

Uniwersytet Warszawski
Wydział Fizyki

Robert Boniecki
Nr albumu: 276823

Analiza danych LHC w poszukiwaniu rezonansów
w rozkładzie masy niezmienniczej dwóch mionów.

Praca licencjacka
na kierunku fizyka

Praca wykonana pod kierunkiem
dr Artura Kalinowskiego
Instytut Fizyki Doświadczalnej

Warszawa, 10.08.2011

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki do przedstawienia jej w postępowaniu o nadanie tytułu zawodowego.

Data

Podpis kierującego pracą

Oświadczenie autora pracy

Świadom odpowiedzialności prawnej oświadczam, że niniejsza praca dyplomowa została napisana przeze mnie samodzielnie i nie zawiera treści uzyskanych w sposób niezgodny z obowiązującymi przepisami.

Oświadczam również, że przedstawiona praca nie była wcześniej przedmiotem procedur związanych z uzyskaniem tytułu zawodowego w wyższej uczelni.

Oświadczam ponadto, że niniejsza wersja pracy jest identyczna z załączoną wersją elektroniczną.

Data

Podpis autora pracy

Streszczenie

Celem pracy było przeanalizowanie danych z detektora CMS. Uzyskano rozkład masy niezmienniczej dwóch mionów z widocznymi rezonansami odpowiadającymi rozpadom znanych cząstek. Dla wszystkich sześciu zidentyfikowanych rezonansów wyznaczono ich masy przez dopasowanie odpowiedniego rozkładu masy niezmienniczej. Uzyskane wyniki zgadzają się z precyzją lepszą niż 1% z wartościami tabelarycznymi dla tych rezonansów.

Słowa kluczowe

akcelerator LHC, detektor CMS, masa niezmiennicza, mion, rezonans

Dziedzina pracy (kody wg programu Socrates-Erasmus)

Fizyka 13.2

Tytuł pracy w języku angielskim

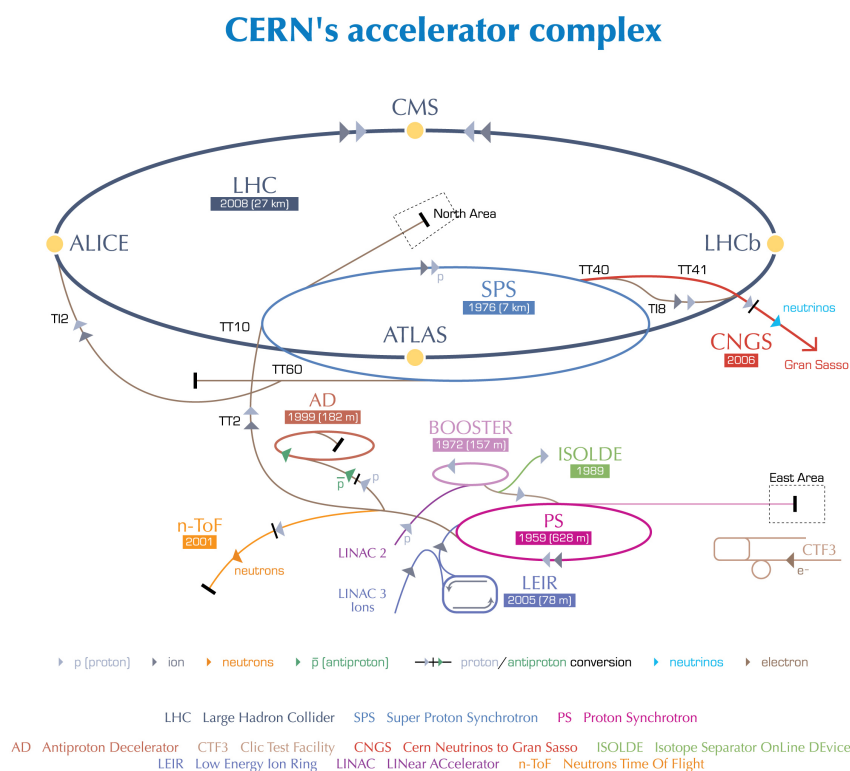
Analysis of LHC data in search of resonances in di-muon invariant mass distribution.

Spis treści

1	Akcelerator LHC	5
2	Detektor CMS	6
3	Część teoretyczna	8
3.1	Masa niezmiennicza	8
3.2	Rezonanse	8
3.3	Wpływ detektora na kształt rezonansu	9
3.4	Tło	9
4	Analiza danych	10
4.1	Metoda	10
4.2	Dane	10
4.3	Wykorzystane narzędzia	10
4.4	Pełny rozkład masy niezmienniczej	11
4.5	Rezonans Z^0	12
4.6	Rezonans Υ	14
4.7	Rezonans Ψ'	15
4.8	Rezonans J/Ψ	16
4.9	Rezonans ϕ	17
4.10	Rezonans ρ i ω	18
5	Podsumowanie	19

1 Akcelerator LHC

Wielki Zderzacz Hadronów (LHC, Large Hadron Collider) jest największym obecnie istniejącym zderzaczem cząstek elementarnych. Akcelerator został zbudowany przez Europejską Organizację Badań Jądrowych (CERN). Znajduje się on na granicy francusko-szwajcarskiej, niedaleko Genewy. Tunel akceleratora, o obwodzie około 27 kilometrów, znajduje się ponad 100 metrów pod ziemią. Akcelerator został ukończony i uruchomiony w 2009 roku, a od marca 2010 roku pracuje przy energii wiązki równej 3,5 TeV. Jego celem jest weryfikacja teorii będących rozwiązaniami problemów takich jak mechanizm nadawania masy (kwestia istnienia bozonu Higgsa) czy asymetria między materią, a antymaterią, jak również sprawdzenie przewidywań takich jak supersymetria. Oczekiwania wobec LHC są bardzo duże ze względu na to, że przewiduje się, że wiele problemów współczesnej fizyki cząstek elementarnych wyjaśni się w skali energetycznej osiągalnej w tym zderzaczu (energii rzędu teraelektronowoltów). W LHC zderzane są wiązki proton-proton, a także wiązki jąder ołowiu. Docelowo energie wiązek protonowych mają sięgnąć 7 TeV. Przy akceleratorze zbudowano dwa detektory ogólnego zastosowania: ATLAS (A Toroidal LHC Aparatus) i CMS (Compact Muon Solenoid), oraz dwa detektory poświęcone badaniu specyficznej fizyki: LHCb, poświęcony badaniu kwarków b i ALICE (A Large Ion Collider Experiment), poświęcony badaniu zderzeń ciężkich jąder (ołowiu).



European Organization for Nuclear Research | Organisation européenne pour la recherche nucléaire

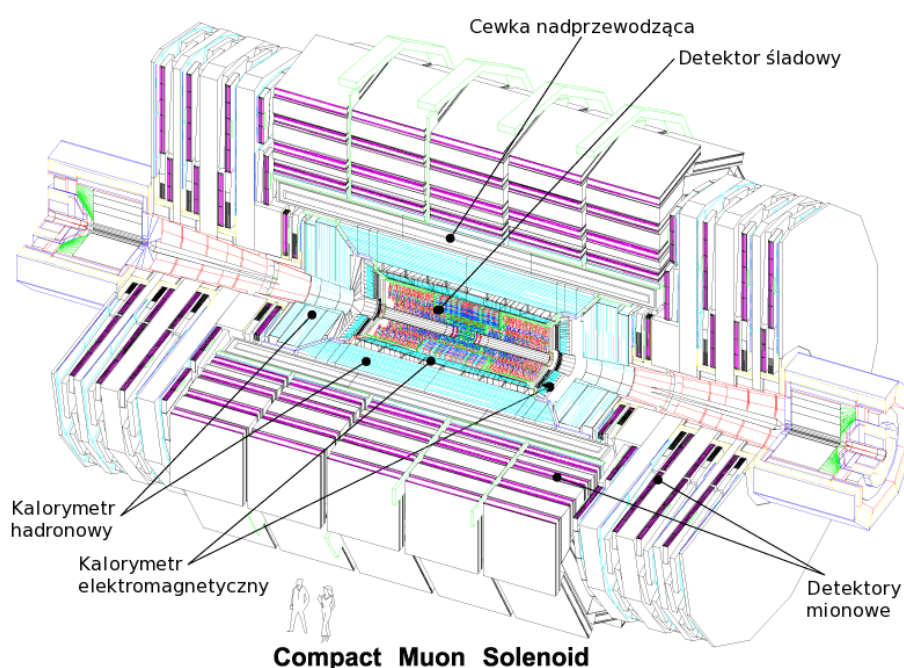
© CERN 2008

Rysunek 1: Schemat akceleratora LHC wraz z zaznaczonymi detektorami. Proton Synchrotron (PS) i Super Proton Synchrotron (SPS) są poprzednimi akceleratorami zbudowanymi przez CERN, a obecnie służą do wprowadzania wiązki protonów (lub jąder ołowiu) do akceleratora LHC. [6]

2 Detektor CMS

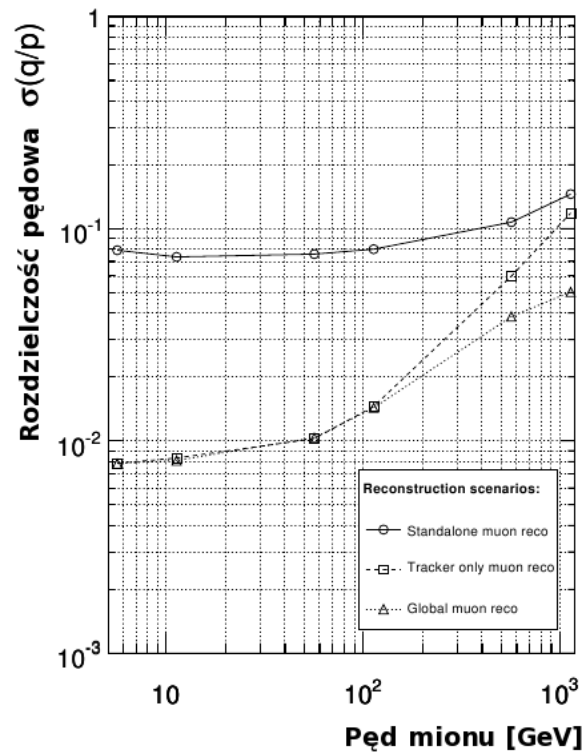
Detektor CMS (Compact Muon Solenoid) jest jednym z dwóch największych detektorów zbudowanych przy akceleratorze LHC. Detektor ma średnicę około 15 m i długość około 21,5 m, a całkowita waga detektora to 12,5 kt [1]. Jest to detektor ogólnego przeznaczenia o budowie warstwowej. Każda warstwa charakteryzuje się innego rodzaju właściwościami zoptymalizowanymi do różnego rodzaju pomiarów, co sprawia, że detektor jest uniwersalny. Warstwy te od najbardziej wewnętrznej składają się na:

- detektor śladowy (tracker) - detektor silikonowy, w którym rejestrowane są tory cząstek naładowanych oraz odtwarzane są wierzchołki w których cząstki te powstały,
- kalorymetr elektromagnetyczny, zbudowany z kryształów wolframanu ołowiu (PbWO_4), w którym mierzona jest energia cząstek oddziałujących elektromagnetycznie, takich jak elektrony, pozytony i fotony,
- kalorymetr hadronowy, zbudowany ze stali i mosiądzu przeplatanego z warstwami scyntylatora, służy do mierzenia energii cząstek oddziałujących silnie (hadronów) takich jak protony, neutrony, piony czy kaony,
- cewkę nadprzewodzącą, wytwarzającą pole magnetyczne o indukcji 3,8 T,
- detektor mionowy, służący do precyzyjnych pomiarów pędów i torów mionów, na który składają się trzy rodzaje urządzeń:
 - komory dryfowe (Drift Tube Chambers),
 - komory proporcjonalne z odczytem katodowym (Cathode Strip Chambers),
 - komory RPC (Resistive Plate Chambers).



Rysunek 2: Schemat detektora CMS.

Detekcja i pomiary energii i pędów mionów są bardzo ważnym elementem eksperymentu CMS. Miony słabo oddziałują z materią przez którą przechodzą, dlatego, obok neutrin, są jedynymi cząstkami przechodzącymi przez kalorymetry i przelatującymi przez cały detektor. Zjawisko to jest spowodowane przez to, że, jako leptony, miony nie oddziałują silnie, a ze względu na dużą masę (w porównaniu z elektronami) straty energii na promieniowanie hamowania są małe. Pęd mionów jest mierzony na podstawie ugięcia ich toru w polu magnetycznym. Ugięcie toru jest mierzone przez detektory śladowe w centralnej części detektora, oraz przez komory mionowe umieszczone w zewnętrznych warstwach detektora (Rys. 2). Dla mionów o pędzie poprzecznym poniżej kilkuset GeV główny wkład do pomiaru pędu pochodzi z pomiaru w detektorze śladowym, powyżej wkład do pomiaru w komorach mionowych staje się istotny (Rys. 3). Sama identyfikacja mionów przeprowadzana jest poprzez porównanie torów w komorach mionowych i detektorze śladowym.



Rysunek 3: Wkłady do pomiaru pędu mionu dla obszaru detektora nie obejmującego pokryw (endcap). Linie przedstawiają pomiar pędu uwzględniając informacje odpowiednio: Global muon - z trackera i komór mionowych, Tracker only - tylko z trackera, Standalone muon reco - tylko z komór mionowych.

3 Część teoretyczna

3.1 Masa niezmiennicza

Masa niezmiennicza m_{inv} układu n cząstek wyraża się następującym wzorem:

$$m_{inv} = \frac{1}{c^2} \sqrt{\left(\sum_{i=1}^n E_i\right)^2 - \left|\sum_{i=1}^n \vec{p}_i\right|^2} c^2, \quad (1)$$

gdzie E_i to energia i -tej cząstki, a $\vec{p}_i$ to jej pęd. Masa niezmiennicza jest niezmiennikiem transformacji Lorentza.

W układzie środka masy rozpadającej się cząstki jej pęd jest równy zeru (gdyż cząstka w tym układzie jest w spoczynku), a w związku z tym jej całkowita energia jest równa jej energii spoczynkowej $E = m_0 c^2$. Zgodnie ze wzorem (1), masa niezmiennicza takiej cząstki jest równa jej masie spoczynkowej. Jeśli po rozpadzie zmierzone zostaną pędy i energie cząstek będących produktami rozpadu, a następnie obliczona zostanie ich masa niezmiennicza, to wynikiem będzie masa cząstki, która uległa rozpadowi.

3.2 Rezonanse

Krótkożyciowe cząstki elementarne nazywane są rezonansami. Cząstki te ze względu na zasadę nieoznaczoności nie posiadają ściśle określonej masy. Kształt krzywej rezonansowej ściśle związany jest z zależnością czasową rozpadów. Rozpady cząstek opisywane są rozkładem wykładniczym

$$N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{\Gamma t}{\hbar}\right), \quad (2)$$

gdzie $N(t)$ jest liczbą cząstek po czasie t , gdy ich początkowa liczba wynosi N_0 , a Γ jest naturalnym rozmyciem energii cząstki i jest związane prostą zależnością $\Gamma = \frac{\hbar}{\tau}$ z czasem życia τ . Funkcja falowa $\psi(t)$ takiej niestabilnej cząstki (przyjmując jednostki tak, aby $\hbar = c = 1$) wyraża się wzorem

$$\psi(t) = \psi(0) \exp(-itE_c) \exp\left(-\frac{\Gamma t}{2}\right), \quad (3)$$

gdzie E_c jest centralną wartością energii stanu cząstki. Dla funkcji falowej (3), zależność od energii $\chi(E)$ otrzymuje się obliczając transformatę Fouriera:

$$\chi(E) = \psi(0) \int_0^\infty \exp\left(-t\left(i(E_c - E) + \frac{\Gamma}{2}\right)\right) dt = \frac{K}{(E_c - E) - \frac{i\Gamma}{2}}, \quad (4)$$

gdzie K jest pewną stałą. Aby określić kształt krzywej rezonansowej należy obliczyć przekrój czynny $\sigma(E)$ określający prawdopodobieństwo utworzenia stanu rezonansowego. Kwadrat modułu funkcji (4) $|\chi|^2$ jest proporcjonalny do przekroju czynnego $\sigma(E)$, który wynosi:

$$\sigma(E) = \sigma_{max} \frac{\frac{\Gamma^2}{4}}{(E - E_c)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}, \quad (5)$$

gdzie σ_{max} jest stałą określającą maksimum krzywej. Wzór ten nosi nazwę krzywej rezonansowej Breita-Wignera i opisuje naturalny profil energetyczny krótkożyciowej cząstki [3].

3.3 Wpływ detektora na kształt rezonansu

Pęd cząstki wyznaczony przez detektor CMS jest obarczony niepewnością związaną z rozdzielczością detektora. W szczególności dokładność z jaką wyznaczony może być pęd cząstki bardzo silnie zależy od niejednorodności materiału z którego zbudowany jest detektor. Podczas wyznaczania toru cząstki rozkład masy detektora jest przybliżany w celu przyspieszenia działania algorytmu. Ponadto nawet drobne odchylenia pozycji detektorów półprzewodnikowych trackera lub komór detektora mionowego znacząco wpływają na pomiar pędu. Do dokładnego zmierzenia pędu cząstki potrzebna jest ponadto szczegółowa mapa pola magnetycznego zarówno wewnątrz jak i na zewnątrz solenoidu. Niepewność znajomości pola przyczynia się do zwiększenia niepewności pomiaru pędu. Skończona rozdzielczość detektora śladowego i detektorów mionowych wpływa na rozdzielczość wyznaczania toru, co wpływa na wyznaczanie pędu cząstki.

Wszystkie te efekty powodują, że w detektorze CMS można wyznaczyć pęd mionu z rozdzielczością około 1% dla mionów o małym pędzie (Rys. 3), co odpowiada rozdzielczości wyznaczania masy podobnego rzędu. Ponieważ naturalne szerokości badanych rezonansów są zwykle dużo mniejsze niż 1% ich masy, naturalna szerokość jest całkowicie przykryta przez efekty detektorowe. W wyniku tego rozkład masy niezmienniczej dla rezonansu przyjmuje postać rozkładu normalnego (Gaussa):

$$N(x; x_0, \sigma) = N_0 \exp\left(-\frac{(x - x_0)^2}{2\sigma^2}\right), \quad (6)$$

gdzie x jest zmienną losową, x_0 jest wartością oczekiwaną rozkładu, a σ jest odchyleniem standardowym [4].

Cząstki podróżujące przez materię oddziałują z nią tracąc w efekcie część swojej energii. Strata ta powoduje przesunięcie energii w kierunku niższych wartości. Ten efekt może być modelowany za pomocą rozkładu będącego połączeniem rozkładu normalnego i potęgowego:

$$N(x; x_0, \sigma, \alpha, n) = N_0 \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}\right), & \text{dla } \frac{x-x_0}{\sigma} > -\alpha \\ \left(\frac{n}{|\alpha|}\right)^n \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \cdot \left(\frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| - \frac{x-x_0}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{dla } \frac{x-x_0}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (7)$$

3.4 Tło

Warunek, że pary mionów rejestrowanych przez detektor muszą pochodzić z rozpadu jednej cząstki w praktyce ciężko jest zrealizować, gdyż miony mogą pochodzić nie tylko z rozpadu rezonansu, ale także z innych źródeł (w szczególności z kaskadowych rozpadów par ciężkich kwarków). W większości przypadków w których zarejestrowano dwa miony, pochodzą one z rozpadu różnych cząstek. Takie przypadki, obok produkcji mionów w procesie Drell-Yanna (przejście pary kwark-antykwar w foton wirtualny, który rozpada się na parę leptonów) [3] stanowią tło dla przypadków w których miony pochodzą z rozpadu rezonansów. W wyniku tego, oprócz wartości bliskich masom rozpadających się cząstek rezonansowych w rozkładzie masy niezmienniczej powstaje ciągłe tło bez wyraźnego maksimum, związane z mionami pochodzącymi z innych źródeł.

Podczas analizy tło zostało modelowane funkcją liniową bądź wykładniczą, w zależności od rezonansu. W szczególności dla rezonansów dla których tło w przedziale objętym przez rezonans wyraźnie malało (J/Ψ , Ψ' , Z^0) wykorzystano funkcję wykładniczą, a w pozostałych przypadkach (ρ , ω , ϕ , Υ) funkcję liniową.

4 Analiza danych

4.1 Metoda

Obliczając masę niezmienniczą dowolnych dwóch wykrytych w detektorze mionów, pochodzących z rozpadu pewnej cząstki, otrzymamy wartość zbliżoną do jej masy (z dokładnością do niepewności detektora). Dla wielu różnych par takich mionów wyniki grupowałyby się wokół pewnych wartości, interpretowanych jako masy rozpadających się cząstek. Masę niezmienniczą obliczano dla przypadków spełniających następujące warunki:

- przynajmniej dwa miony zostały zidentyfikowane,
- znak jednego mionu różni się od znaku drugiego.

Warunek na przeciwne ładunki powoduje zmniejszenie tła od mionów nie pochodzących z rozpadu jednej cząstki. Obliczając masę niezmienniczą dla wielu przypadków uzyskano rozkład będący sumą przypadków w których cząstka (rezonans) rozpada się na dwa miony i tła.

4.2 Dane

Dane wykorzystane w analizie pochodzą z detektora CMS, z serii pomiarowych oznaczonych numerami serii od 136033 do 149442, przeprowadzanych od 22 maja 2010 roku od godziny 00:48:06, do 31 października 2010 do godziny 09:21:36. Wszystkie dane pochodzą ze zderzeń protonów przy energii środka masy równej 7 TeV i odpowiadają scałkowanej świetłości 35 pb^{-1} .

Całkowita liczba przeanalizowanych przypadków wyniosła 38 208 304. Nie wszystkie z tych przypadków spełniają warunek wykrycia przynajmniej dwóch mionów w stanie końcowym. Dane poddane analizie pochodziły ze strumienia mionowego ($/\text{Mu}$), co oznacza, że dla każdego przypadku wykryty został przynajmniej jeden mion. Dane oznaczone zostały jako $/\text{Mu}/\text{Run2010A-Nov4ReReco_v1}/\text{A0D}$ i $/\text{Mu}/\text{Run2010B-Nov4ReReco_v1}/\text{A0D}$, co oznacza, że zostały przeprocesowane 4 listopada. Dane z detektora poddane pierwszej rekonstrukcji są oznaczane jako PromptReco , następnie, gdy oprogramowanie do analizy danych z biegiem czasu jest udoskonalane, stare dane analizowane są na nowo. Takie dane oznaczają się jako ReReco . A0D (Analysis Object Data) oznacza typ danych zawierających tylko informacje wysokiego poziomu, gdzie zapisane są własności zrekonstruowanych cząstek.

Łącznie znaleziono 473 472 przypadków dla których wykryto dwa miony o przeciwnych znakach i obliczono ich masę niezmienniczą.

4.3 Wykorzystane narzędzia

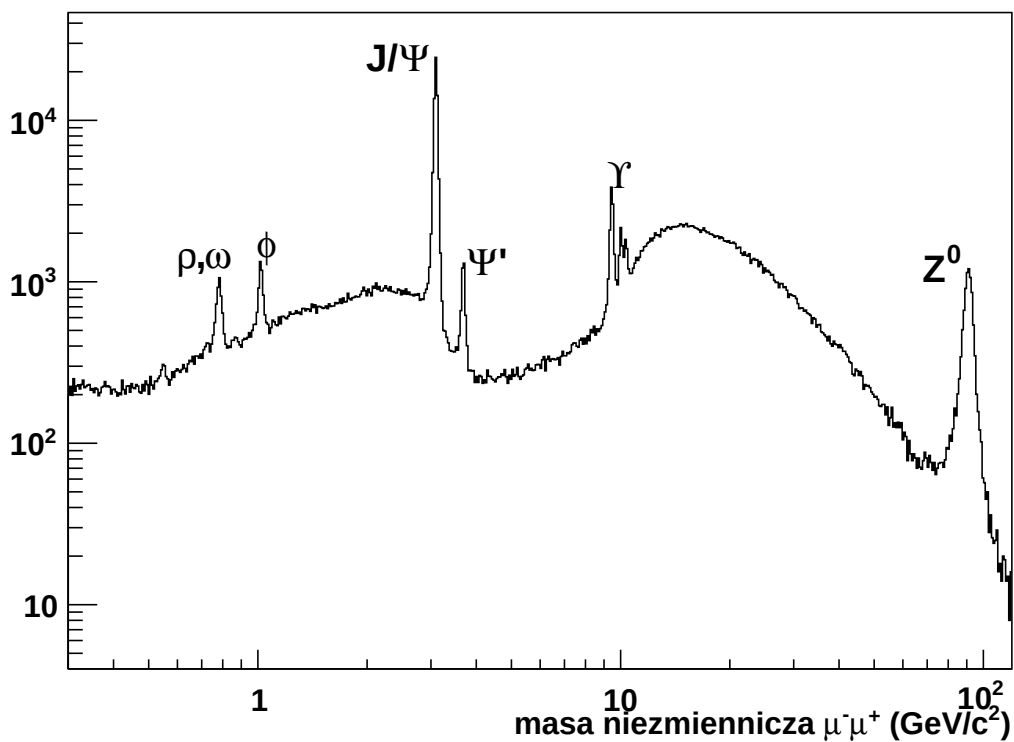
Do analizy wykorzystano biblioteki używane do analizy danych z detektora CMS - CMS Software (CMSSW, wersja 3). Za ich pomocą przeanalizowano wszystkie przypadki w poszukiwaniu takich, w których w stanie końcowym znajdują się dwa miony o przeciwnych ładunkach. Dla przypadków, które spełniają ten warunek, obliczana była wartość masy niezmienniczej zgodnie ze wzorem (1). Wartości te zostały następnie zapisane w postaci danych do analizy z użyciem środowiska ROOT (drzewo, plik .root) [5]. W celu przyspieszenia analizy wykorzystane zostało obliczanie równoległe z użyciem rozszerzenia PROOF do środowiska ROOT na maszynie z procesorem wielordzeniowym.

Dalszą część analizy danych przeprowadzono na otrzymanym w ten sposób pliku z danymi. Za pomocą środowiska ROOT (oraz jego rozszerzenia - RooFit) utworzono rozkład masy

niezmienniczej dwóch mionów oraz dokonano szczegółowej analizy znalezionych rezonansów. Wszystkie dopasowania do danych przeprowadzono z użyciem metody największej wiarygodności dla niepogrupowanych danych. Metoda ta pozwala otrzymać najbardziej prawdopodobne oceny parametrów dopasowania opisujące uzyskane dane doświadczalne. W celu oceny jakości dopasowania obliczono wielkość statystyki testowej χ^2/ndf , oznaczającą sumę kwadratów odległości przypadającą na liczbę stopni swobody, dla danych pogrupowanych w histogram.

4.4 Pełny rozkład masy niezmienniczej

Pełny rozkład masy niezmienniczej dwóch mionów uzyskany dla wszystkich przypadków z przeanalizowanych danych przedstawiono na rysunku 4.

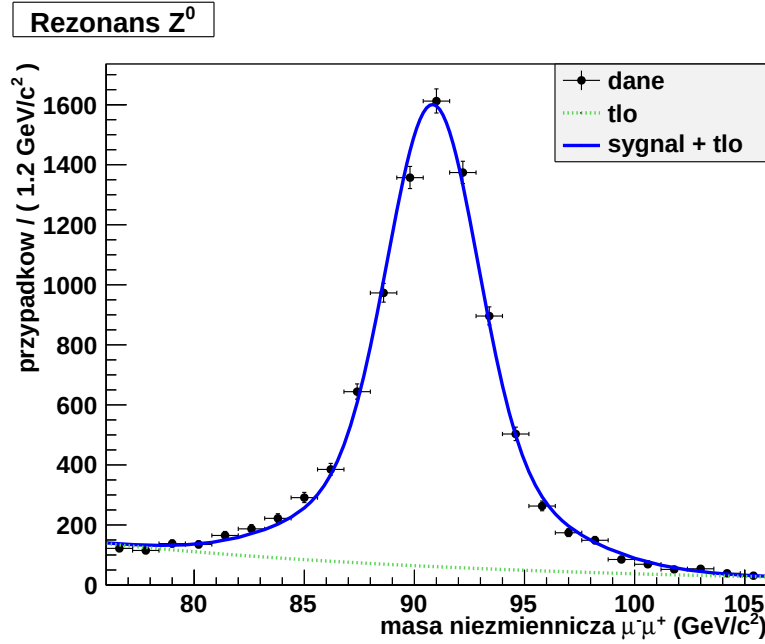


Rysunek 4: Rozkład masy niezmienniczej dwóch mionów uzyskany w wyniku analizy danych z detektora CMS. Szerokość przedziału histogramowania jest zmienna i wynosi 1% bieżącej wartości masy niezmienniczej. Na rozkładzie zaznaczone zostały rezonanse, którym przypisane zostały odpowiadające im cząstki.

Ze względu na bardzo dużą całkowitą liczbę przypadków i na duży zakres mas, wykres przedstawiono w skali logarytmicznej. Kształt tła w rozkładzie wynika z zastosowanych warunków wyzwalania, o różnych progach. W szczególności powoduje to obcięcie kształtu dla bardzo małych mas.

4.5 Rezonans Z^0

Bozon Z^0 jest nośnikiem oddziaływań słabych bez przekazu ładunku. Rezonans bozonu Z^0 wraz z dopasowanym rozkładem przedstawiono na rysunku 5.



Rysunek 5: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu Z^0 .

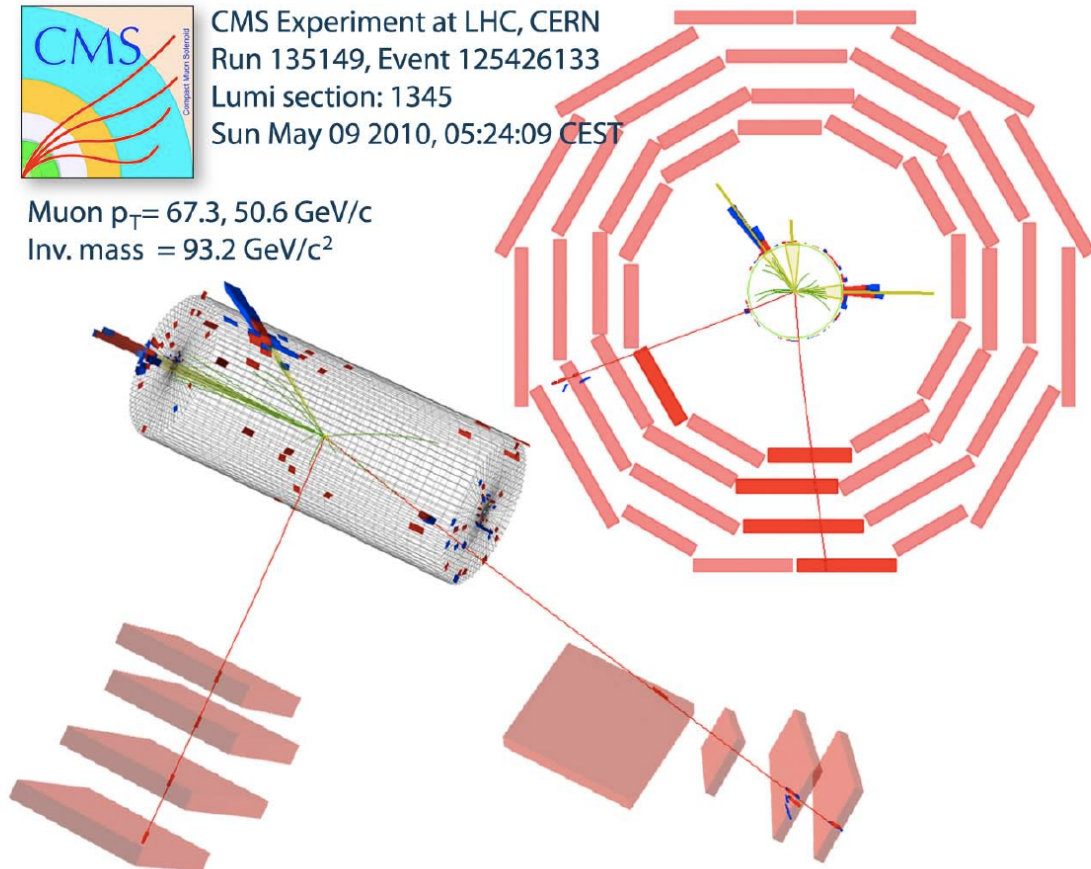
Do danych dopasowano rozkład składający się z sumy dwóch rozkładów normalnych (6) o tej samej wartości oczekiwanej ale różnych odchyleniach standardowych oraz rozkładu związanego z tłem (rozkład wykładniczy). W wyniku dopasowania uzyskano następujące wartości parametrów:

$$\begin{aligned}
 m_{Z^0} &= (90,818 \pm 0,035) \text{ GeV}/c^2, \\
 \sigma_1 &= (4,78 \pm 0,38) \text{ GeV}/c^2, \\
 \sigma_2 &= (2,010 \pm 0,073) \text{ GeV}/c^2, \\
 f &= 0,831 \pm 0,015, \\
 \chi^2/\text{ndf} &= 1,54,
 \end{aligned}$$

gdzie m_{Z^0} jest masą bozonu Z^0 (wartością oczekiwaną rozkładów normalnych), $\sigma_{1,2}$ to odchylenia standardowe rozkładów normalnych, a f to ułamek przypadków związanych z rozpadami bozonu Z^0 , co oznacza, że $(1-f)$ to ułamek przypadków związanych z tłem.

Wybrany model sygnału (suma dwóch rozkładów normalnych) ma na celu poprawne opisanie danych doświadczalnych, które charakteryzują się wolno zanikającym, dwustronnym ogonem. Tło opisane zostało rozkładem wykładniczym, gdyż w zakresie rezonansu tło szybko zanika, co można zaobserwować na rysunku 4.

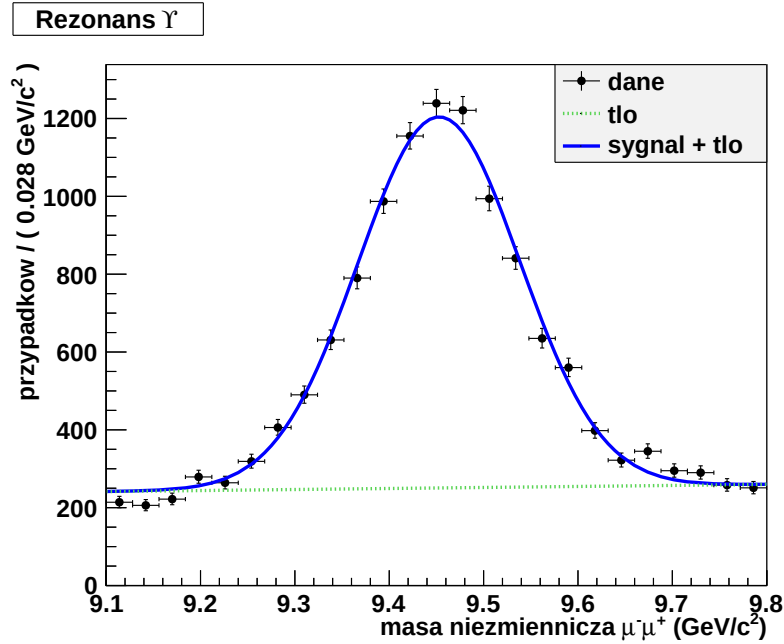
Na rysunku 6 przedstawiono pierwszy zarejestrowany przypadek będący kandydatem na rozpadający się na dwa miony bozon Z^0 .



Rysunek 6: Wizualizacja pierwszego kandydata Z^0 o masie niezmienniczej $93,2 \text{ GeV}/c^2$ zarejestrowanego w detektorze CMS 9 maja 2010 roku. Zrekonstruowane toru mionów przedstawiono czerwonymi liniami.

4.6 Rezonans Υ

Mezon Υ jest bezzapachową cząstką składającą się z pary kwarków $b\bar{b}$. Na rysunku 7 przedstawiono rezonans mezonu Υ wraz z dopasowanym rozkładem.



Rysunek 7: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu Υ .

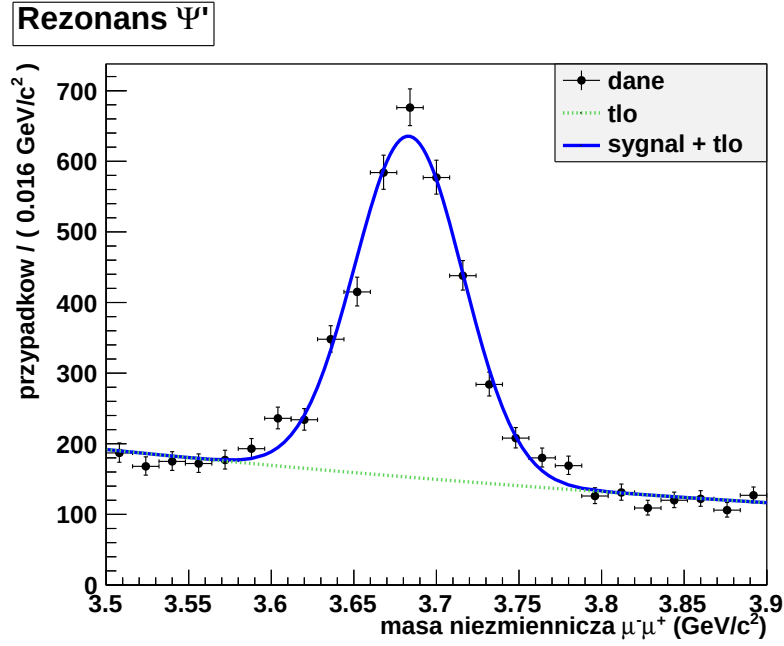
Rozkład dopasowany do tego rezonansu składał się z rozkładu normalnego opisującego sygnał (przypadki związane z rozpadem mezonu Υ) i rozkładu linowego związanego z tłem. W wyniku dopasowania otrzymano poniższe oceny wartości parametrów:

$$\begin{aligned} m_{\Upsilon} &= (9452,7 \pm 1,5) \text{ MeV}/c^2, \\ \sigma &= (86,1 \pm 1,7) \text{ MeV}/c^2, \\ f &= 0,540 \pm 0,010, \\ \chi^2/\text{ndf} &= 1,80. \end{aligned}$$

Jako model sygnału wybrano rozkład normalny ze względu na to, że szerokość naturalna rezonansu przykryta jest w całości przez rozdzielczość detektora (związaną z niepewnością pomiaru pędu cząstki).

4.7 Rezonans Ψ'

Rezonans mezonu Ψ' oraz dopasowany do niego rozkład przedstawiono na rysunku 8.



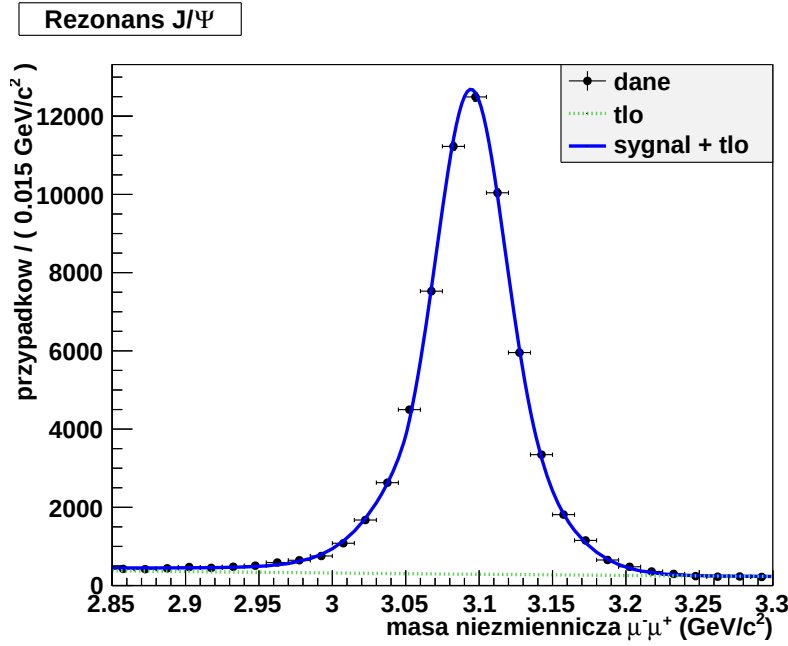
Rysunek 8: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu Ψ' .

Do danych dopasowano rozkład będący sumą rozkładu normalnego i rozkładu wykładniczego związanego z tłem. Tło modelowano rozkładem wykładniczym ze względu na szybko malejący charakter tła w zakresie rezonansu (Rys. 4). Parametry dopasowania wyniosły:

$$\begin{aligned}
 m_{\Psi'} &= (3683,4 \pm 1,0) \text{ MeV}/c^2, \\
 \sigma &= (32,8 \pm 1,1) \text{ MeV}/c^2, \\
 f &= 0,397 \pm 0,012, \\
 \chi^2/\text{ndf} &= 1,38.
 \end{aligned}$$

4.8 Rezonans J/Ψ

Mezon J/Ψ jest cząstką składającą się z pary kwarków $c\bar{c}$. Rysunek 9 przedstawia rezonans mezonu J/Ψ i dopasowany do niego rozkład.



Rysunek 9: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu J/Ψ .

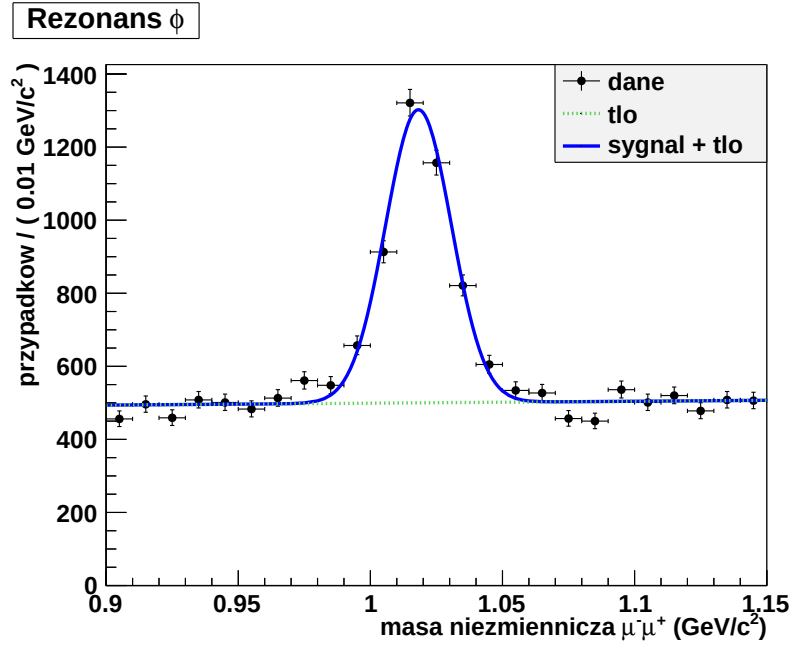
Dopasowany rozkład składał się z sumy rozkładu (7), rozkładu normalnego o tej samej wartości oczekiwanej, ale różnych odchyleniach standardowych (łącznie opisującej sygnał) i rozkładu wykładniczego (tło). Uzyskano następujące oceny wartości parametrów dopasowania:

$$\begin{aligned}
 m_{J/\Psi} &= (3094,44 \pm 0,19) \text{ MeV}/c^2, \\
 \sigma_{\text{normalny}} &= (43,32 \pm 0,91) \text{ MeV}/c^2, \\
 \sigma_{\text{crystal ball}} &= (22,01 \pm 0,48) \text{ MeV}/c^2, \\
 \alpha &= 1,93 \pm 0,16, \\
 n &= 0,97 \pm 0,41, \\
 f &= 0,8744 \pm 0,0075, \\
 \chi^2/\text{ndf} &= 1,64,
 \end{aligned}$$

gdzie parametry α , n i $\sigma_{\text{crystal ball}}$ to parametry rozkładu Crystal Ball (7), a σ_{normalny} to odchylenie standardowe rozkładu normalnego. Przyjęty rozkład pozwolił na poprawne opisanie ogona niskich energii związanego z promieniowaniem w stanie końcowym (FSR, Final State Radiation).

4.9 Rezonans ϕ

Rezonans mezonu ϕ składającego się z pary kwarków $s\bar{s}$ wraz z dopasowanym rozkładem przedstawiono na rysunku 10.



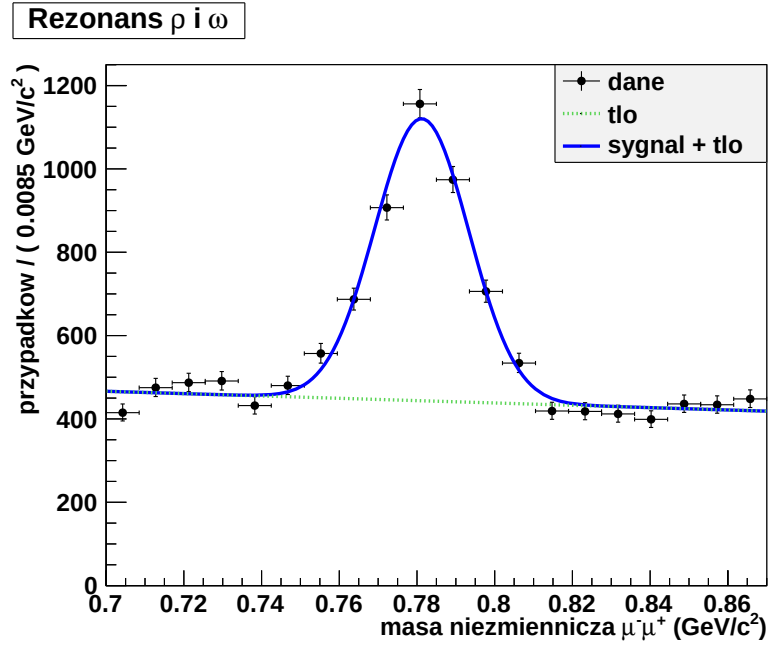
Rysunek 10: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu ϕ .

Do danych dopasowano rozkład będący sumą rozkładu normalnego i liniowego tła. W wyniku dopasowania uzyskano wartości parametrów:

$$\begin{aligned}
 m_\phi &= (1018,20 \pm 0,45) \text{ MeV}/c^2, \\
 \sigma &= (12,47 \pm 0,50) \text{ MeV}/c^2, \\
 f &= 0,1670 \pm 0,0058, \\
 \chi^2/\text{ndf} &= 1,50.
 \end{aligned}$$

4.10 Rezonans ρ i ω

Mezon ρ i mezon ω posiadają bardzo zbliżone masy. Różnica ich mas jest na tyle mała, że detektor CMS nie posiada wystarczającej dokładności, aby odróżnić oba rezonanse od siebie, a w efekcie wyglądają one jak pojedynczy rezonans. Rezonans ten wraz z dopasowanym rozkładem przedstawiono na rysunku 11.



Rysunek 11: Rozkład masy niezmienniczej w okolicy rezonansu ρ , ω .

Do danych z przedziału obejmującego zakres rezonansu dopasowano rozkład będący sumą rozkładu normalnego i rozkładu liniowego modelującego tło. W wyniku dopasowania otrzymano poniższe wartości parametrów:

$$\begin{aligned}
 m_{\rho,\omega} &= (781,24 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2, \\
 \sigma &= (12,11 \pm 0,48) \text{ MeV}/c^2, \\
 f &= 0,2146 \pm 0,0079, \\
 \chi^2/\text{ndf} &= 1,34.
 \end{aligned}$$

5 Podsumowanie

Przeprowadzono analizę danych z detektora CMS zebranych w 2010 roku przy energii 7 TeV w celu uzyskania rozkładu masy niezmienniczej dwóch mionów. Wykryte rezonanse po-myślnie przypisano do odpowiadających im cząstek oraz poddano szczegółowej analizie w celu wyznaczenia mas cząstek. Wartości mas uzyskane w analizie porównano ze zbiorczymi wyni-kami z dotychczasowych eksperymentów fizycznych zebranymi przez Particle Data Group [2]. Wyniki tego porównania przedstawiono w poniższej tabeli:

Rezonans	Masa rezonansu	Masa rezonansu według PDG	różnica
Z^0	$(90,818 \pm 0,035) \text{ GeV}/c^2$	$(91,1867 \pm 0,0021) \text{ GeV}$	0,40%
Υ	$(9452,7 \pm 1,5) \text{ MeV}/c^2$	$(9460,30 \pm 0,26) \text{ MeV}$	0,080%
Ψ'	$(3683,4 \pm 1,0) \text{ MeV}/c^2$	$(3686,09 \pm 0,04) \text{ MeV}$	0,073%
J/Ψ	$(3094,44 \pm 0,19) \text{ MeV}/c^2$	$(3096,916 \pm 0,011) \text{ MeV}$	0,080%
ϕ	$(1018,20 \pm 0,45) \text{ MeV}/c^2$	$(1019,455 \pm 0,020) \text{ MeV}$	0,12%
ρ, ω	$(781,24 \pm 0,46) \text{ MeV}/c^2$	$(782,65 \pm 0,12) \text{ MeV}^1$	0,18%

Wszystkie wartości mas rezonansów uzyskane w analizie są systematycznie mniejsze od wartości z PDG, co ma swoje uzasadnienie fizyczne. W przeprowadzonej analizie nie brano pod uwagę efektów opisanych w rozdziale 3.3 (przybliżenie rozkładu masy detektora, odchylenia w pozycji detektorów, niejednorodność pola magnetycznego) i strat energii, które spowodowane są między innymi przez:

- oddziaływanie mionów z materią detektora,
- promieniowanie mionów w stanie końcowym (Final State Radiation).

Uwzględnienie powyższych procesów niewątpliwie przyczyniłoby się do poprawy zgodności uzyskanych wyników z wynikami poprzednich eksperymentów.

¹podana wartość odpowiada rezonansowi ω , gdyż jest to wartość znacznie bliższa rezonansowi uzyskanemu w analizie, niż odpowiednia wartość dla rezonansu ρ , która wynosi $(775,49 \pm 0,34) \text{ MeV}$.

Literatura

- [1] Amos Breskin, Rüdiger Voss,
The CERN Large Hadron Collider: Accelerator and Experiments, CERN, Geneva 2009.
- [2] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), J. Phys. G 37, 075021 (2010),
The Review of Particle Physics,
<http://pdg.lbl.gov/>
- [3] Donald H. Perkins,
Wstęp do fizyki wysokich energii,
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2004.
- [4] Romak Nowak,
Statystyka dla fizyków,
Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 2002.
- [5] Rene Brun and Fons Rademakers,
ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework,
Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996, Nucl. Inst. & Meth. in Phys.
Res. A 389 (1997) 81-86.
See also <http://root.cern.ch/>.
- [6] CERN Document Server,
<http://cdsweb.cern.ch/record/1260465>