

Obserwacja silnie sprzężonego sektora Higgsa w detektorze CMS przy LHC

Paweł Zych

IFD Warszawa



grupa CMS

27 stycznia, 2006

1. Dlaczego chcemy łamać symetrię elektroslabą w Modelu Standardowym?
2. Jak złamać symetrię przez sektor silnie sprzężony?
3. Co jest przejawem tego łamania a co może być tłem do niego?
4. Czy to łamanie będzie można odkryć detektorem CMS przy LHC?
 - (a) Jak wysymulować sygnał i tło?
 - (b) Kilka słów o detektorze?
 - (c) Jak mogłaby wyglądać selekcja danych?.
5. Podsumowanie: czyli czy detektor CMS jest wystarczająco uniwersalny?



- łamanie symetrii w Modelu Standardowym (SM)
 1. najpopularniejszy sposób nadania mas cząstkom elementarnym
 2. spontaniczne łamanie symetrii $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$
 3. pojawiają się bozony Goldstona
 4. bezmasowe W i Z + bozony Goldstona \Rightarrow masywne W i Z
- jak złamać symetrię?
 1. rozszerzenie SM o potencjał Higgsa (mechanizm Higgsa)
 - ale bozon Higgsa nie został jeszcze odkryty!
 2. rozszerzenia SM bardziej skomplikowane:
 - ~ 2HDM
 - ~ supersymetria
 - ~ modele małego Higgsa
 - ~ modele z dodatkowymi wymiarami (ED)
 3. rozszerzenie SM o sektor silnie sprzężony (SSS) == silnie sprzężony sektor Higgsa

- SSS to pola cechowania, których oddziaływanie staje się silne przy wyższej skali energii
- SSS dla niskich energii
 - ~ efektywny model Weinberga opisał silne oddziaływanie pionów
- SSS dla wysokich energii - mniej/bardziej realistyczne teorie z SSS istnieją:
 - ~ SSS w Modelu Standardowym (SM) z $m_H \gtrsim 700 \text{ GeV}$
 1. sprzężenie $V_L V_L V_L V_L \sim m_H^2 \implies V_L$ oddziałują silnie (co z rachunkiem zaburzeń?)
 2. unitarność jest łamana w rozpraszaniu $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$
 3. same problemy \implies SM nie może być pełną teorią dla $m_H \lesssim 700 \text{ GeV}$
 - ~ technicolor
 - ~ modele z rezonansami (np. model ED autorstwa Csaki et al.)
- opiszmy wszystkie możliwe teorie z SSS w jednym modelu efektywnym:
 - ~ nie ma głębszej motywacji teoretycznej
 - ~ model przybliżony o energetycznie ograniczonej stosowalności
 - ~ opisuje/parametryzuje oddziaływanie silne w przypadku braku eksperym. potwierdzonej teorii
 - ~ realizacja określonego scenariusza pomaga w konstrukcji prawdziwej teorii

1. łamanie symetrii EW:

- SSB $SU(2)_L \times SU(2)_R \rightarrow SU(2)_C$ w SSS powoduje $SU(2)_L \times U(1)_Y \rightarrow U(1)_Q$ w SM
- V_L 's oddziałują jak GB pojawiające się w wyniku SSB

2. silne oddziaływanie między skalarami (GB) jest opisywane przez rozszerzenie SM do *nieliniowo-zrealizowanego* Lagranżjanu efektywnego:

$$\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}}(\text{bez higgosa}) + \frac{v^2}{4} \langle \mathbf{D}_\mu \mathbf{U} \mathbf{D}^\mu \mathbf{U}^\dagger \rangle + \mathcal{L}_4 + \mathcal{L}_5,$$

$$\mathcal{L}_4 = \mathbf{a}_4 (\langle \mathbf{D}_\mu \mathbf{U} \mathbf{D}^\nu \mathbf{U}^\dagger \rangle)^2, \quad \mathcal{L}_5 = \mathbf{a}_5 (\langle \mathbf{D}_\mu \mathbf{U} \mathbf{D}^\mu \mathbf{U}^\dagger \rangle)^2,$$

$$U = \exp(i \frac{\bar{\pi} \bar{\tau}}{v}), \quad \bar{\pi} - 3 \text{ would-be GB, } \bar{\tau} - \text{ macierze Pauliego}$$

inne \mathcal{L}_i dają wkład do m_V , TGC, ...

(por. alternatywne rozszerzenie SM z zachowaniem sektora Higgosa (*liniowo-zrealizowany* Lagranżjan

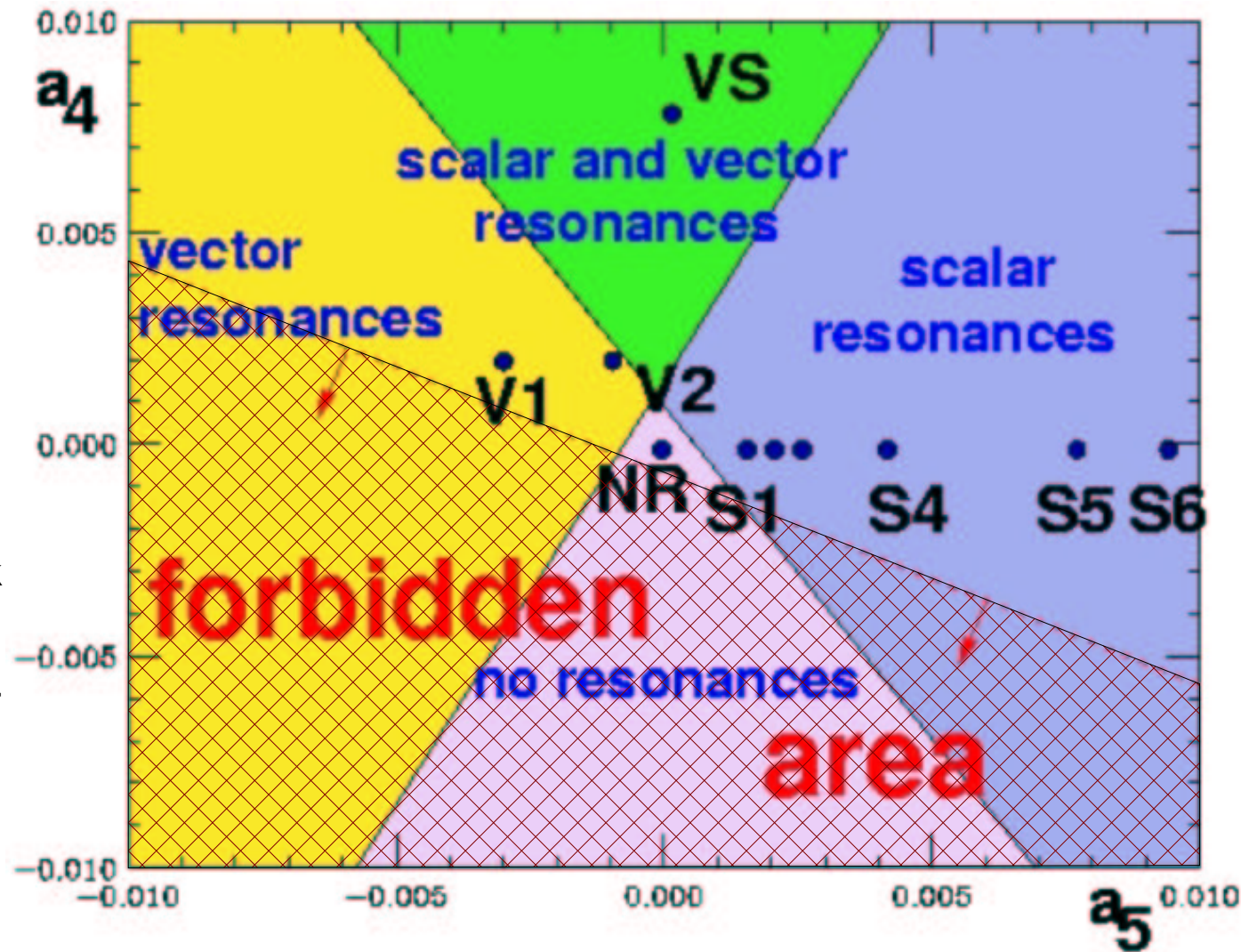
efektywny): $\mathcal{L}_{\text{eff}} = \mathcal{L}_{\text{SM}}(\text{z higgsem}) + \sum_{n \geq 5} \sum_i \frac{f_i^{(n)} \mathcal{O}_i^{(n)}}{\Lambda^{n-4}}$)

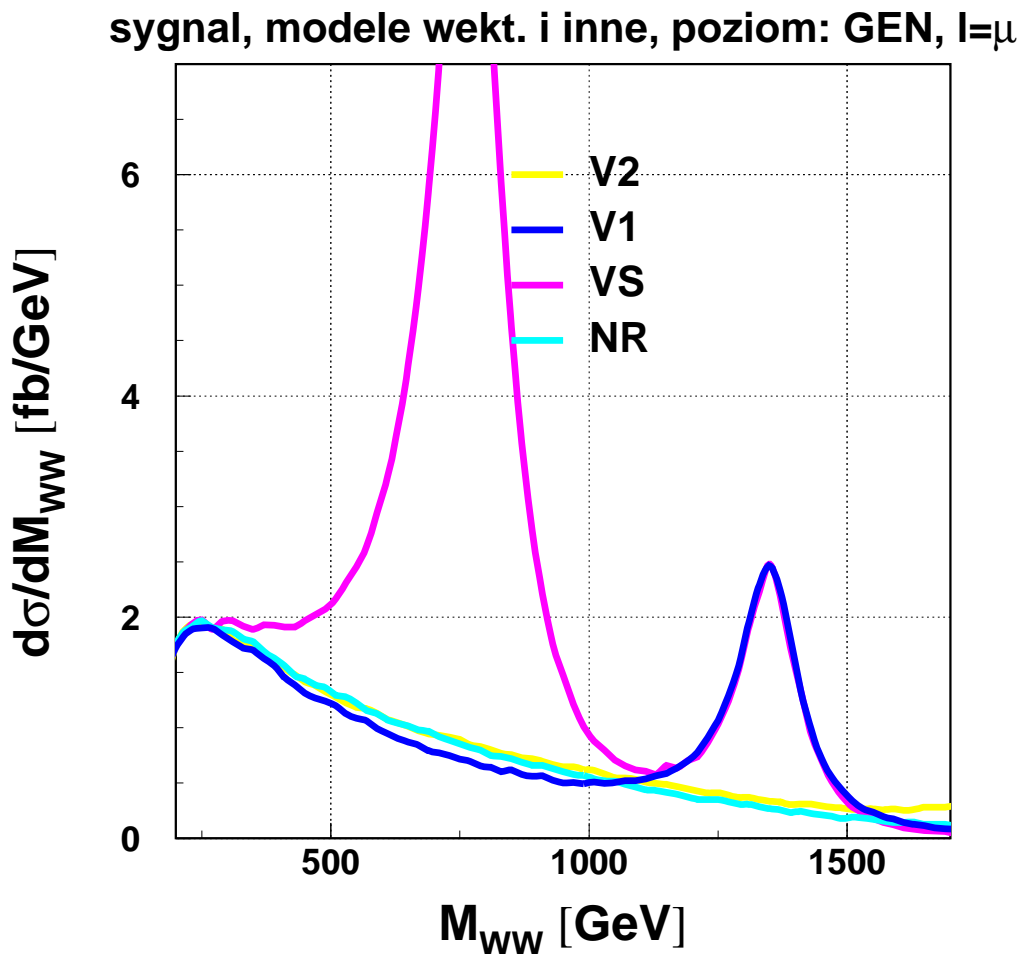
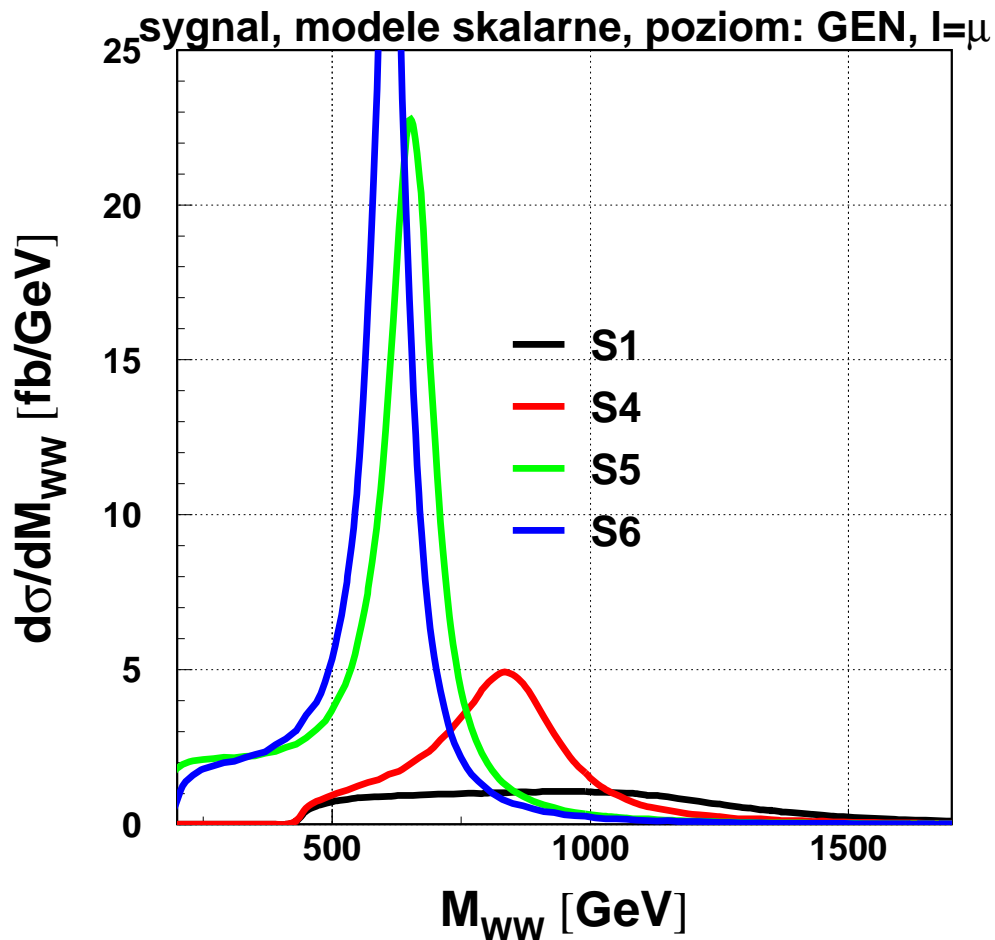
3. jedyne parametry (do rzędu p^4): $\mathbf{a}_4, \mathbf{a}_5$

- liczymy amplitudę rozpraszania
- wymuszona unitarność fal cząstkowych (unitaryzacja)

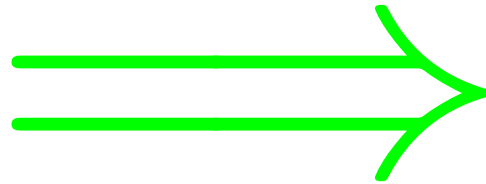
Modele: \longrightarrow

- rezonansowe
(wynik zastosowania unitaryzacji - jak w rozpr. $\pi\pi$):
 - ~ skalarne (\sim SM z ciężkim bozonem Higgsa)
 - ~ wektorowe
 - ~ skalarno-wektorowe
- nierezonansowe





silne sprzężenie
 $V_L V_L V_L V_L$

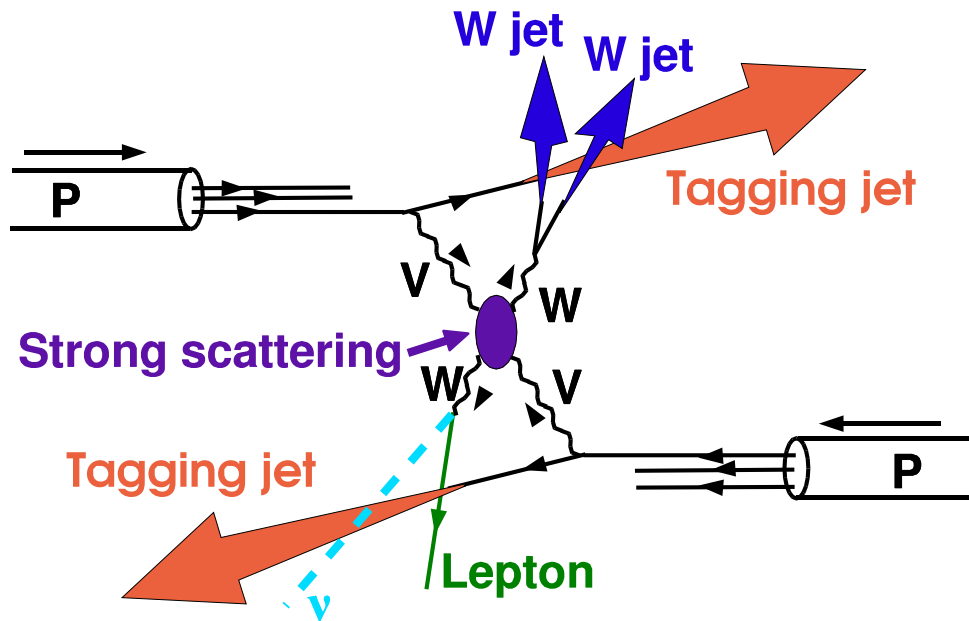


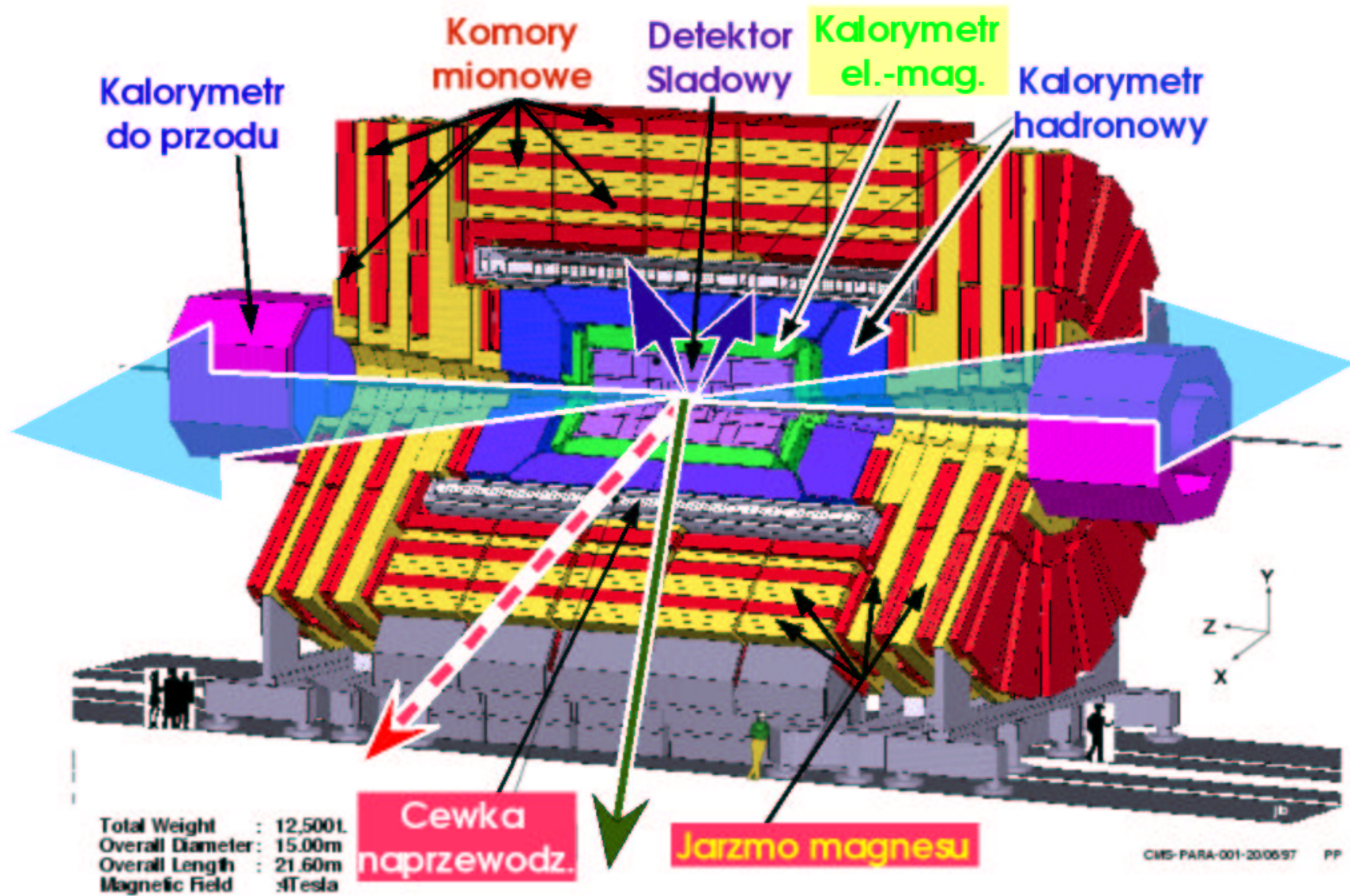
zwiększona produkcja WW
(np. rezonanse) w obszarze dużych energii

$$W_L W_L / Z_L Z_L \rightarrow W_L^\pm W_L^\pm \rightarrow q\bar{q}\mu\nu$$

cechy charakterystyczne:

1. $W \rightarrow \mu\nu$
 - twardy, centralny i izolowany mion
 - twarde $\nu \Rightarrow$ duża brakująca energia poprzeczna (MET)
2. $W \rightarrow q\bar{q}$
 - 2 (1) bardzo twarde i centralne dzety
3. 2 twarde i energetyczne dzety w obszarze "do przodu" (znakujące)

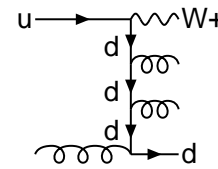
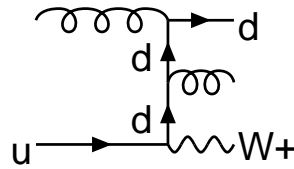
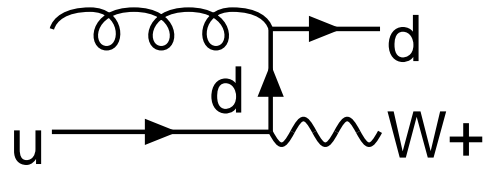






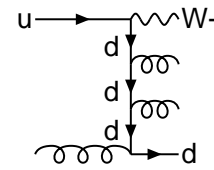
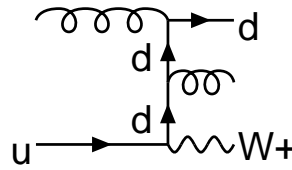
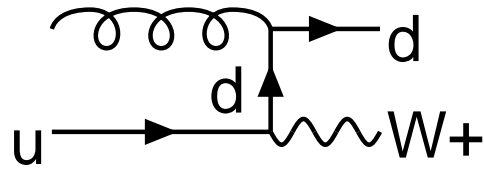
1. 1 rzeczywiste W + dżety: W_j, W_{jj}, W_{jjj}

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



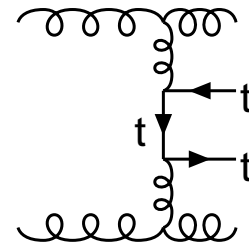
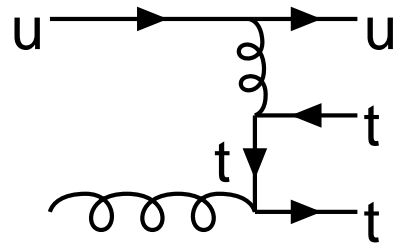
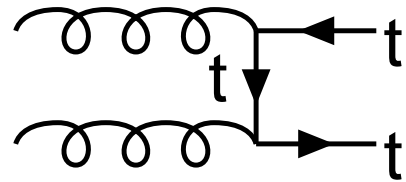
1. 1 rzeczywiste W + dżety: W_j, W_{jj}, W_{jjj}

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



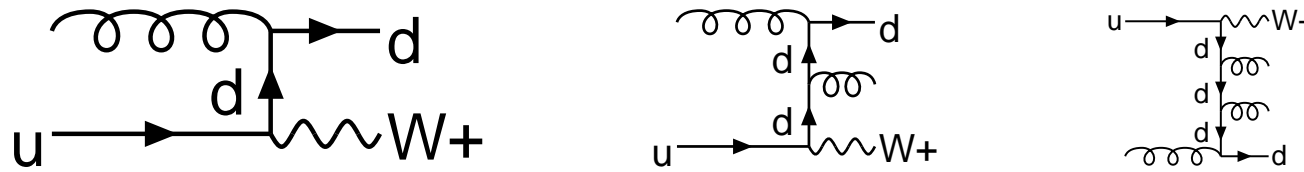
2. $t\bar{t}$ + dżety: $t\bar{t}, t\bar{t}j, t\bar{t}jj$

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



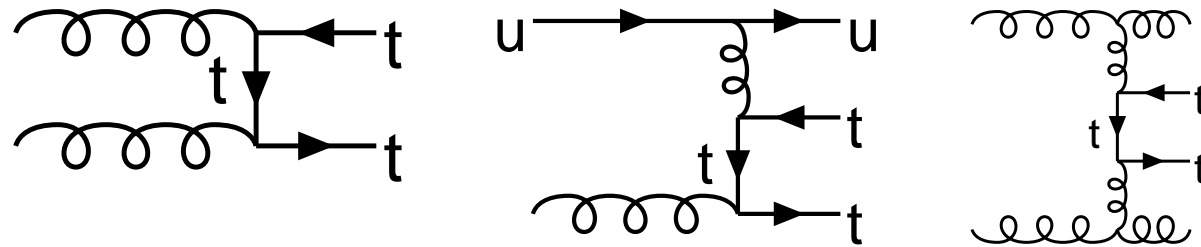
1. 1 rzeczywiste W + dzety: Wj , Wjj , $Wjjj$

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



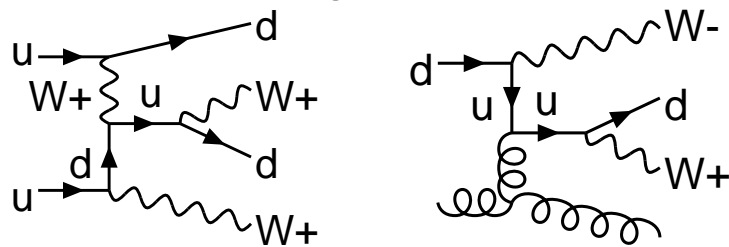
2. $t\bar{t}$ + dzety: $t\bar{t}$, $t\bar{t}j$, $t\bar{t}jj$

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



3. $EW \oplus QCD$ $WWjj$ - redukowalne (inna kinematyka, umiarkowany σ) \Rightarrow pominięte

($j=u, \bar{u}, d, \bar{d}, g$)



4. rozpraszanie $VV \rightarrow W_T W_T$, $VV \rightarrow W_L W_T$ (inna kinematyka niż $V_L V_L \rightarrow V_L V_L$ rzędu rozpraszania

$V_L V_L$ w SM dla $m_H \sim 100$ GeV i już jest włączone do EW $WWjj$) \Rightarrow pominięte

1. procesy sygnału:

(a) rozpraszanie $V_L V_L \rightarrow W_L W_L$

(b) PYTHIA z Electro-Weak Chiral Lagrangian (EWChL) - (od Butterworth et al.)

2. procesy tła

(a) Wj i $t\bar{t}$ - wygenerowane w PYTHIA

(b) wielodżetowe procesy Wjj , $Wjjj$, $t\bar{t}j$, $t\bar{t}jj$ generowane w etapach:

- COMPHEP: 4-wektory stanów końcowych
- PYTHIA: ISR (promieniowanie stanów początkowych) jest dodawany, fragmentacja, hadronizacja
- rozwiązany problem przekrywania się próbek (problem z ISR)

Przekroje czynne obliczone w PYTHIA i COMPHEP (LO)

procesy				
S4				
$W^{\pm}j$				
W^+jjj				
$t\bar{t}$				
$t\bar{t}j$				

Przekroje czynne obliczone w PYTHIA i COMPHEP (LO)

procesy	po gener. presel. σ [pb]			
S4	0.035			
$W^{\pm}j$	1770			
W^+jjj	≈ 175			
$t\bar{t}$	273			
$t\bar{t}j$	272			

- etapy preselekcji:
 - podczas generacji w PYTHIA i COMPHEP
 obiekty: partony, W i t
 cięcia na $p_T(W, t) > 100 \text{ GeV}$ i η

Przekroje czynne obliczone w PYTHIA i COMPHEP (LO)

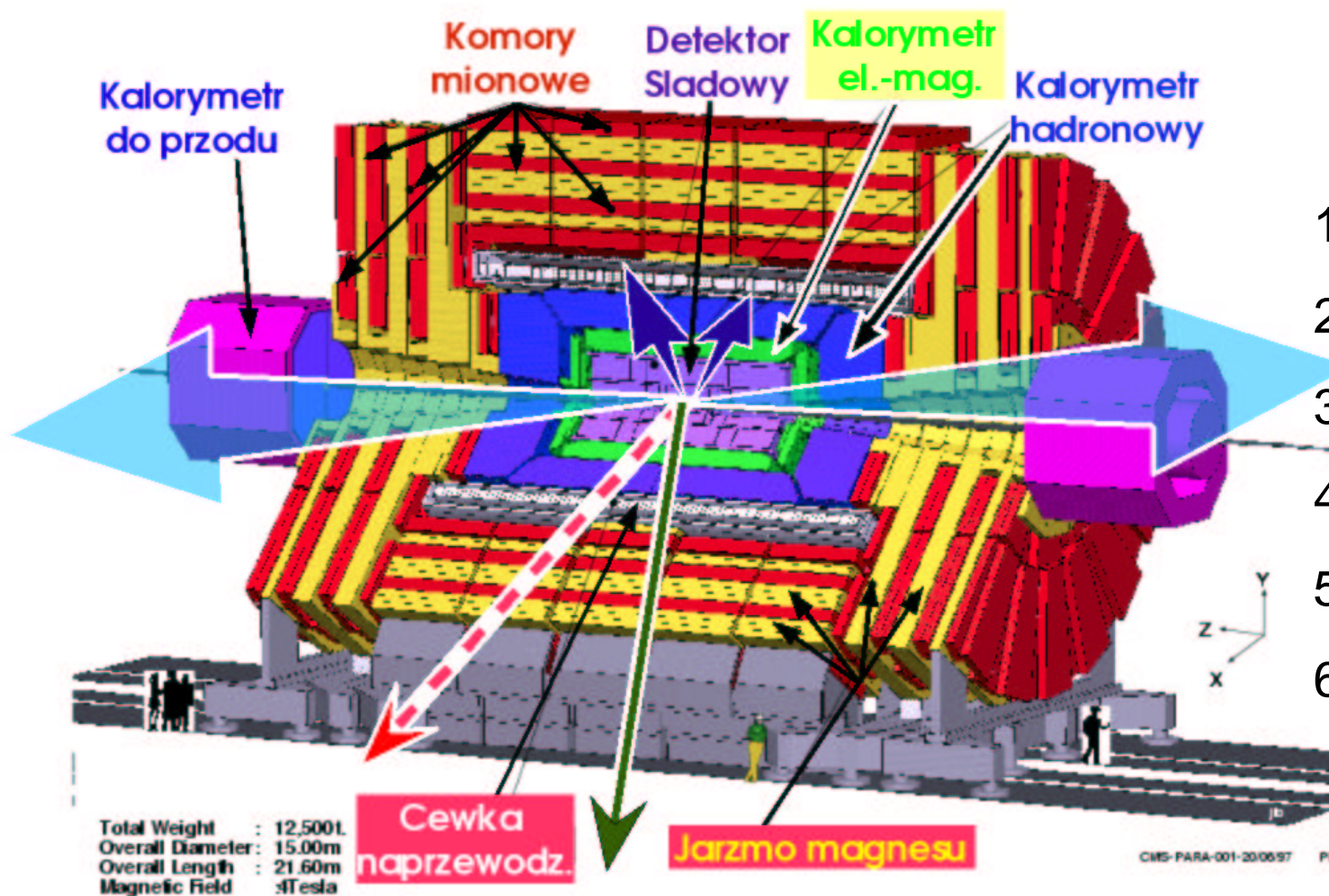
procesy	po gener. presele. σ [pb]	po preesel. *BR σ [fb]		
S4	0.035	6.9		
$W^{\pm}j$	1770	9500		
W^+jjj	≈ 175	163		
$t\bar{t}$	273	1360		
$t\bar{t}j$	272	753		

- etapy preselekcji:**
 - podczas generacji w PYTHIA i COMPHEP**
 obiekty: partony, W i t
 cięcia na $p_T(W, t) > 100$ GeV i η
 - dedykowana preselekcja**
 - 1 twardy mion
 - przynajmniej 1 twardy centr. dżet
 - przynajmniej 1 twardy znakujący dżet

Przekroje czynne obliczone w PYTHIA i COMPHEP (LO)

procesy	po gener. presele.	po presele. ^{*BR}	po selekcji z pełną rekonstrukcją (l = μ)	
	σ [pb]	σ [fb]	σ [fb]	#/100 fb ⁻¹
S4	0.035	6.9	0.55	55 ± 5
W [±] j	1770	9500
W ⁺ jjj	≈175	163	0	≈ 0.
t \bar{t}	273	1360	0.	<3x4.4
t \bar{t} j	272	753	0.57	57 ± 29

- etapy preselekcji:
 1. podczas generacji w PYTHIA i COMPHEP
 obiekty: partony, W i t
 cięcia na pT(W, t) > 100 GeV i η
 2. dedykowana preselekcja
 - (a) 1 twardy mion
 - (b) przynajmniej 1 twardy centr. dżet
 - (c) przynajmniej 1 twardy znakujący dżet
- selekcja:
 - ~ zoptymalizowana z dokładną symulacją i rekonstrukcją detektora



1. krotności dżetów i μ
2. rekonstrukcja $W \rightarrow \mu\nu$
3. rekonstrukcja $W \rightarrow q\bar{q}$
4. veto kwarka top
5. dżety znakujące
6. $p_T(WWjj) < 50 \text{ GeV}$

- wieże kalor.: $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$
 - wieża ma $E \Rightarrow E_T = E \cdot \sin\theta$, $m=0. \Rightarrow \vec{p}$

2. Algorytm stożkowy:

- główny parametr: stożek $\Delta R = 0.5, 0.7$
- dzetowanie rozpoczyna się od najtwardszych wież (osie)
- wieże odległe od osi o $\sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2} < \Delta R$ należą do dżetu

3. wyznaczenie 4-pędu dżetu: schematy rekombinacji:

(a) **schemat E** (CDF in RunI/II i DØ w RunII):

$$p_J^\mu = \sum_{i \in J} p_i^\mu$$

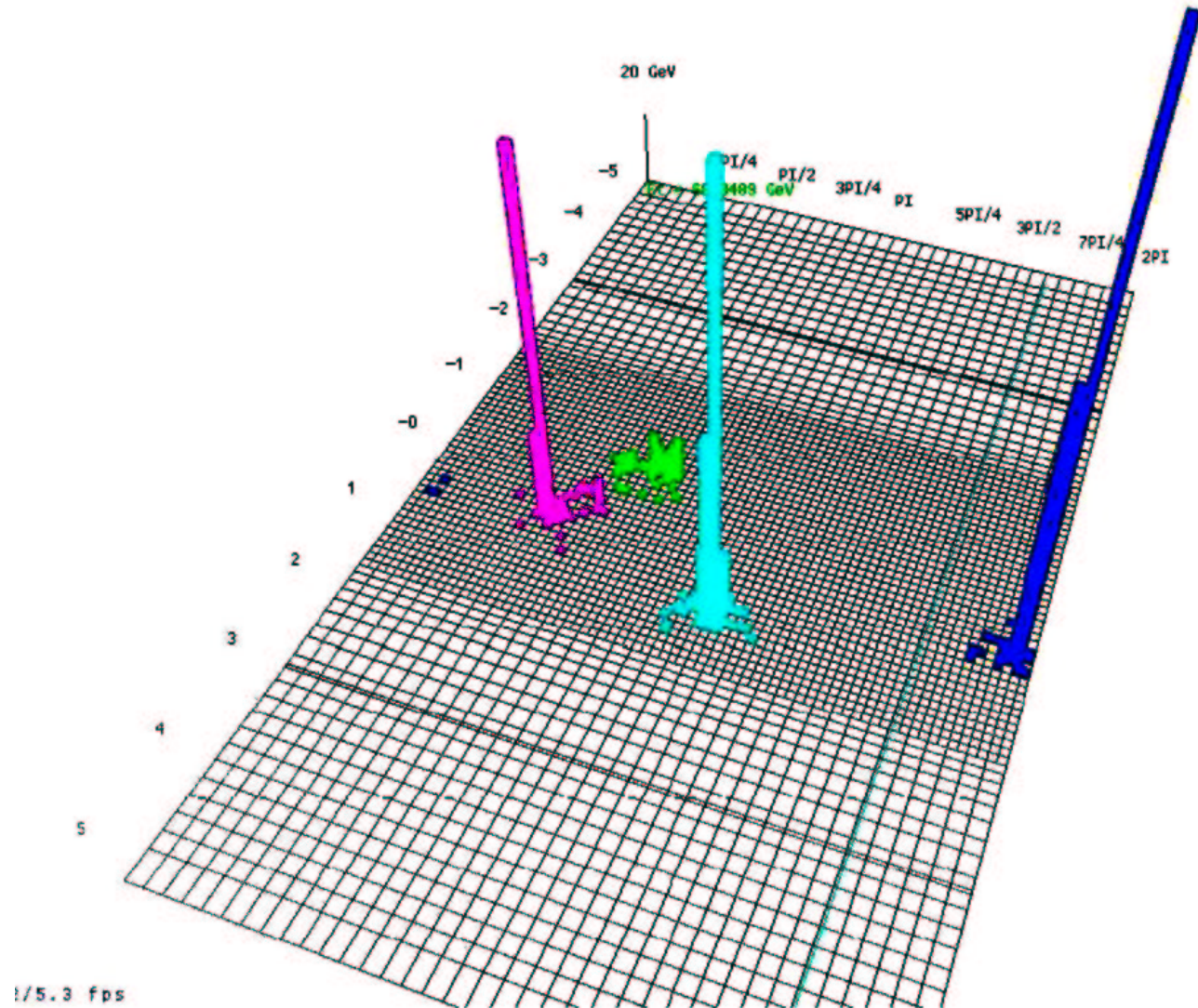
(b) **schemat ET** ("Snowmass", DØ w RunI):

dobry tylko dla wąskich dżetów

$$E_T^J = \sum_{i \in J} E_T^i,$$

$$p_J^\mu = \sum_{i \in J} \frac{E_T^i * P_i^\mu}{E_T^J}$$

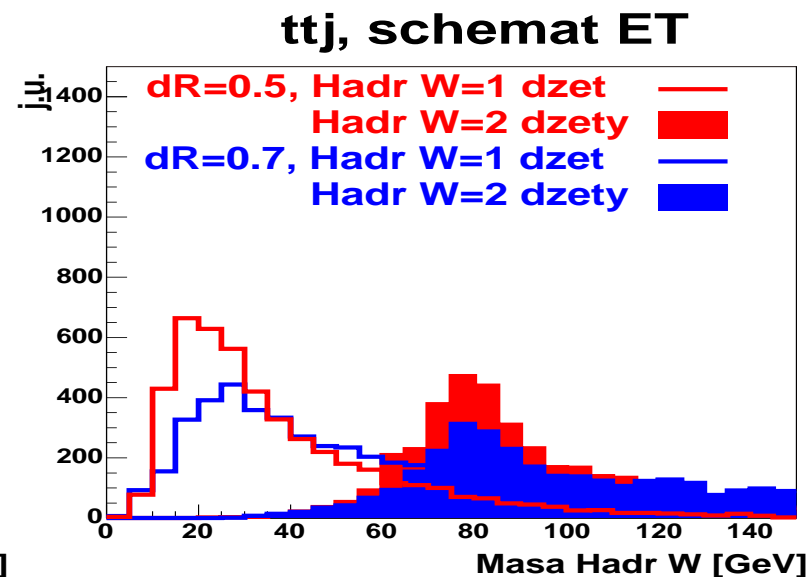
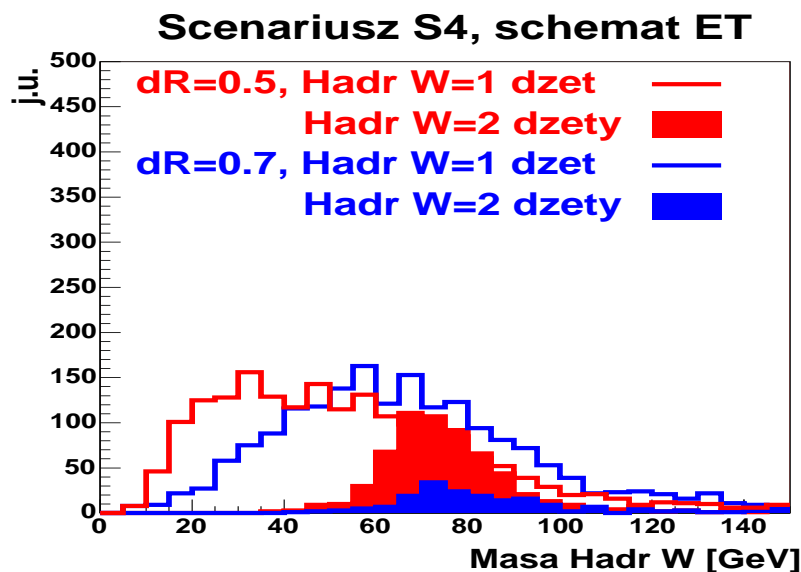
4. masa jetu: $m_J = \sqrt{E_J^2 - p_J^2}$



W_{Hadr} rekonstruowany z 1 lub 2 dżetów, dżety: $p_{\perp} > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.0$

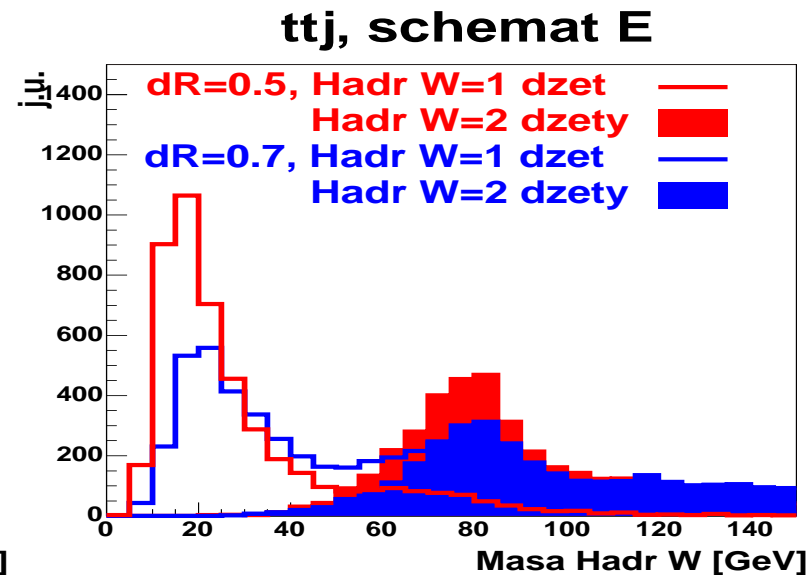
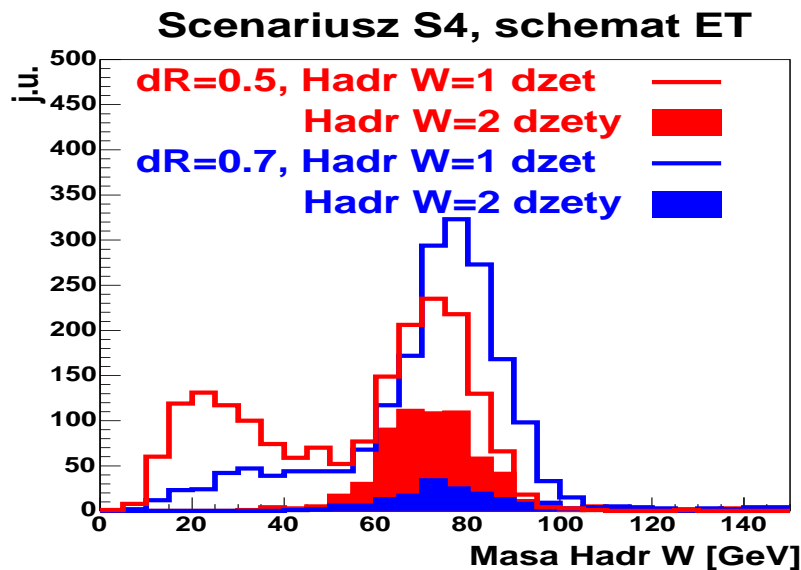
- schemat ET**

$$E_T^J = \sum_{i \in J} E_T^i$$

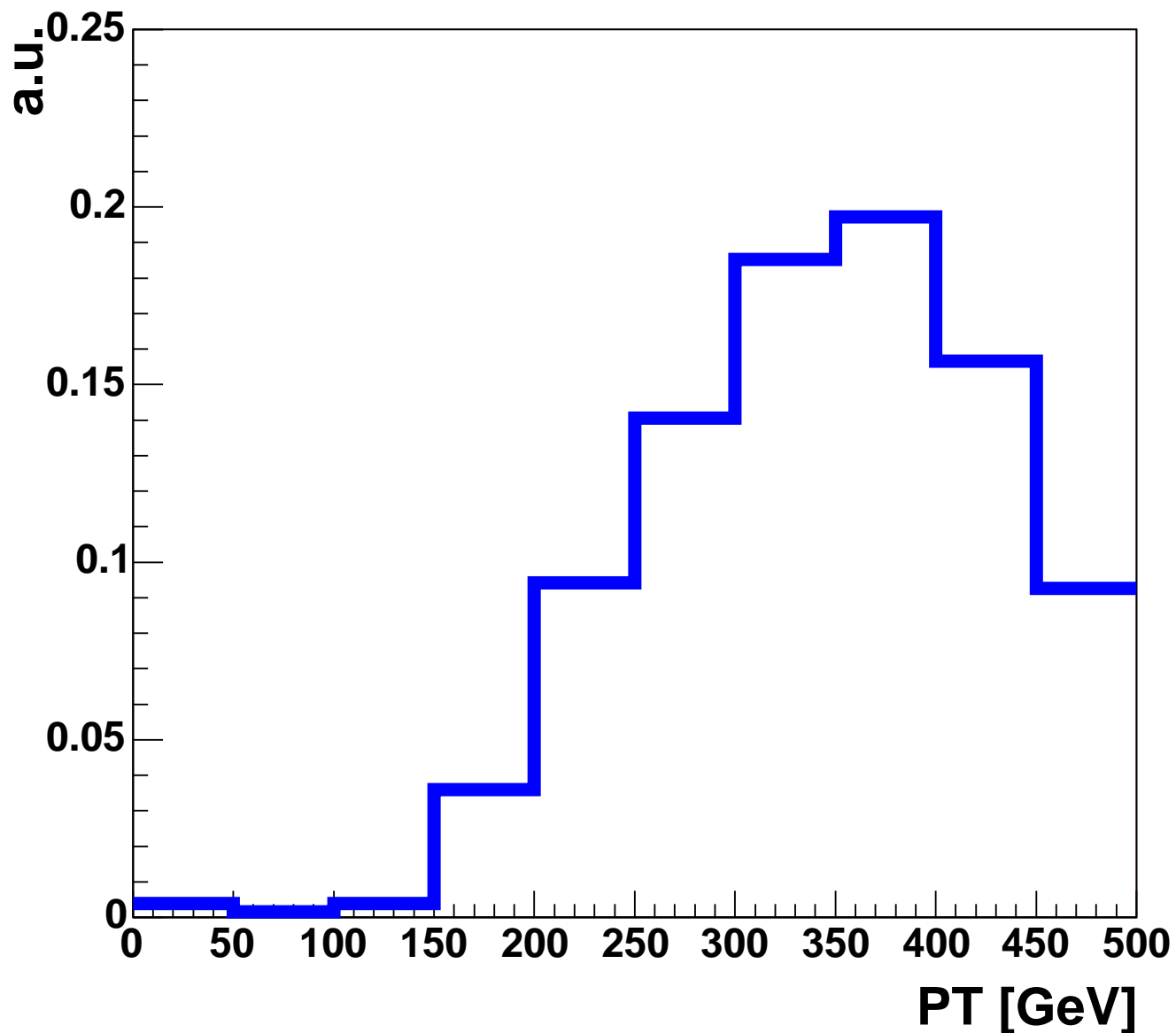


- schemat E**

$$p^J = (E^J, \vec{p}^J) = \sum_{i \in J} (E^i, p_x^i, p_y^i, p_z^i)$$

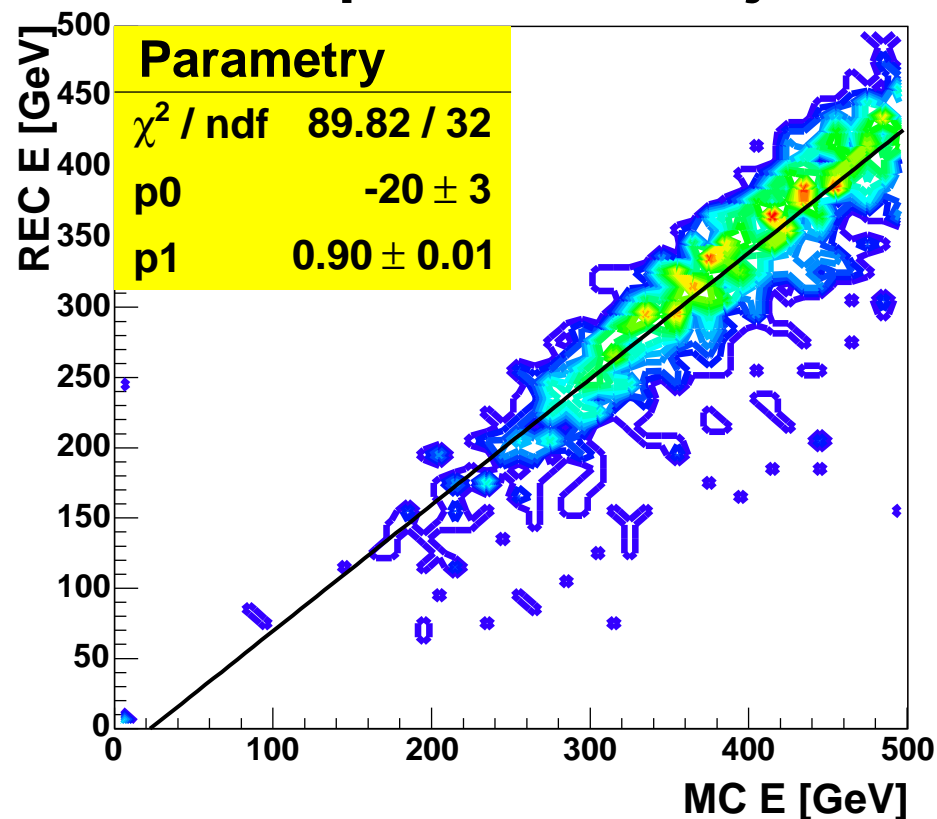


Bozony W w Monte Carlo



- **korekcje:** zmniejszyć różnicę w p^μ między dżetem a początkowym partonem
- **przyczyny różnicy:**
 - ~ fizyka: UE, pile-up, wycieki poza stożek (miałe ślady)
 - ~ detektor: martwe regiony, wycieki poza kalorymetr, nieliniowość odpowiedzi kalorymetru
- **metoda:** porównane WHadr(1dżet) zrekonstruowanego z MC
- **poprawki są zależne od świetności**
- **w eksperymencie: użycie charakt. sygnatur (np. γj)**

Hadr W przed korekcja



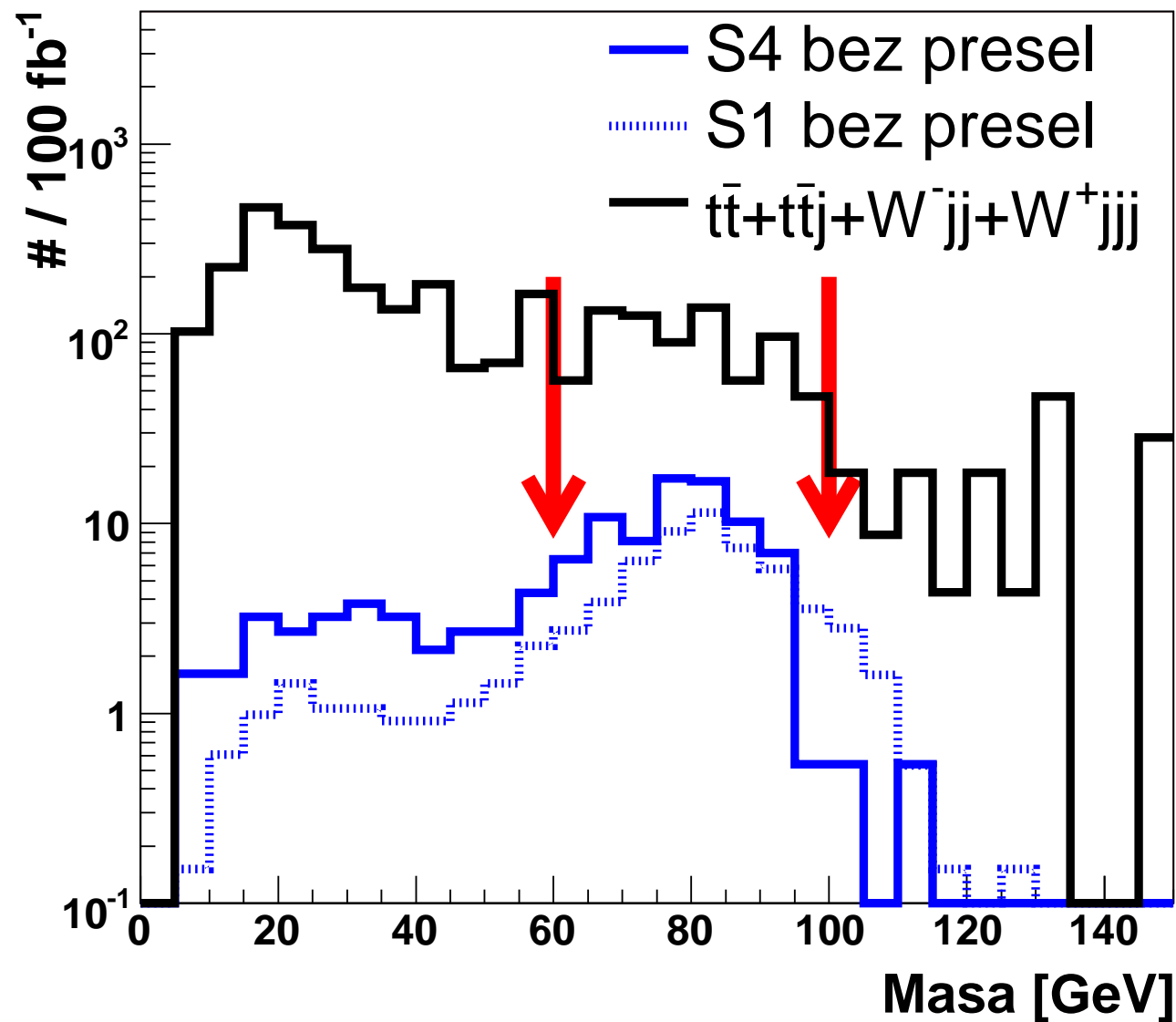
KOREKCJA:

$$E_{\text{WHadr}}^{\text{REC}} = \frac{1}{0.90} * (E_{\text{WHadr}}^{\text{REC}} + 20 \text{ GeV})$$

$$p_{\text{WHadr}}^{\text{REC}} = \frac{1}{0.90} * (p_{\text{WHadr}}^{\text{REC}} + 22 \text{ GeV})$$

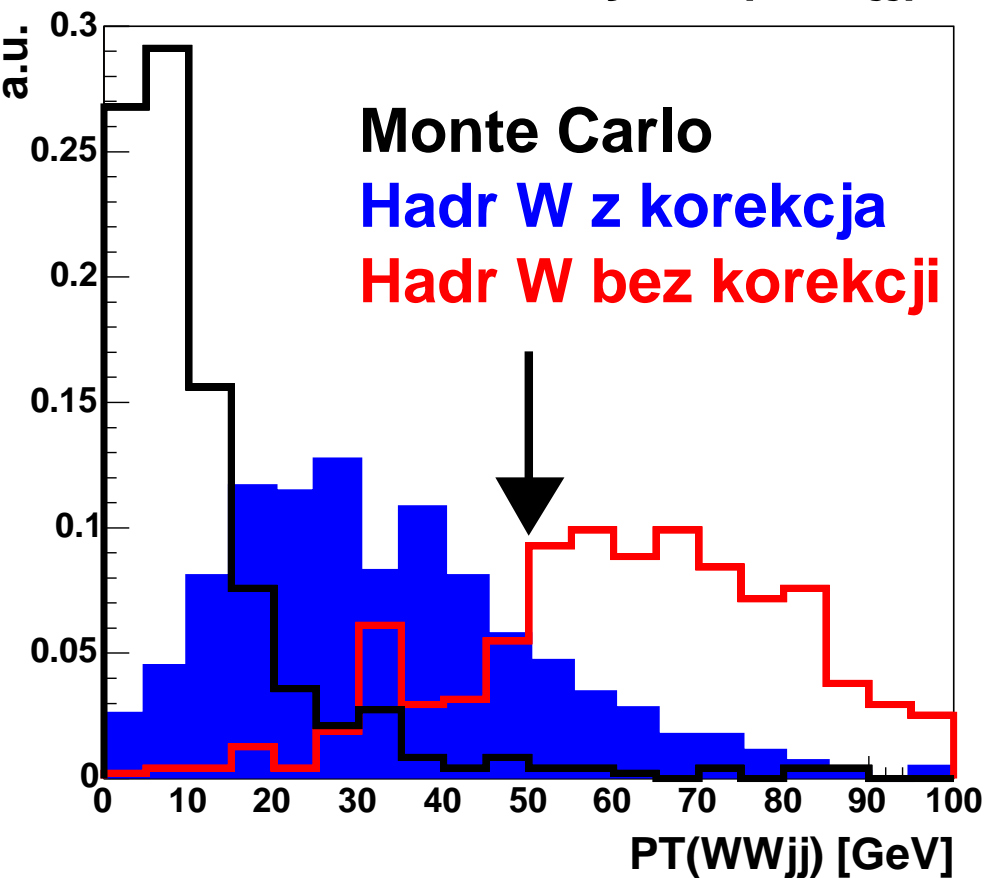
zrekonstruowane $W \rightarrow q\bar{q}$

- stożek = 0.7
- schemat E
- WHadr = 1 dżet
- korekcja dżetowa

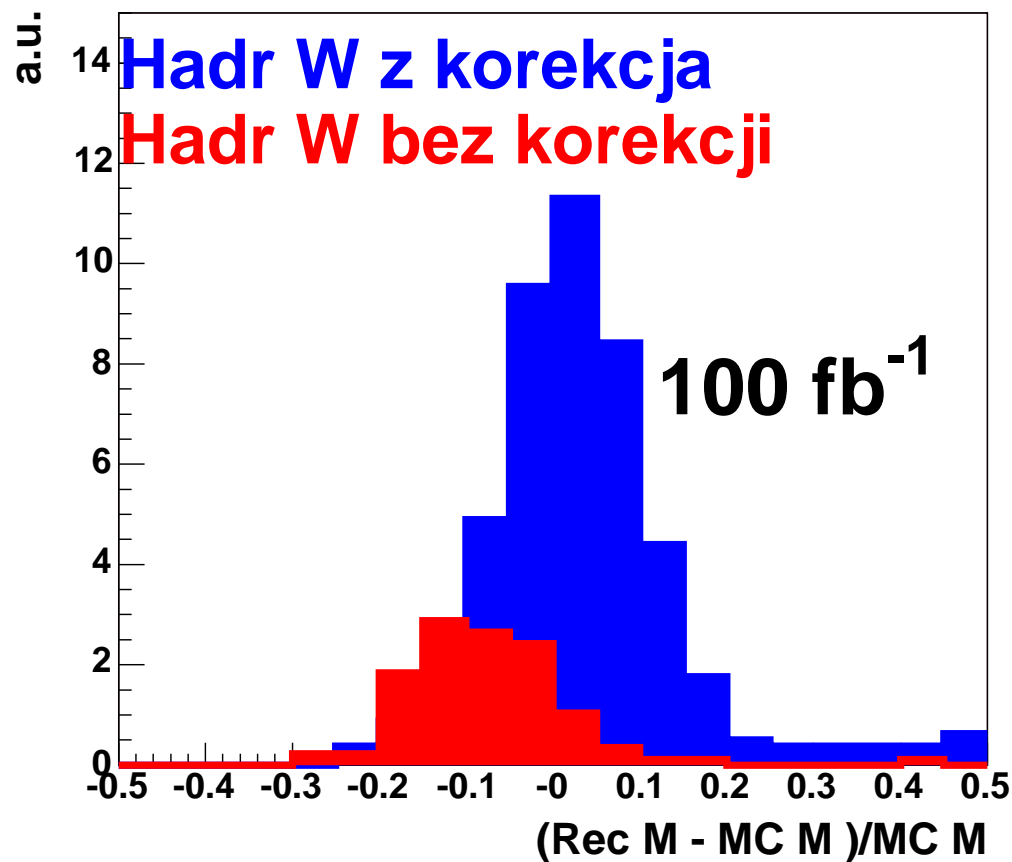


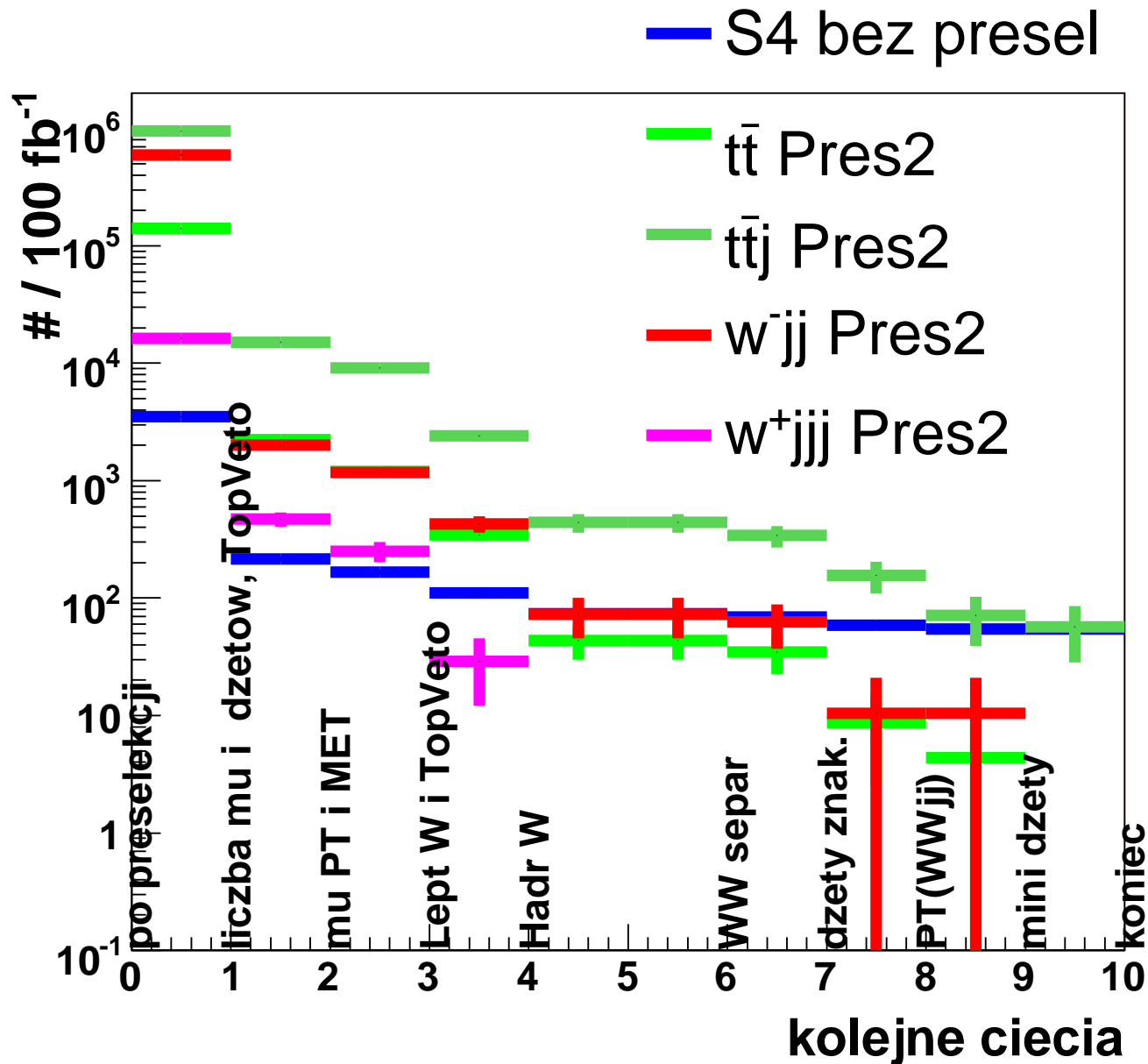
- znaczne zwiększenie # przypadków sygnalu (cięcie: $p_{\perp}(WWjj) < 50 \text{ GeV}$)
- poprawiona rekonstrukcja wartości $M(WW)$ - masy rezonansu

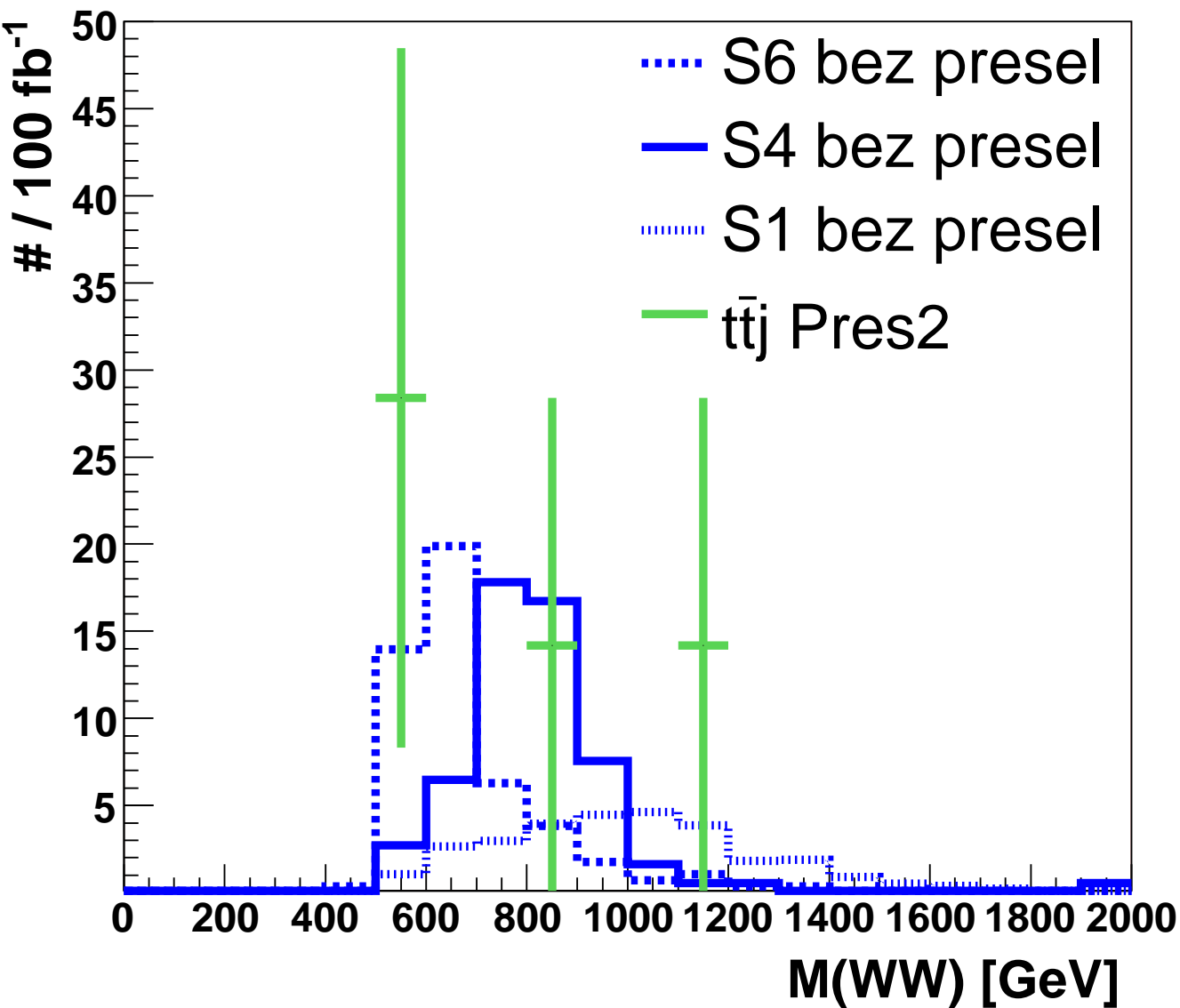
Zrekonstruowany PT(WWjj)



Rozdzielczosc w $M(WW)$



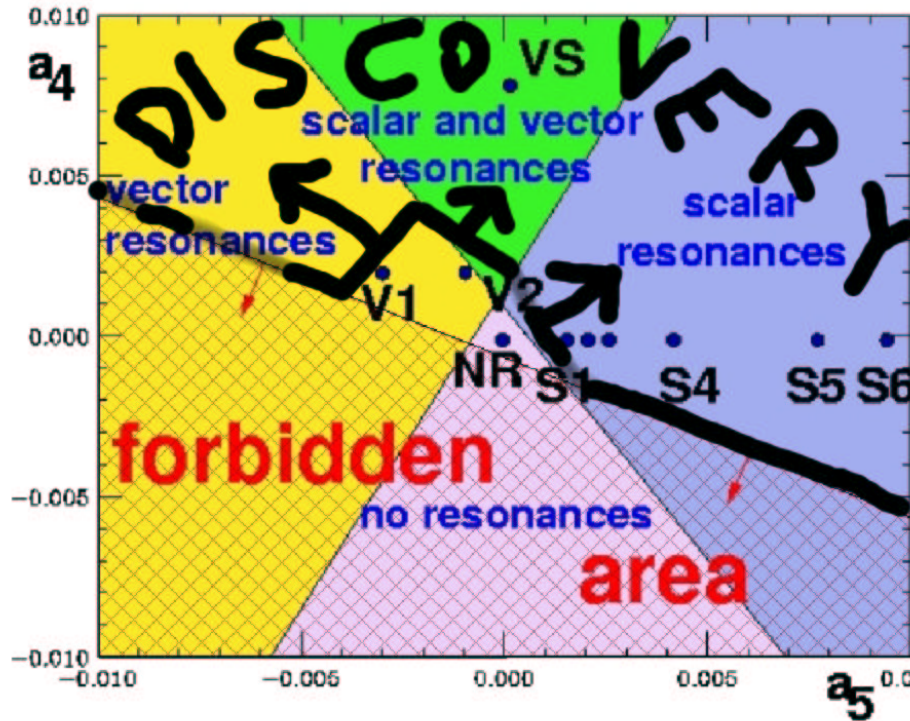




proces tła	# po selekcji	#/100 fb ⁻¹
$t\bar{t}$	0	$<3 \times 4.4$
$t\bar{t}j$	4	57 ± 29
Wj
$W^- jj$	0	$<3 \times 10.$
$W^+ jjj$	0	0.

- zbyt mała statystyka procesów tła?
- zbyt restrykcyjna selekcja?

Wyniki z użyciem szybkiej symulacji
detektora:



Wstępne wyniki z użyciem
dokładnej symulacji detektora i
rzeczywistej rekonstrukcji:

model	$m[\text{GeV}]$	$\# / 100 \text{ fb}^{-1}$	$S=N_S/\sqrt{N_B}$
S1	1400	30 ± 2	3.9 ± 1.0
S4	900	55 ± 5	7.2 ± 2.0
S6	770	49 ± 4	6.4 ± 1.7

odkrycie dla $S \geq 5$

$S=5 \Rightarrow$ prawdopodobieństwo

odkrycia=50%

- przejawy spontanicznego łamania symetrii przez sektor silnie oddziałujący zostaną zaobserwowane w detektorze CMS
- rezonanse do mas ≈ 1300 GeV mogą być odkryte
- opracowano schemat analizy danych eksperymentalnych:
 1. rozważenie wielodżetowego tła (dotychczas głównie Wj i $t\bar{t}$)
 2. opracowanie preselekcji
 3. użycie dokładnej symulacji detektora i rekonstrukcji przypadków w CMS
 4. specyficzna i bardzo efektywna rekonstrukcja $W \rightarrow q\bar{q}$

Dodatkowe transparencje

1. oddziaływanie QCD pozostałych partonów z tego samego protonu (underlying event==UE)
2. pile-up - oddziaływanie QCD partonów między innymi protonami - nałożenie dodatkowo 25x8 QCD przypadków
 - związany ze świelnością: dodatkowo 25 oddziaływań QCD zachodzi przy $\mathcal{L}_{int}=100 \text{ fb}^{-1}$ (tylko 5 przypadków 20 fb^{-1})
 - związany z wolnymi (obserwującymi kilka kolejnych przecięć) poddetektorami - czynnik skalujący: x8
3. dokładna symulacja odpowiedzi detektora i rzeczywista rekonstrukcja obiektów (ślady, leptony, dżety, fotony, MET, znaczenie b)

- kanały hadronowe (dżety)
- hermetyczność \Rightarrow rekonstrukcja uciekających cząstek z brakującej ET, np. LSP, ν
- izolacja kalorymetryczna

1. rodzaje algorytmów dżetujących:

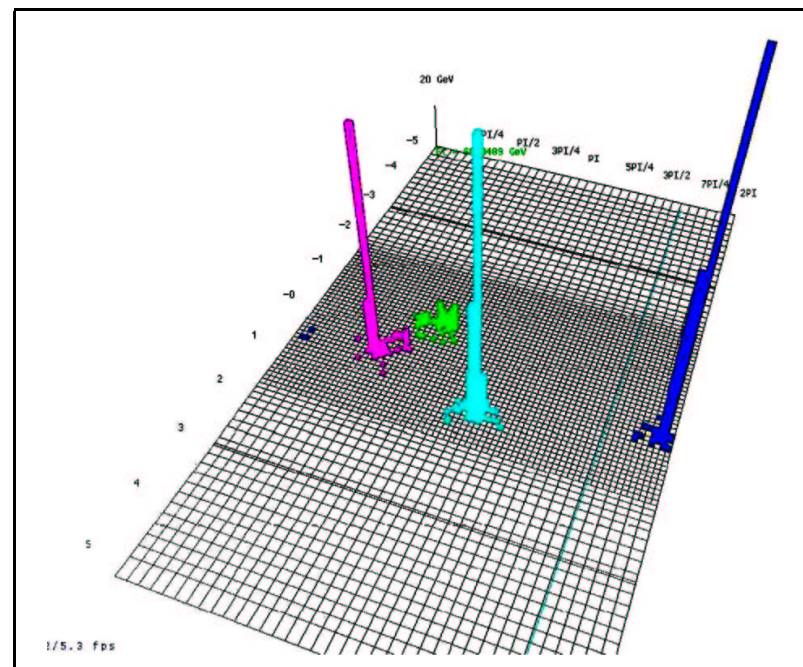
- stożkowe (Snowmass, MidPoint)
- klastrowe (kT, JADE, Durham, Cambridge)
- niedżetowe (JetEnergyFlow)

2. stożkowe (Snowmass):

dżetujemy wieże kalorymetryczne (ECAL+HCAL) o $E_T = E \cdot \sin \theta$

- zaczynamy od najtwardszych
- do dżetu włączamy wszystkie będące w stożku
- obliczamy ważony E_T środek dżetu
- wracamy do (b) aż uzyskamy stabilny dżet
- wracamy do (a) aż wszystko zdżetujemy

3. wyznaczenie 4-pędu dżetu: schemat rekombinacji



- twarde μ rekonstruowane z użyciem det. śladowego i komór mionowych,

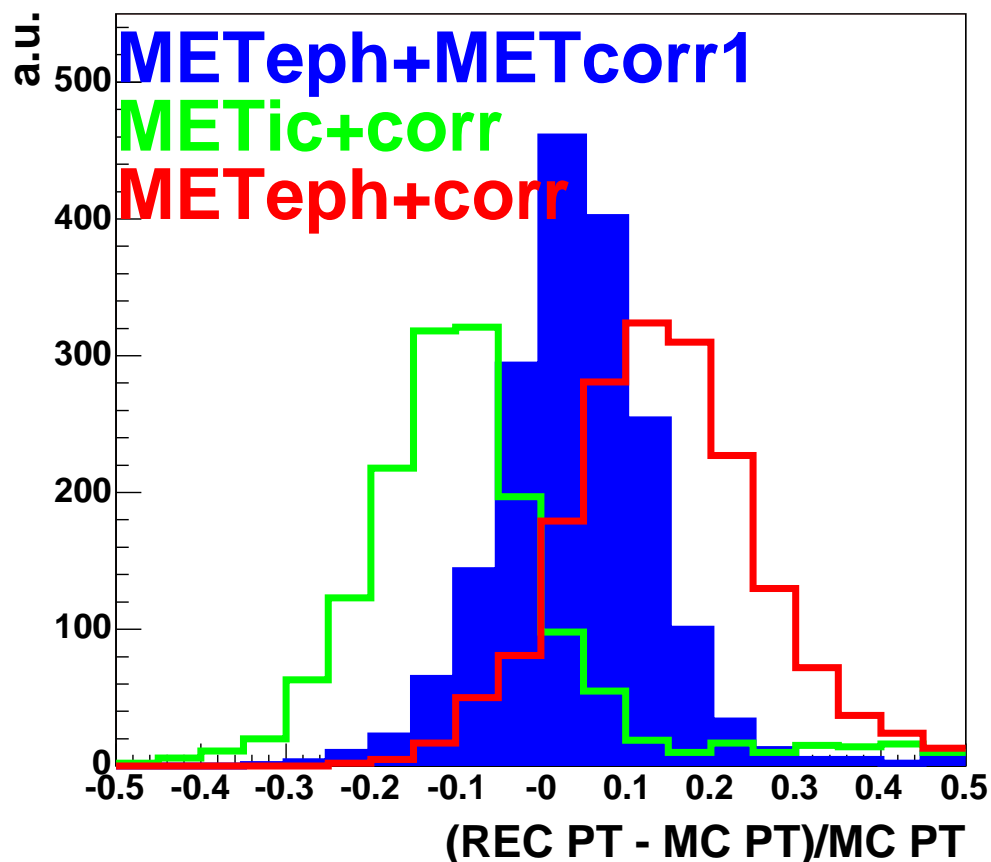
- rekonstrukcja ν :

$$\sim \overrightarrow{MET} = - \sum_{w i e e} C A L O \overrightarrow{E}_T^i$$

$$\sim \overrightarrow{p}_T = \overrightarrow{MET}$$

$$\sim p_z^\mu \text{ z } M(\mu+\nu) = M_W$$

WLept for MET rec algos



WLept for MET rec algos

