Załącznik nr 2a do "Wniosku o wszczęcie postępowania habilitacyjnego" (plik: PZannex2aPolAutoref.pdf)

## Autoreferat

Piotr Zalewski

Narodowe Centrum Badań Jądrowych Zakład Fizyki Wielkich Energii 00-681 Warszawa, ul. Hoża 69

Warszawa, Korzeń, lipiec-sierpień 2013

## Spis treści

$\mathbf{S}_{\mathbf{I}}$	ois tr	eści		1				
1	Dar	ne osol	oowe	<b>2</b>				
<b>2</b>	$\mathbf{W}\mathbf{y}$	Wykształcenie						
3	Życ	iorys 1	naukowy	<b>2</b>				
	3.1	Okres	związany z doktoratem	2				
	3.2	Rozwi	janie tematyki poszukiwania nowych cząstek	4				
4	Pre	zentaç	ja osiągnięcia naukowego	6				
	4.1	Wstęp	)	6				
	4.2	Poszu	kiwanie bozonów Higgsa w LEP i LHC	7				
		4.2.1	Końcowy wynik poszukiwania bozonu Higgsa z Modelu Standardowego w LEP	8				
		4.2.2	Poszukiwanie bozonów Higgsa poza Modelem Standardowym w LEP 1 i LEP 2 $$	9				
		4.2.3	Odkrycie nowej cząstki w ramach poszukiwania bozonu Higgsa	14				
		4.2.4	Badanie własności nowej cząstki	15				
		4.2.5	Podsumowanie poszukiwań bozonów Higgsa	17				
	4.3	Wyko	rzystanie systemu mionowego CMS do poszukiwania nowych cząstek	18				
		4.3.1	Podsystem wyzwalania PAC oparty o komory RPC	19				
		4.3.2	GhostBuster – algorytm usuwania powielających się sygnałów	20				
		4.3.3	Metoda pomiar czasu przelotu za pomocą komór dryfowych	21				
		4.3.4	Wariant działania komparatora PAC wrażliwy na opóźnione cząstki	24				
		4.3.5	Podsumowanie udziału autora w rozwijaniu systemu mionowego CMS	26				
	4.4	4.4 Poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek w eksperymencie CMS						
		4.4.1	Początkowy okres rozwijania tematyki długożyciowych masywnych cząstek w CMS	29				
		4.4.2	Nowe metody poszukiwania cząstek HSCP przez CMS	32				
		4.4.3	Wyniki poszukiwania cząstek HSCP w CMS	34				
		4.4.4	Wybrane poszukiwania długożyciowych cząstek przez CMS	40				
		4.4.5	Podsumowanie wkładu autora w poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek	41				
	4.5	Podsu	mowanie	42				

#### Literatura cytowana w autoreferacie

**43** 

Juli.

## 1 Dane osobowe

imię i nazwisko: Piotr Zalewski

## 2 Wykształcenie

#### w odwrotnym porządku chronologicznym

<b>1994</b> : doktor	nauk fizycznych,	Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana,				
Tytuł rozpra	wy doktorskiej:	Study of the beauty baryons using lepton-proton correlations				
		in the DELPHI detector				
Promotor:	prof. dr hab. Ja	nn Królikowski				
Recenzenci:	prof. dr hab. Jan Nassalski					
	prof. dr hab. K	rzysztof Rybicki				
<b>1986</b> : magiste	er inżynier podsta	awowych problemów techniki, spec.: fizyka techniczna,				
Wydział Fizyl	ki Technicznej i N	latematyki Stosowanej Politechniki Warszawskiej				
Tytuł pracy	magisterskiej: <i>B</i>	Badanie czaso-przestrzennych charakterystyk procesu emisji				
	p	rotonów w oddziaływaniach $\pi^- + Xe~przy~3,5~GeV/c$				

Opiekun: dr Wiktor Peryt

## 3 Życiorys naukowy

## 3.1 Okres związany z doktoratem

Po egzaminie magisterskim rozpocząłem współpracę z Warszawską Grupą DELPHI. W tym czasie budowany był w Warszawie kalorymetr elektromagnetyczny HPC (ang. *High density Projection Chamber*) dla detektora DELPHI. Jedną z części kalorymetru, zaprojektowaną i wykonaną w całości w Warszawie, były scyntylacyjne liczniki wyzwalające.

W okresie projektowania byłem odpowiedzialny, między innymi, za badanie efektywności kwantowej fotopowielaczy oraz opracowanie metody obróbki połączeń światłowodów, zapewniającej pożądaną jakość transmisji światła.

Pracę musiałem przerwać w związku obowiązkową roczną służbą wojskow<br/>ą (1987/1988).

W październiku 1988 roku zostałem zatrudniony w Instytucie Problemów Jądrowych na stanowisku fizyka. W roku 1989, w trakcie trzymiesięcznego pobytu w CERN, uczestniczyłem w procesie składania i uruchamiania elektroniki kalorymetru HPC. Brałem również udział w nadzorowaniu działania kolorymetru w pierwszym okresie działania LEP'u.

Najważniejszym wynikiem fizycznym eksperymentu DELPHI w tym okresie było określenie liczby pokoleń lekkich neutrin, poprzez zmierzenie parametrów rezonansu Z  $[1, 2]^1$ .

Gold

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup>Jestem współautorem wszystkich publikacji zespołu badawczego DELPHI, począwszy od

W okresie od maja 1990 do września 1992 roku przebywałem we Francji w LAL (Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire) Orsay. Celem stażu było zebranie materiałów do pracy doktorskiej z dziedziny fizyki kwarku b. Zajmowałem się najpierw identyfikacją elektronów. Samodzielnie opracowałem niezależny algorytm identyfikacji, który okazał się lepszy od wtedy używanego i został wykorzystany do oficjalnej selekcji przypadków hadronowych rozpadów Z (zebranych w 1991 roku) wzbogaconych w semileptonowe rozpady ciężkich kwarków. Selekcja ta stanowiła podstawę wszystkich ówczesnych publikacji eksperymentu DELPHI, używających identyfikacji elektronów w dżetach hadronowych, a najbardziej bezpośredni udział miałem w przygotowaniu publikacji dotyczącej pomiaru prawdopodobieństwa rozpadu Z na bb za pomocą analizy semileptonowych rozpadów kwarków b [4]. Opracowany w kolejnych latach algorytm identyfikacji elektronów i fotonów, używany do końca działania eksperymentu DELPHI, został oparty na idei przeze mnie zaproponowanej (polegającej na optymalnym wykorzystaniu segmentacji odczytu kalorymetru wzdłuż kierunku rozwoju kaskady elektromagnetycznej).

W dalszej części mojego pobytu we Francji pracowałem nad metodami identyfikacji naładowanych hadronów za pomocą pod-detektora RICH (Ring Imaging CHerenkov counter). Zaowocowało to opracowaniem pierwszych wyników fizycznych uzyskanych za pomocą RICH'a przedstawionych przez współpracę DELPHI na Konferencji HEP'92 w Genewie (recenzowana publikacja rozwinięcia tych badań pojawiła się później [5]).

Po powrocie do Polski kontynuowałem rozpoczęte badania, koncentrując się na możliwości wyodrębnienia sygnału pochodzącego od pięknych barionów, za pomocą korelacji mionów oraz protonów identyfikowanych przez pod-detektor RICH, z jednej, a poprzez pomiar specyficznej jonizacji w detektorze śladowym TPC, z drugiej strony. Analiza ta stanowiła podstawę mojej pracy doktorskiej. Była to pierwsza obserwacja barionów pięknych rozpadających się na proton (nie poprzez  $\Lambda^0$ ) [6].

Po obronie doktoratu zostałem zatrudniony na stanowisku adiunkta w Instytucie Problemów Jądrowych im. A. Sołtana.

Pokłosiem mojego zaangażowania w fizykę kwarku-b było zaproponowanie tematu pracy doktorskiej związanego z pomiarem prawdopodobieństwa rozpadu kwarku pięknego na kwark dziwny i gluon, a następnie pełnienie funkcji opiekuna naukowego doktoranta [7]<sup>2</sup>.

Do zakończenia zbierania danych przez eksperyment DELPHI byłem zaangażowany w kontrolę działania pod-detektorów: RICH (1991-1992) oraz HPC (1993-2000), a także w kontrolę jakości całości zbieranych danych. Brałem aktywny udział w pracach podgrupy zespołu badawczego DELPHI zajmującej się fizyką kwarku b do końca fazy LEP 1 (pracy zderzacza przy energii odpowiadającej masie bozonu Z). Podgrupa ta ma w swoim dorobku kilkadziesiąt publikacji.

John

publikacji [1] oraz wszystkich publikacji zespołu badawczego CMS, począwszy od publikacji [3]. Pełna lista moich publikacji, według bazy danych JCR (Web of Knowledge), znajduje się w Załączniku 3a (plik: PZannex3aPolPub.pdf).

 $<sup>^{2}</sup>$ Bardziej szczegółowe informacje dotyczące wszystkich pięciu doktoratów, w których pełniłem rolę opiekuna naukowego, znajdują się w Załączniku nr 4 (plik: PZannex4info.pdf).

### 3.2 Rozwijanie tematyki poszukiwania nowych cząstek

Wraz z wkroczeniem CERN-owskiego zderzacza w fazę LEP 2 (1996-2000), w której stopniowo (w miarę instalowania kolejnych serii nadprzewodzących wnęk przyspieszających) podnoszona energia w środku masy zderzających się elektronów i pozytonów przekroczyła w końcu 200 GeV, wzrastało zainteresowanie poszukiwaniem nowych cząstek. Z kolei dalsze prowadzenie badań w dziedzinie fizyki kwarku b na najwyższym światowym poziomie wymagało zaangażowania w tzw. fabryki B (eksperymenty Belle albo BaBar), lub w dłuższej perspektywie, w eksperymenty przy projektowanym LHC mającym zająć miejsce LEP. Zdecydowałem się wtedy na przystąpienie do Warszawskiej Grupy CMS, która pracowała nad projektem elektroniki decyzyjnej podsystemu wyzwalania na miony opartego o komory RPC.

Moją główną motywacją była możliwość bezpośredniego poszukiwania efektów wykraczających poza Model Standardowy przy najwyższej energii, która (prawie) na pewno będzie dostępna. Jednocześnie pozostawał do wykorzystania potencjał LEP. Mniej więcej w tym samym czasie podjąłem trzy wątki badawcze. Pierwszy dotyczył wykorzystania danych LEP 1 oraz LEP 2 do jak najpełniejszego ograniczenia parametrów modeli sektora Brouta-Englerta-Higgsa (BEH) rozszerzających Model Standardowy. Drugi, optymalizacji systemu mionowego CMS do poszukiwania nowych efektów. Trzeci, wynikający z drugiego, dotyczył poszukiwania hipotetycznych długożyciowych masywnych naładowanych cząstek z wykorzystaniem systemu mionowego CMS (temat ten został rozszerzony na poszukiwanie również neutralnych masywnych długożyciowych cząstek). Jednocześnie zrezygnowałem z zajmowania się fizyką kwarku b.

#### Te trzy wątki są opisane w przedstawianej rozprawie habilitacyjnej. Są one również omówione w następnej, 4. części autoreferatu.

Warte podkreślenia jest to, że badania te były prowadzone poprzez organizowane i kierowane przeze mnie kilkuosobowe grupy badawcze. Od 1996 roku kierowałem podgrupą Warszawskiej Grupy DELPHI zajmującą się poszukiwaniem bozonów Higgsa z tzw. modeli rozszerzonych. Aktywność ta została stopniowo przekształcona na poszukiwanie bozonów Higgsa za pomocą eksperymentu CMS, a koordynowanie różnych jej aspektów przekazane osobom, które uzyskały stopień doktora pod moją bezpośrednią opieką naukową lub uzyskały go współpracując ze mną w ramach podgrupy Warszawskiej Grupy CMS zajmującej się poszukiwaniem tzw. nowej fizyki. Zespołem tym (zajmującym się przygotowaniem do poszukiwania nowej fizyki za pomocą detektora CMS) również kierowałem od roku 1996, przy czym, począwszy od roku 2007, skupiłem się na koordynacji aspektu poszukiwania długożyciowych cząstek, czyli na tematyce w której byłem prekursorem, jeżeli chodzi o cały zespół badawczy CMS. Obecnie działalnością tą zajmuje się kilkadziesiąt osób z kilkunastu instytucji.

Wspomnie wyżej grupy badawcze były tworzone ze studentów, których przyciągnęła interesująca mnie tematyka. Pod moją opieką, w ramach tej działalności, powstało sześć prac magisterskich oraz cztery doktoraty, a trzy następne są na różnych poziomach zaawansowania. Dodatkowo, w koordynowanym przeze mnie podzespole Warszawskiej Grupy CMS, obronione zostały jeszcze trzy doktoraty, których tematyka dotyczyła innych aspektów poszukiwania efektów wykraczających poza Model Standardowy.

Gol,

Wszystkie prace prowadzone były w międzynarodowej współpracy z odpowiednimi podgrupami eksperymentów DELPHI albo CMS. Wiązały się z uczestnictwem w kolejnych grantach<sup>3</sup> i specjalnych programach badawczych zapewniających finansowanie udziału polskich zespołów badawczych w tych eksperymentach.

Byłem również uczestnikiem serii teoretyczno-fenomenologicznych grantów dotyczących, między innymi, badań rozszerzonego sektora BEH.

W latach 2009-2012 byłem koordynatorem bilateralnej współpracy między Warszawską Grupą CMS, a analogiczną grupą z Laboratoire Leprince Ringuet (LLR, Palaiseau, Francja) w ramach współpracy polsko-francuskiej COPIN. Wspólne badania dotyczyły synergii poszukiwań nowych cząstek w kanałach mionowych i elektronowych, identyfikacji długożyciowych cząstek za pomocą pomiaru opóźnienia w kalorymetrze elektromagnetycznym oraz poszukiwania bozonów Higgsa w kanałach z leptonami  $\tau$ . Współpraca ta przyczyniła się do odbycia, przez dwóch członków Warszawskiej Grupy CMS, staży podoktorskich w LLR – jednym z wiodących laboratoriów rozwijających tematykę poszukiwania bozonów Higgsa w CMS (oraz do obrony jednego doktoratu). To właśnie te dwie osoby koordynują obecnie tematykę badania sektora BEH za pomocą detektora CMS w Warszawie.

W roku 2011 uzyskałem, trzyletni grant NCN o numerze N N202 167440 pt. *Poszukiwanie supersymetrii za pomocą detektora CMS przy LHC z wykorzystaniem sygnatury masywnej naładowanej długożyciowej cząstki*. W ramach tego grantu, kierowana przeze mnie, około dziesięcioosobowa grupa badawcza, realizuje następujące zadania.

- 1. Analiza danych CMS pod kątem detekcji masywnych naładowanych długożyciowych cząstek.
- 2. Rozpady kaskadowe w modelach ze stau NLSP ze szczególnym uwzględnieniem rozpadów leptonowych rozwój metod i analiza danych CMS.
- 3. Projekt i wdrożenie opcji niestandardowych korelacji czasowych do mionowego systemu wyzwalania CMS oraz studium wykonalności systemu wyzwalania na miony pochodzące z rozpadów cząstek HSCP zatrzymujących się w skałach otaczających detektor CMS.
- 4. Opracowanie zestawu charakterystycznych punktów przestrzeni parametrów rozpatrywanych modeli teoretycznych z punktu widzenia zgodności z dostępnymi ograniczeniami oraz różnic fenomenologicznych.
- 5. Rozwijanie sprzężenia zwrotnego między doświadczeniem a teorią modeli ze stau NLSP za pomocą bayesowskiego wnioskowania statystycznego.

Zadania 2, 3 i 4, w części dotyczącej akwizycji i analizy danych zebranych przez CMS w pierwszym okresie działania LHC przy najwyżej energii i dużej świetlności (2011/2012), zostały w zasadniczej części zrealizowane (patrz § 4.4 oraz § 4.3 autoreferatu). Nadal pracujemy nad aspektami tych zadań związanymi z planowanym ponownym uruchomieniem LHC w roku 2015. Zadania 2 i 5, polegające głównie na reinterpretacji analiz CMS dotyczących poszukiwania masywnych naładowanych długożyciowych cząstek oraz pozostałych poszukiwań nowej fizyki, zwłaszcza w kanałach z leptonami, są w końcowej fazie realizacji.

Juli

 $<sup>^3 \</sup>rm Lista$  grantów i specjalnych programów badawczych, w których brałem udział znajduje się w Załączniku nr4 (PZannex4info.pdf).

Dodatkowe informacje, dotyczące szczegółów osiągnięć dydaktycznych, współpracy krajowej i międzynarodowej oraz działalności popularyzującej naukę, są zamieszczone<sup>4</sup> w Załączniku nr 4 do "Wniosku o wszczęcie postępowania habilitacyjnego" (plik: PZannex4info.pdf).

## 4 Prezentacja osiągnięcia naukowego

zgodnego z wymogiem Art 16. ust. 2 Ustawy z dnia 14 marca 2003 roku "O stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki" (Dz.U. nr 65, poz. 595 z późniejszymi zmianami).

Jako osiągnięcie naukowe przedstawiam monografię pt.:

#### Wybrane aspekty poszukiwania nowych cząstek w eksperymencie DELPHI przy LEP oraz eksperymencie CMS przy LHC,

wydaną nakładem Narodowego Centrum Badań Jądrowych, Świerk 2013, ISBN 978-83-934358-9-0, której jestem jedynym autorem.

## 4.1 Wstęp

Przedstawiana monografia opisuje dwa aspekty poszukiwania nowych cząstek. Chodzi o cząstki z sektora Brouta-Englerta-Higgsa (BEH) oraz masywne długożyciowe cząstki przewidywane, między innymi, przez szereg scenariuszy supersymetrycznych.

W pierwszym rozdziale monografii omówione jest ostatnie kilkanaście lat poszukiwań bozonów Higgsa (skrócony opis znajduje się w § 4.2 autoreferatu). Począwszy od ustalenia, za pomocą danych zebranych przy LEP 2, dolnego ograniczenia na masę bozonu Higgsa z Modelu Standardowego, które obowiązywało przez ponad dekadę, poprzez wykorzystywanie danych zebranych przy LEP do poszukiwań w modelach rozszerzonych, aż do odkrycia nowej cząstki w LHC. Brałem udział w tych badaniach jako członek zespołów DELPHI przy LEP oraz CMS przy LHC. Decydujący wkład miałem w analizy eksperymentu DELPHI dotyczące modeli rozszerzonych. Kierowany przez mnie kilkuosobowy zespół wykonał, praktycznie w całości, wielowątkową analizę [8,9] (patrz § 4.2.2 autoreferatu).

Rozdział drugi monografii (omówienie w § 4.3 autoreferatu) przedstawia (prawie wyłącznie) mój bezpośredni wkład w rozwijanie podsystemu wyzwalania akwizycji danych detektora CMS opartego o komory RPC (§ 4.3.2 oraz § 4.3.4 autoreferatu) oraz opracowaną przeze mnie, przy wsparciu kierowanego przeze mnie zespołu, metodę rozpoznawania masywnych długożyciowych naładowanych cząstek za pomocą pomiaru opóźnień w komorach dryfowych spektrometru mionowego CMS (§ 4.3.3 autoreferatu).

Jah

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup>Zgodnie z: ROZPORZĄDZENIEM MINISTRA NAUKI I SZKOLNICTWA WYŻSZEGO (z dnia 22 września 2011 r.) w sprawie szczegółowego trybu i warunków przeprowadzania czynności w przewodach doktorskich, w postępowaniu habilitacyjnym oraz w postępowaniu o nadanie tytułu profesora (Dz.U. nr 204 poz. 1200 §12.2.4).

Rozdział trzeci monografii opisuje rozwój zainteresowania zespołu badawczego CMS scenariuszami wykraczającymi poza Model Standardowy, przewidującymi istnienie masywnych długożyciowych naładowanych lub neutralnych cząstek (omówienie w § 4.4 autoreferatu). Generycznym takim scenariuszem jest supersymetria z grawitinem pełniącym rolę najlżejszej cząstki supersymetrycznej (LSP, ang. *the lightest supersymmetric particle*). Byłem prekursorem tej działalności w eksperymencie CMS [10,11] (§ 4.4.1 autoreferatu) i aktywnie w niej cały czas uczestniczę razem z kierowanym przeze mnie zespołem badawczym [12,13] (§ 4.4.3 autoreferatu). Aktualnie jesteśmy wspierani przez mój grant NCN o numerze N N202 167440. Rozdział trzeci monografii kończy się opisem wyników ostatnio opublikowanych przez zespół CMS.

W rozdziale czwartym monografii, który jest już rodzajem podsumowania, bardzo skrótowo przedstawiona jest szersza perspektywa problematyki poszukiwania nowych cząstek po zakończeniu pierwszego okresu działania LHC (rozdział ten nie ma osobnego omówienia w autoreferacie). Po graficzno-tabelarycznej prezentacji wiekszości uzyskanych wyników, bardziej szczegółowo opisane są trzy charakterystyczne, moim zdaniem, analizy eksperymentu CMS. Rozdział kończy się przeglądem literatury, podkreślającym znaczenie odkrycia bozonu Higgsa o masie około  $125 \,\mathrm{GeV}/c^2$  dla poszukiwania nowych cząstek oraz akcentującym dążenie do wyjaśnienia natury ciemnej materii jako głównej motywacji takich poszukiwań. Mój wkład w działalność opisaną w tym rozdziale polega na uczestniczeniu w pracach dwóch dużych podzespołów eksperymentu CMS: SUSY i Exotica. Regularnie prezentuję wyniki (samego) eksperymentu CMS (lub łącznie z wynikami eksperymentu ATLAS) uzyskanych w tej dziedzinie oraz stwarzam warunki do takich prezentacji członkom mojego zespołu. Poszukiwanie długożyciowych masywnych cząstek, główny temat naszego zaangażowania, leży bowiem na przecięciu zainteresowań tych dwóch grup (SUSY i Exotica). Scenariusze, którymi się zajmujemy, wywodzą się głównie z supersymetrii, natomiast poszukiwane topologie zostały zaszeregowane (zarówno w eksperymencie CMS jak i w eksperymencie ATLAS) do tzw. egzotyki. Dodatkowa analiza fenomenologiczna, która przygotowujemy w ramach kierowanego przez mnie grantu, dotycząca interpretacji wyników poszukiwań w scenariuszach w których grawitino pełni rolę LSP, będzie oryginalnym wkładem do omawianej tematyki.

Monografię kończy podsumowanie. Krótkie podsumowania zawierają również poszczególne rozdziały.

Ze względu na ustawowy wymóg przedstawienia autoreferatu w dwóch wersjach językowych oraz fakt opublikowania przedstawianej monografii tylko po polsku, autoreferatu nie jest ograniczony wyłącznie do podkreślenia mojego wkładu, ale zawiera również skrót samej monografii, szerzej opisującej aspekty, którymi się zajmowałem i nadal zajmuję.

### 4.2 Poszukiwanie bozonów Higgsa w LEP i LHC

W lipcu 2012 zespoły badawcze eksperymentów ATLAS i CMS, działających przy Wielkim Zderzaczu Hadronów LHC, ogłosiły [14,15] odkrycie nowej cząstki w trakcie poszukiwania bozonu Higgsa w ramach Modelu Standardowego.

Bol.

Wywodzący się fizyki materii skondensowanej pomysł wykorzystania w fizyce cząstek spontanicznego łamanie symetrii za pomocą sektora pól skalarnych, obecnie oficjalnie nazywanego sektorem Brouta-Englerta-Higgsa (BEH) lub Brouta-Englerta-Higgsa--Guralnika-Haagena-Kibble'a, pojawił się w pracach teoretycznych w 1964 roku [16–19] z inspiracji wcześniejszych prac [20–23]. Został on dalej rozwinięty przez dwóch autorów [24,25], a następnie wykorzystany do zaproponowania naruszonej za pomoca mechanizmu BEH symetrii elektrosłabej [26, 27] (w nawiązaniu do [28]). Renormalizowalność takiej teorii została wykazana niedługo później [29,30]. Głównym przewidywaniem było istnienie masywnych bozonów przenoszących oddziaływania słabe, w tym jednego neutralnego, odpowiedzialnego za tzw. prądy neutralne, czyli np. oddziaływanie neutrin z materią bez przejścia neutrina w naładowany lepton. Odkrycie tych prądów za pomocą komory pęcherzykowej Gargamelle [31] (CERN), spowodowało przyjęcie tej koncepcji, która nazwano Modelem Standardowym (MS). Spektakularnym sukcesem MS było odkrycie, na poczatku lat osiemdziesiatych ubiegłego stulecia, bozonów pośredniczących W<sup>+</sup>, W<sup>-</sup> i Z o masie zgodnej z przewidywaniami modelu. Odkrycia [32–35] dokonano w CERN za pomocą specjalnie w tym celu opracowanego modu pracy SppS akceleratora SPS.

W tym momencie kluczowym brakującym obiektem elementarnym stał się bozon Higgsa którego masa jest wolnym parametrem Modelu Standardowego.

#### 4.2.1 Końcowy wynik poszukiwania bozonu Higgsa z Modelu Standardowego w LEP

Z ostatnim rokiem planowanego działania zderzacza LEP wiązano uzasadnione nadzieje jeżeli chodzi o poszukiwania bozonu Higgsa. Podczas zimowej przerwy 1999/2000 zainstalowano wszystkie dostępne nadprzewodzące wnęki przyspieszające, co pozwoliło podnieść energię w środku masy zderzających się elektronów i pozytonów do 209 GeV.

Dane zebrane przed rokiem 2000 pozwoliły jedynie na wykluczenie istnienia bozonu Higgsa z Modelu Standardowego o masie mniejszej od 107.9 GeV/ $c^2$  na poziomie ufności 95% [36]. Natomiast zarówno wstępne wyniki przedstawione przez przez eksperymenty ALEPH, DELPHI, L3 oraz OPAL [37–40] jak i finalne wersje tych analiz [41–44] wskazywały na możliwą obserwację sygnału przy masie około  $m_{\rm H} = 115 \,{\rm GeV}/c^2$  (na poziomie istotności  $3 \sigma$ ) jedynie przez ALEPH, przy jednoczesnym braku jakiegokolwiek sygnału w analizie danych eksperymentu DELPHI (liczba obserwowanych przypadków minimalnie mniejsza od oczekiwanej dla tła) oraz braku wyraźnego sygnału w analizach eksperymentów L3 oraz OPAL (liczba obserwowanych przypadków zaniedbywalnie większa od oczekiwanej dla tła).

Jeszcze przed rozpoczęciem zbierania danych w roku 2000 było oczywiste, że wskazówki, co do ewentualnego istnienie standardowego bozonu Higgsa na granicy kinematycznej LEP 2 (masa bozonu około 115 GeV/ $c^2$ ), należy szukać poprzez wspólną analizę danych zebranych przez wszystkie cztery eksperymenty. Odpowiedni wkład został przygotowany przez każdy z eksperymentów, co umożliwiło przeprowadzenie ostatecznej wspólnej analizy [45]. W tym celu dane wejściowe zostały skategoryzowane, przy czym głównymi wyróżnikami były: eksperyment, energia oddziaływania  $e^+e^-$  oraz topologia końcowa.

Bol.

Rysunek 1: Wartość  $CL_s$  w zależności od sprawdzanej masy standardowego bozonu Higgsa dla sumarycznej analizy czterech eksperymentów LEP.

Przerywaną krzywą niebieską zaznaczono oczekiwaną wartość  $CL_s$  (medianę), zielony pas zawiera po 34% wyników sztucznych eksperymentów po każdej stronie niebieskiej linii (żółty pas, odpowiednio, po 47.5%), a czarna linia pokazuje obserwowaną wartość  $CL_s$ . Strzałki pokazują sposób uzyskania oczekiwanego i obserwowanego dolnego ograniczenia na masę standardowego bozonu Higgsa na poziomie ufności 95% [45].



Ponieważ hipoteza obserwacji sygnału pochodzącego od bozonu Higgsa z Modelu Standardowego w danych LEP 2 nie znalazła potwierdzenia, wyznaczono ograniczenie na masę takiej cząstki wynikające z łącznej analizy statystycznej dostępnych informacji. Do wyznaczania ograniczenia zdecydowano się używać stosunku  $CL_s = CL_{s+b}/CL_b$ , co można traktować jako sposób na określenie zachowawczego (ang. conservative) ograniczenia [46]. Podejście to zabezpiecza przed ustanowieniem limitu wtedy, gdy eksperyment nie ma wystarczającej wrażliwości, a tylko wystąpiła fluktuacja tła w dół, lub tło zostało przeszacowane. Wrażliwość danego eksperymentu można ocenić poprzez podanie oczekiwanej wartości ograniczenia przy braku sygnału, przy czym za estymatę oczekiwanej wartości uznaje się medianę wyników wielu sztucznych eksperymentów (ang. toy-simulations). Łączny wynik jest zilustrowany rysunkiem 1, na którym przerywaną krzywą niebieską zaznaczono oczekiwaną wartość CL<sub>s</sub> (medianę), zielony pas zawiera po 34% wyników sztucznych eksperymentów po każdej stronie niebieskiej linii, a czarna linia pokazuje obserwowaną wartość CL<sub>s</sub>. Wartość ograniczeń odpowiada takiej wartości sprawdzanej masy, dla której  $CL_s = 0.05$ . Ostatecznie dolną granicę masy bozonu Higgsa z Modelu Standardowego na poziomie ufności 95% ustalono na 114.4  $\text{GeV}/c^2$ .

#### 4.2.2 Poszukiwanie bozonów Higgsa poza Modelem Standardowym w LEP 1 i LEP 2

Wbudowany w Model Standardowy sektor BEH, w postaci pojedynczego dubletu zespolonych pól skalarnych, jest jego najprostszą wersją. Na długo przed rozpoczęciem działania zderzacza LEP było wiadomo, że nie ma żadnego uzasadnienia dla wykluczenia bardziej rozbudowanych scenariuszy, tak z rozważań teoretycznych, jak i z doświadczalnych poszukiwań [47].

Potrzeba przeprowadzenia systematycznego przeglądu wszystkich możliwych topologii stanów końcowych przewidywanych przez szeroką klasę modeli rozszerzających najprostszy sektor BEH współistniała w świadomości społeczności zajmującej się poszukiwaniem materialnego przejawu mechanizmu naruszania symetrii elektrosłabej

John.

(w eksperymentach działających przy LEP) z dominującym wysiłkiem poszukiwania standardowego bozonu Higgsa oraz bozonów Higgsa przewidywanych przez minimalne supersymetryczne rozszerzenie Modelu Standardowego MSSM (ang. *Minimal Supersymmetric Standard Model*).

Najbardziej interesującym aspektem tego podejścia była możliwość odkrycia bozonów Higgsa o masach niższych od mas wykluczanych w ramach Modelu Standardowego lub w ramach MSSM. Tematyka ta została pojęta przeze mnie w 1996 roku, we współpracy z teoretykami z Uniwersytetu Warszawskiego. W analizy, prowadzone w ramach Warszawskiej Grupy Eksperymentu DELPHI, stopniowo właczali się magistranci [48–50], a dwoje z nich kontynuowało tę tematykę w ramach studiów doktoranckich  $[51, 52]^5$ , tworząc w ten sposób grupę badawczą działającą przez kilka lat pod moim kierownictwem. Oprócz roboczych prezentacji na zebraniach podgrupy zespołu badawczego DELPHI zajmującej się poszukiwaniem bozonów Higgsa, wyniki tych analiz były prezentowane, tak przeze mnie  $[53-55]^6$ , jak i przez członków mojego zespołu, na międzynarodowych konferencjach lub stanowiły wkład eksperymentu DELPHI w odbywające się co dwa lata konferencje EPS HEP [8,56,57]. Ostatnia z tych not, podobnie jak poprzednie – przygotowana prawie wyłącznie przez kierowany przez mnie zespół, stała się publikacją eksperymentu DELPHI [9], oraz stanowiła jeden z wkładów do ostatniej zbiorczej publikacji eksperymentów LEP na temat poszukiwań bozonu Higgsa [58] oraz ostatniej publikacji eksperymentu DELPHI na ten temat [59]. Ogółem sama publikacja [9] ma ponad 50 cytowań (według bazy danych inspirehep.net).

Najprostszym rozszerzeniem sektora BEH Modelu Standardowego jest tzw. model dwudubletowy (2HDM). Sposób sprzęgania się fermionów do dubletów wyróżnia kilka odmian tego modelu. W pracy [8,9] pod uwagę został wzięty tzw. model 2HDM typu II, w którym dolne kwarki i naładowane leptony sprzęgają się do jednego dubletu, a kwarki górne do drugiego. Wariant tego modelu, z narzuconymi przez supersymetrię dodatkowymi więzami, jest wbudowany w MSSM. Wybór ogólnego modelu 2HDM (II) był dodatkowo motywowany pracą [60] wykazującą jego zgodność z precyzyjnymi pomiarami nawet w obecności lekkich neutralnych skalarnych lub pseudoskalarnych cząstek Higgsa.

W każdym (zachowującym parzystość kombinowaną CP) modelu 2HDM występują dwa neutralne CP-parzyste bozony h i H, CP-nieparzysty neutralny bozon A oraz para elektrycznie naładowanych bozonów H<sup>+</sup> i H<sup>-</sup>. Zachowująca CP wersja modelu 2HDM (II) ma 6 wolnych parametrów, za które można przyjąć cztery masy bozonów, stosunek wartości próżniowych dubletu sprzęgającego się do kwarków dolnych (i naładowanych leptonów)  $v_2$  i dubletu sprzęgającego się do kwarków górnych  $v_1$  oznaczany jako tan  $\beta = v_2/v_1$  oraz kąt mieszania  $\alpha$  neutralnych CP-parzystych skalarów h i H.

Produkcja neutralnych skalarów z modelu 2HDM (II) w LEP jest możliwa na trzy sposoby (zakładając, że H jest zbyt masywny, żeby mógł być wyprodukowany)

Bolw.

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup>Doktorat [52] był podzielony na dwie części. W pierwszej zaprezentowane zostały poszukiwania bozonów Higgsa z modeli rozszerzonych za pomocą danych eksperymentu DELPHI, a w drugiej przedstawiona została pierwsza analiza podejmująca problem wyznaczenia liczb kwantowych bozonu Higgsa za pomocą detektora CMS.

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup>Referat [55] podsumowywał wyniki uzyskane przez wszystkie zespoły badawcze działające przy LEP.



Rysunek 2: Schematy procesów z rozpadami kaskadowymi bozonów Higgsa. U góry z rozpadem h $\rightarrow$ AA, po środku z rozpadem h $\rightarrow$ ZA, a u dołu z rozpadem A $\rightarrow$ Zh.

- proces Bjorkena  $e^+e^- \rightarrow \mathbf{Z}^{(*)} \rightarrow \mathbf{Z}^{(*)}\mathbf{h}$ ,
- produkcja par  $e^+e^- \rightarrow \mathbf{Z}^{(*)} \rightarrow \mathbf{Ah}$ ,
- proces Yukawy  $e^+e^- \rightarrow Z^{(*)} \rightarrow hf\bar{f} \text{ oraz } e^+e^- \rightarrow Z^{(*)} \rightarrow Af\bar{f}.$

Przekroje czynne pierwszych dwóch procesów są proporcjonalne do, odpowiednio,  $\sin^2(\beta - \alpha)$  oraz  $\cos^2(\beta - \alpha)$ . Brak obserwacji procesu Bjorkena, który był używany do ustanawiania limitów na masę standardowego bozonu Higgsa, daje ograniczenie na wartość  $\sin^2(\beta - \alpha)$  w ramach 2HDM (II), ale nie prowadzi do bezwzględnego ograniczenia masy skalarów. Mieszanie neutralnych CP-parzystych stanów może doprowadzić do praktycznej eliminacji procesu Bjorkena (bardzo małego przekroju czynnego). W kompilacji wyników doświadczalnych [60] pokazano, że jeżeli  $\sin^2(\beta - \alpha) < 0.01$ , to arbitralnie lekki bozon h nie był wykluczony. Jeżeli chodzi o proces Yukawy, to nie miał on praktycznego znaczenia dla Modelu Standardowego, natomiast w modelu 2HDM (II) jego przekrój czynny mógł być istotnie zwiększony.

Dodatkowo, w zależności od hierarchii mas, możliwych jest pięć dodatkowych kanałów produkcji i rozpadu.

- 1. Jeżeli  $m_{\rm h} > 2 \cdot m_{\rm A}$  to otwarte są kanały:
  - (a)  $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Ah \rightarrow AAA$  oraz
  - (b)  $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Zh \rightarrow ZAA$

- 2. Jeżeli $m_{\rm h} > m_{\rm Z} + m_{\rm A}$  to otwarte są kanały:
  - (a)  $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Ah \rightarrow AZA$  oraz
  - (b)  $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow Zh \rightarrow ZZA$
- 3. Natomiast jeżeli $m_{\rm A} > m_{\rm Z} + m_{\rm h}$  to otwarty jest kanał
  - (a)  $e^+e^- \rightarrow Z^{0*} \rightarrow hA \rightarrow hZh$

Procesy te są pokazane schematycznie na rysunku 2. Warto zauważyć, że, jeżeli są otwarte, to mogą (w zależności od wartości parametrów  $\alpha$  i  $\beta$ ) być dominujące.

Analiza [8,9] została ograniczona do dominujących (dla tan $\beta > 1$ ) rozpadów lżejszego bozonu Higgsa na pary b<br/>b i  $\tau^+\tau^-$  oraz do hadronowych rozpadów bozonu Z.

Choć optymalizacja selekcji omawianej analizy została przeprowadzona z wykorzystaniem modelu 2HDM (II), to wyniki zostały podane w sposób maksymalnie niezależny od konkretnej realizacji modelu. Warte podkreślenia jest to, że rozbudowanie sektora BEH poza dwa skalarne dublety nie zwiększa liczby stanów końcowych. Dlatego, wobec braku znalezienia statystycznie istotnego sygnału wykraczającego poza przewidywania Modelu Standardowego, wybrano podejście polegające na podaniu ograniczeń na iloczyn odpowiedniego przekrój czynnego i stosunku rozgałęzienia dla każdego analizowanego procesu (każdej topologii końcowej) w funkcji masy poszukiwanego bozonu Higgsa.

Uzyskane wyniki można podzielić na trzy grupy: dotyczące produkcji w procesie Yukawy, dotyczące produkcji za pomocą procesu Bjorkena i produkcji par z bezpośrednim rozpadem poszukiwanych cząstek Higgsa na fermiony (kwarki b lub leptony tau) oraz analogicznych procesów z kaskadowym rozpadem cięższego bozonu Higgsa na parę lżejszych bozonów. Szczegółowe wyniki zostały opublikowane w postaci tabel podających wartości wykluczonych tzw. modyfikatorów sygnałów, dla każdej z rozpatrywanych topologii stanów końcowych oraz dla poszczególnych kombinacji mas bozonów h i A ([8,9] dodatek B). Wyniki te zostały dokładniej omówione w monografii.

Podsumowując można podkreślić, że omawiana analiza była oryginalna pod kilkoma względami. Po raz pierwszy opublikowano wyniki eksperymentu DELPHI, jeżeli chodzi o proces Yukawy. Również po raz pierwszy, podjęto próbę znalezienia sygnału w topologiach związanych z rozpadami kaskadowymi bozonów Higgsa. W tym celu opracowana została specjalna metoda odróżniania od tła przypadków z wieloma dżetami inicjowanymi przez kwarki piękne. Ostatnim elementem, z jednej strony oryginalnym, ale z drugiej strony stającym się właśnie wtedy podejściem standardowym w publikacjach wykorzystujących dane LEP do poszukiwań oraz ograniczania sektora BEH, było zastosowanie opisu maksymalnie niezależnego od modelu, umożliwiającego efektywne używanie analizy do rozpatrywania innych modeli teoretycznych.

Komplementarne do właśnie omówionej analizy były cztery dodatkowe analizy eksperymentu DELPHI, które, razem z nią, zostały opublikowane na przełomie lat 2003/2004, a wobec nieznalezienia statystycznie istotnego sygnału, zawierają komplet jak najbardziej niezależnych od modeli teoretycznych ograniczeń dotyczących sektora BEH uzyskanych na podstawie danych zebranych przez DELPHI. Są to (omówione w monografii) publikacje dotyczące następujących tematów.

Ball



- Poszukiwania w kanałach hadronowych bez zwracania uwagi na typ kwarków [61].
- Poszukiwania w kanałach fotonowych [62].
- Poszukiwanie naładowanych bozonów Higgsa [63].
- Poszukiwanie neutralnego bozonu Higgsa rozpadającego się na nieobserwowane cząstki [64].

Ostateczna analiza eksperymentu DELPHI, jeżeli chodzi o interpretację poszukiwań bozonów Higgsa w ramach modeli supersymetrycznych ukazała się na początku 2008 roku [59]. W pracy tej zinterpretowano 45 wcześniej opublikowanych analiz dotyczących różnych kanałów produkcji i rozpadu cząstki Higgsa, w tym siedem analiz-kanałów z publikacji [8,9].

Wcześniej ukazała się praca na ten temat opracowana na podstawie publikacji wszystkich czterech eksperymentów działających przy LEP [58] (również z wykorzystaniem [8,9]).

Sektor BEH zaimplementowany w MSSM jest odmianą modelu 2HDM (II) z ograniczeniami wynikającymi z supersymetri. Te ograniczenia powodują, że można ten sektor opisać (przy założeniu braku łamania symetrii CP) za pomocą dwóch parametrów (oprócz parametrów odpowiadających za łamanie supersymetrii), za które (na skali elektrosłabej) można przyjąć np. masę jednego z pięciu bozonów Higgsa (mas do wyboru jest cztery bo masy obu naładowanych bozonów Higgsa są takie same) oraz tan  $\beta$ .

Jednym z punktów odniesienia (ang. benchmark point) jest scenariusz nazywany  $m_{\rm h}$ -max, w którym, jak sama nazwa wskazuje, masa najlżejszego CP-parzystego bozonu Higgsa h jest maksymalizowana. Ograniczenia dla tego punktu odniesienia, wynikające ze wspólnej analizy przeprowadzonej przez wszystkie cztery eksperymenty działające przy LEP [58], są pokazane na rysunku 3. Wynika z nich, że masa bozonu h powinna zawierać się w wąskim zakresie 115-130 GeV/ $c^2$  (o ile masa bozonu A nie jest poniżej 120 GeV/ $c^2$ ), czyli dokładnie tam, gdzie bozon Higgsa został znaleziony przez zespoły badawcze ATLAS i CMS.

# 4.2.3 Odkrycie nowej cząstki w ramach poszukiwania bozonu Higgsa przewidywanego przez Model Standardowy

Odkrycie tej cząstki zostało ogłoszone w tym samym czasie przez zespoły badawcze obu uniwersalnych detektorów LHC: ATLAS [65] i CMS [66] w lipcu 2012 roku [14, 15]. Program poszukiwania samego bozonu Higgsa, weryfikacji jego natury oraz poszukiwania efektów z nim zawiązanych, a wykraczających poza Model Standardowy, jest bardzo rozbudowany. Zespoły badawcze ATLAS i CMS opublikowały, od początku 2012 roku, czyli od zakończenia zbierania danych przy  $\sqrt{s} = 7$  TeV w 2011 roku, kilkadziesiąt prac na ten temat.

Omówienie przedstawione w monografii opiera się na wstępnych wynikach [67–86] analizy około 25/fb danych, zebranych przez każdy z eksperymentów ATLAS i CMS w latach 2011 i 2012, przy energii zderzeń proton-proton  $\sqrt{s} = 7$  i 8 TeV. Te wstępne wyniki zostały przygotowane na konferencje *Rencontres de Moriond 2013* (które to konferencje odbyły się w marcu 2013; późniejsze publikacje – maj 2013 i późniejsze – nie są już uwzględnione).

Poziom tła w zderzaczach hadronowych jest zdecydowanie wyższy niż w omawianej poprzednio sytuacji zderzacza elektron-pozyton LEP. Jednak przekroje czynne na produkcję bozonu Higgsa są na tyle wysokie, że poszukiwania można było prowadzić głównie w kanałach o odpowiednio dużym oczekiwanym stosunku sygnału do tła.

Głównym procesem produkcji bozonu Higgsa (z Modelu Standardowego) w LHC, jest fuzja gluonowa [87]. Istotne, choć rząd wielkości mniejsze wkłady, pochodzą od fuzji bozonów wektorowych (VBF, ang. *Vector Boson Fusion*) [88] oraz stowarzyszonej produkcji z bozonami W albo Z [89]. Kanałem o pewnym znaczeniu jest również produkcja z parą kwarków top-antytop [90,91].

Rozpadami bozonu Higgsa, które mają podstawowe znaczenie przy poszukiwaniu tej cząstki w LHC tuż ponad ograniczeniem na jej masę wyznaczonym przez LEP, są: kanał gamma-gamma [74,79] pomimo stosunkowo małego stosunku rozgałęzienia [92] oraz kanał, o jeszcze mniejszym stosunku rozgałęzienia (przy niewielkiej masie bozonu Higgsa), ale o jeszcze lepszej masowej zdolności rozdzielczej i oczekiwanym stosunku sygnału do tła, którym jest rozpad  $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ , na dwie pary naładowanych lekkich leptonów (elektronów lub mionów), zachodzący poprzez pośredni rozpad na dwa neutralne bozony pośredniczące [75,80]. Kluczowe dla tego kanału jest efektywne wyzwalanie, również na leptony o umiarkowanym pędzie poprzecznym, bardzo dobra rekonstrukcja śladów naładowanych, bardzo dobra identyfikacja leptonów, w tym umiejętne stosowanie kryteriów izolacji leptonów (ilustracja wyniku analizy CMS [80] jest pokazana na rysunku 4).

Oprócz tych dwóch kanałów, pozwalających nie tylko na odkrycie bozonu Higgsa, ale również na dość precyzyjny pomiar masy, sygnał został znaleziony w kanałach rozpadu na pary  $W^+W^-$  [71,81],  $\tau^+\tau^-$  [82] oraz bb [93], w których precyzyjny pomiar masy nie jest możliwy.

Odkrycie zostało potwierdzone, na znacznie mniejszym poziomie istotności statystycznej, przez eksperymenty CDF i D0 [94,95], które zakończyły zbieranie danych wraz z zatrzymaniem Tevatronu w 2011 roku. Jeżeli jednak chodzi o wykazywanie, że nowo

John -



Rysunek 4: Ilustracja analizy  $H \to ZZ^* \to 4\ell$  eksperymentu CMS [80]. Po lewej stronie pokazany jest rozkład masy dwóch par lekkich leptonów (czarne punkty), wraz z przewidywanym poziomem tła (niebieski/zielony histogram) oraz przewidywany sygnał dla masy bozonu Higgsa 126 GeV/ $c^2$  (czerwony histogram). Po prawej stronie pokazana jest wartość prawdopodobieństwa testowego, w zależności od testowanej masy. Linie czerwone odpowiadają danym z roku 2011, linie niebieskie danym z roku 2012, a linie czarne połączonej analizie. Liniami ciągłymi pokazane jest prawdopodobieństwo testowe (prawdopodobieństwo fluktuacji samego tła bez obecności sygnału), a przerywanymi, oczekiwana wartość minimum tego prawdopodobieństwa dla danej masy.

odkryta cząstka sprzęga się do kwarków pięknych, to wynik eksperymentu CDF [96] jest, jak dotąd, najlepszy  $(2.7 \sigma)$ , a eksperymentu D0 [97] porównywalny do wyniku LHC.

#### 4.2.4 Badanie własności nowej cząstki

Badanie to zostało przeprowadzone przez zespoły badawcze ATLAS [68,73] i CMS [82] w pięciu kanałach rozpadu, odpowiednio na pary  $ZZ^*(\rightarrow 4\ell)$ ,  $\gamma\gamma$ ,  $W^+W^-$ ,  $\tau^+\tau^-$  oraz bb.

Dwa pierwsze kanały pozwalają na dokładne wyznaczenie masy nowej cząstki. Aktualny (po Moriond 2013) wynik to  $m_{\rm H} = 125.5 \pm 0.2 \; ({\rm stat})^{+0.5}_{-0.6} \; ({\rm syst}) \, {\rm GeV}/c^2$ , w przypadku eksperymentu ATLAS oraz  $m_{\rm H} = 125.7 \pm 0.3 \; ({\rm stat}) \pm 0.3 \; ({\rm syst}) \, {\rm GeV}/c^2$ , w przypadku eksperymentu CMS.

Wyznaczono modyfikatory siły sygnałów  $\mu = \sigma/\sigma_{\rm SM}$  w poszczególnych kanałach, w stosunku do przewidywań Modelu Standardowego, dla wyznaczonej przez każdy z eksperymentów masy. Wyniki przedstawione są w sposób graficzny na rysunku 5. Są one zgodne, w granicach swoich niepewności, z przewidywaniami Modelu Standardowego. Sumaryczne modyfikatory siły sygnału, dla wyznaczonych mas, zostały określone na  $1.30 \pm 0.13$  (stat)  $\pm 0.14$  (syst) przez ATLAS oraz  $0.80 \pm 0.14$  przez CMS.

Następną bardzo istotną kwestią, wymagającą doświadczalnego sprawdzenia, jest spin i parzystość  $J^P$  nowo odkrytej cząstki<sup>7</sup>. Jeżeli jest to bozon Higgsa to powinien być to

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup>Warto przypomnieć, że pierwsze studium wykonalności pomiaru liczb kwantowych bozonu Higgsa za pomocą detektora CMS zostało przeprowadzone w ramach doktoratu [52], w którym pełniłem rolę opiekuna naukowego. Podstawowe wyniki zostały opublikowane w dokumencie CMS Physics TDR [98].



Rysunek 5: Porównanie wyników pomiaru modyfikatora siły sygnału  $\mu = \sigma/\sigma_{SM}$ , dla różnych kanałów obserwacji bozonu Higgsa, na podstawie wstępnych publikacji eksperymentów CMS [82] oraz ATLAS [68,73].

Pokazane są wartości modyfikatora siły sygnału wraz błędem, dla wyznaczonej w danym eksperymencie masy, dla pięciu kanałów rozpadu oraz wynik sumaryczny (na lewym panelu zaznaczony jako czarna pionowa linia na zielonym pasie).

skalar  $J^P = 0^+$ . Sam fakt sprzęgania się do dwóch fotonów w zasadzie wyklucza cząstkę wektorową (o spinie J = 1). Sprawdzenie spinu i parzystości cząstki X sprowadza się, do porównania rozkładów kątowych produktów rozpadu, z rozkładami oczekiwanymi dla cząstki o określonych spinie i parzystości  $J^P$ . Najlepiej do tego nadaje się kanał rozpadu  $X \to ZZ^* \to \ell_1^+ \ell_1^- \ell_2^+ \ell_2^-$ , gdzie  $\ell_1$  i  $\ell_2$  są lekkimi leptonami, najlepiej różnymi, żeby ograniczyć rozmycie, związane z błędnym łączeniem leptonów w pary. Rozróżnienie można poprawić wykorzystując również kanały  $X \to WW^* \to \ell_1^+ \nu_{\ell_1} \ell_2^- \bar{\nu}_{\ell_2}$  oraz  $X \to \gamma\gamma$ .

Na rysunku 6 (po jego lewej stronie) pokazana jest ilustracja rozróżnienia  $J^P = 0^+$ (kolor pomarańczowy) i  $J^P = 2^+(qq)$  (kolor niebieski). Kolorami pokazane są gęstości prawdopodobieństwa wynikowego (posterior) dla zmiennej losowej będącej (podwojonym) logarytmem naturalnym (wziętym ze znakiem minus) stosunku (profilowanych) funkcji największej wiarygodności  $L_{2^+(qq)}/L_{0^+}$  (literka "m" na rysunku przed "(gg)" oznacza, że rozważany jest tensor z minimalnymi sprzężeniami), uzyskanych na podstawie danych CMS [82], w kanałach ZZ\* i WW\*. Czerwona strzałka pokazuje uzyskany wynik (wartość tej zmiennej losowej). Poziom istotności, na jakim można odrzucić hipotezę  $J^P = 2^+(qq)$  (CL<sub>s</sub>), odpowiada części niebieskiego histogramu znajdującej się na prawo od strzałki i wynosi  $6 \cdot 10^{-3}$  (wobec spodziewanego  $2 \cdot 10^{-3}$ ). Po prawej stronie tego samego rysunku (6), pokazana jest zależność poziomu istotności takiego wykluczenia, uzyskanego przez eksperyment ATLAS [67], na podstawie analizy wszystkich trzech kanałów rozpadu nowo odkrytej cząstki na bozony wektorowe, od ułamka  $f_{q\bar{q}}$  produkcji cząstki X za pomocą anihilacji kwark-antykwark. Rozważany przez CMS tensor  $2^+(gg)$  odpowiada  $f_{q\bar{q}} = 0$ , a  $2^+(q\bar{q})$  odpowiada  $f_{q\bar{q}} = 100\%$ . Na rysunku, linia czarna odpowiada wyznaczonemu poziomowi istotności wykluczenia, a linia niebieska, spodziewanemu. Jak widać wyznaczony poziom istotności przekracza poziom  $3\sigma$ , dla wszystkich wartości  $f_{q\bar{q}}$ .

El



Rysunek 6: Ustalanie spinu i parzystości nowej cząstki.

Po lewej stronie pokazane są gęstości prawdopodobieństwa dla  $J^P = 0^+$  (pomarańczowy) oraz  $J^P = 2^+$  (niebieski) dla stosunku funkcji największych wiarygodności dla obu hipotez (symulacja). Czerwona strzałka wskazuje wynik eksperymentu CMS [82].

Po prawej stronie pokazana jest wartość poziomu istotności testu pozwalającego odrzucić hipotezę  $J^P = 2^+$  na podstawie danych eksperymentu ATLAS [67].

Dokładniejszy opis i interpretacja w tekście.

Podsumowując, pomimo nadal ograniczonej statystycznej istotności wyników, nie widać żadnego powodu do odrzucenia hipotezy  $J^P = 0^+$ , zgodnej z przypisaniem nowo odkrytej cząstce liczb kwantowych takich jak dla bozonu Higgsa.

#### 4.2.5 Podsumowanie poszukiwań bozonów Higgsa

Od czwartego lipca 2012 roku wiadomo o pozytywnym wyniku poszukiwań bozonu Higgsa, przewidywanego przez Model Standardowy, przeprowadzonych przez eksperymenty ATLAS i CMS działające przy LHC. Wynik ten został potwierdzony przez analizę danych zebranych przez eksperymenty CDF i D0, które działały przy Tevatronie. Masa nowo odkrytej cząstki została zmierzona za pomocą analizy pełnego materiału doświadczalnego zebranego przez eksperymenty ATLAS i CMS w latach 2011 i 2012 przy energii w środku masy zderzających się protonów wynoszącej, odpowiednio,  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  i 8 TeV. Aktualna wartość tej masy jest ustalona na  $m_{\rm H} = 125.5 \pm 0.2 \text{ (stat)}^{+0.5}_{-0.6} \text{ (syst) GeV}/c^2$  przez eksperyment ATLAS oraz na  $m_{\rm H} = 125.7 \pm 0.3 \text{ (stat)} \pm 0.3 \text{ (syst) GeV}/c^2$  przez eksperyment CMS. Jej własności zgadzają się z przywidywaniami dotyczącymi bozonu Higgsa z Modelu Standardowego w granicach niepewności wykonanych dotąd pomiarów.

Obserwacja nowej cząstki zgadza się jednocześnie z hipotezą odkrycia jednego z bozonów Higgsa przewidywanych przez liczne rozszerzenia Modelu Standardowego modyfikujące sektor BEH, przewidujących występowanie neutralnej cząstki skalarnej

El

o własnościach bardzo zbliżonych do standardowego bozonu Higgsa. W szczególności może być to najlżejszy neutralny bozon Higgsa przewidywany przez supersymetrię lub skalar z dwudubletowego rozszerzenia Modelu Standardowego (2HDM, zobacz np. [99]).

Należy zdawać sobie sprawę, że w ramach rozszerzeń Modelu Standardowego (np. 2HDM), niewykluczone jest również istnienie skalarów sektora BEH lżejszych niż nowo odkryta cząstka. Ograniczenia takich rozszerzeń nadal, w znacznej mierze, pochodzą z analizy danych eksperymentów przy niższych energiach, przede wszystkim z eksperymentów przy LEP. Ich poprawienie za pomocą danych, które zostały już zebrane lub mają być zebrane przy LHC, będzie bardzo trudne lub wręcz niemożliwe, ze względu na tło uniemożliwiające selekcję przypadków o wystarczającej efektywności (często już na poziomie systemu wyzwalania).

Dlatego wyniki analiz dotyczących sektora BEH, a przeprowadzonych na podstawie danych zebranych przy LEP, nadal pozostają – w znacznej mierze – aktualne.

## 4.3 Wykorzystanie systemu mionowego CMS do poszukiwania nowych cząstek

Podstawową publikacją opisująca działający detektor CMS jest [66]. Jest on zbudowany wokół nadprzewodzącej cewki wytwarzającej w swoim wnętrzu jednorodne pole magnetyczne pole magnetyczne o indukcji 3.8 T oraz niecałe 2 T w żelaznym jarzmie zwrotnym. Osią symetrii detektora jest rura wiązki. Składa się on z pięciu żelaznych kół tworzących tzw. beczkę oraz sześciu żelaznych dysków tworzących dwa tzw. denka. W środkowym kole zamontowana jest nadprzewodząca cewka, do której wsunięte zostały oba kalorymetry beczki oraz detektor śladowy. Kalorymetry w denkach przymocowane są do wewnętrznych dysków. System mionowy zbudowany jest z czterech warstw detektorów gazowych zamontowanych we wszystkich pięciu kołach oraz przymocowanych do dysków. Składa się trzech podsystemów. Komór DT (ang. *Drift Tubes* w beczce, komór CSC (ang. *Cathode Strip Chambers*) w denkach oraz komór RPC (ang. *Resistive Plate Chambers*) zarówno w beczce jak i w denkach. Detektor zawiera jeszcze dodatkowe kalorymetry pokrywające zakres do  $|\eta| < 6.6$ .

Od początku w eksperyment CMS była zaangażowana Warszawska Grupa eksperymentu CMS (WG-CMS), którą tworzą naukowcy z Wydziału Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Narodowego Centrum Badań Jądrowych (wcześniej: Instytutu Problemów Jądrowych im. A. Sołtana) oraz Politechniki Warszawskiej. Zadaniem, którego podjęła się WG-CMS było zaprojektowanie, zbudowanie, uruchomienie, a następnie utrzymywanie w ruchu elektroniki systemu wyzwalania opartego o komory RPC. System ten został nazwany Pattern Comparator Trigger (PACT albo Tryger PAC), ponieważ jego zasadą działania jest porównywanie aktualnych zapaleń w komorach RPC z wcześniej przygotowanymi wzorcami (ang. *patterns*).

Mój udział w tym przedsięwzięciu od początku miał na celu przyczynienie się do poszukiwania nowych cząstek za pomocą jak najbardziej optymalnego i oryginalnego wykorzystania system mionowego detektora CMS.

Bold .

#### 4.3.1 Podsystem wyzwalania PAC oparty o komory RPC

Zastosowane w CMS komory RPC mają podwójną przerwę gazową, oraz jedną płaszczyznę pasków odczytowych umieszczoną pomiędzy obiema przerwami gazowymi. Szerokość pasków jest tak dobrana, żeby w każdej warstwie było ich mniej więcej  $12 \cdot 12 \cdot 8 = 1152$ . W beczce CMS jest sześć warstw RPC. W pierwszych dwóch stacjach mionowych znajdują się one po obu stronach komór DT, a w pozostałych dwóch, tylko przed komorami DT. Umożliwia to rozpoznawanie mionów o małych pędach poprzecznych za pomocą czterech pierwszych komór (w pierwszych dwóch stacjach).

Działający przez pierwszy okres zbierania danych system RPC, głównie ze względów finansowych, został ograniczony do  $|\eta| < 1.6$ a czwarta warstwa komór RPC w denkach w ogóle nie została zbudowana.

Komory RPC mierzą tylko współrzędną  $\phi$ . Dlatego paski w beczce biegną równolegle od osi wiązki, a w denkach radialnie. Pojedyncza komora jest podzielona na dwie albo trzy grupy pasków w kierunku  $\eta$ . Dzięki temu długość pasków nie przekracza 125 cm co daje rozrzut czasowej odpowiedzi komory (ze względu na propagację sygnału wzdłuż paska) nie przekraczający 3 ns. W sumie, w systemie jest około 165 tysięcy pasków. System jest ostatecznie podzielony na 33 wieże  $\eta$ . W każdej wieży jest jest 144 segmentów  $\phi$ wyznaczonych przez grupy ośmiu pasków w tzw. płaszczyźnie referencyjnej. Sygnały z komór są przesyłane do elektroniki trygera za pomocą 1732 linków optycznych i zasilają 396 układów PAC, zgrupowanych po (najwyżej) cztery na pojedynczej płycie trygera, których jest 108 w 12 kratach. Pozytywna odpowiedź trygera wynika z odnalezienia, wśród sygnałów przypisanych do pojedynczego przecięcia wiązek, co najmniej jednego, z wcześniej przygotowanych wzorców. System znajduje co 25 nanosekund do ośmiu kandydatów mionowych, (do czterech w beczce)

W celu zwiększenia efektywności (kosztem zmniejszenia rozdzielczości pędowej) dopuszczane są sekwencje zapaleń, w których (w porównania do wzorca) jest mniej zapaleń. Minimalna ich liczba to trzy, więc w beczce akceptowani są również kandydaci, dla których rejestruje się tylko trzy zapalenia, z sześciu występujących we wzorcu. Częstość akceptacji trygera PAC była utrzymywana na mniej więcej stałym poziomie. W miarę wzrostu chwilowej świetlności LHC dobierano odpowiednie wartości progowe  $p_{\rm T}^{cut}$ . Żeby było to możliwe, system musi się charakteryzować odpowiednio stromymi krzywymi włączeniowymi.

Jakość działania Trygera PAC jest omówiona detalicznie np. w publikacjach [100–102].

Moje zaangażowanie w Tryger PAC było szczególnie istotne na początku mojej współpracy z Warszawską Grupą CMS, co jest udokumentowane szeregiem not eksperymentu CMS [103–111], które stanowiły przyczynek do lub rozwinięcie publikacji [3] (patrz § 4.3.2 autoreferatu), a obecnie koncentruje się na wykorzystaniu Trygera PAC do wykrywania masywnych naładowanych długożyciowych cząstek (patrz § 4.3.4 autoreferatu).

John.

#### 4.3.2 GhostBuster – algorytm usuwania powielających się sygnałów

Jednym z problemów pierwotnej specyfikacji trygera PAC była wysoka częstość detekcji pojedynczych mionów jako par mionów, spowodowana wielokrotnym wykrywaniem tego samego sygnału [112]. Sztuczne sygnały tego typu są często nazywane duchami (ang. *ghosts*). Specjalny algorytm mający za zadanie eliminację takich powielających się sygnałów został przeze mnie opracowany i żartobliwie nazwany GhostBuster [113]. Nazwa się przyjęła i do dziś jest stosowana (w pełnym brzmieniu lub jako skrót GB, który występuje np. na płytach elektroniki trygera PAC).

Mechanizm powstawania duchów w systemie PAC zależy od tego, czy powielenie następuje w kierunku  $\phi$ , czy  $\eta$ . W pierwszym przypadku dotyczy sygnałów pochodzących z jednej komory RPC, w drugim wiąże się z budową tzw. logicznych wież obsługujących poszczególne zakresy  $\eta$ , która wymaga podłączenia sygnału z jednej komory do więcej niż jednego komparatora PAC.

Szczegółowy opis problemu, jego rozwiązania oraz symulacyjnego sprawdzenia działania algorytmu GhostBuster, znajduje się w publicznie dostępnej nocie [103] oraz, niezależnie, w rozdziale 13. Specyfikacji Technicznej Systemu Wyzwalania CMS (Project TriDAS, vol. 1) [3]. Jest to również dość szczegółowo omówione w prezentowanej monografii. Tutaj zostanie podana tylko główna idea oraz przytoczony najważniejszy wynik.

Oba rodzaje duchów ( $\phi$  i  $\eta$ ) są powodowane przede wszystkim przez wykorzystywanie niepełnych wzorców, czyli dopuszczanie braku niektórych ze zrekonstruowanych zapaleń tworzących dany wzorzec.

Końcowy wynik działania zaproponowanego przez mnie rozwiązania jest przedstawiony na rysunku 7. Na obu częściach rysunku pokazane jest porównanie częstości akceptacji (ang. *rate*) trygera dwumionowego w zależności od wysokości progu  $p_{\rm T}^{cut}$  na mniejszy z pędów poprzecznych mionów z pary. Porównywana jest częstość akceptacji prawdziwych (ang. *genuine rate*) przypadków dwumionowych (pokazanych za pomocą czerwonych trójkątów po lewej stronie, a po prawej za pomocą niebieskiej ciągłej linii) z akceptacją spowodowaną podwojeniem sygnału jednomionowego (ang. *ghost rate*). Po lewej stronie niebieskie kółka pokazują sytuację bez zastosowania algorytmu GhostBuster, a po prawej czarne kółka sytuację po zastosowaniu tego algorytmu [103]. Oba rysunki są wynikiem pełnej symulacji detektora CMS pakietem CMSIM.

Widać, że dla małych pędów poprzecznych, istotnych z punktu widzenia planowanego programu fizyki b $\bar{b}$  [114], częstość fałszywych akceptacji spada o czynnik około 20, a dla większych pędów poprzecznych o czynnik około 10 i staje się niższa od częstości oczekiwanej dla prawdziwych par mionów.

Ostateczna wersja elektroniki systemu wyzwalania PAC została zbudowana w oparciu o układy FPGA, mieszczące w jednym układzie nie tylko wiele pojedynczych komparatorów ale również odpowiednią część  $\phi$  GhostBuster.

Pozostała część funkcjonalności GhostBuster została zintegrowana z układami sortującymi [109]. Algorytm jest integralną częścią używanego obecnie systemu [66].

Należy podkreślić, że algorytm GhostBuster jest niezbędny do prawidłowego działania dwumionowego modu wyzwalania systemu akwizycji danych CMS. Stanowi przyczynek

(John).



Rysunek 7: Zależność częstości akceptacji (ang. *rate*) trygera dwumionowego PAC, od wartości progowej  $p_{\rm T}^{cut}$  (pędu poprzecznego mionu o mniejszym  $p_{\rm T}$ ), dla prawdziwych (ang. *genuine*) par mionów oraz pojedynczych mionów, rejestrowanych jako podwójne (duchów – ang. *ghosts*).

Po lewej stronie – bez użycia algorytmu GhostBuster: rozkład dla prawdziwych par mionów pokazany jest za pomocą czerwonych trójkątów, a rozkład dla par, w których jeden kandydatów jest duchem – za pomocą niebieskich punktów.

Po prawej stronie – z użyciem algorytmu GhostBuster [103]: rozkład dla przypadków jednomionowych, akceptowanych jako dwumionowe dzięki podwojeniu sygnału (dzięki rejestracji ducha), pokazany jest za pomocą czarnych punktów, natomiast rozkład dla prawdziwych par mionów (ten sam co pokazany na czerwono z lewej strony), jest narysowany niebieską linią.

Należy zwrócić uwagę, że zakresy na skalach pionowych zamieszczonych rysunków są różne. Prezentowane wyniki zostały uzyskane za pomocą pełnej symulacji działania detektora CMS pakietem CMSIM.

do spektakularnych osiągnięć eksperymentu CMS, takich jak odkrycie oraz badanie własności nowej cząstki w kanale cztero-leptonowym [15,82], czy obserwacja poszukiwanego od kilkudziesięciu lat rozpadu  $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$  [115].

#### 4.3.3 Metoda pomiar czasu przelotu za pomocą komór dryfowych

W tej części przedstawiona jest sama idea pomiaru czasu przelotu za pomocą tub dryfowych (DT: ang. *Drift Tubes*), w które wyposażony jest spektrometr mionowy w beczce detektora CMS. Motywacja i ewolucja zaangażowania Warszawskiej Grupy CMS w poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek, między innymi za pomocą tej metody, są skrótowo przedstawione w dalszej części autoreferatu (§ 4.4). Bardziej szczegółowy opis znajduje się w przedstawianej monografii.

Możliwość pomiaru czasu przelotu nie była brana pod uwagę na etapie projektowania detektora CMS [114]. Okazało się jednak, że taki pomiar nie tylko jest wykonalny [116], ale że można go wykorzystać do poszukiwania masywnych naładowanych długożyciowych cząstek [10].

John



Rysunek 8: Schemat przelotu mionu (niebieska strzałka) oraz opóźnionej cząstki (czerwona strzałka) przez jedną super-płaszczyznę DT [116]. Po lewej stronie zrekonstruowane zapalenia (niebieskie krzyżyki) układają się na torze mionu (niebieska strzałka), przychodzącego o czasie. Po prawej stronie zrekonstruowane zapalenia (czerwone krzyżyki), są odsunięte od drutów anodowych (czarne kółka), o różnicę spowodowaną opóźnieniem cząstki.

Spektrometr mionowy musi spełniać dwie funkcje. Umożliwiać skuteczne wyzwalanie systemu akwizycji danych oraz jak najlepiej mierzyć ped poprzeczny mionów. Do tej drugiej funkcji konieczny jest precyzyjny pomiar współrzędnych miejsca przejścia mionu przez aktywne części spektrometru. Oceniono, że wystarczająca jest precyzja rzędu 100 mikrometrów. Stosunkowym tanim sposobem jej uzyskania jest użycie tub dryfowych. W detektorze CMS pojedvncza tuba dryfowa ma prostokatny przekrój poprzeczny o wewnętrznych wymiarach 10 mm×40 mm oraz długość rzędu dwóch i pół metra (tuby mierzące kat azymutalny  $\phi$  sa umieszczone równolegle osi symetrii detektora CMS i wszystkie mają długość odpowiadającą szerokości kół CMS; długości tub mierzących współrzędną z – wzdłuż osi symetrii CMS – zależą od odległości R od tej osi). Z tub takich zbudowane sa tzw. super-płaszczyzny, składające się z czterech warstw tub ułożonych w tzw. cegiełkę (czyli tak jak na obu częściach rysunku 8). W każdej z czterech stacji mionowych (i w każdym z pięciu kół beczki detektora CMS) znajduje się konstrukcja złożoną z dwóch super-płaszczyzn mierzących współrzędną  $\phi$ , a w pierwszych trzech stacjach (licząc od środka) również jednej super-płaszczyzny mierzącej współrzędną z.

W środku każdej tuby jest umieszczony drut anodowy. Elektronika odczytu mierzy czas przyjścia sygnału jonizacyjnego (wywołanego przejściem cząstki naładowanej) do drutu anodowego. Prędkość dryfu jest rzędu 50  $\mu$ m/ns, co, przy dokładności pomiaru czasu rzędu 2 ns, daje oczekiwaną dokładność określenia położenia rzędu 100  $\mu$ m wzdłuż dłuższego boku przekroju poprzecznego Wynika stąd jednak, że maksymalny czas dryfu jest rzędu 400 ns. W takim razie, żeby system działał efektywnie, za każdym razem gdy dane mają być zapisane, zapisywana musi być informacja z (co najmniej) ostatnich 16. przecięć wiązek. Uboczną korzyścią jest brak różnicy w efektywności rejestracji cząstek przychodzących o czasie (wtedy, kiedy oczekiwane są cząstki produkowane w oddziaływaniu proton-proton i poruszające się praktycznie z prędkością światła) oraz tych przychodzących w dowolnym momencie. A ponieważ system mierzy położenie poprzez pomiar czasu, to świetnie nadaje się do pomiaru opóźnień cząstek, a przy założeniu, że mamy do czynienia z masywną długożyciową cząstką naładowaną, jej prędkości  $1/\beta = v/c$ . Z kolei, mając jednoczesny pomiar prędkości i pędu, można wyznaczyć masę takiej cząstki.



Idea pomiaru odwrotności prędkości  $1/\beta$  jest przedstawiona na rysunku 8, pokazującym schematycznie przejście przez pojedynczą super-płaszczyznę cząstki, przychodzącej o czasie (po lewej stronie), oraz cząstki spóźnionej (po prawej stronie). W pierwszym przypadku zrekonstruowane zapalenia (rec-hits: ang. reconstructed hits) układają się na torze cząstki, a w drugim są one odsunięte w kierunku od drutu, o odległość odpowiadającą opóźnieniu cząstki, układając się w sinusoidę. Wyznaczenie wielkości  $\delta_x$ , czyli wyznaczenie, o ile należy dosunąć zapalenia do drutu, żeby uzyskać ułożenie zapaleń na linii prostej, jest równoważne pomiarowi opóźnienia cząstki  $\delta_t$ , a przy przyjęciu założenia, że obserwujemy cząstkę, która jest opóźniona z powodu prędkości istotnie mniejszej od prędkości światła  $\beta < 1$ , estymacie tej prędkości [10, 11, 117].

$$\frac{\delta_x}{v_{\text{drift}}} = \delta_t = t_{(\beta<1)} - t_{(\beta=1)} = \frac{L}{c} \left(\frac{1}{\beta} - 1\right),\tag{1}$$

skąd

$$\frac{1}{\beta} = 1 + \frac{\delta_x}{L} \frac{c}{v_{\rm drift}},\tag{2}$$

gdzie Ljest długością lotu cząstki, <br/>a $v_{\rm drift}$  prędkością dryfu.

Jeżeli opóźniony ślad pochodzi od masywnej naładowanej długożyciowej cząstki, powstałej w oddziaływaniu proton-proton, wtedy jej opóźnienie powinno narastać liniowo z przebytą drogą, a przyczynek do pomiaru odwrotności jej prędkości od pojedynczego zapalenia jest następujący.

$$\left(\frac{1}{\beta}\right)_{ij} = 1 + \frac{c}{v_{\text{drift}}} \frac{(\delta_x)_{ij}}{L_{ij}},\tag{3}$$

gdzie  $L_{ij}$  jest długością lotu cząstki od punktu oddziaływania do zapalenie ij (liczoną z uwzględnieniem krzywizny toru).

Natomiast estymata odwrotności prędkości, z uwzględnieniem wszystkich zapaleń przypisanych do toru cząstki, we wszystkich N stacjach (projekcjach), jest dana następującym wzorem [11].

$$\left\langle \frac{1}{\beta} \right\rangle = \frac{\sum_{j=1}^{N} \frac{n_j - 2}{n_j} \cdot \sum_{i=1}^{n_j} \left(\frac{1}{\beta}\right)_{ij} \omega_{ij}^2}{\sum_{j=1}^{N} \frac{n_j - 2}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \omega_{ij}^2},\tag{4}$$

gdzie  $n_j$  jest liczbą zapaleń w projekcji  $j \in \{1, \ldots, N\}$  oraz można przyjąć, że waga  $\omega_{ij} = 1$  lub (jak uściślono to ostatecznie [117]) jest równa długości lotu  $\omega_{ij} = L_{ij}$ . Zmiana była związana z obserwacją, że opóźnienie narasta liniowo z długością lotu, natomiast dokładność wyznaczenia opóźnienia nie zmienia się. Należy tu również wyjaśnić, że czynniki  $\frac{n_j-2}{n_j}$  odpowiadają stosunkowi liczby stopni swobody dopasowania w danej stacji (projekcji) do liczby zapaleń. Dwa stopnie swobody są odejmowane, bo w każdej stacji wyznaczane są dwa parametry skorygowanego elementu toru. Odchylenie standardowe tak wyznaczonej średniej odwrotności prędkości wynosi:

$$\sigma_{\langle\beta^{-1}\rangle} = \sqrt{\frac{\sum_{j=1}^{N} \frac{n_j - 2}{n_j} \cdot \sum_{i=1}^{n_j} \left\{ \left(\frac{1}{\beta}\right)_{ij} - \left\langle\frac{1}{\beta}\right\rangle \right\}^2 \omega_{ij}^2}{\sum_{j=1}^{N} \frac{n_j - 2}{n_j} \sum_{i=1}^{n_j} \omega_{ij}^2}}$$
(5)

Opisana metoda została użyta we wszystkich publikacjach na temat poszukiwania masywnych długożyciowych naładowanych cząstek, w których wykorzystywano pomiar opóźnienia w systemie mionowym [13, 118].

#### 4.3.4 Wariant działania komparatora PAC wrażliwy na opóźnione cząstki

Zderzacz LHC oraz wszystkie pracujące przy nim detektory, zostały zaprojektowane do działania z odstępem 25 ns, między kolejnymi zderzeniami wiązek protonów. Dotychczas jednak, za optymalny był uznawany mod pracy z podwójną przerwą. Pozwoliło to na modyfikację algorytmów podsystemu wyzwalania PAC, opartego o komory RPC, pozwalającej na wyzwalanie systemu akwizycji danych (DAQ, ang. *data aquisition*) za pomocą detekcji cząstki częściowo rejestrowanej w następnym nominalnym przecięciu wiązek.

Schemat ideowy tej modyfikacji jest pokazany na rysunku 9. Kolejne (wybrane) warstwy detektora, coraz bardziej odległe od punktu oddziaływania, są pokazane jedna nad drugą, a z lewa na prawo umieszczone są kolejne chwile, odmierzane oknami czasowymi odpowiadającymi nominalnym przecięciom wiązek (BX, ang. *Bunch Crossing*).

Sytuacja w punkcie oddziaływania jest pokazana za pomocą serii kwadratów. W co drugim kwadracie jest napis "BPTX bit" oznaczający, że w co drugim nominalnym przecięciu wiązek zderzają się przeciwbieżne paczki protonów, których nadlatywanie jest wykrywane (z dokładnością rzędu 50 ps), przez położone w odległości 175. metrów od detektora CMS (po obu jego stronach) detektory BPTX (ang. *Beam Pick-up and Timing for Experiments*), a informacja przekazywana do końcowego stopnia systemu wyzwalania CMS nazywanego HLT (ang. *High Level Trigger*).

Kolejną warstwą detektora, umieszczoną na schemacie, jest detektor śladowy (ang. *tracker*). Następnie pokazane są dwie warstwy RPC: pierwsza i ostatnia. Każda z tych warstw jest reprezentowana przez dwie poziome linie. Dolna odpowiada informacjom zarejestrowanym przez system (ang. *hit in the RPC layer*), a górna informacjom przekazanym do komparatora PAC (ang. *bit in the PAC*).

Na całym rysunku, znaczek czerwonej błyskawicy, oznacza rejestrację przejścia cząstki naładowanej, przez daną warstwę detektora, w oknie czasowym wynikającym z synchronizacji detektora, dostrojonej do rejestracji cząstek pochodzących z oddziaływania proton-proton i poruszających się z prędkością światła. Zielone owale pokazują, które informacje (przypisane do których przecięć wiązek), zostaną zapisane przez system akwizycji danych (DAQ) wtedy, gdy tryger końcowego stopnia (HLT), podejmie akceptującą decyzję (symbolizowaną przez żółtą strzałkę biegnącą przez całą kolumnę odpowiadającą danemu przecięciu wiązek). Natomiast niebieskie kwadraty symbolizują informację przekazaną do komparatora PAC. Jak widać każdy zarejestrowany sygnał w RPC (czerwona błyskawica) generuje niebieski kwadrat (bit), w tym oraz poprzednim przecięciu wiązek. To jest właśnie modyfikacja algorytmu, która umożliwia wyzwalanie za pomocą opóźnionych cząstek. Komparator PAC sprawdza koincydencję bitów w każdym kolejnym przecięciu wiązek, a jak ją znajdzie, to informuje o tym tryger końcowego stopnia (HLT) wystawiając sygnał L1 (ang. Level 1 trigger accept), który na schemacie jest symbolizowany przez niebieską pionową strzałkę.

John.



Rysunek 9: Schemat działania trygera PAC w wersji akceptującej opóźnione cząstki [12], aktywnej w od maja 2011 roku, wykorzystanej w analizach [13,118].

Opis w tekście (§ 4.3.4 autoreferatu).

Na rysunku pokazana jest sytuacja dla trzech cząstek: zwykłego mionu pochodzącego z oddziaływania proton-proton (z lewej strony – *muon*); hipotetycznej masywnej cząstki naładowanej wyprodukowanej w takim oddziaływaniu, dla której opóźnienie narasta w stosunku do mionu, ze względu na prędkość istotnie mniejszą od prędkości światła (po środku – HSCP od ang. *Heavy Stable Charged Particle*); oraz mionu kosmicznego (poruszającego się od środka detektora na zewnątrz – *late cosmic*) przechodzącego w pobliżu środka detektora w oknie czasowym nominalnego przecięcia, w którym paczki protonów nie zderzają się.

Widać, że mion z oddziaływania proton-proton oraz mion kosmiczny mogą zostawić taką samą sekwencję sygnałów. Sygnał L1 jest wystawiany przez komparator w dwóch kolejnych oknach czasowych. Jednak sygnał L1, który nie jest w koincydencji z sygnałem BPTX jest pomijany. Natomiast jeżeli jest w koincydencji, to skutkuje wystawieniem sygnału trygera HLT, który powoduje zapisanie przypisanej do danego przecięcia wiązek informacji (zaznaczonej na schemacie na zielono). Dla mionu zapisywane są wszystkie informacje (czerwone błyskawice są na zielonym tle), natomiast dla mionu kosmicznego, przychodzącego po czasie, informacja z detektora śladowego nie jest zapisywana (bo jest w niewłaściwym oknie czasowym – czerwona błyskawica nie znajduje się na zielonym polu).

Sytuacja dla masywnej cząstki jest inna. Dla niej opóźnienie narasta wraz z odległością od punktu oddziaływania. Rejestracja przejścia cząstki "przenosi się" do następnego okna czasowego dopiero w systemie mionowym. Na rysunku przedstawiona jest sytuacja, w której tylko jeden sygnał L1 jest wystawiany, ale za to we właściwym momencie, pozwalającym na zapisanie informacji z detektora śladowego. Należy zauważyć, że gdyby opóźnienie narastało jeszcze szybciej, tak, że wszystkie zrekonstruowane w systemie mionowym zapalenia wypadłyby w następnym oknie czasowym (czyli tak jak dla pokazanego po prawej mionu kosmicznego), to i tak informacja z detektora śladowego byłaby zapisana (bo opóźnienie w nim nie przekroczyłoby 12.5 ns – detektor śladowy jest mały w porównaniu do systemu mionowego).

John -

Działanie opisanej właśnie modyfikacji komparatora PAC można podsumować w następujący sposób. Dzięki podwojeniu sygnału przesyłanego do komparatora i przesunięciu go do wcześniejszego okna czasowego (technicznie, operacje te są wykonywane przez sam komparator dzięki odpowiedniej modyfikacji oprogramowania wbudowanego – ang. *firmware*) oraz wykorzystania informacji z monitora wiązek BPTX, miony wywołują sygnał trygera HLT tak jak przed modyfikacją, a masywne naładowane cząstki wywołują sygnał trygera HLT również wtedy, gdy są opóźnione (w stosunku do mionu o tym samym pędzie). Opóźnienie to nie może tylko przekroczyć 37.5 ns. Masywne cząstki mogą być odróżnione, od podobnie zachowującego się tła, pochodzącego od mionów kosmicznych, poprzez żądanie (na poziomie końcowego stopnia systemu wyzwalania – HLT) przypisania śladu w detektorze śladowym. Ceną tej modyfikacji jest zmniejszenie o 25 ns zapasu czasu na wypracowanie sygnału L1 trygera pierwszego stopnia przez komparator PAC.

Modyfikacja ta została wprowadzona w maju 2011 roku i pozwoliła na zwiększenie efektywności rejestracji szczególnie powolnych poszukiwanych masywnych cząstek, co zostało wykorzystane w analizach [13,118].

Po obecnie trwającym długim (dwuletnim) wstrzymaniu operacji LHC, zderzacz powinien zacząć działać nie tylko ze zwiększoną energią (13 lub nawet nominalne 14 TeV), ale również z nominalną odległością między paczkami protonów. Spowoduje to konieczność wycofania się z przedstawionego właśnie wariantu działania komparatora PAC.

Warszawska Grupa CMS (w ramach jednego z zadań grantu NCN, którego jestem kierownikiem) zajmuje się opracowaniem i wdrożeniem trygera, wrażliwego na masywne opóźnione cząstki, przystosowanego do modu pracy z nominalnym odstępem czasowym 25 ns między paczkami protonów. Pomysł polega na rozszerzeniu korelacji przestrzennych realizowanych przez PAC na korelacje przestrzenno-czasowe. Odpowiednia modyfikacja oprogramowania wbudowanego została już przygotowana. W tej chwili trwa praca nad wypracowaniem odpowiednich wzorców. W celu zwiększenia zakresu opóźnień cząstek, do których zmodyfikowany komparator będzie mógł przypisać właściwe okno czasowe, rozważane jest przesunięcie okien czasowych dwóch pierwszych warstw systemu RPC tak, żeby miony jeszcze "nie przesypywały się" do wcześniejszego okna, a czastki jak najbardziej opóźnione nadal były rejestrowane w oknie odpowiadającym przecięciu wiazek. Bez przesunięcia tryger mógłby akceptować cząstki opóźnione o nie więcej niż 12.5 ns na poziomie pierwszej stacji mionowej. Natomiast po przesunięciu akceptacja wzrosłaby do około 18. ns. Dla  $|\eta| = 0.5$ , bez żadnej modyfikacji, akceptacja zaczyna spadać dla cząstek o  $\beta < 0.75$ . Po planowanej modyfikacji, ale bez przesunięcia okna, dopiero dla  $\beta < 0.6$ , a dodatkowo po przesunięciu okna, dopiero dla  $\beta < 0.5$ . Należy przy tym pamietać, że identyfikacja masywnych naładowanych cząstek jest tym pewniejsza, im mniejsza jest ich prędkość  $\beta$ (pod warunkiem, że zostaną one zarejestrowane).

#### 4.3.5 Podsumowanie udziału autora w rozwijaniu systemu mionowego CMS

Moim głównym wkładem był udział w projektowaniu podsystemu wyzwalania detektora CMS o akronimie PACT, działającego na podstawie sygnałów rejestrowanych przez

Edu

komory RPC. Wkład ten polegał głównie na opracowaniu systemu o nazwie GhostBuster służącego do redukcji zwielokrotnianych sygnałów oraz udziale w opracowaniu wersji trygera wrażliwego na masywne naładowane długożyciowe cząstki. Ten ostatni aspekt jest dalej rozwijany. Kieruję zespołem pracującym nad opracowaniem optymalizacją i wdrożeniem analogicznego trygera, który będzie mógł pracować w modzie pracy LHC z nominalną przerwą czasową 25 ns między paczkami protonów.

Kolejnym osiągnięciem jest opracowanie metody pomiaru odwrotności prędkości długożyciowych naładowanych masywnych cząstek za pomocą pomiaru opóźnienia w komorach dryfowych zainstalowanych w beczce detektora CMS. Metoda, wymyślona przez mnie i zaimplementowana przez członków zespołu przez mnie kierowanego w kolejnych wersjach systemu informatycznego eksperymentu CMS, jest używana i nadal udoskonalana.

## 4.4 Poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek w eksperymencie CMS

Głównym celem programów badawczych zespołów ATLAS i CMS, używających dwóch uniwersalnych detektorów Wielkiego Zderzacza Hadronów LHC, jest wyjaśnienie mechanizmu łamania symetrii elektrosłabej [98,119–124]. Odkrycie nowej cząstki w trakcie poszukiwania bozonu Higgsa w ramach Modelu Standardowego (§ 4.2.3 autoreferatu) jest kamieniem milowym na tej drodze. Nie jest to jednak jej zwieńczenie tylko wskazówka, której pełną treść dopiero zaczęliśmy poznawać. W opinii większości naukowców zajmujących się fizyką cząstek, Model Standardowy jest tylko niskoenergetycznym przybliżeniem jakiejś głębszej teorii. Dwa najczęściej powtarzające się zarzuty wobec MS, podnoszone jako powód do poszukiwania jego rozszerzeń w kolejnych generacjach akceleratorów, to brak wyjaśnienia małej wartości masy bozonu Higgsa, rzędu masy bozonów pośredniczących, wobec poprawek radiacyjnych rzędu masy Plancka (problem hierarchii [125]) oraz brak kandydata na cząstkę ciemnej materii. Jest formułowanych jeszcze więcej zarzutów, ale nie są one (zazwyczaj) rozwiązywane przez proponowane rozszerzenia.

Problem hierarchii jest trochę natury estetyczno-filozoficznej. Nabrał ostrości, bo odkryliśmy cząstkę wyglądającą na bozon Higgsa, ale z drugiej strony, jak widać, Natura sobie jakoś z tym problemem poradziła. My tylko chcielibyśmy wiedzieć jak. Jedną z możliwych odpowiedzi jest jakaś wersja zasady antropicznej [126,127].

Jeżeli chodzi o ciemną materię to liczba dowodów jej realności z jednej strony, a odmienności od zwykłej materii barionowej (oraz znanych rodzajów neutrin) z drugiej, jest imponująca [128–133]. Brakuje jednak przekonującego dowodu na to, że składa się ona z nieodkrytych dotąd cząstek. Jest to jednak narzucające się rozwiązanie. O cząstkach takich wiadomo tylko, że muszą być neutralne oraz nieoddziałujące silniej niż słabo. Wiadomo również, że nie powinny być zbyt lekkie (relatywistyczne), bo tzw. gorąca ciemna materia nie zgadza się z obserwacjami kosmologicznymi [131–133].

Jedną z najbardziej obiecujących teorii wykraczających poza Model Standardowy jest supersymetria [134–136]. Jest to, niewątpliwie, najlepiej przebadana spośród teorii, o których nie wiadomo, czy są realizowane w Naturze.

John.

Najprostsza wersja supersymetrii, niezawierająca żadnych wstępnych założeń co do związków między jej parametrami, jest nazywana *Minimal Supersymmetric Standard Model* (MSSM) [137]. Ma ona ponad sto wolnych parametrów, wliczając w to parametry obecne w Modelu Standardowym. Supersymetria przewiduje partnera dla każdej cząstki Modelu Standardowego. Partnerami bozonów są fermiony, a fermionów bozony (skalary, po dwa na każdy fermion, oprócz neutrin, jeżeli przyjmiemy, że istnieją tylko neutrina lewochiralne). Supersymetria jest jedynym możliwym rozszerzeniem symetrii Lorentza. Jej wymyślnie można porównać do wymyślenia antymaterii [138]. Sugeruje drogę włączenie grawitacji w pozostałe oddziaływanie, choć realizacja tego włączenia (teoria strun, M-teoria [139]) nie jest jeszcze zrozumiana w zadowalającym stopniu.

Gdyby supersymetria była dokładna symetrią Natury, to obserwowalibyśmy superpartnerów o tych samych masach, co odpowiadające im cząstki MS. Wtedy poprawki radiacyjne do masy bozonów Higgsa (których to bozonów jest przewidywanych pięć, bo sektor BEH MSSM jest taki jak w modelu 2HDM(II)) dokładnie się znoszą, rozwiązując problem hierarchii. Takich cząstek jednak nie obserwujemy, więc supersymetria musi być naruszona. Duża liczba wolnych parametrów MSSM wiąże się właśnie z dopuszczeniem wszystkich możliwości naruszenia supersymetrii. Po naruszeniu supersymetrii superpartnerzy stają się bardziej masywni niż czastki MS. Oczekiwanie, że masa, choć części z nich, jest w zasięgu prowadzonych eksperymentów akceleratorowych, wiąże się właśnie z nadzieją na, częściowe przynajmniej, rozwiązanie problemu hierarchii oraz poprawienia ewentualnych odchyleń precyzyjnych pomiarów elektrosłabych od przewidywań MS. Jest jeszcze jeden argument za niskoenergetyczną supersymetrią. Okazuje sie, że przy jej założeniu, wartości biegnacych stały sprzeżenia trzech oddziaływań Modelu Standardowego mają tę samą wartość na skali GUT, podczas gdy w MS, każde dwie "przecinają się" dla innej energii [140]. Taka unifikacja oddziaływań jest jak najbardziej oczekiwana. Obecna precyzja nie pozwala jednak na upewnienie się, że skala mas cząstek supersymetrycznych, zapewniająca taką unifikację, gwarantuje albo ich odkrycie np. w LHC, albo falsyfikację pomysłu.

Przy rozpatrywaniu fenomenologii modeli supersymetrycznych zakłada się zazwyczaj zachowanie tzw. *R*-parzystości, która, poprzez przypisanie parzystości dodatniej zwykłym cząstkom, a ujemnej ich supersymetrycznym partnerom, likwiduje problem zbyt szybkiego rozpadu protonu. Jednocześnie *R*-parzystość zabrania produkowania się pojedynczych superpartnerów oraz rozpadania się ich wyłącznie na cząstki MS (to właśnie likwiduje problem zbyt szybkiego rozpadu protonu). Dzięki temu, na końcu łańcucha rozpadów produkowanych parami cząstek supersymetrycznych, są najlżejsze takie cząstki nazywane LSP (ang. *the Lightest Supersymmetric Particle*). Cząstka taka jest właśnie znakomitym kandydatem na cząstkę ciemnej materii. Najczęściej rozpatrywaną taką cząstką jest najlżejsze neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$ , czyli najlżejszy z partnerów bozonów pośredniczących i neutralnych cząstek Higgsa. Są jednak inne możliwości, wśród których jedną z najciekawszych jest grawitino, partner grawitonu. Tym, między innymi, zajmujemy w Warszawie w ramach eksperymentu CMS.

Bold

# 4.4.1 Początkowy okres rozwijania tematyki długożyciowych masywnych cząstek w CMS

Główną motywacją podjęcia tematyki długożyciowych masywnych cząstek przez Warszawska Grupę CMS, była możliwość połączenie udziału w poszukiwaniu efektów wykraczających poza Model Standardowy (BSM, ang. Beyond Standard Model), z zaangażowaniem w system mionowy eksperymentu. Pierwszym pomysłem było sprawdzenie możliwości wykorzystania spektroskopu mionowego, do pomiaru czasu przelotu, w celu identyfikacji masywnych naładowanych długożyciowych cząstek. Była to pierwsza tego typu analiza dotycząca eksperymentów przy LHC. Jako motywacja teoretyczna został wybrany model GMSB (ang. Gauge Mediated Supersymmetry) Breaking), w którym możliwe sygnatury są zdeterminowane poprzez rodzaj prawie najlżejszego supersymetrycznego partnera cząstek Modelu Standardowego (NLSP, ang. the Next to Lightest Supersymmetric Particle). W modelu tym, do opisania spektrum czastek supersymetrycznych, potrzebnych jest, w zasadzie, tylko sześć parametrów [141–143]. Najbardziej typowymi cząstkami NLSP w tym modelu są najlżejsze neutralino  $\tilde{\chi}_1^0$  albo lżejszy z partnerów leptonu tau  $\tilde{\tau}_1$ . W obydwu przypadkach rozpadają się one na odpowiedniego partnera z Modelu Standardowego i grawitino, które pełni rolę LSP. Czas życia NLSP jest powiązany z masą grawitina (jedno i drugie zależy od tych samych parametrów opisujących łamanie supersymetrii). Możliwe są scenariusze z rozpadami praktycznie natychmiastowymi, w czasie przelotu przez typowy detektor albo już po jego opuszczeniu.

Poszukiwanie nowych cząstek w ramach modeli, w których neutralino lub slepton są prawie najlżejszymi cząstkami supersymetrycznymi (NLSP), wymagają wykorzystania detektora w sposób wykraczający poza podstawowe wymagania, które zostały przed nim postawione w fazie jego projektowania [114]. Właśnie ten aspekt omawianej tematyki został uznany za najbardziej interesujący. Postanowiliśmy sprawdzić, na ile system mionowy eksperymentu CMS jest w stanie identyfikować masywne naładowane długożyciowe cząstki oraz czy może być użyty do wykrywania późnych rozpadów masywnych cząstek nienaładowanych na foton oraz cząstkę nieobserwowalną. Analiza ta została zaprezentowana [116] na pierwszej konferencji cyklu *From Planck scale to electroweak scale* w Kazimierzu (1998), a następnie rozwinięta i opisana [10], jako wkład eksperymentu CMS w konferencję EPS-HEP w Tampere (Finlandia, 1999). Podsumowanie prac eksperymentów ATLAS i CMS dotyczących tej tematyki zreferowałem [144] następnie na konferencji *Higgs & Supersymmetry*, która odbyła się w 2001 roku w Orsay we Francji. Te wstępne badania są bardziej szczegółowo opisane w przedstawianej monografii.

Kolejny etap zaangażowania Warszawskiej Grupy Eksperymentu CMS w przygotowania, do poszukiwanie długożyciowych cząstek, rozpoczął się wraz z zakończeniem przechodzenia zespołu CMS z systemu symulacji detektora CMSIM, opartego o FORTRAN 77 i GEANT 3 [145] na obiektowo zorientowany pakiet OSCAR-ORCA napisany w języku C++ bazujący na GEANT 4 [146,147]. Okres przejściowy trwał kilka lat, wstrzymując możliwość pełnej symulacji odpowiedzi detektora, niezbędnej do wiarygodnej oceny możliwości wykorzystania CMS, do poszukiwania sygnatur, wykraczających poza ramy projektowe. Od strony fenomenologicznej, ponownie,

Solvi



Rysunek 10: Ilustracja wyników studium wykonalności poszukiwania neutralina (GMSB SPS8 z  $\Lambda$ =140 TeV), rozpadającego się w detektorze CMS na foton i grawitino [11, 150].

Po lewej stronie pokazana jest zależność scałkowanej świetlności niezbędnej do odkrycia na poziomie 5 $\sigma$ , w zależności od długości rozpadu c $\tau$  neutralina. Efekty uwzględnienia selekcji niecelujących fotonów (ang. *non-pointing photons*) są pokazane za pomocą czarnych trójkątów, pozostałych fotonów za pomocą błękitnych kółek, a łącznie dla obu tych rozłącznych selekcji za pomocą czerwonych gwiazdek.

Po prawej stronie pokazana jest zależność średniej wartości asymetrii  $\langle \Delta \rangle$  od długości rozpadu neutralina c $\tau$ . Poziome linie pokazują zakres wartości  $\langle \Delta \rangle$  dla tła.

wykorzystany został model GMSB, a konkretnie dwie linie, uzyskane poprzez dopuszczenie zakresu wartości parametru  $\Lambda$  (ustalającego skalę mas cząstek supersymetrycznych w modelu GMSB), dla punktów SPS 8 oraz SPS 7 zaproponowanych [148], jako punkty charakterystyczne modelu GMSB, dla pierwszego okresu działania LHC.

Wnioskiem, z wcześniejszej modelowej analizy [10], była konstatacja możliwości oparcia się wyłącznie na kalorymetrze elektromagnetycznym ECAL, przy poszukiwaniu neutralina rozpadającego się na foton i grawitino. W międzyczasie zbadana została dokładność kalorymetru ECAL, jeżeli chodzi o wyznaczanie kierunku fotonu [149].

W analizie [11], zoptymalizowano estymatę stopnia niecelowania fotonu do punktu oddziaływania pod kątem detekcji fotonów pochodzących z rozpadu neutralina.

Główną zaproponowaną przez nas zmienną rozróżniającą była asymetria  $\Delta$  szerokości rejestrowanego w grupie kryształów ECAL rozkładu energii wzdłuż kierunków wyznaczanych osi głównych tych rozkładów.

Główne wyniki omawianej analizy, z pełną symulacją spodziewanego tła oraz oceną istotności efektów systematycznych, są (jakościowo) przedstawione na rysunku 10.

Po lewej stronie przedstawiona jest zależność scałkowanej świetlności (zarejestrowanej przez CMS) niezbędnej do odkrycia, na poziomie  $5\sigma$ , w zależności od długości rozpadu c $\tau$  neutralina (o masie  $192 \,\text{GeV}/c^2$  oraz całkowitym przekroju czynnym na produkcję przypadków supersymetrycznych: 450 fb – model GMSB SPS 8 z  $\Lambda$ =140 TeV).

Pokazane są dwie selekcje końcowe. Za pomocą błękitnych kółek – selekcja fotonów nie wykazujących sygnatury niecelowania do punktu oddziaływania, a za pomocą czarnych trójkątów – selekcja wybierające fotony niecelujące. Z użyciem czerwonych gwiazdek

Film



Rysunek 11: Rozkłady estymaty masy stau uzyskane poprzez przeprowadzenie 1000 sztucznych eksperymentów odpowiadających scałkowanej świetlności 0.5/fb dla masy stau  $152 \text{ GeV}/c^2$  (po lewej) oraz 4/fb dla 243  $\text{GeV}/c^2$  (po prawej) [11].

przedstawiony jest efekt uwzględnienia obu (rozłącznych) selekcji. Jak widać cecha niecelowania ma decydujące znaczenie dla  $c\tau > 50 \,\mathrm{cm}$  (począwszy od punktu  $c\tau = 25 \,\mathrm{cm}$ , skala pozioma jest logarytmiczna).

Po prawej stronie rysunku 10, za pomocą niebieskich symboli (kółek z zaznaczoną niepewnością), pokazana jest przybliżona liniowa zależność średniej wartości asymetrii  $\langle \Delta \rangle$  (dla selekcji wybierającej niecelujące fotony) od logarytmu długości rozpadu neutralina  $c\tau$  (skala pozioma jest logarytmiczna). Poziome linie pokazują zakres wartości  $\langle \Delta \rangle$  dla tła. Przecięcie czarnych prostych około,  $c\tau = 3 \text{ cm}$ , pokazuje, że czas życia neutralina może być wyznaczony, opisywaną w nocie [11] metodą, począwszy od długości rozpadu  $c\tau$ , rzędu centymetrów.

W drugiej części analizy [11] zbadaliśmy możliwość detekcji długożyciowych sleptonów. Do pełnej symulacji wariantu modelu GMSB ze stau NLSP zostały wybrane dwa punkty z linii SPS 7, dla parametru skali  $\Lambda = 50(80)$  TeV. Odpowiadająca im masa stau była równa  $m_{\tilde{\tau}} = 152(243)$  GeV/ $c^2$ . Wybór był podyktowany ograniczeniami uzyskanymi w zderzaczach LEP [151–154] HERA [155] oraz uzyskanymi i spodziewanymi w Tevatronie [156]. Przyjęto, że stau są stabilne z punktu widzenia detektora. Dla obu punktów dominującym kanałem produkcji stau, jest rozpad kaskadowy cięższych cząstek supersymetrycznych.

Selekcja polegała ona na wyborze przypadków zapisanych dzięki zadziałaniu mionowego systemu wyzwalania, zawierających parę mionów o dużych pędach poprzecznych (stau są również identyfikowane jako miony), oraz cechujących się dużą efektywną masą poprzeczną całego przypadku  $M_{\rm eff}$ . Oprócz tego, od kandydata na stau, było wymagane, żeby był dobrze zrekonstruowany zarówno w detektorze śladowym, jak i w detektorze mionowym. Ograniczono się tylko do kandydatów rejestrowanych przez część centralną spektrometru mionowego wyposażoną w tuby dryfowe DT. Dla tych kandydatów wyznaczana była ich prędkość  $1/\beta$  (metodą opisaną w § 4.3.3 autoreferatu).

Istotną częścią pracy było sprawdzenie, z jaką dokładnością można wyznaczyć masę stau. W tym celu przeprowadzono po tysiąc losowań zestawów przypadków odpowiadających zadanej świetlności (dla obu rozpatrywanych zestawów parametrów modelu). Z użyciem każdego zestawu przeprowadzano dopasowanie metodą największej

Jul

wiarygodności znajdując frakcję sygnału w kilku przedziałach pędu, masę oraz zdolność rozdzielczą pomiaru  $1/\beta$ . Wyniki są przedstawione na rysunku 11. Z lewej strony jest pokazany histogram wyznaczonej wartości masy dla punktu z generowaną masą  $152 \text{ GeV}/c^2$  (dla scałkowanej świetlności 0.5/fb), a z prawej histogram z generowaną masą  $243 \text{ GeV}/c^2$  (dla 4/fb). Na rysunku podana jest wartość średnia danego rozkładu, jego odchylenie standardowe (RMS) oraz uśrednioną niepewność wyznaczenia masy (av. err.). Niepewność ta jest podawana każdorazowo przez program dopasowujący MINUIT [157]. Jak widać, rozrzut (RMS) obu rozkładów, odpowiada dokładności szacowanej przez MINUIT (rozrzut istotnie mniejszy od uśrednionej dokładności świadczyłby o zbyt małej liczbie przypadków użytych do tworzenia zestawów). Ostatecznie ustalono, że wyznaczona masa wynosiłaby (w jednostkach GeV/c<sup>2</sup>), odpowiednio,  $152.3 \pm 1.6$  (stat)  $\pm 0.9$  (syst) oraz  $243.2 \pm 3.2$  (stat)  $\pm 1.4$  (syst).

Wyniki analizy [11] zostały przedstawione na konferencji SUSY07 [150], w imieniu eksperymentu CMS, wraz z omówieniem analogicznych analiz (dotyczących tylko przypadku neutralino NLSP), w imieniu eksperymentu ATLAS.

To zaangażowanie w poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek (pod moim kierownictwem) doprowadziło także do powstania jednej pracy magisterskiej [158] oraz obrony dwóch doktoratów [159, 160].

#### 4.4.2 Nowe metody poszukiwania cząstek HSCP przez CMS

W miarę zbliżania się realnego terminu uruchomienia LHC, tematyka poszukiwania naładowanych masywnych długożyciowych cząstek nazywanych HSCPs (ang. *Heavy quasi-Stable Charged Particles*) w opracowaniach CMS albo, przez wielu teoretyków, ChaMPs (ang. *Charged Massive Particles*), stawała się coraz bardziej popularna, zarówno od strony opracowywania modeli przewidujących istnienie różnych rodzajów takich cząstek jak i od strony metod ich detekcji w LHC.

Najistotniejszym nowym aspektem poszukiwania cząstek HSCP w CMS, było wykorzystanie pomiaru specyficznej jonizacji w detektorze śladowym do ich identyfikacji. Detektor śladowy CMS jest w całości zbudowany z płytek krzemowych. Składa się z wewnętrznej części z odczytem mozaikowym (trzy warstwy) oraz zewnętrznej z odczytem paskowym (do kilkunastu warstw zależnie od pseudopospieszności η) [66].

Przejście cząstki naładowanej przez pojedynczą płytkę, na skutek jonizacji (oraz przyłożonego do płytki napięcia), generuje sygnał na najbliższych paskach (lub pikselach). Pomiar wielkości sygnału (ładunku) pozwala na oszacowanie położenia toru cząstki z dokładnością znacznie lepszą niż odległość między elementami aktywnymi sensorów. Jednocześnie umożliwia ocenę specyficznej jonizacji dE/dx, czyli straty energii na jednostkę długości toru w krzemie. Wielkość ta jest opisywana znaną funkcją Bethego-Blocha [161], jednak ze względu na fluktuacje opisywane rozkładem Landau'a (którego nie można traktować jako rozkładu gęstości prawdopodobieństwa ze względu na rozbieżną całkę), poprawne wyznaczenie dE/dx, za pomocą wielu pojedynczych pomiarów (sygnałów z wielu płytek), wymaga użycia procedury równoważnej zastosowaniu systematycznego obcięcia największych wartości pojedynczych pomiarów (lub przypisania największym wartościom odpowiednio niskiej wagi). Okazuje się, że

Bohr.

wiarygodny wynik uzyskuje się za pomocą estymatora:

$$I_{\rm h} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} \frac{1}{c_i^2}},\tag{6}$$

gdzie N jest całkowitą liczbą pomiarów dla pojedynczego śladu, a  $c_i$  jest ładunkiem na jednostkę długości śladu w krzemie dla *i*-tego pomiaru.

Estymator ten pozwala na wyznaczenie masy cząstki m o ile znany jest jej pęd p. W przypadku  $\frac{p}{mc} = \beta \gamma$  w zakresie od około 0.2 do 2, dE/dx zmienia się jak odwrotność kwadratu prędkości, co pozwala na oszacowanie masy z przybliżonego wzoru

$$I_{\rm h} = K \frac{m^2}{p^2} + C,$$
(7)

gdzie parametry  $K = (2.559 \pm 0.001) \,\mathrm{MeV cm^{-1}} \, c^2$  oraz  $C = (2.772 \pm 0.001) \,\mathrm{MeV cm^{-1}}$ są wyznaczane za pomocą protonów o małym pędzie [162]. Powyższy przybliżony wzór (7) odtwarza funkcję Bethego–Blocha z dokładnością lepszą od 1% w zakresie  $0.4 < \beta < 0.9$  [161].

W przypadku poszukiwania pierwszych sygnałów, świadczących o produkcji cząstek HSCP, istotne jest nie tyle wyznaczenie ich masy, co odróżnienie od tła cząstek minimalnie jonizujących. Do tego celu lepiej niż estymator  $I_{\rm h}$ , nadaje się dyskryminator mierzący stopień zgodności serii pomiarów z zależnością opisaną funkcją Bethego–Blocha. W tym celu używana jest zmodyfikowana wersja dyskryminatora Smirnova–Cramera–von Misesa [163, 164]

$$I_{\rm as} = \frac{3}{J} \times \left\{ \frac{1}{12J} + \sum_{i=1}^{J} \left[ P_i \times \left( P_i - \frac{2i-1}{2J} \right)^2 \right] \right\},\tag{8}$$

gdzie J jest liczbą pomiarów dla danego śladu (pomiary w detektorze mozaikowym nie są tu używane), a  $P_i$  jest prawdopodobieństwem rejestracji ładunku równego lub mniejszego niż zarejestrowany w *i*-tym pomiarze. Pomiary są ponumerowane w kolejności rosnącego prawdopodobieństwa  $P_i$ , którego rozkład jest ustalany doświadczalnie.

W ten sposób, do dyspozycji mamy dwa niezależne sposoby odróżniania, przechodzących przez cały detektor cząstek HSCP od mionów. Pomiar specyficznej jonizacji w detektorze śladowym oraz pomiar opóźnienia w systemie mionowym (metoda pomiaru czasu przelotu).

Kolejnym ważnym składnikiem przygotowań, jeżeli chodzi o poszukiwanie cząstek HSCP, było prace nad uwzględnieniem dodatkowych informacji z inny poddetektorów. Naturalnym rozszerzeniem możliwości detektora CMS, było uwzględnienie pozostałych dwóch poddetektorów mionowych w poszukiwaniu cząstek HSCP. Użycie podsystemu PACT działającego na podstawie sygnałów komór o dużej oporności (RPC), do zwiększenia akceptacji systemu wyzwalania, zostało już omówione wcześniej (§ 4.3.4 autoreferatu), natomiast komory CSC (ang: *Cathode Strip Chambers*), użyte w detektorze CMS jako precyzyjne detektory śladowe w denkach (zakres pseudopospieszności do  $|\eta| = 2.4$ ), umożliwiające również wyzwalanie systemu zbierania danych detektora CMS, pozwoliły na zwiększenie geometrycznej akceptacji metody czasu przelotu.

Dolw.

Pojedyncza komora CSC ma kształt wydłużonego trapezu zwróconego krótszą podstawą do osi wiązki. Dwanaście lub dwadzieścia cztery takie komory składają się na pojedynczy dysk. W sumie takich dysków jest po cztery, w każdym z dwóch denek CMS. Pojedyncza komora jest zbudowana z sześciu warstw. Każda warstwa ma przerwę gazową, radialnie ułożone paski (będące katodami odczytowymi – stąd nazwa CSC) służace do pomiaru współrzednej  $\phi$  oraz poprzecznie do pasków ułożone druty anodowe, które również są odczytywane. Obecność sygnału powyżej tła na pojedynczym drucie anodowym jest sprawdzana z efektywną częstością 12.5 ns natomiast czas pojawienia się sygnału na pojedynczym pasku katodowym jest ustalany na podstawie czterech z ośmiu odczytów dokonywanych co 50 ns (do wyznaczenia czasu używane są cztery kolejne począwszy od poprzedzającego odczyt o najwyżej wartości). Typowy ślad mionu (lub poszukiwanej cząstki HSCP) przechodzi przez cztery komory, czyli przez 24 warstwy CSC pozwalając na uzyskanie 48 pomiarów czasu przelotu lub opóźnienia  $t_i$ , względem mionu o dużym pędzie pochodzącym z oddziaływania proton-proton. Wartość odwrotności prędkości  $1/\beta$  wyznacza się jako średnią ważoną pojedynczych pomiarów  $1/\beta_i$ 

$$1/\beta_i = 1 + \frac{t_i \cdot \mathbf{c}}{L_i},\tag{9}$$

gdzie  $L_i$  jest odległością od punktu oddziaływania. Pomiary różniące się o więcej niż trzy odchylenia standardowe od wartości średniej są odrzucane. Przy obliczaniu średniej, wagami są kwadraty ilorazów odległości  $L_i$  i precyzji pomiaru  $(\sigma_t)_i$ .

#### 4.4.3 Wyniki poszukiwania cząstek HSCP przez CMS [13]

Jedną z pierwszych opublikowanych analiz eksperymentu CMS, uwzględniających pełny zestaw danych proton-proton, zebranych w 2012 roku, przy energii 8 TEV (oraz dane zebrane przy energii 7 TeV w 2011 roku), była praca dotycząca poszukiwania masywnych naładowanych długożyciowych cząstek (HSCP) [12, 13]. W publikacji tej połączono w jedną całość pięć różnych sposobów detekcji takich cząstek, o czasach życia pozwalających na opuszczenie detektora przed rozpadem. Użyte metody były wcześniej opisane w szeregu publikacji CMS, opartych na podzbiorach aktualnie (2013) dostępnego zestawu danych [118, 165, 166].

Podobne analizy były publikowane przez konkurencyjny zespół badawczy ATLAS [167–171] oraz przez zespoły działające przy Tevatronie [172–175], a wcześniej przy zderzaczach LEP oraz HERA [151–155].

Omawiana analiza była przeprowadzona w sposób jak najbardziej niezależny od konkretnej postaci modeli przewidujących istnienie cząstek HSCP [176–178] i, tym samym, ogranicza całe spektrum takich modeli. Najistotniejszym rozróżnieniem, mającym daleko idące konsekwencje fenomenologiczne, jest określenie sposobu oddziaływania HSCP. Cząstka taka może nie być lub być naładowana z punktu widzenia oddziaływania silnego. W pierwszym przypadku jest ona nazywana leptono-podobną (ang. *lepton-like*), a w drugim, hadrono-podobną (ang. *hadron-like*). Ograniczenie zostały również znalezione dla lepto-podobnych cząstek HSCP o ładunkach różnych od ładunku elementarnego [179–183].

Gold

Rozpatrywanymi modelowymi cząstkami HSCP oddziałującymi silnie były: skalarny kwark stop [177] (supersymetryczny partner kwarku top, który może mieć wystarczająco długi czas życia w przypadku np. małej różnicy mas w stosunku do neutralina będącego LSP) albo gluino (supersymetryczny partner gluonu, pełniący rolę NLSP np. w modelach Split-SUSY, w których masy skalarnych partnerów fermionów Modelu Standardowego są bardzo duże) [184,185]. Oczekuje się, że oddziałująca silnie cząstka HSCP hadronizuje natychmiast po powstaniu tworząc tzw. R-hadron [186], który może być elektrycznie naładowany albo neutralny. Składniki R-hadronu oddziałują silnie z materia, co prowadzi do zwiększonych strat energii oraz możliwości reakcji wymiany ładunkowej (zmiany znaku). W omawianej pracy użyte zostały dwa różne modele oddziaływania R-hadronów z materią. Według pierwszego, określanego jako the cloud model [187, 188], nieoddziałująca cząstka HSCP jest otoczona przez chmurę kolorowych partonów. Według drugiego określanego jako the charge-suppressed model [189] oddziaływanie z materia powoduje elektryczna neutralizację R-hadronu po przejściu przez odpowiednio grubą jej warstwę, czyli cząstki te byłyby już neutralne w trakcie przelotu przez system mionowy (po przebyciu kalorymetrów).

Za modelową leptono-podobną cząstkę HSCP przyjęto  $\tilde{\tau}$ , skalarny (supersymetryczny) partner leptonu tau, ale rozpatrywano nie tylko kaskadową produkcję  $\tilde{\tau}_1$ , ale również bezpośrednią produkcję pary stau– antystau. To podejście pozwala na uzyskanie ograniczeń praktycznie niezależnych od modelu.

Ostatnim rozpatrywanym modelem była zmodyfikowana produkcja, w procesie Drella-Yana, par cząstka–antycząstka leptono-podobnych fermionów HSCP sprzęgających się do fotonu i  $Z^0$  tylko poprzez sprzężenie U(1) [190], o ładunkach ułamkowych |Q| = 1e/3 albo |Q| = 2e/3 oraz o ładunkach będących wielokrotnościami ładunku elementarnego, aż do |Q| = 8e.

Biorąc pod uwagę wcześniejsze wykluczenia, poszukiwane cząstki mają masę co najmniej kilkuset  $\text{GeV}/c^2$ . Tak masywne cząstki są, w znacznej mierze, produkowane z prędkościami istotnie mniejszymi od prędkości światła, a wtedy są znacznie opóźnione względem mionów oraz, o ile ich ładunek nie jest ułamkowy, mają większą od nich specyficzną jonizację dE/dx. Dla nie bardzo wolnych cząstek o ładunkach ułamkowych specyficzna jonizacja może być, z kolei, mniejsza niż dla zwykłych cząstek.

Biorąc pod uwagę właśnie przywołaną specyfikę oczekiwanych zależności pomiaru dE/dx od rodzaju poszukiwanej cząstki HSCP oraz wcześniej omówione różne możliwości hadronizacji R-hadronów, użyto następujących pięciu ścieżek analizy.

1) tracker+TOF  $\rightarrow$  analiza ta jest najbardziej optymalna do poszukiwania pojedynczo naładowanych leptono-podobnych HSCP. Wykorzystuje się w niej trzy niezależne wielkości odróżniające cząstki HSCP od tła. Oczekiwaną dużą wartość opóźnienia, mierzonego w systemie mionowym (TOF – ang. *the time of flight*), dużą wartość dE/dx, mierzoną w detektorze śladowym (ang. *tracker*) oraz dużą wartość pędu poprzecznego, mierzonego przez detektor śladowy w połączeniu z systemem mionowym.

Solut.

- 2) tracker-only  $\rightarrow$  analiza ta jest dedykowana *R*-hadronom, które dolatują do systemu mionowego już jako neutralne. Wykorzystuje się w niej pomiar dE/dx i pędu poprzecznego przez detektor śladowy.
- 3) muon-only → jest to analiza pomyślana dla *R*-hadronów produkowanych jako neutralne. Jest komplementarna do poprzedniej. Detektor śladowy jest w niej wykorzystywany tylko do odrzucania kandydatów mionowych w nim widzianych oraz do redukcji tła pochodzącego od mionów kosmicznych. Wybierane są ślady widziane w systemie mionowym z dużą wartością opóźnienia oraz dużym pędem poprzecznym.
- 4) fractionally charged  $\rightarrow$  jak sama nazwa wskazuje służy do wybierania cząstek HSCP o ułamkowych ładunkach. Jest oparta na poszukiwaniu śladów o mniejszej niż średnia wartości dE/dx. Oprócz tego jest bardzo podobna do ścieżki "tracker-only". Drugą zmienną służącą do ostatecznej selekcji jest duży pęd poprzeczny (którego pomiar jest zawyżony dla cząstek o ładunku ułamkowym).
- 5) multiply charged  $\rightarrow$  ostatnia ścieżka analizy wybiera kandydatów na cząstki HSCP o wielokrotnych ładunkach. Jako jedyna nie używa pomiaru pędu poprzecznego jako zmiennej ostatecznej selekcji (ze względu na zaniżony pomiar tej wielkości). Bazuje na oczekiwanej bardzo dużej wartości specyficznej jonizacji dE/dx. Oprócz tego używa pomiaru opóźnienia w systemie mionowym.

Wszystkie pięć ścieżek analizy wykorzystuje co najmniej dwie niezależne zmienne odróżniające poszukiwany sygnał od tła.

We wszystkich ścieżkach, oprócz "muon-only", używany jest pomiar specyficznej jonizacji dE/dx. Wykorzystywany jest dyskryminator  $I_{\rm as}$  (wzór 8 na stronie 33), przy czym w analizie "fractionally charged" wykorzystywany jest komplementarny dyskryminator  $I'_{\rm as}$ , w którym używane są (we wzorze 8) prawdopodobieństwa  $P'_i = 1 - P_i$  zamiast prawdopodobieństw  $P_i$ , bo poszukiwane są cząstki wykazujące mniejszą specyficzną jonizację niż cząstki tła.

Oprócz tego, pierwszych w dwóch ścieżkach analizy, na podstawie pomiaru dE/dx za pomocą estymatora  $I_{\rm h}$  (wzór 6), wyznaczana jest masa kandydata (wzór 7), a następnie nakładane jest żądanie aby była ona większa od odpowiednio dobranej progowej wartości (patrz Tab. 1).

We wszystkich analizach oprócz "multiply charged" wykorzystywany jest pomiar pędu poprzecznego  $p_{\rm T}.$ 

W analizach "tracker+TOF", "muon-only" oraz "multiply charged" używany jest pomiar odwrotności prędkości  $1/\beta$  na podstawie pomiaru opóźnienia  $\delta_t$ , w stosunku do cząstki poruszającej się (praktycznie) z prędkością światła.

Bardzo ważnym aspektem omawianej analizy jest szacowanie tła bezpośrednio z danych. Wykorzystywana jest do tego niezależność wielkości używanych do końcowej selekcji.

W żadnej ze ścieżek analizy nie znaleziono statystycznie istotnej nadwyżki przypadków ponad oczekiwane tło. Największa z nadwyżek, podanych w tablicy 1, odpowiada 1.3 odchylenia standardowego. Wobec tego przystąpiono do wyznaczania górnych

John.

Tabela 1: Obserwowana oraz oczekiwana, w przypadku braku sygnału, liczba przypadków po końcowej selekcji (wartości progowe są podane w tabeli), dla wszystkich pięciu ścieżek analizy. Podane niepewności oszacowania tła uwzględnia wkład statystyczny i systematyczny. Dyskryminator  $I'_{\rm as}$  jest używany tylko w ścieżce "fractionally charged" (|Q| < 1e), a w pozostałych ścieżkach (oprócz "muon-only", gdzie pomiar dE/dx nie jest w ogóle wykorzystywany) jest używany dyskryminator  $I_{\rm as}$  [13].

ścieżka	kryteria końcowej selekcji				liczba przypadków			
analizy	obszaru sygnałowego				$\sqrt{s} = 7 \mathrm{TeV}$		$\sqrt{s} = 8 \mathrm{TeV}$	
	$p_{\mathrm{T}}$ [GeV/c]	$I_{\rm as}^{(\prime)}$	$1/\beta$	$\max(I_{\rm h}) \ \left[{ m GeV}/c^2 ight]$	oczekiwana	obs.	oczekiwana	obs.
	> 70	> 0.125	> 1.225	> 0	$8.5\pm1.7$	7	$44 \pm 9$	42
tracker   TOF				> 100	$1.0 \pm 0.2$	3	$5.6\pm1.1$	7
				> 200	$0.11\pm0.02$	1	$0.56\pm0.11$	0
				> 300	$0.020\pm0.004$	0	$0.090 \pm 0.02$	0
	> 70	> 0.400	_	> 0	$7.1 \pm 1.5$	8	$33\pm7$	41
the altent and				> 100	$6.0 \pm 1.3$	7	$26 \pm 5$	29
tracker-only				> 200	$0.65\pm0.14$	0	$3.1\pm0.6$	3
				> 300	$0.11\pm0.02$	0	$0.55\pm0.11$	1
				> 400	$0.030\pm0.006$	0	$0.15\pm0.03$	0
muon-only	> 230	_	> 1.400	_	_	_	$6\pm3$	3
Q  < 1e	> 125	> 0.275	_	_	$0.12\pm0.07$	0	$1.0 \pm 0.2$	0
Q  > 1e	_	> 0.500	> 1.200	-	$0.15\pm0.04$	0	$0.52\pm0.11$	1

ograniczeń na przekrój czynny na poziomie ufności 95%, za pomocą podejścia  $\operatorname{CL}_s$  [191,192], w którym prawdopodobieństwa testowe (ang. *p-values*) są wyznaczane za pomocą hybrydowej bayesowsko-częstościowej techniki [193], w której rozkład parametrów uprzykrzających (ang. *nuisance parameters*), jest log-normalny. Tymi parametrami były (i) scałkowana świetlność znana z względną dokładnością 2.2% (4.4%) dla danych zebranych przy  $\sqrt{s} = 7$  (8) TeV; (ii) efektywność selekcji oraz (iii) estymata tła. Niepewność wyznaczenia teoretycznej wartości przekroju czynnego (który jest potrzebny do wyznaczenia dolnego ograniczenia na masę poszukiwanych cząstek, na podstawie górnego ograniczenia, na obserwowany przekrój czynny) nie była traktowana jako dodatkowy parametr uprzykrzający.

Na rysunku 12, w jego górnych dwóch wierszach, przedstawione są górne ograniczenia na przekrój czynny produkcji w zależności od masy poszukiwanej cząstki dla: pary gluin (trójkąty i linie niebieskie); pary stop-antystop (kwadraty i linie czerwone); bezpośredniej produkcji pary stau-antystau (znaki i linie fioletowe); kaskadowej produkcji stau w rozpatrywanym modelu GMSB (znaki i linie czarne); a także cząstek sprzęgających się tylko za pomocą U(1) o ładunkach |Q| = 2e/3 (krzyżyki i linie beżowe) oraz |Q| = 1e (kółka i linie ceglaste – tylko w prawej kolumnie). Lewa kolumna odpowiada ścieżce analizy "tracker-only", a prawa "tracker+TOF". Górny (środkowy) wiersz pokazuje ograniczenia uzyskane na podstawie danych z roku 2011 (2012).

Otwarte symbole niebieskie i czerwone (tylko w lewej kolumnie) odpowiadają modelowi hadronizacji R-hadronów charge-suppressed [189] w którym R-hadrony stają się neutralne po przejściu przez wystarczająco grubą warstwę materii.

W dolnym wierszu pokazane są (z zachowaniem tych samych symboli) górne ograniczenie na stosunek przekrojów czynnych obserwowanego i teoretycznego dla

Bol



Rysunek 12: Górny (środkowy) wiersz odpowiada analizie danych zebranych w 2011 (2012) roku przy  $\sqrt{s} = 7$  (8) TeV i pokazuje górne ograniczenia na przekrój czynny, na poziomie ufności 95%, dla poszczególnych modeli (kolorowe znaki), dla ścieżki analizy "tracker-only" w lewej kolumnie oraz dla ścieżki analizy "tracker+TOF" w prawej kolumnie, w zależności od masy poszukiwanych cząstek. Dolny wiersz przedstawia górne ograniczenie (uzyskane za pomocą połączenia obu zestawów danych), na stosunek wykluczanego przekroju czynnego do jego wartości teoretycznej, w zależności od masy poszukiwanych cząstek [13].

John.



Rysunek 13: Dolne ograniczenie na poziomie ufności 95% na masę poszukiwanych cząstek. Na lewym panelu poszczególne modele są wyszczególnione na osi odciętych. Na prawym panelu pokazane są wykluczenia dla produkcji Drella–Yana cząstek o ładunkach podanych na osi odciętych. Czerwone pełne kółka odpowiadają omawianej analizie [13]. Zestawy danych użyte w poprzednio publikowanych analizach [118,165–171] są podane w legendach rysunków.

połączonej analizy obu zestawów danych (z lat 2011 i 2012). Górne ograniczenia na przekrój czynny uzyskane dla *R*-hadronów są minimalnie bardziej restrykcyjne dla ścieżki "tracker-only". Są rzędu 1 fb i słabo zależą od masy cząstki.

Górne ograniczenia na przekrój czynny cząstek leptono-podobnych o ładunku jednostkowym praktycznie nie zależą ani od modelu ani od masy poszukiwanej cząstki (dla mas powyżej 300  $\text{GeV}/c^2$  i ścieżki analizy "tracker+TOF") i są nie gorsze niż 0.4 fb.

Na rysunku 13 pokazane jest porównanie wyników obecnej analizy (czerwone pełne kółka) z analizami wcześniej opublikowanymi, jeżeli chodzi o dolne ograniczenia na masę poszukiwanych cząstek.

Porównanie z eksperymentem ATLAS jest możliwe tylko dla danych zebranych przy energii  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  (w roku 2011), ponieważ wyniki dla danych zebranych w 2012 roku nie zostały jeszcze przez ten eksperyment opublikowane (maj 2013). Pokazane są wyniki dwóch analiz eksperymentu CMS dla danych zebranych w 2011 roku. Czerwone otwarte kółka odpowiadają obecnej analizie tych danych, a niebieskie kwadraty wcześniej opublikowanej analizie [118]. Wyniki są minimalnie gorsze dla stau HSCP, od analizy zeszłorocznej [118]. Powodem jest zrezygnowanie z detalicznej optymalizacji cięć na rzecz ich jak największej standaryzacji w celu ułatwienia wykorzystywania wyniku do ograniczania modeli, które nie były wzięte jako punkty odniesienia (ang. *benchmark points*) w obecnej analizie.

Otrzymane w przedstawianej analizie ograniczenia są najlepsze jeżeli chodzi o długożyciowe naładowane masywne cząstki (HSCP) opuszczające detektor przed rozpadem.

Bol



#### 4.4.4 Wybrane poszukiwania długożyciowych cząstek przez CMS

Poszukiwanie neutralina rozpadającego się w detektorze na foton i grawitino przeprowadzano na kilka sposobów. Rozpad natychmiastowy został zbadany we wstępnej analizie [194]. W pracy [195] wykorzystano konwertujące fotony. Z kolei w analizie [196] wykorzystano kształt depozytu w kalorymetrze elektromagnetycznym (ECAL) oraz pomiar opóźnienia za pomocą tego kalorymetru. Wyznaczone w tej ostatniej analizie zbiorcze ograniczenie jest pokazane na rysunku 14 za pomocą obszaru błękitnego, a granica spodziewanego wykluczenia linią czarną przerywaną. Ograniczenia wyznaczone przez inne eksperymenty są pokazane różnymi kolorami. Wyznaczone ograniczenia rozciągają się w zakresie  $c\tau \in (1 \text{ mm}, 600 \text{ mm})$  oraz masy neutralina od 100 do  $240 \text{GeV}/c^2$ .

Uzupełnieniem poszukiwania długożyciowych naładowanych cząstek przelatujących przez detektor bez rozpadu, jest poszukiwanie HSCP zatrzymujących się, a następnie rozpadających się w detektorze [197]. Efektywność zatrzymywania się zależy do oddziaływania danej cząstki z materią. Ponieważ oczekuje się, że R-hadrony tracą energię szybciej niż pozostałe cząstki oraz ponieważ przekroje czynne na produkcją R-hadronów są większe niż na produkcję pozostałych HSCP, to analiza została ograniczona do poszukiwania właśnie R-hadronów. W materii detektora zatrzymują się R-hadrony o najmniejszych energiach kinetycznych.

Oczekiwanym sygnałem jest energia pojawiająca się w kalorymetrze w okresie, w którym nie było w detektorze przecięcia wiązek, które mogłoby być źródłem takiego sygnału. Najpoważniejszymi rodzajami tła są miony z halo wiązki (będące wynikiem oddziaływania protonów z halo wiązki z materią wokół akceleratora), miony kosmiczne (w obu przypadkach chodzi o wywołane przez mion kaskady elektromagnetycznej) oraz tło instrumentalne. Miony z halo były usuwane, jeżeli jakikolwiek sygnał był wykryty w komorach mionowych. Opracowano detaliczne procedury usuwania przypadków tła instrumentalnego, a do oszacowania pozostałego tła pochodzącego od mionów kosmicznych użyto danych przy mniejszej chwilowej świetlności. Ponieważ nie znaleziono sygnału ponad przewidywanym tłem, to ustanowiono limity na przekrój czynny oraz na masę poszukiwanych cząstek w zależności od ich czasu życia. Wyznaczone ograniczenia są pokazane na lewym panelu rysunku 15. Ciągła krzywa czerwona odpowiada

John-



Rysunek 15: Rysunki ilustrujące analizę dotyczącą poszukiwania *R*-hadronów, zatrzymujących się kalorymetrach detektora CMS [197].

Po lewej stronie, pokazane są dolne ograniczenia na masę gluina (linie czerwone) oraz stopu (linie niebieskie), w zależności od czasu życia tych cząstek.

Po prawej stronie, przedstawiona jest ilustracja synergii tej analizy [197] (punkty niebieskie) oraz analizy CMS [118] (wykonanej na podstawie danych z 2011 roku) dotyczącej poszukiwania HSCP przelatujących przez detektor (punkty zielone). Punkty czarne pokazują symulowany rozkład prędkości gluin o masie 600 GeV/ $c^2$ , a punkty kolorowe, liczbę cząstek przechodzących końcową selekcję odpowiednich analiz.

wykluczeniu gluin, a przerywana niebieska wykluczeniu stopu. Widać, że zakres stałej efektywności wykluczania obejmuje czasy życia od kilku mikrosekund do kilkunastu minut (czyli dziewięć rzędów wielkości).

Na prawym panelu rysunku 15 pokazane jest wzajemne uzupełnianie się tej metody oraz poszukiwania nierozpadających się R-hadronów. Histogram czarny pokazuje rozkład prędkości R-hadronów zawierających gluino o masie 600 GeV/ $c^2$  (skala na osi pionowej jest arbitralna) Histogram niebieski pokazuje frakcję R-hadronów akceptowanych przez selekcję zatrzymujących się w detektorze HSCP, natomiast histogram zielony frakcję akceptowaną przez selekcję HSCP przelatujących przez detektor bez zatrzymania oraz bez rozpadu.

# 4.4.5 Podsumowanie wkładu autora w poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek

Pierwsze studium wykonalności poszukiwania w eksperymencie CMS naładowanych lub neutralnych NLSP rozpadających się na grawitino i partnera z Modelu Standardowego zostało przez kierowany przez mnie zespół opracowane jeszcze przed rokiem 2000 [10]. Praca ta nie została nigdy opublikowana w recenzowanym czasopiśmie, ale jej wyniki były przez kilka lat pokazywane w referatach konferencyjnych przez innych członków zespołu badawczego CMS. Praca była też cytowana (np. w monografii [177]).

Kolejnym etapem było przeprowadzenie pełnej analizy widzialności modeli z  $\tilde{\chi}_1^0$  NLSP i  $\tilde{\tau}$  NLSP [11]. Praca ta została, zgodnie z przyjętymi przez zespół badawczy eksperymentu CMS procedurami, opublikowana jako *CMS Analysis Note*. Analiza, żeby

Bol.

uzyskać ten status, musiała przejść bardzo restrykcyjną procedurę jej zatwierdzania. Została ona przeze mnie zaprezentowana na konferencji SUSY07 [150].

W miarę zbliżania się realnego terminu uruchomienia LHC liczba rozpatrywanych wariantów modeli z masywnymi długożyciowymi cząstkami, oraz metod ich poszukiwania, zaczęła szybko rosnąć. Zespół warszawski zdecydował się skoncentrować na scenariuszach z masywnymi naładowanymi długożyciowymi cząstkami. Modele z neutralino NLSP stały się domeną zespołów związanych z kalorymetrem elektromagnetycznym ECAL. Jednak mój zespół odegrał istotną rolę w rozwoju metody pomiaru czasu przelotu fotonów przez kalorymetr ECAL dzięki bezpośredniej współpracy z *Laboratoire Leprince Ringuet* (Palaiseau, Francja), w ramach polsko-francuskiej współpracy *COPIN*, którą koordynowałem w latach 2009-2012 (w tym aspekcie i ze strony polskiej).

Kierowany przeze mnie zespół bierze, przede wszystkim, udział w poszukiwaniach<sup>8</sup> masywnych długożyciowych cząstek w ramach grantu NCN o numerze N N202 167440, za który odpowiadam.

Wyniki były wielokrotnie prezentowane przeze mnie [198,199] oraz pozostałych wykonawców kierowanego przeze mnie grantu na międzynarodowych konferencjach.

### 4.5 Podsumowanie

Omówiona monografia opisuje wybrane aspekty poszukiwania nowych cząstek w eksperymentach przy LEP i LHC. Wybrane zostały te, w których autor rozprawy miał istotny udział. A mianowicie poszukiwanie bozonów Higgsa przewidywanych przez rozszerzenia Modelu Standardowego oraz poszukiwanie masywnych długożyciowych cząstek.

W pierwszym rozdziałe monografii (patrz § 4.2 autoreferatu) przedstawione jest ostatnie kilkanaście lat poszukiwań nowych cząstek z sektora BEH. Od historii nieodkrycia standardowego bozonu Higgsa w LEP 2, poprzez wykorzystywanie danych zebranych przez eksperymenty przy LEP do poszukiwania bozonów Higgsa z modeli rozszerzonych, aż po odkrycie nowej cząstki o masie około 125  $\text{GeV}/c^2$  przez eksperymenty ATLAS i CMS przy LHC oraz znalezieniu przesłanki o istnieniu takiej cząstki w danych zebranych przez eksperymenty CDF i D0 działające przy Tevatronie (aż do jego zatrzymania w roku 2011). Autor rozprawy miał udział w tych poszukiwaniach jako aktywny uczestnik eksperymentów DELPHI przy LEP oraz CMS przy LHC, przy czym szczególnie istotny wkład miał w poszukiwania w ramach modeli rozszerzonych za pomocą danych zebranych przez eksperyment DELPHI.

Rozdziały drugi i trzeci opisują problematykę związaną z poszukiwaniem masywnych długożyciowych cząstek za pomocą detektora CMS. W rozdziale drugim (patrz § 4.3 autoreferatu) przedstawiony jest wkład autora w podsystem PACT mionowego systemu wyzwalania detektora CMS oraz zaprezentowana jest, wymyślona przez autora metoda pomiaru odwrotności prędkości masywnych długożyciowych naładowanych cząstek za pomocą pomiaru opóźnienia w komorach dryfowych detektora CMS. Natomiast

Boh

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup>Najnowsza publikacją jest praca [13]

w rozdziale trzecim (patrz § 4.4 autoreferatu) omówiona jest ewolucja zainteresowania zespołu badawczego eksperymentu CMS scenariuszami z masywnymi długożyciowymi cząstkami. Autor rozprawy był prekursorem tej tematyki w CMS i nadal zajmuje się jej rozwijaniem. Rozdział kończy omówienie uzyskanych w tej dziedzinie wyników.

Ostatni rozdział monografii pokazuje szerszą perspektywę omawianej tematyki. W sposób tabelaryczny przedstawiona jest w nim większość wyników poszukiwania tzw. nowej fizyki przez eksperymenty ATLAS i CMS, a następnie przykładowe, zdaniem autora charakterystyczne, analizy eksperymentu CMS sa omówione trochę szczegółowiej. W drugiej części tego rozdziału autor, na podstawie wybranych publikacji teoretyczno-fenomenologicznych (których nie jest współautorem) argumentuje, że jednym z najbardziej istotnych pytań, które moga doczekać się pozytywnej odpowiedzi poprzez analizę przyszłych danych zbieranych przez eksperymenty przy LHC, jest natura ciemnej materii. Przy czym, jeżeli ciemna materia składa się w istotnej części ze słabo oddziałujących masywnych cząstek (ang. WIMP), to informacje zbierane przy LHC mogą zostać uzupełnione przez eksperymenty nastawione na bezpośrednią lub pośrednią detekcję takich cząstek. Zasięg (mających zacząć działać w ciągu następnych kilku lat) takich eksperymentów jest nawet większy niż LHC. Jeżeli jednak ciemna materia składa się z super-słabo oddziałujących masywnych cząstek (ang. SWIMP), takich jak np. grawitino, to tylko LHC ma szanse na odkrycie, poprzez obserwacje masywnych (możliwe, że długożyciowych) cząstek rozpadających się na cząstki ciemnej materii (w detektorze lub poza nim). Niestety nie ma na to żadnej gwarancji. Poszukiwane (między innymi przez autora rozprawy) cząstki mogą w ogóle nie istnieć lub być zbyt masywne, żeby zostać wyprodukowane. Podkreślone jest również wpływ odkrycia bozonu Higgsa o masie około  $125 \,\mathrm{GeV}/c^2$  na ograniczanie swobody doboru parametrów modeli rozszerzających Model Standardowy. Wkład autora w tematyke poruszaną w ostatnim rozdziale polega, przede wszystkim, na wielokrotnym prezentowaniu omawianych wyników w imieniu eksperymentu CMS na międzynarodowych konferencjach [198–204] oraz rozwijaniem metod interpretacji wyników odnoszących się modeli przewidujących, że ciemną materią są cząstki SWIMP, w ramach kierowanego przez siebie grantu NCN o numerze N N202 167440.

Przedstawione w monografii wyniki dotyczą stanu z maja 2013 roku, czyli sytuacji po konferencjach *Moriond 2013*, bez uwzględnienia analiz przygotowywanych na letnie konferencje 2013.

## Literatura cytowana w autoreferacie

- [1] **Delphi** Collaboration, P. Aarnio *et al.*, "Measurement of the Mass and Width of the  $Z^0$  Particle from Multi Hadronic Final States Produced in  $e^+e^-$  Annihilations," *Phys. Lett.* **B231** (1989) 539.
- [2] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., "A PRECISE MEASUREMENT OF THE Z RESONANCE PARAMETERS THROUGH ITS HADRONIC DECAYS," Phys.Lett. B241 (1990) 435-448.
- [3] **CMS** Collaboration, S. Dasu *et al.*, "CMS. The TriDAS project. Technical design report, vol. 1: The trigger systems,". CERN-LHCC-2000-038.
- [4] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu *et al.*, "Measurement of the partial width of the Z0 into b anti-b final states using their semileptonic decays," *Z.Phys.* **C56** (1992) 47–62.

John.

- [5] DELPHI Collaboration, P. Abreu et al., "Identified particles in quark and gluon jets," Phys.Lett. B401 (1997) 118–130.
- [6] DELPHI Collaboration, P. Abreu *et al.*, "Determination of the average lifetime of b baryons," Z.Phys. C71 (1996) 199-210.
- [7] K. Nawrocki, "Badanie rozpadu kwarku pięknego na kwark dziwny i gluon w eksperymencie DELPHI." Rozprawa doktorska, Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa, 2003.
- [8] M. Bluj, M. Boonekamp, G. Gomes-Ceballos, J. Hoffman, and P. Zalewski, "Searches for Neutral Higgs Bosons in Extended Models." public DELPHI note: 2003-037 CONF 657, published as [9], Contributed Paper for EPS HEP 2003 (Aachen) and LP 2003 (FNAL), 2003.
- [9] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Searches for neutral higgs bosons in extended models," Eur. Phys. J. C38 (2004) 1-28, arXiv:hep-ex/0410017 [hep-ex].
- [10] M. Kazana, G. Wrochna, and P. Zalewski, "Study of the NLSP from the GMSB models in the CMS detector at the LHC." CMS CR 1999/019, contributed paper to the HEP'99 Conference, Tampere, Finland, 1999.
- [11] Ł. Gościło, M. Kazana, P. Traczyk, and P. Zalewski, "Search for decaying in flight neutralinos and long lived staus within Gauge Mediated Supersymmetry Breaking models." internal CMS note: CMS AN-2006/95, 2006.
- [12] T. Adams, G. Bruno, C. Carrillo, J. Chen, C. Farrell, J. Hauser, M. Kazana, Y. Kubota, A. Meneguzzo, C. Nuttens, L. Quertenmont, K. Romanowska-Rybinska, J. Turkewitz, V. Veeraraghavan, and P. Zalewski, "Search for Heavy Stable Charged Particles with the CMS detector." internal CMS note: CMS AN-2012/293, 2012.
- [13] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Searches for long-lived charged particles in pp collisions at √s=7 and 8 TeV," arXiv:1305.0491 [hep-ex]. DOI:10.1007/JHEP07(2013)122.
- [14] ATLAS Collaboration, G. Aad *et al.*, "Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC," *Phys.Lett.* B716 (2012) 1-29, arXiv:1207.7214 [hep-ex].
- [15] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC," Phys.Lett. B716 (2012) 30-61, arXiv:1207.7235 [hep-ex].
- [16] F. Englert and R. Brout, "Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons," *Phys. Rev. Lett.* 13 (1964) 321–323.
- [17] P. W. Higgs, "Broken symmetries, massless particles and gauge fields," *Phys.Lett.* 12 (1964) 132–133.
- [18] P. W. Higgs, "Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons," Phys. Rev. Lett. 13 (1964) 508-509.
- [19] G. Guralnik, C. Hagen, and T. Kibble, "Global Conservation Laws and Massless Particles," *Phys.Rev.Lett.* 13 (1964) 585–587.
- [20] P. W. Anderson, "Absence of Diffusion in Certain Random Lattices," *Physical Review* 109 (Mar., 1958) 1492–1505.
- [21] Y. Nambu, "Axial Vector Current Conservation in Weak Interactions," Phys. Rev. Lett. 4 (Apr, 1960) 380–382. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.4.380.
- [22] J. Goldstone, "Field Theories with Superconductor Solutions," Nuovo Cim. 19 (1961) 154-164.
- [23] J. Goldstone, A. Salam, and S. Weinberg, "Broken Symmetries," Phys. Rev. 127 (Aug, 1962) 965–970. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.127.965.
- [24] P. W. Higgs, "Spontaneous Symmetry Breakdown without Massless Bosons," Phys. Rev. 145 (1966) 1156–1163.
- [25] T. W. B. Kibble, "Symmetry Breaking in Non-Abelian Gauge Theories," Phys. Rev. 155 (Mar, 1967) 1554–1561. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.155.1554.
- [26] S. Weinberg, "A Model of Leptons," *Phys.Rev.Lett.* **19** (1967) 1264–1266.
- [27] A. Salam, "Weak and Electromagnetic Interactions," Conf. Proc. C680519 (1968) 367–377.
- [28] S. Glashow, "Partial Symmetries of Weak Interactions," Nucl. Phys. 22 (1961) 579-588.

Sol-

- [29] G. 't Hooft, "Renormalization of Massless Yang-Mills Fields," Nucl. Phys. B33 (1971) 173-199.
- [30] G. 't Hooft and M. Veltman, "Regularization and Renormalization of Gauge Fields," Nucl. Phys. B44 (1972) 189–213.
- [31] Gargamelle Neutrino Collaboration, F. Hasert et al., "Observation of Neutrino Like Interactions Without Muon Or Electron in the Gargamelle Neutrino Experiment," Phys.Lett. B46 (1973) 138–140.
- [32] UA1 Collaboration, G. Arnison *et al.*, "Experimental Observation of Isolated Large Transverse Energy Electrons with Associated Missing Energy at s\*\*(1/2) = 540-GeV," *Phys.Lett.* B122 (1983) 103-116.
- [33] UA2 Collaboration, M. Banner et al., "Observation of Single Isolated Electrons of High Transverse Momentum in Events with Missing Transverse Energy at the CERN anti-p p Collider," Phys. Lett. B122 (1983) 476–485.
- [34] UA1 Collaboration, G. Arnison et al., "Experimental Observation of Lepton Pairs of Invariant Mass Around 95-GeV/c\*\*2 at the CERN SPS Collider," Phys.Lett. B126 (1983) 398-410.
- [35] UA2 Collaboration, P. Bagnaia et al., "Evidence for Z0 -> e+ e- at the CERN anti-p p Collider," Phys. Lett. B129 (1983) 130–140.
- [36] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaboration, P. Bock *et al.*, "Searches for Higgs bosons: Preliminary combined results using LEP data collected at energies up to 202-GeV,".
- [37] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., "Observation of an excess in the search for the standard model Higgs boson at ALEPH," Phys. Lett. B495 (2000) 1-17, arXiv:hep-ex/0011045 [hep-ex].
- [38] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu *et al.*, "Search for the standard model Higgs boson at LEP in the year 2000," *Phys.Lett.* **B499** (2001) 23–37, arXiv:hep-ex/0102036 [hep-ex].
- [39] L3 Collaboration, M. Acciarri *et al.*, "Higgs candidates in  $e^+e^-$  interactions at  $\sqrt{s} = 206.6$ -GeV," *Phys. Lett.* B495 (2000) 18-25, arXiv:hep-ex/0011043 [hep-ex].
- [40] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., "Search for the standard model Higgs boson in e+ ecollisions at s\*\*(1/2) approximately = 192-GeV - 209-GeV," Phys. Lett. B499 (2001) 38-52, arXiv:hep-ex/0101014 [hep-ex].
- [41] ALEPH Collaboration, A. Heister et al., "Final results of the searches for neutral Higgs bosons in e+ e- collisions at s\*\*(1/2) up to 209-GeV," Phys.Lett. B526 (2002) 191-205, arXiv:hep-ex/0201014 [hep-ex].
- [42] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Final results from DELPHI on the searches for SM and MSSM neutral Higgs bosons," Eur. Phys. J. C32 (2004) 145–183, arXiv:hep-ex/0303013 [hep-ex].
- [43] L3 Collaboration, P. Achard et al., "Standard model Higgs boson with the L3 experiment at LEP," Phys.Lett. B517 (2001) 319-331, arXiv:hep-ex/0107054 [hep-ex].
- [44] OPAL Collaboration, G. Abbiendi et al., "Search for the standard model Higgs boson with the OPAL detector at LEP," Eur. Phys. J. C26 (2003) 479-503, arXiv:hep-ex/0209078 [hep-ex].
- [45] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and LEP Working Group for Higgs boson searches Collaboration, R. Barate et al., "Search for the standard model Higgs boson at LEP," Phys.Lett. B565 (2003) 61-75, arXiv:hep-ex/0306033 [hep-ex].
- [46] A. L. Read, "Modified frequentist analysis of search results (The CL(s) method),".
- [47] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, "THE HIGGS HUNTER'S GUIDE," Front. Phys. 80 (2000) 1-448.
- [48] J. Kurowska, "Szukanie lekkich neutralnych bozonów Higgsa w modelu dwudubletowym w zderzeniach  $e^+e^-$  za pomocą detektora DELPHI." Praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, 1997.
- [49] O. Grajek, "Poszukiwanie skalarów z rozszerzonego sektora Higgsa za pomocą detektora DELPHI." Praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, 1999.
- [50] M. Bluj, "LEP jako narzędzie poszukiwania nowej fizyki." Praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, 2000.

Solw

- [51] J. Hoffman, "Search for light neutral Higgs bosons in 2HDM model in  $e^+e^-$  collisions using DELPHI detector at LEP." PhD thesis, Soltan Institute for Nuclear Studies, Warsaw, 2003.
- [52] M. Bluj, "Poszukiwanie bozonow Higgsa w akceleratorach LEP i LHC. A search for the Higgs bosons with LEP and LHC colliders,". CERN-THESIS-2006-091, Praca doktorska, IPJ, 2006.
- [53] P. Zalewski, "Model Independent Approach to a Non-Standard-Higgs Search." Unpublished talk on behalf of the DELPHI Collaboration at American Physical Society Centennial Meeting, Atlanta, USA, 1999.
- [54] P. Zalewski, "Search for light h and A within the general 2HDM." Unpublished talk on behalf of the DELPHI Collaboration at American Physical Society Centennial Meeting, Atlanta, USA, 1999.
- [55] P. Zalewski, "Higgs at LEP," Acta Phys. Polon. B33 (2002) 3849–3854. Talk on behalf of ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations at DIS 2002 (Cracow).
- [56] J. Kurowska, O. Grajek, and P. Zalewski, "Search for Yukawa production of a light neutral Higgs at LEP-1,". CERN-OPEN-99-385, Delphi Collaboration, Contributed Paper for EPS HEP 1999 (Tampere).
- [57] M. Bluj, M. Boonekamp, J. Hoffman, and P. Zalewski, "Searches for Higgs Bosons in a general Two Higgs Doublet Model." public DELPHI note: 2001-068 CONF 496; Contributed Paper for EPS HEP 2001 (Budapest) and LP 2001 (Rome), 2001.
- [58] ALEPH, DELPHI, L3, OPAL and LEP Working Group for Higgs Boson Searches Collaboration, S. Schael *et al.*, "Search for neutral MSSM Higgs bosons at LEP," *Eur.Phys.J.* C47 (2006) 547-587, arXiv:hep-ex/0602042 [hep-ex].
- [59] DELPHI Collaboration, J. Abdallah *et al.*, "Higgs boson searches in CP-conserving and CP-violating MSSM scenarios with the DELPHI detector," *Eur. Phys. J.* C54 (2008) 1–35, arXiv:0801.3586 [hep-ex].
- [60] P. H. Chankowski, M. Krawczyk, and J. Zochowski, "Implications of the precision data for very light Higgs boson scenario in 2HDM(II)," *Eur. Phys. J.* C11 (1999) 661-672, arXiv:hep-ph/9905436 [hep-ph].
- [61] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Flavour independent searches for hadronically decaying neutral Higgs bosons," Eur. Phys. J. C44 (2005) 147-159, arXiv:hep-ex/0510022 [hep-ex].
- [62] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Search for fermiophobic Higgs bosons in final states with photons at LEP 2," Eur. Phys. J. C35 (2004) 313-324, arXiv:hep-ex/0406012 [hep-ex].
- [63] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Search for charged Higgs bosons at LEP in general two Higgs doublet models," Eur. Phys. J. C34 (2004) 399-418, arXiv:hep-ex/0404012 [hep-ex].
- [64] DELPHI Collaboration, J. Abdallah et al., "Searches for invisibly decaying Higgs bosons with the DELPHI detector at LEP," Eur. Phys. J. C32 (2004) 475-492, arXiv:hep-ex/0401022 [hep-ex].
- [65] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., "The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider," JINST 3 (2008) S08003.
- [66] CMS Collaboration, S. Chatrchyan et al., "The CMS experiment at the CERN LHC," JINST 3 (2008) S08004.
- [67] ATLAS Collaboration, "Study of the spin of the new boson with up to 25 fb<sup>-1</sup> of ATLAS data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-040, CERN, Geneva, Apr, 2013.
- [68] ATLAS Collaboration, "Combined coupling measurements of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-034, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [69] **ATLAS** Collaboration, "Study of the spin of the Higgs-like boson in the two photon decay channel using 20.7 fb-1 of pp collisions collected at  $\sqrt{s} = 8$  TeV with the ATLAS detector," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-029, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [70] **ATLAS** Collaboration, "Study of the spin properties of the Higgs-like particle in the  $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e\nu\mu\nu$  channel with 21 fb<sup>-1</sup> of  $\sqrt{s} = 8$  TeV data collected with the ATLAS detector.," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-031, CERN, Geneva, Mar, 2013.

John.

- [71] **ATLAS** Collaboration, "Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the  $WW^{(*)} \rightarrow \ell \nu \ell \nu$  decay channel with the ATLAS detector using 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-030, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [72] **ATLAS** Collaboration, "Search for Higgs bosons in Two-Higgs-Doublet models in the  $H \rightarrow WW \rightarrow e\nu\mu\nu$  channel with the ATLAS detector," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-027, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [73] ATLAS Collaboration, "Combined measurements of the mass and signal strength of the Higgs-like boson with the ATLAS detector using up to 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-014, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [74] ATLAS Collaboration, "Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the two photon decay channel with the ATLAS detector using 25 fb<sup>-1</sup> of proton-proton collision data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-012, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [75] ATLAS Collaboration, "Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 fb-1 of proton-proton collision data," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-013, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [76] **ATLAS** Collaboration, "Search for invisible decays of a Higgs boson produced in association with a Z boson in ATLAS," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-011, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [77] **ATLAS** Collaboration, "Search for a Standard Model Higgs boson in  $H \to \mu\mu$  decays with the ATLAS detector.," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-010, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [78] **ATLAS** Collaboration, "Search for the Standard Model Higgs boson in the  $H \rightarrow Z\gamma$  decay mode with pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  and 8 TeV," Tech. Rep. ATLAS-CONF-2013-009, CERN, Geneva, Mar, 2013.
- [79] CMS Collaboration, "Updated measurements of the Higgs boson at 125 GeV in the two photon decay channel," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-001, CERN, Geneva, 2013.
- [80] CMS Collaboration, "Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to 4l in pp collisions at sqrt s =7 and 8 TeV," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, Geneva, 2013.
- [81] CMS Collaboration, "Evidence for a particle decaying to W+W- in the fully leptonic final state in a standard model Higgs boson search in pp collisions at the LHC," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-003, CERN, Geneva, 2013.
- [82] **CMS** Collaboration, "Search for the Standard-Model Higgs boson decaying to tau pairs in proton-proton collisions at sqrt(s) = 7 and 8 TeV," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-004, CERN, Geneva, 2013.
- [83] CMS Collaboration, "Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-005, CERN, Geneva, 2013.
- [84] **CMS** Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson in the Z boson plus a photon channel in pp collisions at sqrt-s = 7 and 8 TeV," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-006, CERN, Geneva, 2013.
- [85] CMS Collaboration, "Search for SM Higgs in WH to WWW to 3l 3nu," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-13-009, CERN, Geneva, 2013.
- [86] CMS Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson decaying to tau pairs produced in association with a W or Z boson," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-12-053, CERN, Geneva, 2013.
- [87] H. Georgi, S. Glashow, M. Machacek, and D. V. Nanopoulos, "Higgs Bosons from Two Gluon Annihilation in Proton Proton Collisions," *Phys. Rev. Lett.* 40 (1978) 692.
- [88] R. N. Cahn, S. D. Ellis, R. Kleiss, and W. J. Stirling, "Transverse Momentum Signatures for Heavy Higgs Bosons," *Phys. Rev.* D35 (1987) 1626.
- [89] S. Glashow, D. V. Nanopoulos, and A. Yildiz, "Associated Production of Higgs Bosons and Z Particles," *Phys. Rev.* D18 (1978) 1724–1727.
- [90] S. Dawson, "Radiative corrections to Higgs boson production," Nucl. Phys. B359 (1991) 283–300.
- [91] M. Spira, A. Djouadi, D. Graudenz, and P. Zerwas, "Higgs boson production at the LHC," Nucl. Phys. B453 (1995) 17-82, arXiv:hep-ph/9504378 [hep-ph].

Sulv-

- [92] S. Dittmaier, S. Dittmaier, C. Mariotti, G. Passarino, R. Tanaka, et al., "Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 2. Differential Distributions," arXiv:1201.3084 [hep-ph].
- [93] CMS Collaboration, "Search for the standard model Higgs boson produced in association with W or Z bosons, and decaying to bottom quarks for HCP 2012," Tech. Rep. CMS-PAS-HIG-12-044, CERN, Geneva, 2012.
- [94] **CDF** Collaboration, T. Aaltonen *et al.*, "Combination of searches for the Higgs boson using the full CDF data set," arXiv:1301.6668 [hep-ex].
- [95] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., "Combined search for the Higgs boson with the D0 experiment," arXiv:1303.0823 [hep-ex].
- [96] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., "Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Decaying to a bb Pair Using the Full CDF Data Set," Phys. Rev. Lett. 109 (Sep, 2012) 111802.
- [97] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., "Combined Search for the Standard Model Higgs Boson Decaying to bb Using the D0 Run II Data Set," Phys. Rev. Lett. 109 (Sep, 2012) 121802.
- [98] CMS Collaboration, G. Bayatian et al., "CMS technical design report, volume II: Physics performance," J.Phys. G34 (2007) 995–1579. CERN-LHCC-2006-021, CMS-TDR-008-2.
- [99] M. Krawczyk, D. Sokolowska, and B. Swiezewska, "Inert Doublet Model with a 125 GeV Higgs," arXiv:1304.7757 [hep-ph].
- [100] A. Colaleo et al., "First measurements of the performance of the barrel RPC system in CMS," Nucl.Instrum.Meth. A609 (2009) 114-121.
- [101] CMS Collaboration, N. Darmenov et al., "The CMS RPC system overview," AIP Conf. Proc. 1203 (2010) 43-48.
- [102] CMS Collaboration, "Performance of the CMS level 1 Resistive Plate Chamber (RPC) trigger in 2011,". Public CMS note: CMS-DP-2012-018.
- [103] A. Fengler, M. Kudla, and P. Zalewski, "Ghosts Buster for the RPC Based Muon Trigger,". http://cds.cern.ch/record/687385. Public CERN note: CMS-NOTE-1998-012.
- [104] I. Crotty, G. Iaselli, R. Loveless, M. Konecki, J. Królikowski, G. Wrochna, and P. Zalewski, "Endcap RPC mounting and trigger performance." Internal CMS note: CMS IN-2000/018, 2000.
- [105] K. Banzuzi, E. Pietarinen, M. Górski, M. Konecki, J. Królikowski, M. Kudła, K. Poźniak, G. Wrochna, and P. Zalewski, "Layout of the Link System for the RPC Pattern Comparator Trigger." Internal CMS note: CMS IN-2000/043, 2000.
- [106] G. Iaselli, F. Loddo, M. Górski, M. Konecki, J. Królikowski, M. Kudła, A. Ranieri, G. Wrochna, and P. Zalewski, "Study of Detailed Geometry of Barrel RPC Strips." Internal CMS note: CMS IN-2000/044, 2000.
- [107] G. Bruno, M. Górski, M. Konecki, J. Królikowski, M. Kudła, G. Wrochna, and P. Zalewski, "RPC System Geometry Simulated in CMSIM 118-120 and ORCA 4.2." Internal CMS note: CMS IN-2000/054, 2000.
- [108] Z. Jaworski, M. Konecki, J. Królikowski, M. Kudła, W. Kuźmicz, G. Piwowarska, E. Wrochna, and P. Zalewski, "PAttern Comparator (PAC) ASIC version 2 Specification." Internal CMS note: CMS IN-2001/002, 2001.
- [109] A. Kalinowski, M. Kudła, K. Poźniak, A. Ranieri, G. De Robertis, and P. Zalewski, "Sorting Tree and Ghostbuster for RPC Muon Trigger." Internal CMS note: CMS IN-2001/007, 2001.
- [110] G. Bruno, A. Kalinowski, M. Konecki, M. Kudła, G. Wrochna, P. Zalewski, and P. Zych, "RPC Pattern Comparator Trigger Simulation in CMSIM 121-123 and ORCA 4-5." Internal CMS note: CMS IN-2001/054, 2001.
- [111] K. Banzuzi, P.-O. Friman, M. Górski, H. Katajisto, J. Królikowski, M. Kudła, E. Tuominen, D. Ungaro, G. Wrochna, T. Vanhala, and P. Zalewski, "Link System and Crate Layout of the RPC Pattern Comparator Trigger for the CMS detector." Internal CMS note: CMS IN-2002/065, 2002.
- [112] A. Fengler, "Double Muon Trigger Rates in CMS Experiment." MSc thesis, Faculty of Physics, University of Warsaw, Warsaw, 1996.
- [113] P. Zalewski, "Ghost Buster for the CMS RPC Based Muon Trigger." Unpublished talk at CMS TriDAS Review, 3-6 November 1997, CERN, 1997.

Sulv.

- [114] CMS Collaboration, "CMS, the Compact Muon Solenoid: Technical proposal,".
- [115] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Measurement of the  $B_s \to \mu\mu$  branching fraction and search for  $B_0 \to \mu\mu$  with the CMS Experiment," arXiv:1307.5025 [hep-ex].
- [116] P. Zalewski, "Proposal for Mass and Lifetime Determination of Charged and Neutral NLSP's within GMSB Models in the CMS Muon Detector." Unpublished talk at First European Meeting From Planck Scale to Electroweak Scale, Kazimierz, Poland, 1998.
- [117] T. Adams, G. Bruno, C. Carrillo, F. Cavallo, J. Chen, S. Cooper, C. Farrell, J. Hauser, M. Kazana, Y. Kubota, A. Meneguzzo, C. Nuttens, L. Quertenmont, G. Rakness, A. Rizzi, K. Romanowska-Rybinska, P. Traczyk, V. Veeraraghavan, and P. Zalewski, "Search for Heavy Stable Charged Particles in pp collisions using 2011 CMS data." internal CMS note: CMS AN-2011/167, 2011.
- [118] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for heavy long-lived charged particles in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *Phys.Lett.* B713 (2012) 408-433, arXiv:1205.0272 [hep-ex].
- [119] G. Jarlskog and D. Rein, "ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Germany, 4-9 Oct 1990: Proceedings.1.,".
- [120] G. Jarlskog and D. Rein, "ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Germany, 4-9 Oct 1990: Proceedings.2.,".
- [121] G. Jarlskog and D. Rein, "ECFA Large Hadron Collider Workshop, Aachen, Germany, 4-9 Oct 1990: Proceedings.3.,".
- [122] ATLAS Collaboration, "ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 1,". CERN-LHCC-99-14, ATLAS-TDR-14.
- [123] ATLAS Collaboration, "ATLAS: Detector and physics performance technical design report. Volume 2,". CERN-LHCC-99-15, ATLAS-TDR-15.
- [124] CMS Collaboration, G. Bayatian *et al.*, "CMS physics: Technical design report,". CERN-LHCC-2006-001, CMS-TDR-008-1.
- [125] E. Gildener, "Gauge Symmetry Hierarchies," Phys. Rev. D14 (1976) 1667.
- [126] B. Carter, "Large Number Coincidences and the Anthropic Principle in Cosmology,". Proceedings of the International Astronomical Union Symposium, No. 63: Confrontation of Cosmological Theories with Observational Data, ed. M. S. Longair (Dordrecht-Holland/Boston, U.S.A.: D. Reidel), 1974, p. 291-98.
- [127] L. Susskind, "The Anthropic landscape of string theory," arXiv:hep-th/0302219 [hep-th].
- [128] F. Zwicky, "On the Masses of Nebulae and of Clusters of Nebulae," Astrophys. J. 86 (1937) 217–246.
- [129] V. C. Rubin and W. K. Ford, Jr., "Rotation of the Andromeda Nebula from a Spectroscopic Survey of Emission Regions," APJ 159 (Feb., 1970) 379.
- [130] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, et al., "A direct empirical proof of the existence of dark matter," Astrophys. J. 648 (2006) L109-L113, arXiv:astro-ph/0608407 [astro-ph].
- [131] V. Springel, S. D. M. White, A. Jenkins, C. S. Frenk, N. Yoshida, L. Gao, J. Navarro, R. Thacker, D. Croton, J. Helly, J. A. Peacock, S. Cole, P. Thomas, H. Couchman, A. Evrard, J. Colberg, and F. Pearce, "Simulations of the formation, evolution and clustering of galaxies and quasars," *Nature* 435 (June, 2005) 629–636, arXiv:astro-ph/0504097.
- [132] S. W. Allen, A. E. Evrard, and A. B. Mantz, "Cosmological Parameters from Observations of Galaxy Clusters," Ann. Rev. Astron. Astrophys. 49 (2011) 409-470, arXiv:1103.4829 [astro-ph.CO].
- [133] Planck Collaboration, P. Ade et al., "Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters," arXiv:1303.5076 [astro-ph.CO].
- [134] P. Fayet and S. Ferrara, "Supersymmetry," Phys. Rept. 32 (1977) 249-334.
- [135] H. P. Nilles, "Supersymmetry, Supergravity and Particle Physics," *Phys. Rept.* 110 (1984) 1–162.
- [136] S. P. Martin, "A Supersymmetry primer," arXiv:hep-ph/9709356 [hep-ph].

Joh-

- [137] S. Dimopoulos and H. Georgi, "Softly Broken Supersymmetry and SU(5)," Nucl. Phys. B193 (1981) 150.
- [138] P. A. M. Dirac, "The Quantum Theory of the Electron," Royal Society of London Proceedings Series A 117 (Feb., 1928) 610-624.
- [139] E. Witten, "String theory dynamics in various dimensions," Nucl. Phys. B443 (1995) 85-126, arXiv:hep-th/9503124 [hep-th].
- [140] U. Amaldi, W. de Boer, and H. Furstenau, "Comparison of grand unified theories with electroweak and strong coupling constants measured at LEP," *Phys.Lett.* B260 (1991) 447–455.
- [141] L. Alvarez-Gaume, M. Claudson, and M. B. Wise, "Low-Energy Supersymmetry," Nucl. Phys. B207 (1982) 96.
- [142] G. Giudice and R. Rattazzi, "Theories with gauge mediated supersymmetry breaking," Phys. Rept. 322 (1999) 419, hep-ph/9801271 [hep-ph].
- [143] SUSY Working Group Collaboration, R. L. Culbertson *et al.*, "Low scale and gauge mediated supersymmetry breaking at the Fermilab Tevatron Run II," arXiv:hep-ph/0008070 [hep-ph].
- [144] P. Zalewski, "GMSB at LHC." Unpublished talk at Higgs & Supersymmetry Conference 2001 on behalf of CMS and ATLAS Collaborations, Orsay, France, 2001.
- [145] R. Brun, F. Bruyant, M. Maire, A. McPherson, and P. Zanarini, "GEANT3,". CERN-DD-EE-84-1.
- [146] GEANT4 Collaboration, S. Agostinelli et al., "GEANT4: A Simulation toolkit," Nucl.Instrum.Meth. A506 (2003) 250-303.
- [147] J. Allison et al., "GEANT4 developments and applications," IEEE Trans. Nucl. Sci. 53 (2006) 270.
- [148] B. Allanach, M. Battaglia, G. Blair, M. S. Carena, A. De Roeck, et al., "The Snowmass points and slopes: Benchmarks for SUSY searches," Eur. Phys. J. C25 (2002) 113-123, arXiv:hep-ph/0202233 [hep-ph].
- [149] G. Franzoni, "The Electromagnetic Calorimeter of CMS and Its Sensitivity to Non-Pointing Photons." PhD thesis, Università Statale di Milano, Milano, 2004.
- [150] P. Zalewski, "Search for GMSB NLSPs at LHC," arXiv:0710.2647 [hep-ph]. Contributed Paper for SUSY07 Conference (Karslruhe 2007) on behalf of the CMS and the ATLAS collaborations.
- [151] ALEPH Collaboration, R. Barate et al., "Search for pair production of longlived heavy charged particles in e<sup>+</sup>e<sup>-</sup> annihilation," Phys. Lett. B 405 (1997) 379, hep-ex/9706013 [hep-ex].
- [152] **DELPHI** Collaboration, P. Abreu *et al.*, "Search for heavy stable and longlived particles in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 189$ GeV," *Phys. Lett. B* **478** (2000) 65, hep-ex/0103038 [hep-ex].
- [153] L3 Collaboration, P. Achard *et al.*, "Search for heavy neutral and charged leptons in  $e^+e^-$  annihilation at LEP," *Phys. Lett. B* **517** (2001) 75, hep-ex/0107015 [hep-ex].
- [154] **OPAL** Collaboration, G. Abbiendi *et al.*, "Search for stable and longlived massive charged particles in  $e^+e^-$  collisions at  $\sqrt{s} = 130$ GeVto 209GeV," *Phys. Lett. B* **572** (2003) 8, hep-ex/0305031 [hep-ex].
- [155] H1 Collaboration, A. Aktas et al., "Measurement of anti-deuteron photoproduction and a search for heavy stable charged particles at HERA," Eur. Phys. J. C 36 (2004) 413, hep-ex/0403056 [hep-ex].
- [156] **CDF** Collaboration, D. Acosta *et al.*, "Search for long-lived charged massive particles in  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 1.8$  TeV," *Phys.Rev.Lett.* **90** (2003) 131801, arXiv:hep-ex/0211064 [hep-ex].
- [157] F. James and M. Roos, "Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations," Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343–367.
- [158] M. Kazana, "Hipotetyczne długożyciowe ciężkie cząstki naładowane w detektorze CMS." Praca magisterska, Wydział Fizyki Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa, 1997.
- [159] M. Kazana, "Signatures of GMSB SUSY particles in the CMS detector at LHC." PhD thesis, Faculty of Physics, University of Warsaw, Warsaw, 2004.
- [160] Ł. Gościło, "Poszukiwanie egzotycznych sygnatur fizyki spoza Modelu Standardowego w eksperymencie CMS." Rozprawa doktorska, Instytut Problemów Jądrowych im. A. Sołtana, Warszawa, 2006.

John.

- [161] Particle Data Group Collaboration, J. Beringer et al., "Review of Particle Physics," Phys. Rev. D 86 (2012) 010001.
- [162] CMS Collaboration, V. Khachatryan et al., "CMS Tracking Performance Results from early LHC Operation," Eur. Phys. J. C70 (2010) 1165-1192, arXiv:1007.1988 [physics.ins-det].
- [163] W. T. Eadie, D. Drijard, F. E. James, M. Roos, and B. Sadoulet, Statistical methods in experimental physics. North Holland, Amsterdam, 1971.
- [164] F. James, *Statistical methods in experimental physics*. World Scientific, Singapore, 2006.
- [165] CMS Collaboration, V. Khachatryan *et al.*, "Search for heavy stable charged particles in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$ TeV," *JHEP* 03 (2011) 024, 1101.1645 [hep-ex].
- [166] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for fractionally charged particles in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *Phys. Rev. Lett.* (2012), arXiv:1210.2311 [hep-ex].
- [167] ATLAS Collaboration, G. Aad et al., "Search for massive long-lived highly ionising particles with the ATLAS detector at the LHC," Phys. Lett. B 698 (2011) 353, 1102.0459 [hep-ex].
- [168] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Search for stable hadronising squarks and gluinos with the ATLAS experiment at the LHC," *Phys. Lett. B* **701** (2011) 1, 1103.1984 [hep-ex].
- [169] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Search for heavy long-lived charged particles with the ATLAS detector in pp collisions at  $\sqrt{s} = 7$ TeV," *Phys. Lett. B* **703** (2011) 428, 1106.4495 [hep-ex].
- [170] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Searches for heavy long-lived sleptons and R-Hadrons with the ATLAS detector in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *Phys. Lett. B* **720** (2013) 277, 1211.1597 [hep-ex].
- [171] **ATLAS** Collaboration, G. Aad *et al.*, "Search for long-lived, heavy particles in final states with a muon and multi-track displaced vertex in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV with the ATLAS detector," *Phys. Lett.* **B719** (2013) 280–298, arXiv:1210.7451 [hep-ex].
- [172] D0 Collaboration, V. M. Abazov et al., "Search for long-lived charged massive particles with the D0 detector," Phys. Rev. Lett. 102 (2009) 161802, 0809.4472 [hep-ex].
- [173] CDF Collaboration, T. Aaltonen et al., "Search for long-lived massive charged particles in 1.96TeVpp collisions," Phys. Rev. Lett. 103 (2009) 021802, 0902.1266 [hep-ex].
- [174] D0 Collaboration, V. Abazov et al., "A search for charged massive long-lived particles," Phys. Rev. Lett. 108 (2012) 121802, 1110.3302 [hep-ex].
- [175] **D0** Collaboration, V. M. Abazov *et al.*, "Search for charged massive long-lived particles at  $\sqrt{s}=1.96$  TeV," *Phys. Rev. D* 87 (2013) 052011, 1211.2466 [hep-ex]. http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevD.87.052011.
- [176] M. Drees and X. Tata, "Signals for heavy exotics at hadron colliders and supercolliders," Phys. Lett. B 252 (1990) 695.
- [177] M. Fairbairn et al., "Stable massive particles at colliders," Phys. Rept. 438 (2007) 1, hep-ph/0611040.
- [178] C. W. Bauer, Z. Ligeti, M. Schmaltz, J. Thaler, and D. G. E. Walker, "Supermodels for early LHC," *Phys. Lett. B* 690 (2010) 280, 0909.5213 [hep-ph].
- [179] J. S. Schwinger, "Magnetic charge and quantum field theory," Phys. Rev. 144 (1966) 1087.
- [180] A. Kusenko and M. E. Shaposhnikov, "Supersymmetric Q-balls as dark matter," Phys. Lett. B 418 (1998) 46, hep-ph/9709492.
- [181] D. Fargion, M. Khlopov, and C. A. Stephan, "Cold dark matter by heavy double charged leptons?," Class. Quant. Grav. 23 (2006) 7305, astro-ph/0511789.
- [182] B. Koch, M. Bleicher, and H. Stoecker, "Black holes at LHC?," J. Phys. G 34 (2007) S535, hep-ph/0702187.
- [183] J. Kang, P. Langacker, and B. D. Nelson, "Theory and Phenomenology of Exotic Isosinglet Quarks and Squarks," *Phys. Rev. D* 77 (2008) 035003, 0708.2701 [hep-ph].
- [184] G. Giudice and A. Romanino, "Split supersymmetry," Nucl. Phys. B 699 (2004) 65, hep-ph/0406088 [hep-ph].

Bow.

- [185] N. Arkani-Hamed and S. Dimopoulos, "Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the LHC," JHEP 06 (2005) 073, hep-th/0405159 [hep-th].
- [186] G. R. Farrar and P. Fayet, "Phenomenology of the production, decay, and detection of new hadronic states associated with supersymmetry," *Phys. Lett. B* 76 (1978) 575.
- [187] A. C. Kraan, "Interactions of heavy stable hadronizing particles," Eur. Phys. J. C 37 (2004) 91, hep-ex/0404001 [hep-ex].
- [188] R. Mackeprang and A. Rizzi, "Interactions of coloured heavy stable particles in matter," Eur. Phys. J. C 50 (2007) 353, hep-ph/0612161.
- [189] R. Mackeprang and D. Milstead, "An updated description of heavy-hadron interactions in GEANT4," Eur. Phys. J. C 66 (2010) 493, 0908.1868 [hep-ph].
- [190] P. Langacker and G. Steigman, "Requiem for an FCHAMP (Fractionally CHArged, Massive Particle)?," Phys. Rev. D 84 (2011) 065040, 1107.3131 [hep-ph].
- [191] T. Junk, "Confidence level computation for combining searches with small statistics," Nucl.Instrum.Meth. A434 (1999) 435-443, arXiv:hep-ex/9902006 [hep-ex].
- [192] A. L. Read, "Presentation of search results: the CLs technique," J. Phys. G 28 (2002) 2693.
- [193] ATLAS and CMS Collaboration, "Procedure for the LHC Higgs boson search combination in Summer 2011," Tech. Rep. ATLAS-PHYS-PUB/CMS-NOTE-2011-005, CERN, Geneva, Aug, 2011.
- [194] CMS Collaboration, "Search for supersymmetry in events with photons and missing energy," Tech. Rep. CMS-PAS-SUS-12-018, CERN, Geneva, 2012.
- [195] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for new physics with long-lived particles decaying to photons and missing energy in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *JHEP* **1211** (2012) 172, arXiv:1207.0627 [hep-ex].
- [196] CMS Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for long-lived particles decaying to photons and missing energy in proton-proton collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *Phys.Lett.* B722 (2013) 273-294, arXiv:1212.1838 [hep-ex].
- [197] **CMS** Collaboration, S. Chatrchyan *et al.*, "Search for stopped long-lived particles produced in *pp* collisions at  $\sqrt{s} = 7$  TeV," *JHEP* **1208** (2012) 026, arXiv:1207.0106 [hep-ex].
- [198] P. Zalewski, "Search for long-lived particles in CMS experiment." Invited talk on behalf of the CMS Collaboration at Beyond the Standard Model Conference (unpublished), ICTP, Trieste (Italy), September, 2011.
- [199] P. Zalewski, "Search for long-lived particles in the CMS experiment." Invited talk on behalf of the CMS Collaboration at 2012 LHC Days in Split Conference (unpublished), Split (Croatia), October, 2012.
- [200] P. Zalewski, "Search for standard and exotic supersymmetry signatures at CMS," Acta Phys. Polon. B41 (2010) 1647–1660.
- [201] P. Zalewski, "CMS searches in 2010," Acta Phys. Polon. B42 (2011) 1699–1715.
- [202] P. Zalewski, "LHC: BSM searches." Invited talk at stringtheory.pl 2011 Conference (unpublished), Warsaw (Poland), April, 2011.
- [203] P. Zalewski, "SUSY @ CMS." Invited talk at Madrid Theory-Experiment Workshop (unpublished), CSIC UAM, Madrid (Spain), February, 2012.
- [204] P. Zalewski, "Non-SUSY searches at CMS." Invited talk on behalf of the CMS Collaboration at VIIIth Rencontres du Vietnam - Beyond the Standard Model Conference (unpublished), Quy Nhon (Vietnam), December, 2012.

Edu