right) \times 100\%$$

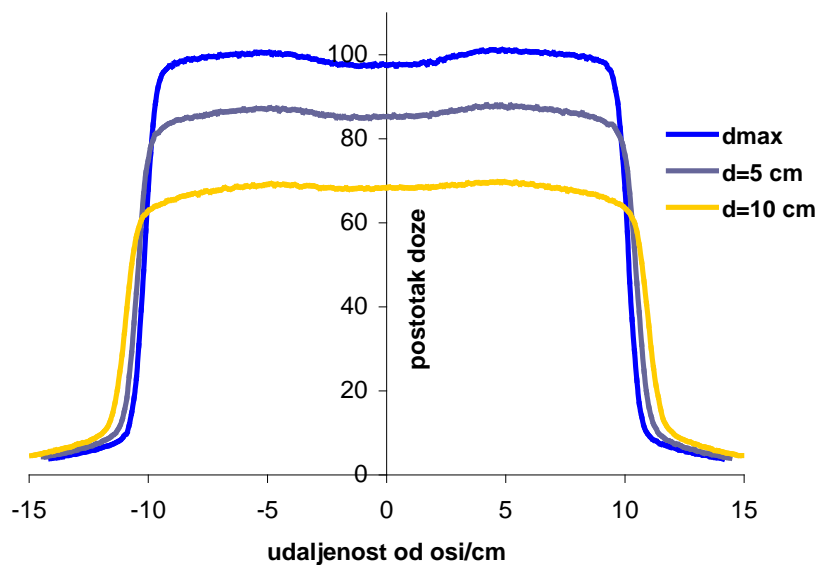
gdje su D_{max} i D_{min} maksimalna i minimalna doza na profilu unutar 80% širine profila.

Profili su mjereni na tri različite dubine: dubini maksimuma za snop X-zraka od 6 MV ($d_{max} \approx 1.5$ cm) te na dubinama 5 cm i 10 cm u vodi.

Najprije je analiziran ‘otvoreni’ snop kako bi se odredilo njegovu simetriju i izravnost na temelju mjerenja pomoću ionizacijske komore (Slika 3.21.).

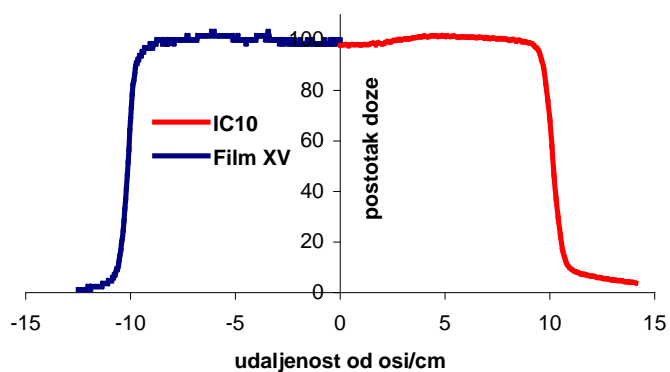
Iz grafova je vidljivo da su simetrija i izravnost unutar specificirane tolerancije. Simetrija je bila bolja od 0.5% (tolerancija 2%), a izravnost je unutar 2% (tolerancija 3%) pa su ti podaci poslužili za prilagodbu Monte Carlo modela.

Zatim su ta mjerenja usporedili s onima dobivenim pomoću drugih detektora na dubini maksimuma doze (Slika 3.22. a-d).

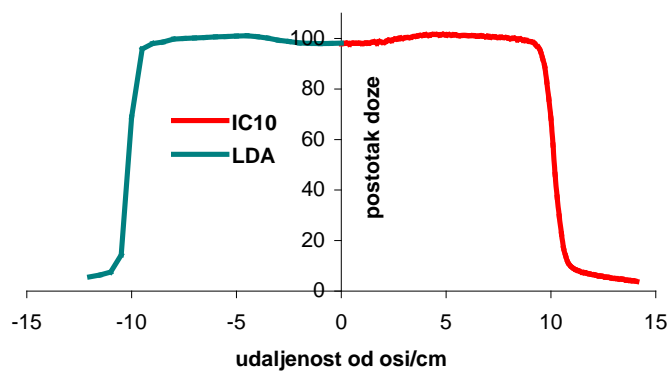


Slika 3.21. Profili polja 20x20 cm², snopa X-zraka od 6 MV izmjereni ionizacijskom komorom na različitim mjernim dubinama

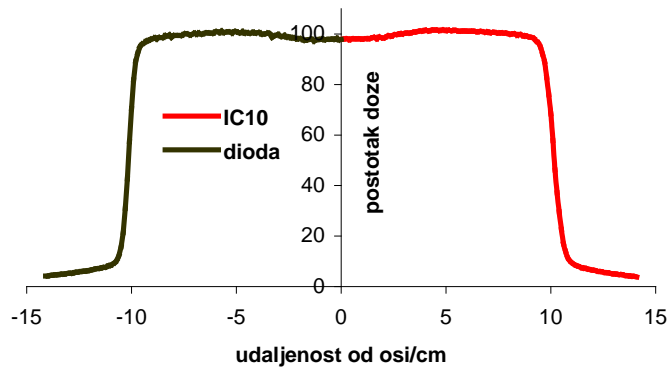
a)



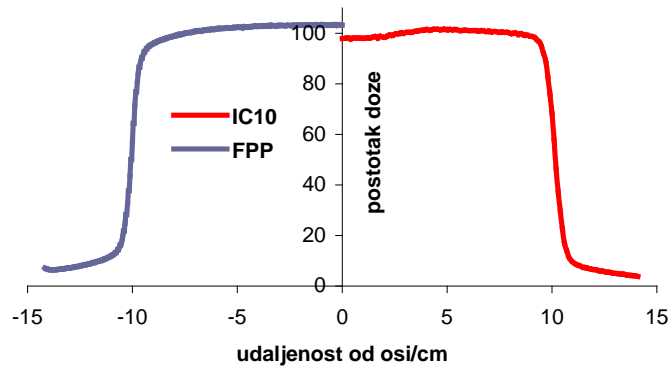
b)



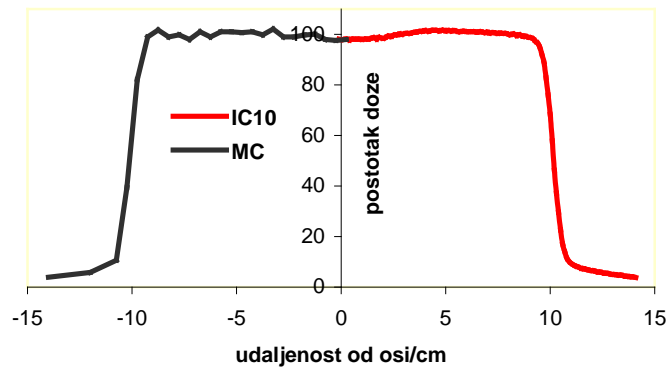
c)



d)



e)



Slika 3.22. Profili polja $20 \times 20 \text{ cm}^2$ snopa X-zraka od 6 MV mjereni na dubini maksimuma, različitim detektorima u odnosu na mjerenje ionizacijskom komorom. Radi preglednosti su prikazane samo polovice, inače simetričnih profila ($\%S \approx 0.4\%$). S lijeve strane su profili mjereni **a)** filmom, **b)** nizom od 99 dioda (LDA), **c)** diodom, **d)** detektorom od amorfnog silicija u sklopu sustava za *portal imagin*. S desne strane je dio profila mjerena ionizacijskom komorom koja nam služi kao referencija. Na slici **e)** je prikazana usporedba podataka mjenjenih ionizacijskom komorom i izračunatih Monte Carlo simulacijom.

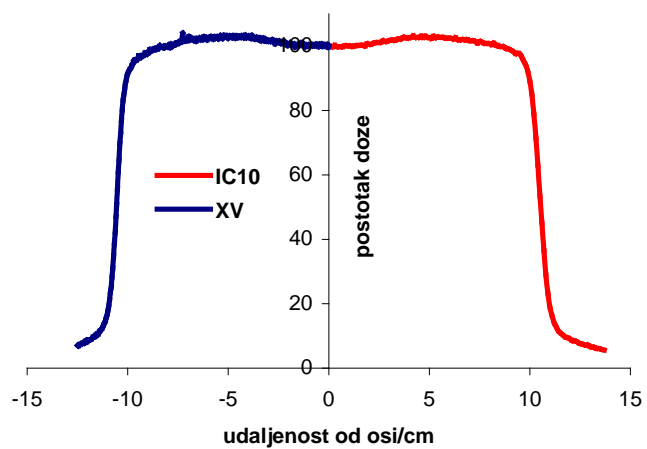
Svi profili polja su normirani tako da u točki ± 7.5 cm (ovisno o tome radi li se o lijevoj ili desnoj strani profila) od centralne osi snopa doza bude 100%. Norma je izabrana tako, radi kompenziranih snopova kod kojih se željelo izbjeći područja velikih doznih gradijenata, a točka ± 7.5 cm se nalazi u području homogene doze bez obzira radi li se o otvorenom ili kompenziranom snopu. Ista normalizacija je primjenjena na dubinama od 5 i 10 cm.

Iz grafova prikazanih na slici 3.22. se vidi da se profili polja mjereni filmom, objema diodama i ionizacijskom komorom na dubini maksimuma doze bitno ne razlikuju, odnosno da su sve korištene dozimetrijske metode jednako valjane. Razlika se jedino zamjećuje kod profila polja mjenog detektorom u sastavu sustava za *portal imaging* koji u središnjem dijelu precjenjuje dozu i do 5%. To je dijelom zbog toga što nije bilo moguće sa sigurnošću procijeniti koliko se *build up* materijala nalazi ispred detektora od amorfnog silicija. Naime, poznato je da je na dubinama većim od dubine maksimalne doze izravnost profila polja bolja zbog toga što se dodatkom atenuatora u snop reducira efekt homogenizatora snopa (eng. horn effect) koji zbog svog oblika najviše atenuira snop na njegovoj centralnoj osi.

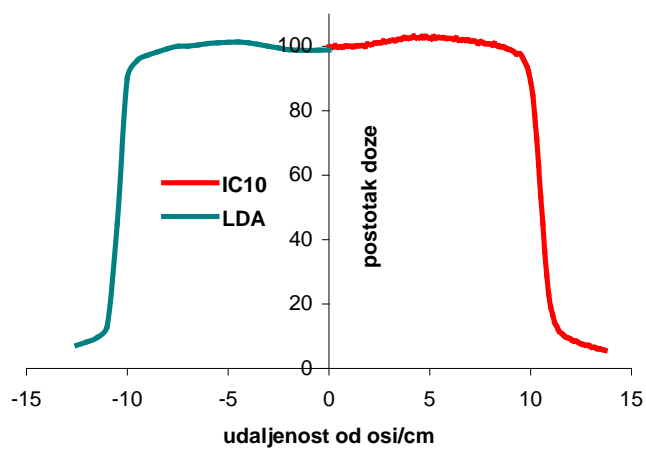
Iz grafa koji prikazuje podatke mjerene ionizacijskom komorom i grafa dobivenog na temelju Monte Carlo simulacije može se vidjeti da simulirana krivulja oblikom dobro prati mjerenu krivulju što je potvrda dobre simulacije snopa. Primjetljive su statističke fluktuacije u okviru 5% koje je moguće smanjiti povećanjem broja događaja, a time i vremenom računanja. Budući da je osnovna svrha Monte Carlo simulacije bila izračunavanje fotonskih spektara u danoj geometriji kako bi se moglo fenomenološki protumačiti mjerenja različitim detektorima, ta je točnost smatrana zadovoljavajućom. Uvažavajući postavljene uvjete točnosti, dovoljna točnost dobijena je koristeći elektronski snop s Gaussovom raspodjelom i FWHM od 1.4 mm (Slika 3.22. e). Obzirom na simetriju snopa bolju od 0.5% nije bilo potrebe za asimetrične pomake struktura akceleratora u Monte Carlo modelu.

Profili polja otvorenog snopa mjereni na dubini od 5 cm prikazani su na slici 3.23. a-d.

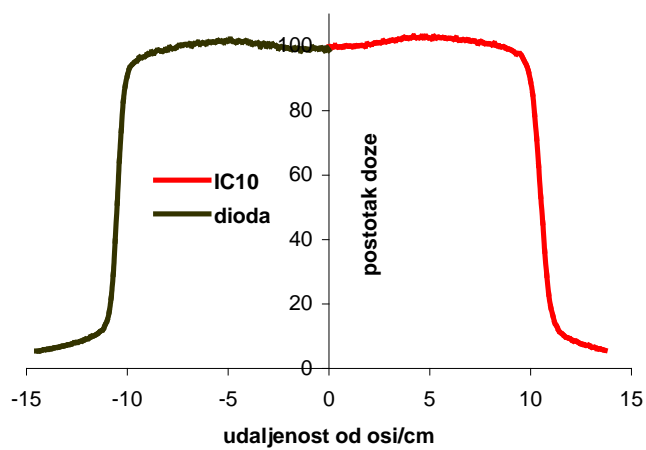
a)



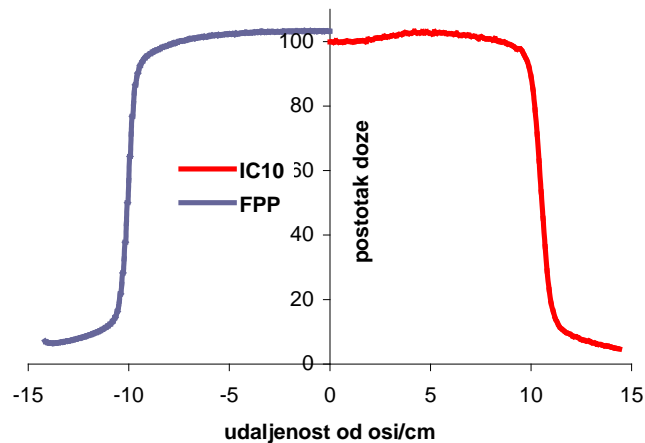
b)



c)



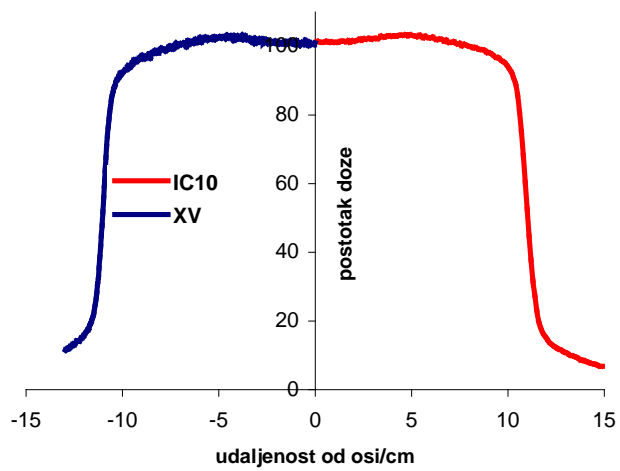
d)



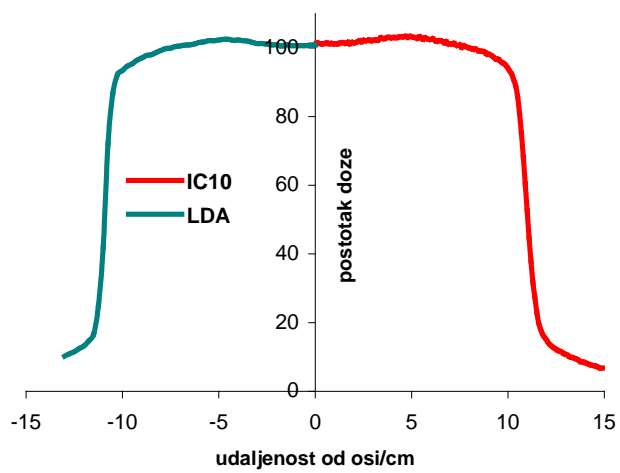
Slika 3.23. Profili polja $20 \times 20 \text{ cm}^2$ snopa X-zraka od 6 MV mjereni na dubini od 5 cm, različitim detektorima. S lijeve strane je profil mjeran **a)** filmom, **b)** nizom od 99 dioda (LDA), **c)** diodom, **d)** detektorom od amornog silicija u sklopu sustava za *portal imaging* (FPP). S desne strane je dio profila mjeran ionizacijskom komorom.

Na temelju analize mjerenja na dubini od 5 cm može se zaključiti da se profili mjereni radiografskim filmom i diodama vrlo dobro poklapaju s onima mjenjenima ionizacijskom komorom. Uočena odstupanja su u okviru pogreške mjerenja za pojedini detektor, tako je kod mjerenja nizom dioda (LDA) najveće odstupanje nešto veće od 1%, a sličan trend je uočen i kod diode, s tim što je najveće odstupanje 0.7%. Usporedbom profila polja mjenjenog detektorom od amornog silicija s profilom polja mjenjenim ionizacijskom komorom na dubini od 5 cm vidljivo je da je odstupanje u neposrednoj blizini osi snopa manje nego što je bilo kod usporedbe s profilom na dubini maksimuma. Ono sada iznosi nešto manje od 3%. Odmicanjem od centralne osi i odstupanje se smanjuje tako je na 3 cm od osi snopa odstupanje oko 1.5%, a na 4.5 cm od osi je zanemarivo. Sljedeći skup mjerenja je napravljen na dubini od 10 cm koja je bila i mjerna ravnina vezana uz provjeru raspodjele doze kompenzatorom moduliranog snopa. Rezultati su prikazani na slici 3.24.

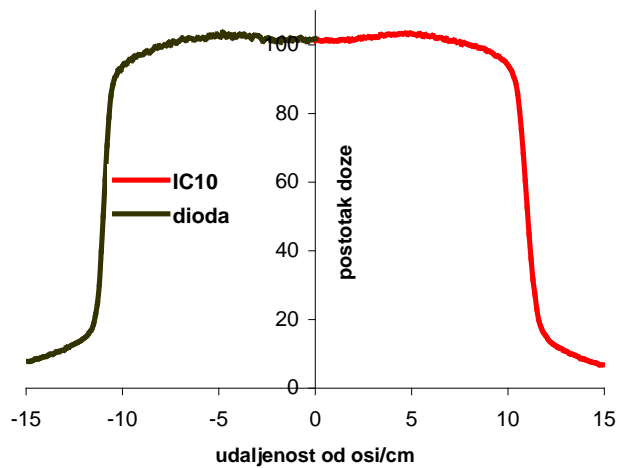
a)



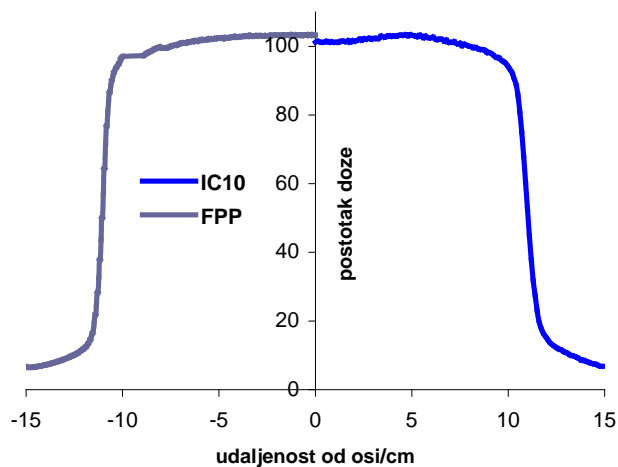
b)



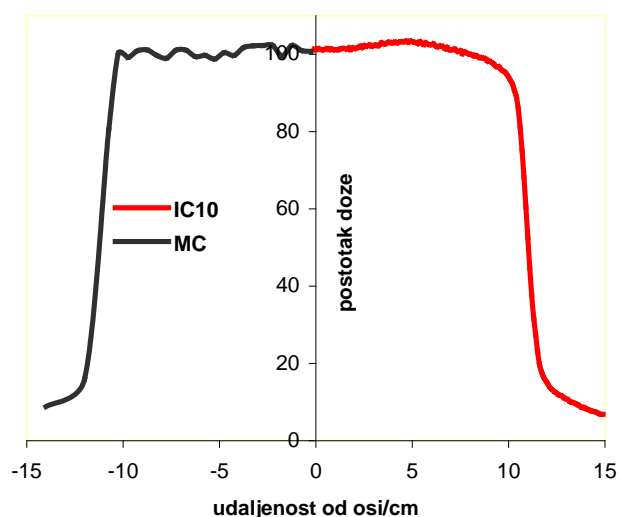
c)



d)



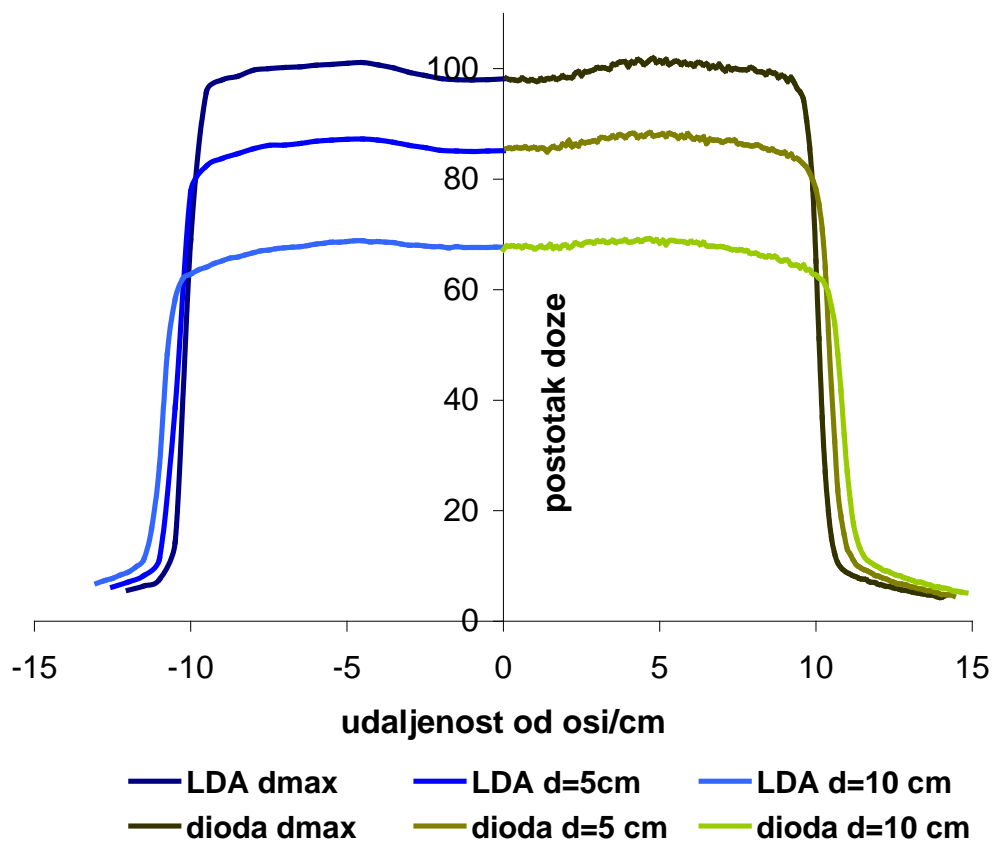
e)



Slika 3.24. Profili polja $20 \times 20 \text{ cm}^2$ snopa X-zraka od 6 MV mjereni na dubini od 10 cm, različitim detektorima. S lijeve strane su profili mjereni **a)** filmom, **b)** nizom od 99 dioda (LDA), **c)** diodom, **d)** detektorom od amornog silicija. S desne strane je dio profila mjerena ionizacijskom komorom. Na slici **e)** je prikazana usporedba podataka mjenjenih ionizacijskom komorom i izračunatih Monte Carlo simulacijom.

Iz prikaza mjenjenih podataka vidljivo je da se i na dubini od 10 cm u vodi profili polja $20 \times 20 \text{ cm}$ mjenjenih različitim detektorima vrlo dobro poklapaju. Čak je i kod mjenjenja s detektorom od amornog silicija odstupanje u blizini centralne osi nešto manje od 2%, dok je već na udaljenosti 2 cm od centralne osi to odstupanje manje od 1%.

Iz podataka dobivenih mjerenjem diodama na sve tri dubine također je vidljivo da se mjereni podaci za obje vrste dioda vrlo dobro slažu (slika 3.25.) te je zbog praktičnosti (istovremeno ‘uzorkovanje’ cijelog profila) za daljnja mjerenja korištena samo LDA.



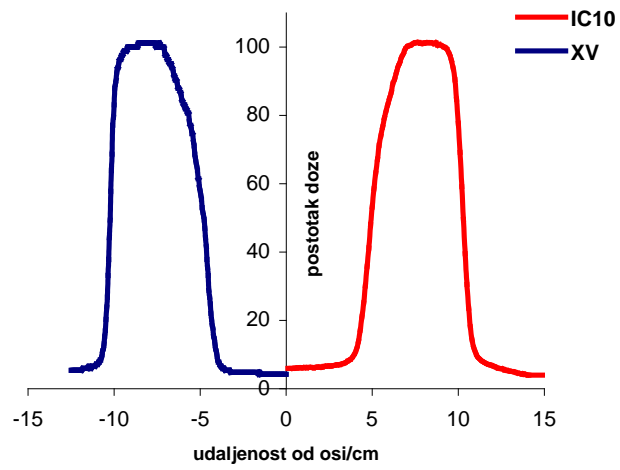
Slika 3.25. Usporedba podataka dobivenih mjernih s LDA (lijevo) i diodom

3.2.3. Profili polja kompenziranih snopova

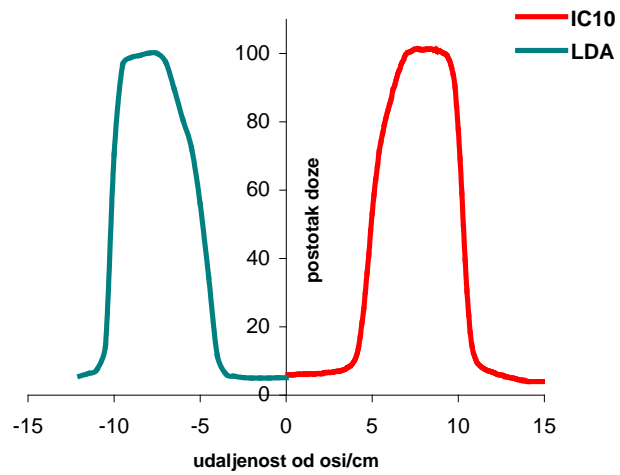
Ova skupina mjerenja je poslužila za usporedbu efikasnosti različitih vrsta detektora u snopovima, pomoću kompenzatora, promijenjenog energijskog spektra. Naime, kompenzator, slično kao i homogenizator, utječe na energijsku raspodjelu snopa. Veličinu i ‘smjer’ promjene energijskog spektra će biti pokazani na temelju izračuna Monte Carlo simulacijom.

Profili moduliranog snopa na dubini maksimuma doze prikazani su na slici 3.26.

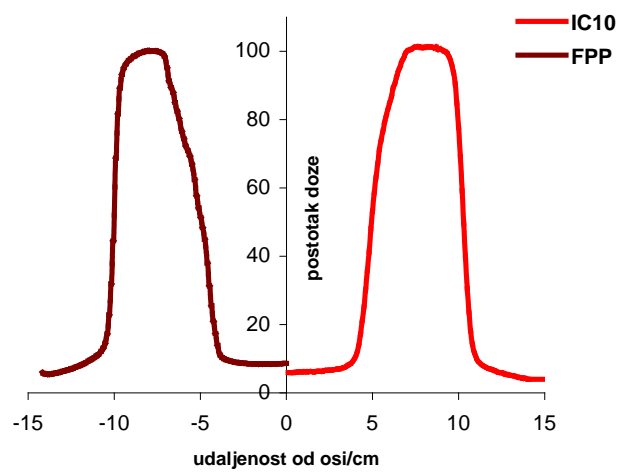
a)



b)



c)

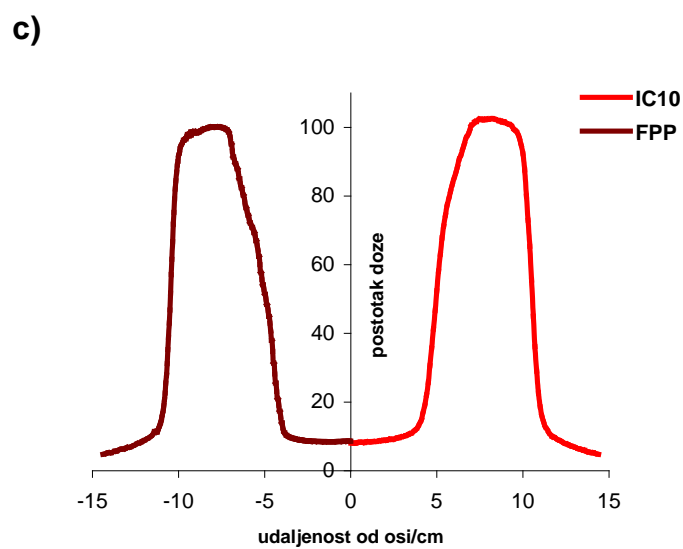
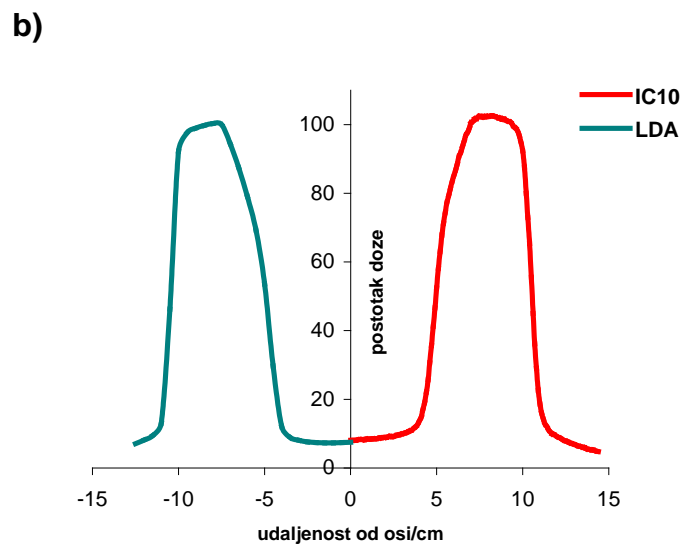
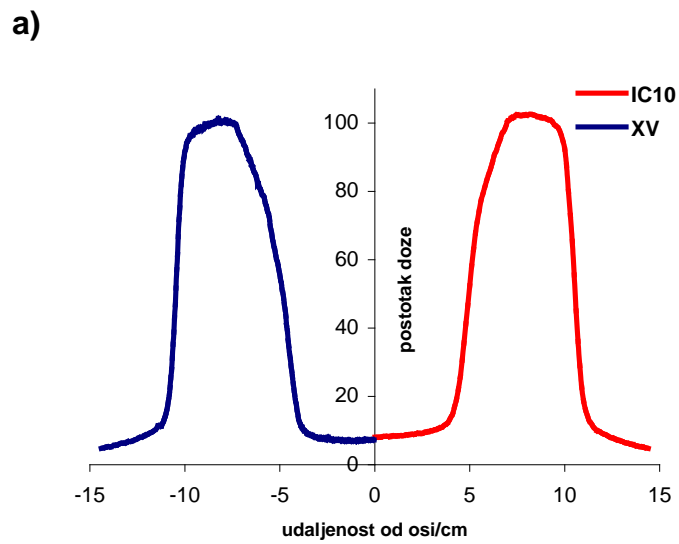


Slika 3.26. Profili polja kompenziranog snopa X-zraka od 6 MV na d_{max}

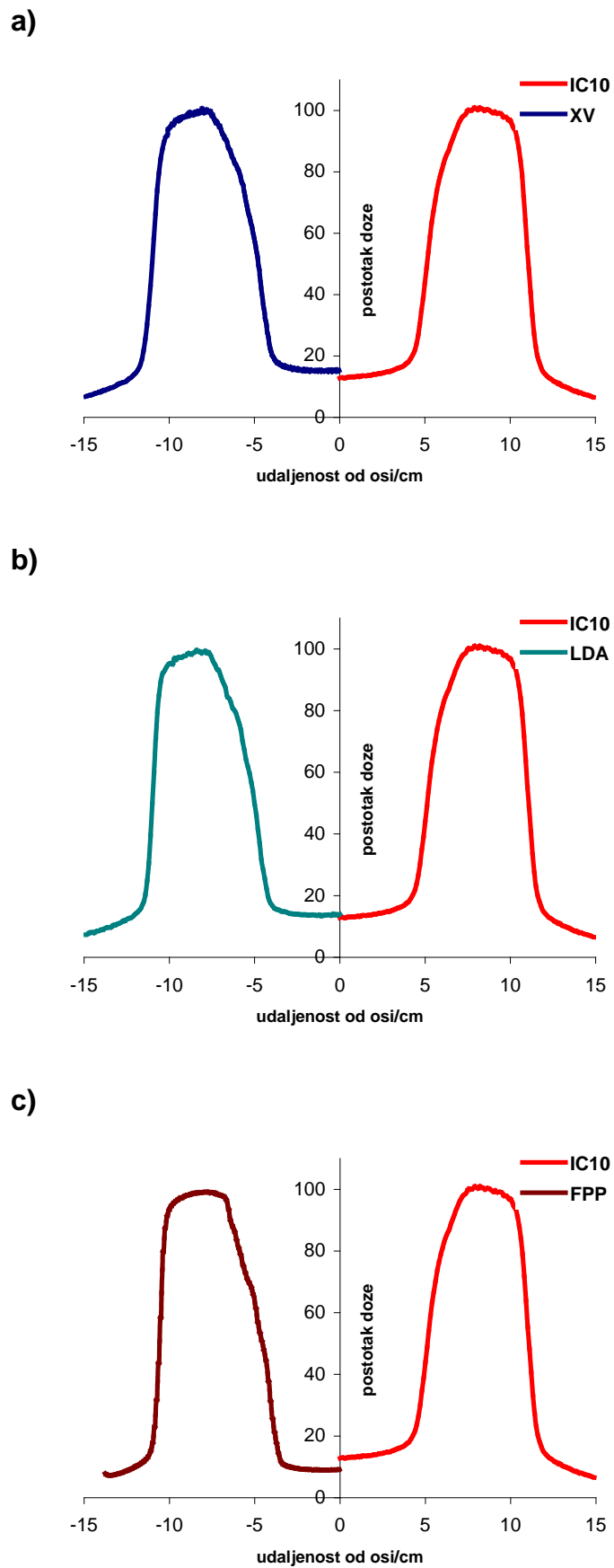
Moduliranje snopa je izvedeno tako što je u snop X-zraka od 6 MV, veličine polja $20 \times 20 \text{ cm}^2$, postavljen kompenzator izrađen na temelju ranije opisanog modela. Mjerenje je izvedeno koristeći ionizacijske komore, film, LDA i detektor od amornog silicija, s tim da je mjerenje ionizacijskom komorom ponovo uzimano kao referentno i ostale metode su uspoređivane s njim. Sa grafova se vidi da je pomoću sve tri metode procjena doze vrlo dobra i mjerene vrijednosti su duž većeg dijela profila usporedive do na pogrešku mjerenja.

Razlika u mjerenju diodama je na nivou pogreške mjerenja za tako malu dozu, dok mjerenje detektorom od amornog silicija pokazuje isti trend kao i kod otvorenog snopa pa se može prepostaviti da će i kod moduliranog snopa procjena doze tim detektorom biti bolja kad je uspoređujemo s podacima mjerenima na određenoj dubini.

Mjerenja ionizacijskom komorom, nizom dioda i filmom su, kao i kod otvorenog polja, izvedena i na dubinama od 5 i 10 cm u vodenom (ionizacijska komora, LDA), odnosno fantomu od bijelog polistirena (film). Profili polja su prikazani na slikama 3.27. i 3.28.



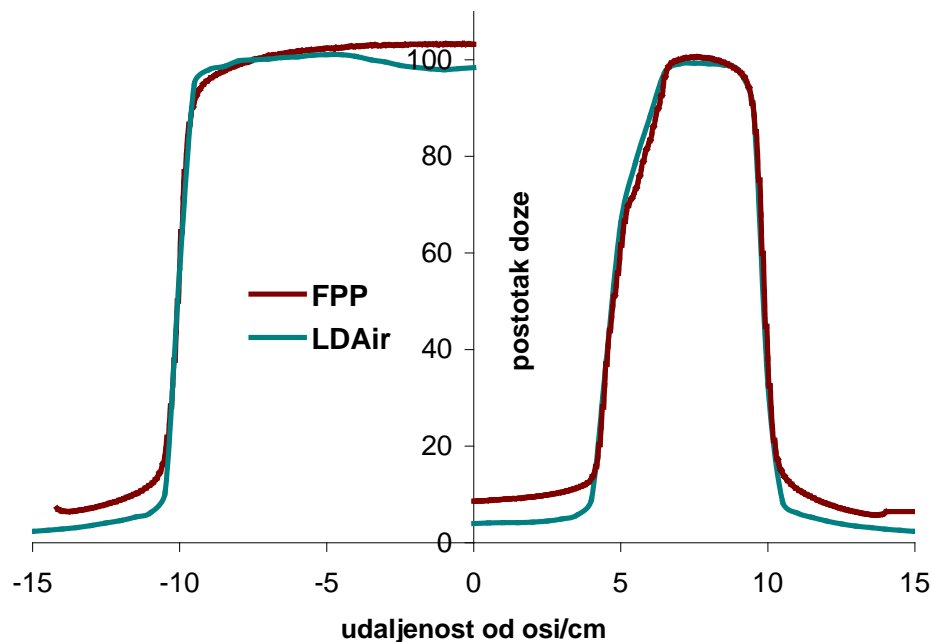
Slika 3.27. Profili polja kompenziranog snopa X-zraka od 6 MV na $d=5$ cm



Slika 3.28. Profili polja kompenziranog snopa X-zraka od 6 MV na $d=10$ cm

3.2.4. Profili polja mjereni u zraku

Na kraju je još ispitana i mogućnost provjere oblika kompenzatora u zraku, usporedbom mjerenja nizom dioda i detektorom od amorfnog silicija u sastavu sustava za *portal imaging*. Provjeru u zraku je znatno jednostavnije pripremiti od one u vodi i rezultat provjere je odmah dostupan u formi grafa i/ili numeričkih podataka. Zbog toga je ispitana vjerodostojnost provjere nizom dioda na koju je pričvršćen dodatak od 1 cm vodi ekvivalentnog materijala. Ponovo su mjereni otvoren i kompenzirani snop i rezultati su prikazani na slici 3.29.

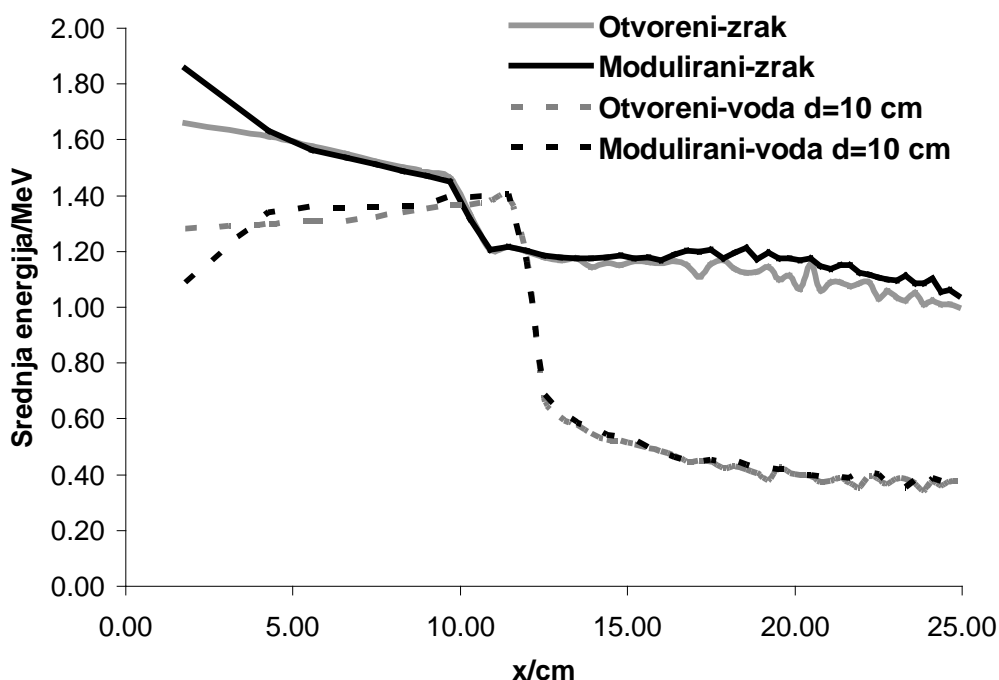


Slika 3.29. Usporedba profila polja otvorenog i moduliranog snopa X-zraka, mjenjenih nizom dioda (LDA) u zraku i detektorom od amorfnog silicija.

Na temelju grafova može se zaključiti, da se mjerenjem nizom dioda u zraku kod otvorenog snopa dobijaju točnije informacije o snopu nego što je to slučaj sa detektorom od amorfnog silicija. To je prvenstveno zbog toga što, kao što je pokazano ranije, detektor od amorfnog silicija u blizini osi snopa precjenjuje dozu. Kod moduliranog snopa oba detektora daju točne informacije o postotku doze sve do područja ispod najdebljeg dijela kompenzatora. Tu LDA zbog manjka raspršenog zračenja iz okoline dozu bitno podcjenjuje.

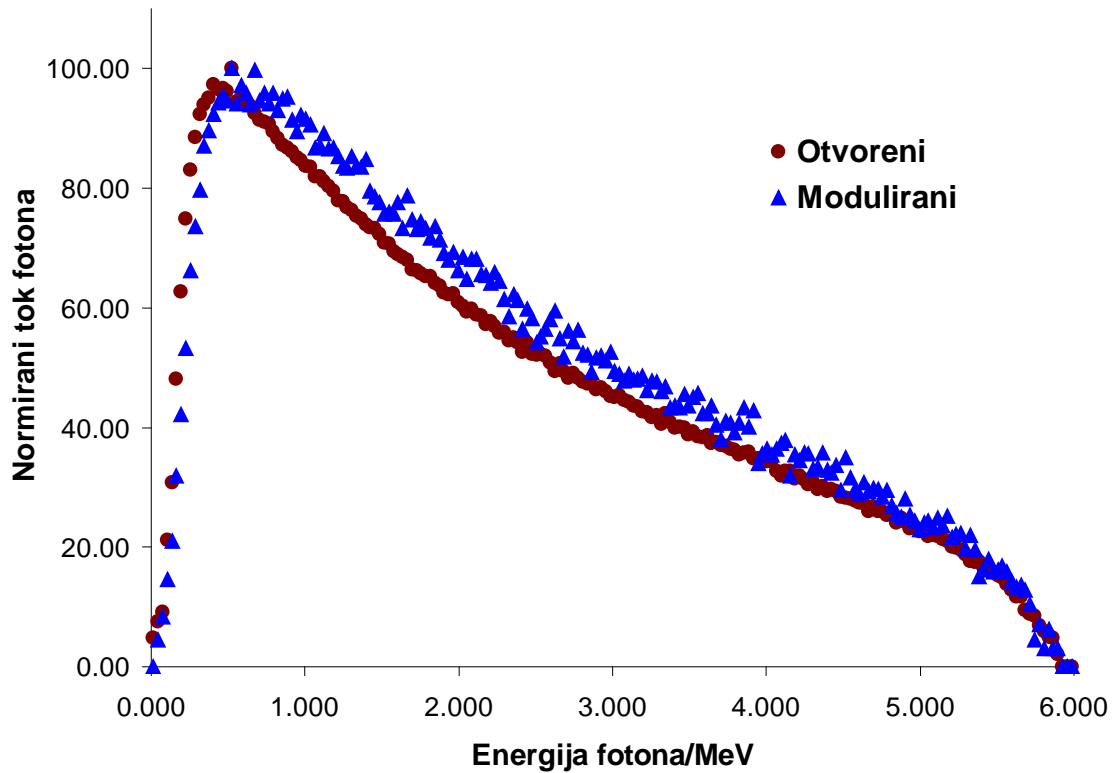
3.2.5. Analiza raspodjela doze na temelju izračunatih spektralnih distribucija

Iz profila polja zračenja mjerenih radiografskim filmom i ionizacijskom komorom vidljivo je da se oni u najvećem dijelu ispitivanih situacija slažu vrlo dobro. Znatna razlika je uočena jedino na dubini od 10 cm kod moduliranog snopa, i to ispod najdebljeg dijela kompenzatora. Ta je razlika uzrokovana razlikama u masenim koeficijentima apsorpcije za filmsku emulziju i vodu kada su energije fotona manje od 400 keV. Izračunate raspodjele srednjih energija za otvoren i modulirani snop su prikazane na slici 3.30.

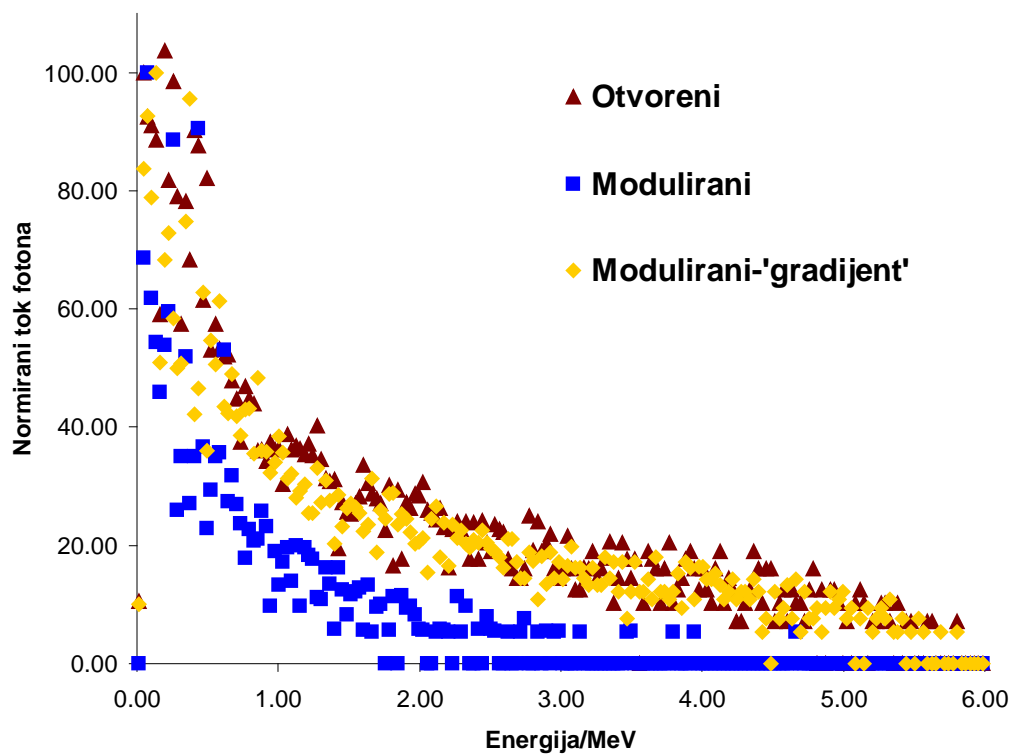


Slika 3.30. Izračunata raspodjela srednjih energija u otvorenom i kompenzatorom moduliranom snopu u zraku i na dubini od 10 cm u vodi

Iz spektralnih raspodjela fotona za otvoreni i modulirani snop u zraku (slike 3.30. i 3.31.) vidi se da ispod kompenzatora snop postaje 'tvrđi', odnosno da se srednja energija snopa povećala za oko 20%. Razlog tome je kompenzator pomoću kojeg su fotoni nižih energija uklonjeni iz snopa. Na dubini od 10 cm u vodi (slika 3.32) kompenzatorom se postiže potpuno suprotan efekt (slike 3.30. i 3.32.) te se srednja energija snopa smanjila, dakle postoji znatan doprinos raspršenog zračenja, odnosno fotona nižih energija.

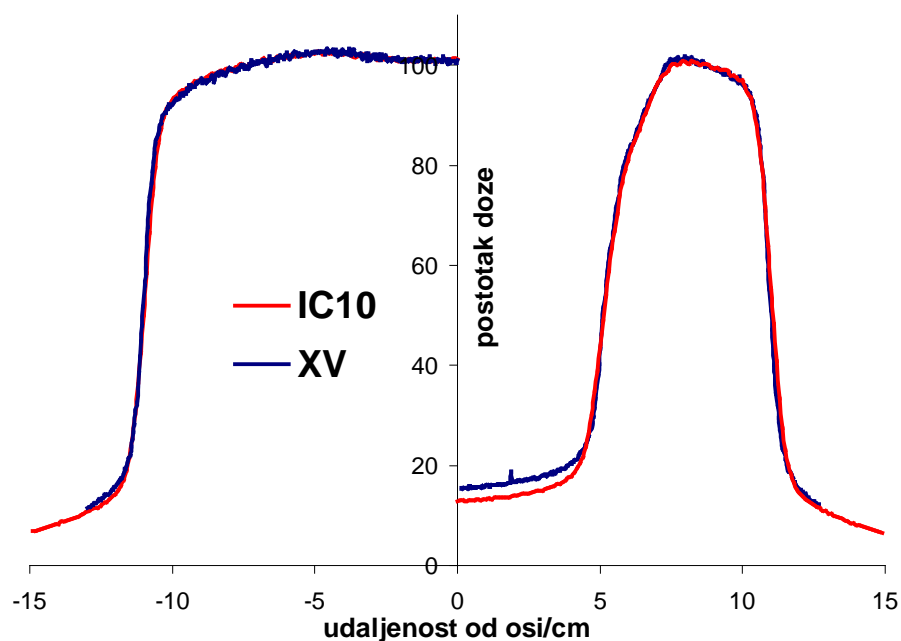


Slika 3.31. Izračunata spektralna raspodjela fotona za otvoreni i modulirani snop od 6 MV na centralnoj osi u zraku



Slika 3.32. Izračunate fotonske spektralne raspodjele na centralnoj osi snopa za otvoreni i kompenzatorom modulirani snop od 6 MV na 10 cm dubine u vodi

Na temelju poznatih masenih apsorpcijskih koeficijenata za navedene detektore i Monte Carlo simulacijom procijenjene raspodjele energija u malim volumenima izračunate su promjene u odzivu filma. Na temelju podataka prikazanih na slikama 3.30.-3.32. može se predvidjeti da će odstupanje mjerenja filmom u odnosu na ionizacijsku komoru biti najveće ispod najdebljeg dijela kompenzatora. Izračunato precjenjenje doze filmom je u tom području veće od 15% što smo mjerenjem (~17%) i utvrdili (slika 3.33). Veličina precjenjenja doze se može povezati sa promjenama u energetsom spektru fotona u snopu (slika 3.32). Nadalje, u području gdje je kompenzator strm je kvalitativno utvrđeno dobro slaganje mjerenja filmom i ionizacijskom komorom. Međutim, zbog velikih gradijenata doze u tom području nije bilo moguće kvantitativno odrediti odstupanja. Ipak, za procjenu odstupanja mogu poslužiti podaci sa slike 3.32. iz kojih se vidi da spektar u tom području prati onaj otvorenog snopa, za koji je utvrđeno da je razlika između mjerenja dvama detektorima mala (slika 3.33.), odnosno da će doza filmom biti precijenjena za zanemarivu vrijednost.



Slika 3.33. Profili polja otvorenog i moduliranog snopa mjereni filmom i ionizacijskom komorom na dubini od 10 cm u vodi

4. Rasprava

Kompenzatori fotonskih snopova zračenja zbog odlične prostorne rezolucije imaju svoje mjesto u suvremenoj terapiji zračenjem [5-9], s tim da posebnu pažnju treba posvetiti proračunu oblika kompenzatora. Naime, u prošlosti su korišteni modeli bazirani ili na metodi optimizacije [41-42] ili na metodi efektivne atenuacije [39, 40] te je proračun uglavnom sveden na računicu primarnog snopa pa su takvi modeli bili vrlo aproksimativni. Jedan od razloga za korištenje takvih modela je bila i nemogućnost precizne izrade samog kompenzatora. To se bitno promijenilo primjenom CNC tehnologije tako da se sada i kod izrade kompenzatora može postići potrebna preciznost [70]. Pri izračunu oblika kompenzatora važno je, što je točnije moguće, uključiti doprinos raspršenog zračenja kako bi odstupanja od željene raspodjele doze bila što manja. Pokazano je [67] da zanemarivanje raspršene komponente zračenja pri izračunu oblika kompenzatora može rezultirati odstupanjima u raspodjeli doze većim od 5%.

Zbog toga je započeto s razvojem metode kod koje se prilikom izračuna oblika kompenzatora egzaktnije uzima u obzir doprinos raspršenog zračenja. Samim tim se i oblik kompenzatora izračunava preciznije. Navedena metoda je korištena prilikom kombinacije dvaju načina zračenja, brahiterapije i zračenja fotonskim snopovima linearnog akceleratora [10, 11]. Kod nje je raspodjela doze oko fokalnih izvora korištena kao predložak za izračun oblika kompenzatora kojim se modulira snop fotona linearnog akceleratora. Krajnji rezultat zračenja fokalnim izvorima i kompenziranim snopovima linearnog akceleratora je ukupna raspodjela doze koja treba biti što bliža traženoj raspodjeli doze, određenoj na temelju kliničkih pretpostavki. Eksperimentalnim rezultatima (Slika 3.2.) je potvrđeno da se preciznijim proračunom može postići raspodjela doze koja se dovoljno dobro poklapa sa traženom raspodjelom doze. Opisana je i metoda koja predstavlja poopćenje gore spomenute metode [12] te je primjenjiva u većini kliničkih situacija. Dakle, ova metoda se može koristiti za izračun oblika kompenzatora u snopovima linearnog akceleratora bez obzira na uporabu fokalnih izvora. Proračun oblika kompenzatora se, kao i ranije, temelji

na metodi za izračunavanje doprinosa raspršenog zračenja u fotonskim snopovima s nehomogenim poprečnim presjecima [43] te se tako ponovo egzaktnije uračunava doprinos raspršenog zračenja. Na temelju toga izrađen je algoritam pomoću kojeg je moguća točnija procjena doze u kompenziranim snopovima linearnog akceleratora. Kompenzatori su izrađivani uporabom računalom vođenog uređaja xMill razvijenog upravo za potrebe preciznije izrade kompenzatora zračenja koji se koriste u terapiji zračenjem.

Procjena doze u kompenziranim snopovima linearnog akceleratora eksperimentalno je ispitana mjerenjima raspodjela doze u antropomorfnim fantomima (Slike 2.1. i 2.2). Uspoređivane su raspodjele doze dobivene uporabom kompenzatora čiji je oblik izračunavan metodom efektivne atenuacije i metodom opisanom u radu, sa izračunatom očekivanom raspodjelom doze. U tablici je prikazana usporedba srednjih kvadratnih odstupanja između metode efektivne atenuacije i u radu opisane metode u odnosu na zahtijevanu raspodjelu (Slike 3.2., 3.10. i 3.16) [11, 12].

	Kombinacija brahiterapija i snopovi	Snopovi linearnog akceleratora	
		Fantom 1	Fantom 2
Metoda efektivne atenuacije	6%	4%	7%
Metoda opisana u radu	3%	2%	3%

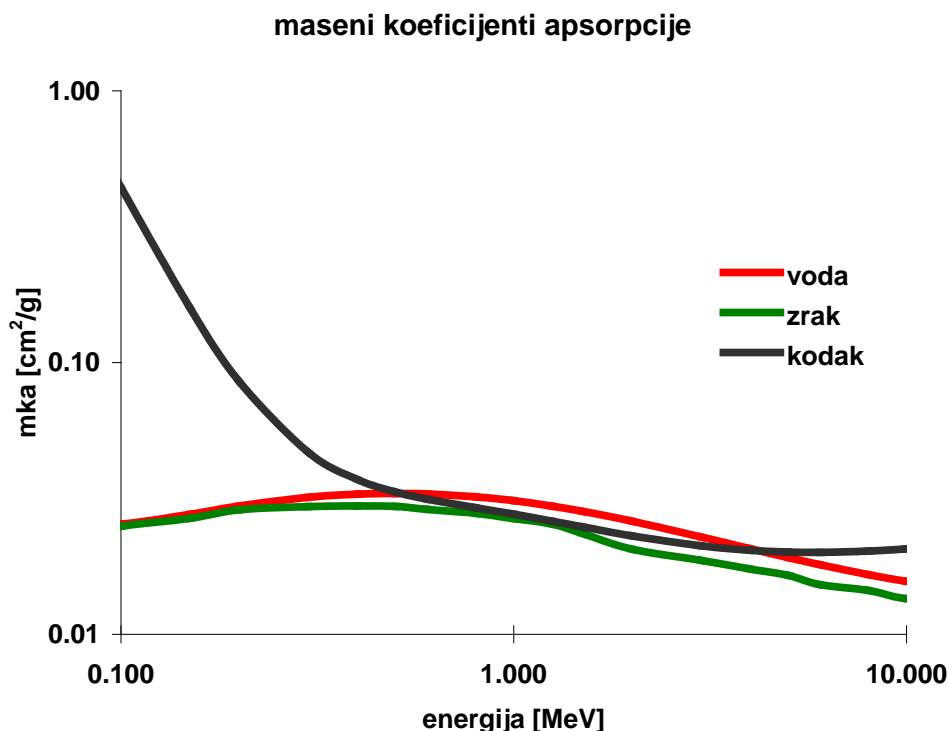
Tablica 5.1. Usporedba srednjih kvadratnih odstupanja raspodjela doze dobivenih uporabom kompenzatora čiji je oblik izračunat različitim metodama

Dobiveni rezultati potvrđuju opravdanost uporabe složenije računice u algoritmu za izračunavanje oblika kompenzatora. Iako složenija računica izradu kompenzatora također čini složenijom, to je danas rješivo uporabom računalom vođenih uređaja za obradu materijala (eng. milling machine). Takvi uređaji također imaju određena mehanička ograničenja zbog kojih ponekad nije moguće u potpunosti ispoštovati zahtjeve definirane računicom. Ipak, pokazano je da su ta ograničenja znatno manja od onih kod modulacije intenziteta

uporabom višamelarnog kolimatora, kod koje je najveći problem konačna širina listića [6].

Za verifikaciju metode je korišteno više dozimetrijskih tehnika, no zbog svojih dobrih karakteristika [10-15] izabrana je dozimetrija radiografskim filmom.

U literaturi [14, 16,17] se spominju ograničenja filmske dozimetrije koja se uglavnom odnose na energijsku ovisnost filma kao dozimetra (Slika 4.1.).



Slika 4.1. Maseni koeficijenti apsorpcije (μ_{en}) za vodu, zrak i film Kodak

Zbog toga je ispitana vjerodostojnost filmske dozimetrije kod provjere kompenziranih fotonskih snopova. Podaci dobiveni filmskom dozimetrijom su uspoređivani s onima dobivenim drugim dozimetrijskim metodama koje se uglavnom koriste za mjerenje raspodjela doze u jednoj dimenziji (profili polja zračenja) ili točki. Na taj način se moglo kvantitativno odrediti odstupanja između različitih dozimetrijskih metoda i, ne manje važno, provjeriti kako ostali, nama dostupni dozimetri, mogu biti korišteni za provjeru nehomogenih raspodjela doze.

Sa slike 3.26. se vidi da je pomoću sve tri metode procjena doze na dubini maksimuma vrlo dobra i mjerene vrijednosti su duž većeg dijela profila usporedive do na pogrešku mjerenja. Razlike su jedino uočljive ispod najdebljeg

dijela kompenzatora. Tako se na poziciji ± 1 cm od osi snopa, ionizacijskom komorom mjeri 6.15%, filmom 4.23%, LDA 5.4%, a amorfnim silicijem 8.4% doze u točki ± 7.5 cm u kojoj je profil snopa normiran. Manjak doze mjeren filmom je objašnjiv manjkom fotona nižih energija ispod najdebljeg dijela kompenzatora na koje je film osjetljiviji (Slika 4.1.). Iz profila polja na 5 cm dubine (Slika 3.27.) se vidi da je njihovo poklapanje za sve detektore vrlo dobro. Čak su i odstupanja ispod najdebljeg dijela kompenzatora u okviru pogreške mjerenja. Mjerene vrijednosti na poziciji ± 1 cm od osi snopa su kod ionizacijske komore 8.5%, filma 7.3%, niza dioda 7.6%, a detektora od amorfnog silicija 8.5% doze u točki ± 7.5 cm u kojoj je profil snopa normiran. Kod mjerenja na dubini od 10 cm, za najveći dio profila imamo vrlo dobro slaganje mjerenih podataka za sve detektore. Odstupanja su nešto veća u dijelu ispod najdebljeg dijela kompenzatora. Na poziciji ± 1 cm od osi snopa ionizacijskom komorom mjerimo 13.4%, filmom 15.7%, nizom dioda 13.7%, a detektorom od amorfnog silicija 8.5% doze u referentnoj točki. Porast doze kod filma je očekivan zbog doprinosa raspršenog zračenja, odnosno fotona nižih energija iz fantoma.

Ionizacijske komore malog volumena i poluvodički detektori su se pokazali vrlo efikasnim kod provjere oblika kompenzatora koju je moguće izvesti u geometrijski pravilnim fantomima, u vodi. To nije slučaj kod mjerenja u antropomorfnim, čvrstim fantomima gdje su mjerenja ograničena na svega nekoliko pozicija u fantomu u kojima su priređeni otvori za detektore. Nadalje, u literaturi se navodi da se sustav za *portal imaging* može upotrijebiti za dobivanje podataka o raspodjeli doze nemoduliranih fotonskih snopova linearnog akceleratora [18, 19]. Mi smo pokušali ispitati može li se sustav za *portal imaging* na isti način upotrijebiti u svrhu dvo-dimenzionalne provjere kompenziranih snopova linearnog akceleratora.

Na temelju usporedbi mjerenja kompenziranih fotonskih snopova različitim detektorima (Slike 3.26.-3.28.) vidi se da posebnu pažnju treba voditi o tumačenju rezultata mjerenja dobivenih sustavom za *portal imaging*. Naime, pokazalo se da se raspodjele doze kompenziranih snopova dobivene tim sustavom najbolje poklapaju sa raspodjelama izmjerenim ionizacijskom komorom na dubini od 5 cm u vodi (Slika 3.27.) dok u drugim mjernim ravninama precjenjuju, odnosno podcjenjuju dozu. To znači da se sustav za

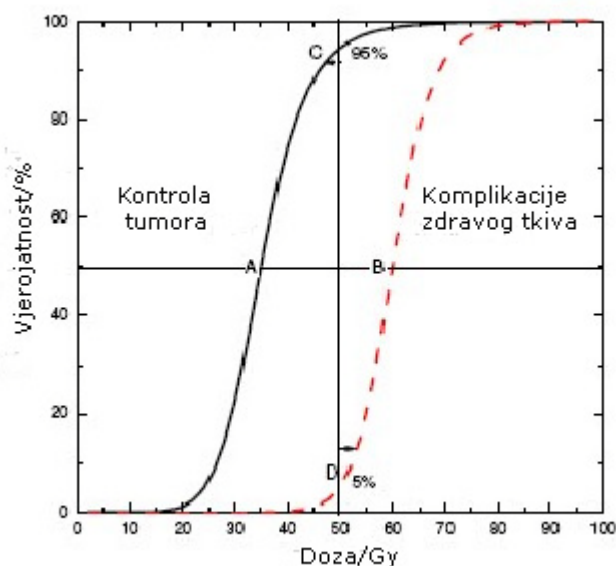
portal imaging može koristiti za provjeru raspodjela doze na dubinama oko 5 cm, dok je za provjeru cjelokupne raspodjele u simuliranim stvarnim uvjetima i na različitim dubinama radiografski film bolji izbor.

Da bismo rastumačili dobivene rezultate eksperimentalne uvjete smo simulirali pomoću Monte Carlo modela. U literaturi [66-68] se navodi utjecaj kompenzatora na energiju snopa fotona na način da kompenzator smanjuje broj fotona nižih energija u snopu (eng. beam hardening). Izračunavajući raspodjele srednjih energija i spektralne raspodjele za različite eksperimentalne uvjete pokazali smo energijske promjene u snopu linearnog akceleratora u koji je postavljen kompenzator (Slike 3.30.-3.32). Pri tome se može razlučiti dva efekta. U zraku i na manjim dubinama je vidljiv utjecaj povećanja srednje energije snopa, dok na većim dubinama taj efekt nije dominantan. Naime, zbog mnoštva raspršenih fotona nižih energija iz okolnog sredstva (voda) dolazi do smanjenje srednje energije snopa fotona (eng. beam softening). Na taj način se može objasniti i odstupanja u odzivu različitih detektora. Simulacijom je tako pokazano da u moduliranom snopu ispod najdebljeg dijela kompenzatora na mjernoj dubini od 10 cm postoji izražena nisko-energijska komponenta fotonskog snopa (Slika 3.32.) pa je jasno zašto film u tom dijelu snopa precjenjuje dozu (Slika 3.33.) [16, 17].

Saznanja vezana uz ograničenja pojedinih dozimetara koji se koriste za verifikaciju raspodjele doze u snopovima modulirane jakosti mogu doprinijeti preciznijoj procjeni doze i to ne samo kod korištenja kompenzatora, već i kod višamelarnim kolimatorom moduliranih snopova.

5. Zaključak

Točnost procjene propisane absorbirane doze određenom ciljnom volumenu ključna je za uspjeh postupka terapije zračenjem. Kako bi uspješnost bila što veća nužno je voditi računa o čitavom nizu čimbenika koji mogu doprinijeti pogreškama u procjeni doze i do 10% [71]. Njih možemo podijeliti na one fizikalne, vezane uz sam snop zračenja, i na one vezane uz ponovljivost postavljanja ciljnog volumena u snop pošto se ukupna doza potrebna za kontrolu bolesti dijeli na manje dijelove (frakcije) pa je za izvršenje cjelokupne terapije često potrebno i više od 30 frakcija. Razlog podjele ukupne doze na manje dijelove je potencijalno trajno oštećenje zdravog tkiva određenom dozom zračenja. Iz radiobiologije je, naime, poznato da odnos između vjerojatnosti kontrole tumora i mogućih komplikacija u određenom zdravom tkivu ovisi o dozi zračenja i može ga se prikazati pomoću sigmoidalnih krivulja (slika 5.1.).



Slika 5.1. Vjerojatnost kontrole tumora, odnosno komplikacija uzrokovanih zračenjem, u ovisnosti o dozi.

Sušтина terapije zračenjem se svodi na ozračivanje bolesnog tkiva dozom dovoljno visokom za kontrolu bolesti, a da pri tom okolno zdravo tkivo bude pošteđeno što je više moguće. Frakcioniranjem je to moguće postići zbog toga što se ciljno područje nastoji ozračiti dozom dovoljnom za izazivanje dvo-lančanih lomova staničnog DNK, a da pri tom u okolnom zdravom tkivu doza

bude znatno manja. Zato je broj dvo-lančanih lomova DNK u zdravom tkivu vrlo mali, a prevladavaju jednolančani lomovi koji se u vremenu između dviju frakcija (>12 sati) mogu reparirati. Jasno je stoga, da bit i smisao terapije zračenjem počiva na odnosu krivulje kontrole tumora i krivulje komplikacija prikazanih na slici 5.1. Nepovoljno u ovom odnosu je njihova sličnost i blizina koja reflektira sličnost tumorskog i zdravog tkiva, te njihov sličan odziv na zračenje. Povoljna je okolnost da je krivulja rizika od komplikacija pomaknuta malo udesno jer da se krivulje preklapaju terapija zračenjem ne bi imala smisla. Ovako između dviju krivulja postoji usko područje koje je moguće primjeniti u terapiji, odnosno moguće je predati tumoricidnu dozu, a s malim rizikom komplikacija. Izlaskom iz tog područja drastično se povećava rizik od komplikacija. Mala širina tog područja zahtjeva vrlo točno određivanje doze. Parametri vezani uz snop zračenja koji utječu na tu točnost se pomoću kalibracije snopova i redovnim provođenjem procedura vezanih uz kontrolu kvalitete uređaja linearnog akceleratora mogu vrlo precizno podesiti. Potencijalni problem u preciznoj procjeni doze predstavlja modeliranje snopova koje se izvodi na temelju podataka izmjerenih u vodenom fantomu te se modelirani (proračunati) podaci uspoređuju i prilagođavaju mjerenima. Zbog toga je nužno napraviti dodatna mjerenja raspodjele doze za pojedine terapijske situacije. Posebno stoga što izravna, *in vivo* mjerenja nisu dovoljno precizna jer daju informaciju o ulaznoj i izlaznoj dozi na temelju kojih se onda računski radi procjena apsorbirane doze.

Jedan od načina na koji se može optimizirati raspodjelu doze je uporaba kompenzatora megavoltnih fotonskih snopova. Pomoću njih se oblikuje raspodjela doze unutra polja zračenja pa predstavljaju vrlo korisno sredstvo i imaju relativno dugu primjenu u terapiji zračenjem. U posljednje vrijeme su, zbog automatiziranog postupka moduliranja snopa, akceleratori s višamelarnim kolimatorom donekle umanjili potrebu za kompenzatorima. Ipak, zbog odlične prostorne rezolucije i puno kraćeg vremena zračenja kompenzatori se, ponekad i u vrlo složenim oblicima, još uvijek koriste u terapiji zračenjem. Ograničenja kod uporabe kompenzatora su bila vezana za izračunavanje njihova oblika te na preciznost izrade. Do sada se izračunavanje oblika kompenzatora temeljilo na korištenju efektivnih koeficijenata atenuacije pa je doprinos raspršenog zračenja uziman u obzir samo približno. U svrhu

poboljšanja točnosti izračunavanja oblika kompenzatora razvijena je u radu opisana metoda za izračunavanje doprinosa raspršenog zračenja u fotonskim snopovima s nehomogenim poprečnim presjecima kod kombinacije dvaju modusa zračenja, brahiterapiju i terapiju snopovima linearnog akceleratora tako da se na temelju raspodjele doze oko fokalnih izvora modulira raspodjela doze snopova linearnog akceleratora s ciljem da ukupna raspodjela bude upravo ona tražena. Ta metoda je poopćena tako da je ona sada primjenjiva u većini kliničkih situacija. U radu su dane teorijske osnove metode za izračun oblika kompenzatora uz egzaktnije uračunavanje raspršene komponente zračenja. Isto tako su prikazane usporedbe raspodjela doze dobivenih korištenjem efektivnih koeficijenata atenuacije i naše metode iz kojih se vidi važnost preciznijeg uračunavanja raspršene komponente snopa zračenja. Naime, uporabom opisanog modela odstupanja od zahtijevane raspodjele, koja su kod primjene efektivnih koeficijenta atenuacije bila veća od 5%, su smanjena na manje od 3%.

Nadalje, problem nemogućnost fine izrade precizno izračunatih oblika kompenzatora je riješen uporabom kompjuterski vođenih (CNC) uređaja pomoću kojih se na vrlo precizan način mogu izraditi kompenzatori različitih oblika.

Dodatna netočnost u procjeni doze je vezana za nepoznavanje ograničenja detektora kojima se doza mjeri. To se posebno odnosi na dozimetriju moduliranih snopova. Naime, za svakodnevna mjerenja raspodjela doze kod takvih snopova nužno je imati dvo-dimenzionalni detektor dobre razlučivosti. Zbog toga su u posljednje vrijeme razvijeni uređaji s velikim brojem ionizacijskih komora/dioda postavljenih u matricu. Njihov nedostatak je konačan broj detektora tako da im razlučivost još uvijek nije usporediva sa onom kod radiografskog filma. Nadalje tim se detektorima može mjeriti samo u geometriji okomitoj na snop zračenja, a kod provjere izodoznog plana zračenja doprinose različito postavljene polja zračenja moguće je u antropomorfnim fantomima provjeriti jedino u geometriji paralelnoj sa snopom zračenja. Zbog toga je radiografski film još uvijek vrlo korisno sredstvo za mjerenje raspodjele doze fotonskih snopova koji se koriste u terapiji zračenjem.

U radu je ispitana pouzdanost očitavanja izmjerenih različitim detektorima u različitim uvjetima, u odnosu na mjerenja ionizacijskom komorom malog volumena. Za usporedbu i tumačenje rezultata su korišteni izračuni napravljeni pomoću Monte Carlo simulacije. Pri tome su posebno zanimljiva bila moguća ograničenja kod mjerenja filmom.

Prema očekivanjima, slaganja između mjerenja ionizacijskom komorom i diodom različitih radnih volumena bila su vrlo dobra, što se slagalo i sa simuliranom raspodjelom doze. Kod mjerenja detektorom od amorfnog silicija u sustavu za *portal imaging* pokazalo se ograničenje vezano uz 'dubinu' na kojoj se mjeri. Naime, za razliku od ostalih detektora taj je sustav 'zatvoren' i namjenjen mjerenjima u zraku. Naš cilj je bio utvrditi kojim uvjetima u vodenom fantomu odgovaraju očitavanja raspodjele doze napravljena tim sustavom. Pokazano je da ukoliko su od interesa raspodjele doze na dubinama oko 5 cm i taj sustav može biti koristan za njihovu verifikaciju.

Nadalje, pokazano je da je film vrlo pouzdan medij za relativnu dozimetriju fotonskih snopova, kako otvorenih, tako i moduliranih. Ipak, pri njegovoj uporabi treba biti svjestan određenih ograničenja vezanih za energijsku ovisnost.

Poznavanje ograničenja dozimetara koji se koriste za verifikaciju raspodjele doze posebno će pridonjeti većoj točnosti procjene doze u snopovima modulirane jakosti [72], ne samo kompenzatorima, nego i pomoću pomicanja lamela višelamelarnog kolimatora.

Znanstveni doprinos ovog rada je novi model izračunavanja raspodjele doze u fotonskim snopovima linearnog akceleratora modulirane jakosti koji na precizniji način uzima u obzir doprinos raspršenog zračenje. Pokazano je da model bolje procjenjuje dozu od do sada najčešće korištenog u kliničkim slučajevima. Osim toga ispitane su dozimetrijske nesigurnosti različitih dozimetara koji se koriste za verifikaciju kompenziranih snopova, uspoređena izmjerene raspodjele doze s onima računatim pomoću Monte Carlo simulacije transporta čestica i na temelju toga je predložena najtočnija metoda za verifikaciju raspodjele doze u fotonskim snopovima linearnog akceleratora modulirane jakosti.

6. Bibliografija

1. Intensity Modulated Radiation Therapy Collaborative Working Group (2001) Intensity-modulated radiotherapy: Current status and issues of interest. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 51:880–914
2. Xia P, Chuang CF, Verhey LJ. (2002) Communication and sampling rate limitations in IMRT delivery with a dynamic multileaf collimator system. *Med. Phys.* 29:412–423
3. Purdy JA. (2000) Future directions in 3-D treatment planning and delivery: A physicist's perspective. *Int. J Radiat. Oncol. Biol. Phys.* 46:3–6
4. Arnfield MR, Wu Q, Tong S, Mohan R. (2001) Dosimetric validation for multileaf collimator-based intensity modulated radiotherapy: A review. *Med Dosim.* 26:179–188
5. Chang SX, Cullip TJ, Deschesne KM, Miller EP, Rosenman JG (2004) Compensators: An alternative IMRT delivery technique. *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 5 :15-36
6. Meyer J, Mills JA, Haas OCL, Parvin KJ, Burnham KJ (2000) Some limitations in the practical delivery of intensity modulated radiation therapy. *Br.J. Radiol.* 73:854-863
7. Chang SX, Cullip TJ, Deschesne KM (2000) Intensity modulation delivery techniques: 'Step&shot' MLC autosequence versus the use of a modulator. *Med.Phys.* 27:948-959
8. Hansen VN, Evans PM, Shentall GS, Helyer SJ, Yarnold JR, Swindel W (1997) Dosimetric evaluation of compensation in radiotherapy of the breast: MLC intensity modulation and physical compensators. *Radiother. Oncol.* 42:249-256
9. Dimitriadis DM, Fallone BG (2002) Compensators for intensity-modulated beams. *Med. Dosim.* 27:215-220
10. Jurković S (2001) Homogenizacija doznih gradijenata oko fokalnih izvora kompenziranim fotonskim snopovima, Magistarski rad, Prirodoslovno-matematički fakultet Zagreb

11. Jurković S, Žauhar G, Faj D, Smilović Radojčić Đ, Svabić M (2010)
Radiation therapy photon beams dose conformation according to dose distribution around intracavitary applied brachytherapy sources. *Med.Dosim.* 35:49-52
12. Jurković S, Žauhar G, Bistrović M, Faj D, Kaliman Z, Smilović Radojčić D (2007) *Nucl. Instrum. Methods A* 580:530-33
13. Salz H, Wieszorek T, Scheithauer M, Schwedas M, Beck J, Wendt TG (2005) IMRT with Compensators for Head-and-Neck Cancers. *Strahlenther.Onkol.* 181:665-672
14. Bucciolini M, Banci F, Casati M. (2004) Verification of IMRT fields by film dosimetry. *Med. Phys.*31:161–168
15. Guidelines for the verification of IMRT, ESTRO Booklet #9 editors: B. Mijnheer and D. Georg, European Society for Radiotherapy and Oncology, Brussels 2008
16. Wang X, Spirou S, Lo Sasso T, Stein J, Chui C, Mohan R. (1996) Dosimetric verification of intensity-modulated fields. *Med. Phys.* 23,317–327
17. Ju SG, Ahn YC, Huh SJ, Yeo IJ (2002) Film dosimetry for intensity modulated radiation therapy: Dosimetric evaluation. *Med Phys.* 29:351–355
18. Jacobs M, Nijsten S, Lambin P, Minken A (2005) Dosimetric calibration of a Siemens OptiVue 500 amorphous silicon electronic portal imaging device. ESTRO Physics Lisboa.
19. Cremers F, Frenzel T, Kausch C, Albers D, Schonborn T, Schmidt R. (2004) Performance of electronic portal imaging devices (EPIDs) used in radiotherapy: image quality and dose measurements. *Med.Phys.*31:985–996
20. Reaside DE (1976) Monte Carlo Principles and Applications. *Phys. Med. Biol.* 21:181-197.
21. Verhaegen F, Seuntjens J (2003) Monte Carlo modeling of external radiotherapy photon beams. *Phys. Med. Biol.* 48: R107–R164
22. Nahum AE (1978) Water/air mass stopping power ratios for megavoltage photon and electron beams. *Phys. Med. Biol* 23: 24-38
23. Cunningham JR, Schultz RJ (1984) On the selection of stopping-power and mass energy-absorption coefficient ratios for high-energy x-ray dosimetry. *Med. Phys.* 11:618-623

24. Chaney EL, Cullip TJ (1994) A Monte Carlo study of accelerator head scatter. *Med. Phys.* 21: 1383-1390
25. Sheikh-Bagheri D, Rogers DWO (2002) Sensitivity of megavoltage photon beam Monte Carlo simulations to electron beam and other parameters. *Med. Phys.* 29:379-390.
26. Rogers DWO, Kawrakow I, Seuntjens JP, Walters BR, Mainegra-Hing E (2003) NRC user codes for EGSnrc. NRCC Report PIRS-702(RevB), Ottawa
27. Nelson WR, Hirayama H and Rogers DWO (1985) The EGS4 code system. Stanford Linear Accelerator Center Report SLAC-265
28. Rogers DWO, Walters B, Kawrakow I (2005) BEAMnrc Users Manual, NRC report PIRS-0509(A)
29. Sheikh-Bagheri D, Rogers DWO, Ross CK, Seuntjens JP (2000) Comparison of measured and Monte Carlo calculated dose distribution from the NRC linac. *Med. Phys.* 27: 2256-2266
30. Verhaegen F, Mubata C, Pettingell J, Bidmead AM, Rosenberg I, Mockridge D, Nahum AE (2001) Monte Carlo calculation of output factors for circular rectangular and square fields of electron accelerators (6-20 MeV). *Med. Phys.* 28: 938-949
31. Zhu TC, Bjärngård BE (2001) Modeling the output ratio in air for megavoltage photon beams. *Med. Phys.* 28: 925-937
32. Ding GX (2002) Energy spectra, angular spread, fluence profiles and dose distributions of 6 and 18 MV photon beams: results of Monte Carlo simulations for a Varian 2100EX accelerator. *Phys. Med. Biol* 47: 1025-1046.
33. Ding GX (2003) Using Monte Carlo simulations to commission photon beam output factors – a feasibility study. *Phys. Med. Biol* 48: 3865-3874
34. Nilsson B, Montelius A, Andreo P (1992) A study of interface effects in ^{60}Co beams using a thin-walled parallel plate ionization chamber. *Med. Phys.* 19: 1413-1421
35. Mobit PN, Nahum AE, Mayles P (1997) An EGS4 Monte Carlo examination of general cavity theory. *Phys. Med. Biol* 42: 1319-1334

36. Borg J, Kawrakow I, Rogers DWO, Seuntjens JP (2000) Monte Carlo study of correction factors for Spencer-Attix cavity theory at photon energies at or above 100 keV. *Med. Phys.* 27: 1804-1813
37. Dohm OS, Fippel M, Christ G, Nüsslin F (2005) Off-axis chamber response in the depth of photon dose maximum. *Phys. Med. Biol* 50: 1449-1457
38. Kawrakow I (2000) Accurate condensed history MC simulation of electron transport. I. Application to ion chamber response simulations. *Med. Phys.* 27: 499–513
39. Bagne FR, Sansami N., Hoke SW, Bronn DG (1990) A study of effective attenuation coefficient for calculating tissue compensator thickness. *Med.Phys.* 17:117-121
40. Robinson DM, Scrimger JW (1987) Megavoltage photon beam dose reduction with retracted tissue compensators. *Phys.Med.Biol.* 32:1031-1037
41. Djordjevic A, Bonham DJ, Hussein EMA, Andrew JW, Hale MA (1990) Optimal design of radiation compensators. *Med.Phys.* 17:397-404
42. Renner WD, O'Connor TP, Bermudez NM, (1989) An algorithm for design of beam compensators. *Int. J. Radiat. Oncol. Biol.Phys.* 17:227-234
43. Cunningham JR (1971) Scatter-Air Ratios. *Phys.Med.Biol.*; 17:42-51
44. Viculin T, Jurković S, Bagović D, Bistrovic M (2000) The use of transparency graphics scanner as a field densitometer for irradiated films, IRPA regional congress on radiation protection, Dubrovnik
45. IAEA (2004) "Absorbed Dose Determination in External Beam Radiotherapy: An International Code of Practice for Dosimetry based on Standards of Absorbed Dose to Water" Technical Reports Series No. 398, International Atomic Energy Agency, Vienna
46. IAEA (1997) "Absorbed Dose Determination in Photon and Electron Beams: An International Code of Practice", Technical Reports Series No. 277, International Atomic Energy Agency, Vienna
47. Karzmark CJ, Nunan CS, Tanabe E. *Medical Electron Accelerators*, McGraw-Hill, New York, 1993.
48. Rikner G, Grusell E, Jung B, Hoegstrom B, Maripuu E (1984) Variance measurements with two semiconductor dose detectors. *Acta Radiol. Oncol.* 23:471-475

49. Rikner G (1985) Characteristics of a selectively shielded p-Si detector in 60 Co and 8 and 16 MV Roentgen Radiation. *Acta Radiol.Oncol.* 24:205-208
50. Rikner G, Grusell E (1985) Selective shielding of p-Si detector for quality independence. *Acta Radiol.Oncol.* 24:65-69
51. Pai S, Dempsey JF, Lam KL, LoSosso TJ, Olch AJ, Palta JR, Reinstein LE, Ritt D, Wilcox EE (2007) TG-69: Radiographic film for megavoltage beam dosimetry. *Med.Phys.* 34:2228-2258
52. Manual for Siemens Coherence Physicist 1.0 Workspace (2006) Siemens Medical Solutions, Concorde, SAD
53. PIPSPRO software user manual v.4.2 (2007) Standard Imaging, Middleton, SAD
54. Chang J, Magers GS, Chui CS, Ling CC, Lutz W (2000) Relative profile and dose verification of intensity-modulated radiation therapy. *Int.J.Radiat.Oncol.Biol.Phys.* 47:231-240
55. Cremers F, Frenzel T, Kausch C, Albers D, Schoenborn T, Schmidt R (2004) Performance of electronic portal imaging devices (EPIDs) used in radiotherapy: Image quality and dose measurements. *Med.Phys.* 31:985-996
56. Nelson WR, Hirayama H, Rogers DWO (1985). The EGS4 Code system. SLAC-Report-265, Appendix 4: EGS4 User guide to Morfran3, Stanford Linear Accelerator Center
57. ICRU. Stopping powers for Electrons and Positrons (1984) ICRU Report 37. Bethesda, MD, SAD
58. Walters BR, Kawrakow I, Rogers DWO (2005) DOSXYZnrc users manual. National Research Council of Canada, NRCC Report PIRS-794(revB), Ottawa, Kanada
59. Digital Linear Accelerator-Physics Primer (2007) Siemens Medical Solutions, Concorde, SAD
60. Rogers DWO, Faddegon BA, Ding GX, Ma CM, We J. and Mackie TR (1995) BEAM: a Monte Carlo code to simulate radiotherapy treatment units. *Med. Phys.* 22:503–524

61. Bielajew AF and Rogers DWO (1987) PRESTA: the parameter reduced electron-step transport algorithm for electron Monte Carlo transport. *Nucl. Instrum. Methods B* 18 165-181
62. Ma C-M, Rogers DWO (2005) BEAMDP as a general-purpose utility. NRCC Report PIRS-0509(E)(RevA), Ottawa, Kanada
63. Hartmann Siantar CL, Walling RS, Daly TP, Faddegon B, Albright N, Bergstrom P, Bielajew AF, Chuang C, Garrett D, House RK, Knapp D, Wiczorek D and Verhey LJ (2001) Description and dosimetric verification of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation system for photon beams incident on a water phantom, *Med. Phys.* 28:1322–1337
64. Mesbahia A, Reillyb AJ, Thwaites DI (2006) Development and commissioning of a Monte Carlo photon beam model for Varian Clinac 2100EX linear accelerator. *Applied Radiation and Isotopes* 64:656–662
65. Metcalf P, Kron T, Hoban P (1997) *The Physics of Radiotherapy X-Rays*, Medical Physics Publishing, Madison, SAD
66. Dimitriadis DM, Fallone BG (2002) Compensators for intensity-modulated beams, *Med. Dosim.* 27:215-220 (vidi xx)
67. du Plessis FC, Willemse CA (2006) Inclusion of compensator-induced scatter and beam filtration in pencil beam dose calculations, *Med.Phys.* 33:2896-2904
68. Sasaki K, Obata Y (2007) Dosimetric characteristics of a cubic-block-piled compensator for intensity-modulated radiation therapy in the Pinnacle radiotherapy treatment planning system, *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 8:85-100
69. International Electrotechnical Commission (IEC) (1989) *Medical electron accelerators-functional performance characteristics*. IEC Document 976
70. Sethi A, Leybovich L, Dogan N, Glasgow G (2003) Effectiveness of compensating filters in the presence of tissue inhomogeneities, *J. Appl. Clin. Med. Phys.* 4:209-216
71. Dutreix A, Bjarngard BE, Bridier A, Mijnheer B, Shaw JE, Svensson H (1997) *Monitor unit calculation for high energy photon beams*, ESTRO booklet #3, Garant Publishers , Leuven, Belgija

72. Jurković S, Žauhar G, Faj D, Smilović Radojčić Đ, Švabić M (2009)
Dosimetric verification of compensated beams using radiographic films,
Book of Abstracts, International Symposium on Radiation Physics, ISRP-11,
University of Melbourne, Australia

7. Životopis

Rođen sam 13. ožujka 1967. godine u Rijeci. Poslije završetka matematičko-informatičke srednje škole studirao sam matematiku i fiziku na Pedagoškom fakultetu u Rijeci, gdje sam diplomirao 1992. Iste godine sam zaposlen kao fizičar na Zavodu za radioterapiju i onkologiju Kliničkog bolničkog centra Rijeka. Znanstveni poslijediplomski studij iz Medicinske fizike na Prirodoslovno-matematičkom fakultetu Sveučilišta u Zagrebu upisao sam 1997. godine te sam 2001. pod vodstvom dr.sc. Matije Bistrovića magistrirao s temom *Homogenizacija doznih gradijenata oko fokalnih izvora kompenziranim fotonskim snopovima*.

Popis znanstvenih radova:

1. **Jurković, Slaven**; Žauhar, Gordana; Faj, Dario; Smilović Radojčić Đeni; Švabić, Manda. **Radiation therapy photon beams dose conformation according to dose distribution around intracavitary applied brachytherapy sources**. // *Medical dosimetry*. 35 (2010) 1; 49-52.
2. Kasabašić, Mladen; Faj, Dario; Ivković, Ana; **Jurković, Slaven**; Belaj, Nenad. **Rotation of the patients' sacrum during the bellyboard pelvic radiotherapy**. // *Medical dosimetry*. 35 (2010) , 1; 28-30
3. Švabić, Manda; **Jurković, Slaven**; Faj, Dario; Kasabašić, Mladen; Radojčić, Đeni Smilović; Ivković, Ana. **Practices of Radiotherapy Equipment Quality Control in Radiotherapy Centres in Croatia**. // *Collegium antropologicum. Supplement*. 32 (2008) , S2; 217-219
4. Kasabašić, Mladen; Faj, Dario; Radojčić, Đeni Smilović; Švabić, Manda; Ivković, Ana; **Jurković, Slaven**. **Verification of the Patient Positioning in the Bellyboard Pelvic Radiotherapy**. // *Collegium antropologicum. Supplement*. 32 (2008) , S2; 211-215
5. **Jurković, Slaven**; Žauhar, Gordana; Bistrović, Matija; Faj, Dario; Kaliman, Zoran; Smilović-Radojčić, Đeni. **An alternative approach to compensators design for photon beams used in radiotherapy**. //

Nuclear instruments & methods in physics research. Section A. 580
(2007) , 1; 530-533

6. Bralić, Marina; Muhvić Urek, Miranda; Stemberga, Valter; Golemac, Mijo; **Jurković, Slaven**; Borčić, Josipa; Braut, Alen; Tomac, Jelena. **Cell Death and Cell Proliferation in Mouse Submandibular Gland during Early Post-irradiation Phase.** // *Acta medica Okayama.* 59 (2005) , 4; 153-159
7. Faj, Dario; Vrtar, Mladen; Krajina, Zdenko; **Jurković, Slaven**; Margaretić, Damir. **Model of total skin electron treatment using the "six-dual-field" technique.** // *Collegium antropologicum.* 27 (2003) , 2; 713-721

Sveučilište u Zagrebu
Prirodoslovno-matematički fakultet
Fizički odsjek

DOZIMETRIJSKE NESIGURNOSTI PRI VERIFIKACIJI FOTONSKIH SNOPOVA LINEARNOG AKCELERATORA MODULIRANE JAKOSTI

SLAVEN JURKOVIĆ

Klinički bolnički centar Rijeka
Klinika za radioterapiju i onkologiju
Odsjek za radiofiziku i dozimetriju
Krešimirova 42
51000 Rijeka

U disertaciji je opisana metoda za izračun oblika modulatora jakosti snopa linearnog akceleratora. Osobitost metode je to što kod snopova s izrazito nehomogenim poprečnim presjecima, raspršeno zračenje uzima u obzir na egzaktniji način nego što je to bilo činjeno ranije. Metoda je primjenjiva u većini kliničkih situacija, a njena verifikacija je napravljena dozimetrijom ionizacijskim komorama i radiografskim filmom u različitim fantomima. Pri tome je na temelju mjerenja ionizacijskim komorama procjenjivan oblik kompenzatora, a radiografskim filmom su mjerene dvo-dimenzionalne raspodjele doze.

Poznato je da je dozimetrija fotonских snopova linearnog akceleratora modulirane jakosti, zbog nehomogene raspodjele doze, vrlo složena. Posebno stoga što se modulacijom jakosti snopa mijenja i energijski spektar snopa. Zbog toga su ispitane mogućnost korištenja i točnost različitih tipova detektora za mjerenje doznih distribucija snopova fotona. Korištene su ionizacijske komore malog volumena, poluvodički detektori različitih volumena, detektor od amornog silicija i radiografski film.

Izmjerene raspodjele doze su uspoređivane međusobno, kao i sa raspodjelama dobivenim pomoću Monte Carlo simulacije transporta čestica. Na temelju toga predložena je najtočnija metoda za verifikaciju raspodjele doze u fotonским snopovima linearnog akceleratora modulirane jakosti.

Glavne riječi: Modulacija intenziteta, kompenzatori, dozimetrija, Monte Carlo simulacija

Mentor: Doc. Dr. sc. Dario Faj

Ocjenjivači: Prof. Dr. sc. Mladen Vrtar
Prof. Dr. sc. Jasminka Brnjas Kraljević
Doc. Dr. sc. Dario Faj

Rad prihvaćen: 19. listopada 2010.

DOSIMETRIC UNCERTAINTINESS IN VERIFICATION OF INTENSITY MODULATED PHOTON BEAMS

SLAVEN JURKOVIĆ

University Hospital Rijeka
Radiotherapy Department
Physics Division
Krešimirova 42
51000 Rijeka

The doctoral thesis presents method for the calculation of the compensators' shape to modulate linear accelerators' beams. Characteristic of the method is more strict calculation of the scattered radiation in beams with an inhomogeneous cross-section than it was before. Method could be applied in various clinical situations. It's dosimetric verification was made in phantoms, measuring dose distributions using ionization chambers as well as radiographic film. Therefore, ionization chambers were used for the evaluation of modulator shape and film was used for the evaluation of two-dimensional dose distributions.

It is well known that dosimetry of the intensity modulated photon beams is rather complicated regarding inhomogeneity of the dose distribution. The main reason for that is the beam modulator which changes spectral distribution of the beam. Possibility of use different types of detectors for the measurements of dose distributions in modulated photon beams and their accuracy were examined. Small volume ionization chambers, different diodes and amorphous silicon detector and radiographic film were used. Measured dose distributions were compared between each other as well as with distributions simulated using Monte Carlo particle transport algorithm. In this way the most accurate method for the verification of modulate photon beams is suggested.

Keywords: Intensity modulation, Compenstators, Dosimetry, Monte Carlo simulation

Supervisor: Doc.Dr.Sc. Dario Faj

Reviewers: Prof. Dr. sc. Mladen Vrtar
Prof. Dr. sc. Jasminka Brnjas Kraljević
Doc. Dr. sc. Dario Faj

Thesis accepted: 19th October 2010