

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ

Природно-математички факултет

Департман за физику ТЕЛ/ФАКС: +381(0)21 455 318 21000 Нови Сад, Трг Д. Обрадовића 4



Анализа присутности неутрона у простору поред линеарног терапијског акцелератора

Дипломски рад

Ментор: Проф. др Миодраг Крмар Кандидаткиња: Ана Кузмановић

Нови Сад, 2012.

УВОД

Радијациона терапија или радиотерапија представља методу лечења у којој се користи јонизујуће зрачење високих енергија који продиру у тело пацијента у циљу уништења болесног ткива. Данас се примењује неколико врста радиотерапије, у зависности од облика испоруке радијационог зрачења. Предрасуде везане за појам радиоактивности и њене терапијске примене, најчешће се јављају из непознавања самог поступка и природе таквог лечења. За овакву врсту терапије користе се уређаји веома сложене конструкције у специјализованим центрима. Најширу примену има медицински линеарни акцелератор (ЛИНАК) који производи електроне и фотоне високих енергија у третманске сврхе лечења пацијената.

У овом раду се користи модел ЛИНАК-а, VARIAN Clinac 2100C, који ствара фотонско поље закочним процесом. Фотони енергије од 15 MeV-ског акцелератора имају довољно високе енергије да могу изазвати фотонуклеарне реакције у којима се ослобађају неутрони тако да се јавља неутронска контаминација фотонског снопа. Конструкција простора у коме се налази терапијски уређај као и пројектовање примарних и секундарних заштита доводи до атенуције фотонског зрачења, при чему се потенцијални ризик смањује на дозвољене нивое прописане законом. Тиме је омогућен и безбедан рад и боравак особља близу терапијског уређаја. Уколико се постигне овај циљ, зрачење терапијског акцелератора у посебно конструисаним просторијама ни у ком случају неће бити опасност по животну средину.

Циљ овог рада је истраживање анализе утицаја неутронског зрачења и мере ефикасности његовог смањења у терапијској просторији, у циљу заштите техничког особља и околине. У оквиру анализе направљени су модели којима јасно приказујемо идеју пројекта као и неопходне резултате који следе.

Метод мерења неутронске еквивалентне дозе је извршен помоћу неутронског детектора, Meridian Model 5085, у лавиринту бункера на Институту за Онкологију у Сремској Каменици. Снимање је вршено са и без додатне заштите у виду парафинских плоча, постављених у различите позиције дуж ходника терапијске собе.

1. Акцелератори наелектрисаних честица

У циљу проучавања структуре атомског језгра, научници су средином прошлог века покренули процес конструкције и производње акцелератора наелектрисаних субатомских честица. Акцелератори који наелектрисане честице убрзавају помоћу високофреквентног електричног поља у јаком хомогеном магнетном пољу, у коме се наелектрисане честице убрзавају по кружној путањи, називају се циклотрони. Акцелератори којих се интензитет хомогеног магнетног поља повећава код синхронизовано са кинетичком енергијом честица које се убрзавају, називају се циклосинхротрони. У групу циклотрона који убрзавају електроне (В честице), спадају бетатрони. Први произведени бетатрони, почетком шездесетих година прошлог века, налазе примену у медицини (радиотерапија) за лечење пацијената оболелих од карцинома. Због одређених физичких предности квалитета зрачног снопа, постају алтернатива изотопским телетерапијским урећајима који користе радиоактивне изворе 137 Cs и 60 Co. Даљи развој науке и технологије доводи до појаве новог медицинског акцелератора који електроне убрзава помоћу електромагнетног таласа дуж вакуумске цеви специјалне конструкције (таласовод). Ова врста линеарног акцелератора (ЛИНАК) представља напредак у односу на бетатроне, имајући у виду квалитет и практичну примену зрачног снопа у терапијске сврхе (прецизна контрола интезитета и просторне хомогености зрачног снопа).

Усавршавање техничких карактеристика линеарних акцелератора омогућило је висок ниво прецизности, колимације и контроле свих параметара зрачног снопа, а тиме и примену сложених техника зрачења, чије извођење није било могуће на изотопским апаратима. Савремена компјутерска технологија има велики значај у функционисању контролних система ЛИНАК-а, пре свега у смислу превенције и избегавање непланираних ситуација. Постоје значајне варијације од једне комерцијалне машине до друге у зависности од коначне енергије електронског снопа као и посебног дизајна коришћен од стране произвођача.

У наставку ће бити описани основни физички принципи рада као и конструкција електронских линеарних акцелератора који се данас користе у радиотерапији [2, 3, 4, 7].

1.1. Принцип рада

Линеарни акцелератори убрзавају електроне до кинетичких енергија у распону од 4 до 25 MeV-а. Ови високоенергетски електрони се користе за генерисање клиничких зрачних снопова:

- Фотонско X зрачење енергија 4 до 20 MV и
- Електронско зрачење енергија 4 до 25 MeV,

тако имамо два режима рада:

- *фотонски* када се на путу убрзаних електрона постави мета на којој се генерише високоенергетско закочно X зрачење и
- *електронски* када се мета са путање убрзаних електрона измакне и они се директно усмеравају ка пацијенту и тумору који треба да се зрачи.

На слици 1.1. је приказана физичка разлика између фотонског и електронског зрачења при њиховом транспорту кроз медијум (H₂O). Електрони имају ограничен домет, то јест, дубину до које су у потпуности апсорбовани и након које нема депоновања дозе. Код фотона то није случај, јер они теоретски имају неограничен домет. Са дубином, због предаје енергије (апсорпције), доза постепено опада. Од величине њихове енергије зависи продорност X зрачења, као и електрона.



Слика 1.1. Поређење PDD (процентне дубинске дозе) фотонског и електронског зрачења

1.2. Медицински акцелератор - ЛИНАК

Савремени медицински линеарни акцелератори, захваљујући примени најновијих технолошких, техничких и научних достигнућа, данас се користе успешно у клиничкој пракси у радиотерапији карцинома и представљају стандард опремљености сваког радиотерапијског центра.

Линеарни акцелератори се састоје од више технолошких подсистема повезаних у функционалну целину. Да би се практично користили у спровођењу савремених сложених техника зрачења пацијената, морају задовољити посебне конструкционе захтеве (слика 1.2). Основа дизајна ЛИНАК-а се састоји у томе да статив акцелератора причвршћен за фиксно постоље, заједно са колиматором и терапијским столом ротирају око заједничке тачке која се зове *изоцентар*. Циљ радијационе терапије је да се средина тумора у пацијенту (мета) постави у изоцентар, тако да је без обзира на угао статива, колиматора или терапијског стола, зрачни сноп увек усмерен ка мети. На слици 1.2. су приказане главне компоненте акцелератора: постоље, ротациони статив за главом акцелератора, колиматор, терапијски сто и ласерски систем позиционирања пацијента.



Слика 1.2. Основна геометрија медицинског акцелератора са терапијским столом

Функционална шема рада ЛИНАК-а дата је на слици 1.3. која на илустративан начин објашњава принцип убрзања електрона и генерисање високоенергетског фотонског зрачног снопа. Електрони емитовани електронским топом у акцелераторски таласовод бивају захваћени и убрзани РФ (радиофреквентним) електромагнетним таласом претходно индукованим и појачаним клистроном. Након тога убрзани електрони велике енергије бивају енергетски филтрирани закретањем помоћу магнетног поља, *бендинг* (енг. *bending*, магнет закретања) магнета. Усмерени електрони ударају у мету стварајући закочно зрачење које се након филтрирања користи у медицинском третману пацијената.



Слика 1.3. Функционална шема ЛИНАК-а. У стрип маниру су приказане главне компоненте: електронски топ, клистрон - појачавач радиофреквентног таласа (или магнетрон), акцелераторски таласовод, магнет закретања зрачног снопа (bending магнет), мета за продукцију Х зрачења

1.3. Делови ЛИНАК-а

Главне компоненте оперативног система основне конфигурације ЛИНАК-а су приказане на слици 1.4.



Слика 1.4. Основна геометрија и главне компоненте ЛИНАК-а

Медицински линеарни акцелератори се састоје из следећих компонената:

- електронски топ,
- акцелераторски таласовод,
- извор високофреквентног таласа (магнетрон или клистрон),
- магнет закретања електронског снопа,
- глава акцелератора,
- терапијски сто,
- командни пулт и систем за мониторинг.

1.3.1. Електронски топ

Основна функција *електронског топа* је генерисање електрона и њихово инјектовање у убрзавајући таласовод. У пракси се обично користи триодни електронски топ (анода, катода и решетка) који фокусира електроне кроз берилијумски прозор у акцелераторски таласовод у коме је високи вакуум. Помоћу решетке се врши синхронизација убацивања електрона са фреквенцијом РФ таласа. Од количине инјектованих електрона зависи интензитет дозе излазног зрачног снопа.



Слика 1.5. Електронски топ

1.3.2. Акцелераторски таласовод

Улога *таласовода* је да инјектоване електроне од стране електронског топа убрза до мегаволтажних кинетичких енергија помоћу радиофреквентних електромагнетних таласа. Убрзање електрона се одвија у цеви са шупљинама (обично од чистог бакра) са веома високим вакуумом на два начина, прогресивним или стојећим таласом (таласна дужина микроталаса најчешће је $\lambda = 10$ cm, односно фреквенција v = 2998 MHz). Резонантне шупљине у таласоводу се прогресивно скраћују дуж цеви у складу са убрзањем електрона. Шупљине служе за дистрибуцију наизменичног електромагнетног поља кога изазива стојећи (прогресивни) микроталас и који убрзава убачене електроне. Улога шупљина је да повећају интензитет микроталасом условљеног променљивог електромагнетног поља. На једном крају таласовода се налази електронски топ, а на другом крају је магнет закретања електронског снопа (bending магнет). Прозор за довод микроталаса који је генерисан у РФ покретачу и појачан клистроном, односно у магнетрону, смештен је ближе електронског топа. Унутрашњост таласовода је под високим вакуумом.



Слика 1.6. Убрзавајући таласовод и дистрибуција електричног поља дуж таласовода подељеног шупљинама

1.3.3. Извор високофреквентног таласа

За извор микроталаса фреквенције 2998 МНz се обично данас користе полупроводнички осцилатори (RF Driver). РФ таласи настали у микроталасним покретачима се појачавају помоћу *клистрона* (енг. klystron, електронске цеви велике снаге). Максимална снага клистрона због високе фреквенције, достиже и 7 МW. Поред комбинације РФ покретач, клистрон, микроталаси се могу генерисати и помоћу *магнетрона*. Код магнетрона, специјално дизајнирана шупљина се налази у хомогеном магнетном пољу константног интензитета, при чему се електрони настали термичком емисијом крећу по кружној путањи индукујући електромагнетне таласе (микроталасе). Овако генерисани микроталаси (клистроном или магнетроном) се уводе у убрзавајући таласовод.



Слика 1.7. Електронски топ, убрзавајући таласовод и bending магнет

1.3.4. Магнет закретања електронског снопа (bending магнет)

На излазу убрзавајућег таласовода, у глави акцелератора, налази се *магнет* закретања електронског снопа (bending магнет). Његова основна улога је енергетско филтрирање убрзаних електрона, као и њихово усмеравање ка модификаторима зрачног снопа. Угао закретања је најчешће 270 °, 90 ° или 112.5 °. Овде се користи физичка особина наелектрисаних честица (електрона), да се крећу по кружној путањи у хомогеном магнетном пољу чији је смер простирања нормалан на правац кретања. Фином регулацијом струје електромагнета (интензитета магнетног поља) могу се прецизно одабрати само они електрони чија енергија одговара одабраном углу закретања. Угао закретања са већим енергијама ће бити мањи, а са мањим енергијама већи, тако да неће проћи кроз одговарајући прозор и апсорбоваће се унутар главе акцелератора. На овај начин је излазни сноп електрона скоро моноенергетски са одабраном жељеном енергијом.

1.3.5. Глава акцелератора

Глава акцелератора је једна од најважнијих структура линеарног акцелератора која моноенергетски електронски сноп моделира за терапијске сврхе и усмерава га ка изоцентру. Њене компоненте су (слика 1.8.): примарни колиматор са метом за X зраке, филтери изравнања зрачног снопа, јонизациона комора и ортогонални колиматори са мултиламеларним колимационим системом.



Слика 1.8. Дизајн главе линеарног акцелератора

После закретања и енергетског филтрирања, електронски сноп се може користити за терапијске сврхе двојако: директно као електронско зрачно поље, након филтрирања и колимисања и као фотонско зрачно поље уколико се пре примарног колиматора постави одговарајућа мета на којој се генерише закочно X зрачење. Просторни облик фотонског зрачног поља након мете је усмерен према напред са максималним интензитетом на средини. За потребе практичне примене оваквог зрачног снопа, неопходно га је након примарног колиматора фронтално поравнати, а то се постиже конусним челичним филтерима поравнања зрачног снопа (конуси се налазе на каруселу у глави акцелератора).



Слика 1.9. Функција мете а) електронски режим зрачења б) фотонски режим зрачења

Након фронталног поравнања, зрачни сноп пролази кроз вишесегментну јонизациону комору чији је задатак да контролише излазни интензитет зрачења као и евентуални поремећај зрачног поља. Након јонизационе коморе, фотонско зрачно поље се колимише паром ортогоналних колиматора X и Y. Код најновијих ЛИНАК-а, облик фотонског поља се накнадно конформира мултиламеларним колиматорима (MLC – са пројекцијама ламела 3 – 10 mm у изоцентру). Уколико користимо електронски сноп, он се колимира примарним колиматором и изравнава расејавајућим фолијама које се налазе на каруселу. После проласка кроз контролну јонизациону комору електронски сноп се колимише X и Y ортогоналним колиматорима и на крају тубусима константних димензија (нпр: 6x6, 10x10, 15x15, 20x20 i 25x25 cm).



Слика 1.10. Фотонски колимациони систем. Пар ортогоналних колиматора и МLС

1.3.6. Терапијски сто

Терапијски сто је конструисан у облику *равне плоче на постољу*. Дозвољава три транслације: лево-десно (x), напред-назад (y) и горе-доле (z), као и ротацију око вертикалне осе (z) која пролази кроз изоцентар апарата (слика 1.11). Овакво кретање терапијског стола омогућава извођење великог броја техника зрачења и оптимално прилагођавање терапијског положаја пацијента за зрачење различитих туморских локализација, а да при том глава апарата не долази у додир са плочом постоља или телом пацијента. Плоча терапијског стола је сачињена од материјала који минимално атенуира зрачење (карбонских влакана). Ово је важно из два разлога:

- за израду снимака доброг квалитета приликом верификације и периодичне контроле позиционирања пацијента;
- за свођење атенуације зрачног снопа на минимум код оних техника зрачења код којих зрачење пролази кроз плочу стола на путу према волумену мете која се зрачи у пацијенту.



Слика 1.11. Постоље терапијског стола са равном плочом од карбонских влакана. У доњем левом углу је слика маске за фиксирање главе пацијента у терапијском положају

Ласерски систем позиционирања указује на изоцентар у радиотерапијском бункеру и на тај начин повезује геометрију ЛИНАК-а и зрачног снопа са геометријом пацијента, омогућавајући радиолошком техничару да лакше постави пацијента у терапијски положај на равној плочи терапијског стола.

1.3.7. Командни пулт и систем за мониторинг

Сви параметри рада акцелератора, параметри плана спровођења терапије (угао статива, угао колиматора, величина поља, позиција стола, положај ламела колиматора, динамички или статички режим зрачења, врста и квалитет зрачења, доза која се апликује, интезитет зрачног снопа итд.) надзире и контролише компјутерски, имформациони систем у командној соби испред терапијског бункера (слика 1.12). Поред овога у командној соби се налази и систем за аудио визуелни надзор пацијента у терапијској соби.



Слика 1.12. Пример командног пулта информационог систем контроле линеарног акцелератора са системом за мониторинг

Оваква инсталација медицинског линеарног акцелератора захтева специјални дизајн просторија у којима се инсталира у складу са међународним и локалним препорукама заштите од јонизујућег зрачења који они у свом текућем раду производе. То подразумева смештај самог апарата у просторију тзв. бункер, са бетонским зидовима довољне дебљине, да на одговарајући начин атенуирају примарни зрачни сноп и секундарно фотонско расејање. Код инсталација где се користе фотонске енергије изнад 10 MV-а неопходно је пројектовати додатну заштиту на неутроне који се производе фотонуклеарним реакцијама [1, 2, 3, 4, 7, 16].

2. Фотонуклеарне реакције

Фотонуклеарне реакције настају када се високоенергетски фотон апсорбује од стране језгра атома којом приликом долази до емисије неутрона ((x, n) реакције) или протона ((x, p) реакције) на тај начин долази до трансформације језгра у радиоактивни реакциони производ који у неким случајевима може бити радиоактиван. Због аналогије са атомским фотоефектом, фотонуклеарне реакције се често називају и нуклеарним фотоефектом. Праг за одређену фотонуклеарну реакцију зависи од врсте реакције и од врсте језгра. Енергија фотона мора да буде већа од енергије везивања последњег неутрона у језгру, што је обично у интервалу од 5 MeV-a (13 C) до 20 MeV-a (4 He). Изузетак за нижи праг енергије се јавља у деутеријуму (2.23 MeV-a) и берилијуму (1.67 MeV-a) као и нестабилним изотопима (на пример: ⁸Li 2.03 MeV-a и 16 N 2.5 MeV-a). Вероватноћа фотонуклеарних реакција је много мања него вероватноћа других фотонских интеракција [2, 3].

Борова (Nels Bohr) теорија се базира на претпоставци да се приликом одвијања неке нуклеарне реакције формира сложено језгро. Процес интеракције пројектила и језгра се може поделити на две етапе:

- Формирање сложеног језгра приликом апсорпције γ-кванта;
- Распад сложеног језгра кроз различите канале

Математички приказ ефикасног пресека за овај процес приказан је следећим изразом:

$$\sigma(\mathbf{A}, \mathbf{B}) = \sigma_{\mathbf{C}}(\mathbf{A}) \cdot \mathbf{G}_{\mathbf{B}}$$
(1)

где је σ_C (**A**) ефикасни пресек за апсорпцију фотона одређене таласне дужине тј. вероватноћа стварања сложеног језгра, а **G**_B је бездимензиони број, представља вероватноћу распада сложеног језгра емитовањем честице **B**.

По Боровој претпоставци настало сложено језгро се распада разним каналима без обзира на свој настанак. Код фотонуклеарних реакција највероватнији распад језгра емисијом неутрона је тзв. (γ , n) процес. Вероватноћа за емитовање протона је знатно мања због Кулонове (Coulomb) баријере, а језгро се може распасти и емисијом α -честице. За више енергије побуде ~20 MeV-а могуће су и (γ , 2n), (γ , np), (γ , 2p) и (γ ,3n) реакције.

Постоји одређена вероватноћа да се језгро распадне и емисијом радијације, али је она знатно мања од вероватноћа за емисију честице. Фотоактивацијом код тежих језгара могуће је изазвати и фисију [5, 6].

2.1. Апсорпција кванта електромагнетног зрачења

Ефикасни пресек за апсорпцију кванта електромагнетног зрачења од стране језгра зависи од карактеристика језгра на коме се дешава фотонуклеарна реакција, а уједно и од таласне дужине зрачења. Ова зависност приказана је на слици 2.1.



Слика 2.1. Апсорпциони ефикасни пресек за идеализовано језгро

Можемо уочити три области у којима ефикасни пресек има различите карактеристике.

I област: упадни фотони имају енергију која је нижа од енергије везе нуклеона у језгру Ετ, па фотони зрачења могу доживети или Томпсоново (Thomson) расејање или могу изазвати ексцитацију језгра до дискретних нивоа.

II област: енергија зрачења је већа од енергије везе нуклеона. (широки пикови)

Ш област: даљим повећањем енергије зрачења апсорпциони пресек се може представити глатком кривом. На око 20 MeV-а достиже се максимум апсорпције који се зове гигантска резонанца, а положај пика је одређен полуемпиријском формулом:

$$E_{max} = \frac{80}{A^{\frac{1}{3}}}$$
 (5)

где је А атомски број језгра на коме се дешава апсорпција.

У областима II и III појава глатке криве је последица расподеле енергетских стања језгра и особина зрачења. Наиме, са повећањем енергије нивоа језгра повећава се густина енергетских стања тј. ширина енергетских нивоа постаје већа од њихових међусобних растојања услед чега долази до преклапања ових нивоа. Зрачење које изазива фотонуклеарна реакција је континуално, чак и γ -зрачење није строго монохроматско, већ има известан интервал ΔE у односу на растојања енергетских нивоа језгра. Због тога при апсорпцији зрачења неће доћи до појединачних резонантних ефеката, већ ће се јавити велики број малих резонанци. Ова појава доводи до тога да крива која показује зависност σ од Е буде глатка у овој енергетској области. У овим областима долази до емисије честице након апсорпције фотона зрачења, јер је у њима енергија фотона, који се апсорбује, већа од енергије везе нуклеона у језгру.

Предаја електромагнетног зрачења језгру објашњава се претпоставком да је електромагнетно зрачење довољно мале таласне дужине, реда величине димензија језгра, где у интеракцији са језгром изазива колективно кретање свих протона у односу на неутроне. Узрок ове појаве је стварање електричног диполног момента, након чега језгро почиње да осцилује. До оваквог објашњења независно су дошли Мигдал (Migdal), Голдхабер (Goldhaber) и Телер (Teler).

Да би се израчунала фреквенција насталих осцилација у језгру, може се поћи од класичног хидродинамичког модела језгра. Овај модел третира протоне и неутроне као два нестишљива флуида у језгру која су међусобно измешана. На основу закона хидродинамике, фреквенција осциловања ова два флуида се израчунава као и пораст осцилаторне енергије језгра до које долази услед промене облика језгра.

На графичком приказу (слика 2.2.) илустрована је зависност апсорпционог пресека од енергије као и појединачни доприноси диполне, квадрополне и магнетне диполне радијације у укупном апсорпционом пресеку. Добијена је на основу теоријских предвиђања и статистике тако да су могуће бројне флуктуације за различита језгра. Код већине језгара највећи допринос апсорпције даје електрична диполна апсорпција [5, 6].



Слика 2.2. Утицај Е1, Е2 и М1 радијације на апсорпциони пресек

2.2. Распад сложеног језгра

Према Боровој (Bohr) теорији сложено језгро има релативно кратак животни век. Праћено емисијом честица, сложено језгро се распада, формира се ново, при чему распад зависи искључиво од енергије, а не од начина образовања самог језгра. У овом процесу важе селекциона правила за ангуларни момент и парност.

Постизање стабилног стања сложеног језгра, емитовањем честица, може се објаснити претпоставком да је језгро састављено од интерагујућих честица које веома брзо размењују енергију као капи у квантно-механичком флуиду. Фотон, квант електромагнетног зрачења, у интеракцији са атомским језгром предаје своју енергију која се равномерно распоређује међу конституенте језгра. Енергија, коју је добио сваки појединачни нуклеон, није довољна да напусти језгро, али интеракције нуклеона унутар језгра стварају ту могућност. Распад сложеног језгра услед ког се емитују неутрони представља највероватнији распад. На слици 2.3. је приказан спектар емитованих неутрона и протона након дезинтеграције сложеног језгра. Максвеловом (Maxwell) расподелом по енергијама представљени су емитовани неутрони, а положај максималне енергије расподеле се налази између 1 и 2 MeV-а и зависи од нуклеарне температуре [6].



Слика 2.3. Енергетски спектар емитованих нуклеона

3. Неутрони

У овом поглављу ћемо се осврнути на неутроне, продукте фотонуклеарних реакција, и најзначајније интеракције у којима они учествују.

Фундаментално научно откриће једне од основних субатомских честица, без електричног набоја, приписује се Џејмсу Чедвику (1932. година), познатом енглеском физичару, који је 1935. године и награђен Нобеловом наградом за научно достигнуће. Заједно са протонима и електронима неутрони улазе у састав језгра. Њихова маса је приближно једнака маси протона и износи $m_n=1,675\cdot10^{-27}$ kg или око 939,565560(51) MeV/c², а 1839 пута су тежи од електрона. По стандардном моделу неутрони спадају у хадроне, тачније у барионе, са спином ½, а њихову грађу чине 3 кварка *1 ир и 2 down* (UDD). Неутрони заједно са протонима атому дају масу, одређују масени број, а сам број неутрона у језгру дефинише врсту изотопа датог елемента. Антинеутрон представља античестицу неутрона, једнаке масе и електронеутралности. Средње време живота слободног неутрона је врло кратко, износи 885.7(8) s, те их због тога нема слободних у природи.

У сударима зауставна моћ неутрона је приближно 106 пута мања од протона, где неутрони углавном интерагују са атомским језгром преко јаке нуклеарне силе. Они носе магнетни момент у износу од μ_n = -1,913042(5) и могу да се користе за истраживање магнетних материјала. Како у нуклеарној тако и у осталим областима физике због широког спектра енергије коју могу поседовати имају кључну улогу у пројектима многих водећих светских лабораторија. Због снажне енергетске зависности која се јавља услед неутронске интеракције, уобичајено је да се изврши класификација према њиховој енергији, иако не постоје посебне границе које су прописане између класа.

У принципу, неутрони високе енергије су у интервалу од око 100 MeV-а или више, док су они између неколико десетина MeV-а и неколико стотина keV-а познати као брзи неутрони. Од 100 keV-а и 0,1 eV, где се јављају резонанце, неутрони се називају епитермални. На нижим енергијама неутрони су познати као термални или спори. Посматрајући још ниже енергије мили- или микро- eV неутрони су именовани хладним и ултра хладним. У табели 1. детаљно је приказана класификација [3].

Назив	Енергија	Назив	Енергија
ултра хладни	$< 2 \text{ x } 10^{-7} \text{ eV}$	резонантни	(1-100) eV
веома хладни	$(2 \times 10^{-7} - 5 \times 10^{-5}) \text{ eV}$	средње енергије	(1-500) keV
хладни	$(5 \times 10^{-5} - 0,025) \text{ eV}$	брзи	(0,5-10) MeV
термални	око 0,025 eV	веома брзи	(10-200) MeV
епитермални	(0,025 - 1) eV	ултрабрзи	>200 MeV

Табела 1. Класификација неутрона по енергијама

3.1. Неутронске реакције

Код нуклеарних реакција најпогоднији метод за производњу неутрона јесу нуклеарне реакције типа (α , n) или (γ , n). Производња неутрона се у великом броју јавља бомбардовањем мете протонским снопом. Пошто неутрон није наелектрисан, он не доживљава постепено успоравање при проласку кроз материју, дакле, има велику продорну моћ. Секундарне честице које произлазе из неутронске интеракције су скоро увек тешке наелектрисане честице. Ове честице могу бити или произведене као резултат неутронских индукованих реакција или од стране језгра материјала кроз којег се неутрони простиру, која стичу енергију као резултат судару са неутронима. Сходно томе неутрони изазивају бројне секундарне нуклеарне реакције, не само у материјалима близу мете, већ и у зидовима просторије у којој се врши бомбардовање.

Различитим процесима могу се добити слободни неутрони, па тако имамо поделу на неутроне који настају у природи и вештачки створене неутроне. Утицај космичких зрака и природне радиоактивности доводи до појаве неутрона у природи, док фисиони реактори, али и акцелератори представљају извор вештачких неутрона. За време нуклеарне реакције, процесом неутронске емисије, долази до отпуштања неутрона од стране језгра. Интеракције неутрона можемо поделити у две групе: расејање и апсорпцију [2, 3].

Формирање сложеног језгра без интеракција							
потенцијално еластично расејање	$n + A \rightarrow n + A$	увек могућа					
Формирање сложеног језгра уз интеракције							
еластично резонантно расејање	$n + A \rightarrow n + A$	увек могућа					
нееластично резонантно расејање	$\begin{array}{c} \mathbf{n} + \mathbf{A} \longrightarrow \mathbf{n} + \mathbf{A}^{*} \\ \mathbf{A}^{*} \longrightarrow \mathbf{A} + \gamma \end{array}$	праг за реакцију: енергија првог побуђеног нивоа А					
реакције типа (n, 2n)	$n + A \rightarrow n + n + (A-1)$	праг за реакцију: енергија потребна да се n уклони из А					
радијативни захват неутрона	$n + A \rightarrow \gamma + (A+1)$	увек могућа					
реакције неутрона и наелектрисане честице	$\begin{array}{c} n + A \rightarrow p + \beta \\ n + A \rightarrow \alpha + C \end{array}$	праг за реакције може постојати али није увек случај					
фисија	$n + A \rightarrow PF_1 + PF_2 +$ неутрони	праг за реакцију постоји за језгра са непарним N					

Табела 2. Приказ најважнијих реакција неутрона

3.1.1. Расејање неутрона

Расејања неутрона се даље могу поделити на еластична и нееластична, док се код апсорпције неутрона подразумева захват неутрона и фисија.

а) *Еластично расејање* неутрона представља процес интеракције неутрона и језгра атома, услед чега не долази до промене структуре језгра:

$$\mathbf{n} + {}^{\mathbf{A}}\mathbf{X} = \mathbf{n} + {}^{\mathbf{A}}\mathbf{X}$$

Брзина и правац кретања неутрона се мења, док језгро-мету доводи до узмака, која је последица преноса одређеног дела енергије. У овом процесу укупна кинетичка енергија је очувана, док је само део енергије неутрона пренет на језгро. Формулом (1) може се проценити губитак енергије неутрона проласком кроз одређени материјал. Полазећи од закона одржања енергије и импулса може се приказати однос енергија неутрона пре и после расејања, мерене у лабораторијском систему:

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{A^2 + 1 + 2A\cos\theta}{(A+1)^2} = \frac{1}{2} \left[1 + \alpha + (1 - \alpha)\cos\theta \right]$$
(1)

где је θ угао расејања у систему центра масе; \mathbf{E}_{ni} и \mathbf{E}_{nf} су енергије пре и после расејања, а $\alpha = \frac{(A-1)^2}{(A+1)^2}$ параметар минималног односа почетне и крајње енергије неутрона добијене када је θ једнак π (180°). Другим речима, максимални губици енергије дешавају се у чеоним сударима тј. када је $\theta = 0$, мада је то у реалности реткост. Неутрони губе више енергије крећући се кроз материјал који садржи лака језгра. Најбољи пример је интеракција неутрона са водоником ($\alpha = 0$), при чему неутрон досеже максималан губитак енергије.

Потенцијално расејање је расејање неутрона у области поља језгра, услед чега долази до размене енергије између језгра и неутрона. Неутрон губи један део своје кинетичке енергије и тиме мења своју путању. Пресек за ову реакцију је приближно константан за ниже енергије неутрона. Интеракција неутрона са језгром доводи до настанка сложеног језгра, а затим и распада при чему се ослобађа неутрон различите енергије од почетне, а језгро се враћа у првобитно стање. Ову врсту интеракције називамо *резонантно расејање*.

Ефикасан пресек еластичног расејања је збир пресека за потенцијално и резонантно расејање:

$$\sigma_{e\pi} = \sigma_{\pi o \tau} + \sigma_{pes}$$

б) Нееластично расејање је процес у ком услед интеракције неутрона и језгра долази до измене енергије оба учесника, при чему језгро остаје у неком од својих побуђених енергетских стања. Ова интеракција доводи до образовања сложеног језгра. У реакцији језгро остаје у побуђеном стању, а може да се деексцитује емисијом гама кванта или врати у своје основно стање или неки други облик радиоактивне емисије. Укупна кинетичка енергија неутрона пре расејања једнака је збиру кинетичке енергије неутрона након расејања, енергије узмака језгра и енергије побуђеног стања језгра. Овај процес је могућ само уколико је енергија упадног неутрона већа од енергије првог побуђеног стања језгра, јер неутрон мора имати довољно енергије да побуди језгро, обично реда величине 1 MeV или више. Испод овог енергетског прага само еластична расејање долазе у обзир.

Енергија неутрона након нееластичног расејања и угао под којим се неутрон креће након интеракције са језгром може се представити следећом формулом, с тим да имамо у виду да током овог процеса важи закон одржања енергије и момента импулса.

$$\frac{E_{nf}}{E_{ni}} = \frac{\gamma^2 + 1 + 2\gamma \cos\theta}{(A+1)^2}$$
(2)

$$\cos\varphi = \frac{1 + \gamma\cos\theta}{\sqrt{\gamma^2 + 1 + 2\gamma\cos\theta}}$$
(2a)

$$\gamma = A \sqrt{1 - \left[\frac{(A+1)}{A}\right]\frac{Q}{E_{ni}}}$$
(26)

 E_{ni} и E_{nf} су енергије пре и после расејања,

А је атомски број језгра-мете,

ф угао под којим се врши расејање (у лабораторијском систему),

θ је угао под којим се у систему центра масе изврши расејање,

Q је енергија побуде језгра-мета.

Минимална енергија коју неутрон мора да има да би уопште дошло до нееластичног расејања износи:

$$E_0 = \frac{A+1}{A}Q \tag{3}$$

Укупан пресек за расејање неутрона можемо написати као збир пресека за еластично и нееластично расејање:

$$\sigma_{\text{pac}} = \sigma_{\text{ел}} + \sigma_{\text{неел}}$$

3.1.2. Апсорпција неутрона

а) *Радијативна апсорпција* или *захват неутрона* представља интеракцију неутрона и језгра код које неутрон остаје апсорбован трајно у језгру, при чему формира сложено језгро. Другим речима, када неутрон продре у језгро ^AX, за врло кратко време (~10⁻¹³s) постаје систем од ^{A+1}X, који је побуђен енергијом везе неутрона и кинетичком енергијом коју је неутрон унео у језгро. Он предаје језгру своју енергију, као последица интеракције новонастало сложено језгро се енергије побуде ослобађа емитујући гама кванте. Вероватноћу распада сложеног језгра одређује ефикасни пресек за дату реакцију σ_i . Процес се одиграва при ниским енергијама. Ове реакције се још зову и (n, γ) реакције.

$$n + (Z, A) \rightarrow \gamma + (Z, A+1)$$

б) Код *фисије* (n, f) неутрон може бити захваћен тако да настало сложено језгро доживи фисију. Уколико је енергија везе неутрона у језгру мања од фисионе баријере и најспорији неутрони могу довести до појаве фисије. Ово је случај код фисибилних језгара као што су 233 U, 235 U и 239 Pu. За одређене елементе потребно је уложити додатну енергију како би дошло до фисије, тако да пресек за ове реакције има праг.

Тотални пресек односно укупна вероватноћа интеракције неутрона у материји даје збир свих појединачних пресека:

$$\sigma_{\text{TOT}} = \sigma_{e\pi} + \sigma_{\text{Heem}} + \sigma_{3axB} + \dots$$

3.1.3. Захват неутрона од стране бора (¹⁰В)

Комерцијални материјал, високог процента водоника (14.3 %) је парафин. Има сличне карактеристике као полиетилен и веома је приступачан. У складу са природом интеракције неутрона кроз медије, неопходно је пројектовати адекватну додатну заштиту, узимајући у обзир правилан одабир материјала и њихово просторно постављање.

Плоче израђене од парафина се користе у сврху заштите. Материјали богати водоником служе за успоравање неутрона (еластичним расејањем губе део кинетичке енергије, [3.1.1.1.a)]). Када се потпуно успоре обично бивају апсорбовани од околних језгара која њиховим захватом углавном постају нестабилна. Један од највећих афинитета

за такве неутроне има атом бора. Из тог разлога се парафину или полиетиленским плочама додаје 5% бора у виду борне киселине. Дакле, пуно водоника у парафину или полиетилену термализује неутроне, при чему се α честица отпушта праћена γ емисијом енергије од 2.4 MeV-a [8, 17, 18].

$$^{10}B + n \rightarrow ^{11}B * \rightarrow ^{7}Li + ^{4}He + \gamma + 2.4 \text{ MeV}$$



Слика **3.1.** Графички приказ захвата неутрона од стране бора (¹⁰В)

3.2. Непожељни неутрони

У радијационој терапији зрачењем нежељени неутрони се углавном стварају фотонуклеарном интеракцијом. Високоенергетски фотони настали у фотонском режиму зрачења код ЛИНАК-а интерагују са језгрима материјала високог редног броја Z унутар главе акцелератора, при чему генеришу флукс неутрона. Ови неутрони се расејавају у просторији, током третмана пацијента. Пошто неутрони имају високу релативну биолошку ефикасност (RBE) и мале неутронске дозе могу бити веома штетне за пацијента и медицинско особље.

У овом случају, неопходно је реализовати посебне мере заштите од зрачења у циљу спречавања излагања пацијента и медицинског особља овако насталим непожењним неутронским флуксом. Нежељени неутронски флукс је обично занемарљив у односу на фотонски што се тиче пацијената, међутим он се мора узети у обзир приликом пројектовања заштите терапијског бункера због особља.

4. Неутрони у терапијској просторији

Неопходно је испитати простор изложен радијационом зрачењу, проценити факторе вероватноће његове изложености, као и стварно излагање. Основни принцип заштите који најефикасније обезбеђује да медицинско особље и пацијенти не добију вишу дозу зрачења од оне која је прописана јесте пројектовањем зидова довољне дебљине. Испитивање неутронске изложености код употребе медицинских електронских акцелератора се врши од самог транспорта неутрона до заштите акцелераторских уређаја, третманске собе, пацијената и медицинског особља као и смањење опасности. Процењена доза зрачења на недељном нивоу за контролисане области износи 100 μ Sv, а 20 μ Sv за све јавне просторе. Потенцијални извори резидуалне радиоактивности су било која места где се неутрони производе или апсорбују. За заштиту од високоенергетских електронских акцелератора треба узети у обзир и фотоне и неутроне. Неутронска заштита захтева материјале који садрже водоник, док је за заштиту од X зрака потребан материјал велике масе и атомског броја. Материјали који се користе за ову сврху су: обичан и тешки бетон, олово, челик, полиетилен или парафин, земља и дрво.

Неутрони се веома тешко заустављају, јер немају наелектрисање, при чему не улазе у интеракцију са електронима, већ несметано пролазе кроз материјал. Они предају своју енергију у судару са језгрима. Када дође до судара између неутрона и тешких атома, као што је олово, неутрон просто одбија језгро олова и са врло малим губитком енергије наставља свој пут, при чему закључујемо да сноп неутрона лако пролази кроз олово. Када се неутрон судари са честицом чија је маса скоро иста као и његова, у том случају може доћи до великог преноса енергије. На пример, у судару са атомом водоника неутрон може изгубити енергију, при директној интеракцији може уследити тотални губитак или пак одбијања услед чега енергетског губитка скоро па нема. Средња енергија неутрона након судара са водоником је 37% од првобитне вредности. Код деутеријума средња енергија након судара износи 48%. Дакле, ако желимо да се неутрон заустави потребан нам је апсорбер богат водоником. Постоји још један важан начин по ком неутрони могу да се апсорбују, нарочито при ниским енергијама: тзв. захватом. Наиме када се то деси ново језгро је формирано и често се емитују продорни гама зраци. Стога захтевамо комбинације материјала се ниским атомским бројем који апсорбују емитоване у зраке након неутронског захвата [7, 8, 10, 13].

4.1. Производња фотонеутрона

Неутрони и радиоактивност представљају опасност по здравље за особље, те се мора доћи до адекватног начина заштите и дизајна собе и уређаја. Праг енергије за производњу фотонеутрона код већине материјала средњег и вишег атомског броја је у интервалу од 8 до 10 MeV-а, а вредност максималног фотонуклеарног ефикасног пресека је између 13-15 MeV-а. Акцелераторски уређаји који раде са фотонском енергијом већом од 10 MeV-а могу произвести мерљив број неутрона путем фотонуклеарних реакција, до којих долазе у разним материјалима у акцелераторској глави, пацијенту и терапијском простору. Фотонеутрони који потичу од директне фотонуклеарне интеракције у материјалима већег атомског броја, имају енергетски спектар сличан спектру фисионих неутрона са средњом енергијом коју неутрони досежу од око 1.0 MeV-а. Графички приказ енергетског спектра емитованих нуклеона (слика 2.3.) представља облик енергетског спектра неутрона који је релативно независтан од енергије упадних електрона који падају на мету. Након стварања, неутрони могу напустити акцелераторску главу без интеракције или се евентуално једном или више пута могу расејати. Неутрони постепено губе своју енергију кроз велики број расејања, тако да у терапијској просторији грубо гледано постоје:

Неутрони произведени директно из акцелераторске главе:

 а) неутрони (нефилтрирани) - директни из извора – неутрони који стигну на жељено подручје коже пацијента са мало или ни мало спектралне модификације.
Имају широк спектар са средњом енергијом од око 1 MeV.

б) неутрони (филтрирани у акцелераторској глави) - након једног или више расејања у глави акцелератора спектар ових неутрона се може детектовати у терапијској соби са енергијама знатно померене ка нижим енергијама у односу на енергије неинтерагујућих неутрона. Максимум дистибуције је на енергијама од око 0.3 до 0.5 MeV-а.

ц) неутрони расејани у терапијској соби - термални неутрони - вишеструко расејани неутрони су практично присутни као "море" неутрона расејаних са стране зида

просторије, при чему долази до озрачивања пацијента скоро униформно из сваког правца. Након великог броја интеракција, енергија им је знатно редукована и производе занемарљиву дозу по дубини ткива.

МекКол (McCall) и Свансон (Swanson) су проценили важност неутрона произведених од стране акцелератора. Наиме, мерили су флукс неутрона по јединици терапијске фотонске дозе у функцији енергије примењеног Х зрачења на различитим моделима акцелератора.

Резултати су приказани на слици 4.1.



Слика 4.1. Неутронски флукс по јединици терапијске дозе у функцији максималне енергије. Тачке на графику приказују измерене вредности за неколико акцелераторских типова у снопу (□ мерење у снопу; ■ мерење изван снопа; • израчунате вредности; В бетатрон)

Пуна линија на графику приказује случај у ком су све компоненте уређаја које производе неутроне од волфрама, а уједно и презентује максимални флукс неутрона.

Испрекидана крива је у случају када су све компоненте уређаја које производе неутроне од бакра, служи као компарација волфрам криви, стога што је на графику јасно приказан флукс мањи за фактор од 2 до 4 у односу на криву волфрама.

Криве показују да флукс неутрона расте веома брзо између енергија 10 - 15 MeV-а, а потом између 15 - 20 MeV-а тај пораст је много блажи. Изнад 20 MeV-а долази до стагнације при чему и остаје константан.



Слика 4.2. Шематски приказ функције акцелераторске главе: пролазак електронског снопа кроз компоненте акцелераторске главе

Неутрони произведени у телу пацијента - треба имати на уму њихово присуство услед процене укупне дозе, али се у наставку нећемо њима бавити.

Неутронска доза која потиче од неутрона створених у телу пацијената не би требало озбиљније да утиче на укупну неутронску дозу. На пример: у случају када се примени терапијска енергија од 25 MeV-а, неутрони произведени у телу пацијента доприносе интегралној дози од око 0.012 %. Графички приказ (слика 4.3.) интегралне неутронске дозе при фотонској дози у функцији енергије, која потиче од свих наведених група неутрона (филтрирани, нефилтрирани, расејани у терапијској соби) укључујући и неутроне из пацијента [9].



Слика 4.3. Процена интегралне дозе неутрона произведених у пацијенту, изражен као део терапијског снопа интегралне дозе и представљене у функцији енергије зрачења

Неколико примера активације дате су у табели 3. Постоје делови ЛИНАК-а израђени од бакра који се активира када су електрон/фотон енергије веће од ~10 MeV-а. За више енергије, неке реакције се дешавају у ваздуху (и у пацијенту). Дакле, глобална заштита од зрачења за високе енергетске опсеге који се користе у радиотерапији је повезана са производњом неутрона током зрачења (погодан апсорбујући материјал мора бити присутан у зидовима и вратима терапијске собе) и фотонском емисијом током, па чак и неко време после, зрачења.

елемент	реакција	радионуклид	време полураспада	енергија (MeV)		
^{12}C	(γ, n)	¹¹ C	20 min	18.6		
14 N	(γ, n)	13 N	10 min	10.5		
16 O	(γ, n)	¹⁵ O	2 min	15.6		
⁶³ Cu	(γ, n)	⁶² Cu	10 min	10.9		
⁶⁵ Cu	(γ, n)	⁶⁴ Cu	13 h	9.8		
⁵⁴ Fe	(γ, n)	⁵³ Fe	8.5 min	13.6		
²⁰⁴ Pb	(γ, n)	²⁰³ Pb	6.1 s/52 h	8.2		
Извор: NCRP Report no 51, Вашингтон, 1977 [4]						

Табела 3. Примери радионуклида произведених у линеарном акцелератору (у, n) реакцијама

4.2. Процена заштите од зрачења

Линеарни терапијски акцелератори енергије од 15 MeV-а производе веома јако јонизујуће зрачење, услед чега фотони на овим енергијама имају велику продорну моћ. Стога се простор, у коме је лоциран терапијски акцелератор, мора добро заштити, првенствено уводећи примарне и секундарне заштите одговарајућих дебљина. Примарна заштита се уводи у циљу што ефикасније атенуације директног фотонског зрачења, док секундарна заштита треба да смањи зрачење које се расејава унутар терапијске собе. Омогућавање адекватне безбедности особља у непосредној близини акцелераторске просторије у току рада апарата је циљ достизања превентиве од непожељних ефеката произведеног зрачења.

а) Примарна заштита од директног снопа: примарна баријера врши атенуацију примарног снопа који стиже директно из акцелератора као и секундарно зрачење које приликом простирања примарног снопа настаје у зиду.

б) Секундарна заштита од расејаног зрачења: подразумевамо све зидове просторије у којима је лоциран извор зрачења, а на које не пада директан терапијски сноп. Директном снопу зрачења не припадају две компоненте, зрачење које долази из главе акцелератора и зрачење расејано од пацијента, међутим свакако се приликом процене дебљине секундарне заштите узимају у обзир.

4.2.1. Процена неутронске дозе код врата терапијске просторије

Број неутрона у просторији зависи од максималне енергије фотонског снопа. У областима између 10 и 25 MeV-а тај број се повећава за неколико реда величине. На пример: код акцелератора енергије од 15 MeV-а производи се чак три пута мања количина непожељних неутрона него код оног од 18 MeV-а. Фотонски сноп је знатно веће продорне моћи него неутронски произведен у акцелераторској глави. Самим тим неутрони не успевају да продру кроз примарну и секундарну баријеру те праћење изван просторије није неопходно. Једина локација на којој се очекује присуство неутрона су улазна врата у лавиринт, тако да се већина метода за процену неутронске дозе односи на лавиринт и улаз у њега.

Два основна механизма путем којих неутрони могу допринети укупној дози у терапијској соби и лавиринту су:

- фотонска доза од гама зрачења која прати захват неутрона
- доза од самих неутрона

Класичне терапијске собе са тешким улазним вратима постављене нормално на правац ходника лавиринта представљају стандардну просторију у којој се врши процена неутронске дозе.

4.2.1.1. Фотонска доза од неутронског захвата

Доза која потиче од гама зрачења емитованог након неутронског захвата у језгрима елемената материјала који улазе у састав бетона, а мери се у равни врата класичног лавиринта, може се израчунати на основу релације:

$$h_{\varphi} = K\varphi_A 10^{-\left(\frac{d_2}{TVD}\right)} \tag{6}$$

где је **К** однос фотонске дозе и укупног неутронског флукса на изласку из ходника лавиринта; ϕ_A је тотални неутронски флукс на крају ходника лавиринта; d_2 је дужина ходника; **TVD** представља растојање које почетни флукс неутрона редукује за фактор десет.



Слика 4.5. Приказ терапијске собе и лавиринта са параметрима који учествују у релацијама

Укупан неутронски флукс на излазу из ходника и уласка у терапијску собу се може проценити на основу следеће релације:

$$\varphi_A = \frac{\beta Q_n}{4\pi d_1^2} + \frac{5.4\beta Q_n}{2\pi S_r} + \frac{1.3Q_n}{2\pi S_r}$$
(6a)

 β је трансмисиони фактор за неутроне који пролазе кроз акцелераторску главу (за олово је β =1), односно представља број неутрона емитован из акцелераторске главе по једном греју терапијске дозе; **d**₁ је растојање од изоцентра до средине ходника на његовом излазу; **S**_r тотална површина пода, плафона и свих зидова терапијске собе.

4.2.1.2. Неутронска доза на улазу у лавиринт

За процену дозе у равни врата класичног лавиринта постоје две методе које се користе. У првом случају неутронска доза се може израчунати као:

$$H_{n,D} = (H_0) \left(\frac{S_0}{S_1}\right) \left(\frac{d_0}{d_1}\right)^2 10^{-\left(\frac{d_2}{5}\right)}$$
(7)

 H_0 представља тоталну неутронску дозу на растојању d_0 по јединици апсорбоване дозе фотонског зрачења; S_0/S_1 је однос површина назначених на слици 4.6, а d_1 и d_2 су растојања такође обележена на слици 4.6.



Слика 4.6. Шематски приказ акцелераторске собе са величинама релевантним за прорачун неутронске дозе на улазним вратима

У другом случају израчунавање неутронске дозе заснива се на следећој релацији:

$$H_{n,D} = 2.4 \cdot 10^{-15} \varphi_A \sqrt{\frac{s_0}{s_1}} \left[1.64 \cdot 10^{-\left(\frac{d_2}{1.9}\right)} + 10^{-\left(\frac{d_2}{TVD}\right)} \right]$$
(7a)

 ϕ_A је неутронски флукс по јединици апсорбоване фотонске дозе дата релацијом; **TVD** је дистанца у метрима на којој се флукс неутрона смањи за десетину и можемо је израчунати на основу емпиријске формуле:

$$TVD = 2.06\sqrt{S_1} \tag{7b}$$

Избегавање високе дозе која потиче од неутрона и њиховог захвата може се постићи заустављањем неутрона пре улазних врата терапијске просторије, односно редукцијом броја неутрона. Уколико се поставе врата израђена од материјала високог ефикасног пресека за апсорпцију неутрона у положају S_1 (слика 4.6.) може се значајно допринети ефикасности заштите. Постављањем парафинских плоча у различите положаје унутар ходника лавиринта до отвора површине S_1 , измерена је неутронска доза и анализирана ефикасност њеног смањења [8].

5. Резултати, анализа и дискусија

У овом поглављу ће бити дат детаљан опис мерења неутронске дозе, са и без додатне заштите у виду парафинских плоча, као и њихова анализа. Основна идеја се заснива на експерименталној провери могућности заштите од неутронског зрачења у терапијској просторији и ван ње. Вршена су симултана мерења еквивалентне неутронске дозе са парафинском заштитом лоцираном у неколико различитих позиција са унутрашње стране улазних врата лавиринта бункера, на Институту за Онкологију у Сремској Каменици, у коме је инсталиран ЛИНАК Varian 2100С.

5.1. Детекторски систем

Неутронска еквивалентна доза је мерена помоћу неутронског детектора Meridian Model 5085, чији је принцип рада релативно једноставан. Детекторски систем је конструисан у складу са дизајном и стандардима Андерсона и Брауна (Anderson&Braun). Састоји се од полиетиленског цилиндра димензија 22 cm (пречник) x 24 cm (дужина), унутар кога се налази ³Не пропорционални бројач са радним напоном од 1250 V. Функција полиетиленског цилиндра је да у потпуности термализује све неутроне тако да до активне запремине пропорционалног бројача стижу само термални. Дакле, сам детектор је челична цилиндрична комора дужине 5 cm испуњена гасом изотопа хелијума ³Не под притиском (7 bar-a) са уграђеним електродама и напаја се батеријама. Напон између електрода је довољно висок да обезбеди поуздан рад пропорционалног бројача, а то значи да су напонски сигнали, који се добијају након интеракције фотона и генерисања јона унутар активне запремине детектора, довољно високи да није потребно додатно појачавање сигнала. Унутар пропорционалне коморе одвија се следећа нуклеарна реакција:

 $n + {}^{3}He \rightarrow {}^{3}H + {}^{1}H + 0.764 \text{ MeV}$

односно

3
He (n, p) 3 H

Протон и трицијум који настају у овој нуклеарној реакцији крећу се кроз пропорционалну комору, испуњену хелијумом, при чему врше јонизацију. Долази до

ослобађања енергије од 0.764 MeV-а у виду кинетичке енергије продуката реакције. На излазу из пропорционалне коморе ствара се напонски сигнали.

Неутронски детектори се користе и у просторијама где постоји интезивно фотонско зрачење, па је неопходно направити разлику између сигнала који настају приликом интеракције фотона са гасом пропорционалне коморе и сигнала који настају када ту јонизацију врше трицијум или протон.

Линеарни енергетски трансфер (ЛЕТ) приликом проласка наелектрисаних честица кроз гас за ред величине је виши од линеарног енергетског трансфера фотона. Сигнали који се добијају након проласка фотона кроз гас пропорционалне коморе бивају нижи од напонских сигнала које стварају наелектрисане честице унутар пропорционалне коморе. Дискриминатором се могу одвојити фотонски сигнали од сигнала који се добијају након интеракције протона и трицијума тако да детектор практично броји само оне догађаје који су настали након нуклеарне реакције захвата неутрона на изотопу ³Не. Регистровани број оваквих сигнала пропорционалан је броју неутрона и једноставно се преводи у неутронску дозу одговарајућом калибрацијом инструмената.

На екрану се дигитално очитавају подаци измерене неутронске дозе, а сам екран је монтиран на врху модератора и може да ротира у 2 осе. Детектор ових димензија, представља идеалан преносни инструмент за мерење неутрона у реакторима, лабораторијама, болницама као и свим осталим местима где се очекује појава неутрона. Неутронски монитор еквивалентне неутронске дозе је током мерења био позициониран на удаљености од 35 ст од улазних врата са унутрашње стране на средини лавиринта (ходника) у терапијску собу (бункер). Оса хелијумског (³Не) детектора је била постављена хоризонтално у правцу лавиринта и нормално на врата.



Слика 5.1. Неутронски монитор еквивалентне неутронске дозе (Meridian Neutron Monitor, Model 5085)
Одзив неутронског дозиметра који је коришћен, је релативно униформан у односу на његову оријентацију по правцима што је проверено мерењима.

На слици 5.2. се може видети да је разлика минималних у односу на максималне очитане вредности неутронске дозе, детектора који се хоризонтално ротира у интервалима од по 45° , мања од 30%. Дозиметар је постављен испред врата у ходник бункера и ротиран за по 45° око своје осе, којом приликом су измерене вредности неутронског зрачења у лавиринту терапијске собе. На графичком приказу (слика 5.2) се јасно може видети да је максималан учинак када се детектор налази окренут ка зиду, односно на 0° и 180°. У положају окренутом према ходнику, детектује нешто мањи проценат неутронског зрачења, док најмањи проценат екфикасности има у позицији када се налази окренут према улазним вратима. Ова провера је урађена пре самог мерења неутронске дозе ради избора најбољег начина мерења и провере униформности детектора.



Слика 5.2. Графички приказ просторног униформног одговора неутронског дозиметра

5.2. Парафинске плоче

Пројектовање парафинских заклона, димензије 1.03 m x 1.40 m x 0.04 m, ручно израђен све у сврху испитивања могуће редукције неутронске дозе на вратима лавиринта. Истопљени парафин изливен је у дрвене оквире површине S_{плоча} = 144 m² (слика 5.3)



Слика 5.3. Парафинске плоче: а) дрвени оквир, б) изливање парафина, в) изглед плоче

Познато је да дебљина полуапсорпције парафина за фисионе неутроне износи око 6 ст. У нашем случају дебљина плоча није таква да би могла зауставити неутроне у потпуности, а и димензије су релативно мале у односу на површину пресека лавиринта, међутим атенуација одређеног процента неутрона неоспорно постоји што ће се у резултатима и видети. У експерименталном раду имали смо две плоче истих димензија, позициониране на 0.4 m изнад површине пода, тако да област коју заклањају пада у висини човека. Укупна површина заклона износи S_{2 x плоча} = 288 m². Плоче су постављане дуж ходника на разним растојањима, у укупно пет позиција на 1 m међусобног растојања, док дуж ходника лево и десно нису померане, што је приказано на слици 5.4.

а) поглед од горе



б) профил



Слика 5.4. Илустровани приказ парафинских плоча постављених у лавиринту

5.3. Мерење и резултати

Табеларни и графички приказ резултата измерене неутронске дозе у односу на положај парафинских плоча дат је у табели 4. и на слици 5.5. Обичај је да се у сличним мерењима приказује неутронска еквивалентна доза по јединици фотонске дозе у изоцентру. Појединачна мерења су трајала 30 секунди, односно 200 MU/min (енг. Monitor Units (MU), мониторске јединице) што би на дубини *build-up* - а одговарало фотонској дози од 2 Gy/min. Оволико трајање експозиције је било довољно да се на улазним вратима добију довољно високе вредности неутронске еквивалентне дозе.

Табела 4. Измерене вредности неутронске дозе без и са апсорбером на различитим удањеностима од детектора

орој мерења	r [m]	D [µSv/Gy]
1.	1	0.195
2.	2	0.279
3.	3	0.335
4.	4	0.393
5.	5	0.417
6.	без апсорбера	0.573

r [m] - положај парафинских плоча у односу на неутронски детектор
 D [μSv/Gy] – неутронска доза



Слика 5.5. Однос детектоване неутронске дозе и положаја парафинске плоче

На графичком приказу (слика 5.5) се јасно може уочити евидентна промена неутронске дозе на улазним вратима у односу на позицију парафинских плоча. Уколико је заклон ближи дозиметру неутонска доза постаје све мања. Најмања измерена доза је добијена у присуству апсорбера позиционираног на дистанци од 1 m у односу на дозиметар. Њена вредност је чак 2.5 пута мања од највеће измерене дозе добијене у одсуству парафинских плоча.

Следећи корак је био да се добијени резултати протумаче са аспекта неколицине опште познатих чињеница везаних за пропагацију неутрона у простору око терапијског акцелератора. Наиме, неутрони након што изађу из главе терапијског акцелератора доживљавају разне интеракције, од којих су еластична и нееластична расејања највише вероватни. На тај начин неутрони губе енергију до нивоа када она постане једнака термалној енергији молекула гаса у тој средини, или како се то већ колоквијално каже – термализују се. Термални неутрони бивају захваћени од стране околних атома и на тај начин нестају. Будући да неутрони имају високу енергију, реда величине MeV –a, овај процес веома кратко траје, али се може сматрати да је током рада терапијског акцелератора комплетна просторија испуњена неутронима који доживљавају рефлексије и понашају се на сличан начин као и молекули гаса, с том разликом да им је енергија много виша док се не термализују. У том контексту учињено је неколико претпоставки и начињено неколико простих модела да би се на неки начин протумачили мерени резултати и добили параметри, чије би бројне вредности могле послужити за детаљнији опис понашања неутрона у оваквим срединама и на тај начин стекла нека сазнања о могућим начинима заштите од неутронског зрачења.

5.3.1. Модел 1

Почело се од најједноставније претпоставке: зидови представљају извор неутрона које дозиметар види. Будући да се неутрони брзо крећу и доживљавају бројне рефлексије о површине свих предмета који се налазе унутар терапијске просторије, најједноставнији модел би подразумевао да су у ствари зидови извор неутрона који у коначној инстанци доспевају до нашег детектора где бива регистрован њихов допринос укупној еквивалентној неутронској дози.

У најједноставнијем моделу претпостављамо да се након укључивања линеарног терапијског акцелератора неутрони расејавају на све стране, услед чега долази до рефлексије са свим што им се нађе на путу, све док се не термализују и док не буду захваћени. Неутрони се као молекули гаса хаотично крећу по терапијској соби.

У оквиру овог модела независно се посматрају две групе неутрона:

- неутрони који са акцелераторске главе директно стигну до површине S_d и одатле се даље рефлектују, између осталог и према дозиметру
- 2. неутрони који доживе неколико рефлексија и са површине Sr се упуте ка дозиметру

Директна површина (S_d) представља ону површину са које се, на основу овог поједностављеног модела, неутрони директно пристигли са акцелераторске главе рефлектују. Одређује се на основу следеће релације:

$$S_d = S^{\parallel} + S^{\perp} + 2S_{pod/plafon}$$

где је S^{\parallel} - површина зида паралелна улазним вратима; S^{\perp} - површина зида нормална на улазна врата; $S_{pod/plafon}$ - површина пода и плафона. Наведене површине су приказане на сликама 5.6. и 5.7. и представљају оне површине до којих неутрони емитовани из главе акцелератора могу директно да стигну. Дакле, то су оне површине зидова лавиринта са којих се истовремено директно види глава акцелератора као и дозиметар постављен на улазним вратима.

Директна површина (S_d) израчуната на основу познатих вредности површина (S^{\parallel}, S^{\perp}, S_{pod/plafon}) терапијске просторије утврђених мерењем износи S_d = 36.3 m².



Слика 5.6. Површина директно расејаних неутрона



Слика 5.7. 3D приказ површине директно расејаних неутрона

Површина са које вишеструко расејани неутрони стижу до дозиметра (S_r) се одређује на основу релације:

$$S_r = 2S^{\perp} + 2S_{pod/plafon}$$

где је S^{\perp} - површина зида нормална на улазна врата; $S_{pod/plafon}$ - површина пода и плафона. На сликама 5.8. и 5.9. су приказане ове површине. То је комплетна унутрашња површина зидова, пода и плафона лавиринта са којих се не види акцелераторска глава, али се види дозиметар на вратима.

Ова површина (Sr) установљена је мерењем вредности површина (S^{\perp}, S_{pod/plafon}) терапијске просторије и износи S_r = 75.7 m²



Слика 5.8. Површина више пута расејаних неутрона



Слика 5.9. 3D површина више пута расејаних неутрона

Детектована доза (**D**₀) на улазу у ходник бункера без парафинског заклона у оквиру овог поједностављеног модела представљена је следећом релацијом:

$$D_0 = k_1 S_d + k_2 S_r (1)$$

где је D_0 - доза на улазу без парафинског заклона; S_d – површина директно изложена неутронима коју види дозиметар; S_r – површина са које се одбијају рефлектовани неутрони; k_1 и k_2 – константе, представљају ону дозу неутрона коју произведе јединица површине зида директно изложеног неутронима (k_1) и еквивалентна доза неутрона коју добијамо са јединичне површине оног дела зида са којег до дозиметра стигну вишеструко рефлектовани неутрони (k_2).

Ако претпоставимо да парафински заклон, постављен у један од положаја у ходнику лавиринта као на слици 5.4, покрије по део од оба зида уводимо две нове компоненте. P_1 - процентуални део површине S_d који је посматран из тачке где се налази дозиметар заклоњен парафинском плочом и P_2 - процентуални део површине S_r који је, уколико се посматра из тачке у којој се налази дозиметар, заклоњен парафинском плочом.

На основу простих геометријских релација и познатих димензија како парафинске плоче, тако саме просторије, процењене су вредности параметара P_1 и P_2 . Добијене вредности су приказане у Табели 5.

број мерења	P ₁ [%]	P ₂ [%]
1.	100.0	61.4
2.	85.1	26.5
3.	71.3	6.7
4.	30.0	4.2
5.	19.4	3.3
6.	0.0	0.0

Табела 5. Процентуални приказ заклоњених површина Sd и Sr



Слика 5.10. Приказ заклоњених површина када је парафински заклон позициониран на једној од локација које су одабране у експерименту



Слика 5.11. 3D приказ заклоњених површина када је парафински заклон позициониран

У случају када се у лавиринт акцелераторске просторије постави заклон, доћи ће до делимичне апсорбције неутрона у парафину, што ће се свакако одразити на величину

еквивалентне неутронске дозе мерене на улазним вратима. Постоји више могућности да неутрони емитовани са акцелераторске главе стигну до дозиметра.

Можемо их поделити у четири групе:

1. неутрони који се директно рефлектују са дела површине S_d која није заклоњена парафинским екраном. Површина овог дела износи $(1 - p_1)S_d$, а допринос укупној дози мереној детектором на улазним вратима је $k_1(1 - p_1)S_d$

2. неутрони који су се рефлектовали са површине S_d , али оног дела који је посматран из тачке где се налази дозиметар покривен парафинским заклоном. Величина ове површине износи p_1S_d , док допринос ове заклоњене површине укупној еквивалентној дози $k_1^T p_1 S_d$. Може се видети да је овде уведена друга константа k_1^T која представља ону величину еквивалентне неутронске дозе која се добија са јединичног дела површине S_d , али након што су неутрони прошли кроз парафински заклон. Увођење ове нове константе се оправдава тиме да неутрони након проласка кроз заклон бивају знатно успорени путем могућих расејања на лаким језгрима атома који улазе у састав парафина, тако да се може очекивати да ће ови неутрони ниже енергије на другачији начин доприносити укупној еквивалентној неутронској дози мереној на улазним вратима

3. неутрони који су након више расејања са површине S_r стигли до дозиметра, али без проласка кроз парафински заклон. Величина ове површине је $(1 - p_2)S_r$, а допринос укупној дози на улазним вратима који потиче од неутрона рефлектованих са ове површине износи $k_2(1 - p_2)S_r$

4. неутрони који су на свом путу са површине S_r стигли до дозиметра након проласка кроз парафин. Величина ове површине је p_2S_r , док је допринос неутрона са овог дела бочних зидова, пода и плафона једнак $k_2^T p_2 S_r$. И овде је уведена нова константа, k_2^T која представља еквивалентну неутронску дозу јединичног дела површине S_r , и то оног дела који је са тачке гледишта детектора покривен парафинским заклоном. И овде је логика идентична као и у предходном случају – након проласка кроз парафин, неутрони расејани са површине S_r изгубе део своје енергије кроз разна расејања, па им ни дозиметријски ефекат није једнак као и неутронима који са исте те површине долазе до детектора без интеракције са парафином.

Може се очекивати да су у оба случаја параметри k_1^T и k_2^T мањи од одговарајућих параметара k_1 и k_2 пошто након губитка дела енергије услед интеракција са парафином

неутрони који су прошли кроз заклон производе мању дозу од оних који су до дозиметра стигли са исте површине, али без интеракција са парафином.

Дозу коју меримо у случају када је парафински заклон постављен у један од наведених положаја можемо представити следећом релацијом:

$$D(p_1, p_2) = k_1(1 - p_1)S_d + k_1^T p_1 S_d + k_2(1 - p_2)S_r + k_2^T p_2 S_r$$
(2)

Са бројним вредностима мерене дозе представљеним у табели 4. и вредностима параметара P_1 и P_2 који се могу видети у табели 5, фитом су добијене оптималне вредности параметара k_1 , k_2 , k_1^T и k_2^T . Изглед функционалне зависности описане једначином (2), као и вредности добијених параметара дати су на слици 5.12.





Слика 5.12. Измерена неутронска доза у односу на процентуалне вредности заклоњених површина

Може се видети да оптималне вредности параметара k_1 , k_2 , k_1^T и k_2^T донекле прате тренд тачака којима је представљена дводимензионална зависност измерене еквивалентне неутронске дозе од степена покривености површина S_d и S_r , али да су видна одступања између мерених тачака и добијене криве.

Модел описан једначином (2) се може до извесне мере и упростити. Сређивањем једначине (2), груписањем чланова, може се издвојити доза која се мери када нема парафина (**D**₀), па се на тај начин добија нешто мало једноставнији израз:

$$D(p_1, p_2) = D_0 - (k_1 - k_1^T) p_1 S_d - (k_2 - k_2^T) p_2 S_r$$
(3)

Еквивалентна неутронска доза мерена иза парафинских плоча се полако умањује са растом P_1 и P_2 . Степен смањења са порастом заклоњености површине се множи разликом константи $(k_1 - k_1^T)$ као и разликом вредности константи $(k_2 - k_2^T)$. Ова два члана представљају у ствари разлику у дози коју меримо нашим детектором, и то по јединици површине зида када неутрони рефлектовани одатле не пролазе или пролазе кроз парафински заклон.

Увођењем смене, горњу једначину (3) поједностављујемо:

$$D(p_1, p_2) = D_0 - t_1 p_1 S_d - t_2 p_2 S_r$$
(4)

Сада се добија нешто мало једноставнији случај. Потребно је одредити вредности параметара t_1 и t_2 фитовањем израза (4) на сет експерименталних тачака које су добијене мерењем.

Резултати фита, добијене вредности параметара t_1 и t_2 , као и изглед криве описане једначином (4) са оптималним вредностима параметара, приказани су на слици 5.13.



Слика 5.13. Измерена неутронска доза у односу на процентуалне вредности заклоњених површина

Као што је већ речено и потврђено резултатима претходног фита, параметар k_1 већи је од параметра $k_1^T (k_1 > k_1^T)$, као што је и параметар k_2 већи у односу на параметар $k_2^T (k_2 > k_2^T)$. Резултати фита једначине (4) дали су позитивне вредности параметара t_1 и $t_2 (t_1, t_2 > 0)$, што се могло и очекивати. Такође, треба приметити да је t_1 за два реда величине већи од t_2 , што се такође могло очекивати. Наиме, логично је претпоставити да неутрони који долазе са површине S_r имају знатно нижу енергију од неутрона који до детектора стижу са површине S_d због већег броја рефлексија које су преживели. Евидентно је да пролазак неутрона кроз парафински заклон има знатно већи утицај на брзе неутроне него што је то случај са неутронима који су већ изгубили добар део своје енергије, па је стога и разлика између параметара k_1 и k_1^T знатно већа него што је то разлика између параметара k_2 и k_2^T . Но, упркос добром тренду који се може назрети у вредностима параметара t_1 и t_2 добијених фитовањем, разлика између криве и експерименталних тачака је још увек уочљива. У овом моделу нису разматрани неутрони који се могу кретати са заклоњене и незаклоњене површине у било ком правцу и смеру, као и њихов долазак до парафина и расејавање у смеру дозиметра. Модел подразумева изразито праволинијско кретање неутрона од зидова до детектора, а да приликом тога постоји јасна разлика између делова зида који су заклоњени и који нису. Овај се модел може делимично поправити увођењем још неколицине чланова. Наиме, до површине S_d не доспевају само брзи неутрони директно из акцелераторске главе. Постоји вероватноћа да ће известан број неутрона који су у терапијској соби доживели једну или више рефлексија стићи до површине S_d и одатле се расејати у правцу дозиметра. То би требало да значи да се у једначину (2) могу додати и следећи чланови:

1. $k_2(1 - p_1)S_d$ који описује допринос укупној еквивалентној неутронској дози од неутрона који су након вишеструких интеракција у акцелераторској соби коначно расејани од непокривеног дела површине S_d ;

2. $k_2^T p_1 S_d$ који описује допринос вишеструко расејаних неутрона који након рефлексије од површине S_d доспевају до дозиметра и то након проласка кроз парафински заклон.

Можемо видети да смо у оба случаја неутроне који су се вишеструко расејали у акцелераторској просторији и коначно стигли до површине S_d описали параметрима k_2 и k_2^T уз претпоставку да им је енергија слична неутронима који су вишеструко расејани и као такви до детектора долазе са површине S_r .

Додавањем чланова који описују вишеструко расејане неутроне у једначину (2) добијамо следећу релацију:

$$D(p_1, p_2) = k_1(1 - p_1)S_d + k_1^T p_1 S_d + k_2(1 - p_1)S_d + k_2^T p_1 S_d + k_2(1 - p_2)S_r + k_2^T p_2 S_r$$
(5)

Упрошћавањем горње једначине релација има следећи облик:

$$D(p_1, p_2) = (k_1 + k_2)(1 - p_1)S_d + (k_1^T + k_2^T)p_1S_d + k_2(1 - p_2)S_r + k_2^T p_2S_r$$
(6)

Као и у претходним случајевима, извршено је одређивање оптималних вредности параметара k_1 , k_2 , k_1^T и k_2^T методом фита, а добијени резултати, као и крива дефинисана једначинама (5) или (6) приказани су на слици 5.14.



Слика 5.14. Измерена неутронска доза у односу на процентуалне вредности заклоњених површина

Са слика 5.13. и 5.14. се може видети да ни овај модел, који је урачунао могуће рефлексије спорих неутрона о површину S_d до извесне мере може да следи експерименталне тачке, али је уочљиво и извесно неслагање између мерења и резултата који се на основу модела добијају.

5.3.2. Модел 2

Претпоставка: за извор неутрона који се простиру кроз лавиринт и коначно доспевају до улазних врата узима се површина отвора на улазу у акцелераторску просторију S. На слици 5.15. је приказана ова површина.

Већина емпиријски заснованих рачунских поступака развијених у сврху процене еквивалентне дозе неутронског зрачења на улазним вратима лавиринта, иза којег се креће професионално особље базира се на чињеници да је извор неутрона отвор S у ходнику наспрам улазних врата. Извор неутрона означен је на слици 5.15. а његова површина износи $S = 10.3 \text{ m}^2$. Практично гледано, кроз тај простор заиста и прођу сви неутрони у ходнику крећући се ка вратима и дозиметру. Парафински заклон је померан од детектора ка површина S, у корацима од по 1 m као на слици 5.4. и на тај начин покривена је површина коју узимамо за извор неутрона.



Слика 5.15. Приказ новог извора неутронског зрачења

У оквиру модела 2 претпоставићемо три случаја:

1. случај

Површина S представља једини извор неутрона кроз цео ходник, а они се као и молекули гаса хаотично крећу по терапијској соби. Као и у претходном моделу неутроне делимо у две групе - на оне који директно без проласка кроз заклон доспевају до

дозиметра и оне који су са заклоњених површина до дозиметра стигли након проласка кроз парафин. Прву групу неутрона описујемо константом k_s , док су неутрони који су прошли кроз парафин описани константом k_s^T . У оба случаја константе представљају допринос неутронској дози од јединичне површине отвора лавиринта који су непокривени и покривени парафинским заклоном респективно.

Следећом релацијом представљена је доза неутрона који након проласка кроз површину S стигну до дозиметра:

$$D(p_{S}) = k_{S}S(1 - p_{S}) + k_{S}^{T}Sp_{S}$$
⁽⁷⁾

где је **P**_S процентуални део покривене површине S.

број мерења	D [µSv/Gy]	P _S [%]
1.	0.195	100.00
2.	0.279	69.39
3.	0.335	44.90
4.	0.393	32.65
5.	0.417	29.18
6.	0.573	0.00

Табела 6. Неутронска доза и процентуални приказ заклоњене површине S

 $k_{s}S(1 - p_{s})$ - допринос дози коју детектор региструје од неутрона који су са површине S до дозиметра стигли без интеракције са парафинским заклоном; $k_{s}^{T}Sp_{s}$ - доза која потиче од неутрона који са површине S кроз парафински заклон долазе до детектора.

Параметар k_s би требао да се разликује од константе пошто неутрони који нису интераговали са парафинским заклоном треба да имају вишу енергију, а самим тим и да производе вишу дозу ($k_s > k_s^T$).

На основу измерених вредности дозе **D** [μ Sv/Gy] и вредности **P**_S [%] из табеле 6, фитовањем су одређене вредности параметара k_S и k_S^T путем којих се добија најбоља сагласност између измерених тачака и вредности добијених из функције приказане у изразу (7).

На слици 5.16. приказане су вредности параметара k_s и k_s^T добијених фитом, као и облик саме функције када се уврсте резултати фита.



Слика 5.16. Измерена неутронска доза у односу на процентуалну вредност заклоњене површине P_S

На графичком приказу се јасно види да фитом добијена функција не пролази кроз све тачке. Фитовањем су добијене вредности параметара $k_S = 0.056$ и $k_S^T = 0.015$, где је k_S приближно 4 пута већи од k_S^T .

2. случај

Претпоставимо да постоје две групе неутрона, брзи и спори, и да су они описани константама k_{Sf} и k_{SS} , где је k_{Sf} допринос неутронске дозе коју произведе јединица површине S са које долазе брзи (енг. fast) неутрони, а k_{SS} допринос неутронске дозе коју произведе јединица површине S кроз коју су се спори (енг. slow) неутрони упутили ка дозиметру. Као и у случају 1 узимамо да површина S представља једини извор неутрона кроз цео ходник.

Неутронску дозу коју дозиметар региструје у некој од приказаних геометрија представљамо следећом релацијом:

$$D(p_S) = k_{Sf}S(1 - p_S) + k_{Sf}^T S p_S + k_{SS}S(1 - p_S) + k_{SS}^T S p_S$$
(8)

где је $k_{Sf}S(1-p_S)$ - допринос дози коју детектор региструје од брзих неутрона пристиглих са површине S без проласка кроз парафински заклон; $k_{Sf}^T Sp_S$ - допринос дози коју детектор региструје детекцијом брзих неутрона који су након проласка кроз површину S прошли кроз парафински заклон; $k_{SS}S(1 - p_S)$ - допринос спорих неутрона дози коју детектор региструје када са површине S до дозиметра стижу без проласка кроз парафински заклон; $k_{SS}^T S p_S$ - допринос дози коју детектор региструје за споре неутроне са површине S када су прошли кроз парафински заклон.

На основу измерене вредности дозе **D** [μ Sv/Gy] и вредности **P**_S [%] из табеле 6. добијене су вредности параметара k_{Sf} , k_{SS} , k_{Sf}^T и k_{SS}^T . Поменуте вредности као и облик функције описане једначином (8) приказани су на слици 5.17.



Слика 5.17. Измерена неутронска доза у односу на процентуалну вредност заклоњене површине P_s, при проласку брзих и спорих неутрона

Поређењем графика приказаних на сликама 5.16. и 5.17. се може видети да једначине (7) и (8) дају потпуно идентичне криве са два различита приступа и два различита сета параметара. У једначини (7) фигуришу два параметра, уз претпоставку да се сви неутрони који прођу кроз површину S могу описати једном константом k_{S}^{T} . У једначини (8) је начињена претпоставка да се неутрони могу поделити у две различите енергетске групе, што захтева употребу два параметра k_{Sf} и k_{SS} . Без обзира на приступ, са оба сета параметара који се одређују фитом добијају се потпуно једнаке вредности зависности еквивалентне неутронске дозе од вредности **Р**_S [%] рачунским путем помођу једначина (7) и (8). Основни недостатак модела приказаних једначинама (7) и (8) је што је зависност мерене дозе линеарна у односу на параметар P_s . Евидентно је да измерена доза није у целом опсегу величина P_s линеарна.

3. случај

У овом случају, поред површине отвора, одакле долазе неутрони (S = 10.3 m²), узимамо у обзир и целу површину зидова ходника одакле би се неутрони могли одбијати (S_r = 75.7 m²). Ова површина S_r обухвата бочне зидове ходника, под и плафон, све до улазних врата и дозиметра. Услови мерења су тако одређени да површина S_r делимично буде заклоњена парафинским плочама, а процентуални део заклоњеног дела је дат у табели 5.

Претпостављамо да су неутрони који прођу кроз површину S брзи неутрони са средњом енергијом описаном параметром $\overline{k_{Sf}}$, а они неутрони који се рефлектују са зидова површине S_r спори неутрони ниже енергије описани параметром $\overline{k_{SS}}$ ($\overline{k_{Sf}} > \overline{k_{SS}}$).

Следећом релацијом приказана је неутронска еквивалентна доза која потиче од детектованих неутрона са површине отвора лавиринта S и бочних зидова S_r:

$$D(p_S, p_2) = \overline{k_{Sf}}S(1 - p_S) + \overline{k_{Sf}^T}Sp_S + \overline{k_{SS}}S_r(1 - p_2) + \overline{k_{SS}^T}S_rp_2$$
(9)

где је $\overline{k_{Sf}}S(1-p_S)$ - допринос дози коју детектор региструје са површине S при чему су неутрони стигли до дозиметра без интеракције са парафинским заклоном; $\overline{k_{sf}^T}Sp_S$ допринос дози коју детектор региструје за брзе неутроне са површине S при чему су неутрони прошли кроз парафински заклон; $\overline{k_{SS}}S_r(1-p_2)$ - допринос дози коју детектор региструје са површине S_r где су неутрони доспели до дозиметра са незаклоњеног дела, тј. без проласка кроз парафински заклон; $\overline{k_{SS}^T}S_rp_2$ - допринос дози коју детектор региструје са површине S_r при чему су неутрони прошли кроз парафински заклон.



Слика 5.18. 3D приказ неутронске дозе и процентуалних вредности заклоњених површина S и Sr

Употребом бројних вредности за измерене еквивалентне неутронске дозе, као и вредности параметара \mathbf{P}_{S} које су дате у табели 6, као и вредности \mathbf{P}_{2} које се налазе у табели 5, фитовањем су одређене вредности параметара $\overline{k_{Sf}}$, $\overline{k_{SS}}$, $\overline{k_{sf}^{T}}$ и $\overline{k_{ss}^{T}}$ које дају најбоље слагање мерених вредности еквивалентне дозе мерене на улазним вратима и дозе израчунате једначином (9).

Добијене вредности параметара $\overline{k_{sf}}$, $\overline{k_{ss}}$, $\overline{k_{sf}^T}$ и $\overline{k_{ss}^T}$ као и изглед криве која се добије из једначине (9) приказани су на слици 5.18. Евидентно је да се ни у оквиру овог модела не добијају вредности које се добро поклапају са измереним вредностима еквивалентне неутронске дозе на улазним вратима.

У свим до сада показаним моделима добијају се сличне вредности параметара који описују дозу по јединици површине која емитује неутроне директно ка детектору или кроз парафински заклон. Такође се може видети да је у свим моделима вредност дозе по јединици површине незаклоњеног зида знатно већа од дозе која се добија по јединици рефлексионе површине која неутроне усмерава ка детектору. То се могло и очекивати пошто неутрони, пролазећи кроз релативно дебео слој парафина, изгубе део своје енергије и самим тим произведу мању дозу. Такође је видан и тренд да је доза која се произведе по јединици површине бочних зидова са којих се рефлектују вишестуко расејани неутрони у свим случајевима битно мања од дозе коју производе неутрони са површине S_d . То се у сваком случају могло и очекивати пошто неутрони који стижу до дозиметра са бочних зидова, након већег броја расејања садрже битно мању енергију него неутрони који су дошли до дозиметра са неутронима директно обасјане површине.

Но без обзира на исправне трендове који се могу уочити анализом бројних вредности константи које се добијају фитом у различитим моделима и под различитим претпоставкама, остаје очигледан један проблем: моделни рачун донекле одступа од експериментално установљених вредности. Основни узрок томе се најбоље може видети на сликама 5.16. и 5.17. пошто оне приказују дводимензионалну зависност измерене дозе од параметра заклањања отвора ходника P_s.

Може се видети да је у свим моделима који су приказани до сада у овом раду, измерена еквивалентна неутронска доза представљена као линеарна функција параметара који описују до које мере је парафински екран заклонио неки од зидова или површину S. На сликама 5.16. и 5.17. се види да је зависност дозе од параметра P_S заиста линеарна, као што то модел и предвиђа. Евидентно је да постоји одступање експерименталних тачака од моделом предвиђене линеарне зависности.

Овај се проблем може превазићи уколико би се претпоставила нека другачија зависност измерене дозе од параметара Р који описују до које су мере парафином заклоњене површине које сматрамо изворима неутрона. Чак и летимичан преглед распореда експерименталних тачака указује да би се зависност мерене еквивалентне неутронске дозе од параметра Р могла представити као два линеарна сегмента. У том смислу је сачињен следећи модел.

5.3.2.1. Линеарни Модел 1

Измерене вредности обележене тачкама на слици 5.18. поделићемо на два линеарна сегмента и у том случају посматрати график као две линеарне зависности. Кроз прве четири тачке пролази права 1, а права 2 кроз последње 3 тачке. Овакав приказ се може видети на слици 5.19.



Слика 5.19. Приказ два линеарна сегмента апроксимиране функције

Применимо овде модел описан једначином (7) у коме је површина S једини извор неутрона

$$D(p_S) = k_S S(1 - p_S) + k_S^T S p_S$$

који подразумева постојање једне константе k_S која описује неутронску дозу по јединици површине без парафинске плоче, и константе k_S^T која описује допринос неутрона који су крећући се од површине S прошли кроз парафински заклон.

У овом случају се комплетан опсег параметра дели на две области, прву која обухвата прве четири тачке и другу која покрива област последње четири тачке. У том случају се горња једначина трансформише у две:

$$D_{\leq}(p_{S}) = k_{\leq}S(1 - p_{S}) + k_{\leq}^{T}Sp_{S}$$
(10)

$$D_{>}(p_{S}) = k_{>}S(1 - p_{S}) + k_{>}^{T}Sp_{S}$$
(11)

где је $D_{<}(p_{S})$ еквивалентна неутронска доза у првој области, описаној паравом 1; $k_{<}$ параметар који описује дозу по јединици незаклоњене површине S; а $k_{<}^{T}$ допринос еквивалентној неутронској дози са јединичне површине отвора S која је покривена парафинском плочом у првој области.

У једначини (11) фигуришу слични параметри, само су означени индексом ">" који би требао да представи да се ови параметри односе на део који се налази у области описаној правом 2. Дакле, индекс " < " се односи на величине којим се описују прве четири тачке док су индексом ">" означене три последње тачке приказане на слици 5.19.

Извршен је стандардан фит који нам је дао оптималне вредности параметара $k_{<}$, $k_{<}^{T}$, $k_{>}$ и $k_{>}^{T}$. Добијене вредности, као и облик правих 1 и 2 које су одређене резултатима фита приказане су на слици 5.20.

Параметар Р[•]₁ чија је вредност такође приказана на слици 5.20. представља вредност параметра Р₁ која је заједничка за обе праве. Овај параметар у ствари представља преломну тачку.



Слика 5.20. Приказ два линеарна сегмента апроксимиране фитоване функције

Са слике 5.20. се може видети да модел веома добро описује реалан систем, тј. да се израчунате вредности веома добро поклапају са измереним. Очигледно је да је параметар $k_{<}$ већи од параметра $k_{>}$. Ово се може објаснити чињеницом да у другој

области, за веће вредности параметра P_S заклон се налази ближе улазним вратима и дозиметру. У тој области је средња енергија неутрона знатно нижа него на самом отвору S тако да заклон представља ефикаснију заштиту. Вредности параметара $k_{<}$ и $k_{<}^{T}$ се разликују за фактор 20. Уколико се упореде вредности параметара $k_{>}$ и $k_{>}^{T}$ може се видети да се они међусобно разликују само за фактор 2. Ово се такође може објаснити губитком средње енергије неутрона дуж њиховог путовања низ ходник лавиринта.

5.3.2.2. Линеарни Модел 2

Горњи модел се може надоградити увођењем и доприноса бочних зидова, пода и плафона (S_r) укупној еквивалентној неутронској дози на улазним вратима. По овом моделу основни извор неутрона је површина S али и вишеструко расејани неутрони, рефлектовани са бочних површина улазе у укупан биланс дозе. И у овом случају се посматрају две области, прва која обухвата прве четири мерене тачке и друга која укључује последње три експерименталне тачке. Модел се састоји од две једначине:

$$D_{<}(p_{S}) = k_{<}S(1 - p_{S}) + k_{<}^{T}S p_{S} + k_{r}S_{r}(1 - p_{2}) + k_{r}^{T}S_{r} p_{2}$$
(12)

$$D_{>}(p_{S}) = k_{>}S(1 - p_{S}) + k_{>}^{T}S p_{S} + k_{r}S_{r}(1 - p_{2}) + k_{r}^{T}S_{r} p_{2}$$
(13)

Као што се може видети, у горњим једначинама фигуришу два нова члана, $k_r S_r (1 - p_2)$ који описује допринос укупној дози од неутрона који су се са бочних зидова рефлектовали до детектора без проласка кроз парафински заклон и члан $k_r^T S_r p_2$ којим је описан допринос неутрона који су са бочних зидова стигли до детектора пролазећи кроз парафински заклон.

На слици 5.20. приказана је функција која се добија моделом од једначина (12) и (13) са оптималним вредностима параметара, који су такође приказани на истој слици.



Слика 5.21. 3D приказ два линеарна сегмента апроксимиране фитоване функције

Може се видети да је у овом случају добијена добра сагласност између мерених вредности еквивалентних доза и рачуна заснованог на моделу описаном једначинама (12) и (13). Анализом бројних вредности добијених параметара се може видети да се вредности параметара $k_{<}$, $k_{<}^{T}$, $k_{>}$ и $k_{>}^{T}$ не разликују много од вредности добијених у оквиру претходног линеарног модела 1. Оно што је јако занимљиво да се примети је да су вредности параметара $k_{<}$, k_{r}^{T} , $k_{>}$ и k_{r}^{T} битно мања од вредности параметара $k_{<}$, $k_{<}^{T}$, $k_{>}$ и k_{r}^{T} .

Будући да ове вредности у ствари представљају дозе које потичу са јединичних површина бочних зидова као и отвора ходника S јасно је да се у оквиру овог модела као веома значајан резултат добија да је укупан допринос бочних зидова еквивалентној дози битно мањи од доприноса оних неутрона који директно долазе из отвора S.

ЗАКЉУЧАК

У овом раду извршена је анализа могућности смањења еквивалентне неутронске дозе на улазним вратима лавиринта терапијске просторије. Будући да се бетонски зидови адекватне дебљине, као примарне заштите од фотонског зрачења којег производе акцелератори, могу сматрати довољним штитом од неутрона, једино место на ком медицинско особље може бити изложено неутронском зрачењу су улазна врата у акцелераторску просторију. Из тог разлога изгледу просторије, облику лавиринта као и конструкцији улазних врата се придаје посебна пажња.

Уколико би се заклон сачињен од неког лаког материјала, који се може сматрати добрим неутронским атенуатором, поставио унутар ходника лавиринта, могуће би било смањити неутронску дозу на самим вратима. У овом раду је извршена анализа ефикасности такве заштите у зависности од положаја заклона. Неутрони бивају емитовани из акцелераторске главе и могу доживети велики број еластичних или нееластичних расејања, док им се енергија не смањи до тог нивоа да буду захваћени од стране неког језгра. На тај начин се они након расејања рефлектују од зидова и испуњавају целу просторију, све до улазних врата. Парафински заклон је померан по ходнику лавиринта да би на тај начин у мањој или већој мери заклањао зидове, који се могу сматрати изворима неутрона, док је за то време мерена еквивалентна неутронска доза на улазним вратима ходника лавиринта. Мерења су показала да је еквивалентна неутронска доза преко 2.5 пута мања у случају када се парафинске плоче налазе непосредно поред дозиметра (на један метар растојања) него што је то случај када се доза мери без икаквог парафина у лавиринту ходника. Евидентно је да парафинске плоче могу веома ефикасно да смање еквивалентну неутронску дозу на улазним вратима.

Неколико различитих модела који описују зависност неутронске дозе од положаја парафинског заклона је тестирано у овом раду. У свим моделима израчунавана је вредност параметара k који описују допринос укупној неутронској дози неутрона емитованих са јединичне површине зида. У првом моделу су зидови директно изложени неутронима из акцелераторске главе сматрани изворима виокоенергетских неутрона, док су сви остали зидови били извор неутрона нижих енергија, пошто су се од њих емитовли неутрони који су доживели већи број расејања. Овај је модел до извесне мере показао добре трендове са аспекта анализе вредности параметара k. Тако на пример модел је показао да површине које су биле директно изложене неутронима из акцелераторске главе доприности параметара k.

ред величине више укупној еквивалентној неутронској дози на улазним вратима него што то чине површине бочних зидова. Такође је модел показао да је битно већи утицај површина које нису биле заклоњене парафинском плочом, што се могло и очекивати. Но овај модел није био у стању да постигне добро слагање израчунатих и измерених вредности еквивалентне неутронске дозе.

Следећи покушај је учињен са моделом у коме је као извор неутрона високе енергије третирана улазна површина у ходник лавиринта. И у овом моделу су бочни зидови сматрани за површине које емитују неутроне ниских енергија. Као и у претходном случају, модел је показао добре трендове што се тиче међусобних односа параметара kкојима је описана вредност доприноса јединичне површине отвора ходника или зидова укупној еквивалентној дози мереној на улазним вратима. Такође је добијено да је већи допринос отвора него бочних зидова као и да површине које су заклоњене парафинским заклоном имају вредности параметра k и за ред величине од одговарајућих вредности добијених за површине које нису заклоњене парафинском плочом. И у овом случају није добијена добра сагласност експерименталних и рачунских вредности.

Анализом мерених вредности еквивалентне дозе добијених у зависности од места на коме се парафински заклон налазио установљено је да се ту не ради о линеарној зависности у целом интервалу мерених вредности. Наредни покушај да се моделом предвиде две области у ходнику лавиринта у којима се зависност измерене еквивалентне неутронске дозе може сматрати линеарном функцијом степена покривености зидова парафинским заклоном је дао много боље резултате. Добијено је да међусобни односи параметара k показују добар тренд у коме се процењује да неутрони који су из улазне површине стигли до дозиметра знатно више доприносе укупној дози него неутрони који су прошли кроз парафинску плочу. По овом моделу допринос бочних зидова укупној дози је два реда величине мањи од доприноса површине отвора ходника на самом улазу у акцелераторску просторију.

У раду су изнесена прелиминарна мерења зависности еквивалентне неутронске дозе од положаја парафинског заклона. Постоји веома велики простор да се обликом заклона, његовом дебљином или положајем изврши оптимизација и направи максимално ефикасна заштита од неутрона, за дате геометријске услове и технички изводљиву количину парафина која се може уградити у мобилне параване или заклоне.

65

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Linear Accelerators Basics Design, Bocanek J., Varian Dealers Meeting, Zurich 2007.
- Radiation Oncology Physics: a handbook for Teachers and students, E.B. Podgorsak, International Atomic Energy Agency Vienna, 2005
- 3. Neutron Physics, Paul Reuss, Les Ulis Codex, France, EDP Sciences, 2008
- Handbook of Radiotherapy Physics, Theory and Practice, P. Mayles, A. Nahum, J. C. Rosenwald, 2007
- 5. Активност индукована у фотонуклеарним реакцијама као могући индекс квалитета терапијског снопа х-зрачења, дипломски рад, Никола Јованчевић, Нови Сад, 2006
- Фотонеутрони у околини линеарних терапијских акцелератора, неке могућности њихове примене и процене неутронске дозе, дипломски рад, Татјана Роквић, Нови Сад, 1999
- 7. Techniques for nuclear and particle physics experiments, W. R. Leo, 1987
- NCPR report No 151: Structural shielding designed and evaluation for megavoltage X- and Gamma- ray radiotherapy facilities, 2005
- 9. Neutron From High Energy Medical Accelerators An Estimate of Risk to the Radoitherapy Patient, Ravinder Nath, New Haven, 1984
- Neutron Spectral Measurements in an Intense Photon Field Associated with a high-energy X-ray Radiotherapy Machine, G. R. Holeman, K. W. Price, L. F. Friedman, Revinder Nath, 1977
- 11. Physics of Radiation Therapy, Third Edition, Faiz M. Khan, 2003
- 12. The Physics of Radology, Fourth Edition, H. E. Johns, J. R. Cunnigham, 1983
- 13. NCRP Report No. 79: Neutron Contamination from Medical Electron Accelerators, 2008.
- 14. Shielding Calculation Report Varian iX Methodist Hospital Willowbrook, Susan Richardson, 2007
- Nuclear and Particle Physics an Introduction, Brian R. Martin, John Wilez & Sons, Ltd.
 2006
- 16. Радијациона онкологија, Милеуснић Д, Дурбаба М, Алфа Нова, Београд 2012
- 17. http://www.fwt.com/hpi/hpi_5085ds.htm
- 18. Boron, James Emery, 2009

БИОГРАФИЈА



Ана Кузмановић рођена у Новом Саду 29. јула 1986. године. Основну школу "Прву војвођанску бригаду" и гимназију "Исидора Секулић", природно-математички смер, завршила је у родном граду са одличним успехом. Природно-математички факултет у Новом Саду, Департман за физику, смер дипломирани физичар, уписала је 2005.

године. Током студија била је стипендиста Министарства просвете Републике Србије, Фонда за младе таленте, као и Фондације State of Exit.

УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО - МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ

Редни број:

КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

РБР	
Идентификациони број: ИБР	
Тип документације: ТД	Монографска документација
Тип записа: ТЗ	Текстуални штампани метријал
Врста рада: ВР	Дипломски рад
Аутор: АУ	Ана Кузмановић
Ментор: МН	Проф. др Миодраг Крмар
Наслов рада: НР	Анализа присутности неутрона у простору поред линеарног терапијског акцелератора
Језик публикације: ЈП	српски (ћирилица)
Језик извода: ЈИ	српски/енглески
Земља публиковања: ЗП	Република Србија
Уже географско подручје: УГП	Војводина
Година: ГО	2012
Издавач: ИЗ	Ауторски репринт
Место и адреса: МА	Природно-математички факултет, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад
Физички опис рада: ФО	8/71/18/6/42/0/0

Научна област: НО	Физика
Научна дисциплина: НД	Медицинска физика
Предметна одредница/ кључне речи: ПО УДК	ЛИНАК, фотонуклеарне реакције, неутрони, неутронске реакције, производња фотонеутрона, процена заштите од зрачења, неутронски детектор Meridian Model 5085
Чува се: ЧУ	Библиотека департмана за физику, ПМФ-а у Новом Саду
Важна напомена: ВН	нема
Извод: ИЗ	У овом раду описано је мерење неутронске дозе, са и без додатне заштите у виду парафинских плоча, као и њихова анализа у циљу провере могућности заштите од неутронског зрачења у терапијској просторији и ван ње. Вршена су симултана мерења еквивалентне неутронске дозе неутронским детектором Meridian Model 5085 на Институту за Онкологију у Сремској Каменици, у коме је инсталиран ЛИНАК Varian 2100С. Тестирано је неколико различитих модела који описују зависност неутронске дозе од положаја парафинског заклона. Добијени резултати су показали да се може направити максимално ефикасна заштита од неутрона, за дате геометријске услове и технички изводљиву количину парафина, која се може уградити у мобилне параване или заклоне.
Датум прихватања теме од НН већа: ДП	
Датум одбране: ДО	
Чланови комисије: КО	
Председник:	Др Наташа Жикић-Тодоровић, доцент
члан:	Др Миодраг Крмар, ванредни професор, ментор
члан:	Др Соња Скубан, асистент

UNIVERSITY OF NOVI SAD FACULTY OF SCIENCE AND MATHEMATICS

KEY WORDS DOCUMENTATION

Accession number:	
ANO	
Identification number:	
INO	
Document type:	Monograph publication
DT	
Type of record:	Textual printed material
TR	
Content code:	Final paper
CC	
Author:	Ana Kuzmanović
AU	
Mentor/comentor:	Dr Miodrag Krmar, associate professor
MN	
Title:	Analysis of the neutrons in the vicinity of the linear therapy
TI	accelerator
Language of text:	Serbian (Latin)
LT	
Language of abstract:	English
LA	
Country of publication:	Serbia and Montenegro
СР	
Locality of publication:	Vojvodina
LP	
Publication year:	2005
PY	
Publisher:	Author's reprint
PU	
Publication place:	Faculty of Science and Mathematics, Trg Dositeja Obradovića 4,
PP	Novi Sad
Physical description:	8/71/18/6/42/0/0
עץ	
Scientific field:	Physics
SF	

Scientific discipline:	Medical physics
Subject/ Key words: SKW UC	LINAC, photonuclear reaction, neutrons, neutron reaction, photoneutron production, assessment of radiation protection, the neutron detector Meridian Model 5085
Holding data: HD	Library of Department of Physics, Trg Dositeja Obradovića 4
Note:	none
Abstract: AB	In this paper we studied effects of the neutron dose, with and without additional protection in the form of paraffin blocks, and their analysis in order to test the possibilities for protection against neutron radiation therapy inside and outside the room. The measurements were done simultaneous of neutron dose equivalent with the neutron detector Meridian Model 5085 at the Institute of Oncology, in which is installed Linac Varian 2100C. In the experimental research we tested several different models describing the dependence of the neutron dose and position of the paraffin blocks. The results shows that maximum effective protection of neutrons can be made for a given geometric condition and technically feasible amount of paraffin that can be incorporated into mobile paravane or blocks.
Accepted by the Scientific	
Board:	
Defended on:	
DE	
Thesis defend board: DB	
President:	Nataša Žikić-Todorović, PhD, docent
Member:	Miodrag Krmar, PhD, associate professor, mentor
Member:	Sonja Skuban, PhD, assistant