

Produkcja cząstek dziwnych w głęboko nieelastycznych zderzeniach ep w eksperymentcie H1

Anna Falkiewicz

**Instytut Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego
Polskiej Akademii Nauk**

**Rozprawa doktorska przygotowana pod kierunkiem
doc. dr hab. Grażyny Nowak**

Kraków, 2009

STRESZCZENIE

Praca dotyczy badania produkcji neutralnych mezonów K_s^0 w głęboko nieelastycznych zderzeniach elektron–proton. Dane zebrane zostały w eksperymencie H1 działającym na akceleratorze HERA przy energii w układzie środka masy zderzenia 319 GeV. Pomiary zostały przeprowadzone w obszarze przestrzeni fazowej zdefiniowanym przez dodatnio określony kwadrat przekazu czteropędu od elektronu do protonu $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, nieelastyczność $0.1 < y < 0.6$ oraz pęd poprzeczny $0.5 < p_T < 3.5 \text{ GeV}$ i pseudopospieszność $-1.3 < \eta < 1.3$ mezonów K_s^0 . Zostały zmierzone przekroje czynne na produkcję K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$. Przekrój czynny na produkcję K_s^0 został porównany z przekrojem czynnym na produkcję naładowanych hadronów w tym samym obszarze przestrzeni fazowej. Przewidywania modeli Monte Carlo zawierających poprawki QCD w wiodącym rzędzie zostały porównane z danymi. Ogólne charakterystyki różniczkowych rozkładów są opisywane przez symulacje, w których zastosowano parametry otrzymane z badania procesu hadronizacji w zderzeniach e^+e^- na akceleratorze LEP. Przewidywania oparte na tylko jednej wartości parametru tłumienia dziwności λ_s nie opisują jednak szczegółów rozkładów w różnych obszarach przestrzeni fazowej.

ABSTRACT

The production of the neutral strange mesons K_s^0 is investigated using deep-inelastic scattering events measured with the H1 detector at the electron–proton collider HERA at a center of mass energy of 319 GeV. The measurements are performed in the phase space defined by the negative four–momentum transfer squared of the photon $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, the inelasticity $0.1 < y < 0.6$, the transverse momentum $0.5 < p_T < 3.5 \text{ GeV}$ and the pseudorapidity $-1.3 < \eta < 1.3$ of the strange mesons. The K_s^0 , $K_s^0 K_s^0$ productions cross sections are determined. The K_s^0 production is compared to the production of charged particles in the same region of phase space. Predictions of leading order Monte Carlo programs are compared to the data. In general the predictions are able to describe the overall features of the various differential distributions when applying model parameters obtained from e^+e^- at LEP. However, predictions based on a single value of strangeness suppression factor λ_s fail to describe the details of the distributions in various regions of the phase space.

SPIS TREŚCI

Streszczenie	i
Spis treści	iii
Spis rysunków	vi
Spis tabel	ix
Rozdział 1 Wprowadzenie	1
Rozdział 2 Eksperyment H1 na akceleratorze HERA	5
2.1 Akcelerator HERA	5
2.2 Detektor H1	6
2.2.1 Detektory śladowe	7
2.2.2 Kalorymetry	8
2.2.3 Układ do pomiaru świetlności	9
2.2.4 Układ wyzwalania	10
Rozdział 3 Oddziaływanie głęboko nieelastyczne na akceleratorze HERA	15
3.1 Kinematyka rozpraszania elektron – proton	15
3.2 Przekrój czynny	17
3.3 Model kwarkowo–partonowy	18
3.4 Chromodynamika kwantowa i ulepszony model partonowy	19
3.4.1 Faktoryzacja w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym	19
3.5 Fenomenologiczne modele DIS	22
3.5.1 Kaskada partonowa	23
3.5.2 Modele hadronizacji	24
3.5.3 Tłumienie produkcji dziwności	26
3.6 Generatory Monte Carlo	27
3.7 Próbkki symulowanych danych	27

Rozdział 4	Dziwność w oddziaływaniach ep	29
4.1	Mezony K_s^0	30
4.1.1	Charakterystyczne własności mezonów K_s^0	30
4.1.2	Kinematyka rozpadu $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$	32
4.2	Przekrój czynny na produkcję K_s^0	34
4.3	Bezpośrednia produkcja dziwności	36
4.4	Produkcja dziwności w rozpadach hadronów	38
4.5	Produkcja dziwności w procesie fragmentacji partonów	40
Rozdział 5	Wczesniejsze pomiary parametru tłumienia dziwności	43
5.1	Wczesniejsze pomiary	43
5.1.1	Pomiary produkcji dziwności w zderzeniach e^+e^-	44
5.1.2	Pomiary produkcji dziwności w zderzeniach ep	44
5.1.3	Pozostałe pomiary	46
Rozdział 6	Selekcja przypadków	47
6.1	Próbka danych i wstępna selekcja przypadków DIS	47
6.2	Selekcja przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania	47
6.2.1	Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych	48
6.2.2	Warunki na zmienne kinematyczne przypadków	49
6.2.3	Warunki na odrzucanie tła	49
6.2.4	Porównanie symulacji Monte Carlo z danymi	52
Rozdział 7	Rekonstrukcja K_s^0	55
7.1	Rekonstrukcja V^0	55
7.2	Rekonstrukcja K_s^0	58
7.2.1	Selekcja torów cząstek naładowanych	58
7.2.2	Selekcja K_s^0	63
7.2.3	Polepszanie stosunku sygnału K_s^0 do tła	64
7.2.4	Ekstrakcja sygnału	68
7.2.5	Wyznaczanie czasu życia K_s^0	70
Rozdział 8	Pomiar przekroju czynnego	73
8.1	Definicja przekroju czynnego	73
8.2	Poprawki detektorowe	74
8.3	Wydajność trygera	78
8.4	Efekty migracji	82
8.5	Czystość i stabilność próbek	85
8.6	Niepewności systematyczne	91
8.6.1	Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru energii elektronu	92

8.6.2	Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru kąta elektronu	95
8.6.3	Niepewności systematyczne wyznaczenia poprawek detektorowych	96
8.6.4	Niepewności systematyczne wyznaczenia wydajności trygera . . .	97
8.6.5	Pozostałe źródła niepewności systematycznych	97
8.6.6	Podsumowanie niepewności systematycznych	97
8.7	Pomiar inkluzywnych przekrojów czynnych	97
8.8	Pomiary różniczkowych przekrojów czynnych	99
8.8.1	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję K_s^0	99
8.8.2	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$	101
8.9	Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$	108
Rozdział 9	Podsumowanie	113
Dodatek A	Rozkłady masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$	115
Dodatek B	Tabele z wartościami przekrojów czynnych	117
	Bibliografia	123
	Podziękowania	129

Spis rysunków

2.1	Scałkowana świetlność zebrana przez eksperyment H1 dla HERA I i HERA II.	6
2.2	Schemat detektora H1.	7
2.3	Układ detektorów śladowych.	8
2.4	Układ centralnych detektorów śladowych.	9
2.5	Kalorymetr SpaCal.	10
2.6	Układ wyzwalania eksperymentu H1.	11
2.7	Zasada działania elementu trygerowego zVtx_sig.	12
3.1	Diagram rozpraszania ep .	16
3.2	Wierzchołek hadronowy schematycznego diagramu rozpraszania ep .	19
3.3	Funkcja struktury protonu $F_2(x, Q^2)$ w zależności od Q^2 .	20
3.4	Wierzchołek hadronowy oddziaływania ep .	21
3.5	Faktoryzacja w procesie DIS.	22
3.6	Elementy generatora MC dla rozpraszania ep .	23
3.7	Schemat modelu CDM.	24
3.8	Ilustracja hadronizacji w modelu strun Lund.	25
3.9	Ilustracja hadronizacji w modelu klastra.	26
4.1	Schematyczne diagramy produkcji K_s^0 w oddziaływaniach ep .	30
4.2	Diagram rozpadu $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ w modelu kwarkowym.	31
4.3	Rozpad w układzie spoczynkowym K_s^0 .	32
4.4	Schemat układu Breita w modelu kwarkowo-partonowym.	33
4.5	Procesy QCDC i BGF w układzie Breita.	34
4.6	Schemat produkcji hadronu w oddziaływaniu ep .	35
4.7	Funkcje fragmentacji partonu na K^0 .	35
4.8	Funkcje rozkładu partonów dla kwarków s i gluonów w protonie dla CTEQ6L.	36
4.9	Przewidywania modelu CDM dla $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ w funkcji x_p^{Breit} .	37
4.10	Przewidywania modelu MEPS dla $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ dla różnych wartości λ_s .	39
4.11	Przewidywania modelu MEPS dla $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ w funkcji p_T i η .	40
4.12	Przewidywania modelu MEPS dla $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 K_s^0 X)$ w funkcji x .	41
4.13	Przewidywania modelu MEPS dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji p_T i η .	42
6.1	Rozkłady kontrolne zmiennych Q^2 , x , y , E'_e , θ_e i ϕ_e .	53
6.2	Rozkłady kontrolne zmiennych R_θ , $E - p_z$, W i z_{vtx} .	54
7.1	Parametry śladów opisujące tor cząstki w polu magnetycznym.	56
7.2	Trzy możliwe względne położenia dwóch okręgów w płaszczyźnie xy .	57
7.3	Dwie topologie rozpadu V^0 .	58

7.4	Rozkład masy niezmienniczej zrekonstruowanych V^0	59
7.5	Zakresy η w płaszczyźnie rz komór CJC.	59
7.6	Rozkłady kontrolne pędu poprzecznego śladów z rozpadu V^0	60
7.7	Rozkłady kontrolne długości śladów z rozpadu V^0	61
7.8	Rozkłady kontrolne R_{start} śladów z rozpadu V^0	62
7.9	Rozkłady kontrolne pędu poprzecznego p_T kandydatów na K_s^0	63
7.10	Rozkład masy niezmienniczej kandydatów na K_s^0	64
7.11	Rozkład kontrolny drogi rozpadu rdl kandydatów na K_s^0	64
7.12	Rozkłady kontrolne $ d_{ca} /\sigma_{d_{ca}}$ śladów z rozpadu V^0	65
7.13	Dwuwymiarowe przedstawienie hipotezy rozpadu V^0 na $p\pi$ i $\pi^+\pi^-$	66
7.14	Wykres Armenterosa dla zrekonstruowanych V^0	67
7.15	Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla zrekonstruowanych K_s^0	69
7.16	Rozkład czasu życia mezonów K_s^0	70
8.1	Poprawki detektorowe dla K_s^0 w funkcji p_T i η	75
8.2	Poprawki detektorowe dla K_s^0 w funkcji Q^2 , x , y i W	75
8.3	Poprawki detektorowe dla K_s^0 w układzie Breita.	76
8.4	Poprawki detektorowe dla par $K_s^0 K_s^0$ w funkcji x	76
8.5	Poprawki detektorowe dla h^\pm w funkcji p_T i η	77
8.6	Poprawki detektorowe dla h^\pm w funkcji Q^2 , x , y i W	77
8.7	Wydajność trygera dla K_s^0 w funkcji Q^2 , x , y i W oraz p_T i η	79
8.8	Wydajność trygera dla K_s^0 w funkcji p_T^{Breit} i x_p^{Breit}	80
8.9	Wydajność trygera dla $K_s^0 K_s^0$ w funkcji x	80
8.10	Wydajność trygera dla h^\pm w funkcji Q^2 , x , y i W oraz p_T i η	81
8.11	Zdolność rozdzielcza zmiennych p_T i η mezonów K_s^0	83
8.12	Zdolność rozdzielcza Q^2 , x , y i W dla przypadków z K_s^0	83
8.13	Zdolność rozdzielcza zmiennych p_T^{Breit} i x_p^{Breit}	84
8.14	Zdolność rozdzielcza zmiennych p_T i η naładowanych hadronów h^\pm	84
8.15	Zdolność rozdzielcza Q^2 , x , y i W dla przypadków z h^\pm	85
8.16	Czystość rekonstrukcji K_s^0 w funkcji p_T i η	86
8.17	Czystość rekonstrukcji K_s^0 w funkcji Q^2 , x , y i W	86
8.18	Czystość rekonstrukcji K_s^0 w funkcji x_p^{Breit} i p_T^{Breit}	87
8.19	Czystość rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji p_T i η	88
8.20	Czystość rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji Q^2 , x , y i W	88
8.21	Stabilność rekonstrukcji K_s^0 w funkcji p_T i η	89
8.22	Stabilność rekonstrukcji K_s^0 w funkcji Q^2 , x , y i W	89
8.23	Stabilność rekonstrukcji K_s^0 w funkcji x_p^{Breit} i p_T^{Breit}	90
8.24	Stabilność rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji p_T i η	90
8.25	Stabilność rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji Q^2 , x , y , W	91

8.26	Rozkład stosunku $E_{e,DA}/E_{e,SpaCal}$	92
8.27	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany E'_e w funkcji Q^2, x, y, W . . .	93
8.28	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany E'_e w funkcji p_T i η	93
8.29	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany E'_e w funkcji p_T^{Breit} i x_p^{Breit} . . .	94
8.30	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany θ_e w funkcji Q^2, x, y, W . . .	95
8.31	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany θ_e w funkcji p_T i η	95
8.32	Niepewności systematyczne wynikające ze zmiany θ_e w funkcji p_T^{Breit} i x_p^{Breit} . . .	96
8.33	Przekrój czynny na produkcję K_s^0 w funkcji p_T i η	101
8.34	Przekrój czynny na produkcję K_s^0 w funkcji Q^2, x, y i W	102
8.35	Przekrój czynny na produkcję K_s^0 dla różnych PDF protonu.	103
8.36	Przekrój czynny na produkcję K_s^0 w funkcji x_p^{Breit} i p_T^{Breit}	104
8.37	Przyczynki od twardych oddziaływań w funkcji x_p^{Breit}	105
8.38	Przekrój czynny $K_s^0 K_s^0$ w funkcji x	106
8.39	Przyczynki od procesów BGF i QCDC do produkcji K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$	106
8.40	Przyczynek od ciężkich kwarków do produkcji K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$	107
8.41	Przekrój czynny na K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ dla $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.0$	107
8.42	Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji p_T i η	108
8.43	Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji Q^2, x, y i W	109
8.44	Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ dla różnych funkcji struktury protonu.	110
A.1	Rozkłady $m_{\pi^+\pi^-}$ dla próbki danych z dwoma i więcej mezonami K_s^0	116

Spis tabel

4.1	Dublet izospinowy pseudoskalarnych mezonów K	31
4.2	Przewidywania CDM dla $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ w układzie Breita.	37
5.1	Przegląd pomiarów parametru tłumienia dziwności λ_s	45
6.1	Selekcja DIS. Cięcia kinematyczne.	49
6.2	Selekcja DIS. Warunki na odrzucanie tła.	52
7.1	Warunki selekcji kandydatów na K_s^0	68
8.1	Poprawki detektorowe wyznaczone z CDM i MEPS.	74
8.2	Wydajności trygerowe dla dwóch zestawów trygerów monitorujących.	78
8.3	Źródła niepewności systematycznych i ich wpływ na przekroje czynne	98
8.4	Przewidywania MEPS i CDM dla przekrojów czynnych dla różnych λ_s	99
8.5	Przewidywania MEPS i CDM dla przekrojów czynnych dla kilku PDF protonu.	99
B.1	Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji Q^2 , x , y oraz W	118
B.2	Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji p_T i η	119
B.3	Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji p_T^{Breit} i x_p^{Breit}	120
B.4	Różniczkowy przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ w funkcji x	120
B.5	Wartości stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji Q^2 , x , y i W	121
B.6	Wartości stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji p_T i η	122

ROZDZIAŁ 1

WPROWADZENIE

Najbardziej podstawowym podziałem cząstek elementarnych jest podział na bozony – cząstki o spinie całkowitym, które podlegają statystyce Bosego – Einsteina i fermiony, cząstki o spinie połówkowym, podlegające statystyce Fermiego – Diraca. Elementarna materia fermionowa dzieli się na leptony i kwarki. Leptony oddziałują tylko elektroslabo i są bezpośrednio obserwowane. Kwarki, oddziałujące silnie, są uwięzione w hadronach. Obserwujemy dwa rodzaje hadronów:

- mezony, które są stanami związanymi pary kwark–antykwar (q \bar{q}) o spinie całkowitym,
- bariony, które składają się z trzech kwarków (qqq), o spinie połówkowym.

Kwarki występujące w trzech kolorach, obdarzone zapachem (*flavour*) mają ułamkowe wartości ładunku elektrycznego. Układy q \bar{q} oraz qqq, tworzące hadrony są w stanach singletowych, białych, ze względu na transformacje z grupy cechowania (koloru) SU(3). Tej symetrii nie należy mylić z symetrią SU(3) odpowiadającą multipletom spektroskopowym. Mechanizm uwięzienia, który pozwala obserwować tylko stany singletowe, powoduje, że symetria związana z cechowaniem jest ukryta. Inną ważną cechą oddziaływań kwarków jest asymptotyczna swoboda: na małych odległościach kwarki zachowują się jak cząstki swobodne, podczas gdy przy zwiększaniu odległości siła oddziaływania między nimi rośnie. W Modelu Standardowym (SM) leptony i kwarki łączone są w dublety ze względu na transformację SU(2). Istnieją trzy dublety (generacje):

- dla leptonów $\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}$,
- dla kwarków $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$,

gdzie u, d, c, s, t, b to oznaczenia zapachów kwarków. W ramach tego modelu cząstek elementarnych, oddziaływania elektromagnetyczne, słabe i silne połączone są w jeden schemat opisu, oparty o nieprzemienią grupę cechowania $U(1) \otimes SU(2) \otimes SU(3)$, gdzie grupa $U(1) \otimes SU(2)$ jest związana z oddziaływaniami elektromagnetycznymi i słabymi, a SU(3) z oddziaływaniami silnymi. Każde z tych oddziaływań przenoszone jest przez bozony pośredniczące. W oddziaływaniach elektromagnetycznych pośredniczą fotony. Nośnikami oddziaływań słabych są dwa bozony naładowane W^+, W^- i bozon neutralny Z^0 , natomiast oddziaływania silne przenoszone są przez gluony. Teorię oddziaływań elektroslabych nazywa się teorią Weinberga–Salama, natomiast chromodynamika kwantowa (QCD) jest teorią oddziaływań silnych. QCD jest teorią nieabelową tzn. bozony pośredniczące, gluony, mogą oddziaływać ze sobą tworząc stany związane gluonów tzw. glueballe – singlety koloru.

Kwark dziwny oznaczony literą s (*strange*), należący do drugiej ze wspomnianych generacji (wraz z kwarkiem powabnym c oraz mionem i neutrinem mionowym), tak jak pozostałe kwarki,

nie może być obserwowany bezpośrednio. Pierwszej obserwacji cząstek zawierających kwark s dokonał w 1943 r. M. L'héritier z grupy działającej w École Polytechnique w Paryżu. Tor, który odnalazł na zdjęciu z komory mgłowej zinterpretował jako dodatnio naładowaną cząstkę uderzającą w elektron z gazu wypełniającego komorę. Masę tej cząstki oszacowano na 990 mas elektronu (m_e), a więc musiała być to cząstka nowa [1]. W 1947 roku grupa badawcza z Manchesteru, G.D. Rochester i C. C. Butler [2], zaobserwowała po raz pierwszy w oddziaływaniu promieniowania kosmicznego (przy użyciu komory Wilsona) neutralne cząstki o niezwyklej własnościach. Ślady, które pozostawiały w detektorze produkty ich rozpadu przypominały kształtem literę V. Grupa badawcza z Manchesteru donosiła także o słabych rozpadach naładowanych cząstek V. Neutralne i naładowane cząstki V, miały, podobnie jak obiekt odkryty przez L'héritiera w 1943 r., masy równe około 1000 m_e . Cząstki V były produkowane w oddziaływaniach silnych pomiędzy dwoma protonami oraz w oddziaływaniach silnych pionu z protonem, natomiast rozpadały się na nukleony i mezony π w oddziaływaniu słabym, podobnym do dobrze znanego rozpadu beta. To zachowanie cząstek V doprowadziło do zaproponowania przez Paisa [3] ich stowarzyszonej produkcji. Stowarzyszona produkcja została potwierdzona w 1953 r. przez eksperymenty cyklotronowe w Brookhaven National Laboratory [4]. W tym samym roku Pais i Gell-Mann wytłumaczyli mechanizm stowarzyszonej produkcji wprowadzając prawo zachowania nowej liczby kwantowej, dziwności, tylko w oddziaływaniach silnych [5].

Cząstki zawierające kwarki dziwne s , obserwowane są w końcowych stanach hadronowych oddziaływań takich jak anihilacja elektron–pozyton, zderzenia hadron–hadron, czy rozpraszanie głęboko nieelastyczne lepton–hadron. Partony powstałe w tych oddziaływaniach materializują się w procesie fragmentacji w postaci obserwowalnych hadronów. Fragmentacja jest procesem nieperturbacyjnym zachodzącym przy większych odległościach, związanym z uwięzieniem partonów w polu sił koloru. Zrozumienie tego typu mechanizmów opiera się przede wszystkim na modelach fenomenologicznych. Oczekuje się, że parametry modeli opisujących proces fragmentacji są uniwersalne, w szczególności, przewiduje się, że nie zależą od twardego procesu opisywanego przez perturbacyjną QCD. Jednak tylko w zderzeniach e^+e^- wysokiej energii wszystkie procesy są twarde. W procesach ep i pp ze względu na obecność hadronu/hadronów w stanie początkowym należy dodatkowo wziąć pod uwagę obecność resztek protonu/protonów, które również biorą udział w procesie fragmentacji.

Badanie produkcji dziwności w oddziaływaniach ep jest testem uniwersalności hadronizacji. W rozpraszaniu głęboko nieelastycznym elektronu na protonie dziwność jest produkowana przede wszystkim w procesie fragmentacji. Mechanizm produkcji dziwności sprawia, że eksperymentalne wyznaczenie funkcji struktury dla kwarków dziwnych F_2^s jest znacznie trudniejsze niż ma to miejsce dla kwarków c i b . Duże masy tych dwóch zapachów sprawiają, że ich produkcja w procesie fragmentacji jest bardzo mało prawdopodobna, a zatem pojawienie się w stanie końcowym mezonu powabnego lub pięknego wskazuje jednoznacznie na obecność perturbacyjnego kwarku c lub b .

Na pracę składa się dziewięć rozdziałów. W rozdziale drugim znajduje się krótki opis akceleratora HERA i części detektora H1 istotnych z punktu widzenia analizy przedstawionej w pracy. W rozdziale 3, po zdefiniowaniu zmiennych kinematycznych służących do opisu głęboko nieelastycznego rozpraszania ep na HERA, przedstawiono teoretyczny opis tego procesu w prostym modelu kwarkowo-partonowym oraz w ulepszonym modelu partonowym, uwzględniającym wynikające z QCD oddziaływania kwarków i gluonów. Rozdział ten zamyka krótki opis modeli Monte Carlo, używanych do interpretacji danych z HERA oraz omówienie symulowanych próbek użytych w analizie. W rozdziale 4 przedstawione zostały mechanizmy produkcji mezonów K_s^0 w oddziaływaniach ep . Dotychczasowe badania produkcji dziwności w oddziaływaniach hadron–hadron, e^+e^- i ep omówione zostały w rozdziale 5. Analiza danych eksperymentu H1 została przedstawiona w

rozdziałach 6, 7 oraz 8. Rozdziały 6 i 7 zawierają opis wyboru przypadków rozpraszania głęboko nieelastycznego oraz metodę rekonstrukcji mezonów K_s^0 . Rozdział 8 przedstawia pomiary przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 , $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunku przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów. Pracę kończy podsumowanie.

ROZDZIAŁ 2

EKSPERYMENT H1 NA AKCELERATORZE HERA

W rozdziale tym przedstawione są główne parametry akceleratora HERA (Hadron Elektron Ring Anlage) [6, 7] oraz opisane części detektora H1 istotne z punktu widzenia analizy przedstawionej w pracy. Pełny opis detektora, odpowiadający konfiguracji w latach 1999-2000, można znaleźć w [8, 9].

2.1 Akcelerator HERA

Akcelerator HERA w DESY (Deutsches Elektronen SYnchrotron) był jak dotąd jedynym na świecie zderzaczem elektronów (lub pozytonów)¹ i protonów. Składał się z dwóch niezależnych urządzeń, zaprojektowanych do przyspieszania wiązek elektronów i protonów, znajdujących się w tunelu o obwodzie 6.3 km, 30 m pod ziemią. Zderzające się wiązki miały strukturę pęczków, a w każdej z wiązek maksymalna liczba pęczków, o liczbie cząstek w pęczku około $10^{10} - 10^{11}$, wynosiła 210. Czas pomiędzy przecinaniem się dwóch kolejnych pęczków wynosił 96 ns. Wiązki elektronów i protonów zderzały się przeciwbieżnie w dwóch punktach oddziaływania, w których umieszczono detektory H1 i ZEUS [10]. Dodatkowo dwa eksperymenty na stałej tarczy, korzystające z wiązek elektronowej (HERMES [11]) i protonowej (HERAB [12]) działały na akceleratorze HERA.

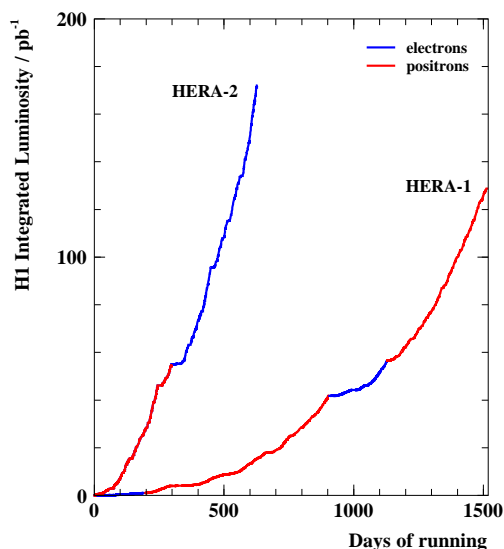
Eksperymenty H1 i ZEUS rozpoczęły regularne zbieranie danych w roku 1992. Początkowa energia wiązki elektronowej wynosząca 26.7 GeV, została w roku 1994 zwiększona do 27.6 GeV. Energia wiązki protonowej wynosząca początkowo 820 GeV, w roku 1998 wzrosła do 920 GeV. Energia w układzie środka masy zderzenia ep wzrosła odpowiednio od około 300 do 319 GeV. Pierwszy etap działania zderzacza, HERA I, obejmował lata 1992-2000. W tym czasie średnia uzyskana świetlność wyniosła $1.5 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Świetlność jest dana przez:

$$\mathcal{L} = fn_en_p/A, \quad (2.1)$$

gdzie f jest częstością zderzania się pęczków, $n_{e(p)}$ liczbą elektronów (protonów) w pęczku, natomiast A przekrojem poprzecznym wiązek w punkcie oddziaływania. Ostatnia z wymienionych wielkości nie jest mierzona z dużą dokładnością i dlatego świetlność jest wyznaczana eksperymentalnie (patrz rozdz. 2.2.3). W latach 2001/2002 nastąpiła modyfikacja zderzacza HERA, w wyniku której nastąpił około czterokrotny (do maksymalnej wartości $5.1 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$) wzrost świetlności, i w połowie 2002 roku rozpoczął się drugi okres zbierania danych, HERA II, który zakończył się

¹Termin elektron będzie używany w dalszej części pracy zarówno dla elektronów jak i pozytonów. Pod koniec 1999 i podczas 2000 roku HERA przyspieszała pozytony.

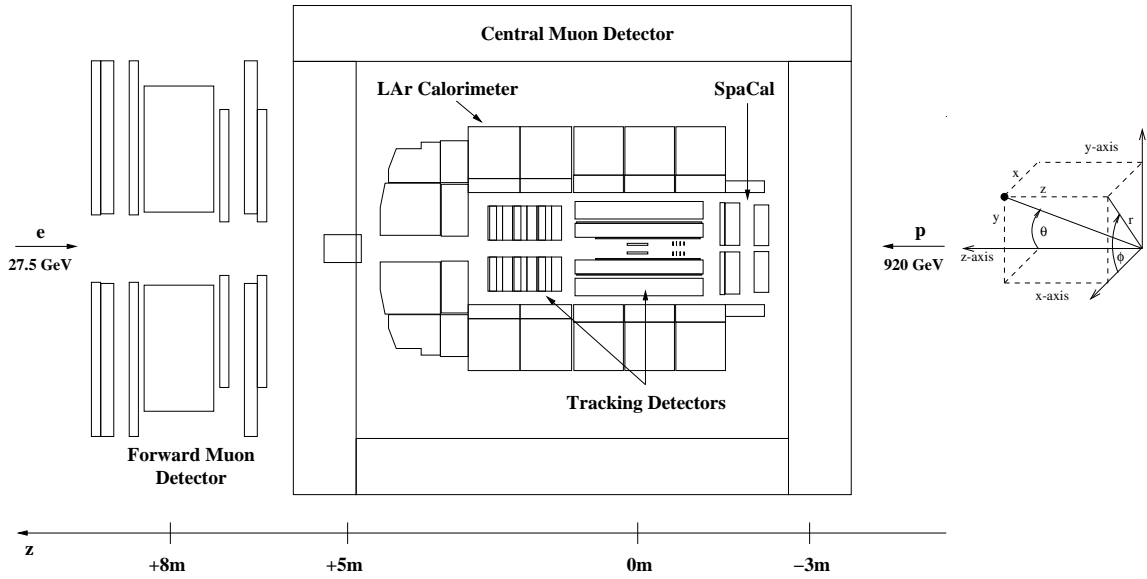
w lipcu 2007. Wzrost świetlności uzyskano głównie w wyniku zmniejszenia rozmiarów poprzecznych wiązek w punkcie oddziaływania. Rys. 2.1 przedstawia wartości świetlności zebrane przez eksperyment H1 w dwóch okresach zbierania danych, HERA I i HERA II (oznaczone na rysunku jako HERA-1 i HERA-2). Analizowane w pracy dane zostały zebrane w pierwszym okresie działania akceleratora HERA, w latach 1999–2000.



Rysunek 2.1: Skałkowana świetlność zebrana przez eksperyment H1 w dwóch okresach zbierania danych: HERA I i HERA II.

2.2 Detektor H1

Detektor H1, przedstawiony schematycznie na rys. 2.2 wraz z układem odniesienia, którego używa się do opisu zderzenia ep , pozwalał na identyfikację i precyzyjny pomiar rozproszonego elektronu oraz końcowych stanów hadronowych dla szerokiej klasy procesów w oddziaływaniach ep . Ponieważ energia protonów była znacznie większa niż elektronów, większość powstałych w zderzeniach cząstek poruszała się pod małymi kątami w kierunku wyznaczonym przez padającą wiązkę protonów czyli „do przodu”. Zaprojektowano więc detektor asymetryczny, charakteryzujący się w kierunku do przodu większą segmentacją i większą głębokością kalorymetrów. Ten obszar był również wyposażony w dodatkowy układ detektorów mionowych. Najbardziej wewnętrzną część detektora H1 stanowiły detektory śladów. Były one otoczone przez kalorymetry. W obszarze przednim i centralnym znajdował się kalorymetr z ciekłego argonu (LAr) z częścią elektromagnetyczną i hadronową, natomiast w tylnym obszarze umieszczony był kalorymetr typu „spaghetti” (SpaCal), który służył do detekcji rozproszonego pod małym kątem (względem kierunku padania wiązki leptonowej) elektronu. Kalorymetry i detektory śladów umieszczone były wewnątrz cewki nadprzewodzącej, wytwarzającej pole magnetyczne o wartości 1.2 T, równoległe do osi zderzających się wiązek, pozwalające na wyznaczenie pędu cząstek naładowanych z pomiaru zakrzywienia torów w



Rysunek 2.2: Schemat detektora H1 wraz z układem odniesienia, którego używa się do opisu zderzenia ep . Początek układu odniesienia umieszczony jest w nominalnym punkcie oddziaływania, tzn. w punkcie $(x, y, z) = (0, 0, 0)$. Wiązka protonowa wchodzi z prawej strony w kierunku dodatniej osi z . Współrzędna y skierowana jest do góry, a współrzędna x w stronę środka pierścienia akceleratora HERA. Kąt biegunowy $\theta=0$ wyznaczony jest przez kierunek wiązki protonowej. Kąt azymutalny ϕ jest mierzony względem osi x .

tym polu. Zdolność rozdzielcza pomiaru pędu poprzecznego, p_T , wynosiła [13]:

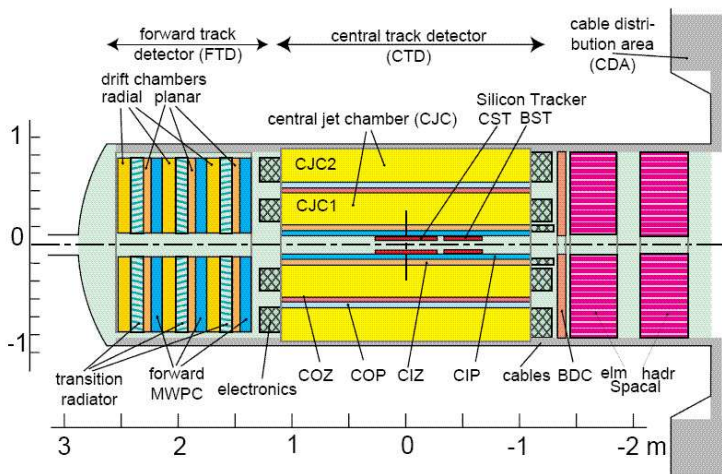
$$\sigma(p_T)/p_T \simeq 0.006 \cdot p_T/\text{GeV} \oplus 0.015. \quad (2.2)$$

2.2.1 Detektory śladowe

Układ detektorów śladów, przedstawiony schematycznie na rys. 2.3, dostarczał informacji do systemu wyzwalania oraz pozwalał na rekonstrukcję śladów i identyfikację cząstek. Układ podzielony był na dwie części: centralną (CTD - Central Track Detector), pokrywającą kąt $15^\circ < \theta < 165^\circ$ i przednią (FTD - Forward Track Detector), obejmującą kąt $8^\circ < \theta < 25^\circ$. Ponieważ tylko ślady mierzone w centralnej części są istotne dla przedstawionej w pracy analizy, tylko ta część układu detektorów śladów jest opisana. Opis przednich detektów śladowych można znaleźć w pracy [14].

Centralny detektor śladów (patrz rys. 2.4) składał się z dżetowych komór dryfowych CJC1 i CJC2 (Central Jet Chambers [15]), centralnego detektora krzemowego CST (Central Silicon Tracker) [16], z komór proporcjonalnych CIP (Central Inner Proportional Chamber) i COP (Central Outer Proportional Chamber) [17], oraz z -wych komór dryfowych CIZ (Central Inner z -chamber) i COZ (Central Outer z -chamber) [18]. Komory dryfowe CJC1 i CJC2 i detektor krzemowy CST służyły do precyzyjnego pomiaru składowych r i ϕ torów cząstek, natomiast komory CIZ i COZ przeznaczone były do dokładnego pomiaru współrzędnej z -owej toru. Komory proporcjonalne CIP i COP, dzięki szybkiej odpowiedzi czasowej i lepszej czasowej zdolności rozdzielczej niż odległość czasowa dwóch kolejnych zdarzeń, dostarczały informacji dla układu wyzwalania pozwalając na

separację następujących po sobie kolejnych zderzeń pęczków. Dostarczały także do trygera szybkiej informacji o punkcie oddziaływania.



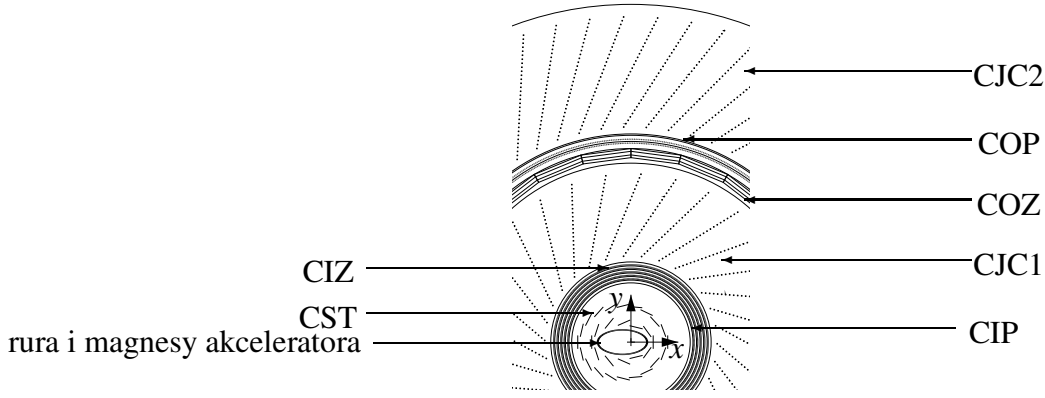
Rysunek 2.3: Układ detektorów śladowych w eksperymencie H1.

Centralny detektor śladów

Podstawą rekonstrukcji torów cząstek naładowanych w obszarze centralnym były sygnały z dwóch dużych, koncentrycznych komór dżetowych CJC1 i CJC2, których druty anodowe były zamontowane równolegle do osi z pozwalając na precyzyjny pomiar współrzędnych r , ϕ toru cząstki. Wewnętrzna CJC1 i zewnętrzna CJC2, pokrywające promień od 20 do 85 cm, były podzielone odpowiednio na 30 i 60 cel w kącie ϕ , przy czym każda z cel zawierała odpowiednio 24 i 32 druty sygnałowe. Cele były nachylone o 30° względem kierunku radialnego dzięki czemu ślady o dużym pędzie, których krzywizna toru jest mała, przechodziły przez kilka cel. Przestrzenna zdolność rozdzielcza komór dżetowych w płaszczyźnie $r - \phi$ wynosiła $170 \mu\text{m}$, jednak precyzja pomiaru współrzędnej z , wyznaczonej z porównania ładunków zebranych na końcach drutów sygnałowych, była gorsza i wynosiła 22 mm. Lepszą zdolność rozdzielczą pomiaru współrzędnej z , około $300 \mu\text{m}$, osiągnęto dzięki dwóm cylindrycznym komorom dryfowym CIZ i COZ, których druty sygnałowe były zamontowane prostopadłe do osi z . Parametry śladów mierzonych w komór dżetowych mogły być wyznaczone z większą dokładnością dzięki informacji z krzemowego detektora wierzchołka CST, który stanowił najbardziej wewnętrzną część układu detektorów śladowych, i dla którego zdolność rozdzielcza w płaszczyźnie $r - \phi$ wynosiła $12 \mu\text{m}$, natomiast dla pomiaru współrzędnej z $22 \mu\text{m}$.

2.2.2 Kalorymetry

Układ kalorymetrów (patrz rys. 2.5) pokrywał szeroki zakres kąta biegunowego. W kierunku do przodu w obszarze $0.6^\circ < \theta < 3.5^\circ$ rurę akceleratora otaczał kalorymetr miedziano-krzemowy (PLUG) [19]. Głównym kalorymetrem, który obejmował kąt polarny $4^\circ < \theta < 154^\circ$ był kalorymetr z ciekłego argonu (Liquid Argon calorimeter, LAr) [20]. W obszarze do tyłu kalorymetr argonowy uzupełniał kalorymetr SpaCal [21, 22], który pokrywał kąt $153^\circ < \theta < 178^\circ$.



Rysunek 2.4: Układ centralnych detektorów śladowych detektora H1 w płaszczyźnie xy .

Niekompensujący ² kalorymetr LAr pokrywał pełny kąt azymutalny ϕ i służył do pomiaru strumienia energii oraz identyfikacji elektronów, mionów i hadronów. Część elektromagnetyczna z ołowiem, jako absorbentem, miała głębokość od 20 do 30 dróg radiacyjnych. W części hadronowej absorbentem było żelazo. Całkowita głębokość obu sekcji była równoważna od 4.5 (w obszarze centralnym) do 8 (w obszarze do przodu) dróg oddziaływania. Kalorymetr miał dobrą zdolność rozdzielczą dla pomiaru energii elektromagnetycznej, $\sigma_E/E = 11\% / \sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$. Hadronowa energia była mierzona z dokładnością $\sigma_E/E = 50\% / \sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 2\%$.

Kalorymetr SpaCal umieszczony był około -1.5 m od nominalnego punktu oddziaływania. Zbudowany był z ołowiu i włókien scyntylacyjnych i podzielony na część elektromagnetyczną i hadronową. Część elektromagnetyczna miała głębokość 28 dróg radiacyjnych, natomiast całkowita głębokość części elektromagnetycznej i hadronowej wynosiła dwie drogi oddziaływania. Energia elektromagnetyczna była mierzona z dokładnością $\sigma_E/E = 7.5\% / \sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 1\%$ [21]. Energetyczna zdolność rozdzielcza dla hadronów wynosiła $\sigma_E/E = 30\% / \sqrt{E/\text{GeV}} \oplus 7\%$. Bezpośrednio przed tylnym kalorymetrem, dla polepszenia jego przestrzennej zdolności rozdzielczej, umieszczona była komora dryfowa (Backward Drift Chamber, BDC) [23]. Niepewność pomiaru kąta biegunowego rozproszonego elektronu, uzyskana przy użyciu informacji z kalorymetru SpaCal, komory BDC i zrekonstruowanego wierzchołka przypadku, była równa 0.5 mrad. Wysoka czasowa zdolność rozdzielcza kalorymetru SpaCal, około 1 ns, była wykorzystywana w układzie wyzwalania do odróżnienia zderzeń ep od przypadków tła.

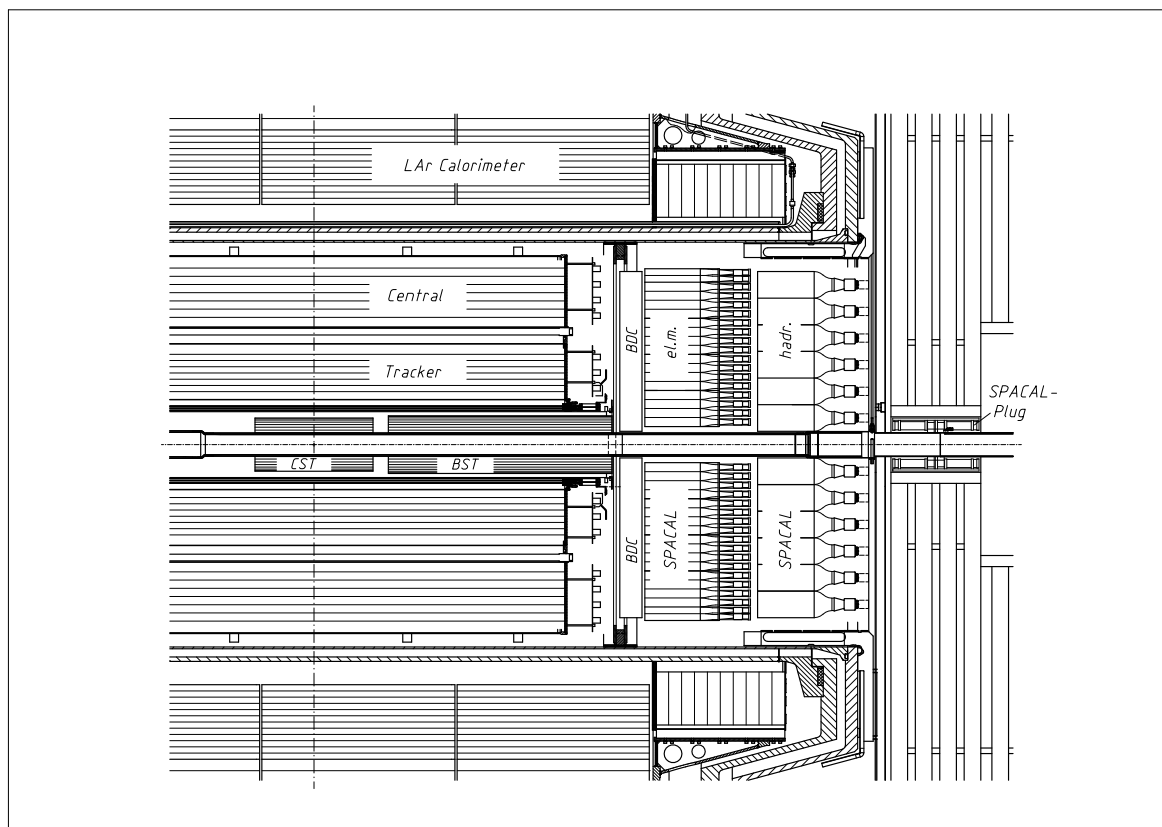
2.2.3 Układ do pomiaru świetlności

Świetlność \mathcal{L} jest wyznaczana z zależności:

$$\frac{dN}{dt} = \mathcal{L}\sigma, \quad (2.3)$$

gdzie N jest liczbą przypadków danego procesu zaobserwowaną w jednostce czasu, natomiast σ przekrojem czynnym na ten proces. Świetlność \mathcal{L} wyrażona jest w $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Na HERA do pomiaru świetlności wykorzystano proces hamowania elektronu w polu elektromagnetycznym pro-

²Niekompensacja oznacza, że stosunek sygnału pochodzącego od cząstek oddziałujących elektromagnetycznie do sygnału wytworzonego przez hadrony o tej samej energii, e/h , nie jest równy 1. Dla kalorymetru LAr $e/h = 1.1 \div 1.25$.



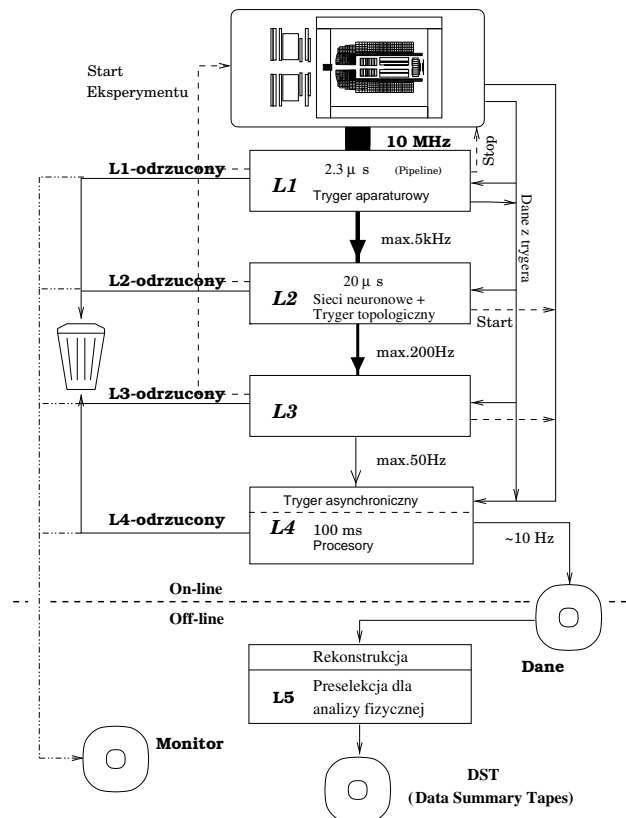
Rysunek 2.5: Kalorymetr SpaCal znajdujący się w obszarze do tyłu detektora H1.

tonu, zwany procesem Bethego-Heitlera (*bremsstrahlung*), $ep \rightarrow e\gamma$ [24]. Przekrój czynny na ten proces jest duży i znany teoretycznie z dokładnością 0.5%. Układ do pomiaru świetlności stanowiły dwa elektromagnetyczne kalorymetry: detektor elektronów i detektor fotonów umieszczone odpowiednio w odległości -33.4 m i -103 m od nominalnego punktu oddziaływania. Świetlność wyznacza się rejestrując tylko fotony. Pomiar, w którym mierzy się elektron i foton w koincydencji, jest pomiarem kontrolnym. Błąd systematyczny pomiaru świetlności wynosi 1.5% [25] dla danych zebranych w okresie HERA I.

2.2.4 Układ wyzwalania

Dla zderzeń na HERA wybór przypadków fizycznych był trudny z dwóch powodów: niekorzystnego stosunku przekroju czynnego na oddziaływanie ep (rzędu μb) do przekroju czynnego na procesy tła, czyli zderzeń protonów z resztkami gazu w rurze akceleratora (*beam-gas collisions*) i z elementami systemu transportu wiązek, nazywanych zwykle zderzeniami wiązki ze ścianami (*beam-wall collisions*) (rzędu mb), oraz z powodu krótkiej odległości czasowej pomiędzy kolejnymi zderzeniami, równej 96 ns. Trudne warunki doświadczalne wymusiły wybór przypadków w kilku etapach. W eksperymencie H1 zastosowano wielostopniowy układ wyzwalania (tryger), przedstawiony schematycznie na rys. 2.6, aby uzyskać redukcję wejściowej częstości 10.4 MHz do częstości kilkunastu Hz, odpowiadającej maksymalnej szybkości zapisu przypadków na dysk.

W przedstawionej analizie wykorzystana jest informacja z pierwszego (L1) i czwartego poziomu (L4) trygera. Poziom trzeci (L3) nie był aktywny w pierwszym okresie zbierania danych.



Rysunek 2.6: Schemat układu wyzwalań eksperymentu H1.

Tryger poziomu pierwszego (L1)

Tryger poziomu pierwszego był trygerem aparaturowym i pracował synchronicznie z częstością zderzeń wiązek. Aby zredukować czas martwy, tzn. okres w którym detektor nie rejestruje nowych zdarzeń, w praktyce do zera, w trygerze L1 zastosowano ideę potokowania danych (*pipeline*)³. Dzięki temu czas decyzji L1 mógł być znacznie wydłużony, do $2.3 \mu\text{s}$. Tryger poziomu pierwszego składał się z sygnałów trygerowych od poszczególnych części detektora, z których budowano 256 tzw. elementów trygerowych. Centralna logika trygerowa tworzyła z tych elementów, poprzez logiczne operacje, 128 warunków trygerowych, tzw. podtrygerów (*subtriggers*, S), których logiczna suma dawała sygnał do akceptacji przypadku, jeśli choć jeden z podtrygerów sygnalizował, że żądany przez niego warunek został spełniony. Rozpoczynał się wtedy odczyt pełnej informacji o przypadku i zaczynał się liczyć czas martwy. Aby czas martwy nie przekraczał 10% wyjściowa częstość trygera L1 nie powinna przekraczać kilku kHz. Aby utrzymać tę granicę wprowadzono tzw. czynniki skalujące (*prescale factors*) do tłumienia tych podtrygerów, których częstości były za wysokie. Jeśli jakiś podtryger miał czynnik skalujący n , to tylko co n -ty przypadek zaakceptowany przez ten podtryger był zatrzymywany do dalszej analizy.

Przypadki wybrane do analizy przedstawionej w pracy musiały być zaakceptowane przez podtryger S61. Ten podtryger nie miał żadnego dodatkowego warunku na drugim poziomie trygerowania i przypadki zaakceptowane na poziomie L1 przechodziły na czwarty poziom L4. Warunek trygerowy S61 wymaga obecności śladu o dużym pedzie poprzecznym w centralnej części de-

³Potokowanie oznacza, że przez pewien określony przedział czasu, dane wpływające z różnych podsystemów detektora są magazynowane w rejestrach (*pipelines*), z których na dany sygnał mogą być z powrotem odczytane.

tektora, dobrze określonej współrzędnej z -owej wierzchołka oddziaływania i depozytu energii w kalorymetrze SpaCal. Logiczny warunek dla S61 składał się z następujących elementów trygerowych:

$$S61 = \underbrace{DCRPh_THig}_{\text{śląd z dużym } p_T \text{ w centralnym obszarze}} \wedge \underbrace{zVtx_sig}_{\text{wierzchołek oddziaływania}} \wedge \underbrace{(SPCL_IET > 2 \vee SPCL_IET_Cen_3)}_{\text{klaster elektromagnetyczny w kalorymetrze SpaCal}}, \quad (2.4)$$

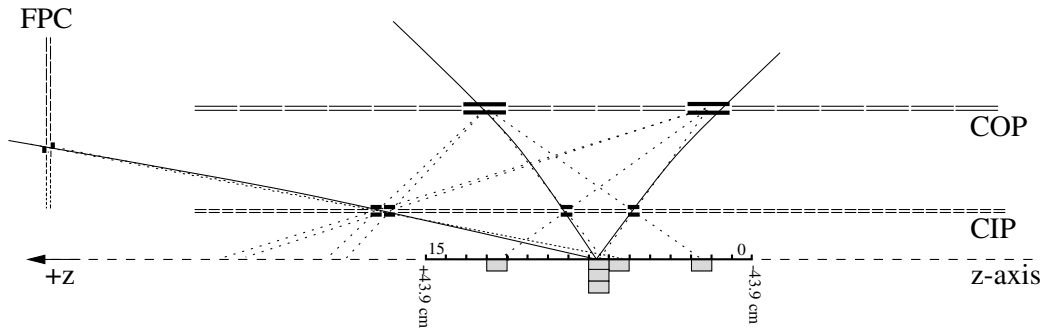
które zdefiniowane były następująco:

Element trygerowy DCRPh_THig

Sygnały z centralnych komór dryfowych używane były do znajdowania śladów w płaszczyźnie $r-\phi$, wychodzących z nominalnego punktu oddziaływania ($DCr\phi - trigger$ [8, 9, 26]). Z kombinacji możliwych sygnałów, ślady są wybierane przez zdefiniowane wcześniej tzw. maski śladowe i następnie klasyfikowane według ładunku i pędu poprzecznego. Mały pęd poprzeczny zdefiniowany jest jako $400 \text{ MeV} < p_T < 800 \text{ MeV}$, a duży jako $p_T > 800 \text{ MeV}$. Element trygerowy DCRPh_THig wymagał, aby zarejestrowano przynajmniej jeden ślad z dużym p_T .

Element trygerowy zVtx_sig

Informacje z centralnych komór proporcjonalnych, wewnętrznej (CIP) i zewnętrznej (COZ) oraz przedniej komory proporcjonalnej (FPC) wykorzystane były do określenia współrzędnej z -owej wierzchołka zderzenia (z -vertex trigger [27]). Odpowiednie segmenty, w których zarejestrowano sygnał łączy się w tzw. promienie. Promienie, które po przedłużeniu przecinają oś z w obszarze, około $\pm 40 \text{ cm}$ wokół punktu $z=0$, dają wkład do histogramu położenia wierzchołka, jak przedstawiono na rys. 2.7. Te promienie, które pochodzą z punktu oddziaływania tworzą w histogramie maksimum. Pozostałe wejścia, pochodzące od fałszywych kombinacji sygnałów i trafiające przypadkowo w zakres histogramu, dają płaski rozkład. Element trygerowy zVtx_sig wymaga, aby maksimum histogramu było znaczące.



Rysunek 2.7: Zasada działania elementu trygerowego budującego histogram współrzędnej z punktu oddziaływania. Linie ciągłe symbolizują cząstki wychodzące z wierzchołka oddziaływania. Linie przerywane przedstawiają fałszywe kombinacje, które nie tworzą w histogramie maksimum i przypadkowo przecinają oś w obszarze histogramu.

Element trygerowy SPCL_IET

Inkluzywny tryger elektronowy (*Inclusive Electron Trigger*, IET [28]) sumuje depozyty energii w celach elektromagnetycznej części detektora SpaCal, które łączy następnie w tzw. wieże trygerowe. Zarejestrowana w wieży trygerowej wartość energii porównywana jest z trzema wartościami progowymi. Element trygerowy $SPCL_IET > 2$ wymagał, aby sygnał przynajmniej z jednej

wieży trygerowej dawał energię większą od 5.7 GeV. Ponieważ centralna część kalorymetru SpaCal otacza rurę akceleratora, obserwuje się tam silne tło pochodzące od wiązek i dlatego ten obszar jest wyłączony z elementu trygerowego $SPCL_{e_IET} > 2$. Natomiast w elemencie trygerowym $SPCL_{e_IET_Cen_3}$ obniżamy wymaganie na próg zarejestrowanej energii do 2 GeV, włączając przy tym centralny obszar kalorymetru SpaCal.

Warunek trygerowy S61 był przeskalowany o wartość 1.03 i 1.19 odpowiednio w 1999 i 2000 roku zbierania danych, co jest uwzględnione w liczeniu świetlności.

Czwarty poziom trygera (L4)

Przypadki zaakceptowane przez trygery niższych poziomów przechodziły na czwarty poziom trygera, zanim zostały zapisane na taśmie. L4 był trygerem asynchronicznym, tzn. pracował niezależnie od częstości zderzeń wiązek i nie wprowadzał dodatkowego czasu martwego. Był trygerem całkowicie programowalnym (*software trigger*), a do podjęcia decyzji o akceptacji przypadku wykorzystywał szybką wersję programu rekonstrukcji przypadków, liczonego na farmie dedykowanych procesorów. Zrekonstruowany przypadek zostawał przypisywany do jednej z 16 klas przypadków lub, jeśli jego klasyfikacja się nie powiodła, ważony w zależności od kinematyki przypadku.

ROZDZIAŁ 3

ODDZIAŁYWANIE GŁĘBOKO NIEELASTYCZNE NA AKCELERATORZE HERA

Rozpraszanie głęboko nieelastyczne, oznaczane w pracy również jako DIS (*Deep Inelastic Scattering*) odgrywa ważną rolę w zrozumieniu struktury materii. W zderzeniach lepton–nukleon sondą badającą nukleon jest bozon emitowany przez punktowy lepton. Jest to mniej złożone oddziaływanie niż w zderzeniach nukleon–nukleon, w których obie cząstki biorące udział w rozpraszaniu są obiektami złożonymi.

W procesach DIS na akceleratorze HERA, gdzie elektrony lub pozytony zderzają się z protonami, lepton oddziałuje (w wiodącym rzędzie) z jednym z kwarków protonu poprzez wymianę bozonów pośredniczących. W zależności od ładunku wymienianego bozonu procesy dzieli się na zachodzące poprzez prąd neutralny (*neutral current*, NC), gdzie pośredniczący bozon nie niesie żadnego ładunku (γ , Z^0) lub poprzez prąd naładowany (*charged current*, CC) z elektrycznie naładowanymi bozonami (W^\pm). Ze względu na dużą masę bozonów Z^0 i W^\pm ich wymiana, w obszarze kinematycznym w którym prowadzona jest analiza, jest do zaniedbania. Dlatego ograniczamy się do procesów z wymianą fotonu.

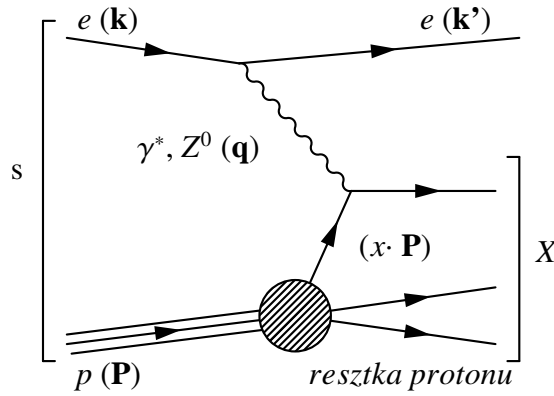
3.1 Kinematyka rozpraszania elektron – proton

Proces rozpraszania elektronu na protonie:

$$ep \rightarrow eX, \quad (3.1)$$

gdzie e oznacza elektron, p odpowiada protonowi a X jest końcowym stanem hadronowym, przedstawiony jest na rysunku rys. 3.1.

Przekrój czynny na procesy DIS przy ustalonej energii w układzie środka masy \sqrt{s} może być opisany poprzez dwie niezależne zmienne kinematyczne wybrane spośród kilku możliwych zmiennych. Zwykle używamy zmiennej Q^2 , która oznacza dodatnio zdefiniowany kwadrat przekazu czteropędu w wierzchołku leptonowym i zmiennej x Bjorkena, która w modelu kwarkowo–partonowym (Quark–Parton Model, QPM) jest ułamkiem pędu protonu niesionym przez uderzony kwark w układzie nieskończonego pędu protonu. Inne użyteczne zmienne to y , nieelastyczność procesu, określająca względny przekaz energii od elektronu w układzie spoczynkowym protonu, oraz W , masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego X . Te zmienne kinematyczne można przedstawić za



Rysunek 3.1: Schematyczny diagram głęboko nieelastycznego rozpraszania ep . Elektron o czteropędzie \mathbf{k} oddziałuje z protonem o czteropędzie \mathbf{P} poprzez wymianę neutralnego bozonu o czteropędzie \mathbf{q} , który rozprasza się na partonie niosącym część x podłużnego pędu protonu.

pomocą czteropędów padających i wychodzących cząstek:

$$Q^2 = -q^2 = -(\mathbf{k} - \mathbf{k}')^2, \quad (3.2)$$

$$x = \frac{Q^2}{2\mathbf{P} \cdot \mathbf{q}}, \quad 0 \leq x \leq 1, \quad (3.3)$$

$$y = \frac{\mathbf{q} \cdot \mathbf{P}}{\mathbf{k} \cdot \mathbf{P}}, \quad 0 \leq y \leq 1, \quad (3.4)$$

$$W^2 = (\mathbf{P} + \mathbf{q})^2, \quad (3.5)$$

$$s = (\mathbf{k} + \mathbf{P})^2. \quad (3.6)$$

W układzie laboratoryjnym przy definicji osi z w kierunku padającego protonu czteropędy elektronu \mathbf{k} i \mathbf{k}' oraz czteropęd protonu \mathbf{P} mają postać:

$$\mathbf{k} = (E_e, 0, 0, -E_e), \quad (3.7)$$

$$\mathbf{k}' = (E'_e, E'_e \sin\theta \cos\phi, E'_e \sin\theta \sin\phi, E'_e \cos\theta), \quad (3.8)$$

$$\mathbf{P} = (E_p, 0, 0, E_p), \quad (3.9)$$

gdzie E_e i E'_e oznaczają energie elektronu przed i po rozproszeniu, kąty θ (biegunowy) i ϕ (polarny) opisują położenie rozproszonego elektronu w przestrzeni (θ, ϕ) , zaś E_p to energia padającego protonu. Wirtualność wymienianego fotonu jest wtedy związana w następujący sposób z energią i kątem rozproszenia leptonu:

$$Q^2 = 4E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta}{2}, \quad (3.10)$$

a zmienne x i y mają postać:

$$x = \frac{E_e E'_e \cos^2 \frac{\theta}{2}}{E_p (E_e - E'_e \sin^2 \frac{\theta}{2})}, \quad (3.11)$$

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta}{2}. \quad (3.12)$$

Ponieważ¹

$$Q^2 = xys, \quad (3.13)$$

to przy ustalonej wartości s , tylko dwie z wymienionych zmiennych kinematycznych są niezależne i wystarczają do opisu inkluzywnego rozpraszania ep . Przy energiach wiązek z akceleratora HERA, wiązki elektronowej $E_e=27.6$ GeV i wiązki protonowej $E_p=920$ GeV, wartość s jest rzędu 10^5 GeV². Zmienne x i y mieszczą się w przedziale wartości (0,1). Dla danego Q^2 najmniejsze x jest osiągane gdy $y=1$, natomiast najmniejsze y dla $x=1$.

Proces rozpraszania ep , w którym masa niezmiennicza końcowego stanu hadronowego jest o wiele większa niż masa protonu m_p , $W^2 \gg m_p^2$, nosi nazwę procesu nieelastycznego. Termin rozpraszanie głęboko nieelastyczne oznacza, że $Q^2 \gg m_p^2$, natomiast zdarzenia z wymianą prawie rzeczywistego fotonu z $Q^2 \approx 0$ określamy mianem fotoprodukcji. Klasyczny proces DIS jest reakcją całkowicie inkluzywną czyli wyśredniowaną po wszystkich końcowych stanach hadronowych. Do wyznaczenia jego przekroju czynnego, a tym samym uzyskania informacji o strukturze protonu, wystarczy detekcja rozproszonego leptonu. Pomiar energii oraz kąta rozproszenia końcowego elektronu wyznacza kinematykę procesu.

3.2 Przekrój czynny

Przekrój czynny na głęboko nieelastyczne rozpraszanie elektron proton, $ep \rightarrow eX$, w ogólnej postaci można wyrazić za pomocą leptonowego tensora $L_{\mu\nu}$ i hadronowego tensora $W^{\mu\nu}$ [29]:

$$d\sigma_{ep} \sim L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}. \quad (3.14)$$

Tensor leptonowy, opisujący wierzchołek lepton–bozon jest całkowicie obliczalny, natomiast tensor hadronowy, opisujący wierzchołek bozon pośredniczący–hadron z powodu skomplikowanej struktury protonu nie jest znany. Dzięki niezmienniczości lorentzowskiej i zachowaniu prądu nieznaną strukturą hadronowego stanu początkowego może zostać sparametryzowana przez inkluzywne funkcje struktury protonu $F_1(x, Q^2)$ i $F_2(x, Q^2)$. Zaniedbując wkład od wymiany bozonu Z^0 , który dla wartości Q^2 poniżej 100 GeV², czyli dla wartości Q^2 znacznie mniejszych od kwadratu masy bozonu Z^0 jest nieznaczący, różniczkowy przekrój czynny na rozpraszanie ep zachodzące poprzez prąd neutralny można zapisać jako:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{NC}(x, Q^2)}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} (xy^2 F_1(x, Q^2) + (1-y)F_2(x, Q^2)). \quad (3.15)$$

Proporcjonalność do kwadratu elektromagnetycznej stałej sprzężenia, α_{em}^2 , jest związana z wymianą wirtualnego fotonu. Funkcje struktury opisują procesy absorpcji wirtualnych fotonów o polaryzacji podłużnej i poprzecznej.

Korzystając z definicji podłużnej funkcji struktury protonu, F_L :

$$F_L = F_2 - 2xF_1, \quad (3.16)$$

¹Prawdziwe jedynie w układzie laboratoryjnym przy zaniedbaniu masy elektronu względem energii elektronu i masy protonu względem energii protonu.

różniczkowy przekrój czynny (wzór 3.15) można zapisać w następującej postaci:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{NC}(x, Q^2)}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} \left[(1-y + \frac{y^2}{2})F_2(x, Q^2) + \frac{y^2}{2}F_L(x, Q^2) \right]. \quad (3.17)$$

W obszarze obejmującym niezbyt duże wartości y można zaniedbać wkład do przekroju czynnego na proces DIS pochodzący od podłużnej funkcji struktury protonu i wzór 3.17 redukuje się do postaci:

$$\frac{d^2\sigma_{ep}^{NC}(x, Q^2)}{dQ^2 dx} = \frac{4\pi\alpha_{em}^2}{xQ^4} (1-y + \frac{y^2}{2})F_2(x, Q^2). \quad (3.18)$$

3.3 Model kwarkowo–partonowy

Funkcje struktury nie mogą być wyliczone i muszą być wyznaczane z danych doświadczalnych. Pomiarzy funkcji struktury F_2 , otrzymane z pierwszych eksperymentów badających procesy DIS [30], pokazywały słabą zależność F_2 od Q^2 przy ustalonych wartościach x -Bjorkena w zakresie wartości $1 < Q^2 < 10 \text{ GeV}^2$. Takie zachowanie funkcji struktury, określone mianem skalowania, było przewidziane przez Bjorkena [31] w granicy $Q^2 \rightarrow \infty$. Dla wytłumaczenia tej obserwacji Feynman [32] zaproponował model partonowy (QPM, *Quark-Parton Model*), w którym proton składa się z partonów (identyfikowanych z kwarkami zaproponowanymi przez Gell-Manna [33]): trzech kwarków walencyjnych uud , określających jego liczby kwantowe oraz par kwark-antykwar, tzw. kwarków morza, będących wynikiem kwantowych fluktuacji.

Krótką skalę czasową oddziaływania rzędu $\frac{1}{Q^2}$ powoduje, że przy dużym Q^2 foton widzi „zamrożony” stan nieoddziałujących partonów, a końcowy proces hadronizacji następuje długo po oddziaływaniu. To pozwala traktować oddziaływanie jako sumę niekoherentnych zderzeń na punktowych składnikach (rys. 3.2) i zignorować proces hadronizacji w obliczeniu przekroju czynnego. W modelu QPM różniczkowy przekrój czynny dla procesu $ep \rightarrow eX$ jest sumą przekrojów czynnych σ_{ei} na elastyczne rozpraszanie elektron-kwark i , ważoną prawdopodobieństwem $f_i(\xi)$ znalezienia w protonie partonu i unoszącego ułamek ξ jego pędu podłużnego:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx} = \sum_i \int_0^1 d\xi f_i(\xi) \frac{d^2\sigma_{ei}}{dQ^2 dx}, \quad (3.19)$$

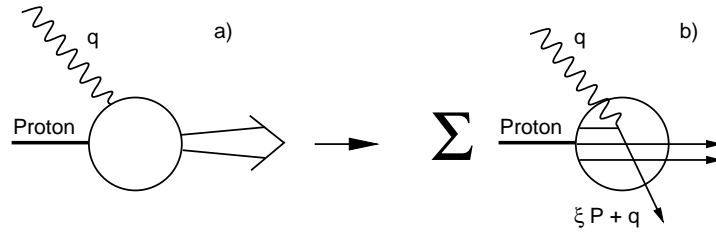
gdzie wskaźnik i przebiega po zapachach kwarków.

Funkcje $f_i(\xi)$ noszą nazwę funkcji gęstości partonów. Wzór 3.19 odzwierciedla faktoryzację przekroju czynnego dla procesu DIS na część związaną z oddziaływaniem krótkozasięgowym, opisanym partonowym przekrojem czynnym σ_{ei} , oraz część wynikającą z procesów długozasięgowych, wyrażoną poprzez funkcje gęstości partonów $f_i(\xi)$. Obraz wierzchołka hadronowego schematycznego diagramu rozpraszania dla modelu QPM przedstawia rys. 3.2b.

W prostym modelu kwarkowo–partonowym podłużna funkcja struktury $F_L=0$, stąd funkcje struktury spełniają zależność $F_2=2xF_1(x)$. Łączą się one także w prosty sposób z funkcjami gęstości partonów $f_i(\xi)$:

$$F_2(x, Q^2) = F_2(x) = \sum_i e_i^2 x f_i(x). \quad (3.20)$$

We wzorze 3.20 e_i jest ładunkiem kwarku wyrażonym w jednostkach ładunku elektronu, natomiast $x f_i(x)$ definiują funkcje rozkładu partonów (PDF, *Parton Distribution Function*).



Rysunek 3.2: a) Wierzchołek hadronowy schematycznego diagramu rozpraszania ep z rys. 3.1. b) W modelu QPM różniczkowy przekrój czynny dla procesu $ep \rightarrow eX$ jest sumą przekrojów czynnych na elastyczne rozpraszanie elektron-kwark, ważoną prawdopodobieństwem znalezienia w protonie partonu unoszącego ułamek ξ jego pędu podłużnego.

3.4 Chromodynamika kwantowa i ulepszony model partonowy

Prosty model kwarkowo-partonowy nie opisuje dokładnie struktury protonu. Jeśli jedynymi partonami w protonie byłyby kwarki suma całek po gęstościach partonowych i wartościach x tych partonów powinna być równa jeden, podczas gdy zmierzona wartość wynosi:

$$\sum_i \int_0^1 dx x f_i(x) \simeq 0.5. \quad (3.21)$$

To sugeruje, że w protonie muszą być dodatkowo inne, neutralne cząstki, które nie oddziałują z fotonem i które niosą brakujący pęd. Cząstki te utożsamiane są z gluonami, nośnikami silnych oddziaływań.

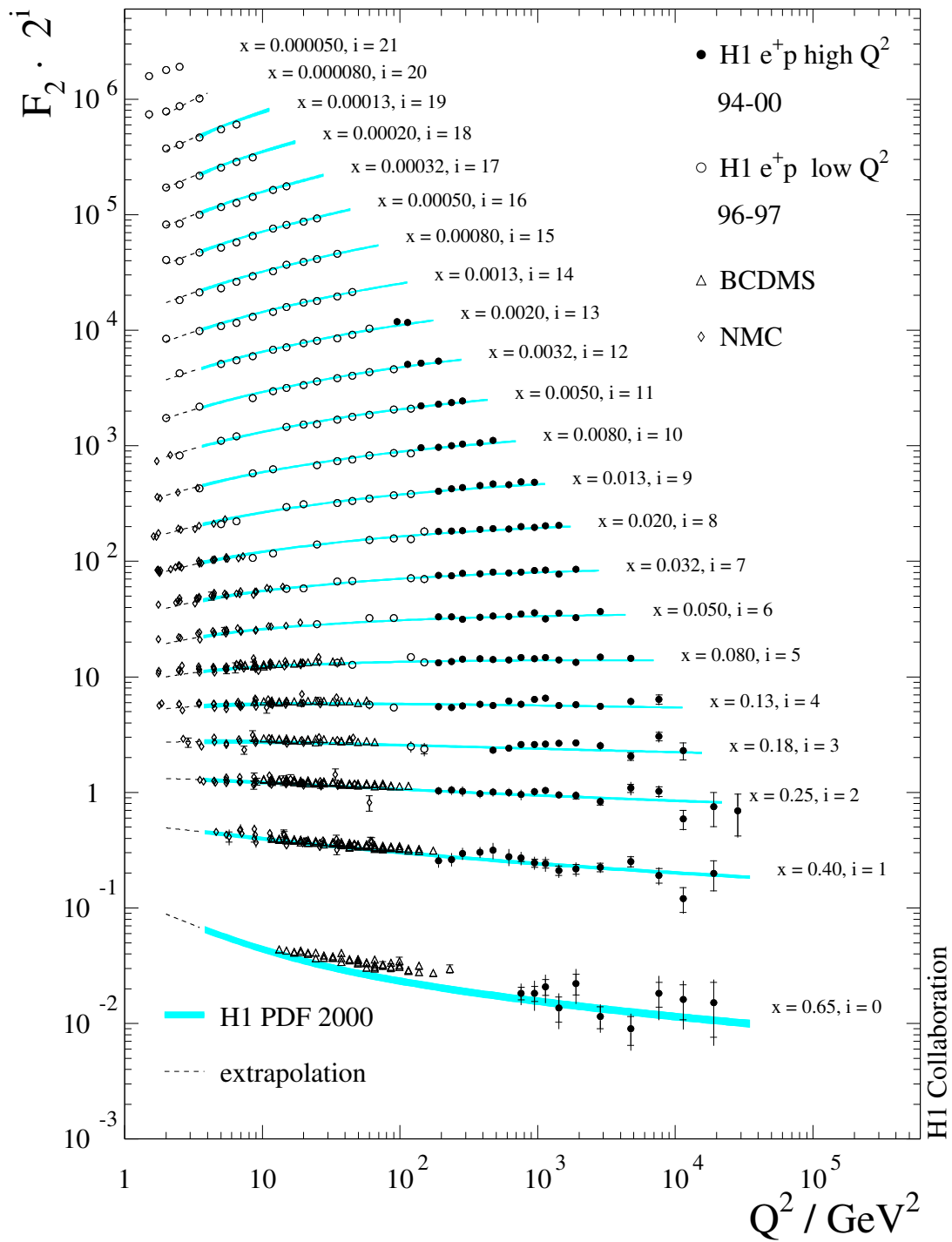
Późniejsze pomiary pokazały także, że w szerszym zakresie Q^2 skalowanie Bjorkena jest łamane. Ilustruje to rys. 3.3, który przedstawia zależność funkcji struktury $F_2(x, Q^2)$ od Q^2 dla różnych ustalonych wartości x . Skalowanie, którego oczekujemy na podstawie QPM jest obserwowane tylko dla x między 0.13 a 0.18. We wszystkich innych obszarach x funkcji struktury $F_2(x, Q^2)$ zależy od Q^2 logarymicznie.

W prostym modelu QPM skalowanie funkcji struktury w kinematycznej granicy Bjorkena jest związane z założeniem, że pęd poprzeczny partonów w układzie nieskończonego pędu protonu jest mały. Założenie to przestaje być prawdziwe, jeśli uwzględnimy przewidzianą przez chromodynamikę kwantową (QCD, *Quantum Chromo-Dynamics*) emisję twardych gluonów przez kwarki przed lub po oddziaływaniu (patrz rys. 3.4). Gluon może też rozszczepiać się na parę kwark-antykwar. Padający foton może oddziaływać z jednym z kwarków z takiej pary. Dopiero uwzględnienie w równaniach 3.20 oraz 3.21 funkcji gęstości gluonów daje poprawny wynik.

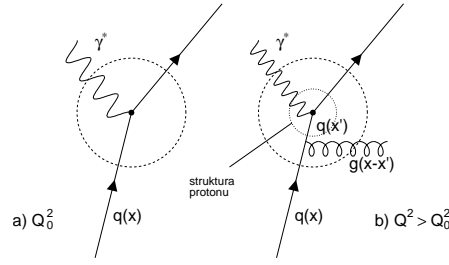
3.4.1 Faktoryzacja w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym

W chromodynamice kwantowej twierdzenie o faktoryzacji procesów krótko i długozasięgowych w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym zostało ściśle udowodnione przez Collinsa, Sopera i Stermana [35].

Pozwala ono przedstawić przekrój czynny na rozpraszanie ep (patrz rys. 3.5a) jako splot początkowej gęstości partonów o zapachu i w protonie, $f_{i/p}$, oraz obliczalnego w rachunku zaburzeń przekroju czynnego na rozpraszanie elektronu na partonie, σ_{ei} .



Rysunek 3.3: Funkcja struktury protonu $F_2(x, Q^2)$ w zależności od Q^2 przy ustalonych wartościach x zmierzona przez współpracę H1 i eksperymenty na stałej tarczy; BCDMS i NMC. Pomiary zostały porównane z przewidywaniami Modelu Standardowego otrzymanymi w oparciu o funkcję struktury protonu wyliczoną tylko z danych H1: H1 PDF 2000 [34]



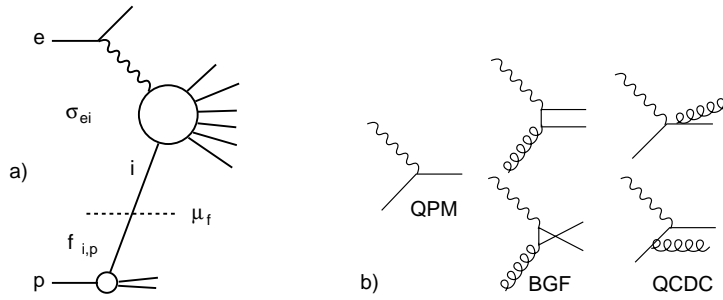
Rysunek 3.4: Schematyczny obraz wierzchołka hadronowego oddziaływania ep przy małej skali Q_0^2 (a) i przy większej skali $Q^2 > Q_0^2$ (b). Dla dużych przekazów czteropędu wirtualny foton „widzi” więcej partonów, które średnio niosą mniejszą część pędu protonu.

$$\sigma_{ep} = \sum_i [f_{i/p} \otimes \sigma_{ei}] \quad (3.22)$$

W obliczeniach partonowego przekroju czynnego σ_{ei} należy uwzględnić oprócz diagramu w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń, istniejącego w prostym modelu QPM (patrz rys. 3.2b), również przyczynki od diagramów wyższych rzędów. Procesy przyczyniające się do poprawek wyższych rzędów są związane z wypromieniowaniem gluonów przez kwarki, kreacją par $q\bar{q}$ przez gluony oraz rozszczepieniem gluonów na pary gg . Procesy te prowadzą do powstawania kaskad partonowych. Kaskada QCD ze stanu początkowego jest zainicjowana przez parton w protonie przed jego oddziaływaniem z wirtualnym fotonem. Kaskada partonowa ze stanu końcowego pochodzi z rozproszonego kwarka, po jego oddziaływaniu z fotonem.

Na rys. 3.5b przedstawiono procesy, które należy uwzględnić w ulepszonym modelu kwarkowo-partonowym, a które są interesujące z punktu widzenia analizy przedstawionej w pracy. W procesie fuzji bozonowo-gluonowej (BGF, *Boson-Gluon Fusion*) gluon rozszczepia się na parę kwarków o dużych pędach poprzecznych, po czym jeden z kwarków absorbuje wirtualny foton. W procesie QCD rozpraszania Comptona (QCDC, *QCD Compton*) emisja gluonu przez kwark w stanie początkowym poprzedza absorpcję fotonu lub rozproszony kwark (zwany także kwarkiem prądowym) wypromieniowuje gluon.

W rachunkach QCD pojawiają się rozbieżności związane z rozszczepieniem partonu w stanie początkowym na dwa bezmasowe partony o równoległych pędach. Podlegają one odpowiedniej procedurze renormalizacji, która w efekcie prowadzi do ich wchłonięcia w definicję funkcji gęstości partonów i w konsekwencji do zależności tych funkcji od skali faktoryzacji μ_f . Analogicznie, partonowy przekrój czynny σ_{ei} po usunięciu rozbieżności również zależy od skali faktoryzacji μ_f . Skala faktoryzacji μ_f służy do rozdzielenia efektów krótkozasięgowych, odpowiadających procesom twardego rozpraszania elektron-parton, od efektów długozasięgowych określających wewnętrzną dynamiczną strukturę protonu, ujawniającą się w oddziaływaniu DIS. Jeżeli wirtualność partonu w kaskadzie ze stanu początkowego jest poniżej skali określonej przez μ_f to wówczas daje on wkład do rozkładu partonów, jeżeli jest wyższa to parton jest uwzględniany w obliczeniach przekroju czynnego na proces twardy.



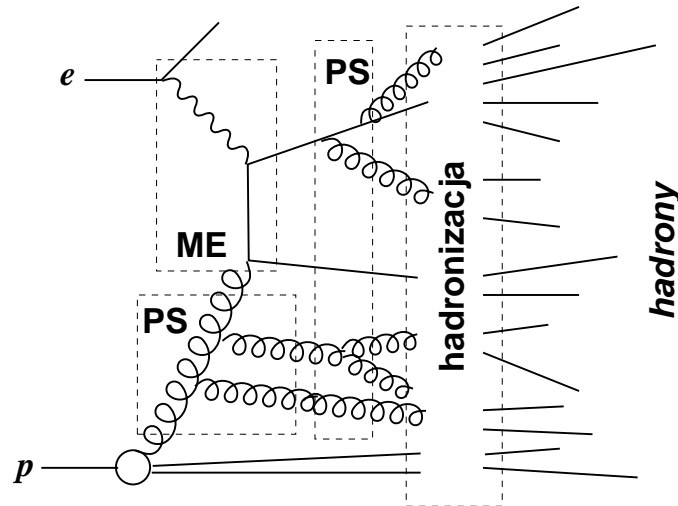
Rysunek 3.5: a) Faktoryzacja w procesie DIS. Skala faktoryzacji μ_f służy do rozdzielania krótko i długozasięgowych efektów w oddziaływaniu ep . Miękkie gluony o wirtualności poniżej skali określonej przez μ_f dają wkład do funkcji gęstości partonów $f_{i/p}$. Jeżeli wirtualność gluonu jest powyżej skali określonej przez μ_f to parton ten jest uwzględniany w obliczeniach przekroju czynnego na proces twarde σ_{ei} . b) Proces w najniższym rzędzie QCD (QPM) i procesy w wiodącym rzędzie QCD (BGF, QCDC), które dają przyczynek do przekroju czynnego na rozpraszanie elektronu na partonie σ_{ei} .

3.5 Fenomenologiczne modele DIS

Generatory Monte Carlo oparte na modelach QCD, symulują przypadki oddziaływań protonów i elektronów w głęboko nieelastycznym rozpraszaniu i dostarczają pełnej informacji w formie czteropędów dla wszystkich cząstek w stanie końcowym, zarówno na poziomie partonowym jak i hadronowym. Przy pomocy generatorów MC, w połączeniu z pełną symulacją detektora, wyznacza się poprawki detektorowe uwzględniające akceptancję i zdolność rozdzielczą aparatury, i dzięki temu można odwikłać zmierzone rozkłady do poziomu hadronowego. Na generację przypadków ep bazującą na koncepcji kaskady partonowej, przedstawioną schematycznie na rys. 3.6, składają się następujące kroki:

- Wyliczenie elementu macierzowego dla twardego rozpraszania włączając poprawki QCD w wiodącym rzędzie (*leading order, LO*), które, oprócz procesu QPM, muszą być włączone do liczenia przekroju czynnego na rozpraszanie głęboko nieelastyczne σ_{ei} :
 - 1) rozpraszanie QCD Comptona, w którym uderzony kwark z protonu emituje gluon przed lub po oddziaływaniu z wirtualnym fotonem,
 - 2) proces fuzji bozonowo–gluonowej, w której gluon oddziałuje z wymienianym fotonem poprzez produkcję pary $q\bar{q}$.
- Symulacja kaskady partonowej ze stanu początkowego.
W stanie początkowym wirtualność partonu inicjującego kaskadę QCD staje się coraz bardziej przestrzennopodobna ² z każdym, kolejnym procesem emisji rzeczywistego lub czasowopodobnego gluonu. Przestrzennopodobny parton pojawiający się na końcu kaskady stanowi parton wejściowy dla procesu twardego rozpraszania, opisanego elementem macierzowym.
- Symulacja kaskady partonowej ze stanu końcowego.
Każdy emitowany parton o czasowopodobnej wirtualności (jak również rozproszony kwark)

²Wirtualność partonu jest przestrzennopodobna (czasowopodobna), jeżeli kwadrat jego czteropędu spełnia zależność $\mathbf{k}^2 < 0$ ($\mathbf{k}^2 > 0$).



Rysunek 3.6: Elementy generatora MC dla przykładowego przypadku ep . Rysunek pokazuje element macierzowy ME (*matrix element*), który odpowiada procesowi BGF. Kaskady partonowe ze stanu początkowego i końcowego są oznaczone jako PS (*parton showers*). Partony w stanie końcowym w nieperturbacyjnym procesie hadronizacji materializują się w postaci obserwowalnych hadronów.

może zainicjować kaskadę, w wyniku której na skutek kolejnych rozszczepień jego wirtualność maleje aż do osiągnięcia pewnej minimalnej wartości.

- Nieperturbacyjny proces hadronizacji.

Modele Monte Carlo różnią się w sposobie traktowania kaskady partonowej, która symuluje poprawki QCD wyższych rzędów potrzebne do generacji dodatkowych partonów oraz w sposobie przeprowadzania hadronizacji.

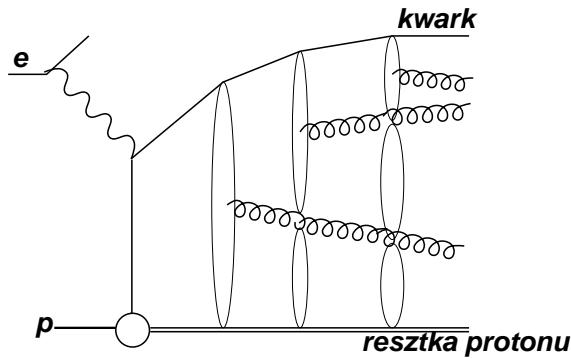
3.5.1 Kaskada partonowa

W kaskadzie partonowej zainicjowanej przez początkowy kwark lub gluon i opartej na równaniach ewolucji Dokshitzera-Gribova-Lipatova-Altarelliego-Parisiego (DGLAP) [36, 37] w przybliżeniu wiodących logarytmów, symuluje się emisję partonów w kolejnych procesach rozgałęzień, których prawdopodobieństwo jest powiązane z odpowiednimi funkcjami rozszczepień Altarelliego-Parisiego [37]. Koncepcja kaskady partonowej pozwala na uwzględnienie dominujących członów rozwinięcia perturbacyjnego we wszystkich rzędach α_s , a tym samym na modelowanie procesów wyższych rzędów. Standardowe programy symulacyjne z kaskadą partonową typu DGLAP generują najpierw proces twardego rozpraszania. Następnie rozwój początkowej kaskady partonowej jest symulowany od procesu twardego do wierzchołka protonowego, a dla procesów z rozwiniętym fotonem ³ również w kierunku wierzchołka leptonowego. W przybliżeniu DGLAP występuje silne

³W głęboko nieelastycznym rozpraszaniu ep , wirtualny foton emitowany przez początkowy elektron jest sondą badającą strukturę protonu i zazwyczaj uczestniczy bezpośrednio w procesie twardego rozpraszania, sprzęgając się punktowo do kwarków wieńczących kaskadę partonową. Taki proces nosi nazwę oddziaływania z bezpośrednim fotonem (*direct photon interaction*). Oddziaływanie, w którym wirtualny foton najpierw fluktuuje na układ partonów, czyli ujawnia swoją strukturę partonową i następnie jeden z partonów w fotonie uczestniczy w procesie twardego rozpraszania na partonie z protonu, nazywamy procesem z rozwiniętym fotonem (*resolved photon interaction*).

uporządkowanie w pędzie poprzecznym emitowanych partonów, przy czym parton z największym pędem poprzecznym oddziałuje z wirtualnym fotonem.

Inny mechanizm rozwoju kaskady partonowej zastosowano w modelu kolorowych dipoli CDM (Color Dipole Model) [38], który, w przeciwieństwie do koncepcji kaskady partonowej w przybliżeniu wiodących logarytmów, nie rozróżnia między kaskadą w stanie początkowym i końcowym. Promieniowanie QCD rozpoczyna się od kolorowego dipola utworzonego między rozproszonym kwarkiem i reszką protonu. W wyniku emisji gluonu tworzą się dwa niezależne kolorowe dipole. Emisja kolejnych gluonów odbywa się niezależnie z dipoli powstałych między nowo utworzonymi i pozostałymi ładunkami kolorowymi (rys. 3.7) i trwa aż do wyczerpania dostępnej energii. Rozwijająca się kaskada partonowa nie ma silnego uporządkowania w pędzie poprzecznym emitowanych partonów dlatego model CDM jest bliższy koncepcji kaskady partonowej w przybliżeniu BFKL [39]. W obszarze małych wartości x równania BFKL opisują ewolucję kwarków i gluonów w zmiennej x . Ewolucja BFKL charakteryzuje się silnym uporządkowaniem pędów podłużnych gluonów i brakiem uporządkowania w pędzie poprzecznym. Proces BGF nie jest włączony w schemacie modelu CDM i musi być dodany oddzielnie.



Rysunek 3.7: Kaskada partonowa w modelu CDM.

3.5.2 Modele hadronizacji

Hadrony są singletami grupy SU(3) koloru; bariony tworzą neutralne kolorowo stany związane trzech kwarków, natomiast mezony są stanami związanymi pary kwark–antykwar. Uwięzienie koloru tłumaczy dlaczego kolorowe kwarki i gluony nie są bezpośrednio obserwowane. Materializacja partonów w postaci obserwowalnych hadronów, hadronizacja, jest procesem nieperturbacyjnym zachodzącym przy większych odległościach, związanym z uwięzieniem partonów w polu sił koloru. Hadronizacja jest opisywana za pomocą fenomenologicznych modeli. Oczekuje się, że parametry modeli opisujących proces hadronizacji są uniwersalne, w szczególności nie powinny zależeć od twardego procesu. Jednak tylko w zderzeniach e^+e^- wszystkie procesy są twarde. W procesach ep i pp ze względu na obecność hadronu/hadronów w stanie początkowym należy dodatkowo wziąć pod uwagę obecność resztek protonu/protonów, które również biorą udział w procesie hadronizacji. Badanie produkcji dziwności w oddziaływaniach ep jest testem uniwersalności hadronizacji.

Modelowanie hadronizacji odbywa się najczęściej za pomocą modelu strun LUND [40] lub modelu klastra [41]. Bardziej szczegółowo zostanie omówiony model strun LUND zaimplementowany w programie JETSET [42], użyty do symulacji hadronizacji w programach Monte Carlo wykorzystanych w pracy.

Model strun Lund

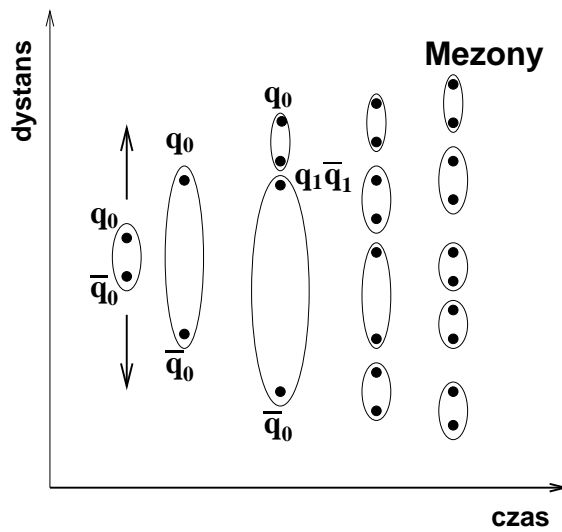
W modelu strun Lund oddalające się od siebie partony (patrz rys. 3.8) napinają strunę pola kolorowego, która pęka, gdy ich wzajemny dystans wzrośnie powyżej wartości krytycznej. Takie pęknięcie powoduje powstanie nowej pary $q\bar{q}$, przy czym prawdopodobieństwo P pojawienia się określonego zapachu zależy od masy danego kwarka oraz pędu poprzecznego i wyraża się poprzez:

$$P \propto e^{-\frac{\pi m_T^2}{\kappa}}, \quad (3.23)$$

gdzie κ jest napięciem struny, natomiast m_T jest masą poprzeczną kwarku daną przez:

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2. \quad (3.24)$$

W ramach tego modelu fragmentacja, składa się z następujących kroków:



Rysunek 3.8: Ilustracja modelu strun Lund. W polu kolorowego dipola $q_0\bar{q}_0$ produkowana jest para $q_1\bar{q}_1$. Mezony tworzone są gdy energia struny jest zbyt mała do utworzenia kolejnych par $q\bar{q}$.

- W polu kolorowego dipola $q_0\bar{q}_0$ produkowana jest para $q_1\bar{q}_1$.
- Powstają dwie struny $q_0\bar{q}_1$ i $q_1\bar{q}_0$.
- Proces powtarza się aż do całkowitej fragmentacji strun na hadrony.

Definiujemy dla każdego wyprodukowanego hadronu zmienną z jako część energii układu uniesioną przez hadron. Funkcja gęstości prawdopodobieństwa z jest nazywana funkcją fragmentacji. Dla lekkich kwarków funkcja fragmentacji $D(z)$ ma postać:

$$D(z) \propto \frac{(1-z)^a}{z} e^{\frac{-bm_{T,hadron}^2}{z}}, \quad (3.25)$$

gdzie $m_{T,hadron}$ jest masą poprzeczną hadronu daną przez:

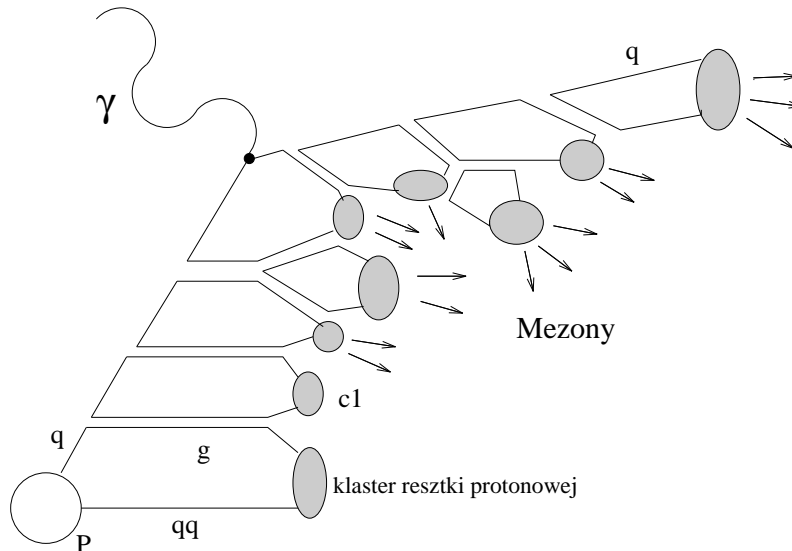
$$m_{T,hadron}^2 = m_{hadron}^2 + p_x^2 + p_y^2 = E^2 - p_z^2 = (E - p_z)(E + p_z). \quad (3.26)$$

Zmierzone w eksperymentach parametry a i b mają odpowiednio wartości $a=0.11$ i $b=0.52 \text{ GeV}^{-2}$ [43].

Struna może zostać wzbudzona przez gluony, które w modelu Lund są traktowane jako punkt, w którym łączą się dwie struny o różnych kolorach. Twarde gluony powodują pękanie struny i są źródłem dodatkowych dżetów, natomiast miękkie prowadzą tylko do zmian rozkładów cząstek w stanie końcowym.

Model fragmentacji klastra

Model fragmentacji klastra (rys. 3.9) pozwala na prosty opis produkcji hadronów w trzech fazach. W pierwszej fazie, która wiąże się z końcowym etapem kaskady partonowej, wszystkie gluony rozszczepiają się na kwarki ($q\bar{q}$). Następnie, podczas tzw. fazy „sprzed uwięzienia” sąsiadujące kwarki i antykwarki łączą się ze sobą tworząc kolorowo neutralne klastry. Ostatnim etapem jest rozpad klastrów na hadrony. Zwykle klastry rozpadają się na dwa hadrony, poza bardzo lekkimi klastrami, które mogą dać jeden hadron. Bardzo ciężkie klastry przed rozpadem na hadrony, mogą fragmentować na kolejne klastry.



Rysunek 3.9: Fragmentacja klastra. Gluony są reprezentowane przez podwójne linie co odpowiada niesieniu przez nie koloru i antykoloru. Po perturbacyjnej ewolucji gluony rozpadają się nieperturbacyjnie na pary $q\bar{q}$, z których tworzone są neutralne kolorowo klastry rozpadające się na mezony.

3.5.3 Tłumienie produkcji dziwności

Podczas procesu fragmentacji różne zapachy są produkowane z różnym prawdopodobieństwem (patrz równanie 3.23), które zależy od masy danego kwarka oraz pędu poprzecznego. Dla ciężkich kwarków, np. dla kwarku c prawdopodobieństwo to w stosunku do układu lekkich kwarków u i d jest bardzo małe $\sim 10^{-11}$. Dla dziwnych kwarków, które nie są tak ciężkie jak kwark c efekt ten nie jest tak silny i prawdopodobieństwo wynosi ~ 0.3 . Względne prawdopodobieństwo produkcji układu kwarków dziwnych s w stosunku do układu kwarków u w procesie fragmentacji w modelu

Lund jest nazywane parametrem tłumienia dziwności (*strangeness suppression factor*) i zdefiniowane jako:

$$\lambda_s = \frac{P(s)}{P(u)}, \quad (3.27)$$

gdzie $P(u)$ jest prawdopodobieństwem wyprodukowania pary $u\bar{u}$ z założenia równym $P(d)$. Fizycznie tłumienie dziwności jest związane z różnicą mas pomiędzy kwarkiem s i u . Większa masa dziwnego kwarka zmniejsza prawdopodobieństwo powstania pary $s\bar{s}$ ze struny. Ponieważ nie znamy dokładnych mas kwarków, λ_s jest wolnym parametrem w Modelu Lund. Standardowa wartość używana w generacji, $\lambda_s=0.3$, jest otrzymana z pomiarów w eksperymentach e^+e^- na akceleratorze LEP (Large Electron Positron) w CERN (Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire).

3.6 Generatory Monte Carlo

W pracy używano następujących programów Monte Carlo: LEPTO [44], RAPGAP [45] oraz ARIADNE [46].

LEPTO

LEPTO opisuje twarde procesy partonowe przez elementy macierzowe QCD rzędu $O(\alpha_s)$. Kaskady partonowe ze stanu początkowego i końcowego są symulowane w przybliżeniu wiodących logarytmów w oparciu o równania ewolucji DGLAP.

RAPGAP

RAPGAP podobnie jak LEPTO zawiera elementy macierzowe QCD rzędu $O(\alpha_s)$ dla procesów z bezpośrednim fotonem, w połączeniu z kaskadami partonowymi symulowanymi przy użyciu funkcji rozszczepień DGLAP. Dodatkowo RAPGAP symuluje procesy z rozwiniętym fotonem, w których uwzględnia się partonową strukturę wirtualnego fotonu.

ARIADNE

ARIADNE stanowi implementację modelu CDM. W ARIADNE grafy QCDC są uwzględnione przez mechanizm emisji gluonów z kolorowych dipoli, ale wymagają poprawek, tak aby ich udział był zgodny z wkładem elementu macierzowego QCDC w rzędzie wiodącym. Przypadki BGF, które nie występują w modelu CDM, są uwzględnione przez dodanie odpowiednich elementów macierzowych QCD w rzędzie wiodącym. Następnie emisja kolejnych gluonów odbywa się z kolorowych dipoli.

Programy LEPTO, RAPGAP i ARIADNE umożliwiają również badanie efektów promieniowania QED w stanie początkowym i końcowym poprzez sprzężenie z programem HERACLES [47], uwzględniającym poprawki elektromagnetyczne pierwszego rzędu dla oddziaływań ep . We wszystkich tych programach MC hadronizacja jest wykonana przy użyciu modelu strun LUND zaimplementowanego w programie JETSET.

3.7 Próbkki symulowanych danych

Symulacja procesów fizycznych i odpowiedzi detektora jest konieczna do wyznaczenia poprawek detektorowych uwzględniających akceptancję i zdolność rozdzielczą aparatury, i tym samym do odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego. Zmierzone rozkłady zostały poprawione do poziomu hadronowego przy użyciu próbki symulowanych przypadków pochodzących z generacji programem ARIADNE. Przypadki symulowane programem LEPTO pełniły funkcję

próbki kontrolnej. Programem ARIADNE (LEPTO) zostały wygenerowane próbki o scałkowanej świetłości $\mathcal{L}_{int} \simeq 260 \text{ pb}^{-1}$ ($\mathcal{L}_{int} \simeq 194 \text{ pb}^{-1}$) zawierające radiację fotonu w stanie początkowym i końcowym. Jako funkcję struktury protonu wybrano GRV94 LO [48]. Jako standardowe wartości dla symulacji hadronizacji w programie JETSET są wzięte wartości otrzymane z dopasowania parametrów do pomiarów produkcji hadronów przez współpracę ALEPH: $\lambda_s=0.286$, $\lambda_{qq}=0.108$ i $\lambda_{sq}=0.690$. Wygenerowane próbki przypadków przechodzą opartą na programie GEANT [49] symulację detektora H1 i są rekonstruowane i analizowane przez te same programy co dane. W dalszej części pracy próbka przypadków ARIADNE będzie nazywana CDM, natomiast próbka przypadków LEPTO będzie nosiła nazwę MEPS (*Matrix Elements and Parton Showers*).

ROZDZIAŁ 4

DZIWNOŚĆ W ODDZIAŁYWANIACH ep

Procesy zachodzące w obszarze gdzie stała silnego sprzężenia α_s jest mała i rachunek perturbacyjny może być zastosowany, są opisywane przez perturbacyjną QCD (pQCD). Do takich procesów należy twarde rozpraszanie, w którym mamy wymianę dużych pędów. Opis ten załamuje się dla procesów z małym przekazem czteropędu, np. dla procesu hadronizacji/fragmentacji partonów. Zrozumienie tego typu mechanizmów opiera się przede wszystkim na modelach fenomenologicznych (patrz rozdz. 3.5.2). Wcześniejsze publikacje współprac H1 [50, 51] i ZEUS [52, 53] pokazały, że produkcja dziwności zachodzi głównie poprzez proces hadronizacji.

Różne mechanizmy produkcji dziwności w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym ep zostały przedstawione na rys. 4.1.

Bezpośrednia produkcja dziwności

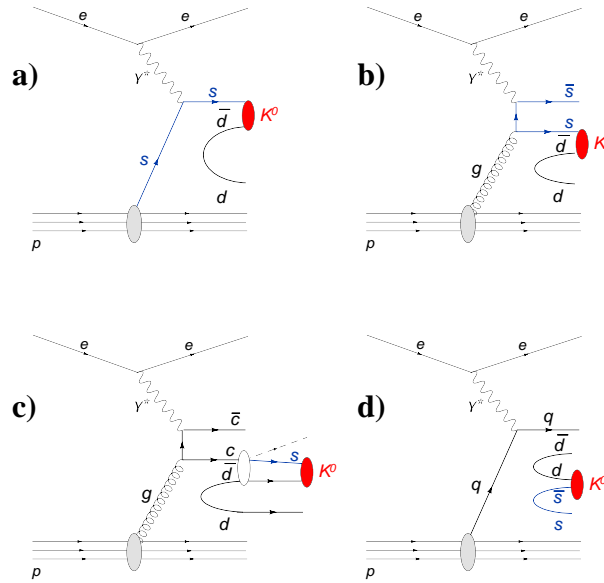
Najprostszym procesem, w którym bezpośrednio produkowana jest dziwność jest twarde rozpraszanie fotonu na kwarku s z morza w protonie (rys. 4.1a), podstawowy proces w modelu kwarkowo-partonowym (QPM), i rozpraszanie QCD Comptona, gdzie kwark emituje gluon przed lub po rozproszeniu. Wkład od procesu fuzji bozonowo-gluonowej BGF $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$ do bezpośredniej produkcji dziwności (rys. 4.1b) jest niewielki i zależy od zmiennej x -Bjorkena, ponieważ gęstość gluonów wzrasta silnie dla małych wartości x (silniej niż gęstość kwarków morza).

Produkcja dziwności w rozpadach hadronów

Kwarki dziwne są również produkowane w procesie rozpadów ciężkich kwarków (np. c) (rys. 4.1c), powstałych w procesie fuzji bozonowo-gluonowej. Źródłem dziwnych cząstek mogą być też glu-e-balle, rozpadające się na $K_s^0 K_s^0$ [43], czy instantony [54, 55], które jak się oczekuje powinny się rozpadać „demokratycznie” względem zapachu kwarków.

Produkcja dziwności w procesie fragmentacji partonów

Rys. 4.1d przedstawia produkcję dziwności w procesie fragmentacji partonów. Proces hadronizacji w ujęciu modelu strun LUND został opisany w rozdziale 3.5.2.



Rysunek 4.1: Schematy produkcji K_s^0 w oddziaływaniach ep . **a)** Bezpośrednia produkcja w twarde rozpraszaniu wirtualnego fotonu na kwarku s z morza w protonie. **b)** Bezpośrednia produkcja w procesie BGF, $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$. **c)** Pośrednia produkcja w rozpadach ciężkich kwarków powstałych w procesach BGF: $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. **d)** Produkcja dziwności w procesie fragmentacji partonów.

4.1 Mezony K_s^0

Dziwne neutralne hadrony zostały po raz pierwszy zaobserwowane w oddziaływaniu promieniowania kosmicznego w 1947 r. Nazwano je dziwnymi ponieważ były produkowane w oddziaływaniach silnych pomiędzy dwoma protonami oraz w oddziaływaniach silnych pionu z protonem, natomiast rozpadały się w oddziaływaniach słabych. To zachowanie dziwnych hadronów doprowadziło do zaproponowania przez Paisa [3] ich stowarzyszonej produkcji. Stowarzyszona produkcja została potwierdzona w 1953 r. przez eksperymenty cyklotronowe w Brookhaven National Laboratory. W tym samym roku Pais i Gell-Mann wytłumaczyli mechanizm stowarzyszonej produkcji wprowadzając prawo zachowania nowej liczby kwantowej, dziwności, tylko w oddziaływaniach silnych [5].

4.1.1 Charakterystyczne własności mezonów K_s^0

Mezony K , lub kaony, są najbliższymi mezonami zawierającymi jeden kwark s o dziwności $|S| = 1$. W zależności od orientacji spinów kwarków w kaonie, dzieli się je na mezony pseudoskalarne (K), dla których spin $J=0$ i mezony wektorowe (K^*) ze spinem $J=1$. Zarówno mezony pseudoskalarne jak i wektorowe można przedstawić jako elementy dubletów izospinowych. Dublet izospinowy pseudoskalarnych mezonów K jest przedstawiony w tabeli 4.1. Neutralne kaony obserwowane w

	$I_3 = +\frac{1}{2}$	$I_3 = -\frac{1}{2}$
$S = +1$	$K^+(u\bar{s})$	$K^0(d\bar{s})$
$S = -1$	$\bar{K}^0(\bar{d}s)$	$K^-(\bar{u}s)$

Tabela 4.1: Dublet izospinowy pseudoskalarnych mezonów K .

eksperymentem są liniową kombinacją stanów K^0 i \bar{K}^0 :

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle),$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle).$$

Tak zdefiniowane $|K_1^0\rangle$ i $|K_2^0\rangle$ są stanami własnymi CP , tj. kombinacji operacji zamiany cząstki na antycząstkę (C) i odbicia przestrzennego (P):

$$CP|K_1^0\rangle \rightarrow |K_1^0\rangle,$$

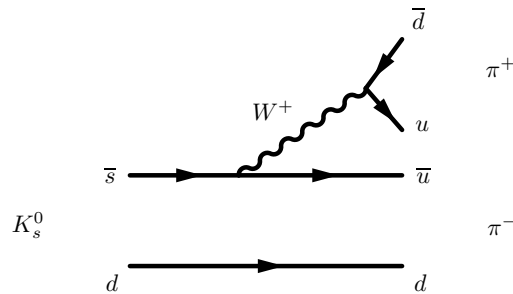
$$CP|K_2^0\rangle \rightarrow -|K_2^0\rangle.$$

Stan własny $|K_1^0\rangle$ utożsamiamy z krótko żyjącym mezonem K_s^0 o czasie życia $\tau = 8.92 \cdot 10^{-11} s$ [43], natomiast stan własny $|K_2^0\rangle$ z długo żyjącym mezonem K_L^0 o czasie życia $\tau = 5.17 \cdot 10^{-8} s$ [43]. Dominującym kanałem rozpadu K_s^0 jest rozpad na dwa mezony π [43]:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^- \quad 68.00\% \pm 0.28,$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^0\pi^0 \quad 31.39\% \pm 0.28.$$

Rozpad K_s^0 w modelu kwarkowym na naładowane piony został przedstawiony na rys. 4.2. K_L^0 rozpada się głównie na trzy piony ($\pi^0\pi^0\pi^0$ lub $\pi^+\pi^-\pi^0$). Eksperyment przeprowadzony przez Christenson, Cronina i Fitcha [56] pokazał, że parzystość CP jest łamana w rozpadach $|K_2^0\rangle$. Stan $|K_2^0\rangle$ może rozpadać się również na dwa mezony π z prawdopodobieństwem $3 \cdot 10^{-3}$.

Rysunek 4.2: Rozpad $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$ w modelu kwarkowym.

4.1.2 Kinematyka rozpadu $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$

W analizie przedstawionej w pracy mezony K_s^0 są identyfikowane poprzez rozpad na dwa naładowane piony: $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$. W układzie spoczynkowym mezonu K_s^0 , przedstawionym na rys. 4.3, spełnione są następujące relacje dla energii (E^*) i pędu (p^*) dwóch pionów:

$$E^* = \frac{m_{K_s^0}}{2}, \quad (4.1)$$

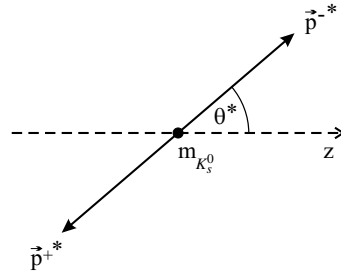
$$p^* = \sqrt{\frac{m_{K_s^0}^2}{4} - m_\pi^2} = 0.206 \text{ GeV}, \quad (4.2)$$

gdzie m_π jest masą mezonu π , $m_{\pi^\pm} = 139.57018 \pm 0.00035 \text{ MeV}$ [43], natomiast $m_{K_s^0}$ jest masą mezonu K_s^0 , $m_{K_s^0} = 497.614 \pm 0.024 \text{ MeV}$ [43]. Pędy podłużne i poprzeczne dwóch pionów są dane przez:

$$p_{\perp 1}^* = p^* \sin \theta^* = -p_{\perp 2}^*, \quad (4.3)$$

$$p_{\parallel 1}^* = p^* \cos \theta^* = -p_{\parallel 2}^*, \quad (4.4)$$

gdzie θ^* odpowiada kątowi pomiędzy kierunkiem pędu K_s^0 w układzie laboratoryjnym a kierunkiem pędu pionów z rozpadu mezonu w układzie spoczynkowym.



Rysunek 4.3: Rozpad w układzie spoczynkowym mezonu K_s^0 .

Transformacja Lorentza wzdłuż kierunku lotu K_s^0 daje następujące relacje dla pędów pionów w układzie laboratoryjnym:

$$p_{\perp 1,2} = p_{\perp 1,2}^* \quad (4.5)$$

$$p_{\parallel 1,2} = \frac{p_{K_s^0}}{2} \pm \frac{E_{K_s^0}}{m_{K_s^0}} p^* \cos \theta^*, \quad (4.6)$$

gdzie $E_{K_s^0}$ i $p_{K_s^0}$ są odpowiednio energią i pędem mezonu K_s^0 .

Ponieważ K_s^0 jest bezspinową cząstką jej rozpad jest izotropowy w przestrzeni i rozkład $\cos \theta^*$ jest płaski.

Do analizy przedstawionej w pracy zostały użyte zmienne kinematyczne przypadku rozpraszania głęboko nieelastycznego opisane w rozdziale 3.1 oraz zmienne kinematyczne związane z mezonem K_s^0 . W układzie laboratoryjnym są to:

- p_T , pęd poprzeczny K_s^0 ,

- η , pseudospieszość, zdefiniowana jako:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln \frac{p + p_z}{p - p_z} = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta}, \quad (4.7)$$

gdzie p jest pędem K_s^0 , p_z składową pędu równoległą do osi z , natomiast θ kątem pomiędzy kierunkiem pędu K_s^0 i osią z .

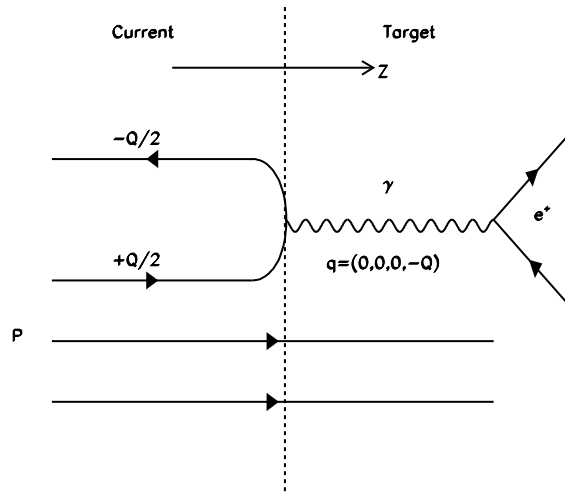
Pomiar przekrojów czynnych został przeprowadzony również w układzie Breita. Układ ten pozwala oddzielić w przybliżeniu QPM obszar fragmentacji partonu wybitego z protonu od obszaru fragmentacji pozostałości protonu i tym samym umożliwia badanie produkcji mezonów K_s^0 pochodzących z twardego oddziaływania.

Dla procesów QPM transformacja do tego układu umieszcza współliniowo czterowektory protonu, bozonu pośredniczącego oraz oddziałującego partonu. Zapisać to można za pomocą warunku:

$$2x\vec{P} + \vec{q} = 0. \quad (4.8)$$

Dodatni kierunek osi z jest zdefiniowany przez kierunek padającego protonu i określa tzw. obszar tarczy (*target*). Pęd wirtualnego fotonu leży wówczas wzdłuż ujemnej osi z , która określa tzw. obszar prądowy (*current*).

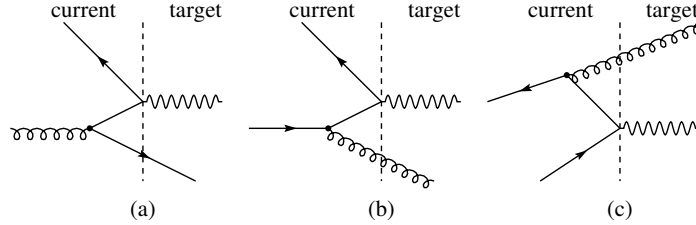
Schemat układu Breita jest pokazany na rys. 4.4. W procesach QPM parton w stanie początkowym w wyniku absorpcji wirtualnego fotonu nie zmienia swojej energii i jest rozproszony do tyłu z pędem przeciwnym do początkowego. W procesie nie ma przekazu energii; energia wirtualnego fotonu jest równa zero i jego czteropęd jest przestrzennopodobny $q=(0, 0, 0, -Q)$. Przy zaniedbaniu masy i pędu poprzecznego kwarka czteropęd kwarka w stanie początkowym wynosi $(Q/2, 0, 0, Q/2)$, natomiast po rozproszeniu jest równy $(Q/2, 0, 0, -Q/2)$.



Rysunek 4.4: Schemat układu Breita w modelu kwarkowo-partonowym. W procesach QPM parton w stanie początkowym w wyniku absorpcji wirtualnego fotonu nie zmienia swojej energii i jest rozproszony do tyłu z pędem przeciwnym do początkowego. Energia wirtualnego fotonu jest równa zero i jego czteropęd jest przestrzennopodobny $q=(0, 0, 0, -Q)$. Przy zaniedbaniu masy i pędu poprzecznego kwarka czteropęd kwarka w stanie początkowym wynosi $(Q/2, 0, 0, Q/2)$, natomiast po rozproszeniu jest równy $(Q/2, 0, 0, -Q/2)$.

Układ Breita rozdziela uderzony parton od pozostałości protonu, przy czym obszar prądowy jest zdominowany przez produkty fragmentacji partonu, podczas gdy produkty fragmentacji protonu znajdują się w obszarze tarczy.

W procesach QPM produkty fragmentacji partonu oddziałującego z wirtualnym fotonem mają niewielki pęd poprzeczny i zawierają się całkowicie w obszarze prądowym. Dla procesów wyższych rzędów w α_s , QCDC i BGF, produkty fragmentacji partonu mogą przepływać do obszaru tarczy (patrz rys. 4.5) i podział na obszar *current* i *target* nie jest już jednoznaczny.



Rysunek 4.5: Procesy wyższego rzędu w α_s w układzie Breita: BGF (a), QCDC z radiacją w stanie początkowym (b) i końcowym (c). Produkty fragmentacji partonu zawierają się również w obszarze tarczy.

Następujące zmienne x_p^{Breit} i p_T^{Breit} , zdefiniowane poniżej, zostały użyte do badania produkcji K_s^0 w układzie Breita:

- zmienna fragmentacji:

$$x_p^{Breit} = \frac{p^{Breit}}{\frac{Q}{2}}, \quad (4.9)$$

gdzie p^{Breit} jest pędem K_s^0 w układzie Breita. Zmienna fragmentacji x_p^{Breit} w obszarze prądowym odpowiada zmiennej x_p używanej w eksperymentach e^+e^- :

$$x_p = \frac{p}{p_{beam}}, \quad (4.10)$$

gdzie p_{beam} jest energią wiązki, natomiast p jest pędem cząstki w układzie laboratoryjnym.

- pęd poprzeczny K_s^0 w układzie Breita p_T^{Breit} .

4.2 Przekrój czynny na produkcję K_s^0

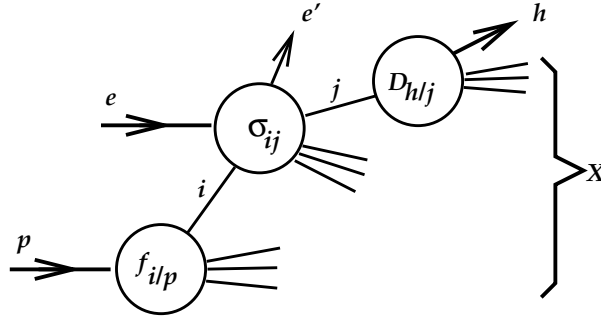
Przekrój czynny na produkcję K_s^0 może zostać oszacowany przy użyciu generatorów Monte Carlo takich jak MEPS, RAPGAP czy CDM lub wyznaczony na podstawie teoretycznych rachunków QCD. Głównymi składnikami potrzebnymi do obliczenia przekroju czynnego na produkcję hadronu h :

$$\frac{d\sigma}{dz} = \sum_{i,j} f_{i/p}(\xi, \mu_f) \otimes \sigma_{ij} \otimes D_{h/j}(x, \mu_D), \quad (4.11)$$

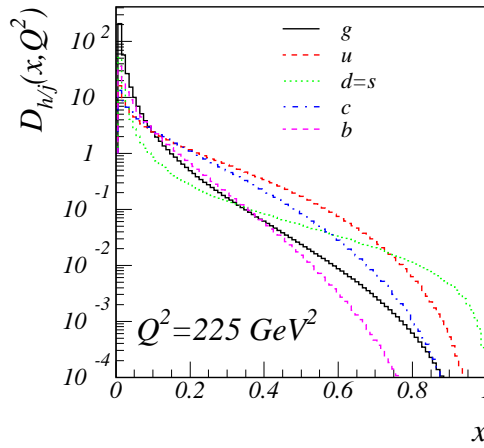
są początkowa gęstość partonów i w protonie, unoszących ułamek ξ jego pędu podłużnego, $f_{i/p}(\xi, \mu_f)$, przekrój czynny na produkcję partonu j w procesie twardego rozpraszania elektronu na partonie i ,

σ_{ij} (patrz rys. 4.6) oraz formalizm, który pozwoli na opis tworzenia hadronu h w procesie fragmentacji partonu j .

Prawdopodobieństwo powstania mezonu K_s^0 z partonu j pochodzącego z procesu twardego rozpraszania, jest wyznaczane z teoretycznych rachunków *next-to-leading order* (NLO) [57]. Funkcje fragmentacji, $D_{K_s^0/j}(x, \mu_D)$, otrzymuje się ze zmierzonej w eksperymentach e^+e^- inkluzywnej produkcji K_s^0 i stosuje do procesu rozpraszania ep na podstawie teorii faktoryzacji i uniwersalności tych funkcji [57]. Rys. 4.7 przedstawia funkcje fragmentacji K^0 ¹ wyznaczone z rachunków NLO dla skali fragmentacji $\mu_D = Q^2$. Tylko 0.2% mezonów K^0 , pochodzących z twardego rozpraszania elektronu na kwarku s , niesie część pędu protonu x większą niż 0.75.



Rysunek 4.6: Schematyczny diagram przedstawiający parametry i funkcje na podstawie których wyznaczany jest przekrój czynny na produkcję hadronów: początkowa gęstość partonów i w protonie, $f_{i/p}$, przekrój czynny na produkcję partonu j w procesie tzw. twardego rozpraszania elektronu na partonie i , σ_{ij} , oraz funkcja fragmentacji, $D_{h/j}$.



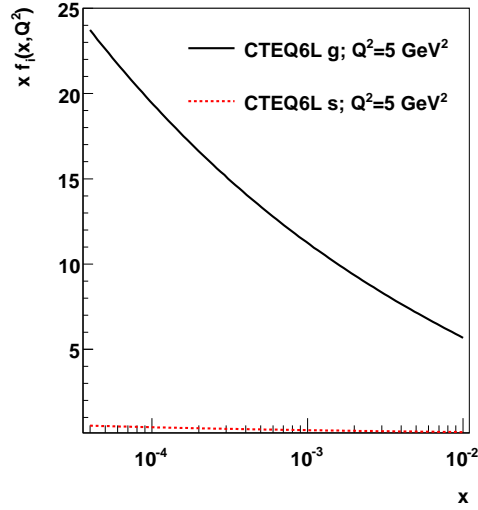
Rysunek 4.7: Funkcje fragmentacji $D_{h/j}(x, Q^2)$ [57] opisujące prawdopodobieństwo fragmentacji partonu $j = \{g, u, d = s, c, b\}$ na K^0 lub \bar{K}^0 niosące część x pędu protonu dla $Q^2 = 225 \text{ GeV}^2$. Hadron h oznacza K^0 lub \bar{K}^0 .

¹Prawdziwe również dla \bar{K}^0 .

4.3 Bezpośrednia produkcja dziwności

Jak wspomniano wcześniej, procesy w których bezpośrednio produkowana jest dziwność to twarde rozpraszanie fotonu na kwarku s z morza w protonie i proces BGF $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$.

Prawdopodobieństwo rozproszenia fotonu na kwarku s z morza protonu zależy od funkcji rozkładu kwarka s w protonie. Rys. 4.8 przedstawia funkcje rozkładu $xf_i(x, Q^2)$ gluonu i kwarka s w protonie dla parametryzacji CTEQ6L [58] wyznaczone w przedziale x dostępnym dla analizowanych danych.



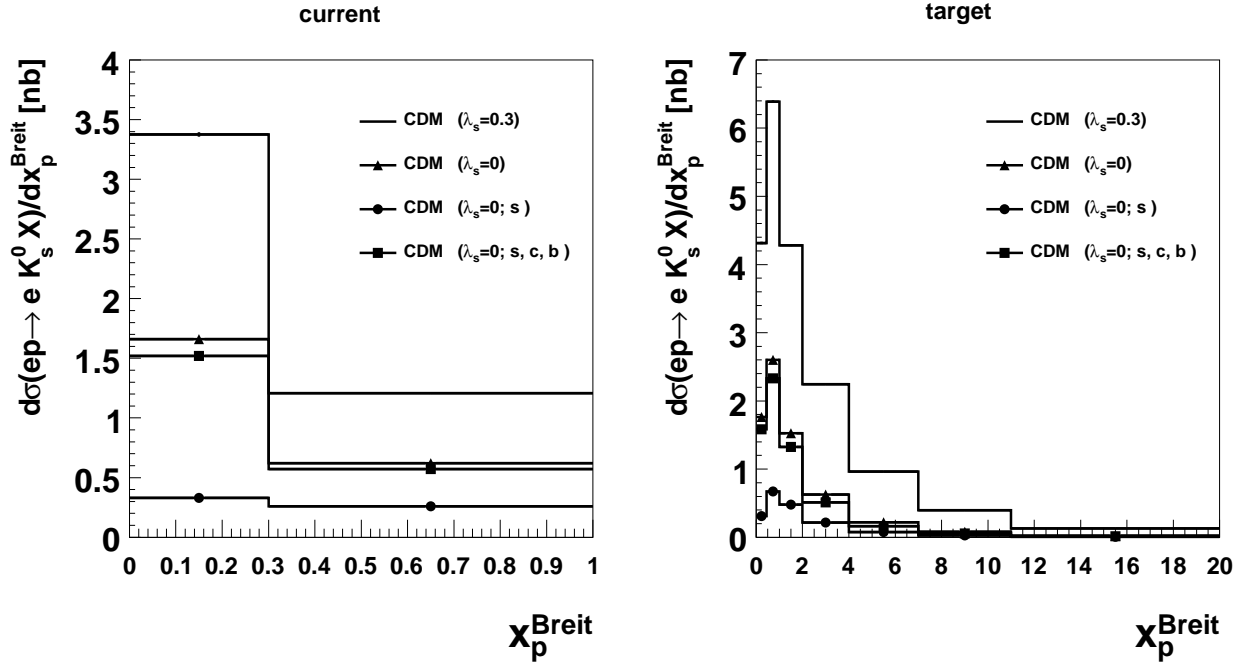
Rysunek 4.8: Funkcje rozkładu partonów $xf_i(x, Q^2)$ w protonie dla parametryzacji CTEQ6L. Rozkład gluonu (linia ciągła) i kwarka s z morza (linia przerywana) dla wartości skali $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$.

Dla rozważanego obszaru zmiennej x i skali $Q^2 = 5 \text{ GeV}^2$ dominują gluony, natomiast kwarki s stanowią niewielką część wszystkich partonów. Proces produkcji dziwności w twardym rozpraszaniu fotonu na kwarku s jest zatem mało prawdopodobny.

Wkład od procesu BGF $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$ do bezpośredniej produkcji dziwności zależy silnie od zmiennej x , ponieważ gęstość gluonów wzrasta silnie dla małych wartości x (patrz rys. 4.8). Oczekujemy, że w układzie Breita produkty fragmentacji kwarka s powstałego w tym procesie powinny zawierać się głównie w obszarze prądowym. Rys. 4.9 przedstawia przekroje czynne na produkcję K_s^0 w układzie Breita w funkcji zmiennej x_p^{Breit} w obszarze prądowym i w obszarze tarczy, otrzymane z generatora CDM dla funkcji struktury protonu CTEQ6L i dla dwóch wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.0$ i $\lambda_s=0.3$. Dla przewidywań z $\lambda_s=0.0$ zaznaczony został udział pochodzący od kwarka s i od sumy przyczynków od kwarków s , c i b . Przekroje czynne są wyznaczone dla analizowanego obszaru przestrzeni fazowej zdefiniowanego przez:

$$\begin{aligned}
 0.1 < y < 0.6, \\
 2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2, \\
 -1.3 < \eta(K_s^0) < 1.3, \\
 0.5 < p_T(K_s^0) < 3.5 \text{ GeV}.
 \end{aligned} \tag{4.12}$$

W tabeli 4.2 zostały umieszczone wartości przewidywanych przez model CDM przekrojów czynnych. Wartość parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.0$ oznacza w modelu Lund, że dziwne kwarki nie powstają w procesie fragmentacji struny, mogą natomiast pochodzić z rozproszenia na kwarku s lub z procesu fuzji bozonowo–gluonowej. Produkty fragmentacji kwarka s powstałego w tych procesach zawierają się głównie w obszarze prądowym. W obszarze tym wkład od procesu BGF $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$ stanowi 30% wszystkich procesów z $\lambda_s=0.0$, czyli bez fragmentacji. Pozostały udział, czyli aż 70%, dają procesy fuzji bozonowo–gluonowej w których powstają ciężkie kwarki (c , b), rozpadające się następnie na kwarki s (patrz rozdz. 4.4).



Rysunek 4.9: Przewidywania na przekroje czynne na produkcję K^0 w układzie Breita w obszarze tarczy (*target*) i w obszarze prądowym (*current*) w funkcji zmiennej x_p^{Breit} . Pokazane zostały przewidywania dla dwóch wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.0$ i $\lambda_s=0.3$. Dla przewidywań z $\lambda_s=0.0$ zaznaczony został udział pochodzący od kwarka s i od sumy przyczynków od kwarków s , c i b .

	$\lambda_s=0.3$	$\lambda_s=0.0$	$\lambda_s=0.0; s, c, b$	$\lambda_s=0.0; s$
$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ target [nb]	19.89	6.20	5.18	1.83
$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ current [nb]	1.86	0.93	0.86	0.28

Tabela 4.2: Przewidywania modelu CDM dla wartości przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 , $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$, w układzie Breita dla obszaru tarczy (*target*) i obszaru prądowego (*current*). Przekroje czynne są wyznaczone dla funkcji struktury protonu CTEQ6L i dla dwóch wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.0$ i $\lambda_s=0.3$. Dla przewidywań z $\lambda_s=0.0$ podane zostały wartości $\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)$ dla kwarków s , c i b oraz tylko dla kwarka s .

4.4 Produkcja dziwności w rozpadach hadronów

K_s^0 może pochodzić bezpośrednio z pękającej struny lub z rozpadu hadronów, które powstały w procesie fragmentacji (np. K^*). Kwarki dziwne są również produkowane w procesie rozpadów ciężkich kwarków (np. c) powstałych w procesie fuzji bozonowo–gluonowej.

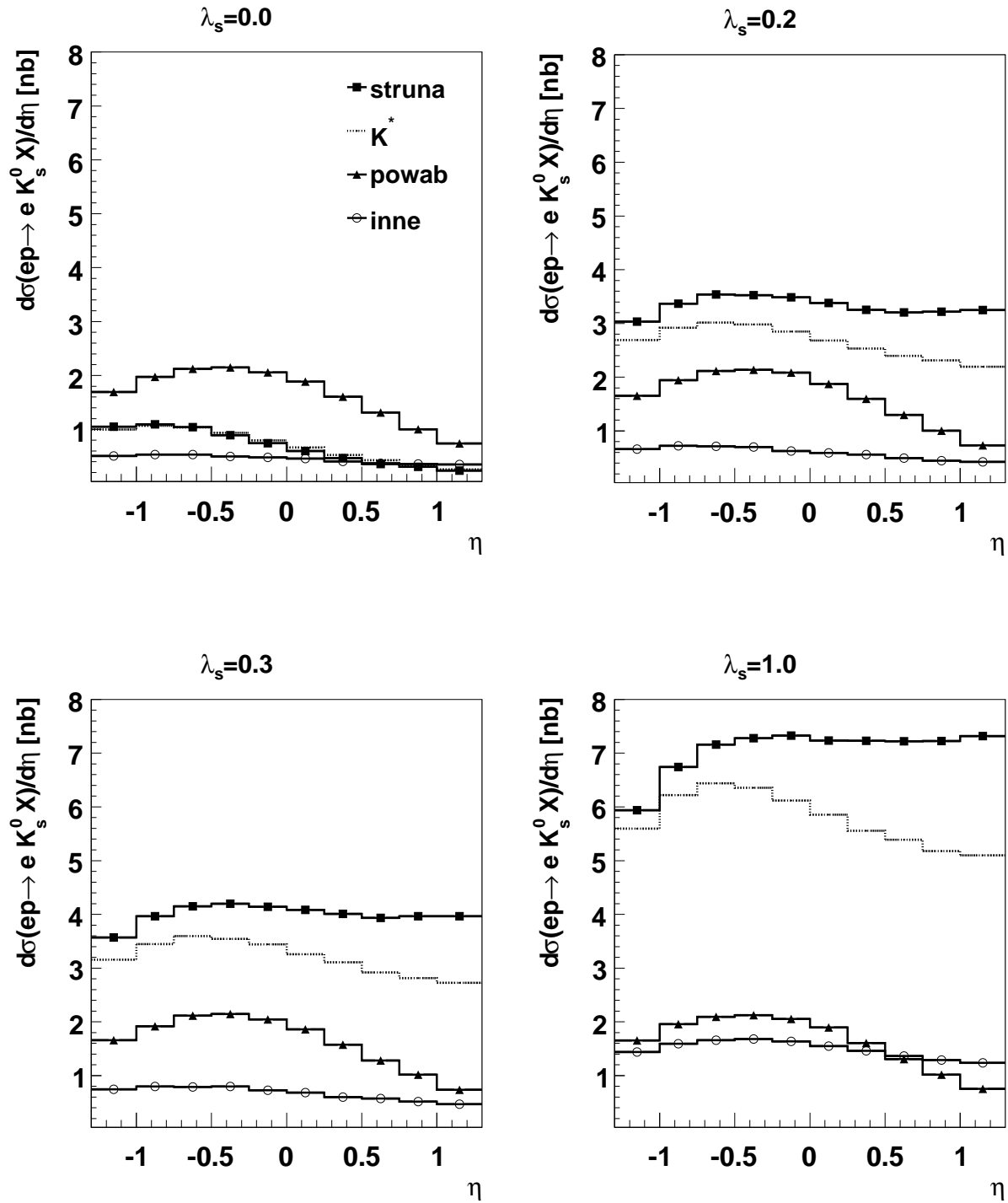
Rys. 4.10 przedstawia rozkłady przekroju czynnego na produkcję K_s^0 w funkcji pseudopospieszności η mezonu K_s^0 dla kilku wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.0, 0.2, 0.3$ oraz 1.0 , otrzymane za pomocą generatora MEPS z wyborem funkcji struktury protonu CTEQ6L w eksperymentalnie dostępnym obszarze przestrzeni fazowej (patrz równanie 4.12). Dla każdej wartości λ_s pokazano przyczynki od procesów fragmentacji struny, rozpadów K^* , procesu BGF $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$. Pozostałe źródła cząstek dziwnych, głównie rozpady mezonów ϕ , zostały na rysunku oznaczone jako „inne”. Jak widać dla wszystkich wartości λ_s , z wyjątkiem $\lambda_s=0.0$, gdzie nie oczekujemy dziwnych kwarków z fragmentacji, dominującym źródłem produkcji K_s^0 jest fragmentacja struny. Liczba kaonów pochodzących bezpośrednio z fragmentacji struny i z rozpadów mezonów K^* powstałych w procesie fragmentacji jest zbliżona.

Jak widać z powyższych rozważań ważnym przyczynkiem do produkcji K_s^0 są rozpady cząstek powabnych. Ze względu na dużą masę kwarka c , dominującym procesem powstawania cząstek powabnych w zderzeniach ep jest fuzja bozonowo–gluonowa. Najczęściej produkowane są powabne mezony D^\pm i D^0 , które rozpadają się przede wszystkim na neutralne kaony [43]:

$$\begin{aligned} D^\pm &\rightarrow K^0 X + \overline{K^0} X & 59 \pm 7\%, \\ D^0 &\rightarrow K^0 X + \overline{K^0} X & 42 \pm 5\%. \end{aligned}$$

Cząstki K_s^0 z tych rozpadów pojawiają się w obszarze detektora „do tyłu” (dla ujemnych wartości η) a ich produkcja nie zależy od wartości λ_s (patrz rys. 4.10).

W układzie Breita kaony pochodzące z rozpadów powabnych mezonów D zawierają się głównie w obszarze *current* związanym z fragmentacją partonu. Potwierdza to rozkład przekroju czynnego na produkcję K_s^0 w obszarze *current* dla wartości $\lambda_s=0.0$ z wyróżnionymi przyczynkami od kwarków s , c i b przedstawiony na rys. 4.9. Proces BGF $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ stanowi 62% wszystkich procesów dla $\lambda_s=0.0$ w obszarze prądowym układu Breita.



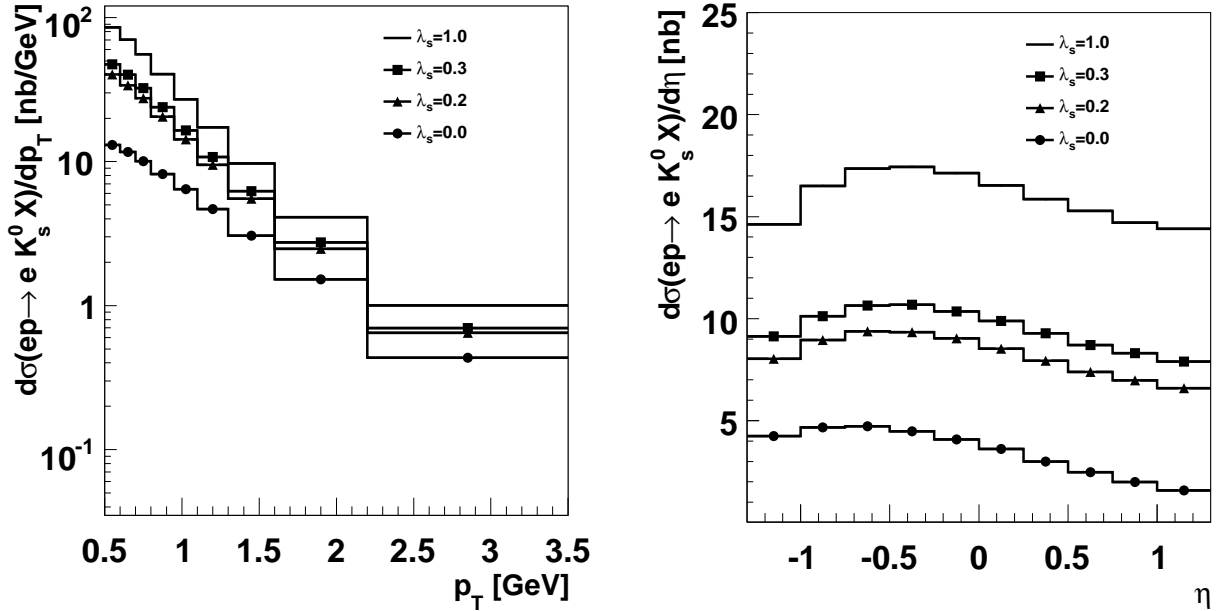
Rysunek 4.10: Rozkłady przekroju czynnego na produkcję K_s^0 w funkcji pseudopospieszności η mezonu K_s^0 dla kilku wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.0, 0.2, 0.3, 1.0$ otrzymane za pomocą generatora MEPS. Dla każdej wartości λ_s pokazano przyczynki do produkcji K_s^0 : od procesów fragmentacji struny (\blacksquare), rozpadów K^* ($---$), BGF $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ (\blacktriangle) i innych (\circ).

4.5 Produkcja dziwności w procesie fragmentacji partonów

Jak wynika z poprzednich rozważań większość dziwnych cząstek powstaje w procesie fragmentacji, w którym partony pochodzące z twardego oddziaływania hadronizują na obserwowane w eksperymencie cząstki. Poniżej pokazane są przewidywania modelu Lund dla zmierzonych w pracy przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunku przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 do naładowanych hadronów $R(K_s^0/h^\pm) = \sigma(ep \rightarrow eK_s^0 X) / \sigma(ep \rightarrow eh^\pm X)$.

Przekrój czynny na produkcję K_s^0

Rys. 4.11 przedstawia przewidywania modelu MEPS dla przekroju czynnego na produkcję K_s^0 w funkcji p_T i η mezonów K_s^0 dla czterech wartości $\lambda_s = 0.0, 0.2, 0.3, 1.0$, w analizowanym obszarze przestrzeni fazowej (patrz równanie 4.12).



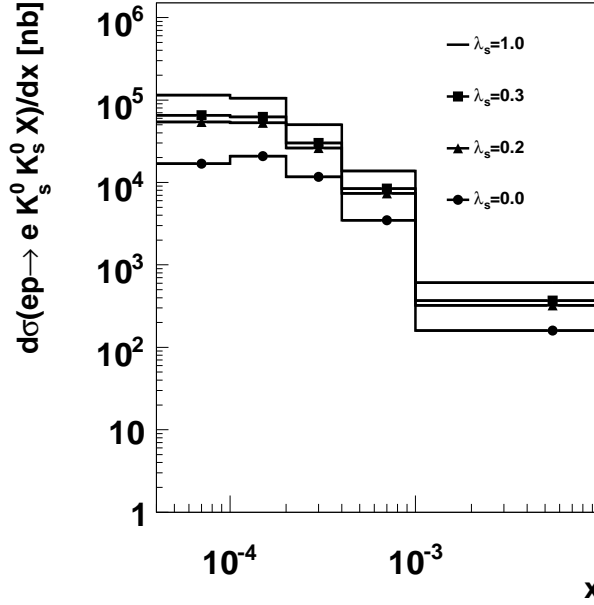
Rysunek 4.11: Rozkłady przekroju czynnego na produkcję K_s^0 w funkcji zmiennej p_T oraz η dla różnych wartości λ_s otrzymane za pomocą generatora MEPS dla funkcji struktury protonu CTEQ6L.

Zmiana λ_s z 0.2 na 0.3 prowadzi do wzrostu przekroju czynnego o 15%. Przewidywania dla $\lambda_s = 0.0$ odpowiadają produkcji K_s^0 nie związanej z fragmentacją struny, czyli produkcji z procesu fuzji bozonowo–gluonowej $\gamma g \rightarrow c\bar{c}$ lub $\gamma g \rightarrow s\bar{s}$. Przekrój czynny na produkcję K_s^0 w procesie fragmentacji stanowi 73% przekroju czynnego dla wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.3$.

Przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$

Rys. 4.12 przedstawia przewidywania modelu MEPS dla przekroju czynnego na produkcję par mezonów $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x dla różnych wartości λ_s w analizowanym obszarze przestrzeni

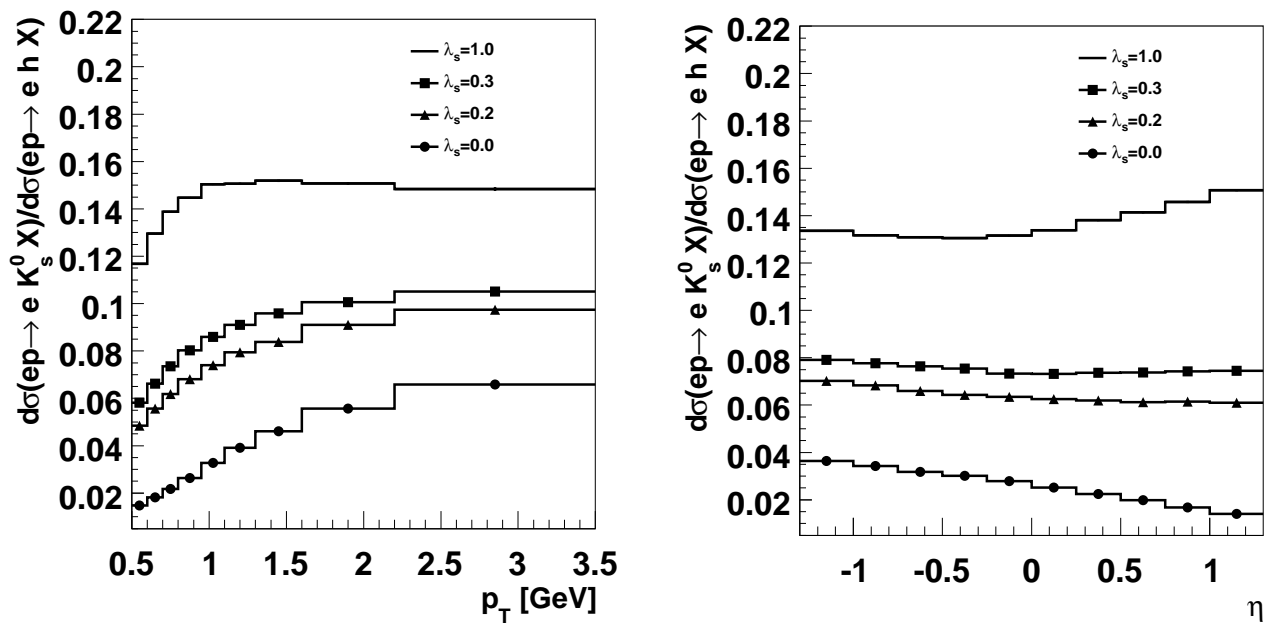
fazowej (patrz równanie 4.12). Wybrano pary mezonów dla których masa niezmiennicza dwóch mezonów jest powyżej obszaru produkcji rezonansów, $M_{K_s^0 K_s^0} > 1.8 \text{ GeV}$. W tak wybranej próbce przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ z twardego oddziaływania, tzn. dla przewidywań z $\lambda_s=0$, stanowi około 28% przekroju czynnego dla $\lambda_s=0.3$.



Rysunek 4.12: Rozkłady przekroju czynnego na produkcję $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x dla różnych wartości λ_s otrzymane za pomocą generatora MEPS dla funkcji struktury protonu CTEQ6L.

Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$

W pracy został zmierzony również stosunek przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów h^\pm w tym samym obszarze kinematycznym jak dla mezonów K_s^0 (patrz równanie 4.12). Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ powinien być, w przeciwieństwie do przekroju czynnego na produkcję K_s^0 , mniej zależny od modelu Monte Carlo. Stosunek upraszcza niepewności modelu związane z partonowym stanem końcowym, w szczególności zależność od funkcji struktury protonu. Jest też bardziej czuły, niż przekrój czynny na produkcję K_s^0 , na pomiar parametru tłumienia dziwności λ_s [59]. Przewidywania modelu MEPS dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji zmiennych p_T oraz η przedstawia rys. 4.13. Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ jest w przybliżeniu stały w funkcji η , dla wszystkich wartości λ_s oprócz wartości $\lambda_s=0$, która odpowiada produkcji K_s^0 w twardej oddziaływaniu. Silnie zależy natomiast od p_T . Maleje dla małych wartości p_T , co jest związane z małą przestrzenią fazową dostępną dla produkcji K_s^0 w stosunku do lekkich naładowanych hadronów.



Rysunek 4.13: Rozkłady stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji zmiennych p_T oraz η dla różnych wartości λ_s otrzymane za pomocą generatora MEPS dla funkcji struktury protonu CTEQ6L.

ROZDZIAŁ 5

WCZEŚNIEJSZE POMIARY PARAMETRU TŁUMIENIA DZIWNOŚCI

5.1 Wcześniejsze pomiary

Badania cząstek zawierających kwark dziwny s mają długą tradycję w eksperymentach wysokich energii takich jak anihilacja elektron–pozyton, zderzenia hadron–hadron, czy rozpraszanie głęboko nieelastyczne lepton–hadron. Główną motywacją tych badań jest sprawdzenie uniwersalności fragmentacji partonów na hadrony, nieperturbacyjnego procesu zachodzącego przy większych odległościach, związanego z uwięzieniem partonów w polu sił koloru. Fragmentacja jest opisywana za pomocą fenomenologicznych modeli. Oczekuje się, że parametry modeli opisujących proces fragmentacji są uniwersalne. W szczególności nie powinny zależeć od twardego procesu. Jednak tylko w zderzeniach e^+e^- wszystkie procesy są twarde. W procesach ep i pp ze względu na obecność hadronu/hadronów w stanie początkowym należy dodatkowo wziąć pod uwagę obecność resztek protonu/protonów, które również biorą udział w procesie hadronizacji.

Badanie produkcji dziwności w oddziaływaniach ep jest testem uniwersalności hadronizacji. W modelu strun LUND proces ten opisywany jest głównie przez parametr tłumienia dziwności, jeden z głównych parametrów we wszystkich modelach fragmentacji kwarków i glonów, definiowany jako $\lambda_s = P(s)/P(q)$, gdzie $P(s)$ i $P(q)$ są prawdopodobieństwami utworzenia dziwnej ($s\bar{s}$) lub lekkiej pary kwarków ($u\bar{u}$, $d\bar{d}$) z próżni podczas procesu fragmentacji. W modelu strun produkcja dziwnych kwarków jest kontrolowana również, oprócz λ_s , przez tłumienie produkcji dikwarków $\lambda_{qq} = P(qq)/P(q)$, które opisuje prawdopodobieństwo produkcji lekkich par dikwarków ($q\bar{q}q\bar{q}$) z próżni w stosunku do lekkich par $q\bar{q}$ i tłumienie produkcji dziwnych dikwarków $\lambda_{sq} = P(sq)/P(qq)/(P(s)/P(q))$, które modeluje względną produkcję par dikwarków zawierających dziwne kwarki.

Wiedzę na temat λ_s czerpie się z pomiarów hadronów powstałych w procesie fragmentacji. Istnieją trzy podstawowe metody badania λ_s :

1. pomiar wartości stosunków przekrojów czynnych na rezonanse i ich porównanie z przewidywaniami modeli partonowych [60],
2. badanie stosunków inkluzywnych przekrojów czynnych i ich interpretacja w oparciu o model LUND [61, 62] lub statystyczny model kwarków i partonów [63, 64],
3. liczenie dziwnych i lekkich par $q\bar{q}$ zawartych w mierzonych hadronach (przy założeniu, że kwarki s nie powstają dodatkowo z rozpadów rezonansów) i szacowanie liczby hadronów

powstałych bezpośrednio z par $q\bar{q}$ ze struny w oparciu o zmierzone częstości powstawania rezonansów i znane krotności ich rozpadów [65].

W przypadku pierwszej i drugiej metody pomiar wartości λ_s zależy od modelu, natomiast trzecia metoda wymaga precyzyjnej wiedzy na temat przekrojów czynnych i rozgałęzień rezonansów, z których powstały mierzone w eksperymentach stabilne hadrony.

W modelu strun LUND oczekuje się wartości λ_s rzędu 0.3 [59]. Zmierzone w różnych eksperymentach, zarówno na stałej tarczy jak i zderzaczach, wartości λ_s mieszczą się w przedziale 0.2 do 0.4 (patrz tabela 5.1). Najdokładniejsze jak dotąd pomiary wykonane na LEP, na podstawie badań częstości produkcji mezonów dziwnych do niedziwnych w hadronowych rozpadach Z^0 zgadzają się z przewidywaniami modelu LUND. W eksperymentach z rozpraszaniem neutrin i w zderzeniach $p\bar{p}$ otrzymano wartości λ_s w przedziale 0.2 do 0.4. Również na HERA stała wartość λ_s nie wystarcza do opisu produkcji K_s^0 we wszystkich obszarach kinematycznych.

5.1.1 Pomiary produkcji dziwności w zderzeniach e^+e^-

W zderzeniach e^+e^- badanie wolnych parametrów modelu strun LUND opiera się przede wszystkim na pomiarach stosunków częstości produkcji dziwnych hadronów (K_s^0 , Λ , $K^{*\pm}$, $\Sigma(1385)^\pm$, Ξ^- , $\Xi(1530)^0$) do niedziwnych.

Historycznie pierwszy pomiar produkcji dziwności został przeprowadzony przez współpracę JADE [69] na akceleratorze PETRA (Positron Elektron Tandem Ring Anlage) w DESY. Współpraca JADE badała produkcję K_s^0 dla energii w układzie środka masy zderzenia pomiędzy 12 GeV i 35 GeV. Otrzymano wartość $\lambda_s = 0.27 \pm 0.03 \pm 0.05$. W ramach błędu statystycznego nie zaobserwowano też zależności parametru λ_s od energii w badanym zakresie.

Współpraca TASSO [70], która również działała na akceleratorze PETRA, wyznaczyła wartość $\lambda_s = 0.35 \pm 0.02 \pm 0.05$ w oparciu o pomiar produkcji K_s^0 dla energii w układzie środka masy 14, 22 i 34 GeV.

Cała seria pomiarów dedykowanych badaniu produkcji dziwności została przeprowadzona na zderzaczu LEP w ośrodku CERN przez cztery współpracę ALEPH, OPAL, DELPHI i L3 [71–77]. Wykorzystując próbki hadronowych rozpadów Z^0 , eksperymenty te badały produkcję dziwności w procesie hadronizacji i otrzymały $\lambda_s \approx 0.3$. Wartości otrzymane z dopasowania parametrów do pomiarów produkcji hadronów przez współpracę ALEPH: $\lambda_s = 0.286$, $\lambda_{qq} = 0.108$ i $\lambda_{sq} = 0.690$ są wzięte jako standardowe wartości dla symulacji hadronizacji w programie JETSET. Jednakże nowszy pomiar produkcji dziwności na LEP wskazuje na wyższą wartość parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.422 \pm 0.049 \pm 0.059$ [78].

5.1.2 Pomiary produkcji dziwności w zderzeniach ep

Produkcja dziwności była też badana na akceleratorze HERA, zarówno przez współpracę H1 jak i przez współpracę ZEUS.

W eksperymencie H1 produkcja mezonów K_s^0 została zmierzona w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym dla obszaru $10 < Q^2 < 70 \text{ GeV}^2$ [50] oraz w procesie fotoprodukcji ($Q^2 \approx 0$) [51]. Obydwa pomiary zostały przeprowadzone w oparciu o dane zebrane w 1994 o scałkowanej świetności $\mathcal{L}_{int} \approx 1.32 \text{ pb}^{-1}$, która jest prawie o czynnik 40 mniejsza od świetności próbki użytej w tej pracy. Z porównania danych DIS z przewidywaniami modelu opartego na fragmentacji strun LUND wynika, że lepszy opis danych uzyskuje się przy przyjęciu wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.2 - 0.23$. Wnioski z analizy przeprowadzonej dla danych z fotoprodukcji są podobne do

Oddziaływanie	Preferowana wartość λ_s	Metoda pomiaru λ_s	Referencje
ep	0.2-0.3	$\sigma(K_s^0), \sigma(\Lambda), \frac{\sigma(K_s^0)}{\sigma(\pi^\pm)}$	ZEUS[80]
ep	0.2-0.23	K_s^0, Λ	H1 [50]
μ -nukleon	0.2	$\frac{K_s^0}{\pi^\pm}$	E665 [81]
μ -nukleon	0.3	$\frac{K_s^0}{\pi^\pm}$	EMC [62]
ν -neon	0.3	K_s^0, Λ	E632 [66]
νp i $\bar{\nu} p$	$0.203 \pm 0.014 \pm 0.010$	$\frac{K_s^0}{\pi^\pm}$	G.T. Jones et al. [82]
$p\bar{p}$	0.40 ± 0.05	$\frac{K_s^0}{\pi^\pm}$; porównanie ze statystycznym modelem kwarków i partonów	CDF [64]
e^+e^-	$0.422 \pm 0.049 \pm 0.059$	wiodące K^\pm i K_s^0 w dżecie; pomiar minimalnie zależny od modelu	Opal [78]
e^+e^-	0.29 ± 0.03	$\frac{K^{*0}}{\rho^0+\omega}, \frac{K^{*\pm}}{\rho^0+\omega}, \frac{2\phi}{K^{*0}}, \frac{2\phi}{K^{*\pm}}, \sqrt{\frac{2\phi}{\rho^0+\omega}}$	Y.J. Pei [67]
e^+e^-	0.35 ± 0.07	$\frac{K^+}{\pi^+}$	Opal [67, 68]
e^+e^-	0.25 ± 0.03	$\frac{K^+}{\pi^+}$	ALEPH [67, 72]
e^+e^-	0.3 ± 0.02	K_s^0	DELPHI [74]

Tabela 5.1: Przegląd pomiarów parametru tłumienia dziwności λ_s . Jeśli nie zaznaczono inaczej λ_s wyznaczona została w oparciu o przewidywania modelu LUND.

tych, które zostały otrzymane dla DIS. Dodatkowo dla fotoprodukcji zaobserwowano zgodność przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wyznaczonego z teoretycznych rachunków NLO ze zmierzonym przekrojem czynnym. Istnieje też późniejsza, nieopublikowana analiza H1 [79] dla przypadków DIS dla scałkowanej świetlności $\mathcal{L}_{int} \simeq 17.8 \text{ pb}^{-1}$, zebranej w latach 1996/97 i obejmująca szerszy zakres wirtualności fotonu, $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$. Najlepszy opis danych uzyskuje się, tak jak poprzednio, dla mniejszych wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.23\text{--}0.25$.

Dziwność była także wszechstronnie badana w eksperymencie ZEUS. Pierwszy pomiar odpowiadał scałkowanej świetlności $\mathcal{L}_{int} \approx 0.55 \text{ pb}^{-1}$ i został przeprowadzony dla danych rozpraszania głęboko nieelastycznego obejmujących obszar $10 < Q^2 < 640 \text{ GeV}^2$. Parametr $\lambda_s = 0.2$ dostarczył najlepszego opisu produkcji K_s^0 . Najnowsza analiza współpracy ZEUS dotycząca produkcji dziwności w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym i fotoprodukcji została przeprowadzona dla danych o scałkowanej świetlności $\mathcal{L}_{int} \approx 121 \text{ pb}^{-1}$ [80]. Oba modele, MEPS i CDM, opisują otrzymane przekroje czynne na produkcję K_s^0 w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym, przy czym większa wartość parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.3$ daje najlepszy opis danych. Natomiast stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$, jest opisany przez model CDM z niższą wartością parametru tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.22$.

5.1.3 Pozostałe pomiary

Produkcja dziwności poza eksperymentami e^+e^- i ep była badana także w zderzeniach mionów i neutrin z nukleonami [62, 81, 82] oraz w zderzeniach ciężkich jonów [83, 84]. Eksperyment rozpraszania mionów na nukleonach [62] w ośrodku CERN badał produkcję dziwnych cząstek w rozpraszaniu głęboko nieelastycznym. Obserwowany stosunek krotności K_s^0 do naładowanych π jest dobrze opisany przez modele Monte Carlo z parametrem tłumienia dziwności $\lambda_s = 0.30 \pm 0.01 \pm 0.07$.

ROZDZIAŁ 6

SELEKCJA PRZYPADKÓW

6.1 Próbką danych i wstępna selekcja przypadków DIS

Analizowana próbka danych została zebrana w latach 1999 i 2000, kiedy protony o energii 920 GeV zderzały się z pozytonami o energii 27.6 GeV.

Dane zebrane przez detektor H1 są podzielone na próbki, które zawierają przypadki zarejestrowane przy takich samych warunkach pracy detektora i parametrach wiązek. Wstępna selekcja odrzuca próbki o scałkowanej świetłości mniejszej niż 100 nb^{-1} , ponieważ wskazuje to na problemy techniczne podczas rejestracji danych. Ponadto odrzucone zostały przypadki, w których choć jeden z następujących elementów detektora H1, istotnych dla analizy, nie działał właściwie:

- centralne komory śladowe (CJC1, CJC2, CIP, COP) oraz przednia komora proporcjonalna (FPC),
- kalorymetry (LAr i SpaCal),
- tylna komora proporcjonalna (BDC),
- system do pomiaru świetłości.

Scałkowana świetność \mathcal{L}_{int} dla tak wybranych danych trygerowanych przez warunek S61 (patrz rozdział 2.2.4), wynosi $\mathcal{L}_{int} \simeq 47 \text{ pb}^{-1}$.

6.2 Selekcja przypadków głęboko nieelastycznego rozpraszania

W przypadkach rozpraszania głęboko nieelastycznego ep zachodzącego poprzez prądy neutralne w stanie końcowym występuje rozproszony elektron. Dla obszaru wartości Q^2 , który obejmuje przypadki analizowane w pracy, sygnaturą tego procesu jest depozyt energii w kalorymetrze SpaCal. Dlatego wybrano warunek trygerowy, który żądał obecności klastra elektromagnetycznego o odpowiedniej energii w kalorymetrze SpaCal i obecności w obszarze centralnym śladu z dużym pędem poprzecznym. Przypadki rozpraszania głęboko nieelastycznego muszą też mieć dobrze określony wierzchołek oddziaływania. Żądania te spełniał podtryger S61.

6.2.1 Rekonstrukcja zmiennych kinematycznych

W rozpraszaniu głęboko nieelastycznym na zderzaczu HERA mierzono niezależnie energię E'_e i kąt rozproszonego elektronu θ_e oraz energię E_h oraz kąt γ_h końcowego stanu hadronowego. W oparciu o te pomiary można wyznaczyć lorentzowsko niezmiennicze wielkości x , y i Q^2 . Dwie z tych wielkości wystarczają do określenia kinematyki przypadku. Poniżej przedstawione zostały dwie metody rekonstrukcji zmiennych kinematycznych: metoda elektronowa (*electron method*) i metoda dwóch kątów (*double angle method*). Szczegółowy opis różnych metod rekonstrukcji i ich porównanie można znaleźć w [85, 86].

Metoda elektronowa

Metoda ta używa wyłącznie informacji o rozproszonym elektronie do rekonstrukcji kinematyki przypadku. Dla małych przekazów czteropędu ($Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$) energia E'_e i kąt θ_e są mierzone w kalorymetrze SpaCal i w tylnej komorze BDC. Zmienne kinematyczne w układzie laboratoryjnym HERA wyznacza się ze wzorów:

$$y = 1 - \frac{E'_e}{E_e} \sin^2 \frac{\theta_e^2}{2}, \quad (6.1)$$

$$Q^2 = 2 \cdot E_e \cdot E'_e (1 + \cos \theta_e). \quad (6.2)$$

Z zależności $x = Q^2/(ys)$ dla znanej wartości energii układu środka masy, \sqrt{s} , otrzymuje się zmienną x :

$$x = \frac{Q^2}{y \cdot s}. \quad (6.3)$$

Problemem metody elektronowej jest fakt, że we wzorach na y i Q^2 występuje energia padającego elektronu E_e . Jeśli padający elektron przed zderzeniem wyemituje foton (promieniowanie QED w stanie początkowym), jego energia jest niższa i metoda elektronowa daje zły wynik. Jednakże, ponieważ proces ten jest dobrze znany, symulacje Monte Carlo mogą być użyte aby poprawić dane na efekty radiacyjne.

Dla określenia niepewności wyznaczenia zmiennych metodą elektronową, wynikających z niepewności skali energetycznej kalorymetru SpaCal, wyznaczona metodą elektronową energia rozproszonego elektronu porównana została z energią elektronu wyliczoną z opisaną poniżej metodą dwóch kątów (patrz rodz. 8.6.1).

Metoda dwóch kątów

W metodzie dwóch kątów używa się kąta biegunowego rozproszonego elektronu θ_e i kąta biegunowego hadronowego stanu końcowego γ_h . Metoda ta jest więc niezależna od skali energetycznej kalorymetru SpaCal i może służyć jako odniesienie do pomiarów energii elektronu w kalorymetrze SpaCal. Kąt γ_h jest wyliczany w oparciu o informację z końcowego stanu hadronowego:

$$\cos(\gamma_h) = \frac{p_{T,h}^2 - (E_h - p_{z,h})^2}{p_{T,h}^2 + (E_h - p_{z,h})^2}, \quad (6.4)$$

$$(6.5)$$

gdzie E_h , $p_{T,h}$ i $p_{z,h}$ oznaczają odpowiednio energię, pęd poprzeczny i podłużny wysumowane po wszystkich hadronach w stanie końcowym. Zmienne kinematyczne są dane przez związki:

$$Q_{DA}^2 = 4E_e^2 \frac{\sin \gamma_h (1 + \cos \theta_e)}{\sin \gamma_h + \sin \theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_h)}, \quad (6.6)$$

$$y_{DA} = \frac{\sin\theta_e(1 - \cos\gamma_h)}{\sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\theta_e + \gamma_h)}, \quad (6.7)$$

$$x_{DA} = \frac{E_e \sin\gamma_h + \sin\theta_e + \sin(\gamma_h + \theta_e)}{E_p \sin\gamma_h + \sin\theta_e - \sin(\gamma_h + \theta_e)}. \quad (6.8)$$

Metoda dwóch kątów pozwala na wyznaczenie energii rozproszonego elektronu niezależnie od pomiaru energii w kalorymetrze SpaCal:

$$E'_{e,DA} = E_e \cdot \frac{1 - y_{DA}}{\sin^2(\theta_e/2)}. \quad (6.9)$$

6.2.2 Warunki na zmienne kinematyczne przypadków

Przestrzeń fazowa dla analizowanych danych jest zdefiniowana przez wybór warunków selekcji, tzw. cięcie, na zmienne kinematyczne przypadku wyznaczone metodą elektronową. Końcowa próbka danych do pomiaru przekrojów czynnych zawiera tylko te przypadki, które spełniają poniższe warunki na zmienne Q^2 i y :

$$0.1 < y < 0.6, \quad (6.10)$$

$$2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2. \quad (6.11)$$

Górna granica na zmienną y odpowiada dolnej granicy energii rozproszonego elektronu $\sim 11 \text{ GeV}$, co zapewnia wybór przypadków z dobrze zmierzoną energią elektronu. Zakres $y > 0.1$ wyklucza obszar, gdzie zdolność rozdzielcza metody elektronowej się pogarsza.

Cięcie na kąt biegunowy $156^\circ < \theta_e < 177^\circ$ zapewnia, że rozproszony elektron mierzony jest w obszarze akceptancji kalorymetru SpaCal.

Cięcia kinematyczne przedstawione są w tabeli 6.1.

Cięcia kinematyczne
$2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$ $0.1 < y < 0.6$ $156^\circ < \theta_e < 177^\circ$

Tabela 6.1: Lista cięć kinematycznych użytych w selekcji przypadków DIS.

6.2.3 Warunki na odrzucanie tła

Oprócz cięć kinematycznych, które definiują przestrzeń fazową dla przypadków rozpraszania gł ęboko nieelastycznego, konieczne są dodatkowe cięcia, które zapewniają dobrą, jednoznaczną identyfikację elektronu i odrzucają przypadki nie pochodzące z procesów rozpraszania gł ęboko nieelastycznego, czyli tła. Głównym źródłem tła są procesy fotoprodukcji, procesy w których wysokoenergetyczny foton wyemitowany z padającego elektronu został zarejestrowany w kalorymetrze SpaCal oraz oddziaływanie wiązki protonowej z resztkami gazu w rurze akceleratora i z elementami konstrukcji rury akceleratorowej.

W procesach fotoprodukcji elektron emituje kwazirzeczywisty foton, który oddziałuje z protonem. Ponieważ przekazany czteropęd $Q^2 \simeq 0$, elektron prawie się nie odchyła i nie opuszcza rury akceleratora. Może się zdarzyć, że cząstka z końcowego stanu hadronowego zarejestrowana w kalorymetrze SpaCal zostanie fałszywie zidentyfikowana jako elektron i przypadek taki będzie zaklasyfikowany jako przypadek rozpraszania głęboko nieelastycznego. Ponieważ taki fałszywy elektron ma zwykle niższą energię niż prawdziwy, tło od fotoprodukcji występuje przede wszystkim dla dużych wartości y , tak, że duża część tego tła jest już odrzucana przez warunek $y < 0.6$. Zastosowano następujące warunki selekcji na odrzucanie tła:

- cięcie na wierzchołek oddziaływania - żąda się aby z -owa składowa wierzchołka dla danego przypadku (z_{vtx}) znajdowała się w maksymalnej odległości ± 35 cm od nominalnego punktu oddziaływania:

$$-35 \text{ cm} < z_{vtx} < 35 \text{ cm}. \quad (6.12)$$

Ten warunek odrzuca większość przypadków tła, które nie pochodzą od zderzeń ep . Ograniczenie to odrzuca także oddziaływania protonów, które „wybiegły” z pęczków (*satellite protons*) i których oddziaływanie charakteryzuje się dużymi ujemnymi wartościami z_{vtx} .

- cięcie na bilans energii - dla każdego przypadku liczy się bilans energii zdefiniowany poprzez sumę różnicy między energią i pędem podłużnym wszystkich cząstek w stanie końcowym:

$$E - p_z = (E'_e - p'_{z,e}) + \sum_j (E_j - p_{z,j}), \quad (6.13)$$

gdzie E'_e i $p'_{z,e}$ oznaczają energię i pęd podłużny rozproszonego elektronu, a E_j i $p_{z,j}$ energię i pęd podłużny cząstki j końcowego stanu hadronowego. Sumowanie przebiega po wszystkich cząstkach zarejestrowanych w detektorze. Bilans energii w stanie początkowym jest dany przez energie i pędy wiązek:

$$E - p_z = (E_e - p_{z,e}) + (E_p - p_{z,p}) = 2 \cdot E_e \simeq 55 \text{ GeV}. \quad (6.14)$$

Dla idealnego detektora, w którym byłaby zaobserwowana każda cząstka i zmierzona jej energia, bilans energii końcowego stanu hadronowego byłby dokładnie równy podwójnej energii padającego elektronu. W przypadkach fotoprodukcji, w których elektron nie został zarejestrowany, a cząstkę w stanie końcowym mamy fałszywie zidentyfikowaną jako elektron, a także w przypadkach w których energia elektronu została obniżona przez radiację niezarejestrowanego fotonu, bilans energii daje mniejsze wartości. Natomiast dla zderzeń wiązek z gazem w rurze lub z elementami konstrukcji akceleratora, wartość $E - p_z$ często jest większa niż 55 GeV. Na wartość $E - p_z$ w niewielkim stopniu wpływa fakt braku detekcji cząstek pod bardzo małymi kątami (do przodu) lub ich zły pomiar, ponieważ dla tych cząstek $E - p_z \simeq 0$. Wprowadzając górne i dolne ograniczenie na bilans energii:

$$35 \text{ GeV} < E - p_z < 70 \text{ GeV}, \quad (6.15)$$

uzyskujemy znaczną redukcję tła. Równocześnie odrzucamy przypadki, w których energia cząstek w końcowym stanie hadronowym mogła być źle zmierzona.

Dobłą identyfikację rozproszonego elektronu zapewniają następujące warunki:

- ograniczenie na promień klastra elektromagnetycznego w kalorymetrze SpaCal - elektron, który przechodzi przez kalorymetr SpaCal wywołuje w nim kaskadę elektromagnetyczną, obejmującą zwykle kilka cel łączonych w tzw. klastry. Rozwój kaskady elektromagnetycznej w kierunku podłużnym i poprzecznym różni się znacznie od kształtu kaskady hadronowej, co można wykorzystać do polepszenia identyfikacji elektronu wprowadzając warunek na promień klastra R_{clus} , który jest zdefiniowany następująco:

$$R_{clus}^2 = \frac{1}{E_{clus}^2} \sum_{cele\ i} (E_i^2 \cdot r_i^2), \quad (6.16)$$

gdzie E_{clus} jest całkowitą energią klastra, E_i energią mierzoną w celi i , a r_i odległością w płaszczyźnie $x - y$ celi i od celi z największą energią w danym klastrze. R_{clus} jest miarą poprzecznego rozmiaru kaskady. Ponieważ kaskada hadronowa w kierunku poprzecznym jest szersza niż kaskada elektromagnetyczna, warunek na górną granicę promienia klastra:

$$R_{clus} < 3.5 \text{ cm}, \quad (6.17)$$

odrzuca przypadki fotoprodukcji, w których hadron, np. mezon π , został fałszywie zidentyfikowany jako elektron.

- ograniczenie na wielkość energii zdeponowanej w hadronowej części kalorymetru SpaCal - energia w celach hadronowej części kalorymetru SpaCal, usytuowanych poza klastrem elektromagnetycznym jest zsumowana. Suma ta, E_{had} , jest mała dla elektronów, a duża dla fałszywie zidentyfikowanych jako elektron hadronów. Aby wyrzucić takie przypadki stawia się warunek na wartość energii zmierzonej w hadronowej części kalorymetru SpaCal:

$$E_{had} < 0.5 \text{ GeV}, \quad (6.18)$$

- cięcie na ślad w komorze BDC - zmierzony w tylnej komorze dryfowej (BDC) ślad, który może zostać przyporządkowany elektronowi, jest przedłużony do kalorymetru SpaCal, a następnie w płaszczyźnie $r - \phi$ jest wyznaczana odległość, Δ_{BDC} , między śladem i klastrem elektromagnetycznym. Duże wartości Δ_{BDC} wskazują, że ślad i klaster nie pochodzą od jednej cząstki, tylko foton został fałszywie zidentyfikowany jako elektron. Dlatego wymaga się aby:

$$\Delta_{BDC} < 3 \text{ cm}, \quad (6.19)$$

- cięcia w centralnym obszarze kalorymetru SpaCal - aby zapewnić dobry pomiar energii, kaskada elektromagnetyczna od rozproszonego elektronu powinna zawierać się całkowicie w czułej objętości kalorymetru SpaCal. W tym celu wprowadza się następującą wielkość:

$$R_\theta = |(z_{vtx} - z_{SpaCal}) \cdot \tan(\theta_e)|, \quad (6.20)$$

gdzie $z_{SpaCal} = -160 \text{ cm}$ i odpowiada z -owej współrzędnej położenia kalorymetru SpaCal. W tym wyrażeniu kąt rozproszenia elektronu, θ_e jest liczony względem osi wiązki i uwzględnia jej nachylenie. Dolna granica cięcia wynosi:

$$R_\theta > 9.1 \text{ cm}. \quad (6.21)$$

Ze studiów Monte Carlo wiadomo, że w próbce otrzymanej po zastosowaniu powyższych kryteriów selekcji tło od fotoprodukcji jest mniejsze niż 1% [79]. Zastosowane warunki do odrzucania tła zostały zebrane w tabeli 6.2.

Warunki na odrzucanie tła
$R_{clus} < 3.5 \text{ cm}$ $\Delta_{BDC} < 3 \text{ cm}$ $E_{had} < 0.5 \text{ GeV}$ $R_\theta > 9.1 \text{ cm}$ $ z_{vtx} < 35 \text{ cm}$ $35 \text{ GeV} < E - p_z < 70 \text{ GeV}$

Tabela 6.2: Lista warunków na odrzucanie tła użytych w selekcji przypadków DIS.

6.2.4 Porównanie symulacji Monte Carlo z danymi

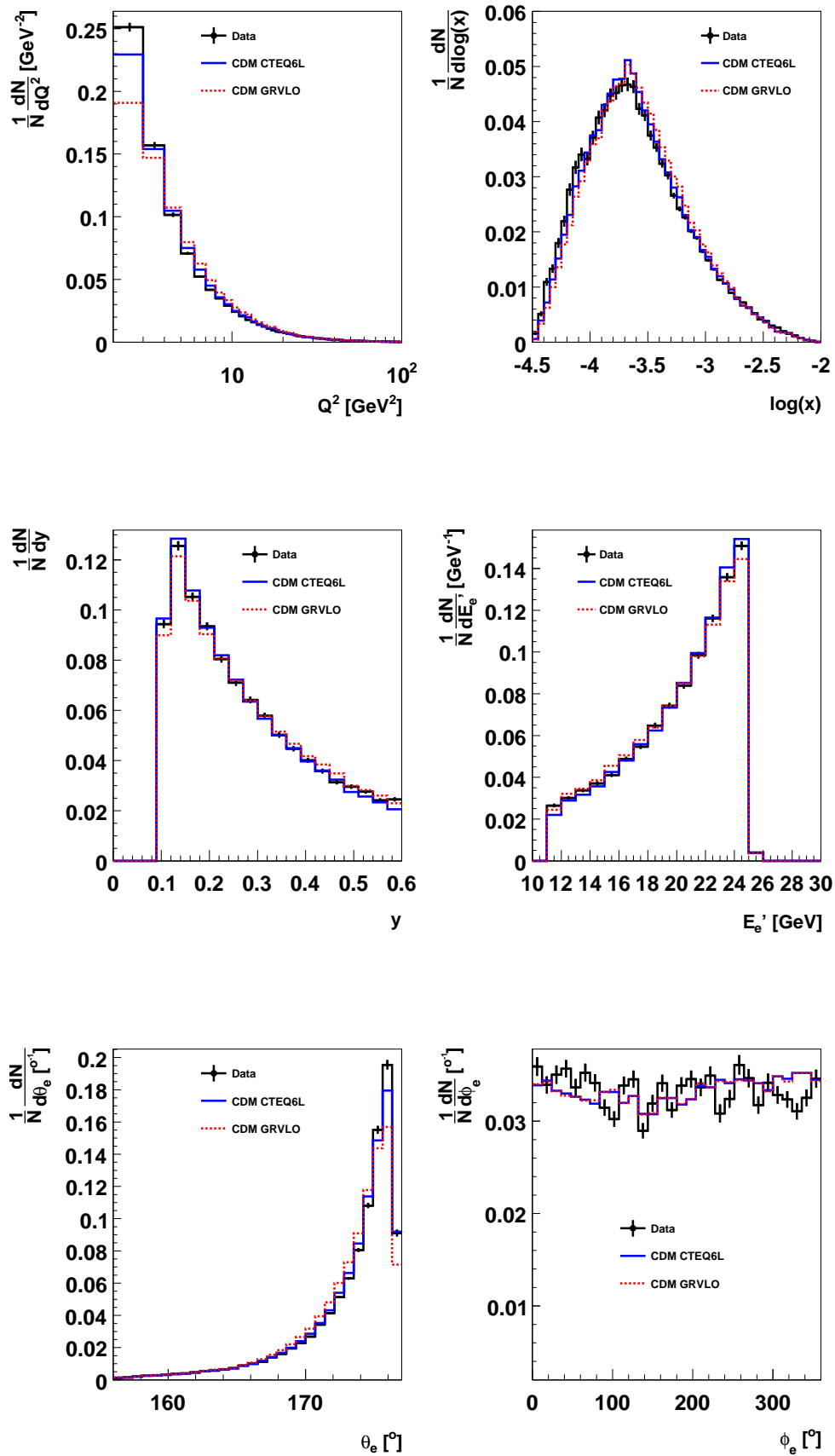
Próbki Monte Carlo użyte do wyznaczenia czynników poprawkowych (patrz rozdział 8.2) są wygenerowane z wyborem funkcji struktury GRV94 LO i poddane symulacji detektora H1 w programie GEANT. Symulowane przypadki Monte Carlo są rekonstruowane i analizowane tymi samymi programami co dane.

W celu sprawdzenia jakości opisu danych przez symulację, zmierzone rozkłady zmiennych kinematycznych, wielkości użytych do identyfikacji rozproszonego elektronu oraz do odrzucania tła są porównane z symulacjami Monte Carlo. Znormalizowane rozkłady dla danych porównane z przewidywaniami modelu CDM z funkcją struktury protonu GRV94 LO, oznaczonymi jako CDM GRVLO, przedstawione są na rysunkach 6.1 i 6.2. Porównanie z danymi pokazuje, że symulacja nie opisuje kształtu rozkładu Q^2 i x , i w konsekwencji także rozkładów energii i kąta rozproszonego elektronu E'_e i θ_e . Może to być spowodowane użyciem starej funkcji struktury protonu. Należałoby więc wygenerować i wysymulować przypadki z nowszą funkcją struktury protonu. Aby uniknąć ponownej czasochłonnej generacji przypadków z funkcją struktury otrzymaną z nowszych pomiarów F_2 , przypadkom wygenerowanym ze starą funkcją struktury protonu GRV94 LO zostały przypisane wagi, zdefiniowane jako iloraz inkluzywnych przekrojów czynnych (patrz równanie 3.17) dla przewidywań funkcji struktury CTEQ6L i GRV94 LO ¹:

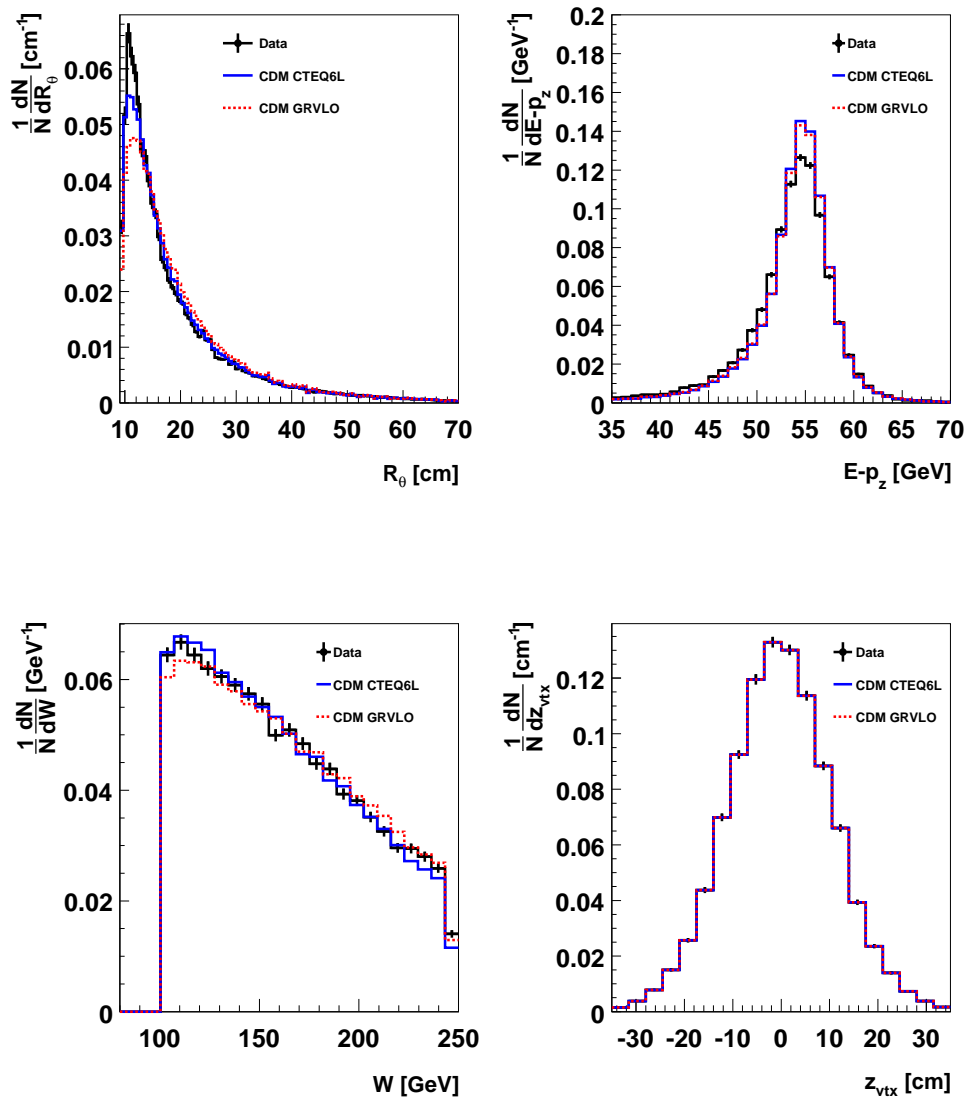
$$w_{PDF}(x, Q^2) = \frac{F_2^{CTEQ6L}(Q^2, x) - \frac{y^2}{2(1-y)+y^2} F_L^{CTEQ6L}(Q^2, x)}{F_2^{GRV94}(Q^2, x)}. \quad (6.22)$$

Rozkłady zmiennych po przeważeniu, oznaczone jako CDM CTEQ6L, pokazane są na rysunkach 6.1 i 6.2. Rezultatem zastosowania ważenia w_{PDF} jest lepszy opis zmiennych przez symulację Monte Carlo. Największe różnice pomiędzy danymi i przewidywaniami ($\approx 10\%$) pozostają dla pierwszego przedziału Q^2 , dla $2 < Q^2 < 3 \text{ GeV}^2$.

¹Parametryzacja GRV94 LO nie uwzględnia podłużnej funkcji struktury protonu.



Rysunek 6.1: Rozkłady kontrolne zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y oraz energii E'_e i kątów θ_e i ϕ_e rozproszonego elektronu.



Rysunek 6.2: Rozkłady kontrolne zmiennych R_θ , $E - p_z$, W i z_{vtx} .

ROZDZIAŁ 7

REKONSTRUKCJA K_s^0

Mezony K_s^0 , dzięki temu, że rozpadają się poprzez oddziaływanie słabe, mają stosunkowo długi czas życia, rzędu 10^{-10} s, a ich średnia droga rozpadu wynosi $c\tau = 2.675$ cm. Dlatego rozpady K_s^0 mogą zostać zrekonstruowane w centralnych komorach śladów (CJC). Do rekonstrukcji używa się kanału rozpadu na dwa naładowane piony:

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^- . \quad (7.1)$$

Długa droga rozpadu pozwala na dobrą separację wierzchołków rozpadu, czyli wtórnych wierzchołków od wierzchołka oddziaływania ep , czyli wierzchołka pierwotnego. Neutralne wtórne wierzchołki są wyznaczane za pomocą standardowej rekonstrukcji przeprowadzanej w eksperymencie H1. Ta rekonstrukcja służy także do znalezienia dwuciałowych rozpadów barionów $\Lambda \rightarrow p\pi$ ¹ oraz konwersji $\gamma \rightarrow e^+e^-$, które stanowią tło dla rozpadów $K_s^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Ze względu na charakterystyczną topologię stanu końcowego, który służy do rekonstrukcji tych cząstek, oznaczamy je jako V^0 .

7.1 Rekonstrukcja V^0

Rekonstrukcja opiera się na śladach cząstek naładowanych mierzonych w centralnym detektorze śladowym. Jej podstawą jest pomiar w centralnych komorach dżetowych, natomiast informacje z innych detektorów śladowych, takich jak CST czy komór z -owych (CIZ i COZ), służą do polepszenia parametrów torów wyznaczonych z sygnałów z CJC.

- **Rekonstrukcja torów cząstek naładowanych**

Jednorodne pole magnetyczne równoległe do osi z zakrzywia tor cząstki naładowanej w płaszczyźnie $r\phi$ proporcjonalnie do poprzecznego pędu cząstki i siły pola magnetycznego, pozwalając na pomiar pędu poprzecznego. Tor cząstki może być opisany za pomocą helisy²:

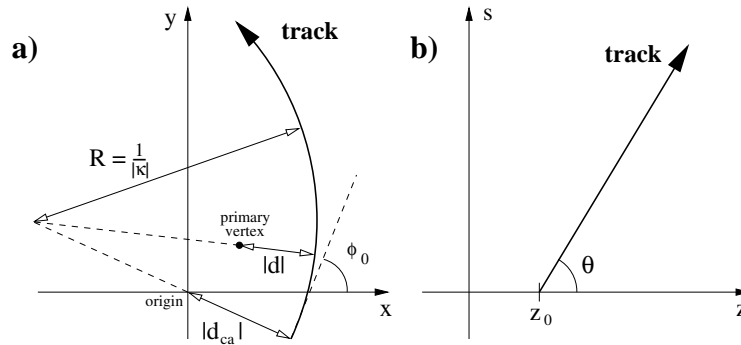
$$x(s) = +(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}) \cdot \sin(\phi_0) + \frac{1}{\kappa} \cdot \sin(\phi_0 + \kappa s) \quad (7.2)$$

$$y(s) = -(d_{ca} - \frac{1}{\kappa}) \cdot \cos(\phi_0) - \frac{1}{\kappa} \cdot \cos(\phi_0 + \kappa s) \quad (7.3)$$

$$z(s) = z_0 + s \cdot \cot(\theta) \quad (7.4)$$

¹ Stany sprzężone ładunkowo są zawsze włączone.

² Tor cząstki naładowanej może być opisany helisą przy zaniedbaniu strat energii i wtórnych oddziaływań cząstki w materiale detektora. W eksperymencie H1 poprawia się zmierzone parametry śladów na te efekty.



Rysunek 7.1: Parametry κ , d_{ca} i ϕ_0 (a) oraz θ , z_0 (b) opisujące helisę w płaszczyźnie $r\phi$ oraz w płaszczyźnie zs w stosunku do nominalnego punktu oddziaływania (*origin*). Absolutna wartość parametru zderzenia d oznacza minimalną odległość śladu od pierwotnego wierzchołka oddziaływania w danym przypadku (*primary vertex*).

Pięć parametrów (κ , d_{ca} , ϕ_0 , z_0 , θ) (patrz rys. 7.1) opisuje helisę w stosunku do nominalnego punktu oddziaływania:

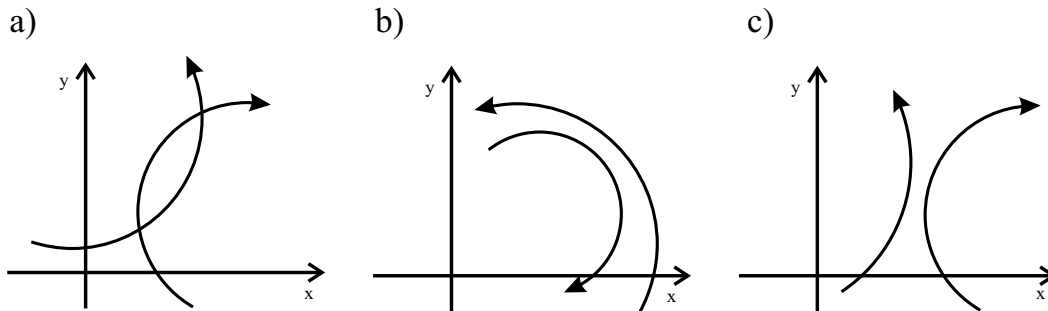
- κ jest odwrotnością promienia krzywizny śladu. Parametrowi κ przypisuje się znak przeciwny do znaku ładunku cząstki;
- d_{ca} jest najmniejszą odległością (*distance of closest approach*) śladu od nominalnego punktu oddziaływania³. Znak d_{ca} jest równy znakowi κ jeśli oś z zawiera się w okręgu wyznaczonym przez ślad w płaszczyźnie $r\phi$, jeśli ten warunek nie jest spełniony d_{ca} ma znak przeciwny do znaku κ ;
- ϕ_0 jest kątem pomiędzy osią x i styczną do śladu w punkcie określającym najmniejszą odległość śladu od osi z ;
- z_0 jest współrzędną z w punkcie określającym najmniejszą odległość śladu od osi z ;
- θ jest kątem biegunowym w płaszczyźnie $r\phi$ w punkcie określającym najmniejszą odległość śladu od osi z .

• Rekonstrukcja torów w komorach CJC

Sygnały z komór CJC stanowią podstawową informację w rekonstrukcji toru cząstki [87]. Algorytm rekonstrukcji torów w komorach CJC wyznacza w pierwszym kroku parametry toru cząstki (κ , d_{ca} , ϕ_0) w płaszczyźnie poprzecznej, ponieważ zdolność rozdzielcza w płaszczyźnie $r\phi$ jest dwa rzędy wielkości mniejsza od zdolności rozdzielczej w zmiennej z . Komory z -owe zamontowane przed każdym z pierścieni CJC mają na celu poprawić zdolność

³W rekonstrukcji K_s^0 wykorzystanej w pracy wartość d_{ca} jest liczona względem pierwotnego punktu oddziaływania w danym przypadku.

rozdzielczą w (θ, z_0) . Ze względu na to, że dokładność tych parametrów uzyskana tylko z pomiarów w CJC nie pozwala na wiarygodne połączenie toru z trafieniami z komory z-owej, najpierw poprawia się tę dokładność poprzez dopasowanie śladów w przypadku do wspólnego punktu pochodzenia, czyli pierwotnego wierzchołka w danym przypadku.



Rysunek 7.2: Trzy możliwe względne położenia dwóch okręgów w płaszczyźnie xy : okręgi się przecinają (a), leżą jeden wewnątrz drugiego (b), są rozdzielone (c). Z dwóch punktów przecięcia na rysunku (a) jednemu można przypisać topologię „V”, drugiemu „U”.

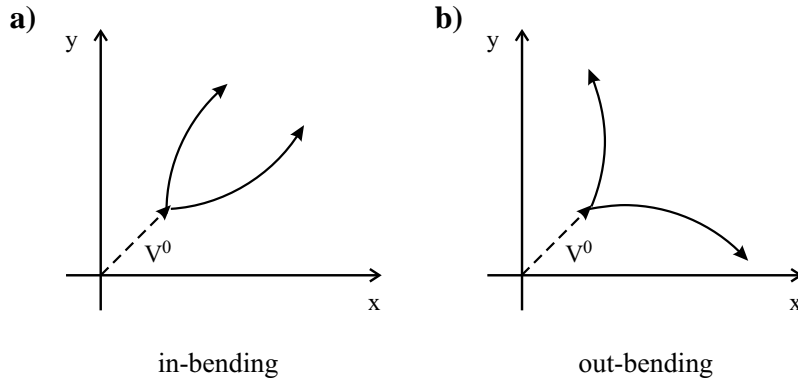
• Rekonstrukcja śladów z wykorzystaniem informacji z CST

Ślady zmierzone w CJC są ekstrapolowane do warstw detektora CST i trafienia (punkty w przestrzeni) najbliższe przecięciu wynikających z ekstrapolacji z CJC są przyłączane do śladu. Wydajność i czystość łączenia zależy od obszaru z którego przyłączamy trafienia, w praktyce przyjmujemy przynajmniej 5σ , gdzie σ oznacza błąd ekstrapolacji toru. Po dodaniu informacji z CST wyznacza się w pierwszym kroku, analogicznie do rekonstrukcji torów tylko na podstawie pomiarów dokonanych w CJC, parametry śladu w płaszczyźnie $r\phi$, a następnie parametry śladu w płaszczyźnie zs .

• Rekonstrukcja V^0

Standardowy program do rekonstrukcji V^0 eksperymentu H1 [88] szuka, wśród zrekonstruowanych śladów, torów cząstek o przeciwnych znakach ładunków. Pary śladów muszą spełniać następujące warunki:

- każdemu ze śladów przypisuje się okrąg. Dwa okręgi mogą przecinać się w dwóch punktach lub, jeśli się nie przecinają, leżą jeden wewnątrz drugiego, albo są od siebie odsunięte. Rys. 7.2 przedstawia te trzy przypadki.
- W rozpadach V^0 można rozróżnić dwie topologie: pierwsza, kiedy pary śladów się do siebie „nachylają”, tzw. topologia „U” (*in-bending*) (rys. 7.3a) i druga, kiedy pary śladów się od siebie „odchylają”, tzw. topologia „V” (*out-bending*) (rys. 7.3b).
- jeśli ślady się nie przecinają, ich odległość musi być mniejsza od 0.5 cm. Jako potencjalny wtórny wierzchołek oddziaływania przyjmuje się punkt w połowie odległości między okręgami;
- żaden ze śladów nie powinien zaczynać się przed wtórnym wierzchołkiem;
- z zasady zachowania pędu suma pędów poprzecznych śladów liczonych względem kierunku V^0 w płaszczyźnie $r\phi$ powinna być równa zero;



Rysunek 7.3: Rysunek przedstawia dwie topologie rozpadu V^0 : (a) pary śladów się do siebie „nachylają”, tzw. topologia „U” (*in-bending*), (b) pary śladów się od siebie „odchylają”, tzw. topologia „V” (*out-bending*).

- V^0 nie może mieć ujemnej drogi rozpadu: wymaga się aby suma pędów podłużnych obu cząstek liczonych równoległe do kierunku V^0 była większa od zera.

W kolejnym kroku dopasowuje się metodą największego prawdopodobieństwa parametry par śladów do wspólnego punktu z rozpadu cząstki V^0 , która pochodzi z pierwotnego punktu oddziaływania. Odległość pomiędzy położeniem wierzchołka V^0 i pierwotnym punktem oddziaływania w płaszczyźnie $r\phi$ powinna być większa niż 2 mm. To żądanie odrzuca pary śladów, które pochodzą z pierwotnego wierzchołka. Standardowa rekonstrukcja akceptuje wtórne wierzchołki, które mają wspólne ślady. W selekcji V^0 , przedstawionej w pracy, wybiera się spośród takich wierzchołków jedno V^0 z najmniejszą wartością χ^2 dopasowania.

7.2 Rekonstrukcja K_s^0

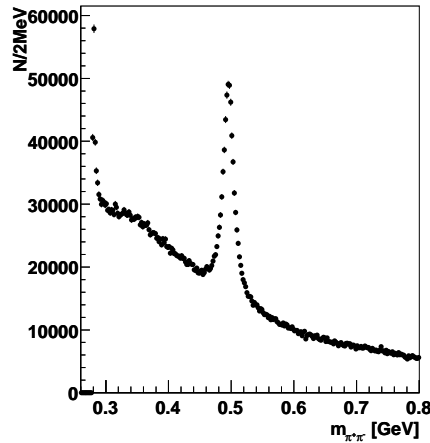
Pary śladów znalezione w rekonstrukcji V^0 mogą pochodzić od naładowanych pionów, elektronów, protonów i ich antycząstek. Przyjmując różne hipotezy rozpadów dla neutralnej cząstki można obliczyć jej masę niezmienniczą, a więc zidentyfikować rodzaj cząstki. W szczególności dla K_s^0 zakładamy, że masy naładowanych cząstek z rozpadu odpowiadają masie naładowanego mezonu π i wyznaczamy masę niezmienniczą ze wzoru:

$$m_{\pi^+\pi^-} = ((\sqrt{p_{\pi^-}^2 + m_{\pi^-}^2} + \sqrt{p_{\pi^+}^2 + m_{\pi^+}^2})^2 - (p_{\pi^+} + p_{\pi^-})^2)^{\frac{1}{2}}. \quad (7.5)$$

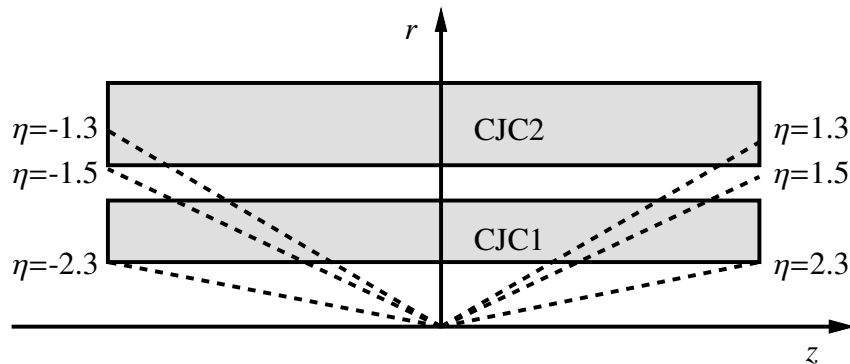
Do obliczeń wzięto masę pionu $m_{\pi^\pm} = (139.57018 \pm 0.00035)$ MeV [43]. Rozkład masy niezmienniczej zrekonstruowanych V^0 otrzymany przy założeniu, że masa każdego z produktów rozpadu jest równa masie naładowanego mezonu π został przedstawiony na rys. 7.4.

7.2.1 Selekcja torów cząstek naładowanych

W analizie ograniczamy się do obszaru, który obejmuje centralne komory dryfowe CJC, ponieważ w tym obszarze dobrze rozumiemy akceptancję. Do rekonstrukcji K_s^0 wybieramy tylko ślady spełniające następujące warunki:



Rysunek 7.4: Rozkład masy niezmienniczej zrekonstruowanych V^0 , przy założeniu, że masa każdego z produktów rozpadu jest równa masie naładowanego mezonu π .

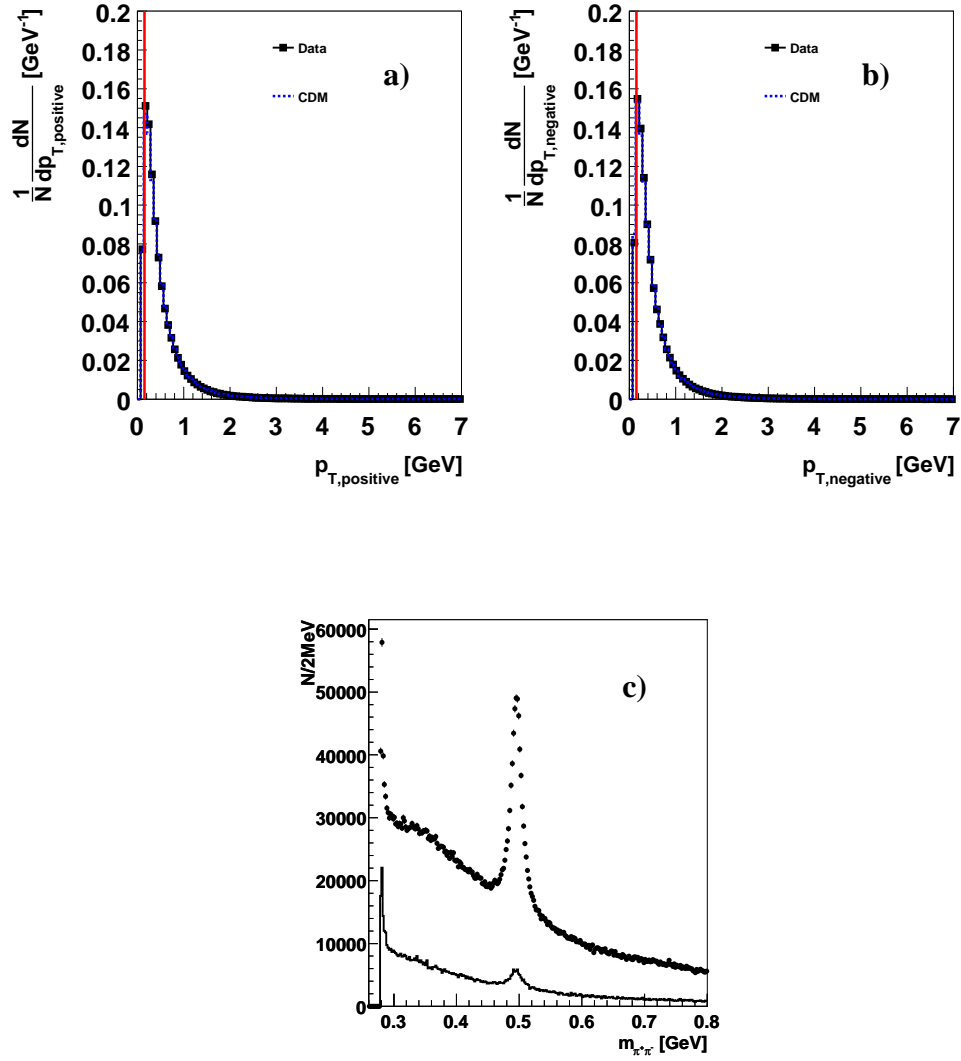


Rysunek 7.5: Zakresy η w płaszczyźnie rz komór CJC. Szare płaszczyzny oznaczają czułe obszary komór CJC, linie przerywane odpowiadają różnym zakresom η .

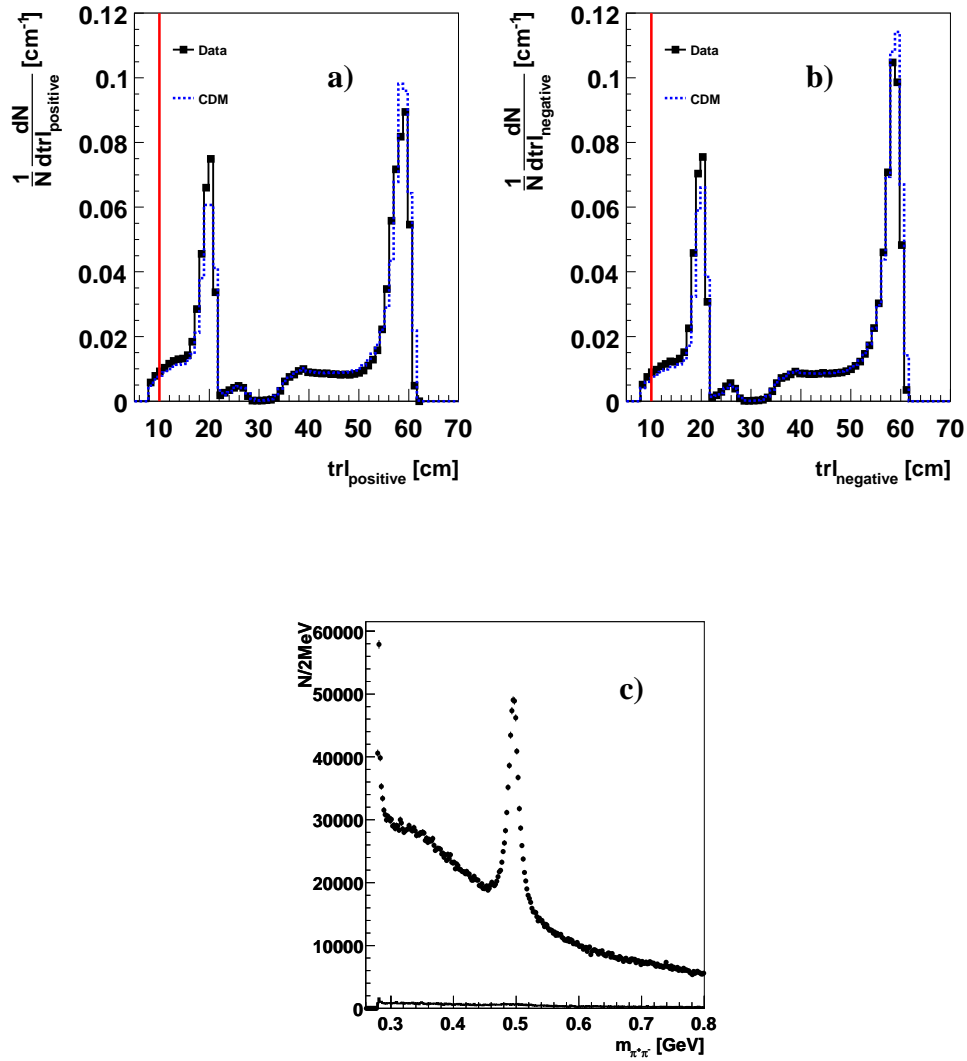
- pęd poprzeczny śladu $p_T > 0.15$ GeV, ponieważ dla śladów o $p_T < 0.15$ GeV zakrzywienie torów silnie wzrasta i ślady są gorzej mierzone np. ze względu na wielokrotne rozproszenia w materiale detektora;
- pseudopęd śladu $-1.5 < \eta < 1.5$. Warunek na η zapewnia, że ślady mieszczą się w zakresie kątowym obu komór CJC (patrz rys. 7.5).

Dodatkowo, aby zagwarantować dobry pomiar śladu, wymaga się aby:

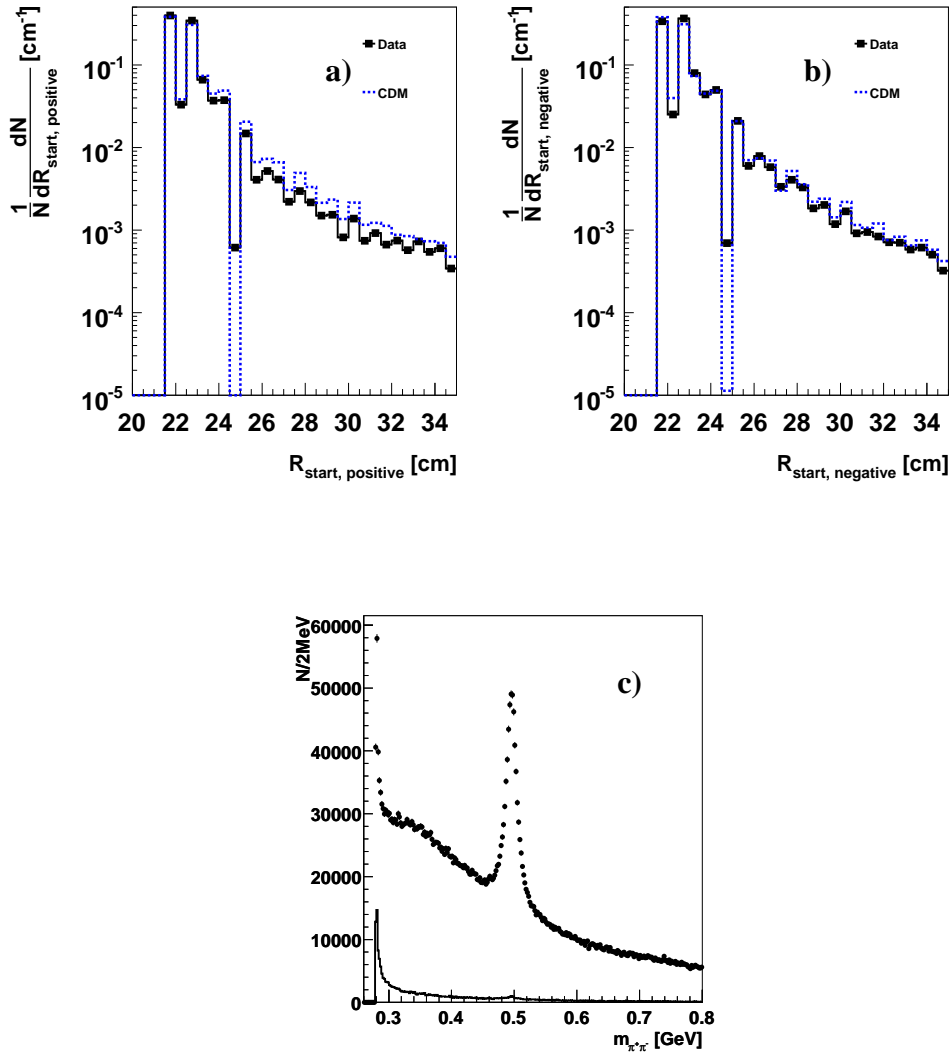
- długość śladu, trl , wynosiła co najmniej 10 cm, co gwarantuje że ślad ma przynajmniej 8 trafień w komorach CJC;
- ślad powinien zaczynać się w pierwszej komorze, aby odrzucić przerwane ślady (*split tracks*).



Rysunek 7.6: Rozkłady pędu poprzecznego śladów dodatnich ($p_{T,positive}$) (a) i ujemnych ($p_{T,negative}$) (b) pochodzących z rozpadu V^0 dla danych (■) i dla symulacji (CDM) (linia przerywana). (c) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek na pęd poprzeczny śladów (linia ciągła).



Rysunek 7.7: Rozkłady długości śladów dodatnich ($trl_{positive}$) (a) i ujemnych ($trl_{negative}$) (b) pochodzących z rozpadu V^0 dla danych (■) i dla symulacji (CDM) (linia przerywana). (c) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek na długość śladów (linia ciągła).



Rysunek 7.8: Rozkłady zmiennej R_{start} dla śladów dodatnich ($R_{start, positive}$) (a) i ujemnych ($R_{start, negative}$) (b) pochodzących z rozpadu V^0 dla danych (■) i dla symulacji (CDM) (linia przerywana). (c) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek na R_{start} (linia ciągła).

Dlatego radialna odległość od punktu oddziaływania do początku śladu, R_{start} , musi być mniejsza niż 35 cm.

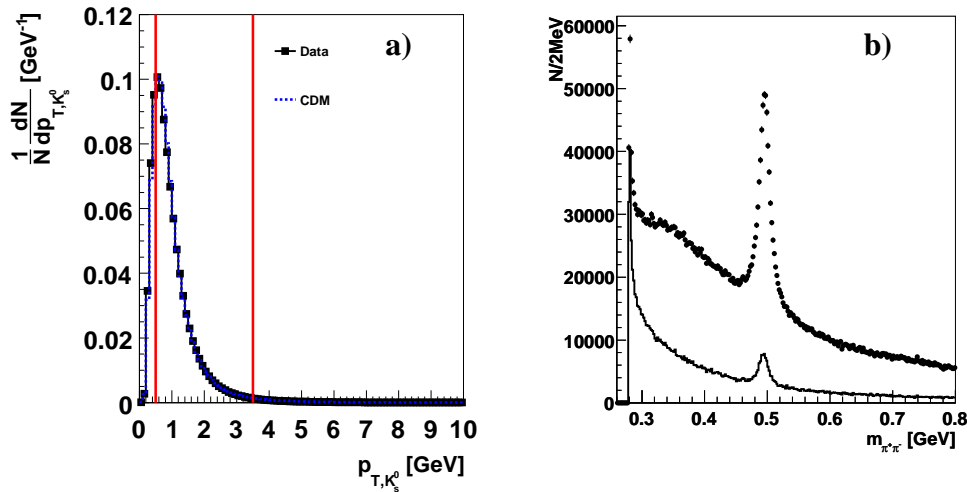
Rozkłady zmiennych p_T , trl oraz R_{start} dla dodatnich i ujemnych cząstek z rozpadu V^0 dla danych i dla symulacji CDM przedstawiają rys. 7.6, 7.7 i 7.8. Na rysunkach tych przedstawione są także rozkłady masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 oraz rozkłady masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla V^0 odrzuconych przez poszczególne warunki na ślady. Symulacja opisuje kształty rozkładów p_T , trl oraz R_{start} . Przypadki odrzucone przez warunki na trl i R_{start} koncentrują się przy małych wartościach masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$. Warunek na pęd poprzeczny toru usuwa przypadki w całym obszarze masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$.

7.2.2 Selekcja K_s^0

W rekonstrukcji K_s^0 ograniczamy się do kandydatów leżących w obszarze najlepszej wydajności detektora śladowego danym przez następujące warunki na pęd poprzeczny i pseudospieszość K_s^0 :

- $-1.3 < \eta < 1.3$,
- $0.5 \text{ GeV} > p_T > 3.5 \text{ GeV}$.

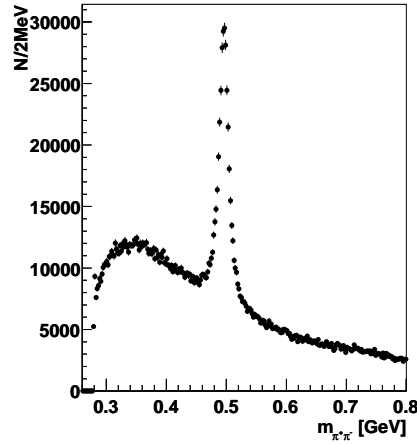
Rys. 7.9 przedstawia rozkład pędu poprzecznego K_s^0 dla danych i symulacji w modelu CDM oraz rozkłady masy niezmienniczej wszystkich V^0 i tych odrzuconych przez warunek na pęd poprzeczny. Symulacja opisuje kształt rozkładu pędu poprzecznego K_s^0 . Przypadki odrzucone przez warunek na pęd poprzeczny koncentrują się głównie przy małych wartościach masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$. Warunek na pęd poprzeczny usuwa też przypadki z obszaru sygnału od K_s^0 .



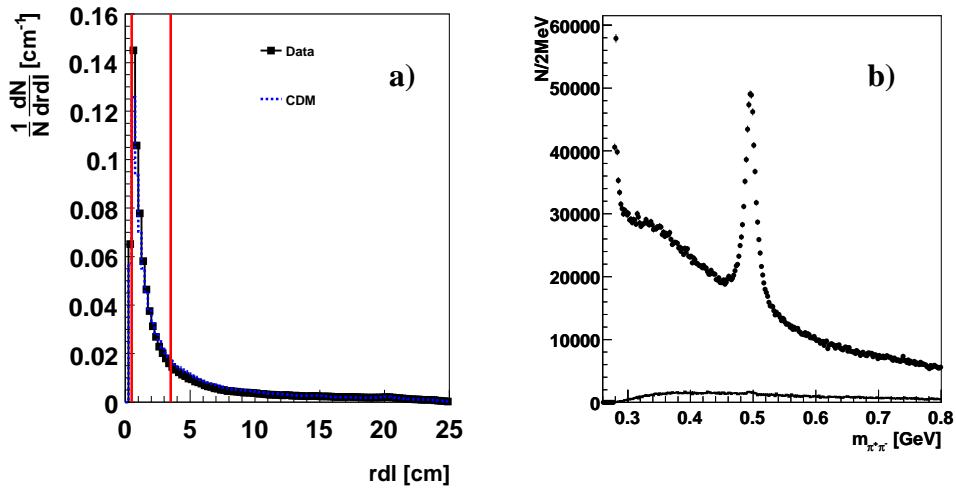
Rysunek 7.9: (a) Rozkłady pędu poprzecznego p_T kandydatów na K_s^0 dla danych (■) i dla symulacji CDM (linia przerywana). (b) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek na pęd poprzeczny K_s^0 (linia ciągła).

7.2.3 Polepszanie stosunku sygnału K_s^0 do tła

Zastosowanie selekcji na ślady z rozpadu K_s^0 oraz na samo K_s^0 opisanych w rozdziałach 7.2.1 i 7.2.2 prowadzi do otrzymania rozkładu masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ przedstawionej na rys. 7.10.



Rysunek 7.10: Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ kandydatów na K_s^0 , po zastosowaniu warunków selekcji na K_s^0 i cząstki z rozpadu K_s^0 (patrz tekst).

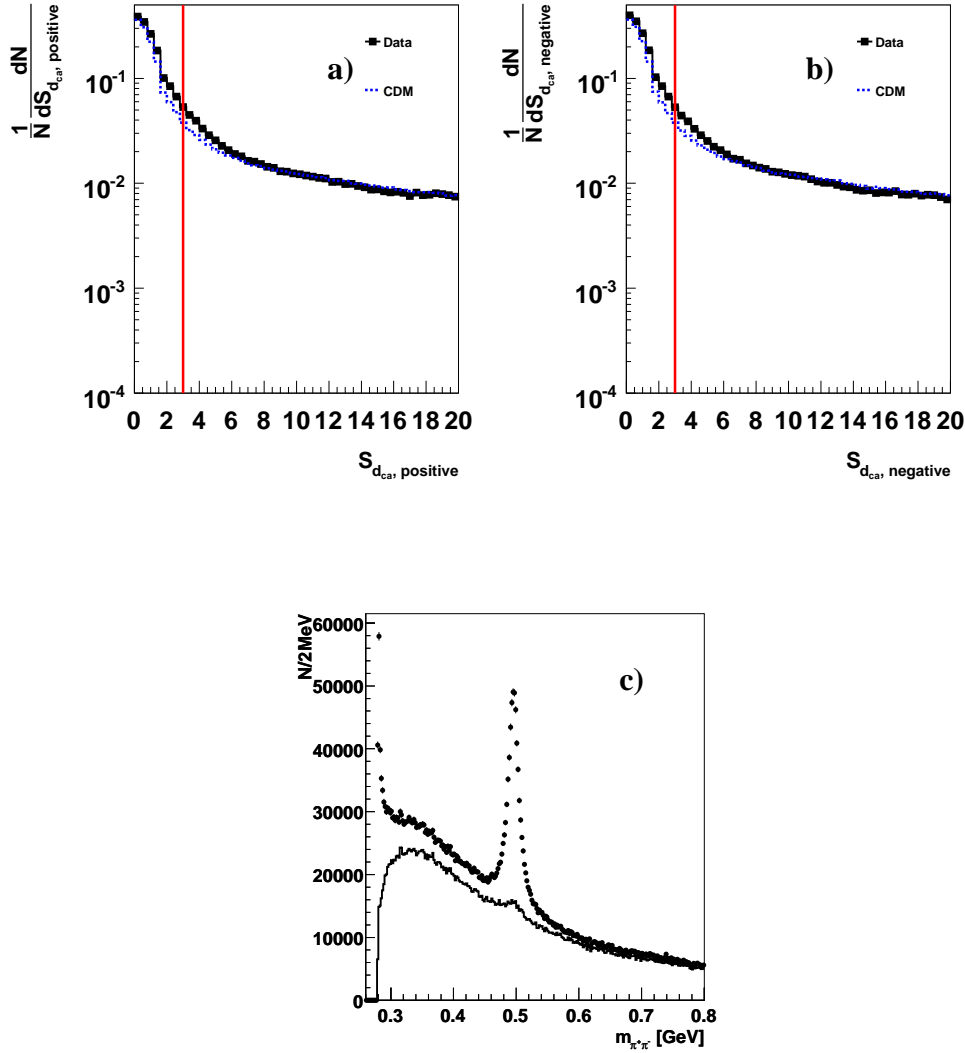


Rysunek 7.11: (a) Rozkłady drogi rozpadu rdl kandydatów na K_s^0 dla danych (■) i dla symulacji CDM (linia przerywana). (b) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ kandydatów na K_s^0 dla danych (punkty) oraz dla kandydatów odrzuconych przez warunek na drogę rozpadu K_s^0 (linia ciągła).

Sygnal od K_s^0 jest widoczny na dużym kombinatorycznym tle pochodzącym głównie od przypisania do wtórnego wierzchołka śladów pochodzących w rzeczywistości z pierwotnego wierzchołka. Wkład do tła dają również bariony Λ i konwersje $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Tłumienie tła kombinatorycznego osiąga się poprzez następujące wymagania:

- dobroć dopasowania śladów do wtórnego wierzchołka musi przyjmować wartości $\chi^2 < 5.4$,

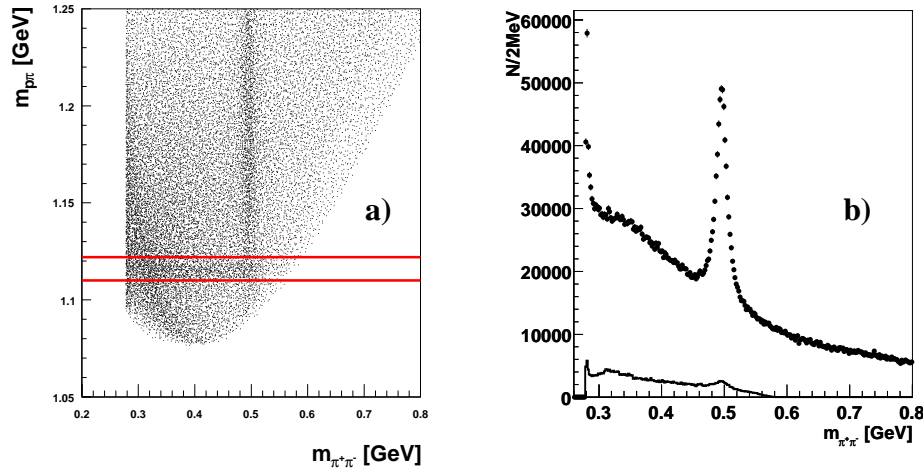


Rysunek 7.12: Rozkłady zmiennej $S_{dca} = |d_{ca}|/\sigma_{dca}$ dla śladów dodatnich ($S_{dca,positive}$) (a) i ujemnych ($S_{dca,negative}$) (b) pochodzących z rozpadu kandydatów na K_s^0 dla danych (■) i dla symulacji (CDM) (linia przerywana). (c) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek na $|d_{ca}|/\sigma_{dca}$ (linia ciągła).

- droga rozpadu neutralnej cząstki powinna spełniać warunek: $r_{dl} > 0.5$ cm. Dla tak wybranej drogi rozpadu nie odrzucamy jednak źle zmierzonych śladów pochodzących z pierwotnego punktu oddziaływania, które mogą zostać błędnie przypisane do wtórnego wierzchołka. Dlatego wprowadza się warunek aby znaczącość wyznaczenia d_{ca} była większa niż trzy, $|d_{ca}|/\sigma_{d_{ca}} > 3$, gdzie $\sigma_{d_{ca}}$ oznacza błąd wyznaczenia d_{ca} ;
- względny znak d_{ca} śladów należących do wspólnego wtórnego wierzchołka powinien spełniać warunek: $d_{ca}(\text{ślad 1}) \cdot d_{ca}(\text{ślad 2}) < 0$.

Rozkłady zmiennych $|d_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ i r_{dl} oraz rozkłady masy niezmienniczej kandydatów na K_s^0 odrzuconych przez warunki na te zmienne przedstawione są na rys. 7.11 i 7.12. Symulacja opisuje kształty rozkładów r_{dl} oraz $|d_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$. Warunki na znaczącość wyznaczenia d_{ca} i na drogę rozpadu neutralnej cząstki r_{dl} usuwają tło w całym obszarze masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$, przy czym ograniczenie na znaczącość $|d_{ca}|/\sigma_{d_{ca}}$ odrzuca większą liczbę przypadków tła.

Tło od konwersji $\gamma \rightarrow e^+e^-$, koncentruje się przy małych wartościach masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ ($m_{\pi^+\pi^-} < 0.4$ GeV) [79] i nie ma wpływu na obszar interesujący z punktu widzenia ekstrakcji sygnału K_s^0 ($0.42 < m_{\pi^+\pi^-} < 0.58$ GeV).



Rysunek 7.13: (a) Dwuwymiarowe przedstawienie hipotezy rozpadu V^0 na $p\pi$ i $\pi^+\pi^-$. Liniami został oznaczony obszar $m_{p\pi}$, który stanowi tło od barionów Λ w rozkładzie masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$. (b) Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ dla wszystkich zrekonstruowanych V^0 (punkty) oraz V^0 odrzuconych przez warunek $|m_{p\pi} - m_\Lambda| < 0.006$ GeV (linia ciągła).

Tło od barionów Λ można usunąć na podstawie analizy zależności $m_{p\pi}$ od $m_{\pi^+\pi^-}$. Masę niezmienniczą $m_{p\pi}$ wyznacza się przy założeniu, że ślad o wyższym pędzie jest protonem, przy czym przyjmuje się tablicową wartość masy protonu $m_p = (938.27203 \pm 0.00008)\text{MeV}$ [43]. Dwuwymiarowe przedstawienie hipotezy rozpadu V^0 na $p\pi$ i $\pi^+\pi^-$ znajduje się na rys. 7.13. Na podstawie tego rozkładu łatwo wyróżnić obszar $m_{p\pi}$, który stanowi tło od barionów Λ w rozkładzie masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$. Koncentruje się ono wokół wartości odpowiadającej masie Λ . Zastosowane

ograniczenie na masę niezmienniczą, $|m_{p\pi} - m_\Lambda| < 0.006 \text{ GeV}$, pozwala na redukcję tła pochodzącego od barionu Λ .

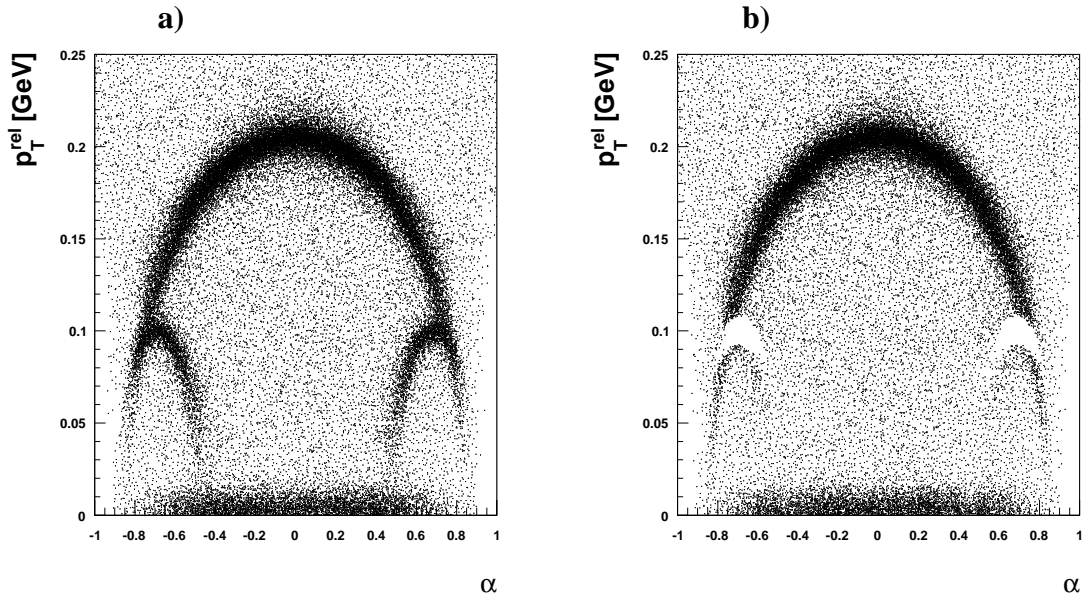
Alternatywna metoda pozbycia się przyczynku do tła od rozpadów $\Lambda \rightarrow p\pi$ polega na wykorzystaniu różnic w kinematyce rozpadów K_s^0 i Λ , związanych z dużą różnicą mas produktów rozpadu barionu Λ . Wprowadza się tzw. zmienne Armenterosa–Podolańskiego p_T^{rel} i α [89, 90], zdefiniowane następująco:

$$p_T^{rel} = p_- \sin\theta_-, \quad (7.6)$$

$$\alpha = \frac{p_+ \cos\theta_+ - p_- \cos\theta_-}{p_+ \cos\theta_+ + p_- \cos\theta_-}, \quad (7.7)$$

gdzie θ jest kątem pomiędzy pędem V^0 a pędem naładowanego śladu z rozpadu V^0 w układzie laboratoryjnym. Wskaźniki odpowiadają ładunkowi cząstki. Rozkład tych zmiennych, tzw. wykres Armenterosa, przedstawiony na rys. 7.14a, ilustruje odmienne zachowanie dla cząstek K_s^0 i Λ . Wiądać elipsę w środku rozkładu pochodzącą od mezonu K_s^0 i mniejsze elipsy dla $p_T^{rel} < 0.11 \text{ GeV}$, po lewej i po prawej stronie, które odpowiadają barionom Λ . Przy małych wartościach p_T^{rel} koncentruje się tło pochodzące od konwersji $\gamma \rightarrow e^+e^-$.

Rys. 7.14b przedstawia wykres Armenterosa dla kandydatów na K_s^0 spełniających warunek $|m_{p\pi} - m_\Lambda| > 0.006 \text{ GeV}$. Wykluczenie tła pochodzącego od barionu Λ usuwa mniejsze elipsy z rozkładu zależności p_T^{rel} od α .



Rysunek 7.14: (a) Wykres Armenterosa dla zrekonstruowanych V^0 . (b) Wykluczenie tła pochodzącego od barionu Λ , poprzez wprowadzenie warunku na różnicę mas, $|m_{p\pi} - m_\Lambda| < 0.006 \text{ GeV}$, usuwa mniejsze elipsy z rozkładu zależności p_T^{rel} od α .

	Parametr	warunek
Cięcia na ślady	pęd poprzeczny pseudopospieszność długość śladu promień początku śladu	$p_T > 0.15 \text{ GeV}$ $ \eta < 1.5$ $trl > 10 \text{ cm}$ $R_{start} < 35 \text{ cm}$
Selekcja V^0	pęd poprzeczny pseudopospieszność	$0.5 < p_T < 3.5 \text{ GeV}$ $ \eta < 1.3$
Tło kombinatoryczne	dobroć dopasowania śladów do wierzchołka V^0 długość drogi rozpadu V^0 $ d_{ca} /\sigma_{d_{ca}}$ dla każdego śladu względny znak d_{ca} dwóch śladów	$\chi^2 < 5.4$ $rdl > 0.5 \text{ cm}$ $ d_{ca} /\sigma_{d_{ca}} > 3$ $d_{ca,1} * d_{ca,2} < 0$
Tło pochodzące od Λ		$ m_{p\pi} - m_\Lambda < 0.006 \text{ GeV}$

Tabela 7.1: Warunki użyte w wyborze śladów, selekcji V^0 oraz do poprawienia stosunku sygnału K_s^0 do tła.

Zastosowanie warunku $p_T^{rel} > 0.11 \text{ GeV}$ na odrzucenie barionów Λ spowodowałoby także odrzucenie K_s^0 . Dlatego wybrano ograniczenie na masę niezmienniczą. Warunki użyte do poprawienia stosunku sygnału K_s^0 do tła przedstawia tabela 7.1.

7.2.4 Ekstrakcja sygnału

Rys. 7.15 przedstawia rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ otrzymanej po wprowadzeniu warunków zarówno na redukcję tła kombinatorycznego jak i tła od barionów Λ (patrz tabela 7.1). Sygnał K_s^0 widoczny jest na liniowym tle. Dla określenia liczby mezonów K_s^0 do rozkładu $m_{\pi^+\pi^-}$ w obszarze masy niezmienniczej $0.42 < m_{\pi^+\pi^-} < 0.58 \text{ GeV}$ została dopasowana metodą najmniejszych kwadratów funkcja F będąca sumą dwóch funkcji Gaussa, g_1 i g_2 , o szerokościach σ_1 i σ_2 dla sygnału i linii prostej, f , dla tła:

$$F(m_{\pi^+\pi^-}; N, \alpha, \mu, \sigma_1, \sigma_2, a, b) = \alpha g_1(m_{\pi^+\pi^-}; N, \mu, \sigma_1) + (1 - \alpha) g_2(m_{\pi^+\pi^-}; N, \mu, \sigma_2) + f(m_{\pi^+\pi^-}; a, b), \quad (7.8)$$

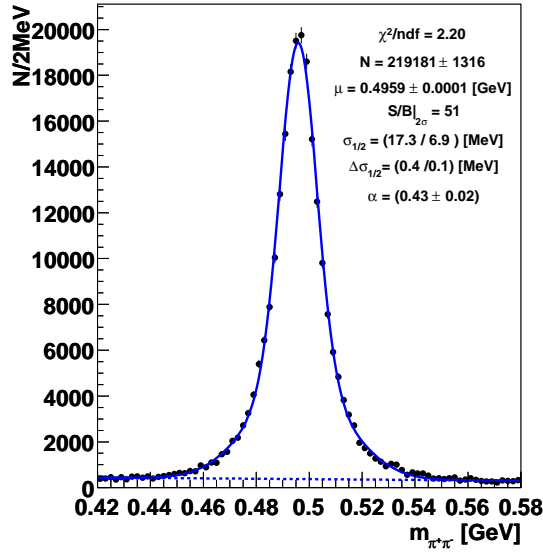
gdzie α ($0 < \alpha < 1$) odpowiada względnej normalizacji dwóch funkcji Gaussa. Funkcje g_1 i g_2 wyrażają się poprzez liczbę N mezonów K_s^0 , jego masę μ oraz szerokość rozkładu σ :

$$g(m_{\pi^+\pi^-}; N, \mu, \sigma) = \frac{N}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(m_{\pi^+\pi^-} - \mu)^2}{\sigma^2}\right). \quad (7.9)$$

natomiast funkcja f jest wielomianem pierwszego stopnia:

$$f(m_{\pi^+\pi^-}; a, b) = a + b m_{\pi^+\pi^-}. \quad (7.10)$$

Dwie funkcje Gaussa o identycznej wartości średniej i o różnych szerokościach σ_1 i σ_2 zostały wprowadzone dla lepszego opisu zdolności rozdzielczej. Normalizacja N , masa μ , względna



Rysunek 7.15: Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ otrzymany po zastosowaniu cięć zarówno na redukcję tła kombinatorycznego jak i barionów Λ . Linia ciągła odpowiada rezultatowi dopasowania do rozkładu $m_{\pi^+\pi^-}$ funkcji będącej sumą dwóch funkcji Gaussa i linii prostej (linia przerywana).

normalizacja α , szerokości dwóch funkcji Gaussa σ_1 i σ_2 , współczynniki a i b są wolnymi parametrami w fitcie. Fit daje 219181 ± 1316 mezonów K_s^0 . Szerokości połówkowe otrzymane z dopasowania mają wartości:

$$\begin{aligned}\sigma_1 &= (17.3 \pm 0.4) \text{ MeV}, \\ \sigma_2 &= (6.9 \pm 0.1) \text{ MeV}.\end{aligned}$$

Średnia wartość szerokości ⁴ $\overline{\sigma} = 11.4 \pm 0.7$ MeV jest opisana przez symulowaną zdolność rozdzielczą detektora na poziomie 20%. Otrzymana wartość masy K_s^0 :

$$\mu = (495.9 \pm 0.1) \text{ MeV},$$

jest konsystentna z wartością tablicową [43]. Fit ma 73 stopnie swobody, natomiast jego χ^2 wynosi 165.

Liczbę mezonów K_s^0 można również otrzymać przez odjęcie od liczby wejść do histogramu masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ w obszarze sygnału wartości całki z funkcji tła wyznaczanej w tym samym obszarze. Zgodność tej metody wyznaczania sygnału z metodą dopasowania do rozkładu $m_{\pi^+\pi^-}$ zależy od dokładności opisu ogonów tego rozkładu przez dwie funkcje Gaussa. Względna różnica liczby mezonów K_s^0 wyznaczonej z fitu i liczby mezonów K_s^0 otrzymaną tą metodą dla obszaru $\pm 6\overline{\sigma}$ wynosi 0.6% i jest wzięta jako niepewność systematyczna (patrz rozdz. 8.6.5).

⁴Średnia wartość szerokości $\overline{\sigma}$ jest zdefiniowana jako $\overline{\sigma} = \alpha \cdot \sigma_1 + (1 - \alpha) \cdot \sigma_2$.

7.2.5 Wyznaczanie czasu życia K_s^0

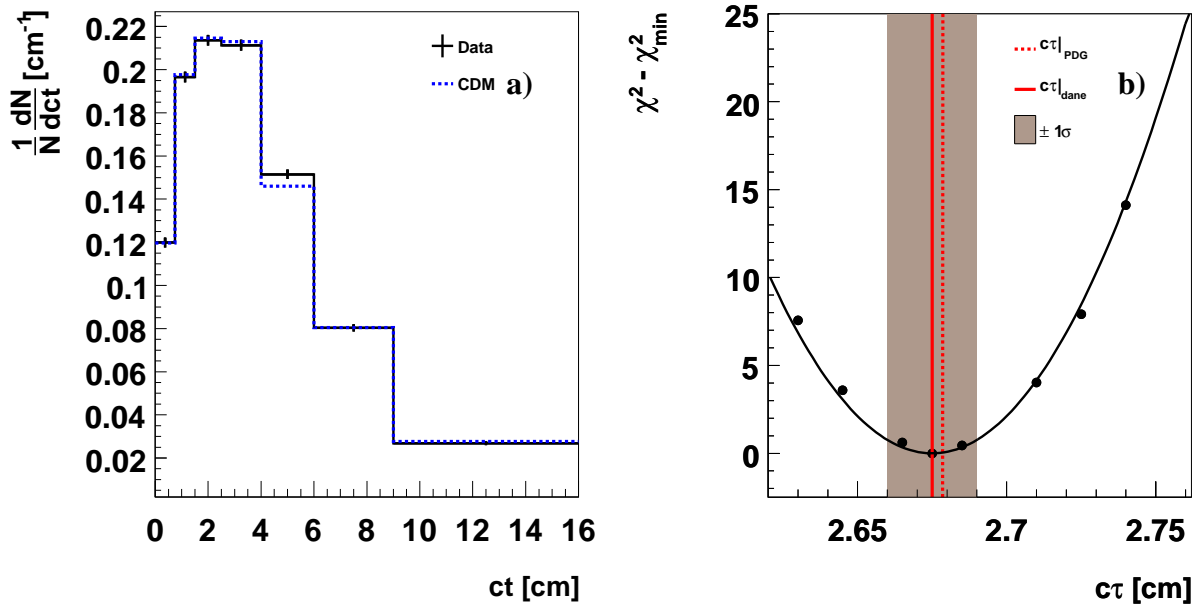
Dobrym testem rekonstrukcji K_s^0 jest pomiar jego czasu życia τ . Czas własny t w układzie spoczynkowym K_s^0 , który można powiązać ze zmierzoną w laboratorium drogą rozpadu L i pędem cząstki w następujący sposób⁵:

$$ct = \frac{L}{\gamma\beta}, \quad (7.11)$$

jest opisywany eksponencjalnym prawem rozpadu:

$$N(t) = N_0 e^{-ct/c\tau}, \quad (7.12)$$

gdzie τ jest średnim czasem życia.



Rysunek 7.16: (a) Rozkład czasu życia mezonów K_s^0 dla danych (linia ciągła) i dla CDM (linia przerywana). (b) Rozkład $\chi^2 - \chi_{min}^2$ (patrz tekst) w funkcji średniego czasu życia $c\tau$. Ciągła linia odpowiada wartości $c\tau = 2.675$ cm wyznaczonej z danych, linia przerywana wartości $c\tau = 2.6786$ cm [43]. Szary obszar oznacza niepewność jednego standardowego odchylenia wyznaczenia $c\tau$ z danych.

Średni czas życia można otrzymać z dopasowania eksponenty do rozkładu ct poprawionego na zdolność rozdzielczą i wydajność detektora. Alternatywna metoda wyznaczenia $c\tau$ polega na porównaniu z danymi przewidywań MC generowanych z różnymi średnimi czasami życia K_s^0 i wyliczeń χ^2 dla zgodności tych rozkładów z danymi [91]. Tę metodę zastosowano w pracy.

⁵ W tym rozdziale nie została zastosowana konwencja $c=1$.

Rys. 7.16a przedstawia rozkład ct dla K_s^0 dla danych (linia ciągła) i dla Monte Carlo (linia przerywana), w którym przyjęty średni czas życia K_s^0 wynosi $c\tau'=2.6786$ cm [43]. W każdym przedziale ct liczba K_s^0 dla danych, N_i^{dane} , wraz z błędem, σ_i^{dane} , została otrzymana z dopasowania do rozkładów $m_{\pi^+\pi^-}$ w tych przedziałach funkcji będącej sumą dwóch funkcji Gaussa i linii prostej (patrz równanie 7.8). Również liczba K_s^0 dla Monte Carlo została otrzymana z dopasowania do rozkładów $m_{\pi^+\pi^-}$ w tych przedziałach funkcji będącej sumą dwóch funkcji Gaussa i linii prostej. Na rys. 7.16a widoczne są wyłącznie błędy dla danych σ_i^{dane} .

Aby wyznaczyć wartość średniego czasu życia $c\tau$, dla której model najlepiej opisuje dane i jednocześnie uniknąć czasochłonnej generacji przypadków z różnymi średnimi czasami życia $c\tau'$ mezonu K_s^0 , przypadkom generowanym w modelu CDM z czasem życia ct i średnim czasem życia $c\tau'=2.6786$ cm przypisane są następujące wagi:

$$w = \exp(ct \frac{c\tau - c\tau'}{c\tau c\tau'}). \quad (7.13)$$

Dla otrzymanych w ten sposób rozkładów czasu życia z różnymi wartościami $c\tau$ wyznacza się wartość χ^2 :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^7 \frac{(N_i^{dane} - W_i^{CDM,\tau})^2}{\sigma_i^{dane}} \quad (7.14)$$

gdzie $W_i^{CDM,\tau}$ jest sumą wag w przedziale i rozkładu ct dla modelu CDM o danym średnim czasie życia $c\tau$.

Rezultat dopasowania, rozkład wartości $\chi^2 - \chi_{min}^2$ w funkcji średniego czasu życia, przedstawia rys. 7.16b. Ciągła linia pionowa zaznacza wartość $c\tau=2.675$ cm, która odpowiada χ_{min}^2 , najmniejszej wartości χ^2 otrzymanej z formuły 7.14. Linia przerywana odpowiada wartości tablicowej $c\tau=2.6786$ cm [43]. Zmiana $\chi^2 - \chi_{min}^2$ o jeden wyznacza błąd statystyczny pomiaru, który wynosi ± 0.02 cm. Zmierzony czas życia:

$$c\tau = 2.675 \pm 0.02 \text{ cm} \quad (7.15)$$

jest w bardzo dobrej zgodności z wartością tablicową.

ROZDZIAŁ 8

POMIAR PRZEKROJU CZYNNEGO

W tym rozdziale przedstawione są kolejne kroki prowadzące do otrzymania inkluzywnych i różniczkowych przekrojów czynnych na produkcję mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunku przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$.

Aby umożliwić porównanie zmierzonych rozkładów z przewidywaniami modeli MC, zmierzone rozkłady zostały odwikłane do poziomu hadronowego przy użyciu metody czynników poprawkowych.

8.1 Definicja przekroju czynnego

Inkluzywny przekrój czynny, σ_{vis} , na produkcję mezonów K_s^0 , par mezonów $K_s^0 K_s^0$ i naładowanych hadronów h^\pm mierzony jest w eksperymentalnie dostępnym obszarze kinematycznym zdefiniowanym przez warunki:

$$\begin{aligned} 2 < Q^2 &< 100 \text{ GeV}^2, \\ 0.1 < y &< 0.6, \\ 0.5 < p_T(K_s^0, h^\pm) &< 3.5 \text{ GeV}, \\ -1.3 < \eta(K_s^0, h^\pm) &< 1.3. \end{aligned} \tag{8.1}$$

i wyznaczany następująco:

$$\sigma_{vis}(ep \rightarrow e\{K_s^0, K_s^0 K_s^0, h^\pm\}X) = \frac{N}{\mathcal{L}_{int} \cdot \varepsilon_{tot}}, \tag{8.2}$$

gdzie N odpowiada liczbie obserwowanych mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ lub hadronów h^\pm dla scałkowanej świetlności \mathcal{L}_{int} , natomiast ε_{tot} jest czynnikiem poprawkowym.

Liczba mezonów K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$ jest wyznaczana z fitów do rozkładów mas jak wyjaśniono w rozdziale 7.2.4. Przy czym przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ wyznaczony został dla par mezonów K_s^0 spełniających warunek $M_{K_s^0 K_s^0} > 1.8 \text{ GeV}$.

Liczba naładowanych hadronów jest wyznaczana w oparciu o ślady pochodzące z pierwotnego wierzchołka oddziaływania, które spełniają warunek na najmniejszą odległość śladu od pierwotnego punktu oddziaływania $|d_{ca}| < 2 \text{ cm}$. Przy czym brane są pod uwagę tylko te hadrony, które zostawiają w detektorze CJC ślad o długości przynajmniej 10 cm i dla których radialna odległość punktu oddziaływania od początku śladu jest mniejsza niż 50 cm.

Czynnik poprawkowy ε_{tot} jest dany przez iloczyn poprawki detektorowej ε i wydajności trygera ε_{trig} :

$$\varepsilon_{tot} = \varepsilon \cdot \varepsilon_{trig}. \quad (8.3)$$

Poprawka detektorowa uwzględnia akceptancję i zdolność rozdzielczą aparatury oraz poprawki radiacyjne QED i pozwala tym samym na odwikłanie zmierzonego przekroju czynnego do poziomu hadronowego. Wyznaczona została w jednym kroku przy pomocy próbek symulowanych przypadków pochodzących z generacji programem CDM (patrz rozdz. 8.2). Wydajność trygera została określona z danych, jak opisano w rozdziale 8.3.

W przypadku różniczkowych przekrojów czynnych formuła 8.2 jest zastosowana do każdego przedziału zmiennej w której mierzymy przekrój czynny.

8.2 Poprawki detektorowe

Wybrana w pracy metoda odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego wymaga wyznaczenia poprawki detektorowej. Poprawkę detektorową można zapisać za pomocą następującego stosunku:

$$\varepsilon = \frac{N_{rec}^{rad,MC}}{N_{gen}^{non-rad,MC}}, \quad (8.4)$$

gdzie $N_{rec}^{rad,MC}$ jest liczbą zrekonstruowanych mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ lub naładowanych hadronów h^\pm w próbce symulowanego Monte Carlo zawierającego efekty promieniowania QED natomiast $N_{gen}^{non-rad,MC}$ liczbą wygenerowanych mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ lub naładowanych hadronów h^\pm w próbce generowanego MC nie zawierającego efektów promieniowania QED. $N_{rec}^{rad,MC}$ i $N_{gen}^{non-rad,MC}$ są wyznaczane w eksperymentalnie dostępnym obszarze przestrzeni fazowej (patrz równanie 8.1).

Rys. 8.1 – 8.3 przedstawiają poprawki detektorowe wyznaczone w oparciu o próbki z modelu CDM i modelu MEPS dla przypadków zawierających mezony K_s^0 w przedziałach zmiennych Q^2 , x , y , W oraz zmiennych kinematycznych mezonów K_s^0 w laboratorium (p_T , η) i w układzie Breita (p_T^{Breit} , x_p^{Breit}). Rys. 8.4 przedstawia poprawki detektorowe wyznaczone dla modeli MEPS i CDM w przedziałach zmiennej kinematycznej x dla przypadków zawierających pary mezonów $K_s^0 K_s^0$. Rys. 8.5 i 8.6 przedstawiają poprawki detektorowe wyznaczone dla modeli MEPS i CDM dla przypadków zawierających naładowane hadrony w przedziałach zmiennych Q^2 , x , y , W oraz zmiennych kinematycznych p_T i η naładowanych hadronów.

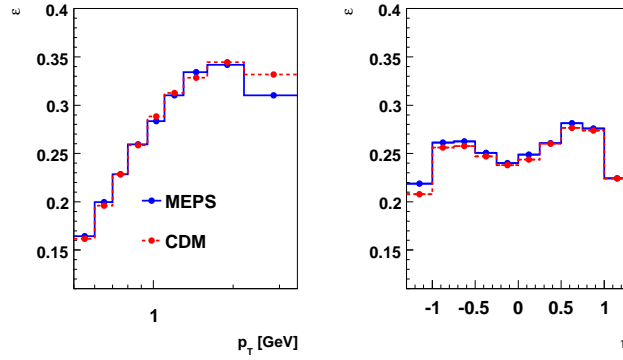
Ponieważ zdolność rozdzielcza detektora jest skończona poprawki detektorowe mogą przyjmować wartości większe od jedności. Migracje pomiędzy przedziałami powodują, że w obszarze $\eta > 0$ (patrz rys. 8.5) można obserwować więcej zrekonstruowanych naładowanych hadronów h^\pm niż wygenerowanych naładowanych hadronów h^\pm .

	K_s^0		$K_s^0 K_s^0$		h^\pm	
	CDM	MEPS	CDM	MEPS	CDM	MEPS
ε [%]	26.26	26.47	7.28	7.13	89.01	95.24

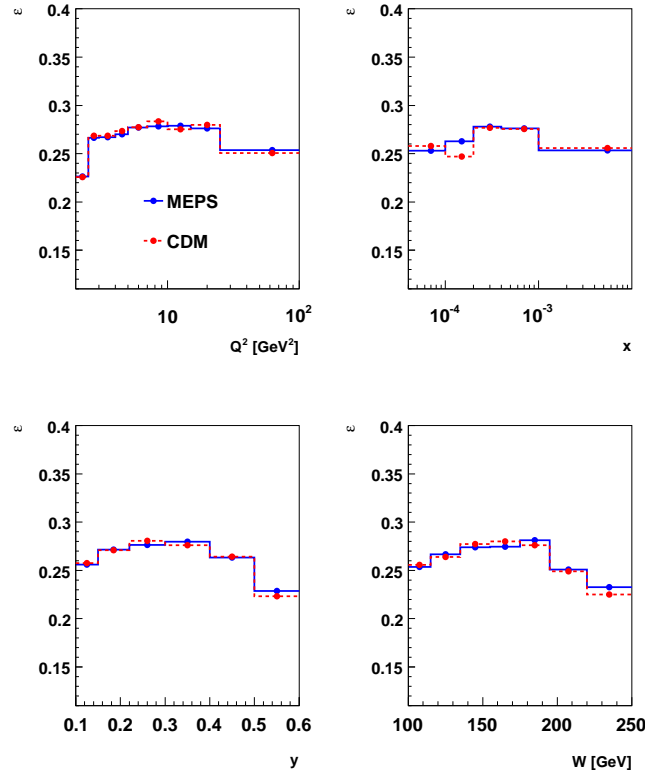
Tabela 8.1: Poprawki detektorowe dla K_s^0 , $K_s^0 K_s^0$ i h^\pm wyznaczone z modeli CDM i MEPS.

Poprawki detektorowe w funkcji zmiennych opisujących mezony K_s^0 i pary $K_s^0 K_s^0$ nieznacznie zależą od wyboru modelu. Poprawki detektorowe dla naładowanych hadronów h^\pm zależą silniej od

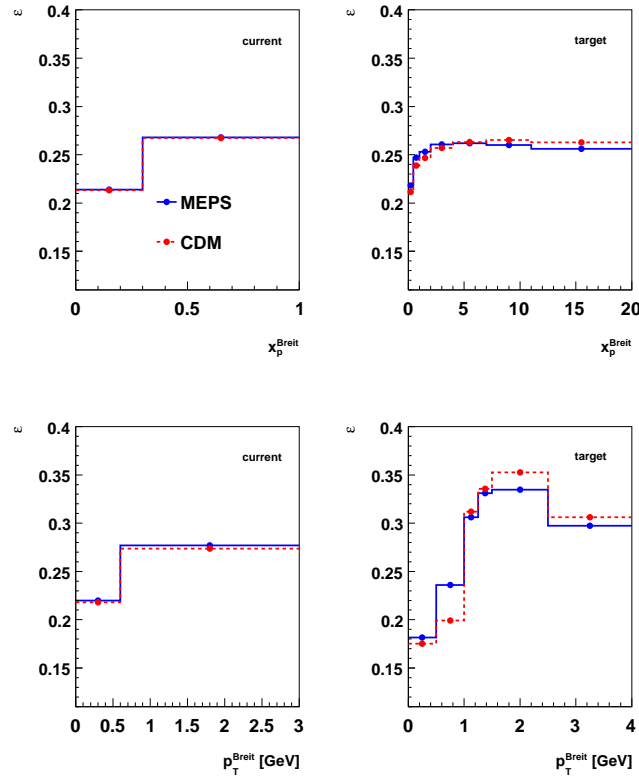
wyboru modelu niż poprawki detektorowe dla mezonów K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$. Tabela 8.1 zawiera wartości poprawek detektorowych użytych w wyliczeniu inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ i hadronów h^\pm .



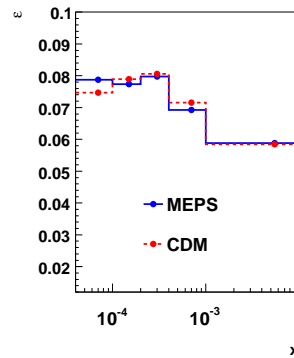
Rysunek 8.1: Poprawki detektorowe ε w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszcności η mezonów K_s^0 wyliczone w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).



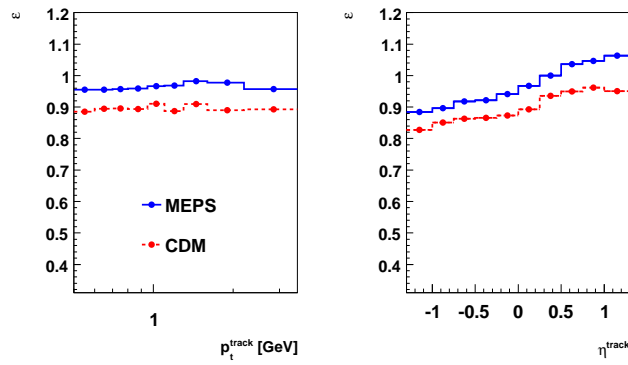
Rysunek 8.2: Poprawki detektorowe ε w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W dla przypadków zawierających K_s^0 wyliczone w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).



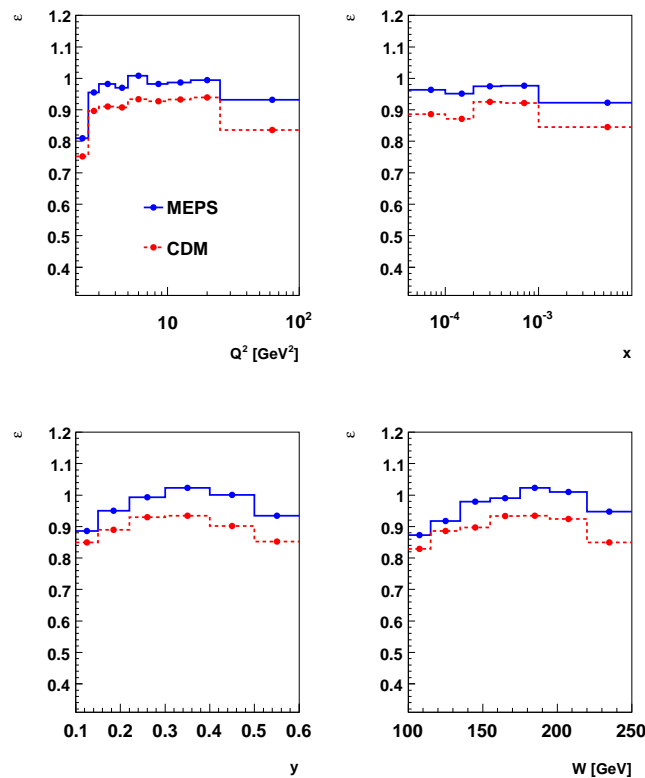
Rysunek 8.3: Poprawki detektorowe ε w układzie Breita w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamku pędu x_p^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*) wyliczone w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).



Rysunek 8.4: Poprawka detektorowa ε w funkcji zmiennej kinematycznej x dla przypadków zawierających pary mezonów $K_s^0 K_s^0$ wyliczona w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).



Rysunek 8.5: Poprawki detektorowe ε w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszcności η hadronów h^\pm wyliczone w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).



Rysunek 8.6: Poprawki detektorowe ε w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W dla przypadków zawierających hadrony h^\pm wyliczone w oparciu o symulowane próbki generowane w modelu CDM (linia przerywana) i MEPS (linia ciągła).

8.3 Wydajność trygera

Przypadki wybrane do analizy przedstawionej w pracy muszą być zaakceptowane przez podtryger S61 (patrz rozdział 2.2.4). Ponieważ włączenie trygera powoduje zmniejszenie akceptancji przypadków, zmierzone rozkłady poprawia się na wydajność trygera (patrz równanie 8.3). Wydajność trygera może być wyznaczona na dwa sposoby. Można polegać na wydajności trygera symulowanej w Monte Carlo lub określić ją z danych. W pracy została wybrana druga metoda. Wydajność trygera jest wyznaczana używając podtrygera niezależnego od S61, tzw. trygera monitorującego. Niestety nie istnieje tryger całkowicie niezależny od S61, który wybierałby wystarczającą liczbę przypadków potrzebną do zaniedbania błędu statystycznego pojawiającego się przy wyznaczaniu wydajności S61. Dlatego wydajność trygera S61 oblicza się z iloczynu wydajności jego elementów trygerowych, używając trygerów monitorujących dla poszczególnych elementów trygerowych. Wydajność trygera jest zdefiniowana jako:

$$\varepsilon_{trig} = \prod_{TE} \frac{N_{MT \wedge TE}}{N_{MT}}, \quad (8.5)$$

gdzie $N_{MT \wedge TE}$ jest liczbą przypadków akceptowanych przez tryger monitorujący (MT) i element trygerowy (TE), natomiast N_{MT} oznacza liczbę przypadków wybranych wyłącznie przez tryger monitorujący.

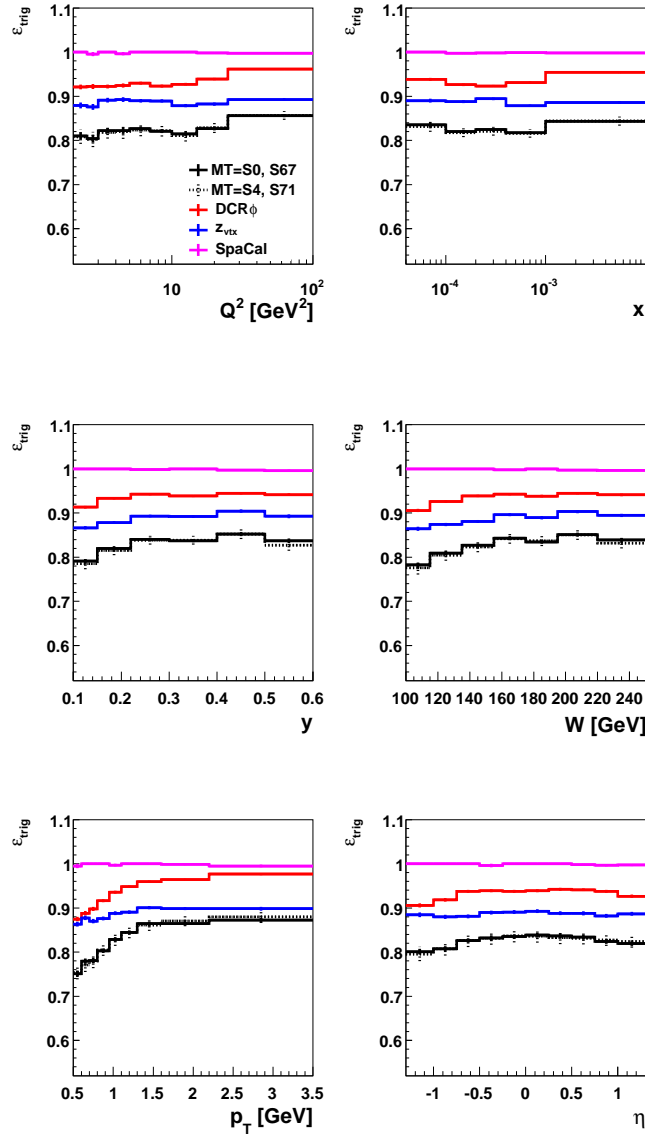
Do wyznaczenia wydajności elementu trygerowego SPCLe_IET służy podtryger S71, który wymaga informacji z kalorymetru LAr (depozyt energii), z centralnych komór dryfowych (obecność śladu) oraz centralnych komór proporcjonalnych (obecność wierzchołka w przypadku), a więc jest niezależny od informacji w kalorymetrze SpaCal. W celu sprawdzenia wydajności otrzymanej przy zastosowaniu trygera S71, obliczono także wydajność używając podtrygera S67, jako trygera monitorującego. Podtryger S67 używa tylko informacji z kalorymetru LAr.

Elementy trygerowe DCRPh_THig i zVtx_sig są monitorowane przez podtrygery S0 i S4, których warunki trygerowe opierają się na pomiarze klastrów energii w kalorymetrze SpaCal, a więc są niezależne od informacji z komór śladowych. Wydajności wyznaczone za pomocą S0 służą tylko do porównania z wydajnościami otrzymanymi przy użyciu trygera S4.

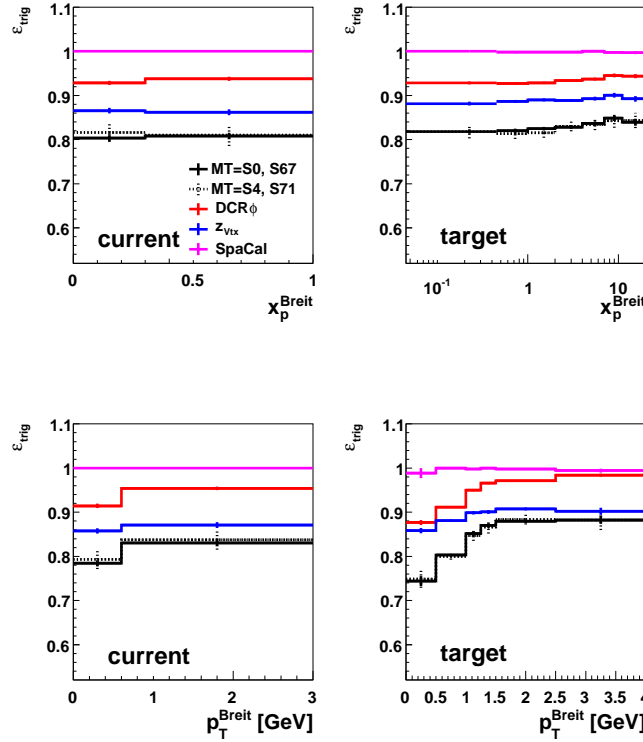
	K_s^0		$K_s^0 K_s^0$		h^\pm	
	S4, S71	S0, S67	S4, S71	S0, S67	S4, S71	S0, S67
$\varepsilon_{trig} [\%]$	81.95	81.82	88.34	88.53	84.14	84.01

Tabela 8.2: Wydajności trygerowe ε_{trig} dla trzech próbek danych wyznaczone dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S4, S71) i (S0, S67).

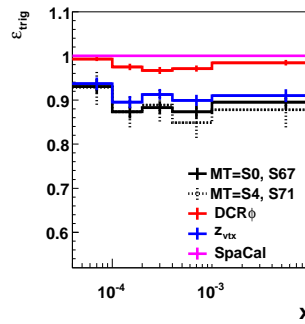
Rys. 8.7 przedstawia wydajność trygera S61 wyznaczoną dla przypadków zawierających mezony K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudospieszości η mezonów K_s^0 . Pokazana jest całkowita wydajność wyliczona dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S71, S4) i (S67, S0) oraz wydajności poszczególnych elementów trygerowych wyznaczone dla zestawu (S71, S4). Wydajność trygera dla inkluzywnej próbki K_s^0 jest $\sim 82\%$. Element trygerowy SpaCal jest prawie 100% wydajny, natomiast elementy trygerowe DCRPh_THig i zVtx_sig są wydajne $\sim 90\%$. Wydajność trygera S61 została również wyznaczona w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} (rys. 8.8).



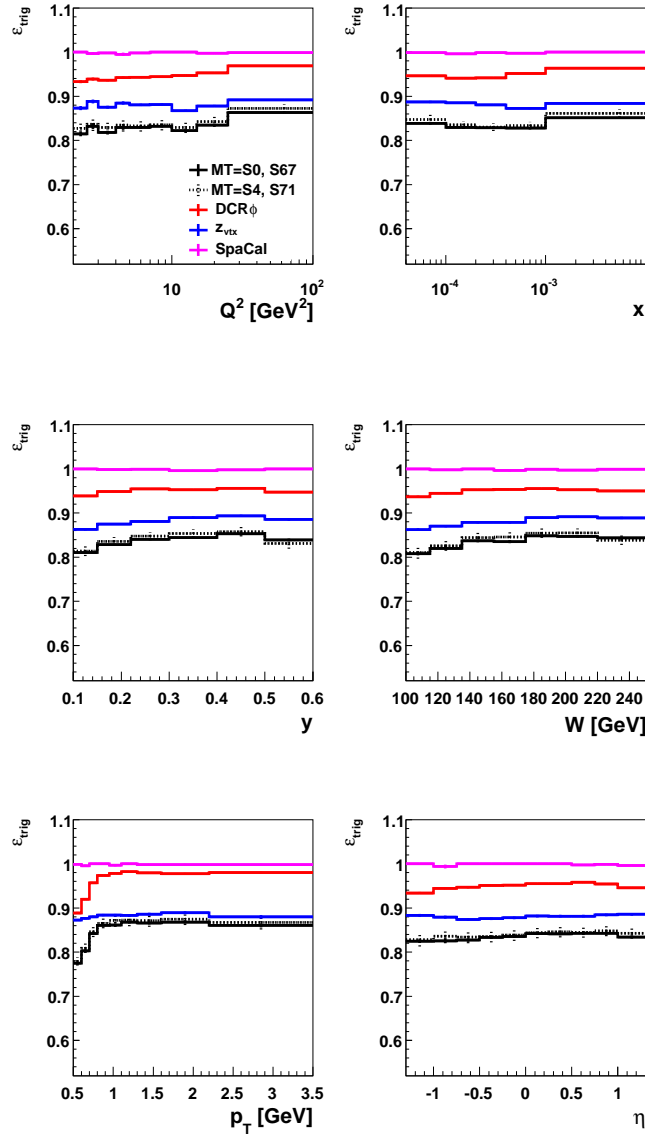
Rysunek 8.7: Wydajności trygera ε_{trig} dla przypadków zawierających mezony K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz w funkcji zmiennych p_T i η . Pokazana została całkowita wydajność trygera S61 otrzymana dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S4, S71) (oznaczona jako MT=S4, S71) oraz (S0, S67) (oznaczona jako MT=S0, S67). Wydajności elementów trygerowych DCRPh_THig, zVtx_sig, SpaCal (oznaczone jako DCR ϕ , z_{vtx} i SpaCal) zostały otrzymane dla zestawu trygerów monitorujących S4 i S71.



Rysunek 8.8: Wydajności trygera ϵ_{trig} w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} w obszarze prądowym (*current*) i obszarze tarczy (*target*). Pokazana została całkowita wydajność trygera S61 otrzymana dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S4, S71) (oznaczona jako MT=S4, S71) oraz (S0, S67) (oznaczona jako MT=S0, S67). Wydajności elementów trygerowych DCRPh_THig, z_{vtx_sig} i SpaCal (oznaczone jako DCR ϕ , z_{vtx} i SpaCal) zostały otrzymane dla zestawu trygerów monitorujących S4 i S71.



Rysunek 8.9: Wydajność trygera ϵ_{trig} dla przypadków zawierających pary mezonów $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej kinematycznej x . Pokazana została całkowita wydajność trygera S61 otrzymana dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S4, S71) (oznaczona jako MT=S4, S71) oraz (S0, S67) (oznaczona jako MT=S0, S67). Wydajności elementów trygerowych DCRPh_THig, z_{vtx_sig} , SpaCal (oznaczone jako DCR ϕ , z_{vtx} i SpaCal) zostały otrzymane dla zestawu trygerów monitorujących (S4, S71).



Rysunek 8.10: Wydajności trygera ε_{trig} dla przypadków zawierających naładowane hadrony h^\pm w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz w funkcji zmiennych p_T i η . Pokazana została całkowita wydajność trygera S61 otrzymana dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S4, S71) (oznaczona jako MT=S4, S71) oraz (S0, S67) (oznaczona jako MT=S0, S67). Wydajności elementów trygerowych DCRPh_THig, zVtx_sig, SpaCal (oznaczone jako DCR ϕ , z_{vtx} i SpaCal) zostały otrzymane dla zestawu trygerów monitorujących (S4, S71).

Wydajność trygera S61 dla przypadków zawierających pary $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej kinematycznej x przedstawia rys. 8.9. Pokazana jest całkowita wydajność dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S71, S4) i (S67, S0) oraz wydajności poszczególnych elementów trygerowych wyznaczone dla zestawu (S71, S4). Wydajność trygera dla inkluzywnej próbki z dwoma mezonami K_s^0 jest wyższa, $\sim 89\%$, niż dla próbki K_s^0 ze względu na wyższą wydajność elementu trygerowego DCRPh_THig, ponieważ w przypadku mamy więcej śladów z dużym p_T .

Rys. 8.10 przedstawia wydajność trygera S61 wyznaczoną dla przypadków zawierających hadrony h^\pm w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospiesznosci η hadronów h^\pm . Pokazana jest całkowita wydajność dla dwóch zestawów trygerów monitorujących (S71, S4) i (S67, S0) oraz wydajności poszczególnych elementów trygerowych wyznaczone dla trygerów S71 i S4. Zachowanie się wydajności trygerowych jest podobne jak dla próbki z mezonami K_s^0 . Całkowita wydajność trygera S61 dla przypadków zawierających naładowane hadrony jest $\sim 84\%$.

Wartości całkowitej wydajności trygera S61 dla trzech próbek danych zostały umieszczone w tabeli 8.2.

8.4 Efekty migracji

Poprawka detektorowa wyznaczana jest dla każdego przedziału zmiennej, dla której mierzony jest różniczkowy przekrój czynny. Przedziały zmiennych są wybrane tak, aby liczba przypadków była podzielona równo pomiędzy przedziały a także, aby zminimalizować efekty migracji przypadków pomiędzy przedziałami. Przypadki mogą zostać zrekonstruowane w złym przedziale ze względu na skończoną zdolność rozdzielczą detektora czy też ze względu na radiacje QED. Ten efekt nazywamy właśnie migracją. Dla wiarygodnych pomiarów efekty migracji powinny być małe. Osiąga się to przez dobranie odpowiedniej szerokości przedziałów zmiennej, w funkcji której przedstawiamy pomiar.

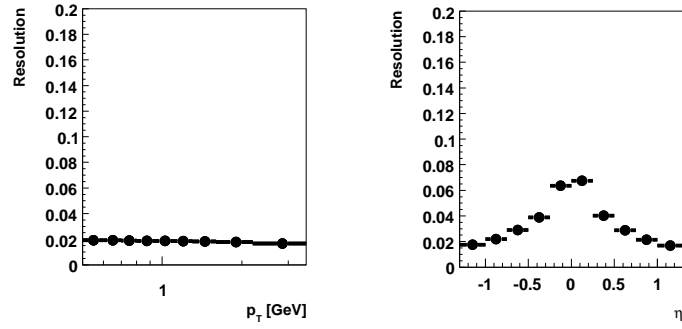
Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji zmiennej Y jest zdefiniowana w przedziałach tej zmiennej jako szerokość następującego rozkładu:

$$R = \frac{Y_{rec} - Y_{gen}}{Y_{gen}}, \quad (8.6)$$

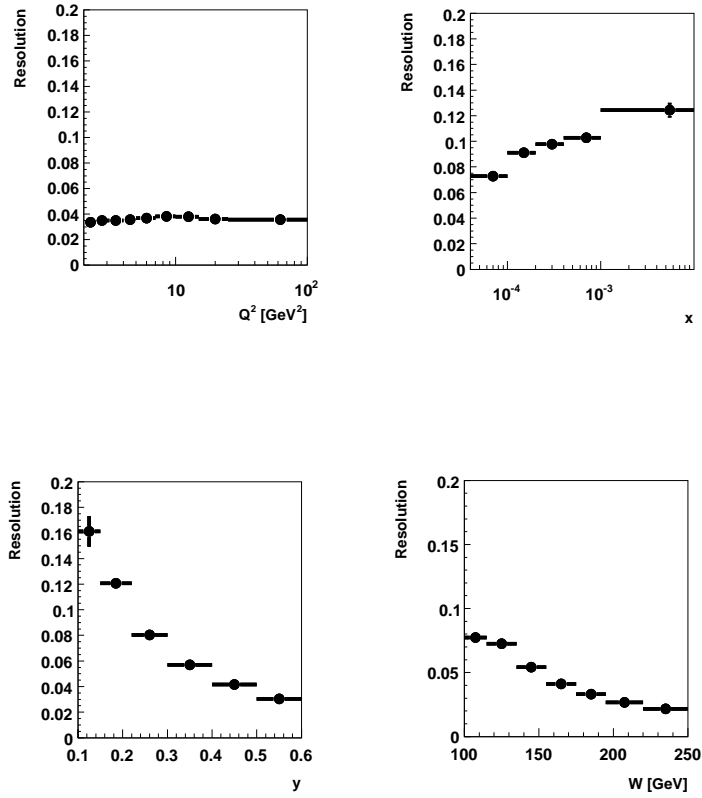
gdzie Y_{rec} i Y_{gen} oznaczają odpowiednio zrekonstruowaną i wygenerowaną wartość zmiennej Y . Zdolności rozdzielcze otrzymane z dopasowania funkcji Gaussa do rozkładów R dla wszystkich zmiennych użytych do wyznaczenia przekrojów czynnych przedstawiają rysunki 8.11 – 8.15. Zdolności rozdzielcze zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W oraz pędu poprzecznego p_T i pseudopospiesznosci η dla przypadków zawierających mezony K_s^0 oraz przedstawione są na rysunkach 8.11 i 8.12. Zdolności rozdzielcze dla zmiennych w układzie Breita, pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} w obszarze prądowym i w obszarze tarczy zostały pokazane na rys. 8.13.

Rysunki 8.14 i 8.15 przedstawiają zdolności rozdzielcze zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W oraz pędu poprzecznego p_T i pseudopospiesznosci η naładowanych hadronów h^\pm .

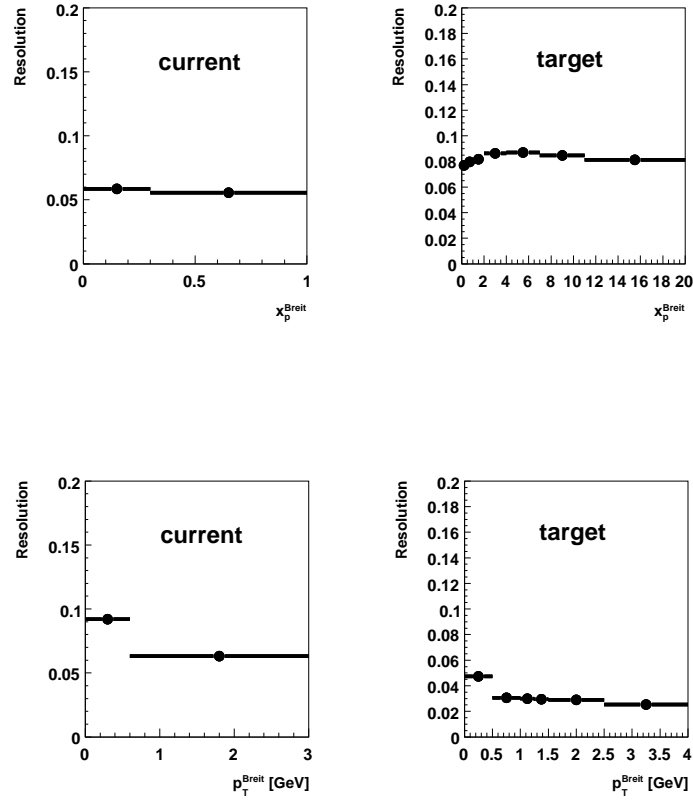
Prawie dla wszystkich zmiennych zdolność rozdzielcza jest mniejsza od 10%. Gorsza zdolność rozdzielcza obserwowana jest dla małych wartości zmiennej y , co jest związane z problemami w tym obszarze metody elektronowej użytej do rekonstrukcji zmiennych kinematycznych.



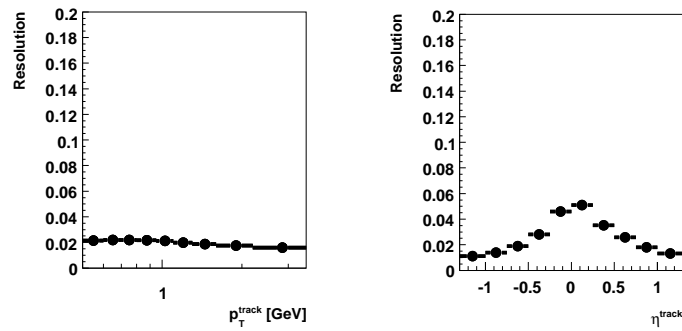
Rysunek 8.11: Zdolność rozdzielcza pędu poprzecznego p_T i pseudospieszości η mezonów K_s^0 .



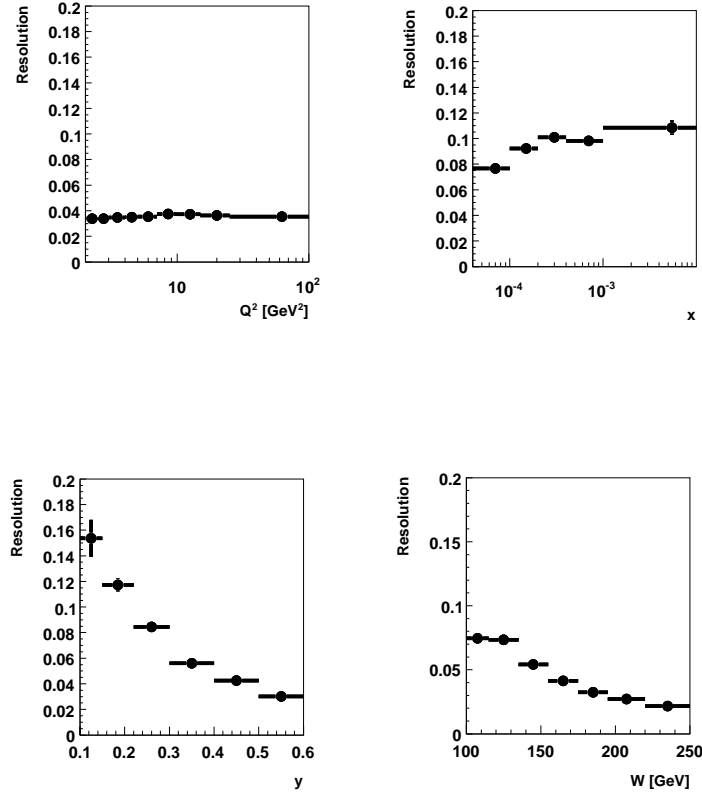
Rysunek 8.12: Zdolność rozdzielcza zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y oraz W dla przypadków zawierających mezony K_s^0 .



Rysunek 8.13: Zdolność rozdzielcza zmiennych w układzie Breita, pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym (*current*) i obszarze tarczy (*target*).



Rysunek 8.14: Zdolność rozdzielcza pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszczości η naładowanych hadronów h^\pm .



Rysunek 8.15: Zdolność rozdzielcza zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W dla przypadków zawierających naładowane hadrony h^\pm .

8.5 Czystość i stabilność próbek

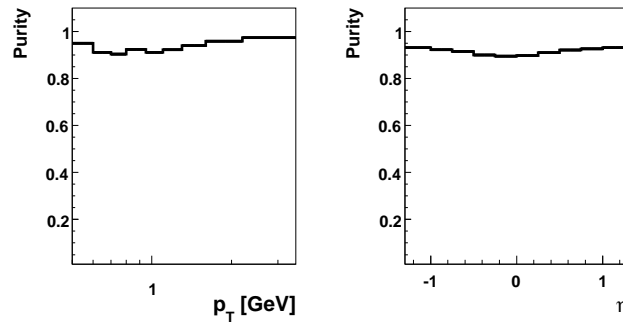
Efekty migracji przypadków pomiędzy przedziałami są kontrolowane przez rozkłady czystości (P) i stabilności (S) zdefiniowanych jako:

$$P = \frac{N_{rec \wedge gen}^{MC}(i)}{N_{rec}^{MC}(i)}, \quad (8.7)$$

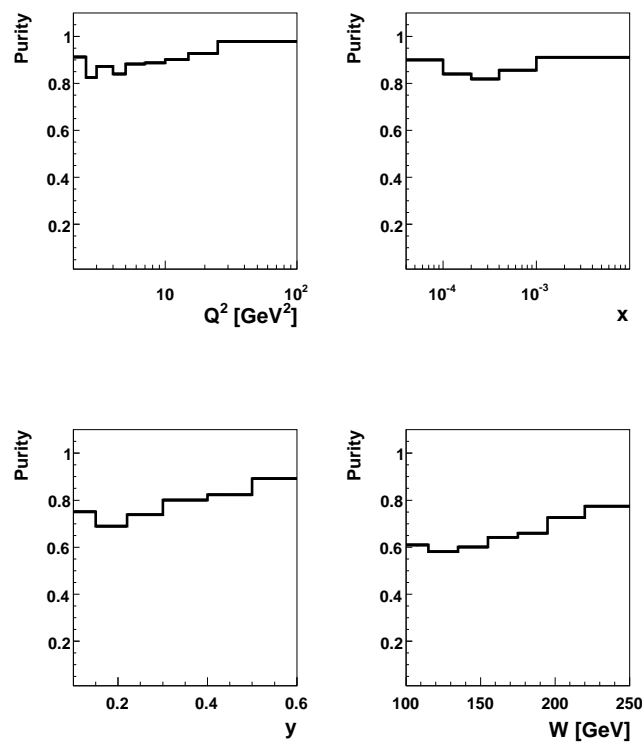
$$S = \frac{N_{rec \wedge gen}^{MC}(i)}{N_{gen}^{MC}(i)}, \quad (8.8)$$

gdzie $N_{rec \wedge gen}^{MC}(i)$ oznacza liczbę przypadków, które zostały wygenerowane i zrekonstruowane w tym samym przedziale i , natomiast $N_{rec(gen)}^{MC}(i)$ to liczba przypadków, które zostały zrekonstruowane (wygenerowane) w przedziale i ale mogą zostać wygenerowane (zrekonstruowane) w przedziale różnym od i . Migracje do przedziału są kontrolowane czystością, natomiast migracje poza przedział są kontrolowane stabilnością. Rozkłady czystości i stabilności dla wszystkich zmiennych użytych do wyznaczenia przekrojów czynnych przedstawiają rys. 8.16 – 8.20 i 8.21 – 8.25.

Czystość rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W dla przypadków zawierających mezony K_s^0 oraz pędu poprzecznego i pseudopospieszności η została umieszczona na rysunkach 8.16 i 8.17. Czystość w funkcji zmiennych w układzie Breita pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym i w obszarze tarczy przedstawia rys. 8.18. Czystość rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji zmiennych



Rysunek 8.16: Czystość rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszności η .

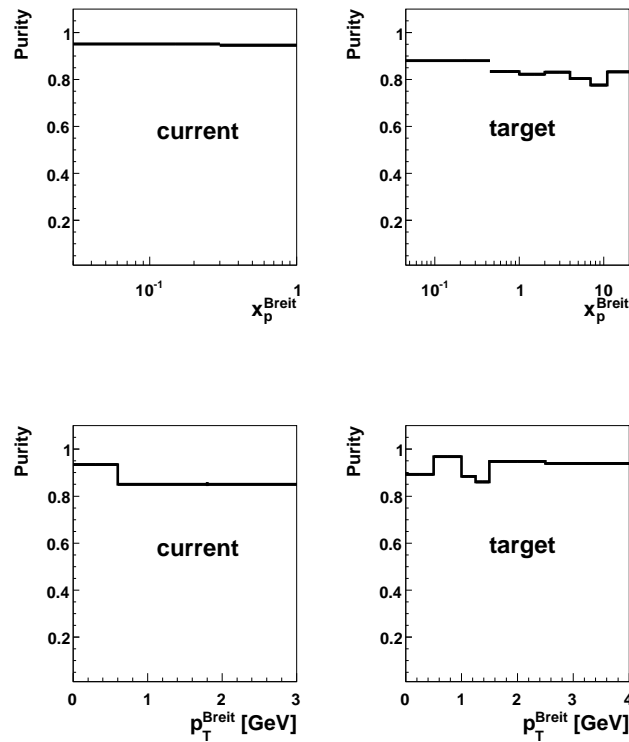


Rysunek 8.17: Czystość rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .

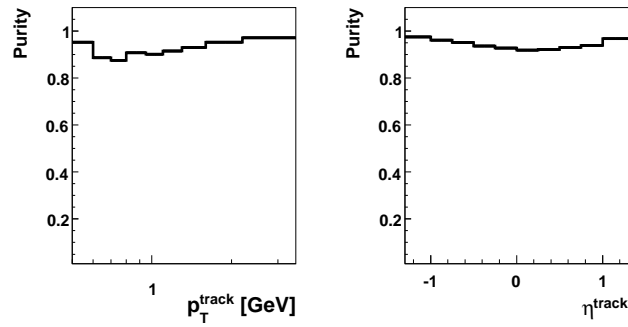
kinematycznych Q^2 , x , y i W dla przypadków zawierających naładowane hadrony h^\pm oraz pędu poprzecznego i pseudopospieszności η została umieszczona na rysunkach 8.19 i 8.20.

Stabilność rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz pędu poprzecznego i pseudopospieszności η przedstawiają rysunki 8.21 i 8.22. Stabilność w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym i w obszarze tarczy układu Breita przedstawia rys. 8.23. Stabilność rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W oraz pędu poprzecznego i pseudopospieszności η została pokazana na rysunkach 8.24 i 8.25.

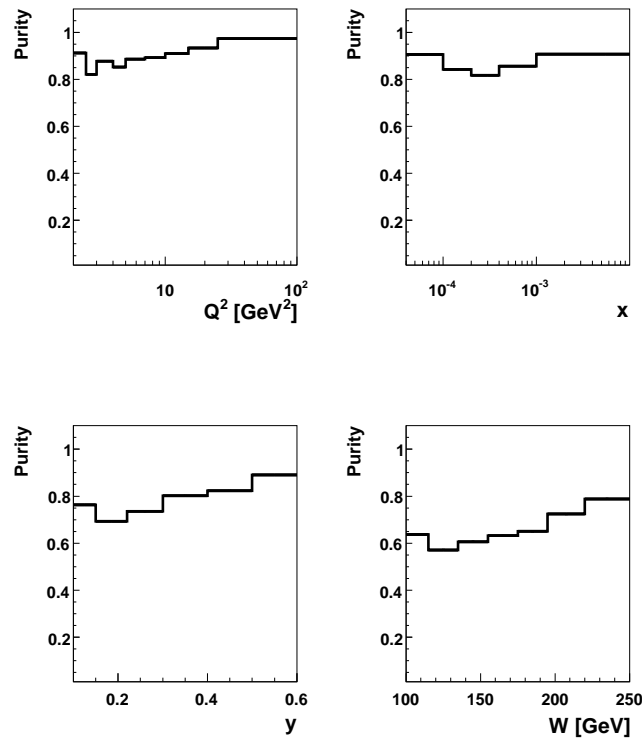
Do wyznaczenia czystości i stabilności użyto próbek generowanych w modelu CDM. W większości rozkładów czystości i stabilności przyjmują wartości większe od 80%, co wskazuje na to, że efekty migracji dla wybranych szerokości przedziałów są małe.



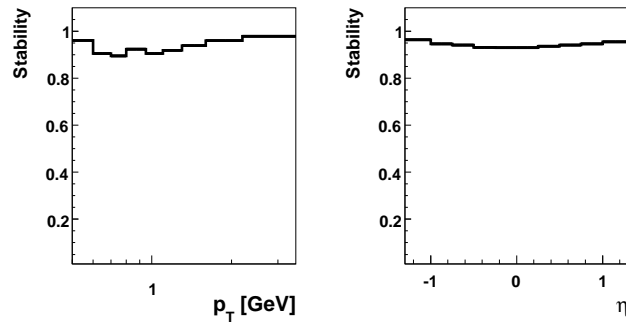
Rysunek 8.18: Czystość rekonstrukcji mezonów K_s^0 w układzie Breita w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*).



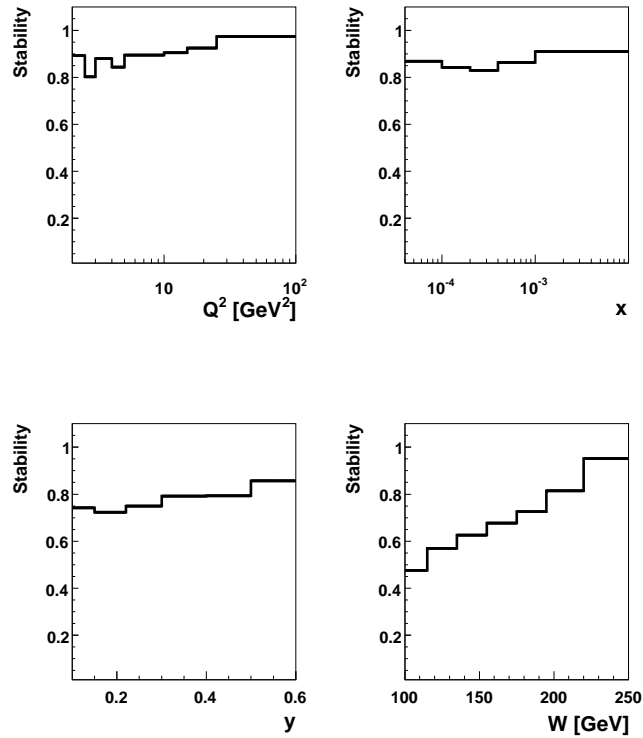
Rysunek 8.19: Czystość rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszności η .



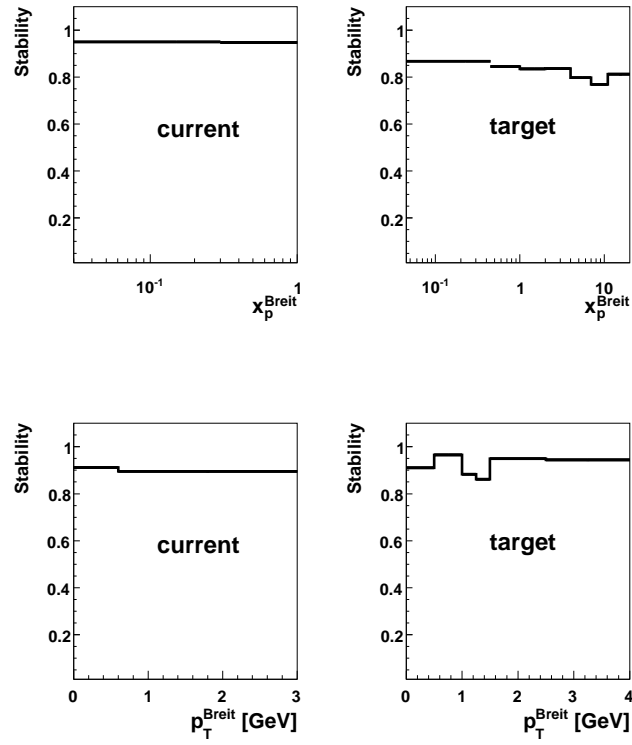
Rysunek 8.20: Czystość rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .



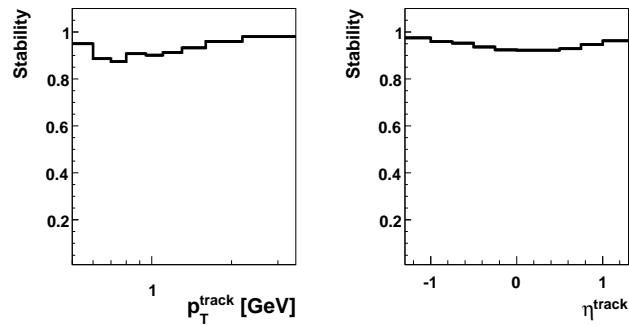
Rysunek 8.21: Stabilność rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszności η .



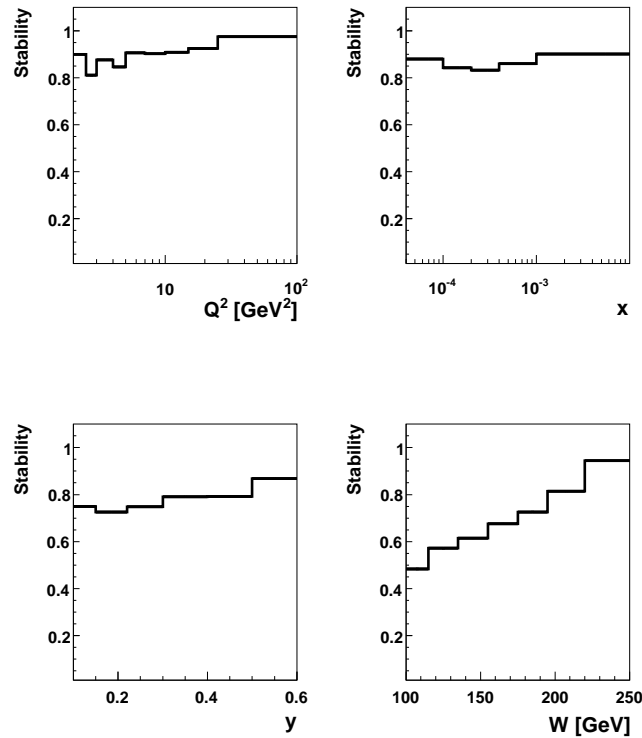
Rysunek 8.22: Stabilność rekonstrukcji mezonów K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .



Rysunek 8.23: Stabilność rekonstrukcji mezonów K_s^0 w układzie Breita w funkcji pędu poprzecznego x_p^{Breit} i ułamka pędu p_T^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*).



Rysunek 8.24: Stabilność rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszności η .



Rysunek 8.25: Stabilność rekonstrukcji naładowanych hadronów h^\pm w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .

8.6 Niepewności systematyczne

Następujące źródła niepewności systematycznych są brane pod uwagę:

- niepewność skali energetycznej kalorymetru SpaCal,
- dokładność pomiaru kąta elektronu,
- zależność od modelu przy wyznaczaniu poprawek detektorowych,
- wyznaczanie wydajności trygera,
- określanie sygnału K_s^0 ,
- dokładność pomiaru świetlności,
- dokładność rekonstrukcji śladu w detektorach śladowych.

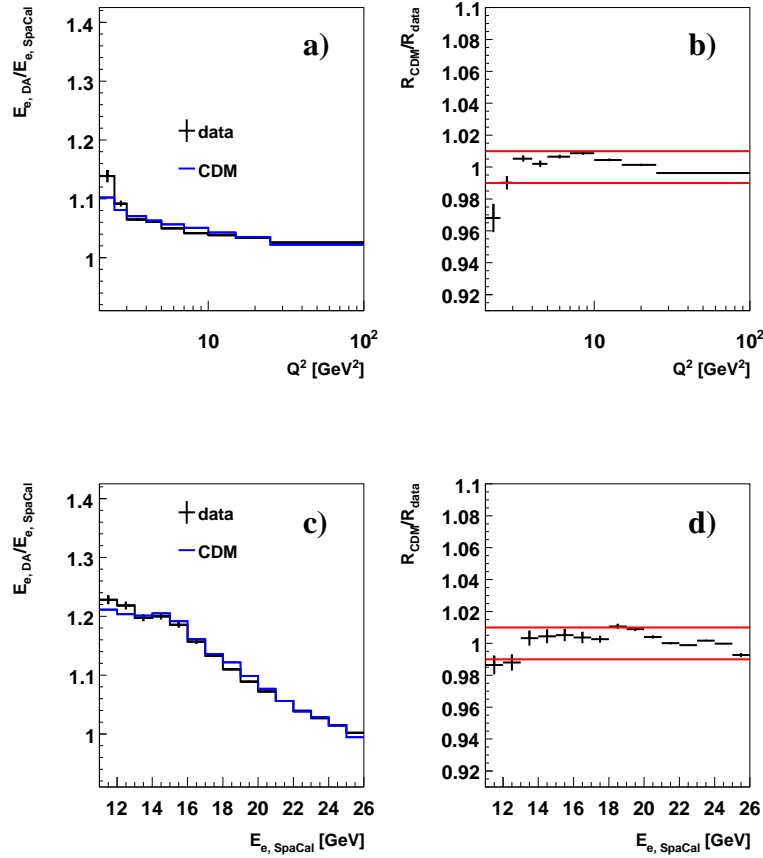
Wpływ niepewności systematycznych na pomiary przekrojów czynnych jest zdefiniowany jako względna różnica pomiędzy zmierzonym przekrojem czynnym σ i przekrojem czynnym $\sigma(V_i)$ wyznaczonym przy zmianie wielkości obarczonej niepewnością o wartość tej niepewności:

$$\Delta\sigma(V_i) = \frac{\sigma - \sigma(V_i)}{\sigma} \quad (8.9)$$

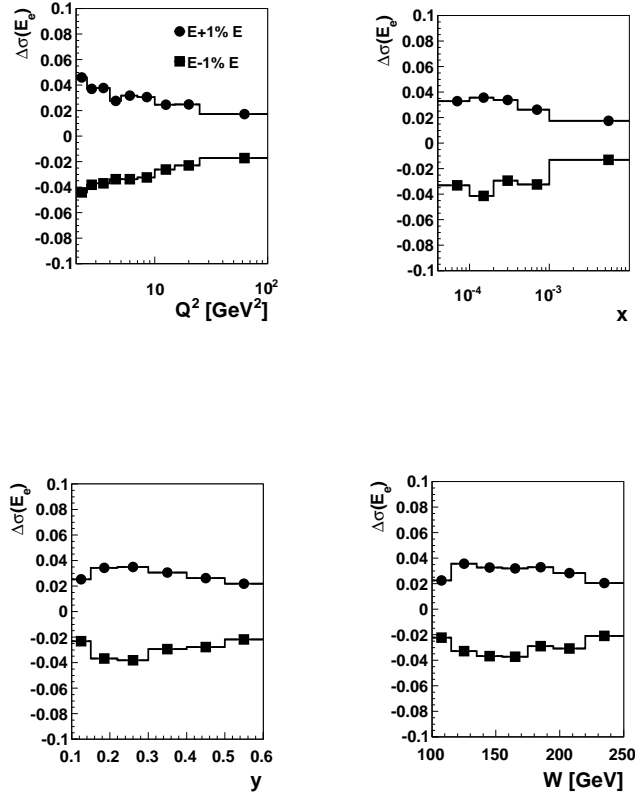
Jeśli nie zostało zaznaczone inaczej $\Delta\sigma(V_i)$ jest wyznaczana przy pomocy próbki symulowanych przypadków wygenerowanych w modelu CDM.

8.6.1 Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru energii elektronu

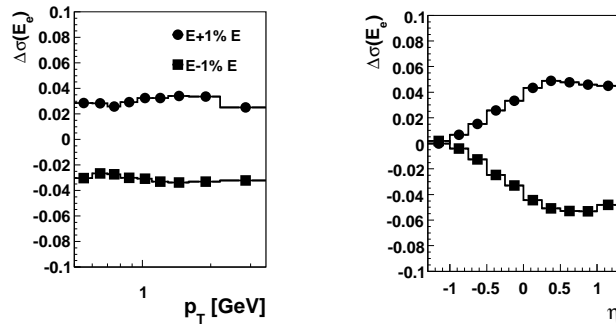
Systematyczne niepewności wyznaczenia energii i kąta rozproszonego elektronu zarejestrowanego w kalorymtrze SpaCal prowadzą do systematycznych niepewności wyznaczenia zmiennych kinematycznych.



Rysunek 8.26: Stosunek energii elektronu zmierzonej metodą dwóch kątów do energii elektronu zmierzonej w kalorymtrze SpaCal ($E_{e,DA}/E_{e,SpaCal}$) w funkcji (a) Q^2 i (c) $E_{e,SpaCal}$ dla danych i dla symulacji MC (CDM). Rysunki (b) i (d) przedstawiają podwójny stosunek $R_{CDM}/R_{data}=(E_{e,DA}/E_{e,SpaCal})_{CDM}/(E_{e,DA}/E_{e,SpaCal})_{data}$ odpowiednio w funkcji Q^2 i $E_{e,SpaCal}$.



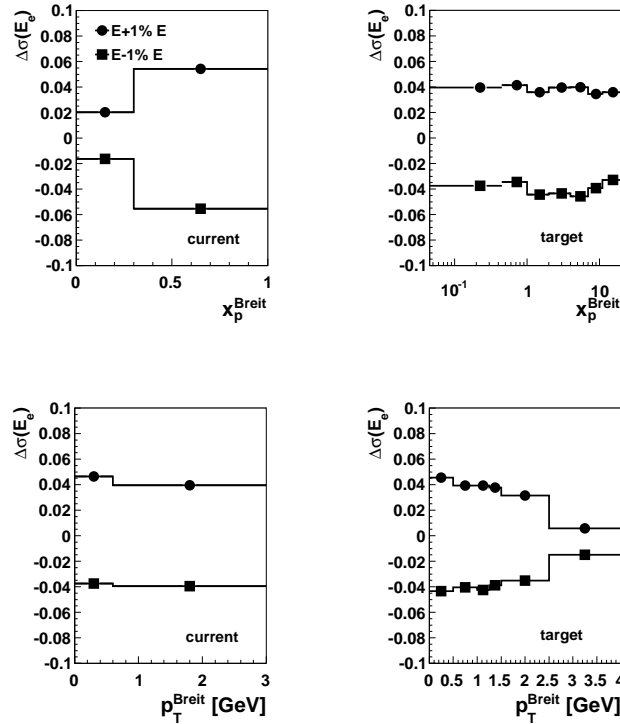
Rysunek 8.27: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany energii rozproszonego elektronu o $\pm 1\%$ w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .



Rysunek 8.28: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany energii rozproszonego elektronu o $\pm 1\%$ w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopospieszności η mezonów K_s^0 .

Dla określenia niepewności wyznaczenia zmiennych kinematycznych metodą elektronową, wynikających z niepewności skali energetycznej kalorymetru SpaCal, wyznaczona metodą elektronową energia rozproszonego elektronu $E_{e,SpaCal}$ porównana jest z energią elektronu wyliczoną z metody dwóch kątów $E_{e,DA}$. Rysunki 8.26a i 8.26c przedstawiają stosunek $E_{e,DA}/E_{e,SpaCal}$ w funkcji Q^2 i $E_{e,SpaCal}$ dla danych i przewidywań modelu CDM. Wartość i błąd tego stosunku jest wyznaczona ze średniej i błędu wynikającego z dopasowania funkcji Gaussa do rozkładu $E_{e,DA}/E_{e,SpaCal}$ w przedziałach Q^2 i $E_{e,SpaCal}$. Dwie metody wyznaczenia energii elektronu są zgodne z wyjątkiem obszaru małych wartości Q^2 i małych energii elektronu. Miarą niepewności systematycznej jest podwójny stosunek $(E_{e,DA}/E_{e,SpaCal})_{CDM}/(E_{e,DA}/E_{e,SpaCal})_{data}$ przedstawiony na rysunkach 8.26b i 8.26d, który przyjmuje wartości pomiędzy 0.99 a 1.01, poza pierwszym przedziałem $2 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$, gdzie niepewność systematyczna pomiaru energii elektronu sięga 3.5%.

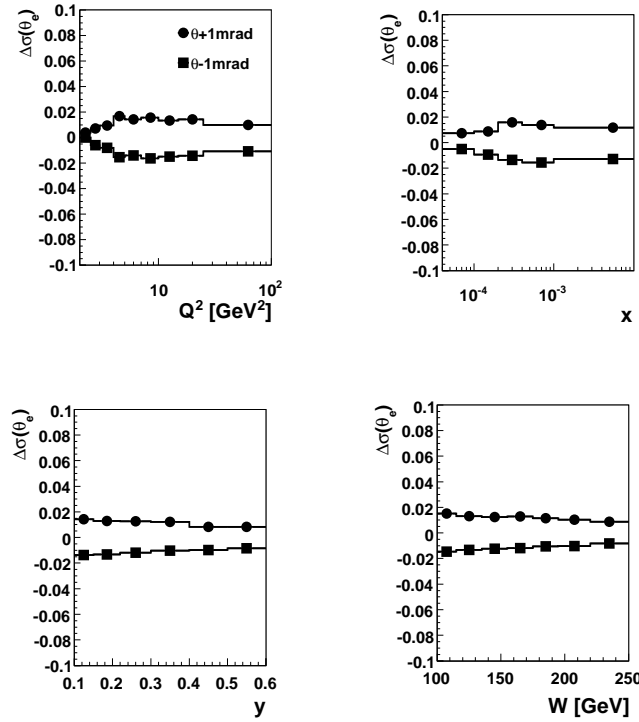
Niepewność systematyczną pomiaru przekroju czynnego wynikającą z niepewności wyznaczenia energii rozproszonego elektronu oblicza się zmieniając skalę energetyczną o +1% (-1%), z wyjątkiem przedziału $2 < Q^2 < 2.5 \text{ GeV}^2$ gdzie zmiana jest o +3.5% (-3.5%). Powoduje to zmianę inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 o +3.3% (-3.5%), natomiast inkluzywny przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ zmienia się o +3% (-3%). Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru energii elektronu upraszczają się dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$. Wartości systematycznych niepewności wynikających ze zmiany skali energetycznej w przedziałach wszystkich zmiennych dla których wyznaczany jest przekrój czynny na produkcję mezonów K_s^0 zostały przedstawione na rysunkach 8.27 – 8.29.



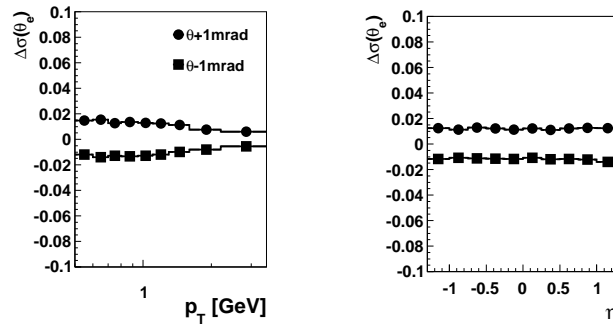
Rysunek 8.29: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany energii rozproszonego elektronu o $\pm 1\%$ w funkcji pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamku pędu x_p^{Breit} mezonów K_s^0 w obszarze prądowym (current) i obszarze tarczy (target).

8.6.2 Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru kąta elektronu

Systematyczna niepewność pomiaru kąta rozproszonego elektronu wynosi $+1(-1)$ mrad. wynikające stąd niepewności systematyczne pomiaru inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$ wynoszą odpowiednio $+1 (-1)\%$.

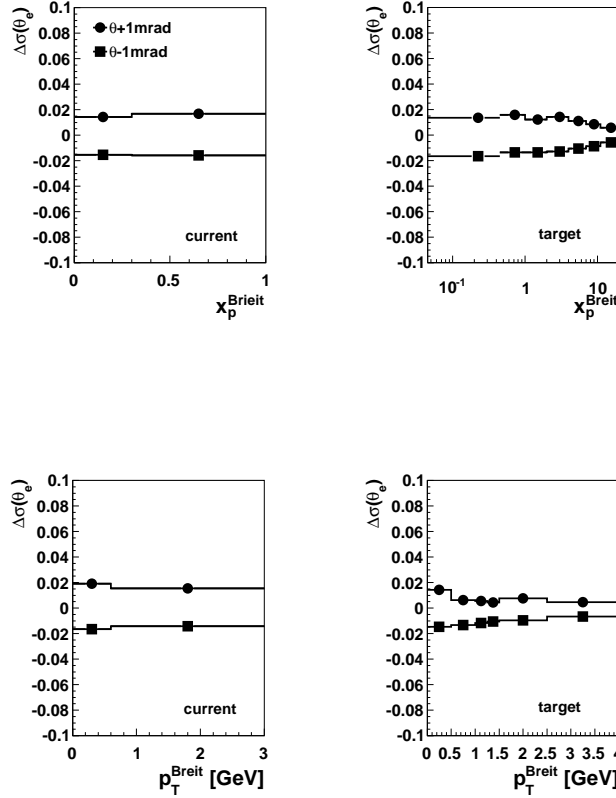


Rysunek 8.30: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany kąta rozproszonego elektronu o ± 1 mrad w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y , W .



Rysunek 8.31: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany kąta rozproszonego elektronu o ± 1 mrad w funkcji pędu poprzecznego p_T i pseudopędowości η mezonów K_s^0 .

Niepewności systematyczne wynikające z pomiaru kąta rozproszonego elektronu upraszczają się dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$. Wartości niepewności systematycznych wynikające ze zmiany kąta rozproszonego elektronu w przedziałach wszystkich zmiennych dla których wyznaczany jest przekrój czynny na produkcję K_s^0 zostały przedstawione na rys. 8.30 – 8.32.



Rysunek 8.32: Niepewność systematyczna pomiaru przekroju czynnego na produkcję K_s^0 wynikająca ze zmiany kąta rozproszonego elektronu o ± 1 mrad w funkcji zmiennych w układzie Breita (p_T^{Breit} i x_p^{Breit}) w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*).

8.6.3 Niepewności systematyczne wyznaczenia poprawek detektorowych

Metoda odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego jest obciążona niepewnością systematyczną, która powoduje przesunięcie otrzymanych wartości przekroju czynnego w kierunku przewidywań modelu użytego do wyznaczenia poprawek detektorowych. Dlatego wyznacza się poprawki detektorowe używając dwóch różnych modeli. Wartość niepewności systematycznej związanej z wyznaczeniem poprawek detektorowych określona jest jako 50% różnicy poprawek detektorowych otrzymanych z modeli CDM i MEPS (patrz rozdział 8.2). Dla rozkładów różniczkowych wyznaczana jest oddzielnie dla każdego z przedziałów badanych zmiennych. Niepewność systematyczna pomiaru inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$ wynikająca z metody odwikłania zmierzonych rozkładów do poziomu hadronowego wynosi odpowiednio $\pm 0.4\%$ i $\pm 1\%$. Niepewności systematyczne wyznaczenia poprawek detektorowych prowadzą do dużej niepewności systematycznej, $\pm 3.5\%$, pomiaru stosunku inkluzywnego

przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$.

8.6.4 Niepewności systematyczne wyznaczenia wydajności trygera

Niepewność spowodowana wydajnością trygera jest wyznaczona z różnicy wartości wydajności otrzymanych dla dwóch różnych zestawów trygerów monitorujących, jak opisano w rozdz. 8.3. Różnica wydajności jest obliczana dla wszystkich zmiennych, w których wyznaczany jest przekrój czynny. Dla określenia wartości niepewności zostało przeprowadzone dopasowanie funkcji Gaussa do rozkładu różnicy wydajności. Dzięki tej metodzie ewentualne fluktuacje statystyczne w przedziałach nie są brane pod uwagę. Niepewność związana z wydajnością trygera jest dana przez średnią wartość i szerokość rozkładu Gaussa. Niepewność systematyczna pomiaru inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ i stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ wynikająca z niepewności wyznaczenia wydajności trygera wynosi odpowiednio $^{+0.4\%}_{-0.9\%}$, $\pm 1\%$ i $^{+0.4\%}_{-1.0\%}$.

8.6.5 Pozostałe źródła niepewności systematycznych

Wyznaczanie sygnału

Niepewność wyznaczania sygnału K_s^0 diskutowana jest w rozdziale 7.2.4. Niepewność systematyczna pomiaru inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 , par $K_s^0 K_s^0$ i stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ wynosi odpowiednio $\pm 0.6\%$, $\pm 1.4\%$ i $\pm 0.6\%$. Dla różniczkowych przekrojów czynnych niepewność wynosi $2\% - 3\%$.

Pomiar świetlności

Świetlność mierzona przy pomocy procesu Bethego-Heitlera jest znana z dokładnością $\pm 1.5\%$. Ta niepewność systematyczna upraszcza się dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$.

Rekonstrukcja śladów cząstek naładowanych

Jako niepewność systematyczną związaną z rekonstrukcją śladu cząstki dla rozważanego obszaru kinematycznego przyjęta jest wartość 2% dla pojedynczego śladu.

8.6.6 Podsumowanie niepewności systematycznych

Wartości wszystkich niepewności systematycznych pomiaru inkluzywnych przekrojów czynnych przedstawione są w tabeli 8.3.

Dla porównania różniczkowych przekrojów czynnych z przewidywaniami teoretycznymi niepewności systematyczne są podzielone na dwie grupy. Pierwsza zawiera niepewności systematyczne, które zależą od badanych zmiennych. Należą do nich niepewności związane z pomiarem energii i kąta rozproszonego elektronu, wyznaczenia sygnału oraz zależnością od modelu. Te niepewności systematyczne określone są jako skorelowane. Niepewności, które są wspólne dla wszystkich przedziałów określone są jako nieskorelowane. Należą do nich niepewności związane z wydajnością trygera, pomiarem świetlności oraz rekonstrukcją śladów. Na rysunkach przedstawiających pomiary przekrojów czynnych są zaznaczone jako szary pasek.

8.7 Pomiar inkluzywnych przekrojów czynnych

Inkluzywne przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na naładowane hadrony h^\pm zostały zmierzone w eksperymental-

nie dostępnym obszarze kinematycznym zdefiniowanym przez: $0.1 < y < 0.6$, $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $|\eta(K_s^0, h^\pm)| < 1.3$, $0.5 < p_T(K_s^0, h^\pm) < 3.5 \text{ GeV}$.

Zmierzone wartości inkluzywnych przekrojów czynnych i stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ oraz przewidywania dla trzech wartości parametru tłumienia dziwności przedstawia tabela 8.4. Przewidywania modeli dla inkluzywnych przekrojów czynnych słabiej zależą od parametru λ_s niż dla stosunku $R(K_s^0/\pi^\pm)$.

Inkluzywny przekrój czynny na produkcję K_s^0 wynosi:

$$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X) = 21.67 \pm 0.10(\text{stat.})_{-1.26}^{+1.21}(\text{syst.}) \text{ nb.} \quad (8.10)$$

Wartość zmierzonego przekroju czynnego jest zgodna z przewidywaniem modelu CDM, które wynosi 21.64 nb, i jest otrzymane dla funkcji struktury protonu CTEQ6L i wartości parametru $\lambda_s=0.286$.

Inkluzywny przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ zmierzony w tym samym obszarze kinematycznym ma wartość:

$$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 K_s^0 X) = 2.40 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.17(\text{syst.}) \text{ nb.} \quad (8.11)$$

Zmierzony inkluzywny przekrój czynnego na produkcję $K_s^0 K_s^0$ jest zgodny z wartością 2.56 nb przewidywaną w modelu RAPGAP przy uwzględnieniu procesów z rozwiniętym fotonem otrzymaną dla funkcji struktury protonu CTEQ6L, dla funkcji struktury fotonu SaSgam [92] oraz parametru $\lambda_s=0.3$. Jak widać z tabeli 8.4 przewidywania modelu MEPS, które są równoważne przewidywaniom modelu RAPGAP bez rozwiniętego fotonu dają za małą wartość przekroju czynnego.

Zmierzona wartość stosunku przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$:

$$R(K_s^0/h^\pm) = \frac{\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)}{\sigma_{vis}(ep \rightarrow eh^\pm X)} = 0.0645 \pm 0.0002(\text{stat.})_{-0.0020}^{+0.0019}(\text{syst.}), \quad (8.12)$$

jest zgodna z przewidywaną w modelu MEPS wartością 0.0640, otrzymaną dla funkcji struktury CTEQ6L i parametru $\lambda_s=0.22$.

Wartości przewidywań modeli w zależności od wyboru funkcji struktury protonu CTEQ5L [93], CTEQ6L oraz H12000 LO [94] zostały umieszczone w tabeli 8.5. Wartości stosunku $R(K_s^0/\pi^\pm)$, w

Źródło niepewności	Zmiana	$\Delta\sigma(K_s^0)[\%]$	$\Delta\sigma(K_s^0 K_s^0)[\%]$	$R(K_s^0/h^\pm)[\%]$
E'_e	$\pm 1\%$	$+3.3$ -3.5	± 3	—
θ_e	$\pm 1 \text{ mrad}$	± 1	± 1	—
wyznaczenie sygnału	$\frac{N^{fit}-N^{count}}{N^{fit}}$	± 0.6	± 1.4	± 0.6
model	$0.5 * \frac{\epsilon_{rec}^{CDM}-\epsilon_{rec}^{MEPS}}{\epsilon_{rec}^{CDM}}$	± 0.4	± 1	± 3.5
wydajność trygera	$\frac{\epsilon_{trig}^{MT set1}-\epsilon_{trig}^{MT set2}}{\epsilon_{trig}^{MT set1}}$	$+0.4$ -0.9	± 1	$+0.4$ -1.0
światłość		± 1.5	± 1.5	—
rekonstrukcja śladów	2.0 % per track	± 4.0	± 8.0	± 2.0
Całkowita niepewność systematyczna		$+5.6$ -5.8	± 8.9	$+4.1$ -4.2

Tabela 8.3: Źródła systematycznych niepewności, ich zmiany oraz odpowiadające im wartości niepewności systematycznych inkluzywnych przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 , $K_s^0 K_s^0$ i stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$.

przeciwieństwie do przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$, słabo zależą od wyboru funkcji struktury protonu zgodnie z oczekiwaniami.

	Dane	CDM			MEPS		
λ_s	–	0.22	0.286	0.3	0.22	0.286	0.3
$\sigma_{vis}(K_s^0)$	$21.67 \pm 0.10^{+1.21}_{-1.26}$	18.97	21.64	22.27	21.24	24.05	24.61
$\sigma_{vis}(K_s^0 K_s^0)$	$2.40 \pm 0.08 \pm 0.17$	1.47	1.78	1.85	1.69	2.05	2.10
$R = \frac{\sigma_{vis}(K_s^0)}{\sigma_{vis}(h^\pm)}$	$0.0645 \pm 0.0002^{+0.0019}_{-0.0020}$	0.0603	0.0694	0.0716	0.0640	0.0732	0.0750

Tabela 8.4: Zmierzone wartości inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję mezonów K_s^0 , inkluzywnego przekroju czynnego na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ i stosunku $R(K_s^0/\pi^\pm)$ oraz przewidywania modeli CDM i MEPS dla trzech wartości parametru λ_s oraz dla funkcji struktury CTEQ6L.

	Dane	CDM			MEPS		
PDF	–	CTEQ5L	CTEQ6L	H12000 LO	CTEQ5L	CTEQ6L	H12000 LO
$\sigma_{vis}(K_s^0)$	$21.67 \pm 0.10^{+1.21}_{-1.26}$	21.01	21.64	20.42	22.27	24.05	21.61
$\sigma_{vis}(K_s^0 K_s^0)$	$2.40 \pm 0.08 \pm 0.17$	1.76	1.78	1.61	1.87	2.05	1.74
$R = \frac{\sigma_{vis}(K_s^0)}{\sigma_{vis}(h^\pm)}$	$0.0645 \pm 0.0002^{+0.0019}_{-0.0020}$	0.0724	0.0694	0.0683	0.0741	0.0732	0.0718

Tabela 8.5: Zmierzone wartości przekrojów czynnych i stosunku $R(K_s^0/\pi^\pm)$ oraz przewidywania modeli CDM i MEPS dla trzech funkcji struktury protonu CTEQ5L, CTEQ6L i H12000 LO i dla $\lambda_s=0.286$.

8.8 Pomiary różniczkowych przekrojów czynnych

Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 , $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$ zostały zmierzone w eksperymentalnie dostępnym obszarze kinematycznym zdefiniowanym jako: $0.1 < y < 0.6$, $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $|\eta(K_s^0, h^\pm)| < 1.3$, $0.5 < p_T(K_s^0, h^\pm) < 3.5 \text{ GeV}$.

Przekroje czynne na produkcję K_s^0 oraz stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ zostały wyznaczone w przedziałach zmiennych kinematycznych przypadku Q^2 , x , y i W oraz w funkcji zmiennych p_T i η cząstek w stanie końcowym. Przekroje czynne na produkcję K_s^0 zostały również zmierzone w układzie Breita w funkcji zmiennych kinematycznych x_p^{Breit} oraz p_T^{Breit} . Przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ został zmierzony wyłącznie w funkcji zmiennej x .

8.8.1 Różniczkowy przekrój czynny na produkcję K_s^0

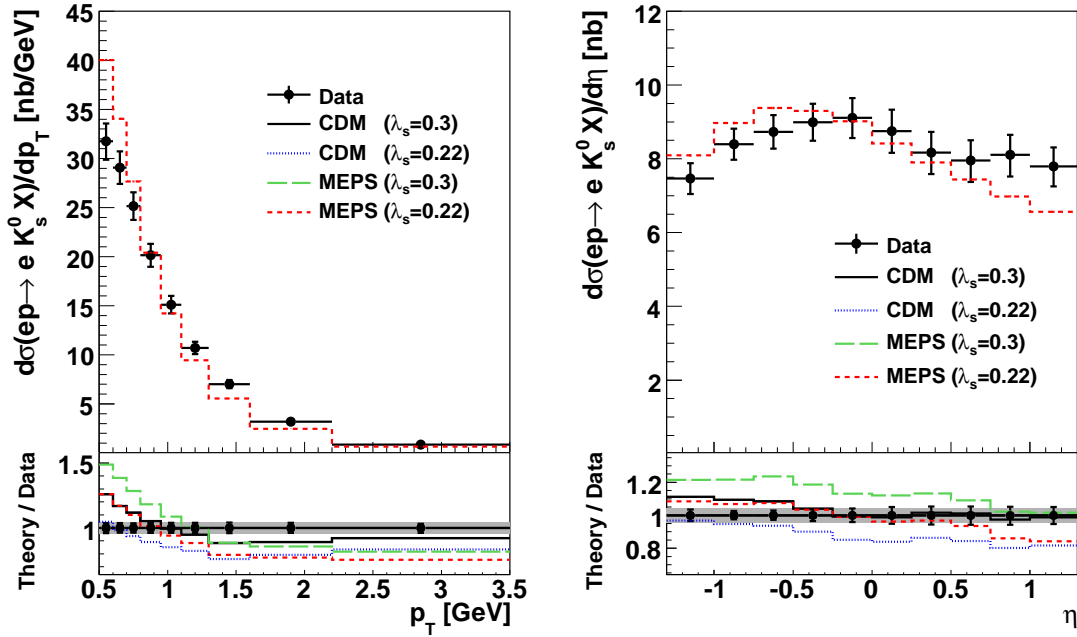
Zmierzone różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 są przedstawione na rys. 8.33 – 8.36 a ich wartości razem z błędami statystycznymi i niepewnościami systematycznymi zostały umieszczone w tabelach B.1 – B.3. W górnej części rysunków 8.33 – 8.36 pokazane są zmierzone wartości przekroju czynnego wraz z błędem statystycznym i niepewnością systematyczną. Błąd statystyczny jest mały i niewidoczny na rysunkach. Dane zostały porównane z przewidywaniami modelu MEPS z wyborem funkcji struktury protonu CTEQ6L oraz wartością parametru $\lambda_s=0.22$. W dolnej części rysunku pokazane zostały stosunki przekrojów czynnych z przewidywań modeli MEPS i CDM (dla dwóch wartości $\lambda_s=0.3$ i 0.22) do przekrojów czynnych z danych (Theory/Data).

Dla porównania, danym została przypisana wartość jeden. Szary pasek oznacza nieskorelowane niepewności systematyczne, natomiast wartość błędu odpowiada skorelowanym niepewnościom systematycznym.

Różniczkowe przekroje czynne w funkcji zmiennych kinematycznych mezonu K_s^0 , pędu poprzecznego p_T i pseudopospiesznosc η w układzie laboratoryjnym są pokazane na rys. 8.33. Przekrój czynny spada szybko z p_T natomiast jest raczej płaski w zależności od η . Przekroje czynne maleją szybko wraz ze wzrostem Q^2 i x i łagodnie ze wzrostem y i W (patrz rys. 8.34) podobnie jak rozkłady dla inkluzyjnych próbek DIS. Dla porównania z danymi, przewidywania modeli CDM i MEPS są pokazane dla dwóch wartości $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.22$. Przewidywania oparte na modelu CDM z $\lambda_s=0.3$ dają dość dobry opis przekrojów czynnych. Rozkłady otrzymane z modelu MEPS są podobne w kształcie do rozkładów z modelu CDM, ale różnią się normalizacją. Lepszy opis w modelu MEPS uzyskuje się dla niższej wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.22$.

Dla sprawdzenia możliwej zależności produkcji dziwności od funkcji struktury protonu zmierzone rozkłady zostały porównane z różnymi parametryzacjami PDF. Rys. 8.35 przedstawia przekrój czynny porównany z przewidywaniami modelu MEPS dla trzech różnych funkcji struktury protonu CTEQ5L, CTEQ6L oraz H12000 LO i dla wartości $\lambda_s=0.22$. Największa zależność od funkcji struktury protonu jest widoczna dla obszaru małych wartości x i Q^2 . Rozkłady p_T i η słabo zależą od wyboru PDF. Najmniejsze różnice pomiędzy danymi i przewidywaniami są dla parametryzacji CTEQ6L. Żadna parametryzacja nie opisuje dużych wartości η .

Produkcja mezonów K_s^0 jest badana także w układzie Breita w zależności od pędu poprzecznego p_T^{Breit} i ułamka pędu x_p^{Breit} w obszarze prądowym i w obszarze tarczy. Oczekuje się, że dziwne cząstki produkowane bezpośrednio w twardym oddziaływaniu będą znajdować się w obszarze *current*. Przekroje czynne zmierzone w funkcji zmiennych x_p^{Breit} i p_T^{Breit} w układzie Breita w obszarze prądowym i obszarze tarczy zostały przedstawione na rys.8.36, a ich wartości oraz niepewności pomiarowe umieszczone w tabeli B.3. Wartości przekrojów czynnych w obszarze *target* są w przybliżeniu o rząd wielkości większe od wartości przekrojów czynnych w obszarze *current*. Rozkłady przekrojów czynnych w układzie Breita są raczej dość dobrze opisane przez przewidywania modeli CDM i MEPS. Okazuje się, że przekroje czynne w obszarze *current* są mniej czułe na zmianę parametru tłumienia dziwności w porównaniu do przekrojów czynnych w obszarze *target* czy też w układzie laboratoryjnym. Wynika to z dwóch powodów. Po pierwsze mezony K_s^0 produkowane w twardym oddziaływaniu będą znajdować się w obszarze *current*. Po drugie przekroje czynne na produkcję K_s^0 w obszarze *current* są obarczone dużym błędem statystycznym, w porównaniu do błędu statystycznego dla przekroju czynnego w obszarze *target*. Rys. 8.37 przedstawia przekroje czynne na produkcję K_s^0 w układzie Breita w funkcji zmiennej x_p^{Breit} . Dane porównano z przewidywaniami modelu CDM dla $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.0$. Dla wartości $\lambda_s=0.0$ został pokazany przyczynek do przekroju czynnego na produkcję K_s^0 od twardego oddziaływania dla kwarków s , c i b oraz tylko dla kwarku s . Okazuje się, że 50% K_s^0 zawierających się w obszarze *current* pochodzi z twardego oddziaływania, przy czym 75% tych przypadków pochodzi z fragmentacji kwarka c . Natomiast tylko 25% K_s^0 przyporządkowanych do obszaru tarczy powstało z perturbacyjnego kwarka c lub s .



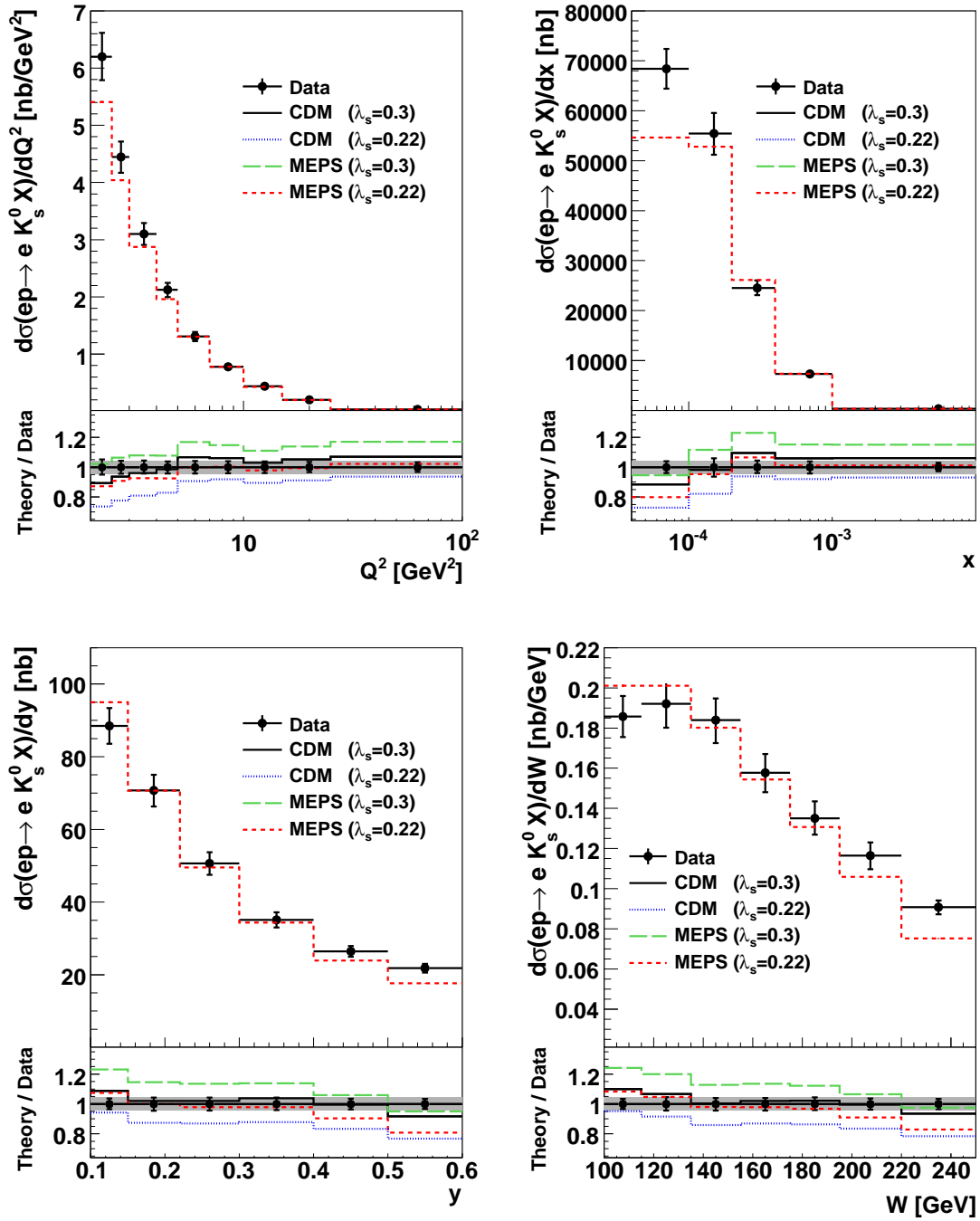
Rysunek 8.33: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych K_s^0 , pędu poprzecznego p_T oraz pseudospieszczości η . W górnej części rysunku widoczne są dane wraz niepewnościami systematycznymi (błędy statystyczne mieszczą się w kropkach). W dolnej części rysunku pokazane zostały stosunki przekrojów czynnych z przewidywań modeli do przekrojów czynnych z danych (Theory/Data). Dla porównania, danym została przypisana wartość 1. Szary pasek oznacza wielkość nieskorelowanych niepewności systematycznych. Linie błędów oznaczają wielkość skorelowanych niepewności systematycznych.

8.8.2 Różniczkowy przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$

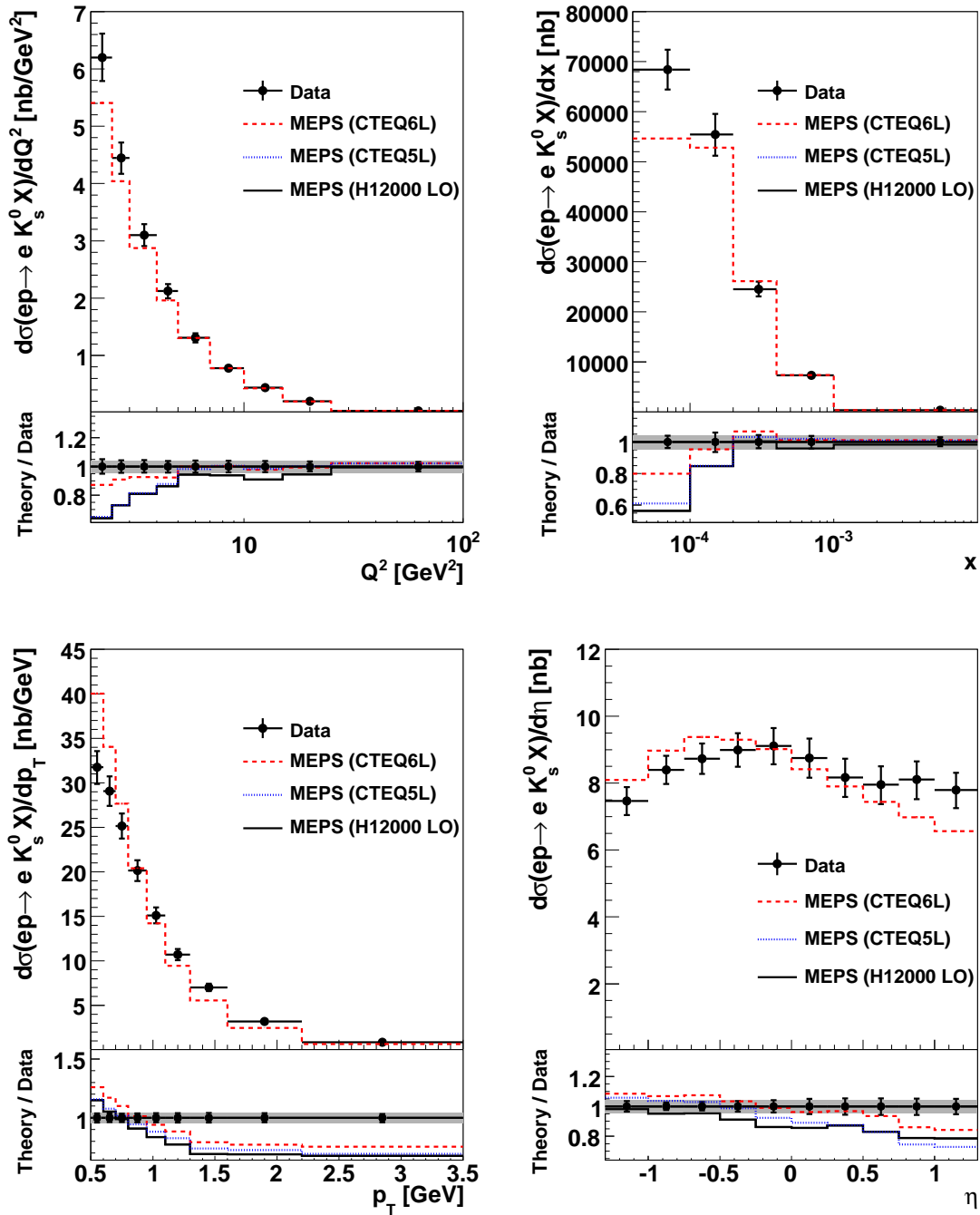
Oczekujemy, że pary $K_s^0 K_s^0$, które nie powstają w obszarze produkcji rezonansów, i tym samym spełniają warunek $M_{K_s^0 K_s^0} > 1.8$ GeV, powinny produkować się przede wszystkim w procesie fuzji bozonowo–gluonowej.

Różniczkowy przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ spełniających warunek $M_{K_s^0 K_s^0} > 1.8$ GeV w funkcji zmiennej x został przedstawiony na rys. 8.38, natomiast wartości różniczkowego przekroju czynnego wraz z niepewnościami zostały umieszczone w tabeli B.4. Przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$ (rys. 8.38) został porównany z przewidywaniami modelu RAPGAP bez rozwiniętego fotonu (dir) i RAPGAP z rozwiniętym fotonem (dir+res), a także z przewidywaniem z modelu CDM z wyborem funkcji struktury protonu CTEQ6L i dla wartości $\lambda_s=0.3$. Przewidywania modelu RAPGAP, w którym uwzględniono procesy z rozwiniętym fotonem, w zasadzie lepiej opisują przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$.

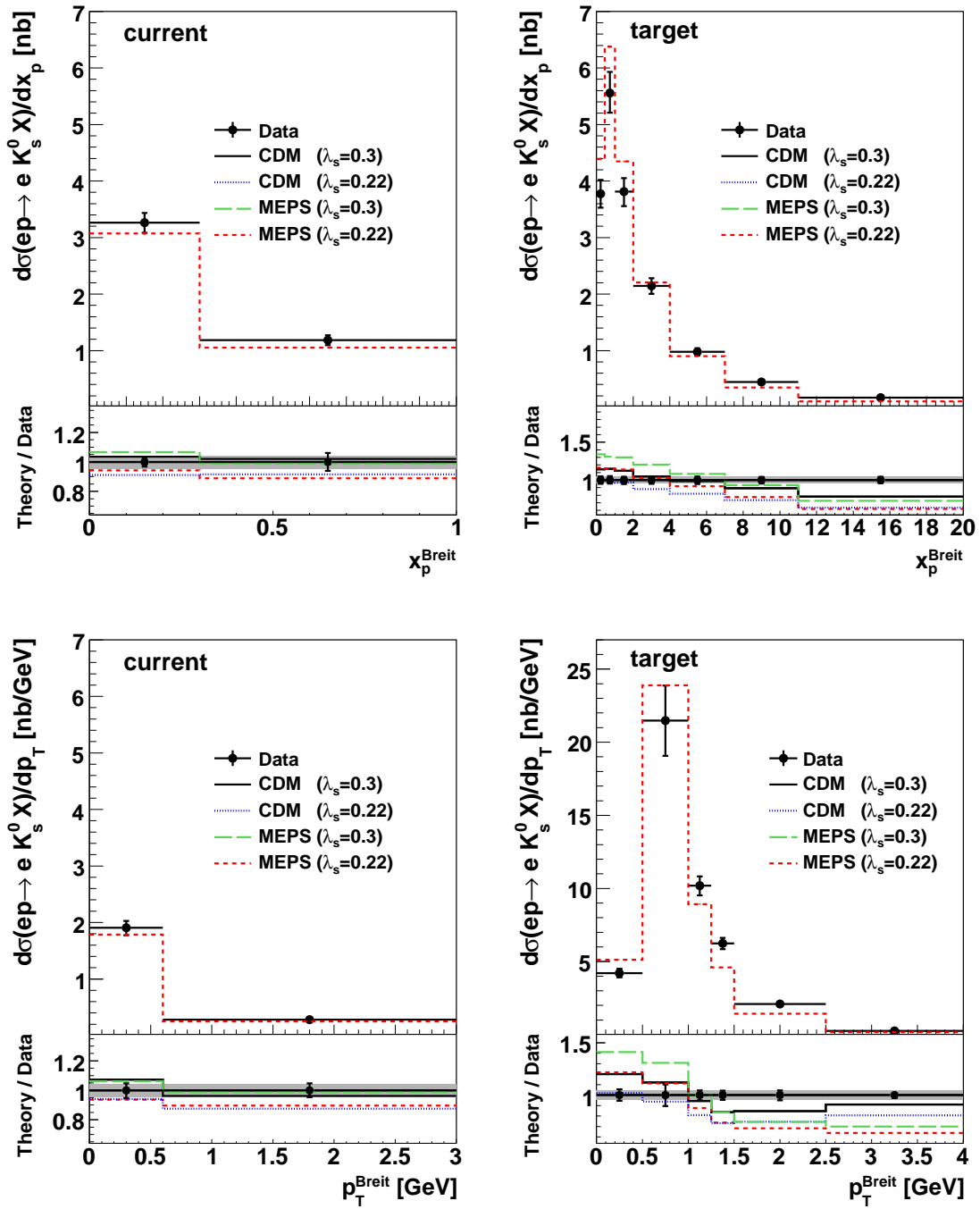
Ze względu na obszar przestrzeni fazowej wybranej do analizy (małe wartości x), przyczynek od procesu BGF do produkcji dziwności jest znaczący. Żądanie dwóch mezonów K_s^0 o dużej masie niezmienniczej w hadronowym stanie końcowym powinno zwiększać udział przypadków z tego procesu. Rys. 8.39 przedstawia przekroje czynne na produkcję K_s^0 i par $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu RAPGAP dla $\lambda_s=0.3$. Na rysunku pokazane zostały przyczynki od procesów BGF oraz QCDC.



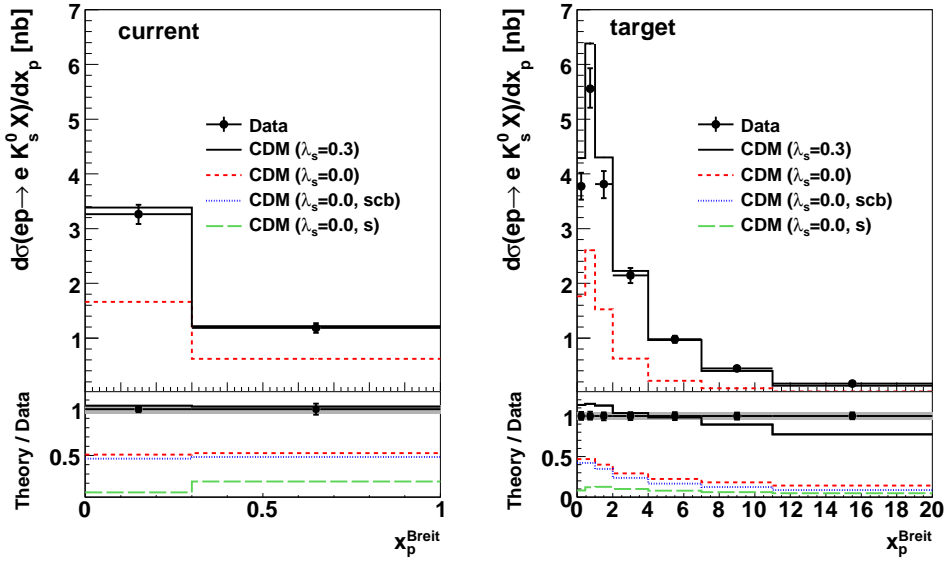
Rysunek 8.34: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych przypadku Q^2 , x , y i W . Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.35: Przekrój czynny na produkcję K_s^0 w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 i x oraz p_T i η porównany z przewidywaniami modelu MEPS dla wartości $\lambda_s=0.22$ i trzech różnych funkcji struktury protonu CTEQ5L, CTEQ6L oraz H12000 LO. Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.36: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję K_s^0 w układzie Breita w funkcji zmiennych x_p^{Breit} i p_T^{Breit} w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*). Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



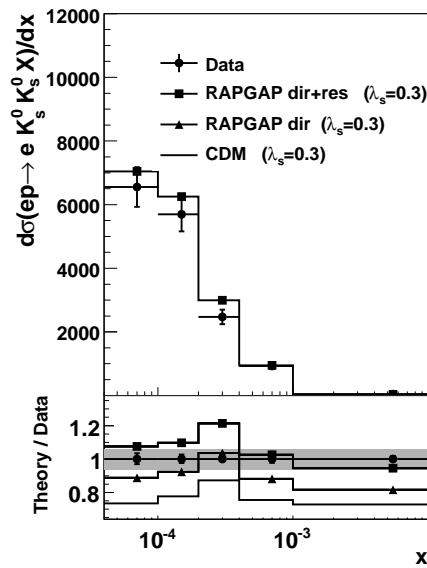
Rysunek 8.37: Przekroje czynne na produkcję K_s^0 w układzie Breita w funkcji zmiennej x_p^{Breit} w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*) porównane z przewidywaniami modelu CDM dla $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.0$. Na wykresie pokazany został przyczynek do produkcji K_s^0 od twardego oddziaływania dla kwarków s , c i b , oraz tylko od kwarka s . Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.

Okazuje się, że proces BGF stanowi 58% wszystkich procesów produkcji K_s^0 dla próbki z jednym mezonem K_s^0 w stanie końcowym i aż 80% wszystkich procesów produkcji K_s^0 dla próbki z dwoma mezonami K_s^0 . Proces QCD Compton stanowi niewielką część wszystkich procesów produkcji mezonów K_s^0 dla próbki z jednym i dwoma mezonami K_s^0 w stanie końcowym.

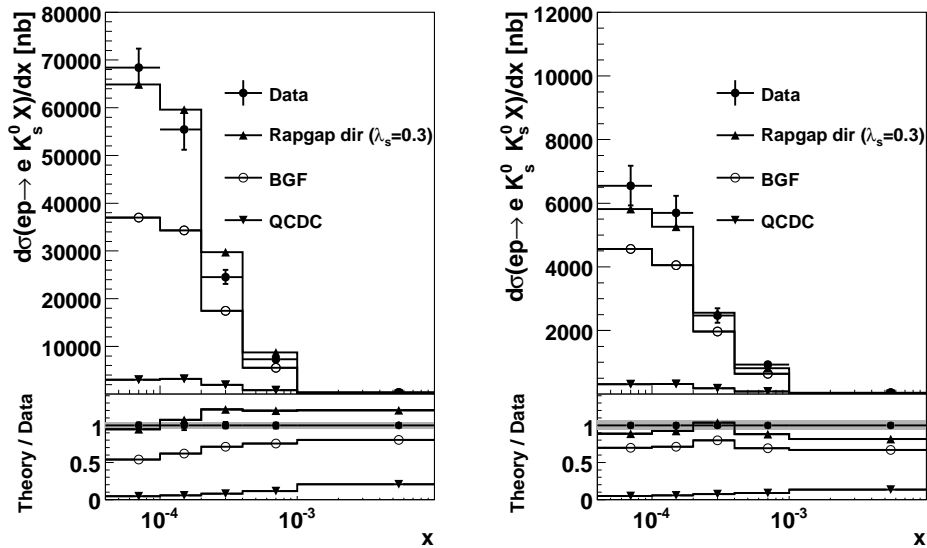
Rys. 8.40 przedstawia przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu RAPGAP dla $\lambda_s=0.3$. Na rys. 8.40 został pokazany również przyczynek do przekroju czynnego od procesu BGF dla kwarku c . Okazuje się, że w próbce z dwoma mezonami K_s^0 w stanie końcowym, 44% przypadków pochodzi z twardego oddziaływania, w którym udział bierze kwark c . W próbce z jednym K_s^0 w stanie końcowym tylko 33% przypadków powstaje w twardego oddziaływaniu kwarku c z fotonem. Pomiar inkluzyjnego przekroju czynnego na produkcję $K_s^0 K_s^0$ staje się więc ciekawy z punktu widzenia badań perturbacyjnego kwarku c .

Jednak zwiększenie udziału kwarku c w produkcji dziwności nie jest związane z równoczesnym zwiększeniem wyboru przypadków z twardego oddziaływania. W próbce z parami mezonów K_s^0 mamy większy udział K_s^0 z fragmentacji niż w próbce z jednym K_s^0 .

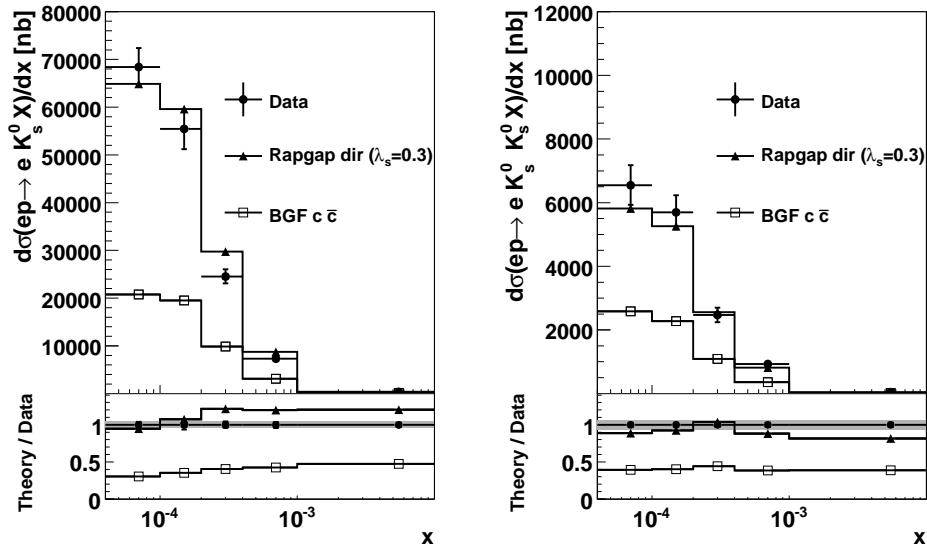
Rys. 8.41 ilustruje przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu MEPS i RAPGAP dla $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.0$, przy czym krzywa dla $\lambda_s=0.0$ odpowiada twardego oddziaływaniu. W próbce z jednym mezonem K_s^0 i w próbce z parami K_s^0 odpowiednio $\sim 63\%$ i $\sim 72\%$ K_s^0 pochodzi z fragmentacji.



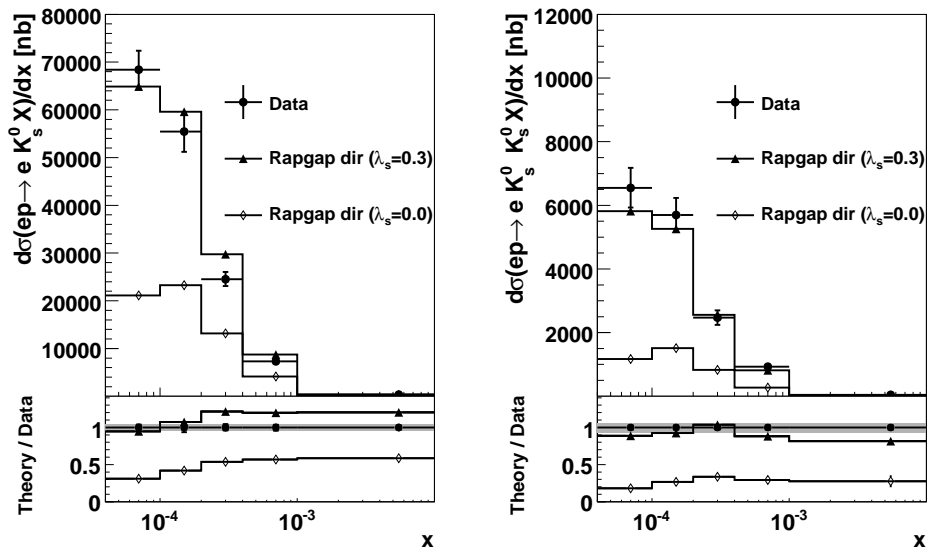
Rysunek 8.38: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej kinematycznej x . Dane zostały porównane z przewidywaniami modeli CDM, RAPGAP bez rozwiniętego fotonu (RAPGAP dir) i RAPGAP z rozwiniętym fotonem (RAPGAP dir+res). Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.39: Przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu RAPGAP bez rozwiniętego fotonu (RAPGAP dir) dla $\lambda_s=0.3$. Na rysunku pokazane zostały przyczynki od procesów fuzji bozonowo-gluonowej (BGF) oraz rozpraszania QCD Comptona (QCDC). Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.40: Przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu RAPGAP bez rozwiniętego fotonu (RAPGAP dir) dla $\lambda_s=0.3$. Na rysunku został pokazany przyczynik do przekroju czynnego pochodzący od procesu BGF, w którym produkowana jest ciężka para $c\bar{c}$. Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



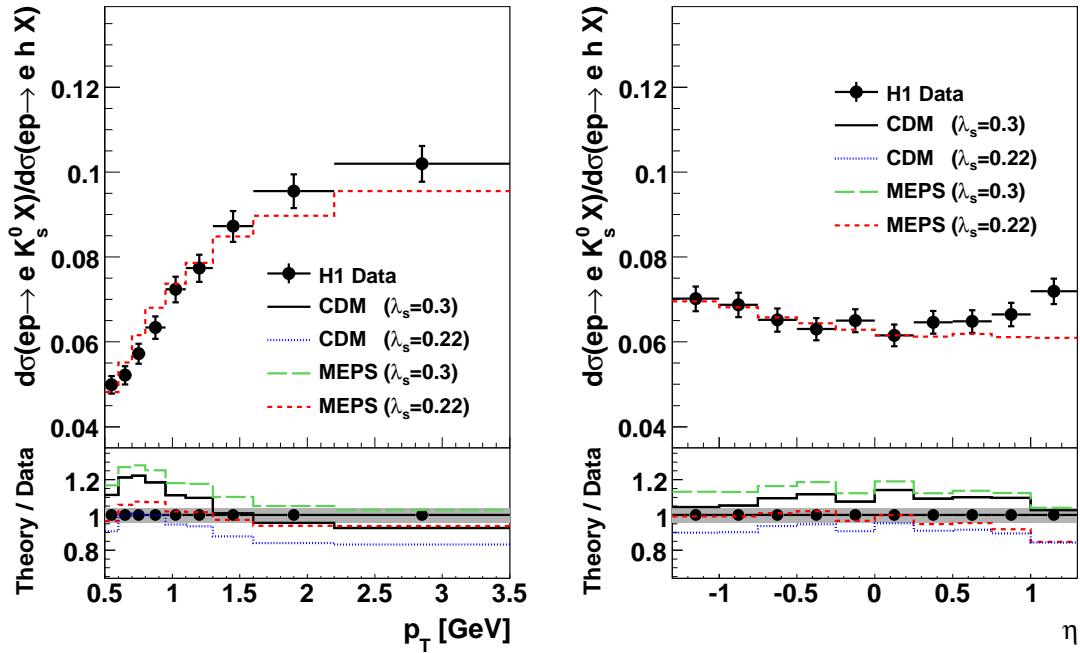
Rysunek 8.41: Przekroje czynne na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej x porównane z przewidywaniami modelu RAPGAP bez rozwiniętego fotonu (RAPGAP dir) dla $\lambda_s=0.3$ i $\lambda_s=0.0$. Krzywa $\lambda_s=0.0$ odpowiada twardemu oddziaływaniu. Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.

8.9 Stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów.

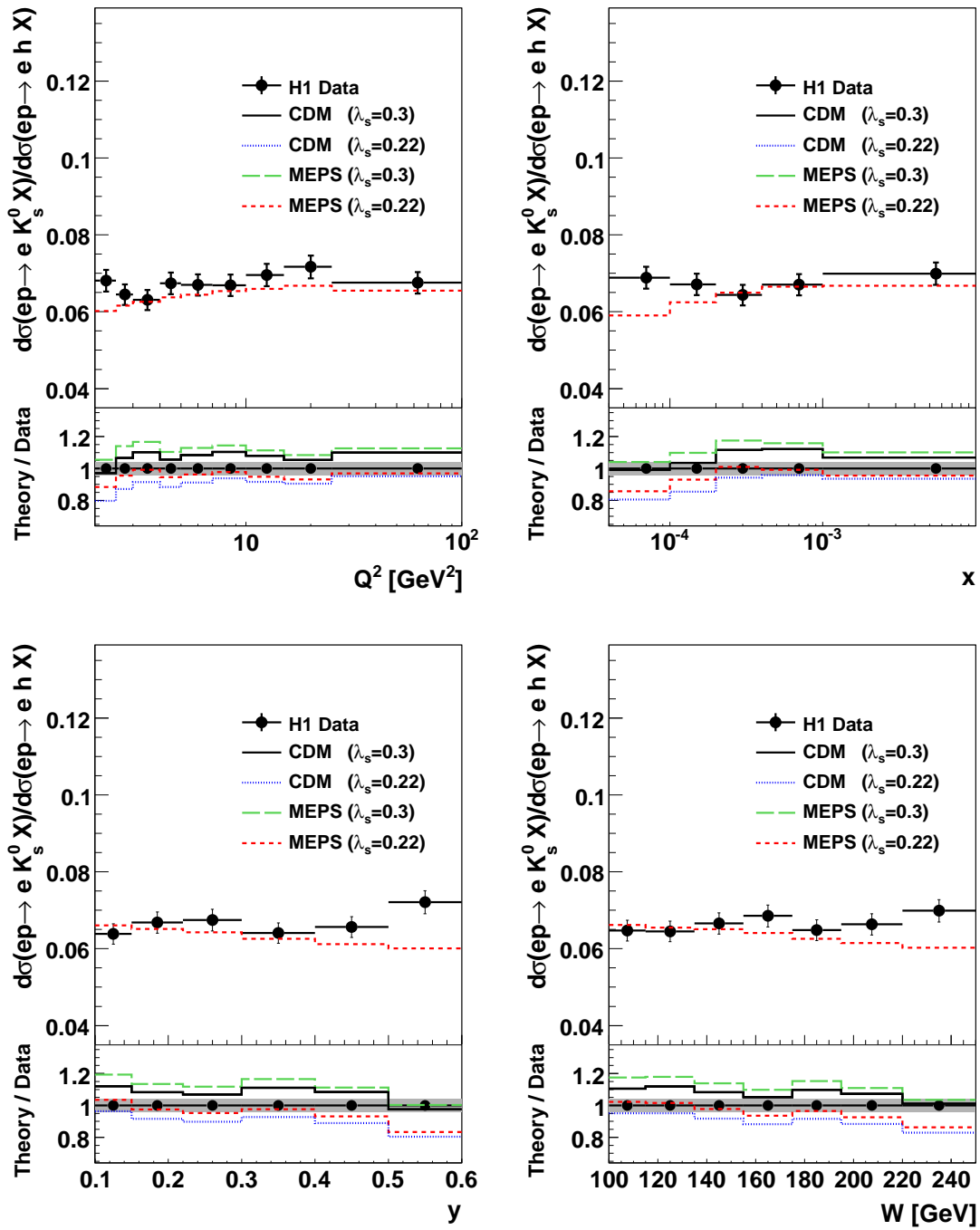
W przeciwieństwie do inkluzywnej produkcji K_s^0 korelacja stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ z parametrem λ_s powinna być mniej zależna od modelu. Biorąc stosunek przekrojów czynnych, niedostatki w modelowaniu hadronowych stanów końcowych, a w szczególności zależność od funkcji struktury protonu, w znacznej mierze się redukują. Wzięcie stosunku upraszcza również niepewności systematyczne związane z pomiarem energii i kąta rozproszenia elektronu oraz niepewność pomiaru świetlności.

Rozkłady stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ w funkcji zmiennych p_T i η oraz zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W zostały przedstawione na rysunkach 8.42 i 8.43 natomiast wartości $R(K_s^0/h^\pm)$ wraz z błędami są umieszczone w tabelach B.5 i B.6. Stosunek silnie rośnie ze wzrostem pędu poprzecznego p_T i jest w przybliżeniu stały w funkcji wszystkich pozostałych zmiennych. Ta zależność stosunku od p_T wynika z kinematyki i jest związana z tym, że cięższe cząstki zabierają większy ułamek pędu układu.

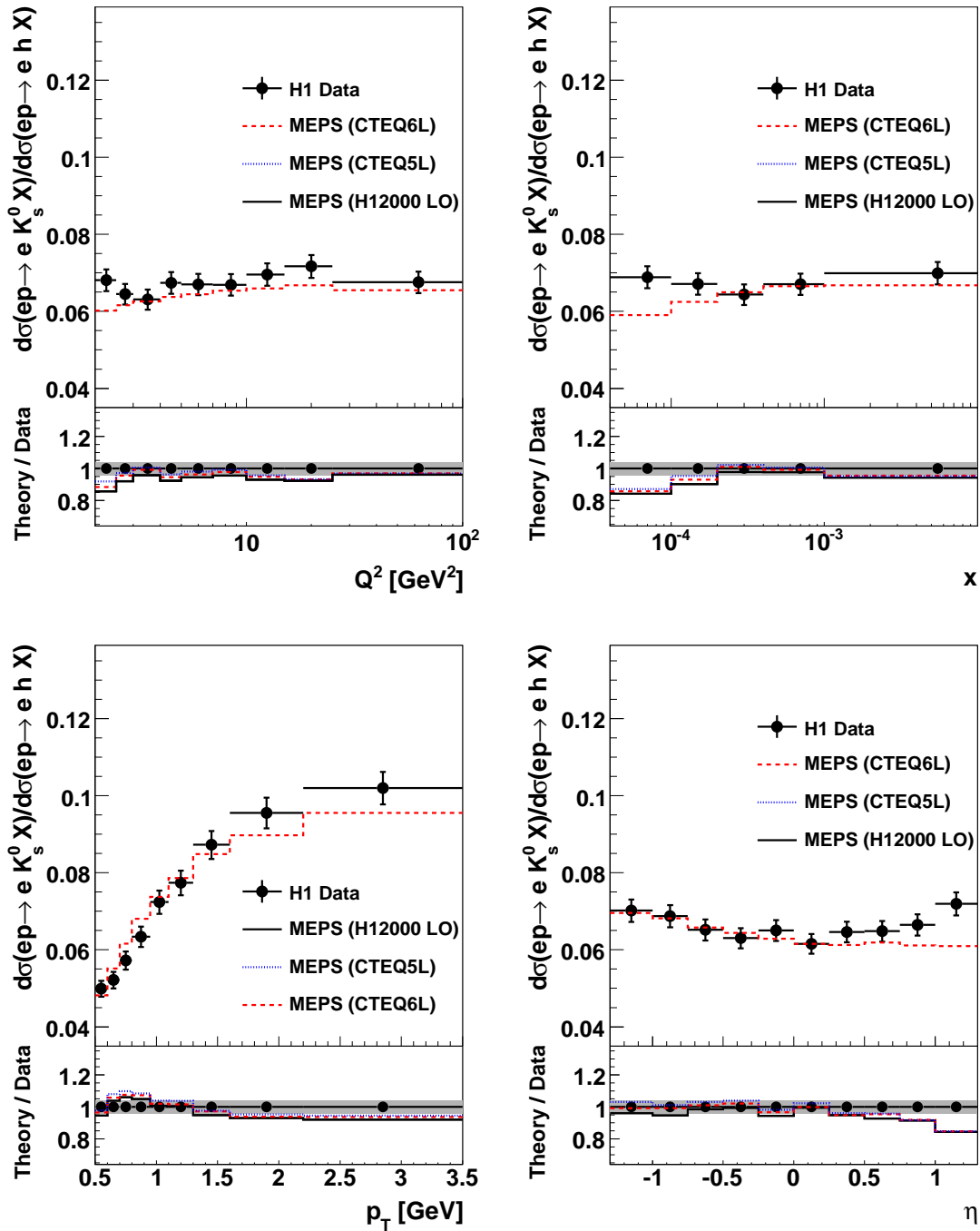
Na rysunkach 8.42 i 8.43 stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ został porównany z przewidywaniami modeli CDM i MEPS dla dwóch wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.22$ i $\lambda_s=0.3$. Zarówno model CDM jak i MEPS z jedną tylko wartością λ_s nie opisują w pełni kształtów rozkładów $R(K_s^0/h^\pm)$ w różnych obszarach przestrzeni fazowej, w szczególności dla małych wartości p_T , małych wartości x (a co za tym idzie dużych wartości W i y) oraz dodatnich wartości η . Oba modele przewidują mniejsze widmo p_T niż obserwuje się w danych. Ta obserwacja jest konsystentna z konkluzjami dotyczącymi inkluzywnego przekroju czynnego.



Rysunek 8.42: Stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów w funkcji zmiennych kinematycznych p_T i η . Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.43: Stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 , x , y i W . Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.



Rysunek 8.44: Stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów w funkcji zmiennych kinematycznych Q^2 i x oraz p_T i η porównany z przewidywaniami modelu MEPS dla wartości $\lambda_s=0.22$ i trzech różnych funkcji struktury protonu CTEQ5L, CTEQ6L oraz H12000 LO. Więcej szczegółów w opisie rysunku 8.33.

Kształty rozkładów stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$ są dość dobrze opisane zarówno przez model CDM jak i MEPS, ale modele różnią się normalizacją. Model CDM ze stałą wartością $\lambda_s=0.3$ lepiej opisuje dane w obszarze małych wartości Q^2 , natomiast dla obszaru dużych wartości Q^2 potrzebna jest mniejsza wartość $\lambda_s=0.22$, co jest zgodne z obserwacją współpracy ZEUS [80]. W przeciwieństwie do modelu CDM, model MEPS ze stałą wartością $\lambda_s=0.22$ wystarcza do opisanie $R(K_s^0/h^\pm)$ w całym obszarze Q^2 .

Dla zbadania zależności $R(K_s^0/h^\pm)$ od funkcji struktury protonu zmierzone rozkłady zostały porównane z różnymi parametryzacjami PDF. Rys. 8.44 przedstawia stosunek, $R(K_s^0/h^\pm)$, porównany z przewidywaniami modelu MEPS dla trzech różnych funkcji struktury protonu CTEQ6L, CTEQ5L oraz H12000 LO i dla wartości $\lambda_s=0.22$. Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ nie wykazuje zależności od wyboru funkcji struktury protonu.

ROZDZIAŁ 9

PODSUMOWANIE

W pracy przedstawiono precyzyjny pomiar przekrojów czynnych na produkcję K_s^0 i $K_s^0 K_s^0$ oraz stosunku przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na naładowane hadrony h^\pm w oparciu o dane głęboko nieelastycznego rozpraszania elektron–proton dla energii w układzie środka masy zderzenia 319 GeV, zebrane w eksperymencie H1. Scałkowana świetlność dla analizowanych danych wynosi $\mathcal{L}_{int} \simeq 47 \text{ pb}^{-1}$ i jest około 40 razy większa od świetlności użytej w poprzedniej publikacji współpracy H1 [50]. Analizowana próbka pokrywa też większy obszar kinematyczny. Pomiar inkluzywnych i różniczkowych przekrojów czynnych w funkcji zmiennych kinematycznych rozproszenia głęboko nieelastycznego i zmiennych opisujących cząstki w stanie końcowym jest przeprowadzony dla obszaru przestrzeni fazowej zdefiniowanego przez warunki:

$$\begin{aligned} 0.1 < y < 0.6, \\ 2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2, \\ -1.3 < \eta(K_s^0, h^\pm) < 1.3, \\ 0.5 < p_T(K_s^0, h^\pm) < 3.5 \text{ GeV}. \end{aligned}$$

Zmierzony inkluzywny przekrój czynny na produkcję K_s^0 ma wartość:

$$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X) = 21.67 \pm 0.10(\text{stat.})_{-1.26}^{+1.21}(\text{syst.}) \text{ nb.} \quad (9.1)$$

i jest zgodny z wartością 21.64 nb otrzymaną w modelu kolorowych dipoli dla funkcji struktury protonu CTEQ6L oraz parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.286$. Ogólne charakterystyki różniczkowych rozkładów są opisywane zarówno przez symulacje oparte na modelu CDM jak i na modelu MEPS, w których użyte parametry procesu hadronizacji zostały otrzymane z badania procesu hadronizacji w zderzeniach e^+e^- na akceleratorze LEP. Z tym, że model kolorowych dipoli preferuje wartości parametru tłumienia dziwności $\lambda_s=0.3$, podczas gdy MEPS lepiej zgadza się z danymi dla niższych wartości parametru tłumienia dziwności, $\lambda_s=0.22$. Wynik ten jest zgodny z pomiarem współpracy ZEUS. Potwierdza to uniwersalność procesu fragmentacji i wskazuje że te same parametry mogą być do opisu zderzeń pp na akceleratorze LHC (Large Hadron Collider).

Jednakże przewidywania nie opisują szczegółów rozkładów w różnych obszarach przestrzeni fazowej, w szczególności dla małych wartości p_T , małych wartości x i dużych dodatnich wartości η . Jedna tylko wartość λ_s nie wystarcza do opisu szczegółów produkcji K_s^0 w różnych kinematycznych obszarach.

W układzie Breita w obszarze prądowym produkcja K_s^0 jest dość dobrze opisywana zarówno przez model CDM jak i przez model MEPS.

Zmierzony inkluzywny przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ wynosi:

$$\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 K_s^0 X) = 2.40 \pm 0.08(\text{stat.}) \pm 0.17(\text{syst.}) \text{ nb.} \quad (9.2)$$

i jest zgodny z wartością 2.56 nb otrzymaną w modelu RAPGAP w którym uwzględniono procesy z rozwiniętym fotonem, dla funkcji struktury protonu CTEQ6L oraz parametru $\lambda_s=0.3$.

Zmierzona wartość stosunku przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$ wynosi:

$$\frac{\sigma_{vis}(ep \rightarrow eK_s^0 X)}{\sigma_{vis}(ep \rightarrow eh^\pm X)} = 0.0645 \pm 0.0002(\text{stat.})_{-0.0020}^{+0.0019}(\text{syst.}), \quad (9.3)$$

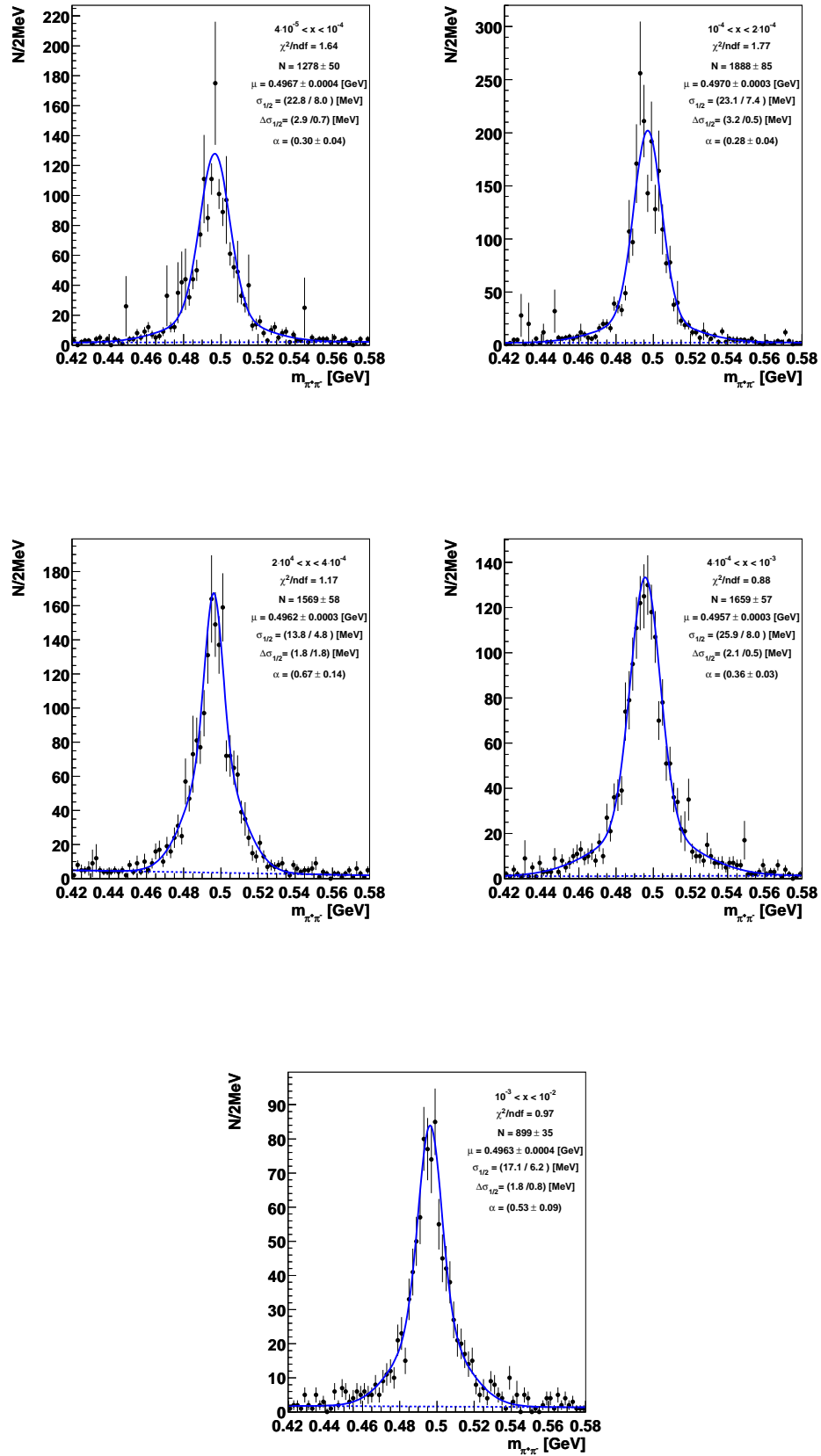
i jest zgodna wartością 0.0640 otrzymaną z modelu MEPS dla funkcji struktury protonu CTEQ6L oraz parametru $\lambda_s=0.22$.

Stosunek przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów, $R(K_s^0/h^\pm)$, jest w przybliżeniu stały w funkcji zmiennych Q^2 , x i η , natomiast rośnie silnie ze wzrostem p_T , co wynika z kinematyki. Stosunek $R(K_s^0/h^\pm)$ bardzo słabo zależy od wyboru funkcji struktury protonu.

DODATEK A

ROZKŁADY MASY NIEZMIENNICZEJ $m_{\pi^+\pi^-}$

W niektórych przypadkach obserwuje się więcej niż jeden mezon K_s^0 w stanie końcowym. W analizowanej próbce jest ~ 4700 przypadków z dwoma mezonami K_s^0 i ~ 350 przypadków z trzema i więcej mezonami K_s^0 . W pracy przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ wyznaczony został dla mezonów K_s^0 spełniających warunek $M_{K_s^0 K_s^0} > 1.8$ GeV. Dla określenia liczby mezonów K_s^0 w przedziałach zmiennej x do rozkładów $m_{\pi^+\pi^-}$ w przedziałach tej zmiennej w obszarze $0.42 < m_{\pi^+\pi^-} < 0.58$ GeV została dopasowana metodą najmniejszych kwadratów funkcja będąca sumą dwóch funkcji Gaussa i linii prostej dla tła dla poszczególnych zakresów zmiennej x jak opisano w rozdziale 7.2.4. Rezultat dopasowania przedstawia rys. A.1.



Rysunek A.1: Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^-}$ w przedziałach zmiennej x dla próbki danych z dwoma i więcej mezonami K_s^0 .

DODATEK B

TABELE Z WARTOŚCIAMI PRZEKROJÓW CZYNNYCH

Wartości przekrojów czynnych, a także błędy statystyczne i niepewności systematyczne pomiarów są podane w tabelach B.1– B.3. dla produkcji K_s^0 , w tabeli B.4 dla produkcji par $K_s^0 K_s^0$ i w tabelach B.5 i B.6 dla stosunku $R(K_s^0/h^\pm)$.

$ep \rightarrow e K_s^0 X$				
Q^2 [GeV ²]	$d\sigma/dQ^2$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
[nb/GeV ²]				
2 – 2.5	6.2	0.1	0.5	0.5
2.5 – 3	4.45	0.10	0.32	0.33
3 – 4	3.1	0.1	0.2	0.23
4 – 5	2.12	0.05	0.15	0.15
5 – 7	1.307	0.020	0.094	0.095
7 – 10	0.778	0.011	0.055	0.056
10 – 15	0.439	0.004	0.031	0.031
15 – 25	0.200	0.002	0.014	0.014
25 – 100	0.0339	0.0003	0.0023	0.0025
x	$d\sigma/dx$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
[μb]				
0.00004 – 0.0001	68.4	1.1	4.8	4.8
0.0001 – 0.0002	55.5	0.8	4.6	4.8
0.0002 – 0.0004	24.5	0.3	1.8	1.7
0.0004 – 0.001	7.29	0.06	0.51	0.53
0.001 – 0.01	0.321	0.003	0.021	0.021
y	$d\sigma/dy$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
[nb]				
0.1 – 0.15	88.5	1.2	6.1	6.0
0.15 – 0.22	70.7	0.9	5.2	5.3
0.22 – 0.3	50.6	0.6	3.7	3.7
0.3 – 0.4	35.1	0.5	2.6	2.5
0.4 – 0.5	26.5	0.4	1.8	1.8
0.5 – 0.6	21.8	0.4	1.5	1.5
W	$d\sigma/dW$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
[nb/GeV]				
100 – 115	0.186	0.003	0.013	0.013
115 – 135	0.192	0.003	0.014	0.014
135 – 155	0.184	0.003	0.013	0.014
155 – 175	0.158	0.002	0.011	0.012
175 – 195	0.135	0.002	0.010	0.010
195 – 220	0.116	0.002	0.008	0.008
220 – 250	0.091	0.001	0.003	0.003

Tabela B.1: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w funkcji zmiennych Q^2 , x , y oraz W w eksperymentalnie dostępnym obszarze zdefiniowanym przez $2 < Q^2 < 100 \text{ GeV}^2$, $0.1 < y < 0.6$, $0.5 < p_T < 3.5$ oraz $|\eta| < 1.3$. Tabela zawiera zakresy przedziałów zmiennych, wartości przekrojów czynnych w danym przedziale, błędy statystyczne oraz dodatnie i ujemne niepewności systematyczne.

$ep \rightarrow e K_s^0 X$				
p_T [GeV]	$d\sigma/dp_T$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
	[nb/GeV]			
0.5 – 0.6	31.76	0.67	2.22	2.26
0.6 – 0.7	29.07	0.71	2.03	2.04
0.7 – 0.8	25.15	0.46	1.72	1.74
0.8 – 0.9	20.14	0.33	1.41	1.42
0.9 – 1.1	15.1	0.2	1.1	1.1
1.1 – 1.3	10.7	0.2	0.8	0.8
1.3 – 1.6	7.02	0.09	0.50	0.50
1.6 – 2.2	3.21	0.30	0.23	0.23
2.2 – 3.5	0.86	0.01	0.06	0.06

η	$d\sigma/d\eta$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
	[nb]			
-1.3 – -1	7.56	0.15	0.52	0.52
-1 – -0.75	8.38	0.15	0.54	0.54
-0.75 – -0.5	8.70	0.14	0.57	0.57
-0.5 – -0.25	8.89	0.15	0.61	0.61
-0.25 – 0	9.03	0.15	0.65	0.65
0 – 0.25	8.93	0.16	0.69	0.70
0.25 – 0.5	8.11	0.14	0.65	0.66
0.5 – 0.75	8.05	0.14	0.64	0.67
0.75 – 1	8.05	0.14	0.63	0.67
1 – 1.3	7.72	0.15	0.60	0.62

Tabela B.2: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję K_s^0 w przedziałach zmiennych p_T oraz η . Więcej szczegółów znajduje się w opisie tabeli B.1.

$ep \rightarrow e K_s^0 X$				
p_T^{Breit} target [GeV]	$d\sigma/dp_T^{Breit}$ [nb/GeV]	stat.	syst. (+)	syst. (-)
0 – 0.5	4.21	0.10	0.34	0.33
0.5 – 1	21.48	0.21	2.54	2.56
1 – 1.25	10.19	0.15	0.76	0.78
1.25 – 1.5	6.24	0.10	0.46	0.47
1.5 – 2.5	2.10	0.02	0.16	0.16
2.5 – 4	0.253	0.007	0.006	0.007
p_T^{Breit} current [GeV]	$d\sigma/dp_T^{Breit}$ [nb/GeV]	stat.	syst. (+)	syst. (-)
0 – 0.6	1.91	0.03	0.14	0.15
0.6 – 3	0.280	0.005	0.021	0.021
x_p^{Breit} target	$d\sigma/dx_p^{Breit}$ [nb]	stat.	syst. (+)	syst. (-)
0 – 0.45	3.78	0.05	0.29	0.29
0.45 – 1	5.56	0.07	0.44	0.41
1 – 2	3.81	0.05	0.29	0.30
2 – 4	2.15	0.03	0.16	0.17
4 – 7	0.980	0.016	0.073	0.076
7 – 11	0.446	0.009	0.032	0.033
11 – 20	0.167	0.003	0.007	0.007
x_p^{Breit} current	$d\sigma/dx_p^{Breit}$ [nb]	stat.	syst. (+)	syst. (-)
0 – 0.3	3.26	0.05	0.22	0.22
0.3 – 1	1.18	0.02	0.10	0.10

Tabela B.3: Różniczkowe przekroje czynne na produkcję K_s^0 w układzie Breita w funkcji zmiennych p_T^{Breit} i x_p^{Breit} w obszarze prądowym (*current*) i w obszarze tarczy (*target*). Więcej szczegółów znajduje się w opisie tabeli B.1.

$ep \rightarrow e K_s^0 K_s^0 X$				
x	$d\sigma/dx$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
				[nb]
0.00004 – 0.0001	6551	246	524	513
0.0001 – 0.0002	5696	227	445	439
0.0002 – 0.0004	2469	91	188	182
0.0004 – 0.001	928	29	66	73
0.001 – 0.01	42.0	1.7	3.1	3.2

Tabela B.4: Różniczkowy przekrój czynny na produkcję par $K_s^0 K_s^0$ w funkcji zmiennej kinematycznej x . Więcej szczegółów znajduje się w opisie tabeli B.1.

$R(K_s^0/h^\pm)$				
Q^2 [GeV ²]	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (–)
2.0 – 2.5	0.0681	0.0002	0.0028	0.0029
2.5 – 3.0	0.0645	0.0001	0.0026	0.0027
3.0 – 4.0	0.0631	0.0002	0.0026	0.0027
4.0 – 5.0	0.0674	0.0002	0.0028	0.0028
5.0 – 7.0	0.0670	0.0002	0.0027	0.0028
7.0 – 10.0	0.0669	0.0002	0.0027	0.0028
10.0 – 15.0	0.0696	0.0002	0.0029	0.0029
15.0 – 25.0	0.0717	0.0002	0.0029	0.0030
25.0 – 100.0	0.0676	0.0002	0.0028	0.0028
x	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (–)
0.00004 – 0.0001	0.0689	0.0002	0.0028	0.0029
0.0001 – 0.0002	0.0671	0.0002	0.0027	0.0028
0.0002 – 0.0004	0.0644	0.0001	0.0026	0.0027
0.0004 – 0.001	0.0671	0.0002	0.0027	0.0028
0.001 – 0.01	0.0699	0.0002	0.0028	0.0029
y	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (–)
		[nb]		
0.1 – 0.15	0.0639	0.0001	0.0026	0.0027
0.15 – 0.22	0.0668	0.0002	0.0027	0.0028
0.22 – 0.3	0.0675	0.0002	0.0028	0.0028
0.3 – 0.4	0.0641	0.0001	0.0026	0.0027
0.4 – 0.5	0.0657	0.0001	0.0027	0.0028
0.5 – 0.6	0.0721	0.0001	0.0030	0.0030
W	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (–)
		[nb/GeV]		
100 – 115	0.0647	0.0001	0.0026	0.0027
115 – 135	0.0645	0.0001	0.0026	0.0027
135 – 155	0.0666	0.0002	0.0027	0.0028
155 – 175	0.0686	0.0001	0.0028	0.0028
175 – 195	0.0648	0.0002	0.0027	0.0027
195 – 220	0.0664	0.0002	0.0027	0.0028
220 – 250	0.0699	0.0001	0.0029	0.0029

Tabela B.5: Stosunek różniczkowego przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów w funkcji zmiennych Q^2 , x , y oraz W . Więcej szczegółów znajduje się w opisie tabeli B.1.

$R(K_s^0/h^\pm)$				
p_T [GeV]	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
0.5 – 0.6	0.0499	0.0001	0.0020	0.0021
0.6 – 0.7	0.0522	0.0002	0.0021	0.0022
0.7 – 0.8	0.0572	0.0002	0.0023	0.0024
0.8 – 0.9	0.0633	0.0002	0.0026	0.0027
0.9 – 1.1	0.0723	0.0002	0.0030	0.0030
1.1 – 1.3	0.0773	0.0002	0.0032	0.0032
1.3 – 1.6	0.0872	0.0003	0.0036	0.0037
1.6 – 2.2	0.0955	0.0003	0.0039	0.0040
2.2 – 3.5	0.1020	0.0003	0.0042	0.0043

η	$R(K_s^0/h^\pm)$	stat.	syst. (+)	syst. (-)
-1.3 – -1	0.0700	0.0002	0.0029	0.0030
-1 – -0.75	0.0696	0.0002	0.0029	0.0029
-0.75 – -0.5	0.0656	0.0002	0.0027	0.0028
-0.5 – -0.25	0.0635	0.0002	0.0026	0.0027
-0.25 – 0	0.0654	0.0002	0.0027	0.0027
0 – 0.25	0.0616	0.0002	0.0025	0.0026
0.25 – 0.5	0.0646	0.0002	0.0027	0.0027
0.5 – 0.75	0.0653	0.0002	0.0027	0.0027
0.75 – 1	0.0670	0.0002	0.0027	0.0028
1 – 1.3	0.0721	0.0002	0.0030	0.0030

Tabela B.6: Stosunek różniczkowego przekroju czynnego na produkcję K_s^0 do przekroju czynnego na produkcję naładowanych hadronów w funkcji zmiennych p_T oraz η . Więcej szczegółów znajduje się w opisie tabeli B.1.

BIBLIOGRAFIA

- [1] L. Leprince-Ringuet i M. L'héritier, *Existence probable d'une particule de masse $990m_e$ dans le rayonnement cosmique*, Comptes Rendus Acad. Sci. Paris **219** 618(1944).
- [2] G. D. Rochester i C. C. Butler, *Evidence for the existence of new unstable elementary particles*, Nature **160** 855(1947).
- [3] A. Pais, *Some Remarks on the V-Particles*, Phys. Rev. **86** 663(1952).
- [4] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike i W. L. Whittemore, *Production of heavy unstable particles by negative Pions*, Phys. Rev. **93** 861(1954).
- [5] M. Gell-Mann i A. Pais, *Behavior of neutral particles under charge conjugation*, Phys. Rev. **97** 1387(1955).
- [6] *Proposal for a Large Electron Proton Colliding Beam Facility at DESY*, DESY, HERA 81-10(1981).
- [7] G. A. Voss, B. H. Wiik, *The Electron-Proton Collider Hera*, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **44** 413(1994).
- [8] I. Abt *et al.* [H1 Collab.], *The H1 detector at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** 310(1997).
- [9] I. Abt *et al.* [H1 Collab.], *The tracking, calorimeter and muon detectors of the H1 experiment at HERA*, Nucl. Instrum. Meth. **A386** 348(1997).
- [10] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collab.], *Initial study of deep inelastic scattering with ZEUS at HERA*, Phys. Lett. **B303** 183(1993).
- [11] K. Ackerstaf *et al.* [HERMES Collab.], *The HERMES Spectrometer*, Nucl. Instrum. Meth. **A417** 230(1998).
- [12] E. Hartouni *et al.* [HERA-B Collab.], *HERA-B: An Experiment to study CP violation in the B system using an internal target at the HERA proton ring. Design Report*, DESY-PRC 95/01(1995).
- [13] C. Kleinwort, *H1 Alignment Experience*, Proc. of the First LHC Detector Alignment Workshop, edited by S. Blusk *et al.*, CERN-2007-004, 41.
- [14] S. Burke *et al.* *Track finding and fitting in the H1 forward track detector*, DESY Report, 95-132
- [15] J. Bürger *et al.* *The Central Jet Chamber of the H1 Experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A279** 217(1989).

- [16] D. Pitzl *et al.* *The H1 silicon vertex detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A454** 334(2000).
- [17] K. Müller *et al.* *Construction and performance of a thin cylindrical multiwire proportional chamber with cathode pad readout for the H1 experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A312** 457(1992).
- [18] S. Egli *et al.*, *The central-inner z-drift chamber of the H1 experiment*, Nucl. Instrum. Meth. **A283** 487(1989).
- [19] W. Hildesheim *et al.*, *The Plug Calorimeter Users Guide*, H1 Internal Note, 372(08/1994).
- [20] B. Andrieu *et al.* [H1 Calorimeter Group], *The H1 liquid argon calorimeter system*, Nucl. Instrum. Meth. **A336** 460(1993).
- [21] T. Nicholls *et al.* [H1 SPACAL Group], *Performance of an electromagnetic lead/scintillating-fibre calorimeter for the H1 detector*, Nucl. Instrum. Meth. **A374** 149(1996).
- [22] R. D. Appuhn *et al.* *Hadronic response and e/π separation with the H1 lead/fibre calorimeter*, Nucl. Instr. and Meth. **A382** 395(1996).
- [23] I. Abt *et al.* [H1 Collab.], *Technical proposal for the upgrade of the backward region of the H1 detector*, DESY Internal Report, PRC-93-02.
- [24] H. Bethe i W. Heitler, *On the stopping of fast particles and on the creation of positive electrons*, Proc. Roy. Soc. Lond. **A146** 83(1934).
- [25] [H1 Collab.], *Luminosity Measurement in the H1 Experiment at HERA*, Proceedings of the International Conference on High Energy Physics, DESY, 1996.
- [26] J. Riedlberger, *The H1 trigger with emphasis on tracking triggers*, Nucl. Phys. **B44** 423(1995).
- [27] H. Beck, *Principles and operation of the z-Vertex trigger*, Internal Note H1-IN-05/96-479.
- [28] V. Boudry *et al.* *The inclusive electron trigger for the SpaCal: design and CERN-test results*, Internal Note H1-IN-03/95-430.
- [29] F. Halzen, A Martin, *Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics*, John Wiley and Sons, 1984.
- [30] E. D. Bloom *et al.* [SLAC-MIT Collab.], *High-Energy Inelastic e -p Scattering at 6^0 and 10^0* , Phys. Rev. Lett. **23** 930(1969);
M. Breidenbach *et al.* [SLAC-MIT Collab.], *Observed Behavior of Highly Inelastic Electron-Proton Scattering*, Phys. Rev. Lett. **23** 935(1969);
J. I. Friedman, H. W. Kendall i R. E. Taylor, *Deep inelastic scattering: The early years*, Rev. Mod. Phys. **63** 573(1991);
J. I. Friedman, H. W. Kendall i R. E. Taylor, *Deep inelastic scattering: Experiments on the proton and the observation of scaling*, Rev. Mod. Phys. **63** 597(1991);
J. I. Friedman, H. W. Kendall i R. E. Taylor, *Deep inelastic scattering: Comparisons with the quark model*, Rev. Mod. Phys. **63** 616(1991).
- [31] J. D. Bjorken, *Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum*, Phys. Rev. **179** 1547(1969).

- [32] R. P. Feynman, *Very High-Energy Collisions of Hadrons*, Phys. Rev. Lett. **23** 1415(1969);
R. P. Feynman, *Photon-Hadron Interactions*, Benjamin, New York, 1972.
- [33] M. Gell-Mann, *A schematic model of baryons and mesons*, Phys. Lett. **8** 214(1964).
- [34] C. Adloff *et al.* [H1 Collab.], *Measurement and QCD Analysis of Neutral and Charged Current Cross Sections at HERA*, Eur.Phys.J. **C30** 1(2003).
- [35] J. C. Collins, D. E. Soper i G. Sterman, *Factorization for short distance hadron-hadron scattering*, Nucl. Phys. **B261** 104(1985);
Perturbative Quantum Chromodynamics, Ed. A. H. Mueller, World Scientific, 1989.
- [36] V. N. Gribov i L. N. Lipatov, *Deep inelastic ep scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** 438(1972);
V. N. Gribov i L. N. Lipatov, *e^+e^- pair annihilation and deep inelastic ep scattering in perturbation theory*, Sov. J. Nucl. Phys. **15** 675(1972);
L. Lipatov, *The parton model and perturbation theory.*, Sov. J. Nucl. Phys. **20** 94(1975);
G. Altarelli i G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Phys. **B126** 298(1977);
Y. L. Dokshitzer, *Calculation of the Structure Functions for Deep Inelastic Scattering and e^+e^- Annihilation by Perturbation Theory in Quantum Chromodynamics*, Sov. Phys. JETP **46** 641(1977).
- [37] G. Altarelli i G. Parisi, *Asymptotic freedom in parton language*, Nucl. Phys. **B126** 298(1977)
- [38] G. Gustafson i U. Petterson, *Dipole formulation of QCD cascades*, Nucl. Phys. **B306** 746(1988);
G. Gustafson, *Dual description of a confined colour field*, Phys. Lett. **B175** 453(1986);
B. Andersson, G. Gustafson i L. Lonnblad i U. Petterson, *Coherence effects in deep inelastic scattering*, Z. Phys. **C43** 625(1989);
B. Andersson, G. Gustafson i L. Lonnblad, *Gluon splitting in the colour dipole cascades*, Nucl. Phys. **B339** 393(1990).
- [39] Kuraev, L. N. Lipatov i V. S. Fadin, *The pomeron singularity in nonabelian gauge theories*, Sov. Phys. JETP **45** 199(1977); I. I. Balitsky i L. N. Lipatov, *The pomeron singularity in quantum chromodynamics*, Sov. J. Nucl. Phys. **28** 822(1978).
- [40] B. Andersson, G. Gustafson, G. Ingelman i T. Sjöstrand, *Parton fragmentation and string dynamics*, Phys. Rep. **97** 31(1983).
- [41] R. D. Field i S. Wolfram, *A QCD model for e^+e^- annihilation*, Nucl. Phys. **B213** 65(1983);
B. Webber, *A QCD model for jet fragmentation including soft gluon interference*, Nucl. Phys. **B238** 492(1984).
- [42] T. Sjöstrand, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comp. Phys. Comm. **82** 74(1994);
T. Sjöstrand *et al.* *High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1*, Comp. Phys. Comm. **135** 238(2001).
- [43] W. M. Yao *et al.* [Particle Data Group], *Review of particle physics*, J. Phys. **G33** 1(2006).

- [44] G. Ingelman, A. Edin i J. Rathsman, *LEPTO 6.5 – A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering*, Comp. Phys. Comm. **101** 108(1997).
- [45] H. Jung, *Hard diffractive scattering in high energy ep collisions and the Monte Carlo generator RAPGAP*, Comp. Phys. Comm. **86** 147(1995).
- [46] L. Lonnblad, *Ariadne version 4 – A program for simulation of QDC cascades implementing the colour dipole model*, Comp. Phys. Comm. **71** 15(1992).
- [47] A. Kwiatkowski, H. Spiesberger i H. J. Mohring, *HERACLES: an event generator for ep interactions at HERA energies including radiative processes*, Comp. Phys. Comm. **69** 155(1992).
- [48] M. Glück, E. Reya i A. Vogt, *Dynamical parton distributions of the proton and small x-physics*, Z. Phys. **C67** 433(1995).
- [49] R. Brun *et al.* *GEANT3*, Technical Report CERN-DD/EE/84-1, CERN, 1987.
- [50] S. Aid *et al.* [H1 Collab.], *Strangeness production in deep inelastic positron-proton scattering at HERA*, Nucl. Phys **B 480** 3(1996).
- [51] C. Adloff *et al.* [H1 Collab.], *Photoproduction of K_s^0 and Λ at HERA and a comparison with deep inelastic scattering*, Z.Phys. **C76** 213(1997).
- [52] M. Derrick *et al.* [ZEUS Collab.], *Neutral strange particle production in deep inelastic scattering at HERA*, Z. Phys. **C68** 29(1995).
- [53] J. Breitweg *et al.* [ZEUS Collab.], *Charged particles and neutral kaons in photoproduced jets at HERA*, Eur. Phys. J. **C2** 77(1998).
- [54] D. Diakonov, *Instantons at work*, Prog. Part. Nucl. Phys. **51** 173(2003).
- [55] S. Mikocki, *Search for QCD Instantons in Deep Inelastic Scattering at HERA*, rozprawa habilitacyjna, IFJ PAN Kraków, 2005.
- [56] J. H. Christenson, J. W. Cronin, V. L. Fitch i R. Turlay, *Evidence For The 2π Decay Of The K_2^0 Meson*, Phys. Rev. Lett. **13**, 138(1964).
- [57] J. Binnewies, B.A. Kniehl, G. Kramer, *Neutral-kaon production in e^+e^- , ep, and $p\bar{p}$ collisions at next-to-leading order*, Phys. Rev. **D53** 3573(1996).
- [58] J. Pumplin *et al.*, *New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis*, JHEP **0207** 012(2002).
- [59] B. Andersson, *The Lund Model*, Cambridge University Press, 1998.
- [60] V. Anisovich i M. N. Kobrinsky, *Quark model predictions and production of vector resonances and strange particles in the central region*, Phys. Lett. **B52** 217(1974).
- [61] L. Bailly *et al.* [EHS-RCBC Collab.], *Strangeness and diquark suppression factors in 360 GeV/c pp interactions*, Phys. Lett. **B195** 609(1987).
- [62] M. Arneodo, *Strangeness production in deep inelastic muon - nucleon scattering at 280 GeV*, Z. Phys. **C34** 283(1987).

- [63] P.K. Malhotra, R. Orava, *Determination of strange quark suppression in hadronic vacuum*, Z. Phys. **C17** 85(1983).
- [64] F. Abe *et al.* [CDF Collab.], *K_s^0 production in $p\bar{p}$ interactions at $\sqrt{s}=630$ and 1800 GeV*, Phys. Rev **D40** 3791(1989).
- [65] A. Wróblewski, *On the strange quark suppression factor in high energy physics*, Acta Phys. Pol. **B16** 379(1985).
- [66] D. DeProspero *et al.* [E632 Collab.], *Neutral strange particle production in neutrino and anti-neutrino charged current interactions on neon*, Phys. Rev. **D50** 6691(1994).
- [67] Y.J. Pei, *A simple approach to describe hadron production rates in e^+e^- annihilation*, Z. Phys. **C72** 39(1996).
- [68] R. Akers *et al.* [OPAL Collab.], *Measurement of the production rates of charged hadrons in e^+e^- annihilation at the Z^0* , Z. Phys. **C63** 181(1994).
- [69] W. Bartel *et al.* [JADE Collab.], *Charged particle and neutral kaon production in e^+e^- annihilation at PETRA*, Z. Phys. **C20** 187(1983).
- [70] M. Althoff *et al.* [TASSO Collab.], *A detailed study of strange particle production in e^+e^- annihilation at high energy*, Z. Phys. **C27** 27(1985).
- [71] P. D. Acton *et al.* [OPAL Collab.], *A Measurement of strange baryon production in hadronic Z^0 decays*, Phys. Lett. **B291** 503(1992).
- [72] D. Buskulic *et al.* [ALEPH Collab.], *Inclusive π^\pm , K^\pm and (p,\bar{p}) differential cross-sections at the Z resonance*, Z. Phys. **C 66** 355(1995).
- [73] G. Alexander *et al.* [OPAL Collab.], *Strange baryon production in hadronic Z^0 decays*, Z. Phys. **C73** 569(1997).
- [74] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collab.], *Production of strange particles in the hadronic decays of the Z^0* , Phys. Lett. **B275** 231(1992).
- [75] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collab.], *Strange baryon production in Z hadronic decays*, Z. Phys. **C67** 543(1995).
- [76] P. Abreu *et al.* [DELPHI Collab.], *π^\pm , K^\pm , p and \bar{p} production in $Z^0 \rightarrow q \bar{q}$, $Z^0 \rightarrow b \bar{b}$, $Z^0 \rightarrow u \bar{u}$, $d \bar{d}$, $s \bar{s}$* , Eur. Phys. J. **C5** 585(1998).
- [77] R. Barate *et al.* [ALEPH Collab.], *Studies of quantum chromodynamics with the ALEPH detector*, Phys. Rep. **294** 1(1998).
- [78] G. Abbiendi *et al.* [OPAL Collab.], *Leading particle production in light flavour jets*, Eur. Phys. J. **C16** 407(2000).
- [79] C. Risler, *Produktion seltsamer neutraler Teilchen in tiefinelastischer Streuung bei HERA*, praca doktorska, Universität Hamburg, 2004, dostępna z http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html.

- [80] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collab.], *Measurement of K_s^0 , Λ and $\bar{\Lambda}$ Production at HERA*, Eur. Phys. J. **C51** 1(2007).
- [81] M. R. Adams *et al.* [E665 Collab.], *Production of neutral strange particles in muon - nucleon scattering at 490 GeV*, Z. Phys. **C61** 539(1994).
- [82] G.T. Jones *et al.* [Birmingham-Bonn-CERN-Imperial College-München (MPI)-Oxford Collab.], *The K^0/π^- ratio and strangeness suppression in νp and $\bar{\nu} p$ charged current interactions*, Z. Phys **C27** 43(1985).
- [83] R. J. Fries, B. Muller, C. Nonaka i S. A. Bass, *Hadronization in heavy-ion collisions: Recombination and fragmentation of partons*, Phys. Rev. Lett. **90** 202303(2003).
- [84] S. A. Bass, B. Muller i D. K. Srivastava, *Net baryon density in Au+Au collisions at the Relativistic Heavy Ion Collider*, Phys. Rev. Lett. **91** 052302(2003)
- [85] W. Buchmüller and G. Ingelman, *Proceedings of the 1991 HERA Workshop*, Hamburg 1991.
- [86] U. Bassler i G. Bernardi, *On the kinematic reconstruction of deep inelastic scattering at HERA*, Nucl. Instr. Meth. **A361** 197(1995).
- [87] I. Abt *et al.* [H1 Collab.], *The H1 detector at HERA*, Nucl. Inst. Meth. **A386** (1997) 310.
- [88] T. Kuhr, *Rekonstruktion von V^0 s mit dem H1-Silizium-Detektor*, praca magisterska, Universität Hamburg, 1998, dostępna z http://www-h1.desy.de/publications/theses_list.html.
- [89] R. W. Thompson *et al.*, *An unusual example of V^0 decay*, Phys. Rev. **90** 1122(1953).
- [90] J. Podolanski, R. Armenteros, *Analysis of V-Events*, Phil. Mag. **45** 13(1954).
- [91] W. Braunschweig *et al.* [TASSO Collab.], *Measurement of the average lifetime of B hadrons*, Z Phys. **C44** 1(1989).
- [92] G. A. Schuler, T. Sjöstrand, *Parton distributions of the virtual photon*, Phys. Lett **B376** 193(1996).
- [93] H. L. Lai *et al.* [CTEQ Collab.], *Global QCD analysis of parton structure of the nucleon: CTEQ5 parton distributions*, Eur. Phys. J. **C12** 375(2000).
- [94] C. Adloff *et al.* [H1 Collab.], *Measurement and QCD analysis of neutral and charged current cross sections at HERA*, Eur. Phys. J. **C30** 1(2003).

PODZIĘKOWANIA

Chciałabym podziękować wszystkim tym, którzy okazali mi ogromną pomoc w czasie przygotowywania tej pracy. Dziękuję za Wasze cenne wskazówki, zainteresowanie jakie mi okazaliście i czas który mi poświęciliście.