



UNIWERSYTET ŚLĄSKI
INSTYTUT FIZYKI
IM. AUGUSTA CHEŁKOWSKIEGO

UNIWERSYTET ŚLĄSKI W KATOWICACH

**WYDZIAŁ NAUK ŚCISŁYCH I TECHNICZNYCH
INSTYTUT FIZYKI IM. A. CHEŁKOWSKIEGO**

Marcin Bieniasiewicz

Badanie promieniowania wtórnego wytworzonego przez wiązki terapeutyczne, generowane przez liniowe akceleratory medyczne, w kontekście optymalizacji ochrony radiologicznej osób pracujących w ośrodkach realizujących teleradioterapię.

Promotor

dr hab. Adam Konefał, prof. UŚ

Chorzów 2021

Składam serdeczne podziękowania mojemu promotorowi,
Panu profesorowi dr hab. Adamowi Konefał za wieloletnią współpracę,
opiekę merytoryczną i miłą atmosferę
podczas realizacji pracy doktorskiej.

Pragnę podziękować Panu dr. Andrzejowi Orlefowi za pomoc w trakcie
realizacji pracy doktorskiej.

Serdecznie dziękuję Panu dr. Jackowi Wendykierowi za motywację, za
wiele ciekawych pomysłów, za zawsze konstruktywną dyskusję.



Spis treści

Cel pracy	- 5 -
1. Wprowadzenie	- 7 -
1.1. Reakcje fotojądrowe i elektrojądrowe	- 9 -
1.2. Neutrony kontaminacji.....	- 12 -
1.3. Metody pomiaru neutronów w ośrodkach onkologicznych	- 14 -
1.4. Promieniotwórczość wzbudzona	- 15 -
1.5. Reakcje jądrowe zachodzące w trakcie emisji wiązki terapeutycznej 20 MV.....	- 15 -
1.6. Dawki neutronowe otrzymywane przez pacjentów w teleradioterapii.....	- 17 -
1.7. Oprogramowanie GEANT4	- 18 -
2. Metodyka badań	- 21 -
2.1. Spektroskopia promieniowania gamma	- 21 -
2.1.2. Kalibracja energetyczna układu detekcyjnego do spektroskopii gamma	- 22 -
2.1.2. Kalibracja wydajnościowa układu detekcyjnego do spektroskopii gamma	- 23 -
2.1.3. Pomiar tła	- 26 -
2.1.4. Identyfikacja pola neutronowego za pomocą spektroskopii promieniowania gamma-	26
-	-
2.2. Metoda aktywacyjna	- 28 -
2.3. Numeryczne pozyskiwanie danych w oparciu o symulacje Monte Carlo	- 32 -
2.4. Pomiar mocy dawki promieniowania gamma.....	- 33 -
2.5. Pomiar rozkładu względnego strumienia neutronów	- 34 -
2.6. Akceleratory i pomieszczenia do radioterapii	- 35 -
3. Uzyskane wyniki i ich dyskusja	- 36 -
3.1. Wyniki pomiarów neutronów w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem Elekta....	- 36 -
3.2. Wyniki pomiarów neutronów w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem TrueBeam	- 42 -
3.3. Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta	- 46 -
3.4. Identyfikacja radioizotopów wytwarzanych w przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta	- 51 -
3.5. Pomiary spektroskopowe w sterowni akceleratora Elekta.....	- 53 -
3.6. Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem TrueBeam.....	- 58 -
4. Analiza błędów pomiarowych	- 63 -
	- 3 -



5. Podsumowanie i wnioski końcowe	- 67 -
Literatura	- 69 -
Spis rysunków	- 78 -
Spis Tabel	- 81 -
Streszczenie	- 82 -
Abstract	- 84 -



Cel pracy

Problem promieniotwórczości wzbudzonej i promieniowania wtórnego, dla których czynnikiem wytwarzającym są wiązki terapeutyczne generowane przez liniowe akceleratory medyczne, jest badany już od wielu lat. Stale pojawiają się kolejne prace na ten temat, związane przede wszystkim z nowymi modelami akceleratorów wprowadzanych do ośrodków medycznych. Podobnie jest z niniejszą pracą. Motywacją do podjęcia badań stało się pojawienie się na rynku akceleratorów medycznych dwóch nowych wówczas modeli: Precise firmy Elekta i TrueBeam firmy Varian umożliwiających realizację najnowszych technik napromieniania, w tym techniki VMAT. Zaprezentowane w niniejszej rozprawie badania nie ograniczają się jednak jedynie do zbadania promieniowania wtórnego i efektów z nim związanych, ale zostały przeprowadzone w kontekście ochrony radiologicznej personelu obsługującego akceleratory medyczne i wykonującego czynności zawodowe w pomieszczeniu do radioterapii. A więc celem niniejszej pracy było dokładne zbadanie konkurencyjnych procesów fizycznych prowadzących do wytworzenia promieniowania nie mającego zastosowania w radioterapii, będącego jej ubocznym skutkiem w kontekście poszukiwania skutecznych rozwiązań mających zastosowanie w ochronie radiologicznej. W badaniach wykorzystano metody eksperymentalne i obliczeniowe stosowane powszechnie w fizyce jądrowej, takie jak spektroskopia promieniowania gamma, pomiar neutronów metodą aktywacyjną i komorą helową, symulacje Monte Carlo i pomiar mocy dawki promieniowania gamma. Pozwoliło to na uzyskanie szeregu bardzo interesujących wyników. Udało się między innymi zidentyfikować reakcje jądrowe indukowane w komponentach i akcesoriach ww. akceleratorów, a także w innych przedmiotach znajdujących się w pobliżu wiązki terapeutycznej, jak również w drzwiach pomieszczenia do radioterapii akceleratora Elekta Precise. Poza tym zmierzono rozkład neutronów w otoczeniu akceleratorów medycznych oraz zależność pola neutronowego od energii i rodzaju wiązki terapeutycznej. Udało się także zidentyfikować pole neutronowe w sterowni akceleratora medycznego za pomocą spektroskopii promieniowania gamma. Przedstawiono optymalną konstrukcję drzwi do pomieszczenia do radioterapii, a także hołdując idei ALARA zaproponowano kilka praktycznych rozwiązań udoskonalających ochronę radiologiczną personelu. Wyniki badań rozpowszechniono w dwóch artykułach opublikowanych w czasopiśmie z listy filadelfijskiej:

M. Bieniasiewicz, A. Konefał, J. Wendykier, A. Orlef. Measurements of thermal and resonance neutron fluence and induced radioactivity inside bunkers of medical linear accelerators in the center of oncology in Opole, Poland. *Acta Physica Polonica B*, 47: 771-776 (2016).



A. Konefał, A. Orlef, **M. Bieniasiewicz**. Measurements of neutron radiation and induced radioactivity for the new medical linear accelerator, the Varian TrueBeam. Radiation Measurements, 86: 8-15 (2016).

Konefał A., **Bieniasiewicz M.**, Wendykier J., Adamczyk S., Wrońska A., Additional radiation sources in a treatment and control room of medical linear accelerators, Radiation Physics and Chemistry, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109513>.

Wyniki badań zamieszczone w niniejszej pracy prezentowano na kilku konferencjach i seminariach w tym m. in. na:

The XXXIV Mazurian Lakes Conference on Physics, Piaski, Poland, September 6–13, 2015, tytuł prezentacji: "Measurements of thermal and resonance neutron fluence inside the medical accelerator bunker"

Seminarium zorganizowanym w ramach Śląskiego Oddziału Polskiego Towarzystwa Badań Radiacyjnych, które odbyło się w Narodowym Instytucie Onkologii w Gliwicach 22 czerwca 2017. Tytuł wystąpienia: "Czy warto zajmować się neutronami? Pomiar fluencji neutronów termicznych i rezonansowych oraz indukowanie promieniotwórczości w bunkrach liniowego akceleratora medycznego w Opolskim Centrum Onkologii."



1. Wprowadzenie

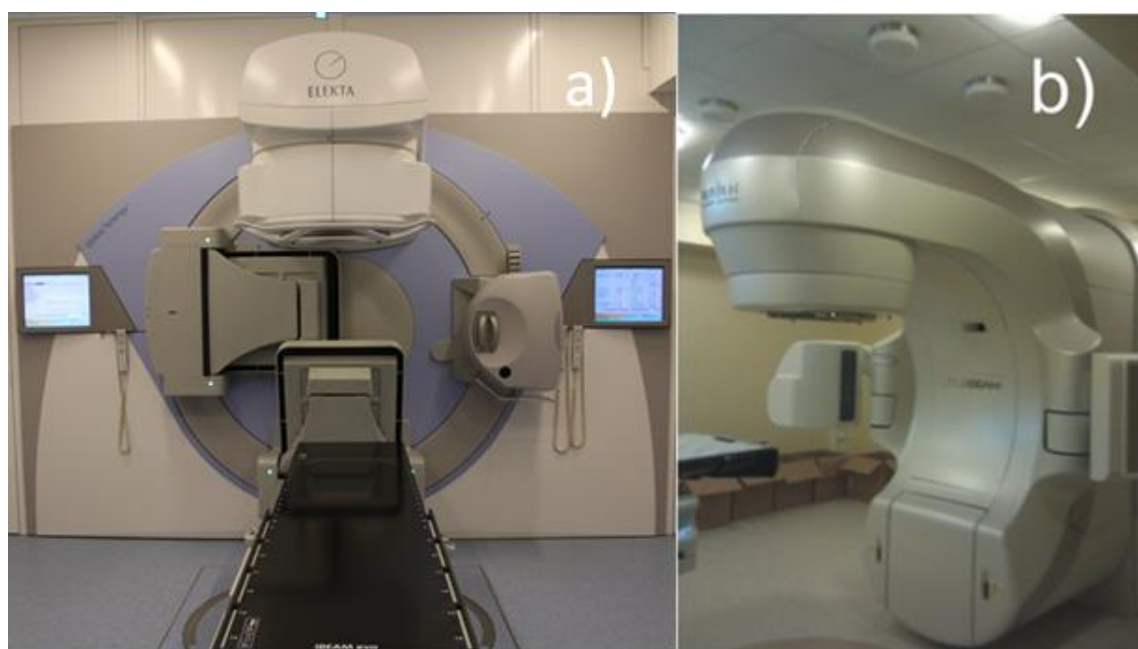
W ostatnim czasie nastąpił rozwój szeroko rozumianej radioterapii [1], u którego podstaw leży olbrzymi postęp dokonany w technologii przyspieszania cząstek i w technikach komputerowych. Rozpowszechniło się wykorzystanie hadronów, a w szczególności wiązek protonowych [2]. Przykładem może być Centrum Cyklotronowe wybudowane w Krakowie-Bronowicach, dysponujące dwoma stanowiskami do terapii protonowej realizowanej za pomocą wiązek o energiach od 70 MeV do 230 MeV. W listopadzie 2019 roku został powołany przez Ministra Zdrowia zespół do spraw opracowania strategii protonoterapii w Polsce. Co więcej, 31-ego grudnia 2019 roku podpisana została umowa pomiędzy Centrum Onkologii w Krakowie, a Instytutem Fizyki Jądrowej PAN w kwestii dotyczącej terapii protonowej nowotworów zlokalizowanych poza narządem wzroku u dorosłych i dzieci.

Poza terapią protonową, znaczący rozwój w zakresie technologii wytwarzania wiązek promieniowania jonizującego zaowocował opracowaniem tzw. igły fotonowej. Szczególnie rozpowszechnił się układ do radioterapii śródtkankowej i śródoperacyjnej o nazwie INTRABEAM [3-5] umożliwiający generowanie silnych strumieni fotonów o energiach nie przekraczających 50 keV, pochodzących z wyhamowania wiązki elektronów na tarczy ze złota o grubości kilkudziesięciu mikrometrów. Techniki napromieniania dostarczone przez układ INTRABEAM uzupełniają możliwości współczesnej brachyterapii.

Poza tym w ostatnich dwóch dekadach rozpowszechniło się również wykorzystanie terapii borowo – neutronowej (ang. boron neutron capture therapy, BNCT) [6, 7], opartej na reakcji jądrowej zachodzącej podczas napromieniania izotopu boru-10 neutronami termicznymi, w trakcie której wytwarzana jest cząstka α i jądro litu-7. Reakcja ta zachodzi w obszarze tkanki nowotworowej. Produkty reakcji charakteryzujące się wysokim przekazem energii stanowią efektywny czynnik przekazujący energię tkankom powodując ich destrukcję. Ostatnio zastosowanie znalazła również terapia borowo protonowa (ang. proton boron capture therapy, PBCT), bazująca na reakcji protonów z izotopem boru-11 [8]. W kanale wyjściowym tej reakcji dostajemy trzy cząstki α , które ze względu na większą od protonów zdolność do jonizacji atomów, zwiększają efektywność terapii protonowej.

Pomimo rozwoju ww. nowych metod stosowanych w terapii radiacyjnej, opartych na różnych rodzajach promieniowania, tradycyjna radioterapia bazująca na zewnętrznych wiązkach fotonowych i elektronowych zwana teleradioterapią stanowi wciąż dominującą gałąź radioterapii. Podstawowymi urządzeniami wytwarzającymi zewnętrzne wiązki terapeutyczne są akceleratory medyczne, zwane linakami [9, 10]. Współczesne akceleratory medyczne możemy podzielić zasadniczo na dwie grupy. Pierwszą grupę stanowią akceleratory o potencjale nominalnym nieprzekraczającym sześciu megawoltów. Przykładem takiego akceleratora może być CyberKnife czy aparat do tomoterapii. Druga grupa to akceleratory wieloenergetyczne generujące

wiązki elektronowe i fotonowe o energiach dochodzących nawet do kilkudziesięciu MeV, mające znacznie szerszy zakres zastosowań. Przykładem akceleratora wieloenergetycznego może być linak Elekty lub urządzenia firmy Varian takie jak Clinac 2300/EX i TrueBeam (rysunek 1). Wymienione akceleratory umożliwiają realizację radioterapii konformalnej (three-dimensional conformal radiation therapy, 3D-CRT) [11], pozwalającej bardzo precyzyjnie aplikować dawkę promieniowania przy równoczesnym oszczędzeniu tkanek zdrowych, jak również stosować techniki dynamiczne z modulacją natężenia wiązki (ang. intensity modulated radiation therapy, IMRT) [12]. Dynamiczne techniki radioterapii umożliwiają różnicowanie dawki w napromienianym obszarze lub poprawę jednorodności rozkładu dawki równocześnie zmniejszając dawkę w strukturach krytycznych. Za pomocą współczesnych akceleratorów medycznych możliwa jest do realizacji również technika 4D-CRT uwzględniająca w procesie napromieniania naturalne ruchy nowotworu. Inną dynamiczną techniką napromieniania 3D jest technika obrotowa z modulacją intensywności dawki (ang. volumetric modulated arc therapy, VMAT) w trakcie której dawka promieniowania jest dostarczana podczas rotacyjnego ruchu głowicy akceleratora wokół pacjenta [13]. Często ta technika łączona jest z brankowaniem oddechowym stając się techniką 4D [14].



Rysunek 1: Akceleratory medyczne (linaki): Elekta(a) i TrueBeam(b).

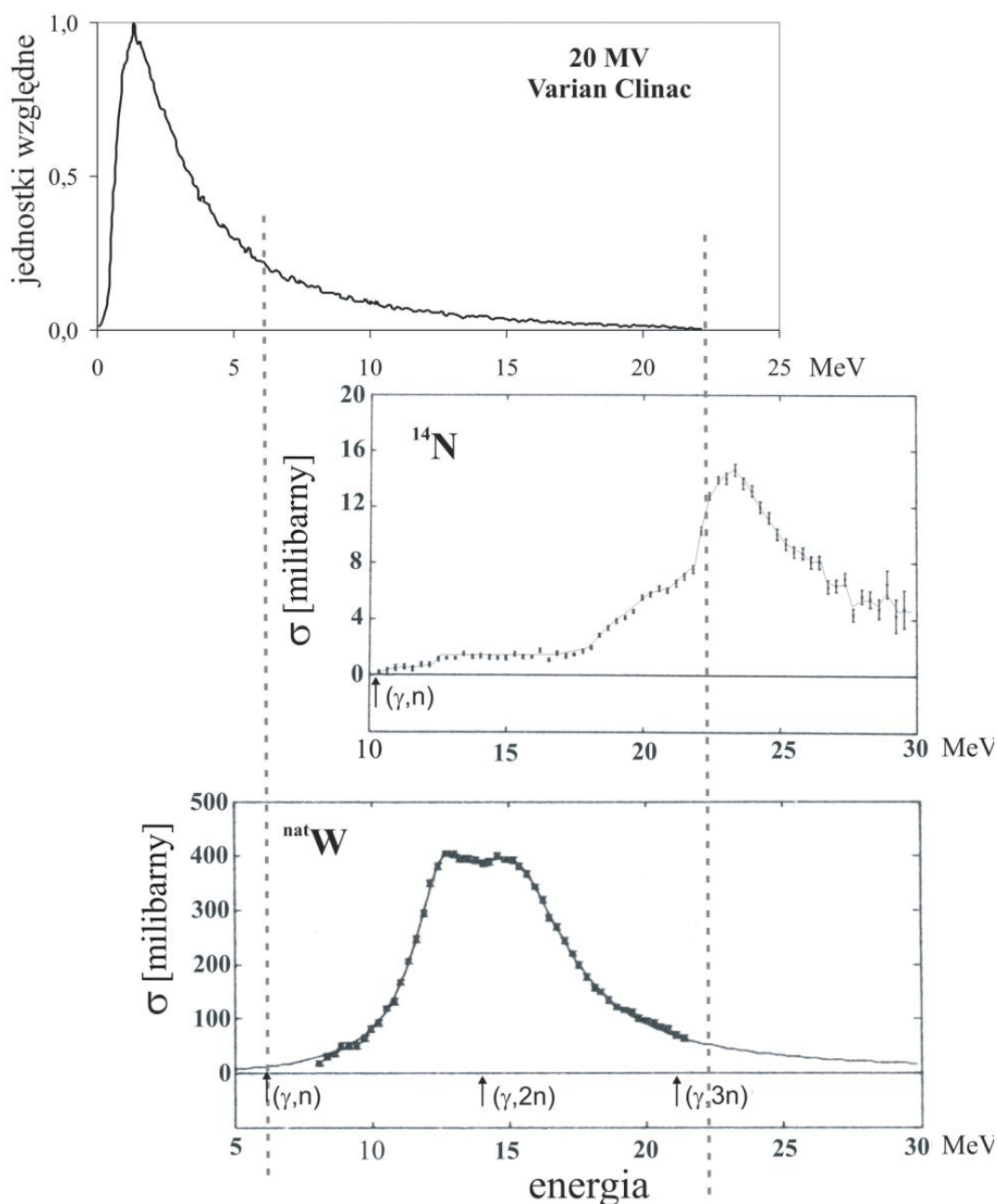
Mimo dużego postępu osiągniętego w teleradioterapii w ciągu ostatnich kilkunastu lat wiele problemów wciąż ostatecznie nie zostało rozwiązanych. Jednym z takich problemów jest zanieczyszczenie neutronami wysokoenergetycznych terapeutycznych wiązek fotonowych i elektronowych [15-20,84]. Wysokoenergetyczne terapeutyczne wiązki fotonowe są określane w radioterapii mianem wysokoenergetycznego promieniowania X. I tak np. określenie 10-cio

megawoltowe promieniowanie X (ang. 10 MV X-rays) oznacza wiązkę fotonową powstałą z wyhamowania elektronów o energii 10 MeV. Taka nomenklatura stosowana jest również w literaturze specjalistycznej. Neutrony wytwarzane są w reakcjach fotojądrowych, zwanych często reakcjami fotoneutronowymi i w mniejszym stopniu w reakcjach elektrojądrowych. Są to głównie reakcje (γ, n) , $(\gamma, 2n)$ i $(e, e'n)$ indukowane przez fotony i elektrony wiązki terapeutycznej. Kompleksowa wiedza na temat reakcji fotojądrowych i ich identyfikacji dla wiązek terapeutycznych była prezentowana w wielu publikacjach naukowych [21-24].

1.1. Reakcje fotojądrowe i elektrojądrowe

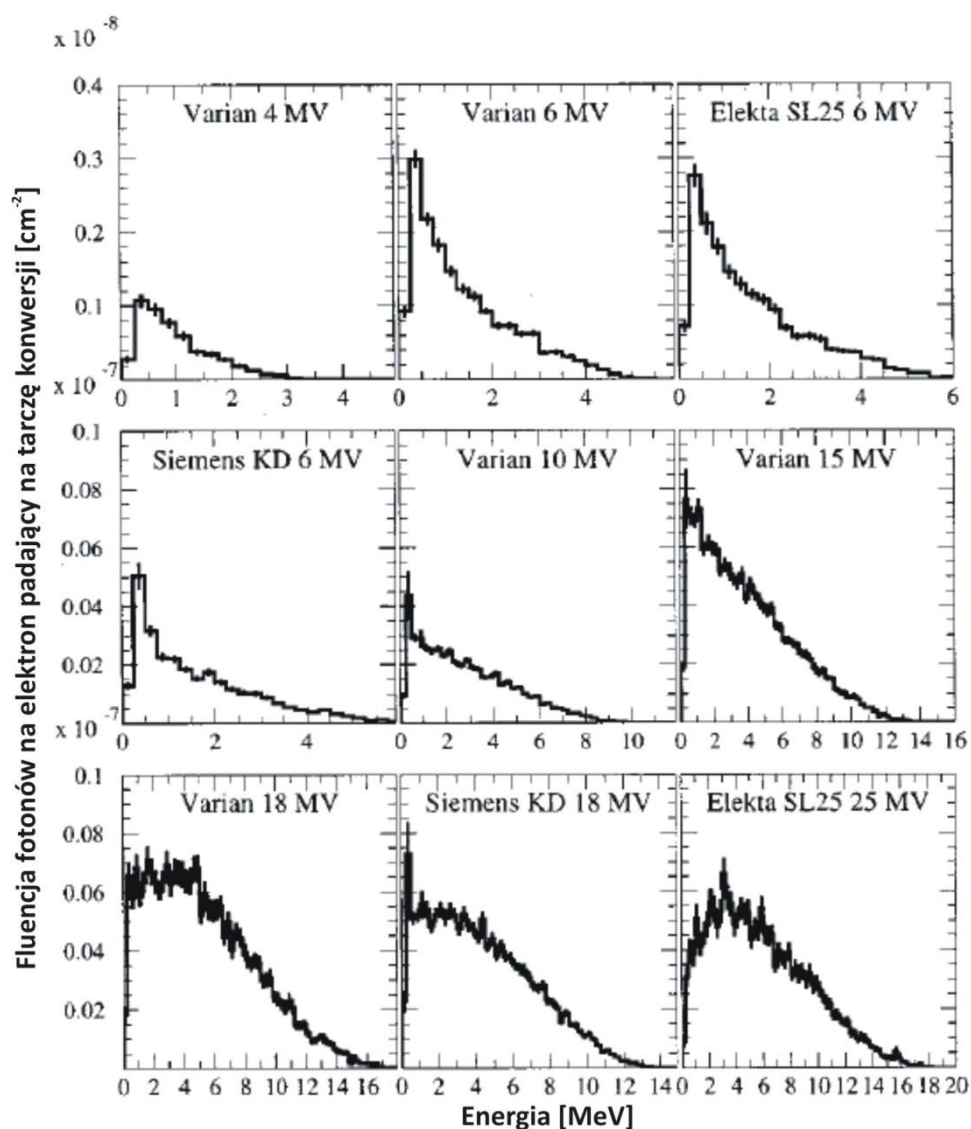
Reakcje fotojądrowe (γ, n) i $(\gamma, 2n)$ mają charakter rezonansowy. Szerokość połówkowa rezonansu może osiągać rozpiętość energetyczną wynoszącą nawet kilka MeV [25, 26]. Z tego powodu reakcje te określane są często mianem gigantycznego rezonansu. Maksimum przekroju czynnego na reakcje fotojądrowe przypada na energię 12 MeV dla ciężkich jąder atomowych i w miarę zmniejszania się masy jądra przesuwa się w kierunku większych energii, aż do 21 - 22 MeV. Energie progowe na reakcje (γ, n) dla większości izotopów wynoszą 8 MeV - 10 MeV. Na rysunku 2 zestawiono widmo energetyczne dwudziesto-megawoltowej (20 MV) terapeutycznej wiązki promieniowania X z przekrojami czynnymi na reakcje fotojądrowe dla dwóch izotopów różniących się znacząco liczbą atomową.





Rysunek 2: Widmo energetyczne wiązki fotonowej - 20 MV wytworzonej przez akcelerator medycznych Clinac-2300, obliczone metodą Monte Carlo, zestawione z całkowitymi przekrojami czynnymi σ na reakcje fotojądrowe dla azotu ^{14}N i naturalnego wolframu. Rysunek został zaczerpnięty z pracy [23].

Widmo energetyczne wysokoenergetycznej wiązki promieniowania X (20 MV) pokrywa zakres energii obejmujący energie dla których zachodzą reakcje fotojądrowe dla jąder atomowych o dużej liczbie masowej, i część zakresu energii, w którym te reakcje zachodzą dla lekkich jąder. Dla porównania na rysunku 3 zamieszczono widma energetyczne terapeutycznych wiązek fotonowych wytworzonych przez różne akceleratory medyczne.

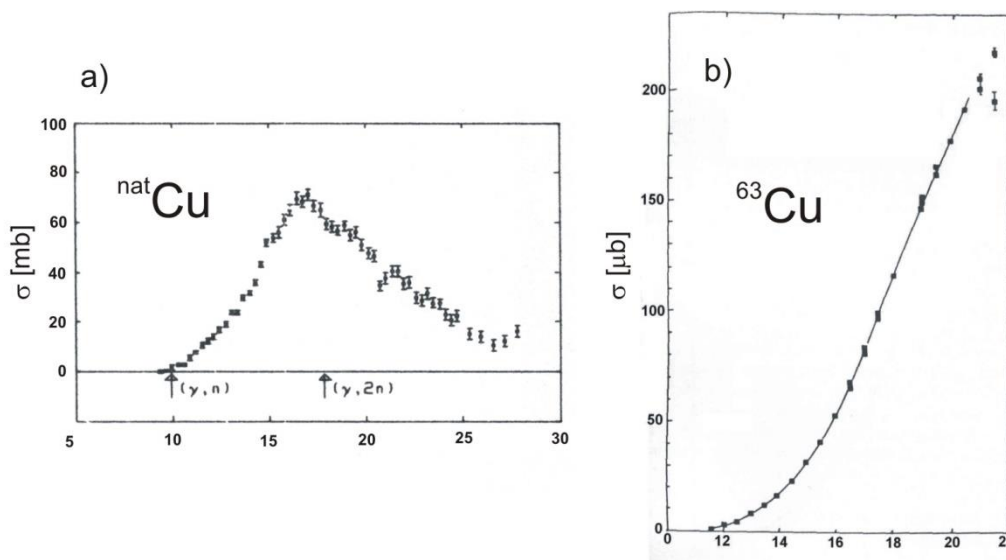


Rysunek 3: Widmo energetyczne różnych wiązek fotonowych wytworzonych w różnych akceleratorach medycznych. Rysunek zaczerpnięty z pracy [27].

Przekroje czynne na reakcje fotojądrowe osiągają wartości rzędu kilkuset barnów dla ciężkich jąder atomowych. W przypadku lekkich jąder przekroje czynne są o ponad rząd wielkości mniejsze. Dlatego głównym źródłem neutronów są masywne, wykonane z pierwiastków o dużych liczbach atomowych (W, Pb, Au itp.) elementy głowic akceleratorów medycznych. Ponad 60% wszystkich neutronów wytwarzanych jest w układzie kolimacyjnym akceleratora [28, 29]. Znaczna liczba neutronów wytwarzana jest także w tarczy konwertującej wiązkę elektronów na promieniowanie X i w materiałach filtra wygładzającego nadającego odpowiedni profil wiązki terapeutycznej.

Jak już wspomniano, neutrony mogą być również wytwarzane w wyniku reakcji $(e, e'n)$ indukowanej przez elektrony wiązki terapeutycznej. Przekroje czynne

na reakcje elektrojądrowe rosną wraz z energią elektronów [30]. Jednak w zakresie energii stosowanych w teleradioterapii maksymalne wartości przekrojów czynnych na reakcje elektrojądrowe są około dwa rzędy wielkości mniejsze niż w przypadku reakcji fotojądrowych (rysunek 4). W związku z tym poziom promieniowania neutronowego będzie znacznie wyższy w trakcie emisji terapeutycznych wiązek promieniowania X.



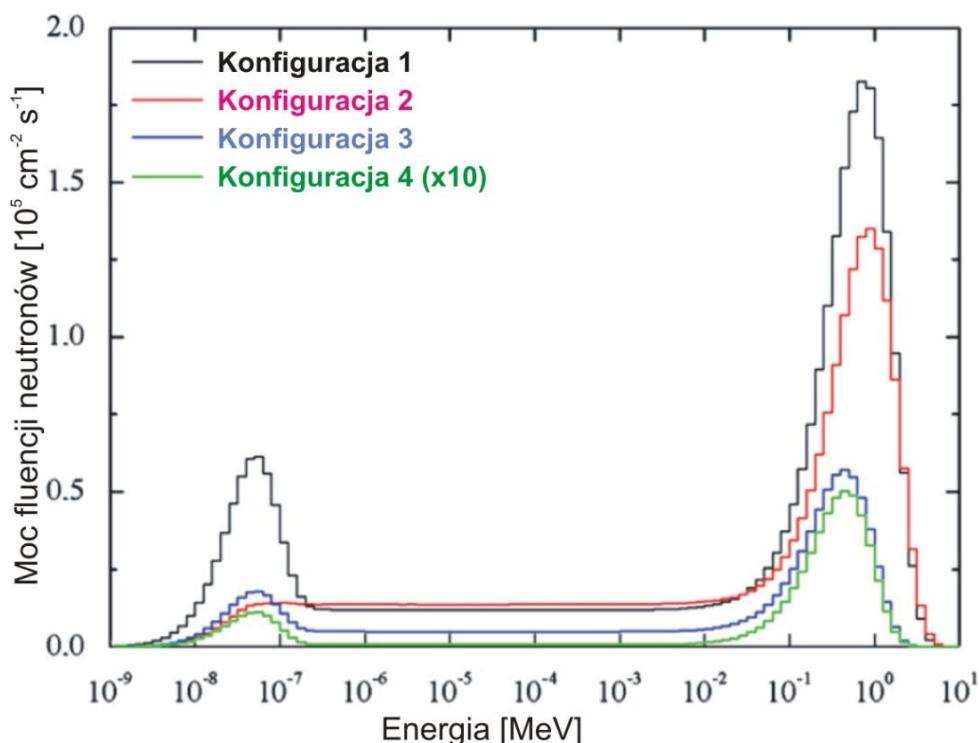
Rysunek 4: Przebiegi przekrojów czynnych na reakcje fotojądrowe (a) [25] i elektrojądrowe (b) [30] dla miedzi w zakresie energii wiązek terapeutycznych.

Ze względu na energię wytwarzanych wiązek, neutrony będą towarzyszyć pracy akceleratorów wieloenergetycznych. Obecność neutronów w teleradioterapii jest zjawiskiem niekorzystnym. Wiązka terapeutyczna powinna charakteryzować się dużą czystością, tzn. nie powinna być zanieczyszczona innym od wykorzystywanego w terapii rodzajem promieniowania. Wymóg czystości wiązki wynika z faktu, iż każdy rodzaj promieniowania charakteryzuje się specyficznym, zależnym od energii rozkładem dawek.

1.2. Neutrony kontaminacji

Neutrony powstałe w wyniku reakcji fotojądrowych charakteryzują się widmem o szerokim zakresie energii począwszy od energii termicznych aż do energii nawet kilkunastu MeV [31-37]. Średnia energia neutronów w pomieszczeniu do radioterapii zawiera się w przedziale od 200 keV do około 600 keV. Przykładowe widma fotonutronów zaprezentowano na rysunku 5. Widoczna jest wyraźna zależność mocy fluencji neutronów od warunków napromieniania i dwa piki. Pierwszy pik odpowiada neutronom termicznym, zaś drugi neutronom prędkim. Kształt widma pozostaje bez zmian za wyjątkiem sytuacji z zastosowanym dodatkowym kolimatorem w postaci układu wielolistkowego (MLC). Układ MLC

wycina składową niskoenergetyczną pochodząca od neutronów termicznych powstających w wyniku spowolnienia neutronów prędkich z reakcji fotojądrowych zachodzących w głowicy akceleratora. Głównym moderatorem neutronów są betonowe ściany oraz podłoga i sufit pomieszczenia do radioterapii.



Rysunek 5: Widma promieniowania gamma otrzymane dla różnych konfiguracji warunków napromieniania, pola terapeutycznego 10 cm x 10 cm i SSD = 100 cm. W konfiguracjach 1-3 zastosowano wiązkę fotonową 18 MV, podczas gdy w konfiguracji 4 -użyto wiązki elektronowej o energii 20 MeV. W konfiguracji 2 pole terapeutyczne było formowane za pomocą kolimatorów szczękowych i wielolistkowych (ang. multileaf collimator, MLC). W pozostałych przypadkach układ MLC był maksymalnie rozsunięty, a pole terapeutyczne było formowane tylko za pomocą układu szczękowego. W konfiguracjach 1, 2 i 4 pomiar wykonano w izocentrum, w konfiguracji 3 na powierzchni stołu terapeutycznego poza wiązką terapeutyczną. Rysunek i jego opis zaczerpnięto z pracy [37].

Wartość fluencji neutronów w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek terapeutycznych zależy od wielu czynników. Jednym z nich jest konstrukcja akceleratora [62]. W mniejszym stopniu na poziom promieniowania neutronowego wpływa wielkość pola napromieniania [47] i rozmiary pomieszczenia do radioterapii [63]. Jednak głównym czynnikiem decydującym o wielkości fluencji neutronów jest rodzaj i energia wiązki terapeutycznej. Tabela 1 zawiera wartości fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w izocentrum obrotu głowicy akceleratorów typu Clinac-2300 i Primus dla wiązek promieniowania X i wiązek elektronowych o różnych energiach.

Tabela 1: Porównanie fluencji neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ i rezonansowych $\Phi_{n,res}$ zmierzonych w izocentrum obrotu głowicy akceleratora metodą aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu folii indowej. Wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki terapeutycznej 1 Gy reprezentowanej przez dawkę maksymalną D_m w osi wiązki. Dane do tabeli zostały zaczerpnięte z prac [17 i 47].

wiązka	akcelerator	$\Phi_{n,ter}/D_m$ [$\text{cm}^{-2} \text{Gy}^{-1}$]	$\Phi_{n,res}/D_m$ [$\text{cm}^{-2} \text{Gy}^{-1}$]
15 MV, X	Primus	$2,9 \cdot 10^5$	$1,3 \cdot 10^5$
20 MV, X	Clinac - 2300	$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$
18 MeV, e-	Primus	$1,2 \cdot 10^4$	$0,6 \cdot 10^4$
21 MeV, e-	Primus	$2,0 \cdot 10^4$	$0,8 \cdot 10^4$
18 MeV, e-	Clinac - 2300	$0,7 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^4$
22 MeV, e-	Clinac - 2300	$1,1 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$

X – promieniowanie X, e⁻ - elektrony.

1.3. Metody pomiaru neutronów w ośrodkach onkologicznych

Pomiary promieniowania neutronowego nie wchodzą w zakres audytów klinicznych obowiązujących w ośrodkach onkologicznych w Polsce. W związku z tym, ośrodki onkologiczne rzadko dysponują aparaturą odpowiednią do wykonania specjalistycznych pomiarów neutronów. Zasadniczo metody wyznaczania fluencji lub mocy fluencji neutronów można podzielić na te bazujące na technikach eksperymentalnych i na metody stosujące symulacje komputerowe bazujące na metodzie Monte Carlo. Najczęściej celem badań jest wyznaczenie fluencji neutronów spowolnionych, w zakresie energii termicznych i rezonansowych, lub pełnego widma energetycznego. Znajomość fluencji neutronów termicznych i rezonansowych jest ważna, ponieważ wywołują one reakcje (n,γ) , charakteryzujące się dużymi przekrojami czynnymi, a w przypadku licznych izotopów pojawiają się rezonanse o wartościach nawet rzędu tysięcy barnów. Reakcje (n,γ) nazywane są reakcjami wychwytu neutronu lub reakcjami wychwytu radiacyjnego. Reakcje jądrowe indukowane przez neutrony mogą powodować uszkodzenia radiacyjne, co jest istotnym problemem zwłaszcza w przypadku drogiej elektroniki lub urządzeń implantowanych [38]. Uszkodzenia radiacyjne mogą stać się czynnikiem skracającym czas eksploatacji aparatury lub zaburzać pracę urządzeń [39-42]. Systemy planowania leczenia nie uwzględniają składowej neutronowej. Do dokładnego wyznaczenia dawki neutronowej wymagana jest znajomość pełnego widma neutronów [43]. Metody eksperymentalne bazują na technikach pomiarowych stosowanych w fizyce jądrowej. Najczęściej stosowanymi sposobami pomiaru widma neutronów w ośrodkach onkologicznych są metody wykorzystujące sferę Bonnera [44], liczniki proporcjonalne wypełnione helem [45], a także spektrometry oparte na

zasadzie działania komór pęcherzykowych [43]. Natomiast pomiary neutronów termicznych i rezonansowych wykonywane są najczęściej metodą aktywności wzbudzonej [46, 47].

Aktualnie do wyznaczania widma promieniowania neutronowego związanego z emisją wiązek terapeutycznych bardzo często stosuje się symulacje komputerowe oparte na metodzie Monte Carlo. Przy czym najczęściej stosowane jest oprogramowanie GEANT4 [48], MCNP [49], MORSE w połączeniu z EGS4 [29] i FLUKA [45]. Kody te dostarczają także możliwość symulowania reakcji fotojądrowych. Zakres zastosowania oprogramowania używanego do modelowania zewnętrznych wiązek fotonowych stosowanych w teleradioterapii jest ściśle określony na stronach internetowych związanych z danym oprogramowaniem [50-54].

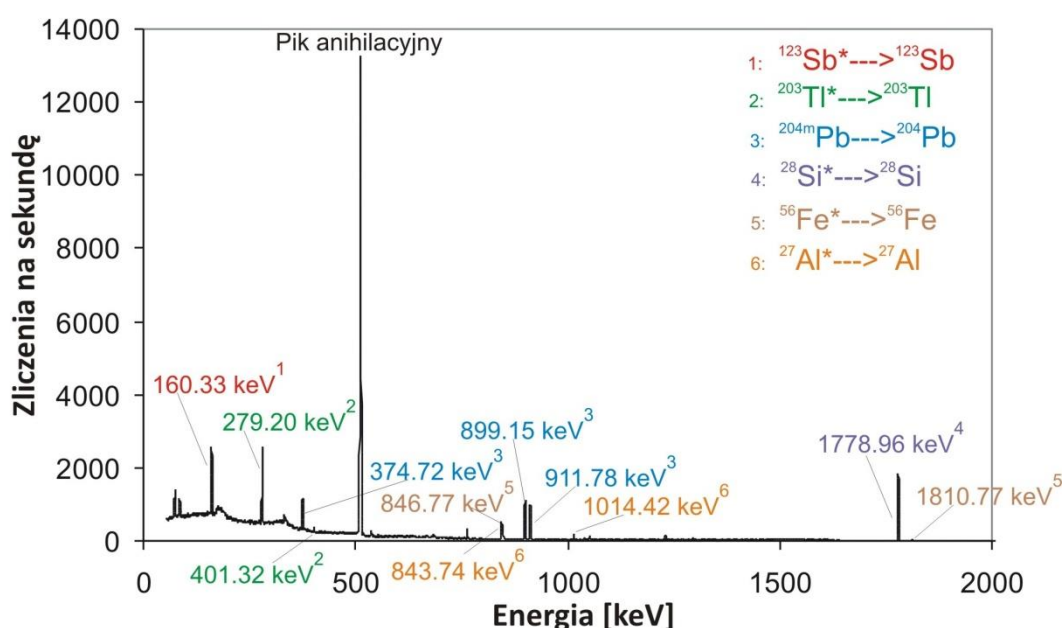
1.4. Promieniotwórczość wzbudzona

Powstałe w wyniku reakcji fotojądrowych i elektrojądrowych neutrony wywołują kolejne reakcje, w tym reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu (n,γ), które dla większości izotopów zachodzą w zakresie energii termicznych i rezonansowych. Jedną z konsekwencji łańcucha reakcji jądrowych, zapoczątkowanych przez wiązki terapeutyczne, jest produkcja radioizotopów mająca miejsce zarówno w komponentach głowicy akceleratora, jak również w innych przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu do radioterapii w trakcie emisji wysokoenergetycznych terapeutycznych wiązek promieniowania X i elektronów [20-24]. Powstałe radioizotopy rozpadają się poprzez rozpad β^- , β^+ , wychwyty elektronu, a także rozpad gamma. W efekcie w pomieszczeniu do radioterapii pojawia się promieniotwórczość. Badania nad promieniotwórczością wzbudzoną przez wiązki terapeutyczne i nad wytworzonym przez nie promieniowaniem neutronowym były prowadzone w wielu ośrodkach naukowych i medycznych, dla różnego typu akceleratorów medycznych. Okazuje się, że reakcje fotojądrowe i elektrojądrowe zachodzą tylko w obrębie wiązki terapeutycznej, podczas gdy reakcje wychwytu radiacyjnego neutronu i inne reakcje jądrowe wywoływane przez neutrony mogą być indukowane w całym pomieszczeniu do radioterapii [20, 22, 24], a nawet poza nim [55].

1.5. Reakcje jądrowe zachodzące w trakcie emisji wiązki terapeutycznej 20 MV

Na rysunku 6 zaprezentowano dla przykładu widmo energetyczne fotonów emitowanych przez filtr klinowy bezpośrednio po użyciu go do profilowania wiązki fotonowej 20 MV. W dalszej części niniejszego rozdziału zamieszczono przykładową analizę tego widma opartą na spektroskopii gamma.

Obserwowany na rysunku 6, pik o największej intensywności, odpowiadający energii 511 keV pochodzi z anihilacji pozytonów. Pojawia się także pik przy energii 1778,98 keV pochodzący z rozpadu promieniotwórczego radioizotopu ^{28}Al , który powstaje poprzez wychwyt neutronu przez ^{27}Al . Energia maksymalna elektronów emitowanych podczas rozpadu glinu-28 wynosi 2863,2 keV. Pozwala to elektronom pokonać w powietrzu maksymalnie odległość 1265 cm. Maksymalny zasięg w tkance biologicznej wynosi 1,6 cm. Zasięgi elektronów oszacowano w oparciu o dane zawarte w pracy [56]. Do obliczeń przyjęto gęstość powietrza równą $0,0013 \text{ g/cm}^3$ i gęstość tkanki biologicznej wynoszącą $1,0 \text{ g/cm}^3$. Całkowity przekrój czynny na reakcję $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$ wynosi 0,23 barna dla neutronów termicznych, zaś przy energii 5,9 keV pojawia się większy rezonans o wartości 4,7 barna. Wymienione wartości przekrojów czynnych pochodzą z bazy danych ENDF/B-VII.0 [57].



Rysunek 6: Widmo energetyczne promieniowania gamma emitowanego przez filtr klinowy, zmierzone bezpośrednio po usunięciu go z wiązki fotonowej 20 MV. Piki zostały ponumerowane w celu opisu ich genealogii. Rysunek został zaczerpnięty z pracy [17].

Piki o energiach 846,77 keV, 1810,77 keV wskazują na obecność radioizotopu manganu ^{56}Mn , powstałego w wyniku reakcji wychwytu radiacyjnego neutronu przez izotop ^{55}Mn . Elektrony powstające w rozpadzie β^- manganu ^{56}Mn mogą przemieszczać się w powietrzu maksymalnie na odległość 1256 cm, zaś w tkance biologicznej na odległość 1,6 cm. Mangan jest podstawowym składnikiem stali nierdzewnej, z której poza rozważanym filtrem klinowym wykonane są również filtry wygładzające. Mangan-55 posiada stosunkowo duży całkowity przekrój czynny na reakcję wychwytu radiacyjnego dla neutronów termicznych wynoszący 13,4 barna i kilka rezonansów, dających wartość całki aktywacji rezonansowej 11,8 barna [40].

Fotony o energii 160,33 keV są konsekwencją reakcji neutronów z izotopem ^{122}Sn . Zachodzi następująca reakcja $^{122}\text{Sn}(n,\gamma)^{123}\text{Sn}$. Maksymalny zasięg w powietrzu elektronów powstających w wyniku rozpadu β^- cyny-123 wynosi około 400 cm (energia maksymalna 1243 keV), w tkance biologicznej 0.5 cm. W rozpatrywanym klinie zachodzi również reakcja nieelastycznego rozpraszania neutronów zmieniająca stan podstawowy jądra izotopu ołowiu ^{204}Pb w stan metastabilny ^{204m}Pb (piki o energiach: 374,72 keV, 899,15 keV i 911,78 keV). Ma miejsce również reakcja fotojądrowa z ołowiem-204, a powstający w jej wyniku radioizotop ^{203}Pb rozpada się przez wychwyt elektronu i rozpad β^+ . Izotopy ^{122}Sn i ^{204}Pb charakteryzują się względnie małymi abundancjami. Powstałe w reakcji z neutronami lub w reakcji fotojądrowej z izotopów o większej abundancji izotopy cyny i ołowiu są stabilne. Wyjątek stanowi ^{209}Pb – emiter promieniowania β^- (brak fotonów podczas rozpadu) o czasie półżaniku $T_{1/2} = 3,25$ h. W przypadku cyny oprócz rozważanego wcześniej radioizotopu ^{123}Sn i stabilnych izotopów (analogia do ołowiu) powstają dwa emitery promieniowania β^- : ^{121}Sn ($T_{1/2} = 27,1$ h) i ^{125}Sn ($T_{1/2} = 9,64$ d). Prawie 100 % rozpadów tych dwóch radioizotopów cyny odbywa się bez emisji promieniowania gamma.

1.6. Dawki neutronowe otrzymywane przez pacjentów w teleradioterapii

Badania prowadzone w wielu ośrodkach medycznych wykazały, że rozkład fluencji neutronów wzdłuż stołu terapeutycznego jest w pierwszym przybliżeniu jednorodny [46, 47]. Zatem, nasuwają się bardzo ciekawe wnioski. Mianowicie, pacjent otrzymuje dawkę neutronową na całe ciało, pomimo, iż pole terapeutyczne ograniczone jest do niewielkiego obszaru. Dawka neutronowa rozkłada się prawie równomiernie w obrębie ciała osoby leczonej. Efektywna dawka neutronowa oszacowana na podstawie widma neutronów i współczynników konwersji fluencji neutronów na dawkę zawartych w raporcie ICRP Publication 74 [58] wynosi 2.4 mSv na 1 Gy dawki terapeutycznej reprezentowanej przez dawkę maksymalną dla wiązki 20 MV (Clinac-2300). W przypadku typowego leczenia klinicznego, pacjent otrzymuje dawkę terapeutyczną wynoszącą 60 Gy na guz w ciągu sześciu tygodni (po 2 Gy dziennie przez pięć dni w tygodniu). Dawka efektywna od neutronów akumulowana w tym czasie nie przekracza, więc 150 mSv. Dawka taka nie powoduje żadnych natychmiastowych efektów biologicznych. Jednak jest wystarczająco duża, aby stanowić argument przemawiający za dalszym badaniem tego problemu. Ryzyko powikłań popromiennych wywołanych przez neutrony wytwarzane przez wiązki terapeutyczne zostało oszacowane przez Hall-a [59]. Należy zauważyć, że dawki otrzymywane przez pacjenta poza obrębem wiązki pierwotnej (tzw. dawki peryferyjne) stanowią sumę dawki neutronowej i dawki od rozproszonego promieniowania fotonowego. Problem ten został szczegółowo zbadany przez fizyków z Wielkopolskiego Centrum Onkologii [60, 61]. Problem efektów wywoływanych

przez małe dawki promieniowania jest obecnie przedmiotem badań prowadzonych w wielu ośrodkach naukowych w ramach międzynarodowych projektów takich jak np. DoReMi (pełna nazwa: Low Dose Research towards Multidisciplinary Integration).

1.7. Oprogramowanie GEANT4

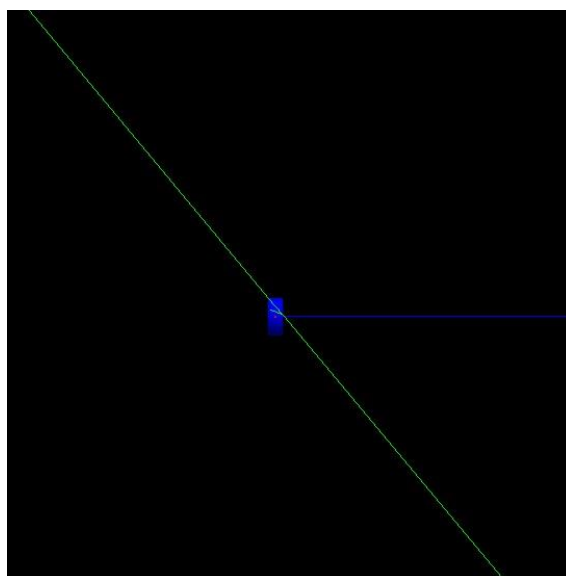
W badaniach objętych rozprawą doktorską posłużono się symulacjami bazującymi na metodzie Monte Carlo, przy czym zastosowano oprogramowanie GEANT4 [64] opracowane w siedzibie Europejskiej Organizacji Badań Jądrowych (fr. Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire, CERN). GEANT4 (ang. GEometry ANd Tracking) jest jednym z najnowszych narzędzi do symulacji zjawisk z zakresu fizyki jądrowej i fizyki wysokich energii. Prace nad nim rozpoczęły się jeszcze w 1993 roku i były prowadzone przez dwie pracujące niezależnie grupy naukowców z CERNu i KEKu. Początkowo, naukowcy starali się poszerzyć możliwości istniejącego już oprogramowania napisanego w języku FORTRAN. Jednak ostatecznie jesienią 1994 roku oba zespoły połączyły się i rozpoczęły prace nad opracowaniem całkowicie nowego środowiska symulacyjnego opartego na programowaniu zorientowanym obiektowo, wykorzystującym język C++. Projekt ten początkowo nosił nazwę RD44. Oprogramowanie miało być stosowane do symulacji zjawisk w zakresie fizyki wysokich energii. Wkrótce jednak poszerzono zakres możliwych zastosowań o klasyczną fizykę jądrową. Do zespołu dołączyło około sześćdziesięciu programistów i fizyków z kilkudziesięciu instytutów naukowych, z Europy, Stanów Zjednoczonych, Rosji, Kanady i Japonii. Nazwa projektu została przemianowana na GEANT4. W grudniu 1998 roku ukazała się pierwsza wersja oprogramowania. Do dzisiaj ukazało się kilkadziesiąt wersji oprogramowania GEANT4. Kolejne wersje posiadały ulepszone modele oddziaływań cząstek z materią i większą liczbę bibliotek poszerzających zakres zastosowań [65]. GEANT4 jest oprogramowaniem darmowym. Najnowsza (stan na 27.01.2021) wersja 4.10.7.0, dostępna na stronach internetowych CERN'u [66] jest jednym z najnowocześniejszych kodów do symulacji zjawisk z zakresu fizyki jądrowej i cząstek elementarnych. Poza tym oprogramowanie to pozwala definiować i wizualizować układy brył o złożonej geometrii, w tym detektory promieniowania jonizującego, części urządzeń np. akceleratorów, itp., „wypełniać” je dowolnym materiałem występującym w przyrodzie i definiować cząstki biorące udział w danym procesie. GEANT korzysta z najnowszych teorii naukowych, a symulacje prowadzone są metodą Monte Carlo.

Oprogramowanie GEANT4 to zbiór bibliotek napisanych w C++, które mogą być zainstalowane zarówno w systemie operacyjnym UNIX, Windows jak również pod Linuksem. Szczególnie atrakcyjna wydaje się być opcja linuksowa ze względu na darmowy system operacyjny (np. Ubuntu), darmowy kompilator (gcc g++) i pakiet graficzny (np. OpenGL lub VRML). Oprogramowanie GEANT4 może być zainstalowane na komputerze klasy PC zarządzanym przez jeden z trzech



wymienionych systemów operacyjnych. Instrukcja zawiera bogaty opis pakietu, informacje związane z instalacją oprogramowania, prezentację struktury bibliotek, opis przeznaczenia poszczególnych klas i metod, i opis zastosowanych modeli fizycznych, a także pliki źródłowe znajdują się na specjalnie przygotowanej stronie internetowej [50, 66]. Ponadto, znajdują się tam linki do pobrania plików z przekrojami czynnymi i parametrami niezbędnymi dla poszczególnych modeli oddziaływań. Przykładowo, baza danych G4NDL4.6 zawiera pliki z przekrojami czynnymi dla dużej liczby pierwiastków, na sprężyste i niesprężyste rozpraszania neutronów, wychwyty radiacyjny neutronów, a także na reakcje rozszczepienia i produkcję radioizotopów. Inne bazy danych wykorzystywane są do symulacji rozpadów promieniotwórczych radioizotopów - baza o nazwie RadiativeDecay5.4, oddziaływań elektromagnetycznych fotonów i elektronów (G4EMLOW7.13) i emisji promieniowania gamma ze wzbudzonych jąder atomowych - PhotonEvaporation5.7.

Warto zauważyć, że GEANT4 posiada klasy pozwalające wizualizować wszystkie obiekty zdefiniowane w programie symulacyjnym, w tym również trajektorie cząstek przed i po oddziaływaniu (rysunek 7). Wizualizacja okazuje się być użyteczna w trakcie pisania programu symulacyjnego, gdyż umożliwia łatwo zauważyć niewłaściwe położenie obiektu lub źle określoną jego wielkość.



Rysunek 7: Wizualizacja trajektorii pozytonu (linia niebieska) i fotonów anihilacyjnych (linia zielona) w warstwie wolframu.

Wirtualnym laboratorium, w którym symulujemy oddziaływania cząstek i ich transport przez materię, definiujemy detektory, komponenty akceleratora, osłony itp. jest tzw. „świat”. Każdy zdefiniowany obiekt geometryczny musi zostać określony w

objętości „świata”, bądź innego obiektu podrzędnego w stosunku do „świata”. Obiekt nadrzędny w stosunku do innego obiektu zdefiniowanego w jego wnętrzu, nosi nazwę objętości macierzystej. Rozmiary i kształt obiektu definiuje się za pomocą konstrukcji o nazwie „solid” – bryła. Definicja obiektu geometrycznego (bryły) uzupełniona zostaje w tzw. „objętości logicznej”, przy pomocy której określa się materiał wypełniający obiekt, a także za pomocą tzw. „objętości fizycznej” umożliwiającej określenie współrzędnych środka obiektu w kartezjańskim układzie współrzędnych związanym z objętością macierzystą. Obiekty można konstruować korzystając z dwóch typów struktur. Jednym jest CSG (Constructive Solid Geometry), drugim BREP (Boundary Represented). CSG pozwala definiować obiekty bezpośrednio jako trójwymiarowe prymitywy graficzne. Cechą reprezentacji CSG jest minimalna liczba parametrów potrzebnych do określenia kształtu i rozmiaru obiektu. Przykładowo, obiektami typu CSG są prostopadłościany, kule, kliny, torusy, stożki wraz z ich przekrojami itp. Obiekty typu CGS cechują się najwyższą wydajnością obliczeń i prostotą konstruowania. Jednak są niepraktyczne przy tworzeniu złożonych figur o wielu szczegółach. Do tworzenia obiektów o złożonych kształtach właściwsza jest reprezentacja BREP. Obiekty typu BREP definiuje się opisując ich powierzchnię, przy czym często stosuje się do tego celu wycinki płaszczyzny. Do tworzenia obiektów o złożonych, nieregularnych i niesymetrycznych kształtach można również użyć powierzchni zakrzywionych typu Bezier, B-Splines oraz NURBS (Non-Uniform-Rational-B-Splines). Jednak ich implementacja w GEANT4 nie jest jeszcze w pełni funkcjonalna, istnieje w formie prototypowej. GEANT4 umożliwia wykonywanie operacji boolean tj. operacji sumowania, odejmowania i znajdowania części wspólnej dla dowolnych dwóch obiektów lub ich złożeń.

Wizualizację w GEANT4 można wykonać stosując różne pakiety graficzne. Najczęściej stosowanym jest OpenGL udostępniany jako darmowy interfejs wspomagający standardowe biblioteki systemowe w wielu systemach operacyjnych. Wizualizacja prowadzona za pomocą tego oprogramowania charakteryzuje się wysoką wydajnością, wynikającą z możliwości sprzętowej akceleracji. Z tego powodu OpenGL stosuje się do wszelkiego rodzaju animowanych prezentacji generujących obraz w czasie symulacji złożonych układów. Inny często używany sposób wizualizacji bazuje na skryptach w formacie VRML [67]. Do generowania obrazów zapisanych w tym formacie stosuje się różnorakie samodzielnie działające aplikacje jak np. Vrmlview.exe, VRML viewer 3D [68], lub dodatki do przeglądarek internetowych (np. Cortona [69]). Kolejną opcję wizualizacji stanowi oprogramowanie o nazwie DAWN udostępniane odpłatnie przez jego autorów: Satoshi Tabakę i Minato Kawaguti z Uniwersytetu Fukui [70]. Zaletą tego oprogramowania jest fakt, iż obrazy tworzone są w postaci wektorowej tj. plików typu postscript i w związku z tym charakteryzują się bardzo wysoką jakością i małym rozmiarem plików.

2. Metodyka badań

W niniejszej pracy zastosowano zasadniczo trzy metody pozyskiwania wyników. Główną metodą była spektroskopia promieniowania gamma służąca do pomiaru widm w pomieszczeniu do radioterapii i sterowni akceleratora Elekta Precise, a także widm promieniowania emitowanego przez akcesoria akceleratorów medycznych i inne przedmioty, które znajdowały się w bunkrach akceleratorów w trakcie emisji wysokoenergetycznych wiązek fotonowych. Na podstawie zmierzonych widm pozyskiwano szczegółową informację o radioizotopach indukowanych przez wiązki terapeutyczne i reakcjach jądrowych, w których te radioizotopy powstają. Spektroskopia gamma była wykorzystana również do stwierdzenia obecności pól neutronowych w sterowni akceleratora Elekta Precise. Ta technika pomiaru bazowała na zastosowaniu detektora germanowego (ang. High Purity Germanium, HPGe) charakteryzującego się bardzo dobrą rozdzielczością i stabilnością pracy. Zasadniczą częścią detektora HPGe jest kryształ germanu o dużej czystości, który w trakcie pomiaru musi być chłodzony ciekłym azotem.

Drugą zastosowaną techniką pomiaru była metoda aktywacyjna zwana również metodą detektorów aktywacyjnych. Metoda ta polega na umieszczeniu detektorów aktywacyjnych w polu neutronowym i wytworzeniu w nich radioaktywnych izotopów. Aby metoda dawała wiarygodne wyniki detektory aktywacyjne muszą mieć postać cienkich folii wykonanych z materiału o dużym przekroju czynnym na reakcję wychwytu neutronu, a powstały w tej reakcji radioizotop musi charakteryzować się odpowiednim czasem półżycia, tj. takim, aby spadek aktywności w trakcie pomiaru nie był duży, ale jednocześnie na tyle krótkim, aby wytworzyć w foliach aktywności rzędu chociaż kilku bekereli.

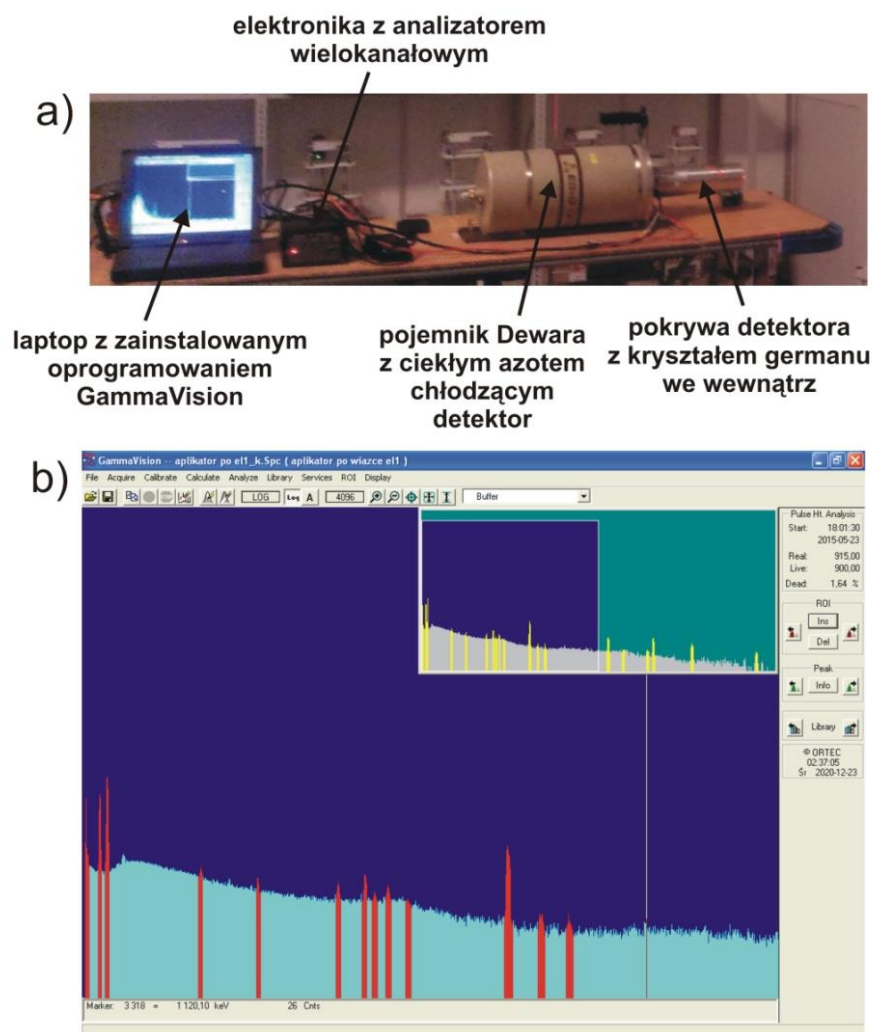
Trzecią zasadniczą zastosowaną metodą były symulacje oparte na metodzie Monte Carlo. Numeryczne pozyskiwanie danych w oparciu o zweryfikowane modele procesów fizycznych pozwoliło m.in. zoptymalizować konstrukcję drzwi do pomieszczenia terapeutycznego z akceleratorem generującym wysokoenergetyczne wiązki fotonowe.

Te trzy metody były dodatkowo wsparte pomiarami mocy dawki za pomocą wywzorcowanego radiometru, a także pomiarami strumienia neutronów wykonanymi komorą helową.

2.1. Spektroskopia promieniowania gamma

Do pomiarów spektroskopowych zastosowano system detekcyjny firmy ORTEC dedykowany do spektroskopii polowej, składający się z detektora germanowego podłączonego do analizatora wielokanałowego obsługiwanego z komputera PC (Rysunek 8a). Sercem detektora jest kryształ germanu o wysokiej czystości, polaryzowany napięciem 1300 V. Praca detektora była sterowana przy

pomocy oprogramowania GammaVision (wersja 5.13) firmy PerkinElmer Instruments (Rysunek 8b).

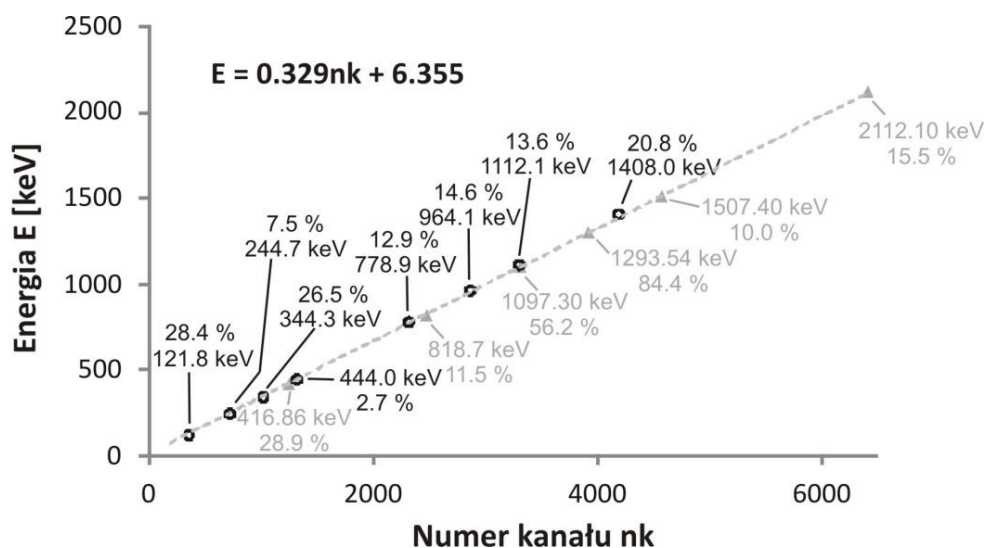


Rysunek 8: (a) Widok układu detekcyjnego firmy ORTEC zastosowanego w niniejszej pracy do spektroskopii gamma. (b) Widok okna programu GammaVision.

2.1.2. Kalibracja energetyczna układu detekcyjnego do spektroskopii gamma

Celem kalibracji energetycznej jest przypisanie numerowi kanału (nk) analizatora wielokanałowego energii (E) odpowiadającej fotonom promieniowania gamma docierającego do detektora germanowego. Kalibracja energetyczna ostatecznie sprowadza się do wyznaczenia zależności matematycznej $E(nk)$ (Rysunek 9). Kalibrację energetyczną przeprowadzono przy zastosowaniu komercyjnego zamkniętego źródła promieniotwórczego ^{152}Eu w Laboratorium Fizyki Jądrowej Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach. Na stanowisku pomiarowym weryfikowano kalibrację energetyczną przy użyciu izomeru jądrowego indu $^{116\text{m}}\text{In}$. Do wytworzenia tego izomeru wykorzystywano pole neutronowe towarzyszące emisji wysokoenergetycznej wiązki fotonowej generowanej przez akcelerator medyczny.

Przebieg reakcji jądrowej prowadzącej do powstania indu-116m opisano w rozdziale dedykowanym pomiarom neutronowym.



Rysunek 9: Prosta opisująca zależność $E(nk)$, wyznaczona przy użyciu komercyjnego źródła promieniowania ^{152}Eu , zweryfikowana za pomocą izomeru jądrowego indu ^{116m}In w jednym z miejsc pomiarowych. Punkty związane z rozpadem ^{152}Eu (czarne koła) i ^{116m}In (szare trójkąty) oznaczono wartościami energii promieniowania gamma w keV i intensywnością emisji fotonów o danej energii wyrażoną w procentach. Ind-116m został wytworzony poprzez aktywację neutronową naturalnego indu w pobliżu głowicy akceleratora medycznego emitującego wysokoenergetyczną wiązkę fotonową.

2.1.2. Kalibracja wydajnościowa układu detekcyjnego do spektroskopii gamma

Kalibracja wydajnościowa została wykonana również za pomocą źródła ^{152}Eu . Wydajność detekcji ϵ wyrażona w procentach może być opisana następującym wzorem:

$$\epsilon(E) = \frac{100 \cdot N_d(E)}{A_{\text{Eu-152}} \cdot I(E)}, \quad (1)$$

gdzie:

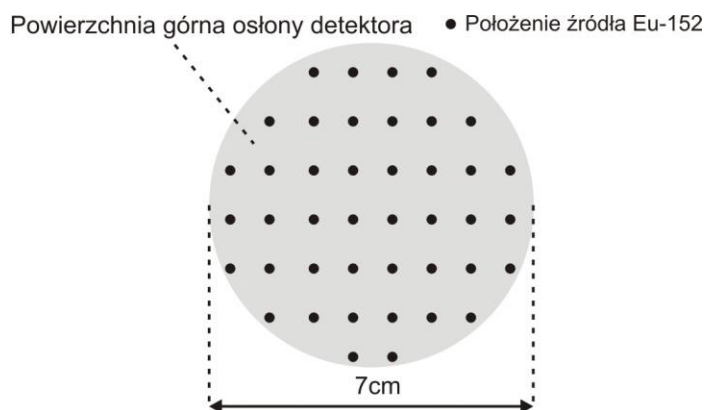
$A_{\text{Eu-152}}$ - aktywność źródła ^{152}Eu ułożonego na powierzchni przedniej osłony kryształu germanu (rysunek 10),

$N_d(E)$ - zdarzenia zarejestrowane w fotopiku (tj. pole powierzchni netto fotopiku, czyli po odjęciu przyczynku od tła) odpowiadające energii E , w jednostce czasu w pomiarze kalibracyjnym,

$I(E)$ - intensywność emisji promieniowania gamma o energii E (wartość zaczerpnięta z Tablic Izotopów [71]).

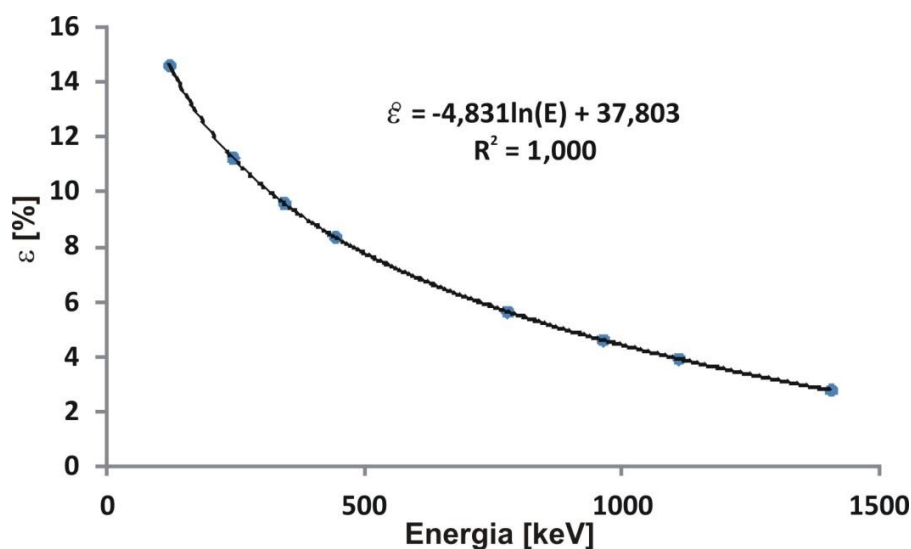
Wydajność detekcji ϵ zdefiniowana w równaniu (1) była stosowana zarówno do określania aktywności bezwzględnej zidentyfikowanych radioizotopów jak również do wyznaczania względnych natężeń fotopików, co umożliwiło wykonanie weryfikacji poprawności analizy jakościowej, w oparciu o równanie 3.

Zastosowane źródło kalibracyjne ^{152}Eu o wymiarach liniowych 0,1 mm, zamknięte w plastikowej cylindrycznej kapsule, umieszczano na górnej powierzchni osłony detektora HPGe w równomiernie rozłożonych miejscach, jak pokazano na rysunku 10. Do wyznaczenia wydajności źródła w funkcji energii przyjęto średnią wartość pola powierzchni netto fotopiku otrzymaną dla wszystkich położeń źródła ^{152}Eu .



Rysunek 10: Pozycje źródła kalibracyjnego ^{152}Eu na górnej powierzchni osłony detektora HPGe w trakcie kalibracji. Każde czarne kółko reprezentuje jedną pozycję. Odległości między położeniami źródła były stałe.

Efekt sumowania się fotopików skorygowano za pomocą symulacji Monte Carlo (kod GEANT4). Pole powierzchni netto każdego fotopiku otrzymywano z dopasowania funkcji Gaussa do konturu fotopiku po odjęciu tła opisanego za pomocą wielomianu. Na rysunku 11 zaprezentowano zależność wydajności ε od energii E dla zastosowanego układu detekcyjnego firmy ORTEC.



Rysunek 11: Krzywa obrazująca zmianę wydajności z energią dla zastosowanego układu detekcyjnego firmy ORTEC z detektorem HPGe. Kwadrat współczynnika korelacji Pearsona równy 1 świadczy o idealnym dopasowaniu krzywej do punktów z symulacji.

Względne natężenie dwóch fotopików odpowiadających energiom E_1 oraz E_2 , po korekcji wydajności układu detekcyjnego (tj. po wprowadzeniu poprawki wydajnościowej W), oznaczone jako $R'(E_1, E_2)$ można opisać wzorem (2):

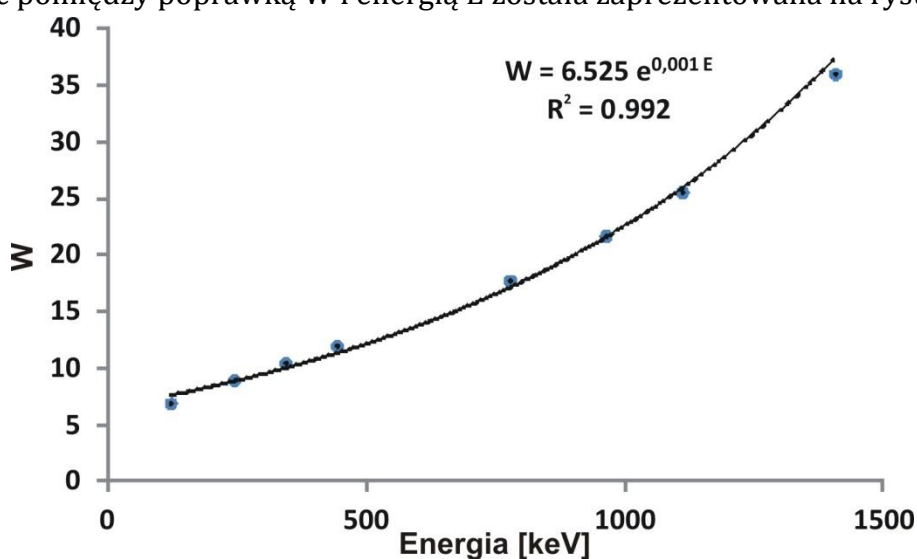
$$R'(E_1, E_2) = \frac{N_d'(E_1) \cdot W(E_1)}{N_d'(E_2) \cdot W(E_2)}, \quad (2)$$

gdzie:

$N_d'(E_i)$ – pole powierzchni netto fotopiku odpowiadającego energii E_i w pomiarach “niekalibracyjnych”,

$W(E_i) = 100 \cdot \varepsilon(E_i)^{-1}$, jest odwrotnością wydajności detekcji ε dla energii E_i , pomnożoną przez 100, zwaną także poprawką wydajnościową.

Zależność pomiędzy poprawką W i energią E została zaprezentowana na rysunku 12.



Rysunek 12: Zależność pomiędzy poprawką wydajnościową W i energią promieniowania gamma dla zastosowanego układu detekcyjnego.

Jeśli dwa fotopiki pochodzą z rozpadu jednego radioizotopu wówczas ich skorygowane wydajnościowo natężenie względne jest w przybliżeniu równe wartości literaturowej oznaczonej jako $R'(E_1, E_2)$:

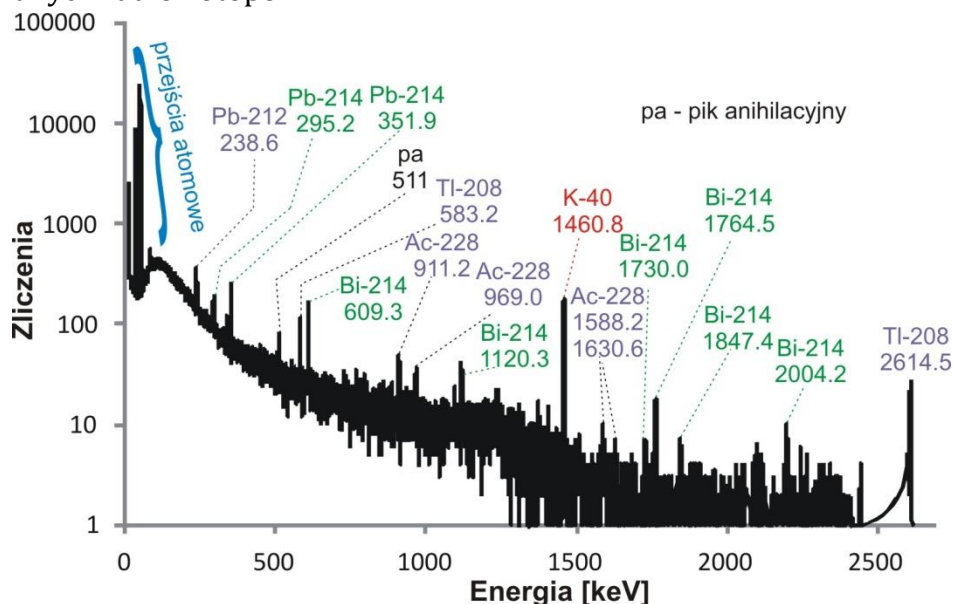
$$R'(E_1, E_2) \approx R(E_1, E_2) = \frac{I(E_1)}{I(E_2)}, \quad (3)$$

gdzie:

$I(E_1)$ oraz $I(E_2)$ to intensywności emisji fotonów odpowiednio o energii E_1 i E_2 , odczytane z Tablic Izotopów [71].

2.1.3. Pomiar tła

W celu ułatwienia analizy jakościowej zmierzonych widm promieniowania gamma przeprowadzono w kilku różnych pracowniach pomiary naturalnego tła promieniowania gamma, bez obecności „nienaturalnych” źródeł promieniotwórczych. Znajomość widma promieniowania gamma emitowanego przez naturalne radioizotopy pozwala na łatwe wyeliminowanie ich z analizy co ułatwia identyfikację indukowanych radioizotopów.



Rysunek 13: Widmo tła z oznaczonymi pikami pochodzącymi od naturalnych radioizotopów. Kolorem zielonym oznaczono radioizotopy należące do szeregu uranowo-radowego, zaś kolorem fioletowym do szeregu torowego. Kolorem czerwonym oznaczono potas-40, który został w pracy wykorzystany do orientacyjnego oszacowania radioaktywności wytworzonego radioizotopu. Natężenie pików pochodzących od indukowanego radioizotopu porównywalne z natężeniem pików od naturalnego ^{40}K świadczy o małej radioaktywności.

2.1.4. Identyfikacja pola neutronowego za pomocą spektroskopii promieniowania gamma

W celu identyfikacji pola neutronowego w sterowni akceleratora medycznego Elekta Precise zastosowano spektroskopię promieniowania gamma pochodzącego z reakcji wychwytu neutronów w kryształach germanu detektora HPGe. Zastosowanie tej metody było możliwe ze względu na stosunkowo niskie tło promieniowania naturalnego zredukowanego przez grube betonowe ściany otaczające sterownię. Ośrodki radioterapii zwykle nie posiadają specjalistycznego sprzętu do pomiaru neutronów. Natomiast detektory germanowe obecnie wchodzi w zakres podstawowego wyposażenia laboratoriów medycznych. Zastosowanie spektroskopii promieniowania gamma do identyfikowania pola neutronowego pokazuje, że identyfikacja neutronów nie wymaga dedykowanego detektora neutronów. Wykaz reakcji jądrowych i energii powiązanych z tymi reakcjami promieniowania gamma wykorzystanego w niniejszej pracy do identyfikacji pola neutronów oraz

odpowiednie przekroje czynne zaczerpnięte z bazy przekrojów czynnych Brookhaven National Laboratory's Evaluated Nuclear Data Files (ENDF) [57] zawarto w tabeli 2.

Tabela 2: Wykaz reakcji jądrowych i energii fotonów promieniowania gamma zastosowanych do identyfikacji pól neutronowych. Zamieszczono także przekroje czynne na reakcje jądrowe wywołane przez neutrony w kryształach germanu. γ_p – fotony natychmiastowe wytwarzane w reakcjach neutronowych, γ_d – fotony z rozpadów promieniotwórczych radioizotopów wytworzonych w reakcji (n, γ) z jądrami atomów germanu.[57]

Reakcja jądrowa	Energia fotonów w keV	Przekrój czynny σ_{ter} w zakresie energii termicznych i największe rezonanse
$^{70}\text{Ge}(n,\gamma_p)^{71m}\text{Ge} \rightarrow ^{71}\text{Ge} + \gamma_d$	198,4	$\sigma_{ter} = 2,9$ b 76,1 b dla 1,12 keV 265,1 b dla 1,47 keV 180,3 b dla 1,94 keV 145,3 b dla 3,14 keV 155,1 b dla 4,23 keV 19,6 b dla 4,38 keV 59,4 b dla 4,51 keV 22,7 b dla 4,94 keV
$^{73}\text{Ge}(n,\gamma_p)^{74}\text{Ge}$	595,9, 867,9, 1204,2	$\sigma_{ter} = 14,4$ b 1222,9 b dla 102 eV 1804,4 b dla 204 eV 1089,4 b dla 225 eV 920,5 b dla 321 eV 417,1 b dla 332 eV 525,2 b dla 367 eV 718,2 b dla 408 eV 174,3 b dla 490 eV 408,1 b dla 516 eV 458,3 b dla 557 eV 265,6 b dla 668 eV 400,1 b dla 919 eV
$^{74}\text{Ge}(n,\gamma_p)^{75m}\text{Ge} \rightarrow ^{75}\text{Ge} + \gamma_d$	139,8	$\sigma_{ter} = 0,4$ b 18,1 b dla 2,85 keV 134,0 b dla 3,04 keV 119,4 b dla 4,17 keV

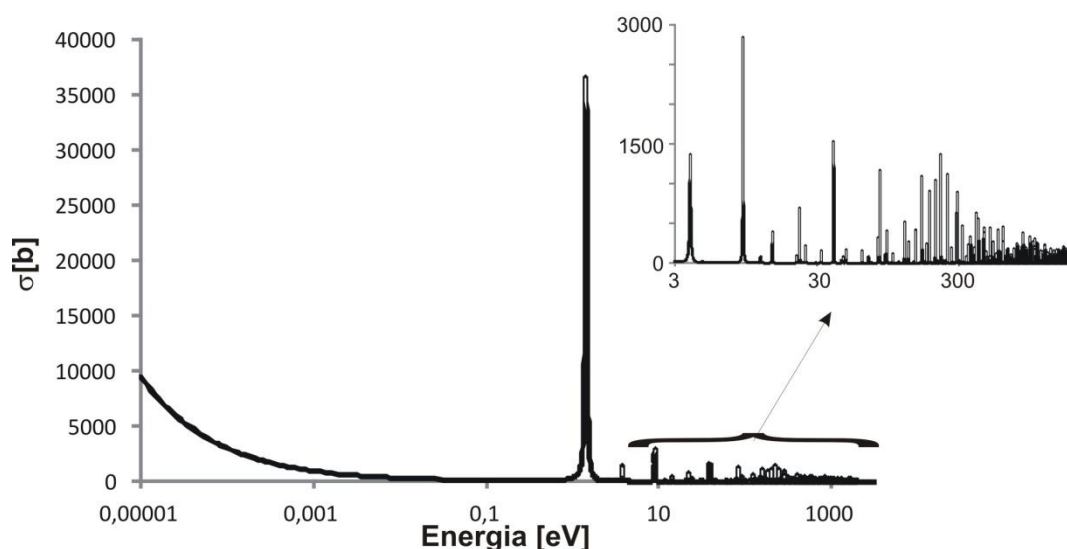
Reakcje jądrowe zastosowane do identyfikacji pól neutronowych posiadają duże rezonanse. Szczególnie duże rezonanse posiada reakcja $^{73}\text{Ge}(n,\gamma_p)^{74}\text{Ge}$, trzy z nich przekraczają 1000 barnów i pojawiają się w zakresie energii poniżej 1 eV. Ponadto reakcja ta charakteryzuje się dużym przekrojem czynnym w zakresie energii neutronów termicznych.

2.2. Metoda aktywacyjna

Metodą aktywacyjną wykonano pomiary fluencji neutronów termicznych i rezonansowych. Metoda składa się w dwóch zasadniczych etapów. Pierwszy etap polega na umieszczeniu detektora aktywacyjnego w polu neutronowym. W prezentowanych badaniach detektorem aktywacyjnym był naturalny ind (95,7 % ind-115, 4,3 % ind-113) w postaci folii o grubości 100 μm (73 mg/cm²). W detektorze aktywacyjnym zachodzą następujące reakcje:

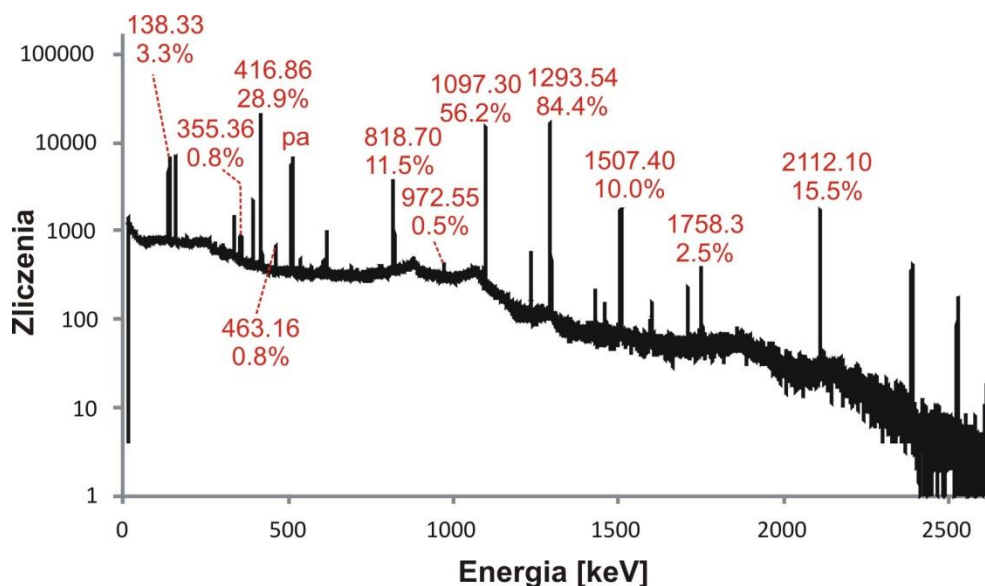
- (1) $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$,
- (2) $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116}\text{In}$,
- (3) $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114\text{m}}\text{In}$
- (4) $^{113}\text{In}(n,\gamma)^{114}\text{In}$.

Dla pomiaru fluencji neutronów wykorzystywana jest reakcja (1), ze względu na dużą abudancję izotopu ^{115}In , a także z powodu dużego przekroju czynnego (rysunek 14).



Rysunek 14: Całkowity przekrój czynny na reakcję $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$.

Ind-116m ($T_{1/2} = 54,41$ minut) ulega rozpadowi β^- , do stanu wzbudzonego cyny-116, który natychmiast ulega rozpadowi gamma. Drugi etap pomiaru fluencji neutronów polega na wyznaczeniu aktywności folii indowej stanowiącej detektor aktywacyjny, na podstawie pomiaru widma energetycznego fotonów pochodzących ze wspomnianego rozpadu gamma. W prezentowanych badaniach pomiar widma wykonano przy zastosowaniu detektora HPGe. Widmo pochodzące z rozpadu gamma stanu Sn^*-116 zaprezentowano na rysunku 15.



Rysunek 15: Przykładowe widmo energetyczne promieniowania γ zmierzone detektorem HPGe. Aktywowany detektor aktywacyjny umieszczony był na górnej powierzchni osłony kryształu germanu. Piki z rozpadu $\text{Sn}^{*}\text{-116}$ oznaczono wartościami energii (w keV) i intensywnością emisji określoną w procentach.

Do pomiaru aktywności detektora aktywacyjnego (indowego) wykorzystano fotony o energii 1293,54 keV, ze względu na intensywność rozpadu wynoszącą 84,4 %, największą z pośród wszystkich emitowanych fotonów.

Izotop ^{115}In charakteryzuje się całkowitym przekrojem czynnym σ_{ter} na wychwyty radiacyjny neutronu termicznego osiągającym wartość 160 barnów [72]. Przy nieco wyższej energii wynoszącej 1,45 eV w przekroju czynnym pojawia się duży rezonans ~ 36600 barnów. Ponadto, w zakresie energii od 1 eV do 3 keV występują liczne mniejsze rezonanse, co daje w efekcie wartość całki aktywacji rezonansowej C wynoszącą 2640 barnów [73], przy czym

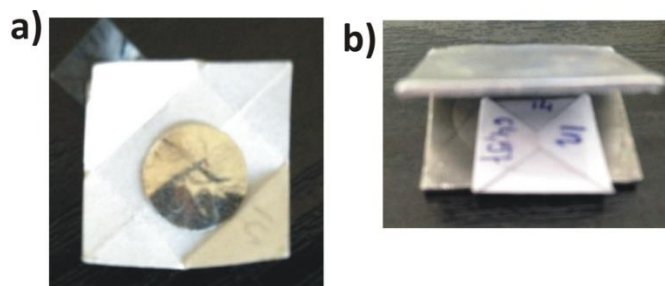
$$C = \int_{0.1\text{eV}}^{1\text{keV}} \frac{\sigma(E)dE}{E}, \quad (4)$$

gdzie

E - energia neutronu,

$\sigma(E)$ - przekrój czynny na wychwyty radiacyjny neutronu w funkcji energii neutronu.

Jak wynika z zależności przekroju czynnego od energii, ind-115 może być aktywowany zarówno przez neutrony termiczne jak i rezonansowe. Eksperymentalnie istnieje możliwość oddzielenia pomiaru neutronów termicznych od rezonansowych poprzez zastosowanie metody różnicowania kadmem (rysunek 16).



Rysunek 16: Widok detektora aktywacyjnego w postaci folii indowej (a) w kształcie koła umieszczonej w kopercie papierowej chroniącej folię przed uszkodzeniami mechanicznymi (tu koperta otwarta) i osłony kadmowej(b), we wnętrzu której umieszczano detektor aktywacyjny w metodzie różnicowania kadmem. W trakcie pomiaru osłona była zaciśnięta szczelnie osłaniając folię.

Oślonięcie materiału detekcyjnego warstwą kadmu o grubości co najmniej 1 mm spowoduje całkowite pochłonięcie neutronów termicznych w kadmie, z równoczesną eliminacją aktywacji materiału detekcyjnego przez neutrony termiczne. Jednak jednocześnie zostaje pochłonięta w kadmie pewna część neutronów rezonansowych. W związku z tym, wprowadza się współczynnik korekcyjny F_k , który może zostać wyrażony następująco:

$$F_k = A_{rez} / A_{Cd}, \quad (5)$$

gdzie:

A_{Cd} - aktywność detektora aktywacyjnego osłoniętego kadmem w polu neutronowym,

A_{rez} - aktywność detektora aktywacyjnego wywołana przez neutrony rezonansowe.

Natomiast aktywność A_{ter} detektora aktywacyjnego wywołana przez neutrony termiczne stanowi różnicę aktywności A_{no} nieosłoniętego detektora i skorygowanej aktywności detektora osłoniętego warstwą kadmu:

$$A_{ter} = A_{no} - A_{Cd}F_k, \quad (6)$$

Zależność pomiędzy aktywnością A_{ter} detektora aktywacyjnego wywołaną przez neutrony termiczne, a fluencją neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ wyraża się następująco:

$$\Phi_{n,ter} = \frac{A_{ter} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 \sigma_{ter} (1 - e^{-\lambda t_n})}, \quad (7)$$

gdzie

W - masa molowa materiału detekcyjnego - indu-115 (~ 115 g/mol),

$\lambda = \ln 2 / T_{1/2}$ (= 0,12786 min⁻¹) - stała półrozpadu indu-116m,

t_m - czas pomiędzy końcem aktywowania folii indowej a początkiem pomiaru jej wytworzonej aktywności (nie przekraczał kilku minut),

d_m – gęstość powierzchniowa materiału detekcyjnego tj. indu-115 ($= 0,082 \div 0,092$ g/cm²),

S – pole powierzchni materiału detekcyjnego (2,011 cm²),

N_0 – liczba Avogadro,

σ_{ter} – całkowity przekrój czynny na wychwytywanie neutronu termicznego w detektorze aktywacyjnym,

t_n – czas aktywacji folii indowej (najczęściej 20 minut).

Analogiczna zależność dla neutronów rezonansowych ma następującą postać:

$$\Phi_{n,ter} = \frac{A_{rez} W e^{\lambda t_m}}{d_m S N_0 C (1 - e^{-\lambda t_n})} \int_{0.1eV}^{1keV} \frac{dE}{E}, \quad (8)$$

gdzie

E – energia neutronu pochłoniętego w detektorze aktywacyjnym,

C – całka aktywacji rezonansowej dla indu-115.

Uzasadnienie niniejszych zależności można znaleźć w pracach wielu autorów np. [74].

Aktywności A_{ter} i A_{rez} odnoszą się do chwili zakończenia aktywacji detektorów aktywacyjnych tj. do chwili zakończenia napromieniania folii indowych. Jednak czas pomiaru aktywności detektora aktywacyjnego wynosił 20 minut. A więc był zaledwie nie całe trzy razy krótszy od czasu półżycia izomeru jądrowego indu-116m. W takiej sytuacji aktywność w momencie zakończenia aktywacji A_0 powinna być wyznaczona ze średniej aktywności $\langle A \rangle$ detektora aktywacyjnego określonej w czasie pomiaru jego aktywności, tj. z następującej zależności:

$$\langle A \rangle = \int_{t_p}^{t_k} \frac{A(t)}{t_k - t_p} dt, \quad (9)$$

gdzie:

t_p , t_k – odpowiednio początek i koniec pomiaru aktywności detektora aktywacyjnego. Przyjmując, że w dowolnej chwili czasu spełnione jest prawo promieniotwórczego zaniku tj. $A(t) = A_0 e^{-\lambda t}$, otrzymujemy

$$\langle A \rangle = \frac{A_0}{\lambda(t_k - t_p)} (e^{-\lambda t_p} - e^{-\lambda t_k}), \quad (10)$$

przy czym możemy przyjąć, że $t_p = 0$, wówczas wzór (10) upraszcza się przyjmując następującą postać:

$$\langle A \rangle = \frac{A_0}{\lambda t_k} (1 - e^{-\lambda t_k}). \quad (11)$$

W prezentowanych badaniach czas pomiędzy zakończeniem aktywacji detektora aktywacyjnego, a początkiem pomiaru jego wzbudzonej aktywności nie przekraczał kilku minut. W takiej sytuacji A_0 można uznać za aktywność detektora aktywacyjnego jaką on posiada w momencie zakończenia aktywacji. Zatem zarówno A_{rez} jak i A_{Cd} należy wyznaczyć korzystając z następujących zależności:

$$A_{rez,0} = \frac{\langle A_{rez} \rangle \lambda t_k}{(1 - e^{-\lambda t_k})}, \quad (12)$$

$$A_{Cd,0} = \frac{\langle A_{Cd} \rangle \lambda t_k}{(1 - e^{-\lambda t_k})}. \quad (13)$$

2.3 Numeryczne pozyskiwanie danych w oparciu o symulacje Monte Carlo

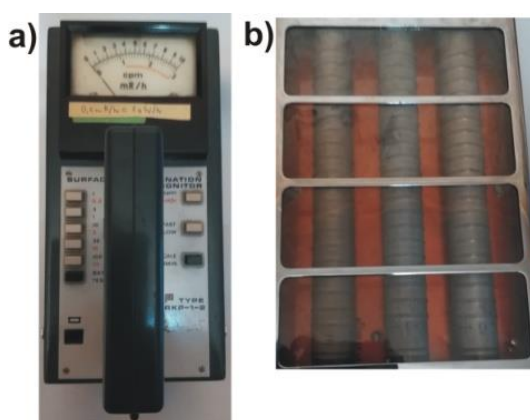
Do zaprojektowania optymalnej konstrukcji drzwi do pomieszczenia do radioterapii w ramach badań objętych rozprawą doktorską zastosowano symulację Monte Carlo. Istotną rolę odgrywają tu dwie grupy procesów fizycznych. Pierwsza grupa procesów to oddziaływania elektromagnetyczne, związane z przenikaniem przez drzwi i absorpcją w materiałach konstrukcyjnych drzwi fotonów wytworzonych w komponentach głowicy akceleratora lub powstających w drzwiach w reakcjach wychwytu neutronów. Druga grupa procesów fizycznych to reakcje neutronowe w tym głównie reakcje wychwytu neutronów i procesy rozpraszania neutronów. Jak już wspomniano, w badaniach posłużono się kodem GEANT4 i dwoma zasadniczymi modułami - Livermore i High Precision Neutron Models, obejmującymi pakiety modeli procesów fizycznych. Livermore służy do symulacji oddziaływań elektromagnetycznych, a moduł High Precision Neutron Models dedykowany jest dla oddziaływań neutronów z materią. Modele zgromadzone w module Livermore opisują oddziaływania elektronów i fotonów z materią w zakresie relatywnie niskich energii, przy użyciu interpolowanych danych opartych na bibliotekach EADL-EEDL-EPDL [75]. Modele te służą do symulacji efektu fotoelektrycznego w zakresie energii do 250 keV (G4LivermorePhotoElectricModel), rozpraszania Comptona w przedziale energii 10 keV ÷ 100 GeV (G4LivermoreComptonModel), i Rayleigha (G4LivermoreRayleighModel), a także do odtwarzania procesu tworzenia pary elektron-pozyton (G4LivermoreGammaConversionModel). Przy czym rozkład kątowy fotoelektronów jest realizowany w oparciu o rozkład Sauter-Gavrila dla powłoki K i symulowane są procesy związane z relaksacją atomu. Moduł High Precision Neutron Models korzysta z danych zaczerpniętych z bazy przekrojów czynnych G4NDL i umożliwia symulację zarówno elastycznych (G4NeutronHPElastic) jak i niesprężystych (G4NeutronHPInelastic) rozproszeń neutronów, a także procesów wychwytu neutronów (G4NeutronHPCapture) i rozszczepienia jądra atomowego – procesu pominiętego w niniejszej pracy ze względu na brak izotopów, które mogłyby ulegać rozszczepieniu. Walidację modeli modułu Livermore można znaleźć w kilku publikacjach tj. w [76-79], podczas gdy weryfikacja modułu High Precision Neutron

Modeli została zaprezentowana w [20]. W symulacjach stosowano tzw. detektory logiczne rejestrujące energię fotonów i neutronów przechodzących przez poszczególne warstwy drzwi. Bogata wiedza na temat detektorów logicznych została przedstawiona w [80].

2.4. Pomiar mocy dawki promieniowania gamma

Pomiary mocy dawki promieniowania gamma były wykonywane z dwóch powodów. Po pierwsze były prowadzone w celu zapewnienia ochrony radiologicznej w trakcie pomiarów. Dotyczyły w szczególności pomiarów mocy dawek w pobliżu głowic akceleratorów, bezpośrednio po dłuższych emisjach wiązek wysokoenergetycznych fotonów. Po drugie pomiary mocy dawek promieniowania gamma stanowiły uzupełnienie zasadniczych badań. Dotyczyły one określenia mocy dawek w sterowniach akceleratorów, na powierzchni drzwi do bunkra z akceleratorem i w bezpośredniej bliskości przedmiotów aktywowanych przez neutrony, bądź wiązkę terapeutyczną.

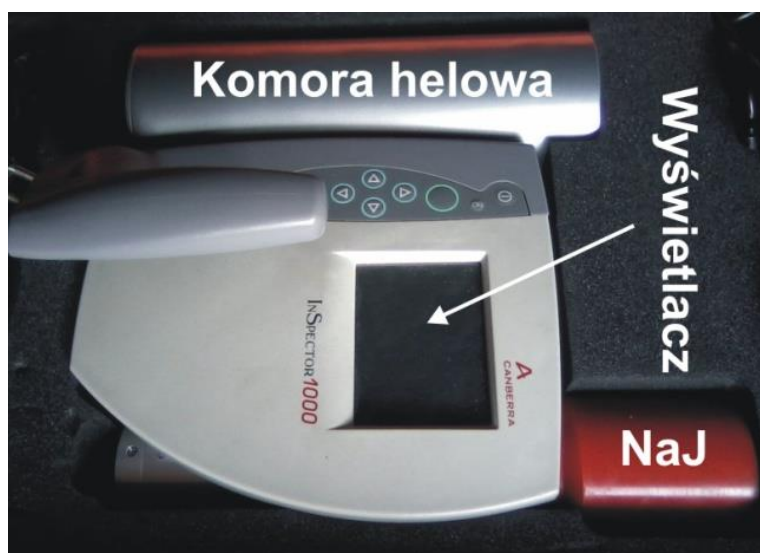
Do pomiarów mocy dawek promieniowania gamma zastosowano radiometr RKP-1-2 (rysunek 17). W ogólności ten radiometr może być również stosowany jako miernik skażeń promieniotwórczych promieniowaniem beta i gamma, powierzchni roboczych w laboratoriach i zakładach pracy. Zastosowany egzemplarz posiadał aktualne świadectwo wzorcowania wydane przez Laboratorium Akredytowane nr AP 057. Radiometr wyposażony jest w trzy wbudowane liczniki Geigera-Müllera, przy czym do pomiarów mocy dawki promieniowania gamma wykorzystywany jest tylko jeden środkowy licznik. Radiometr posiada możliwości pomiaru mocy dawki w zakresie od 0.7 do 200 $\mu\text{Gy/h}$. Błąd pomiaru mocy dawki określony przez producenta wynosi $\pm 20\%$ (jedno odchylenie standardowe wartości średniej). Natomiast analogiczny błąd wyznaczony w niniejszej pracy za pomocą źródeł promieniotwórczych Cs-137 i Co-60 nie przekraczał 5%.



Rysunek 17: Radiometr RKP-1-2 wyprodukowany przez zakład Polon-Alfa. a) Przód radiometru z wyświetlaczem i przyciskami przełączającymi zakresy pomiarowe, b) odkryty tył radiometru z widocznymi trzema licznikami Geigera-Müllera.

2.5. Pomiar rozkładu względnego strumienia neutronów

Do pomiarów rozkładu strumieni neutronów w pomieszczeniu do radioterapii zastosowano komorę helową będącą integralną częścią układu detekcyjnego InSpector 1000 firmy Canberra (rysunek 18). W ogólności układ ten posiada jeszcze detektor scyntylacyjny NaJ. W prezentowanych badaniach był on stosowany tylko do orientacyjnego pomiaru strumienia fotonów. InSpector 1000 pozwala na wykonywanie pomiaru strumieni neutronów w silnych polach fotonowych ze względu na wbudowany analizator kształtu sygnału. Jak podaje producent wydajność pomiaru strumienia neutronów prędkich jest na poziomie 1 %. Komora helowa wypełniona jest helem-3, zatem rejestruje neutrony spowolnione, głównie termiczne. Wówczas zachodzi następująca reakcja jądrowa: ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$. W reakcji neutronu termicznego z helem-3 powstaje proton o energii 573 keV i tryt o energii 191 keV poruszające się w przeciwnych kierunkach. Tak więc w komorze helowej zostaje łącznie zdeponowana energia 764 keV. Oczywiście może się zdarzyć, że któryś produkt reakcji, a nawet oba opuszczają objętość komory deponując tylko część energii w detektorze. Mamy do czynienia wówczas z tzw. efektem ściankowym w wyniku którego w detektorze zostaje pochłonięta mniejsza energia. Jednak takie przypadki też są rejestrowane jako zdarzenie z neutronem. InSpector 1000 nie posiada możliwości wyprowadzenia sygnału wynikowego poza wyświetlacz wbudowany w konsolę układu. W celu dokonywania ciągłego odczytu wyniku, bezpośrednio nad wyświetlaczem umieszczano kamerę firmy Toshiba nagrywającą obraz wyświetlacza na mikro dysk ssd (ang. solid-state drive).



Rysunek 18: Układ detekcyjny InSpector 1000 z komorą helową.

2.6. Akceleratory i pomieszczenia do radioterapii

W badaniach wykorzystano łącznie trzy akceleratory wieloenergetyczne: dwa akceleratory Elekta (CO w Opolu) i ich wiązki fotonowe 18 MV i akcelerator TrueBeam (NIO w Gliwicach) i jego wiązki fotonowe 10 FFF MV, 15 MV, 20 MV, a także wiązkę elektronową 22MeV. Pomieszczenia, w których były zainstalowane akceleratory Elekta, różniły się między sobą zasadniczo materiałami konstrukcyjnymi wewnątrz. Grubość ścian pomieszczenia 1 wynosi kilkadziesiąt centymetrów i dodatkowo projektant wyłożył ściany płytami ołowianymi. Natomiast pomieszczenie 2 stanowiło typowy bunkier akceleratorowy o betonowych ścianach, których grubość była rzędu kilkudziesięciu centymetrów. Podobną typową budowę miało pomieszczenie do radioterapii z akceleratorem TrueBeam. Drzwi do pomieszczeń z akceleratorami Elekta miały nietypową budowę, tj. grubość 2,7 cm i posiadały budowę warstwową, zostały wykonane w technologii delta. Szczegóły tej konstrukcji zostały zaprezentowane na rysunku 23. Natomiast w przypadku akceleratora TrueBeam drzwi posiadały często spotykaną konstrukcję, miały grubość kilkunastu centymetrów, i były wypełnione parafiną pełniącą funkcję moderatora neutronów i warstwą ołowiu przeznaczoną do pochłaniania fotonów.

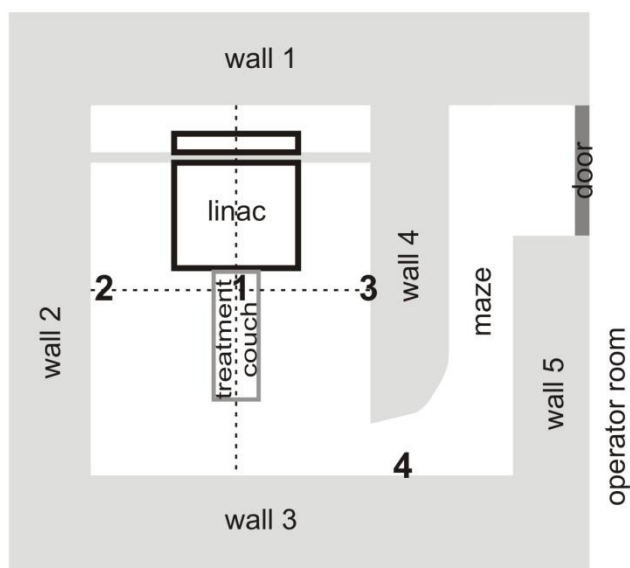


3. Uzyskane wyniki i ich dyskusja

Zasadnicza część wykonanych badań obejmowała pomiary widm promieniowania gamma i fluencji neutronów spowolnionych w dwóch pomieszczeniach do radioterapii w Opolskim Centrum Onkologii, z akceleratorami Elekta. Pomiary fluencji neutronów zostały przeprowadzone dla wiązki promieniowania X o potencjale nominalnym 18 MV. Pomieszczenia, w których przeprowadzono pomiary, różnią się zasadniczo materiałami zastosowanymi do konstrukcji ścian i drzwi wejściowych (zob. rozdział 2.6). Jak już wspomniano, w celu szerszego zbadania problemu zanieczyszczenia wiązek terapeutycznych neutronami i konsekwencji tego zjawiska przeprowadzono analogiczne pomiary w pomieszczeniu akceleratora TrueBeam, a uzyskane wyniki zestawiono z wynikami z innych prac.

3.1. Wyniki pomiarów neutronów w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem Elekta

W trakcie pomiarów detektory aktywacyjne umieszczone były w ściśle określonych miejscach, tych samych w obu pomieszczeniach do radioterapii. Rozlokowanie miejsc pomiarowych zostało przedstawione na rysunku 19.



Rysunek 19: Schemat pomieszczenia do radioterapii z oznaczonymi miejscami, w których umieszczone były detektory aktywacyjne w trakcie pomiaru fluencji neutronów termicznych i rezonansowych. Rysunek został zaczerpnięty z pracy autorskiej [15].

Miejsca pomiarowe zostały oznaczone cyframi. Położenie 1 odpowiadało izocentrum obrotu głowicy akceleratora. W tym położeniu detektory były umieszczone na stole terapeutycznym w osi wiązki terapeutycznej. Odległość miejsca pomiaru od środka tarczy konwersji (SSD) wynosiła 100 cm. W położeniu 2 i 3 detektory były rozmieszczone symetrycznie względem stołu terapeutycznego. W tych położeniach

detektory były umieszczane w papierowych kopertach przyklejonych do ściany w odległości 1 m od podłogi. Wyjątkiem była ściana oznaczona cyfrą 2 w pomieszczeniu 1, na której zawieszono były półki służące do przechowywania unieruchomień dla pacjentów. W tym przypadku papierowa koperta przyklejona była do ścianki półki. Jej odległość od podłogi wynosiła również 1 m.

Detektory aktywowano w trakcie 15-sto minutowej emisji wiązki fotonowej 18 MV. W trakcie pomiarów fluencji neutronów moc wiązki wynosiła 600 jednostek monitorowych (JM) na minutę. Łącznie w trakcie każdego pomiaru emitowano 1500 JM. Szerokość wiązki odpowiadała kwadratowemu polu napromieniania o powierzchni 10 cm x 10 cm określone dla SSD = 100 cm. Zestawione ze sobą wyniki pomiarów fluencji neutronów termicznych i rezonansowych wykonane w ww. pomieszczeniach do radioterapii zostały zaprezentowane w tabeli 3. Zamieszczone wartości fluencji zostały odniesione do jednostki monitorowej odpowiadającej w tym przypadku dawce 1,004 cGy określonej na głębokości referencyjnej 10-ciu cm w fantomie wodnym, w osi wiązki terapeutycznej dla pola 10x10 cm²(18 MV).

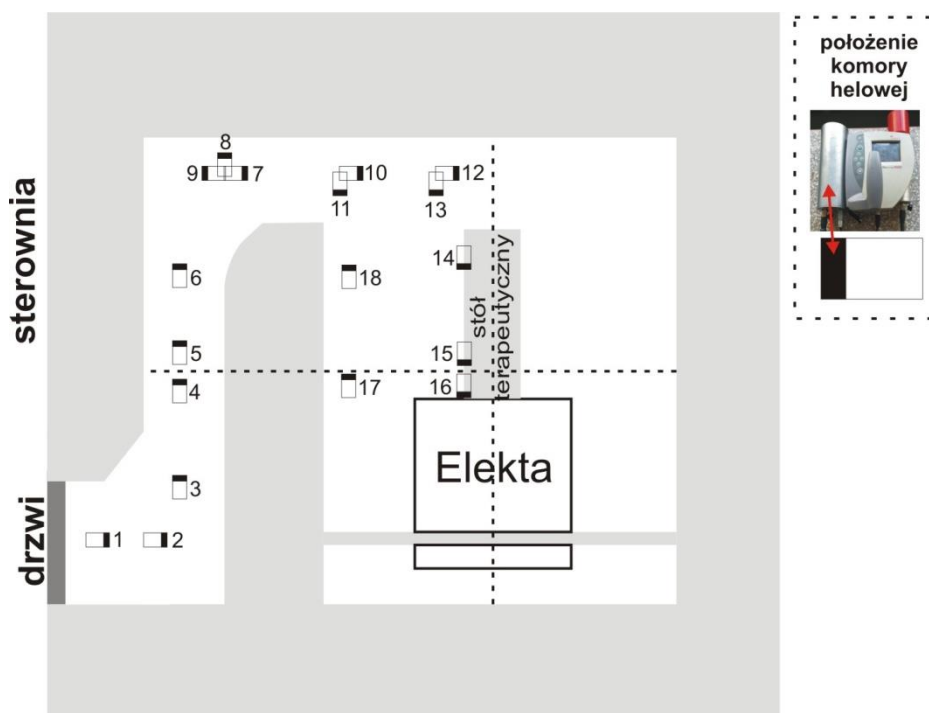
Tabela 3: Fluencja neutronów termicznych Φ_{ter} i rezonansowych Φ_{rez} odniesiona do jednostki monitorowej (JM). Podane wartości fluencji zostały wyznaczone z dokładnością ± 20 %. Analiza błędów pomiarowych została przedyskutowana na końcu rozdziału. (Tabela zaczerpnięta z pracy autorskiej [15])

miejsce pomiarowe	$\Phi_{\text{ter}} / \text{j.m.} \cdot 10^4 [\text{cm}^{-2}]$		$\Phi_{\text{rez}} / \text{j.m.} \cdot 10^4 [\text{cm}^{-2}]$	
	pomieszczenie 1	pomieszczenie 2	pomieszczenie 1	pomieszczenie 2
1	1,4	1,4	0,7	0,7
2	0,5	0,3	0,2	0,2
3	0,5	0,5	0,2	0,2
4	0,3	0,2	0,1	0,1

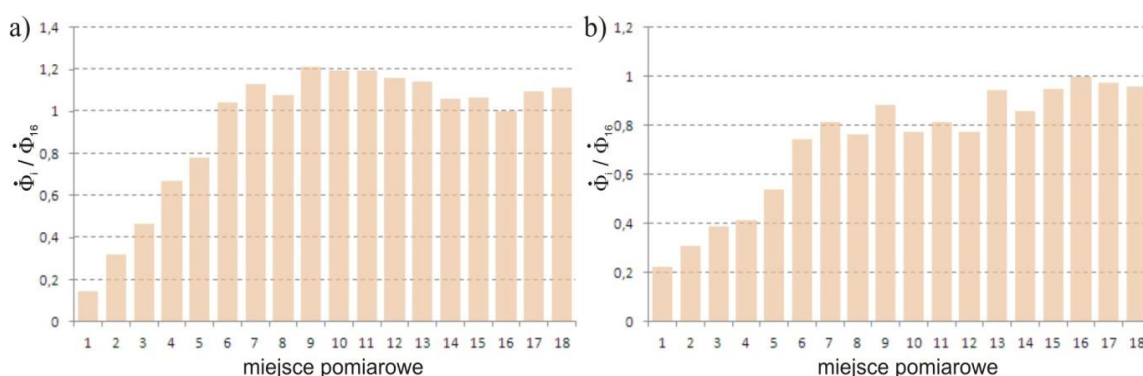
Otrzymano takie same wartości fluencji neutronów rezonansowych w obu pomieszczeniach do radioterapii pomimo różnic w materiałach konstrukcyjnych. W przypadku neutronów termicznych różnice w wartościach fluencji pojawiły się w miejscach pomiarowych 2 i 4. Różnica w miejscu pomiarowym 2 jest prawdopodobnie spowodowana obecnością półki w pomieszczeniu 1.

Jedną z podstawowych kwestii jest uzyskanie odpowiedzi na pytanie: czy pole neutronowe słabnie w miarę oddalania się od jego głównego źródła tj. głowicy akceleratora, a jeśli tak to z jak dużym spadkiem mamy do czynienia. Uzyskanie odpowiedzi na to pytanie pozwoli uniknąć wielu błędów, np. wiedząc, że promieniowanie neutronowe dociera do drzwi, możemy zoptymalizować konstrukcję

drzwi, aby neutrony nie opuszczały pomieszczenia do radioterapii. W celu określenia rozkładu neutronów w pomieszczeniu do radioterapii wykonano pomiary strumienia neutronów za pomocą układu detekcyjnego InSpector1000 wyposażonego w komorę helową. Rozkład miejsc pomiarowych i ułożenie komory helowej w stosunku do głowicy akceleratora zaprezentowano na rysunku 20, natomiast wyniki pomiarów przedstawiono na rysunku 21.



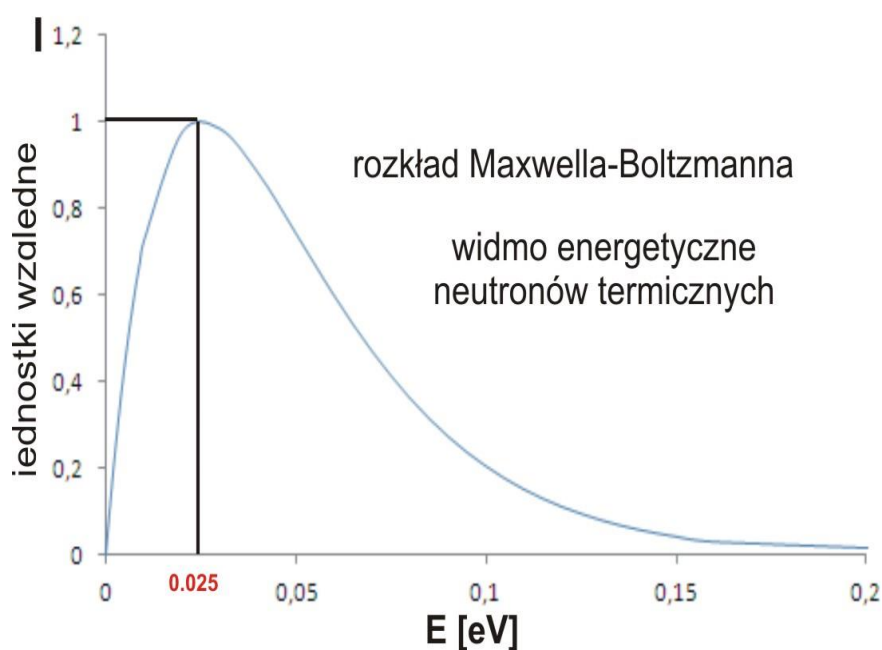
Rysunek 20: Rozkład miejsc pomiarowych i ułożenie komory helowej w stosunku do głowicy akceleratora w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta. Pomiar wykonano podczas emisji terapeutycznej wiązki fotonowej 18 MV. Mniejszy czarny prostokąt oznacza położenie komory helowej, większy biały prostokąt reprezentuje pozostałą część układu detekcyjnego InSpector 1000, która rozpraszała neutrony wpływając w niewielkim stopniu na wynik pomiaru.



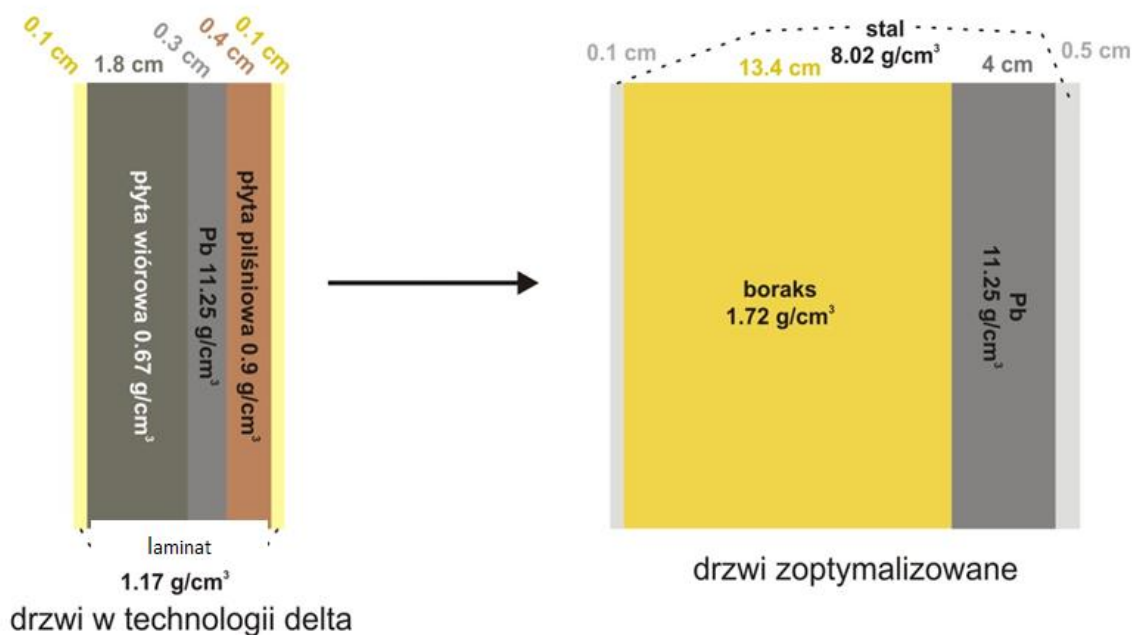
Rysunek 21: Rozkład pola neutronowego w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem Elekta w trakcie emisji wiązki 18 MV, a) pomieszczenie 1, b) pomieszczenie 2. Strumień neutronów Φ_i i został odniesiony do wartości zmierzonej w położeniu 16 Φ_{16} , tj. najbliższej wiązki terapeutycznej (rysunek 20).

W obu pomieszczeniach widoczny jest w miarę równomierny rozkład strumienia neutronów w bezpośrednim otoczeniu akceleratora i wyraźny spadek w pobliżu drzwi spowodowany z absorpcją i rozproszeniem neutronów w ścianach, suficie i podłodze pomieszczenia. Neutrony dochodzące do drzwi wywołują w materiałach konstrukcyjnych drzwi reakcje jądrowe. Są to głównie reakcje wychwytu radiacyjnego (n,γ), w wyniku których emitowane jest promieniowanie gamma o energii dochodzącej nawet do kilku MeV. Widmo promieniowania gamma opuszczającego powierzchnie drzwi zostało zmierzone i jest omówione w rozdziale 3.3. Moc dawki pochodząca od promieniowania gamma zmierzona radiometrem w sterowni akceleratora na powierzchni drzwi dla pomieszczenia 1 osiąga wartości od $20 \mu\text{Sv} / \text{h}$ do nawet $40 \mu\text{Sv} / \text{h}$. Konstrukcja drzwi wykonanych w technologii delta została omówiona w dalszej części niniejszego rozdziału i schematycznie zobrazowana na rysunku 23.

W celu dokładnej analizy zjawiska przeprowadzono symulacje komputerowe metodą Monte Carlo (GEANT4), w których wyznaczono korelacje pomiędzy liczbą neutronów dochodzących do drzwi od strony pomieszczenia do radioterapii, a liczbą neutronów i fotonów na powierzchni drzwi w sterowni akceleratora. Obliczenia wykonano w szerokim zakresie energii neutronów tj. od energii termicznych, aż do energii 1 MeV. W obliczeniach przyjęto, że widmo neutronów termicznych odpowiada ściśle rozkładowi Maxwella – Boltzmanna (rysunek 22), podobnie jak to jest w przypadku atomów gazu w temperaturze pokojowej. Uzyskane wyniki zamieszczono w tabelach 4 i 5.



Rysunek 22: Widmo energetyczne neutronów spowolnionych zastosowane w symulacjach transportu neutronów przez materiały konstrukcyjne drzwi do pomieszczenia do radioterapii.



Rysunek 23: Schemat konstrukcji drzwi w technologii delta i zoptymalizowanej konstrukcji, dla których wykonano analizę transportu neutronów przez materiały konstrukcyjne.

Tabela 4: Wyniki symulacji transportu promieniowania neutronowego przez drzwi wykonane w technologii delta. Obliczenia wykonano dla neutronów termicznych i siedmiu monoenergetycznych wiązek neutronów. W symulacjach przyjęto, że neutrony padają na drzwi prostopadle do ich powierzchni. T_n [%] – transmisja neutronów przez drzwi tj. wyrażona w procentach liczba neutronów opuszczających drzwi w stosunku do liczby neutronów dochodzących do drzwi (rysunek 23), E_n – energia neutronów w wiązce padającej, E_{no} – średnia energia neutronów w wiązce wychodzącej, E_{fo} – średnia energia fotonów w wiązce wychodzącej. * M.B. – rozkład Maxwella-Boltzmanna.

wiązka padająca	wiązka wychodząca			
	T_n [%]	E_{no} [keV]	fotony na 10^6 neutronów	E_{fo} [keV]
E_n [MeV]				
*M.B. do 100 eV	60,5	0,00005	16970	2042
10 keV	72,6	5,2	430	2361
100 keV	76,7	63,5	160	1951
200 keV	79,3	142	130	2153
300 keV	80,9	225	130	1880
400 keV	79,0	307	100	2299
500 keV	85,4	403	50	2266
1 MeV	82,4	853	690	725

W ramach niniejszej pracy zoptymalizowano konstrukcję drzwi zmieniając materiały i grubość drzwi (rysunek 23). Zasadniczą różnicę stanowi zamiana materiału pełniącego funkcję moderatora i absorbera neutronów na boraks - materiał bogaty w izotop boru-11, dla którego reakcja wychwyty radiacyjnego zachodzi z produkcją

cząstki α , jądra litu-7 i fotonów o energii 477,6 keV (94 % reakcji). 6 % niniejszych reakcji zachodzi bez emisji fotonów. W przypadku laminatu, płyt pilśniowych lub wiórowych bogatych w wodór reakcja wychwytu neutronu prowadzi do powstania deuteru, czemu towarzyszy emisja fotonów o energii 2224,6 keV, a więc ponad 4 razy większej energii niż energia fotonów z reakcji neutronu z ^{11}B . Oto zapis niniejszych reakcji jądrowych: ${}^1_0\text{n} + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7_3\text{Li}$ (6%), ${}^1_0\text{n} + {}^{10}_5\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7_3\text{Li} + \gamma$ (477.6 keV) (94 %) oraz ${}^1_0\text{n} + {}^1_1\text{H} \rightarrow {}^2_1\text{H} + \gamma$ (2224.6 keV).

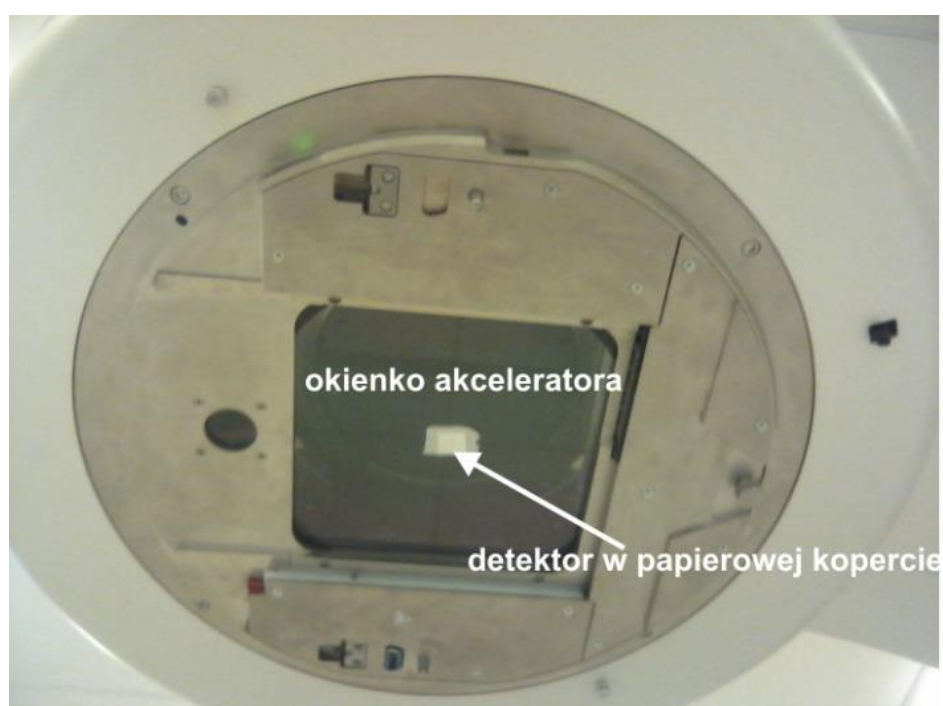
Tabela 5: Wyniki symulacji transportu promieniowania neutronowego przez drzwi o zoptymalizowanej konstrukcji. Obliczenia wykonano analogicznie jak dla drzwi w technologii delta.

wiązka padająca	wiązka wychodząca				
	E_n [MeV]	T_n [%]	E_{no} [keV]	fotony na 10^6 neutronów	E_{fo} [keV]
M.B. do 100 eV	0	-	-	1840	451
10 keV	0	-	-	750	120
100 keV	0,035	3,5	-	850	193
200 keV	0,125	17,5	-	780	88
300 keV	0,301	52	-	980	304
400 keV	0,25	54	-	860	354
500 keV	0,72	108	-	770	146
1 MeV	1,307	290	-	920	269

Widoczna jest wyraźna redukcja liczby neutronów przechodzących przez drzwi, jak również zmniejszenie średniej energii fotonów wytwarzanych w materiałach konstrukcyjnych drzwi. Główną wadą drzwi w technologii delta jest zbyt cienka warstwa spowalniająca i absorbująca neutrony. Łączna grubość tej warstwy w aktualnie stosowanych drzwiach to 2,4 cm. Taka warstwa absorbująca nie wystarcza do efektywnego pochłonięcia neutronów, pomimo, że do drzwi docierają głównie neutrony spowolnione [6]. Proponowana zoptymalizowana konstrukcja wiąże się z dużą masą drzwi i pomimo skuteczności w pochłanianiu neutronów nie jest praktyczna w stosowaniu. Trudno sobie wyobrazić ich otwieranie i zamykanie czasami nawet kilkanaście razy w ciągu godziny. Więc należy zadbać również o stronę praktyczną ich stosowania. Przede wszystkim drzwi muszą być osadzone na prowadnicach po których będą poruszać się jak tramwaj po szynach. Po drugie muszą być przesuwane za pomocą silnika elektrycznego uruchamianego przyciskiem w ścianie. Takie rozwiązania są już od lat stosowane w wielu ośrodkach posiadających wieloenergetyczne akceleratory medyczne.

3.2. Wyniki pomiarów neutronów w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem TrueBeam

W przypadku akceleratora TrueBeam pomiary fluencji neutronów przeprowadzono w trakcie emisji trzech wiązek fotonowych: 10 FFF MV (wiązka bezfiltrowa), 15 MV i 20 MV oraz wiązki elektronowej o energii 22 MeV. Czas aktywowania detektorów, jak również parametry wiązki były takie same jak w przypadku ww. pomiarów wykonanych wokół akceleratora Elekta. W trakcie pomiarów detektory znajdowały się na środku okienka akceleratora. Detektory były wkładane do papierowych kopert, przyklejanych za pomocą plastra do powierzchni okienka akceleratora (rysunek 24).



Rysunek 24: Widok miejsca pomiarowego (okienko akceleratora) i papierowej koperty z detektorem aktywnym w pomiarach fluencji neutronów przeprowadzonych w trakcie emisji wybranych wiązek terapeutycznych generowanych przez akcelerator medyczny TrueBeam.

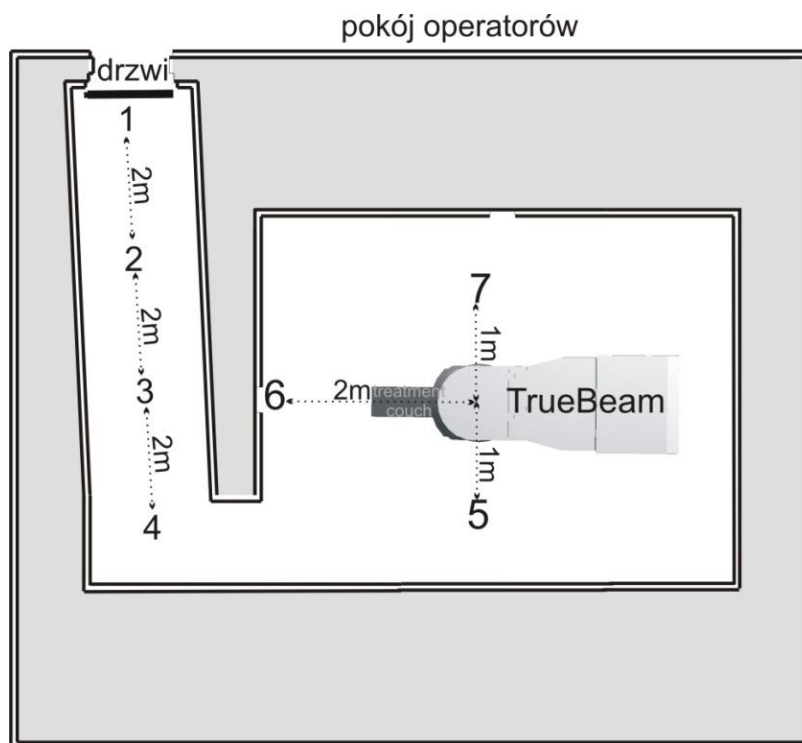
Wyniki pomiarów fluencji neutronów termicznych i rezonansowych w trakcie emisji wiązek terapeutycznych emitowanych przez akcelerator TrueBeam zostały zaprezentowane w tabeli 6. Wyznaczone wartości fluencji zostały odniesione do dawki maksymalnej 1 Gy określonej w fantomie wodnym w osi wiązki terapeutycznej. Uzyskane rezultaty zostały zestawione z wynikami z innych prac.

Tabela 6: Wyniki pomiarów fluencji neutronów termicznych Φ_{ter} i rezonansowych Φ_{rez} uzyskane w ramach niniejszej pracy, opublikowane w [15, 16], zestawione z wynikami innych autorów [17-19]. Jak wspomiano wartości fluencji neutronów wyznaczone w ramach prezentowanych badań zostały wyznaczone z dokładnością $\pm 20\%$.

Model akceleratora	wiązka	miejsce pomiaru	Φ_{ter} / D_m [cm ⁻² Gy ⁻¹]	Φ_{rez} / D_m [cm ⁻² Gy ⁻¹]	referencja
TrueBeam	20 MV fotony	okienko akceleratora	$3,1 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^6$	[16]
	15 MV fotony		$1,1 \cdot 10^6$	$6,7 \cdot 10^5$	[16]
	10 FFF MV fotony		$7,1 \cdot 10^4$	$4,1 \cdot 10^4$	[16]
	22 MeV elektrony		$6,5 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$	[16]
Elekta	18 MeV fotony	izocentrum	$1,4 \cdot 10^6$	$7,0 \cdot 10^5$	[15]
Clinac 2300	20 MV fotony		$1,3 \cdot 10^6$	$1,0 \cdot 10^6$	[17]
	22 MeV elektrony		$1,1 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^4$	[18]
Clinac 21EX	15 MV fotony		$2,0 \cdot 10^5$	-	[19]
	10 MV fotony		$1,5 \cdot 10^4$	-	[19]

Wyniki zamieszczone w tabeli 6 dowodzą występowania korelacji pomiędzy fluencją neutronów termicznych i rezonansowych, a energią i rodzajem wiązki terapeutycznej. Najwięcej neutronów pojawia się w trakcie emisji wiązek fotonowych o największym potencjale 20 MV (tj. największej energii maksymalnej). Jednocześnie obserwowane jest słabnięcie pola neutronowego dla wiązek o fotonowych mniejszej energii, a także dla wiązki elektronów o energii 22 MeV. Fluencja neutronów spowolnionych zmniejsza się maksymalnie o dwa rzędy wielkości. Wyniki zamieszczone w tabeli 6 dotyczą pola neutronowego występującego w bezpośredniej bliskości głowicy akceleratora będącego głównym źródłem promieniowania neutronowego. Aby sprawdzić, czy zaobserwowana korelacja występuje także w innych miejscach pomieszczenia do radioterapii, wykonano pomiary pola neutronowego za pomocą

układu detekcyjnego InInspector 1000 wyposażonego w komorę helową. Miejsca pomiarowe zaznaczone są na rysunku 25.



Rysunek 25: Rozkład miejsc pomiarowych w trakcie pomiarów sprawdzających występowanie korelacji pomiędzy energią wiązki i polem neutronowym w pomieszczeniu do radioterapii z pracującym wieloenergetycznym akceleratorem TrueBeam. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [16].

W każdym z 7-iu miejsc pomiarowych wykonano serię pomiarów strumienia neutronów w trakcie emisji kolejno jednej z trzech ww. wiązek fotonowych i wiązki elektronowej o energii 22 MeV. Odczyty z detektora uzyskane w danym miejscu pomiarowym dla danej wiązki reprezentujące strumień neutronów były uśredniane tj. liczono wartość średnią dla serii kilkunastu pomiarów (odczytów). Dla każdego z 7-iu miejsc pomiarowych taki uśredniony odczyt został odniesiony do uśrednionego odczytu dla wiązki 20 MV. Uzyskane w ten sposób wartości względnych strumieni neutronów ($w_{sn} = \dot{\Phi}_{\text{wiązka}} / \dot{\Phi}_{20MV}$) zamieszczono w tabeli 7.

Tabela 7: Względne strumienie neutronów (wsn) w różnych miejscach pomieszczenia do radioterapii z wieloenergetycznym akceleratorem TrueBeam. Wyniki zaczerpnięte z pracy autorskiej [16].

	miejsce pomiaru	wiązka	względny strumień neutronów $wsn = \dot{\Phi}_{\text{wiązka}} / \dot{\Phi}_{20MV}$
labirynt wejściowy	1	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,44
		10 FFF MV fotony	0,02
		22 MeV elektrony	0,02
	2	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,48
		10 FFF MV fotony	0,04
		22 MeV elektrony	0,04
	3	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,61
		10 FFF MV fotony	0,10
		22 MeV elektrony	0,07
4	20 MV fotony	1,00	
	15 MV fotony	0,99	
	10 FFF MV fotony	0,15	
	22 MeV elektrony	0,16	
pomieszczenie z akceleratorem	5	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,84
		10 FFF MV fotony	0,15
		22 MeV elektrony	0,17
	6	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,92
		10 FFF MV fotony	0,19
		22 MeV elektrony	0,19
	7	20 MV fotony	1,00
		15 MV fotony	0,89
		10 FFF MV fotony	0,15
		22 MeV elektrony	0,16

Uzyskane wyniki (tabela 7) jednoznacznie dowodzą, że korelacja pomiędzy strumieniem¹ neutronów, a energią wiązki i jej rodzajem występuje w całym

¹ Komorą helową, będącą wyposażeniem układu detekcyjnego InSpector 1000, mierzymy bezpośrednio strumień neutronów, jednak wypływające z takiego pomiaru wnioski możemy odnosić

pomieszczeniu do radioterapii. Co więcej, oddalając się od głowicy akceleratora i przemieszczając się w kierunku drzwi, zaobserwowano spadek pól neutronowych generowanych przez wiązki fotonowe 15 MV, 10 FFF MV i wiązkę elektronową 22 MeV w stosunku do pola neutronowego związanego z wiązką fotonową 20 MV (zmniejsza się wsn). Najprawdopodobniej spowodowane jest to większą energią neutronów wytwarzanych przez wiązkę 20 MV (i w związku z tym słabszym pochłanianiem) niż to jest w przypadku pozostałych trzech wiązek terapeutycznych.

3.3. Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta

Bezpośrednią konsekwencją wytwarzania neutronów przez wysokoenergetyczne wiązki terapeutyczne są reakcje jądrowe wywoływane przez te neutrony. Oczywiście, ze względu na obecność pola neutronowego w całym pomieszczeniu do radioterapii reakcje neutronowe mogą zachodzić praktycznie w każdym przedmiocie znajdującym się w tym pomieszczeniu, w tym również w ścianach, podłodze i suficie. Jednym z zadań badawczych realizowanych w ramach niniejszej pracy była identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii za pomocą pomiarów widma energetycznego promieniowania γ emitowanego przez powstałe w reakcjach neutronowych radioizotopy. Jednak neutrony są tylko jednym z dwóch czynników wywołujących reakcje jądrowe w pomieszczeniu do radioterapii. Drugim czynnikiem jak już wspomniano są wysokoenergetyczne fotony wiązki terapeutycznej, które w reakcjach fotojądrowych (głównie fotoneutronowych (γ, n)) mogą produkować radioizotopy protonowo nadmiarowe rozpadające się głównie przez rozpad β^+ i wychwyt elektronu. Natomiast w wyniku reakcji indukowanych przez promieniowanie neutronowe (głównie (n, γ)) mogą powstać radioizotopy neutronowo nadmiarowe rozpadające się głównie przez rozpad β^- . Dane literaturowe wskazują również na możliwość wytwarzania zarówno neutronów jak i radioizotopów przez wysokoenergetyczne wiązki elektronowe [24]. Jednak, jak pokazały pomiary prezentowane w poprzednim rozdziale, strumień neutronów wytwarzanych przez wiązkę elektronową o energii 22 MeV jest około dwa rzędy wielkości mniejszy w porównaniu do wiązki fotonowej 20 MV. Jednak, o ile reakcje jądrowe z udziałem neutronów mogą zachodzić w całym pomieszczeniu do radioterapii, o tyle reakcje fotojądrowe są ograniczone tylko do przestrzeni wiązki.

W pierwszym etapie badań promieniotwórczości wzbudzonej w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem Elekta wykonano pomiary w dwóch miejscach – w izocentrum obrotu głowicy akceleratora i obok akceleratora w

także do fluencji neutronów, ponieważ objętość komory jest taka sama w każdym miejscu pomiarowym.



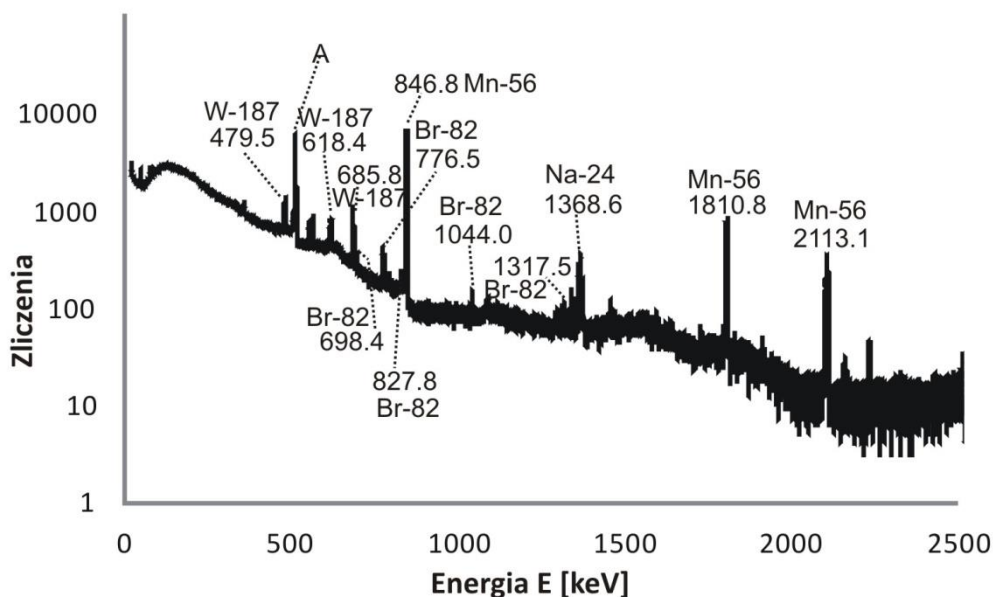
bezpośrednim jego sąsiedztwie. Ułożenie detektora HPGe względem akceleratora w opisanych sytuacjach pokazano na rysunku 26.



Rysunek 26: Widok układu pomiarowego do spektroskopii gamma w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta. Pomiar z izocentrum obrotu głowicy Elekty (a), pomiar obok stołu terapeutycznego (b).

Na rysunku 27 zostało zaprezentowane widmo promieniowania gamma z rozpadów radioizotopów powstałych w reakcjach jądrowych indukowanych przez neutrony. Widmo zmierzono w izocentrum akceleratora medycznego Elekta w pomieszczeniu 1. Jednak podobnie wyglądające widmo zostało również zmierzone w izocentrum akceleratora Elekta zainstalowanego w pomieszczeniu 2. Tak więc można stwierdzić,

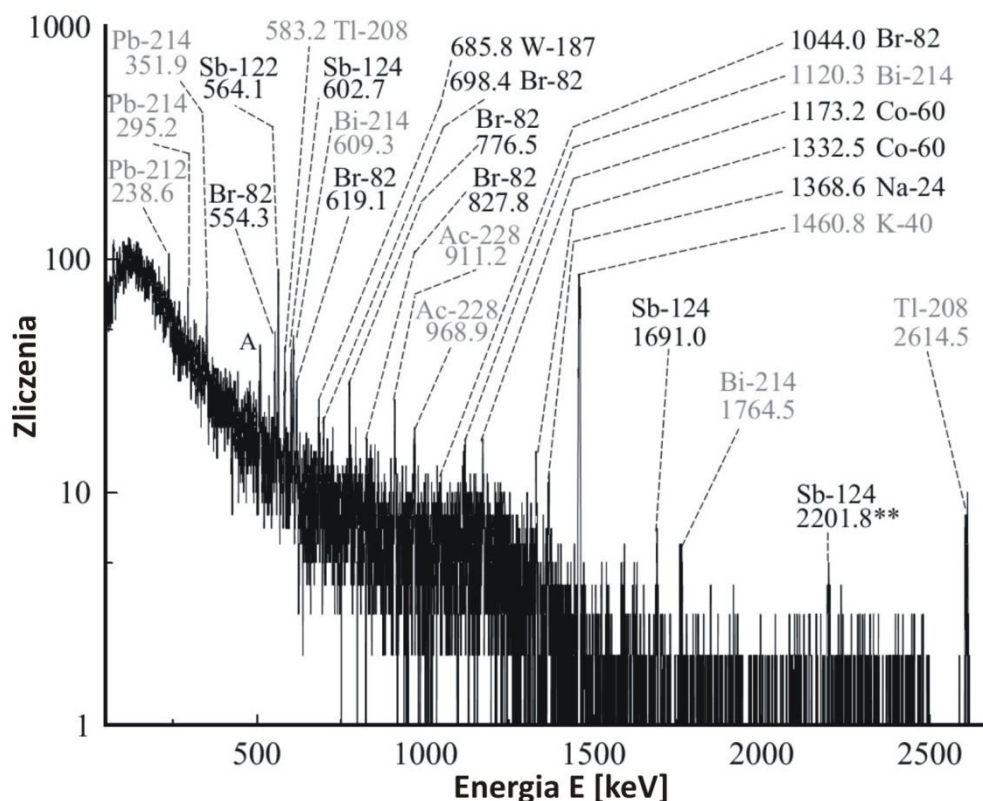
że widmo pochodzące od promieniotwórczości wzbudzonej praktycznie nie zależy od pomieszczenia, w którym działa akcelerator medyczny.



Rysunek 27: Widmo promieniowania gamma zmierzone w izocentrum akceleratora Elekta za pomocą półprzewodnikowego detektora HPGe. Pomiar został wykonany bezpośrednio po emisji wiązki terapeutycznej fotonowej 18 MV. Każdy zidentyfikowany pik (fotopik) został oznaczony odpowiadającą mu energią w keV i symbolem rozpoznanego radioizotopu. A – pik anihilacyjny.

Piki o energii 846,8 keV, 1810,8 keV i 2113,1 keV pochodzą z rozpadu β^- manganu Mn-56 o czasie półrozpadu $T_{1/2} = 2,58$ h. Ten radioizotop powstaje w następującej reakcji indukowanej przez neutrony: ${}_0^1n + {}_{25}^{55}\text{Mn} (100\%) \rightarrow {}_{25}^{56}\text{Mn} + \gamma$. W nawiasie po symbolu izotopu macierzystego podano abundancję dla tego izotopu. Mangan jest podstawowym składnikiem stali nierdzewnej stosowanej powszechnie w konstrukcjach akceleratorów. Piki odpowiadające energiom 479,5 keV, 618,4 keV i 685,8 keV pochodzą z rozpadu β^- radioizotopu W-187 o czasie półżycia $T_{1/2} = 23,7$ h. Macierzystym izotopem dla W-187 jest W-186, który ulega następującej reakcji ${}_0^1n + {}_{74}^{186}\text{W} (28,6\%) \rightarrow {}_{74}^{187}\text{W} + \gamma$. Wolfram jest głównym składnikiem stopów, z których wykonywane są układy kolimujące wysokoenergetyczne wiązki fotonowe i elektronowe. Zidentyfikowano również izotop sodu Na-24 ($T_{1/2} = 14,95$ h), który powstaje również w reakcji indukowanej przez neutrony: ${}_0^1n + {}_{11}^{23}\text{Na} (100\%) \rightarrow {}_{11}^{24}\text{Na} + \gamma$ i ulega dezintegracji w rozpadzie β^- . Sód jest dodawany do tworzyw sztucznych, z których często wykonuje się zewnętrzną obudowę akceleratora medycznego. Pik o energii 776,5 keV i kilka innych pików o małym natężeniu, odpowiadających energiom 698,4 keV, 827,8 keV, 1044,0 keV i 1317,5 keV pochodzi od radioizotopu bromu-82 ulegającemu rozpadowi β^- ($T_{1/2} = 35,3$ h). Radioizotop ten podobnie jak wszystkie inne zidentyfikowane za pomocą

analizy widma zmierzonego w izocentrum akceleratora Elekta powstaje w reakcji jądrowej indukowanej przez neutron: ${}_0^1\text{n} + {}_{35}^{81}\text{Br}$ (49,31 %) \rightarrow ${}_{35}^{82}\text{Br} + \gamma$. Brom jest składnikiem stopów stosowanych w modułach elektronicznych akceleratorów. Wszystkie cztery zidentyfikowane radioizotopy rozpadają się przechodząc w jądra stabilne. Mangan-56 rozpada się do stabilnego żelaza-56, wolfram-187 do renu-187, sód-24 do magnezu-24, zaś brom-82 do kryptonu-82.

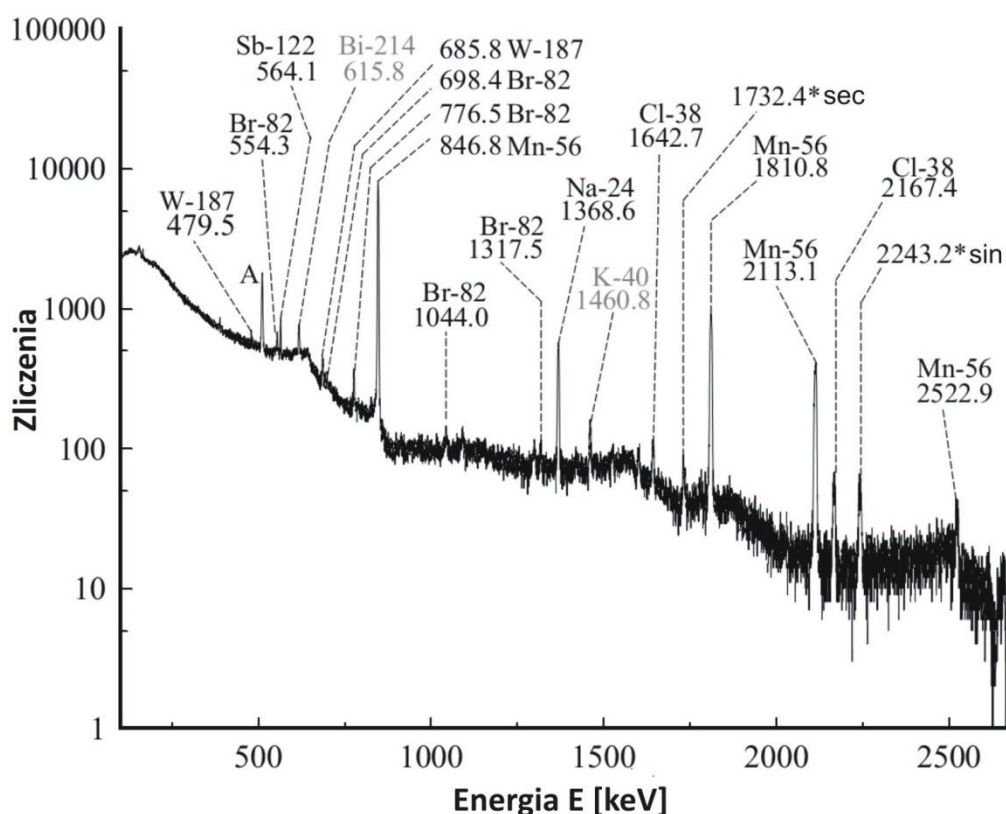


Rysunek 28: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora Elekta, obok stołu terapeutycznego po dwudniowej przerwie w pracy akceleratora. 2201,8 keV (pik sumacyjny) – dwa fotony o energii 1691,0 keV (Sb-124) zarejestrowane przez detektor jako jeden sygnał.

Na rysunku 28 zaprezentowano widmo zmierzone obok stołu terapeutycznego po dwudniowej przerwie w pracy akceleratora. W związku z tym na widmie widoczne są piki od radioizotopów charakteryzujących się odpowiednio długimi czasami półrozpadu tj. kilkunastogodzinnymi i dłuższymi. Są to następujące radioizotopy: Sb-122 ($T_{1/2} = 2,7$ d), Sb-124 (60,2 d), Co-60 (5,25 y), W-187 (23,7 h) i Br-82 (35,3 h). Ponadto widoczne są piki pochodzące od naturalnych radioizotopów, które na widmie oznaczone są liniami i napisami w kolorze szarym. Taki sposób oznaczania naturalnych radioizotopów zastosowano dla wszystkich widm, na których widoczne są piki od naturalnych radioizotopów. Naturalne radioizotopy to potas-40 i składniki szeregów promieniotwórczych: uranowo-radowego i torowego. Obecność pików od naturalnych radioizotopów świadczy o małej aktywności wzbudzonej.

Radioizotopy W-187 i Br-82 były także zidentyfikowane za pomocą analizy widma zmierzonego w izocentrum. Piki pochodzące od radioizotopów antymonu i

kobaltu-60 nie były widoczne na wspomnianym widmie. Kobalt jest jednym z podstawowych składników stopów o własnościach magnetycznych. Takie stopy są stosowane w układach magnetycznych akceleratorów. Układy te służą do zakrzywienia toru wiązki elektronów przyspieszonych w tzw. strukturze przyspieszającej (rurze akceleracyjnej), przed opuszczeniem akceleratora. Natomiast antymon i brom są składnikami stopów stosowanych w elektronice. Można wnioskować, że osłony stosowane w głowicy Elekty pochłaniają fotony emitowane przez rozpadające się radioizotopy indukowane w układzie magnetycznym akceleratora i w niektórych układach elektronicznych, chroniąc tym samym obszar stołu terapeutycznego przez promieniotwórczością wzbudzoną w komponentach akceleratora.



Rysunek 29: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora Elekty, obok stołu terapeutycznego bezpośrednio po zakończonej emisji wiązki 18 MV. *sin, *sec – odpowiednio pik pojedynczej i podwójnej ucieczki. Piki te pochodzą od fotonów o energii 2754,0 keV (Na-24), nie dających przyczynku do widma w postaci piku o tejże energii, gdyż zakres pomiarowy kończy się na 2700 keV.

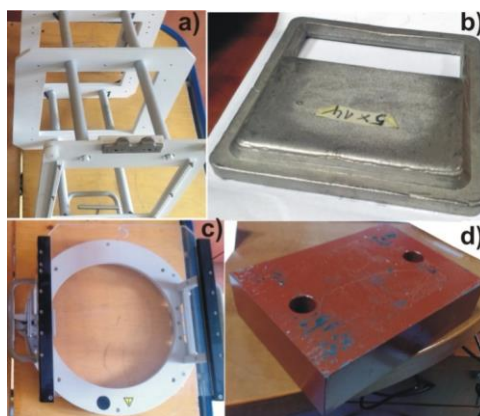
Na rysunku 29 zaprezentowano widmo promieniowania gamma zmierzone bezpośrednio po wyemitowaniu wiązki terapeutycznej 18 MV. Widmo zmierzono w tym samym miejscu, w którym był wykonany pomiar widma pokazanego na rysunku 28. Oprócz zidentyfikowanych ww. radioizotopów o dłuższych czasach półzaniku, widoczne są trzy krócej żyjące radioizotopy: Mn-56 i Na-24 widoczne również na widmie zmierzonym w izocentrum i Cl-38 o czasie półrozpadu $T_{1/2} = 37,2$ min. Chlor jest dodawany do specyficznych tworzyw sztucznych, które w przypadku akceleratora Elekty, stosowane są w zewnętrznej obudowie linaka.

3.4. Identyfikacja radioizotopów wytwarzanych w przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta

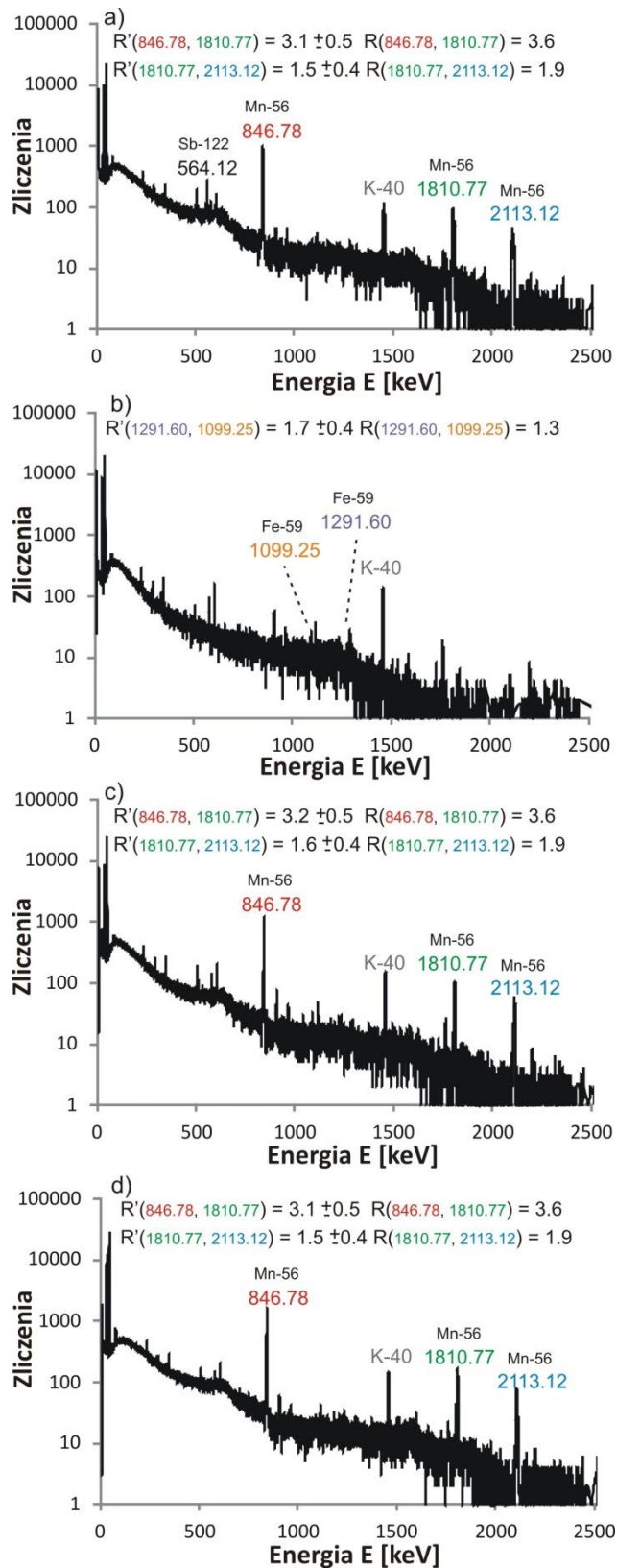
W celu określenia źródeł promieniotwórczych poza zasadniczymi komponentami głowicy akceleratora Elekta, wykonano pomiary spektroskopowe dla wybranych przedmiotów używanych w trakcie seansu napromienia pacjenta. Pomiarami objęto akcesoria akceleratora:

- 1) aplikator elektronowy służący do kolimacji terapeutycznych wiązek elektronowych i formowania pola napromieniowania o rozmiarach 20 cm x 20 cm dla SSD = 100 cm,
- 2) indywidualny kolimator elektronowy wykonany ze stopu Wooda, stosowany jako dodatkowa osłona przed promieniowaniem wiązki pierwotnej,
- 3) specjalna szuflada stosowana do mocowania dodatkowych osłon,
- 4) cegła do osłony elektroniki szczególnie wrażliwej na promieniowanie jonizujące.

Wszystkie ww. przedmioty objęte pomiarami spektroskopowymi zaprezentowano na rysunku 30. Widma promieniowania gamma zmierzone w bezpośredniej bliskości tych przedmiotów zostały zamieszczone na rysunku 31.



Rysunek 30: Przedmioty poddane pomiarom za pomocą spektroskopii promieniowania gamma. Aplikator elektronowy (a), tacka ze stopu Wooda(b), szuflada do mocowania osłon(c), cegła osłonowa(d). Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].



Rysunek 31: Widma energetyczne promieniowania gamma zarejestrowane za pomocą detektora HPGe, w bliskości aplikatora elektronowego(a), tacy ze stopu Wooda(b), szuflady(c) i cegły osłonowej(d), bezpośrednio po wyjęciu przedmiotu z pomieszczenia do radioterapii, po zakończonej emisji wiązki 18 MV. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].

Piki widoczne na rysunku 31, pochodzące z rozpadów radioizotopów wytworzonych w określonych obiektach, zostały oznaczone nazwą izotopu promieniotwórczego i energią wyrażoną w keV. Dodatkowo oznaczono pik K-40. Jego intensywność, porównywalna z intensywnością pików pochodzących od indukowanych radioizotopów, świadczy o małej aktywności przedmiotu. Pozostałe widoczne piki pochodzą od naturalnych radioizotopów. Dodatkowym dowodem na wiarygodność identyfikacji radioizotopów indukowanych w rozpatrywanych obiektach jest wartość R' bliska R (równanie 3).

Wszystkie cztery widma zaprezentowane na rysunku 31 są dość podobne. W trzech przypadkach zidentyfikowano radioizotop manganu Mn-56, który przyczynił się do trzech pików odpowiadającym energiom 846,78 keV, 1810,77 keV i 2113,12 keV. Reakcja, w której powstaje ten radioizotop, była omówiona w poprzednim rozdziale. Jak wspomniano, mangan jest stosowany powszechnie w elektronice jako składnik ze stali nierdzewnej. Prawdopodobnie występuje w czujnikach nacisku znajdujących się na spodzie aplikatora elektronów i szuflady na dodatkowe osłony. W przypadku cegły, mangan poprawia właściwości mechaniczne stopu.

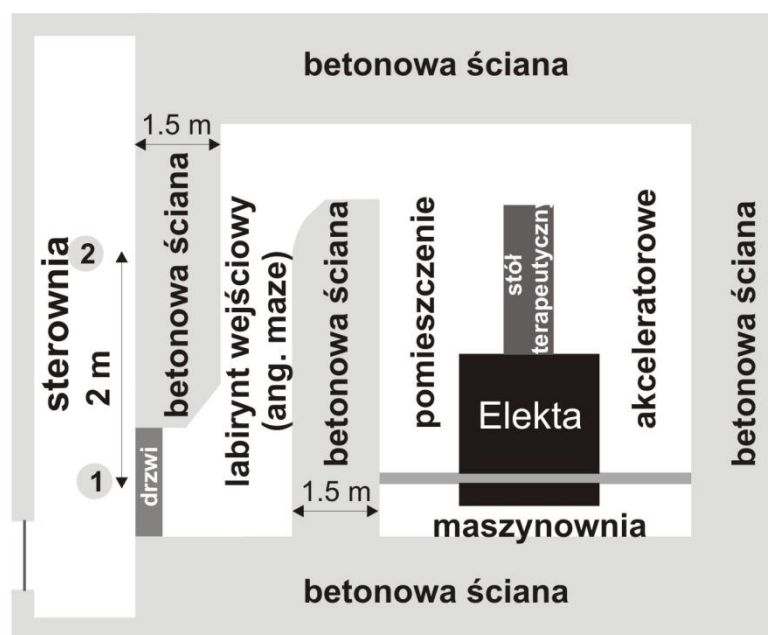
W aplikatorze elektronów został także zidentyfikowany radioizotop antymonu Sb-122 o okresie półtrwania 2,7 dnia. Radioizotop ^{122}Sb daje przyczynek do widma w postaci pików o energii 564,12 keV. Wcześniej zaprezentowane wyniki na rysunkach 28 i 29 wykazały obecność antymonu Sb-122 w komponentach akceleratora Elekta. Ten radioizotop pochodzi z reakcji wychwyty $^{121}\text{Sb}(n, \gamma)^{122}\text{Sb}$. Zawartość izotopu Sb-121 w naturalnym antymonie wynosi 57,36%. Antymon jest dodawany do stopów, aby poprawić ich twardość. Nie stwierdzono obecności radioizotopów izotopów metali ciężkich zaobserwowanych w pracy [17], której autorzy donoszą o powstawaniu radioizotopów ołowiu w akcesoriach akceleratorów medycznych.

Ponadto w tacy ze stopu Wooda zidentyfikowano radioizotop żelaza-59 ($T_{1/2} = 44,5$ d) generujący dwa piki przy 1099,25 keV i 1291,6 keV. Fe-59 pochodzi z reakcji wychwyty neutronu: $^{58}\text{Fe}(n, \gamma)^{59}\text{Fe}$. W naturalnym żelazie izotop Fe-58 występuje w stosunkowo niewielkiej ilości – abundancja wynosi 0,28%. Jednak inne stabilne izotopy żelaza o większej abundancji zmieniają się w stabilne izotopy w reakcjach indukowanych przez neutrony lub w długożyjące radioizotopy, a zatem promieniowanie gamma z ich rozpadów nie wnosi żadnego zauważalnego wkładu do widma.

3.5. Pomiary spektroskopowe w sterowni akceleratora Elekta

Pomiary w sterowni akceleratora są istotne ze względu na trzy aspekty związane z ochroną radiologiczną. Pierwszy, który już częściowo analizowano, to promieniowanie gamma wytworzone w drzwiach pomieszczenia do radioterapii w reakcjach jądrowych indukowanych przez spowolnione neutrony. Drugi, to neutrony, które jak wykazały symulacje Monte Carlo, przenikają przez drzwi przedostając się do

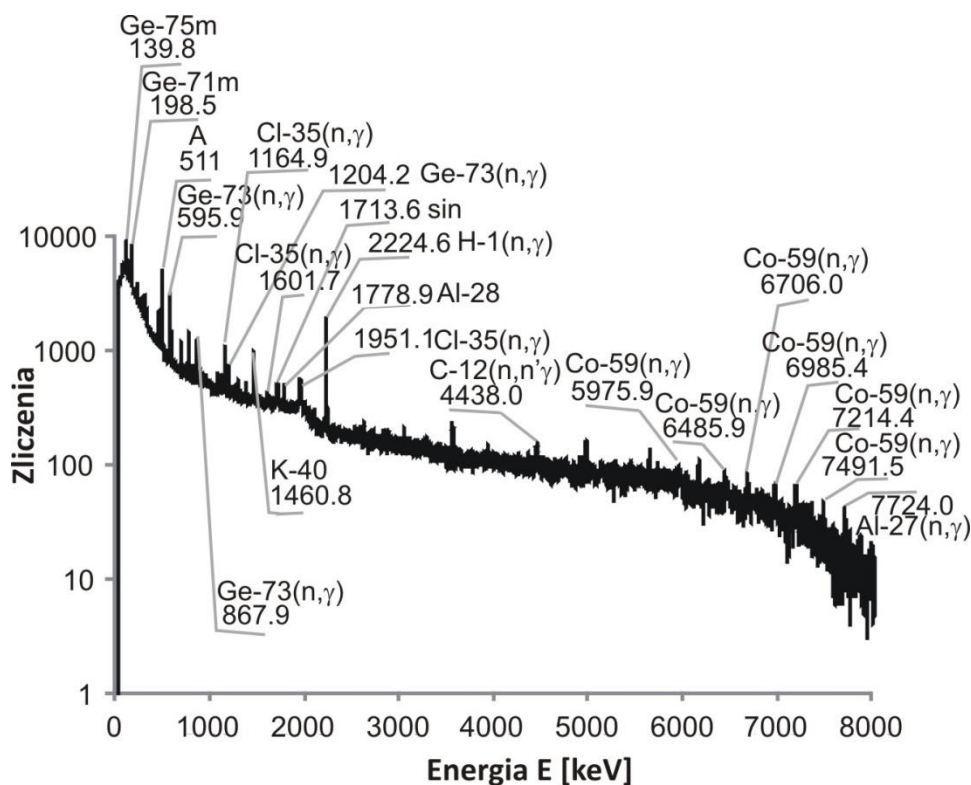
wnętrza sterowni. Trzeci istotny aspekt to fotony wytworzone w pomieszczeniu do radioterapii, przenikające przez drzwi do sterowni akceleratora. O ile względnie łatwo zmierzyć widmo promieniowania gamma wytwarzanego w materiałach konstrukcyjnych drzwi, bądź przenikającego przez nie, o tyle trudno zmierzyć, a raczej stwierdzić obecność pola neutronowego w sterowni akceleratora. Pomiar w sterowni akceleratora Elekta wykonany był w dwóch lokalizacjach (rysunek 32).



pomieszczenie do radioterapii = labirynt wejściowy + pomieszczenie akceleratorowe

Rysunek 32: Miejsca pomiarowe w sterowni akceleratora Elekta. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].

Pierwsze miejsce pomiarowe znajdowało się w bezpośredniej bliskości drzwi do pomieszczenia do radioterapii. W tej lokalizacji zwiększono zakres pomiarowy układu detekcyjnego, tak aby mierzyć wysokoenergetyczne natychmiastowe fotony gamma, które mogą osiągać energie dochodzące do 10 MeV jak wykazały badania zaprezentowane w [55]. Jednak duże zwiększenie zakresu mierzonych energii bezpośrednio wiąże się ze zmniejszeniem rozdzielczości detektora. W przypadku zastosowanego układu pomiarowego rozdzielczość zmniejszyła się trzykrotnie w stosunku do typowego zakresu energetycznego z maksymalną mierzalną energią wynoszącą około 2700 keV, szerokość połówkowa pików określona dla energii natychmiastowych fotonów gamma ze źródła Co-60 wzrosła z 3 keV do 9 keV. Pomiary w sterowni wykonywano w trakcie emisji wiązki terapeutycznej 18 MV. Na rysunku 33 zaprezentowano widmo zmierzone w lokalizacji 1 tj. w pobliżu drzwi do pomieszczenia do radioterapii.

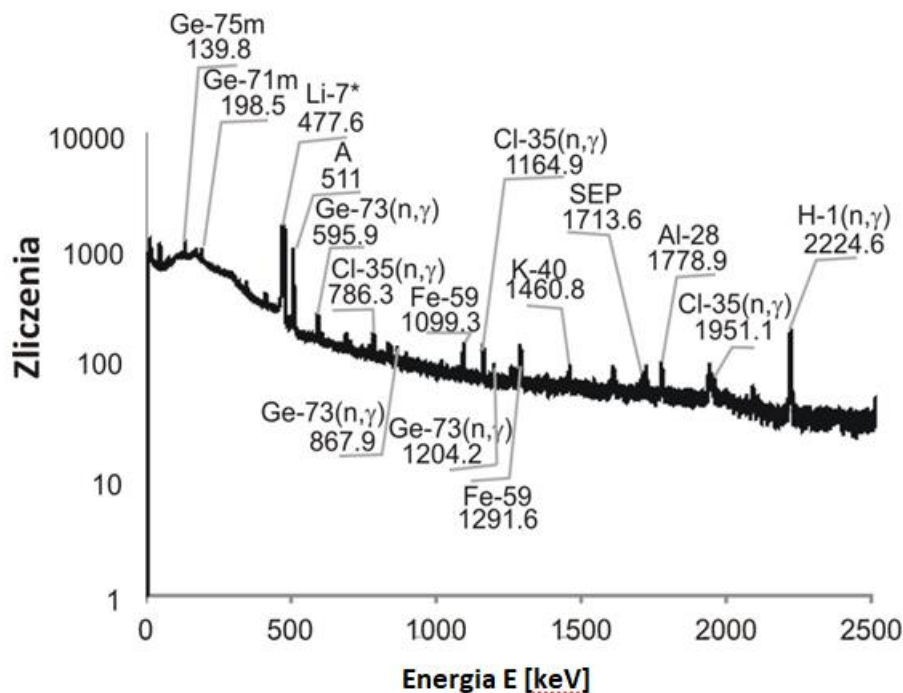


Rysunek 33: Widmo energetyczne promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w sterowni akceleratora Elekta przy drzwiach pomieszczenia do radioterapii, wykonanych w technologii delta. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].

Jedynym użytym w materiałach konstrukcyjnych drzwi metalem jest aluminium. Z aluminium wykonane są klamki do drzwi. Efektem zastosowania aluminiowych komponentów jest pojawienie się dwóch pików. Pierwszy, o energii 1778,9 keV, jest rezultatem rozpadu promieniotwórczego radioizotopu Al-28 ($T_{1/2} = 2,24$ min) powstającego w reakcji ${}^1_0n + {}^{27}_{13}\text{Al} (100\%) \rightarrow {}^{28}_{13}\text{Al} + \gamma$. Drugi, o energii 7724,0 keV, jest tworzony przez gammy natychmiastowe powstające w kanale wyjściowym ww. reakcji jądrowej. Nie można również wykluczyć zachodzenia niniejszej reakcji w aluminiowej obudowie detektora otaczającej kryształ germanu. Co prawda na niniejszym widmie widoczne są piki od gamm natychmiastowych tworzonych w reakcji z innym izotopem będącym metalem tj. z kobaltem-59: ${}^1_0n + {}^{59}_{27}\text{Co} (100\%) \rightarrow {}^{60}_{27}\text{Co} + \gamma$. Są to piki odpowiadające energiom 5975,9 keV, 6485,9 keV, 6706,0 keV, 6985,4 keV, 7214,4 keV i 7491,5 keV. Jednak niniejsza reakcja jądrowa nie zachodzi w drzwiach, tylko w komponentach akceleratora. Jak już wspomniano, kobalt jest składnikiem stopów o własnościach magnetycznych stosowanych w układzie magnetycznym zakrzywiającym tor wiązki elektronów. Dowodem zachodzenia reakcji wychwytu neutronu z udziałem izotopu Co-59 w komponentach akceleratora jest obecność pików o energii 1173,2 keV i 1332,5 keV na widmie zmierzonym obok głowicy akceleratora Elekta (rysunek 28). Piki te pochodzą od docierających do detektora fotonów emitowanych podczas rozpadu Co-60. W reakcji neutronu z kobaltem-59 powstają też fotony o energiach rzędu kilkuset keV.

Jednak one nie dają przyczynku do widma zmierzonego w sterowni przy drzwiach do pomieszczenia do radioterapii, ponieważ są skutecznie pochłaniane w ścianie rozdzielającej pomieszczenie z akceleratorem od labiryntu wejściowego i drzwi. W drzwiach zachodzą natomiast dwie reakcje tj. opisana już wcześniej reakcja wychwytu neutronu przez proton będący jądrem atomu wodoru, prowadząca do powstania deuteronu i gammy natychmiastowej o energii 2224,6 keV, i reakcja nieelastycznego rozproszenia neutronów na jądrach atomu węgla-12 prowadząca do wzbudzenia jądra i emisji gammy o energii 4438,0 keV tj. ${}^1_0n + {}^{12}_6C (98,9\%) \rightarrow {}^1_0n' + {}^{12}_6C^* \rightarrow {}^{12}_6C + \gamma (4438 \text{ keV})$. Zidentyfikowano również reakcję: ${}^{35}_{17}Cl(n,\gamma){}^{36}_{17}Cl$, która jest reprezentowana przez dwa piki odpowiadające energiom 1164,9 keV i 1951,1 keV, widoczne na widmie zaprezentowanym na rysunku 33, i trzeci pik przy 786,3 keV, widoczny tylko na rysunku 34. Źródłem chloru w otoczeniu drzwi do pomieszczenia do radioterapii jest posadzka PCV.

Poza tym widoczne są piki będące konsekwencją reakcji jądrowych zachodzących w kryształach germanu detektora HPGe. W kryształach tym zachodzi następująca reakcja jądrowa neutronu z izotopem germanu-73: ${}^1_0n + {}^{73}_{32}Ge (35,94\%) \rightarrow {}^{74}_{32}Ge + \gamma (595,9 \text{ keV}, 867,9 \text{ keV}, 1204,2 \text{ keV})$. W wyniku tej reakcji emitowane są z jądra atomowego gammy natychmiastowe o energii 595,9 keV, 867,9 keV i 1204,2 keV. W germanie zachodzi także reakcja jądrowa neutronu z germanem-74: ${}^1_0n + {}^{74}_{32}Ge (35,94\%) \rightarrow \gamma + {}^{75m}_{32}Ge \rightarrow {}^{75}_{32}Ge + \gamma (139,8 \text{ keV})$. Gammy natychmiastowe z tej reakcji nie są widoczne na widmie w przyjętej skali wykresu ze względu na relatywnie mały przyczynku wnoszony przez nie do widma. Natomiast widoczne są gammy z rozpadu izomeru jądrowego Ge-75m o czasie półrozpadu $T_{1/2} = 47,7 \text{ s}$, powstałego w ww. reakcji jądrowej z Ge-74. Rozpad β^- germanu-75m do stanu podstawowego arsenu-75 owocuje emisją fotonu o energii 139,8 keV. Analogiczna reakcja jądrowa zachodzi również z germanem-70: ${}^1_0n + {}^{70}_{32}Ge (21,23\%) \rightarrow \gamma + {}^{71m}_{32}Ge \rightarrow {}^{71}_{32}Ge + \gamma (198,4 \text{ keV})$. Powstały w jej wyniku metastabilny stan Ge-71m o czasie półrozpadu wynoszącym 20,4 ms rozpada się emitując gammy o dwóch energiach: 23,4 keV i 175,0 keV dające swój przyczynku do piku sumacyjnego o energii 198,4 keV. Ze względu na szeroki zakres energetyczny widma prezentowanego na rysunku 33, pik odpowiadający energii 175,0 keV jest praktycznie niewidoczny. Opisane reakcje zachodzące w kryształach germanu detektora HPGe dowodzą obecności pola neutronowego w sterowni akceleratora Elekta podczas emisji wiązki terapeutycznej 18 MV skierowanej na ścianę w kierunku sterowni (kąt ramienia akceleratora ustawiony na 90°).



Rysunek 34: Widmo energetyczne promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w sterowni akceleratora Elekta w miejscu, w którym przebywają technicy w trakcie emisji wiązki. Pomiar wykonano w trakcie emisji wiązki 18 MV skierowanej na ścianę w kierunku sterowni. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].

Zamieszczone na rysunku 34 widmo zostało zmierzone w sterowni akceleratora Elekta, w położeniu 2, w trakcie emisji wiązki 18 MV. Miejsce pomiarowe zostało odsunięte od drzwi o około 2 metry wzdłuż ściany oddzielającej sterownię od pomieszczenia do radioterapii (patrz rysunek 32), aby pomiar został przeprowadzony w lokalizacji, w której najczęściej przebywają technicy obsługujący akcelerator, w trakcie napromieniowań. W celu uzyskania większej rozdzielczości energetycznej, pozwalającej identyfikować niskoenergetyczne fotony, zakres pomiarowy układu detekcyjnego został ograniczony do około 2,7 MeV.

Oprócz radioizotopów zidentyfikowanych za pomocą widma zmierzonego w sterowni przy drzwiach, dodatkowo w położeniu 2, ujawnił się german-72 w stanie wzbudzonym, którego przejście do stanu podstawowego odbywa się poprzez rozpad gamma, z emisją fotonów o energii 834 keV. Ge-72* powstaje w reakcji nieelastycznego rozproszenia neutronu:

${}_0^1n + {}_{32}^{72}\text{Ge} (27,66\%) \rightarrow n' + {}_{32}^{72}\text{Ge}^*$, ${}_{32}^{72}\text{Ge}^* \rightarrow {}_{32}^{72}\text{Ge} + \gamma (834,0 \text{ keV})$. Reakcja ta zachodzi głównie dla neutronów prędkich. Został również zidentyfikowanych radioizotop Fe-59, który powstaje w wyniku reakcji wychwytu neutronu przez jądro żelaza-58:

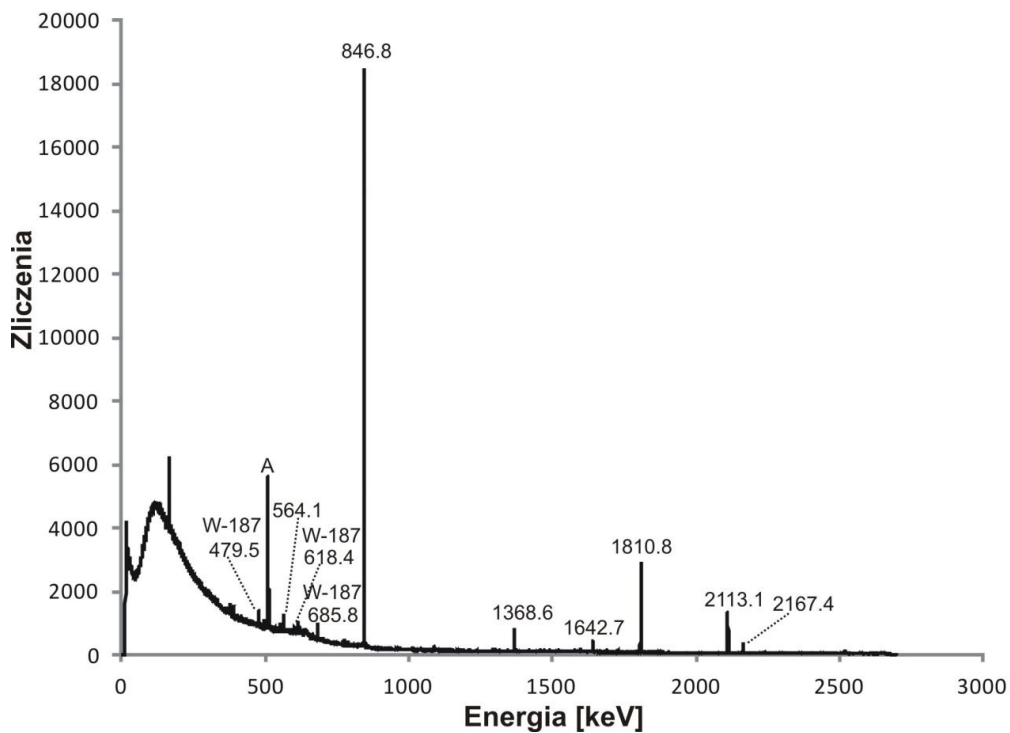
${}_0^1n + {}_{26}^{58}\text{Fe} (0,28\%) \rightarrow \gamma + {}_{26}^{59}\text{Fe}$, ${}_{26}^{59}\text{Fe} \rightarrow {}_{27}^{59}\text{Co} + \gamma (834,0 \text{ keV})$. W tej reakcji mogą powstawać fotony natychmiastowe o kilkunastu różnych energiach. Ze względu na

mały przekrój czynny na ww. reakcję jądrową, fotony te nie dają swojego przyczynku do widma. Żelazo występuje w stopach stali, z których w sterowni akceleratora wykonanych jest bardzo wiele przedmiotów np. części stołów, krzesła, szafek itp. Pomiar w głębi sterowni ujawnił obecność boru w ścianie oddzielającej sterownię od pomieszczenia do radioterapii. Bor jest dodawany do betonu, aby poprawić jego zdolności pochłaniania neutronów, w tym głównie neutronów spowolnionych. Dowodem występowania boru jest pojawienie się pików o energii 477.6 keV. Fotony gamma o tej energii powstają w wyniku deekscytacji wzbudzonego jądra litu-7, będącego jednym z produktów reakcji neutronu z jądrem izotopu B-10. Zachodzi następująca reakcja wychwytu neutronu: ${}^1_0\text{n} + {}^{10}_5\text{B} (19,9\%) \rightarrow \alpha + {}^7_3\text{Li}^*$, ${}^7_3\text{Li}^* \rightarrow {}^7_3\text{Li} + \gamma (477,6 \text{ keV})$.

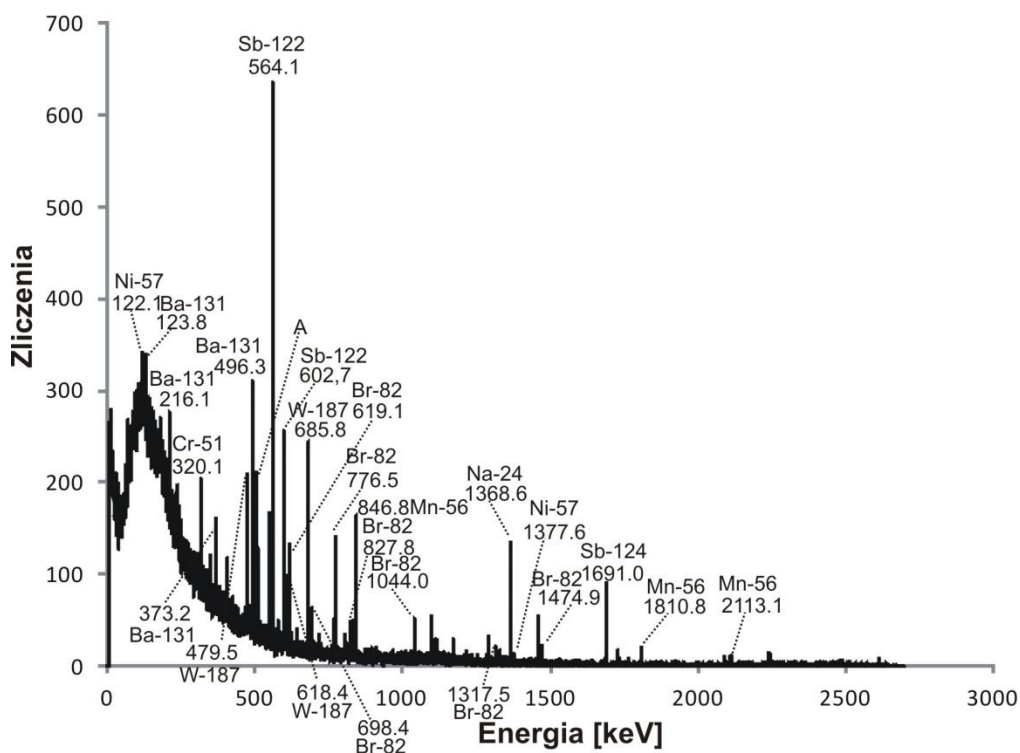
Przeprowadzone pomiary spektroskopowe i ich analiza pozwalają nie tylko wyjaśnić obecność słabego pola neutronowego i fotonowego w sterowni akceleratora Elekta, ale także wyciągnąć wnioski pozwalające skutecznie ograniczyć to zjawisko. Przede wszystkim drzwi wykonane w technologii delta okazują się nie tylko przepuszczać neutrony, ale dodatkowo nie pochłaniają wysokoenergetycznych fotonów wytwarzanych w głowicy akceleratora i w innych materiałach w pomieszczeniu do radioterapii. Chodzi tu głównie o gammy natychmiastowe powstające w reakcjach z izotopami kobaltu i chloru. Zaproponowana w rozdziale 3.1. konstrukcja drzwi, której zasadniczą częścią jest warstwa boraksu i ołowiu wydaje się całkowicie rozwiązywać problem.

3.6. Identyfikacja reakcji jądrowych zachodzących w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem TrueBeam

Dla porównania wykonano pomiary spektroskopowe dla akceleratora TrueBeam, zainstalowanego w Centrum Onkologii w Gliwicach. W niniejszej pracy zostały zamieszczone dwa widma zmierzone w pobliżu akceleratora TrueBeam. Jeden z pomiarów przeprowadzono bezpośrednio po zakończonej pracy akceleratora w trybie korzystającym z różnych wiązek terapeutycznych (rysunek 35), zaś drugi po kilku godzinach od emisji wiązki (rysunek 36). Widmo zmierzone bezpośrednio po zakończonej pracy akceleratora jest zdominowane przez radioizotopy krótkożyciowe. Na obu zmierzonych widmach obecne są pik odpowiadające energiom 479,5 keV, 618,4 keV i 685,8 keV, które są wynikiem rozpadu radioizotopu wolframu-187. Na obu widmach widoczny jest również pik o energii 1368,6 keV związany z sodem-24. Te dwa radioizotopy zostały także zidentyfikowane w komponentach Elekty (zobacz rysunki 27 – 29).



Rysunek 35: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora TrueBeam, obok stołu terapeutycznego bezpośrednio po zakończonej pracy akceleratora.



Rysunek 36: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora TrueBeam, obok stołu terapeutycznego kilka godzin po emisji wiązki terapeutycznej.

Kolejne dwa piki o energiach 1642,7 keV i 2167,4 keV widoczne na widmie zmierzonym bezpośrednio po zakończonej pracy akceleratora TrueBeam, pochodzą

od radioizotopu Cl-38, zidentyfikowanego również w przypadku Elekty. Nie należy się temu dziwić, gdyż przekrój czynny na reakcję $^{37}\text{Cl}(n,\gamma)^{38}\text{Cl}$ jest duży i wynosi 100 barnów dla neutronów termicznych.

W przypadku widma zmierzonego po kilku godzinach od zakończenia pracy akceleratora TrueBeam, pik o największym natężeniu odpowiadający energii 564,1 keV pochodzi od antymonu-122. Ten radioizotop także został zidentyfikowany w przypadku akceleratora Elekta. Widoczny jest również drugi pik o energii 602,7 keV pochodzący z rozpadu Sb-122. Antymon-122 może powstawać z antymonu-121 i 123, odpowiednio przez wychwyt neutronu i w reakcji fotoneutronowej. Ta pierwsza reakcja charakteryzuje się występowaniem bardzo dużego rezonansu przekraczającego 1000 barnów. Poza tym, podobnie jak w przypadku Elekty, zidentyfikowano drugi radioizotop antymonu Sb-124 (1691 keV), który powstaje w reakcji wychwytu neutronu charakteryzującej się również występowaniem bardzo dużych rezonansów (największy $1,14 \cdot 10^4$ barnów). Na widmie zmierzonym kilka godzin po zakończeniu pracy akceleratora TrueBeam, widoczne są piki (619,1 keV, 698,4 keV, 776,5 keV, 827,8 keV, 1044 keV, 1317,5 keV i 1474,9 keV) tworzone przez fotony pochodzące z rozpadu bromu-82, zidentyfikowanego również w przypadku Elekty. Piki o energii 123,8 keV, 216,1 keV, 373,2 keV i 496,3 keV widoczne na widmie zaprezentowanym na rysunku 35 pochodzą od radioizotopu baru-131 ($T_{1/2} = 11,5$ d) powstającego w reakcji $^{130}\text{Ba}(n,\gamma)^{131}\text{Ba}$ ($1,1 \cdot 10^4$ barnów). Ten radioizotop nie tworzy się w materiałach Elekty. Poza tym stwierdzono występowaniu trzech radioizotopów Ni-57 (1377,6 keV, $T_{1/2} = 35,6$ h), Co-57 (122,1 keV, $T_{1/2} = 271,8$ d) i Cr-51 (320,1 keV, $T_{1/2} = 27,7$ d), również nie zaobserwowanych na widmach zmierzonych w pobliżu Elekty. Te pierwsze dwa radioizotopy powstają w reakcjach fotoneutronowych, a trzeci w reakcji wychwytu neutronu. Bar jest często stosowanym pierwiastkiem w osłonach antyneutronowych. Nikiel i chrom są podstawowymi składnikami stali nierdzewnej. Z niej wykonywane są elementy mechaniczne urządzeń o wysokim stopniu zaawansowania technicznego. Jak wspomiano, kobalt dodawany jest do stopów stosowanych do budowy elektromagnesów, gdyż wydajnie podnosi natężenie generowanych pól magnetycznych.

Warto zauważyć, że na wszystkich widmach uzyskanych z pomiarów dla Elekty, wykonanych bezpośrednio po emisji wiązki, widoczny jest radioizotop manganu-56. Jak już zauważono mangan jest podstawowym pierwiastkiem dodawanym do stopów tworzących stal nierdzewną powszechnie wykorzystywaną w akceleratorach medycznych. W tabeli 8 zamieszczono własności wszystkich zidentyfikowanych radioizotopów dla akceleratora TrueBeam.



Tabela 8: Własności zidentyfikowanych radioizotopów dla akceleratora TrueBeam. (z pracy autorskiej [16])

Izotop macierzysty (abundancja)	Powstały radioizotop ($T_{1/2}$)	Własności zidentyfikowanych reakcji jądrowych				Energia gamm [keV]
		reakcja	$\sigma_{\text{ter}}^{1)}$ [b]	Rezonanse [b]	$\sigma_{\text{maks,FN}}^{2)}$ [b]	
^{123}Sb (42,6%)	^{122}Sb (2,7 d)	(γ,n)			0,3 b dla 15 MeV	564,1
^{121}Sb (57,4%)		(n, γ)	20 b	5370 b dla 15,5 eV 4720 b dla 6,24 eV 2410 b dla 29,7 eV 2040 b dla 127 eV 1470 b dla 150 eV 1420 b dla 89,6 eV 1120 b dla 73,8 eV		602,7
^{123}Sb	^{124}Sb (60,2 d)	(n, γ)	15 b	11400 b dla 21,4 eV 2550 b dla 105 eV 1060 b dla 192 eV		1691,0
^{130}Ba (0,1%)	^{131}Ba (11,5 d)	(n, γ)	40 b	11000 b dla 57,9 eV 9520 b dla 46,3 eV 3230 b dla 136 eV 3030 b dla 185 eV 1970 b dla 336 eV 1790 b dla 287 eV 1460 b dla 445 eV 1020 b dla 582 eV		123,8 216,1 373,2 496,3
^{81}Br (49,3%)	^{82}Br (35,3 h)	(n, γ)	10 b	3810 b dla 101 eV 1120 b dla 135 eV		619,1 698,4 776,5 827,8 1044,0 1317,5 1474,9
^{58}Ni (68,1%)	^{57}Ni (35,6 h)	(γ,n)			0,03 b dla 17 MeV	122,1 1377,6
^{55}Mn (100%)	^{56}Mn (2,58 h)	(n, γ)	13,2 b	149 b dla 1660 eV		846,8 1810,8 2113,1
^{50}Cr (4,4%)	^{51}Cr (27,7 d)	(γ,n)			0,1 b dla 20 MeV	320
^{52}Cr (83,8%)		(n, γ)	50b	79 b dla 5460 eV		
^{186}W (28,6%)	^{187}W (23,7 h)	(n, γ)	37,9 b	14000 b dla 18.8 eV		479,5 618,4 685,8
^{37}Cl (24,2%)	^{38}Cl (37,2 m)	(n, γ)	100 b	< 1 b		1642,7 2167,4
^{23}Na (100%)	^{24}Na (14,95h)	(n, γ)	1,65 b	7,46 b at 35,4 keV 2,12 b at 7,62 keV		1368,6

¹⁾ σ_{ter} – przekrój czynnych na reakcję (n, γ) dla neutronów termicznych

²⁾ $\sigma_{\text{maks,FN}}$ – maksymalna wartość przekroju czynnego na reakcję (γ,n)

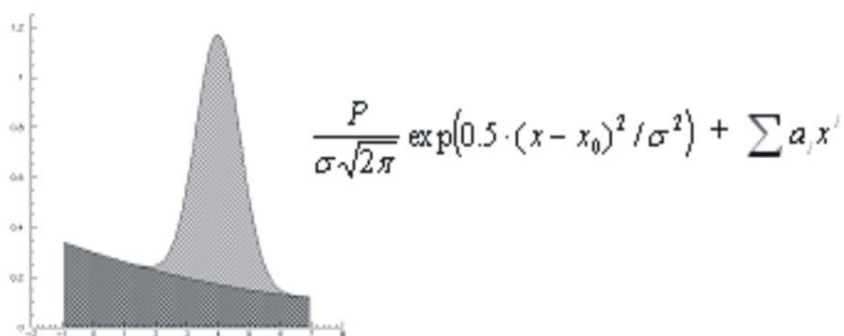
Należy zauważyć, że analizując naturalny skład izotopowy wielu pierwiastków zastosowanych jako składniki stopów, z których wykonane są materiały konstrukcyjne rozważanych akceleratorów, dochodzimy do wniosku, że powinno tworzyć się więcej radioizotopów niż tylko te zidentyfikowane, gdyż nieekonomicznie byłoby stosować do budowy urządzeń pierwiastki wzbogacone w jakieś szczególne izotopy. Jednak nie zawsze wytworzenie radioizotopu wiąże się z jego identyfikacją. I tak np. oprócz zidentyfikowanego radioizotopu W-187 powstającego z naturalnego izotopu W-186, powinny się tworzyć jeszcze inne radioizotopy, ponieważ wolfram posiada w sumie cztery naturalne izotopy. Jednak te trzy pozostałe naturalne izotopy wolframu W-182, W-183 i W-184 w wyniku reakcji jądrowych przemieniają się w stabilne izotopy lub radioizotopy rozpadające się bez emisji promieniowania gamma o energiach z zakresu pomiarowego. Podobnie drugi naturalny izotop chloru Cl-35 w wyniku wychwytu neutronu przemienia się w emiter β^- , rozpadając się bezpromieniście. Rozważając naturalny skład baru można zauważyć, że powinny się wytworzyć w reakcji (n,γ) jeszcze dwa radioizotopy baru Ba-133 i Ba-139 oprócz zidentyfikowanego Ba-131. Jednak Ba-133 posiada długi czas rozpadu $T_{1/2} = 10,5$ roku i nawet kilkunastogodzinny pomiar przy jego względnie nie dużej aktywności nie pozwala utworzyć piku. Natomiast Ba-139 to beta-emiter, którego rozpadowi towarzyszy co prawda emisja promieniowania gamma, jednak o energii nie przekraczającej progu energetycznego układu pomiarowego. Podobnie sytuacja wygląda z wieloma innymi izotopami wykorzystywanymi w materiałach konstrukcyjnych Elekty i akceleratora TrueBeam.



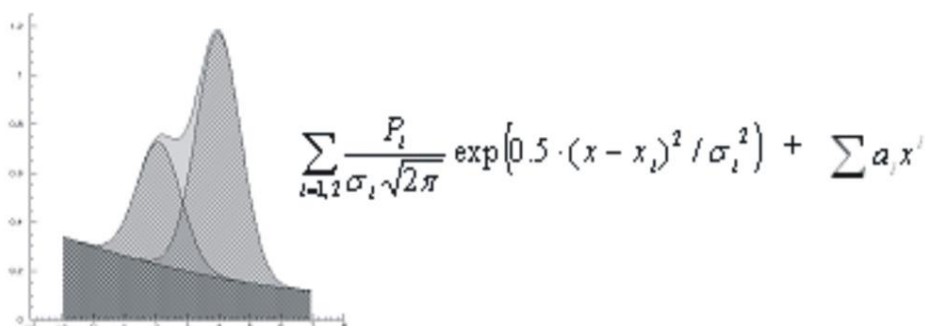
4. Analiza błędów pomiarowych

Analiza błędów pomiarowych dotyczy części badań związanych z wyznaczaniem fluencji neutronów termicznych i rezonansowych, opartym na ściśle określonych formułach, których podstawową wielkością jest aktywność. Właśnie dokładność wyznaczenia aktywności daje największy przyczynek do wartości błędu, którym obarczona jest fluencji neutronów. Procedura wyznaczania aktywności związana jest bezpośrednio z obliczaniem pola pod pikiem o energii 1293,5 keV pochodzącym od gamm z rozpadu izomeru jądrowego indu ^{116m}In . Pola były obliczane za pomocą modułów przeznaczonych do tego typu analizy w ramach programów Tukan8k i GammaVision. Obliczanie pól pod pikami sprowadzało się do dopasowania funkcji Gaussa metodą najmniejszych kwadratów do zmierzonego konturu piku określonego przez zliczenia w kanałach analizatora wielokanałowego. Jednocześnie tło pod pikiem było opisywane wielomianem różnego stopnia również przy pomocy metody najmniejszych kwadratów, a następnie „odcinane” od piku. Graficzna prezentacja metody dopasowywania funkcji do konturu piku wraz z zastosowanymi modelami matematycznymi tj. dopasowywanymi funkcjami zamieszczono na rysunku 37.

Dopasowanie pojedynczego piku funkcją Gaussa z tłem wielomianowym.

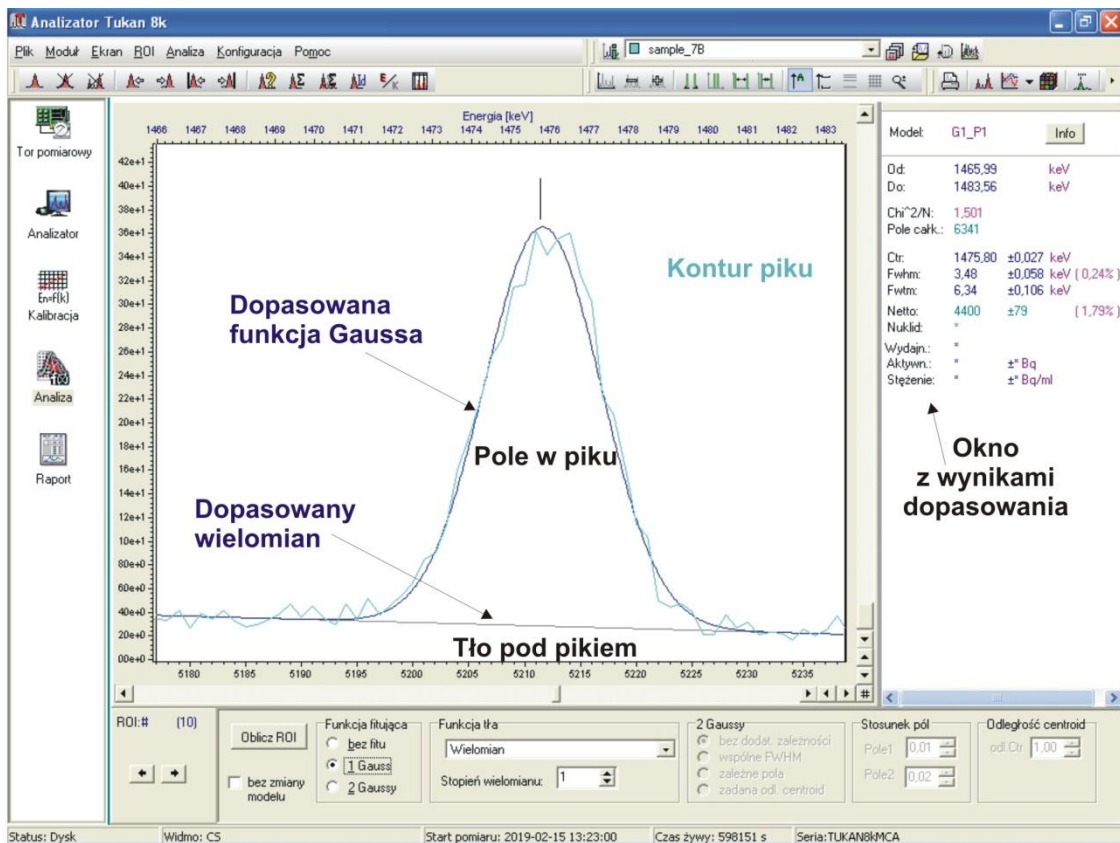


Dopasowanie piku funkcją „podwójny Gauss” z tłem wielomianowym.

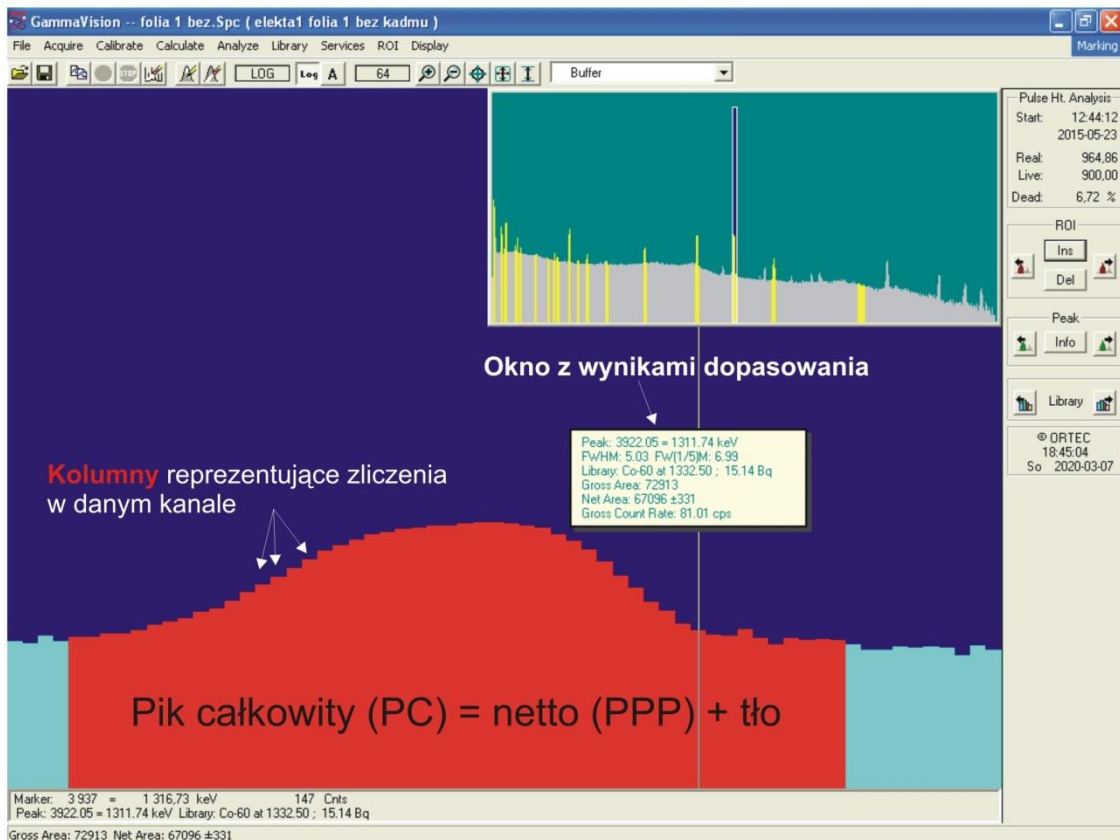


Rysunek 37: Metoda wyznaczenia pola pod pikiem. Rysunki zostały zaczerpnięte z instrukcji programu Tukan8k. P_1 – pole pod pikiem, x – zmienna funkcji Gaussa, x_i , x_0 – środek rozkładu Gaussa, σ_i – odchylenie standardowe rozkładu Gaussa (szerokość połówkowa rozkładu Gaussa FWHM = 2,355 σ_i), x^i – zmienna funkcji wielomianowej w i -tej potęgze, a_i – parametry wielomianu.

a)



b)



Rysunek 38: Widok ekranu do analizy pola pod pikie, Tukan8k(a), GammaVision(b).

Przykładowy widok okna programu Tukan8k z konturem piku i dopasowywanymi funkcjami jest przedstawiony na rysunku 38a, zaś analogiczne okno programu GammaVision z widoczną kolumnową reprezentacją liczby zliczeń w kanałach jest zaprezentowane na rysunku 38b. Pole pod pikiem (tzw. netto) obliczane jako suma liczby zliczeń w pikie po odcięciu tła, przy czym stosowana jest następująca formuła:

$$PPP = PC \cdot 0,5 \cdot (B_L - B_P) \cdot N, \quad (14)$$

gdzie:

PPP – pole pod pikiem,

PC – pole całkowite (tj. netto plus tło pod pikiem),

B_L - jest średnią liczbą zliczeń w 3 kanałach leżących z lewej strony środka piku,

B_P - jest średnią liczbą zliczeń w 3 kanałach leżących z prawej strony środka piku,

N - liczbą kanałów wewnątrz piku.

W obu stosowanych programach tło wyznaczane jest za pomocą funkcji wielomianowej z trzech kanałów leżących na zewnątrz obszaru piku i kanału, na którym stoi marker, odpowiada on środkowi piku. Za błąd tak określonego pola pod pikiem, czyli liczby zliczeń w pikie, przyjmowano pierwiastek z tej liczby, zatem wartość pola netto była określana jako $PPP \pm \sqrt{PPP}$. Tak określony błąd można wyrazić w procentach jako $\frac{\sqrt{PPP}}{PPP} \cdot 100 \%$.

Błąd którym obarczona jest wartość fluencji $\Delta\Phi$ neutronów można oszacować stosując następującą zależność:

$$\Delta\Phi = \pm \sqrt{\Delta A^2 + \Delta d_m^2 + \Delta S^2}, \quad (15)$$

gdzie

ΔA - błąd procentowy jakim obarczona jest wartość aktywności, przy czym $\Delta A \approx \pm \frac{\sqrt{PPP}}{PPP} \cdot 100 \% = \pm (2 \div 5) \%$ ponieważ błąd jakim obarczona jest poprawka wydajnościowa jest zanedbywalnie mały,

Δd_m - błąd procentowy gęstości powierzchniowej materiału detekcyjnego, tu: $\pm 2 \text{ mg/cm}^2 \approx \pm 2 \%$,

ΔS ($= \pm 6,1 \%$) - błąd związany z dokładnością określenia pola powierzchni detektora aktywacyjnego, wynikający z faktu, że brzegi folii na odcinku o długości 0,5 mm mogą

być lekko zdeformowane, z tego powodu, że pojedynczy detektor aktywacyjny złożony był z dwóch bardzo cienkich folii indowych, każda o grubości 25 μm .

Błąd związany z dokładnością pomiaru czasu można zaniedbać, ponieważ nie przekraczał ± 1 s, podczas gdy wszystkie pomiary zamieszczone w niniejszej pracy trwały co najmniej 20 minut.

Przekrój czynny na reakcję $^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$, w tym wartości całki aktywacji rezonansowej, zaczerpnięte z różnych prac jak podają ich autorzy zostały wyznaczone z dokładnością nie gorszą niż 0,2 % [72-74].

Pozostałe wartości występujące we wzorach 7 i 8 potraktowano jako stałe, w tym masę molową materiału detekcyjnego i liczbę Avogadro.

Końcowa wartość błędu, jakim obarczone są wyznaczone w niniejszej pracy fluencje neutronów termicznych i rezonansowych, oszacowana zgodnie z omówioną procedurą, mieści się w przedziale $\Delta\Phi = \pm (6,6 \div 8,1)$ %.



5. Podsumowanie i wnioski końcowe

Przeprowadzone badania pokazały, że szczególne znaczenie mają reakcje wychwytu neutronu (n,γ), wywoływane przez neutrony termiczne i rezonansowe. Jak wykazano w rozdziałach 3.1 i 3.2, reakcje te charakteryzują się dużymi przekrojami czynnymi dla większości izotopów. Szczególnie istotne są duże rezonanse pojawiające się w zakresie energii od 0,1 eV do nawet 100 keV. Co więcej pola neutronowe nie ograniczają się do obszaru wiązki terapeutycznej. W otoczeniu akceleratora pola neutronowe nie różnią się strumieniem lub fluencją o więcej niż jeden rząd wielkości. Skutkuje to wzbudzeniem aktywności we wszystkich przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu do radioterapii, nawet tych nie znajdujących w obrębie wiązki pierwotnej. W konsekwencji źródłami promieniowania jonizującego stają się akcesoria akceleratora, takie jak aplikatory elektronowe, różnego rodzaju osłony itp. W przypadku niektórych zidentyfikowanych radioizotopów o dłuższych czasach półrozpadu pojawia się możliwość kumulowania się radioaktywności. Takimi radioizotopami są te o czasach półrozpadu rzędu kilkunastu godzin lub dłuższymi. Z pośród zidentyfikowanych radioizotopów aż 11 spełnia to kryterium. Są to W-187, Na-24, Br-82, Sb-122, Sb-124, Co-60, Co-57, Ba-131, Ni-57, Cr-51 i Fe-59. Wszystkie te radioizotopy występują w komponentach akceleratora. Dlatego jeśli to możliwe, należy unikać długich emisji wiązek wysokoenergetycznych fotonów. Natomiast wśród krótko-życiowych emiterów promieniowania gamma zidentyfikowano Mn-56, Cl-36 i Al-28. Zazwyczaj krótszy czas półrozpadu owocuje większą aktywnością wzbudzoną przy krótszych ekspozycjach. W ogólności, jednak wzbudzona aktywność zależy silnie od zawartości macierzystego izotopu obecnego w polu neutronowym i oczywiście od strumienia wytworzonych neutronów, a więc od energii i rodzaju wiązki terapeutycznej. Zależność tę wykazano wykorzystując cztery wiązki generowane przez akcelerator TrueBeam, dwie wiązki z akceleratorów Clinac 2300 i Clinac 21EX, i jednej wiązki z akceleratora Elekta. Ponadto, zidentyfikowano 5 reakcji jądrowych rejestrując gammy natychmiastowe. Te reakcje jądrowe to: $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$, $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$, $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ i $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$. Informacja o indukowanych reakcjach i radioizotopach powstających w komponentach i akcesoriach akceleratorów medycznych, a także powiązanie energii i rodzaju wiązki z wielkością wytwarzanego pola neutronowego, stanowi cenną informację dla producentów terapeutycznych linaków.

Warto zauważyć, że wyraźny spadek strumienia neutronów pojawia się dopiero w labiryncie wejściowym. Pomimo tego neutrony docierają do drzwi, wywołując w nich reakcje jądrowe, a nawet przenikają przez nie, przedostając się do sterowni akceleratora. Co prawda, moc dawki w sterowni w pobliżu drzwi nie przekraczająca $40 \mu\text{Sv/h}$, jak również słabe pole neutronowe nie stanowią wyraźnego zagrożenia dla personelu, tym nie mniej zgodnie z obowiązującą w ochronie radiologicznej ideą ALARA (ang. As Low As Reasonably Achievable) należy dążyć do minimalizowania nawet małych dawek promieniowania jonizującego. Dlatego



stosując metodę Monte Carlo zoptymalizowano konstrukcję drzwi do pomieszczenia do radioterapii. Ustalono przy tym dwa priorytety. Pierwszy to redukcja promieniowania gamma wychodzącego z drzwi i zmniejszenie energii tego promieniowania, a także całkowita absorpcja niskoenergetycznych neutronów w materiałach drzwi. Zaprojektowana konstrukcja spełnia te dwa wymogi.

Podstawową metodą zastosowaną do pomiarów promieniotwórczości wzbudzonej była spektroskopia promieniowania gamma. Ze spektroskopii promieniowania gamma korzystała także metoda detektorów aktywacyjnych wykorzystana do pomiaru fluencji neutronów spowolnionych. Spektroskopię promieniowania gamma wykorzystano również bezpośrednio do identyfikacji pola neutronowego w oparciu o reakcje jądrowe wywołane przez neutrony w kryształach germanu detektora HPGe. W tym miejscu warto podkreślić, że zazwyczaj ośrodki medyczne stosujące radioterapię akceleratorową, nie dysponują specjalistyczną aparaturą do pomiaru promieniowania neutronowego. Natomiast układ detekcyjny zaopatrzonego w detektor HPGe jest obecnie podstawowym sprzętem w ośrodkach stosujących terapię za pomocą promieniowania jonizującego. W związku z tym część z prezentowanych badań może być wykonana bez trudu w każdym ośrodku medycznym stosującym radioterapię.

Warto poruszyć jeszcze jedną sprawę. Ważną kwestią jest wykrycie nawet słabego pola neutronowego w miejscu pracy osób z personelu mających schorzenia kardiologiczne wymuszające posiadanie przez te osoby implantowanych urządzeń monitorujących lub wspomagających pracę serca. Badania prowadzone przez wielu naukowców w ostatnich latach pozwoliły wykryć korelację pomiędzy polem neutronowym, a obserwowaną dysfunkcją urządzeń kardiologicznych. W mikroprocesorach opartych na małych skokach napięcia, umieszczonych wewnątrz urządzeń kardiologicznych, pojedynczy neutron przechodzący przez pamięć o dostępie swobodnym (RAM) może spowodować spadek lub wzrost napięcia, prowadząc do przeprogramowania kodu oprogramowania lub zmiany bitów z 1 na 0 lub 0 na 1 [81]. Takie awarie mogą zagrażać życiu. Dlatego ważne jest, aby podkreślić, że osoby z implantowanymi urządzeniami elektronicznymi takimi jak np. rozruszniki serca, nie powinny pracować jako operatorzy lub technicy przy akceleratorach medycznych stosowanych w teleradioterapii. W starszych typach implantowanych urządzeń kardiologicznych, które jeszcze są stosowane, nawet pojedyncze neutrony mogą spowodować poważne zaburzenia pracy urządzenia [82, 83]. Problem ten oczywiście dotyczy również pacjentów. Dlatego ważne jest, aby w ramach standardowych pomiarów z zakresu ochrony radiologicznej w ośrodkach stosujących radioterapię akceleratorową, wykonać również w możliwie szerokim zakresie pomiary neutronów.

Literatura

1. T.P. Diwanji, P. Mohindra, M. Vyfhuis, J.W. Snider, C. Kalavagunta, S. Mossahebi, J. Yu, S. Feigenberg, S.N. Badiyan. *Advances in radiotherapy techniques and delivery for non-small cell lung cancer: benefits of intensity-modulated radiation therapy, proton therapy, and stereotactic body radiation therapy*. *Transl Lung Cancer Res*, 6(2): 131-147 (2017).
2. H. Youngyih. *Current status of proton therapy techniques for lung cancer*. *Radiat Oncol J*, 37(4): 232–248 (2019).
3. F. Schneider, S. Clausen, J. Thölking, F. Wenz, Y. Abo-Madyan. *A novel approach for superficial intraoperative radiotherapy (IORT) using a 50 kV X-ray source: a technical and case report*. *J Appl Clin Med Phys*, 15(1): 4502 (2014).
4. A. Sethi, B. Emami, W. Small, T.O. Thomas. *Intraoperative Radiotherapy With INTRABEAM: Technical and Dosimetric Considerations*. *Front Oncol*. 8: 74 (2018).
5. M.Y. Shaikh, A. Nalichowski, M.C. Joiner, J. Burmeister. *Dosimetric evaluation of the INTRABEAM system for breast intraoperative radiotherapy: A single - institution experience*. *Med Dosim*, 45(2): e1-e6 (2020).
6. R.F. Barth, J.A. Coderre, M. Graca, H.Vicente, T. E. Blue. *Boron Neutron Capture Therapy of Cancer: Current Status and Future Prospects*. *Clin Cancer Res*, 11: 3987-4002 (2005).
7. K. Nedunchezian, N. Aswath, M. Thiruppathy, S. Thirugnanamurthy. *Boron Neutron Capture Therapy - A Literature Review*. *Journal of Clinical and Diagnostic Research*, 10(12): ZE01-ZE04 (2016).
8. G.A.P. Cirrone, L. Manti, D. Margarone, G. Petringa, L. Giuffrida, A. Minopoli, A. Picciotto, G. Russo, F. Cammarata, P. Pisciotto, F.M. Perozziello, F. Romano, V. Marchese, G. Milluzzo, V. Scuderi, G. Cuttone, G. Korn. *First experimental proof of Proton Boron Capture Therapy (PBCT) to enhance protontherapy effectiveness*. *Scientific Reports*, 8: 1141 (2018).



9. W. Scharf, *Akceleratory biomedyczne* (Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1994).
10. IAEA, *Radiation Oncology Physics: Handbook for teachers and students* (Vienna 2005).
11. IAEA-TECDOC-1588, *Transition from 2-D radiotherapy to 3-D conformal and intensity modulated radiotherapy*. (Vienna 2008).
12. J. Gomez-Millan, J.R. Fernández, J.A.M. Carmona. *Current status of IMRT in head and neck cancer*. Reports of Practical Oncology and Radiotherapy, 18: 371-375 (2013).
13. M. Teoh, C.H. Clark, K. Wood, S. Whitaker, A. Nisbet. *Volumetric modulated arc therapy: a review of current literature and clinical use in practice*. The British Journal of Radiology, 84: 967-996 (2011).
14. K. Śłosarek, Ł. Dola, W. Osewski, R. Kulik, W. Leszczyński. *Zastosowanie techniki VMAT z bramkowaniem oddechowym w radiochirurgii stereotaktycznej*. Inżynier Medyczny Fizyk, 4: 191-198 (2016).
15. M. Bieniasiewicz, A. Konefał, J. Wendykier, A. Orlef. *Measurements of thermal and resonance neutron fluence and induced radioactivity inside bunkers of medical linear accelerators in the center of oncology in Opole, Poland*. Acta Physica Polonica B, 47: 771-776 (2016).
16. A. Konefał, A. Orlef, M. Bieniasiewicz. *Measurements of neutron radiation and induced radioactivity for the new medical linear accelerator, the Varian TrueBeam*. Radiation Measurements, 86: 8-15 (2016).
17. A. Konefał, A. Orlef, M. Dybek, Z. Maniakowski, K. Polaczek-Grelik, W. Zipper. *Correlation between radioactivity induced inside the treatment room and the undesirable thermal/resonance neutron radiation produced by linac*. Physica Medica, 24: 212-218 (2008).

18. A. Konefał, A.Orlef, M. Łaciak, A. Ciba, M. Szewczuk. *Thermal and resonance neutrons generated by various electron and X-ray therapeutic beams from medical linacs installed in polish oncological centers*. Reports of Practical Oncology and Radiotherapy, 17: 339–346 (2012).
19. Liu, Wen-Shan, Changlai, Sheng-Pin, Pan, Lung-Kwang, Tseng, Hsien-Chun, Chen, Chien-Yi. *Thermal neutron fluence in a treatment room with a Varian linear accelerator at a medical university hospital*. Radiat Phys Chem, 80: 917-922 (2011).
20. A. Konefał, K. Polaczek-Grelik, A. Orlef, Z. Maniakowski, W. Zipper. *Background neutron radiation in the vicinity of Varian Clinac-2300 medical accelerator working in the 20 MV mode*. Polish Journal of Environmental Studies, 15(4A): 177-180 (2006).
21. M. Janiszewska, K. Polaczek-Grelik, M. Raczkowski, B. Szafron, A. Konefał, W. Zipper: *Secondary radiation dose during high-energy total body irradiation*. Strahlentherapie und Onkologie, 190: 459-466 (2014).
22. K. Polaczek-Grelik, B. Karaczyn, A. Konefał: *Nuclear reactions in linear medical accelerators and their exposure consequences*. Applied Radiation and Isotopes, 70: 2332-2339 (2012).
23. A. Konefał: *Undesirable radioisotopes induced by therapeutic beams from medical linear accelerators*. Chapter in the book: Radioisotopes II. INTECH Open Access Publisher. ISBN: 978-953-307-748-2, 127-150 (2011).
24. A. Konefał, K. Polaczek-Grelik, W. Zipper. *Undesirable nuclear reactions and induced radioactivity as a result of the use of the high-energy therapeutic beams generated by medical linacs*. Radiation Protection Dosimetry, 128: 133-145 (2008).
25. S.S. Dietrich, B.L. Berman (eds). *Atlas of photoneutron cross sections obtained with monoenergetic photons*. Atomic Data and Nuclear Data Tables 38, 199-338 (1988).



26. E.G. Fuller, E. Hayward (eds). *Photonuclear reactions*, Book – Benchmark Papers in Nuclear Physics 2, 426 pages, Dowden. Hutchinson & Ross, Inc., Stroudsburg, PA (1976).
27. D. Sheikh-Bagheri, D.W.O. Rogers. *Monte Carlo calculation of nine megavoltage photon beam spectra using the BEAM code*. Medical Physics, 29: 391-402 (2002).
28. P.D. LaRiviere. *Neutron sources in a 24-MV medical linear accelerator*. Medical Physics, 12: 806-809 (1985).
29. X.S. Mao, K.R. Kase, J.C. Liu, W.R. Nelson, J.H. Kleck, S. Johnsen. *Neutron sources in the Varian Clinac 2100C/2300C medical accelerator calculated by the EGS4 code*. Health Physics, 72: 524-529 (1997).
30. M.B. Scott, A.O. Hanson, D.W. Kerst. *Electro- and photodisintegration cross sections of ^{63}Cu* . Physical Review, 100: 209-214 (1955).
31. C.S. M. Buczko, A. Borbely. *A simple method for the determination of the average neutron flux for absorbing samples*. Journal of Radioanalytical Chemistry, 42: 393-398 (1978).
32. H. Schraube, P. Kneschaurek, G. Schraube, F.M. Wagner, E. Weitzenegger. *Neutron spectra around medical treatment facilities*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A, 476: 463-467 (2002).
33. O. Chibani, Chang-Ming Charlie Ma. *Photonuclear dose calculations for high-energy photon beams from Siemens and Varian linacs*. Medical Physics, 30: 1990-2000 (2003).
34. R. Barquero, T.M. Edwards, M.P. Iniguez, H.R. Vega-Carrillo. *Monte Carlo simulation estimates of neutron doses to critical organs of a patient undergoing 18 MV x-ray LINAC-based radiotherapy*. Medical Physics, 32: 3579-3588 (2005).

35. Wen-Shan Liu, Sheng-Pin Changlai, Lung-Kwang Pan, Hsien-Chun Tseng, Chien-Yi Chen. *Thermal neutron fluence in a treatment room with a Varian linear accelerator at a medical university hospital*. Radiation Physics and Chemistry 80: 917-922 (2011).
36. H.R. Vega-Carrillo, A. Baltazar-Raigosa. *Photoneutron spectra around an 18 MV LINAC*. J Radioanal Nucl Chem, 287: 323-327 (2011).
37. K. Amgarou, V. Lacoste, A. Martin. *Experimental characterization of the neutron spectra generated by a high-energy clinical LINAC*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 629: 329-336 (2011).
38. A. Konefał, S. Blamek, A. Wrońska, A. Orlef, M. Sokół, M. Tajstra, M. Gašior. *Radioactivity induced in new-generation cardiac implantable electronic devices during high-energy X-ray irradiation*. Applied Radiation and Isotopes. In press (2020).
39. T.J. O’Gorman, J.M. Ross, A.H. Taber, J.F. Ziegler, H.P. Muhlfeld, I.C.J. Montrose. *Field testing for cosmic ray soft errors in semiconductor memories*. J Res Dev, 40: 41–50 (1996).
40. R.C. Baumann. *Soft errors in advanced semiconductor devices-part I: the three radiation sources*. IEEE Trans Device Mater Reliab, 1: 17-22 (2001)
41. J.L. Leray. *Effects of atmospheric neutrons on devices, at sea level and in avionics embedded systems*. Microelectronics Reliability, 47: 1827-1835 (2007).
42. A.X. Dong, R.P. Gwinn, N.M. Warner, L.M. Caylor, M.J. Doherty. *Mitigating bit flips or single event upsets in epilepsy neurostimulators*. Epilepsy & Behavior Case Reports, 5: 72-74 (2016).
43. C. Ongaro, A. Zanini, U. Nastasi, J. Rodenas, G. Ottaviano, C. Manfredotti. *Analysis of photoneutron spectra produced in medical accelerators*. Physics in Medicine and Biology, 45: L55–L61 (2000).

44. Y. Uwamino, T. Nakamura, T. Ohkubo. *Measurement and calculation of neutron leakage from a medical electron accelerator*. *Physics in Medicine and Biology*, 13: 374–384 (1986).
45. C.C. Chen, R.J. Sheu, C.Y. Yeh, U.T. Lin, S.H. Jiang. *A detailed study on the neutron contamination for a 10 MeV medical electron accelerator*. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, 562: 1033-1037 (2006).
46. A. Konefał, A. Orlef, W. Zipper, J. Dorda, W. Łobodziec. *Undesired neutron radiation generated by biomedical accelerators during high-energy X-ray and electron beam emission*. *Polish Journal of Medical Physics and Engineering*, 7: 291-304 (2001).
47. A. Konefał, M. Dybek, W. Zipper, W. Łobodziec, K. Szczucka. *Thermal and epithermal neutrons in the vicinity of the Primus Siemens biomedical accelerator*. *Nukleonika*, 50: 73-81 (2005).
48. A. Konefał. *Symulacje komputerowe metodą Monte Carlo przy pomocy nowoczesnego oprogramowania GEANT4*. *Postępy Fizyki*, 57: 242-251 (2006).
49. A. Facure, R.C. Falcao, A.X. Silva, V.R. Crispim, J.C. Vitorelli. *A study of neutron spectra from medical linear accelerators*. *Applied Radiation and Isotopes*, 62: 69-72 (2005).
50. <https://geant4.web.cern.ch/>
51. <https://mcnp.lanl.gov/>
52. <https://rsicc.ornl.gov/Default.aspx>
53. <http://www.oecd-nea.org/tools/abstract/detail/ccc-0331/>
54. <https://fluka.cern/download/latest-fluka-release>
55. A. Konefał, M. Łaciak, A. Dawidowska, W. Osewski. *Significant change in the construction of a door to a room with slowed down neutron field by means of commonly used inexpensive protective materials*. *Radiation Protection Dosimetry*, 162: 197-207 (2014).

56. B. Gostkowska. *Ochrona radiologiczna. Wielkości, jednostki i obliczenia*. Centralne Laboratorium Ochrony Radiologicznej, Warszawa 2005.
57. Evaluated Nuclear Data File (ENDF), ENDF/B-VIII.0 released February 2, 2018, <http://www.nndc.bnl.gov/exfor/endl00.jsp>.
58. ICRP Publication 74. *Conversion Coefficients for use in Radiological Protection against External Radiation*. 1996.
59. E.J. Hall, S.G. Martin, H. Amols, T.K. Hei. *Photoneutrons from medical linear accelerators – radiobiological measurements and risk estimates*. International Journal of Radiation Oncology • Biology • Physics, 33: 225-230 (1985).
60. M. Kruszyna, S. Adamczyk, A. Skrobala, M. Skorska, W. Suchorska, K. Zaleska, A. Konefal, A. Kowalik, W. Jackowiak, J. Malicki. *Low dose out-of-field radiation: calculation, measurement and radiobiological impact on cells*. Radiotherapy and Oncology, 119: S396-S396, Supplement: 1 Meeting Abstract: PO-0836 (2016).
61. A. Skrobala, S. Adamczyk, M. Kruszyna-Mochalska, M. Skórska, A. Konefał, W. Suchorska, K. Zaleska, A. Kowalik, W. Jackowiak, J. Malicki. *Low dose out-of-field radiotherapy, part 2: Calculating the mean photon energy values for the out-of-field photon energy spectrum from scattered radiation using Monte Carlo methods*. Cancer/Radiothérapie 21: 352-357 (2017).
62. A. Naseri, A. Mesbahi. *A review on photoneutrons characteristics in radiation therapy with high energy photon beams*. Rep Pract Oncol Radiother 15: 138-144 (2010).
63. M. Łaciak, A. Konefał. *Dependence between the size of the treatment room and the fluence of neutrons undesirable in radiotherapy for the high-energy therapeutic x-rays generated by the linear medical accelerator*. Acta Physica Polonica B, 45: 559-564 (2014).
64. S. Agostinelli et al. *Geant4 - a simulation toolkit*. Nucl Instrum Meth A 506: 250-303 (2003).

65. J. Allison et al. *Geant4 developments and applications*. IEEE Trans Nucl Sci 53: 270-278 (2006).
66. <https://geant4.web.cern.ch/support/download>
67. K. Dąbrowski, „VRML - trzeci wymiar sieci”, (ZNI „MIKOM” Warszawa 1998)
68. <https://www.microsoft.com/en-us/p/vrml-viewer-3d/9wzdncrdkpw?activetab=pivot:overviewtab>
69. <http://www.cortona3d.com/en/cortona3d-viewer>
70. http://geant4.kek.jp/~tanaka/DAWN/About_DAWN.html
71. Firestone RB, editor, 1996. *Table of isotopes*. Version 1.0, 8th ed. University of California, Lawrence Berkeley National Laboratory.
72. K. Beckurc, K. Wirtz (eds)., *Niejtronnaja fizyka*, Atomizdat, Moskwa (1968).
73. R.L. Macklin, H.S. Pomerance, *Resonance capture integrals*. Proc. 1st Intern. Conf. Peaceful Uses Atomic Energy, Geneva (1985).
74. W.J. Price, *Nuclear radiation detection*. McGraw-Hill Book Company, Inc. New York, Toronto, London (1958).
75. J. Apostolakis et al. *Geometry and physics of the Geant4 toolkit for high and medium energy applications*. Radiation Physics Chemistry 78: 859-873 (2009).
76. V.N. Ivanchenko et al. *Recent improvements in Geant4 electromagnetic physics and interfaces*. Prog Nucl Sci Tech 2: 898-903 (2011).
77. J.M.C. Brown, M.R. Dimmock, J.E. Gillam, D.M. Paganin. *A low energy bound atomic electron Compton scattering model for Geant4*. Nucl Instrum Meth B 338: 77-88 (2014).



78. G.A.P. Cirrone et al. *Validation of the Geant4 electromagnetic photon cross-sections for elements and compounds*. Nucl Instrum and Meth A 618: 315-322 (2010).
79. O. Kadri, V.N. Ivanchenko, F. Gharbi, A. Trabelsi. *GEANT4 simulation of electron energy deposition in extended media*. Nucl Instrum and Meth B 58: 381-387 (2007).
80. R. Pietrzak, A. Konefał, M. Sokół, A. Orlef: *Comparison of depth-dose distributions of proton therapeutic beams calculated by means of logical detectors and ionization chamber modeled in Monte Carlo codes*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 826: 55-59 (2016).
81. D. Bisello, A. Candeloria, N. Dzysiuk, J. Esposito, P. Mastinu, S. Mattiazzo, G. Prete, L. Silvestrina, J. Wyss: *Neutron production targets for a new Single Event Effects facility at the 70 MeV Cyclotron of LNL-INFN*. Physics Procedia. 26: 284-293 (2012).
82. T. Zaremba, A.R. Jakobsen, M. Søggaard: *Risk of device malfunction in cancer patients with implantable cardiac device undergoing radiotherapy: A population-based cohort study*. PACE - Pacing Clin Electrophysiol. 38(3): 343-356 (2015).
83. M. Mollerus, L. Naslund, M. Lipinski, A. Meyer, B. Libey, K. Dornfeld: *Radiation tolerance of contemporary implantable cardioverter-defibrillators*. J Interv Card Electrophysiol. 39(2): 171-175 (2014).
84. Konefał A., **Bieniasiewicz M.**, Wendykier J., Adamczyk S., Wrońska A., Additional radiation sources in a treatment and control room of medical linear accelerators, Radiation Physics and Chemistry, <https://doi.org/10.1016/j.radphyschem.2021.109513>.

Spis rysunków

Rysunek 1: Akceleratory medyczne (linaki): Elekta(a) i TrueBeam(b). -----	8 -
Rysunek 2: Widmo energetyczne wiązki fotonowej - 20 MV wytworzonej przez akcelerator medycznych Clinac-2300, obliczone metodą Monte Carlo, zestawione z całkowitymi przekrojami czynnymi σ na reakcje fotojądrowe dla azotu ^{14}N i naturalnego wolframu. Rysunek został zaczerpnięty z pracy [23].-----	10 -
Rysunek 3: Widmo energetyczne różnych wiązek fotonowych wytworzonych w różnych akceleratorach medycznych. Rysunek zaczerpnięty z pracy [27]. -----	11 -
Rysunek 4: Przebiegi przekrojów czynnych na reakcje fotojądrowe (a) [25] i elektrojądrowe (b) [30] dla miedzi w zakresie energii wiązek terapeutycznych.-----	12 -
Rysunek 5: Widma promieniowania gamma otrzymane dla różnych konfiguracji warunków napromieniania, pola terapeutycznego 10 cm x 10 cm i SSD = 100 cm. W konfiguracjach 1-3 zastosowano wiązkę fotonową 18 MV, podczas gdy w konfiguracji 4 -użyto wiązki elektronowej o energii 20 MeV. W konfiguracji 2 pole terapeutyczne było formowane za pomocą kolimatorów szczękowych i wielolistkowych (ang. multileaf collimator, MLC). W pozostałych przypadkach układ MLC był maksymalnie rozsunęty, a pole terapeutyczne było formowane tylko za pomocą układu szczękowego. W konfiguracjach 1, 2 i 4 pomiar wykonano w izocentrum, w konfiguracji 3 na powierzchni stołu terapeutycznego poza wiązką terapeutyczną. Rysunek i jego opis zaczerpnięto z pracy [37]. -----	13 -
Rysunek 6: Widmo energetyczne promieniowania gamma emitowanego przez filtr klinowy, zmierzone bezpośrednio po usunięciu go z wiązki fotonowej 20 MV. Piki zostały ponumerowane w celu opisu ich genealogii. Rysunek został zaczerpnięty z pracy [17]. -----	16 -
Rysunek 7: Wizualizacja trajektorii pozytonu (linia niebieska) i fotonów anihilacyjnych (linia zielona) w warstwie wolframu. -----	19 -
Rysunek 8: (a) Widok układu detekcyjnego firmy ORTEC zastosowanego w niniejszej pracy do spektroskopii gamma. (b) Widok okna programu GammaVision. -----	22 -
Rysunek 9: Prosta opisująca zależność $E(nk)$, wyznaczona przy użyciu komercyjnego źródła promieniowania ^{152}Eu , zweryfikowana za pomocą izomeru jądrowego indu ^{116m}In w jednym z miejsc pomiarowych. Punkty związane z rozpadem ^{152}Eu (czarne koła) i ^{116m}In (szare trójkąty) oznaczono wartościami energii promieniowania gamma w keV i intensywnością emisji fotonów o danej energii wyrażoną w procentach. Ind-116m został wytworzony poprzez aktywację neutronową naturalnego indu w pobliżu głowicy akceleratora medycznego emitującego wysokoenergetyczną wiązkę fotonową. -----	23 -
Rysunek 10: Pozycje źródła kalibracyjnego ^{152}Eu na górnej powierzchni osłony detektora HPGe w trakcie kalibracji. Każde czarne kółko reprezentuje jedną pozycję. Odległości między położeniami źródła były stałe.-----	24 -
Rysunek 11: Krzywa obrazująca zmianę wydajności z energią dla zastosowanego układu detekcyjnego firmy ORTEC z detektorem HPGe. Kwadrat współczynnika korelacji Pearsona równy 1 świadczy o idealnym dopasowaniu krzywej do punktów z symulacji. -----	24 -
Rysunek 12: Zależność pomiędzy poprawką wydajnościową W i energią promieniowania gamma dla zastosowanego układu detekcyjnego.-----	25 -
Rysunek 13: Widmo tła z oznaczonymi pikami pochodzącymi od naturalnych radioizotopów. Kolorem zielonym oznaczono radioizotopy należące do szeregu uranowo-radowego, zaś kolorem fioletowym do szeregu torowego. Kolorem czerwonym oznaczono potas-40, który został w pracy	- 78 -



wykorzystany do orientacyjnego oszacowania radioaktywności wytworzonego radioizotopu. Natężenie piku pochodzącego od indukowanego radioizotopu porównywalne z natężeniem piku od naturalnego ^{40}K świadczy o małej radioaktywności. -----	26 -
Rysunek 14: Całkowity przekrój czynny na reakcję $^{115}\text{In}(n, \gamma)^{116\text{m}}\text{In}$. -----	28 -
Rysunek 15: Przykładowe widmo energetyczne promieniowania γ zmierzone detektorem HPGe. Aktywowany detektor aktywacyjny umieszczony był na górnej powierzchni osłony kryształu germanu. Piki z rozpadu Sn^*-116 oznaczono wartościami energii (w keV) i intensywnością emisji określoną w procentach. -----	29 -
Rysunek 16: Widok detektora aktywacyjnego w postaci folii indowej (a) w kształcie koła umieszczonej w kopercie papierowej chroniącej folię przed uszkodzeniami mechanicznymi (tu koperta otwarta) i osłony kadmowej(b), we wnętrzu której umieszczano detektor aktywacyjny w metodzie różnicowania kadmem. W trakcie pomiaru osłona była zaciśnięta szczelnie osłaniając folię.-----	30 -
Rysunek 17:Radiometr RKP-1-2 wyprodukowany przez zakład Polon-Alfa. a) Prząd radiometru z wyświetlaczem i przyciskami przełączającymi zakresy pomiarowe, b) odkryty tył radiometru z widocznymi trzema licznikami Geigera-Müllera. -----	33 -
Rysunek 18:Układ detekcyjny InSpector 1000 z komorą helową. -----	34 -
Rysunek 19:Schemat pomieszczenia do radioterapii z oznaczonymi miejscami, w których umieszczone były detektory aktywacyjne w trakcie pomiaru fluencji neutronów termicznych i rezonansowych. Rysunek został zaczerpnięty z pracy autorskiej [15]. -----	36 -
Rysunek 20:Rozkład miejsc pomiarowych i ułożenie komory helowej w stosunku do głowicy akceleratora w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta. Pomiar wykonano podczas emisji terapeutycznej wiązki fotonowej 18 MV. Mniejszy czarny prostokąt oznacza położenie komory helowej, większy biały prostokąt reprezentuje pozostałą część układu detekcyjnego InSpector 1000, która rozpraszała neutrony wpływając w niewielkim stopniu na wynik pomiaru.--	38 -
Rysunek 21:Rozkład pola neutronowego w pomieszczeniach do radioterapii z akceleratorem Elekta w trakcie emisji wiązki 18 MV, a) pomieszczenie 1, b) pomieszczenie 2. Strumień neutronów Φ_i i został odniesiony do wartości zmierzonej w położeniu 16 Φ_{16} tj. najbliższej wiązki terapeutycznej (rysunek 20). -----	38 -
Rysunek 22: Widmo energetyczne neutronów spowolnionych zastosowane w symulacjach transportu neutronów przez materiały konstrukcyjne drzwi do pomieszczenia do radioterapii. -	39 -
Rysunek 23: Schemat konstrukcji drzwi w technologii delta i zoptymalizowanej konstrukcji, dla których wykonano analizę transportu neutrów przez materiały konstrukcyjne. -----	40 -
Rysunek 24: Widok miejsca pomiarowego (okienko akceleratora) i papierowej koperty z detektorem aktywacyjnym w pomiarach fluencji neutronów przeprowadzonych w trakcie emisji wybranych wiązek terapeutycznych generowanych przez akcelerator medyczny TrueBeam.----	42 -
Rysunek 25: Rozkład miejsc pomiarowych w trakcie pomiarów sprawdzających występowanie korelacji pomiędzy energią wiązki i polem neutronowym w pomieszczeniu do radioterapii z pracującym wieloenergetycznym akceleratorem TrueBeam. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [16]. -----	44 -

Rysunek 26: Widok układu pomiarowego do spektroskopii gamma w pomieszczeniu do radioterapii z akceleratorem Elekta. Pomiar z izocentrum obrotu głowicy Elekty (a), pomiar obok stołu terapeutycznego (b). -----	47 -
Rysunek 27: Widmo promieniowania gamma zmierzone w izocentrum akceleratora Elekta za pomocą półprzewodnikowego detektora HPGe. Pomiar został wykonany bezpośrednio po emisji wiązki terapeutycznej fotonowej 18 MV. Każdy zidentyfikowany pik (fotopik) został oznaczony odpowiadającą mu energią w keV i symbolem rozpoznanego radioizotopu. A – pik anihilacyjny. -- -	48 -
Rysunek 28: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora Elekta, obok stołu terapeutycznego po dwudniowej przerwie w pracy akceleratora. 2201,8 keV (pik sumacyjny) – dwa fotony o energii 1691,0 keV (Sb-124) zarejestrowane przez detektor jako jeden sygnał.-----	49 -
Rysunek 29: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora Elekta, obok stołu terapeutycznego bezpośrednio po zakończonej emisji wiązki 18 MV. *sin, *sec – odpowiednio pik pojedynczej i podwójnej ucieczki. Piki te pochodzą od fotonów o energii 2754,0 keV (Na-24), nie dających przyczynku do widma w postaci pików o tejże energii, gdyż zakres pomiarowy kończy się na 2700 keV. -----	50 -
Rysunek 30: Przedmioty poddane pomiarom za pomocą spektroskopii promieniowania gamma. Aplikator elektronowy (a), taca ze stopu Wooda(b), szuflada do mocowania osłon(c), cegła osłonowa(d). Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].-----	51 -
Rysunek 31: Widma energetyczne promieniowania gamma zarejestrowane za pomocą detektora HPGe, w bliskości aplikatora elektronowego(a), tacy ze stopu Wooda(b), szuflady(c) i cegły osłonowej(d), bezpośrednio po wyjęciu przedmiotu z pomieszczenia do radioterapii, po zakończonej emisji wiązki 18 MV. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84]. -----	52 -
Rysunek 32: Miejsca pomiarowe w sterowni akceleratora Elekta. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84]. -----	54 -
Rysunek 33: Widmo energetyczne promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w sterowni akceleratora Elekta przy drzwiach pomieszczenia do radioterapii, wykonanych w technologii delta. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].-----	55 -
Rysunek 34: Widmo energetyczne promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w sterowni akceleratora Elekta w miejscu, w którym przebywają technicy w trakcie emisji wiązki. Pomiar wykonano w trakcie emisji wiązki 18 MV skierowanej na ścianę w kierunku sterowni. Rysunek zaczerpnięty z pracy autorskiej [84].-----	57 -
Rysunek 35: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora TrueBeam, obok stołu terapeutycznego bezpośrednio po zakończonej pracy akceleratora. -----	59 -
Rysunek 36: Widmo promieniowania gamma zmierzone (HPGe) w pobliżu głowicy akceleratora TrueBeam, obok stołu terapeutycznego kilka godzin po emisji wiązki terapeutycznej. -----	59 -
Rysunek 37: Metoda wyznaczenia pola pod pikiem. Rysunki zostały zaczerpnięte z instrukcji programu Tukan8k. P_i – pole pod pikiem, x – zmienna funkcji Gaussa, x_i , x_0 – środek rozkładu Gaussa, σ_i – odchylenie standardowe rozkładu Gaussa (szerokość połówkowa rozkładu Gaussa $FWHM = 2,355 \sigma_i$), x^i – zmienna funkcji wielomianowej w i -tej potęgde, a_i – parametry wielomianu. -----	63 -
Rysunek 38: Widok ekranu do analizy pola pod pikiem, Tukan8k(a), GammaVision(b).-----	64 -

Spis Tabel

Tabela 1: Porównanie fluencji neutronów termicznych $\Phi_{n,ter}$ i rezonansowych $\Phi_{n,res}$ zmierzonych w izocentrum obrotu głowicy akceleratora metodą aktywności wzbudzonej przy zastosowaniu folii indowej. Wartości fluencji neutronów zostały odniesione do dawki terapeutycznej 1 Gy reprezentowanej przez dawkę maksymalną D_m w osi wiązki. Dane do tabeli zostały zaczerpnięte z prac [17 i 47].	- 14 -
Tabela 2: Wykaz reakcji jądrowych i energii fotonów promieniowania gamma zastosowanych do identyfikacji pól neutronowych. Zamieszczono także przekroje czynne na reakcje jądrowe wywołane przez neutrony w kryształach germanu. γ_p – fotony natychmiastowe wytwarzane w reakcjach neutronowych, γ_d – fotony z rozpadów promieniotwórczych radioizotopów wytworzonych w reakcji (n, γ) z jądrami atomów germanu. [57]	- 27 -
Tabela 3: Fluencja neutronów termicznych Φ_{ter} i rezonansowych Φ_{rez} odniesiona do jednostki monitorowej (JM). Podane wartości fluencji zostały wyznaczone z dokładnością $\pm 20\%$. Analiza błędów pomiarowych została przedyskutowana na końcu rozdziału. (Tabela zaczerpnięta z pracy autorskiej [15])	- 37 -
Tabela 4: Wyniki symulacji transportu promieniowania neutronowego przez drzwi wykonane w technologii delta. Obliczenia wykonano dla neutronów termicznych i siedmiu monoenergetycznych wiązek neutronów. W symulacjach przyjęto, że neutrony padają na drzwi prostopadle do ich powierzchni. T_n [%] – transmisja neutronów przez drzwi tj. wyrażona w procentach liczba neutronów opuszczających drzwi w stosunku do liczby neutronów dochodzących do drzwi (rysunek 23), E_n – energia neutronów w wiązce padającej, E_{no} – średnia energia neutronów w wiązce wychodzącej, E_{fo} – średnia energia fotonów w wiązce wychodzącej. * M.B. – rozkład Maxwella-Boltzmana.	- 40 -
Tabela 5: Wyniki symulacji transportu promieniowania neutronowego przez drzwi o zoptymalizowanej konstrukcji. Obliczenia wykonano analogicznie jak dla drzwi w technologii delta.	- 41 -
Tabela 6: Wyniki pomiarów fluencji neutronów termicznych Φ_{ter} i rezonansowych Φ_{rez} uzyskane w ramach niniejszej pracy, opublikowane w [15, 16], zestawione z wynikami innych autorów [17-19]. Jak wspomniano wartości fluencji neutronów wyznaczone w ramach prezentowanych badań zostały wyznaczone z dokładnością $\pm 20\%$.	- 43 -
Tabela 7: Względne strumienie neutronów (wsn) w różnych miejscach pomieszczenia do radioterapii z wieloenergetycznym akceleratorem TrueBeam. Wyniki zaczerpnięte z pracy autorskiej [16].	- 45 -
Tabela 8: Właściwości zidentyfikowanych radioizotopów dla akceleratora TrueBeam. (z pracy autorskiej [16])	- 61 -



Streszczenie

Celem niniejszej pracy było dokładne zbadanie konkurencyjnych procesów fizycznych prowadzących do wytworzenia promieniowania nie mającego zastosowania w radioterapii, będącego jej ubocznym skutkiem w kontekście poszukiwania skutecznych rozwiązań mających zastosowanie w ochronie radiologicznej. W badaniach wykorzystano metody eksperymentalne i obliczeniowe stosowane w fizyce jądrowej, takie jak spektroskopia promieniowania gamma, pomiar neutronów metodą aktywacyjną, symulacje Monte Carlo i kilka innych. Pozwoliło to na uzyskanie szeregu bardzo interesujących i istotnych wyników.

Zidentyfikowano reakcje jądrowe indukowane w komponentach i akcesoriach akceleratorów Elekta i TrueBeam, a także w innych przedmiotach znajdujących się w pobliżu wiązki terapeutycznej takich jak aplikator elektronowy, szuflada na osłony antyradiacyjne, indywidualny kolimator elektronowy ze stopu Wooda itp. Ponadto zmierzono widmo promieniowania gamma wychodzącego z drzwi pomieszczenia do radioterapii akceleratora Elekta. W sumie zidentyfikowano 14 radioizotopów powstających w reakcjach jądrowych rejestrując promieniowanie gamma emitowane podczas rozpadów promieniotwórczych i 5 reakcji jądrowych rejestrując gammy natychmiastowe. Do tej pierwszej grupy radioizotopów należą: Mn-56, Cl-36, Al-28, W-187, Na-24, Br-82, Sb-122, Sb-124, Co-60, Co-57, Ba-131, Ni-57, Cr-51 i Fe-59. Ww. reakcje jądrowe to: $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$, $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$, $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ i $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$.

Poza tym zmierzono rozkład neutronów w otoczeniu akceleratorów medycznych i określono zależność pola neutronowego od energii i rodzaju wiązki terapeutycznej stosując metodę aktywacyjną oraz komorę helową. Największą fluencję neutronów termicznych i rezonansowych, odnoszącą się do dawki z wiązki terapeutycznej, wynoszącą odpowiednio $3,1 \cdot 10^6$ i $2,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$, zarejestrowano w trakcie emisji wiązki 20 MV przez akcelerator TrueBeam. Najmniejsza fluencja neutronów termicznych ($1,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$) i rezonansowych ($2,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$) występowała dla wiązki elektronowej o energii 22 MeV. Udało się także zidentyfikować pole neutronowe w sterowni akceleratora medycznego za pomocą spektroskopii promieniowania gamma pochodzącego z reakcji jądrowych neutronów z jądrami atomów Ge w kryształach germanu detektora HPGe. Informacja o indukowanych reakcjach i radioizotopach powstających w komponentach i akcesoriach akceleratorów medycznych, a także powiązanie energii i rodzaju wiązki z wielkością wytwarzanego pola neutronowego stanowi cenną informację dla producentów terapeutycznych linaków.

Stosując metodę Monte Carlo realizowaną w oparciu o oprogramowanie GEANT4, zoptymalizowano konstrukcję drzwi do pomieszczenia do radioterapii, przy czym ustalono dwa priorytety, które nowa konstrukcja musi spełniać. Pierwszy to redukcja promieniowania gamma wychodzącego z drzwi i zmniejszenie energii tego promieniowania, a także całkowita absorpcja niskoenergetycznych neutronów w



materiałach drzwi. Głównym materiałem zastosowanym w nowym rozwiązaniu jest boraks użyty jako moderator i jednocześnie absorbent neutronów. Z jednej strony boraks jest materiałem bogatym w wodór, a więc jego zdolność wyhamowywania neutronów jest duża. Z drugiej strony obecność izotopu boru-10 powoduje silną absorpcję spowolnionych neutronów. Nowa konstrukcja spełnia postawione przed nią wymagania.

Hołdując idei ALARA zaproponowano kilka praktycznych rozwiązań udoskonalających ochronę radiologiczną personelu. Po pierwsze, w otoczeniu akceleratora typu Elekta lub TrueBeam pola neutronowe nie różnią się strumieniem lub fluencją o więcej niż jeden rząd wielkości dla pojedynczej wiązki terapeutycznej zastosowanej w badaniach. Skutkuje to wzbudzeniem aktywności we wszystkich przedmiotach znajdujących się w pomieszczeniu z akceleratorem, nawet tych nie znajdujących się bezpośrednio w obrębie wiązki pierwotnej. W konsekwencji źródłami promieniowania jonizującego stają się akcesoria akceleratora, takie jak aplikatory elektronowe, różnego rodzaju osłony itp. Dlatego istotne staje się nie przetrzymywanie ww. przedmiotów w pomieszczeniu do radioterapii. Nie należy ich także przechowywać w sterowni akceleratora. Co więcej, ważną kwestią jest wykrycie nawet słabego pola neutronowego w miejscu pracy osób z personelu mających schorzenia kardiologiczne, wymuszające posiadanie przez te osoby implantowanych urządzeń monitorujących lub wspomagających pracę serca. Badania prowadzone przez wielu naukowców w ostatnich latach pozwoliły wykryć korelację pomiędzy polem neutronowym, a obserwowaną dysfunkcją urządzeń kardiologicznych. Dlatego osoby z implantowanymi urządzeniami elektronicznymi nie powinny pracować jako personel medyczny przy akceleratorach medycznych stosowanych w teleradioterapii.



Abstract

The aim of this study was to thoroughly investigate the competing physical processes leading to the production of radiation not applicable in radiotherapy, which is its side effect in the context of searching for effective solutions applicable in radiological protection. The research used experimental and computational methods applied in nuclear physics, such as gamma-ray spectroscopy, measurement of neutrons using the activation method, Monte Carlo simulations and several others. This allowed for a number of very interesting and relevant results.

Nuclear reactions induced in components of Elekta and TrueBeam accelerators were identified, as well as in other items such as electron applicator, block holder, Wood's alloy insert, etc. In addition, the gamma-ray spectrum from the door to the radiotherapy room was measured for the Elekta accelerator. A total of 14 radioisotopes generated in nuclear reactions were identified by recording the gamma radiation emitted during radioactive decay and 5 nuclear reactions by recording prompt gamma-rays. The first group of radioisotopes includes: Mn-56, Cl-36, Al-28, W-187, Na-24, Br-82, Sb-122, Sb-124, Co-60, Co-57, Ba-131, Ni-57, Cr-51 i Fe-59. The above-mentioned nuclear reactions were: $^{59}\text{Co}(n,\gamma)^{60}\text{Co}$, $^{35}\text{Cl}(n,\gamma)^{36}\text{Cl}$, $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$, $^1\text{H}(n,\gamma)^2\text{H}$ i $^{27}\text{Al}(n,\gamma)^{28}\text{Al}$.

In addition, the distribution of neutrons in the vicinity of medical accelerators was measured and the dependence between the neutron field and the energy as well as the type of therapeutic beam was determined using the activation method and a helium chamber. The highest fluence of thermal and resonance neutrons, amounting to $3,1 \cdot 10^6$ and $2,0 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$, respectively, was registered during the emission of the 20 MV beam by the TrueBeam accelerator. The lowest fluence of thermal ($1,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$) and resonance ($2,1 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{Gy}^{-1}$) neutrons occurred for the electron beam energy of 22 MeV. There were also identified a neutron field in the medical accelerator control room using gamma-ray spectroscopy from nuclear neutron reactions with Ge nuclei in the germanium crystal of the HPGe detector. Information about induced reactions and radioisotopes generated in components and accessories of medical accelerators, as well as the connection of energy and beam type with the intensity of the generated neutron field is valuable information for producers of therapeutic linacs.

Using the Monte Carlo method implemented on the basis of the GEANT4 toolkit, the design of the door to the radiotherapy room was optimized, with two priorities that must be met by the new structure. The first was the reduction gamma-rays coming from the door, as well as the increase of absorption of low-energy neutrons in the door materials. The main material used in the new solution is borax used as a moderator and as a neutron absorbent at the same time. On the one hand, borax is a hydrogen-rich material, so its neutron-stopping capacity is high. On the



other hand, the presence of the boron-10 isotope causes a strong absorption of slowed neutrons. The new design met the requirements set for it.

Following the idea of ALARA, several practical solutions were proposed to improve the radiological protection of personnel. First, in the surroundings of an Elekta or TrueBeam accelerator, neutron fields do not differ in flux or fluence by more than one order of magnitude for a single therapeutic beam used in the research. This results in inducing activity in all objects in the room with the accelerator, even those not used. As a consequence, the sources of ionizing radiation are accelerator accessories, such as electron applicators, various types of shields, etc. Therefore, it is important not to keep the above-mentioned items in the radiotherapy room. They should also not be stored in the accelerator control room. Moreover, it is important to detect even a weak neutron field in the workplace of personnel suffering from cardiovascular diseases that require them to have implanted devices to monitor or support the heart. Research conducted by many scientists in recent years has allowed to detect a correlation between the neutron field and the observed dysfunction of cardiological devices. Therefore, people with implanted electronic devices should not work as technicians with medical accelerators used in teleradiotherapy.

