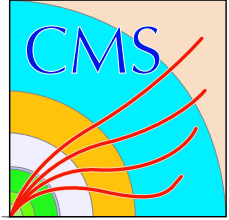


Poszukiwanie bozonów Higgsa w kanale  
 $A/H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \text{hadrony} + X$  detektorze  
CMS

Artur Kalinowski

Instytut Fizyki Doświadczalnej, Uniwersytet Warszawski

31 Marca 2006

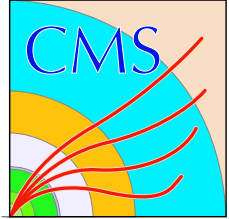


# Plan



1. Motywacja fizyczna
2. Procesy tła
3. Detektor CMS
4. Selekcja przypadków: tryger i “offline”
5. Optymalizacja wartości cięć
6. Przewidywany obszar odkrycia





# Sektor Higgsa w MSSM. Masy



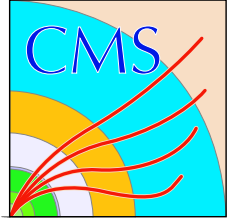
Sektor Higgsa w Minimalnym Supersymetrycznym rozszerzeniu Modelu Standardowego (MSSM) zawiera pięć bozonów:

- jeden neutralny o  $CP=-1$ :  $A$
- dwa neutralne o  $CP=+1$ : lżejszy  $h$  i cięższy  $H$ :

$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2(2\beta)})$$

- i dwa naładowane:  $H^\pm$ :  $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2$

$$\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d}$$



# Sektor Higgsa w MSSM. Masy



Sektor Higgsa w Minimalnym Supersymetrycznym rozszerzeniu Modelu Standardowego (MSSM) zawiera pięć bozonów:

- jeden neutralny o  $CP=-1$ :  $A$
- dwa neutralne o  $CP=+1$ : lżejszy  $h$  i cięższy  $H$ :

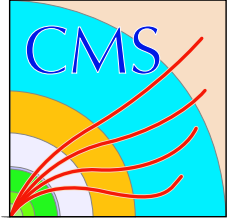
$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2(2\beta)})$$

$$m_A \gg m_Z: m_h^2 = m_Z^2 \cos^2(2\beta)$$

$$m_H^2 = m_A^2 + m_Z^2 \sin^2(2\beta)$$

- i dwa naładowane:  $H^\pm$ :  $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2$

$$\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d}$$



# Sektor Higgsa w MSSM. Masy



Sektor Higgsa w Minimalnym Supersymetrycznym rozszerzeniu Modelu Standardowego (MSSM) zawiera pięć bozonów:

- jeden neutralny o  $CP=-1$ :  $A$
- dwa neutralne o  $CP=+1$ : lżejszy  $h$  i cięższy  $H$ :

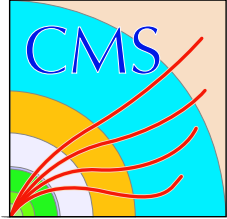
$$m_{H,h}^2 = \frac{1}{2}(m_A^2 + m_Z^2 \pm \sqrt{(m_A^2 + m_Z^2)^2 - 4m_Z^2 m_A^2 \cos^2(2\beta)})$$

$$m_A \gg m_Z: m_h^2 = m_Z^2 \cos^2(2\beta) + \frac{3g^2 m_t^4}{8\pi^2 m_W^2} \cdot \left[ \ln\left(\frac{M_{\tilde{t}}}{m_t}\right) \right],$$

$$m_H^2 = m_A^2 + m_Z^2 \sin^2(2\beta)$$

- i dwa naładowane:  $H^\pm$ :  $m_{H^\pm}^2 = m_A^2 + m_W^2$

$$\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d}$$

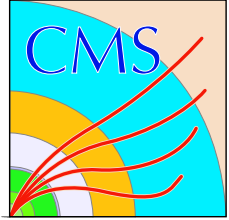


# Sektor Higgsa w MSSM. Sprzężenia.



Dla  $m_A \geq 150 \text{ GeV}/c^2$  i  $\tan(\beta) \geq 10$  (tzw. “decoupling limit”) Sprzężenia do fermionów mają postać (po podzieleniu przez  $g_{\text{SM}} = g \frac{m_f}{2m_W}$ ):

$$\text{lekki skalar: } hb\bar{b} \text{ (lub } h\tau^+\tau^-) \simeq 1 \quad ht\bar{t} \simeq 1$$



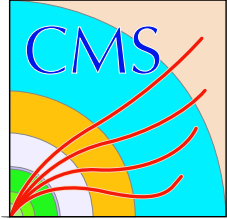
# Sektor Higgsa w MSSM. Sprzężenia.



Dla  $m_A \geq 150 \text{ GeV}/c^2$  i  $\tan(\beta) \geq 10$  (tzw. “decoupling limit”) Sprzężenia do fermionów mają postać (po podzieleniu przez  $g_{\text{SM}} = g \frac{m_f}{2m_W}$ ):

$$\text{lekki skalar: } hb\bar{b} \text{ (lub } h\tau^+\tau^-) \simeq 1 \quad ht\bar{t} \simeq 1$$

$$\text{ciężki skalar: } Hb\bar{b} \text{ (lub } H\tau^+\tau^-) \simeq \tan\beta \quad Ht\bar{t} \simeq \cot\beta$$



# Sektor Higgsa w MSSM. Sprzężenia.



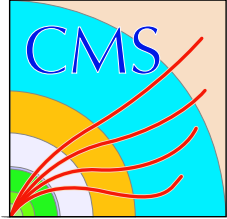
Dla  $m_A \geq 150 \text{ GeV}/c^2$  i  $\tan(\beta) \geq 10$  (tzw. “decoupling limit”) Sprzężenia do fermionów mają postać (po podzieleniu przez  $g_{\text{SM}} = g \frac{m_f}{2m_W}$ ):

$$\text{lekki skalar: } hb\bar{b} \text{ (lub } h\tau^+\tau^-) \simeq 1 \quad ht\bar{t} \simeq 1$$

$$\text{ciężki skalar: } Hb\bar{b} \text{ (lub } H\tau^+\tau^-) \simeq \tan\beta \quad Ht\bar{t} \simeq \cot\beta$$

$$\text{pseudoskalar: } Ab\bar{b} \text{ (lub } A\tau^+\tau^-) \simeq \gamma_5 \tan\beta \quad At\bar{t} \simeq \gamma_5 \cot\beta$$





# Parametry MSSM. Scenariusz $m_h^{max}$

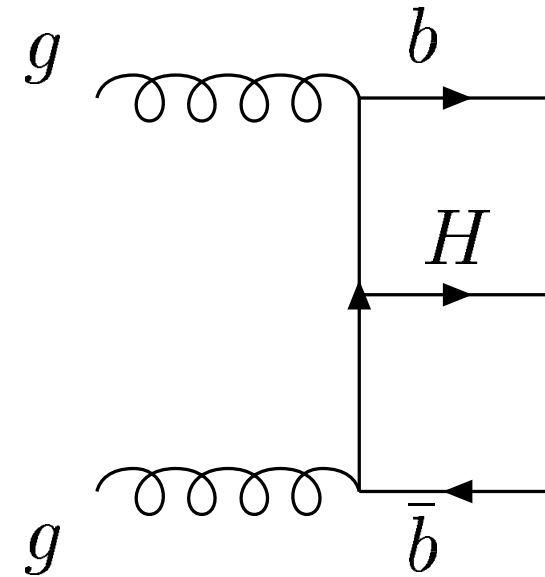
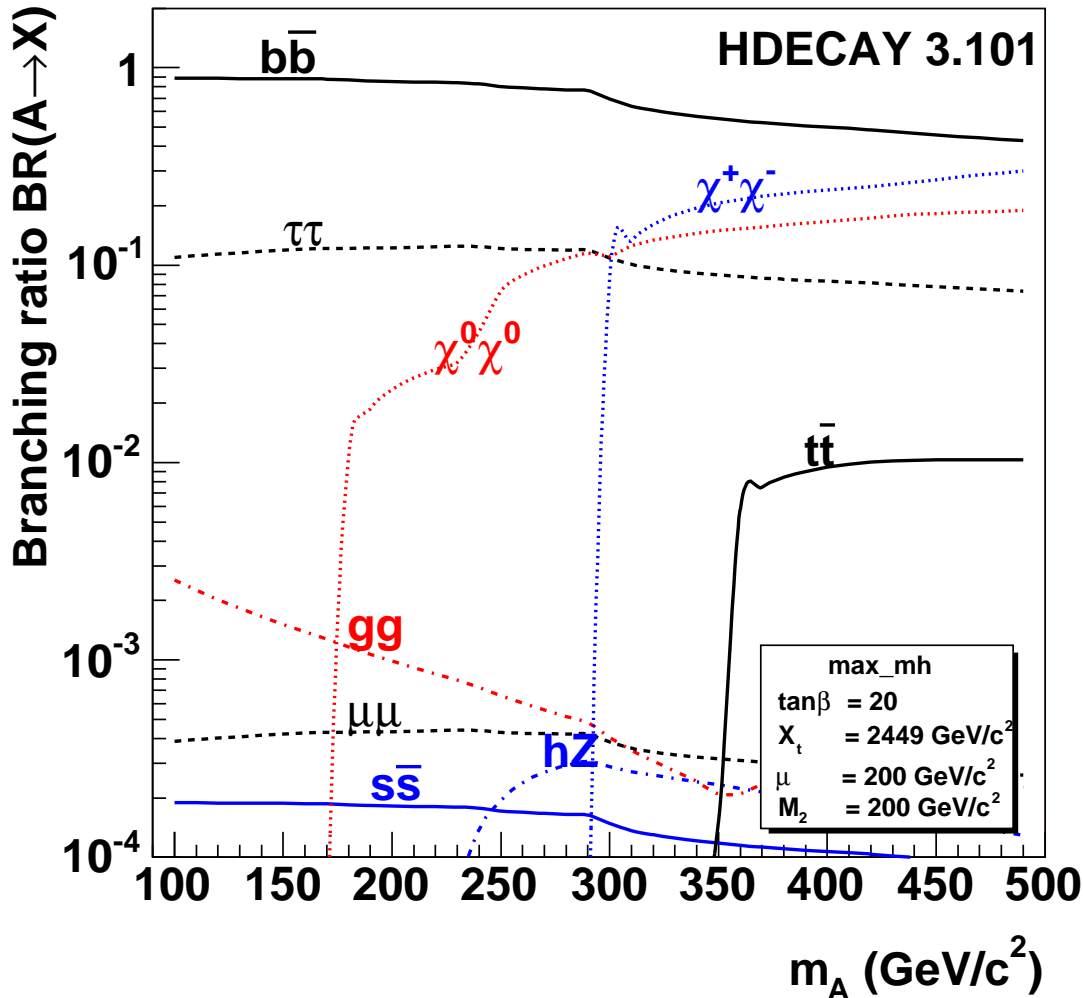


W ogólności MSSM ma ponad 100 parametrów. Przy założeniu **uniwersalności**:  $\tilde{m}^2 = M_{SUSY}^2$  i **proporcjonalności**: (skalar)<sup>3</sup> =  $\mathbf{A} \cdot \mathbf{Y}$  pozostaje kilka parametrów.

W scenariuszu “max  $m_h$ ” przybierają one wartości (przy skali  $\sim M_P$ ):

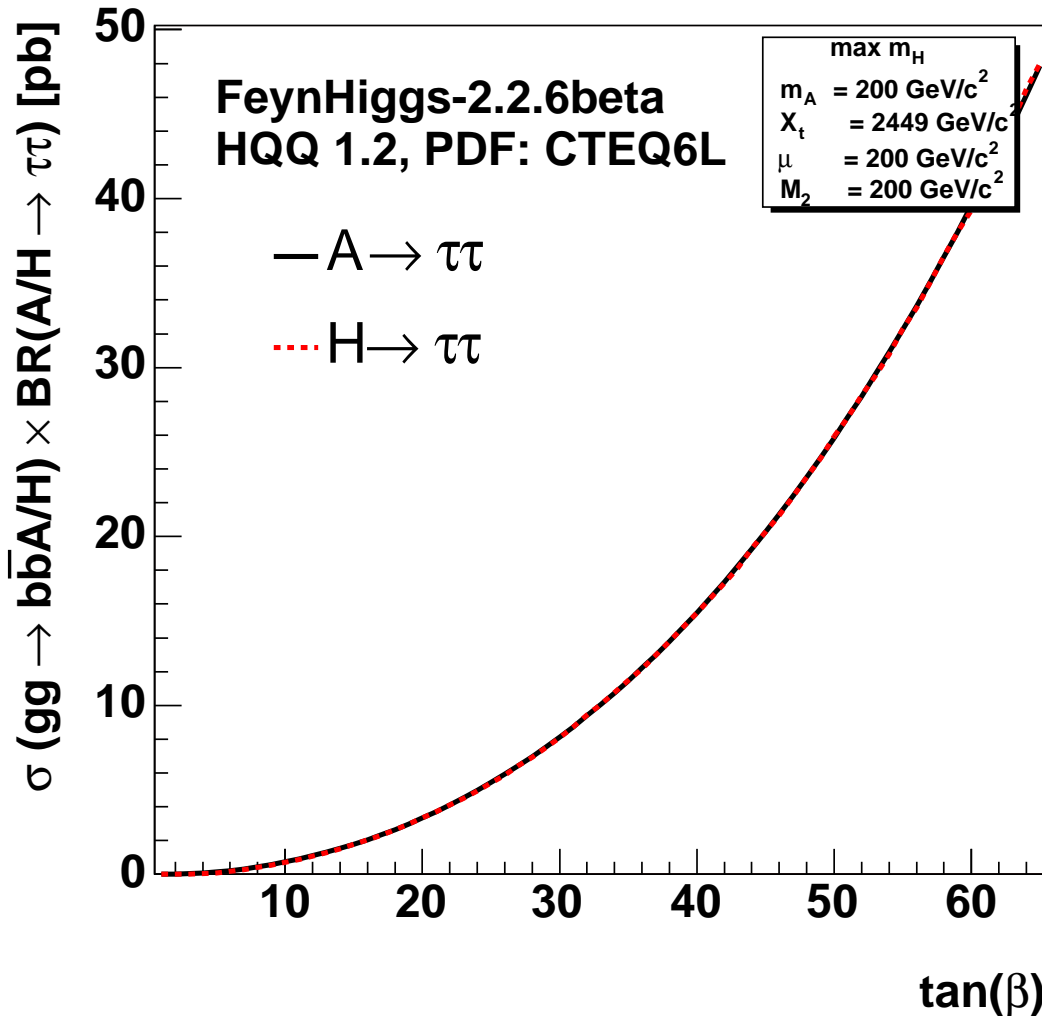
- $M_{SUSY} = 1000 \text{ GeV}/c^2$
- gaugino  $SU(2)$  :  $M_2 = 200 \text{ GeV}/c^2$
- gaugino  $SU(3)$  :  $M_3 = 800 \text{ GeV}/c^2$
- $\mu = 200 \text{ GeV}/c^2$
- $X_t (= A_t - \mu \cot \beta) = \sqrt{6} \cdot M_{SUSY}$
- $m_A$  - wolny parametr
- $\tan(\beta)$  - wolny parametr

Dominujący mechanizm produkcji: stwarzony z kwarkami b:



Wybrany kanał rozpadu: leptony  $\tau$ :

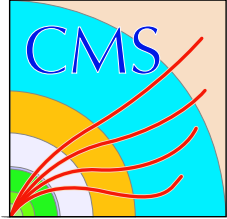
$$H \rightarrow \tau\tau$$



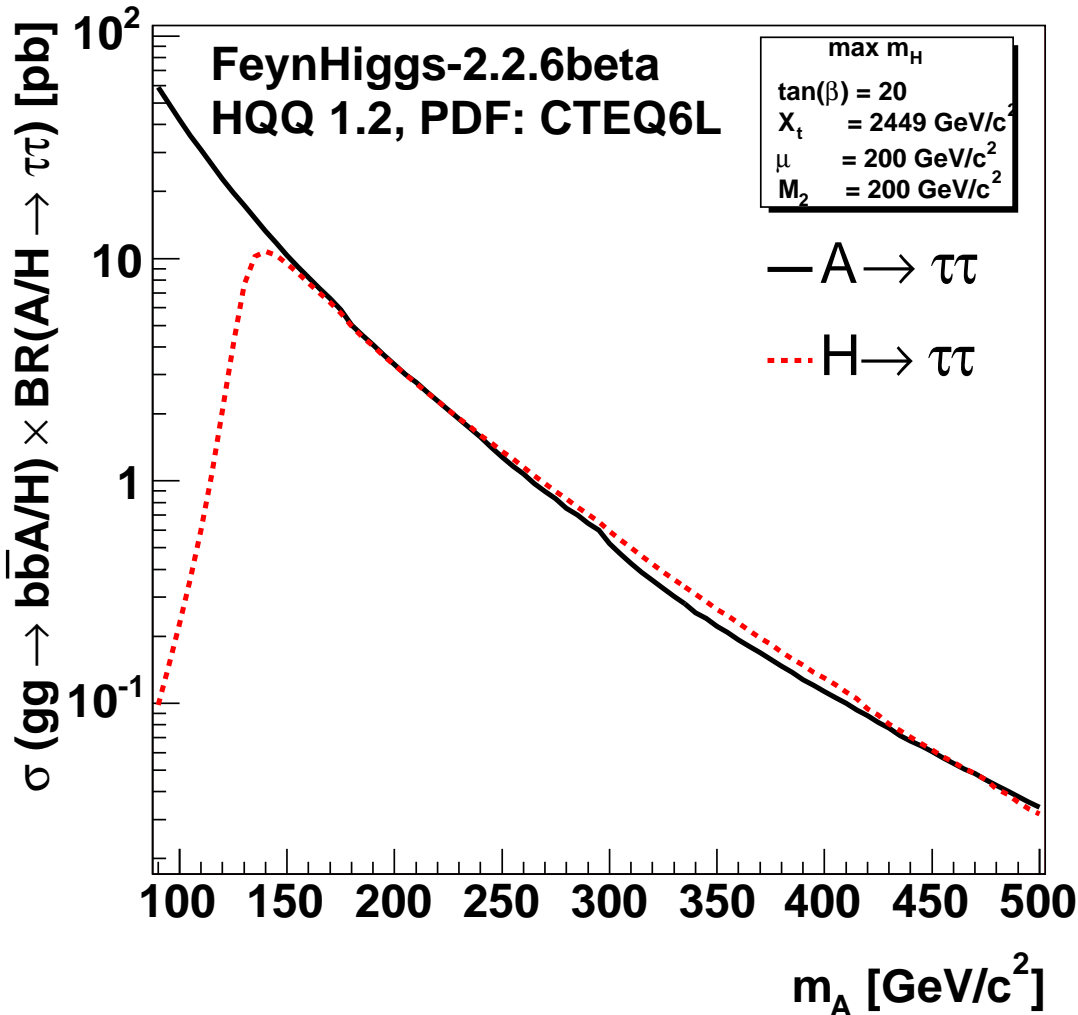
$$g_{Hb\bar{b}} \sim \tan(\beta)$$

$$\sigma_{Hb\bar{b}} \sim \tan^2(\beta)$$

Zliczanie przypadków  $Hb\bar{b}$  może służyć do wyznaczenia  $\tan(\beta)$ .



# Przekrój czynny



Dla  $m_A = 200 \text{ GeV}/c^2$  i  $\tan(\beta) = 20$ :

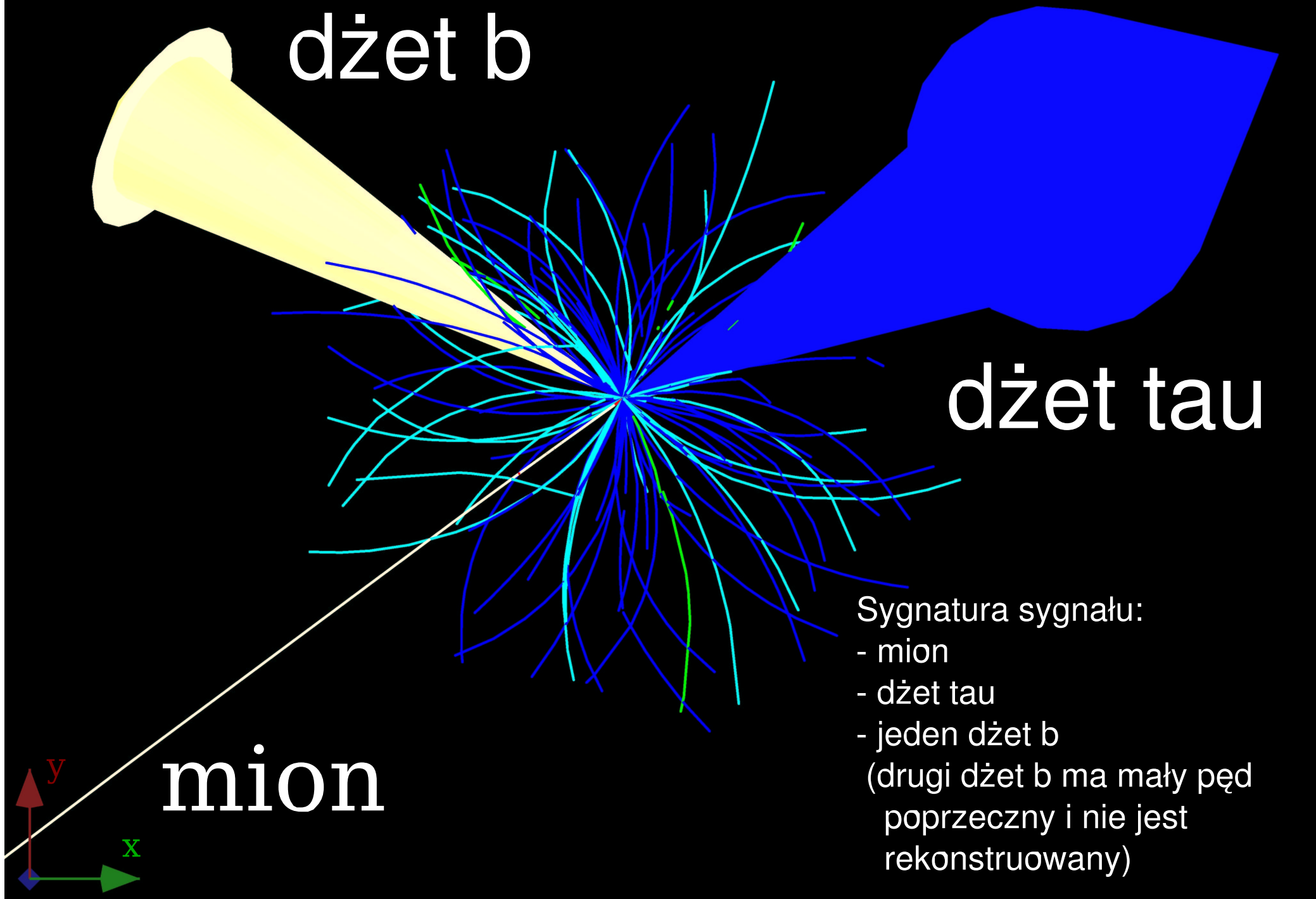
$$\sigma_{bbH} = 32 [\text{pb}]$$

$$BR(H \rightarrow \tau\tau) = 0.1$$

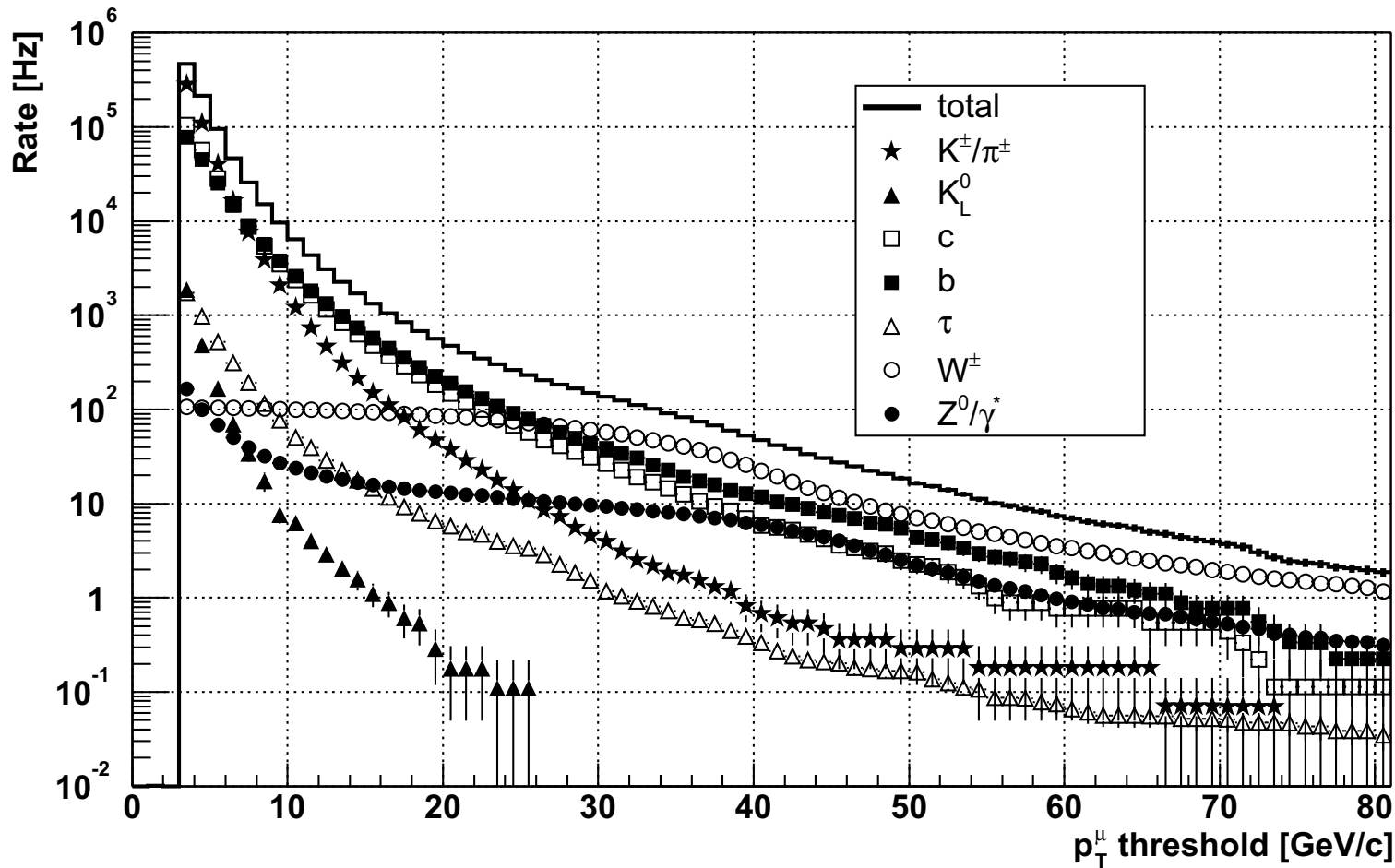
$$BR(\tau\tau \rightarrow \mu + h + \nu) = 0.22$$

Ponieważ A i H są prawie zdegenrowane dla  $m_A \geq 150 \text{ GeV}/c^2$  rozważam je razem:

$$\sigma_{\text{signal}} = 1.4 [\text{pb}]$$



- Sygnatura sygnału:
- mion
  - dżet tau
  - jeden dżet b  
(drugi dżet b ma mały pęd poprzeczny i nie jest rekonstruowany)

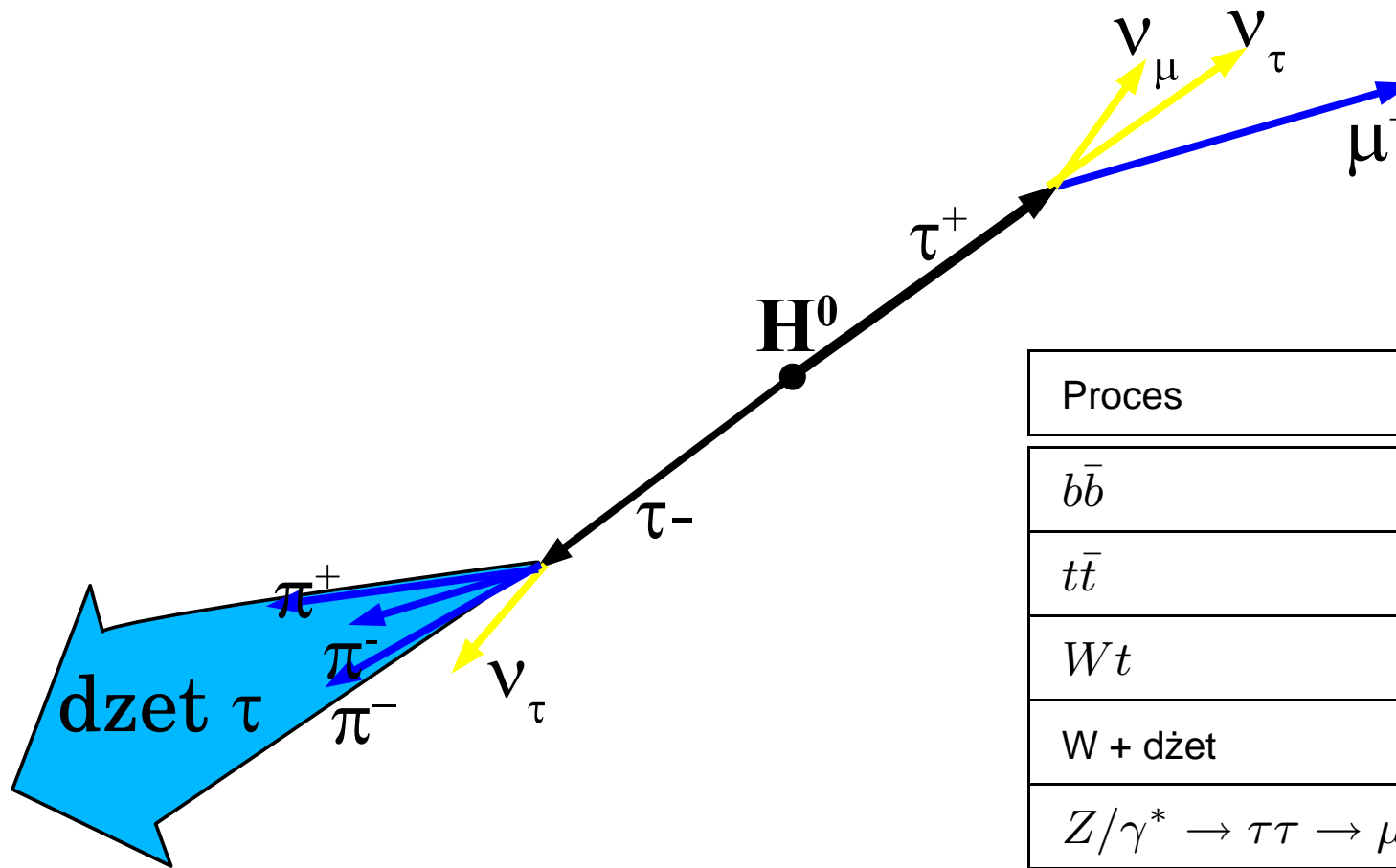


Stan końcowy zawiera jeden izolowany mion: dla progu  $\sim 20 \text{ GeV}/c$  następujące procesy dają istotny wkład do częstości zliczeń:

- produkcja kwarków **b** i **c**
- produkcja bozonów **W**
- rozpady mezonów **K**,  $\pi$
- produkcja bozonów **Z**

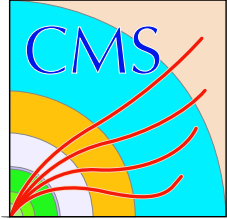
Figure 4: Inclusive integral rate of single muons from PYTHIA as a function of the muon  $p_T$  threshold for a luminosity of  $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . The breakdown of the rate on each source of muons is shown.

$$\sigma_{sygnał} \sim 1 [pb]$$

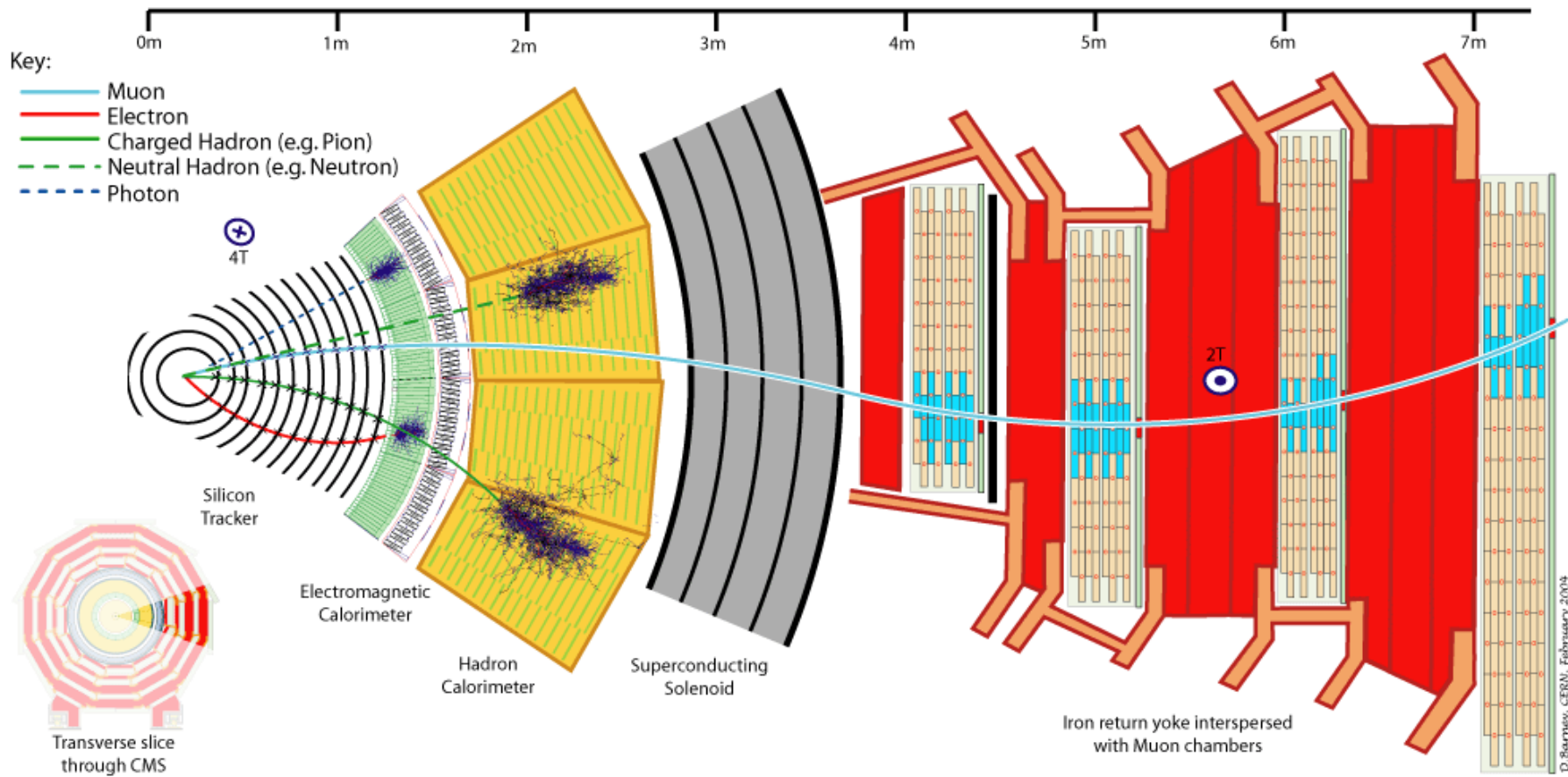


Oprócz mionu w stanie końcowym wymagana jest **obecność “dżetu  $\tau$ ”**, oraz jednego dżetu oznaczonego jako **dżet b**.

Proces	Przekrój czynny [pb]
$b\bar{b}$	$5 \cdot 10^8$
$t\bar{t}$	830
$Wt$	62
W + dżet	$4 \cdot 10^4$
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu + \tau_{jet}$	468
$b\bar{b}(Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau)$	27



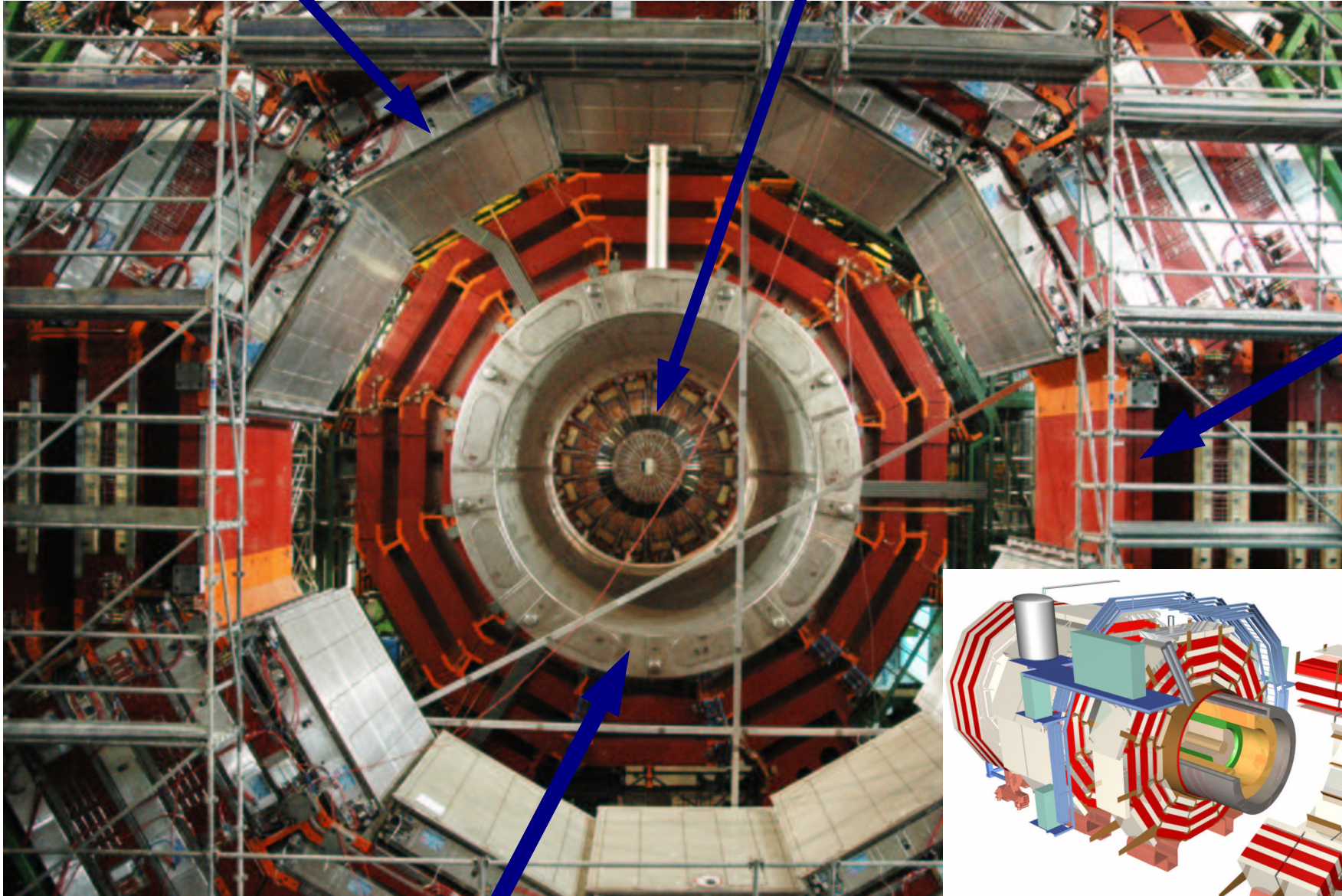
# Eksperyment Compact Muon Solenoid (CMS)





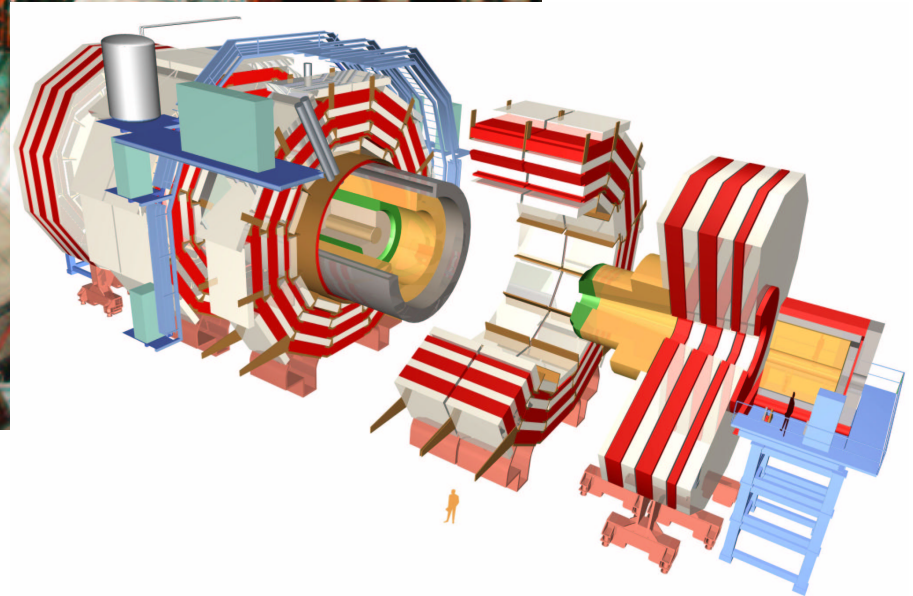
Komory mionowe

Kalorymetr hadronowy

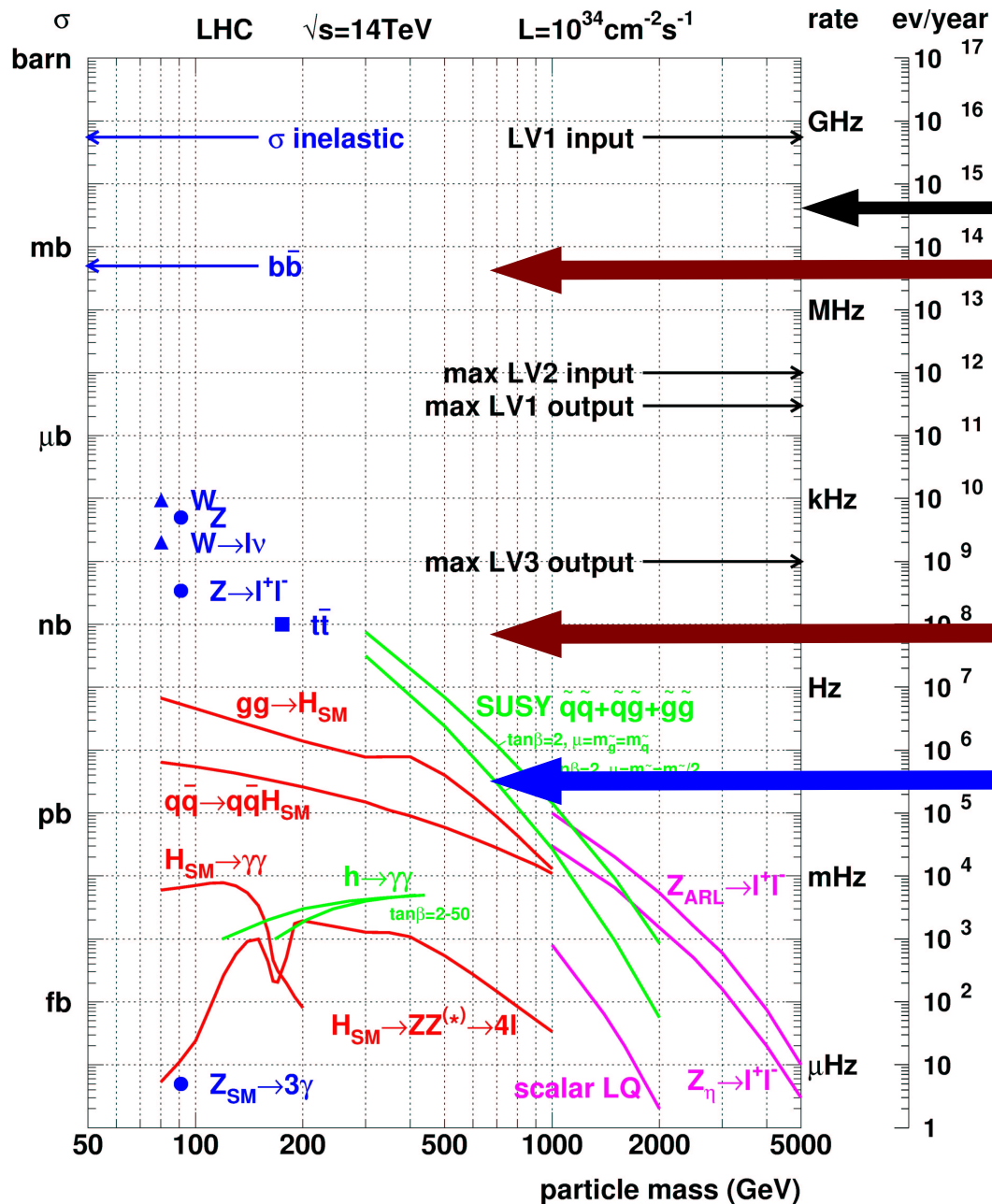


Jarzmo  
magnesu

Cewka nadprzewodząca w  
kriostacie



# Selekcja na poziomie trygera



Częstość przecięć wiązek pp w LHC

tło

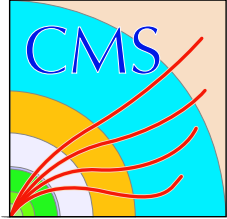
Obecnie dane można zapisywać z prędkością  $\sim 100 \text{ MB/s}$ . Przy założeniu rozmiaru przypadku  $\sim 1 \text{ MB}$ , daje to ograniczenie **100 Hz** na częstość przypadków jakie można zachować.

tło

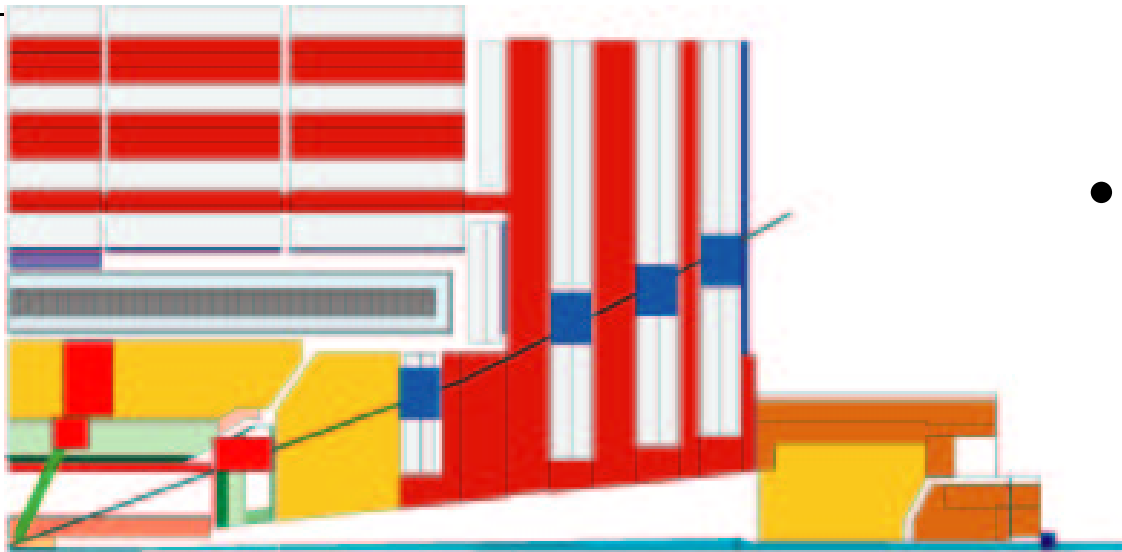
sygnał

Tryger detektora CMS redukuje częstość przypadków z 40 MHz do 100 Hz, czyli o **pięć rzędów wielkości**.

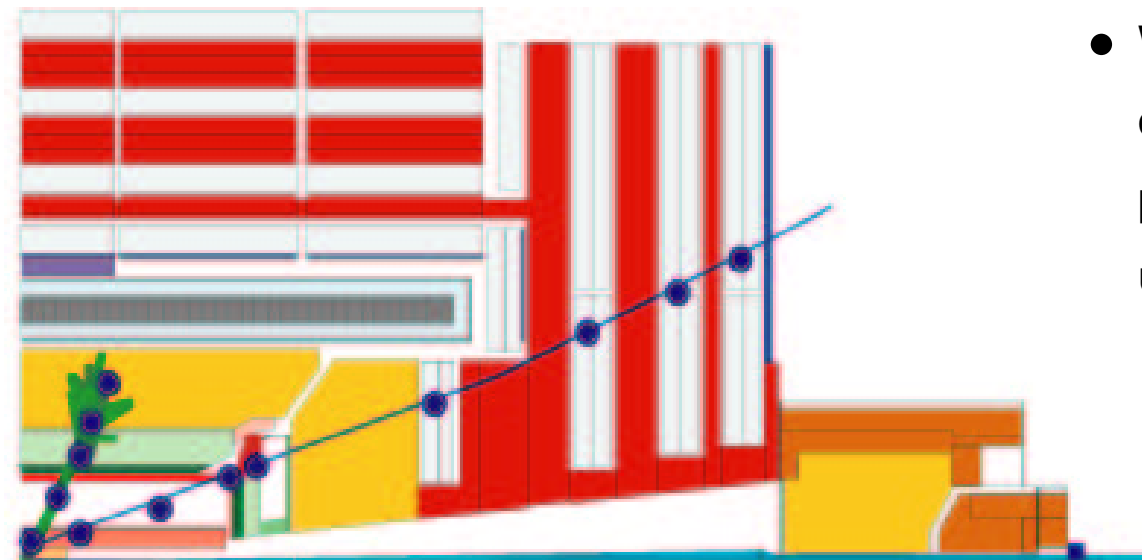
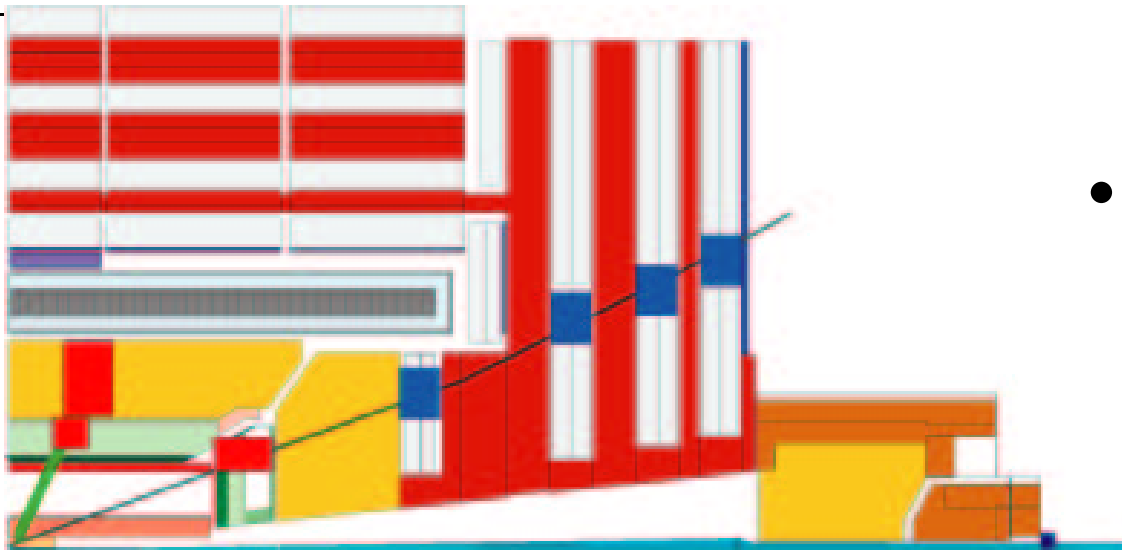




# Tryger dla kanału $\mu + \tau_{jet}$

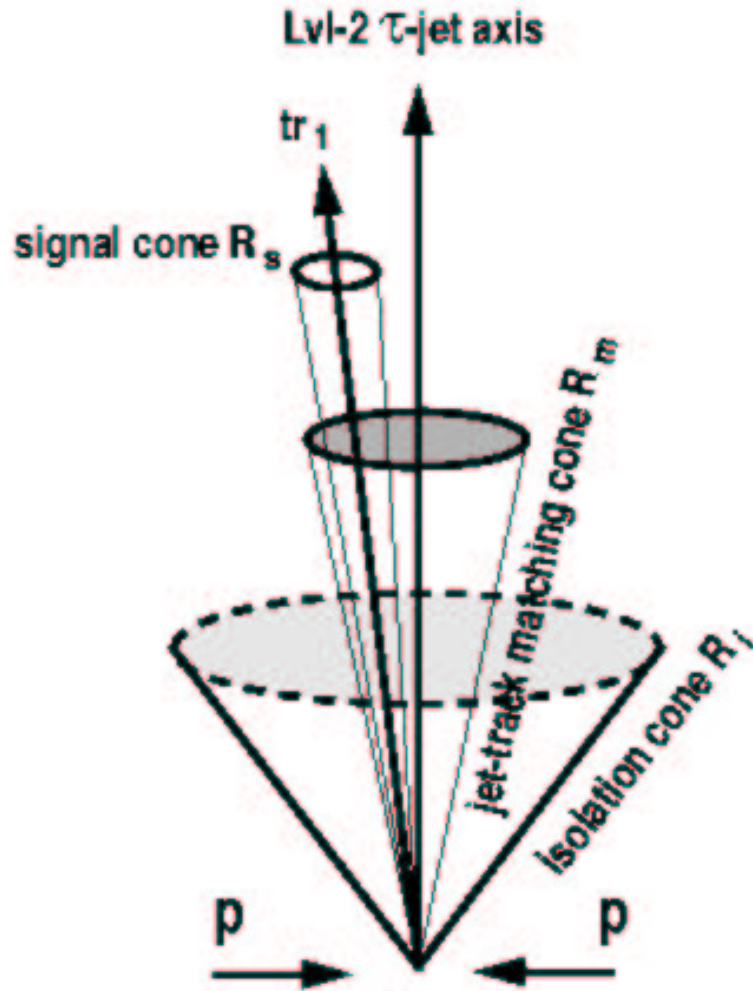


- Poziom 1 (realizowany przez dedykowane układy scalone. Grupa Warszawska konstruuje układ trygera mionowego oparty na komorach RPC):
  - **mion o  $p_T > 14 \text{ GeV}/c$**



- Poziom 1 (realizowany przez dedykowane układy scalone. Grupa Warszawska konstruuje układ trygera mionowego oparty na komorach RPC):
  - **mion o  $p_T > 14 \text{ GeV}/c$**
- Wyższe poziomy trygera (realizowane jako oprogramowanie działające na farmie komputerów typu PC. Grupa Warszawska bierze udział w definiowaniu trygera  $\tau$ ):
  - **izolowany mion o  $p_T > 15 \text{ GeV}/c$**
  - **izolowany dżet  $\tau$  o  $E_T > 40 \text{ GeV}$**

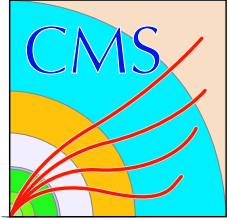
# Selekcja na poziomie “offline”: izolacja dżetów $\tau$



$$r = \sqrt{\Delta\varphi^2 + \Delta\eta^2}$$

## 1. Izolacja dżetu $\tau$ :

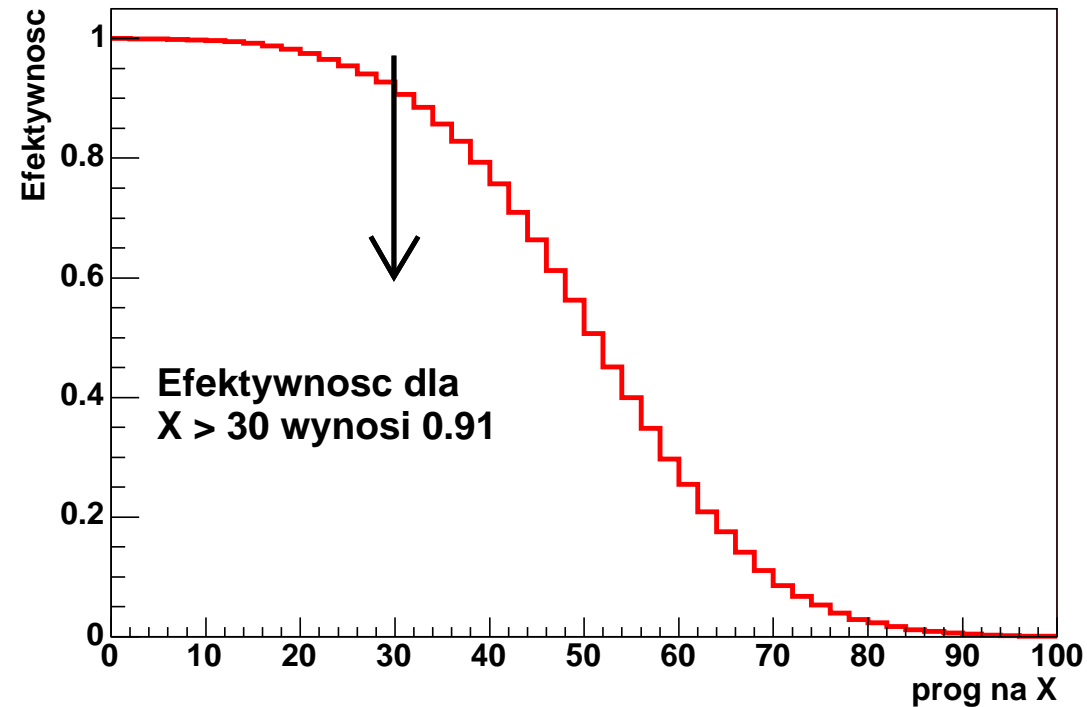
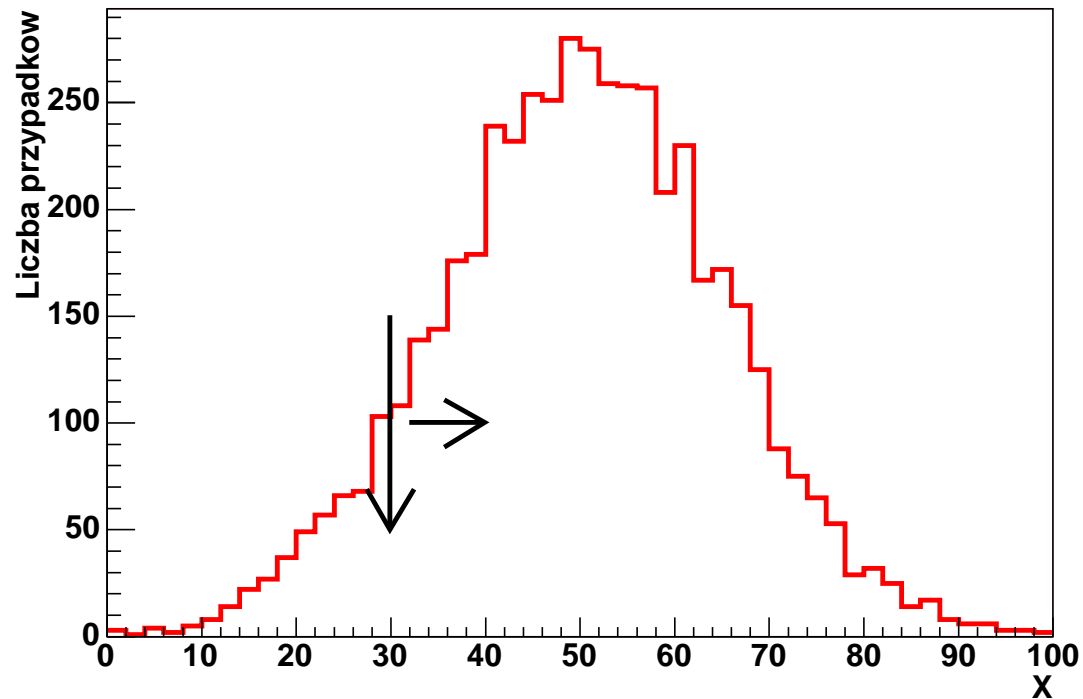
- **stożek dopasowania:**  $R_m = 0.1$  - poszukujemy śladu o maksymalnym  $p_T$  (tzw. wiodący ślad) w okolicy osi dżetu
- **obszar izolacji:** (stożek izolacyjny  $R_i = 0.35$ ) / (stożek sygnałowy  $R_s = 0.07$ ) - stożek sygnałowy jest budowany wokół wiodącego śladu. W obszarze izolacyjnym nie może być śladów o  $p_T > 1 \text{ GeV}/c$
- **w stożku sygnałowym** może być tylko jeden ( $\tau^\pm \rightarrow \pi^\pm + n\pi^0 + \nu$ ) lub trzy ślady ( $\tau^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^- + n\pi^0 + \nu$ ). Rozpady na więcej cząstek naładowanych stanowią tylko 0.1%.

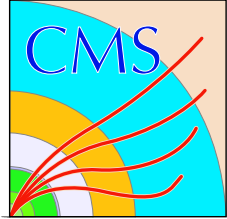


# Scałkowane histogramy



Na następnych slajdach pokażę histogramy dla scałkowanych rozkładów,  
konkretnie wykresy (1 - dystrybuanta):

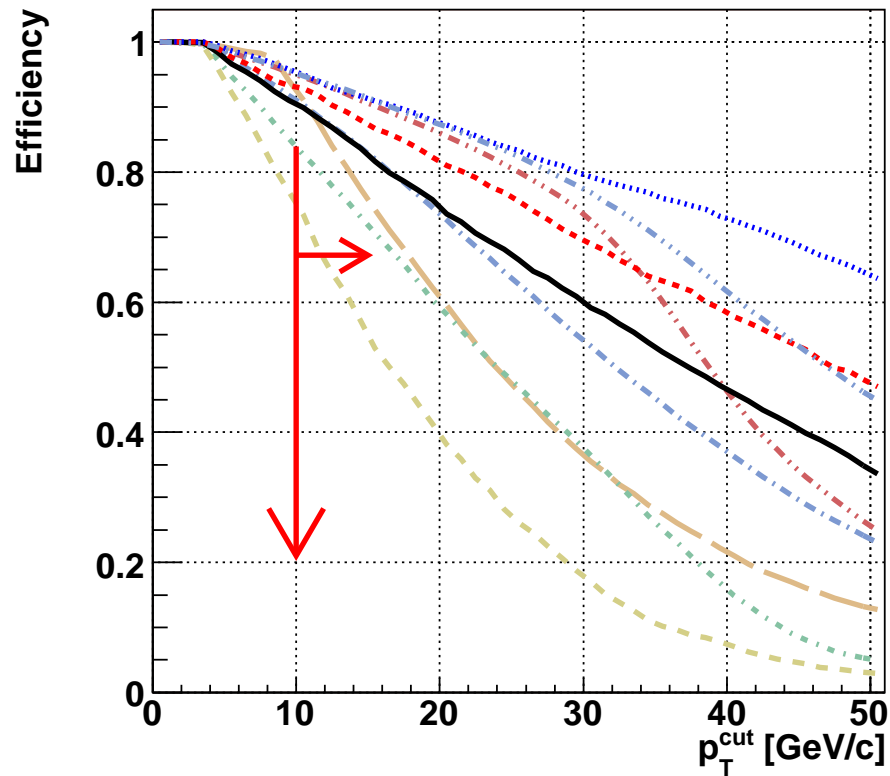




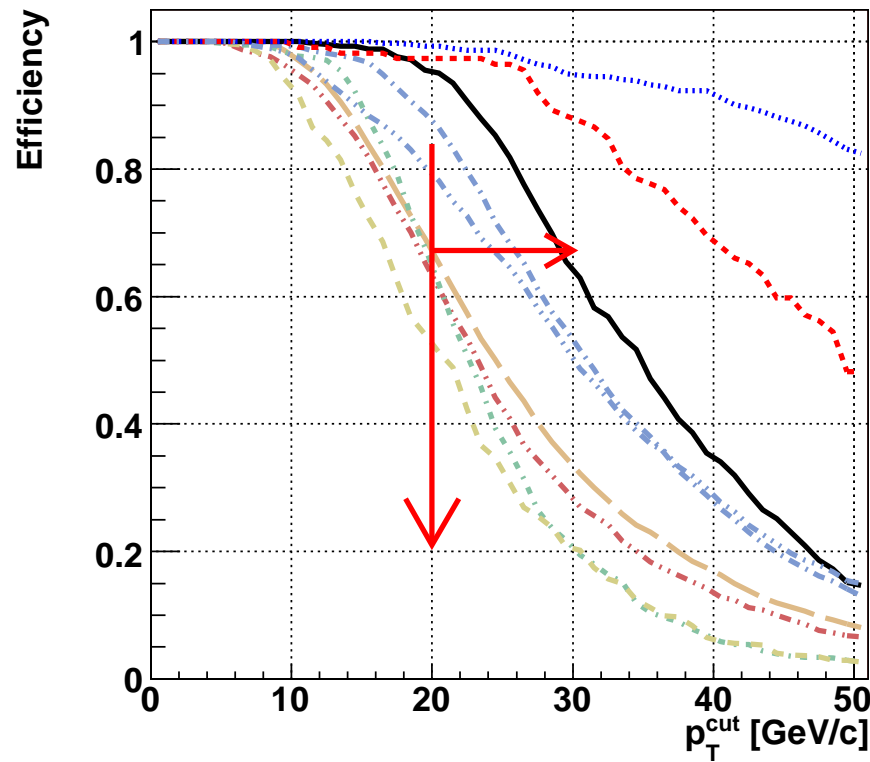
# Selekcja na poziomie "offline": pęd wiodącego śladu



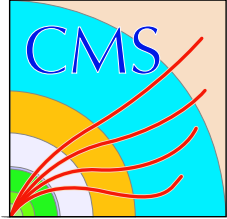
$\tau_{jet}$  leading track  $p_T$  cut for 1 prong events



$\tau_{jet}$  leading track  $p_T$  cut for 3 prong events



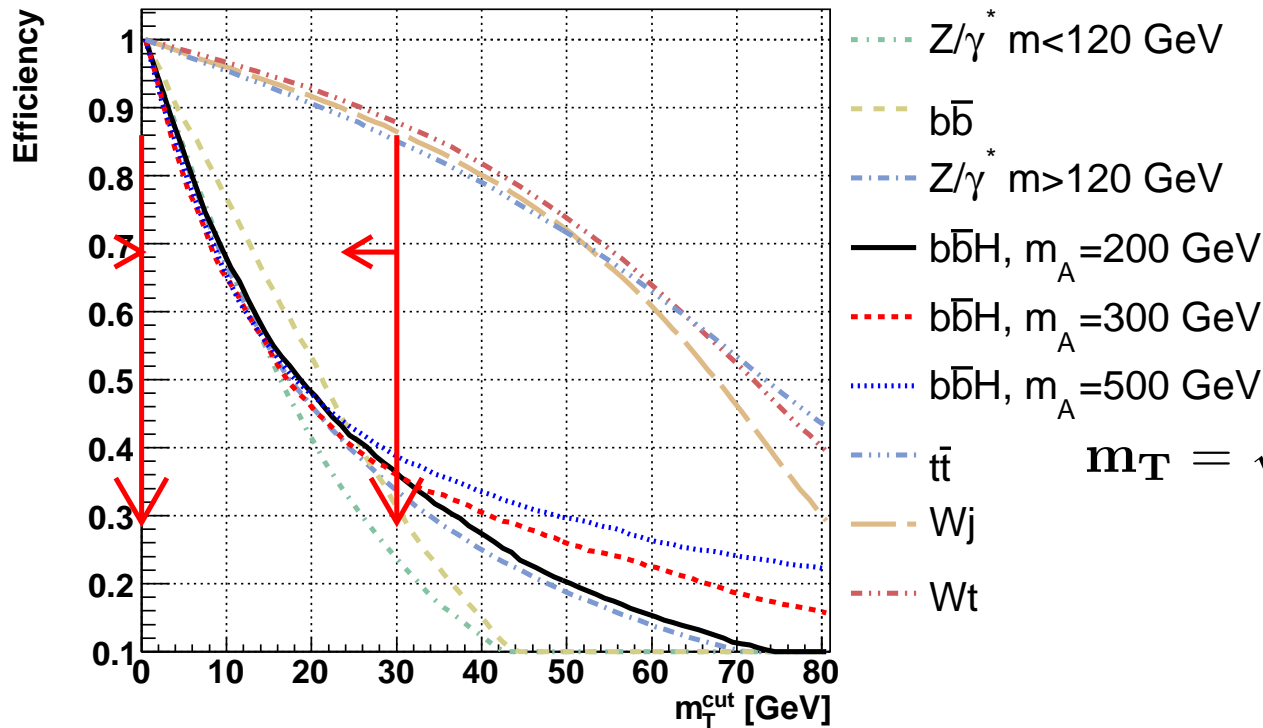
- ⋯  $b\bar{b}H, m_A = 500 \text{ GeV}$
- ⋯  $b\bar{b}H, m_A = 300 \text{ GeV}$
- $b\bar{b}H, m_A = 200 \text{ GeV}$
- - -  $Z/\gamma^* m > 120 \text{ GeV}$
- ⋯  $t\bar{t}$
- - -  $Wj$
- ⋯  $Z/\gamma^* m < 120 \text{ GeV}$
- - -  $Wt$
- - -  $b\bar{b}$



# Selekcja na poziomie "offline": masa poprzeczna



Rec transverse mass of ( $\mu \cancel{E}$ ) system



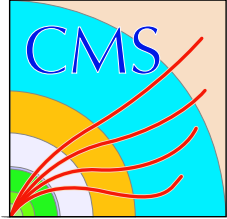
Masa poprzeczna układu (mion, brakująca energia) ma maksimum w okolicy  $m_W$ , dla przypadków w których mion i neutrino pochodzą z rozpadu W:

$$m_T = \sqrt{(\sum \mathbf{E}_T)^2 - (\sum \vec{p}_T)^2} \simeq (|\mathbf{E}_T| = |\mathbf{p}_T|)$$

$$\sqrt{2 \cdot p_T^\mu \cdot \cancel{E}_T - 2 \cdot \vec{p}_T^\mu \cdot \vec{\cancel{E}}_T} =$$

$$= \sqrt{2 \cdot p_T^\mu \cdot \cancel{E}_T (1 - \cos(\vec{p}_T^\mu, \vec{\cancel{E}}_T))}$$

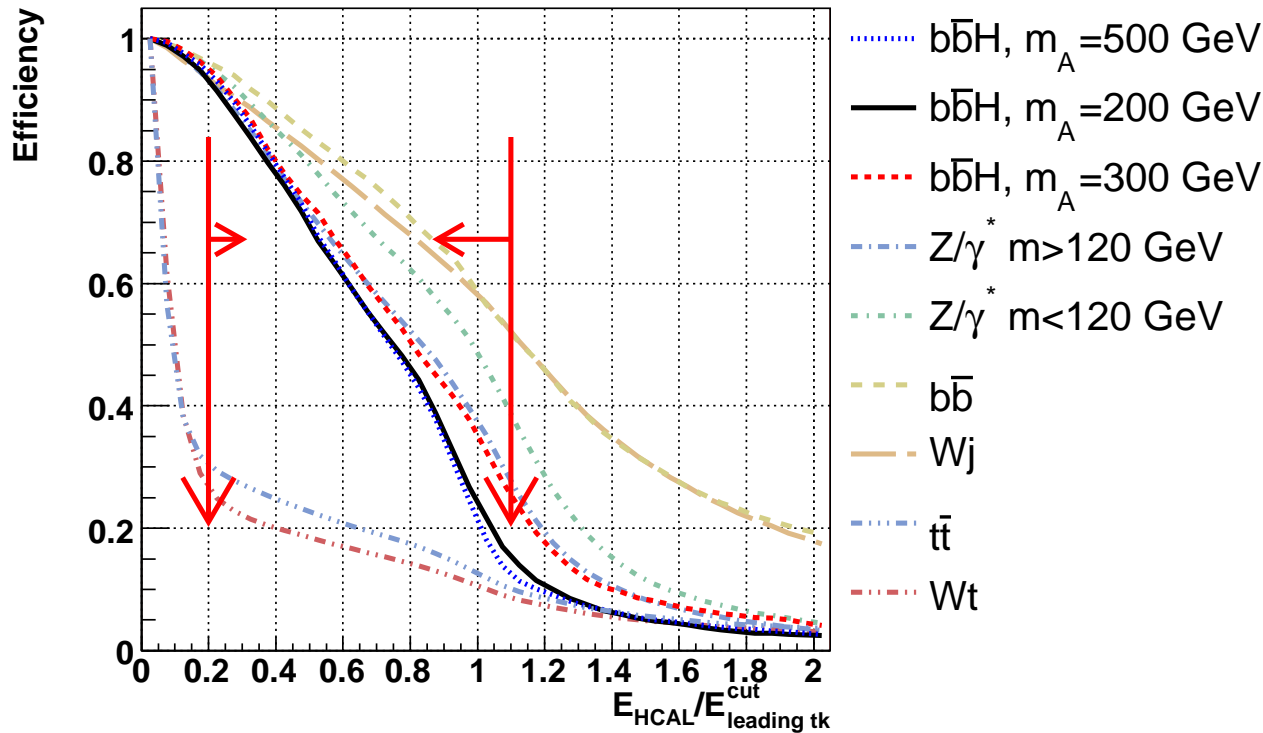




# Selekcja na poziomie "offline": veto elektronowe

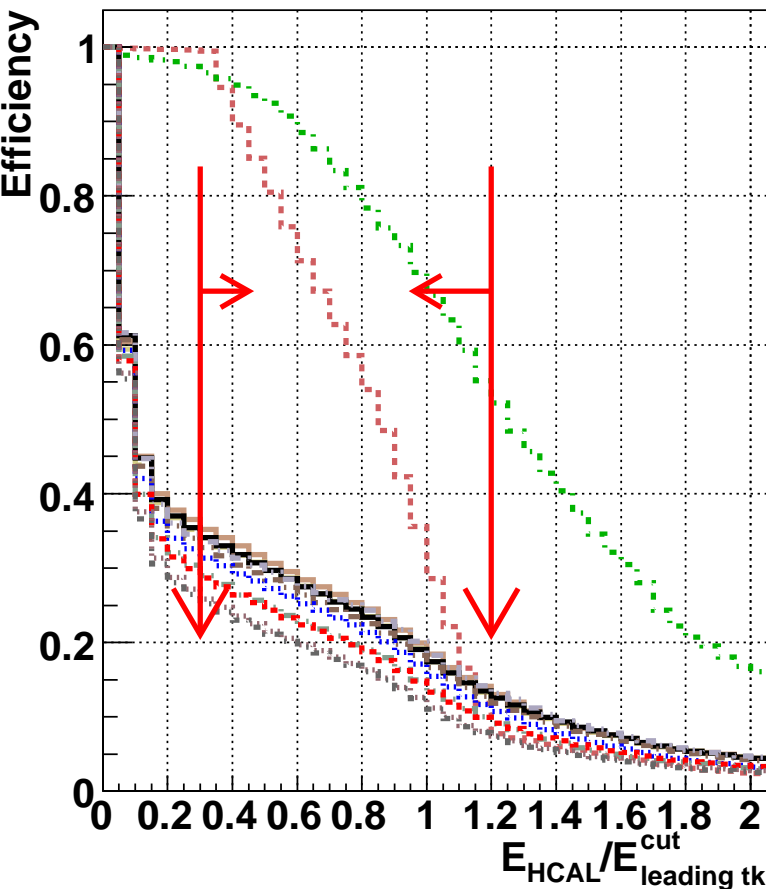


Jet hadronic energy vs leading track energy.



Pojedynczy, izolowany, **elektron ma bardzo podobną sygnaturę do dżetu  $\tau$** : jeden izolowany ślad, dający w kalorymetrze skolimowany depozyt. Przypadki  $t\bar{t}$  i  $Wt$  stanowią bogate źródło elektronów. Elektrony są odrzucane na podstawie analizy stosunku energii dżetu zdeponowanej w HCAL do energii wiodącego śladu.

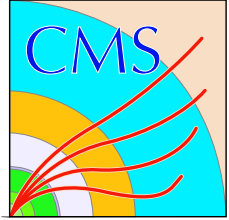
## Jet hadronic energy vs leading track energy



Sample:  $t\bar{t}$

- $0.3 < E_{\tau_{jet}}^{HCAL} / E_{\tau_{jet}}^{leading\ tk} < 1.2$
- 3  $\tau_{jet}$  signal tracks
- $E_v^{rec} > 0$
- offline  $\tau_{jet}$  isolation
- $-0.997 < \cos(\Delta\phi) < -0.5$
- single b tag
- $\tau_{jet}$  leading tk.  $p_T > 10$  GeV/c
- $m_T < 30$  GeV
- central jet veto
- $\tau_{jet}$  signal tk. number=1 or 3
- 1  $\tau_{jet}$  signal track
- $Q_\mu * Q_{\tau_{jet}} = -1$

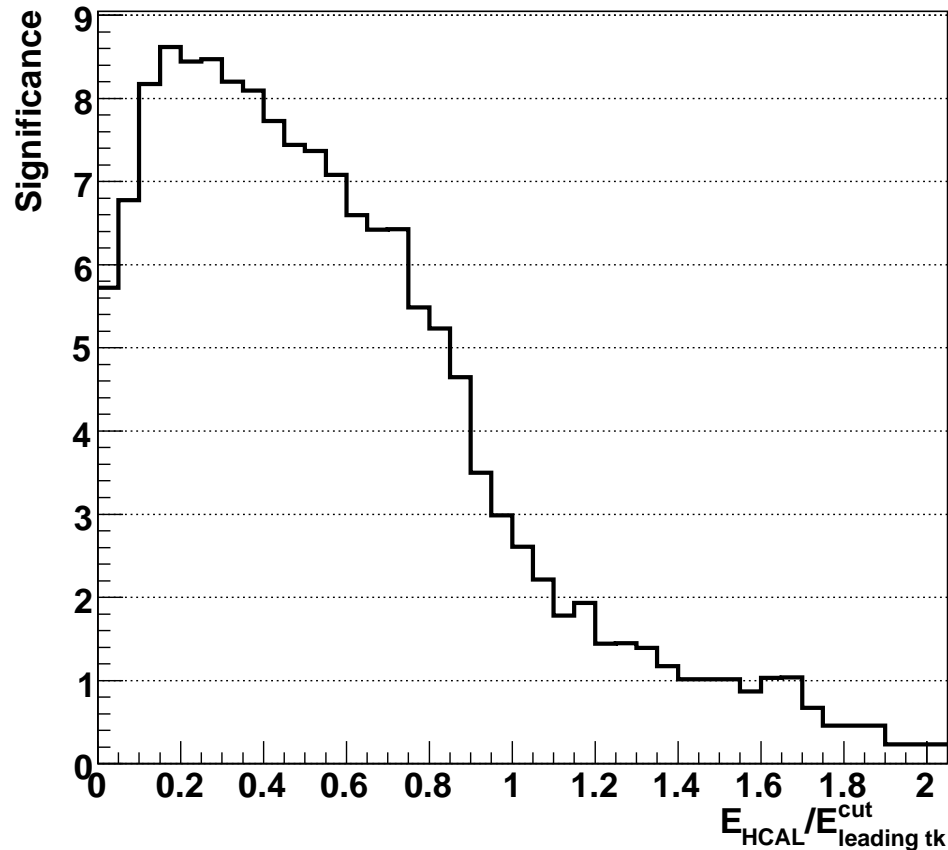
Ostateczny dobór wartości progów musi uwzględniać **korelacje między poszczególnymi zmiennymi** oraz zmianę względnego wkładu różnych procesów na kolejnych etapach selekcji.



# Optimalizacja wartości progów



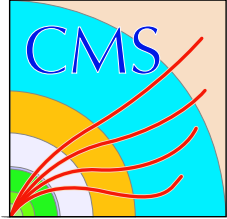
Jet hadronic energy vs leading track energy  $m_A = 200 \text{ GeV}/c^2$



Optimalizacja progów polegała na poszukiwaniu maksimum znaczości:

$$S_{c12} = 2 \cdot (\sqrt{N_s + N_b} - \sqrt{N_b})$$

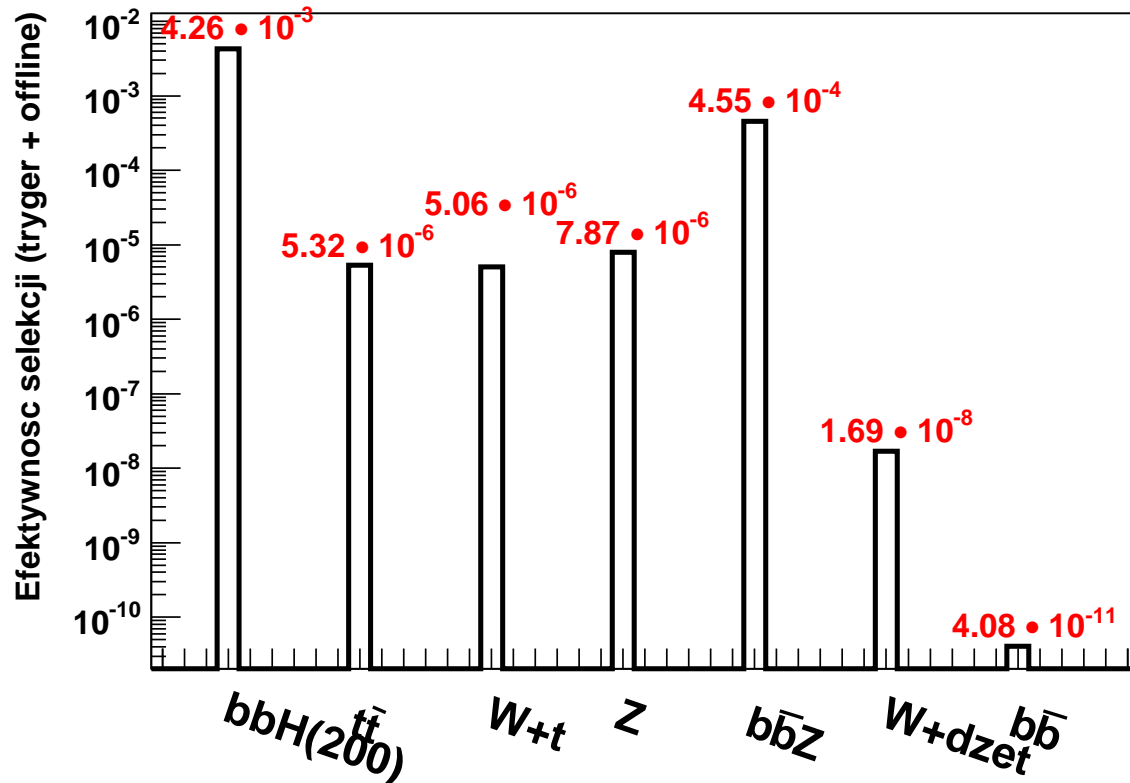
w funkcji wartości progu dla danej selekcji dla przypadków przechodzących wszystkie pozostałe selekcje, włączając okno masowe.

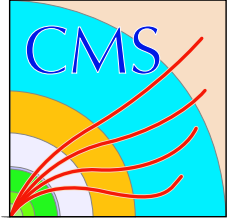


# Selekcja na poziomie "offline": podsumowanie



- identyfikacja leptonów  $\tau$
- pęd wiodącego śladu  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  dla przypadków "1 prong" i  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$  dla "3 prong"
- przeciwne ładunki taonów
- jeden dżet oznaczony jako dżet b
- brak dodatkowych dżetów w obszarze centralnym:  $E_T \geq 25 \text{ GeV}$  i  $|\eta| \leq 2.4$
- $m_T(\mu, \vec{E}_T) \leq 30 \text{ GeV}$ ,
- stosunek energii hadronowej dżetu do energii wiodącego śladu:  $0.3 < f < 1.2$  dla przypadków typu "1 prong"
- $-0.997 \leq \cos(\Delta\varphi_{\mu, \tau_{jet}}) \leq -0.5$ ,
- dodatnia zrekonstruowana energia neutrin

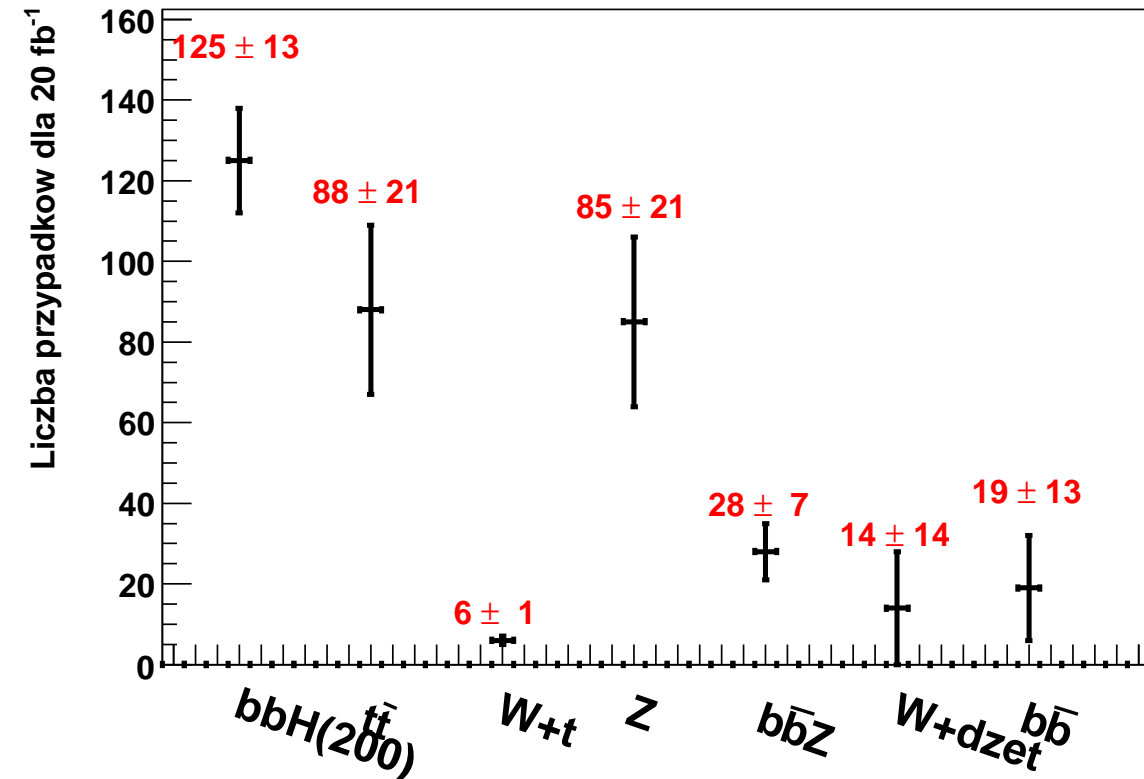




# Selekcja na poziomie “offline”: podsumowanie



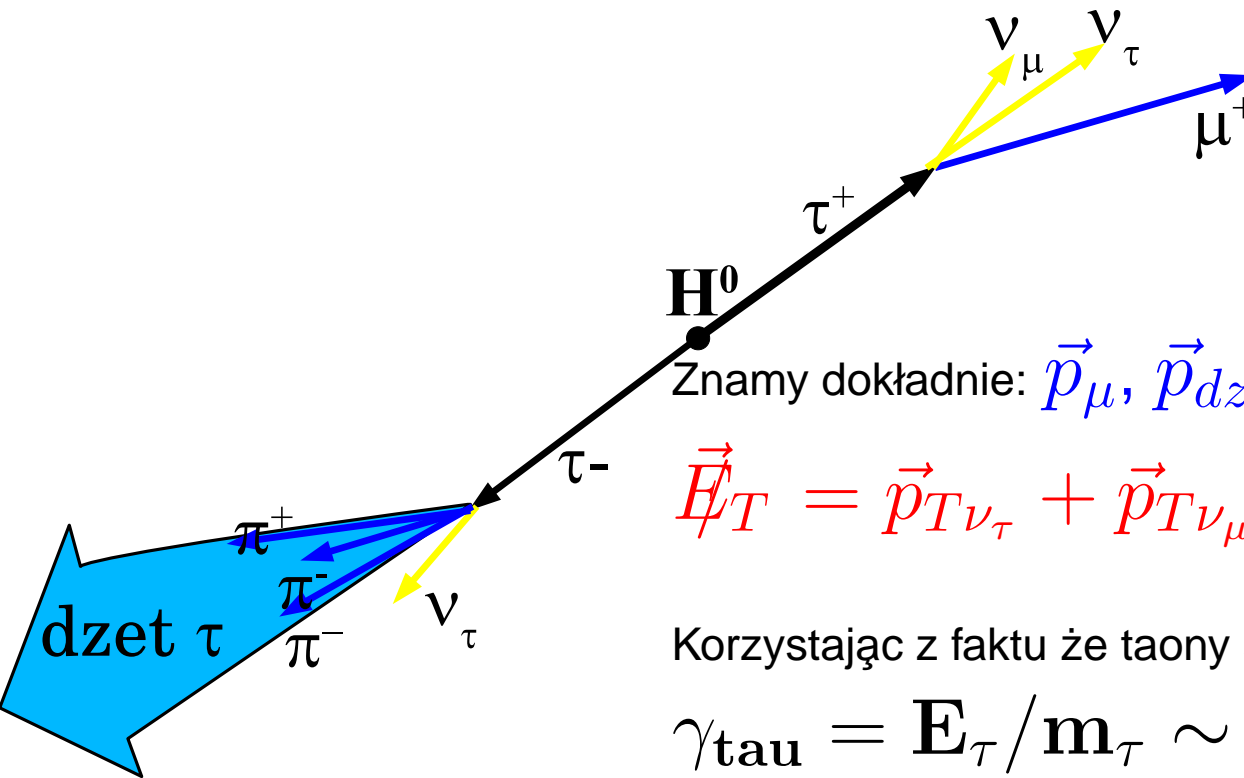
- identyfikacja leptonów  $\tau$
- pęd wiodącego śladu  $p_T > 10 \text{ GeV}/c$  dla przypadków “1 prong” i  $p_T > 20 \text{ GeV}/c$  dla “3 prong”
- przeciwne ładunki taonów
- jeden dżet oznaczony jako dżet b
- brak dodatkowych dżetów w obszarze centralnym:  $E_T \geq 25 \text{ GeV}$  i  $|\eta| \leq 2.4$
- $m_T(\mu, \vec{E}_T) \leq 30 \text{ GeV}$ ,
- stosunek energii hadronowej dżetu do energii wiodącego śladu:  $0.3 < f < 1.2$  dla przypadków typu “1 prong”
- $-0.997 \leq \cos(\Delta\varphi_{\mu, \tau_{jet}}) \leq -0.5$ ,
- dodatnia zrekonstruowana energia neutrin



$$m_H = \sqrt{(\sum_{\tau_1, \tau_2} \mathbf{E})^2 - (\sum_{\tau_1, \tau_2} \vec{\mathbf{p}})^2}$$

$$\vec{\mathbf{p}}_{\tau_1} = \vec{\mathbf{p}}_{\mu} + \vec{\mathbf{p}}_{\nu_{\tau}} + \vec{\mathbf{p}}_{\nu_{\mu}}$$

$$\vec{\mathbf{p}}_{\tau_2} = \vec{\mathbf{p}}_{dzet \tau} + \vec{\mathbf{p}}_{\nu_{\tau}}$$



Znamy dokładnie:  $\vec{\mathbf{p}}_{\mu}$ ,  $\vec{\mathbf{p}}_{dzet \tau}$ , ale tylko

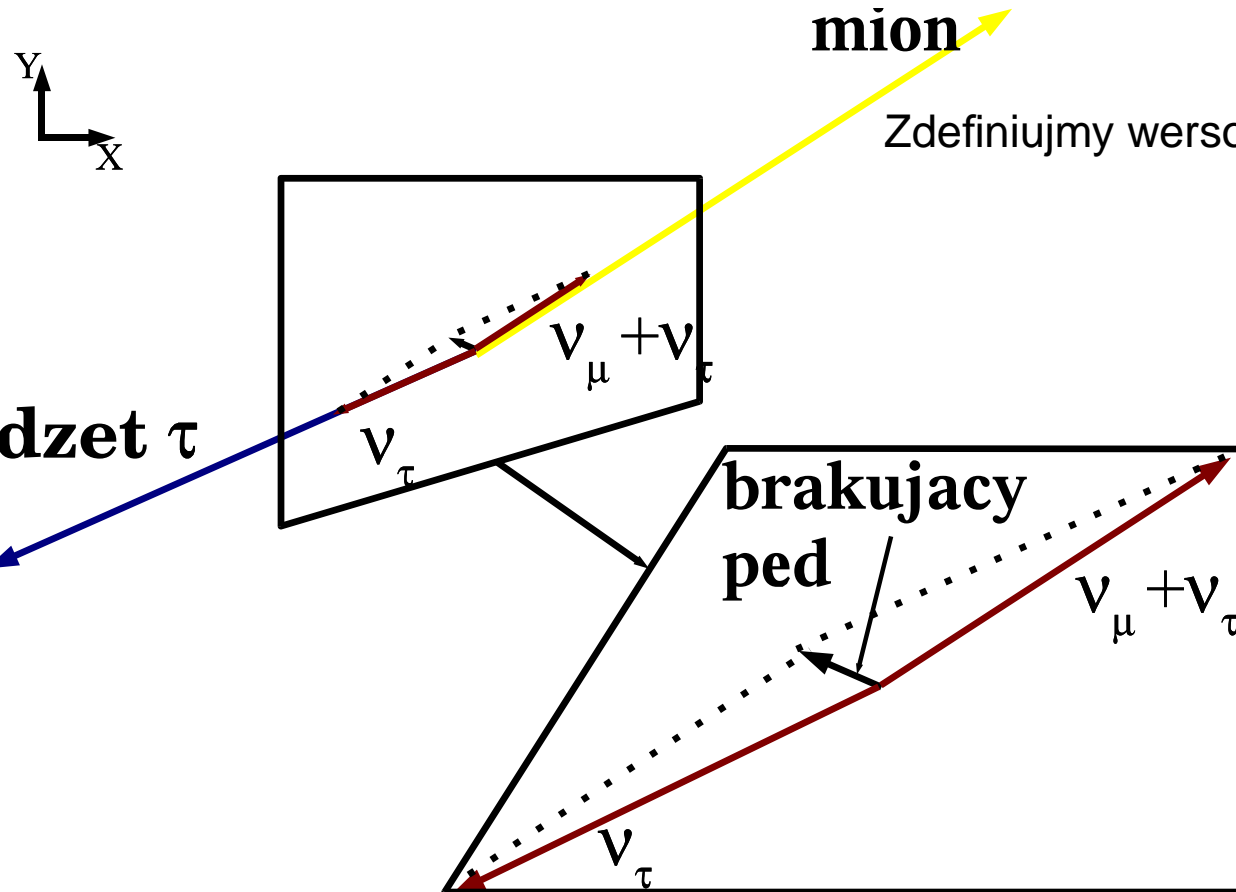
$$\vec{\mathbf{E}}_T = \vec{\mathbf{p}}_{T\nu_{\tau}} + \vec{\mathbf{p}}_{T\nu_{\mu}} + \vec{\mathbf{p}}_{T\nu_{\tau}}$$

Korzystając z faktu że taony są mocno pchnięte lorentzowsko:

$$\gamma_{\text{tau}} = \mathbf{E}_{\tau} / m_{\tau} \sim m_H / (2 \cdot m_{\tau})$$

Można założyć, że wszystkie produkty rozpadu lecą w tym samym kierunku.

Energję neutrin rekonstruuję rzutując  $\vec{\mathbf{E}}_T$  na kierunki  $\vec{\mathbf{p}}_T^{\mu}$  i  $\vec{\mathbf{E}}_T^{dzet \tau}$



Zdefiniujemy wersory osi i kąt między nimi:

$$\hat{e}_{T\text{jet}} = \frac{\vec{p}_{T\text{jet}}^{\tau}}{p_{T\text{jet}}^{\tau}}, \quad \hat{e}_{T\mu} = \frac{\vec{p}_{T\mu}^{\mu}}{p_{T\mu}^{\mu}}$$

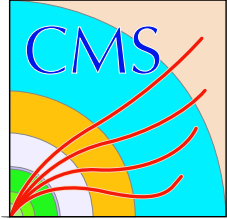
$$\cos(\varphi_{\mu\text{-jet}}) = \hat{e}_{T\text{jet}} \cdot \hat{e}_{T\mu}$$

Wtedy:

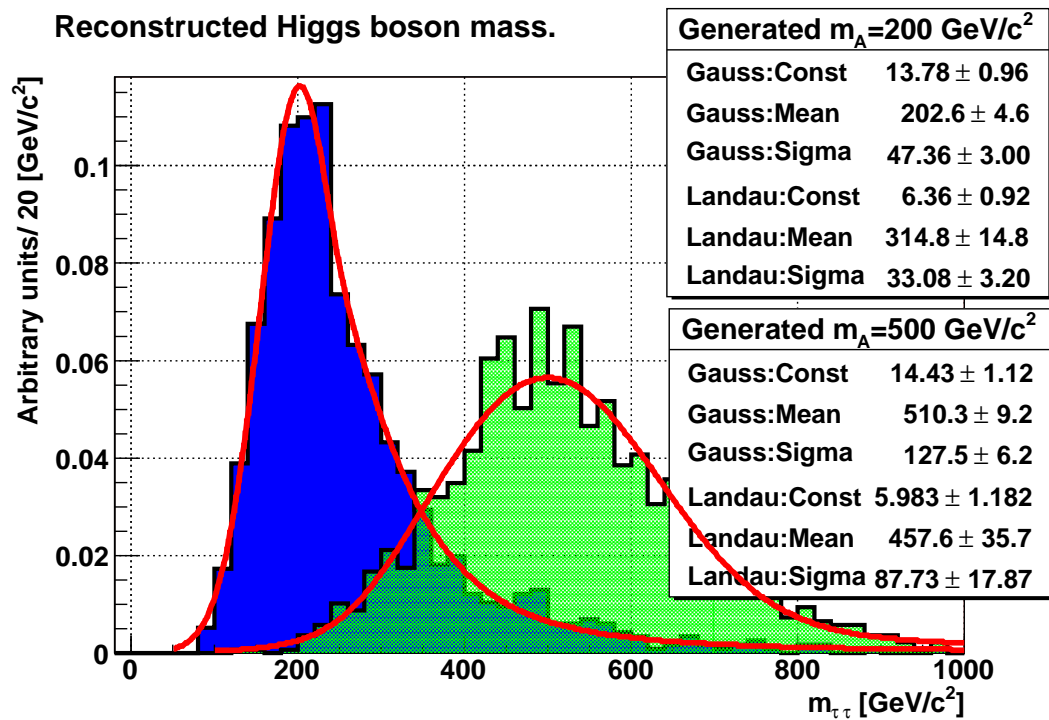
$$\mathbf{E}_{\nu_1}^{\tau} = \vec{\mathbf{E}}_T \cdot \frac{(\hat{e}_{T\text{jet}} - \hat{e}_{T\mu} \cdot \cos(\varphi_{\mu\text{-jet}}))}{\sin(\theta_{\text{jet}}) \cdot (1 - \cos^2(\varphi_{\mu\text{-jet}}))}$$

$$\mathbf{E}_{\nu_2}^{\tau} = \vec{\mathbf{E}}_T \cdot \frac{(\hat{e}_{T\mu} - \hat{e}_{T\text{jet}} \cdot \cos(\varphi_{\mu\text{-jet}}))}{\sin(\theta_{\mu}) \cdot (1 - \cos^2(\varphi_{\mu\text{-jet}}))}$$

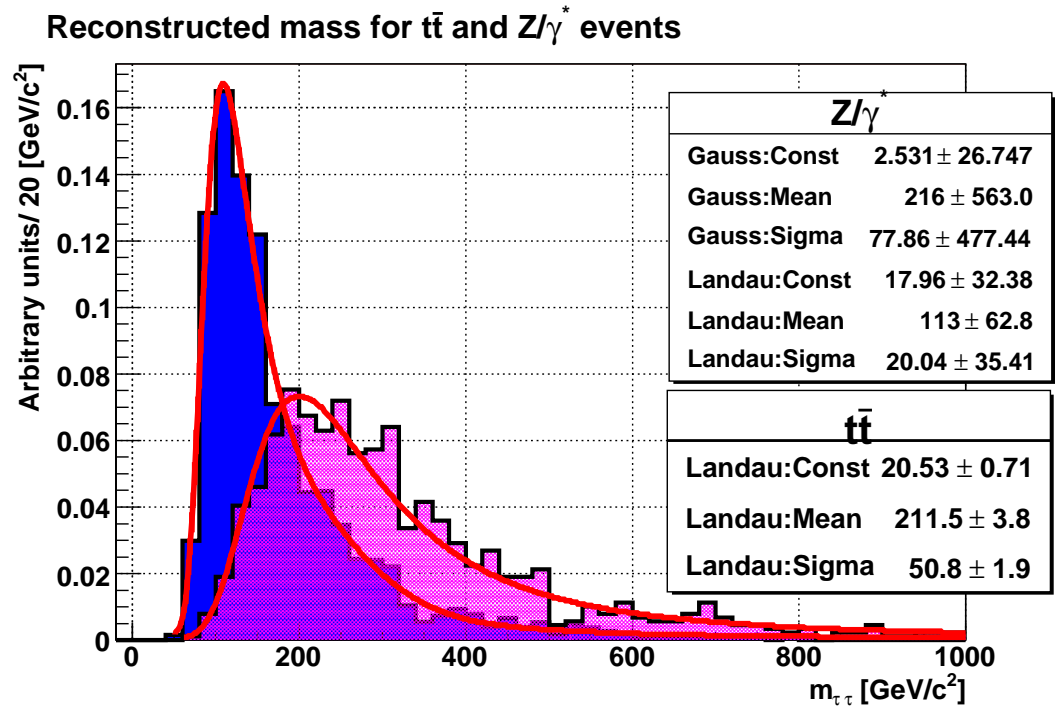
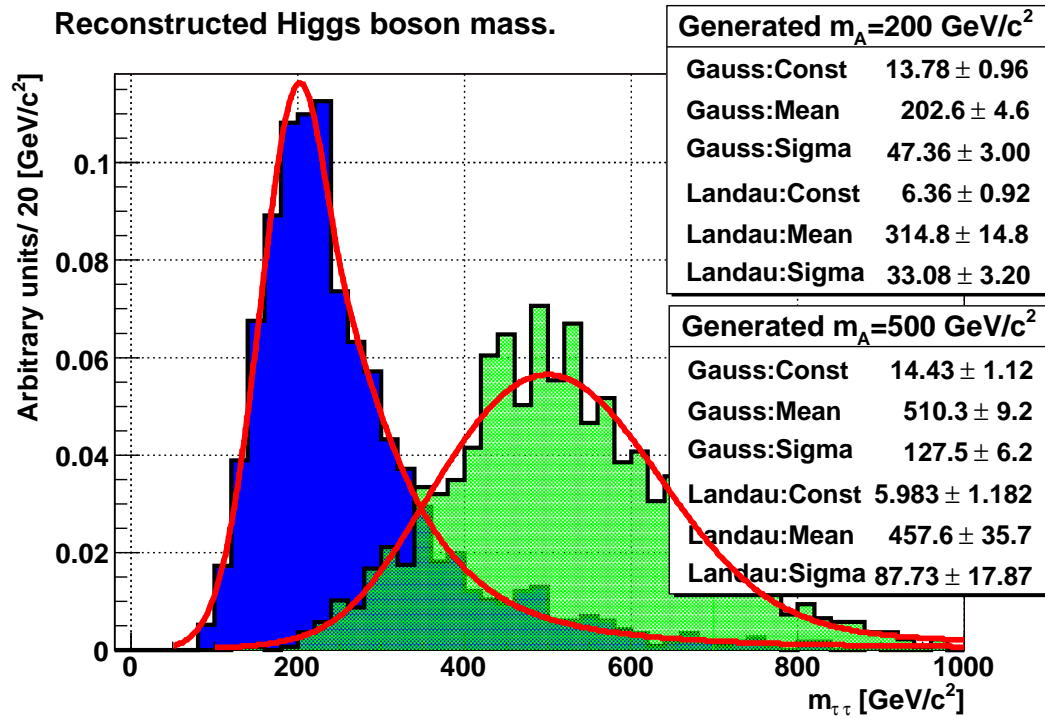
Przy pewnej konfiguracji rozwiązania mogą być **ujemne!**

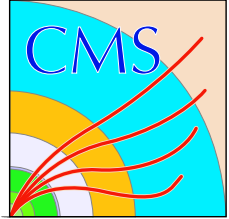


# Rekonstrukcja masy: rozkłady dla sygnału i tła





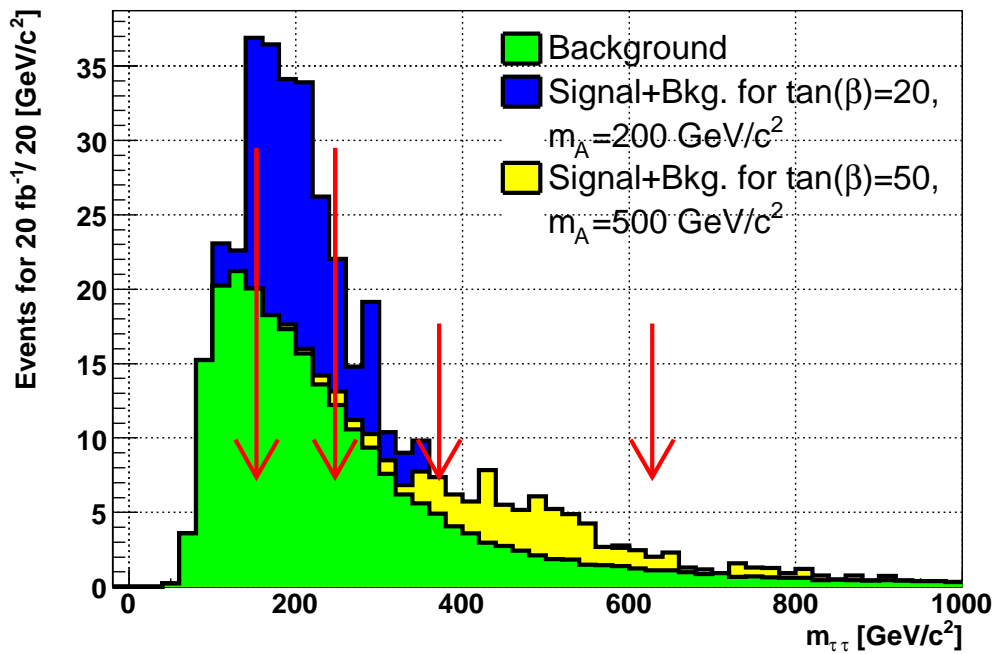




# Zasięg eksperymentu CMS dla $20 \text{ fb}^{-1}$

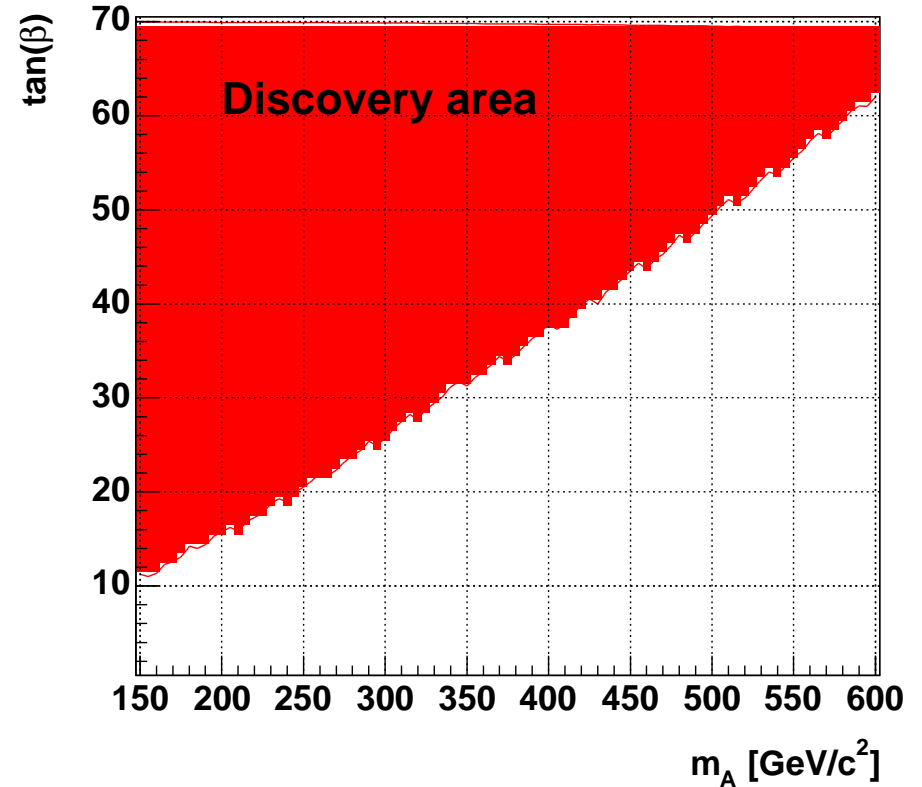
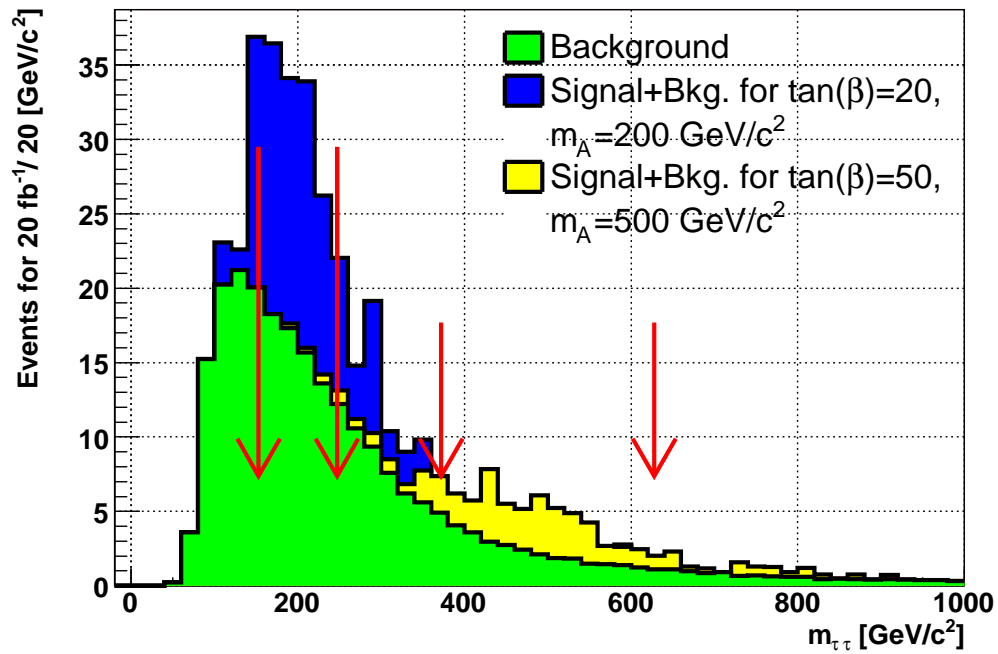


Reconstructed Higgs boson mass.

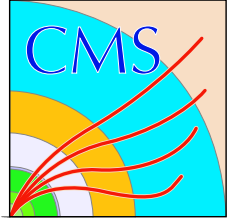


Higgs boson mass [ $\text{GeV}/c^2$ ]	$\tan(\beta)$	Mass window range [ $\text{GeV}/c^2$ ]	Number of signal events	Number of background events	Significance
200	20	$\pm 47.00$	92	97	8
500	50	$\pm 128.00$	35	33	5

Reconstructed Higgs boson mass.

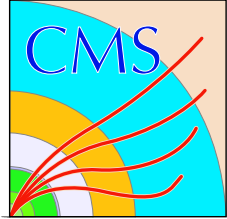


Higgs boson mass [ $GeV/c^2$ ]	$\tan(\beta)$	Mass window range [ $GeV/c^2$ ]	Number of signal events	Number of background events	Significance
200	20	$\pm 47.00$	92	97	8
500	50	$\pm 128.00$	35	33	5

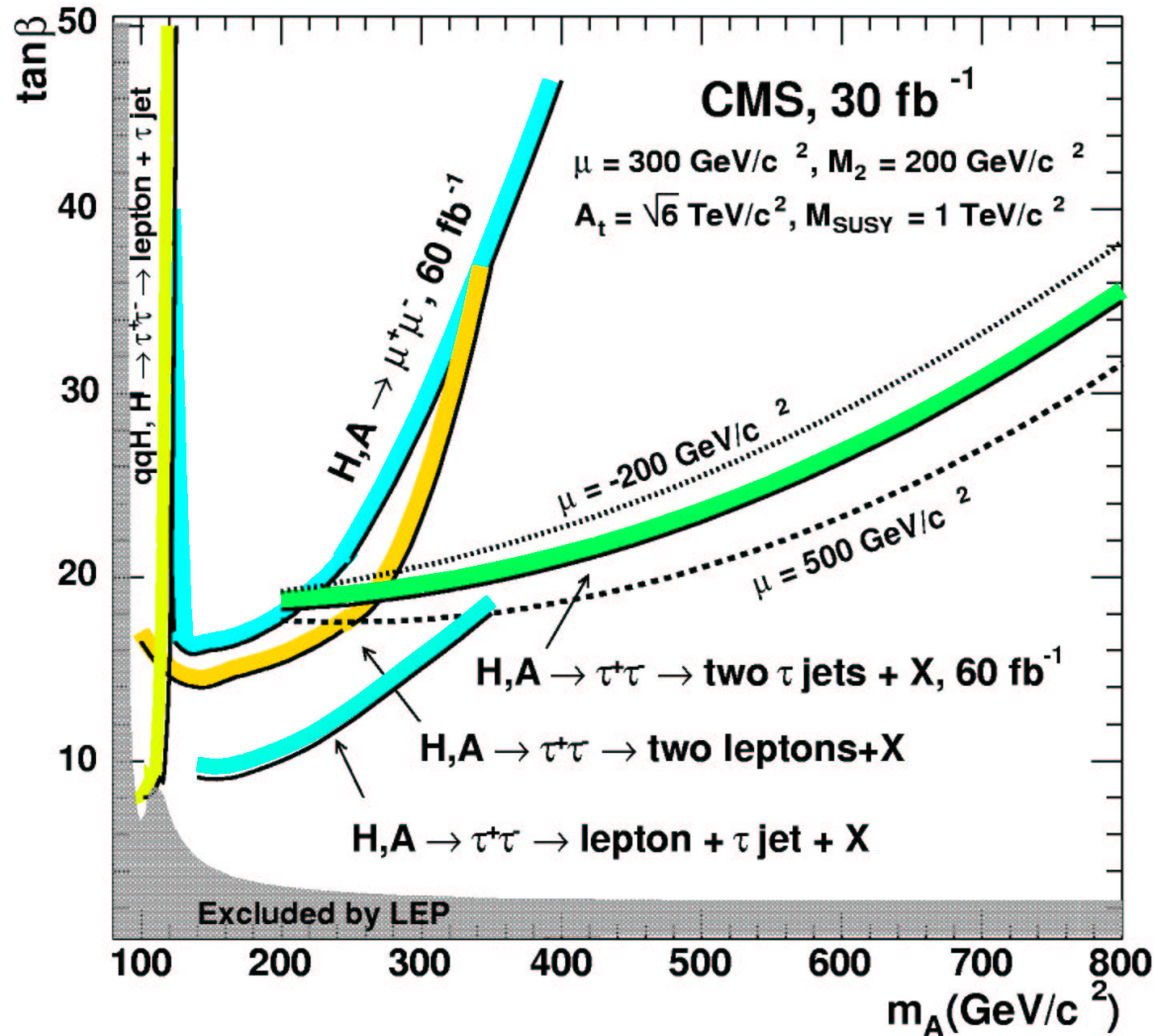


Używając pełnej symulacji detektora CMS pokazałem że:

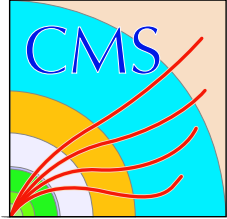
- procedura selekcji przypadków pozwala na redukcję tła QCD o czynnik  $\sim 10^{-11}$
- procedura rzutowania brakującej energii na kierunki pędów poprzecznych mionu i dżetu  $\tau$  umożliwia na rekonstrukcję masy
- ciężkie bozony Higgsa mogą być zaobserwowane w detektorze CMS: przedstawiłem przewidywany zasięg eksperymentu CMS dla  $20\text{fb}^{-1}$  zebranych danych.



# Podsumowanie



Przedstawione wyniki dla kanału  $\mu + \text{hadrony} + \nu$  zostaną skombinowane z wynikami dla pozostałych kanałów rozpadu pary taonów, by uzyskać **pełny zasięg eksperymentu CMS dla poszukiwań bozonów H/A.**



# Podsumowanie

