



CERN-THESIS-2005-093

Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana
Zakład Fizyki Wielkich Energii
ul. Hoża 69, 00-681 Warszawa

Adam Mielech

WYZNACZANIE $\Delta G/G$
PRZY UŻYCIU ODDZIAŁYWAŃ Z PRODUKCJĄ MEZONÓW
 D^0 i D^*
W EKSPERYMENCIE COMPASS

Rozprawa doktorska

Promotor: prof. dr hab. Jan Paweł Nassalski

Warszawa, czerwiec 2005

Abstrakt

W niniejszej rozprawie przedstawiono analizę danych zebranych latach 2002 i 2003 w eksperymencie COMPASS. Eksperyment wykonywany jest w laboratorium CERN i wykorzystuje spolaryzowaną wiązkę mionową o energii 160 GeV oraz spolaryzowaną tarczę z ${}^6\text{LiD}$. Układ doświadczalny zawiera dwa spektrometry magnetyczne, detektor RICH, a także kalorymetry hadronowe i kalorymetr elektromagnetyczny.

Przedmiotem analizy jest wyznaczenie polaryzacji gluonów w procesie fuzji fotonowo-gluonowej z produkcją kwarków powabnych. Przypadki z kwarkiem powabnym identyfikowano przez rekonstrukcję mezonów $D^0 \rightarrow K^\mp \pi^\pm$ oraz $D^{*\pm} \rightarrow D^0 \pi^\pm$. Badano różne sposoby wyodrębniania sygnału od tła kombinatorycznego oraz użyto różnych metod do wyznaczenia asymetrii przekrojów czynnych zależnych od spinu, $A_{\mu d}^{c\bar{c}}$. Wartości asymetrii są w granicy 1.5σ zgodne z zerem. Wyznaczona wartość polaryzacji gluonów dla $\langle x_G \rangle = 0.15$ wynosi $\Delta G/G = -1.2 \pm 1.3(stat.)$.

Spis treści

1	Wstęp	4
2	Spinowa struktura nukleonu	6
3	Wyznaczanie ΔG - przegląd bieżącej sytuacji doświadczalnej	14
3.1	Proces fuzji fotonowo-gluonowej w oddziaływaniu lepton - nukleon.	15
3.1.1	Produkcja otwartego powabu	15
3.1.2	Pary hadronów o dużym pędzie poprzecznym	16
3.1.3	Eksperymenty	17
3.2	Procesy w oddziaływaniu proton-proton	19
3.3	Podsumowanie	21
4	Eksperyment COMPASS w CERN	23
4.1	Układ eksperymentalny	23
4.1.1	Wiązka	23
4.1.2	Tarcza spolaryzowana	25
4.1.3	Detektory pozycyjne	26
4.1.4	Spektrometry cząstek. Magnesy SM1 i SM2	29
4.1.5	Identyfikacja cząstek, detektor RICH	29
4.1.6	Kalorymetry	33
4.1.7	Układ wyzwalania (tryger)	33
5	Oprogramowanie eksperymentu	35
5.1	Online	35
5.2	Offline	35
5.2.1	Monte Carlo	35
5.2.2	Program rekonstrukcji - CORAL	40
5.2.3	PHAST	43
6	Metodyka wyodrębnienia przypadków otwartego powabu przy wykorzystaniu mezonów D^0 i $D^{*\pm}$	44
6.1	Selekcja przypadków do analizy	44
6.1.1	Kryteria wyboru dobrych paczek (<i>spills</i>) danych	44
6.1.2	Cięcia podstawowe	46
6.2	Selekcja przypadków z mezonami D^0	47
6.2.1	Cięcia kinematyczne	48
6.2.2	Cięcia na cząstki stowarzyszone z D^0	52
6.2.3	Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu mionu	53

6.2.4	Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu naładowanego kaonu	55
6.2.5	Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu neutralnego kaonu	56
6.3	Selekcja przypadków z mezonami $D^{*\pm}$	57
7	Metodyka wyznaczania asymetrii z danych doświadczalnych	62
7.1	Metoda pierwszego rzędu (“First Order”)	64
7.2	Metoda drugiego rzędu (“Second Order”)	67
7.3	Metoda z ważeniem przypadków	69
7.4	Zestawienie wyników pomiaru asymetrii	70
8	Wyznaczenie $\Delta G/G$	74
9	Podsumowanie wyników i wnioski	78

Rozdział 1

Wstęp

Wiele cech nukleonu możemy opisać w intuicyjny sposób, za pomocą "naiwnego" modelu partonowego. W modelu tym nukleon składa się z nieoddziaływujących ze sobą partonów, które posiadają liczby kwantowe kwarków zapostulowanych przez Gell-Manna i Zweiga na podstawie badania symetrii grupy SU(3). W nukleonie są trzy kwarki walencyjne oraz kwarki morza. Na przykład proton składa się z kwarków walencyjnych uud o spinach $1/2$ ¹. Kwark u (górny) posiada ładunek elektryczny $+2/3$ ładunku elektronu, natomiast kwark d (dolny) ładunek $-1/3$. Zsumowanie ładunków kwarków daje mierzalny ładunek protonu. Wśród kwarków morza, oprócz u i d , mogą znajdować się kwarki dziwne s . Obecność w morzu kwarków cięższych, takich jak c (powabny), czy b (piękny) lub t (prawdziwy), jest mało prawdopodobna.

Dynamikę kwarków w nukleonie opisuje chromodynamika kwantowa QCD - *Quantum Chromodynamics*. Kwarki przyjmują w niej dodatkową liczbę kwantową - kolor, o jednej z trzech wartości (np. czerwony, zielony lub niebieski). Antykwarki niosą "antykolor". Wprowadzenie do opisu teoretycznego kolorów, pozwala na pogodzenie istnienia obserwowanych stanów barionowych jak np. Δ^{++} o składzie uuu i spinie $J = 3/2$, ze statystyką Fermiego, która zabrania dwóm fermionom istnienia w takim samym stanie kwantowym. Do przenoszenia oddziaływań silnych wiążących kwarki w bariony lub mezony potrzebujemy w QCD, analogicznie jak w przypadku elektrodynamiki kwantowej (QED), cząstki-nośnika. Jest to gluon, cząstka o spinie 1, przenosząca kolor. Cecha QCD zwana uwięzieniem powoduje, że w naturze występują tylko struktury o "znoszących się" kolorach. Mogą to być bariony (stany złożone z trzech kwarków), mezony (stany kwark-antykwark) lub też poszukiwane ostatnio pentakwarki (stany złożone z trzech kwarków i pary kwark-antykwark).

Chociaż przy niskoenergetycznych rozpraszaniach cząstek na nukleonie kwarki są bardzo silnie związane, to jednak przy dużych energiach, rzędu gigaelektronowoltów, można je badać. Nukleon zachowuje się wtedy jak strumień swobodnych, nieoddziałujących ze sobą kwarków.

Badania kwarków w nukleonie przeprowadza się używając oddziaływań głęboko nieelastycznych (*Deep Inelastic Scattering*) -DIS leptonu z nukleonem, w którym kwark absorbuje wirtualny bozon, a następnie podlega fragmentacji (czyli dobiera sobie partnerów i łączy się z nimi w mezony lub bariony). Fragmentacja opisywana jest we współczesnej fizyce modelami, z których najczęściej używanym jest model LUND. Formalizm DIS zostanie opisany w następnym rozdziale. W przypadku, gdy lepton i (lub) nukleon są spolaryzowane, możemy badać spinową strukturę takiego oddziaływania, co przekłada się na badanie spinowej struktury nukleonu.

Biorąc pod uwagę fakt, że model partonowy wraz z QCD dobrze opisują szereg własności nukleonu (jak np. ładunek elektryczny, liczbę barionową czy podział pędu nukleonu pomiędzy kwarki i gluony) można pokusić się o próbę zrozumienia w podobny sposób jego spinu. Można zapostu-

¹W tej pracy używane będą jednostki $c = \hbar = 1$.

lować, że spin nukleonu jest zbudowany ze spinów kwarków i gluonów oraz składowej ich orbitalnego momentu pędu. Wyraża się to następującą regułą sum:

$$\frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + L_{zq,g}. \quad (1.1)$$

W powyższym równaniu $\Delta\Sigma$ oznacza wkład od spinu kwarków, ΔG wkład od spinu gluonów, a $L_{zq,g}$ wkład od trzeciej składowej orbitalnego momentu pędu kwarków i gluonów. Wszystkie składniki sumują się do obserwowalnej wartości spinu nukleonu, wynoszącej $\frac{1}{2}$. Jak dotychczas, jedynym bezpośrednio zmierzonym składnikiem powyższej reguły jest element pierwszy tj. wkład od spinu kwarków. Wkład gluonów, wyliczany z ewolucji funkcji struktury w zmiennej Q^2 , obarczony jest dużą niepewnością. Ze względu na poważne trudności doświadczalne, nie podjęto dotychczas prób zmierzenia elementu trzeciego - $L_{zq,g}$, jakkolwiek rozważa się proces DVCS (*Deeply Virtual Compton Scattering*), w którym poprzez badanie uogólnionych funkcji struktury GPD (*Generalised Parton Distributions*), wyznaczenie orbitalnego momentu pędu partonów byłoby możliwe [1].

Celem niniejszej pracy jest analiza danych z bezpośredniego pomiaru drugiego ze składników reguły sum, czyli wartości ΔG . Rozprawa będzie oparta o dane zebrane w roku 2002 i 2003 przez współpracę COMPASS w ośrodku CERN.

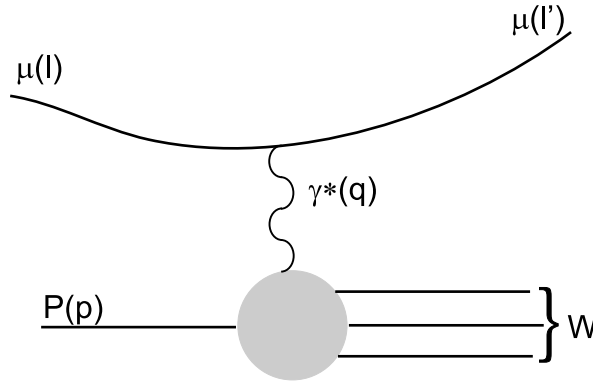
Układ pracy jest następujący: w rozdziale 2 przedstawione są teoretyczne podstawy opisu spinowej struktury nukleonu. Rozdział 3 poświęcony jest opisowi sposobów wyznaczania wartości ΔG oraz bieżącej sytuacji doświadczalnej na tym polu. W rozdziałach 4 i 5 opisane są szczegóły programu doświadczalnego, detektora oraz oprogramowania eksperymentu COMPASS. Rozdział 6 zawiera porównanie różnych metod selekcjonowania sygnału mezonów D^0 i $D^{*\pm}$. Rozdział 7 opisuje porównanie metod wyznaczania asymetrii spinowych przekrojów czynnych oraz wyników tej asymetrii. Obliczanie na podstawie asymetrii wartości $\Delta G/G$ opisane jest w rozdziale 8. W rozdziale 9 dokonano podsumowania wyników niniejszej rozprawy.

Rozdział 2

Spinowa struktura nukleonu

Kinematyka

Podstawowym procesem, w którym bada się strukturę nukleonu jest proces głęboko nieelastycznego rozpraszania wysokoenergetycznego leptonu na nukleonie. Diagram tego procesu jest przedstawiony na rys. 2.1.



Rys. 2.1: Rozpraszanie głęboko nieelastyczne mionu (μ) na protonie (P) z wymianą wirtualnego fotonu (γ^*). Oznaczenia opisane są w tekście.

W układzie spoczywającej tarczy, czteropędy leptonu padającego, leptonu rozproszonego, wirtualnego fotonu (bozonu pośredniczącego) i nukleonu oznaczone są odpowiednio przez: $l = (E, \mathbf{p})$, $l' = (E', \mathbf{p}')$, $q = (\nu, \mathbf{q})$, $p = (E_p, \mathbf{p}) = (M, 0)$. Przez W oznaczono niezmienniczą masę końcowego układu hadronów, $W^2 = (p + q)^2$, ν jest przekazem energii od leptonu do nukleonu.

Inną zmienną kinematyczną używaną do opisu DIS jest $Q^2 = -q^2$, ujemny kwadrat przekazu czteropędu z leptonu do nukleonu. Przy dużych wartościach Q^2 (zwykle przyjmuje się granicę $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) do opisu oddziaływania stosuje się obraz partonowy, w którym wirtualny foton jest zaabsorbowany przez naładowany parton nukleonu. Skalowaną energię wirtualnego fotonu oznacza się jako $y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot l}$ (w układzie laboratoryjnym $y = \frac{\nu}{E}$). Kolejną zmienną kinematyczną jest zmienna skalowania Bjorkena. Oznacza się ją jako $x_B \equiv \frac{-q^2}{2p \cdot q}$ (w układzie laboratorium $x_B = \frac{Q^2}{2M\nu}$). W modelu partonowym dla procesu inkluzywnego w układzie nieskończonego pędu protonu zmienna x_B odpowiada frakcji pędu nukleonu, którą unosi wybitny parton. W dalszej części niniejszej pracy

$l = (E, \mathbf{p}), l' = (E', \mathbf{p}')$	czteropędy leptonu padającego i rozproszonego
$p = (E_p, \mathbf{p}) \stackrel{lab}{=} (M, 0)$	początkowy czteropęd nukleonu tarczy
$q = (\nu, \mathbf{q}) = \mathbf{l} - \mathbf{l}'$	czteropęd wirtualnego fotonu
$Q^2 = -q^2$	wirtualność fotonu
$\nu \equiv \frac{p \cdot q}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$	energia wirtualnego fotonu
$y \equiv \frac{p \cdot q}{p \cdot l} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$	ułamek energii leptonu niesiony przez wirtualny foton
$x_B = \frac{-q^2}{2p \cdot q} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$	zmienna skalowania Bjorkena
$W^2 = (p + q)^2 \stackrel{lab}{=} M^2 + 2M\nu - Q^2$	kwadrat masy niezmienniczej układu wirtualny foton-nukleon

Tabela 2.1: Zestawienie zmiennych kinematycznych używanych do opisu DIS.

dla zmiennej Bjorkena używane będzie oznaczenie x . Pełen zestaw zmiennych, których można używać do opisu DIS, znajduje się w tabeli 2.1. Do pełnego opisu kinematyki procesu wystarczają dwie spośród zmiennych: Q^2 , ν , y , x i W^2 .

Przekrój czynny

Ogólne wyrażenie na przekrój czynny w oddziaływaniu głęboko nieelastycznym składa się z części niezależnej oraz części zależnej od spinu:

$$\sigma = \sigma_{sr} + \frac{1}{2} \cos\psi \Delta\sigma_{\parallel} + \frac{1}{2} \sin\psi \Delta\sigma_{\perp}. \quad (2.1)$$

Oznaczenia są następujące:

- σ_{sr} - przekrój czynny uśredniony po spinie,
- ψ - kąt pomiędzy kierunkami spinów leptonu i nukleonu (rys. 2.2),
- $\Delta\sigma_{\parallel}$ - różnica przekrojów czynnych przy kierunkach spinu leptonu i nukleonu równoległych ($\psi = 0$) i antyrównoległych ($\psi = \pi$) względem siebie,
- $\Delta\sigma_{\perp}$ - różnica przekrojów czynnych przy prostopadłej konfiguracji spinów leptonu i nukleonu ($\psi = \pm \frac{\pi}{2}$).

Różniczkowy przekrój czynny DIS jest proporcjonalny do iloczynu tensorów: leptonowego $L_{\mu\nu}$ i hadronowego $W^{\mu\nu}$. Pierwszy z nich jest tensorem związanym z górnym wierzchołkiem oddziaływania przedstawionego na rysunku 2.1 i można go obliczyć w ramach elektrodynamiki kwantowej. Drugi tensor parametryzowany jest przez *funkcje struktury*: część symetryczna przez funkcje niezależne od spinu partonów ("bezsponowe") $F_1(x, Q^2)$ i $F_2(x, Q^2)$, natomiast część antysymetryczna przez funkcje od niego zależne ("spinowe") $g_1(x, Q^2)$ i $g_2(x, Q^2)$.

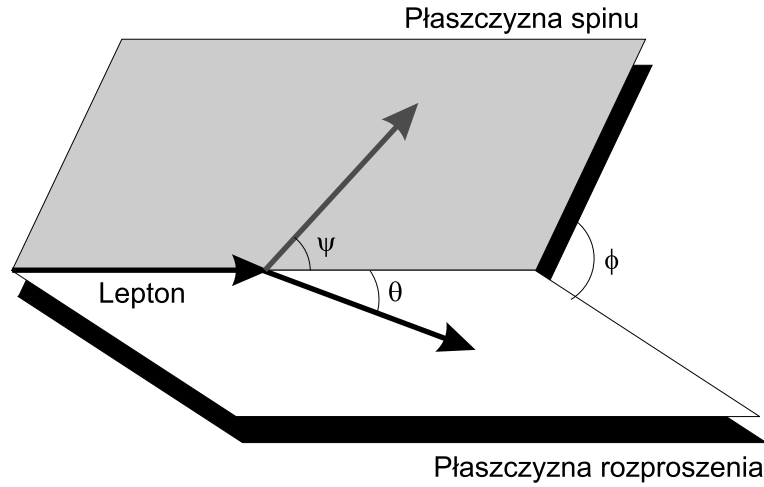
Część przekroju czynnego niezależna od spinu, ma postać:

$$\frac{d^2\sigma_{sr}}{dx dQ^2} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^4 x} [xy^2(1 - \frac{2m_l^2}{Q^2})F_1(x, Q^2) + (1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2)F_2(x, Q^2)], \quad (2.2)$$

gdzie m_l jest masą leptonu, α - stałą struktury oddziaływań elektromagnetycznych, a γ kombinacją zmiennych kinematycznych: $\gamma = \frac{Q}{\nu} = \frac{2Mx}{Q^2}$.

W modelu partonowym, przy zaniedbaniu oddziaływań gluonowych, bezspinowe funkcje struktury nie zależą od Q^2 i mają postać:

$$F_2(x) = \sum_{q=u,d,s} e_q^2 x q(x), \quad (2.3)$$



Rys. 2.2: Kąty w rozpraszaniu leptonu na spolaryzowanym nukleonie w układzie spoczywającej tarczy. Oznaczenia opisane są w tekście.

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} F_2(x), \quad (2.4)$$

gdzie e_q oznacza ładunek elektryczny partonu q w jednostkach ładunku elektronu, a $q(x)$ jest funkcją rozkładu pędu tego partonu. Funkcja $q(x)$ oznacza prawdopodobieństwo znalezienia kwarka o zapachu $q = u, d, s^1$ unoszącego ułamek x pędu nukleonu.

W QCD, w której dopuszczamy oddziaływania gluonowe, funkcje struktury nie skalują się, tzn. zależą także od drugiej zmiennej DIS, Q^2 , a zależność między nimi jest dana wzorem:

$$F_2(x, Q^2) = x \left(1 + \frac{\sigma_T(x, Q^2)}{\sigma_L(x, Q^2)} \right) F_1(x, Q^2), \quad (2.5)$$

gdzie $\sigma_T(x, Q^2)$, $\sigma_L(x, Q^2)$ są przekrojami czynnymi na oddziaływanie nukleonu z fotonem wirtualnym o polaryzacji odpowiednio poprzecznej i podłużnej.

Funkcje struktury F_1 i F_2 są precyzyjnie zmierzone w szerokim obszarze kinematycznym w wielu eksperymentach [2].

Postać różniczkowych przekrojów czynnych zależnych od spinu leptonu i nukleonu, przy ich równoległej ($\Delta\sigma_{\parallel}$) i prostopadłej ($\Delta\sigma_{\perp}$) konfiguracji, jest następująca:

$$\frac{d^2\Delta\sigma_{\parallel}}{dx dQ^2} = \frac{16\pi\alpha^2 y}{Q^4} \left[\left(1 - \frac{1}{2}y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2 \right) g_1(x, Q^2) + \frac{1}{2}y\gamma^2 g_2(x, Q^2) \right], \quad (2.6)$$

$$\frac{d^3\Delta\sigma_{\perp}}{dx dQ^2 d\phi} = -\cos\phi \frac{8\alpha^2 y}{Q^4} \gamma^4 \sqrt{1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2} \left[\frac{1}{2}y g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2) \right]. \quad (2.7)$$

Przekrój czynny (2.7) obok zależności od standardowych zmiennych DIS zawiera dodatkowo zależność od kąta ϕ , zawartego między płaszczyzną rozproszenia leptonu i płaszczyzną definiowaną przez kierunek spinu nukleonu (rys. 2.2).

¹Zaniedbujemy wkład kwarków cięższych od s .

Asymetrie spinowe przekrojów czynnych

Ponieważ efekty spinowe w oddziaływaniu głęboko nieelastycznym są małe, w doświadczeniach wyznacza się asymetrie przekrojów czynnych, które zdefiniowane są w sposób następujący:

$$A_{\parallel} = \frac{\sigma(\leftarrow\leftarrow) - \sigma(\leftarrow\Rightarrow)}{\sigma(\leftarrow\leftarrow) + \sigma(\leftarrow\Rightarrow)}, \quad (2.8)$$

$$A_{\perp} = \frac{\sigma(\leftarrow\Downarrow) - \sigma(\leftarrow\Uparrow)}{\sigma(\leftarrow\Downarrow) + \sigma(\leftarrow\Uparrow)}. \quad (2.9)$$

Strzałki we wzorach (2.8) i (2.9) oznaczają symbolicznie odpowiednią konfigurację spinów leptonu i nukleonu. A_{\parallel} jest asymetrią konfiguracji podłużnej, a A_{\perp} prostopadłej względem kierunku pędu leptonu. Asymetrie mierzone w oddziaływaniu lepton-nukleon wygodnie jest wyrazić poprzez asymetrie oddziaływania wirtualny foton - nukleon. Dane są one wzorami:

$$A_1 = \frac{\sigma_{\frac{1}{2}} - \sigma_{\frac{3}{2}}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}}, \quad (2.10)$$

$$A_2 = \frac{2\sigma^{TL}}{\sigma_{\frac{1}{2}} + \sigma_{\frac{3}{2}}}, \quad (2.11)$$

gdzie $\sigma_{\frac{1}{2}}$ i $\sigma_{\frac{3}{2}}$ są przekrojami czynnymi na absorpcję wirtualnego fotonu przy całkowitym momencie pędu w układzie wirtualny foton-proton wynoszącym odpowiednio $\frac{1}{2}$ i $\frac{3}{2}$, a σ^{TL} jest interferencyjnym przekrojem czynnym na oddziaływanie fotonu o polaryzacji podłużnej i poprzecznej.

Związek między asymetriami 2.8 - 2.11 jest następujący:

$$A_{\parallel} = D(A_1 + \eta A_2), \quad (2.12)$$

$$A_{\perp} = d(A_2 - \xi A_1). \quad (2.13)$$

Czynniki kinematyczne d , η i ξ dane są wzorami:

$$d = \frac{\sqrt{1 - y - \frac{1}{4}\gamma^2 y^2}}{1 - \frac{1}{2}y} D, \quad (2.14)$$

$$\eta = \gamma \frac{1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2}{(1 - \frac{1}{2}y)(1 + \frac{1}{2}y\gamma^2)}, \quad (2.15)$$

$$\xi = \gamma \frac{(1 - \frac{y}{2})}{1 + \frac{1}{2}\gamma^2 y}, \quad (2.16)$$

zaś D jest czynnikiem depolaryzacji wirtualnego fotonu względem leptonu:

$$D = \frac{y(2 - y)(1 + \frac{1}{2}y\gamma^2)}{y^2(1 + \gamma^2)(1 - 2m_l^2/Q^2) + 2(1 - y - \frac{1}{4}y^2\gamma^2)(1 + R)}, \quad (2.17)$$

gdzie $R = \frac{\sigma_{\gamma^*L}}{\sigma_{\gamma^*T}}$ jest stosunkiem przekrojów czynnych dla oddziaływań wirtualnych fotonów spolaryzowanych podłużnie i poprzecznie, a m_l - masą leptonu.

Asymetria A_1 zależy od g_1 i g_2 w sposób następujący:

$$A_1 = \frac{g_1(x, Q^2) - \gamma^2 g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}, \quad (2.18)$$

natomiast A_2 , przy $Q^2 \rightarrow \infty$ i $y \rightarrow 1$ ma postać:

$$A_2 \simeq \gamma \frac{g_1(x, Q^2) + g_2(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}. \quad (2.19)$$

Funkcja struktury g_2 jak również asymetria A_2 mnożone są przez czynnik kinematyczny γ , który w granicy Bjorkena (tj. dla $Q^2 \rightarrow \infty$) dąży do zera. Można więc mierzoną asymetrię przybliżyć jako $A_{||} \simeq DA_1 \simeq D \frac{g_1(x, Q^2)}{F_1(x, Q^2)}$, a stąd wyznaczyć $g_1(x, Q^2)$. Wyznaczenie funkcji $g_2(x, Q^2)$ możliwe jest przy pomiarze A_2 .

Pomiaru tego dokonuje się przy prostopadłej konfiguracji polaryzacji wiązki i tarczy.

Zależna od spinu funkcja struktury g_1

W QCD funkcja struktury g_1 ma postać:

$$g_1(x, Q^2) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 [C_q^S \otimes \Delta\Sigma(x, Q^2) + 2n_f \Delta C_q^{NS} \otimes \Delta q^{NS}(x, Q^2) + C_g \otimes \Delta G(x, Q^2)]. \quad (2.20)$$

W równaniu powyższym n_f oznacza liczbę zapachów, Δq^{NS} i $\Delta\Sigma$ są niesingletowym i singletowym rozkładem kwarków, ΔG jest rozkładem gluonów, a współczynniki funkcyjne $C(x, \alpha_s(Q^2))$ oblicza się w ramach QCD. Symbol \otimes oznacza splot funkcji. Wyrażenie (2.20) jest prawdziwe we wszystkich rzędach perturbacyjnej QCD. Zarówno rozkłady jak i współczynniki C zależą od schematu oraz skali faktoryzacji i renormalizacji.

W modelu partonowym, przy zaniedbaniu oddziaływań gluonowych, g_1 wyraża się w prosty sposób przez zależne od spinu rozkłady pędowe kwarków:

$$g_1(x) = \frac{1}{2} \sum_q e_q^2 \Delta q(x),$$

gdzie $\Delta q(x) = q^+(x) - q^-(x)$ jest różnicą rozkładów kwarków o zapachu q , unoszących ułamek x pędu nukleonu, o spinie zgodnym i przeciwnym do spinu nukleonu.

Całka $\Delta q \equiv \int \Delta q(x) dx$ określa całkowitą polaryzację kwarku o zapachu q w nukleonie.

Funkcje struktury $g_1^{p,n,d}$

Do wyznaczenia nukleonowych funkcji struktury przeprowadza się pomiary z tarczą protonową, deuteronową bądź ${}^3\text{He}$. W szczególności w eksperymencie COMPASS używa się aktualnie tarczy deuteronowej.

Deuteron jest związanym stanem protonu i neutronu o spinie 1 w stanie S ($L = 0$), z małym (ok. 6%) wkładem stanu D ($L = 2$). W stanie S spiny protonu i nukleonu są zgodne ze spinem deuteronu. Jeżeli uwzględni się poprawkę dla stanów, w których spiny protonu i neutronu nie są zgodne ze spinem deuteronu, w szczególności dla stanu D, to związek między funkcjami struktury jest dany wzorem:

$$g_1^p(x, Q^2) + g_1^n(x, Q^2) = \frac{2}{1 - \frac{3}{2}\omega_D} g_1^d(x, Q^2), \quad (2.22)$$

gdzie $\omega_D = 0.058$ oznacza prawdopodobieństwo znalezienia się deuteronu w stanie D.

Momenty funkcji struktury g_1

Pierwszy moment funkcji struktury g_1 zdefiniowany jest jako

$$\Gamma_1^{p(n)}(Q^2) = \int g_1(Q^2, x) dx. \quad (2.23)$$

W rozwinięciu operatorowym (*Operator Product Expansion*) iloczyn tensorów elektromagnetycznego i hadronowego, opisujących diagram DIS, przedstawiany jest jako rozwinięcie iloczynu prądów elektromagnetycznych względem operatorów lokalnych [3]. Jeżeli uwzględnimy wkład tylko od trzech kwarków lekkich, prąd aksjalny może być wyrażony przez macierze λ_k grupy zapachowej SU(3):

$$A_\mu^k = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{\lambda_k}{2} \psi, \quad (2.24)$$

a pierwszy moment g_1 jest dany przez:

$$\begin{aligned} s_\mu \Gamma_1^{p(n)}(Q^2) &= \frac{C_1^S(Q^2)}{9} [\langle ps | A_\mu^0 | ps \rangle] \\ &+ \frac{C_1^{NS}(Q^2)}{6} [+(-) \langle ps | A_\mu^3 | ps \rangle + \frac{1}{\sqrt{3}} \langle ps | A_\mu^8 | ps \rangle], \end{aligned} \quad (2.25)$$

gdzie C_1^{NS} i C_1^S są odpowiednio niesingletowymi i singletowymi współczynnikami funkcyjnymi zależnymi od stałej sprzężenia $\alpha_s(Q^2)$. Elementy macierzowe protonu $\langle ps | A_\mu^i | ps \rangle$ są powiązane z elementami macierzowymi neutronu symetrią izospinową i mogą być zapisane jako:

$$\langle ps | A_\mu^3 | ps \rangle = \frac{s_\mu}{2} a_3 = \frac{s_\mu}{2} (\Delta q_u - \Delta q_d), \quad (2.27)$$

$$\langle ps | A_\mu^8 | ps \rangle = \frac{s_\mu}{2\sqrt{3}} a_8 = \frac{s_\mu}{2\sqrt{3}} (\Delta q_u + \Delta q_d - 2\Delta q_s), \quad (2.28)$$

$$\langle ps | A_\mu^0 | ps \rangle = s_\mu a_0 = s_\mu (\Delta q_u + \Delta q_d + \Delta q_s). \quad (2.29)$$

gdzie s_μ jest wektorem spinu, a a_i sprzężeniami aksjalnymi, które wyrażają się przez spinowe rozkłady kwarków $\Delta q_{u,d,s}$.

Reguła sum Bjorkena

Różnicę pierwszych momentów dla protonu i neutronu, przy założeniu symetrii izospinowej, można powiązać ze stałą sprzężenia wyznaczaną w rozpadach β neutronu przez regułę sum Bjorkena. Ma ona postać:

$$\Gamma_1^p(Q^2) - \Gamma_1^n(Q^2) = \frac{1}{6} (\Delta q_u - \Delta q_d) C_1^{NS}(Q^2) = \frac{1}{6} \left| \frac{g_A}{g_V} \right| C_1^{NS}(Q^2), \quad (2.30)$$

gdzie $\left| \frac{g_A}{g_V} \right| = 1.2695 \pm 0.0029$ [4] jest równe stałej rozpadu β neutronu.

Współczynnik niesingletowy C_1^{NS} znany jest do trzeciego rzędu rachunku zaburzeń $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ [5].

Reguła sum Ellisa-Jaffego

Przy założeniu zapachowej symetrii grupy SU(3), stałe sprzężeń aksjalnych a_3 i a_8 wyznaczone są w rozpadach hiperonów i można je wyrazić poprzez parametry tej grupy F i D [7]:

$$a_3 = \left| \frac{g_A}{g_V} \right| = F + D, \quad a_8 = 3F - D, \quad F/D = 0.575 \pm 0.016, \quad (2.31)$$

co prowadzi do następującej relacji:

$$\Gamma_1^{p(n)} = C_1^{NS}(-) \frac{1}{12}(F + D) + \frac{1}{36}(3F - D) + C_1^S \frac{1}{9} a_0, \quad (2.32)$$

zwanej regułą sum Ellisa-Jaffego [6]. Poprawki QCD do tej reguły sum są obliczone do trzeciego rzędu rachunku zaburzeń $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ [8].

Z relacji (2.32) można obliczyć a_0 , które w schemacie renormalizacji $\overline{\text{MS}}$ jest równe polaryzacji kwarków w nukleonie, $\Delta\Sigma$. Dodatkowe założenie o zerowej polaryzacji morza ($\Delta q_s = 0$) daje $a_0 = a_8 = 3F - D$. Pozwala to obliczyć wartości momentów Γ_1^p i Γ_1^n i porównać je z wynikami pomiarów.

Wyniki eksperymentalne - konkluzje dotyczące polaryzacji kwarków

Począwszy od lat osiemdziesiątych ubiegłego wieku wykonano szereg eksperymentów DIS ze spolaryzowaną tarczą protonową i deuteronową oraz wiązką elektronową (SLAC, HERMES) lub mionową (EMC, SMC), w których wyznaczano $g_1(x)$ przy wartościach Q^2 od 1 do 10 GeV². Rezultaty tych eksperymentów potwierdzają poprawność reguły Bjorkena z dokładnością do 8%, oraz niezgodność danych doświadczalnych z regułą sum Ellisa-Jaffego na poziomie wyższym niż trzy odchylenia standardowe ([10], [11], [13], [14]). Wyznaczona eksperymentalnie wartość $\Delta\Sigma$ wynosi ok. 0.3.

Pomiary momentów g_1 świadczą o tym, że jakkolwiek fundamentalna reguła Bjorkena jest zachowana, to jednak nie można wyjaśnić spinu nukleonu opierając się wyłącznie na wkładach od polaryzacji kwarków. Reguła Ellisa-Jaffego jest łamana. Polaryzację kwarków morza wyznaczono (oddzielnie dla poszczególnych zapachów) w pomiarach semi-inkluzywnych w eksperymencie HERMES [15], przy $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$. Wynoszą one: $\Delta\bar{u} = -0.002 \pm 0.036 \pm 0.023$, $\Delta\bar{d} = -0.054 \pm 0.033 \pm 0.011$, $\Delta s = 0.028 \pm 0.033 \pm 0.009$ i są zgodne z zerem na poziomie poniżej 2σ . Z analizy semi-inkluzywnej przeprowadzonej w eksperymencie SMC [16], otrzymano również zerową polaryzację kwarków morza: $\Delta\bar{q} = 0.01 \pm 0.04 \pm 0.03$. Analizy powyższe przeprowadzone zostały w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń - LO, a więc bez uwzględnienia efektów gluonowych.

Z kolei z analiz QCD, przeprowadzonych w NLO, otrzymywane są ujemne wartości polaryzacji morza. Grupa ACC3 [18], w wyniku analizy danych światowych otrzymuje $\Delta\bar{q} = -0.062 \pm 0.023$. W wyniku innej analizy [17], otrzymuje się $\Delta\bar{q} = -0.074 \pm 0.017$. Widać więc, że uzyskane tu wartości są różne od zera.

Łamanie reguły sum Ellisa - Jaffego oraz wyniki pomiarów eksperymentalnych wielkości $\Delta\Sigma$ wskazują, że model, w którym zaniedbuje się efekty polaryzacji gluonów nie jest wystarczający do opisu rzeczywistości. Dodatkowo z analiz NLO QCD otrzymujemy wyraźnie ujemne wartości polaryzacji kwarków morza. Najbardziej intuicyjnym wyjaśnieniem generacji polaryzacji morza jest dziedziczenie jej po polaryzacji gluonów.

Anomalia trójkątna; polaryzacja gluonów w nukleonie - ΔG

Całkowity wkład od polaryzacji kwarków do spinu nukleonu, $\Delta\Sigma$, jest równy a_0 tylko w naiwnym modelu partonowym. W QCD, jego postać zależy od schematu faktoryzacji i renormalizacji.

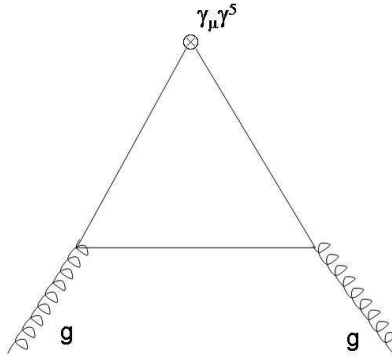
We wspomnianym schemacie $\overline{\text{MS}}$:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma(Q^2), \quad (2.33)$$

a więc polaryzacja kwarków zależy od Q^2 . W innym ze schematów, tzw. schemacie Adlera-Bardeena (AB), $\Delta\Sigma$ nie zależy od Q^2 , ale a_0 , które jest od schematu niezależne, zawiera również wkład od polaryzacji gluonów:

$$a_0(Q^2) = \Delta\Sigma - n_f \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2). \quad (2.34)$$

Wkład gluonowy, $-\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \Delta G(Q^2)$, jest związany z anomalią aksjalną diagramu pokazanego na rys. 2.3, poprzez którą wkład ten pojawia się w “twardej” części oddziaływania gamma-gluon [19].



Rys. 2.3: Diagram trójkątny.

Istnienie tej anomalii powoduje też, że możliwe staje się łamanie symetrii chiralnej, a pary kwark-antykwarł powstałe z gluonów mogą mieć tę samą skrętność i prowadzić do niezerowej polaryzacji kwarków morza.

Rozdział 3

Wyznaczanie ΔG - przegląd bieżącej sytuacji doświadczalnej

W eksperymencie ze spolaryzowaną tarczą i wiązką, polaryzację gluonów można wyznaczać pośrednio, badając ewolucję funkcji struktury g_1 opisywaną równaniami DGLAP (Dokshitzer, Gribow, Lipatow, Altarelli, Parisi) ([20], [21]) lub analizując procesy, w których bezpośrednio biorą udział gluony.

Równania ewolucji DGLAP dla spolaryzowanych singletowych i niesingletowych rozkładów partonów mają postać:

$$\frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \Delta\Sigma(x, t) \\ \Delta G(x, t) \end{pmatrix} = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \begin{pmatrix} \Delta P_{qq}(x) & 2n_f \Delta P_{qG}(x) \\ \Delta P_{Gq}(x) & \Delta P_{GG}(x) \end{pmatrix} \otimes \begin{pmatrix} \Delta\Sigma(x, t_0) \\ \Delta G(x, t_0) \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

$$\frac{d}{dt} \Delta q^{NS}(x, t) = \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \Delta P_{qq}^{NS}(x) \otimes \Delta q^{NS}(x, t_0), \quad (3.2)$$

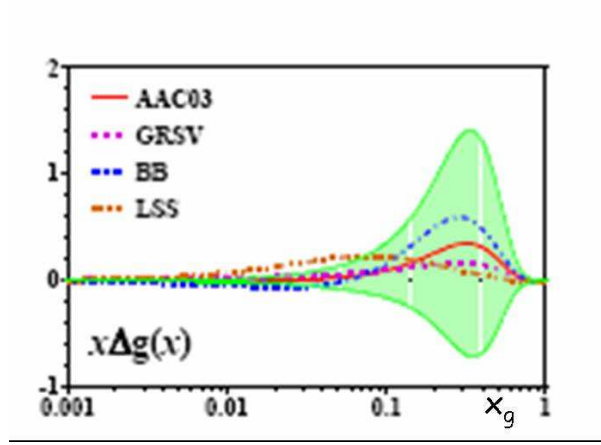
gdzie $t = \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)$. Funkcje rozszczepienia (*splitting functions*) $\Delta P_{ab}(x) = \Delta P_{ab}^{(0)}(x) + \frac{\alpha_s(t)}{2\pi} \Delta P_{ab}^{(1)}(x) + \dots$ określają prawdopodobieństwa emisji partonu a przez parton b . Postaci tych funkcji obliczone zostały w drugim rzędzie rachunku zaburzeń (NLO) [22]. Stała Λ_{QCD} jest skalą QCD i wynosi ok. 200 MeV.

Postaci początkowe rozkładów $\Delta\Sigma$, Δq^{NS} i ΔG parametryzuje się w funkcji x przy ustalonej wartości t_0 . Używając równań DGLAP, ewoluuje się rozkłady $\Delta\Sigma$, ΔG i Δq^{NS} od wartości t_0 do wartości t , przy których są punkty pomiarowe $g_1^{(p,n,d)}$. Używając tych rozkładów oblicza się przewidywaną wartość $g_1(x, Q^2)$ (wzór (2.20)), a następnie iteracyjnie dopasowuje parametry początkowe.

Przeprowadzono wiele analiz QCD, których celem było otrzymanie zależnych od spinu rozkładów kwarków i gluonów (np. [17], [18]). Ich rezultaty obarczone są niepewnościami wynikającymi z błędów punktów doświadczalnych, a także niepewnościami systematycznymi, wynikającymi m.in. z wyboru określonej postaci funkcyjnej parametryzacji oraz uwzględnienia efektów wyższych twistów.

Otrzymane całki z rozkładów kwarków znane są z dobrą dokładnością, ($\Delta\Sigma = 0.213 \pm 0.138$ [18]), niepewności rozkładów gluonów są znaczne ze względu na słabą zależność g_1 od Q^2 . Dwa przykładowe wyniki ΔG otrzymane tą samą metodą analizy (metodą Hesjanu) są następujące: $\Delta G = 1.0 \pm 0.6$ [17] oraz $\Delta G = 0.5 \pm 1.2$ [18].

Rozkłady funkcji $x\Delta G(x)$ otrzymane przez kilka niezależnych grup przedstawia rys. 3.1.



Rys. 3.1: Rozkład gluonów wyznaczony z ewolucji funkcji struktury. Krzywe oznaczają parametryzacje wykonane przez różne grupy: AAC [18], GRSV [25], BB [17], LSS [26]. Obszar zacieniony oznacza zakres niepewności dopasowania krzywej ACC03. Rysunek pochodzi z pracy [18].

Bezpośrednie sposoby wyznaczania ΔG polegają na selekcji perturbacyjnych procesów, w których oddziałują gluony pochodzące z nukleonu. Procesem takim jest na przykład PGF (*Photon-Gluon Fusion* - fuzja fotonowo-gluonowa) badana w reakcji lepton(foton)-nukleon, lub bezpośrednia produkcja fotonów (*prompt foton*) oraz dżetów cząstek w oddziaływaniu proton-proton. Procesy te, wraz z krótkimi opisami eksperymentów, zostaną omówione w dalszej części tego rozdziału. W praktyce, w eksperymentach najczęściej wyznacza się stosunek $\frac{\Delta G(x)}{G(x)}$ w określonym przez warunki doświadczalne przedziale x . Uśrednione po spinach rozkłady gluonów, G , znane są z pomiarów w eksperymentach, głównie przy akceleratorze HERA [27].

3.1 Proces fuzji fotonowo-gluonowej w oddziaływaniu lepton - nukleon.

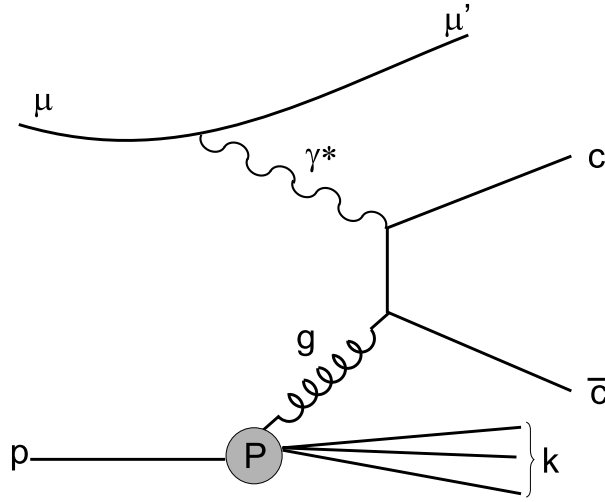
Proces fuzji fotonowo-gluonowej przedstawiony jest na rys. 3.2. W procesie tym wirtualny foton emitowany z linii leptonowej oddziałuje z gluonem, tworząc parę kwark - antykwark.

W eksperymentach używa się jednej z dwóch sygnatur umożliwiających oddzielenie procesu PGF od procesów tła: produkcji ciężkich kwarków lub produkcji kwarków lekkich, o dużym pędzie poprzecznym.

3.1.1 Produkcja otwartego powabu

W związku z dużą masą kwarku powabnego ($m_c = 1.5 \text{ GeV}$) możemy zaniedbać jego wkład do morza nukleonu oraz procesów fragmentacji. W wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń PGF jest jedynym mechanizmem produkcji powabu. Detekcja w stanie końcowym hadronu z kwarkiem powabnym oznacza więc, że przypadek pochodzi z procesu fuzji. Taką sygnaturę procesów PGF wykorzystują eksperymenty COMPASS oraz E161.

Asymetria obserwowanych przekrojów czynnych na proces $\mu N \rightarrow c\bar{c}$ wiąże się z polaryzacją gluonów poprzez splot z asymetrią partonowych przekrojów czynnych na proces PGF:



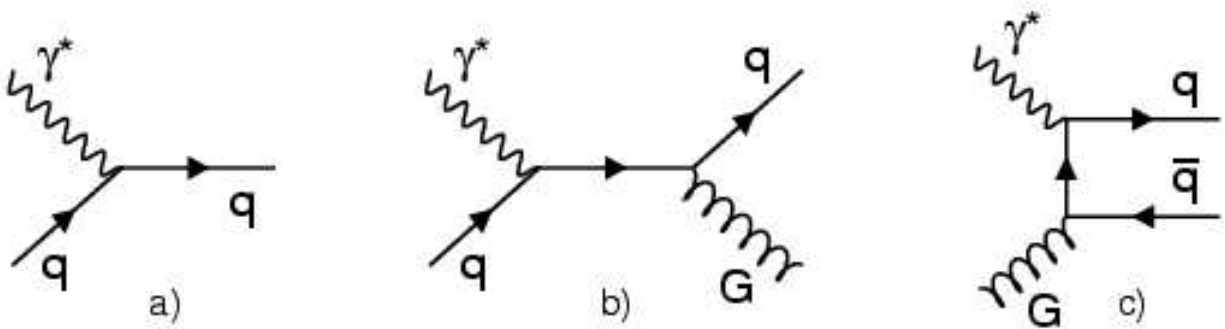
Rys. 3.2: Proces fuzji fotonowo gluonowej.

$$A_{\mu N}^{c\bar{c}} = \frac{\Delta\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}}}{\sigma^{\mu N \rightarrow c\bar{c}}} = \frac{\int d\hat{s} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(x_G, \hat{s})}{\int d\hat{s} \sigma(\hat{s}) G(x_G, \hat{s})}, \quad (3.3)$$

gdzie \hat{s} jest kwadratem masy niezmienniczej układu foton-gluon, która jest równa kwadratowi masy układu końcowego kwarków: $m_{c\bar{c}}^2$. Więcej informacji dotyczących wyznaczenia $\frac{\Delta G}{G}$ z produkcji powabu podane będzie w rozdziale 7.

3.1.2 Pary hadronów o dużym pędzie poprzecznym

Przy przekazach czteropędu $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, na oddziaływanie DIS w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń składają się trzy procesy: proces wiodący (rys.3.3a), rozpraszanie QCD Comptona (rys.3.3b) oraz proces PGF (rys.3.3c).



Rys. 3.3: Absorpcja wirtualnego fotonu w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń dla DIS: a) proces wiodący, b) promieniowanie gluonowe (proces Comptona QCD), c) fuzja fotonowo-gluonowa.

W wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń asymetria przekrojów czynnych $A^{\gamma N \rightarrow hh}$ w procesach, w których pary hadronów mają duże pędy poprzeczne posiada wkłady od wszystkich trzech procesów:

$$A^{\gamma N \rightarrow hh} = \hat{a}_{PGF} \frac{\Delta G}{G} \frac{\sigma_{PGF}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow hh}} + \frac{\Delta q}{q} (\hat{a}_{Compton} \frac{\sigma_{Compton}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow hh}} + \hat{a}_{PW} \frac{\sigma_{PW}}{\sigma^{\gamma N \rightarrow hh}}), \quad (3.4)$$

gdzie \hat{a} oznaczają średnie asymetrie partonowe dla danego procesu, a $\Delta q(q)$ są zależnymi od spinu (uśrednionymi po spinie) rozkładami kwarków.

Ponieważ największa część oddziaływań DIS zachodzi poprzez procesy wiodące, w których pęd poprzeczny kwarku jest niewielki, procesy te są tłumione przez selekcję kwarków (hadronów) z dużym pędem poprzecznym. Wyznaczanie polaryzacji gluonu z asymetrii (3.4) wymaga znajomości stosunków przekrojów czynnych na dany proces do przekroju całkowitego. Informacje te uzyskuje się przy pomocy Monte Carlo.

Analizę asymetrii spinowych w produkcji hadronów z dużym p_T prowadziły eksperymenty SMC i HERMES. Prowadzi ją także COMPASS.

3.1.3 Eksperymenty

HERMES (DESY)

HERMES jest eksperymentem w laboratorium DESY przy akceleratorze HERA. Badane są w nim oddziaływania spolaryzowanych elektronów (lub pozytonów) o energii 27.5 GeV na spolaryzowanej tarczy gazowej znajdującej się wewnątrz akceleratora.

W akceleratorze wiązka elektronów samopolaryzuje się poprzecznie poprzez mechanizm Sokołowa-Ternova [28]. Uzyskiwana jest polaryzacja wiązki wynosząca około 52%. Przed punktem zderzenia polaryzacja wiązki jest odwracana do konfiguracji podłużnej. Do wyznaczania $\Delta G/G$ używano danych zebranych na spolaryzowanej tarczy wodorowej. Zasada polaryzacji tarczy opiera się na efekcie Sterna-Gerlacha [29]. Gaz jest formowany w wiązkę przy pomocy kolimatorów. Następnie, poprzez układ magnesów sekstupolowych i generatorów pól elektromagnetycznych o częstotliwości radiowej, wybierane są atomowe stany nadsztywne, które mają określoną polaryzację jądrową. Uzyskana w ten sposób średnia polaryzacja tarczy wynosi $86 \pm 4\%$.

Spektrometr eksperymentu składa się z magnesu dipolowego o $\int B dl = 1.3 \text{ Tm}$ i zestawu detektorów pozycyjnych. Układ doświadczalny posiada także możliwość identyfikacji cząstek opartą o układ kalorymetryczny (identyfikacja elektronów i pozytonów) oraz detektory Czerenkowa (identyfikacja hadronów).

Liczby przypadków, z których wyliczona została asymetria, ważone były świetlnosciami dla każdej konfiguracji spinu tarczy i wiązki.

Pomiar świetlności przeprowadzany jest przy użyciu pary kalorymetrów elektromagnetycznych rejestrujących rozpraszanie Bhabha na elektronach tarczy.

Selekcja sygnału przypadków o dużym p_T polegała na wyborze przypadków, w których zidentyfikowano parę hadronów o przeciwnych znakach, o pędzie jednego z nich powyżej 4.5 GeV i pędzie poprzecznym względem wiązki $p_T > 0.5 \text{ GeV}$. Założono, że w obszarze $Q^2 \simeq 0$ wirtualne fotony są do wiązki równoległe. W związku z tym, że przekrój czynny na proces PGF jest największy w obszarze $Q^2 \simeq 0$, aby wzmocnić sygnał, nie nakładano żądania rejestracji cząstki rozproszonej. Cięcie na masę niezmienniczą par hadronów, $M(2\pi) > 1 \text{ GeV}$, ogranicza tło pochodzące od mezonów wektorowych.

Otrzymana asymetria wynosi: $A_{||} = -0.28 \pm 0.12(stat.) \pm 0.02(syst.)$.

W analizie założono, że po cięciach kinematycznych wkład od procesu wiodącego do mierzonej asymetrii jest zaniedbywalny. Poprawność tego założenia, jak również parametry potrzebne do wyznaczenia $\frac{\Delta G}{G}$, takie jak średnie Q^2 , czynnik rozcieńczenia D oraz wkład od procesu Comptona oszacowano przy pomocy generatora PYTHIA.

Otrzymano wartość $\frac{\Delta G}{G} = 0.41 \pm 0.18(stat). \pm 0.03(syst.)$ dla średniej wartości $x_G = 0.17$. Jak już zostało wspomniane, rezultat ten oparty jest głównie na oddziaływaniach z małym Q^2 . W tym obszarze kinematycznym, poprawność opisu danych wyłącznie przy użyciu procesów PGF i Comptona nie jest oczywista. W szczególności, w analizie zaniebano wkład od procesów, w których fotony fluktuują w kwarki (*resolved photon*). Przy takich założeniach istotne jest niezależne potwierdzenie otrzymanego wyniku.

Więcej szczegółów dotyczących analizy $\frac{\Delta G}{G}$ można znaleźć w publikacji [30].

Eksperyment HERMES zbierał także dane na deuteronie, które dotychczas nie zostały opublikowane.

SMC (CERN)

Eksperyment SMC zbierał dane na wiązce mionowej o energii 190 GeV z akceleratora SPS w CERN, w latach 1991-1996.

Układ eksperymentalny SMC składał się ze spolaryzowanej tarczy protonowej i deuteronowej, spektrometru magnetycznego oraz polarymetru wiązki [11].

Do zbierania danych używano tarczy spolaryzowanej zawierającej, deuterek butanolu (“tarcza deuteronowa”), oraz amoniak (“tarcza protonowa”). Wartości polaryzacji wynosiły 90% dla protonu i 50% dla deuteronu.

W tym samym miejscu co SMC, używając pięciokrotnie bardziej intensywniej wiązki mionów, znajduje się obecnie eksperyment COMPASS. Także układ tarczy, pochodzący z SMC jest obecnie używany w COMPASS-ie (patrz rozdział 4.1.2).

W SMC wybierano fuzję fotonowo gluonową selekcyjując przypadki o $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$, z dużym pędem poprzecznym hadronów ($p_T > 0.7 \text{ GeV}$, $p_{T1}^2 + p_{T2}^2 > 2.5 \text{ GeV}^2$) pochodzących z fragmentacji tarczy. Hadrony definiowano jako cząstki nie zidentyfikowane jako rozproszony mion. Obszar fragmentacji tarczy zdefiniowano poprzez nałożenie cięć na $x_F > 0.1$ i $z = \frac{E_h}{\nu} > 0.1$.

W analizie SMC porównano dwie metody selekcji procesu PGF: w oparciu o cięcia kinematyczne oraz sieci neuronowe. Metody te optymalizowano pod kątem uzyskania najlepszej wartości iloczynu efektywności i czystości selekcji PGF. Efektywność zdefiniowano jako ułamek procesów PGF pozostających po selekcji do wszystkich procesów PGF, natomiast czystość - jako ułamek wyselekcjonowanych procesów PGF do wszystkich wyselekcjonowanych procesów. Optymalizację cięć prowadzono używając zmiennych p_{T1} - pędu poprzecznego jednego z hadronów, $p_{T1}^2 + p_{T2}^2$, ładunków hadronów, kąta pomiędzy składowymi poprzecznymi hadronów względem wirtualnego fotonu oraz masy niezmienniczej tych hadronów. Nieco lepsze rezultaty selekcji uzyskano przy użyciu sieci. Szczegóły tej analizy opisane są w publikacji [31].

Wartość polaryzacji gluonu wyznaczona w SMC wynosi $\frac{\Delta G}{G} = -0.20 \pm 0.28 \pm 0.10$, przy średniej wartości $x_G = 0.07$.

COMPASS (CERN)

W eksperymencie COMPASS, obok opisywanej w tej pracy analizy procesów PGF z produkcją kwarków powabnych, wielkość $\frac{\Delta G}{G}$ wyznaczana jest także z analizy przypadków z hadronami o dużych pędach poprzecznych. Polaryzacja gluonów wyznaczana jest tu niezależnie w dwóch obszarach: w obszarze perturbacyjnym ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) oraz $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$, w którym jest dominująca część statystyki i w związku z tym otrzymuje się dużo mniejszy błąd statystyczny. W obydwu obszarach szacowanie wkładów od procesów tła odbywa się przy pomocy Monte Carlo. W pierwszym przypadku analiza przebiega analogicznie do analizy SMC. W drugim, istotny wkład wnoszą

procesy *resolved photon*, w których foton oddziałuje jako para kwarków bądź jako mezon (model VMD). Wkłady od tych procesów jak i efekty polaryzacji kwarków w fotonie szacowane są w oparciu o generator PYTHIA. Rezultaty analiz nie są jeszcze opublikowane, natomiast przedstawiane były na konferencjach “SPIN 2004” ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$) oraz “DIS 2005” (obydwa obszary Q^2). Wstępne wyniki otrzymane z danych zebranych w latach 2002 i 2003 wynoszą: $\frac{\Delta G}{G} = 0.06 \pm 0.31 \pm 0.06$, przy $x_G = 0.13$, dla obszaru $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ oraz $\frac{\Delta G}{G} = 0.024 \pm 0.089 \pm 0.057$, przy $x_G = 0.095$, dla obszaru $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$.

E161 (SLAC)

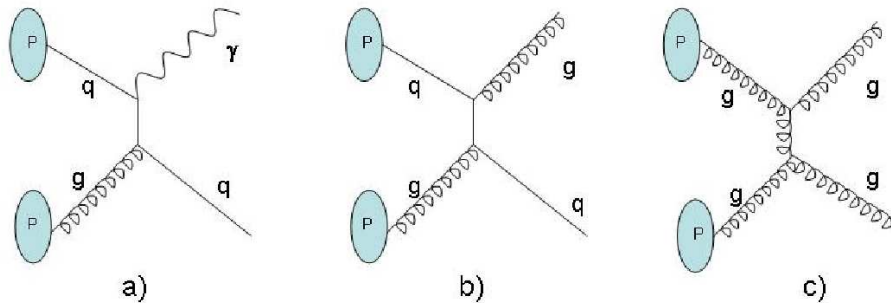
W roku 2000 powstał projekt eksperymentu E161¹ [32], w którym planowano zmierzyć spinowy rozkład gluonów w procesie PGF przy użyciu rozpraszania wiązki spolaryzowanych fotonów rzeczywistych o energii ok. 40 GeV na spolaryzowanej tarczy z deuterku litu. Projekt ten uzyskał jednak tylko częściowe finansowanie, nie został zatwierdzony i po wstępnej fazie badań aparaturowych jest zawieszony.

Sygnaturą procesu PGF, podobnie jak w eksperymencie COMPASS ma być otwarta produkcja powabu. Cząstki powabne mają być rejestrowane w rozpadach semi-leptonowych na miony. Rozpady mionowe stanowią 24% wszystkich rozpadów powabu. Tło stanowią rozpady mionowe kaonów, pionów i mezonów wektorowych oraz produkcja par mionów w procesie Bethe-Heitlera (fluktuacja fotonu na parę $\mu^+ \mu^-$). Ze względu na dużą intensywność wiązki fotonowej w porównaniu do wiązki mionowej, oczekiwany błąd statystyczny na $\frac{\Delta G}{G}$ ma być o rząd wielkości mniejszy od błędu otrzymanego dla przypadków otwartej produkcji powabu w eksperymencie COMPASS.

3.2 Procesy w oddziaływaniu proton-proton

Badanie rozpraszania spolaryzowanych, przeciwbieżnych wiązek protonowych odbywa się w laboratorium w Brookhaven (USA) przy akceleratorze RHIC. Eksperymenty STAR i PHENIX, oprócz ich głównego programu badania zderzeń ciężkich jonów, będą zbierać dane pochodzące ze zderzeń spolaryzowanych protonów o energii w środku masy $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ i 500 GeV .

Wyznaczanie polaryzacji gluonów w zderzeniach protonów jest możliwe poprzez badanie procesów pokazanych na rys. 3.4. rys. 3.4a przedstawia diagram bezpośredniej produkcji fotonów, a rys. 3.4b i 3.4c - produkcję pary dżetów.



Rys. 3.4: Procesy, w których biorą udział gluony, badane przez eksperymenty STAR i PHENIX.

¹Z powodów organizacyjno-finansowych rozważano też połączenie go z dwoma eksperymentami na tej samej wiązce: E159 i E160 pod wspólną nazwą Real Photon Colaboration.

Zaletą badań zderzeń pp w porównaniu do procesów opisanych w poprzednich rozdziałach jest dysponowanie dużą liczbą przypadków z udziałem gluonów, a wadą - duże tło. Przykładem tła dla procesu bezpośredniej emisji fotonu są rozpady $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. Dla dużych pędów poprzecznych fotonów istnieje duża szansa, że jeden z nich będzie poza akceptacją detektora. Dla małych p_T , dwa fotony mogą być widziane jako jeden ze względu na ograniczoną zdolność rozdzielczą. Dlatego detekcja bezpośredniego fotonu możliwa jest w przedziale $10 < p_T < 30$ GeV.

Wiązki

Wiązki protonowe przyspieszane są najpierw w akceleratorze AGS, potem trafiają do pierścienia RHIC-a. W trakcie przyspieszania protony są spolaryzowane prostopadle do płaszczyzny pierścienia. Obracanie spinu do konfiguracji równoległej odbywa się przy pomocy rotatorów przed punktem oddziaływania.

W celu stłumienia rezonansów (między częstotliwością obrotów spinu protonu i jego oscylacjami orbitalnymi) niszczących polaryzację wiązki w trakcie jej przyspieszania, w pierścieniu zainstalowano dipolowe magnesy nadprzewodzące zwane *Siberian Snakes*. Planowana polaryzacja wiązki protonów wynosi 70%. W trakcie zbierania danych w roku 2004 osiągnięto wartość polaryzacji 37%. Polaryzacja jest wyznaczana w eksperymentach badających procesy rozpraszania elastycznego pp i pC (w tym drugim monitorowana jest ona także na bieżąco, w trakcie zbierania danych).

Detektory

Jak już wspomniano, układy doświadczalne STAR i PHENIX zostały zaprojektowane głównie do badania zderzeń relatywistycznych jonów. W celu analizy procesów przedstawionych na rys. 3.4, istotna jest zdolność rekonstrukcji dżetów oraz fotonu.

Spektrometr PHENIX składa się z dwóch ramion głównych (*“central arms”*), przy pomocy których można z wysoką zdolnością rozdzielczą rejestrować hadrony i elektrony oraz dwóch ramion mionowych (*“muon arms”*), przeznaczonych do rejestracji mionów. Posiada on także możliwość identyfikacji cząstek za pomocą detektorów Czerenkowa. Ze względu na swoją budowę, detektor PHENIX jest szczególnie przydatny do badania rozpadów dileptonowych oraz detekcji fotonów.

Solenoidalny spektrometr STAR, ze względu na zwartą budowę oraz zainstalowaną komorę projekcji czasowej, ma z kolei dobrą zdolność rekonstrukcji dżetów, co w przypadku PHENIX-a jest znacznie bardziej skomplikowane. STAR ma także większą akceptację w kącie bryłowym. Wyposażony jest również w kalorymetr elektromagnetyczny, jednak o gorszej zdolności rozdzielczej niż w PHENIX-ie.

Wyznaczanie $\frac{\Delta G}{G}$

W celu wyznaczenia polaryzacji gluonów, oblicza się asymetrię przekrojów czynnych przy zgodnych (σ_{++}) i przeciwnych (σ_{+-}) kierunkach polaryzacji wiązek:

$$P_{b1}P_{b2}A_{LL} = \frac{\sigma_{++} - \sigma_{+-}}{\sigma_{++} + \sigma_{+-}}. \quad (3.5)$$

Czynniki P_{b1} i P_{b2} oznaczają polaryzacje wiązek. Asymetria A_{LL} wyraża się w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń następującym wzorem:

$$A_{LL} = \frac{\Delta f_1}{f_1} \frac{\Delta f_2}{f_2} \hat{a}_{LL}. \quad (3.6)$$

Czynniki $\frac{\Delta f_i}{f_i}$ oznaczają stosunki rozkładów polaryzacji partonów biorących udział w procesie do rozkładów niespolaryzowanych. W przypadku gdy w procesie uczestniczy gluon, tak jak na

diagramach z rys. 3.4, $\frac{\Delta f}{f} = \frac{\Delta G}{G}$. Informacje na temat postaci rozkładów kwarków pochodzą z parametryzacji danych z eksperymentów DIS.

Asymetrię partonową \hat{a}_{LL} dla konkretnego procesu można obliczyć w ramach QCD. Rozkład gluonów otrzymuje się z dopasowania do pomiarów asymetrii.

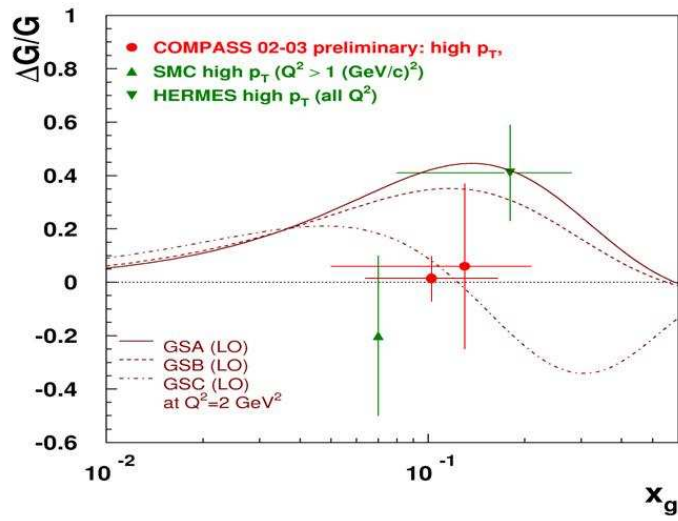
Program wyznaczenia $\frac{\Delta G}{G}$ w eksperymentach przy RHIC pokrywa duży zakres ułamka x_G : $0.01 < x_G < 0.3$. Planowane błędy statystyczne $\frac{\Delta G}{G}$ są dużo mniejsze niż w pozostałych eksperymentach. Jednak w porównaniu do oddziaływań DIS, mierzona asymetria jest sumą wielu różnych podprocesów, wśród których dominujące są oddziaływania kwark-kwark. Poprawne uwzględnienie tego tła jest sporym wyzwaniem.

Pierwsze zarejestrowane zderzenie spolaryzowanych protonów w RHIC nastąpiło w roku 2002. Od tego czasu dane ze spolaryzowanych wiązek są zbierane co roku. Zmierzone różniczkowy przekrój czynny na proces bezpośredniej emisji fotonu, a także dokonano pomiarów asymetrii dla reakcji $pp \rightarrow \pi^0 X$ w funkcji $p_{T\pi^0}$, która obok wkładów od procesów $qq \rightarrow qq$ zawiera wkłady od procesów z gluonami (rys. 3.4b i c). Otrzymane rezultaty te nie dają znaczących więzów na $\frac{\Delta G}{G}$.

Planowane jest kontynuowanie zbierania danych dedykowane między innymi wyznaczeniu $\frac{\Delta G}{G}$, w roku 2005 oraz na przełomie roku 2006/2007. Zakłada się poprawę polaryzacji wiązek (do planowanych 70% w roku 2007) oraz świetlności do 100 pb^{-1} w roku 2007.

3.3 Podsumowanie

Wyniki aktualnych pomiarów $\Delta G/G$ przedstawia rys. 3.5. Przedstawione są na nim rezultaty eksperymentów HERMES, SMC, a także rezultat nie opublikowanej jeszcze analizy przypadków z hadronami o dużych pędach poprzecznych COMPASS-a, obejmującej dane z lat 2002 i 2003. Większość wyników pomiarów wydaje się wskazywać na znikomą polaryzację gluonów w mierzonym obszarze kinematycznym. Wyjątkiem jest punkt z danych protonowych HERMES-a, który daje dodatnią wartość na poziomie 2σ .



Rys. 3.5: Wyniki pomiarów $\Delta G/G$. Czerwone, okrągłe punkty środkowe są wstępnymi, niepublikowanymi wynikami analizy COMPASS-a dużych p_T , w dwóch zakresach Q^2 : $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ (mały błąd statystyczny) i $Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$ (większy błąd statystyczny). Krzywe odnoszą się do parametryzacji gluonów opisanych w [25].

Rozdział 4

Eksperyment COMPASS w CERN

Eksperyment COMPASS [33] został zatwierdzony do realizacji w roku 1997 przez Europejski Ośrodek Badań Jądrowych (CERN). Pierwsze dane testowe, z niepełnym spektrometrem, zostały zebrane w roku 2001, a pierwsze dane fizyczne - w roku 2002.

W eksperymencie COMPASS prowadzone są dwa programy badawcze: używające wiązki mionowej bądź hadronowej. Głównym celem programu mionowego, który zostanie szczegółowo opisany w tej pracy, jest wyznaczenie polaryzacji gluonów w deuteronie i protonie. Badanych jest także wiele innych zagadnień dotyczących fizyki spinowej, takich jak asymetrie inkluzywne i semi-inkluzywne, asymetrie w produkcji mezonów wektorowych czy też polaryzacji Λ . Poszukiwane są też stany pentakwarkowe.

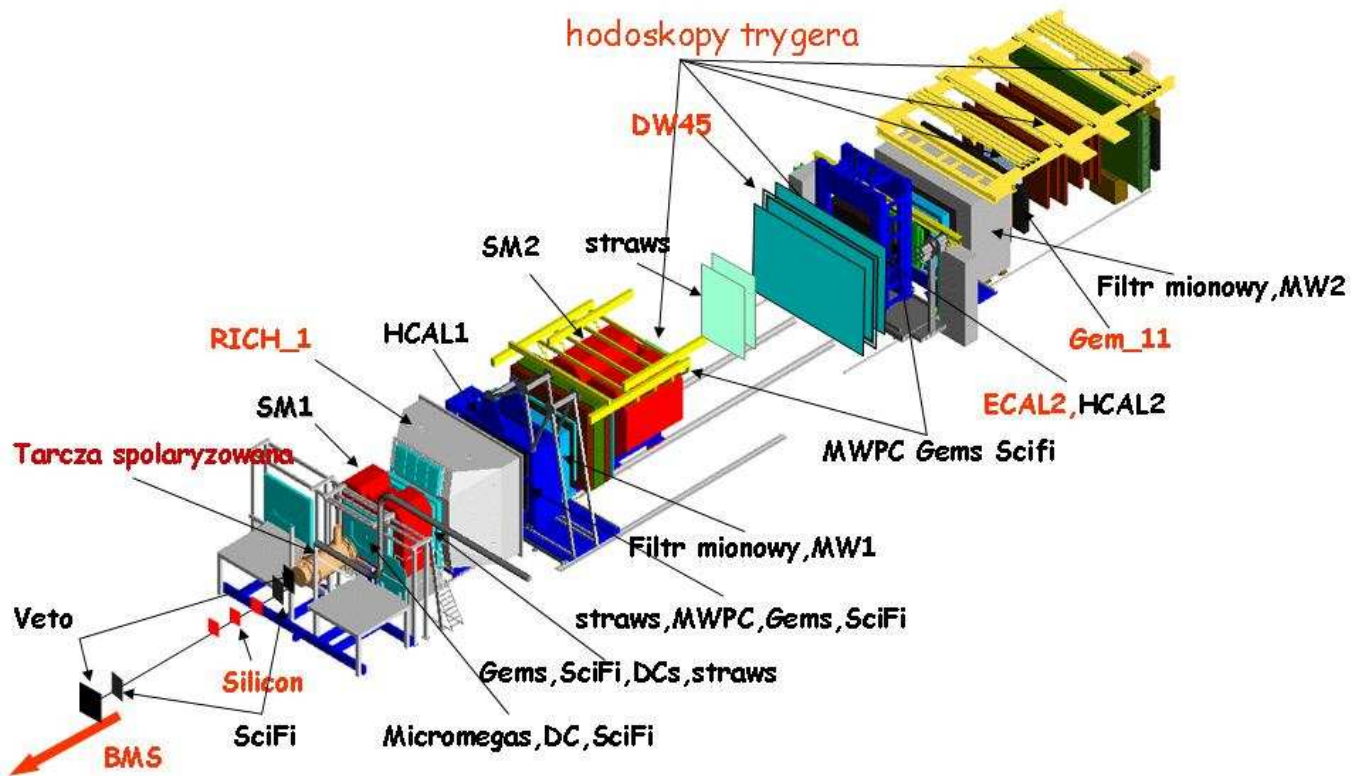
W programie hadronowym bada się obecnie reakcję Primakoffa. Planowane jest także badanie spektroskopii hadronów z kwarkiem powabnym oraz poszukiwanie stanów egzotycznych, tzw. *glueball* i hybryd.

4.1 Układ eksperymentalny

Układ eksperymentalny COMPASS-a dla wiązki mionowej przedstawiony jest na rys. 4.1. Składa się on z tarczy spolaryzowanej z ${}^6\text{LiD}$ oraz dwóch spektrometrów. W pierwszym z nich mierzy się tory o pędach poniżej 60 GeV, w drugim - tory o pędach powyżej 60 GeV - głównie rozproszone miony. Ponadto istnieje możliwość identyfikacji cząstek w detektorze Czerenkowa oraz pomiar ich energii w kalorymetrach hadronowych i kalorymetrze elektromagnetycznym. Główne elementy układu zostaną opisane poniżej.

4.1.1 Wiązka

Eksperyment COMPASS używa wiązki mionowej, która pochodzi akceleratora SPS (*Super Proton Synchrotron*) w CERN. Protony, przyspieszane w SPS-ie do energii 400 GeV, wyprowadzane są na tarczę berylową. W wyniku zderzeń powstają piony i kaony, które ogniskowane są w wiązkę przy pomocy szeregu magnesów kwadrupolowych. Następnie magnesy dipolowe selekcionują cząstki (głównie π^+) o wybranych pędach. Na drodze ok. 500 m frakcja 10% pionów rozpada się w kanale $\pi \rightarrow \mu + \nu_\mu$. Jest to rozpad słaby, łamiący parzystość, w wyniku czego powstające miony są spolaryzowane. Hadrony, które nie uległy rozpadowi, są absorbowane przez filtr berylowy o grubości 9.9 m. Skrętność λ mionu zależy od kąta θ^* między kierunkami μ i π oraz od energii (E^*) i pędu (p^*) mionu w układzie spoczynkowym pionu:



Rys. 4.1: Widok ogólny detektora Compass w roku 2003.

$$\lambda = \pm \frac{E^* \cos \theta^* + p^*}{E^* + p^* \cos \theta^*} \quad (4.1)$$

Kąt θ^* zależy z kolei od stosunku mas $\frac{m_\pi}{m_\mu}$ oraz ułamka pędu pionu unoszonego przez mion. Polaryzację wiązki, przy ustalonej wartości E_μ , wybiera się poprzez odpowiednie dobranie wartości ułamka E_μ/E_π .

Dla eksperymentu COMPASS selekcjonuje się miony dodatnie o energii 160 GeV i polaryzacji -75% . Wiązka mionowa przychodzi do detektora w porcjach (*spills*). Świetlność wiązki wynosi $5 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, a intensywność 2×10^8 na 4.8 sekundową porcję przychodzącą co 16.2 sekundy.

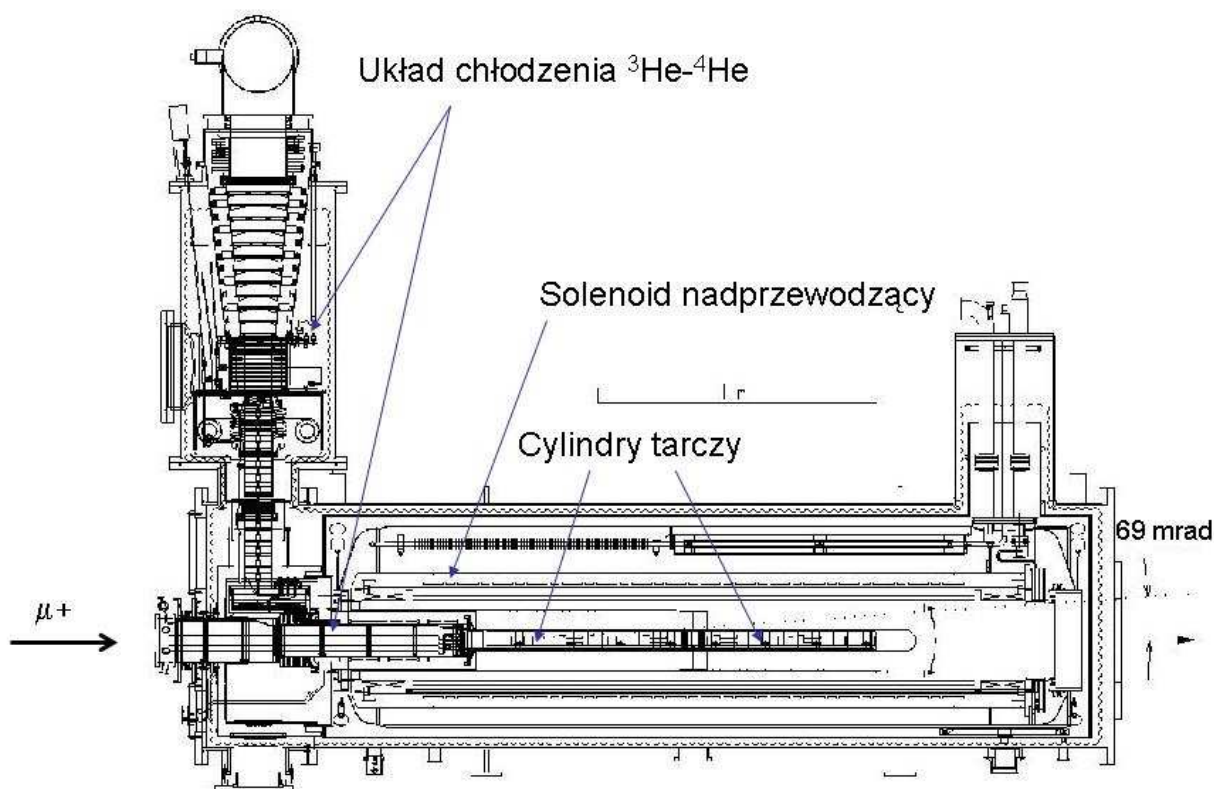
Pęd mionów wiązki mierzony jest przy pomocy układu BMS (*Beam Momentum Station*), składającego się z czterech (pięciu w roku 2003) płaszczyzn scyntylatora oraz magnesu dipolowego. Dwie płaszczyzny znajdują się przed, a dwie (trzy w roku 2003) za magnesem. Wartość pędu wyznacza się z korelacji pasków płaszczyzn BMS przed i za magnesem.

Za układem BMS znajduje się zestaw magnesów kwadrupolowych ogniskujący wiązkę do przekroju nominalnego 8 mm (RMS).

4.1.2 Tarcza spolaryzowana

Tarcza deuteronowa składa się z dwóch cylindrów umieszczonych jeden za drugim, wypełnionych deuterkiem litu (${}^6\text{LiD}$), o długości 60 cm i średnicy 3 cm każdy. Odstęp między cylindrami wynosi 10 cm. W późniejszej fazie eksperymentu rozważane jest także używanie tarczy protonowej z amoniaku (NH_3). Pomiary przeprowadzone na deuteronie i protonie umożliwią badanie spinowej struktury zarówno protonu jak i neutronu.

Układ tarczy (rys. 4.2) został zaprojektowany w ten sposób, aby pomiar asymetrii spinowych nie zależał od strumienia padających mionów (metody pomiaru asymetrii są omówione w rozdziale 7). Aby tarczę spolaryzować i następnie tę polaryzację utrzymać, umieszcza się ją w polu magnetycznym i w bardzo niskiej temperaturze. Tarcza COMPASS-a znajduje się w solenoidzie nadprzewodzącym, w polu magnetycznym o wysokiej jednorodności (10^{-4}) i wartości 2.5 T.



Rys. 4.2: Układ tarczy spolaryzowanej.

Niską temperaturę uzyskuje się za pomocą układu wykorzystującego mieszaninę ${}^3\text{He}$ i ${}^4\text{He}$. Układ tarczy ochładza się wstępnie do temperatury 4 K ciekłym heliem ${}^4\text{He}$. Następnie wpompowuje

się do układu ciekły ^3He , który po połączeniu z ^4He paruje, odbierając dodatkowe ciepło z otoczenia. Uzyskana w ten sposób temperatura materiału tarczy w trakcie polaryzowania promieniowaniem mikrofalowym wynosi 300 mK. Po spolaryzowaniu, kiedy promieniowanie mikrofalowe ustaje, temperatura spada do poziomu 50 mK. Taka jej wartość jest wystarczająca do utrzymywania polaryzacji na stałym poziomie przez wiele godzin. Stan ten nazywa się stanem z zamrożonym spinem (*frozen spin mode*). Uzyskana maksymalna polaryzacja ^6LiD wyniosła 56%. Dla tego materiału jest to największa uzyskana dotychczas na świecie wartość. Typowe, robocze wartości polaryzacji, wynoszą 48 – 52%.

Oprócz solenoidu w układzie tarczy znajduje się także magnes dipolowy o polu 0.5 T. Służy on do odwracania polaryzacji tarczy, jak również do utrzymywania polaryzacji poprzecznej tarczy względem kierunku wiązki, co pozwala na pomiar asymetrii związanych z polaryzacją poprzeczną.

Należy wspomnieć, że zarówno magnes jak i układ chłodzenia tarczy, zaprojektowane dla eksperymentu SMC, działają już ponad 12 lat. W roku 2006 planowane jest zastąpienie solenoidu SMC magnesem o większej aperturze, przewidzianym w projekcie eksperymentu, co pozwoli na ponad dwukrotne zwiększenie akceptacji kątowej hadronów.

Polaryzowanie tarczy

Uporządkowanie spinów nukleonów można osiągnąć metodami statycznymi, tj. wyłącznie przez umieszczenie próbki w polu magnetycznym. Metody te jednak wymagają bardzo silnych pól przez co nie zawsze są efektywne. Innym sposobem na polaryzowanie materiału tarczy jest zastosowanie techniki dynamicznej polaryzacji jądrowej, DNP (*Dynamic Nuclear Polarisation*). Właśnie ta metoda jest używana w COMPASS-ie.

Ideę DNP przedstawia rysunek 4.3. Strzałki w kolumnach $I_{1,2,3,4}$ oznaczają ustawienia spinów nukleonów, kolumna S - symbolizuje spin elektronu. Polaryzację uzyskuje się poprzez wymuszenie równowagi obsadzeń dla konfiguracji spinowych elektron-nukleon $(+\frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$ i $(-\frac{1}{2}, +\frac{1}{2})$. W normalnych warunkach obsadzenie tych stanów jest skrajnie niesymetryczne. Aby uzyskać równowagę, próbkę wzbudza się promieniowaniem mikrofalowym (na rysunku oznaczone jako γ) o częstościach gigahercowych. Elektrony, w odróżnieniu od nukleonów, szybko powracają do poprzedniego, niższego stanu energetycznego (czas relaksacji rzędu 1 msek), skutkiem czego w próbce dominuje obsadzenie stanów o spinie nukleonu $-\frac{1}{2}$. Wysoka polaryzacja nukleonów, nawet po ustaniu promieniowywania mikrofalowego, utrzymuje się przez czas rzędu dni.

Pomiar polaryzacji tarczy

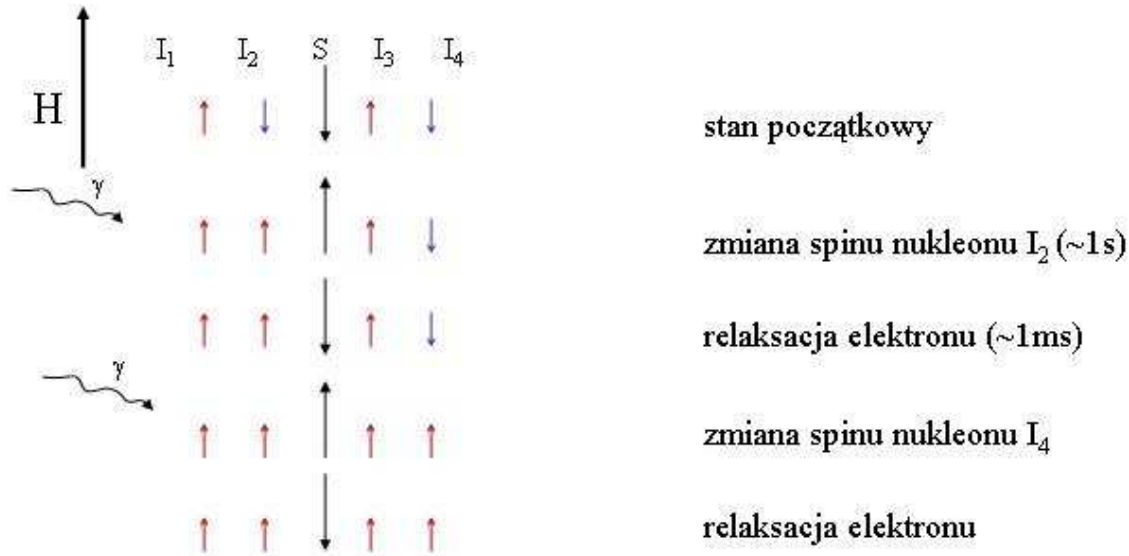
Polaryzacja materiału tarczy jest mierzona techniką rezonansu magnetycznego (NMR). Polaryzację każdej z połówek tarczy mierzy 5 cewek NMR umieszczonych na zewnątrz walców tarczy. Względna precyzja pomiaru wynosi ok. 5%.

4.1.3 Detektory pozycyjne

Poniżej zostaną opisane różne rodzaje detektorów określających pozycję w przestrzeni torów nalożonych cząstek. Nazwy w nawiasach podane poniżej odnoszą się do rys. 4.4. Oś wiązki jest skierowana wzdłuż kierunku z , współrzędna y określa kierunek z dołu do góry układu laboratorium. Układ jest prawoskrętny.

Detektory krzemowe (Silicons)

Do rekonstrukcji torów w małym kącie bryłowym wokół nominalnej pozycji wiązki służą detektory krzemowe i scyntylicyjne. W obszarze akceptacji tych detektorów (obszar aktywny $50 \times 70 \text{ mm}^2$) znajdują się głównie tory wiązki, dlatego wymagana jest bardzo precyzyjna czasowa



Rys. 4.3: Idea polaryzowania nukleonów metodą DNP. $I_{1,2,3,4}$ oznaczają orientacje spinu nukleonów, S - elektronu.

i przestrzenna zdolność rozdzielcza. Wynoszą one odpowiednio ok. 3 ns i 0.015 mm. Efektywność jest na poziomie 99%.

Do detekcji cząstek w detektorach krzemowych wykorzystuje się niewielką energię na produkcję par elektron-dziura (3.6 eV), która jest większą od energii przewodzenia (1.2 eV). Własność ta powoduje, że wewnętrzna efektywność materiału na produkcję par przez przechodzącą cząstkę MIP (*Minimum Ionizing Particle*) wynosi prawie 100%.

Detektory krzemowe znajdują się przed spolaryzowaną tarczą. Każda ze stacji posiada 2 moduły, z których każdy podaje pozycję toru w dwóch projekcjach. Paski odczytu są ułożone względem siebie prostopadle (orientacje x i y) lub obrócone względem osi y o kąt $\pm 5^\circ$, co daje cztery projekcje odczytu.

Detektory scyntylacyjne (SciFi)

Podobnie jak detektory krzemowe, detektory scyntylacyjne pokrywają obszar akceptacji małych kątów (obszar aktywny 39×39 mm oraz 53×53 mm). Umieszczone są one wzdłuż całego układu eksperymentalnego i służą głównie do rekonstrukcji torów wiązki. W ich akceptacji znajduje się również znaczna część torów hadronowych, szczególnie tych biegnących pod małymi kątami, wśród

których są wolne piony pochodzące z rozpadu $D^{*\pm}$. Płaszczyzna detektora składa się z włókien scyntylatora o średnicy od 0.5 do 1 mm. Stacje składają się z trzech płaszczyzn: o projekcji x , y oraz jednej pod kątem 45° . Detektory te posiadają przestrzenną zdolność rozdzielczą 0.12–0.20 mm i czasową - 2 ns.

Detektory z mikrostrukturą (MicroMeGas i GEM)

Pośredni obszar akceptacji kątowej eksperymentu pokrywają detektory gazowe z mikrostrukturą (*Micropattern Gas Detectors*) [34]: MicroMeGas (*Micromesh Gaseous Structure*) i GEM (*Gas Electron Multiplier*). Ich cechą charakterystyczną jest rozdzielenie strefy wzmocnienia gazowego, wywołanego przez przechodzącą cząstkę, od strefy odczytu sygnału.

Na każdą z trzech stacji MicroMeGas znajdujących się w pierwszym spektrometrze detektora, jak również dziesięciu GEM-ów w spektrometrze drugim, składają się cztery płaszczyzny umożliwiające odczyt pozycji we współrzędnej x , y oraz nachylonych pod kątem $\pm 45^\circ$. Strefa aktywna detektorów MicroMeGas ma obszar $40 \times 40 \text{ cm}^2$, a detektorów GEM - $31 \times 31 \text{ cm}^2$. Strefa centralna, przez którą przechodzi wiązka, koło o średnicy 5 cm, jest nieaktywna. Strefa centralna detektorów GEM może być aktywowana przy małej intensywności wiązki, co jest wykorzystywane przy zbieraniu danych do określenia pozycji detektorów (*alignment*).

Przestrzenna zdolność rozdzielcza MicroMeGas i GEM wynosi 0.07 mm, a czasowa odpowiednio 10 ns i 15 ns.

Detektory *MicroMeGas* charakteryzują się odpornością na radiację i umieszczone są w obszarze pierwszego spektrometru, gdzie intensywność promieniowania jest największa. Detektory *GEM* mają mniej materiału, dzięki czemu ograniczane są oddziaływania wtórne. Wkład liczby dróg radiacyjnych od tych detektorów do całego układu eksperymentalnego wynosi 0.7% w obszarze aktywnym i 0.4% na osi wiązki.

Komory dryfowe (DC, DW45)

Stacje komór dryfowych (DC) o obszarze aktywnym wynoszącym $1200 \times 1200 \text{ mm}^2$ i centralnym obszarze martwym o średnicy 400 mm znajdują się w pierwszym spektrometrze. W komorach tych druty anodowe umieszczone są pomiędzy płaszczyznami katody. Odległość między drutami anodowymi wynosi 7 mm. Wzmocnienie sygnału, przy przyłożonym nominalnym napięciu 1750 V, wynosi 20000. Ładunek jonów, wywołany przez cząstkę, zbierany jest przez druty leżące pomiędzy anodami. Odległość od drutu anodowego cząstki dającej sygnał jest określana przez pomiar czasu dryfu ładunku. Przestrzenna zdolność rozdzielcza komór wynosi $200 \mu\text{m}$. W układzie eksperymentalnym znajdują się trzy stacje DC, każda o czterech podwójnych płaszczyznach umożliwiających pomiar położenia we współrzędnej x , y oraz $\pm 20^\circ$.

DW45 są to komory dryfowe o dużej powierzchni (obszar aktywny - $5220 \times 2620 \text{ mm}^2$, obszar martwy - koło o średnicy 500 mm lub 1000 mm), które były używane w eksperymencie SMC i odnowione przed instalacją w COMPASS-ie. Komory te są istotne dla rekonstrukcji torów o dużych pędach, biegnących pod dużymi kątami, np. dla rozproszonych mionów z oddziaływań o dużym Q^2 . W drugim spektrometrze znajduje się 6 stacji o czterech płaszczyznach: dwóch typu x i dwóch pod kątem 30° lub dwóch typu y i dwóch pod kątem -30° . Przestrzenna zdolność rozdzielcza komory wynosi 2 mm.

Komory proporcjonalne (MWPC)

Zestaw piętnastu komór proporcjonalnych znajduje się w drugim spektrometrze i służy do rekonstrukcji torów o dużych pędach. Obszar aktywny płaszczyzn ma rozmiar $1780 \times 1200 \text{ mm}$, obszar martwy - średnicę 160 mm. Detektory pochodzą ze spektrometru OMEGA eksperymentu WA89. Komory zostały wyremontowane i wymieniona została elektronika odczytu. Budowa tych komór jest podobna do komór dryfowych (czasowa zdolność rozdzielcza 100 ns), ale w rekonstrukcji nie jest wykorzystywana informacja o czasie sygnału. Zdolność rozdzielcza komór MWPC wynosi 0.5 mm.

Komory składają się z płaszczyzn mierzących współrzędne x , y , oraz $\pm 10^\circ$.

Komory słómkowe (Straws)

Komory słómkowe są detektorami dryfowymi o drutach anodowych znajdujących się w słonce katodowej o długości 3 m i średnicy 6.14 lub 9.65 mm, odpowiednio dla obszaru centralnego i zewnętrznej płaszczyzny. Słomki wykonane są z folii polimerowej o grubości $60\mu\text{m}$ pokrytej od wewnątrz powłoką węglową, a od zewnątrz aluminiową. Nominalne napięcia przyłożone do anody wynoszą 1950 V i 1780 V odpowiednio dla słomek o większej i mniejszej średnicy. Komory słómkowe mają dużą powierzchnię aktywną: $3234 \times 2780\text{ mm}^2$ lub $3250 \times 2420\text{ mm}^2$. Obszar martwy każdej z płaszczyzn w obszarze wiązki ma rozmiar $126 \times 194\text{ mm}^2$. Ze względu na swój rozmiar detektory słómkowe spełniają ważną rolę w rekonstrukcji torów o małych pędach i pod dużymi kątami. Przechyłkowość rozdzielcza komór wynosi 0.27 mm.

W układzie doświadczalnym znajdują się 4 stacje komór słómkowych. Każda stacja składa się z sześciu płaszczyzn, w których słomki są ułożone pionowo (x), poziomo (y) i pod kątem $\pm 10^\circ$.

Filtry mionowe (MW1, MW2)

Filtry mionowe, umieszczone na końcu każdego ze spektrometrów, służą do identyfikacji mionów. Każdy z nich składa się z dwóch komór pozycyjnych, z dużą ilością materiału absorbującego pomiędzy nimi: 60 cm żelaza i 240 cm betonu. Obszar aktywny detektora ma rozmiar $4800 \times 4130\text{ mm}^2$, obszar martwy - $1445 \times 885\text{ mm}^2$. Ze względu na rozpraszanie torów mionowych w absorberze, nie jest wymagana bardzo dobra zdolność rozdzielcza. Wynosi ona 2.9 mm. Dla MW1 zainstalowano 8 płaszczyzn komór, w których drut umieszczony jest w aluminiowych rurkach pokrytych plastikową powłoką (*Iarocci tubes*) Przy pomocy tych płaszczyzn o orientacjach x i y można zrekonstruować pozycję mionu.

MW2, zawiera dwie stacje dryfowe, po 6 płaszczyzn o orientacjach x , y oraz $\pm 15^\circ$. Rozmiary płaszczyzn typu x wynoszą $4687 \times 2180\text{ mm}^2$, a ich obszar martwy $942 \times 556\text{ mm}^2$. Rozmiary płaszczyzn typu y wynoszą $4180 \times 2007\text{ mm}^2$, a ich obszar martwy $980 \times 808\text{ mm}^2$. Zdolność rozdzielcza komory wynosi 2 mm.

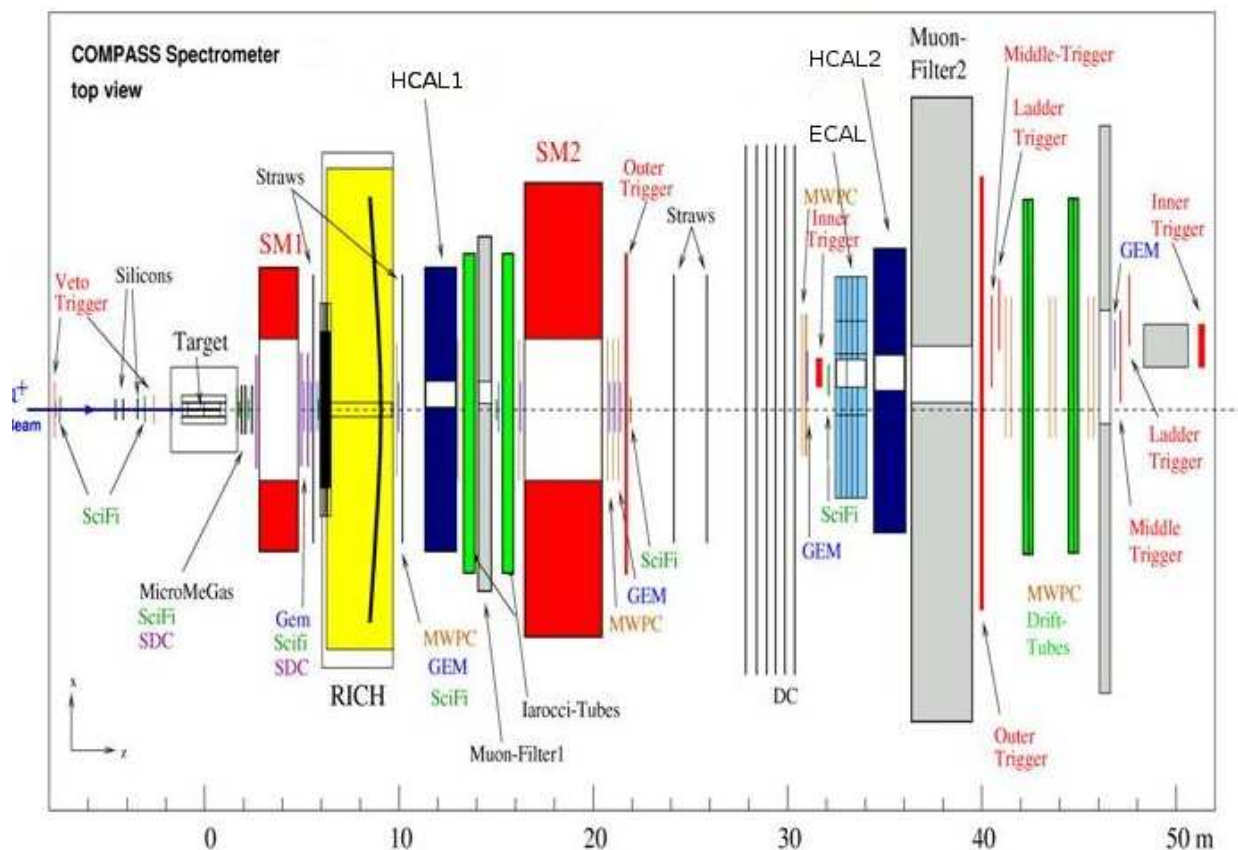
4.1.4 Spektrometry cząstek. Magnesy SM1 i SM2

Spektrometr cząstek o małych pędach stanowią grupy detektorów pozycyjnych znajdujących się między tarczą a RICH-em. Są to: SciFi, MicroMeGas, DC, Straws, GEM. Pomiar pędów w tym spektrometrze jest oparty o odchylenia torów w magnesie dipolowym SM1. Magnes SM1 ma aperturę w obszarze centralnym $2.3 \times 1.5\text{ m}^2$, a jego akceptacja kątowa wynosi $\pm 180\text{ mrad}$. Wartość $\int Bdl$ dla magnesu wynosi 1 Tm.

Spektrometr cząstek o dużych pędach, stanowią grupy detektorów pozycyjnych położone za detektorem RICH. Są to: SciFi, MWPC, DW45, GEM-s. Pomiar pędów w tym spektrometrze jest oparty o odchylenia torów w magnesie SM2. Magnes SM2 jest magnesem używanym kiedyś w eksperymencie SMC. Jego apertura wynosi $2 \times 1\text{ m}^2$, akceptacja kątowa $\pm 30\text{ mrad}$, a $\int Bdl = 4.4\text{ Tm}$.

4.1.5 Identyfikacja cząstek, detektor RICH

Detektor Czerenkowa - RICH (*Ring Imaging CHerenkow*) służy do identyfikacji cząstek poprzez weryfikację hipotezy masowej dla cząstek o danym pędzie. W eksperymencie COMPASS przewidziano budowę dwóch detektorów Czerenkowa: jednego dla spektrometru dużych kątów (RICH1), drugiego dla małych (RICH2). Projekt RICH2 jest obecnie zawieszony.



Rys. 4.4: Detektory i ich rozmieszczenie w układzie eksperymentalnym w roku 2003 (widok z góry).

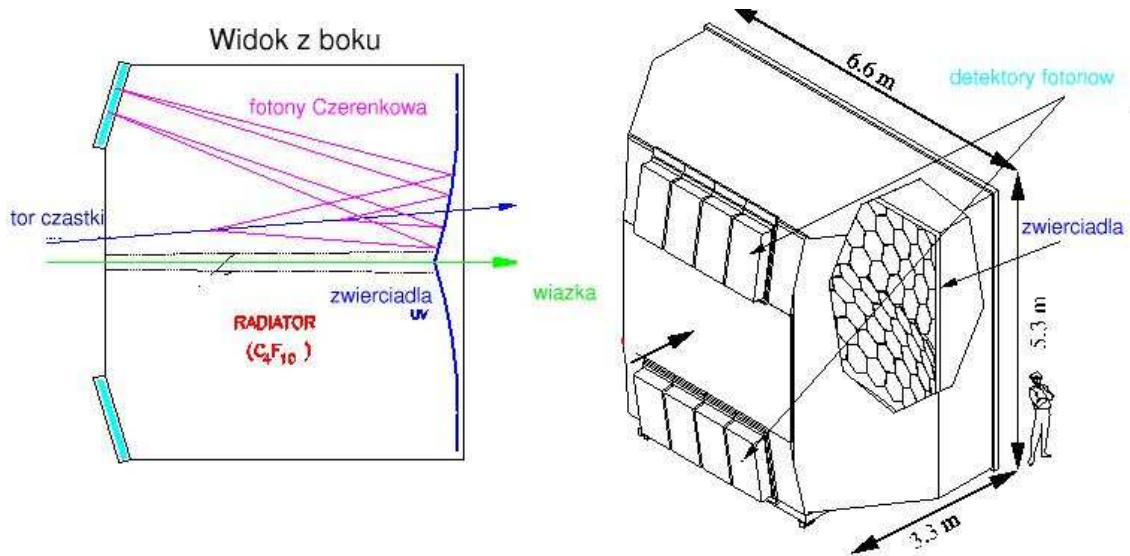
Zadaniem RICH1 jest rozróżnianie naładowanych torów π , K oraz p w obszarze pędowym od 3 do 60 GeV, w warunkach dużej intensywności promieniowania. Akceptacja kątowna detektora pokrywa obszar spektrometru dużych kątów: ± 250 mrad w płaszczyźnie horyzontalnej i ± 200 mrad w płaszczyźnie biegunowej. Widok detektora oraz jego zasada działania przedstawione są na rys. 4.5.

Zasada działania

Cząstka naładowana w trakcie przechodzenia przez dielektryk (radiator) i posiadająca w nim prędkość większą od prędkości światła w tym ośrodku, wzbudza jego atomy. Atomy te, przechodząc do stanu podstawowego, emitują promieniowanie elektromagnetyczne, tworzące stożek “światłnej fali uderzeniowej” wokół toru cząstki. Zjawisko to zwane jest efektem Czerenkowa. Równanie wiążące kąt stożka z prędkością cząstki ma postać:

$$\cos\theta_c = \frac{1}{n\beta} = \frac{\sqrt{p^2 + m^2}}{np}, \quad (4.2)$$

gdzie n jest współczynnikiem załamania radiatora, β prędkością cząstki w jednostkach prędkości



Rys. 4.5: Widok (rysunek prawy) oraz zasada działania (rysunek lewy) detektora RICH1.

światła, p jej pędem, a m - masą. Tak więc mierząc pęd oraz kąt θ_c stożka promieniowania Czerenkowa możemy przeprowadzić identyfikację cząstki na podstawie jej masy.

Liczba fotonów promieniowania Czerenkowa o energii ω zależna jest od rodzaju ośrodka oraz prędkości cząstki:

$$N = \frac{LZ^2\alpha}{c} \int \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2(\omega)}\right) d\omega, \quad (4.3)$$

gdzie L oznacza drogę radiacji, Z - ładunek cząstki w jednostkach ładunku elektronu. Wielkość α jest stałą struktury subtelnej, c - prędkością światła, ω - częstotliwością promieniowania. Tak więc minimalna liczba wypromieniowanych fotonów zależna jest od prędkości cząstki. Aby można było zarejestrować fotony Czerenkowa, pęd cząstki musi być większy od progu, zależnego od jej masy oraz rodzaju radiatora. Dla COMPASS-a progi pędowe wynoszą 3 GeV dla pionu, 9 GeV dla kaonu oraz ok. 17 GeV dla protonu.

Kąt stożka wyznaczany jest z obrazu okręgu, powstającego w wyniku zogniskowania i odbicia fotonów od sferycznej ściany zwierciadeł detektora. Odbite fotony są rejestrowane w fotodetektorach - komorach proporcjonalnych o płaszczyźnie konwersji fotonów wykonanej z jodku cezu (CsI). Poniżej omówione zostaną szerzej poszczególne elementy detektora RICH w COMPASS-ie: radiator, ściana luster oraz fotodetektory.

Radiator

W detektorze RICH1 rolę radiatora pełni mieszanina gazów C_4F_{10} (95%) i azotu (5%) pod ciśnieniem atmosferycznym i w temperaturze pokojowej. Wymiary zbiornika przedstawiono na rysunku 4.5. W praktyce, w detektorze utrzymywane jest nieco wyższe ciśnienie od atmosferycznego aby zapobiec przeciekowi powietrza z zewnątrz. Przecieki takie powodowałyby spadek przejrzystości ośrodka dla fotonów promieniowania Czerenkowa. Szczególnie niekorzystne pod tym względem są zanieczyszczenia cząstkami tlenu oraz wody. Zanieczyszczenie radiatora tymi substancjami w trakcie zbierania danych wynosi 1 – 2 ppm.

W celu zapewnienia jednorodności parametrów radiatora w całej objętości detektora, w trakcie zbierania danych gaz jest mieszany przy użyciu pompy turbinowej.

Ściana luster

Aby uzyskać obraz okręgu w płaszczyźnie fotodetektorów, fotony są odbijane przez ścianę (rys. 4.5) składającą się z niezależnie zamocowanych 119 luster heksagonalnych i ogniskowane. Sposób zamocowania luster na szkielecie ramy umieszczonej w tylnej części zbiornika radiatora wzorowany był na budowie plastra miodu. Precyzyjny pomiar położenia luster (*mirror alignment*) wykonywany jest najpierw bezpośrednio za pomocą lasera, a następnie korygowany w specjalnie dedykowanej analizie danych.

Fotodetektory

Do rejestracji fotonów Czerenkowa służą fotodetektory. Jest ich w RICH-u osiem: 4 w górnej i 4 w dolnej części przedniej ściany zbiornika (rys. 4.5). Fotodetektory są komorami proporcjonalnymi wypełnionymi metanem. Fotony padają na powierzchnię anody złożonej z kwadratów o boku 8 mm napylonego na powierzchnię izolatora CsI, w których z wysoką efektywnością konwertują w elektrony. Elektrony te, dryfując w gazie i jonizując atomy metanu, powodują przepływ prądu między anodą i drutami katodowymi.

Dotychczasowa efektywność RICH-a i plany usprawnienia fotodetektorów

Efektwność działania RICH-a była różna w roku 2002 i 2003. W roku 2002 warunki pracy nie były optymalne. W roku 2003 znacznie poprawiono czystość i skład mieszanki gazu radiatora, stabilność elektryczną fotodetektorów i.t.p. W roku 2003 efektywność zidentyfikowania kaonu dla obszaru kąтового i kinematycznego, w którym poszukuje się mezonów D^0 jest większa niż 90%, a czystość (prawdopodobieństwo że zidentyfikowany jako kaon tor nie jest inną cząstką) większa niż 70%.

Dla torów cząstek w centralnej części detektora, efektywność RICH-a jest ograniczona ze względu na obecność halo wiązki. Powoduje ono, że gęstość sygnału (*occupancy*) w tym obszarze jest duża, co pociąga za sobą obniżenie efektywności detekcji fotonów pochodzących od hadronów. Innym problemem jest stosunkowo długi czas martwy elektroniki odczytu detektora, wynoszący kilka mikrosekund. Dla dużych częstotliwości trygera ogranicza on w znacznym stopniu świątliwość eksperymentu.

Istnieje jednak zaawansowany projekt poprawy wymienionych parametrów. W centralnej części fotodetektorów, w obszarze o szczególnie dużej intensywności, gdzie przechodzą miony wiązki, usprawnia się aktualnie system rejestracji fotonów. Używane dotychczas komory proporcjonalne będą częściowo zastąpione przez układ soczewek i matryc fotopowielaczy MAPMT (*Multi - Anode Photo-Multiplier Tubes*) umożliwiające detekcję większej (o czynnik 3.5) liczby fotonów Czerenkowa, a tym samym efektywne poszerzenie obszaru pędowego rejestrowanych hadronów. Zwiększy się także (o czynnik 1.5) przestrzenna zdolność rozdzielcza rejestracji fotonów. Planowane jest również zamontowanie szybszych kart elektroniki odczytu, co zmniejszy czas martwy detektora.

Zakończenie projektu planowane jest w roku 2006. Efektywnie powinno ono przynieść prawie dwukrotną poprawę identyfikacji D^0 .

4.1.6 Kalorymetry

Każdy z dwóch spektrometrów eksperymentu zawiera kalorymetr hadronowy. W roku 2003 drugi spektrometr był wyposażony również w kalorymetr elektromagnetyczny, ale nie był on wykorzystywany w analizie przedstawionej w tej pracy.

Akceptacja geometryczna kalorymetrów jest dostosowana do akceptacji każdego ze spektrometrów i determinowana głównie przez aperturę magnesów SM1 i SM2.

Kalorymetry hadronowe (HCAL1, HCAL2)

Kalorymetry hadronowe są częścią układu wyzwalania (część 4.1.7). W przedstawianej analizie były także używane do separacji mionów i hadronów (rys. 6.11).

Elementy, w których rozwija się kaskada, wykonane są z bloków żelaza przekładanego warstwami scyntylatora. W kalorymetrze HCAL1 mają one rozmiary $15 \times 15 \times 110 \text{ cm}^3$, co odpowiada 5 długościom radiacyjnym pionu i 7 dla protonu. Sygnały ze scyntylatorów są rejestrowane przez fotopowielacze. Energetyczna zdolność rozdzielcza kalorymetru (dla pionów) wynosi $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{(49.4 \pm 2.9)\%}{\sqrt{E}} + (7.6 \pm 0.4)\%$ (dla energii podanej w gigaelektronowoltach), a przestrzenna $14 \pm 2 \text{ mm}$.

Elementy kalorymetru HCAL2 mają rozmiary $20 \times 20 \times 120 \text{ cm}^3$, czyli równowartość odpowiednio 6 i 9 dróg radiacyjnych dla pionu i protonu. Energetyczna zdolność rozdzielcza HCAL2 wynosi $\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} + 5\%$.

4.1.7 Układ wyzwalania (tryger)

Układ wyzwalania w eksperymencie COMPASS oparty jest o sprawdzanie geometrycznych parametrów rozproszonego mionu wiązki. Odbywa się to przy użyciu zestawu hodoskopów znajdujących się w drugiej części układu eksperymentalnego. Rozmieszczenie hodoskopów *Inner*, *Middle*, *Ladder* i *Outer* pokazane jest na rys. 4.4.

Dla niektórych trygerów dodatkowo sprawdza się także depozyt energii w kalorymetrach hadronowych (tzw. tryger kalorymetryczny), a także sygnał z detektora Veto, umieszczonego przed tarczą spolaryzowaną (rys. 4.4). Zastosowanie Veto pozwala odfiltrować trygery powodowane przez miony halo.

Zadaniem trygerów jest wyselekcjonowanie następujących rodzajów oddziaływań:

1. Przypadków quasi-fotoprodukcji: oddziaływań z $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ i $y > 0.3$. Z takich oddziaływań selekcjonuje się na przykład przypadki produkcji otwartego powabu.
2. Przypadki rozpraszania głęboko-nieelastycznego ($Q^2 > 1 \text{ GeV}^2$), pokrywające duży obszar x_{Bj} .

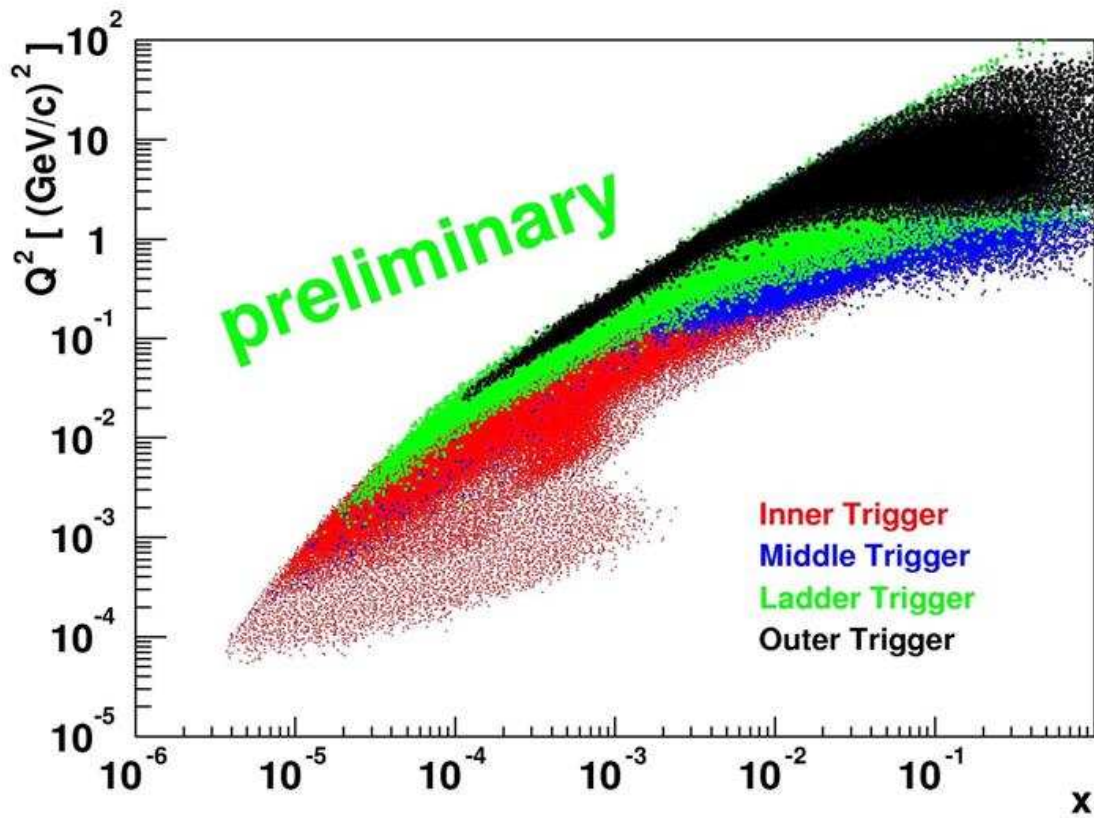
W eksperymencie, w zależności od obszaru kinematycznego, zdefiniowane są cztery rodzaje konfiguracji hodoskopów. Trygery, którym odpowiadają poszczególne układy hodoskopów są następujące:

IT wewnętrzny (“Inner”); dla fotoprodukcji przy małych przekazach energii ν . Przy pomocy pary hodoskopów mierzy się kąt toru (w płaszczyźnie horyzontalnej) do 5 mrad.

LT drabinowy (“Ladder”); dla fotoprodukcji przy dużych przekazach energii ν .

MT środkowy (“Middle”); dla DIS przy pośrednich i niewielkich przekazach Q^2 . Zakres pomiaru kąta odchylenia mionu wynosi 5 do 15 mrad.

OT zewnętrzny (“Outer”); dla DIS przy pośrednich i dużych przekazach Q^2 .



Rys. 4.6: Obszary kinemacyjne obejmowane przez poszczególne trygery na płaszczyźnie x i Q^2 .

Zakres kinematyczny w zmiennych x i Q^2 dla różnych trygerów przedstawiony jest na rysunku 4.6.

Rozdział 5

Oprogramowanie eksperymentu

Programy “obsługujące” eksperyment dzieli się na dwa rodzaje: *online* - służące do monitorowania danych w trakcie ich zbierania oraz *offline* - służące do rekonstrukcji i analizy danych, a także do przeprowadzania symulacji sygnałów fizycznych w warunkach określanych przez dany układ eksperymentalny. Schemat oprogramowania w eksperymencie COMPASS przedstawiony jest na rys. 5.1.

5.1 Online

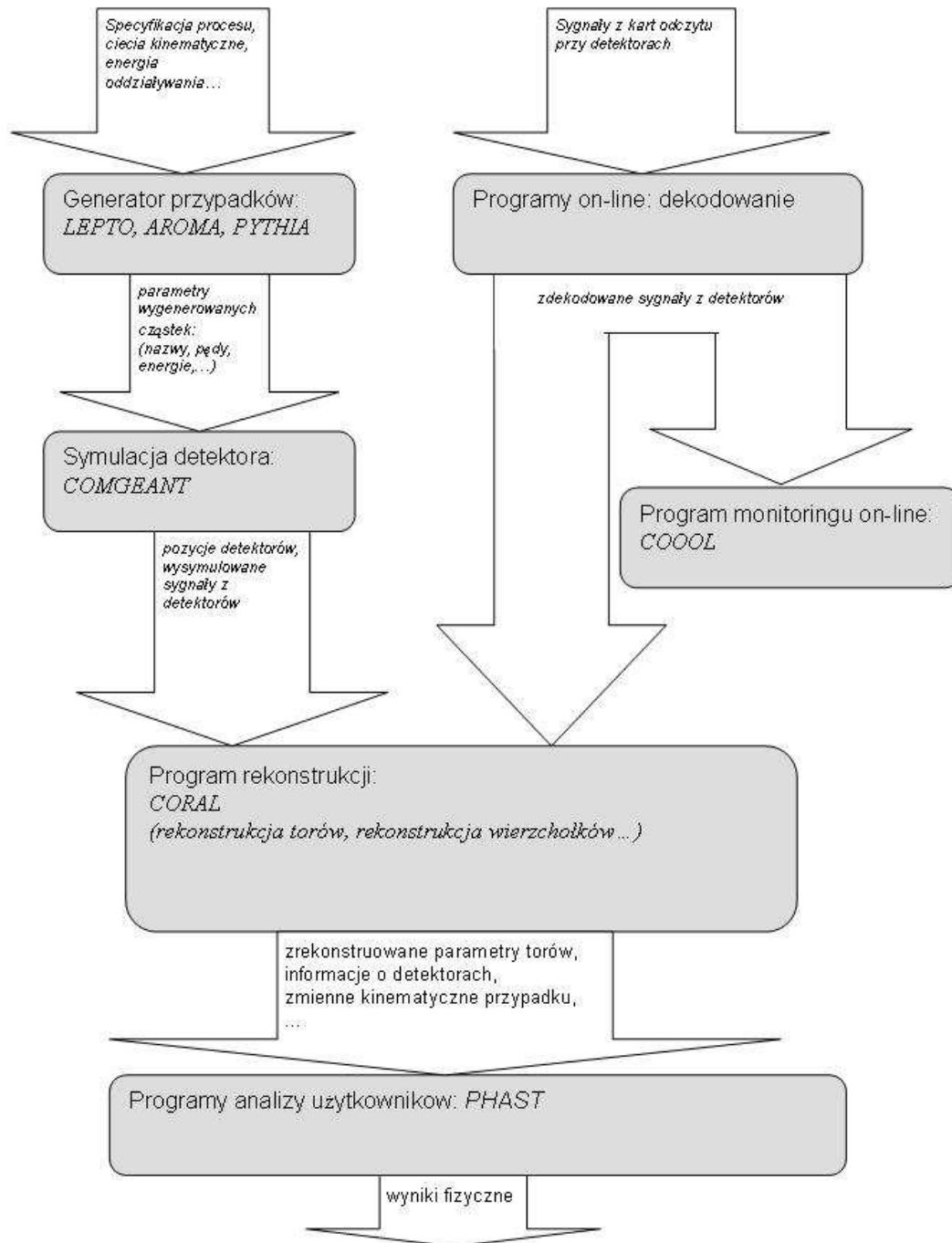
Oprogramowanie *online* obejmuje programy potrzebne do zapisu oraz monitorowania danych. Eksperyment Compass posiada 190 000 kanałów odczytu sygnału z wielu rodzajów detektorów. Sygnały z czterech rodzajów kart *frontend*, grupowane są w kartach *catch*, a następnie przekazywane światłowodami do kart zwanych *spillbuffers*, obsługiwanych przez komputery *readout buffers-ROBs*. Następnie, siecią *Gigabit Ethernet* przesyła się je do komputerów zwanych *eventbuilders*, w których informacje z grup detektorów formowane są w przypadek i przesyłane do Centrum Zapisu Danych CERN (*Central Data Recording System*) oraz do komputerów monitorujących. Schemat organizacji przebiegu sygnału pokazany jest na rys. 5.2.

Średnia wielkość rejestrowanego przypadku wynosi 45-50 kb. Na jedną paczkę mionów przypada ok. 900 Mb danych, czyli ok. 4.4 Tb na dzień. W ciągu roku eksperyment zbiera ok. 200 Tb surowych danych (*raw data*), które następnie poddawane są analizie *offline*.

5.2 Offline

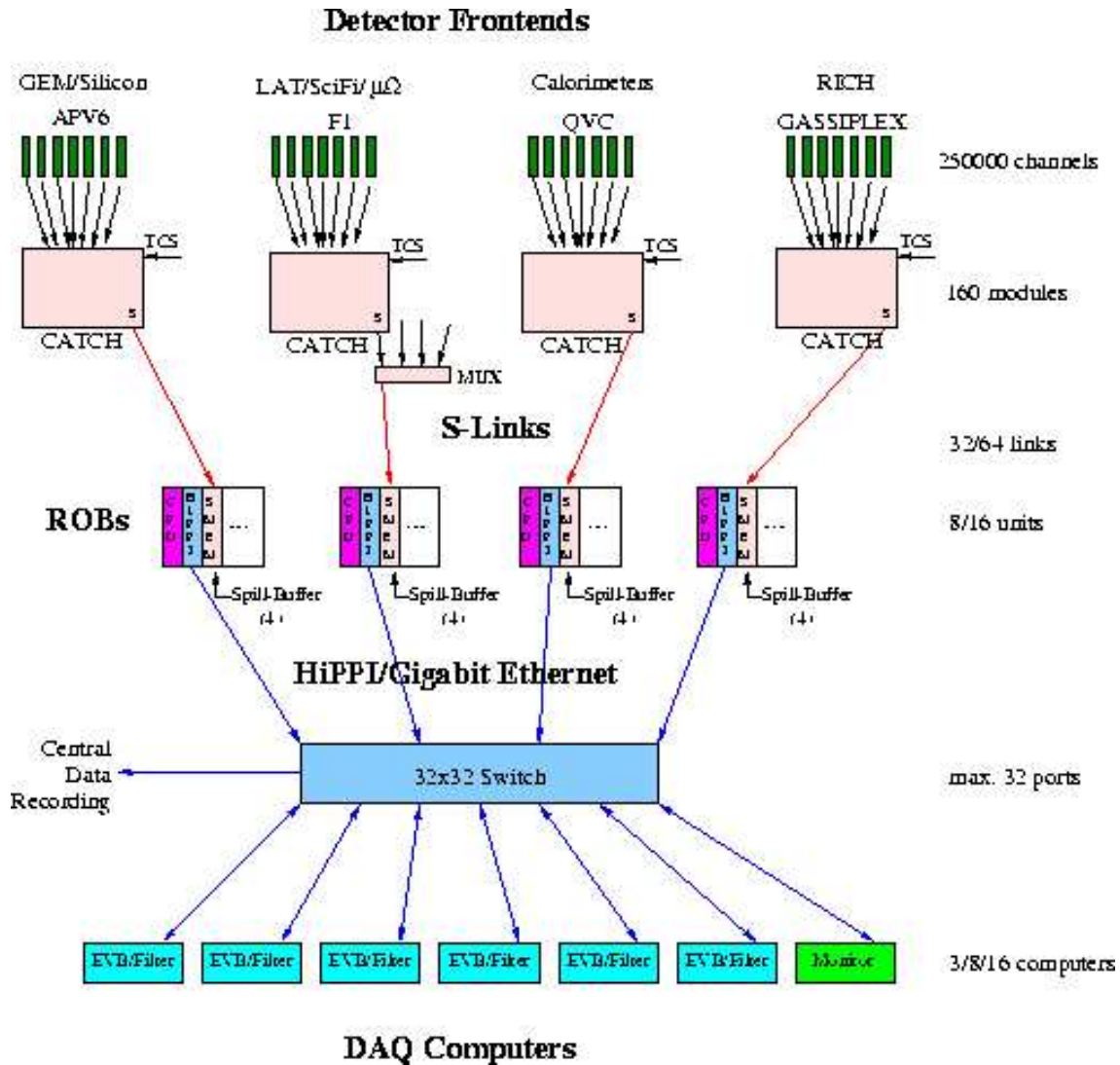
5.2.1 Monte Carlo

Zadaniem technik Monte Carlo jest możliwie najwierniejsze wysymulowanie badanych zjawisk fizycznych. W eksperymencie COMPASS techniki te wykorzystywane były do optymalizacji projektu detektora. W trakcie analizy danych rzeczywistych, symulacji Monte Carlo używa się głównie do określenia akceptacji układu eksperymentalnego. Przy pomocy Monte Carlo przeprowadzana była także parametryzacja asymetrii partonowych (patrz rozdział 8).



Rys. 5.1: Blokowy schemat oprogramowania w eksperymencie COMPASS.

Procesy fizyczne symuluje się przy użyciu programów - generatorów. Generatory są zbiorem bibliotek - używanie ich wymaga napisania kodu sterującego, za pomocą którego korzysta



Rys. 5.2: Schemat organizacji zapisu danych Online.

się z funkcji, metod oraz danych, które się w tych bibliotekach znajdują.

W COMPASS-ie, w zależności od badanych procesów fizycznych, przypadki generuje się programami AROMA [36], LEPTO [35] i PYTHIA [37]. Następnie symuluje się dla nich odpowiedzi detektorów używając pakietu GEANT [38]. Ponadto używany jest program do symulacji partonowych asymetrii spinowych - POLDIS [39].

Poniżej przedstawiony jest opis wymienionych pakietów.

PYTHIA

W opisywanej analizie $\Delta G/G$, przy pomocy generatora PYTHIA generowano tło do procesów z kwarkiem powabnym, w obszarze kinematycznym bliskim fotoprodukcji, w celu badania metod optymalizacji stosunku liczby mezonów powabnych do liczby kombinacji hadronów tła (S/B).

Program PYTHIA 6.2 (we wcześniejszych wersjach kod podzielony był na dwie części: PYTHIA i JETSET) jest generatorem używanym bardzo często w fizyce cząstek elementarnych. Celem postawionym przez autorów programu jest symulacja przypadków z możliwie dużej gamy procesów,

Proces	Wkład procentowy
z małymi pędami poprzecznymi (<i>95 low p_t</i>)	63
rozpraszanie elastyczne (<i>91 elastic scatt.</i>)	12
L.O. $q + \gamma^* \rightarrow q$ (<i>99 elastic scatt.</i>)	7
procesy dyfrakcyjne (<i>92 XB</i>)	6
procesy dyfrakcyjne (<i>92 AB</i>)	5
pozostałe 11 procesów z wkładami poniżej 1%	7

Tabela 5.1: Zestawienie procesów tła generowanych generatorem PYTHIA. Numery oraz nazwy podane w nawiasach odnoszą się do nomenklatury tego generatora.

z naciskiem na procesy “twarde”, tj. zachodzące przy skali, przy której można stosować rozwinięcie perturbacyjne. Zrealizowanie takiego celu wymaga zastosowania szerokiego aparatu rachunkowego QED, QCD, jak również używania modeli dla procesów “miękkich, tj. w obszarach, w których te teorie nie pracują. W programie PYTHIA symulowany jest także proces fragmentacji, w oparciu o model LUND.

Tło dla sygnału fuzji fotonowo-gluonowej w obszarze fotoprodukcji było generowane przy użyciu oddziaływania $\gamma^* d$ tj. strumienia wirtualnych fotonów z wiązki μ^+ o energii 160 GeV z deuteronem. Przekrój czynny, generowany w zakresie określonym cięciem $0.1 < y < 0.9$, ma wartość $2.197 \mu\text{b}$.

Najistotniejsze procesy występujące w generacji tła wyszczególnione są w tabeli 5.1. Największy wkład do przekroju całkowitego pochodzi od procesów o małym pędzie poprzecznym. Procesy te generowane są w oparciu o model, w którym foton fluktuuje w hadron i oddziałuje nieperturbacyjnie z hadronem tarczy.

LEPTO i AROMA

W niniejszej pracy do symulacji sygnału, tj. przypadków z produkcją powabu, używano programu AROMA, który odwołuje się do niektórych bibliotek generatora LEPTO.

LEPTO jest generatorem służącym do symulacji oddziaływań głęboko-nieelastycznego rozpraszania leptonu na nukleonie. Kinematyka procesów generowanych w LEPTO jest opisywana poprzez zmienne charakterystyczne dla oddziaływań DIS, opisanych w rozdziale 2.

Oddziaływania na poziomie partonowym obliczane są w tym generatorze z elektroślabych przekrojów czynnych, w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń. Są to: oddziaływanie leptonu z kwarkiem (proces wiodący), proces Comptona oraz fuzja bozonowo-gluonowa, pokazane na rys. 3.3. Elementy macierzowe wymienionych procesów obliczane są przy zaniedbaniu mas kwarków. Przekrój czynny procesu wiodącego jest funkcją zmiennych x i Q^2 . Dla dwóch kolejnych procesów należy uwzględnić dodatkowe stopnie swobody, ponieważ mają one dwa partony w stanie końcowym. Dodatkowymi zmiennymi są w tym przypadku $x_p = \frac{x}{\zeta}$, $z_q = \frac{p \cdot p_q}{p \cdot q}$ oraz ϕ - kąt azymutalny między płaszczyzną rozproszenia leptonu i partonem w układzie środka masy γp . Zmienna ζ oznacza ułamek pędu partonu unoszonego przez początkowy parton, a p_q jest czteropędem kwarku w stanie końcowym.

Rozbieżności podczerwone elementów macierzowych, jeżeli nie są kompensowane poprzez poprawki pętlowe (*virtual corrections*) i funkcje parametryzacji gęstości partonów, są w programie usuwane poprzez cięcia. Schemat cięć można wybierać przez parametr sterujący.

W celu uwzględnienia procesów wyższych rzędów QCD, np. emisji gluonów z partonów w stanie początkowym lub końcowym, stosuje się model strumienia partonów (*parton shower*) [40].

Parametryzacje struktury nukleonu są dostępne w standardowych bibliotekach programu PYTHIA. Istnieje także możliwość podłączenia zewnętrznej biblioteki PDFLIB [41].

Wprowadzanie informacji definiujących pracę generatora LEPTO odbywa się poprzez zadanie, w fazie inicjalizacji programu, zestawu odpowiednich stałych i parametrów. Są to między innymi energia wiązki padającej, wartości cięć zmiennych kinematycznych, wybór rodzaju parametryzacji funkcji struktury nukleonu, a także zestaw flag określających warunki pracy programu w celu optymalizacji generacji.

Wynikiem pracy programu dla każdego wygenerowanego przypadku są tablice zawierające liczbę, rodzaje i parametry (pęd, energia, masa) cząstek. Oprócz tego program podaje też pewne wielkości wspólne dla całej wygenerowanej próbki przypadków. Są to na przykład przekroje czynne (wyliczane i otrzymywane z symulacji) dla obszarów kinematycznych określonych w inicjalizacji.

AROMA jest programem do symulacji produkcji ciężkich kwarków w procesie fuzji fotonowo-gluonowej w oddziaływaniu leptonu z nukleonem. Przekrój czynny na powyższy proces jest konwolucją rozkładu gęstości gluonów oraz części “twardej”, opisywanej przez QCD w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń. Pierwsza część jest parametryzowana poprzez funkcje struktury i dostępna w bibliotece PDFLIB. Część “twarda” jest obliczana w AROMIE, z uwzględnieniem mas kwarków oraz struktury elektroślabej procesów z prądem naładowanym i neutralnym w całym zakresie Q^2 . Parametry elektroślabe potrzebne do obliczeń numerycznych przekroju czynnego pobierane są z LEPTO. Dla ustalonego punktu w przestrzeni fazowej parametrów przekroju czynnego, wyliczane są pędy wszystkich partonów i leptonów, biorących udział w procesie. Wartość przekroju czynnego zależy również od masy kwarków. W analizie, będącej przedmiotem tej pracy, masa kwarku powabnego wynosi $m_c = 1.5 \text{ GeV}$.

W AROMIE, podobnie jak w LEPTO, istnieje możliwość uwzględnienia procesów wyższych rzędów QCD poprzez model emisji strumienia partonów. Skala dla tego procesu jest wybierana przez użytkownika. W programie wbudowany jest również model “miękkich” oddziaływań QCD partonów, które są pozostałością rozbitego nukleonu.

Jako dane wyjściowe program przekazuje przekroje czynne, a także zestaw parametrów początkowych, pośrednich i końcowych generowanych cząstek (w tym również partonów). W przypadku wyłączenia generacji procesów wyższych rzędów, nie dotyczy to gluonów.

POLDIS

Program POLDIS służy do generacji asymetrii spinowych przekrojów czynnych w procesach rozpraszania głęboko nieelastycznego, przy równoległej i antyrównoległej konfiguracji polaryzacji wiązki i tarczy. W opisywanej analizie, elementów tego programu używano przy parametryzacji partonowych przekrojów czynnych na proces PGF (rozdz. 7).

W programie najpierw generuje się przypadki uśrednianie po spinach cząstek (AROMA lub LEPTO), a następnie, dla danego procesu i dla danego punktu przestrzeni fazowej, oblicza się asymetrię partonową $a_{LL} = \frac{d\Delta\hat{\sigma}}{d\hat{\sigma}}$.

W programie POLDIS asymetrie obliczane są dla procesów pokazanych na rys. 3.3:

1. $lq \rightarrow q$ - fotoabsorpcja,
2. $lq \rightarrow q + q$ - proces Comptona,
3. $lg \rightarrow q\bar{q}$ - fuzja fotonowo-gluonowa, gdzie q może być zarówno lekkim jak i ciężkim kwarkiem.

Asymetrie spinowe powyższych procesów obliczane są przy założeniu wymiany fotonu (pomijane są wkłady od bozonów Z^0), w funkcji partonowych zmiennych kinematycznych x , Q^2 , x_p , z_q i ϕ , omówionych w części poświęconej generatorowi LEPTO.

(COM)GEANT

COMGEANT jest programem opartym na pakiecie GEANT. Zawiera on opis detektora i umożliwia dokładne symulowanie warunków eksperymentu.

Na wejściu do COMGEANT-a przekazywane są z PYTHII lub AROMY parametry wygenerowanego przypadku. Następnie losowany jest z rozkładu płaskiego wierzchołek oddziaływania w tarczy i z tego wierzchołka następuje przeprowadzanie wszystkich torów przez układ eksperymentalny. Po drodze, zgodnie z odpowiednimi przekrojami czynnymi, generowane są oddziaływania wtórne z materiałem detektora: proces Comptona, kulombowskie odchylenie toru pierwotnego, wybitcie elektronów δ i inne. Tory wtórne są dodawane do listy torów należących do przypadku. Do listy tej dodawany jest również tor wiązki oraz tory halo wiązki. Rozkład pędowy i przestrzenny tych torów odczytywany jest z parametryzacji danych rzeczywistej wiązki, mierzonej w eksperymencie.

Ze względu na ograniczenia pamięci, nie są zapamiętywane i śledzone dalej tory wtórne o pędach poniżej 0.5 GeV.

W programie dokonywana jest także tzw. “digitalizacja”, tj. zamiana rzeczywistych współrzędnych położenia toru na parametry odpowiadające położeniom elementów czynnych detektorów (np. pozycjom drutów w przypadku komór proporcjonalnych).

Jako rezultat wyjściowy COMGEANT zwraca plik, który jest czytany przez CORAL - standardowy pakiet rekonstrukcji COMPASS-a. Można też prowadzić analizę przy użyciu produkowanej niezależnie “ntupli”.

5.2.2 Program rekonstrukcji - CORAL

CORAL jest głównym pakietem oprogramowania *offline* COMPASS-a. Zbiegają się w nim strumienie danych z programów używanych w eksperymencie, co pokazano schematycznie na rys. 5.1. Przy pomocy CORAL-a dokonuje się tzw. “produkcji danych”. Program czyta surowe dane eksperymentalne, lub dane symulowane z COMGEANT-a, w których zapisane są informacje z detektorów. Na przykład dla dryfowych detektorów pozycyjnych będą to numery “zapalonych” drutów i czas przyścia sygnału, dla kalorymetrów - pozycje trafionych modułów i amplituda sygnału i.t.d. Informację wyjściową z CORAL-a stanowią przypadki ze zrekonstruowanymi torami i wierzchołkami. W programie CORAL możliwe jest również prowadzenie analizy fizycznej, jakkolwiek nie jest to wygodne ze względu na komplikację oraz długie czasy kompilacji i egzekucji. Z tego powodu analiza zrekonstruowanych przypadków prowadzona jest praktycznie przy pomocy programu PHAST, opisanego w ostatniej części tego rozdziału.

Rekonstrukcja przypadków

Głównym celem CORAL-a jest rekonstrukcja przypadków. Składa się na nią rekonstrukcja toru wiązki, toru mionu rozproszonego i pozostałych torów - głównie hadronowych. Dokonywana jest również rekonstrukcja wierzchołka pierwotnego oddziaływania i wierzchołków wtórnych, a także rekonstrukcja kaskad w kalorymetrach oraz identyfikacja w detektorze RICH.

Rekonstrukcja torów

Rekonstrukcja torów w COMPASS-ie jest skomplikowana ze względu na mnogość i różnorodność detektorów pozycyjnych.

Rekonstrukcję toru można podzielić na kilka etapów. Pierwszym z nich jest tzw. *pattern recognition* - proces, w którym z całego zbioru sygnałów pochodzących z detektorów pozycyjnych wybiera się kombinacje pochodzące od danego toru. W detektorze COMPASS przeprowadza się tę procedurę oddzielnie w pięciu strefach: dla detektorów przed pierwszym magnesem, między pierwszym i drugim magnesem, między drugim magnesem a filtrem mionów, za filtrem mionów

oraz dla detektorów przed tarczą¹. W każdej z nich zakłada się, że tor jest linią prostą. Taki fragment toru zrekonstruowany w jednej strefie i bez przypisanego pędu nazywa się segmentem. Segmenty z poszczególnych stref kojarzy się ze sobą w tor na etapie zwanym *bridging*. Następnie, dla znalezionych torów określa się pęd dopasowywany w trakcie propagacji w polu magnetycznym magnesów. Dla niektórych segmentów ze strefy pierwszej detektora, dla których nie znaleziono kontynuacji za magnesem, określa się pęd wykorzystując do tego celu szczytkowe pole magnetyczne wychodzące poza jarzmo magnesu SM1 (*fringe field reconstruction*).

Rekonstrukcja torów przeprowadzana jest przy pomocy pakietu o nazwie **TraffDic**, wchodzącego w skład CORAL-a. Historycznie pierwszym programem, w którym dokonywano rekonstrukcji w spektrometrze COMPASS był **RECON**, pisany w języku Fortran. Na uproszczonym początkowo opisie układu (pudełkowe pole magnetyczne, wyidealizowane zdolności rozdzielcze niekompletnej ilości płaszczyzn) testowano techniki rekonstrukcji torów [42] oraz optymalizowano ustawienia komór pod kątem efektywności rekonstrukcji. Na bieżąco wprowadzano także coraz bardziej realistyczny opis układu w RECON-ie. Innym programem rekonstrukcji, który powstawał równoległe, był program **CoRe** (w późniejszej fazie, po zintegrowaniu ze środowiskiem CORAL, został przemianowany na **Traffic**). Napisany on został w języku C++, który został wybrany na roboczy język oprogramowania w COMPASS-ie. RECON i CoRe były programami opartymi na tej samej metodzie rekonstrukcji - projekcjach.

Rekonstrukcja w projekcjach polega na konstruowaniu segmentu w określonej strefie w dwóch krokach: budowaniu toru na podstawie sygnałów z grupy płaszczyzn o jednej, określonej projekcji (x , y lub θ), a następnie zbudowaniu z nich segmentu w przestrzeni.

Przy pomocy programu RECON testowano metodę rekonstrukcji polegającą na budowaniu punktu w przestrzeni bezpośrednio, w grupie płaszczyzn o rzutach x , y , θ . Metoda ta dawała jednak niewiele większą efektywność w porównaniu do metody projekcji, natomiast była bardziej czasochłonna.

W programie RECON testowano też metodę polegającą na iteracyjnym stosowaniu procedury projekcji na sygnałach z komór, do których nie przypisano żadnego segmentu w iteracji poprzedniej. Z każdym krokiem zmienia się parametry rekonstrukcji (np. szerokości przedziałów, w których akceptuje się punkt w detektorze). Metoda ta okazała się dawać dobre rezultaty, przy niewielkim wzroście czasu pracy.

Na późniejszym etapie przygotowywania eksperymentu pojawiła się koncepcja zbudowania tzw. "słownika wzorców trafień" detektorów przez cząstki. Słownik jest zbiorem sparametryzowanych postaci torów, wygenerowanych przy pomocy Monte Carlo. Kształt zrekonstruowanego toru rzeczywistego jest porównywany z wzorcem. Tory, których kształty znacznie odbiegają od wzorców, są odrzucane jako fałszywe.

Obecnie do rekonstrukcji w eksperymencie COMPASS używany jest program TraffDic powstały na bazie Traffic-a, w którym używa się metody iteracji projekcji. W końcowej fazie procesu *pattern recognition*, do oczyszczenia próbki z fałszywych kombinacji używany jest wspomniany "słownik".

Program RECON został całkowicie zintegrowany z CORAL-em jako alteratywne narzędzie rekonstrukcji w pierwszym spektrometrze. Wykorzystywany był on do testowania rekonstrukcji oraz niezależnego sprawdzania działania programu TraffDic.

Po etapie *pattern recognition* znalezione segmenty torów są łączone, poprzez propagację w polu magnetycznym, z segmentami za magnesem (*bridging*). W procedurze tej w pierwszej kolejności dokonuje się wstępnej selekcji przyporządkowania par segmentów na podstawie różnic współrzędnych ich położenia oraz nachyleń, ekstrapolowanych do środka magnesu. Następnie, dla każdej pary segmentów, która przeszła tę selekcję, przeprowadzane jest wstępne dopasowanie pędu bez uwzględnienia

¹Przy rekonstrukcji torów wiązki.

efektów wielokrotnego rozpraszania. Jest to robione bądź przy pomocy opisanego wyżej “słownika”, bądź przy pomocy filtra Kalmana [43] dla torów, dla których zastosowanie słownika jest niemożliwe (na przykład jeżeli przestrzeń fazowa toru nie jest przez słownik obejmowana).

Na następnym etapie, w celu określenia parametrów toru (nachyleń i pędu w określonym punkcie przestrzeni) z uwzględnieniem rozpraszania oraz propagacji błędów, przeprowadzana jest procedura dopasowania Kalmana [44].

Średnia precyzja pomiaru kąta dla torów zrekonstruowanych w obydwu spektrometrach wynosi 0.07 mrad, a średnia precyzja pomiaru wielkości $\frac{1}{p}$ wynosi $1.5 \times 10^{-4} \text{ GeV}^{-1}$. Niepewności dla torów zrekonstruowanych tylko w pierwszym spektrometrze są odpowiednio 5 i 12 razy większe.

Rekonstrukcja wiązki

Tory wiązki, rejestrowane w detektorach scyntylicyjnych i krzemowych znajdujących się przed tarczą, są rekonstruowane w oparciu o opisaną wyżej procedurę *pattern recognition*. Następnie, spośród wszystkich odnalezionych segmentów, tor wiązki wybierany jest na podstawie korelacji czasowej i przestrzennej z trafieniami detektorów BMS określających jej pęd.

Identyfikacja mionu rozproszonego

Zrekonstruowany tor identyfikowany jest jako mion rozproszony w oddziaływaniu, kiedy spełnia następujące kryteria:

- posiada segment zrekonstruowany za drugim absorberem mionów (MW2),
- pochodzi od cząstki posiadającej dodatni ładunek,
- pochodzi z wierzchołka pierwotnego oddziaływania,
- po ekstrapolacji do środka tarczy nie może być oddalony od osi eksperymentu o więcej niż 2 cm.

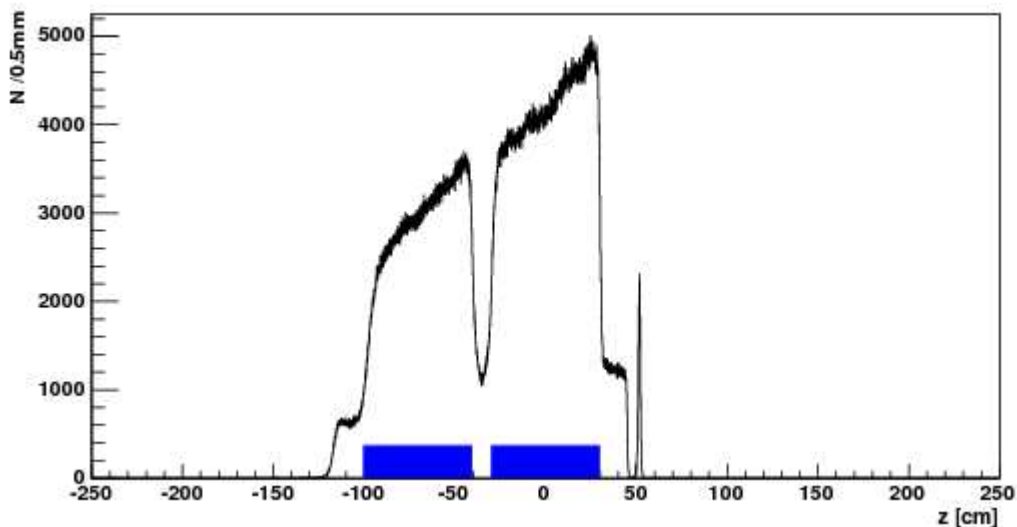
Rekonstrukcja wierzchołka oddziaływania

Rekonstrukcja wierzchołka oddziaływania składa się z dwóch etapów. W pierwszym z nich stosowana jest procedura, która w szybki sposób i z niewielką precyzją dostarcza informacji o położeniu wierzchołka oraz przeprowadza wstępną selekcję torów, które mogą być do niego przypisane. Kryteria są dobierane na podstawie zestawu różnych warunków takich jak cięcia na odległość między danym torem i torem wiązki, celowania torów do tarczy, i.t.p. W drugim kroku przeprowadzane jest dokładne dopasowanie, bazujące na metodzie filtra Kalmana.

Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji wierzchołka oddziaływania w płaszczyźnie prostopadłej do osi tarczy wynosi 0.1 mm, natomiast wzdłuż osi tarczy ok. 2 cm. Rozkład współrzędnej wierzchołka wzdłuż osi wiązki przedstawia rys. 5.3.

Rekonstrukcja w detektorze RICH

Rekonstrukcja w detektorze RICH polega na określeniu jakiej cząstce (pionowi, kaonowi czy protonowi) odpowiada dany tor. Proces rekonstrukcji rozpoczyna się od przeprowadzenia odbicia torów zrekonstruowanych w pierwszym spektrometrze od zwierciadeł RICH-a i ich ekstrapolacji do płaszczyzn fotodetektorów. W następnym kroku sprawdza się, czy wokół punktu przecięcia odbitego toru z fotodetektorem znajduje się okrąg, odwzorowany jako elipsa w płaszczyźnie fotodetektorów. Poszukiwanie okręgu polega na histogramowaniu sygnałów z fotodetektora dających sygnał w stałej odległości (przy uwzględnieniu zdolności rozdzielczej) od punktu przecięcia toru. Zmierzony promień okręgu porównuje się z wartościami spodziewanymi dla cząstek o masie π , K lub p o określonym pędzie. Wybiera się tę hipotezę masową, przy której różnica promieni jest mniejsza niż 3σ , gdzie σ jest niepewnością pomiaru promienia.



Rys. 5.3: Rozkład zmiennej z (wzdłuż osi wiązki) zrekonstruowanego pierwotego wierzchołka oddziaływania dla przypadków ze zidentyfikowanym kaonem oraz po cięciach selekcyjnych D^* (rozdz. 6). Prostokątami zaznaczono obszar tarczy. Widoczne są również rozpraszania na innych elementach układu tarczy.

5.2.3 PHAST

Do końcowej analizy danych przeznaczony jest program PHAST. Jest to zbiór metod napisany w języku C++, pozwalających na efektywne i “ustandaryzowane” dla całej grupy analizy definiowanie niezbędnych funkcji i zmiennych. Przy pomocy programu PHAST można dokonywać też filtracji danych, zapisując wybrane podzbiory przypadków. Pozwala to optymalizować czas analizy oraz objętość danych zapisanych na dyskach.

Rozdział 6

Metodyka wyodrębnienia przypadków otwartego powabu przy wykorzystaniu mezonów D^0 i $D^{*\pm}$

W eksperymencie COMPASS jedną z sygnatur procesu produkcji otwartego powabu są mezony z kwarkiem c (lub \bar{c}). Istotną częścią analizy opisanej w niniejszej pracy jest opracowanie metodyki wyodrębnienia tych mezonów spośród innych cząstek, powstałych w oddziaływaniu mionów z nukleonami tarczy. W tym rozdziale zostaną przedstawione różne metody takiej selekcji.

Przedmiotem analizy są mezony D^0 oraz naładowane mezony D^* rozpadające się na D^0 i naładowany mezon π^1 .

Procentowy rozkład fragmentacji kwarków powabnych na różne hadrony oraz kanały rozpadów hadronów, ważnych z punktu widzenia niniejszej analizy, przedstawione są na rys. 6.1. Rysunek ten pokazuje, że mamy tylko jeden przypadek dwuciałowego rozpadu mezonu D^0 na 10 tysięcy innych stanów końcowych oddziaływania mionu z nukleonem.

Asymetria przekrojów czynnych (rozdział 7) wyznaczana będzie oddzielnie dla przypadków, w których mezon D^0 pochodzi z rozpadu D^{*+} i oddzielnie dla przypadków zawierających D^0 nie pochodzące z rozpadu D^{*+} .

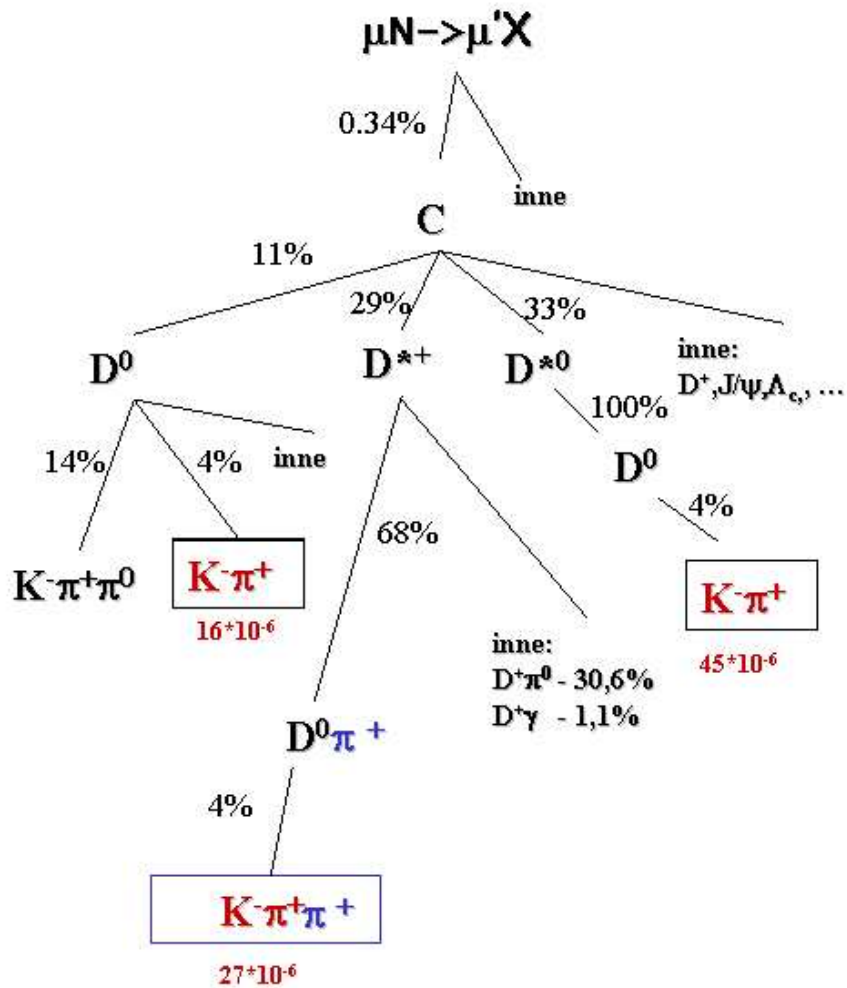
6.1 Selekcja przypadków do analizy

6.1.1 Kryteria wyboru dobrych paczek (*spills*) danych

Jak już wspomniano w rozdziale 4.1.1, wiązka mionowa przychodzi do detektora w porcjach, z których każda zawiera ok. 2×10^8 mionów. Z jednej takiej porcji zapisywanych jest około 20 tysięcy przypadków (trygerów). Do analizy zostały wybrane przypadki zrekonstruowane, zebrane w latach 2002 i 2003 przy równoległej (i antyrównoległej) polaryzacji tarczy względem pędu wiązki, pochodzące z wyselekcjonowanych paczek. Odrzucane są te paczki, dla których średnie parametry przypadków różnią się znacznie (z reguły o więcej niż 5 odchyłeń standardowych) od przeciętnych wartości obliczonych dla całego okresu zbierania danych. Parametrami takimi są:

- średnia liczba wierzchołków w przypadku,

¹W tym i następujących rozdziałach posługiwać się będę głównie oznaczeniem jednego stanu ładunkowego tj. mezonów D^0 i D^{*+} , ale analiza zawsze dotyczy również stanów sprzężonych ładunkowo: \bar{D}^0 , D^{*-} .

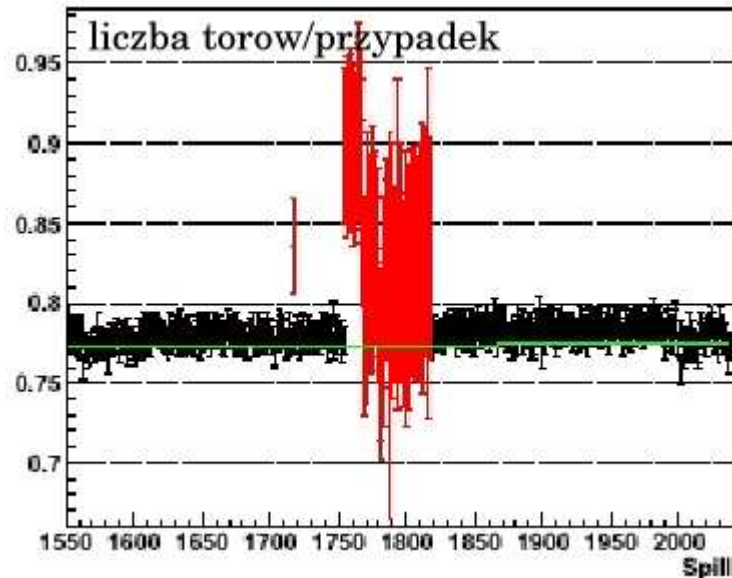


Rys. 6.1: Schemat rozpadów hadronów powabnych. Procent oddziaływań, w których powstaje kwark powabny podany jest dla obszaru zmiennej $0.35 < y < 0.85$. Informacje o hadronizacji kwarka **c** pochodzą z symulacji Monte Carlo programem Aroma, w którym opisywana jest ona modelem Lund. Poszukiwane stany końcowe rozpadów podane są w ramkach. Liczby umieszczone pod obramowaniami oznaczają ułamek przypadków zawierających odpowiedni rozpad w stosunku do wszystkich oddziaływań mion-nukleon.

- średnia liczba zrekonstruowanych torów wiązki w przypadku,
- średnia liczba wszystkich torów zrekonstruowanych,

- średnia liczba torów należących do wierzchołka pierwotnego.

Pomijane są również paczki danych o 3 razy niższej statystyce niż nominalna oraz grupy paczek o systematycznym przesunięciu któregoś z parametrów, w stosunku do paczek sąsiednich. Przykład grupy paczek usuniętych na podstawie tego ostatniego kryterium przedstawia rys. 6.2.



Rys. 6.2: Przykład grupy złych paczek w rozkładzie liczby zrekonstruowanych torów wiązki na przypadek w funkcji numeru paczki.

6.1.2 Cięcia podstawowe

Do obliczania asymetrii bierze się tylko te przypadki, które przechodzą zestaw cięć geometrycznych, kinematycznych i identyfikacyjnych. Najpierw wprowadza się cięcia geometryczne selekcjonujące przypadki, w których:

- zrekonstruował się mion wiązki, mion rozproszony oraz wierzchołek pierwotny oddziaływania,
- wierzchołek pierwotny oddziaływania znajduje się w obszarze tarczy; odległość od środka tarczy $R < 1.5$ cm, pozycja wzdłuż osi z : $-100 > z > -40$ cm lub $-30 > z > 30$ cm (rys. 5.3).

Liczba przypadków po powyższych cięciach wynosi 8.9×10^8 .

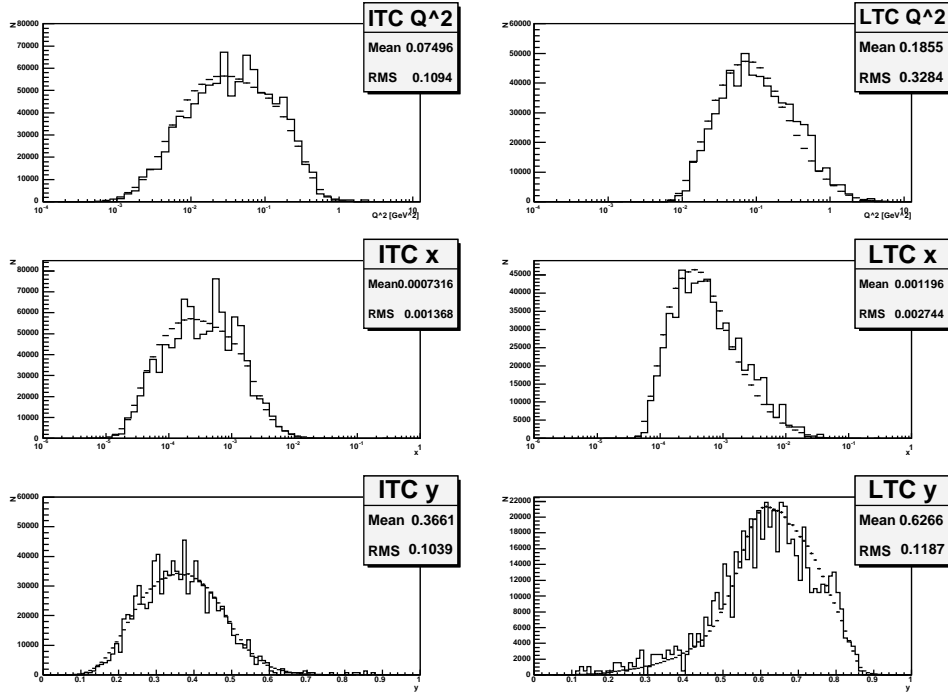
W analizie asymetrii wprowadzone jest także cięcie na zmienną y . Odrzucane są przypadki z najmniejszymi przekazami energii ($y < 0.35$), ze względu na dużą wartość czynnika depolaryzacji (2.17) i w związku z tym - mały wkład do asymetrii. Odrzuca się również przypadki z największymi przekazami energii, w których $y > 0.85$. Mają one znaczące prawdopodobieństwo radiacji fotonu, ale stanowią znikomą część statystyki.

Po powyższych cięciach, liczba przypadków wynosi 4.5×10^8 .

Rysunek 6.3 przedstawia rozkłady zmiennych kinematycznych Q^2 , x i y dla dwóch trygerów, które dają dominujący wkład (ok. 87%) do analizowanej próbki danych oraz ich porównanie

z symulacją Monte Carlo przy użyciu generatora PYTHIA. Widoczna jest na nim zgodność danych i Monte Carlo.

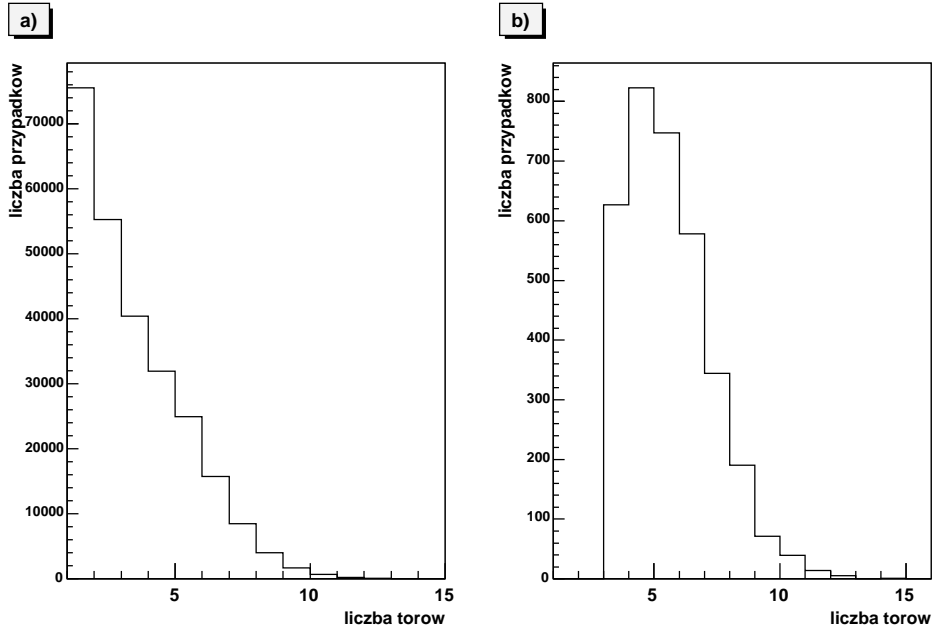
Symulacje Monte Carlo w analizie danych doświadczalnych używane będą do określenia asymetrii partonowych a_{LL} oraz wyznaczenia ułamka pędu protonu niesionego przez gluon. Zostanie to szczegółowo opisane w rozdziale 8.



Rys. 6.3: Porównanie danych (histogram) i Monte Carlo (krzywa kreskowana) tła dla zmiennych Q^2 , x i y , dla dwóch trygerów: ITC (tryger wewnętrzny kalorymetryczny - lewa kolumna) i LTC (tryger drabinowy kalorymetryczny - prawa kolumna). Rysunki przedstawiają rozkłady zmiennych dla przypadków, w których przynajmniej jedna kombinacja torów ma masę niezmienniczą w obszarze masy D^0 : 1.77 – 1.95 GeV.

6.2 Selekcja przypadków z mezonami D^0

Poszukiwanie D^0 prowadzone jest w dwuciałowym kanale rozpadu: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Kanał ten stanowi 4% wszystkich rozpadów D^0 (rys. 6.1). Podstawowa, proponowana w projekcie eksperymentu COMPASS [33] metoda wyodrębnienia sygnału D^0 polega na konstruowaniu masy niezmienniczej cząstki zidentyfikowanej w detektorze RICH jako kaon (rozd. 4.1.5) i cząstki przeciwnego znaku. Tej ostatniej przypisujemy hipotezę masową pionu. Identyfikacja kaonów jest tu ważnym czynnikiem redukującym tło kombinatoryczne (rozd. 6.2.1). Rozkład krotności torów (z uwzględnieniem mionu rozproszonego) ilustruje rys. 6.4a.



Rys. 6.4: Krotności torów w danych: a) - dla przypadków po cięciach podstawowych, b) - dla przypadków z kandydatem na D^0 .

$0.35 > y > 0.85$
$ \cos\Theta_K < 0.5$
$z_D > 0.25$

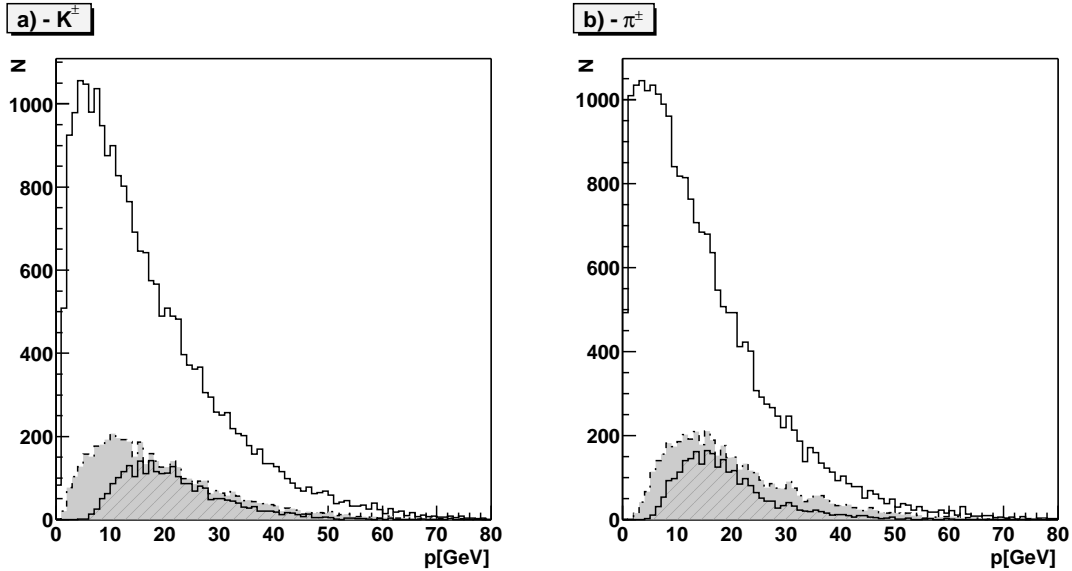
Tabela 6.1: Cięcia kinematyczne używane w celu wyodrębnienia sygnału D^0 .

Rysunek 6.5 przedstawia rozkłady Monte Carlo pędów cząstek z rozpadów D^0 . Ze względu na ograniczoną akceptację spektrometru, efektywności rekonstrukcji pierwotnego wierzchołka oddziaływania oraz obydwu torów z rozpadu dwuciałowego D^0 , liczba przypadków jest zredukowana o czynnik 4.8. Zastosowanie cięć kinematycznych na z_D i $\cos\theta_K$, opisanych w części 6.2.1, redukuje próbkę zrekonstruowanych D^0 dodatkowo o czynnik 1.8.

Ze względu na minimalny próg pędu kaonu identyfikowanego (9 GeV), po zastosowaniu cięć końcowych zebranych w tabeli 6.1, próbka D^0 zmniejsza się dodatkowo o 6%.

6.2.1 Cięcia kinematyczne

W eksperymencie używane są dwie podstawowe wielkości, na których dokonujemy cięć służących do wyodrębnienia sygnału D^0 z tła. Pierwsza, to kąt θ_K pomiędzy kierunkiem D^0 a torem kaonu pochodzącego z rozpadu D^0 , w układzie środka masy D^0 . Kaony z badanego, dwuciałowego, rozpadu mezonu D^0 charakteryzują się płaskim rozkładem $\cos\theta_K$. Dla kombinacji przypadkowych,



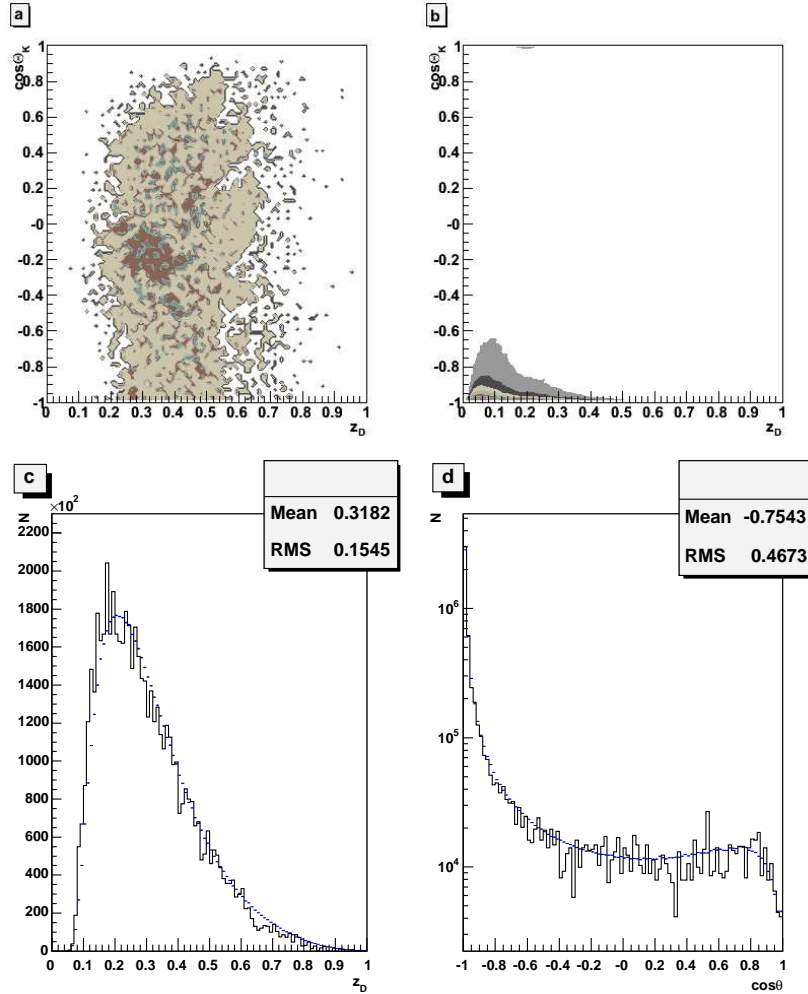
Rys. 6.5: Rozkłady Monte Carlo pędu a) kaonów i b) pionów pochodzących z dwuciałowego rozpadu D^0 . Linia ciągłą zaznaczono wszystkie przypadki z obszaru $0.35 > y > 0.85$, linią przerywaną i szarym tłem tory z przypadków, w których zrekonstruowały się K i π z dwuciałowego rozpadu D^0 . Rozkład zakreślowany uwzględnia dodatkowo cięcia na $|\cos\theta| < 0.5$ i $z_D > 0.25$.

tworzonych głównie przez hadrony pochodzące z procesów fragmentacji lekkich kwarków, preferowane są małe jego wartości. Cięcia można też dokonywać na pędzie poprzecznym kaonu względem kierunku D^0 , który jest wielkością równoważną θ_K .

Drugą zmienną, to ułamek energii wirtualnego fotonu unoszony przez mezon D : $z_D = \frac{E_D}{\nu}$. Mezon D jako cząstka ciężka unosi średnio większą energię kinetyczną wirtualnego fotonu, niż cząstki lżejsze. Porównanie obydwu wielkości dla przypadków sygnału i tła przedstawiają rozkłady dla generowanych przypadków Monte Carlo, pokazane na rys. 6.6. Na rysunku tym pokazano również porównanie rozkładów z_D i $\cos\theta_K$ dla danych i Monte Carlo. Widoczny niedobór przypadków przy $\cos\theta \simeq +1$ (kaony lecące pod małym kątem względem D^0) spowodowany jest akceptacją spektrometru.

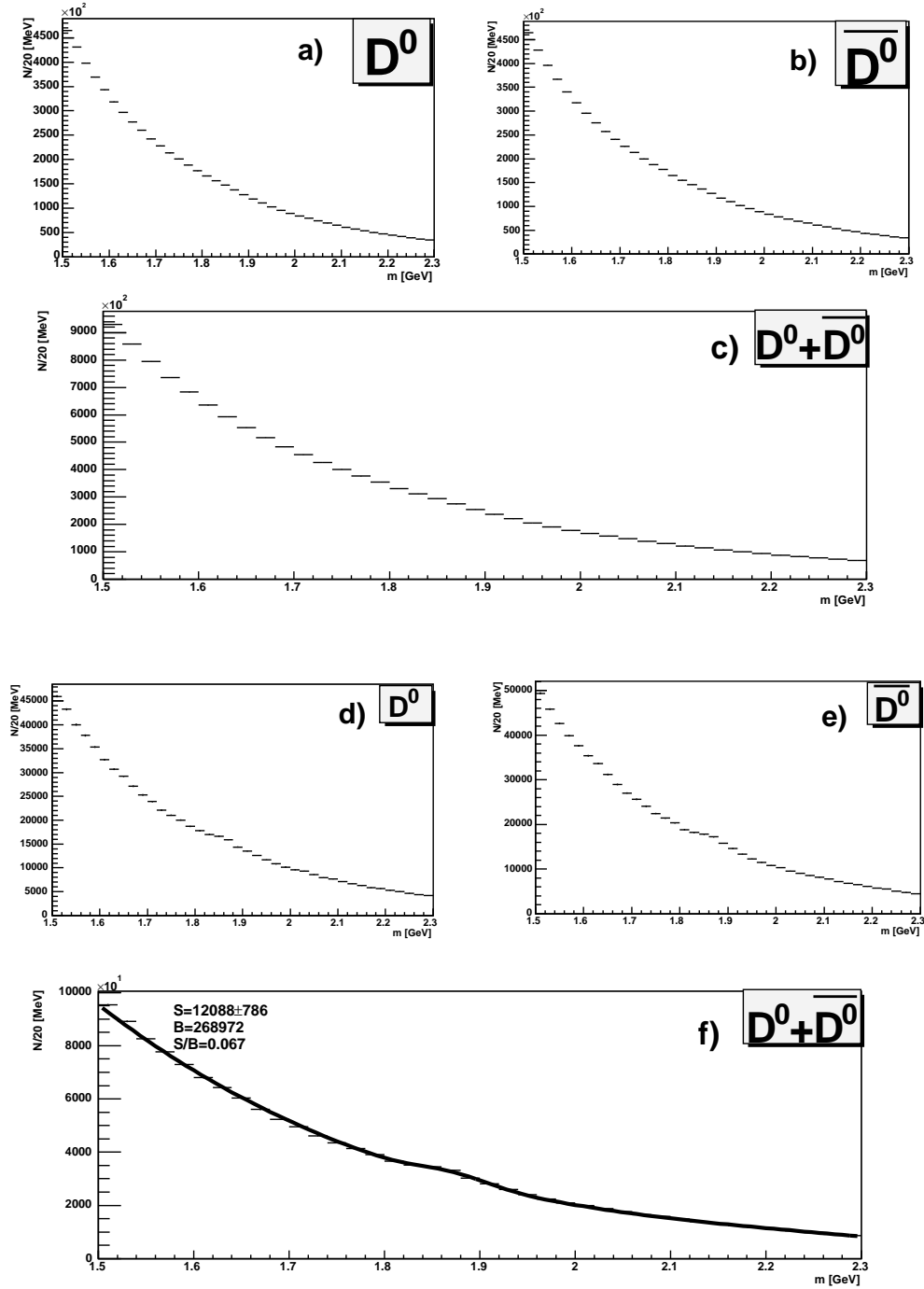
Rozkłady krotności torów w danych dla przypadków po dodatkowych cięciach na z_D i $\cos\theta_K$, w których jest kandydat na D^0 przedstawione są na rys. 6.4b.

Rys. 6.7 przedstawia wpływ identyfikacji kaonów na rekonstrukcję sygnału D^0 . Trzy wykresy znajdujące się w górnej części rysunku pokazują rozkład masy niezmienniczej D^0 (a), \bar{D}^0 (b) oraz sumy $D^0 + \bar{D}^0$ (c), bez użycia identyfikacji kaonów. Trzy wykresy w dolnej części rysunku (d,e,f) przedstawiają takie same rozkłady, ale przy żądaniu identyfikacji kaonu. W przypadku braku identyfikacji, sygnał w obszarze masy D^0 tj. ok 1.87 GeV nie jest widoczny. Nieznaczny sygnał pojawia się gdy identyfikujemy kaon. Na rys. 6.7f rozkład masy parametryzowany jest sumą funkcji Gaussa (sygnał) i wielomianu trzeciego stopnia (tło). Stosunek sygnału (S) do tła (B) obliczany w przedziale $\pm 2.5\sigma$ wokół maksimum, czyli w obszarze mas (1.78–1.96) GeV wynosi 0.07. Parametr σ , otrzymany z dopasowania funkcji Gaussa dla sygnału, jest równy 37 MeV.



Rys. 6.6: Rząd górny: Rozkłady Monte Carlo $\cos\theta_K$ względem z_D , dla przypadków sygnału (generator Aroma) - rysunek a i tła (generator Pythia) - rysunek b. Rząd dolny: Porównanie rozkładów z_D - rysunek c i $\cos\theta_K$ - rysunek d dla danych (punkty) i Monte Carlo (histogram). Rozkłady zawierają przypadki zrekonstruowane w spektrometrze.

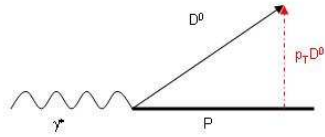
Dla przypadków ze zidentyfikowanym kaonem badano wzmocnienie sygnału w stosunku do tła przez dodatkowe cięcie na pęd poprzeczny mezonu D^0 względem wirtualnego fotonu ($p_T^{D^0}$). Na podstawie analizy Monte Carlo można stwierdzić, że rozkład tej wielkości dla mezonów D^0 rozciąga się do nieco większych wartości w porównaniu do tła kombinatorycznego. Rozkłady masy niezmienniczej sygnału i tła w funkcji $p_T^{D^0}$ przedstawia rys. 6.8. Na przykład, powyżej wartości $p_T^{D^0} = 1.5$ GeV w obszarze masy niezmienniczej D^0 (1.82 – 1.92 GeV) znajduje się 4% kombinacji przypadkowych i 11% kombinacji sygnału. Stosunek sygnału do tła poprawia się wraz ze zwiększaniem wartości cięcia na $p_T^{D^0}$, co dla danych pokazuje rys. 6.9. Do rozkładów pokazanych na tym rysunku dopasowano sumę rozkładu Gaussa i wielomianu trzeciego stopnia w zakresie masy 1.7 – 2.3 GeV. Tło w obszarze mas mniejszych niż 1.7 GeV nie jest opisywane prostym wielomianem, ponieważ pojawia się tam resztkowy sygnał pochodzący z rozpadów $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Liczbę przypadków tła obliczono w obszarze $\pm 2.5\sigma$ wokół centrum sygnału. Na przykład, po cięciu $p_T^{D^0} > 1.5$ GeV, wartość S/B wzrasta 1.3 razy, natomiast liczba D^0 maleje ok. 7.2 razy.



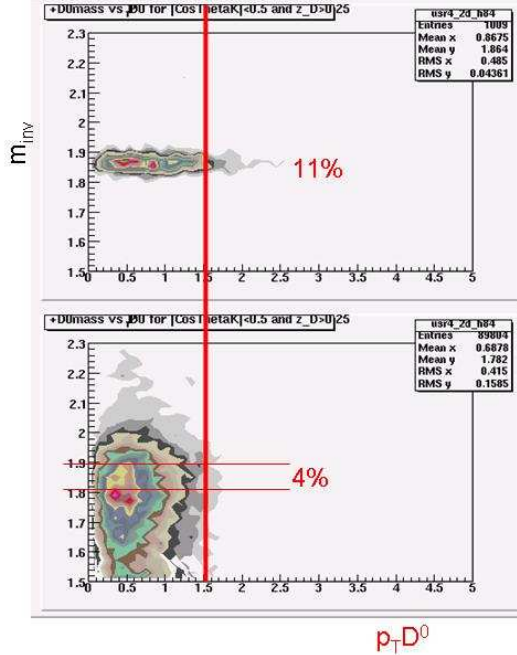
Rys. 6.7: Rozkłady masy niezmienniczej D^0 i \bar{D}^0 bez identyfikacji kaonów (rysunek górny: a),b),c)) i z identyfikacją kaonów (rysunek dolny: d),e),f)). Przedstawione są oddzielnie rozkłady dla D^0 (rys. a,d)) i \bar{D}^0 (rys. b,e)) oraz rozkład dla sumy D^0 i \bar{D}^0 (rys. c,f)). S - oznacza liczbę kombinacji sygnału otrzymaną z dopasowania rozkładu Gaussa, a B - tło, które otrzymano całkując dopasowany wielomian w przedziale mas (1.78 – 1.96) GeV.

Opierając się na powyższych wynikach można stwierdzić, że w celu obserwacji sygnału D^0 niezbędne jest identyfikowanie kaonów. Mimo to, stosunek sygnału do tła jest mały, a próby jego poprawienia poprzez cięcie na $p_T^{D^0}$ powodują znaczny spadek liczby przypadków sygnału.

- sygnał: kombinacje z $D^0 \rightarrow K\pi$



- tło: kombinacje przypadkowe



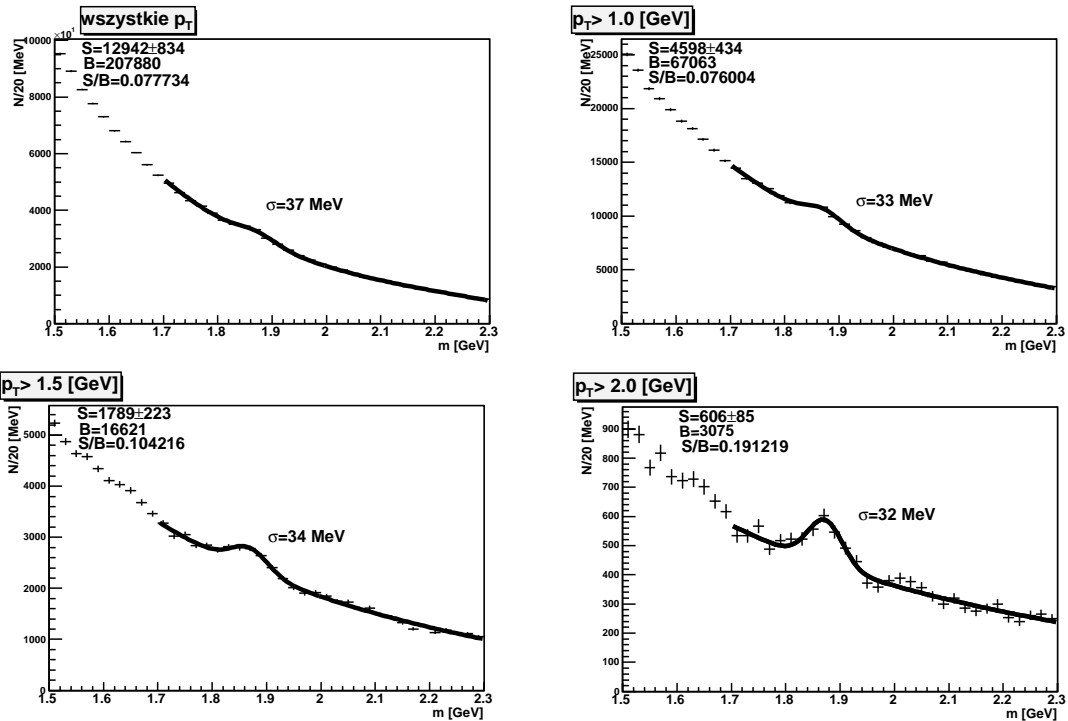
Rys. 6.8: Rozkład masy niezmienniczej w funkcji pędu poprzecznego $p_T^{D^0}$ dla kombinacji torów pochodzących z D^0 (Aroma) oraz kombinacji tła (Pythia).

6.2.2 Cięcia na cząstki stowarzyszone z D^0

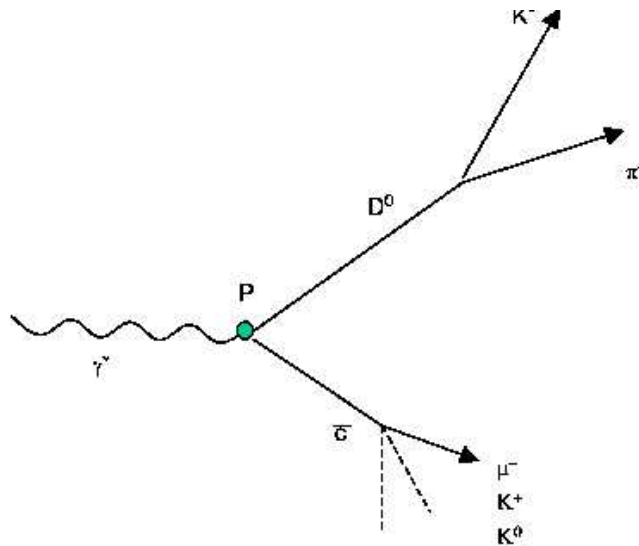
W poniższych rozdziałach omówione zostaną sposoby znakowania przypadków otwartej produkcji powabu przy użyciu dodatkowej cząstki, pochodzącej z rozpadu stowarzyszonego \bar{c} (rys. 6.10). Żądanie to ma na celu ograniczenie tła kombinatorycznego.

Wspomniane, dodatkowe cząstki są produktami rozpadów mezonów powabnych w najbardziej prawdopodobnych kanałach rozpadów. To kryterium spełniają mezony K^\pm , K^0 oraz mion. Stosunki rozgałęzień cząstek znakujących pokazuje tabela 6.2.

Badano wpływ dodatkowych cięć na cząstki znakujące na poprawę stosunku S/B . Niestety, wspomniane cięcia powodują znaczący spadek statystyki spowodowany żądaniem rekonstrukcji dodatkowej cząstki. Z tego względu, próby znalezienia w ten sposób sygnału D^0 nie przyniosły pozytywnych rezultatów. Selekcje cząstek znakujących oraz wyniki są przedstawione w trzech poniższych podrozdziałach.



Rys. 6.9: Efekt cięcia na pęd poprzeczny D^0 w rozkładzie masy niezmienniczej $K^- \pi^+$ dla danych doświadczalnych. Widoczne jest wzmocnienie sygnału (S) w stosunku do tła (B) wraz ze wzrostem $p_T^{D^0}$. Wielkość σ jest parametrem rozkładu Gaussa dopasowanego w obszarze sygnału.



Rys. 6.10: Idea znakowania przypadków produkcji powabną cząstką pochodzącą z rozpadu antypowabną: μ^- , K^+ i K^0 .

6.2.3 Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu mionu

W tej selekcji, obok D^0 poszukujemy dodatkowego mionu, pochodzącego z wierzchołka pierwotnego, o znaku ładunku równym znakowi ładunku kaonu z rozpadu D^0 .

	μ^-	K^+	$K^0 + \bar{K}^0$
D^0	7%	53%	42%
D^-	15%	24%	59%

Tabela 6.2: Tabela stosunków rozgałęzień cząstek D^0 i D^- na rozpady w μ^- , K^+ i K^0 , za pomocą których można znakować przypadki produkcji kwarków powabnych.

Tor mionu zdefiniowano jako spełniający następujące warunki:

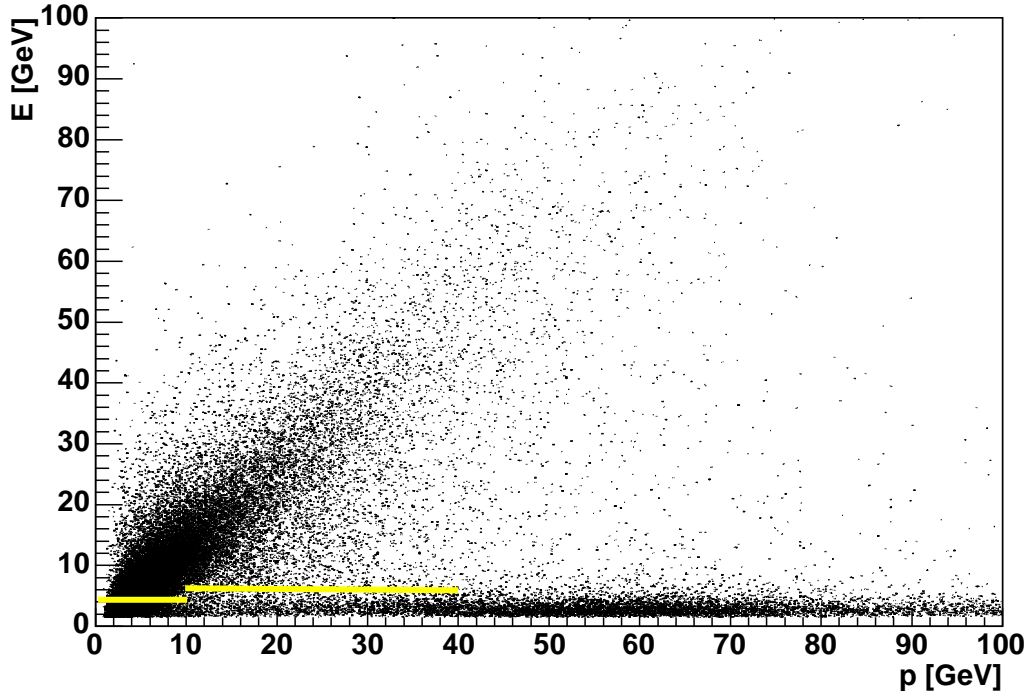
1. Tor zrekonstruowany, o takim samym znaku ładunku co kaon z rozpadu D^0 .
2. Tor nie jest mionem rozproszonym, ale spełnia kryteria mionu na podstawie informacji z kalorymetru hadronowego (rys. 6.11). Przyjęto, że mionem jest cząstka pozostawiająca w kalorymetrze hadronowym depozyt energii mniejszy niż 4 GeV dla pędów od 1 do 10 GeV i mniejszy niż 5 GeV dla pędów od 10 do 40 GeV. Dla torów o pędach powyżej 40 GeV dominują miony rozproszone i dlatego obszar ten nie jest brany pod uwagę. Te kryteria selekcji redukują próbkę przypadków o czynnik 13.
3. Tor powinien przebyć w spektrometrze więcej niż 30 dróg radiacyjnych. To żądanie jest najbardziej restrykcyjne i zmniejsza próbkę przypadków spełniającą poprzednie kryteria o czynnik 80.
4. W obszarze pędu, w którym identyfikowany jest kaon w detektorze RICH, tj. od 9 do 40 GeV, cząstka nie jest zidentyfikowana jako K^\pm . Odrzucenie takich torów nieznacznie redukuje próbkę przypadków, o czynnik 1.1.

Rozkład masy niezmienniczej $K\pi$ dla przypadków doświadczalnych znakowanych mionem przedstawiono na rys. 6.12. Rysunek ten pokazuje, że taka selekcja mionu mimo istotnej, niemal czterokrotnej, poprawy stosunku sygnału do tła, znacznie redukuje liczbę przypadków.

Z badań Monte Carlo wynika, że znaczącym tłem dla rozpadów cząstek powabnych w kanale mionowym są rozpady kaonów i pionów. Na przykład, dla przypadków sygnału (tj. $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$), rozpadające się K^- i π^- stanowią źródło tych leptonów w 40%. Zanieczyszczenie to jest czterokrotnie mniejsze jeżeli ograniczamy się tylko do torów pochodzących z wierzchołka pierwotnego.

W celu odróżnienia mionów pochodzących z rozpadów cząstek powabnych od pozostałych, można także zastosować cięcie na pęd poprzeczny mionu znakującego względem kierunku antykwarka \bar{c} . Za kierunek \bar{c} w tych studiach przyjęto kierunek przeciwny do kierunku mezonu D^0 w układzie foton-proton tj. kierunku zrekonstruowanej kombinacji torów uważanych za K^- i π^+ , których masa niezmiennicza znajduje się w obszarze masy D^0 (1.82-1.92 GeV). Jakkolwiek miony z rozpadów antypowabu charakteryzują się średnio większym pędem poprzecznym w stosunku do tych z rozpadów cząstek lżejszych, jednak zastosowanie jakiegokolwiek dodatkowego cięcia jest nieefektywne, ponieważ usuwamy tym samym znaczną liczbę przypadków dobrych.

Ostatecznie, używając selekcji ze znakowaniem przypadków mionem, uzyskano, w porównaniu do selekcji bez znakowania, poprawę stosunku S/B o czynnik 4.5 przy spadku sygnału o czynnik 172.

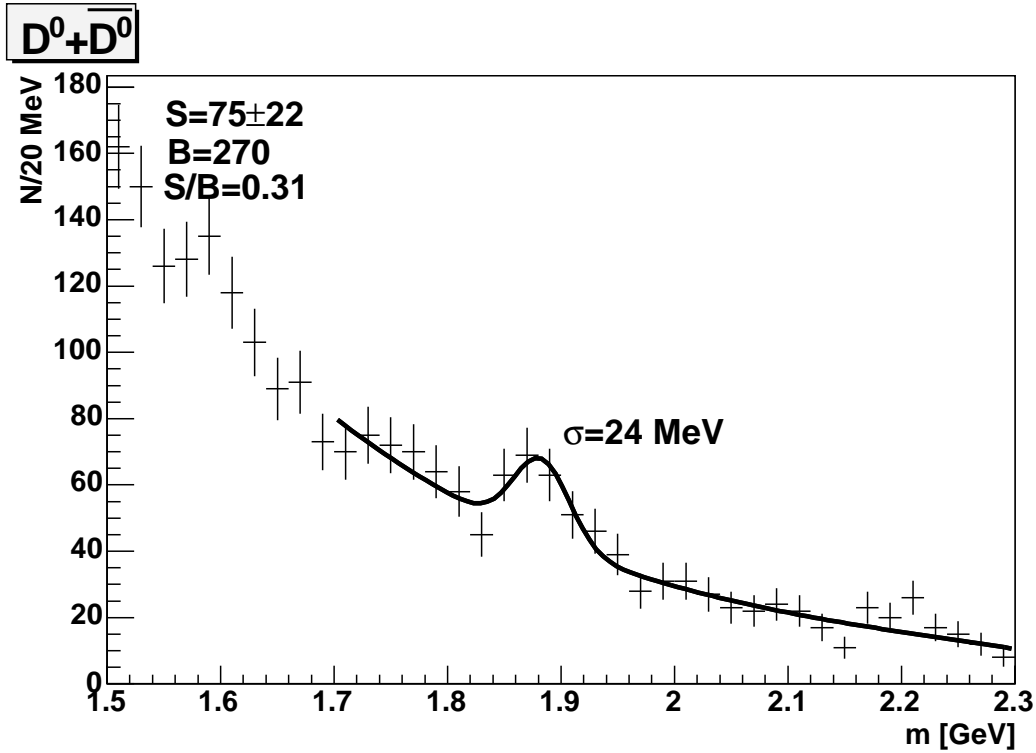


Rys. 6.11: Rozkład energii w pierwszym kalorymtrze hadronowym (HCAL1) w funkcji pędu cząstek naładowanych. Widać wyraźną separację torów hadronowych od mionowych dla pędów powyżej 10 GeV.

6.2.4 Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu naładowanego kaonu

W tej procedurze selekcji sygnału żądano rekonstrukcji D^0 oraz dodatkowej cząstki zidentyfikowanej w detektorze RICH jako K^+ . Rezultaty takiego znakowania przedstawia rys. 6.13. W porównaniu z rys. 6.7f obserwuje się spadek zarówno liczby przypadków (20 razy) jak i stosunku S/B (ok. 2 razy). Jak więc wynika z badań Monte Carlo, zastosowanie wymienionego cięcia również nie jest efektywne.

Znakowanie przypadków naładowanym kaonem nie jest jednoznaczne, ponieważ kwark s może pochodzić z morza, a nie tylko z rozpadu powabu. Wkład od kwarków można zredukować wprowadzając cięcie na pęd poprzeczny znakującego kaonu względem wirtualnego fotonu. Wielkość ta jest skorelowana z badaną już wcześniej wielkością $\cos\theta_K$. Na rysunku 6.14 przedstawiono rozkłady p_T^K dla przypadków Monte Carlo. Na przykład po cięciu na $p_T^K > 0.3$ GeV pozostajemy z 66% kombinacji sygnału i 51% kombinacji tła. Zastosowanie tego cięcia nie wpływa znacząco na poprawę stosunku S/B .



Rys. 6.12: Rozkład masy niezmienniczej ($K\pi$) dla przypadków znakowanych mionem.

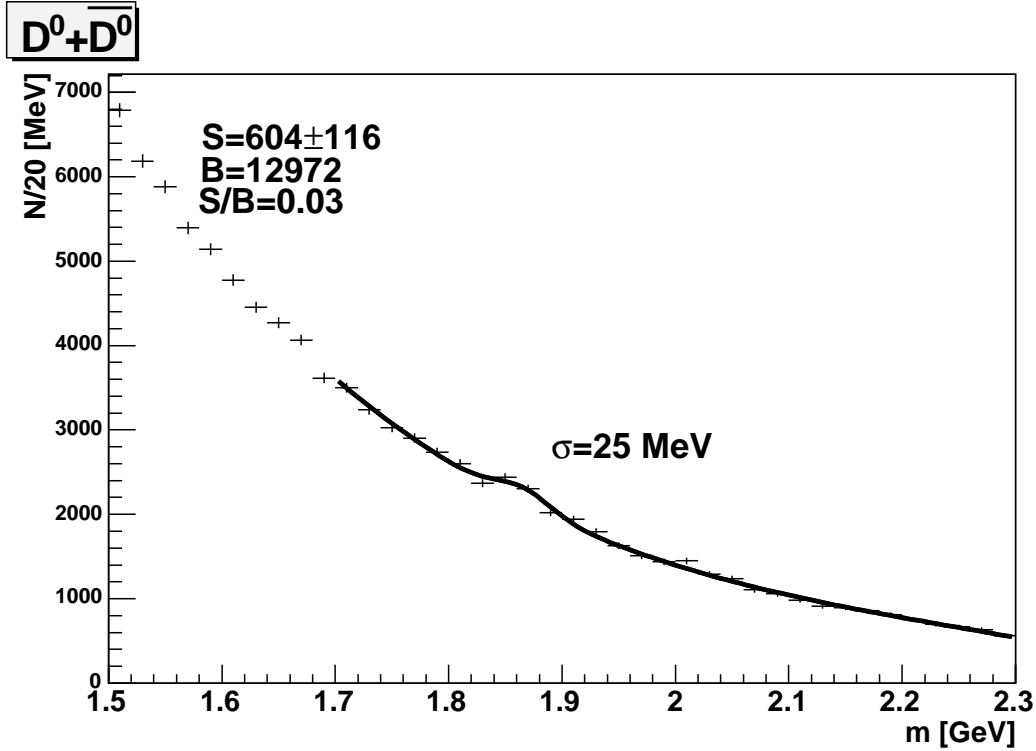
6.2.5 Badanie optymalizacji stosunku sygnału do tła przy użyciu neutralnego kaonu

Inna próba zmniejszenia tła kombinatorycznego polegała na użyciu jako cząstki znakującej kaonu neutralnego. W tym przypadku, ze względu na mieszanie K^0 i \bar{K}^0 , nie rozróżniamy dziwności znakującego kaonu, co powoduje, że efektywność tej metody jest również ograniczona.

Rekonstrukcja mezonu K^0 w detektorze COMPASS polega na rekonstrukcji masy niezmienniczej dwóch pionów pochodzących z rozpadu $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Rozkład tej masy przedstawiony jest na rys. 6.15. Jako wierzchołek rozpadu K^0 wybiera się wierzchołki wtórne, z dwoma i tylko dwoma wychodzącymi torami cząstek różnych znaków, znajdujące się poza tarczą eksperymentu oraz odległe od wierzchołka pierwotnego o więcej niż 20 cm.

Przyjęto, że sygnał K^0 znajduje się w obszarze ± 0.02 GeV rozkładu masy niezmienniczej na rys. 6.15 wokół nominalnej masy K^0 . W obszarze tym stosunek sygnału do tła wynosi około 1.5. Rozkłady masy niezmienniczej D^0 dla przypadków znakowanych K^0 przedstawione są na rys. 6.16.

Przy użyciu tej metody stosunek sygnału do tła wynosi ok. 0.09, jest więc nieco większy niż otrzymany przy użyciu metody bez dodatkowych selekcji (rys. 6.7f) oraz metody z użyciem naładowanego kaonu (rys. 6.13). Redukcja liczby przypadków jest tu jednak znacząca (39 razy w stosunku do rys. 6.7). Jest to wynikiem wymagania rekonstrukcji przynajmniej 5 cząstek w przypadku: mionu rozproszonego, kaonu i pionu z D^0 oraz dwóch pionów z K^0 .



Rys. 6.13: Rozkład D^0 , dla przypadków oznaczanych dodatkowym kaonem naładowanym.

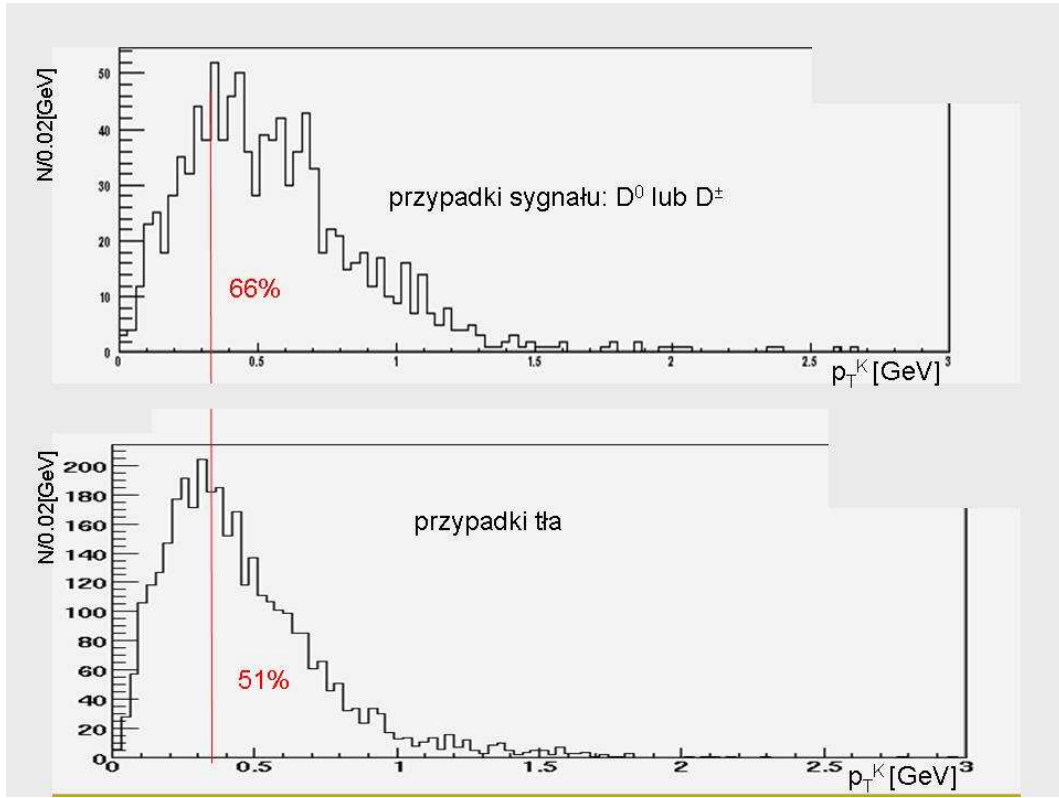
$0.35 > y > 0.85$
$ \cos\Theta_K < 0.85$
$z_D > 0.20$

Tabela 6.3: Cięcia kinematyczne używane w celu wyodrębnienia sygnału $D^{*\pm}$.

6.3 Selekcja przypadków z mezonami $D^{*\pm}$

Oddzielną analizę przeprowadzono dla przypadków, w których obserwuje się naładowaną cząstkę D^* . Poszukuje się D^{*+} rozpadających się w kanale $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, gdzie D^0 rozpada się dwuciałowo: $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$. Cechą powyższego rozpadu jest niewielki, w stosunku do innych cząstek, pęd pionu z rozpadu D^{*+} . Jest to spowodowane tym, że różnica mas $D^{*+}(m = 2010 \text{ MeV})$ i $D^0(m = 1867 \text{ MeV})$ jest bliska masie π^+ i w związku z tym ograniczona jest dostępna przestrzeń fazowa dla tego pionu. W przeprowadzonej selekcji poszukujemy najpierw kombinacji dwóch cząstek spełniającej kryteria hipotezy D^0 , opisanych w części 6.2. Używamy jednak mniej restrykcyjnych cięć kinematycznych na z_D i $\cos\theta_K$, przedstawionych w tabeli 6.3.

Następnie, do tak wybranej kombinacji dodajemy trzecią cząstkę, o znaku dodatnim, której przypisujemy masę pionu. Tor tej cząstki powinien również pochodzić z wierzchołka pierwotnego, jako że średnia droga rozpadu, D^{*+} wynosi ok $100 \mu\text{m}$. Jest ona znacznie mniejsza niż zdolność rozdzielcza rekonstrukcji wierzchołka w eksperymencie COMPASS (patrz 5.2.2). Do identyfikacji tej trzeciej cząstki również nie używamy detektora RICH, natomiast, w celu eliminacji mionów,



Rys. 6.14: Rozkład pędu poprzecznego kaonu pochodzącego z mezonu \bar{D}^0 dla przypadków stowarzyszonych ze znakowanym D^0 (rysunek górny) oraz dla pozostałych przypadków (rysunek dolny). Na rysunku oznaczono procent przypadków pozostających po cięciu na $p_T^K > 0.3 \text{ GeV}$.

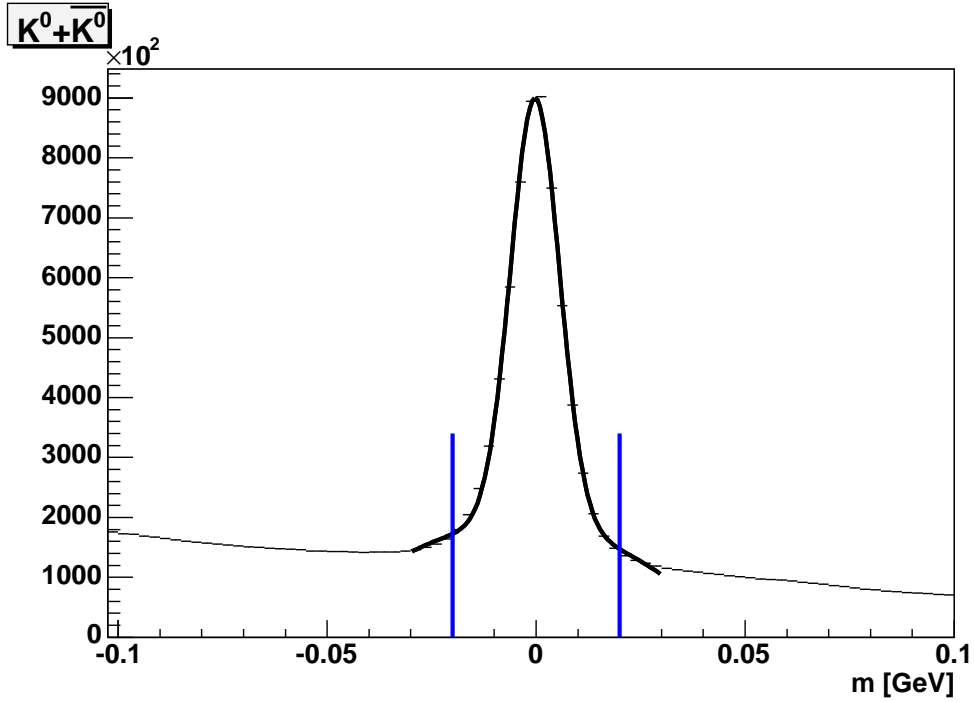
žadamy aby liczba przebytych przez nią dróg radiacyjnych była mniejsza niż 10.

Dla wybranych w ten sposób przypadków konstruujemy dwuwymiarowy histogram mas niezmienniczych przedstawiony na rys. 6.17: $\Delta m = m_{K-\pi^+\pi^+} - m_{K-\pi^+}$ względem $m = m_{K-\pi^+}$. Sygnał pochodzący od przypadków z D^{*+} pojawia się dla wartości $\Delta m = m_{D^{*\pm}} - m_{D^0}$ i $m = m_{D^0}$. Na rys. 6.17 w obszarze tym widoczna jest nadwyżka przypadków ponad tłem.

Sygnał D^{*+} jest dalej analizowany przy użyciu dwóch rozkładów, będących rzutami odpowiednich obszarów rozkładu przedstawionego na rys. 6.17:

- Δm ; przy warunku $1.82 < m < 1.94 \text{ GeV}$,
- m ; przy warunku $0.140 < \Delta m < 0.150 \text{ GeV}$.

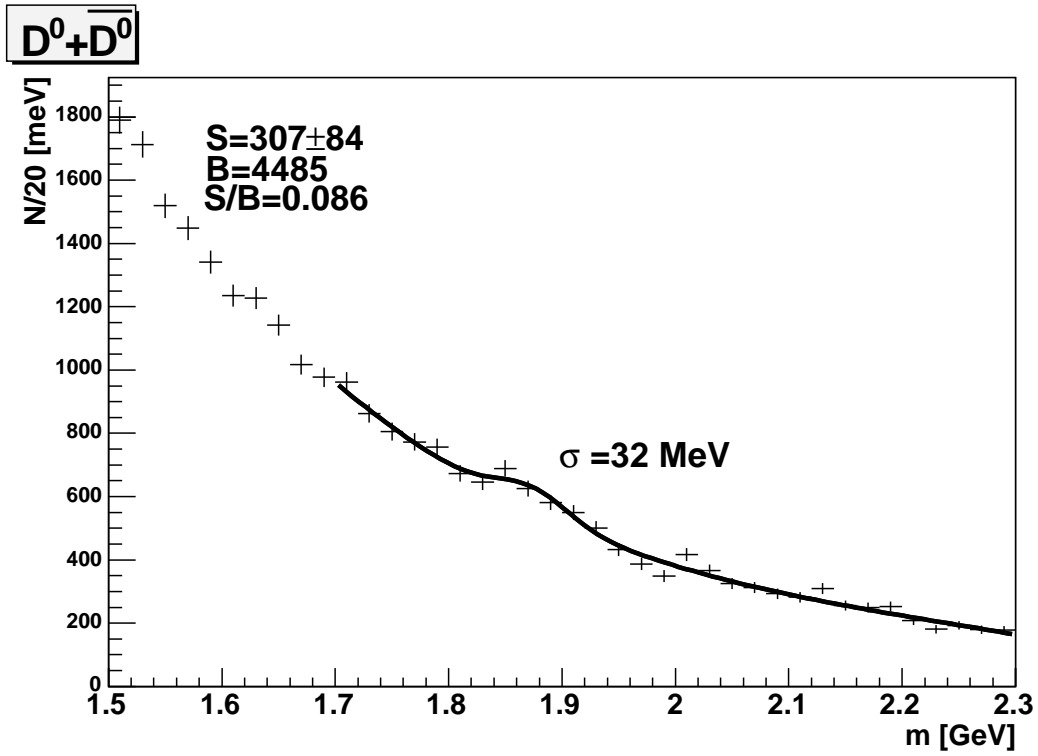
Do rozkładu Δm dopasowano sumę funkcji Gaussa opisującej kształt sygnału oraz funkcji pierwiastkowej $C\sqrt{\Delta m - m_\pi}$, opisującej kształt tła, gdzie C jest parametrem dopasowania. Do rozkładu m dopasowano sumę funkcji Gaussa opisującej kształt sygnału oraz wielomianu trzeciego stopnia do opisu kształtu tła. Dla tego rozkładu, podobnie jak poprzednio, tło parametryzowano z wyłączeniem obszaru mas 1.50-1.68 GeV ponieważ w tym obszarze obserwuje się “odbicie” sygnału



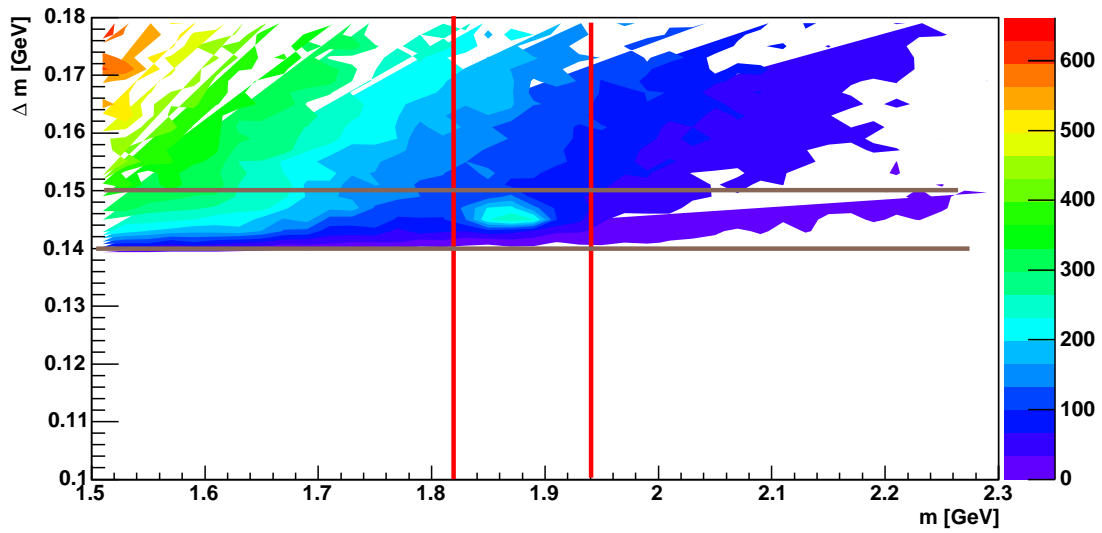
Rys. 6.15: Rozkład masy niezmienniczej $m_{\pi^+\pi^- - m_{K^0}}$.

$D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$, w którym π^0 nie zostało zrekonstruowane. Rozkłady wraz z dopasowanymi funkcjami pokazano na rys. 6.18. Parametry σ rozkładu Gaussa opisującego kształt sygnału wynoszą 1.5 MeV dla Δm i 24 MeV dla m . Wartości S/B wynoszą odpowiednio 0.67 i 0.56, a liczby przypadków sygnału 1457 ± 66 oraz 1218 ± 75 .

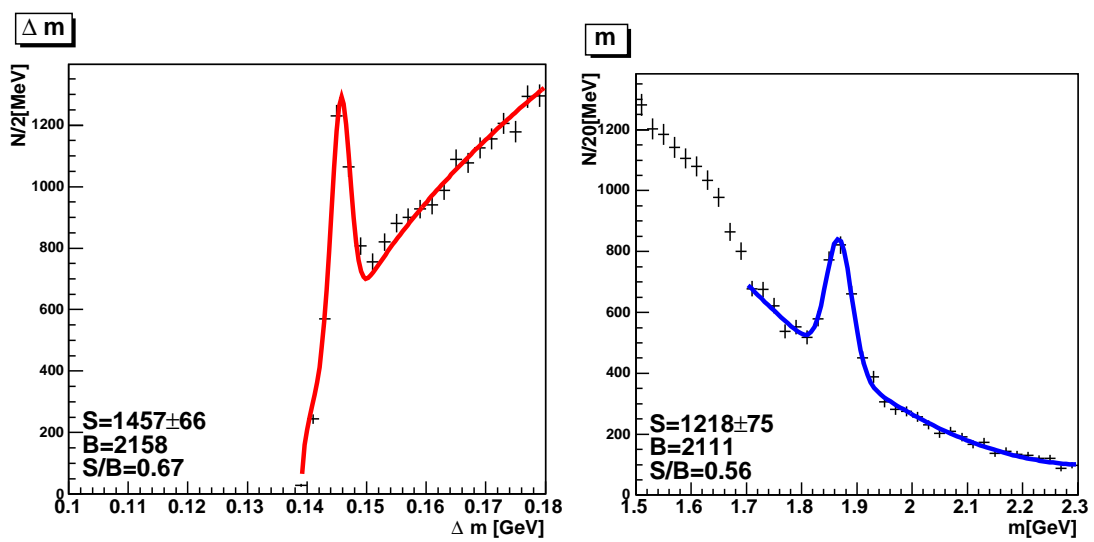
W następnym rozdziale wyznaczane zostaną asymetrie spinowe dla przypadków z D^{*+} , przy użyciu rozkładów masy niezmienniczej Δm oraz m oraz dla przypadków z mezonami D^0 , które nie pochodzą z rozpadu D^{*+} , przy użyciu rozkładu masy $m_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$.



Rys. 6.16: Rozkład masy niezmienniczej $K\pi$, dla przypadków znakowanych K^0 .



Rys. 6.17: Sygnał pochodzący z rozpadów $D^{*+} \rightarrow K^- \pi^+$ w dwuwymiarowym rozkładzie $(m, \Delta m)$. Linię niebieską zaznaczono obszar, w którym dokonujemy rzutu na oś masy niezmienniczej D^0 , linię czerwoną - obszar który rzutujemy na oś różnicy mas D^{*+} i D^0 .

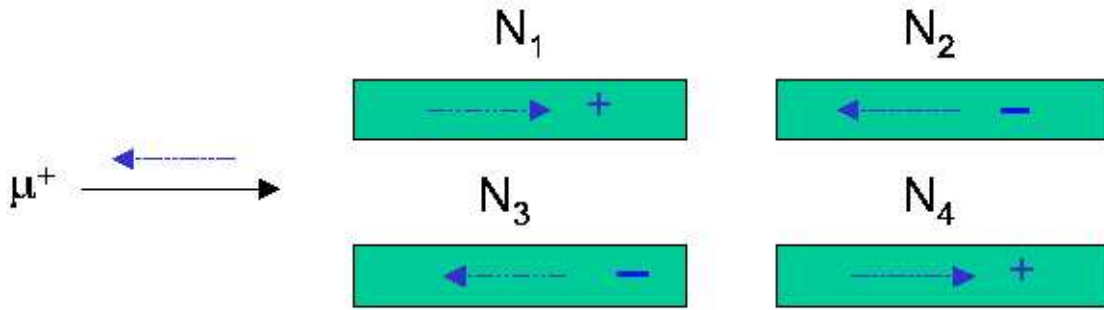


Rys. 6.18: Rozkłady Δm (rysunek lewy) oraz m (rysunek prawy).

Rozdział 7

Metodyka wyznaczania asymetrii z danych doświadczalnych

W niniejszej pracy polaryzację gluonów $\frac{\Delta G}{G}$ wyznacza się poprzez pomiar asymetrii spinowych przekrojów czynnych dla procesu otwartej produkcji powabu. Odpowiednie zaprojektowanie układu tarczy oraz użycie odpowiedniej metody wyznaczania asymetrii, umożliwiają jej pomiar bez konieczności mierzenia przekrojów czynnych, strumienia padających mionów wiązki oraz wyznaczania akceptacji. Układ tarczy składa się z dwóch połówek o przeciwnych kierunkach polaryzacji, naświetlanych jednocześnie wiązką. Aby uniezależnić się od akceptacji i efektów systematycznych (np. asymetrii spowodowanej zmianami temperatury między dniem i nocą) polaryzacje odwraca się poprzez rotację kierunku pola magnetycznego solenoidu tarczy (3 razy na dobę) lub przez naświetlanie mikrofalami o odpowiedniej częstotliwości (raz na rok zbierania danych). Możliwe konfiguracje kierunków polaryzacji przedstawione są na rys. 7.1.



Rys. 7.1: Konfiguracje I (górną) i II (dolną) polaryzacji tarcz i wiązki. Opis oznaczeń znajduje się w tekście. Strzałki z linii przerywanej wskazują zwrot polaryzacji.

Liczby oddziaływań N_i z rys. 7.1 wyrażają się następująco:

$$N_1 = \Phi_{1,2} a_u n_u \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{t1} A_{||}),$$

$$\begin{aligned}
N_2 &= \Phi_{1,2} a_d n_d \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{t2} A_{||}), \\
N_3 &= \Phi_{3,4} a'_u n'_u \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{t3} A_{||}), \\
N_4 &= \Phi_{3,4} a'_d n'_d \sigma_0 (1 - f P_\mu P_{t4} A_{||}).
\end{aligned} \tag{7.1}$$

N_i oznaczają liczbę przypadków, dla których oddziaływanie zaszło przy i -tym zwrocie polaryzacji danej połówki tarczy, Φ - całkowity strumień padających mionów przechodzący przez obie połówki tarczy, $a_{u,d}$ - akceptację spektrometru dla oddziaływania zachodzącego w danej połówce tarczy, $n_{u,d}$ - liczbę nukleonów w danej połówce tarczy, σ_0 - przekrój czynny na oddziaływanie mionu z pojedynczym nukleonem tarczy, f - średni współczynnik rozcieńczenia tarczy, P_μ - polaryzację wiązki, P_{ti} - polaryzację tarczy w odpowiedniej konfiguracji. P_{ti} ma znak plus, jeżeli zwrot polaryzacji jest zgodny z kierunkiem pędu padającego mionu, znak minus - jeżeli przeciwny. Indeksy u,d odnoszą się do odpowiedniej połówki tarczy: lewej (*upstream*) i prawej (*downstream*), wielkości primowane - do wartości po odwróceniu kierunku pola magnesu tarczy. $A_{||}$ jest asymetrią spinowych przekrojów czynnych na oddziaływanie μN .

Do wyznaczenia asymetrii dla procesu fuzji fotonowo-gluonowej estymatą N_i jest liczba zrekonstruowanych mezonów powabnych. Wkład od przypadków, w których zrekonstruowały się dwie cząstki powabne tj. D^0 i \bar{D}^0 jest mniejszy niż 0.4%. Asymetrię wyznaczono metodą pierwszego oraz drugiego rzędu używając jako estymaty N_i liczby cząstek sygnału ponad dopasowanym tłem. Dla porównania wyznaczono też asymetrię metodą z wagami przypadków. Tutaj do asymetrii wchodzi zarówno przypadki z mezonami powabnymi, jak i tła. Szczegóły wymienionych metod i otrzymane rezultaty omówione są w kolejnych częściach tego rozdziału.

Współczynnik rozcieńczenia - f

Współczynnik rozcieńczenia wprowadzony do wzorów (7.1) uwzględnia to, że nie cały materiał tarczy składa się z cząstek dających się spolaryzować:

$$f = \frac{\text{liczba polaryzowalnych nukleonów}}{\text{liczba wszystkich nukleonów}}. \tag{7.2}$$

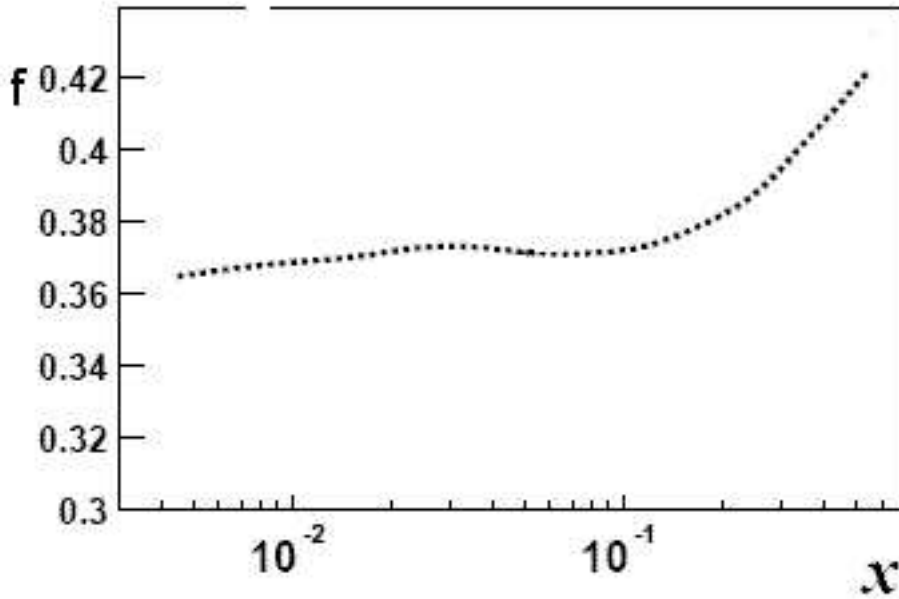
Tarcza deuteronowa COMPASS-a, składa się z molekuł 6LiD . Można je przybliżyć jako układ trójcząsteczkowy $(\alpha + p + n) + d$. Kierunek spinu pary $p + n$ jest skierowany zgodnie ze spinem deuteronu z prawdopodobieństwem 86% i stanowi efektywnie dodatkowy "klastr deuteronowy". Zatem czynnik rozcieńczenia dla deuterku litu jest równy w przybliżeniu 0.5; w jednej molekułce mamy cztery (spośród ośmiu) spolaryzowane nukleony.

W rzeczywistości tarcza zawiera 10 różnych składników: głównie izotopy wodoru ale też węgiel, fluor, nikiel i miedź. Uwzględniając to, czynnik rozcieńczenia określa się jako:

$$f = \frac{n_d}{n_d + n_A \frac{\bar{\sigma}_A}{\bar{\sigma}_d}}, \tag{7.3}$$

gdzie $n_{d(A)}$ odpowiada liczbie nukleonów w tarczy dla odpowiedniego rodzaju materiału, a $\bar{\sigma}_{d(A)}$ jest przekrojem czynnym na oddziaływanie danego jądra z mionem. Stosunek przekrojów czynnych $\frac{\bar{\sigma}_A}{\bar{\sigma}_d}$ jest w przybliżeniu równy stosunkowi funkcji struktury $\frac{F_2^A}{F_2^d}$. Pomiary i parametryzacje $\frac{F_2^A}{F_2^d}$ dokonywane były w eksperymentach EMC i NMC [45, 46, 47]. Czynnik rozcieńczenia jest funkcją zmiennych kinematycznych oraz położenia wierzchołka w tarczy.

W niniejszej pracy używano współczynnika rozcieńczenia dla przypadków semi-inkluzywnych, którego średnia wartość w przedziale zmiennych kinematycznych użytych do selekcji przypadków z produkcją powabu wynosi $f = 0.38$. Rozkład f w funkcji zmiennej x przedstawiony jest na rys. 7.2.



Rys. 7.2: Rozkład czynnika rozcieńczenia f w funkcji zmiennej x , dla przypadków semi-inkluzywnych. Wartości f w każdym przedziale x uśrednione są po Q^2 określonym przez przez obszar kinematyczny trygerów.

7.1 Metoda pierwszego rzędu (“First Order”)

Korzystając ze wzorów (7.1) możemy wyznaczyć asymetrię mierzoną A_m dla każdej z dwóch konfiguracji przedstawionych na rys. 7.1:

$$\begin{aligned}
 A_{m(1,2)} &= \frac{N_1 - N_2}{N_1 + N_2} = \frac{(a_u n_u - a_d n_d) - f P_\mu (a_u n_u P_{t1} - a_d n_d P_{t2}) A_{||}}{(a_u n_u + a_d n_d) - f P_\mu (a_u n_u P_{t1} + a_d n_d P_{t2}) A_{||}}, \\
 A_{m(4,3)} &= \frac{N_4 - N_3}{N_4 + N_3} = \frac{(a'_d n'_d - a'_u n'_u) - f P_\mu (a'_d n'_d P_{t4} - a'_u n'_u P_{t3}) A_{||}}{(a'_d n'_d + a'_u n'_u) - f P_\mu (a'_d n'_d P_{t4} + a'_u n'_u P_{t3}) A_{||}}.
 \end{aligned} \tag{7.4}$$

Jeżeli przyjmiemy następujące założenia:

1. iloczyn stosunków akceptacji i liczby nukleonów dla obu połówek tarczy jest stały po odwróceniu kierunku pola magnetycznego solenoidu tarczy ($\frac{a_u n_u}{a_d n_d} = \frac{a'_u n'_u}{a'_d n'_d}$),
2. różnica pomiędzy polaryzacjami dwóch połówek tarcz jest taka sama przed i po odwróceniu kierunku pola solenoidu tarczy ($\Delta P_t = P_{t1} - P_{t3} = P_{t4} - P_{t2}$),

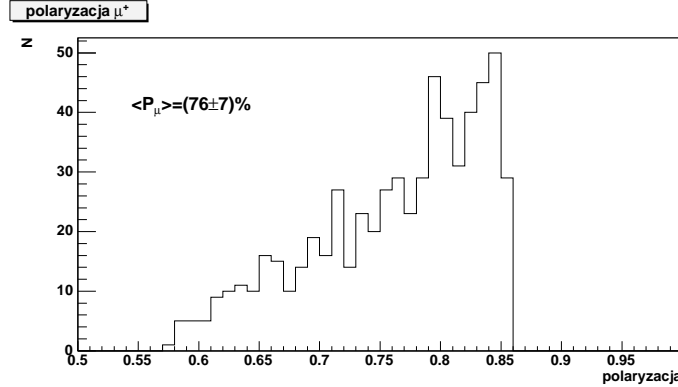
oraz w mianownikach wzorów (7.4) zaniedbamy małe składniki różnicy (w których występuje mnożenie przez f i P_μ), to wzór na średnią asymetrię A_m przybierze postać:

$$A_m = \frac{1}{2}(A_{m(1,2)} + A_{m(4,3)}) = \frac{1}{2} \Delta P_t P_\mu |f A_{||}, \tag{7.5}$$

skąd możemy wyznaczyć asymetrię fizyczną $A_{||}$.

W tej metodzie asymetria $A_{||}$ wyznaczana jest dla średnich wartości polaryzacji wiązki P_t , polaryzacji tarczy P_μ oraz czynnika rozcieńczenia f .

Polaryzacja wiązki P_μ , jest określana przez symulację Monte Carlo przestrzeni fazowej i propagacji wiązki [48] i parametryzowana w funkcji y . Wartość średniej polaryzacji wiązki wynosi $P_\mu = 0.76 \pm 0.07\%$. Rozkład wartości bezwzględnych tej polaryzacji dla danych 2002 przedstawia rys. 7.3. Dla danych 2003 rozkład jest podobny.



Rys. 7.3: Rozkład wartości bezwzględnej polaryzacji wiązki dla danych zebranych w roku 2002.

Wartość ΔP_t obliczona jest przy użyciu różnic polaryzacji, uśrednionych po liczbie punktów pomiarowych (cewek NMR), dla obydwu połówek tarczy. Rozkład polaryzacji tarczy dla poszczególnych konfiguracji, dla danych 2002, przedstawia rys. 7.4. Rozkłady dla danych z roku 2003 nie odbiegają znacząco od tych z roku 2002, a średnie polaryzacje są takie same.

Dla połowki pierwszej $P_{t1} - P_{t3} = 1.03 \pm 0.04$, dla drugiej $P_{t2} - P_{t4} = 0.96 \pm 0.06$. Do obliczania asymetrii użyta została średnia wartość tych różnic: $\Delta P_t = 1.00 \pm 0.04$.

Błąd statystyczny na asymetrię $A_{||}$ wynosi:

$$\delta A_{||} = \frac{1}{|\frac{1}{2}\Delta P_t P_\mu f|} * \delta A_m$$

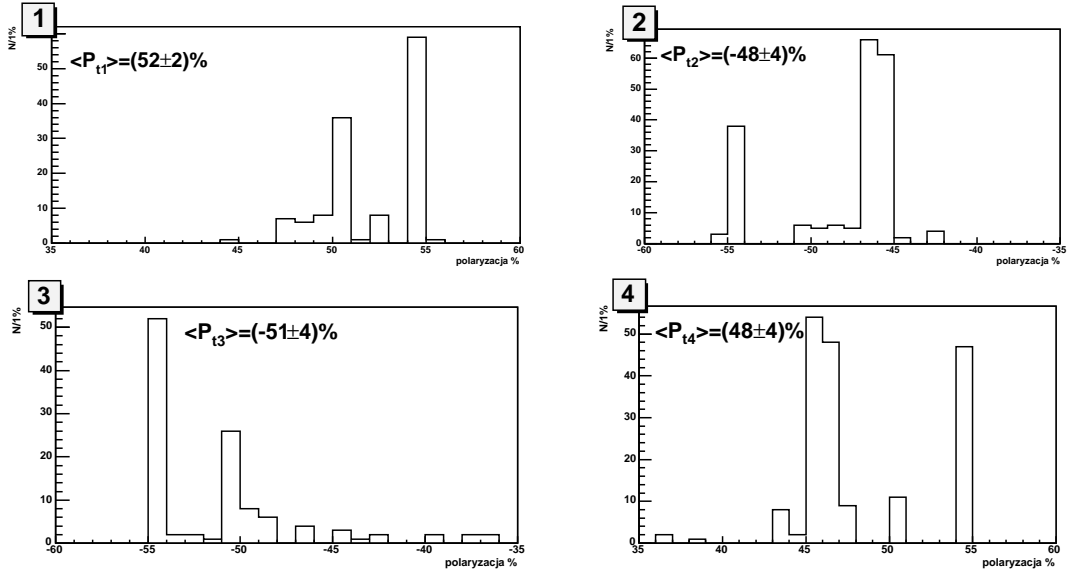
$$\delta A_m = \frac{1}{2} \sqrt{(\delta A_{m(1,2)}^2 + \delta A_{m(4,3)}^2)}, \quad (7.6)$$

gdzie

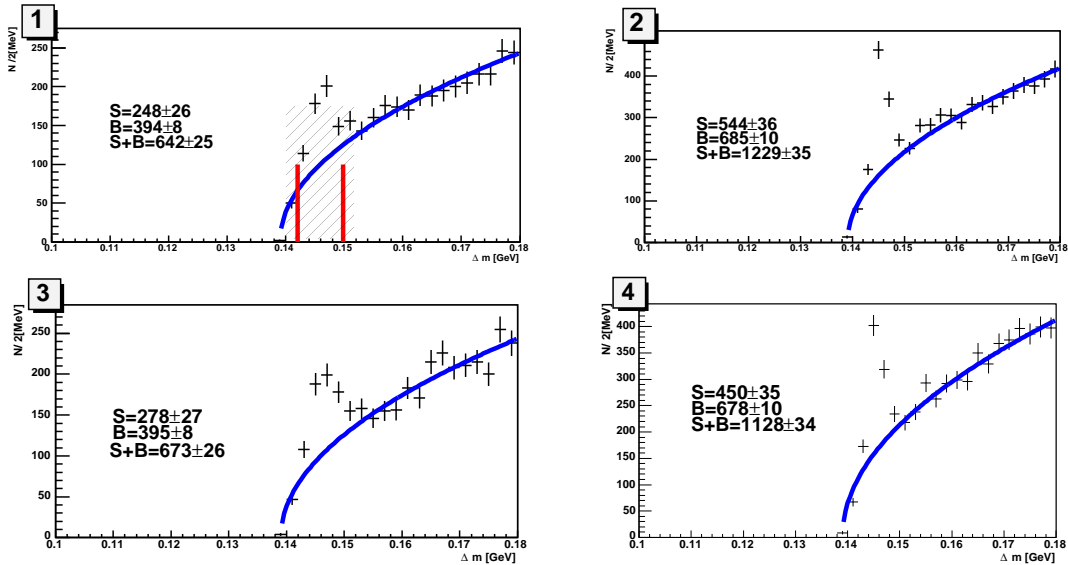
$$\delta A_{m(i,j)} = 2 \frac{\sqrt{N_i^2 N_j + N_j^2 N_i}}{(N_i + N_j)^2}.$$

Wkłady od niepewności ΔP_t , P_μ , f do błędu na asymetrię są zanedbywalne, stanowią poniżej 1% błędu wynikającego z liczby przypadków.

Asymetrię pierwszego rzędu wyznaczono z rozkładów masy niezmienniczej Δm i m pokazanych na rys. 6.18 oraz z rozkładów $m_{D^0 \rightarrow K^- \pi^+}$ dla tych D^0 , które nie pochodzą z D^{*+} .



Rys. 7.4: Rozkład wartości polaryzacji tarczy dla danych zebranych w roku 2002. Numery 1-4 odnoszą się do odpowiednich konfiguracji polaryzacji na rys. 7.1.



Rys. 7.5: Rozkłady mas niezmienniczych $\Delta m = m_{D^{*+}} - m_{D^0}$. Numery rysunków odnoszą się do odpowiednich połówek tarcz i kierunków polaryzacji z rys. 7.1. Liniami zaznaczono obszar sygnału, polem zakreśwonym obszar wyłączony z dopasowania tła.

Rozkłady Δm , odpowiednio dla konfiguracji polaryzacji I i II z rys. 7.1, przedstawiono na rys. 7.5. Liczbę przypadków D^{*+} uzyskano w sposób następujący:

1. Do rozkładu tła w granicach $0.138 < \Delta m < 0.180$ GeV, z wyłączeniem obszaru o szerokości $\pm 3.5\sigma$ ($\Delta m = 0.140 - 0.152$ GeV) wokół maksimum sygnału, dopasowano funkcję opisującą

tło w tym obszarze: $C\sqrt{\Delta m - m_{\pi^+}}$, gdzie C jest stałą dopasowania. Parametr $\sigma = 1.5 \text{ MeV}$ wyznaczony jest z dopasowania rozkładu Gaussa do sygnału w całej próbce (rys. 6.18).

2. W obszarze $\pm 2.5\sigma$ ($\Delta m = 0.142 - 0.150 \text{ GeV}$) wokół maksimum sygnału, odjęto całkowitą liczbę zliczeń od całki sparametryzowanego tła, otrzymując liczby przypadków $N_i = S = (S + B) - B$ we wzorze (7.4). Otrzymane liczby przypadków sygnału podane są na rys. 7.5.

Opisaną wyżej metodę zastosowano również do wyznaczenia asymetrii z rozkładu masy D^0 pochodzących z rozpadu D^{*+} (rys. 7.6), co daje sprawdzian metody, ponieważ obydwa wyniki powinny być zgodne. Liczba przypadków sygnału S jest tu określana dla szerokości $\pm 2.5\sigma$ (gdzie $\sigma = 24 \text{ MeV}$, odpowiada szerokości sygnału pokazanego na rys. 6.18) wokół maksimum rozkładu, tj. w przedziale mas $1.81 - 1.93 \text{ GeV}$. W celu wyznaczenia tła, do każdego z rozkładów dopasowywany jest wielomian trzeciego stopnia w przedziale $1.5 - 2.3 \text{ GeV}$ z wyłączeniem obszaru $\pm 3.5\sigma$ wokół maksimum sygnału oraz obszaru mas $1.56 - 1.70 \text{ GeV}$, w którym obserwuje się sygnał resztkowy pochodzący z rozpadów $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^0$. Obserwuje się oczywistą zgodność liczb $S + B$ pomiędzy odpowiednimi rozkładami mas na rys. 7.5 i 7.6. Niewielka zmiana S związana jest z inną liczbą przypadków tła poza obszarem sygnału.

Niezależną estymatę asymetrii można otrzymać z rozkładu masy niezmienniczej D^0 nie pochodzących z rozpadu D^{*+} (rys. 7.7). Liczbę przypadków oblicza się w przedziale $\pm 2.5\sigma$ (tj. $1.78 - 1.96 \text{ GeV}$) wokół maksimum sygnału D^0 , gdzie $\sigma = 37 \text{ MeV}$ otrzymano z dopasowania rozkładu pokazanego na rys. 6.7. Tło, również w tym przypadku, parametryzuje się wielomianem trzeciego stopnia, wyłączając z dopasowania dwa obszary masy: $\pm 3.5\sigma$ (tj. $1.74 - 2.00 \text{ GeV}$) wokół maksimum sygnału oraz $1.56 - 1.70 \text{ GeV}$ - obszar sygnału resztkowego.

Sprawdzono, że we wszystkich omawianych przypadkach kształt tła kombinatorycznego dla danej połówki tarczy nie zmienia się przy zmianie znaku polaryzacji.

Niepewność systematyczna wyznaczenia liczby przypadków, wynikająca z ustalonego zakresu dopasowania tła, wynosi dla tarczy lewej (konfiguracje 1 i 3) 7%, natomiast dla tarczy prawej (konfiguracje 2 i 4) 4%. Została ona oszacowana poprzez sprawdzenie zmiany liczby przypadków sygnału wraz ze zmianą zakresu dopasowania. Niepewność związana z kształtem rozkładu tła dla rozkładów masy D^0 jest zaniedbywalna. Wkłady tych niepewności do błędu asymetrii zostały pominięte.

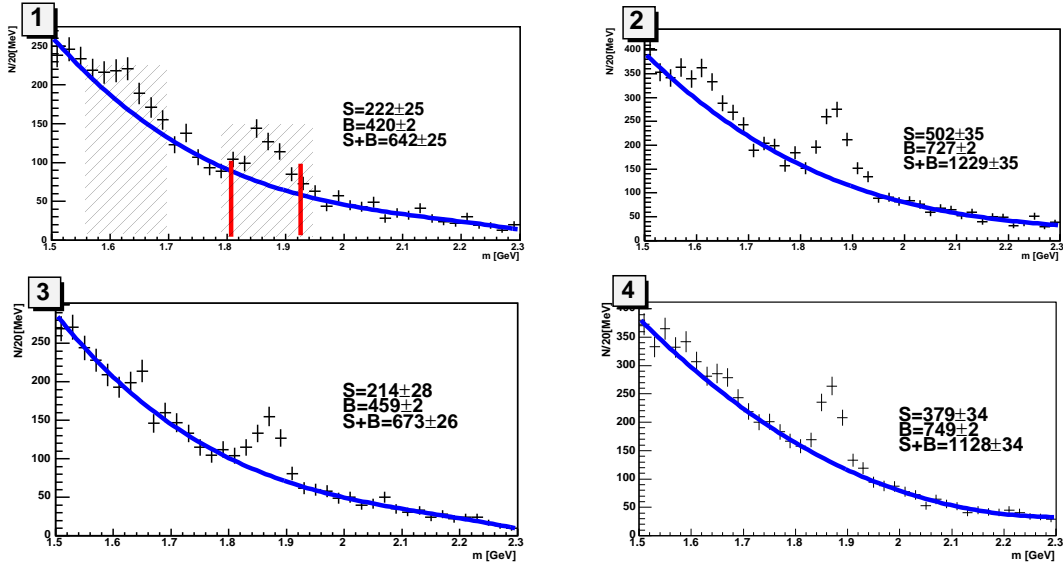
Jakość dopasowania tła jest różna dla różnych rozkładów masy. Uśrednione po konfiguracjach χ^2/ndf wynosi 1.3 dla rozkładów Δm , 0.8 dla rozkładów m_{D^0} z D^* i 2.1 dla rozkładów m_D^0 . Kształt tła dla różnych połówek tarczy jest taki sam dla obydwu rozkładów m . Dla rozkładów Δm nachylenie tła nieznacznie się zmienia w zależności od połówki tarczy.

Wyniki asymetrii podane są w tabeli 7.1.

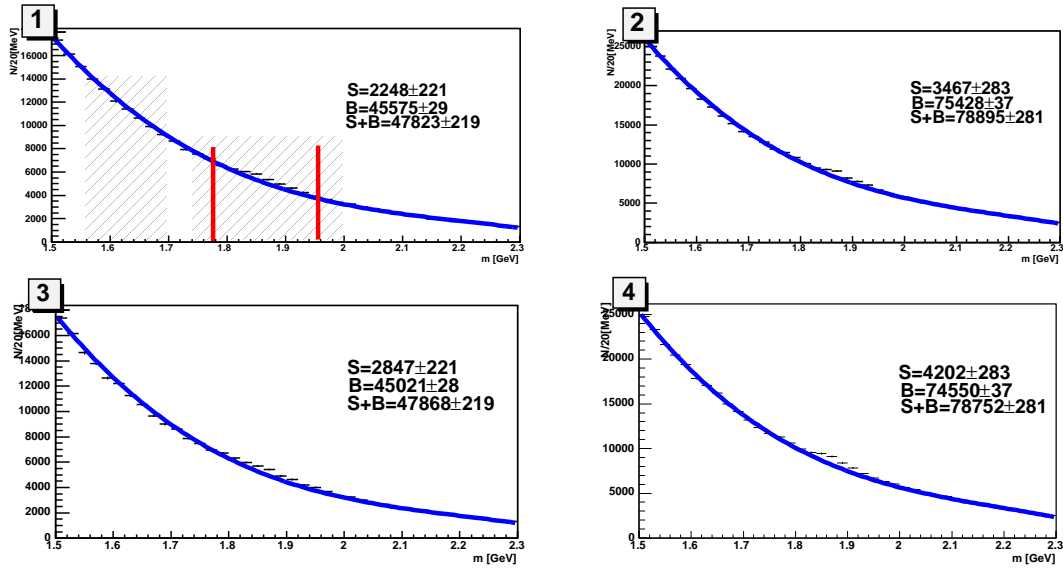
7.2 Metoda drugiego rzędu (“Second Order”)

Ta metoda nie wymaga założenia o równości różnic polaryzacji $\Delta P_{t1} - \Delta P_{t3} = \Delta P_{t2} - \Delta P_{t4}$. Wyprowadzanie wzoru na asymetrię drugiego rzędu zaczyna się od eliminacji iloczynu $\Phi\sigma_0$ z układu równań (7.1). Otrzymujemy wtedy:

$$N_1(1 - fP_\mu P_{t2} A_{||}) - N_2(1 - fP_\mu P_{t1} A_{||}) \left(\frac{a_u n_u}{a_d n_d} \right) = 0, \quad (7.8)$$



Rys. 7.6: Rozkłady mas niezmienniczych D^0 pochodzących z rozpadu D^{*+} , dla konfiguracji polaryzacji tarcz I i II. Numery rysunków odnoszą się do odpowiedniej konfiguracji z rysunku 7.1. Liniami zaznaczono obszar sygnału, polem zakreskowanym obszary wyłączone z dopasowania.



Rys. 7.7: Rozkłady mas niezmienniczych D^0 nie pochodzących z rozpadu D^{*+} dla konfiguracji polaryzacji tarcz I i II. Numery rysunków odnoszą się do odpowiedniej konfiguracji z rysunku 7.1. Liniami zaznaczono obszar sygnału, polem zakreskowanym obszary wyłączone z dopasowania.

$$N_3(1 - fP_\mu P_{t4} A_{||}) - N_4(1 - fP_\mu P_{t3} A_{||}) \left(\frac{a'_u n'_u}{a'_d n'_d} \right) = 0. \quad (7.9)$$

Jeżeli teraz, podobnie jak w metodzie pierwszego rzędu, przyjmiemy założenie dotyczące równości stosunku $\frac{a_u n_u}{a_d n_d}$ przed i po odwróceniu polaryzacji ($\frac{a_u n_u}{a_d n_d} = \frac{a'_u n'_u}{a'_d n'_d}$), to z powyższych równań otrzymuje

się równanie kwadratowe ze względu na $A_{||}$ (stąd nazwa metody), którego rozwiązaniem jest:

$$\begin{aligned}
A_{||} &= \frac{1}{fP_{\mu}} \frac{-b \pm \sqrt{b^2 - 4ac}}{2a}, \\
a &= N_1 P_{t2} N_4 P_{t3} - N_2 P_{t1} N_3 P_{t4}, \\
-b &= N_1 P_{t2} N_4 + N_1 N_4 P_{t3} - N_2 P_{t1} N_3 - N_2 N_3 P_{t4}, \\
c &= N_1 N_4 - N_2 N_3.
\end{aligned} \tag{7.10}$$

Jedno z rozwiązań jest niefizyczne, drugie jest poszukiwaną asymetrią. Sposób wyznaczenia liczby przypadków N_i dla tej metody jest taki sam jak w przypadku metody pierwszego rzędu. Błąd statystyczny asymetrii wynosi:

$$\delta A_{||}(x) = \sqrt{\left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N_1}\right)^2 N_1 + \left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N_2}\right)^2 N_2 + \left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N_3}\right)^2 N_3 + \left(\frac{\partial A_{||}}{\partial N_4}\right)^2 N_4}. \tag{7.11}$$

Podobnie jak przypadku metody pierwszego rzędu, przyczynki do błędu na asymetrię od polaryzacji wiązki i tarczy oraz f są nieznaczne i zanedbywalne w stosunku do błędów statystycznych na liczby przypadków N_i . Podobnie jak w przypadku asymetrii pierwszego rzędu, liczby przypadków z których wyliczana jest asymetria pochodzą z rozkładów mas przedstawionych na rys. 7.5, 7.6, 7.7. Wyniki asymetrii uzyskane metodą drugiego rzędu podane są w tabeli 7.1.

7.3 Metoda z ważeniem przypadków

Metody wyznaczania asymetrii opisane w częściach 7.1 i 7.2 posługują się uśrednionymi wartościami polaryzacji wiązki i tarczy oraz czynnika rozcieńczenia w całym obszarze przestrzeni fazowej, w której występuje sygnał. W metodzie z ważeniem, w asymetrii uwzględniane są wszystkie przypadki (sygnału i tła) z rozważanego obszaru masy niezmienniczej. Każdy przypadek ważony jest iloczynem polaryzacji wiązki P_{μ} i współczynnika rozcieńczenia f . Wartość polaryzacji tarczy nie wchodzi do wagi, ponieważ jej pomiary nie są dokonywane przypadek po przypadku, tylko w dłuższych okresach czasu.

Jeżeli podzielimy całą statystykę przypadków na podpróbki, to dla każdej z nich możemy obliczyć asymetrię używając metody pierwszego rzędu. Następnie obliczamy średnią z podpróbek ważoną ich błędami statystycznymi:

$$A_{||}(x) = \frac{\sum_i \frac{A_i}{\sigma_i^2}}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}. \tag{7.12}$$

Błąd statystyczny takiej średniej wynosi:

$$\delta A_{||}(x) = \sqrt{\frac{1}{\sum_i \frac{1}{\sigma_i^2}}}. \tag{7.13}$$

Asymetrię dla każdej z podpróbek przypadków oblicza się używając średnich wartości polaryzacji wiązki P_{μ} i czynnika rozcieńczenia f dla podpróbki. Podstawiając do wzoru (7.12) zamiast A_i wyrażenie na $A_{||}$ ze wzoru (7.5) i zakładając, że błąd na $A_{||}$, wynika z rozkładu Poissona, $\sigma_i = \frac{1}{|\frac{1}{2}\Delta P_t P_{\mu} f|} \sqrt{\frac{1}{N_k + N_l}}$, otrzymamy formułę, w której sumowanie przebiega po podpróbkach, a w granicy dużej statystyki - po przypadkach:

Rozkład	S/B	$(1 + \frac{B}{S})$	A 1-go rzędu	A 2-go rzędu	A^S ważona
Δm	0.67	2.48	-0.48 ± 0.27	-0.53 ± 0.52	-0.49 ± 0.31
$m (D^0 \text{ z } D^{*\pm})$	0.56	2.74	-0.55 ± 0.36	-0.66 ± 0.84	-0.54 ± 0.34
D^0 (nie z $D^{*\pm}$)	0.06	18.54	-0.07 ± 0.27	-0.08 ± 0.35	0.39 ± 0.30

Tabela 7.1: Zestawienie wyników asymetrii $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ otrzymanych przy użyciu różnych metod i różnych rozkładów D^0 i $D^{*\pm}$.

$$A_{||}(x) = \frac{1}{\Delta P_t} \left(\frac{\sum fP_{\mu 1} - \sum fP_{\mu 2}}{\sum (fP_{\mu 1})^2 + \sum (fP_{\mu 2})^2} + \frac{\sum fP_{\mu 4} - \sum fP_{\mu 3}}{\sum (fP_{\mu 4})^2 + \sum (fP_{\mu 3})^2} \right). \quad (7.14)$$

Asymetrię oblicza się dla wszystkich przypadków w wybranym przedziale masy tj. zarówno sygnału jak i tła, ponieważ nie jesteśmy w stanie rozróżnić czy dana kombinacja jest przypadkowa czy pochodzi z rozpadu D^0 . Aby otrzymać asymetrię sygnału należy wprowadzić do formuły asymetrii dodatkowe czynniki. Mierzoną asymetrię sygnału i tła można zapisać jako:

$$\begin{aligned} A_{||} &= \frac{(S^- + B^-) - (S^+ + B^+)}{(S^- + B^-) + (S^+ + B^+)} \\ &= \frac{(S^- - S^+) + (B^- - B^+)}{(S^- + S^+) + (B^- + B^+)} \\ &= \frac{S^- - S^+}{S} \times \frac{S}{S+B} + \frac{B^- - B^+}{S+B} \\ &= A_{||}^S \times \frac{S}{S+B} + \frac{B^- - B^+}{S+B}, \end{aligned} \quad (7.15)$$

gdzie znaki “+” i “-” oznaczają odpowiednio przeciwną i zgodną konfigurację spinów wiązki i tarczy, $S = S^+ + S^-$, $B = B^+ + B^-$, a $A_{||}^S$ asymetrię sygnału, którą chcemy wyznaczyć. Wartości tej asymetrii, oznaczonej jako A^S , podano w tabeli 7.1. W tabeli tej podano również odwrotności czynnika $\frac{S}{S+B}$, używane do obliczenia A^S metodą ważenia przypadków dla różnych rozkładów mas niezmienniczych.

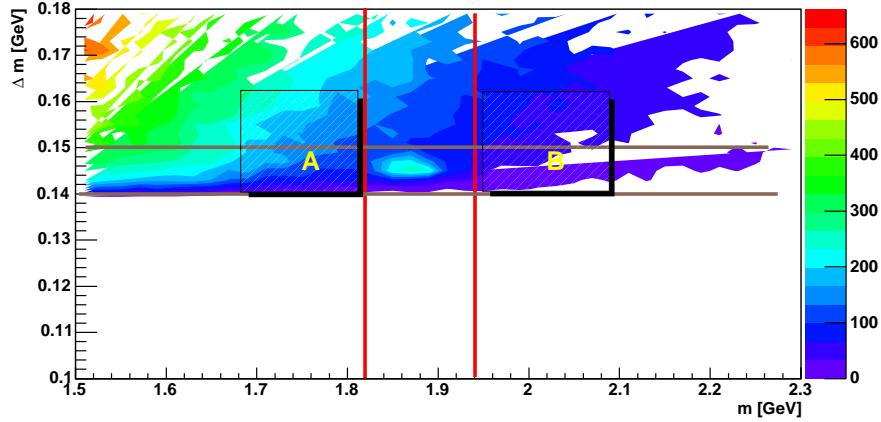
Czynnik $\frac{B^- - B^+}{S+B}$ z równania (7.15) odpowiada za asymetrię tła. Asymetrię tą obliczono dla mas niezmienniczych sąsiadujących z obszarem sygnału tj. w obszarach A i B zaznaczonych na rysunku 7.8. i podano w tabeli 7.2. W tabeli tej podano też dla porównania asymetrię wszystkich kombinacji z obszaru sygnału D^* ($0.140 > \Delta m > 0.150$ GeV, $1.82 > m > 1.94$ GeV), A^{SB} . Wartości asymetrii tła podane w tabeli 7.2 są zgodne z zerem, w związku z czym zaniebano je.

7.4 Zestawienie wyników pomiaru asymetrii

Wyniki asymetrii obliczane dla danych z lat 2002 i 2003 przy użyciu różnych metod i rozkładów masy przedstawia tabela 7.1. Przedstawiono w niej niezależne wyniki dla dwóch rozłącznych próbek przypadków: D^0 i $D^{*\pm}$. Każdą z tych asymetrii wyznaczono trzema metodami. Dodatkowo dla przypadków z $D^{*\pm}$, podano wyniki dla dwóch różnych sposobów obserwacji sygnału: m i Δm .

Obszar	Zakres	Asymetria
sygnału (A^{SB})	$0.140 < \Delta m < 0.150$ GeV, $1.82 < m < 1.94$ GeV	-0.20 ± 0.11
A	$0.140 < \Delta m < 0.162$ GeV, $1.68 < m < 1.82$ GeV	-0.04 ± 0.05
B	$0.140 < \Delta m < 0.162$ GeV, $1.94 < m < 2.08$ GeV	-0.05 ± 0.06

Tabela 7.2: Zestawienie wyników asymetrii $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ dla obszaru sygnału oraz tła (obszary A i B), otrzymanych przy użyciu metody ważonej dla sygnałów D^0 i D^* .

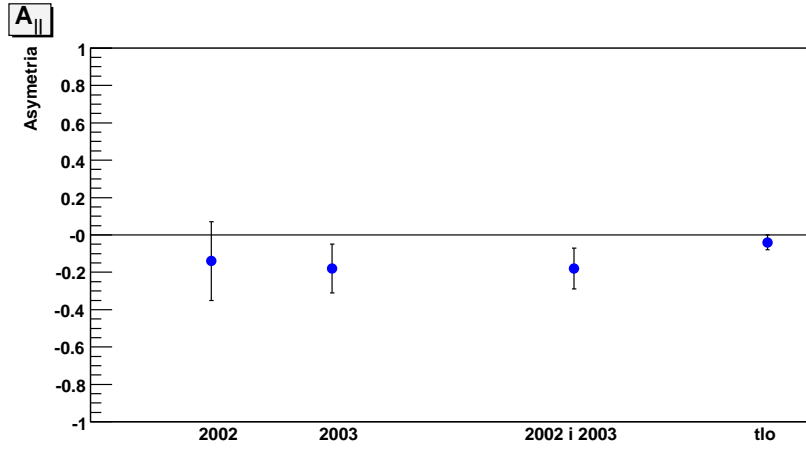


Rys. 7.8: Rozkład mas niezmienniczych na płaszczyźnie Δm vs m . Oznaczenia A i B oznaczają obszary, w których wyznaczono asymetrię tła.

Otrzymane asymetrie są w większości ujemne, na poziomie nie większym niż 2σ . Jedynie wynik dla asymetrii D^0 otrzymanej metodą ważoną jest dodatni (na poziomie nieco większym niż 1σ). W tym ostatnim przypadku do asymetrii dają wkład w znacznej mierze przypadki tła, które jest o rząd wielkości większe niż sygnał. Dla asymetrii 1-go i 2-go rzędu różnica między wartościami asymetrii D^* , otrzymanymi z różnych rozkładów (Δm i m) może być jedną z estymat niepewności systematycznej wynikającej z założonych kształtów funkcji parametryzujących tło, szerokości przedziału, w którym zliczamy przypadki sygnału, i.t.p. Wielkość tej niepewności wynosi ok. 17% dla asymetrii 1-go rzędu i 50% dla asymetrii 2-go rzędu.

Wielkości błędów statystycznych dla metody 1-go rzędu i ważonej są zbliżone, większe są niepewności dla metody 2-go rzędu, gdzie jest mniej założeń. Należy zwrócić uwagę, że różnica między błędami asymetrii 1-go i 2-go rzędu zmniejsza się ze wzrostem liczb przypadków. Dla mniejszych liczebności próbek (D^*) zmiana jest o czynnik ok. 2, dla większych (D^0) - o 1.2.

Na rys. 7.9 zestawiono wyniki pomiarów asymetrii dla wszystkich kombinacji z obszaru sygnału D^{*+} , tj. A^{SB} . Asymetrię tą wyznaczono metodą ważenia przypadków oddzielnie dla roku 2002 ($A = -0.14 \pm 0.21$) i dla roku 2003 ($A = -0.18 \pm 0.13$) oraz średnią ich wartość ($A = -0.17 \pm 0.11$). Na rys. 7.9 pokazano też średnią asymetrię tła dla obszarów A i B z tabeli 7.2 ($A = -0.04 \pm 0.04$).



Rys. 7.9: Asymetrie obliczane metodą ważoną dla przypadków z obszaru mas niezmienniczych sygnału dla danych z lat 2002 i 2003, oraz asymetrie dla tła.

Rok	Asymetria A^{SB}
2002	-0.33 ± 0.28
2003	-0.13 ± 0.13
średnia	-0.16 ± 0.12

Tabela 7.3: Zestawienie rezultatów wyznaczenia fałszywych asymetrii $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ otrzymanych z konfiguracji przedstawionych na rys. 7.10.

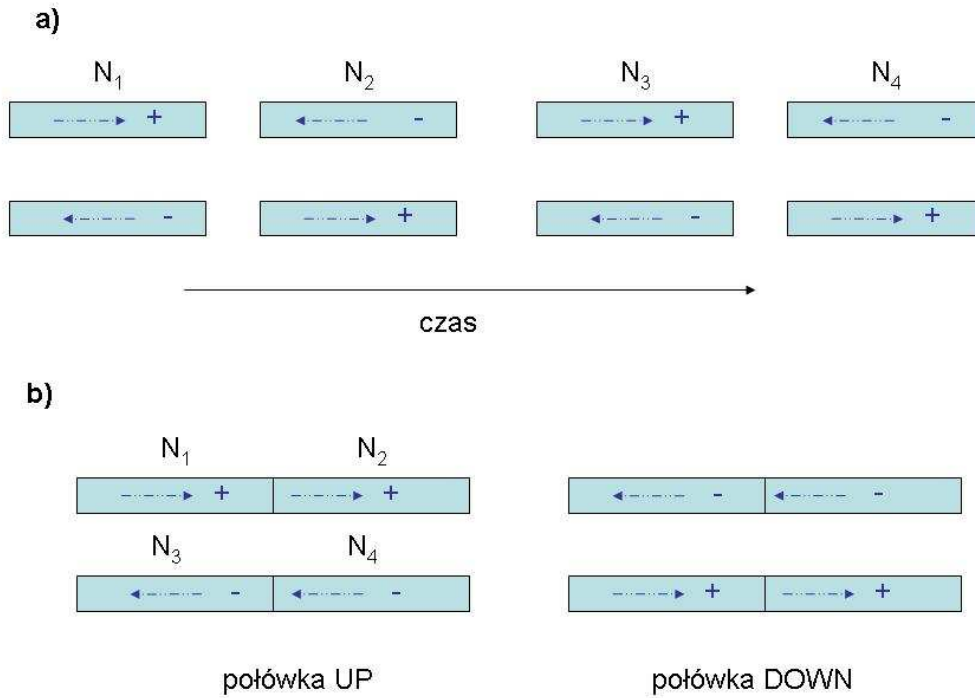
Ocena fałszywych asymetrii

Asymetrie nie pochodzące od spinowych przekrojów czynnych nazywane są asymetriami fałszywymi. Źródłem fałszywych asymetrii są z reguły efekty związane z aparaturą pomiarową, w szczególności zmiany w efektywności i akceptacji spektrometru w czasie.

Fałszywe asymetrie dla przypadków z obszaru mas niezmienniczych sygnału A^{SB} oceniono na dwa sposoby, których idea przedstawiona jest na rys. 7.10. W każdym z nich używano metody ważenia przypadków z lat 2002 i 2003. Pierwszy sposób polega na wyznaczeniu asymetrii metodą sekwencyjną (*consecutive*), tj. dla przypadków o takich samych znakach polaryzacji dla danej połowki tarczy z sąsiadujących ze sobą około dwutygodniowych okresów zbierania danych (rys. 7.10a), a następnie uśrednieniu ich. W tym przypadku określa się asymetrie fałszywe związane ze zmianami w akceptacji spektrometru w czasie. Rezultaty oszacowania fałszywych asymetrii tą metodą przedstawia tabela 7.3.

Drugi sposób polega na wyznaczeniu asymetrii dla przypadków pochodzących z dwóch części jednej połowki tarczy (rys. 7.10b). Asymetrie obliczono oddzielnie dla lewej i prawej połowki tarczy. Otrzymane wartości zestawiono w tabeli 7.4. Ta metoda jest czuła na efekty związane różnicą akceptacji dla połówek tarczy.

Otrzymane wyniki wskazują, że wielkość fałszywej asymetrii jest na poziomie mierzonej asymetrii spinowej, jakkolwiek ich wartość jest również zgodna z zerem w granicach błędów statystycznych, $1 - 2\sigma$.



Rys. 7.10: Konstrukcja fałszywej asymetrii a) metodą sekwencyjną b) poprzez podzielenie każdej z dwóch połówek tarczy.

połówka	A^{SB} 2002	A^{SB} 2003
Lewa (UP)	0.36 ± 0.35	0.00 ± 0.21
Prawa (DN)	0.38 ± 0.26	0.20 ± 0.15
średnia	0.37 ± 0.21	0.13 ± 0.12

Tabela 7.4: Zestawienie rezultatów wyznaczania fałszywych asymetrii $A_{\mu N}^{c\bar{c}}$ otrzymanych przez podzielenie jednej połówki tarczy na dwie części.

Rozdział 8

Wyznaczenie $\Delta G/G$

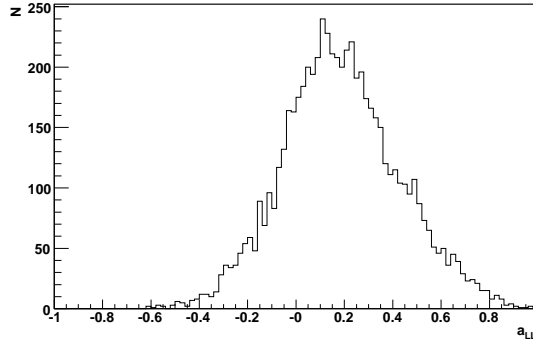
Asymetria fizyczna określana jest przez iloczyn polaryzacji gluonów $\frac{\Delta G}{G}$ i asymetrii partonowej:

$$A_{\parallel} = A_{\mu d}^{c\bar{c}} = \frac{\int d\hat{s} \Delta\sigma(\hat{s}) \Delta G(x_G, \hat{s})}{\int d\hat{s} \sigma(\hat{s}) G(x_G, \hat{s})} \simeq \langle a_{LL} \rangle > \frac{\Delta G}{G}. \quad (8.1)$$

Asymetria partonowa dla procesu PGF zależy w ogólności od pięciu zmiennych kinematycznych wymienionych w rozdziale 5.2.1:

$$a_{LL} = \frac{\Delta\sigma_{\mu d \rightarrow c\bar{c}}}{\sigma_{\mu d \rightarrow c\bar{c}}}(y, Q^2, x_p, z_q, \phi). \quad (8.2)$$

Po scałkowaniu po kącie ϕ może być ona wyrażona przez zmienne Mandelstama \hat{s} , \hat{t} , oraz Q^2 i y . Rozkład asymetrii partonowej dla przypadków z D^* , wyznaczonej w oparciu o program AROMA, przedstawiony jest na rys. 8.1. Wyznaczono ją w oparciu o obliczenia w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń (LO) [39].



Rys. 8.1: Rozkład a_{LL} dla przypadków powabnych z produkcją D^* w akceptacji spektrometru, wygenerowanych programem AROMA.

Ułamek pędu nukleonu unoszonego przez oddziałujący gluon wynosi:

$$x_G = x \left(\frac{\hat{s}}{Q^2} + 1 \right), \quad (8.3)$$

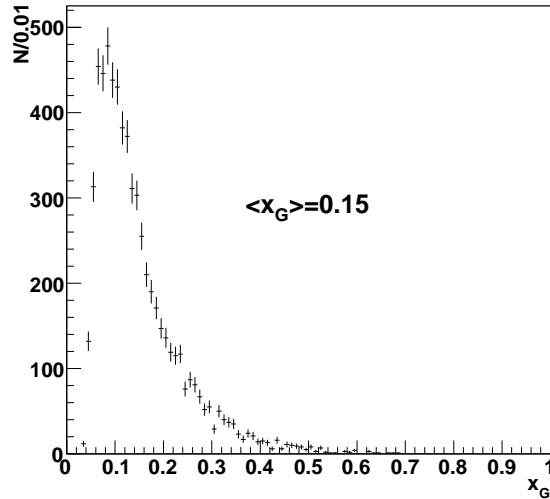
	$\frac{\Delta G}{G}$
$D^{*\pm}$	-2.8 ± 2.7
D^0	-0.4 ± 1.8
średnia	-1.1 ± 1.5

Tabela 8.1: Zestawienie rezultatów pomiaru wielkości $\frac{\Delta G}{G}$ otrzymanych z asymetrii nieważonych drugiego rzędu dla przypadków z D^* oraz z D^0 nie pochodzących z rozpadu D^* .

gdzie \hat{s} jest energią w środku masy gamma-gluon, wyznaczoną przy użyciu zmiennych partonowych wyliczanych z Monte Carlo. Do tego celu użyto programu AROMA z wyłączonymi opcjami symulującymi procesy wyższych rzędów (emisję partonów w stanie początkowym i końcowym), tzw. *parton shower*.

Rozkład zmiennej x_G dla przypadków Monte Carlo, w których został zrekonstruowany mezon D^{*+} przedstawiony jest na rysunku 8.2. Wartość średnia wynosi $\langle x_G \rangle = 0.15$.

Wartości $\frac{\Delta G}{G}$ wyznaczono metodą nieważoną drugiego rzędu oraz metodą ważoną.



Rys. 8.2: Rozkład x_G dla przypadków powabnych w akceptacji spektrometru.

Rezultaty pomiaru $\Delta G/G$ dla asymetrii obliczanej metodą nieważoną drugiego rzędu.

Wartości $\frac{\Delta G}{G}$ otrzymano z asymetrii wyznaczanych metodą drugiego rzędu. Metoda ta została wybrana ze względu na mniejszą liczbę założeń i przybliżeń w porównaniu do metody pierwszego rzędu. Wielkość $\frac{\Delta G}{G}$ wyznaczono dla średniej wartości $\langle a_{LL} \rangle = 0.19$, otrzymanej z rozkładu 8.1, oddzielnie dla D^{*+} (w zmiennej Δm) i oddzielnie dla D^0 nie pochodzących z D^{*+} . Rezultaty podane są w tabeli 8.1. Wartość średnia wynosi $\frac{\Delta G}{G} = -1.1 \pm 1.5$.

Rezultaty pomiaru $\Delta G/G$ dla asymetrii obliczanej metodą ważoną.

Wartość $\frac{\Delta G}{G}$ wyznaczana jest w sposób analogiczny do asymetrii z wagami przypadków (7.14), z tym, że waga zawiera tu dodatkowy czynnik a_{LL} . Wzór na $\frac{\Delta G}{G}$ ma postać:

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1 + \frac{B}{S}}{\Delta P_t} \left(\frac{\sum f P_{\mu 1} a_{LL} - \sum f P_{\mu 2} a_{LL}}{\sum (f P_{\mu 1} a_{LL})^2 + \sum (f P_{\mu 2} a_{LL})^2} + \frac{\sum f P_{\mu 4} a_{LL} - \sum f P_{\mu 3} a_{LL}}{\sum (f P_{\mu 4} a_{LL})^2 + \sum (f P_{\mu 3} a_{LL})^2} \right), \quad (8.4)$$

gdzie sumowanie przebiega po przypadkach.

Zależność asymetrii partonowej od zmiennej y można wyłączyć z a_{LL} i otrzymuje się wtedy:

$$a_{LL}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2, y) = \frac{1 - (1 - y)^2}{1 + (1 - y)^2} a_{LL}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2) = D a_{LL}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2), \quad (8.5)$$

gdzie czynnik zależny od y jest równy depolaryzacji D przy zaniedbaniu masy leptonu.

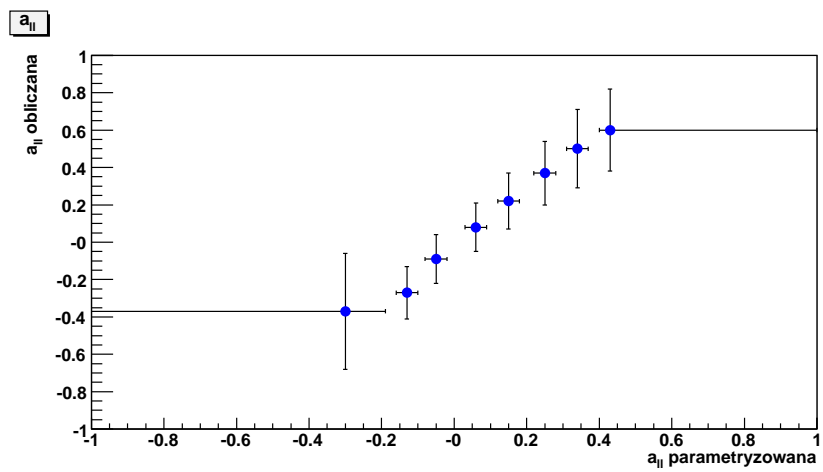
W celu obliczenia asymetrii partonowych dla każdego przypadku, należy sparаметryzować je w funkcji zmiennych mierzonych w eksperymencie. Otrzymane z Monte Carlo wartości $a_{LL}(\hat{s}, \hat{t}, Q^2)$ stabelaryzowano oraz sparаметryzowano w funkcji zmiennych mezonu powabnego, z_{D^0} i $p_T^{D^0}$. W tym celu wyznaczono rozkłady $a_{LL}(z_{D^0}, p_T^{D^0})$ z Monte Carlo, a następnie w każdym przedziale tych zmiennych określono wartość średnią a_{LL} . Otrzymano w ten sposób tabelę wartości a_{LL} dla określonych wartości z_{D^0} i $p_T^{D^0}$. Tej tabeli oraz zmiennej y używa się do określenia a_{LL} dla każdego przypadku stosując liniową interpolację.

Rysunek 8.3 przedstawia korelacje wartości a_{LL} wyliczanej ze zmiennych partonowych oraz otrzymanej ze zmiennych mierzonych w eksperymencie, dla przypadków Monte Carlo. Punkty na tym rysunku pokazują średnią wartość a_{LL} obliczaną ze zmiennych partonowych, w kolejnych przedziałach a_{LL} otrzymanej z parametryzacji. Linie poziome oznaczają szerokości przedziałów, natomiast pionowe - szerokości (RMS) rozkładu a_{LL} obliczanego ("prawdziwego"). Współczynnik korelacji wynosi 75%. Parametryzacja a_{LL} nie pokrywa najmniejszych i największych wartości obliczanych ze zmiennych partonowych (rys. 8.1). Dla wartości pośrednich (ok. 80% przypadków) korelacja jest poprawna. Uzyskanie lepszej parametryzacji jest możliwe w oparciu o większe statystyki Monte Carlo, a także badanie korelacji a_{LL} z innymi zmiennymi mierzonymi w przypadku oraz poprzez dokonanie oddzielnych parametryzacji dla podpróbek przypadków z różnymi rozpadami powabu (D^0 pochodzące bezpośrednio z fragmentacji, D^0 pochodzące z rozpadów D^{*0} , $D^{*\pm}$ i.t.p). Badania takie zostaną zapewne przeprowadzone w końcowej analizie wyników eksperymentu.

W tabeli 8.2 podano rezultaty oszacowania wartości $\frac{\Delta G}{G}$ metodą z wagami przypadków. Wartość średnia wynosi $\frac{\Delta G}{G} = -1.2 \pm 1.3$.

	$(1 + \frac{B}{S})$	$\frac{\Delta G}{G}$
$D^{*\pm}$	2.48	-1.2 ± 1.5
D^0	18.54	-1.0 ± 2.4
średnia	—	-1.2 ± 1.3

Tabela 8.2: Zestawienie wyników $\frac{\Delta G}{G}$ otrzymanych z asymetrii ważonej dla przypadków z D^* oraz z D^0 nie pochodzących z rozpadu D^* .



Rys. 8.3: Korelacja asymetrii a_{LL} obliczonej ze zmiennych partonowych (obliczana) i zmiennych rekonstruowanych w eksperymencie (parametryzowana).

Rozdział 9

Podsumowanie wyników i wnioski

W przedstawionej pracy wykorzystano dane doświadczalne eksperymentu COMPASS zebrane w latach 2002 i 2003.

Przedstawiono sposoby:

1. selekcji przypadków PGF z produkcją powabu poprzez obserwację sygnału mezonów D^0 i $D^{*\pm}$.

Przeprowadzono badania optymalizacji stosunku sygnału do tła używając różnych metod znakowania przypadków z kwarkiem powabnym poprzez badanie produktów rozpadu stowarzyszonego antykwarka powabnego. Optymalny sygnał otrzymano dla próbki przypadków z produkcją $D^{*+} \rightarrow D^0\pi^+$.

2. obliczania asymetrii spinowych dla przypadków PGF z produkcją D^0 i $D^{*\pm}$.

Używano w tym celu trzech metod: metod nieważonych pierwszego i drugiego rzędu oraz metody ważonej pierwszego rzędu.

Oszacowano efekty systematyczne pochodzące od:

- różnych metod liczenia asymetrii,
- błędów P_t , P_μ i f ,
- kształtu parametryzacji tła i zakresu jego dopasowania,
- asymetrii tła,
- fałszywych asymetrii.

W przeprowadzonej analizie głównym źródłem niepewności systematycznych są asymetrie fałszywe. Ich wartości są porównywalne z asymetriami fizycznymi oraz, w granicach 2σ , zgodne z zerem. Jednak błąd statystyczny asymetrii fałszywej jest porównywalny z błędem statystycznym asymetrii fizycznej. Zwiększenie jego precyzji wymaga użycia innych metod. Z tego powodu błąd systematyczny asymetrii nie jest w pracy podany.

3. wyznaczenia wartości $\Delta G/G$ z asymetrii nieważonych drugiego rzędu oraz metodą ważoną.

Wartość $\Delta G/G = -1.2 \pm 1.3$ została otrzymana metodą ważoną w wiodącym rzędzie rachunku zaburzeń dla średniego ułamka pędu nukleonu unoszonego przez gluon $\langle x_G \rangle = 0.15$. Otrzymana wartość jest zgodna z zerem.

Jest to wstępny, pierwszy wynik pomiaru polaryzacji gluonów w procesie PGF z produkcją ciężkich kwarków. Skala tego procesu determinowana jest przez masy kwarków powabnych, w związku

z czym analizę prowadzi się w obszarze perturbacyjnym. Wynik obarczony jest znaczącą niepewnością statystyczną, ale w znikomym stopniu obciążony zależnością od Monte Carlo, w porównaniu z metodą znakowania procesu PGF przez wybór hadronów o dużym pędzie poprzecznym.

Analiza procesu PGF z produkcją ciężkich kwarków jest w eksperymencie COMPASS kontynuowana. Prowadzone są dalsze prace metodyczne zmierzające do zwiększenia precyzji wyznaczenia $\Delta G/G$ z danych zebranych w latach 2002-2004. Zbieranie danych z podłużnie spolaryzowaną tarczą deuteronową będzie kontynuowane w roku 2006.

Wkład własny

W pracach eksperymentu zacząłem brać udział w roku 1997, niedługo po zatwierdzeniu go do realizacji, jeszcze przed zbudowaniem układu doświadczalnego. Początkowo zaangażowany byłem w prace związane z optymalizacją rozmieszczenia detektorów w spektrometrze, przeprowadzane przy użyciu symulacji Monte Carlo. Najpierw prowadzane one były przy użyciu różnych wersji rozwijanego programu Comgeant, później włączana była stopniowo rekonstrukcja programem RECON i jego udoskonalanie, w którym również brałem udział. Przeprowadzałem szereg testów rekonstrukcji torów, sprawdzania działania algorytmów pod kątem globalnej efektywności ich rekonstrukcji, a w szczególności rekonstrukcji torów pochodzących z rozpadów D^0 i $D^{*\pm}$. Brałem udział także w integrowaniu programu RECON z pakietem CORAL, co pozwoliło na efektywne porównywanie badanych algorytmów z programami Traffic i TrafDic. Prowadziłem badania pomiarów czasu spędzanego przez pakiet CORAL w różnych jego procedurach oraz optymalizację i “debugowanie” programu pod tym kątem.

Głównym celem mojej działalności była analiza danych pod kątem wyznaczenia $\frac{\Delta G}{G}$ z przypadków z produkcją mezonów D^0 i $D^{*\pm}$. Brałem udział w grupie zajmującej się analizą przypadków powabnych, gdzie w szczególności badałem metody selekcji poprzez znakowanie przypadków. Uczestniczyłem w dyżurach przy zbieraniu danych w latach 2001-2004.

Z powodu opóźnienia eksperymentu o 2 lata, pierwsze dane testowe zbierano w roku 2001, a fizyczne w 2002. Przypadki zrekonstruowane, nadające się do analizy fizycznej, były dostępne od połowy roku 2003. Analizę przedstawioną w niniejszej rozprawie przeprowadzono na danych z lat 2002 i 2003.

W ostatnim roku przed złożeniem pracy, pracowałem z grupą INFN w Trieście, która zbudowała detektor RICH. Będąc członkiem tej grupy zajmowałem się sprawami związanymi z tym detektorem: brałem udział w pomiarach nie działającej optymalnie w roku 2003 komory proporcjonalnej (fotodetektora). Przeprowadzałem także testy napięciowe nowego fotodetektora pod działaniem promieniowania w GIF (*Gamma Irradiation Facility*) w CERN. W trakcie zbierania danych w roku 2004 miałem dyżury jako osoba “na telefon”, odpowiedzialna za działanie detektora RICH.

Podziękowania

Na początku chciałbym podziękować promotorowi, panu profesorowi Janowi Pawłowi Nasalskiemu, za prowadzenie tej pracy. Dzięki niemu, w ciągu kilku ostatnich lat zdobyłem wiele doświadczenia, nie tylko w zakresie fizyki cząstek. Przede wszystkim, w byciu krytycznym wobec wyników, a szczególnie wobec wyników otrzymywanych przez siebie samego. Odkryłem też, że dokładność i systematyczność są cechami które przydają się w życiu, a w pracy fizyka doświadczalnego wydają się niezbędne. Zdaję sobie sprawę że w tych dziedzinach wiele jeszcze przede mną do zrobienia.

Dziękuję wszystkim byłym i obecnym Koleżankom i Kolegom z Grupy Warszawskiej Compassa, w szczególności tym, z którymi pracowałem najdłużej: Ewie Rondio, Barbarze Badełek, Krzyszłowi Kurkowi, Olegowi Grajkowi, panu Andrzejowi Sandaczowi oraz Wojtkowi Wiślickiemu. Nie sposób napisać z osobna komu za co dziękuję. Jeżeli ktoś ma życzenie się dowiedzieć, zapraszam do *private communication*. Wszystkie inne osoby, nie wymienione z imienia i nazwiska, mam także w tej chwili we wdzięcznej pamięci.

Osobne dzięki Sławkowi Wronce. Nie byłś co prawda w COMPASS-ie (nikt nie jest doskonały), ale i tak było ciekawie razem dzielić biuro przez pięć bitych lat, wymieniając spostrzeżenia z dziedziny komputerologii, fizyki i życia w ogóle.

Voglio ringraziare tutti da COMPASS RICH Group e COMPASS Transversity Group da INFN Trieste, per collaborazione e pazienza.

Bibliografia

- [1] X. Ji, Phys. Rev. Lett 78, 610 (1997).
- [2] V. Chekelian, Nucl. Phys. A755, 111 (2005).
- [3] Hai-Yang Cheng "Status of the Proton Spin Problem", IP ASTP-03-96, Wykład przedstawiony na X Spring School on Particles and Fields, Marzec 20-22, 1996.
- [4] S. Eidelman et al., Phys. Lett. B592, 1 (2004).
- [5] S.A. Larin, J.A.M. Vermaseren, Phys.Lett. B259, 345 (1991).
- [6] J. Ellis, R.L. Jaffe, Phys. Rev. D9, 1444 (1974), D10, 1669 (1974).
- [7] F.E. Close, R.G. Roberts, Phys. Lett. B316, 1651 (1993).
- [8] S.A. Larin, J.A.M. Vermaseren, Phys.Lett. B404, 153 (1997).
- [9] E142; P.L. Anthony et al., Phys.Rev. D54, 6620 (1996).
- [10] SMC; D. Adams et al., Phys.Lett. B396, 338 (1997).
- [11] SMC; D. Adams et al., Phys.Lett. B412, 414 (1997).
- [12] E143; K. Abe et al., Phys.Rev. D58, 112003 (1998).
- [13] E154; K. Abe et al., Phys.Rev.Lett. 79, 26 (1997).
- [14] E155; P. L. Anthony et al., Phys.Lett. B493, 19 (2000).
- [15] HERMES; A. Airapetian et al., hep-ex/0407032 19.07.2004.
- [16] SMC; D. Adams et al., Phys. Lett. B420, 180 (1998).
- [17] J. Blumlein, B. Botcher, Nucl.Phys B626, 225 (2002).
- [18] Asymmetry Analysis Collaboration: M. Hirai et al., Phys.Rev. D69, 054021 (2004).
- [19] C. S. Lam, B. N. Li, Phys.Rev. D25, 683 (1982);
- [20] G. Altarelli, G. Parisi, Nucl. Phys. B126, 298 (1977).
- [21] V. N. Gribov, L. N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys., 15, 438, 675 (1972).
- [22] R. Mertig, W.L. van Neerven, Z.Phys. C70, 637 (1996).
- [23] M. Gluck et al., Phys. Rev. D53, 4775 (1996); D63, 094005 (2001).

- [24] E.Leader et al., Phys. Rev. D58, 114028 (1998). Phys. Lett. B462, 189 (1999), Eur. Phys.J C23, 479 (2002).
- [25] M. Gluck et al., Phys. Rev. D53, 4775 (1996); D63, 094005 (2001).
- [26] E.Leader et al., Phys. Rev. D58, 114028 (1998). Phys. Lett. B462, 189 (1999), Eur. Phys.J C23, 479 (2002).
- [27] Wu-Ki Tung, hep-ph/0409145.
- [28] A. A. Sokolov, I. M. Ternov, Sov. Phys. Doklady 8, 1203 (1964).
- [29] The Hermes Collaboration, physics/0408137.
- [30] HERMES; A. Airapetian et al., Phys. Rev. Lett. 84, 2584 (2000).
- [31] SMC; B. Adeva et al., Phys.Rev. D70, 012002 (2004).
- [32] SLAC-PROPOSAL-E161.
- [33] COMPASS Proposal, CERN/SPSLC/96-14, SPSLC/P297.
- [34] B.Ketzer, Nucl. Instr. Meth. A 494, 142 (2002).
- [35] G. Ingelman, A. Edin, J. Rathsman, Comput. Phys. Commun. 101, 108 (1997).
- [36] G.Ingelman, J. Rathsman, G.A. Schuler, Comput. Phys. Commun. 101, 135 (1997).
- [37] T. Sjostrand et al., Comput. Phys. Commun. 135, 238 (2001).
- [38] Application Software Group Computing and Networks Division, <http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant>.
- [39] A. Bravar et al., Comput. Phys. Commun. 105, 42 (1997).
- [40] M. Bengtsson, T. Sjostrand, Z. Phys. C37, 465 (1988).
- [41] H. Plothow-Besch, Comput. Phys. Commun. 75, 396 (1993).
- [42] K. Kurek et al., Nucl. Instr. Meth. A 485, 720 (2002).
- [43] R. Fruhwirth, Nucl. Instr. Meth. 262, 444 (1987).
- [44] E. J. Wolin, L. L. Ho, Nucl. Instr. Meth. 329, 493 (1993).
- [45] NMC; M. Arneodo et al., Phys. Lett. B364, 107 (1995).
- [46] NMC; P. Amaudruz et al., Nucl. Phys. B441, 3 (1995).
- [47] NMC; P. Amaudruz et al., Z. Phys. C51, 387 (1991).
- [48] N. Doble et al. Nucl. Instr. Meth. A343, 351 (1994).