

UNIwersytet Warszawski
Instytut Fizyki Doświadczalnej
Zakład Cząstek i Oddziaływań Fundamentalnych

Hipotetyczne długożyciowe ciężkie cząstki naładowane w detektorze CMS

Małgorzata Kazana

Praca magisterska napisana pod kierunkiem
Dr Piotra Zalewskiego
i
Prof. dr hab. Jana Królikowskiego



Warszawa 1997

Streszczenie

Niniejsza praca dotyczy oceny możliwości detekcji ciężkich długożyciowych cząstek naładowanych w detektorze CMS przy akceleratorze LHC.

Przykładem takiego obiektu może być stau, supersymetryczny partner leptonu tau. Czas życia tej cząstki w pewnej klasie modeli z łamaniem supersymetrii przy niskich energiach (GMSB) jest na tyle długi, że rozpad zachodzi poza detektorem. Ze względu na słabe oddziaływanie z materią, stau może zostać zarejestrowane w stacjach mionowych jako wysokoenergetyczny lepton.

Podstawę analizy stanowią rozkłady opóźnień stau względem bezmasowych, na poziomie rozważanych energii, mionów. Przeprowadzenie takiego porównania, oprócz stwierdzenia istnienia nowego rodzaju ciężkich cząstek, pozwala na pomiar ich masy.

W pierwszej części pracy przedstawiono teoretyczne podstawy supersymetrii z wyszczególnieniem modeli zakładających istnienie długożyciowych stanów cząstkowych. Następnie opisano akcelerator LHC jako potencjalne źródło nowej fizyki oraz detektor CMS, miejsce gdzie należy ją odkryć, jeśli istnieje na skali osiągalnych energii powyżej unifikacji oddziaływań elektroslabych.

W dalszych rozdziałach znajdują się szczegóły analizy i wynikające z nich wnioski, które uogólniają się na dowolne hipotetyczne długożyciowe ciężkie cząstki naładowane.

Spis treści

1	Wstęp do SuperSYmetrii	1
1.1	Wprowadzenie	1
1.2	Minimalny Model Supersymetryczny	2
1.3	Minimalny Model Supergrawitacji	4
1.4	Modele z łamaniem SUSY poprzez sektor cechowania	4
1.5	GMSB z NLSP $\tilde{\tau}_1$	5
1.6	Modele SUSY z naładowanymi prawie stabilnymi LSP lub NLSP	6
2	Detektor CMS przy akceleratorze LHC	7
2.1	LHC	7
2.2	Fizyka w LHC	8
2.3	CMS	9
2.3.1	System mionowy	11
2.3.2	Komory RPC	11
2.3.3	Komory DTBX	12
2.3.4	Komory CSC	13
3	Synchronizacja	15
3.1	Jak można wykorzystać opóźnienie	16
4	Generacja sygnału	18
5	Symulacja detektora CMS	21
5.1	Symulacja odpowiedzi DTBX	22
5.2	Metoda czasu przelotu w CMS	25
5.3	Modyfikacja CMSIM'a	26
6	Ocena tła	27
6.1	Generacja przypadków dwumionowych tła	28
6.2	Selekcja kinematyczna przypadków	29
7	Analiza	32
7.1	Kryteria selekcji w komorach DTBX	32
7.2	Identyfikacja hipotetycznych ciężkich cząstek naładowanych	33
7.3	Pomiar masy	37
7.4	Ograniczenia na minimalne przekroje czynne	38
8	Podsumowanie	39
A	Parametry przyjętej wersji modelu GMSB	40

1 Wstęp do SuperSYmetrii

Czy natura jest supersymetryczna...

Pozytywnej odpowiedzi na to pytanie może dostarczyć odkrycie nowej (miętko łamanej) symetrii unifikującej cząstki elementarne o różnym spinie. W praktyce dyskusja nad jej istnieniem może odbywać się tylko w ramach określonego modelu. Wydaje się więc zrozumiała wielość i różnorodność scenariuszy supersymetrycznych. Największe zainteresowanie budzą te teorie, w których supersymetria ujawnia się przy skali oddziaływań elektroślabyh. W niezbyt odległej przyszłości będzie dostępny obszar energii sięgający skali energii rzędu 1 TeV. Ciekawa więc może okazać się doświadczalna weryfikacja przewidywań fenomenologii cząstek supersymetrycznych.¹

1.1 Wprowadzenie

Matematycznie ideę supersymetrii realizuje się przez superalgebrę Lie'go. Stanowi ona jedyne nietrywialne rozszerzenie czasoprzestrzennych symetrii Lorentza, zgodne z fundamentalną relatywistyczną teorią pola [1]. Reprezentacje superalgebry zawierają równą liczbę bozonowych i fermionowych stopni swobody. Między tymi stanami generowane są specyficzne związki antykomutacyjne, w których operatory $\hat{Q}$ zamieniają bozony w fermiony i odwrotnie, fermiony w bozony

$$\hat{Q} | \textit{bozon} \rangle = | \textit{fermion} \rangle \quad \hat{Q} | \textit{fermion} \rangle = | \textit{bozon} \rangle.$$

W konsekwencji dostaje się dodatnie spektrum operatorów energii oraz, ze względu na niezmienniczość operatora $\hat{Q}$ warunek na obecność przynajmniej jednego bozonu i odpowiadającego mu fermionu w każdym supermultiplicie. Jest to możliwe dzięki dodaniu do zwykłej przestrzeni konfiguracyjnej dwóch elementów (antykomutujących), które razem tworzą superprzestrzeń. Tak zdefiniowaną przestrzeń w ciele liczb zespolonych określają superpola. Charakterystyczna dla nich jest postać rozwinięcia Taylora, z której automatycznie wynika powiązanie pól o spinie połówkowym z polami o spinie całkowitym. Wszystkie cząstki i ich supersymetryczni partnerzy otrzymują te same liczby kwantowe z wyjątkiem spinu. Różnica wartości spinów wynosi $\frac{1}{2}$. Wynika stąd, że masy cząstek wewnątrz supermultipletu powinny być zdegenerowane. Doświadczenie jednak tego nie potwierdza, nie obserwuje się cząstek supersymetrycznych. Dlatego w realistycznej teorii supersymetria musi być złamana, najlepiej spontanicznie. Efektem tego jest rozszczepienie mas. Cząstkom supersymetrycznym nadawane są inne masy niż ich standardowym partnerom.

Supersymetria stanowi piękną teoretyczną hipotezę, która czeka na potwierdzenie w analizie do odkrycia antymaterii, przewidzianej wcześniej dzięki włączeniu symetrii grupy Lorentza do mechaniki kwantowej. Zanim historia ewentualnie się powtórzy, warto zastanowić się, dlaczego supersymetria jest tak atrakcyjna dla teoretyków, pomimo że fizyka dysponuje Modelem Standardowym (SM) - teorią oddziaływań fundamentalnych, która bardzo dobrze opisuje oddziaływania elektroślabe i silne składników materii przy obecnie osiągniętych energiach. Na wyjaśnienie ciągle czekają bardziej fundamentalne zagadnienia, takie jak: dlaczego obserwuje się trzy generacje fermionów albo dlaczego ładunek elektryczny jest skwantowany. Pewną alternatywę dla tych pytań stanowią właśnie modele supersymetryczne.

Uwzględnienie istnienia supercząstek przy skali elektroślabej łączy trzy stałe sprzężenia

¹Tu i dalej przez cząstki supersymetryczne rozumiemy supersymetrycznych partnerów cząstek występujących w Modelu Standardowym.

oddziaływań elektromagnetycznych, słabych i silnych przy skali Wielkiej Unifikacji². Proste przedstawiające logarytmiczną zależność odwrotności stałych sprzężenia od kwadratu energii przecinają się wtedy w jednym punkcie (w granicach błędów doświadczalnych), bez wprowadzania ad hoc do Modelu Standardowego innych skal bądź egzotycznych cząstek, oczywiście poza supersymetrycznymi. Jedyny warunek stanowi żądanie, żeby masy cząstek nie przekraczały $10 \text{ TeV}/c^2$. Dodatkowo, wprowadzenie supersymetrii jako symetrii lokalnej oferuje unikalny mechanizm włączenia grawitacji do kwantowej teorii oddziaływań cząstek, co w konsekwencji prowadziło do unifikacji wszystkich znanych oddziaływań.

Bardzo silnym teoretycznym argumentem za istnieniem niskoenergetycznej supersymetrii jest możliwość rozwiązania tzw. “problemu hierarchii”. W Modelu Standardowym jedyną naturalną skalą poprawek do masy skalarnej cząstki Higgsa jest skala GUT. Natomiast do wyjaśnienia łamania symetrii elektroslabej potrzebny jest Higgs o masie tego samego rzędu co masy bozonów pośredniczących. Istnienie tak lekkiej cząstki Higgsa jest z punktu widzenia Modelu Standardowego nienaturalne. Zupełnie inaczej wygląda to w modelach supersymetrycznych. Mianowicie, skalarne bozony Higgsa jest chroniony przed dużymi poprawkami radiacyjnymi do jego masy, ponieważ rozbieżności kwadratowe znikają ze względu na różnicę w znaku fermionowych i bozonowych poprawek pętlowych, jeżeli tylko masy superpartnerów są w przybliżeniu rzędu skali elektroslabej.

Za supersymertią przemawia również fakt, że łamanie symetrii elektroslabej można potraktować jako bezpośrednią konsekwencję łamania supersymetrii. Mechanizm łamania supersymetrii pracuje najlepiej, gdy masa kwarka t wynosi w przybliżeniu $150 - 200 \text{ GeV}/c^2$. Obecnie mierzona masa topu³ $m_t = 180 \pm 12 \text{ GeV}/c^2$ jest konsystentna z tym mechanizmem.

Dodatkowo modele SUSY znajdują wspianego kandydata na brakującą ciemną materię we Wszechświecie – najlżejszą cząstkę supersymetryczną. Dzięki temu staje się możliwe rozwiązywanie wielu aspektów kosmologicznych.

1.2 Minimalny Model Supersymetryczny

Najprostszym supersymetrycznym rozszerzeniem Modelu Standardowego jest tak zwany Minimalny Model Supersymetryczny (MSSM). Otrzymuje się go dodając do znanych symetrii SM symetrię $[N = 1 \text{ } SU\text{ } SY]$, generowaną przez cztery niezależne singletowe operatory $\hat{Q}_\alpha$, ($\alpha = 1, 2, 3, 4$)

$$SU(3) \times SU(2) \times U(1) \times [N = 1 \text{ } SU\text{ } SY].$$

Formalnie do SM wprowadza się dodatkowy dublet Higgsa o przeciwnym hiperładunku, a następnie przeprowadza się supersymetryzację według zasad teorii z cechowaniem. Otrzymuje się globalnie supersymetryczny SM, w którym zawarte są wszystkie cząstki obecnie znane i ich partnerzy supersymetryczni. Spektrum cząstek Minimalnego Modelu Supersymetrii wygląda następująco:

$$\begin{array}{ccccccc} [u, d, c, s, t]_{L,R} & [e, \mu, \tau]_{L,R} & [\nu_{e,\mu,\tau}]_L & g & \underbrace{W^\pm, H_1^+, H_2^-}_{C_{1,2}^\pm} & \underbrace{\gamma, Z, h^0, H^0, A^0}_{N_{1,2,3,4}} \\ [\tilde{u}, \tilde{d}, \tilde{c}, \tilde{s}, \tilde{t}]_{L,R} & [\tilde{e}, \tilde{\mu}, \tilde{\tau}]_{L,R} & [\tilde{\nu}_{\tilde{e},\tilde{\mu},\tilde{\tau}}]_L & \tilde{g} & & \end{array}$$

²skala energii GUT, $\Lambda \simeq 10^{16} \text{ GeV}$

³w akceleratorze Tevatron w Fermilabie w zderzeniach $p\bar{p}$ przy $\sqrt{s} = 1.8 \text{ TeV}$

Kwarkom i leptonom odpowiadają prawe i lewe⁴ skwarki i sleptony, neutrinom sneutrino, a bozonom pośredniczącym gaugina o spinie połówkowym. W sektorze pól supersymetrycznych występuje mieszanie. Kreowane są fizyczne stany masowe: skwarki $\tilde{q}_1, \tilde{q}_2$, sleptony $\tilde{l}_1, \tilde{l}_2$, gluino $\tilde{g}$, chargina $C_i^\pm$, neutralina N_i . W rozważaniach teoretycznych omawia się własności gaugin, biorąc pod uwagę dominujący wkład. Może on pochodzić od wina $\tilde{W}^\pm$, odpowiedniego higgsina $\tilde{h}$ oraz bina $\tilde{B}$ i wina $\tilde{W}^3$ (lub ich kombinacji liniowych fotina $\tilde{\gamma}$ i zina $\tilde{Z}$).

Minimalny Model Supersymetryczny wprowadza nową symetrię, parzystość $R = (-1)^{2S + 3B + L}$, która zależy od spinu S , liczby barionowej B i liczby leptonowej L danej cząstki. Dla standardowych cząstek R przyjmuje zawsze wartość 1, a dla ich superpartnerów -1 . Zachowanie tej parzystości pozwala wyciągnąć dwa niezwykle ważne wnioski. Pierwszy: supercząstki produkowane są parami i drugi: najlżejsza z nich jest absolutnie stabilna, a ze względów kosmologicznych neutralna.

Model MSSM uwzględnia łamanie SUSY, ale na tyle łagodne, żeby nie naruszało symetrii SM i nie pozwalało na pojawienie się rozbieżnych kwadratowych poprawek do mas skalarów. Odpowiedzialne są za to, tak zwane człony "miętko łamiące" supersymetrię, dodawane do Lagrangianu MSSM. Wymagają one określenia mas skalarów i gaugin oraz trójliniowych (parametr A) i biliniowych (parametr B) współczynników oddziaływań Higgs - skwarki. W rezultacie teoria wymaga zdefiniowania ponad stu wielkości, co ogranicza jej możliwość przewidywania.

Pojawia się więc nadrzędny problem: "Jak jest łamana supersymetria?". Podczas zeszłorocznej konferencji w Snowmass'96 [2] uczestniczący w niej teoretycy zebrali i uporządkowali wiedzę o supersymetrii ([3],[4],[5]) wypunktowując najważniejsze scenariusze supersymetrii, ujawniającej się przy skali elektroslabej. Są to:

- MSSM oparty na danych eksperymentalnych,
- Minimalny Model Supergrawitacji (SUGRA),
- Model z łamaniem SUSY z poprzez sektor cechowania (GMSB),
- Model z wkładem D do mas skalarów,
- Model z nie-universálną skalą GUT miękkiego łamania supersymetrii,
- Model z łamaniem parzystości R .

Niestety, nawet zakładając istnienie supersymetrii przy skali elektroslabej, nie wiemy, który z proponowanych opisów okaże się zgodny z doświadczeniem. Obecnie można stwierdzić pewne niedoskonałości proponowanych rozwiązań i próbować je poprawić. W podstawowym ujęciu proponowanym przez MSSM, ogólna postać Lagrangianu zawiera trudny do naturalnego rozwiązania problem związany z dopuszczeniem procesów z wymianą neutralnych prądów zmieniających zapach oraz naruszających parzystość kombinowaną CP . Dlatego zaproponowano dynamiczne łamanie supersymetrii w pewnym "ukrytym sektorze", który jest całkowicie oddzielony od sektora Modelu Standardowego, określanego jako "widzialny". Sprzężenie z SM odbywa się tylko przez stany pośrednie, nazywane pośrednikiem.

Przestaje zatem być ważna forma, jaką przybiera samoistne spontaniczne łamanie supersymetrii, a główny nacisk kładzie się na sposób, w jaki "Model Standardowy dowiadyuje się o łamaniu SUSY".

⁴skalarne supersymetryczne odpowiedniki prawo- i lewo- skrętnych stanów fermionowych

Najpopularniejszy podejściem jest tak zwana supergrawitacja.

1.3 Minimalny Model Supergrawitacji

SUSY jest spontanicznie łamana przy skali $\Lambda \simeq 10^{11}$ GeV w "ukrytym sektorze", który komunikuje się z "sektorem widzialnym" przez oddziaływania grawitacyjne. Grawitacja nie rozróżnia ładunków, zapachów i kolorów. Z tego względu liczba wolnych parametrów modelu zostaje zredukowana do pięciu, które wybiera się w następujący sposób:

- m_0 - uniwersalna masa skalarów przy skali energii Wielkiej Unifikacji,
- $m_{1/2}$ - uniwersalna masa gaugin w przy skali energii Wielkiej Unifikacji,
- A_0 - trójliniowy parametr oddziaływania Higgs-skward-skward,
- $tg\beta$ - stosunek wartości próżniowych dubletu pól Higgsa,
- $sign(\mu)$ - znak masowego parametru mieszania dubletu pól Higgsa.

Supergrawitacja powoduje wzrost mas superpartnerów w zakresie $100 - 1000$ GeV/ c^2 . Grawitino o spinie $\frac{3}{2}$, (partner grawitonu) posiada w przybliżeniu masę tego samego rzędu. W praktyce grawitino nie gra żadnej roli w fenomenologii, ponieważ jego stała sprzężenia do materii jest zaniedbywalna ze względu na czynnik $\frac{m_{\tilde{G}}}{\Lambda} \simeq 10^{-16}$. Najlżejszą cząstką jest neutralino, cząstka słabo oddziałująca i stabilna przy zachowaniu parzystości R . Przypadki jej produkcji będą się charakteryzować dużym brakującym pędem poprzecznym wynoszonym właśnie przez neutralino. Taka sygnatura stanowi sztandarowy sygnał SUSY.

Okazuje się jednak, że istnieje klasa modeli, gdzie grawitino stanowi kluczowy składnik teorii, znacząco wpływając na przewidywania fenomenologiczne.

1.4 Modele z łamaniem SUSY poprzez sektor cechowania

Ostatnio, nastąpił wzrost zainteresowania modelami z łamaniem supersymetrii przy niskich energiach, na skali rzędu $\Lambda \geq 100$ TeV. Tutaj rolę pośrednika pełnią standardowe oddziaływania z cechowaniem $SU(3) \times SU(2) \times U(1)$.

Minimalne modele składają się z pól pośrednika, które transformują się jak singlety zapachowe $\mathbf{5} + \bar{\mathbf{5}}$ grupy $SU(5)$. W rozważaniach teoretycznych uwzględnia się także liczbę generacji pól n_5 . Występujące w $SU(5)$ tryplety $q, \bar{q}$ grupy $SU(3)$ i dublety $l, \bar{l}$ grupy $SU(2)$ sprzęgają się do singletów S pól cechowania przez superpotencjał W :

$$W = \lambda_3 S q \bar{q} + \lambda_2 S l \bar{l}, \quad (1.1)$$

gdzie λ_i oznacza pole supersymetrycznego odpowiednika standardowego bozonu, charakterystycznego dla grupy cechowania. Niezerową wartość oczekiwaną skalarnych singletów pól cechowania S definiuje sektor pośrednika $M = \lambda S$, zaś niezerowa wartość dodatkowego pola F , będącego składnikiem pól S , określa skalę łamania SUSY $\Lambda = \frac{F}{S}$. Jeśli $F \leq \lambda S^2$ dostajemy widzialne masy gaugin:

$$m_{\lambda_i} = \frac{\alpha_i}{4\pi} \Lambda, \quad (1.2)$$

oraz masy skwardów i sleptonów na skali pośrednika:

$$\tilde{m}^2 = 2\Lambda^2 \left[c_3 \left(\frac{\alpha_3}{4\pi} \right)^2 + c_2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 + \frac{3}{5} \left(\frac{Y}{2} \right)^2 \left(\frac{\alpha_2}{4\pi} \right)^2 \right], \quad (1.3)$$

gdzie Y określa hiperładunek cząstki, a α_i oznacza znormalizowane stałe sektora cechowania dla GUT, $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha_3$, $\alpha_i = \frac{5}{3}\alpha'$. Stałe c_3 i c_2 przyjmują odpowiednio wartość $\frac{4}{3}$ dla tripletu kolorowego i słabego dubletu, a 0 dla kolorowych i słabych singletów. Masy gaugin i skalarów zależą więc silnie od kwadratów stałych sprzężenia.

$\tilde{B}$ -ino i prawe sleptony otrzymują masy tylko przez $U(1)$, dlatego są najlżejsze. $\tilde{W}^3$ -ino i lewoskrętne sleptony transformują się przez $SU(2)$, więc są trochę cięższe. Silne oddziaływujące skwarki i gluina są znacząco cięższe od skali elektroslabej. Hierarchia cząstek zwykle wygląda następująco, zaczynając od najcięższych mamy: skwarki, gluina, sleptony lewe, chargina, neutralina, sleptony prawe, bino.

Z narzuconym elektroslabym łamaniem, parametry minimalnego modelu określają:

$$tg\beta, \Lambda = \frac{F}{S}, sign(\mu), \ln M$$

Λ definiuje skalę dla spektrum superpartnerów. Te parametry można zamienić na fizyczne masy, na przykład takie jak m_{N_1} czy $m_{\tilde{\tau}_L}$.

W modelu GMSB najlżejszą cząstką jest grawitino, otrzymujące masę przez super-mechanizm Higgsa. W wyniku tego procesu, to jest podczas spontanicznego łamania supersymetrii pojawia się bezmasowy odpowiednik fermionu Goldstona, tak zwane goldstino. W lokalnej supersymetrii goldstino staje się podłużnym składnikiem grawitina, które staje się masywne. Masa grawitina:

$$m_{\tilde{G}} = \frac{F}{\sqrt{3}M_P} \simeq 2.4 \left(\frac{F}{(100 \text{ TeV})^2} \right) eV/c^2, \quad (1.4)$$

gdzie $M_P \simeq 2.4 \cdot 10^{18} \text{ GeV}/c^2$ jest zredukowaną masą Plancka; dla określonego scenariusza GMSB może wahać się w granicach wyznaczanych z teorii kosmologicznych. Gęstość grawitina we Wszechświecie nie może przekroczyć wartości, która uniemożliwiałaby rozszerzanie Wszechświata. Pozwala to określić maksymalną masę grawitina, która powinna być mniejsza niż $1 \text{ keV}/c^2$. Z drugiej strony ograniczenia wynikające z nieobserwowania oddziaływań grawitin z materią wskazują, że $m_{\tilde{G}} > 10^{-4} \text{ eV}/c^2$.

Masa grawitina znacząco wpływa na czas życia supercząstki (NLSP)⁵, która rozpada się na swojego standardowego superpartnera i grawitino. Jej średni czas życia jest proporcjonalny do $\frac{1}{m_{\tilde{G}}} \left(\frac{M}{\Lambda} \right)^2$. W zależności od parametrów modelu średnia droga cząstki przed rozpadem może wynosić 10^{-4} m do km .

Jest możliwe, że najlżejszym standardowym superpartnerem jest neutralino N_1 . Może ono rozpadać się poprzez emisję standardowego bozonu, a także najlżejszego higgsa. Rodzaj wyemitowanego bozonu zależy od gaugin wchodzących w skład neutralina. Dominuje kanał:

$$N_1 \rightarrow \gamma + \tilde{G}.$$

W tym przypadku sygnatura stanu końcowego po produkcji pary cząstek supersymetrycznych jest bogata w izolowane fotony. Ułamek brakującej energii wynoszonej przez lekkie grawitino jest znacznie mniejszy niż gdyby rozpad nie zaszedł i neutralino opuściło detektor.

1.5 GMSB z NLSP $\tilde{\tau}_1$

W modelu nisko-łamiącym SUSY jest równie prawdopodobne, że NLSP jest naładowanym sleptonem. Dla sektora pośrednika z dwiema generacjami ($n_5 = 2$) grupy $\mathbf{5} + \bar{\mathbf{5}}$ zwykle

⁵ang. Next to Lightest Supersymmetric Particle

otrzymuje się jako NLSP prawy slepton, który rozpada się na odpowiedni lepton i grawitino.

Ze względu na dużą stałą sprzężenia Yukawy $\tilde{\tau}_R$ może być lżejsze niż $\tilde{\mu}_R$ i $\tilde{e}_R$. Wtedy wszystkie kaskady rozpadów będą kończyły się na $\tilde{\tau}_1$.⁶

Dla tego obszaru przestrzeni parametrów przypadki supersymetryczne będą zawierać dwa $\tilde{\tau}_1$.

1.6 Modele SUSY z naładowanymi prawie stabilnymi LSP lub NLSP

Odnosząc się do terminu hipotetyczne, ciężkie cząstki naładowane podjętego w tej pracy, warto wspomnieć o dwóch innym możliwościach występowania w rozpatrywanych obecnie wersjach MSSM, naładowanych, prawie stabilnych, słabo oddziaływujących cząstek.

Jedną z nich jest bardzo słabe łamanie parzystości R . W ramach tego modelu najlżejsza cząstka supersymetryczna może być cząstką długożyciową, ale nie bezwzględnie stabilną. Ograniczenia kosmologiczne nie zostaną naruszone nawet wtedy, gdyby okazała się nią cząstka naładowana.

Inna ciekawą fenomenologicznie sytuacją jest degeneracja mas neutralina (LSP) i chargino (NLSP). W takim przypadku chargino może mieć czas życia wystarczający do opuszczenia typowych rozmiarów detektora przed swoim rozpadem.

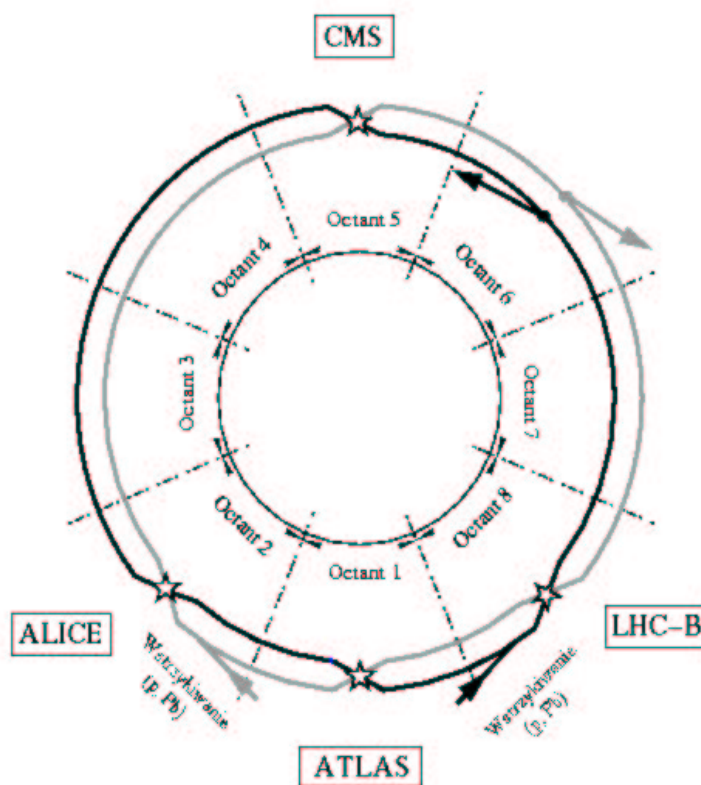
⁶ $\tilde{\tau}_R$ i $\tilde{\tau}_L$ jako cząstki skalarne podlegają mieszanii. Stanami o określonej masie są: lżejsze $m_{\tilde{\tau}_1}$ i cięższe $m_{\tilde{\tau}_2}$

2 Detektor CMS przy akceleratorze LHC

Testowanie Modelu Standardowego w dużej mierze zależy od możliwości badania oddziaływań fermionów przy coraz wyższych energiach. Obecnie w fazę realizacji wkroczył akcelerator LHC (Lagre Hadron Collider), który umożliwi badanie elementarnych zderzeń przy energii rzędu 1 TeV.

2.1 LHC

Akcelerator LHC powstanie w CERN'ie w miejscu działającego dotychczas akceleratora elektronowo - pozytonowego⁷ LEP.



Rysunek 1: Schemat akceleratora LHC.

Aparatura LHC zostanie zainstalowana w tym samym tunelu po (przynajmniej czasowym) rozmontowaniu LEP'u. Oznacza to, że LHC musi dokładnie odwzorować geometrię LEP'u. Zredukowana będzie jednak liczba punktów przecięcia wiązek w celu ograniczenia kosztów i usprawnienia urządzeń wspomagających. W wybranych czterech miejscach (Rys.1) zostaną umieszczone eksperymenty: ATLAS i CMS wokół punktów 1 i 5 o najwyż-

⁷Znacznie łatwiej jest osiągnąć wysokie energie zderzając protony zamiast elektronów (straty na promieniowanie synchrotronowe protonów są znacznie mniejsze), ale kosztem tego doprowadza się do oddziaływań partonów o nieokreślonej energii.

Zderzenia		$p-p$	$Pb-Pb$
Energia wiązki	[TeV/u]	7	2.76
Światłość	[cm ⁻² s ⁻¹]	10 ³⁴	2·10 ²⁷
Czas pomiędzy zderzeniami	[ns]	25	125
Liczba paczek		2835	608
Liczebność paczki		10 ¹¹	10 ⁷

Tabela 1: Parametry akceleratora LHC

szej światłości 10³⁴ cm⁻²s⁻¹, oraz dodatkowe eksperymenty ALICE i LHC-B w punktach 2 i 8, zawierających także układ wstrzykiwania wiązek.

LHC będzie zderzać przeciwbieżne wiązki protonów o energii 7 TeV co 25 ns. W dalszej przyszłości przewidziana jest praca z ciężkimi jonami, głównie jądrami ołowiu. Podstawowe parametry urządzenia zamieszczone są w Tabeli 1 sporządzonej w oparciu o [6].

2.2 Fizyka w LHC

Podstawowym celem budowy LHC jest zrozumienie mechanizmu łamania symetrii elektrosłabej. Jedną z możliwości stanowi mechanizm Higgsa, określany w ramach Modelu Standardowego lub jego supersymetrycznego rozszerzenia MSSM. Zbadanie tego mechanizmu będzie wiązało się z odkryciem bądź wykluczeniem standardowego i/lub supersymetrycznych bozonów Higgsa, a także sprawdzeniem istnienia supersymetrii w zakresie dozwolonych teoretycznie mas albo znalezieniem nowej dynamiki powyżej skali elektrosłabej. Zakres energii LHC powinien pozwolić na poszukiwania innych, cząstek takich jak nowe bozony z masami poniżej 1 TeV/c², nowe kwarki i leptony. Jednocześnie otwiera się możliwość badania standardowych cząstek. Interesujące są rozpady kwarku top, a w szczególności wyznaczenie ograniczeń na egzotyczne kanały, na przykład $t \rightarrow cZ$, $t \rightarrow bH^+$.

Łamaniu parzystości kombinowanej CP w sektorze mezonów i barionów B dedykowany będzie eksperyment LHC-B. Badania fizyki ciężkich kwarków są planowane także w innych detektorach w pierwszej fazie działania LHC przy niższej światłości, 10³³ cm⁻²s⁻¹.

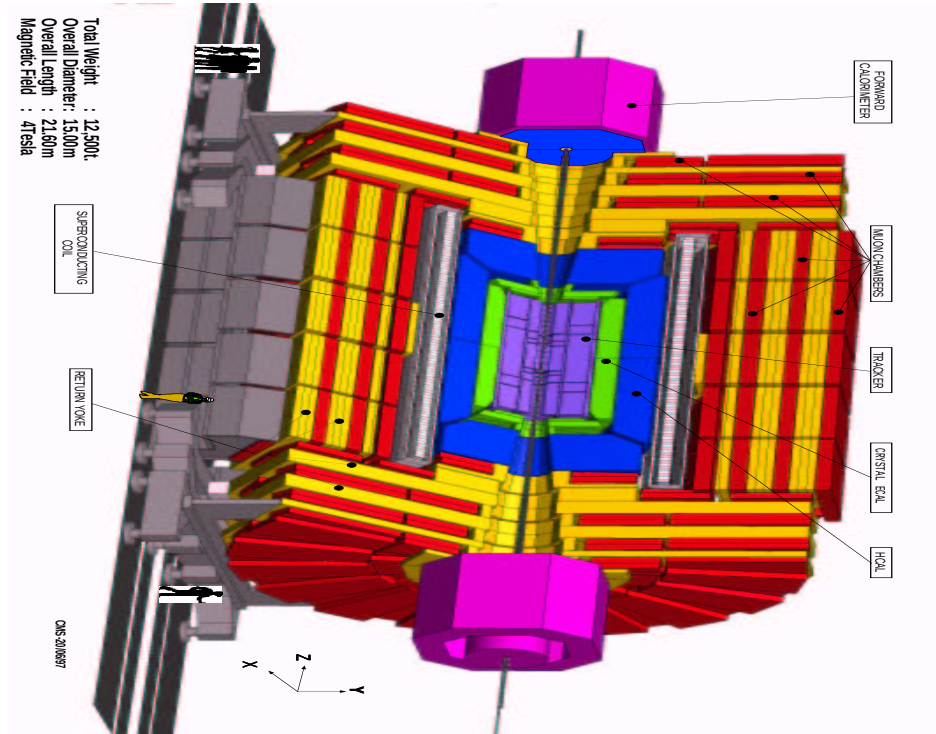
Dla wszystkich procesów fizycznych, których zajście umożliwi w LHC oczekuje się sygnatur zawierających standardowe cząstki. Zrekonstruowanie takich zderzeń będzie możliwe dzięki precyzyjnemu pomiarowi stanów końcowych zawierających:

- naładowane leptony,
- bozony cechowania W , Z^0 , γ ,
- jety o dużym pędzie poprzecznym,
- jety z kwarkim b ,
- brakującą energię poprzeczną.

Przedstawione wyżej zadania stoją przed budowanymi detektorami. Grupa warszawska włączyła się w projekt eksperymentu CMS i jest współodpowiedzialna za mionowy system wyzwalania oparty na komorach RPC.

2.3 CMS

Compact Muon Solenoid (CMS) został zaprojektowany [7] jako wielowarstwowy detektor w kształcie beczki, tak aby był przystosowany do identyfikacji i precyzyjnego pomiaru mionów, fotonów i elektronów przy wysokiej świetlności. CMS posiada typową strukturę detektora fizyki wysokich energii. Jego ogólny schemat przedstawia Rysunek 2, kolejne dwa pokazują przekrój poprzeczny (Rys. 3) i podłużny (Rys. 4). Cały detektor będzie składał się z pięciu kołowych części podzielonych na dwanaście sektorów, w ϕ . Podobnej segmentacji będą podlegały zamykające detektor pokrywki.



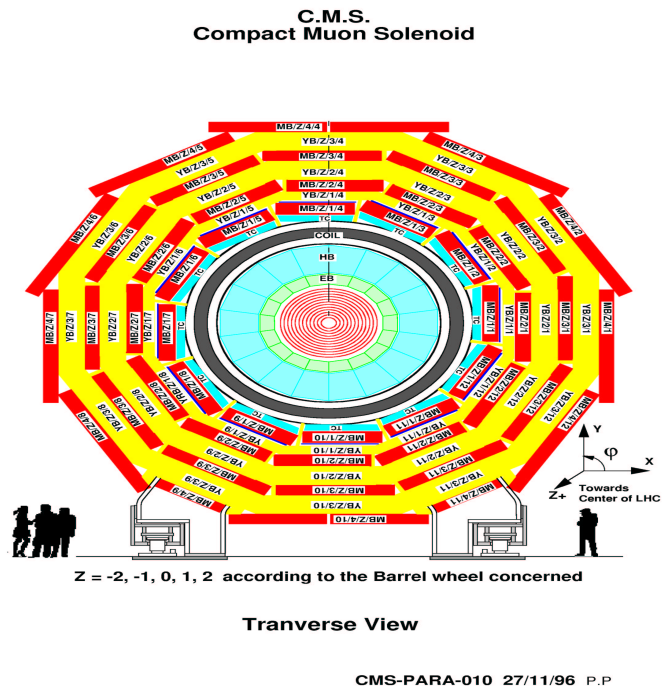
Rysunek 2: Schematyczny widok detektora CMS.

Wokół punktu oddziaływania znajdzie się wewnętrzny układ śladowy. W jego skład wejdą detektory: krzemowy pixelowy, krzemowy mikropaskowy oraz mikropaskowa komora gazowa, zapewniające dokładną rekonstrukcję wierzchołka pierwotnego oraz wierzchołków wtórnych, a także rekonstrukcję śladów o dużym pędzie poprzecznym dla obszaru pseudopospieszczości⁸ $|\eta| < 2.5$.

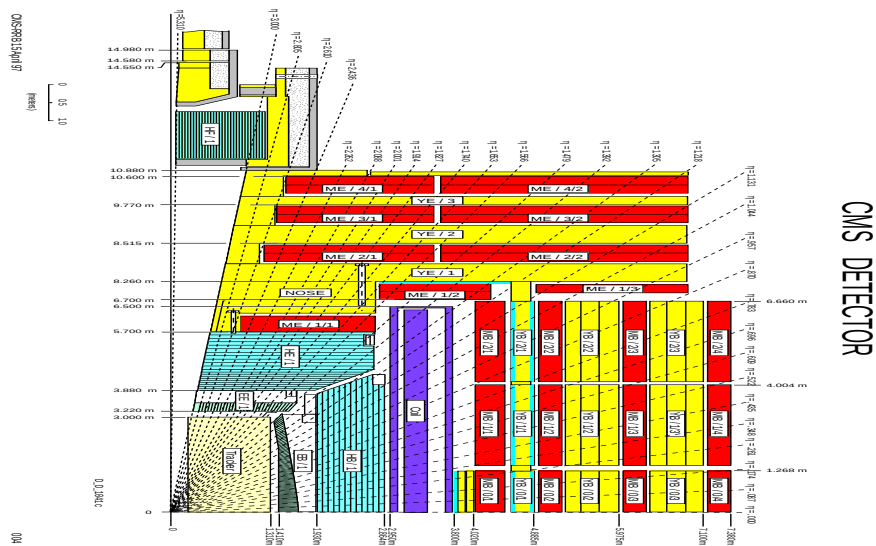
Kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL) wypełni w beczce obszar $|\eta| < 1.6$, a w pokrywach $1.6 < |\eta| < 2.6$. Jako materiał aktywny i absorbujący zostaną użyte kryształy PbWO_4 , gwarantujące wysoką rozdzielczość energetyczną. Ta własność jest szczególnie ważna ze względu na detekcję dwufotonowych rozpadów lekkiego bozonu Higgsa.

Zwarty system kalorymetrów hadronowych: HCAL dla $|\eta| < 3$ oraz VF (Very Forward

⁸ $\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}$, gdzie θ określa kąt odchylenia cząstki od osi wiązki.



Rysunek 3: Przekrój poprzeczny detektora CMS



Rysunek 4: Przekrój wzdłuż osi wiązki detektora CMS

Calorimeter) u wylotu rur wiązek dla $3 < |\eta| < 5$ umożliwi zaś pomiar brakującej energii poprzecznej oraz wyzwalać dla przypadków z jetami o małym p_t . Kalorymetry hadronowe będą zbudowane z plastikowych warstw scyntylatora. Dla pojedynczych hadronów przewiduje się uzyskanie dokładności pomiaru energii rzędu $\frac{\sigma_E}{E} = \frac{65\%}{\sqrt{E}} \oplus 5\%$.

“Tytułowym” elementem detektora będzie nadprzewodząca cewka o promieniu 3 m i długości 13 m, generująca jednorodne pole magnetyczne o indukcyjności 4 Tesli⁹. Na zewnątrz cewki zostaną umieszczone cztery stacje komór mionowych na przemian z warstwami żelaza, absorbującymi pozostałości kaskad hadronowych oraz stanowiącymi jarzmo zwrotne magnesu. System mionowy pokryje w beczce i pokrywach przestrzeń $|\eta|$ do wartości 2.4.

2.3.1 System mionowy

Miony ze zderzeń pp stanowią czystą sygnaturę dla wielu interesujących procesów od fizyki ciężkich kwarków przez rozpad Higgsa, po supersymetrię. Najpierw jednak z pierwowzoru strumienia trzeba wyłowić przypadki interesujące z fizycznego punktu widzenia, czyli o dużym pędzie poprzecznym leptonów. Pierwszy poziom wyzwalać musi zredukować początkową wielką częstotliwość rzędu 1 GHz do 10-100 kHz, tak aby umożliwić analizę na wyższych poziomach.

System mionowy został przewidziany jako układ detekcyjno-wyzwalający [8]. Powinien zatem spełniać trzy podstawowe zadania:

- identyfikować miony i łączyć je z odpowiednimi przecięciami wiązek z efektywnością powyżej 99%,
- budować podstawowy tryger mionowy dla p_t w zakresie od kilku GeV do 100 GeV,
- mierzyć ich pęd poprzeczny; przewidywana dokładność dla $0 < |\eta| < 2$ wynosi:

$$\frac{\Delta p_t}{p} \simeq 6\text{-}10\% \text{ dla } p_t = 10 \text{ GeV}, 7\text{-}20\% \text{ dla } p_t = 100 \text{ GeV} \text{ i } 15\text{-}35\% \text{ dla } p_t = 1 \text{ TeV},$$

po dołączeniu informacji z wewnętrznego układu śladowego:

$$\frac{\Delta p_t}{p} \simeq 0.5\text{-}1\% \text{ dla } p_t = 10 \text{ GeV}, 1.5\text{-}5\% \text{ dla } p_t = 100 \text{ GeV} \text{ i } 5\text{-}20\% \text{ dla } p_t = 1 \text{ TeV}.$$

Wymagana jest bardzo dobra czasowa i przestrzenna zdolność rozdzielcza detektorów. W tym celu wybrano komory opornościowe RPC, dryfowe komory DTBX i katodowe komory paskowe CSC. W czterech stacjach mionowych MS1, MS2, MS3, MS4 położonych wokół osi głównej CMS’u zajmą miejsce komory RPC i DTBX, w stacjach MF1, MF2, MF3, MF4 prostopadłych do osi zostaną umieszczone komory RPC i CSC.

2.3.2 Komory RPC

Opornościowe komory typu RPC (Resistive Plate Chamber) zostaną wykorzystane w układzie wyzwalać. Czasowa zdolność rozdzielcza odpowiedzi komory projektowanych dla CMS wynosi około 2 ns, a efektywność do około 97% przy natężeniu do 7 kHz/cm² (przewiduje się, że komory będą pracowały przy natężeniu o rząd wielkości niższym). Te obciążające wyniki pochodzą z tegorocznych testów komory zbudowanej w Warszawie przy wykorzystaniu bakelitu o bardzo małej oporności właściwej $5 \cdot 10^8 \Omega\text{cm}$ [9].

⁹Zastosowanie silnego pola pozwoli na konstrukcję zwartego systemu mionowego, skąd pochodzi nazwa detektora.

RPC jest detektorem cząstek wykorzystującym stałe i jednorodne pole elektryczne wytwarzane przez dwie równoległe elektrody płaskie, wykonane z materiału o wysokiej oporności właściwej. Stosuje się płyty o grubości 2 mm z bakelitu charakteryzującego się opornością rzędu $10^8 - 10^{11} \Omega\text{cm}$. Zewnętrzne strony elektrod pokrywa się warstwami grafitowymi. Przez nie podłącza się stałe napięcie. Wewnątrz komory generuje się pole elektryczne. Z zewnątrz układ jest izolowany cienkimi foliami plastikowymi.

Czuły element RPC stanowi objętość o grubości 2 mm między elektrodami. Wypełnia ją mieszanina 90% $\text{C}_2\text{H}_2\text{F}_4$ i 10% izobutanu.

Kiedy przez komorę przechodzi cząstka naładowana rozwija się kaskada jonizująca. Uwalniane tak elektrony docierają do elektrody i rozładowują ją. W miejscu, do którego dotrą obniża się pole ze względu na wysoką oporność bakelitu. Impulsy pojawiające się przy rozładowywaniu są odczytywane przez paski (read-out strips), umieszczone poza komorą. Otrzymuje się sygnał o amplitudzie kilkudziesięciu mV w koincydencji z przejściem naładowanej cząstki przez komorę. Dla osiągnięcia wysokiej efektywności buduje się podwójną komorę RPC złożoną z identycznych modułów RPC ze wspólnym systemem odczytu.

Szybka odpowiedź lokalnego układu wyzwalania jest tworzona przez dedykowaną komorom RPC elektronikę. Wybierane są maksymalnie cztery miony o najwyższym pędzie poprzecznym, a następnie informacja o nich jest przesyłana do globalnego układu wyzwalania.

2.3.3 Komory DTBX

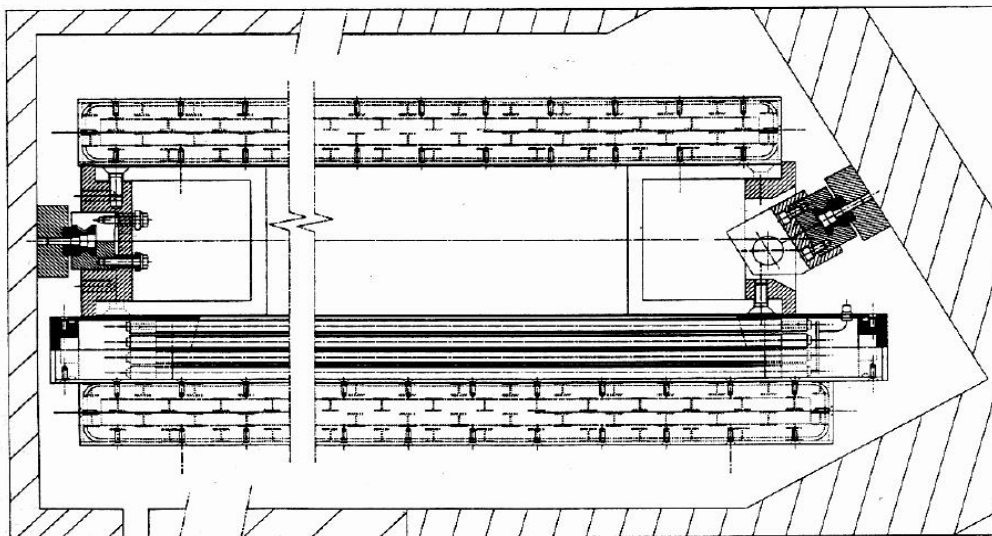
Komory dryfowe DTBX, Drift Tubes with Bunch Crossing identification, będą łączyć sygnały z przecięciami wiązek, z których pochodziły miony oraz określać ich przestrzenne położenie.

Pojedyncza jednostka DTBX ma przekrój poprzeczny $4 \times 1.1 \text{ cm}^2$, jej długość może wahać się od 2 m do 4 m w najbardziej oddalonych stacjach.

Pole elektrostatyczne jest wytwarzane przez aluminiowe katody o przekroju w kształcie litery C, umieszczone symetrycznie wokół stalowego drutu o średnicy $50 \mu\text{m}$ podłączonego do dodatniego potencjału. Każdy drut anodowy posiada po jednej ze stron system odczytu elektronicznego. Objętość komory wypełnia mieszanina Ar-CO_2 . W zależności od składu procentowego gazu maksymalny czas dryfu na odległości 2 cm, od katody do anody, może wynosić od 320 do 400 ns.

W poszczególnych stacjach mionowych umieszczonych zostanie dwanaście warstw komór dryfowych pogrupowanych w trzy, tak zwane super-płaszczyzny (SL), po cztery każda. Dwie zewnętrzne SL są przeznaczone do pomiaru w płaszczyźnie $r\phi$ i leżą równoległe do rury wiązki. Komory środkowej super-płaszczyzny krzyżują się z zewnętrznymi i mierzą kąt θ . Między położoną najbliżej środka detektora superpłaszczyzną a dwiema pozostałymi SL umieszcza się 10-cio centymetrowej grubości strukturę z blachy aluminiowej, przypominającą plaster miodu, dla zapewnienia mechanicznej stabilności układu. Schemat jednej stacji mionowej przedstawia Rysunek 5.

Ślady w każdej SL są rozpoznawane przez system identyfikacji śladów i przecięć (Bunch and Track Identifier). Opiera się on na technice synchronizacji meantimer (MT). Odpowiedź MT tworzy suma czasów dryfu z sąsiednich komór. Kombinuje się sygnały z czterech warstw SL, używając układu rejestru przesuwanego (shift register), który kompensuje czas dryfu. Programowalne okno czasowe pozwala na przystosowywanie głębokości bufora do rozmycia czasowego hitów pochodzących z tego samego przecięcia. Wyrównywanie zachodzi z określonym czasem opóźnienia, określanym od momentu przejścia mionu przez SL,



Rysunek 5: Przekrój poprzeczny przez jedną stację mionową. Punkt przecięcia wiązek znajduje się powyżej stacji.

jednak nie większym niż maksymalny czas dryfu. Zapewnia to przypisanie śladów właściwym przypadkom. Głębsza analiza problemu opóźnień znajduje się w Rozdziale 5.1.

MT pozwala identyfikować tory zostawiające sygnał w postaci tak zwanych hitów w przynajmniej trzech płaszczyznach komór jednej SL. Pojedyncze nieskorelowane¹⁰ hity są odrzucane. Mierzony czas wykorzystuje się do określenia pozycji hitu w komorze oraz kąta nachylenia toru. Uwzględniając prędkość dryfu $50 \mu\text{m/ns}$ oraz 25 ns-owy zegar rejestru przesuwne, dostosowanego do częstotliwości zderzeń pp , dostaje się kątową zdolność rozdzielczą rzędu 50 mrad i przestrzenną rzędu 1.25 mm w jednej super-płaszczyźnie. Rozdzielczość kątową można poprawić do 12.5 mrad przez skorelowanie ze sobą odpowiedzi z dwóch zewnętrznych SL. Ostatecznie współrzędne śladu są określane przez maksymalnie osiem punktów w płaszczyźnie $r\phi$ i cztery w θ . Szczegółowy opis budowy i działania komór DTBX można znaleźć w [10].

2.3.4 Komory CSC

Podobnie jak komory DTBX, katodowe komory paskowe Cathode Strip Chamber (CSC), będą dostarczać przestrzennych informacji i zostaną użyte do wyzwalania w obszarze powłok bocznych CMS'u.

CSC jest wielodrutową komorą proporcjonalną z ustaloną kombinacją pasków odczytujących. Typowa komora CSC ma kształt płaskiego trapezoidalnego kasetonu. Dwucentymetrowy kaseton o strukturze plastra miodu jest umieszczony między dwoma warstwami pokrytego miedzią laminatu o szerokości 1.25 mm. Paski katodowe umieszczone są po jednej stronie kasetonu. Dwie warstwy anodowe składają się ze złotych drutów o śred-

¹⁰ Pomiary mionowe są niszczone przez promieniowanie δ oraz kaskady elektromagnetyczne powstające w elementach jarzma albo w ścinakach komór. Ich prawdopodobieństwo jest rzędu 5.5% na pojedynczą komorę i wzrasta gwałtownie dla mionów o pędzie powyżej 300 GeV/c. Zgubienie lub błędna informacja w jednej komorze, nie przeszkadza określeniu momentu przecięcia wiązek, ponieważ analizuje się wszystkie możliwe kombinacje hitów.

nicy $30\text{ }\mu\text{m}$ ustawionych prostopadle do kierunku pasków katodowych. Pojedyncze druty umieszczane są co 2.5 mm w odległości 2.5 mm od płaszczyzny katodowej.

Poszczególne moduły komór łączy się w super-płaszczyzny. W jednej stacji umieszcza się ich sześć. Precyzyjne pomiary w płaszczyźnie radialnej umożliwia odczyt w grupach dziesięciu, dwudziestu drutów anodowych. Otrzymuje się rozdzielczość rzędu $40\text{--}70\text{ }\mu\text{m}$ dla pasków katodowych szerokości w przybliżeniu 5 mm . Zmniejszenie szerokości paska poprawia rozdzielczość, ale zwielokrotnia ilość kanałów elektroniki.

W mieszaninie $\text{Ar-CO}_2\text{-CF}_4$ można osiągnąć maksymalny czas dryfu odpowiadający przerwie między zderzeniami w akceleratorze. Dzięki temu przez pomiar pierwszego sygnału z sześciu płaszczyzn zapewnia się dodatkową identyfikację przecięć wiązek. Pierwotna rekonstrukcja śladu na podstawie kodów hitów jednego mionu opiera się na teście χ^2 . Z przeprowadzonych symulacji wynika, że dla małych p_t efektywność znajdowania przynajmniej trzech hitów spośród sześciu w danej stacji zbliża się do 100%. Dla mionów o pędzie rzędu 1 TeV spada do 80-90%, ale taki poziom skuteczności rekonstrukcji jest oceniany jako wystarczający.

3 Synchronizacja

W LHC do przecięć wiązek będzie dochodziło co 25 ns. Ze względu na znaczne rozmiary CMS'u (najbardziej odległy punkt detektora znajduje się około 12.5 m od punktu oddziaływania) nowy przypadek będzie się pojawiał zanim miony z poprzedniego opuszczą detektor. Minimalny czas przejścia mionu przez CMS w zależności od pseudopospiesznosci η wynosi od 23 ns do 42 ns. Sygnały muszą zostać przypisane konkretnym przecięciom wiązek. Podstawowe znaczenie dla eksperymentu przy LHC będzie miała odpowiednia synchronizacja poszczególnych podzespołów.

Pierwszym, oczywistym pojęciowo, choć trudnym technicznie problemem jest dokładna znajomość czasu propagacji sygnałów od elektroniki odczytu (umieszczonej przy aktywnym elemencie detektora) do miejsca dalszej obróbki sygnału (znajdującego się na zewnątrz detektora). W dalszej części pracy założono, że na tym poziomie jest możliwe uzyskanie synchronizacji rzędu 1 ns, dzięki użyciu sygnałów kontrolnych. Szczególnym rodzajem takiego sygnału będzie rozprowadzany po całym detektorze puls zegarowy odpowiadający przecięciom wiązek w akceleratorze. Drugim aspektem będzie właściwe uwzględnienie różnic w czasie przyjscia sygnałów do elementów elektroniki odczytu poszczególnych podzespołów. Od tego zależy minimalna szerokość okna czasowego, w którym sygnał z danego przecięcia może być zarejestrowany. Szerokość okna dobiera się jak najmniejszą, aby ograniczyć tło. Ze względu jednak na rozmycie czasowe przychodzących sygnałów okno wymaga poszerzenia. Jego szerokość nie może być dłuższa niż czas pomiędzy kolejnymi przypadkami, czyli 25 ns.

Stosunkowo łatwy do uwzględnienia jest minimalny czas, po jakim wyprodukowana w punkcie oddziaływania cząstka może zostać zarejestrowana. Jest on równy podzieleniu przez prędkość światła odległości od miejsca produkcji cząstki do elektroniki odczytu. Ważniejszym parametrem jest jednak maksymalne opóźnienie sygnału w stosunku do czasu minimalnego. Opóźnienia większe niż okres pomiędzy kolejnymi przecięciami wiązek powodowałyby przypisywanie sygnałów niewłaściwym przecięciom. Opóźnienie jest związane z:

- zakrzywieniem toru w polu magnetycznym,
- rozmyciem czasowym odpowiedzi detektora (bez uwzględnienia propagacji sygnału),
- skończonymi rozmiarami elementów aktywnych detektora (głównie ze względu na czas propagacji sygnału).

Zakrzywienie toru ma zanedbywalny wpływ dla cząstek o dużym pędzie poprzecznym, których będzie dotyczyła analiza w dalszej części pracy. Dla cząstek o małym pędzie poprzecznym opóźnienie z tym związane może dochodzić do kilku ns.

Dla detektorów nie wykorzystujących pomiaru czasu do mierzenia współrzędnych, rozmycie czasowe odpowiedzi detektora powinno być jedynie wyraźnie mniejsze od szerokości okna czasowego. W przypadku detektorów mierzących czas przyjscia sygnału (w CMS jedynym takim detektorem jest DTBX) od rozmycia czasowego zależy zdolność rozdzielcza. W chwili obecnej przyjmuje się, że dla DTBX będzie ona wynosiła 200 μm , co odpowiada czasowej zdolności rozdzielczej na poziomie 4 ns.

Ostatnim efektem są skończone rozmiary elementów aktywnych. Ich geometrię można uwzględnić przyjmując, że cząstki docierające z prędkością światła do danej warstwy detektora tuż przy elektronice odczytu rejestrowane są w tak zwanym czasie zerowym. Inne trafienia wzdłuż elementu odczytującego (w komorze DTBX jest to drut anodowy) zyskują pewne opóźnienie, które może dochodzić do kilkunastu ns. Wiąże się to z różnicą pomię-

Szerokość okna [ns]	β_{min}	
	$L_1=12.5$ m	$L_2 = 9.9$ m
10	0.81	0.77
15	0.74	0.69
25	0.63	0.57

Tabela 2: Minimalna prędkość cząstek poruszających się prostoliniowo umożliwiającą ich detekcję. L_1 oznacza najbardziej oddaloną od wierzchołka oddziaływania część detektora, a L_2 najbardziej odległą komorę DTBX.

dzy najkrótszą odległością od punktu oddziaływania do elektroniki odczytu a rzeczywistą drogą. Na rzeczywistą drogę składa się lot cząstki do elementu aktywnego detektora oraz odległość, po której będzie propagował się wygenerowany przejściem cząstki sygnał, przy czym przyjęto, że prędkość propagacji sygnału wynosi $2/3c$. Ilustracja powyższej sytuacji i jej wpływ na jakość odpowiedzi komór DTBX zostanie przedstawiona w Rozdziale 9.

3.1 Jak można wykorzystać opóźnienie

Proponowany w niniejszej pracy sposób wykorzystania informacji pochodzącej z komór DTBX pozwala na zaobserwowanie cząstek poruszających wolniej niż inne.

System mionowy został zaprojektowany w ten sposób, aby docierały do niego tylko miony. Na drodze do pierwszej stacji mionowej będzie obecna warstwa materiału odpowiadająca przynajmniej¹¹ $16 \lambda_I$.

Akceptacja mionów zależy od ich pędu oraz od kierunku, w jakim się poruszają. Praktycznie pełną efektywność osiąga się dla cząstek o pędzie poprzecznym p_t powyżej 4 GeV/c. Dla p_t równego 4 GeV/c wynosi ona 97%, a dla bardzo miękkich mionów o $p_t < 2.5$ GeV/c nieznacznie różni się od zera tylko dla dużych wartości pseudopospieszności. Miony rejestrowane w detektorze mionowym będą posiadały pęd całkowity nie mniejszy niż kilka GeV/c. Prędkość cząstek relatywistycznych opisuje wzór:

$$\beta = \sqrt{\frac{p^2}{m^2 c^2 + p^2}} \quad (3.1)$$

gdzie β wyraża prędkość w jednostkach prędkości światła c , m oznacza masę spoczynkową cząstki, a p jej pęd całkowity. Na podstawie tej zależności łatwo oszacować, że prędkość mierzonych mionów będzie większa niż $0.99964c$. Na poziomie dokładności doświadczalnej taka wartość jest równoważna prędkości światła.

Zarejestrowanie i przypisanie cząstek do właściwego przecięcia wiązek jest uwarunkowane szerokością okna czasowego. Opóźnienie powodowane mniejszą prędkością:

$$\Delta t = t_{\beta < 1} - t_c = \frac{L}{c}(1/\beta - 1), \quad (3.2)$$

gdzie L oznacza drogę cząstki, nie powinno więc przekroczyć czasu przewidzianego na rejestrowanie cząstek z jednego przypadku. Szerokość okna narzuca dolne ograniczenie na β . W Tabeli 2 przedstawiono minimalne wartości, dla których cząstka może zostać zarejestrowana, przy danej szerokości okna.

¹¹ Średnia droga na oddziaływanie jądrowe $\lambda_I \approx 35 \text{ g cm}^{-2} A^{1/3}$ wyznacza skalę rozwoju kaskad hadronowych, które powinny wygasać przed systemem mionowym.

Jak pokazano wyżej takie opóźnienie nie dotyczy mionów. Staje się ono istotne dla cząstek, których pędy są porównywalne z ich masą.

Znalezienie sposobu na odróżnienie opóźnienia powodowanego masywnością cząstki od pozostałych rodzajów opóźnień stanowi cel niniejszej pracy. Wykonanie zaproponowanej analizy będzie się wiązało z włączeniem odpowiedniego algorytmu do oprogramowania analizującego przypadki tak, aby ewentualnie umożliwić detekcję nowego rodzaju cząstek. Ocena efektywności tej metody zostanie przedstawiona na próbce supersymetrycznych cząstek stau.

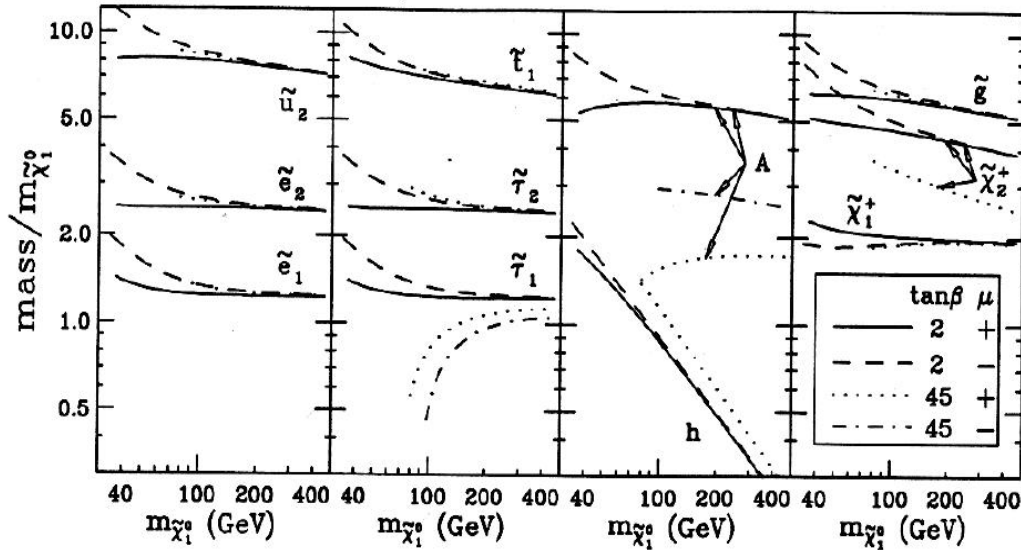
4 Generacja sygnału

Do przeprowadzenia przykładowej analizy możliwości detekcji ciężkich cząstek naładowanych wzięto cząstki przewidywane przez model z łamaniem supersymetrii przez sektor cechowania. Są to superpartnerzy leptonu τ , cząstki stau $\tilde{\tau}_1$. Stau w modelach z dużym $tg\beta$ może być najbliższym standardowym partnerem superymetrycznym. Czas życia określony jest zależnością [11]:

$$(c\tau)_{\tilde{\tau}_1 \rightarrow \tau G} \sim 130 \left(\frac{100 \text{ GeV}}{M_{\tilde{\tau}_1}} \right)^5 \left(\frac{\sqrt{F}}{100 \text{ TeV}} \right)^4 \mu m, \quad (4.1)$$

gdzie iloczyn $c\tau$ oznacza średnią drogę przed rozpadem dla $\beta\gamma = 1$, $M_{\tilde{\tau}_1}$ masę stau, a F skalę efektywnego łamania supersymetrii. Jeśli masa stau jest stosunkowo mała lub/i skala F znajduje się odpowiednio wysoko, to stau może zaistnieć w detektorze jako nowy rodzaj ciężkiego leptonu skalarnego. Gdyby zaś rozpad nastąpił w detektorze, określenie średniej drogi rozpadu wiązałoby się z wyznaczeniem parametru F , bardzo interesującego z punktu widzenia teorii.

Do symulacji sygnału wykorzystano supersymetryczne rozszerzenie generatora przypadków PYTHIA 5.7[12], SPYTHIA [13]. Zapostulowano stau $\tilde{\tau}_1$ o masie 90 GeV, i w oparciu o Rysunek 6, zaczerpnięty z pracy [14], ustalono hierarchię mas cząstek supersymetrycznych. Żądaną skalę fizycznych mas modelu GMSB uzyskano przez odpowiedni dobór parametrów MSSM, dostępnych w programie symulującym, dodając jedynie opcję ze stau - NLPS, rozpadającym się na gravitino, zamiast neutralina. Przyjęto nieskończony czas życia stau. Każda elementarna produkcja pary cząstek supersymetrycznych incjalizuje kaskadę rozpadów kończącą się na parze stau – antystau.



Rysunek 6: Hierarchia mas w modelu GMSB [14] w jednostkach masy neutralina, oznaczonego przez $\tilde{\chi}_1^0$. Symbole $\tilde{\chi}_{1,2}^+$ odnoszą się do chargin.

Dla zderzeń w LHC pp przy energii w środku masy 14 TeV wygenerowano:

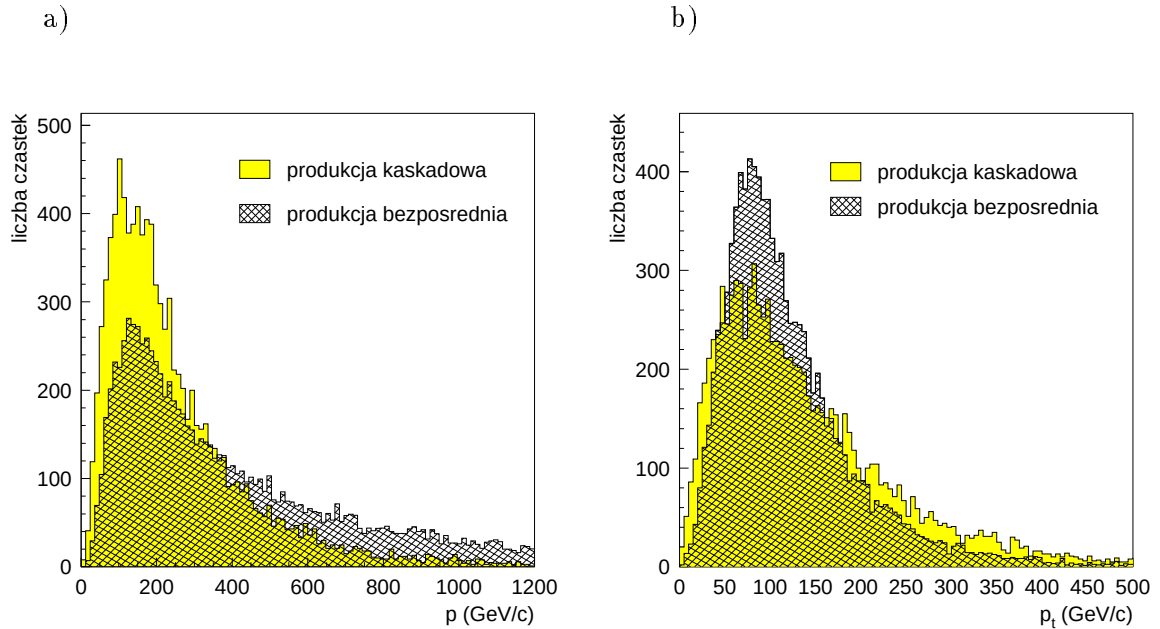
- 5000 przypadków par stau, pochodzących z kaskadowych rozpadów supersymetrycznego minimum bias,
- 10000 przypadków z bezpośredniej produkcji $\tilde{\tau}_1 \bar{\tilde{\tau}}_1$.

Otrzymano dla nich następujące (Tab.3) wartości przekrojów czynnych:

Kaskadowa produkcja pary stau	5000 przypadków	9.601 pb
Bezpośrednia produkcja $f\bar{f} \rightarrow \tilde{\tau}_1 \bar{\tilde{\tau}}_1$	10000 przypadków	1.296 10^{-1} pb

Tabela 3: Przekroje czynne na produkcję przypadków supersymetrycznych dla zderzeń pp przy 14 TeV.

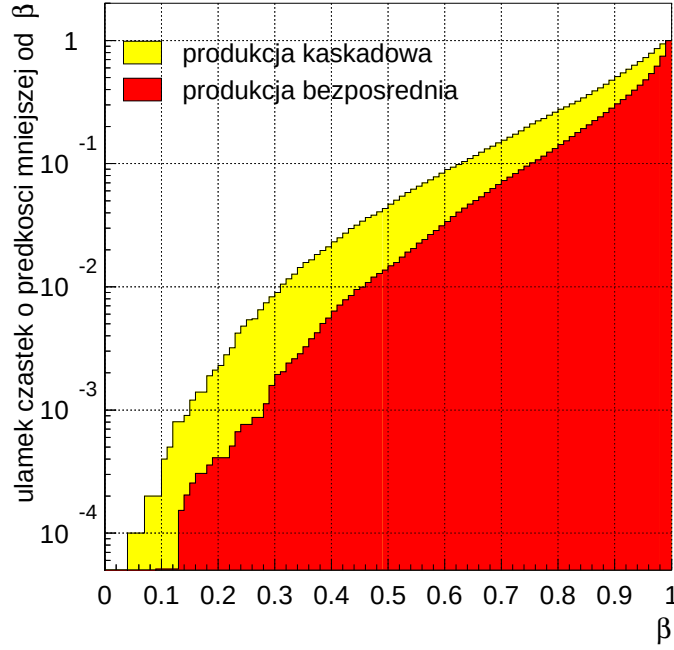
Przekroje czynne na poszczególne kanały produkcji przedstawiono w dodatku A.



Rysunek 7: Rozkład pędu stau, wyprodukowanych w zderzeniach pp przy 14 TeV, a) całkowitego, średnia rozkładu dla wszystkich możliwych kanałów SUSY wynosi 261 GeV/c, dla produkcji bezpośredniej 510 GeV/c; b) poprzecznego, średnia rozkładu dla wszystkich możliwych kanałów SUSY 146 GeV/c, dla produkcji bezpośredniej 123 GeV/c. Histogramy znormalizowano do tej samej liczby wejść.

Pędowe spektrum stau jest wysokoenergetyczne (Rys.7). Bardziej twarda jest produkcja bezpośrednia, ale pędy poprzeczne poszczególnych stau średnio są większe dla rozpadów kaskadowych.

Na poziomie generacji dostępne są informacje o kinematyce cząstek o określonej masie, które pozwalają na łatwe wyznaczenie wartości β . Z ograniczenia związanego z geometrią



Rysunek 8: Scałkowany rozkład prędkości stau

detektora i determinowanej szerokością okna czasowego, wynika, że sygnał we wszystkich komorach DTBX może zostać zarejestrowany dla β_{min} większego od około 0.6 (przy szerokości okna czasowego, 25 ns). Jak widać (Rys. 8) procent stau nie spełniających tego warunku jest stosunkowo mały i wynosi odpowiednio 9% dla pojedynczych stau wyprodukowanych z rozpadów kaskadowych cięższych cząstek supersymetrycznych i około 2% dla cząstek z produkcji bezpośredniej.

Nie oznacza to, że nie jest możliwe zaobserwowanie wolniejszych cząstek o $\beta < \beta_{min}$, które w czasie zbierania danych dla jednego przecięcia nie zdążą przejść przez wszystkie stacje mionowe czy nawet do nich dotrzeć. Istnieje możliwość odnalezienia ich niepełnego śladu w pierwszych warstwach komór, o ile z innych względów przypadek zostanie uznany za interesujący przez system wyzwalania i w następstwie tego zapamiętany. O tym, że przez detektor przeszła ciężka cząstka naładowana może na przykład świadczyć energetyczny ślad w centralnym detektorze śladowym, którego kontynuacji nie widać ani w kalorymetrach ani w komorach mionowych. Symulacja tła do takich przypadków wymagałaby realistycznego opisu nieefektywności całego detektora i dlatego została odsunięta w dalszą przyszłość.

5 Symulacja detektora CMS

Z fizycznego punktu widzenia interesuje nas odpowiedź detektora na przejście cząstki przez detektor. Dla CMS stworzono specjalny program **CMSIM** wykorzystujący metody Monte Carlo. Program opiera się na pakiecie oprogramowania **GEANT**. Przy pomocy **GEANT**'a tworzona jest baza danych, zawierająca opis geometrii detektora jako całości oraz informacje o elektronice odczytującej.

Poszczególne elementy detektora parametryzuje się, uwzględniając ich wewnętrzną strukturę, materiały, z jakich są wykonane, a także wzajemne położenie. Formalnie opis odbywa się na poziomie elementarnych komórek. Tworzą je najczęściej prostokątne z określonym własnym układem współrzędnych. Przestrzeń detektora dzieli się na obszary aktywne, czyli czułe na przejście cząstki, i obszary nieaktywne, odpowiadające elementom konstrukcyjnym detektora lub elektronice.

Parametry cząstek pobierane są z dołączonego generatora przypadków. Wykorzystuje się do tego najczęściej programy **PYTHIA** lub **ISAJET**.

Na początku otrzymuje się dane, pochodzące ze wspomnianych obszarów aktywnych, w postaci tak zwanych hitów. Zawierają one informacje o położeniu cząstki w lokalnym układzie odniesienia aktywnej komórki detektora, czas dotarcia do niej oraz zmienne kinematyczne. Dalej symulowane są sygnały elektroniczne, które mogą być podane w postaci: zakodowanego numeru kanału, za pomocą którego można uzyskać z bazy danych położenie aktywnego elementu w przestrzeni, wielkości sygnału liczonego w jednostkach przetwornika analogowo - cyfrowego ADC i/lub czasu pojawienia się sygnału w taktach przetwornika czasowo - cyfrowego TDC.

Od tego momentu analizowanie danych symulacyjnych powinno przebiegać dokładnie tak samo jak danych prawdziwych.

Kolejną strukturę tworzą zrekonstruowane hity (rhit'y), stanowiące odpowiedź podstawowego elementu na przejście cząstki. Na tym poziomie następuje rozróżnienie pomiędzy detektorami śladowymi a kalorymetrami, czy innymi specjalnymi rodzajami detektorów. Dla detektora śladowego (dalej omawiany jest tylko taki rodzaj detektorów) otrzymuje się pojedynczy punkt toru cząstki naładowanej. Z powodu uwzględnienia nieefektywności detektora liczba rhitów nie musi odpowiadać wejściowej liczbie hitów. Parametry rhitów w porównaniu z hitami także nie muszą zgadzać się idealnie. Z grupy rhitów należy wyłowić interesujące przypadki, odróżniając je od szumów elektroniki, przypadkowych sygnałów cząstek z promieniowania kosmicznego, wtórnych kaskad wywoływanych przez powolne neutrony lub innych w żaden sposób nieskorelowanych danych. Odpowiednio dobrany algorytm lokalnego rozpoznawania (local pattern recognition) odnajduje tor cząstki najpierw w poddetektorze, a następnie rekonstruuje cały ślad cząstki naładowanej przez połączenie informacji z poszczególnych poddetektorów na poziomie globalnym (global pattern recognition). W niektórych rozwiązaniach trudno odróżnić fazę tworzenia rhitu od lokalnego znajdowania śladu. W przypadku prostego detektora możliwe jest nawet przejście od razu do globalnego szukania toru.

Pakiet **CMSIM**[15] pozwala użytkownikowi na uruchomienie różnych elementów symulacji, a mianowicie: generacji, śledzenia torów cząstek w detektorze, symulacji sygnałów, ich nakładania i szumów oraz rekonstrukcji i analizy. Symulacja odbywa się przez specjalnie zaprojektowane karty sterujące, których zadaniem jest włączanie odpowiednich poddetektorów i ustalanie żądanej postaci danych wyjściowych. Struktura danych programu jest tworzona w oparciu o banki **ZEBRA**. Dostęp do nich został ułatwiony przez wykorzystanie procedur **GEANT**'a, co oznacza, że nie jest wymagana znajomość systemu **ZEBRA**. Pełna

symulacja CMS'u oznacza:

- utworzenie właściwego modelu dla każdego rodzaju detektora,
- symulację odpowiedzi detektora aż do poziomu, odpowiadającego rzeczywistemu systemowi zbierania danych,
- rekonstrukcję przypadków.

5.1 Symulacja odpowiedzi DTBX

Dla komór DTBX przewidziany jest odczyt sygnału elektrycznego z jednego końca drutu anodowego. Cały system zaprojektowano tak, aby nie był konieczny (znacznie podwyższający koszty) pomiar współrzędnej wzdłuż drutu za pomocą porównania stopnia rozmywania się sygnałów rejestrowanych na obu końcach komory. Brakująca współrzędna jest wyznaczana przez połączenie informacji z zestawów wzajemnie prostopadłych komór.

Komora została zaprojektowana tak, aby na podstawie zmierzonego czasu określać, w jakiej odległości od drutu przeszła cząstka. Dzięki znajomości prędkości dryfu, czas jest przeliczany na bezwzględną odległość. Ze względu na typową dla tego rodzaju detektorów niejednoznaczność lewo-prawo do dalszej analizy przekazywane są dwa zrekonstruowane hity rozmieszczone symetrycznie względem drutu. Wybranie właściwego hitu jest zadaniem realizowanym przez lokalny algorytm rekonstrukcji śladu tak w układzie wyzwalania, jak i w późniejszej pełnej analizie przypadku.

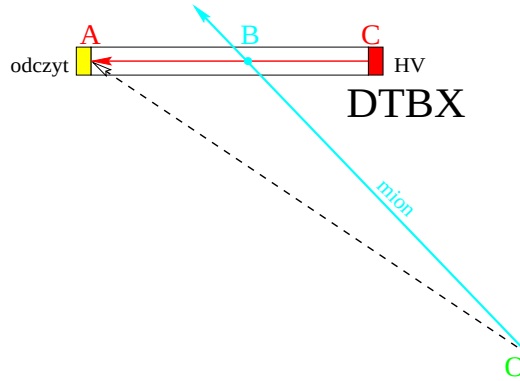
Jeżeli długość komory nie jest dużo mniejsza od jej odległości od punktu oddziaływania, konieczne jest uwzględnienie opóźnienia geometrycznego zdefiniowanego w następujący sposób:

$$\Delta t_{geom} = \Delta t(\beta = 1) \quad (5.1)$$

gdzie

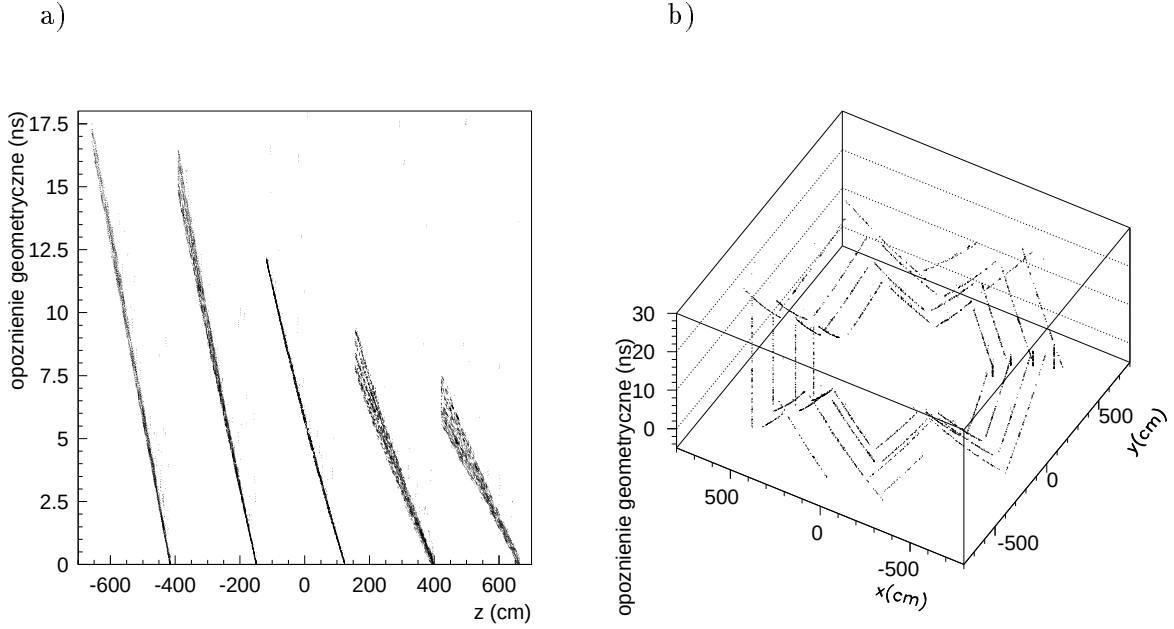
$$\Delta t(\beta) = \frac{OB}{\beta c} + \frac{AB}{\frac{2}{3}c} - t_0 \quad (5.2)$$

oraz $t_0 = \frac{OA}{c}$ określa czas potrzebny światłu na dotarcie do miejsca odczytu danej



Rysunek 9: Schemat przejścia mionu przez komorę DTBX.

komory, OB stanowi rzeczywistą drogę mionu, a AB - odległość wzdłuż długości komory, od śladu mionu do elektroniki odczytującej. Opóźnienie nie występuje, gdy $AB=0$, co jest równoważne trafieniu mionu tuż przy elektronice. Dla przejścia mionu przy drugim końcu drutu anodowego otrzymuje się maksymalne opóźnienie.



Rysunek 10: Opóźnienie geometryczne w komorach DTBX mierzących a) w płaszczyźnie $r\phi$, b) kąt θ .

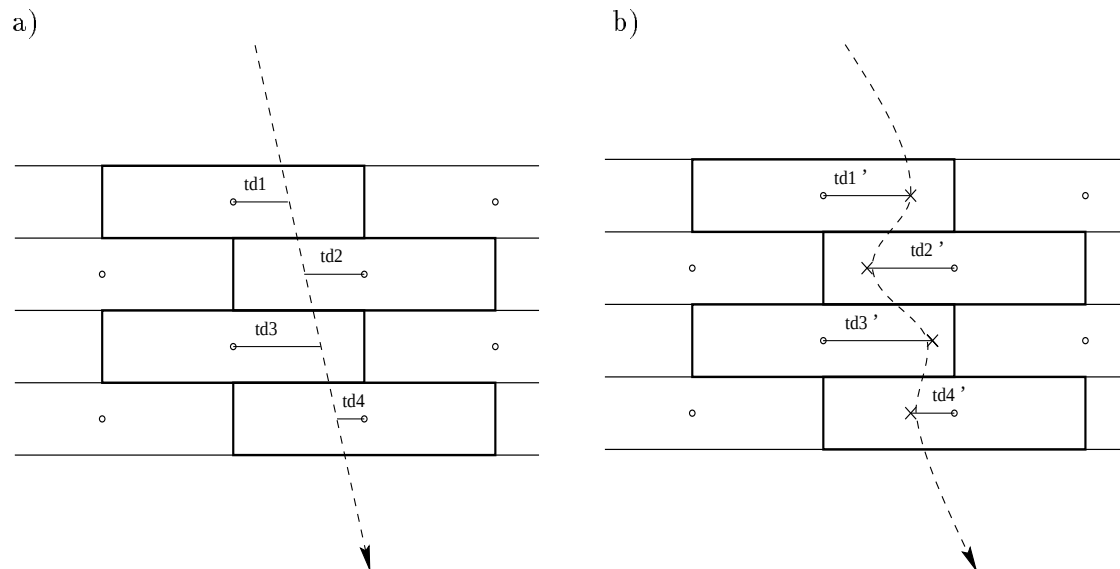
Jak widać wielkość opóźnienia geometrycznego zależy od rozmieszczenia elektroniki odczytu. Ponieważ nie zostały jeszcze podjęte ostateczne decyzje, przyjęto następujące ich usytuowanie na końcach tub:

- dla komór mierzących $r\phi$, leżących wzdłuż osi z
 - po stronie większej współrzędnej z ,
- dla komór mierzących kąt θ , ustawionych prostopadłe do osi detektora
 - między sektorami nieparzystymi a parzystymi.

Dla takiej konfiguracji narysowano zależność czasu opóźnienia od współrzędnej z , określającej pozycję hitu w detektorze (Rys.10a), dla komór mierzących w płaszczyźnie $r\phi$. Sekwencje pasków na rysunku odpowiadają pięciu kołowym częściom całego detektora. Można również zauważyć poszczególne linie odpowiadające czterem stacjom mionowym. Widoczna asymetria między prawą a lewą częścią detektora odzwierciedla strukturę przyjętego prawostronnego odczytu elektronicznego. W kolejnych stacjach opóźnienie wzrasta przy pozycji hitu przesuwającej się w lewo.

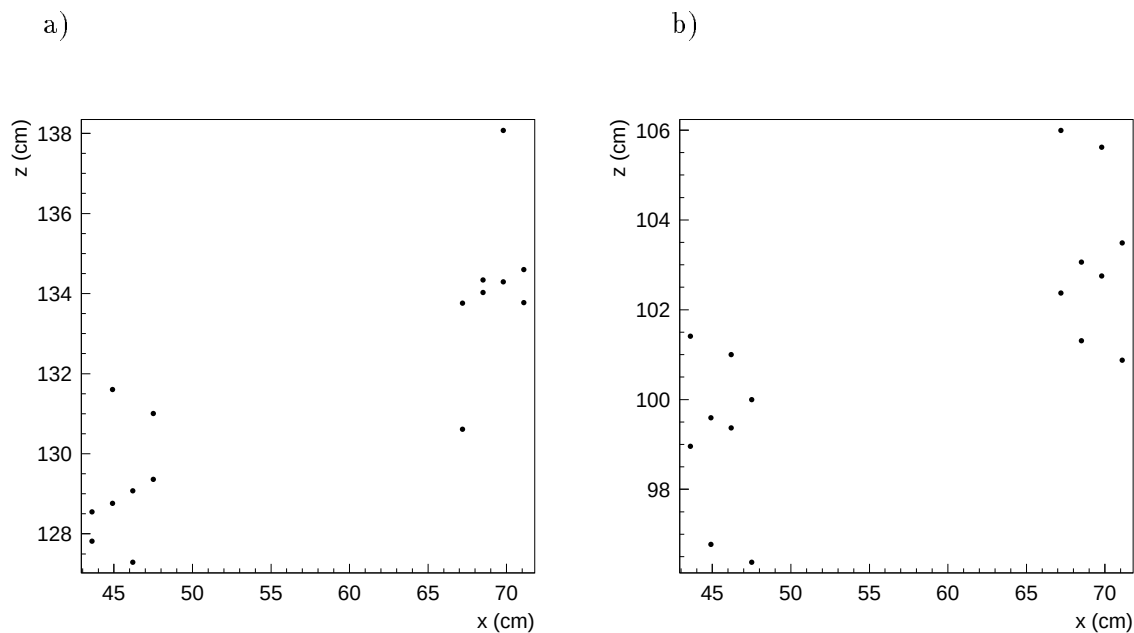
Podobny rysunek wykonano dla komór θ (Rys.10b), gdzie czas opóźnienia został wykreślony w funkcji współrzędnych xy . W miejscach schodzenia się końców tub zaopatrzonych w elektronikę odczytu, nie obserwuje się opóźnień w przeciwieństwie do przeciwnych końców, gdzie osiąga ono wartość maksymalną. W kierunku na zewnątrz detektora, wymagane jest zastosowanie coraz dłuższych komór, tak aby pokryć przestrzeń w całej objętości. Stąd też krzywe dla kolejnych stacji coraz bardziej oscylują. Rysunki sporządzono dla mionów o $p_t = 100$ GeV. Są one jednak reprezentatywne dla wszystkich wysokoenergetycznych mionów.

Maksymalny czas dryfu w komorze DTBX, jak wcześniej zaznaczono, wynosi około 400 ns. Wkład dodatkowych kilku nanosekund może jednak znacząco wpłynąć na jakość rekonstrukcji, a kilkanaście ns może spowodować przypisanie mionu niewłaściwemu przecię-



Rysunek 11: Schemat rekonstrukcji przejścia cząstki przez płaszczyznę komór DTBX a) w miejscu położonym blisko odczytu elektronicznego, b) z uwzględnieniem opóźnienia powodowanego propagacją sygnału po drucie. Odcinki td_i odpowiadają całkowitemu, mierzonemu czasowi.

ciu przez system wyzwalania oparty na DTBX. Opóźnienie geometryczne Δt_{geom} powoduje przesunięcie zrekonstruowanego hitu w kierunku przeciwnym do dryfu. Takie przesunięcie następuje we wszystkich komorach super-płaszczyzny. Efektem tego jest zniekształcenie linii



Rysunek 12: a) Typowa sekwencja hitów w super-płaszczyźnie $r\phi$, b) zniekształcona dodatkowym opóźnieniem. Współrzędne xz są określone w lokalnym układzie stacji mionowej CMS.

wyznaczanej przez hity z kolejnych warstw. Sytuację zilustrowano rysunkiem 11. Z dobrym przybliżeniem w komorach mionowych oczekuje się torów prostoliniowych, ponieważ pędy cząstek są na tyle duże, że nie wpływa na nie śladowe pole magnetyczne obecne poza żelaznym jazmem. Dlatego przypadki o wyraźnie "węzowym" kształcie będą odrzucane przez standardowy algorytm.

Tor cząstki znajdujący się w oparciu o metodę najmniejszych kwadratów (MNK). Do zrekonstruowanych hitów, których ze względu na symetrię względem środka drutu jest dwukrotnie więcej niż rzeczywistych hitów (Rys. 12a), dopasowuje się prostą. Następnie przeprowadza się test χ^2 i na jego podstawie akceptuje, bądź nie kombinację punktów. Wybierana jest sekwencja o najlepszych parametrach: uwzględniona największa liczba rhitów i optymalnie mała wartość χ^2 . W przypadku zniekształconym dodatkowym opóźnieniem (Rys. 12b) uzyskanie żądanego χ^2 może okazać się niemożliwe. Dla dwóch super-płaszczyzn $r\phi$ tor można wyznaczyć przez maksymalnie osiem punktów, a dla super-płaszczyzny θ przez cztery.

5.2 Metoda czasu przelotu w CMS

Zaproponowano metodę pozwalającą na odtworzenie prawdziwego położenia toru mionu przechodzącego przez stację mionową. W tym celu zmodyfikowano istniejący algorytm dobierania hitów najlepiej pasujących do linii prostej, który po wprowadzeniu opóźnienia geometrycznego przestał działać efektywnie.

Dla każdego hitu i , należącego do rozpatrywanej grupy n hitów, dysponuje się jego odchyleniem wzdłuż kierunku dryfu Δl od linii prostej. Pomysł polega na policzeniu średniego odchylenia:

$$\widetilde{\Delta l} = \frac{1}{n_P} \sum_{i=1}^{n_P} \Delta l_i - \frac{1}{n_L} \sum_{i=1}^{n_L} \Delta l_i, \quad (5.3)$$

gdzie n_P i n_L są odpowiednio liczbami tak zwanych hitów "prawych", położonych na prawo od drutu, i "lewych". Wielkość $\frac{\widetilde{\Delta l}}{v_{\text{dryfu}}}$ jest estymatorem opóźnienia cząstki, więc współrzędne hitów w kierunku dryfu należy poprawić w następujący sposób:

dla hitów "prawych":

$$l'_i = l_i - \widetilde{\Delta l} \quad (5.4)$$

dla hitów "lewych":

$$l'_i = l_i + \widetilde{\Delta l} \quad (5.5)$$

Procedura jest włączana wewnątrz programu rekonstrukcji.

Zastosowanie tej prostej metody daje dwie wymierne korzyści:

- poprawę efektywności i dokładności pomiaru mionów, unika się błędu systematycznego związanego z opóźnieniem geometrycznym,
- szansę poszukiwania ciężkich cząstek, dla których ujawnia się wkład do opóźnienia związany z prędkością $\beta < 1$.

Do wyznaczonego doświadczalnie czasu opóźnienia może dodawać się czynnik związany z $\beta < 1$. Oszacowanie tego jest możliwe przez określenie czystego opóźnienia geometrycznego na poziomie analizy zrekonstruowanych hitów w płaszczyźnie $r\phi$ i θ (Rozdz.7.2). Tym samym można określić wszystkie parametry kinematyczne cząstki, a w szczególności jej prędkość. Wartość prędkości (w połączeniu z pomiarem pędu) będzie zatem determinowała rodzaj cząstek. β mniejsza niż jeden wskaże na nowy rodzaj "mionów", o charakterystycznej masie spoczynkowej.

5.3 Modyfikacja CMSIM'a

Pakiet CMSIM został wykorzystany do wysymulowania odpowiedzi w systemie komór DTBX, jaka powstaje po przejściu mionów i hipotetycznych ciężkich cząstek naładowanych. Te ostatnie zdefiniowano w programie jako nowy rodzaj stabilnych "mionów" o masie odpowiadającej τ (procedura `de_part.f`).

Okazało się, że opisywane opóźnienia zostały całkowicie pominięte w oficjalnej wersji CMSIM'a. Ich prawidłowe uwzględnienie było pierwszą modyfikacją wprowadzoną do tego pakietu. Parametr, określający czas dotarcia sygnału do elektroniki odczytu jako czas dryfu, powiększono o wartość wynikającą z opóźnienia geometrycznego i prędkości mniejszej od c . W wyniku tego każdym dwóm zrekonstruowanym hitom zostały przypisane pozycje, położone dalej od środka komory (procedura `md_dig.f`). Zaobserwowano spadek efektywności algorytmu (procedura `md_lpat.f`) odnajdywania sekwencji właściwych hitów na poziomie warstw θ i $r\phi$ jednej stacji mionowej, ponieważ program odwoływał się do procedury (`md_fitlin.f`) dopasowywującej punkty do linii prostej, a po wprowadzonej modyfikacji hity przestały na niej się układać. W celu odtworzenia rzeczywistego położenia hitu w tubie dołączono (do `md_fitlin.f`) opisany powyżej algorytm iteracyjnego przesuwania pozycji hitu o jego średnie odchylenie od wyznaczonej metodą najmniejszych kwadratów prostej. Wartość średniego odchylenia stanowi wyznaczaną doświadczalnie wartość z dodatkowych opóźnień, którą można wykorzystać w dalszej analizie.

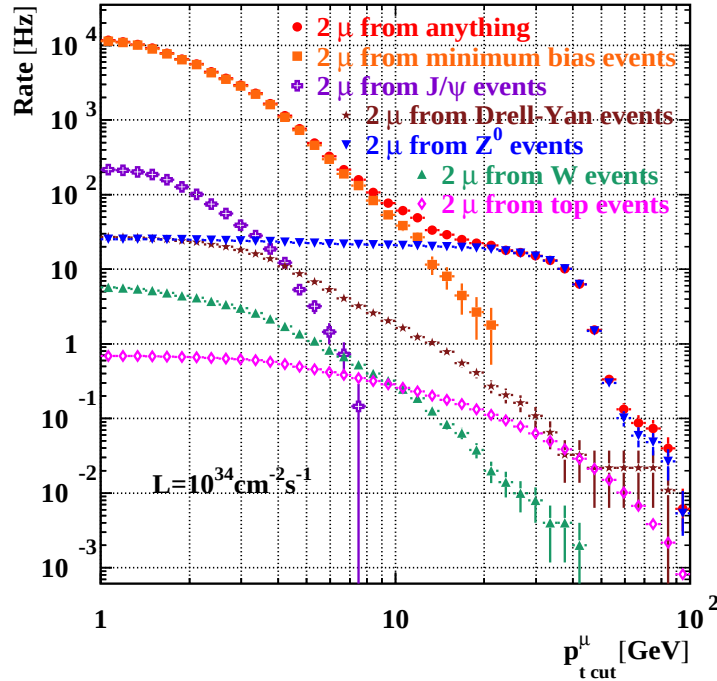
6 Ocena tła

Miony czy też hipotetyczne, ciężkie cząstki naładowane, na przykład stau, aby zostały zmierzone w stacjach mionowych muszą przejść przez detektor w obszarze akceptacji geometrycznej, czyli dla pseudopospiesznosci $|\eta| < 2.4$. Naturalnie oczekuje się, że podczas zderzeń proton-proton w LHC, produkcja pary cząstek supersymetrycznych będzie kilka rzędów wielkości mniejsza od liczby przypadków standardowych zawierających dwa miony, które – źle mierzone – mogą stanowić naturalne tło dla nowego rodzaju leptonów. Analiza kinematyczna stau (Rozdz. 4) wykazała, że są to cząstki wysokoenergetyczne o p_t rzędu kilkudziesięciu GeV/c. Wstępna selekcja polega więc na odrzuceniu przypadków z leptonami o małym pędzie poprzecznym.

Oceny tła dokonano w oparciu o spodziewane w LHC charakterystyki przypadków dwumionowych zaczerpnięte z pracy [16]. Wykorzystano Rysunek 13, który przedstawia spodziewaną częstość występowania pary mionów o pędzie poprzecznym większym od zadanego cięcia p_{cut}^t . Częstość zliczeń R jest charakterystyczna dla wybranego procesu o określonym przekroju czynnym σ i planowanej świetloności $\mathcal{L}$ przewidywanej dla danego akceleratora, czyli:

$$R = \mathcal{L} \cdot \sigma. \quad (6.1)$$

Rysunek 13 został sporządzony dla świetloności LHC $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, co oznacza, że częstość 1 Hz odpowiada efektywnemu przekrojowi czynnemu 10^2 pb .



Rysunek 13: Częstość zliczeń (ang. rate) przypadków dwumionowych ze zderzeń pp przy energii 14 TeV i finalnej świetloności LHC $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [16].

Zaproponowano cięcie na pędzie poprzecznym $p_t > 40 \text{ GeV/c}$ przy spełnieniu warunku geometrycznej akceptacji przez każdy lepton. Źródłem tła dla stau będą więc źle mierzone

wysokoenergetyczne miony pochodzące głównie z rozpadów bozonu Z^0 w kanale $\mu^+\mu^-$. Ponad dwa rzędy niższa jest częstość zliczeń mionów z produkcji topu i procesu Drella-Yana. Ich przekrój czynny (rzędu 5 pb) jest porównywalny z wartością otrzymywalną dla produkcji stau. W pozostałych przypadkach nie produkują się pary mionów o tak dużych pędach poprzecznych.

6.1 Generacja przypadków dwumionowych tła

Do generacji tła wykorzystano program PYTHIA 5.7. Generowano tylko te procesy, które według szacunków nie mogą zostać odrzucone przez cięcie na pędzie poprzecznym obydwu mionów.

Przy zderzeniach proton–proton przy energii w środku masy 14 TeV:
produkcja Z^0 odbywa się przez następujące kanały:

$$\begin{aligned} f_i \bar{f}_i &\rightarrow Z^0 \\ f_i \bar{f}_i &\rightarrow g Z^0 \\ f_i \bar{f}_i &\rightarrow \gamma Z^0 \\ f_i g &\rightarrow f_i Z^0 \\ gg &\rightarrow Q_k \bar{Q}_k Z^0 \end{aligned}$$

proces Drella-Yana zachodzi dla:

$$f_i \bar{f}_i \rightarrow \gamma$$

a produkcja kwarku top przez:

$$\begin{aligned} f_i \bar{f}_i &\rightarrow Q_k \bar{Q}_k \\ gg &\rightarrow Q_k \bar{Q}_k \end{aligned}$$

W symulacji ustalono masę topu na 180 GeV/c². Przekroje czynne dla wymienionych procesów wynoszą odpowiednio:

Rodzaj symulacji	Liczba wygenerowanych przypadków	σ (pb)
Produkcja Z^0	$5.0 \cdot 10^5$	$1.39 \cdot 10^5$
Produkcja topu	$3.0 \cdot 10^5$	$5.43 \cdot 10^2$
Proces Drella-Yana	$1.0 \cdot 10^5$	$9.76 \cdot 10^5$

Tabela 4: Przekroje czynne na produkcję procesów, w których powstają wysokoenergetyczne miony dla zderzeń pp przy energii 14 TeV.

6.2 Selekcja kinematyczna przypadków

Produkcja wysokoenergetycznych przypadków dwumionowych jest zdominowana przez miony pochodzące z rozpadów Z^0 . Dlatego wprowadza się odpowiednie kryteria, aby zmniejszyć stosunek sygnału do tła do przynajmniej porównywalnego poziomu.

Na początku należy uwzględnić parametry akceptacji geometrycznej przypadku mionowego, mianowicie zażądać $|\eta| < 2.4$. Następnie przeprowadza się cięcie na pędzie poprzecznym. Jego efektywność szczególnie wzrasta, gdy zbliżamy się do wartości odpowiadającej maksimum krzywej rezonansowej bozonu Z^0 . Cięcie na 40 GeV/c wycina aż 70% przypadków. Dane liczbowe pokazujące, jak kolejne cięcia ograniczają tło przedstawia Tabela 5.

Nr	Rodzaj cięcia	$\sigma_{pp \rightarrow X \rightarrow \tilde{\tau}_1 \bar{\tilde{\tau}}_1}$ (pb)	$\sigma_{pp \rightarrow Z^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ (pb)
0	bez cięcie	9.6	4692
1	$ \eta < 2.4$	8.4	2088
2	$p_t > 40$ GeV/c	7.2	688
3	$ \eta_1 < 1.0$ $ \eta_2 < 2.4$	6.9	397
4	$p_{t \text{ pary}} > 45$ GeV/c $m_{inv} > 97$ GeV/c ²	5.4	3.9
5	$ \eta < 1.0$ †	3.9	2.9

† Cięcie dotyczy pojedynczych cząstek z pary.

Tabela 5: Efektywność cięć kinematycznych dla kaskadowej produkcji par supersymetrycznych stau oraz mionów z rozpadu Z^0 . Kolejne cięcia zawierają poprzednie.

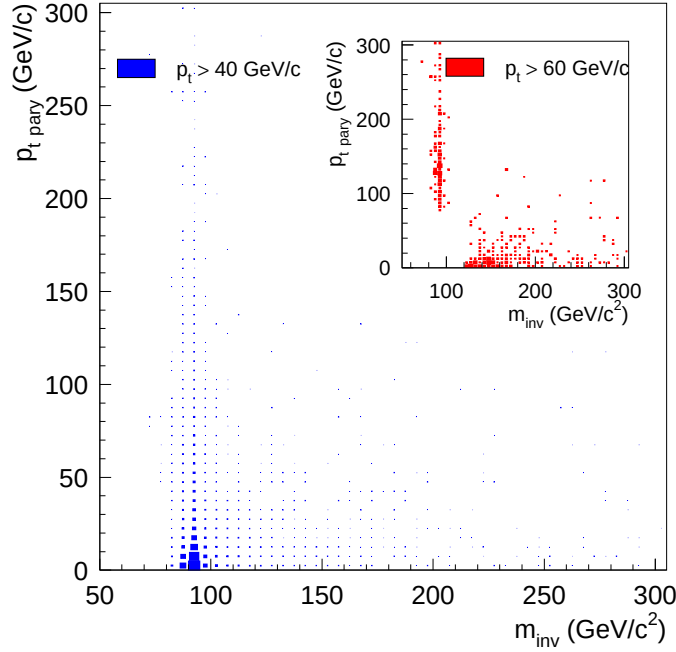
Wykorzystując zasadniczą różnicę w topologii procesów zaproponowano cięcie na masie niezmienniczej układu cząstek, których masę z dobrym przybliżeniem można pominąć, wtedy m_{inv} wynosi:

$$m_{inv} = \sqrt{(p_1 + p_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2} \quad (6.2)$$

oraz ich pędzie poprzecznym definiowanym jako:

$$p_{t \text{ pary}} = \sqrt{(p_{x1} + p_{x2})^2 + (p_{y1} + p_{y2})^2}. \quad (6.3)$$

Wybór cięć uwarunkowała analiza różnych ich kombinacji. W pierwszym podejściu przyjęto bardziej rygorystyczne cięcie na pędzie poprzecznym obydwu mionów. Z zastrzeżenia warunku na $p_t > 60$ GeV/c otrzymuje się czynnik ograniczający rzędu 100. Tym niemniej zauważono, że taki sposób podejścia negatywnie wpływa na sygnał od stau. Odrzucając stau o względnie małym stosunku ich pędu całkowitego do masy $p/m = \gamma\beta c$ naraża się na utratę cennych przypadków z opóźnieniem realtywistycznym. Ciekawą w tym wypadku okazała się obserwacja zależności $p_{t \text{ pary}}$ od m_{inv} dla mionów z Z^0 . Rysunek 14 obrazuje malejącą skuteczność cięcia pędowego powyżej $p_t = 40$ GeV/c. Na przedstawionej w okienku sytuacji po cięciu na $p_t > 60$ GeV/c wyraźne widoczne są dwie grupy przypadków. Pierwsza, skupiona przy masie inwariantnej równej masie Z^0 , jest związana z produkcją tego bozonu z dużym pędem poprzecznym. Druga odnosi się do bardzo wirtualnych



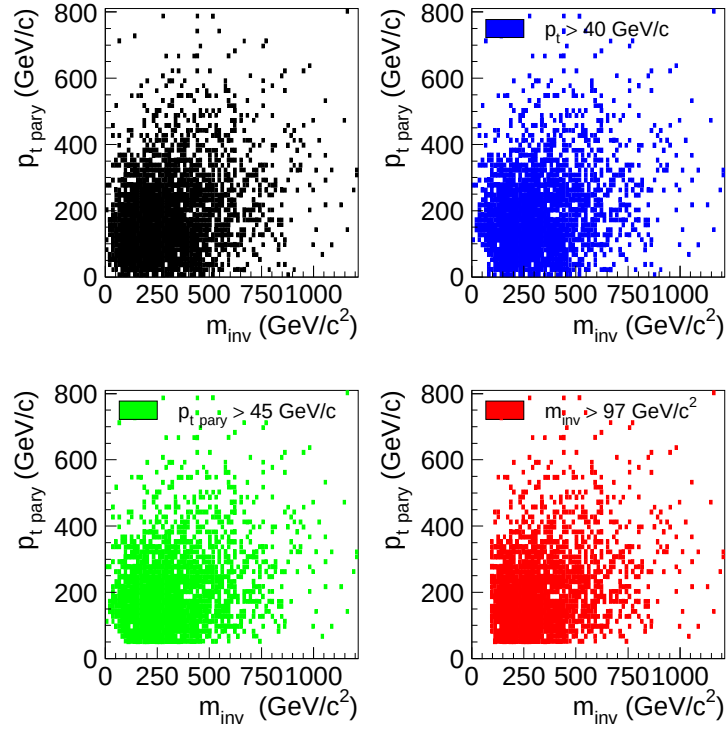
Rysunek 14: Rozkład masy niezmienniczej względem pędu poprzecznego pary mionów z rozpadów Z^0 .

bozonów, których pędy są małe. Wynika stąd, że zamiast odrzucać gros mionów skupionych w przecięciu obydwu grup (cięciem na p_t poszczególnych mionów), lepiej jest pozbyć się ich cięciami na masie niezmienniczej i pędzie poprzecznym pary ($p_{t \text{ pary}} > 45 \text{ GeV/c}$). Dla masy niezmienniczej zaproponowano kryterium 97 GeV/c^2 , poniżej którego przypadki nie są akceptowane. Skończona pędowa rozdzielczość mionów powoduje rozmywanie rozkładu masy m_{inv} . Symulacje uwzględniające ten efekt, zależny od wartości pędu i kierunku η ([6] Rozdz.12) pokazują, że większe przesypywanie przypadków w histogramie następuje w kierunku mniejszych wartości. Dlatego wybrano odrzucenie przypadków poniżej górnej granicy $3\sigma_Z$ zamiast wycięcia np. tylko pasa wokół masy Z^0 . Przy uwzględnieniu rozmycia związanego z rekonstrukcją śladów, wybrane cięcie może okazać się tylko bardziej selektywne dla procesu $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$. Dodatkowo takie rozszerzenie cięcia wycina bardzo mało sygnału. Efekty tych cięć zilustrowano wykresami. Dla stau z produkcji kaskadowej są przedstawione na Rysunku 15, a dla mionów z Z^0 są przedstawione na Rysunku 16. .

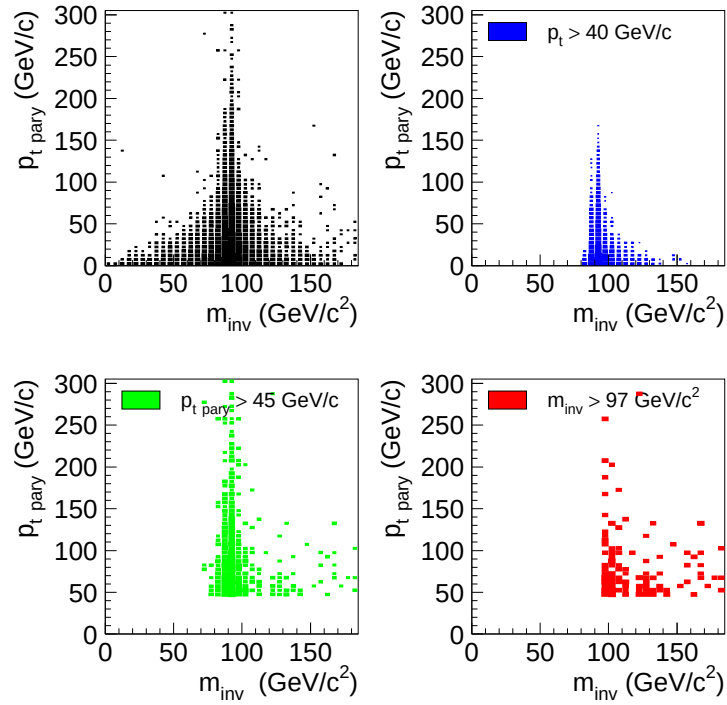
Produkcja mionów z topu topologią przypomina charakterystyki stau, ze względu na rozpady kaskadowe prowadzące do najbliższej cząstki. Dlatego cięcia nie działają tak restryktywnie jak te dla mionów z Z^0 . Niemniej wartość efektywnego przekroju czynnego maleje ostatecznie o czynnik 5 (w stosunku do efektywnego przekroju czynnego po cięciu na pędzie poprzecznym większym od 40 GeV/c i $|\eta| < 2.4$).

Z analizy tego samego rodzaju cięć dla stau produkowanych bezpośrednio wynika, że ich produkcja następuje przez silnie wirtualny stan pośredni. Powoduje to silne wycinanie przypadków charakteryzujący się małym pędem poprzecznym pary.

Cięcia na $|\eta|$ podyktowane zostały względami detekcji, których opis znajduje się w następnym Rozdziale 7.



Rysunek 15: Efekt cięć kinematycznych dla stau z kaskadowej produkcji.

Rysunek 16: Efekt cięć kinematycznych dla mionów wyprodukowanych w rozpadach Z^0 .

7 Analiza

Wygenerowane przypadki dla stau i mionów, które spełniły warunki akceptacji geometrycznej oraz żądanie wysokiego pędu poprzecznego poddano symulacji zmodyfikowaną wersją CMSIM'a. W strukturach GEANT'a zdefiniowano także nową stabilną cząstkę o właściwościach mionu i masie odpowiadającej stau. Symulowano odpowiedź komór DTBX tworzoną przez lokalny algorytm rekonstrukcji. Wszelkie efekty radiacyjne związane z przejściem energetycznych cząstek przez materię były włączone. Nie uwzględniano natomiast innych rodzajów tła, na przykład wolnych neutronów, których sygnały są nieskorelowane.

Założono, że odpowiedź trygera można otrzymać w całym obszarze detektora mionowego. Dlatego wybrano tylko te przypadki, dla których kierunek lotu obydwu cząstek zawierał się w $|\eta| < 2.4$, a przynajmniej jedna mogła być zaobserwowana przez komory DTBX znajdujące się w beczce CMS'u, w $|\eta| < 1$. Założono pełną efektywność wyzwalania na dwa miony o $p_t > 40$ GeV/c w układzie trygera mionowego.¹²

Spśród przypadków, które przeżyły do analizy wybierano cząstki przechodzące przez stacje mionowe beczki, gdzie zainstalowane są komory DTBX.

7.1 Kryteria selekcji w komorach DTBX

W każdej stacji mionowej umieszczonych jest po dwanaście warstw ułożonych na przemian tub DTBX. Cztery środkowe przeznaczone są do pomiaru kąta θ , pozostałe mierzą współrzędne w płaszczyźnie $r\phi$.

Na podstawie przynajmniej trzech zrekonstruowanych hitów tworzona jest odpowiedź oddzielnie dla warstw $r\phi$ i θ . Ślad jest określany przez tak zwane nfity, stanowiące właściwą sekwencję rhitów. Maksymalnie można otrzymać liczbę nfitów równą liczbie warstw.

Przyjęto, że ślad jest dobrze zrekonstruowany gdy otrzymuje się:

- co najmniej trzy zapalone stacje $r\phi$ oraz
- co najmniej dwie zapalone stacje θ .

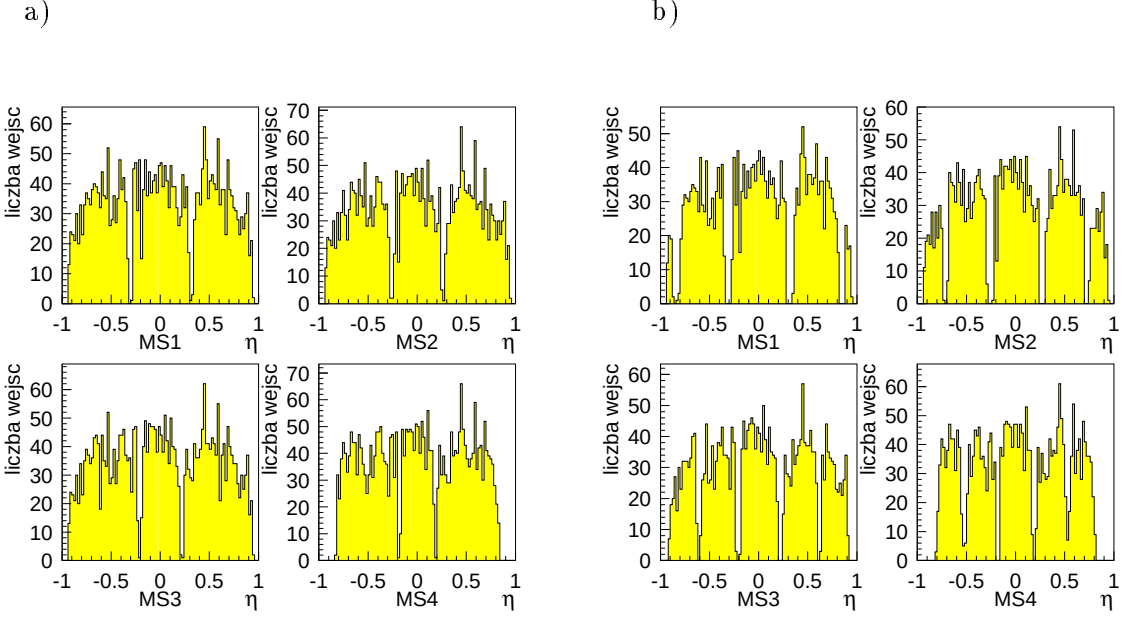
Po wprowadzeniu modyfikacji wyrównującej kształt śladu efektywność algorytmu znajdującego tor prostoliniowy sięga 99,5%. Z symulacji na poziomie każdej stacji otrzymano następujące wartości dla efektywności określonej względem liczby przechodzących przez detektor cząstek:

- efektywność znajdowania przynajmniej trzech zrekonstruowanych hitów – 73%,
- przynajmniej sześciu zrekonstruowanych hitów – 60%.

Ten rezultat jest uwarunkowany geometryczną konstrukcją CMS'u. Rozkłady pseudopośpieszności sporządzone przy zadanych kryteriach pokazują obszary martwe, które występują na złączeniu kolejnych kołowych segmentów całego detektora. Poglądowy Rysunek 17 został wykonany dla kolejnych stacji. Przy zaostrzeniu kryterium, czyli wyznaczaniu śladu toru cząstki przez 7 lub 8 punktów spada efektywność.

Dla potrzeb tej analizy zdefiniowano kryterium dobrej odpowiedzi DTBX. W komorach $r\phi$ jednej stacji mionowej oznacza to:

¹² W rzeczywistości należałoby uwzględnić niepełną (choć bliską 100%) efektywność dla mionów oraz zażądać całkowitego opóźnienia na poziomie trzeciej stacji mionowej mniejszego od szerokości okna czasowego. Dokładna analiza zachowania systemu trygera mionowego w obecności opóźnień będzie przeprowadzona w najbliższej przyszłości.



Rysunek 17: Rozkład pseudopospieszności (dla stau produkowanych kaskadowo) w kolejnych stacjach mionowych a) przy żądaniu co najmniej trzech nfitów, a) co najmniej sześciu nfitów.

- liczbę nfitów większą od 6,
- wartość χ^2 mniejszą od 10,
- zrekonstruowany element śladu w komorach θ znajdujących się w tym samym sektorze.

Jeśli przynajmniej trzy stacje spełniły powyższe kryteria, cząstka była uwzględniona w końcowej analizie.

7.2 Identyfikacja hipotetycznych ciężkich cząstek naładowanych

Dla każdej warstwy komór $r\phi$ dostępna jest wartość opóźnienia $\Delta t = \widetilde{\Delta L}/v_{dryfu}$, uzyskiwana podczas "prostowania" toru cząstki. Zmierzona Δt odpowiada różnicy między rzeczywistym położeniem hitu a pozycją przypisaną przez komorę. Składa się na nią suma opóźnienia geometrycznego i opóźnienia związanego z prędkością mniejszą od c .

Celem jest wyznaczenie wartości β .

Do określenia geometrycznego wkładu do opóźnienia konieczna jest znajomość wszystkich współrzędnych hitu (oraz położenia końca tuby z elektroniką odczytu) w globalnym układzie odniesienia. Z komory $r\phi$ otrzymuje się dwie wartości: x -ową, wyznaczaną z położenia tuby względem środka układu i y -ową z pomiaru czasu przyjścia impulsu w kierunku prostopadłym do drutu. Prawdziwe z otrzymuje się z komory θ , która mierzy właśnie tę współrzędną wykorzystując identyczny algorytm.

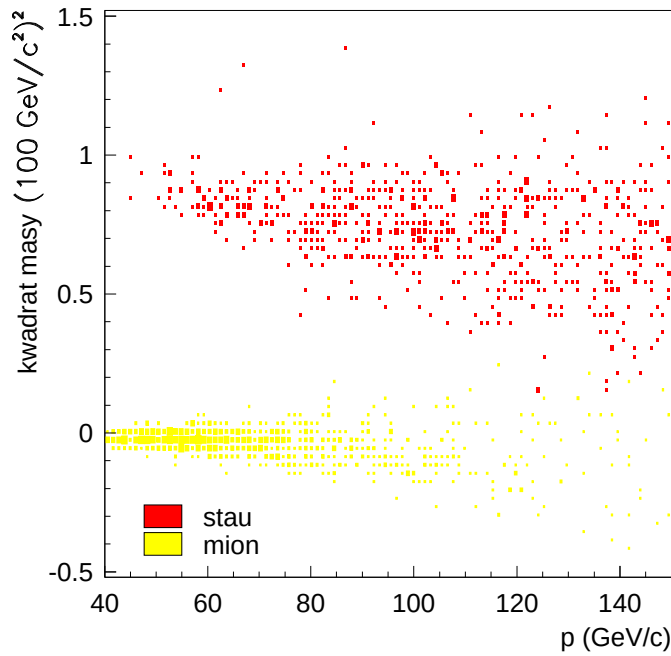
Dla każdej stacji β oblicza się ze wzoru:

$$\beta = \frac{OB/c}{\Delta t - \Delta t_{geom} + OB/c}, \quad (7.1)$$

gdzie oznaczenia odpowiadają Rysunkowi 9. Następnie uśrednia się wartości β z przynajmniej trzech komór, aby odrzucić te, które odbiegają od średniej powyżej $\sigma=0.4$. Dla pozostałych jeszcze raz przeprowadza się operację uśredniania i tak otrzymaną wartość wykorzystuje do obliczenia kwadratu masy:

$$m^2 = \left(\frac{p}{c}\right)^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1\right). \quad (7.2)$$

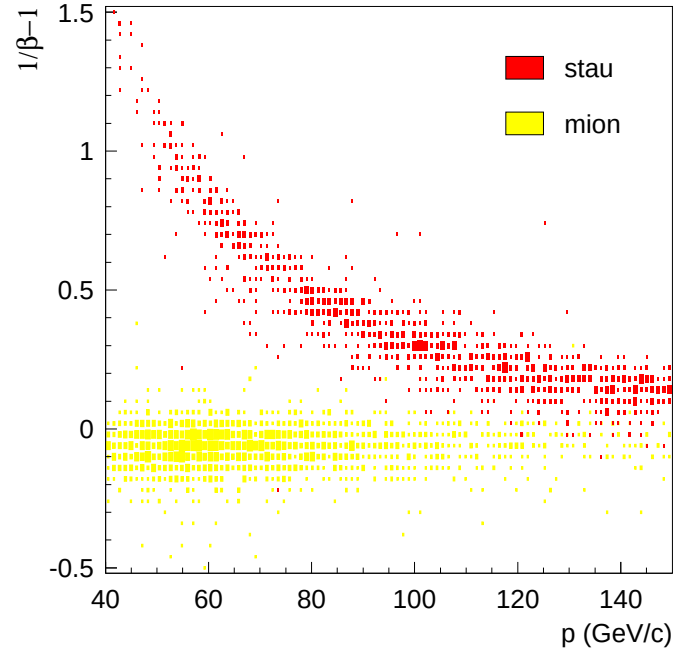
Otrzymane rozkłady dla mionów z Z^0 w proporcji 3:4 do stau z rozpadów kaskadowych przedstawiają Rysunki 18 i 19.



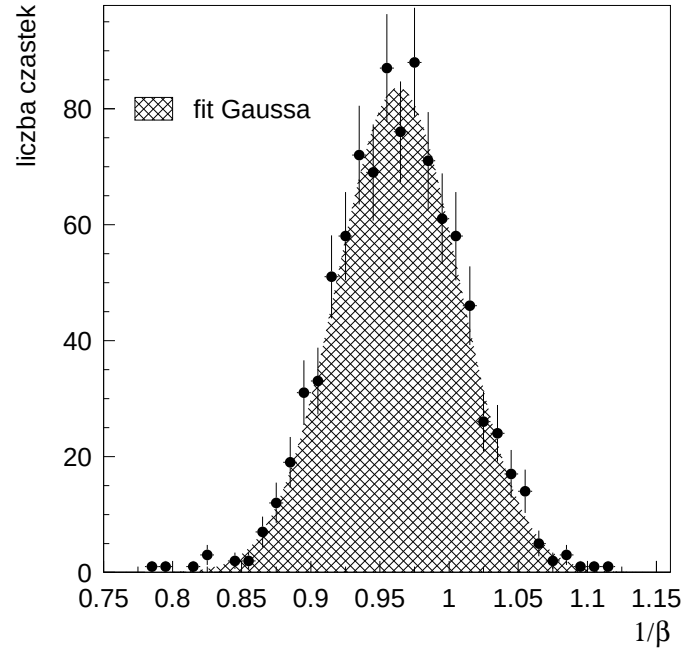
Rysunek 18: "Warkocze" kwadratu masy w zależności od pędu całkowitego dla mionów z Z^0 i kaskadowych stau.

Kształt wykresu kwadratu masy charakterystycznie rozmywa się z coraz większymi wartościami pędu poprzecznego. Nieoczekiwanym efektem jest natomiast proporcjonalne z pędem opadanie "warkoczy" stau i pod mniejszym kątem mionu. Ta zależność jest bardzo czuła na czynnik opóźnienia prędkościowego ($1/\beta - 1$) (wchodzi do wzoru na masę w kwadracie), który jest określany z przesunięcia położenia hitu wzdłuż czastki. Dla mionów oczekujemy gausowskiego kształtu rozkładu odwrotności prędkości ze średnią 1. W naszym przypadku jest on systematycznie przesunięty (Rys. 20). Także stau wydaje się być obarczone jest takim samym błędem systematycznym, ponieważ obydwa rozkłady kwadratu masy pokazane na Rysunku 21 są przesunięte w lewą stronę. Niewielkie zmiany w wartości $1/\beta$ powodują gwałtowne przesypywanie się między binami histogramu, przez co obwiednia nie jest symetryczna względem jej średniej.

Przyczyny są trudne do określenia. Wyeliminowano z analizy przypadki o pędzie całkowitym większym od 150 GeV/c, ponieważ interesujący efekt zmniejszonej prędkości dla



Rysunek 19: $1/\beta - 1$ (względne opóźnienia cząstki w stosunku do cząstki poruszającej się z prędkością światła) w funkcji pędu całkowitego dla mionów z Z^0 i kaskadowych stau.

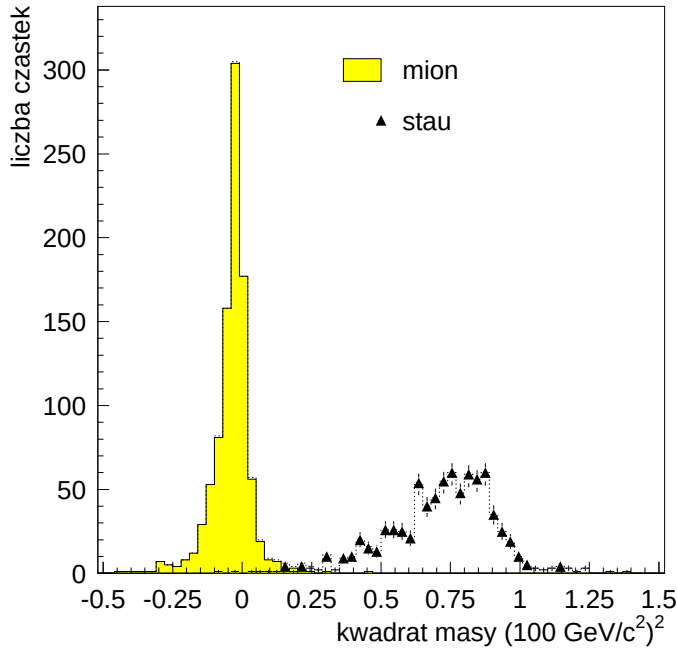


Rysunek 20: Rozkład wartości $1/\beta$ dla mionów z Z^0 . Średnia otrzymana z dopasowania krzywej Gaussa wynosi $(1/\beta)_{sr} = 0.96 \pm 0.04$.

90-cio GeV-owych stau przestaje być obserwowalny, tak aby ograniczyć się możliwe fluktuacje statystyczne.

Przesunięcie maksimum rozkładu kwadratu masy mogło zostać spowodowane przybliżeniami zastosowanymi w algorytmie liczenia prędkości na podstawie korelacji opóźnienia wyznaczonego za pomocą komór $r\phi$ i opóźnienia geometrycznego otrzymanego z pomiaru współrzędnej z za pomocą komór θ .

Innym prawdopodobnym czynnikiem jest wpływ dodatkowych hitów wywołanych elektronami δ i twardą radiacją towarzyszącą przejściu cząstki przez ośrodek detektora. Dla dużych pędów poprzecznych ($p_t > 40$ GeV/c) prawdopodobieństwo pojawienia się twardych elektronów δ jest rzędu 5% we wszystkich stacjach mionowych w beczce, a dla powłok bocznych nawet dwukrotnie większe ([6] Rozdz.11). W tym miejscu należy zauważyć, że komora DTBX rejestruje pierwszy hit, który do niej dotrze. Z tego względu wszelkie dodatkowe hity w komorze mogą tylko zmniejszyć opóźnienie (aż do ujemnych jego wartości), co jest zgodne z obserwowanym systematycznym przesunięciem pomiaru tego opóźnienia.



Rysunek 21: Rozkład kwadratu masy dla stau z produkcji kaskadowej i mionów z rozpadów Z^0 .

Rysunek 21 zawiera poglądowe przedstawienie sygnału w stosunku do tła pochodzącego tylko od mionów z rozpadów Z^0 . Zanedbano następujące efekty:

- produkcja mionów z topu: wkład rzędu $80 \pm 10^{+80}_{-40}$ przypadków,
- produkcja mionów w procesie Drella-Yanna: wkład tego samego rzędu,
- tło od par mionów pochodzących z kaskad przypadków supersymetrycznych: oszacowanie na poziomie 1/7 sygnału.

Wymienione wyżej źródła tła wymagają przesymulowania odpowiedzi komór DTBX przy użyciu CMSIM'a.

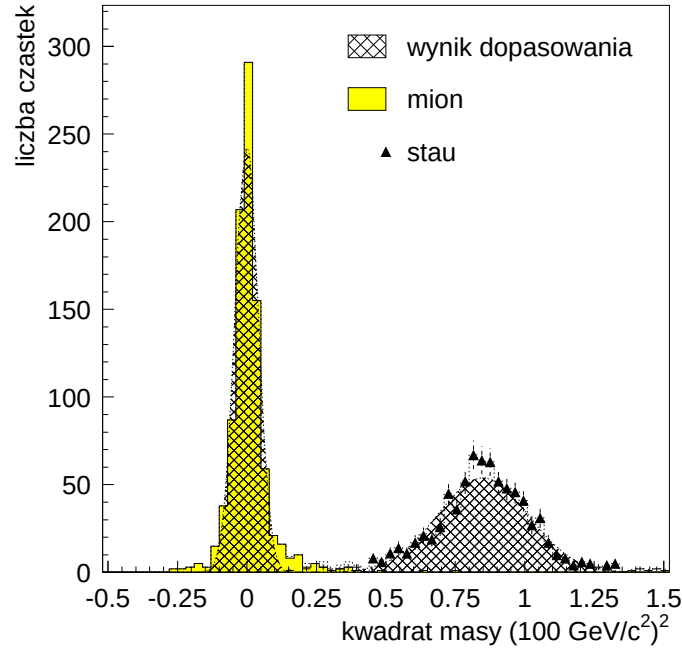
Tym niemniej, ponieważ wszystkie miony będą wyglądały podobnie do tych pochodzących z rozpadu Z^0 , jedynie ich liczba jest nie doszacowana na poziomie czynnika 2.

Jeżeli jednak zostosować cięcie na kwadracie masy $m^2 > 0.5$ ($100 \text{ GeV}/c^2$)², to tło mionowe zostanie całkowicie wyeliminowane. Tym samym dokładność oszacowania tła na poziomie czynnika 2 jest nieistotna.

Rysunek 21 odpowiada scałkowanej świetlności 500 pb^{-1} , czyli trochę ponad pół doby pracy akceleratora przy nominalnej świetlności $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Oczywiście początkowa wartość będzie mniejsza. Zakładając pesymistyczną wersję, czyli $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ na podobną charakterystykę stau trzeba by było czekać trzy miesiące.

7.3 Pomiar masy

Zakładając, że przesunięcie w kierunku mniejszych wartości opóźnienia jest powodowane niesprecyzowanym błędem systematycznym niezależnym od charakterystyki cząstki przechodzącej przez DTBX pokuszono się o poprawienie tego efektu. Dodano do opóźnienia stałą wartość, równą odchyleniu wartości średniej rozkładu z Rysunku 20 od jedynki.



Rysunek 22: Rozkład kwadratu masy poprawiony o czynnik skalujący wartość β

Dla poprawionych wartości beta wyznaczono rozkład kwadratu masy, który widnieje na Rysunku 22. Do histogramu dopasowano funkcję będącą złożeniem dwóch rozkładów Gaussa, co pozwoliło otrzymać następujące wartości mas:

dla stau:

$$m_{\tilde{\tau}_1}^2 = 0.85 \pm 0.13 (100 \text{ GeV}/c^2)^2,$$

dla mionów:

$$m_\mu^2 = 0.00 \pm 0.04 (100 \text{ GeV}/c^2)^2.$$

Jak widać poprawka działa bardzo dobrze dla mionów, natomiast “za dobrze” dla stau. Wartość kwadratu masy jest teraz za duża. Tym niemniej, ponieważ odchylenie od prawdziwej wartości jest na poziomie $1 \text{ GeV}/c^2$, to możemy stwierdzić, że jesteśmy w stanie zmierzyć masę hipotetycznej cząstki naładowanej z tego rzędu dokładnością. W najbliższej przyszłości jest planowane zbadanie tego efektu systematycznego. W wypadku zrozumienia jego źródła dokładność pomiaru masy powinna być zdeterminowana przez błąd statystyczny.

7.4 Ograniczenia na minimalne przekroje czynne

Opracowaną metodę można wykorzystać do poszukiwania produkowanych parami masywnych cząstek naładowanych.

Efektywność ich znajdowania zależy od trzech czynników. Pierwszym elementem jest akceptacja zdefiniowana cięciami kinematycznymi zebranymi w tabeli 5 na stronie 29. Drugim jest efektywność selekcji wybierającej ślady bardzo dobrze zmierzone w DTBX. Ostatnim czynnikiem jest kształt rozkładu prędkości poszukiwanych cząstek - do pomiaru mogą być wykorzystane tylko te, które z jednej strony mają β istotnie mniejsze od 1 ($\beta < 0.86$ dla stau o pędach mniejszych od $150 \text{ GeV}/c$), a z drugiej są szybkie w stopniu wystarczającym do wyzwolenia trygera mionowego dla odpowiedniego przecięcia wiązek.

Negatywny wynik poszukiwań po roku działania LHC przy nominalnej świetlności (zcałkowana świetlność 10^5 pb^{-1}) oznacza wykluczenie – na poziomie ufności 95 % – istnienia takich obiektów o masach do kilku TeV/c^2 i przekrojach czynnych

$$\sigma = 3/\varepsilon/10^5 \text{ pb}^{-1},$$

co przy założeniu efektywności detekcji $\varepsilon \geq 3\%$ (dla stau $\varepsilon=7\%$) daje minimalny przekrój czynny rzędu fb. Dla pozytywnej obserwacji wymaga się zwyczajowo sygnału na poziomie “ 5σ ” powyżej zera co przy braku tła odpowiada zaobserwowaniu 10-ciu przypadków.¹³

W takim razie pozytywnie możemy zidentyfikować masywne cząstki produkowane z przekrojem czynnym 3fb. Ponieważ przekrój czynny na bezpośrednią produkcję stau jest o rząd wielkości większy możemy nawet bez przeprowadzania stosownych rachunków wnioskować, że będziemy w stanie wykryć nie oddziaływujące silnie cząstki (na przykład: naładowane leptony czwartej generacji) o masie do kilkuset GeV/c^2 .

¹³ Przyjmując 10 jako estymator średniej μ w rozkładzie Poissona otrzymujemy, że prawdopodobieństwo nie zaobserwowania żadnego przypadku wynosi $e^{-10} = 4.5 \cdot 10^{-5} < 1/\pi \int_5^\infty \exp(-x^2/2) dx$ co odpowiada kryterium 5σ dla rozkładu normalnego.

8 Podsumowanie

W niniejszej pracy została przeprowadzona analiza możliwości detekcji hipotetycznych długożyciowych ciężkich cząstek naładowanych przez detektor CMS przy LHC. Jako przykładową cząstkę wybrano stau w wariacie modelu GMSB. Wykorzystując pomiar czasu w tubach dryfowych DTBX stanowiących część systemu mionowego CMS zaproponowano metodę identyfikacji długożyciowego stau wraz z precyzyjnym pomiarem masy.

Główną częścią pracy było urealnienie pakietu programów służących do symulacji odpowiedzi DTBX i rekonstrukcji śladów w tym detektorze. Opracowane algorytmy pozwalają realnie ocenić efektywność tej części systemu mionowego. Metoda może i powinna być wykorzystana do precyzyjnej kalibracji czasowej DTBX.

Wracając do hipotetycznych cząstek naładowanych, oszacowane minimalne przekroje czynne na produkcję (bezpośrednią lub kaskadową) par długożyciowych ciężkich cząstek naładowanych wystarczające do ich wykrycia przez CMS. Wystarczy aby te przekroje czynne były na poziomie kilku fb.

Autorce nie jest znana inna podobna analiza przeprowadzona dla środowiska LHC. Poszukiwanie tego typu cząstek jest rutynowo przeprowadzane w LEP'ie, gdzie jednak wykorzystuje się raczej specyficzną jonizację ośrodka przez cząstki nierelatywistyczne. Przykładową pracą może być niedawna publikacja ALEPH'u [17]. Uzyskiwane ograniczenia są na poziomie (poniżej) energii wiązek, jeżeli chodzi o masę i ułamków pb, jeżeli chodzi o przekroje czynne.

Analizę wykorzystującą zarówno czas przelotu jak i specyficzną jonizację przeprowadził zespół CDF [18], a możliwości poprawienia opublikowanego wyniku w związku z kolejnymi ulepszeniami Tevatronu zawarto w ([19] str. 188). W tym wypadku poszukiwane są cząstki oddziałujące silnie. Argumentuje się [20], że pomimo to ich zdolność penetracji jest wystarczająca do opuszczenia detektora, ze względu na bardzo małą energię w środku masy układu: ciężka cząstka o pędzie porównywalnym z jej masą – spoczywający nukleon.

Obserwacja ta odnosi się również do CMS'u. Oznacza to, że interesujące może być sprawdzenie możliwości detekcji silnie oddziałujących ciężkich cząstek, jak np. stop, który w pewnych scenariuszach MSSM może być cząstką długożyciową. Problemem do zastanowienia jest hadronizacja takiego obiektu. Jest to jeden z tematów, którymi zamierzamy się zająć w najbliższej przyszłości.

A Parametry przyjętej wersji modelu GMSB

W tabeli zawarto masy przyjętej na podstawie[14] wersji modelu z łamaniem supersymetrii poprzez cektor cechowania.

Cząstka	Masa (GeV/c ²)	Szerokość masy (GeV/c ²)
$\tilde{d}_L$	961.10327	22.31514
$\tilde{d}_R$	900.20831	7.79763
$\tilde{u}_L$	959.09094	22.28651
$\tilde{u}_R$	899.58325	9.25227
$\tilde{s}_L$	961.10327	22.31511
$\tilde{s}_R$	900.20831	7.79763
$\tilde{c}_L$	959.09094	22.28649
$\tilde{c}_R$	899.58325	9.25226
$\tilde{b}_1$	901.13239	26.66670
$\tilde{b}_2$	901.78229	9.34130
$\tilde{t}_1$	839.48920	21.14040
$\tilde{t}_2$	912.93188	26.59534
$\tilde{e}_L$	310.00000	0.89429
$\tilde{e}_R$	140.00000	0.04675
$\tilde{\nu}_{eL}$	303.70374	0.76291
$\tilde{\nu}_{eR}$	9999.00000	0.00000
$\tilde{\mu}_L$	310.00000	0.89429
$\tilde{\mu}_R$	140.00000	0.04675
$\tilde{\nu}_{\mu L}$	303.70374	0.76291
$\tilde{\nu}_{\mu R}$	9999.00000	0.00000
$\tilde{\tau}_1$	90.01512	0.00000
$\tilde{\tau}_2$	320.00562	1.04956
$\tilde{\nu}_{\tau L}$	313.90439	0.91855
$\tilde{\nu}_{\tau R}$	9999.00000	0.00000
$\tilde{g}$	720.00000	0.01695
N_1	120.60819	0.01695
N_2	240.19958	0.00625
N_3	363.25854	1.06240
N_4	370.06641	0.39884
C_1	240.51129	0.00462
C_2	371.72495	0.96057
$\tilde{G}$	1.0000 (MeV/c ²)	0.00010 (MeV/c ²)

Niniejsza tabela przedstawia przekroje czynne na kaskadową produkcję pary najbliższych standardowych partnerów supersymetrycznych, stau, dla zderzeń pp przy 14 TeV. Otrzymane wartości pochodzą z generacji 5000 przypadków tak zwanego SUSY minimum bias. Oznacza to symulację przy włączonych wszystkich teoretycznie dozwolonych kanałach produkcji cząstek supersymetrycznych.

Podkreślono najbardziej efektywne kanały. Numery procesów odpowiadają oznaczeniom stosowanym przez program symulacyjny SPYTHIA[13].

Nr	Kanał produkcji	σ (mb)
201	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{e}_L \tilde{e}_L$	$4.413 \cdot 10^{-12}$
202	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{e}_R \tilde{e}_R$	$2.855 \cdot 10^{-11}$
204	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\mu}_L \tilde{\mu}_L$	$3.022 \cdot 10^{-12}$
205	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\mu}_R \tilde{\mu}_R$	$2.707 \cdot 10^{-11}$
207	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\tau}_1 \tilde{\tau}_1$	$1.324 \cdot 10^{-10}$
208	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tilde{\tau}_2$	$3.741 \cdot 10^{-12}$
210	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{l}_L \tilde{\nu}_l + \tilde{\nu}_l \tilde{l}_L$	$2.949 \cdot 10^{-11}$
212	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\tau}_2 \tilde{\nu}_\tau + \tilde{\nu}_\tau \tilde{\tau}_2$	$1.605 \cdot 10^{-11}$
213	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\nu}_l \tilde{\nu}_l$	$6.755 \cdot 10^{-12}$
214	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{\nu}_\tau \tilde{\nu}_\tau$	$2.774 \cdot 10^{-12}$
216	$f\bar{f} \rightarrow N_1 N_1$	$5.545 \cdot 10^{-12}$
217	$f\bar{f} \rightarrow N_2 N_2$	$7.376 \cdot 10^{-12}$
220	$f\bar{f} \rightarrow N_1 N_2$	$8.171 \cdot 10^{-13}$
221	$f\bar{f} \rightarrow N_1 N_3$	$3.727 \cdot 10^{-16}$
222	$f\bar{f} \rightarrow N_1 N_4$	$6.044 \cdot 10^{-13}$
224	$f\bar{f} \rightarrow N_2 N_4$	$2.971 \cdot 10^{-12}$
225	$f\bar{f} \rightarrow N_3 N_4$	$2.532 \cdot 10^{-11}$
226	$f\bar{f} \rightarrow C_1^\pm C_1^\mp$	$4.541 \cdot 10^{-10}$
227	$f\bar{f} \rightarrow C_2^\pm C_2^\mp$	$3.431 \cdot 10^{-11}$
228	$f\bar{f} \rightarrow C_1^\pm C_2^\mp$	$6.026 \cdot 10^{-12}$
229	$f\bar{f} \rightarrow N_1 C_1^\pm$	$1.158 \cdot 10^{-12}$
230	$f\bar{f} \rightarrow N_2 C_1^\pm$	$5.083 \cdot 10^{-10}$
231	$f\bar{f} \rightarrow N_3 C_1^\pm$	$4.312 \cdot 10^{-12}$
232	$f\bar{f} \rightarrow N_4 C_1^\pm$	$3.439 \cdot 10^{-12}$
233	$f\bar{f} \rightarrow N_1 C_2^\pm$	$6.094 \cdot 10^{-13}$
234	$f\bar{f} \rightarrow N_2 C_3^\pm$	$1.602 \cdot 10^{-12}$
235	$f\bar{f} \rightarrow N_3 C_4^\pm$	$5.051 \cdot 10^{-11}$
236	$f\bar{f} \rightarrow N_4 C_5^\pm$	$2.734 \cdot 10^{-11}$
237	$gg \rightarrow \tilde{g} N_1$	$2.571 \cdot 10^{-11}$
238	$gg \rightarrow \tilde{g} N_2$	$3.849 \cdot 10^{-11}$
239	$gg \rightarrow \tilde{g} N_3$	$1.835 \cdot 10^{-18}$

Nr	Kanał produkcji	σ (mb)
240	$gg \rightarrow \tilde{g} N_4$	$1.365 \cdot 10^{-12}$
241	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{g} C_1^\pm$	$6.849 \cdot 10^{-11}$
242	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{g} C_2^\pm$	$5.439 \cdot 10^{-12}$
243	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$	$7.901 \cdot 10^{-11}$
244	$gg \rightarrow \tilde{g} \tilde{g}$	$2.829 \cdot 10^{-09}$
246	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} N_1$	$6.048 \cdot 10^{-13}$
247	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iR} N_1$	$2.631 \cdot 10^{-11}$
248	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} N_2$	$3.764 \cdot 10^{-11}$
251	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iR} N_3$	$1.332 \cdot 10^{-13}$
252	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} N_4$	$2.236 \cdot 10^{-15}$
253	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iR} N_4$	$3.491 \cdot 10^{-14}$
254	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} C_1^\pm$	$6.715 \cdot 10^{-11}$
256	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} C_2^\pm$	$4.816 \cdot 10^{-12}$
258	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{g}$	$1.544 \cdot 10^{-09}$
259	$fg \rightarrow \tilde{q}_{iR} \tilde{g}$	$1.973 \cdot 10^{-09}$
261	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1$	$6.045 \cdot 10^{-12}$
262	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{t}_2 \tilde{t}_2$	$5.282 \cdot 10^{-12}$
264	$gg \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_1$	$2.412 \cdot 10^{-11}$
265	$gg \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{t}_2$	$5.345 \cdot 10^{-12}$
271	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{jL}$	$2.604 \cdot 10^{-10}$
272	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{jR}$	$3.319 \cdot 10^{-10}$
273	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{jR} + \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{jL}$	$3.698 \cdot 10^{-10}$
274	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{jL}$	$7.472 \cdot 10^{-11}$
275	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{jR}$	$1.122 \cdot 10^{-10}$
276	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{jR} + \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{jL}$	$1.973 \cdot 10^{-10}$
277	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{iL}$	$1.088 \cdot 10^{-11}$
278	$f\bar{f} \rightarrow \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{iR}$	$1.928 \cdot 10^{-11}$
279	$gg \rightarrow \tilde{q}_{iL} \tilde{q}_{iL}$	$4.365 \cdot 10^{-11}$
280	$gg \rightarrow \tilde{q}_{iR} \tilde{q}_{iR}$	$4.952 \cdot 10^{-11}$

Literatura

- [1] J. Wess , J. Bagger, *Supersymmetry and Supergravity*, Princeton University Press, Princeton 1983

- [2] J. Amundson, *et al.*, *Report of Supersymmetry Theory Subgroup*, hep-ph/96-9374
- [3] C. Chen, J. Gunion, *Maximizing Hadron Collider Sensivity to Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking*, UDC-97-15
- [4] S. Dimopoulos, S. Thomas, J. Wells, *Sparticle Spectroscopy and Electroweak Symmetry Breaking with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking*, hep-ph/9609434
- [5] S. Ambrosanio, G. Kribs, S. Martin, *Signals for Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking Models at the CERN LEP2 Collider*, hep-ph/9703211
- [6] *The Large Hadron Collider - Conceptual Design*, CERN/AC 95-05, October 20, 1995
- [7] *The Compact Muon Solenoid - Technical Proposal*, CERN/LHCC 94-38, December 15, 1994
- [8] CMS Muon Trigger Group, *CMS Muon Trigger Preliminary specification of baseline trigger algorithms*, CMS TN/96-060
- [9] M. Ćwiok – informacja prywatna
- [10] M. De Giorgi *et al.*, *Design and Simulation of Trigger Electronics for the CMS Muon Barrel Chambers*, CMS TN/95-01
- [11] J. Gunion, *A Simplified Summary of Supersymmetry*, hep-ph/9704349
- [12] T. Sjöstrand, *PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4 - Physics and Manual*, CERN-TH 7112/93, December 1993, (revised February 1994)
- [13] S. Mrenna, *SPYTHIA, A Supersymmetric Extension of PYTHIA 5.7*, ANL-HEP-PR-96-63
- [14] J. Bagger, K. Matchev, D. Pierce, R. Zhang, *Weak-Scale Phenomenology in Models with Gauge-Mediated Supersymmetry Breaking* SLAC-PUB-7310
- [15] *CMS Simulation Package - Users' Guide and Reference Manual*, March 15, 1997
<http://cmsdoc.cern.ch/swsi.html>
- [16] A. Fengler, *Double Muon Trigger Rates in CMS Experiment*, Warsaw 1996
<http://info.fuw.edu.pl/~fengler>
- [17] (ALEPH Collaboration) R. Barate *et al.*, CERN-PPE/97-041 (1997)
- [18] (CDF Collaboration) F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **D46**, 1889 (1992)
- [19] TEV-2000 Report
- [20] A. Schiz *et al.*, Phys. Rev. **D21**, 3010 (1980)