Uniwersytet Jagielloński Wydział Fizyki, Astronomii i Informatyki Stosowanej Instytut Fizyki

Małgorzata Harańczyk

## Procesy tła dla pomiarów oddziaływań neutrin w podziemnym laboratorium w Sieroszowicach

Praca magisterska

wykonana w Zakładzie XVI Instytutu Fizyki Jądrowej im. H.Niewodniczańskiego w Krakowie

pod kierunkiem

prof. dr hab. Agnieszki Zalewskiej

Kraków, czerwiec 2009

## Spis treści

Wstęp	)	2	
Rozdz cząs	iał 1. Podziemne laboratoria dla badań z fizyki i astrofizyki tek	3	
1.1.	Badania prowadzone w podziemnych laboratoriach.	4	
1.2.	Podziemne laboratoria w Europie	9	
1.3.	Projekt LAGUNA (Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics).	10	
Rozdz	iał 2. Projekt laboratorium SUNLAB w Polsce.	14	
2.1.	Studium w ramach projektu LAGUNA	14	
2.2.	Projekt początkowego laboratorium.	20	
Rozdz	Rozdział 3. Tło w podziemnym laboratorium SUNLAB.		
3.1.	Naturalna promieniotwórczość skał.	21	
3.2.	Tło od mionów promieniowania kosmicznego.	23	
3.3.	Symulacja strumienia mionów kosmicznych w podziemnym laboratorium SUNLAB.	25	
Rozdz	iał 4. Symulacje tła mionowego.	27	
4.1.	Elementy programu symulacji	27	
4.2.	Geometria detektora GLACIER	27	
4.3.	Źródło cząstek.	29	
4.4.	Rozkłady energii i długości torów mionów.	30	
4.5.	Oddziaływanie mionów z materiałem detektora.	32	
4.6.	Analiza wyników dla procesów radiacyjnych.	35	
4.7.	Charakterystyki produkcji par $e e w$ funkcji energii mionu	41	
Podsu	Podsumowanie		
Bibliografia			

## Wstęp

Od tysiącleci człowiek szuka odpowiedzi na pytanie o naturę Wszechświata. W jaki sposób działa i z czego jest zbudowany? Przechodząc od starożytnych teorii filozoficznych przez całą historię nauki wraz z jej wielkimi odkryciami aż do czasów współczesnych, pytania te zostają bez jednoznacznej, ostatecznej odpowiedzi. Naukowcy wciąż jednak prowadzą badania mające na celu wyjaśnienie zagadek Wszechświata i lepsze zrozumienie praw, które nim rządzą. Powstają więc nowe projekty i eksperymenty mające na celu badania i poszukiwania coraz rzadszych zjawisk.

Polskie przyszłe laboratorium SUNLAB jest włączone w jedno z takich przedsięwzięć, projekt LAGUNA. W ramach tego projektu powstają plany wielkiego podziemnego laboratorium służącego do badania neutrin i poszukiwania rozpadu protonu. Polski SUNLAB jest jedną z siedmiu proponowanych lokalizacji wielkiego detektora, który w przyszłości ma służyć prowadzeniu badań z zakresu astrofizyki neutrin oraz testów Wielkiej Unifikacji. Aby jednak laboratorium SUNLAB mogło powstać i dobrze funkcjonować potrzebne jest, oprócz aspektów geomechanicznych, dobre zrozumienie tła badanych zjawisk.

Wstępne prace nad zrozumieniem i opisem tła w warunkach kopalni w Sieroszowicach przeprowadził Grzegorz Dzioba w 2007 roku, rozpoczynając od zbudowania symulacji komputerowej dla oddziaływań mionów. Prezentowana praca stanowi kontynuację i rozszerzenie tych symulacji.

Pierwszy rozdział pracy zawiera krótki opis badań prowadzonych w podziemnych laboratoriach oraz przybliża założenia europejskiego projektu LA-GUNA. W kolejnym rozdziale znajduje się charakterystyka przyszłego laboratorium SUNLAB oraz perspektywy przeprowadzenia w nim pierwszego eksperymentu. Rozdział trzeci zawiera informacje o tle dla poszukiwanych procesów w warunkach podziemnej komory w Sieroszowicach. W czwartym znajduje się opis przeprowadzonych symulacji oraz ich wyników dla solnej komory laboratorium SUNLAB.

#### Rozdział 1

## Podziemne laboratoria dla badań z fizyki i astrofizyki cząstek.

Badania prowadzone w podziemnych laboratoriach dotyczą poszukiwania odpowiedzi na niektóre z fundamentalnych pytań z dziedziny fizyki i astrofizyki cząstek oraz kosmologii. Trzy spośród nich to pytania o rozpad protonu, istnienie Ciemnej Materii oraz intrygujące, a wciąż słabo poznane własności neutrin.

Dziś fizycy posiadają dobrze ugruntowane i ciągle sprawdzane doświadczalnie teorie oddziaływań elektrosłabych, silnych i grawitacyjnych. Wydaje się jednak, że te kawałki układanki powinno dać się złączyć w całość, w jedną Wielką Teorię Unifikującą (GUT Grand Unified Theory), tak by stałe charakterystyczne dla poszczególnych oddziaływań dały się sprowadzić do jednej stałej. Istnieje wiele teorii GUT, większość z nich przewiduje zjawisko rozpadu protonu, najbardziej stabilnej cząstki nieelementarnej.

Zadając pytania o budowę Świata napotkano na wiele zaskakujących problemów. Między innymi na problem-zagadkę Ciemnej Materii. Badania astronomów i astrofizyków wykazały, że znana nam materia barionowa, z której zbudowana jest nasza planeta, Słońce, inne gwiazdy i galaktyki stanowi zaledwie około pięciu procent masy-energii całego Wszechświata. Z czego zatem zbudowana jest pozostała część? Jak oddziałuje ze znaną nam materią?

Jednym z najważniejszych i najbardziej zaskakujących odkryć końca XX w. było zaobserwowanie oscylacji neutrin przez trzy niezależne podziemne obserwatoria, leptonów tajemniczych i bardzo rzadko oddziałujących. Neutrina nadal są jednym z najciekawszych obiektów badań i nie tylko same przez się, lecz również jako narzędzie dostarczające informacji o budowie geologicznej wnętrza Ziemi, procesach zachodzących wewnątrz Słońca, mechanizmie wybuchu gwiazd supernowych jak również o najdalszych zakątkach Kosmosu.

Wszystkie przedstawione tu problemy badawcze są niezwykle intrygujące i dotykają najważniejszych zagadnień natury Wszechświata. Wszystkie one jednak bazują na zjawiskach niezwykle rzadkich i trudnych do zaobserwowania, wymagają zatem wielkich, precyzyjnych detektorów usytuowanych w miejscach o możliwie najmniejszym tle pomiarowym. Ze względu na bardzo dużą ilość docierających do Ziemi cząstek promieniowania kosmicznego, które oddziałując z atmosferą tworzą kaskady cząstek wtórnych, detektory umieszcza się pod ziemią, tak by ograniczyć tło pochodzące od mionów kosmicznych. W kolejnych częściach tego rozdziału chcę krótko omówić poszczególne badania prowadzone w podziemnych laboratoriach, związane ze wspomnianymi wcześniej zagadnieniami, następnie istniejące laboratoria tego typu w Europie, a na koniec przedstawię projekt LAGUNA, z którym związana jest ta praca.

## 1.1. Badania prowadzone w podziemnych laboratoriach.

#### Poszukiwanie rozpadu protonu.

Proton, jako najlżejszy barion, zgodnie z Modelem Standardowym i zasadą zachowania liczby barionowej nie powinien ulegać rozpadowi. Wiemy jednak, że konieczne jest wyjście poza Model Standardowy przy konstruowaniu teorii Wielkiej Unifikacji.

Obecnie większość teorii GUT przewiduje rozpad protonu z czasem życia mniejszym niż  $10^{37}$  lat. Zatem zaobserwowanie rozpadu protonu o konkretnym czasie życia dla zadanego kanału rozpadu będzie niezwykle ważnym doświadczalnym potwierdzeniem teorii GUT, lub w przypadku niezaobserwowania tego rozpadu, kolejnym oszacowaniem od dołu czasu życia protonu i odrzuceniem kolejnych teorii. Aktualnie szacuje się, że planowane detektory będą w stanie zmierzyć rozpad protonu o czasie życia nawet do  $10^{35}$  lat, a to pozwoli na weryfikację szeregu modeli GUT.

Od początku lat osiemdziesiątych do dziś zostało przeprowadzonych kilka podziemnych eksperymentów dotyczących poszukiwania rozpadu protonu.

Detektor	data	Тур	Lokalizacja	Masa
				[kton]
NUSEX	1982	Kalorymetr śledzący	Mont-Blanc, Francja	0,15
Frejus	1985	Kalorymetr śledzący	Frejus, Francja	0,9
Soudan	1989	Kalorymetr śledzący	Minnesota, USA	0,96
Kamiokande	1983	Wod.det Czerenkowa	Kamioka, Japonia	0,88
IMB-3	1986	Wod.det Czerenkowa	Ohio, USA	3,3
SuperKamiokande	1996	Wod.det Czerenkowa	Kamioka,Japonia	22,5
ICARUS	2009 ?	LAr TPC	Gran Sasso, Włochy	0,6

Tabela 1.1. Eksperymenty dla poszukiwań rozpadu protonu.

Wszystkie detektory wykorzystane w tych eksperymentach cechują się dużą masą jak również możliwie największą zdolnością rozdzielczą. Wykorzystane zostały dwie technologie, kalorymetrów śledzących oraz wodnych detektorów Czerenkowa (Tab.1.1). Większość eksperymentów została już zakończona, jedynym wciąż działającym i wyposażonym w największy detektor jest japoński eksperyment SuperKamiokande. Nowym eksperymentem w tej dziedzinie jest europejski ICARUS, który powinien wkrótce zostać uruchomiony. Ważny nie ze względu na masę detektora, ale dzięki wykorzystaniu nowej technologii ciekło-argonowej komory projekcji czasowej (LArTPC), która umożliwia dużą dokładność w zakresie rekonstrukcji torów cząstek.

Żaden z przeprowadzonych eksperymentów nie zaobserwował zjawiska rozpadu protonu dla żadnego z przewidywanych kanałów rozpadu. Dały one jednak oszacowania na dolną granicę czasu życia protonu. Detektor Super-Kamiokande osiągnął najlepsze ograniczenia właściwie dla wszystkich proponowanych kanałów rozpadu protonu. Tak oto najwyższa wartość dolnej granicy czasu życia protonu dla kanału rozpadu  $p \to e^+ + \pi^0$ , otrzymana przy pomocy detektora SuperKamiokande, wynosi  $\tau > 1, 6 \times 10^{33}$  lat [16]. To ograniczenie pozwoliło na odrzucenie minimalnej wersji teorii GUT SU(5), która przewidywała ten rozpad z  $\tau \sim 10^{31}$ lat. Ten kanał rozpadu jest również przewidywany przez szereg innych teorii GUT, jednak z większymi wartościami czasu życia protonu, na razie nie osiągalnymi doświadczalnie

#### Poszukiwanie Ciemnej Materii.

Fakt istnienia Ciemnej Materii wydaje się być dobrze ugruntowany. Najstarszym i najbardziej przekonującym argumentem za istnieniem materii niebarionowej, niedostępnej dla standardowych teleskopów jest niezgodność obserwowanych krzywych rotacyjnych galaktyk (również większych obiektów takich jak gromady galaktyk) z przewidywaniami dla materii barionowej. Okazuje się, że większość obserwowanych obiektów porusza się szybciej niż wynikałoby to z praw grawitacji dla ich widzialnej masy. Prędkość rotacji mierzy się, wykorzystując świecący obiekt na stabilnej orbicie keplerowskiej, który obraca się wraz z całą galaktyką, a jego prędkość obrotu v(r) zależy od masy M(r) zgromadzonej wewnątrz orbity o promieniu r następująco:  $v(r) \propto \sqrt{M(r)/r}$ . Tak więc krzywa obrazująca zależność v(r) dla odległości większej od promienia galaktyki powinna spadać jak ~  $1/\sqrt{r}$ . Tymczasem dla większości galaktyk prędkość ta nie maleje, najczęściej jak w przypadku Drogi Mlecznej jest prawie stała. Ten fakt sugeruje istnienie Ciemnej Materii wokół galaktyki.



Rysunek 1.1. Krzywe rotacyjne dla dwóch galaktyk spiralnych. Wykresy pochodzą z pracy [1].

Obiektów kandydujących do bycia Ciemną Materią jest co najmniej kilka. Najpopularniejszą hipotezą, której dedykowane są eksperymenty w podziemnych laboratoriach, jest istnienie WIMPów czyli masywnych (10 GeV -10 TeV) cząstek oddziałujących słabo (Weak Interacting Massive Particles). Powinny być to cząstki stabilne i nie oddziałujące elektromagnetycznie, a tym bardziej silnie. Możliwe jest oddziaływanie WIMPów ze zwykłą materią poprzez elastyczne zderzenia z jądrem atomowym z przekrojami czynnymi charakterystycznymi dla oddziaływań słabych. Są zatem możliwe do zaobserwowania w sposób prawie bezpośredni. Częstość występowania takiego oddziaływania jest trudna do dokładnego obliczenia ze względu na wiele niewiadomych, takich jak masa czy prędkość poszukiwanych cząstek jak również gęstość Ciemnej Materii. Wiadomo jednak, że ze względu na słabe oddziaływanie WIMPów zdarzenia takie są niezwykle rzadkie. Do poszukiwań potrzebne są masywne detektory odizolowane od tła pochodzenia kosmicznego i naturalnej promieniotwórczości skał w podziemnym laboratorium oraz wykorzystujące materiały o minimalnej zawartości pierwiastków promieniotwórczych.

Obecnie istnieje co najmniej kilka eksperymentów w podziemnych laboratoriach na całym świecie nastawionych na poszukiwanie WIMPów. Jako przykład można wymienić experyment LIBRA (Gran Sasso), będący następcą eksperymentu DAMA i wykorzystujący 250 kilogramów scyntylatora NaI(Tl), amerykański CDMS (Soudan) bazujący na germanie lub ZEPLIN II (Boulby) w Wielkiej Brytanii, wykorzystujący detektor wypełniony ciekłym ksenonem o masie 31 kilogramów. Większy detektor ksenonowy XENON-10 zbiera dane w laboratorium w Gran Sasso. Warto zwrócić uwagę na prototyp i właściwy detektor (odpowiednio 3,2 kg i 140 kg ) eksperymentu WARP (Gran Sasso) oraz 1 tonowy ArDM (CERN), których materiałem czynnym jest ciekły argon. Jak dotąd nie zaobserwowano jednoznacznego sygnału pochodzącego od cząstek Ciemnej Materii. Jedynie współpraca DAMA/LIBRA interpretuje obserwowaną roczną modulację sygnału jako dowód na istnienie Ciemnej Materii.

Pozostałe eksperymenty uzyskały tylko górne granice przekrojów czynnych na elastyczne zderzenia na jądrze atomowym w zależności od hipotetycznej masy cząstki. Rysunek 1.2 przedstawia zebrane wyniki z różnych eksperymentów. Najlepsze oszacowania pochodzą z eksperymentu XENON-10 (Gran Sasso) - ksenonowej komory projekcji czasowej o masie 15 kilogramów. Na przykład dla cząstki o masie 30 *GeV* otrzymuje się  $\sigma \simeq 4 \times 10^{-8} \ pb$ . Należy tutaj zauważyć, że te eksperymenty wykluczają wartości parametrów WIMPów preferowane przez eksperyment DAMA/LIBRA.

#### Własności i astrofizyka neutrin.

Od momentu zapostulowania przez Wolfganga Pauliego ich istnienia aż do dni obecnych neutrina wciąż są niezwykle interesującym obiektem badań. Dziś już nikt nie wątpi w ich istnienie. Zostało ono udowodnione przez F. Reinsa i C. Cowana w 1955 roku w jednym z pierwszych podziemnych eksperymentów. Zbiornik wypełniony  $CdCl_2$  umieszczony był w pobliżu elektrowni jądrowej w Savannah River tak, aby zwiększyć szanse na zarejestrowanie oddziaływania antyneutrin z silnego strumienia tych cząstek z rozpadów  $\beta$ zachodzących w reaktorze.

Przez blisko trzydzieści lat zagadką była obserwacja niedoboru neutrin słonecznych na powierzchni Ziemi w stosunku do przewidywań Standardowego Modelu Słońca (SSM). Neutrina słoneczne czyli neutrina elektronowe  $\nu_e$ , powstające w procesach syntez jądrowych we wnętrzu Słońca, docierając do Ziemi, niosą informację o procesach, w których powstały. Badając zatem strumień i widmo energetyczne neutrin słonecznych możemy zweryfikować model budowy Słońca.



Rysunek 1.2. Ograniczenia na przekroje czynne odziaływań WIMPów otrzymane przez różne eksperymenty (źródło: [2]).

Eksperyment	Reakcja	Próg [MeV]	% BP04
Homestake	v <sub>e</sub> + <sup>37</sup> Cl → e <sup>-</sup> + <sup>37</sup> Ar	0,814	30,1± 2.7
GALLEX/GNO	v <sub>e</sub> + <sup>71</sup> Ga → e <sup>-</sup> + <sup>71</sup> Ge	0 222	52,9± 4,2
SAGE		0,255	54,0± 4,0
Kamiokande	v <sub>x</sub> + e <sup>¯</sup> → v <sub>x</sub> + e <sup>¯</sup>	6,7	48,4± 6,6
SK-I		4,7	40,6± 1,4
	v <sub>s</sub> +D → p+p+e <sup>-</sup>	6,9	30,4± 1,9
SNO-D20	v <sub>x</sub> +D → n+p+v <sub>x</sub>	2,224	87,9±11,1

Tabela 1.2. Pomiar strumienia neutrin słonecznych przez różne eksperymenty. W ostatniej kolumnie znajduje się stosunek zmierzonego strumienia do przewidywanego przez SSM BP04.

Niedobór neutrin słonecznych sięgający 70% teoretycznego strumienia pierwotnie został wykryty przez radiochemiczny eksperyment R. Davisa w Homestake, a następnie przez wiele innych, takich jak radiochemiczne GAL-LEX czy SAGE oraz wodny detektor Czerenkowa Kamiokande i SuperKamiokande (patrz tabela 1.2). Wyjaśniony został, zaledwie kilka lat temu, przez eksperyment SNO.

Detektor eksperymentu SNO [3] wypełniony był kilotoną ciężkiej wody  $(D_2O)$  co umożliwiało obserwację oddziaływań  $\nu_e \ (\nu_e + D \rightarrow p + p + e^-)$  jak i wszystkich zapachów neutrin ( $\nu_x + D \rightarrow n + p + \nu_x$ ). O ile dla  $\nu_e$  pomiary dały osłabienie strumienia, to całkowity strumień neutrin zaobserwowany w tym detektorze zgadzał się z postulowanym przez SSM. To pokazuje, że ilość produkowanych w Słońcu neutrin jest dobrze przewidywana, lecz zapach neutrina elektronowego  $\nu_e$  ulega zmianie na  $\nu_{\mu,\tau}$  na drodze z wnętrza Słońca do jego powierzchni.

Obserwacja neutrin pochodzenia atmosferycznego również wskazała na oscylacje neutrin. Proces ten może zachodzić tylko przy udziale cząstek obdarzonych masą. Neutrina atmosferyczne powstają w atmosferze Ziemi głównie z rozpadów pionów i kaonów na mion i neutrino mionowe, a następnie rozpadu mionów na elektron i parę neutrino antyneutrino o zapachu mionu i elektronu. Oscylacje neutrin atmosferycznych zostały odkryte dzięki detektorowi SuperKamiokande [4]. Dane pochodzące z tego detektora, zbierane przez kilka lat, wyraźnie ujawniają zależność natężenia strumienia  $\nu_{\mu}$  od kąta azymutalnego, czyli pośrednio od drogi, jaką pokonać musi neutrino zanim dotrze do detektora. Największy niedobór neutrin mionowych obserwowano dla tych kierunków, dla których droga, jaką przebyło neutrino jest najdłuższa (grubość atmosfery + średnica Ziemi). Nie zaobserwowano natomiast żadnych odchyleń od przewidywanego strumienia dla neutrin elektronowych, co implikuje zmianę zapachu  $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{\tau}$ .

Przyczyną oscylacji jest fakt, że stany masowe neutrin  $(\nu_1, \nu_2, \nu_3)$  nie są identyczne z ich stanami zapachowymi  $(\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau)$ , które są obserwowane w detektorach. Można jednak znaleźć macierz transformacji  $U_{PMNS}$  taką, która pozwala na przejście w opisie jednych stanów do drugich i zapisanie stanów zapachowych jako superpozycję stanów masowych.

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{PMNS} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}$$
(1.1)

$$U_{PMNS} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos\theta_{23} & \sin\theta_{23} \\ 0 & -\sin\theta_{23} & \cos\theta_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{13} & 0 & \sin\theta_{13} e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta_{13} e^{i\delta} & 0 & \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} & \sin\theta_{12} & 0 \\ -\sin\theta_{12} & \cos\theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Macierz ta, parametryzowana jest za pomocą czterech parametrów, trzech kątów mieszania  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  oraz jednej fazy  $\delta$ . Każdy z kątów mieszania odpowiada za inny sektor oscylacji. Sektor słoneczny ( $\nu_e \leftrightarrow \nu_{\mu,\tau}$ ) -  $\theta_{12}$ , atmosferyczny ( $\nu_{\mu} \leftrightarrow \nu_{\tau}$ ) -  $\theta_{23}$ , natomiast kąt  $\theta_{13}$  łączy te dwa sektory. Parametr  $\delta$  jest jedynym parametrem urojonym w tej macierzy, odpowiada za łamanie symetrii CP. Faza  $\delta$  zawsze występuje z sin $\theta_{13}$ , dlatego od tego jak mały jest ten kąt, zależy czy w eksperymentach oscylacyjnych będzie możliwe wyznaczenie wartości parametru  $\delta$ .

Prawdopodobieństwo zmiany zapachu przez neutrino zależy jeszcze od dodatkowych parametrów, takich jak kwadraty różnicy mas  $(\Delta m_{21}^2, \Delta m_{32}^2)$ , długość drogi przebytej przez neutrino (L) oraz jego energii (E).

Eksperymenty oscylacyjne neutrin sektora słonecznego, takie jak SNO [3] czy reaktorowy KamLAND [6], oraz sektora atmosferycznego SuperKamiokande [4] i pierwszy eksperyment akceleratorowy z długą bazą pomiarową K2K [7], [8] dały bardzo ważne oszacowania wartości parametrów  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{32}^2$ . Wciąż jednak wyzwaniem jest wyznaczenie tych parametrów z większą precyzją, jak również wykonanie pomiaru kąta  $\theta_{13}$  ( $\nu_{\mu} \rightarrow \nu_{e}$ ). Pomiar ten nie jest prosty, gdyż z pomiarów eksperymentu CHOOZ wiadomo, że kąt ten jest mniejszy niż 10°. Od tego jak bardzo okaże się mały, zależy, co już było wspomniane, czy możliwe będzie wyznaczenie fazy odpowiadającej za łamanie CP w sektorze leptonowym. Do tych pomiarów potrzebne są duże, precyzyjne detektory i silne, dobrze określone wiązki neutrin. Należy też tak dobrać energię neutrin i odległość detektora od ich źródła, aby prawdopodobieństwo oscylacji było maksymalne.

Kolejnym wyzwaniem związanym z lepszym poznawaniem własności neutrin jest wyznaczenie ich masy. W omówionych eksperymentach oscylacyjnych dokonujemy pomiaru różnicy kwadratów mas poszczególnych stanów. Bardzo ważne jest jednak wyznaczenie bezwzględnych mas neutrin. Tutaj trzeba też zadać pytanie o naturę neutrin, mianowicie, czy są cząstkami Diraca czy Majorany. Hipotezę cząstek Majorany można sprowadzić do pytania, czy neutrino jest tożsame ze swoim antyneutrinem. Jeśli tak by było, możliwym byłby proces anihilacji neutrina z neutrinem. To prowadzi do hipotezy podwójnego bezneutrinowego rozpadu beta  $\beta\beta0\nu$ . Jeśli taki proces zachodzi dla niektórych jąder radioaktywnych, to pozwoli on na najdokładniejsze wyznaczenie bezwzględnej masy neutrin. Jak dotąd taki rozpad nie został zaobserwowany, eksperymentem poszukującym takiego rozpadu jest na przykład NEMO3.

Neutrina, dzięki temu, że oddziałują tylko słabo są bardzo dobrym nośnikiem informacji, gdyż praktycznie nie ulega ona po drodze zaburzeniu. To, co o nich wiemy, wystarcza, aby neutrina używane były jako narzędzie w badaniach astrofizycznych i kosmologicznych. W ten sposób neutrina słoneczne dostarczają informacji o wnętrzu Słońca, rodzaju materii słonecznej i procesach tam zachodzących. Silny strumień neutrin byłby najszybszą informacją o wybuchu supernowej w naszej galaktyce, analiza takiego strumienia mogłaby też wiele powiedzieć o samym mechanizmie wybuchu. Pierwszą obserwacją strumienia neutrin z wybuchu supernowej był sygnał zaobserwowany przez detektor Kamiokande (również IMB i Baksan) w 1987 roku z supernowej SN1987A.

Neutrina powstają również we wnętrzu Ziemi, w rozpadach  $\beta$  izotopów promieniotwórczych. Wciąż jest zagadką to, w jaki sposób Ziemia jest ogrzewana od środka. Okazuje się, że geoneutrina są bardzo dobrym narzędziem do badania tego zagadnienia. Geoneutrina mają jednak bardzo niską energię, dlatego są bardzo trudne w detekcji. Jedyny eksperyment, który zaobserwował sygnał od geoneutrin z rozpadów uranu i toru, to KamLAND [9].

#### 1.2. Podziemne laboratoria w Europie.

Obecnie działa kilka podziemnych laboratoriów w Europie. Największe z nich to LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso), mieszczące się w tunelach pod górami Gran Sasso we Włoszech. Prowadzonych jest tam siedemnaście eksperymentów w różnych stadiach zaawansowania i obejmujących szeroki zakres badań z astrofizyki i fizyki cząstek. Są to na przykład poszukiwania rozpadu protonu (ICARUS), podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$ 

(GERDA), Ciemnej Materii (Xenon, WARP, DAMA/LIBRA). Prowadzone są również badania oscylacji neutrin na wiązce akceleratorowej  $\nu_{\mu}$  z CERNu (OPERA, dołączy ICARUS).

Innym podziemnym laboratorium jest LSM (Laboratoire Souterrain de Modane) we Francji, które ulokowane jest w jednym z najstarszych tuneli alpejskich Frejus. Obecnie prowadzonych jest tam kilka eksperymentów z zakresu fizyki jądrowej i cząstek elementarnych. Jako przykład można podać eksperyment NEMO3, najważniejszy obecnie eksperyment poszukujący podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$ . Planowana jest rozbudowa laboratorium w najbliższych latach.

Laboratorium LSC (Laboratorio Subterraneo de Canfrac, Hiszpania) mieści się w pobliżu kolejowego tunelu w hiszpańskich Pirenejach. Składa się ono z trzech oddzielnych laboratoriów, każde pod innym masywem górskim. Główne eksperymenty prowadzone w LSC są z zakresu fizyki neutrin oraz poszukiwania Ciemnej Materii. Przykładem może być eksperyment IGEX-2 $\beta$ poszukujący podwójnego bezneutrinowego rozpadu  $\beta$  dla jądra <sup>76</sup>Ge lub COSME-1 i COSME-2 poszukujące WIMPów.

Boulby Underground Laboratory to laboratorium mieszczące się w działającej kopalni potażu i soli, najgłębszej w Wielkiej Brytanii. Prowadzone tam eksperymenty dotyczą głównie poszukiwania Ciemnej Materii i są to ZEPPLIN II i ZEPPLIN III oraz DRIFT II.

Najmłodszym z podziemnych laboratoriów działających w Europie jest CUPP (Centre for Underground Physics in Pyhäsalmi) w Finlandii. Jest to niedawno uruchomione laboratorium w kopalni cynku Pyhäsalmi. Wielopoziomowość komór w kopalni umożliwa przeprowadzanie eksperymentów na różnych głębokościach. Jest to istotne przy eksperymentach badających promienie kosmiczne. Pierwszym poważnym eksperymentem w tym laboratorium jest EMMA, czyli eksperyment mający na celu badanie wysokoenergetycznych promieni kosmicznych poprzez rejestrację pochodzących od nich pęków mionów.

#### 1.3. Projekt LAGUNA (Large Apparatus studying Grand Unification and Neutrino Astrophysics).

Fizyka neutrin oraz poszukiwanie rozpadu protonu wkraczają niewątpliwie w nową fazę. Badane procesy są niezwykle rzadkie, a interesujące parametry muszą być wyznaczone z coraz lepszą dokładnością. W tym celu niezbędne jest stworzenie nowego, znacznie większego niż obecne, bardzo dokładnego detektora i umieszczenie go głęboko pod Ziemią w celu zredukowania tła. Proponowana masa takiego detektora, w zależności od technologii, w jakiej miałby być wykonany, to 100 kiloton do nawet 1 Megatony. Pojawia się więc problem lokalizacji dla takiego detektora, ponieważ żadne z obecnie działających laboratoriów nie jest w stanie go pomieścić.

Projekt LAGUNA to pan-europejski projekt realizowany od połowy 2008 roku i mający zakończyć się w 2010 roku. Głównym celem tego projektu

jest wybór i lokalizacja przyszłego podziemnego laboratorium koniecznego do badania Wielkiej Unifikacji oraz astrofizyki neutrin. Projekt ten zrzesza 21 organizacji (uczelni wyższych, instytutów naukowych oraz instytucji przemysłowych) z 10 państw Europejskich (Szwajcarii, Niemiec, Hiszpanii, Francji, Włoch, Polski, Finlandii, Rumunii, Wielkiej Brytanii, Danii). Główne cele badawcze projektu LAGUNA to poszukiwanie rozpadu protonu, badanie neutrin pochodzenia astrofizycznego i badania własności neutrin z wiązek akceleratorowych. Rozważane są trzy technologie detektorów dla siedmiu proponowanych lokalizacji.

#### LAr TPC - GLACIER

Komora projekcji czasowej wypełniona ciekłym argonem daje możliwość bardzo dokładnego obrazowania (porównywalnego z dawnymi komorami pęcherzykowymi) i bardzo dobrej energetycznej zdolności rozdzielczej. Możliwe jest to dzięki rejestracji sygnału pochodzącego zarówno z jonizacji ośrodka jak i scyntylacji. Rejestracja szybkiego sygnału scyntylacyjnego umożliwia oparcie na nim systemu wyzwalania detektora dla rejestracji dużo wolniejszego sygnału jonizacyjnego. LAr TPC to stosunkowo nowy typ detektora. Technologia ta była już sprawdzana w przypadku detektora ICARUS, jednak wyzwaniem jest przeskalowanie jej 150-krotnie do rozmiarów proponowanego detektora GLACIER. Projekt tego detektora to 100 ktonowy walec o średnicy ponad 70 m i wysokości 26 m . Pierwotne plany lokacyjne to SUNLAB w Sieroszowicach w Polsce.



Rysunek 1.3. Wizja przyszłego detektora GLACIER.

#### Ciekły scyntylator -LENA

Ten typ detektora cechuje się najniższym progiem energetycznym dla oddziałujących neutrin oraz dobrą energetyczną zdolnością rozdzielczą, co łącznie jest jego zaletą. Ta technika zastosowana w detektorze KamLAND zaskutkowała świetnymi pomiarami oscylacji neutrin reaktorowych oraz zaobserwowaniem sygnału pochodzącego od geoneutrin. Detektor BOREXINO, który również wypełniony jest ciekłym scyntylatorem, dostarcza z kolei bardzo ciekawych danych dla neutrin słonecznych. Proponowany detektor LENA miałby mieć kształt walca o wysokości 100m i średnicy około 30 m. Masa substancji czynnej miałaby być około 50 kton, a do odczytu służyłoby około 12 tysięcy fotopowielaczy. Technologia ta pierwotnie rozwijana byłą z myślą o lokalizacji w Pyhäsalmi.



Rysunek 1.4. Wizja przyszłego detektora LENA.

#### Wodny detektor Czerenkowa - MEMPHYS

Technologia wodnych detektorów Czerenkowa jest dobrze znana i za sprawą detektora Kamiokande, a następnie SuperKamiokande, utytułowana wieloma osiągnięciami z zakresu astrofizyki neutrin. Materiał czynny - woda jest łatwy w uzyskaniu i stosunkowo tani. Na koszty budowy detektora tego typu wpływa koszt fotopowielaczy. Zatem wyzwaniem w rozwijaniu tej technologii jest zbudowanie fotopowielaczy tanich i dokładniejszych w odczycie. Proponowany MEMPHYS miałby być złożony z trzech do pięciu pojemników każdy o masie ~ 150 kton (średnica i wysokość ok 65 m). Do pokrycia powierzchni jednego takiego walca potrzebne jest około 80 tysięcy fotopowielaczy. Technologia ta rozwijana była pierwotnie z myślą o lokalizacji w LSM.



Rysunek 1.5. Wizja przyszłego detektora MEMPHYS.

Przy wyborze lokalizacji musi być brane pod uwagę wiele aspektów. Argumenty techniczne i tektoniczne są niezwykle ważne ze względu na samą budowę przyszłej komory detektora i infrastruktury laboratorium. Argumenty natury fizycznej, takie jak niskie tło od naturalnej promieniotwórczości skał lub gęstość skał i głębokość pod powierzchnią ziemi, redukujące tło od promieniowania kosmicznego, czy po prostu odpowiednia odległość od CERNu (miejsca wytworzenia przyszłej wiązki neutrinowej) są równie ważne, gdyż od nich zależy uniwersalność laboratorium i dokładność przyszłych pomiarów.

Proponowane lokalizacje są następujące:

wspomniane już podziemne laboratoria po odpowiedniej rozbudowie:

Boulby, LSC, LSM, Pyhäsalmi

oraz nowe lokalizacje:

- Caso Włochy, tunel, studium dla detektora GLACIER
- Slanic Rumunia, kopalnia soli
- SUNLAB Polska, kopalnia soli i metali nieżelaznych, proponowane detektory GLACIER i LENA



Rysunek 1.6. Lokalizacje rozpatrywane w ramach projektu LAGUNA [Google-Maps].

#### Rozdział 2

## Projekt laboratorium SUNLAB w Polsce.

Jedną z proponowanych lokalizacji w projekcie LAGUNA jest laboratorium SUNLAB w Polsce. Pierwsze, wstępne prace geomechaniczne zwiazane z projektem polskiego laboratorium w kopalni w Sieroszowicach rozpoczęły się już w 2004 roku. Następnie zostały wykonane pierwsze pomiary tła promieniotwórczości naturalnej w komorze solnej oraz zawartości pierwiastków promieniotwórczych pobranych próbek soli i anhydrytu. W 2008 roku projekt laboratorium został właczony do projektu LAGUNA. W kwietniu 2009 roku odbyło się międzynarodowe spotkanie robocze projektu we Wrocławiu, na którym uczestnikom spotkania przedstawiono wyniki symulacji geomechanicznych dla różnych lokalizacji wielkich komór oraz pokazano solną komorę znajdująca się 950 metrów pod ziemią. Zostało też zaproponowane uruchomienie w krótkim czasie małego laboratorium do badań Ciemnej Materii. Projekt laboratorium powstaje we współpracy ze spółką KGHM Polska Miedź S.A., która dysponuje doskonałym terenem powydobywczym, infrastrukturą i specjalistami w zakresie geomechaniki i drążenia komór. Ze względu na to, że interesujące tereny pod względem lokalizacji znajdują się na terenie Zakładu Górniczego Polkowice-Sieroszowice, przyszłe laboratorium otrzymało nazwę SUNLAB - jest to akronim od Sieroszowice UNderground LABoratory.

#### 2.1. Studium w ramach projektu LAGUNA.

W ramach projektu LAGUNA rozpatrywane są wielkie komory, które miałyby pomieścić przyszłe wielkie detektory. Po analizie geologicznej i geomechanicznej złóż terenu kopalni w Sieroszowicach, okazało się, że możliwe jest wydrążenie komór dla detektora GLACIER oraz detektora LENA, ale umieszczonego w pozycji horyzontalnej. Rysunki (2.1) i (2.2) przedstawiają schematy obu komór stosowane w symulacjach geomechanicznych.

Ponieważ w tej pracy w dalszej analizie brany jest pod uwagę głównie detektor typu GLACIER, zaprezentuję wyniki symulacji geomechanicznych dla dwu z czterech proponowanych lokalizacji dla tego właśnie detektora. Prowadzone są one głównie przez KGHM Cuprum sp. z o.o. z Wrocławia z pomocą Instytutu Gospodarki Surowcami Mineralnymi i Energią PAN z Krakowa [10].



Rysunek 2.1. Schemat komory dla detektora GLACIER. Wymiary podane są w $_{\rm metrach.}$ 



Rysunek 2.2. Schemat komory dla detektora LENA. Wymiary podane są w metrach.

#### Lokalizacja w warstwie soli na głębokości 950 m.

Jedną z pierwszych rozważanych lokalizacji wydrażenia dużej komory była lokalizacja w złożu soli, w pobliżu odwiertu S-383. Znajdują się tam pokłady soli kamiennej o dużej miąższości, dochodzące do głębokości około 1000 metrów pod powierzchnia ziemi. Proponowana głębokość pod powierzchnia ziemi, na której miałaby znajdować się komora to 950 m ( $\sim 2200 \text{ m}$  w.e). Skała solna charakteryzuje się dość małą gęstością ( $\rho = 2.30 \ [g/cm^3]$ ). Lokalizacja ta wydaje się dobra ze względu na dobrze znane w tym rejonie własności skały solnej, badane od wielu już lat ze względu na prowadzoną tam działalność górnicza. Sól na dużych głębokościach zachowuje się jak bardzo gesta ciecz i otwarte komory podlegaja powolnemu zaciskaniu. Na podstawie pomiarów konwergencji istniejących już komór można przewidzieć zmniejszanie się przekroju komory na przestrzeni lat. Przykładowe pomiary wraz z liniowym dopasowaniem dla jednej z istniejących komór przedstawia rysunek 2.3. Dane pomiarowe wykorzystuje się w modelach geomechanicznych, które służą do symulowania zachowań górotworu w funkcji czasu. Przykładowe symulacje naprężeń poprzecznych komory przeprowadzone przez KGHM Cuprum przedstawia rysunek 2.4. Z pomiarów konwergencji (rys.2.3) przeprowadzonych w komorze solnej wynika, że zaciskanie się komory postępuje w tempie około 10 cm rocznie, co po trzydziestu latach daje aż około 3 metrów. To powoduje, że lokalizacja w soli została jednak zdyskwalifikowana jako zbyt ryzykowne rozwiązanie dla umieszczenia w niej wielkiego detektora.



Rysunek 2.3. Pomiary konwergencji komory w soli kamiennej przeprowadzane przez około 4 lata.(KGHM Polska Miedź S.A. [10] )

Dużą zaletą skały solnej w Sieroszowicach jest natomiast jej niezwykle niska naturalna promieniotwórczość skał, co szerzej opisane jest w rozdziale 3.1.



Rysunek 2.4. Analiza geomechaniczna naprężeń poprzecznych w przyszłej komorze w soli kamiennej [10]

#### Lokalizacja w anhydrycie na głębokości 650 m.

Pomysł tej lokalizacji komory dla detektora GLACIER jest stosunkowo nowy, jednak wydaje się bardzo atrakcyjny. Proponowane miejsce wydrążenia komory znajduje się w pobliżu dużego szybu P7 (Rys.2.5). Ma on średnicę około 8 metrów i przystosowany jest do transportu dużych fragmentów maszyn górniczych. W przypadku budowy zbiornika detektora byłoby to ogromnym ułatwieniem. Bliskość szybu P7 ułatwia też sprawę wentylacji i bezpieczeństwa w przyszłych pomieszczeniach laboratorium.



Rysunek 2.5. Proponowana lokalizacja z naniesionym schematem przyszłej komory i doprowadzających tuneli [10]

Tak samo jak w przypadku lokalizacji w soli teren ten znajduje się pod ciągłą obserwacją już od wielu lat. Anhydryt to skała osadowa (o gęstości ~  $3.0 \ [g/cm^3]$ ), która ma zupełnie inne własności niż skała solna. W przypadku drążenia komory w anhydrycie zaciskanie komory jest znikome i wystarczają kotwienia, aby zapewnić jej stabilność. Technologia kotwień jest dobrze znana i nie stanowi przeszkody. Wyniki symulacji naprężeń komory w proponowanej lokalizacji przedstawia rysunek 2.6. Symulacje zostały przeprowadzone przez KGHM Cuprum.

Ze względu na to, że jest to nowa propozycja lokalizacji, nie zostały wykonane jeszcze pomiary tła naturalnej promieniotwórczości skał w bezpośredniej okolicy proponowanej komory. Alfaspektrometryczne pomiary próbek anhydrytu wskazują jednak na poziom naturalnej promieniotwórczości kilkadziesiąt razy wyższy niż w soli.



Rysunek 2.6. Analiza geomechaniczna naprężeń poprzecznych w przyszłej komorze w anhydrycie [10].



Rysunek 2.7. Projekt tuneli, wentylacji oraz komory detektora proponowanego laboratorium w pobliżu szybu P7 [10].

#### 2.2. Projekt początkowego laboratorium.

To czy wielki uniwersalny detektor z projektu LAGUNA powstanie w Sieroszowicach jest jak na razie niewiadomą. Jest jednak oczywistym, że trzeba wykorzystać tak dobrą lokalizację i działać dalej. Warto doprowadzić do powstania laboratorium SUNLAB, w którym będą mogły odbywać się głęboko pod ziemią polskie i międzynarodowe eksperymenty prowadzone przy użyciu mniejszych detektorów.

Pierwszym planowanym eksperymentem jaki, ma szanse odbyć się w polskim SUNLAB jest argonowy eksperyment ArDM poszukujący Ciemnej Materii. W projekcie tym może być wykorzystana istniejąca już komora w skale solnej na głębokości 950 m pod powierzchnią ziemi. Właśnie w tej komorze były wykonywane pomiary naturalnej promieniotwórczości, które wykazały, że jest ona niezwykle niska (rozdział 3.1). Detektor ArDM budowany i testowany jest obecnie w CERNie [11].

Detektor eksperymentu ArDM to dwufazowa argonowa komora projekcji czasowej z możliwością rejestracji ładunku od elektronów jonizacji oraz światła pochodzącego ze scyntylacji. Schemat działania detektora przedstawia rysunek 2.8. Detektor nastawiony jest na poszukiwanie oddziaływań WIM-Pów poprzez rejestrację energii jądra odrzutu (10 - 100 keV), powstałej z elastycznego zderzenia WIMP - Ar. Jądro traci energię na skutek scyntylacji (10 % ) oraz jonizacji ośrodka (ok. 90 % energii ). Szybki sygnał scyntylacyjny jest zbierany przez fotopowielacze, natomiast elektrony jonizacji są transportowane odpowiednio ukształtowanym polem elektrycznym przez ciecz w kierunku górnej części detektora, tam dzięki odpowiedniemu wzmocnieniu w części gazowej mogą być rejestrowane przez detektory LEM (Large Electron Multipliers). Argonowe eksperymenty poszukujące Ciemnej Materii, takie jak WARP wykorzystują tylko sygnał pochodzący ze scyntylacji. Dzięki dodatkowej możliwości rejestracji elektronów detektor ArDM może uzyskiwać lepsze wyniki.



Rysunek 2.8. Schemat przedstawiający budowę detektora ArDM (lewa część rysunku), zasadę detekcji ładunku oraz światła ze scyntylacji (prawa część rysunku). Schematy pochodzą z prac [12],[13].

#### Rozdział 3

# Tło w podziemnym laboratorium SUNLAB.

Zagadnienie tła pomiarowego jest nieodłącznym elementem każdego eksperymentu. W przypadku omawianych wcześniej poszukiwań i badań, które dotyczą niezwykle rzadko występujących procesów, zagadnienie to staje się jeszcze ważniejsze. Trzeba dobrze poznać własności tła, tak aby móc w eksperymencie wyodrębnić sygnał szukanego procesu z jak największą efektywnością. W podziemnych laboratoriach występują głównie dwa rodzaje tła, pochodzące od naturalnej promieniotwórczości oraz od mionów kosmicznych. Prace nad symulacją tła w warunkach przyszłego laboratorium w Sieroszowicach rozpoczął już Grzegorz Dzioba, wykonując pracę magisterską w 2007 w zakładzie XVI IFJ. W tej pracy kontynuowane są badania oddziaływań mionów kosmicznych z materiałem przyszłego detektora.

#### 3.1. Naturalna promieniotwórczość skał.

Tło pochodzące od naturalnej promieniotwórczości jest bardzo ważnym elementem każdego podziemnego eksperymentu. Niskoenergetyczne neutrony oraz fotony są niezwykle trudnym i koniecznym do uwzględnienia tłem dla oddziaływań neutrin, dlatego ważnym jest, aby było ono jak najniższe. W komorze solnej na głębokości 950 m pod ziemią w Sieroszowicach zostało przeprowadzonych szereg pomiarów naturalnej promieniotwórczości, aby jak najlepiej zrozumieć charakter tego rodzaju tła.

Jeden z pomiarów został przeprowadzony w laboratorium w IFJ [14] na pobranych próbkach soli i anhydrytu. Miał on na celu pomiar stężeń izotopów promieniotwórczych toru i uranu za pomocą spektrometrii alfa oraz potasu za pomocą spektrometrii gamma. Otrzymane wyniki dla soli są następujące:

 ${}^{238}U - 0,0165 \pm 0,0030 \ [Bq/kg]$  ${}^{234}U - 0,0225 \pm 0,0030 \ [Bq/kg]$  ${}^{232}Th - 0,008 \pm 0,001 \ [Bq/kg]$  ${}^{40}K - 4,0 \pm 0,9 \ [Bq/kg]$ 

Wyniki te pokazują niezwykle niski poziom promieniotwórczości skały solnej w Sieroszowicach. Nawet sygnał pochodzący od izotopu potasu jest bardzo niski, pomimo, że jest to pierwiastek często występujący w soli kamiennej.

Wyniki analogicznych pomiarów dla anhydrytu są następujące:

 $^{238}U - 0,82 \pm 0,10 \ [Bq/kg]$  $^{234}U - 0,76 \pm 0,09 \ [Bq/kg]$  $^{232}Th - 0,52 \pm 0,15 \ [Bq/kg]$  $^{230}Th - 1,26 \pm 0,24 \ [Bq/kg]$ 

Dla skały anhydrytowej pomiary wykazują kilkudziesięciokrotnie większą aktywność promieniotwórczą niż dla soli. Jest to jednak wciąż dość niski poziom.

Kolejny pomiar polegał na wyznaczeniu stężenia radonu w solnej komorze. Detektory AlphaGUARD PQ 2000 zbierały dane w kilku miejscach w komorze. Analiza pomiarów pokazała, że stężenie radonu jest wyższe niż wynikałoby z zawartości uranu i toru w soli i że głównym źródłem radonu jest powietrze pompowane z zewnątrz przez system wentylacyjny. W miejscach słabo wentylowanych stężenie to było niższe, rzędu 15  $[Bq/m^3]$ , natomiast w miejscach o dobrej wentylacji poziom ten sięgał nawet 45  $[Bq/m^3]$ .

Dzięki przenośnemu detektorowi promieniowania gamma możliwe było też wykonanie pomiarów promieniotwórczości naturalnej w kilku podziemnych laboratoriach europejskich i porównanie otrzymanych wyników. W Sieroszowicach detektor został umieszczony w tej samej komorze solnej, w której były wykonywane inne pomiary. Pomiary przy użyciu przenośnego detektora wykonywane były przez grupę z Uniwersytetu Śląskiego [15]. Otrzymane widma energetyczne prezentowane są na rysunku 3.1.

Wyraźnie widać, że w porównaniu do innych podziemnych laboratoriów SUNLAB dysponuje niesłychanie niskim poziomem naturalnej promieniotwórczości. Wydaje się więc, że pod tym względem komora solna w Sieroszowicach jest idealnym miejscem, aby umieścić w niej detektor poszukujący rzadkich procesów.



Rysunek 3.1. Widmo promieniowania  $\gamma$  zmierzone w istniejącej komorze solnej w Sieroszowicach. Naniesione są na wykresie również widma  $\gamma$  z innych podziemnych laboratoriów (źródło: [15]).

#### 3.2. Tło od mionów promieniowania kosmicznego.

Promieniowanie kosmiczne dociera do atmosfery Ziemi nawet z dalekich zakątków kosmosu, są to między innymi elektrony, protony, jądra helu, a nawet cięższych pierwiastków takich jak węgiel, tlen czy żelazo powstające wewnatrz gwiazd. Czastki te, oddziałując z materia, wytwarzają promieniowanie wtórne. Rysunek 3.2 przedstawia główne składniki promieniowania kosmicznego w atmosferze Ziemi. Wyraźnie widać, że wraz ze wzrastająca drogą, jaką przebyły cząstki w atmosferze, ich strumień zanika. To zanikanie jest bardzo silne dla elektronów, pionów czy protonów, których strumień przy powierzchni Ziemi jest bardzo niewielki. Strumień mionów natomiast przy powierzchni Ziemi niewiele różni się od tego w górnych partiach atmosfery. Miony produkowane są głównie w rozpadach pionów i kaonów zachodzących na różnej głębokości w atmosferze, stąd ta stosunkowo słaba zależność. Niewielki zanik przy powierzchni ziemi spowodowany jest strata energii mionów na jonizację i w rezultacie rozpadem niektórych z nich. Strumień mionów wertykalnych (padających prostopadle do powierzchni ziemi) na powierzchni ziemi to aż 100  $m^{-2}s^{-1}sr^{-1}$ 



Rysunek 3.2. Strumienie cząstek promieniowania kosmicznego w kierunku porostopadłym do powierzchni ziemi w funkcji głębokości w atmosferze [16].

Strumień mionów na powierzchni ziemi to nie tylko miony wertykalne gdyż, spora część mionów dosięga ziemi pod dużymi kątami. Miony padające pod dużymi kątami mają jednak do pokonania dużo dłuższą drogę i dlatego średnio mają większe energie (te o niskich energiach zdążą ulec rozpadowi). Dlatego widmo energetyczne mionów o różnych kątach padania jest zdecydowanie różne (rys. 3.3)



Rysunek 3.3. Widmo mionów padających pod kątem  $70^{\circ}$  ( $\diamond$ ); pod kątem  $0^{\circ}$ (pozostałe symbole) [16].

Skoro na powierzchni ziemi strumień mionów jest tak duży, jest dosyć naturalnym, aby laboratoria umieszczać pod powierzchnią ziemi w celu zredukowania tła. Skały mają znacznie większą gęstość niż powietrze, zatem mocniej wygaszają strumień mionów. Ponieważ każda skała ma inną gęstość, a laboratoria buduje się w wielu różnych miejscach, została zatem uzgodniona jednostka głębokości pod powierzchnią ziemi tak, aby uwzględniała różnorodność skał. Najczęściej głębokość podaje się w [km w.e.] (km water equivalent) czyli wysokości słupa wody ( $\rho_{wody} = 1 \ g/cm^3$ ), często też używa się gęstości standardowej skały  $\rho_{s.r.} = 2,65 \ g/cm^3$  (1km s.r= 2,65 km w.e)



Rysunek 3.4. Strumień mionów wertykalnych w zależności od głębokości pod powierzchnią ziemi [16].

Rysunek 3.4 przedstawia wartość strumienia mionów wertykalnych w zależności od głębokości pod ziemią. Można zauważyć, że na głębokości około 2,65 km w.e. czyli kilometra standardowej skały, strumień mionów wynosi zaledwie  $3 \times 10^{-8} [cm^{-2} \ s^{-1} \ sr^{-1}]$ . Jest to wiele rzędów wielkości mniej niż na powierzchni! To jednak wciąż daje około 25 mionów wertykalnych w ciągu jednej doby na jeden metr kwadratowy. Dlatego konieczne jest dobre zrozumienie oddziaływań mionów kosmicznych w warunkach przyszłego laboratorium.

## 3.3. Symulacja strumienia mionów kosmicznych w podziemnym laboratorium SUNLAB.

Symulacje mionów kosmicznych przeprowadzane były za pomocą pakietu MUSUN [17]. Jest to pakiet w języku FORTRAN stworzony przez V. Kudryavtseva służący do symulowania propagacji mionów przez materiał geologiczny. W zależności od żądanej gęstości skał i głębokości stosowane są odpowiednie tablice przeżywalności mionów. Wstępne symulacje dla lokalizacji SUNLAB w skale solnej na głębokości 950 m zostały wykonane w [18].

Pakiet MUSUN w standardowej wersji zawiera zaimplementowane tablice zgodne z gęstością standardowej skały. Aby uniknąć implementacji nowych tablic, zostało zastosowane przeskalowanie głębokości proponowanej komory zgodnie z gęstością skał ( $\rho = 2, 30 \ g/cm^3$ ). Po przeskalowaniu głębokość użyta w symulacji to 825 m s.r. Rysunek 3.5 przedstawia rozkłady kątowe ( $\theta$ - kąt między kierunkiem lotu mionu a normalną do powierzchni ziemi;  $\varphi$ kąt azymutalny) i energetyczne otrzymane przy symulacji 10<sup>6</sup> mionów. Z rozkładów tych można wyciągnąć następujące wnioski. Zdecydowaną większość stanowią miony wertykalne i praktycznie nie ma mionów horyzontalnych pod kątami większymi od 70°, nie ma też żadnego wyróżnionego kierunku w kącie azymutalnym. Średnia energia mionów to około 300 GeV, jednak jest też stosunkowo dużo mionów wysokoenergetycznych, bo aż 5% to miony o  $E_{\mu} > 1TeV$  [18].

Przeprowadzając własną symulację, powtórzyłam symulację z wykorzystaniem pakietu MUSUN dla parametrów: głębokość pod pow. ziemi - 825 m, gęstość -  $\rho_{s.r.} = 2.65g/cm^3$ , liczba mionów - 10<sup>6</sup>, tak aby móc wykorzystać otrzymane rozkłady w dalszym etapie symulacji. Otrzymałam następujące wyniki:

$$I_{\mu} = 1,23 \times 10^{-7} \ cm^{-2} s^{-1} ,$$
  
 $\langle E_{\mu} \rangle = 247,30 \ GeV ,$   
 $\langle \theta \rangle = 31.52^{\circ} ,$ 

Następne etapy symulacji dotyczyły oddziaływań mionów w materiale detektora. Symulacje były przeprowadzane przy wykorzystaniu pakietu Geant4 (Rozdział 4).



Rysunek 3.5. Widma energii, kąta  $\theta$ i kąta  $\varphi$ dla mionów w standardowej skale, na głębokości 825 m (źródło: [18]).

#### Rozdział 4

### Symulacje tła mionowego.

#### 4.1. Elementy programu symulacji.

Do przeprowadzenia symulacji tła pochodzącego z oddziaływań mionów promieniowania kosmicznego z materiałem detektora został wykorzystany uniwersalny pakiet do symulacji oddziaływań cząstek GEANT4. Przygotowanie kodu symulacji polegało na zaadaptowaniu istniejącego już programu "SunLab" do warunków dużego detektora oraz zaimplementowanie odpowiednich rozkładów startowych energii i kątów mionów pochodzących z programu MUSUN. Po zadaniu rozkładu kierunków i energii oraz rodzaju cząstek program Geant4 losuje żądaną ich liczbę, a następnie propaguje je przez zadany materiał. W przypadku tej symulacji, danymi, które chciałam uzyskać była liczba, kąt emisji oraz energia wyprodukowanych cząstek (elektronów, pozytonów i fotonów) w procesach radiacyjnych. Na podstawie tych informacji można zorientować się w skali tła od kaskad elektromagnetycznych wywoływanych przez miony. W następnych częściach tego rozdziału przedstawię zaimplementowaną geometrię detektora oraz szczegóły otrzymanych wyników symulacji.

#### 4.2. Geometria detektora GLACIER.

Projekt budowy zbiornika dla przyszłego 100 kilotonowego detektora GLA-CIER przygotowuje firma Technodyne. Na podstawie wstępnych projektów została zaimplementowana geometria takiego zbiornika. Detektor ma kształt walca przykrytego kopułą i ustawionego na betonowych podstawach w kilku warstwach. Osłony kontenera mają być ze stali nierdzewnej kilku rodzajów i włókna szklanego. Średnica walca wynosi 72 m, jego wysokość 26 m, a wysokość samej górnej kopuły to 12 m. Materiałem otaczającym zbiornik jest sól kamienna. Jest to wyjściowa geometria, do której w przyszłości należy dołożyć elementy samego detektora, takie jak druty anodowe czy fotopowielacze. Do symulacji oddziaływań mionów z materiałem czynnym detektora wykorzystałam uproszczony model, czyli po prostu walec wypełniony ciekłym argonem o wymiarach

> średnica  $D = 72 \ m$ wysokość  $H = 26 \ m$

Walec ten został następnie umieszczony w bryle soli kamiennej również w kształcie walca, tyle, że o średnicy 110 metrów.



Rysunek 4.1. Projekt dużego (100 kton) detektora w symulacji przy użyciu programu Geant<br/>4.

#### 4.3. Źródło cząstek.

Aby symulacja była dobra, ważne jest prawidłowe odtworzenie źródła cząstek czyli w tym przypadku mionów. Rozkłady kątowe i energii mionów, jakich spodziewam się w warunkach komory w Sieroszowicach na głębokości 825 m s.r. przedstawione zostały na rysunku 3.5. Aby uwzględnić jak najszerszy zakres widma kątowego, źródło zostało zaprojektowane jako koło o promieniu R = 110m i umieszczone nad górnym denkiem detektora. Takie umieszczenie źródła jest najbliższe rzeczywistej sytuacji, gdy miony nawet znacznie oddalone od detektora, lecz mające wystarczająco duży kąt, uderzą w boczne ściany detektora. Strumień mionów na tej głębokości wynosi:

$$I_{\mu} = 1,23 \times 10^{-7} \left[ cm^{-2}s^{-1} \right],$$

Dla powierzchni źródła  $S = 38\ 000\ m^2$ , dla jednogodzinnej ekspozycji oznacza to symulowanie oddziaływania 172 651 mionów z materią. Wiemy jednak, patrząc na rozkład kąta  $\theta$ , że tylko część z nich jest interesująca z punktu widzenia oddziaływania z detektorem. Został więc wprowadzony warunek optymalizujący symulację i odrzucający przy starcie te miony, które nie mają możliwości trafienia w detektor. Liczba propagowanych mionów redukuje się wtedy do około 24 000.

Kolejnym zadaniem przy projektowaniu źródła symulacji jest to, aby miony były losowane zgodnie z oczekiwanymi rozkładami na danej głębokości. Pakiet GEANT4 dysponuje narzędziem GPS (General Particle Source), dzięki któremu użytkownik może zadać dowolny rozkład kątowy i energii symulowanych cząstek. Poniżej prezentuję Rysunek 4.2, na którym, w celu sprawdzenia symulacji, przedstawiony jest wejściowy rozkład (MUSUN) energii mionów oraz rozkład otrzymany po zastosowaniu GPS z pakietu GEANT4. Widać bardzo dobrą zgodność dla obu rozkładów.



Rysunek 4.2. Porównanie wejściowego rozkładu energii mionów (MUSUN) z rozkładem otrzymanym z symulacji w Geant4.

#### 4.4. Rozkłady energii i długości torów mionów.

Podczas jednogodzinnej ekspozycji przez duży detektor przechodzi około 24 000 mionów. Wstępna analiza polegała na sporządzeniu rozkładu energii (rys.4.3) tych mionów oraz rozkładu długości torów (rys.4.4) w objętości detektora.



Rysunek 4.3. Rozkład energii mionów docierających do detektora w czasie jednogodzinnej ekspozycji.

Na kształt tych rozkładów wpływają oczywiście rozkłady, z jakich generowane są cząstki w źródle. Rozkład energii powinien być zbliżony do rozkładu wejściowego i tak też jest (patrz rysunek 4.3).

Jeśli chodzi o rozkład długości torów, to jego interpretacja jest bardziej skomplikowana. Z rozkładu kątowego wiemy, że najwięcej jest cząstek wertykalnych i pod niewielkimi kątami, spodziewamy się więc dużej liczby torów o długościach około 26 m. Na rozkładzie 4.4 rzeczywiście widoczny jest wyraźny pik dla tej długości. Sam rozkład ma dość ciekawy kształt. Dla porównania prezentuję wykres pochodzący z literatury [19] i przedstawiający rozkład gęstości prawdopodobieństwa tego, że tor lotu cząstki przecinającej walec będzie miał określoną długość l dla źródła sferycznie symetrycznego (rys. 4.5). Rozkład otrzymany w symulacji jak i pochodzący z literatury wyraźnie mają wspólne cechy, na przykład rozkłady przyjmują postać rozkładu jednostajnego dla torów cząstek mniejszych niż 0,3 długości maksymalnej (dla symulacji  $l_{max} = 76m$ ). Ze względu na specyfikę źródła w przeprowadzonej symulacji rozkład oczywiście ma swoje własne cechy, widać na przykład wyraźnie, że praktycznie nie występują cząstki o torze dłuższym niż 65 m (0,8  $l_{max}$ ).



Rysunek 4.4. Rozkład długości torów mionów <br/>o $E_{mu}>500\ GeV$ w detektorze dla ekspozycji 1 godziny. Cięcie wyjaśni<br/>one jest w dalszej części tekstu.



Rysunek 4.5. Rozkład gęstości prawdopodobienstwa F(l)dla walca o wymiarach H/D=1/3. Parametr l jest długością toru cząstki w walcu, podzieloną przez długość maksymalną  $l_{max} = \sqrt{H^2 + D^2}$  (źródło:[19]).

#### 4.5. Oddziaływanie mionów z materiałem detektora.

Miony przechodząc przez materię tracą swoją energię w dwojaki sposób, przez jonizację ośrodka oraz procesy radiacyjne. Miony o niskich energiach tracą energię głównie przez jonizację, im jednak wyższa energia mionu, tym większy wkład mają procesy radiacyjne. Energia, przy której mion traci tyle samo energii na jonizację co w procesach radiacyjnych nazywana jest energią krytyczną mionu  $E_{c\mu}$  i jest ona charakterystyczna dla każdego materiału. Energie krytyczne mionów dla różnych materiałów przedstawia wykres 4.6. Energia krytyczna mionu dla ciekłego argonu wynosi  $E_{c\mu} = 483 \ GeV$ .



Rysunek 4.6. Energia krytyczna mionu dla pierwiastków chemicznych, definiowana jako energia, dla której straty energii na jonizację i procesy radiacyjne są sobie równe [16]. Dla ciekłego argonu  $E_{c\mu} = 483 \ GeV$ .

Procesy radiacyjne są zasadniczo różne od jonizacji, gdyż mion może przekazać wyprodukowanej cząstce właściwie dowolną porcję energii. Proces wypromieniowania fotonu zwany bremsstrahlungiem różni się też znacznie od bezpośredniego wyprodukowania pary  $e^+e^-$ . Fotony są produkowane rzadziej niż pary  $e^+e^-$ , lecz często z większym przekazem energii (rys. 4.7, 4.8). Ponieważ zarówno elektrony, pozytony jak i fotony są składnikiem i powodują rozwój kaskad elektromagnetycznych, są niezwykle ważnym czynnikiem tła w detektorze. Dalsza analiza wyników przeprowadzonej symulacji polega więc na szczegółowym opisaniu procesów radiacyjnych z udziałem fotonów i par  $e^+e^-$ .

Dane pochodzące z symulacji zawierały informacje o rodzaju procesu (bremsstrahlung, emisja pary), rodzaju cząstki, punkcie wyprodukowania, kącie emisji względem toru mionu oraz energii kinetycznej cząstki. Rysunki 4.9, 4.10 pokazują scałkowane rozkłady energii oraz kątów emisji dla wszystkich fotonów i elektronów wyprodukowanych w procesach radiacyjnych. Dla porównania liczby produkowanych cząstek, rozkłady dla fotonów i elektronów prezentowane są na jednym wykresie.



Rysunek 4.7. Różniczkowe przekroje czynne dla procesów radiacyjnych mionów w żelazie, w funkcji cząstkowego przekazu energii (źródło: [20]).



Rysunek 4.8. Średnie straty energii przez miony w ciekłym argonie (źródło:[21]).



Rysunek 4.9. Scałkowany rozkład energii elektronów i fotonów wyprodukowanych przez miony (bez ograniczenia energetycznego). Linie proste oznaczają poziom maksymalny rozkładu.



Rysunek 4.10. Scałkowany rozkład kątów emisji elektronów i fotonów wyprodukowanych przez miony (bez ograniczenia energetycznego). Linie proste oznaczają poziom maksymalny rozkładu.

#### 4.6. Analiza wyników dla procesów radiacyjnych.

W analizie procesów radiacyjnych nakładam dodatkowy warunek na energię mionu. Wybieram tylko te, których energia startowa  $E_{\mu} > 500 \ GeV$ . Warunek ten wynika z wartości energii krytycznej mionu w ciekłym argonie (483 GeV). Dodatkowy warunek powoduje jednak duże zmniejszenie liczy mionów branych do analizy. Dla jednogodzinnej ekspozycji, przy warunku  $E_{\mu} > 500 \ GeV$  pozostaje do analizy około 3 000 mionów (co daje około 29 000 par  $e^+e^-$  i zaledwie 655 fotonów wyemitowaych wzdłuż torów mionów).

Rozwój podłużny kaskady elektromagnetycznej zależy od energii cząstki inicjującej kaskadę, a to jak bardzo "na boki" względem toru mionu rozwinie się kaskada zależy również od kąta, pod jakim zostanie wyprodukowana dana cząstka.

Poniżej (rys. 4.11 - 4.14) prezentuję otrzymane rozkłady energii i kątów emisji elektronów i pozytonów względem toru mionu. Rysunki 4.11 oraz 4.13 pokazują, że rozkład zarówno kątów jak i energii dla elektronów jest taki sam jak dla pozytonów. W większości wyprodukowane cząstki mają niskie energie, choć zdarzają się również, ale rzadko, wysokoenergetyczne pary  $e^+e^-$ . Energia pary otrzymana w tej symulacji sięga 600 GeV. Kolejnym spostrzeżeniem jest to, że większość (około 90 %) elektronów produkowana jest pod niewielkimi kątami, do 10° w stosunku do toru mionu.



Rysunek 4.11. Rozkład energii elektronów (niebieski) i pozytonów (czerwony) pochodzących z bezpośredniej emisji pary  $e^+e^-$  przez miony o energii  $E_{\mu} > 500 \text{ GeV}$ .



Rysunek 4.12. Scałkowany rozkład energii elektronów pochodzących z bezpośredniej emisji pary  $e^+e^-$ . Linia pozioma odpowiada maksymalnej wartości rozkładu.



Rysunek 4.13. Rozkład kątów emisji elektronów (niebieski) i pozytonów (czerwony) pochodzących z bezpośredniej emisji pary  $e^+e^-$  przez miony o energii  $E_{mu} > 500 \; GeV.$ 



Rysunek 4.14. Scałkowany rozkład kątów emisji elektronów pochodzących z bezpośredniej emisji pary  $e^+e^-$ . Linia pozioma odpowiada maksymalnej wartości rozkładu.

Ciekawą zależność między energią wyprodukowanego elektronu, a kątem emisji względem toru mionu przedstawiają rysunki 4.15 i 4.16.



Rysunek 4.15. Zależności między energią wyprodukowanego elektronu a kątem emisji. Czerwone linie oznaczają obszar przedstawiony na rysunku 4.16.



Rysunek 4.16. Zależności między energią wyprodukowanego elektronu a kątem emisji dla przypadków z obszaru ograniczonego czerwonymi liniami na rysunku 4.15.

Dla wypromieniowanych fotonów rozkłady energii i kątów emisji przedstawiają rysunki 4.17, 4.18. Wynika z nich, że fotony emitowane są pod kątami bardzo małymi, praktycznie równolegle do toru mionu (95% do 1°). Dlatego dobrym przybliżeniem będzie przyjęcie kierunku toru mionu jako kierunku rozwoju kaskady wyprodukowanej przez foton.



Rysunek 4.17. Scałkowany rozkład energii wypromieniowanych fotonów. Linia pozioma odpowiada maksymalnej wartości rozkładu.



Rysunek 4.18. Rozkład kątów emisji fotonów.

Prezentowana na rysunkach 4.19 i 4.20 zależność między energią wyprodukowanego fotonu a kątem emisji fotonu względem toru mionu jest znacznie "węższa" niż dla elektronów. Wynika to stąd, że elektron produkowany jest wraz z pozytonem i kąt między elektronem a mionem jest złożeniem kąta produkcji pary  $e^+e^-$  oraz kąta wylotu elektronu względem kierunku pary  $e^+e^-$ .



Rysunek 4.19. Zależności między energią wyprodukowanego fotonu a kątem jego emisji. Czerwone linie oznaczają obszar przedstawiony na rysunku 4.20.



Rysunek 4.20. Zależności między energią wyprodukowanego fotonu a kątem jego emisji dla obszaru ograniczonego czerwonymi liniami na rysunku 4.19.

## 4.7. Charakterystyki produkcji par $e^+e^-$ w funkcji energii mionu.

Geometria detektora GLACIER umożliwia przeprowadzenie badania oddziaływań mionów o bardzo długich torach, w detektorze o bardzo dobrej przestrzennej zdolności rozdzielczej. Należy zaznaczyć, że już od pewnego czasu prowadzone są prace nad rekonstrukcją energii mionów kosmicznych przy pomocy rejestracji ich oddziaływań w detektorach mniej precyzyjnych, ale za to z polem magnetycznym [21]. Została więc przeprowadzona dodatkowa symulacja mająca na celu sprawdzenie zależności między produkcją par  $e^+e^-$  i fotonów przez miony a ich energią początkową. Symulacja polegała na przetransportowaniu 1000 wertykalnych mionów o zadanej energii przez detektor. Zostało przeprowadzonych 11 symulacji dla energii startowej mionu  $E_{\mu} = 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1500, 2000, 2500, 3000, 10 000 GeV.$ Każdy z mionów pokonał drogę 26 m w ciekłym argonie.

Tabela4.1 zawiera liczby wyprodukowanych fotonów i par  $e^+e^-$  dla 1000 mionów o powyższych wartościach energii, a na rysunkach 4.21 i 4.22 znajdują się rozkłady energii wyprodukowanych fotonów i elektronów dla 1000 mionów o energii 500 GeV.

Energia	Liczba	Liczba
mionu [GeV]	wyprodukowanych par $e^+e^-$	wyprodukowanych fotonów
500	8219	214
600	8853	190
700	9227	215
800	9836	205
900	10125	201
1000	10687	200
1500	12197	215
2000	13219	205
2500	14087	223
3000	14955	242
10000	20367	226

Tabela 4.1. Zestawienie liczby wyprodukowanych par  $e^+e^-$  oraz fotonów przez 1000 mionów w zależności od energii początkowej mionu.

Ponieważ liczba generowanych fotonów nie wykazuje zależności od energii startowej mionu (w granicach błędu jest stała i dla 1000 mionów wynosi ~ 200; tab.4.1), natomiast liczba emitowanych par wyraźnie rośnie wraz z energią mionów, dalej zajmuję się analizą tylko procesu produkcji par. Wprowadzam jeszcze jedno ograniczenie, a mianowicie biorę pod uwagę tylko te pary, których energia  $E(e^+e^-) > 20 \ MeV$ . Ograniczenie to wynika z rozdzielczości detektora. Długość toru elektronu o energii około 10 MeV w ciekłym argonie to ok 5 cm, z pewnością więc taki tor zostanie zrekonstruowany.



Rysunek 4.21. Rozkład energii fotonów (u góry) wyprodukowanych przez miony o energii 500 GeV. Wykres u dołu przedstawia fragment górnego rozkładu fotonów, a mianowicie tych o energii poniżej 2 GeV.



Rysunek 4.22. Rozkład energii par  $e^+e^-$  dla 1000 mionów o energii 500 GeV.

Następnie zbadane zostały rozkłady liczby par  $e^+e^-$  oraz wartości ich zsumowanych energii dla każdego symulowanego mionu. Rozkłady liczby wyprodukowanych par wzdłuż toru mionu dla 11 badanych energii pokazane są na rysunku 4.23 razem z dopasowanym rozkładem normalnym dla każdej próbki. Wartości średnie i wartości odchylenia standardowego dla tych dopasowań przedstawione zostały na rysunku 4.25. Widać wyraźny wzrost liczby par  $e^+e^-$  wraz ze wzrostem energii mionu.

W wyniku podobnej analizy, ale dotyczącej sumy strat energii na produkcję par  $e^+e^-$  wzdłuż torów mionów ( $E_C(e^+e^-)$ ) pokazane są na rysunkach 4.24 i 4.26. Tym razem posłużyłam się wartościami zlogarytmowanymi, aby lepiej ukazać wzrost  $E_C$  ze wzrostem energii mionów.



Rysunek 4.23. Rozkłady liczby wyprodukowanych par $e^+e^-$  przez pojedyncze miony dla każdej z serii o określonej energii  $E_{\mu}[GeV]$ . Do każdego rozkładu został dopasowany rozkład normalny.



Rysunek 4.24. Rozkład całkowitej energii  $E_C$  par  $e^+e^-$  wyprodukowanych przez pojedyncze miony dla każdej z serii o określonych energiach  $E_{\mu}[GeV]$ . Wykresy przedstwiają  $log(E_C)$  [log(MeV)]. Do każdego rozkładu został dopasowany rozkład normalny.



Rysunek 4.25. Rozkład średnich wartości liczby wyprodukowanych par $e^+e^-$ dla próbek 1000 mionów przy 11 wartościach energii mionów.



Rysunek 4.26. Rozkład średnich wartości  $log(E_C)$  wyprodukowanych par  $e^+e^$ dla próbek 1000 mionów przy 11 wartościach energii mionów.

Powyższe rozkłady ujawniają charakter zależności wielkości, które możemy bezpośrednio obserwować w detektorze, czyli liczby procesów emisji pary  $e^+e^-$  widocznych jako kaskady elektromagnetyczne wzdłuż toru mionu oraz średniej zsumowanej energii produktów tego procesu. Można stwierdzić, że już samo zliczanie liczby występowania procesów radiacyjnych wzdłuż długiego toru mionu umożliwia zorientowanie się o skali energii, jaką posiada padający mion. Przeprowadzona symulacja przedstawia sytuację bardzo uproszczoną, każdy mion pokonuje taką samą drogę i ma dokładnie zadaną energię. Tym niemniej jest to ciekawy wynik umożliwiający lepsze zrozumienie procesów oddziaływania mionów w materiale detektora, jakim jest ciekły argon i daje podstawy do bardziej rozbudowanych symulacji czy analiz z użyciem metod wielowymiarowych.

### Podsumowanie

Celem tej pracy było zbadanie procesów tła w warunkach podziemnego laboratorium w Sieroszowicach. Główny nacisk został postawiony na oddziaływania mionów kosmicznych z ciekłoargonowym detektorem GLACIER. Ze wstępnych symulacji propagacji mionów przez materiał geologiczny znajdujący się nad proponowanym podziemnym laboratorium wynika, że na głebokości 950 metrów można spodziewać się około 107 mionów na jeden metr kwadratowy powierzchni w ciągu jednej doby. Dla wielkiego detektora GLA-CIER daje to około 24 tysięcy mionów w jego objętości w ciągu jednej godziny.

Procesami tła od mionów kosmicznych, badanymi w tej pracy były procesy radiacyjne, takie jak wypromieniowanie fotonu i emisja par  $e^+e^-$ . Dzięki przeprowadzonym symulacjom możliwe jest zorientowanie się w skali produkcji kaskad elektromagnetycznych inicjowanych przez miony kosmiczne. Zostały również przeprowadzone symulacje mające na celu sprawdzenie charakteru oddziaływań mionów z ciekłym argonem w zależności od ich energii startowej i ewentualne rekonstruowanie energii mionu na podstawie liczby oddziaływań radiacyjnych w materiale detektora. Otrzymane wyniki stanowią dobre podstawy do dalszych, bardziej szczegółowych symulacji tła w sieroszowickim laboratorium.

W dalszych symulacjach niezbędnym będzie uwzględnienie tła pochodzącego od naturalnej promieniotwórczości skał czyli od oddziaływań niskoenergetycznych neutronów i fotonów. To, w jakim kierunku pójdą dalsze badania tła, będzie przede wszystkim zależało od konstrukcji i charakteru badań prowadzonych przy użyciu pierwszego detektora, który będzie umieszczony w komorze solnej w Sieroszowicach.

## Bibliografia

- T. Takamiya, Y. Sofue, Radial Distribution of the Mass-to-Luminosity Ratio in Spiral Galaxies and Massive Dark Cores, The Astrophysical Journal 534, 5, 2000.
- [2] R. Gaitskell, V. Mandic, J. Filippini, http://dmtools.berkeley.edu/limitplots/.
- [3] R. Ahmad et al. (SNO Collaboration), Phys. Rev. Lett. 87, 071301 (2001);
  Phys. Rev. Lett. 89, 010301 (2002); Phys. Rev. Lett. 89, 011302 (2002).
- [4] Y. Fukuda et al. (Super-Kamiokande Collaboration), Phys. Rev. Lett. 81, 1562 (1998).
- [5] S.N. Ahmed et al. (SNO Collaboration), nucl-ex/0309004 v 1
- [6] K. Eguchi et al. (KamLAND Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 021802 (2003).
- [7] S.H. Ahn et al. (K2K Collaboration), *Phys. Lett.* **B511**, 178 (2001).
- [8] H.M. Ahn et al. (K2K Collaboration), Phys. Rev. Lett. 90, 041801 (2003).
- [9] S. Enomoto, E. Ohtanib, K. Inouea, A. Suzuki *Neutrino geophysics with Kam-*LAND and future prospects, Earth and Planetary Science Letters, 258 (2007)
- [10] W. Pytel, SUNLAB-Geomechanical and Excavation Studies, KGHM Cuprum, LAGUNA General meeting, Wrocław, 2009.
- [11] V. Boccone, Recent updates on the ArDM project: A Liquid Argon TPC for Dark Matter Detection, arXiv:0810.4490v1
- [12] M. Laffranchi, A. Rubbia, The ArDM project: a Liquid Argon TPC for Dark Matter Detection, Journal of Physics: Conference Series 65, 012014, B (2007).
- [13] Ch.Regenfus, The Argon Dark Matter Experiment ArDM, arXiv:0812.1497v1
- [14] J.W.Mietelski, E.Tomankiewicz, S.Grabowska IFJ Raport z pomiarów aktywności naturalnych substancji radioaktywnych w próbkach soli z kopalni miedzi w Sieroszowicach
- [15] J.Kisiel et al. Uniwersytet Śląski, spotkanie grupy ILIAS
- [16] C. Amsler et al., Physics Letters B667 (2008), http://pdg.lbl.gov/.
- [17] V. A. Kudryavtsev, Muon simulation codes MUSIC and MUSUN for underground physics, Computer Physics Communications (2008).
- [18] G.Dzioba Symulacje mionów w warunkach podziemnego laboratotrium SUN-LAB w Sieroszowicach. Praca magisterska, Kraków 2007
- [19] A. B. Isaev, A. K. Savinskii, I. V. Filyushkin, Distributions function of particle track lengths in cylindrical volumes lacated in an isotropic radiation field, Measurement Techniques 13, 10, B (1970)
- [20] D. E. Groom, N. V. Mokhov, S. I. Striganov, Muon stopping power and range tables 10 MeV - 100 TeV, Atomic Data and Nuclear Data Tables 76, 2, B (2001).
- [21] S.V.Belikov, S.N.Gurzhiev, Yu.E.Gutnikov et al., On the use of LA spectrometer BARS for horizontal muon spectrum measurements. Preprint IHEP 96-65, Protvino, 1996.
- [22] T. K. Gaisser, *Cosmic rays and particle physics*, Cambridge University Press.