

Uniwersytet Warszawski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Symulacja odpowiedzi wielostopniowego systemu wyzwiania detektora CMS

Łukasz Gościło

Praca magisterska napisana pod kierunkiem
Dr hab. Grzegorza Wrochny



WARSZAWA 2000

Streszczenie

Niniejsza praca przedstawia pierwszą propozycję próby określenia algorytmów wyższych stopni trygera w eksperymencie CMS w Cernie. W tym celu w pracy zostały porównane dwie wersje generatora Pythia 5.7 oraz 6.1. Zaproponowano efektywną metodę zwiększenia statystyki twardych zderzeń. Oszacowano efektywność rekonstrukcji bozonów W i Z . Ostatecznym celem pracy było uzyskanie przybliżonych wartości cięć ostatniego stopnia trygera dla wybranych sygnatur. Uzyskane wartości porównano z cięciami wymaganymi w analizie fizycznej interesujących procesów.

*Jestem zaszczycony, że pisząc
moją pracę magisterską, mogłem obcować
ze wspaniałymi ludźmi -
prof. dr hab. Janem Królikowskim
i dr hab. Grzegorzem Wrochną.*

*Gorąco dziękuje dr hab. Grzegorzowi Wrochnie,
pod kierunkiem którego pracowałem,
za opiekę nad niniejszą pracą i udzieloną
pomoc w nadaniu jej ostatecznego kształtu.
Dziękuję za stworzenie mi niezwykle
życzliwej atmosfery, wyrozumiałość
i cierpliwość.*

Pracę pragnę zadedykować moim Rodzicom.

Spis treści

1	Wstęp	11
1.1	Fizyka cząstek elementarnych	11
1.2	Narzędzia fizyki cząstek elementarnych	12
1.3	LHC – Large Hadron Collider	13
1.3.1	Parametry techniczne	13
1.3.2	Fizyka w LHC	15
1.4	CMS–Compact Muon Solenoid	16
2	Tryger w CMS	20
3	Zasada budowania trygera	25
4	Generacja przypadków	26
4.1	Rekonstrukcja bozonów W oraz Z	26
4.2	Zwiększenie statystyki	27
4.3	Porównanie generatorów PYTHIA 5.7 i PYTHIA 6.1	32
5	Rozkłady wieloobiektowe	35
6	Analiza wyników	39
6.1	Cięcia wymagane w analizie fizycznej	39
6.2	Proponowane cięcia	42
6.3	Dyskusja wyników	43
	Załącznik 1. Parametry generatora PYTHIA – procesy fizyczne	45
	Załącznik 2. Parametry generatora PYTHIA – kinematyka	47
	Załącznik 3. Parametry generatora PYTHIA – rekonstrukcja dżetów	48
	Załącznik 4. Opis wygenerowanych ntupli	49
	Załącznik 5. Częstości poszczególnych sygnatur	50
	Załącznik 6. Zsumowane częstości sygnatur	68

Spis rysunków

1	Schemat akceleratora LHC.	14
2	Schemat detektora CMS.	16
3	Przekrój poprzeczny detektora CMS.	17
4	Przekrój podłużny detektora CMS.	17
5	Tryger I oraz II stopnia na tle niektórych procesów w eksperymencie CMS. (rys zaczerpnięty z [5]).	24
6	Scałkowany rozkład minimalnej odległości masy inwariantnej liczonej dla każdej pary dżetów w przypadku. $d = \min M_{INV} - M_W $. a) dla procesu minimum bias gdzie liczba przypadków wynosi 8520 oraz b) dla procesu z generacją W gdzie liczba przypadków wynosi 18872.	26
7	Częstość wystąpienia przynajmniej jednego leptonu w próbkach z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	28
8	Częstość wystąpienia przynajmniej jednego leptonu po odpowiednim połącze- niu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	29
9	Częstość wystąpienia przynajmniej trzech leptonów w próbkach z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	30
10	Częstość wystąpienia przynajmniej trzech leptonów po odpowiednim połącze- niu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	31
11	Częstość mionów, przypadających na 1 GeV, pochodzących z wierzchołka oddziaływania, wygenerowanych za pomocą PYTHII 5.7 z jej standard- owymi wartościami parametrów i funkcją struktury CTEQ2L [6].	33
12	Częstość mionów, przypadających na 1 GeV, pochodzących z wierzchołka oddziaływania, wygenerowanych za pomocą PYTHII 6.1 z jej standard- owymi wartościami parametrów i funkcją struktury CTEQ4L [6].	34
13	Histogramy przedstawiające zależność częstości od pędu z sygnaturą $\ell \gamma \gamma$ dla próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$ dla a) leptonu, b) fotonu.	35
14	Histogramy przedstawiające zależność częstości od pędu z sygnaturą $\ell \gamma \gamma$ po połączeniu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$ dla a) leptonu, b) fotonu.	36
15	Zasada łączenia próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	37
16	Zasada łączenia próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$	38
17	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej jednego leptonu	50
18	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej jednego fotonu	51
19	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej jednego dżetu	51
20	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary lepton lepton	53
21	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary foton foton	53
22	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary dżet dżet	54
23	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary lepton foton	55
24	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary lepton dżet	56
25	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary foton dżet	57
26	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trzech leptonów	58
27	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trzech fotonów	58
28	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trzech dżetów	59
29	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton lepton foton	60
30	Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton foton foton	61

31	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton lepton dżet .	62
32	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton dżet dżet .	63
33	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki foton foton dżet .	64
34	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki foton dżet dżet .	65
35	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej czterech dżetów .	66
36	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej pięciu dżetów .	66
37	Scalkowana częstość wystąpienia co najmniej sześciu dżetów .	67

Spis tablic

1	Parametry aktualnie pracujących jak i przyszłych akceleratorów[1].	13
2	Podstawowe parametry akceleratora LHC dla zderzeń pp.	14
3	Podstawowe parametry detektora mionowego.	19
4	Efektywność rekonstrukcji $W \rightarrow jj$.	27
5	Zakresy p_t dla fotonu oraz leptonu z sygnatury $\ell\gamma\gamma$ dla różnych próbek minimum bias	37
6	Poszukiwania bozonu Higgsa w MSSM.	39
7	Poszukiwania bozonu Higgsa w MS.	40
8	Poszukiwania cząstek supersymetrycznych.	41
9	Badanie fizyki kwarku top.	41
10	Proponowane cięcia i otrzymane częstości na wyjściu trygera.	42
11	Cięcia fizyczne oraz cięcia trygera na tle niektórych procesów.	43
12	Sygnatury, proponowane cięcia i odpowiadające im częstości dla świetlności $\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.	68
13	Sygnatury, proponowane cięcia i odpowiadające im częstości dla świetlności $\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.	69

1 Wstęp

1.1 Fizyka cząstek elementarnych

Fizyka cząstek elementarnych jako oddzielna nauka wyodrębniła się z fizyki jądrowej pod koniec lat 40, kiedy to został odkryty mezon π . Do tego czasu lista znanych cząstek elementarnych była niewielka, zawierała: foton, kilka rodzajów hadronów, takich jak proton, neutron i piony oraz trzy leptony: elektron, neutrino oraz mion. Przełom lat 50 i 60 był bardzo owocnym, jeśli chodzi o poszukiwania nowych cząstek. Aktualnie wymienia się ich około 250.

Wraz z pojawianiem się nowych cząstek elementarnych intensywnie rozwijały się modele teoretyczne, bazujące na danych eksperymentalnych opisujące obserwowane zjawiska i przewidujące wyniki przyszłych eksperymentów.

Uwieńczeniem teoretycznych prac jest jedno z największych osiągnięć współczesnej fizyki, Model Standardowy (SM), opisujący budowę materii i jej oddziaływanie na najgłębszym znanym poziomie (rzędu 10^{-18}m). Został on potwierdzony eksperymentalnie na wiele sposobów i – jak dotąd – nie ma żadnych podstaw, aby wątpić w jego poprawność. Model Standardowy stawia jednak przed nami kolejne pytania i równocześnie wyzwania. Między innymi nie wyjaśnia, dlaczego cząstki mają masę. Jedną z możliwych odpowiedzi na to elementarne pytanie, jest mechanizm Higgsa. Jedną z konsekwencji mechanizmu jest istnienie nieodkrytej, jak dotąd, cząstki Higgsa, która nadaje masy cząstkom poprzez spontaniczne łamanie symetrii. Inną niedoskonałością Modelu Standardowego jest to, że zawiera on ponad 20 parametrów, których wyznaczenie możliwe jest jedynie na drodze eksperymentalnej. Jednym z tych parametrów jest właśnie masa cząstki Higgsa. Znane są jedynie jej dolne, wyznaczone przez obecne eksperymenty, ograniczenie – 107 GeV^1 oraz górne, wyznaczone przez teorię – ok 1TeV .

Natępne pytania, na które Model Standardowy w obecnej formie nie jest w stanie odpowiedzieć to: dlaczego fermiony występują w trzech generacjach, dlaczego występuje mieszanie fermionów, dlaczego obserwujemy łamanie CP, jak opisać grawitację?

Jest jednak bardzo prawdopodobne, że Model Standardowy jest tylko szczególnym przypadkiem innej obszerniejszej teorii. Być może, będzie nam dane ją poznać. Być może narzędzia jakie służą do jej poznania, nigdy nie będą dostępne człowiekowi, a zrozumienie samej teorii będzie przekraczać możliwości umysłu ludzkiego. Jednak tak długo, jak człowiek będzie w stanie zadawać pytania, tak długo będzie szukać na nie odpowiedzi.

¹W pracy przyjęto konwencję $\hbar=c=1$, w której jednostka pędu oraz masy jest GeV

1.2 Narzędzia fizyki cząstek elementarnych

Wyznaczanie wolnych parametrów Modelu Standardowego jest obecnie możliwe tylko na drodze eksperymentalnej.

Większość eksperymentów fizyki wysokich energii wykorzystuje akceleratory. Wyjątkiem są eksperymenty poszukujące rzadkich rozpadów (np: protonu), oraz eksperymenty wykorzystujące promieniowanie kosmiczne, np: eksperymenty neutrinowe, eksperymenty poszukujące tzw. WIMP'ów - Słabo Oddziałujących Masywnych Cząstek przewidywanych przez teorie supersymetryczne. Sposobem na zaobserwowanie rzadkich zjawisk w tego typu eksperymentach jest maksymalne zwiększenie objętości obserwowanej materii, a co za tym idzie i detektorów.

Wykorzystanie akceleratorów daje możliwość nadania cząstkom określonych energii i następnie doprowadzenia do ich zderzenia, czego efekty można obserwować w detektorach. Do podstawowych parametrów opisujących akcelerator należą: rodzaj przyspieszanych cząstek ², dostępna energia w środku masy ³, świetlność ⁴.

W Tabeli 1 zgromadzone zostały podstawowe dane o aktualnie pracujących, jak i o przyszłych akceleratorach [1]. Jak można zauważyć, dostępna energia w środku masy dla kołowych akceleratorów leptonowych jest znacznie mniejsza w porównaniu z akceleratorami hadronowymi. Powodem tego jest zależność energii traconej przez przyspieszaną cząstkę od jej masy ⁵, co – uwzględniając masy elektronu i protonu – daje promieniowanie synchrotronowe, w przypadku protonów kilkanaście rzędów wielkości niższe w porównaniu z elektronami ⁶.

W przypadku zderzaczy protonowych, w interesujących nas przypadkach (produkcja bozonu Higgsa, cząstek supersymetrycznych itp.) przy tak dużych energiach nie zderzają się same protony, lecz ich składniki czyli partony, które niosą zaledwie 10–20 % pędu całego protonu. Rozkład pędu partonów w protonie determinuje rozkład efektywnej energii zderzenia.

Dlatego też w przypadku odkrywania nowej fizyki nowych cząstek, lepszym narzędziem są akceleratory hadronowe, natomiast w precyzyjnych testach teorii (np: Modelu Standardowego) – leptonowe.

²są to elektrony, pozytony, protony, antyprotony, ciężkie jony, a także w przyszłości miony

³ $E_{CM} = [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2]^{1/2}$, gdzie E_1, p_1, E_2, p_2 to odpowiednio energie i pędy zderzających się cząstek

⁴wielkość pokazująca ile zderzeń zachodzi na 1 cm² przekroju czynnego w czasie jednej sekundy

⁵ $\Delta E \sim \left(\frac{E}{m_0}\right)^4 \cdot \frac{1}{\rho}$ gdzie m_0 to masa spoczynkowa przyspieszanej cząstki a ρ to promień akceleratora

⁶ $\frac{m_p}{m_e} \simeq (1840)^4 \simeq 10^{13}$

akcelerator	rodzaj zderzanych cząstek	$\sqrt{s}$ [TeV]	światłość [$10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$]	czas pracy rozpoczęcie zakończenie	
LEP 2	$e^+ e^-$	0.130–0.208	0.045	1995	2000
HERA	$e^\pm p$	0.3	0.016	1992	?
Tevatron I	$p\bar{p}$	1.8	0.02	1987	?
Tevatron II	$p\bar{p}$	2.0	0.02	2000	?
TeV 33	$p\bar{p}$	2.0	0.1	2004	?
LHC	pp	14.0	10	2005	?
LEP×LHC	pe^-	1.3	0.1	?	?
NLC	$e^+ e^-$	0.5–1.5	5–20	2008	?
Muon Collider	$\mu^+ \mu^-$	0.5	0.7–5	?	?
VLHC	pp	60–200	10	?	?
NNLC	$e^+ e^-$	5.0	100	?	?
Next MC	$\mu^+ \mu^-$	4.0	100	?	?

Tablica 1: Parametry aktualnie pracujących jak i przyszłych akceleratorów[1].

1.3 LHC – Large Hadron Colider

1.3.1 Parametry techniczne

Large Hadron Colider (LHC) ma rozpocząć pracę w roku 2005. Będzie to akcelerator kołowy, w którym będą zderzane przeciwbieżne wiązki protonów, później również ciężkich jonów, od jąder wapnia do ołowiu.

Dla zderzeń proton proton energia w środku masy będzie równa $\sqrt{s}=14$ TeV. Protony będą się zderzać w paczkach, po 10^{11} protonów w każdej, w odstępach 25 nanosekundowych. Maksymalna światłość akceleratora to $\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

W przypadku zderzeń jonów ołowiu, energia wiązki będzie wynosić 574 TeV. Czas między kolejnymi zderzeniami paczek to 125 ns, każda z nich będzie zawierać około $2\cdot 10^{27}$ jonów. Główne parametry LHC dla wiązki protonowej przedstawione są w Tabeli 2. sporządzonej na podstawie [4].

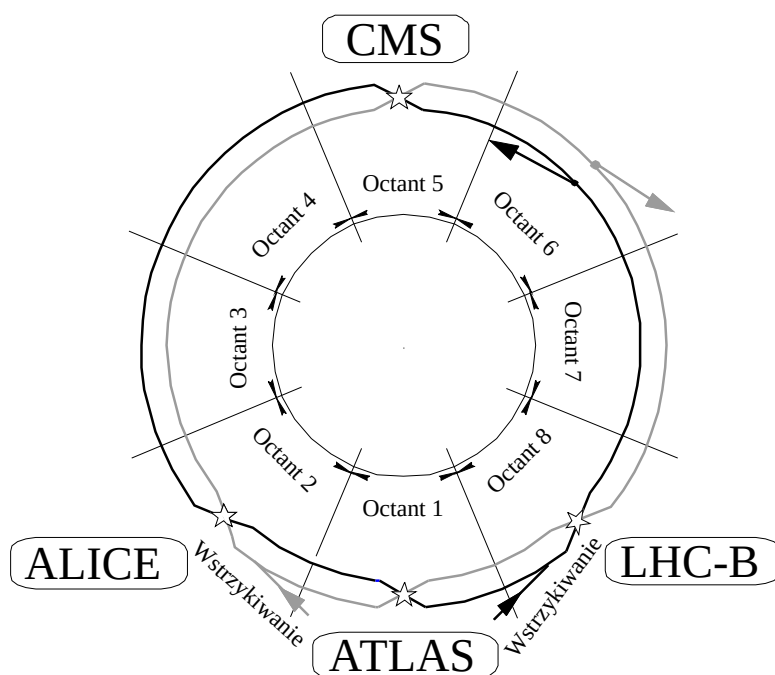
Akcelerator LHC będzie znajdował się w tunelu aktualnie działającego akceleratora LEP (Large Elektron–Positron colider) w Cernie pod Genewą. Protony do niego wstrzykiwane będą bezpośrednio pochodziły z akceleratora SPS – Super Proton Synchrotron. Jest to akcelerator o obwodzie 6 km, który rozpędza protony do energii 0.45 TeV.

Obwód akceleratora LHC to 27 km. Energię 7 TeV będzie można osiągnąć dzięki polu 8.36 Tesli wytwarzanym przez nadprzewodzące magnesy, pracujące w temperaturze 1.9 K.

Energia wiązki	7 TeV
Światłość	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Liczba paczek	2835
Czas/odległość pomiędzy zderzeniami	25 ns / 7.48 m
Liczba cząstek w paczce	10^{11}
Liczba zderzeń pp na zderzenie paczek	~ 14

Tablica 2: Podstawowe parametry akceleratora LHC dla zderzeń pp.

Wiązka ma przecinać się w czterech punktach, w których znajdować się będą detektory ALICE, ATLAS, CMS oraz LHC-B. (Rys.1) Pierwszy z detektorów zaprojektowano do badań zderzeń ciężkich jonów, LHC-B dedykowany jest fizyce kwarku b, natomiast ATLAS oraz CMS są detektorami uniwersalnymi.



Rysunek 1: Schemat akceleratora LHC.

Główne pytania i zadania stawiane przed LHC to:[2]

- odkrycie lub wykluczenie istnienia bozonu Higgsa w obszarze przewidzianym przez teorię czyli do 1 TeV w Modelu Standardowym poprzez rozpad:

$$H \rightarrow \gamma\gamma \quad \text{dla} \quad 107 \leq m_H \leq 140 \text{ GeV}$$

tło dla takiego procesu to głównie fotony pochodzące z anihilacji kwarków i fuzji gluonowej, fotony pochodzące z oddziaływania kwarku z innym fotonem oraz od rozpadów hadronowych na dżety (zawierające $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) oraz na dżet i foton.

$$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2 \ell^+ 2 \ell^- \quad \text{dla} \quad 140 \text{ GeV} \leq m_H \leq 2m_Z$$

w tym przypadku źródłem tła są przypadki z produkcją $t\bar{t}$, $Zb\bar{b}$ oraz ZZ^*

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow 2\ell^+ 2\ell^- \quad \text{dla} \quad 2m_Z \leq m_H \leq 800 \text{ GeV}$$

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu \quad \text{dla} \quad 500 \leq m_H \leq 1\text{TeV}$$

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj, \quad \text{dla} \quad m_H \approx 1\text{TeV}$$

$$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\nu jj \quad \text{dla} \quad m_H \approx 1\text{TeV}$$

w tych przypadkach tło pochodzi od nierezonansowej produkcji pary bozonów Z

W powyższych przykładach ℓ oznacza μ lub e , j – dżet, ν – ν_μ lub ν_e

- odkrycie lub wykluczenie istnienia bozonu Higgsa dla modeli supersymetrycznych (np: Minimalnego Supersymetrycznego Modelu Standardowego MSSM), w którym dodatkowe kanały rozpadu to:

$$h, H, A \rightarrow \mu^+ \mu^-$$

$$H^\pm \rightarrow \tau \nu_\tau$$

- poszukiwanie cząstek supersymetrycznych na przykład :

$$\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu$$

$$\tilde{\chi}_2^\pm \rightarrow \tilde{\ell}_{L,R}^\pm \ell^\mp \nu \rightarrow \tilde{\chi}_1^0 \ell^\pm \nu \ell^\mp \nu$$

i wiele innych

- precyzyjny pomiar masy kwarku top oraz badanie łamania symetrii w sektorze B poprzez pomiary kątów w trójkącie unitarności, m.in. w rozpadach: (podczas pracy przy początkowej, mniejszej o jeden, dwa rzędy wielkości świetlności)

$$B_d^0 \rightarrow \pi\pi$$

$$B_d^0 \rightarrow J/\psi K_S^0$$

Jak widać z powyższych przykładów, stany końcowe interesujących procesów zawierają naładowane leptony, bozony cechowania, dżety a także neutrina rozpoznawane jako brakująca energia. Należy więc poszukiwać zdarzeń, dla których sygnaturami będą wymienione obiekty. Zadanie to stoi przed detektorami pracującymi przy akceleratorze LHC.

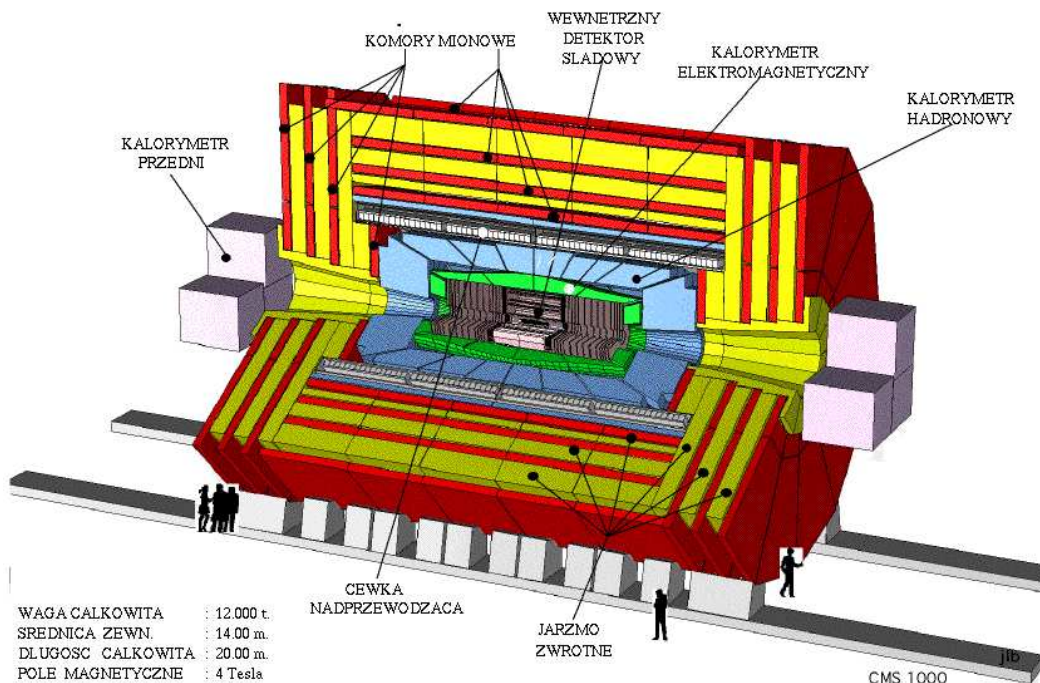
Dokładniejsze omówienie procesów fizycznych, zostanie przeprowadzone w rozdziale 6.1, w którym sposoby te zostaną skonfrontowane z wynikami otrzymanymi w tej pracy.

1.4 CMS–Compact Muon Solenoid

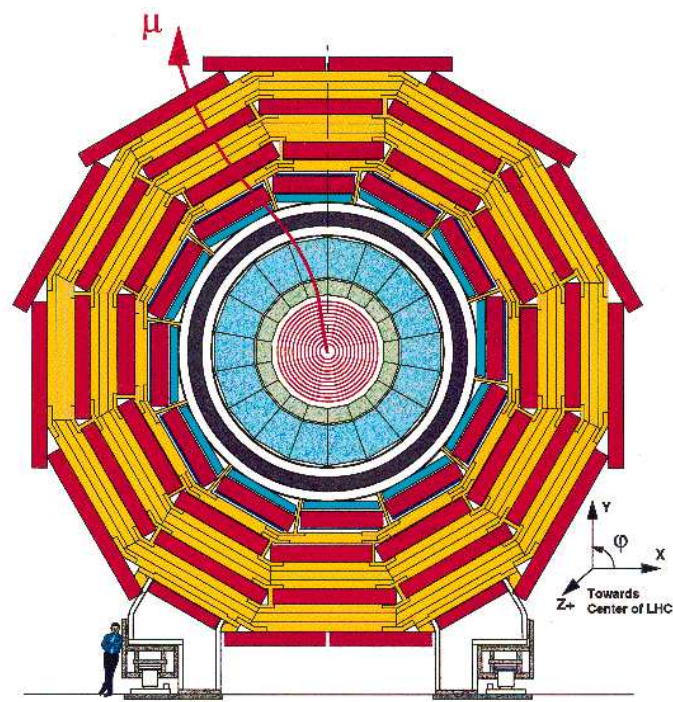
Pierwsze koncepcyjne projekty detektorów opartych na nadprzewodzącej cewce zostały przedstawione na spotkaniu LHC w Aachen w 1990 roku. W 1992 roku w Evian zaprezentowano listy intencyjne, w których precyzowano techniczne rozwiązania detektora. Obecny projekt techniczny zawarty jest w dokumencie [2].

Priorytety stawiane przed detektorem to możliwie najdokładniejszy pomiar kolejno mionów, fotonów oraz elektronów, w dalszej kolejności dżetów oraz brakującej energii poprzecznej. Sprostanie tym priorytetom będzie możliwe dzięki zastosowaniu w detektorze silnego pola magnetycznego, bardzo dobrze rozbudowanego systemu mionowego oraz możliwie precyzyjnego kalorymetru elektromagnetycznego. Dzięki temu detektor przystosowany będzie do pracy na wysokoenergetycznej wiązce o dużej świetlności, umożliwiając poszukiwanie bozonu Higgsa, badanie łamania symetrii w szerokim zakresie oddziaływań elektroslabych, czy badanie fizyki kwarku t , b , i leptonu tau, w początkowej, niższej świetlności ($\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$). W CMS będą również badane procesy zachodzące w zderzeniach ciężkich jonów.

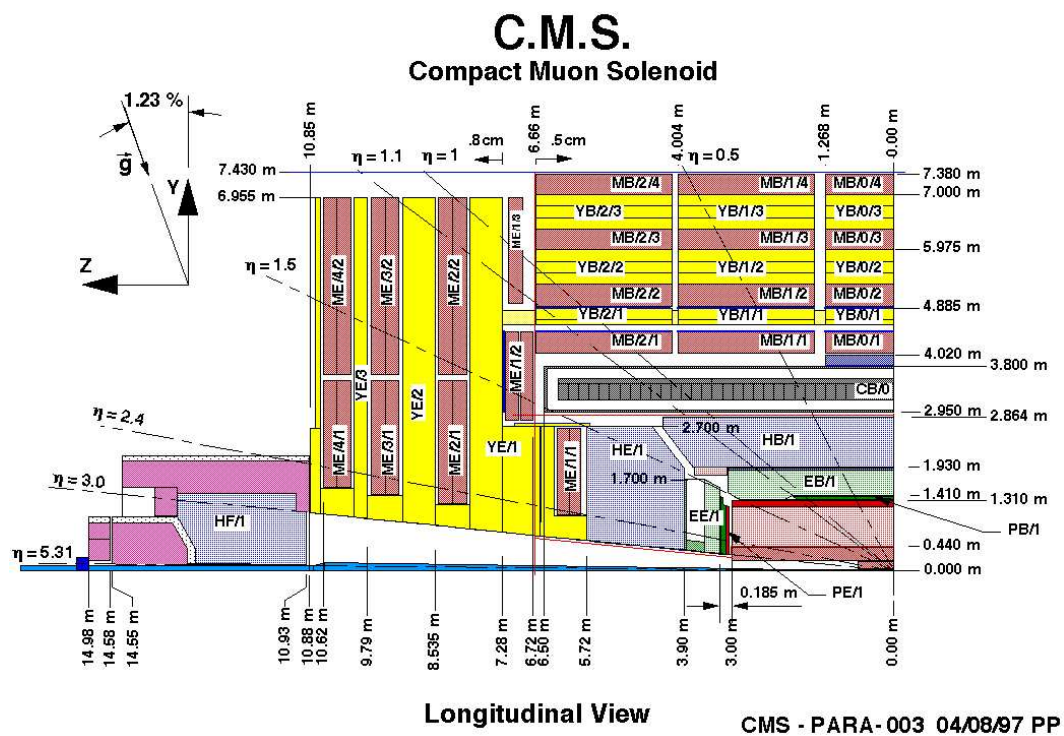
Detektor CMS jest detektorem o budowie typowej dla detektorów fizyki wysokich energii. Jest to detektor hybrydowy w kształcie beczki (ang. barrel) oraz zamykających ją pokryw (ang. endcaps). Na Rysunku 2 przedstawiony jest schemat detektora. Przekrój poprzeczny oraz podłużny przedstawiają odpowiednio Rysunek 3 oraz Rysunek 4.



Rysunek 2: Schemat detektora CMS.



Rysunek 3: Przekrój poprzeczny detektora CMS.



Rysunek 4: Przekrój podłużny detektora CMS.

Najbardziej wewnętrznym detektorem w CMS jest **wewnętrzny detektor śladowy** (Rysunek 4). Jego zadaniem jest rekonstrukcja torów, wierzchołka pierwotnego, wierzchołków wtórnych oraz pomiar pędu cząstek naładowanych. Detektor śladowy będzie się składał z krzemowego detektora mozaikowego (ang.spixel detektor) oraz krzemowego detektora mikropaskowego.

Wewnętrzny detektor śladowy będzie w stanie mierzyć ślady cząstek o wysokim pędzie poprzecznym z dokładnością przewyższającą 90% dla zakresu pseudopospieszności $|\eta| < 2.4$, natomiast rozdzielczość w pędzie poprzecznym dla centralnego zakresu pseudopospieszności ma wynosić $\Delta p_t/p_t \approx 0.1 p_t$. W przypadku naładowanych leptonów umożliwi to dokonywanie pomiarów do $p_t \approx 2$ TeV.

Wokół detektora śladowego znajdować się będzie **kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL)**. Kalorymetr w beczie obejmuje zakres pseudopospieszności $|\eta| < 1.6$, natomiast w pokrywach $1.6 < |\eta| < 2.6$. Jest to kalorymetr zbudowany z kryształów PbWO_4 zapewniających wysoką rozdzielczość zarówno energetyczną ($\frac{\sigma_E}{E} = \frac{8.7\%}{\sqrt{E}} \oplus 0.32\% \oplus \frac{0.35}{E}$ jak i przestrzenną ($\sigma_\alpha = \frac{40\text{mrad}}{\sqrt{E}}$). Jest to podstawowym warunkiem odkrycia lekkiego Higgsa, rozpadającego się na dwa fotony.

Kolejnym elementem CMS'u będzie **kalorymetr hadronowy (HCAL)**. Wraz z uzupełniającym go kalorymetrem przednim (VF) obejmie on obszar $|\eta| < 5.0$. Dzięki niemu możliwy będzie pomiar energii w zakresie od 20 MeV do 2 TeV oraz wyznaczenie kierunku dżetów. Duża hermetyczność kalorymetru umożliwi także wyznaczenie brakującej energii poprzecznej w zderzeniu. Kalorymetr zbudowany będzie z umieszczonych na przemian warstw miedzi i plastikowego scyntylatora. Rozdzielczość energetyczna dla pojedynczego hadronu dla $\eta=0$ dla tego kalorymetru jest równa $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$.

Punktem startowym projektu detektora jest duże pole magnetyczne o wartości 4Tesli, które w detektorze będzie wytwarzane przez **nadprzewodzącą cewkę**. Cewka ma 13 metrów długości, jej średnica to 3.6 metra. Temperatura, w jakiej będzie pracować to około 85 K.

Wszystkie wymienione do tej pory elementy (poza kalorymerem przednim) będą pracować w polu magnetycznym wytwarzanym przez tę cewkę. Narzuca to pewne ograniczenia na użyte do ich budowy materiały i sposób budowy tych elementów (konstrukcje powinny być odporne na niekontrolowane, gwałtowne zmiany pola).

Na zewnątrz cewki znajdują się warstwy żelaza stanowiące **jarzmo zwrotne** cewki, będące równocześnie absorbentem pozostałości kaskad hadronowych.

Warstwy żelaza umieszczone są na przemian z **komorami mionowymi**, które oprócz funkcji detekcyjnych mają również pełnić bardzo istotne, w tego typu eksperymentach, funkcje wyzwajające (trygerujące). Dołożono zatem wszelkich starań aby odczyty z detektorów mionowych pochodziły z możliwie najszerszego zakresu kąтового, i cechowały się możliwie wysoką precyzją.

Pokrycie dużego obszaru w pseudopospieszności, $|\eta| < 2.4$ jest możliwe dzięki zastosowaniu cewki, gdzie beczka będzie pokrywać obszar $|\eta| < 1.3$ a pokrywy $0.9 < |\eta| < 2.4$. Szeroki zakres w pseudopospieszności, jaki pokrywają komory, ma istotne znaczenie w badaniu wielu procesów fizycznych, np: rozpadu ewentualnego Higgsa na cztery miony. Teoretyczne przewidywania pokazują, że miony pochodzące z rozpadu 160 GeV Higgsa ($H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$) znajdują się w obszarze objętym przez komory mionowe w około 60%. Wysoka rozdzielczość pędowa komór, jak i możliwość pomiarów wysokopędowych mionów, będą możliwe dzięki polu 8 Tesli, wytwarzanym przez cewkę. W Tabeli 3 zgromadzone są podstawowe parametry, jakimi charakteryzuje się detektor mionowy [2].

W skład układu mionowego wchodzi: opornościowe komory typu RPC (Resistive Plate Chamber), dryfowe komory DT (Drift Tubes) oraz komory z segmentowaną katodą CSC (Cathode Strip Chambers). Stacje mionowe MB1, MB2, MB3, MB4 (Rysunek 4) położone w beczce będą zawierać komory RPC oraz DTB a stacje ME1, ME2, ME3, ME4 położone w pokrywach - komory RPC oraz CSC.

zakres regulacji progu trygera	od 2 GeV (pokrywy), 4 GeV (beczka) do 100 GeV
efektywność trygera mionowego	$\sim 95\%$ dla dużych p_t
dolne ograniczenia pędu poprzecznego dla trygera mionowego	4 GeV dla $ \eta < 1.5$ 2.5 GeV dla $1.5 < \eta < 2.0$ 2.0 GeV dla $2.0 < \eta < 2.4$
akceptacja	$ \eta < 2.4$ ($9.4^\circ - 170.6^\circ$)
dokładność pomiaru pędu poprzecznego dla $ \eta < 2.4$ (tylko dla detektorów mionowych)	$\Delta p_t/p_t \approx 6-10\%$ dla $p_t \leq 10$ GeV $\approx 7-20\%$ dla $p_t \leq 100$ GeV $\approx 15-35\%$ dla $p_t \leq 1$ TeV
dokładność pomiaru pędu (detektor mionowy + wewnętrzny układ śladowy)	$\Delta p_t/p_t \approx 0.5-1\%$ dla $p_t \leq 10$ GeV $\approx 1.5-5\%$ dla $p_t \leq 100$ GeV $\approx 5-20\%$ dla $p_t \leq 1$ TeV

Tablica 3: Podstawowe parametry detektora mionowego.

2 Tryger w CMS

Warunkiem koniecznym odkrycia nowej cząstki jest dysponowanie wystarczającą energią umożliwiającą jej wyprodukowanie. Jednak zaobserwowanie cząstki znacząco zależy od przekroju czynnego na jej produkcję, a w przypadku cząstek o krótkim czasie życia lub cząstek, których bezpośrednia detekcja nie jest możliwa, od współczynnika rozgałęzienia na ich rozpad w kanale, który jesteśmy w stanie obserwować oraz odróżnić od tła. Informacje o wartościach przekrojów czynnych dostarczają teorie opisujące dane zjawisko, na przykład Model Standardowy w przypadku poszukiwania cząstki Higgsa czy Minimalne Supersymetryczne Rozszerzenie Modelu Standardowego w przypadku poszukiwania cząstek supersymetrycznych. Przekroje te są zależne od mas cząstek, które w powyższych przypadkach są wolnymi parametrami teorii.

Małe przekroje czynne na produkcję poszukiwanych obiektów oraz na ich rozpady w interesujących kanałach wymuszają duże światłości akceleratorów.

W LHC przekrój czynny na procesy nieelastyczne będzie rzędu milibarnów, co przy maksymalnej światłości akceleratora $\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ daje częstość przypadków rzędu GHz⁷, podczas gdy częstość interesujących procesów jest kilka rzędów wielkości mniejsza. Na Rysunku 5 przedstawione zostały przekroje czynne dla kilku interesujących procesów oraz częstości ich występowania w zależności od masy, dla parametrów LHC.

W eksperymencie będzie możliwość zapisania w cyfrowej pamięci masowej (na taśmach, czy dyskach DVD) zaledwie stu przypadków na sekundę⁸, co wymusza istnienie specjalnego systemu wyzwalania - trygera. Jego zadanie to poszukiwanie w czasie rzeczywistym ("on-line") przypadków z sygnaturami, które z pewnym prawdopodobieństwem (w zależności od stopnia trygera), mogą świadczyć o zajściu interesujących zdarzenia i kierowanie takich zdarzeń do zapisu w celu dalszej analizy ("off-line").

Redukowanie częstości przypadków w eksperymencie można podzielić na kolejne etapy nazywane stopniami (ang. level) trygera. Dla każdego stopnia określona jest częstość zdarzeń jaką powinna być przyjęta na wejściu i częstość zdarzeń do jakiej powinien być zredukowany sygnał na wyjściu. Kolejne stopnie zaprojektowane są w ten sposób aby kolejno redukować częstości przypadków do częstości docelowej – 100 Hz. Podczas projektowania kolejnych stopni trygera tworzony jest pewien margines bezpieczeństwa – częstość przypadków na wyjściu danego stopnia jest około trzy razy mniejsza od częstości przypadków jaką jest w stanie przyjąć na wejściu tryger stopnia niższego.

Pod względem zasady działania tryger można podzielić na stopnie – sprzętowy (hardware) – nieprogramowalny lub programowalny w bardzo małym zakresie, obsługiwany przez gotowe, specjalnie zaprojektowane układy scalone oraz programowalny (software), realizowany przez w pełni programowalne maszyny cyfrowe.

⁷ $R = \sigma \cdot \mathcal{L}$ gdzie: R – częstość, σ – przekrój czynny, $\mathcal{L}$ – światłość

⁸Jeden przypadek będzie zajmować około 1MB pamięci, co bezpośrednio z detektora daje około TB/s. Zakłada się, że maksymalna wielkość gromadzonych danych będzie wynosić 100MB/s.

W eksperymencie CMS na tryger sprzętowy będzie składał się stopień pierwszy (L1), natomiast wyższe stopnie trygera (HLT–ang. Hight Level Triggers) będą stanowić tryger programowalny. Tryger w CMS będzie, w przeciwieństwie do innych eksperymentów (np: ATLAS w którym pierwsze dwa stopnie będą realizowane przez tryger sprzętowy), zaprojektowany jest w ten sposób, aby ograniczyć liczbę stopni i zakres funkcji trygera sprzętowego na rzecz trygera programowanego.

Korzyści, jakie z tego faktu wynikają, to między innymi:

- wzrost możliwości modyfikacji trygera
- ograniczenie bezpośredniego wkładu w projektowanie układów sprzętowych,
- maksymalne opóźnienie zakupu osprzętowania dla trygera co znacznie wpływa na zwiększenie jego wydajności w związku z rozwojem technologicznym. Jest to możliwe dla systemów programowalnych.

Dla każdego stopnia trygera określone zostają obiekty (konkretne, pojedyncze cząstki, pary, trójki, ich kombinacje itd.) oraz wielkości z nimi związane, na których będą dokonywane cięcia (w obecnej chwili jest to energia poprzeczna oraz brakująca energia poprzeczna, które są związane z całym przypadkiem a także pęd poprzeczny poszczególnych obiektów). Określone również zostają konkretne wartości cięć lub procedury, umożliwiające redukcję częstości przypadków do wartości akceptowanej przez następny stopień trygera.

W aktualnych projektach dla HLT zrezygnowano ze wspomnianego powyżej marginesu bezpieczeństwa ze względu na to, że wraz z przechodzeniem do wyższych stopni trygera zwiększa się dokładność, z jaką można określić tło, gdyż pochodzi ono głównie od przypadków zawierających W, Z, t oraz leptony z dużym pędem poprzecznym. Mniej rygorystyczne przestrzeganie określonych granic częstości jest również możliwe dzięki gwałtownemu postępowi w dziedzinie informatyki, gdzie już w chwili obecnej istnieje możliwość zapisu i gromadzenia danych w ilościach 100MB/s.

Pierwszy stopień trygera jest dobrze określony. Używając niepełnej rozdzielczości kalorymetrów i komór mionowych operuje on sygnałami obciążonymi dużymi błędami. Z tego względu pierwsze cięcia, które są określane na tym stopniu, definiowane są stosunkowo nisko, zapewniając w ten sposób duży margines bezpieczeństwa podczas pierwszej selekcji przypadków. Dokładny opis L1 można znaleźć w [7].

Algorytmy drugiego stopienia, jak i stopni kolejnych, nie są jeszcze w pełni opracowane (powody tego zostały podane poniżej), jednak istnieją pewne koncepcje postępowania i wyników, jakie w ten sposób powinny być otrzymane.

Na stopniu drugim–L2 trygera wartość cięć, w stosunku do stopnia pierwszego, nie ulegną zmianie. Planuje się, że obniżenie częstości przypadków do 5–10kHz będzie możliwe dzięki wykorzystaniu maksymalnej rozdzielczości detektorów, czyli zwiększeniu dokładności uzyskanych sygnałów.

Trzeci stopień–L3 trygera będzie wykorzystywał informacje z wewnętrznego detektora śladowego, co pozwoli: odróżniać elektrony od mionów, określić kryteria, dla których elektron, mion, czy foton jest obiektem izolowanym oraz dodatkowo zwiększyć dokładność pomiaru pędu poprzecznego. Aby uzyskać zaplanowaną częstość 1kHz, może być konieczne zwiększenie na tym stopniu cięć na dżetach oraz nieizolowanych mionach.

Czwarty stopień–L4 wykorzystuje pełną rozdzielczość wszystkich detektorów do uzyskania możliwie najdokładniejszej informacji o trygerowanych obiektach. Na tym stopniu obiekty z niskim pędem poprzecznym pochodzą głównie z przypadków zawierających W, Z, t lub z przypadków wieloobektowych. Częstość przypadków na wyjściu czwartego stopnia trygera ma wynosić około 100Hz.

Stopień piąty–L5 nie prowadzi do dalszej redukcji liczby przypadków przeznaczonych do zapisu. Jego zadaniem jest przeprowadzanie, możliwie na bieżąco, fizycznej analizy przypadków celem ich klasyfikacji.

Ze względu na fakt, iż eksperyment jest nastawiony przeważnie na poszukiwanie "nowej fizyki", tryger ma głównie charakter inkluzywny–nie wyróżnia on żadnego procesu czy obszaru poszukiwań. Niniejsza praca zawiera pierwsze próby podejścia do problemu inkluzywnego trygera wyższych stopni, jednak w przyszłości trzeba będzie uwzględnić również jego ekskluzywny charakter, ze względu na prowadzone przez eksperyment pomiary łamania CP w sektorze b oraz w przypadku odkrycia nowej fizyki a co za tym idzie dokładniejszego badania wybranego procesu.

Praca nad symulacją drugiego stopnia trygera jest trudna, ponieważ:

- jakiegokolwiek próby symulacji drugiego stopnia wymagają uprzedniej symulacji stopnia pierwszego trygera,
- pierwszy stopień trygera o cztery rzędy wielkości redukuje liczbę zdarzeń, więc aby na wejściu drugiego dysponować odpowiednią statystyką, liczba wygenerowanych przypadków do pracy nad stopniem drugim powinna być 10^4 razy większa w stosunku do stopnia pierwszego
- wyższe stopnie trygera wykorzystują pełną rozdzielczość detektorów, co w znaczącym stopniu zwiększa wielkości danych, na których prowadzona jest bieżąca symulacja. Potrzebna jest również większa statystyka w stosunku do L1, ze względu na wieloobektowy charakter wyższych stopni.

Wymienione trudności powodują, że standardowe podejście do symulacji wyższych stopni trygera w obecnej chwili wymaga ogromnych nakładów sprzętowych przez co staje się prawie niemożliwe.

W tej pracy proponowane jest podejście do wyższych stopni systemu wyzwalań, które w pewnym stopniu pozwoli zmniejszyć omawiane trudności.

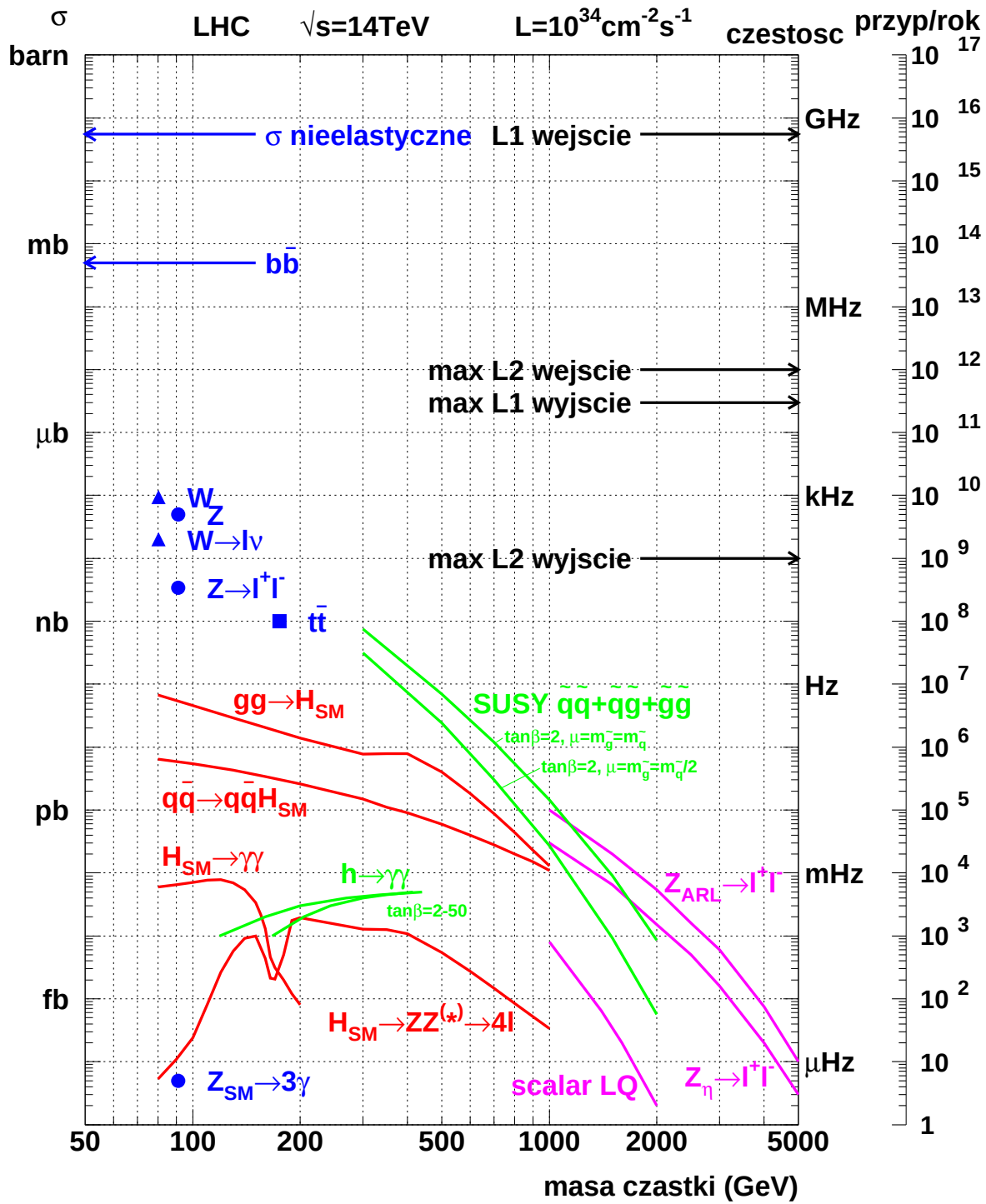
Jest to możliwe dzięki symulacji wyższych stopni trygera zaczynając nie od stopnia drugiego, lecz od czwartego. Ponieważ na tym stopniu dane będą charakteryzowały się możliwie największą dokładnością, W pierwszym przybliżeniu można użyć danych bezpośrednio z generatora.

Pomimo iż w ten sposób nie będzie możliwe budowanie trygera pod kątem poprawiania dokładności danych otrzymanych na wejściu, to jednak będzie można określać wartości cięć na wybranych obiektach, stanowiących sygnatury interesujących procesów tak, aby uzyskać pożądaną częstość 100Hz na wyjściu trygera.

Dzięki temu na niższych stopniach trygera znacznie zmniejszy się moc obliczeniowa, czas symulacji, ilości danych, a przede wszystkim wysiłek ludzki wykorzystywany na rekonstrukcję pewnych obiektów, a potem zwiększanie precyzji ich opisu w przypadku gdy dany przypadek, zawierający te obiekty, i tak zostanie odrzucony na kolejnym stopniu trygera.

Ponadto otrzymane wartości cięć pozwolą określić możliwości rejestracji przypadków charakteryzujących się poszukiwanymi procesami, poprzez porównanie tych cięć z ograniczeniami teoretycznymi, odpowiadającymi tym procesom.

Należy jednak przy tym pamiętać, że uzyskane wyniki obarczone są dużymi błędami, źródła których zostaną omówione. Jest to jednak pierwsza próba takiej analizy, a cały proces budowy trygera jest procesem iteracyjnym, którego pierwszym przybliżeniem są liczby przedstawione w niniejszej pracy.



Rysunek 5: Tryger I oraz II stopnia na tle niektórych procesów w eksperymencie CMS. (rys zaczerpnięty z [5]).

3 Zasada budowania trygera

W niniejszej pracy budowa trygera opiera się na następujących założeniach:

1. Sygnatury zbudowane są z trzech obiektów **leptonów (l)**, **fotonów (γ)** oraz **dżetów (j)** (dżety zdefiniowane są w Załączniku 3).
2. Rozpatrywane są sygnatury:
 - jednoobiektove: ℓ, γ, j
 - dwuobiektove: $\ell\ell, \ell\gamma, \gamma\gamma, \ell j, \gamma j, jj$
 - trzyobiektove: $\ell\ell\ell, \ell\ell\gamma, \ell\gamma\gamma, \gamma\gamma\gamma, \ell\ell j, \ell j j, \gamma\gamma j, \gamma j j, jjj$
 - oraz dla dżetów: $jjjj$ (4j), $jjjjj$ (5j), $jjjjjj$ (6j)
3. Tryger opiera się jedynie na cięciach na **pędzie poprzecznym** obiektów wchodzących w skład sygnatury.
4. Przypadek charakteryzujący się daną sygnaturą zawiera **co najmniej** (nie wyłącznie) obiekty w niej określone.
5. Samą sygnaturę stanowią wybrane cząstki o **największych** pędach poprzecznych.
6. W przypadku sygnatur, w których występuje kilka obiektów tego samego typu (np: $\ell\ell\ell$ albo $\ell\ell j$) różne cięcia są przeprowadzane tylko na pędzie poprzecznym **różnych** obiektów (w podanych przykładach odpowiednio ℓ oraz ℓ i j).
7. Dla takich samych obiektów, w sygnaturze, wartości cięcia są takie same.

Poniżej przedstawiony jest przykład dwóch sygnatur, ilustrujący wymienione założenia.

$\ell\ell\ell$ – w danym przypadku wystąpiły co najmniej trzy lepton (pkt.4), sygnatura składa się z leptonów o największych pędach poprzecznych (pkt.5), wartości cięć na pędzie poprzecznym (pkt.3) są takie same dla wszystkich leptonów (pkt.7)

$\ell\ell j$ – w danym przypadku wystąpiły co najmniej dwa lepton i co najmniej jeden dżet (pkt.4), sygnatura składa się z leptonów i dżetu odpowiednio o największych pędach poprzecznych (pkt.5), wartość cięcia na pędzie poprzecznym (pkt.3) dla leptonów jest niezależna od wartości cięcia dla dżetu (pkt.6).

W dalszej części pracy prezentowane są wykresy, przedstawiające zależności częstości występowania danego obiektu od pędu poprzecznego. Rozkłady pędów są scałkowane od pędów najwyższych tak, aby odczytana częstość dla danej wartości pędu poprzecznego odpowiadała częstości uzyskanej w wyniku cięcia na tej wartości.

Przedstawione zostały dwa typy rysunków: dla sygnatur składających się z jednego typu obiektów – są to wykresy, na których zależność częstości od pędu jest przedstawiona w postaci krzywej, oraz dla sygnatur składających się z różnych obiektów – są to tabelki, w których na osiach pionowych są pędy obiektów, a częstość uzyskana w wyniku cięcia na pędzie jednego, jak i drugiego, jest podana w odpowiedniej kratce tabeli.

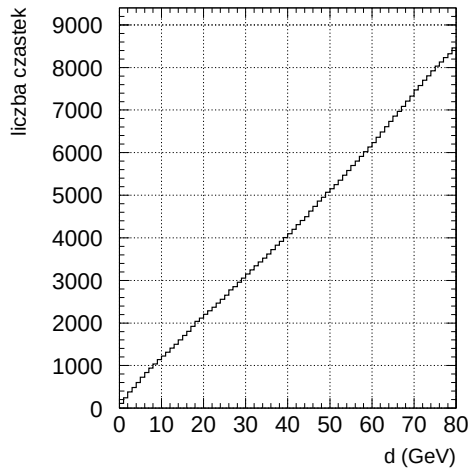
4 Generacja przypadków

Do generacji przypadków wykorzystano program PYTHIA. Oprócz standardowej generacji “minimum bias” dodatkowo zostały przeprowadzone symulacje w której włączone zostały procesy produkcji kolejno bozonów W oraz Z a także kwarku top (Załącznik 1). Generacja tych procesów została przeprowadzona z uwzględnieniem dodatkowych założeń takich jak: dozwolony zakres pseudospieszości, zakaz rozpadów mionów i kaonów oraz cięcia na pedzie poprzecznym partonów powstałych w wyniku zderzenia – $\hat{p}_t$, omówione w dalszej części tego rozdziału. Założenia generacji przedstawione zostały w Załączniku 2. Nie przeprowadzono dokładnej symulacji detektora. W szczególności watości p_t cząstek oraz całkowita energia poprzeczna i brakująca energia poprzeczna nie są obarczone błędami pomiarowymi. Jedynie w przypadku dżetów algorytm ich rekonstrukcji uwzględnia rozdzielczość detektora. Rekonstrukcja dżetów została przeprowadzona za pomocą procedury LUCCELL opisanej w Załączniku 3.

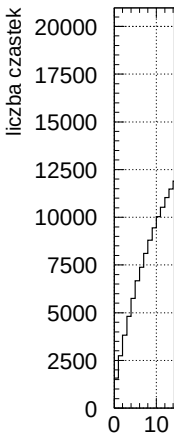
4.1 Rekonstrukcja bozonów W oraz Z

Selekcja W i Z on-line jest trudna ze względu na duże tło kombinatoryczne. Poniżej przedstawione zostały scałkowane rozkłady minimalnej odległości masy inwariantnej liczonej dla każdej pary dżetów w przypadku. $d = \min |M_{INV} - M_W|$. dla procesu minimum bias oraz procesu z generacją W.

a)



b)



Rysunek 6: Scałkowany rozkład minimalnej odległości masy inwariantnej liczonej dla każdej pary dżetów w przypadku. $d = \min |M_{INV} - M_W|$. a) dla procesu minimum bias gdzie liczba przypadków wynosi 8520 oraz b) dla procesu z generacją W gdzie liczba przypadków wynosi 18872.

Na podstawie powyższych wykresów można stwierdzić, że np: dla wartości $d=20$ GeV bierzemy około 70% sygnału z W jednocześnie biorąc około 25% całego tła. Przedstawiona poniżej Tabela 4 przedstawia stosunek procentowy sygnału do tła również dla innych wartości parametru d .

$d = \min M_{INV} - M_W [GeV] $	20	30	40	50
%min. bias	25	36	47	60
% $W \rightarrow jj$	72	82	89	93

Tablica 4: Efektywność rekonstrukcji $W \rightarrow jj$.

Jak widać selekcja W i Z nie jest zbyt efektywna, więc nie zastosowano jej w tej iteracji co nie wyklucza możliwości zastosowania jej w przyszłości. Dlatego też, pomimo iż początkowo analiza prowadzona była osobno dla W oraz Z, to jednak wyniki przedstawione w tej pracy nie uwzględniają możliwości rozróżnienia tych przypadków.

4.2 Zwiększenie statystyki

Generator PYTHIA daje możliwość określenia minimalnego pędu poprzecznego partonów powstałych w wyniku zderzenia - $\hat{p}_t$, co zostało wykorzystane w celu zwiększenia statystyki. Wadą tego sposobu jest skomplikowana procedura zszywania różnych próbek. Przez to otrzymywane zakresy niepewności częstości można oszacować jedynie w przybliżeniu.

Sposób ten został wybrany do przeprowadzenia przedstawionej w tej pracy analizy, ponieważ daje ona przede wszystkim możliwość łatwego i szybkiego wygenerowania przypadków o dużym pędzie poprzecznym – znacząco zwiększając w ten sposób statystykę, a wspomniane błędy i trudności w ich określeniu dotyczą głównie przypadków trygera wieloobiektowego, w którym występują różne cząstki.

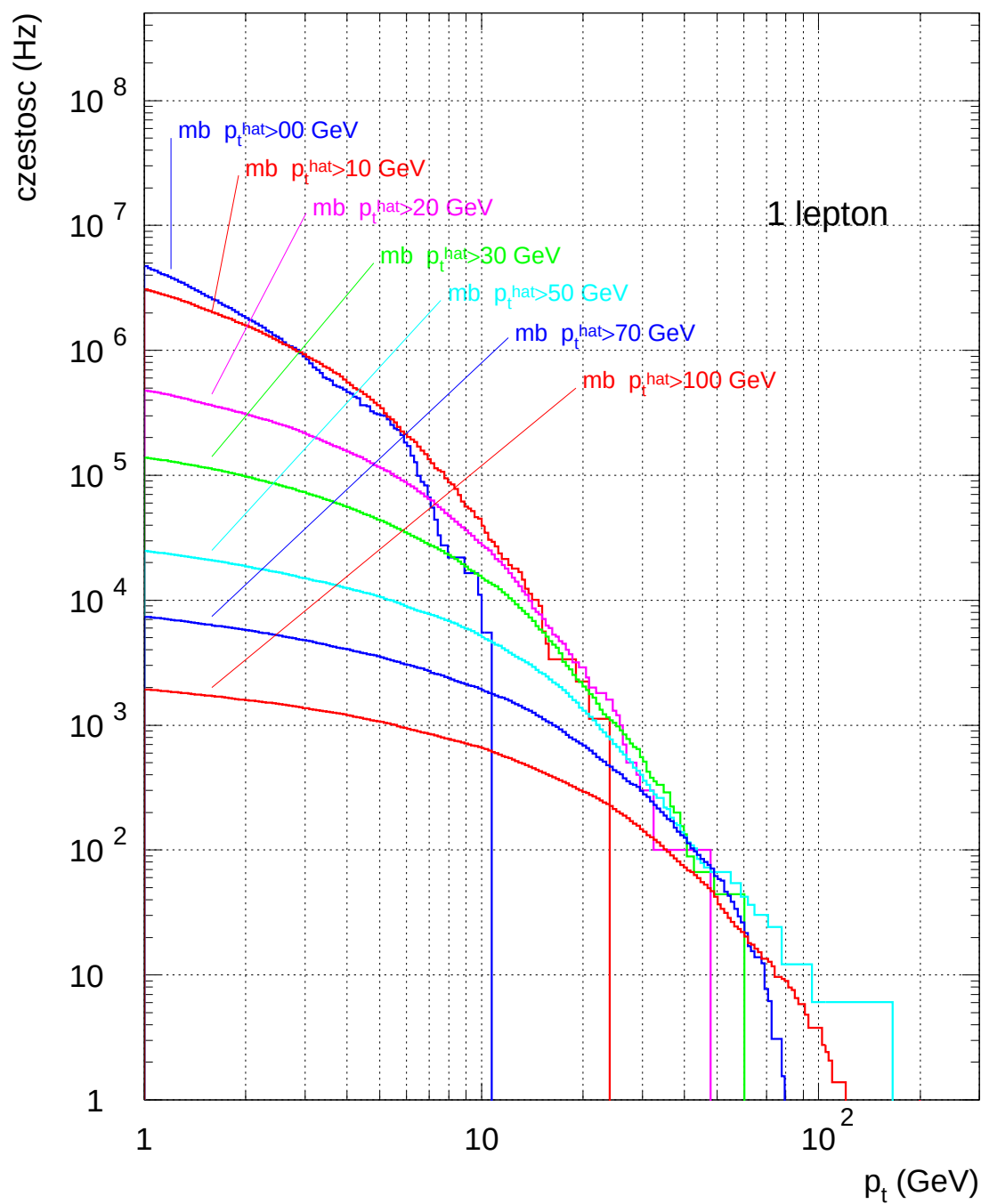
Generowano proces minimum bias bez cięcia oraz dla cięć na $\hat{p}_t$: 10, 20, 30, 50, 70, 100 GeV, które w pracy będą oznaczane odpowiednio mb00, mb10, mb20, itd. (Załącznik 4). Chromodynamika kwantowa (QCD), na podstawie której Pythia generuje zdarzenia o określonym $\hat{p}_t$, daje przekroje czynne rozbieżne dla małych wartości pędu poprzecznego. W tych obszarach Pythia korzysta z parametryzacji na podstawie wyników eksperymentalnych, poprawnie łącząc obszary o małym i dużym pędzie poprzecznym [6]. W przypadku gdy generowana jest próbka z pewnym cięciem na $\hat{p}_t$, Pythia korzysta z QCD, co nie zapewnia automatycznie poprawnej normalizacji. W związku z tym wygenerowane próbki z kolejnymi cięciami zwiększają statystykę dla dużych pędów poprzecznych, dając poprawne wyniki w tych obszarach, nie są jednak prawdziwe dla małych wartości pędu.

Na Rysunkach 7, 8, 9, 10 znajdują się przykładowe wykresy pokazujące rezultaty kolejnych generacji. Przedstawiają one scałkowane częstości przypadków w zależności od pędu poprzecznego. Całkowanie przebiega od przypadków o najwyższym pędzie poprzecznym.

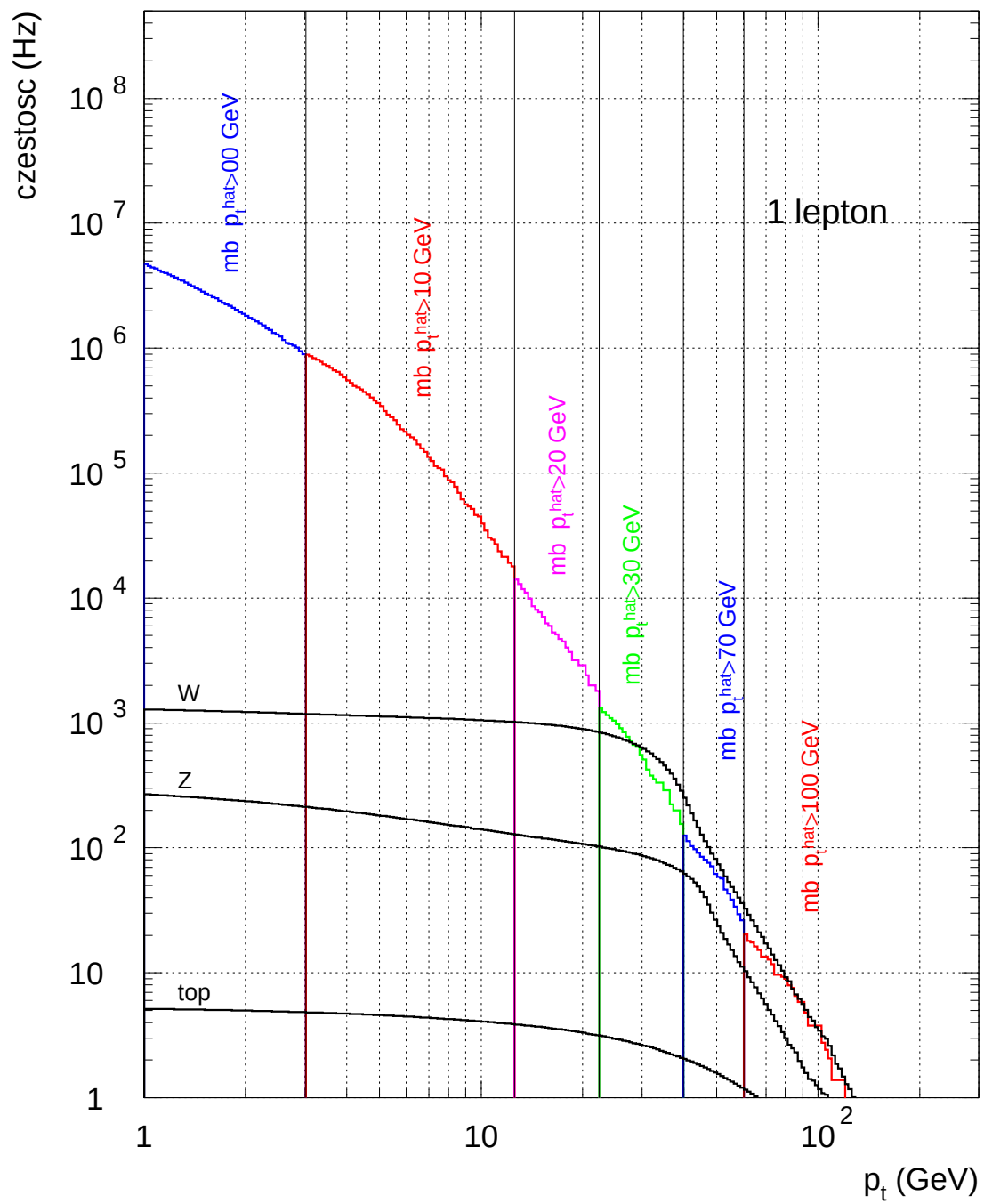
Rysunki 7 i 9 pokazują częstości dla wszystkich próbek minimum bias (na rysunkach oznaczanych jako mb), natomiast Rysunki 8 i 10 pokazuje rezultat sklejanie odpowiednich krzywych w odpowiednim zakresie pędu poprzecznego (granice sklejeń wyznaczone są przez ciągłe linie pionowe).

”Sklejone” rysunki zawierają również częstości pochodzące od procesów W, Z oraz top. Całkowita częstość wyznaczana jest poprzez dodanie wkładu od tych procesów.

Dla pierwszej pary rysunków otrzymana częstość odpowiada wystąpieniu co najmniej jednego leptonu w przypadku, dla drugiej pary, co najmniej trzech leptonów.

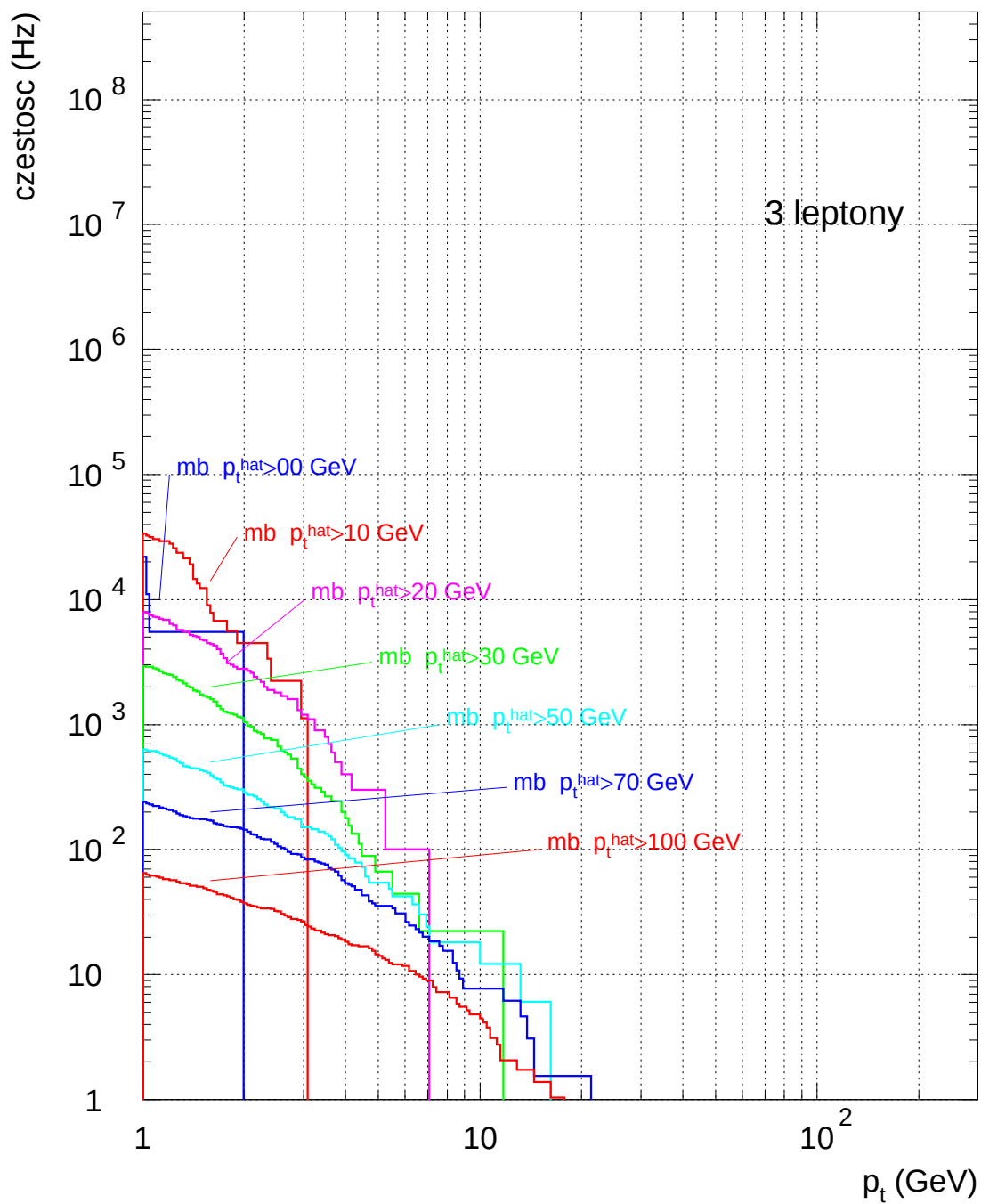


Rysunek 7: Częstość wystąpienia przynajmniej jednego leptonu w próbkach z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$.

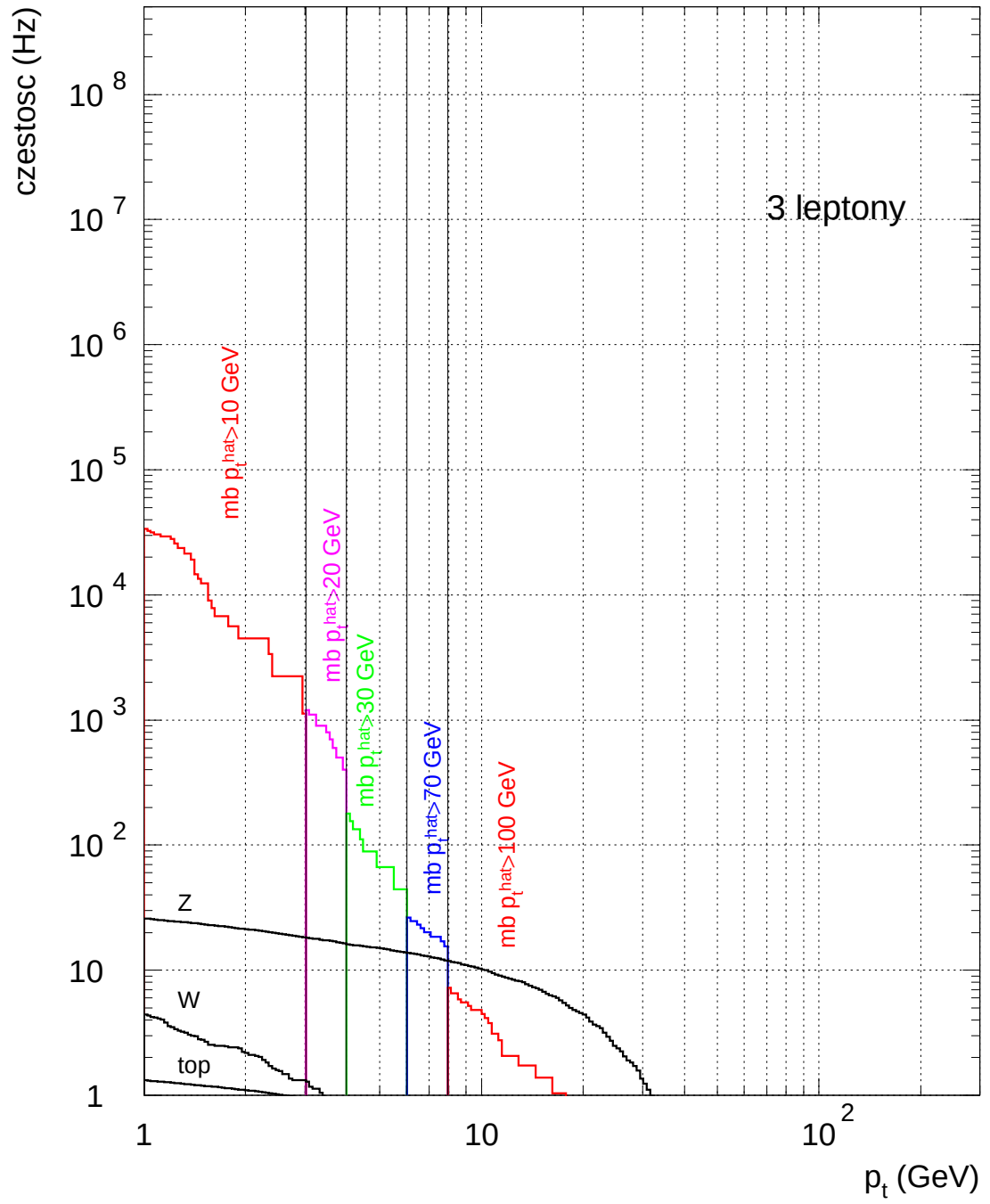


Rysunek 8: Częstość wystąpienia przynajmniej jednego leptonu po odpowiednim połączeniu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$.

Poniżej przedstawiony jest drugi przykład procedury "sklejania".



Rysunek 9: Częstość wystąpienia przynajmniej trzech leptonów w próbkach z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$.



Rysunek 10: Częstość wystąpienia przynajmniej trzech leptonów po odpowiednim połączeniu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$.

4.3 Porównanie generatorów PYTHIA 5.7 i PYTHIA 6.1

Przed końcem roku 1999 została udostępniona nowa wersja programu Pythia oznaczona numerem 6.1. Odróżnia się ona od poprzedniej wersji 5.7 następującymi zmianami :

- zawiera generator supersymetryczny SPYTHIA
- generator JETSET został włączony do programu
- zmienne deklarowane w programie posiadają podwójną precyzję
- nowe funkcje struktury CTEQ4L [6]
- reoptymalizacja parametrów uwzględniająca wyniki z TeVatronu

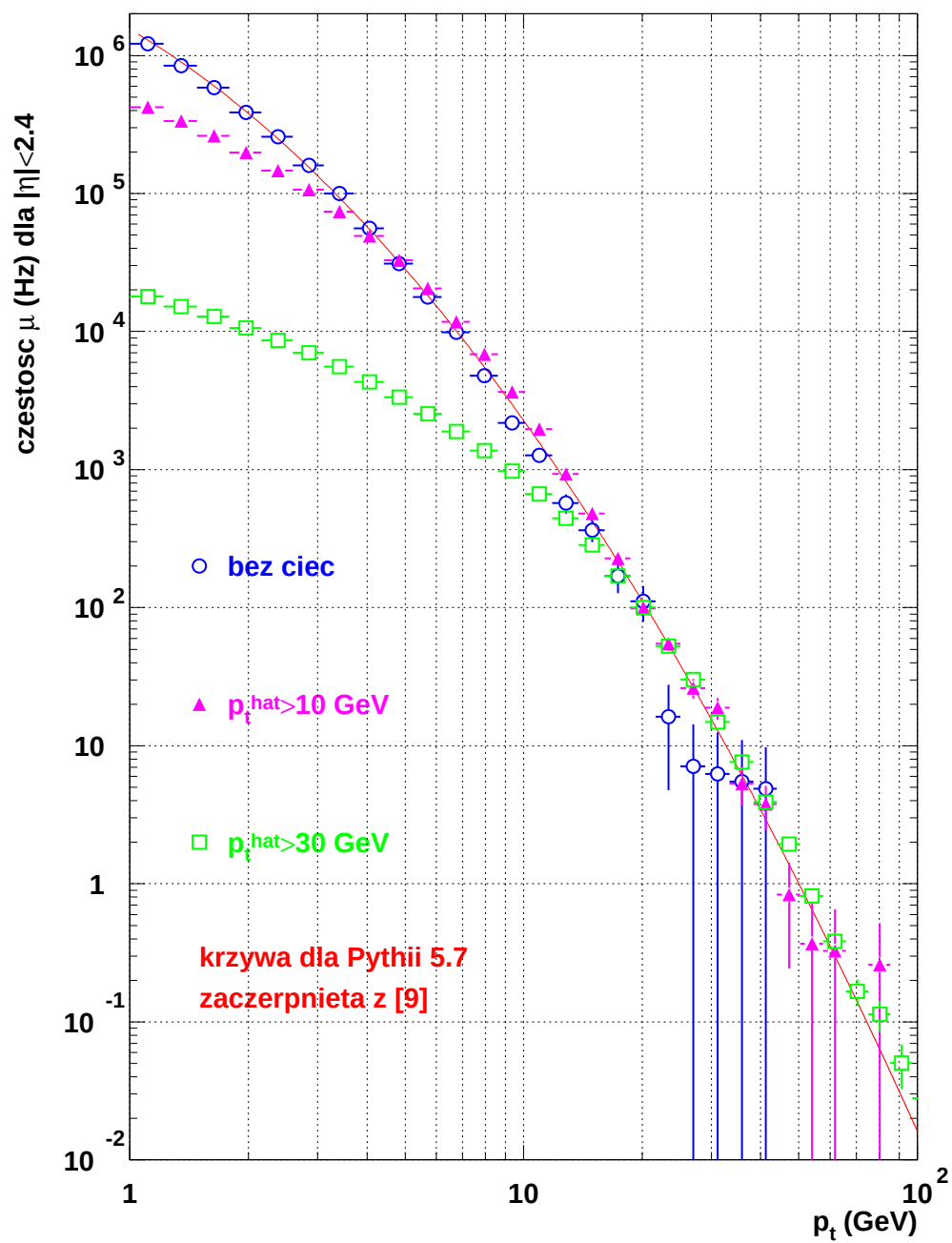
Ponieważ dotychczasowe publikacje [2], [3] zawierały wyniki uzyskane w oparciu o wersję 5.7, konieczne było porównanie obu wersji generatora. Do celów niniejszej pracy najważniejsze było porównanie częstości mionów pochodzących z wierzchołka oddziaływania w zależności od pędu poprzecznego, dla różnych cięć na $\hat{p}_t$. W celu zwiększenia prawdopodobieństwa pojawienia się mionu, symulacja rozpadów każdego wygenerowanego przypadku była powtarzana stu krotnie.

Na obu wykresach umieszczona jest krzywa, zaczerpnięta z [8] będąca rezultatem dopasowania funkcji do danych opisujących miony w LHC, uzyskanych za pomocą PYTHIA 5.7 w 1995 roku. Na rysunkach umieszczone zostały także rozkłady reprezentowane przez koła, trójkąty i kwadraty pędu mionów, otrzymane w przeprowadzonej dla porównania generacji, odpowiednio bez cięć na $\hat{p}_t$ dla cięcia 10 oraz 30 GeV.

Na podstawie przedstawionych wykresów można stwierdzić, że:

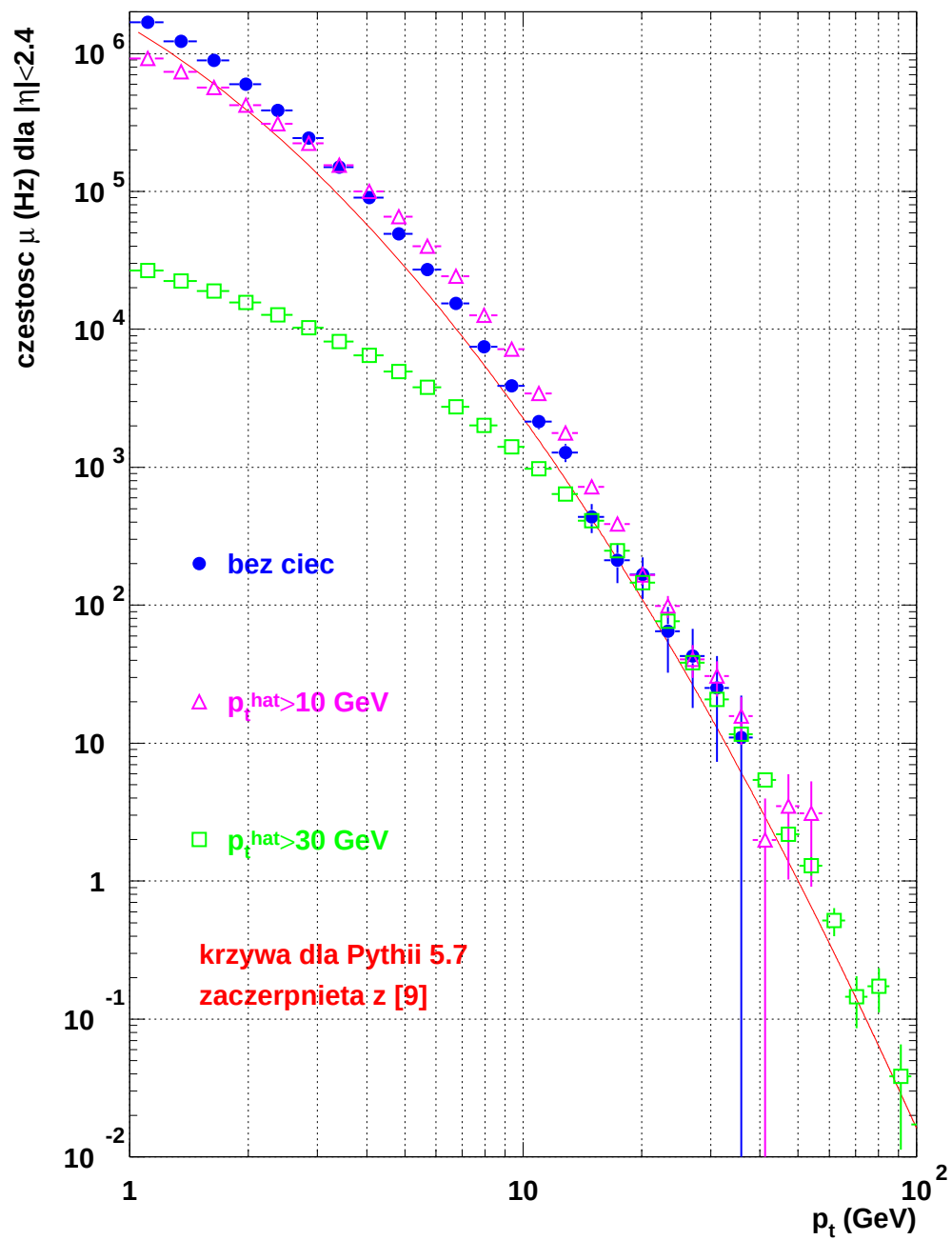
- sama procedura generacji, jak i analizy danych jest zgodna z dokonywaną wcześniej (na rysunku 11 uzyskane krzywe reprezentowane przez koła trójkąty oraz kwadraty, po uwzględnieniu procedury "sklejania", z niezależnie otrzymaną krzywą z pracy [8]).
- częstość mionów uzyskana za pomocą PYTHIA 6.1 jest średnio 1.5 raza większa w stosunku do PYTHIA 5.7
- sama procedura "sklejania" w nowej wersji generatora wymaga większej ostrożności. W przypadku Pythii 5.7 próbka z cięciem na $\hat{p}_t=10$ GeV od pewnego pędu poprzecznego lepiej odpowiada próbce wygenerowanej bez cięć niż w przypadku Pythii 6.1 w której zadowalająca odpowiedniość dwóch próbek otrzymywana jest od większych wartości pędu poprzecznego. Zbyt wczesne potraktowanie próbek z cięciem na $\hat{p}_t$ za poprawne może dawać w nowej wersji Pythii częstości nawet dwukrotnie za duże.

Cała analiza, przedstawiona w tej pracy, została przeprowadzona za pomocą generatora PYTHIA w wersji 6.1.



Rysunek 11: Częstość mionów, przypadających na 1 GeV, pochodzących z wierzchołka oddziaływania, wygenerowanych za pomocą PYTHII 5.7 z jej standardowymi wartościami parametrów i funkcją struktury CTEQ2L [6].

Pythia 6.1



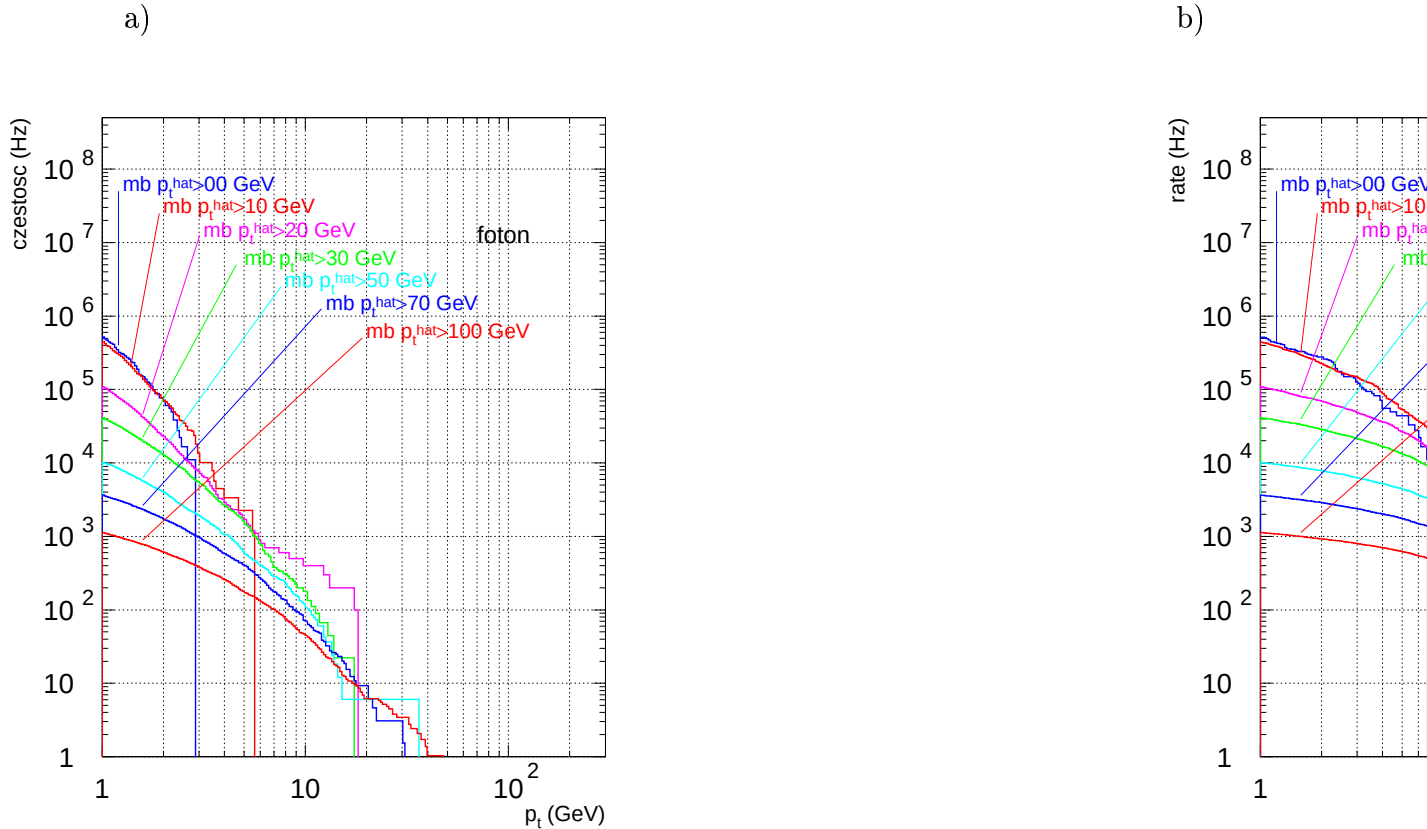
Rysunek 12: Częstość mionów, przypadających na 1 GeV, pochodzących z wierzchołka oddziaływania, wygenerowanych za pomocą PYTHII 6.1 z jej standardowymi wartościami parametrów i funkcją struktury CTEQ4L [6].

5 Rozkłady wieloobiektowe

W rozdziale 4.2, na podstawie przykładów, przedstawiona została procedura oparta na "sklejaniu" w odpowiednich zakresach pędu poprzecznego procesu minimum bias generowanego dla różnych cięć na $\hat{p}_t$. Uzyskiwane w ten sposób wykresy przedstawiają zależności częstości od pędu poprzecznego dla sygnatur, w których występuje jeden rodzaj obiektów.

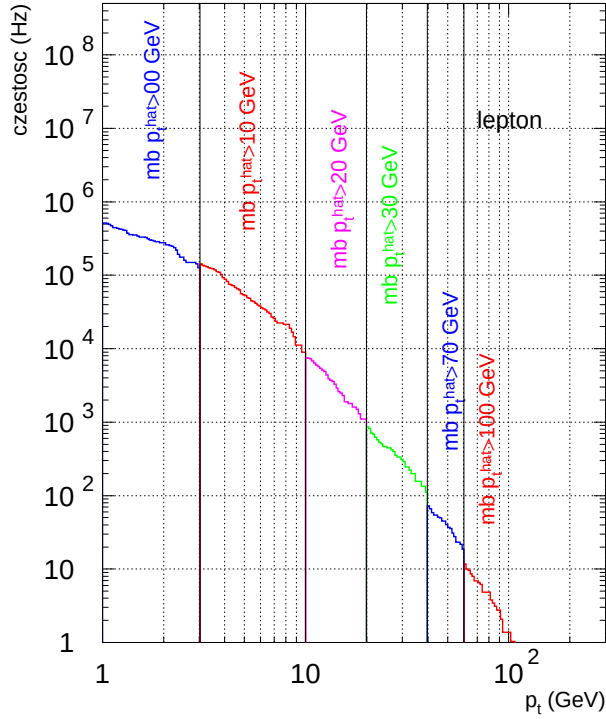
W tym rozdziale zostanie szczegółowo opisany schemat postępowania, jaki został wykorzystany w celu uzyskania tabel częstości, dla sygnatur zawierających obiekty różnego typu. Posłużymy się konkretnym przykładem sygnatury $\ell\gamma\gamma$, która fizycznie w detektorze może być sygnałem np od procesów: WH , $t\bar{t}H \rightarrow \ell\gamma\gamma$.

Pierwszym etapem jest narysowanie, dla przypadku $\ell\gamma\gamma$, odpowiednich wykresów częstości dla leptonu oraz fotonu w celu określenia zakresu "sklejania".

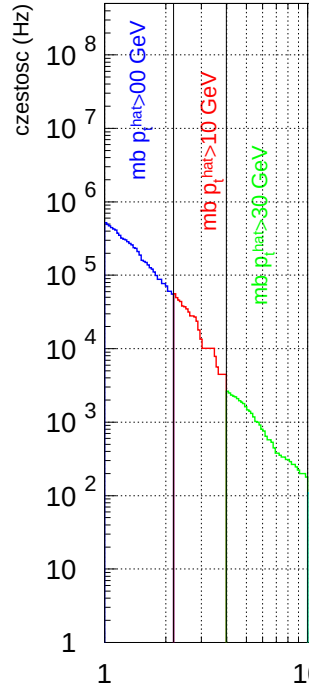


Rysunek 13: Histogramy przedstawiające zależność częstości od pędu z sygnaturą $\ell\gamma\gamma$ dla próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$ dla a) leptonu, b) fotonu.

a)



b)



Rysunek 14: Histogramy przedstawiające zależność częstości od pędu z sygnaturą $\ell \gamma \gamma$ po połączeniu próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$ dla a) leptonu, b) fotonu.

Z Rysunku 13 odczytujemy zakresy pędu poprzecznego, dla których można użyć poszczególnych próbek, “sklejone” histogramy są przedstawione na Rysunku 14. Zakresy pędu i odpowiadające im próbki umieszczone zostały w Tabeli 5.

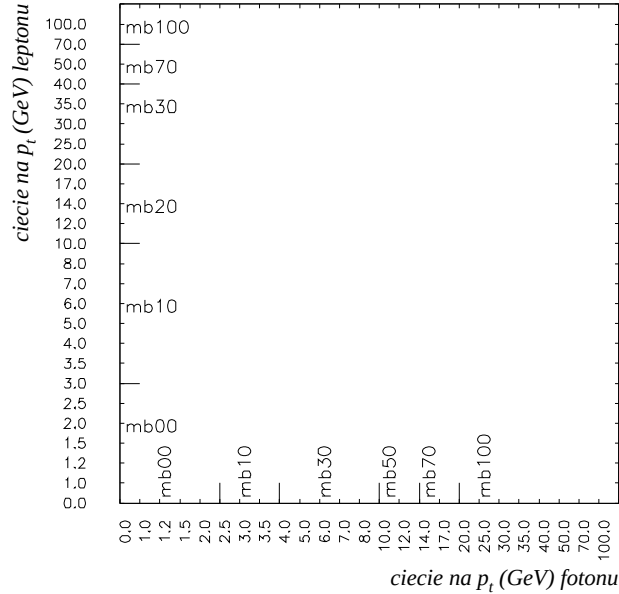
Istotnym dla dalszej analizy jest fakt, że granice pędu poprzecznego odpowiadające odpowiednim próbkom są różne dla różnych cząstek. Ponadto w procedurze sklejania p_t leptonów i fotonów nie są wykorzystane te same próbki (w przypadku leptonu nie ma próbki mb50, a w przypadku fotonu mb20).

Tworzony wykres ma przedstawiać częstość w zależności od pędu poprzecznego fotonu i leptonu. Nie jest zatem możliwe użycie różnych próbek dla jednego zakresu pędu poprzecznego, z których jeden jest odpowiedni dla fotonu drugi dla leptonu, ze względu na korelacje między cząstkami, które właśnie wykres ma przedstawiać. Dlatego, następnym krokiem jest określenie, których próbek należy użyć w jakich zakresach pędu poprzecznego. Rysunek 15 przedstawia dwuwymiarowy wykres w postaci tabeli w której na jednej osi jest pęd poprzeczny leptonu, a na drugiej pęd fotonu z przypadku $\ell \gamma \gamma$. Poniżej szczegółowo, krok po kroku, opisany jest schemat postępowania jakim się kierowano w celu doboru odpowiednich próbek w odpowiednich zakresach pędu poprzecznego.

próbka z cięciem na $\hat{p}_t$	zakres p_t dla leptonu [GeV]	zakres p_t dla fotonu [GeV]
mb00	0 – 3	0 – 2.2
mb10	3 – 10	2.2 – 4
mb20	10 – 20	—
mb30	20 – 40	4 – 10
mb50	—	10 – 13
mb70	40–60	12 – 20
mb100	60 –	20 –

Tablica 5: Zakresy p_t dla fotonu oraz leptonu z sygnatury $\ell\gamma\gamma$ dla różnych próbek minimum bias

Granice "sklejania" np: dla leptonu, przedstawione na Rysunku 14 są wyznaczane **jedynie** pod warunkiem istnienia dwóch fotonów o dowolnych pędach, analogicznie jest w przypadku wykresu dla fotonu. Wypełnianie tabeli rozpoczyna się od obszarów leżących bezpośrednio przy osiach, które odpowiadają cięciom na p_t tylko jednego z obiektów. Informacje te można bezpośrednio odczytać z Rysunku 14. Dalsze wypełnianie tabeli jest oparte na pewnych założeniach i wnioskach w oparciu o wykresy dla poszczególnych cząstek z sygnatury.



Rysunek 15: Zasada łączenia próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$.

Analizując Rysunek 13 można zauważyć, że podczas dobierania próbki z odpowiednim cięciem na $\hat{p}_t$ dla różnych części tabeli, możliwe są dwie sytuacje: gdy w danym zakresie pędu dobrana jest próbka z za dużym cięciem na $\hat{p}_t$, wtedy częstość przypadków jest zaniżona lub gdy dobrana jest próbka ze zbyt niskim cięciem na $\hat{p}_t$, wtedy częstość jest poprawna, lecz pojawia się problem ze zbyt małą statystyką.

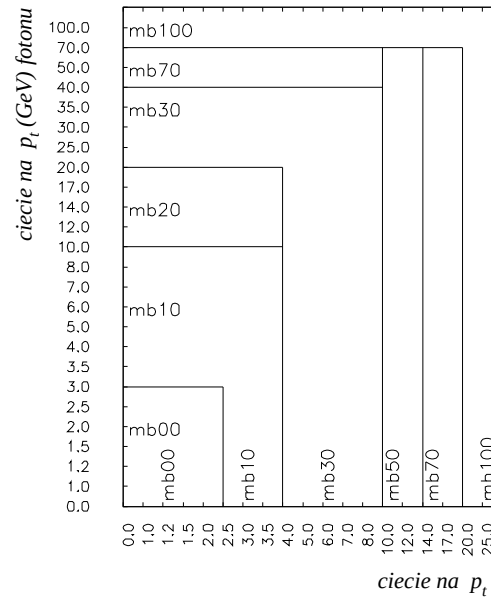
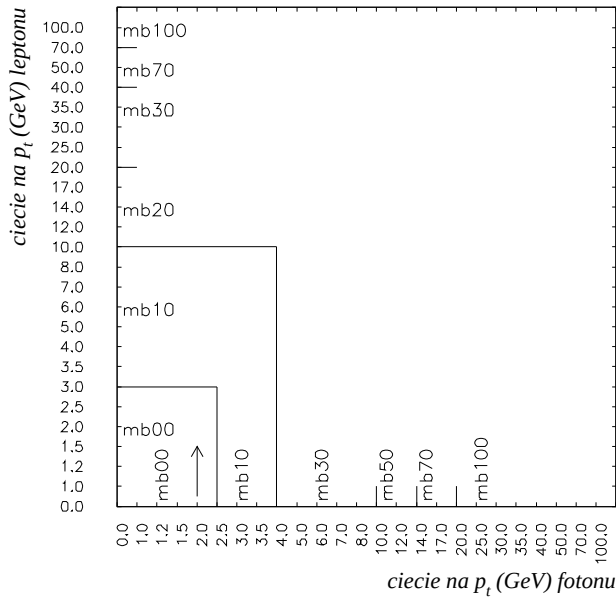
Będąc w odpowiednim zakresie pędu poprzecznego dla fotonów (na osi poziomej) dla próbki mb00 (od 0 do 2.5 GeV) zwiększając cięcie na pędzie drugiej cząstki– leptonie (w kierunku strzałki), zmniejszamy statystykę przypadków, zachowując jednocześnie poprawną częstość próbki mb00 (Rysunek 16a)). Procedura taka jest możliwa do wartości pędu poprzecznego leptonu określonego na osi pionowej. Analogiczne rozumowanie można przeprowadzić w kierunku poziomym, zwiększając cięcia na fotonie. Na tej samej zasadzie można wyznaczyć zakres kolejnej próbki mb10. Na rysunku 16a) został zaznaczony zakres, w którym będzie użyta próbka mb00 oraz mb10.

Na podstawie wykresów częstości dla pojedynczych cząstek z sygnatury oraz metodą prób i błędów dobrane zostały odpowiednie próbki tak, aby dla danej próbki, zachowując odpowiednią statystykę, możliwie maksymalnie zwiększyć zakres pędu poprzecznego, dla którego ta próbka może być użyta.

Rysunek oznaczony jako 16b) przedstawia zakresy dla wszystkich próbek minimum bias. Wykresy częstości dla wszystkich sygnatur zawiera Załącznik 5.

a)

b)



Rysunek 16: Zasada łączenia próbek z różnymi cięciami na $\hat{p}_t$

6 Analiza wyników

6.1 Cięcia wymagane w analizie fizycznej

Zakres poszukiwań i badań eksperymentu CMS w zarysie został omówiony w Rozdziale 1.3.2. Poniżej umieszczone zostały tabele, zaczerpnięte z [1], przedstawiające dokładniejszy scenariusz badań eksperymentu. Dotyczą one poszukiwań cząstki Higgsa w MS, w MSSM, poszukiwań cząstek supersymetrycznych oraz badania fizyki kwarku top. W tabelach tych, oprócz ewentualnych kanałów rozpadu badanych obiektów dla częstości $\mathcal{L}=10^{32}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ oznaczonej jako VL, $\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ oznaczonej jako L oraz docelowej $\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ oznaczonej jako H, są podane cięcia, dzięki którym możliwe jest zwiększenie stosunku sygnału do tła, dla danej próbki, umożliwiając jego identyfikację. Są to cięcia na pędach poprzecznych obiektów pochodzących z rozpadu oraz na energii poprzecznej (E_T) i brakującej energii poprzecznej (E_T^{miss}). Cząstki określone w cięciach to leptony (μ_i oznacza mion izolowany, e_b – elektron pochodzący z kwarku b), fotony oraz dżety. W tym miejscu należy wspomnieć, że wartości tych cięć są określone "bezpiecznie" nisko tak, aby zapewnić stuprocentową efektywność rejestracji danego procesu. W najbliższej przyszłości będzie musiała zostać przeprowadzona ich optymalizacja, w wyniku której wartości cięć mogą się znacznie zwiększyć.

kanał rozpadu	$\mathcal{L}$	cięcia fizyczne [GeV]	rodzaj trygera
$h, H \rightarrow \gamma\gamma$	H	$p_T(\gamma) > 40, 40$	
$h \rightarrow ZZ^*$			
$h, H \rightarrow ZZ$			
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \tau\text{-dżet } \tau\text{-dżet } X$	L	$E_T(\tau) > 60$	2τ
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow \ell^\pm \tau\text{-dżet } X$	L	$p_T(\ell) > 10\text{-}40, \text{isol.}$ $E_T^{miss} > 20\text{-}30$ $E_T^{det} > 40\text{-}80$	e, μ_i, τ
$h, A, H \rightarrow \tau\tau \rightarrow e\mu X$	L,H	$p_T(e) > 20$ $p_T(\mu) > 20$	e, μ_i $e\mu_i$
$t \rightarrow H^\pm b, \quad H^\pm \rightarrow \tau\nu$	L	$p_T(\ell) > 20, \text{isol.}$ $p_T(\mu) > 7, \text{b-tag}$	e, μ_i $2\mu, e\mu, \tau$
$h, A, H \rightarrow \mu\mu$	L,H	$p_T(\mu) > 10, 10$	$2\mu_i$
$h \rightarrow b\bar{b}$	L	$E_T^{det} > 40, E_T^{miss} > 400$	4 dżets, E_T^{miss}
$A \rightarrow Zh \rightarrow \ell\bar{\ell}b\bar{b}$	L	$p_T(e) > 20, 20$ $p_T(\mu) > (5, 5) 10, 10$ $E_T^{det} > 20$	$2e, 2\mu_i$ $e\mu$
$Wh, Zh, Hh \rightarrow (\ell)\bar{\ell}b\bar{b}$		W, Z, t	$2e, 2\mu_i, e\mu$
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu \ell^-\bar{\nu}$			

Tablica 6: Poszukiwania bozonu Higgsa w MSSM.

kanal rozpadu	$\mathcal{L}$	cięcia fizyczne [GeV]	rodzaj trygera
$H \rightarrow \gamma\gamma$	H	$p_T(\gamma) > 40, 25$	2e
$WH \rightarrow \gamma\gamma$	H	$p_T(\gamma) > 40, 20$	2e
$t\bar{t}H \rightarrow \gamma\gamma$		$p_T(\ell) > 20$	$e\mu_i$
$H \rightarrow \gamma\gamma$ dżet	H		2e, dżet
$t\bar{t}H \rightarrow b\bar{b}$ $t \rightarrow bW \rightarrow q\bar{q}, \bar{t} \rightarrow \bar{b}W \rightarrow \ell\nu$	H	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{det} > 10$	e, μ_i 6 dżets
$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	L	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 10-20, 5-10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
	H	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$	L	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 10, 5, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
	H	$p_T(e) > 20, 15, 10, 10$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$WH \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	H	$p_T(e) > 20, 15, 7, 7$ $p_T(\mu) > 20, 10, 5, 5$	2e, $2\mu_i$ $e\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$	L	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20, 20$ $p_T(Z \rightarrow \ell\ell) > 60$	E_T^{miss} 2e, $2\mu_i$
	H	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20, 20$ $p_T(Z \rightarrow \ell\ell) > 200$	E_T^{miss} 2e, $2\mu_i$
$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$	L	$p_T(\ell) > 20$ $p_T(Z \rightarrow jj) > 100$	2e, 2μ 2 dżets
	H	$p_T(\ell) > 50$ $p_T(Z \rightarrow jj) > 150$	2e, 2μ 2 dżets
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$	L	$E_T^{miss} > 100$ $p_T(\ell) > 20$ $p_T(W \rightarrow jj) > 150$	E_T^{miss} e, μ 2 dżety
	H	$E_T^{miss} > 150$ $p_T(\ell) > 150$ $p_T(W \rightarrow jj) > 300$	E_T^{miss} e, μ 2 dżety
$H \rightarrow WW \rightarrow \ell^+\nu \ell^-\bar{\nu}$	L,H	$p_T(\ell) > 20, 10$	2e, $2\mu_i, e\mu_i$

Tablica 7: Poszukiwania bozonu Higgsa w MS.

kanal rozpadu	$\mathcal{L}$	cięcia fizyczne [GeV]	rodzaj trygera
$\tilde{g}\tilde{g}, \tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 1\text{-}4 \ell \chi_1^0$ 2dżety	L,H	$p_T(\ell) > 10\text{-}20$ $E_T^{miss} > 100$ $E_T^{det} > 40$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$ E_T^{miss} 2 dżety
$\tilde{q}\tilde{q} \rightarrow 4$ dżety	L,H	$E_T^{det} > 100, 100, 100, 100$	4 dżety
$\tilde{q}\tilde{g} \rightarrow \chi_i^0 \rightarrow \chi_j^0 h$ $h \rightarrow b\bar{b}$	L,H	$E_T^{miss} > 100$ $E_T^{det} > 20, 20, 20, 20$	E_T^{miss} 4 dżety
$\tilde{g}, \tilde{q}, \chi, h \rightarrow b\text{-dżety}/\tau\text{-dżety}$	L,H	$E_T^{det} > 50$	N dżety, N τ 's
$\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow 2\text{-}3 \ell \chi_1^0$'s	L,H	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{miss} > 50$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$\tilde{\ell}\tilde{\ell} \rightarrow \chi_1^0 \chi_1^0$	H	$p_T(\ell) > 20, 20, E_T^{miss} > 50$	2e, $2\mu_i$
$\chi_1^0 \rightarrow 3\ell$	H	$p_T(\mu) > 10, p_T(e) > 20$ $E_T^{det} > 50, 50$	2e, $2\mu_i$, $e\mu_i$ 2 dżety
$\chi_2^0 \rightarrow \ell^+ \ell^- \chi_1^0$ $\chi_2^0 \rightarrow \tau^+ \tau^- \chi_1^0$	L,H	$p_T(\ell) > 10, E_T^{miss} > 150$ $E_T^{det} > 60, 60, 60$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$, 2τ 3 dżety, E_T^{miss}
$\chi_2^0 \chi_1^\pm \rightarrow \ell\ell \chi_1^0 \ell' \nu \chi_1^0$	L,H	$p_T(\ell) > 15$	2e, $2\mu_i$, $e\mu$
$\chi_1^0 \chi_1^0 \rightarrow G\gamma \bar{G}\gamma$	L,H	$p_T(\gamma) > 40, 40$ $E_T^{miss} > 100$	2e, E_T^{miss}

Tablica 8: Poszukiwania cząstek supersymetrycznych.

kanal rozpadu	$\mathcal{L}$	cięcia fizyczne [GeV]	rodzaj trygera
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu}^\pm W_{\rightarrow X}^\mp$	VL	$p_T(\ell) > 50$ $E_T^{det} > 50$	e, μ_i
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu}^\pm W_{\rightarrow X}^\mp b/b \rightarrow \ell$	L	$p_T(\ell) > 40, 15$ $E_T^{det} > 30$	2e, 2μ , $e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu}^\pm W_{\rightarrow X}^\mp b \rightarrow \ell \bar{b} \rightarrow \ell$	L	$p_T(\ell) > 30, 4, 4$ $E_T^{det} > 30$	2e, 2μ , $e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu}^\pm W_{\rightarrow X}^\mp b/\bar{b} \rightarrow J\psi \rightarrow \ell\ell$	L,H	$p_T(\ell) > 30, 4, 4$ $E_T^{det} > 30$	2e, 2μ , $e\mu$
$t\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu}^\pm W_{\rightarrow X}^\mp \bar{b} \rightarrow \ell b/\bar{b} \rightarrow J\psi \rightarrow \ell\ell$	H	$p_T(\ell) > 15, 4, 4, 4$ $E_T^{det} > 30$	3 ℓ
$b\bar{t} \rightarrow W_{\rightarrow \ell\nu} b$	L	$p_T(\ell) > 20$ $E_T^{det} > 15$	e, μ_i dżet

Tablica 9: Badanie fizyki kwarku top.

6.2 Proponowane cięcia

W oparciu o Załącznik 5, w którym są umieszczone częstości w zależności od pędu poprzecznego dla cząstek odpowiadających wszystkim proponowanym sygnałom, należy tak dobrać cięcia na pędzie poprzecznym, aby uzyskać pożądaną częstość na wyjściu systemu wyzwalania–100 Hz. Jak zostało to opisane w Rozdziale 3, poszczególne sygnały są od siebie zależne tzn: różne sygnały mogą określać te same przypadki. (np: przypadki opisane sygnałami wieloobiekowymi są podzbiorami przypadków opisanych za pomocą sygnałów jednoobiekowych). Zatem cięcie na pędzie poprzecznym dla jednej sygnały może zmniejszyć częstość przypadków opisywanych przez inną sygnał. Z tego względu częstość uzyskana przy danym cięciu dla danej sygnały zależy od sygnałów i rodzaju cięć przeprowadzanych wcześniej. Zaproponowane w tej pracy, kryteria kolejności to liczba obiektów w sygnałach oraz dokładność pomiarów poszczególnych obiektów sygnały (kolejno leptony, fotony, dżety). Granice proponowanych cięć oraz uzyskane w ten sposób częstości przedstawia Tabela 10. W pierwszym podejściu każdej sygnałach został przydzielony zakres częstości indywidualnej ok. 10Hz. Obecne wartości są wynikiem optymalizacji cięć wynikającej z różnej dla różnych sygnałów zależności częstości od pędu poprzecznego. Otrzymane w ten sposób częstości na wyjściu trygera to odpowiednio około 101 oraz 102 Hz. Załącznik 6 zawiera rozbudowaną wersję poniższej tabeli i jej szczegółowy opis.

rodzaj trygera	$\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$			$\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$		
	cięcie [GeV]	częstość [Hz]		cięcie (GeV)	częstość [Hz]	
		indywidualna	zsumowana		indywidualna	zsumowana
I	55	10.3	10.3	100	8.7	8.7
γ	55	9.5	19.7	95	9.3	18.0
j	350	7.1	26.2	550	5.5	23.5
II	25	8.4	32.8	44	9.1	31.9
$l\gamma$	10 20	7.6	40.2	25 30	7.9	39.4
$\gamma\gamma$	20	9.9	47.6	35	9.3	47.6
lj	10 200	6.6	52.2	30 300	6.7	52.7
γj	10 300	5.6	54.2	20 450	4.1	55.1
jj	300	6.1	55.1	450	5.8	57.1
III	5	7.2	60.9	15	8.4	64.0
$ll\gamma$	10 10	5.4	64.7	15 10	7.0	70.0
$l\gamma\gamma$	5 9	6.9	70.7	20 15	6.4	74.7
$\gamma\gamma\gamma$	10	6.8	74.4	20	5.1	77.8
llj	5 130	7.7	78.7	10 250	4.0	79.5
ljj	10 150	7.2	80.5	20 250	8.1	82.9
$\gamma\gamma j$	10 200	7.4	83.6	15 350	5.8	86.0
γjj	15 200	8.5	86.6	25 300	9.4	89.1
jjj	150	8.7	91.1	230	7.6	94.3
4(j)	90	8.7	96.4	160	6.5	98.4
5(j)	65	4.9	98.2	100	4.8	101.1
6(j)	40	5.4	101.2	70	1.7	102.5

Tablica 10: Proponowane cięcia i otrzymane częstości na wyjściu trygera.

6.3 Dyskusja wyników

W rozdziale tym zostaną porównane cięcia fizyczne [1] z cięciami trygera uzyskanymi w tej pracy dla kilku badanych procesów ze szczególnym uwzględnieniem poszukiwań bozonu Higgsa w MS.

proces		cięcia fizyczne	cięcia trygera
1	$H \rightarrow \gamma\gamma$	$2\gamma\gamma > 40, 25$	$\gamma\gamma > 35$
2	$WH, t\bar{t} \rightarrow \ell\gamma\gamma X$	$2\gamma\gamma > 40, 25, j > 20$	$\gamma\gamma\ell > 15, 20$
3	$(H \rightarrow \gamma\gamma) + \text{dżety}$	$2\gamma\gamma > 40, 25, j > 40$	$\gamma\gamma > 35$
4	$W(\rightarrow \ell\nu)H(\rightarrow b\bar{b})$	$\ell > 20, 2j > 25, E_T^{miss} > 20$	$\ell jj > 30, 300$
5	$t\bar{t}(\rightarrow \ell\nu + X)H(\rightarrow b\bar{b})$	$\ell > 20, 6j > 20, E_T^{miss} > 20$	$6j > 70$
6	$H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$	$4\ell > 20, 10, 5, 5$	$\ell\ell\ell > 15$
7	$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell jj$	$2\ell > 50, 2j > 40$	$\ell\ell > 44$
8	$H \rightarrow ZZ \rightarrow \ell\ell\nu\nu$	$\ell > 20, E_T^{miss} > 100$	$\ell\ell > 44$
9	$H \rightarrow Z\gamma$	$2\ell > 10, \gamma > 30$	$\ell\ell\gamma > 15, 10$
10	$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu\ell\nu$	$2\ell > 30, 20$	$\ell\ell > 44$
11	$H \rightarrow WW \rightarrow \ell\nu jj$	$\ell > 50, 2j > 40, E_T^{miss} > 100$	$\ell > 100, \ell jj > 30, 300$
12	$h \rightarrow \tau\tau$	$\tau > 20$	$\ell\ell > 44$
13	$h \rightarrow \mu\mu$	$\mu > 10$	$\ell\ell > 44$
14	$\chi^\pm\chi^0 \rightarrow 3\ell + X$	$3\ell > 15$	$\ell\ell > 15$
15	$\ell\bar{\ell} \rightarrow \ell\ell + E_T^{miss}$	$2\ell > 20, E_T^{miss} > 50$	$\ell\ell > 44$
16	$\bar{q}/\bar{g}$	$2\ell > 10, 2j > 40, E_T^{miss} > 100$	$\ell\ell > 44, \ell\ell j > 10, 250$

Tablica 11: Cięcia fizyczne oraz cięcia trygera na tle niektórych procesów.

Analizując powyższe procesy widać, że w przypadkach 2,7,9,14 cięcia trygera są równe albo leżą poniżej cięć fizycznych.

Dla procesów 1,3,6 niezbędna jest możliwość dokonywania różnych cięć na takich samych obiektach, jednak zbliżone wartości cięć trygera i cięć fizycznych rodują duże nadzieje na identyfikację również i tych procesów.

W przypadkach 4,5,6,11,15,16 cięcia fizyczne zawierają dodatkowo cięcia na E_T^{miss} a wysokie cięcia trygera w tych przypadkach można obniżyć dzięki uwzględnieniu izolacji obiektów. Ta procedura wydaje się być niezbędna również w przypadkach 10,12,13.

Pomimo iż, jak wynika z Tabeli 11, nie dla wszystkich procesów cięcia trygera są wystarczająco niskie, co uniemożliwiałoby ich identyfikację, to należy zwrócić uwagę na dwa bardzo istotne fakty:

1. Jak już było wspomniane, cięcia fizyczne są określone bezpiecznie “nisko” tak, aby zapewnić stuprocentową efektywność identyfikacji. W najbliższym czasie niezbędna jest ich korekta.
2. Częstości trygera uzyskiwane w tej pracy obarczone są błędami. Biorą się one głównie z procedury sklejanania w nowej wersji Pythii, omówione w rozdziale 4.3. Należy jednak zwrócić uwagę na to, że procedura “sklejania” w wyniku swej niedoskonałości może jedynie “zawyżyć” częstość przypadków, równocześnie w dalszej analizie wymusić konieczność przeprowadzenia większych cięć.

Otrzymane w tej pracy wyniki są pierwszą próbą analizy problemu trygera wyższych stopni. Na podstawie przykładów podanych w Tabeli 11 widać, jakie nowe właściwości powinien zawierać tryger. Są to: możliwość dokonywania równych cięć dla takich samych obiektów, rozpoznawanie obiektów jako izolowane oraz uwzględnienie brakującej energii poprzecznej w przypadku. Dalsza praca nad trygerem powinna zawierać również symulację samego detektora, co jest możliwe dzięki programowi CMSIM.

Załącznik 1. Parametry generatora PYTHIA – procesy fizyczne.

Parametry generatora PYTHIA użyte podczas generacji sygnału dla zderzeń p-p o energii w środku masy $\sqrt{s}=14$ TeV.

generacja przypadków minimum bias

MSEL = 1

wskaźnik	proces
	$q_i q_j \rightarrow q_i q_j$
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow q_k \bar{q}_k$
	$q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$
	$q_i g \rightarrow q_i g$
	$gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$
	$gg \rightarrow gg$

generacja przypadków z produkcją pojedynczego W

MSEL = 0

wskaźnik	proces
MSUB(2)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^+ / W^-$
MSUB(16)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow gW^+ / W^-$
MSUB(20)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow gW^+ / W^-$
MSUB(31)=1	$f_i g \rightarrow f_i W^+ / W^-$

generacja przypadków z produkcją WW

MSEL = 0

wskaźnik	proces
MSUB(25)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow W^+ W^-$

generacja przypadków z produkcją Z^0

$$\text{MSEL} = 0$$

$$\text{MSTP}(43) = 2$$

wskaźnik	proces
MSUB(1)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow \gamma^* Z^0$
MSUB(19)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow g Z^0$
MSUB(30)=1	$f_i g \rightarrow f_i Z^0$
MSUB(131)=1	$g g \rightarrow Q_k \bar{Q}_k Z^0$

generacja przypadków z produkcją $Z^0 Z^0$

$$\text{MSEL} = 0$$

wskaźnik	proces
MSUB(22)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 Z^0$

generacja przypadków z produkcją $Z^0 W$

$$\text{MSEL} = 0$$

wskaźnik	proces
MSUB(23)=1	$f_i \bar{f}_j \rightarrow Z^0 W^+$

generacja przypadków z produkcją kwarku top

$$\text{MSEL} = 6$$

Załącznik 2. Parametry generatora PYTHIA - kinematyka

Dodatkowe parametry, dla których przeprowadzana była generacja:

ograniczenia pseudopospieszności

wskaźnik	znaczenie
CKIN(13)=5, CKIN(14)=-5	dozwolony zakres pseudopospieszności dla produktu o największym η z procesu typu $2 \rightarrow 2$ albo $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$
CKIN(15)=5, CKIN(16)=-5	dozwolony zakres pseudopospieszności dla produktu o najmniejszym η z procesu typu $2 \rightarrow 2$ albo $2 \rightarrow 1 \rightarrow 2$

zakaz rozpadów

MDCY (PYCOMP(111),1) = 0	π^0
MDCY (PYCOMP(211),1) = 0	π^+ (π^-)
MDCY (PYCOMP(321),1) = 0	K^+ (K^-)
MDCY (PYCOMP(310),1) = 0	K_S^0
MDCY (PYCOMP(130),1) = 0	K_L^0

generacja minimum bias pod względem cięć na $\hat{p}_t$

bez cięć oraz CKIN(3)=10,20,30,50,70,100 GeV dla cięć odpowiednio 10,20,30,50,70,100 GeV

Załącznik 3. Parametry generatora PYTHIA - -rekonstrukcja dżetów.

Parametry generatora LUCYLL wykorzystane w generacji

rekonstrukcja dżetów

MSTJ(22) =	4	cząstka się rozpada tylko wtedy gdy wierzchołek rozpadu znajduje się w cylindrze, którego rozmiary określają PARJ(73) oraz PARJ(74)
PARJ(73) =	1300	promień cylindra w [mm] dla MASTJ(22)=4
PARJ(74) =	3000	połowa długości cylindra w [mm] dla MASTJ(22)=4
PARU(51) =	5	maksymalna wartość pseudospieszości (η)
PARU(52) =	5	wartość minimalna zdeponowana w celi, energii poprzecznej (E_t) w [GeV], od której sygnał z takiej celi może być uważany za pochodzący od dżetu
PARU(53) =	10	wartość minimalna, zdeponowanej w zespole cel energii poprzecznej (E_t) w [GeV], od której sygnał z takiego zespołu może być uważany za pochodzący od dżetu
PARU(54) =	0.7	wartość maksymalna wielkości $R = \sqrt{(\Delta\eta)^2 + (\Delta\varphi)^2}$ określającej obszar grupowania cel w zespół cel, z którego sygnał można uznać za pochodzący od dżetu
PARU(58) =	0.5	wartość energii poprzecznej w GeV zdeponowanej w celi poniżej, której celi zostaje usunięta z dalszych rozważań
MSTU(53) =	2	Gaussowskie rozmycie energii, z odchyleniem standardowym $\text{PARU}(55) \times \sqrt{E}$
PARU(55) =	10	patrz MSTU(53)
MSTU(54) =	1	wybór współrzędnych biegunowych

Załącznik 4. Opis wygenerowanych ntupli.

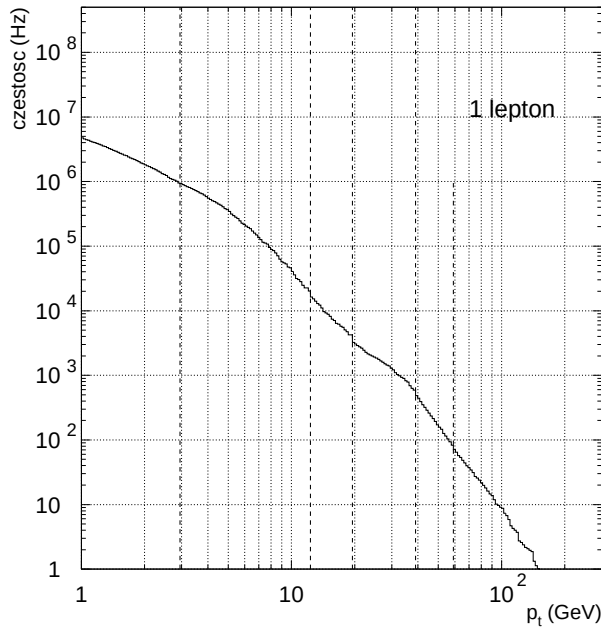
proces	cięcie na $\hat{p}_t$ [GeV]	przekrój czynny σ [mb]	liczba wyg. przypadków	wielkość [MB]
min.bias	—	55.22	10^5	44
min.bias	10	11.24	10^5	65
min.bias	20	1.00	10^5	90
min.bias	30	2.23	10^5	107
min.bias	50	$3.06 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^4$	67
min.bias	70	$7.73 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^4$	79
min.bias	100	$1.72 \cdot 10^{-3}$	$5 \cdot 10^4$	92
prod W	—	$3.88 \cdot 10^{-4}$	10^5	93
prod WW+WZ	—	$9.99 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^4$	99
prod Z	—	$1.20 \cdot 10^{-4}$	10^5	99
prod ZZ	—	$1.14 \cdot 10^{-8}$	$5 \cdot 10^4$	72
prod top	—	$6.21 \cdot 10^{-7}$	$4 \cdot 10^4$	106

Załącznik 5. Częstości poszczególnych sygnatur.

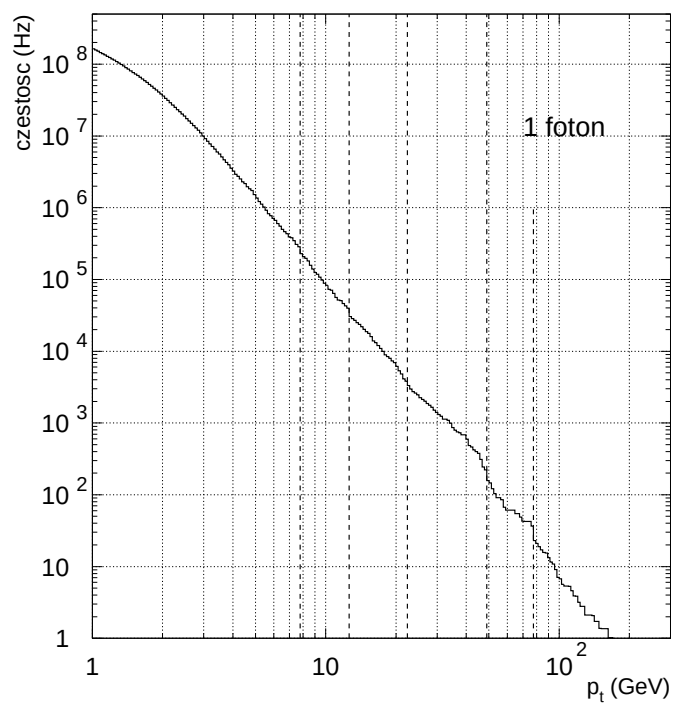
Poniżej przedstawione są rysunki, za pomocą których wyznaczana była częstość dla kolejnych sygnatur. Są to zsumowane przypadki z generacji minimum bias, W, Z oraz top.

Przerywane linie pionowe, na rysunkach dla sygnatur jednego rodzaju obiektu, określają granice 'sklejania' przypadków z minimum bias dla różnych cięć na $\hat{p}_t$. Linie ciągłe, na rysunkach o sygnaturach składających się z różnych obiektów określają granice jednostek częstości. Na lewo i pod liniami podane wartości są w kHz, na prawo lub nad liniami podane wartości są w Hz. Ze względu na analizę przeprowadzoną w tej pracy interesujące są jedynie wartości częstości poniżej 20 Hz. Dlatego też celowo nie zostały wprowadzone inne skale poza Hz i kHz, pomimo iż wymagałaby tego czytelność rysunku. Obecność takich samych dwóch skal na wszystkich rysunkach ułatwia ich porównywanie.

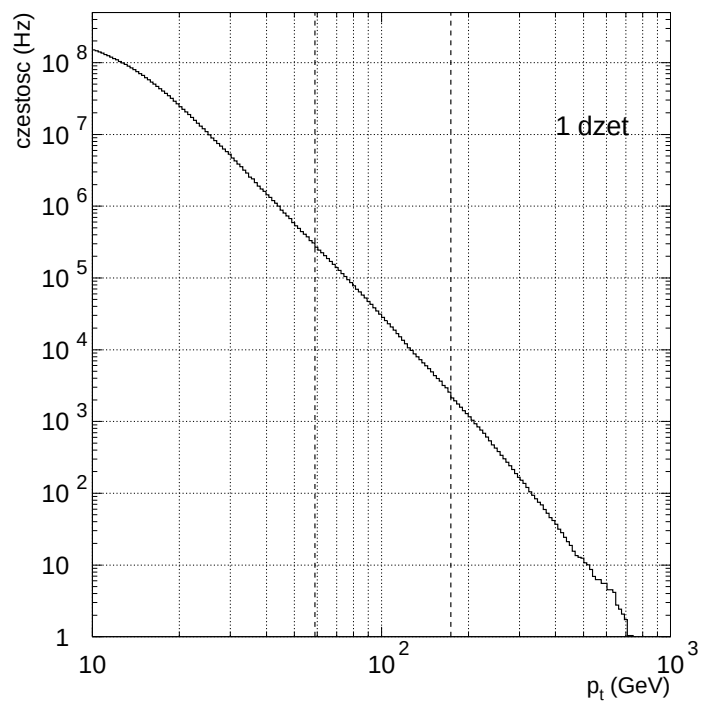
Pojedyncze obiekty



Rysunek 17: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **jednego leptonu**.

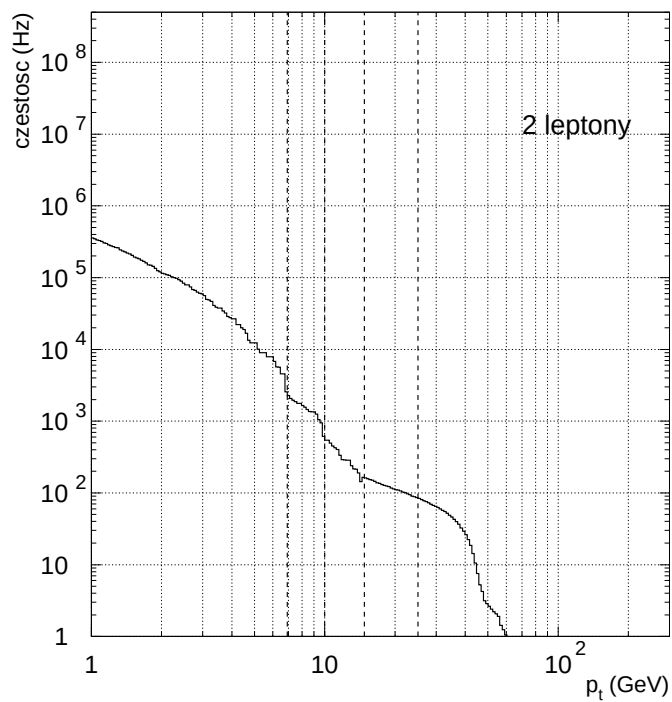


Rysunek 18: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **jednego fotonu**.

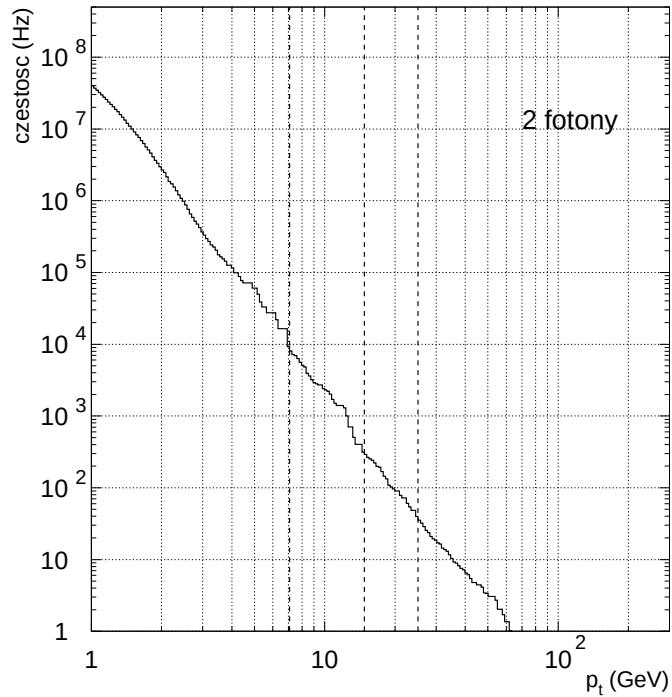


Rysunek 19: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **jednego dzetu**.

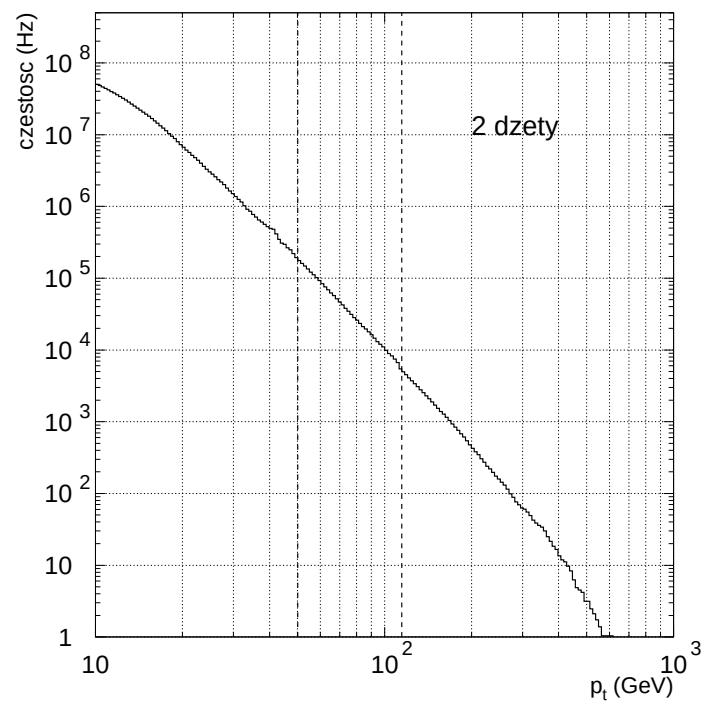
Pary obiektów



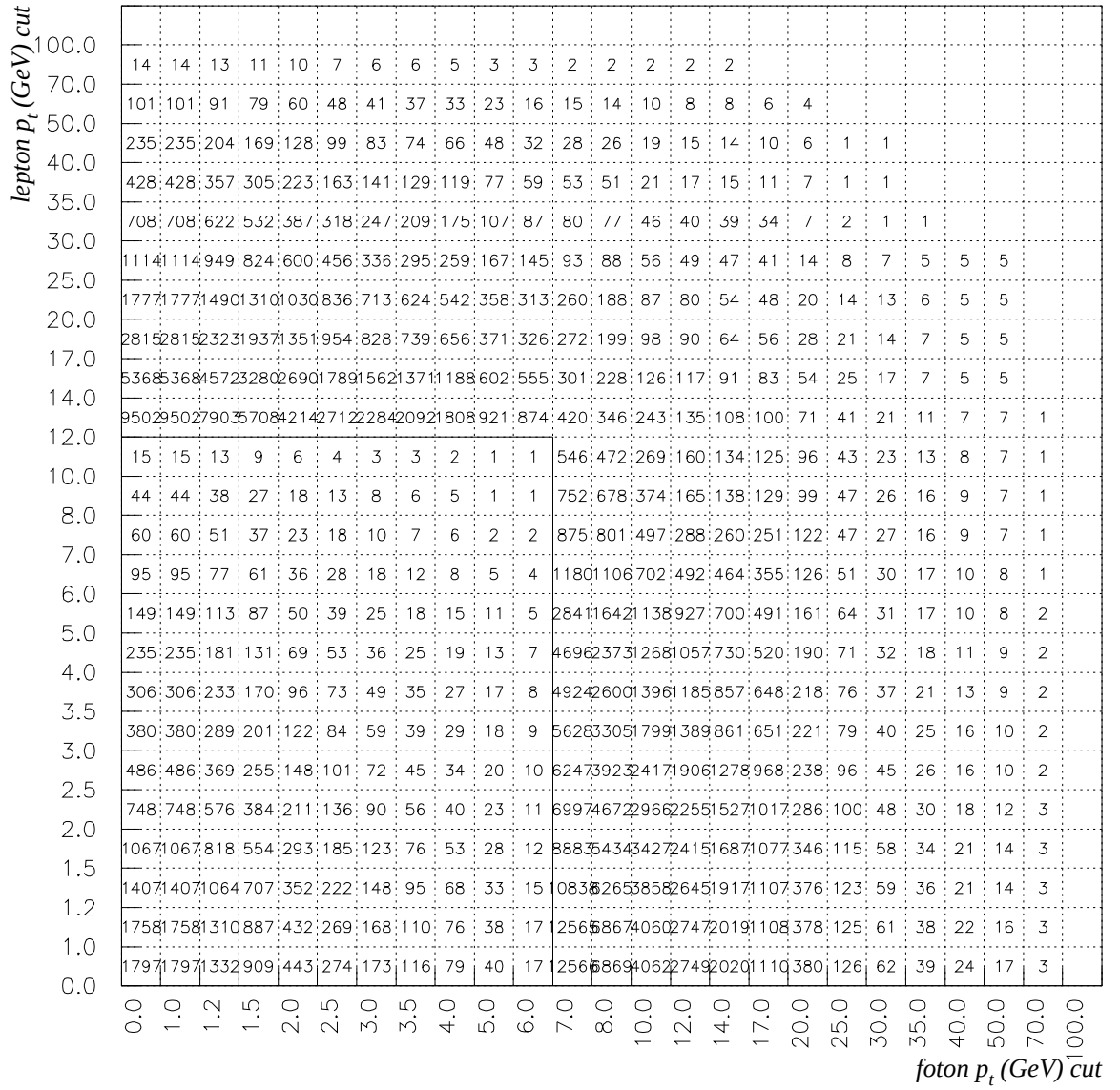
Rysunek 20: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **pary lepton lepton**.



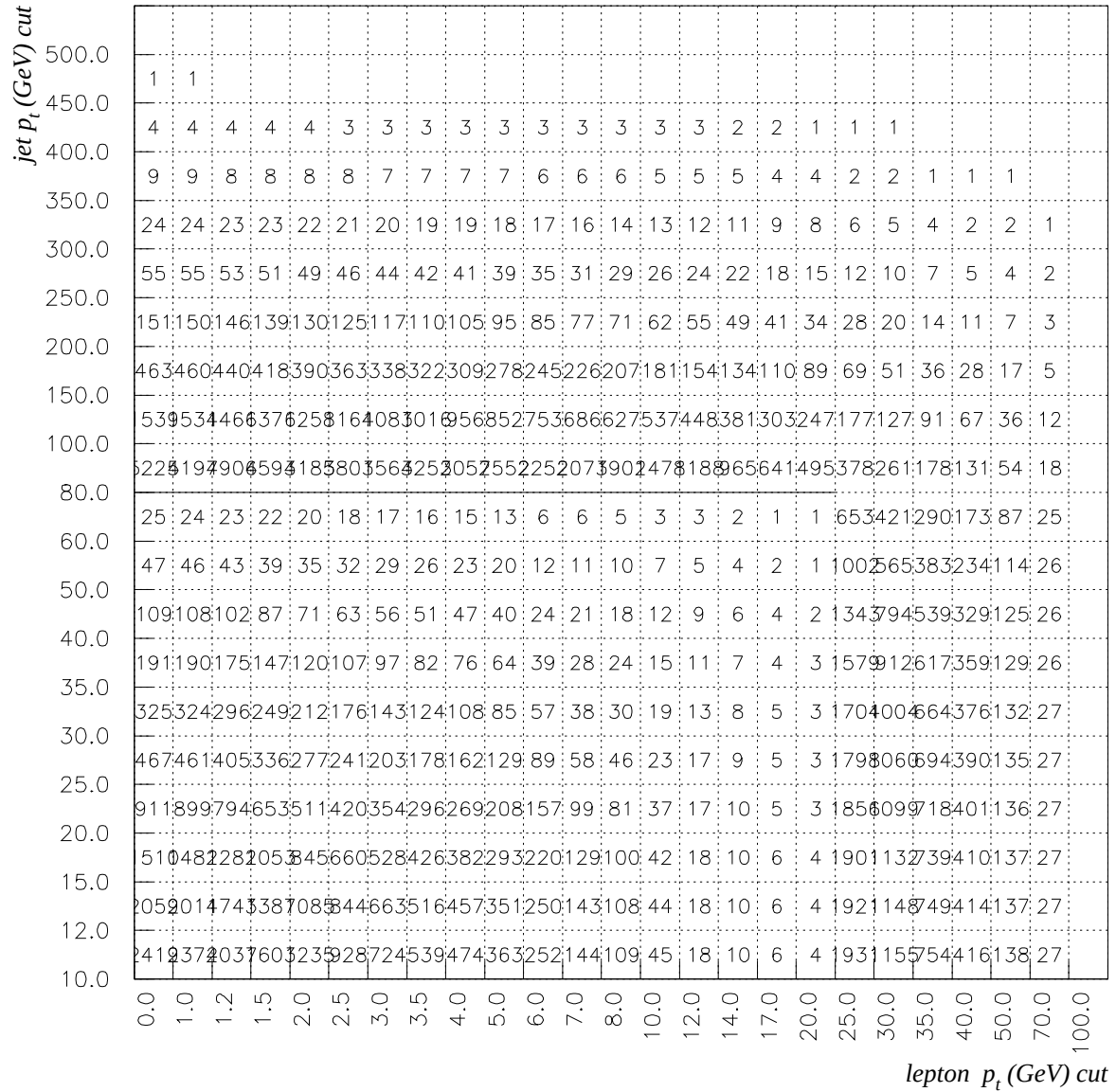
Rysunek 21: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **pary foton foton**.



Rysunek 22: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **pary dżet dżet**.

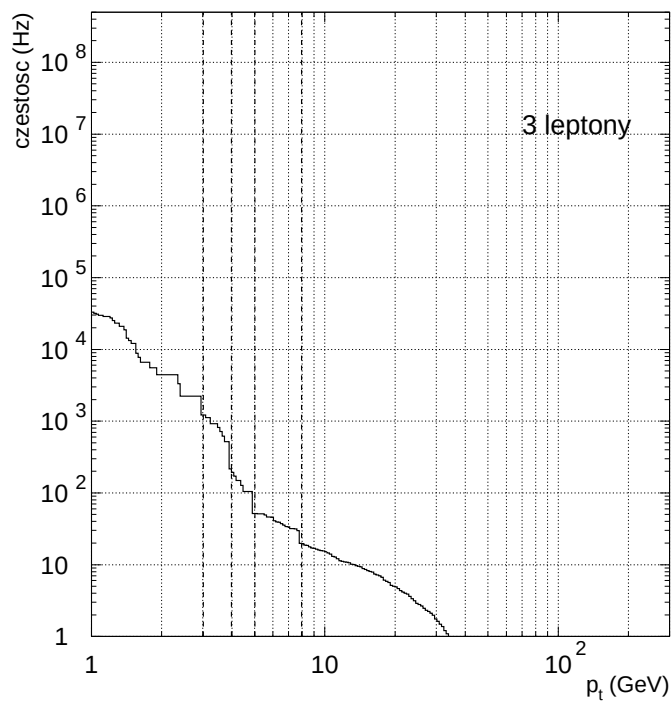


Rysunek 23: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary lepton foton.

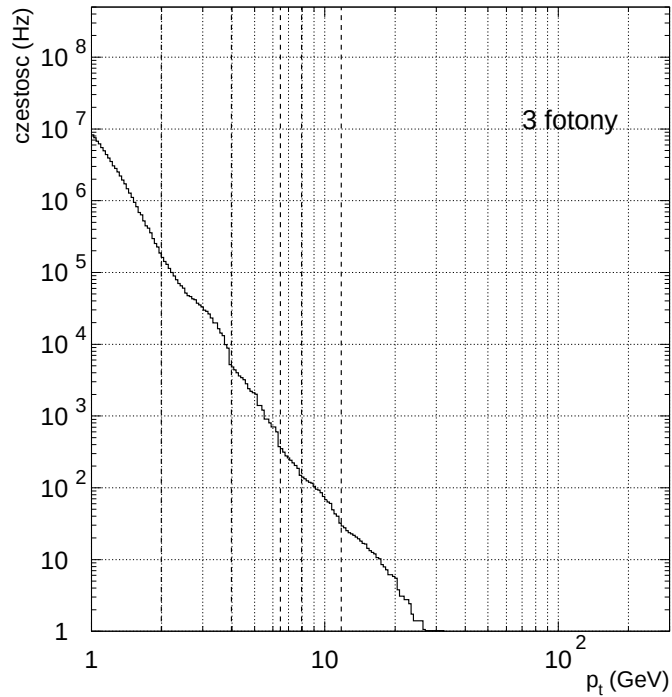


Rysunek 24: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej pary lepton dżet.

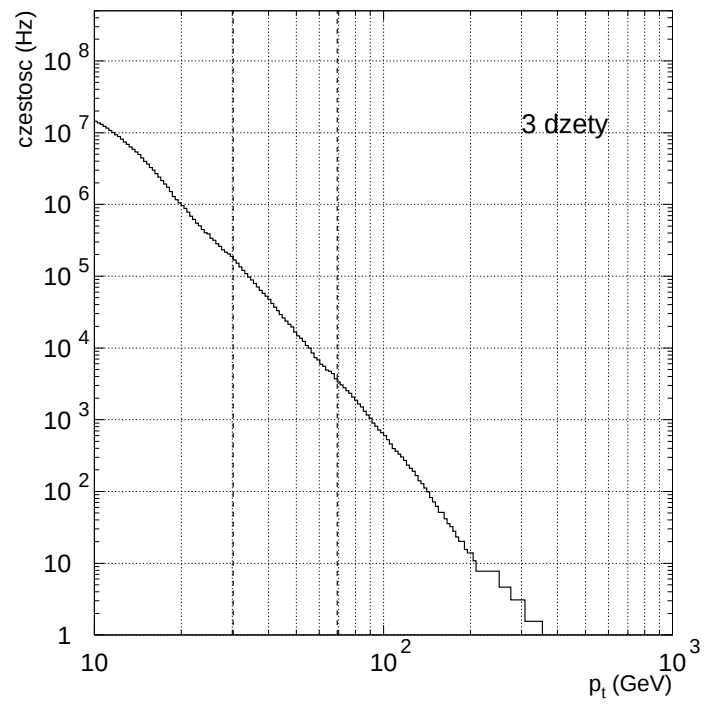
Trójki obiektów



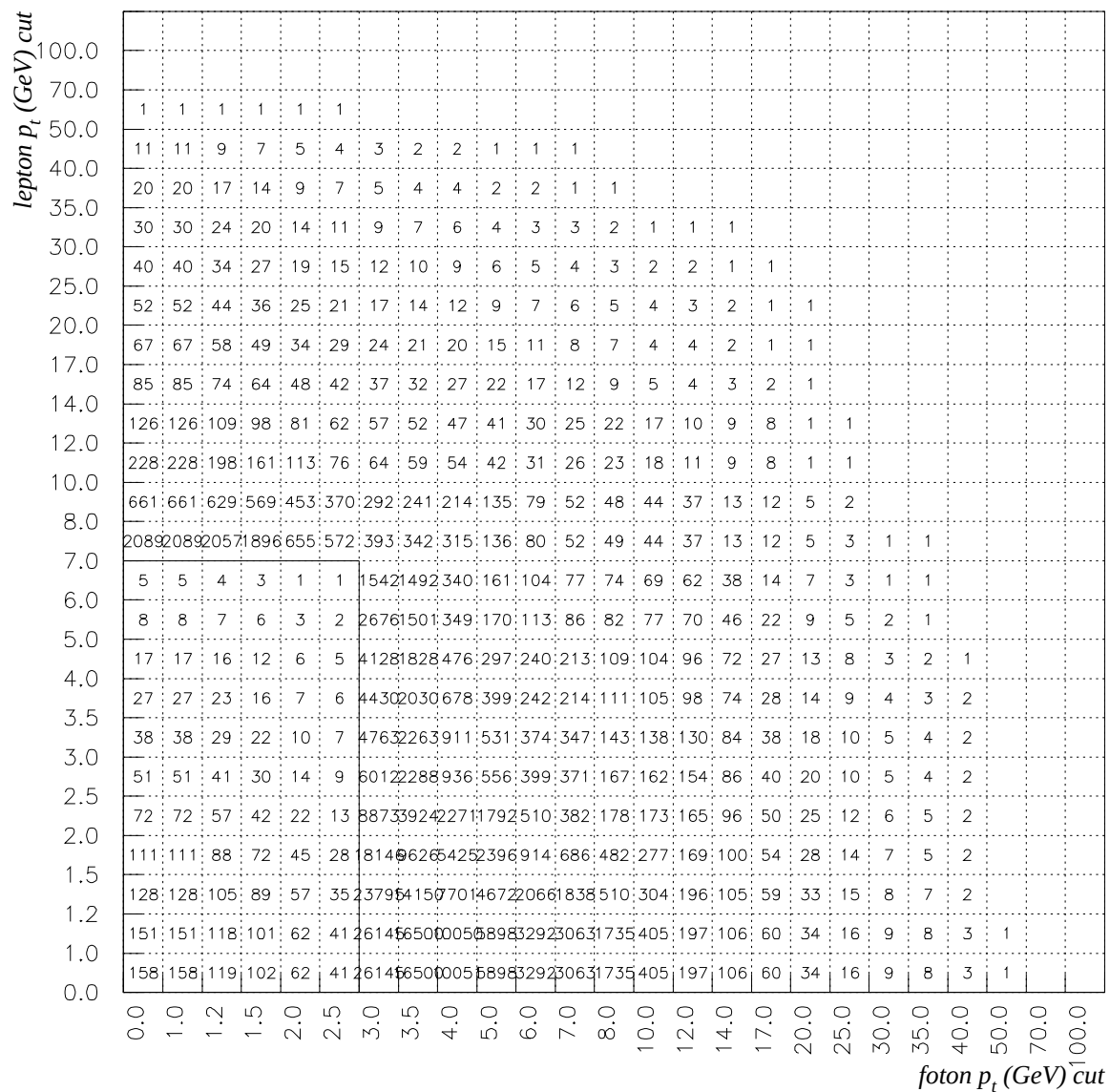
Rysunek 26: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **trzech leptonów**.



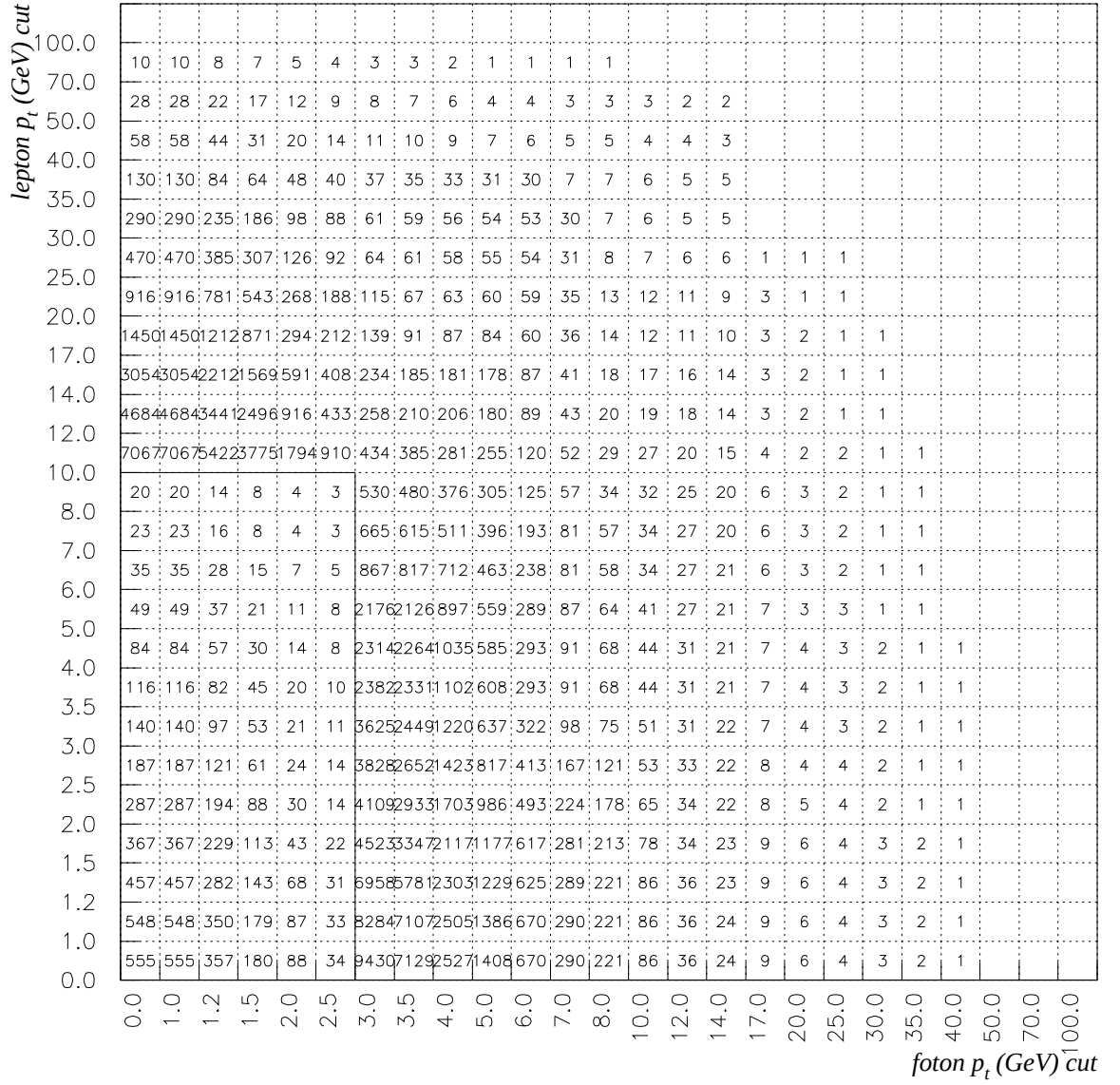
Rysunek 27: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **trzech fotonów**.



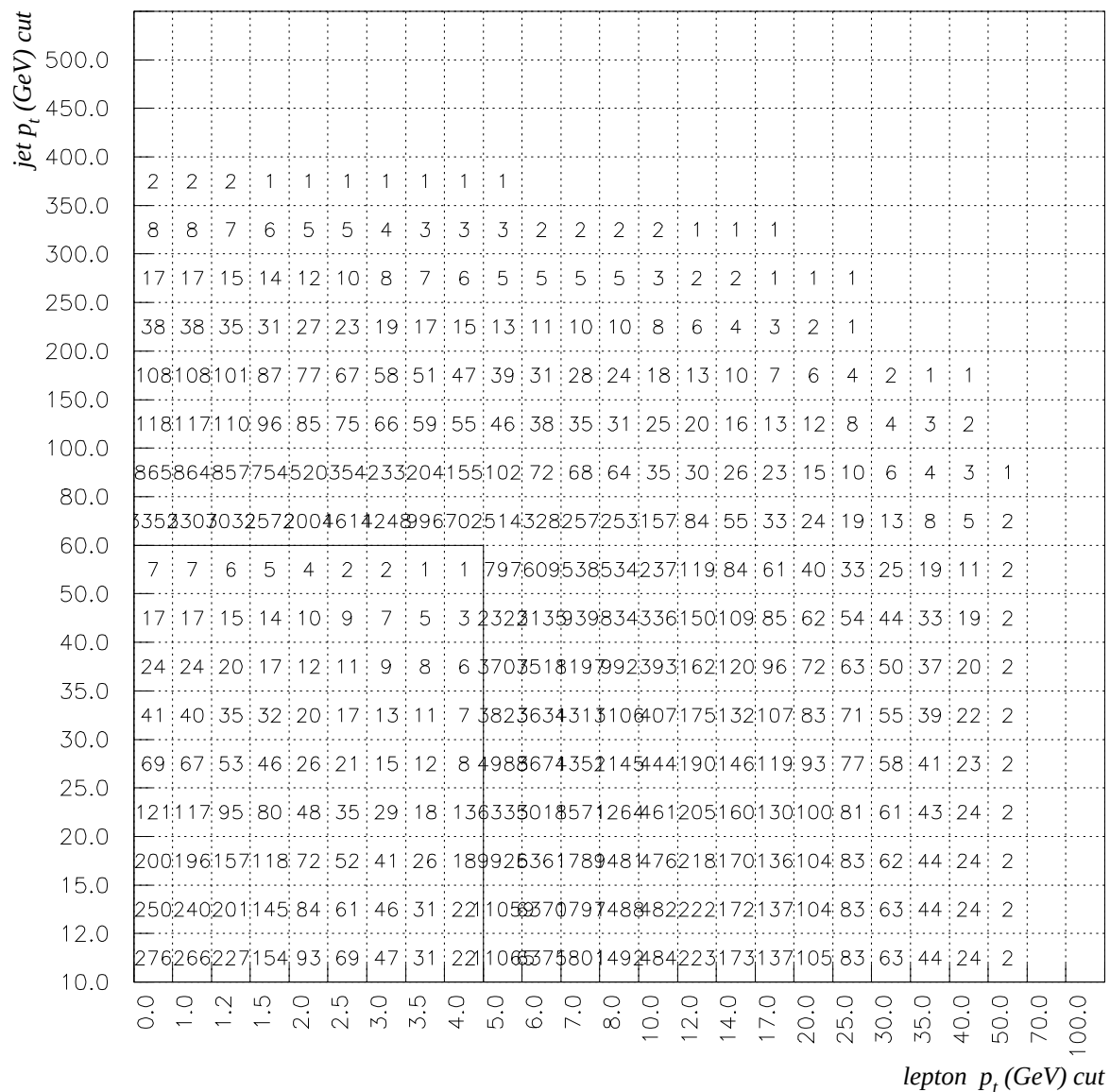
Rysunek 28: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **trzech** dżetów.



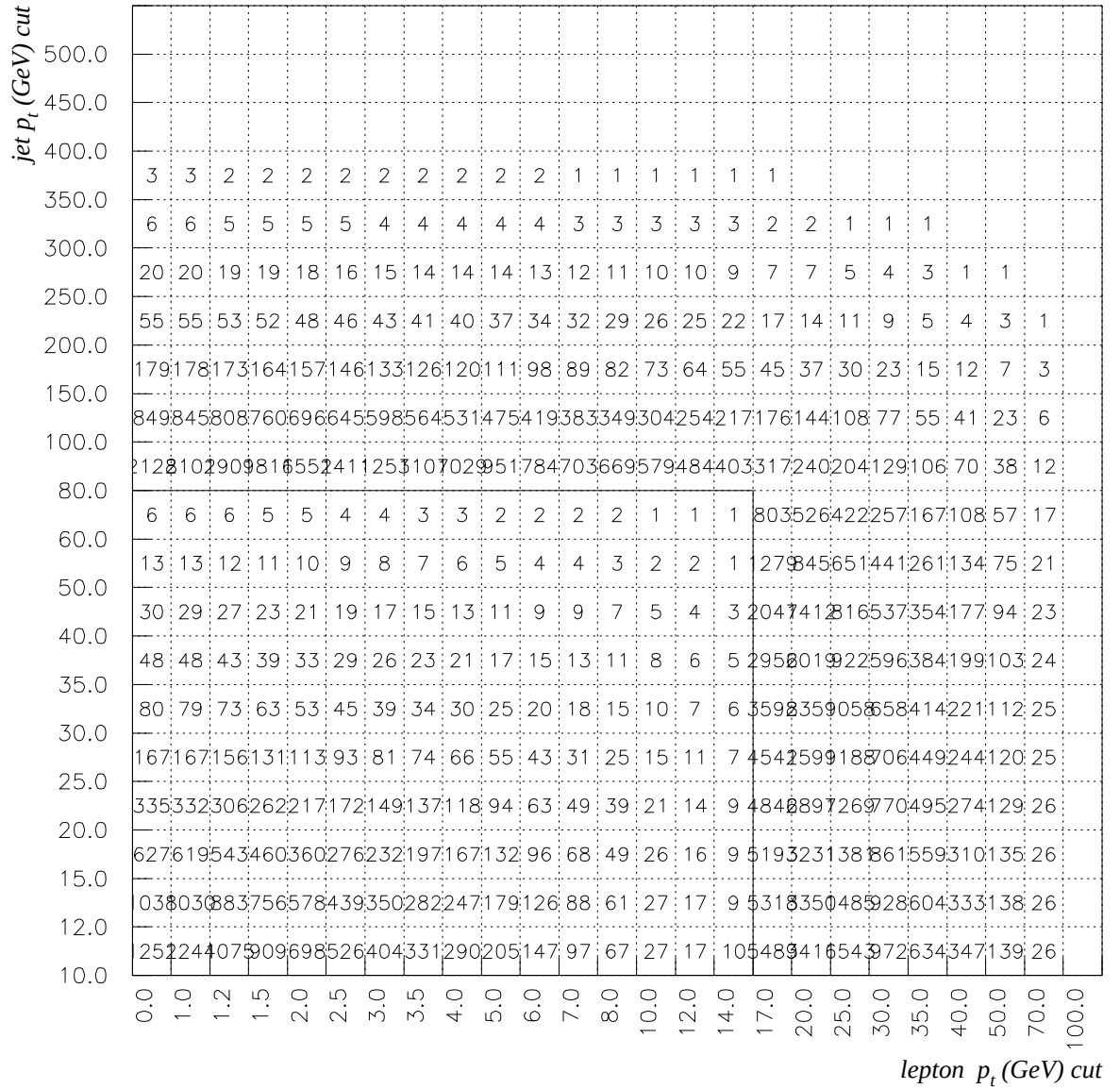
Rysunek 29: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton lepton foton.



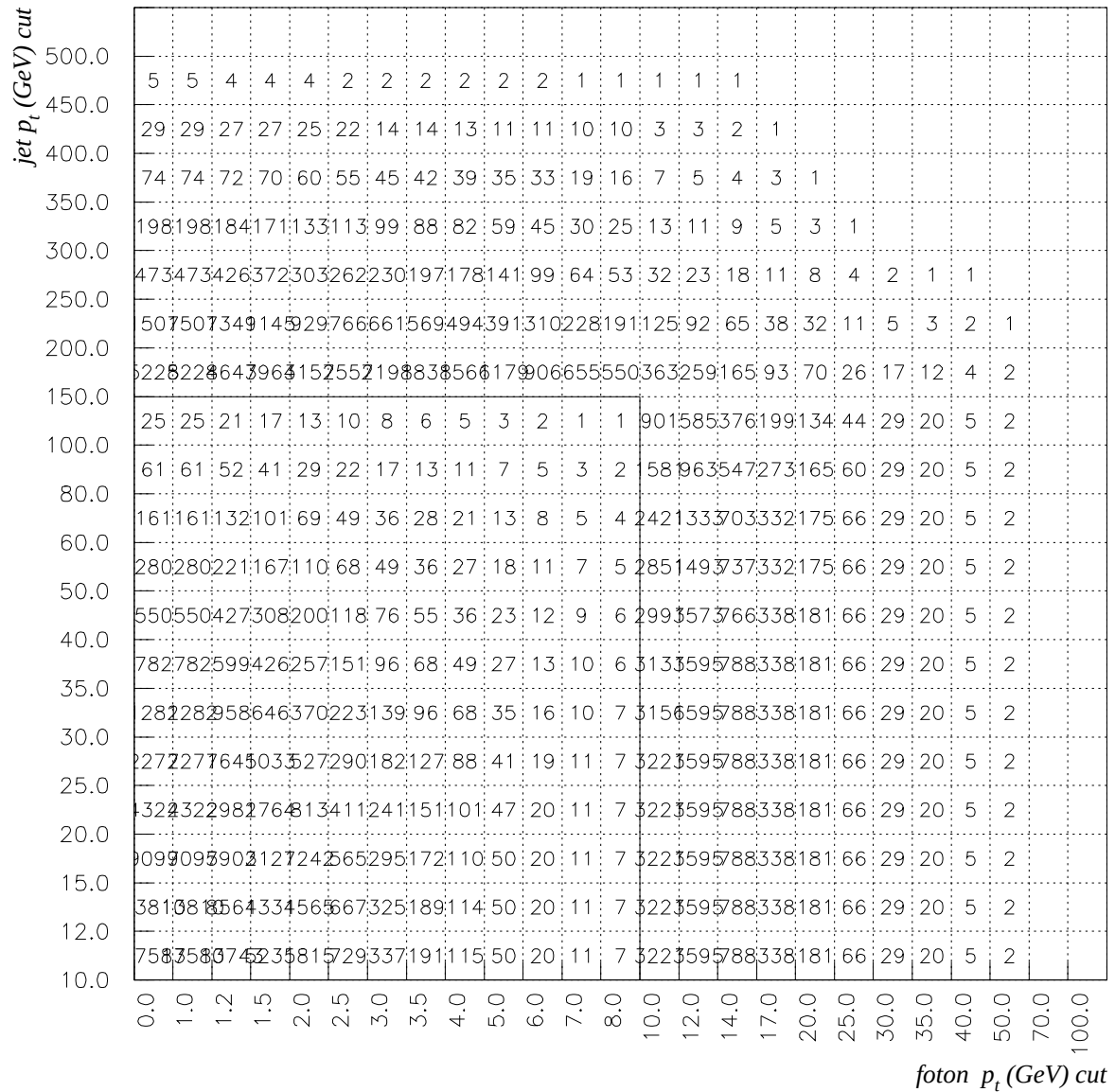
Rysunek 30: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton foton foton.



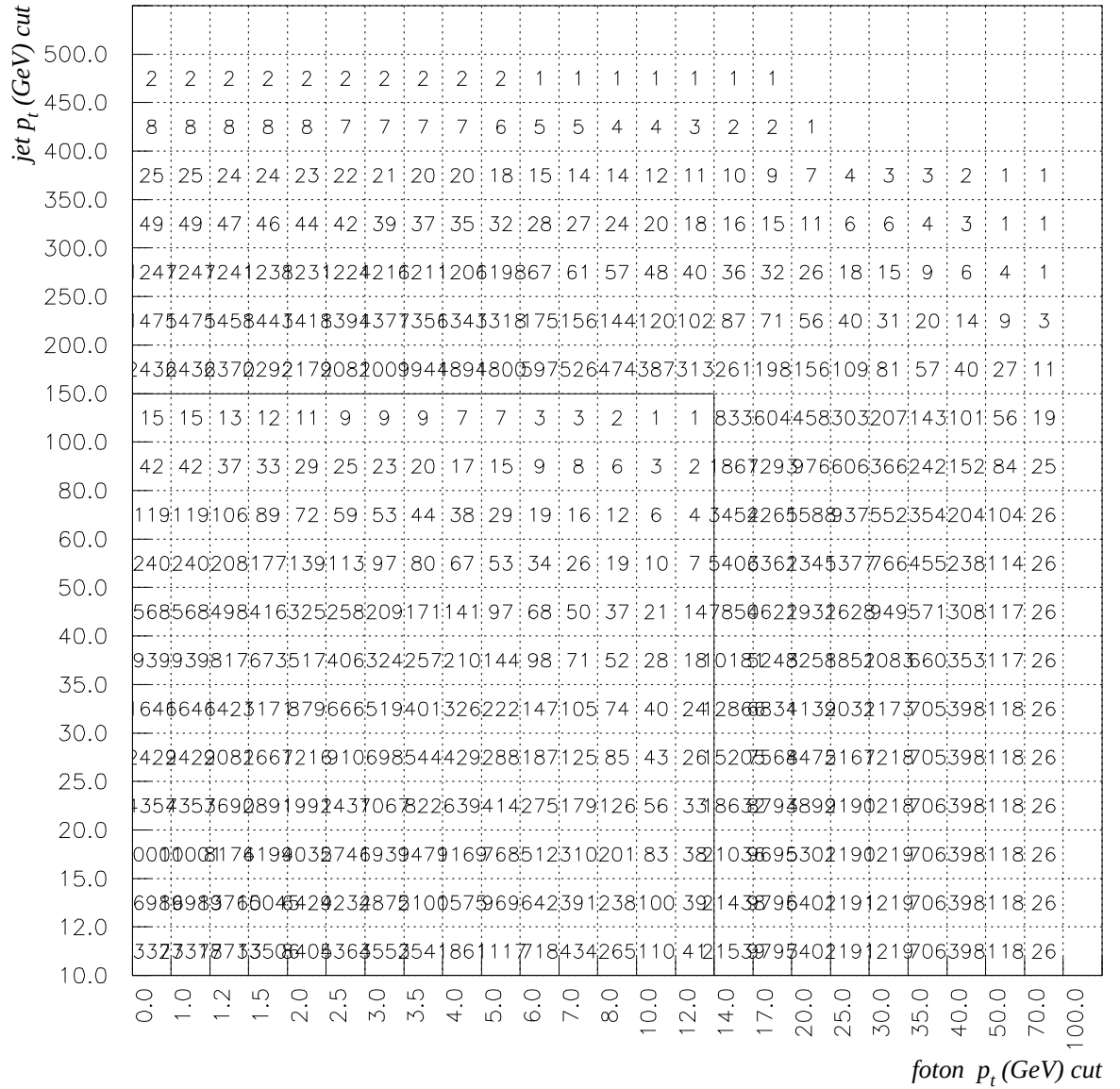
Rysunek 31: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton lepton dżet.



Rysunek 32: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki lepton dżet dżet.

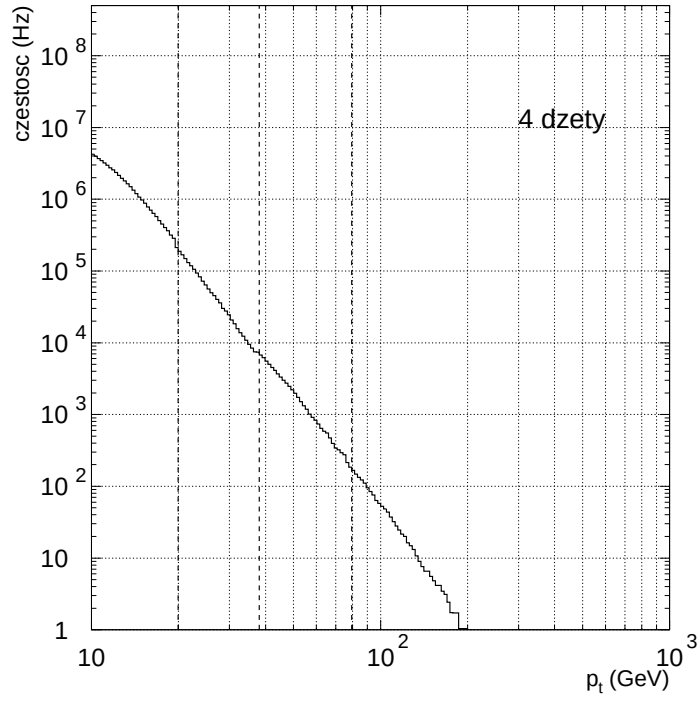


Rysunek 33: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **trójki foton foton dżet**.

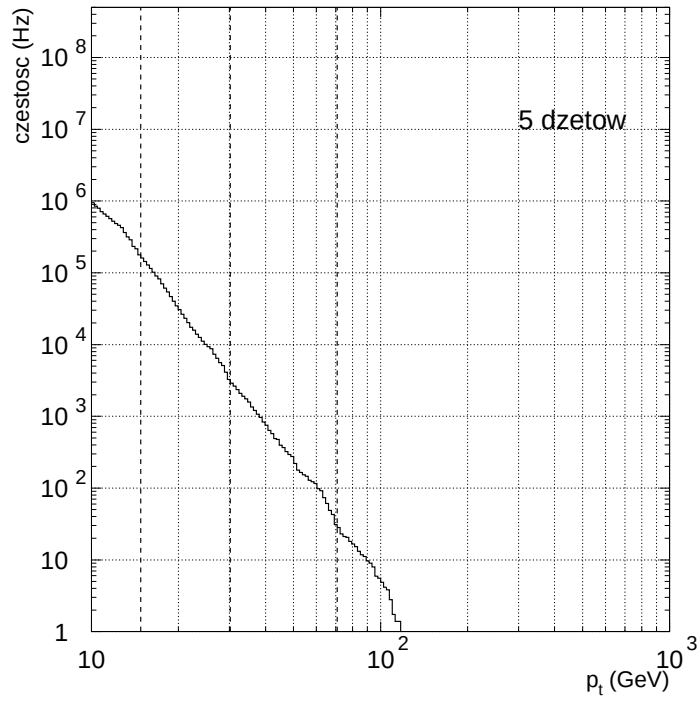


Rysunek 34: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej trójki foton dżet dżet.

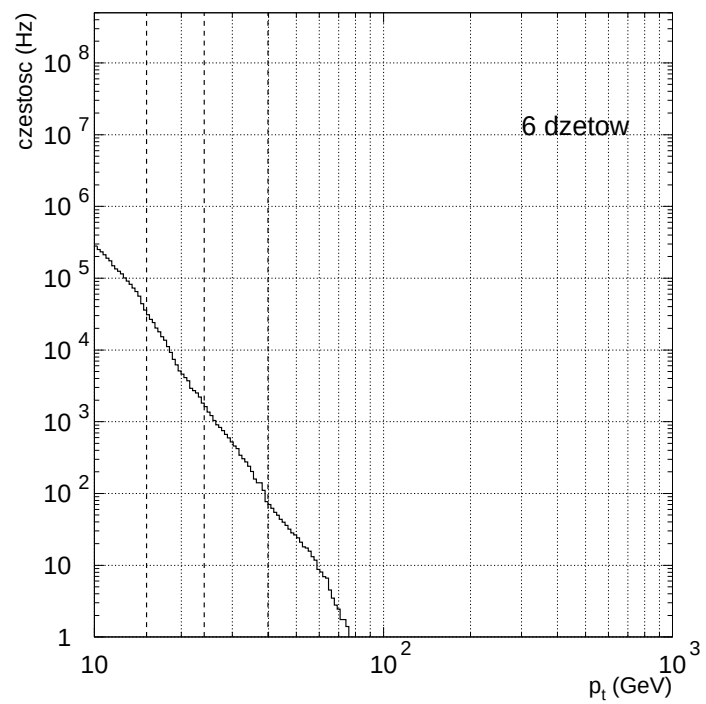
Przypadki wielodżetowe



Rysunek 35: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **czterech dżetów**.



Rysunek 36: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **pięciu dżetów**.



Rysunek 37: Scałkowana częstość wystąpienia co najmniej **sześciu** dżetów.

Załącznik 6. Zsumowane częstości sygnatur.

Tabele przedstawione poniżej są rozwinięciem Tabeli 10.

Przedstawiają one kolejno: sygnatury, proponowane cięcia oraz częstości, jakie są w wyniku tych cięć uzyskiwane. Otrzymywane częstości są sumą częstości dla procesu minimum bias, z produkcją W, Z oraz topu.

Kolumna oznaczona jako częstości indywidualne oznacza wartości uzyskane w wyniku cięć na obiektach danej sygnatury niezależnie od cięć na obiektach sygnatur znajdujących się powyżej. Są to częstości odpowiadające określonym wartościom na rysunkach w Załączniku 5. Pierwsze podejście do trygera zakładało przyznanie równych częstości każdej sygnaturze ($\leq 10\text{Hz}$). Aktualne różnicowanie tych wartości jest efektem próby optymalizacji wartości cięć i wynika z różnej, dla różnych sygnatur, zależności częstości od wartości cięcia na pędzie poprzecznym. Kolumna oznaczona jako częstości dodatkowe określa częstości, otrzymane z uwzględnieniem cięć na obiektach sygnatur znajdujących się powyżej. Następna kolumna częstości kolejno sumuje wartości kolumny poprzedniej. Ostatnia pozycja tej kolumny wyznacza całkowitą częstość na wyjściu, tak zbudowanego, trygera.

rodzaj trygera	$\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$			
	wartość cięcia [GeV]	częstość [Hz] mb+W+Z+top		
		indywidualna	dodatkowa	zsumowana
ℓ	100	$3.8+3.4+1.1+0.4=8.7$	$3.8+3.4+1.1+0.4=8.7$	$3.8+3.4+1.1+0.4=8.7$
γ	95	$9.0+0.2+0.1+0.0=9.3$	$9.0+0.2+0.1+0.0=9.3$	$12.8+3.6+1.2+0.4=18.0$
j	550	$5.5+0.0+0.0+0.0=5.5$	$5.5+0.0+0.0+0.0=5.5$	$18.3+3.2+1.2+0.4=23.5$
$\ell\ell$	44	$1.4+0.9+6.6+0.2=9.1$	$1.0+0.8+6.5+0.1=8.4$	$19.3+4.4+7.7+0.5=31.9$
$\ell\gamma$	25 30	$6.2+1.2+1.1+0.1=7.9$	$6.2+0.6+0.7+0.0=7.5$	$25.5+5.0+8.4+0.5=39.4$
$\gamma\gamma$	35	$9.3+0.0+0.0+0.0=9.3$	$8.2+0.0+0.0+0.0=8.2$	$33.7+5.0+8.4+0.5=47.6$
ℓj	30 300	$6.5+0.1+0.0+0.1=6.7$	$5.1+0.0+0.0+0.0=5.1$	$38.8+5.0+8.4+0.5=52.7$
γj	20 450	$4.1+0.0+0.0+0.0=4.1$	$2.4+0.0+0.0+0.0=2.4$	$41.2+5.0+8.4+0.5=55.1$
jj	450	$5.8+0.0+0.0+0.0=5.8$	$2.0+0.0+0.0+0.0=2.0$	$43.2+5.0+8.4+0.5=57.1$
$\ell\ell\ell$	15	$1.4+0.0+6.8+0.2=8.4$	$1.0+0.0+5.9+0.0=6.9$	$44.2+5.0+14.3+0.5=64.0$
$\ell\ell\gamma$	15 10	$3.1+0.7+3.0+0.2=7.0$	$3.0+0.5+2.4+0.1=6.0$	$47.2+5.5+16.7+0.6=70.0$
$\ell\gamma\gamma$	20 15	$6.2+0.2+0.0+0.0=6.4$	$4.6+0.1+0.0+0.0=4.7$	$51.8+5.6+16.7+0.6=74.4$
$\gamma\gamma\gamma$	20	$5.1+0.0+0.0+0.0=5.1$	$3.1+0.0+0.0+0.0=3.1$	$54.9+5.6+16.7+0.6=77.8$
$\ell\ell j$	10 250	$3.8+0.1+0.0+0.1=4.0$	$1.7+0.0+0.0+0.0=1.7$	$56.6+5.6+16.7+0.6=79.5$
ℓjj	20 250	$7.9+0.1+0.0+0.1=8.1$	$3.4+0.0+0.0+0.0=3.4$	$60.0+5.6+16.7+0.6=82.6$
$\gamma\gamma j$	15 350	$5.8+0.0+0.0+0.0=5.8$	$3.1+0.0+0.0+0.0=3.1$	$63.1+5.6+16.7+0.6=86.0$
γjj	25 300	$9.3+0.1+0.0+0.0=9.4$	$3.1+0.0+0.0+0.0=3.1$	$66.2+5.6+16.7+0.6=89.1$
jjj	230	$7.6+0.0+0.0+0.0=7.6$	$5.2+0.0+0.0+0.0=5.2$	$71.4+5.6+16.7+0.6=92.3$
4(j)	160	$6.5+0.0+0.0+0.0=6.5$	$4.1+0.0+0.0+0.0=4.1$	$75.5+5.6+16.7+0.6=98.4$
5(j)	100	$4.8+0.0+0.0+0.0=4.8$	$2.7+0.0+0.0+0.0=2.7$	$78.2+5.6+16.7+0.6=101.1$
6(j)	70	$1.7+0.0+0.0+0.0=1.7$	$1.4+0.0+0.0+0.0=1.4$	$79.6+5.6+16.7+0.6=102.5$

Tablica 12: Sygnatury, proponowane cięcia i odpowiadające im częstości dla świetności $\mathcal{L}=10^{34}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

rodzaj trygera	$\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$			
	wartość cięcia a(GeV)	częstość (Hz)		
		mb+W+Z+top		
		indywidualna	dodatkowa	zsumowana
ℓ	55	3.9+4.8+1.5+0.1=10.3	3.9+4.8+1.5+0.1=10.3	3.9+4.8+1.5+0.1=10.3
γ	55	9.4+0.1+0.0+0.0=9.5	9.4+0.0+0.0+0.0=9.4	13.3+4.8+1.5+0.1=19.7
j	350	7.1+0.0+0.0+0.0=7.1	6.5+0.0+0.0+0.0=6.5	19.8+4.8+1.5+0.1=26.2
$\ell\ell$	25	0.7+1.1+6.5+0.1=8.4	0.4+0.8+5.4+0.0=6.6	20.2+5.6+6.9+0.1=32.8
$\ell\gamma$	10 20	6.8+0.6+0.2+0.0=7.6	6.7+0.5+0.2+0.0=7.4	26.9+6.1+7.1+0.1=40.2
$\gamma\gamma$	20	9.9+0.0+0.0+0.0=9.9	7.4+0.0+0.0+0.0=7.4	34.3+6.1+7.1+0.1=47.6
ℓj	10 200	6.4+0.1+0.0+0.1=6.6	4.5+0.1+0.0+0.0=4.6	38.8+6.2+7.1+0.1=52.2
γj	10 300	5.6+0.0+0.0+0.0=5.6	2.0+0.0+0.0+0.0=2.0	40.8+6.2+7.1+0.1=54.2
jj	300	6.1+0.0+0.0+0.0=6.1	0.9+0.0+0.0+0.0=0.9	41.7+6.2+7.1+0.1=55.1
$\ell\ell\ell$	5	5.5+0.1+1.5+0.1=7.2	5.5+0.0+0.3+0.0=5.8	47.2+6.2+7.4+0.1=60.9
$\ell\ell\gamma$	5 10	4.8+0.2+0.4+0.0=5.4	3.6+0.1+0.1+0.0=3.8	50.8+6.3+7.5+0.1=64.7
$\ell\gamma\gamma$	5 9	6.7+0.2+0.0+0.0=6.9	6.0+0.0+0.0+0.0=6.0	56.8+6.3+7.5+0.1=70.7
$\gamma\gamma\gamma$	10	6.8+0.0+0.0+0.0=6.8	3.7+0.0+0.0+0.0=3.7	60.5+6.3+7.5+0.1=74.4
$\ell\ell j$	5 130	7.4+0.1+0.1+0.1=7.7	4.3+0.0+0.0+0.0=4.3	64.8+6.3+7.5+0.1=78.7
$\ell j j$	10 150	7.5+0.1+0.0+0.0=7.2	1.8+0.0+0.0+0.0=1.8	66.6+6.3+7.5+0.1=80.5
$\gamma\gamma j$	10 200	7.4+0.0+0.0+0.0=7.4	3.1+0.0+0.0+0.0=3.1	69.7+6.3+7.5+0.1=83.6
$\gamma j j$	15 200	8.5+0.0+0.0+0.0=8.5	3.0+0.0+0.0+0.0=3.0	72.7+6.3+7.5+0.1=86.6
jjj	150	8.7+0.0+0.0+0.0=8.7	4.5+0.0+0.0+0.0=4.5	77.2+6.3+7.5+0.1=91.1
4(j)	90	8.7+0.0+0.0+0.0=8.7	5.3+0.0+0.0+0.0=5.3	82.5+6.3+7.5+0.1=96.4
5(j)	65	4.9+0.0+0.0+0.0=4.9	1.8+0.0+0.0+0.0=1.8	84.3+6.3+7.5+0.1=98.2
6(j)	40	5.4+0.0+0.0+0.0=5.4	3.0+0.0+0.0+0.0=3.0	87.3+6.3+7.5+0.1=101.2

Tablica 13: Sygnatury, proponowane cięcia i odpowiadające im częstości dla świetności $\mathcal{L}=10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Bibliografia

- [1] G. Wrochna, *Muon Trigger of the CMS detector for LHC*, CMS Note 1997/096
- [2] *The Compact Muon Solenoid - Tehnical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, 15 December 1994
- [3] *The Muon Project - Tehnical Design Report*, CERN/LHCC 97-32,1997,
- [4] *The Large Hadron Colider - Conceptual Design*, CERN/AC 95-05,1995
- [5] Grzegorz Wrochna, *Czy zobaczymy nową fizykę w LHC? - Selekcja przypadków w eksperymencie CMS*,
Seminarium na Wydziale Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, 08.01.1999,
<http://info.fuw.edu.pl/wrochna/delta/sem9901.pdf>
- [6] H.-U. Bengtsson and T.Sjostrand, *Computer Physics Commun.* 46 (1987) 43
- [7] *CMS Calorimeter Trigger-Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms*, CMS-1996/10
CMS Muon Trigger-Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms, CMSTN-1996/059
- [8] Mikołaj Ćwiok, Grzegorz Wrochna, *Muon rates in UA1, D0, CDF and CMS predicted by PYTHIA 5.7*, CMSTN-1995/150