



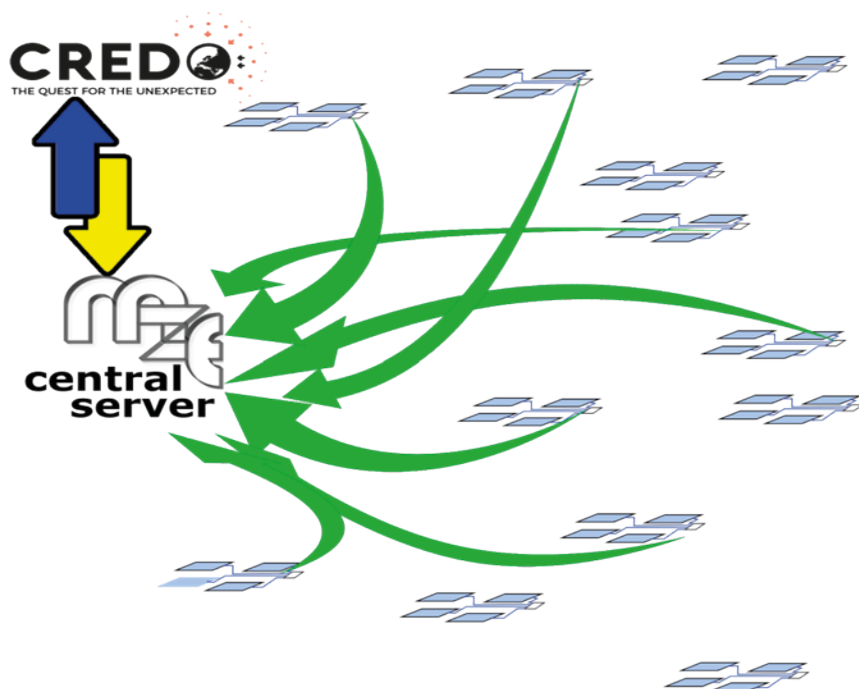
Tadeusz Wibig

CREDO-MAZE:

doświadczenia

(do zrobienia)





Kosmos widziany z Łodzi

Zadanie pn. „Maze-Lab Łódź: Cząstki, Miony, Edukacja” realizowane w ramach programu pn. „Odkrywcy” inansowane jest ze środków Ministra Edukacji Narodowej.



Ministerstwo
Edukacji Narodowej

FUNDACJA
UNIwersytetu Łódzkiego



MAZE-LAB
Łódź

CREDO-MAZE:

doświadczenia

(do zrobienia)



WYDAWNICTWO
UNIWERSYTETU
ŁÓDZKIEGO

Tadeusz Wibig

CREDO-MAZE: **doświadczenia** (do zrobienia)

Tadeusz Wibig – Uniwersytet Łódzki, Katedra Fizyki Teoretycznej, Wydział Fizyki
i Informatyki Stosowanej, 90-236 Łódź, ul. Pomorska 149/153

Recenzent

Ewa, Dębowska, Piotr Homola

Redaktor inicjująca

Katarzyna Włodarczyk

Projekt graficzny i projekt okładki

Tadeusz Wybig

Skład i łamanie

Agnieszka Gralak

© Copyright by Tadeusz Wibig, Łódź 2025

© Copyright for this edition by Uniwersytet Łódzki, Łódź 2025

Zadanie pn. „MAZE-Lab Łódź: Cząstki, Miony, Edukacja” realizowane w ramach programu pn. „Odkrywcy” finansowane jest ze środków Ministra Edukacji Narodowej.

<https://doi.org/10.18778/8331-937-7>

Wydane przez Wydawnictwo Uniwersytetu Łódzkiego

Wydanie I. W.11920.25.0.M

Ark. wyd. 1,78; Ark. druk. 3,125

ISBN 978-83-8331-936-0

e-ISBN 978-83-8331-937-7

Wydawnictwo Uniwersytetu Łódzkiego

90-237 Łódź, ul. Matejki 34A

www.wydawnictwo.uni.lodz.pl

e-mail: ksiegarnia@uni.lodz.pl

tel. 42 635 55 77

Projekt CREDO-Maze z założenia jak najbardziej naukowy w wersji bardziej edukacyjnej występujący pod nazwą „Kosmos widziany z Łodzi” jest częścią większej całości: *Cosmic Ray Extremely Distributed Observatory* (czyli CREDO). Ideą, celem naszych działań z czysto fizycznego i bardzo naukowego punktu widzenia jest zaobserwowanie czegoś, co nazywa się w literaturze przedmiotu Zespołami Promieniowania Kosmicznego. Bez wchodzenia w detale praktycznie dążymy do zbudowania największej, jak się tylko da, sieci niewielkich, lokalnych, (szkolnych) stacji pomiarowych do rejestracji wielkich pęków promieniowania kosmicznego. W Łodzi od ponad pół wieku zajmujemy się badaniami promieniowania kosmicznego i nie chwaląc się, wiemy, jak to robić. Zaprojektowaliśmy, zbudowaliśmy i przetestowaliśmy praktycznie taką stację. Udało się nam też zdobyć fundusze z Ministerstwa, aby budować takie stacje i rozdawać je szkołom i w ogóle instytucjom, którym zależy na poszerzaniu wiedzy fizycznej wśród młodych ludzi.

Każda stacja składa się z czterech niewielkich detektorów scyntylicyjnych, które rozstawione w odstępach kilku metrów połączone są z jednostką centralną, która odbiera od nich sygnały przetwarza je odpowiednio i w rezultacie zapisuje wszystko na kartach pamięci. Stacje szkolne pracują 24 godziny na dobę 7 dni w tygodniu (czyli bez przerwy). Co jakiś czas osoby zaangażowane, uczniowie, kopiuje dane z karty i przesyłają je do bazy danych projektu, skąd każdy może je sobie ściągnąć i analizować realizując własny, choćby najbardziej szalony projekt badawczy.

Jeśli ktoś chciałby przyłączyć się i aktywnie pracować w projekcie CREDO-Maze, dostać (za darmo!) zrobioną przez nas aparaturę, wystarczy zgłosić się do nas, a ustalimy szczegóły.

Cztery detektory stacji poza tym, że poszukują Zespołów Promieniowania Kosmicznego, mogą być użyte do wykonywania innych zadań. Jest wiele aspektów fizyki współczesnej, fizyki cząstek elementarnych, które można zbadać, używając detektorów CREDO-Maze w różnych konfiguracjach. Na dalszych stronach przedstawiamy kilka propozycji pomiarów, jakie wykonać można w ramach działań „Kółka Fizycznego”, „Klubu miłośników Nauk Ścisłych”, jakkolwiek to nazwać. Są to poważne pomiary często wymagające poświęcenia czasu i solidnych przygotowań, ale efekt końcowy wart jest tego. *Per aspera ad astra*. Praktycznie każda z propozycji to poziom akademicki. W sam raz dla ambitnych, którzy zamierzają rozwinąć się w przyszłości w tym kierunku, albo choćby pobawić się chwilę w prawdziwą naukę.

Oczywiście pracownicy naukowcy pracujący w projekcie CREDO-Maze służą pomocą i radą w każdym przypadku.

I na koniec ważna uwaga. Aby spróbować wykonać któreś z zaproponowanych eksperymentów, albo jakiś inny jeszcze nie wymyślony przez nas, nie jest absolutnie konieczne posiadanie własnej lokalnej stacji pomiarowej. Zainteresowanym jesteśmy w stanie wypożyczyć na niezbędny czas zestaw detektorów i rejestrator zdarzeń. Wszystko jest do ustalenia, wszystko jest możliwe, a granicą możliwości jest tylko Twoja wyobraźnia.

Tadeusz Wibig

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej
Uniwersytetu Łódzkiego



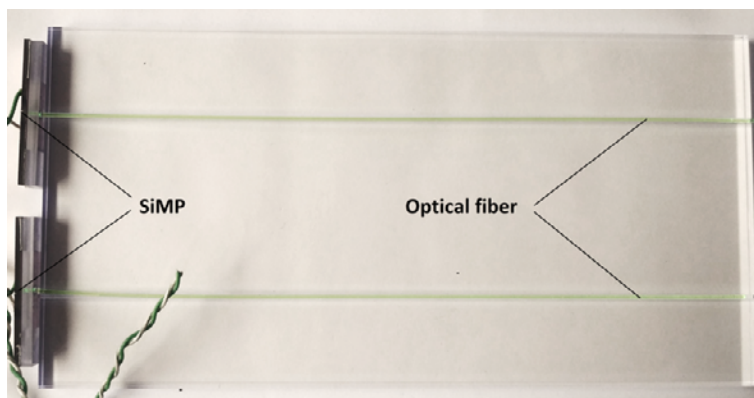
CREDO-Maze: doświadczenia (do zrobienia)

Spis treści

Koincydencja.....	9
Pochłanianie cząstek w materii	13
Pochłanianie cząstek w materii (2).....	17
Pochłanianie cząstek w materii (3).....	18
Pochłanianie cząstek w materii (4).....	19
Dwa detektory jeden nad drugim	20
Kaskady cząstek wtórnych	26
Krzywa dekoherencji	28
Krzywa Rossiego	31
Asymetria wschód/zachód	34
Wycieczka w górę	35
Badanie jednorodności detektorów	36
Wieża - badanie ilościowe efektywności detektorów.....	40
Teleskop.....	43
Literatura (CREDO-Maze).....	48

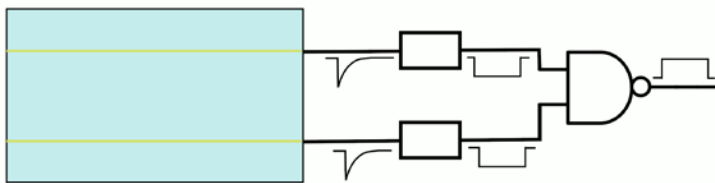
Koincydencja

Detektor naładowanych cząstek o dużej energii, a takie chcemy w naszej aparaturze rejestrować, zbudowany jest zasadniczo głównie z prostopadłościennego kawałka specjalnej substancji, która ma tę szczególną właściwość, że przelatująca przez nią cząstka naładowana wzbudza wchodzące w jej skład dość złożone cząsteczki chemiczne, które po bardzo krótkim czasie powracają do swojego stanu podstawowego, emitując nadmiar energii, *energię wzbudzenia*, w postaci błysku światła. Substancje takie nazywamy *scyntylatorami*. I to właściwie już wszystko. Teraz pozostaje tylko zebrać to światło, zamienić je na sygnał elektryczny i przesłać dalej do komputera, gdzie fakt przejścia cząstki zostanie zapisany. Problem w tym, że światła scyntylacyjnego jest bardzo mało. W naszych detektorach zbierane jest ono przez dwa specjalne światłowody, które na swoich końcach mają wyrafinowane technologicznie elementy półprzewodnikowe zamieniające sygnał świetlny na elektryczny wzmacniając go jednocześnie miliony razy. Nazywają się one *foto-powielaczami krzemowymi* (stosuje się zwykle wzięty z języka angielskiego skrót SiPM).



Sygnały z nich są ponownie wzmacniane i formowane do standardowej postaci impulsów logicznych o określonej długości i napięciu. Sygnały te wprowadzane są na wejścia układu elektronicznego zwanego *bramką logiczną AND* (a precyzyjnie: NAND, ale to nie ma praktycznego znaczenia).

Bramka logiczna AND działa tak, że gdy nic się nie dzieje (na odpowiednich nóżkach, wejściowych układu scalonego jest napięcie 0 V – stan logicznego „0”), na jej wyjściu panuje logiczny stan „0” (z elektrycznego punktu widzenia napięcie na odpowiedniej nóżce układu scalonego jest równe 0 V). Jeśli na jednym z wejść pojawi się stan „1” (czyli napięcie wzrośnie do 5 V), ale na drugim będzie ciągle „0”, to i na wyjściu nic się nie zmieni. Dopiero, gdy na obu wejściach pojawi się logiczne „1”, to i na wyjściu stan zmieni się na „1”.



Sygnaly elektryczne z każdego fotopowielacza krzemowego są uformowane tak, że mają potencjał logicznej „1” trwający przez określony (krótki) czas t . Podane na wejście bramki AND powodują na jej wyjściu stan „1” jedynie wtedy, gdy oba SiPMy zarejestrują błyski odległe w czasie o mniej niż $2t$. Układ taki zwany jest układem koincydencyjnym. Samo słowo koincydencja zdaniem słownika języka polskiego oznacza „jednoczesne występowanie kilku zjawisk lub zdarzeń”. Niektóre źródła podają, że odnosi się to jedynie do zbieżności przypadkowej, kiedy zjawiska lub zdarzenia nie mają ze sobą żadnego związku. W naszym przypadku chodzi o sytuację wprost przeciwną, o wyłowienie z mnóstwa sygnałów tych spowodowanych przejściem przez płytkę scyntylatora cząstki naładowanej, cząstki wtórnego promieniowania kosmicznego. Trzeba bowiem wiedzieć, że w scyntylatorach pojawiają się błyski spowodowane i innymi przyczynami. Cząstki mogą być wzbudzone na różny sposób, nie mówiąc już o szumach termicznych (i innych zakłóceniach) w elementach układów elektronicznych, a w samych SiPMach w szczególności. Układ koincydencyjny w każdym detektorze eliminuje znaczną ich większość. Liczba sygnałów wychodzących z każdego SiPMa to powiedzmy jakieś 30000 na sekundę (mówimy o częstości szumów 30 kHz), a po układzie koincydencyjnym każdy detektor opuszcza mniej niż ~200 sygnałów na sekundę (200 Hz).

Zachodzi pytanie, czy te 200 sygnałów to zawsze są sygnały generowane przez jakieś istotne fizyczne przyczyny, czyli głównie przez przejście przez scyntylator cząstki naładowanej (kosmicznej, lub nie). Aby to obliczyć musimy wiedzieć, poza częstością sygnałów wchodzących do bramki AND, jaka jest długość uformowanych sygnałów w każdym kanale. W naszym przypadku to 200 ns (2×10^{-7} s).

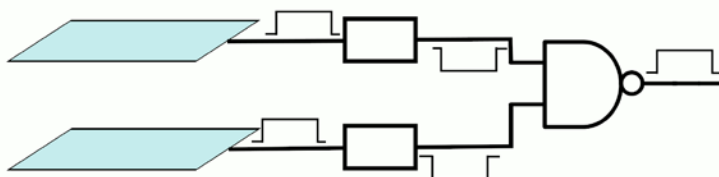
Jeśli na pierwszym SiPMie pojawia się 2×10^4 sygnałów w każdej sekundzie, a każdy „otwiera bramkę” na 2×200 ns (mnożenie przez 2 bierze się stąd, że mamy dwa SiPMy i każdy może być tym pierwszym, otwierającym ramkę), to w sumie bramka aktywnie „czeka” na sygnał z drugiego SiPM przez $2 \times 10^4 \times 2 \times 10^{-7}$ sekund, czyli 4×10^{-3} s = 4 ms. Jednocześnie sygnały z drugiego detektora przychodzą w tempie 2×10^4 na sekundę, a zatem możemy spodziewać się, że średnio w bramkę o długości 1/200 sekundy trafi ich $2 \times 10^4 \times 8 \times 10^{-3}$ s ≈ 150 , a zatem w czasie sekundy będziemy mieli 150 koincydencji zupełnie przypadkowych. Inaczej mówiąc ich częstość to będzie ≈ 150 Hz.

Podsumowując to wszystko w postaci jednego prostego wzoru, mówiącego, że jeśli dwa detektory zliczają przypadki zupełnie niezależnie od siebie z częstościami R_1 i R_2 , to częstość przypadkowo pojawiających się sygnałów koincydencyjnych, jest równa.

$$R_{koinc.} = R_1 \times R_2 \times \Delta t.$$

Przypominamy, że częstotści mierzymy w hercach (Hz, a 1 Hz to 1/s), a długość bramki koincydencyjnej Δt wyrażamy w sekundach.

Jeśli mamy tylko jeden detektor zliczający sygnały w sposób opisany wyżej, nie możemy nigdy mieć pewności, że konkretny przypadek gdy pojawił się sygnał koincydencyjny, związany był z przejściem przez detektor cząstki naładowanej, czy też było to przypadkowe spotkanie czasowe dwóch nie związanych ze sobą zdarzeń.

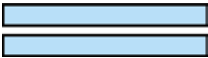


Dysponując jednak dwoma detektorami i dodatkowym układem koincydencyjnym, na którego wejścia wprowadzimy sygnały z obu detektorów (a nie z pojedynczych SiPMów, jak to opisywaliśmy wyżej), możemy pokusić się o rejestrowanie przypadków, co do których będziemy mieli niemal stuprocentową pewność, że nie są przypadkowe. Jeśli każdy detektor produkuje powiedzmy 150 sygnałów na sekundę, a długość bramki koincydencyjnej wynosi 200 ns, to

$$R_{\text{koinc.}} = R_1 \times R_2 \times \Delta t = 150 \times 150 \times 2 \times 10^{-7} \approx 5 \times 10^{-3} \text{ Hz},$$

czyli przypadkowy sygnał pojawiać się będzie raz na 200 sekund (z grubsza raz na ponad trzy minuty).

Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy dwa detektory jeden możliwie dokładnie nad drugim. 
2. Zliczamy, ile razy pojawi się koincydencja sygnałów z obu detektorów w czasie 15 minut.
3. Ustawiamy detektory obok siebie w pewnej odległości, tak aby mieć (prawie) pewność, że jedna cząstka lecąca zasadniczo z góry nie może trafić jednocześnie w oba detektory.



4. Zliczamy, ile razy pojawi się koincydencja sygnałów z obu detektorów w czasie 15 minut R_{12} .
5. Powtarzamy czynności od punktu 1 kilka (trzy do pięciu) razy.
6. Wyliczamy średnią zliczeń ($\overline{R_{12}}$) w przypadku detektorów położonych jeden nad drugim i obok siebie
7. i wyciągamy wnioski.

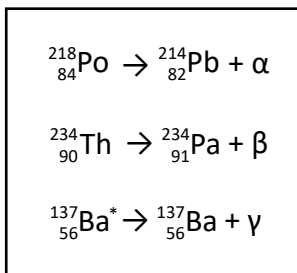
Jeśli wszystko przebiegnie pomyślnie powinniśmy zauważyć istotną różnicę tempa zliczeń zgodnie w rozumowaniu przedstawionym powyżej i podanymi wzorami. W konkluzji powinno się okazać, że jeśli detektory położone są jeden nad drugim i pracują w koincydencji, obserwujemy rzeczywiście najpewniej przypadki spowodowane przez cząstki naładowane wtórnego promieniowania kosmicznego.

jeden nad drugim				obok siebie			
R_1	R_2	$R_{koinc.}$	$\overline{R_{12}}$	R_1	R_2	$R_{koinc.}$	$\overline{R_{12}}$

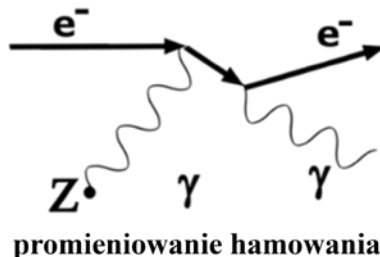
Pochłanianie cząstek w materii

Gdy nauka o promieniotwórczości rodziła się dopiero (z istotnym udziałem Marii Skłodowskiej-Curie oczywiście) wyodrębniano dwa rodzaje promieniowania: jeden z nich pochłaniany był nawet przez kartkę papieru i składał się z cząstek naładowanych dodatnio, zidentyfikowanych później jako jądra atomów helu. Rutherford nazwał je **promieniowaniem alfa**. Drugi, odpowiedzialny za zaczernianie klisz Becquerela składał się z cząstek naładowanych ujemnie, jak się później okazało elektronów i nazwany został, znów przez Rutherforda, **promieniowaniem beta**. Niedługo potem odkryto i trzeci rodzaj promieniowania jądrowego, który nie odchyłał się w ogóle w polach magnetycznych, a więc składał się z cząstek elektrycznie obojętnych, z fotonów. Rutherford nazwał go oczywiście **promieniowaniem gamma**.

Tyle mówi nam fizyka radioaktywności, a wynika z tego, że po pierwsze promieniowanie przychodzące do powierzchni ziemi z kosmosu to na pewno nie jest promieniowanie alfa. Nasze liczniki scyntylacyjne reagują jedynie na cząstki naładowane, a więc nie jest to także elektrycznie neutralne promieniowanie gamma. Z wymienionych wyżej promieniowań pozostają tylko elektrony.

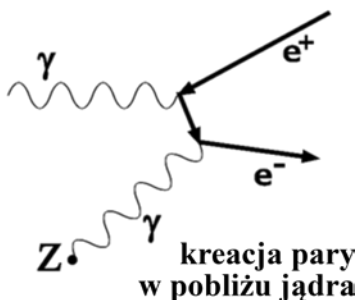


Elektrony z rozpadów β mają energie tak małe, że w powietrzu są w stanie przejść zaledwie kilkadziesiąt centymetrów. Tracą energię bardzo szybko głównie na jonizację mijanych atomów i zatrzymują się w materii. Ale, gdy ich energia początkowa była zdecydowanie większa, pojawiają się inne, nowe procesy energetycznych strat. Elektrony zderzając się z jądrami doznają gwałtownych przyspieszeń, zasadniczo hamują.



promieniowanie hamowania

Jak wiadomo ładunki elektryczne poruszające się ruchem przyspieszonym muszą emitować promieniowanie elektromagnetyczne. Im gwałtowniejsze jest to hamowanie, tym energie emitowanych kwantów są wyższe. Promieniowanie to nazywa się **promieniowaniem hamowania**.

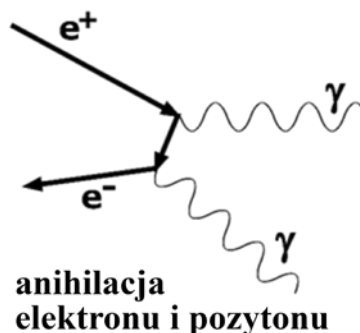


kreacja pary w pobliżu jądra

W końcu ich energie są na tyle duże, że i one z kolei mogą w oddziaływaniach z jądrami kreować z niczego ($E = mc^2$!) **pary elektron-pozyton**. Proces ten jest czymś dokładnie odwrotnym do znanej głównie chyba z filmów science-fiction reakcji **anihilacji**. W niej antymateria spotykając się z materią znika i produkuje olbrzymie ilości energii ($E = mc^2$!).

Procesy anihilacji i kreacji materii wykrył studiując oczywiście promieniowanie kosmiczne Patrick Maynard Stuart Blackett, za co dostał Nobla w roku 1948.

W dalszej kolejności każda cząstka z tej wykreowanej pary emitowałaby kolejny foton hamowania, który z kolei produkowałby kolejną parę, a każdy...



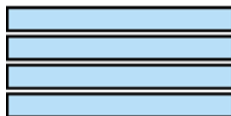
Teorię takich kaskad opisali w 1934 roku Bethe i Heitler i tak to właśnie działa. Tym, co nas w tym momencie interesuje najbardziej jest średnia droga, po jakiej z jednej cząstki robią się dwie, czy to elektron emituje dodatkowy wysokoenergetyczny foton hamowania, czy też foton znika, a zamiast niego pojawia się para elektron-pozyton. Od długości tej drogi zależy, jak głęboko w materię wnikać będą kaskady. Wielkość ta nazywa się z dość oczywistych powodów **jednostką kaskadową**. Nie jest to jej ścisła definicja, ale do naszych celów taka wystarczy. Ponieważ lecący elektron (dla fotonów sprawa wygląda podobnie) oddziałuje z jądrami atomów ośrodka, jednostka kaskadowa dla różnych materiałów jest oczywiście różna. Istnieje teoria, która pozwala ją przy jakichś założeniach obliczyć, ale na pewno możemy powiedzieć bez obliczeń, że w ołowiu będzie ona krótsza niż w betonie stropu. Po pierwsze ołów jest bardzo ciężki, precyzyjniej: ma dużą gęstość (ponad 11 g/cm^3 , a beton zaledwie nieco ponad 2 g/cm^3), ale to nie jest najważniejsze. Jądra atomów ołowiu mają bardzo duży ładunek elektryczny, to znaczy dużą liczbę atomową ($Z = 82$), a beton to jakby piasek, czyli z grubsza krzem i trochę tlenu, czyli Z około 10. Spodziewamy się, że naładowane cząstki promieniowania kosmicznego, które mierzymy naszymi detektorami oddziałują elektromagnetycznie (prawo Coulomba!), czyli na pewno silniej będą oddziaływać z jądrami atomów ołowiu niż z lekkimi jądrami tlenu, czy krzemu. Aby uzyskać dane ilościowe, musimy odwołać się do bezpośrednich pomiarów, które wykonano już dawno temu. Od tego czasu wiemy, że jednostka kaskadowa dla ołowiu jest równa $\sim 0,56 \text{ cm}$, dla żelaza niecałe 2 cm , dla krzemu $\sim 9,4 \text{ cm}$, dla wody 36 cm a powietrza $\sim 300 \text{ m}$.

Po przejściu jednej jednostki kaskadowej z jednej cząstki początkowej robią się średnio dwie, po dwóch jednostkach mamy już umowne cztery cząstki, po trzech – osiem. Energia każdej z tych ośmiu cząstek jest (średnio) osiem razy mniejsza niż energia cząstki początkowej. Po dziesięciu jednostkach kaskadowych cząstek jest już około tysiąca ($2^{10} = 1024$) i każda ma energię tysiąc razy mniejszą. Na głębokości 10 cm w ołowiu cząstek byłby milion i każda miałaby energię milion razy mniejszą. Miałaby, gdyby jeszcze ciągle była zdolna budować kaskadę, a to byłoby możliwe, gdyby energia pierwotna była bardzo, bardzo duża, no a takich elektronów na powierzchni ziemi raczej się nie spodziewamy. Kaskady elektromagnetyczne w materii zanikają. Pod warstwą ołowiu o grubości 10 cm żaden elektron nie byłby w stanie wytworzyć w naszych detektorach mierzalnego sygnału.

Dla zweryfikowania teorii Bethego i Heitlera należy wykonać eksperyment

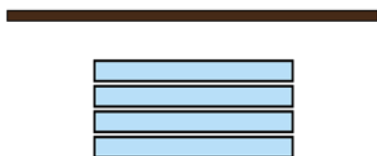
Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy pod gołym niebem (może być pod bardzo cienkim stropem, najlepiej drewnianym, w jakiejś szopie, czy komórce) cztery detektory jeden nad drugim



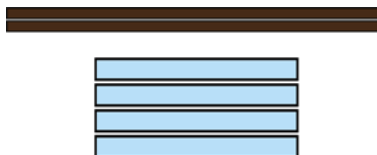
2. Zliczamy przez kilka godzin, przypadki koincydencji wszystkich czterech detektorów, czyli przypadki, gdy niewątpliwie przez układ przeszła cząstka naładowana i to mająca energię dość wysoką, aby przebić się przez plastik naszych detektorów (z grubsza 1 cm na detektor). Pomiar powinien trwać tak długo, aż liczba koincydencji będzie odpowiednio duża. Zawsze możemy ponownie zacząć liczyć, jeśli okaże się, że pomiar trwał zbyt krótko.

3. Umieszczamy nad układem detektorów warstwę materiału o dużym Z. Najlepszy byłby ołów, ale i płyty żelazne są dobre. Grubość tej warstwy powinna być rzędu jednostki kaskadowej (0,5 cm ołowiu, 2 cm żelaza)



4. Zliczamy przez kilka godzin przypadki koincydencji poczwórnej.

5. Dokładamy kolejną warstwę absorbenta



i ponownie zliczamy poczwórne koincydencje.

6. Powtarzamy punkt 5., dopóki nie osiągniemy grubości ~10 jednostek kaskadowych (albo więcej, jeśli mamy na to czas i cierpliwość).

7. Sporządzamy wykres tempa zliczeń od grubości warstwy absorbenta.

Pytanie:

Czy wraz ze wzrostem grubości tempo zliczeń spada do zera, czego moglibyśmy się spodziewać?

Odpowiedź na pytanie „dlaczego nie spada?” (mamy nadzieję, że taki wynik uzyskacie) prowadzi do niezwykle ważnego wniosku: cząstki, które mierzymy pod grubą warstwą

ołowiu, to nie mogą być elektrony! Jest to zupełnie nowy rodzaj promieniowania. Analizując to bliżej i bardziej szczegółowo można stwierdzić, że niewątpliwie mamy do czynienia z cząstkami o zupełnie innych właściwościach niż te, jakie mają cząstki znane nam z naszego otoczenia, a nawet te z pracowni fizyki jądrowej Marii Skłodowskiej-Curie. W promieniowaniu kosmicznym jest coś, czego nie ma nigdzie na świecie: **miony**!

Pochłanianie cząstek w materii (2)

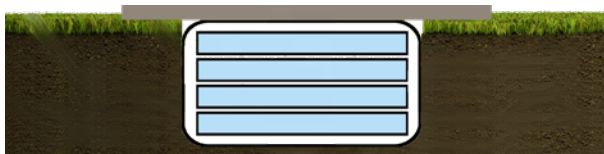
Teoretyczny opis teorii kaskad elektromagnetycznych podany został w „Pochłanianiu cząstek w materii”. Doświadczenie tam zaproponowane wymagało zastosowania płyt ołowianych lub żelaznych, które po pierwsze są trudne do zdobycia (dość kosztowne, gdyby chcieć je kupić), a po drugie są ciężkie. Płyta (50 cm × 50 cm × 0,5 cm) ołowiu waży około 15 kg, a dwucentymetrowa żelazna jeszcze więcej, więc dla ustawienia 10 takich płyt trzeba by wykonać potężną konstrukcję mechaniczną. Można to doświadczenie wykonać jednak inaczej.

Wykonanie doświadczenia

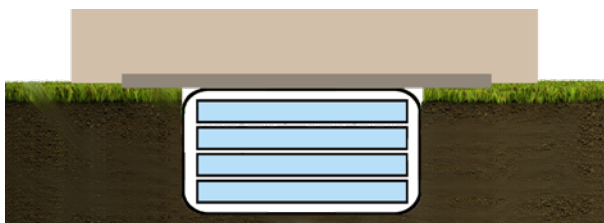
1. Umieszczamy cztery detektory w jakimś solidnym pojemniku



2. Wkopujemy go w ziemię, by z niej nie wystawał i mierzymy tempo zliczeń poczwórnych koincydencji.
3. Przykrywamy dół z aparaturą solidną płytą i ponownie mierzymy tempo zliczeń



4. Nasypujemy na płytę warstwę ziemi (piasku) tak, by jej grubość odpowiadała mniej więcej jednostce kaskadowej (10 cm) i mierzymy tempo poczwórnych koincydencji



5. Potarzamy punkt 4., dopóki nie osiągniemy grubości ~10 jednostek kaskadowych (albo więcej, jeśli mamy na to czas i cierpliwość).
6. Sporządzamy wykres tempa zliczeń od grubości warstwy absorbenta.

I to samo pytanie:

Czy wraz ze wzrostem grubości tempo zliczeń spada, a jeśli spada, to jak?

Pochłanianie cząstek w materii (3)

Teoretyczny opis teorii kaskad elektromagnetycznych podany został w wcześniej. Doświadczenie już zaproponowane wymagało zastosowania płyt ołowianych lub żelaznych, które po pierwsze są trudne do zdobycia, a po drugie są ciężkie. Można to doświadczenie wykonać zupełnie inaczej.

Wykonanie doświadczenia

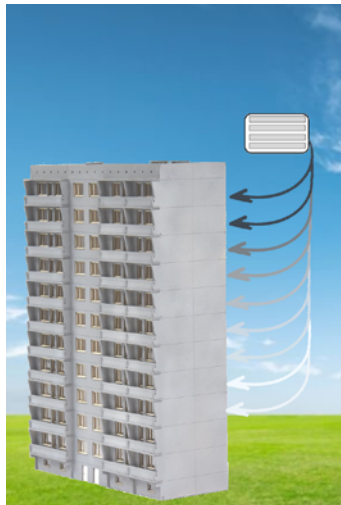
1. Umieszczamy cztery detektory jeden nad drugim zachowując między nimi odstęp (~ 10) cm.
2. Udajemy się na najwyższe piętro wieżowca i ustawiamy aparaturę w miejscu możliwie oddalonym od ścian.
3. Mierzmy liczbę zliczeń w jakimś (rozsądnym) czasie.
4. Schodzimy piętro niżej i powtarzamy pomiar.
5. Kontynuujemy pomiary, aż nie zejdziemy na parter, albo nie skończy się czas przeznaczony na eksperyment.

I znów zadajemy to samo pytanie:

Czy wraz ze wzrostem grubości betonu nad aparaturą tempo zliczeń spada, jak powinniśmy się spodziewać?

W tym doświadczeniu można jeszcze spróbować odpowiedzieć na pytanie, czy obecność ścian nie wpływa na wynik? Jak można to sprawdzić i czy da się to jakoś wyeliminować.

A jeśli tak, to jak?

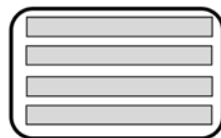


Pochłanianie cząstek w materii (4)

Teoretyczny opis teorii kaskad elektromagnetycznych został już podany. Można doświadczalnie zbadać to też zupełnie inaczej.

Wykonanie doświadczenia

1. Umieszczamy cztery detektory w jakimś solidnym hermetycznym pojemniku.
2. Włączamy rejestrację przypadków i zawijamy całość szczelnie i hermetycznie w co najmniej jeden plastikowy worek.
3. Upewniamy się, zanurzając całość choćby w wannie z wodą, że woda nie dostaje się do wnętrza. Groziłoby to definitywnym zepsuciem całej aparatury!
4. Do zawiązanego wlotu worków przyczepiamy odpowiednio ciężką „kotwicę”.



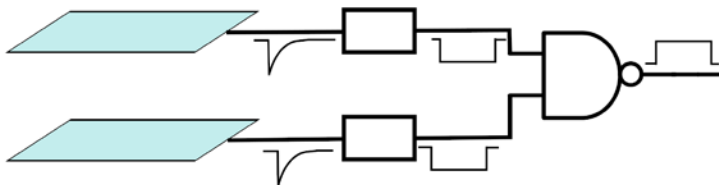
5. Aparatura cały czas zlicza poczwórne koincydencje. Pozostawiamy układ na jakiś czas (godzinę/dwie) na brzegu.
6. Po upływie tego czasu zanurzamy go tak, by górny licznik aparatury znajdował się jedną jednostkę kaskadową (~36 cm) pod wodą i pozostawiamy go tak na godzinę/dwie.
7. Opuszczamy aparaturę o kolejne 36 cm i pozostawiamy na tej głębokości na godzinę/dwie.
8. Powtarzamy punkt 7., aż nie osiągniemy głębokości ~4 metrów.
9. Po wyciągnięciu aparatury z wody, odczytujemy zapis na karcie i wyznaczamy z niego kolejne tempa zliczeń.
10. Jeśli wszystko się udało sporządzamy wykres tempa zliczeń od głębokości.

I znów zadajemy to samo pytanie:

Czy wraz ze wzrostem głębokości tempo zliczeń spada jak moglibyśmy się spodziewać?

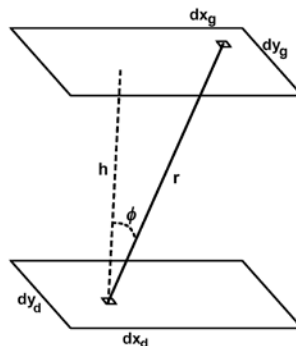
Dwa detektory jeden nad drugim

Dysponując dwoma detektorami i układem elektronicznym rejestrującym jednocześnie (możliwe opóźnienie wynosi, powiedzmy, 200 ns) pojawienie się w nich sygnałów, możemy pokusić się o rejestrowanie przypadków, gdy przez powierzchnię czynną obu detektorów przejdzie szybka, relatywistyczna, czyli poruszająca się prawie w prędkości światła, cząstka. Od ponad stu lat wiemy, że z góry przychodzą do nas takie cząstki. Są wśród nich tak zwane miony (μ), cząstki przenikliwe przechodzące nawet przez grube warstwy betonu, a więc dochodzące i do szkolnych pracowni fizycznych.



Pojedynczy detektor reaguje na pojawiające się w nim błyski światła, które mogą być spowodowane przez cząstki naładowane wtórnego promieniowania kosmicznego, ale także przez inne cząstki promieniowania z różnych źródeł, rozpadów izotopów promieniotwórczych obecnych w naszym otoczeniu i inne wzbudzenia pojawiające się w nim z różnych, czasem trudnych do zidentyfikowania przyczyn. Aby odróżnić błyski pochodzące od mionów kosmicznych od innych, które nazywać będziemy „szumem”, stanowiących niepożądane tło naszych eksperymentów, budujemy układ zwany *koincydencyjnym*. Detektory połączone według schematu pokazanego na rysunku generują na wyjściu sygnał jedynie wtedy, gdy w obu z nich sygnał pojawi się niemal jednocześnie. Mówimy, że zachodzi *koincydencja* sygnałów wejściowych, a wyjściowy sygnał nazywamy sygnałem *koincydencyjnym*. Czas w jakim uznajemy sygnały za „jednoczesne” ustawiony jest w tak zwanych układach monowibratorów na tyle krótko, abyśmy mieli pewność, że przez przypadek koincydencja nie ma szansy pojawienia się częściej niż powiedzmy raz na tydzień. Czyli praktycznie nie pojawi się nigdy.

Dodatkowo możemy upewnić się, że mierzymy cząstki przychodzące do nas z góry (a nie przypadkowe szumy tła) badając zależność tempa rejestracji koincydencji od odległości między detektorami. Intuicja i zdrowy rozsądek mówią, że jeśli odsuniemy detektory bardzo daleko od siebie, szansa, że jakaś cząstka przejdzie jednocześnie przez oba będzie nieduża. Jeśli detektory będą blisko siebie, szansa, że jeśli cząstka trafi w jeden detektor, to trafi i w drugi jest znacznie większa. Matematycznie określa się to analizując kąty bryłowe pod jakimi widziany jest jeden detektor z miejsca, gdzie znajduje się drugi.



Dokładne obliczenie tych częstości (tempa zliczeń) nie jest proste.

Chcąc obliczyć strumień mionów przecinających jednocześnie dwa detektory musimy z formalnego punktu widzenia dokonać odpowiedniego wielokrotnego całkowania. Wtajemniczeni wiedzą, że całkowania te można rozumieć jako sumowanie po wszystkich możliwych kombinacjach malutkich (w granicy nieskończenie małych) elementów na jakie rozkładamy geometryczne powierzchnie dolnego i górnego detektora.

Z każdego elementu dolnego detektora każdy element detektora górnego widoczny jest pod innym kątem φ (kątem płaskim mierzonym od zenitu). Przyglądając się rysunkowi widzimy, że

$$\cos(\varphi) = \frac{h}{r} = \frac{h}{\sqrt{(x_g - x_d)^2 + (y_g - y_d)^2 + h^2}}.$$

Kąt bryłowy $d\Omega$ pod jakim widziany jest element górnego detektora z konkretnego punktu dolnego jest trudny do narysowania, ale z definicji jego wartość to stosunek powierzchni pola widzenia zajmowanej przez element powierzchni górnego detektora, gdy patrzymy nań z dołu, do kwadratu odległości od punktu widzenia na dolnej płaszczyźnie do tego elementu. Niejasne jakby sformułowanie „powierzchnia pola widzenia” oznacza element sfery o środku w elemencie dolnym zakrywający element górny, czyli dla nieskończenie małych elementów pole powierzchni prostopadłego rzutu elementu górnego na promień patrzenia z dołu. Stanie się to jasne, gdy napiszemy

$$d\Omega = dx_g \times dy_g \times \frac{\cos(\varphi)}{r^2}.$$

Wiemy z pomiarów, jakie inni wykonywali już od stu lat prawie, że kosmiczne miony nie przychodzą do nas równomiernie, z każdego kierunku w takiej samej ilości. Najwięcej przychodzi ich z kierunków prawie pionowych, a zależność od kąta jest nieskomplikowana: strumień mionów kosmicznych (na jednostkę powierzchni $dx \times dy$ i jednostkę czasu) przychodzących z danego kierunku na niebie (φ) z elementu kąta bryłowego

$$f(\varphi) \sim \cos^2(\varphi).$$

I to już wszystko, co musimy wiedzieć.

$$\int d\Omega dS \times f(\varphi) =$$

$$\int dx_d \int dy_d \int dx_g \int dy_g \left((x_g - x_d)^2 + (y_g - y_d)^2 + h^2 \right)^{-1} \times \cos(\varphi) \times f(\varphi).$$

Potrafiać programować i znając podstawowe metody rachunków numerycznych można zamienić wszystkie te całki na sumy po bardzo małych elementach obu detektorów. Ponieważ, jak już powiedzieliśmy jest to jednak nieco skomplikowane można pomyśleć, czy nie można dokonać jakichś szacowań, przybliżonych rachunków, które mogłyby nam powiedzieć czego z grubsza powinniśmy się spodziewać.

Spróbujmy:

1. po pierwsze uznajmy, że wszystkie kawałki podziału dolnego detektora są w zasadzie w tym samym miejscu
2. i oglądaj wszystkie kawałki górnego detektora z tej samej mniej więcej odległości
3. i pod mniej więcej takim samym kątem,
4. i każdy z nich zajmuje mniej więcej taki sam kąt bryłowy.

Przy takich założeniach wszystko to co znajduje się pod wszystkimi operatorami całkowań jest niezależne od zmiennych po jakich całkujemy, czyli od położeń każdego elementu górnego i dolnego detektora (pkt. 1). I wtedy całkowania sprowadzają się do iloczynu pól powierzchni detektora górnego i dolnego, a że są one takie same mamy w wyniku kwadrat pola powierzchni każdego z detektorów $(x \times y)^2$.

Jest on pomnożony przez efektywny kąt bryłowy (pkt. 4), w jakim górny detektor jest widziany przez „średni element” detektora dolnego. Pole powierzchni górnego detektora S podzielone przez kwadrat odległości (pkt. 2) między detektorami h jest nieco zawyżonym oszacowaniem tego efektywnego kąta. Dokładność tego przybliżenia zależy od tego, jak blisko są detektory. Im bliżej, tym gorzej. Jeśli detektory są bardzo blisko można zamiast h wpisać wartość, którą uznamy za bardziej odpowiadającą efektywnej odległości.

Dokładne oszacowanie wartości kąta zenitalnego nie ma większego znaczenia, jako że i tak większe wartości obcinane są przez czynnik $\cos^2(\varphi)$, co powoduje, że najczęściej widzimy cząstki prawie pionowe, a dla pęków prawie pionowych, dla kątów bliskich 0° funkcja $\cos$ zmienia się niewiele. Możemy spokojnie przyjąć, że kąt ten to 15° .

Podsumowując to wszystko otrzymujemy zamiast całej całki prosty wzór dający oszacowanie liczby koincydencji rejestrowanych teleskopem dwu prostokątnych liczników $10\text{ cm} \times 20\text{ cm}$ ustawionych jeden nad drugim:

$$n \sim (x \times y) \times (x \times y)/h^2 \times \cos^2(15^\circ)$$

Ale gdyby ktoś bardzo chciał przeprowadzić dokładne obliczenia (czyli wykonać napisane w poprzednim równaniu całkowania), podajemy poniżej fragment programu komputerowego, który pozwala to zrobić w miarę szybko i całkiem dokładnie. Program ten jest napisany w nieistniejącym języku, który jak sądzimy jest na tyle zrozumiały, że miłośnicy programowania przełożą go łatwo na język im znany (Pascal, C++, Python itp.):

```

H=50                      (odległość w pionie między detektorami)
X=10                      (rozmiar detektora)
dX=X/100
Y=20                      (rozmiar detektora w drugim kierunku)
dY=Y/200
CALKA=0
Pętla po ID od 1 do 100
  XD=ID×dX                (XD to x-owa współrzędna elementu dolnego detektora)
  Pętla po JD od 1 do 200
    YD=JD×dY              (YD to y-owa współrzędna elementu dolnego detektora)
    Pętla po IG od 1 do 100
      XG=IG×dX            (XG to x-owa współrzędna elementu górnego detektora)
      Pętla po JG od 1 do 200
        YG=JG×dY          (YG to y-owa współrzędna elementu górnego detektora)
        R2=(XD-XG)2+(YD-YG)2+H2    (R2 to kwadrat odległości obu elementów)
        COSfi = H/√R2      (COSfi to cosinus kąta pod jakim element dolny „widzi”
                           element górny)
        CALKA=CALKA+(dX×dY)2× COSfi/R2 × COSfi2
      koniec pętli po JG
    koniec pętli po IG
  koniec pętli po JD
koniec pętli po ID

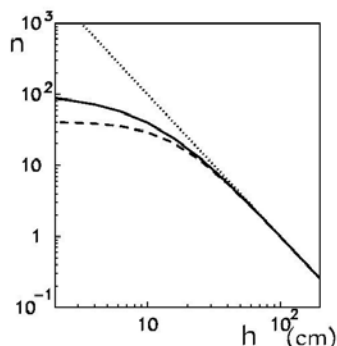
```

Liczba zliczeń dla ustalonej odległości detektorów jest zapisana w zmiennej CALKA. Jest to liczba zliczeń w stałym przedziale czasu, ale przedział ten nie jest wcale określony. W przedziale dłuższym dwukrotnie zaobserwujemy oczywiście dwa razy więcej zliczeń. „Okres czasu” w naszych obliczeniach jest umowny i możemy sobie nasze wyniki *znormalizować*. Normalizacja polega na tym, że umawiamy się, że nasz „okres czasu” jest tak długi, aby dla odstępu detektorów równego na przykład 100 cm liczba zliczeń wynosiła dokładnie 1. Praktycznie robi się to wyliczając najpierw wartość CALKA dla $h = 100$ cm i zapamiętuje się ją w jakiejś zmiennej, na przykład NORM, a potem wszystkie obliczone dla innych wartości zmiennej h dzieli się przez wartość NORM (i mnoży się przez żądaną liczbę dla 100 cm, czyli w naszym wypadku przez 1).

Po takiej normalizacji łatwo można porównywać wyniki dla różnych przybliżeń i modeli.

Porównanie wyników przybliżonego wzoru i całkowania numerycznego pokazano na wykresie. Linia przerywana pokazuje wyniki obliczeń przybliżonych, linia ciągła dokładnych. Pokazano też zależność $1/h^2$ której spodziewalibyśmy się przyglądając się definicji kąta bryłowego (linia kropkowana). Należy zaznaczyć, że wykres ten został sporządzony w skalach logarytmicznych. Obie osi pokazują nie wartości n i h , a ich logarytmy (dziesiętne). Zostało to zrobione po to, aby pozbyć się czynników stałych (jak na przykład $\cos^2(15^\circ)$) i czynników normalizujących. Jak wiemy $\log_{10}(A + B) = \log_{10} A + \log_{10} B$, co prowadzi to tego, że wykresy można dowolnie przesuwac w pionie. Tu poprzysuwane zostały tak, aby dla dużych wartości h zgadzały się ze sobą.

Zauważmy, że skale na obu osiach są różne! Po takim przekształceniu widać, po pierwsze, że nasz przybliżony wzór jest całkiem dokładny, a po drugie, że prosta zależność $1/h^2$ też pracuje nie najgorzej, jeśli tylko odległość między detektorami jest większa od ich rozmiarów i to im większa, tym lepiej.



Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy dwa detektory jeden możliwie dokładnie nad drugim w odległości 50 cm. Można w tym celu skonstruować specjalny stojak, rodzaj szafki z półeczkami, można wykorzystać statyw z pracowni szkolnej, albo ostatecznie prowizoryczną konstrukcję wykonaną na przykład z książek (zalecane grube, solidne tomy).
2. Zliczamy przez 15 minut, ile razy pojawi się sygnał jednocześnie w obu detektorach i zapisujemy wynik w tabelce.
3. Zmieniamy odległość między detektorami do 30 cm i zliczamy koincydencje przez 15 minut. Wynik zapisujemy w odpowiednim miejscu.
4. Powtarzamy zmianę odległości tym razem do 20 cm i zliczamy przez 15 minut. Wynik zapisujemy.
5. Zmieniamy odległość do 10 cm i zliczamy przez 15 minut. Wynik oczywiście zapisujemy.
6. Ustawiamy odległość na minimum, czyli kładziemy liczniki jeden bezpośrednio nad drugim. Mierzmy odległość i zapisujemy ją w tabeli i zliczamy sygnały przez kolejne 15 minut. Wynik zapisujemy.
7. Powtarzamy czynności od punktu 1 tyle razy, na ile wystarczy nam czasu.
8. Po zakończeniu pomiarów uzupełniamy tabelę:
 - a. Liczymy średnią liczbę zliczeń dla każdej wysokości.
 - b. Normalizujemy średnie liczby zliczeń.
 - c. Wpisujemy w odpowiednie kolumny wartości logarytmów dziesiętnych ($\log_{10}$) odległości pomiędzy detektorami i znormalizowanej częstości zliczeń.
 - d. Konstruujemy wykres – na osi pionowej zaznaczamy logarytmy (dziesiętne) częstości, a na osi poziomej logarytmy (dziesiętne) odległości. Nie przejmujemy się normalizacją, nie jest w tej chwili istotna.

Konkluzje i pytania:

Czy możemy powiedzieć, że wykres przedstawia linię prostą?

Czy nachylenie tej prostej odpowiada kątowi mniej więcej 60° (a dokładniej 63°) (dodatkowe pytanie dla zaawansowanych: skąd taka liczba?)

h	$\log_{10}(h)$	n	średnie n	znormalizowane średnie n	$\log_{10}(n)$
50 cm	1.70	_____			
30 cm	1.47	_____			
20 cm	1.30	_____			
10 cm	1.00	_____			



Kaskady cząstek wtórnych

Dwa detektory ustawione obok siebie w niewielkiej odległości powinny rejestrować w zasadzie tylko przypadkowe trafienia, gdyż pojedyncza cząstka przychodząca z góry nie może przejść jednocześnie przez oba. Zachodzi poważne pytanie z fizyki, czy aby na pewno cząstki te przychodzą pojedynczo. Może jednak nie. Pytanie to postawili sobie fizycy mniej więcej sto lat temu i rozpoczęli intensywne prace eksperymentalne.

W dwóch detektorach zliczających przypadki zupełnie ze sobą nieskorelowane z częstościami odpowiednio R_1 i R_2 , przypadkowe koincydencje (zliczenia $t\Delta t$) pojawiają się z częstością

$$R_{koinc.} = R_1 \times R_2 \times \Delta t,$$

Δt to długość bramki koincydencyjnej wyrażana w sekundach.

Jeśli wśród przypadkowych koincydencji pojawiają się i nieprzypadkowe można to łatwo stwierdzić, ale tylko wtedy, gdy tych drugich jest dużo. Jeśli R_1 i R_2 są rzędu 200 Hz, a szerokość bramki wynosi 200 ns to zdarzeń przypadkowych będzie około 20 na godzinę. Jeśli fizycznie skorelowane cząstki trafiające jednocześnie w dwa detektory przychodzić będą do naszego układu powiedzmy raz na kilka godzin (powiedzmy średnio co trzy godziny), to zauważenie ich będzie wymagało kilkudniowej pracy aparatury.

Tydzień pracy to 7×24 godziny. Tłó w tym czasie będzie równe około 3000 zliczeń. Nauka zwana statystyką mówi, że w każdym tygodniu liczba ta będzie najprawdopodobniej różna. Czasem pojawi się 3050, czasem 2950. To zupełnie oczywiste. Statystyka jako dział matematyki jest bardzo precyzyjna i potrafi obliczyć, jak często zdarzać się powinny takie, czy inne odchylenia od wartości spodziewanej (średniej). W naszym przypadku statystyka mówi, że wynik wychodzący poza przedział (2950, 3050) ma szansę pojawić się w 1/3 przypadków, czyli w sumie dość często. Przy naszym założeniu jednego fizycznego przypadku na trzy godziny, w ciągu tygodnia spodziewamy się nieco ponad 50 przypadków. Porównując to z rezultatem analizy statystycznej, możemy z całym spokojem stwierdzić, że tygodniowy pomiar nie jest w stanie wykryć tak rzadkich zjawisk jak pary cząstek przychodzących jednocześnie do naszych dwóch detektorów. Potrzeba by na to co najmniej miesiąca ciągłych pomiarów i w czasie tego miesiąca musielibyśmy zapewnić cały czas dokładnie takie same warunki pracy detektorów, co nie jest łatwe, a nawet raczej niemożliwe.

Jak więc możemy odkryć istnienie fizycznie skorelowanych par cząstek?

Trzeba się w tym celu odwołać do fizyki. Do tego, jak zachowują się wysokoenergetyczne cząstki elementarne i właściwie skąd mogą się brać takie skorelowane pary. Trzeba postawić jakąś bardziej sprecyzowaną *hipotezę fizyczną* i postarać się ją właśnie *zweryfikować*.

Jednym z pomysłów, jakie sto lat temu przyszły ludziom do głowy było to, że cząstki z kosmosu właściwie nie przychodzą do nas parami (czy też w jakiś grupach), a pojedynczo, oddziałując one jednak z jądrami atomów w pobliżu naszych detektorów. Na skutek takiego oddziaływania powstają (z niczego, a właściwie to „materializuje się” energia tej oddziałującej, lecącej z wysoka cząstki kosmicznej zgodnie ze wzorem $E = mc^2$ inne cząstki, też bardzo wysoko energetyczne i to one trafiają w nasze detektory.

Jeśli hipoteza ta jest prawdziwa, można wykonać eksperyment, który ją potwierdzi (albo obali).

Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy pod gołym niebem (może być pod bardzo cienkim stropem drewnianym, w jakiejś szopie, czy komórce) cztery detektory parami obok siebie w pewnej, niewielkiej odległości



2. Zliczamy przez kilka godzin przypadki koincydencji dla każdej pary i jednocześnie koincydencje wszystkich czterech detektorów, czyli przypadki, gdy przez układ przeszły jednocześnie co najmniej dwie cząstki. Pomiar powinien trwać tak długo, aż liczba koincydencji wszystkich detektorów będzie odpowiednio duża. Zawsze możemy ponownie zacząć liczyć, jeśli okaże się, że pomiar trwał zbyt krótko.

3. Ze wzoru $R_{koinc.} = R_{12} \times R_{34} \times \Delta t$ wyznaczamy spodziewaną częstość przypadkowych zliczeń trafiających jednocześnie w obie wieże.

4. Ustawiamy potem w klasie (lub innym pomieszczeniu pod solidnym, grubym dachem, stropem wyższego piętra itp.) cztery detektory parami w tej samej geometrii, co poprzednio



5. Zliczamy, przez kilka godzin, przypadki koincydencji dla każdej pary i jednocześnie koincydencje wszystkich czterech detektorów.

6. Zapisujemy częstość jednoczesnych zliczeń czterech detektorów i częstość koincydencji przypadkowych $R_{koinc.} = R_{12} \times R_{34} \times \Delta t$.

7. Wyciągamy wnioski. Założona hipoteza jest prawdziwa, lub nie? Czy liczba fizycznych koincydencji pod dachem jest większa od tej pod gołym niebem?

Jeśli liczby zliczeń są zbyt małe, by wniosek nasz był dostatecznie wiarygodny, powtarzamy pomiary, aż będziemy mogli przyjąć jakieś definitywne rozstrzygnięcie.

Istnieje też możliwość, że rozstrzygnięcie będzie wymagało nierozsądnie długiego czasu. Trudno. W fizyce nie zawsze można coś sprawdzić.

Krzywa dekoherencji

Dwa detektory ustawione obok siebie „na wolnym powietrzu” rejestrują mniej realnych koincydencji niż pod dachem, ale jednak, jeśli mierzyć dostatecznie długo, jesteśmy w stanie zarejestrować ich trochę więcej niż wynikałoby ze wzoru na koincydencje przypadkowe. Oczywiście zawsze jest możliwa sytuacja taka, że przyjmowany przez nas czas otwarcia bramki koincydencyjnej Δt jest nieco większy niż zakładamy. Pomiar długości bramki nie jest bardzo precyzyjny. Przypomnijmy, że mierząc zliczenia dla rozsuniętych detektorów „pod dachem” i „bez dachu” przyjęliśmy za słuszną hipotezę, że to właśnie w materii dachu zachodzą oddziaływania cząstek wysokich energii i obserwujemy raz na jakiś czas produkty tych reakcji. Przyglądając się bliżej sytuacji należy stwierdzić, że w przypadkach „bez dachu” nie mamy do czynienia z detektorami umieszczonymi w próżni. Jest nad nimi powietrze. Wprawdzie powietrze jest dużo rzadsze niż beton, ale z drugiej strony powietrze rozciąga się znacznie wyżej i w sumie od samego szczytu atmosfery aż do poziomu gruntu nie jest go wcale tak mało. Dociekliwi i ciekawi mogą zastanowić się i pokazać, że nad każdym centymetrem kwadratowym poziomej powierzchni na poziomie morza jest słup powietrza ważący jeden kilogram, a to już można porównać z betonowym stropem. Gdyby bardzo wysokoenergetyczne cząstki promieniowania kosmicznego raz na jakiś czas oddziaływały z jądrami atomów powietrza, powinniśmy obserwować całkiem duże kaskady cząstek przychodzących jednocześnie do powierzchni ziemi, a zatem powinniśmy zauważyć koincydencję dwóch rozsuniętych nawet na spore odległości detektorów. Jest to bardzo atrakcyjna hipoteza fizyczna i jej rozstrzygnięcie znane jest od roku 1938, kiedy panowie Pierre Auger i Roland Maze wykonali słynne doświadczenie na dachu *École Normales Supérieure* w Paryżu.

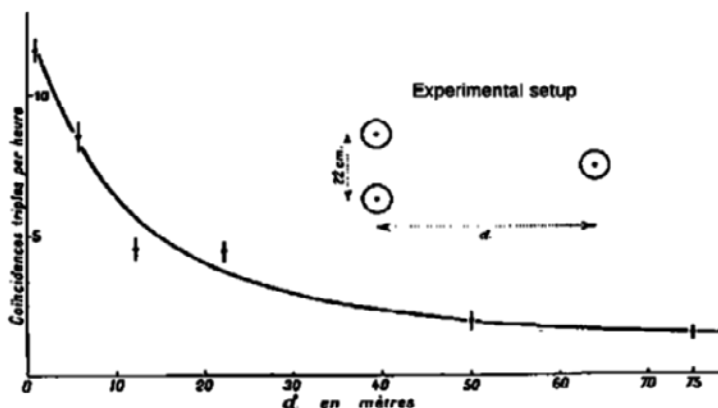
Pokazujemy oryginalną tabelkę z ich pracy (po francusku). Jak z niej widać ustawiali oni liczniki bardzo blisko siebie, a potem w odległościach 2 i 5 metrów i jak widać ciągle obserwowali koincydencje. Ich liczniki były oczywiście

inne od naszych, ale powierzchnię miały podobną. Przedstawiony wykres też pochodzi od Augera i Maze’a, ale już z innej późniejszej pracy, gdzie udało im się odsunąć detektory nawet na 75 metrów i ciągle jeszcze widzieli koincydencje.

	1 ^{ère} partie		
Nombre de compteurs	3	3	3
Distance extrême en mètres	0,20	2	5
Ecran de plomb (cm)	-	-	-
Coïncidences par heure (fortuites déduites)	6,7	2,1	0,7

Na rysunku na następnej stronie jest pokazana geometria ich układu pomiarowego. Jak widać używali oni trzech liczników, a wszystko to po to, aby zmniejszyć liczbę koincydencji przypadkowych.

Możemy zatem pokusić się o odtworzenie historycznego doświadczenia Augera i Maze’a



Przypadkowe koincydencje (zliczenia $t\bar{t}a$) w czterech detektorach zliczających przypadki z częstościami R_1 , R_2 , R_3 i R_4 pojawiają się z częstością

$$R_{koinc.} = R_1 \times R_2 \times R_3 \times R_4 \times (\Delta t)^3,$$

gdzie znowu Δt to długość bramki koincydencyjnej wyrażona w sekundach.

Jeśli wszystkie R_i są rzędu 200 Hz, a szerokość bramki wynosi 200 ns to koincydencja przypadkowa zdarzać się będzie raz na $\sim 10^{11}$ sekund, czyli raz na tysiąc lat, to znaczy nigdy, a więc każda koincydencja rozsuniętych detektorów oznaczać musi fizyczne pojawienie się kaskady cząstek. Takie zjawiska nazwano Wielkimi Pękami Atmosferycznymi.

Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy pod gołym niebem (albo pod bardzo cienkim stropem drewnianym, w jakiejś szopie, czy komórce) cztery detektory parami obok siebie w niewielkiej odległości, jak to robiliśmy poprzednio. Powiedzmy, że ta odległość to 20 cm.
2. Zliczamy, przez kilka godzin przypadki koincydencji dla każdej pary i jednocześnie koincydencje wszystkich czterech detektorów, czyli przypadki, gdy przez układ przeszły jednocześnie co najmniej dwie cząstki. Pomiar powinien trwać tak długo, aż liczba koincydencji wszystkich detektorów będzie odpowiednio duża. Zawsze możemy ponownie wrócić do punktu 1., jeśli okaże się, że pomiar był zbyt krótki.



3. Odsuwamy wieże na odległość powiedzmy 2 metrów i zliczamy koincydencje.



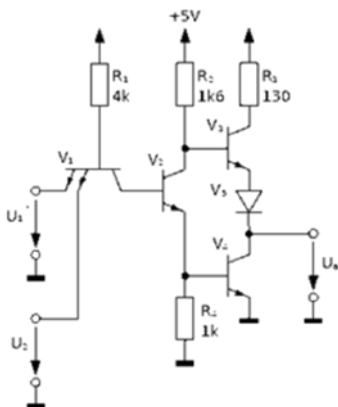
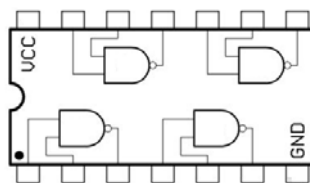
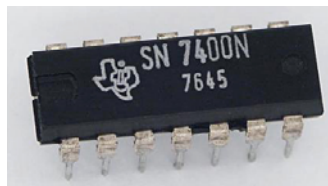
4. Odsuwamy potem wieże na odległość powiedzmy 5 metrów. I ponownie zliczamy koincydencje przez kilka godzin.

5. Porównujemy nasze wyniki z wynikami Augera i Maze'a z roku 1938.

odległość par detektorów	0,2 m	2 m	5 m
średnia liczba zliczeń na godzinę			

Krzywa Rossiego

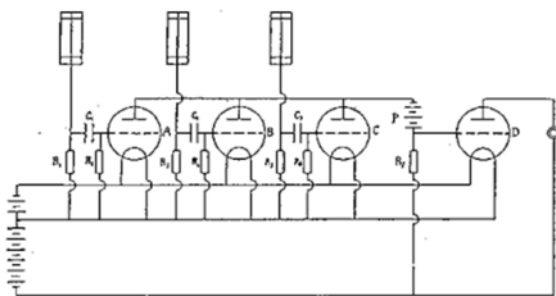
Niecałe sto lat temu prowadził badania promieniowania kosmicznego Włoch Bruno Rossi. Spośród wielu jego dokonań najistotniejsze było wynalezienie elektronicznego układu koincydencyjnego. Do tego czasu obserwowano jednocześnie pojawiające się sygnały (z detektorów Geigera-Müllera) obserwując je na oscyloskopach, które fotografowano na okrągło. Było to bardzo pracochłonne i skomplikowane. Układ elektroniczny, który produkował elektryczny sygnał w momencie gdy w jakimś bardzo krótkim czasie pojawiło się coś na kilku wejściach znacznie ułatwia pracę i właściwie umożliwia budowanie dużych aparatur do pomiarów promieniowania kosmicznego.



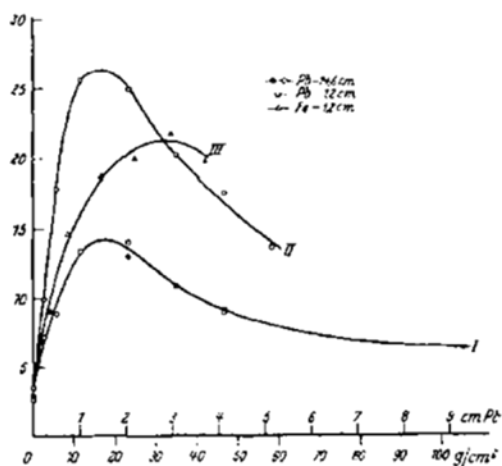
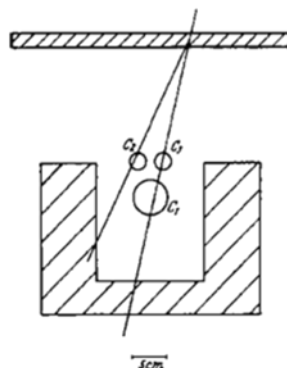
Dziś układy koincydencyjne, takie jak na przykład te w naszym eksperymencie robi się wklejając w płytkę drukowaną odpowiedni układ scalony TTL o numerze powiedzmy 7400, zbudowany jedynie z kilku tranzystorów. W czasach Rossiego, a był to rok 1930, nie było jeszcze tranzystorów, więc musiał on swój układ koincydencyjny zbudować na lampach elektronowych.

Przy użyciu układów koincydencyjnych Rossi wykonał wiele ważnych doświadczeń. My, dysponując zestawem detektorów i układem koincydencyjnym możemy kilka z nich powtórzyć.

Problemem pojawiania się małych kaskad cząstek naładowanych przychodzących z góry, ich pochodzenia i mechanizmu za nie odpowiedzialnym Rossi zajął się w roku 1932. Zbudował on układ trzech liczników G-M w konfiguracji pokazanej na oryginalnym rysunku. Nie było możliwości, aby jedna cząstka spowodowała powstanie sygnału we wszystkich trzech licznikach, w związku z tym każdy sygnał koincydencji sygnalizował pojawienie się małej kaskady. Ale istotą eksperymentu Rossiego było ułożenie nad licznikami grubego kawałka materii, konkretnie ołowiu albo żelaza i zbadanie jak częstość koincydencji zależy od jego grubości.



Nikt oczywiście nie wiedział wtedy, czego należy się spodziewać. Żadne eksperymenty z fizyki jądrowej, gdzie cząstki miały energie raczej niewielkie, nic o tym nie mówiły. Właściwie to nawet mówiły: żadne promieniowanie α , β ani nawet γ nie jest w stanie przebić się przez grube płyty ołowiane (ochronne fartuchy zakładane przy robieniu prześwietleń promieniowaniem rentgenowskim są dziś tego przykładem). Ale tajemnicze promieniowanie kosmiczne przebijało się przez takie płyty. Rossi postanowił sprawdzić co dzieje się w trakcie tego przechodzenia. Okazało się, że częstość koincydencji zależy od grubości warstwy materii nad detektorami i to zależy w sposób bardzo dziwny. Początkowo rośnie, z czego można by wnioskować, że promieniowanie kosmiczne w ołowiu rzeczywiście produkuje nowe, wysokoenergetyczne cząstki, ale potem zaczyna maleć. To z kolei mogłoby oznaczać, że energia lecących po kolejnych oddziaływaniach cząstek przestaje już wystarczać do produkcji nowych ($E = mc^2$).

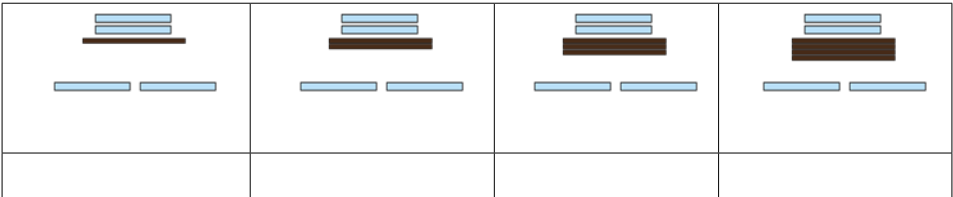


Oryginalny rysunek z pracy Rossiego pokazuje to zjawisko ilościowo. Na rysunku są aż trzy krzywe. Wszystkie pokazują zasadniczo to samo, a różnice biorą się stąd, że w jednym przypadku użyto nie ołowiu, a żelaza, a w innych różna była odległość ołowiu od układu liczników.

Z pomiaru tego można próbować wyciągnąć wiele fizycznych wniosków.

Wykonanie doświadczenia

- 1. Ustawiamy pod gołym niebem (może być pod bardzo cienkim stropem drewnianym, w jakiejś szopie, czy komórce) cztery detektory tak jak pokazuje rysunek. Pod górną dwójką detektorów umieszczamy płyty z ciężkiej materii (to znaczy o dużej liczbie atomowej, najlepiej ołowiu, ale może też być żelazo).
- 2. Zliczamy przypadki koincydencji wszystkich czterech detektorów, czyli przypadki, gdy przez układ przeszła cząstka z góry i skaskadowała w bloku materii. Pomiar powinien trwać tak długo, aż liczba koincydencji wszystkich detektorów będzie dostatecznie duża, by można było wyciągać statystycznie istotne wnioski.
- 3. Dokładamy kolejne płyty materii i ponawiamy pomiary.



- 4. Grubość warstwy powinna być tak dobrana, by udało się zaobserwować maksimum krzywej zwanej *krzywą Rossiego*.

Asymetria wschód/zachód

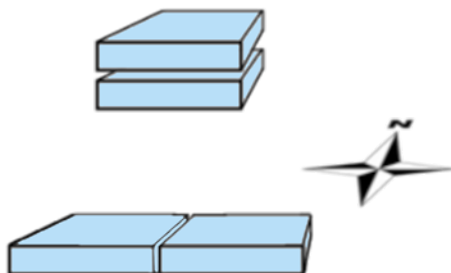
Do problemu identyfikacji pierwotnych cząstek promieniowania kosmicznego próbowano podejść od samego początku. Do dziś jest to problem nie do końca rozstrzygnięty, zwłaszcza, gdy mówimy o cząstkach bardzo wielkich energii. Szybko zauważono, że można coś powiedzieć o ładunku tych cząstek, (a może i o ich masie!) wykorzystując ziemskie pole magnetyczne. Pomiary sprzed stu lat pokazały, że w zależności od szerokości geograficznej, a właściwie geomagnetycznej, strumień promieniowania zmienia się. W 1927 Jacob Clay podróżując z Jawy do domu w Holandii zauważył, że wielkość jonizacji zmienia się z odległością od równika. Dokładnie zbadał to i potwierdził w 1932 roku A. H. Compton i jego grupa z MIT i innych zaprzyjaźnionych uczelni z całego świata. Dysponowali oni jedynie dużą, ale w sumie dość precyzyjną komorą jonizacyjną, nie mogli więc mierzyć kierunków przychodzenia pojedynczych rejestrowanych cząstek.

Prawdziwy postęp nastąpił za sprawą Bruno Rossiego i jego układu koincydencyjnego. Pierwsze doniesienia opublikował jeszcze w 1930 roku. W następnych kilku latach kilka grup eksperymentatorów potwierdziło, że z zachodu przychodzi do powierzchni ziemi więcej cząstek niż ze wschodu. Przyczyna tego mogła być tylko jedna: na pierwotne promieniowanie kosmiczne składają się w większości cząstki naładowane dodatnio.

My, dysponując zestawem detektorów i układem koincydencyjnym, możemy doświadczenie to powtórzyć.

Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy pod gołym niebem cztery detektory tak, jak pokazuje rysunek.
2. Zliczamy przypadki koincydencji odpowiednich trójek detektorów (dwa górne i jeden z dolnych).



3. Po zebraniu odpowiednio dużej statystyki przykrywamy detektory (wystarczy tylko dolne) warstwą materii na tyle grubą, aby pochłaniała składową elektronową (opisano to przy okazji pomiaru pochłaniania cząstek w materii) i mierzymy jak się ma asymetria wschód/zachód dla składowej mionowej. Należy zwrócić uwagę na to, aby to, co jest nad detektorami nie wprowadzało niechcianych niesymetrycznych efektów.
4. Dla pewności i potwierdzenia tego, że rzeczywiście mierzymy to, co chcieliśmy mierzyć, odwracamy nasz układ pomiarowy o 90 stopni (do osi północ/południe) i powtarzamy pomiary od punktu 2.

Wycieczka w górę

Zanim jeszcze promieniowanie kosmiczne odkryte zostało przez Hessa w roku 1912, próbowano sprawdzić, czy i ewentualnie jak jonizacja powietrza zależy od wysokości nad ziemią. Byłby to argument rozstrzygający kwestię, czy bierze się ona z wnętrza Ziemi, czy ma naturę kosmiczną. Wchodzono więc na wieże kościołów, wspinalo się na wieżę Eiffela, wchodzono na pagórki i wysokie góry, ale wyniki były wciąż niekonkluzywne. Spowodowane to było w dużej mierze niedoskonałością aparatury pomiarowej. W tamtych czasach były to niewielkie komory jonizacyjne i elektroskopy z opadającymi powoli listkami.

Mając zestaw czterech detektorów scyntylacyjnych połączonych z układem koincydencyjnym możemy pokusić się o zbadanie, jak z wysokością zmienia się strumień cząstek wywołujących jonizację powietrza. Idea jest bardzo prosta i oczywista. Najpierw mierzymy liczbę koincydencji w jakimś określonym czasie na poziomie wyjściowym, a następnie przenosimy teleskop wyżej i ponownie mierzymy tempo zliczeń.

Należy zadać sobie pytanie, jak wysoko należy wejść, aby coś zauważyć. Z pomiarów innych ludzi możemy spodziewać się zmiany intensywności jonizacji o około 25% na każdy kilometr wysokości.

W okolicy Łodzi najwyższe przewyższenie znajdziemy na Górze Kamieńskiej w okolicy Bełchatowa, ale nie przekracza ono 200 metrów. Gdyby udało się zejść z wycieczką na dno wyrobiska, to można by uzyskać względne sumaryczne przewyższenie nawet 400 metrów. Kłopot w tym, że dla pomiaru z dokładnością kilku procent trzeba by długo czekać, ale może to nie jest niemożliwe.

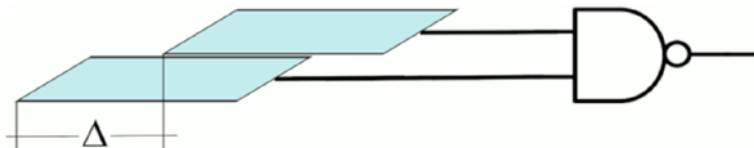
Jeśli lubimy naprawdę wędrować po górach, możemy wybrać trasę z Karpacza na Śnieżkę (15 km, 1000 metrów przewyższenia i około 8 godzin w obie strony). Można też wejść z Kuźnic na Kasprowy wierch (15 km, 1000 metrów i też z 8 godzin). Szczęśliwie się jednak składa, bo na Kasprowy dostać się można też kolejką. Podróż jest dwuetapowa: etap dolny ma przewyższenie 325 metrów, a górny 604. Są też i inne kolejki: z Krynicy Zdroju na Jaworzynę Krynicką (468 metrów przewyższenia), ze Świeradowa na Stóg Izerski (443 metry), z Bielska-Białej na Szyndzielnię (449 metrów), ze Szczyrku na Halę Skrzyczneńską (410 metrów).



Na każdą z takich ekspedycji można zabrać teleskop mionowy i sprawdzić, jak intensywność mionów zmienia się z głębokością w atmosferze.

Badanie jednorodności detektorów

Pojedynczy detektor składa się ze scyntylatora, wzdłuż którego ułożone są dwa światłowodów zbierające światło i przesyłające je do SiPMów umieszczonych na jednym (krótszym) boku scyntylatora. Pojawia się problem, czy cząstka trafiająca w scyntylator w pobliżu boku z SiPMami ma taką samą szansę by być zarejestrowaną, jak cząstka przechodząca przez scyntylator przy przeciwległym boku. Powinniśmy przeprowadzić test na jednorodność detektorów. Mając do dyspozycji dwa detektory możemy ułożyć je jeden nad drugim, ale z pewnym przesunięciem, które będziemy mogli zmieniać.



W układzie pokazanym na rysunku koincydencja sygnałów z obu detektorów będzie się pojawiać wtedy, gdy detektor górny zarejestruje przejście cząstki daleko od jego SiPMów, a dolny, gdy cząstka przeleci przez część scyntylatora bliską SiPMów. Jeśli nie będzie miało znaczenia w jakiej odległości od krótszej krawędzi detektora przechodzi cząstka, można spodziewać się, że liczba sygnałów przy ustalonym przesunięciu Δ , będzie z grubsza proporcjonalna do przekrywającej się części detektorów, czyli do $(Y - \Delta)$. Byłoby to słuszne, gdyby pionowy odstęp między detektorami był równy 0, co praktycznie jest niemożliwe. Musimy jeszcze pamiętać o tym, że detektory mają skończoną i niezerową grubość. Jeśli detektory są odległe o h , trzeba uwzględnić geometrię układu, a pamiętając, że strumień mionów wtórnego promieniowania kosmicznego nie jest taki sam z każdego kierunku, musimy odwołać się do obliczeń numerycznych. Nie jest to specjalnie skomplikowane i odpowiedni program można napisać modyfikując kod programu podany wcześniej.

W programie tym obliczaliśmy wartości odpowiednich całek

$$n = \int dx_d \int dy_d \int dx_g \int dx_g ((x_g - x_d)^2 + (y_g - y_d)^2 + h^2)^{-1} \times \cos(\varphi) \times f(\varphi),$$

(sumując małe kawałki) po powierzchni dolnego i górnego detektora. Teraz trzeba zrobić dokładnie to samo z jedną małą poprawką: współrzędne Y -owe elementów górnego detektora przesuwamy o stały czynnik Δ , czyli zastępujemy y_g we wzorze przez y'_g

$$y'_g \rightarrow y_g + \Delta$$

i mamy

$$n = \int dx_d \int dy_d \int dx_g \int dx_g ((x_g - x_d)^2 + (y'_g - y_d)^2 + h^2)^{-1} \times \cos(\varphi) \times f(\varphi).$$

A program do liczenia wartości tych całek wygląda tak:

```
H=5
X=10
dX=X/100
Y=20
dY=Y/200
DELTA = 10          (przesunięcie detektorów)
CALKA=0
Pętla po ID od 1 do 100
  XD=ID*dX
  Pętla po JD od 1 do 200
    YD=JD*dY
    Pętla po IG od 1 do 100
      XG=IG*dX
      Pętla po JG od 1 do 200
        YG=JG*dY + DELTA
        R2=(XD-XG)2+(YD-YG)2+H2
        COSfi = H/ √R2
        CALKA=CALKA+(dX*dY)2*COSfi/R2*COSfi2
      koniec pętli po JG
    koniec pętli po IG
  koniec pętli po JD
koniec pętli po ID
```

Porównanie wyników całkowania numerycznego wraz z przybliżoną zależnością $n \sim (Y - \Delta)$ pokazano na rysunku. Wszystkie wyniki znormalizowano do wartości 100 dla przesunięcia równego 0. Cienka linia przerywana pokazuje to liniowe przybliżenie, grube linie wyniki obliczeń numerycznych dla różnego pionowego odstęp między detektorami: linia ciągła dla odstęp 2 cm, przerywana 5 cm i kropkowana 10 cm.

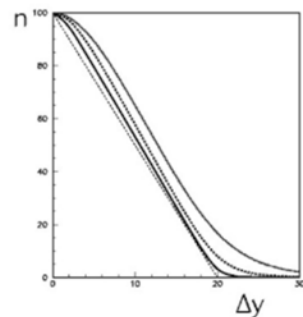
Odchylenia od tak wyliczonych przewidywać można by właśnie tłumaczyć różną ilością światła docierającego do SiPMa z bliskiego i dalekiego końca scyntylatora. Jeśli zaobserwujemy takie niezgodności będzie je można uwzględnić w rachunkach modyfikując nasz program.

„Podłużną jednorodność” detektorów testowaliśmy przesuwając górny detektor wzdłuż dłuższego boku zgodnie z kierunkiem, w jakim położono światłowody. Interesujące być może zbadanie jednorodności w kierunku prostopadłym. Gdyby za każdym razem, gdy naładowana cząstka przejdzie przez scyntylator zbieranego światła było tak dużo, że SiPM zawsze generowałby sygnał, przesuwanie wzdłuż krótszej krawędzi prowadziłoby do podobnych wyników jak dla przesuwania wzdłuż dłuższej. Odpowiednie zależności można otrzymać nieznacznie modyfikując program:

$$x'_g \rightarrow x_g + \Delta.$$

Wyniki tych rachunków pokazuje wykres na następnej stronie.

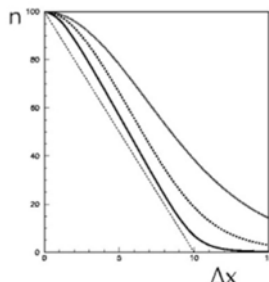
Gdyby w naszych detektorach cząstki przechodzące z dala od światłowodów dawały znacząco mniej światła i nie zawsze produkowały w SiPMie dostatecznie silny sygnał,



pomiar takiej poprzecznej efektywności odbiegałby od pokazanych krzywych w sposób trudny do przewidzenia, tym niemniej można by efekt ten w rachunkach uwzględnić. Program skomplikowałby się nieco, ale nad tym będziemy się zastanawiać, gdy zaobserwujemy wspomniane niezgodności.

Wykonanie doświadczenia

1. Ustawiamy dwa detektory jeden możliwie dokładnie nad drugim w odległości 2 cm, albo i mniejszej.
2. Zliczamy przez 15 minut, ile razy pojawi się sygnał jednocześnie w obu detektorach i zapisujemy wynik w tabelce.
3. Przesuwamy górny detektor o powiedzmy 4 cm i zliczamy koincydencje przez 15 minut. Wynik zapisujemy w odpowiednim miejscu.
4. Przesuwamy o kolejne 4 cm i zliczamy przez 15 minut. Wynik zapisujemy.
5. Powtarzamy punkt 4, aż detektor górny wyjdzie o jakieś co najmniej 5 cm poza detektor dolny.
6. Jeśli dysponujemy jeszcze czasem przesuwamy z powrotem górny detektor o 2 cm w drugą stronę i zliczamy koincydencje przez 15 minut.
7. Przesuwamy z powrotem o kolejne 4 cm i zliczamy przez 15 minut. Wynik zapisujemy.
8. Powtarzamy punkt 7, aż detektor górny dojdzie do pozycji detektora dolnego.
9. Jeśli mamy jeszcze czas ponownie ustawiamy detektory równo jeden nad drugim i powtarzamy wszystkie pomiary od punktu 2.
10. Po zakończeniu pomiarów uzupełniamy tabelę:
 - a. Uśredniamy liczby zliczeń w każdym położeniu i normalizujemy je (na przykład do wartości 100 dla przesunięcia 0).
 - b. Kreślimy wykres zależności liczby zliczeń od przesunięcia.
 - c. Porównujemy wynik z przewidywaniami.



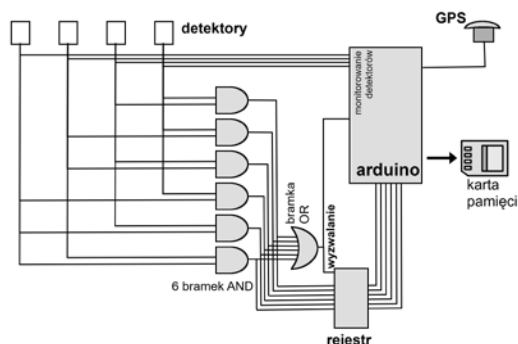
przesunięcie wzdłuż krótszego boku			
ΔX	n	średnie n	średnie n po normalizacji
0 cm	_____		100
2 cm	_____		
4 cm	_____		
6 cm	_____		

przesunięcie wzdłuż dłuższego boku			
ΔY	n	średnie n	średnie n po normalizacji
0 cm	_____		100
2 cm	_____		
4 cm	_____		
6 cm	_____		
8 cm	_____		
10 cm	_____		
12 cm	_____		
14 cm	_____		

Wieża - badanie ilościowe efektywności detektorów

Mając cztery detektory możemy zbudować z nich wieżę ustawiając je jeden nad drugim. Układ elektroniczny zbudowany jest tak, że rejestruje każdy przypadek, gdy „jednocześnie” (w bramce czasowej, powiedzmy, 200 ns) pojawią się sygnały na co najmniej dwóch detektorach.

Pokazuje to schemat ideowy stacji pomiarowej projektu CREDO-Maze:



Pozornie ustawienie wieży nie przynosi nic istotnie nowego w porównaniu z układami dwóch detektorów opisanych w doświadczeniu „Dwa detektory jeden nad drugim” i „Koincydencja”. Oczywiście tak nie jest. Po pierwsze dlatego, że koincydencja wszystkich czterech detektorów, czyli pojawienie się fizycznie nieskorelowanych sygnałów „jednocześnie” w czterech detektorach, jest praktycznie niemożliwe

$$R_{koinc.} = R_1 \times R_2 \times R_3 \times R_4 \times (\Delta t)^3,$$

(patrz doświadczenie „Krzywa dekoherencji”), a po drugie informacja, zapisana w komputerze, o tym, które z czterech detektorów zostały trafione pozwala określić efektywność detektorów. Przez „efektywność” rozumiemy prawdopodobieństwo, że fizycznie przechodząca przez scyntylator cząstka da sygnał na tyle silny, że zostanie on zarejestrowany przez komputer. Może się zdarzyć, że sygnał jest zbyt słaby, fotonów emitowanych przez wzbudzone cząstki scyntylatora jest tak mało, że w niesprzyjającej geometrii nie dotrze ich do SiPMa wystarczająco dużo i taki przypadek „zgubimy”, detektor okaże się „nieefektywny”. Tak naprawdę nie ma na świecie detektorów efektywnych na 100%. Wyznaczenie efektywności detektorów jest czasem wręcz kluczowe dla powodzenia eksperymentów fizycznych.

Przy idealnej geometrii i 100% efektywności detektorów powinniśmy obserwować jedynie koincydencje typów (przyjęliśmy oznaczenie, w którym cyfry 1, 2, 3 i 4 pojawiające się na swoich miejscach oznaczają, że dany detektor zarejestrował sygnał, a znak „-”, że sygnał w nim nie pojawił się): 1234, 123-, -234, 12--, -23- i --34. Można się o tym upewnić kreśląc proste linie na rysunku. Innych rejestracji nie powinno być wcale.

Liczby przypadków różnych typów dozwolonych koincydencji powinny być różne z tym, że ze względu na symetrię przypadków --34 i 12-- powinno być ich tyle samo, podobnie jak 123- i -234. Szczegółowe obliczenia, ile jakich koincydencji powinniśmy zaobserwować są nieco złożone. Oczywiście najwygodniej posłużyć się zmodyfikowanym programem opisanym w doświadczeniu „Dwa detektory jeden nad drugim”, trzeba jednak uwzględnić osobno przypadki, gdy „dwa detektory” ustawione są bezpośrednio jeden nad drugim, gdy przedziela je trzeci licznik, albo wreszcie, gdy dzielą je dwa inne liczniki. Nie jest to łatwe i trzeba bardzo uważać, by nie policzyć niektórych przypadków wielokrotnie, ale jest to w końcu możliwe. Nie podajemy tu gotowego programu, by nie psuć chętnym zabawy, a poza tym program jest odrobinę dłuższy niż poprzednie. Niżej podajemy wyniki szczegółowych obliczeń, aby chętni mogli sprawdzić, czy udało im się uzyskać prawidłowe wyniki.

1

2

3

4

Najważniejszy jest jednak przypadek, gdy detektory nie są w 100% efektywne, gdy gubią cząstki. W takim przypadku mogą pojawić się „niedozwolone” zliczenia, na przykład 1-34. Interpretując ten pomiar musimy stwierdzić, że jest to przypadek, gdy przez wieżę przeszła rzeczywiście naładowana cząstka (przypadkowa koincydencja trzech detektorów jest prawie niemożliwa), a detektor numer „2” nie zarejestrował jej przejścia, „zgubił” ją, okazał się w tym przypadku nieefektywny.

Uruchamiając pomiar z wieżą na dłuższy czas możemy znaleźć liczby przypadków 1234, 1-34 (i 12-4) i wyznaczyć efektywność licznika „2”

$$\text{efektywność}_2 = 1 - \frac{N_{1-34}}{N_{1234} + N_{1-34}} .$$

Analogicznie wyznaczamy efektywność licznika 3.

W dalszej kolejności możemy zamienić miejscami liczniki 1 i 2 oraz 3 i 4, powtórzyć pomiary i wyznaczyć efektywność liczników 1 i 4.

Typ koincydencji	Liczba zliczeń	Policzone efektywności
12-4		
1-34		
1234		
Zamiana detektorów miejscami 1↔2 i 3↔4		
21-3		
2-43		
2143		

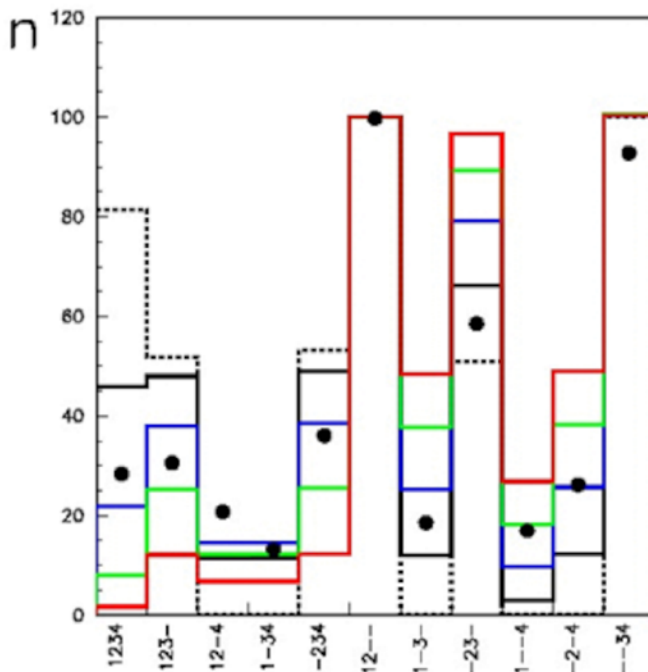
Spodziewamy się, że wszystkie cztery efektywności będą podobne.

Uwzględniając to, że sygnał może być „zgubiony” w każdym liczniku możemy zmodyfikować program liczący, aby to uwzględnił. Ta akurat modyfikacja jest bardzo prosta. W odpowiednich miejscach, gdzie wyliczana jest zmienna CALKA (jakkolwiek przez Was nazwana) należy dodać czynnik EFEKTYWNOSC o wartości wyliczonej dla danego licznika (raz górnego i raz dolnego)

$$CALKA = CALKA + (dX \times dY)^2 \times EFEKTYWNOSC_g \times EFEKTYWNOSC_d \times \cos fi / R2 \times \cos fi^2.$$

Wykres obok przedstawia wyniki obliczeń dla wieży, w której liczniki oddalone są od siebie o 6 cm, przy założeniu jednakowej efektywności dla wszystkich liczników równej 100% (linia przerywana), 80% (linia czarna), 60% (niebieska), 40% (zielona) i 20% (czerwona).

Wyniki obliczeń zostały unormowane tak, aby wartość liczby zliczeń przypadków „12--” była równa 100.



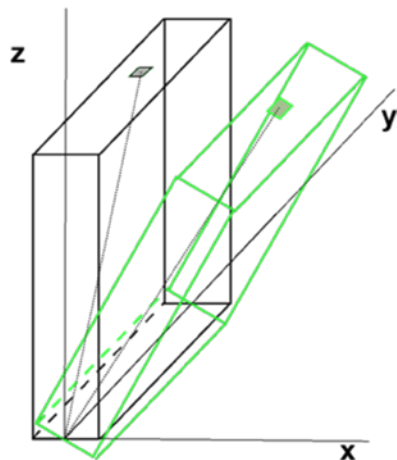
Teleskop

Układ dwóch detektorów ustawionych jeden nad drugim i pracujących w koincydencji nie musi być ustawiony „pionowo”, jak w doświadczeniu poprzednim. Można go obrócić tak, jak pokazuje rysunek obok. Jego działanie przypomina trochę lunetę, obserwujemy cząstki które wpadają przez detektor górny i wypadają przez dolny. Stąd nazwa teleskop. Ponieważ jak wspomnieliśmy kosmiczne miony nie przychodzą równomiernie ze wszystkich kierunków teleskop obrócony będzie mierzył już inny strumień mionów. W ogólności będzie on oczywiście mniejszy. Odpowiedź na pytanie, o ile mniejszy, nie jest prosta, wymaga sporej wiedzy ze zwykłej, płaskiej trygonometrii, ale też i z geometrii i trygonometrii sferycznej. Potrzebne będą też umiejętności radzenia sobie z całkami, czyli z sumowaniem nieskończenie małych przyczynków, jak to miało miejsce wcześniej, a dodatkowo jeszcze sporej wyobraźni przestrzennej, by zwizualizować sobie obracanie teleskopu.

Spróbujemy przedstawić te rachunki w sposób możliwie ścisły i precyzyjny. Opis ten przeznaczony jest w szczególności dla osób ambitnych i bardzo chcących poznać szczegóły i zrozumieć ideę pomiaru teleskopowego dogłębnie.

Popatrzmy na rysunek, na którym w układzie kartezjańskim XYZ przedstawiony jest teleskop ustawiony pionowo i ten sam teleskop obrócony wokół osi Y o kąt α . Chcąc obliczyć strumień cząstek przechodzący przez mały kawałek detektora górnego i jakiś kawałek detektora dolnego w obu przypadkach musimy znać odpowiedni kąt bryłowy i pomnożyć go przez powierzchnię dolnego kawałka $d\Omega \times dS$.

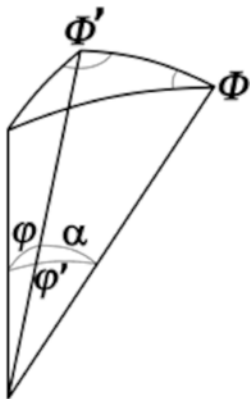
Wielkość ta nazywa się *aperturą*. Ponieważ nie wykonywaliśmy żadnych deformacji teleskopu (obróć jest przekształceniem izometrycznym – nie zmienia żadnych odległości wzajemnych) dla odpowiednich kawałków w teleskopie pionowym i odwróconym apertura będzie taka sama ($d\Omega \times dS = d\Omega' \times dS'$). Gdyby zatem promieniowanie kosmiczne przychodziło z taką samą intensywnością ze wszystkich kierunków, zliczenia teleskopu pionowego i obróconego byłyby takie same. Niestety tak nie jest, o czym już wspominaliśmy. W każdym przypadku nieskończenie małe kawałki górnego i dolnego detektora częstość koincydencji zależy od funkcji zenitalnego kąta, pod jakim ten nieskończenie wąski teleskopik patrzy (kąta pomiędzy kierunkiem pionowo do góry a tym w jakim jest skierowany). Oznaczmy tę funkcję, jak poprzednio $f(\varphi)$. Szczęśliwie, jak się okaże za chwilę, składa się tak, że funkcja f jest z dobrym przybliżeniem dana potęgą cosinusa kąta φ



$$f(\varphi) \sim \cos^{\gamma}(\varphi),$$

gdzie $\gamma \approx 2$.

Kąt ten dla małego elementu nieobróconego teleskopu pokazany jest na drugim rysunku i oznaczony „ φ' ”. W teleskopie obróconym kąt jest już inny. Oznaczmy go φ' . Pokazano też kąt obrotu teleskopu α . Czy istnieje jakaś zależność wiążąca wartości tych kątów?



Trzeba się w tym miejscu odwołać do bardzo wyspecjalizowanej dziedziny matematyki zwanej geometrią sferyczną. Jest to nauka opisująca to, co dzieje się na sferze (dla ułatwienia sobie życia przyjmijmy, że mówimy o sferze jednostkowej, sferze o promieniu 1). Możemy na tej sferze rysować trójkąty, trójkąty sferyczne. Ich boki będą wycinkami kół wielkich. Długości tych boków mierzone po powierzchni sfery podzielone przez promień sfery podniesiony do kwadratu (czyli przez 1) definiują miary odpowiednich kątów płaskich pokazanych na rysunku, na którym narysowaliśmy odpowiedni trójkąt sferyczny i kąty płaskie φ , φ' i α i dwa kąty w trójkącie sferycznym ϕ i ϕ' , istotne dla rozważanego przez nas problemu.

Przypomnijmy zadanie, jakie przed nami stoi: polega ono na znalezieniu związku między częstością koincydencji mierzoną przez teleskop ustawiony pionowo n , a częstością rejestrowaną przez teleskop pochylony n' . Obie te częstości wyrażają się przez następujące całki:

$$\begin{aligned} n &= n(0) = \int (d\Omega \times dS) \times f(\varphi), \\ n' &= n(\alpha) = \int (d\Omega' \times dS') \times f(\varphi'), \\ &= \int (d\Omega \times dS) \times f(\varphi'). \end{aligned}$$

Równania te pokazują, że istotą naszego problemu jest tak naprawdę znalezienie związku pomiędzy argumentami funkcji f : φ i φ' , gdyż w każdym przypadku nieskończenie małych elementów na górnej i dolnej powierzchni teleskopu wszystko inne jest dokładnie takie samo.

W geometrii sferycznej, podobnie jak w zwykłej, płaskiej trygonometrii istnieją twierdzenia, wzory mówiące o zależnościach między bokami i kątami w trójkątach. Na przykład najbardziej znane twierdzenie w płaskiej geometrii mówi, że w trójkącie prostokątnym suma kwadratów przyprostokątnych równa jest kwadratowi przeciwprostokątnej: $a^2 + b^2 = c^2$. Znamy to! Przeglądając listę wzorów w podręcznikach geometrii sferycznej znajdziemy między innymi *twierdzenie cosinusów*. Przy oznaczeniach z rysunku mówi ono, że:

$$\cos(\varphi') = \cos(\varphi) \times \cos(\alpha) + \sin(\alpha) \times \sin(\varphi) \times \cos(\phi').$$

Gdybyśmy mieli do czynienia z bardzo wąskim teleskopem kąt ϕ' , a także i kąt ϕ byłyby praktycznie równe 90° ¹. W takim przypadku $\cos(\phi) = \cos(\phi') = 0$ i znika drugi składnik sumy i otrzymujemy coś co nazywa się *twierdzeniem Pitagorasa dla sferycznego trójkąta prostokątnego*:

$$\cos(\phi') = \cos(\phi) \times \cos(\alpha).$$

Nie bardzo przypomina to $a^2 + b^2 = c^2$, ale nie o to chodzi.

W przypadku takiego wąskiego teleskopu, jeśli chcemy porównać liczby koincydencji dla teleskopu pionowego i obróconego o kąt α mamy:

$$n(0) = \int (d\Omega \times dS) \times \cos^\nu(\phi),$$

i

$$\begin{aligned} n(\alpha) = n' &= \int (d\Omega' \times dS') \times f(\phi') = \int (d\Omega \times dS) \times \cos^\nu(\phi') \\ &= \int (d\Omega \times dS) \times [\cos(\phi) \times \cos(\alpha)]^\nu \\ &= \int (d\Omega \times dS) \times \cos^\nu(\phi) \times \cos^\nu(\alpha) = n(0) \times \cos^\nu(\alpha). \end{aligned}$$

Podsumowując:

$$n(\alpha) = n(0) \cos^\nu(\alpha).$$

Problem w tym, że nasz trójkąt w ogólności wcale nie jest prostokątny!

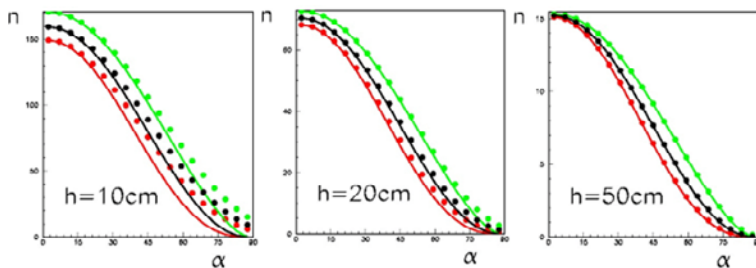
W przypadku ogólnym, gdy detektor mający rozmiary x i y (obracany wzdłuż osi Y) i szerokość x nie jest dużo mniejsza od wysokości teleskopu h , dodatkowe składniki w twierdzeniu cosinusów uniemożliwiają otrzymanie jakiegoś eleganckiego wzoru i dla uzyskania dokładnej odpowiedzi trzeba posłużyć się metodami numerycznymi, czyli inaczej mówiąc obliczyć odpowiednie całki (sumy po bardzo małych elementach górnego i dolnego detektora) podobnie, jak pokazaliśmy wcześniej. Różnica tym razem polega na tym, że kąt ϕ , który był kątem pomiędzy bardzo małymi elementami detektora górnego i dolnego, a kierunkiem pionowym, w przypadku teleskopu pochylonego o kąt α jest też kątem pomiędzy kierunkiem pionowym, a kierunkiem wyznaczonym przez te same elementy obu detektorów, ale odpowiednio obrócone (wokół osi Y o kąt α (albo $-\alpha$), co na jedno wychodzi):

$$\begin{aligned} x'_d &= x_d \cos(\alpha) - h \sin(\alpha) & x'_g &= x_g \cos(\alpha) - h \sin(\alpha), \\ z'_d &= h \cos(\alpha) + x_d \sin(\alpha) & z'_g &= h \cos(\alpha) + x_g \sin(\alpha). \end{aligned}$$

¹ na sferze suma kątów trójkąta bywa większa od 180° ! Najlepszy przykład wzięty z geografii to trójkąt o wierzchołku na biegunie północnym, którego boki to dwa południki, powiedzmy Greenwich i południk przechodzący przez Łódź $\sim 19.5^\circ$ i równik. Południki z równikiem zawsze tworzą kąt prosty, a przy biegunie mamy oczywiście kąt 19.5° .

Całkowanie to można przeprowadzić modyfikując odpowiednio program podany wcześniej. Wystarczy za każdym razem przed obliczeniem odległości kąta zenitalnego dla elementów obróconego detektora przeliczyć, według tych wzorów, współrzędne obu elementów górnego i dolnego detektora i zastąpić oczywiście we wzorze na $\cos(\varphi)$ zmienną h przez różnicę współrzędnych: $(z'_g - z'_d)$. Wymaga to, jak już wspominaliśmy umiejętności odpowiedniej wizualizacji przestrzennej.

Poniżej pokazano wykresy z wynikami otrzymanymi z dokładnego całkowania odpowiednich wzorów (kropki) i porównano je z wynikiem przybliżonym (kolorowe linie) danym przez zależność $\cos^{\gamma}(\varphi)$ dla trzech różnych wartości wykładników: $\gamma = 2,5$ (zielony), $\gamma = 2$ (czarny) i $\gamma = 1,5$ (czerwony). Obliczenia wykonano dla detektorów o rozmiarach $x = 10$ cm i $y = 20$ cm, z których zbudowano teleskop o różnych wysokościach: 10 cm, 20 cm, 50 cm i 100 cm. Jak widać, przy rozstawie 50 cm przybliżenie $\cos^{\gamma}(\varphi)$ zgadza się już bardzo dobrze z dokładnymi rachunkami.



Warto zauważyć, że jeśli teleskop ułożymy poziomo ($\alpha = 90^\circ$), mamy pewien problem obliczeniowy: pojawiają się elementy pierwszego i drugiego detektora, dla których kąt φ jest większy od 90° , a co za tym idzie $\cos(\varphi)$ jest mniejszy od zera. Oczywiście cząstek przylatujących z jakiegoś kierunku nie może być mniej niż zero, a dodatkowo, jeśli wykładnik γ jest liczbą rzeczywistą i nie jest liczbą naturalną (nie jest równy dokładnie 2) wykonanie działania $\cos^{\gamma}(\varphi)$ jest oczywiście niemożliwe (zakazane przez arytmetykę!). Na pokazanych wykresach, przyjęliśmy, że takich cząstek po prostu nie ma, czyli, że funkcja $f(\varphi')$ dla φ' większych od 90° jest po prostu równa 0.

Ponieważ nawet w przypadku leżącego teleskopu ($\alpha = 90^\circ$) istnieje pewna liczba par elementów detektora górnego i dolnego, dla których $\varphi' < 90^\circ$ i przy takim położeniu teleskopu jest zatem niewielka szansa zaobserwowania mionów lecących prawie poziomo.

Przybliżony wzór takich przypadków oczywiście nie przewiduje i wszystkie linie na załączonych wykresach maleją do 0 dla $\alpha = 90^\circ$.

Wykonanie doświadczenia

1. Budujemy teleskop z detektorów zamocowanych solidnie jeden nad drugim w ustalonej wzajemnej odległości. Niezbędne tu będzie wykonanie odpowiedniej konstrukcji, gdyż będziemy teleskop obracać.

2. Ustawiamy teleskop pionowo i przez 15 minut mierzymy liczbę koincydencji.
3. Obracamy teleskop o 30° i ponownie przez 15 minut mierzymy liczbę koincydencji.
4. Powtarzamy to dla teleskopu obróconego o 60° i przez 15 minut mierzymy liczbę koincydencji.
5. Możemy spróbować zmierzyć liczbę koincydencji dla teleskopu obróconego o 90° także przez 15 minut.
6. Powtarzamy kilka razy czynności od punktu 2.
7. Jeśli mamy jeszcze czas możemy dokonać takich samych pomiarów dla kątów 15° , 45° i 75° .

Ważne jest aby pomiary dokonać jednego dnia, gdyż ich kontynuowanie w innym dniu może dać inne wyniki.

Wyniki zapisać w tabeli i spróbować naszkicować wykres.

Po odpowiednim znormalizowaniu wyników można pokusić się o porównanie rezultatów z wykresami pokazanymi wyżej. Jeśli teleskop miał wysokość większą niż ~ 30 cm, wyniki można śmiało porównywać z zależnością $\cos^2(\varphi)$. Oszacowanie wykładnika γ jest cennym wynikiem fizycznym. Wcale nie musi to być dokładnie 2.

Literatura (CREDO-Maze)

- M. Karbowski, J. Orzechowski, T. Wibig, on behalf of the CREDO Collaboration, *Small shower array for education purposes – the CREDO-Maze Project*, „PoS” ICRC2021 **395**, 219 (2022).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: a może neutrino?*, „Fizyka w Szkole” **70/4**, 6 (2025).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: Całkiem niezłe dobrego początki*, „Fizyka w Szkole” **70/1**, 38 (2025).
- T. Wibig, *CREDO-Maze Project: after-school activities in contemporary physics for talented high-school students*, „PoS” CitSci2022 **418**, 080 (2022).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne a fizyka cząstek elementarnych*, „Fizyka w Szkole” **67/4**, 18 (2022).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne czyli właściwie co?*, „Fizyka w Szkole” **67/6**, 24 (2022).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne – przyspieszać, albo nie przyspieszać, oto jest pytanie?*, „Fizyka w Szkole” **69/6**, 8 (2024).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne – rejs ku Wyspie Stabilności*, „Fizyka w Szkole” **69/4**, 18 (2024).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne w każdej szkole*, „Fizyka w Szkole” **67/2**, 26 (2022).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: Promieniowanie kosmiczne widziane z kosmosu – pasy Van Allena*, „Fizyka w Szkole” **68/5**, 14 (2023).
- T. Wibig, *CREDO-Maze: promieniowanie kosmiczne – zapomniani odkrywcy*, „Fizyka w Szkole” **69/1**, 14 (2024).
- T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne*, „Fizyka w Szkole”, e-wydanie specjalne 1/2025 (2025).
- T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne (1938-2000); Zaskakująco wielkie pęki*, „Fizyka w Szkole” **65/3**, 46 (2020).
- T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne a życie na Ziemi*, „Fizyka w Szkole” **68/2**, 11 (2023).
- T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne – cz. III. (2000–do dziś). W poszukiwaniu Nieoczekiwanego*, „Fizyka w Szkole” **65/5**, 12 (2020).

T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne – nieoczekiwane początki (1912-1937)*, „Fizyka w Szkole” **65/2**, 46 (2020).

T. Wibig, *Promieniowanie kosmiczne – w poszukiwaniu nieoczekiwanego*, „Postępy Fizyki” **66/6**, 2 (2021).

T. Wibig, M. Karbowski, *CREDO-Maze Cosmic Ray Mini-Array for Educational Purposes*, „Symmetry” **14/3**, 500 (2022).

T. Wibig, M. Karbowski, P. Dam-O, *Prospects and future development of the CREDO Maze project*, „Iris Journal of Educational Research” **2**, IJER.MS.ID.000544 (2024).

T. Wibig, M. Karbowski, P. Dam-O, K. Jędrzejczak, J. Joutsenvaara, J. Puputti, J. Sorri, A.-P. Leppänen, *First Results of the CREDO-Maze Cosmic Ray Project*, „Universe” **10**, 346 (2024).

Projekt CREDO-Maze zakłada zbudowanie wszędzie, gdzie tylko się da, małych aparatur rejestrujących wielkie pęki promieniowania kosmicznego. Czym jest promieniowanie kosmiczne i jego pęki, wyjaśniamy właśnie w tej książce. Projekt CREDO zainicjowali i realizują ludzie, którzy chcą zobaczyć to, czego nikt jeszcze nie widział, a co może nawet w ogóle nie istnieje. Ale, gdyby jednak istniało, na wszelki wypadek nazwali oni ten fenomen Zespołem Promieniowania Kosmicznego. Zaobserwowanie go byłoby czymś tak wielkim i ważnym, że aż strach pomyśleć.

Wszyscy uczestnicy projektu, przede wszystkim ambitni, żądni wiedzy uczniowie szkół średnich, mają szansę włączyć się w te poszukiwania i stać się uczestnikami niezwyklej podróży w nieznane zakamarki Kosmosu. Czekając jednak, aż zdarzy się coś niespodziewanego, aby nie marnować czasu, mogą zająć się poszukiwaniem nieco mniejszych tajemnic Wszechświata. Stacje pomiarowe CREDO-Maze składają się z czterech małych detektorów cząstek elementarnych. Można je chwilowo wyłączyć z poszukiwań wielkiej fizyki i zbudować z nich zestawy eksperymentalne pozwalające na obserwację wtórnych cząstek promieniowania kosmicznego, które nieustannie bombardują powierzchnię Ziemi.

Oddajemy Wam do rąk skromny przewodnik po współczesnej fizyce. Opisujemy w nim kilkanaście niekoniecznie oczywistych pomysłów na wykorzystanie detektorów CREDO-Maze do poznania mikroświata oraz tego, co w największych laboratoriach badają dziś fizycy.