

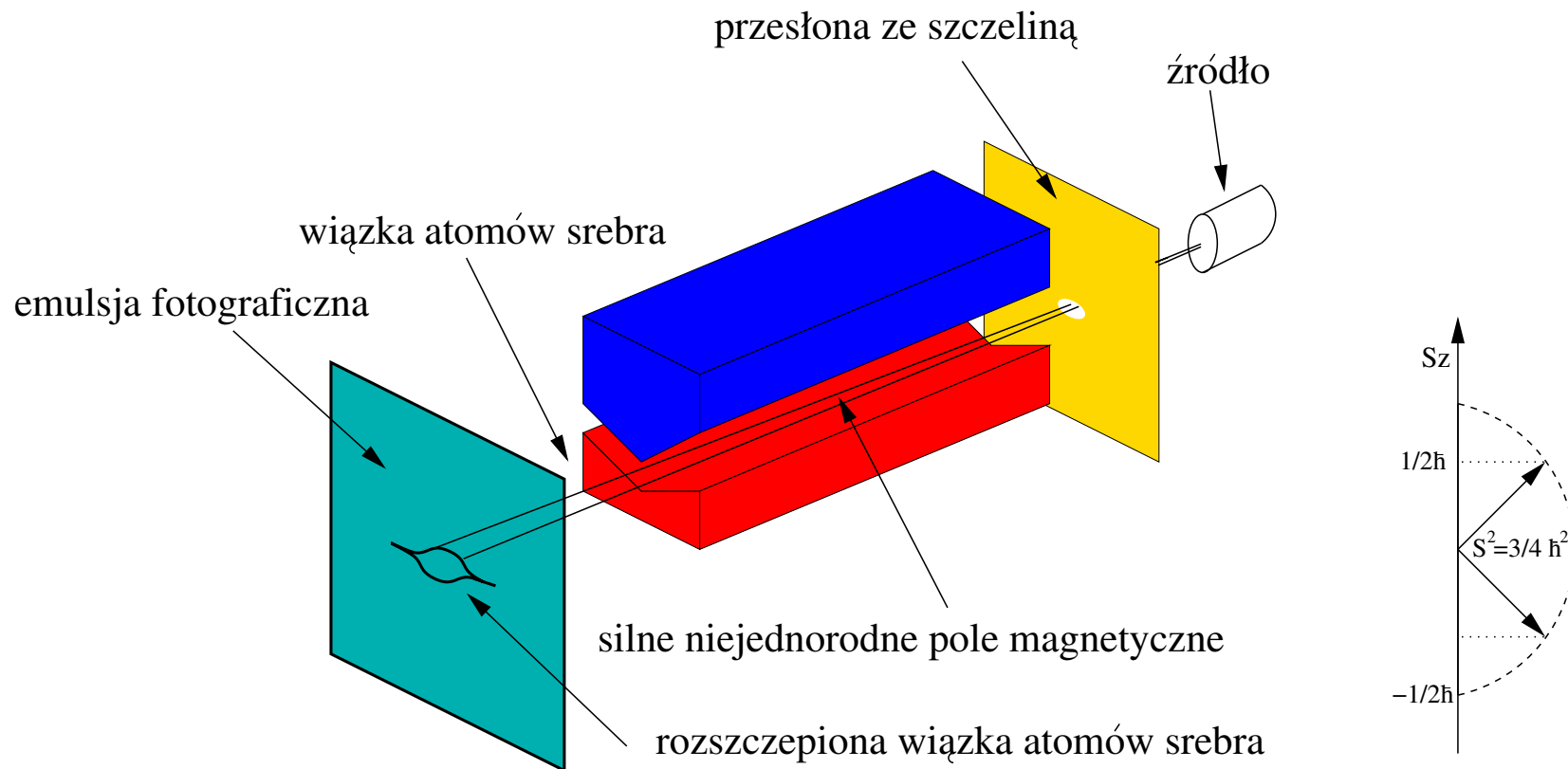
SPINOWA STRUKTURA NUKLEONU W OBSZARZE MAŁEGO x I MAŁEGO Q^2 W DOŚWIADCZENIU COMPASS W CERN

Marcin Stolarski

Uniwersytet Warszawski

- nukleon i jego spin
- doświadczenie COMPASS
- A_1^d i g_1^d
- analiza i wyniki

DOŚWIADCZENIE STERNA-GERLACHA (1922)



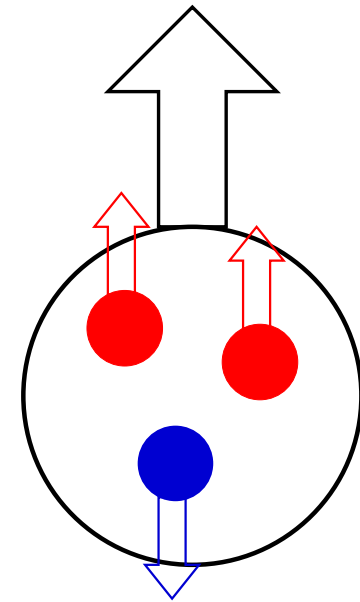
- klasycznie: rozszczenie wiązki ciągłe
- kwantowo: rozszczenie na $2L+1$ poziomów; $L=0, 1, 2, \dots$
- Uhlenbeck, Goudsmit (1925) koncept spinu jako kwantowego stopnia swobody cząstki

BUDOWA NUKLEONU

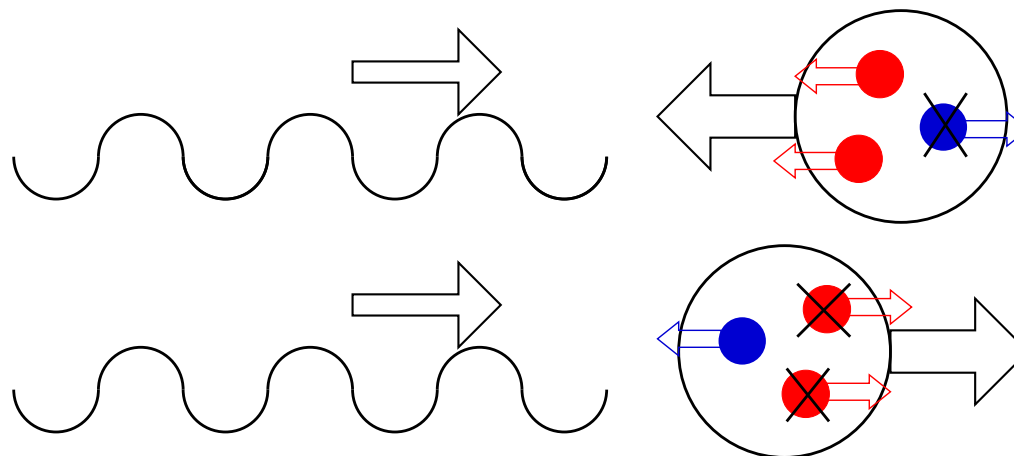
- do końca lat 60 uznawane za cząstki “elementarne”
- w 1968 odkryto wewnętrzną strukturę nukleonów
- model kwarkowo-partonowy (QPM): najprostszy model opisujący strukturę wewnętrzną hadronów
 - hadrony zbudowane są z kwarków
 - kwarki - punktowe cząstki o ułamkowym ładunku elektrycznym i spinie $1/2$
- model kwarkowo partonowy-opisuje:
 - masy
 - ładunki
 - anomalne momenty magnetyczne
 - spin???

SPIN NUKELONU

- spin nukleonu: $1/2$
- spin kwarków: $1/2$
- spin nukleonu w modelu kwarkowo-partonowym: spin dwóch kwarków skierowany równolegle ze spinem nukleonu jednego anty-równolegle



Spin: idea pomiaru – oddziaływanie spolaryzowanych wirtualnych fotonów ze spolaryzowanym nukleonem

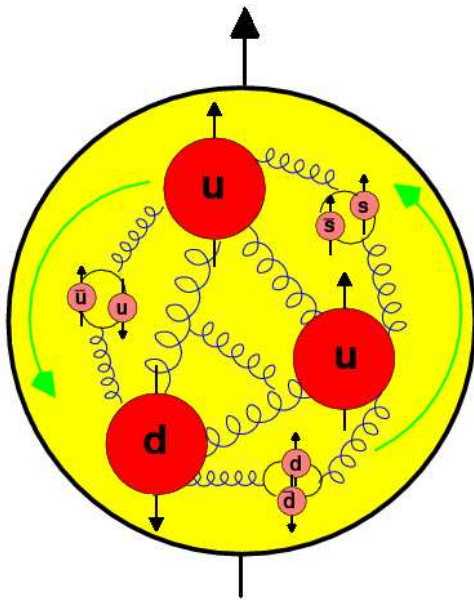


SPIN NUKELONU cd...

Oczekiwania i wyniki

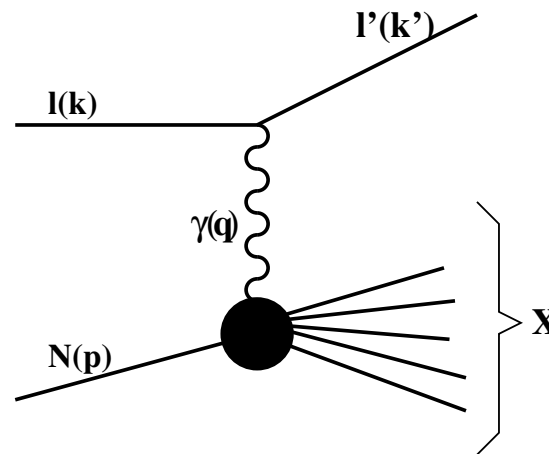
- wkład spinu kwarków, $\Delta\Sigma$, do spinu nukleonu: $\Delta\Sigma = 1$ w QPM
- wynik pomiaru: $\Delta\Sigma \approx 0.2 - 0.3$ (EMC+...)
- wniosek: **jedynie pewna część spinu protonu jest niesiona przez kwarki**

Remedium



$$S_N = \frac{1}{2} = \frac{1}{2}\Delta\Sigma + \Delta G + \Delta L_q + \Delta L_g$$

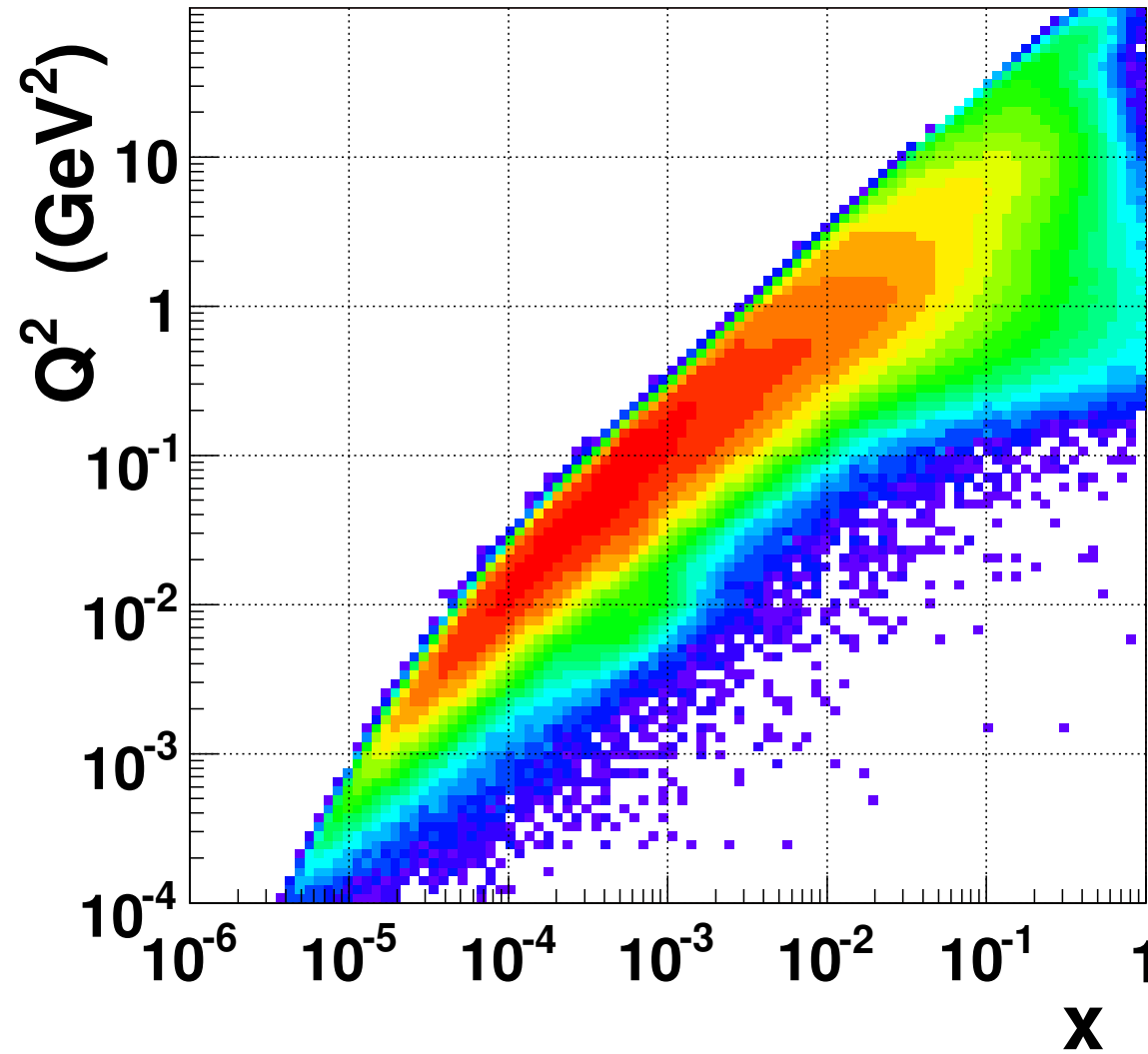
(D)IS, ZMIENNE KINEMATYCZNE



przy ustalonej energii do opisu DIS
potrzeba dwóch niezależnych zmiennych np:

- $Q^2 = -q^2 = (k - k')^2 \stackrel{lab}{=} 2(m^2 - EE' + |\vec{k}||\vec{k}'| \cos \theta)$; jest zdolnością rozdzielczą fotonu oddziaływanego z nukleonem, $Q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2 \rightarrow \delta r \approx 10^{-15} \text{ m}$
- $x = \frac{Q^2}{2pq} \stackrel{lab}{=} \frac{Q^2}{2M\nu}$; ułamek pędu protonu nieziony przez oddziaływaną parton
- $\nu = \frac{pq}{M} \stackrel{lab}{=} E - E'$; energia wirtualnego fotonu
- $y = \frac{pq}{pk} \stackrel{lab}{=} \frac{\nu}{E}$
- $W^2 = (p + q)^2 = M^2 + 2M\nu - Q^2$; s w układzie foton-nukleon

OBSZAR KINEMATYCZNY



FUNKCJE STRUKTURY

rozważmy przekrój czynny na oddziaływanie lepton–nukleon:

- $\frac{d\sigma}{dE' d\Omega} = \frac{\alpha^2}{Q^2} \frac{E'}{ME} L_{\mu\nu} W^{\mu\nu}$
- $L_{\mu\nu}$ – tensor leptonowy; policzalny w QED
- $W^{\mu\nu}$ – tensor hadronowy:
 - niepoliczalny w QCD
 - $W^{\mu\nu} = W_{(SYM)}^{\mu\nu} + W_{(ASYM)}^{\mu\nu}$
 - parametryzowany np. przez tzw. funkcję struktury
- funkcje struktury:
 - zawierają informację o strukturze wewnętrznej nukleonu
 - niespolaryzowane np. F_1, F_2, F_3, b_{1-4}
 - spolaryzowane np. g_1, g_2
- pomiar spolaryzowanych funkcji struktury wymaga polaryzacji zarówno wiązki jak i tarczy lub obu wiązek (w zderzaczach)

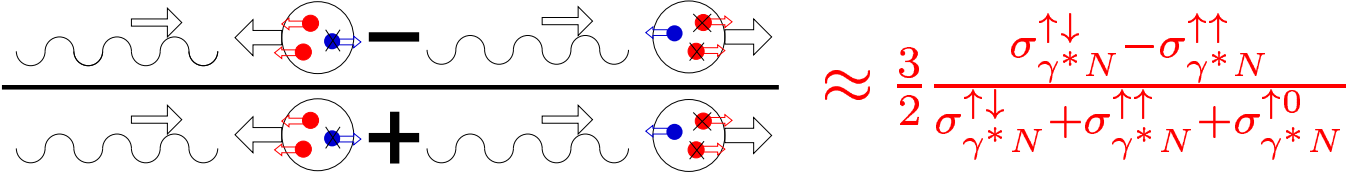
FUNKCJE STRUKTURY INTERPRETACJA

niech $q_i(x)$ będzie proporcjonalne do gęstości prawdopodobieństwa znalezienia kwarku o zapachu i niosącego ułamek pędu protonu x ($q_i(x)$ jest liczbą kwarków w przedziale $(x, x + \Delta x)$)

w naiwnym modelu kwarkowym:

- $\int_0^1 \sum q_i(x) dx = 3$
- $\int_0^1 \sum x q_i(x) dx = 1$, doświadczalnie 0.5 (gluony)
- $F_1(x) = \sum_i e_i^2 (q_i(x)^{\uparrow\uparrow} + q_i(x)^{\uparrow\downarrow})$
- $g_1(x) = \sum_i e_i^2 (q_i(x)^{\uparrow\uparrow} - q_i(x)^{\uparrow\downarrow}) = F_1(x) A_1(x)$
- $\int_0^1 \sum_i (q_i(x)^{\uparrow\uparrow} - q_i(x)^{\uparrow\downarrow}) dx \approx \Delta\Sigma$

A_1^d i g_1^d W OBSZARZE MAŁEGO x i MAŁEGO Q^2

asymetria $A_1 \approx$ 

$$A_{MIERZ} \approx \frac{n_{\mu N}^{\uparrow\downarrow} - n_{\mu N}^{\uparrow\uparrow}}{n_{\mu N}^{\uparrow\downarrow} + n_{\mu N}^{\uparrow\uparrow}} \approx \frac{1}{P_b P_t f} A_{||} = D(A_1 + \eta A_2)$$

czynnik ηA_2 jest zaniedbywalny w COMPASSIE

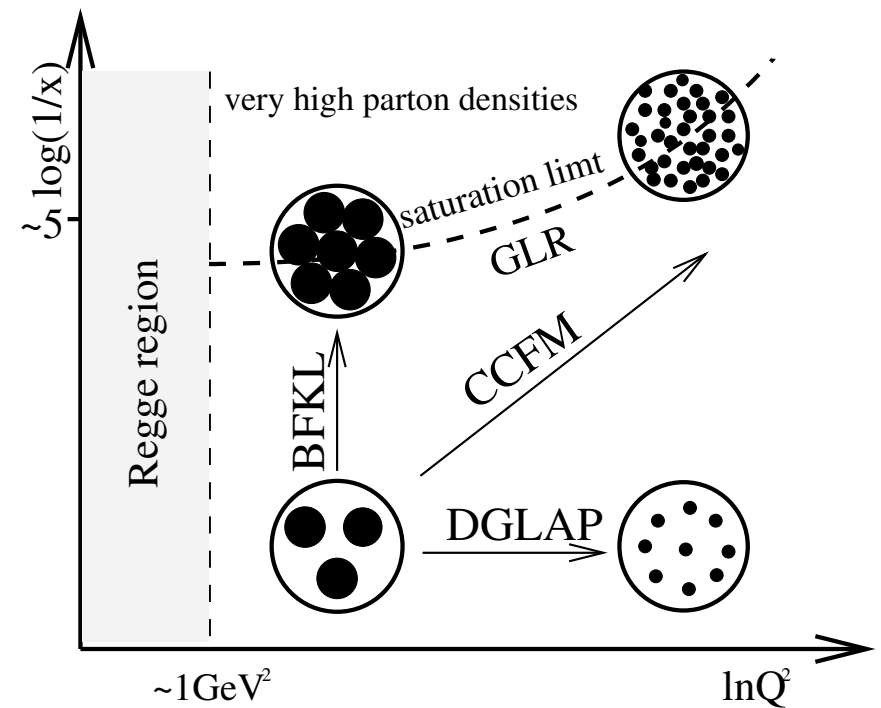
$$A_{MIERZ} \approx \frac{1}{P_b D P_t f} A_1$$

- P_b : polaryzacja wiązki ≈ 0.75
- D : czynnik depolaryzacji ≈ 0.4
- P_t : polaryzacja tarczy ≈ 0.5
- f : czynnik rozrzedzenia ≈ 0.4

$$g_1 = \frac{F_1}{(1+\gamma^2)} (A_1 + \gamma A_2) \approx F_1 A_1$$

MOTYWACJA

- funkcje struktury zawierają w sobie całą informację o strukturze nukleonu
- w obszarze małego x i (lub) Q^2 g_1 jest znane z niewielką precyzją
- testowanie modeli nieperturbacyjnych
 - Regge
 - modele dominacji mezonów wektorowych
 - ...
- bogata fizyka małego x
 - duża gęstość partonów
 - g_1 jest bardziej czułe na efekty BFKL od F_1 ;
 - w ewolucji g_1 dominuje wkład $\ln^2(1/x)$
- niestety w COMPASSie małe x jest osiągnięte z małym Q^2
- fizyka ciągła: nie można zostawić *terra incognita* między $Q^2 \in (0 - 1) \text{ GeV}^2$



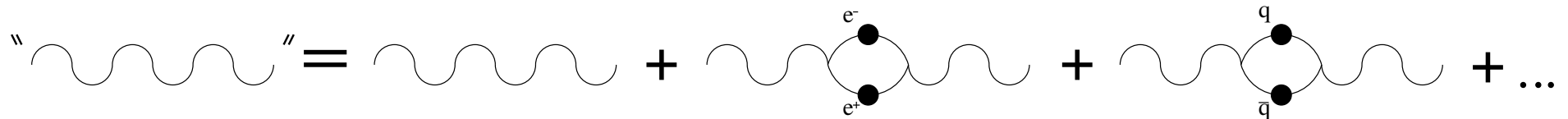
MODEL REGGE

- opisuje oddziaływania hardon-hadron dla dużych energii
- małe energie formacja rezonansów, duże energie wymiana rezonansów
- amplituda związana z wymianą cząstki ma biegun $1/(q^2 - m^2)$
- możliwa wymiana wielu rezonansów o tych samych liczbach kwantowych ale o innym spinie i masie (wiele biegunów w amplitudzie)
- Regge zastępuje te bieguny jednym biegunem definiowanym przez ciągłą zmienną $\alpha(t)$ tzw. trajektoria Regge
- np. dla fermionów przy $\alpha = 1/2, 3/2, \dots, n$ istnieją cząstki o spinie n i masie \sqrt{t}
- amplituda $A(s, t) \sim s^{\alpha(t)}$
- $ImA(s, 0) \longrightarrow$ twierdzenie optyczne $\longrightarrow \sigma_{tot} \sim \sum_i \beta_i(Q^2) s^{(\alpha_i(0)-1)}$
- model Regge przewiduje jedynie zależność przekroju czynnego, σ_{tot} , od energii tzn. $\beta_i(Q^2)$ są nieznane

MODEL DOMINACJI MEZONÓW WEKTOROWYCH

opis zależności przekroju czynnego foton-nukleon w obszarze małego Q^2

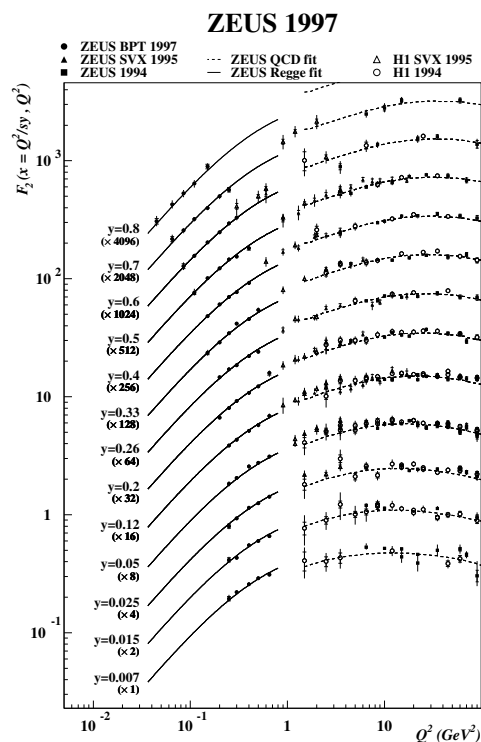
- foton może fluktuować na parę np. kwark anty-kwark na czas wyznaczony poprzez zasadę nieoznaczoności Heisenberga



- fluktuacja ta przebywa dystans $d \approx \frac{2E_\gamma}{Q^2+m^2}$
- dla $Q^2 = 0$, $E_\gamma = 100 \text{ GeV}$ i $m^2 = 0.5 \text{ GeV}^2$ $d \approx 80 \text{ fm} \gg r_N$
- fluktuacja fotonu musi zachować liczby kwantowe takie jak np. spin, parzystość
- naturalne fluktuacje fotonu w mezony wektorowe np.: $\rho, \omega, \psi, J/\phi$
- przykładowa parametryzacja: $\sigma \sim \sum_V \frac{M_V^4 \sigma_{VN}(s)}{\gamma_V^2 (Q^2 + M_V^2)^2}$

MODEL REGGE a F_2 i g_1

- w przypadku niespolaryzowanym model Regge + VMD dobrze opisują dane w obszarze małego x i Q^2

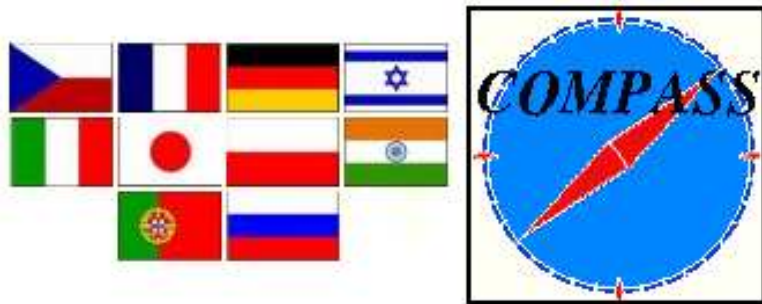


HERA, *Phys. Lett. B*487, 53

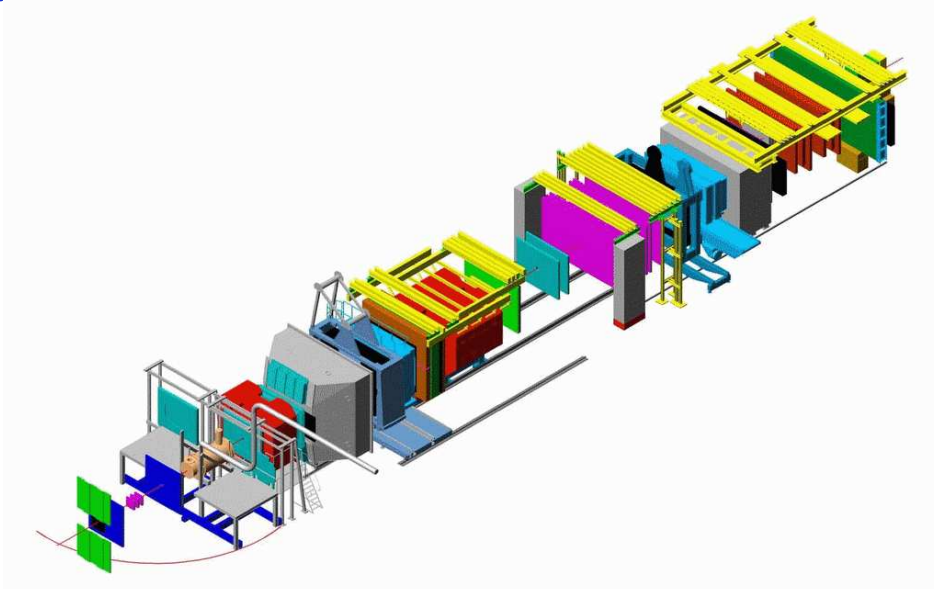
- przewidywania modelu Regge dla g_1
 - ustalone Q^2 i $Q^2 \ll W^2$
 - $g_1^{(S),(NS)} \sim x^{-\alpha(0)}$
 - $\alpha_{NS}(0) \approx \alpha_S(0) \in (-0.5 - 0)$
 - $g_1^S = g_1^p + g_1^d$; $g_1^{NS} = g_1^p - g_1^d$
- inne możliwości
 - $g_1(x \rightarrow 0) \sim \ln x$
 - $g_1(x \rightarrow 0) \sim 2 \ln \left(\frac{1}{x}\right) - 1$
 - $g_1(x \rightarrow 0) \sim \frac{1}{x \ln^2 x}$

DOŚWIADCZENIE COMPASS

COMPASS @ CERN



- WSPÓŁPRACA
 - około 240 fizyków
 - 31 instytutów
- DETEKTOR
 - długość 60 m
 - 2 magnesy
 - około 350 płaszczyzn detektorów
- SPOLARYZOWANA TARCZA
 - tarcza z ${}^6\text{LiD}$
 - $\pm 50\%$ polaryzacji
 - 40% polaryzowalnego materiału

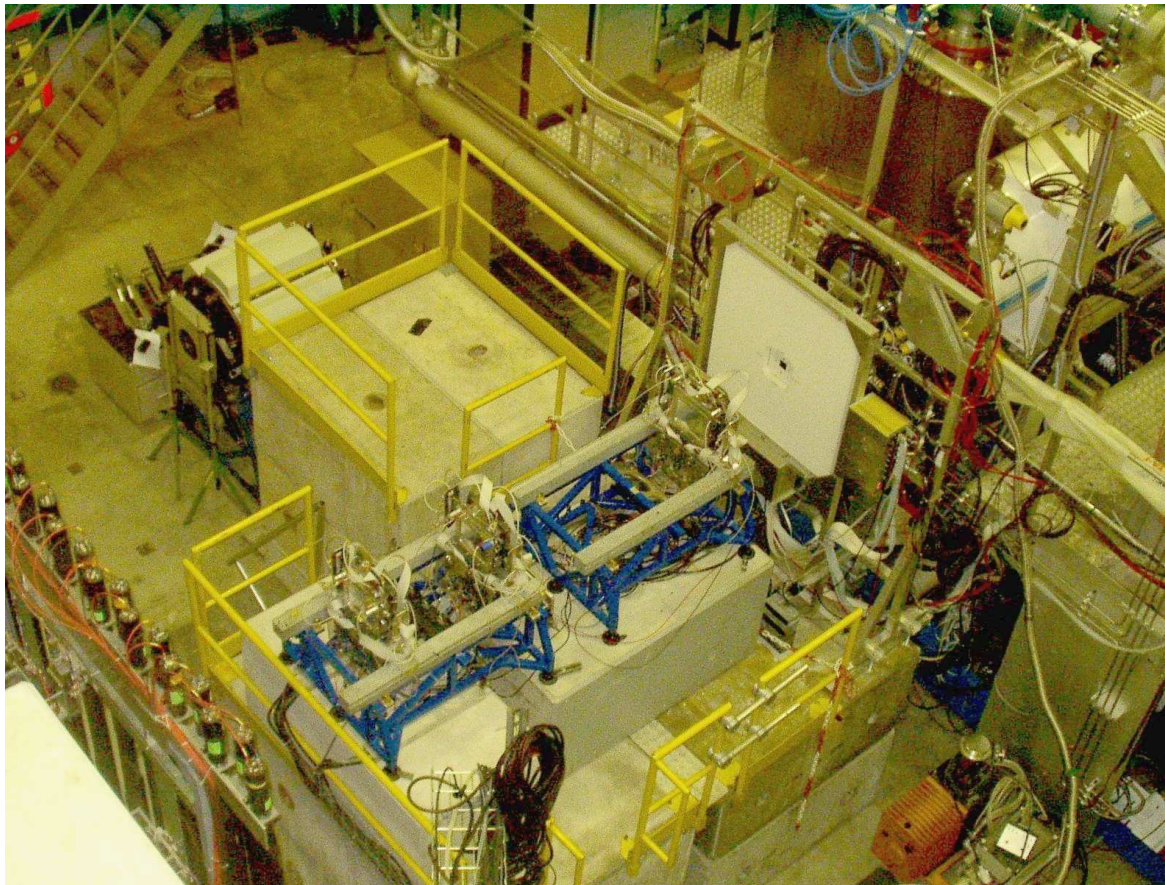


- SPOLARYZOWANA WIĄZKA
 - miony o pędzie 160 GeV
 - polaryzacja -76%
- WŁASNOŚCI
 - akceptacja: 70 mrad
 - pomiar pędu i ładunku cząstek
 - rekonstrukcja toru: $p > 0.5$ GeV
 - identyfikacja: π , K , p (RICH)
powyżej (odpowiednio) 2, 9, 18 GeV

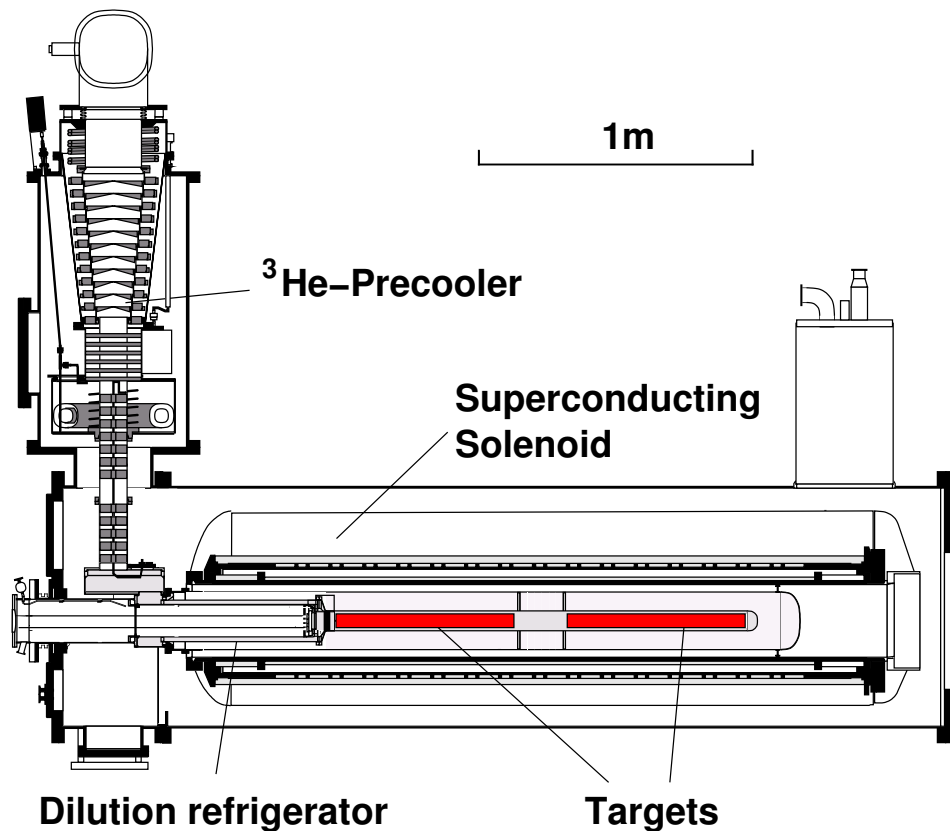
COMPASS...



COMPASS...

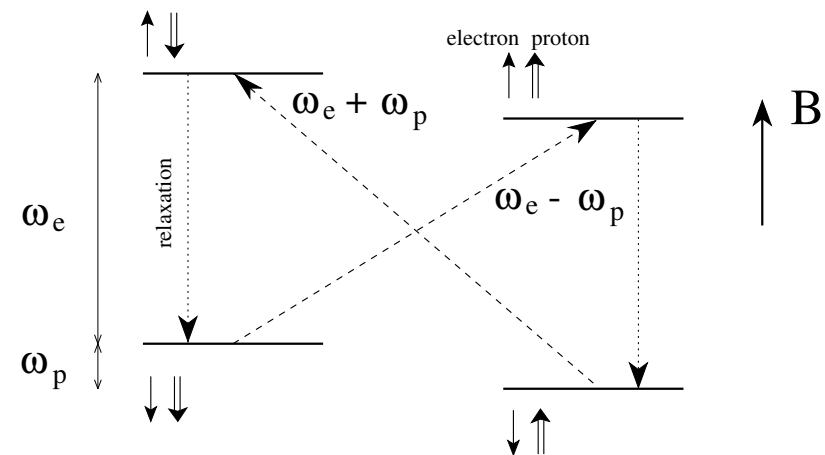


POLARYZACJA TARCZY



- pole magnetyczne: 2.5 T
- temperatura: 50 mK

- polaryzacja poprzez efekt Zeemana:
 - $P_e \approx 0.998$
 - $P_p \approx 0.006$
 - $P_d \approx 0.001$
- polaryzacja metodą DNP



- $\omega_e/2\pi = 70$ GHz; $\omega_p/2\pi = 106$ MHz
- polaryzacja $\pm 50\%$
- stabilność > 1000 h

ANALIZA

SELEKCJA PRZYPADKÓW

uwagi generalne:

- A_1^d jest wielkością inkluzywną tzn. nie interesują nas końcowe stany hadronowe
- formalnie wystarczy znajomość czteropędu mionu przed i po oddziaływaniu
- w analizie w obszarze małego x i Q^2 wymaga się dodatkowego hadronu w wierzchołku oddziaływania (WO)
 - specyfika systemu wyzwalań danych
 - zdolność rozdzielcza odtworzenia pozycji WO

selekcja danych:

- zrekonstruowano wierzchołek oddziaływania a w nim tory wiązki i mionu rozproszonego
- $(z \pm \delta z)_{WO}$ w tarczy
- $0.1 < y < 0.9$
- $140 \text{ GeV} < E_b < 160 \text{ GeV}$

SELEKCJA PRZYPADKÓW cd.

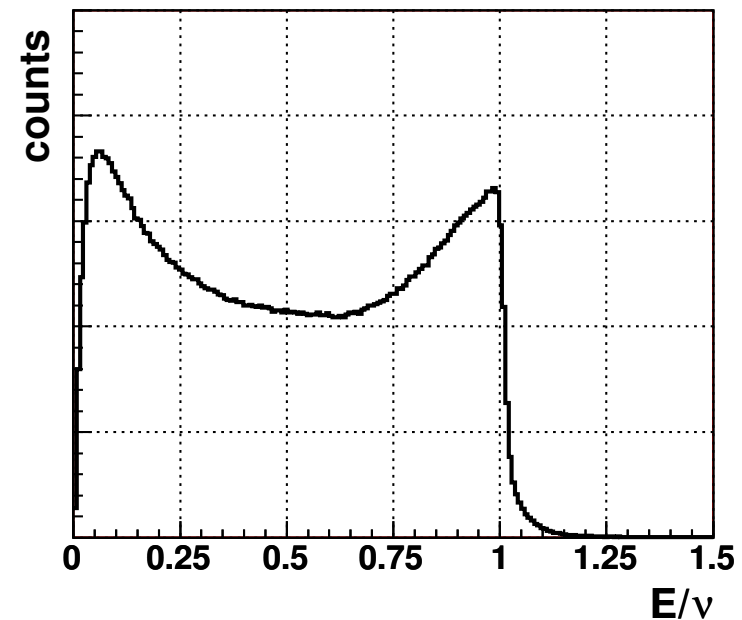
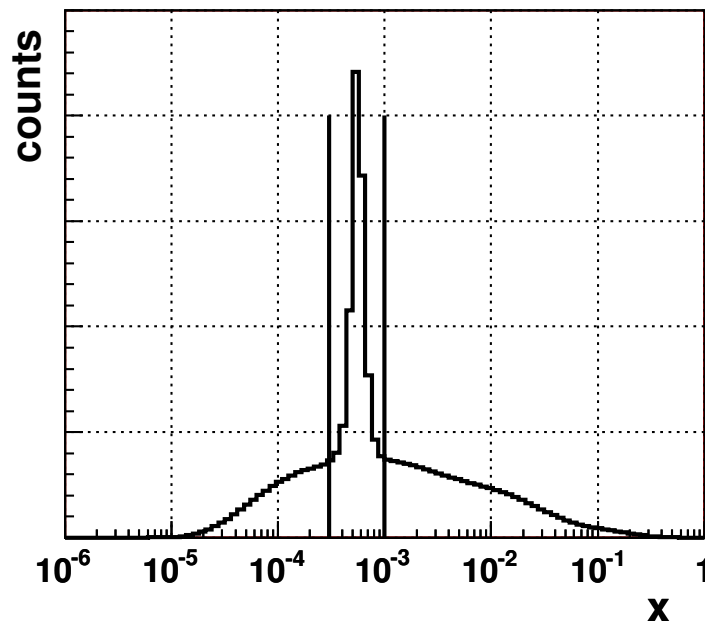
- tor wiązki przecina w całości obie połówki tarczy
- jeden dodatkowy tor w WO
 - $z_h > 0.1$
 - tor nie kończy się przed SM1
 - tor nie ma kontynuacji za absorberem hadronowym
 - $p < 140 \text{ GeV}$
- wyrzucenie elastycznych oddziaływań μe

statystyka:

- wstępna: 2.1 miliarda przypadków
- końcowa: 300 milionów przypadków

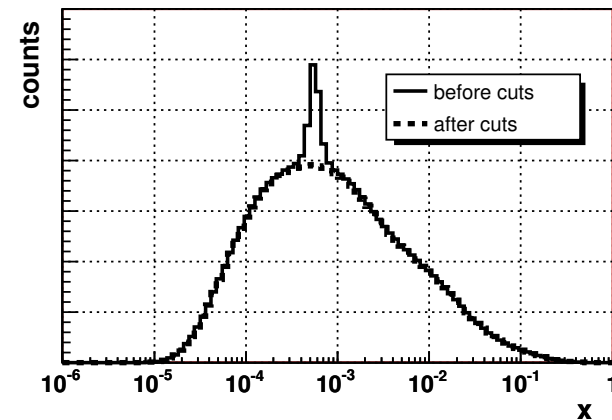
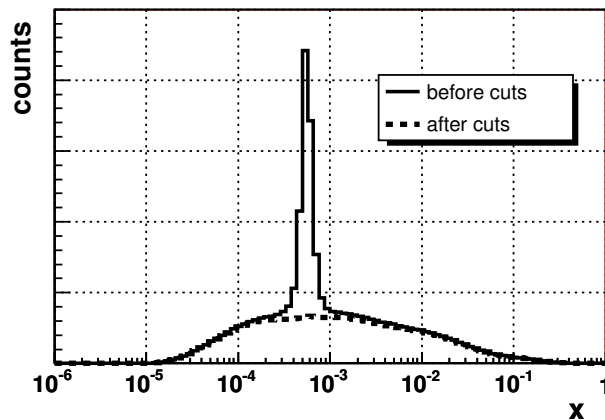
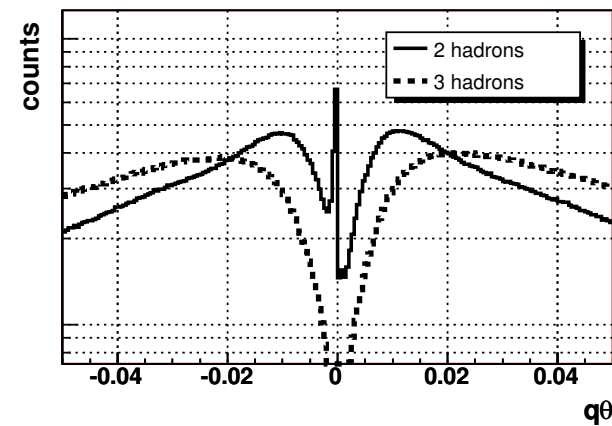
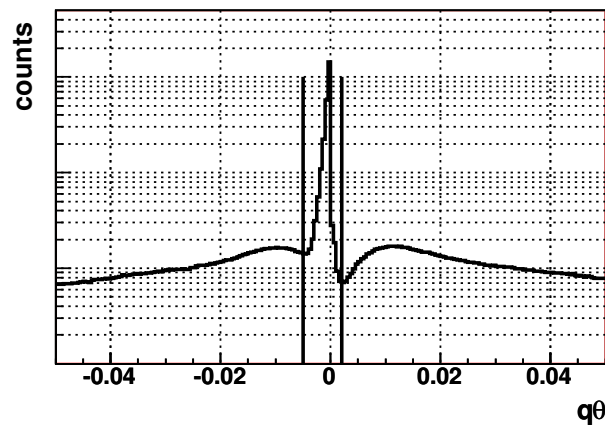
WYRZUCENIE PRZYPADKÓW μe

- przypadki μe stanowią tło
- q poprzednich eksperymentach wyrzucane na podstawie zasady zachowania energii i informacji z ECAL
- COMPASS miał bardzo ograniczoną akceptację ECAL
- selekcja z użyciem zasady zachowania energii nie jest optymalna
- rysunek: przypadki z jednym “hadronem” w WO



WYRZUCENIE PRZYPADKÓW μe cd.

- zamiast zasady zachowania energii użyto zasady zachowania pędu
 - pęd poprzeczny elektronu względem fotonu powinien być równy zero
 - badano kąt między elektronem a fotonem $q\theta$
 - usunięto przypadki $-0.005 < q\theta < 0.002$



WYZNACZANIE ASYMETRII

- obserwowana liczba przypadków oddziaływań

$$N = \int a\phi n \left(\frac{d^2\sigma}{dx dQ^2} \right) d\vec{\xi} = \int d\vec{\xi} a\phi n \bar{\sigma} (1 + f D P_b P_t A_1)$$

- $A_{mierz} = (N_u - N_d) / (N_u + N_d)$

- $A_{mierz} = \frac{(a_u n_u - a_d n_d) - f D P_b (a_u n_u P_u - a_d n_d P_d) A_1}{(a_u n_u + a_d n_d) - f D P_b (a_u n_u P_u + a_d n_d P_d) A_1}$; niech $r = (n_u a_u) / (n_d a_d)$

- $A_1 = \frac{1}{\langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle} A_{mierz} - \frac{1}{\langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle} \frac{r-1}{r+1}$

- należy zmieniać kierunek polaryzacji tarczy co kilka godzin

- $A_{mierz} = (N_u - N_d) / (N_u + N_d)$; $A'_{mierz} = (N'_u - N'_d) / (N'_u + N'_d)$

- $A_1 = \frac{1}{\langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle} \frac{A_{mierz} - A'_{mierz}}{2} - \frac{1}{\langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle} \left(\frac{r-1}{r+1} - \frac{r'-1}{r'+1} \right)$

- $\delta A_1 = \frac{1}{2 \langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle} \sqrt{\frac{1}{N_u + N_d} + \frac{1}{N'_u + N'_d}}$

- jest to metoda 1 rzędu

- metoda drugiego rzędu: $\delta = (N_u N'_d) / (N_d N'_u)$ → równanie kwadratowe na A_1

- metoda drugiego rzędu jest bardziej stabilna od metody pierwszego rzędu

WYZNACZANIE ASYMETRII – WAGI

- w poprzednich równaniach używa się $\langle f \rangle \langle D \rangle \langle P_b \rangle \langle P_t \rangle$
- f, D, P_b, P_t są znane przypadkiem po przypadku
- używanie jedynie wartości średnich jest stratą części informacji; prowadzi do zwiększenia niepewności statystycznych
- zdefiniujmy wagę $w = fDP_bP_t$

•

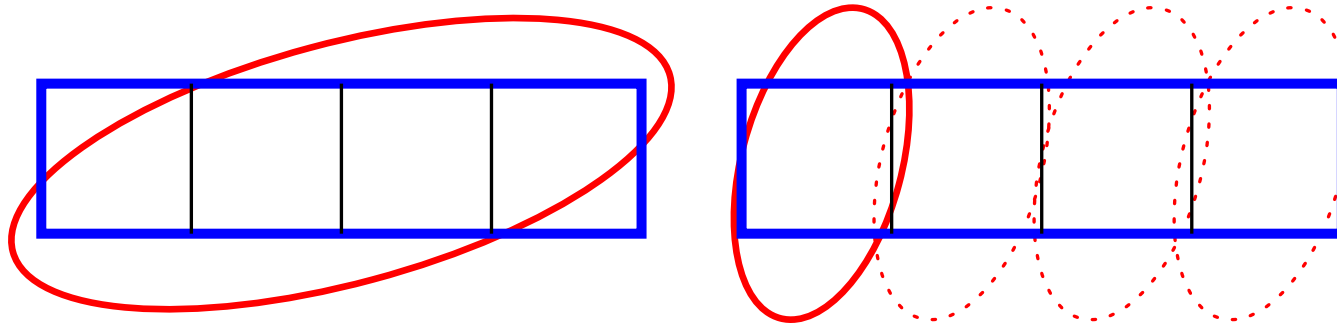
$$\bullet A_1 = \frac{1}{2} \left(\frac{\sum_j^{N_u} (w)_j - \sum_j^{N_d} (w)_j}{\sum_j^{N_u} (w)_j^2 + \sum_j^{N_d} (w)_j^2} - \frac{\sum_j^{N'_u} (w)_j - \sum_j^{N'_d} (w)_j}{\sum_j^{N'_u} (w)_j^2 + \sum_j^{N'_d} (w)_j^2} \right)$$

$$\bullet \delta A_1 = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{\sum_j^{N_u} (w)_j^2 + \sum_j^{N_d} (w)_j^2} + \frac{1}{\sum_j^{N'_u} (w)_j^2 + \sum_j^{N'_d} (w)_j^2}}$$

- zysk na niepewności statystycznej $\sqrt{\langle w \rangle^2 / \langle w^2 \rangle}$
- systematyka??? np. w rzeczywistości $w = fDP_b$, bo $\partial P_t / \partial t \neq 0$
- analogiczne ważona metoda drugiego rzędu

WYZNACZANIE ASYMETRII – STABIŁOŚĆ

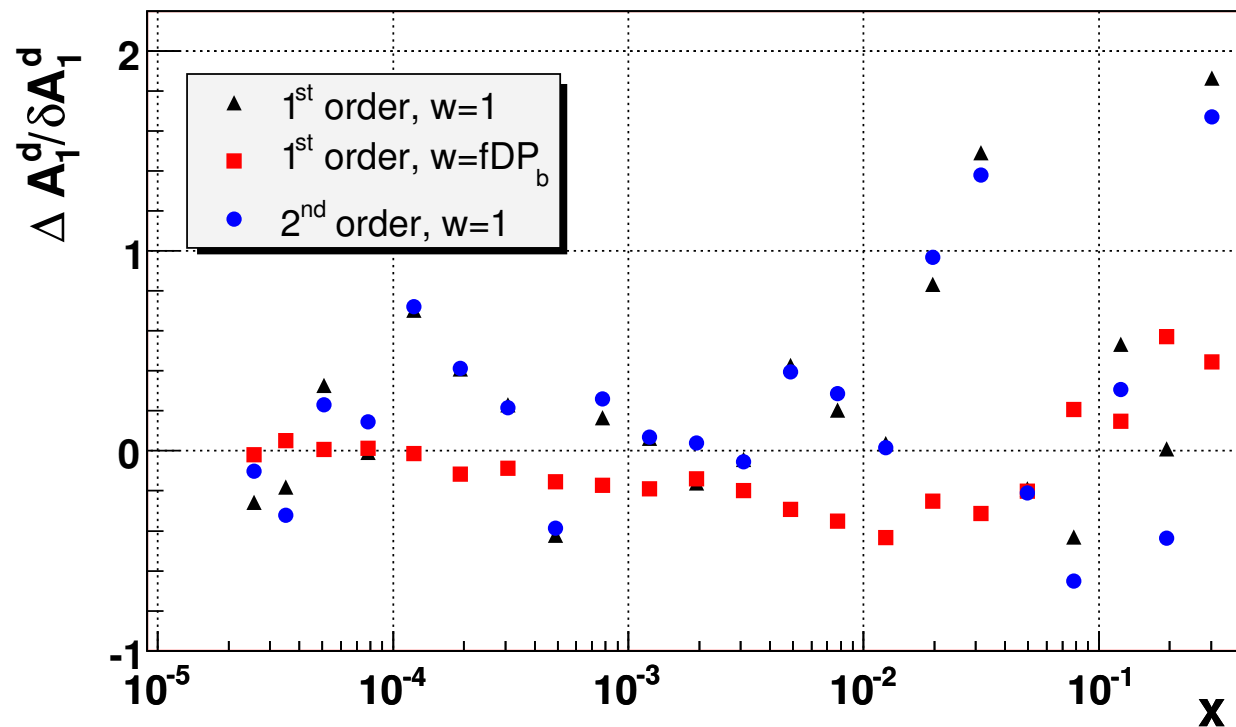
- rozważano niestandardową konfigurację tarczy
- oczekiwano możliwych niestabilności dla metod 1 rzędu
- przedstawiono asymetrie razy 10^3 , niepewności rzędu $(1.5 - 2) \cdot 10^{-3}$



	część 1	część 2	część 3	część 4	całość
1 rząd; $w = 1$	0.2	1.0	-0.2	-1.0	0.0
1 rząd; $w = fDP_b$	-5.1	-2.1	-3.2	-6.5	+1.9
2 rząd; $w = 1$	0.2	1.3	-0.3	-1.4	0.0
2 rząd; $w = fDP_b$	0.8	3.0	1.2	-2.0	0.8

WYZNACZANIE ASYMETRII – STABIŁOŚĆ cd.

- porównanie różnych metod na końcowej próbce danych
- przedstawiono różnicę między ważoną asymetrią 2 rzędu a resztą



- systematyczne przesunięcie dla ważonej metody 1 rzędu
- duże fluktuacje szczególnie w obszarze dużych x

STUDIA MC

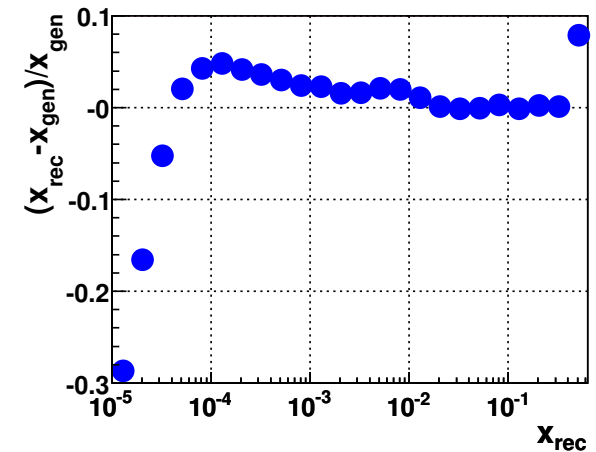
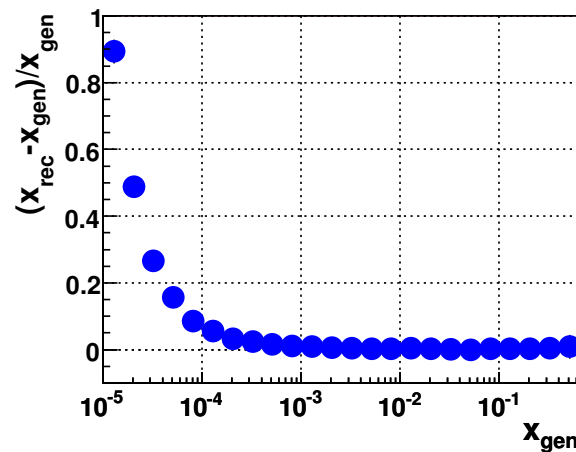
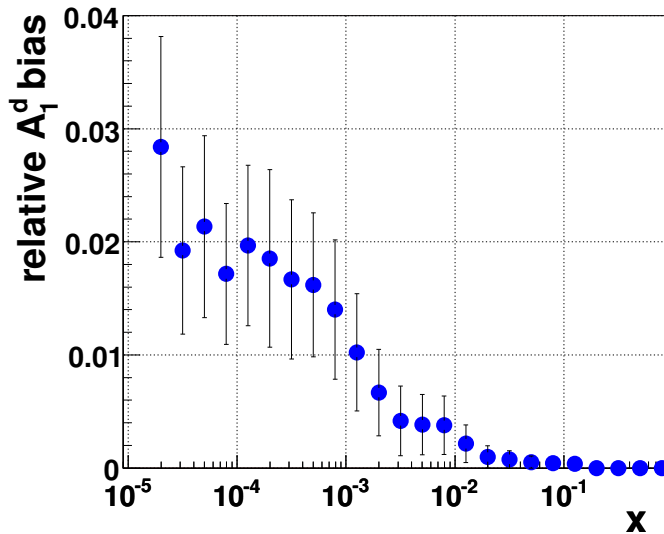
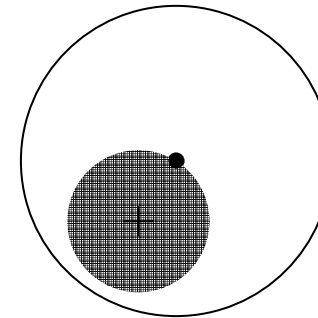
- 275000 przypadków z PYTHII, symulacja detektora - COMGEANT

migracja WO

- redukcja o czynnik 2-3 razy przez warunek $(z \pm \delta z)_{WO}$ w tarczy
- efekty migracji WO jest mały

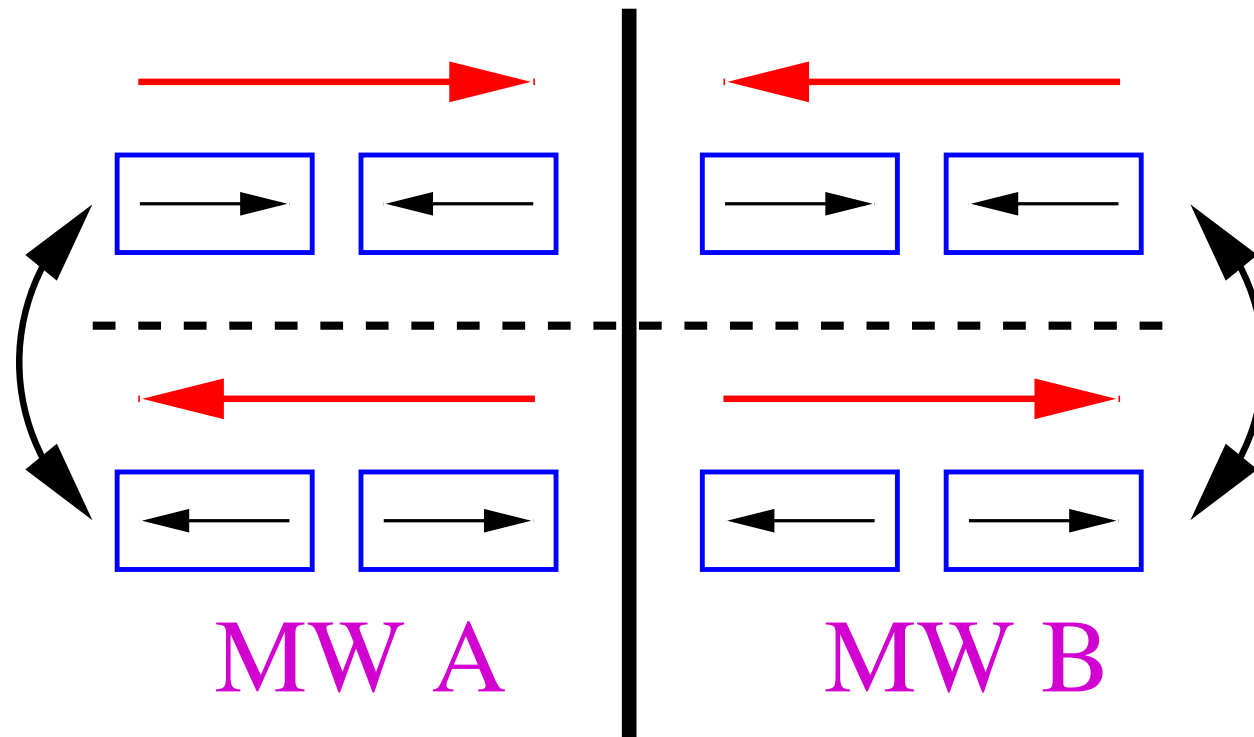
obciążenie $\langle x \rangle$

- $x = Q^2 / 2M\nu$; $Q^2 \approx 4EE' \sin^2(\theta/2)$
- $\langle z \rangle^2 \neq \langle z^2 \rangle$



SYSTEMATYKA - ZABEZPIECZENIA

- tarcza ma dwie (trzy) części
- polaryzacja tarczy odwracana co 8h
- dane grupowane w małe konfiguracje (16h)
- kilka razy w roku zmiana tzw. konfiguracji MW
- drobiazgowo studia nad stabilnością spektrometru i wiązki

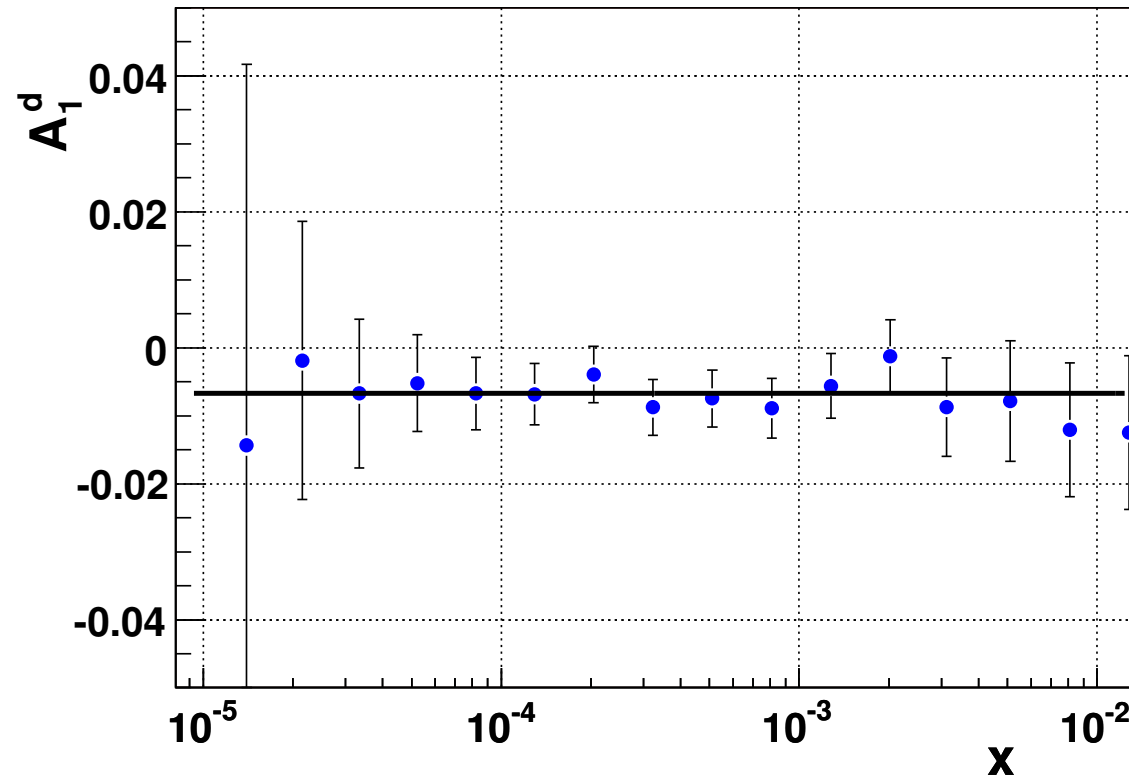


FAŁSZYWE ASYMETRIE

- zbudować obserwabę której wartość oczekiwana jest znana np. 0
- sprawdzać wartość oczekiwaną z obserwowaną
- systematyka sprawdzana na końcowej próbce
- przykłady fałszywych asymetrii:
 - asymetria w tej samej połówce tarczy
 - łączenie danych o tej samym kierunku polaryzacji tarczy
 - dzień–noc
 - asymetria MW
 - pozycja W0
 - kierunek rozproszonego mionu
 -
- **WYNIK: Fałszywe asymetrie zgodne z zerem**

FAŁSZYWE ASYMETRIE (USUNIĘTE)

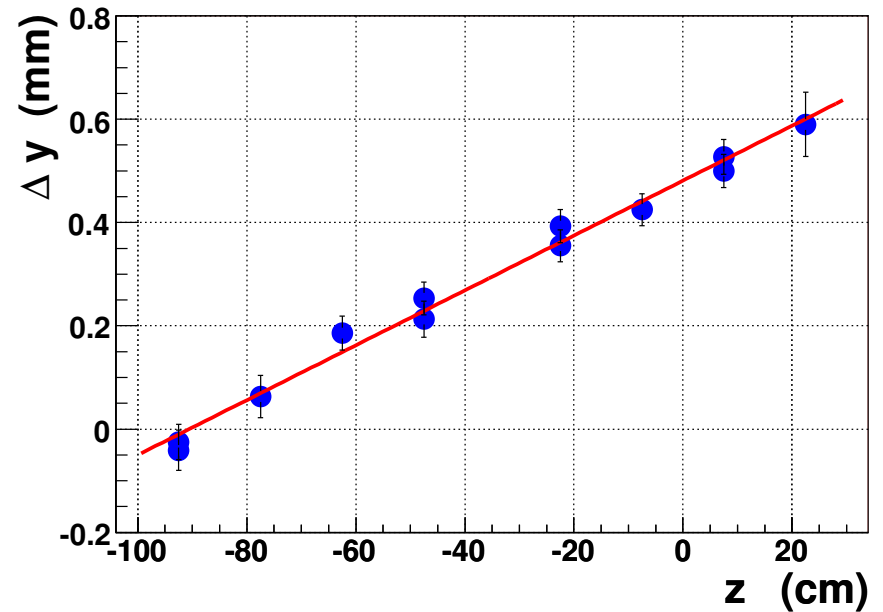
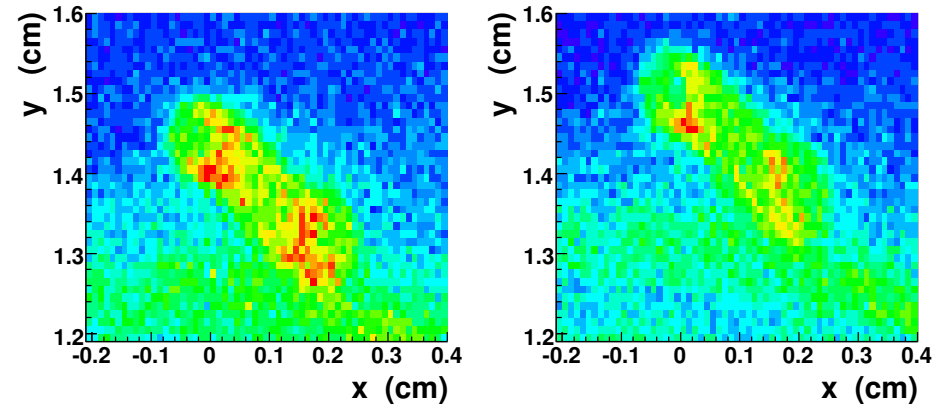
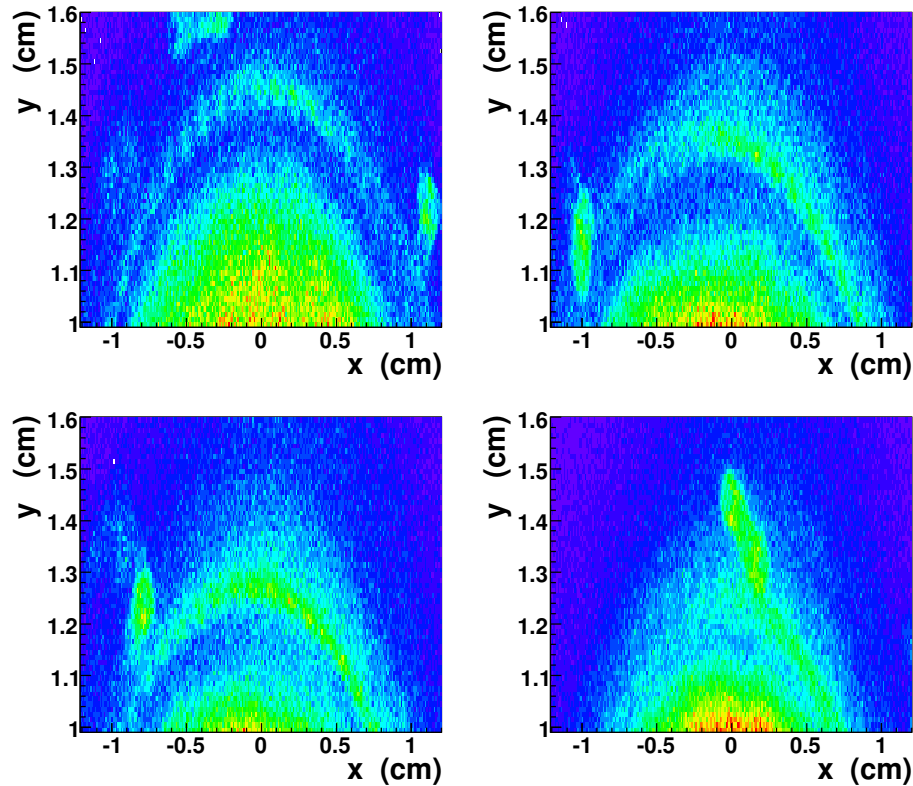
- początki analizy asymetrii A_1^d ...
- 1/3 danych



- ujemna wartość asymetrii
- małe fluktuacje wokół średniej

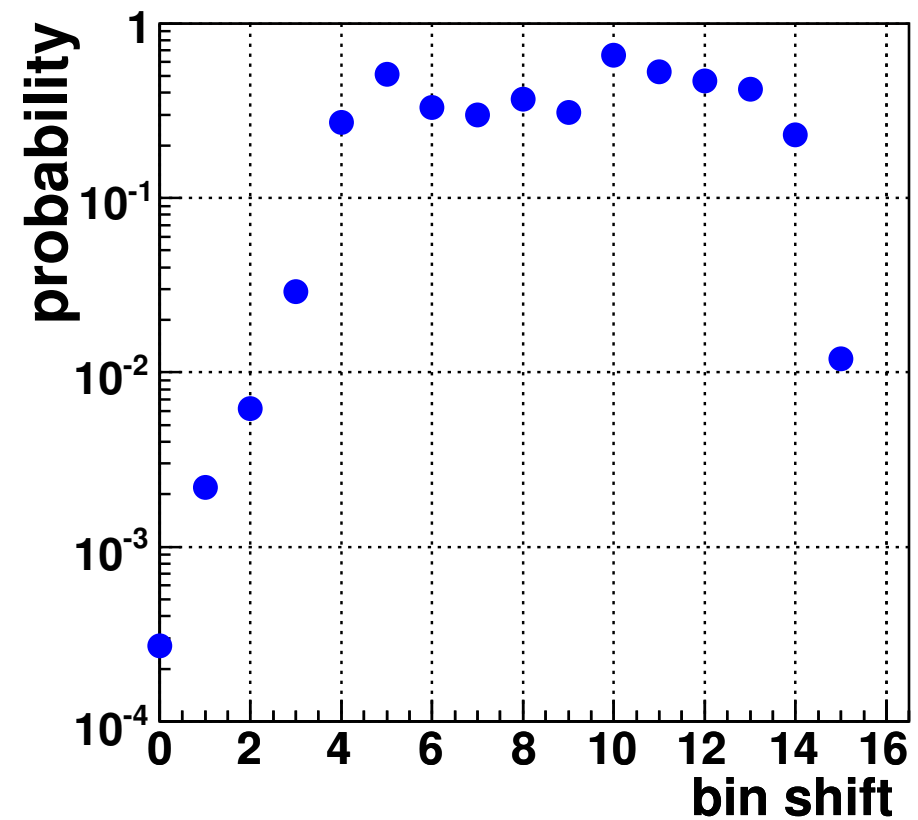
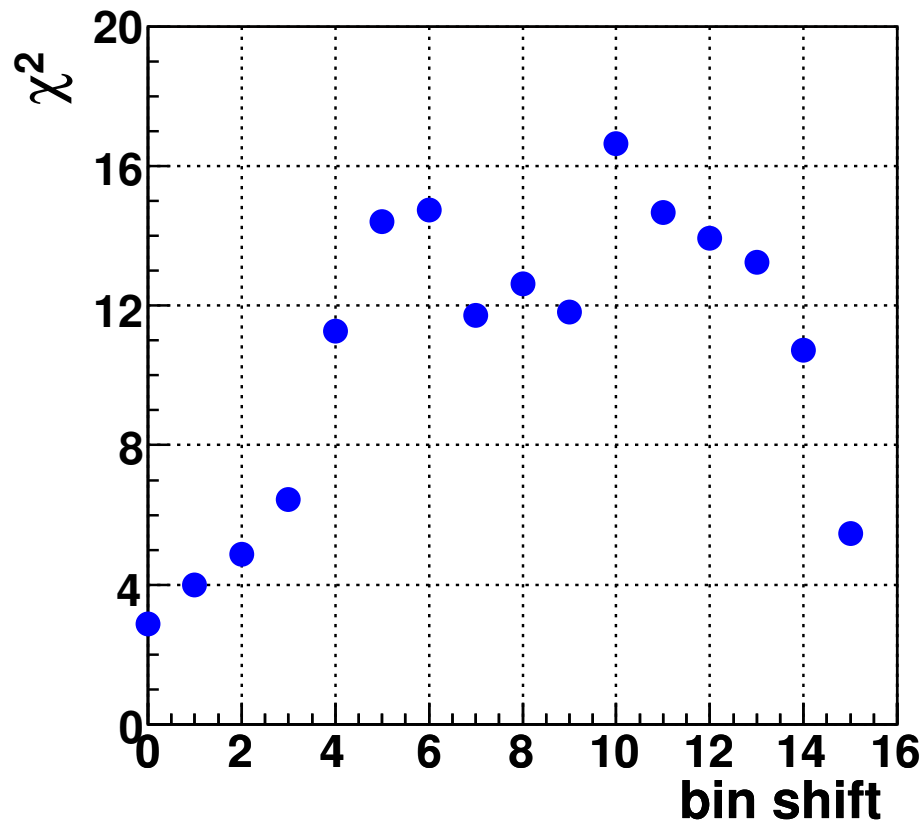
ujemna wartość asymetrii

- przypadki z torami zakończonymi przed SM1
- duża interferencja pól SM1 i solenoidu



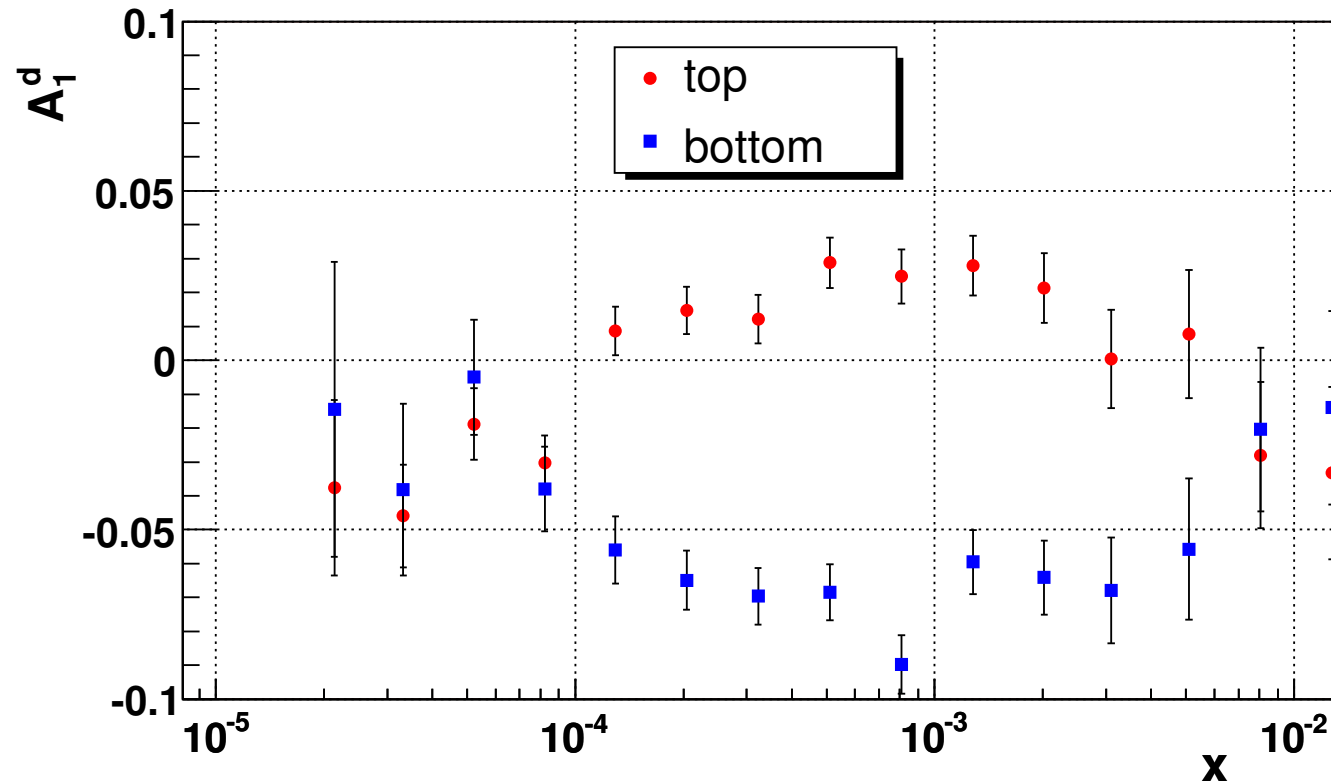
małe fluktuacje wokół średniej

- zmieniano początek przedziałów co $(1/16)$ ich szerokości
- współczynnik korelacji danych: minimum 0.97



FAŁSZYWE ASYMETRIE (USUNIĘTE)

- asymetria A_1^d dla mionów lecących do góry/dołu

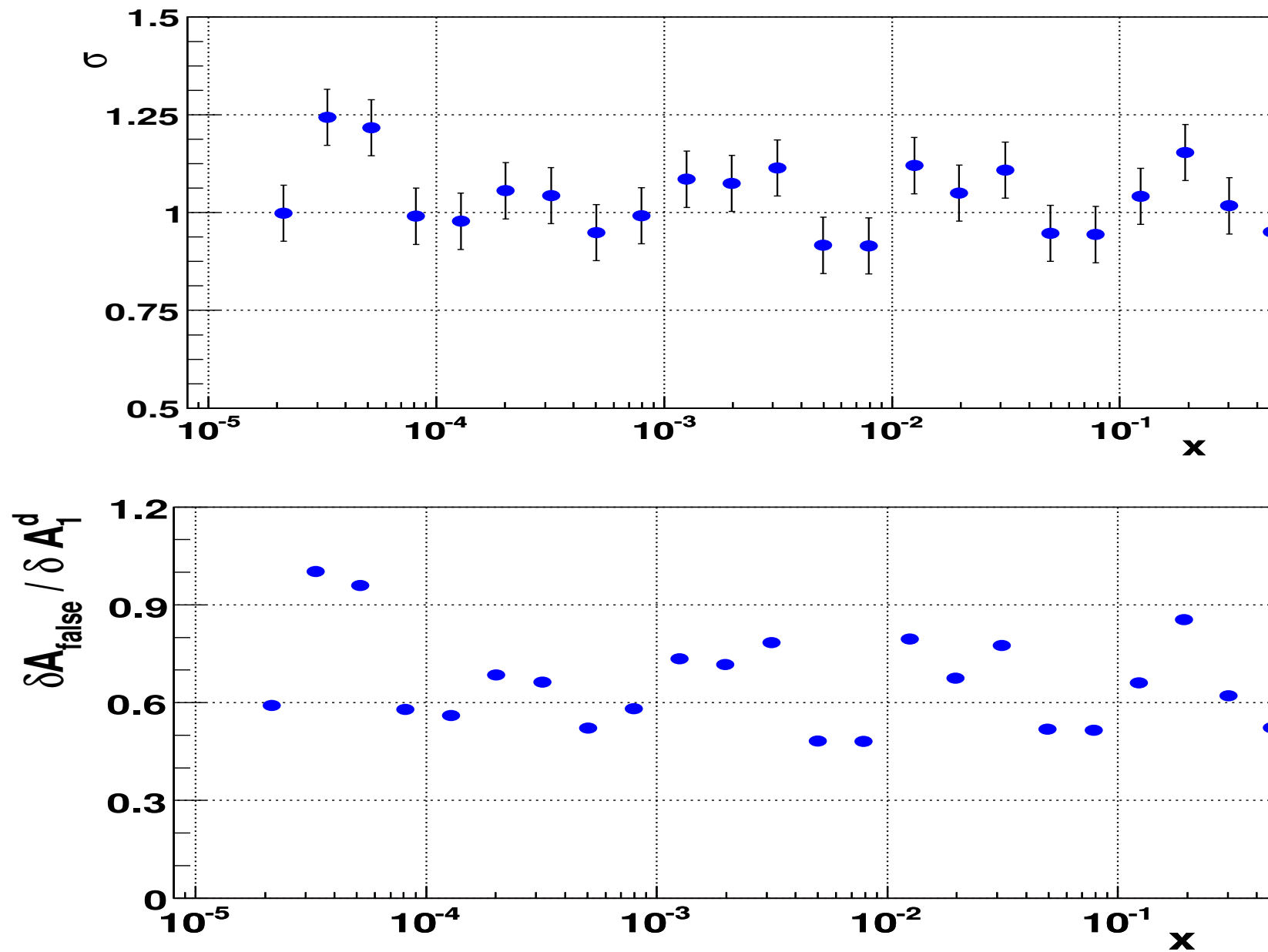


- dwa pliki kalibracyjne w zależności od kierunku pola w solenoidzie
- przesunięcie martwych stref detektorów w jednym pliku kalibracyjnym

OCENA FAŁSZYWYCH ASYMETRII

- w danych ok. 100 konfiguracji z których obliczamy $A_{1,i}$ w danym przedziale x
- obliczamy średnią ważoną
- obliczamy niepewności:
 - $s_{wew} = \frac{1}{\sum_{i=0}^n (1/\sigma_i^2)}$
 - $s_{zew} = \frac{1}{\sum_{i=0}^n (1/\sigma_i^2)} \cdot \sqrt{\frac{1}{n-1} \sum_{i=0}^n \left(\frac{x_i - \bar{x}_w}{\sigma_i} \right)^2}$
 - pull: $\left(\frac{x_i - \bar{x}_w}{\sigma_i} \right)$
 - $\langle \sigma_{pull} \rangle = 1$
- $\sigma_{OBS}^2 = \sigma_{STAT}^2 + \sigma_{SYS}^2$
- istnieje procedura techniczna wyznaczania limitu σ_{SYS}
- $\sigma_{SYS} \sim \sigma_{STAT}$

OCENA FAŁSZYWYCH ASYMETRII cd.

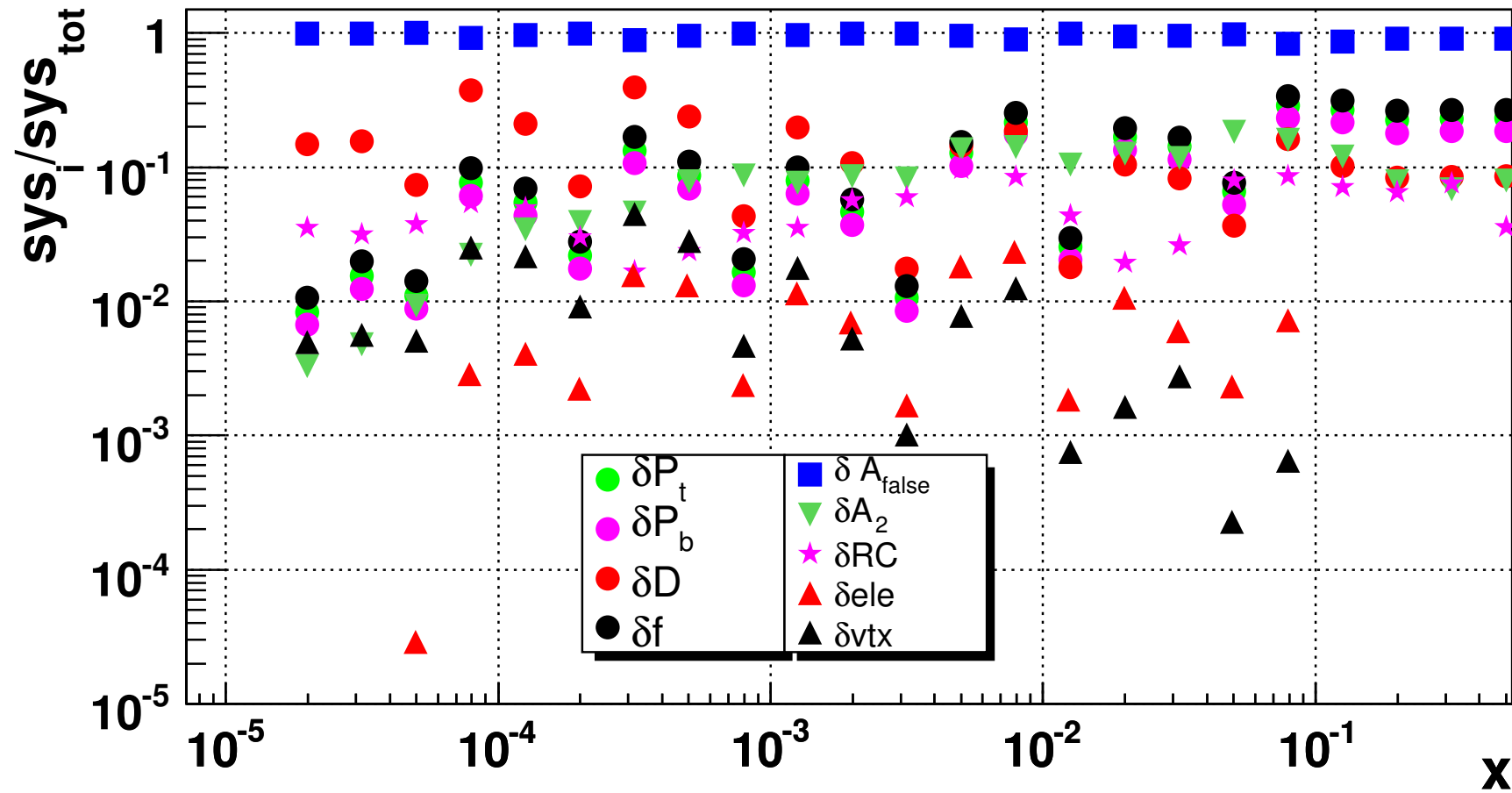


NIEPEWNOŚĆ SYSTEMATYCZNA

- δP_b
- δP_t
- δD
- δf
- δF_2 (dla g_1^d)
- limit na fałszywe asymetrie
- rozmycie wierzchołka oddziaływania
- elektrony z konwersji fotonu
- wkład od A_2^d
- poprawki radiacyjne

wszystkie niepewności dodano w kwadratach

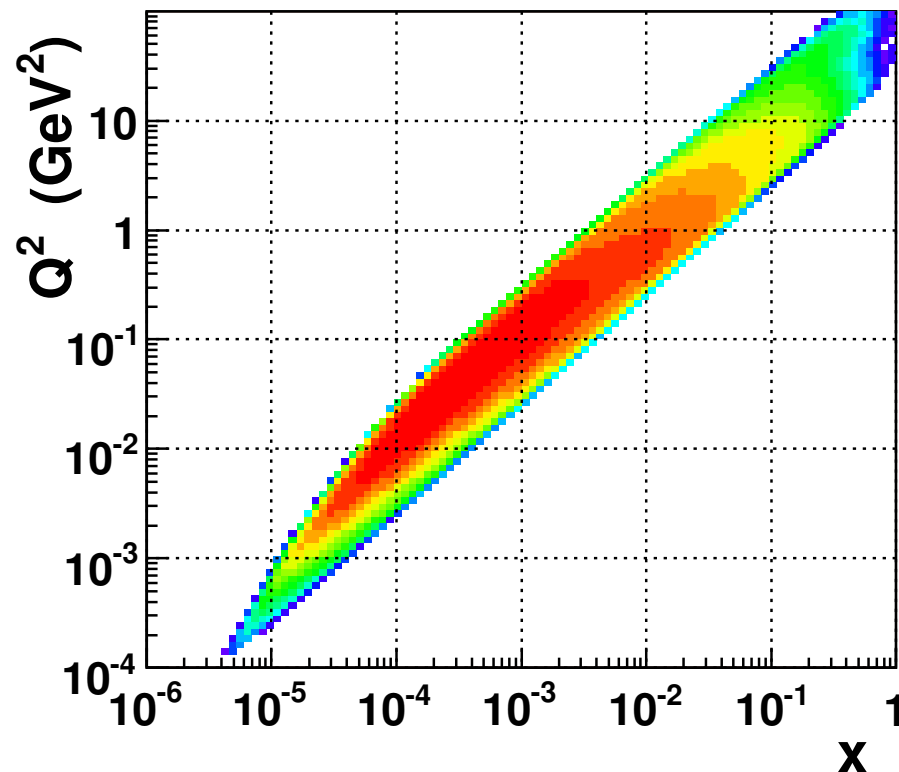
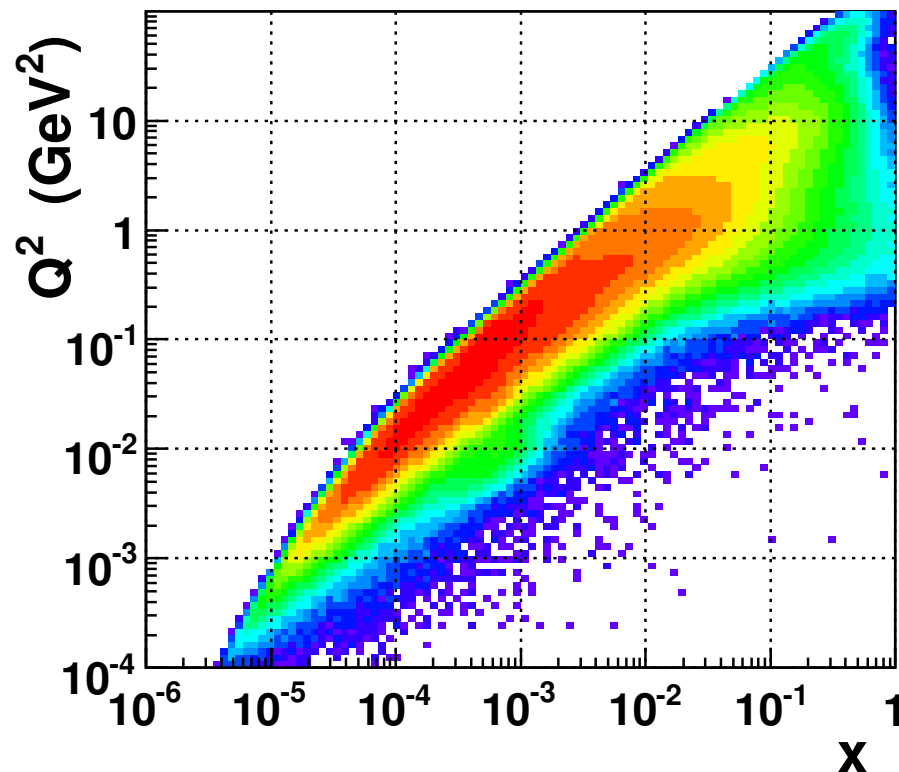
WKŁADY do $\delta A_{1,sys}$



kontrybucja 10% zmienia $\delta A_{1,sys}$ o $\sqrt{1^2 + 0.1^2} - 1 \approx 0.5\%$

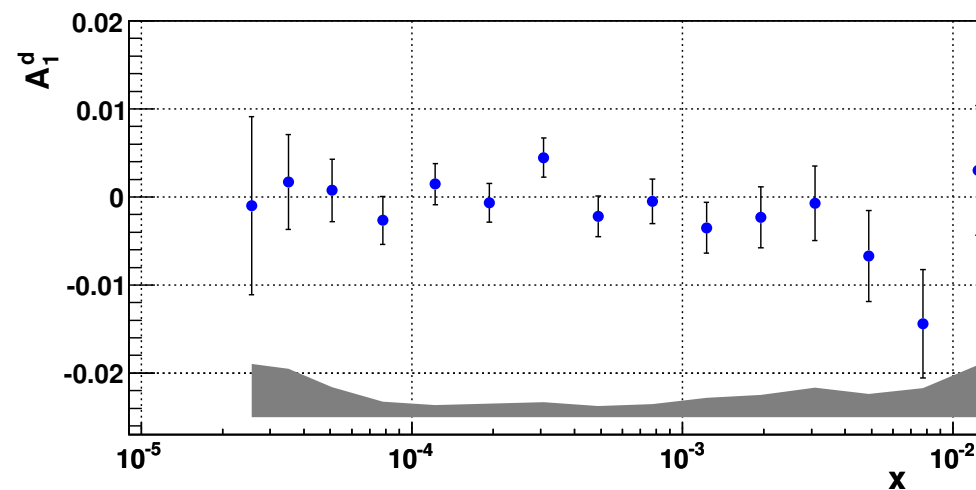
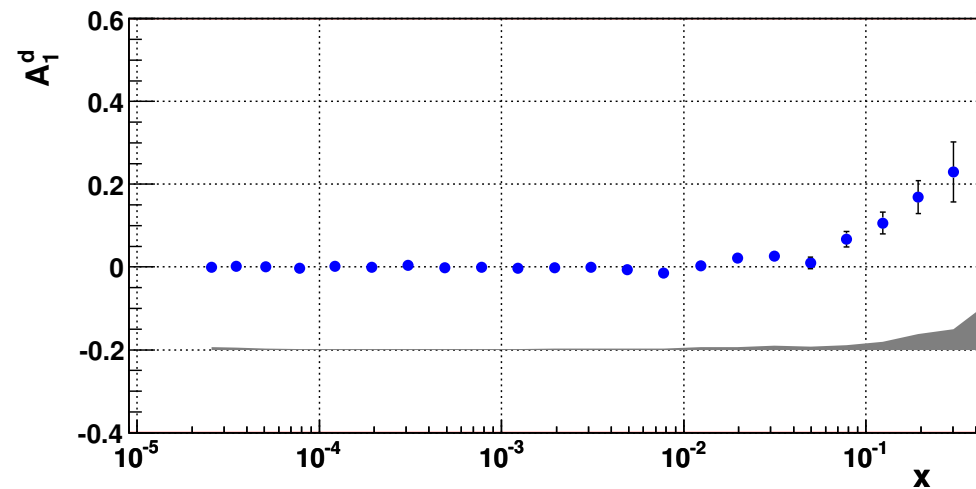
WYNIKI

OBSZAR KINEMATYCZNY + STATYSTYKA



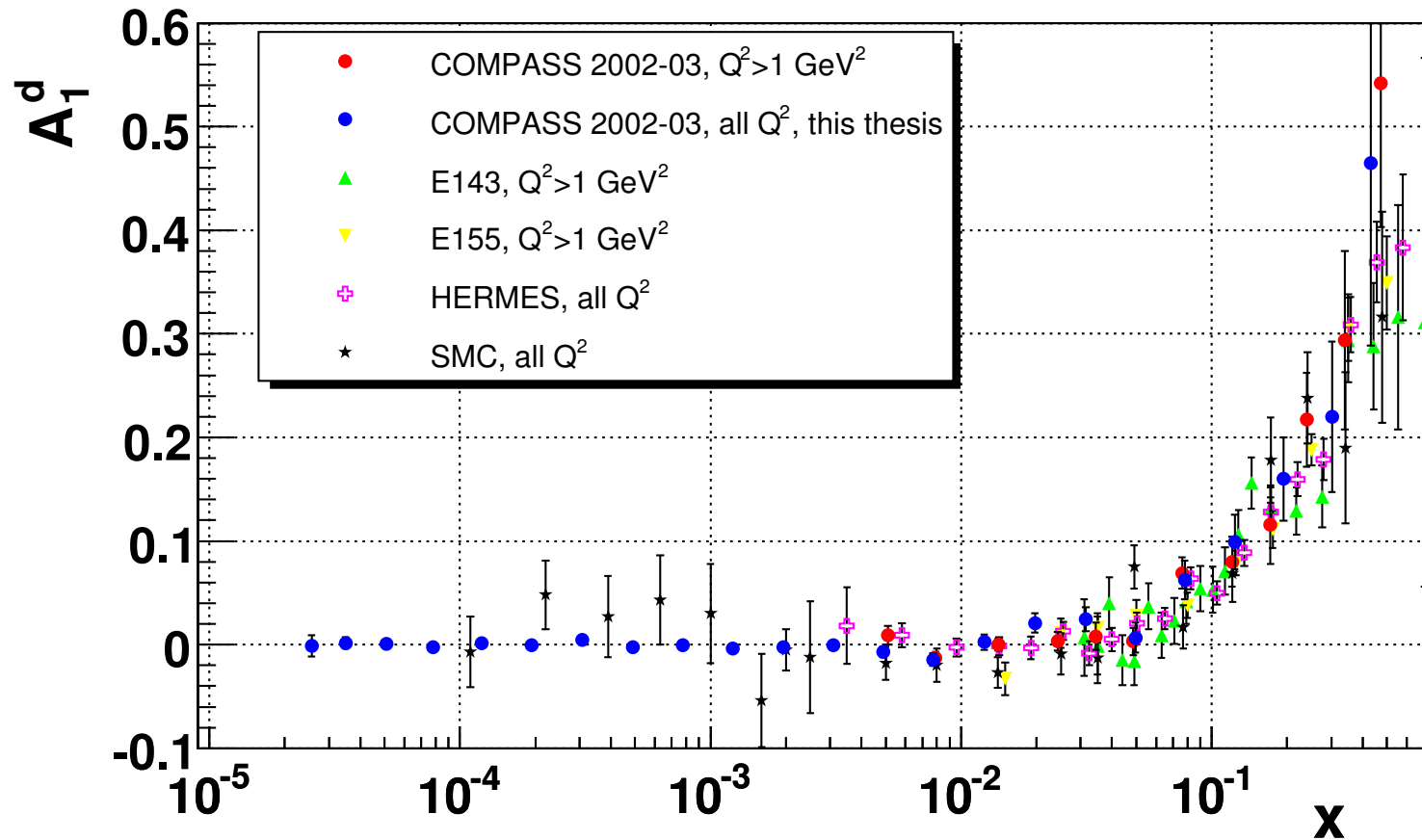
- usunięto przypadki z fotonami o zbyt małym czynniku depolaryzacji (D)
- końcowa próbka zawierała **300 milionów** przypadków.

$$A_1^d$$



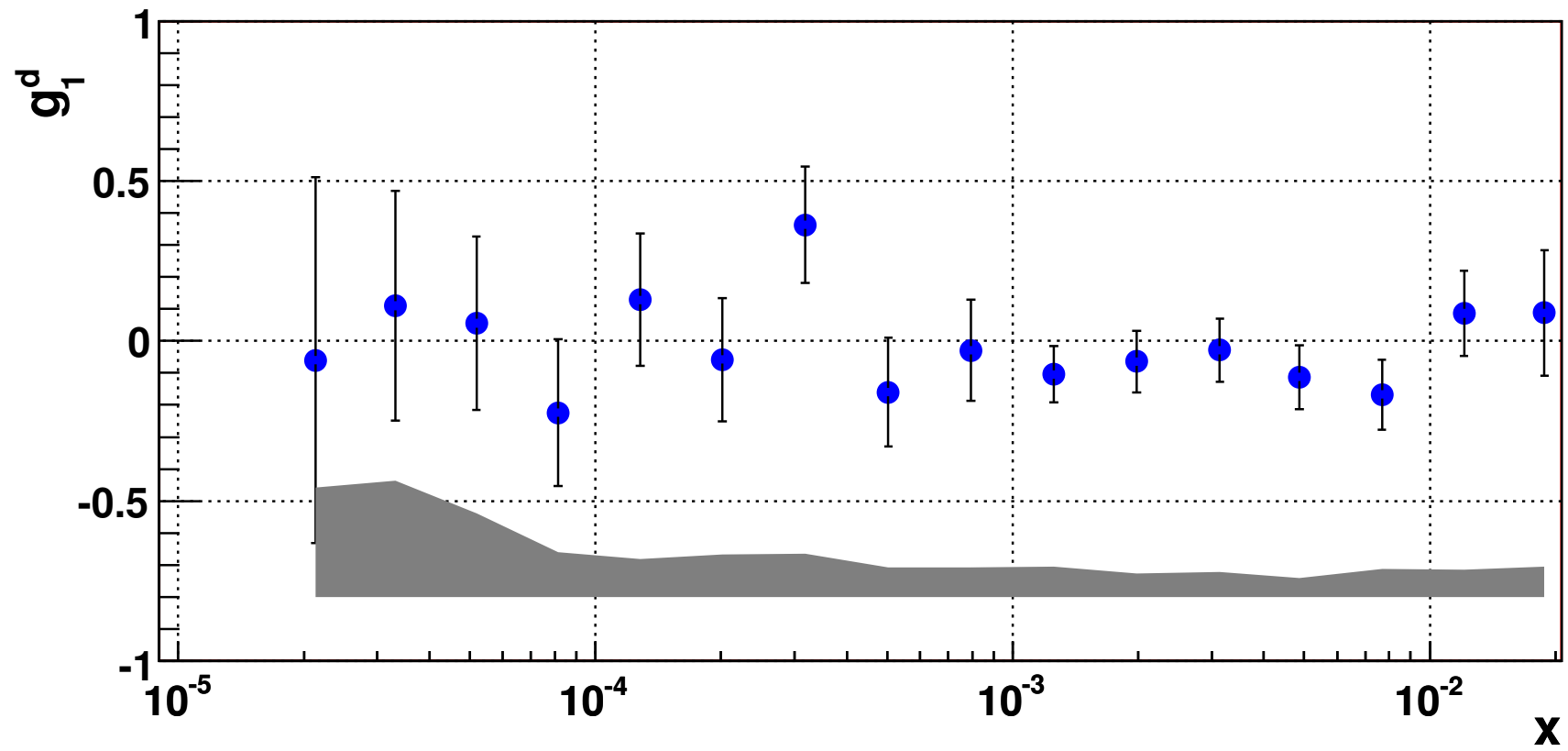
otrzymane rezultaty są zgodne z zerem dla $x < 0.01$ i $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$;
efekty spinowe w tym obszarze są zanedbywalne

A_1^d DANE ŚWIATOWE

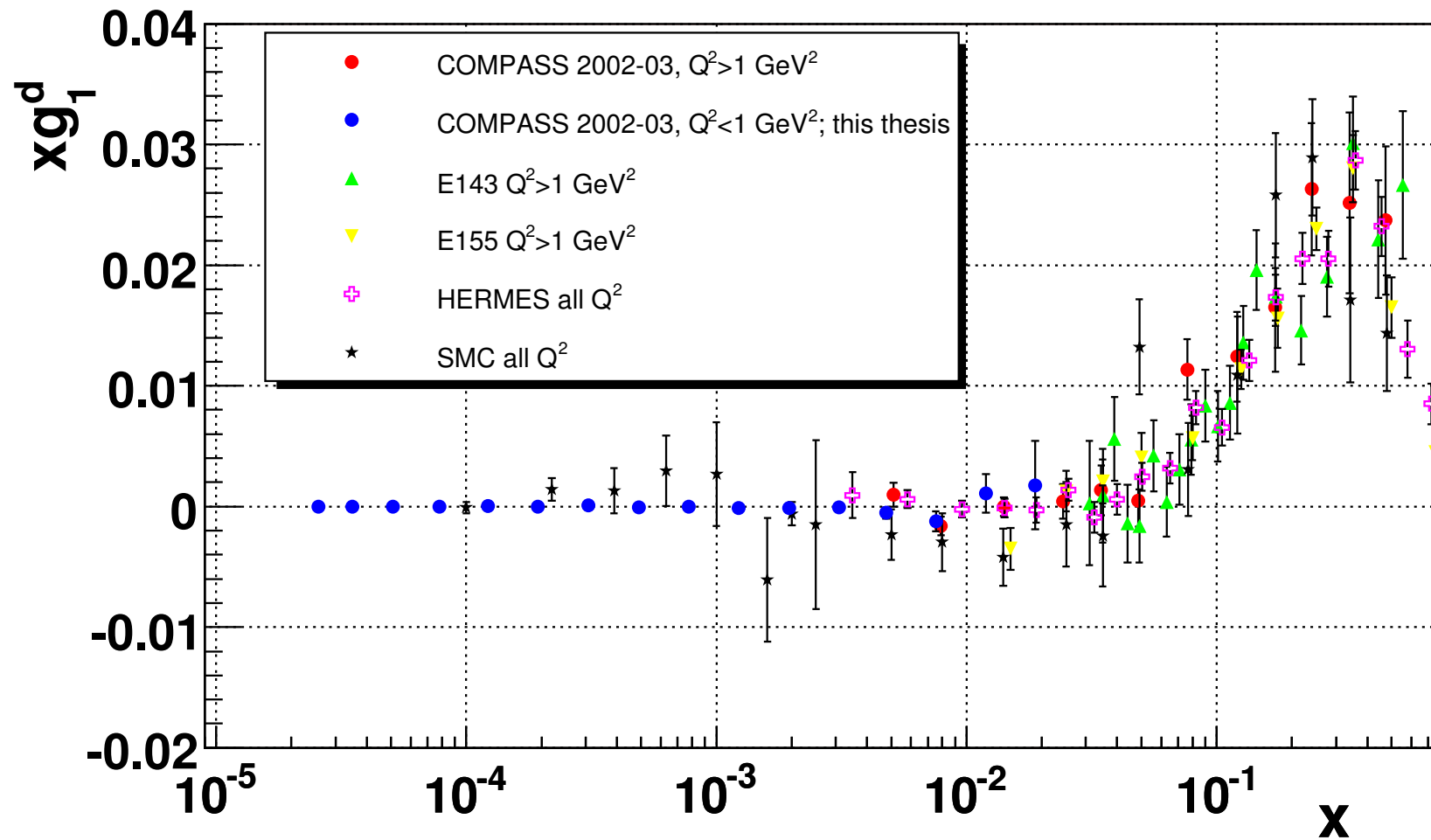


Niepewność statystyczna w obszarze małego x , Q^2 została zmniejszona
o czynnik 10-20 w porównaniu do doświadczenia SMC

g_1^d



g_1^d DANE ŚWIATOWE



TESTY MODELU REGGE

- przy ustalonym Q^2 model Regge przewiduje
 - $g_1^S = \beta(Q^2)x^{-\alpha(0)}$
 - gdzie $\alpha(0) \in (-0.5 - 0)$
 - model działa dla $Q^2 \ll W^2$, małe x
- obszar $0.0025 < Q^2 < 0.25 \text{ GeV}^2$ podzielono na 5 przedziałów
- w każdym przedziale Q^2 , g_1 było obliczone dla 4-8 przedziałów w x
- w przedziale 'i' dopasowywano funkcję $g_{1,i} = \beta_i x^{\alpha_i(0)}$
- $\langle \alpha(0) \rangle = (1/5) \sum_{i=0}^5 \alpha_i(0)$
- znaczne niestabilności w rezultatach fitu wykluczyły możliwość otrzymania $\alpha(0)$ tą metodą
- usprawnienie metody fitowania:
 $\alpha(0)$ jest **universalne** należy fitować **jedno** $\alpha(0)$ i wiele $\beta(Q^2)$
- otrzymano $\alpha(0) = 0.08 \pm 0.07$... **piękny wynik ale...**

TESTY MODELU REGGE cd...

- wykonano skan wartości χ^2 wokół minimum

$\alpha_s(0)$	χ^2	$\chi^2 - \chi_{min}^2$
-0.50	19.7	1.5
-0.25	20.3	2.1
0.00	19.5	1.3
0.02	18.9	0.7
0.05	18.5	0.4
0.07	18.2	0.0
0.08	18.2	0.0
0.10	18.7	0.5
0.15	27.2	9.0
0.20	58.5	40.3

- rozkład χ^2 wokół minimum nie ma charakteru parabolicznego
- dopuszczalny zakres parametrów to $-0.15 - \infty$
- przyczyny niepowodzenia:
 - zbyt wąski zakres x przy ustalonym Q^2
 - g_1^d zgodne z zerem co implikuje $\beta = 0$
w ficie $g_1 = \beta x^{\alpha(0)}$
- testy modelu Regge powinny być możliwe w zderzaczach np. *eRHIC*, zapewne z użyciem danych COMPASS

PODSUMOWANIE

- dlaczego fizyka spinu nukleonu jest interesująca
- COMPASS jako doświadczenie badające spinową strukturę nukleonu
- “ A_1^d i g_1^d w obszarze małego x i małego Q^2 ”
- zaprezentowano wyniki $A_1^d(x)$ i $g_1^d(x)$
 - otrzymane rezultaty są zgodne z zerem dla $x < 0.01$ i $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$; efekty spinowe w tym obszarze są zaniedbywalne
 - wyniki są zgodne z rezultatami wcześniejszych experimentów w obszarze przekrywania
 - niepewności statystyczne $A_1^d(x)$ i $g_1^d(x)$ w obszarze małego x i Q^2 zostały zmniejszone o czynnik 10-20 w porównaniu do poprzednich doświadczeń