

Pomiar produkcji mezonu Upsilon w eksperymencie ZEUS

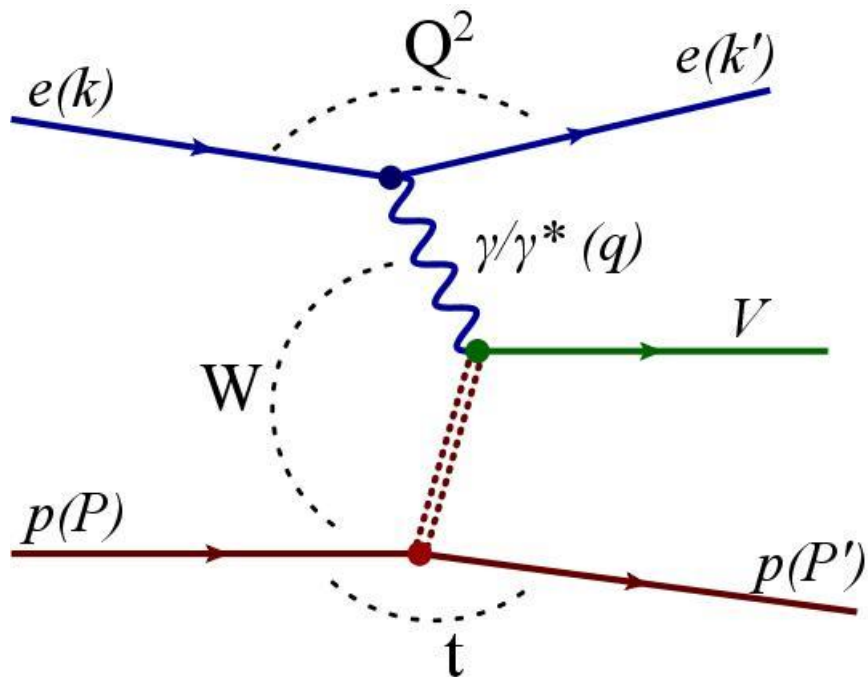
(przedstawienie wyników pracy doktorskiej)



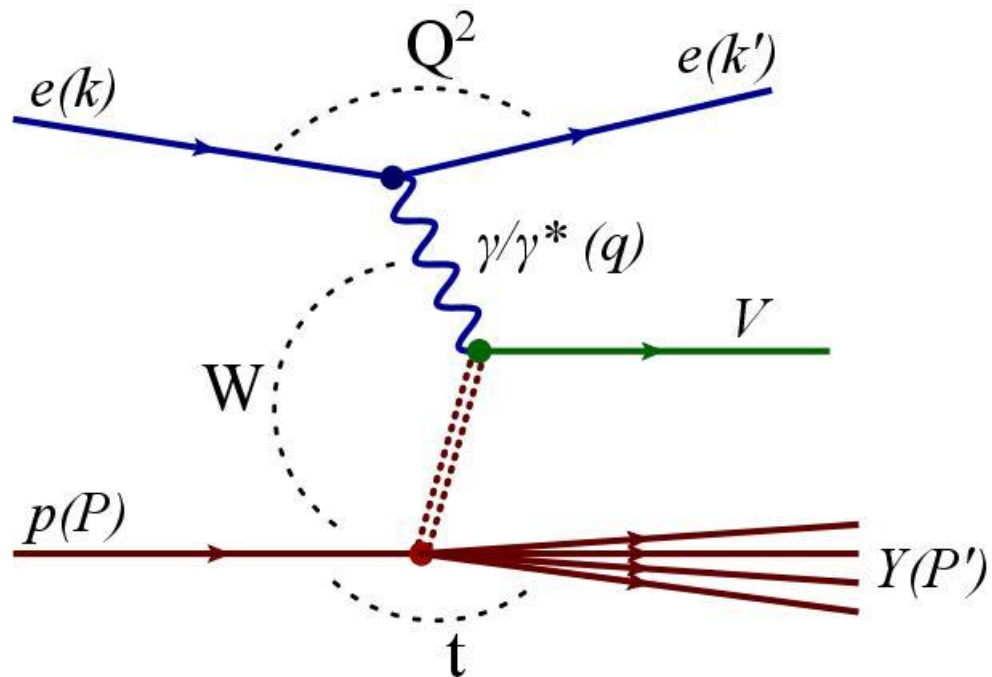
Janusz Tomasz Malka

Dyfrakcyjna produkcja mezonów wektorowych

elastyczna



z dysocjacją protonu



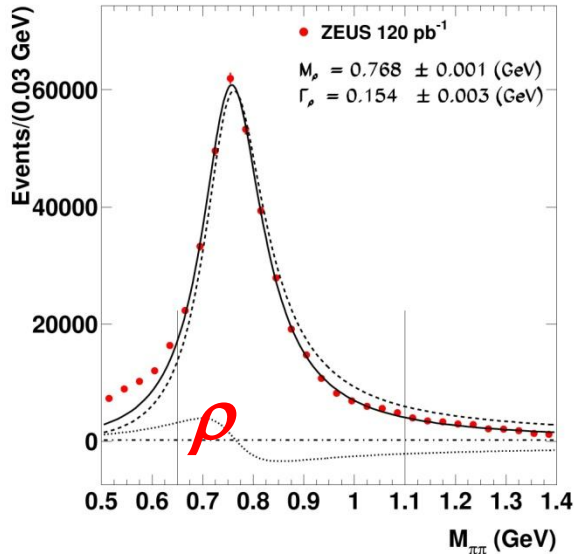
- V - mezon wektorowy
- Q^2 - wirtualność fotonu
- W - energia CM systemu γp
- t - $(\text{przekaz czteropędu})^2$

- $\rho, \omega, \phi, J/\psi, \psi', \Upsilon$
- $Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2$
- $W^2 = (q + p)^2$
- $t = (P - P')^2$

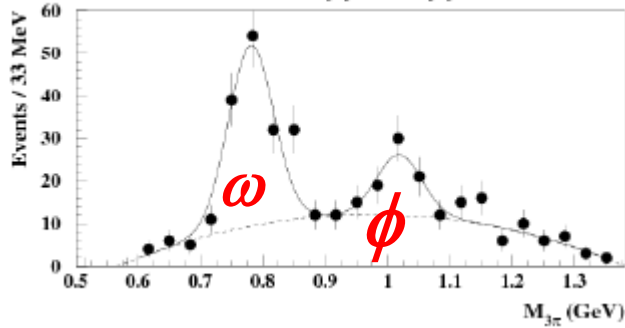
Mezony wektorowe

Lekkie mezony wektorowe

ZEUS

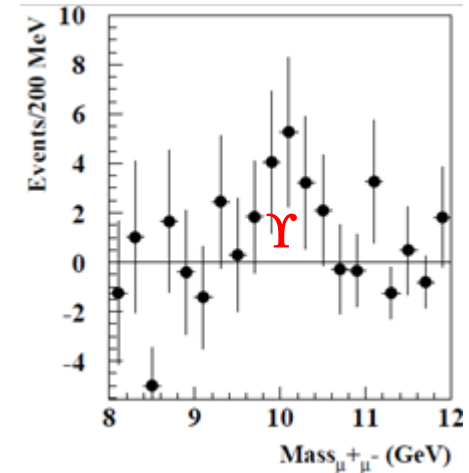
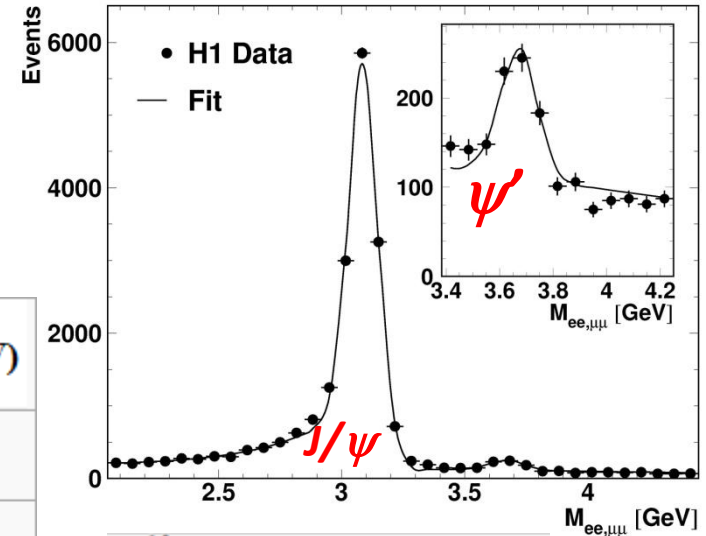


ZEUS 1996 - 1997



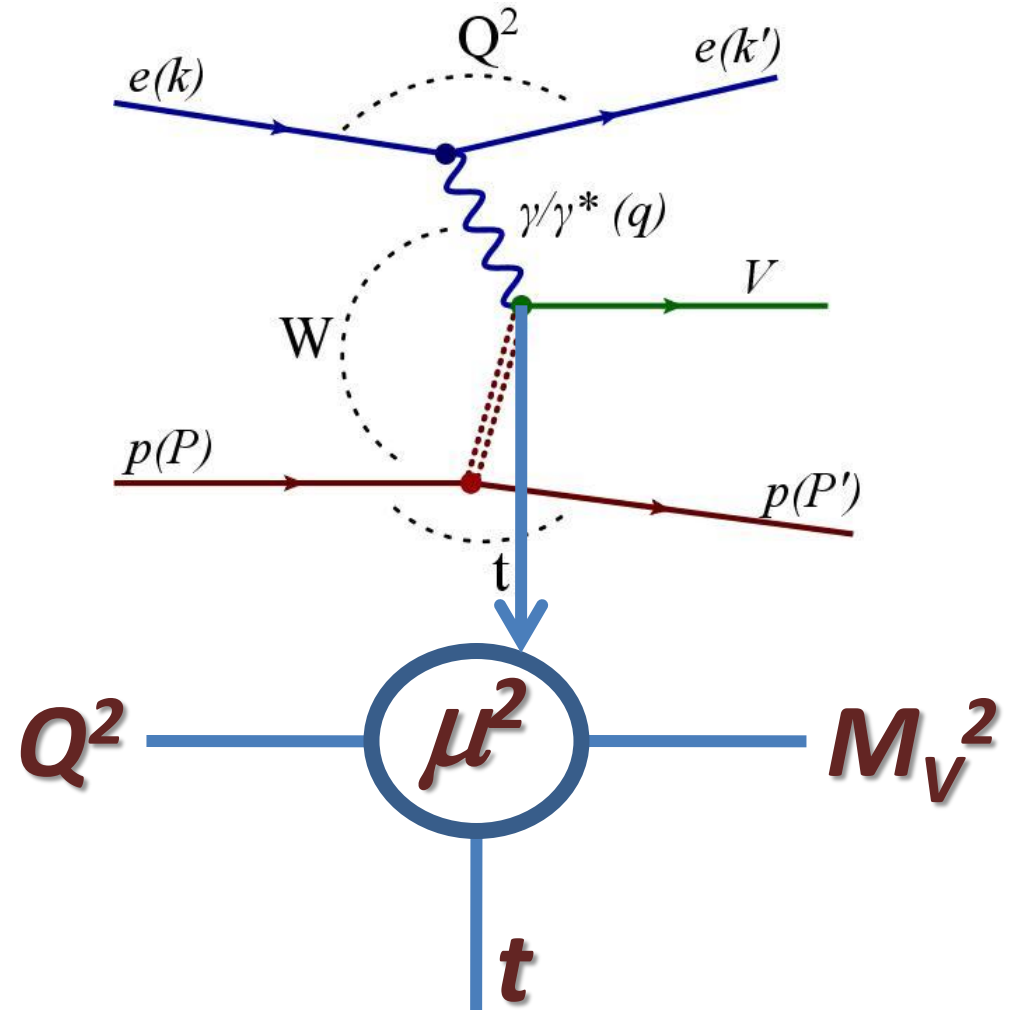
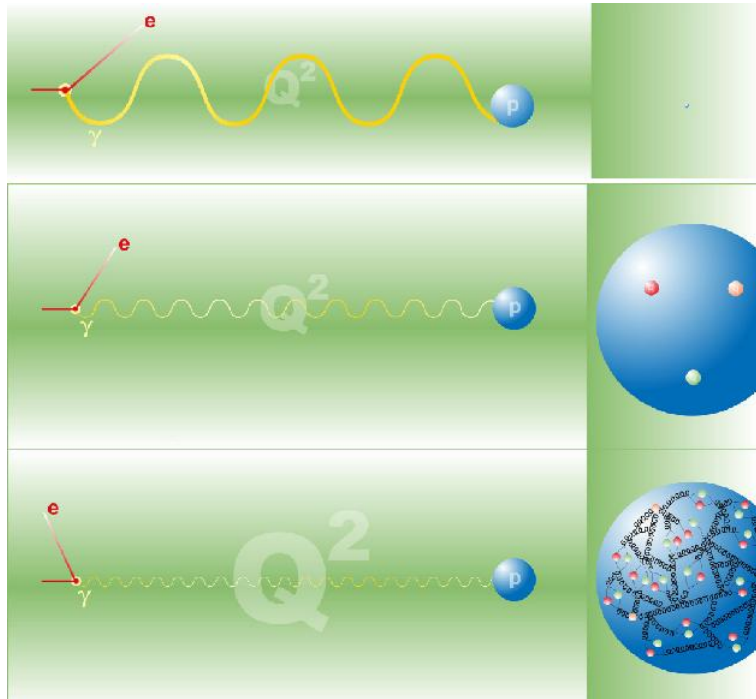
Mezon	Kwark	Masa (MeV)
$\rho^0(770)$	$\frac{u\bar{u}-d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	775.49 ± 0.34
$\omega(782)$	$\frac{u\bar{u}+d\bar{d}}{\sqrt{2}}$	782.65 ± 0.12
$\phi(1020)$	$s\bar{s}$	1019.445 ± 0.020
J/ψ	$c\bar{c}$	3096.916 ± 0.011
$\Upsilon(1S)$	$b\bar{b}$	9460.30 ± 0.26

Ciężkie mezony wektorowe

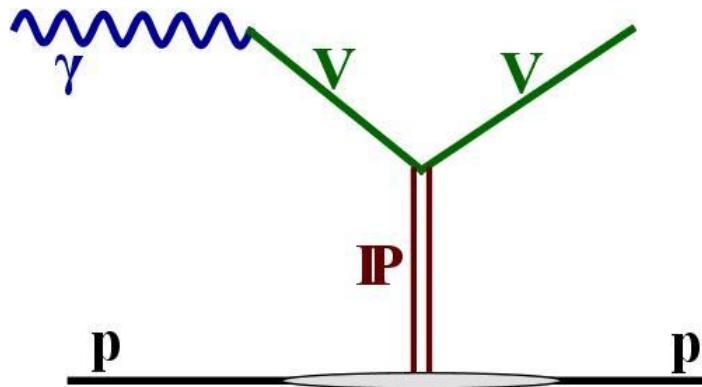


Procesy miękkie i procesy twarde

Wraz ze wzrostem skali μ „lepiej” widzimy strukturę protonu.



Model dominacji wektorowej (procesy miękkie)



$$|\gamma\rangle = N|\gamma\rangle_{bare} + \sqrt{\alpha}|\gamma\rangle_{hadronic}$$

$$\sqrt{\alpha}|\gamma\rangle_{hadronic} = \sum_{V=\rho,\omega,\phi} \frac{1}{f_V^2} \left(\frac{M_V^2}{M_V^2 + Q^2} \right)^2 |\gamma\rangle$$

f_V is $\gamma \rightarrow V$ coupling

- Foton fluktuuje w mezon wektorowy, V , który posiada te same liczby kwantowe co foton ($\gamma p \rightarrow V p$)
- Mezon wektorowy rozprasza się elastycznie na protonie ($V p \rightarrow V p$)

Formalizm Regge'go (procesy miękkie)

Przewidywania:

$$\frac{d\sigma(\gamma p \rightarrow Vp)}{dt} \propto e^{-bt} \left(\frac{W^2}{W_0^2} \right)^{2(\alpha(t)-1)}$$

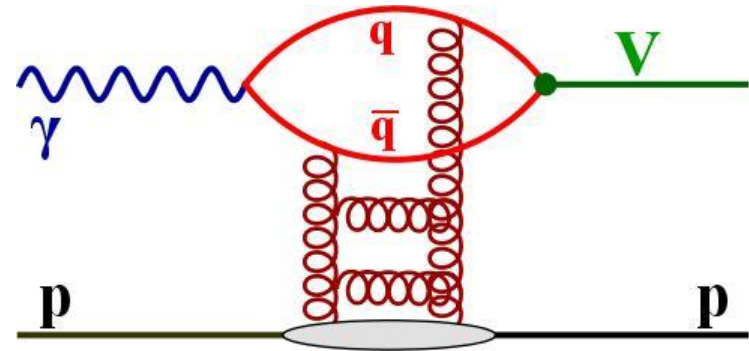
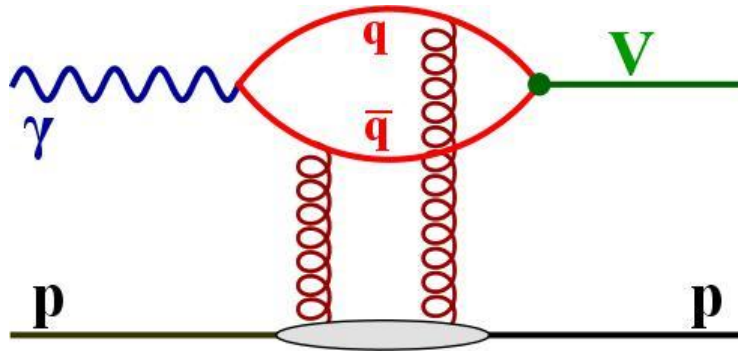
Obserwacje eksperymentalne:

- $\alpha(t) = \alpha(0) + \alpha't$;
- $\alpha(0) = 1.08$, $\alpha' = 0.25$; (DL – Donnachie & Landshoff)

- Słaba zależność przekroju czynnego od energii

$$\sigma \propto W^\delta , \delta \sim 0.2 ;$$

Modele oparte na pQCD (procesy twarde)



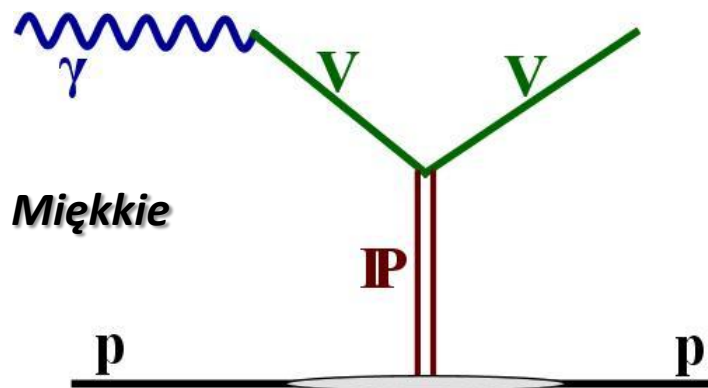
- foton fluktuuje na parę $q\bar{q}$
- para $q\bar{q}$ rozpraszana jest na protonie
- pra $q\bar{q}$ zamienia się w mezon wektorowy

Predictions:

- $\sigma \propto \frac{\alpha_s^2(Q)}{Q^6} |xG(x, Q^2)|^2$

- szybki wzrost przekroju czynnego z energią W

Przejście pomiędzy miękkimi a twardymi procesami



$$\sigma \propto W^\delta$$

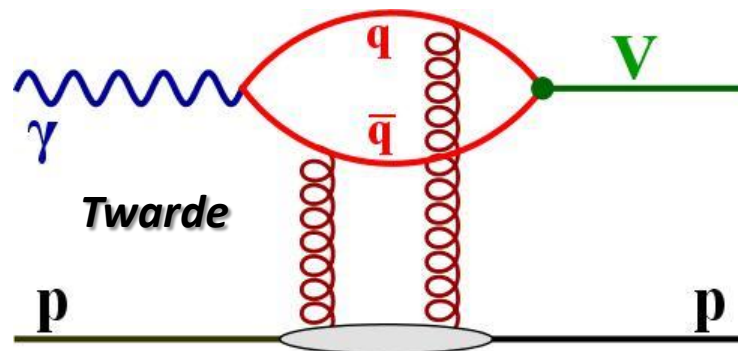
$$\delta \approx 0.2$$

$$\frac{d\sigma}{d|t|} \propto e^{-b|t|}$$

$$b \approx 10 \text{ GeV}^{-2}$$

$$\alpha(t)$$

$$\alpha' \approx 0.25 \text{ GeV}^{-2}$$



$$\sigma \propto W^\delta$$

$$\delta \approx 0.8 (J/\psi), 1.1 (\psi')$$

$$\frac{d\sigma}{d|t|} \propto e^{-b|t|}$$

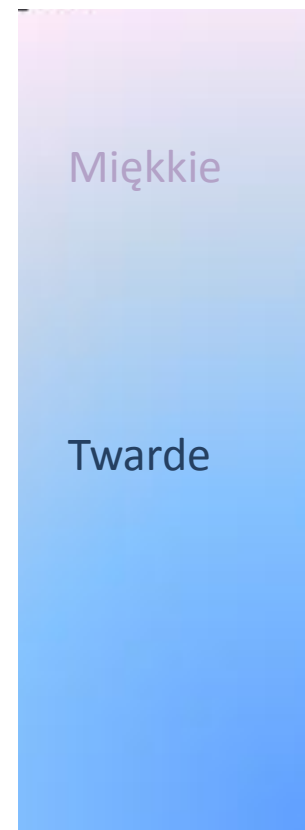
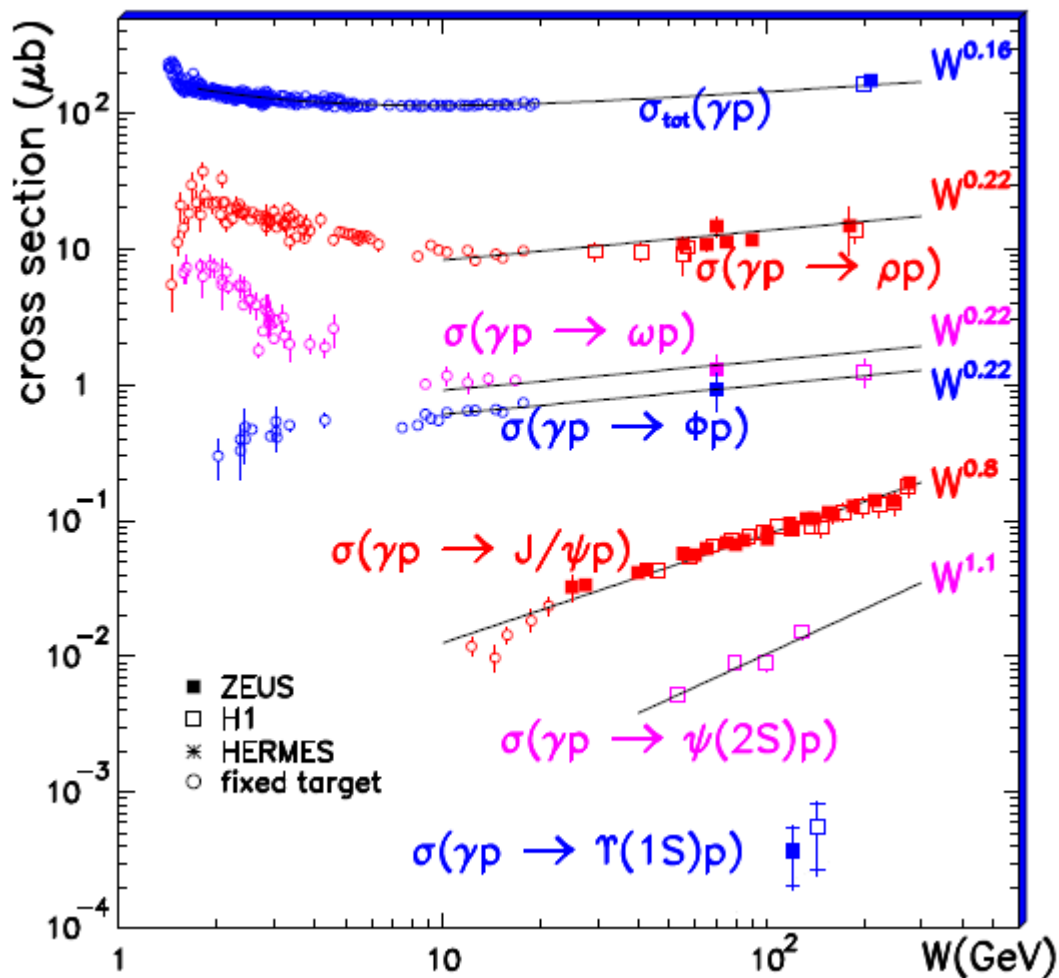
$$b \approx 4-5 \text{ GeV}^{-2}$$

$$\alpha(t)$$

$$\alpha' \approx 0$$

Zależność przekroju czynnego od energii W , w procesach foto produkcji mezonów wektorowych

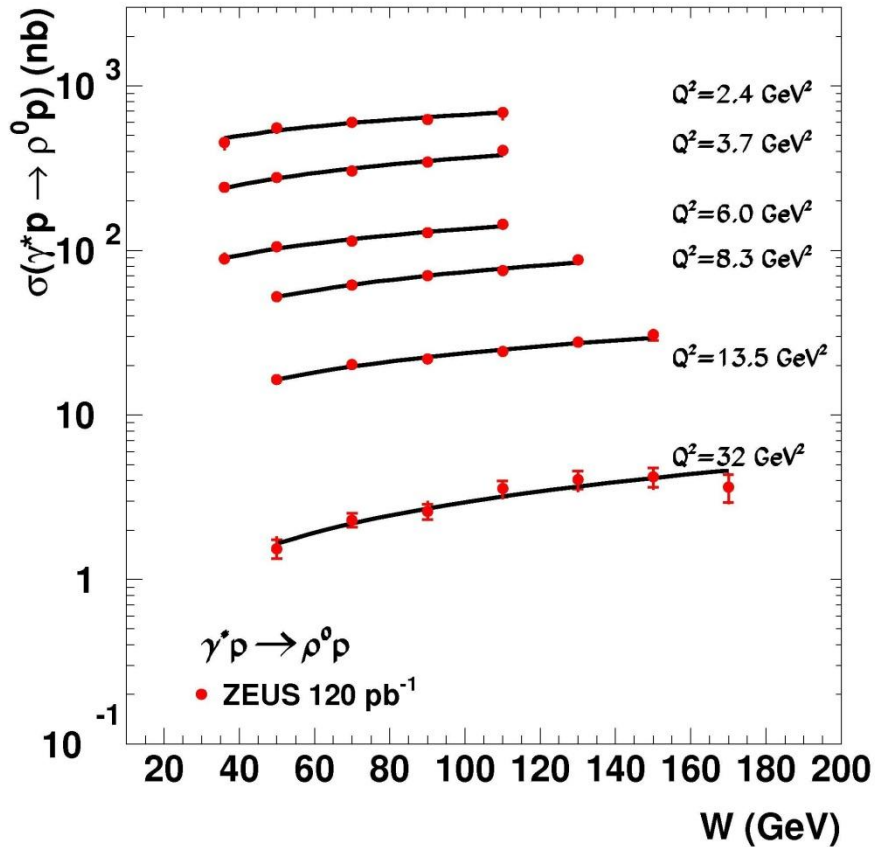
Parametryzacja przekroju czynnego: $\sigma \propto W^\delta$



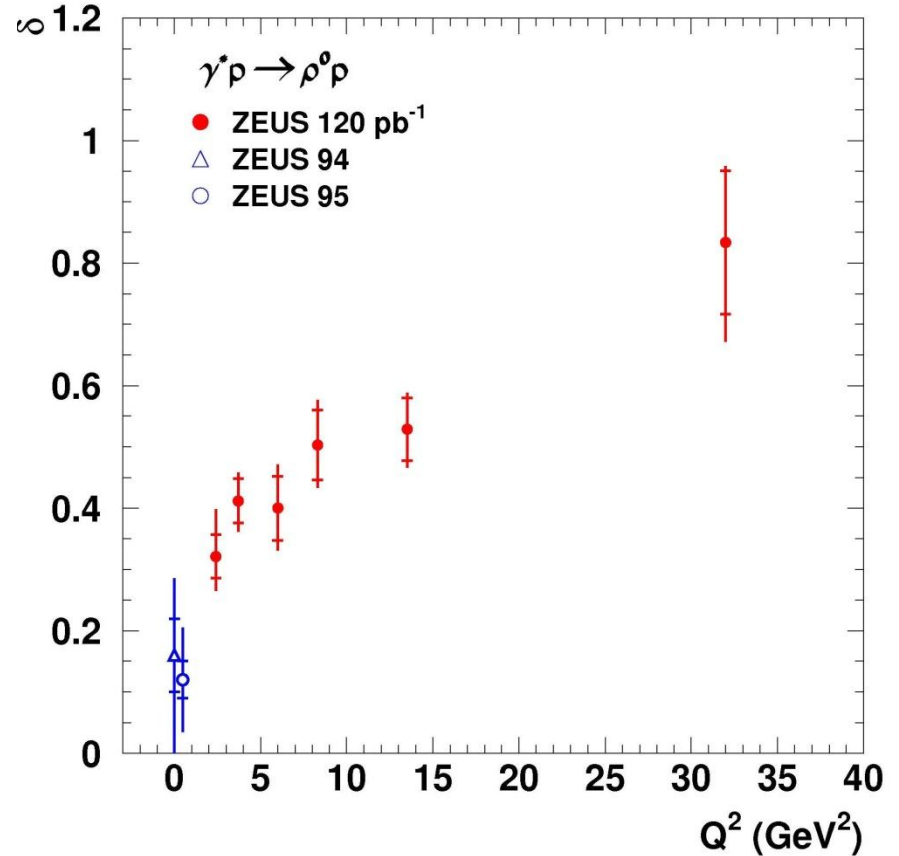
δ rośnie ze wzrostem masy mezonu wektorowego

Elastyczna elektrodukcja $\gamma^*p \rightarrow \rho p$

ZEUS

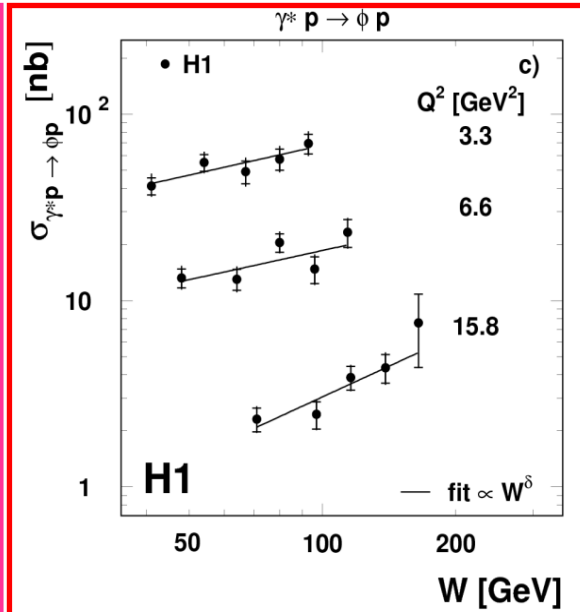
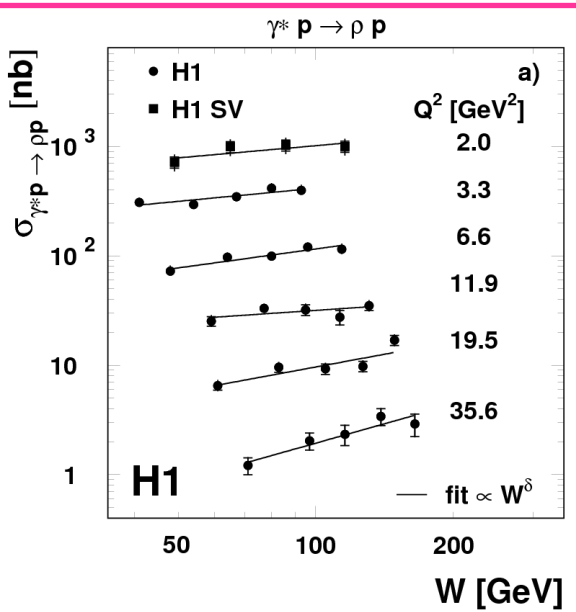


ZEUS

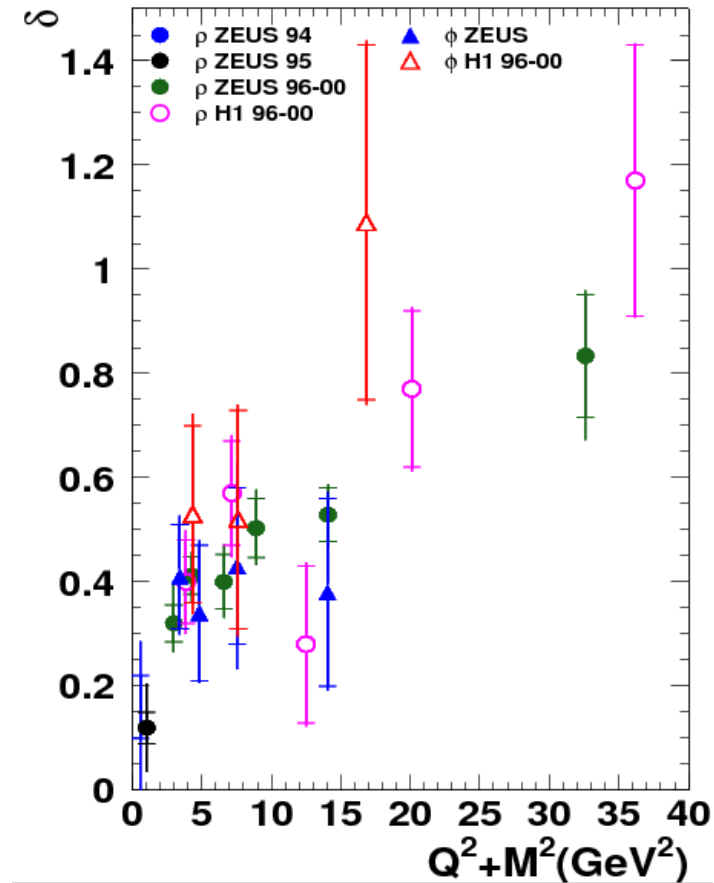


- parametryzacja: $\sigma \sim W^\delta$
- przekrój czynny w funkcji W rośnie szybciej dla wyższych Q^2

Elastyczna elektroprodukcja $\gamma^* p \rightarrow \rho(\phi) p$

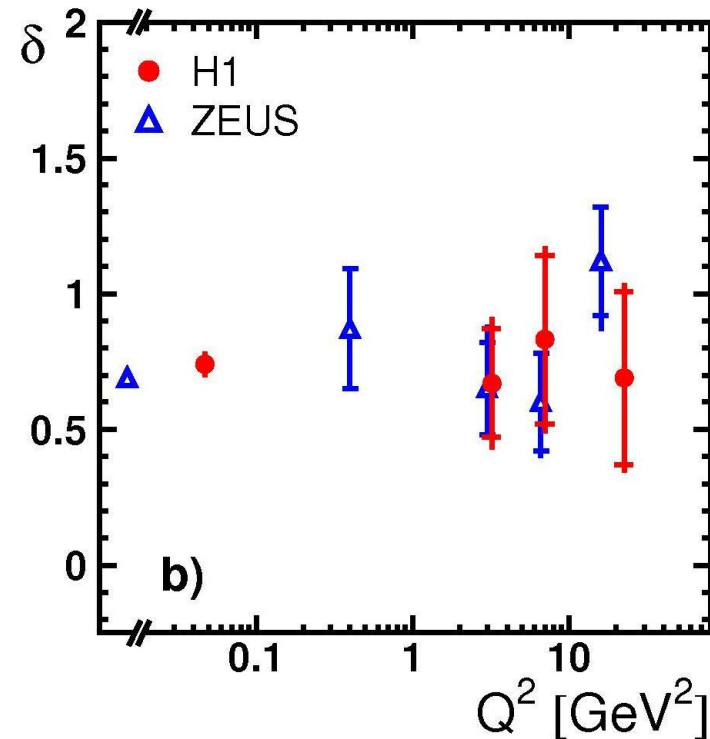
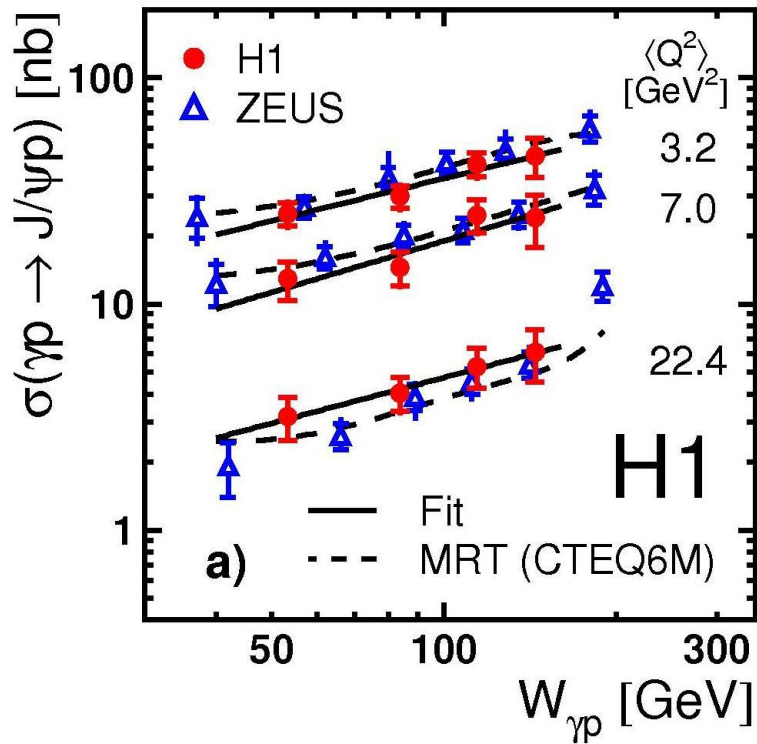


$$\sigma \sim W^\delta$$



- podobne zachowanie

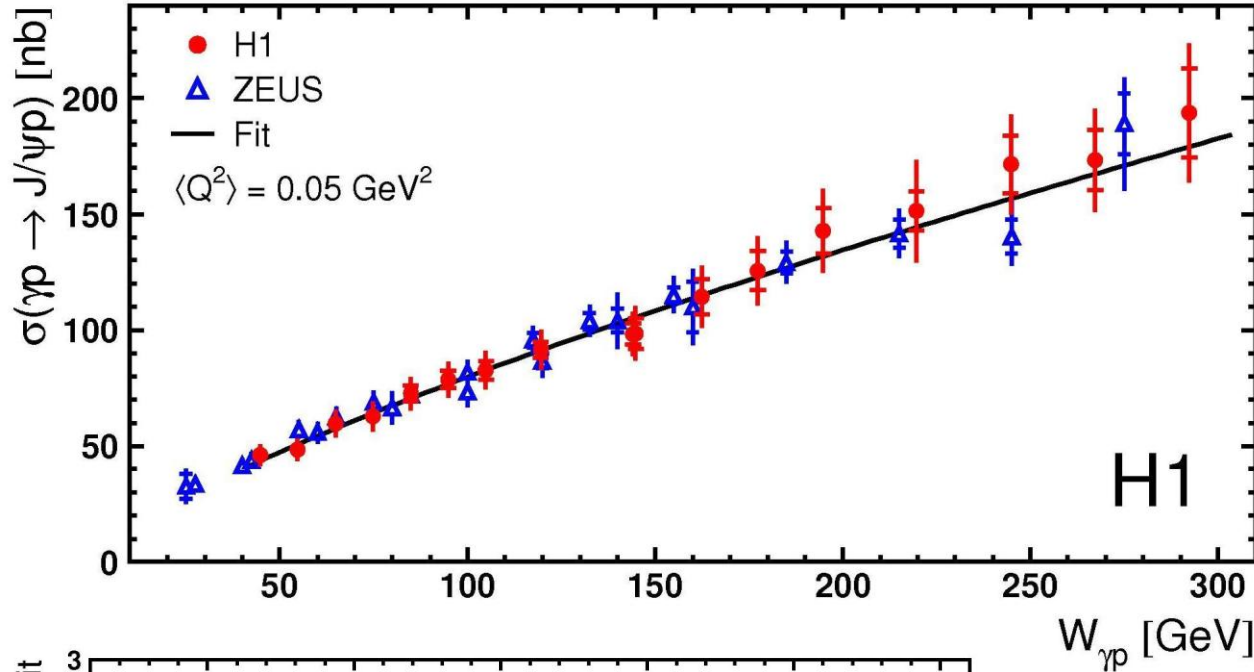
Elastyczna elektroprodukcja $\gamma^*p \rightarrow J/\psi p$



MRT – A. D. Martin, M. G. Ryskin and T. Teubner, Phys. Rev. D **62** (2000) 014022

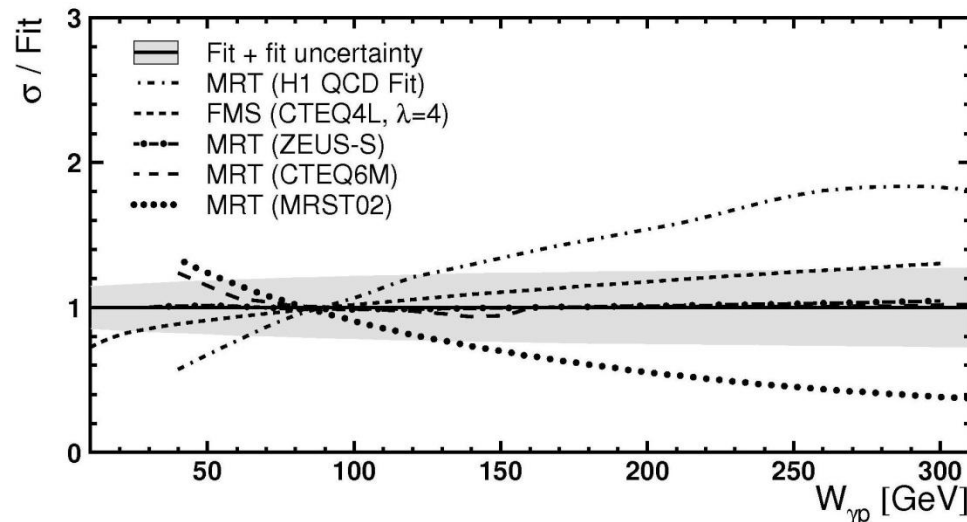
- wzrost przekroju czynnego w funkcji W nie zależy od Q^2

Elastyczna produkcja $\gamma p \rightarrow J/\psi p$



$$\sigma \sim W^\delta$$

$$\delta = 0.75 \pm 0.3 + 0.3$$

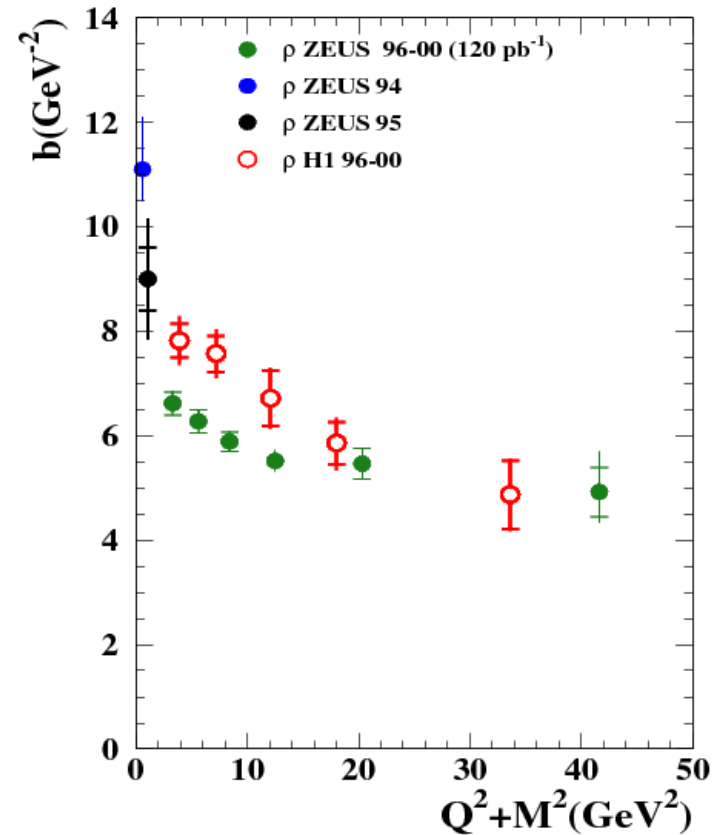
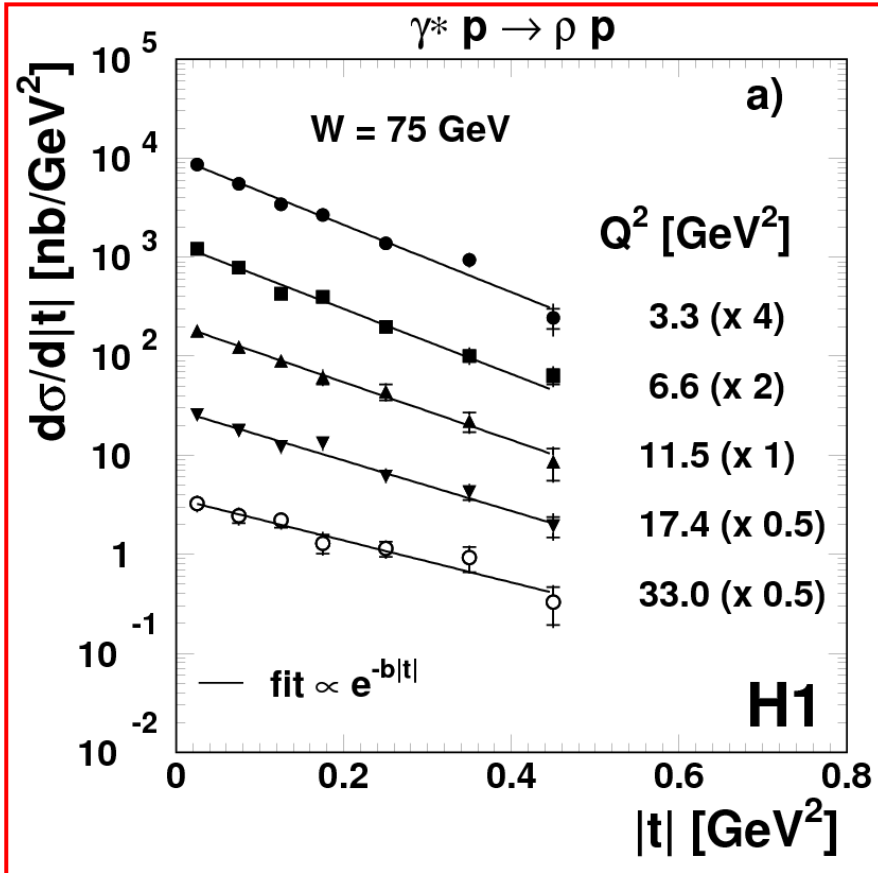


FMS – L. Frankfurt, M. McDermott and M. Strikman, JHEP **0103 (2001)**

MRT – A. D. Martin, M. G. Ryskin and T. Teubner, Phys. Rev. D **62 (2000)** 014022

Zależność od $|t|$ dla (ρ)

$d\sigma/d|t| \sim \exp(-b|t|)$ w binach Q^2



b maleje wraz ze wzrostem skali do wartości ($\sim 4\text{-}5 \text{ GeV}^{-2}$)

Zależność od $|t|$

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-b|t|}$$

Rozmiar poprzeczny:

$$b = b_V + b_p$$

Rozmiar poprzeczny
Mezonu wektorowego

$$b_V \sim \frac{1}{Q^2 + M_V^2}$$

Rozmiar tarczy:

$$b_p \approx 5 \text{ GeV}^{-2}$$

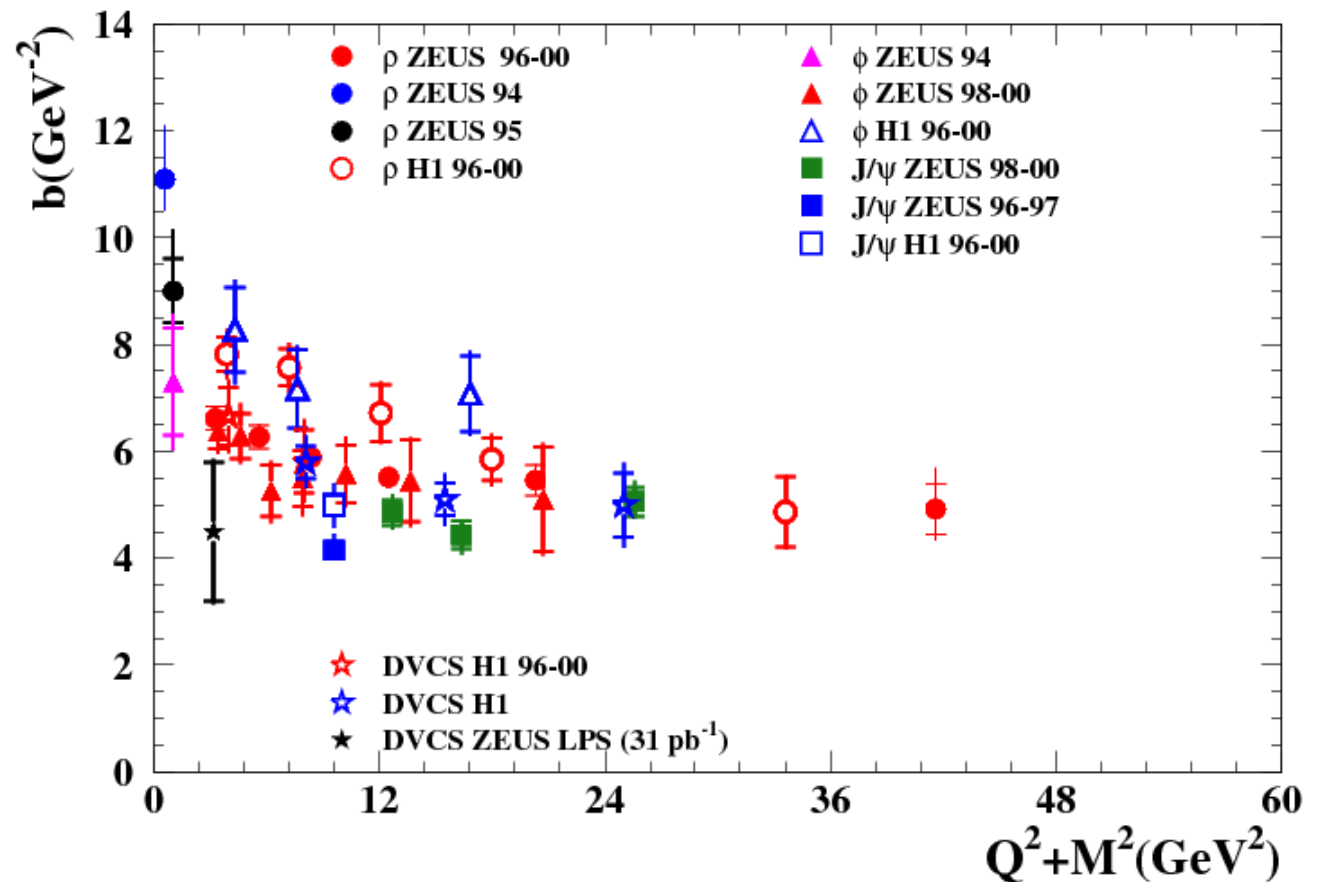
Co odpowiada

$$r_{\text{gluons}} \approx 0.5 \text{ fm}$$

$$r_{\text{em}} \approx 0.8 \text{ fm}$$

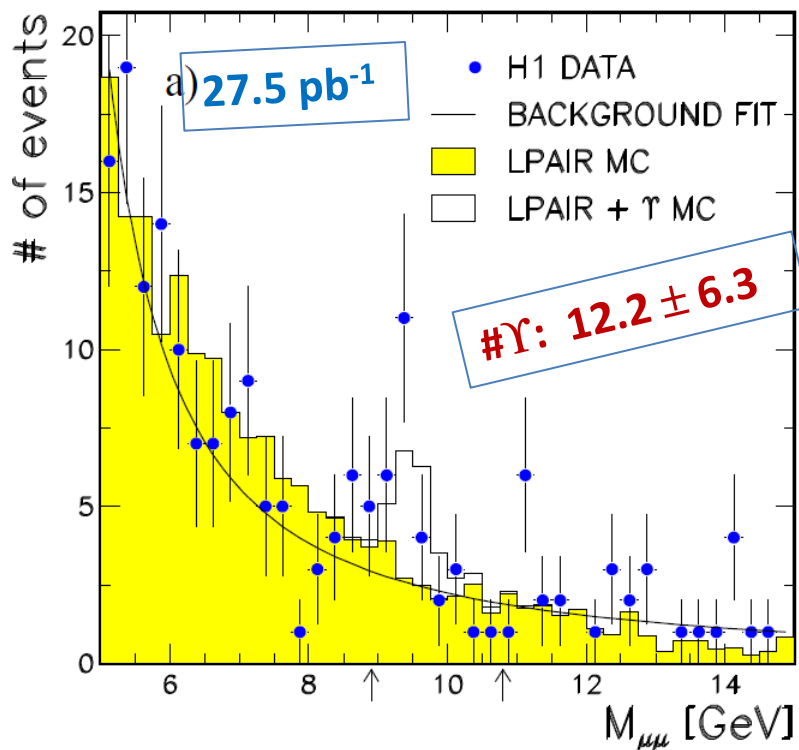
b maleje od $\sim 10 \text{ GeV}^{-2}$ (miękki proces) do $\sim 5 \text{ GeV}^{-2}$ (twardy proces)

rozmiar rozpraszanej mezonu maleje wraz ze wzrostem skali



Elastyczna produkcja mezonu Upsilon

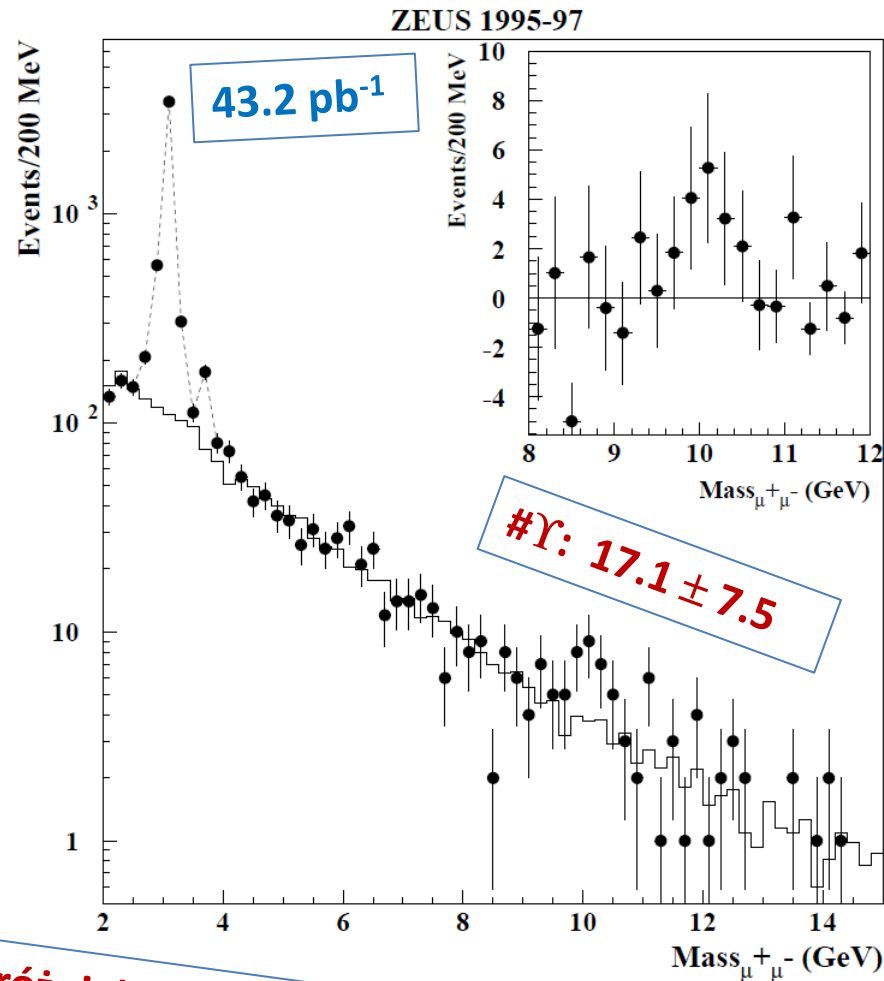
Pomiar przekroju czynnego w eksperymentach H1 i ZEUS.



$\Upsilon(1S)$ - 9.45 GeV

$\Upsilon(2S)$ - 10.02 GeV

$\Upsilon(3S)$ - 10.36 GeV



Nierozróżnialne stany $\Upsilon(1S)$, $\Upsilon(2S)$, $\Upsilon(3S)$

Elastyczna produkcja mezonu Upsilon

Pomiar przekroju czynnego w eksperymentach H1 i ZEUS.

$$B\sigma(\gamma p \rightarrow \Upsilon p) \equiv \sigma(\gamma p \rightarrow \Upsilon p) B(\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-)$$

$$B\sigma(Y) = 13.3 \pm 6.0^{+2.7}_{-2.3} \text{ pb}$$

$$\langle W \rangle = 120 \text{ GeV (ZEUS)*}$$

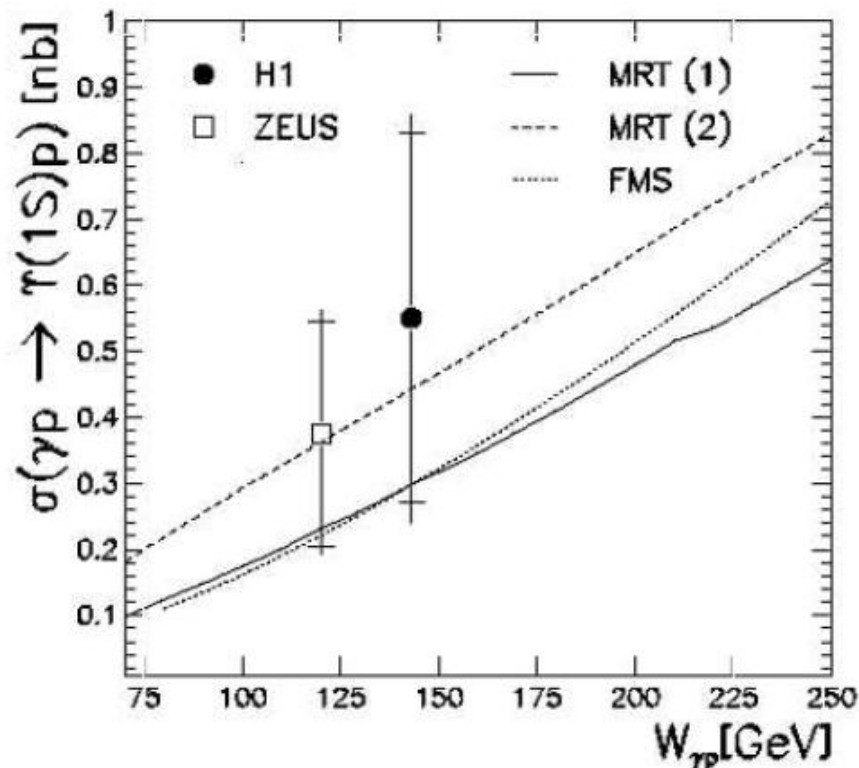
$$B\sigma(Y) = 16.0 \pm 7.5 \pm 4.0 \text{ pb}$$

$$\langle W \rangle = 160 \text{ GeV (H1)**}$$

*) ZEUS collaboration: hep-ex/9807020, DESY-98-089

**) H1 collaboration: hep-ex/0003020, DESY-00-037

**Mała statystyka
Pomiar tylko w jednym punkcie**

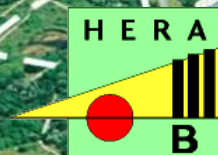
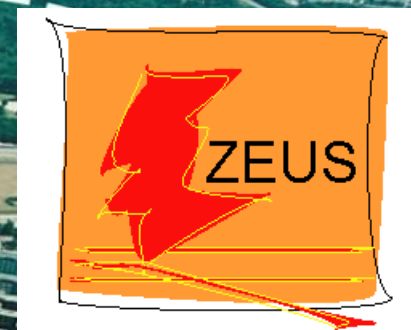


MRT(1),(2) - A.D.Martin, M.G.Ryskin and T.Treibner, Phys.Lett. B454 (1999) 339.

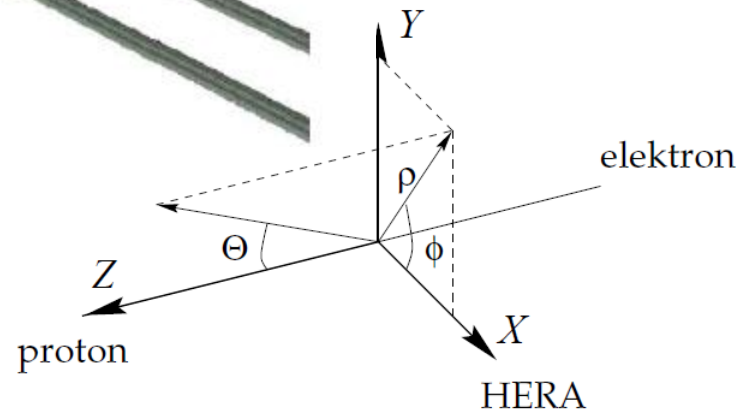
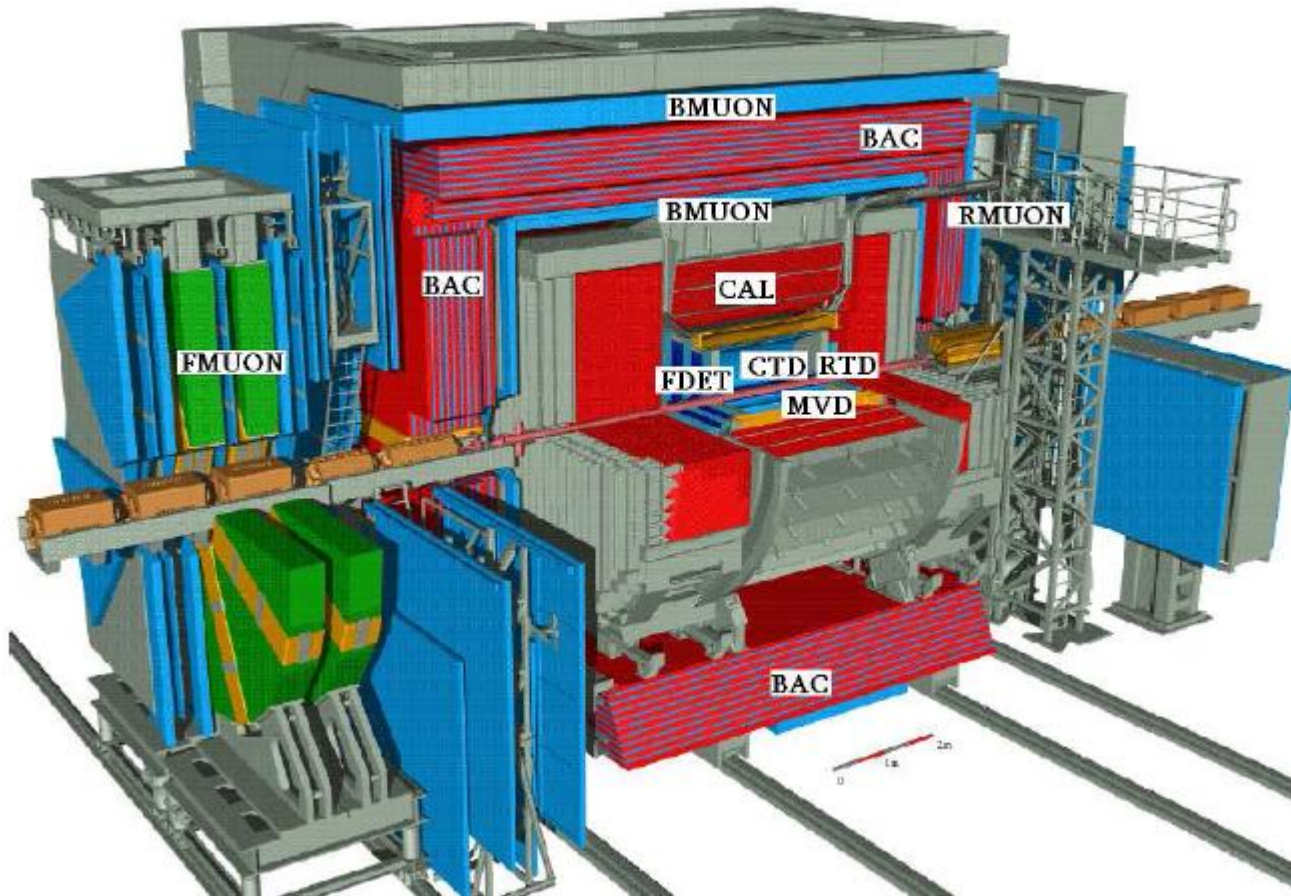
FMS - L.Frankfurt, M.McDermott and M.Strikman, JHEP 02 (1999) 002

Eksperymenty na zderzaczu HERA

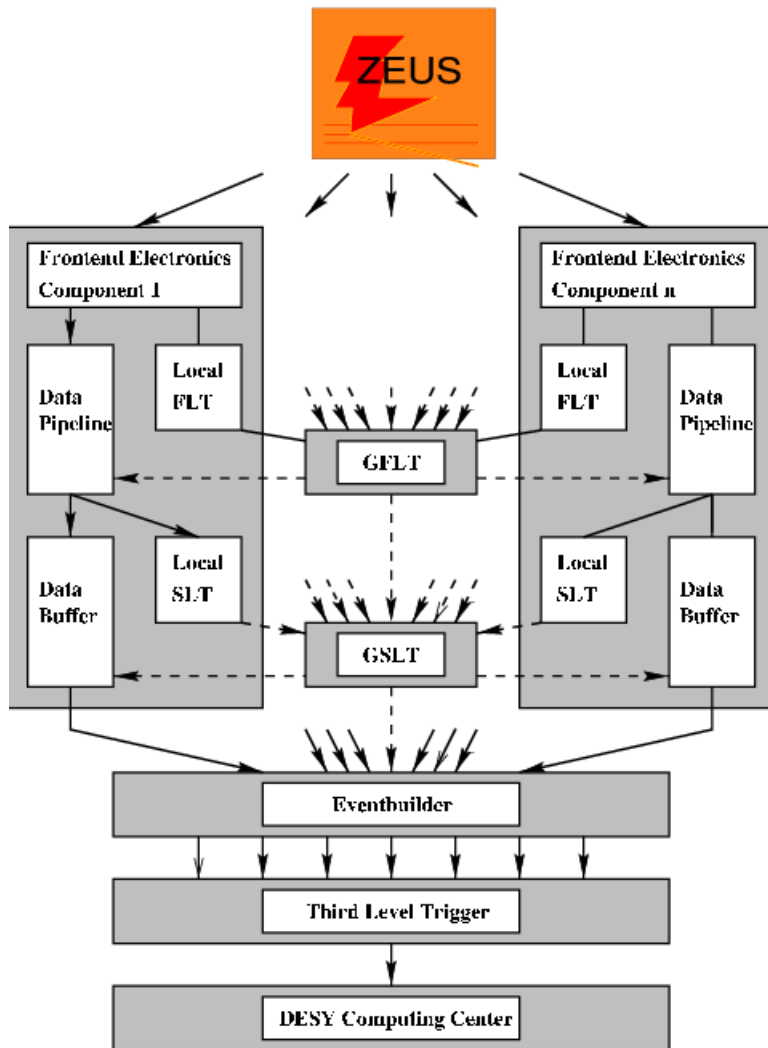
27.5 GeV elektrony/pozytrony z 920 GeV wiązką protonową
Energia w układzie środka masy (CMS) = 318 GeV



Detektor ZEUS



Układ wyzwalań detektora ZEUS



Hera: 96ns czas pomiędzy przecięciem się wiązek

10.5 Mprzypadków/s



1000 przypadków/s

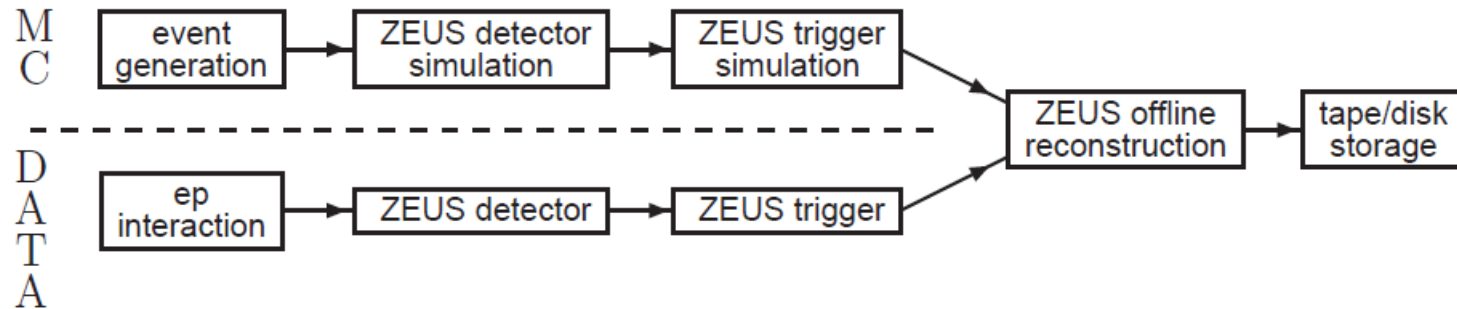


100 przypadków/s



5 przypadków/s

Rekonstrukcja / Symulacja przypadków



Generator przypadków:

Generacja procesu fizycznego, gdzie kinematyka i topologia wygenerowanych przypadków zależy od przyjętych modeli teoretycznych.

Symulacja detektora:

Symulowanie odpowiedzi poszczególnych fragmentów detektora na przejście cząstki.

Rekonstrukcja przypadków:

Rekonstruowanie: śladów cząstek, zdeponowanej energii oraz wstępna identyfikacja cząstek, na podstawie wcześniej wysymulowanych danych.

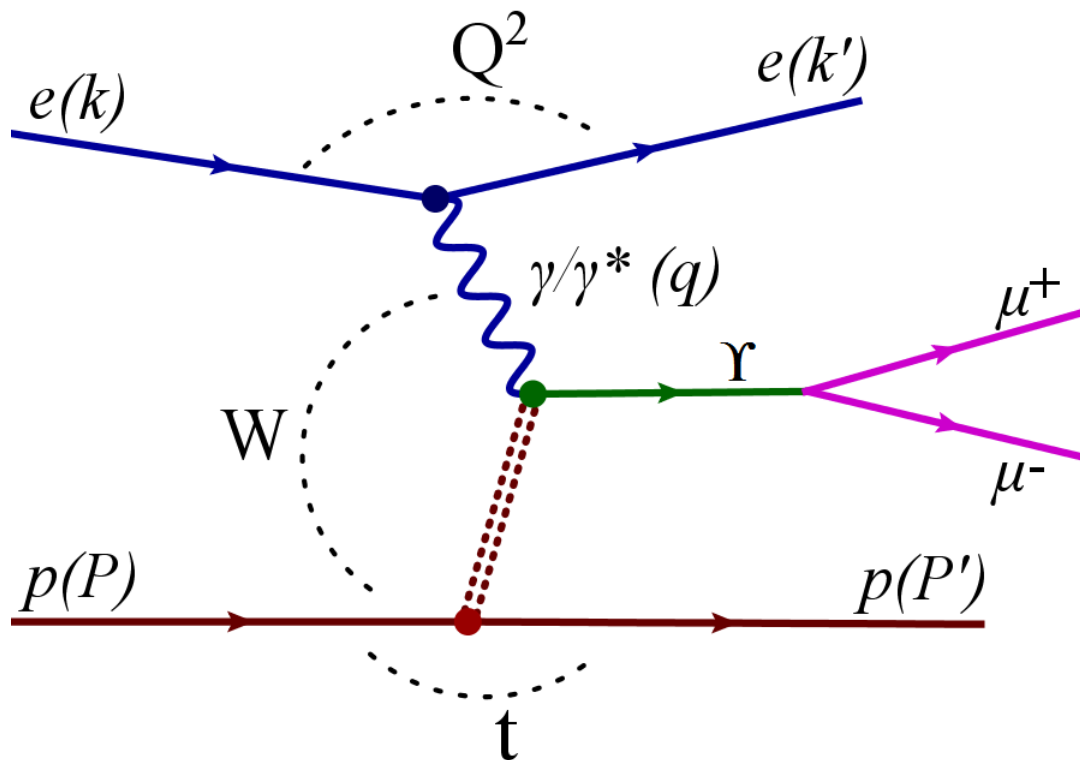
Symulacja układu wyzwala:

Symulowanie układu wyzwala na podstawie danych dostarczonych przez poszczególne komponenty detektora.

Selekcja przypadków

Dane zebrane przez detektor ZEUS odpowiadające całkowitej świetlności wynoszącej **431pb⁻¹**

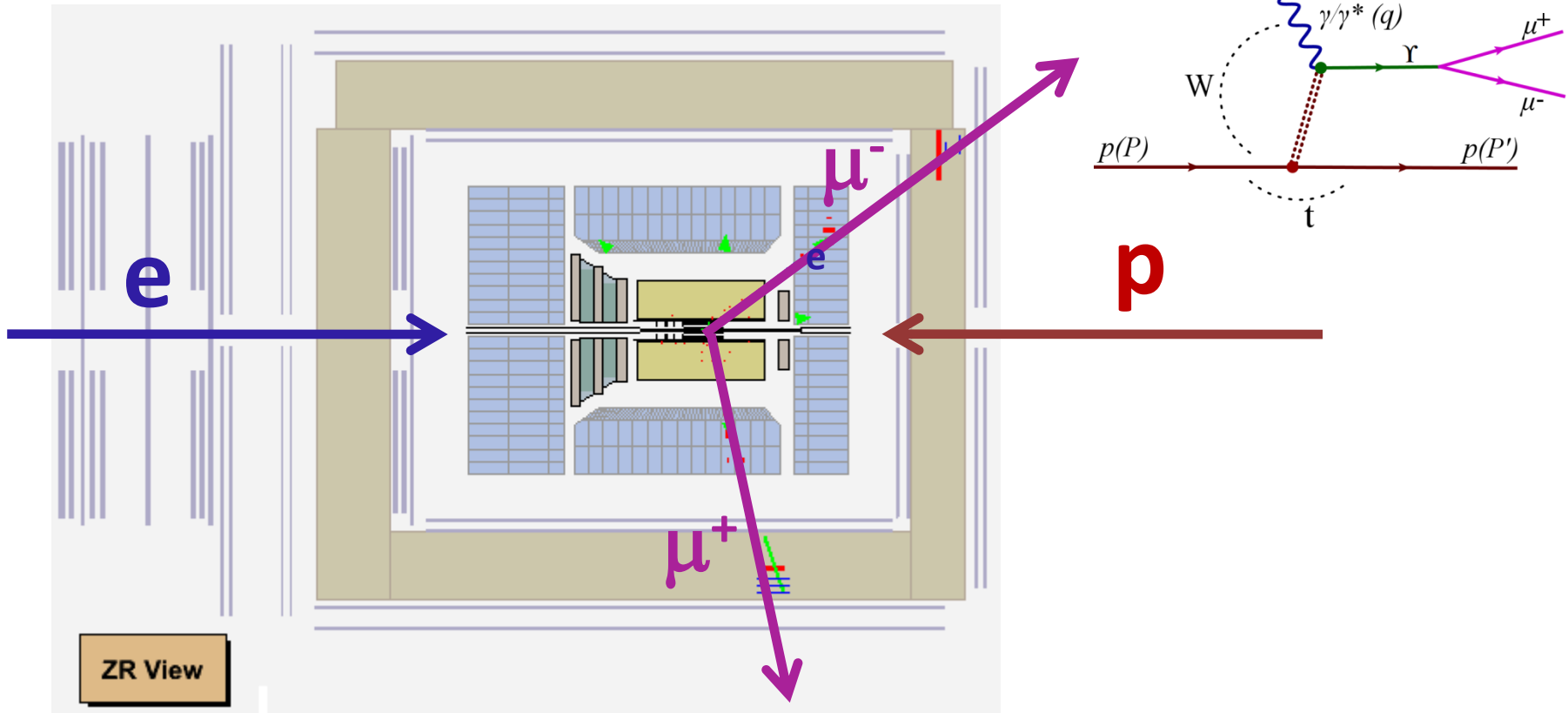
Zakres kinematyczny: **60 < W < 220GeV, Q² < 1GeV²**



Selekcja przypadków

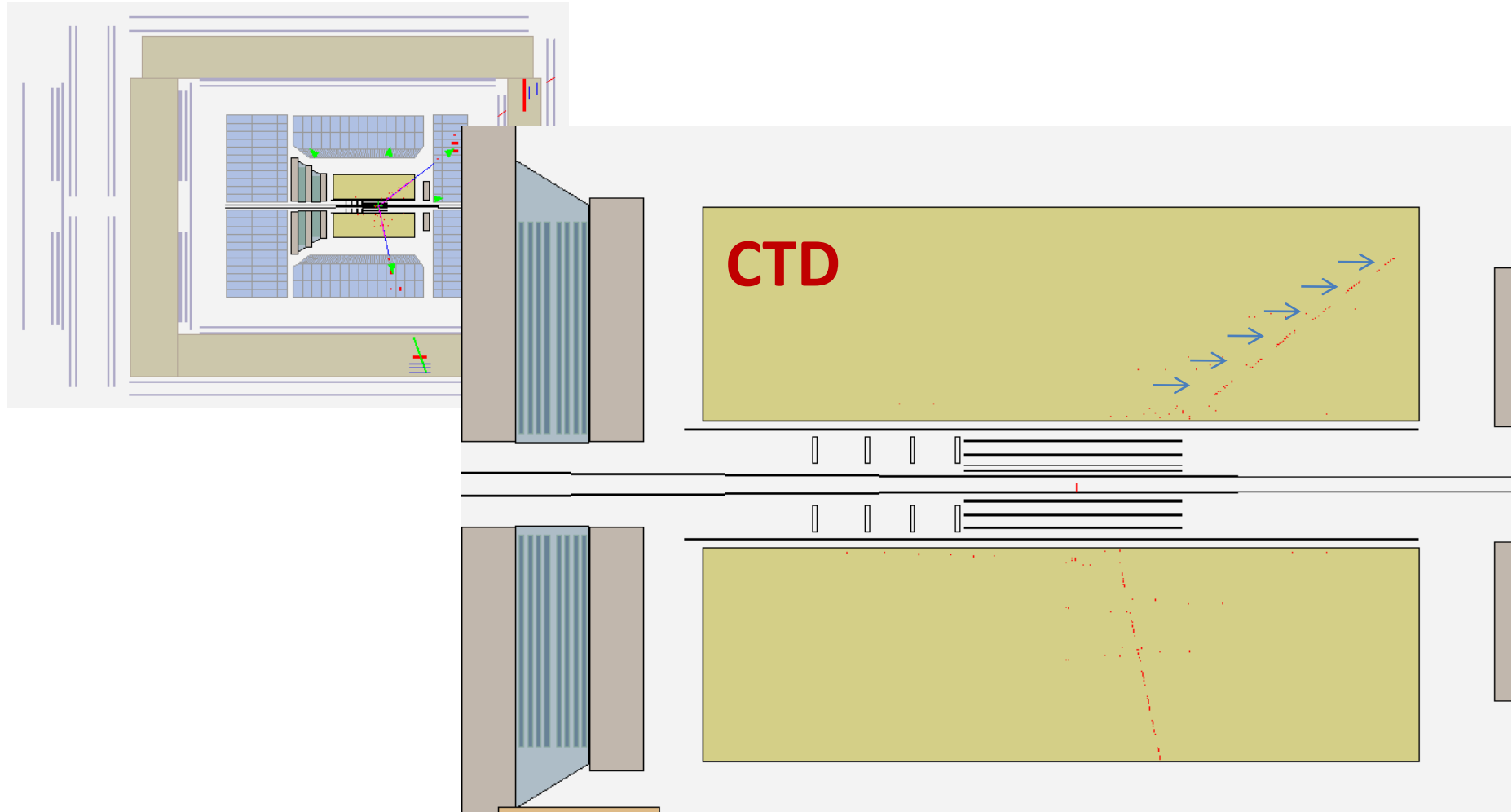
Dane zebrane przez detektor ZEUS odpowiadające całkowitej świetlności wynoszącej 431pb^{-1}

Zakres kinematyczny: $60 < W < 220\text{GeV}$, $Q^2 < 1\text{GeV}^2$



Selekcja przypadków

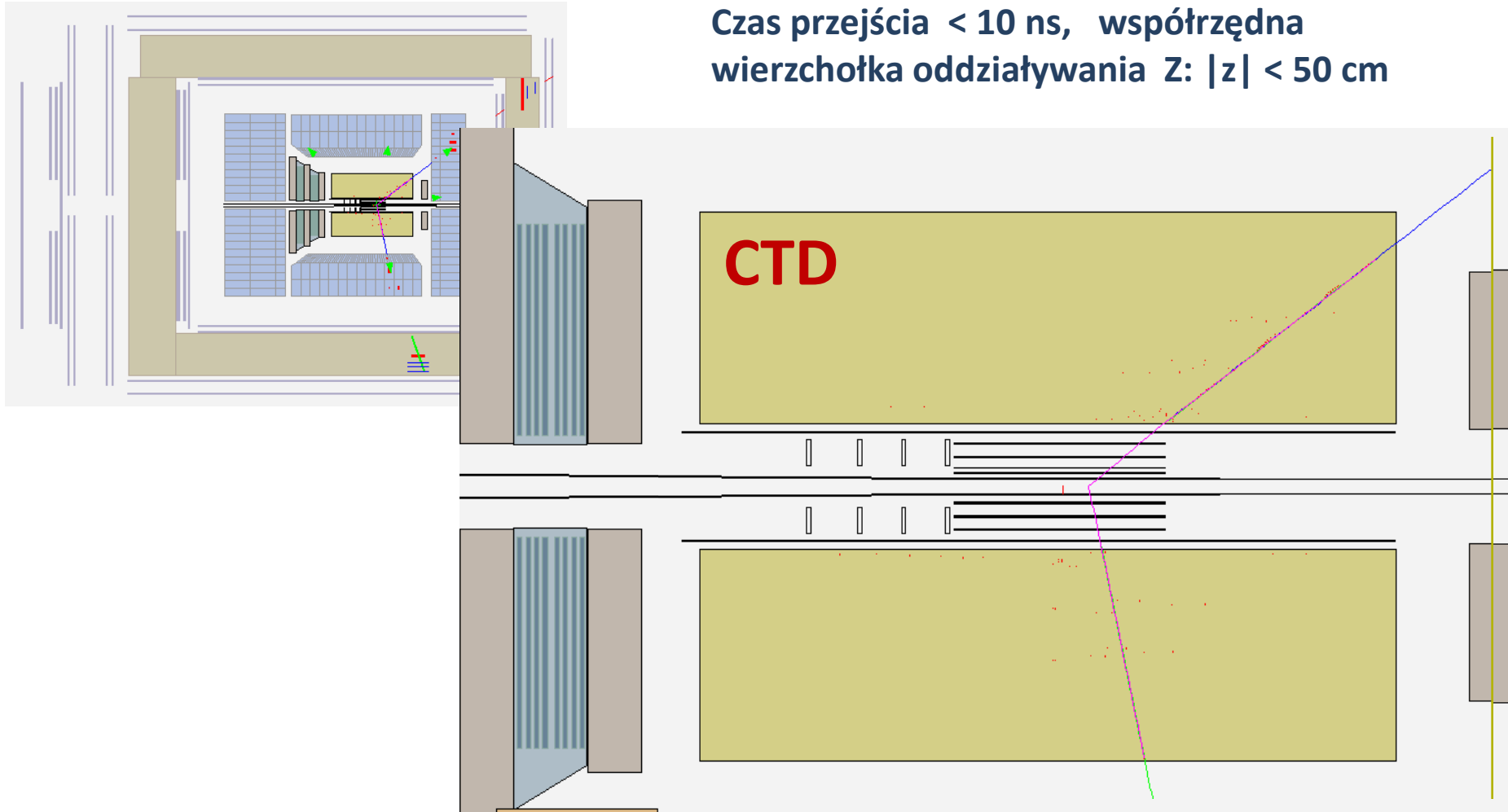
Dokładnie dwa ślady w CTD, dopasowane do wierzchołka oddziaływania, przecinające 5 super warstw w CTD



Selekcja przypadków

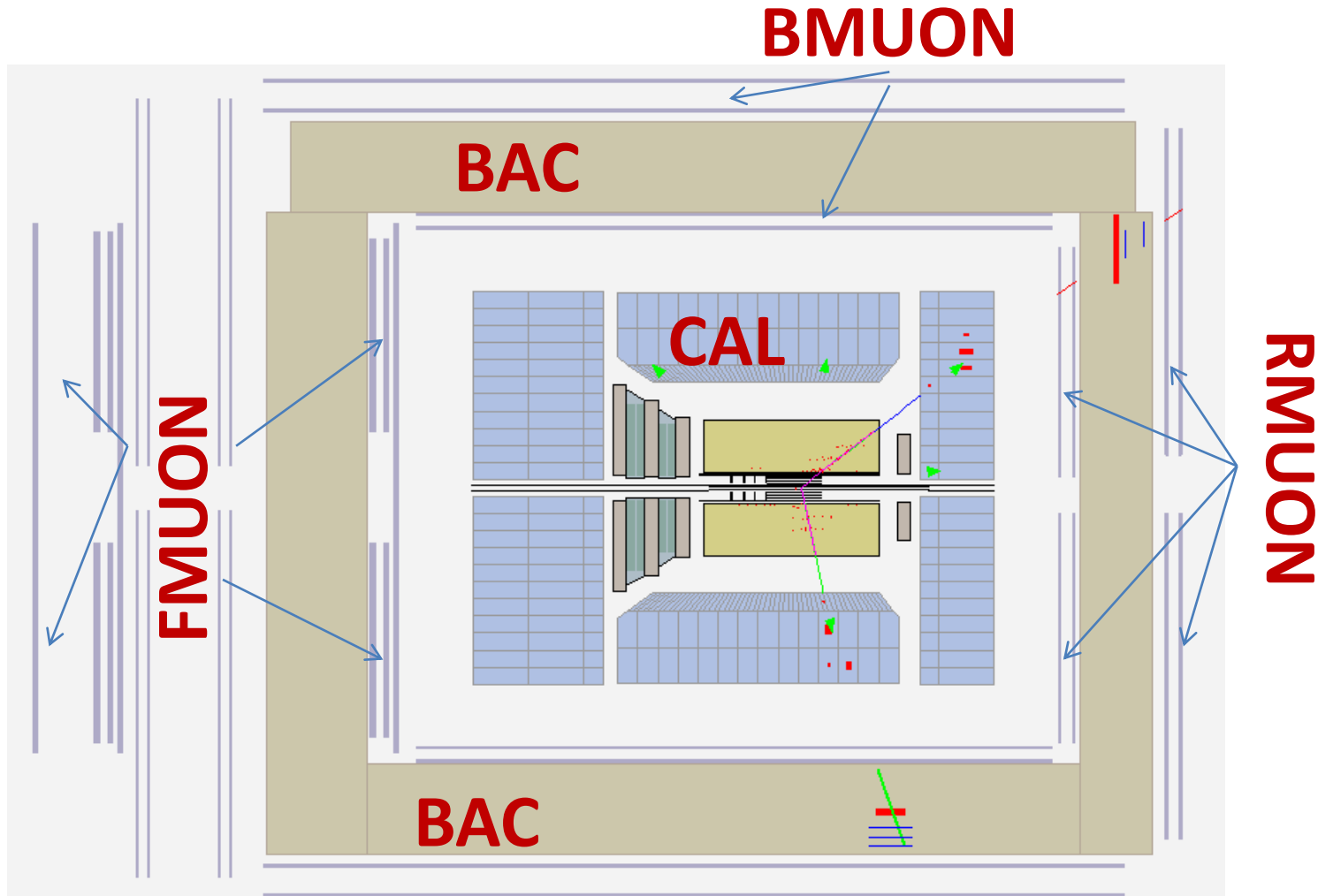
Dokładnie dwa ślady w CTD, dopasowane do wierzchołka oddziaływania, przecinające 5 super warstw w CTD

Czas przejścia < 10 ns, współrzędna wierzchołka oddziaływania Z: $|z| < 50$ cm



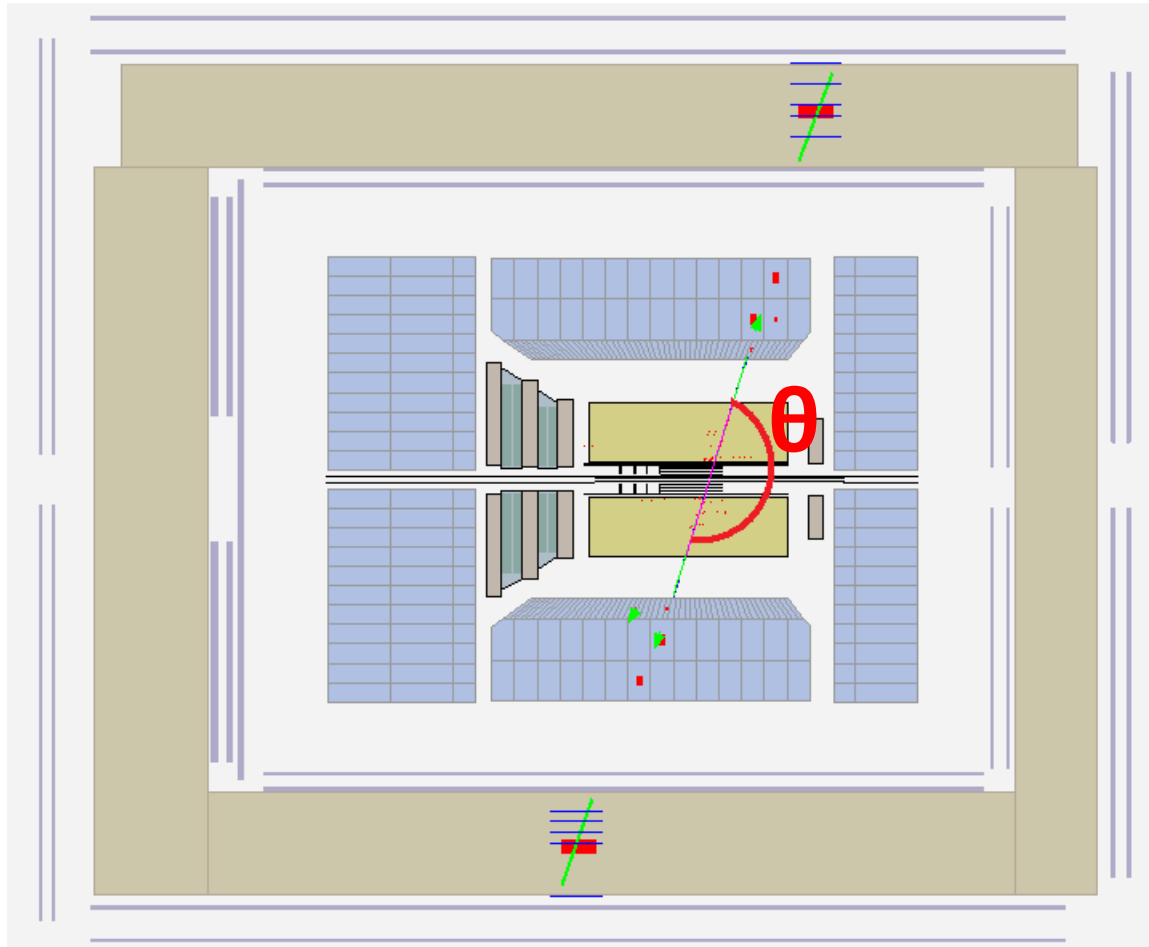
Selekcja przypadków

Mion zidentyfikowany w CAL i BAC oraz w F/B/R MUON



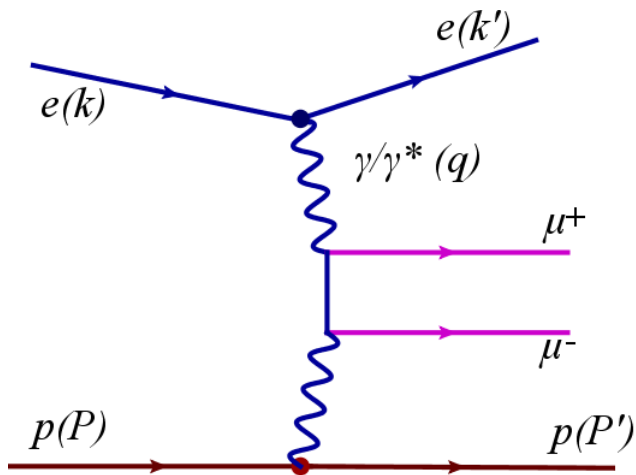
Tło – miony kosmiczne

Wycięcie przypadków pochodzenia kosmicznego: $\pi - 0.1 < \theta < \pi$

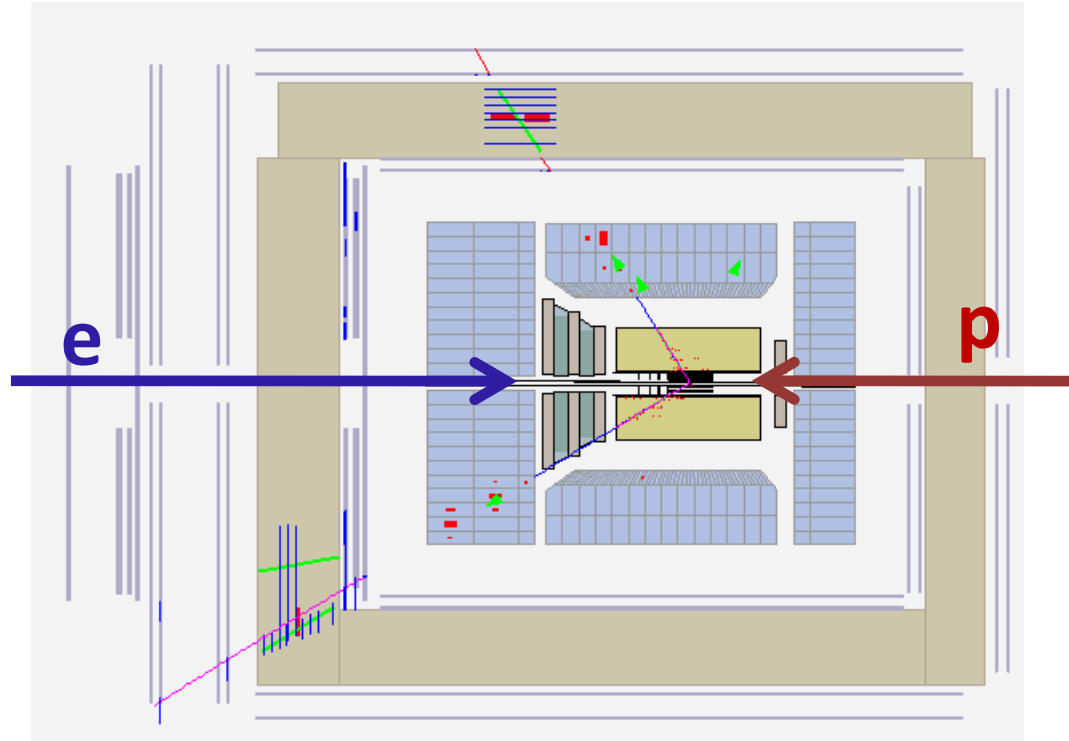


Tło fizyczne (a)

Bethe-Heitler (BH): $ep \rightarrow ep\mu^+\mu^-$



Taka sama topologia jak:
 $ep \rightarrow ep\gamma$
 $\quad \searrow \mu^+\mu^-$



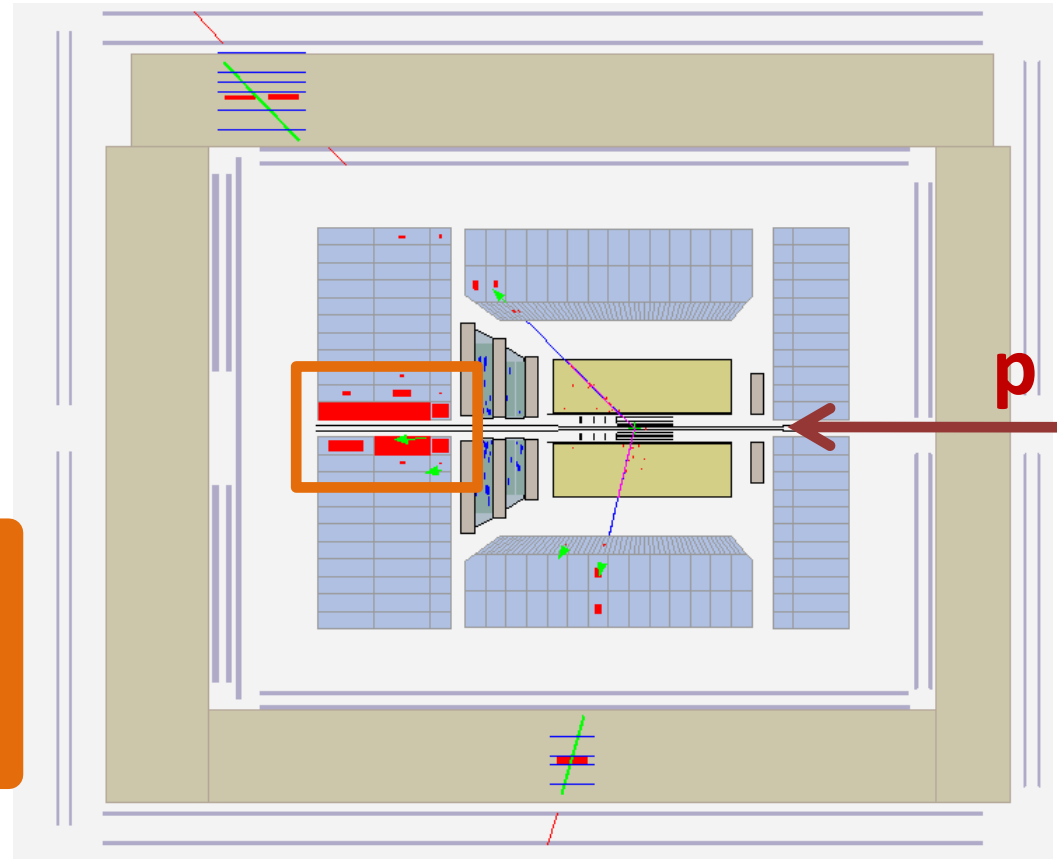
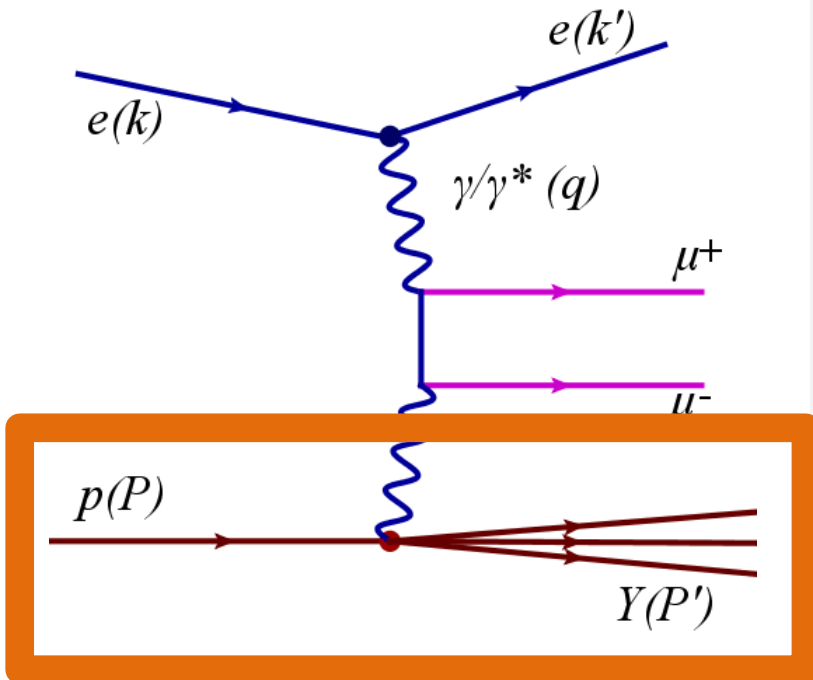
Większość przypadków BH pozostaje w badanej próbce

Tło fizyczne (b)

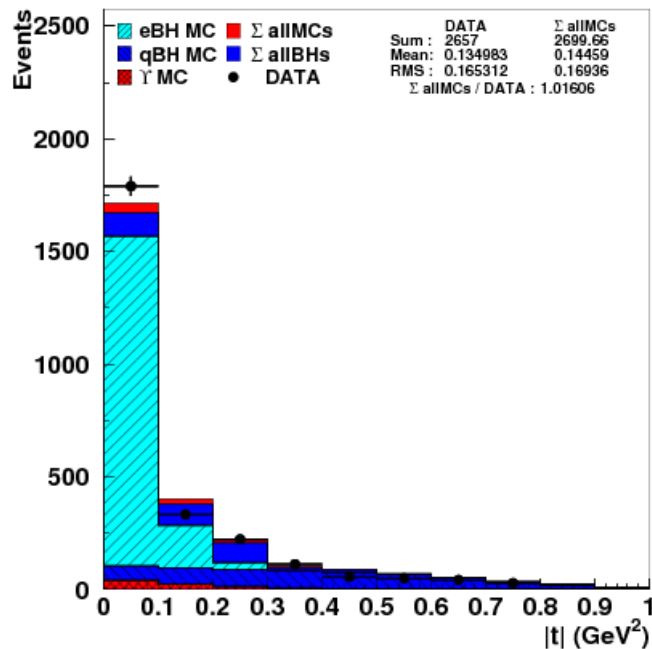
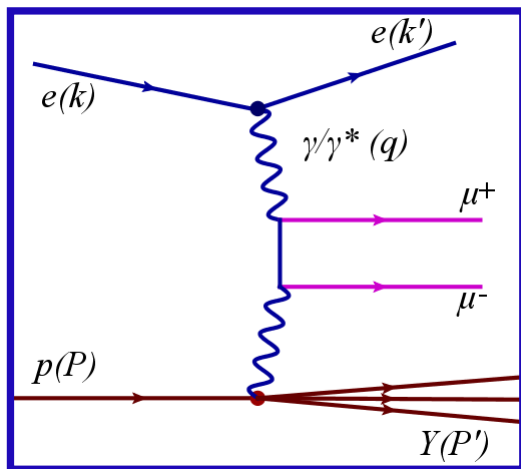
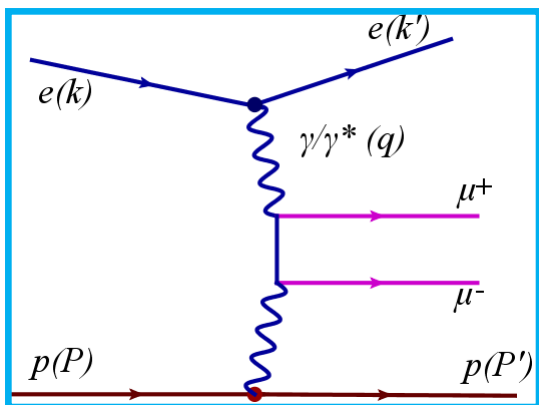
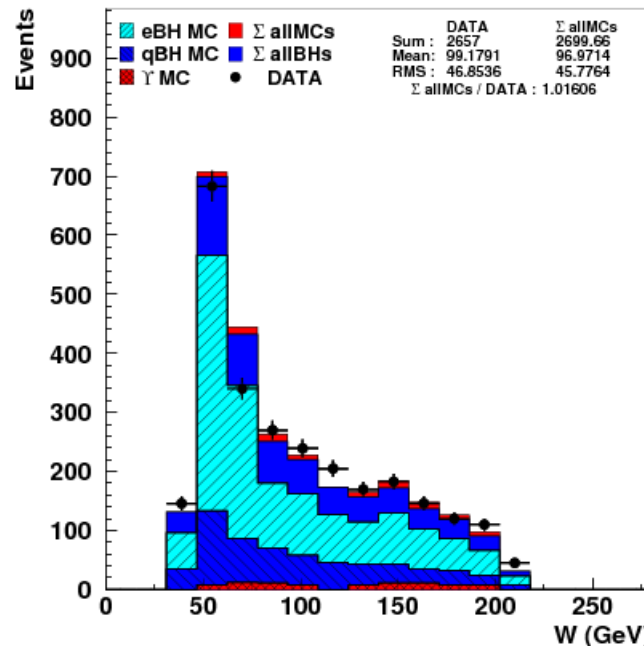
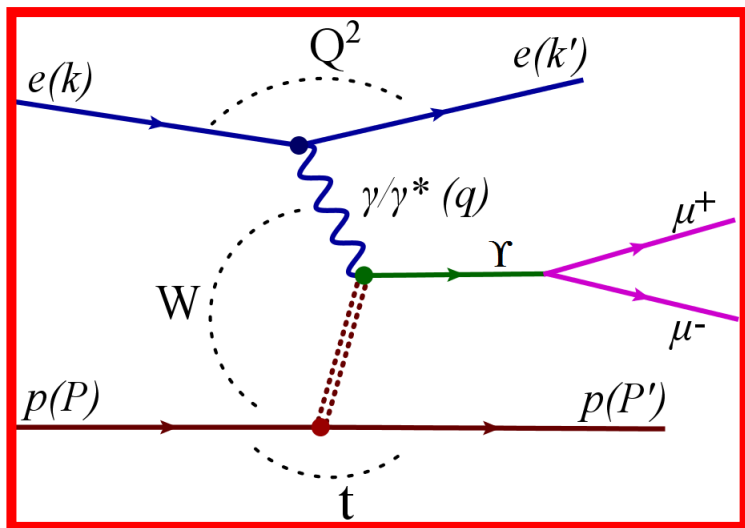
Maksymalna energia wyspy niedopasowanej do śladu < 0.5 GeV

Energia w FCAL (40 cm) < 1 GeV

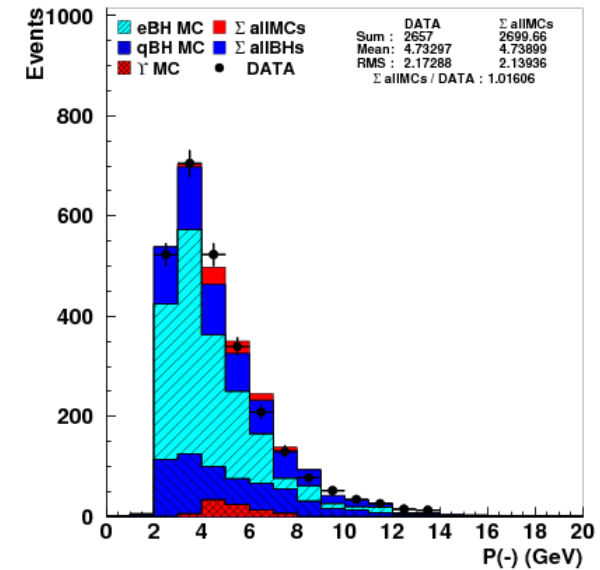
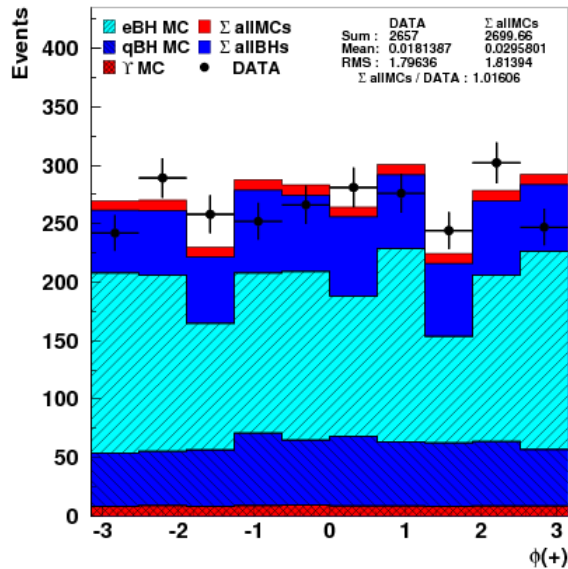
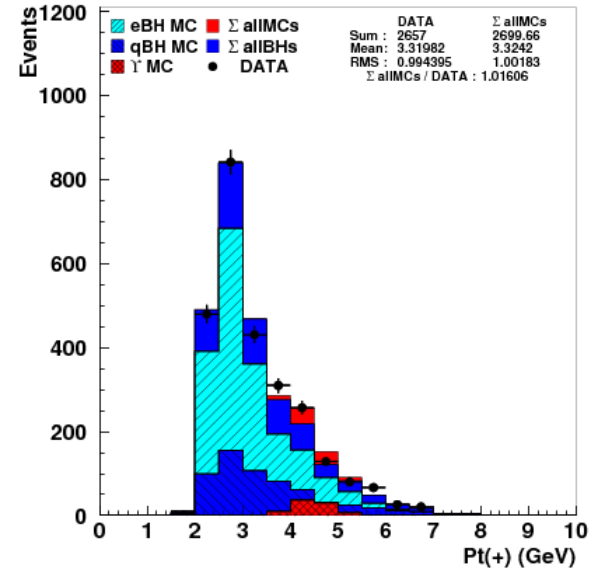
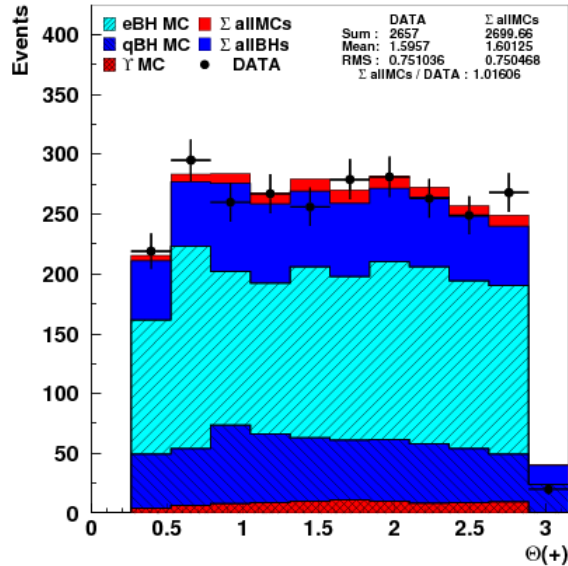
Energia poprzeczna w wewnętrznym ringu w RCAL $E_T < 0.1$ GeV



Rozkłady kinematyczne (a)

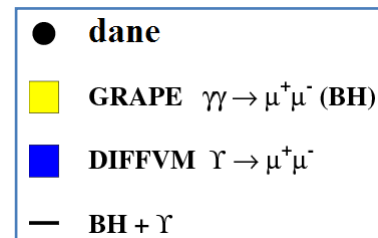
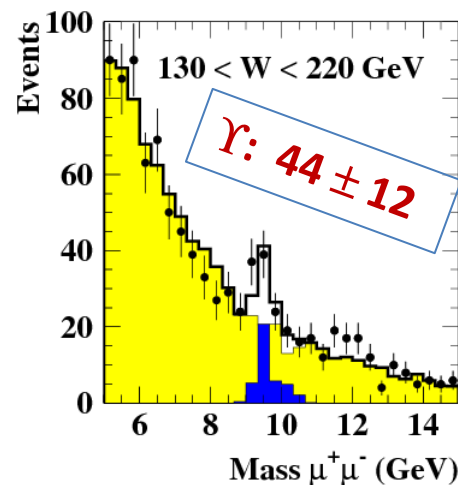
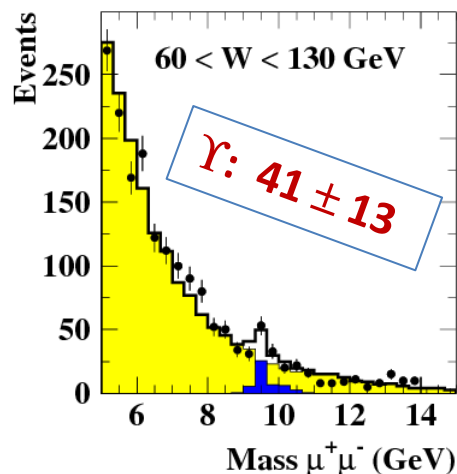
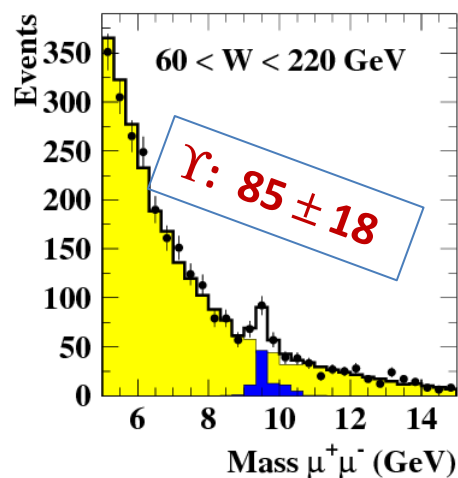


Rozkłady kinematyczne (b)

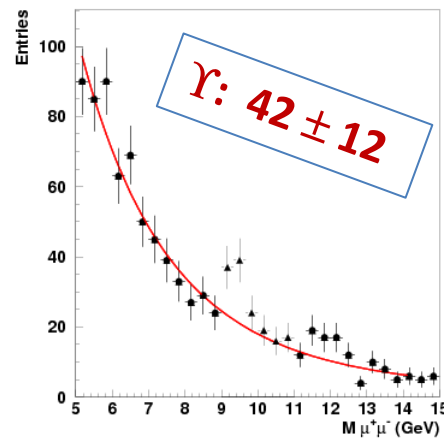
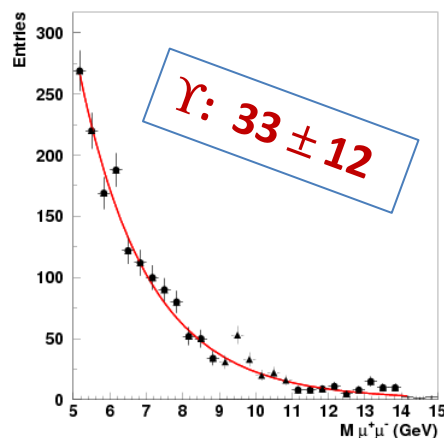
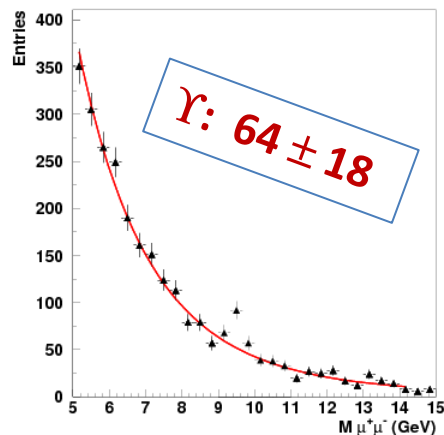


Wyznaczenie sygnału Υ

Metoda A:



Metoda B:



- $e^{-(ax^2+bx+c)}$

Przekrój czynny

Przekrój czynny na reakcje $ep \rightarrow e\Upsilon$ p:

$$\sigma_0 = \sum_i \sigma^{ep \rightarrow \Upsilon_i p} \cdot \mathcal{B}_i = \frac{N_{sig}(1 - f_{pdiss})}{\mathcal{AL}},$$

gdzie: \mathcal{B}_i - stosunek rozgałęzień i-tego rezonansu, \mathcal{L} - świetlność, $f_{pdiss} = 0.25 \pm 0.5$ udział przypadków z dysocjacją protonu, \mathcal{A} - akceptacja, N_{sig} - liczba przypadków sygnału

Przekrój czynny na reakcje $ep \rightarrow e\Upsilon(1S)p$:

$$\sigma^{ep \rightarrow \Upsilon(1S)p} = \frac{f_{\Upsilon(1S)}}{\mathcal{B}_{\Upsilon(1S)}} \sigma_0$$

gdzie $f_{\Upsilon(1S)}$ - udział stanu $\Upsilon(1S) = 0.73^{+0.05}_{-0.06}$.

Przekrój czynny na reakcje $\gamma p \rightarrow \Upsilon(1S)p$:

$$\sigma^{\gamma p \rightarrow \Upsilon(1S)p} = \frac{1}{\Phi} \sigma^{ep \rightarrow \Upsilon(1S)p}$$

gdzie czynnik strumienia $\Phi = \frac{\int_{\Delta Q^2} \int_{\Delta W} dQ^2 dW \left(\frac{2W}{s}\right) \Gamma_T \left(\frac{1+\epsilon R}{1+R}\right) \sigma^{\gamma p}(Q_0^2, W_0)}{\sigma^{\gamma p}(Q^2, W)}$ oraz:

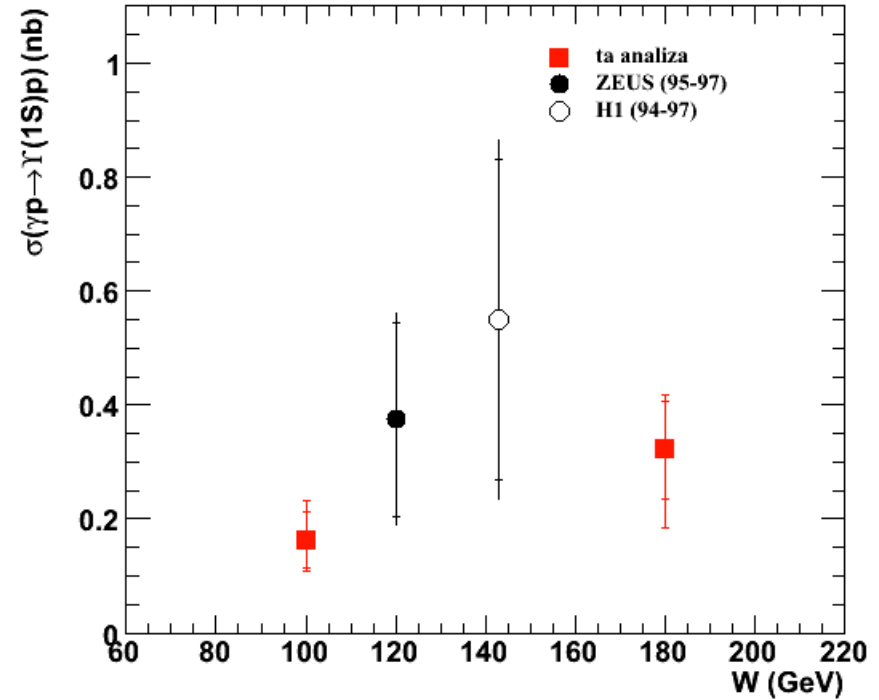
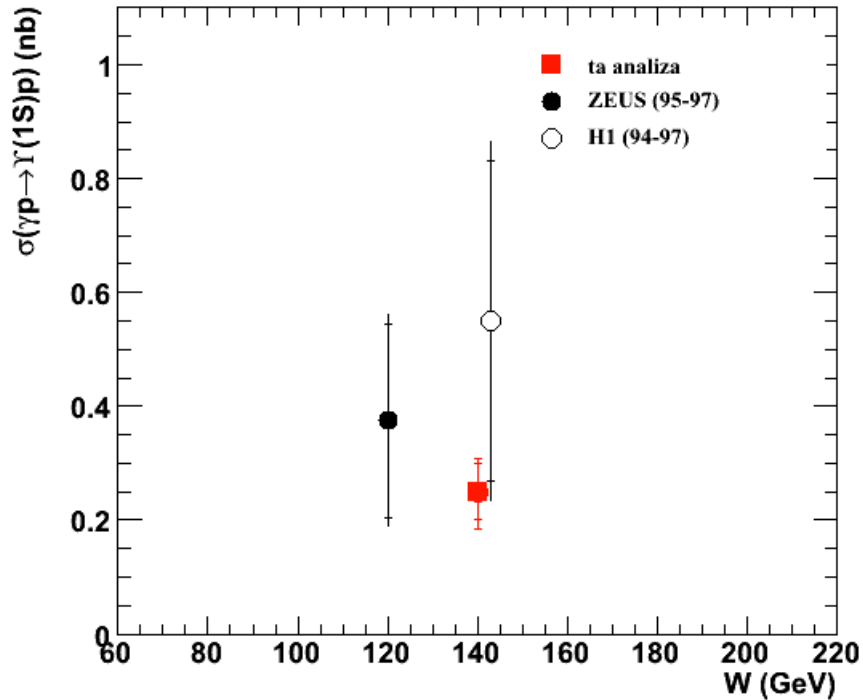
$$\sigma^{\gamma p}(Q^2, W) \sim \frac{W^\delta}{(Q^2 + M_V^2)^n}, \quad R(Q^2) = \frac{\xi \frac{Q^2}{\Lambda^2}}{1 + \chi \xi \frac{Q^2}{\Lambda^2}}, \quad n = 2.5, \delta = 1.2, \Lambda = M_V,$$

$$\chi = 0.66, \xi = 0.33$$

Zestawienie wyników

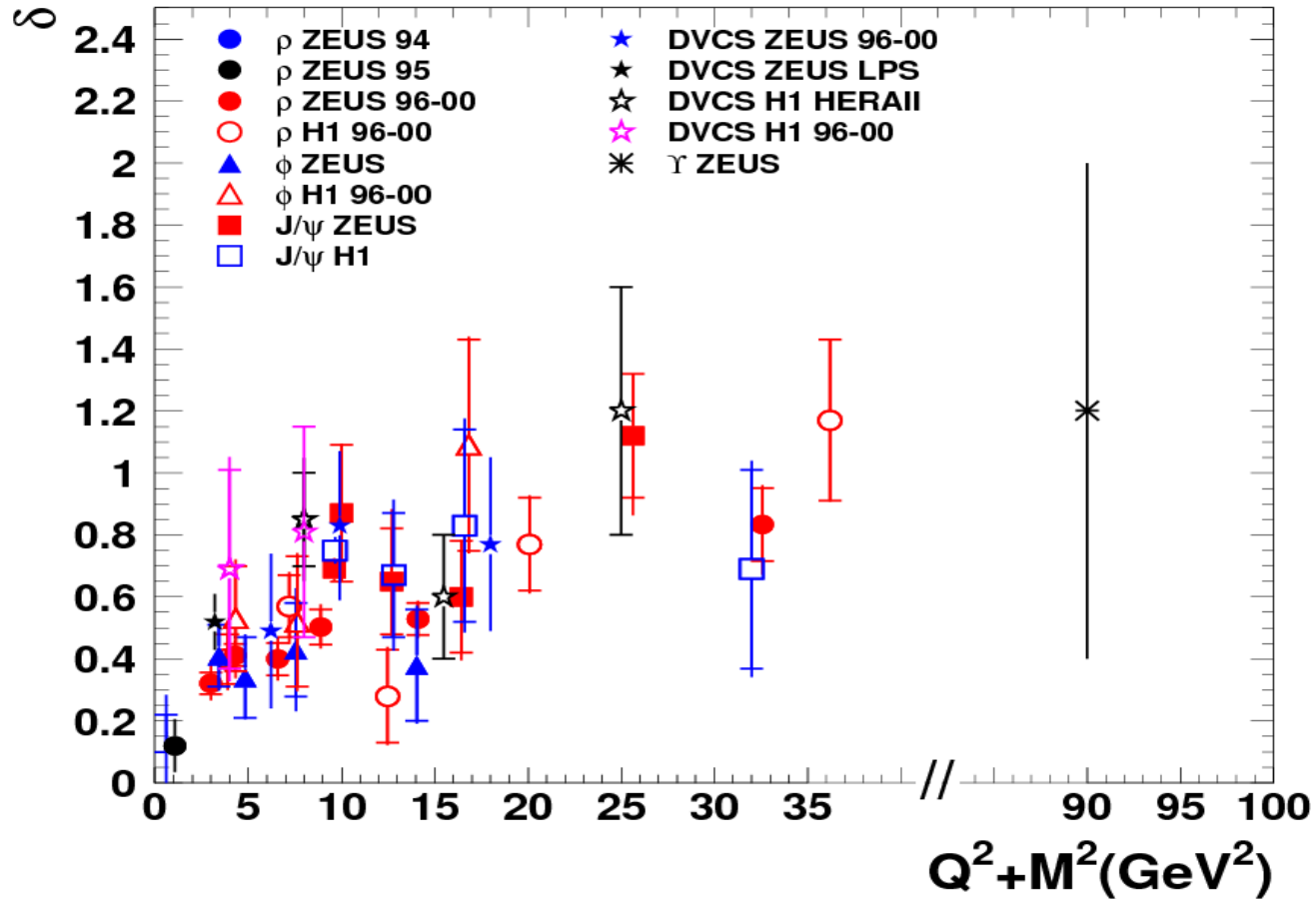
W range (GeV)	60–130	130–220	60–220
N_{tot}	159 ± 13	135 ± 12	294 ± 17
N_{BH}	118 ± 11	91 ± 10	209 ± 14
N_{sig}	41 ± 13	44 ± 12	85 ± 17
$N_{\Upsilon(1S)}$	30 ± 9	32 ± 8	62 ± 12
\mathcal{A}	0.216	0.230	0.227
$\sum_i \sigma^{ep \rightarrow \Upsilon_i p} \cdot \mathcal{B}_i$ (pb)	$0.30 \pm 0.09^{+0.08}_{-0.04}$	$0.31 \pm 0.08^{+0.04}_{-0.10}$	$0.60 \pm 0.12^{+0.07}_{-0.09}$
$\sigma^{ep \rightarrow \Upsilon(1S)p}$ (pb)	$9.0 \pm 2.8^{+2.5}_{-1.2}$	$9.0 \pm 2.4^{+1.3}_{-2.9}$	$17.7 \pm 3.6^{+2.3}_{-2.9}$
Φ	0.055	0.028	0.074
W_0 (GeV)	100	180	140
$\sum_i \sigma^{\gamma P \rightarrow \Upsilon_i p} \cdot \mathcal{B}_i$ (pb)	$5.5 \pm 1.7^{+1.5}_{-0.7}$	$10.9 \pm 2.9^{+1.5}_{-3.5}$	$8.1 \pm 1.6^{+1.0}_{-1.2}$
$\sigma^{\gamma P \rightarrow \Upsilon(1S)p}$ (pb)	$163 \pm 50^{+46}_{-22}$	$321 \pm 85^{+47}_{-106}$	$239 \pm 48^{+31}_{-39}$

Przekrój czynny - porównanie z danymi



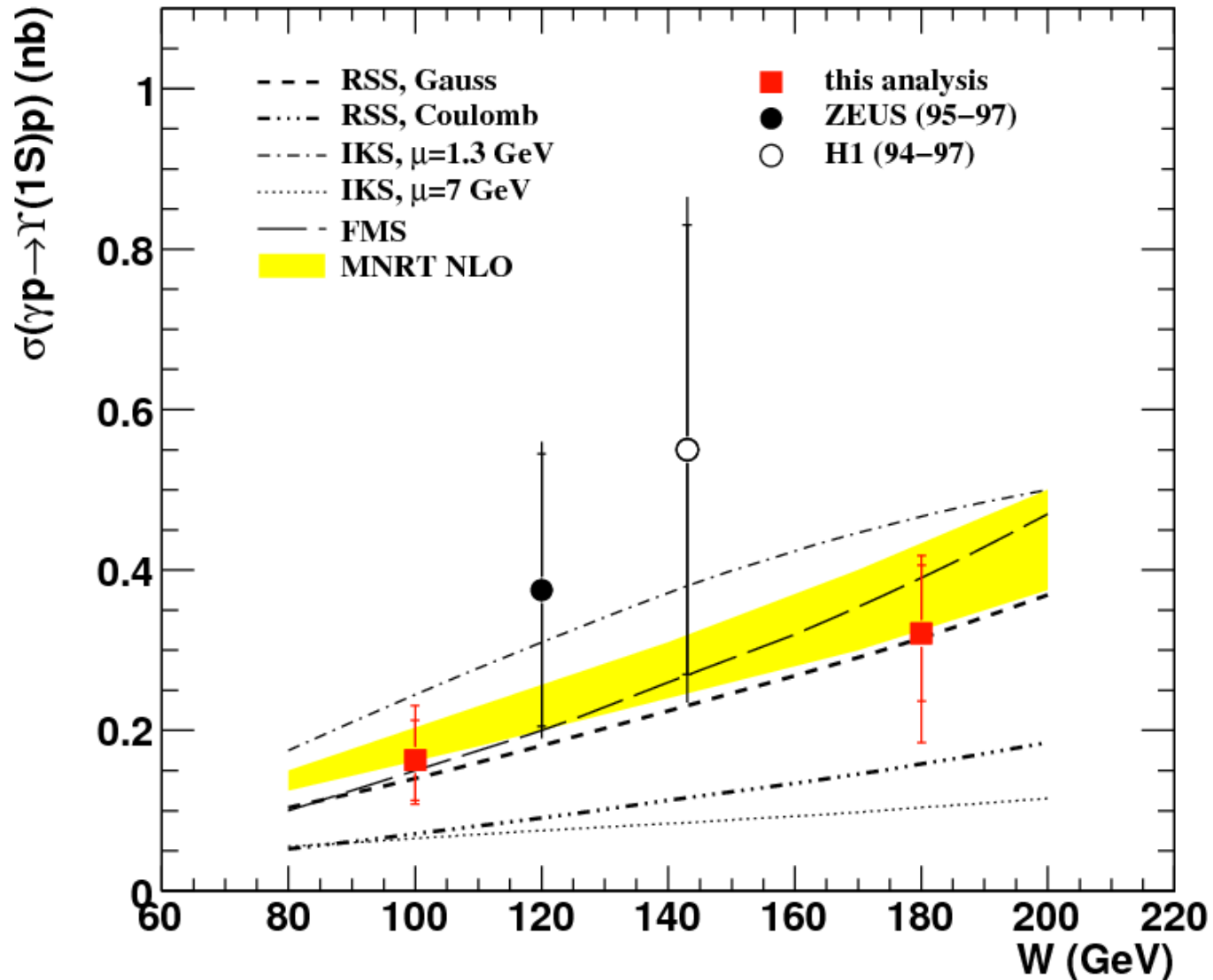
- większa dokładność
- pierwszy pomiar w dla dwóch wartości W

Przekrój czynny – porównanie z innymi pomiarami

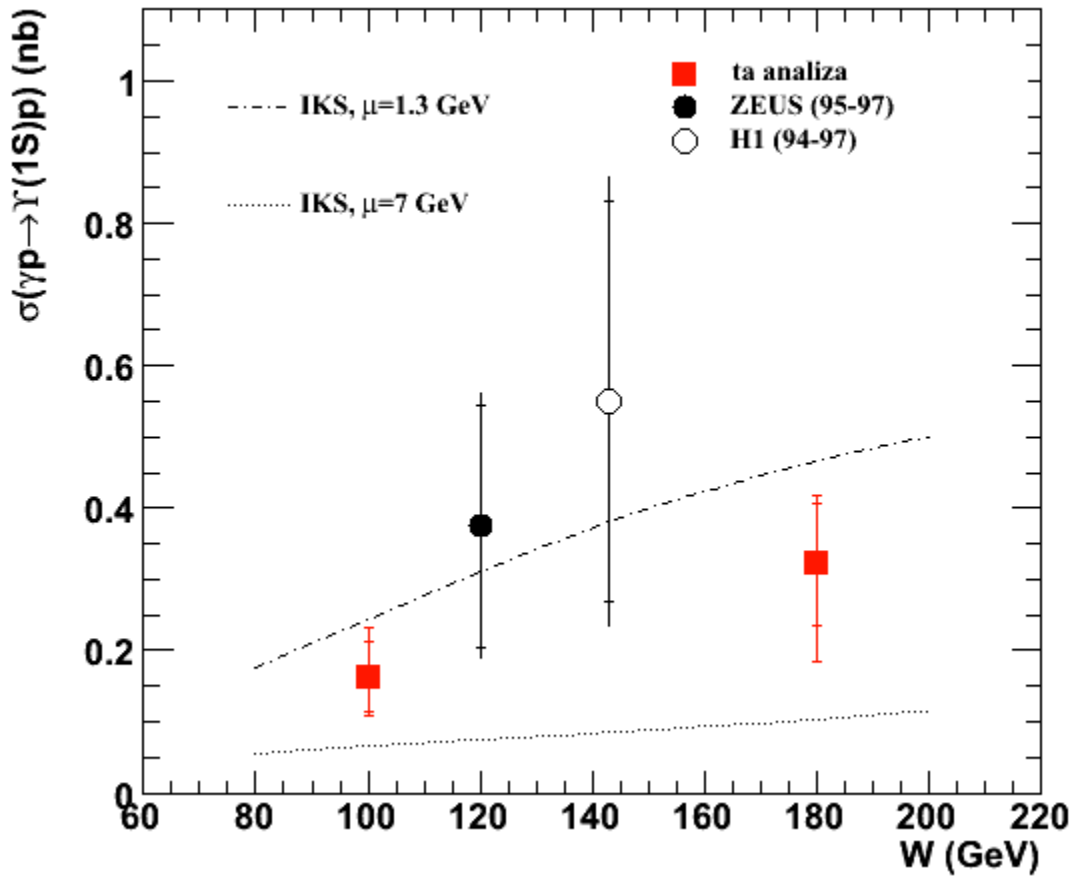


- twarda skala dla dużych wartości skali ($Q^2 + M^2$)

Przekrój czynny - porównanie z modelami

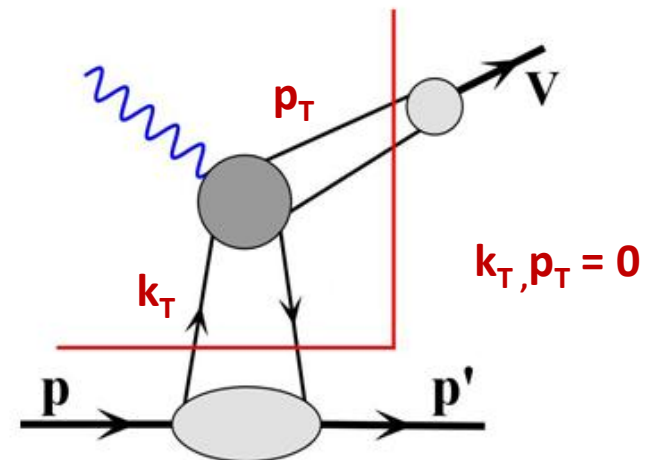


Przekrój czynny - porównanie z modelem IKS



IKS(NLO) – D.Yu. Ivanov, G. Krasnikov and L. Szymanowski, Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) 146 (2005), p. 134.

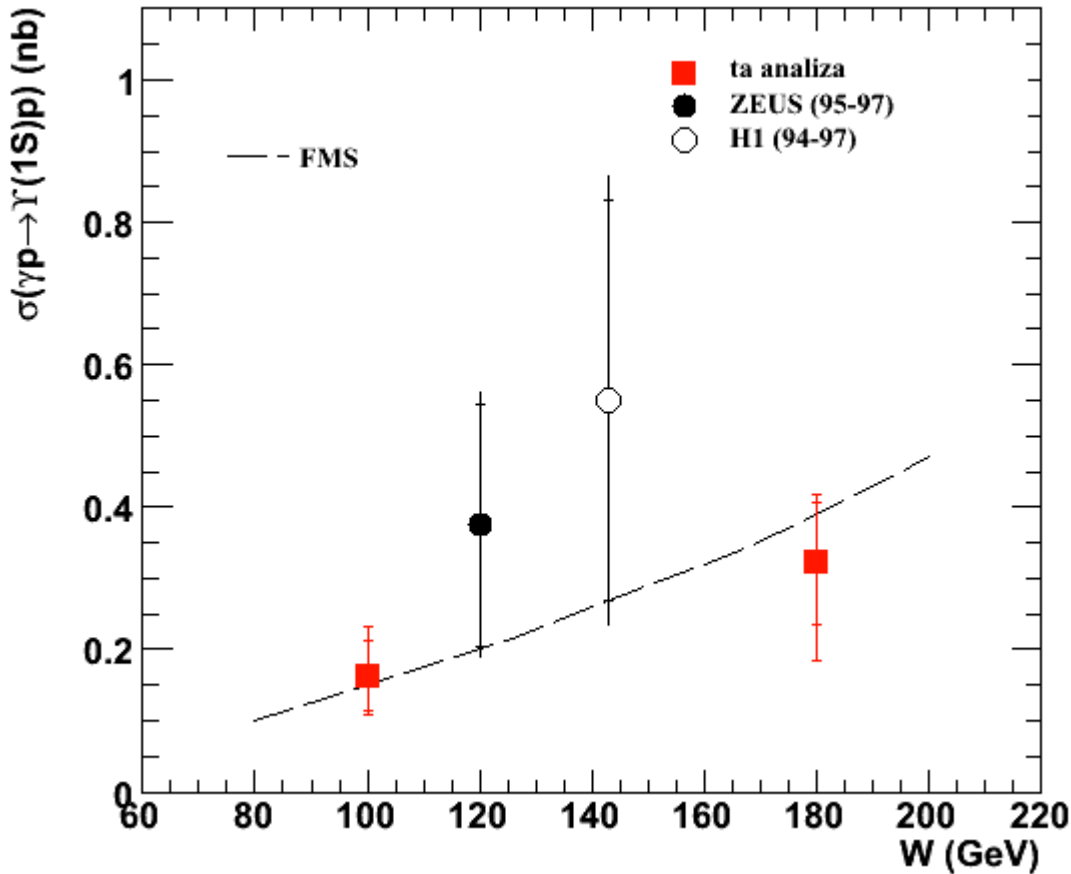
Obliczenia bazujące na pQCD
Wykonane dla $|t| \ll M_V^2$
Dla dwóch wartości skali μ



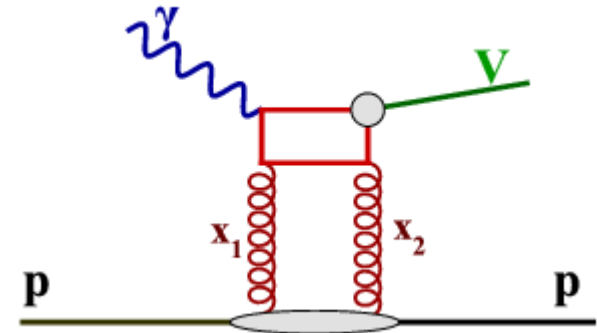
Preferowana pośrednia wartość skali

$$A_L = f(x, x', t, \mu) \otimes H \otimes \psi^V$$

Przekrój czynny - porównanie z modelem FMS



FMS(CTEQ4L) – L.L. Frankfurt,
M.F. McDermott
and M. Strikman,
JHEP 9902 (1999), p. 002.



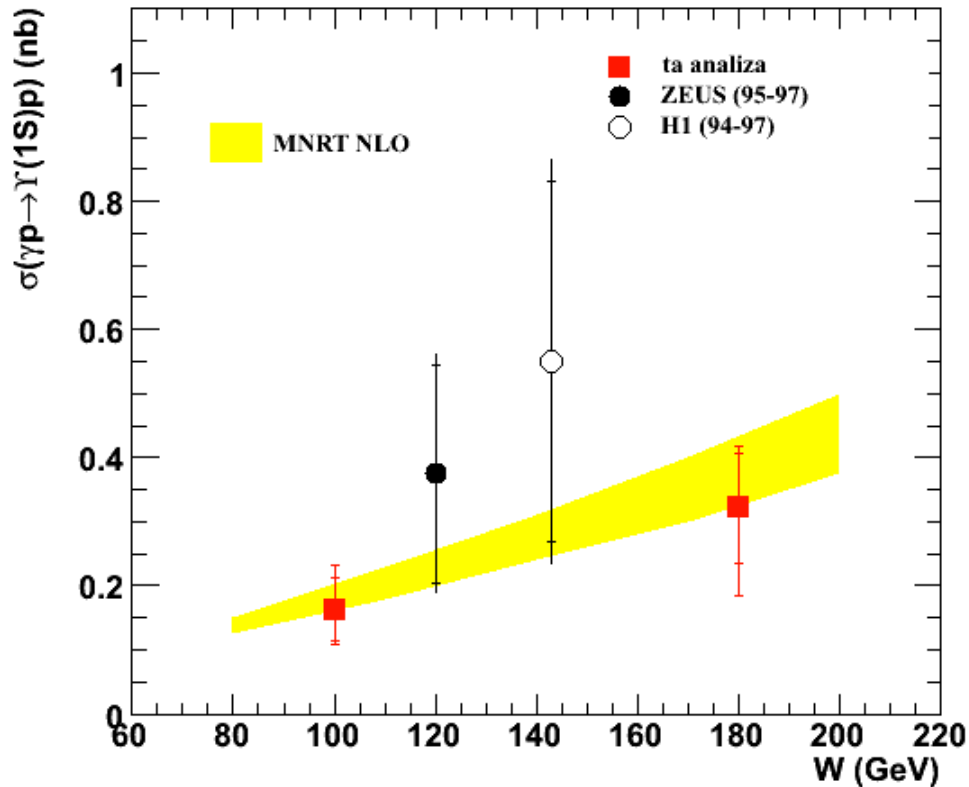
$$x_1 = \frac{M_{q\bar{q}}^2 + Q^2}{W^2 + Q^2}, \quad x_2 = \frac{M_{q\bar{q}}^2 - M_V^2}{W^2 + Q^2},$$

$$\delta_{\text{Dane}} = 1.2 \pm 0.8$$

$$\delta_{\text{FMS}} = 1.7$$

$$\sigma(\gamma P \rightarrow VP) = \frac{3\pi^3 \Gamma_V M_V^3 (1 + \beta^2)}{64 \alpha_{em} (m^2)^4 B_{D,V}} \left[\alpha_s(Q_{eff}^2) g_\delta(x_1, Q_{eff}^2) \right]^2 \mathcal{C}(Q^2 = 0)$$

Przekrój czynny - porównanie z modelem MNRT



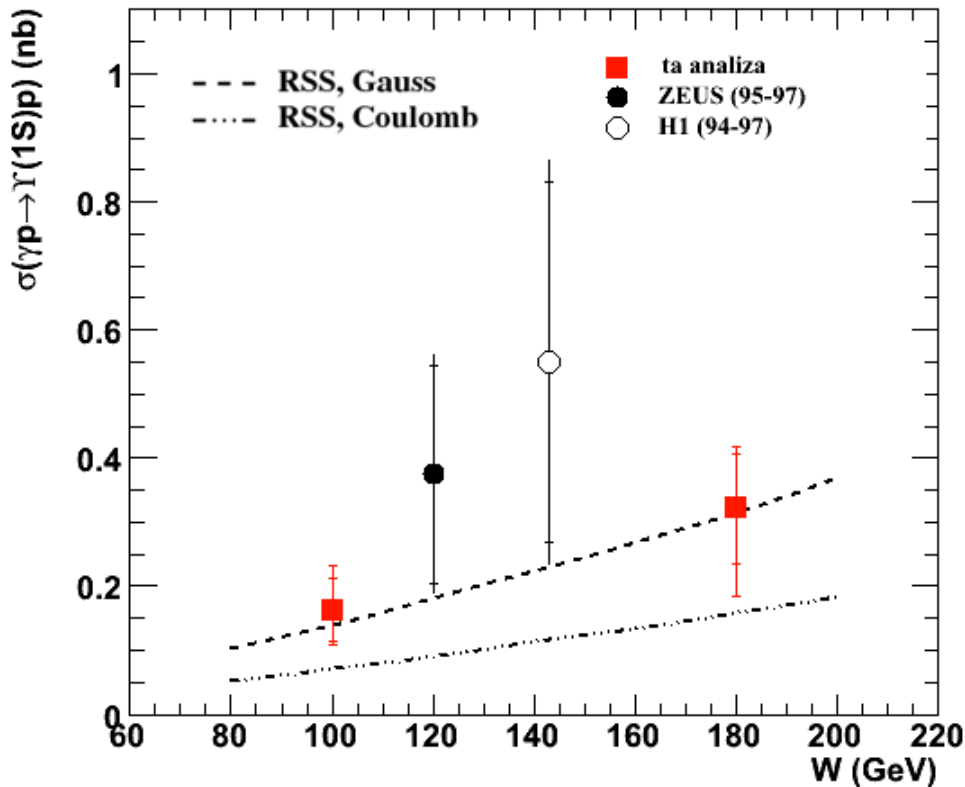
MNRT(HERA J/ψ) – A.D. Martin,
C. Nockles, M. Ryskin, and T. Teubner,
Phys. Lett.B 662 (2008), p. 252.

**Gęstości gluonowe
wyznaczone z pomiaru J/ψ
Ta sama zależność opisująca
Produkcję J/ψ i Υ**

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma^* p \rightarrow J/\psi p) \Big|_{t=0} = \frac{\Gamma_{ee} M_{J/\psi}^3 \pi^3}{48\alpha} \left[\frac{\alpha_s(\bar{Q}^2)}{\bar{Q}^4} xg(x, \bar{Q}^2) \right]^2 \left(1 + \frac{Q^2}{M_{J/\psi}^2} \right)$$

$$\bar{Q}^2 = (Q^2 + M_{J/\psi}^2)/4$$

Przekrój czynny - porównanie z modelem RSS



RSS – A. Rybarska, W. Schäfer
and A. Szczurek,
Phys. Lett. B 668 (2008), p. 126.

k_T, p_T

Coulombowska:

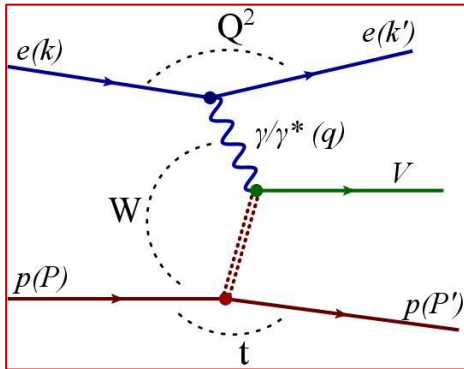
$$\psi_{1S}(p^2) = \frac{C_1}{\sqrt{M}} \frac{1}{(1 + a_1^2 p^2)^2}$$

Gaussowska:

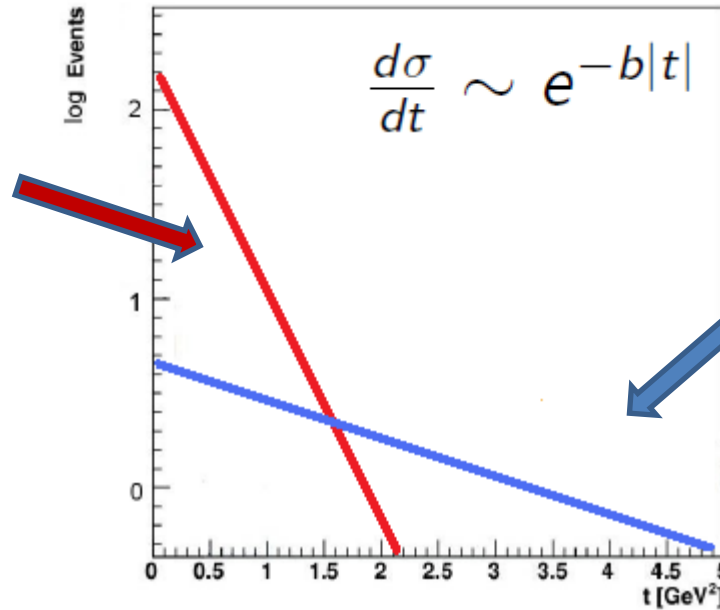
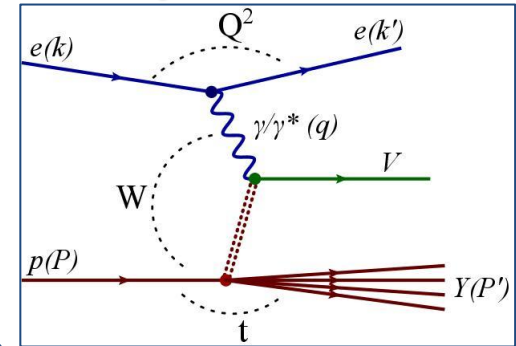
$$\psi_{1S}(p^2) = C_1 \exp\left(-\frac{p^2 a_1^2}{2}\right)$$

Zależność od $|t|$ dla (Υ)

Proces elastyczny



Proces z dysocjacją protonu



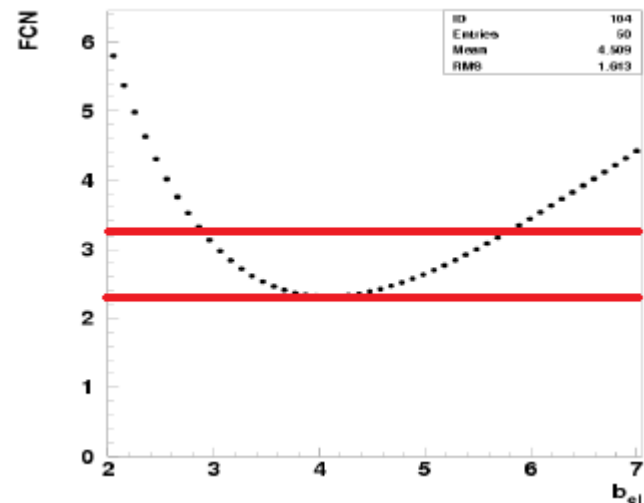
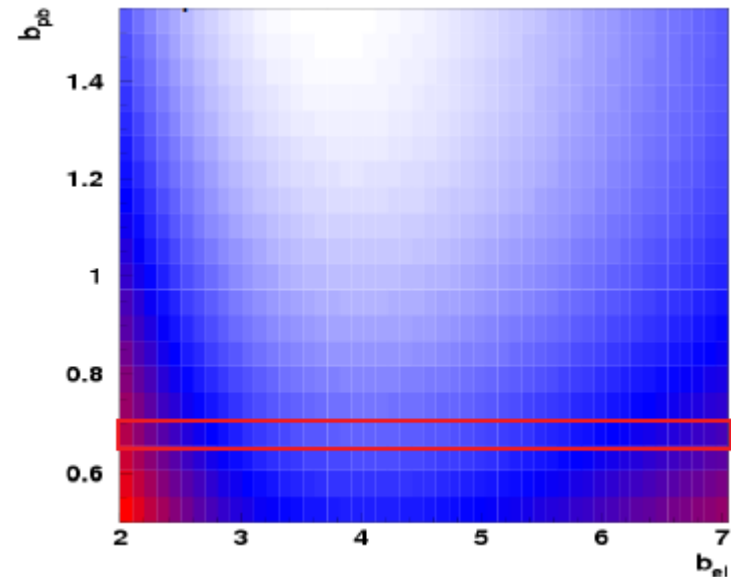
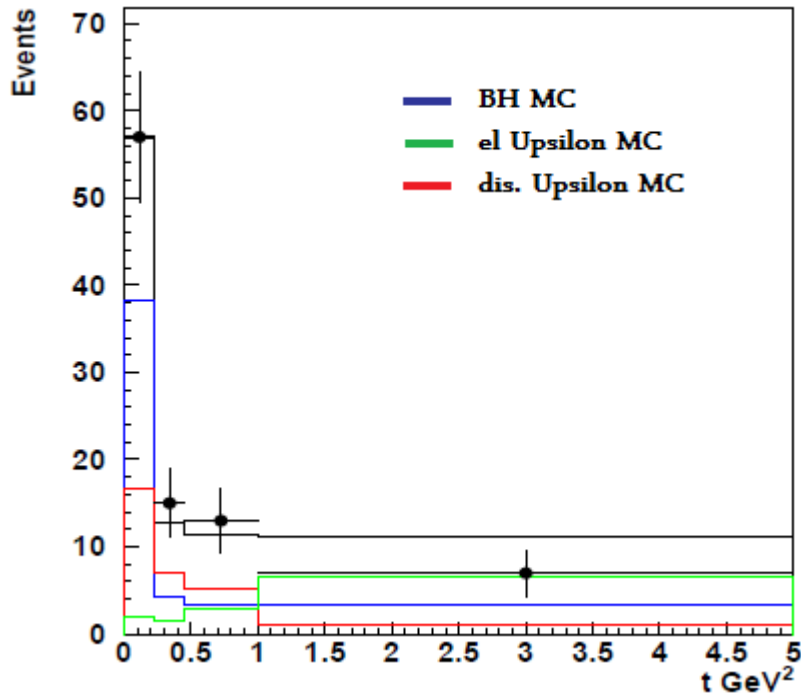
Elastyczna produkcja: $b \approx 4 - 12 \text{ GeV}^{-2}$, zależny od M^2, Q^2

Produkcja z dysocjacją protonu : $b \approx 0.7 \text{ GeV}^{-2}$, nie zależy od M^2, Q^2

EPC C24, 345-360 (2002)

Zależność od $|t|$ dla (Υ)

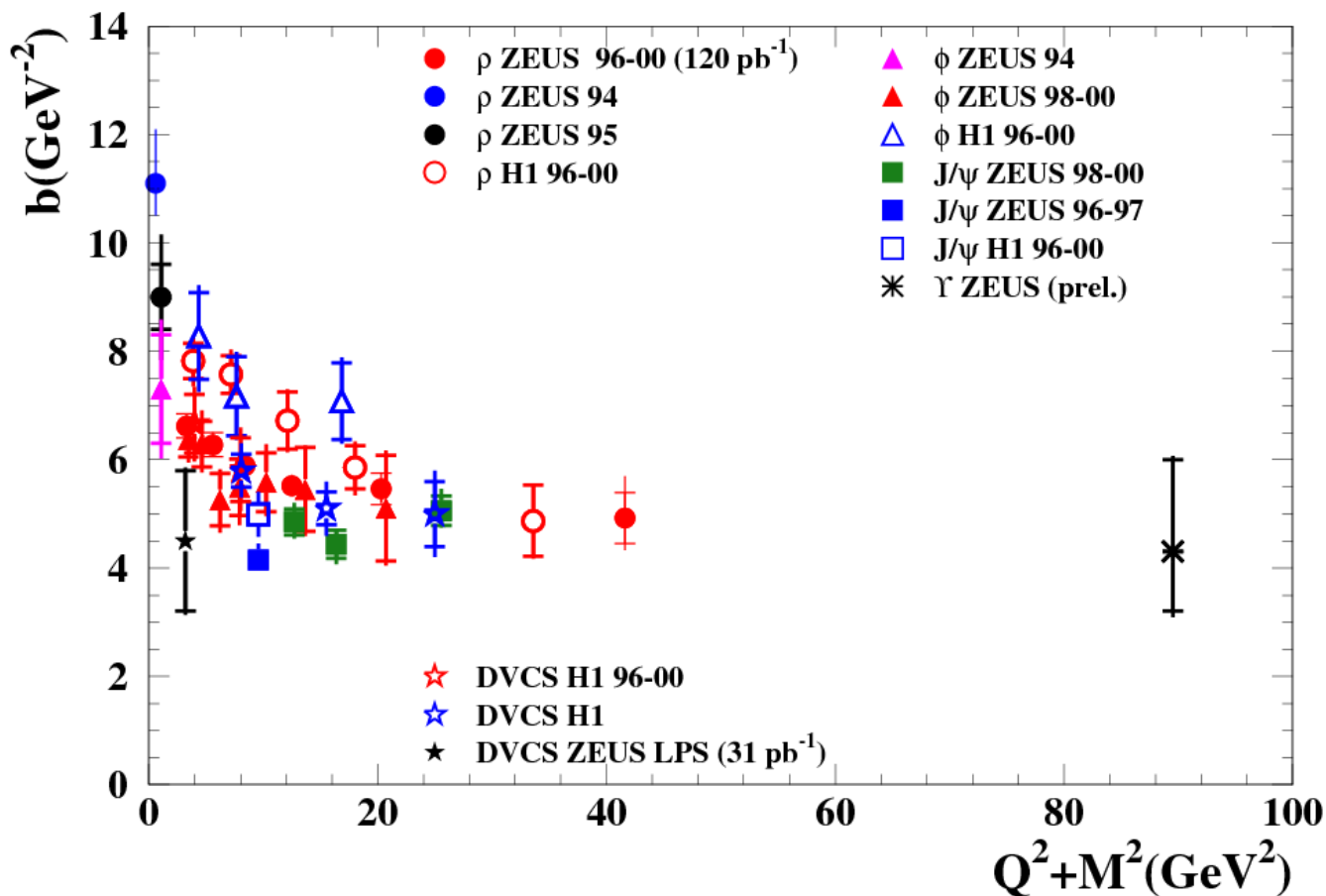
Ta sama selekcja przypadków +
przypadki wyselekcjonowane przez
układ wyzwalania detektora BAC



Po raz pierwszy pomiar b dla Upsilon:

$$b_{el} = 4.2^{+1.3}_{-1.0} [\text{GeV}^{-2}]$$

Zależność od $|t|$ dla (Υ) porównanie z innymi wynikami



IKS(NLO)

$$b = 4.4 \text{ GeV}^{-2}$$

FMS(CTEQ4L)

$$b = 3.9 \text{ GeV}^{-2}$$

MNRT(HERA J/ψ)

$$b = 4.5 \text{ GeV}^{-2}$$

RSS

$$b = 3.5 \text{ GeV}^{-2}$$

Podsumowanie i dyskusja wyników

Zmierzono przekrój czynny na fotoprodukcję mezonu Υ w funkcji energii w środku masy, W (po raz pierwszy).

Pomiar wykonany w mionowym kanale rozpadu ($\Upsilon \rightarrow \mu^+ \mu^-$).

Modele FMS, MNRT, RSS Gauss, IKS($\mu=7$) są w zgodzie z otrzymanymi wynikami

Modele IKS($\mu=1.3$), RSS Coulomb nie opisują danych doświadczalnych.

Pomiar b w zgodzie z istniejącymi założeniami.

