

UNIWERSYTET ŚLĄSKI W KATOWICACH

Wydział Nauk Ścisłych i Technicznych

Instytut Fizyki im. Augusta Chełkowskiego

Bartłomiej Antoni Gawęczuk

Nr albumu: 8777

Badanie promieniotwórczości wtórnej w otoczeniu akceleratorów medycznych

PRACA DYPLOMOWA
ROZPRAWA DOKTORSKA

Promotor:

dr hab. Adam Konefał, prof. UŚ

Chorzów 2025

Serdecznie pragnę podziękować promotorowi, Panu Profesorowi Adamowi Konefałowi, za dużą dawkę cierpliwości, zawsze przyjazną atmosferę i za nieocenione wsparcie merytoryczne przy tworzeniu niniejszej pracy doktorskiej. Przez lata spędzone na jej tworzeniu niejednokrotnie przekonałem się, że odpowiedni Promotor to co najmniej połowa sukcesu.

Wyrazy podziękowania pragnę również złożyć całemu zespołowi Zakładu Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET w NIO-PIB w Gliwicach (na czele z Agnieszką Chmurą, Andrzejem Czudkiem, Arturem Tomasikiem, Karoliną Miszczyszyn i kierownikiem, prof. Gabriellą Krämer-Marek) oraz pracownikom Zakładu Fizyki Medycznej, we współpracy z którymi udało się przeprowadzić szereg eksperymentów do niniejszej pracy.

Na końcu chciałbym także podziękować rodzinie i przyjaciołom za ich wyrozumiałość i wsparcie w wymagającym i absorbującym procesie tworzenia niniejszej pracy.

Streszczenie

Akceleratory cząstek w medycynie używane są od prawie 100 lat. W czasach gdy były one wprowadzane, ludzkość nie miała jeszcze dokładnej wiedzy o "skutkach ubocznych" używania wysokoenergetycznych wiązek cząstek naładowanych. Wraz z biegiem dekad, coraz większa świadomość mnogości reakcji jądrowych skłoniła środowisko naukowe do badania wtórnych zjawisk występujących podczas wykorzystywania promieniowania jonizującego, lecz temat wciąż pozostawia pytania. Producenci aparatury medycznej nieustannie rozwijają swoje technologie, a środowisko naukowe i medyczne wymyśla nowe metody i zastosowania dla istniejących akceleratorów, co powoduje, że temat promieniowania wtórnego w otoczeniu akceleratorów medycznych ciężko uznać za wyczerpany. **CEL PRACY:** Intencją niniejszej pracy było określenie jakościowe i ilościowe promieniowania obecnego podczas pracy akceleratorów wykorzystywanych w medycynie, które to jednak nie jest domyślnym, pierwotnym promieniowaniem wytwarzanym przez dany akcelerator - promieniowanie wrótne. Szczególny nacisk badań został położony na promieniowanie neutronowe, ze względu na trudności w jego detekcji i prawidłowej ocenie, które to wynikają ze sposobu oddziaływania neutronów, jako cząstek nienaładowanych, z materią. Powstanie pracy dodatkowo motywowało poszukiwanie zastosowań dla obecnego promieniowania wtórnego, jak i potrzeba minimalizacji szkodliwych wpływów promieniowania jonizującego ze względów ochrony radiologicznej. **METODYKA:** W wykonanych eksperymentach korzystano z takich metod jak aktywacja neutronowa, spektroskopia gamma oraz symulacje komputerowe w oparciu o metody Monte Carlo. Każdorazowo opracowywany był stosowny do eksperymentu układ pomiarowy, opierający się na przygotowaniu odpowiednich detektorów. Część prac była prowadzona przy współpracy z Narodowym Instytutem Onkologii - Państwowym Instytutem Badawczym im. Marii Skłodowskiej-Curie w Gliwicach. **WYNIKI:** Otrzymano zróżnicowany energetycznie przestrzenny rozkład promieniowania neutronowego podczas pracy cyklotronu dla celów radiofarmacji, Ponadto opracowano innowacyjną metodę detekcji słabego promieniowania neutronowego, jak również wykazano możliwość powstawania radioizotopów potencjalnie użytecznych w medycynie nuklearnej (^{117m}Sn , ^{186}Re , ^{188}Re) podczas napromieniania terapeutyczną wiązką fotonową. Przeprowadzono również

sprawdzenie przepuszczalności promieniowania neutronowego przez drzwi osłonne bunkra cyklotronu oraz dokonano pomiarów spektrum promieniowania gamma w różnych punktach pomiarowych w otoczeniu cyklotronu. Wyniki poddano stosownej analizie statystycznej i poddano dyskusji z innymi doniesieniami naukowymi o podobnej tematyce.

Abstract

Particle accelerators are used in medicine for nearly 100 years. Humanity did not have accurate knowledge about possible "side effects" of using high-energy charged particle beams back when the accelerators were introduced. With time, the increasing awareness of plurality of nuclear reactions forced the scientific community to research on the secondary reactions spotted while using ionizing radiation, yet topic still has many questions that need to be answered. Medical Aperture Companies constantly improve their technologies, when scientific and medical communities develop new methods and applications for already existing accelerators. These factors imply that the topic of secondary radiation near medical accelerators is still far from being completely examined. **AIM OF WORK:** The intention of this work was to determine the quality and quantity of secondary radiation observed in proximity of accelerators used for medical purposes - radiation which was not intended to be produced by the given accelerator primarily, by default. Focus of the study was put on the neutron radiation, due to the challenges in its detection and proper evaluation, which occurs when non-charged particles interact with matter. The creation of this work was also motivated by the will to find new applications for secondary radiation and the need to minimize the harmful effect of ionizing radiation, due to Radiological Protection policies. **METHODOLOGY:** The experiments taken used methods such as neutron activation analysis, gamma spectroscopy and computer simulations (based on Monte Carlo experiments). For every experiment taken, the suitable experimental set was created, consisting of appropriate radiation detectors. Several studies were taken in cooperation with Maria Skłodowska-Curie National Research Institute of Oncology, Gliwice, Poland. **RESULTS:** The spatial distribution of neutron radiation during the radio-pharmaceutical cyclotron irradiation, with distinction depending on particle energy, was obtained. Furthermore, an innovative method of detection of slow-neutron particles was invented, moreover, the possible production of radioisotopes potentially useful in nuclear medicine (^{117m}Sn , ^{186}Re , ^{188}Re) during therapeutic photon beam irradiation was introduced. The transmission of neutron radiation through the shielding doors of the cyclotron bunker was also checked and the gamma radiation spectrum was measured at various measuring points in the cyclotron's vicinity. The results were subjected to statistical evaluation

and confronted with other scientific reports on the subject.

SPIS TREŚCI

Streszczenie	3
Abstract	5
Spis treści	7
Wykaz skrótów	10
Przedmowa	11
Cel pracy	14
1 Część teoretyczna	16
1.1 Akceleratorzy cząstek w medycynie	16
1.2 Promieniowanie jonizujące	25
1.2.1 Promieniowanie wtórne	29
1.3 Neutrony	30
1.4 Neutronowa analiza aktywacyjna	32
1.5 Fluencja cząstek	33
1.6 Spektroskopia gamma	36
1.7 Symulacje komputerowe i metody Monte Carlo	39
1.8 Właściwości wybranych materiałów detektorowych	42
2 Część eksperymentalna	48
2.1 Badanie promieniowania neutronowego za napromienianą tarczą . . .	48
2.1.1 Materiały	48
2.1.2 Metodyka	50
2.2 Badanie promieniowania neutronowego przy drzwiach bunkra	58
2.2.1 Materiały	58
2.2.2 Metodyka	58
2.3 Badanie możliwości produkcji radioizotopów z wykorzystaniem akceleratora liniowego	60
2.3.1 Materiały	60
2.3.2 Metodyka	61

2.4	Badanie słabych pól neutronowych z wykorzystaniem spektroskopu gamma	63
2.4.1	Materiały	63
2.4.2	Metodyka	64
2.5	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego w pomieszczeniu cyklotronu	66
2.5.1	Materiały	66
2.5.2	Metodyka	67
2.6	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy drzwiach bunkra	70
2.6.1	Materiały	70
2.6.2	Metodyka	70
2.7	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy stanowisku serwisowym	72
2.7.1	Materiały	72
2.7.2	Metodyka	72
3	Ocena wyników i dyskusja	77
3.1	Badanie promieniowania neutronowego w otoczeniu cyklotronu wykorzystywanego do produkcji radioizotopów	77
3.2	Badanie promieniowania neutronowego przy drzwiach bunkra	78
3.3	Badanie możliwości produkcji radioizotopów z wykorzystaniem akceleratora liniowego	79
3.4	Badanie słabych pól neutronowych z wykorzystaniem spektroskopu gamma	80
3.5	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego w pomieszczeniu cyklotron	81
3.6	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy drzwiach bunkra	83
3.7	Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy stanowisku serwisowym	84
4	Podsumowanie i wnioski końcowe	86

Bibliografia	89
Spis rysunków	94
Spis tabel	98
Załączniki	99
Widma detektorów aktywacyjnych	99
Widma detektorów aktywacyjnych - złoto	99
Widma detektorów aktywacyjnych - aluminium	108
Widma detektorów aktywacyjnych - cynk	112
Widma detektorów aktywacyjnych - badanie promieniowania neu- tronowego po obu stronach drzwi	117
Zestawienie parametrów detektorów aktywacyjnych	120

Wykaz skrótów

AAMP	Alpe Adria Medical Physics
BGO	Germanian bizmutu
COVID-19	Coronavirus disease 2019, koronawirus
EFOMP	European Federation of Organisations for Medical Physics
ENDF	Evaluated Nuclear Data File
eV, keV, MeV	Elektronowolt, kiloelektronowolt, megaelektronowolt
EXFOR	Experimental Nuclear Reaction Data
FDG	Fluorodeoksyglukoza
HPGe	High purity germanium detector. spektroskop germanowy wysokiej czystości (spektroskop gamma)
IAEA	International Atomic Energy Agency, Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej
IBA	Ion Beam Applications (firma z siedzibą w Louvain-la- Neuve, Belgia)
ICTP	Abdus Salam International Centre for Theoretical Physics
JEFF	The Joint Evaluated Fission and Fusion organization
MLC	Multi Leaf Collimator, kolimator wielolistkowy
NAA	Neutron activation analysis, neutronowa analiza aktywa- cyjna
NaI	Jodek sodu
NIO-PIB	Narodowy Instytut Onkologii - Państwowy Instytut Badawczy (tutaj: oddział w Gliwicach)
NIST	National Institute of Standards and Technology
LINAC	Linear accelerator, akcelerator liniowy
PET	Positron emission tomography, pozytonowa tomografia emisyjna

PMMA	Poli(metakrylan metylu), szkło akrylowe
ROI	Region of interest, obszar/region zainteresowania
SPECT	Single-photon emission computed tomography, tomografia emisyjna pojedynczych fotonów
ŚMCEBI	Śląskie Międzyuczelniane Centrum Edukacji i Badań Inter- dyscyplinarnych (w Chorzowie)
UŚ	Uniwersytet Śląski (w Katowicach)
UV-C	Promieniowanie ultrafioletowe typu C
ZRO	Zakład Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET (w NIO-PIB Gliwice)
μ Ah	Mikroamperogodzina

Przedmowa

W dzisiejszych czasach trudno wyobrazić sobie skuteczną, zaawansowaną i bezpieczną medycynę bez nowoczesnych technologii. XX wiek to czas ogromnego przełomu technologicznego, który dotknął również branżę medyczną. Do diagnostyki zaczęto wprowadzać takie urządzenia jak aparat rentgenowski, później tomografia komputerowa czy kamera gamma. Wszystkie te urządzenia w swym działaniu opierają się na promieniowaniu i jego detekcji. Do terapii natomiast, zwłaszcza zmian nowotworowych, zaczęto stosować promieniowanie w celu zniszczenia zmutowanych komórek, oszczędzając przy okazji, na tyle na ile to możliwe, zdrowe tkanki pacjentów. Zauważono również, że za pomocą akceleratorów cząstek, przyspieszających np. protony, poprzez napromienianie można uzyskiwać promieniotwórcze izotopy. Otworzyło się więc wiele możliwości dla rodzącej się radioterapii i medycyny nuklearnej, a co najważniejsze, wielu chorym dano szansę na dodatkowe lata szczęśliwego życia. Jednak mało kto zastanawiał się nad drugorzędnymi skutkami nadawania cząstkom w akceleratorach jakże wysokich energii. Poprzez rozwój nauki i, niestety, straszne wydarzenia historyczne, ludzkość uświadomiła sobie, że promieniowanie potrafi być dosłownie zabójcze. Z czasem coraz większą wagę zaczęto przykładąć do ochrony radiologicznej, również wobec procedur stosowanych w medycynie. Nie trudno więc domyślić się, że zaczęto badać również otoczenie w bliskiej odległości od akceleratorów.

Przedmiotem dyskusji nie jest dziś pytanie "czy jest obecne promieniowanie wtórne" - bo wtórne reakcje jądrowe zostały przez wielu naukowców potwierdzone - tylko "jak bardzo" jest ono szkodliwe, a co za tym idzie, "jaki jest jego rodzaj" i "w jakiej skali" jest ono obecne. To z kolei może rodzić bardziej abstrakcyjne pytania pokroju "co można zrobić, by promieniowanie wtórne ograniczyć" czy też "czy można mieć pożytek z promieniowania wtórnego i wykorzystać je do innych celów".

Głównym obszarem zainteresowań naukowców z tego obszaru są akceleratory liniowe, służące przede wszystkim do terapii onkologicznej pacjentów. To zrozumiałe, że względu na ich rozpowszechnienie i potrzebę jak najlepszej ochrony radiologicznej dla pacjentów, których ogólny stan zdrowia i tak już daleki jest od optymalnego.

W niniejszej pracy chcę jednak rozpatrzyć problem w nieco szerszym ujęciu, skupiając się nie tylko na akceleratorach terapeutycznych. Szczególnie pragnę przedstawić zagadnienia związane z akceleratorem wykorzystywanym na potrzeby radiofarmacji - cyklotronem - w trakcie rutynowej produkcji, z racji że ten typ akceleratorów stwarza wiele możliwości eksperymentalnych, a jednocześnie w mojej opinii pozostaje wciąż niedostatecznie zbadany.

Eksperymenty z użyciem akceleratorów prowadzone były przy współpracy z Narodowym Instytutem Onkologii - Państwowym Instytutem Badawczym im. Marii Skłodowskiej-Curie w Gliwicach, w szczególności z Zakładem Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET, Zakładem Radioterapii i Zakładem Fizyki Medycznej.

W trakcie trwania doktoratu realizowane były założone badania naukowe, które poskutkowały opublikowaniem następujących artykułów z moim udziałem:

- B. Gawęlczyk, A. Konefał, *Determination of slow neutron fluence rate using the gamma-ray spectroscopy* Acta Physica Polonica A, Vol. 139, No. 3, DOI:10.12693/AphysPolA.139.280, 2021
- N. Młyńczyk, A. Konefał, A. Orlef, M. Sokół, J. Rostocka, W. Lniak, B. Gawęlczyk *Innovatory production of radioisotopes ^{117m}Sn , ^{186}Re and ^{188}Re for laboratory tests and the future application in nuclear medicine* Acta Physica Polonica B, Vol. 51, No. 3, 867-872 (2020), DOI:10.5506/APhysPolB.51.86, 2020

Ponadto jako doktorant prezentowałem poster na międzynarodowej konferencji:

- *XVII Kopernikańskie Seminarium Doktoranckie* Wydział Chemii Uniwersytet Mikołaja Kopernika, Toruń, 6-7.06.2024

który został ogłoszony najlepszym wśród posterów z dziedziny nauk fizycznych niniejszej konferencji.

Miałem również okazję zapoznać się z aktualnym stanem wiedzy z zagadnień akceleratorów medycznych i aktualnie prowadzonych z ich udziałem badań naukowych, uczestnicząc w konferencji i szkoleniu:

- *12th AAMP Meeting & EFOMP School* ICTP, Triest, Włochy, 21-24.05.2025

Dorobek ten pozwolił mi zebrać dostępną wiedzę w omawianym obszarze, poszerzyć ją o własne doświadczenia i przedstawić ją w formie niniejszej pracy doktorskiej.

Cel pracy

Przedstawiona tutaj praca doktorska ma spełnić postawione na początku jej tworzenia kluczowe cele:

- oszacować obecność, pod względem ilościowym i jakościowym, promieniowania wtórnego w otoczeniu akceleratorów medycznych,
- ocenić zagrożenie dla człowieka przebywającego w różnej odległości od użytkowanego akceleratora,
- podjąć próbę znalezienia nowych zastosowań dla promieniowania wtórnego.

Aby to osiągnąć, koniecznym okazało się opracowanie drugorzędnych celów, które przedstawić można jako:

- opracować układ pomiarowy do ilościowej oceny promieniowania neutronowego w różnych zakresach energetycznych (neutrony termiczne, rezonansowe i prędkie), zdolny do samodzielnego działania w warunkach, w których obecność człowieka jest wykluczona (zagrożenie zdrowia i życia),
- stworzyć innowacyjny układ pomiarowy dla słabych pól neutronowych,
- przygotować układ pomiarowy dla reakcji fotojądrowych.

Tezy badawcze, stawiane przez doktoranta w toku prowadzonych badań, można zdefiniować i usystematyzować następująco:

- obecne podczas napromieniania akceleratorem liniowym promieniowanie elektromagnetyczne zdolne jest do reakcji fotojądrowych, a co za tym idzie, do uzyskiwania promieniotwórczych izotopów,
- w trakcie rutynowej produkcji z użyciem cyklotronu uwalniane są zarówno neutrony termiczne, rezonansowe, jak i prędkie, z przewagą rezonansowych.

-
- konstrukcja takich detektorów jak spektroskop gamma pozwala na detekcję pól neutronowych w wyniku absorpcji neutronów przez sam kryształ germanu, będący właściwą objętością czynną detektora.

1 Część teoretyczna

1.1 Akceleratory cząstek w medycynie

Akceleratory cząstek to urządzenia zdolne do akceleracji naładowanych elementów materii - np. elektronów, protonów, jonów. Technologie do tego wykorzystywane różnią się w zależności od rodzaju akceleratora, jednak zawsze polegają one na zjawiskach magnetycznych, które można zaobserwować w obecności potencjału elektrycznego. [1] [2]

Wśród nowoczesnych maszyn wykorzystywanych w medycynie wyróżnić możemy dwie kategorie:

- akceleratory do celów teleradioterapii,
- akceleratory do celów medycyny nuklearnej i radiofarmacji.

Zamysł całej teleradioterapii, czyli leczenia za pomocą promieniowania jonizującego, którego źródło znajduje się poza pacjentem, opiera się na napromienianiu chorych komórek i tkanek wiązką akceleratora, przy jednoczesnym oszczędzeniu tkanek zdrowych. W dzisiejszych czasach, żeby to osiągnąć, na pacjencie wykonuje się odpowiednie badania obrazowe (np. rezonans magnetyczny, tomografię komputerową, tomografię PET), a następnie przygotowywany jest szczegółowy, zindywidualizowany plan napromieniania dla pacjenta. [1] [2] [3] [4]

Samo promieniowanie w akceleratorze liniowym (jak np. w aparacie widocznym na rysunku 1) rozpoczyna swój "życie" jako elektrony, powstające w wyniku przyłożonej różnicy napięć do dwóch elektrod i termoemisji elektronów z - wykonanej najczęściej z wolframu - katody, bardzo podobnie jak w aparacie rentgenowskim. Zważając na fakt, że posiadające ujemny ładunek elektryczny elektrony będą przyciągane do anody o dodatnim ładunku elektrycznym (gdzie różnica potencjałów może sięgać dziesiątek tysięcy woltów), część ("paczka") elektronów zostanie "porwana" z katody i rozpocznie swą podróż w akceleratorze. [1] [2] [5]

Poprzez użycie wielu szeregowo ułożonych, cylindrycznych tzw. elektrod dryftowych, i przy odpowiednio szybkiej zmianie polaryzacji tych elektrod, można uzyskać konsekwentne, stopniowe przyspieszanie elektronów, zgodnie z zasadą przyciągania ładunków różnoimiennych i odpychania ładunków o tym samym znaku.



Rys. 1: Przykład akceleratora liniowego firmy Varian, TrueBeam, wykorzystywanego do leczenia pacjentów

Siłę jaka działa na elektrony opisuje prawo Coulomba:

$$F = \frac{|q_1 q_2|}{4\pi r^2 \epsilon_0 \epsilon_r} \quad (1)$$

gdzie:

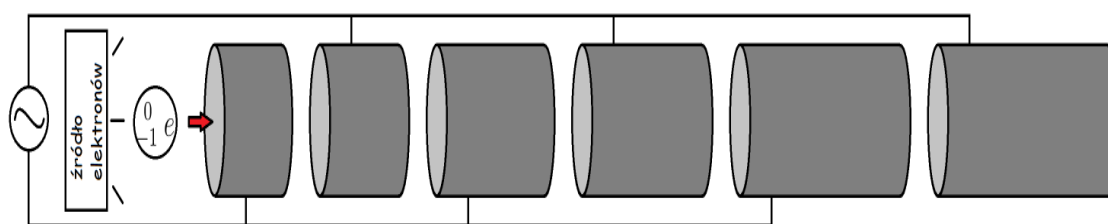
- q_1 - wyrażony w coulombach ładunek jednego obiektu naładowanego,
- q_2 - wyrażony w coulombach ładunek drugiego obiektu naładowanego,
- r - odległość między ciałami naładowanymi
- ϵ_0 - przenikalność elektryczna próżni,
- ϵ_r - względna przenikalność elektryczna ośrodka,

Co dla próżni uprościć można do wzoru:

$$F = \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \cdot k = \frac{|q_1 q_2|}{r^2} \cdot 8,9875 \cdot 10^9 \text{ N} \cdot \text{m}^2 \cdot \text{C}^{-2} \quad (2)$$

gdzie k jest stałą (dla próżni) oddziaływań ze sobą ładunków elektrycznych. [1] [2] [5]

Elektrony każdorazowo przemieszczają się w kierunku dodatniego potencjału elektrycznego, będąc jednocześnie odpychane przez potencjał ujemny. W momencie gdy cząstki przechodzą z przestrzeni jednej cylindrycznej elektrody w drugą, następuje szybka zmiana polaryzacji elektrod, przez co poruszającym się już z relatywistyczną prędkością elektronom jest nadawana dodatkowa energia. Zabieg zmian polaryzacji powoduje jednocześnie synchronizację i zrównanie energii elektronów w paczce - cząstki, które dystans między elektrodami pokonają szybciej niż zakładany, znajdują się zbyt blisko kolejnej elektrody spolaryzowanej ujemnie, a więc napotkają na siłę elektrostatyczną i zostaną spowolnione. Podobnie, na cząstki o niższej energii niż powinna mieć na danym etapie paczka elektronów (cząstki poruszające się wolniej) zadziała większa siła przyspieszająca, spowodowana przez mniejszą odległość od elektrody o jednoimiennym ładunku, a więc mocniejsze "odepchnięcie". Cykl przemieszczania się między elektrodami zmieniającymi ładunek powtarza się wielokrotnie, aż nie zostanie nadana elektronom odpowiednia energia (rzędu MeV), co obrazuje rys. 2. Cały ten mechanizm odbywa się w warunkach wysokiej próżni, aby na tym etapie zniwelować interakcje przyspieszanych elektronów z materią. [1] [2] [3] [5]



Rys. 2: Schemat działania układu przyspieszającego. Elektron "podróżuje" od elektrody do elektrody, co jest zsynchronizowane ze zmianami napięcia.

Przyspieszone paczki elektronów opuszczają następnie akcelerator poprzez głowicę. Możliwa jest, przez zastosowanie tzw. tarczy konwersji, zmiana promieniowania elektronowego w rentgenowskie (elektromagnetyczne) - wiązka, przed opuszczeniem akceleratora, uderza w kolejną elektrodę - metalowy (najczęściej

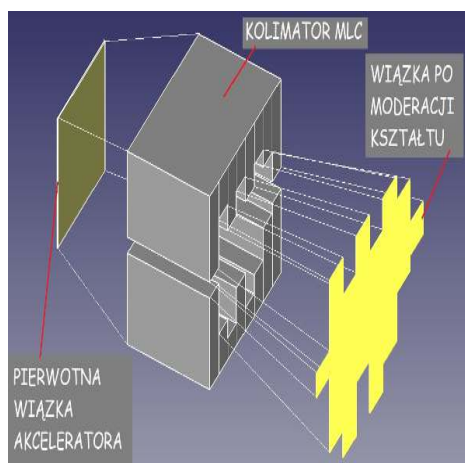
wolframowy) stożek. W wyniku takich zjawisk jak promieniowanie hamowania (z niemieckiego *Bremstrahlung*) i promieniowanie charakterystyczne, z tarczy konwersji emitowane są kwanty promieniowania X . Jest to o tyle korzystne, że w porównaniu z elektronami, fotony mają znacznie głębszą zdolność penetracji materii (przy zakładanej tej samej energii). Oznacza to, że możliwe jest napromienianie zmian chorobowych znajdujących się głębiej w pacjencie. Promieniowanie hamowania jest tu bardziej pożądane niż charakterystyczne, ze względu na różnice w energii fotonów na korzyść promieniowania hamowania. [1] [2] [3] [5]

W dzisiejszych czasach standardem jest głowica zdolna do ruchu obrotowego w trakcie prowadzonej terapii. Również normą jest współcześnie stosowanie ruchomych kolimatorów wielolistkowych (MLC), które, poprzez zadanie odpowiednich parametrów na etapie planowania leczenia, mogą dostosować przekrój wiązki na płaszczyźnie tak, aby pokrywał się on z przekrojem napromienianej zmiany nowotworowej w pacjencie. Odbywa się to przez częściowe lub całkowite zamykanie dwóch rzędów metalowych listków, tak aby tworzony między nimi kształt odpowiadał obrysowi zmiany chorobowej. Zasadę działania takiego kolimatora obrazuje rys. 3. [1][2][4]

Poza opisanymi elementami, często stosowany jest również filtr wypłaszczający. Jego zadanie to taka modyfikacja profilu wiązki, aby była ona jak najbardziej równomierna w całym obszarze jaki pokrywa. Przykład filtra pokazuje rys. 4. [6]

Akceleratory liniowe służą w znacznej większości napromienianiu pacjentów chorych onkologicznie, ale bywają też wykorzystywane:

- do napromieniania zmian łagodnych, np. oponiaków, [7]
- w leczeniu bólu przy nienowotworowych chorobach mózgowia, np. neuralgii trójdzielnej, malformacji tętniczo-żylnych, [8] [9]
- do napromieniania krwi celem dezaktywacji białych krwinek przy planowanej transfuzji krwi - ma to zapobiegać poprzetoczeniowej chorobie przeszczepu przeciwko gospodarzowi (TA-GVHD), [10]
- do zapobiegania powstawania bliznowców po operacjach chirurgicznych, [11]
- do leczenia chorób płuc, w tym COVID-19. [12]



Rys. 3: Zasada działania kolimatora MLC. Pozwala on na wierne odwzorowanie zaplanowanego kształtu wiązki poprzez zasłonięcie jej części.



Rys. 4: Filtry wypłaszczające, umieszczone zwyczajowo na obrotowej karuzeli [6]

Zupełnie innym rodzajem akceleratorów jest cyklotron, choć sama zasada działania jest bardzo podobna. Tutaj cząstką przyspieszaną są najczęściej protony (jako jony wodoru), choć bywają przyspieszane również cięższe cząstki, jak jądra deuteru, helu, węgla i innych pierwiastków. Tor lotu cząstek nie jest liniowy, jak w wyżej opisanych akceleratorach, a kołowy, czy bardziej dokładnie, spiralny. Można to łatwo zauważyć już po samym kształcie przyspieszacza, którego przykład obrazuje rys. 5. Wewnątrz takiego akceleratora również panuje wysoka próżnia (rzędu wielkości 10^{-10} bara), podobnie znajdują się tu elektrody (których polaryzacja zmienia się z częstotliwością radiową, rzędu dziesiątek megaherców), między którymi przedostają się cząstki. Jednak konstrukcja na planie koła skutkuje specyficznym kształtem elektrod, tutaj zwanych duantami, które to zaczynają się praktycznie przy środku akceleratora i rozszerzają się zbliżając do osiowego krańca. Uproszczony wizerunek działania cyklotronu ukazuje rys. 6. [5] [13] [14]

Opisując działanie na przykładzie jonów wodoru o ujemnym ładunku elektrycznym, początek wiązki znajduje się w samym środku cyklotronu. Źródło jonów dostarcza wysokiej czystości wodór, w postaci gazowej, w kierunku centrum akceleratora. Tam, pod wpływem działania łuku elektrycznego o napięciu kilkuset



Rys. 5: Przykład cyklotronu firmy IBA Radiopharma, Cyclone 18/9, wykorzystywanego do produkcji np. izotopu ^{18}F

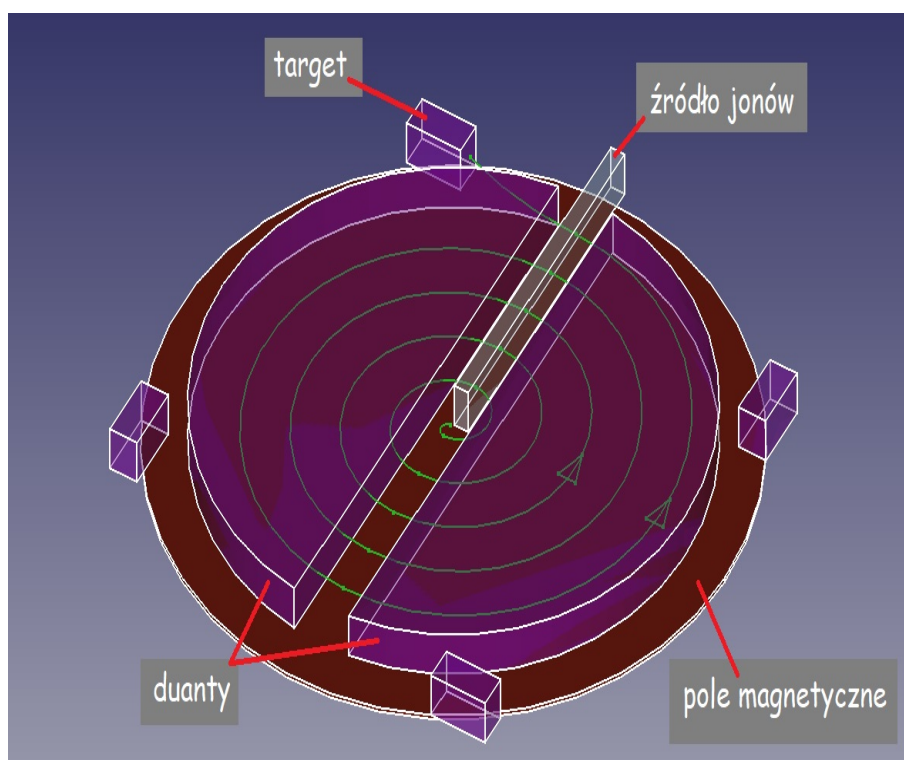
woltów, gazowy wodór przybiera postać jonów H^- (protonów z dwoma elektronami). Skoro wodór nie jest już obojętny elektrycznie, poprzez bliskość elektrod zostaje on "zaciągnięty" ze środka akceleratora w kierunku pozytywnie naładowanej duanty. Podobnie jak w przypadku akceleratora liniowego, w momencie gdy jon zbliży się do elektrody, nastąpi zsynchronizowana zmiana polaryzacji duantów, co będzie powodowało przyspieszenie. Jednak, aby zamienić ruch prostoliniowy cząstek w ruch po okręgu, stosowane są jednostajnie pracujące cewki, przez które przepływa prąd o natężeniu ponad stu amperów. Zgodnie z równaniem siły Lorentza:

$$F = q(v \times B) \quad (3)$$

gdzie:

- q - wyrażony w coulombach ładunek poruszającego się obiektu naładowanego,
- v - prędkość poruszającej się cząstki (jako wektor),
- B - wielkość indukcji magnetycznej (jako wektor).

na cząstki poruszające się w jednorodnym polu magnetycznym, o niezmiennym ładunku i prędkości, działa stała siła, która zakrzywia tor lotu cząstek w tor kołowy.



Rys. 6: Poglądowy schemat działania cyklotronu. Wiązka jonów zaczyna swój tor lotu w środku cyklotronu, dostarczona przez źródło jonów, a następnie przez przyspieszanie i zakrzywianie toru lotu, trafia ostatecznie na napromieniany target.

Ale, ponieważ z każdym przejściem jonów między duantami następuje ich przyspieszenie, wydłuża się również "orbita" po której poruszają się jony wodoru. W konsekwencji, po kilkuset przejściach pomiędzy elektrodami cząstki mają odpowiednio wysoką energię aby wyprowadzić je na założony cel - napromienianą tarczę. Jony wodoru, o dwóch elektronach na powłokach elektronowych, osiągają orbitę, w której następuje "kolizja" ze specjalnie przygotowaną, cienką folią węglową tzw. stripper. Jądro wodoru, ze względu na swą masę, bez większego trudu prze-dostaje się przez barierę z węgla, jednak elektrony zostają przechwycone przez folie. Uzyskane w ten sposób odosobnione jądro H^+ zaczyna odchyłać się w przeciwnym kierunku niż ruch po okręgu wewnątrz cyklotronu - jego tor lotu skierowany jest teraz do krawędzi okręgu. Precyzyjnie umiejscowiona tarcza znajduje się dokładnie na trasie wiązki protonów, co powoduje wywołanie w niej reakcji jądrowych. [5] [13] [14] [15]

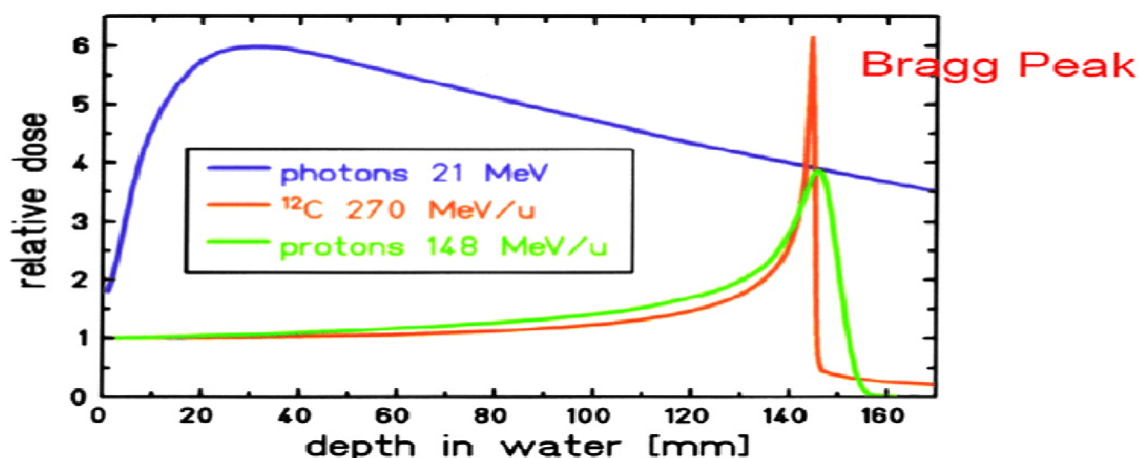
Tarcza, zwana też z agnielskiego targetem, w której następuje reakcja jądrowa, może mieć różny kształt i formę. Znane są targety cieczowe, jak również

stałe i gazowe. W żargonie target może oznaczać zarówno sam materiał/izotop który ma podlegać planowanym reakcjom jądrowym, jak również może oznaczać metalowy korpus wraz przestrzenią, do której ładuje się rzeczony napromieniany materiał. Ponadto, rozwiązania technologiczne mogą różnić się od siebie u różnych producentów, przez co przedstawiony opis należy traktować poglądowo. [5] [13] [14] [15] [16]

Popularnymi izotopami do celów medycznych, wytwarzanymi na cyklotronach są:

- ^{18}F - najbardziej rozpowszechniony β^+ promieniotwórczy izotop stosowany do pozytonowej tomografii emisyjnej (PET), o czasie półrozpadu równym ≈ 110 minut, używany m.in. w radiofarmaceutyku $\text{FDG}[^{18}\text{F}]$ jako marker metabolizmu pacjenta, [17]
- ^{11}C - β^+ promieniotwórczy izotop o okresie półtrwania ≈ 20 minut, stosowany w badaniach neuroreceptorowych, [17]
- ^{13}N - β^+ promieniotwórczy izotop o okresie półtrwania ≈ 10 minut, stosowany w badaniach perfuzji mięśnia sercowego, [17]
- ^{15}O - β^+ promieniotwórczy izotop o okresie półtrwania ≈ 2 minut, stosowany w obrazowaniu przepływu krwi w mózgowiu, [17]
- ^{123}I - γ promieniotwórczy izotop o okresie półtrwania ≈ 13 godzin, stosowany w badaniach SPECT do obrazowania tarczycy oraz obrazowania neuroreceptorowego. [17]

Cyklotrony również bywają stosowane do napromieniania pacjentów. Zaletą stosowania protonów i jąder cięższych pierwiastków jest nieliniowy transfer energii. Obserwowalny na wykresie charakterystyczny dla jonów pik Bragga jest miejscem, gdzie następuje zdeponowanie największej ilości energii i zatrzymanie cząstki, w drodze jednak cząsteczka powoduje małą ilość jonizacji (rys. 7). Dzięki temu można dostarczyć precyzyjnie dużą ilość energii w bardzo małej przestrzeni. Korzysta się z tego np. przy terapii dziecięcej lub przy napromienianiu zmian chorobowych zlokalizowanych w oku. [18]



Rys. 7: Porównanie zasięgu i zdeponowanej dawki przez poszczególne cząstki. Wysoka dawka zdeponowana tuż przy maksymalnym zasięgu przez cząstki naładowane jest wykorzystywana w precyzyjnej teleradioterapii. [19]

Każdy jednak element dowolnego akceleratora i przedmiotów wokół niego, w zależności od materiału z którego są wykonane i rodzaju promieniowania, które jest na nie skierowane, może ulegać różnorodnym reakcjom, zarówno jądrowym jak i reakcjom z elektronami ośrodka. Dlatego niezmiernie ważny jest odpowiedni projekt urządzenia jak i jego otoczenia. Przykładem dobrych praktyk jest np. stosowanie specjalnych farb, niezawierających metali ciężkich, do malowania pomieszczenia akceleratora. [20]

Akceleratory - jak każde inne urządzenie - dla zapewnienia optymalnego działania wymagają okresowych i doraźnych akcji serwisowych oraz przeglądów. W wielu przypadkach, zwłaszcza gdy mamy do czynienia z wysokoenergetycznym promieniowaniem cząsteczkowym, z praktycznych względów organizuje się strefy serwisowe, czyli dedykowane miejsca, w których dokonuje się wymiany zużytych podzespołów i elementów akceleratora. Jako że przedmioty te mogą wykazywać dużą moc dawki, strefy takie organizowane są z zachowaniem możliwie jak największego bezpieczeństwa radiologicznego, poprzez zastosowanie osłon czy podział czasu dedykowanego pracy z aktywowanymi elementami na większą ilość pracowników, aby żaden z nich nie otrzymał dawki bliskiej limitom określonym dla pracy w narażeniu na promieniowanie jonizujące. [21]

1.2 Promieniowanie jonizujące

Promieniowanie jonizujące to promieniowanie zdolne do jonizacji materii. Promieniowanie to, przechodząc przez dany ośrodek wywołuje w nim zjawiska tworzenia się jonów - atomy mają w konsekwencji inną ilość elektronów na powłokach elektronowych, niż wynikałoby to z obecnych w jądrze atomowym protonów. Wyróżnić można dwie kategorie promieniowania jonizującego, w zależności od mechanizmu jonizacji: pośrednio i bezpośrednio. [5] [22]

Promieniowanie jonizujące bezpośrednio to takie, którego cząstki są obdarzone ładunkiem elektrycznym. Wskutek tego, sama ich obecność w otoczeniu materii powoduje zachwianie balansu ładunku elektrycznego atomów. Cząstki naładowane obecne w tym rodzaju promieniowania mogą oddziaływać z ujemnie naładowanymi elektronami, lub z dodatnio naładowanym jądrem atomowym. [5] [22] [23] Do promieniowania jonizującego bezpośrednio zaliczamy:

- promieniowanie $\beta-$, gdzie cząsteczką jonizującą jest elektron e^- ,
- promieniowanie $\beta+$, gdzie cząsteczką jonizującą jest pozyton e^+ . Cząstka ta, jako cząsteczkowe przeciwieństwo (antymateria) elektronu e^- w naturalnych warunkach niemal natychmiast ulega zjawisku anihilacji, w wyniku czego oba leptyony konwertowane są na kwanty energii - fotony gamma - zgodnie z uniwersalnym wzorem wiążącym masę i energię:

$$E = mc^2 \quad (4)$$

gdzie E oznacza energię, m - masę, a c to prędkość światła w próżni (299 792 458 $\frac{m}{s}$).

- promieniowanie α , gdzie cząsteczką jonizującą jest jądro helu 4_2He ,
- promieniowanie protonowe, gdzie cząsteczką jonizującą jest proton 1_0p ,
- wtórne, naładowane cząstki powstałe w wyniku promieniowania kosmicznego - piony, miony.

Promieniowanie jonizujące pośrednio to takie, którego cząstki nie posiadają ładunku elektrycznego. Jako cząstki nienaładowane, model ich interakcji z materią jest inny, w zależności od energii jaką obdarzona jest cząsteczka. Jednak skutkiem

tego rodzaju promieniowania również jest zjawisko tworzenia się jonów w materii. Do promieniowania jonizującego pośrednio zaliczamy:

- promieniowanie neutronowe, gdzie cząsteczką jonizującą jest neutron ${}_1^0n$,
- promieniowanie elektromagnetyczne, gdzie cząsteczką jonizującą jest kwant promieniowania o energii przynajmniej 13,6 eV. Jest to umowna granica, wynikająca z energii potrzebnej do jonizacji atomu wodoru, który jest najpowszechniejszym pierwiastkiem występującym na ziemi. Kwanty o wymaganej energii mieszczą się na spektrum promieniowania elektromagnetycznego w zakresach: [15] [24]
 - promieniowania gamma, czyli radiacji pochodzącej z reakcji w jądrze atomowym,
 - promieniowania rentgenowskiego, czyli radiacji pochodzącej z interakcji z elektronami otaczającymi jądro atomowe,
 - promieniowania UV-C,
- pion π^0 .

Jonizujące promieniowanie elektromagnetyczne może oddziaływać z materią w zależności od energii kwantów na różne sposoby:

- zjawisko fotoelektryczne,
- rozpraszanie Compton'a,
- zjawisko tworzenia par,
- zjawisko rozpraszania Rayleigh'a,

a także bardziej egzotyczne i rzadsze zjawiska:

- reakcje fotojądrowe,
- zjawisko tworzenia tripletów,
- rozpraszanie Delbruck'a.

Promieniowanie elektronowe ma inne mechanizmy interakcji, które można podsumować jako:

- promieniowanie hamowania,
- promieniowanie charakterystyczne,
- elektrony Auger'a,
- elektrony delta,
- rozpraszanie Coulomb'owskie,
- wzbudzenie,
- emisja elektronu z powłoki elektronowej.

Wszystkie jednak rodzaje promieniowania podlegają pewnym uniwersalnym prawom. Jedno z nich wiąże ze sobą odległość od źródła promieniotwórczego oraz rejestrowaną aktywność wspomnianej próbki: [21]

$$I(r) \propto \frac{1}{r^2} \quad (5)$$

gdzie:

- $I(r)$ - rejestrowana aktywność źródła promieniotwórczego,
- r - odległość od źródła promieniotwórczego,

co wynika z geometrycznego "rozchodzenia się" promieniowania na wszystkie strony (co kolokwialnie fizycy określają "promieniowaniem w 4π ", czyli rozchodzącym się w pełny kąt bryłowy).

Jeżeli promieniowanie jonizujące jest wynikiem rozpadu izotopów promieniotwórczych, możliwe jest, posiadając informacje o izotopie, matematyczne wyliczenie aktywności w dowolnym punkcie czasowym. Deekscytacja jądra promieniotwórczego opisana jest wzorem:

$$N_t = N_0 e^{-t\lambda} \quad (6)$$

gdzie:

- N_t symbolizuje ilość jąder promieniotwórczych pozostałych po określonym czasie t ,

- N_0 oznacza ilość jąder promieniotwórczych w czasie $t=0$ (ilość początkowa),
- t jest czasem, który upłynął między ustalonym czasem początkowym a czasem obecnym,
- λ jest stałą rozpadu, indywidualną dla każdego izotopu.

Wspomnianą zaś stałą rozpadu można zdefiniować następująco:

$$\lambda = \frac{\ln(2)}{T_{\frac{1}{2}}} \quad (7)$$

gdzie:

- $T_{\frac{1}{2}}$ oznacza czas półrozpadu, wartość indywidualną dla każdego izotopu.

Informacje o stałej rozpadu, jak i o czasie półrozpadu określone są zarówno teoretycznie, jak i empirycznie potwierdzone. Wartości te można odczytać z tablicy nuklidów jak i znaleźć w materiałach udostępnianych przez organizacje takie jak IAEA (Międzynarodowa Agencja Energii Atomowej).

Z połączenia wzorów powyżej wynika prawo rozpadu promieniotwórczego, które można zapisać w formie:

$$A_t = A_0 e^{\frac{-t \cdot \ln(2)}{T_{\frac{1}{2}}}} \quad (8)$$

gdzie:

- A_t symbolizuje aktywność $\frac{1}{s}$ próbki po upływie czasu równego t ,
- A_0 oznacza aktywność w czasie $t=0$ (aktywność początkowa), wyrażoną w rozpadach na sekundę $[\frac{1}{s}]$,
- t jest czasem, który upłynął między ustalonym czasem początkowym a czasem obecnym.

Ze względu na szkodliwość biologiczną promieniowania, stosowane są różne przesłony mające przed takowym chronić. Mając na uwadze wyżej opisane mechanizmy interakcji różnych rodzajów promieniowania z materią, do optymalnych barier jako ochrony radiologicznej zalicza się: [15] [21] [24]

- promieniowanie α - wystarczająca jest nawet kartka papieru, ze względów praktycznych stosuje się jednak materiały podobne jak w przypadku promieniowania β^- - materiały lekkie, plastik, pleksi.
- promieniowanie β^- - przesłona z pleksi, tworzywa sztuczne, materiały lekkie - wystarczające by zatrzymać elektrony, jednak wyklucza się materiały o dużej gęstości (np. metal), aby ograniczyć ilość wtórnego promieniowania rentgenowskiego.
- promieniowanie β^+ - stosuje się przesłony jak dla promieniowania gamma, ze względu na zjawisko anihilacji pozytonu,
- promieniowanie γ , rentgenowskie - stosuje się materiały o dużej gęstości. Wynika to ze wzoru na osłabienie intensywności promieniowania fotonowego:

$$I(l) = I_0 e^{-\mu l} \quad (9)$$

gdzie $I(l)$ to rejestrowana aktywność źródła promieniotwórczego po przejściu przez przesłonę o grubości l , I_0 to aktywność źródła nieosłoniętego, μ to liniowy współczynnik osłabienia, l to grubość przesłony. μ jest wartością literaturową różną dla każdego materiału i dla energii fotonów.

- promieniowanie neutronowe - stosuje się materiały o dużej zawartości atomów wodoru (np. woda, tworzywa sztuczne). Spowodowane jest to wysokim przekrojem czynnym na reakcję (n, γ) neutronu z jądrem wodoru, co z kolei wynika ze zbliżonych mas obu ciał,
- promieniowanie neutrinowe, pionowe, - nie są stosowane osłony ze względu na zanedbywalne prawdopodobieństwo interakcji z materią (w przypadku neutronów) bądź występowanie w ściśle określonych warunkach (np. pionów), które nie wymagają dodatkowych osłon.

1.2.1 Promieniowanie wtórne

W przypadku, gdy wykorzystywane jest wysokoenergetyczne promieniowanie jonizujące, niejednokrotnie okazuje się, że w przestrzeni jego stosowania obserwuje się również inne rodzaje radiacji. Ich obecność jest konsekwencją oddziaływań promieniowania pierwotnego z materią. Promieniowanie to określa się mianem

promieniowania wtórnego. W przypadku akceleratorów używanych w medycynie mogą być to zarówno reakcje wynikłe z interakcji wysokoenergetycznych elektronów (np. promieniowanie hamowania), fotonów (np. reakcje fotojądrowe), jak również protonów czy jonów (np. z emisją neutronu). Promieniowanie wtórne może być pożądane (z czego korzysta się m.in. w akceleratorach liniowych konwersując wiązkę elektronów na kwanty promieniowania rentgenowskiego) jak również niepożądane (czego przykładem może być aktywacja elementów cyklotronu wskutek neutronów powstałych podczas pracy akceleratora). [25]

1.3 Neutrony

Neutron to subatomowa cząstka obdarzona zerowym ładunkiem elektrycznym, która razem z protonem zawiera się w jądrze atomowym, określając położenie atomu na tablicy nuklidów w zależności od ilościowego składu obu tych cząstek. Poza jądrem atomowym, w stanie swobodnym, średni czas życia neutronu to 885,7 sekund (czas półrozpadu ok. 10 minut), po czym następuje jego rozpad β — zgodnie ze wzorem: [26]

$${}^1_0n \Rightarrow {}^1_1p + {}^0_{-1}e + \overline{\nu}_e \quad (10)$$

gdzie:

- 1_0n symbolizuje neutron,
- 1_1p oznacza proton,
- ${}^0_{-1}e$ oznacza elektron.
- $\overline{\nu}_e$ oznacza antyneutrino elektronowe.

Zaobserwowane są jednak rzadkie przypadki (ok. 1 na tysiąc), gdzie rozpad ten emituje dodatkowo kwant gamma. Jeszcze rzadziej (ok. 1 na milion) może się zdarzyć, że w powyższym wzorze elektron nie uzyskuje odpowiednio wysokiej energii (powyżej 13,6 eV) i pozostaje związany z protonem, powodując efektywnie rozpad neutronu do atomu wodoru i antyneutrino. [27]

Neutron posiada spin połówkowy $\frac{1}{2}$. Ze względu na posiadanie nieparzystej liczby kwarków (trzech - dwa kwarki dolne "down" i jeden górny "up"), neutron zaliczany jest do barionów, zgodnie z teorią modelu standardowego. Jednocześnie, ze

względem na posiadanie co najmniej dwóch kwarków związanych oddziaływaniem silnym, neutron zalicza się też do hadronów. Masa pojedynczego neutronu to 1,00866491578 u, czyli $1,6749272110^{-27}$ kg. [26] [28]

Obecność neutronów w jądrze atomowym została zaobserwowana w eksperymencie w którym jądra berylu ${}^9_4\text{Be}$ były bombardowane jądrami α . Angielski fizyk James Chadwick otrzymał w wyniku reakcji jądrowej izotop węgla ${}^{12}_6\text{C}$. Wtórne promieniowanie cząsteczkowe, które było efektem reakcji, było zdolne wybijać jądra wodoru z parafiny, co tłumaczono podobną masą protonu i nowo odkrytej cząstki - neutronu. Za swoje odkrycie fizyk został nagrodzony Nagrodą Nobla w 1935. [29]

Promieniowanie neutronowe oddziałuje z materią z różnym prawdopodobieństwem w zależności od składu pierwiastkowego (izotopowego) rzeczony materii i od energii kinetycznej, z jaką poruszają się same neutrony. Zakresy energetyczne i przypisane im nazwy neutronów są nazywane różnorako w odrębnych literaturach. Można jednak przyjąć, że promieniowanie neutronowe dzielone jest na:

- neutrony powolne, dzielące się dalej na:
 - neutrony zimne, a wśród nich:
 - * neutrony ultrazimne - energia cząstki rzędu 10^{-7} eV,
 - * neutrony bardzo zimne - energia cząstki rzędu 10^{-7} - 10^{-4} eV,
 - neutrony termiczne - energia cząstki rzędu 10^{-3} - 10^{-1} eV,
- neutrony epitermiczne, dzielące się dalej na:
 - neutrony gorące - energia cząstki rzędu 10^{-1} - 10^1 eV,
 - neutrony rezonansowe - energia cząstki rzędu 10^0 - 10^2 eV ,
- neutrony prężkie, zwane też szybkimi - energia cząstki powyżej 10^6 eV, wśród których wyróżnia się też:
 - neutrony superszybkie - energia cząstki powyżej $15 \cdot 10^6$ eV.

Nazwa neutronów rezonansowych bierze się z rezonansowego sposobu absorpcji neutronów o energiach z zakresu 10^0 - 10^2 eV. Biorąc dowolny izotop dowolnego pierwiastka, możemy zaobserwować takie wartości energii promieniowania neu-

tronowego, dla którego znacząco zwiększone jest prawdopodobieństwo interakcji. Jest to szczególnie widoczne dla pierwiastków o liczbie atomowej powyżej 30. [26]

Zauważyć należy też, że jeżeli weźmiemy wzór wiążący ze sobą energię i temperaturę:

$$E = kT \quad (11)$$

gdzie:

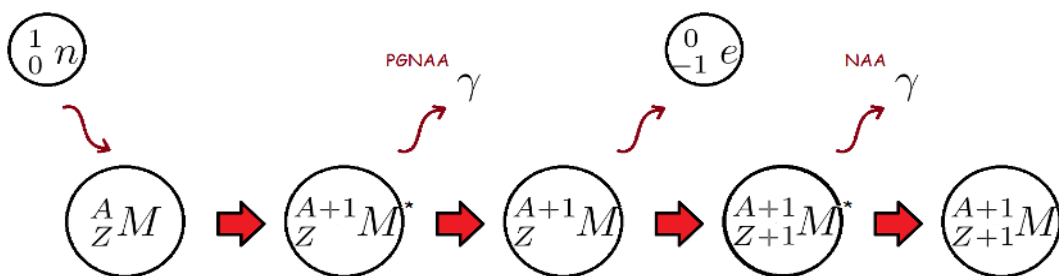
- E to energia kinetyczna cząstki (neutronu),
- k to stała Boltzmanna (równa $8,62 \cdot 10^{-5} \frac{eV}{K}$),
- T to makroskopowo odczytywana temperatura,

i za temperaturę przyjmiemy temperaturę pokojową, zbliżoną do 295 K, otrzymamy średnią energię równą 0,025 eV. Z tego względu neutrony o energii bliskiej tej wartości nazywamy termicznymi. [28]

1.4 Neutronowa analiza aktywacyjna

Neutronowa analiza aktywacyjna (NAA) to niedestruktywna (w rozumieniu makroskopowym) technika badawcza, za pomocą której możliwe jest oznaczenie składu pierwiastkowego i izotopowego dowolnej badanej próbki. Neutrony występują naturalnie jako część składowa jądra atomowego. Jednak, gdy z jakiegokolwiek przyczyny przejdą one do stanu swobodnego, mogą one ulegać reakcjom wychwytu przez okoliczne jądra atomowe. W wyniku tego zjawiska niemal natychmiast (czas rzędu pikosekund) emitowana jest nadmiarowa energia jądra atomowego w postaci kwantu gamma. Uzyskany nuklid może być niestabilny, przez co będzie ulegał dalszym reakcjom, jak zostało to zobrazowane na rys. 8. Co jednak najważniejsze, energie emitowanych kwantów gamma są indywidualne dla każdego izotopu. Zatem, sprawdzając wartości literaturowe możliwe jest określenie izotopów w pierwotnej próbce, a po sprawdzeniu przekrojów czynnych oraz wykonaniu obliczeń, także ich składu procentowego. Jednak, aby NAA była skuteczna, wymagane jest wydajne źródło neutronów. [30] [31]

Technika ta może być też użyta w sposób odwrotny - w momencie gdy znamy skład izotopowy badanej próbki oraz jej gęstość powierzchniową, a nie jest



Rys. 8: Przykładowy schemat NAA. Analiza PGNAA ("Prompt gamma neutron activation analysis") opiera się o kwant γ uzyskiwany bezpośrednio w wyniku reakcji wychwytu. Jednak znacznie częściej aktywacja i badanie spektroskopowe nie są prowadzone jednocześnie, więc analizie poddaje się kwant γ wynikły z rozpadu promieniotwórczego β

wiadome czy w danym punkcie pomiarowym występuje promieniowanie neutronowe, można posłużyć się niniejszą próbką w charakterze aktywacyjnego detektora neutronów - przeprowadza się eksperyment sprawdzający, czy w danym punkcie dana próbka zostanie aktywowana. Jeżeli tak, można ponownie za pomocą spektroskopii gamma określić jak wiele zdarzeń aktywacji nastąpiło, co z kolei przekłada się na fluencję neutronów w miejscu ustawienia detektora. [32]

1.5 Fluencja cząstek

Fluencja cząstek (F_i , zapisywana też jako Φ) jest miarą ich całkowitej ilości, których trajektoria przebiegała przez określoną powierzchnię. Dla prostego jej zrozumienia, można tu posłużyć się analogią do popularnej gry w rzutki: każda rzutka, która "wbije" się w tarczę, przechodzi grotem przez powierzchnię tarczy do gry. Jeżeli zliczymy ilość rzutek, które w ciągu rozgrywki trafiły w tarczę, i podzielimy tą wartość przez powierzchnię tarczy, otrzymamy fluencję - rzutek, w tym przykładzie.

Jednostką fluencji jest $\frac{1}{\text{m}^2}$, a w matematycznym ujęciu zapisać możemy ją następująco:

$$\Phi = \int_{t_1}^{t_2} \phi dt \quad (12)$$

gdzie:

- t_1 i t_2 wyrażają zakres całkowania - jego początek i koniec - w zmiennej czasowej,
- ϕ to gęstość strumienia cząstek,
- dt to zapis oznaczający całkowanie po zmiennej czasowej.

Można więc wywnioskować, że jednostką gęstości strumienia będzie, posługując się systemem SI - $\frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{s}}$, wraz z podwielkościami, np. $\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}$. [33] [34]

Jest to też prawdą w przypadku neutronów, których to fluencję można obliczyć. Po zastosowaniu detektora aktywacyjnego można tego dokonać, wyznaczając gęstość strumienia cząstek za pomocą ogólnego wzoru:

$$\phi = \frac{A \cdot W \cdot e^{\lambda t_m}}{d_m \cdot S \cdot N_0 \cdot \sigma \cdot (1 - e^{-\lambda t_n})} \quad (13)$$

gdzie:

- A to aktywność $[\frac{1}{\text{s}}]$ detektora, wzbudzona przez neutrony,
- W to masa molowa $[\frac{\text{g}}{\text{mol}}]$ używanego detektora aktywacyjnego,
- λ to stała rozpadu $[\frac{1}{\text{s}}]$ radioizotopu, który powstał w detektorze aktywacyjnym,
- t_m to czas $[\text{s}]$ jaki upłynął od aktywacji detektora do momentu, w którym wyznacza się jego aktywność,
- d_m to gęstość powierzchniowa $[\frac{\text{g}}{\text{cm}^2}]$ detektora aktywacyjnego,
- S to powierzchnia $[\text{cm}^2]$ detektora,
- N_0 to liczba Avogadra, wynosząca $6,02 \cdot 10^{23} \frac{1}{\text{mol}}$,
- t_n to czas trwania $[\text{s}]$ aktywacji detektora,
- σ to przekrój czynny $[\text{cm}^2]$ na reakcję z neutronem, na podstawie której uzyskiwany jest radionuklid w detektorze (np. (n, γ) , (n, α)).

Wzór ten zakłada brak istotnej zmiany aktywności podczas pomiaru. Podstawiając natomiast odpowiednie zmienne, w zależności od energii neutronów - termiczne, rezonansowe, prędkie - otrzymamy zmodyfikowane wzory: [32]

$$\phi_{n_{\text{termiczne}}} = \frac{A_{n_{\text{termiczne}}} \cdot W \cdot e^{\lambda t_m}}{d_m \cdot S \cdot N_0 \cdot \sigma_{n_{\text{termiczne}}} \cdot (1 - e^{-\lambda t_n})} \quad (14)$$

$$\phi_{n_{\text{rezonansowe}}} = \frac{A_{n_{\text{rezonansowe}}} \cdot W \cdot e^{\lambda t_m}}{d_m \cdot S \cdot N_0 \cdot C_{n_{\text{rezonansowe}}} \cdot (1 - e^{-\lambda t_n})} \int_{0,1 \text{ keV}}^{100 \text{ keV}} \frac{dE}{E} \quad (15)$$

$$\phi_{n_{\text{szybkie}}} = \frac{A_{n_{\text{szybkie}}} \cdot W \cdot e^{\lambda t_m}}{d_m \cdot S \cdot N_0 \cdot \sigma_{n_{\text{szybkie}}} \cdot (1 - e^{-\lambda t_n})} \quad (16)$$

gdzie dla neutronów rezonansowych wzór uwzględnia zmienną $C_{n_{\text{rezonansowe}}}$, symbolizującą zcałkowany przekrój czynny na reakcję wychwytu neutronu w zakresie energii E , który odpowiada energiom rezonansowym (0,1 keV -100 keV), co jest nazywane całką aktywacji rezonansowej.

Każdorazowo aktywność określa się na podstawie liczby zliczeń kwantów γ (o określonej energii) na jednostkę czasu, gdzie najlepiej opierać się o fotony z prawdopodobieństwem emisji równym 100%, gdyż przeciwnym przypadku należy poprawić obliczoną aktywność o mniejsze prawdopodobieństwo emisji. Obliczoną aktywność, przy założeniu zaniedbywalnie niskiej jej zmianie w czasie, zapisać można wzorem 17:

$$A = \frac{dN}{dt} \cdot \frac{100}{p} \quad (17)$$

gdzie:

- $\frac{dN}{dt}$ to liczba zliczeń rejestrowanych dla określonej energii, podzielona przez czas rejestracji,
- p to procentowo wyrażone prawdopodobieństwo emisji kwantu γ .

W przypadku aktywacji detektora neutronami termicznymi i rezonansowymi, wynikiem jest często ten sam radioizotop. Ponadto, materiały detektorowe zazwyczaj wykazują wysokie przekroje czynne dla obu rodzajów neutronów. Dlatego, aby odizolować udział aktywności uzyskanej od neutronów rezonansowych, stosuje się przesłony kadmowe, które efektywnie zatrzymują wolniejszy rodzaj neutronów. Poprzez zastosowanie dwóch detektorów w bezpośredniej bliskości wobec siebie oraz ich aktywację w tych samych warunkach, z czego jeden zostanie osłonięty kadmem, możliwym jest wyliczenie jaka część obserwowanej aktywności folii detektorowej pochodzi od poszczególnych neutronów. Obliczenia opierają się na wzorach: [32]

$$A_{n_{\text{rezonansowe}}} = A_{\text{detektor z kadmem}} \cdot k \quad (18)$$

$$A_{n_{termiczne}} = A_{detektor\ bez\ kadmu} - A_{n_{rezonansowe}} \quad (19)$$

gdzie:

- $A_{detektor\ z\ kadmem}$ to aktywność wzbudzona w detektorze osłoniętym kadmem,
- $A_{detektor\ bez\ kadmu}$ to aktywność wzbudzona w detektorze nieosłoniętym kadmem,
- k to współczynnik korygujący, wynikający z niezerowego pochłaniania neutronów rezonansowych przez kadm.

1.6 Spektroskopia gamma

Spektroskopia gamma jest metodą, za pomocą której możliwa jest ocena spektrum promieniowania elektromagnetycznego występującego na danym obszarze lub emitowanego przez określoną próbkę. Ocena ta może być ograniczona do identyfikacji występujących źródeł promieniotwórczych (poprzez określenie energii dla których występują "piki" na widmie i ich porównanie z wartościami literaturowymi), jak również możliwa jest ilościowa ocena radioaktywności, po uwzględnieniu takich aspektów jak dystans od detektora, objętość czynna detektora czy jego wydajność. Każdorazowo jednak wynikiem badania spektroskopii jest widmo promieniowania, które określa liczbę zliczonych przez detektor kwantów o zależności od energii rzeczonych kwantów. Ze względu na pokrywanie się energetycznych zakresów promieniowania rentgenowskiego oraz gamma, jak i tej samej ich natury (promieniowanie elektromagnetyczne), uzyskane spektrum będzie zawierać informacje o fotonach obu z nich, jeżeli tylko są one obecne. Technika ta używana jest przede wszystkim w fizyce jądrowej, ale często bywa też stosowana w radiochemii (wraz z radiofarmacją) i w innych dziedzinach nauki, w których jest potrzeba identyfikacji izotopów i źródeł promieniotwórczych, jak geologia, ochrona radiologiczna czy medycyna. [35] [36] [37]

Urządzenia służące spektroskopii nazywamy spektroskopami. Ich działanie, generalizując, opiera się na konwersji promieniowania elektromagnetycznego w ładunek elektryczny, który to może być następnie odczytany i zanalizowany przez odpowiedni analizator. Szczegółowy opis zależy od rodzaju detektora - możemy wyróżnić dwa główne ich typy: scyntylacyjny oraz półprzewodnikowy.

Scyntylicyjny spektroskop gamma opiera się na zjawisku scyntytacji. Materiał, z którego wykonany jest detektor takiego urządzenia, w wyniku przejścia przez niego kwantu gamma ulega ekscytacji. Uzyskana energia jest następnie uwalniana w zjawisku luminescencji, czyli emisji kwantu światła widzialnego. Efekt ten jest zależny od zastosowanego materiału i można go określić mianem fosforescencji lub fluorescencji. Kwintesencją działania scyntylatora jest jednak proporcjonalność emitowanych kwantów światła widzialnego do energii otrzymanego kwantu gamma. Światło to jest natomiast konwertowane w ładunek elektryczny przez układ tzw. fotopowielacza, gdzie to foton światła scyntylicyjnego uderza w fotokatodę i powoduje wybite z niej elektronu. Elektron taki jest kierowany na kolejną elektrodę zwaną dynodą, powodując następne wybicia elektronów. Dynod w fotopowielaczu jest wiele, a z każdą kolejną zwiększa się liczba wybitych elektronów i ładunek elektryczny z nimi związany - układ kilkunastu dynod potrafi wzmocnić sygnał elektryczny ponad milion razy. Tak uzyskany sygnał jest więc również proporcjonalny do energii pierwotnego kwantu gamma, a urządzenia elektroniczne - analizator oraz wzmacniacz napięcia - są w stanie określić ilość otrzymanego ładunku i zamienić go na sygnał napięciowy. Przy pomocy komputera i odpowiedniego oprogramowania można finalnie przełożyć sygnał napięciowy na informację o energii otrzymanego kwantu gamma. [35]

Najbardziej rozpowszechnionym scyntylatorem jest jodek sodu aktywowany talem - NaI(Tl), ale stosuje się też BGO (zawierający bizmut, german i tlen), scyntylatory plastikowe i inne materiały. Przykładowy układ detektora ze wzmacniaczem i analizatorem ukazuje rys. 9. [38] Półprzewodnikowa spektroskopia gamma również korzysta z analizatora i wzmacniacza, ale różni się sposobem uzyskania impulsu energetycznego. Zastosowanie półprzewodnika w formie diody, schłodzonej do niskich temperatur, do której przyłożone jest wysokie napięcie powoduje, że w kryształce zostaje zminimalizowana ilość wolnych elektronów w paśmie przewodnictwa. Gdy więc do detektora dotrze kwant promieniowania elektromagnetycznego, na skutek jego oddziaływań z atomami germanu powstają pary "elektron-dziura", w ilości proporcjonalnej do zaabsorbowanej energii. Przyłożone do biegunów diody napięcie wymusza natychmiastowy przepływ ładunku (dziur i elektronów), co powoduje impuls elektryczny. [36] [38]



Rys. 9: Przykład detektora scyntylacyjnego z analizatorem. Zaprezentowany detektor nie wymaga dodatkowego chłodzenia i nadaje się do analizy próbek o wysokiej aktywności.

Detektor półprzewodnikowy najczęściej bywa wykonany z germanu wysokiej czystości, w skrócie określanym jako HPGe (z angielskiego "high-purity germanium"). Dawniej stosowany był również krzem, jednak przewaga germanu polega tu na prawie dwukrotnie (w porównaniu do krzemu) niższej przerwie między pasmem przewodzenia i pasmem walencyjnym (pasmo zabronione) - dla germanu przerwa ta wynosi 0,67 eV. Tak niska wartość energetyczna pozwala na utworzenie znacznej ilości par elektron-dziura, a to wpływa pozytywnie na zdolność rozdzielczą. Dodatkowo, wysoka liczba atomowa w konsekwencji przekłada się na wyższe prawdopodobieństwo zjawiska fotoelektrycznej absorpcji i rozpraszania Compton'owskiego, które mogą nastąpić w wyniku nadchodzącego kwantu gamma. Powoduje to, że german jest znacznie bardziej wydajny jako kryształ spektroskopowy, niż np. NaI domieszkowany talem. Kolejną zaletą germanu jako kryształu detektorowego jest możliwość uzyskania bardzo wysokiej czystości jego kryształów (zanieczyszczenia na poziomie 1 na ok. 10^9 atomów germanu). Wadą natomiast

używania takiego kryształu jest potrzeba jego chłodzenia do temperatury co najwyżej 77 K. [36] [39]

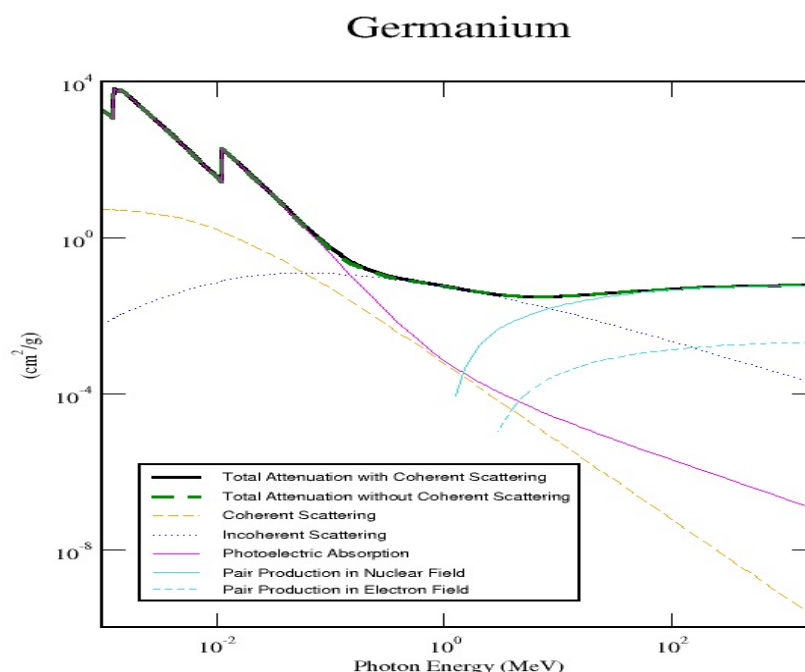
Przykładowy detektor gamma obrazuje rys. 10. Wykres na rys. 11 przedstawia prawdopodobieństwo jonizacji dla germanu przez kwant promieniowania elektromagnetycznego. Natomiast przekrój czynny na wychwyt neutronów o poszczególnych energiach przedstawia wykres na rys. 12. [40] [41]



Rys. 10: Przykład detektora germanowego. Zaprezentowany spektroskop firmy Canberra posiada zbiornik na ciekły azot i nadaje się do badań środowiskowych, w przeciwieństwie do większości tego typu sprzętów, które zazwyczaj - z racji zabudowania zamkiem ołowianym i instalacją chłodzenia - są zbyt wielkie do transportowania.

1.7 Symulacje komputerowe i metody Monte Carlo

Symulacje komputerowe to sposób alternatywnego rozwiązywania problemów z działy fizyki i innych gałęzi nauki. Zamiast przeprowadzenia fizycznego eksperymentu, z pomocą komputera definiuje się wirtualną przestrzeń i warunki eksperymentu, a także zjawiska fizyczne obecne w przyrodzie. W takim odwzorowaniu rzeczywistego świata poszczególne jego elementy są opisywane przez liczby, czy to, przykładowo, odnosząc się do rozmiarów symulowanych obiektów, do prawdopodobieństwa wystąpienia reakcji fizycznych, czy do właściwości fizycznych takich jak gęstość symulowanych obiektów. Każda z tych informacji może mieć wpływ na wynik eksperymentu, dlatego ważne jest dokładne zbadanie prawdziwego systemu i przetworzenie go w formę cyfrową. Przykładową wizualizację z oprogramowania do symulacji przedstawia rys. 13. [42] [43]

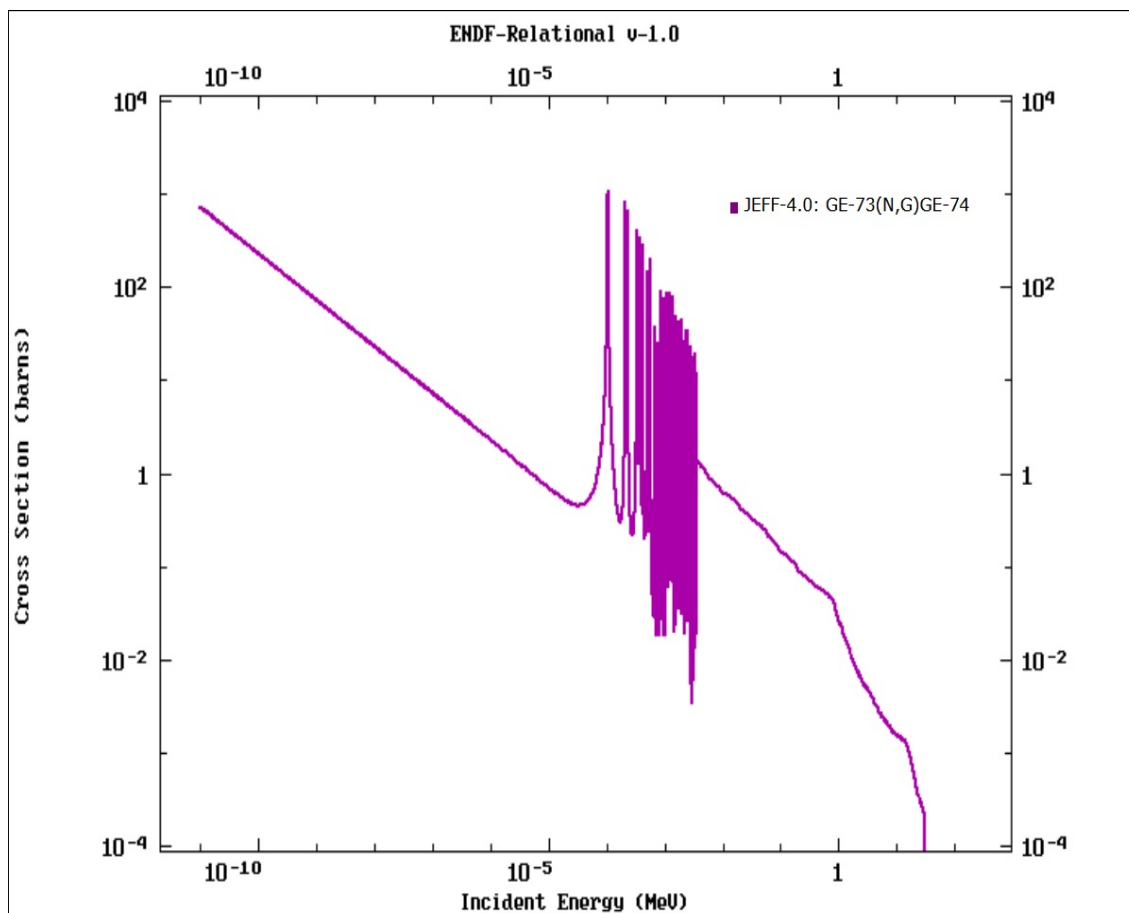


Rys. 11: Przekrój czynny na reakcję fotonu z germanem. Wysokie prawdopodobieństwo jonizacji jest dużą zaletą w stosowanych detektorach HPGe zwłaszcza przy próbkach o małej aktywności. [40]

W symulacjach komputerowych z dziedziny fizyki jądrowej potrzebny jest element losowości, aby odzwierciedlić procentowe prawdopodobieństwo różnych reakcji fizycznych. Rozwiązaniem są metody Monte Carlo - opierając się na wielokrotnym symulowaniu tego samego eksperymentu, można sprawdzić różne scenariusze jego zakończenia, a także przeanalizować statystycznie wyniki eksperymentu. [42]

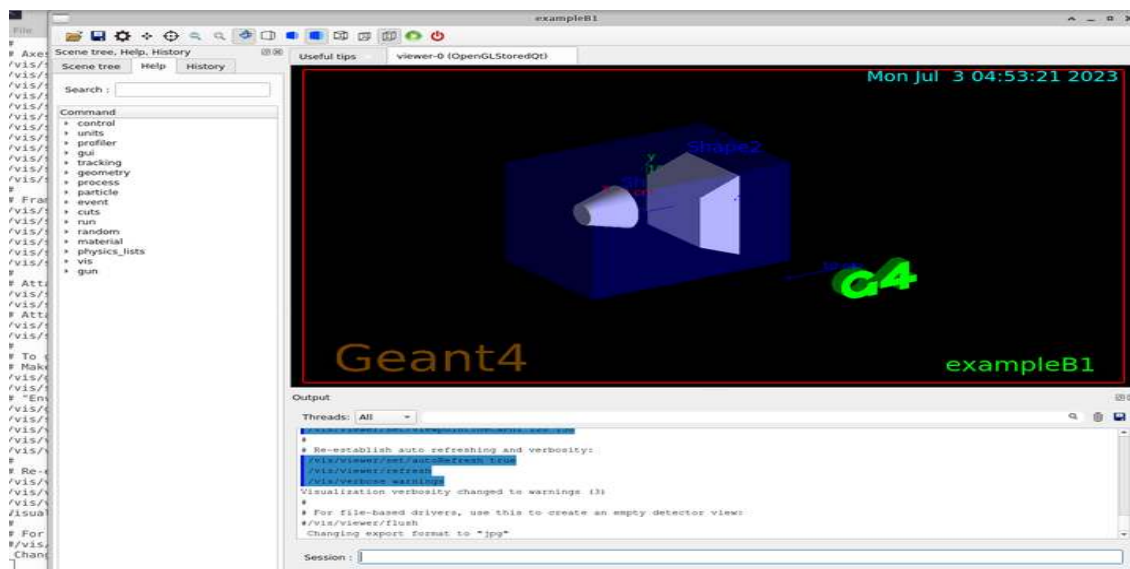
Symulacje komputerowe nie są narzędziem idealnym. Na wyniki eksperymentów symulowanych wpływa fakt, jak dobrego generatora liczb losowych użyjemy - problemem informatycznym wpływającym na symulacje jest brak możliwości wygenerowania przez komputer "prawdziwie" losowej liczby - komputer nie potrafi "rzucić kostką do gry". "Losowość" zaimplementowana w komputerach opiera się o algorytmy matematyczne, z ustalonymi danymi wejściowymi, generujące liczby "wyglądające losowo" i jest nazywana "pseudolosowością". Znając jednak algorytm i dane, z których korzysta, możemy przewidzieć każdą pseudolosową liczbę generowaną przez komputer. [42]

Metody komputerowe mają jednak tą zaletę, że pozwalają w zupełnie bezpieczny i efektywny sposób rozważać problemy fizyczne bez konieczności prowadzenia



Rys. 12: Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro germanu - reakcja (n,γ) . German-73 ma wysokie prawdopodobieństwo reakcji w zakresie termicznym i wykazuje wiele energii rezonansowych, natomiast dla neutronów prędkich interakcja praktycznie nie występuje. [41]

skomplikowanych - czy wręcz niemożliwych do wykonania - terenowych eksperymentów i korzystania z drogiej aparatury. Jedyne czego wymagają symulacje to komputer o odpowiedniej mocy obliczeniowej, znajomość odpowiedniego oprogramowania i umiejętności programowania. Wadą jednak wirtualnych eksperymentów jest ich stosunkowo długi czas przeprowadzania, który to zwiększa się wraz ze wzrostem skomplikowania symulowanego układu. Często więc same obliczenia nie są przeprowadzane na komputerach osobistych, gdyż ich moc obliczeniowa może nie być wystarczająca by w zadowalająco krótkim czasie uzyskać istotne statystycznie wyniki. Korzysta się więc z klastrów obliczeniowych i super-komputerów, które tworzone są właśnie do celów naukowych i symulacyjnych. [42]



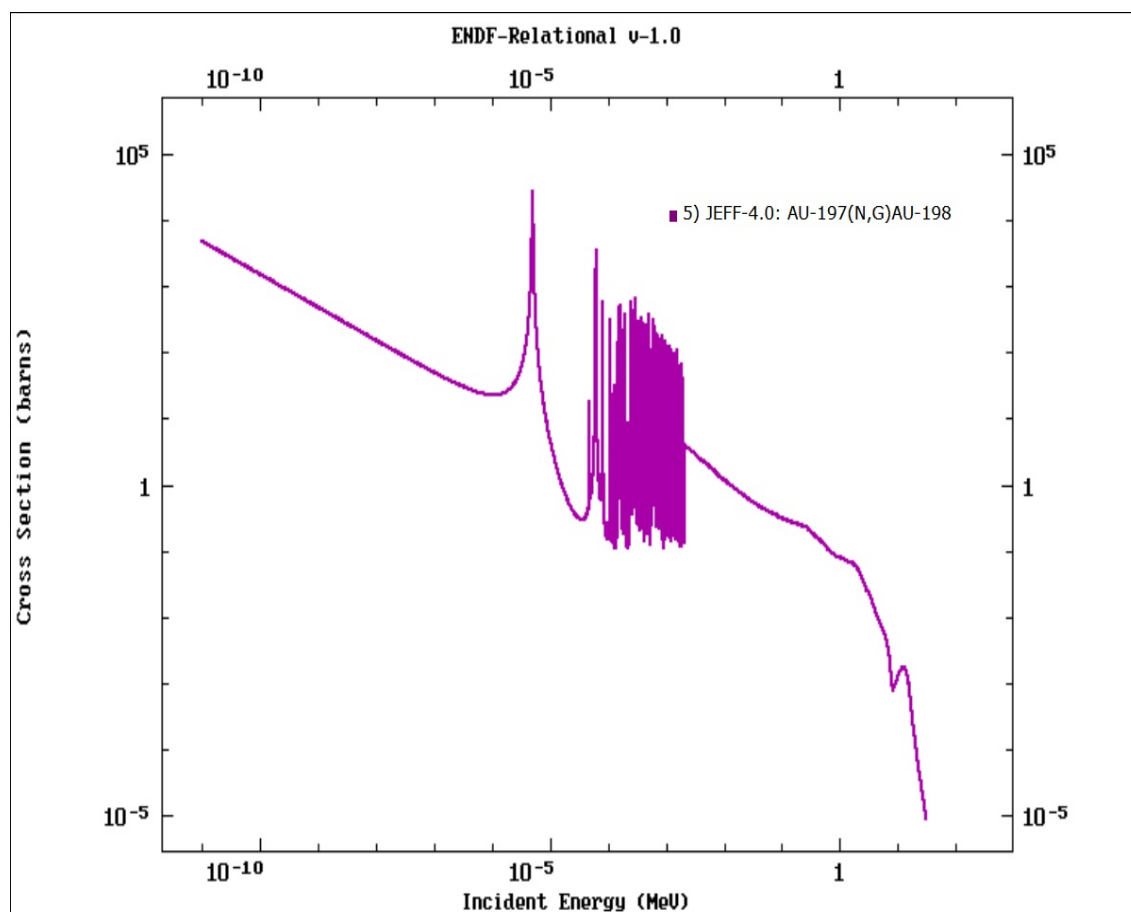
Rys. 13: Oprogramowanie Geant4. Jest to najpopularniejsze narzędzie do symulowania eksperymentów z dziedziny fizyki jądrowej. Korzysta się z niego w doświadczeniach związanych z astronautyką, fizyką medyczną, energetyką jądrową, czy też przy projektowaniu osłon radiologicznych. [43]

1.8 Właściwości wybranych materiałów detektorowych

Złoto jest pierwiastkiem z grupy metali przejściowych, a jego liczba atomowa wynosi 79. Znany ludzkości od tysiącleci, metal ten wykorzystywany jest w jubilerstwie, sztuce, elektronice, chemii i szeroko rozumianej medycynie. Ma doskonałe właściwości jako przewodnik elektryczny i ciepły, jest niezwykle odporny na korozję i neutralny dla ludzkiego organizmu. Cechuje się dobrą kowalnością i plastycznością, przy gęstości aż $19,3 \frac{g}{cm^3}$. Ze względu na swoje szerokie zastosowanie i szereg unikalnych właściwości - przy jednocześnie niskim występowaniu w przyrodzie - już w starożytności uznawany był za symbol dobrobytu i luksusu. [44] [45] [46]

Analizując ten pierwiastek pod względem jego przydatności w fizyce jądrowej, jedną z głównych zalet złota jest fakt posiadania tylko jednego izotopu stabilnego, ^{197}Au , co jest wielką zaletą w przypadku wykorzystania go w charakterze detektora aktywacyjnego neutronów, gdyż wyklucza się reakcje z innymi izotopami, a zatem ogranicza się powstałe radioizotopy. To niezmiernie istotne w przypadku detektorów, gdyż przypadkowe powstanie promieniotwórczych izotopów długożyjących utrudniałoby możliwość dalszego korzystania z detektora, a jednocześnie

mogłoby uczynić wyniki niemiernodajnymi. Przekrój czynny na wychwyt neutronów o poszczególnych energiach dla złota przedstawia wykres widoczny na rys. 14. [41]



Rys. 14: Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro złota - reakcja (n,γ) . Dla neutronów termicznych przekrój wynosi 98,65 barna, a zcałkowany przekrój czynny dla zakresu rezonansowego wynosi 1550 barnów. [41]

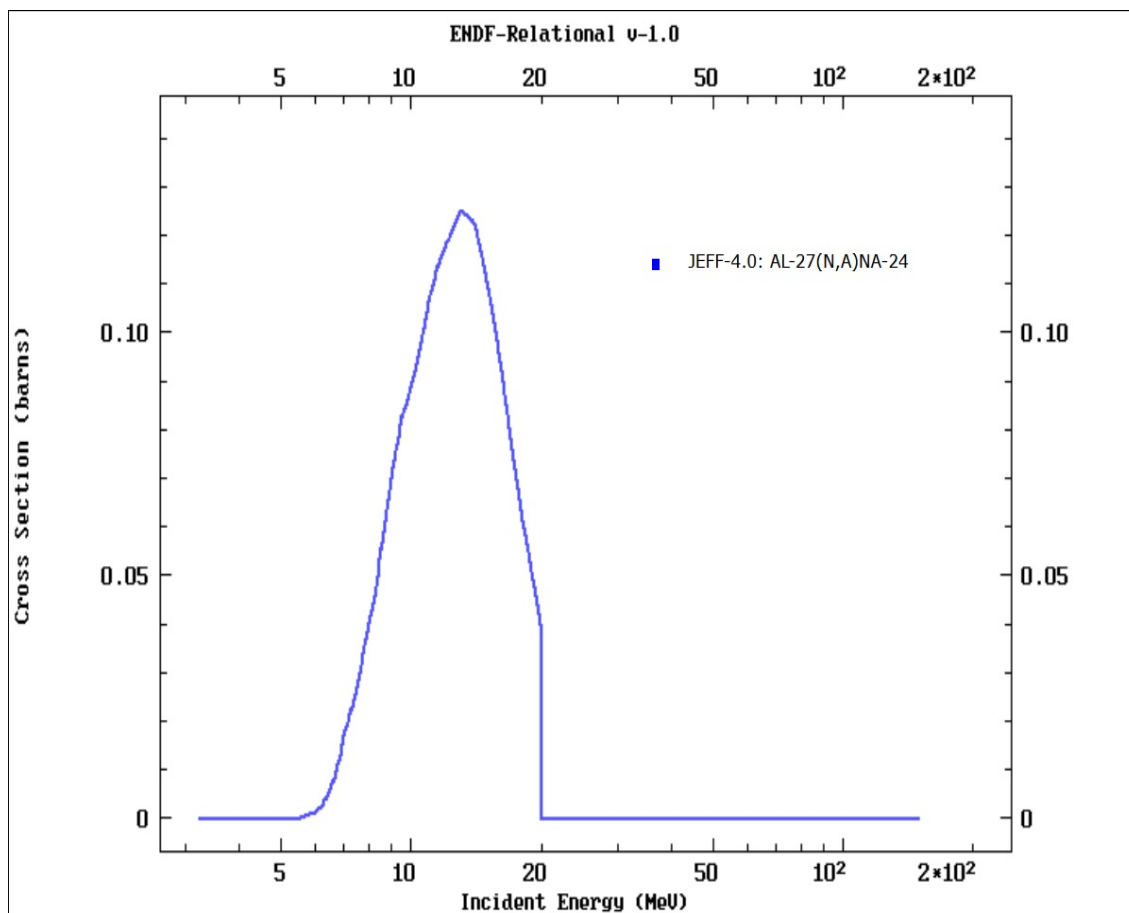
Aluminium, podobnie jak złoto, występuje w przyrodzie tylko pod postacią jednego izotopu ^{27}Al , i jest to trzynasty pierwiastek w układzie okresowym. Ten metal również był historycznie uznawany za drogocenny, co jednak zmieniło się w 1886 roku wraz z rozwojem technologii jego uzyskiwania i oczyszczania, za zasługą elektrolitycznego procesu opracowanego przez Charles'a Martin'a Halla i Paul'a Louis'a Heroult'a. W odróżnieniu od cięższego atomu złota, aluminium jest trzecim najbardziej rozpowszechnionym pierwiastkiem w skorupie ziemskiej (zaraz po tlenie i krzemie). W kontakcie z tlenem metal ten natychmiastowo pokrywa się cienką warstwą tlenku, co chroni go przed oddziaływaniem z innymi substancjami chemicznymi. Gęstość aluminium jest niższa niż przeciętnego metalu i wynosi za-

ledwie $2,7 \frac{g}{cm^3}$. [44] [45] [47]

W przypadku aluminium, jego wielką zaletą w fizyce jądrowej jest wysoki przekrój czynny na reakcję $^{27}Al(n,\alpha)^{24}Na$ z neutronami prędkimi (w tym przypadku o energii $>3,2$ MeV, gdzie przekrój czynny na reakcję wynosi maksymalnie 124 milibarny), natomiast zanedbywalnie mały przekrój czynny na wychwyt neutronów z zakresów termicznego i rezonansowego (odpowiednio 0,21 oraz 0,136 barna). Powoduje to, że detektor taki jest bardzo wygodny w praktycznym użyciu w eksperymentach z wyznaczaniem fluencji neutronów prędkich, gdyż możliwe jest pominięcie wpływu neutronów o niższych energiach. Przekrój czynny na wychwyt neutronów o poszczególnych energiach dla aluminium przedstawia wykres na rys. 15. [41] [44] [45]

Kadm - metaliczny pierwiastek z grupy ziem rzadkich, o liczbie atomowej 48 - jest szkodliwym, toksycznym i rakotwórczym atomem. Przy pracy z tym pierwiastkiem stosuje się rękawiczki ochronne i maski na twarz z filtrem, gdyż jego wchłonięcie - zwłaszcza drogą pokarmową lub oddechową - może zagrażać życiu i zdrowiu człowieka (wliczając choroby płuc, mózgowia, nerek, demineralizację kości), gdzie objawy te występują już przy wchłonięciu 350 mg. W ujęciu makroskopowym jest to bardzo miękki metal o gęstości $8,65 \frac{g}{cm^3}$, który topnieje już w $321^{\circ}C$. Kadm stosowany jest w bateriach, półprzewodnikach, w niektórych stopach celem zapewnienia odporności przed korozją, ma też zastosowanie w fizyce nuklearnej. [32] [44] [45]

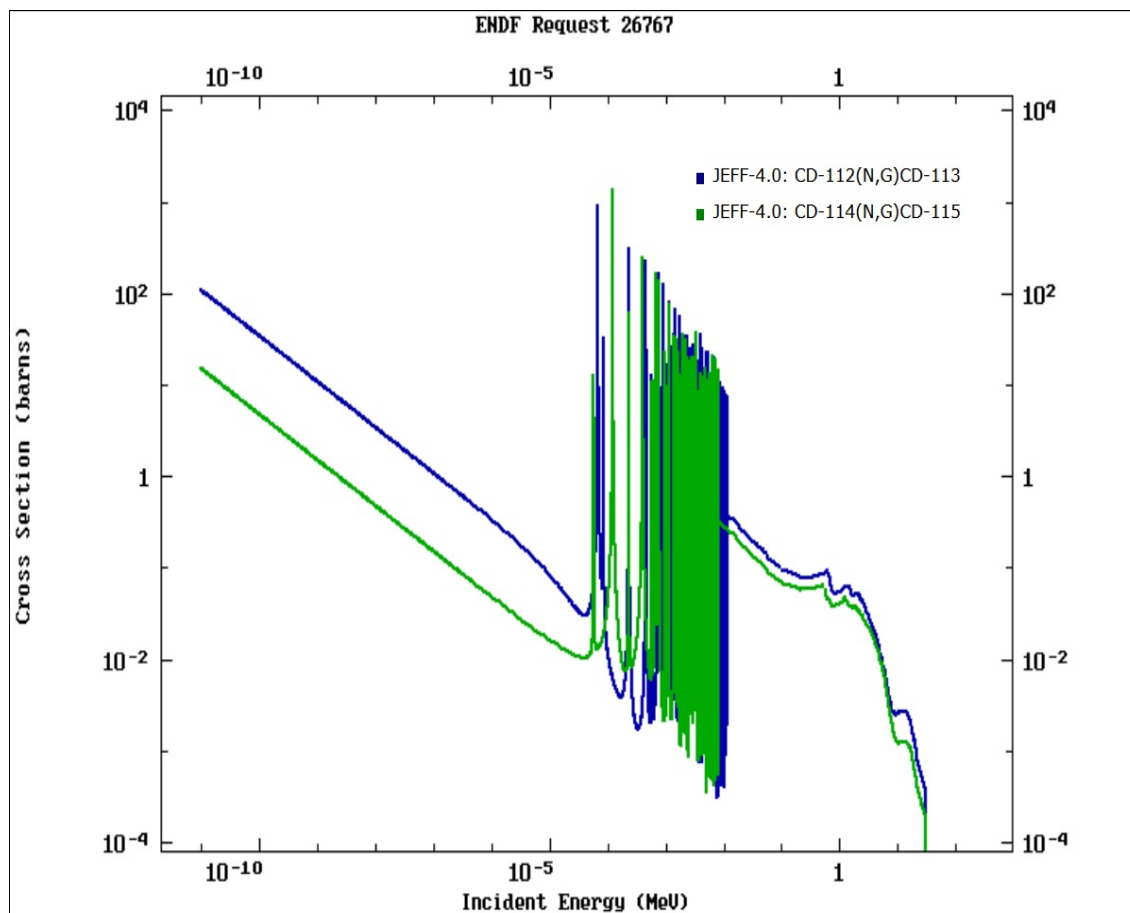
Naturalnie spotkać można aż osiem izotopów kadmu, a dwa z nich (^{113}Cd oraz ^{116}Cd) są izotopami długożyciowymi, o czasie półrozpadu $8,04 \cdot 10^{15}$ lat i $2,69 \cdot 10^{19}$ lat. Jednak najbardziej atrakcyjnymi dla fizyków jądrowych są izotopy ^{113}Cd oraz ^{114}Cd , o łącznej abundancji ok. 41%. Wykazują one bardzo wysoki przekrój czynny na reakcję wychwytu neutronów termicznych, jednocześnie dla neutronów o wyższych energiach takie prawdopodobieństwo jest niewielkie. Dlatego jest on wykorzystywany w fizyce jądrowej jako materiał osłonny, zarówno w energetyce nuklearnej jak i w eksperymentach. Posiadając dwa identyczne detektory aktywacyjne np. ze złota, z czego jeden zostanie osłonięty kadmem, można porównywać aktywację każdego z detektorów. W praktyce pozwala to różnicować energetycznie fluencję neutronów z podziałem na neutrony termiczne i rezonansowe. Ta



Rys. 15: Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro aluminium - reakcja (n,α) . Wymagana teoretyczna energia neutronu do przeprowadzenia nieniejszej reakcji to $\approx 3,2$ MeV, jednak jej prawdopodobieństwo jest niewielkie. Zwiększa się ono przy większych energiach, aż do 124 mb przy energii ≈ 14 MeV. Dla całego (3,2-20 MeV) zakresu przyjąć można, całkując, przekrój czynny na poziomie 1,10 barna. [41]

właściwość często określana jest mianem obciążenia kadmowego. Przekrój czynny na wychwyt neutronów o poszczególnych energiach dla kadmu przedstawia wykres na rys. 16. Kadm wykorzystywany jest do produkcji farb, wykazuje się jego obecność w dymie papierosowym, dawniej w formie amalgamatu stanowił także wypełnienie w charakterze plomb zębowych. [32] [41] [44] [45] [48] [49]

Cynk jest metalem o 30 protonach w jądrze atomowym, posiada 5 stabilnych izotopów. Wykorzystywany jest w bateriach, jako składnik wielu stopów metali, jak również do galwanizacji - celem ochrony powierzchni przed czynnikami szkodliwymi. Stosowany jest również w elektronice do produkcji półprzewodników,

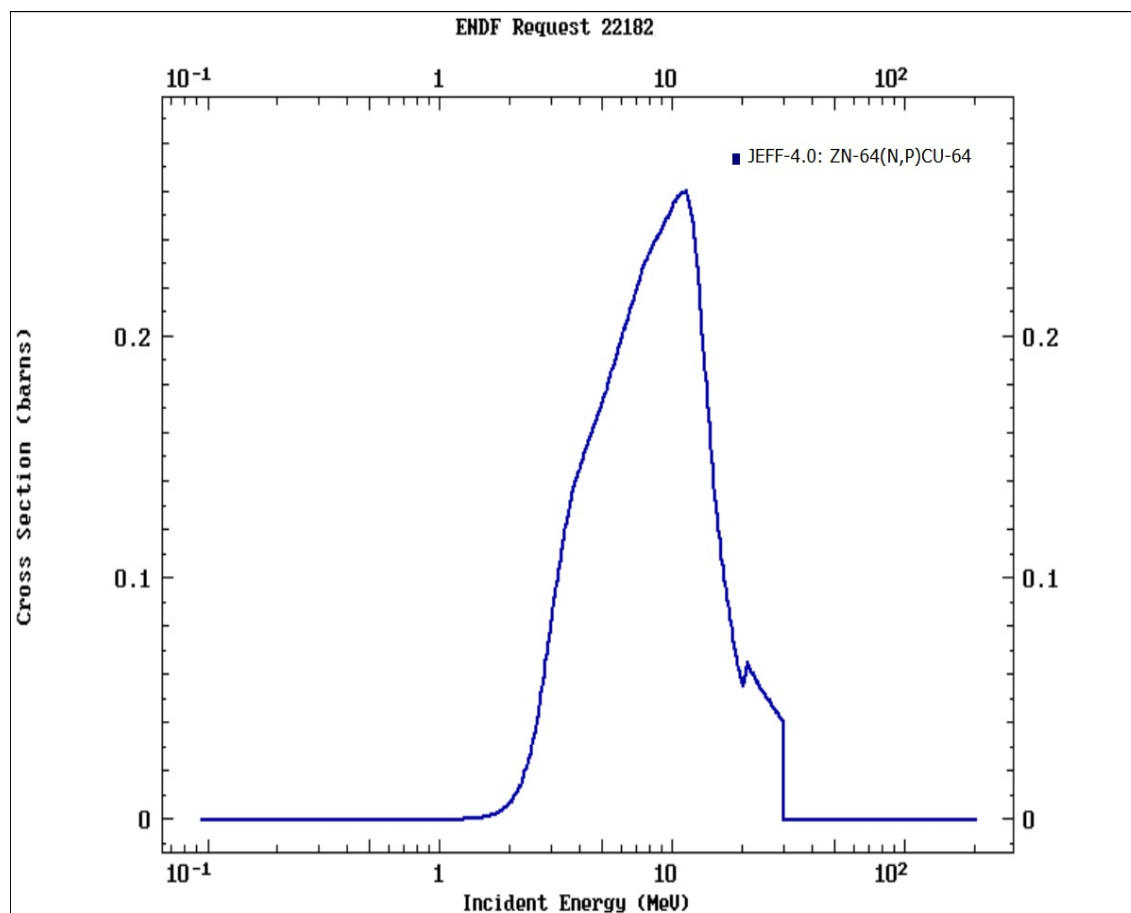


Rys. 16: Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądra kadmu - reakcja (n,γ) dla dwóch najczęściej występujących na ziemi izotopów kadmu. Względem złota, widać znacznie niższy rząd wielkości dla przekroju czynnego w zakresie energii rezonansowych, rezonanse zaczynają się przy wyższych energiach i jest ich mniej. Dlatego kadm jest skutecznie wykorzystywany w celu odcięcia neutronów termicznych. [41]

a jego śladowe ilości (2-3 g) potrzebne są w organizmie człowieka dla prawidłowego działania układu odpornościowego, gospodarki hormonalnej i produkcji enzymów. [44] [45] [50] [51] [52]

Z punktu widzenia fizyki i jej zastosowań w branży medycznej, cynk ^{68}Zn może być stosowany jako target do uzyskania izotopu galu ^{68}Ga w reakcji (p,n) , a izotop ten cieszy się dużym zainteresowaniem w badaniach PET. Dodatkowo, w wyniku reakcji z neutronami prędkimi, możliwe jest otrzymanie izotopu miedzi ^{64}Cu w reakcji (n,p) z izotopu ^{64}Zn . Jest to więc ważny pierwiastek w medycynie nuklearnej, jako wyjściowy do uzyskiwania radioizotopów miedzi i galu. Przekrój czynny na wychwyt neutronów o poszczególnych energiach dla cynku ^{64}Zn przed-

stawia wykres widoczny na rys. 17. [41]



Rys. 17: Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro cynku ^{64}Zn - reakcja (n,p). Jak widać na załączonym wykresie, możliwe jest wytworzenie miedzi-64 tylko przy wysokiej energii promieniowania neutronowego - z zakresu neutronów szybkich. [41]

2 Część eksperymentalna

Wprowadzenie do części eksperymentalnej

Przedstawiona poniżej część pracy odzwierciedla eksperymenty wykonane przez doktoranta i z jego udziałem. Podzielona została tematycznie, zgodnie z różnymi zagadnieniami promieniowania wtórnego w otoczeniu akceleratorów.

Przed przystąpieniem do każdego z eksperymentów skompletowano niezbędne materiały i przygotowano aparaturę. Dla pomiarów promieniowania neutronowego, przyjęta metoda badawcza została ówczśnie sprawdzona poprzez detektory testowe. Używane spektroskopy gamma były sprawdzone pod kątem obecności odpowiedniego chłodzenia (ciekły azot) oraz wykalibrowane energetycznie i wydajnościowo przed przystąpieniem do eksperymentów. Użyto do tego źródeł referencyjnych o znanym składzie izotopowym i aktywności. Kalibrację oparto na izotopach ^{137}Cs , ^{60}Co i ^{152}Eu .

Doświadczenia były przeprowadzane kilkakrotnie, w zależności od charakteru eksperymentu. Opisywane w dalszej części wyniki badań odnoszą się do reprezentatywnych rezultatów uzyskanych i potwierdzonych poprzez przynajmniej trzykrotne powtórzenie eksperymentu.

2.1 Badanie promieniowania neutronowego za napromienianą tarczą

2.1.1 Materiały

W eksperymencie wykorzystywano neutronowe detektory aktywacyjne. Pozyskano materiały:

- złoto - firma Castlegold Crafts Store, Chiny, folie do złocen, o czystości 23 karatów (95,8%).
- aluminium - firma Warchem Sp. z o.o., Polska, proszek alumionowy o czystości min. 90%,
- cynk - firma Warchem Sp. z o.o., Polska, proszek cynkowy o czystości min. 99,1%, ziarna sferyczne o wielkości 3-4 μm ,

- kadm - firma GoodFellow, Wielka Brytania, płytka kwadratowa o grubości 1 mm, czystość 99,95%.

Pozyskane materiały detektorowe zostały uformowane w kształt cienkich folii, natomiast kadm został przygotowany tak, aby możliwe było w nim umieszczenie przygotowanych detektorów. Folie zostały ukształtowane z należytą starannością w warunkach laboratoryjnych, a wagę materiału detektorowego każdorazowo określono na podstawie odczytów wagi laboratoryjnej o dokładności 0,01 mg. Rozmiary folii określono za pomocą suwmiarki o dokładności 0,1 mm. Wagę materiału wyznaczono z pięciu pomiarów, z których wyciągnięto średnią arytmetyczną i odchylenie standardowe. Rysunki poniżej ukazują przygotowane folie, odpowiednio - złota (rys. 18), aluminiowa (rys. 19), cynkowa (rys. 20). Osłonę z kadmu prezentuje rys. 21. Szczegółowe informacje odnośnie każdej z przygotowanych folii przedstawia tabela załączona do niniejszej pracy doktorskiej.



Rys. 18: Folia złota



Rys. 19: Folia aluminiowa

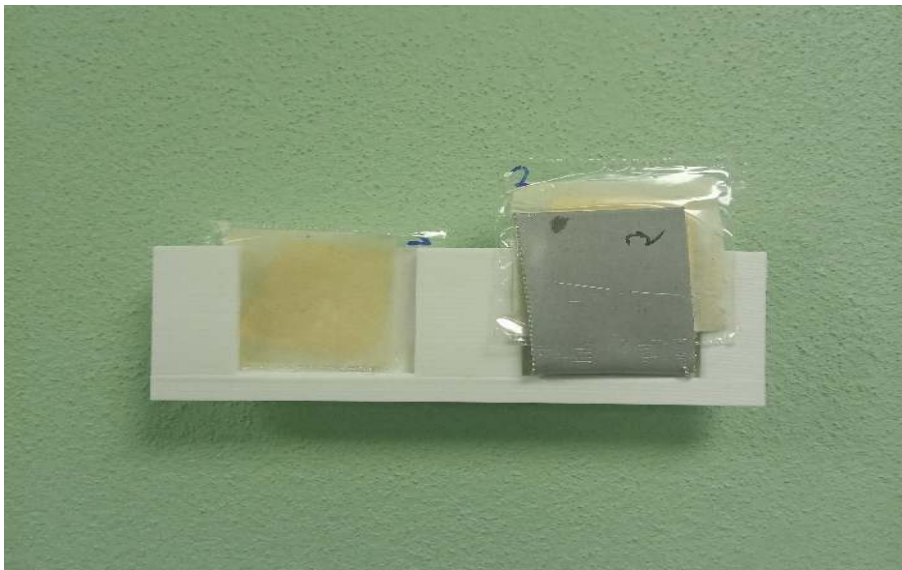


Rys. 20: Folia cynkowa



Rys. 21: Osłonka kadmowa

Dla celów powtarzalności pomiarów w kolejnych eksperymentach, wyznaczone zostały punkty pomiarowe zlokalizowane na ścianach bunkra akceleratora. Specjalnie zaprojektowane naścienne uchwyty zostały zaprojektowane komputerowo i wydrukowane z użyciem drukarki 3D oraz filamentu z PLA. Uchwyty (widoczne na rys. 22) zaprojektowano dwuczęściowo, aby możliwe było łatwe umieszczanie i zdejmowanie detektorów aktywacyjnych. W eksperymencie użyto detektora HPGe firmy



Rys. 22: Uchwyt na folie detektorowe, wykonany z tworzywa sztucznego, z umiejscowionymi w nim dwoma foliami złotymi, w tym jedna osłonięta kadmem.

Canberra, obecnego na wyposażeniu zakładu Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET w NIO-PIB w Gliwicach. Za badany akcelerator, którego wtórne promieniowanie neutronowe miało zostać zbadane, służył zlokalizowany na terenie NIO-PIB w Gliwicach akcelerator Cyclone 18/9 produkcji IBA RadioPharma.

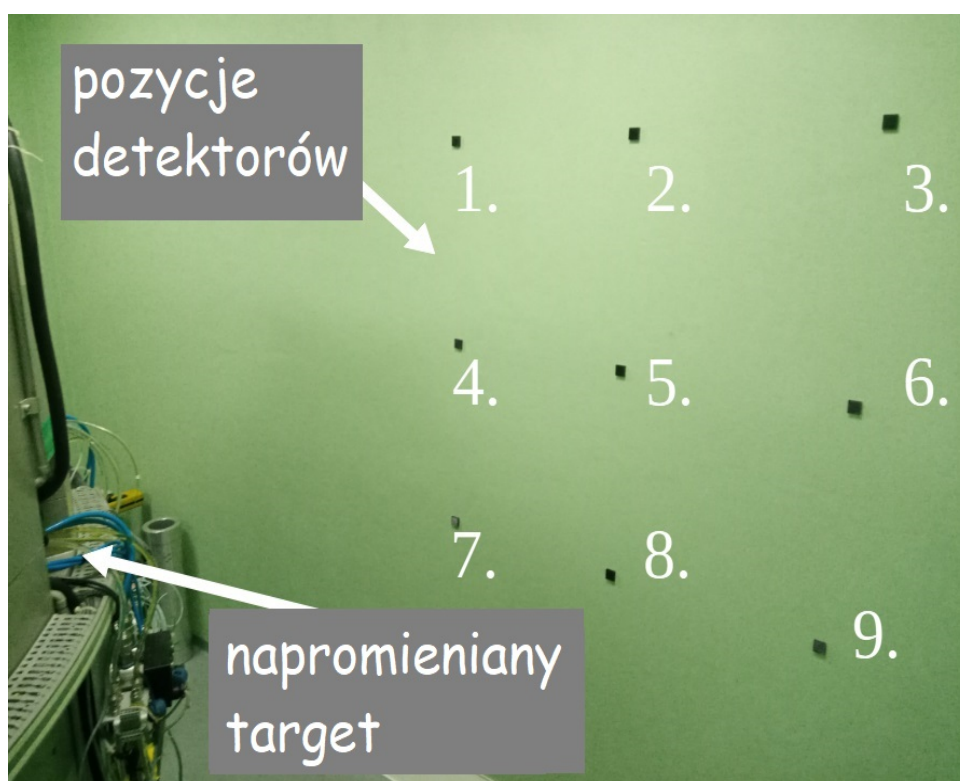
2.1.2 Metodyka

Folie - detektory aktywacyjne - rozmieszczano na ścianie bunkra cyklotronu, w macierzy 3x3 punktów pomiarowych. Rozmieszczenie rozpoczynano w taki sposób, aby środkowy punkt pomiarowy znajdował się w linii prostej za tarczą akceleratora używaną do napromieniania. Pozostałe folie były rozmieszczane w odległościach 50 cm od środkowego punktu pomiarowego, a także w narożnikach powstałego krzyża. Umieszczenie zostało wybrane z uwagi na wysoką spodziewaną fluencję neutronów, a jednocześnie z uwzględnieniem jak najmniejszego wpływu na proces wytwarzania

izotopu. W każdym punkcie pomiarowym rozstawiono zestaw 4 leżących możliwie najbliżej siebie detektorów, składający się z:

- folii złotej (mającej zostać aktywowaną neutronami termicznymi i rezonansowymi),
- folii złotej osłoniętej kadmem (mającej zostać aktywowaną neutronami rezonansowymi, ze znacznie zredukowanym udziałem aktywacji od neutronów termicznych),
- folii aluminiowej (mającej zostać aktywowaną neutronami prędkimi),
- folii cynkowej (mającej zostać aktywowaną neutronami termicznymi, rezonansowymi oraz prędkimi).

Ułożenie detektorów ukazuje rys. 23.



Rys. 23: Rozłożenie detektorów na ścianie bunkra akceleratora

Napromienianie z użyciem cyklotronu odbywało się z użyciem tarczy ciekłej o objętości 3,40 ml, podczas standardowej produkcji izotopu ^{18}F , który miał w dalszej kolejności posłużyć dla celów wytworzenia radiofarmaceutyku FDGtomosil 550MBq/ml roztworu do wstrzykiwań (zarejestrowany produkt leczniczy, wytwarzany

w Narodowym Instytucie Onkologii - Państwowym Instytucie Badawczym im. Marii Skłodowskiej-Curie, oddziale w Gliwicach). Detektory zostały rozstawione przed uruchomieniem wiązki akceleratora. W używanej tarczy ciekłej (metalowym korpusie wypełnionym wodą wzbogaconą $\text{H}_2\text{O}[^{18}\text{O}]$, o zawartości izotopu ^{18}O na poziomie nie niższym niż 98%), główna reakcja jądrowa to $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$. Podczas napromieniania trwającego 140 minut 50 sekund, elektronika akceleratora wskazała zdeponowanie na tarczy protonów o zintegrowanym ładunku równym $176,19 \mu\text{Ah}$, ze średnim prądem $75,15 \mu\text{A}$.

Aktywowane folie były pozostawione w przydzielonych punktach pomiarowych do następnego dnia, co wynika z wysokiej mocy promieniowania jonizującego w bunkrze bezpośrednio po wyłączeniu wiązki. Po około 24 godzinach od rozłożenia detektorów zostały one zdjęte i rozpoczęto proces akwizycji widm aktywowanych folii. Detektory były kolejno mierzone za pomocą spektroskopu gamma, zgodnie z zasadami obowiązującymi dla neutronowej analizy aktywacyjnej, celem obserwacji emitowanych kwantów γ .

Otrzymane aktywowane folie detektorowe wykazały emisję następujących kwantów γ :

- folie złote - pik przy energii 411,8 keV oraz 511 keV. Jest to wynikiem aktywacji folii w reakcji $^{197}\text{Au}(\text{n}, \gamma)^{198}\text{Au}$, Izotop ^{198}Au rozpada się z czasem półrozpadu równym 2,6946 dnia, w wyniku jego rozpadu emitowany jest kwant gamma o wspomnianej energii 411,8 keV z prawdopodobieństwem równym 99,975%. W konsekwencji rozpadu uzyskiwany jest stabilny izotop ^{198}Hg .
- folia aluminiowa - pik przy energii 1368,625 keV oraz 511 keV. Jest to wynikiem aktywacji folii w reakcji $^{27}\text{Al}(\text{n}, \alpha)^{24}\text{Na}$, Izotop ^{24}Na rozpada się z czasem półrozpadu równym 14,956 godzin, w wyniku jego rozpadu emitowane są kwanty gamma: o wspomnianej energii 1368,625 keV z prawdopodobieństwem równym 99,994%, oraz o energii 2754,008 keV z prawdopodobieństwem równym 99,867%. Dla celów analitycznych zajmowano się wyłącznie pikiem pochodzącym od kwantów o niższej energii. Jest to konsekwencją niskiej wydajności spektroskopów dla wysokich energii. W konsekwencji rozpadu uzyskiwany jest stabilny izotop ^{24}Mg .

- folia cynkowa - piki przy energiach 438,6 keV oraz 1115,5 keV. Jest to wynikiem aktywacji folii w reakcjach $^{68}\text{Zn}(n,\gamma)^{69m}\text{Zn}$ oraz $^{64}\text{Zn}(n,\gamma)^{65}\text{Zn}$. Izotop ^{69m}Zn rozpada się z czasem półrozpadu równym 13,76h, w wyniku jego rozpadu emitowany jest kwant gamma o wspomnianej energii 438,6 keV z prawdopodobieństwem równym 94,85%. W konsekwencji rozpadu uzyskiwany jest radioizotop ^{69}Zn , który rozpada się dalej do stabilnego ^{69}Ga . Izotop ^{65}Zn rozpada się z czasem półrozpadu równym 243,93 dni, w wyniku jego rozpadu emitowany jest kwant gamma o wspomnianej energii 1115,5 keV z prawdopodobieństwem równym 50,04%. W konsekwencji rozpadu uzyskiwany jest stabilny izotop ^{65}Cu . Ponadto, niektóre folie wykazywały również niezerową liczbę zliczeń przy energiach 185keV oraz 1346keV, co odpowiada izotopom ^{67}Cu oraz ^{64}Cu , które powstały odpowiednio w wyniku reakcji: $^{67}\text{Zn}(n,p)^{67}\text{Cu}$ oraz $^{64}\text{Zn}(n,p)^{64}\text{Cu}$.

Widma uzyskane z pomiarów poszczególnych folii dostępne są jako załącznik na końcu niniejszej pracy doktorskiej.

Wyznaczono obszary ROI w uzyskanych widmach aktywowanych folii w zależności od izotopów, które spodziewano się otrzymać w drodze aktywacji. Dla folii złotych ROI zlokalizowany był dla pików 411,8 keV, dla folii aluminiowych ROI zdefiniowano jako pik przy energii 1368,6 keV. Dla folii cynkowych nie definiowano obszarów ROI, jako że nie były one wykorzystywane dla celów analizy statystycznej i wyznaczania fluencji neutronów.

Informacje o liczbie zliczeń z każdego z ROI folii złotych i aluminiowych posłużyły do wyliczenia gęstości strumienia neutronów w różnych punktach pomiarowych za targetem cyklotronu - z podziałem na neutrony termiczne, rezonansowe i prędkie. Skorzystano przy tym ze wzorów 14, 15 oraz 16. Przekroje czynne dla każdej z reakcji uzyskano z baz ENDF i EXFOR, dostępnymi z oficjalnych stron IAEA. Uwzględniono też wzory 18 oraz 19 aby zróżnicować aktywność uzyskaną przez złote folie od neutronów termicznych i rezonansowych. W obliczeniach korzystano z informacji o masach i powierzchniach każdej z folii zgodnie z tabelą 4, znajdującą się na końcu niniejszej pracy.

W ujęciu statystycznym i analizie błędów, każda z wartości użytych w równaniu obarczona jest niepewnością pomiarową. W obliczeniach korzystano

z mas detektorów, które wyznaczono za pomocą wagi laboratoryjnej. Niedokładność każdego pomiaru określono jako równą najniższej podwielokrotności grama, którą jest w stanie zarejestrować waga laboratoryjna, co w tym przypadku było równe:

$$|\Delta m| = 0,01 [mg] = 1 \cdot 10^{-5} [g]$$

Ponieważ masę ostateczną każdego materiału detektorowego określono na podstawie średniej arytmetycznej z pięciu pomiarów, niedokładność ich wyznaczenia wyliczono używając odchylenia standardowego.

Niedokładność określonych wymiarów folii (która wraz z masą wpływa na gęstość powierzchniową) równa jest rozdzielczości suwmiarki, za pomocą której zmierzono wielkość detektorów:

$$|\Delta l| = 0,1 [mm] = 1 \cdot 10^{-4} [m]$$

Niepewność wartości liczby zliczeń określono na podstawie wyniku z oprogramowania sterującego analizatorem wielokanałowym i detektorem HPGe. Program samodzielnie określa niepewność, zgodnie z przyjętą normą w analizie spektroskopowej, za pomocą pierwiastka z uzyskanej całki pod pikiem (zliczenia z ROI):

$$|\Delta N| = \sqrt{N} [zliczenia]$$

Dokładność zmierzonego czasu pomiaru uzależniona jest możliwościami programu sterującego, w tym przypadku równa jest ona:

$$|\Delta t_{pomiar}| = 0,1 [s]$$

Natomiast pozostałe zmienne czasowe zostały określone z precyzją typową dla zegarów codziennego użytku:

$$|\Delta t_n| = |\Delta t_m| = 1 [s]$$

Przekładając otrzymane wartości maksymalnych błędów dla zmierzonych zmiennych i korzystając z metody różniczki zupełnej (względem wzoru 17), otrzymano wzór 20 pozwalający każdorazowo wyliczyć maksymalny błąd wyznaczonych aktywności:

$$|\Delta A| = \left| \frac{\delta A}{\delta N} \right| \cdot |\Delta N| + \left| \frac{\delta A}{\delta t_{pomiar}} \right| \cdot |\Delta t_{pomiar}| \quad (20)$$

Wyznaczony natomiast maksymalny błąd wyznaczonych wartości gęstości strumienia zapisać można wzorem 21:

$$|\Delta\phi| = \left|\frac{\delta\phi}{\delta A}\right| \cdot |\Delta A| + \left|\frac{\delta\phi}{\delta t_m}\right| \cdot |\Delta t_m| + \left|\frac{\delta\phi}{\delta t_n}\right| \cdot |\Delta t_n| + \left|\frac{\delta\phi}{\delta m}\right| \cdot |\Delta m| + \left|\frac{\delta\phi}{\delta l}\right| \cdot |\Delta l| \quad (21)$$

gdzie oznaczenia są tożsame z wzorem 13.

Eksperyment był przeprowadzony trzykrotnie, za każdym razem uzyskując podobne rezultaty. Wyniki zostały analogicznie przeanalizowane za każdym podejściem, a dla ostatniej z trzech prób zostały one zestawione w niniejszej pracy. Rezultaty otrzymanych aktywności wzbudzonych przedstawia tabela 1 a informacje o gęstości strumieni neutronów - tabele 2, 3 i 4.

Tab. 1: Aktywność wzbudzona $[\frac{1}{s}]$ w detektorach za targetem, z podziałem na przyczynę aktywacji.

	Lewo	Środek	Prawo
Góra	$A_{n_{termiczne}} = 55,11$ $A_{n_{rezonansowe}} = 167,91$ $A_{n_{szybkie}} = 0,03$	$A_{n_{termiczne}} = 82,10$ $A_{n_{rezonansowe}} = 186,01$ $A_{n_{szybkie}} = 0,13$	$A_{n_{termiczne}} = 32,81$ $A_{n_{rezonansowe}} = 180,16$ $A_{n_{szybkie}} = 0,01$
Środek	$A_{n_{termiczne}} = 40,87$ $A_{n_{rezonansowe}} = 213,51$ $A_{n_{szybkie}} = 0,03$	$A_{n_{termiczne}} = 58,37$ $A_{n_{rezonansowe}} = 331,43$ $A_{n_{szybkie}} = 0,11$	$A_{n_{termiczne}} = 31,68$ $A_{n_{rezonansowe}} = 215,84$ $A_{n_{szybkie}} = 0,05$
Dół	$A_{n_{termiczne}} = 27,55$ $A_{n_{rezonansowe}} = 192,62$ $A_{n_{szybkie}} = 0,01$	$A_{n_{termiczne}} = 66,28$ $A_{n_{rezonansowe}} = 206,51$ $A_{n_{szybkie}} = 0,06$	$A_{n_{termiczne}} = 21,67$ $A_{n_{rezonansowe}} = 187,32$ $A_{n_{szybkie}} = 0,02$

Tab. 2: Wyliczenia gęstości strumienia cząstek $[\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}]$ w detektorach za targetem - neutrony termiczne. Prezentowane wartości podane są wraz z niepewnością, wyliczoną metodą różniczki zupełnej.

	Lewo	Środek	Prawo
Góra	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(7,18 \pm 0,59) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(10,49 \pm 0,91) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(5,04 \pm 0,45) \cdot 10^6$
Środek	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(6,29 \pm 0,74) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(9,07 \pm 1,03) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(4,68 \pm 0,71) \cdot 10^6$
Dół	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(4,03 \pm 0,40) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(8,96 \pm 1,18) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(3,57 \pm 0,54) \cdot 10^6$

Tab. 3: Wyliczenia gęstości strumienia cząstek $[\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}]$ w detektorach za targetem - neutrony rezonansowe. Prezentowane wartości podane są wraz z niepewnością, wyliczoną metodą różniczki zupełnej.

	Lewo	Środek	Prawo
Góra	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(13,72 \pm 1,14) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(16,55 \pm 1,43) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(15,67 \pm 1,41) \cdot 10^6$
Środek	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(18,41 \pm 1,53) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(24,90 \pm 2,15) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(19,21 \pm 1,73) \cdot 10^6$
Dół	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(15,54 \pm 1,56) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(18,78 \pm 2,47) \cdot 10^6$	$\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(18,27 \pm 2,74) \cdot 10^6$

Tab. 4: Wyliczenia gęstości strumienia cząstek $[\frac{1}{\text{cm}^2 \cdot \text{s}}]$ w detektorach za targetem - neutrony prędkie. Prezentowane wartości podane są wraz z niepewnością, wyliczoną metodą różniczeki zupełnej.

	Lewo	Środek	Prawo
Góra	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(1,56 \pm 0,12) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(15,92 \pm 0,75) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(7,50 \pm 0,08) \cdot 10^5$
Środek	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(1,65 \pm 0,11) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(19,16 \pm 0,59) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(11,07 \pm 0,92) \cdot 10^5$
Dół	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(1,15 \pm 0,06) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(8,79 \pm 0,61) \cdot 10^5$	$\phi_{n_{szybkie}} =$ $(4,71 \pm 0,45) \cdot 10^5$

2.2 Badanie promieniowania neutronowego przy drzwiach bunkra

2.2.1 Materiały

Użyte materiały pokrywają się z badaniem promieniowania neutronowego wewnątrz bunkra. Skorzystano z folii własnoręcznie przygotowanych przez doktoranta, z materiałów detektorowych - złota, aluminium - oraz osłon kadmowych, upewniając się o ich aktywności na poziomie tła promieniotwórczego przed przystąpieniem do eksperymentu. Za badany obiekt służył zlokalizowany na terenie Zakładu Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET w NIO-PIB w Gliwicach akcelerator Cyclone 18/9 produkcji IBA RadioPharma, a do akwizycji widm użyto detektora HPGe firmy Canberra z analizatorem DSA2000, będący również na wyposażeniu placówki.

2.2.2 Metodyka

Eksperyment był podzielony na dwa etapy - osobno dla promieniowania neutronowego z zakresu energii termicznych i rezonansowych, osobno zaś dla neutronów prędkich. Wszystkie warunki napromieniania były możliwie takie same przy obu dniach pomiarowych.

Na wewnętrznej stronie drzwiach osłonnych akceleratora wyznaczono miejsce pomiarowe, w którym umieszczono tuż obok siebie dwie folie złote, z czego jedna została osłonięta kadmem. W lini prostej, po drugiej, zewnętrznej stronie drzwi, ustawiono kolejną parę folii, także z przesłoną kadmową dla jednej z nich. Po umieszczeniu folii opuszczono miejsce pomiarowe i rozpoczęto napromienianie tarczy ciekłej w celu uzyskania izotopu ^{18}F , podobnie jak w badaniu fluencji neutronów wewnątrz bunkra. Umieszczenie folii na drzwiach przedstawiają rysunki 24 i 25.

Podczas napromieniania wybrano tarczę możliwie najbliższą drzwi akceleratora. Podczas wiązki trwającej 119 minut 29 sekund, zdeponowany ładunek na tarczy określono jako $143,97 \mu\text{Ah}$, na podstawie wydruku z programu sterującego akceleratorem. Po zatrzymaniu wiązki przystąpiono do pomiarów widma folii umieszczonych po zewnętrznej stronie bunkra.

Kolejnego dnia, przed rozpoczęciem pracy akceleratora, zabezpieczono ak-



Rys. 24: Pozycja detektorów na drzwiach bunkra, strona wewnętrzna
Rys. 25: Pozycja detektorów na drzwiach bunkra, strona zewnętrzna

tywowane folie złote z wnętrza bunkra i przystąpiono do ich pomiaru - jako radioaktywnej próbki - na spektroskopie gamma. Jednocześnie w ich miejsce wstawiono folię aluminiową. Bunkier zamknięto i rozpoczęto czynności związane z produkcją radioizotopu fluoru. Napromienianie wiązką trwało 108 minut 33 sekundy, a zcałkowany prąd na tarczy podczas napromieniania wynosił $138,44 \mu\text{Ah}$. Bezpośrednio po zatrzymaniu wiązki protonów w cyklotronie przystąpiono do pomiaru folii zlokalizowanej na drzwiach od strony sterowni akceleratora, a kolejnego dnia, po upływie ok. 24 godzin od zamknięcia bunkra, zabezpieczono folię aluminiową umieszczoną na wewnętrznej stronie drzwi i włożono ją do spektroskopu gamma celem akwizycji spektrum.

Uzyskane wyniki przedstawiają wykresy dołączone jako załącznik do niniejszej pracy doktorskiej. Wyznaczono obszary ROI w zapisanych pomiarach spektroskopowych i przystąpiono do analizy liczby zliczeń dla spodziewanych aktywacji. Dla folii złotych ROI zlokalizowany był dla pików $411,8 \text{ keV}$, dla folii aluminiowych ROI zdefiniowano jako pik przy energii $1368,6 \text{ keV}$.

Metodologia obliczeń gęstości strumienia cząstek jest adekwatna z obliczeniami przeprowadzonymi dla eksperymentu przeprowadzonego za tarczą akceleratora.

Podobnie też przeprowadzono analizę błędów statystycznych. Wyniki uzyskanych aktywności i wyliczonych gęstości strumienia na wewnętrznej i na zewnętrznej stronie drzwi akceleratora ukazuje tabela 5.

Tab. 5: Wyliczenia aktywności wzbudzonych oraz gęstości strumienia cząstek przy drzwiach bunkra, z podziałem na analizowane neutrony. Prezentowane wartości (uzyskane na podstawie ostatniej z trzech prób doświadczalnych) podane są wraz z niepewnością, wyliczoną dla aktywności wzbudzonej - na podstawie błędu z liczby zliczeń $\sqrt{N}$ i niepewności zmiennej czasowej, a dla fluencji neutronów w czasie - metodą różniczki zupełnej.

	Drzwi - strona wewnętrzna	Drzwi - strona zewnętrzna
Wyliczona aktywność wzbudzona [$\frac{1}{s}$]	$A_{n_{termiczne}} =$ $74,97 \pm 0,26$ $A_{n_{rezonansowe}} =$ $267,19 \pm 1,12$ $A_{n_{szybkie}} =$ $(3,70 \pm 0,79) \cdot 10^{-3}$	$A_{n_{termiczne}} =$ $(16,57 \pm 0,00) \cdot 10^{-3}$ $A_{n_{rezonansowe}} =$ $(4,78 \pm 0,00) \cdot 10^{-3}$ $A_{n_{szybkie}} =$ $0,00 \pm 0,00$
Gęstość stru- mienia [$\frac{1}{cm^2 \cdot s}$]	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $(6,33 \pm 0,58) \cdot 10^6$ $\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $(13,82 \pm 1,64) \cdot 10^6$ $\phi_{n_{szybkie}} =$ $(9,80 \pm 1,58) \cdot 10^2$	$\phi_{n_{termiczne}} =$ $1066,90 \pm 89,15$ $\phi_{n_{rezonansowe}} =$ $192,00 \pm 16,26$ $\phi_{n_{szybkie}} =$ $0,00 \pm 0,00$

2.3 Badanie możliwości produkcji radioizotopów z wykorzystaniem akceleratora liniowego

2.3.1 Materiały

Cyna o naturalnej abundancji została pozyskana jako jednorodny, biały proszek. Odmierzona została na wadze laboratoryjnej, a następnie szczelnie zamknięta w przygotowanym wcześniej specjalnym pojemniku. Gęstość powierzchniowa przygotowanych próbek wynosiła 1.048–1.143 $\frac{g}{cm^2}$. Ren został pozyskany

w formie cienkich folii ($57\text{--}60 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$). Za badane obiekty służyły zlokalizowane na terenie NIO-PIB w Gliwicach akceleratory Varian TrueBeam oraz Clinac-2300. W celu akwizycji widma posłużono się dwoma detektorami HPGe, z których każdy był podpięty do stosownego analizatora wielokanałowego. Oprogramowaniem do akwizycji spektrum był Tukan8k, a do zliczeń otrzymanych z detektorów zastosowano korektę (związaną z efektem sumowania) na podstawie symulacji Monte Carlo przeprowadzonych z użyciem Geant4.

2.3.2 Metodyka

Układ pomiarowy obejmował umieszczenie badanych próbek w polu napromieniania akceleratora, w bezpośredniej bliskości ujścia wiązki. Pod próbką położono fragment zamku ołowianego o grubości 5 cm oraz arkusze PMMA, o łącznej grubości 10 cm. Ich użycie miało na celu rozpraszać neutrony których kierunek propagacji odbiegał od lokalizacji próbki, aby dodatkowo zwiększyć liczbę reakcji wywołanych neutronami. Natomiast zastosowanie kształtki ołowianej miało dodatkowo zwiększyć fluencję neutronów poprzez uzyskanie źródła wtórnego w wyniku reakcji (γ, n) . Dokładne przedstawienie układu pomiarowego ukazuje rysunek 26.

Tak skonstruowany układ pomiarowy spowodować miał zarówno reakcje - fotojądrowe, jak i spowodowane wychwytem neutronu - w próbkach renu i cyny.

Następnie rozpoczęto napromienianie z użyciem tarczy konwersji i fotonów o energii do 20 MeV. Aparat dostarczał 600 jednostek monitorowych na minutę, a wiązka trwała 15 minut. Po czasie 20 minut od zakończenia napromieniania (wynikającym z ochrony radiologicznej i średnim czasem życia neutronów swobodnych) badane próbki były każdorazowo zabrane z punktów pomiarowych i zmierzone za pomocą spektroskopu gamma.

Otrzymane spektrum dla wybranej, reprezentatywnej badanej próbki napromienianej cyny i renu przedstawiają odpowiednio rys. 27 oraz 28. Widać na nich zwiększoną liczbę zliczeń dla widma próbki cyny przy energiach:

- 158,6 keV - jest to spowodowane kwantem γ izotopu ^{117m}Sn , o czasie półrozpadu równym 14 dni, uzyskanego w wyniku reakcji: $^{116}\text{Sn}(n, \gamma)^{117m}\text{Sn}$; $^{118}\text{Sn}(\gamma, n)^{117m}\text{Sn}$; $^{117}\text{Sn}(n, n')^{117m}\text{Sn}$,
- 171,28 keV oraz 245,42 keV - jest to spowodowane kwantem γ izotopu ^{111}In ,



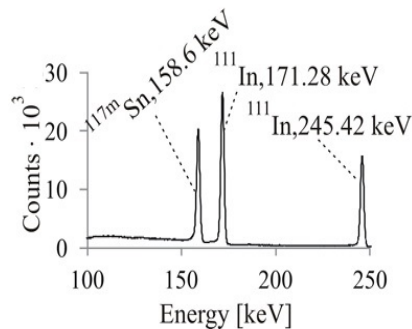
Rys. 26: Układ pomiarowy do aktywacji próbek renu i cyny

o czasie półrozpadu równym 2,8 dni, uzyskanego w wyniku reakcji:
 $^{112}\text{Sn}(\gamma, n)^{111}\text{Sn}$ i dalej rozpadu ^{111}Sn (czas półtrwania 35,3 min) do ^{111}In .

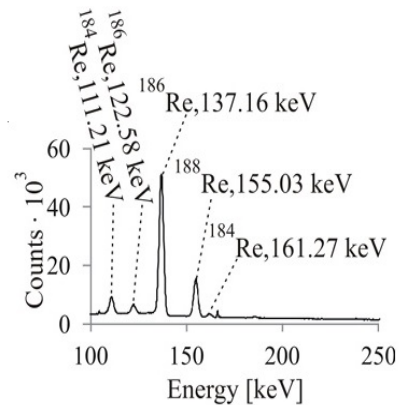
Dla widma próbki renu spektroskopia wykazała zwiększone zliczenia przy energiach:

- 111,21 keV - jest to spowodowane kwantem γ izotopu ^{184}Re , o czasie półrozpadu równym 35,4 dni, uzyskanego w wyniku reakcji: $^{185}\text{Re}(\gamma, n)^{184}\text{Re}$,
- 122,58 keV oraz 137,16 keV - jest to spowodowane kwantem γ izotopu ^{186}Re , o czasie półrozpadu równym 3,72 dni, uzyskanego w wyniku reakcji: $^{185}\text{Re}(n, \gamma)^{186}\text{Re}$; $^{187}\text{Re}(\gamma, n)^{186}\text{Re}$,
- 155,03 keV - jest to spowodowane kwantem γ izotopu ^{188}Re , o czasie półrozpadu równym 17 godzin, uzyskanego w wyniku reakcji: $^{187}\text{Re}(n, \gamma)^{188}\text{Re}$.

Dla otrzymanych spektrum wyznaczono ROI odpowiadające kwantom pochodzącym od izotopów ^{117m}Sn , ^{186}Re i ^{188}Re . Zestawiając liczbę zliczeń z czasem akwizycji widma otrzymano aktywność specyficzną dla poszczególnych



Rys. 27: Spektrum aktywowanej próbki cyny



Rys. 28: Spektrum aktywowanej folii renowej

izotopów, co uwzględniając czas półrozpadu każdego z nuklidów, posłużyło do wyznaczenia wartości saturacji. Tak też, przy niezmiennych warunkach eksperymentalnych (innych niż czas trwania aktywacji), określono że:

- dla ^{117m}Sn spodziewana wysycona aktywność specyficzna to $11 \frac{kBq}{g}$ po ok. 2000 godzinach,
- dla ¹⁸⁶Re, spodziewana wysycona aktywność specyficzna to $2600 \frac{kBq}{g}$ po ok. 400 godzinach.
- dla ¹⁸⁸Re, spodziewana wysycona aktywność specyficzna to $260 \frac{kBq}{g}$ po ok. 120 godzinach.

2.4 Badanie słabych pól neutronowych z wykorzystaniem spektroskopu gamma

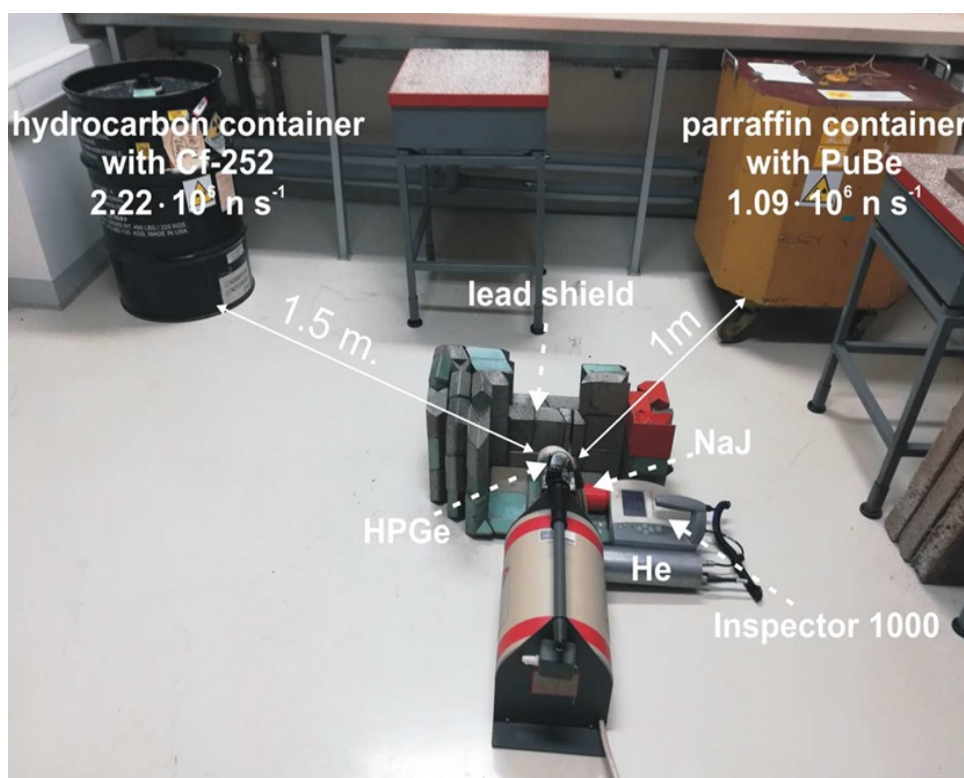
2.4.1 Materiały

Do eksperymentu posłużono się źródłem kalifornu ²⁵²Cf oraz źródłem plutonowo-berylowym (PuBe). Oba źródła promieniotwórcze znajdowały się w budynku Śląskiego Międzyuczelnianego Centrum Edukacji i Badań Interdyscyplinarnych w Chorzowie. Do celów detekcyjnych użyto przenośnego detektora HPGe firmy Canberra wraz z przetwornikiem InSpector 2000 model 1300 i oprogramowaniem Genie 2000, będących również na wyposażeniu ŚMCEBI. Dla uzyskania wartości referencyjnej fluencji mierzonego pola neutronowego, w układzie

pomiarowym zastosowano również przenośny miernik InSpector 1000 z kryształem NaI i komorą helową ^3He . W prawidłowej ocenie wyników eksperymentu posłużyły wyniki symulacji komputerowych Monte Carlo z użyciem kodu Geant4.

2.4.2 Metodyka

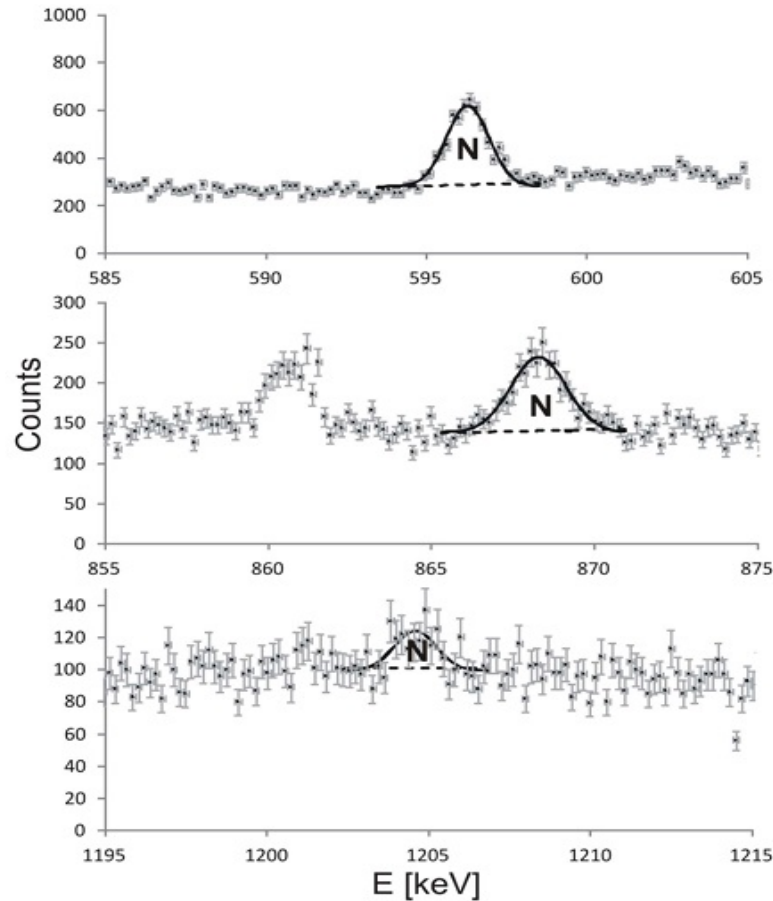
Przygotowano układ pomiarowy składający się z detektora HPGe, helowego detektora neutronów i dwóch źródeł neutronowych o znanej aktywności. Wyznaczono miejsce w laboratorium pomiarowym pomiędzy dwoma źródłami, w odległości 1 metra od źródła PuBe oraz 1,5 metra od źródła ^{252}Cf . Z konieczności przeprowadzenia eksperymentu w niekorzystnych warunkach (bliskość innych źródeł promieniotwórczych), zbudowano ołowiany zamek, mający na celu minimalizację rejestrowanego przez detektor HPGe tła promieniotwórczego. Sam detektor ustawiono następnie na wyznaczonym wcześniej miejscu, na podłodze. Układ pomiarowy przedstawia rys. 29



Rys. 29: Układ eksperymentalny do pomiaru niskoenergetycznych neutronów

Po przygotowaniu układu przystąpiono do trwającego 30 godzin pomiaru.

W jego wyniku uzyskano spektrum, które wykazało piki przy energiach 595,9, 867,9 i 1204,2 keV. Pochodzą one jako efekt wychwytu neutronu w reakcji $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$. Widmo obrazuje rys. 30.



Rys. 30: Zaznaczone fragmenty widma pochodzące z reakcji $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$. Dla 1204,2 keV liczba zliczeń niewiele wykracza ponad tło, powodując mało miarodajne wyniki.

Wyznaczono obszary ROI skorelowane z wymienionymi wyżej kwantami γ . Zależność między gęstością strumienia cząstek oraz liczbą rejestrowanych kwantów gamma wyznaczono za pomocą obliczeń na bazie symulacji Monte Carlo z użyciem Geant4. Celem wyznaczenia właściwej ilości neutronów docierających do detektora w przedstawionym układzie eksperymentalnym, odzwierciedlono również jego kształt, geometrię i źródła neutronowe w formie symulacji komputerowej na bazie kodu Geant4.

Wprowadzono współczynnik korelacji C, wiążący dwie wspomniane wyżej

wartości, i zdefiniowano go jako wzór 22:

$$C = \frac{\phi}{dN/dt} \quad (22)$$

gdzie:

- ϕ to gęstość strumienia neutronów padającą na powierzchnię detektora w jednostce czasu,
- dN/dt to liczba rejestrowanych kwantów gamma w jednostce czasu.

Ponieważ energie neutronów docierających do detektora mają rozkład zgodny z prawem Maxwella-Boltzmanna, naszą gęstość strumienia neutronów o energiach termicznych i rezonansowych w interesującym nas zakresie można także zapisać jako wzór 23:

$$\phi = \int_0^{1 \text{ eV}} \phi(E) dE \quad (23)$$

gdzie $\phi(E)$ to gęstość strumienia neutronów padającą na powierzchnię detektora w jednostce czasu o energii E . Zakresy całkowania są związane z przekrojem czynnym - we wskazanym zakresie zachodzi reakcja $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$.

Posiadając informację o współczynniku korelacji C dla danego detektora, można teraz wyznaczać fluencję neutronów (o energii z zakresu termalno-rezonansowego) w czasie w dowolnym miejscu gdzie ustawiony zostanie detektor HPGe - aby tego dokonać, wystarczy posłużyć się wzorem 24:

$$\phi = C \frac{dN}{dt} \quad (24)$$

gdzie $\frac{dN}{dt}$ oznacza liczbę zliczeń (pole pod pikiem) na sekundę. Wyboru odpowiedniego ROI (liczby zliczeń dla kwantu o energii 595,9, 867,9 lub 1204,2 keV) należy dokonać w oparciu o energię, dla której definiowano współczynnik C . Na potrzeby eksperymentu, sprawdzono metodę pomiarową dla wszystkich trzech energii pików. Uzyskane wyniki przedstawia tabela 6.

2.5 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego w pomieszczeniu cyklotronu

2.5.1 Materiały

W eksperymencie użyto przenośnego detektora HPGe wraz z przetwornikiem InSpector 2000 m. 1300 firmy Canberra, który znajduje się na wyposażeniu

Tab. 6: Wyliczenia rejestrowanych kwantów γ na sekundę wraz z wyznaczonym współczynnikiem korelacji C dla poszczególnych energii. Prezentowane wartości podane są wraz z niepewnością, wyliczoną dla $\frac{dN}{dt}$ - na podstawie błędu z liczby zliczeń $\sqrt{N}$ i niepewności zmiennej czasowej, natomiast dla C - wyliczoną poprzez błąd względny zmiennych we wzorze 22.

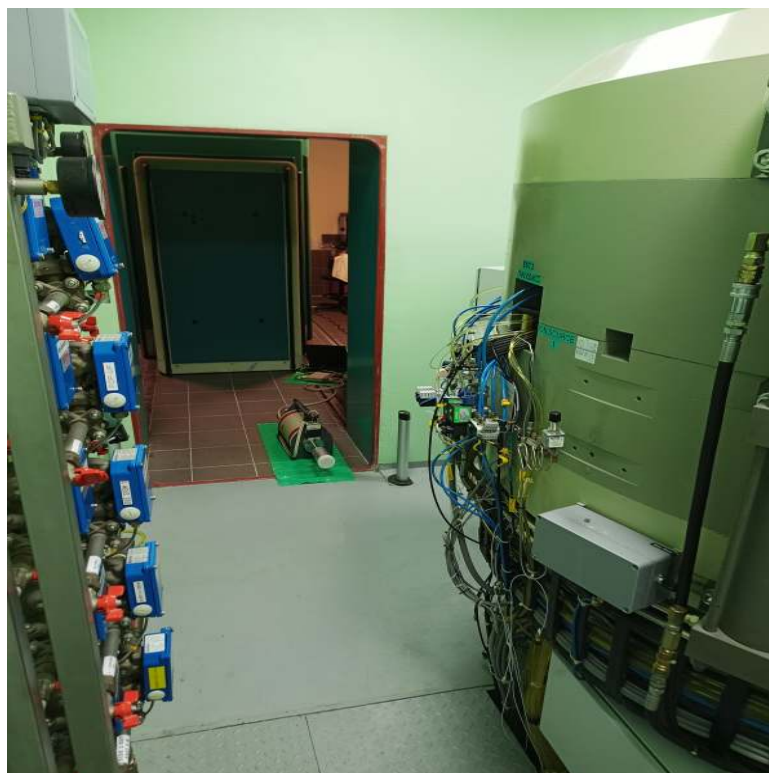
E [keV]	$\frac{dN}{dt}$ [$\frac{1}{s}$]	C [$\frac{1}{cm^2}$]
595,9	$0,0273 \pm 0,0014$	205 ± 11
867,9	$0,0104 \pm 0,0010$	530 ± 53
595,9	$0,0020 \pm 0,0015$	2774 ± 2050

pracowni promieniowania jonizującego, Instytutu Fizyki na wydziale Nauk Ścisłych i Technicznych Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach. Za badany obiekt służył zlokalizowany na terenie Zakładu Radiofarmacji i Obrazowania Laboratoryjnego PET w NIO-PIB w Gliwicach akcelerator Cyclone 18/9 produkcji IBA RadioPharma.

2.5.2 Metodyka

Układ pomiarowy obejmował umieszczenie przenośnego spektrometru gamma wewnątrz bunkra bunkra cyklotronu, używanego do typowej produkcji izotopu ^{18}F . Pomiar odbywał się przy wyłączonej wiązce, tak aby możliwie najdokładniej uchwycić kwanty gamma pochodzące z aktywowanych elementów akceleratora i bunkra. Detektor został ustawiony tak, aby jego objętość czynna znajdowała się w rogu pomieszczenia, w miejscu gdzie podczas wiązki znajduje się wewnętrzna ściana drzwi osłonnych. Takie umiejscowienie wynika z maksymalnego możliwego oddalenia detektora (co wpływa na liczbę zliczeń detektora, zgodnie ze wzorem 9), przy którym jednak pomiędzy detektorem a badanym obiektem (z angielskiego "line of sight") nie występują fizyczne przeszkody. Umiejscowienie detektora przedstawiają rysunki 31 i 32.

Z racji na wysoką moc dawki oraz problem z prawidłową pracą aparatury przy tak dużej ilości rejestrowanych kwantów gamma, pomiar widma zajmował zaledwie 300 sekund, przy czasie martwym sięgającym 25%. Jednak czas był ten wystarczający do uzyskania szczegółowego spektrum, co ukazuje wykres

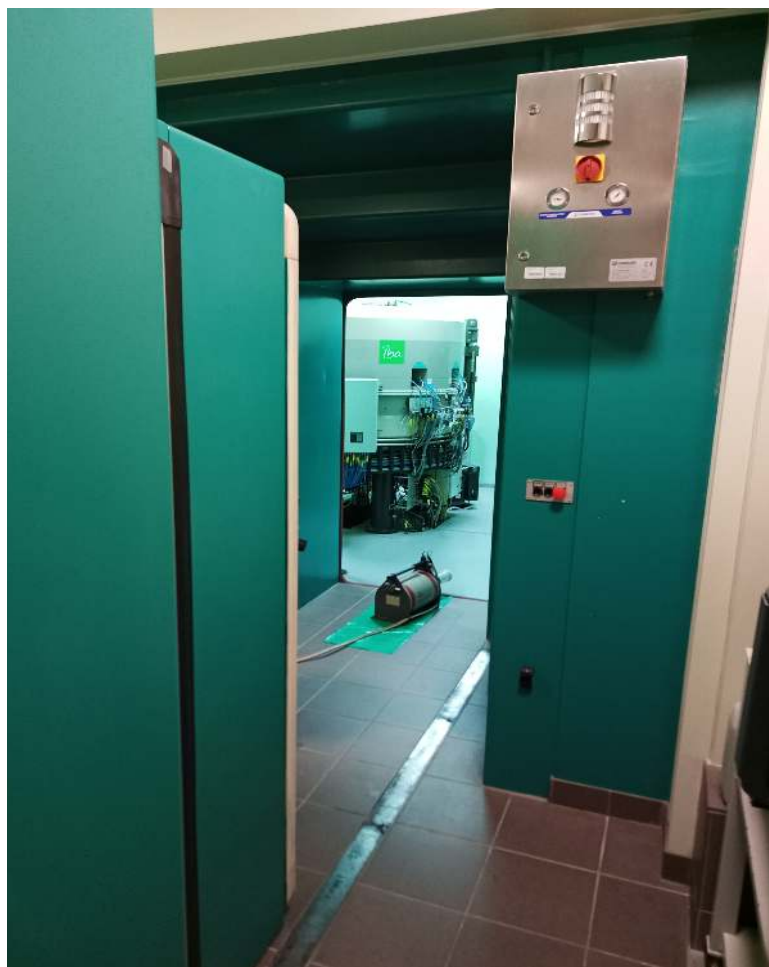


Rys. 31: Umieszczenie detektora w bunkrze cyklotronu

na rys. 33.

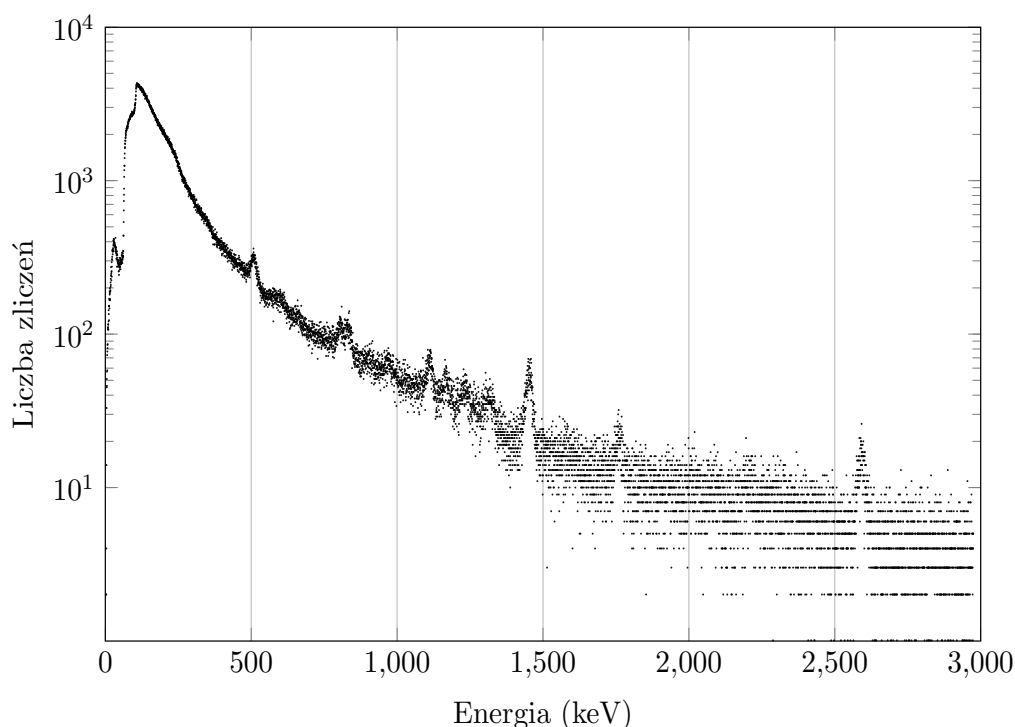
Uzyskane widmo wykazywało obecność wielu izotopów promieniotwórczych. Można ponadto zauważyć znaczące podwyższenie zliczeń w całym zakresie, zwłaszcza dla niskich energii (wysokie tło promieniotwórcze, wraz z dużym wkładem od efektu Compton'a), jak również obecny jest sygnał dla energii 511 keV, wynikający z rozpadów β . Analizując spektrum podjęto się próby identyfikacji występujących radioizotopów. Zarejestrowano zwiększoną ponad wartość tła ilość fotonów dla energii:

- 834,85 keV którego pochodzenie uzasadniono obecnością izotopu ^{54}Mn ,
- 1293,56 keV, od izotopu ^{116m}Sb ,
- 1332,49 oraz 1173,23 keV, od izotopu ^{60}Co ,
- 1362,94 oraz 1520,28 keV, od izotopu ^{93}Tc ,
- 1808,65 keV, od izotopu ^{26}Al ,
- 2754,08 oraz 1368,63 keV, od izotopu ^{24}Na ,



Rys. 32: Umieszczenie detektora w bunkrze cyklotronu, widok z korytarza technicznego

- 1690,97 keV, od izotopu ^{124}Sb ,
- 1724,92 keV, od izotopu ^{65}Ni ,
- 2240,40 keV, od izotopu ^{48}V .



Rys. 33: Widmo promieniowania gamma wewnątrz bunkra cyklotronu. Do analizy wybrano najbardziej reprezentatywny wynik spośród trzech prób niniejszego eksperymentu.

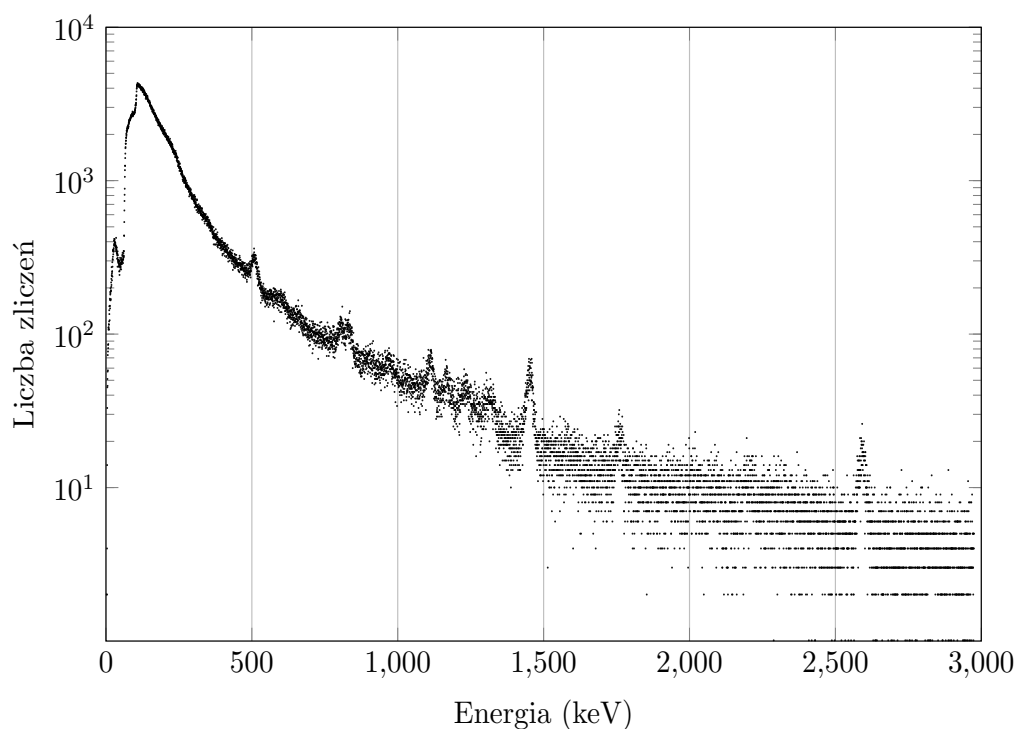
2.6 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy drzwiach bunkra

2.6.1 Materiały

Podobnie jak w przypadku eksperymentu mającego na celu pomiar spektrum promieniowania gamma wewnątrz pomieszczenia akceleratora, posłużono się detektorem HPGe wraz z przetwornikiem InSpector 2000 model 1300 firmy Canberra, za obiekt badany posłużył zlokalizowany na terenie ZRO w NIO-PIB w Gliwicach akcelerator Cyclone 18/9 produkcji IBA RadioPharma.

2.6.2 Metodyka

Układ pomiarowy obejmował umieszczenie przenośnego spektrometru gamma przy drzwiach bunkra cyklotronu, użytego do typowej produkcji izotopu ^{18}F . Dla celów prawidłowej analizy eksperymentu, zbadano tło promieniowania elektromagnetycznego przy wyłączonej wiązce akceleratora, pozostawiając parametry

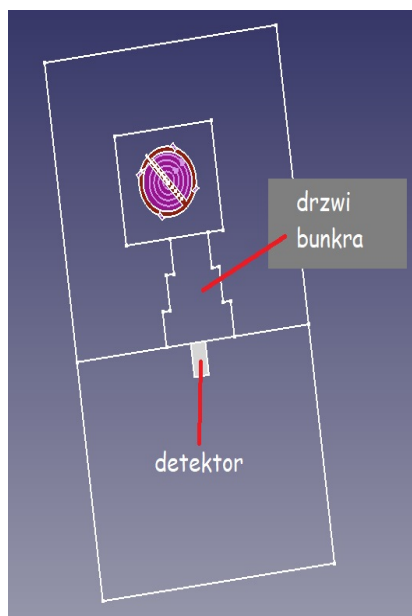


Rys. 34: Widmo promieniowania gamma przy drzwiach bunkra cyklotronu bez wiązki

pracy detektora i jego umiejscowienie niezmiennymi względem właściwego pomiaru. Spektrum, zebrane w ciągu 180 sekund, w pozycji detektora przed rozpoczęciem napromieniania jest widoczne na rys. 34.

Właściwe próbkowanie odbyło się podczas działania akceleratora, to jest podczas gdy wiązka protonów napromieniała ciekły target z izotopem ^{18}O . Wybrana została tarcza, która znajdowała się przestrzennie po przeciwległej stronie bunkra niż drzwi akceleratora. Schematyczna mapa jest widoczna na rys. 35, a umiejscowienie detektora przedstawia rysunek 36.

Pomiar widma zajmował 7200 sekund, przy czasie martwym sięgającym 9,61%. Przebiegało ono podczas napromieniania trwającego 144 minuty 2 sekundy, a zdeponowany ładunek na tarczy określono jako $154,36 \mu\text{Ah}$, na podstawie wydruku z programu sterującego akceleratorem. Uzyskane widmo obrazuje wykres na rys. 37.



Rys. 35: Mapa ideowa umiejscowienia detektora



Rys. 36: Umiejscowienie detektora - pomiar promieniowania gamma przy drzwiach bunkra

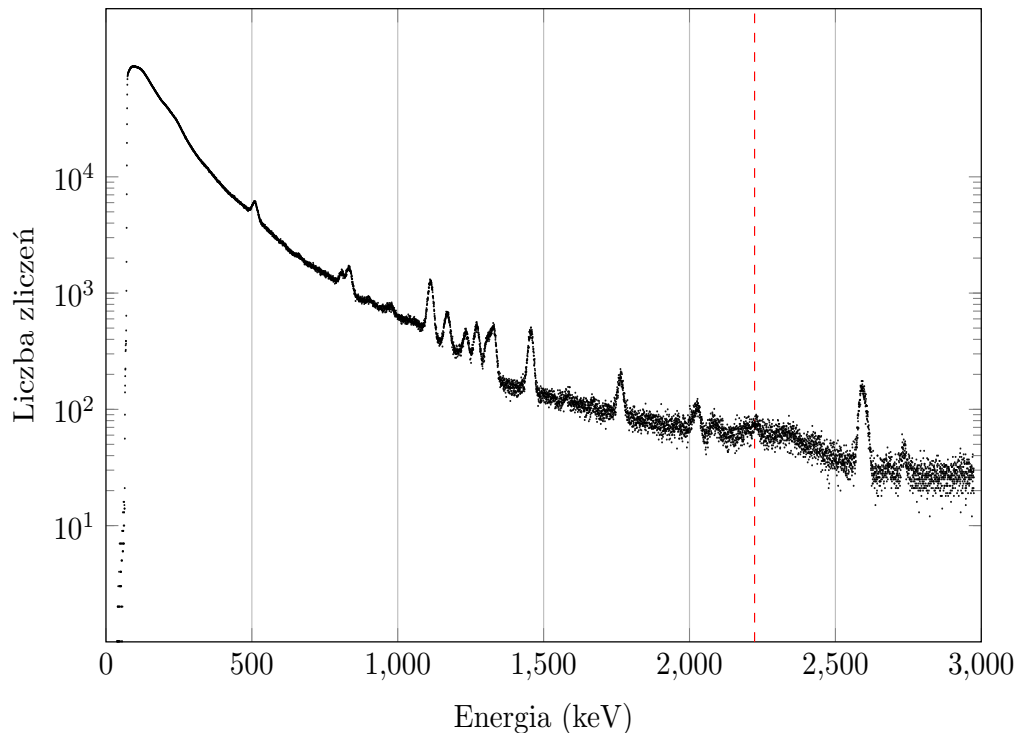
2.7 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy stanowisku serwisowym

2.7.1 Materiały

Podobnie jak w przypadku eksperymentu mającego na celu pomiar spektrum promieniowania gamma wewnątrz pomieszczenia akceleratora, posłużono się detektorem HPGe wraz z przetwornikiem InSpector 2000 m. 1300 firmy Canberra, za obiekt badany posłużyło zlokalizowane stanowisko serwisowe przy akceleratorze Cyclone 18/9 produkcji IBA RadioPharma, na terenie ZRO w NIO-PIB w Gliwicach. Dla celów referencyjnych mocy dawki posłużono się radiometrem FH40 G firmy ThermoFisher Scientific będącym również na wyposażeniu ZRO w NIO-PIB.

2.7.2 Metodyka

Układ pomiarowy obejmował umieszczenie przenośnego spektrometru gamma przy stanowisku serwisowym, znajdującym się w korytarzu technicznym przed wejściem do bunkra cyklotronu. Miejsce to jest ogrodzone osłonnym zamkiem z cegiełek ołowianych oraz wizjerem ze szkła ołowianego. Stanowisko serwisowe



Rys. 37: Widmo promieniowania gamma przy drzwiach bunkra cyklotronu podczas pracy. Czerwoną przerywaną linią zaznaczono energię 2223,25 keV, która to odpowiada energii uwalnianej z jądra atomowego wodoru podczas wychwytu neutronu. Widoczny jest zarys piku kształtującego się przy tej energii, jednak jest on zbyt mały dla identyfikacji przez oprogramowanie sterujące. Przedstawione spektrum wybrano jako najbardziej reprezentatywny wynik spośród trzech prób niniejszego eksperymentu.

służy konserwacji zużywalnych elementów cyklotronu i jego podzespołów (m.in. elementów tarcz do napromieniania i źródła jonów). Na czas badania, ostatni serwis odbywał się 5 dni przed przeprowadzeniem eksperymentu, dotyczył on jednej z tarcz używanych do produkcji izotopu ^{18}F . Podczas konserwacji wymieniono m.in. folię degradacyjną, wykonaną ze stopu hawaru. Ze względu na wysoką moc dawki, zużyte elementy po akcji serwisowej pozostają za ołowianym zamkiem, dodatkowo osłonięte przez umieszczenie w pojemniku z wolframu. Zdjęcie przedstawiające stanowisko serwisowe pokazuje rys. 38.

Pomiar widma zajmował 180 sekund, przy czasie martwym sięgającym 80%. Moc dawki odczytana za pomocą radiometru FH40 sięgała $150 \mu\text{Sv/h}$ w miejscu pracy detektora, Uzyskane widmo obrazuje wykres na rys. 39. Dla celów

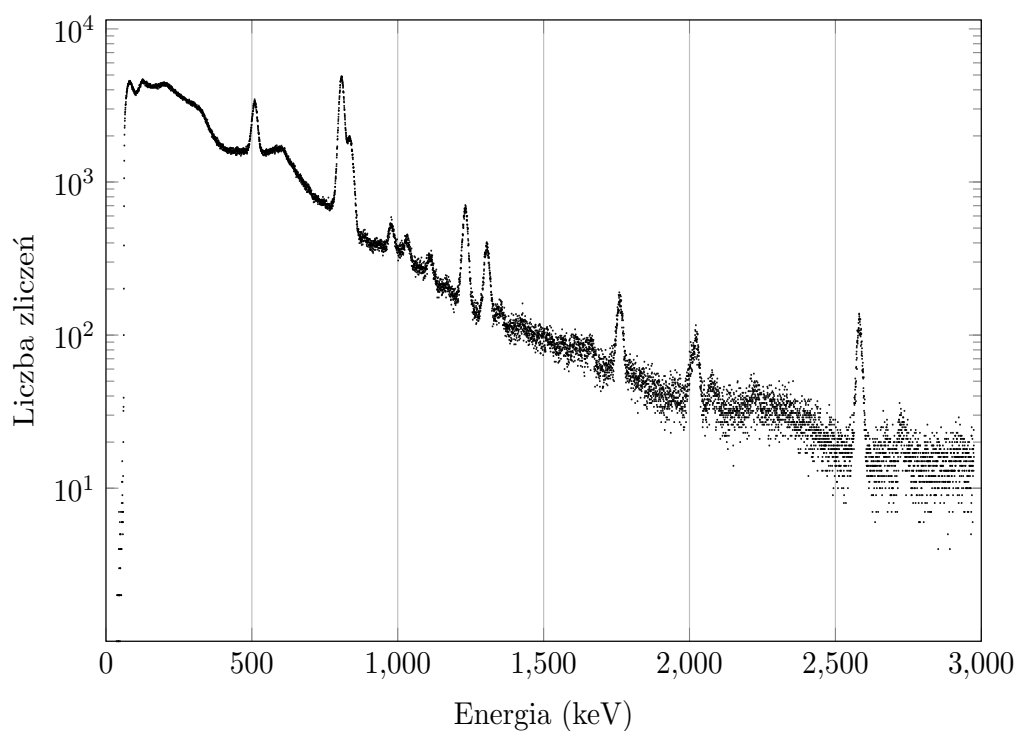


Rys. 38: Położenie detektora - stanowisko serwisowe

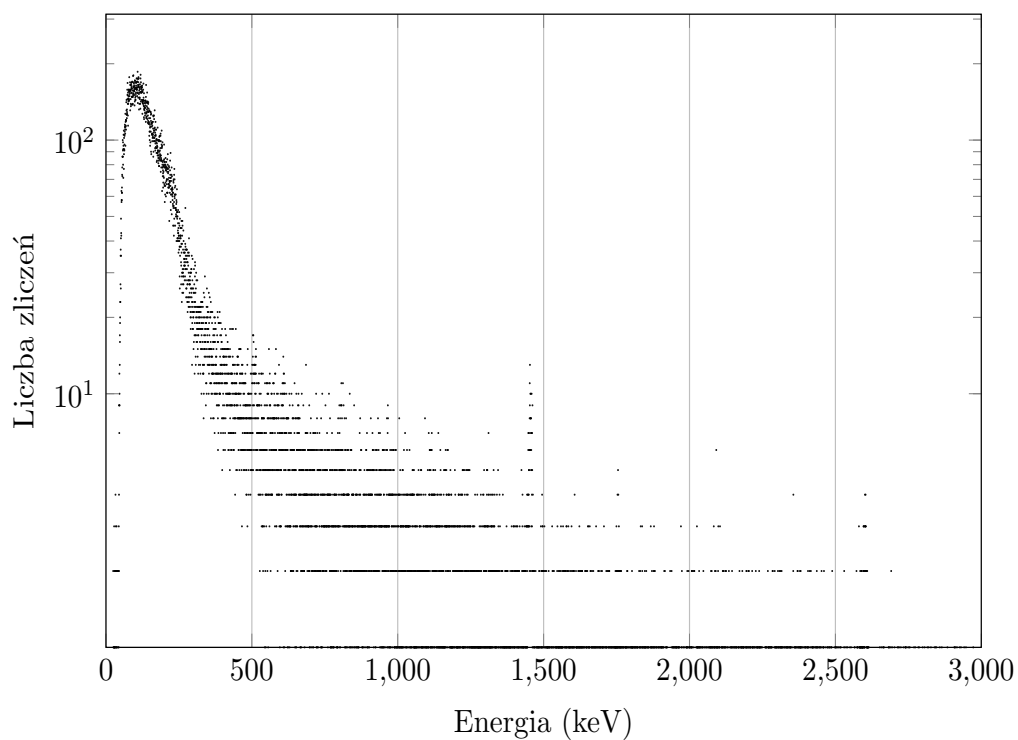
prawidłowej analizy otrzymanego spektrum, zbadano również tło dla niniejszego pomieszczenia, ustawiając detektor na jego środku, z dala od źródeł promieniotwórczych. Widmo to jest widoczne na rys. 40.

Podobnie jak spektrum uzyskane wewnątrz bunkra akceleratora, dostrzec można wiele różnych radioizotopów będących skutkiem aktywacji metali. Również widać znaczącą ilość niskoenergetycznych (do kilkuset keV) kwantów γ , których pochodzenie można wytłumaczyć rozproszeniem Comptona i wielorakimi, pokrywającymi się zakresem energii emitowanych kwantów, izotopami. Występuje również znaczący sygnał dla energii 511 keV, potwierdzający obecność izotopów β -promieniotwórczych. Z uzyskanego widma odjęto tło, a następnie podjęto się zidentyfikowania uzyskanych linii widmowych o wyraźnej strukturze. Zarejestrowano zwiększoną ponad wartość tła ilość fotonów dla energii:

- 810,76 keV, którego pochodzenie uzasadniono obecnością izotopu ^{58}Co ,
- 834,85 keV, od izotopu ^{54}Mn ,
- 983,53 oraz 1312,11 keV, od izotopu ^{48}V
- 983,53, 1312,12, oraz 1037,52 keV, od izotopu ^{48}Sc



Rys. 39: Widmo promieniowania gamma przy stanowisku serwisowym. Przedstawione spektrum wybrano jako najbardziej reprezentatywny wynik spośród trzech prób niniejszego eksperymentu.



Rys. 40: Widmo promieniowania - tło

- 1037,84, 1238,29, 1771,36, 2030,79 oraz 2598,50 keV, od izotopu ^{56}Co ,
- 1115,54 keV, od izotopu ^{65}Zn ,
- 2754,08 oraz 1368,63 keV, od izotopu ^{24}Na .

3 Ocena wyników i dyskusja

3.1 Badanie promieniowania neutronowego w otoczeniu cyklotronu wykorzystywanego do produkcji radioizotopów

Otrzymane aktywowane folie detektorowe potwierdzają działanie opracowanego układu eksperymentalnego. Potwierdza się możliwość wyznaczenia fluencji neutronów swobodnych, ze zróżnicowaniem energetycznym, za pomocą niedrogich, własnoręcznie przygotowanych detektorów aktywacyjnych. Zastosowanie przyjętej metodologii jest o tyle korzystne, że pozwala uzyskać rzetelne wyniki długo po samym zjawisku aktywacji - eliminuje się potrzebę przebywania operatora lub drogiej elektroniki w przestrzeni o dużej mocy dawki promieniowania jonizującego, która to okoliczność zazwyczaj wyklucza wiele innych metod badawczych.

Wszystkie folie aktywowały się w reakcjach jądrowych wychwytu neutronu zgodnych z oczekiwaniami. Rozkład energetyczny neutronów zarejestrowanych w bunkrze cyklotronu nie jest jednorodny. Choć obserwowane są zarówno neutrony o energiach termicznych, rezonansowych jak i prędkich, największą fluencję wykazują neutrony rezonansowe. Maksymalny uzyskany wynik gęstości strumienia dla neutronów termicznych wyniósł $10,49 \cdot 10^6$, dla neutronów rezonansowych $24,90 \cdot 10^6$, a dla prędkich - $1,92 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. W odniesieniu np. do publikacji [53] i [54], gdzie podobne badania wyznaczenia fluencji neutronów (termicznych i rezonansowych) były prowadzone dla akceleratora liniowego, widać zarówno bezwzględną przewagę ilości neutronów swobodnych indukowanych przez badany cyklotron, jak również znaczne przesunięcie ich koncentracji w kierunku cząstek o wyższych energiach,

Przestrzenny rozkład gęstości strumienia neutronów wykazuje największą liczbę neutronów (dla wszystkich energii) w linii prostej za napromnianym tar-getem. Wraz ze zwiększającym się odchyleniem kątowym rejestrowana jest niższa ilość cząstek, a najniższą fluencję wyliczono dla punktów pomiarowych na skraju badanej powierzchni. Efekt ten był najbardziej widoczny dla neutronów z zakresu najwyższej badanej energii.

Obecność na widmie pików o energii 511 keV potwierdza otrzymanie izotopów β -promieniotwórczych, co, zwłaszcza w przypadku folii cynkowej, jest obiecującym wynikiem, ze względu na możliwość uzyskiwania radioizotopów o dużej

popularności w medycynie nuklearnej, jak ^{64}Cu . Jest to dobrze zapowiadającą się alternatywą dla znanych i aktualnie użytkowanych w przemyśle radiofarmaceutycznym metod uzyskiwania izotopu miedzi, opierających się na napromienianiu stałego targetu niklowego w reakcji $^{64}\text{Ni}(p,n)^{64}\text{Cu}$.

3.2 Badanie promieniowania neutronowego przy drzwiach bunkra

Folie detektorowe umieszczone na zewnętrznej stronie drzwi nie wykazują aktywacji. Jest to prawdziwe niezależnie od energii neutronów poddanych ocenie w tym badaniu. Liczba zliczeń z ROI widm analizowanych folii nie przekracza zliczeń dla tła promieniotwórczego, co kontrastuje z widocznymi pikami przy tych samych energiach dla widm folii umieszczonych wewnątrz bunkra. Czyni to wyliczone gęstości strumienia niemiernymi, pomimo iż z matematycznego punktu widzenia niepewność pomiarowa sugerowałaby inaczej.

Uzyskane wyniki pokazują obecność promieniowania neutronowego wewnątrz bunkra, które to jednak nie przedostaje się przez drzwi osłonne. Jest to korzystne z punktu widzenia ochrony radiologicznej, a zasługę tego stanu rzeczy przypisuje się konstrukcji drzwi z grubej warstwy betonu. Dodatkowo, żadne z ośmiu wyjść akceleratora nie jest ustawione dokładnie w kierunku drzwi osłonych, co dodatkowo sprzyja zmniejszonej fluencji neutronów w ich miejscu.

W odniesieniu do danych innych autorów, dostrzega się podobną zależność - prawidłową osłonność - zastosowanych wrót względem promieniowania neutronowego. Jednak w wielu przypadkach osiągane jest to poprzez warstwową konstrukcję drzwi, w których zawiera się m.in. parafina, będąca dobrą przesłoną ze względu na bogactwo w wodór. W badanym tutaj akceleratorze taki materiał drzwi nie został zastosowany, co nie wpłynęło negatywnie na osłonność. Podobny wynik uzyskano w [55], gdzie sprawdzano wpływ składu betonu na fluencję neutronów.

3.3 Badanie możliwości produkcji radioizotopów z wykorzystaniem akceleratora liniowego

Widma spektroskopowe aktywowanych próbek z naturalnego renu i cyny wykazują wytworzenie radioizotopów, które mogą być użyteczne w diagnostyce SPECT. Izotop ^{117m}Sn rozpada się do stabilnego ^{117}Sn , emitując kwant o energii 158,56 keV, co czyni go podobnym do ^{99m}Tc , który deekscytuje poprzez kwant 140,51 keV. Zaletą cyny jest jej lepsza dostępność względem naturalnie niewystępującego i drogiego technetu. Podobnie rzecz ma się dla renu ^{186}Re (137,15 keV) i ^{188}Re (155,04 keV) - w ich jednak przypadku rozpad emituje przede wszystkim elektron, co powoduje, że o ile diagnostyczna wartość izotopu spada, to obecność promieniowania β^- przy jednoczesnym niskoenergetycznym kwancie γ klasyfikuje te radionuklidy jako dobre do celów teranostycznych.

Otrzymane aktywności specyficzne nie są wielkie w ujęciu radiofarmaceutycznym, co jest spowodowane wieloma czynnikami, takimi jak:

- naturalna abundancja próbek,
- nieoptymalna geometria próbek,
- krótki czas aktywacji.

Wszystkie jednak wymienione negatywne czynniki mogą zostać wyeliminowane, powodując wzrost otrzymanych frakcji radioizotopów, jeżeli tylko nastalaby taka potrzeba. Ograniczenia nie są podyktowane brakiem środków, a problematycznością formalną i prawną.

Obliczone czasy wysycenia w produkcji poszczególnych izotopów również mogą zdawać się zbyt wielkie, zwłaszcza gdy porównamy je np. z ^{18}F , gdzie saturację osiąga się zazwyczaj w mniej niż 10 godzin (w zależności od parametrów napromieniania). Należy jednak mieć na uwadze, że zaproponowany w eksperymencie układ doświadczalny nie miał na celu osiągnięcie wydajności produkcji porównywalnej z industrialną. Warto zauważyć, że z praktycznego punktu widzenia - odnośnie wytwarzania izotopów promieniotwórczych - nie jest wskazane czekanie do maksimum aktywności specyficznej, gdyż jej przyrost w dalszych etapach napromieniania jest niewielki. Dodatkowo wymagane jest do tego ciągłe operowanie akceleratorem

przy maksymalnej mocy, co zawyża koszty i nie jest opłacalne ze względów ekonomicznych.

Otrzymane rezultaty są satysfakcjonujące. Eksperyment służył potwierdzeniu koncepcji i zostało to osiągnięte. Wyniki pokazują możliwość uzyskiwania radioizotopów do celów medycyny nuklearnej na akceleratorze liniowym, za pomocą promieniowania wtórnego. Otwiera to przestrzeń na dyskusję, czy nie należałoby dopuścić takiej formy uzyskiwania izotopów w ilościach użytkowych dla diagnostyki. Próbką wyjściową mogłaby też być umiejscowiona podczas rutynowej pracy akceleratora, w nieużytkowanej przestrzeni bunkra, aktywując się wyłącznie poprzez neutrony swobodne, których fluencja została wykazana w całej przestrzeni bunkra akceleratora [56]. Dla optymalizacji wyników, wskazane byłoby wtedy używanie próbek wzbogaconych do porządkanych izotopów (np. ^{116}Sn , ^{117}Sn dla reakcji z neutronami) a także używanie próbek o zoptymalizowanej geometrii - zwiększając stosunek powierzchni do masy (próbki wyjściowe w formie cienkich arkuszy).

3.4 Badanie słabych pól neutronowych z wykorzystaniem spektroskopu gamma

W przeprowadzonym eksperymencie udało się zaobserwować zarówno kwanty o energii zarówno 595,9 keV, jak i 867,9 keV oraz 1204,2 keV. Każdy z nich może służyć ocenie ilościowej reakcji $^{73}\text{Ge}(n, \gamma)^{74}\text{Ge}$. Jednakże, ze względu na dużą niepewność pomiarową i niską liczbę zliczeń dla pików 1204,2 keV, jego użycie nie jest zalecane.

Dla przygotowanego układu eksperymentalnego, w miejscu pomiaru, gęstość strumienia cząstek określono jako $\phi = 5,6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, a skutkowało to miarodajnym wynikiem na uzyskanym spektrum gamma. Dowodzi to prawidłowego działania metody dla słabego promieniowania neutronowego. Jednak przyjęte postępowanie badawcze będzie również słuszne dla miejsc o większej fluencji cząstek w czasie, pod warunkiem, że aparatura - analizator wielokanałowy - nie osiągnie wskutek większej ilości kwantów granicznej ich wartości, powyżej której nie jest w stanie prawidłowo działać (czas martwy na poziomie 100%).

Zaletą zastosowania detektora HPGe jest fakt, że urządzenia takie są już na wyposażeniu wielu jednostek naukowych (i, czasem, medycznych), zatem umożli-

wia się pomiar pola neutronowego bez konieczności zakupu dedykowanej ku temu innej, kosztownej aparatury. Wadą natomiast jest wpływ promieniowania gamma na pracę detektora, toteż metoda może być mniej skuteczna w miejscach o wysokim promieniowaniu tła. Wyzwaniem jest również potrzeba "kalibracji" detektora w miejscu o znanej fluencji neutronów.

3.5 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego w pomieszczeniu cyklotronu

Otrzymano zróżnicowane spektrum elektromagnetyczne, w którym rozróżnić można wiele radioizotopów pochodzenia aktywacyjnego. Są one skutkiem zarówno oddziaływań jądrowych przez cząstki takie jak proton czy neutron, ale nie wyklucza się też reakcji fotojądrowych, ze względów na obecność wysokoenergetycznych ($>2,5$ MeV) kwantów γ .

Metaliczne pierwiastki (takie jak wolfram, chrom, kobalt, nikiel, żelazo, molibden, mangan, tytan, cyna, aluminium), wykorzystywane są w dużych ilościach w konstrukcji elementów cyklotronu i jego otoczenia, zarówno samodzielnie jak i w formie różnych stopów. Na podstawie uzyskanego widma widać aktywację części z nich, n.p.:

- ^{54}Mn uzyskany został w reakcji $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$,
- ^{116m}Sb z reakcji $^{116}\text{Sn}(p, n)^{116m}\text{Sb}$,
- ^{60}Co z reakcji $^{59}\text{Co}(n, \gamma)^{60}\text{Co}$,
- ^{93}Tc z reakcji $^{94}\text{Mo}(p, 2n)^{93}\text{Tc}$,
- ^{26}Al z reakcji $^{26}\text{Mg}(p, n)^{26}\text{Al}$,
- ^{24}Na z reakcji $^{27}\text{Al}(n, \alpha)^{24}\text{Na}$,
- ^{124}Sb z reakcji $^{124}\text{Sn}(p, n)^{124}\text{Sb}$,
- ^{65}Ni z reakcji $^{65}\text{Cu}(n, p)^{65}\text{Ni}$,
- ^{48}V z reakcji $^{48}\text{Ti}(p, n)^{48}\text{V}$.

Należy jednak wspomnieć, że nie wszystkie aktywowane izotopy są widoczne w spektroskopii gamma. Za przykład może tu posłużyć promieniotwórczy izotop ^{55}Fe uzyskiwany m.in. poprzez reakcję $^{54}\text{Fe}(n, \gamma)^{55}\text{Fe}$ czy $^{55}\text{Mn}(p, n)^{55}\text{Fe}$. Jego wkład w moc dawki jest znaczący, jednak przez praktyczny brak emisji kwantów γ w trakcie rozpadu, jego identyfikacja nie jest możliwa przy zastosowaniu niniejszej metodologii. Podobna sytuacja występuje z popularnym izotopem ^{63}Ni (rozpad β^-), otrzymywanym w wyniku oddziaływania $^{62}\text{Ni}(n, \gamma)^{63}\text{Ni}$, oraz ^{59}Ni (rozpad EC), uzyskiwanym przez $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$. [57]

Na uwagę zasługuje izotop ^{24}Na , emitujący kwant γ o najwyższej energii spośród zarejestrowanych w doświadczeniu - 2754 keV. Powstający w wyniku wychwytu neutronu prędkiego przez aluminium (z emisją cząstki α) izotop sodu jest szczególnie wyraźny na tle uzyskanego spektrum, pomimo niskiej wydajności detekcji w tym zakresie i krótkiego czasu półrozpadu wynoszącego 14,96 godzin. Oznaczać to może dużą frakcję aktywowanego aluminium, a co za tym idzie, dużą fluencję neutronów prędkich w miejscu jego występowania. Jednymi z elementów mogących zawierać duże ilości aluminium i znajdować się w odpowiednim miejscu są kolimator i korpus tarczy używanej do napromieniania celem uzyskania izotopu ^{18}F .

Jako że wiązka protonów jest wielokrotnie kolimowana i sterowana podczas irradycji z użyciem cyklotronu, zgodnie z założeniem pada ona ostatecznie głównie na napromieniany target. Wnioskować więc można, że radionuklidy wyindukowane wskutek reakcji z protonami pochodzą z pierwiastków znajdujących się *stricte* na drodze wiązki (jak elementy tarczy, folia degradacyjna i kolimator, a także przy samym źródle protonów). Z kolei promieniowanie neutronowe jest dla cyklotronu promieniowaniem wtórnym i neutrony nie posiadają ładunku elektrycznego, więc aktywacje z ich udziałem są bardziej obserwowalne również w innych, oddalonych od wiązki elementach akceleratora (jak korpus, duanty, cewki, elementy układu utrzymania próżni, chłodzenia).

Uzyskane wyniki skłaniają do dalszych analiz, m.in. w celu ilościowej oceny poszczególnych radioizotopów. Wartościowych informacji dostarczyłoby także przeprowadzenie analiz spektroskopowych dla poszczególnych elementów akceleratora, ale nie jest to wykonalne z racji ograniczonego dostępu i braku organizacyjnej

możliwości wyizolowania każdego elementu.

W odniesieniu do [58], podobnie zaobserwowano izotopy kobaltu, wanadu, chromu czy manganu. Jednak w niniejszej pracy dostrzeżono spory udział aktywowanego aluminium, czego nie wymieniono w [58]. Z kolei w badanym cyklotronie nie zaobserwowano m.in. ^{183}Re czy ^{75}Se . Może to być spowodowane m.in. różnicą w wykonaniu materiałów, jak również różniącymi się warunkami pomiarów.

3.6 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy drzwiach bunkra

W odróżnieniu od doniesień innych autorów (jak w [59]), drzwi osłonne badanego akceleratora nie wykazują kwantu γ o energii 2223,25 keV, pochodzącego z reakcji $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$. Podobnie jak w przypadku badania z detektorami aktywacyjnymi, jest to najpewniej wynikiem innej kompozycji materiałów, z których zbudowano drzwi bunkra, jak i jego grubością. Beton, najlepiej z dodatkiem barytu, jest jedną z powszechnie używanych osłon w ścianach i drzwiach bunkrów. Pomimo znaczącej zawartości wodoru w betonie i najpewniej obecnych w nim reakcji wychwytu, grubość drzwi (w przypadku badanego akceleratora 2,05 metra) skutecznie eliminuje wkład kwantu o energii 2223,25 keV w uzyskanym spektrum.

Istotne jest jednak nieznaczne podwyższenie liczby kwantów docierającej do detektora oraz czasu martwego wykazywanego przez analizator wielokanałowy, z którego można wnioskować ogromne zwiększenie mocy dawki promieniowania jonizującego wewnątrz bunkra. W podobnych konfiguracjach dla akceleratora liniowego i bunkra (jak donosi [60]) rejestrowana moc dawki w pobliżu drzwi oscyluje w okolicy 0,078 Sv/h. Widać więc, że osłonność drzwi jest dobrana bardzo dobrze, choć, zgodnie z prawem osłonności, nie jest zatrzymywane 100% jonizującego promieniowania elektromagnetycznego.

3.7 Badanie widma promieniowania elektromagnetycznego przy stanowisku serwisowym

Analiza pików widocznych na widmie ujawnia obecność podobnych radioizotopów jak te rejestrowane wewnątrz bunkra akceleratora. Ponownie są tu obecne izotopy ^{54}Mn , ^{48}V , ^{24}Na , powstałe w wyniku reakcji z wiązką protonów i neutronami swobodnymi, powstałymi jako promieniowanie wtórne.

Widać jednak, że dla stanowiska serwisowego, w którym obecne są najsilniej aktywowane elementy tarczy, zarejestrowane zostały kwanty γ , których niezidentyfikowano w ogólnym pomiarze spektrum w pomieszczeniu cyklotronu. Pochodzą od takich izotopów jak:

- ^{58}Co , który powstał w reakcji $^{58}\text{Fe}(\text{p}, \text{n})^{58}\text{Co}$, a także $^{58}\text{Ni}(\text{n}, \text{p})^{58}\text{Co}$,
- ^{48}Sc , który powstał w reakcji $^{48}\text{Ti}(\text{n}, \text{p})^{48}\text{Sc}$,
- ^{56}Co , który powstał w reakcji $^{56}\text{Fe}(\text{p}, \text{n})^{56}\text{Co}$,
- ^{65}Zn , który powstał w reakcji $^{64}\text{Zn}(\text{n}, \gamma)^{65}\text{Zn}$, a także $^{65}\text{Cu}(\text{p}, \text{n})^{65}\text{Zn}$.

Promieniowanie gamma tych nuklidów nie zostało wykryte podczas badania spektrum bunkra akceleratora, co jest spowodowane standardowym położeniem tarcz w cyklotronie wokół jego pokrywy, a także nakładaniu się częściej występujących pików i promieniowania rozproszonego na widmo. Dodatkowo, reakcje wymienione powyżej cechują się niższymi przekrojami czynnymi. Skupienie detektora na częściach pochodzących konkretnie z wymontowanej, napromienianej tarczy pozwoliło zaobserwować dodatkowe radioizotopy.

Znacząco mniej jest kwantów pochodzących od ^{24}Na . Fakt ten jest uzasadniony przez czas jaki ubiegł od ostatniej akcji serwisowej, która także odbyła się po odczekaniu rozsądnego okresu od użycia targetu. Promieniotwórczy sól zdążył w większości "wyświecić się" do stabilnego izotopu magnezu ^{24}Mg .

W eksperymencie otrzymano podobny skład izotopowy izotopy jak w przypadku [58], z różnicami polegającymi na wystąpieniu izotopów ^{65}Zn i ^{24}Na w badanym stanowisku serwisowym, a brakiem wystąpienia ^{183}Re czy ^{75}Se . Natomiast, biorąc pod uwagę rejestrowaną w bliskiej odległości moc dawki, i zestawiając go z rezultatami otrzymanymi w [61], należy przypuszczać, że to elementy tarcz są

głównie odpowiedzialne za promieniowanie obecne w bunkrze cyklotronu podczas gdy nie jest on aktywnie użytkowany.

4 Podsumowanie i wnioski końcowe

Podczas eksperymentów udało się zbadać różne właściwości szeroko rozumianego promieniowania wtórnego. Było to możliwe dzięki zapleczu technologicznemu Narodowego Instytutu Onkologii - Państwowego Instytutu Badawczego oraz Uniwersytetu Śląskiego w Katowicach. Prace obejmowały zarówno fragmenty, w których doktorant musiał wykazać się manualnymi zdolnościami pracy w laboratorium - z zachowaniem wszelkich obowiązujących praw i przepisów - jak i elementy czysto obliczeniowe oraz analityczne. Opracowane wyniki zostały poddane analizie statystycznej, a uzyskane rezultaty zostały odniesione do podobnych doniesień z różnych opublikowanych artykułów naukowych.

W toku eksperymentów udało się:

- dokonać liczbowej oceny gęstości strumienia neutronów w różnych punktach za tarczą cyklotronu do celów radiofarmaceutycznych, wraz z podziałem na energie tychże cząstek,
- zbadać, w jakim stopniu drzwi bunkra cyklotronu chronią przed promieniowaniem neutronowym, oraz czy w konsekwencji nie uzyskuje się zwiększonych ilości promieniowania gamma,
- opracować innowacyjną - i potencjalnie korzystną dla celów medycyny nuklearnej - metodę uzyskiwania radioizotopów,
- wykorzystać detektor promieniowania gamma w celu detekcji promieniowania neutronowego,
- sprawdzić widmo promieniowania gamma, obecnego w wyniku aktywacji części cyklotronu i jego otoczenia.

Za spełnione należy więc uznać wszystkie główne cele badawcze, związane z oszacowaniem promieniowania wtórnego w otoczeniu akceleratorów, oceną zagrożenia dla człowieka i poszukiwaniem nowych zastosowań dla obecnego promieniowania wtórnego. Również drugorzędne cele, odnoszące się do opracowania układów pomiarowych - dla prawidłowej detekcji i oceny neutronów w różnych zakresach oraz dla reakcji fotojądrowych - zostały osiągnięte, co było niezbędne w przebiegu prac.

Postawione przez doktoranta tezy badawcze zostały w wyniku eksperymentów potwierdzone:

- codzienne użytkowanie cyklotronu do celów radiofarmaceutycznych powoduje emisję neutronów - za pomocą specjalnie przygotowanych cienkich folii detektorowych, zdolnych do aktywacji w wyniku oddziaływań z neutronami swobodnymi o energiach termicznych, rezonansowych i prędkich. Aktywacja wszystkich folii dowodzi obecności zróżnicowanej energetycznie wiązki neutronów, a największą ich ilość rejestruje się dla neutronów rezonansowych.
- użycie akceleratora linowego może powodować powstawanie radioizotopów - w wyniku reakcji fotojądrowych (oraz w interakcjach z indukowanymi neutronami) udało się uzyskać i zarejestrować obecność takich izotopów jak ^{117m}Sn , ^{186}Re czy ^{188}Re ,
- konstrukcja spektroskopu gamma umożliwia detekcję pól neutronowych - bazując na detektorze HPGe, w wyniku absorpcji neutronów przez ten sam kryształ germanu, który służy rejestracji kwantów gamma, obserwuje się aktywację neutronową jąder germanu z emisją kwantu gamma, który można natychmiast zarejestrować.

Przedstawione w tej pracy eksperymenty i ich wyniki mogą posłużyć lepszemu zrozumieniu zagadnień związanych z promieniowaniem wtórnym, zwłaszcza pod kątem promieniowania neutronowego. Wszystkie bowiem przeprowadzone doświadczenia w ten czy inny sposób odwoływały się do przyjętej tematyki. Jednocześnie należy zauważyć, że zarówno techniki badawcze jak i stan wiedzy - jaki ludzkość posiada na temat fizyki jądrowej, a z której korzysta doktorant w niniejszej pracy - rozwijają się nieustannie. Ciężko zatem ująć temat promieniowania wtórnego za całkowicie wyczerpany, co może zachęcać kolejnych badaczy do jego podjęcia. Byłoby to nawet wskazane - zwłaszcza w obliczu mnogości rozwiązań, jakie oferują producenci akceleratorów medycznych na całym świecie.

Wkład niniejszej rozprawy doktorskiej jest jednak innowacyjny i rzucający nowe światło na rozpatrywane zagadnienia. Wykazano - nie przedstawione wcześniej - możliwości jakie stwarza akceleratorowe promieniowanie wtórne (neutronowe)

i zbadano takie jego aspekty, których nie podjęli się dotychczasowi badacze zainteresowani tematem. Natomiast wnioski płynące z przedstawionych analiz z pewnością wykorzystane zostaną w dalszym badaniu tematyki przez doktoranta i, w co doktorant ma nadzieję, posłużą innym autorom tekstów naukowych.

Bibliografia

- [1] L. Gunderson, J. Tepper, *Clinical radiation oncology* 2016
- [2] P Mayles, A Nahum, J.C Rosenwald, *Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice* 2007
- [3] S. Amador Kane, *Introduction to Physics in Modern Medicine* 2005
- [4] K. Chamerski, J. Filipecki, *Akceleratorzy jako narzędzia badań chorób nowotworowych* 2013
- [5] A. Hryniewicz, E. Rokita, *Fizyczne metody diagnostyki medycznej i terapii* 2000
- [6] *Radiotherapy* adres: <https://www.hkamp.org/main/index.php/medical-physics/legacy-corner/radiotherapy> dostęp: 20-08-2025
- [7] M. S. Susko, D. R. Raleigh, *Radiotherapy for Meningioma* 2023
- [8] L. Dong et al., *Stereotactic radiotherapy for trigeminal neuralgia* 2005
- [9] E. C. Merfeld et al., *Stereotactic Radiotherapy for an Arteriovenous Malformation of the Oral Tongue: A Teaching Case* 2021
- [10] A. Karduss et al., *Irradiation of Cellular Blood Components with Cobalt 60 Is Very Efficient and Safe in the Prevention of Transfusion Associated Graft Versus Host Disease (TA-GVHD) in the Allogeneic Transplant Setting.* 2006
- [11] Q. Peng et al., *Should We Do Postoperative Radiotherapy After Keloid Excision as Soon as Possible? A Systematic Review and Meta-Analysis* 2025
- [12] K. Ślosarek et al., *Dose estimation in patients treated with radiotherapy for SARS-COVID disease based on EPID measurement* 2022
- [13] Z. Huashun, *Ion Sources* 1999
- [14] L. Carroll i in., *Cyclotron produced radionuclides: principles and practice* 2008
- [15] D. Halliday i in., *Podstawy fizyki* 1960

-
- [16] E. Cazzola et al., *Cyclotron Radioisotope Production: Developments and Challenges in the New Era* 2025
 - [17] R. Capote Noy et al., *Cyclotron produced radionuclides: physical characteristic and production methods* 2009
 - [18] B. Obryk et al., *Dosimetry of mixed radiation field at the Kraków cyclotron using lithium fluoride TL detectors* 2011
 - [19] *Depth dose distribution for photons and monoenergetic Bragg curves for...* / Download Scientific Diagram adres: https://www.researchgate.net/figure/Depth-dose-distribution-for-photons-and-monoenergetic-Bragg-curves-for-carbon-ions-and_fig2_26743759 dostę: 26-09-2025
 - [20] K. Masumoto et al., *Evaluation of radioactivity induced in the accelerator building and its application to decontamination work* 2003
 - [21] B. Gostkowska, *Ochrona radiologiczna* 2011
 - [22] A. Gasińska, *Biologiczne podstawy radioterapii* 2001
 - [23] M. Makowiecki, *Wstęp do fizyki cząstek elementarnych* 2019
 - [24] R. P. Feynman et al., *Feynmana wykłady z fizyki* 2014
 - [25] B. Szafron, *Charakterystyka promieniowania wtórnego powstającego podczas radioterapii całego ciała.* 2005
 - [26] J. Nico, W. Snow, *Fundamental neutron physics* 2005
 - [27] R. Umarovich Khafizov et al., *Observation of Structural Gamma Quanta in Neutron Radiative Decay* 2023
 - [28] MIT Department of Physics, *Neutron Physics* 2014
 - [29] J. Chadwick, *Possible Existence of a Neutron* 1932
 - [30] E. Loránd University, *Neutron activation analysis* 2018
 - [31] M. Glascock, *An Overview of Neutron Activation Analysis* 2003

-
- [32] A. Konefał, *Udział fizyki jądrowej w rozwiązywaniu problemów współczesnej radioterapii* 2011
- [33] S. Greilich et al., *Measurement of fluence, LET, and dose in a carbon ion spread-out Bragg-peak using fluorescent nuclear track detectors and an automated reader* 2016
- [34] IAEA, *Technical Reports Series No. 107 - Neutron fluence measurements* 1970
- [35] H. Zhou et al., *Effect of Photomultiplier Tube Voltage on the Performance of Sealed NaI (Tl) Scintillator Detectors* 2024
- [36] A. Alakarout et al., *Gamma-Ray Spectroscopy By HPGe detector* 2024
- [37] A. Dumitru et al., *The National Museum of Geology – a mineralogical treasure.* 2018
- [38] M. Moszynski et al., *Timing properties of BGO scintillator* 1981
- [39] Rr Sumathi et al., *Development of Large-Diameter and Very High Purity Ge Crystal Growth Technology for Devices* 2023
- [40] *XCOM: Photon Cross Sections Database / NIST* adres: [https : //www.nist.gov/pml/xcom – photon – cross – sections – database](https://www.nist.gov/pml/xcom-photon-cross-sections-database) dostęp: 20-07-2025
- [41] *ENDF: Evaluated Nuclear Data File* adres: [https : //www – nds.iaea.org/exfor/endl.htm](https://www-nds.iaea.org/exfor/endl.htm) dostęp: 20-07-2025
- [42] A. Konefał, *Computer simulations with the Monte Carlo GEANT4 software* 2006
- [43] *WSLGeant4* - adres: [https : //zhuanlan.zhihu.com/p/641054059](https://zhuanlan.zhihu.com/p/641054059) dostęp: 20-07-2025
- [44] K. Pigoń, Z. Ruziewicz, *Chemia Fizyczna* 1980
- [45] S. Basher et al., *The periodic table : elements with style* 2015
- [46] T. Holland et al., *The Symbolic Power of Gold* 2005

-
- [47] P. Mandin et al., *Industrial Aluminium Production: the Hall-Heroult Process Modelling* 2009
- [48] A. Bielański, *Podstawy chemii organicznej* 2002
- [49] H. Cieczot, M. Majewska, *Kadm – zagrożenie i skutki zdrowotne* 2010
- [50] S. L. Wijesinghe et al., *Zinc Base Coatings, Their Challenges and New Strategies* 2018
- [51] D. L. Lutsky, *Correlation of zinc level in spermoplasm with fertility characteristics of human ejaculate* 2022
- [52] E. A. Abafe et al., *Improving nutritional outcomes through Crop Selection and Land Suitability: Global Iron and Zinc Deficiencies* 2025
- [53] A. Konefał et al., *Thermal and resonance neutrons generated by various electron and X-ray therapeutic beams from medical linacs installed in polish oncological centers* 2014
- [54] 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* 2014
- [55] A. Mesbahi et al., *Does concrete composition affect photoneutron production inside radiation therapy bunkers?* 2011
- [56] K. Polaczek-Grelik et al., *The map of thermal and resonance neutron distribution inside the treatment room for accelerator therapy* 2010
- [57] R. Calandrino et al., *Decommissioning procedure and induced activation levels, calculations and measurements in an 18 MeV Medical Cyclotron* 2021
- [58] J. Vargas et al., *Gamma-ray measurements of the activated target components in a cyclotron used for positron emission tomography* 2020
- [59] IAEA, *Safety Reports Series No. 47 - Radiation Protection in the Design of Radiotherapy Facilities* 2006

-
- [60] S. Kurniasari et al., *The Measurement of Environmental Radiation Exposure Around the Linac Radiotherapy Bunker* 2022
- [61] R. Trtílek, *Cyclotron life cycle - Introduction*, https://www.ujv.cz/file/edee/2024/04/cyclotron_exchange_roma_ujv.pdf dostęp: 26-08-2025

Spis rysunków

1	Przykład akceleratora liniowego firmy Varian	17
2	Schemat działania układu przyspieszającego	18
3	Zasada działania kolimatora MLC	20
4	Filtry wypłaszczające, umieszczone zwyczajowo na obrotowej karuzeli	20
5	Przykład cyklotronu firmy IBA Radiopharma	21
6	Poglądowy schemat działania cyklotronu	22
7	Porównanie zasięgu i zdeponowanej dawki przez poszczególne cząstki	24
8	Przykładowy schemat NAA	33
9	Przykład detektora scyntylacyjnego z analizatorem	38
10	Przykład detektora germanowego	39
11	Przekrój czynny na reakcję fotonu z germanem	40
12	Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro germanu - reakcja (n, γ)	41
13	Oprogramowanie Geant4	42
14	Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro złota - reakcja (n, γ)	43
15	Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro aluminium - reakcja (n, α)	45
16	Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądra kadmu - reakcja (n, γ)	46
17	Przekrój czynny na wychwyt neutronu przez jądro cynku ^{64}Zn - reakcja (n,p)	47
18	Folia złota	49
19	Folia aluminiowa	49
20	Folia cynkowa	49
21	Osłonka kadmowa	49
22	Uchwyt na folie detektorowe, wykonany z tworzywa sztucznego	50
23	Rozłożenie detektorów na ścianie bunkra akceleratora	51
24	Pozycja detektorów na drzwiach bunkra, strona wewnętrzna	59
25	Pozycja detektorów na drzwiach bunkra, strona zewnętrzna	59
26	Układ pomiarowy do aktywacji próbek renu i cyny	62
27	Spektrum aktywowanej próbki cyny	63

28	Spektrum aktywowanej folii renowej	63
29	Układ eksperymentalny do pomiaru niskoenergetycznych neutronów .	64
30	Zaznaczone fragmenty widma pochodzące z reakcji $^{73}\text{Ge}(n,\gamma)^{74}\text{Ge}$. .	65
31	Umieszczenie detektora w bunkrze cyklotronu	68
32	Umieszczenie detektora w bunkrze cyklotronu, widok z korytarza technicznego	69
33	Widmo promieniowania gamma wewnątrz bunkra cyklotronu	70
34	Widmo promieniowania gamma przy drzwiach bunkra cyklotronu bez wiązki	71
35	Mapa ideowa umiejscowienia detektora	72
36	Umieszczenie detektora - pomiar promieniowania gamma przy drzwiach bunkra	72
37	Widmo promieniowania gamma przy drzwiach bunkra cyklotronu pod- czas pracy	73
38	Położenie detektora - stanowisko serwisowe	74
39	Widmo promieniowania gamma przy stanowisku serwisowym	75
40	Widmo promieniowania - tło	75
41	Widmo folii złotej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu	99
42	Widmo folii złotej (2), zawieszanej w lewym górnym rogu, osłoniętej kadem	99
43	Widmo folii złotej (3), zawieszanej u góry, środkowo	100
44	Widmo folii złotej (4), zawieszanej u góry, środkowo, osłoniętej kadem	100
45	Widmo folii złotej (5), zawieszanej w prawym górnym rogu	101
46	Widmo folii złotej (6), zawieszanej w prawym górnym rogu, osłoniętej kadem	101
47	Widmo folii złotej (7), zawieszanej z lewej strony, środkowo	102
48	Widmo folii złotej (8), zawieszanej z lewej strony, środkowo, os- łoniętej kadem	102
49	Widmo folii złotej (9), zawieszanej środkowo	103
50	Widmo folii złotej (10), zawieszanej środkowo, osłoniętej kadem . . .	103
51	Widmo folii złotej (11), zawieszanej z prawej strony, środkowo	104

52	Widmo folii złotej (12), zawieszanej z prawej strony, środkowo, osłoniętej kadem	104
53	Widmo folii złotej (13), zawieszanej w lewym dolnym rogu	105
54	Widmo folii złotej (14), zawieszanej w lewym dolnym rogu, osłoniętej kadem	105
55	Widmo folii złotej (15), zawieszanej u dołu, środkowo	106
56	Widmo folii złotej (16), zawieszanej u dołu, środkowo, osłoniętej kadem	106
57	Widmo folii złotej (17), zawieszanej w prawym dolnym rogu	107
58	Widmo folii złotej (18), zawieszanej w prawym dolnym rogu, osłoniętej kadem	107
59	Widmo folii aluminiowej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu . . .	108
60	Widmo folii aluminiowej (2), zawieszanej u góry, środkowo	108
61	Widmo folii aluminiowej (3), zawieszanej w prawym górnym rogu . .	109
62	Widmo folii aluminiowej (4), zawieszanej z lewej strony, środkowo . .	109
63	Widmo folii aluminiowej (5), zawieszanej środkowo	110
64	Widmo folii aluminiowej (6), zawieszanej z prawej strony, środkowo .	110
65	Widmo folii aluminiowej (7), zawieszanej w lewym dolnym rogu . . .	111
66	Widmo folii aluminiowej (8), zawieszanej u dołu, środkowo	111
67	Widmo folii aluminiowej (9), zawieszanej w prawym dolnym rogu . .	112
68	Widmo folii cynkowej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu	112
69	Widmo folii cynkowej (2), zawieszanej u góry, środkowo	113
70	Widmo folii cynkowej (3), zawieszanej w prawym górnym rogu	113
71	Widmo folii cynkowej (4), zawieszanej z lewej strony, środkowo	114
72	Widmo folii cynkowej (5), zawieszanej środkowo	114
73	Widmo folii cynkowej (6), zawieszanej z prawej strony, środkowo . . .	115
74	Widmo folii cynkowej (7), zawieszanej w lewym dolnym rogu	115
75	Widmo folii cynkowej (8), zawieszanej u dołu, środkowo	116
76	Widmo folii cynkowej (9), zawieszanej w prawym dolnym rogu	116
77	Widmo folii złotej, zlokalizowanej wewnątrz bunkra	117
78	Widmo folii złotej, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra	117
79	Widmo folii złotej, z osłoną z kadmu, zlokalizowanej wewnątrz bunkra	118
80	Widmo folii złotej, z osłoną z kadmu, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra	118

81	Widmo folii aluminiowej, zlokalizowanej wewnątrz bunkra	119
82	Widmo folii aluminiowej, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra	119

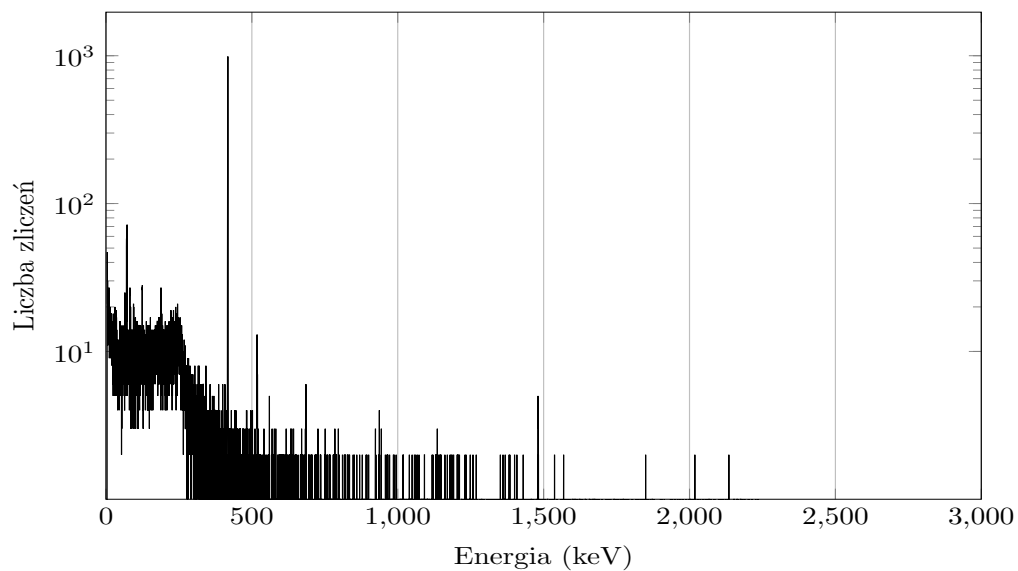
Spis tabel

1	Aktywność wzbudzona ($\frac{1}{s}$) w detektorach za targetem, z podziałem na przyczynę aktywacji	55
2	Wyliczenia gęstości strumienia cząstek ($\frac{1}{cm^2 \cdot s}$) w detektorach za targetem - neutrony termiczne	56
3	Wyliczenia gęstości strumienia cząstek ($\frac{1}{cm^2 \cdot s}$) w detektorach za targetem - neutrony rezonansowe.	56
4	Wyliczenia gęstości strumienia cząstek ($\frac{1}{cm^2 \cdot s}$) w detektorach za targetem - neutrony prężkie	57
5	Wyliczenia aktywności wzbudzonych oraz gęstości strumienia cząstek przy drzwiach bunkra, z podziałem na analizowane neutrony	60
6	Wyliczenia rejestrowanych kwantów γ na sekundę wraz z wyznaczonym współczynnikiem korelacji C dla poszczególnych energii	67
7	Zestawienie parametrów detektorów aktywacyjnych	120

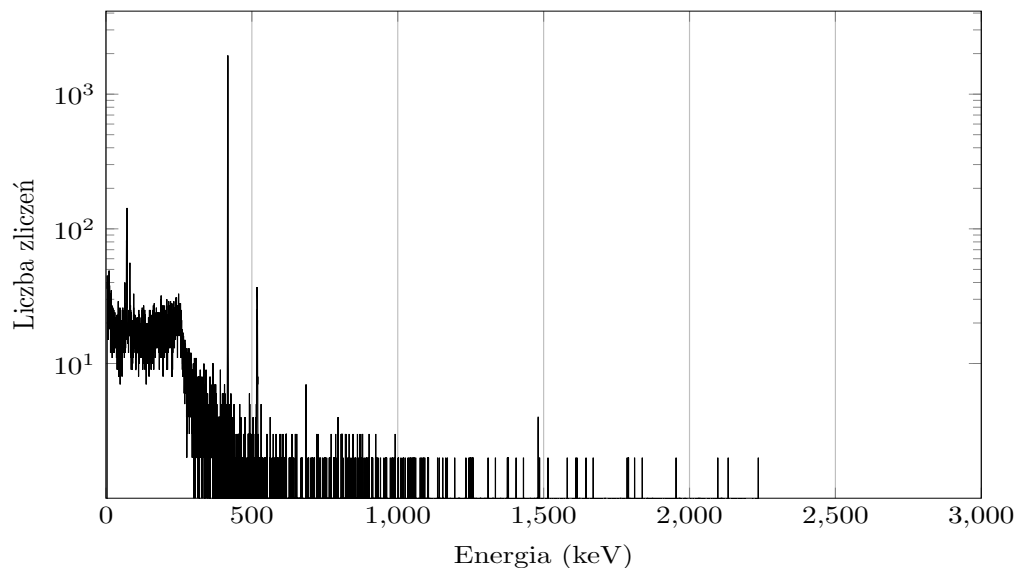
Załączniki

Widma detektorów aktywacyjnych

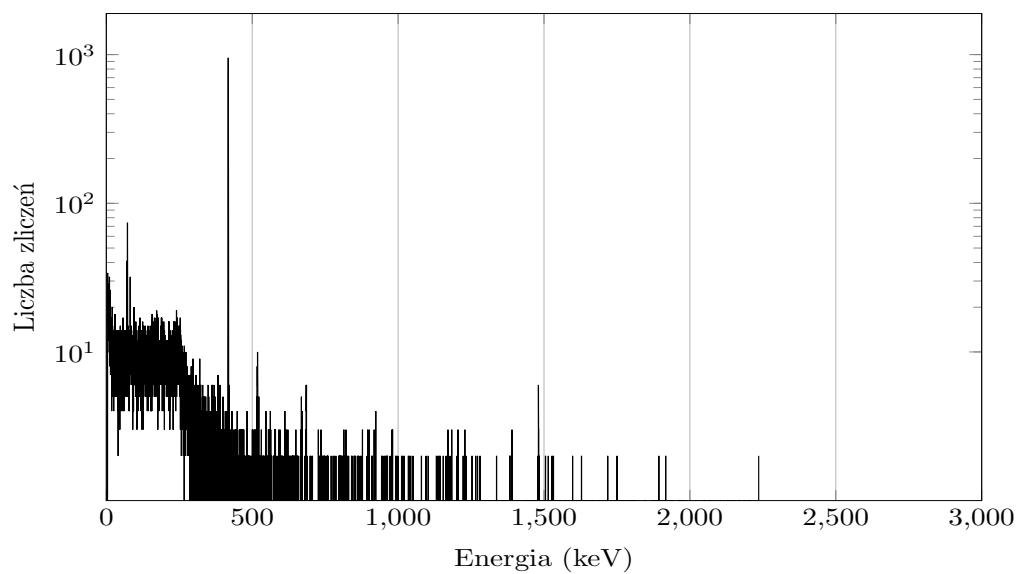
Widma detektorów aktywacyjnych - złoto



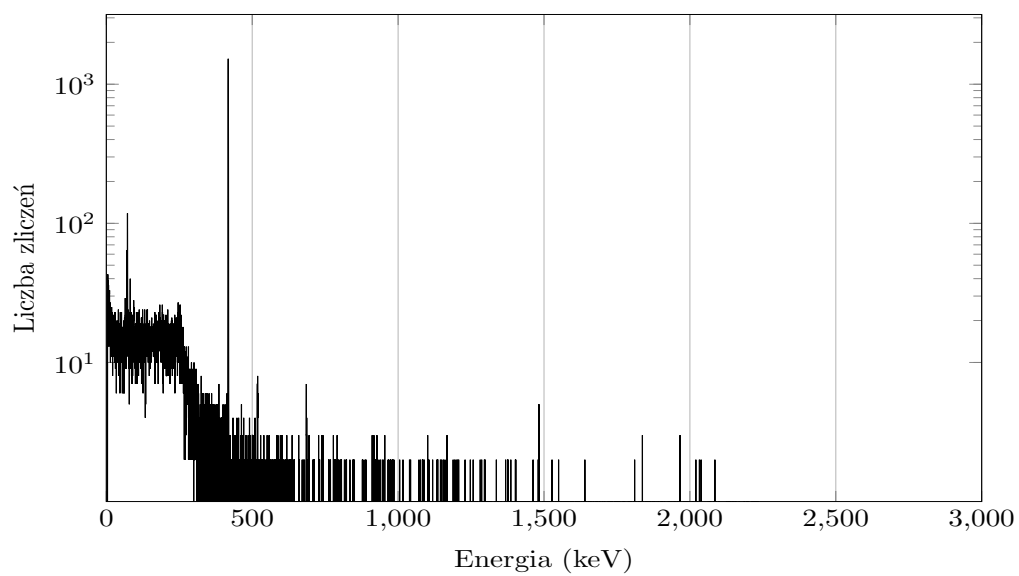
Rys. 41: Widmo folii złotej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu



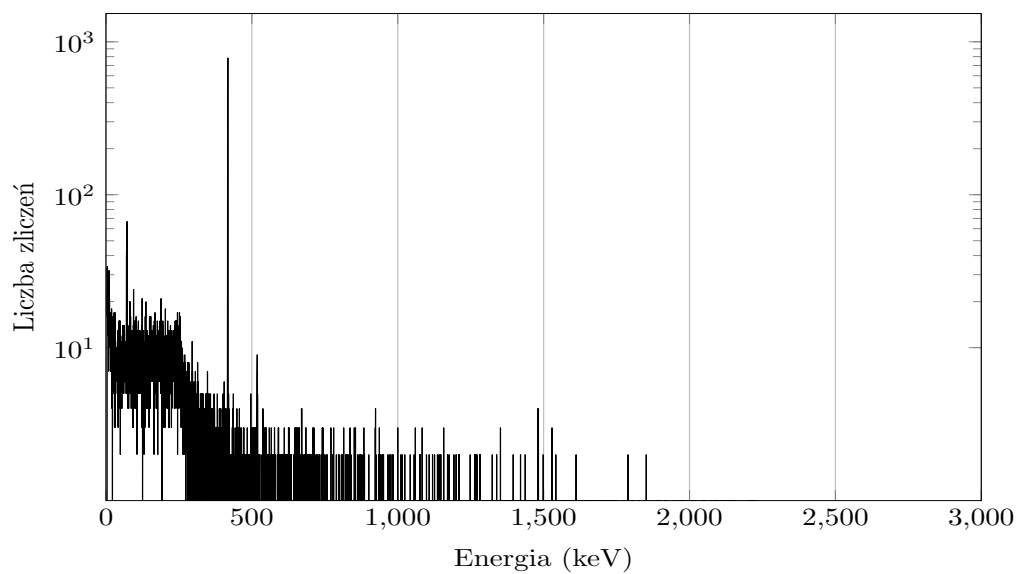
Rys. 42: Widmo folii złotej (2), zawieszanej w lewym górnym rogu, osłoniętej kadem



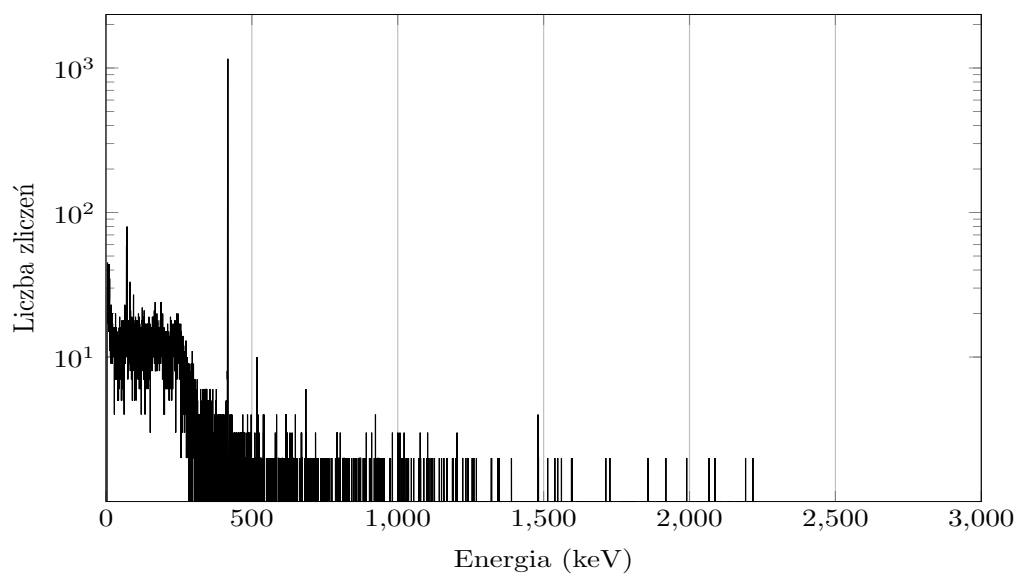
Rys. 43: Widmo folii złotej (3), zawieszanej u góry, środkowo



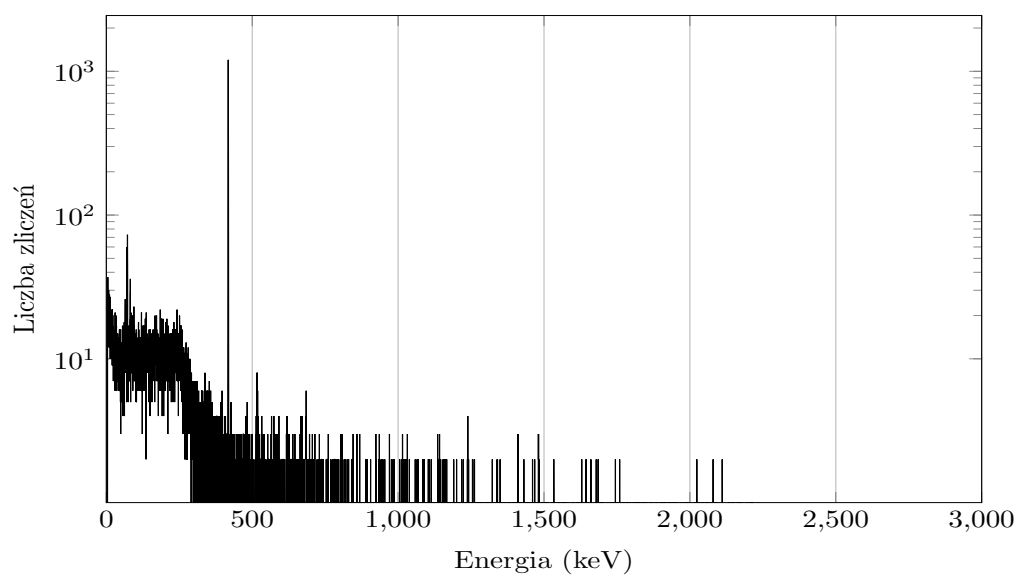
Rys. 44: Widmo folii złotej (4), zawieszanej u góry, środkowo, osłoniętej kadmem



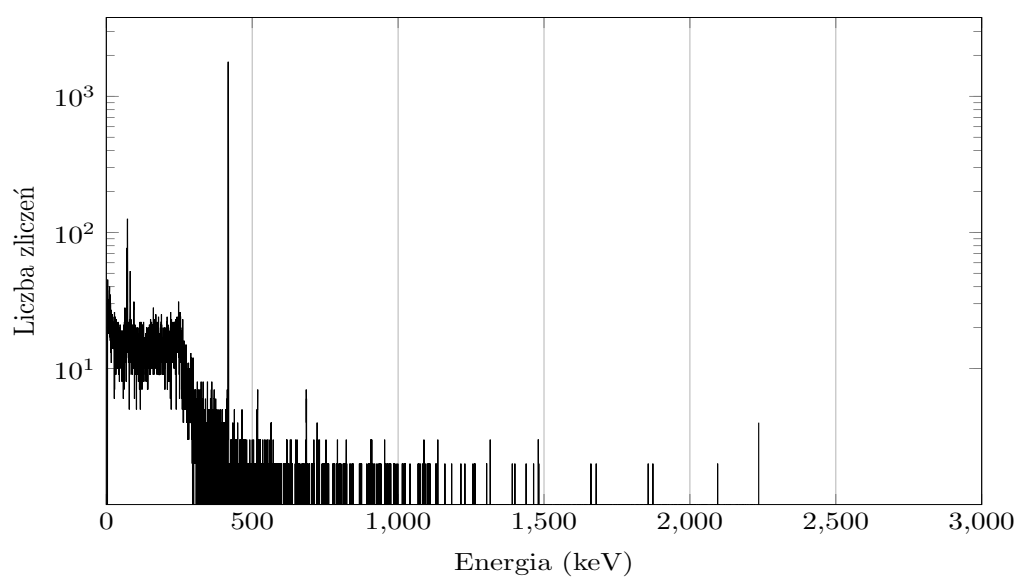
Rys. 45: Widmo folii złotej (5), zawieszanej w prawym górnym rogu



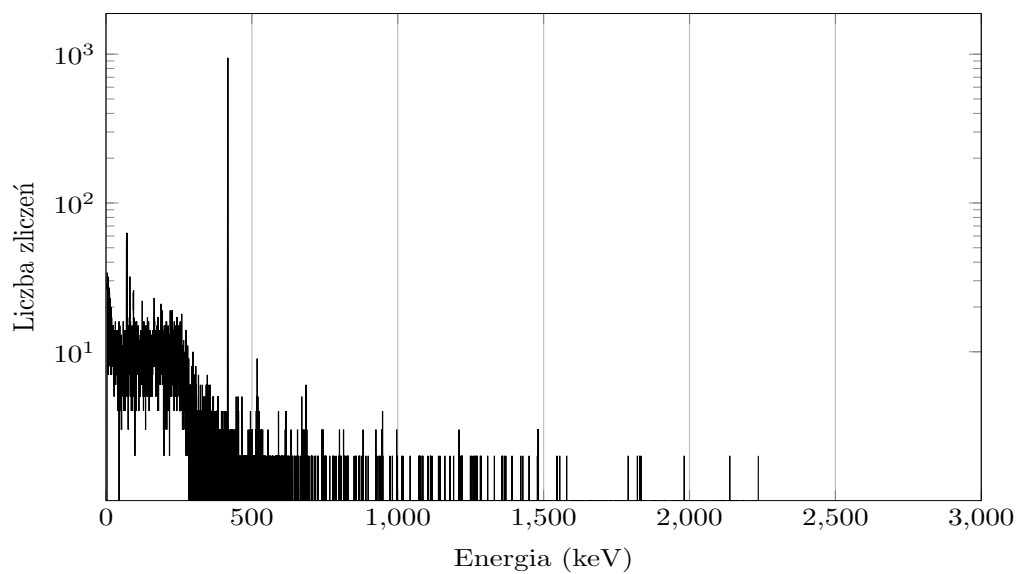
Rys. 46: Widmo folii złotej (6), zawieszanej w prawym górnym rogu, osłoniętej kadem



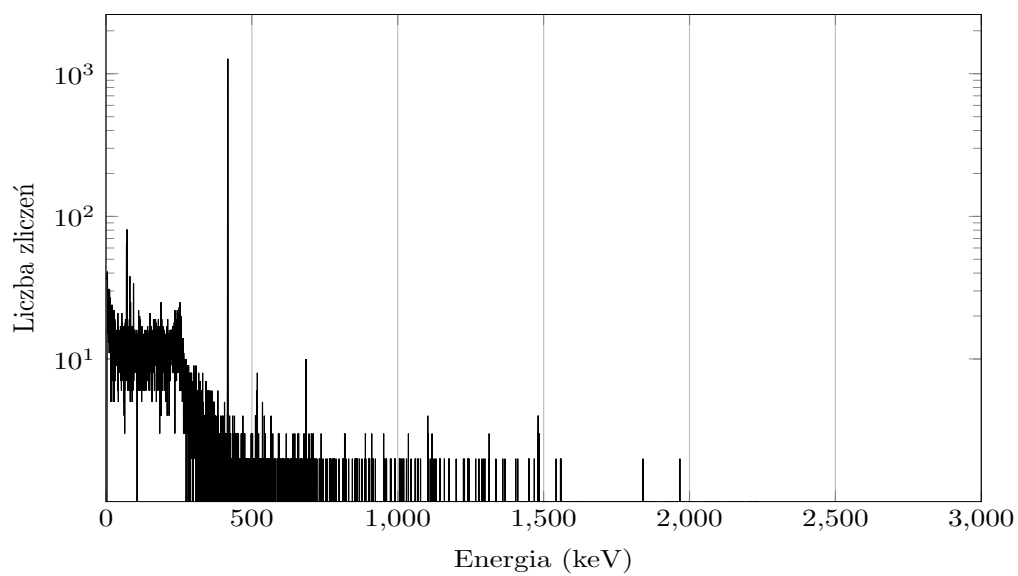
Rys. 47: Widmo folii złotej (7), zawieszanej z lewej strony, środkowo



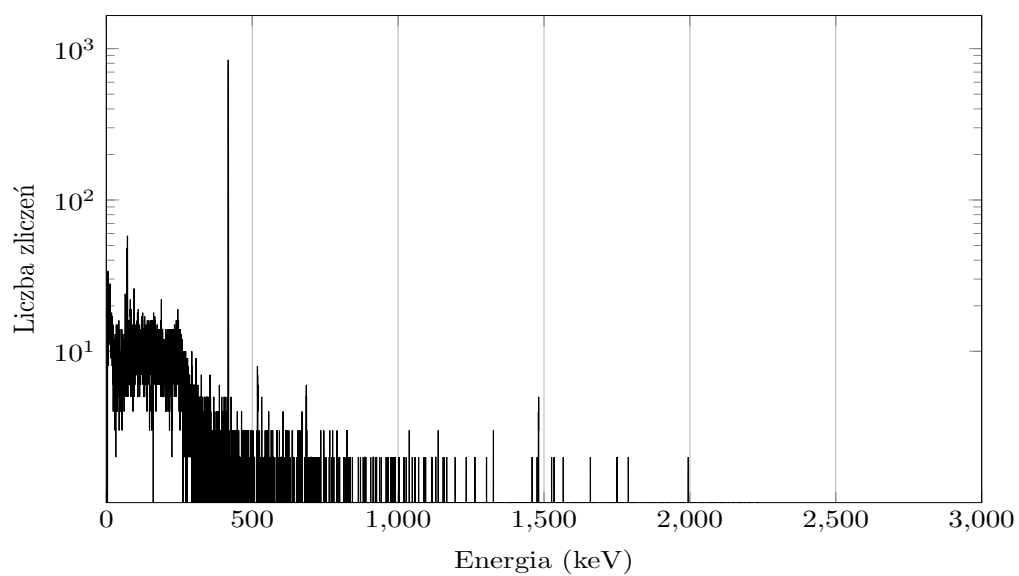
Rys. 48: Widmo folii złotej (8), zawieszanej z lewej strony,, środkowo, osłoniętej kadem



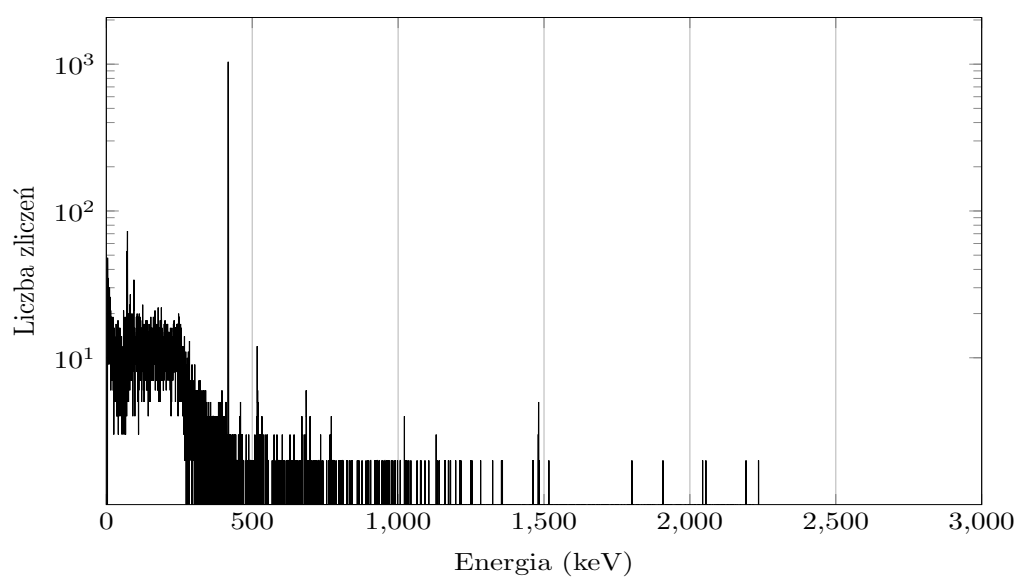
Rys. 49: Widmo folii złotej (9), zawieszanej środkowo



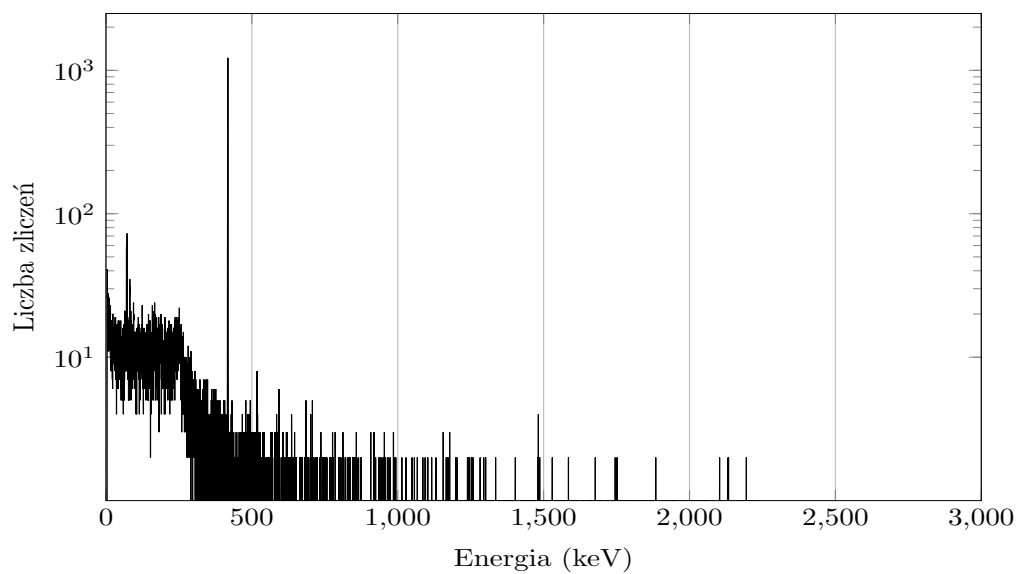
Rys. 50: Widmo folii złotej (10), zawieszanej środkowo, osłoniętej kadem



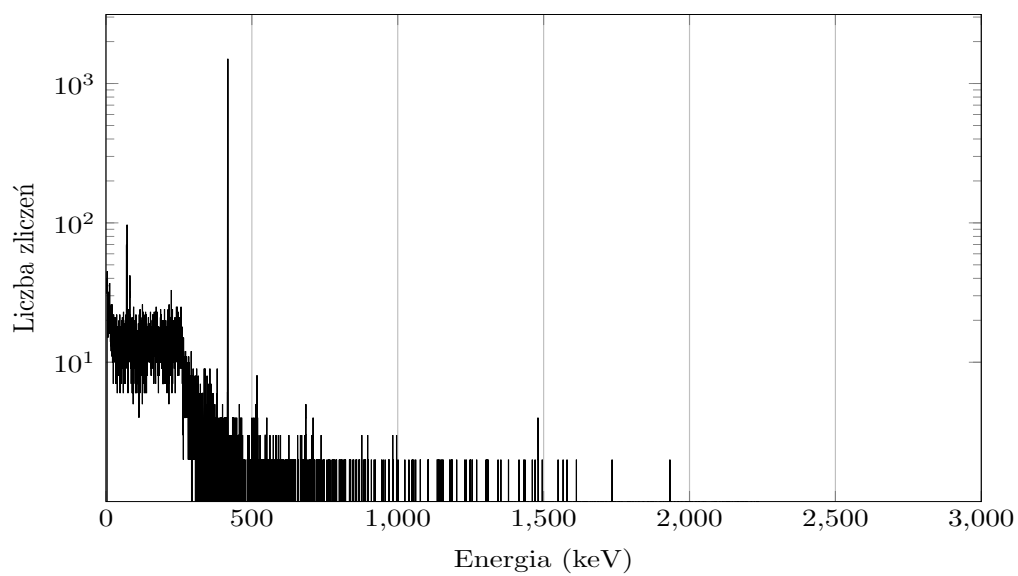
Rys. 51: Widmo folii złotej (11), zawieszanej z prawej strony, środkowo



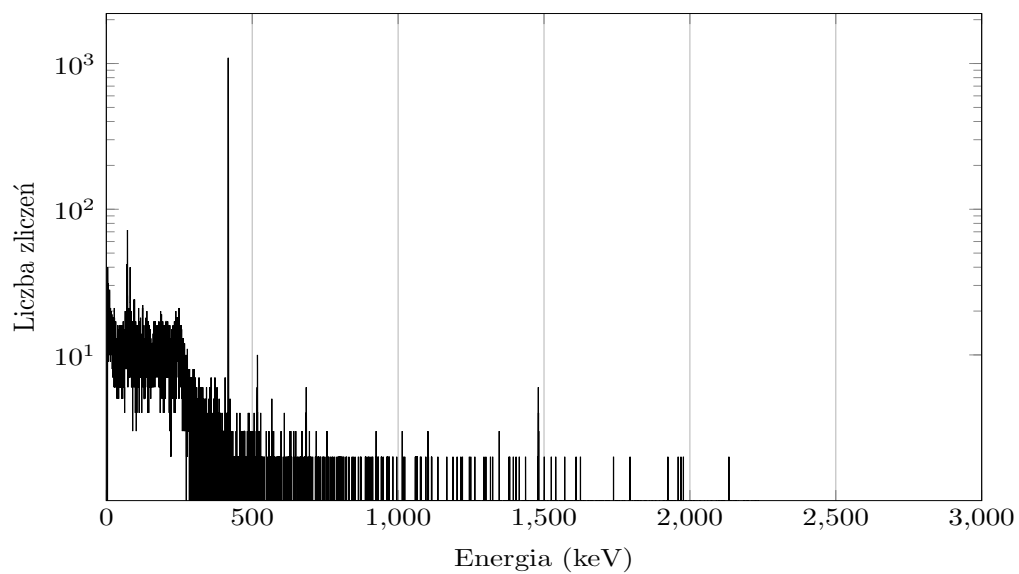
Rys. 52: Widmo folii złotej (12), zawieszanej z prawej strony, środkowo, osłoniętej kadem



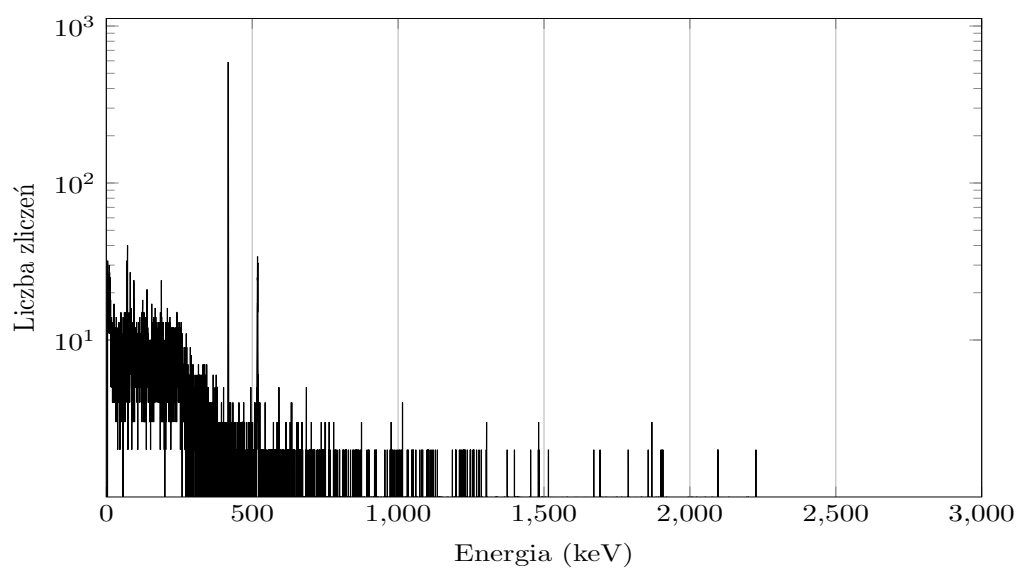
Rys. 53: Widmo folii złotej (13), zawieszanej w lewym dolnym rogu



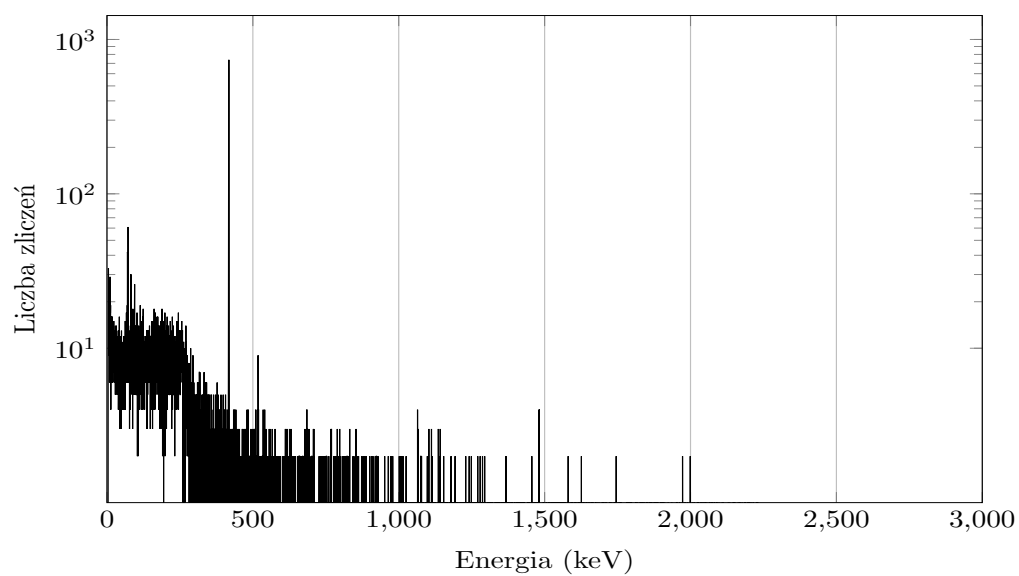
Rys. 54: Widmo folii złotej (14), zawieszanej w lewym dolnym rogu, osłoniętej kadem



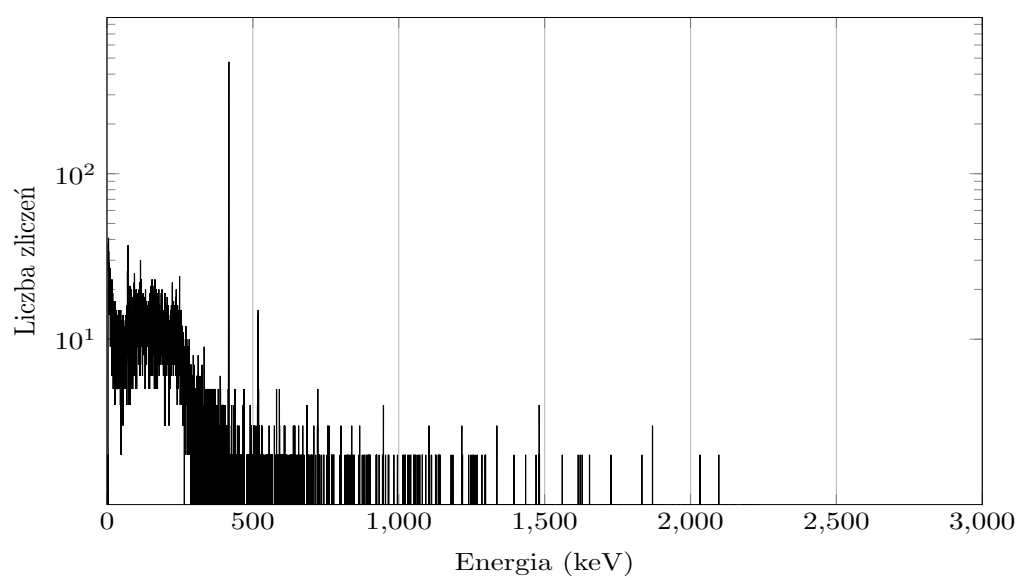
Rys. 55: Widmo folii złotej (15), zawieszanej u dołu, środkowo



Rys. 56: Widmo folii złotej (16), zawieszanej u dołu, środkowo, osłoniętej kadem

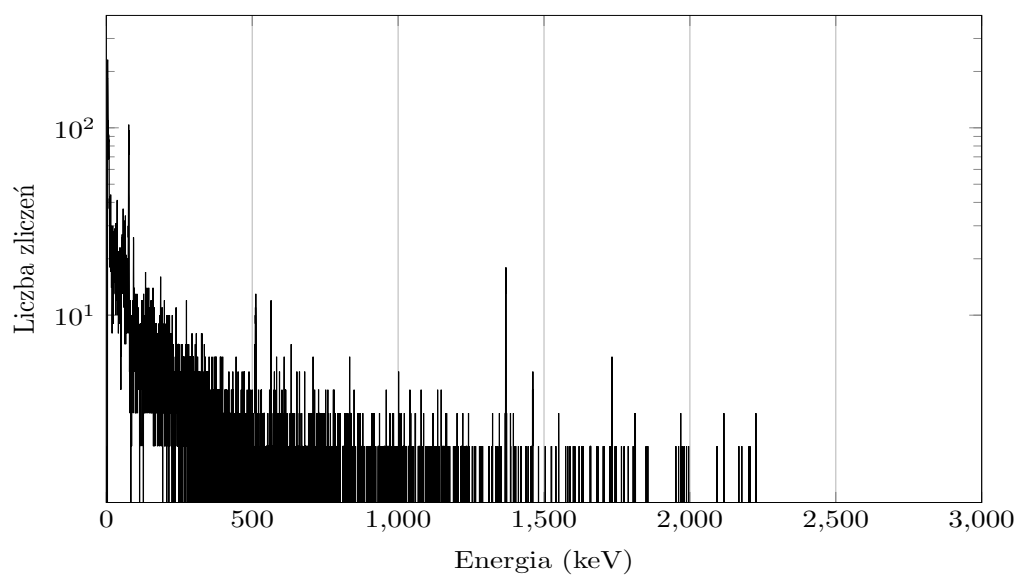


Rys. 57: Widmo folii złotej (17), zawieszanej w prawym dolnym rogu

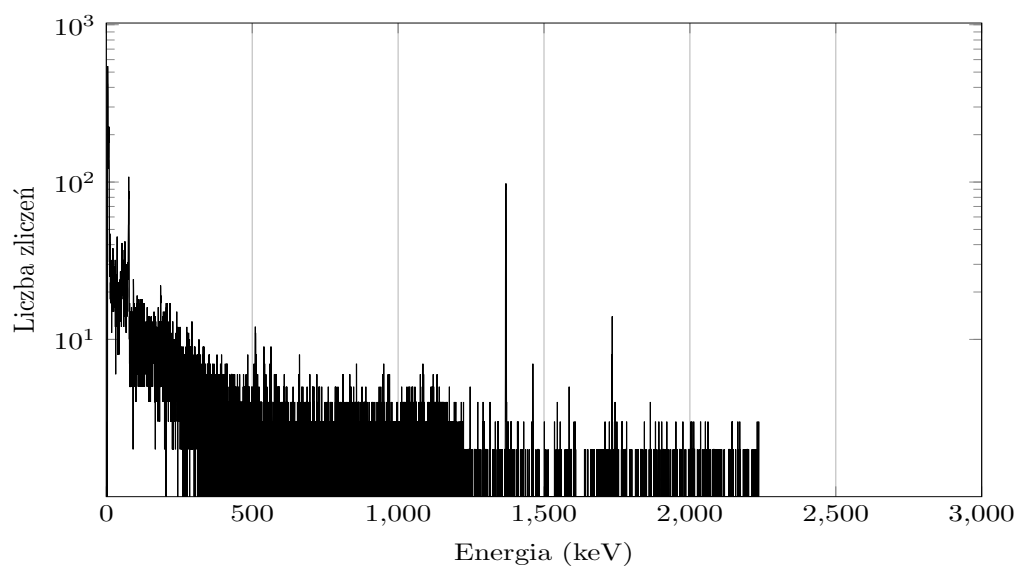


Rys. 58: Widmo folii złotej (18), zawieszanej w prawym dolnym rogu, osłoniętej kadem

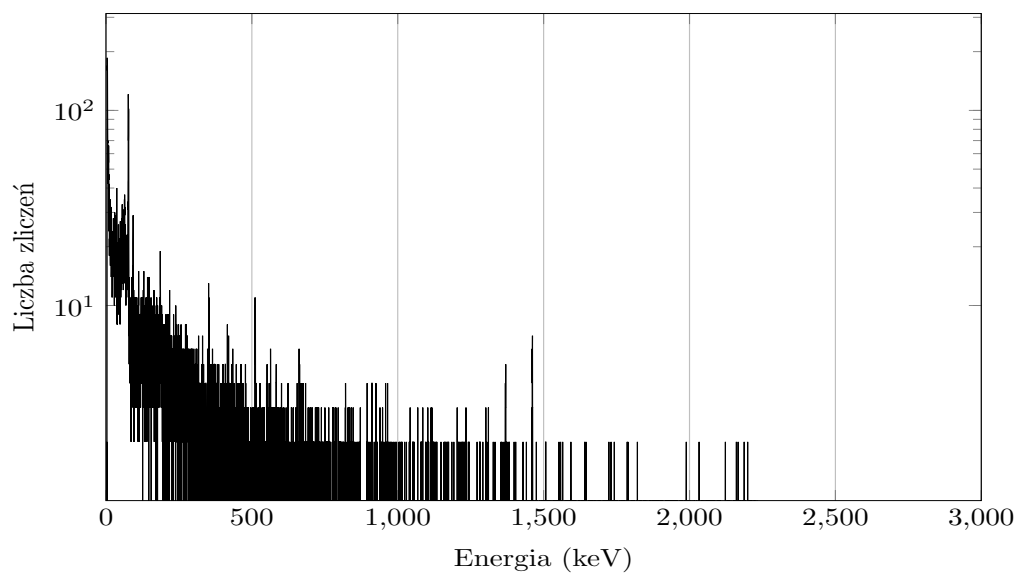
Widma detektorów aktywacyjnych - aluminium



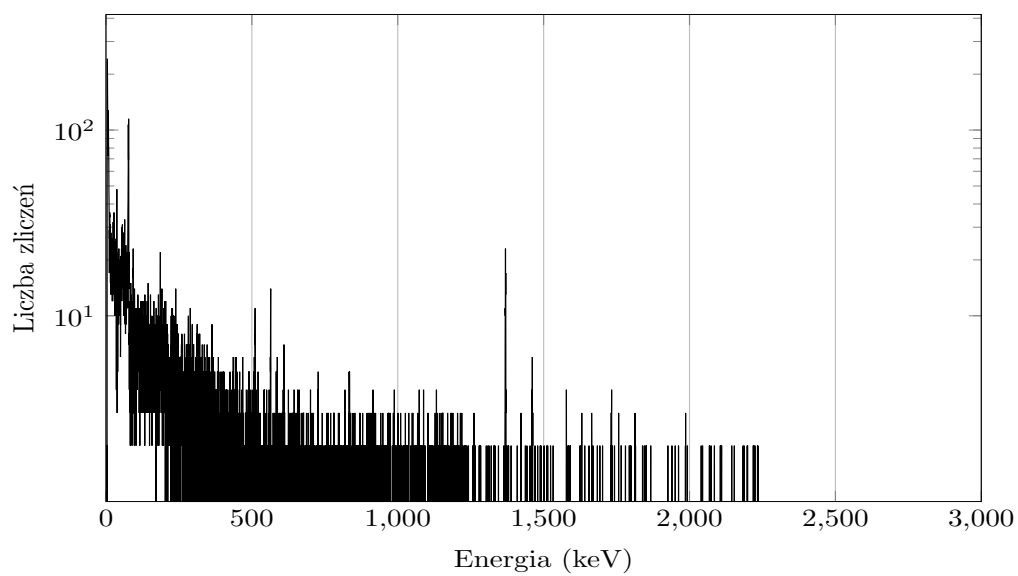
Rys. 59: Widmo folii aluminiowej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu



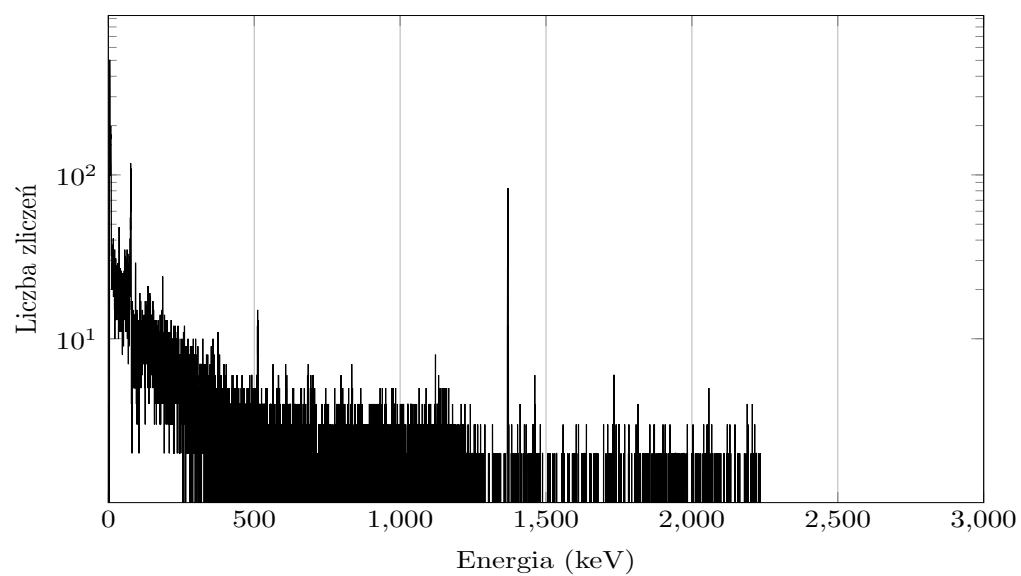
Rys. 60: Widmo folii aluminiowej (2), zawieszanej u góry, środkowo



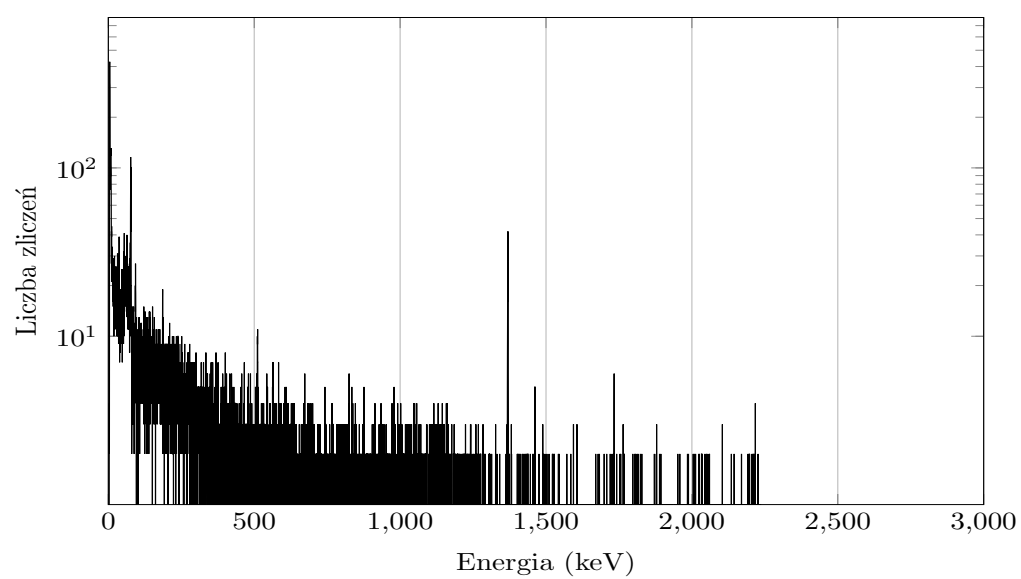
Rys. 61: Widmo folii aluminiowej (3), zawieszanej w prawym górnym rogu



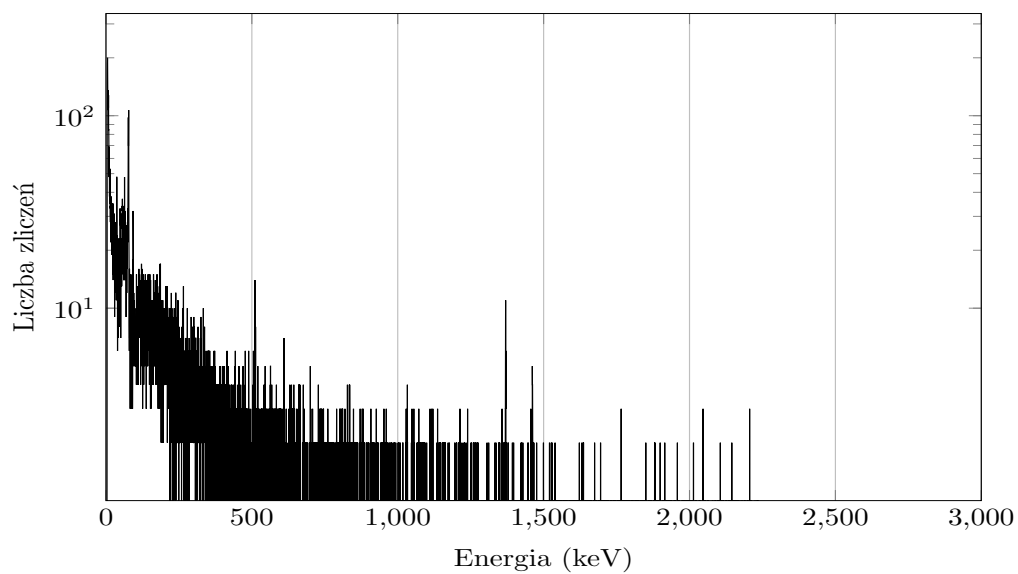
Rys. 62: Widmo folii aluminiowej (4), zawieszanej z lewej strony, środkowo



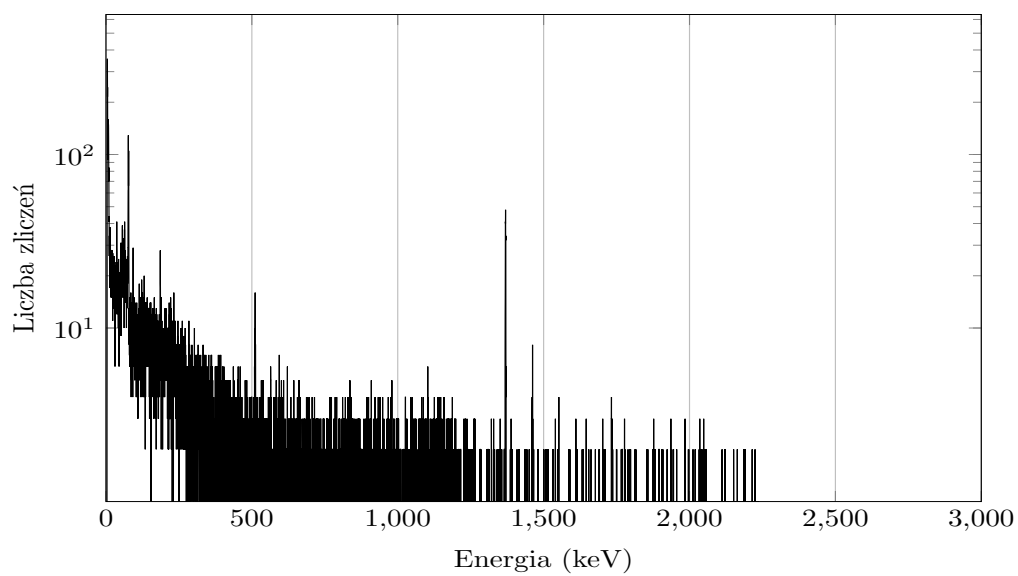
Rys. 63: Widmo folii aluminiowej (5), zawieszanej środkowo



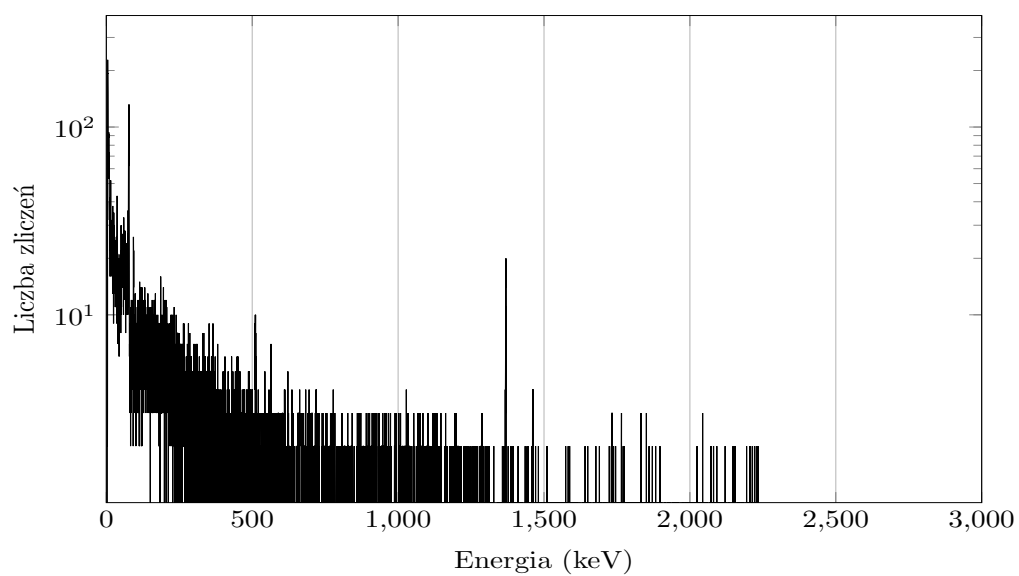
Rys. 64: Widmo folii aluminiowej (6), zawieszanej z prawej strony, środkowo



Rys. 65: Widmo folii aluminiowej (7), zawieszanej w lewym dolnym rogu

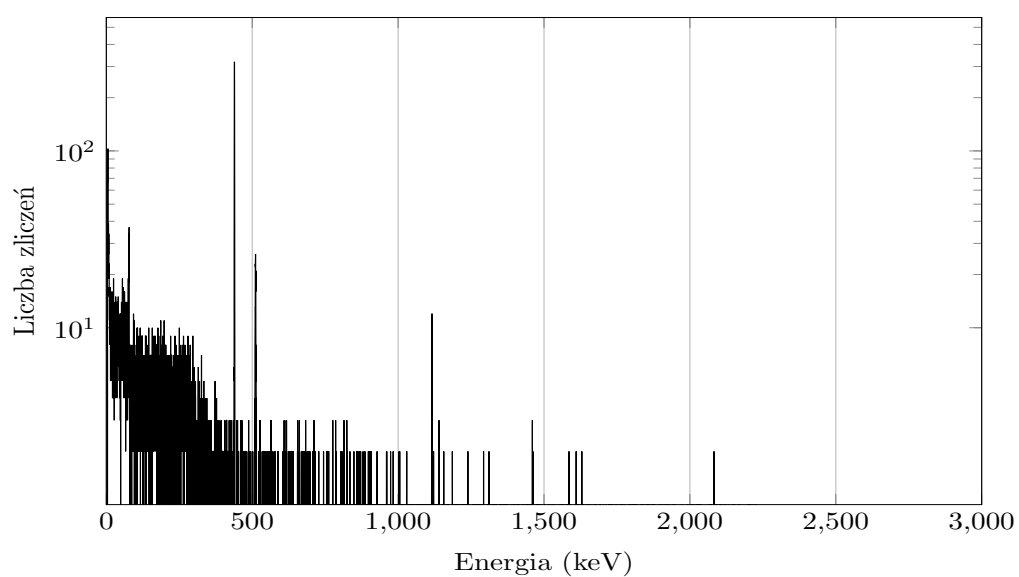


Rys. 66: Widmo folii aluminiowej (8), zawieszanej u dołu, środkowo

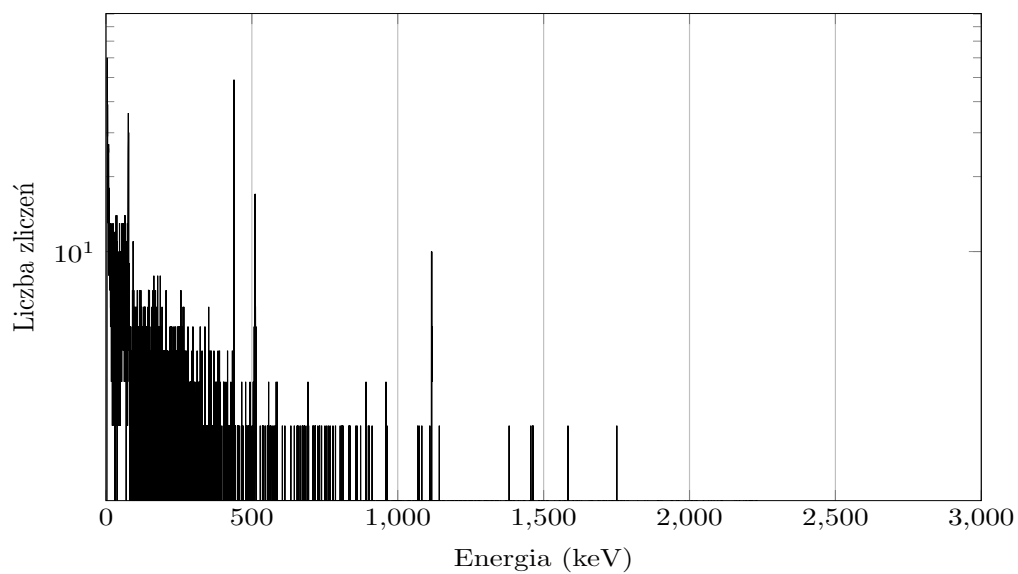


Rys. 67: Widmo folii aluminiowej (9), zawieszanej w prawym dolnym rogu

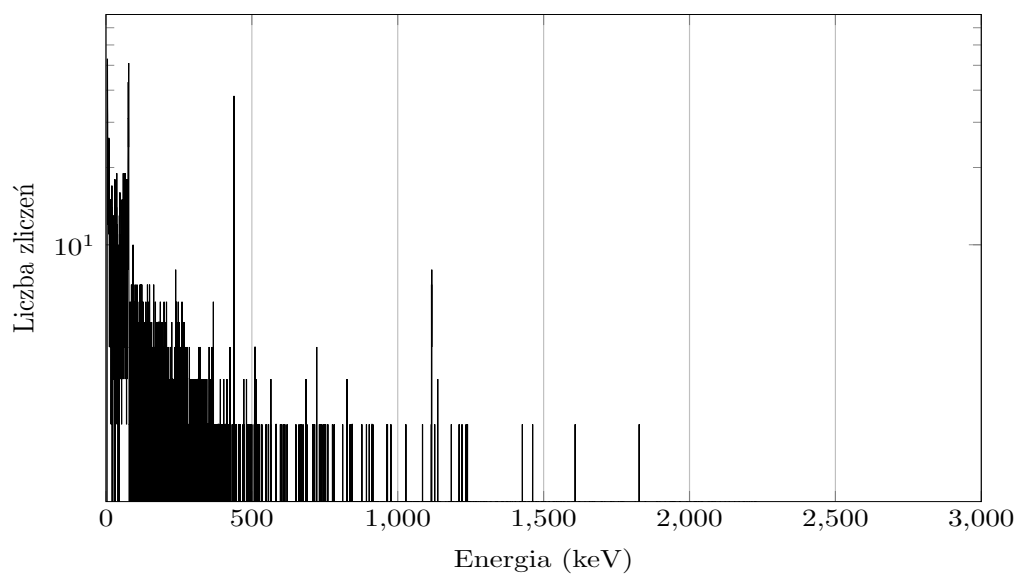
Widma detektorów aktywacyjnych - cynk



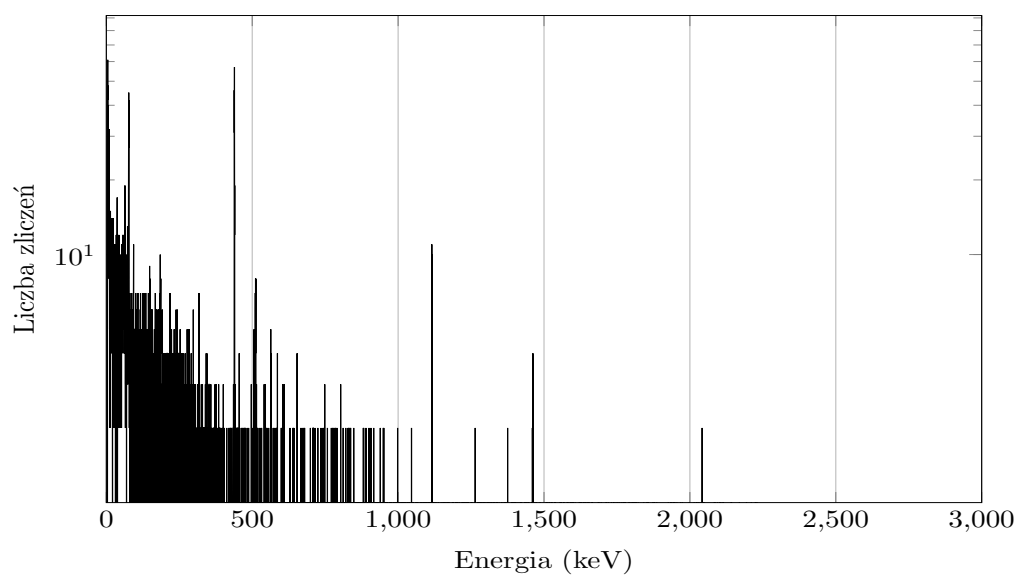
Rys. 68: Widmo folii cynkowej (1), zawieszanej w lewym górnym rogu



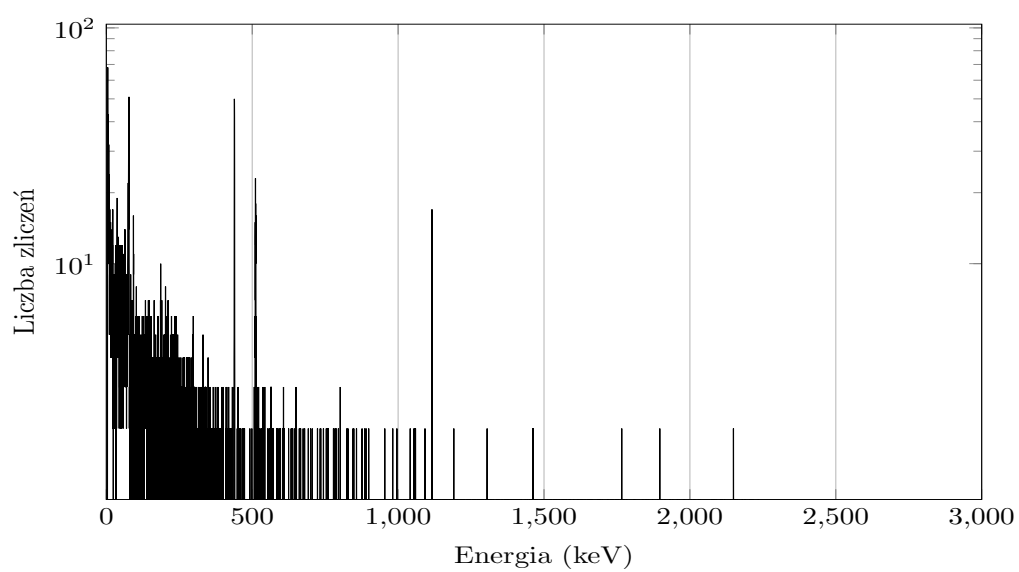
Rys. 69: Widmo folii cynkowej (2), zawieszanej u góry, środkowo



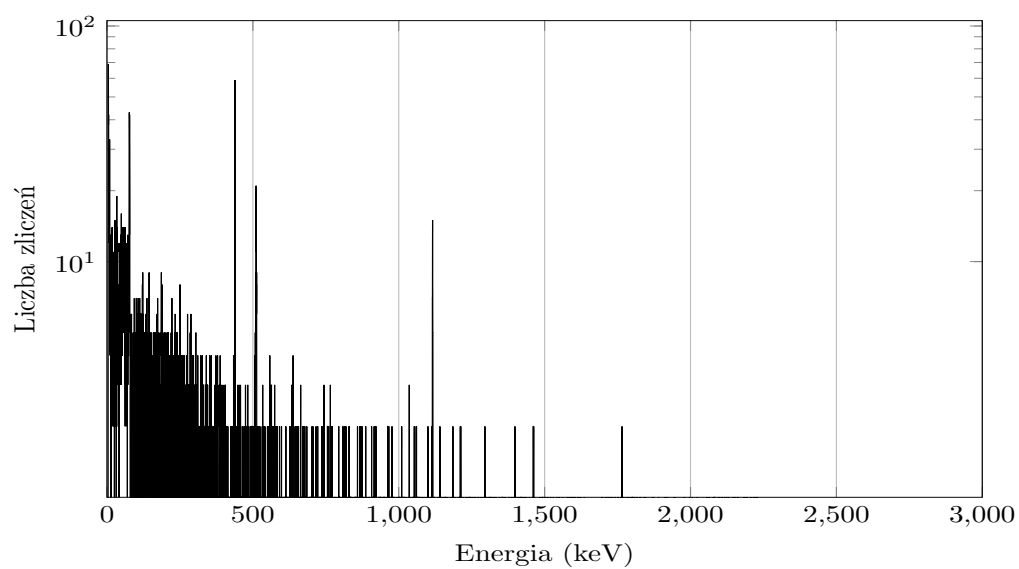
Rys. 70: Widmo folii cynkowej (3), zawieszanej w prawym górnym rogu



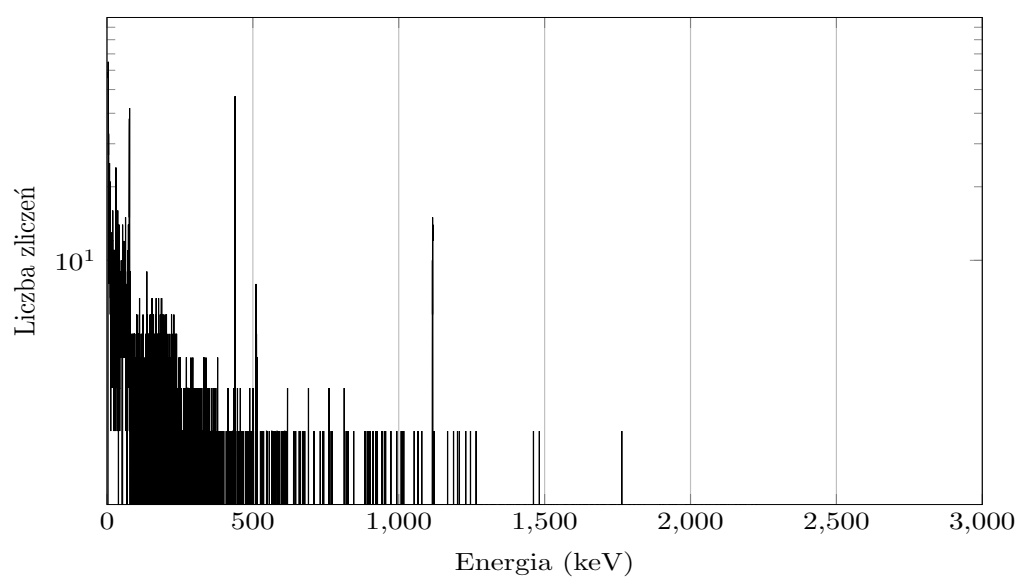
Rys. 71: Widmo folii cynkowej (4), zawieszanej z lewej strony, środkowo



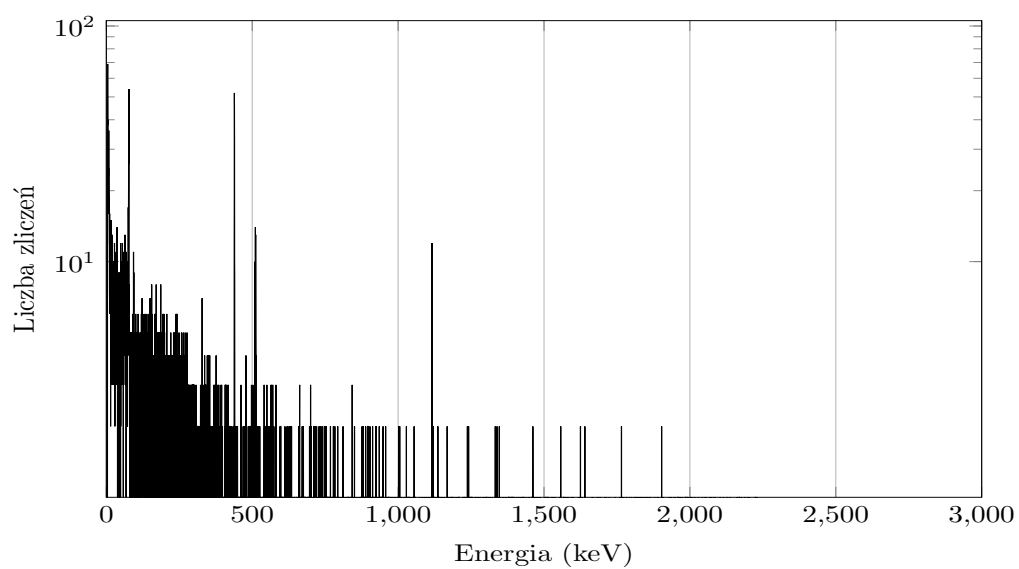
Rys. 72: Widmo folii cynkowej (5), zawieszanej środkowo



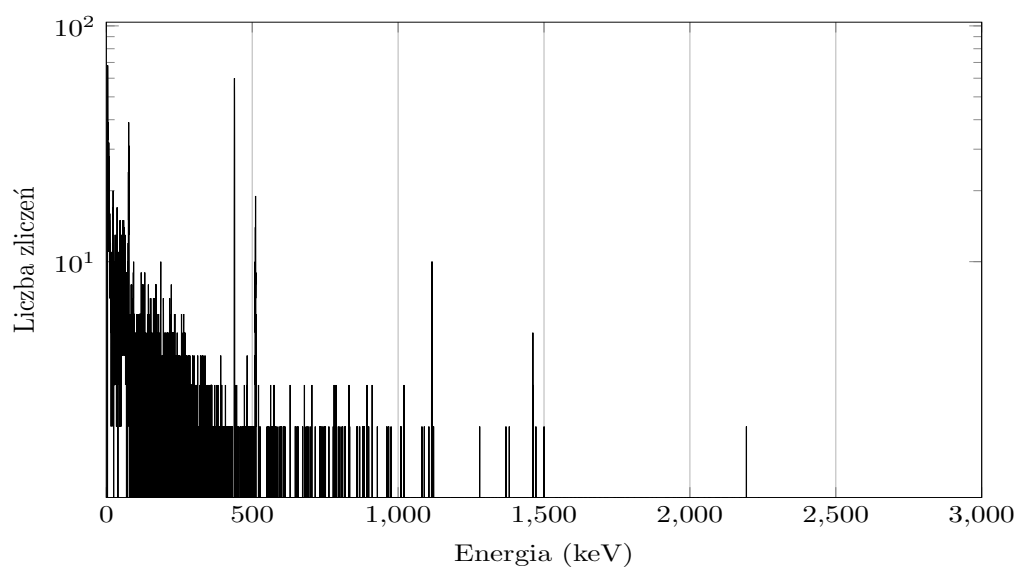
Rys. 73: Widmo folii cynkowej (6), zawieszanej z prawej strony, środkowo



Rys. 74: Widmo folii cynkowej (7), zawieszanej w lewym dolnym rogu

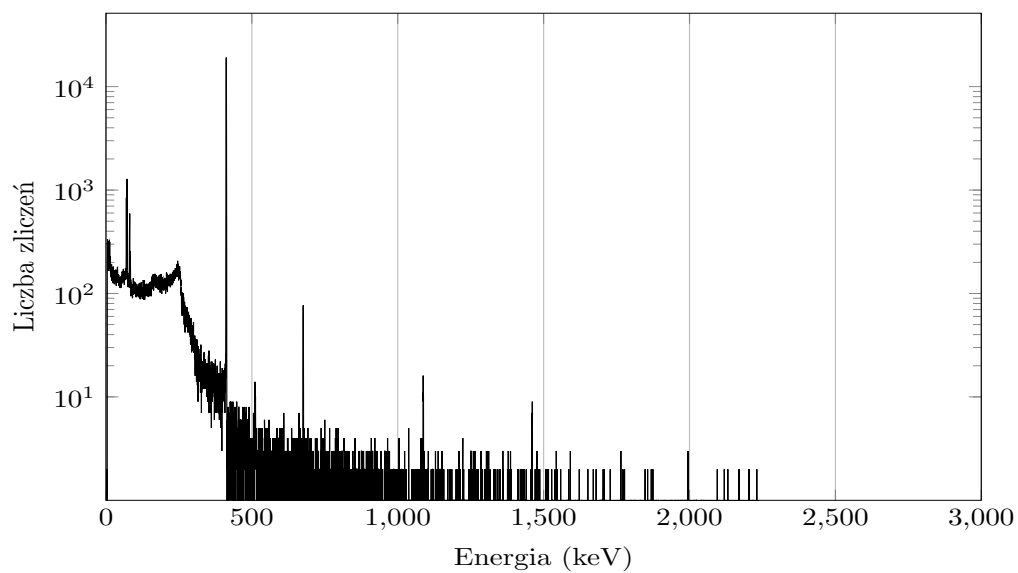


Rys. 75: Widmo folii cynkowej (8), zawieszanej u dołu, środkowo

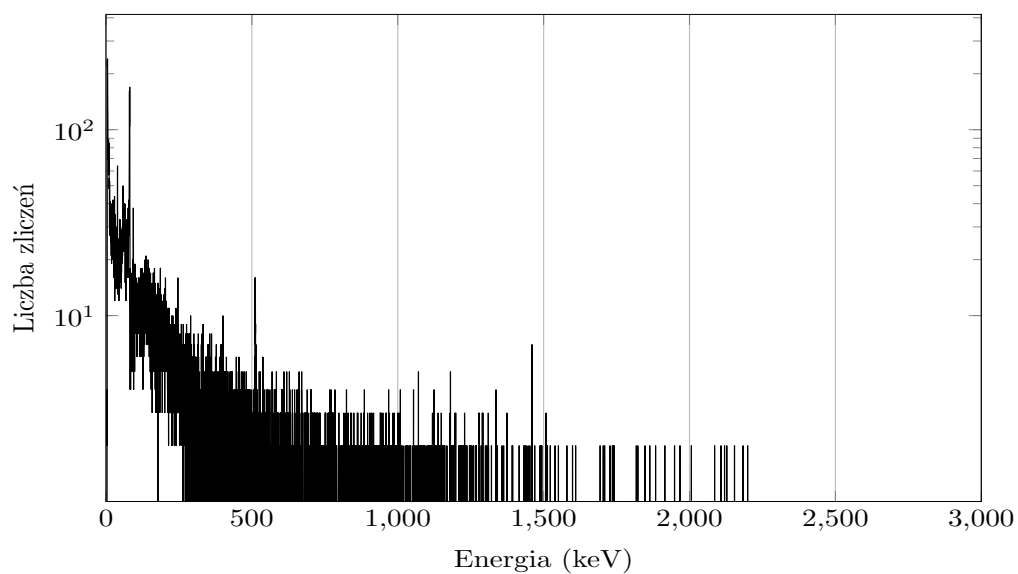


Rys. 76: Widmo folii cynkowej (9), zawieszanej w prawym dolnym rogu

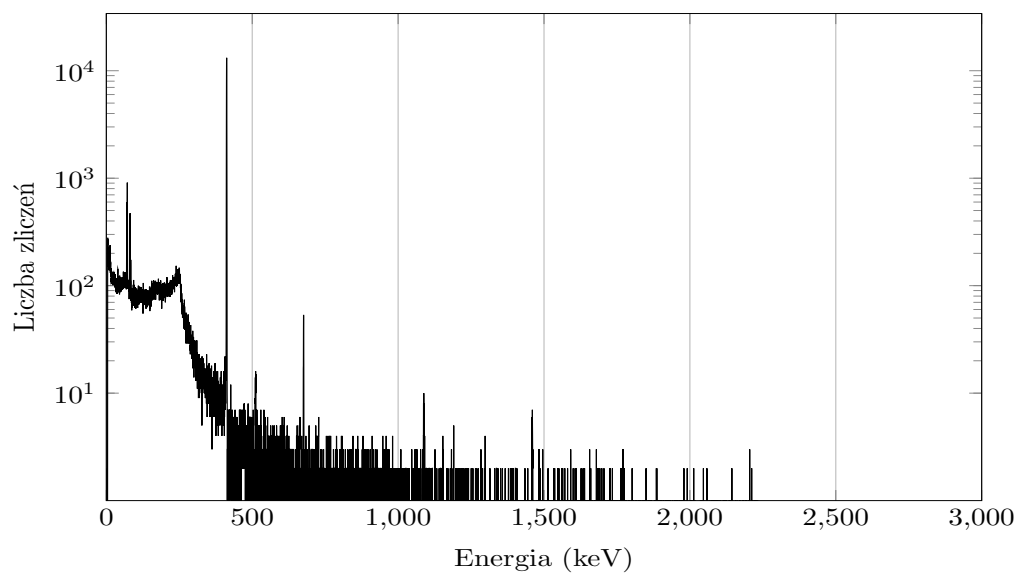
Widma detektorów aktywacyjnych - badanie promieniowania neutronowego po obu stronach drzwi



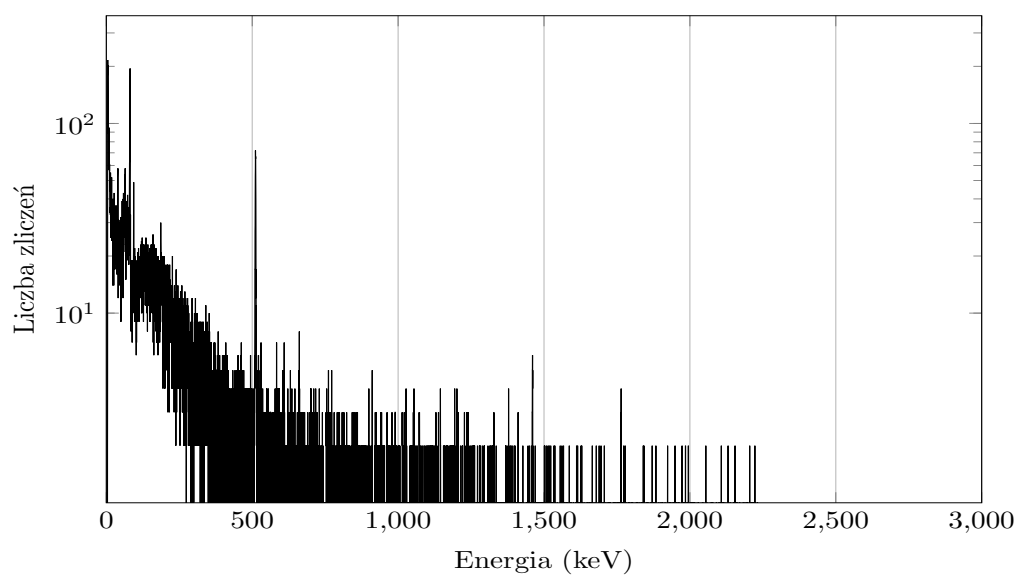
Rys. 77: Widmo folii złotej, zlokalizowanej wewnątrz bunkra



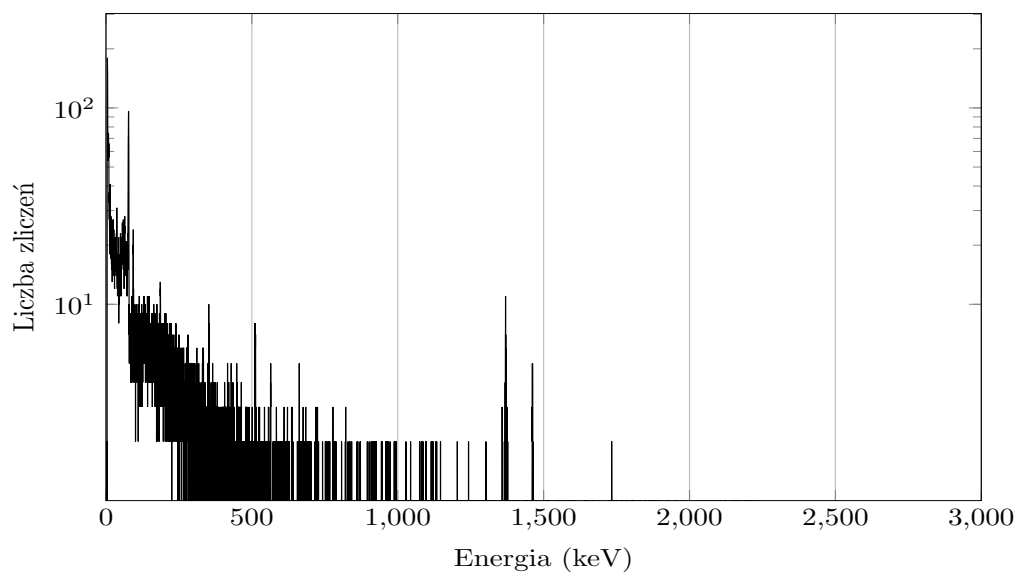
Rys. 78: Widmo folii złotej, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra



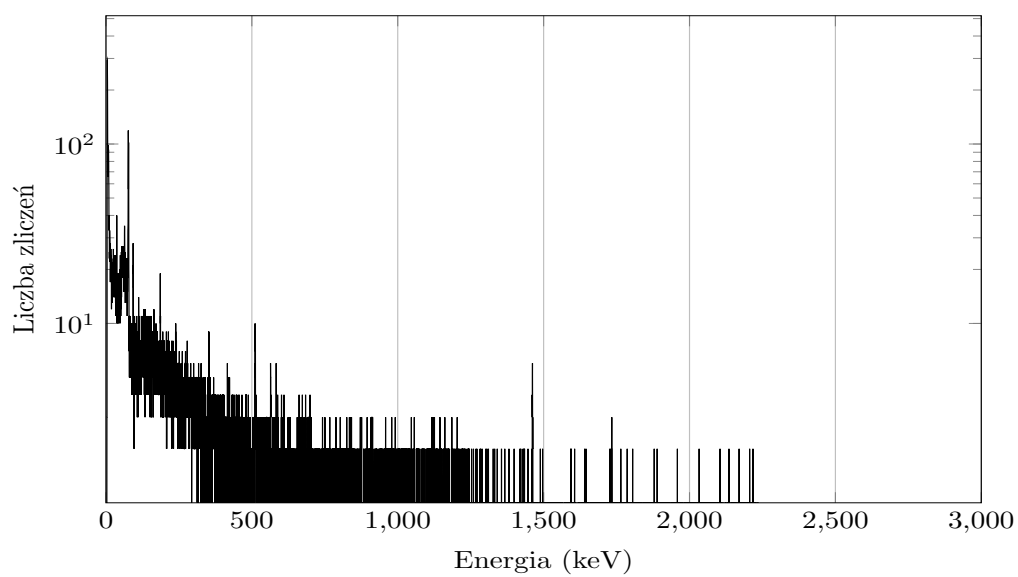
Rys. 79: Widmo folii złotej, z osłoną z kadmu, zlokalizowanej wewnątrz bunkra



Rys. 80: Widmo folii złotej, z osłoną z kadmu, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra



Rys. 81: Widmo folii aluminiowej, zlokalizowanej wewnątrz bunkra



Rys. 82: Widmo folii aluminiowej, zlokalizowanej na zewnątrz bunkra

Zestawienie parametrów detektorów aktywacyjnych

	Folia Au nr 1	Folia Au nr 2	Folia Au nr 3	Folia Au nr 4
Uśredniona masa [mg]	2,64	2,49	2,70	2,30
Odchylenie std. [mg]	0,11	0,11	0,10	0,16
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,76	7,02	6,37	5,76
Gęstość powierzchniowa [mg/cm ²]	0,46	0,35	0,42	0,40
	Folia Au nr 5	Folia Au nr 6	Folia Au nr 7	Folia Au nr 8
Uśredniona masa [mg]	2,31	2,45	2,25	2,39
Odchylenie std. [mg]	0,14	0,17	0,21	0,19
Powierzchnia czynna [cm ²]	7,02	5,05	8,27	6,37
Gęstość powierzchniowa [mg/cm ²]	0,33	0,48	0,27	0,38

	Folia Au nr 9	Folia Au nr 10	Folia Au nr 11	Folia Au nr 12
Uśredniona masa [mg]	2,76	2,24	2,72	2,39
Odchylenie std. [mg]	0,23	0,30	0,74	0,14
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,59	6,24	5,42	5,82
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	0,40	0,44	0,41	0,47
	Folia Au nr 13	Folia Au nr 14	Folia Au nr 15	Folia Au nr 16
Uśredniona masa [mg]	2,23	2,76	2,24	2,72
Odchylenie std. [mg]	0,02	0,06	0,14	0,01
Powierzchnia czynna [cm ²]	6,34	7,46	5,28	7,85
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	0,38	0,35	0,50	0,29

	Folia Au nr 17	Folia Au nr 18	Folia Al nr 1	Folia Al nr 2
Uśredniona masa [mg]	2,17	2,16	221,77	185,38
Odchylenie std. [mg]	0,23	0,31	0,80	0,47
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,53	7,91	5,52	5,52
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	0,39	0,27	40,18	33,58
	Folia Al nr 3	Folia Al nr 4	Folia Al nr 5	Folia Al nr 6
Uśredniona masa [mg]	324,84	228,60	196,33	245,16
Odchylenie std. [mg]	1,03	0,64	0,43	0,83
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,52	5,52	5,52	5,52
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	58,85	41,41	35,57	44,41

	Folia Al nr 7	Folia Al nr 8	Folia Al nr 9	Folia Zn nr 1
Uśredniona masa [mg]	206,78	179,34	278,56	433,04
Odchylenie std. [mg]	0,50	0,69	0,95	1,32
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,52	5,52	5,52	5,52
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	37,46	32,49	50,46	78,45
	Folia Zn nr 2	Folia Zn nr 3	Folia Zn nr 4	Folia Zn nr 5
Uśredniona masa [mg]	389,35	395,55	385,26	412,2
Odchylenie std. [mg]	1,10	0,69	0,72	0,53
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,52	5,52	5,52	5,52
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	70,53	71,66	69,79	74,67

	Folia Zn nr 6	Folia Zn nr 7	Folia Zn nr 8	Folia Zn nr 9
Uśredniona masa [mg]	446,6	491,63	456,03	575,79
Odchylenie std. [mg]	0,66	0,70	0,73	1,23
Powierzchnia czynna [cm ²]	5,52	5,52	5,52	5,52
Gęstość powierzch- niowa [mg/cm ²]	80,91	89,06	82,61	104,31