

Oddziaływania neutronów, porównanie pomiarów z symulacjami.

Autor: Marcin KASZTELAN mk@zpk.u.lodz.pl

Promotor: prof. dr hab. Maria Szeptycka

Promotor pomocniczy: dr Jacek Szabelski

Łódź 2019

Ani, Wojtkowi i kochanej żonie Kasi

Podziękowania

Chciałbym w tym miejscu serdecznie podziękować prof. dr hab. Marii Szeptyckiej, za wielką pomoc przy powstawaniu tej pracy. Okazana wiara w nasz łódzki zespół Pracowni Astrofizyki była nieoceniona, pomoc bez której praca ta prawdopodobnie nigdy nie ujrzałaby światła dziennego. Jej liczne sugestie i troska pozwoliły nie tylko na powstanie tej pracy, ale również przyczyniły się znacznie do innych sukcesów naszej Pracowni i całego Zakładu Astrofizyki NCBJ.

Również dr Jackowi Szabelskiemu, za wszelką pomoc przy powstawaniu niniejszej rozprawy oraz nieustanną pomoc we wszelkich aspektach pracy naukowej.

Dr Karolowi Jędrzejczakowi, za motywację, pomoc merytoryczną i koleżeńskie wsparcie na duchu.

A także pozostałym współpracownikom Pracowni Astrofizyki, zarówno naukowym jak i technicznym, bez których pomocy opisane pomiary nie byłyby możliwe.

Kochanej żonie Kasi, za niezrównaną wiarę w powodzenie tego przedsięwzięcia, cierpliwość, wyrozumiałość i miłość. Kochanym dzieciom (Ani i Wojtkowi) za to, że są najbardziej kochane na świecie.

I wreszcie moim rodzicom, za wszystko... bo słów za mało.

Dziękuję Wam wszystkim!

Spis treści

Podzie	ę <mark>kowa</mark> n	uia	3
Stresz	czenie		9
Abstr	act		11
Wstęp)		13
Rozdz	iał 1.	Metody detekcji neutronów	17
1.1.	Liczni	k helowy	19
1.2.	Borow	y licznik scyntylacyjny	22
Rozdz	iał 2.	Geant4 - opis narzędzia symulacyjnego	25
2.1.	Czym	jest Geant4?	25
	2.1.1.	Rys historyczny	25
	2.1.2.	Przegląd funkcjonalności Geant4	27
	2.1.3.	Zastosowania praktyczne	27
	2.1.4.	Wymagania pakietu Geant4	29
Rozdz	iał 3.	Weryfikacja poprawności symulacji pakietem Geant4. 🛛 🗧	31
3.1.	Całkow	wity przekrój czynny na oddziaływania neutronów	32
3.2.	Studni	ia grafitowa z przesłoną z liczników helowych	39
	3.2.1.	Przygotowanie do pomiaru - sprawdzenie zawartości ³ He w licznikach	39
	322	Pomiar ze źródłem neutronów	11
	323	Symulacie w programie Geant4	45
	3.2.0.	Porównanie wyników pomiaru z symulaciami	10
3.3	Porów	nanje wyników symulacji z danymi tablicowymi przekroju	
0.0.	czynne	ego na rozpraszanie elastyczne neutronów na żelazie.	53
3.4.	Symul	acie oddziaływań neutronów z jadrami zwiazanymi w	
	cząste	czkach polietylenu oraz wody.	55
	3.4.1.	Elastyczne rozpraszanie neutronów - podejście standardowe	55
	3.4.2.	Elastyczne rozpraszanie neutronów z uwzględnieniem	
		cząsteczkowej budowy moderatora.	56
	3.4.3.	Różnice w wynikach symulacji	57
3.5.	Linie g	gamma emitowane z izotopów germanu wskutek reakcji z	
	neutro	nami	30
	3.5.1.	Wstęp	30
	3.5.2.	Układ pomiarowy	31
	3.5.3.	Identyfikacja linii gamma - program do analizy	33
	3.5.4.	Reakcje neutronów	36

	3.5.5.	Możliwości zmniejszenia strumienia neutronów wokół	
		detektora	67
	3.5.6.	Linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów	69
	3.5.7.	Konkluzja dotycząca wyboru osłony detektora germanowego	82
	3.5.8.	Wnioski z przeprowadzonych pomiarów i symulacji	
		detektora germanowego	83
3.6.	Podsu	mowanie	84
Rozdz	iał 4.	Zastosowania pakietu Geant4 w wyznaczaniu widma	
ener	gii neu	ıtronów.	87
4.1.	Motyw	vacja	87
	4.1.1.	Spektrometria neutronowa	89
	4.1.2.	Typowy układ pomiarowy - Sfera Bonnera (BSS)	89
	4.1.3.	Funkcja odpowiedzi detektora	91
	4.1.4.	Rozwikłanie widma energii neutronów metodą macierzy	
		odwrotnej	95
	4.1.5.	Rozplot widma z wykorzystaniem pakietu MINUIT	98
	4.1.6.	Metoda rozwikłania przy pomocy klasy TUnfold z pakietu	
		ROOT	100
	4.1.7.	Model matematyczny macierzy odpowiedzi detektora oparty	
		na funkcji eksponencjalnej	102
4.2.	Wynik	i rozwikłania za pomocą wybranych metod	105
	4.2.1.	Model matematyczny EXP - funkcja eksponencjalna	
		macierzy odpowiedzi detektora.	105
	4.2.2.	Sfera Bonnera - symulacje Monte Carlo	109
	4.2.3.	Pomiar widma neutronów z wykorzystaniem długiego	
		licznika helowego	114
	4.2.4.	Podsumowanie wyników pomiarów widma energii neutronów	120
Bozdz	iał 5	Pomiar strumienia neutronów w podziemnych	
labo	ratoria	ich	123
F 1			120
5.1.	Narod	owe Laboratorium Gran Sasso (LNGS) - pomiar strumienia	100
5.0	neutro	$\begin{array}{cccccccccccccccccccccccccccccccccccc$	123
5.2.	Kopan	ha son Sianic w Rumunn - poinar tia neutronowego. \ldots	120
	5.2.1.		125
	5.2.2.	Opis aparatury pomiarowej	127
Podsu	mowar	iie	133
Dodat	ek A.	Wpływ obudowy ołowianej na widmo neutronów	
\mathbf{emit}	owany	ch ze źródła AmBe	135
Dodat	ek B.	Przekroje czynne wyznaczane metoda średniej drogi	
na o	ddział	vwanje.	137
			101
Dodat	ek C. Istoria	Zestawienie zarejestrowane inii gamma przy pomocy	190
dete	ktora g	germanowego.	139
C.1.	Linie g	;amma pochodzące od tła naturalnego	139
C.2.	Linie g	samma pochodzące od oddziaływań neutronów z germanem .	141
C.3.	Linie g	samma pochodzące od oddziaływań neutronów z ołowiem	143
C.4.	Linie g	çamma pochodzące od oddziaływań neutronów ze złotem	144
Dodat	ek D.	Prawo zaniku promieniowania gamma w materii	147
Dodat	ek E.	TUnfold	149

Bibliografia	153
Spis rysunków	157
Spis tablic	161

Streszczenie

Celem naukowym pracy doktorskiej jest weryfikacja poprawności wyników uzyskiwanych z symulacji pakietem Geant4 przez porównanie z przeprowadzonymi pomiarami oraz uzyskanie wiarygodnego narzędzia symulacyjnego, które pozwala na przewidywanie i interpretację wyników pomiarów strumienia neutronów.

Znaczenie uzyskanego wyniku polega na uzyskaniu wiarygodnej, doświadczalnej wartości strumienia neutronów. Znajomość strumienia neutronów jest istotna m.in. w przypadku eksperymentów badających rzadko występujące zjawiska. Neutrony mogą być źródłem tła pomiarowego np. w eksperymentach poszukujących ciemnej materii, rozpadu protonu, pomiarach neutrin, jak również dla interpretacji wyników urządzeń wykorzystywanych w celu określenia bezpieczeństwa radiacyjnego ośrodków naukowych, medycyny nuklearnej, przejść granicznych itp.

Jedno z zagadnień poruszanych w pracy to pomiar widma energii neutronów. Pomiar taki nie jest możliwy w bezpośredni sposób ze względu na brak ładunku elektrycznego neutronu. Widmo energetyczne neutronów można wyznaczyć z serii pomiarów z użyciem różnych grubości moderatora spowalniającego neutrony poprzez rozwikłanie wyników pomiarów wykorzystując obliczone wydajności układu pomiarowego (koncepcja sfer Bonnera). Innowacyjność przeprowadzonych badań polega na zastosowaniu innej metody rozwikłania widma energii neutronów (TUnfold) stosując obliczone funkcje odpowiedzi detektora (przy pomocy pakietu Geant4) oraz na wykorzystaniu do tego typu pomiarów długiego licznika helowego. W pracy dyskutuję możliwość zastosowania różnych metod rozwikłania widma energii neutronów. Natomiast zastosowanie długiego licznika helowego pozwoliłoby na znaczne zwiększenie powierzchni detekcyjnej układu.

W opisanych w pracy pomiarach zostały użyte detektory helowe oraz detektor germanowy. Kryształ germanu wykorzystywany do pomiaru promieniowania gamma może również rejestrować neutrony w pośredni sposób. Wtórne promieniowanie gamma pochodzące z reakcji neutronu z jądrem atomowym może być rejestrowane przez detektor germanowy. Wykorzystując aktywację materiałów neutronami można oszacować rodzaje izotopów, które znajdują się w sąsiedztwie detektora, bądź znając geometrię układu określić strumień i energie neutronów, które produkują charakterystyczne linie gamma. W rozprawie dyskutuję możliwość zastosowania pakietu Geant4 do odtworzenia wyników pomiarowych z wykorzystaniem detektora germanowego. W pracy zostały również przedstawione wyniki pomiarów neutronowych, w których uczestniczyłem:

- 1. pomiary w podziemnych laboratoriach Gran Sasso i Slănic,
- 2. badanie wpływu osłon termalizujących neutrony na widmo rejestrowane przez detektor germanowy,
- 3. oraz specjalnie pomiary zaprojektowane i wykonane w naszym laboratorium, których celem był test procedur pakietu symulacyjnego Geant4.

Pomiary i testy zaprezentowane w pracy mogą w bezpośredni sposób przyczynić się do precyzyjniejszej interpretacji wyników pomiarowych strumienia neutronów.

Abstract

The goal of the doctoral thesis is to verify the correctness of the results obtained from the Geant4 package by comparing with measurements and obtaining a reliable simulation tool that allows prediction and interpretation of the neutron flux measurement results.

The significance of the obtained result consists in obtaining a more reliable, experimental value of the neutron flux. Knowledge of the neutron flux is important, among others, in experiments investigating rare phenomena. Neutrons can be the source of background for example in experiments looking for dark matter, proton decay, neutrino measurements, as well as for interpretation results of devices used to determine the radiation safety of scientific centers, nuclear medicine, crossings border, etc.

One of the issues discussed in this work is the measurement of the neutron energy spectrum. Such measurement is not possible in a direct way due to the lack of electric charge of the neutron. The neutron energy spectrum can be determined from a series of measurements using different thicknesses of the moderator slowing down neutrons by unfolding the results of measurements using the calculated efficiency of the measuring system (Bonner spheres concept). The innovativeness of the conducted research is based on the use of another method of unfolding neutron energy spectrum (TUnfold) using the calculated response functions of the detector (using the Geant4 package) and on the use of this type of measurements with a long helium counter. I discuss the possibility of using different methods of neutron energy spectrum unfolding. However, the use of a long helium counter would significantly increase the detection surface of the system.

In the measurements described in the work helium detectors and germanium detector were used. Germanium crystal used for measurement of gamma radiation can also register neutrons indirectly. Secondary gamma radiation from reactions of neutron with atomic nucleus can be registered by the germanium detector. Using the neutron activation technique, it is possible to estimate the types of isotopes that are in the vicinity of the detector, or knowing the geometry of the system to determine the flux and neutron energies that produce characteristic gamma lines. In the dissertation I discuss the possibility of using Geant4 to reproduce measurement results using a germanium detector. The work also presents the results of neutron measurements in which I participated:

- 1. measurements in the underground laboratories Gran Sasso and Slănic,
- 2. study of the influence of neutron thermalizing shields on the spectrum recorded by the germanium detector,
- 3. and specially measurements designed and made in our laboratory, aimed at testing the procedures of the Geant4 simulation package.

Measurements and tests presented in the work can directly contribute to a more precise interpretation of results measuring neutron flux.

Wstęp

Przedstawiam wyniki obliczeń i pomiarów strumienia neutronów. Głównym celem jest analiza stosowalności pakietu programów komputerowych Geant4 [1] do opisu transportu i oddziaływań neutronów.

Przedstawione są wyniki pomiarów neutronowych, w których uczestniczyłem: w podziemnych laboratoriach Gran Sasso i Slănic, badanie osłon neutronowych w projekcie ISOTTA oraz specjalnie zaprojektowane i wykonane pomiary w naszym laboratorium w celu testowania procedur pakietu symulacyjnego Geant4.

Znajomość strumienia neutronów jest istotna w badaniu wielu procesów, dlatego ważna jest znajomość zarówno metod detekcji neutronów, symulacji ich oddziaływań, czy też możliwości testów w laboratoriach. W przypadku eksperymentów badających rzadko występujące oddziaływania, znajomość strumienia neutronowego jest istotna, ponieważ neutrony mogą być ważnym źródłem tła pomiarowego.

Tło pochodzące od neutronów jest trudne do wyeliminowania w eksperymentach poszukujących bezneutrinowego rozpadu beta $(0\nu\beta\beta)$. W eksperymentach szukających ciemnej materii, neutrony mogą generować podobny sygnał do poszukiwanych jąder odrzutu powstałych w wyniku oddziaływań elastycznych ciężkich WIMP-ów¹ [2]. Obecność neutronów utrudnia również poszukiwanie monopoli magnetycznych. Neutrony mogą inicjować reakcję (n, γ) , generując w sposób pośredni tło.

Detektory neutronowe mają szereg zastosowań. Są używane do prac badawczych oraz mają zastosowania przemysłowe. Monitory neutronowe, to duże detektory neutronów osłonięte warstwą moderatora i ołowiu w odpowiedniej i ustandaryzowanej konfiguracji, używane są do badania aktywności Słońca. W sposób ciągły dokonują pomiaru strumienia neutronów na powierzchni Ziemi. W różnych miejscach na świecie znajduje się około 60 takich układów pomiarowych, tworzących sieć pomiarową.

Badanie promieniowania kosmicznego, jego pochodzenia oraz składu masowego również wiąże się z zagadnieniem detekcji neutronów. Mierząc neutrony skorelowane z WPA², możemy oszacować liczbę hadronów docierających do powierzchni Ziemi. Stąd uzyskiwana jest dodatkowa informacja o składzie masowym promieniowania kosmicznego.

Pomiary strumienia neutronów mają aspekt praktyczny. Układy pomiarowe służące do wykrywania materiałów niebezpiecznych ulokowane na przejściach granicznych, portach lotniczych, hutach czy wysypiskach śmieci, poza

 $^{^{1}\,}$ WIMP - Weakly Interacting Massive Particles

² WPA - Wielki Pęk Atmosferyczny

detekcją promieniowania jonizującego, powinny być czułe na neutrony. Ich pomiar utrudniony jest przez mały strumień tych cząstek, krótki czas przebywania próbki w bliskości detektora oraz stała obecność fluktuującego tła. Niewielkie zwiększenie strumienia rejestrowanych neutronów może świadczyć o obecności materiałów radioaktywnych.

Przykładem zastosowania praktycznego neutronów w technice ochrony granic, jest mobilny system wykrywania materiałów niebezpiecznych SWAN³, wykorzystujący analizę aktywacyjną do wykrywania materiałów wybuchowych lub substancji toksycznych.

Detektory neutronowe stosowane są w eksperymentach kosmicznych. Przykładem jest eksperyment PAMELA⁴, w którym detektor neutronów składa się z 36 liczników wypełnionych ³He wraz z warstwą moderatora polietylenowego. Zadaniem detektora jest zwiększenie dyskryminacji pomiędzy składową elektromagnetyczną i hadronową mierzonego strumienia cząstek.

Widmo energetyczne neutronów ma wpływ na sygnał w detektorach jak np. w krysztale germanu. Neutrony o energiach poniżej 1 MeV mogą generować linie gamma i związane z nimi zbocze Komptonowskie, co podnosi poziom tła detektora germanowego.

Źródła neutronów: Neutrony mogą być produkowane w wyniku reakcji jądrowych. Przykładami reakcji, w których są produkowane neutrony prędkie to (α, n) oraz (γ, n) . Są to reakcje będące głównym źródłem neutronów w podziemnych laboratoriach. Źródłem neutronów są również wielkie pęki atmosferyczne oraz oddziaływania wiązek akceleratorowych.

Najczęściej stosowanymi laboratoryjnymi źródłami neutronów są połączenia izotopów Am-Be oraz Pu-Be wykorzystujące reakcję (α, n) oraz ²⁵²Cf (rozpad samoistny). Neutrony mono-energetyczne można otrzymać w wyniku bombardowania tarcz przyspieszonymi cząstkami.

Produkowane są kompaktowe generatory neutronów wykorzystujące reakcję D+D (D+T), które produkują neutrony mono-energetyczne o energii 2.5MeV (14.1 MeV). Źródłem neutronów termicznych może być reaktor jądrowy, w którym neutrony z reakcji rozszczepienia spowalniane są przed moderator. W rozpadach jądrowych, mogą powstawać neutrony o energiach rzędu ~1MeV.

Miony o dużej energii, mogące penetrować głębokie warstwy skał, mogą produkować neutrony o energiach powyżej kilku GeV. Może to stanowić istotny wkład do tła neutronowego eksperymentów prowadzonych w podziemnych laboratoriach.

Niepożądane tło neutronowe, może mieć swoje źródło w materiałach, z których wykonane są detektory, czy też w materiale w najbliższym otoczeniu detektora, np. ścian laboratorium.

Wynik pomiaru uzyskany przy pomocy detektorów czułych na neutrony, może zależeć od energii neutronów. Znając widmo energii neutronów, można określić rodzaj osłony, jaką należy zastosować. Monitory neutronowe, dzięki

³ Urządzenie produkcji NCBJ

 $^{^4}$ PAMELA - a ${\bf P}{\rm ayload}$ for Antimatter Matter Exploration and Light-nuclei ${\bf A}{\rm strophysics}$

odpowiedniej konfiguracji moderatora i ołowiu, mają znacznie lepszą wydajność rejestracji neutronów w stosunku do nieosłoniętego licznika neutronów.

Neutrony, a szczególnie neutrony prędkie, mogą mieć wpływ na pamięci komputerowe i dane w nich zawarte. Ma to znaczenie na większych wysokościach oraz w przestrzeni kosmicznej, gdzie naprawa uszkodzonego elementu może być niemożliwa. Wraz z postępującą miniaturyzacją komórek pamięci, stają się bardziej narażone na niekontrolowaną zmianę zawartej informacji.

W dozymetrii ważną rolę odgrywa równoważnik dawki promieniowania. Dla neutronów w zakresie 10keV-20MeV wynosi około 15, podczas gdy w przypadku fotonów i elektronów wynosi 1. Stąd silny strumień neutronów o takich energiach może być bardzo groźny dla organizmów żywych powodując zniszczenia łańcuchów DNA.

Jednym z praktycznych zastosowań neutronów, jest analiza aktywacyjna. W zależnej od energii neutronów w reakcji neutron-jądro, powstają nietrwałe izotopy promieniotwórcze. Pomiar energii kwantów gamma z rozpadów bądź de-ekscytacji tych izotopów, pozwala na wyznaczenie zawartości poszukiwanych pierwiastków w naświetlonym materiale.

Zamierzeniem przeprowadzonych badań było przetestowanie stosowalności pakietu Geant4 do opisu oddziaływań neutronów oraz możliwości wykorzystania długiego licznika helowego do pomiaru widma energii oraz różnych metod rozwikłania jego postaci. Widmo energetyczne neutronów można otrzymać z serii pomiarów strumienia neutronów z użyciem zmiennej grubości moderatora.

Pomiar widma energii neutronów, nie jest możliwy w bezpośredni sposób ze względu na brak ładunku elektrycznego neutronu. Wyznaczenie strumienia wymaga przeprowadzenia symulacji komputerowej, celem określenia wydajności rejestracji układu pomiarowego w różnych zakresach energii. Symulacja komputerowa została wykorzystana w pomiarach strumienia neutronów termicznych w laboratoriach podziemnych w Gran Sasso oraz w Slănic, przeprowadzonych przez nasz zespół. Symulacja komputerowa jest konieczna każdorazowo, gdy budujemy nowy układ detekcyjny neutronów, aby wyznaczyć jego efektywność.

Stosowanie programów obliczeniowych modelujących zjawiska fizyczne, wymaga sprawdzenia uzyskiwanych wyników i w miarę możliwości konfrontowania wyników obliczeń z danymi pomiarowymi. Geant4 to pakiet szeroko stosowany w wielu dziedzinach nauki. Najbardziej spektakularnymi są zastosowania w fizyce cząstek, projektach kosmicznych, medycynie, diagnostyce pacjentów, a także ochronie radiologicznej. Program ten jest w ciągłym rozwoju, a modyfikacje, mają na celu usunięcie błędów oraz wprowadzenie nowych funkcjonalności często postulowanych przez użytkowników. Szybki rozwój pakietu symulacyjnego (na ogół jedna wersja stabilna pojawia się rocznie), pociąga za sobą również potrzebę przeprowadzania regularnych testów oraz ostrożnego podchodzenia do uzyskiwanych wyników.

W opisanych w tej pracy pomiarach neutronowych, zostały użyte detektory helowe, detektor scyntylacyjny oraz germanowy⁵. Do celów testowych

⁵ Kryształ wykorzystywany do pomiaru promieniowania gamma, może również reje-

wykorzystywane było słabe źródło typu AmBe o średniej wydajności produkcji neutronów wynoszącej 200n/s w pełny kąt bryłowy.

Ponieważ licznikiem helowym rejestruje się głównie neutrony termiczne, konieczne jest spowolnienie tych o wyższych energiach. W procesie spowalniania neutronów, główną rolę odgrywa rozpraszanie sprężyste na lekkich jądrach atomowych. Celem optymalizacji układu detekcyjnego, bądź geometrii osłony przed neutronami, stosuje się warstwy moderatora (lekkie pierwiastki) oraz materiałów ciężkich, takich jak np. ołów. Gdy jądra atomowe związane są w cząstkach, wówczas istotne jest uwzględnienie tego faktu.

Testy pakietu symulacyjnego, a w szczególności transportu i termalizacji neutronów są bardzo ważne, a poprawny opis oddziaływań ma wpływ na wynik obliczeń. Oddziaływania neutronów zależą od energii, stąd proces transportu i termalizacji neutronów odgrywa bardzo ważną rolę przy interpretacji wyników porównawczych z wynikami symulacji.

Przez transport neutronów w pracy rozumiem zarówno dyfuzję neutronów jak również stratę energii w wyniku oddziaływań sprężystych z materiałem ośrodka. Istotną część rozprawy stanowi badanie opisu transportu neutronów w pakiecie Geant4, weryfikacja kodu symulacyjnego oraz wybór najlepszego modelu oddziaływań neutronów. Weryfikacje poprawności obliczeń przeprowadziłem poprzez porównanie wyników symulacji i przeprowadzonych pomiarów.

Rozprawa została podzielona na następujące rozdziały:

Rozdział 1 zawiera opisy różnych metod detekcji neutronów. Opisane są jedynie metody mające zastosowanie w przeprowadzanych przeze mnie badaniach. Metody pomiaru oparte na detekcji jąder odrzutu oraz metody kliszowe zostały celowo pominięte.

Rozdział 2 zawiera krótką informację, czym jest pakiet symulacyjny Geant4. Został pokrótce przedstawiony rys historyczny powstania pakietu oraz motywacji jego twórców. Schematycznie została pokazana budowa pakietu i koncepcja jego działania. Przybliżone zostały zastosowania w różnych dziedzinach nauki oraz niektóre możliwości z tym związane.

Rozdział 3 omawia testy pakietu Geant4, jakie przeprowadziłem celem weryfikacji poprawności symulacji i porównania z wynikami pomiarów. Testy przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów, wpływu otoczenia na układ pomiarowy, precyzji zawartych w pakiecie baz danych z przekrojami czynnymi a także, jaki jest wpływ jąder związanych w materiałach moderujących. **Rozdział 4** zawiera opis praktycznych zastosowań pakietu symulacyjnego Geant4. Posłużyłem się pakietem Geant4 celem wyznaczenia widma energetycznego neutronów za pomocą długiego licznika helowego z wykorzystaniem różnych metod rozwikłania widma energii.

Rozdział 5 mieści w sobie opis przeprowadzonych przez nasz zespół pomiarów strumienia neutronów w podziemnych laboratoriach w Gran Sasso oraz w Slănic. Wyznaczenie strumienia neutronów bez symulacji czułości aparatury na strumień neutronów nie byłoby możliwe.

strować neutrony w pośredni sposób. Wtórne promieniowanie gamma pochodzące z wychwytu neutronu na jądrze atomowym, może zostać zarejestrowane przez detektor germanowy.

Rozdział 1

Metody detekcji neutronów

Neutrony z uwagi na brak ładunku elektrycznego nie jonizują bezpośrednio, co jest podstawową trudnością w ich efektywnej rejestracji.

Metoda detekcji neutronów zależy w dużej mierze od ich energii. W pracy tej skoncentruję się na detekcji neutronów termicznych, oraz przedstawię wyniki pomiarów widma energii neutronów z wykorzystaniem długiego licznika helowego.

Oddziaływania neutronów z materią, zachodzą poprzez:

- Reakcje jądrowe: w wyniku reakcji jądrowej neutronu z jądrem atomowym powstają naładowane produkty reakcji, które mogą być rejestrowane,
- Zderzenie sprężyste: neutron zderzający się z jądrem atomowym przekazuje mu część energii kinetycznej, co pozwala na pomiar jonizującego jądra,
- Wzbudzenie jądra atomowego: które w skutek de-ekscytacji emituje fotony gamma. (n, γ)
- Rozszczepienie jądra atomowego tarczy pod wpływem zderzenia z neutronem, np. $^{235}U.$
- Rozpad neutronu: Swobodny neutron ulega rozpadowi w procesie rozpadu beta: $n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu_e}$ ze średnim czasem życia wynoszącym 885.7±0.8s. Produkty rozpadu neutronu mogą być rejestrowane, jednakże częstość rozpadu neutronu jest zbyt mała w porównaniu z czasem przelotu przez detektor, aby tą metodą je efektywnie rejestrować.

Najpopularniejsze rodzaje detektorów neutronów:

- Gazowe liczniki proporcjonalne: wypełnione gazem ³He lub wzbogaconym (do 96%) trój-fluorkiem boru BF_3 (gaz toksyczny)
- Licznik proporcjonalny pokryty ${}^{10}B$. Z uwagi na pokrycie ścian licznika borem, jedynie jeden produkt reakcji wnika do jego wnętrza.
- Scyntylacyjne detektory neutronów: ciekłe scyntylatory organiczne (np. BC501A), kryształy ($ZnS(Ag)^{10}B$), ($LiCaAIF_6$), plastikowe scyntylatory, szklane oraz światłowodowe.
- Detektory półprzewodnikowe.

Większość metod detekcji neutronów jest czuła na neutrony powolne. Detekcja neutronów prędkich najczęściej polega na spowolnieniu ich do termicznych energii, przy których rejestracja jest najbardziej wydajna. W skutek moderacji neutronów, tracona jest informacja o pierwotnej energii neutronów, kierunku oraz czasie emisji. Typowymi detektorami neutronów prędkich są ciekłe i plastikowe scyntylatory oraz detektory oparte na gazach szlachetnych (⁴He). Główne różnice między typami detektorów to: czułość oraz możliwość rozróżnienia neutronów od fotonów gamma.

Do detekcji neutronów, stosuje się również metody aktywacyjne, umieszczając próbki zawierające wybrane izotopy w polu neutronowym. W skutek oddziaływania neutronów z izotopami próbek powstają inne cząstki mierzalne znanymi technikami. Metodę aktywacyjną wykorzystałem w pomiarze neutronów przy pomocy detektora germanowego, co opisałem w rozdziale 3.5.

Detektory neutronów charakteryzują się różnymi wydajnościami rejestracji oraz właściwościami fizycznymi. Wydajność rejestracji neutronów jest zwykle niska, więc rozważamy również tło. Najlepszym ze względu na wydajność rejestracji oraz dyskryminację neutron-gamma jest licznik proporcjonalny wypełniony gazem ³He. Jednakże, z uwagi na kurczące się światowe zasoby ³He, szeroko prowadzone są poszukiwania tańszych rodzajów detektorów¹.

Neutrony nazywa są powolnymi lub termicznymi, gdy mają energię kinetyczną około $E_{kin} = \frac{1}{40}eV$ w temperaturze pokojowej. Podział ze względu na ich energię przedstawia tabela poniżej:

klasyfikacja	zakres energii
ultra-zimne	$< 10^{-7} { m eV}$
bardzo zimne	$10^{-7} - 10^{-4} \text{ eV}$
$\operatorname{termiczne}$	1-100 meV
gorące	0.1 - $10~{\rm eV}$
rezonansowe	1 - $300~{\rm eV}$
prędkie	0.5 - $20~{\rm MeV}$
ultra prędkie	$> 20 { m MeV}$

Powyższa klasyfikacja jest jedną z wielu dostępnych w literaturze, a zakresy energii mogą się nieznacznie różnić. Definiuje jednak terminologię stosowaną w tematyce neutronowej.

Przekroje czynne na niektóre istotne reakcje neutronów są przedstawione na rysunku nr 1.2 na stronie 20.

¹ W zakładzie BP4 w Łodzi, którego jestem pracownikiem, opracowaliśmy detektor scyntylacyjny o bardzo dobrych właściwościach. Został on opisany w kolejnym rozdziale rozprawy.

1.1. Licznik helowy

Licznik helowy jest gazowym licznikiem proporcjonalnym w którym gazem roboczym jest izotop ³He. Zasilany jest napię
iem ~ 1000V a sygnał z anody odczytywany jest przez ADC (w pomiarach używane były 8 bitowe ADC z częstościami próbkowania 10 i 16 MHz).



Rysunek 1.1. Schemat licznika neutronów wypełnionego ³He. Anoda jest wykonana z cienkiego drutu podłączonego do wysokiego napięcia. Wyprowadzenie anody najczęściej jest w formie gniazda lub kabla koncentrycznego. Gaz roboczy znajduje się w części zaciemnionej.

W liczniku helowym zachodzi reakcja:

$${}_{2}^{3}\text{He} + n \rightarrow {}_{1}^{3}\text{H} + p + Q(764keV)$$
(1.1)

$$E_T + E_p = 191keV + 573keV = 764keV = Q \tag{1.2}$$

gdzie:

 $E_p i E_T$ są odpowiednio energiami kinetycznymi protonu i trytu Q - ciepło reakcji, jakie jest przekazywane przez jej produkty.

Neutron zostaje wychwycony przez jądro helu, a następnie produkty reakcji jonizują gaz licznika. Przekrój czynny na oddziaływanie neutronu z jądrem ³He bardzo silnie zależy od energii neutronu (rys 1.2). Dla nierelatywistycznych neutronów ($E_n < 100 keV$), przekrój czynny jest odwrotnie proporcjonalny do prędkości neutronów. Dla ³He w zakresie 10^{-5} do 10^4 eV zależność można sparametryzować następująco:

$$\log_{10}\left(\sigma(E_n/barn)\right) = 6.74 - 0.5\log_{10}(E_n/eV)$$
(1.3)

$$\sigma(E_n/barn) = 847 \ E_n^{-0.5}[eV] \tag{1.4}$$

Dla neutronów o niskich energiach (En < 1keV), pozwala to na zaniedbanie pierwotnej energii kinetycznej neutronu w stosunku do energii produktów reakcji.



Rysunek 1.2. Zależność nieelastycznego przekroju czynnego dla izotopów ³He, ⁶Li i ¹⁰B wykorzystywanych w detekcji neutronów w funkcji energii neutronu. Dane pochodzą z bazy JENDL-4.0 [3]

Na schematycznym rozkładzie amplitud sygnałów z licznika helowego (rys. 1.3), można wyróżnić trzy charakterystyczne obszary.

- A: (764 keV) Pik pełnej energii w okolicach energii 764 keV, gdy oba produkty reakcji zdeponowały w całości swoją energię w liczniku,
- B: (573 keV 764 keV) gdy rejestrowana jest cała energia protonu i część energii trytu,
- C: (191 keV 573 keV) gdy rejestrowana jest cała energia trytu i część energii protonu.

Na widmie z licznika helowego obserwowane są również szumy elektroniki przy małych amplitudach sygnału, jednak są poniżej dolnej granicy energii produktów reakcji (nie uwzględnione na rysunku). W całym zakresie rejestrowanych amplitud mieści się płaski rozkład sygnałów pochodzących od cząstek alfa z materiału obudowy licznika. Częstość sygnałów od cząstek alfa (własna radioaktywność licznika) stanowi dolne ograniczenie na strumień neutronów, który może być zmierzony przez licznik.

Efekt ściankowy (części widma B i C) występuje gdy, jeden z produktów reakcji nie deponuje całej energii w liczniku uciekając przez jego ściankę. Aby ten efekt zminimalizować, należałoby zbudować licznik na tyle duży, aby



Rysunek 1.3. Schematyczne przedstawienie liczby zliczeń w funkcji energii z licznika helowego. Ścianki licznika oznaczone są czerwonymi okręgami. Oś pionowa nie jest w skali.

produkty reakcji były całkowicie w nim zatrzymane². Można ten efekt zredukować, poprzez dodanie gazu obciążającego, powodującego szybszą utratę energii protonu i trytu w detektorze. Gazem tym najczęściej jest argon lub krypton. Proporcje helu do gazu obciążającego określają stosunek sygnałów w częściach widma A oraz B+C na rysunku nr 1.3.

Gaz w liczniku domieszkowany jest również bardzo małą ilością gazu gaszącego, który uniemożliwia przejście licznika w tryb Geigera-Mullera. Najczęściej stosuje się CO_2 w ilości ułamka procenta (molowo). Gaz ten nie powoduje zmiany czułości licznika ani kształtu widma.

Liczniki helowe występują w różnych wersjach. Różnią się między sobą długością objętości czynnej licznika, ciśnieniem ³He oraz ilością i rodzajem gazu obciążającego. Czynniki te wpływają na koszt budowy licznika. Istotną zaletą licznika helowego jest brak czułości na fotony gamma w zakresie pomiaru produktów reakcji $(n, {}^{3}$ He), dzięki czemu może być stosowany do pomiaru bardzo niskich strumieni neutronów.

Przykładowe widmo ADC amplitud sygnału neutronów zostało pokazane na rys. 3.8 (strona 43) przy okazji opisu pomiarów testowych w studni grafitowej (rozdz. 3.2).

 $^{^2\,}$ Zasięg protonu o energii 573 keV w helu wynosi około 52mm dla licznika o ciśnieniu $^3{\rm He}$ równym 4atm

1.2. Borowy licznik scyntylacyjny

Inną metodą pomiaru neutronów jest zastosowanie detektora scyntylacyjnego. Nie można tego jednak dokonać tradycyjnym scyntylatorem z tego samego powodu, z jakiego nie można rejestrować neutronów zwykłym licznikiem proporcjonalnym, tj. z uwagi na brak ładunku elektrycznego. Podstawową trudnością w rejestrowaniu neutronów przy pomocy scyntylatora jest odróżnienie sygnału neutronowego od sygnału od innych cząstek, takich jak kwanty γ i miony.

Reakcja jądrowa wykorzystywana w neutronowym liczniku scyntylacyjnym to:

Energia z reakcji neutronu z borem³ jest dość duża, jednakże pozostaje trudność odróżnienia właściwego sygnału od szumów oraz powodujące rozmycie widma straty światła w detektorze. W scyntylacyjnym liczniku borowym konieczna jest analiza kształtu impulsów i selekcja sygnałów pochodzących od neutronów.

Detektor neutronów oparty o technologię scyntylacyjną ma szczególne znaczenie, gdy cena gazu ³He jest bardzo wysoka a dostępność bardzo ograniczona na światowym rynku. Poza słabszą wydajnością rejestracji neutronów, detektory scyntylacyjne charakteryzują się słabą dyskryminacją sygnału pochodzącego od neutronów oraz sygnału generowanego przez fotony gamma. Rozróżnienia dokonuje się poprzez analizę kształtu sygnału i tzw. "zero crossing", lecz większość obecnie produkowanych scyntylatorów nie spełnia wszystkich oczekiwań (głównie pomiarów małych strumieni). Opracowana w naszym zakładzie technologia produkcji detektora scyntylacyjnego neutronów, może stać się dobrą i mniej kosztowną alternatywą dla istniejących na rynku detektorów opartych na izotopie ³He.

Budowa detektora neutronów opracowana w naszym zakładzie w Łodzi przedstawia się następująco. Na powierzchnię walca wykonanego z materiału przepuszczającego światło, została napylona cienka warstwa (ok. 1mm) mieszaniny dwóch proszków. Jednym z nich jest scyntylator o dużej emisyjności światła [ZnS(Ag)], natomiast drugim jest związek chemiczny zawierający izotop ¹⁰B. Przechodzące przez napyloną warstwę cząstki naładowane (np. miony promieniowania kosmicznego) tracą znikomą ilości energii, natomiast warstwa ta jest wystarczająco gruba, aby zatrzymać cząstkę alfa powstałą w reakcji neutronu z ¹⁰B (wzór 1.5). Dzięki temu można odróżnić silny sygnał neutronowy od tła. Rozkład amplitud sygnału z takiego licznika znacznie różni się od rozkładu amplitud z licznika helowego. Widmo amplitud wymaga dokonania selekcji właściwych sygnałów opartej na kształcie impulsów z przetwornika FADC. Detektor tego typu został zbudowany w zakładzie BP4 w Łodzi, a przykładowe widmo amplitud sygnałów z detektora przedstawia rys. 1.4. Pomiar został przeprowadzony w warunkach niskotłowych,

 $^{^3}$ Izotop ^{10}B stanowi 19.9% boru naturalnego

w kopalni KGHM na głębokości około 1000m w obecności słabego źródła neutronów usytułowanego w odległości 50cm od detektora scyntylacyjnego.



Rysunek 1.4. Przykładowe widmo częstości zliczeń neutronów zarejestrowanych za pomocą detektora scyntylacyjnego opartego na ZnS(Ag) z ^{10}B . Pomiar przeprowadzony w kopalni KGHM w obecności źródła neutronów w odległości 50cm. Linia czerwona odpowiada pomiarowi w obecności słabego źródła neutronów AmBe. Linia zielona reprezentuje pomiar bez obecności źródła.



Rysunek 1.5. Zdjęcie przedstawiające borowy licznik scyntylacyjny neutronów w obudowie miedzianej. Układy elektroniczne wraz z zasilaniem wysokiego napięcia znajdują się wewnątrz metalowej obudowy. Widoczny również układ separacji galwanicznej zabezpieczający komputer przed skutkami przepięć i zakłóceń oraz zasilacz niskiego napięcia.

Rozdział 2

Geant4 - opis narzędzia symulacyjnego

2.1. Czym jest Geant4?

Geant4 to akronim od słów: GEometry ANd Tracking. Jest to zestaw narzędzi informatycznych do symulacji procesu przechodzenia cząstek przez materię. Ma zastosowanie głównie w fizyce wysokich energii, fizyce jądrowej, akceleratorowej, a także medycznej i badaniach kosmicznych.

2.1.1. Rys historyczny

Pierwowzór obecnego pakietu Geant4 powstał w 1974r. [4]. Pierwsza wersja programu Geant powstała, aby ujednolicić podejście do komputerowego modelowania zjawisk fizycznych zachodzących w różnego typu detektorach. Początkowo program służył do modelowania prostych układów detekcyjnych.

Problem koncepcji modelowania podzielono pierwotnie na 4 osobne zagadnienia: generowanie cząstek, śledzenie ich toru, generowanie oddziaływań z materią detektora oraz symulowanie odpowiedzi detektora.

Już wówczas zostały jasno wyodrębnione charakterystyczne części pakietu GEANT:

- *procedury wykorzystywane przez użytkownika* procedury niewidoczne dla użytkownika pakietu i niezależne od symulowanej geometrii układu.
- zestaw procedur, które musi zaimplementować użytkownik pakietu niezbędna część procedur, w których opisuje się geometrię układu symulowanego, sposób generowania cząstek oraz wybrane procesy fizyczne, które mają zastosowanie w symulacji.

Dzięki takiemu podziałowi, uzyskano dużą przejrzystość kodu symulacyjnego oraz czytelne rozgraniczenie między częścią użytkownika oraz procedurami głównego programu.

Gwałtowny rozwój pakietu miał miejsce w latach 1974-78, kiedy to przy pracach nad eksperymentem NA4 przy SPS w CERN powstawały wersje GEANT1 oraz GEANT2. Program szybko ewoluował i w roku 1982 ukazała się wersja GEANT3 wykorzystująca język programowania FORTRAN, która była dystrybuowana jako składowa pakietu CERNLIB. Koncepcję budowy programu GEANT3 zainicjowali: René Brun oraz Andy McPherson podczas rozwijania programu symulacyjnego dla eksperymentu OPAL przy akceleratorze LEP w CERN. René Brun jest również współautorem pakietu do analizy danych PAW¹, który był popularny w środowisku fizyków wysokich energii w okresie pracy akceleratora LEP. Głównym atutem GEANT3 był wyodrębniony moduł tworzenia symulowanej geometrii. Wcześniejsze wersje wymagały modyfikacji kodu w wielu miejscach przy wprowadzaniu zmian w geometrii układu. Wymagało to dodatkowego nakładu pracy, jak również zwiększało prawdopodobieństwo powstawania błędów. Od około roku 2000, do wersji GEANT3 w języku FORTRAN wprowadzane są jedynie poprawki, lecz kod ten ciągle jest używany przez niektóre grupy eksperymentatorów. Większość kodu GEANT3 dystrybuowana jest na licencji GNU GPL² [5] z wyjątkiem procedur oddziaływań hadronowych, których autorami są członkowie Kolaboracji programu symulacyjnego FLUKA.

Główny nacisk programistyczny przeniósł się na najnowszą wersję pakietu³ - Geant4. Koncepcja nowej wersji programu powstała niezależnie w CERNie oraz KEK w 1993 roku. Obie grupy badały wpływ nowoczesnych metod programistycznych na zwiększenie wydajności istniejących wersji GE-ANT3 w języku FORTRAN.

W 1994 roku wysiłki obu grup zostały połączone w jeden wspólny projekt, mający na celu opracowanie nowego programu wykorzystującego technikę programowania orientowanego obiektowo. Projekt ten został skierowany do "Detector Research and Development Committee" w CERN. Do projektu włączyło się wiele instytutów naukowych oraz uniwersytetów uczestniczących w eksperymentach wysokich energii w Europie, Japonii, Kanadzie oraz Stanach Zjednoczonych Ameryki Północnej. Głównym celem było zaprojektowanie i stworzenie oprogramowania bardzo elastycznego w swojej budowie, mogącego sprostać wymaganiom eksperymentów fizycznych następnej generacji. W grudniu 1998 roku została wydana pierwsza oficjalna wersja pakietu Geant4.

Program ten jest logiczną kontynuacją wcześniejszej wersji, lecz całkowicie przepisaną na język C++. W latach 1994-98 pakiet rozwijany był przez kolaborację RD44, natomiast od roku 1999 rozwój programu i wsparcie dla użytkowników prowadzi współpraca "Geant4 Collaboration". Współpraca zarządzana jest przez Radę, w której skład wchodzą przedstawiciele grup roboczych pracujących nad różnymi częściami pakietu symulacyjnego. W skład współpracy Geant4 wchodzi 17 grup roboczych, odpowiedzialnych za sprecyzowaną część oprogramowania, np. geometrię, śledzenie cząstek, fizykę hadronową, fizykę niskich energii, wizualizację, a także za tworzenie dokumentacji, testowanie oraz kontakt z użytkownikami.

Geant4 jest pakietem szeroko stosowanym w wielu dziedzinach fizyki. Zastosowana technika programowania obiektowego pozwala na zrozumienie problemów, rozszerzanie i dopasowywanie pakietu do własnych potrzeb i specyfiki rozwiązywanych problemów. Modułowość Geant4 pozwala użytkownikowi dokonać wyboru składowych pakietu, które będą wykorzystywane w

¹ PAW - Physics Analysis Workstation

 $^{^2\,}$ GPL - General Public License

 $^{^3}$ Od wersji 4 zmieniła się konwencja nazw pakietu. Nie jest już pisana w całości z wielkich liter

przeprowadzanaych obliczeniach. (np. wybierać procesy fizyczne). Elastyczność budowy pakietu Geant4 umożliwia łatwe powiązanie kodu symulacji z pakietem do analizy danych ROOT [6], co pozwala na wygodną analizę wyników przeprowadzonych symulacji.

2.1.2. Przegląd funkcjonalności Geant4

Programowanie obiektowe stało się dominującą techniką programowania już w latach 80-tych. Wówczas rozpoczęło się odejście od programowania proceduralnego oraz strukturalnego na rzecz techniki tworzenia kodu w formie obiektów. Obiekty zawierają procedury i dane wyłącznie wykorzystywane wewnątrz obiektu.

Opisywany pakiet Geant4 korzysta z techniki programowania orientowanego obiektowo, co znacząco ułatwia zarówno rozwój pakietu jak i eliminację błędów.

Na rysunku 2.1 pokazany jest diagram kategorii składowych pakietu oraz zależności między nimi. W dolnej części schematu ukazane są kategorie klas wirtualnych wykorzystujące wszystkie wyżej przedstawione funkcjonalności.

Kategoria **Global** dotyczy wspólnych elementów takich jak: system jednostek fizycznych, stałe fizyczne oraz matematyczne, generatory liczb losowych itd. Kategorie **Material** oraz **Particle** opisują własności fizyczne materiałów oraz cząstek w oddziaływaniach z materią.

W module **Geometry** opisywana jest geometria układu tak, aby była możliwa efektywna propagacja cząstek. Tą część opisuje użytkownik korzystając ze składowych pakietu symulacyjnego, takich jak: bryły geometryczne, zdefiniowane wcześniej materiały o różnej gęstości, temperaturze, składzie izotopowym itp. Kategoria Track zawiera klasy opisujące trajektorię lotu cząstek używaną następnie przez kategorie **Processes**, która zawiera implementację modeli oddziaływań fizycznych takich jak: oddziaływania elektromagnetyczne i hadronowe itp. Wszystkie procesy wywoływane są następnie przez moduł Tracking, który zajmuje się śledzeniem "online" dając możliwość ekstrakcji własności cząstek pochodzących z różnych procesów fizycznych. Na tym etapie symulacji, możliwe jest pozyskanie wyników, co pozwala na ich późniejsza analize. Najczęściej dokonuje się zapisu informacji jedynie z wyodrębnionej części detektora, nazywanej czułą objętością, dzięki czemu możliwe jest zwiększenie wydajności przeprowadzanych symulacji. Powyżej w tej hierarchii znajduje się moduł **Event** zarządzający przypadkami w znaczeniu wszystkich trajektorii wtórnych cząstek generowanych w jednym "przypadku". Zestaw **eventów** składa się na moduł **Run**, dla którego wspólny jest generator przypadków oraz geometria detektora. Powyżej znajduja się jeszcze kategorie używające wszystkich opisanych funkcjonalności odpowiedzialne za wizualizację symulacji czy metodę zapisu interesujących danych wynikowych symulacji.

2.1.3. Zastosowania praktyczne

W fizyce wysokich energii, pakiet Geant4 jest wykorzystywany w eksperymentach takich jak: ATLAS, CMS, Alice, LHCb w CERN. Jest szeroko stosowany w laboratorium FermiLab a także w innych projektach np. ILC



Rysunek 2.1. Przegląd składowych klas pakietu Geant
4 oraz ich zależności.[7]

(projektowany International Linear Collider). Wykorzystywany jest również w symulacji propagacji przyspieszanych cząstek w akceleratorach (program BDSIM).

Dziedziną wykorzystującą szeroko możliwości pakietu Geant4 jest przemysł kosmiczny. Przez ostatnie lata Geant4, wykorzystywany jest nie tylko do symulacji pracy detektorów wynoszonych w przestrzeń kosmiczną, lecz również do badania natężenia promieniowania w przestrzeni kosmicznej, optymalizacji osłon a także wpływu promieniowania na organizmy żywe. Nie do przecenienia jest również możliwość zbadania propagacji promieniowania kosmicznego w magnetosferze planet, jego wpływu na astronautów oraz na urządzenia elektroniczne wykorzystywane w misjach kosmicznych.

Wpływ promieniowania jonizującego na komórki żywe badany jest m.in. w projekcie Geant4-DNA, którego celem jest modelowanie komputerowe uszkodzeń biologicznych powstałych w wyniku napromieniowania łańcuchów DNA. Projekt ten został zainicjowany przez Europejską Agencję Kosmiczną. Zastosowań w medycynie pakietu Geant4 jest bardzo wiele i ciągle powstają specjalne aplikacje oparte na Geant4, takie jak np. GAMOS⁴, dzięki któremu bez znajomości języka C++, możliwe jest zaimplementowanie geometrii i kodu potrzebnego do medycznego zastosowania tego pakietu. Pakiet symulacyjny Geant4, wykorzystywany jest również w rozwoju technologii PET⁵.

Innym przykładem zastosowań jest oparty na Geant4 pakiet GATE, który może wykonywać obliczenia numeryczne w dziedzinie diagnostyki obrazowej i radioterapii. Obecnie możliwe są badania tomografii emisyjnej (PET i SPECT⁶), tomografii komputerowej (CT), optycznego obrazowania oraz zwalczania nowotworów metodą lokalnego napromieniowywania.

Nie sposób w tym miejscu wymienić wszystkich zastosowań praktycznych pakietu Geant4. Z uwagi na jego modułowość i łatwość w dostosowaniu do specyfiki badań, wykorzystywany jest bardzo szeroko.

2.1.4. Wymagania pakietu Geant4

Jak każde oprogramowanie pakiet Geant4 ma wymagania, jakie muszą być spełnione. Wymagania te są związane ze sprzętem, oprogramowaniem pomocniczym, oraz dodatkową wiedzą programistyczną użytkownika. Użytkowników można podzielić na trzy kategorie:

- użytkownik końcowy
- twórca aplikacji
- twórca zarysu (framework provider)

Użytkownik końcowy uruchamia proces obliczeń poprzez określenie parametrów początkowych symulacji. Komunikacja z programem możliwa jest przez graficzny interfejs użytkownika, interaktywny wiersz poleceń lub system skryptów wykonujących zestawy komend. Nie musi posiadać wiedzy o obiektowym programowaniu, czy nawet języku C++. Musi jedynie wiedzieć, w jaki sposób kontrolować program na poziomie ustawiania jego

 $^{^{\}rm 4}\,$ GAMOS -Geant4-based Architecture for Medicine-Oriented Simulations

 $^{^5\,}$ PET - Positron Emission Tomography

 $^{^{6}\,}$ SPECT - Single Photon Emission Computed Tomography

parametrów wejściowych. Program symulacyjny dla użytkownika końcowego przygotowuje **twórca aplikacji**, którego rola jest zdecydowanie bardziej wymagająca. Jest to kluczowa postać w procesie tworzenia symulacji komputerowej. Aby wdrożyć kod opisujący wymagania użytkownika, potrzebna jest dobra znajomość języka C++, opis geometrii detektora, kinematyki, wybór odpowiednich cząstek oraz procesów fizycznych.

Trzecią kategorią użytkowników jest **framework provider**. Poza wszystkimi aspektami użytkownika końcowego oraz twórcy aplikacji, dodaje nowe funkcjonalności do oprogramowania czyniąc je bardziej uniwersalnym lub spełniającym bardziej wyrafinowane wymagania użytkowników. Dodatkową funkcjonalnością może być dodanie interfejsu umożliwiającego współpracę z programami wspierającymi projektowanie komputerowe (CAD), współpracę z zewnętrznymi bazami danych, współpracę z różnymi systemami graficznymi czy wręcz dodanie własnych modeli oddziaływań fizycznych. Aby tego dokonać, konieczna jest implementacja nowych klas w języku C++ zastępujących standardowe w Geant4, a w związku z tym konieczna jest bardzo dobra znajomość projektowania zorientowanego obiektowo.

Z punktu widzenia wymagań sprzętowych, pakiet Geant4 dostępny jest dla wielu systemów operacyjnych:

- odmiany systemu UNIX,
- Linux,
- Mac OS X,
- oraz Microsoft Windows.

Pakiet Geant4 wymaga zainstalowanych następujących pakietów oprogramowania w systemie komputerowym na którym pracuje:

- CLHEP⁷ (Class Library of High Energy Physics),

- STL (Standard Template Library C++). [8]

Cały kod źródłowy jest otwarty i dostępny na stronie internetowej: http://geant4.cern.ch. Środowisko osób współtworzących pakiet Geant4 bardzo aktywnie wspiera użytkowników poradami poprzez dedykowane forum dyskusyjne, gdzie szybko można uzyskać pomoc i informacje.

³⁰

 $^{^{7}\,}$ Najnowsza wersja Geant
4 ma zintegrowaną tą bibliotekę

Rozdział 3

Weryfikacja poprawności symulacji pakietem Geant4.

Stosowanie programów symulujących zjawiska fizyczne wymaga, w miarę możliwości, konfrontowania wyników obliczeń z danymi pomiarowymi oraz ograniczonego zaufania. W tym rozdziale przedstawię wyniki kilku przeprowadzonych przeze mnie testów pakietu Geant4, które weryfikują wiarygodność wyników kolejnych obliczeń.

Krytycznie omówię wyniki symulacji związane z:

- 1. **Całkowitym przekrojem czynnym** (Rozdział 3.1 str. 32) przekrój czynny na procesy oddziaływania neutronów jest kluczowy z punktu widzenia przeprowadzanych przeze mnie badań. Przeprowadziłem porównania między różnymi wersjami pakietu Geant4 oraz ustaliłem, w jaki sposób powinny być przeprowadzane dalsze symulacje.
- 2. Geometrią pomiarową (Rozdział 3.2 str. 39) dobrze określona geometria pomiarowa, jaką przedstawia "Studnia grafitowa", pozwala na precyzyjne porównanie wyników pomiaru i symulacji. Uzyskanie zgodnych wyników potwierdza zasadność używania pakietu symulacyjnego do innych zastosowań dyskutowanych w tej pracy.
- 3. **Rezonansami w przekroju czynnym** (Rozdział 3.3 str. 53) celem testu jest sprawdzenie precyzji i kompletności tablic z wartościami przekroju czynnego oddziaływań neutronów. Wybrane zostało do tego celu żelazo z uwagi na mnogość linii rezonansowych.
- 4. **Jądrami związanymi w cząstkach PE¹** (Rozdział 3.4 str. 55) jądra wodoru, które są najbardziej licznym składnikiem najlepszych moderatorów w przypadku związania w cząsteczkach polietylenu czy wody, wymagają nieco innego traktowania niż jądra swobodne.
- 5. Oddziaływaniami neutronów z germanem (Rozdział 3.5 str. 60) poddana została weryfikacji możliwość zastosowania pakietu Geant4 do określenia widm energii gamm powstałych z oddziaływań neutronów z izotopami germanu.

3.1. Całkowity przekrój czynny na oddziaływania neutronów.

Przeprowadziłem serię symulacji w celu sprawdzenia poprawności wartości całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów z wodorem. Do testów wybrałem wodór, ponieważ jest najbardziej efektywnym składnikiem materiałów spowalniających neutrony. W oddziaływaniach elastycznych jakakolwiek niezgodność przekroju czynnego na oddziaływania z izotopami materiału wpływa na wynik pomiarów lub symulacji, gdy mierzymy termiczne neutrony (przekrój czynny jest największy dla niskich energii - rys. 1.2).

Ponieważ symulacje przeprowadzone w roku 2008 (geant4.9.1)² pokazały dobrą zgodność z pomiarem testowym, postanowiłem powrócić do tej wersji pakietu Geant4 i zweryfikować ponownie poprawność jego działania.

Procedura sprawdzenia całkowitego przekroju czynnego w symulacjach, polegała na przepuszczeniu przez warstwę wodoru o grubości 0.1mm (rys. 3.1), mono-energetycznej wiązki neutronów skierowanej prostopadle do warstwy materiału. W odległości 5 metrów od warstwy wodoru, został umieszczony detektor o powierzchni $1mm^2$, w którym zliczane były nieoddziałujące neutrony. Liczba emitowanych w symulacji neutronów wynosiła $N(E) = 10^8$.



Rysunek 3.1. Geometria (symulacje) do testu wartości przekroju czynnego oddziaływania neutronów. Grubość warstwy badanego materiału: 0.1mm. Odległość detektora neutronów od badanej warstwy: 5m, powierzchnia detektora: $1mm^2$

Neutrony wyemitowane w symulacji N(E) mogą przebyć drogę do detektora testowego bez oddziałania N(M), oddziałać w testowym materiale $N(\sigma)$, lub rozpaść się. Z uwagi na czas życia neutronu $\tau = 885.7s$, w obliczeniach przekroju czynnego należy uwzględnić rozpady neutronów zarówno przed osiągnięciem przez nie warstwy testowej wodoru, jak również rozpady, które nastąpiły na drodze między testową warstwą a detektorem neutronów.

² obecnie używamy wersji 10.02

fizycznych.
procesów
użytych
z opisem
t wraz z
Geant
pakietu
ı wersji
użytycł
awienie
1. Zest
•

Wersja Geant4	Data	Procesy fizyczne	opis
9.1	09.2008r.	standard	Ta wersja wraz z klasą C++ uruchamia jącą odpowiednie procesy fizyczne, była użyta do symulacji przed wyjaz- dem na pomiar neutronów w Gran Sasso[9] w 2008r. oraz do opracowania wyników pomiarowych z tego laborato- rium.
9.2.p01	09.2010r.	QGSP_BERT_HP ver 2.3	Od tej wersji Geant4, zostały wprowadzone tzw. Physics Lists. Dla oddziaływań neutronów z materią był pole- cany głównie model QGSP_BERT_HP (ver. 2.3) i taki też był używany.
10.00.p01	2014r.	QGSP_BERT_HP ver 3.0	Nowsza wersja z wieloma usprawnieniami. Dodana m.in. wielowątkowość znacząco przyspieszająca oblicze- nia. Używany jest również model QGSP_BERT_HP (ver. 3.0).
10.00.p01 TS	2014r.	QGSP_BERT_HP + ThermalScattering	To jest ta sama wersja co geant $4.10.00.p01$ z użyciem modelu QGSP_BERT_HP jednakże z modyfikacją doty- czącą neutronów o energiach $< 4eV$ w zakresie oddziały- wań elastycznych na jądrach związanych w wodzie, poli- etylenie itp. Pozostałe parametry modeli fizycznych nie uległy zmianie.
10.00.p01 Hadr4	2014r.	NeutronHPPhysics z Hadr4	W tym przypadku nie był użyty model QGSP_BERT_HP, natomiast zamiast niego sko- rzystałem z klasy NeutronHPPhysics z przy- kładu pakietu Geant4 o nazwie Hadr04. (exam- ples/extended/hadronic/Hadr04).
10.02 BERT mod1	2016r.	QGSP_BERT_HP + ThermalScattering	Użyty został model QGSP-BERT-HP. Włączony został również model Neutron ThermalScattering (dla $En < 4eV$). Wersja Geant4 wykorzystuje technologię wielowątkowości obliczeń w trakcie symulacji. Pozostałe parametry nie uległy zmianie.

Liczba neutronów, które osiągną warstwę testową materiału wynosi:

$$N(n1) = N(E) * exp(-\frac{t_5}{\tau})$$
(3.1)

N(n1) - liczba neutronów, które dotarły do warstwy testowej,

- N(E) liczba neutronów wyemitowanych ze źródła w kierunku warstwy testowej,
- t_5 czas lotu neutronu o zadanej energii, na dystansie 5m,

 $\tau\,$ - czas życia neutronu.

3

Podobnie, liczba rozpadów neutronów, które opuściły testową warstwę wynosi:

$$N(n2) = N(M) * exp(\frac{t_5}{\tau})$$
(3.2)

N(n2) - liczba neutronów, które opuściły testową warstwę,

N(M) - liczba neutronów, które osiągnęły detektor.

Liczba neutronów, które oddziałały w warstwie testowej można wyznaczyć korzystając z równań 3.1 oraz 3.2 oraz korzystając z rozwinięcia w szereg Taylora funkcji³ eksponencjalnej, otrzymujemy:

$$N(\sigma) = N(n2) - N(n1) = N(E) * exp(-\frac{t_5}{\tau}) - N(M) * exp(\frac{t_5}{\tau}) \approx$$
$$\approx N(E) - N(E) * \frac{t_5}{\tau} - N(M) - N(M) * \frac{t_5}{\tau} =$$
$$= N(E) - N(M) - N(E) * \frac{t_5}{\tau} - N(M) * \frac{t_5}{\tau} =$$
$$= N(E) - N(M) - N(E) * \frac{t_5}{\tau} - N(M) = N_{obl}(R) \quad (3.3)$$

 $N_{obl}(R)$ - obliczona liczba rozpadów neutronów które nastąpiły po obu stronach testowej warstwy materiału.

W wyniku przeprowadzonych symulacji uzyskałem liczbę neutronów $N(\sigma)$, które oddziałały w testowej warstwie (wzór. 3.3). Na tej podstawie wyznaczyłem wartość całkowitego przekroju czynnego w symulacjach (dla zadanego modelu).

 $e^x = \sum_{n=0} \frac{x^n}{n!}$
Przykład przeprowadzonych obliczeń:

Masa molowa wodoru = $1.00794 \frac{g}{mol}$ Gęstość wodoru $\rho_H = 0.084 \frac{kg}{m^3} = 8.4 \times 10^{-8} \frac{g}{mm^3}$ Grubość warstwy wodoru L=0.1 mm Stała Avogadro $N_A = 6.022140857 \times 10^{23} mol^{-1}$ Gęstość powierzchniowa atomów wodoru $[mm^2]$: $k = \frac{\rho_H \cdot L}{M_{mol}} \cdot N_A$

$$\frac{\rho_H \cdot L}{M_{mol}} = \frac{8.4 \times 10^{-8} \frac{g}{mm^3} \cdot 0.1mm}{1.00794 \frac{g}{mol}} = 8.33 \cdot 10^{-9} \left[\frac{mol}{mm^2}\right]$$
(3.4)

$$k = \frac{\rho_H \cdot L}{M_{mol}} \cdot N_A = 5.0187 \cdot 10^{15} [mm^{-2}]$$
(3.5)

Przekrój czynny obliczam ze wzoru:

$$\sigma_{tot} = \frac{N(\sigma)}{k \cdot N(E)} [mm^2]$$
(3.6)

gdzie:

 $N(\sigma)$ - liczba neutronów, które oddziałały w warstwie 0.1 mm $N(E)=10^8$ - liczba neutronów wyemitowanych ze źródła w kierunku warstwy badanego materiału



Rysunek 3.2. Całkowity przekrój czynny na oddziaływanie neutronów z wodorem. Zestawienie wyników dla różnych wersji Geant4, programu FLUKA oraz wartości tablicowe z bazy Evaluated Nuclear Data File [10]. Wersje pakietu Geant4 opisane w tabeli 3.1

Dla czasu życia neutronu $\tau = 885.7s$, prędkości $v = 2143 \frac{m}{s}$ dla energii 0.024 eV, drogi rozpadu S=10m i liczby generowanych neutronów $N(E) = 10^8$, obliczona liczba rozpadów neutronów $N_{obl}(R)$ wynosi 527, co stanowi 34% liczby $N(\sigma)$ cząstek, które oddziałały w warstwie testowej materiału. Ma to znaczny wpływ na wyznaczenie wartości σ_{tot} .

Korzystając z pakietu Geant4 w wersji 10.00.p01, przeprowadziłem symulacje dla energii neutronów $E_n = 0.024$ eV. Liczba neutronów, które oddziałały w warstwie wodoru to $N(\sigma) = 1537$, natomiast rozpadowi na drodze 10m uległo $N_{sym}(R) = 577$ neutronów.

Korzystając ze wzoru 3.6 otrzymuję:

$$\sigma_{tot} = 3.062 \cdot 10^{-21} mm^2 = 30.62 \pm 0.78 \ barn \tag{3.7}$$

Wartość tablicowa całkowitego przekroju czynnego, odpowiadająca powyższym obliczeniom wynosi $\sigma_{totENDF} = 30.47$ barn [10] i zawiera się w błędzie względnym wyznaczonej wcześniej wartości. Zależność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów z wodorem w funkcji energii neutronów otrzymana dla różnych wersji Geant4 przedstawiona jest na rys. 3.2. Uzyskane wartości są w większości przypadków bardzo podobne i bliskie wartościom tablicowym. Celem uwypuklenia odstępstw od tablicowych wartości przekroju czynnego z bazy ENDF/B-VII.1: H-1(N,TOT)⁴ [10] a wartościami uzyskanymi z symulacji sporządziłem rysunek 3.3, na którym pokazane jest procentowe odstępstwo przekroju czynnego od wartości tablicowych.

Dzięki uprzejmości pani dr Kingi Polaczek-Grelik z Uniwersytetu Śląskiego mogłem porównać wartości całkowitego przekroju czynnego z wartościami uzyskanymi z programu FLUKA⁵ (rys. 3.2 i rys. 3.3). W zakresie niskich energii neutronów widoczne jest duże odstępstwo wartości przekroju czynnego wyznaczonego programem FLUKA w stosunku do wartości tablicowej. Maksimum różnicy widoczne jest przy energii neutronów wynoszącej 0.024 eV.



Rysunek 3.3. Różnica między wartościami uzyskanymi z różnych wersji programu Geant4 (tab. 3.1) oraz najnowszej wersji programu FLUKA a wartościami tablicowymi całkowitego przekroju czynnego na oddziaływania neutronów z wodorem.

Niektóre wersje pakietu Geant4 wykazują nadwyżkę wartości całkowitego przekroju czynnego w zakresie energii termicznych. Wprowadzenie tzw. *Phy*sics Lists, czyli różnych zestawów procesów fizycznych dedykowanych różnym zastosowaniom pakietu symulacyjnego, spowodowało różnicę w całkowitym przekroju czynnym przy najniższych energiach neutronów, ponieważ wpro-

⁴ https://www-nds.iaea.org/exfor/endf.htm

 $^{^5\,}$ Została użyta wersja programu Fluka z dn. 08.04.2014. http://www.fluka.org

wadzone zostały zestawy procesów, które nie były dostatecznie sprawdzone. Pakiet procesów fizycznych QBSP_BERT_HP (wprowadzony w Physics Lists) zastosowany w wersji Geant4.9.2.p01 oraz Geant4.10.00 zawyża całkowity przekrój czynny w zakresie energii do 0.1 eV. Spowodowane jest to prawdopodobnie jednym z procesów fizycznych użytym w tym modelu. Zastosowanie opisu procesów fizycznych z przykładowego kodu symulacyjnego (wersja Geant4 opisana jako Hadr4), nie wykazuje nadmiernych wartości przekroju w tym zakresie energii neutronów. Usunięcie przyczyny wzrostu przekroju czynnego zaobserwowałem już przy wersji Geant4.10.01.p01, a kolejne wersje pakietu symulacyjnego przynoszą dalszy wzrost zgodności obliczonych wartości całkowitego przekroju czynnego z wartościami tablicowymi.

Wersje Geant4.10.01.p01 oraz Geant4.10.02 wykazują dobrą zgodność całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów z wodorem i mogą być stosowane w kolejnych symulacjach. Istotną poprawę zgodności przekrojów czynnych przyniosło wprowadzenie modelu uwzględniającego związanie jąder w cząsteczkach polietylenu i wody, co zostało przybliżone w rozdz. 3.4.

Przypuszczam, że wyniki programu FLUKA, podobnie jak w przypadku starszych wersji Geant4, mogą nie być zgodne z wynikami pomiarów. W wyniku przeprowadzonych symulacji upewniłem się, że w dziś najnowszym pakiecie Geant4.10.02, przekroje czynne na oddziaływania neutronów z wodorem są zgodne z wartościami tablicowymi. Dowodzi to również konieczności weryfikacji stosowanego pakietu symulacyjnego w zakresie najbardziej istotnych procesów fizycznych w przeprowadzanych badaniach.

3.2. Studnia grafitowa z przesłoną z liczników helowych.

Przeprowadziłem kompleksowy test poprawności symulacji jednocześnie sprawdzając przekroje czynne na rozpraszanie elastyczne oraz na wychwyt neutronów przez izotop ³He jak i wszelkie inne procesy mające swój udział w podobnych pomiarach. Do tego celu, został zbudowany układ pomiarowy o dobrze określonej geometrii, która jednocześnie ogranicza wpływ otoczenia na wynik pomiaru.



Rysunek 3.4. Widok z góry na układ pomiarowy. Studzienka z bloków grafitowych, w której umieszczony jest licznik helowy, który dokonuje pomiaru (kolor zielony). Bariera z liczników helowych pochłaniająca neutrony termiczne (kolor czerwony), przesłona z parafiny (moderatora) oraz słabe źródło neutronów prędkich (AmBe).

Układ pomiarowy składa się z głównego licznika helowego, bariery z liczników helowych oraz warstwy moderatora neutronów. Całość obudowana jest warstwą grafitu od spodu oraz od góry, co tworzy szczelnie zamkniętą przestrzeń. Całkowita wysokość układu pomiarowego wynosi 90cm.

3.2.1. Przygotowanie do pomiaru - sprawdzenie zawartości ³He w licznikach

Aby przeprowadzić porównanie pomiaru z symulacjami, niezbędne jest sprawdzenie poprawności działania liczników helowych przeznaczonych do zastosowania w pomiarach. Ich sprawność daje pewność, że w każdym znajduje się hel i każdy z nich wychwytuje neutrony. W przypadku braku helu w którymkolwiek liczniku, lukę w przesłonie należałoby uwzględnić w symulacjach.

W celu sprawdzenia liczników zbudowałem małą studzienkę węglową (rys. 3.5), wewnątrz której umieściłem moderator neutronów w postaci 2 pojemników z wodą o pojemności 5L każdy oraz badany licznik helowy. Pomiar został przeprowadzony bez laboratoryjnego źródła neutronów rejestrując neutrony pochodzące z wtórnego promieniowania kosmicznego oraz tła naturalnego.



Rysunek 3.5. Mała studzienka grafitowa z umieszczonym wewnątrz licznikiem helowym firmy ZdAJ oraz moderatorem neutronów. Wysokość studzienki to 45cm. Test liczników wykonywany był bez źródła AmBe. Widok na układ pomiarowy z góry.

Tablica 3.2. Zestawienie wyników pomiaru tła w małej studzience grafitowej. Podana jest częstość zliczeń z błędem statystycznym, ocenione ciśnienie ³He oraz czas pomiaru.

Lp.	Numer	Częstość	Ciśnienie	Czas pomiaru
	licznika	zliczeń [Hz]	helu [atm]	$[\mathrm{god}\mathrm{z}]$
1	323	0.148 ± 0.011		18.4
2	324	0.152 ± 0.011	3.58	18.5
3	325	0.106 ± 0.012		21.2
4	326	0.150 ± 0.006		67.8
5	327	0.139 ± 0.011	3.91	21.6
6	328	0.149 ± 0.009		23.5
7	330	0.139 ± 0.006	3.64	71.0
8	332	0.136 ± 0.010	3.98	23.5
9	333	0.154 ± 0.022	3.77	5.4
10	334	0.145 ± 0.012	4.42	18.0
11	335	0.149 ± 0.010		23.8
12	336	0.142 ± 0.023	3.58	4.8
13	339	0.147 ± 0.021		5.4
14	340	0.132 ± 0.006	3.64	68.9
15	342	0.155 ± 0.025	3.58	5.2
16	No.05	0.108 ± 0.006	2.56	66.6
17	No.04	0.117 ± 0.008	3.22	25

Z tabeli 3.2 widać, że częstość zliczeń w granicach 0.10 - 0.16 Hz jest podobna dla wszystkich liczników.



Rysunek 3.6. Częstość zliczeń licznika helowego w małej studzience grafitowej bez źródła neutronów. (dane z tabeli 3.2)

Analizowana była częstotliwość zliczeń neutronów oraz poprawność rejestrowanego widma amplitud sygnałów. W wyniku przeprowadzonych testów okazało się, że 2 liczniki nie były sprawne i widmo amplitud sygnałów odbiegało od poprawnego (liczniki te nie są wyszczególnione w tabeli 3.2 oraz rys. 3.6), co upewniło mnie o konieczności zastosowania opisanej procedury testowej. Zestawienie pomiarów tła (tabela 3.2) pokazuje, że pozostałe liczniki zawierają czynny gaz i mają podobną wydajność rejestracji.

Podane wartości ciśnienia helu w licznikach pochodzą z rozprawy doktorskiej pana dr Karola Jędrzejczaka [9]. Do konstrukcji bariery pochłaniającej neutrony termiczne (rys. 3.4), zastosowałem jedynie liczniki, co do których nie było żadnych wątpliwości dotyczących zawartości ³He. W skład liczników przesłony wchodzi 15 liczników rozmieszczonych w dwóch warstwach. Warstwa 1 ulokowana bliżej źródła neutronów (lp. 1-8, tab. 3.2), warstwa 2 bliższa licznika pomiarowego (lp. 9-15, tab. 3.2). Jako detektor pomiarowy został użyty licznik o symbolu *No04*. Licznik *No05* pozostał w rezerwie z uwagi na mniejszą szacowaną zawartość helu.

3.2.2. Pomiar ze źródłem neutronów

Pomiar przeprowadzono ze słabym źródłem neutronów AmBe umieszczonym po przeciwnej stronie studni grafitowej w stosunku do licznika zliczającego neutrony w połowie jej wysokości. Źródło to wg. naszej wiedzy generuje neutrony prędkie z częstością około 200 Hz. Pomiary zostały przeprowadzone dla różnych grubości warstwy moderatora (parafiny) umieszczonej pomiędzy barierą z liczników helowych a źródłem neutronów. W każdej konfiguracji układu dokonywany był również pomiar tła neutronowego. Układ pomiarowy znajdował się w sali nr. 8 budynku NCBJ w Łodzi przy ul. Uniwersyteckiej 5.

Układ pomiarowy to nieco zmodyfikowana mała studzienka grafitowa (rys. 3.5) tak, aby bariera z liczników oraz z parafiny szczelnie przylegała do wewnętrznych ścian studzienki. Liczniki helowe muszą do siebie szczelnie przylegać, aby warstwa helu wychwytująca neutrony była jak najgrubsza. W tym celu liczniki utrzymywane są przez dwie specjalne cienkie ramki, które utrzymują przesłonę licznikową w formie zwartej ściany. Za barierą z liczników helowych umiejscowiony został licznik helowy, do którego podłączony był przetwornik ADC⁶. Przetwornik analogowo-cyfrowy został zaprojektowany i zbudowany w naszym Zakładzie i umożliwia rejestrację całych przebiegów sygnałów z częstością próbkowania 16 MHz. Pełna informacja o kształcie sygnału pozwala nam na eliminację sygnałów pochodzących od szumu poprzez zastosowanie cięć dotyczących kształtu sygnału.



Rysunek 3.7. Fotografia układu pomiarowego z usuniętą pokrywą grafitową. Widoczny jest licznik No04 z przedwzmacniaczem (oznaczony kolorem zielonym na rys. 3.4) za barierą z liczników helowych oraz warstwa moderatora neutronów.

Jedną z metod eliminacji sygnałów nie pochodzących od reakcji neutronu z helem jest wyznaczenie ładunku jaki powstaje w wyniku rejestracji neutronu.

$$Q \sim \int_{0}^{t_{imp}} I(t)dt = \frac{1}{R} \int_{0}^{t_{imp}} U(t)dt$$
 (3.8)

⁶ ADC - Analog Digital Converter

Całkując przebieg napięcia sygnału z licznika, otrzymujemy wartości proporcjonalne do ładunku lepiej odpowiadające zdeponowanej energii niż wyznaczone jedynie z maksimum przebiegu ADC. Widać to doskonale na rys. 3.8, na którym przedstawione jest porównanie tych samych pomiarów.



Rysunek 3.8. Przykładowe rozkłady zmierzone licznikiem No04 (ten sam pomiar), w obecności źródła AmBe z przesłoną parafinową o grubości 8cm. Po lewej rozkład maksimum amplitudy sygnału. Po prawej rozkład ładunku elektrycznego zebranego przez licznik (patrz tekst i równanie nr. 3.8). Rozkłady zmierzone zaznaczone są na pomarańczowo, na niebiesko część, która uznawana jest za sygnał pochodzący od neutronów (po cięciu).

Kształt widma amplitud sygnałów pochodzących od neutronów, w przypadku licznika helowego, jest znacznie łatwiejszy w interpretacji w porównaniu np. z detektorem scyntylacyjnym neutronów. Z powyższych powodów wyniki pomiarów obarczone są jedynie błędem statystycznym.

Zestawienie statystyki czasów pomiarów zawarte zostało w tabeli 3.3.

 Przesłona		+	ło		An	nBe
	czas	liczba	częstość	czas	liczba	częst
 $[\mathrm{cm}]$	[godz]	zliczeń	[Hz]	[godz]	zliczeń	[H:
 0	$23,\!5$	3436	0.0405 ± 0.0054	49,2	12183	0.0689 =
4	90,6	14118	0.0428 ± 0.0031	66,8	49565	0.2062 :
8	71,0	10750	0.0421 ± 0.0032	26,8	20872	0.2159 :
12	74,2	10871	0.0408 ± 0.0031	22,3	15347	0.1913
16	73,3	9846	0.0373 ± 0.0030	26,0	14968	0.1599
20	$69,\!1$	9579	0.0385 ± 0.0031	22,5	10119	0.1250

Tablica 3.3. Zestawienie wyników pomiarowych dla różnych grubości moderatora.



Rysunek 3.9. Częstość zliczeń po odjęciu tła, uzyskana w pomiarze licznikiem helowym w studzience grafitowej z przesłoną z liczników helowych oraz warstwą moderatora. Wartości na wykresie pochodzą z tabeli nr 3.3.

W wynikach pomiarów (rys 3.9) widać istotny wpływ warstwy moderatora na rejestrowaną częstość zliczeń neutronów. Jest to zupełnie zrozumiałe z uwagi na fakt, że źródło neutronów emituje neutrony prędkie o energiach sięgających 11 MeV (str. 51, rys. 3.15). Obecność moderatora zwiększa częstość rejestracji neutronów. Wraz ze wzrostem grubości moderatora wzrasta prawdopodobieństwo pochłaniania neutronów w skutek wychwytu na jądrach wodoru, stąd obserwowany spadek częstości rejestracji neutronów.

3.2.3. Symulacje w programie Geant4

W pierwszej kolejności wykonałem symulację pomiaru przeprowadzonego w geometrii (rys. 3.4). za pomocą programu Geant4 w wersji: Geant4-10-00-patch-01 [MT] (28-February-2014). Użyty został pakiet fizyczny: **QGSP_BERT_HP**. W symulacji włączony został model oddziaływania neutronów termicznych (**NeutronThermalScattering** dla E_n poniżej 4eV) z atomami w jądrach związanych. Model ten jest bliżej opisany w rozdziałe 3.4.

W symulowanym detektorze nie ma wkładu od zakłóceń oraz szumów elektroniki, dzięki czemu nie ma potrzeby stosowania analizy kształtu impulsu. Pojedyncze impulsy powyżej maksimum sygnałów z reakcji neutronów z helem, widoczne na rys. 3.10, są najprawdopodobniej wynikiem wychwytu neutronu o większej energii, a co za tym idzie, emisji produktów reakcji z



Rysunek 3.10. Przykładowe widmo symulowane z licznikiem o parametrach licznika No04. Źródło AmBe z przesłoną parafinową o grubości 8cm. Liczba neutronów wyemitowanych ze źródła AmBe N=1e7.

dodatkową prędkością wynikającą z energii neutronu pochłoniętego. Z uwagi na silnie malejący przekrój czynny na wychwyt neutronu wraz ze wzrostem prędkości (rys. 1.2), zjawisko to zachodzi stosunkowo rzadko. Zatem wszystkie zliczenia traktowane są jako sygnał pochodzący od neutronów.

W celu sprawdzenia wydajności wychwytu neutronów termicznych w barierze pasywnych liczników helowych, przeprowadziłem symulacje, których wynik pokazany jest na rys. 3.11. Wynikiem przeprowadzonych symulacji są średnie częstości zliczeń liczników helowych składających się na dwie warstwy bariery oraz licznika helowego dokonującego właściwego pomiaru (No04).

Warstwa liczników najbliżej źródła ("Warstwa 1") przechwytuje najwięcej neutronów. Kolejna warstwa ("Warstwa 2") wychwytuje mniejszą ich ilość, gdyż część strumienia neutronów termicznych została pochłonięta przez pierwszą warstwę. Licznik helowy jest prawie nieprzezroczysty dla neutronów o bardzo niskich energiach.

Ciśnienie helu w licznikach w barierze było zgodne z wartościami oszacowanymi we wcześniejszej analizie [9] lub 3.98 atm. He, czyli dla wartości bliskiej podanej przez producenta, firmę ZdAJ⁷.

Informacje o wychwycie neutronów w barierze z liczników helowych czerpiemy jedynie z symulacji i nie będzie ona wykorzystywana w dalszej analizie ze względu na brak możliwości porównania z przeprowadzonym pomiarem w studni grafitowej.

⁷ ZdAJ - Zakład Aparatury Jądrowej



Rysunek 3.11. Symulowana średnia częstość zliczeń neutronów dla jednego licznika helowego znajdującego się w jednej z dwóch warstw liczników ("Warstwa 1" - bliżej źródła, "Warstwa 2" - bliżej licznika pomiarowego), oraz w liczniku mierzącym neutrony ("Licznik He" - pozycja licznika pomiarowego, No04) w funkcji masy parafiny.

3.2.4. Porównanie wyników pomiaru z symulacjami

Parafina, którą dysponujemy, nie jest zupełnie jednorodna z uwagi na proces jej wytwarzania, przez co nie można bezpośrednio przeliczać objętości parafiny na jej masę. Konieczne jest wprowadzenie poprawki mającej na celu stosowanie tej samej masy materiału spowalniającego neutrony w pomiarze jak i symulacjach. W moich obliczeniach zakładam, że każda warstwa o grubości 4cm waży około 3.9 kg, co wynika z pomiarów wagi poszczególnych cegieł parafinowych.

Grubość	Masa w układzie	Masa w
przesłony	pomiarowym	symulacji
[cm]	[kg]	[kg]
0	0	0
1	—	1.1
2		2.2
3	—	3.3
4	3.9	4.5
5		5.6
6	—	6.7
7		7.8
8	7.8	8.9
9		10.0
10	—	11.2
12	11.7	13.4
16	15.6	17.9
20	19.5	22.3

Tablica 3.4. Masa parafiny w układzie pomiarowym oraz w symulacji przy założeniu jednorodności parafiny w funkcji grubości przesłony.

Porównanie wyników symulacji z pomiarem musiało zostać wykonane w funkcji masy moderatora, nie zaś w funkcji jego grubości. Aby zidentyfikować, który czynnik wpływa na kształt uzyskanej zależności (rys. 3.9), wykonałem kilka serii symulacji, w których źródło neutronów było mono-energetyczne. Wyniki pokazane są na rys. 3.12, gdzie widoczny jest wpływ energii neutronów na częstość zliczeń w funkcji masy parafiny.

Ponieważ wynik pomiaru zawiera się pomiędzy wynikami symulacji dla energii neutronów 4 oraz 4.5 MeV oraz fakt, że średnia energia neutronów ze źródła AmBe wynosi około 4.2 MeV [11], można przypuszczać, że kształt tej zależności zależy od widma energii neutronów.

Celem dokładniejszego porównania wyników symulacji z pomiarowymi, dokonałem symulacji odpowiedzi liczników wypełnionych różnymi ciśnieniami helu (rys. 3.13), aby zweryfikować hipotezę o wpływie ilości gazu czynnego na kształt zależności częstości zliczeń w liczniku w funkcji masy moderatora. Neutrony emitowane były ze źródła o widmie takim, jak przedstawione na rysunku nr 3.14.

Jak widać na rys. 3.13, uzyskany kształt zależności nie jest uwarunkowany ciśnieniem helu w liczniku, a jego maksimum dla każdej wartości ciśnienia jest osiągane przy mniejszych masach moderatora w stosunku do zależności uzyskanej w przeprowadzonym pomiarze. Zmiana pozycji maksimum częstości zliczeń może być podyktowana różnicą w kształcie widma energii neutronów emitowanych ze źródła. Uzyskane wyniki zachęciły mnie do poszukiwania innych wyników pomiarów widma energii neutronów pochodzących ze źródła AmBe. Okazało się, że widmo energii neutronów które dotychczas stosowałem (rys 3.14), istotnie różni się w zakresie niskich energii (poniżej 2 MeV) neutronów od innych dostępnych w literaturze [12].

Źródła neutronów o wyższej aktywności (powyżej 10 Ci), które są fizycz-



Studnia grafitowa, źródło AmBe

Rysunek 3.12. Zmierzona częstość zliczeń licznika No04 (linia czarna) oraz symulowanych częstości dla kilku energii neutronów w funkcji masy osłony z parafiny.

nie większe (powyżej $1cm^3$) wykazują więcej neutronów o niższych energiach (poniżej 800 keV), a "nadmiar" pochodzi od rozproszeń neutronów pierwotnych zachodzących w materiale źródła i ich spowolnieniu [1]. Ponieważ źródło neutronów, którym dysponujemy, jest bardzo słabe i posiada niewielkie rozmiary, prawdopodobnie nie emituje ono znacznej ilości neutronów o niskich energiach.

Celem potwierdzenia hipotezy dotyczącej kształtu widma energii neutronów ze źródła AmBe, dokonałem serii symulacji dla widm energii neutronów źródeł AmBe pokazanych na rysunku 3.15.⁸

 $^{^8~}$ Kształty wid
m z rys3.15odczytałem przy pomocy programu XYS
can i dla tych widm przeprowadziłem symulacje.



Rysunek 3.13. Porównanie wyników pomiaru w małej studzience grafitowej (rys. 3.4) z symulacjami wykonanymi w programie Geant4. W symulacji zostało użyte widmo energii neutronów pokazane na rys. 3.14



Rysunek 3.14. Zmierzone widmo energii neutronów źródła 370GBq AmBe z pracy [13]. Kształt tego widma wykorzystywany był we wszystkich wcześniejszych moich symulacjach.



Rysunek 3.15. Różne pomiary widma energii neutronów pochodzących ze źródła AmBe. [12]



Rysunek 3.16. Porównanie wyników pomiarowych z symulacjami przy użyciu różnych kształtów widma energii neutronów ze źródła AmBe.

Widma energii neutronów emitowanych ze źródła AmBe opisane jako ISO 8529-1 oraz Kluge Weise, są do siebie bardzo podobne. Widać to również w wynikach symulacji pokazanych na rys 3.16. Zgodnie z oczekiwaniami, wyniki dla widma opisanego jako SN3 różnią się od poprzednich i są bardziej zbliżone do wyników pomiarowych. Potwierdza się przypuszczenie, że widmo, z którego dotychczas korzystałem (rys. 3.14), nie opisuje neutronów generowanych z naszego słabego źródła AmBe. Jako referencyjne w dalszej analizie przyjmuję widmo AmBe SN3 przedstawione na rys. 3.15.

Głównym wnioskiem z tego rozdziału jest stwierdzenie, że Geant4 poprawnie opisuje oddziaływania neutronów w badanym zakresie energii zarówno w zakresie oddziaływań elastycznych (termalizacji neutronów), jak również reakcji jądrowych neutronów z atomami ³He (wychwyt neutronu). Uzyskanie zgodności wyników pomiarowych z symulacjami wymaga uważnego stosowania pakietu symulacyjnego w zakresie zastosowanych procesów fizycznych jak również kształtu widma energetycznego źródła neutronów stosowanego w pomiarach.

3.3. Porównanie wyników symulacji z danymi tablicowymi przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne neutronów na żelazie.

Dla procesów fizycznych nieopisanych przez teorię, pakiet symulacyjny Geant4 zawiera stablicowane wartości przekroju czynnego dla różnych energii oddziaływań. Zamysłem tego rozdziału jest sprawdzenie opisu przekroju czynnego na oddziaływania neutronów, zawartego w pakiecie symulacyjnym Geant4. Do tego celu wybrałem jądro żelaza z uwagi na dużą liczbę linii rezonansowych w przekroju czynnym na rozpraszanie elastyczne neutronów. Tablicowe wartości przekroju czynnego [10], będącego celem mojego testu, przedstawione są na rys. 3.17.

W celu sprawdzenia poprawności symulacji, wybrałem dwa piki rezonansowe i dokonałem symulacji w zakresie sąsiadujących z nimi energii neutronów. Procedura symulacji i obliczeń przekroju czynnego jest dokładnie taka sama, jak w przypadku wcześniej opisanego testu całkowitego przekroju czynnego na oddziaływanie elastyczne. (rozdz. 3.1).



Rysunek 3.17. Przekrój czynny na oddziaływanie elastyczne neutronów na izotopie żelaza ${}^{56}Fe$ w funkcji energii neutronu. Dane z biblioteki ENDF/B-VIII.b4. Kolejne wykresy w zmniejszającym się zakresie energii neutronu.



Rysunek 3.18. Wyniki porównania przekroju czynnego na oddziaływanie elastyczne neutronów z jądrami żelaza. Linia niebieska - tablicowy przekrój czynny. Czerwone punkty - wynik przeprowadzonych symulacji.

Na rysunku 3.18 przedstawiona jest krzywa wartości przekroju czynnego na oddziaływanie elastyczne neutronów w badanym zakresie. Krzywa ta pochodzi z bazy ENDF/B-VIII.b4. Punktami oznaczone są wyniki przeprowadzonych przeze mnie symulacji oddziaływań neutronów i obliczeń przekroju czynnego. Uzyskana zgodność jest bardzo dobra i uważam, że Geant4 poprawnie odtwarza przekroje czynne na oddziaływania elastyczne neutronów z żelazem.

3.4. Symulacje oddziaływań neutronów z jądrami związanymi w cząsteczkach polietylenu oraz wody.

Rozpraszanie elastyczne neutronów na lekkich materiałach jest ważne dla procesu ich termalizacji. Termalizacją, nazywamy proces zmiany energii neutronów do energii odpowiadającej ruchowi termicznemu neutronów w danej temperaturze ośrodka (rozkład Maxwella). Dzieje się tak na skutek wielokrotnych zderzeń sprężystych z atomami ośrodka. Stopień termalizacji neutronów ma istotny wpływ na wydajność rejestracji detektora czułego na neutrony o bardzo niskich energiach.

Standardową metodą stosowaną w pakiecie Geant4, jest przybliżenie ośrodka jako jednorodnej mieszaniny atomów o zadanych proporcjach, gęstości oraz innych parametrach określających właściwości symulowanego materiału. Przybliżenie takie sprawdza się doskonale w większości zastosowań, jest też wystarczające dla symulacji termalizacji neutronów o energiach większych od około 4 eV. Przy niższych energiach sytuacja zaczyna zależeć od tego, jak atomy ośrodka powiązane są w cząsteczki. Dzieje się tak, ponieważ zderzeń nisko energetycznych neutronów ze złożonymi cząsteczkami moderatora nie można już traktować jako zderzeń sprężystych.

Oddziaływania neutronów o niskich energiach z cząsteczkami zależą również od stanów rotacyjnych i wibracyjnych cząsteczek ośrodka. W pakiecie symulacyjnym Geant4, w standardowo używanych procesach, efekt ten nie jest uwzględniany. Konsekwencje jego braku są na tyle istotne, że w wielu wypadkach nie uwzględnienie cząsteczkowej budowy moderatora uniemożliwia uzgodnienie pomiarów i symulacji.

W tym rozdziale omówiony zostanie sposób uwzględnienia cząsteczkowej budowy moderatora dostępny w pakiecie Geant4, oraz jego wpływ na proces termalizacji.

3.4.1. Elastyczne rozpraszanie neutronów - podejście standardowe

W pakiecie Geant4 modele rozpraszania elastycznego neutronów przy zastosowaniu pakietu fizycznego o nazwie QGSP_BERT_HP to:

- hElasticCHIPS (energie neutronów od 19,5 MeV do 100 TeV)
- NeutronHPElastic (energie neutronów od 0 eV do 20 MeV)

Modele te uwzględniają jedynie kinematykę zderzeń, wykorzystując przy tym pakiety przekrojów czynnych:

- NeutronHPElasticXS (energie neutronów od 0 eV do 20 MeV)
- G4NeutronElasticXS (energie neutronów od 0 eV do 100 TeV)
- GheishaElastic (energie neutronów od 0 eV do 100 TeV)

W zakresie energii neutronów istotnym dla przeprowadzanych badań, największą rolę odgrywa model G4NeutronHPElastic działający od najniższych energii, aż do energii 20 MeV.

Model działa poprawnie, jednakże dla atomów wodoru związanych w cząsteczkach (jak woda i polietylen) istnieje rozbieżność między modelem a wynikami pomiarów dla neutronów o bardzo niskich energiach (poniżej 4 eV).

3.4.2. Elastyczne rozpraszanie neutronów z uwzględnieniem cząsteczkowej budowy moderatora.

Uwzględnienie w procesie symulacji rozpraszania elastycznego cząsteczkowej budowy moderatora, wymaga dołączenia modelu

NeutronHPTermalScatering wykorzystującego pakiet przekrojów czynnych o nazwie NeutronHPTermalScateringData. Model ten działa w zakresie energii od 0 do 4 eV i wykorzystuje stablicowane dane doświadczalne w postaci funkcji rozpraszania $S(\alpha, \beta)$ [14], gdzie α i β oznaczają odpowiednio przekaz pędu i energii w zderzeniu:

$$\alpha = \frac{E' + E - 2\mu\sqrt{E'E}}{AkT} \tag{3.9}$$

gdzie E i E' oznaczają energię pierwotnego i rozproszonego neutronu w układzie laboratoryjnym, μ jest cosinusem kąta rozproszenia, A jest stosunkiem masy jądra atomowego z którym zderza się neutron, do jego masy, T-temperatura materiału ośrodka.

$$\beta = \frac{E' - E}{kT} \tag{3.10}$$

Wartość β przybiera wartości dodatnie, gdy neutron zyskuje energię. Przekrój czynny uwzględniający te zależności można zapisać w funkcji rozpraszania $S(\alpha, \beta)$: [14]

$$\sigma(E \to E', \mu) = \frac{\sigma_b}{2kT} \sqrt{\frac{E'}{E}} S(\alpha, \beta)$$
(3.11)

gdzie σ_b oznacza elastyczny przekrój czynny dla jąder związanych w materiale, zdefiniowany następująco:

$$\sigma_b = \sigma_f \frac{(A+1)^2}{A^2}$$
(3.12)

gdzie σ_f oznacza elastyczny przekrój czynny dla atomów swobodnych.

Funkcja rozpraszania $S(\alpha, \beta)$ wyznaczana jest na podstawie danych eksperymentalnych bądź na podstawie modeli fizyki ciała stałego i ma różną postać dla każdego materiału. Musi zostać określona dla wszystkich rodzajów cząsteczek zawartych w materiale moderatora, jak np. wodoru w cząsteczce wody, wodoru w polietylenie, węgla w graficie itd.

Aby zastosować funkcję rozpraszania w praktycznych obliczeniach, konieczne jest przeliczenie ich na postać elastycznego przekroju czynnego w funkcji energii. Dokonywane jest to przy pomocy pakietu NJOY [15], zaś w pakiecie Geant4 zawarte są wynikowe stablicowane dane. Wraz ze standardowymi bibliotekami oddziaływań neutronów (ENDF/B, JEFF, JENDL [10]), dane o elastycznych przekrojach czynnych rozpraszania neutronów na jądrach związanych, są dostarczane dla najważniejszych materiałów spowalniających neutrony. Kolejnym krokiem jest przetworzenie danych o przekrojach czynnych do formatu użytecznego w symulacjach pakietem Geant4⁹. Autorzy pakietu dokonali tego przy pomocy własnych narzędzi. Dane o przekrojach czynnych na oddziaływania neutronów dyskutowane w tym rozdziale, zostały przygotowane dla temperatur 296 K oraz 350 K. Obliczenia dla innych temperatur materiału dokonywane są z uwzględnieniem liniowej ekstrapolacji elastycznego przekroju czynnego. Efekt Dopplera dla symulowanych molekuł jest uwzględniany w trakcie symulacji.

Lista modeli oddziaływania elastycznego neutronów, po dodaniu modelu odpowiedzialnego za związanie atomów w cząstkach (na przykładzie modelu QGSP_BERT_HP), przedstawia się następująco:

- hElasticCHIPS (energie neutronów od 19,5 MeV do 100 TeV)
- NeutronHPElastic (energie neutronów od 4 eV do 20 MeV)
- NeutronHPThermalScattering (energie neutronów od 0 eV do 4 eV)

Modele te wykorzystują pakiety przekrojów czynnych:

- NeutronHPThermalScatteringData (energie neutronów od 0 eV do 4 eV)
- NeutronHPElasticXS (energie neutronów od 0 eV do 20 MeV)
- G4NeutronElasticXS (energie neutronów od 0 eV do 100 TeV)
- GheishaElastic (energie neutronów od 0 eV do 100 TeV)

Poza tym, aby Geant4 poprawnie stosował opisywany model, w kodzie symulacji pisanym przez użytkownika pakietu, niezbędne jest użycie predefiniowanych materiałów do opisu brył stanowiących polietylen lub wodę.

3.4.3. Różnice w wynikach symulacji

Na rysunku nr 3.19 przedstawione są moje wyniki symulacji dla standardowych ustawień pakietu Geant4, oraz wyniki uzyskane z użyciem klasy NeutronHPThermalScattering w zakresie energii jej działania.

Przekrój czynny na oddziaływanie elastyczne neutronów istotnie się różni, gdy wprowadzimy poprawkę uwzględniającą wiązanie atomów w molekułach. Szczególnie widoczne to jest w przypadku wody oraz polietylenu.

Zakres energii neutronów poniżej 4eV jest kluczowy dla termalizacji neutronów i może powodować znaczne rozbieżności między wynikami symulacji a pomiarem neutronów termicznych, zwłaszcza gdy ilości moderatora są duże.

Należy pamiętać, aby we wszystkich przyszłych symulacjach włączać proces G4NeutronHPThermalScattering, gdyż nie jest on używany standardowo w tzw. Physics Lists i należy pamiętać o ich modyfikacji. W rozdziale 3.5.6, gdzie dyskutowane są linie gamma pochodzące z procesu tu neutronu przez jądro wodorowe, w obu modelach zostało uwzględnione związanie jąder wodoru w materiale moderatora. Włączenie omawianego modelu, polega na modyfikacji kodu C++ klasy pakietu Geant4 odpowiedzialnej za specyfikację listy procesów fizycznych wybranych do symulacji (Physics List).

 $^{^9\,}$ Baza przekrojów czynnych dla oddziaływań neutronów nosi nazwę G4NDL - Geant
4 Neutron Data Library



Rysunek 3.19. Obliczone wartości przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne neutronów dla wody i polietylenu w funkcji energii neutronów. Liniami przerywanymi oznaczone są wyniki symulacji uzyskane pakietem Geant4 bez modyfikacji. Linie ciągłe reprezentują wyniki uzyskane z uwzględnieniem związania atomów w molekułach. Na wykresie oznaczona

jest energia neutronu odpowiadająca temperaturze pokojowej.

Z uwagii na fakt, że w dalszych pracach stosowane są znaczne ilości polietylenu, będę stosował model G4NeutronHPThermalScattering uwazględniający jądra związane w polietylenie.

3.5. Linie gamma emitowane z izotopów germanu wskutek reakcji z neutronami.

3.5.1. Wstęp

Uczestnicząc w projekcie ISOTTA¹⁰ brałem udział w pracach nad opracowaniem układu pomiarowego wykorzystującego detektor germanowy do pomiaru radioaktywności na poziomie zaledwie $\frac{\mu Bq}{kg \times rok}$.

Tak niski poziom pomiaru radioaktywności, wymaga maksymalnej redukcji tła w otoczeniu detektora. Obniżenie tła można osiągnąć poprzez umieszczenie układu pomiarowego głęboko pod ziemią, chroniąc go od wpływu promieniowania kosmicznego, a także poprzez osłanianie układu materiałami silnie pochłaniającymi niechciane promieniowanie m.in pochodzenia naturalnego. Ważne, aby te materiały miały również bardzo małą radioaktywność.

Istotnym wkładem do tła w detektorze są neutrony powstające głównie w reakcji (α , n) mającej swoje źródło w promieniotwórczości naturalnej. Ważnym źródłem neutronów są również oddziaływania mionów promieniowania kosmicznego, mogące produkować neutrony na dużych głębokościach w lokalizacjach podziemnych laboratoriów. Pokazują to pomiary przeprowadzone przez nasz zespół (opisane w rozdz. 5.1 oraz 5.2).

Zadaniem naszego zespołu w projekcie ISOTTA, było przeprowadzenie studium wykonalności osłony neutronowej układu pomiarowego opartego na detektorze HPGe¹¹. W tym celu zbudowany został w łódzkim zakładzie NCBJ testowy układ pomiarowy (rys. 3.20) do pomiaru neutronów z wykorzystaniem detektora germanowego, a otrzymane wyniki starałem się odtworzyć za pomocą symulacji pakietem Geant4. Po uzyskaniu zgodności z pomiarami testowymi, symulacje mogłyby zostać zastosowane do zaprojektowania optymalnej osłony detektora.

Neutrony w detektorze germanowym mogą być rejestrowane poprzez identyfikację linii gamma powstających w oddziaływaniach neutronów z materiałem detektora lub jego otoczeniem. Analizowaliśmy oddzielnie proces produkcji fotonów gamma w oddziaływaniach neutronów wewnątrz detektora germanowego, jak również procesy (transport neutronów, przekroje czynne na oddziaływanie oraz pochłanianie neutronów na drodze do detektora) związane z produkcją fotonów gamma w okolicy detektora germanowego. W wyniku tych oddziaływań produkowane są fotony gamma o charakterystycznych energiach. Pomiar słabych linii gamma jest często utrudniony przez tło pochodzące od efektu Comptona oraz linie pochodzenia naturalnego, które skutecznie przykrywają słabe niskoenergetyczne linie.

Wyniki przeprowadzonych pomiarów z wykorzystaniem detektora germanowego, posłużyły jako istotny test pakietu symulacyjnego Geant4. Przeprowadzone zostały symulacje komputerowe układu pomiarowego mające na celu weryfikację możliwości zastosowania tego pakietu do podobnych badań. Porównane zostały intensywności linii gamma z przeprowadzonych symulacji pochodzące z reakcji wychwytu neutronu na jądrze wodoru (składnika moderatora/osłony) z wynikami przeprowadzonych pomiarów. Na zgodność

¹⁰ http://isotta.in2p3.fr/

¹¹ HPGe - High Purity Germanium

uzyskanych wyników wpływa dobrze opisany transport i spowalnianie neutronów. W centrum naszego zainteresowania były głównie: złoto, ołów oraz węgiel, będące składnikami materiałów w pobliżu detektora oraz konstrukcji słabego źródła neutronów. Analizowaliśmy również linię wodorową z moderatora (wychwyt powolnych neutronów na jądrze wodoru). Sprawdzany był również wpływ neutronów na kryształ germanu i generowane w nim linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów z różnymi izotopami germanu.

3.5.2. Układ pomiarowy

Aby dokonać pomiaru linii gamma pochodzących od reakcji neutronów z germanem, zaprojektowałem i zbudowałem układ pomiarowy, którego geometrię utworzyłem w programie symulacyjnym Geant4. W układzie pomiarowym kryształ germanu otoczony został przez sześcienne bloki grafitowe, tworząc zamkniętą komorę (rys. 3.20). W komorze tej, grafit stanowił zarówno ścianę osłaniającą detektor od warunków zewnętrznych, jak również z uwagi na znaczną masę grafitu, przy okazji spowalniał neutrony prędkie emitowane ze źródła neutronów.



Rysunek 3.20. Schemat układu pomiarowego oraz zdjęcie komory grafitowej (bez przykrycia).

Pojedynczy blok grafitu ma wymiary $35 \times 35 \times 10$ cm oraz masę 27 kg. Na konstrukcję komory zostały użyte 42 bloki grafitowe, dając łączną masę 1134 kg. Źródłem sygnału były neutrony pochodzące ze słabego źródła ameryk-beryl. Źródło to produkuje neutrony w tym samym procesie (α , n), w którym produkowane są neutrony pochodzenia naturalnego np. ze skał. Zakres energii emitowanych neutronów w reakcji (α , n) jest podobny, stąd zastosowanie źródła AmBe jest zasadne do przeprowadzenia testów detektora dokonującego pomiarów wymagającego niskiego poziomu tła.

Wewnątrz komory grafitowej między detektorem a źródłem neutronów, ustawiana była ściana z sześciennych bloków parafinowych pełniąca rolę moderatora oraz osłony, której wpływ na rejestrowany sygnał w detektorze był badany. Z uwagi na wymiary bloków parafinowych, możliwe było zbudowanie przesłony o grubościach: 4, 8 i 12 cm (przeprowadziłem też pomiary bez moderatora (0cm parafiny)). Parafina, którą stosowałem, była w postaci cegieł ($20 \times 10 \times 4 \ cm$) oraz większych płyt ($20 \times 30 \times 4 \ cm$) stanowiących wielokrotność cegły parafinowej.

W przeprowadzonych pomiarach wykorzystywałem detektor germanowy produkcji firmy CANBERRA¹², model GR4020. Kryształ germanu ma formę cylindra o średnicy zewnętrznej 61mm i długości 63mm. Układ elektroniczny detektora ma 8192 kanałów ADC umożliwiając pomiar z rozdzielczością energetyczną (wg. producenta) wynoszącą 2.0 keV (FWHM) przy energii 1.33MeV oraz 0.950keV dla energii 122keV. W trakcie moich pomiarów detektor nie był dodatkowo osłaniany przez ołów, który mógłby redukować poziom tła gamma.

W przedstawionych pomiarach, źródło neutronów zawsze umieszczane było w stałej odległości 12 cm od czoła detektora germanowego na jego wysokości. Pomiar tła dokonywany był bez obecności źródła neutronów dla konfiguracji moderatora (zestawienie grubości moderatora w tabeli 3.5).

Kalibrację energetyczną detektora germanowego przeprowadziłem przy użyciu słabego źródła fotonów gamma ⁶⁰Co, emitującego fotony o energiach 1173.2 keV oraz 1332.5 keV oraz najsilniejszej linii na widmie, pochodzącej od naturalnego ⁴⁰K o energii 1460 keV. Źródło kalibracyjne ⁶⁰Co umieszczone było przy czole detektora bez obecności parafiny wewnątrz komory grafitowej. Widmo gamma, na podstawie którego wykonana została kalibracja energetyczna detektora, pokazane jest na rys. 3.21. Otrzymany wynik kalibracji energetycznej detektora opisany jest formułą 3.13, która wykorzystywana jest we wszystkich późniejszych pomiarach:

$$E[keV] = (Channel) \times (0.3851 \pm 0.0001) + (0.2433 \pm 0.4011)$$
(3.13)

Wyniki pomiarów wyrażone zostały w jednostkach częstości [Hz] rejestrowanych fotonów gamma w poszczególnych liniach widma energetycznego. Wpływ na uzyskane częstości ma zarówno intensywność użytego źródła neutronów, efektywność rejestracji detektora germanowego a także geometria układu pomiarowego. Położenie linii gamma na widmie energii nie zależy od w/w czynników.

⁶²

 $^{^{12}}$ http://www.canberra.com/



Rysunek 3.21. Wyniki pomiaru z użyciem słabego źródła kalibracyjnego ⁶⁰Co. Na czerwono zaznaczone są znane linie, które zostały użyte do wyznaczenia kalibracji detektora HPGe. Czas pomiaru: 600s. Rozdzielczość 3keV/bin.

Grubość	Czas	Obecność
moderatora	pomiaru	źródła
[cm]	$[\mathrm{god}\mathrm{z}]$	\mathbf{AmBe}
0	61.76	TAK
4	71.02	TAK
8	70.52	TAK
12	22.42	TAK
0	66.51	NIE
12	47.75	NIE

Tablica 3.5. Tabela przeprowadzonych pomiarów:

3.5.3. Identyfikacja linii gamma - program do analizy

Do analizy wyników pomiarowych napisałem własny program niezależny od oprogramowania udostępnionego przez producenta detektora CAN-BERRA. Aplikacja została napisana w języku obiektowo - orientowanym C++ z wykorzystaniem środowiska ROOT^{13} [6]. Do analizy użyte zostały dane pochodzące z detektora HPGe firmy CANBERRA w postaci liczby zliczeń w poszczególnych kanałach ADC detektora germanowego. Oprogra-

¹³ ROOT został zaprojektowany do analizy wyników z fizyki cząstek elementarnych. Jego możliwości są również szeroko wykorzystane w innych dziedzinach fizyki.





mowanie mojego autorstwa pozwala na jednoczesne porównanie kilku widm gamma, np. pozwala porównać widmo energii fotonów zmierzone w obecności źródła AmBe oraz bez jego obecności. Posiada również wiele innych funkcjonalności takich jak: sumowanie i odejmowanie analizowanych widm czy poddanie rozmyciu widma funkcją Gaussa. Funkcjonalności te pozwalają na lepsze porównanie wyników symulacji (z użyciem różnych modeli fizycznych) z wynikami przeprowadzonych pomiarów.



Rysunek 3.23. Zrzut ekranu z przedstawionym przykładowym dopasowaniem funkcji Gaussa do zmierzonej linii gamma. Histogram przedstawia zmierzone widmo, czarna linia reprezentuje funkcję opisującą tło. Czerwona linia jest dopasowanym rozkładem będącym sumą fitu Gaussa oraz tła. Zielona linia jest wkładem od fotonów. Całka wkładu od fotonów daje całkowitą intensywność linii gamma.

Aplikacja mojego autorstwa posiada wbudowaną bazę informacji o liniach gamma dla materiałów używanych w opisywanych badaniach, tj. germanu, węgla, wodoru, złota oraz ołowiu. Możliwe jest również wczytanie danych o liniach gamma z zewnętrznej bazy Międzynarodowej Agencji Atomistyki IAEA.¹⁴

Aplikacja nie dokonuje automatycznej identyfikacji zmierzonych oraz symulowanych linii gamma, a jedynie wskazuje położenie linii na podstawie tablic. Przykładowy wynik pomiaru przedstawia rys. 3.22, gdzie zaznaczone są pozycje oczekiwanych linii gamma pochodzących z oddziaływań neutronów z germanem.

 $^{^{14}\,}$ format IAEA. https://www-nds.iaea.org/pgaa/pgaa7/index.html

Intensywność poszczególnych linii wyznaczana jest na podstawie całki pod dopasowanym rozkładem Gaussa z uwzględnieniem poziomu tła. Właściwe dobranie funkcji opisującej tło w okolicy badanej linii, pozwala na precyzyjniejsze wyznaczenie intensywności w badanej linii. Sposób analizy intensywności pojedynczej linii pokazany jest na rys. 3.23.

Wymienione funkcjonalności aplikacji w istotny sposób ułatwiają analizę zebranych danych.

3.5.4. Reakcje neutronów

Jak wiemy, detektor germanowy nie rejestruje bezpośrednio neutronów, lecz dobrze rejestruje fotony gamma wytworzone w reakcjach neutronów z różnymi izotopami będącymi składnikami materiałów zarówno w najbliższym otoczeniu jak i samego detektora.

Najbardziej prawdopodobnym procesem oddziaływania neutronów o energiach poniżej 12 MeV jest wychwyt przez jądro atomowe oraz elastyczne i nieelastyczne rozpraszanie neutronów. Precyzyjna granica energii nie jest dokładnie określona, jednak większość przekrojów czynnych na proces wychwytu neutronów maleje wraz ze wzrostem energii.

W wyniku rozpraszania sprężystego neutronu na jądrze atomowym, nie zachodzi emisja fotonów, a jedynie jądro atomowe uzyskuje dodatkowy pęd.

W przypadku nieelastycznego rozpraszania, może powstać jądro wzbudzone oraz zajść natychmiastowa emisja fotonu gamma o energii odpowiadającej różnicy poziomów energetycznych jądra atomowego. W efekcie pik obserwowany w widmie energii kwantów gamma jest poszerzony w kierunku wyższych energii z uwagi na energię zdeponowaną przez jądro odrzutu w procesie jonizacji.

Istotnym procesem jest wychwyt powolnego neutronu $(E_n < 1eV)$ przez jądro atomowe, dającym w rezultacie jądro cięższe. Powstałe jądro może ulec rozpadowi emitując cząstki takie jak elektrony, neutrony lub cząstki alfa. Wzbudzone jądro atomowe często emituje wysokoenergetyczne fotony gamma. Niekiedy zachodzi również wytworzenie jądra meta-stabilnego, którego de-ekscytacja zachodzi z pewnym opóźnieniem.

Podczas bombardowania ciężkich jąder neutronami, powstałe silnie wzbudzone jądro atomowe może ulec rozpadowi na dwa (rzadziej na więcej) jądra atomowe o zbliżonych masach. Procesowi temu towarzyszy często emisja wtórnych neutronów oraz energii w postaci fotonów gamma. Proces ten nie jest tematem przeprowadzonych badań i nie będzie szerzej dyskutowany.

Proces produkcji		Oznaczenie reakcji
	natychmiastowy	$n + {}^{A}Z \to {}^{(A+1)}Z + \gamma$
wychwyt termiczny	meta-stabilne	$n + {}^{A} \mathbf{Z} \to {}^{(A+1)m} \mathbf{Z},$
		$^{(A+1)m}\mathbf{Z} \to ^{(A+1)} Z + \gamma,$
nicolastverno	natychmiastowy	$n + {}^A Z \to {}^A Z + n' + \gamma$
lineelastyczne	wewnętrzna konwersja	$n + {}^A \operatorname{Ge} \to {}^A \operatorname{Ge}^+ + n' + e^-$

Tablica 3.6. Procesy w oddziaływaniach neutronów z germanem:

Widmo fotonów gamma powstałe w wyniku wychwytu neutronów przez jądra atomowe, zawiera charakterystyczne linie dla powstałych izotopów¹⁵.

Istotnym efektem utrudniającym pomiary spektroskopowe, jest efekt Comptona. W wyniku rozproszenia fotonów na swobodnych elektronach, generowany jest wkład w nisko energetycznej części widma gamma, utrudniając wyodrębnienie z tła słabych linii nas interesujących. Z uwagi na to, należy unikać materiałów w otoczeniu detektora, które mogą generować fotony gamma o wysokich energiach, od których ten efekt jest najsilniejszy.

3.5.5. Możliwości zmniejszenia strumienia neutronów wokół detektora

Celem naszych badań w projekcie ISOTTA, była możliwość ograniczenia tła pochodzącego od neutronów w detektorze germanowym. Całkowita eliminacja strumienia neutronów wokół detektora germanowego nie jest możliwa. Dlatego, w pierwszej kolejności musimy mieć świadomość, przed neutronami o jakich energiach należy chronić detektor. Czy neutrony prędkie generują znaczną część tła, czy też neutrony powolne są dla detektora głównym źródłem niechcianych sygnałów. Nie ma ogólnej odpowiedzi. Trzeba określić zakres energii mierzonych sygnałów i wykonać analizę tła generowanego w tym zakresie w detektorze i jego okolicy przez neutrony różnych energii.

Redukcji strumienia neutronów możemy dokonać poprzez spowolnienie neutronów, a następnie korzystając z dużej wartości przekroju czynnego na wychwyt neutronów powolnych, pochłonięcie ich w odpowiednich materiałach. Typowa osłona przed neutronami składa się z moderatora oraz materiału wychwytującego neutrony termiczne (np. kadm, bor-10, He-3). Neutrony o niskich energiach, (En < 0.3 eV) mogą zostać efektywnie pochłonięte przez relatywnie cienką warstwę kadmu (~ 1mm). W wyniku wychwytu neutronów przez ¹¹³Cd (12% w naturalnej mieszaninie izotopów) zostają wyemitowane fotony gamma o energiach głównie 558 keV lub 651 keV. Aby ochronić detektor germanowy przed tymi fotonami stosuje się osłony z ciężkiego materiału (najczęściej z ołowiu) o grubości kilku centymetrów. Neutrony o niskich energiach mogą zostać bardzo efektywnie pochłonięte bez emisji foto-nów gamma poprzez osłonę zawierającą ³He, lecz koszt tego gazu jest wysoki.

Należy pamiętać, że moderator także wychwytuje neutrony termiczne (przez jądra wodoru i węgla, np. w polietylenie) emitując fotony gamma.

Aby osłona wychwytująca neutrony była wydajna, konieczne jest określenie najbardziej efektywnych materiałów spowalniających neutrony.

Srednia strata energii neutronu na pojedyncze oddziaływanie elastyczne z jądrem atomowym, przy założeniu że jądro A znajduje się w spoczynku, ma postać:

$$-\Delta E = E \frac{2A}{(A+1)^2}$$
(3.14)

 $^{^{15}}$ Efekt ten wykorzystywany jest w procesie aktywacji neutronowej, która pozwala na określenie składu izotopowego badanych materiałów. Proces wychwytu neutronów wykorzystywany jest do wytworzenia innych izotopów, jak np. ^{60}Co powszechnie używanego w technice jądrowej jako źródło kalibracyjne.

gdzie: ΔE - średnia strata energii neutronu w pojedynczym oddziaływaniu, E - energia kinetyczna neutronu, A - liczba masowa spoczywającego jądra, z którym oddziałuje neutron.

Z wzoru 3.14 wyraźnie widać, że materiałami dla których w pojedynczym zderzeniu neutron traci najwięcej energii, są materiały o niskiej masie atomowej. Dobry moderator, pozwala na spowolnienie neutronów w wyniku sekwencji ok. 30 oddziaływań elastycznych od energii rzędu MeV do energii termicznych.

3.5.6. Linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów

Analiza intensywności obserwowanych linii gamma pochodzących z oddziaływań neutronów dla różnych rodzajów materiałów osłony oraz jej grubości, pozwala na dobór optymalnych właściwości projektowanej osłony. Można tego dokonać eksperymentalnie, w warunkach laboratoryjnych lub poprzez przeprowadzenie serii symulacji odpowiedzi detektora z testowaną osłoną i zastosowanie wyników obliczeń do zaprojektowania docelowej geometrii osłony.

W tym rozdziale opisałem krótko, jakie linie zostały rozpoznane w przeprowadzonych pomiarach oraz jak pakiet symulacyjny Geant4 odtwarza dyskutowane linie. Skoncentrowałem się tutaj na liniach pochodzących z oddziaływań neutronów z materiałami w bezpośrednim otoczeniu detektora, ale należy pamiętać, że znaczną część obserwowanych linii stanowią te pochodzące od promieniowania tła naturalnego z nieobecnych w symulacjach szeregów promieniotwórczych.

3.5.6.1. Linia wodorowa

W procedurze weryfikacji poprawności symulacji pakietem Geant4 wykorzystałem efekt produkcji fotonów gamma w wyniku wychwytu neutronu przez jądro wodoru, który jest głównym składnikiem wielu materiałów moderujących neutrony.

Pomiary zostały przeprowadzone w opisanej w rozdziale 3.5.2 komorze grafitowej, gdzie wykorzystywałem materiały moderujące neutrony, takie jak: woda, polietylen czy parafina. W wyniku reakcji neutron-proton, powstaje jądro deuteru oraz wysoko-energetyczny foton (2223.23 keV)¹⁶. Jest to jedyna linia generowana w reakcji wychwytu neutronu, a jej przekrój czynny silnie spada wraz ze wzrostem energii neutronu inicjującego reakcję. Uzyskaną zależność intensywności linii wodorowej (2223.23 keV) od grubości moderatora w przeprowadzonym pomiarze pokazuje rys. 3.24.

Porównując zmierzoną intensywność linii gamma o energii 2223.23 keV z wynikami przeprowadzonych symulacji mogłem zweryfikować poprawność działania pakietu Geant4 oraz zawartych w nim modeli fizycznych. Intensywność badanej linii gamma, zależy od ilości atomów wodoru (który jest składnikiem moderatora), lokalnego widma energii neutronów w miejscu oddziaływania z wodorem oraz od geometrii pomiarowej i jej wpływu na transport neutronów. W kompleksowy sposób sprawdzony został transport, moderacja neutronów, proces wychwytu neutronów na jądrach oraz deponowana energia w detektorze.

Na wykresie nr. 3.25 przedstawiona została zależność przekroju czynnego na oddziaływanie neutron-proton otrzymana z symulacji pakietem Geant4 dla kilku różnych modeli oddziaływań (physics lists): QGSP_BERT, QGSP_BERT_HP, FTFP_BERT, FTFP_BERT_HP, Shielding oraz ShieldingLEND. (inne modele takie jak: QGSP_BIC i QGSP_BIC_HP dają bardzo

¹⁶ Intensywna i łatwa w pomiarze linia, ma ważne kosmologiczne znaczenie. Reakcja neutron-proton, w której powstaje deuter, występowała już podczas syntezy jądrowej w bardzo wczesnym etapie rozwoju Wszechświata. Z uwagi na istotność tego procesu dla modeli kosmologicznych, precyzja wyznaczenia energii linii wodorowej oraz przekroju czynnego na jej produkcję jest duża.



Rysunek 3.24. Intensywność w linii wodorowej (2223.25 keV) w funkcji grubości przesłony parafinowej umieszczonej pomiędzy źródłem neutronów a detektorem germanowym. Przedstawione jest dopasowanie funkcją liniową.

podobne rezultaty). W nowszej wersji symulacji z roku 2015, zastosowałem wielowątkowy¹⁷ tryb symulacji przyspieszający znacznie obliczenia, oraz modyfikację fizyki oddziaływań elastycznych¹⁸ w przypadku jąder związanych w cząsteczkach (rozdz. 3.4).

Wyznaczona zależność przekroju czynnego od energii neutronu, na zajście reakcji $n + p \rightarrow D + \gamma$ jest taka sama dla obu modeli, lecz całkowity przekrój czynny (wraz z nieelastycznym rozpraszaniem) okazał się inny. Porównując otrzymane zależności (rys. 3.25) z wartościami tablicowymi stwierdziłem, że poprawny jest model fizyczny o nazwie QGSP_BERT_HP i ten model był stosowany w moich kolejnych symulacjach. Jest to bardzo istotne, ponieważ rozpraszanie elastyczne neutronów jest głównym i najważniejszym procesem dokonującym ich spowalniania.

W tabeli 3.7 zawarte jest zestawienie wyników symulacji z wynikami przeprowadzonych pomiarów. Parafina, którą dysponujemy, jest niejednorodna w swojej objętości z uwagi na proces technologiczny zastosowany w produkcji tafli, z których wycięte zostały mniejsze sześcienne cegły. W związku z tym, symulacje zostały przeprowadzone w dwóch konfiguracjach warstwy parafiny. W pierwszym przypadku grubość przesłony zadana w symulacjach była taka sama jak użyta w pomiarze (tab. 3.7 "grubość"), natomiast w drugiej serii symulacji, grubość warstwy moderatora dobrana została tak, aby łączna masa moderatora w symulacji była zgodna z masą osłony w przeprowadzonym pomiarze (tab. 3.7 "masa"). Całkowita masa wykorzystanej parafiny w

¹⁷ MT - Multi Threading

 $^{^{18}\,}$ TS - Thermal Scattering


Rysunek 3.25. Porównanie przekroju czynnego na oddziaływanie neutron-proton uzyskane w wyniku symulacji pakietem Geant
4 z użyciem modeli fizycznych QGSP_BERT_HP oraz FTFP_BERT. Dla obu modeli przekroje czynne na proces
 $n + p \rightarrow D + \gamma$ są prawie takie same, lecz różne są całkowite przekroje czynne istotne w procesie termalizacji neutronów. Na wykres zostały naniesione również niektóre wyniki pomiarowe [16, 17, 18] z bazy EXFOR [19].

Tablica 3.7. Intensywność linii wodorowej: linia γ z reakcji n(p,D) γ o energii 2223.25 keV (widocznej w Geant4 10.00 przy 2224.52 keV). W pakiecie Geant4 10.00 (2014) został użyty model QGSP_BERT_HP, natomiast w Geant4 10.01 (2015) wprowadziłem modyfikacje oznaczone jako MT, TS (opisane w tekście).

		pomiar	symulacje Geant4 - częstość [Hz]			
parafina grubość (cm)	parafina masa (kg)	źródło neutro– nów	pomiar częstość [Hz]	Geant4 10.00 (2014)	Geant4 (2015)	10.01
				grubość	grubość	masa
0	0	brak	0.0007 ± 0.0003			
0	0	AmBe	0.0004 ± 0.0001	0	0	0
4	5.85	AmBe	0.0086 ± 0.0003	0.0182	0.0097	0.0080
8	11.70	AmBe	0.0344 ± 0.0004	0.0415	0.0302	0.0263
12	17.55	AmBe	0.0471 ± 0.0004	0.0573	0.0514	0.0414
12	17.55	brak	0.0017 ± 0.0001			

pomiarach została oszacowana na podstawie pomiaru wagi próbnej serii 30 szt. cegieł.

Porównanie częstości zliczeń w linii wodorowej z wynikami przeprowadzonych pomiarów pokazane jest na rys. 3.26. Różnice między wynikami otrzymanymi z symulacji wynikają z zastosowania nowszej wersji pakietu Geant4 z uwzględnieniem związania jąder atomowych w moderatorze. Błędy statystyczne zmierzonych wartości są mniejsze niż wielkość punktów na wykresach.

Na podstawie przeprowadzonej analizy można stwierdzić, że generacja linii gamma pochodzącej od wychwytu neutronu na jądrze wodoru jest porównywalna z wynikami przeprowadzonych pomiarów. Świadczy to o dobrym uwzględnieniu procesu moderacji neutronów prędkich (ze źródła AmBe), a także o poprawnym przekroju na wychwyt neutronu spowolnionego na jądrze wodoru. Symulacje pakietem Geant4 z wykorzystaniem modelu QGSP_BERT_HP wraz z modyfikacjami TS, najlepiej odtwarzają wartości uzyskane z przeprowadzonych pomiarów, dlatego w przyszłych obliczeniach będę stosował ten model. Istotne jest również uwzględnienie oddziaływań neutronów z jądrami związanymi w cząsteczkach polietylenie oraz wodzie (rozdz. 3.4, str. 55).

Należy zauważyć, że mimo uwzględnienia niepełnej jednorodności wykorzystywanych cegieł parafinowych, wyniki pomiaru są bardziej zgodne z wynikami symulacji w funkcji grubości parafiny (lewy rys. 3.26). Może to być również związane z nieprecyzyjnym oszacowaniem masy parafiny, ze względu na nie reprezentatywną próbę cegieł, które zostały wykorzystane do określenia średniej wagi pojedynczej cegły.



Rysunek 3.26. Częstość w linii wodorowej (2223 keV) w funkcji grubości (lewy rysunek), oraz masy parafiny (prawy rysunek) umieszczonej pomiędzy źródłem neutronów i detektorem germanowym. Czarna linia oraz trójkąty oznaczają pomiar, niebieskie kwadraty – symulowana częstość uzyskana z użyciem pakietu Geant4 10.00 (2014), czerwone koła – symulacje z użyciem pakietu Geant4 10.01 (2015).

3.5.6.2. Linie germanowe

Linie pochodzące od oddziaływań neutronów z germanem mają kluczową rolę przy projektowaniu osłony detektora germanowego przed promieniowaniem neutronowym. Zewnętrzne promieniowanie gamma, może być ograniczone poprzez zastosowanie osłony ołowianej, natomiast neutrony mogą generować sygnał bezpośrednio w detektorze, co utrudnia eliminację tego typu sygnału.

Jeżeli źródło reakcji znajduje się poza detektorem, nawet gdy zostaną wyemitowane fotony w krótkim przedziale czasu, istnieje niewielkie prawdopodobieństwo, że wszystkie trafią w detektor. Linie te rejestrowane będą w sposób indywidualny. Natomiast, gdy neutron oddziała z materiałem detektora (germanem), np. wzbudzając jądro, zarejestrowane będą wszystkie fotony z procesu de-ekscytacji jądra, dając w efekcie linię widmową gamma o energii sumarycznej kilku o niższych energiach. Skutkuje to tym, że na rejestrowanym widmie energetycznym mogą nie być obserwowane oczekiwane linie gamma z reakcji z germanem.

Pomiar dodatkowo utrudniony jest z uwagi na występujący efekt Comptona, którego sygnał rozciąga się do najniższych energii.

Dla neutronów o niskich energiach dominuje proces wychwytu przez jądra atomowe, w wyniku czego powstaje cięższe jądro w stanie wzbudzonym. Powstałe jądro przechodzi do stanu podstawowego emitując fotony gamma o dyskretnych energiach.

Gdy german jest jednocześnie tarczą i detektorem, a fotony są emitowane w bardzo krótkim czasie, wówczas ich energia jest sumowana w detektorze ze względu na jego rozdzielczość czasową. Łączna energia wyemitowana w reakcjach neutronów z izotopami germanu mieści się w zakresie 6 MeV do 10.3 MeV. Zmierzona energia powinna być bliska powstałej w tym procesie, pod warunkiem, że wielkość detektora jest wystarczająco duża, aby cała energia została w nim zdeponowana.

W krysztale germanu znajdują się 4 stabilne izotopy o liczbie masowej A=70, 72, 73, 74 oraz jeden niestabilny z A=76 i czasem życia 1.8×10^{21} lat. W naturalnej mieszaninie izotopów znajduje się ich odpowiednio: 21.2%, 27.7%, 7.7%, 35.9% i 7.4%.

Zależności intensywności zarejestrowanych linii gamma w funkcji masy parafiny przedstawione są na rys. 3.27. Na wykresie pokazane są jedynie zależności dla wybranych, najbardziej intensywnych linii gamma pochodzących z procesu wychwytu neutronu przez jądro Ge. Nie wszystkie linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów z germanem są odseparowane od linii innego pochodzenia. Zdarza się, że energie gamm z innego procesu są bardzo zbliżone do energii gamm emitowanych z oddziaływań neutronów w germanie, w wyniku czego na widmie energii rejestrujemy obie linie jako jedną wspólną linię.

Nachylenie funkcji eksponencjalnej pochłaniania (rys. 3.27) linii gamma w parafinie w zależności od jej masy, ulega zmianie, gdy w bezpośrednim sąsiedztwie znajduje się linia innego pochodzenia. Jedynie linie w których bezpośrednim sąsiedztwie nie ma linii innego pochodzenia, odzwierciedlają niezaburzoną innymi warunkami emisję fotonów gamma w krysztale germanu.

Nieelastyczne rozpraszanie neutronów na jądrach germanu także powoduje powstawanie linii gamma. W pomiarach zaobserwowałem kilka linii gamma, które zidentyfikowałem jako powstałe w wyniku zderzeń nieelastycznych neutronów. Linie te, to: 595.9keV, 689.6keV i 834.0keV.

E_{γ} [keV]	Pochodzenie	Nachylenie exp
311.3	Ge + Au	-0.0695 ± 0.0035
331.3	Ge + Au	-0.0710 ± 0.0041
652.9	Ge	-0.0468 ± 0.0012
721.6	Ge	-0.0493 ± 0.0054

Tablica 3.8. Zestawienie współczynników nachylenia funkcji eksponencjalnej dopasowanej do zależności przedstawionych na rys. 3.27

Zestawienie współczynników (tabela 3.8) nachylenia analizowanych linii (rys. 3.27) obrazuje, w jaki sposób sąsiadujące linie gamma pochodzące od pierwiastków innych niż Ge mogą zaburzyć obserwowany zanik poszczególnych linii. Jest to istotne dla porównania wyników symulacji z przeprowadzonymi pomiarami, ponieważ w symulacji nie występują linie gamma pochodzące od tła naturalnego. Dlatego też, w symulacjach pakietem Geant4 oczekuję tendencji takiej jak dla linii 652.9 keV oraz 721.6 keV.

Pełen wykaz zarejestrowanych linii gamma pochodzących z oddziaływań neutronów z izotopami germanu zamieszczony jest w tabeli 3.9 oraz w dodatku C.2.



Rysunek 3.27. Zależność intensywności linii pochodzących z wychwytu neutronu przez jądro atomowe germanu w funkcji masy przesłony parafinowej. Wybrane zostały najbardziej intensywne linie z tabeli w dodatku C.2. Krzywe przerywane odpowiadają zmianie intensywności linii emitowanych przez german. Krzywe ciągłe dotyczą równoczesnej obserwacji dwóch bliskich linii: emitowanych przez german w detektorze oraz emitowanych przez złoto w źródle neutronów. W tym przypadku na zmianę częstości pomiarów w zależności od grubości parafiny wpływa zmiana intensywności neutronów w detektorze (linia germanowa), oraz pochłanianie linii złota w parafinie. Zestawienie współczynników nachylenia zależności przestawia tabela 3.8. Niepewności pomiarowe są mniejsze niż znaczniki i są wykazane w dodatku C.2.

W wyniku przeprowadzonych symulacji pakietem Geant4, uzyskałem szereg wyników, które porównałem z wynikami pomiarowymi. Niestety w trakcje analizy, okazało się, że wiele linii pochodzących od oddziaływań neutronów z germanem, w wynikach symulacji nie występuje.

Energia	interpretacja	Geant4	Pomiar
$[\mathrm{keV}]$			AmBe
68.8	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73}Ge$	+	-
174.9	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	+	-
311.3	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	-	+
331.3^{p}	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	-	+ słaba
$499.9^{\ p}$	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	+	+ słaba
511.0	anihilacja	+	+
595.9^{-p}	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n.n')*$	+	+
608.4	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	+	+
$652.9^{\ p}$	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	-	+
689.6	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$	-	+
691.5	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	-	+
708.2^{p}	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	— ?	+ b.słaba
709.1 p	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	+	- b.słaba
721.6 p	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	-	+
834.0	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$	-	+ b.słaba
867.9 ^p	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	+	-
1204.2 ^p	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$ przy 1202	+ b.słaba	-
1713.1 ^p	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$ szeroka	+	+

Tablica 3.9. Zestawienie linii pochodzących od oddziaływań neutronów z izotopami germanu zarejestrowanych układem pomiarowym, oraz otrzymanych w wyniku przeprowadzonych symulacji. + występuje, (- brak) w symulacji/doświadczeniu. * - de-ekscytacja jądra.

Ponieważ brak w symulacjach odpowiednich linii gamma, postanowiłem sprawdzić, czy wartości przekroju czynnego na oddziaływanie neutronów z germanem są poprawnie zaimplementowane w pakiecie symulacyjnym Geant4.

Na rys. 3.28 pokazane zostały wyznaczone w symulacji wartości całkowitego przekroju czynnego dla trzech stabilnych izotopów germanu w wyniku działania modelu fizycznego oddziaływań neutronów z izotopami germanu. Przy energii neutronu 20 MeV (historyczne górne maksimum plików ENDF) obserwowany jest uskok wynikający z górnej granicy stablicowanych wartości przekrojów czynnych w bazie przekrojów np. ENDF/B-VII.1. Konieczność stosowania stablicowanych przekrojów czynnych wynika z faktu, że przy niskich energiach żaden model nie jest w stanie odtworzyć wartości przekrojów z wystarczającą precyzją.

W wyniku przeprowadzonych symulacji można zauważyć, że że całkowity przekrój czynny $\sigma_{tot}(n, Ge)$ jest nieznacznie większy dla cięższych izotopów, a także, że uzyskane wartości całkowitego przekroju czynnego są konsystentne z wartościami tablicowymi (rys. 3.28).



Rysunek 3.28. Całkowity przekrój czynny dla neutronów oddziałujących z izotopami germanu wyznaczony w trakcie symulacji pakietem Geant
4. Czerwonymi punktami oznaczone są wybrane wartości tablicowe całkowitego przekroju czynnego dla izotopu
 ^{74}Ge

3.5.6.3. Linie węglowe

W rejestrowanym widmie gamma widoczne są również linie pochodzące od oddziaływań neutronów z atomami węgla zawartymi w materiale testowej komory grafitowej. Neutrony o niskich energiach mogą zostać pochłonięte przez jądra węgla, natomiast wysokoenergetyczne mogą doprowadzić do wzbudzenia jądra atomowego do wyższego stanu energetycznego, które następnie ulegnie deekscytacji emitując wysokoenergetyczny foton gamma. Fotony gamma o charakterystycznych energiach emitowane są również w wykorzytywanym źródle neutronów [20] w skutek reakcji:

$$\alpha + {}^{9}\text{Be} \to n + {}^{12}\text{C}^{*} + Q(5.704 \ MeV)$$
 (3.15)

Wzbudzone jądro $^{12}\mathrm{C}^*$ w skutek deekscytacji z najniższego poziomu energetycznego, emituje foton gamma o energii 4.44 MeV.

Przekrój czynny na wychwyt neutronu na stabilnym izotopie węgla ¹²C jest bardzo mały (10⁻² barn przy $E_n = 0.024 eV$) i maleje szybko wraz ze wzrostem energii neutronu. W pomiarze z warstwą parafiny o grubości 12 cm, między czołem detektora a źródłem neutronów prędkich, można zauważyć śladową linię 4945.3 keV (dla naszego źródła na poziomie 10⁻⁴ Hz) pochodzącą od wychwytu neutronów przez jądra węgla. Pozostałe linie tablicowe¹⁹ których oczekuję w widmie gamma o energiach 1261 i 3684 keV (obie na poziomie ~ 48% intensywności linii 4945.3 keV), są widoczne jedynie śladowo z uwagi na bardzo wysokie tło w tym zakresie energi.

Linia pochodząca ze źródła pchodząca z deekscytacji jest obserowwana jako podwójna (rys. 3.29). Powód rozdwojena obserwowanyego piku pochodzącego z procesu deekscytacji jądra węgla ¹²C w czasie pisania tej pracy nie jest mi znany. Wykluczam błąd pomiarowy, a w szczególności niestabilność aparatury pomiarowej jako przyczynę rozdwojenia opisywanych linii. W przypadku fluktuującego wzmocnienia pozostałe linie gamma (w szczególności linie tła naturalnego), obarczone były by również opisanym wyżej efektem, czego w wynikach pomiarowych nie obserwuję. Pewną hipotezą tego efektu może być fakt, że jądro atomowe ulega wzbudzeniu do pierwszego poziomu energetycznego 4438.91 keV, jak również cały atom uzyskuje pewną dodatkową energię kinetyczną. Stan wzbudzony jądra jest na tyle krótkotrwały, że foton gamma jest emitowany zanim jądro ulegnie zatrzymaniu.

Na zarejestrowanym widmie energii widoczne są również piki ucieczki fotonów ("single" oraz "double escape") z detektora oraz krawędź Comptona przy około 4.2 MeV związane z linią 4.4 MeV.

W wynikach przeprowadzonych symulacji komputerowych obserwowane są linie pochodzące od oddziaływań neutronów prędkich, a w szczególności linia o energii 4439 keV. Intensywność tej linii jest bardzo niewielka i wynosi 0.0026 ± 0.0548 Hz (dla naszego źródła). Nie jest widoczna zależność intensywności obserwowanej linii w funkcji grubości warstwy moderatora. Ponieważ w przeprowadzonych symulacjach komputerowych cząstkami pierwotnymi są neutrony, nie zachodzi reakcja wg. wzoru 3.15, stąd linia gamma

¹⁹ https://www-nds.iaea.org/capgam/indexbyn.htmlx



Rysunek 3.29. Zmierzone linie gamma pochodzące od de-ekscytacji atomów węgla. Linia ZIELONA - pomiar bez parafiny, źródło AmBe przy czole detektora, linia CZERWONA - pomiar bez parafiny, źródło AmBe w odległości 12 cm od detektora, linia CZARNA - dodane 12 cm parafiny między źródłem a detektorem.

4.44 MeV ze źródła nie pojawia się w symulacjach. Jedynie śladowo można zaobserwować oczekiwane linie o energiach 3683.92 i 4945.30 keV pochodzące od procesu wychwytu neutronu powolnego przez jądra węgla. Są one jednak na tyle słabe, że wyznaczenie ich intensywności jest bardzo trudne.

Dyskutowane linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów z atomami węgla zawartymi w materiale testowej komory grafitowej, nie były głównym celem przeprowadzonych badań.

3.5.6.4. Linie ze złota oraz ołowiu

Materiały będące w bezpośrednim otoczeniu źródła, mogą również emitować charakterystyczne fotony gamma. Do takich materiałów w rozpatrywanym przypadku zaliczyć można ołów stanowiący obudowę źródła neutronów, oraz cienką złota folię wewnątrz źródła neutronów. Linie z tych materiałów są pochodzenia zewnętrznego względem detektora germanowego, a ich intensywność zależy od ilości tych izotopów, liczby emitowanych neutronów oraz masy materii między ich źródłem a detektorem. Badając netężenia tych linii możemy uzyskać informacje o widmie energii neutronów, gamm i cząstek alfa emitowanych przez źródło. Obudowa ołowiana źródła zapewnia redukcję strumienia fotonów gamma pochodzących z reakcji jądrowych zachodzących wewnątrz źródła neutronów.

Rejestrowane fotony gamma pochodzące od izotopów złota mają energie z zakresu 300-800 keV. Pełen wykaz zarejestrowanych linii gamma pochodzących z oddziaływań neutronów z izotopami ołowiu oraz złota zawiera tabela w dodatku C.4. Na rys. 3.30 przedstawiona jest zależność intensywności dla najsilniejszych linii gamma pochodzących od izotopów złota w funkcji grubości parafiny.

W odróżnieniu od oddziaływania neutronów z izotopami germanu lub moderatora, w przypadku fotonów pochodzących ze źródła AmBe lub jego bezpośredniej okolicy, zachodzi jedynie absorpcja lub rozpraszanie promieniowania gamma w materiale na prostej drodze od źródła do detektora.

Prawo zaniku promieniowania gamma w materiale, można zapisać wzorem:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{3.16}$$

gdzie:

- ${\cal I}$ natężenie wiązki promieniowania gamma po przebyciu drogixw materiale,
- I_0 natężenie wiązki promieniowania gamma wchodzącej do materiału,
- $\mu\,$ liniowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma, zależny od energii fotonów,
- $\boldsymbol{x}\,$ grubość warstwy materiału.

Podstawiając współczynnik absorpcji promieniowania gamma w parafinie $\mu = 0.1151[cm^{-1}]$ (patrz dodatek D) do wzoru 3.16 oraz przyjmując za początkowe natężenie wiązki częstość zliczeń w detektorze bez przesłony, mogłem wyznaczyć osłabienie promieniowania w funkcji grubości materiału osłony.

Jak widać na rys. 3.30, zmierzona intensywność linii gamma w funkcji masy parafiny nieco odbiega od teoretycznej funkcji osłabienia wiązki promieniowania gamma. Przy cienkiej warstwie, punkty w zasadzie pokrywają się ze sobą, natomiast dla większych grubości odstępstwo od oczekiwanej zależności przekracza wielokrotnie błąd pomiarowy. Przyczyny tego faktu należy doszukiwać się w koncepcji pomiaru. Ponieważ przesłona z parafiny



Rysunek 3.30. Porównanie zmierzonego tłumienia linii gamma w osłonie parafinowej (linie ciągłe) z wyznaczonymi teoretycznie wartościami (linie przerywane). Przedstawione jedynie 4 linie gamma. Wartości teoretyczne obliczane były przy zadanej grubości parafiny, nie zaś jej masy.

nie wypełnia poprzecznie całej szerokości studni grafitowej, być może część fotonów przedostaje się w wolnej przestrzeni. Szczególny wpływ na wynik pomiarowy ma niejednorodność użytej parafiny. Wraz ze wzrostem grubości warstwy parafiny, ilość materii pochłaniającej fotony nie rośnie proporcjonalnie. Stąd analizowane linie gamma nie są pochłaniane zgodnie z prawem zaniku opisanym wzorem 3.16.

Cząstki alfa emitowane z ameryku będącego składnikiem źródła neutronów, z uwagi na słabą przenikliwość nie opuściłyby źródła nawet w przypadku bardzo cienkiej obudowy.

Podobnie jak w przypadku linii pochodzących od złota, pełen wykaz zarejestrowanych linii od ołowiu zawiera tabela w dodatku C.3

Przeprowadzone symulacje, nie odtwarzają poprawnie linii gamma pochodzących od izotopów ołowiu oraz złota, podobnie jak to miało miejsce w przypadku linii pochodzących od izotopów germanu. Potwierdza to moje przypuszczenia, że pakiet Geant4 nie odtwarza poprawnie linii gamma generowanych w skutek oddziaływań neutronów z izotopami powyżej pewnej liczby masowej.

3.5.7. Konkluzja dotycząca wyboru osłony detektora germanowego

Osłonięcie bardzo czułego detektora fotonów gamma przed neutronami musi być zoptymalizowane ze względu na energie neutronów, które padają na układ pomiarowy. Stąd istotna jest docelowa lokalizacja układu pomiarowego, a co za tym idzie, znajomość procesu produkcji neutronów w jego otoczeniu. W chwili pisania tej pracy, docelowa lokalizacja układu pomiarowego projektu ISOTTA nie była jeszcze znana. Można jednak domniemać, że dla układu pomiarowego mającego mierzyć radioaktywność na poziomie μBq , naturalnym miejscem jest usytuowanie układu głęboko pod ziemią, gdzie strumień promieniowania kosmicznego zredukowany jest do minimum. Nie jest jednak możliwe wyeliminowanie neutronów całkowicie z uwagi na promieniotwórczość naturalną emitowaną ze skał. Jako że neutrony te pochodzą z reakcji (α, n), zasadnym było zastosowanie źródła emitującego neutrony opartego na izotopach Am i Be, emitującego neutrony o energiach ze zbliżonego zakresu energii, tj. do ~12MeV.

Najtrudniej uchronić detektor germanowy przed sygnałami powstałymi w samym krysztale detektora. W omawianym przypadku chodzi o penetrujące neutrony, które po dotarciu do kryształu germanu mogą generować w nim niepożądany sygnał. Przeprowadzone pomiary wykazały, że korzystniejsze dla detektora germanowego jest osłonięcie detektora materiałem bogatym w wodór. Neutrony są w nim efektywnie spowalniane oraz pochłaniane, dzięki czemu możliwa jest redukcja sygnału pochodzącego od nich w samym detektorze. Zależność przekroju czynnego na proces wychwytu neutronu maleje wraz ze wzrostem jego energii, natomiast w obszarze $10^2 - 10^4$ eV może nastąpić rezonansowy wychwyt neutronu. Zastosowanie moderatora równocześnie zmniejsza liczbę wysoko energetycznych neutronów penetrujących detektor germanowy.

Dla projektu ISOTTA została zaprojektowana i zbudowana osłona detektora germanowego w postaci zbiorników polietylenowych wypełnionych wodą ze specjalnymi nakładkami polietylenowymi, których zadaniem było wypełnienie wolnej przestrzeni w budowanej osłonie. Osłona z moderatora bogatego w wodór musi znajdować się na zewnątrz klasycznej osłony ołowianej z uwagi na fakt, że w skutek wychwytu neutronu przez jądro wodoru emitowany jest foton gamma o dość wysokich energii.

Próba zaprojektowania osłony z wykorzystaniem aktualnie dostępnych wersji pakietu symulacyjnego Geant4, okazała się niemożliwa z uwagi na brak poprawnego odtwarzania procesów związanych z oddziaływaniem neutronów z materią, a w szczególności braku generowania fotonów gamma o charakterystycznych energiach. Fakt ten uniemożliwił zastosowanie tego narzędzia do zaprojektowania optymalnej osłony.

3.5.8. Wnioski z przeprowadzonych pomiarów i symulacji detektora germanowego.

Celem tego podrozdziału było poddanie weryfikacji pakietu Geant4 pod kątem wielu procesów fizycznych związanych z oddziaływaniami neutronów. Test pakietu przeprowadziłem przy okazji projektowania osłony detektora germanowego przed wpływem neutronów w ramach projektu ISOTTA. Ponieważ neutrony mają właściwości umożliwiające głęboką penetrację w głąb materii, skonstruowanie pełnej osłony staje się problematyczne. Zaproponowana osłona oparta na bazie materiału moderującego neutrony (parafina, polietylen, woda) istotnie ogranicza wpływ neutronów oraz intensywność rejestrowanych linii gamma. Poniżej staram się krótko nakreślić wpływ wybranego materiału osłony na linie gamma różnego pochodzenia.

Linia wodorowa (pochodząca z osłony)

Linia gamma pochodząca z de-ekscytacji wodoru istotna jest z uwagi na weryfikację poprawności pakietu symulacyjnego. Badanie jej intensywności w funkcji grubości materiału spowalniającego neutrony określa, czy poprawność procesu termalizacji neutronów, emisyjność źródła neutronów oraz przekroje czynne na wychwyt neutronów na jądrach wodoru są poprawne. Wszystkie te aspekty wpływające na zgodność symulacji z pomiarem zapewniają, że proces symulacji w tym zakresie możemy traktować za właściwe. Intensywność badanej linii w przeprowadzonych symulacjach rośnie wraz ze wzrostem grubości warstwy moderatora (rys. 3.26) zgodnie z oczekiwaniami.

Linie germanowe (pochodzące z detektora)

Na podstawie przeprowadzonych obliczeń, ustaliłem, że pakiet Geant4 nie odtwarza poprawnie odpowiednich linii z oddziaływań neutronów z izotopami germanu. Podczas rozmowy z członkiem kolaboracji GERDA uzyskałem informację, że w chwili obecnej pakiet Geant4 nie uwzględnia jąder germanu w stanie wzbudzonym, w skutek czego fotony o określonych energiach nie pojawiają się w symulacji. Być może w niedalekiej przyszłości ta funkcjonalność pakietu Geant4 będzie rozwinięta i pakiet ten będzie mógł być stosowany również w spektroskopii jądrowej.

Całkowite przekroje czynne na oddziaływanie neutronów z izotopami germanu odpowiadają wartościom tablicowym w zakresie energii neutronów, które są w centrum naszego zainteresowania.

Na chwilę obecną, znane mi wersje pakietu Geant4 nie opisują poprawnie oddziaływań neutronów w germanie i stosowanie tego narzędzia do zaprojektowania osłony uważam za niewskazane.

Linie od złota i ołowiu (pochodzące ze źródła neutronów)

Pochodzące od pierwiastków na zewnątrz detektora, linie gamma, tracą na intensywności zgodnie z prawem zaniku. Są to linie zewnętrzne dla układu pomiarowego i nie są głównym celem przeprowadzonej analizy. Badając te linie sprawdzamy poprawność opisu pochłaniania fotonów gamma w osłonach detektora.

3.6. Podsumowanie

Celem przeprowadzonych pomiarów opisanych w tym rozdziale, było dokonanie weryfikacji poprawności procesów fizycznych w pakiecie symulacyjnym Geant4. Procesy te weryfikowane były w różnego rodzaju testach, których zestawienie wraz ze skrótowymi wnioskami zawarte jest w tabeli 3.10. Konkluzją z przeprowadzonych badań, jest fakt, że pakiet Geant4 dobrze opisuje oddziaływania neutronów w szerokim zakresie ich energii. Wyniki przeprowadzonych symulacji dobrze odzwierciedlają rezultaty pomiarów.

Trzeba mieć na uwadze, że pakiet Geant4 nie nadaje się do każdego typu badań. W przypadku spektroskopii gamma związanej z emisyjnością fotonów z reakcji z neutronami, widoczne są braki w tablicach przekrojów czynnych na produkcję fotonów gamma w procesie de-ekscytacji jąder wzbudzonych co skutkuje brakiem charakterystycznych linii gamma, jak np. linie z izotopów germanu czy złota.

Do numerycznych obliczeń transportu neutronów, termalizacji oraz ich rejestracji przez detektor helowy, pakiet Geant4 nadaje się dobrze i jego stosowanie powinno dostarczać wiarygodnych wyników.

TOP	inca o.ru. zestawienie przepruwe	uzonych i opisanych w pracy testow pakietu Geantr i .
Co było sprawdzane?	Rodzaj testu	Wniosek z przeprowadzonego testu
Całkowity przekrój czynny	Rozproszenie w cienkiej warstwie (Rozdz. 3.1)	Przekrój zgodny z wartościami tablicowymi.
	Oddziaływanie neutronów z żelazem. (_{Rozdz.} 3.3)	Wartość przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne uzyskane z symulacji odwzorowują rezonansową strukturę tablicową.
	Studnia grafitowa (R ^{ozdz.} 3.2)	Zgodność wyników symulacji z pomiarem wskazuje na dobrze opi- sany całkowity przekrój czynny na oddziaływanie neutronów.
Rozpraszanie elastyczne	Jądra związane w PE _{(Rozdz.} 3.4)	Wykazana większa wartość przekroju czynnego na oddziaływanie elastycznych na cząstkach polietylenu i wody w zakresie energii ter- micznych neutronów. Zalecane uwzględnianie wiązań w cząstecz- kach polietylenu i wody w symulacjach.
Transport neutronów	Studnia grafitowa (R ^{ozdz. 3.2})	Testy te sprawdzają symulacje na wielu poziomach. Uzyskana zgodność symulacji z pomiarem świadczy o poprawnym opisie
Wychwyt neutronów	Pomiar detektorem Germanowym (_{Rozdz} . 3.5)	tych procesów fizycznych. Jednocześnie symulacje odpowiedzi detektora germanowego wykazały, że do pewnych zastosowań (spektroskopii gamma), testowana wersja pakietu Geant4 nie może być zastosowana.

nakietu Geantd 4 4 Tablica 3.10 Zect

Rozdział 4

Zastosowania pakietu Geant4 w wyznaczaniu widma energii neutronów.

4.1. Motywacja

W rozdziale opisuję zastosowanie pakietu Geant4 w procesie wyznaczenia widma energii neutronów z przeprowadzonych pomiarów. Koncentruję się na opisie kilku wybranych metod rozwikłania widma energii neutronów na podstawie pomiarów z wykorzystaniem aparatury, której zasada działania oparta jest na metodzie sfer Bonnera. Uzyskanie informacji o pierwotnym widmie energii neutronów wymaga znajomości czułości detektora w różnych zakresach energii neutronów oraz miarodajnej metody rozwikłania wyników pomiarowych. Z tego powodu został położony znaczny nacisk na na obliczenia przy zastosowaniu pakietu Geant4 stosowanego w procesie rozwikłania widma.

Znajomość widma energii neutronów jest istotna z uwagi na ich potencjalny wpływ na eksperymenty wymagające niskiego poziomu tła, usytuowane w podziemnych laboratoriach. Neutrony mogą generować fałszywe sygnały w detektorach poszukujących ekstremalnie rzadkich zjawisk, jak np. poszukujących ciemnej materii.

Neutrony odgrywają również znaczącą rolę w wyznaczaniu dawki skutecznej przy ocenie narażenia człowieka na promieniowanie jonizujące. Podczas gdy czynnik wagowy¹ promieniowania w przypadku fotonów, elektronów i mionów we wszystkich energiach wynosi 1, to w przypadku neutronów osiąga on wartości przekraczające 20 (rys. 4.1), stając się najbardziej niebezpiecznym rodzajem promieniowania [21]. Może to być istotne np. w radioterapii nowotworowej wykorzystującej akceleratory medyczne, gdzie wartość strumienia i energii neutronów odgrywa znaczną rolę w wyznaczeniu łącznej dawki pochłoniętej. Znajomość strumienia neutronów może pozwolić na ocenę wpływu dawki promieniowania na pacjenta, personel obsługujący akcelerator oraz otoczenie.

$$W_R = 5 + 17 \ exp(-[ln(2E)]^2/6)$$
 [21] (4.1)

gdzie:

 W_R - czynnik wagowy promieniowania,

 ${\cal E}\,$ - energia neutronu wyrażona w megaelektronowoltach.

¹ Czynnik wagowy - jest to mnożnik dawki pochłoniętej, który określa wpływ promieniowania jonizującego na organizmy żywe. Wykorzystywany jest do obliczenia równoważnika dawki pochłoniętej, który z kolei określa ilość energii, jaką deponuje cząstka w tkance, którą penetruje.



Rysunek 4.1. Czynnik wagowy dla promieniowania neutronowego wyznaczony na podstawie wzoru 4.1.

Duża przenikliwość neutronów w materii istotnie utrudnia zbudowanie skutecznych osłon przed tego typu promieniowaniem. Znajomość widma energii pozwala na lepsze ich zaprojektowanie dostosowane lepiej do widma energii neutronów w danej lokalizacji.

W rozdziale opisane zostały różne metody rozwikłania pomiaru widma energii neutronów, ze szczególnym akcentem na rolę symulacji Monte Carlo. Zademonstrowana została możliwość użycia długiego licznika helowego w roli układu pomiarowego mogącego mierzyć widmo energii neutronów pochodzące od źródła punktowego.

4.1.1. Spektrometria neutronowa

Pomiaru energii neutronów można dokonać za pomocą różnych metod, w zależności od energii neutronów. W zakresie neutronów termicznych żaden detektor nie daje informacji o energii. W zakresie neutronów powolnych do pomiaru energii neutronów można zastosować metodę czasu przelotu lub krystalograficzną. W przypadku neutronów prędkich zastosowanie ma metoda protonów odrzutu oraz wykorzystanie detektorów śladowych. Jedną z metod spektroskopii neutronowej jest pomiar neutronów przy pomocy zestawu sfer Bonnera² [22]. Układ pomiarowy oparty na tej metodzie został zbudowany i wykorzystany do pomiaru widma energii neutronów z punktowego źródła (rozdz. 4.2.3).

4.1.2. Typowy układ pomiarowy - Sfera Bonnera (BSS)

Standardowy spektrometr typu sfery Bonnera [23] składa się z zestawu kul wykonanych z moderatora neutronów. Typowy układ pomiarowy stanowi zestaw kul o średnicach 2", 3", 5", 8", 10" oraz 12" wraz z centralnym detektorem neutronów termicznych. Detektorem neutronów termicznych może być gazowy licznik proporcjonalny wypełniony helem (³He), borem (¹⁰BF₃) lub scyntylacyjny detektor neutronów, np. ⁶LiI(Eu). W przypadku zastosowania detektora scyntylacyjnego konieczne jest użycie światłowodu celem doprowadzenia światła scyntylacji do fotopowielacza. Materiałem moderującym neutroný najczęściej jest polietylen, z uwagi na dobre właściwości spowalniania neutronów (dużo lekkich jąder) oraz jego właściwości mechaniczne.

Zakres wielkości sfer może być dobrany w sposób dowolny, lecz powinien mieć rozmiary sięgające do około 30-40 cm średnicy z uwagi na najwyższe energie neutronów, jakie można rejestrować takim układem pomiarowym. Neutrony o większych energiach wymagają większej ilości materii do efektywnej termalizacji (licznik neutronów mierzy tylko neutrony termiczne) oraz mogą głębiej wnikać w głąb warstwy moderatora.

Zestaw sfer Bonnera pozwala na pomiar energii neutronów w zakresie od energii termicznych do około 20 MeV [24] i jest to największa zaleta tego typu układu pomiarowego. Niestety okupione jest to niską energetyczną zdolnością rozdzielczą spowodowaną dużym podobieństwem funkcji odpowiedzi (patrz 4.1.3) detektora dla różnych rozmiarów sfer polietylenowych. Inną istotną zaletą zestawu sfer Bonnera jest równomierna czułość na neutrony przychodzące z różnych kierunków ze względu na symetrię sferyczną układu pomiarowego. Możliwe jest zwiększenie zakresu czułości energetycznej spektrometru BSS do kilku GeV [25], poprzez dodanie do kuli o średnicy 12" (30.5cm) dodatkowej warstwy (np. 1cm) ołowiu w odległości 8cm od jej centrum. W wyniku oddziaływania neutronów dużej energii z ołowiem zachodzi reakcja (n, xn), w skutek czego następuje gwałtowne zwiększenie krotności produkowanych neutronów, a co za tym idzie, zwiększa się liczba rejestrowanych neutronów. Niewątpliwą zaletą jest również bardzo niska czułość na inne rodzaje promieniowania, w szczególności fotony gamma.

² BSS - Bonner Sphere Spectrometer



Rysunek 4.2. NEMUS (**NE**utron **MU**ltisphere **S**pectrometer) Przykład zestawu sfer Bonnera wykorzystywanego do pomiaru widma energii neutronów. Na zdjęciu przedstawione sfery o średnicy od 7.62cm (3") do 45.72cm (18")

Słabym punktem jest mała energetyczna zdolność rozdzielcza oraz konieczność przeprowadzenia oddzielnych sesji pomiarowych dla każdej konfiguracji moderatora. Sprawia to, że czas pomiarowy niezbędny do wyznaczenia widma energii neutronów jest długi, szczególnie w przypadku niskiego strumienia neutronów. Procedura rozwikłania widma energii neutronów jest skomplikowana, zależna od wielu czynników i narażona na potencjalne błędy, co dyskutowane jest w dalszej części tego rozdziału. Zasada pomiaru widma energii neutronów sprowadza się do interpretacji pomiarów przeprowadzonych w różnych konfiguracjach moderatora (różnych średnic kul). Gdy sfera moderująca ma małe rozmiary, stopień spowalniania jak i wychwytu neutronów w materiale moderatora jest niewielki. Dzięki temu, neutrony o niskich energiach mają względnie dużą szansę na rejestracje w centralnym detektorze (rys. 4.3), podczas gdy neutrony o wysokich energiach mają tendencję do ucieczki z układu pomiarowego bez rejestracji w centralnym liczniku przed osiągnięciem termicznych energii. W przypadku sfery o większych rozmiarach, ilość materii spowalniającej neutrony jest większa, a co za tym idzie, zwiększa się prawdopodobieństwo wychwytu wolnych neutronów przez jądra moderatora (najczęściej jądra wodoru). Neutrony o dużych energiach mają jednocześnie większą szansę na spowolnienie do energii, przy których mogą być wydajnie zarejestrowane. Na rys. 4.3 widać wyraźnie, że maksimum wydajności rejestracji przesuwa się do wyższych energii wraz ze wzrostem rozmiarów sfery moderującej neutrony.

Sfera Bonnera jest najlepszym układem tego typu do pomiaru widma energii neutronów. Z rys. 4.3 wynika, że do pomiaru neutronów przez licznik zamknięty w kuli o zadanej średnicy mają wkład neutrony o różnych energiach z różnymi wagami. Uzyskanie widma energii neutronów (wag wkładów od różnych energii), wymaga rozwikłania parametrów widma z pomiarów z kulami o różnej średnicy. W dalszej części pracy omówię kilka metod rozwikłania widma energii neutronów oraz przeprowadzę dyskusję możliwości zastosowania w tej roli długiego licznika helowego w osłonie moderującej neutrony jako alternatywę do klasycznej sfery Bonnera.

Geometria sfer Bonnera służy tutaj jedynie jako model do przetestowania metod rozwikłania widma energii neutronów oraz zademonstrowanie możliwości wykonania podobnych pomiarów układem detekcyjnym niemającym symetrii sferycznej.

4.1.3. Funkcja odpowiedzi detektora

Funkcja odpowiedzi detektora jest kluczowa dla dyskutowanego procesu rozwikłania pierwotnego widma energii neutronów z wykorzystaniem technik zbliżonych do sfer Bonnera. Interpretacja wyników z przeprowadzonych pomiarów wymaga znajomości czułości układu pomiarowego w różnych zakresach energii neutronów. Precyzyjna znajomość funkcji odpowiedzi detektora jest newralgiczna dla uzyskania wiarygodnych wyników spektrometrycznych.

Spektrometr neutronowy typu sfery Bonnera rejestruje neutrony z danego przedziału energii zgodnie ze funkcją Fredholma³ pierwszego rodzaju, którą możemy zastosować w procesie rozwikłania widma energii neutronów:

$$b_i = \int_{E_{min}}^{E^{max}} a_i(E_n) \Phi(E_n) dE_n \tag{4.2}$$

gdzie:

- *i* numer kolejnego detektora (w omawianym problemie, kolejna wielkość sfery),
- b_i liczba zliczeń zarejestrowana przez i-ty detektor w jednostce czasu,
- $a_i(E_n)$ funkcja odpowiedzi detektora $[cm^2]$ dla neutronów o energii pierwotnej E_n ,
- $\Phi(E_n)$ strumień neutronów w funkcji ich energii $[n/cm^2s]$.

Funkcja odpowiedzi detektora otrzymywana jest eksperymentalnie bądź analitycznie z dyskretnym rozkładem wartości, dlatego wygodnie jest przybliżyć funkcję Fredholma dyskretną formą:

$$b_{i} = \int_{E_{min}}^{E^{max}} a_{i}(E_{n})\Phi(E_{n})dE_{n}$$

$$= \sum_{j} \underbrace{\int_{E_{jmin}}^{E^{jmax}} a_{i}(E_{n})\Phi(E_{n})dE_{n}}_{\langle a_{ij} \rangle} \cdot \underbrace{\int_{E_{jmin}}^{E^{jmax}} \Phi(E_{n})dE_{n}}_{\Phi_{j}} =$$

$$= \sum_{j} \langle a_{ij} \rangle \cdot \Phi_{j}$$
(4.3)

gdzie:

- $< a_{ij} >$ średnia wartość funkcji odpowiedzi detektora i-tego w j-tym przedziale energii,
- Φ_j wartość strumienia neutronów w j-tym przedziale energii.

 $^{^3\,}$ Funkcja Fredholma pierwszego rodzaju:
 $\int A(x,y)f(x)dx=g(y)$

Przekształcenie funkcji (4.2) w postać dyskretną (4.3) staje się precyzyjniejsze wraz ze wzrostem liczby przedziałów energii j, natomiast widmo energii neutronów $\Phi(E_n)$ często reprezentowane jest przez przybliżone wartości w zakresach energii Φ_i .

Funkcja odpowiedzi detektora może zostać określona na podstawie symulacji pakietem Geant4, dodatkowo skonfrontowanych z pomiarami wykorzystującymi źródła neutronów mono-energetycznych o znanych energiach. Jednak z uwagi na ograniczoną gamę dostępnych mono-energetycznych źródeł neutronów, ich dostępność oraz wpływ otoczenia układu (rozpraszanie neutronów) na wartości wyznaczane, najbardziej optymalną metodą jej pozyskania jest zweryfikowana symulacja komputerowa.

Dla BSS (z licznikiem helowym), metoda wyznaczania w procesie obliczeń komputerowych funkcji odpowiedzi detektora $a_i(E_n)$ polega na uzyskaniu liczby zarejestrowanych neutronów n w jednostce czasu przez detektor neutronów termicznych we wnętrzu sfery, na którą pada jednostkowy strumień neutronów mono-energetycznych $\phi(E_n)$ ze źródła emitującego równoległą wiązkę neutronów.

$$a_i(E_{mon}) = \frac{n}{\phi(E_{mon})} \tag{4.4}$$

gdzie:

n - liczba rejestracji przez detektor neutronów termicznych [n/s], $\phi(E_{mon})$ - strumień mono-energetycznych neutronów $[n/cm^2s]$, $a_i(E_{mon})$ - funkcja odpowiedzi detektora $[cm^2]$ dla neutronów o energii pierwotnej E_{mon} .

W definicji funkcji odpowiedzi detektora (4.4), rozmiar kuli wpływa na liczbę neutronów padających na łączną powierzchnię detektora. W dalszej części pracy fakt ten jest uwzględniony.

W wyniku przeprowadzonych przeze mnie symulacji odpowiedzi detektora w geometrii sfery Bonnera, uzyskałem wartości funkcji odpowiedzi przedstawione na rys. 4.3.

Przykładowo, (rys. 4.3), dla zadanej średnicy sfery polietylenowej (3"), wartość funkcji odpowiedzi $a(E_n)$ dla energii neutronów $E_n = 1eV$ wynosi około 2.2. Oznacza to, że detektor neutronów termicznych umieszczony wewnątrz sfery z moderatora neutronów o średnicy 3" oraz energii neutronów $E_n = 1eV$, zarejestrowałby średnio 2.2 zliczenia/s, gdyby strumień neutronów padający na sferę był jednostkowy, tj. $\phi(E_{mon} = 1eV) = 1\frac{n}{cm^2s}$

Istotne jest, że funkcja odpowiedzi detektora jest charakterystyczna dla każdej konfiguracji tego typu detektora i zależy m.in. od własności detektora neutronów termicznych, rodzaju i gęstości materiału moderatora neutronów oraz geometrii całego układu pomiarowego. W dalszej części pracy (rozdz. 4.2.3) opisuję próbę rozwikłania widma energii neutronów długim licznikiem helowym, dla którego funkcja odpowiedzi musiała zostać wyznaczona odrębnie od opisanej w tym rozdziale (rys. 4.3) sfery Bonnera.

Dzięki zastosowaniu do wyznaczenia funkcji odpowiedzi detektora techniki symulacji Monte Carlo, w przypadku nowej konfiguracji układu pomiarowego wystarczy przeprowadzić jego symulację, unikając kosztownych i



Rysunek 4.3. Odpowiedź detektora $a(E_{mon})$ w funkcji energii padających neutronów dla układu pomiarowego typu Sfery Bonnera. Każda krzywa reprezentuje jedną kolumnę macierzy odpowiedzi detektora $(a_{ij}, i=\text{const})$. Wyniki moich symulacji przy pomocy pakietu Geant4. Każdy punkt (około 100 punktów na krzywą), reprezentuje serię symulacji, w której zostało wyemitowane $N_{prim} = 1e7$ neutronów w kierunku sfery otaczającej detektor neutronów. (tj. strumień neutronów był odwrotnie proporcjonalny do średnicy Sfery Bonnera)

trudnych pomiarów układu detekcyjnego na wiązkach mono-energetycznych neutronów.

Wyznaczone wartości $a_i(E_{mon})$ są obarczone błędem statystycznym. Istnieją metody, które uwzględniają ten fakt w procesie rozwikłania widma energii neutronów (jak np. TUnfold).

4.1.4. Rozwikłanie widma energii neutronów metodą macierzy odwrotnej

Podobnie jak to zostało opisane w rozdziale 4.1.3, odpowiedź detektora na zadane widmo neutronów można zapisać następująco:

$$b_i = \int_{E_{min}}^{E_{max}} a_i(E) x(E) dE \qquad i = 1, 2, \dots m,$$
(4.5)

gdzie:

 b_i - pomiar z i-tą grubością moderatora, i - numer grubości moderatora, $a_i(E)$ - funkcja odpowiedzi i-tego detektora na neutrony o energii E, x(E) - gęstość strumienia neutronów ⁴ o energii E, m - łączna liczba grubości moderatora, E_{min}, E_{max} - zakres widma energii neutronów.

Równianie (4.5) można przedstawić w postaci dyskretnej, przy założeniu, że funkcja odpowiedzi detektora przyjmuje wartości średnie (4.3) we wszystkich przedziałach energii.

$$b_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j \qquad i = 1, 2, \dots m,$$
(4.6)

gdzie:

j - numer przedziału energii,

 a_{ij} - czułość detektora z i-tą grubością parafiny na j-ty przedział energii.

 x_i - padający strumień neutronów z j-tego przedziału energii $[n/cm^2s]$.

n - liczba przedziałów wyznaczanej energii neutronów.

Równania (4.6) nie mają jednoznacznego rozwiązania, gdy liczba przedziałów energii jest większa od liczby grubości warstw moderatora (n > m).

Do pomiaru z ustaloną grubością moderatora wkład mają stermalizowane neutrony o różnych energiach początkowych w odpowiednich wagach. Zatem, aby dokonać pomiaru widma energii neutronów, konieczne jest przeprowadzenie serii pomiarów dla detektora osłoniętego różnymi grubościami moderatora. W ten sposób uzyskujemy informacje o wkładzie od różnych energii w poszczególne pomiary, co można opisać zestawem równań (4.7).

$$\begin{cases}
 a_{11}x_1 + a_{12}x_2 + a_{13}x_3 + \ldots + a_{1n}x_n = b_1 \\
 a_{21}x_1 + a_{22}x_2 + a_{23}x_3 + \ldots + a_{2n}x_n = b_2 \\
 \vdots & \vdots & \ddots & \vdots & \vdots \\
 a_{m1}x_1 + a_{m2}x_2 + a_{m3}x_3 + \ldots + a_{mn}x_n = b_m
\end{cases}$$
(4.7)

gdzie:

⁴ W dalszej części pracy stosuję oznaczenie x(E), lub x_j w zamian za $\Phi(E_n)$ z uwagi na powszechne używanie tej konwencji nazw w algorytmach rozwiązujących podobne problemy.

 a_{ij} - element macierzy odpowiedzi detektora,

 x_i - strumień neutronów w kolejnych przedziałach energii,

 b_i - wynik pomiaru dla poszczególnych grubości parafiny,

n - liczba przedziałów energii, na jakie zostanie rozwikłane widmo,

m - liczba grubości parafiny.

Rozwiązania układu równań (4.7) możemy szukać metodą macierzy odwrotnej. Metoda ta poza innymi ograniczeniami, wymaga, aby macierz była kwadratowa (n = m).

Równanie (4.7) przybiera postać macierzową:

$$AX = B \implies \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}$$
(4.8)

Kolejnym krokiem jest wyznaczenie macierzy odwrotnej do [A], a następnie przemnożenie jej przez tablicę wartości zmierzonych [B]. Wymiar macierzy [A] oraz tablicy pomiarowego [B] muszą być jednakowe. Zatem możliwe jest uzyskanie co najwyżej, takiej liczby punktów energii wyznaczanego widma neutronów, jak liczba pomiarów z wykorzystaniem różnej grubości osłon.

$$X = A^{-1}B \implies \begin{bmatrix} x_1 \\ x_2 \\ \vdots \\ x_n \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_{11} & a_{12} & \dots & a_{1n} \\ a_{21} & a_{22} & \dots & a_{2n} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{m1} & a_{m2} & \dots & a_{mn} \end{bmatrix}^{-1} \times \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_m \end{bmatrix}$$
(4.9)

Rozwiązaniem równania (4.9) jest tablica [X], którego wartości reprezentują strumień neutronów w poszczególnych przedziałach energii. Opisywana metoda jest uznawana za dającą błędne wyniki [26] rozwikłania pomiaru, z uwagi na bardzo duże fluktuacje w wyznaczonych wartościach widma energetycznego neutronów, a także możliwe uzyskiwanie ujemnych wartości strumienia. Fluktuacje te mają swoje źródło w procesie odwracania macierzy [A], który skutkuje macierzą współczynników korelacji zawierającą bardzo duże różnice w sąsiadujących elementach. Wpływ fluktuacji wielkości mierzonych [B] jest również bardzo istotny w procesie rozwikływania widma energii neutronów, co zostanie pokazane w dalszej części pracy na przykładzie modelu "EXP" (rozdz. 4.1.7, str. 102). Metodę macierzy odwrotnej opisuję jedynie celem pokazania, że problem pomiaru (rozwikłania) widma energii neutronów nie jest zupełnie trywialny.

Problem zaburzenia pomiarów efektem aparaturowym (zarówno widma energii neutronów jak i innych obserwabli) jest często spotykany, co zaowocowało opracowaniem innych - lepszych metod eliminacji wpływu efektu aparaturowego [26, 27, 28, 29], a działanie metody MINUIT oraz TUnfold przybliżę w dalszej części rozprawy. W przypadku pomiaru widma energii neutronów, dla uzyskania lepszego wyniku, dobrze jest wykorzystać informacje z większej liczby pomiarów, wykonanych dla różnych grubości moderatora, dając w rezultacie mniej punktów na widmie rozwikłanym, lecz o znacznie lepszym odwzorowaniu pierwotnego widma energii.

4.1.5. Rozplot widma z wykorzystaniem pakietu MINUIT

Rozwiązania układu równań (4.7), można poszukiwać korzystając z pakietu MINUIT⁵ [28].

Pakiet ten służy do numerycznego poszukiwania ekstremum zadanej funkcji celu, która może mieć dowolną postać zdefiniowaną przez użytkownika. Funkcja celu ma za zadanie określenie dobroci poszukiwanych parametrów na każdym kolejnym etapie ich wyznaczania. Jako miarę poprawności znalezionego rozwiązania stosuje się np. test χ^2 . Termin minimalizacji często traktowany jest zamiennie z maksymalizacją funkcji celu. Możemy szukać np. maksymalnego prawdopodobieństwa wystąpienia jakiegoś zjawiska, stąd bardzo szeroka gama potencjalnych zastosowań tego pakietu.

Poszukiwane parametry mogą być w różny sposób traktowane przez algorytm wyznaczający ekstremum zadanej funkcji celu. Możliwe jest nakładanie ograniczeń na poszukiwane parametry w elastyczny sposób, jak np. nadanie niektórym stałych wartości, aby w kolejnym etapie wyznaczania umożliwić im zmianę w dowolny sposób, ułatwiając w ten sposób uzyskanie optymalnego wyniku. Na szukane parametry mogą zostać nałożone ograniczenia w postaci zakresu przybieranych wartości, co jest istotne w przypadku parametrów opisujących wartości fizyczne, np. można wymagać aby strumień neutronów nie był ujemny. Poszukiwanie najlepszego rozwiązania możliwe jest z wykorzystaniem kilku różnych metod minimalizacji zaimplementowanych w programie [28].

Ponieważ szukane parametry transformowane są w nieliniowy sposób do przestrzeni, w której mogą się zmieniać bez ograniczeń, zaleca się, aby nie stosować ograniczeń na parametry, jeśli to nie jest konieczne.

$$P_{int} = asin\left(2\frac{P_{ext} - a}{b - a} - 1\right) \qquad P_{ext} = a + \frac{b - a}{2}(sin(P_{int}) + 1) \qquad (4.10)$$

Równania 4.10 opisują w jaki sposób zmienne zewnętrzne P_{ext} przyjmujące wartości między dolnym limitem *a* oraz górnym *b* przeliczane są do wewnętrznych P_{int} mogących się swobodnie zmieniać. Efekt braku liniowości opisanej transformacji parametrów sprawia też, że dodatkowe zaokrąglenia w sąsiedztwie limitów *a* i *b* mogą skutkować zmniejszeniem precyzji ostatecznego wyniku.

⁵ MINUIT został napisany pierwotnie w języku FORTRAN w ośrodku CERN przez fizyka Freda Jamesa w latach '70 ubiegłego wieku. Na początku XXI wieku, Fred James rozpoczął przenoszenie kodu z FORTRAN na język C++ orientowany obiektowo. Obecnie wersja MINUIT jest opcjonalną częścią pakietu ROOT. Powstał również port w języku Java oraz kilka "wersji" w języku Python.

Wszystkie wersje są ciągle stosowane m.in. w fizyce cząstek elementarnych, a co za tym idzie, pakiet jest bardzo często cytowany w pracach naukowych. Powszechnie, niejako w sposób ukryty, wykorzystywany jest w procesie dopasowania funkcji do punktów pomiarowych w sposób najbardziej optymalny.

MINUIT nie jest osobnym programem, którego można używać bez znajomości języka programowania. Stanowi jedynie zestaw procedur, które można zaadaptować do rozwiązania problemów fizycznych opisanych formułami matematycznymi o nieznanych parametrach. Chcąc skorzystać z możliwości pakietu, użytkownik musi sam napisać procedurę definiującą badaną funkcję do optymalizacji, zdefiniować ilość oraz zakres możliwych wartości parametrów.

W procesie wyznaczania parametrów widma, rozpoczynam ich poszukiwanie bez nakładania więzów na wartości wyznaczane, natomiast w kolejnym kroku ograniczam je do wartości dodatnich, ponieważ wkłady od poszczególnych zakresów energii neutronów nie powinny być ujemne (nie fizyczne).

Możliwości pakietu są znacznie większe, lecz nie jest moim celem przybliżać ich w tej rozprawie. Zastosowanie pakietu MINUIT do rozwikłania widma neutronów jest naturalnym rozwinięciem metody poszukiwania rozwiązania problemu metodą macierzy odwrotnej (rozdz. 4.1.4). W tym przypadku nie jest wymagane, aby liczba punktów energii, na które rozwikływane jest widmo energii neutronów (n), była równa liczbie równań (m). Daje to możliwość wykorzystania większej ilości informacji z przeprowadzonych pomiarów, celem uzyskania precyzyjniejszego odwzorowania widma energii neutronów.

4.1.6. Metoda rozwikłania przy pomocy klasy TUnfold z pakietu ROOT

Inną metodą użytą przeze mnie do rozwikłania widma energii neutronów jest pakiet TUnfold [29] będący obecnie częścią pakietu ROOT^6

W przypadku pomiaru widma energii neutronów, konieczne jest rozwikłanie serii pomiarów, w podobny sposób jak to zostało opisane w rozdziale 4.1.4. (z analogicznym równaniem (4.6)) W tym jednak przypadku w wielkościach mierzonych zostanie uwzględniona fluktuacja statystyczna.

$$\hat{b}_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} x_j, \qquad 1 \leqslant i \leqslant m \tag{4.11}$$

gdzie:

- i numer kolumny pomiaru (indeks średnicy detektora),
- j numer wiersza poszukiwanych wartości (zakresu energii neutronów),
- b_i średnia oczekiwana liczba zliczeń w detektorze,
- b_i zmierzona liczba zliczeń w detektorze,
- x_i wartości rozkładu poszukiwanego (w przedziale energii j),
- n liczba przedziałów energii, na które rozwikływany jest pomiar,

m - liczba pomiarów (z różnymi grubościami moderatora),

 a_{ij} - element macierzy określający prawdopodobieństwo, że wartość energii z *j*-tego binu zostanie zarejestrowana przez *i*-ty detektor.

Wartości⁷ mierzone **b** mają rozkład zmiennej losowej opisany np. rozkładem Gausa z wartościami średnimi: $\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{A}\mathbf{x}$, gdzie wektor \mathbf{x} odpowiada prawdziwym wartościom widma, natomiast \mathbf{A} jest macierzą odpowiedzi detektora. Algorytm pracuje jedynie, gdy wymiar wektora wartości poszukiwanych \mathbf{x} jest mniejszy bądź równy wymiarowi wektora wartości mierzonych **b**, tj. $n \leq m$. Wówczas liczba stopni swobody (m - n) jest większa od zera. W przypadku poszukiwania widma energii neutronów, oznacza to, że pomiar powinien zostać przeprowadzony z większą liczbą grubości moderatora w stosunku do liczby przedziałów energii rozwikływanego widma energii neutronów.

Porównując równanie (4.6) z (4.11) w metodzie TUnfold zastępujemy mierzone wartości **b** wartościami oczekiwanymi $\hat{\mathbf{b}}$. W podrozdziale 4.2.1 pokażemy, że nawet niewielkie zmiany wartości mierzonych **b** lub ich dokładności, powodują duże zmiany odtwarzanych wartości **x**.

⁶ Pakiet TUnfold został napisany w języku C++ i składa się na niego pięć podstawowych klas C++: TUnfold, TUnfoldSys, TUnfoldDensity, TUnfoldBinning oraz TUnfoldBinningXML. Na pakiet TUnfold składają się algorytmy korygujące zmierzony rozkład uwzględniając efekty aparaturowe. Algorytm oparty jest na minimalizacji najmniejszych kwadratów oraz regularyzacji Tikhonova [30] [31]. Dla określenia siły uregulowania Tikhonova, używana jest metoda krzywej "L". Algorytm TUnfold uwzględnia tło pomiarowe (jeśli zadane), a także propagację błędów systematycznych oraz statystycznych. $(\mathbf{Ax})_i = \sum_j A_{ij} x_j.$

⁷ Konwencja oznaczeń macierzy i wektorów: Macierze (**A**) oraz wektory (**x**) oznaczane są poprzez wytłuszczone litery. \mathbf{A}^T oznacza macierz transponowaną. \mathbf{A}^{-1} oznacza macierz odwrotną. Wektorem nazywam macierz, która posiada tylko jedną kolumnę.



Rysunek 4.4. Schemat wpływu efektu aparaturowego na wynik z uwzględnieniem fluktuacji statystycznych. Strzałkami oznaczony jest kierunek transformacji wielkości fizycznej (**x**), przez układ pomiarowy (**A**) do wielkości mierzonych (**b**). Rozwikłanie widma energii polega na odwróceniu tego procesu. [29]

W metodzie TUnfold, macierz **A** jest inicjowana bezpośrednio z macierzy liczby zliczeń **Z** uzyskanej z symulacji Monte Carlo zgodnie ze wzorem (4.12). Macierz **Z** zawiera o jedeną kolumnę więcej niż macierz **A**. Dodatkowa kolumna zawiera liczbę (wielkość opisującą energię), która nie została zmierzona przez żaden z *i* detektorów. Czyli macierz **Z**, w dodatkowych elementach macierzowych z_{0j} zawiera nieefektywności pomiarowe, które wykorzystane zostaną do normalizacji wartości rozwikływanego widma energii neutronów.

$$a_{ij} = \frac{z_{ij}}{s_j} \qquad 1 \leqslant i \leqslant m \qquad 1 \leqslant j \leqslant n \tag{4.12}$$

$$s_j = \sum_{i=1}^n z_{ij}$$
 (4.13)

gdzie:

 z_{ij} - liczba zliczeń uzyskana w procesie symulacji MC wartości w j-tym zakresie energii i zarejestrowanym w i-tej konfiguracji detektora,

Schemat działania efektu migracji do innych binów jest przedstawiony na rys. 4.4.

Fluktuacje statystyczne mogą być ograniczone poprzez dodanie odpowiednich warunków na wartości szukane x_j , a procedura ta nazywana jest "regulowaniem". Dokładniejszy opis metody TUnfold zamieszczony jest w dodatku E (str. 149).

4.1.7. Model matematyczny macierzy odpowiedzi detektora oparty na funkcji eksponencjalnej

Weryfikacja poprawności algorytmów rozwikływania widma neutronów jest niezbędna do określenia wiarygodności otrzymanych wyników uzyskanych z wartości mierzonych. Można tego dokonać, poprzez wyznaczenie w sposób analityczny macierzy przejścia (funkcji odpowiedzi detektora) eliminując w ten sposób niepewności statystyczne oraz niedoskonałość opisu procesów fizycznych w procedurach programu symulacyjnego (np. Geant4).

W tym celu konstruuję model matematyczny, w którym macierz odpowiedzi **A** będzie opisana prostą parametryzacją macierzy⁸ przejścia wyznaczoną z macierzy **Z** wzór (4.12), której elementy z_{ij} opisane są funkcją eksponencjalną:

$$z_{ij} = N_{emit} \cdot \frac{1}{c_j} exp^{-g_i \cdot c_j} \tag{4.14}$$

gdzie:

 z_{ij} - element macierzowy odpowiadający odpowiedzi detektora,

- i indeks "warstwy moderatora",
- j indeks "przedziału energii",
- N_{emit} wielkość reprezentująca liczbę neutronów wyemitowanych w kierunku detektora. W opisywanym przykładzie $N_{emit} = 10^4$,
- $c_{j}\,$ parametr funkcji eksponencjalnej (odpowiadający różnym energiom neutronów),
- g_i "grubość warstwy moderatora" (w cm).

Parametry c_j opisują zależność czułości detektora od energii neutronu pierwotnego. Zdefiniowałem je następująco:

$$c_j = \frac{1}{j} \tag{4.15}$$

Wartości macierzy odpowiedzi \mathbf{A} obliczone są podobnie jak w metodzie TUnfold ze wzoru (4.12). Dzięki temu całkowita efektywność detektora dla każdej energii neutronów wynosi:

$$\epsilon_j = \sum_{i=1}^m a_{ij}, \quad gdzie: j = 1...n$$
 (4.16)

gdzie:

 $m\,$ - liczba grubości moderatora,

n - liczba przedziałów energii dla których obliczono a_{ij} .

Wartości elementów macierzy odpowiedzi detektora a_{ij} określają wkład od poszczególnych energii neutronów w zadanej geometrii do wyniku pomiaru. W ten sposób wyznaczona macierz odpowiedzi została wykorzystywana jako funkcja odpowiedzi detektora w dalszych obliczeniach.

 $^{^{8}}$ Wielkimi literami oznaczone są macierze oraz wektory, natomiast małymi literami elementy macierzy i wektorów.

i	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x_i	10	9	8	10	6	5	8	14	15	18

Tablica 4.1. Współczynniki zadanego widma energii neutronów, dobrane w sposób dowolny celem przeprowadzenia testów precyzji opisanych metod rozwikłania widma energii neutronów.



Rysunek 4.5. Zależność elementów macierzy odpowiedzi (z_{ij} wz. 4.14) w funkcji grubości warstwy moderatora.

Test macierzy odpowiedzi detektora (4.14), polegał na odtworzeniu wartości wektora pomiarowego **b**, którego postać wyznaczam uprzednio ze swobodnie wybranych współczynników x_i (odpowiedników widma energii neutronów) jak w tabeli 4.1, a następnie poddaniu uzyskanych wartości procedurze rozwikłania opisanymi wcześniej metodami.

Z dowolnie wybranych współczynników x_i zawartych w tabeli 4.1 , wyznaczam wartości wektora pomiarowego b_i :

$$b_i = \sum_{j=1}^n a_{ij} \cdot x_j, \quad gdzie: \ i = 1...m$$
 (4.17)

Obliczone wartości macierzy odpowiedzi detektora (a_{ij}) oraz wartości testowego pomiaru (b_i) mogą zostać wykorzystane w procedurach rozwikłania (opisanych w pracy w rozdziałach 4.1.4, 4.1.5 oraz 4.1.6) poszukiwanego widma energii neutronów.

Idea stworzenia prostej koncepcyjnie funkcji odpowiedzi detektora opisanej w tym rozdziale oraz wartości reprezentujących przeprowadzony pomiar



Rysunek 4.6. Wartości (b_i) wyznaczone z równania (4.17), z których rozwikłany zostanie kształt założonego widma (wartości x_i).

 (b_i) ma na celu sprawdzenie metod rozwikłania widma energii neutronów, nie zaś opisanie rzeczywistego zjawiska fizycznego.

4.2. Wyniki rozwikłania za pomocą wybranych metod

Opisane wcześniej metody (Macierz odwrotna, MINUIT oraz TUnfold), zostały zastosowane do rozwikłania wyników pomiaru widma energii neutronów. W pierwszej kolejności procesowi rozwikłania widma został poddany model matematyczny oparty na funkcji eksponencjalnej (rozdz. 4.1.7), gdzie macierz odpowiedzi detektora (macierz przejścia) wyznaczona została z prostej formuły, eliminując czynnik niepewności związany z symulacjami procesów fizycznych (np. w Geant4).

Ostatnim sprawdzianem przed zastosowaniem opisywanych metod w pomiarze, była weryfikacja w działaniu na modelu symulowanej sfery Bonnera. W tym przypadku, zarówno procesy fizyczne zawarte w procesie symulacji pomiaru, jak i metody rozwikłania widma energii neutronów są kompleksowo sprawdzane.

4.2.1. Model matematyczny EXP - funkcja eksponencjalna macierzy odpowiedzi detektora.

Wyniki otrzymane w modelu opisanym funkcją eksponencjalną (4.14), zostały poddane procesowi rozwikłania. W modelu EXP niepewność poprawności wyników symulacji Monte Carlo oraz błąd statystyczny wyznaczenia macierzy przejścia **A** nie występuje. Wykorzystanie modelu opartego na funkcji eksponencjalnej ma na celu sprawdzenie wpływu dokładności symulowanych pomiarów na precyzję obliczeń.

Widmo wzorcowe (x_i) zastosowane w opisywanym rozwikłaniu, zostało wybrane w sposób dowolny (tabela 4.1). Zarówno wyznaczenie wektora wartości zmierzonych **b**, jak i inne obliczenia zostały przeprowadzone z maksymalną precyzją liczb rzeczywistych określoną do 15 miejsc znaczących. Na rysunku 4.7 przedstawione są wyniki uzyskane za pomocą trzech opisywanych w pracy metod. Rezultaty są dostatecznie dobre w relacji do widma założonego, zaś metoda macierzy odwrotnej daje najlepsze wyniki, co mogłoby sugerować, że wybór tej metody jest optymalny. Niestety, z uwagi na fakt, że dane wejściowe opisane wzorem 4.17, są wyznaczone z użyciem macierzy odpowiedzi detektora, precyzyjne rozwikłanie takiego pomiaru jest możliwe jedynie dla jednoznacznego rozwiązania.

Zmniejszenie dokładności wartości mierzonych (czy wprowadzenie fluktuacji statystycznej), powoduje utrudnienie w rozwikłaniu widma, co obrazują niefizyczne oscylacje w otrzymanym rozwiązaniu. Widać to doskonale, gdy dokładność liczb opisujących dane wejściowe (b_i) ograniczymy do 10 miejsc znaczących (z 15-tu) (rys. 4.8 - Macierz odwrotna). Dalsze ograniczanie precyzji składowych wektora **b** pokazuje rys. 4.9. Wszystkie obliczenia komputerowe dokonywane są z maksymalną precyzją liczb zmiennoprzecinkowych jaka jest dostępna.



Rysunek 4.7. Rezultaty rozwikłania modelu opartego na funkcji eksponencjalnej. Linią ciągłą oznaczone jest widmo wzorcowe energii neutronów, czerwone punkty wynik rozwikłania dokonany wybraną metodą. Na osi pionowej jednostki umowne.


Rysunek 4.8. Wyniki rozwikłania modelu opartego na funkcji eksponencjalnej. Precyzja danych wejściowych (b_i) została zmniejszona do 7 miejsc znaczących liczby rzeczywistej. Linią ciągłą oznaczone jest widmo wzorcowe, czerwone punkty to wynik rozwikłania dokonany wybraną metodą. Na osi pionowej jednostki umowne.

Zastosowana metoda macierzy odwrotnej w przypadku ograniczenia dokładności wektora **b**, daje błędne rezultaty obarczone niefizycznymi oscylacjami. Niewielka zmiana wartości b_i powoduje, że uzyskane rozwiązanie (widmo energii neutronów) zupełnie nie odpowiada oczekiwanemu. W przypadku metod MINUIT oraz TUnfold wpływ ograniczenia precyzji wartości wektora pomiarowego **b** w zasadzie nie jest obserwowany.



Rysunek 4.9. Wpływ precyzji danych pomiarowych na efektywność znalezienia założonego kształtu widma dla 3 opisywanych metod.

Jak widać z przeprowadzonego testu, metoda macierzy odwrotnej jest bardzo czuła na nawet niewielkie ograniczenie precyzji danych pomiarowych (czy też wprowadzenie fluktuacji), natomiast metody: MINUIT oraz TUnfold zauważalne pogorszenie jakości rozwikłania pokazują dopiero przy precyzji ograniczonej do 3 miejsc znaczących (z oryginalnie 15). Brak gładkości funkcji przedstawionych na rys. 4.9 wynika z faktu, że ograniczenie dokładności elementów wektora **b** następowało poprzez zastępowanie ostatniej cyfry znaczącej, zerem (nie następowało liniowo).

W mojej opinii fakt, że metoda macierzy odwrotnej jest tak bardzo czuła na niewielkie fluktuacje danych wejściowych, eliminuje ją z grona potencjalnie użytecznych do rozwikłania nieznanego widma energii neutronów. Rzeczywisty pomiar zawsze obarczony jest błędami systematycznymi oraz statystycznymi, stąd mało prawdopodobne jest uzyskanie poprawnego wyniku metodą macierzy odwrotnej.

4.2.2. Sfera Bonnera - symulacje Monte Carlo

Kolejnym etapem sprawdzającym wiarygodność metod rozwikłania widm oraz jakości symulacji, było przeprowadzenie całościowych symulacji detektora neutronów w geometrii sferycznej opisanej w rozdziale 4.1.1.

W tym celu przeprowadziłem obliczenia Monte Carlo funkcji odpowiedzi neutronowego detektora helowego otoczonego różnej średnicy osłonami sferycznymi wykonanymi z moderatora. Źródło emitujące neutrony mono-energetyczne (N_{emit}) miało formę płaskiego dysku o średnicy (S_{dysk}) , odpowiadającej średnicy sfery polietylenowej, jest to pokazane na rys. 4.10. Emisja równoległej wiązki neutronów następowała w kierunku układu pomiarowego z całej powierzchni dysku, równomiernie oświetlając powierzchnie sfery. Dla każdej średnicy sfery polietylenowej oraz energii neutronów, każdorazowo emitowane było N=1e7 neutronów mono-energetycznych. Z uwagi na fakt, iż w ten sposób strumień neutronów padających na powierzchnię sfery nie jest jednostkowy, tj. (1 neutron $cm^{-2} s^{-1}$), normalizacja uzyskanej funkcji odpowiedzi (4.4) została wykonana poprzez przemnożenie uzyskanej wartości przez powierzchnie dysku, z którego emitowane były neutrony. Jest to konieczne, ponieważ strumień neutronów faktycznie padający na jednostkę powierzchni sfery jest odwrotnie proporcjonalny do powierzchni dysku emisyjnego.

$$A_i(E_{mon}) = \frac{n}{\phi_{sym}} \quad gdzie: \ \phi_{sym} = \frac{N_{emit}}{S_{dysk}} \tag{4.18}$$

gdzie:

n - liczba rejestracji przez detektor neutronów termicznych,

- $\phi_{sym}\,$ strumień mono-energetycznych neutronów wy
emitowanych z dysku o średnicy S,
- N_{emit} liczba neutronów wyemitowanych w kierunku detektora (sfery PE),
- S_{dysk} powierzchnia dysku emitującego neutrony odpowiadająca rzutowi sfery BSS,
- $A_i(E_{mon})$ funkcja odpowiedzi detektora (w cm^2) dla neutronów o energii pierwotnej E_{mon} .

Rejestracja neutronów następowała w wyniku reakcji neutronu z jądrem ³He (równ. 1.1 str. 19) wewnątrz centralnie usytuowanego detektora neutronów.



Rysunek 4.10. Model symulacji czułości sfery Bonnera na neutrony o różnych energiach. Z lewej strony umieszczone jest źródło neutronów w postaci dysku, po prawej, schematyczna kula wykonana z polietylenu, w centrum której znajduje się sferyczny detektor neutronów.



Rysunek 4.11. Funkcja odpowiedzi detektora neutronów opartego na sferze Bonnera w funkcji średnicy sfery. Poszczególne krzywe reprezentują różne energie neutronów.

Wartość funkcji odpowiedzi detektora neutronów opisuje czułość geometrii na neutrony o energiach z zadanego zakresu. Z rys. 4.11 widać, że neutrony o większych energiach wymagają większych grubości moderatora aby mogły zostać efektywnie zarejestrowane. Zwiększenie liczby różnych sfer polietylenowych z odpowiednio dobranymi rozmiarami (funkcje odpowiedzi powinny być możliwie różne), pozwala na rozwikłanie widma energii neutronów na większą liczbę punktów energetycznych. Do procesu rozwikłania widma energii neutronów możemy wybrać dowolną kombinację poszukiwanych przedziałów energii, jednakże istotne jest, aby ich liczba była mniejsza od liczby grubości moderatora z jaką były przeprowadzone pomiary (w omawianym przypadku - symulacje). Dobrze jest, gdy liczba grubości moderatora jest nawet dwukrotnie większa od liczby przedziałów energii, na które rozwikływany jest wynik pomiaru. Konieczne jest także dysponowanie macierzą odpowiedzi pokrywającą zakres energii rozwikływanego widma, gdyż tylko wówczas procedura rozwikłania może zostać zastosowana.

Raz wyznaczona funkcja odpowiedzi stosowanego detektora może być stosowana do szeregu testów działania opisywanych metod na różne postaci symulowanych widm neutronów. Podobnie, wyznaczona funkcja odpowiedzi detektora może być wykorzystana do pomiaru energii dowolnego strumienia neutronów w warunkach rzeczywistych.

W dalszych rozważaniach ograniczam się jedynie do metod MINUIT oraz TUnfold z uwagi na bardzo dużą czułość metody macierzy odwrotnej na zmniejszenie precyzji liczb pokazaną na rys. 4.9 oraz fakt, że metody: MI-NUIT oraz TUnfold dają lepsze rezultaty, gdy liczba punktów energii, na które rozwikłujemy widmo, jest mniejsza od ilości grubości warstw moderatora.



Rysunek 4.12. Wyniki rozwikłania z wykorzystaniem geometrii sfery Bonnera przy użyciu metody MINUIT (lewa strona) oraz TUNFOLD (prawa strona). Czerwone punkty reprezentują uzyskane wyniki rozwikłania widma energii, a widmo referencyjne jest niebieską linią.



Rysunek 4.13. Wyniki rozwikłania z wykorzystaniem geometrii sfery Bonnera przy użyciu metody MINUIT (lewa strona) oraz TUNFOLD (prawa strona). Czerwone punkty reprezentują uzyskane wyniki rozwikłania widma energii, a widmo referencyjne jest niebieską linią.

Rezultaty uzyskane z procedur rozwikłania oceniam porównując uzyskane wartości z z unormowanym kształtem widma założonego korzystając z wielkości opisanej wzorem 4.19.

$$P = \frac{\sum_{i=1}^{m} |A_i - B_i|}{\sum_{i=1}^{m} (A_i + B_i)}$$
(4.19)

gdzie:

- A_i wartość wzorcowego widma przy zadanej energii,
- B_i wartość strumienia uzyskanego w wyniku rozwikłania widma energii neutronów przy zadanej energii.

Widmo testowe	MINUIT	TUnfold
nr.	Р	Р
1 (rys. 4.12)	0.18	0.12
2 (rys. 4.12)	0.49	0.07
3 (rys. 4.12)	0.37	0.19
4 (rys. 4.12)	0.25	0.20
5 (rys. 4.13)	0.50	0.18
6 (rys. 4.13)	0.57	0.21
AmBe (rys. 4.13)	0.28	0.23

Tablica 4.2. Zestawienie parametru P (4.19) opisującego jak dobrze zostało dokonane rozwikłanie pomiarów dla testowych (symulowanych) widm energii neutronów. Mniejsza wartość - lepsza zgodność.

Wyniki zebrane w tabeli 4.2 pokazują, że metoda TUnfold jest znacząco lepsza w stosunku do metody MINUIT w każdym z badanych symulowanych widm energii neutronów.

Takie porównanie jest możliwe jedynie, gdy widmo energii neutronów znane jest "a priori". Stanowi to pewną miarę weryfikacji metod rozwikłania, jednakże nie jest możliwe przeprowadzenie takiego testu dla widma energii neutronów o nieznanej postaci. Z uwagi na to, proces poszukiwania widma energii został odwrócony poprzez przemnożenie wektora wynikowego rozwikłania widma przez macierz odpowiedzi detektora zgodnie z równaniem nr (4.8) czy podobnym równaniem (4.11). Uzyskane w ten sposób wartości są analogiczne do wyników przeprowadzonych pomiarów. Takie działanie pozwala na sprawdzenie, czy badana metoda zachowuje się poprawnie z matematycznego punktu widzenia. Wyznaczone w ten sposób wartości pomiarowe możemy również porównać z wartościami rzeczywiście zmierzonymi poprzez skorzystanie z funkcji P (4.19).

4.2.3. Pomiar widma neutronów z wykorzystaniem długiego licznika helowego

Wykorzystując metody pomiaru widma neutronów opisane wcześniej, dokonałem pomiaru widma energii neutronów układem detekcyjnym o większej powierzchni, lecz którego czułość detekcji nie jest izotropowa. Ponieważ nie dysponuje klasycznym układem do pomiaru widma energii neutronów opartego na zasadzie Sfer Bonnera, sprawdziłem czy zastosowanie długiego licznika proporcjonalnego w szeregu różnych grubości moderatora, może spełnić rolę układu pomiarowego do pomiaru widma energii neutronów.

Tzw. "Długi licznik neutronowy" [32] umieszczony w materiale moderatora, oświetlany neutronami ze źródła umieszczonego w osi licznika, ma podobną wydajność rejestracji neutronów w szerokim zakresie energii. Stąd, zastosowanie go do pomiaru widma energii neutronów wydaje się bezzasadne. Jeśli jednak, oświetlić długi licznik wiązką neutronów z kierunku prostopadłego do licznika, układ taki staje się pewnym przybliżeniem geometrii sfery Bonnera z wyłączeniem cechy jej izotropowości. W przeprowadzonych pomiarach zastosowane zostały liczniki helowe firmy ZdAJ⁹. Budowa i zasada działania helowych detektorów neutronowych została opisana w rozdziale 1.1. Jako materiał spowalniający neutrony użyta została parafina oraz polietylen (HDPE). Liczniki helowe, którymi dysponujemy, mają długość 50 cm, z tego powodu typowa osłona na zasadzie sfery Bonnera (rys. 4.2) nie jest możliwa w realizacji.

Aparatura pomiarowa znajdowała się w sali nr 8 o wymiarach: $4.8 \times 6.6 \times$ $2.7~{\rm m}~{\rm (sz.}~{\times}~{\rm dł.}~{\times}~{\rm wys.})$ w budynku Zakładu Promieniowania Kosmicznego NCBJ w Łodzi przy ul. Uniwersyteckiej 5. Zarówno ściany pomieszczenia, podłoga oraz sufit są z betonu o grubości 10 cm, natomiast jedną ze ścian stanowi okno. Pomiar widma energii neutronów został przeprowadzony w kilku etapach. Pierwsza seria pomiarowa dotyczyła neutronów termicznych i została zrealizowana samym licznikiem helowym położonym na drewnianej platformie (rys. 4.15) o wymiarach $1 \times 1.5 \times 0.025$ m. Platforma była unoszona na 4 podnośnikach, co pozwoliło na sukcesywne dokładanie kolejnych warstw moderatora nad i pod platforma bez konieczności każdorazowego demontażu całego układu pomiarowego. Pozwoliło to zachować równej grubości warstwę moderatora ze wszystkich stron licznika helowego. W kolejnej serii pomiarowej, licznik helowy został umieszczony w otworze wydrażonym wewnatrz polietylenowego bloczka. W dalszych seriach pomiarowych bloczek polietylenowy był obkładany cegłami parafinowymi¹⁰ o wymiarach $(20 \times 10 \times 4 \text{ cm})$ możliwie równomiernie ze wszystkich stron¹¹ (Umieszczając również odpowiednia jej ilość pod drewniana platforma).

Na podstawie wyników serii pomiarowych została przeprowadzona procedura rozwikłania widma energii neutronów pochodzących ze źródła o znanej charakterystyce (AmBe).

Grubość	Grubość	Masa	Masa	Powierzchnia
parafiny	moderatora	moderatora	moderatora	moderatora
[cm]	masowo [cm]	dodana [kg]	łączna [kg]	$[cm^2]$
sam bloczek *	0	*	7.30	2910
4	3.66	18.85	26.15	7216
8	7.95	37.70	63.85	11829
12	11.05	39.65	103.5	15713
16	14.723	62.40	165.9	20912
20	18.81	91.65	257.55	27457

Tablica 4.3. Parametry osłon parafinowych. Masa moderatora oraz powierzchnia łączna zewnętrzna.

*-waga bloczka PE: około 7.3 kg.

Informacje związane z układem pomiarowym zostały zostały zebrane w tabeli nr. 4.3. Dane zawarte w drugiej kolumnie tabeli dotyczą uwzględnienia

⁹ ZdAJ - Zakład Aparatury Jądrowej (część Narodowego Centrum Badań Jądrowych) ¹⁰ Cegły parafinowe wykorzystywane były we wcześniejszych pomiarach opisanych w rodz. 3.5.

¹¹ Każdorazowo, jeśli mowa o grubości warstwy moderatora, rozumiemy grubość warstwy jaka otacza licznik helowy ze wszystkich stron.

w przeprowadzonych symulacjach niejednorodności zastosowanej parafiny. Grubości podane w tej kolumnie określają grubość parafiny w przeprowadzanych symulacjach, która odpowiada rzeczywistej masie parafiny wykorzystanej w pomiarze. Jeśli w symulacjach zostałaby zastosowana grubość parafiny wynikająca bezpośrednio z wymiarów cegieł, tj. 4, 8, 12, 16 i 20 cm, łączna masa moderatora odbiegałaby od rzeczywistej. Przyczyną takiego stanu, jest niejednorodność odlewu, z jakiego zostały wycięte cegły. Masa osłony w kodzie symulacyjnym byłaby zatem mniejsza niż w pomiarze rzeczywistym (małe grubości), a niekiedy większa niż w pomiarze (grubości: 12, 16 oraz 20 cm). Różnica w łącznej masie parafiny spowodowana jest także niedoskonałościami w obudowywaniu licznika parafiną podyktowanymi wymiarami cegieł. Przybliżoną masę parafiny, jaką został obłożony licznik, wyznaczyłem na podstawie zmierzonej średniej wagi cegieł parafinowych¹², która wynosi około 650g.

Pomiary przeprowadzone zostały w dwóch seriach, w których źródło AmBe umieszczone było prostopadle do licznika neutronów (\perp) , bądź w jego osi (||). Każdorazowo dystans od źródła do centrum licznika neutronów był stały i wynosił 1 metr.

Grubość	Masa [kg]	(Czas pomiaru	[godz]
parafiny [cm]	moderatora	tło	AmBe (\perp)	AmBe (\parallel)
sam licznik	0	47.4	69.2	46.7
0	7.30	69.7	47.2	49.9
4	26.15	92.2	45.0	49.8
8	63.85	97.4	121.4	73.8
12	103.5	93.4	69.6	52.7
16	165.9	121.2	73.56	96.5
20	257.55	116.85	844.1	264.7

Tablica 4.4. Zestawienie czasu przeprowadzonych pomiarów dla każdej konfiguracji detektora.

Serie pomiarowe dla największej grubości moderatora zostały wykonane z większą statystyką, aby zredukować błąd pomiarowy oraz sprawdzić stabilność pracy aparatury w długim okresie czasu. Układ pomiarowy nie wykazywał żadnych zastrzeżeń.

 $^{12}\,$ Zastosowane były również większe płyty parafinowe o wymiarach odpowiadających trzem cegłom. Pozostałe własności były analogiczne jak dla cegieł.

Grubość	Zliczenia	Zliczenia	Zliczenia
przesłony	tło	AmBe (\perp)	AmBe (\parallel)
[cm]			
0	26865	30175	17466
4	24775	22084	16508
8	13582	40748	14024
12	8868	16399	6009
16	8521	11623	7701
20	6379	93864	17129

Tablica 4.5. Uzyskane rzeczywiste liczby zarejestrowanych neutronów w różnych geometriach układu pomiarowego. Czas rzeczywisty każdego pomiaru, tak jak w tabeli 4.4

W tabeli 4.6 przedstawione jest zestawienie wyników pomiarów na podstawie tabel 4.4 i 4.5 w formie częstości zliczeń.

Tablica 4.6. Częstości rejestracji neutronów uzyskane w przeprowadzonych pomiarach dla źródła AmBe umieszczonego prostopadle (\perp) oraz równolegle (\parallel) do osi licznika helowego.

Grubość	Masa [kg]	Częstość neutronów [Hz]		
parafiny [cm]	moderatora	tło	$\mathbf{AmBe} \perp$	AmBe
sam licznik	0	0.0877 ± 0.0056	0.0938 ± 0.0047	0.0933 ± 0.0059
0	7.30	0.1080 ± 0.0051	0.1805 ± 0.0080	0.1311 ± 0.0077
4	26.15	0.0750 ± 0.0042	0.1398 ± 0.0073	0.0950 ± 0.0057
8	63.85	0.0386 ± 0.0030	0.0941 ± 0.0047	0.0521 ± 0.0034
12	103.5	0.0266 ± 0.0025	0.0654 ± 0.0040	0.0316 ± 0.0032
16	165.9	0.0187 ± 0.0021	0.0439 ± 0.0032	0.0221 ± 0.0023
20	257.55	0.0153 ± 0.0019	0.0308 ± 0.0027	0.0194 ± 0.0021



Rysunek 4.14. Wizualizacja symulacji - pakiet Geant4. Widok od czoła detektora na symulowany układ z wizualizacją torów 50 neutronów o energii 1eV. Źródło neutronów umieszczone jest centralnie nad bloczkiem (⊥) PE otoczonym parafiną o grubości 20cm.



Rysunek 4.15. Widok na układ pomiarowy. Licznik w bloczku polietylenowym otoczony warstwą parafiny. Na zdjęciu układ obłożony warstwą 12cm parafiny.



Rysunek 4.16. Częstości rejestracji neutronów w funkcji masy parafiny, którą osłonięty był detektor. Linia czerwona - pozycja źródła neutronów zlokalizowana prostopadle to detektora neutronów (\perp), linia niebieska - pozycja źródła wzdłuż osi licznika (||). Odjęty został poziom tła pomiarowego, gdy źródło neutronów nie jest obecne.

Czułość opisywanego układu pomiarowego ma dużą anizotropię sferyczną. Mając to na uwadze, konieczne było przeprowadzenie symulacji czułości (funkcji odpowiedzi) detektora dla źródła neutronów umieszczonego w różnych pozycjach względem orientacji detektora neutronów. W opisywanej pracy są to pozycje (\perp) i (||) względem osi licznika helowego. Wyniki moich symulacji układu pomiarowego pakietem Geant4, dla obu pozycji źródła neutronów zebrane zostały na rys. 4.17.



Rysunek 4.17. Czułość układu pomiarowego na neutrony o różnych energiach w funkcji grubości warstwy moderatora. Z lewej: czułość na neutrony docierające ze źródła umieszczonego prostopadle do licznika neutronów (\perp). Z prawej: czułość gdy źródło umieszczone w osi detektora neutronów (\parallel).

Do metod rozwikłania widma wybrałem metodę MINUIT (rozdz. 4.1.5) oraz TUnfold (rozdz. 4.1.6). Metodę macierzy odwrotnej pominąłem z uwagi na jej złe rezultaty opisane w rozdz. 4.1.4.

Ponieważ widmo energii neutronów znane jest "a priori" (rys. 3.15, str. 51), stąd wybór wartości energii, na które rozwikływany był wynik wybrałem¹³ następująco: 1, 4, 7 oraz 10 MeV. Zostały wybrane jedynie cztery wartości energii, z uwagi na fakt, że metody rozwikłania widma energii neutronów pracują lepiej, gdy liczba punktów energii jest mniejsza niż liczba warstw moderatora. Liczba warstw nie mogła być dalej zwiększana ze względu masę łączną parafiny wynoszącą ponad 250kg.

Wyniki rozwikłania widma w przypadku, gdy źródło neutronów AmBe było umieszczone prostopadle (\perp) do licznika neutronowego przedstawione są na rys. 4.18. Metoda rozwikłania MINUIT daje w rezultacie zupełnie błędne rezultaty. Kształt uzyskanego widma nie odpowiada nawet w przybliżeniu widmu AmBe. W przypadku metody TUnfold wynik rozwikłania jest zdecydowanie bardziej zbliżony do oczekiwanego.

 $^{^{13}}$ Dokonując pomiaru nieznanego strumienia neutronów, wartości energii, na które ma zostać dokonane rozwikłanie, należy dobrać w innym (szerszym) zakresie.



Rysunek 4.18. Rezultat rozwikłania widma energii neutronów gdy źródło umieszczone jest prostopadle (\perp) do licznika helowego. Czerwone punkty - wynik rozwikłania, niebieska linia - wzorcowy kształt widma AmBe.



Rysunek 4.19. Rezultat rozwikłania widma neutronów gdy źródło umieszczone jest w osi (||) licznika helowego. Czerwone punkty - wynik rozwikłania, niebieska linia - wzorcowy kształt widma AmBe.

Jak widać na rys. 4.19, rozwikłanie kształtu widma źródła neutronów umieszczonego w osi (||) detektora, nie jest możliwe zarówno metodą MI-NUIT jak i TUnfold. Na uwagę zasługuje jednak wynik metody TUnfold w tym przypadku. Uzyskany wynik jest zgodny z oczekiwaniami dla tzw. "długiego licznika" [32]. Otrzymany kształt widma w tym zakresie energii jest zupełnie płaski z uwagi na równomierną czułość takiego układu pomiarowego na neutrony z szerokiego zakresu energii.

4.2.4. Podsumowanie wyników pomiarów widma energii neutronów

Pomiar widma neutronowego jest trudnym pomiarem wymagającym, zarówno wysokiej stabilności pomiaru jak również wiarygodnych obliczeń Monte Carlo, niezbędnych do rozwikłania widma energii neutronów. W tym rozdziale pokazałem, że symulacje pakietem Geant4 dostarczają wiarygodnych informacji dotyczących wydajności rejestracji detektora neutronowego w różnych geometriach. Wybór metody rozwikłania widma jest nie mniej istotny, z uwagi na procedurę bardzo czułą na fluktuacje statystyczne wartości mierzonych.

Wykorzystanie do rozwikłania widma energii metody TUnfold, pozwala na pomiar widma energii neutronów z rozsądną precyzją możliwą do uzyskania opisywaną techniką pomiarową. Wykazane zostało, że różne kształty (rys. 4.12 oraz 4.13) potencjalnego widma neutronów, odtwarzają się wystarczająco dobrze.

Niestety mój wysiłek na rekonstrukcję widma energii neutronów przy pomocy długiego licznika nie jest w pełni satysfakcjonujący. W przypadku kierunkowego źródłem neutronów (np. akceleratory medyczne), być może zastosowanie metody TUnfold do pomiaru widma energii neutronów pochodzących dałoby zadowalający rezultat. Dokonanie tego typu pomiarów wymaga jeszcze dalszej pracy nad metodami rozwikływania widma energii neutronów i oszacowania, czy z bardzo ograniczonej liczby różnych grubości moderatora możliwe jest miarodajne wyznaczenie widma energii neutronów.

Pomiar strumienia neutronów w podziemnych laboratoriach

5.1. Narodowe Laboratorium Gran Sasso (LNGS) - pomiar strumienia neutronów

Laboratorium podziemne w Gran Sasso jest miejscem przeprowadzania wielu eksperymentów z fizyki neutrin, ciemnej materii, rozpadu protonu, promieniowania kosmicznego i innych. Badania te muszą zostać przeprowadzone w warunkach bardzo niskiego tła, które zapewnione jest dzięki lokalizacji głęboko pod ziemią. Jest to największe podziemne laboratorium przeznaczone do przeprowadzania wymienionych badań i zostało specjalnie wydrążone w litej skale. Precyzyjna znajomość tła jest ważna dla prawidłowej interpretacji wyników prowadzonych tam eksperymentów.

Szczegóły przeprowadzonych przez nasz zespół pomiarów opisane są w [33] oraz w pracy doktorskiej Karola Jędrzejczaka [9], której celem było wyznaczenie strumienia neutronów termicznych w tym laboratorium oraz porównanie różnych typów liczników helowych.

Pomiary strumienia neutronów przeprowadzone zostały w dwóch konfiguracjach liczników. W pierwszym pomiarze, liczniki helowe zostały umieszczone w linii celem maksymalizacji powierzchni detekcyjnej. W drugim te same liczniki ustawiono ściśle między sobą w dwa koncentryczne koła. Taki układ pomiarowy miał na celu sprawdzenie poprawności zastosowanego Monte-Carlo, które jest kluczowe do wyznaczenia strumienia neutronów. Rożne częstości zliczeń w okręgu wewnętrznym oraz zewnętrznym ukazują, że rejestrowane są neutrony, nie zaś przypadkowe zakłócenia w układzie pomiarowym. Otrzymaną różnice w częstościach zliczeń potwierdziły wyniki symulacji w Geant4.

Przeliczenie zmierzonej częstości rejestrowanych neutronów na strumień neutronów, wymaga przeprowadzenia symulacji Monte Carlo układu pomiarowego. Bez przeprowadzenia poprawnych symulacji określenie strumienia neutronów nie jest możliwe.

Symulacje Monte Carlo do tych pomiarów zostały wykonane przeze mnie w programie Geant4.



Rysunek 5.1. Układ pomiarowy w układzie "linia"



Rysunek 5.2. Układ pomiarowy w układzie "koło"

Zmierzony strumień neutronów termicznych w LNGS wynosi:

 $(5.64 \pm 2.26) \times 10^{-7} \frac{n}{cm^2 s}$

5.2. Kopalnia soli Slănic w Rumunii - pomiar tła neutronowego.

5.2.1. Informacja o kopalni w Slănic

Kopalnia soli Unirea w Slănic (45.23° N, 25.94° E) - Prahova w Rumunii była jedną z proponowanych lokalizacji na nowe laboratorium podziemne [34] o nazwie LAGUNA¹. Jest to największa kopalnia soli w Europie udostępniona zwiedzającym.

Znajduje się ona około 100 km na północ od stolicy Rumunii - Bukaresztu. Wydobycie soli zostało zakończone w 1971 roku. Obecnie kopalnia jest udostępniona zwiedzającym. Kopalnia ma specyficzny mikroklimat, stąd traktowana jest również jako sanatorium. Część przeznaczona do odwiedzania składa się z 14 hal z trapezoidalnym stropem. Łączna powierzchnia to 70 000 m^2 , a ilość soli wydobyta z tego obszaru sięga 2.9 miliona m^3 . Dostęp zapewnia winda o udźwigu 15 ton.

J =	I
Głębokość:	208 m
Temperatura wewnątrz:	12-13 C.
Wilgotność:	65-70~%
Ciśnienie atmosferyczne:	$730 \mathrm{~mmHg}$
Wydrążona objętość:	2.9 miliona m^3
Powierzchnia:	$70000 \ m^2$
Wysokość:	$52\text{-}57 \mathrm{\ m}$

Informacje o kopalni:

Rozmiary pokładów soli:

Długość:	$5 \mathrm{km}$
Szerokość:	$3 \mathrm{km}$
Grubość:	$0.5 \mathrm{km}$

Duże pokłady soli sprawiają, że tło promieniotwórcze wewnątrz kopalni jest naprawdę niskie. Pozwala to na pomiary bardzo niskich strumieni cząstek pochodzących od materiałów promieniotwórczych. Stałe warunki atmosferyczne, a w szczególności stała temperatura oraz wilgotność sprawiają, że jest to dobre miejsce na lokalizację laboratorium.

Wewnątrz kopalni Unirea w Slănic znajduje się laboratorium Narodowego Instytutu Fizyki i Techniki Jądrowej im. Horii Hulubei (IFIN HH) w Bukareszcie.

Wadą jest niestety nieduża głębokość, na której znajduje się laboratorium, przez co dociera tam promieniowanie kosmiczne (głównie miony) o wysokich energiach.

Miejsce to zostało przez nas wybrane do pomiaru strumienia neutronów termicznych. Pomiary zostały wykonane [36] na przełomie roku 2011/12 przez nasz zespół z zakładu P7-IPJ w Łodzi, w których to pomiarach uczestniczyłem.

 $^{^{1}\,}$ LAGUNA - Large Apparatus Studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics

126



Rysunek 5.3. Schematyczny plan wnętrza kopalni soli w Slănic. Laboratorium μ Bqlab instytutu IFIN-HH zaznaczone jest na czerwono i znajduje się nie daleko sanatorium. [35]

5.2.2. Opis aparatury pomiarowej

Aparatura pomiarowa wykorzystana w pomiarach strumienia neutronów termicznych składała się z 16 liczników helowych produkcji ZDAJ. Układ detekcyjny zawsze stanowiły te same pary licznik-przedwzmacniacz-kanał FADC. Rejestracja sygnałów następowała przy pomocy 8 bitowego FADC z 8 kanałami, z częstością próbkowania 10 MHz. Liczniki połączone zostały parami do kanałów FADC.

Wszystkie wzmacniacze ustawione były w taki sposób, aby pik pełnej energii 764 keV znajdował się w 120 kanale ADC w każdej parze licznik-przedwzmacniacz. Poziom triggera ustawiony był na 90 kanał ADC w celu obcięcia sygnałów poniżej głównego piku. Pozwoliło to, na rejestrację właściwych sygnałów od neutronów i zminimalizowanie czasu martwego aparatury pomiarowej, który to wzrósłby w przypadku dużej ilości triggerów np. z szumów elektroniki lub innych zakłóceń.

Każdy trigger powodował zapis przebiegu sygnałów o wielkości 32 kB (ADC co 100ns), ze wszystkich 8 kanałów. Czas akwizycji pojedynczego triggera wynosił 0.7s (łącznie z transmisją do komputera PC). Wysokie napięcie liczników helowych było podawane ze wspólnego zasilacza. Dane pomiarowe były zbierane i zapisywane w formie plików .root² i przesyłane siecią internet do Łodzi, gdzie mogły być na bieżąco poddawane analizie.

Każdy z liczników wypełniony jest gazem ³He z ciśnieniem nominalnym wynoszącym 4 atm. Liczniki zostały ustawione w konfiguracji liniowej (obok siebie), pokazanej na rysunku nr 5.4 w celu pomiaru strumienia neutronów termicznych. Na rysunku nr 5.5 pokazana jest konfiguracja liczników w osłonie polietylenowej, ułożona poziomo, do pomiaru neutronów o energiach większych niż termiczne.



Rysunek 5.4. Układ pomiarowy do pomiaru strumienia neutronów termicznych



Rysunek 5.5. Układ pomiarowy z blokami polietylenowymi będącymi moderatorem neutronów o energiach większych niż termiczne.

 $^2\,$.
root - format zapisu plików z danymi programu ROOT. http://
root.cern.ch Ponieważ spodziewaliśmy się bardzo niskiego strumienia neutronów ze względu na duże pokłady soli, pomiar strumienia termicznych neutronów trwał 231 godzin.

Pomiar neutronów termicznych musiał odbyć się w pierwszej kolejności. W przypadku słabego strumienia neutronów termicznych w badanym miejscu oraz użycia aparatury pomiarowej z warstwą moderatora, nie było by możliwe jego zarejestrowanie. Wszystkie neutrony zostały by zaabsorbowane w moderatorze.

Po przeprowadzeniu pomiaru strumienia neutronów termicznych, mogliśmy przejść do pomiaru strumienia neutronów prędkich.

5.2.2.1. Opis metody pomiaru

Pomiar został wykonany przy użyciu liczników helowych, których budowa i zasada działania opisana została w rozdziale 1.1 na stronie 19. Idea pomiaru niskiego strumienia neutronów termicznych polega na obserwacji piku o energii 764 keV ponad tłem z cząstek α emitowanych do wewnątrz detektora. W liczniku helowym rejestracja neutronu zachodzi w następującej reakcji:

$$n + {}^{3}He \to p + {}^{3}H + 764keV \tag{5.1}$$

Widmo amplitud rejestrowanych sygnałów ma charakterystyczny kształt dla licznika helowego. Testowy pomiar z wykorzystaniem słabego źródła neutronów pokazany jest on na rysunku nr 5.6.



Rysunek 5.6. Wynik testowego pomiaru neutronów z wykorzystaniem źródła neutronów Ameryk-Beryl. Po lewej stronie w skali liniowej, po prawej w logarytmicznej. Próg trigger ustawiony był na ok. 15 kanał ADC.

Podobnie jak w eksperymencie w Gran Sasso, wzmocnienie sygnału w przedwzmacniaczach ustawione zostało w taki sposób, aby pik pełnej energii 764 keV znajdował się w 120 kanale ADC dla każdej pary liczników. Poziom triggera natomiast ustawiony był na 90 kanał ADC, aby wyeliminować szumy elektroniki i zminimalizować czas martwy aparatury. Ustawienie takie jest konieczne przy pomiarach małych strumieni neutronów. Mimo pomiaru jedynie głównego piku 764 keV, wynik jest jednoznaczny z uwagi na, dla danej geometrii licznika, znaną proporcje sygnałów w piku do sygnału w płaskiej części widma.

5.2.2.2. Wyniki pomiarów strumienia neutronów termicznych

Ponieważ przekrój czynny na wychwyt neutronów na ³He jest największy³ dla bardzo niskich energii neutronów, w przypadku pomiaru samymi licznikami helowymi możemy mówić o pomiarze neutronów o energiach termicznych.

Widmo amplitud zarejestrowanych sygnałów pokazane jest na rysunku 5.7. Jest to widmo tego samego typu, co widmo pokazane na rysunku 5.6 ma stronie 128, z tym, że pik pełnej energii 764 keV znajduje się w okolicach kanału 110 ADC, próg sygnału rejestrowanego ustawiony został na kanale 90 ADC. Sygnały powyżej piku pełnej (tj. ADC > 130) energii stanowią tło promieniowania alpha, które opiszę w dalszej części.

Sredni poziom promieniowania alfa zarejestrowany w zakresie ADC: 130-240 wynosi 13.680 \pm .353. W zakresie kanałów ADC 104-124 zostało zarejestrowane łącznie 471 zliczeń, z czego 273.6 stanowi tło alfa. Po uwzględnieniu poziomu tła alfa, liczba neutronów zarejestrowana w pomiarze wynosi 197.4.



Rysunek 5.7. Rozkład maksimów sygnałów ADC zarejestrowanych przez wszystkie liczniki helowe w kopalni soli Unirea. Pomiar strumienia neutronów termicznych.

Ponieważ pomiary w Kopalni soli w Slănic oraz w Gran Sasso, przeprowadzone zostały przy użyciu tej samej metody oraz aparatury pomiarowej, można te wyniki porównać i wyznaczyć strumień neutronów z względnej ilości zliczeń w obu przypadkach.

Zmierzony strumień neutronów termicznych przedstawia się następująco:

Slănic:
$$1.20 \pm 0.48 \times 10^{-7}$$
 $\frac{neutron}{cm^2s}$
Gran Sasso: $5.64 \pm 2.26 \times 10^{-7}$ $\frac{neutron}{cm^2s}$

Strumień neutronów termicznych zarejestrowany w Slănic jest 4 razy niższy niż analogiczny strumień w laboratorium LNGS w Gran Sasso we Włoszech.

 $^{^{3}}$ Dokładniej zostało to opisane w rozdziale 1.1 na stronie 19.



Rysunek 5.8. Rozkład maksimów sygnałów ADC zarejestrowanych przez wszystkie liczniki helowe w kopalni soli Unirea. Pomiar strumienia neutronów prędkich.

5.2.2.3. Pomiar strumienia neutronów o energii większej niż termiczne

Pomiar strumienia neutronów o energii większej niż termiczne przy pomocy proporcjonalnego licznika helowego nie jest możliwy w bezpośredni sposób. Aby tego dokonać konieczne jest wykonanie serii pomiarów z różnej grubości osłonami z moderatora i rozwikłania tak zmierzonego widma. Pomiar widma neutronów jest przedmiotem tej pracy i dokładnie opisany jest w rozdziale 4.1 od strony 87.

W pomiarach przeprowadzonych w kopalni soli, skupiliśmy się na pomiarze neutronów termicznych oraz wyższej energii neutronów przy użyciu jednej grubości moderatora. Ograniczenie to podyktowane zostało limitem czasowym na przeprowadzenie pomiarów. Także większa grubość moderatora mogłaby pochłonąć znaczną część neutronów i uniemożliwić zarejestrowanie sygnału.

Funkcję moderatora spełniały bloczki wykonane z polietylenu w otwory których wsunięte były liczniki helowe.

Jak zostało to wcześniej opisane, liczniki były łączone parami do kanałów ADC. W testach aparatury przeprowadzonych przed oraz po eksperymencie, okazało się, że nie wszystkie liczniki pracowały prawidłowo. Przy pomocy słabego źródła neutronów AmBe, sprawdzone zostało czy liczniki działają oraz ich poprawność ustawienia wzmocnienia sygnału w przedwzmacniaczach. W wyniku tych testów, okazało się, że jeden z przedwzmacniaczy nie działa (3B), natomiast tory 5A oraz 5B z niewiadomych powodów nie rejestrują neutronów. Prawdopodobnie została źle ustawiona kalibracja i sygnały były poniżej ustalonego poziomu triggera. W kanale 4B zmianie z nieznanego powodu uległo wzmocnienie. Z tych powodów 2 tory (4 liczniki) zostały wyłączone z analizy.

Dla 12 liczników helowych częstość sygnału pochodzącego od neutronów wyniosła 2.692 neutronu/godzinę,(tj. 7.48×10^{-4} n/sek). W Gran Sasso przy użyciu 16 liczników helowych zmierzono 2.62 n/godzinę (tj. 7.28×10^{-4} n/sek). Po uwzględnieniu różnicy w liczbie użytych liczników, stosunek strumienia neutronów prędkich w kopalni w Slănic jest 1.37 razy większy niż analogiczny strumień w Gran Sasso.

Jest to zgodne z oczekiwaniami z uwagi na duże pokłady soli. Sól pochłania neutrony termiczne w znacznym stopniu. Neutrony o wyższych energiach pochodzące głównie z produkcji przez promieniowanie kosmiczne, stanowią znacznie większy udział w kopalni soli w Slănic ze względu na znacznie mniejszą głębokość, na której znajduje się laboratorium.

5.2.2.4. Tło promieniotwórcze alfa

W liczniku helowym występuje tło promieniotwórcze alfa. Jest ono wynikiem rozpadów promieniotwórczych w obudowie licznika i charakteryzuje się jednorodnym rozkładem amplitud. Częstość promieniowania alfa zależna od czystości materiału, z którego wykonany został licznik, określa dolny próg czułości na detekcję neutronów. Zmierzona częstość neutronów termicznych jest na granicy możliwości detekcyjnych naszych liczników helowych.

Tło to dobrze widać na zmierzonym widmie neutronów termicznych pokazanym na rysunku 5.7 na stronie 129.

Tło alfa zarejestrowane w laboratorium w Slănic oraz w Gran Sasso przypadające na pojedynczy licznik neutronowy wynoszą odpowiednio:

Slănic:	0.616	lpha/godz/MeV
Gran Sasso:	0.702	$\alpha/godz/MeV$

Uzyskane wartości są zgodne w zakresie 15% (1518 zliczeń w Slănic, 1450 zliczeń w Gran Sasso).

W przypadku pomiaru neutronów o energiach wyższych niż termiczne, możemy porównać wynik pomiaru w Slănic z analogicznym pomiarem z tabeli nr 3.10, pochodzącej z pracy doktorskiej pana Karola Jędrzejczaka [9]

Slănic:	0.695	$\alpha/godz/MeV$
Gran Sasso:	0.720	lpha/godz/MeV

Zgodność tych wyników sięga 4%.

Tło promieniowania alfa powinno być stałe w każdym pomiarze, z uwagi na miejsce emisji tych cząstek wewnątrz licznika helowego. Tło to uzależnione jest jedynie od materiałów konstrukcyjnych detektora.

W pomiarze neutronów prędkich w Slănic, widać pewien zapas czułości ponad poziom tła promieniowania alfa z obudowy detektora.

5.2.2.5. Podsumowanie

Pomimo różnych trudności w przeprowadzeniu eksperymentu w kopalni soli w Slănic, pomiary należy uznać za udane. Otrzymane wyniki są zgodne z naszymi oczekiwaniami dotyczącymi głębokości laboratorium jak i pokładów soli i ich wpływu na strumień neutronów termicznych. Zastosowanie większej liczby liczników helowych pozwoliło na dokonanie pomiarów mimo problemów z niektórymi z nich. Występujące przerwy w dostawie energii elektrycznej również nie zakłóciły w znaczący sposób pomiarów. Niewielkie rozmiary aparatury pomiarowej i jej mobilność sprawiają, że podobny pomiar jesteśmy w stanie wykonać w każdym miejscu, gdzie zapewnione są minimalne warunki potrzebne do uruchomienia takiej aparatury.

Podsumowanie

Pomiar strumienia i widma neutronów, ze względu na pośrednie metody detekcji jest bardzo trudny w interpretacji. Przeniesienie wskazań przyrządów na parametry fizyczne wymaga zastosowania symulacji Monte Carlo, których wiarygodność jest sprawą kluczową. Zagadnieniu temu poświęcona jest niniejsza praca. Rozdział 3 poświęcony został na dyskusję wyników pomiarów testowych oraz ich porównaniu z wynikami uzyskanymi z symulacji pakietem Geant4 (opis pakietu rozdz. 2). Przeprowadzenie szeregu testów pozwoliło na dokonanie wyboru odpowiednich modeli fizycznych oraz sprawdzenie czy procesy kluczowe dla rozwikłania widma energii neutronów modelowane są prawidłowo.

Analiza linii gamma emitowanych w skutek oddziaływań neutronów wykazała, że pakiet Geant4 nie w pełni poprawnie opisuje niektóre procesy. Dlatego duży nacisk w rozprawie został położony na możliwie najszerszą weryfikacje wyników działania kodu symulacyjnego.

W rozdziale 4 zostało opisane rozwikłanie widma energii neutronów różnymi metodami, dla danych uzyskanych układem typu Sfer Bonnera. Szczególna uwaga została położona na neutrony prędkie w zakresie widma energii neutronów źródła amerykowo-berylowego. Wykazane zostało, że pomiary z wykorzystaniem około 10 grubości moderatora, umożliwiają wyznaczenie widma energii neutronów w przedziale 1-10 MeV.

Wypróbowane zostało kilka metod rozwikłania energii neutronów. Okazało się bowiem, że najprostsza metoda oparta na odwróceniu macierzy odpowiedzi nie daje poprawnych wyników, stąd konieczność poszukiwania innych, lepszych rozwiązań. Zastosowanie pakietu MINUIT do poszukiwania optymalnego rozwiązania daje nieco lepsze rezultaty. Najlepsze wyniki uzyskuje się wykorzystując metodę TUnfold (pakiet Root), dzięki temu że algorytm dobrze ogranicza fluktuację statystyczną pomiaru wpływając pozytywnie na jakość wynikowego widma energii neutronów.

Zdobyte doświadczenia wykorzystane zostały w praktyce do pomiaru widma energii neutronów długim licznikiem helowym w osłonie parafinowej (rozdz. 4.2.3). Uzyskane wyniki są obiecujące lecz niezbędne są dodatkowe prace obliczeniowe (precyzyjne wyznaczenie funkcji odpowiedzi układu pomiarowego).

Nasze umiejętności uzyskane w technice pomiarowej neutronów oraz symulacji układów pomiarowych pakietem Geant4, zostały z powodzeniem wykorzystane w pomiarach w podziemnych laboratoriach LNGS we Włoszech oraz Slănic w Rumunii (rozdz. 5).

Obecnie nasz zespół przeprowadza pomiary testowe nowego detektora scyntylacyjnego w warunkach niskiego poziomu tła w kopalni we Freibergu (Niemcy) równolegle z parą liczników helowych. Pozwoli to na kalibrację detektora scyntylacyjnego oraz dopracowanie metod eliminacji sygnałów będących tłem pomiarowym.

W niedalekiej przyszłości planowane są pomiary strumienia neutronów w kopalni Pyhäsalmi w Finlandii, gdzie na głębokości około 1450m planowana jest budowa podziemnego laboratorium.

Doświadczenia zdobyte w pomiarach strumienia neutronów, mogą pozwolić na potencjalne pomiary w nowych laboratoriach podziemnych. Przykładem takiego nowego laboratorium może być Indian Neutrino Observatory (INO), gdzie przyszłe eksperymenty będą wymagały znajomości strumienia neutronów w bezpośrednim ich otoczeniu. Dodatek A

Wpływ obudowy ołowianej na widmo neutronów emitowanych ze źródła AmBe

W swoich symulacjach przy użyciu pakietu Geant4 nie zawsze uwzględniałem fakt, że materiały źródła neutronów umieszczone są wewnątrz koperty ołowianej. Koperta ta ma za zadanie ograniczyć składową promieniowania gamma emitowanego ze źródła. Dodatkowym atutem takiej obudowy jest zabezpieczenie materiału jądrowego przed niekontrolowanym wydostaniem się z jej wnętrza. Źródło neutronów jest dzięki temu bezpieczne w użytkowaniu pod względem radiacyjnym.



Rysunek A.1. Przekrój poprzeczny przez obudowę źródła neutronów AmBe w programie Geant4.

Obudowa źródła ma 53mm średnicy oraz 9 mm grubości. Składa się z dwóch krążków odpowiednio wyprofilowanych, które po złożeniu tworzą jedną całość. Wewnątrz znajduje krążek o średnicy 20.5 mm z bardzo cienkiej złotej folii na którą napylony jest ameryk. Całość owinięta jest folią z berylu i umieszczona w obudowie ołowianej. Emisyjność neutronów opisywanego źródła wynosi około 200 n/s.

Testowa symulacja polegała na emisji z wnętrza obudowy neutronów z widmem energetycznym znanym z literatury i pokazanym na rysunku 3.15 na stronie nr 51 z oznaczeniem SN3.

W wyniku przeprowadzonych symulacji zostały rejestrowane energie neutronów wydostających się na zewnątrz obudowy ołowianej.



Rysunek A.2. Porównanie widma neutronów emitowanych z zarejestrowanymi na zewnątrz obudowy. Kolorem niebieskim oznaczone jest widmo emitowane wewnątrz koperty ołowianej, czerwony to widmo energii neutronów zarejestrowane na zewnątrz.

Jak widać z rysunku A.2, widmo energetyczne neutronów jest modyfikowane przez obudowę ołowianą. Energia neutronów zmniejsza się, lecz modyfikacja ta nie zmienia kształtu widma. Zmiana jest na tyle niewielka, że nie powinna mieć istotnego wpływu na wyniki przeprowadzonych symulacji. Dodatek B

Przekroje czynne wyznaczane metodą średniej drogi na oddziaływanie.

Wartość przekroju czynnego można obliczyć na wiele sposobów. Inną możliwością niż opisana w rozdziale 3.1 na stronie 32, jest wyznaczenie średniej drogi na oddziaływanie. Znając drogę na oddziaływanie, możemy w prosty sposób wyznaczyć wartość przekroju czynnego korzystając ze znajomości zasięgu cząstki w tym ośrodku.

Związek między średnią drogą swobodną na oddziaływanie a przekrojem czynnym jest następujący:

$$\lambda = \frac{1}{\rho\sigma}(cm) \tag{B.1}$$

gdzie:

 λ - średnia droga swobodna cząstki

 ρ - gęstość materiału

 σ - przekrój czynny na oddziaływanie

Średnia odległość jaką cząstka przebędzie w przedziale od \mathbf{a} do \mathbf{b} bez oddziaływania wynosi:

$$\langle x \rangle = rac{\int\limits_{a}^{b} x \cdot f(x) dx}{\int\limits_{a}^{b} f(x) dx}$$
 (B.2)

Przyjmując założenie, że a = 0 oraz $b = \infty$, daje:

$$\langle x \rangle = \frac{\int\limits_{0}^{\infty} x \cdot e^{-Ax} dx}{\int\limits_{0}^{\infty} e^{-Ax} dx} = \frac{1}{A} \equiv \lambda$$
 (B.3)

Długość λ oznacza średnią drogę swobodną. Jej odwrotność oznacza liczbę zderzeń cząstki na jednostkę długości. Jest to odpowiednikiem przekroju czynnego proporcjonalnego do gęstości materii.

$$A = \sigma \cdot \rho_{materii} \tag{B.4}$$

Stąd mogę wyznaczyć całkowity przekrój czynny na oddziaływanie z materią, określając z symulacji współczynnik A.

Dodatek C

Zestawienie zarejestrowane linii gamma przy pomocy detektora germanowego.

C.1. Linie gamma pochodzące od tła naturalnego

Π	Energia γ [keV]	Źródło	Częstość zliczeń [Hz]	
Π	10.55	X Pb	3.6459 ± 0.0046	
	32.19	X Ba		
	36.40	X Ba		
	72.80	\mathbf{X} Pb	0.0194 ± 0.0060	
	75.00	\mathbf{X} Pb	0.1118 ± 0.0060	
	77.10	X Bi	0.0901 ± 0.0058	
	84.92	\mathbf{X} Pb	0.0193 ± 0.0054	
	87.34	X Bi	0.0482 ± 0.0053	
	90.89	X Ac		
	93.33	X Th	0.0509 ± 0.0050	
	186.10	^{226}Ra	0.0273 ± 0.0027	
	209.25	^{228}Ac	0.0111 ± 0.0024	
	238.63	^{212}Pb	0.0920 ± 0.0022	
	241.98	^{214}Pb	0.0250 ± 0.0020	
	270.24	^{228}Ac	0.0109 ± 0.0018	
	277.35	^{208}Tl	0.0048 ± 0.0017	
	295.21	^{214}Pb	0.0361 ± 0.0017	
	300.09	^{212}Pb	0.0072 ± 0.0016	
	327.60	^{228}Ac	0.0047 ± 0.0015	
	338.32	^{228}Ac	0.0213 ± 0.0014	
	351.92	^{214}Pb	0.0714 ± 0.0015	
	405.74	^{214}Bi	0.0009 ± 0.0012	
	409.46	^{228}Ac	0.0033 ± 0.0012	
	463.01	^{228}Ac	0.0093 ± 0.0011	
	510.77	^{208}Tl		
	583.19	^{208}Tl	0.0669 ± 0.0010	
	609.31	^{214}Bi	0.0930 ± 0.0010	
	661.66	^{137}Cs	0.0015 ± 0.0008	
	665.45	^{214}Bi	0.0030 ± 0.0008	
	727.33	^{212}Bi	0.0160 ± 0.0008	
	755.32	^{228}Ac	0.0021 ± 0.0007	
	768.36	^{214}Bi	0.0104 ± 0.0007	
	772.29	^{228}Ac	0.0037 ± 0.0007	
	785.91	^{214}Pb	0.0041 ± 0.0007	
	794.95	^{228}Ac	0.0106 ± 0.0007	
	806.17	^{214}Bi	0.0018 ± 0.0007	
	830.49	^{228}Ac	0.0011 ± 0.0007	
	835.71	^{228}Ac	0.0035 ± 0.0007	
	839.03	^{214}Pb	0.0007 ± 0.0007	
	860.56	^{208}Tl	0.0115 ± 0.0007	
	Kontynuacja tabeli na kolejnej stronie.			

Dokończenie tabeli ze strony poprzedniej.			
Energia γ [keV]	Źródło	Częstość zliczeń [Hz]	
904.20	^{228}Ac	0.0026 ± 0.0006	
911.21	^{228}Ac	0.0635 ± 0.0008	
934.06	^{214}Bi	0.0073 ± 0.0006	
949.83	${}^{40}K(S.E.)$	0.0031 ± 0.0006	
964.77	^{228}Ac	0.0125 ± 0.0006	
968.97	^{228}Ac	0.0399 ± 0.0007	
1001.03	^{234}Pa	0.0033 ± 0.0006	
1120.29	^{214}Bi	0.0372 ± 0.0007	
1155.19	^{214}Bi	0.0039 ± 0.0005	
1238.11	^{214}Bi	0.0158 ± 0.0006	
1280.96	^{214}Bi	0.0038 ± 0.0005	
1377.67	^{214}Bi	0.0104 ± 0.0004	
1385.31	^{214}Bi	0.0014 ± 0.0004	
1401.50	^{214}Bi	0.0035 ± 0.0004	
1407.98	^{214}Bi	0.0063 ± 0.0004	
1460.83	^{40}K	0.4507 ± 0.0014	
1495.91	^{228}Ac	0.0030 ± 0.0003	
1509.23	^{214}Bi	0.0056 ± 0.0003	
1580.54	^{228}Ac	0.0022 ± 0.0003	
1583.22	^{214}Bi	0.0019 ± 0.0003	
1588.21	^{228}Ac	0.0106 ± 0.0003	
1592.53	$^{208}Tl(D.E.)$	0.0099 ± 0.0003	
1620.50	^{212}Bi	0.0049 ± 0.0003	
1630.63	^{228}Ac	0.0051 ± 0.0003	
1661.28	^{214}Bi	0.0031 ± 0.0003	
1729.60	^{214}Bi	0.0080 ± 0.0003	
1764.50	^{214}Bi	0.0460 ± 0.0005	
1847.42	^{214}Bi	0.0054 ± 0.0003	
2103.53	$^{208}Tl(S.E.)$	0.0170 ± 0.0003	
2118.55	^{214}Bi	0.0036 ± 0.0002	
2204.21	^{214}Bi	0.0155 ± 0.0003	
2447.86	^{214}Bi	0.0048 ± 0.0002	
2614.53	^{208}Tl	0.1205 ± 0.0007	

 $140 Dodatek\ C.\ Zestawienie\ zarejestrowane\ linii\ gamma\ przy\ pomocy\ detektora\ germanowego.$

Tablica C.1: Intensywno	ość linii gamn	na uzysykaych	w wynikuu po-
miar tła naturalnego w	podziemiu. (Zas pomiaru:	49625 s = 13.8
h. Rozdzielczość: 5 keV	/bin		

C.2. Linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów z germanem

Energia γ	Proces	Częstość zliczeń [Hz]		
[keV]		samo źródło	Parafina	Parafina
			$4 \mathrm{cm}$	$8 \mathrm{cm}$
13.27	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73m}Ge(n,n')$	$01.14 \pm 0.29 \times 10^{-3}$		0.0165 ± 0.0026
13.27	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73m}Ge(n,n')$	0.0114 ± 0.0029		0.0165 ± 0.0026
53.44	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73m}Ge(n,n')$	0.0042 ± 0.0070		0.0069 ± 0.0066
77.86	$^{74}Ge(n,\gamma)^{75m}Ge~Au?$	0.0908 ± 0.0059	0.1134 ± 0.0055	0.0999 ± 0.0055
139.68	$^{74}Ge(n,\gamma)^{75m}Ge$	0.0047 ± 0.0037	0.0052 ± 0.0034	0.0077 ± 0.0034
174.90	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71m}Ge$			0.0044 ± 0.0027
198.90	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71m}Ge$	0.0034 ± 0.0026	0.0042 ± 0.0024	0.0118 ± 0.0024
311.30	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.2565 ± 0.0020	0.1644 ± 0.0017	0.1203 ± 0.0017
331.43	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	0.0740 ± 0.0011	0.0476 ± 0.0015	0.0319 ± 0.0015
499.87	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	0.0015 ± 0.0011	0.0011 ± 0.0010	0.0022 ± 0.0010
595.85	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$	0.0079 ± 0.0009	0.0075 ± 0.0009	0.0084 ± 0.0009
608.35	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$	0.0884 ± 0.0011	0.0823 ± 0.0010	0.0742 ± 0.0010
652.87	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0239 ± 0.0009	0.0168 ± 0.0008	0.0139 ± 0.0008
689.60??	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$	to nieten pik	0.0143 ± 0.0008	0.0114 ± 0.0008
691.53 ??	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$		0.0055 ± 0.0007	
709.06	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0051 ± 0.0008	0.0038 ± 0.0007	0.0044 ± 0.0007
721.56	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.1215 ± 0.0011	0.0832 ± 0.0009	0.0710 ± 0.0009
737.93	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0042 ± 0.0008	0.0035 ± 0.0007	0.0023 ± 0.0007
834.00 ??	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$	0.0053 ± 0.0007	0.0025 ± 0.0006	0.0034 ± 0.0006
867.90	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0018 ± 0.0007	0.0014 ± 0.0006	0.0020 ± 0.0006
1204.20	$7^{3}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$		0.0005 ± 0.0005	
1712	^{73}Ge		0.0012 ± 0.0003	0.0025 ± 0.0003

Tablica C.2: Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z izotopami germanu w detektorze.

Energia γ	Proces	Częstość zliczeń [Hz]		
[keV]		Par. 12 cm	Par. 12 cm	Par. 12 cm
		$(17.55 \mathrm{\ kg})$	(łącznie)	$(24.70 \mathrm{\ kg})$
13.27	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73m}Ge(n,n')$	0.0107 ± 0.0022	0.0147 ± 0.0013	0.0140 ± 0.0017
53.44	$^{72}Ge(n,\gamma)^{73m}Ge(n,n')$		0.0066 ± 0.0036	0.0097 ± 0.0046
77.86	$^{74}Ge(n,\gamma)^{75m}Ge~Au?$	0.0941 ± 0.0048	0.0885 ± 0.0030	0.0859 ± 0.0038
139.68	$^{74}Ge(n,\gamma)^{75m}Ge$	0.0062 ± 0.0029	0.0048 ± 0.0018	0.0035 ± 0.0023
174.90	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71m}Ge$			0.0038 ± 0.0019
198.90	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71m}Ge$	0.0094 ± 0.0021	0.0082 ± 0.0013	0.0076 ± 0.0017
311.30	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0453 ± 0.0013	0.0564 ± 0.0009	0.0637 ± 0.0011
331.43	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	$0.0132 \pm 0.0012*$	0.0160 ± 0.0008	0.0181 ± 0.0010
499.87	$^{70}Ge(n,\gamma)^{71}Ge$	0.0014 ± 0.0008	0.0016 ± 0.0005	0.0019 ± 0.0007
595.85	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$	0.0038 ± 0.0007	0.0048 ± 0.0005	0.0060 ± 0.0006
608.35	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$	0.0773 ± 0.0008	0.0717 ± 0.0005	0.0675 ± 0.0007
652.87	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0051 ± 0.0007	0.0071 ± 0.0004	0.0080 ± 0.0005
689.60??	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$	$0.0045 \pm 0.0006*$	0.0066 ± 0.0004	$0.0074 \pm 0.0005*$
691.53 ??	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$			
709.06	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0029 ± 0.0006	0.0035 ± 0.0004	0.0020 ± 0.0005
721.56	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0320 ± 0.0007	0.0384 ± 0.0004	0.0428 ± 0.0006
737.93	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0005 ± 0.0006	0.0013 ± 0.0004	0.0012 ± 0.0005
834.00 ??	$^{72}Ge(n,n')^{72}Ge*$		0.0032 ± 0.0003	
867.90	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge$	0.0010 ± 0.0005	0.0009 ± 0.0003	0.0010 ± 0.0004
1204.20	$^{73}Ge(n,\gamma)^{74}Ge(n,n')$			
1712	^{73}Ge	0.0031 ± 0.0002	0.0032 ± 0.0002	0.0032 ± 0.0002

 $142 Dodatek\ C.\ Zestawienie\ zarejestrowane\ linii\ gamma\ przy\ pomocy\ detektora\ germanowego.$

Tablica C.3: Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z izotopami germanu w detektorze. (c.d.)
C.3. Linie gamma pochodzące od oddziaływań neutronów z ołowiem

Energia γ [keV]	Proces	Częstość z	liczeń [Hz]
[keV]		samo źródło	Parafina
			$4 \mathrm{cm}$
10.55	X Pb	1.6165 ± 0.0033	2.3080 ± 0.0036
72.80	X Pb	0.0678 ± 0.0033	0.0326 ± 0.0032
75.00	X Pb	0.1699 ± 0.0035	0.1283 ± 0.0030
84.92	X Pb	0.0591 ± 0.0037	0.0619 ± 0.0048
87.00	X Pb	0.0539 ± 0.0026	0.0537 ± 0.0030
220.94	$^{135}Ba(n,n')^{135m}Ba \ IT$	0.0064 ± 0.0017	
268.22	$^{135}Ba(n,n')^{135m}Ba$	0.0065 ± 0.0015	0.0029 ± 0.0016
569.70	$^{207}Pb(n,n')^{207m}Pb \ IT$	0.0041 ± 0.0016	0.0030 ± 0.0009
661.66	$137Ba(n,n')^{137m}Ba \ IT$	0.2349 ± 0.0017	0.1622 ± 0.0012
803.10	$^{206}Pb(n,n')^{206}Pb*$	0.0039 ± 0.0009	0.0024 ± 0.0007

Tablica C.4: Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z izotopami ołowiu w obudowie źródła. Czasy poszczególnych pomiarów były różne i są wyszczególnione w tabeli nr 3.5 na stronie 63.

Energia γ	Proces	Cz	zęstość zliczeń [H	Iz]
[keV]		Parafina	Parafina	Parafina
		8 cm	$12~{ m cm}$	$12 \mathrm{~cm}$
		$11.7 \mathrm{~kg}$	$17.55 \ \mathrm{kg}$	$24.7 \mathrm{~kg}$
10.55	X Pb	2.1768 ± 0.0035	2.6072 ± 0.0031	1.0570 ± 0.0019
72.80	X Pb	0.0441 ± 0.0046	0.0266 ± 0.0030	0.0318 ± 0.0022
75.00	X Pb	0.1190 ± 0.0030	0.1071 ± 0.0026	0.1075 ± 0.0021
84.92	X Pb	0.0304 ± 0.0037	0.0181 ± 0.0032	0.0218 ± 0.0022
87.00	X Pb	0.0408 ± 0.0031	0.0594 ± 0.0024	0.0403 ± 0.0019
220.94	$^{135}Ba(n,n')^{135m}Ba \ IT$			
268.22	$^{135}Ba(n,n')^{135m}Ba$			
569.70	$^{207}Pb(n,n')^{207m}Pb \ IT$			
661.66	$^{137}Ba(n,n')^{137m}Ba \ IT$	0.1376 ± 0.0011	0.0620 ± 0.0009	0.0805 ± 0.0007
803.10	$^{206}Pb(n,n')^{206}Pb*$	0.0022 ± 0.0008		

Tablica C.5: Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z izotopami ołowiu w obudowie źródła. Czasy poszczególnych pomiarów były różne i są wyszczególnione w tabeli nr 3.5 na stronie 63.

C.4.	Linie gamma pochodzące od oddziaływań
	neutronów ze złotem

Energia γ	Proces	Częstość z	liczeń [Hz]
[keV]		samo źródło	Parafina
			$4 \mathrm{cm}$
59.54	$^{241}Am - \alpha \ decay$		
300.65	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0461 ± 0.0015	0.0322 ± 0.0014
312.81	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.2565 ± 0.0021	0.1643 ± 0.0016
322.68	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0734 ± 0.0018	0.0470 ± 0.0014
332.71	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0736 ± 0.0013	0.0489 ± 0.0011
335.30	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.2490 ± 0.0014	0.1571 ± 0.0012
340.17	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0291 ± 0.0009	0.0199 ± 0.0008
367.95	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg \ prompt$	0.1228 ± 0.0013	0.0792 ± 0.0013
371.08	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0374 ± 0.0010	0.0192 ± 0.0008
376.16	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0837 ± 0.0014	0.0548 ± 0.0013
383.28	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0170 ± 0.0012	0.0101 ± 0.0011
389.38	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$		
398.65	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0128 ± 0.0010	0.0085 ± 0.0013
415.50	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg \ prompt$	0.0168 ± 0.0010	0.0115 ± 0.0009
419.20	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0173 ± 0.0009	0.0133 ± 0.0010
426.00	$^{197}Au(n,2n)^{196}Au \ decay$	0.0161 ± 0.0009	0.0101 ± 0.0011
442.39	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0026 ± 0.0010	
454.90	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0069 ± 0.0012	0.0038 ± 0.0010
459.56	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0013 ± 0.0009	
467.88	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg \ prompt$	0.0029 ± 0.0010	
511.00	anihilacja	0.1159 ± 0.0022	0.0945 ± 0.0017
619.11	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0378 ± 0.0012	0.0266 ± 0.0008
642.11	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0036 ± 0.0010	0.0038 ± 0.0008
661.40	$ {}^{199}Hg(n,\gamma){}^{200}Hg \ prompt \ (*)$	0.2347 ± 0.0015	0.1625 ± 0.0013
679.96	$197Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0010 ± 0.0008	0.0010 ± 0.0008
696.37	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0025 ± 0.0008	0.0029 ± 0.0008
767.89	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0140 ± 0.0007	0.0092 ± 0.0007
881.02	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$		

Energia γ	Proces	Cz	zęstość zliczeń [H	Iz]
[keV]		Par. 8 cm	Par. 12 cm	Par. 12 cm
		11.7 kg	$17.55 \ \mathrm{kg}$	$24.7 \mathrm{~kg}$
59.54	$^{241}Am - \alpha \ decay$			
300.65	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0237 ± 0.0013	0.0143 ± 0.0014	0.0138 ± 0.0008
312.81	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.1208 ± 0.0015	0.0450 ± 0.0013	0.0640 ± 0.0010
322.68	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0336 ± 0.0014	0.0169 ± 0.0005	0.0175 ± 0.0009
332.71	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0368 ± 0.0011	0.0140 ± 0.0009	0.0174 ± 0.0008
335.30	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.1129 ± 0.0012	0.0461 ± 0.0008	0.0630 ± 0.0007
340.17	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0177 ± 0.0011	0.0028 ± 0.0008	0.0097 ± 0.0010
367.95	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg\ prompt$	0.0616 ± 0.0011	0.0252 ± 0.0010	0.0315 ± 0.0012
371.08	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0195 ± 0.0009	0.0072 ± 0.0007	0.0058 ± 0.0006
376.16	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0425 ± 0.0011	0.0182 ± 0.0009	0.0235 ± 0.0008
383.28	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0087 ± 0.0011	0.0047 ± 0.0008	0.0051 ± 0.0008
	Kontynuacja ta	abeli na kolejnej st	ronie.	

	Dokończenie tabeli ze strony poprzedniej.					
Energia γ	Proces	Cz	Częstość zliczeń [Hz]			
[keV]		Par. 8 cm	Par. 12 cm	Par. 12 cm		
		$11.7 \mathrm{kg}$	$17.55 \ \mathrm{kg}$	$24.7 \mathrm{~kg}$		
389.38	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$					
398.65	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0059 ± 0.0012	0.0029 ± 0.0009	0.0034 ± 0.0007		
415.50	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg\ prompt$	0.0092 ± 0.0010	0.0035 ± 0.0007	0.0051 ± 0.0006		
419.20	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0096 ± 0.0009	0.0029 ± 0.0006	0.0058 ± 0.0006		
426.00	$^{197}Au(n,2n)^{196}Au \ decay$	0.0064 ± 0.0012	0.0050 ± 0.0008	0.0050 ± 0.0007		
442.39	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$					
454.90	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0028 ± 0.0010	0.0011 ± 0.0008	0.0009 ± 0.0007		
459.56	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$					
467.88	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg\ prompt$					
511.00	anihilacja	0.0866 ± 0.0017	0.0638 ± 0.0013	0.0651 ± 0.0010		
619.11	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0222 ± 0.0009	0.0099 ± 0.0009	0.0118 ± 0.0007		
642.11	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0025 ± 0.0008				
661.40	$^{199}Hg(n,\gamma)^{200}Hg \ prompt \ (*)$	0.1379 ± 0.0012	0.0623 ± 0.0010	0.0816 ± 0.0009		
679.96	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0010 ± 0.0009				
696.37	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$					
767.89	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$	0.0100 ± 0.0007	0.0089 ± 0.0009	0.0078 ± 0.0005		
881.02	$^{197}Au(n,\gamma)^{198}Au \ prompt$					

Tablica C.7: Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z izotopami złota w źródle. Czasy poszczególnych pomiarów były różne i są wyszczególnione w tabeli nr 3.5 na stronie 63.

Prawo zaniku promieniowania gamma w materii

Prawo zaniku promieniowania gamma w materiale można zapisać wzorem:

$$I = I_0 e^{-\mu x} \tag{D.1}$$

gdzie:

 ${\cal I}$ - natężenie wiązki promieniowania gamma po przebyciu drogixw materiale,

 I_0 - natężenie wiązki promieniowania gamma wchodzącej do materiału,

 μ - liniowy współczynnik absorpcji promieniowania gamma,

x - grubość warstwy materiału.

Skład chemiczny parafiny można opisać wzorem:

$$C_n H_{2n+2} \tag{D.2}$$

W przypadku związków i mieszanin droga absorpcji opisana jest wzorem:

$$\frac{1}{\lambda_{eff}} = \sum_{el} \frac{w_Z}{\lambda_Z} \tag{D.3}$$

gdzie:

 w_Z - proporcja masowa elementów z liczbą atomową Z,

 λ_Z -droga absorpcji promieniowania gamma dla jądra o liczbie atomowej Z.

W przypadku parafiny, celem obliczenia liniowego współczynnika absorpcji dla parafiny, posłużyłem się wykresem 26.15 ze strony 202 pracy [37], skąd odczytałem drogę absorpcji promieniowania γ dotyczącej jąder wodoru $\lambda_{Z_H} = 5$ oraz węgla $\lambda_{Z_C} = 9$. Energię kwantu gamma przyjąłem za stałą w dalszych obliczeniach, ze względu na niewielką zmienność drogi absorpcji w zakresie energii 100-1000 keV. W obliczeniach przyjmuję gęstość $\rho_{parafiny} = 0.93 \frac{g}{cm^3}$ [37]

Korzystając ze wzoru D.3, obliczam drogę absorpcji fotonów gamma w parafinie:

$$\frac{1}{\lambda_{parafiny}} = \frac{6}{7} \times \frac{1}{9[\lambda_{Z_C}]} + \frac{1}{7} \times \frac{1}{5[\lambda_{Z_H}]}$$
(D.4)

$$\lambda_{parafiny} = 8.077 \left[\frac{g}{cm^2}\right] \tag{D.5}$$

Stąd możemy obliczyć liniowy współczynnik absorpcji:

$$\mu_{parafiny} = \frac{\rho_{parafiny}}{\lambda_{parafiny}} = \frac{0.930 \ \frac{g}{cm^3}}{8.077 \ \frac{g}{cm^2}} = 0.1151 \frac{1}{cm}$$
(D.6)

Dodatek E

TUnfold

Algorytm poszukujący najlepszego rozwiązania (równ. (4.11)), poszukuje minimum funkcji opisanej następująco [29]:

$$\mathcal{L}(x,\lambda) = \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 \tag{E.1}$$

$$\mathcal{L}_1 = (\mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x})^T (\mathbf{V}_{bb})^{-1} (\mathbf{b} - \mathbf{A}\mathbf{x})$$
(E.2)

$$\mathcal{L}'_{1} = (\mathbf{b}_{mierzone} - \mathbf{b}_{prawdziwe})^{T} (\mathbf{V}_{bb})^{-1} (\mathbf{b}_{mierzone} - \mathbf{b}_{prawdziwe}) \quad (E.3)$$

$$\mathcal{L}_2 = \tau^2 (\mathbf{x} - \mathbf{A}\mathbf{x})^T V_{bb}^{-1} (\mathbf{x} - \mathbf{A}\mathbf{x})$$
(E.4)

$$\mathcal{L}_3 = \Lambda(\mathbf{B} - \epsilon^T \mathbf{x}) \tag{E.5}$$

$$\mathbf{B} = \sum b_i \tag{E.6}$$

$$\epsilon_j = \sum_i^i A_{ij} \tag{E.7}$$

gdzie:

 $\hat{\mathbf{x}}$ - estymator wartości poszukiwanych,

- \mathbf{V}_{bb} macierz kowariancji wartości mierzonych, inaczej jest to macierz błędów wartości mierzonych,
- A macierz odpowiedzi detektora,
- ${\bf B}$ wektor określający całkowitą liczbę zliczeń ze wszystkich układów pomiarowych,
- τ współczynnik określający siłę regularyzacji,
- ϵ_i łączna efektywność układu pomiarowego,
- $\Lambda\,$ parametr Lagrangianu.

W Lagrangianie, którego minimum poszukujemy (E.1), możemy wyróżnić trzy składowe opisane odpowiednio wzorami (E.2), (E.4) oraz (E.5).

Wielkość opisana przez \mathcal{L}_1 , to wartość oczekiwana z minimalizacji najmniejszych kwadratów, czyli χ^2 i odpowiada zapisowi podanemu we wzorze (E.3). Występująca w nim macierz kowariancji (\mathbf{V}_{bb}) wektora mierzonego (\mathbf{b}) w większości przypadków jest diagonalna¹, na której diagonali znajdują się kwadraty niepewności pomiarowej (σ^2). Elementy A_{ij} macierzy (\mathbf{A}), to prawdopodobieństwa, że wartość mierzona w binie j wektora \mathbf{x} zostanie zarejestrowana przez sferę i w wektorze pomiarowym \mathbf{b} .

Wyrażenie \mathcal{L}_2 opisuje regularyzację, która ogranicza fluktuacje w warto-

 $^{^{1}\,}$ TU
nfold wspiera również macierze nie będące kwadratowymi.

ściach poszukiwanych **x**. Fluktuacje te, mają swoje źródło w statystycznych fluktuacjach wektora pomiarowego **b**, które wzmacniane są w procesie rozwiązywania równania (E.2). Parametr τ^2 opisuje siłę regularyzacji i przyjmuje wartość stałą w procesie rozwiązywania równania (E.1).

Czynnik \mathcal{L}_3 jest opcjonalny i odpowiada za normalizację efektywności. Suma wszystkich wartości mierzonych to B (E.6). Wektor efektywności układu pomiarowego ϵ wyznaczony jest z macierzy odpowiedzi detektora **A** (E.7). Jeśli opcjonalny czynnik L_3 jest zastosowany, wówczas normalizacja wektora wartości mierzonych **x** jest skorygowana o efektywność detektora ϵ i dzięki temu normalizacja wartości wyznaczanych x odpowiada normalizacji wartości mierzonych **b** (np. liczbie zliczeń).

Bardzo istotnym czynnikiem wpływającym na poprawność działania metody TUnfold, jest właściwe określenie siły regularyzacji opisanej wartością τ^2 . Wielkość ta musi być dobrana optymalnie, ponieważ zbyt małe wartości skutkują dużymi fluktuacjami rozwiązania, jak to ma miejsce przy metodzie macierzy odwrotnej (lub gdy poszukujemy rozwiązania jedynie równania (E.2)), natomiast zbyt duże wartości τ^2 powodują przesunięcie wartości rozwiązania w kierunku wektora x_0 będącego wartościami zadanymi 'a priori' widma energii neutronów.

Poszukiwanie optymalnej wartości τ^2 zastosowanej w metodzie TUnfold przeprowadzone zostało poprzez wykreślenie "krzywej L". Nazwa krzywej pochodzi od charakterystycznego kształtu zależności dwóch zmiennych zdefiniowanych jako:

$$L_x^{krzywa} = log(L_1)$$
(E.8)
$$L_y^{krzywa} = log(\frac{L_2}{\tau^2})$$

Wielkość L_x^{krzywa} określa zgodność poszukiwanego rozwiązania **x** z danymi pomiarowymi **b**, natomiast L_y^{krzywa} sprawdza zgodność warunków regulary-zacji z wartościami **x**.

Wykreślenie zależności opisanej z wartościami (E.8), otrzymamy charakterystyczny wykres podobny do litery L. Największe zakrzywienie krzywej L określa optymalną wartość parametru τ^2 , którą to wartość wykorzystujemy przy rozwiązaniu równania (4.11) minimalizując wielkość (E.1), otrzymując w rezultacie wagi strumienia energii neutronów **x**.

W sytuacji gdy istnieje tło pomiarowe, problem sprowadza się do rozwiązania układu równań postaci:

$$\hat{\mathbf{b}} = \mathbf{A}\mathbf{x} + \mathbf{d} \quad \Rightarrow \quad \hat{b}_i = \sum_{j=1}^m a_{ij}x_j + d_i, \qquad 1 \le i \le m$$
 (E.9)

gdzie:

 \hat{b}_i - średnia oczekiwana wartość liczby zliczeń w pomiarze z
 i-tą geometrią obarczona błędami statystycznymi,

 d_i - tło pomiarowe w *i*-tym binie.

Wektor opisujący tło pomiarowe \mathbf{d} , jak również macierz prawdopodobieństw \mathbf{A} , zależą zarówno od niepewności systematycznych jak również sta-



Rysunek E.1. Schematycznie przedstawiona krzywa L wykorzystywana w procedurze regularyzacji Tikhonova. Schemat przedstawiony przy założeniu, że wartości poszukiwane nie mają zadanych wartości 'a priori', tj. $x_0 = 0$. Na osi poziomej test zgodności wartości wyznaczanych z wartościami oczekiwanymi $(log(L_1) \chi^2)$, natomiast na osi pionowej wielkość określająca τ^2 z równania (E.4). Gwiazdką oznaczone największe zakrzywienie krzywej określające najbardziej optymalą wartość τ^2 . Na osi poziomej jest $log(L_1)$

tystycznych. W pracy tej będę rozważał zagadnienie bez dodatkowego tła pomiarowego \mathbf{d} i w dalszych rozważaniach czynnik ten będzie pominięty.

Bibliografia

- S. Agostinelli, J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, et al. Geant4—a simulation toolkit. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 506(3):250 – 303, 2003.
- [2] E Aprile, M Alfonsi, K Arisaka, F Arneodo, C Balan, L Baudis, B Bauermeister, A Behrens, P Beltrame, K Bokeloh, A Brown, E Brown, G Bruno, R Budnik, J M R Cardoso, W-T Chen, B Choi, A P Colijn, H Contreras, J P Cussonneau, M P Decowski, E Duchovni, S Fattori, A D Ferella, W Fulgione, F Gao, M Garbini, C Ghag, K-L Giboni, L W Goetzke, C Grignon, E Gross, W Hampel, F Kaether, A Kish, J Lamblin, H Landsman, R F Lang, M Le Calloch, C Levy, K E Lim, Q Lin, S Lindemann, M Lindner, J A M Lopes, K Lung, T Marrodán Undagoitia, F V Massoli, A J Melgarejo Fernandez, Y Meng, M Messina, A Molinario, K Ni, U Oberlack, S E A Orrigo, E Pantic, R Persiani, G Plante, N Priel, A Rizzo, S Rosendahl, J M F dos Santos, G Sartorelli, J Schreiner, M Schumann, L Scotto Lavina, P R Scovell, M Selvi, P Shagin, H Simgen, A Teymourian, D Thers, E Tziaferi, O Vitells, H Wang, M Weber, and C Weinheimer. The neutron background of the xenon100 dark matter search experiment. Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics, 40(11):115201, 2013.
- [3] Keiichi Shibata, Osamu IWAMOTO, Tsuneo NAKAGAWA, Nobuyuki IWA-MOTO, Akira ICHIHARA, Satoshi KUNIEDA, Satoshi CHIBA, Kazuyoshi FURUTAKA, Naohiko OTUKA, Takaaki OHASAWA, Toru MURATA, Hiroyuki MATSUNOBU, Atsushi ZUKERAN, So KAMADA, and Jun ichi KA-TAKURA. Jendl-4.0: A new library for nuclear science and engineering. Journal of Nuclear Science and Technology, 48(1):1–30, 2011.
- [4] R Brun, R Hagelberg, M Hansroul, and J C Lassalle. Simulation program for particle physics experiments, GEANT: user guide and reference manual. CERN, Geneva, 1978.
- [5] GNU General Public License. Available at http://www.gnu.org/licenses/gpl.html.
- [6] Rene Brun and Fons Rademakers. {ROOT} an object oriented data analysis framework. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 389(1-2):81 – 86, 1997. New Computing Techniques in Physics Research V.
- [7] Geant4 Collaboration. Geant4 user's guide for application developers. http://geant4.web.cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ /For-ToolkitDeveloper/BackupVersions/V10.2/fo/BookForToolDev.pdf, 2017.
 [Online; accessed 12-June-2017].
- [8] P.J. Plauger, Meng Lee, David Musser, and Alexander A. Stepanov. C++ Standard Template Library. Prentice Hall PTR, Upper Saddle River, NJ, USA, 1st edition, 2000.

- [9] Karol Jędrzejczak. Pomiar strumienia neutronów w Narodowym Laboratorium Gran Sasso. PhD thesis, Narodowe Centrum Badań Jądrowych, 2011.
- [10] M.B. Chadwick, M. Herman, et al. ENDF/B-VII.1 nuclear data for science and technology: Cross sections, covariances, fission product yields and decay data. *Nuclear Data Sheets*, 112(12):2887 – 2996, 2011. Special Issue on ENDF/B-VII.1 Library.
- [11] Jan Kisiel Kinga Grelik-Polaczek. Spektrometria gamma źródeł neutronowych. PhD thesis, Uniwersytet Śląski w Katowicach, 2013.
- [12] A. Zimbal. Measurement of the spectral fluence rate of reference neutron sources with a liquid scintillation detector. *Radiation Protection Dosimetry*, 2007.
- [13] J.W. Marsh, D.J. Thomas, and M. Burke. High resolution measurements of neutron energy spectra from ambe and amb neutron sources. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 366(2–3):340 – 348, 1995.
- [14] C.T. Ballinger. The direct S(alpha, beta) method for thermal nucleon scattering. American Nuclear Society, Inc., La Grange Park, IL (United States), Dec 1995.
- [15] et al. R.E. MACFARLANE. The njoy nuclear data processing system, version 2013. Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-12-27079, 2012.
- [16] M.Abbate J.V.Lolich. Total cross section and diffusion parameters of benzene (from 0.001 to 225 ev neutron energy). *Jour: Atomkernenergie*, 35(1):23, 1980.
- [17] P. Wauters, C. Dupont, P. Leleux, P. Lipnik, P. Macq, A. Ninane, and Sindano Wa Kitwanga. Total cross section for the hn, d) γ reaction at 39, 61, and 76 mev. *Few-Body Systems*, 8(1):1–10, Mar 1990.
- [18] T. S. Suzuki, Y. Nagai, T. Shima, T. Kikuchi, H. Sato, T. Kii, and M. Igashira. First measurement of a p(n, gamma)d reaction cross section between 10 and 80 keV. *apjl*, 439:L59–L62, February 1995.
- [19] N. Otuka, E. Dupont, V. Semkova, B. Pritychenko, A.I. Blokhin, M. Aikawa, S. Babykina, M. Bossant, G. Chen, S. Dunaeva, R.A. Forrest, T. Fukahori, N. Furutachi, S. Ganesan, Z. Ge, O.O. Gritzay, M. Herman, S. Hlavač, K. Katō, B. Lalremruata, Y.O. Lee, A. Makinaga, K. Matsumoto, M. Mikhaylyukova, G. Pikulina, V.G. Pronyaev, A. Saxena, O. Schwerer, S.P. Simakov, N. Soppera, R. Suzuki, S. Takács, X. Tao, S. Taova, F. Tárkányi, V.V. Varlamov, J. Wang, S.C. Yang, V. Zerkin, and Y. Zhuang. Towards a more complete and accurate experimental nuclear reaction data library (exfor): International collaboration between nuclear reaction data centres (nrdc). Nuclear Data Sheets, 120:272 – 276, 2014.
- [20] Hector Rene Vega-Carrillo, Eduardo Manzanares-Acuna, Ana Maria Becerra-Ferreiro, and Aureliano Carrillo-Nuñez. Neutron and gamma-ray spectra of 239pube and 241ambe. *Applied Radiation and Isotopes*, 57(2):167 – 170, 2002.
- [21] Dziennik ustaw RP. Rozporządzenie rady ministrów w sprawie dawek granicznych promieniowania jonizującego. page pp. 1341, 2005.
- [22] A. V. Alevra, H. Klein, and U. J. Schrewe. Measurements with the PTB Bonner sphere spectrometer in high-energy neutron calibration fields at CERN. 1995.
- [23] R.L. Bramblett, R.I. Ewing, and T.W. Bonner. A new type of neutron spectrometer. *Nuclear Instr. Methods*, Vol: 9, Oct 1960.
- [24] Miloslav Kralik, A Aroua, M Grecescu, Vladimir Mares, T Novotný,

H Schraube, and B Wiegel. Specification of bonner sphere systems for neutron spectrometry. 70, 04 1997.

- [25] V Vylet. Response matrix of an extended bonner sphere system. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 476(1):26 – 30, 2002. Int. Workshop on Neutron Field Spectrometry in Science, Technolog y and Radiation Protection.
- [26] G. D'Agostini. Improved iterative bayesian unfolding, 2010.
- [27] Andreas Hoecker and Vakhtang Kartvelishvili. Svd approach to data unfolding. 1995.
- [28] F James and M Roos. MINUIT: a system for function minimization and analysis of the parameter errors and corrections. *Comput. Phys. Commun.*, 10(CERN-DD-75-20):343–367. 38 p, Jul 1975.
- [29] S Schmitt. Tunfold, an algorithm for correcting migration effects in high energy physics. *Journal of Instrumentation*, 7(10):T10003, 2012.
- [30] A. N. TIKHONOV. Solution of incorrectly formulated problems and the regularization method. pages pp. 1035–1038, 1963.
- [31] Wikipedia. Tikhonov regularization Wikipedia, the free encyclopedia. https://en.wikipedia.org/wiki/Tikhonov_regularization, 2017. [Online; accessed 19-April-2017].
- [32] A.O. Hanson, J.L. Mckibben, Los Alamos Scientific Laboratory, and U.S. Atomic Energy Commission. A neutron detector having uniform sensitivity from 10 Kev to 3 Mev. Technical Information Division, Oak Ridge Operations, 1947.
- [33] Z. Debicki, K. Jedrzejczak, J. Karczmarczyk, M. Kasztelan, R. Lewandowski, J. Orzechowski, J. Szabelski, M. Szeptycka, and P. Tokarski. Thermal neutrons at gran sasso. *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements*, 196:429 – 432, 2009. Proceedings of the XV International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions (ISVHECRI 2008).
- [34] Guido Alexander Nuijten. Laguna design study, underground infrastructures and engineering. Journal of Physics: Conference Series, 308(1):012029, 2011.
- [35] Gabriela Cecilia Stanciulescu and Elisabeta Ilona Molnar. Examinations Of Health Tourism In Romanian Salt Mines. *Knowledge Horizons - Economics*, 8(4):72–80, December 2016.
- [36] Zdzisław Debicki, Karol Jedrzejczak, Jacek Karczmarczyk, Marcin Kasztelan, Ryszard Lewandowski, Jerzy Orzechowski, Jacek Szabelski, Maria Szeptycka, and Przemysław Tokarski. Neutron flux measurements in the gran sasso national laboratory and in the slanic prahova salt mine. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 910:133 – 138, 2018.
- [37] K Hagiwara, Kaoru Hagiwara, Ken Ichi Hikasa, Kenzo Nakamura, Masaharu Tanabashi, M Aguilar-Benítez, Claude Amsler, Richard Michael Barnett, Patricia R Burchat, Cristopher D Carone, Carlo Caso, Gianni Conforto, Orin Dahl, Michael Doser, Simon Eidelman, Jonathan L Feng, Lawrence Gibbons, Maury Goodman, C Grab, Donald E Groom, Atul Gurtu, Kenneth G Hayes, Juan Jose Hernández-Rey, Klaus Honscheid, Christopher Kolda, Michelangelo L Mangano, D Mark Manley, Aneesh Vasant Manohar, John David March-Russell, Alberto Masoni, Robert Miquel, Klaus Mönig, Hitoshi Murayama, Sergio Navas, Keith A Olive, Luc Pape, Claudia Patrignani, Andreas Piepke, Matts Roos, John Terning, N A Törnqvist, Thomas G Trippe, Petr Vogel, Charles G Wohl, Ronald L Workman, Yao Wei Ming, Betty Armstrong,

Paul S Gee, Kirill Slava Lugovsky, S B Lugovsky, V S Lugovsky, Marina Artuso, David M Asner, K S Babu, Elisabetta Barberio, Marco Battaglia, H Bichsel, Otmar Biebel, Philippe Bloch, Robert N Cahn, Ariella Cattai, R Sekhar Chivukula, Robert D Cousins, Glen D Cowan, Thibault Marie Alban Guillaume Damour, Kai Desler, Richard J Donahue, Donald A Edwards, V D Elvira, Jens Erler, Vladimir V Ezhela, A Fassò, Wulf Fetscher, B D Fields, Brian Foster, Daniel Froidevaux, Masataka Fukugita, Thomas K Gaisser, Lynn Garren, Hans Jürg Gerber, Frederick J Gilman, Howard E Haber, Christian Hagmann, Joanne L Hewett, Ian Hinchliffe, Craig J Hogan, Gerhard Höhler, Peter Miklos Igo-Kemenes, John David Jackson, Kurtis F Johnson, Dean A Karlen, Boris Kayser, Spencer R Klein, Konrad Kleinknecht, Ian G Knowles, Patricia A Kreitz, Yu V Kuyanov, Rolf Landua, Paul Langacker, Laurence S Littenberg, Alan Douglas Martin, Tatsuya Nakada, M Narain, Paolo Nason, John A Peacock, Helen R Quinn, Stuart A Raby, Georg G Raffelt, E A Razuvaev, Burkhard Renk, Luigi Rolandi, Michael T Ronan, Leslie J Rosenberg, William G Seligman, Michael H Shaevitz, Torbjörn Sjöstrand, George F Smoot, Stefan Spanier, Helmuth Spieler, C Spooner, Mark A Srednicki, Achim Stahl, Todor Stanev, Mahiko Suzuki, N P Tkachenko, German Valencia, Karl Van Bibber, Manuella G Vincter, D R Ward, Bryan R Webber, Michael Whalley, Lincoln Wolfenstein, John William Womersley, Craig L Woody, and O V Zenin. Review of Particle Physics, 2002-2003. Review of Particle Properties. Phys. Rev. D, 66(1):010001, 2002.

Spis rysunków

1.1.	Schemat licznika neutronów wypełnionego gazem ³ He	19
1.2.	Zależność nieelastycznego przekroju czynnego dla izotopów ³ He, ^o Li i ¹⁰ B wykorzystywanych w detekcji neutronów	20
1.3.	Schematyczne przedstawienie liczby zliczeń w funkcji energii z licznika	0.1
1 /	helowego.	21
1.4.	Przykładowe widmo częstości zliczeń neutronow zarejestrowanych za pomocą detektora scyntylacyjnego opartego na $ZnS(Ag) z^{10}B.$	23
1.5.	Obudowie miedzianej wraz z osprzętem.	24
2.1.	Przegląd składowych klas pakietu Geant4 oraz ich zależności	28
3.1.	Geometria układu symulowanego do weryfikacji wartości przekroju	
2.0	czynnego oddziaływania neutronów.	32
3.2.	Zestawienie wyników dla różnych wersji Geant4 oraz programu FLUKA	36
3.3.	Różnica między wartościami uzyskanymi z różnych wersji programu Geant4 oraz najnowszej wersji programu FLUKA a wartościami	
	tablicowymi całkowitego przekroju czynnego na oddziaływania neutronów z wodorem	37
3.4.	Układ pomiarowy do kompleksowego testu procesów fizycznych	51
	pakietu Geant4	39
3.5.	Schemat małej studzienki grafitowej z umieszczonym wewnątrz	
26	licznikiem helowym oraz moderatorem neutronów.	40
5.0.	zródła neutronów	<i>1</i> 1
37	Fotografia komory grafitowej z usunjeta pokrywa grafitowa	42
3.8.	Przykładowe rozkłady widm amplitud zmierzone licznikiem helowym, w obecności źródła AmBe	/3
3.9.	Czestość zliczeń po odjeciu tła, uzyskana w pomiarze licznikiem	10
	helowym w studzience grafitowej z przesłoną z liczników helowych	
	oraz warstwą moderatora.	45
3.10.	Symulacje pakietem Geant4 licznika helowego. Widmo energii	
	produktów reakcji neutronów z helem	46
3.11.	Symulowana średnia częstość zliczeń neutronów dla jednego licznika	
	helowego znajdującego się w jednej z dwóch warstw liczników bariery	
	pochłaniającej neutrony wewnątrz komory grafitowej, oraz w liczniku	47
9 1 9	mierzącym neutrony w tunkcji masy parafiny.	47
3.12.	Zimerzona częstości zliczen licznika helowego oraz symulowanych częstości dla kilku energii neutronów w funkcji masy osłony z parafiny	10
	UZESUOSCI UIA KIIKU EHEIGII HEUUIOHOW W TUHKUJI HIASY USIUHY Z PALAHIIY.	49

3.13.	Porównanie wyników pomiaru w małej studzience grafitowej (rys. 3.4) z symulacjami wykonanymi w programie Geant4. W symulacji zostało	
	użyte widmo energii neutronów pokazane na rys. 3.14	50
3.14.	Zmierzone widmo energii neutronów źródła 370GBq AmBe z pracy [13].	50
3.15.	Różne pomiary widma energii neutronów pochodzacych ze źródła	
	AmBe. [12]	51
3.16.	Porównanie wyników pomiarowych z symulaciami przy użyciu różnych	
	kształtów widma energii neutronów ze źródła AmBe.	51
3 17	Przekrój czynny na oddziaływanie elastyczne neutronów na	
0.11.	izotopie żelaza ${}^{56}Fe$ w funkcji energij neutronu. Dane z biblioteki	
	ENDF/B-VIII b4	53
3 18	Wyniki porównania przekroju czynnego na oddziaływanie elastyczne	00
0.10.	neutronów z jadrami żelaza	54
3 19	Obliczone wartości przekroju czynnego na rozpraszanie elastyczne	01
0.10.	neutronów dla wody i polietylenu w funkcji energii neutronów	58
3 20	Schemat układu pomiarowego oraz zdiecje komory grafitowej (bez	00
0.20.	przykrycia)	61
3 91	Wyniki pomiaru z użyciem słabego źródła kalibracyjnego ⁶⁰ Co	63
3.99	Przykładowy pomiar z użyciem źródła neutronów AmBe Warstwa	00
0.22.	moderatora ma grubość 12 cm	64
3 93	Zrzut ekranu z przedstawionym przykładowym dopasowaniem funkcji	04
0.20.	Caussa do zmierzonej linij gamma	65
3.94	Intensympość w linii wodorowaj (2223 25 keV) w funkcji grubości	00
0.24.	przesłony parafinowej umieszczonej pomiedzy źródłem neutronów a	
	detektorom germanowum	70
3.95	Perównanie przekreju czymnose na oddziałuwanie neutron proton	10
J.2J.	uzyskano w wyniku symulacji pakiotom Coant4 z użyciom modeli	
	fizycznych OCSP BERT HP oraz FTFP BERT	71
3.26	Czestość w linii wodorowej (2223 keV) w funkcji grubości (lewy	11
0.20.	rysunek) oraz masy parafiny (prawy rysunek) umieszczonej pomiedzy	
	źródłem neutronów i detektorem germanowym	73
3.27	Zależność intensywności linii pochodzacych z wychwytu neutronu	10
0.21.	przez jadro atomowe germanu w funkcji masy przesłony parafinowej	75
3.28	Całkowity przekrój czypny dla neutronów oddziałujących z jzotopami	10
0.20.	germanu wyznaczony w trakcje symulacji pakietem Geant <i>4</i>	77
3 20	Zmierzone linie gamma pochodzące od de eksevtacji atomów wegla	70
3 30	Porównanie zmierzonego tłumienia linii gamma w osłonie parafinowej	15
0.00.	z wyznaczonymi teoretycznie wartościami	81
		01
4.1.	Czynnik wagowy dla promieniowania neutronowego wyznaczony na	
	podstawie wzoru 4.1.	88
4.2.	NEMUS (NE utron MU ltisphere S pectrometer). Przykład zestawu	
	sfer Bonnera wykorzystywanego do pomiaru widma energii neutronów.	90
4.3.	Odpowiedź detektora $a(E_{mon})$ w funkcji energii padających neutronów	
	dla układu pomiarowego typu Sfery Bonnera.	93
4.4.	Schemat wpływu efektu aparaturowego na wynik z uwzględnieniem	
	fluktuacji statystycznych.	101
4.5.	Zależność elementów macierzy odpowiedzi (z_{ij} wz. 4.14) w funkcji	
	grubości warstwy moderatora.	103
4.6.	Wartości (b_i) wyznaczone z równania (4.17), z których rozwikłany	
	zostanie kształt założonego widma (wartości x_i)	104

4.7.	Rezultaty rozwikłania modelu opartego na funkcji eksponencjalnej	106
4.8.	Wyniki rozwikłania modelu opartego na funkcji eksponencjalnej	107
4.9.	Wpływ precyzji danych pomiarowych na efektywność znalezienia	
	założonego kształtu widma dla 3 opisywanych metod	108
4.10.	Model symulacji czułości sfery Bonnera na neutrony o różnych	
	energiach	110
4.11.	Funkcja odpowiedzi detektora neutronów opartego na sferze Bonnera	
	w funkcji średnicy sfery.	110
4.12.	Wyniki rozwikłania z wykorzystaniem geometrii sfery Bonnera przy	
	użyciu metody MINUIT oraz TUNFOLD	112
4.13.	Wyniki rozwikłania z wykorzystaniem geometrii sfery Bonnera przy	
	użyciu metody MINUIT oraz TUNFOLD	113
4.14.	Wizualizacja symulacji pakietem Geant4 układu pomiarowego widma	
	energii neutronów przy użyciu długiego licznika helowego	118
4.15.	Widok na układ pomiarowy widma energii neutronów z	
	wykorzystaniem długiego licznika helowego. Licznik w bloczku	
	polietylenowym otoczony warstwą parafiny.	118
4.16.	Wykres przedstawiający częstości rejestracji neutronów długim	
	licznikiem helowym osłoniętym różnej grubości warstwami moderatora	
	dla różnych położeń źródła neutronów.	118
4.17.	Czułość układu pomiarowego na neutrony o różnych energiach w	
	funkcji grubości warstwy moderatora.	119
4.18.	Rezultat rozwikłania widma energii neutronów gdy źródło umieszczone	1.0.0
	jest prostopadle (\perp) do licznika helowego	120
4.19.	Rezultat rozwikłania widma neutronów gdy źródło umieszczone jest	100
	w osi () licznika helowego	120
5.1.	Układ pomiarowy w układzie "linia"	124
5.2.	Układ pomiarowy w układzie "koło"	124
5.3.	Schematyczny plan wnetrza kopalni soli w Slănic.	126
5.4.	Układ pomiarowy do pomiaru strumienia neutronów termicznych	127
5.5.	Układ pomiarowy z blokami polietylenowymi będacymi moderatorem	
	neutronów o energiach większych niż termiczne.	127
5.6.	Wynik testowego pomiaru neutronów z wykorzystaniem źródła	
	neutronów Ameryk-Beryl	128
5.7.	Rozkład maksimów sygnałów ADC zarejestrowanych przez wszystkie	
	liczniki helowe w kopalni soli Unirea. Pomiar strumienia neutronów	
	termicznych.	129
5.8.	Rozkład maksimów sygnałów ADC zarejestrowanych przez wszystkie	
	liczniki helowe w kopalni soli Unirea. Pomiar strumienia neutronów	
	prędkich	130
A.1.	Przekrój poprzeczny przez obudowę źródła neutronów AmBe w	
	programie Geant4.	135
A.2.	Porównanie widma neutronów emitowanych z zarejestrowanymi na	
	zewnątrz obudowy	136
\mathbf{E} 1	Schematycznie przedstawiona krzywa L wykorzystywana w procedurze	
12.1.	regularyzacji Tikhonova	151
		101

Spis tablic

3.1.	Zestawienie użytych wersji pakietu Geant4 wraz z opisem użytych procesów fizycznych	33
3.2.	Zestawienie wyników pomiaru tła w małej studzience grafitowej. Podana jest częstość zliczeń z błędem statystycznym, ocenione	40
3.3. 3.4.	Zestawienie wyników pomiarowych dla różnych grubości moderatora. Masa parafiny w układzie pomiarowym oraz w symulacji przy	40 44
3.5.	założeniu jednorodności parafiny w funkcji grubości przesłony Tabela pomiarów detektorem germanowym w studni grafitowej z	48
3.6.	parafinową przesłoną	63 66
3.7.	Zestawienie intensywności linii wodorowej w pomiarach oraz w przeprowadzonych symulaciach.	72
3.8.	Zestawienie współczynników nachylenia funkcji eksponencjalnej dopasowanej do zależności przedstawionych na rys. 3.27	74
3.9.	Zestawienie linii pochodzących od oddziaływań neutronów z izotopami germanu zarejestrowanych układem pomiarowym, oraz otrzymanych	70
3.10.	w wyniku przeprowadzonych symulacji. Zestawienie przeprowadzonych i opisanych w pracy testów pakietu Geant4.	76 85
4.1.	Współczynniki zadanego widma energii neutronów, dobrane w sposób dowolny celem przeprowadzenia testów precyzji opisanych metod rozwiklania widma energii neutronów	103
4.2.	Zestawienie parametru P opisującego jak dobrze zostało dokonane rozwikłanie pomiarów dla testowych (symulowanych) widm energii	105
4.3.	neutronów	114
4.4.	Zestawienie czasu przeprowadzonych pomiarów dla każdej konfiguracji detektora	116
4.5.	Uzyskane rzeczywiste liczby zarejestrowanych neutronów w różnych geometriach układu pomiarowego. Czas rzeczywisty każdego pomiaru,	110
4.6.	tak jak w tabeli 4.4	117
~	równolegle () do osi licznika helowego.	117
C.1	Intensywność linii gamma uzysykaych w wyniku pomiaru tła naturalnego w podziemiu.	140

C.2	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami germanu w detektorze	141
C.3	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami germanu w detektorze. (c.d.)	142
C.4	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami ołowiu w obudowie źródła.	143
C.5	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami ołowiu w obudowie źródła. (c.d)	143
C.6	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami złota w źródle.	144
C.7	Zarejestrowane linie gamma pochodzące od reakcji neutronów z	
	izotopami złota w źródle. (c.d)	145