
UNIwersYTET WARSZAWSKI
WYDZIAŁ FIZYKI

PIOTR KUSZAJ
NR ALBUMU: 277903

POSZUKIWANIA MEZONU B_s W
EKSPERYMENCIE CMS

PRACA LICENCJACKA
NA KIERUNKU FIZYKA

PRACA WYKONANA POD KIERUNKIEM
DR. MARCINA KONECKIEGO
INSTYTUT FIZYKI DOŚWIADCZALNEJ,
WYDZIAŁ FIZYKI, UNIwersYTET WARSZAWSKI

WARSZAWA, 20 SIERPNIĄ 2012 R.

Oświadczenie kierującego pracą

Oświadczam, że niniejsza praca została przygotowana pod moim kierunkiem i stwierdzam, że spełnia ona warunki przedstawienia jej w postępowaniu o nadaniu 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 elektroniczną.

.....
Data

.....
Podpis autora

STRESZCZENIE

W niniejszej pracy dokonano próby poszukiwań mezonu B_s^0 w wybranym kanale rozpadu $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^-$ poprzez analizę masy niezmienniczej produktów rozpadu B_s^0 . W tym celu przeanalizowano możliwe źródła par $\mu^+ \mu^-$ oraz $K^+ K^-$, a następnie po zastosowaniu szeregu warunków wyselekcjonowano zestaw kandydatów B_s^0 . Histogramy średniej drogi życia ct oraz masy niezmienniczej tychże potwierdziły, że zastosowany zestaw cięć pozwala na wyodrębnienie przypadków pochodzących z rozpadów mezonu B_s^0 . Zaproponowana metoda selekcji może być wykorzystana w bardziej złożonej analizie procesów, w których występuje badany mezon.

SŁOWA KLUCZOWE

LHC, CMS, mezon Bs

DZIEDZINA PRACY (KODY WG PROGRAMU SOCRATES-ERASMUS)

13.2 Fizyka

TYTUŁ PRACY W JĘZYKU ANGIELSKIM

Search for B_s meson in the CMS Experiment

Spis treści

Wstęp	5
1 LHC i eksperyment CMS	6
1.1 Compact Muon Solenoid (CMS)	8
2 Mezon B_s^0 ($\bar{B}_s^0$)	10
2.1 Kanał rozpadu $B_s \rightarrow J/\psi \phi$	10
2.2 Kanał rozpadu $B_s \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^-$	11
3 Analiza danych	12
3.1 Metodologia, separacja przypadków	12
3.2 Rozpady $X \rightarrow \mu^+ \mu^-$	14
3.3 Rozpady $X \rightarrow K^+ K^-$	16
3.4 Masa niezmiennicza $J/\psi \phi$	17
Podsumowanie	22
Bibliografia	23

Wstęp

Fizyka wysokich energii zajmuje się badaniem obiektów podstawowych. W szczególności są to niepodzielne (na obecny stan naszej wiedzy) formy materii (kwarki, leptony oraz bozony pośredniczące). Ponadto dziedzina ta zajmuje się badaniem oddziaływań między nimi oraz między cząstkami z nich złożonych (hadrony). Badania te prowadzone są dla obiektów o energiach, dla których ich zachowanie opisuje kinematyka relatywistyczna. Jednym z kierunków rozwoju tej dziedziny wiedzy są poszukiwania nowych cząstek elementarnych. Badania tego rodzaju pozwalają m.in. na analizę prawdziwości przyjętych modeli teoretycznych, przewidujących istnienie nowych cząstek (odkrycie mezonu J/ψ [1, 2] - potwierdzenie istnienia kwarku c). Ponadto poszukiwania obiektów już odkrytych w danych doświadczalnych pozwalają na ocenę prawidłowego działania układu pomiarowego oraz dostarczają informacji o efektywnych metodach detekcji znanych cząstek, co można wykorzystywać w poszukiwaniach cząstek jeszcze nieodkrytych (a przewidywanych teoretycznie), których produktami rozpadu mogą być obiekty już odkryte.

Przykładem interesującej cząstki, którą ponownie zaobserwował eksperyment CMS, wkrótce po uruchomieniu LHC [3], jest mezon B_s^0 . W niniejszej pracy licencjackiej przeprowadzono podobną analizę poszukiwania mezonu B_s^0 w pełnej próbce danych eksperymentalnych CMS z roku 2011. Wykorzystano przy tym znane parametry cząstki (np. masa spoczynkowa) oraz kanały rozpadu B_s^0 i jego produktów.

Rozdział 1

LHC i eksperyment CMS

LHC (*Large Hadron Collider*, Wielki Zderzacz Hadronów), należący do CERN (*Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire*, Europejska Organizacja Badań Jądrowych) jest obecnie największym i najpotężniejszym akceleratorem cząstek na świecie. Został zbudowany w 27-kilometrowym prawie kołowym tunelu dawnego akceleratora LEP (*Large Electron Positron Collider*, Wielki Zderzacz Elektronowo - Pozytonowy) [4] po zakończeniu jego pracy. Akcelerator LHC położony jest pod ziemią pod szwajcarsko-francuską granicą w pobliżu Genewy. W tej chwili stanowi on główne narzędzie do badań fizyki cząstek wysokich energii.

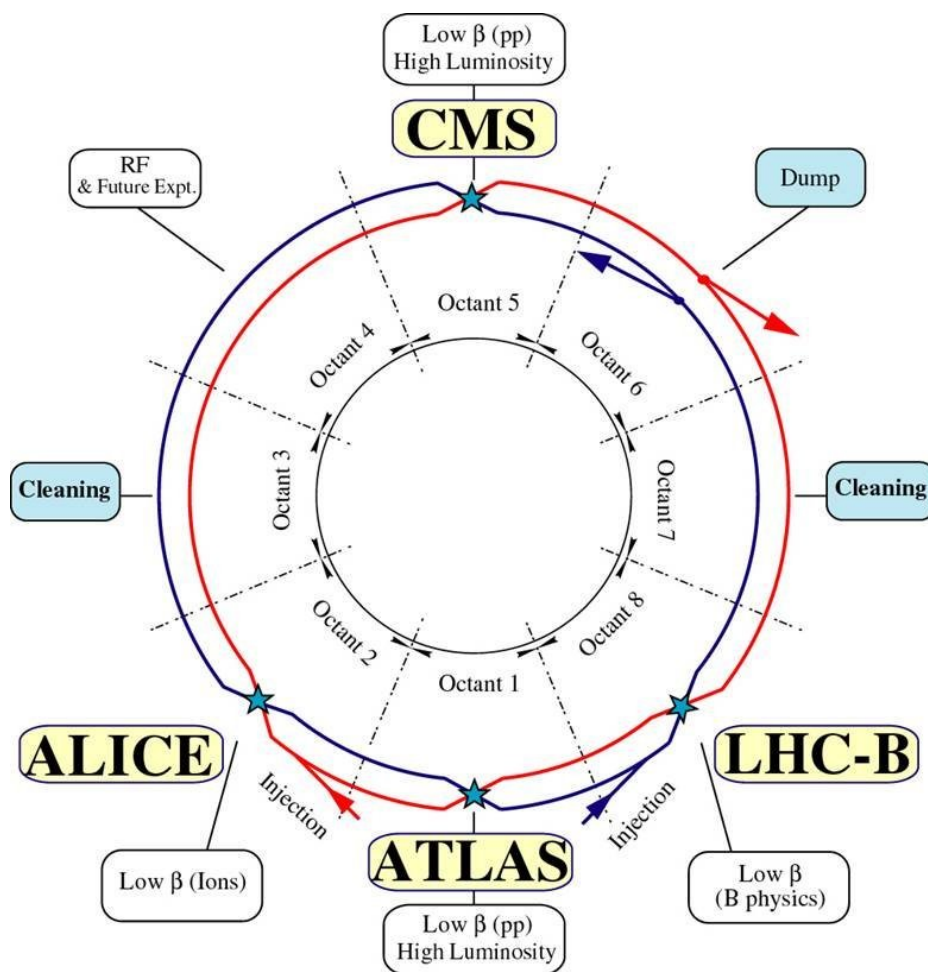
W podstawowym trybie pracy akcelerator umożliwia przyspieszanie przeciwbieżnych wiązek protonowych do energii 7 TeV, co w momencie ich zderzenia odpowiada $\sqrt{s} = 14$ TeV w układzie środka masy. Obecnie maksymalna energia akceleratora nie została osiągnięta: w latach 2010-2011 rozpędzono protony do 3.5 TeV, w roku 2012 osiągnięto 4 TeV. Odpowiada to energii w układzie środka masy odpowiednio 7 i 8 TeV. Do zakrzywiania torów cząstek wykorzystuje się nadprzewodzące magnesy o temperaturze 1.9 K, wstępnie schładzane ciekłym azotem, a następnie do pożądanej temperatury ciekłym helem. W innym trybie pracy możliwe jest rozpędzanie wiązek jonów ołowiu, co pozwala na badanie procesów Pb-Pb oraz p -Pb.

W ramach projektu LHC realizowane są następujące międzynarodowe eksperymenty:

- ATLAS (*A Toroidal LHC Apparatus*) - jeden z dwóch (razem z CMS) detektorów ogólnych do analizy szerokiego wachlarza procesów związanych z fizyką wysokich energii. Jest zoptymalizowany do poszukiwań cząstki Higgsa i innych procesów związanych z łamaniem symetrii elektroslabej, a także do poszukiwania nowej fizyki.
- CMS (*Compact Muon Solenoid*) - drugi (razem ATLASem) z uniwersalnych detektorów, realizujący podobny program fizyczny.
- ALICE (*A Large Ion Collider Experiment*) - detektor zbudowany do analizy produktów zderzeń wysokoenergetycznych jonów ołowiu, pozwalający na badanie własności tzw. plazmy kwarkowo-gluonowej i odtwarzający warunki we Wszechświecie tuż po Wielkim Wybuchu.
- LHCb (*Large Hadron Collider beauty*) - detektor służący do badań hadronów zbudowanych z kwarków b (pięknych) oraz łamania symetrii CP.
- TOTEM (*TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement*) - położony niedaleko CMS, detektor wykrywa cząstki o bardzo małych pędach poprzecznych, znajdujące się blisko wiązki LHC, pozwalając na detekcję cząstek nie wykrytych przez CMS; ponadto monitoruje świetlność wiązki cząstek w akceleratorze.

- LHCf (*Large Hadron Collider forward*) - detektor umieszczony niedaleko ATLASa. Bada neutralne piony π^0 powstałe w akceleratorze, obdarzone wysokimi energiami i bliskimi wiązkami akceleratora (o niskich pędach poprzecznych). Badania te dają nadzieję na zrozumienie źródła wysokoenergetycznego promieniowania kosmicznego.

Rozmieszczenie opisanych eksperymentów w tunelu akceleratora LHC pokazano na Rysunku 1.1.



Rys. 1.1: Rozmieszczenie detektorów w projekcie LHC (<http://lhc-machine-outreach.web.cern.ch>)

Ważne wydarzenia w historii LHC:

- 10 września 2008 - uruchomienie akceleratora; pierwsze testowe wiązki protonów [5]
- 19 września 2008 - poważna awaria akceleratora (wyciek ciekłego helu) [6]
- 23 listopada 2009 - pierwsze zderzenia wiązek w detektorach ATLAS, CMS, ALICE i LHCb [7]
- 30 listopada 2009 - nowy rekord świata energii zderzenia $\sqrt{s} = 1.18$ TeV (poprzedni rekord: Tevatron, $\sqrt{s} = 0.98$ TeV) [8], później 2.36 TeV i 3.5 TeV [9]
- 30 marca 2010 - pierwsze zderzenie wiązek protonów o energii $\sqrt{s} = 7$ TeV [10]

- 8 listopada 2010 - pierwsze wiązki jonów ołowiu [11]
- 4 lipca 2012 - niezależne odkrycie przez CMS i ATLAS nowego bozonu o masie 125-126 GeV na poziomie ufności 5 sigma (kandydat na bozon Higgsa) [12]

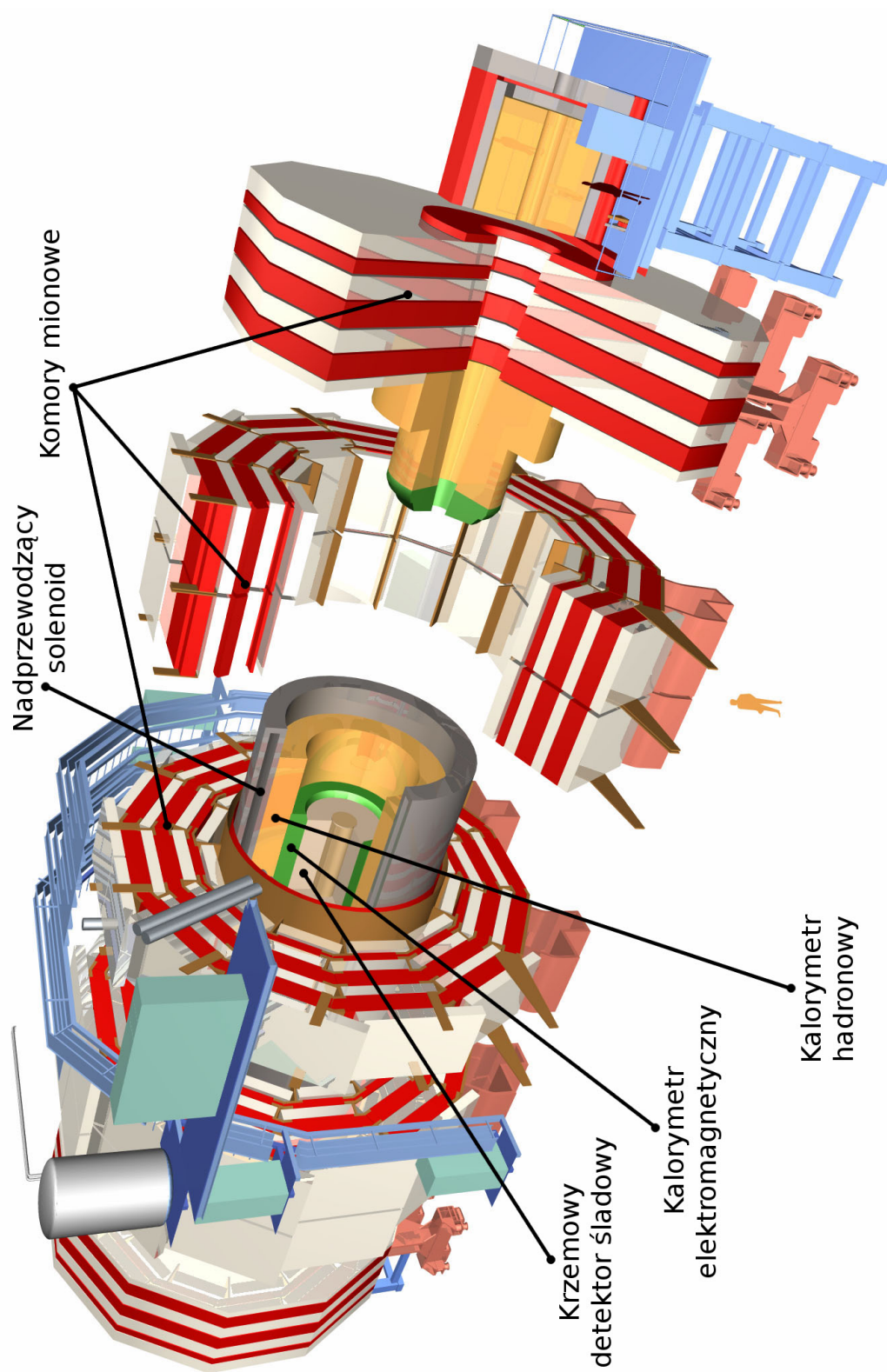
1.1 Compact Muon Solenoid (CMS)

Detektor CMS, jako uniwersalny, wykazuje się złożoną budową uwzględniającą możliwość detekcji wszystkich znanych typów cząstek (za wyjątkiem neutrin i antyneutrin). Przekrój warstwowy detektora został ukazany na Rysunku 1.2. Cały detektor ma 21.6 m długości oraz 14.6 m średnicy. W uproszczeniu, detektor ten składa się z następujących elementów:

- **Krzemowy detektor śladowy** - poddetektor znajdujący się najbliżej punktu zderzenia. Wykorzystywany jest do rekonstrukcji torów cząstek naładowanych.
- **Kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL)** - jednorodny poddetektor wykorzystujący silnie absorbujące kryształy PbWO_4 . Jest zoptymalizowany do detekcji kaskad elektromagnetycznych. Elektron lub pozyton przechodząc przez ośrodek oddziałuje elektromagnetycznie z elektronami i jądrami atomów w kryształach, emitując przy tym fotony, te zaś w pobliżu jąder dokonują konwersji w pary elektron-pozyton, również oddziałujące elektromagnetycznie z ośrodkiem. Efektem końcowym jest właśnie kaskada elektromagnetyczna. Podobnie dzieje się w przypadku fotonu, dlatego kalorymetr ten wykorzystywany jest do wykrywania elektronów, pozytonów i fotonów.
- **Kalorymetr hadronowy (HCAL)** - poddetektor próbkujący, zbudowany z przeplatających się warstw mosiądzu i scyntylatorów. Jest zoptymalizowany do wykrywania kaskad hadronowych.
- **Nadprzewodzący solenoid i jarzmo** - otaczający detektor śladowy oraz kalorymetry elektromagnetyczny i hadronowy solenoid wytwarza jednorodne pole magnetyczne w swoim wnętrzu o indukcji 4 T, tym samym zakrzywiając tor powstałych cząstek naładowanych, umożliwiając ich łatwiejszą identyfikację. Jarzmo solenoidu zawiera to pole, zamykając jego linie w bliskiej okolicy detektora CMS.
- **Komory mionowe** - miony, jako ciężkie leptony, tracą mało energii ze względu na jonizację, dlatego w przeciwieństwie do pozostałych wykrywalnych przez CMS cząstek przenikają przez wszystkie detektory i solenoid. Umieszczone wewnątrz jarzma komory mionowe, które (również wykorzystując efekt jonizacji ośrodka) wykrywają obecność mionów, tym samym pozwalając na ich identyfikację.

Ponadto CMS wykorzystuje również system wyzwalania i akwizycji danych, dokonujący wstępnej selekcji przypadków, a następnie analizy danych uzyskanych ze wszystkich detektorów, pozwalając na pełną rekonstrukcję zderzenia i jego produktów.

Pełny i wyczerpujący opis detektora CMS został przedstawiony w zbiorczej pracy członków eksperymentu [13].



Rys. 1.2: Przekrój warstwowy detektora CMS (<http://cdsweb.cern.ch/>). Zaznaczone poddetektory zostały omówione w tekście.

Rozdział 2

Mezon B_s^0 ($\bar{B}_s^0$)

Cząstki B należą do rodziny mezonów, a więc są złożone z kwarku i antykwarku. Posiadają w swoim składzie kwark lub antykwark piękny (b) dopełniony antykwarkiem/kwarkiem o innych zapachu. Szczególnym przypadkiem takiego mezonu jest mezon B_s^0 (dalej nazywany B_s) i jego antycząstka. B_s jest cząstką będącą stanem związanym kwarków $\bar{b}s$ (analogicznie $\bar{B}_s$ jest stanem związanym $b\bar{s}$). Podstawowe parametry mezonu B_s umieszczono w Tabeli 2.1 [14] (z dokładnością do parametrów mieszania, które nie są istotne w niniejszej pracy, wielkości te odnoszą się również do jego antycząstki).

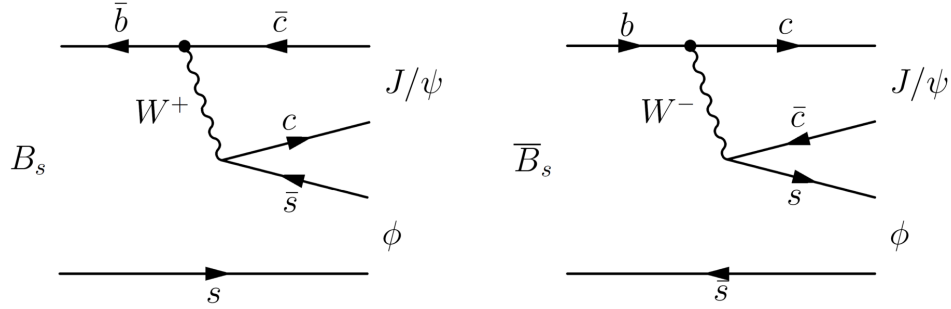
Tabela 2.1: Podstawowe parametry B_s	
Masa m	$5366.3 \pm 0.6 \text{ MeV}/c^2$
Czas życia τ	$(1.472^{+0.024}_{-0.026}) \cdot 10^{-12} \text{ s}$
Droga $c\tau$	$441 \text{ }\mu\text{m}$

Ponieważ jest to cząstka niestabilna, z punktu widzenia fizyki cząstek elementarnych interesujące są możliwe kanały rozpadu tej cząstki oraz prawdopodobieństwa ich wystąpienia.

2.1 Kanał rozpadu $B_s \longrightarrow J/\psi \phi$

Jednym z możliwych rozpadów mezonu B_s jest rozpad do pary J/ψ ($c\bar{c}$) i ϕ ($s\bar{s}$) (będące przykładami tak zwanych kwarkoniów czyli bezzapachowych mezonów zbudowanych z kwarku i odpowiadającego mu antykwarku ($q\bar{q}$)), który stanowi $(1.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ wszystkich możliwych rozpadów B_s [14]. Rozpad ten jest słaby, tzn. (co najmniej) jeden z kwarków lub antykwarków składających się na cząstkę emituje bozon pośredniczący W^+ bądź W^- , zmieniając przy tym swój ładunek i stan zapachowy. Główne diagramy tego rozpadu przedstawiono na Rysunku 2.1. Należy zwrócić uwagę na fakt, iż poprzez samą obserwację rozpadów $X \longrightarrow J/\psi \phi$ nie sposób określić, czy cząstką początkową był B_s czy $\bar{B}_s$. Aby odpowiedzieć na to pytanie, należałoby dodatkowo przeanalizować inne produkty powstałe w zderzeniu wiązek i sprawdzić np. zachowanie całkowitej liczby zapachowej B układu produktów zderzenia.

Poszukiwanie potencjalnych produktów rozpadu niestabilnej cząstki pozwala na pośrednią obserwację teŹe w produktach zderzeń wiązek, zaś analiza parametrów kinematycznych układu umożliwia jej dokładniejszą analizę.

Rys. 2.1: Rozpad B_s i $\bar{B}_s$ w kanale $J/\psi \phi$

2.2 Kanał rozpadu $B_s \longrightarrow J/\psi \phi \longrightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^-$

Literatura [14] dostarcza informacji o podstawowych parametrach J/ψ i ϕ (które to zostały umieszczone w Tabeli 2.2). Obydwie cząstki, jako przykłady kwarkoniów, należą do cząstek żyjących krótko (z tego powodu zamiast średniego czasu życia takich cząstek podawana jest ich szerokość energetyczna Γ powiązana ze średnim czasem życia cząstki przez oszacowanie $2\Gamma\tau \approx \hbar$), co uniemożliwia obserwację ich czasów życia przez pomiar drogi przelotu, a jedynie poprzez pomiar ich szerokości Γ . Jednakże mogą się one rozpaść na cząstki o wystarczająco długim średnim czasie życia, aby mogły zostać wykryte bezpośrednio w odpowiednich detektorach.

Tabela 2.2: Podstawowe parametry J/ψ i ϕ

	J/ψ	ϕ
Masa m	$3096.916 \pm 0.011 \text{ MeV}/c^2$	$1019.455 \pm 0.020 \text{ MeV}/c^2$
Szerokość Γ	$92.9 \pm 2.8 \text{ keV}$	$4.26 \pm 0.04 \text{ MeV}$

Przykładem takich rozpadów są $J/\psi \longrightarrow \mu^+ \mu^-$ ($(5.93 \pm 0.06) \%$ przypadków) i $\phi \longrightarrow K^+ K^-$ ($(48.9 \pm 0.5) \%$ przypadków). Rozkłady te w tej pracy zostały wykorzystane do próby obserwacji mezonu B_s w kanale rozpadu $B_s \longrightarrow J/\psi \phi \longrightarrow \mu^+ \mu^- K^+ K^-$. Rozpad ϕ na naładowane kaony został wybrany ze względu na swoją powszechność, zaś rozpad J/ψ na miony ze względu na prostotę identyfikacji mionów pochodzących z rozpadu tej samej cząstki.

Rozdział 3

Analiza danych

3.1 Metodologia, separacja przypadków

Jedną z podstawowych metod poszukiwania cząstek w detektorach jest analiza masy niezmienniczej układu cząstek, będących możliwymi produktami (pośrednimi lub bezpośrednimi) wybranego kanału rozpadu poszukiwanej cząstki. Kinematyka takiego układu jest opisywana za pomocą jego czteropędu (wyrażonego w jednostkach $\hbar = c = 1$):

$$\mathbf{P} = (P^0, P^1, P^2, P^3) = (E, p_x, p_y, p_z)$$

(gdzie E stanowi całkowitą energię układu, zaś p_x , p_y i p_z to składowe wypadkowego pędu), którego kwadrat wyraża się przez równanie:

$$m_{\text{inv}}^2 = \sum_{\mu} P^{\mu} P_{\mu} = E^2 - |\mathbf{p}|^2 \quad (3.1)$$

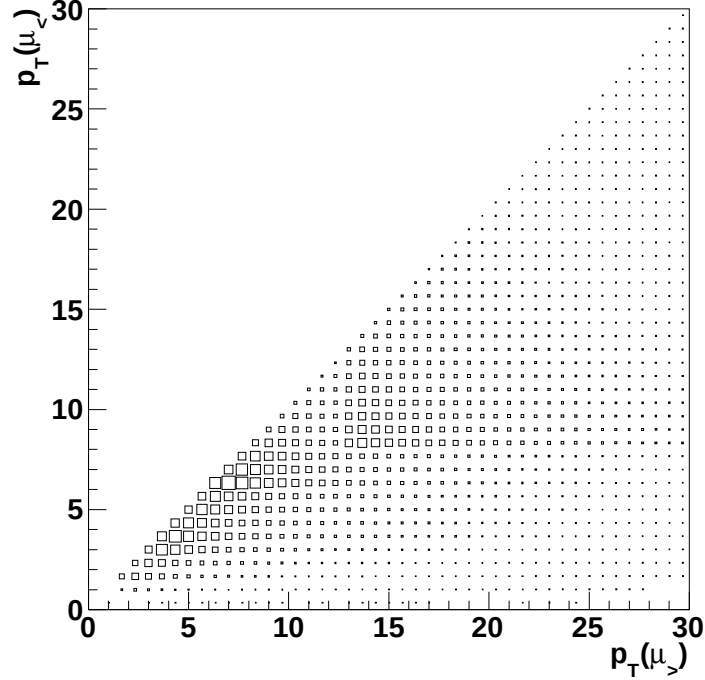
gdzie wielkość m_{inv} jest nazywana masą niezmienniczą (inwariantną) i jest niezmiennikiem relatywistycznym danego układu (nie zależy od wybranego układu odniesienia). Ponieważ dla pojedynczej cząstki wielkość ta jest równa jej energii spoczynkowej, która w obranych jednostkach jest równa jej masie, dla układu będącego efektem rozpadu poszukiwanej cząstki jego masa niezmiennicza będzie równa masie cząstki początkowej. Naturalnym wnioskiem jest fakt, iż na wykresie funkcji zliczeń przypadków od masy inwariantnej układu powinien pojawiać się wyraźny pik w okolicach masy tejże cząstki. Pik ten w idealnym przypadku (bez uwzględnienia efektów związanych z aparaturą pomiarową) jest opisywany przez funkcję daną przez rozkład Breita-Wignera [15], który można zapisać w najprostszej postaci:

$$\mathcal{N}_{\text{B-W}}(m) = \frac{N_0}{(m - m_0)^2 + \Gamma^2/4} \quad (3.2)$$

gdzie m_0 jest nominalną masą cząstki, zaś Γ jej szerokością energetyczną. Jednakże ze względu na rozdzielczość detektora rozkład ten na ogół lepiej jest opisywany przez funkcję proporcjonalną do rozkładu normalnego:

$$\mathcal{N}_{\text{G}}(m) = N_0 \exp \left(- \left(\frac{m - m_0}{2\Gamma} \right)^2 \right) \quad (3.3)$$

Odnajdywanie takich pików w histogramach mas niezmienniczych wybranych układów pozwala na identyfikację już znanych bądź odkrywanie nowych cząstek rozpadających się do obranego układu obiektów.



Rys. 3.1: Histogram liczby zliczeń w zależności od pędów poprzecznych p_T par mionowych (kandydaci J/ψ). Przez $\mu_>$ i $\mu_<$ oznaczono miony o odpowiednio większym i mniejszym pędzie poprzecznym w danej parze. Pojawiające się na wykresie maksima są związane z programami pędowymi użytymi przy selekcji przypadków.

W rzeczywistości powyższa analiza jest bardziej złożona. Współcześnie mamy do czynienia z na tyle wysokimi energiami zderzeń w detektorach, że ogromna liczba powstałych cząstek powoduje powstanie kombinatorycznego tła, które może spowodować zanik interesujących pików. Z tego powodu stosuje się szereg warunków pozwalających na usunięcie szumów, jak np. odpowiednio wysokie pędy poprzeczne cząstek, bliskość cząstek potencjalnie powstałych w wyniku rozpadu tej samej cząstki itd. Dzięki temu ilość danych niezwiązanych z badanym rozpadem może zostać zredukowana do minimum, uwidaczniając piki. Dodatkowo zmieniają się również funkcje estymujące rozkład liczby zliczeń: uwzględnia się funkcję opisującą pozostały szum oraz fakt, że w przypadku różnych cząstek, które mają bardzo zbliżone masy i mają wspólny kanał rozpadu, funkcją estymującą ich rozkład mas, powinna być suma funkcji proporcjonalnych do rozkładu normalnego (ze stałymi N_{0i} dla i -tej cząstki proporcjonalnymi do prawdopodobieństwa pojawienia się danej cząstki w zderzeniu oraz prawdopodobieństwa danego kanału rozpadu dla niej).

Zbiory danych powstałe z informacji przekazanych przez detektory eksperymentu zawierają informacje o cząstkach powstałych w danym zderzeniu wiązek oraz o ich kinematyce i położeniach (co rozumiemy przez punkt, dla którego uzyskano wartości parametrów kinematycznych danej cząstki). Do najważniejszych parametrów cząstki należą m.in. jej całkowity pęd $\mathbf{p}$, jego wartość p , pęd poprzeczny p_T (w płaszczyźnie XY prostopadłej do osi wiązki), kąt azymutalny ϕ (kąt wektora pędu w płaszczyźnie XY) oraz polarny θ (kąt pędu cząstki od osi wiązki) lub jej pseudospieszość $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$.

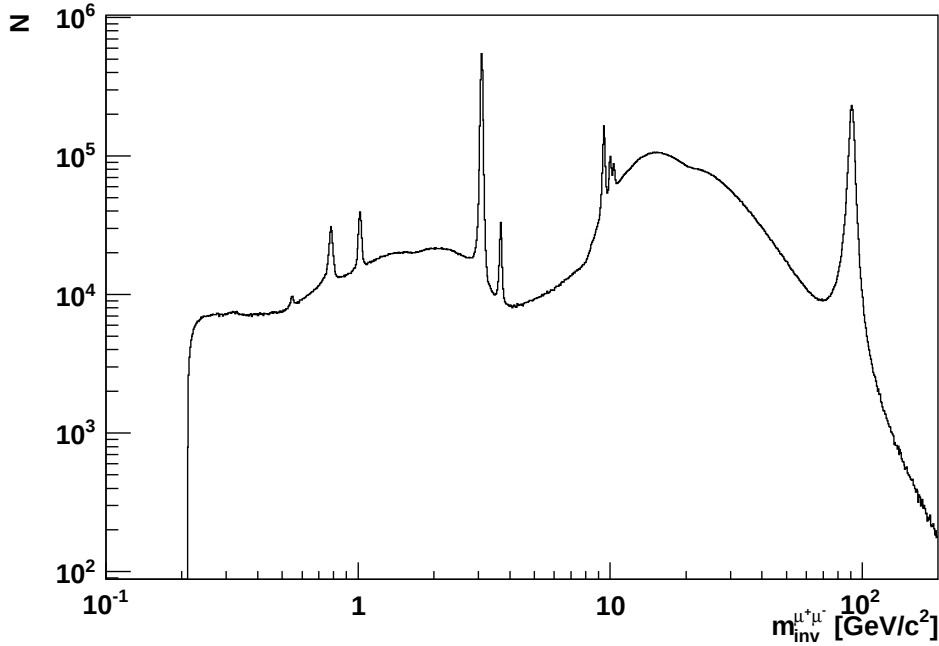
W poniższej pracy wykorzystano dwumionowe podzbiory danych eksperymentu CMS z roku 2011: DoubleMu/Run2011A-08Nov2011-v1/AOD oraz DoubleMu/Run2011B-19Nov2011-v1/AOD. Są to

próbki będące efektem końcowym selekcji przypadków zawierających miony o stosunkowo dużych pędach poprzecznych (Rysunek 3.1). W czasie działania eksperymentu zmieniały się progi selekcji przypadków. Scałkowana świetlność wszystkich zdarzeń w badanych danych wynosi ok. 5 fb^{-1} .

Pełna analiza opisana w prezentowanej pracy była dwustopniowa. Składała się ona ze wstępnej analizy oraz analizy właściwej. Wstępna analiza posłużyła do pierwszej selekcji przypadków (tak zwany *skimming*), odrzucając te niezawierające kandydatów J/ψ i ϕ . Pozwoliło to na efektywniejsze wykonanie analizy właściwej, w której dokonano bardziej restrykcyjnej selekcji kandydatów J/ψ i ϕ oraz selekcji kandydatów B_s . Wykorzystano dane uzyskane z krzemowego detektora śladowego oraz komór mionowych. Całkowita liczba przypadków w badanych próbkach wynosi 63 700 871, jednakże nie wszystkie zostały przeanalizowane. Całkowita liczba przypadków użyta we wstępnej analizie wyniosła 57 608 980.

3.2 Rozpady $X \longrightarrow \mu^+ \mu^-$

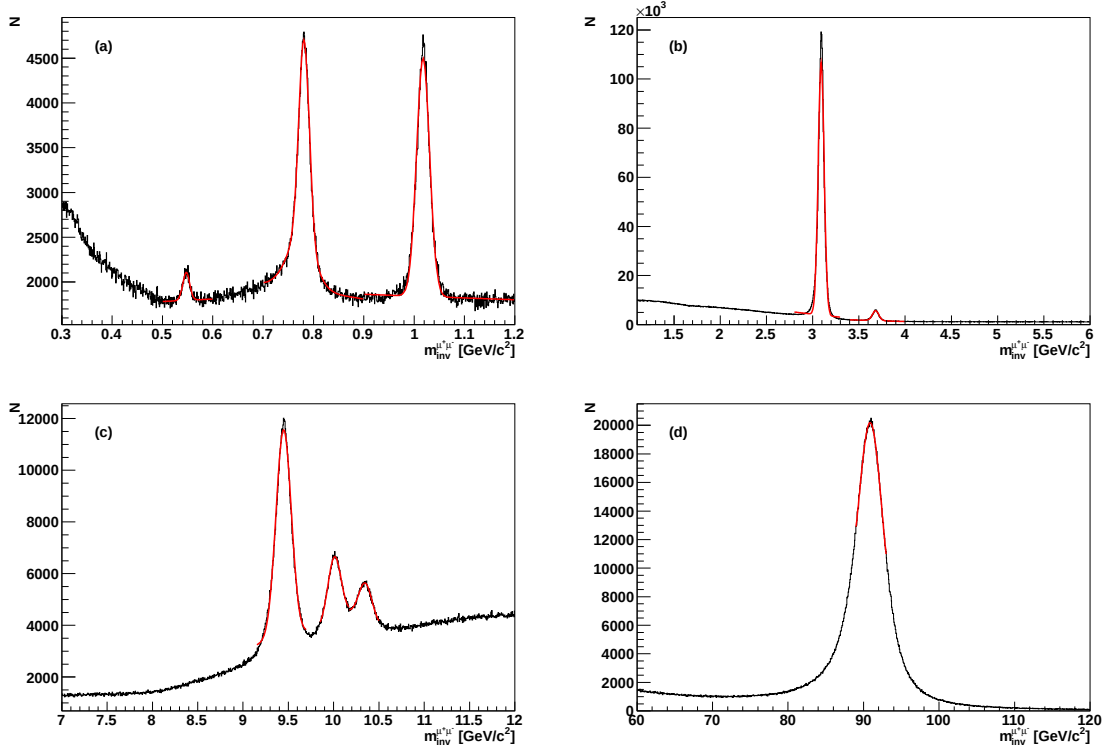
Do wstępnej analizy posłużono się cząstkami zidentyfikowanymi jako miony. Dla każdej możliwej pary takich cząstek w danym zdarzeniu nałożono warunek bliskości położenia ($< 1 \text{ cm}$). Dla tych, które warunek ten spełniły, obliczono masy niezmiennicze. Wyniki przedstawiono na Rysunkach 3.2 i 3.3.



Rys. 3.2: Wykres liczby zliczeń N w zależności od masy niezmienniczej $\mu^+ \mu^-$ w skali logarytmicznej.

Wykres 3.2 ilustruje istnienie wielu cząstek rozpadających się w parę $\mu^+ \mu^-$. Ponadto widać limit wykresu w pobliżu $\sim 200 \text{ MeV}/c^2$. Wynika to z faktu, iż pojedynczy mion ma masę ok. $106 \text{ MeV}/c^2$, toteż ze względu na to, iż masa niezmiennicza pary mionów jest nie mniejsza niż suma ich mas spoczynkowych, otrzymany histogram nie przyjmuje niezerowych wartości poniżej tej granicy.

Fragment histogramu, pokazany na wykresie 3.3a, ukazuje 3 piki sugerujące związek z każdym z nim z pewną cząstką. O ile jest to prawdą dla piku 1. i 3., o tyle gładkość lewej strony piku 2. świadczy



Rys. 3.3: Wykres liczby zliczeń N w zależności od masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$ w skali liniowej w węższych zakresach wraz z dopasowaniami.

o tym, że w rzeczywistości przedstawia on 2 cząstki o zbliżonych masach i istotnie różniących się prawdopodobieństwach rozpadu na miony. Z tego powodu do okolic pików 1. i 3. dopasowano funkcję będącą sumą funkcji Gaussa $G(x; N_0, \mu, \sigma)$, opisującej rzeczywisty rozkład masy, oraz funkcji liniowej, opisującej tło, zaś w przypadku pików 2. do dopasowania rozkładu masy użyto sumy dwóch funkcji Gaussa. Uzyskane wartości umieszczono w Tabeli 3.1.

Tabela 3.1: Parametry dopasowania masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$ w zakresie $[0.3 \text{ GeV}/c^2; 1.2 \text{ GeV}/c^2]$

	Pik 1.	Pik 2.	Pik 3.
N_0^1	311 ± 16	2243 ± 58	2662 ± 16
$\mu^1 [\text{MeV}/c^2]$	547.07 ± 0.38	781.39 ± 0.10	1017.82 ± 0.077
$\sigma^1 [\text{MeV}/c^2]$	6.79 ± 0.44	10.41 ± 0.22	13.046 ± 0.083
N_0^2	-	56.9 ± 5.2	-
$\mu^2 [\text{GeV}/c^2]$	-	773.8 ± 1.5	-
$\sigma^2 [\text{MeV}/c^2]$	-	26.82 ± 0.22	-

Wartości średnie μ dla pików 1. i 3. sugerują, że są to odpowiednio cząstki η (zgodność mas $\Delta m_\eta = 0.782 \text{ MeV}/c^2$) i ϕ ($\Delta m_\phi = 1.635 \text{ MeV}/c^2$), natomiast dla pików 2. są to ω (stanowiący główny wkład do pików: prawdopodobieństwo kanału rozpadu $(9.0 \pm 3.1) \cdot 10^{-5}$) oraz ρ (prawdopodobieństwo kanału rozpadu $(4.55 \pm 0.28) \cdot 10^{-5}$), dla których zgodności mas wynoszą odpowiednio $\Delta m_\omega = 1.26 \text{ MeV}/c^2$ i $\Delta m_\rho = 1.69 \text{ MeV}/c^2$.

Analogicznie dokonano identyfikacji pików dla wykresu 3.3b. Dla obu pików dopasowano sumę

Tabela 3.2: Parametry dopasowania masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$ w zakresie [1.1 GeV/c²; 6.0 GeV/c²]

	Pik 1.	Pik 2.
N_0	10278 ± 112	3989 ± 25
μ [MeV/c ²]	3091.540 ± 0.027	3680.09 ± 0.21
σ [MeV/c ²]	32.059 ± 0.028	34.78 ± 0.23

Tabela 3.3: Parametry dopasowania masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$ w zakresie [7.0 GeV/c²; 12.0 GeV/c²]

	Pik 1.	Pik 2.	Pik 3.
N_0	8060 ± 24	2468 ± 46	1382 ± 42
μ [MeV/c ²]	9446.77 ± 0.27	10009.3 ± 1.1	10349.1 ± 1.8
σ [MeV/c ²]	84.30 ± 0.34	72.1 ± 1.8	72.0 ± 2.8

funkcji Gaussa oraz funkcji liniowej. Wyniki dopasowania umieszczono w Tabeli 3.2. Uzyskane wartości sugerują, iż widoczne piki to: J/ψ ($\Delta m_{J/\psi} = 5.376$ MeV/c²) oraz $\psi(2S)$ ($\Delta m_{\psi(2S)} = 6.0$ MeV/c²). Oznacza to, że w wykorzystanym zbiorze danych są informacje o przypadkach, w których znajdują się produkty rozpadów kandydatów na J/ψ . Dodatkowo wysoka wartość stałej N_0 dla tej cząstki wskazuje na ich wystarczającą ilość potrzebną do dalszej analizy.

Na wykresie 3.3c widać 3 blisko położone względem siebie piki, co może wskazywać na obecność różnych stanów tej samej cząstki. Do każdego pików dopasowano funkcję będącą sumą funkcji Gaussa i funkcji liniowej. Wyniki dopasowania umieszczono w Tabeli 3.3. Wartości średnich μ sugerują, że rzeczywiście piki te są różnymi stanami wzbudzonymi mezonu Υ (odpowiednio $1S$, $2S$ i $3S$) ze zgodnościami mas $\Delta m_{\Upsilon(1S)} = 13.53$ MeV/c², $\Delta m_{\Upsilon(2S)} = 13.96$ MeV/c² i $\Delta m_{\Upsilon(3S)} = 6.1$ MeV/c².

W przypadku wykresu 3.3d szeroki pik jest bozonem Z . Analiza tego przypadku jest jednak utrudniona, ponieważ oprócz kanału rozpadu $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ występuje również kanał $Z \rightarrow \tau^+\tau^- \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$. Ponieważ neutrino są niewykrywalne dla detektora CMS, a niosą ze sobą nie zaniedbywalną część całkowitego czteropędu Z , wygładzenie lewej strony pików może być spowodowane przez braki masy spowodowane przez brak detekcji neutrino w tym kanale rozpadu. Innym powodem może być fakt, iż istnieje niezerowe prawdopodobieństwo utraty przez mion znacznej części swojej energii przez promieniowanie hamowania lub kreację par e^+e^- w dowolnym poddetektorze CMS. Zmniejsza to wartość uzyskanej masy niezmienniczej. Z tego powodu dopasowano sumę funkcji Gaussa i funkcji liniowej jedynie do fragmentu tego pików, otrzymując przy tym średnią μ wynoszącą (90.912 ± 0.015) GeV/c² ($\Delta m_Z = 0.2756$ GeV/c²), która jest wystarczająco bliska nominalnej masie tego bozonu, by potwierdzić identyfikację pików.

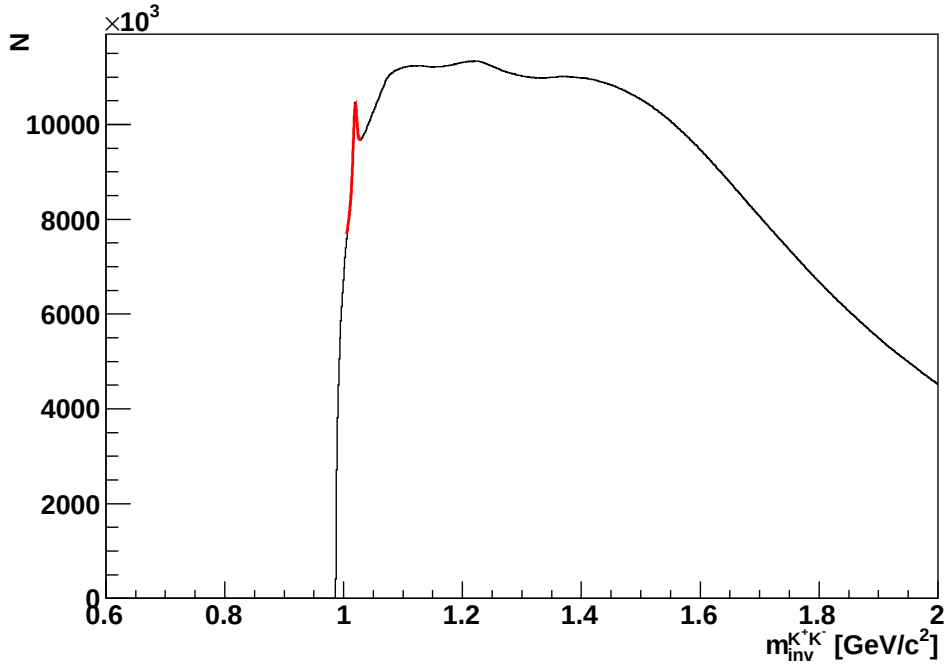
W dalszej analizie danych wykorzystano pary mionów reprezentujące kandydatów J/ψ o masie niezmienniczej w zakresie 150 MeV/c² (ok. 5σ) od nominalnej masy tej cząstki.

3.3 Rozpady $X \rightarrow K^+K^-$

Do badania rozpadów dwukaonowych posłużono się cząstkami wykrytymi w krzemowym detektorze śladowym, bez identyfikacji ich typu. Podobnie jak w przypadku par mionów, przyjęto że para cząstek musi mieć punkty największego zbliżenia do osi wiązki odległe od siebie o nie więcej niż 1 cm. Przyjęto również (za [3]), że każda z nich musi mieć pęd poprzeczny $p_T > 0.7$ GeV/c² (jest to wartość nieco poniżej minimalnego pędu poprzecznego wymaganego, aby cząstka mogła opuścić krzemowy detektor śladowy). Ponadto zapostulowano, aby ΔR zdefiniowana jako:

$$\Delta R = \sqrt{(\eta_1 - \eta_2)^2 + \Delta\phi^2} \quad ; \quad \Delta\phi = \begin{cases} \phi_1 - \phi_2 + 2\pi & \text{dla } (\phi_1 - \phi_2) < -\pi \\ \phi_1 - \phi_2 - 2\pi & \text{dla } (\phi_1 - \phi_2) > \pi \\ \phi_1 - \phi_2 & \text{dla pozostałych} \end{cases} \quad (3.4)$$

(gdzie η_i to pseudospieszość poszczególnego kaonu, zaś ϕ_i jego kąt azymutalny) była mniejsza niż 1.5. Po wykorzystaniu tych filtrów dla każdej pary (potencjalnych) kaonów obliczono masę niezmienniczą. Wyniki przedstawiono na Rysunku 3.4.



Rys. 3.4: Wykres liczby zliczeń N w zależności od masy niezmienniczej K^+K^- wraz z dopasowaniem.

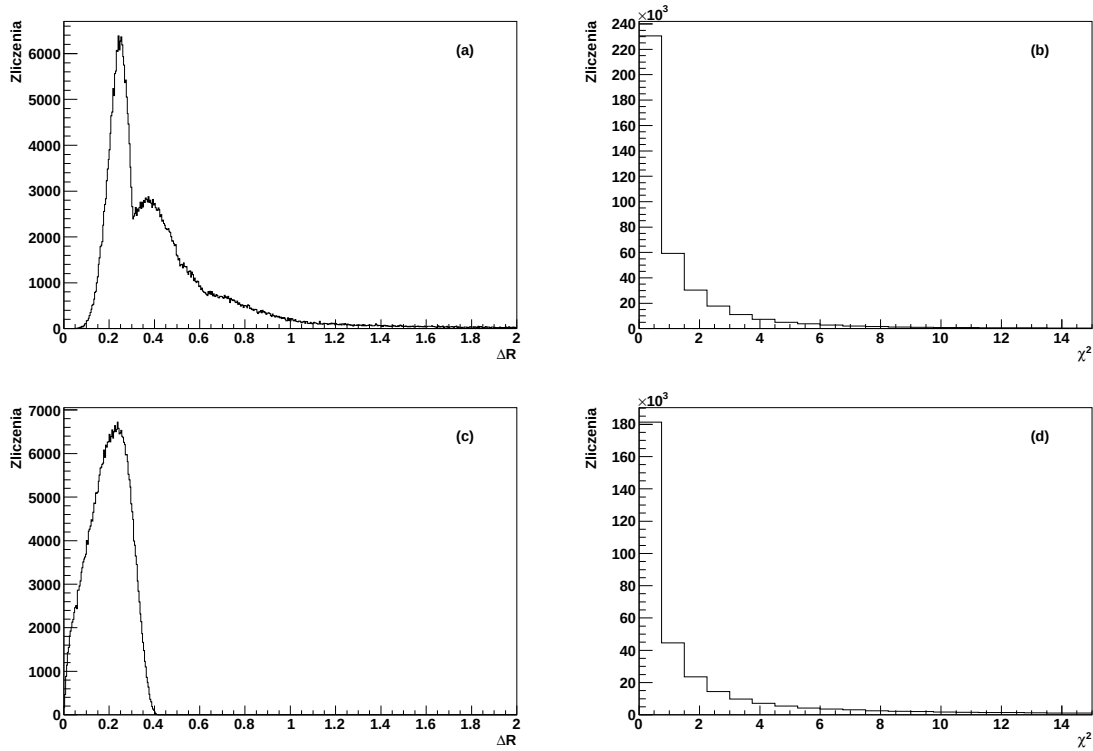
Podobnie jak w przypadku masy niezmienniczej $\mu^+\mu^-$, masa inwariantna kaonów jest od dołu ograniczona wartością ok. $0.985 \text{ GeV}/c^2$, co odpowiada sumie ich mas spoczynkowych. Można więc wnioskować, że zastosowane cięcia pozwoliły na eliminację istotnej części cząstek niekaonowych, a przynajmniej lżejszych od nich. Ponadto wyraźnie widać ostry pik z ekstremum w okolicach $1 \text{ GeV}/c^2$. Dopasowanie do niego sumy funkcji Gaussa oraz funkcji liniowej pozwoliło na uzyskanie szacunkowej wartości maksimum, wynoszącej $(1019.23 \pm 5.6 \cdot 10^{-6}) \text{ MeV}/c^2$ i $\sigma \approx 4.5 \text{ MeV}/c^2$, co sugeruje, że pik ten reprezentuje mezon ϕ ($\Delta m_\phi = 0.225 \text{ MeV}/c^2$). W dalszej analizie posłużono się parami kaonów, których masa niezmiennicza znajduje się w zakresie $10 \text{ MeV}/c^2$ od nominalnej masy ϕ .

3.4 Masa niezmiennicza $J/\psi \phi$

Na uzyskane pary kandydatów J/ψ i ϕ nałożono dodatkowy warunek: wymagane było, aby ich całkowita masa niezmiennicza zawierała się w przedziale $[4.7 \text{ GeV}/c^2; 6.0 \text{ GeV}/c^2]$. Wszystkie zdarzenia, dla których nie istniała taka para, zostały odrzucone. Liczba przypadków, które przeszły przez wstępną selekcję i zostały zbadane w ramach analizy właściwej, wyniosła 2 528 847. Na uwagę zasługuje

fakt, że w uzyskanych wynikach znacząco przeważa liczba zdarzeń z 1 kandydatem J/ψ , które stanowiły ok. 99.1 % przypadków (zdarzenia z 2 kandydatami stanowiły jedynie ok. 0.86 % wszystkich przypadków, pozostałe były przypadkami z większą ich liczbą).

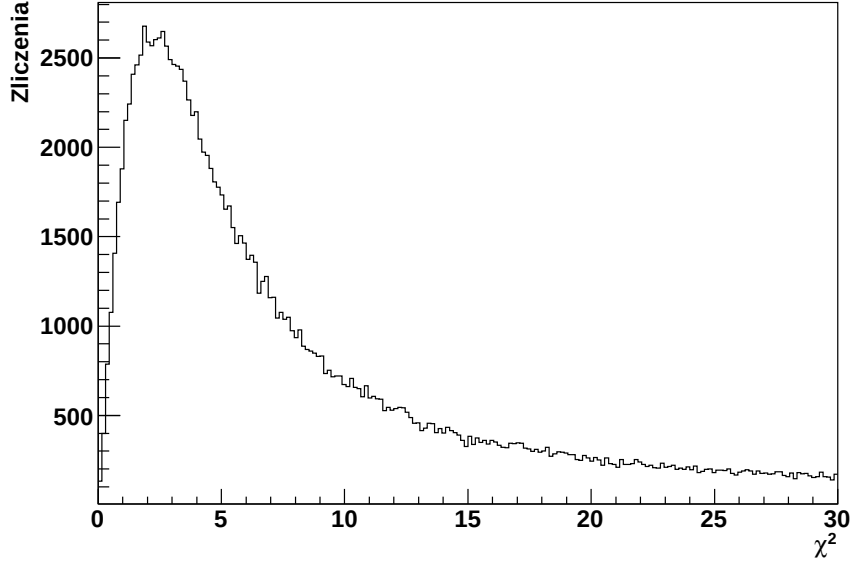
Do właściwych poszukiwań pików mezonu B_s w masie niezmienniczej kandydatów J/ψ i ϕ zastosowano kolejny (tzn. oprócz tych zastosowanych w ramach wstępnej analizy) zestaw cięć zmniejszających wpływ tła na końcowy wynik. Przede wszystkim wymaga się, aby dla każdej badanej pary mionów i kaonów istniał wspólny wierzchołek, tzn. estymowany punkt kreacji pary (dopasowywanie zostało wykonane z wykorzystaniem filtru Kalmana, szeroko używanego przez zespół CMS). Jest to podstawą do stwierdzenia, że cząstki te pochodzą z rozpadu tego samego obiektu. Uzyskane wartości χ^2 dopasowania oraz wartości ΔR par mionów i kaonów umieszczono na Rysunku 3.5. Należy zwrócić uwagę na histogramy wartości ΔR . W przypadku mionów widać wyraźne dwa ekstrema tej funkcji dla wartości < 0.5 , co jest przypuszczalnie związane z selekcją przypadków przez system wyzwalania CMS. W dalszej selekcji przypadków nie zastosowano cięć związanych z parametrami ΔR i χ^2 kandydatów J/ψ i ϕ .



Rys. 3.5: Histogramy liczby zliczeń N od wartości ΔR i χ^2 dla J/ψ (a,b) i ϕ (c,d) dla par spełniających selekcję we wstępnej analizie.

Dla każdej pary kandydatów J/ψ i ϕ dokonano selekcji przypadków, dla których istnieje wspólny wierzchołek. Uzyskane wartości χ^2 dopasowań przedstawiono na Rysunku 3.6. Sugerując się nimi nałożono warunek $\chi^2 < 10.0$. Uzyskano dzięki temu 105222 kandydatów B_s .

W dalszej selekcji przypadków wykorzystano wielkość znaną jako ct ze znakiem. Mezon B_s , jako cząstka niestabilna, posiada pewien średni czas życia τ , a tym samym średnią drogę życia λ . Wiązki przyspieszane w akceleratorze LHC posiadają dostatecznie wysokie energie, aby cząstki powstałe w ich zderzeniach miały prędkości zbliżone do c , dlatego też średnia droga życia może być szacowana



Rys. 3.6: Histogram liczby zliczeń w zależności od χ^2 dopasowania wspólnego wierzchołka kandydatów J/ψ i ϕ .

przez wielkość $c\tau$. Oczywiście τ nie jest rzeczywistym czasem życia t każdej z zestawu cząstek tego samego typu, dlatego też bada się ich rozkłady dróg ct . Wielkości te można powiązać za pomocą równania opisującego zmianę liczby pozostałych cząstek N w czasie t :

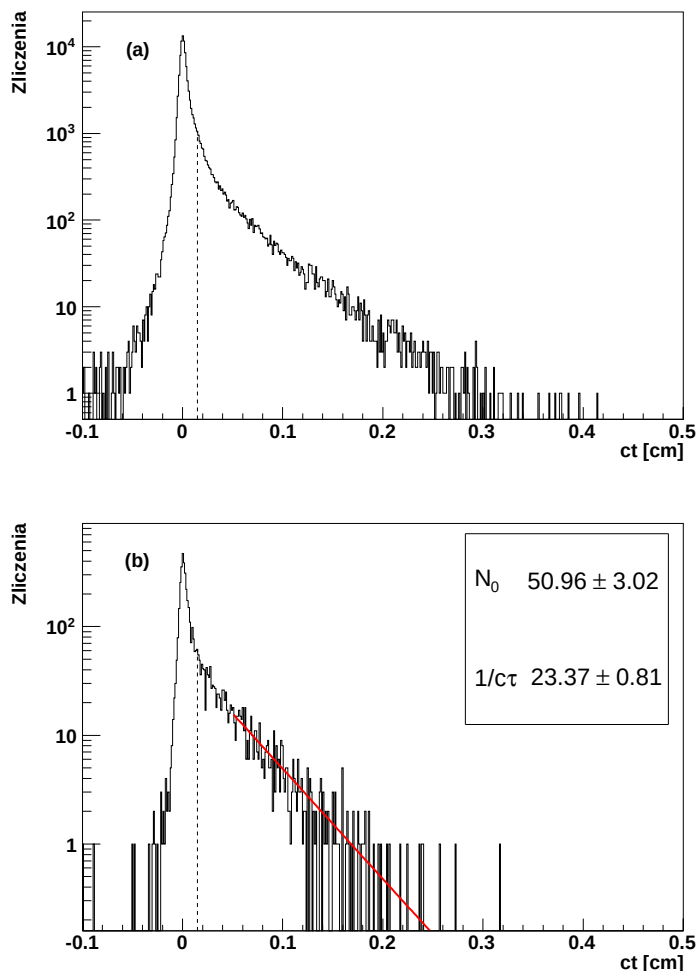
$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{\tau} \Rightarrow N(t) = N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) = N_0 \exp\left(-\frac{ct}{c\tau}\right) \quad (3.5)$$

Droga życia B_s powstałego w momencie zderzenia może być estymowana z wykorzystaniem położenia $\mathbf{s}$ dopasowanego wierzchołka układu $\mu^+\mu^-K^+K^-$ względem punktu zderzenia oraz jego całkowitego pędu poprzecznego $\mathbf{p}_T$. Oczekujemy, że mezony B_s będą miały iloczyn skalarny $\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}_T > 0$. Dla przypadków J/ψ i ϕ nie pochodzących z rozpadu B_s , a np. z wierzchołka pierwotnego pp , iloczyn ten może być mały i mieć inny znak. Ujemną wartość $\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}_T$ dla prawdziwych przypadków rozpadu B_s można uzyskać tylko, gdy rozpad nastąpił blisko wierzchołka pierwotnego lub wierzchołek został błędnie dopasowany. Parametr ct ze znakiem definiuje się w sposób następujący (za [3]):

$$ct = cL_{xy} \frac{M_B}{p_T} \quad ; \quad L_{xy} = \frac{\mathbf{s} \cdot \mathbf{p}_T}{p_T} \quad (3.6)$$

gdzie M_B jest masą niezmienniczą kandydata B_s , L_{xy} jest jego drogą życia w płaszczyźnie XY , zaś $\mathbf{s}$ wektorem położenia dopasowanego wierzchołka względem punktu zderzenia wiązek.

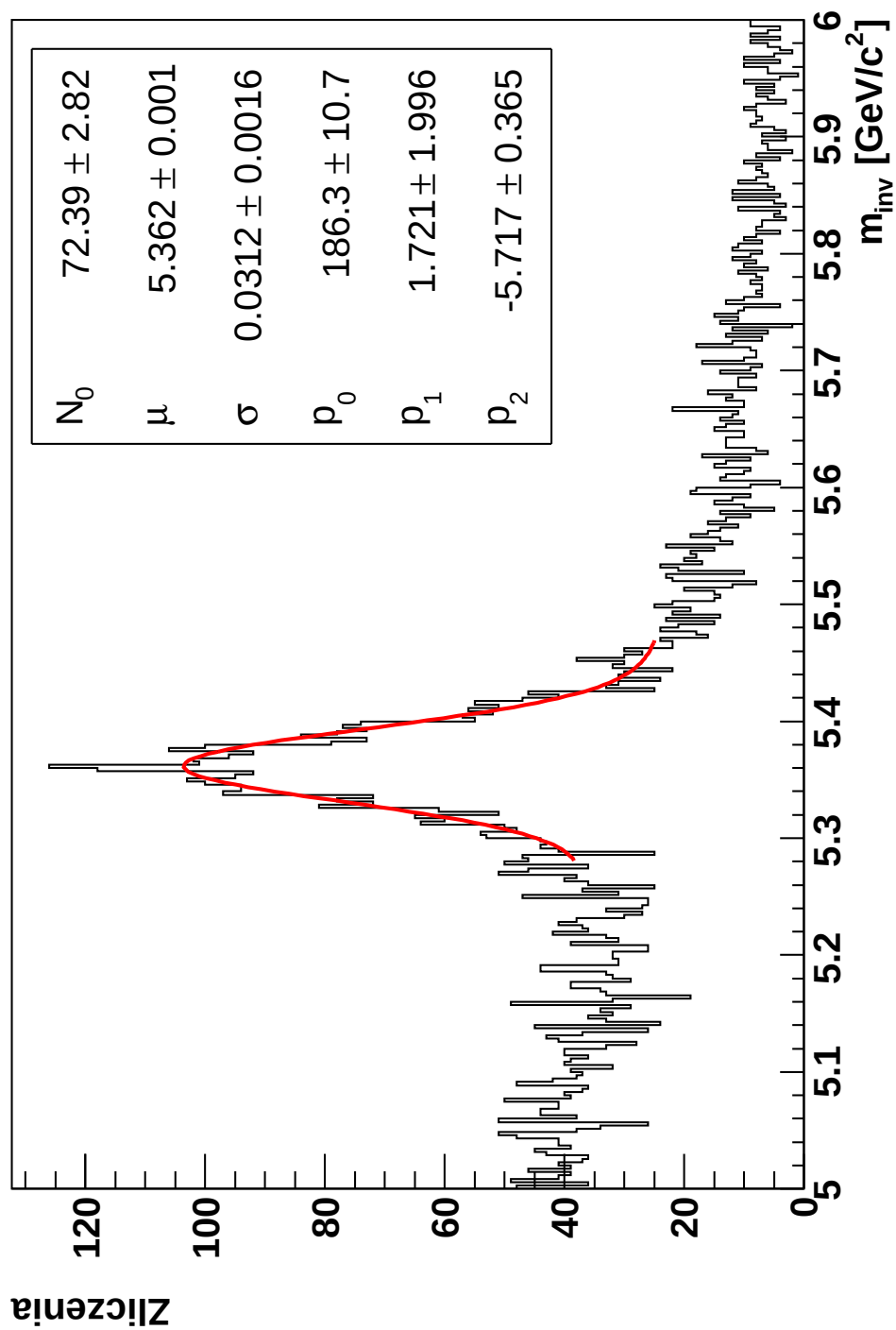
Uzyskane wartości ct przedstawiono na Rysunku 3.7. Zgodnie z oczekiwaniami, rozkład ct jest niesymetryczny. Aby zbadać, czy dodatnia część histogramu może pochodzić od rozpadów B_s , dla kandydatów bliskich masie nominalnej tej cząstki do prawej części wykresu ($ct \geq 0.05$ cm) dopasowano funkcję (3.5). Dzięki temu uzyskano estymację średniego czasu życia zgodną z czasem życia B_s wynoszącą $\tau = (1.427 \pm 0.050) \cdot 10^{-12}$ s, co mieści się w zakresie 1σ od nominalnej wartości. Stanowi to pierwsze bezpośrednie potwierdzenie słuszności obranego zestawu cięć. Należy podkreślić, że uzyskana wartość τ zależy silnie od przyjętego zakresu wartości ct , dla którego funkcja wykładnicza była dopasowana.



Rys. 3.7: Histogramy liczby zliczeń w zależności od wartości ct (a) wszystkich kandydatów B_s , (b) kandydatów o masie niezmienniczej równej masie nominalnej $B_s \pm 20$ MeV/ c^2 . Linia przerywana oznaczono $ct = 0.015$ cm, która wyznacza cięcie użyte w dalszej analizie.

Aby wyeliminować część tła pochodzącą od nierzeczywistych B_s przyjęto, że kandydaci na mezon B_s muszą mieć $ct > 0.015$ cm (wartość tę oznaczono na histogramach 3.7a i 3.7b przerywaną linią). Po zastosowaniu wszystkich powyższych filtrów uzyskano 16088 kandydatów B_s , dla których obliczono masy niezmiennicze. Wyniki przedstawiono na Rysunku 3.8. Widać na nim wyraźny pik w okolicach nominalnej masy spoczynkowej B_s , co sugeruje odszukanie go w badanych danych doświadczalnych. Dopasowanie do niego sumy funkcji Gaussa i funkcji kwadratowej (opisującej tło) potwierdza te przypuszczenia, jako iż uzyskana wartość μ znajduje się blisko nominalnej masy B_s ($\Delta m_{B_s} = 4.3$ MeV/ c^2).

Na uwagę zasługuje fakt, iż znaleziona całkowita liczba mezonów B_s wynikająca z uzyskanej funkcji Gaussa wynosi ok. 2800, czyli o rząd wielkości więcej niż w próbce zbadanej przez CMS w [3], pomimo wzrostu skalkowanej świetlności o blisko dwa rzędy wielkości. Wynika to z zastosowania wyższych progów w systemie wyzwalania detektora.



Rys. 3.8: Histogram liczby zliczeń w zależności od masy niezmienniczej $\mu^+ \mu^- K^+ K^-$ wraz z dopasowaną funkcją. Wyrażony pik w okolicach nominalnej masy spoczynkowej mezonu B_s sugeruje dobry dobór filtrów.

Podsumowanie

Zastosowane w poniższej pracy filtry pozwoliły na odnalezienie mezonu B_s w histogramie masy niezmienniczej cząstek potencjalnie pochodzących z wybranego kanału rozpadu, pomimo zastosowania ostrzejszej selekcji przez system wyzwalania detektora CMS niż w [3]. Przypadki B_s mogą zostać wykorzystane w bardziej skomplikowanej analizie, jak na przykład złożone procesy hadronowe, w których występuje ten mezon, lub analiza łamania jednoczesnej symetrii CP (*charge-parity*, ładunku i parzystości), będąca obecnie jednym z głównych kierunków badań oddziaływań elektroślabych.

Bibliografia

- [1] J. J. Aubert *et al.* *Experimental Observation of a Heavy Particle J.* *Phys. Rev. Lett.*, 33(23), 1974.
- [2] J. E. Augustin *et al.* *Discovery of a Narrow Resonance in e^+e^- Annihilation.* *Phys. Rev. Lett.*, 33(23), 1974.
- [3] CMS Collaboration. *Measurements of the B_s^0 Production Cross Section with $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ Decays in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV.* *Phys. Rev. D*, 84(5), 2011.
- [4] CERN Press Release (08.11.2000). *LEP shuts down after eleven years of forefront research.*
- [5] CERN Press Release (10.09.2008). *First beam in the LHC - accelerating science.*
- [6] CERN Press Release (20.09.2008). *Incident in LHC sector 3-4.*
- [7] CERN Press Release (23.11.2009). *Two circulating beams bring first collisions in the LHC.*
- [8] CERN Press Release (30.11.2009). *LHC sets new world record.*
- [9] CERN Press Release (19.03.2010). *LHC sets new record – accelerates beam to 3.5 TeV.*
- [10] CERN Press Release (30.03.2010). *LHC research programme gets underway.*
- [11] CERN Press Release (08.11.2010). *CERN completes transition to lead-ion running at the LHC.*
- [12] CERN Press Release (04.07.2012). *CERN experiments observe particle consistent with long-sought Higgs boson.*
- [13] CMS Collaboration. *The CMS experiment at the CERN LHC.* *J. Inst.*, 3, 2008.
- [14] K. Nakamura *et al.* *Review of Particle Physics.* *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, 37, 2010.
- [15] D. H. Perkins. *Wstęp do fizyki wysokich energii.* Wydawnictwo Naukowe PWN, 2004.