

**Od rekonstrukcji leptonu τ do obserwacji rozpadów
bozonu Higgsa na pary $\tau\tau$ w eksperymencie CMS
przy LHC**

Michał Bluj

*Narodowe Centrum Badań Jądrowych,
Pasteura 7, 02-093 Warszawa*

Wydawnictwo Narodowego Centrum Badań Jądrowych
05-400 Otwock, ul. Sołtana 7
Tel. (+48) 22 273 10 01, fax (+48) 22 779 34 81,
e-mail: ncbj@ncbj.gov.pl

ISBN 987-83-941410-8-0

Projekt okładki:
Grażyna Swiboda

Przedmowa

Lepton tau (taon, τ), odkryty w 1975 roku na podstawie zaledwie dwudziestu kilku zdarzeń z eksperymentu SPEAR, był nieoczekiwanym dodatkiem do listy znanych wówczas cząstek elementarnych. Obecnie jest on członkiem trzeciej, najcięższej, generacji cząstek materii opisywanych przez współczesną teorię oddziaływań fundamentalnych, Model Standardowy, zaproponowaną i potwierdzoną doświadczalnie na przełomie lat 70tych i 80tych XX w. Jako najcięższy ze znanych leptonów pełni ważną rolę w poszukiwaniach i badaniu własności bozonu Higgsa, oraz poszukiwaniu zjawisk wykraczających poza przewidywania Modelu Standardowego.

Z powodu swojego krótkiego czasu życia, lepton tau jest możliwy do detekcji jedynie za pomocą swoich rozpadów na lżejsze leptony naładowane lub mezony oraz towarzyszące im neutrina. W zderzaczach hadronowych, takim jak LHC w CERN, rozpady taonu na mezony można łatwo pomylić z dżetami powstałymi z fragmentacji kwarków i gluonów produkowanych z wielką częstością. To sprawia, że wyzwalanie, rekonstrukcja i identyfikacja leptonu tau są dużym wyzwaniem eksperymentalnym.

Monografia prezentuje techniki eksperymentalne używane w eksperymencie CMS przy zderzaczach LHC w CERN w celu wyzwalania, rekonstrukcji i identyfikacji τ . Najpierw omówiono rekonstrukcję i identyfikację wszystkich stabilnych cząstek w stanie końcowym za pomocą metody „particle-flow”, a następnie bazujące na tych cząstkach algorytmy rekonstrukcji i identyfikacji τ , z uwzględnieniem wyspecjalizowanego algorytmu wykorzystywanego w układzie wyzwalania detektora CMS. Dalej dyskutowano pomiary wydajności tych algorytmów przy użyciu danych zebranych przez CMS.

Kolejno, omówiono poszukiwania rozpadów bozonu Higgsa na pary $\tau\tau$, w których szeroko stosowano uprzednio wymienione metody eksperymentalne. Przewidywano strategię analizy danych, jej implementację oraz wyniki.

Opisane wyniki są (w większości) oparte o 35.9 fb^{-1} zderzeń proton–proton przy energii w centrum masy 13 TeV zebrane przez detektor CMS w 2016 r.

Abstract

Lepton tau (τ), discovered in 1975 basing on only about twenty events from the SPEAR experiment, was an unexpected addition to the list elementary particles known at that time. Currently, τ is a member of a third, the heaviest, generation of matter particles described by modern theory fundamental interactions, called Standard Model, proposed and confirmed experimentally at the turn of the 70s and 80s of the 20th century. As the heaviest from known leptons, τ plays an important role in the search for (and probing the properties of) the Higgs boson, and in the searches for phenomena beyond Standard Model.

Due to its short lifetime, tau lepton is detectable only through its decays into lighter charged leptons or mesons accompanied by neutrinos. In hadron colliders, such as the LHC at CERN, tau decays into mesons can be easily mistaken for jets arising from fragmentation of quarks or gluons produced with high frequency. This makes triggering, reconstruction and identification of tau leptons a big experimental challenge.

This monograph presents experimental techniques used in the CMS experiment at the LHC collider at CERN to trigger, reconstruct and identify τ . First, we discuss the reconstruction and identification of all stable particles in the final state using the “particle-flow” method, and then algorithms for reconstruction and identification of τ based on these particles. Some emphasis is put on a specialized algorithm used in the triggering system of the CMS detector. Further, we discuss the performance of these algorithms measured with data collected by CMS.

Subsequently, we present a search for the Higgs boson decays into $\tau\tau$ pairs, in which the experimental methods previously mentioned have been widely used. The strategy of data analysis, its implementation and results have been discussed.

The described results are (mostly) based on 35.9 fb^{-1} of proton–proton collisions at a center-of-mass energy of 13 TeV collected by the CMS detector in 2016.

Spis treści

Preludium: odkrycie leptonu tau	7
Wstęp	11
1 Eksperyment CMS przy LHC	13
1.1 Akcelerator LHC	13
1.2 Detektor CMS	14
2 Rekonstrukcja przypadków w CMS	19
2.1 Wprowadzenie do metody particle-flow	19
2.2 Rekonstrukcja torów i wierzchołków	21
2.3 Rekonstrukcja i kalibracja klastrów kalorymetrycznych	24
2.4 Rekonstrukcja i identyfikacja cząstek PF	26
2.5 Rekonstrukcja obiektów złożonych	32
3 Rekonstrukcja i identyfikacja leptonów τ w CMS	37
3.1 Wprowadzenie	37
3.2 Algorytm HPS	38
3.2.1 Rekonstrukcja π^0	39
3.2.2 Identyfikacja kanałów rozpadu	40
3.3 Odróżnianie τ_h od błędnie zidentyfikowanych dżetów	42
3.3.1 Izolacja bazująca na sumie p_T wokół τ_h	43
3.3.2 Izolacja oparta o analizę wielowymiarową, MVA	45
3.4 Odróżnianie τ_h od błędnie zidentyfikowanych elektronów i mionów	48
3.4.1 Dyskryminacja mionów zidentyfikowanych jako τ_h	50
3.4.2 Dyskryminacja elektronów zidentyfikowanych jako τ_h	51
3.5 Skala energii τ_h	52
4 Testy identyfikacji τ_h z danymi zebranymi w 2016 r.	57
4.1 Użyte próbki danych	57
4.1.1 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$	57
4.1.2 Przypadki $t\bar{t}$ ze stanem końcowym $\mu\tau_h$ +dżety	58
4.1.3 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ do ustalenia normalizacji $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$	59
4.1.4 Przypadki $W \rightarrow \tau\nu$ i $W \rightarrow \mu\nu$ z bozonem W poza powłoką masy	59
4.1.5 Próbkki do pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów	59
4.1.6 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ do pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji e i μ	60

4.2	Metoda statystyczna	61
4.3	Współdzielone niepewności systematyczne	62
4.4	Pomiar efektywności identyfikacji τ_h	62
4.4.1	Za pomocą przypadków Z/γ^*	63
4.4.2	Z użyciem przypadków $t\bar{t}$	66
4.4.3	W przypadkach $W \rightarrow \tau\nu$ z bozonem W poza powłoką masy	67
4.4.4	Ekstrapolacja pomiarów efektywności do wysokich $p_T^{\tau_h}$	70
4.5	Pomiar prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów	71
4.6	Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji e/μ	74
4.7	Pomiar skali energii τ_h	77
5	Wyzwalanie przypadków z τ_h w stanie końcowym w CMS	83
5.1	Identyfikacja τ_h dla trygera CMS	83
5.2	Trygery oparte o identyfikację τ_h	85
6	Podsumowanie dyskusji identyfikacji τ_h w CMS	89
7	Obserwacja rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$	91
7.1	Wprowadzenie	91
7.1.1	Model Standardowy i bozon Higgsa	91
7.1.2	Fenomenologia i odkrycie bozonu Higgsa w LHC	92
7.2	Strategia poszukiwań $H \rightarrow \tau\tau$	96
7.3	Rekonstrukcja masy par $\tau\tau$	98
7.4	Selekcja przypadków	100
7.5	Podział na kategorie	102
7.6	Wyznaczanie poziomu tła	104
7.7	Niepewności systematyczne	108
7.8	Analiza statystyczna i wyniki	108
8	Podsumowanie i perspektywy	117
	Wykaz używanych skrótów	119
	Podziękowania	121

Preludium: odkrycie leptonu tau

Historia leptonu tau sięga lat 60tych XX w. gdy próbowano zrozumieć istnienie mionów – nie było powodu dla drugiego leptonu oprócz elektronu. Było to jedno z głównych zagadnień w fizyce wysokich energii w tym czasie. Próbowano je rozwiązać na kilka podstawowych sposobów:

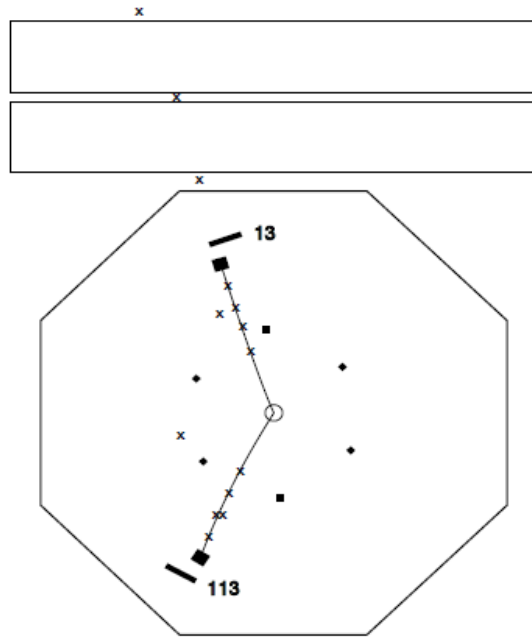
- i) Porównując rozpraszanie nieelastyczne mionów i elektronów na protonach, e - p i μ - p , tak by znaleźć możliwe różnice [1, 2]. Różnic nie zaobserwowano, a możliwość dalszych porównań została ograniczona przez niepewności systematyczne pomiarów.
- ii) Szukając nowych leptonów naładowanych w procesie fotoprodukcji. Również te poszukiwania dawały negatywny wynik z ograniczeniem na masę nowego leptonu między 0.5 i 1.0 GeV^1 , w zależności od czasu życia i innych założeń dotyczących nowego leptonu [3].
- iii) Szukając nowych leptonów naładowanych za pomocą eksperymentów na wiązkach e^+e^- . Ta metoda doprowadziła ostatecznie do odkrycia leptonu tau przez Martina Perla i współpracowników z eksperymentu Mark I² przy zderzaczu SPEAR w Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) [4].

Idea eksperymentu M. Perla była prosta: kiedy energia zderzeń e^+e^- osiągnie podwójną masę nowego leptonu będzie on produkowany w parach, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$, podobnie jak to zachodzi dla mionu. Następnie założono, że nowe leptony będą niestabilne i rozpadną się na lżejsze leptony, tj. na elektrony lub miony ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$ lub $\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$). Ponieważ rozpady dwóch taonów są niezależne to powinno to prowadzić do zdarzeń, w których pojawi się para elektron–mion o przeciwnych znakach ładunku elektrycznego (i brakująca energia). Dodatkowo, elektron i mion powinny (w przybliżeniu) rozlatywać się w przeciwnych kierunkach. Po obniżeniu energii zderzeń, tego typu przypadki powinny przestać się pojawiać. Pierwsze zdarzenia tego rodzaju zaobserwowano w 1974 r. (rys. 1), ale około roku zabrało sprawdzenie, że nie pochodzą one od tła, tak że wynik (oparty o 24 przypadki) został opublikowany w 1975 r. [4]. Następny rok zajęło wykazanie, że obserwowane przypadki rzeczywiście pochodzą z rozpadów nowych leptonów [5], co zostało potwierdzone przez inne grupy eksperymentalne. Kolejne lata zabrało znalezienie rozpadów τ na hadrony (1977) a następnie identyfikacja rozpadów na mezony $\pi^\pm$ i $\rho^\pm$ (1978) oraz pomiary odpowiednich stosunków rozgałęzień (1979). Pozwoliło to na pokazanie, że wszystkie własności nowo odkrytej cząstki, są zgodne z tym co jest oczekiwane dla leptonu rozpadającego się słabo.

Największym z wyzwań eksperymentalnych było oddzielenie przypadków $e\mu$ z rozpadów taonów od tła, którego najistotniejszym składnikiem były przypadki z rozpadami kwarków c . Należy tu pamiętać, że mezon J/ψ (stan związany $c\bar{c}$) został dopiero co odkryty i własności cząstek

¹W tej pracy używane będą jednostki naturalne, $c = \hbar = 1$.

²W literaturze eksperyment ten jest często nazwany SLAC-LBL Magnetic Detector za nazwami laboratoriów, z których pochodzili jego twórcy: Stanford Linear Accelerator Center (SLAC) i Lawrence Berkeley Laboratory (LBL).



Rysunek 1: Jeden z pierwszych przypadków $e\mu$ zaobserwowanych w detektorze Mark I: mion wylatuje do góry dając sygnał w komorach mionowych (krzyżyki między prostokątami na górze rysunku), a elektron ku dołowi. Obydwa leptony oddziałują w detektorze śladowym (krzyżyki w ośmiokącie obrazującym ten detektor). Liczby 13 i 113 są miarą energii zdeponowanej przez obydwie cząstki w kalorymetrze [6].

z kwarkiem c (szczególnie z pojedynczym) nie były w zasadzie znane³. Co prawda użyte detektory pozwalały na identyfikację elektronów i mionów, ale prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji hadronów było wysokie według obecnych standardów⁴. Dodatkowo, detektory nie były tak hermetyczne jak dziś i straty cząstek ze stanów końcowych były istotne, co zaburzało obraz.

Poza pokonaniem problemów eksperymentalnych, należało pokonać istotny problem natury psychologicznej – nowy lepton „nie był potrzebny”. Należy pamiętać, że w tym czasie mezony J/ψ z kwarkiem c (uzupełniającym drugą generację fermionów) zostały dopiero co odkryte, przy czym kwark c był (w pewnym sensie) przewidziany. Natomiast, istnienie trzeciej generacji fermionów nie było spodziewane, zresztą do dziś (kiedy znamy jej wszystkich członków) nie wiemy dlaczego ona istnieje⁵ – oznacza to, że pytanie jakie doprowadziło do odkrycia taonu (postawione na początku tego rozdziału) wciąż nie ma odpowiedzi.

Nazwa τ , za greckim $\tau\pi\tau\sigma\nu$ (triton) co znaczy trzeci, pojawia się w pracy M. Perla z 1977 r. o właściwościach nowego leptonu [7]. W 1995 r. M. Perl został uhonorowany Nagrodą Nobla z fizyki za odkrycie leptonu tau. Więcej o odkryciu taonu można przeczytać, np. w pracach [6, 8], z których czerpałem zawarte tu informacje, oraz cytowanych wyżej pracach źródłowych.

³ Tak się składa, że masa najbliższych mezonów z pojedynczym kwarkiem c (D) jest zbliżona do masy leptonu tau, co stanowiło dodatkową trudność.

⁴ Wynosiło ono $O(0.1)$ co należy porównać z obecnym 10^{-4} – 10^{-3} .

⁵ Na pewno istnienie trzeciej generacji pozwala na wprowadzenie do Modelu Standardowego łamania symetrii CP, co prowadzi do asymetrii między materią i antymaterią. Jednak mierzone łamanie CP w sektorze kwarków jest zbyt małe by wytłumaczyć obserwowaną asymetrię między materią i antymaterią, a łamanie CP w sektorze leptonowym nie jest (na razie) potwierdzone doświadczalnie.

Na koniec, warto zauważyć, że detektor Mark I, za pomocą którego odkryto taon (a także J/ψ), był jednym z pierwszych detektorów złożonym z (elektronicznych) poddetektorów różnego typu tworzących kolejne warstwy pokrywające pełen kąt bryłowy wokół punktu oddziaływania: detektora śladowego w polu magnetycznym, kalorymetru i komór mionowych. Taki układ detektora pozwala zbierać i identyfikować większość produktów zderzenia jakie zaszło w jego wnętrzu. Dodatkowo, tak zbudowany detektor jest uniwersalny, tj. nie jest przeznaczony do jednego typu pomiarów. W końcu, użycie detektorów elektronicznych pozwala na wykorzystanie komputerów, zarówno do monitorowania ich działania, jak i analizy zebranych danych. Taka koncepcja budowy jest stosowana w większości współczesnych detektorów używanych w fizyce cząstek elementarnych, w tym w detektorze CMS omawianym w tej pracy (rozdz. 1.2).

Wstęp

Monografia jest próbą całościowego ujęcia metod doświadczalnych zastosowanych w eksperymencie CMS przy zderzaczu LHC w CERN, które doprowadziły do obserwacji rozpadów bozonu Higgsa w pary leptonów tau [9]. Obserwacja ta została dokonana w 2017 r. z istotnym udziałem autora niniejszej monografii.

W pierwszej części (rozdz. 1) omówiono konstrukcję detektora CMS, w którego budowie autor miał swój skromny udział – na przełomie lat 2006 i 2007 (tuż po obronie doktoratu) autor miał znaczący wkład w testy uruchomieniowe układu wyzwalania detektora CMS w oparciu o miony zbudowanego przez grupę z Warszawy. Testy te były częścią pierwszej z serii testów CMS, nazwanych MTCC (ang. Magnet Test and Cosmic Challenge), które zostały przeprowadzone z użyciem w pełni wyposażonego wycinka detektora CMS umieszczonego na powierzchni, nad docelowym miejscem instalacji, za pomocą mionów z promieniowania kosmicznego [10]. Do testów układu zbudowanego w Warszawie (i jego współdziałania z innymi układami CMS) użyto zarówno promieniowania kosmicznego jak i specjalnie spreparowanych danych testowych [11, 12, 13, 14]. Testowany układ jest pierwszą częścią układu wyzwalania za pomocą mionów, które są ważną sygnaturą w analizach fizycznych przy akceleratorach hadronowych (w szczególności tych dotyczących bozonu Higgsa).

Następnie, w rozdz. 2 dyskutowana jest rekonstrukcja zdarzeń (przypadków) zbieranych przez detektor CMS, ze szczególnym uwzględnieniem nowatorskiej techniki „particle-flow”. Technika ta pozwala na rekonstrukcję i identyfikację pełnej listy cząstek w stanie końcowym – elektronów, mionów, fotonów oraz naładowanych i neutralnych hadronów – zapewniając spójny opis całego przypadku. Tak zrekonstruowane cząstki są następnie używane do rekonstrukcji dżetów⁶ powstałych z fragmentacji partonów (kwarków i gluonów), leptonów tau w ich rozpadach na hadrony (i neutrino), wyznaczania brakującego pędu poprzecznego oraz do określania izolacji elektronów i mionów. W latach 2009–2010 autor brał intensywny udział w testach rekonstrukcji particle-flow za pomocą pierwszych próbek danych proton-proton zebranych przez CMS [15, 16, 17] oraz tworzeniu narzędzi komputerowych ułatwiających analizy przy użyciu tej rekonstrukcji. W szczególności, autor badał rozkład cząstek wokół elektronów (izolację elektronów), co przyczyniło się do lepszego uwzględnienia w rekonstrukcji elektronów emitowanych przez nie fotonów hamowania.

Rozdział 3 poświęcony jest algorytmom identyfikacji taonów w oparciu o rekonstrukcję ich kanałów rozpadu na hadrony, zaś rozdz. 4 prezentuje metody weryfikacji działania tych algorytmów za pomocą danych zebranych przez CMS (w odróżnieniu od oczekiwań otrzymanych z użyciem symulacji). W kolejnym rozdziale (rozdz. 5) omówione są algorytmy wyzwalania detektora CMS z leptonami tau w stanie końcowym. Autor (w 2010 r.) był jednym z prekursorów użycia cząstek zrekonstruowanych metodą particle-flow do identyfikacji rozpadów leptonów tau na

⁶Dżet to pęk cząstek o zbliżonym (w momencie produkcji) kierunku lotu przeważnie powstałych w wyniku fragmentacji kwarka lub gluonu.

hadrony [18, 19]. W latach 2011–2015 autor był współodpowiedzialny za definiowanie algorytmów wyzwalania CMS z taonami w stanie końcowym, w tym w latach 2012–2015 koordynatorem odpowiedniej grupy roboczej, a następnie w latach 2015–2017 koordynatorem większej grupy roboczej odpowiedzialnej łącznie za algorytmy identyfikacji leptonu tau i wyzwalania detektora CMS w oparciu o leptonu tau, tzw. Tau Physics Object Group (Tau POG).

W rozdziale 7 zaprezentowano analizę danych, która doprowadziła do obserwacji rozpadu bozonu Higgsa w parę leptonów tau w CMS. Była to pierwsza obserwacja tego rozpadu w jednym eksperymencie⁷ [9]. W poszukiwaniach bozonu Higgsa w rozpadach na pary taonów autor brał udział od 2009 r., będąc pionierem w stosowaniu rekonstrukcji „particle-flow”, co poprawiło ich czułość. Dodatkowo, autor był jednym z pomysłodawców użycia w poszukiwaniach $H \rightarrow \tau\tau$ kategorii optymalizowanej do detekcji przypadków, w których bozon Higgsa jest produkowany w stowarzyszeniu z dżetem emitowanym ze stanu początkowego. Kategoria ta uzupełniła tradycyjnie używaną kategorię z dwoma, odseparowanymi w pseudopośpieszności dżetami, zwiększając czułość analizy prawie dwukrotnie.

W końcu, rozdz. 8 zawiera krótkie podsumowanie i kreśli perspektywy badań nad rozpadem bozonu Higgsa w parę leptonów tau.

Uwagi edytorskie

Monografia jest napisana po polsku, jednak napisy na rysunkach są w języku angielskim, co jest związane z faktem, że w większości pochodzą one z publikacji w tym języku (zgodnie z zamieszczonymi odsyłaczami). Rysunki te, zgodnie z zasadami współpracy CMS, nie mogą być modyfikowane, mimo że autor tej monografii jest współautorem publikacji je zawierających. Jednakże autor wierzy, że opisy rysunków (po polsku) są wyczerpujące i pozwolą na ich zrozumienie również czytelnikom nie władającym angielskim.

Ze względu na chęć zachowania spójności między tekstem i rysunkami, na których pojawiają się liczby w anglosaskim zapisie dziesiętnym z kropką, ten sam zapis jest stosowany w tekście, zamiast przyjętego w polszczyźnie zapisu z przecinkiem.

⁷ Kombinacja wcześniejszych wyników uzyskanych przez eksperymenty ATLAS [20] i CMS [21] pozwoliła na łączną, tj. w obu tych eksperymentach, obserwację rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ [22].

Rozdział 1

Eksperyment CMS przy LHC

Detektor CMS (ang. Compact Muon Solenoid) to jeden z dwóch detektorów uniwersalnych¹ przy zderzaczu LHC (ang. Large Hadron Collider) w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych CERN pod Genewą. Podstawowe informacje dotyczące zderzacza LHC są podane w rozdziale 1.1, następnie w rozdziale 1.2 omówiona jest budowa detektora CMS, zaś rozdział 2 zawiera dyskusję rekonstrukcji przypadku zarejestrowanego w CMS ze szczególnym uwzględnieniem nowatorskiej techniki „particle-flow”, zastosowanej w CMS po raz pierwszy przy zderzaczu hadronowym.

1.1 Akcelerator LHC

Wielki zderzacz hadronów, LHC (ang. Large Hadron Collider) to największy obecnie akcelerator cząstek na świecie, który mieści się w CERN [28]. LHC składa się z dwóch, w przybliżeniu kołowych, rur wiązek umieszczonych w podziemnym tunelu o długości ok. 26.7 km. Wiązki hadronów, protonów lub ciężkich jonów (jąder ołowiu) są prowadzone za pomocą zespołu ok. 1600 nadprzewodzących magnesów. LHC jest zasilane wstępnie uformowanymi i przyspieszonymi wiązkami protonów (jonów) pochodzącymi z łańcucha przyspieszającego utworzonego z wcześniej wybudowanych akceleratorów w kompleksie CERN: Liniaca-2²(p) lub Liniaca-3 (Pb), Proton Synchrotron Boostera (PSB), Proton Synchrotronu (PS) i Super Proton Synchrotronu (SPS).

LHC zostało zaprojektowane by zderzać przeciwbieżne wiązki protonów z energią w środku masy 14 TeV i świetlnością $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ oraz ciężkie jony z energią 2.8 TeV na nukleon i świetlnością $10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Niestety w czasie uruchamiania LHC we wrześniu 2008 roku doszło do awarii, jednym ze skutków której było obniżenie o blisko połowę energii zderzeń w pierwszym okresie działania (Run-1) LHC. W drugim okresie działania (Run-2) energia została podniesiona do 13 TeV a świetlność przekroczyła (dwukrotnie) planowaną. Szczegóły dotyczące okresów działania LHC, energii w środku masy ($\sqrt{s}$) i świetlności zderzeń proton-proton oraz odpowiadających im dostarczonych i zebranych przez detektor CMS ilości danych można znaleźć w tabeli 1.1.

Aby osiągnąć wysoką świetlność protony są grupowane w paczki (do ok. 2800 paczek na wiązkę po $O(10^{11})$ protonów każda), które są zderzane z wysoką częstotliwością (co 50 ns lub 25 ns

¹Drugim detektorem uniwersalnym przy LHC jest ATLAS [23]. Oprócz ATLAS i CMS przy LHC działają detektory LHCb [24], zoptymalizowany do badań oddziaływań ciężkich kwarków, ALICE [25] do badań zderzeń ciężkich jonów, oraz dwa detektory do badania fizyki „do przodu”: LHCf [26] przy ATLAS oraz TOTEM [27] przy CMS.

²Liniac-2 wybudowany w latach 50tych XX w. jest obecnie zastępowany przez nowy akcelerator Liniac-4, w którego budowie aktywnie uczestniczyło NCBJ.

Tabela 1.1: Okresy działania LHC: energia zderzeń proton-proton ($\sqrt{s}$), maksymalna chwilowa świetlność ($\mathcal{L}$), scałkowana świetlność ($\int \mathcal{L}$) i średni pileup ($\langle \text{PU} \rangle$).

Okres		$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathcal{L}$ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$\int \mathcal{L}$ (fb^{-1})		$\langle \text{PU} \rangle$	Uwagi
				dostarczona	zebrana		
Run-1	2010	7	$0.20 \cdot 10^{31}$	0.05	0.04	5	niska $\mathcal{L}$
	2011	7	$0.40 \cdot 10^{34}$	6.1	5.6	10	
	2012	8	$0.77 \cdot 10^{34}$	23	22	21	
Run-2	2015	13	$0.51 \cdot 10^{34}$	4.2	3.8	13	krótki run $\mathcal{L} >$ projektowana
	2016	13	$1.53 \cdot 10^{34}$	42	38	27	
	2017	13	$2.07 \cdot 10^{34}$	50	45	38	
	2018	13	$2.13 \cdot 10^{34}$	68	64	37	
Run-3	2021-23	14	$\approx 3 \cdot 10^{34}$	150–200		≈ 50	planowany

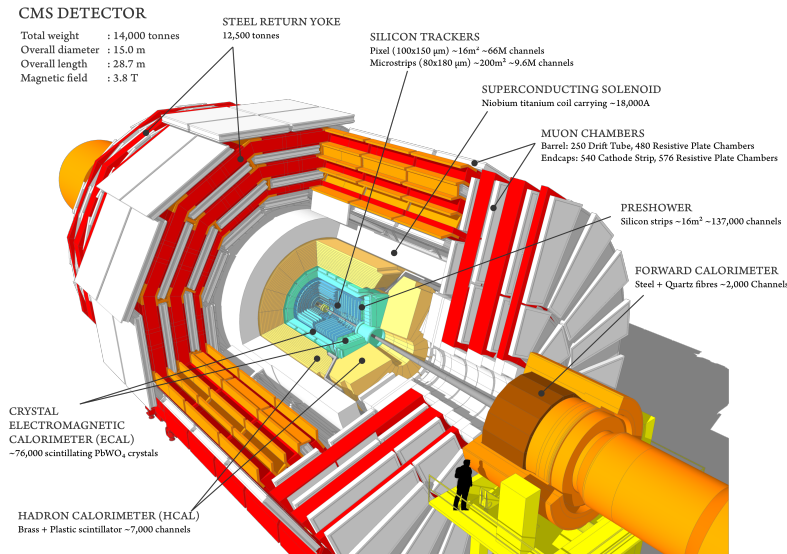
odpowiednio podczas Run-1 i Run-2), oraz optymalizuje się optykę tak by rozmiar obszaru przecięcia się wiązek, tj. punkt oddziaływania, był jak najmniejszy. Konsekwencją wysokiej liczby protonów w paczce przy małości punktu oddziaływania jest to, że w czasie przecięcia wiązek dochodzi do wielu jednoczesnych oddziaływań protonów – dla świetlności $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ przy zderzeniach co 25 ns w LHC zachodzi średnio ok. 25 oddziaływań pp jednocześnie. Oddziaływanie pp o największej wymianie czteropędu dla danego przecięcia wiązek nazywane jest oddziaływaniem twardym, zaś pozostałe towarzyszące mu oddziaływania nazywane są pileup'em (PU). W tabeli 1.1 podano średnie wartości PU odpowiadające poszczególnym okresom działania LHC.

1.2 Detektor CMS

Detektor CMS został zaprojektowany by rekonstruować i identyfikować wszystkie cząstki produkowane w zachodzących w nim zderzeniach, co zostało osiągnięte za pomocą pokrycia pełnego kąta bryłowego wokół punktu oddziaływania przez kolejne warstwy (w kształcie walca) uzupełniających się poddetektorów.

Centralną częścią detektora CMS jest nadprzewodząca cewka o promieniu 3 m, wytwarzająca pole magnetyczne o natężeniu 3.8 T. Wewnątrz cewki magnesu mieszczą się kolejno: krzemowy detektor śladowy (tracker), kalorymetr elektromagnetyczny (ECAL) zbudowany z kryształów wolframanu ołowiu (PbWO_4) i kalorymetr hadronowy (HCAL) z warstw miedzianego absorbera i scyntylatorów plastikowych. Każdy z wymienionych detektorów składa się z części centralnej, zwanej beczką, i dwóch denek. Na zewnątrz cewki, w stalowym jarzmie magnesu, znajdują się detektory gazowe służące do detekcji mionów. Dodatkowo CMS jest wyposażony w kalorymetry „do przodu” (ang. forward calorimeter), które służą do pomiaru cząstek produkowanych pod małymi kątami i zapewniają hermetyczność detektora. Schemat budowy CMS przedstawia rys. 1.1.

Ogólny opis części składowych detektora CMS jest zamieszczony poniżej, zaś opis szczegółowy wraz z dokładną definicją układu współrzędnych można znaleźć w monografii [29].



Rysunek 1.1: Schemat budowy detektora CMS [30].

Detektor śladowy

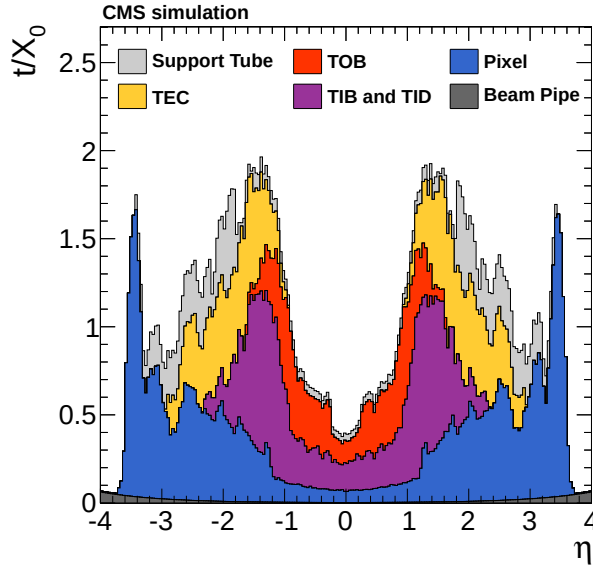
Krzemowy detektor śladowy mierzy tory cząstek naładowanych w zakresie pseudopośpieszności $|\eta| < 2.5$, gdzie pseudopośpieszność jest zdefiniowana jako $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$ a θ to kąt biegunowy liczony od osi wiązki. Detektor śladowy składa się z dwóch głównych części: detektorów mozaikowych (pikselowych) najbliższej rury wiązki a następnie detektorów mikro-paskowych. Detektory pikselowe są zgrupowane w trzy warstwy w obszarze beczki, oddległe o odpowiednio o 4.4, 7.3 i 10.2 cm od osi wiązki, i po dwa dyski z każdej ze stron CMS, w odległości ± 34.5 i ± 46.5 cm od środka CMS³. Detektory paskowe tworzą dziesięć cylindrycznych warstw w obszarze beczki oraz po dwanaście dysków w każdej z pokryw. Wewnętrzna warstwa w beczce znajduje się w odległości 25.5 cm od osi wiązki a w pokrywach ± 120 cm od środka CMS.

Ślady naładowanych hadronów są rekonstruowane z typową efektywnością 80-90% zależną od pędu poprzecznego względem osi wiązki, p_T , i η [31, 32]. Rozdzielczość rekonstrukcji torów dla niezolowanych cząstek o $1 < p_T < 10\text{GeV}$ i $|\eta| < 1.4$ wynosi ok. 1.5% w p_T oraz 25–90 (45–150) μm dla poprzecznego (podłużnego) parametru zderzenia. Krzemowy detektor śladowy stanowi znaczną ilość materiału przed ECAL, głównie ze względu na podtrzymującą go strukturę mechaniczną, okablowanie i układ chłodzenia. Najmniejsza ilość materiału odpowiadająca ok. 0.4 drogi radiacyjnej, X_0 , występuje dla $|\eta| \approx 0$, następnie wzrasta do ok. 2.0 X_0 dla $|\eta| \approx 1.4$ by się zmniejszyć się do ok. 1.3 X_0 dla $|\eta| \approx 2.5$, co przedstawia rys. 1.2. Powoduje to iż fotony pochodzące z rozpadów π^0 mają duże prawdopodobieństwo konwersji na pary e^-e^+ wewnątrz detektora śladowego.

Kalorymetry

Kalorymetr elektromagnetyczny, ECAL (ang. electromagnetic calorimeter), detektora CMS zbudowany jest z 75848 kryształów wolframianu ołowiu (PbWO₄). Podzielony jest on na obszar

³W przerwie w działaniu LHC zimą 2016/2017 detektor pikselowy CMS został wymieniony i posiada obecnie cztery warstwy w obszarze beczki, oddległe o odpowiednio o 2.9, 6.8, 10.9 i 16.0 cm od osi wiązki. i po trzy dyski z każdej ze stron CMS. w odległości ± 29.1 , ± 39.6 i ± 51.6 cm od środka detektora.



Rysunek 1.2: Grubość materiału detektora śladowego, t , wyrażona za pomocą długości drogi radiacyjnej X_0 w funkcji pseudopośpieszności η . Skróty TIB, TID, TOB i TEC oznaczają kolejno: wewnętrzną warstwę trakera w beczce (ang. tracker inner barrel, TIB) i pokrywach (ang. tracker inner disks, TID) oraz zewnętrzną warstwę trakera w beczce (ang. tracker outer barrel, TOB) i pokrywach (ang. tracker endcaps, TEC). Rysunek zaczerpnięty z pracy [32].

centralny, beczkę, dla pseudopośpieszności $|\eta| < 1.48$ oraz dwa denka, pokrywy, odpowiadające $1.48 < |\eta| < 3.0$. Grubość ECAL odpowiada ok. $25X_0$ co zapewnia, że nawet bardzo energetyczne fotony i elektrony⁴ są w nim zatrzymywane. Dodatkowo w każdej z pokryw przed ECAL mieści się detektor inicjujący kaskadę elektromagnetyczną, PS (ang. preshower), zbudowany z dwóch aktywnych warstw krzemowych umieszczonych w ołowianym absorberze o grubości $3X_0$. Rozdzielczość energetyczna w centralnej części ECAL jest równa ok. 1% dla nieskonwertowanych lub późnoskonwertowanych fotonów o energii kilkudziesięciu GeV. Dla skonwertowanych fotonów wynosi ona ok. 1.3% dla $|\eta| < 1$ i wzrasta do 2.5% dla $|\eta| = 1.4$. W pokrywach rozdzielczość wynosi odpowiednio ok. 2.5% i 3-4% dla nieskonwertowanych (późnoskonwertowanych) i skonwertowanych fotonów [33].

ECAL jest otoczony przez próbujący kalorymetr hadronowy, HCAL (ang. hadron calorimeter), zbudowany z mosiężnego absorbera oraz aktywnych warstw scyntylatora plastikowego. W obszarze beczki ($|\eta| < 1.3$) jego grubość wynosi ok. 5.82 dróg na oddziaływanie (λ_I) i rośnie z kątem biegunowym θ jak $1/\sin\theta$ osiągając $10.6\lambda_I$ dla $|\eta| = 1.3$. Kalorymetr elektromagnetyczny dodaje ok. $1.1\lambda_I$ do tego bilansu. Dodatkowo na zewnątrz cewki magnesu w obszarze beczki zamontowano warstwę scyntylatorów, tzw. kalorymetr zewnętrzny, HO (ang. hadron outer), by zwiększyć grubość kalorymetru wykorzystując fakt, że cząstki oddziałują z cewką magnesu. Dodaje to ok. $1.4/\sin\theta$ do całkowitej grubości systemu kalorymetrów w obszarze centralnym. Natomiast w denkach ($1.3 < |\eta| < 3$) całkowita grubość systemu kalorymetrów, ECAL+HCAL, odpowiada ok. $10\lambda_I$. Rozdzielczość energetyczna układu ECAL+HCAL, σ/E , dla pojedynczych pionów daje się sparametryzować następującym wyrażeniem $(\frac{\sigma}{E})^2 = (\frac{138\%}{\sqrt{E}})^2 + (13\%)^2$ [29]. Przekłada się to

⁴Tu i dalej elektronami (e) nazywane są zarówno elektrony jak i pozytony, poza miejscami gdzie znak ładunku elektrycznego ma znaczenie.

na rozdzielczość energetyczną dżetów zrekonstruowanych jedynie w oparciu o pomiary z użyciem kalorymetrów tj. bez wykorzystania detektora śladowego⁵, która wynosi typowo 40%, 12% i 5% dla energii dżetu odpowiednio 10 GeV, 100 GeV i 1 TeV.

Dopełnieniem systemu kalorymetrów CMS jest kalorymetr „do przodu”, HF (ang. hadron forward), pokrywający obszar $3 < |\eta| < 5$ co zapewnia wysoką hermetyczność detektora. Medium pasywnym tego kalorymetru są stalowe płytki, zaś aktywnym włókna krzemowe odporne na wysoki poziom promieniowania typowy w tym obszarze. Kombinacja długich i krótkich włókien pozwala na rozdzielenie sygnału od cząstek oddziałujących elektromagnetycznie deponujących większość energii w początkowej części kalorymetru od cząstek oddziałujących silnie, które deponują energię na całej jego długości.

Spektrometr mionowy

System mionowy CMS jest złożony z trzech typów detektorów gazowych, które tworzą cztery warstwy, tzw. stacje, umieszczone na zewnątrz kalorymetrów i cewki w stalowym jarzmie zwrotnym magnesu. Komory dryfowe DT (ang. drift tubes) pokrywają obszar beczki, $|\eta| < 1.2$, a komory z paskowym odczytem katodowym CSC (ang. cathode strip chambers) denka, $1.2 < |\eta| < 2.4$. Komory DT i CSC pozwalają wyznaczyć pozycje mionu z precyzją rzędu $100\mu\text{m}$. Ich uzupełnieniem są wysokooporowe komory lawinowe RPC (ang. resistive plate chambers) pokrywające obszar do $|\eta| = 1.6$ ⁶. Nie charakteryzują się one dobrą rozdzielczością przestrzenną, ale ich zaletą jest doskonała rozdzielczość czasowa, ok. 2 ns, co pozwala na identyfikację przecięcia wiązek, z którego pochodzi mion. Jest to cecha istotna w procesie wyzwalania.

Lokalizacja systemu mionowego w jarzmie magnesu pozwala wykorzystać gięcie torów mionów w istniejącym tam polu magnetycznym do pomiaru ich pędów poprzecznych niezależnie od pomiarów w trakerze. Własność ta jest istotna na wczesnych etapach przetwarzania przypadku przez układ wyzwalania gdy informacja z detektorów śladowych jest niedostępna ze względu na ograniczenia związane z koniecznością odczytu wielkiej liczby kanałów elektroniki. Dodatkowo pomiar p_T mionu za pomocą systemu mionowego poprawia dokładność pomiaru z trakera dla p_T powyżej ok. 200 GeV. Rozdzielczość p_T tak zrekonstruowanych mionów jest w beczce lepsza niż 10%, w pokrywach stopniowo się pogarsza ze wzrostem $|\eta|$ by osiągnąć ok. 15% i 25% odpowiednio dla $|\eta| \approx 2$ i > 2 [34].

Układ wyzwalania

Układ wyzwalania, tryger (ang. trigger), eksperymentu CMS składa się z dwóch stopni [35]. Stopień pierwszy, L1 (ang. level-1), zbudowany jest w oparciu o dedykowane procesory, które wykorzystują informacje z kalorymetrów i detektorów mionowych do wybierania interesujących zdarzeń z częstością około 100 kHz w czasie poniżej $4\mu\text{s}$. Na L1 składa się ok. 200 różnych algorytmów selekcji przypadków. Drugi stopień trygera, nazywany trygerem wysokiego poziomu, HLT (ang. high-level trigger), działa w oparciu o farmę uniwersalnych procesorów typu PC, na której wykonywana jest wersja oprogramowania do pełnej rekonstrukcji przypadków zoptymalizowana w celu ich szybkiego przetwarzania ($\approx 150\text{ms/przypadek}$). HLT redukuje częstość przypadków do

⁵Więcej o rekonstrukcji dżetów w rozdziale 2

⁶W czasie przerwy technicznej w latach 2019-2023 planowane jest rozszerzenie obszaru pokrywanego przez RPC do $|\eta| = 2.4$.

zapisania do ok. 1 kHz. Szczegóły dotyczące wyzwalania w oparciu o przypadki z leptonem tau są dyskutowane w rozdziałach 5.1 i 5.2.

Symulacja detektora

W celu porównania danych zbieranych przez detektor CMS z przewidywaniami otrzymanymi za pomocą generatorów przypadków opartych o modele teoretyczne konieczna jest symulacja działania detektora. Symulacja taka składa się z dwóch logicznych części: pierwsza symuluje oddziaływanie wygenerowanych cząstek z materiałem detektora (w oparciu o pakiet GEANT4 [36]), a druga emuluje działanie systemów elektronicznych detektora. Generowane przypadki z symulowanym działaniem detektora są następnie obrabiane za pomocą tych samych algorytmów rekonstrukcji (rozdz. 2–3) co dane zebrane przez detektor CMS i mogą być z nimi porównywane.

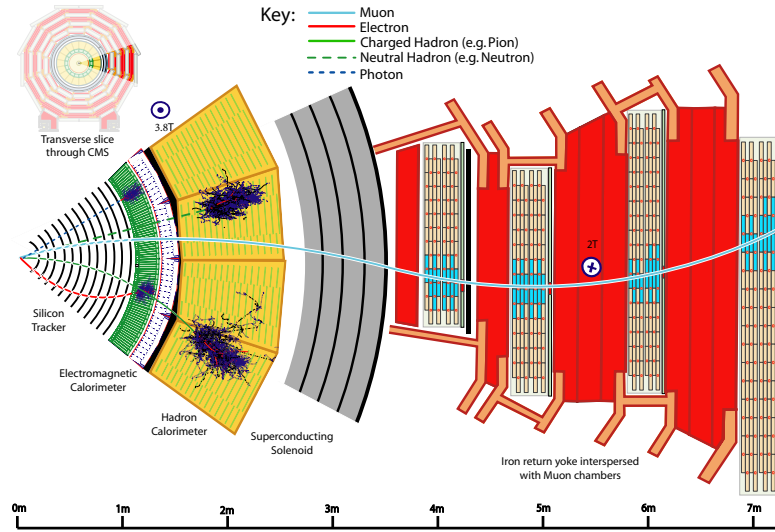
Rozdział 2

Rekonstrukcja przypadków w CMS

2.1 Wprowadzenie do metody particle-flow

Koncepcyjnie rekonstrukcja sygnału stabilnych (w skali detektora) cząstek we współczesnym detektorze uniwersalnym jakim jest CMS przebiega następująco: najpierw cząstki produkowane w punkcie oddziaływania przecinają detektor śladowy. Cząstki naładowane oddziałują z jego materiałem co pozwala zrekonstruować ich tory, a dzięki zakrzywieniu trajektorii w polu magnetycznym mierzony jest ich ładunek i pęd. Następnie, elektrony i fotony są absorbowane przez ECAL a powstałe wskutek ich absorpcji kaskady elektromagnetyczne są mierzone jako depozyty energii pozwalające wyznaczyć energię i kierunek. Występowanie lub brak toru celującego w depozyt w ECAL umożliwia odróżnienie elektronu i fotonu. Kolejno, hadrony są absorbowane przez HCAL przy czym inicjowane przez nie kaskady hadronowe mogą być widoczne również w ECAL zatem depozyty w HCAL i ECAL wyznaczają energię i kierunek hadronów. W końcu miony, jedyne oprócz neutrin cząstki niezaabsorbowane w kalorymetrach, docierają do komór mionowych, gdzie oddziałują dzięki czemu są identyfikowane. Ich pęd jest zazwyczaj mierzony za pomocą połączenia informacji z komór mionowych oraz toru z detektora śladowego. Informacja o pędzie niesionym przez neutrina jest uzyskiwana z bilansu energii w hermetycznym detektorze. Ten uproszczony obraz jest schematycznie przedstawiony na rys. 2.1, który pokazuje wycinek detektora CMS. Pozwala to na rekonstrukcję „obiektów fizycznych” w oparciu o jeden „dedykowany im” rodzaj poddetektora, z informacją z innych poddetektorów traktowaną jako pomocnicza, w następujący sposób:

- i) miony są identyfikowane w oparciu o sygnał w komorach mionowych z pędem zmierzonym za pomocą toru w detektorze śladowym celującego w ten sygnał;
- ii) izolowane fotony i elektrony są rekonstruowane w oparciu o depozyty w ECAL z informacją z detektora śladowego umożliwiającą ich odróżnienie oraz wyznaczającą znak ładunku elektrycznego elektronu;
- iii) dzęty składające się z hadronów i fotonów są rekonstruowane w oparciu o depozyty energii w HCAL i ECAL;
- iv) identyfikacja, zwana oznaczaniem lub tagowaniem (ang. tagging), dżetów pochodzących z fragmentacji kwarków b lub rozpadów τ na hadrony (i neutrina) wykorzystuje informacje o torach z detektora śladowego w kierunku zgodnym z depozytami użytymi do rekonstrukcji tych dżetów.



Rysunek 2.1: Wycinek detektora CMS ze schematycznie przedstawionym sposobem detekcji różnych typów cząstek; linie ciągłe: niebieska – mion (μ^+), czerwona – elektron (e^-), zielona – naładowany hadron (π^+); linie przerywane: zielona – neutralny hadron (n), granatowa – foton (γ). Zaczepnięto z [37, 38].

Taka rekonstrukcja jest standardowo używana w eksperymentach przy akceleratorach hadronowych, co jest związane ze względną prostotą takiego podejścia¹. Prostota ta pozwala ograniczyć złożoność algorytmów rekonstrukcji co jest istotne przy rekonstrukcji przypadków z dużą krotnością typową dla zderzeń hadronów przy wysokich energiach. Komplikacje pojawiają się gdy zachodzi potrzeba kombinacji informacji pochodzącej z różnych poddetektorów, np. przy liczeniu zmiennych globalnych takich jak brakujący pęd poprzeczny. Dodatkowo takie klasyczne podejście nie pozwala optymalnie wykorzystać potencjału całego detektora. Na przykład, energia typowego dżetu powstałego z fragmentacji kwarku lub glonu jest w ok. 65% niesiona przez naładowane hadrony, w ok. 25% przez fotony (głównie z rozpadów $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) i tylko w ok. 10% przez neutralne hadrony. Oznacza to, że użycie do rekonstrukcji dżetów detektora śladowego i ECAL, znacznie przewyższających HCAL rozdzielczością energetyczną, poprawia znacząco rozdzielczość energetyczną dżetów, itp.

Aby w pełni wykorzystać potencjał detektora, w eksperymencie CMS zostało zastosowane nowatorskie podejście globalnej rekonstrukcji przypadku (ang. global event description) przy pomocy techniki „particle-flow” (PF) [38]. W podejściu tym, pomiary dokonane przy pomocy poszczególnych poddetektorów (tory, depozyty energii w kalorymetrach i sygnał w komorach mionowych) są korelowane ze sobą, tak by rekonstruować i identyfikować wszystkie cząstki w stanie końcowym. Korelacje te niejako „śledzą” przepływ cząstek przez detektor², od punktu oddziaływania przez detektor śladowy, kalorymetry do komór mionowych, tak by powiązać poszczególne tory z depozytami w kalorymetrach i sygnałami w komorach mionowych, a depozyty w ECAL z tymi w HCAL. Pozwala to na faktyczną identyfikację poszczególnych rodzajów cząstek: torów w detektorze śladowym z powiązanymi sygnałami w systemie mionowym i nieznacznymi

¹Nie do przecenienia są też względy socjologiczne związane z tym, że grupy fizyków odpowiedzialne za poszczególne poddetektory biorą również odpowiedzialność za bazujące na nich algorytmy rekonstrukcji.

²Stąd nazwa metody – angielskie particle-flow oznacza przepływ cząstek.

depozytami w kalorymetrach jako mionów, torów wraz z odpowiadającymi im energetycznie depozytów w ECAL bez znaczącej energii w HCAL jako elektronów, torów z depozytami w HCAL i ECAL jako naładowanych hadronów, depozytów w ECAL niestowarzyszonych z torem i depozytem w HCAL jako fotonów i w końcu depozytów w HCAL i ECAL niepowiązanych z torem jako neutralnych hadronów. W ten sposób każdy rodzaj cząstek jest rekonstruowany z optymalnym wykorzystaniem zdolności rozdzielczej detektora, np. naładowane hadrony za pomocą pomiarów w detektorze śladowym przewyższającym znacznie precyzję HCAL. Dodatkowo, takie podejście umożliwia lepszą kalibrację depozytów w kalorymetrach: ECAL jest standardowo odpowiednio skalibrowany dla elektronów i fotonów, zaś hadrony wymagają nieco innej kalibracji. Podobnie HCAL, ze względu na nieliniową odpowiedź, jest poprawnie skalibrowany jedynie dla hadronów nietracących znaczącej energii w ECAL, w innym razie kalibracja musi być skorygowana. W końcu, z tak zrekonstruowanych cząstek mogą być budowane „obiekty złożone”: dzęty kwarkowe i gluonowe, lepton tau w rozpadach na hadrony (rozdz. 3), brakujący pęd poprzeczny (sygnał neutrin i innych hipotetycznych cząstek nieoddziałujących z materiałem detektora), czy określana izolacja elektronów i mionów.

Algorytm PF w CMS to pierwsze i (na razie) jedyne zastosowanie tej techniki w eksperymencie przy akceleratorze hadronów³. Efektywne użycie PF w CMS było możliwe dzięki cechom charakterystycznym tego detektora takim jak silne pole magnetyczne dobrze separujące depozyty w kalorymetrach pochodzące od cząstek naładowanych i neutralnych w dżetach, detektor śladowy o wysokiej rozdzielczości pozwalający na efektywną rekonstrukcję torów cząstek naładowanych, kalorymetr elektromagnetyczny o wysokiej segmentacji umożliwiający na oddzielenie depozytów energii poszczególnych cząstek w dżetach, wydajny spektrometr mionowy oraz stosunkowa prostota budowy osiągnięta dzięki jednorodności poddetektorów zastosowanych w różnych (geometrycznych) obszarach CMS. Ogólny opis składników algorytmu PF zamieszczamy poniżej.

2.2 Rekonstrukcja torów i wierzchołków

Rekonstrukcja torów cząstek naładowanych w detektorze śladowym (trakerze), jako taka, nie jest częścią rekonstrukcji particle-flow. Jednak, ze względu na wysokie wymagania jakie metoda particle-flow nakłada na wydajność rekonstrukcji torów, jej wprowadzenie wymagało udoskonalenia istniejącej wcześniej rekonstrukcji torów. Mianowicie, metoda particle-flow potrzebuje by tory były rekonstruowane z jak najwyższą efektywnością oraz by liczba błędnie zrekonstruowanych torów, tj. powstałych przez przypadkowe połączenie sygnałów w poszczególnych warstwach trakera, była możliwie niska. Gdy pierwszy z tych warunków nie jest spełniony, część cząstek naładowanych zostanie zrekonstruowana (przy użyciu depozytów w kalorymetrach) jako neutralne (z niższą precyzją), a gdy nie jest spełniony drugi, rekonstruowane są cząstki w rzeczywistości nieistniejące.

Pole magnetyczne wytwarzane przez cewkę CMS jest prawie jednorodne w detektorze śladowym, więc a trajektorie cząstek naładowanych mogą być parametryzowane za pomocą helisy. Wyznaczenie jej parametrów jest możliwe przy pomocy łączenia depozytów ładunku elektrycznego (trafień lub hitów, ang. hits) jakie cząstki naładowane wytwarzają przechodząc przez kolejne warstwy trakera. W CMS do wyznaczenia tej trajektorii używa się algorytmu wykorzystującego technikę filtrów Kalmana (ang. Kalman filter, KF). Algorytm ten, zwany combinatorial track fin-

³Rekonstrukcja PF została stworzona i użyta po raz pierwszy w eksperymencie ALEPH przy LEP [39] oraz jest używana przy projektowaniu detektorów przy przyszłych zderzaczach e^+e^- , np. [40]

der (CTF) [41], zawiera trzy kroki logiczne: tworzenie ziaren (ang. seed), tj. wstępnych torów, z kilku hitów zgodnych z trajektorią cząstki naładowanej, budowanie toru poprzez dodawanie hitów z wszystkich warstw detektora śladowego przecinanego przez tę trajektorię, dopasowywanie i wygładzanie toru, tj. znajdowanie takich parametrów opisujących tor, które są najlepiej zgodne z hitami znalezionymi w poprzednim kroku. Ostatnim krokiem, niebędącym formalnie częścią algorytmu CFT, jest selekcja torów, przeprowadzana w oparciu o jakość dopasowania toru (wyrażona wartością χ^2), liczbę i układ dołączonych hitów (m.in. występowanie hitów w kolejnych warstwach) oraz o wartość minimalnej odległości między torem a linią wiązki.

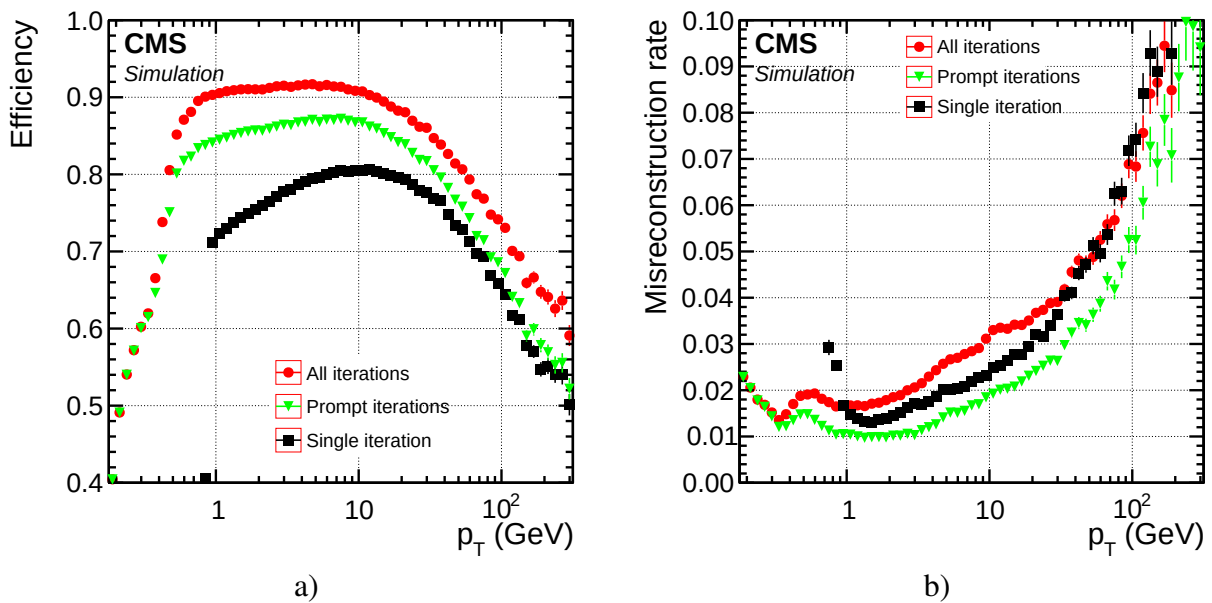
Pierwotna wersja algorytmu rekonstrukcji torów w CMS została stworzona z myślą o precyzyjnym pomiarze pędu energetycznych izolowanych mionów ($p_T > 10 \text{ GeV}$), identyfikacji takich leptonów tau oraz identyfikacji dżetów z fragmentacji kwarków b. Wobec tego parametry algorytmu CFT i selekcji torów były dobrane tak, by błędnie rekonstruowane tory stanowiły nie więcej niż kilka procent wszystkich torów, a efektywność rekonstrukcji torów mionowych była wysoka ($\approx 99\%$). W tym kontekście istotne są przede wszystkim kryterium wysokiej liczby hitów budujących tor (≥ 8), połączone z wymaganiem by liczba brakujących hitów (warstw detektora bez znalezionego hitu) była nie większa niż jeden, oraz warunki by minimalna odległość między torem a osią wiązki była mniejsza niż kilka milimetrów i $p_T > 0.9 \text{ GeV}$. Dla tak dobranych parametrów efektywność rekonstrukcji torów naładowanych pionów o $p_T > 1 \text{ GeV}$ wynosi 70–80%⁴, co jest niewystarczające dla rekonstrukcji particle-flow. Jednakże proste luzowanie kryteriów selekcji (w szczególności liczby wymaganych hitów) prowadzi nie tylko do wzrostu efektywności, ale również do niekorzystnego wzrostu liczby błędnie rekonstruowanych torów. Rozwiązaniem problemu jest użycie algorytmu CFT w sposób iteracyjny [32], tj. najpierw przeprowadzenie rekonstrukcji z ostrymi kryteriami selekcji ziaren i wynikowych torów, więc z dużą czystością (niską liczbą błędnych rekonstrukcji), a następnie użycie niewykorzystanych wcześniej hitów do rekonstrukcji torów z luźniejszymi kryteriami selekcji. Takie podejście, dzięki redukcji liczby możliwych kombinacji hitów w każdej iteracji, pozwala utrzymać liczbę błędnie rekonstruowanych torów pod kontrolą, na poziomie oryginalnego algorytmu z jedną iteracją, jednocześnie ze znaczącym wzrostem efektywności.

W CMS zastosowano osiem iteracji do rekonstrukcji torów w oparciu o pomiary w detektorze śladowym, które zostały uzupełnione dwoma iteracjami inicjowanymi ziarnami ze spektroskopu mionowego w celu zwiększenia efektywności rekonstrukcji torów mionowych. W pierwszych trzech iteracjach nałożono restrykcyjne kryteria na ziarna (hity we wszystkich trzech warstwach detektora pikselowego, bliskość do osi wiązki) co pozwoliło zmniejszyć wymagania na liczbę hitów oraz minimalne p_T (do 200 MeV), a zatem efektywnie rekonstruować tory pionów naładowanych. Z kolei w iteracji czwartej i piątej złuzowano wymaganie na liczbę hitów w detektorze pikselowym co pozwala odzyskać straty związane z nieefektywnością tego detektora oraz rekonstruować tory cząstek powstałych w rozpadach w jego objętości. Kolejne dwie iteracje (6 i 7) mają ziarna zbudowane bez hitów w detektorze pikselowym i służą rekonstrukcji torów „niecelujących”, tj. torów cząstek powstałych kilkadziesiąt centymetrów od osi wiązki. W końcu, ósma iteracja ma na celu rekonstrukcję torów cząstek wewnątrz wysokoenergetycznych dżetów. Gęstość cząstek w rdzeniu takich dżetów prowadzi do tego, że hity w wewnętrznych warstwach trakera (detektorze pikselowym) często pochodzą od zlanego sygnału przejścia kilku cząstek naładowanych, więc nie mogą służyć do budowy dobrych ziaren. Wobec tego ziarna w ósmej iteracji są tworzone tylko

⁴Różnica efektywności między pionami a mionami jest głównie spowodowana tym, że te pierwsze z wysokim prawdopodobieństwem oddziałują jądrowo z materiałem trakera, co powoduje, że liczba hitów wzdłuż ich trajektorii jest średnio niższa niż dla mionów.

z jednego hitu w detektorze pikselowym i dwóch w detektorze mikropaskowym.

Rysunek 2.2 przedstawia porównanie wydajności rekonstrukcji torów za pomocą algorytmów iteracyjnego i globalnego z jedną iteracją. W szczególności pokazuje on, że około połowa torów ($p_T > 1$ GeV) odzyskanych przez algorytm iteracyjny została zrekonstruowana przy pomocy iteracji stworzonych z myślą o cząstkach naładowanych z pierwotnych oddziaływań – iteracji 1, 2, 3, 4, 5 i 8 z wymaganiem co najmniej jednego hitu w detektorze pikselowym – z odpowiadającym im ułamkiem błędnie zrekonstruowanych torów nieco mniejszym niż w pierwotnym algorytmie z jedną iteracją. Dodatkowo te iteracje pozwoliły na rozszerzenie rekonstrukcji do p_T poniżej 1 GeV. Natomiast, iteracje rekonstruujące tory „niecelujące” nie tylko zwiększają efektywność rekonstrukcji (o ok. 5%), ale również przyczyniają się do zwiększenia liczby błędnie zrekonstruowanych torów (o ok. 1% dla $1 < p_T < 20$ GeV). Duża część tych błędnie zrekonstruowanych torów pochodzi od cząstek wtórnych produkowanych w zderzeniach jądrowych w detektorze śladowym. Są one identyfikowane przez specjalny algorytm poszukujący torów pochodzących z tego samego punktu wewnątrz detektora śladowego, by natępnie nie być użyte przez rekonstrukcję particle-flow do identyfikacji cząstek naładowanych.



Rysunek 2.2: Efektywność rekonstrukcji torów cząstek naładowanych (a) i ułamek torów, które są błędnie zrekonstruowane (b) w funkcji p_T toru wyznaczone w przypadkach wielodżetowych bez PU. Czarnymi kwadratami zaznaczono wyniki otrzymane za pomocą globalnego algorytmu CFT z jedną iteracją; zielonymi trójkątami wyniki otrzymane za pomocą algorytmu iteracyjnego jedynie z iteracjami wymagającymi co najmniej jednego hitu w detektorze pikselowym (1, 2, 3, 4, 5 i 8), rekonstruującymi tory cząstek z pierwotnych oddziaływań; a czerwonymi punktami wyniki otrzymane za pomocą pełnego algorytmu iteracyjnego. Przedstawiono wyniki dla torów o $|\eta| < 2.5$; efektywność została wyznaczona dla torów oddalonych mniej niż 3.5 cm od osi wiązki i mniej niż 30 cm od środka CMS licząc wzdłuż osi wiązki [38].

Na koniec warto wspomnieć, że dodatkowym pozytywnym skutkiem ubocznym zastosowania podejścia iteracyjnego było przyspieszenie działania algorytmu rekonstrukcji torów w porównaniu do jego nieiteracyjnej wersji. Pozwoliło to na wykorzystanie go (po odrzuceniu iteracji związanych z rekonstrukcją cząstek „niecelujących” oraz z ziarnami z systemu mionowego) w algorytmach

trygera wysokiego poziomu.

Sposobem na oddzielenie cząstek powstałych w pierwotnym twardym, tj. z dużą wymianą pędu, oddziaływaniu pp od tych powstałych w innych towarzyszących mu miękkich oddziaływaniach, PU, jest precyzyjne wyznaczenie punktów, w których te oddziaływania zaszły, czyli rekonstrukcja wierzchołków. Do rekonstrukcji wierzchołków używa się torów cząstek naładowanych, gdyż ich parametry, w szczególności punkt największego zbliżenia do osi wiązki, są precyzyjnie wyznaczane. Rekonstrukcja ta przebiega w kilku krokach: najpierw wybierane są tory, które pochodzą z obszaru gdzie zachodzą zderzenia protonów. Następnie, wybrane tory są grupowane na podstawie ich pozycji wzdłuż osi wiązki (w punkcie największego zbliżenia) tak by w jednej grupie znalazły się tory pochodzące z tego samego oddziaływania. W końcu, dla tak zgrupowanych torów znajdujemy punkt w przestrzeni (wierzchołek), który minimalizuje funkcję największej wiarygodności opisującej prawdopodobieństwo, że zgrupowane tory z niego pochodzą. Szczegóły algorytmu rekonstrukcji wierzchołków w CMS są opisane pracy [32]. Precyzja rekonstrukcji wierzchołków silnie zależy od liczby oraz p_T torów z nich wychodzących; dla przypadków wielodżetowych rozdzielczość zrekonstruowanych wierzchołków z 20 torami wynosi ok. $15\mu\text{m}$ w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązek i ok. $20\mu\text{m}$ wzdłuż osi wiązek. Efektywność rekonstrukcji wynosi ponad 98% dla wierzchołków z dwoma torami i osiąga wartość bliską 100% dla wierzchołków z co najmniej pięcioma torami.

Jako wierzchołek pierwotny oddziaływania pp wybierany jest ten, dla którego suma p_T^2 dżetów i brakującego pędu poprzecznego z niego pochodzących jest największa. Dżety pochodzące z wierzchołka są klastrowane (algorytmem anti- k_T [42]) z torów z nim stowarzyszonych a brakujący pęd poprzeczny to suma wektorowa $\vec{p}_T$ tych dżetów wzięta z minusem.

2.3 Rekonstrukcja i kalibracja klastrów kalorymetrycznych

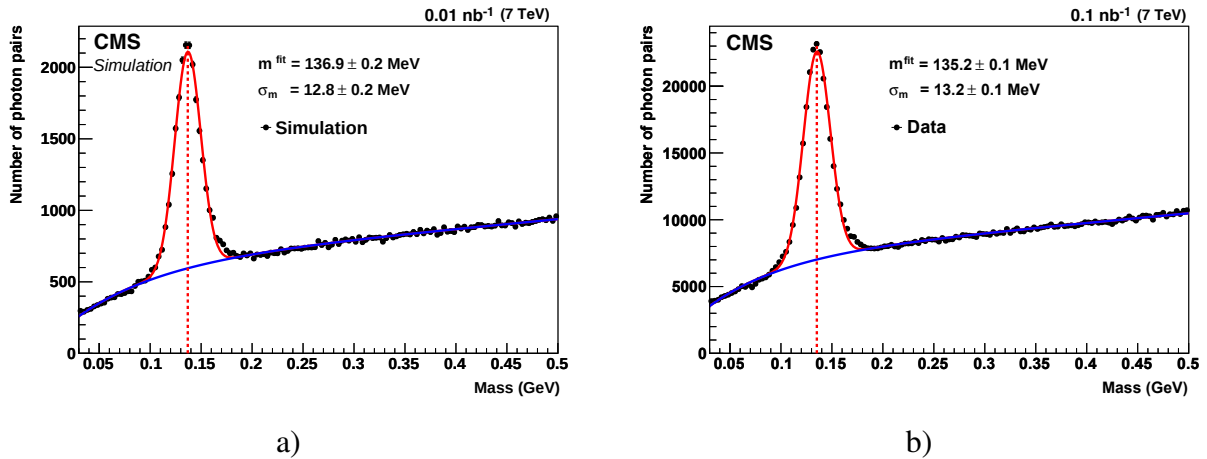
W celu osiągnięcia wysokiej efektywności rekonstrukcji depozytów energii pochodzących od wszystkich, nawet niskoenergetycznych, cząstek oraz by stworzyć możliwość rozdzielania bliskich depozytów energii stworzono dla particle-flow specjalny algorytm budowania klastrów kalorymetrycznych. Klastrowanie jest przeprowadzane osobne w każdym z kalorymetrów (z pominięciem HF): ECAL w beczce i pokrywach, każdej z dwóch warstw detektora inicjującego kaskadę elektromagnetyczną (ang. preshower) oraz HCAL w beczce i pokrywach.

Klastry budowane są w trzech krokach: w pierwszym szukane są cele kalorymetryczne odpowiadające lokalnym maksimum zdeponowanej energii (w stosunku do 8 w ECAL lub 4 w HCAL sąsiednich cel) powyżej pewnego progu – są to „zarodki” (ang. seeds) klastrów. Następnie w okół zarodków budowane są „klastry topologiczne” przez dołączanie cel, które mają co najmniej wspólny róg z celami już dołączonymi do klastra i z energią powyżej progu zadanego przez dwa standardowe odchylenia powyżej szumu instrumentalnego danego kalorymetru. W tak zbudowane klastry topologiczne mogą zawierać więcej niż jeden zarodek. W ostatnim, trzecim kroku, energia w poszczególnych celach klastrów topologiczne jest „dzielona” między tyle (częściowo pokrywających się) „klastrów particle-flow” ile jest zarodków. Podział polega na tym, że energia poszczególnych cel ma wkład do energii poszczególnych klastrów zgodnie z odległością od ich środków (pierwotnie zadanych przez pozycję zarodków a następnie poprawianych wraz z dodawaniem cel). Zakłada się przy tym, że rozkład energii w klastrze jest zadany przez rozkład Gaussa z szerokością odpowiadającą rozmiarowi kaskady. Parametry algorytmu tworzenia klastrów, znalezione za pomocą symulowanych próbek fotonów, π^0 , K_L^0 i dżetów, podano w tabeli 2.1. Kalorymetr

Tabela 2.1: Parametry algorytmu budowania klastrów w ECAL, HCAL i detektorze inicjującym kaskadę elektromagnetyczną (ang. preshower).

Parametr	ECAL		HCAL		Preshower
	beczka	pokrywy	beczka	pokrywy	
Próg E ziarna (MeV)	230	600	800	1100	0.12
Próg E_T ziarna (MeV)	–	150	–	–	–
Próg E celi (MeV)	80	300	800	800	0.06
Szerokość gaussowska (cm)	1.5	1.5	10	10	0.2

elektromagnetyczny jest poprawnie skalibrowany dla fotonów i elektronów, zatem klastry elektromagnetyczne im odpowiadające wymagają jedynie małych poprawek związanych ze specyfiką algorytmu wykorzystanego do ich budowy, np. wysokości użytych progów, które można uzyskać za pomocą symulacji⁵. Jakość kalibracji klastrów w ECAL ilustruje rys. 2.3, na którym przedstawiono rozkład masy niezmienniczej pary fotonów (klastrów ECAL z $E > 400$ MeV, które przeszły identyfikację opisaną poniżej). Na rysunku widać wyraźny pik od rozpadów $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, którego pozycję zmierzono w danych i symulacji są zarówno zgodne ze sobą jak i ze znaną wartością masy π^0 .



Rysunek 2.3: Rozkład masy pary fotonów w beczce ($|\eta| < 1.0$) wyznaczony dla przypadków symulowanych (a) oraz zebranych przez CMS (b). Sygnał rozpadów $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ modelowano rozkładem Gaussa (czerwona krzywa), a tło za pomocą funkcji wykładniczej (niebieska krzywa). Średnia rozkładu Gaussa i jego odchylenie standardowe oznaczono jako m^{fit} i σ_m [38].

Natomiast hadrony deponują energię zarówno w ECAL i HCAL. Pierwszy z nich jest (jak wspomniano wyżej) skalibrowany dla fotonów i elektronów, zaś drugi dla pionów o energii 50 GeV nieoddziałujących z ECAL. Zatem, ze względu na różną odpowiedź ECAL dla fotonów (elektronów) i hadronów oraz nieliniową w energii odpowiedź HCAL, klastry energii w ECAL i HCAL wymagają istotnych poprawek kalibracyjnych dla hadronów. W algorytmie particle-flow skalibrowana energia klastrów dla hadronów (E_{calib}) jest zadana poniższym wyrażeniem:

$$E_{\text{calib}} = a + b(E)f(\eta)E_{\text{ECAL}} + c(E)g(\eta)E_{\text{HCAL}}, \quad (2.1)$$

⁵ Poprawki te są istotnie małe dla energii znacząco wyższych od progów, zaś w okolicy progów mogą sięgać 20%

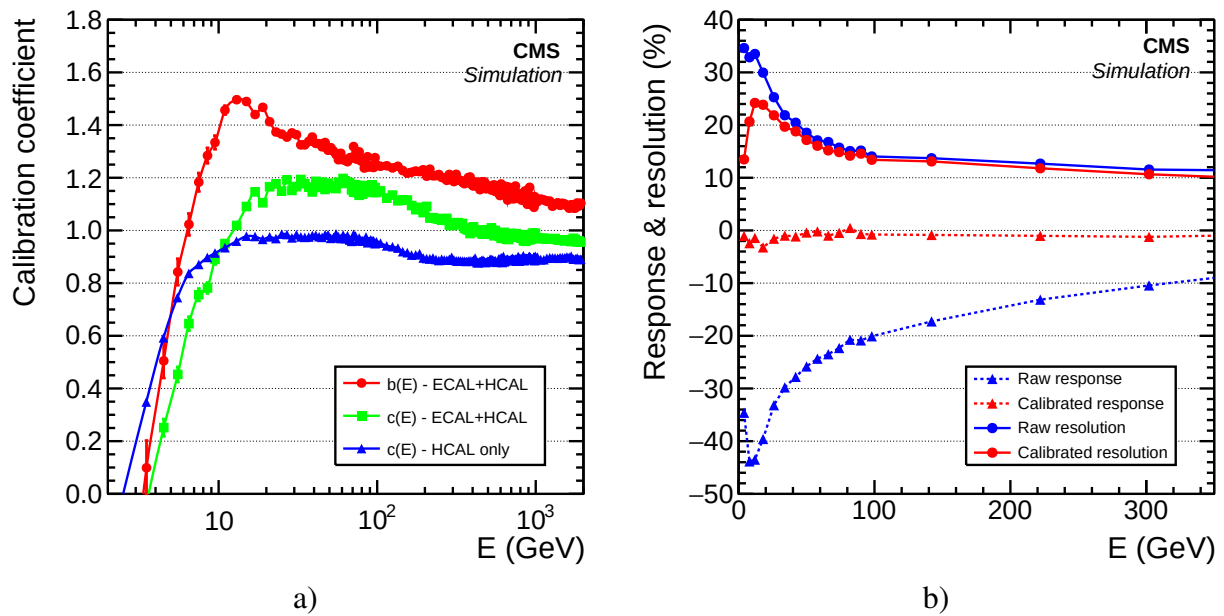
gdzie E_{ECAL} i E_{HCAL} to energie mierzone w ECAL i HCAL, E i η to prawdziwe energia i pseudopośpieszność hadronu. Parametr a (w GeV), opisujący straty energii spowodowane progami w algorytmie klastrowania, został zdefiniowany tak by nie zależeć od energii hadronu. Parametry a , b i c oraz funkcje g i f zostały wyznaczone przy pomocy symulowanych próbek pojedynczych neutralnych hadronów (K_L^0) nieoddziałujących z materiałem detektora śladowego. Osobno traktowano klastry w regionach beczki i denek (budowane z innymi parametrami) oraz przypadki gdy cała energia hadronu była mierzona w HCAL (w tym przypadku z definicji nie wyznaczano b i f). Wyznaczona wartość parametru a wynosi 2.5 GeV i 3.5 GeV odpowiednio dla hadronów mających klastry jedynie w HCAL oraz zarówno w ECAL jak i HCAL. Wartości parametrów b i c (dla obszaru beczki) w funkcji E hadronu pokazano na rys. 2.4 (a). Wartość parametru c jest bliska jedności dla hadronów o $E \approx 50$ GeV deponujących energię jedynie w HCAL, jak to jest spodziewane w związku ze wstępną kalibracją HCAL dla takich hadronów. Wartości parametru c są wyższe dla hadronów deponujących energię w obydwu kalorymetrach niż dla tych co deponują energię jedynie w HCAL, co jest związane ze stratami energii w materiale między kalorymetrami (ok. $0.5\lambda_1$). Fakt że zależność parametrów b i c utrzymuje się aż do bardzo wysokich wartości E hadronu jest skutkiem nieliniowości kalorymetrów. Zależność parametrów b i c od energii w obszarach beczki i denek jest podobna, natomiast zależność kalibracji od η hadronu (zadana przez funkcje f i g) w obu tych obszarach jest słaba.

Na rys. 2.4 (b) zilustrowano efekt kalibracji. Odpowiedź, zdefiniowana jako średnia różnica między zrekonstruowaną i prawdziwą energią w stosunku do tej ostatniej, dla skalibrowanych klastrów jest płaska i bliska zeru, gdy wartość energii nieskalibrowanej jest nieoszacowana (nawet o 40% dla małych E). Również rozdzielczość energetyczna, tj. względne odchylenie od prawdziwej energii, ulega poprawie dzięki kalibracji.

Kalibracja energii zdeponowanej przez hadrony została zweryfikowana, przy użyciu próbek danych zebranych przez CMS, za pomocą porównania energii klastrów i pędu torów przypisanych do hadronów naładowanych.

2.4 Rekonstrukcja i identyfikacja cząstek PF

Pierwszym etapem rekonstrukcji cząstek w algorytmie particle-flow jest łączenie torów i klastrów w kalorymetrach w grupy. Najpierw tory są ekstrapolowane do kalorymetrów – kolejno do dwóch warstw detektora inicjującego kaskady (PS), do ECAL na głębokości odpowiadającej maksimum typowej kaskady elektromagnetycznej oraz do HCAL na głębokości jednej drogi na oddziaływanie. Jeśli ekstrapolowany tor przecina klaster, tj. przechodzi przez jedną z cel kalorymetrycznych go budujących, to tor i klaster są łączone. Przy czym, jeśli do jednego toru jest dołączonych kilka klastrów HCAL lub do jednego klastra ECAL jest dołączonych kilka torów to pozostawiane jest tylko połączenie z najmniejszą odległością w η - ϕ . Z definicji klastry w ECAL i HCAL połączone z tym samym torem są również połączone ze sobą. W (niewielkim) obszarze poza akceptancją detektora śladowego klastry w kalorymetrach mogą być łączone bezpośrednio, gdy klaster w bardziej granularnym detektorze leży w obszarze klastra w mniej granularnym (ECAL wobec HCAL i PS wobec ECAL). Jeśli do jednego klastra w detektorze o większej granularności jest dołączonych kilka klastrów w detektorze o mniejszej to tylko połączenie z najmniejszą odległością w η - ϕ jest brane pod uwagę. W końcu, również tory mogą być grupowane ze sobą, jeśli pochodzą z jednego wierzchołka wtórnego, w celu identyfikacji oddziaływań jądrowych z materiałem trakeru. Wymaga się przy tym by wierzchołek wtórny posiadał co najmniej trzy tory,



Rysunek 2.4: (a) Wartości parametrów kalibracyjnych w obszarze beczki w funkcji prawdziwej energii hadronów E . Niebieskimi trójkątami zaznaczono zależność parametru c dla hadronów deponujących energię jedynie w HCAL, zaś czerwonymi kropkami i zielonymi kwadratami zależności parametrów b i c dla hadronów deponujących energię w ECAL i HCAL. (b) Odpowiedź (trójkąty) i rozdzielczość energetyczna (punkty) otrzymane odpowiednio dla nieskalibrowanych (kolor niebieski) i skalibrowanych (kolor czerwony) klastrów energii w funkcji prawdziwej energii hadronów E [38].

z których jeden leży między nim a wierzchołkiem pierwotnym a masa niezmiennicza pozostałych jest większa niż 0.2 GeV . Tak zgrupowane tory i klastry, tzw. bloki, są punktem wyjściowym do rekonstrukcji i identyfikacji poszczególnych typów cząstek.

Rekonstrukcja i identyfikacja przebiega od cząstek o najbardziej charakterystycznych sygnaturach, więc i najłatwiejszych do odróżnienia od innych typów cząstek, do tych o bardziej wymagających sygnaturach. Gdy cząstka jest zidentyfikowana odpowiadający jej blok (lub rzadziej jego części) nie jest wykorzystywany do identyfikacji kolejnych cząstek.

Jako pierwsze rekonstruowane są miony [34, 43]. Ich rekonstrukcja w CMS jest niezależna od algorytmu particle-flow, ale została w niego wbudowana. Spektrometr mionowy CMS zapewnia wysoką efektywność identyfikacji mionów przy niskim prawdopodobieństwie fałszywej identyfikacji, gdyż miony są jedynymi cząstkami do niego dolatującymi przez kalorymetry, zaś pomiar toru w trakerze zapewnia precyzyjny pomiar ich pędów. W CMS wyróżniane są trzy typy zrekonstruowanych mionów:

- i) **miony „niezależne” (ang. standalone)**, tj. zrekonstruowane jedynie przy użyciu spektrometru mionowego: rekonstrukcja trajektorii mionu (zakrzywionej w polu magnetycznym w jarzmie magnesu CMS) za pomocą sygnału w komorach DT, CSC i RPC pozwala na wyznaczenie pędu i ładunku mionu niezależnie od pomiarów w detektorze śladowym;
- ii) **miony globalne**: gdy tor mionu zrekonstruowany w spektrometrze mionowym ekstrapolowany do detektora śladowego jest zgodny z torem tam zrekonstruowanym, możliwe jest przeprowadzenie globalnego dopasowania parametrów opisujących trajektorię mionu przy użyciu pomiarów w obu tych detektorach. Dla wysokich pędów poprzecznych ($p_T \gtrsim 200 \text{ GeV}$) pomiary w systemie mionowym poprawiają jakość rekonstrukcji toru mionu;
- iii) **miony „w trakerze”**: gdy tor zrekonstruowany w detektorze śladowym z $p_T > 0.5 \text{ GeV}$ i całkowitym pędem $p > 2.5 \text{ GeV}$ jest zgodny z co najmniej jednym segmentem toru w komorach mionowych, tj. fragmentem toru zbudowanym w jednej stacji mionowej, jest uznawany za mion „w trakerze” (ang. tracker muon).

Rekonstrukcja mionów globalnych jest efektywna dla energetycznych mionów (z $p_T \gtrsim 10 \text{ GeV}$), ale nie dla nisko energetycznych mionów, które doświadczają relatywnie większego rozpraszania w stalowym jarzmie magnesu, co utrudnia rekonstrukcję dobrej jakości toru systemie mionowym. Efektywność dla takich mionów jest odzyskiwana za pomocą rekonstrukcji „w trakerze”, która ma o wiele mniejsze wymagania dotyczące toru w systemie mionowym. Dzięki wysokiej efektywności trakera i systemu mionowego ok. 99% mionów (w obszarze akceptacji tych detektorów, $|\eta| < 2.4$) jest rekonstruowanych jako mion globalny lub „w trakerze”, a wielu przypadkach na te dwa sposoby⁶. Zrekonstruowany kandydat na mion musi przejść szereg kryteriów identyfikacyjnych by być zaakceptowany przez algorytm particle-flow. Ma to na celu wykluczenie naładowanych hadronów błędnie identyfikowanych jako miony, gdy np. ogon odpowiadającej im kaskady hadronowej osiągnie komory mionowe, tzw. punch-through (przebicie). Kryteria te (identyfikacja particle-flow) są kombinacją wymagań na energię w kalorymetrach i pęd poprzeczny torów wokół mionu oraz na jakość rekonstrukcji toru mionu osobno w detektorach śladowym i mionowych. Efektywność tak rekonstruowanych i identyfikowanych mionów pokazuje rys. 2.5 (a). Staje się ona bliska jedności już dla $p_T \approx 5 \text{ GeV}$.

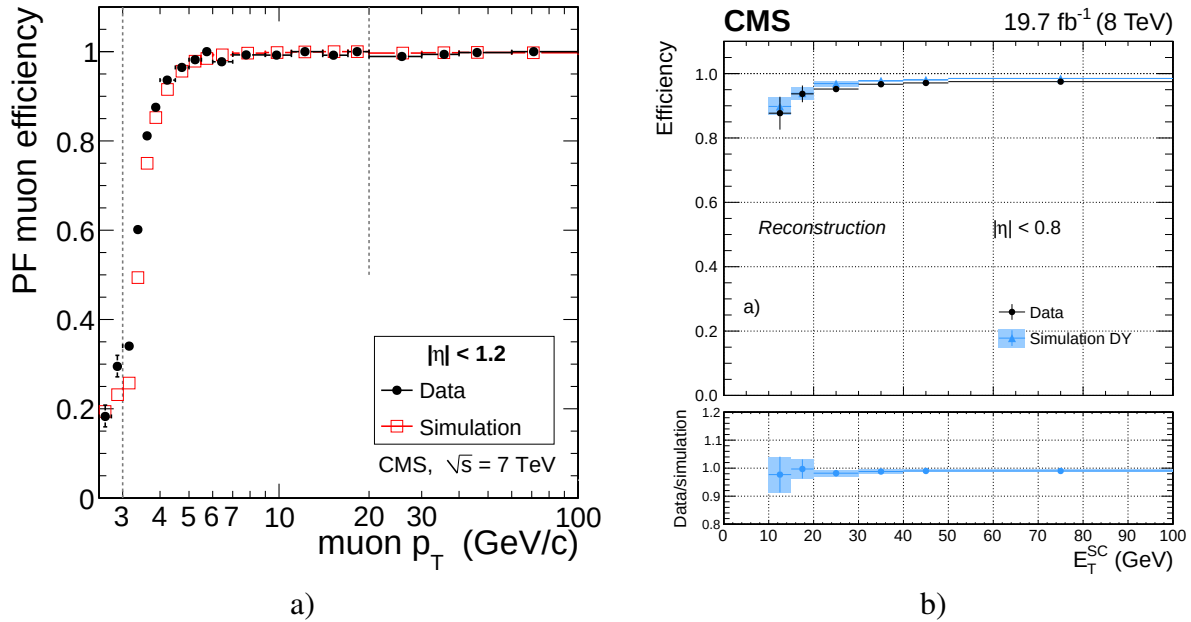
⁶Mion globalny i „w trakerze” posiadające ten sam tor są rozpatrywane jako jeden zrekonstruowany mion

Elektrony są dużo trudniejsze do rekonstrukcji i identyfikacji niż miony. Jest to związane z emisją promieniowania hamowania w czasie przelotu przez materiał detektora śladowego, którego grubość wynosi co najmniej 0.4 drogi radiacyjnej (rys. 1.2). Ma to dwie konsekwencje: pęd elektronu ulega zmianie co utrudnia rekonstrukcję toru, a dodatkowe fotony (które w drodze do ECAL mogą ulegać konwersjom na pary e^+e^- rozdzielane następnie w płaszczyźnie η - ϕ przez pole magnetyczne) deponują swoją energię w pobliżu elektronu rozmywając w ϕ odpowiadający mu klastery w ECAL lub zgoła tworząc szereg klastrów. W CMS rozwiązano te problemy na dwa sposoby: po pierwsze by zebrać całą energię elektronu i emitowanych przez niego fotonów budowane są tak zwane super-klastry (ang. super-cluster, SC), czyli klastry w ECAL wąskie w η a szerokie w ϕ [44]. Drugim, komplementarnym sposobem, jest rekonstrukcja torów elektronu za pomocą algorytmu GSF (ang. Gaussian-sum filter) [45], w którym niepewności rekonstruowanej trajektorii są parametryzowane sumą (12) rozkładów Gaussa (zamiast jednego używanego w standardowym algorytmie rekonstrukcji torów bazującym na filtrze Kalmana, KF). Pozwala to na rekonstrukcję torów elektronów z wysoką efektywnością nawet w przypadku znacznych strat energii w wyniku bremsstrahlungu w detektorze śladowym.

Rekonstrukcja torów GSF jest inicjowana na dwa sposoby. W pierwszym, do poszukiwania ziaren, tj. dwójek lub trójek trafień w detektorze pikselowym, wyznaczających początkowe parametry toru, używa się super-klastrów ekstrapolując ich pozycje w kierunku osi wiązki (testowane są hipotezy e^+ i e^-). Od super-klastrów wymaga się energii poprzecznej, $E_T = E \sin \theta$, większej niż 4 GeV oraz by energia w HCAL za super-klastrem nie przekraczała 15% jego energii. Taka metoda inicjalizacji rekonstrukcji GSF działa dobrze gdy super-klastery dokładnie przybliżą energię i kierunek elektronu, tj. gdy zbiera całą jego energię, włączając w nią energię emitowanych fotonów, i tylko ją. Jest to spełnione dla dość energetycznych i izolowanych elektronów, natomiast dla elektronów w dżetach pozycja i energia super-klastra są przeważnie zaburzone przez depozyty innych cząstek, zaś dla elektronów o niskiej energii często część fotonów hamowania unika klastrowania ze względu na skończone rozmiary super-klastra. Dla takich elektronów stworzono (w ramach particle-flow) alternatywny sposób inicjalizacji rekonstrukcji GSF. Mianowicie, iteracyjna rekonstrukcja torów, dzięki rozluźnionym kryteriom (na liczbę trafień i jakość dopasowania toru), jest efektywna dla torów elektronów nawet gdy tracą istotną część energii na promieniowanie. Gdy ilość wypromieniowanej energii jest mała, tor elektronu zachowuje się podobnie jak mionu i może być łatwo połączony z (odpowiadającym mu energią) klastrem w ECAL, a następnie zostać wybrany jako kandydat na ziarno dla rekonstrukcji GSF. W przeciwnym razie, gdy elektron traci istotną część energii, jego tor jest stosunkowo krótki, tj. zrekonstruowany z niską liczbą trafień, a odpowiadająca mu wartość χ^2 wysoka. Kombinując te informacje wybiera się tory, które są kandydatami na ziarna dla rekonstrukcji GSF. Następnie, zaczynając od kandydatów na ziarna, przeprowadza się uproszczoną rekonstrukcję GSF, z mniejszą liczbą komponentów (5 zamiast 12), w celu ostatecznej selekcji ziaren do przeprowadzenia właściwej rekonstrukcji. Selekcja ta wykorzystuje informacje o liczbie trafień i jakości dopasowania torów KF i GSF, o stracie energii wzdłuż toru GSF oraz o odległości między torem GSF i najbliższym klastrem w ECAL.

W kolejnym kroku, do każdego toru GSF dołącza się klastry w ECAL przez niego przecinane (w identyczny sposób jak dla torów KF) oraz te leżące na przedłużeniu stycznych do jego krzywizny. Styczne te są poprowadzone w punktach przecięcia z warstwami detektora śladowego, skąd (ze względu na koncentrację materiału) emitowane są fotony hamowania. Podobnie dołączane są pary torów zidentyfikowane jako pochodzące z konwersji $\gamma \rightarrow e^+e^-$ [33] jeśli ich kierunek leży na jednej ze stycznych. Super-klastry i (zwykłe) klastry w ECAL są łączone jeśli współdzielą choć jedną celę.

W końcu następuje właściwa rekonstrukcja i identyfikacja elektronów. Kandydatem na elektron jest każdy tor GSF pod warunkiem, że odpowiadający mu klaster w ECAL jest przecinany przez mniej niż trzy (zwykle) tory. Następnie do takich torów GSF dodawane są wszystkie połączone z nimi klastry w ECAL wraz z celującymi w nie torami, jeśli te są zgodne z hipotezą elektronu (jak przy selekcji ziaren GSF), i zidentyfikowane konwersje. Tak zrekonstruowani kandydaci muszą spełnić dodatkowe kryteria identyfikacji. W tym celu stworzono zmienną kombinującą, za pomocą techniki analizy wielowymiarowej nazywanej wzmocnionymi drzewami decyzyjnymi (ang. boosted decision trees, BDT), kilkanaście wielkości opisujących jakość rekonstrukcji torów GSF i KF kandydata, estymatę energii straconej na promieniowanie, rozkład energii w ECAL, zgodność energii zmierzonej w ECAL i pędu toru GSF oraz ilość energii w HCAL dołączonej do kandydata. Zmienna ta była osobno trenowana dla izolowanych i nieizolowanych kandydatów w obszarze beczki i w pokrywach. Efektywność tak zrekonstruowanych i identyfikowanych elektronów jest pokazana na rys. 2.5 (b). Jest ona bliska jedności dla $p_T \gtrsim 20\text{GeV}$, a elektrony są rekonstruowane już przy $p_T \approx 4\text{GeV}$ (niepokazane na rys.).



Rysunek 2.5: Efektywność rekonstrukcji mionów wraz z identyfikacją particle-flow w obszarze beczki ($|\eta| < 1.2$) [34] (a) i efektywność rekonstrukcji elektronów w centralnej części detektora ($|\eta| < 0.8$) [44] (b). W obydwu przypadkach porównano wyniki otrzymane za pomocą analizy danych zebranych przez CMS z przewidywaniami z symulacji.

Super-klastry z $E_T > 10\text{GeV}$ pozostałe po identyfikacji elektronów, tj. te bez odpowiadającego im toru GSF, są punktem wyjścia do identyfikacji izolowanych fotonów⁷. Po pierwsze wymagane jest by były izolowane od torów (poza zidentyfikowanymi konwersjami) i depozytów w kalorymetrach. Następnie wymagana jest zgodność rozkładu energii w ECAL oraz jej stosunku do energii w HCAL z oczekiwanymi dla fotonów [33]. Identyfikacja fotonów w dżetach (i o niskich energiach) jest omówiona poniżej.

⁷Ponieważ fotony z dużym prawdopodobieństwem konwertują w materiale detektora śladowego w pary e^+e^- , które z kolei mogą emitować fotony hamowania, odpowiadające im depozyty energii rozciągają się wzdłuż kierunku ϕ podobnie jak dla elektronów.

Po identyfikacji mionów, elektronów i izolowanych fotonów następuje identyfikacja naładowanych i neutralnych hadronów oraz fotonów produkowanych w dżetach. Klastry w ECAL i HCAL w obszarze akceptancji detektora śladowego ($|\eta| < 2.5$) bez przecinających je torów są identyfikowane odpowiednio jako fotony i neutralne hadrony. Tym ostatnim jest przypisywana masa K_L^0 . W tym podejściu pomija się fakt, że hadrony deponują część swojej energii w ECAL. Uproszczenie to jest uprawomocnione tym, że fotony niosą ok. 25% energii dżetu, podczas gdy energia pozostawiona w ECAL przez neutralne hadrony stanowi w przybliżeniu jedynie 3% energii dżetu. Poza obszarem pokrywanym przez detektor śladowy sytuacja jest bardziej skomplikowana, bo neutralne i naładowane hadrony są nieodróżnialne, a energia deponowana przez nie w ECAL stanowi ok. 25% energii dżetów. Wobec tego zostało założone, że klastry w ECAL połączone z klastrami w HCAL pochodzą od tego samego (neutralnego lub naładowanego) hadronu, a klastry w ECAL bez takiego połączenia od fotonów.

Każdy z nieużytych dotąd klastrow w HCAL jest stowarzyszony z jednym lub kilkoma torami, a każdy z tych torów może być powiązany z klastrem w ECAL. Suma pędów tych torów jest porównywana ze skalibrowaną (zgodnie z hipotezą hadronu) energią klastrow kalorymetrycznych w celu identyfikacji cząstek, których te tory i klastry są sygnałem. Jeśli energia w kalorymetrach jest większa od pędu torów o więcej niż niepewność jej wyznaczenia, to nadwyżka energii może być zinterpretowana jako sygnał cząstki neutralnej. Konkretnie, jeśli nadwyżka jest mniejsza niż energia zmierzona w ECAL a większa niż 0.5 GeV, to jest interpretowana jako foton o energii jej odpowiadającej (po rekaliibracji zgodnej z hipotezą fotonu). W przeciwnym wypadku, energia w ECAL jest interpretowana jako foton (i odpowiednio kalibrowana), a reszta nadwyżki jako neutralny hadron pod warunkiem, że przekracza 1 GeV. W końcu, każdy tor jest identyfikowany jako naładowany hadron z pędem i energią zadaną przez pęd toru przy założeniu masy $\pi^\pm$. W rzadkich przypadkach, gdy energia w kalorymetrach jest znacząco niższa (o więcej niż trzy odchylenia standardowe) od sumy pędów torów, sprawdzane jest czy któryś z torów nie odpowiada globalnemu mionowi niespełniającemu selekcji wspomnianych wyżej⁸. Gdy takie miony nie są znalezione, sprawdza się czy nadwyżka pędu nie pochodzi od torów wysoką (> 1 GeV) niepewnością zmierzonego p_T – jeśli tak to takie tory są uznawane za błędnie rekonstruowane i usuwane.

Depozyty w kalorymetrze „do przodu” (HF) są dodawane do listy cząstek jako fotony-HF i hadrony-HF w zależności od tego czy zostały w nim zidentyfikowane jako pochodzące od cząstek oddziałujących elektromagnetycznie czy oddziałujących silnie.

Poprawność rekonstrukcji naładowanych i neutralnych hadronów oraz nieizolowanych fotonów wpływa bezpośrednio na jakość rekonstrukcji dżetów i brakującego pędu poprzecznego, które są omawiane poniżej.

Na koniec tego rozdziału watro zaznaczyć, że identyfikacja leptonów i izolowanych fotonów używanych w analizach fizycznych, np. w pomiarach własności bozonu Higgsa w rozpadach $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4\ell$ i $H \rightarrow \gamma\gamma$, jest bardziej restrykcyjna niż ta użyta w algorytmie particle-flow. Ma to na celu uzyskanie większej czystości za cenę zmniejszenia efektywności identyfikacji. Natomiast wybory dokonane przy definiowaniu identyfikacji w algorytmie particle-flow zapewniają maksymalny poziom jednoczesnej poprawnej identyfikacji cząstek różnych typów w celu spójnego opisu pełnego stanu końcowego.

⁸Miony deponują znikomą część swojej energii w kalorymetrach.

2.5 Rekonstrukcja obiektów złożonych

„Obiekty złożone”, tj. dzety kwarkowe i gluonowe, leptony tau w rozpadach na hadrony oraz brakujący pęd poprzeczny, są budowane z cząstek zrekonstruowanych przez algorytm particle-flow; podobnie jest wyznaczana izolacja elektronów i mionów.

Cząstki PF są klastrowane w dzety za pomocą algorytmu anti- k_T [42, 46]. Algorytm anti- k_T buduje dzety sekwencyjnie: zaczynając od cząstki i o najwyższym p_T dodaje do niej cząstkę j (sumując ich pędy), do której „odległość” d jest najmniejsza, tworząc „proto-dzet”. Odległość d między cząstkami i i j jest zdefiniowana wyrażeniem

$$d_{ij} = \min(p_{Ti}^{2p}, p_{Tj}^{2p}) \frac{\Delta R_{ij}^2}{D^2}, \quad (2.2)$$

gdzie $\Delta R_{ij} = \sqrt{(\Delta\eta_{ij})^2 + (\Delta\phi_{ij})^2}$ to odległość między i i j w układzie η - ϕ , parametr D zadaje maksymalny promień dzetu (w η - ϕ) a $p = -1^9$. W CMS używa się $D = 0.4$, co jest typowym rozmiarem dżetów kwarkowych lub glonowych produkowanych w LHC. Procedura ta jest powtarzana dla proto-dzetu, który staje się cząstką i , i trwa tak długo aż $d_{ij} < d_{iB} = p_{Ti}^{2p10}$. W przeciwnym razie proto-dzet jest uznawany za ostateczny dzet. Następnie, powyższa sekwencja jest powtarzana dla kolejnej cząstki o najwyższym p_T niezawartej dotąd w żadnym dżecie.

Pędy dżetów są zadane przez wektorową sumę pędów cząstek je budujących i, dzięki kalibracji cząstek PF, są zgodne (w średniej) z rzeczywistym pędem znanym z symulacji w granicach 5–20% w pełnym zakresie p_T (> 30 GeV) i akceptancji detektora w η^{11} . Cząstki produkowane w dodatkowych oddziaływaniach pp zachodzących w tym samym przecięciu wiązek co oddziaływanie, w którym wyprodukowane zostały dzety, cząstki PU, mogą również zostać dodane do rekonstruowanego dzetu. Aby osłabić ten efekt, cząstki naładowane pochodzące z innych niż pierwotny wierzchołków są pomijane przez algorytm klastrowy. Natomiast wkład od neutralnych cząstek z PU jest statystycznie odejmowany przy użyciu metody „obszaru dżetów” (ang. jet area method) [47]. W metodzie „obszaru dżetów” szacuje się dwie wielkości, których iloczyn definiuje wkład do p_T dzetu od cząstek PU: obszar „aktywny” każdego dzetu w przypadku, A_j , tj. obszar w η - ϕ w obrębie którego miękkie (o małym p_T) cząstki są dodawane do dzetu, oraz średnia gęstość p_T w przypadku na jednostkę powierzchni, ρ . Rysunek 2.6 ilustruje stosunek zrekonstruowanej i prawdziwej (oczekiwanej) energii dżetów w funkcji p_T i η .

Po uwzględnieniu wpływu PU, aplikowane są poprawki mające na celu zrównanie rekonstruowanej i symulowanej energii dzetu. W końcu, małe różnice w kalibracji energii dżetów w danych i symulacji są niwelowane przy użyciu pomiarów równowagi pędów w przypadkach dwudżetowych, γ +dzet oraz Z +dzet. Szczegóły procedury kalibracji energii dżetów w CMS można znaleźć w pracy [49].

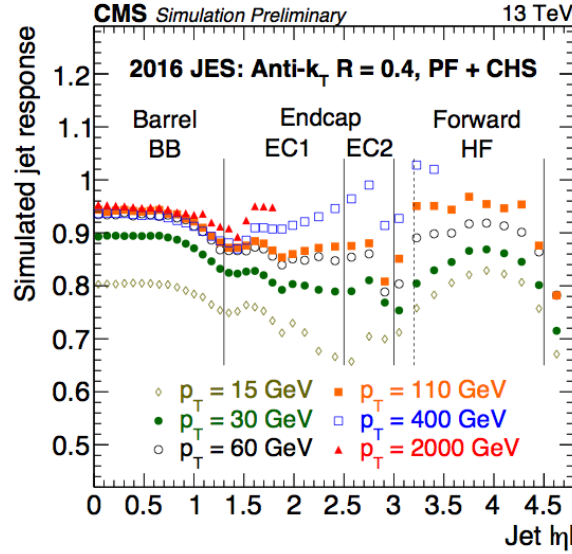
W wielu pomiarach przeprowadzanych w LHC istotna jest identyfikacja dżetów pochodzących z fragmentacji kwarków b^{12} . Identyfikacja ta, zwana oznaczaniem b lub tagowaniem b (ang. b tagging) wykorzystuje fakt długiego czasu życia kwarka b oraz jego dużej masy. Cechy te

⁹Nazwa algorytmu anti- k_T ma go odróżniać od wcześniejszego algorytmu, w którym $p = 1$, nazywanego „algorytmem k_T ”; k_T z kolei jest (innym niż p_T) oznaczeniem pędu poprzecznego.

¹⁰ d_{iB} jest odległością od osi wiązki w metryce definiującej d_{ij} .

¹¹Dla dżetów zbudowanych z depozytów w kalorymetrze rekonstruowany p_T jest mniejszy od rzeczywistego o ok. 40% dla 30 GeV. Różnica ta maleje z p_T i osiąga ok. 5–10% dla p_T ok. 800 GeV jak dla dżetów PF.

¹²W analizach opisanych dalej w tej pracy głównym celem jest usuwanie (a czasem selekcja) przypadków $t\bar{t}$ charakteryzujących się dwoma kwarkami b w stanie końcowym.



Rysunek 2.6: Odpowiedź (ang. response), tj. stosunek średnich rekonstruowanego i prawdziwego p_T dżetu, w funkcji η dla kilku wartości p_T . Pionowymi liniami zaznaczono kolejne obszary detektora: obszar beczki (BB) dla $|\eta| < 1.3$, obszar pokryw pokryty przez detektor śladowy i ECAL (EC1) dla $1.3 < |\eta| < 2.5$, pozostały obszar pokryw (EC2) dla $2.5 < |\eta| < 3$, obszar detektora HF dla $3.2 < |\eta| < 4.5$ oraz obszary przejściowy między pokrywami a HF ($3 < |\eta| < 3.2$) i obszar niepełnej akceptacji na krawędzi HF ($|\eta| > 4.5$) [48].

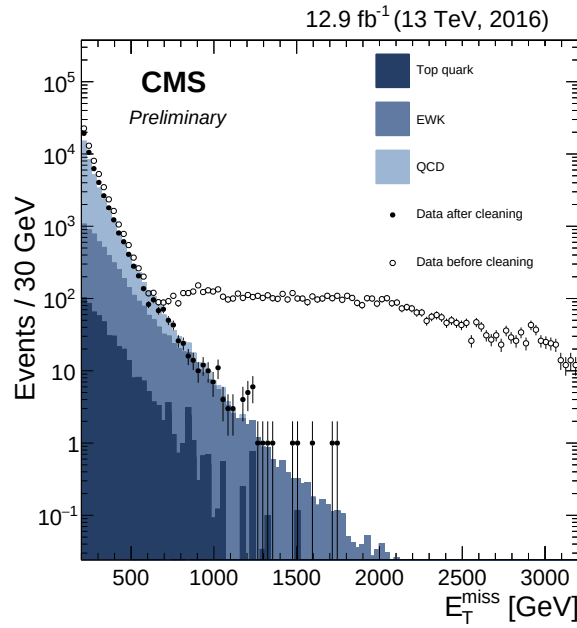
powodują, że tory cząstek powstałych z fragmentacji kwarków b charakteryzują się znaczącymi parametrami zderzenia i relatywnie wysokimi p_T oraz pozwalają na rekonstrukcję wierzchołków rozpadu b (wierzchołków wtórnych), których masa, tj. masa niezmiennicza cząstek je budujących, jest wysoka (≈ 3 GeV). W CMS stworzono kilka algorytmów tagowania b, przy czym w większości analiz (w tym w analizach opisanych w tej pracy) używany jest algorytm CSVv2 (ang. combined secondary vertex v2)¹³ [51]. W algorytmie CSVv2 informacje o torach cząstek naładowanych i o wtórnych wierzchołkach (w sumie 19 zmiennych) są kombinowane za pomocą grupy sztucznych sieci neuronowych. Sieci te są trenowane za pomocą symulowanych przypadków $t\bar{t}$ na dwa sposoby: tak by odróżniać kwarki b od kwarków c oraz kwarki b od lekkich kwarków (u, d, s) i gluonów. Następnie tak otrzymane dyskryminatory są sumowane z wagami 3:1, co jest inspirowane stosunkiem częstości występowania lekkich kwarków i kwarka c w przypadkach $t\bar{t}$, w których jeden z bozonów W rozpada się leptonowo, a drugi hadronowo. W analizach opisanych dalej w tej pracy używano punktu pracy „Medium” dyskrymintora CSVv2, który to punkt pracy odpowiada efektywności tagowania dżetów b ($p_T > 30$ GeV) ok. 70% i prawdopodobieństwu błędnej identyfikacji dżetów lekkich kwarków lub gluonów ok. 1% oraz prawdopodobieństwu błędnej identyfikacji dżetów c ok. 10%.

Brakujący pęd poprzeczny, $\vec{p}_T^{\text{miss}}$, jest zadany przez sumę wektorową (wziętą z minusem) pędów poprzecznych wszystkich zrekonstruowanych cząstek w przypadku, dodatkowo poprawianą za pomocą dodania członu związanego z kalibracją dżetów:

$$\vec{p}_T^{\text{miss}} = - \sum_{\text{cząstki}} \vec{p}_T - \sum_{\text{dżety}} \left(\vec{p}_{Tj}^{\text{kal}} - \vec{p}_{Tj} \right), \quad (2.3)$$

¹³Jest to rozwinięcie algorytmu CSV (stąd v2 w nazwie) używanego w czasie Run-1 [50].

gdzie $\vec{p}_{Tj}^{\text{kal}}$ i $\vec{p}_{Tj}$ oznaczają odpowiednio skalibrowany i nieskalibrowany pęd poprzeczny dżetu ($\vec{p}_{Tj}^{\text{kal}} > 15 \text{ GeV}$) [52, 53]. Długość wektora brakującego pędu, p_T^{miss} , jest często nazywana brakującą energią. W przypadkach, w których nie są produkowane cząstki unikające detekcji np. neutrina, oczekuje się, że $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ będzie bliski zeru¹⁴. Natomiast w przeciwnym przypadku $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ jest miarą sumy pędów poprzecznych niesionych przez cząstki unikające detekcji. Rysunek 2.7 pokazuje rozkład brakującej energii w przypadkach dwudżetowych przed i po usunięciu przypadków, w których nastąpiły awarie części detektora, które kreują sztuczną nierównowagę energii – fałszywy p_T^{miss} . Po usunięciu problematycznych przypadków rozkład obserwowanego p_T^{miss} dobrze się zgadza z przewidywaniem z symulacji.

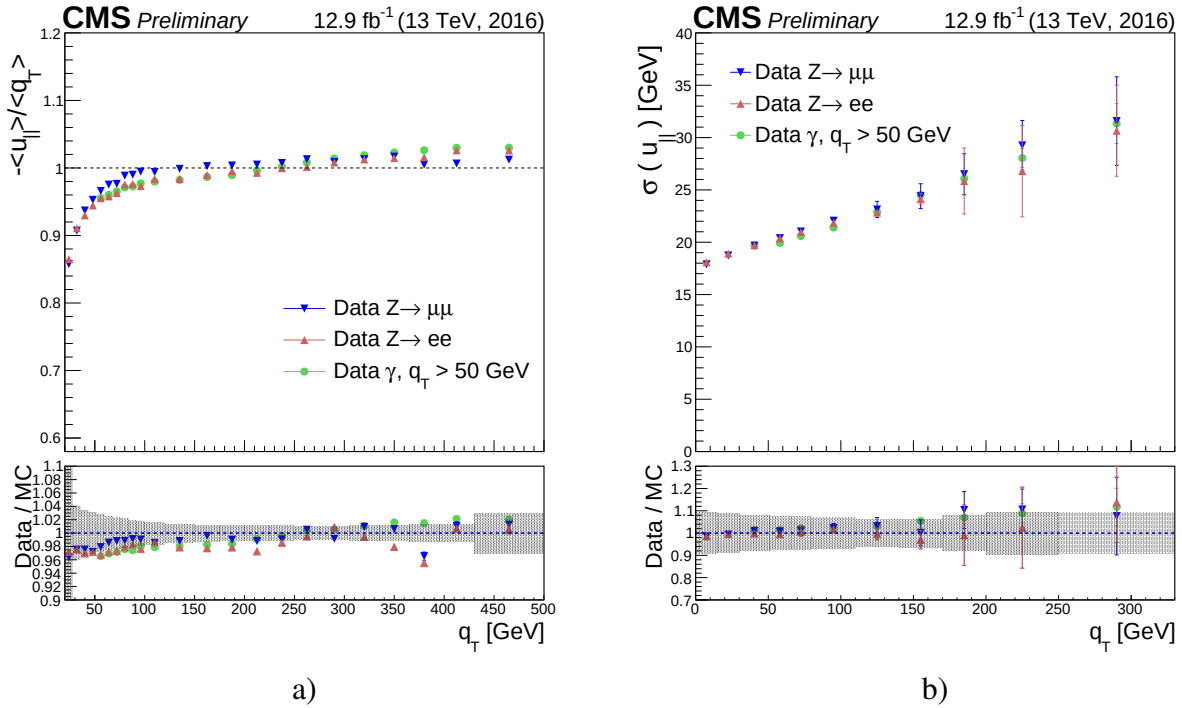


Rysunek 2.7: Rozkład brakującej energii w przypadkach dwudżetowych. Przedstawiono rozkłady dla próbki danych przed (before cleaning) i po usunięciu (after cleaning) przypadków z awariami poddetektorów (generującymi sztuczny p_T^{miss}) oraz rozkłady dla symulowanych przypadków dwudżetowych (QCD), elektroślabych (EWK: $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell, \nu\nu$, $W \rightarrow \ell\nu$) oraz z kwarkiem top (Top quark: $t\bar{t}$ i pojedynczy-t) [53].

Jakość rekonstrukcji $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ jest zdeterminowana przez globalną odpowiedź detektora na aktywność hadronową, którą można badać w przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ +dżety i γ +dżety. W takich przypadkach jest oczekiwana zerowa wartość $\vec{p}_T^{\text{miss}}$, a (precyzyjnie mierzony) pęd poprzeczny bozonu wektorowego, tj. pary leptonów lub fotonu, ($\vec{q}_T$) równoważony przez sumę pędów poprzecznych wszystkich pozostałych cząstek w przypadku ($\vec{u}_T$), nazywaną odrzutem hadronowym (ang. hadronic recoil). Wartość q_T zadaje skalę energii, rozkład składowych równoległej ($u_{||}$) i prostopadłej ($u_{\perp}$) odrzutu hadronowego w stosunku do $\vec{q}_T$ zadaje jego rozdzielczość, a stosunek $\langle u_{||} \rangle / \langle q_T \rangle$ (nazywany odpowiedzią) jakością kalibracji. Rysunek 2.8 (a) pokazuje odpowiedź odrzutu hadronowego w funkcji skali energii: dla $q_T > 50 \text{ GeV}$, jest ona bliska jedności, natomiast

¹⁴Dla idealnego detektora $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ powinien być dokładnie zerowy dla przypadków bez cząstek unikających detekcji, co wynika z zasady zachowania pędu (poprzecznego). Odchylenie od zera jest miarą hermetyczności i poziomu szumów detektora oraz jakości rekonstrukcji (w tym kalibracji).

poniżej tej skali spada by osiągnąć ok. 85% dla $q_T = 20 \text{ GeV}$. Jest to spowodowane tym, że dla niskich skal energii odrzut hadronowy jest zdominowany przez cząstki niesklastrowe w dżety, więc niepodlegające związanej z tym kalibracji. Rozdzielczość równoległej składowej odrzutu hadronowego pokazano na rys. 2.8 (b): jej wartość rośnie (w przybliżeniu liniowo) ze skalą energii. Natomiast, rozdzielczość u_T (tu niepokazana) jest prawie stała w funkcji skali i wynosi ok. 20%. W końcu, zarówno odpowiedź jak i rozdzielczość odrzutu hadronowego mierzone za pomocą różnych procesów są zgodne między sobą i z oczekiwaniem z symulacji.



Rysunek 2.8: Odpowiedź odrzutu hadronowego (a) i rozdzielczość jego składowej równoległej (b) w funkcji skali energii przypadku mierzone w procesach $Z/\gamma^* \rightarrow ee + \text{dżety}$, $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + \text{dżety}$ i $\gamma + \text{dżety}$. Dolne części rysunków pokazują stosunek wartości zmierzonych i oczekiwanych z symulacji, a zacieniony obszar odpowiada niepewnościom systematycznym [53].

Elektrony i miony (oraz taony) z rozpadów bozonów W, Z i H są emitowane bez dodatkowych cząstek, czyli można się spodziewać, że w kierunku ich lotu nie będzie dodatkowych cząstek, tj. będą one izolowane. Zatem izolacja jest silnym kryterium pozwalającym odróżniać leptonów z rozpadów bozonów od leptonów w dżetach z rozpadów ciężkich kwarków lub powstałych w skutek błędnej identyfikacji. Izolacja elektronów i mionów ($I_{\text{rel}}^{e/\mu}$) jest wyznaczana w stosunku do ich pędów poprzecznych $p_T^{e/\mu}$ poprzez sumowanie (skalarynych) wartości p_T naładowanych i neutralnych hadronów oraz fotonów w stożku o $\Delta R < 0.3$ dla elektronów lub 0.4 dla mionów wokół kierunku leptonu (mierzonego w wierzchołku oddziaływania):

$$I_{\text{rel}}^{e/\mu} = \left(\sum p_T^{\text{charged}} + \max \left[0, \sum p_T^{\text{neutral}} + \sum p_T^{\gamma} - p_T^{\text{PU}} \right] \right) / p_T^{e/\mu}. \quad (2.4)$$

Aby zmniejszyć wpływ PU, wymagano by naładowane hadrony pochodziły z wierzchołka pierwotnego. Natomiast neutralny wkład do izolacji od PU (oznaczany jako p_T^{PU}) jest wyznaczany

sposób statystyczny. Dla elektronów użyto metody „obszaru dżetów”, a dla mionów p_T^{PU} szacuje się za pomocą sumy skalarnej p_T naładowanych hadronów nie pochodzących z pierwotnego wierzchołka, pomnożonej przez współczynnik 0.5 odpowiadający (w przybliżeniu) stosunkowi krotoności neutralnych i naładowanych hadronów produkowanych w oddziaływaniach (minbias) pp. Izolacja taonów jest opisana w rozdz. 3.

Rozdział 3

Rekonstrukcja i identyfikacja leptonów τ w CMS

3.1 Wprowadzenie

Algorytmy rekonstrukcji i identyfikacji τ przedstawione w niniejszej pracy koncentrują się na rozpadach taonów na hadrony i ν_τ , które określamy dalej jako „rozpadły hadronowe” τ^1 i oznaczamy przez τ_h . Elektrony i miony pochodzące z rozpadów τ są trudne do odróżnienia od elektronów i mionów powstałych bezpośrednio w rozpadach bozonów W i Z produkowanych w oddziaływaniu proton-proton i są rekonstruowane przy użyciu standardowych algorytmów CMS do rekonstrukcji i identyfikacji tych leptonów [44, 34, 43].

Głównym wyzwaniem w identyfikacji leptonów tau w ich rozpadach na hadrony (i neutrino) jest odróżnienie tych obiektów od dżetów powstałych z fragmentacji kwarków i gluonów, które są obficie wytwarzane w zderzeniach proton-proton. Podstawową metodą do redukcji tła od dżetów błędnie zidentyfikowanych jako kandydaci τ_h jest wykorzystanie faktu, że w rozpadach τ_h powstaje mniej cząstek, a ich energie są zdeponowane w małym obszarze (w η , ϕ) w porównaniu z energetycznymi dżetami kwarkowymi lub gluonowymi. W niektórych analizach błędna identyfikacja elektronów lub mionów jako kandydatów τ_h może również stanowić znaczne tło.

Tradycyjną metodą identyfikacji τ_h jest znakowanie (ang. tagging) dżetów, w oparciu o powyższe cechy typowe dla rozpadów τ_h . Przykładem takiego algorytmu jest algorytm stożkowy używany we wczesnej wersji rekonstrukcji CMS [54]. Znakowanie dżetów w tym algorytmie przebiega w kilku krokach: najpierw wybierany jest tor o najwyższym p_T ($p_T > 5 \text{ GeV}$) przebiegający blisko osi dżetu ($\Delta R < 0.1$), którego kierunek definiuje oś tau. Następnie wokół osi tau wyznaczane są wąski stożek sygnałowy ($\Delta R \approx 0.1^2$) oraz stożek izolacyjny ($\Delta R \approx 0.5^3$). Stożek sygnałowy musi zawierać jeden lub trzy tory z całkowitym ładunkiem elektrycznym równym ± 1 . Kolejnym krokiem jest sprawdzenie izolacji: wymagane jest by w pierścieniu między stożkami sygnałowym i izolacyjnym nie było torów o $p_T > 1 \text{ GeV}$ oraz by energia zmierzona w ECAL w pier-

¹Rozpad τ jest procesem elektrosłabym, w wyniku którego produkowany jest co najmniej jeden lepton – ν_τ , zatem poprawną nazwą rozpadów z hadronami jest „rozpadły pół-leptonowe”. Niemniej używamy nazwy „rozpadły hadronowe” by podkreślić fakt, że to hadrony powstałe w tych rozpadach są użyte do rekonstrukcji i identyfikacji τ .

²Promień stożka sygnałowego w pracy [54] wynosił $\Delta R = 0.07$. Następnie zauważono, że korzystniejsze jest stosowanie stożka o promieniu zależnym od p_T^{jet} co odpowiada zmianie kolimacji produktów rozpadu τ_h w zależności od jego pędu: $\Delta R = (5 \text{ GeV})/p_T^{\text{jet}}$ w zakresie $\Delta R \in [0.07, 0.15]$

³ $\Delta R \approx 0.5$ to typowy promień dżetu kwarkowego lub gluonowego w LHC.

ścieniu $0.15 < \Delta R < 0.5$ była mniejsza niż 5 GeV. Znakowanie takie można zastosować zarówno do dżetów kalometrycznych (rekonstruowanych z depozytów w kalorymetrach) jak i dżetów particle-flow (z cząstek rekonstruowanych metodą particle-flow). Jednak dostęp poszczególnych cząstek zrekonstruowanych przez particle-flow umożliwia bardziej wyrafinowane podejście jakim jest identyfikacja poszczególnych kanałów rozpadu τ_h , co pozwala lepiej odróżniać τ_h od dżetów. Podejście to jest podstawą algorytmu HPS (ang. hadrons-plus-strips) stworzonego w eksperymencie CMS [55, 56].

3.2 Algorytm HPS

Rozpoczynając od składników zrekonstruowanych dżetów (zbudowanych z cząstek particle-flow), algorytm HPS rekonstruuje poszczególne rozpady leptonów τ na hadrony. Stany końcowe obejmują naładowane hadrony oraz neutralne piony, jak pokazano w tabeli 3.1. Mezony π^0 natomiast rozpadają się na pary fotonów, które mają wysokie prawdopodobieństwo przekształcenia w parę e^+e^- podczas przechodzenia przez materiał traker. Silne pole magnetyczne solenoidu CMS prowadzi do przestrzennego rozdzielania się par e^+e^- w płaszczyźnie η - ϕ . Aby zrekonstruować pełną energię neutralnych pionów, elektrony i fotony mieszczące się w określonym regionie $\Delta\eta \times \Delta\phi$ są klastrowane, a wynikowy obiekt nazywany jest „paskiem” (ang. strip). Pęd paska (kandydata π^0) jest zadany przez sumę wektorową pędów wszystkich jego składowych. Kandydaci τ_h

Tabela 3.1: Główne kanały rozpadowe tau wraz ze stosunkami rozgałęzień ($\mathcal{B}$) w % zaokrąglonych do dziesiątych [57]. W stosownych przypadkach, wymieniono pośrednie rezonanse hadronowe, przez które przebiega rozpad. Naładowane hadrony oznaczone są za pomocą symbolu $h^\pm$. Dla zachowania prostoty podano jedynie rozpady τ^- , ale podane wartości są prawdziwe również dla odpowiednich rozpadow τ^+ .

Kanał rozpadu	Rezonans	$\mathcal{B}$ (%)
Rozpady leptonowe		35.2
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$		17.8
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$		17.4
Rozpady hadronowe		64.8
$\tau^- \rightarrow h^- \nu_\tau$		11.5
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \nu_\tau$	$\rho(770)$	25.9
$\tau^- \rightarrow h^- \pi^0 \pi^0 \nu_\tau$	$a_1(1260)$	9.5
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \nu_\tau$	$a_1(1260)$	9.8
$\tau^- \rightarrow h^- h^+ h^- \pi^0 \nu_\tau$		4.8
Pozostałe		3.3

są rekonstruowani z cząstek (hadronów) naładowanych o $p_T > 0.5$ GeV pochodzących z wierzchołka produkcji τ tak że podłużny i poprzeczny parametr zderzenia spełniają odpowiednio następujące warunki, $d_z < 0.4$ cm i $d_{xy} < 0.1$ cm. Jako wierzchołek produkcji τ jest identyfikowany wierzchołek najbliższy (wzdłuż osi wiązki) wiodącemu (w p_T) torowi dżetu inicjującego rekonstrukcję τ_h . Wymagania nałożone na parametry zderzenia nie są bardzo restrykcyjne tak by minimalizować odrzucanie leptonów τ z długim czasem życia. Bazując na wyselekcjonowanych cząstkach naładowanych oraz paskach z $p_T > 2.5$ GeV (o których klastrowaniu w rozdz. 3.2.1) zawartych w dziecie algorytm HPS tworzy wszystkie możliwe kombinacje odpowiadające nastę-

pującym rozpadom τ : $h^\pm$, $h^\pm\pi^0$, $h^\pm\pi^0\pi^0$ (które są unifikowane do $h^\pm\pi^0$ s) i $h^\pm h^\mp h^\pm$. Zrekonstruowana masa „widocznych” hadronowych składowych kandydata τ_h (tj. masa produktów rozpadu z pominięciem neutrin) musi być zgodna z masą rezonansu $\rho(770)$ lub $a_1(1260)$ odpowiednio dla hipotezy rozpadu w kanale $h^\pm\pi^0$ lub $h^\pm\pi^0\pi^0$ i $h^\pm h^\mp h^\pm$ co jest szczegółowo dyskutowane w rozdz. 3.2.2. Kombinacje naładowanych hadronów i pasków uwzględniane przez algorytm HPS odpowiadają wszystkim głównym hadronowym kanałom rozpadu τ (tabela 3.1) poza $h^\pm h^\mp h^\pm\pi^0$ z $\mathcal{B} = 4.8\%$. Jest on pominięty w obecnej wersji algorytmu ze względu na jego duże, w stosunku do pozostałych kanałów rozpadu, zanieczyszczenie przez dżety mylnie zidentyfikowane jako τ_h . Jest to związane z relatywnie wysoką liczbą składających się nań elementów oraz brakiem pośredniego rezonansu by nałożyć więzy na masę kandydata τ_h . Kandydaci τ_h o ładunku elektrycznym (liczonym jako suma ładunków tworzących je hadronów) innym niż ± 1 , jak również ci których składniki (hadrony i paski) są poza stożkiem sygnałowym o promieniu $R_{\text{sig}} = (3\text{ GeV})/p_T$, $R_{\text{sig}} \in [0.05, 0.10]$, gdzie p_T to pęd poprzeczny układu hadrony i paski, są odrzucani. W końcu, aby pozostał jeden τ_h kandydat na dżet, wybierany jest ten o największym p_T lub jeśli jest kilku kandydatów z p_T różniącym się o mniej niż 1% ten który jest najlepiej izolowany (równanie 3.5).

3.2.1 Rekonstrukcja π^0

Fotony i elektrony o $p_T > 0.5\text{ GeV}$ będące składowymi dżetów inicjujących rekonstrukcję τ_h są klastrowane w paski w płaszczyźnie η – ϕ by zebrać energię zdeponowaną w ECAL pochodzącą z neutralnych pionów produkowanych w rozpadach τ_h . Klastrowanie fotonów i elektronów jest procedurą iteracyjną: w pierwszym kroku foton lub elektron o największym p_T (niewłączony do żadnego paska) jest użyty jako zarodek (ang. seed) nowego paska. Następnie, kolejne fotony i elektrony (uszerokowane w p_T) znajdujące się w oknie $\Delta\eta \times \Delta\phi$ definiującego rozmiary paska są do niego dodawane. Po dodaniu kolejnego składnika pozycja paska jest na nowo wyznaczana. Pozycja paska jest zdefiniowana jako średnia pozycja jego składników ważona ich p_T :

$$\begin{aligned}\eta_{\text{strip}} &= \frac{1}{p_T^{\text{strip}}} \sum p_T^{e/\gamma} \eta_{e/\gamma}, \\ \phi_{\text{strip}} &= \frac{1}{p_T^{\text{strip}}} \sum p_T^{e/\gamma} \phi_{e/\gamma},\end{aligned}\tag{3.1}$$

gdzie $p_T^{\text{strip}} = \sum p_T^{e/\gamma}$. Konstruowanie paska jest zakończone gdy nie ma dodatkowych fotonów i elektronów w obszarze paska. W tym przypadku, zaczyna się klastrowanie kolejnego paska poczynawszy od kolejnego fotonu lub elektronu o największym p_T niewłączonego do żadnego paska.

W pierwszej wersji algorytmu HPS używanej podczas Run-1 rozmiary paska były stałe i wynosiły 0.05×0.20 w płaszczyźnie η – ϕ [55]. Jednakże, ten stały rozmiar paska nie zawsze wystarcza by objąć wszystkie fotony i elektrony powstałe w rozpadach τ_h co powoduje, że część cząstek z pochodzących z τ_h może się znaleźć w obszarze służącym do wyznaczenia izolacji i w konsekwencji obniża jej efektywność dla prawdziwych τ_h . Badania rekonstrukcji τ_h doprowadziły do poniższych obserwacji:

- i) Fotony z rozpadów π^0 z dużym prawdopodobieństwem konwertują w pary e^+e^- , które mogą następnie ulec wielokrotnemu rozproszeniu oraz emitować fotony hamowania tak że część z nich może się znaleźć poza obszarem paska;

- ii) Naładowane hadrony z rozpadów τ_h mogą doznać oddziaływania z materiałem trakeru w wyniku czego produkowane są cząstki wtórne o niskim p_T , co daje w rezultacie fotony i elektrony o niskim p_T , z których część może się znaleźć poza paskiem o stałym rozmiarze.

Naiwnie, można włączyć te produkty do paska odpowiednio go powiększając. Jednak spowodowałoby to, że większa liczba cząstek pochodzących z fragmentacji kwarków lub gluonów tworzących dżet byłaby włączana do kandydata τ_h co osłabiałoby moc zmiennych izolacyjnych służących do odróżniania prawdziwych rozpadów τ_h od dżetów. Dodatkowo, produkty rozpadu energetycznych τ_h mają tendencję być bardziej skolimowane ze względu na większe pchnięcie Lorentzowskie. W takim przypadku mniejsze paski mogłyby zawierać wszystkie produkty rozpadu, przy jednoczesnej redukcji liczby możliwego wkładu od błędnie zidentyfikowanych dżetów.

Biorąc pod uwagę powyższe spostrzeżenia, definicja rozmiaru paska została zmodyfikowana w algorytmie dla Run-2 w następujący sposób:

$$\begin{aligned}\Delta\eta &= f(p_T^{e/\gamma}) + f(p_T^{\text{strip}}) \quad \text{i} \\ \Delta\phi &= g(p_T^{e/\gamma}) + g(p_T^{\text{strip}}),\end{aligned}\tag{3.2}$$

gdzie f i g są bezwymiarowymi funkcjami wyznaczonymi z pomocą symulowanych przypadków zawierających pojedyncze leptony τ z jednorodnym $p_T \in [20, 400]$ GeV i $|\eta| < 2.3$ tak by 95% fotonów i elektronów z rozpadów τ_h było zawartych w jednym pasku. Funkcje f i g wiążą odległość między τ_h a fotonem lub elektronem z p_T tych ostatnich, jak pokazano na rys. 3.1. Obwódnia 95% punktów w każdym binie jest dopasowywana przy użyciu formy analitycznej $a/(p_T)^b$, co daje:

$$\begin{aligned}f(p_T) &= 0.20 p_T^{-0.66} \quad \text{i} \\ g(p_T) &= 0.35 p_T^{-0.71},\end{aligned}\tag{3.3}$$

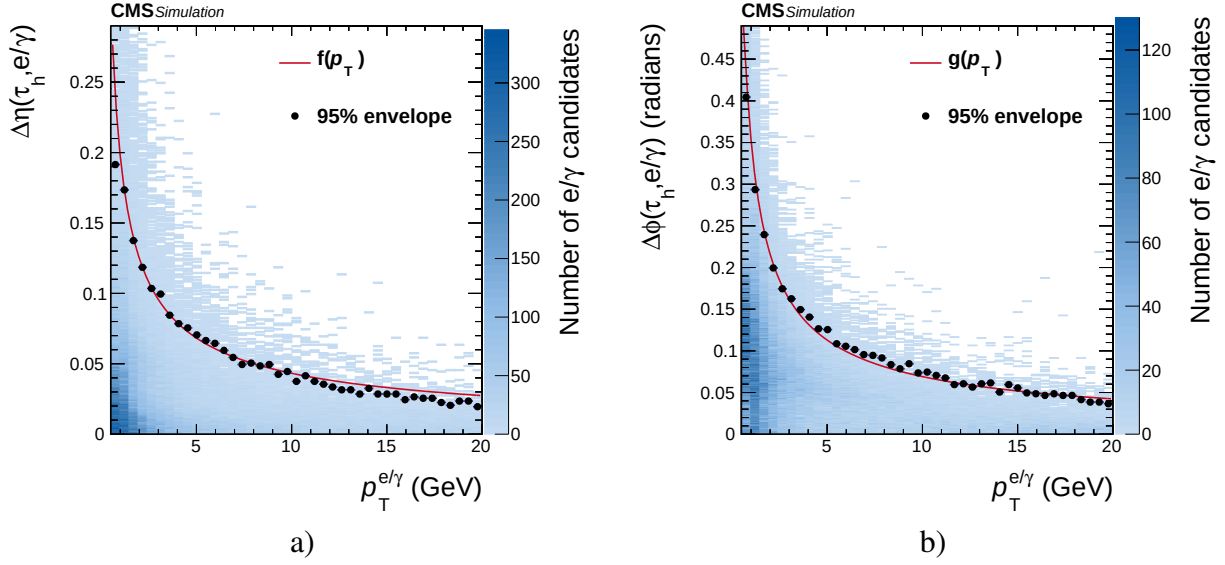
gdzie p_T jest wyrażone GeV. Maksymalny dozwolony rozmiar paska wynosi 0.3 dla $\Delta\phi$ i 0.15 dla $\Delta\eta$, zaś minimalny 0.05 dla obydwu $\Delta\phi$ i $\Delta\eta$. Rozmiar okna zależy od wartości p_T zarówno paska jak i dodawanego fotonu lub elektronu. Zatem rozmiar ten odpowiada maksymalnej odległości między dwoma obiektami zakładając, że mają one ładunki o przeciwnym znaku oraz, że rozlatują się w przeciwnych kierunkach w swoim układzie spoczynkowym. Mimo że, ściśle rzecz biorąc, to rozumowanie jest poprawne jedynie dla ϕ jest również zastosowane dla η .

Jak to określono powyżej, rozmiar paska nie zależy od wielkości stożka sygnałowego τ_h – wymagane jest by centrum paska, zadane przez równanie 3.1, znajdowało się wewnątrz stożka sygnałowego lecz część fotonów i elektronów składających się na pasek może znajdować się poza nim.

3.2.2 Identyfikacja kanałów rozpadu

Każdy zrekonstruowany kandydat τ_h , o musi spełniać kryterium masowe w zależności od kanału rozpadu:

- i) $h^\pm \pi^0$: $0.3 \text{ GeV} - \Delta m_{\tau_h} < m_{\tau_h} < 1.3 \text{ GeV} \sqrt{p_T^{\tau_h}/(100 \text{ GeV})} + \Delta m_{\tau_h}$ gdzie górne ograniczenie zależy do p_T zrekonstruowanego τ_h by uwzględnić efekty związane z rozdzielczością i leży w zakresie między 1.3 a 4.2 GeV,
- ii) $h^\pm \pi^0 \pi^0$: $0.4 \text{ GeV} - \Delta m_{\tau_h} < m_{\tau_h} < 1.2 \text{ GeV} \sqrt{p_T^{\tau_h}/(100 \text{ GeV})} + \Delta m_{\tau_h}$ z górnym ograniczeniem zależnym od $p_T^{\tau_h}$ w przedziale między 1.2 i 4.0 GeV, oraz



Rysunek 3.1: Odległość w η (a) i w ϕ (b) między τ_h oraz e/γ z jego rozpadu w funkcji $p_T^{e/\gamma}$ otrzymana za pomocą symulacji przypadków jednotaonowych. Punkty odpowiadają obwiedni zawierającej 95% e/γ w danym binie („95% envelope”), a czerwone linie dopasowanym funkcjom f i g podanym w równaniu 3.3 [56].

iii) $h^\pm h^\mp h^\pm$: $0.8 < m_{\tau_h} < 1.5 \text{ GeV}$,

gdzie Δm_{τ_h} jest maksymalną zmianą masy τ_h związaną z nieznajomością punktu produkcji elektronów i fotonów tworzących paski; Δm_{τ_h} jest obliczana zgodnie z poniższą formułą:

$$\Delta m_{\tau_h} = \sqrt{\left(\frac{\partial m_{\tau_h}}{\partial \eta_{\text{strip}}} f(p_T^{\text{strip}})\right)^2 + \left(\frac{\partial m_{\tau_h}}{\partial \phi_{\text{strip}}} g(p_T^{\text{strip}})\right)^2}, \quad (3.4)$$

przy

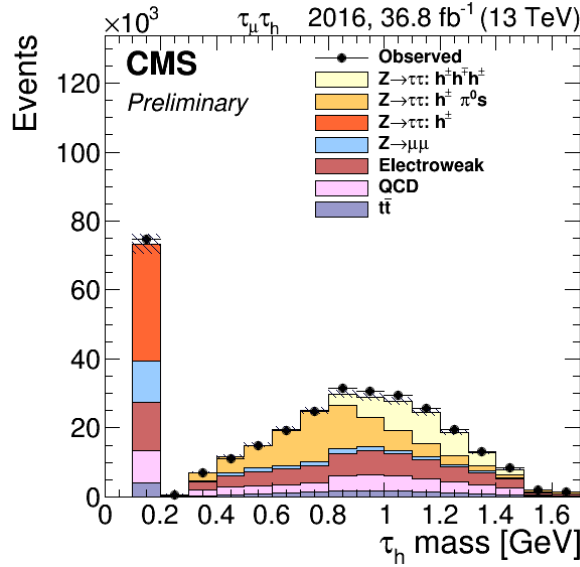
$$\frac{\partial m_{\tau_h}}{\partial \eta_{\text{strip}}} = \frac{p_z^{\text{strip}} E_{\tau_h} - E_{\text{strip}} p_z^{\tau_h}}{m_{\tau_h}} \quad \text{i}$$

$$\frac{\partial m_{\tau_h}}{\partial \phi_{\text{strip}}} = \frac{-(p_y^{\tau_h} - p_y^{\text{strip}}) p_x^{\text{strip}} + (p_x^{\tau_h} - p_x^{\text{strip}}) p_y^{\text{strip}}}{m_{\tau_h}},$$

gdzie $p_{\tau_h} = (E_{\tau_h}, p_x^{\tau_h}, p_y^{\tau_h}, p_z^{\tau_h})$ i $p_{\text{strip}} = (E_{\text{strip}}, p_x^{\text{strip}}, p_y^{\text{strip}}, p_z^{\text{strip}})$ to odpowiednio czteropęd τ_h i paska. Poprawka do masy Δm_{τ_h} została wprowadzona do algorytmu HPS wraz z dynamiczną rekonstrukcją pasków – w pierwszej wersji algorytmu w Run-1 nie była używana.

Rozkład zrekonstruowanej masy kandydata τ_h zmierzony w przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ rozpadających się do stanu końcowego $\mu\tau_h$ jest pokazany na rys. 3.2. Przypadki z prawdziwymi τ_h podzielone są w zależności od zrekonstruowanego kanału rozpadu; dla rozpadów w kanale $h^\pm \pi^0 s$ i $h^\pm h^\mp h^\pm$ rozkład m_{τ_h} ma, zgodnie z przewidywaniami, (szerokie) wierzchołki odpowiadające masie $\rho(770)$ i $a_1(1260)$, zaś kandydaci w kanale rozpadowym $h^\pm$ mają przypisaną masę naładowanego pionu.

Poprawność rekonstrukcji kanału rozpadu τ_h jest zadana przez korelację pomiędzy zrekonstruowanymi i generowanymi kanałami rozpadu oraz przez stabilność ułamka poprawnie zrekonstruowanych rozpadów w funkcji PU. Została ona zweryfikowana przy użyciu generowanych τ_h



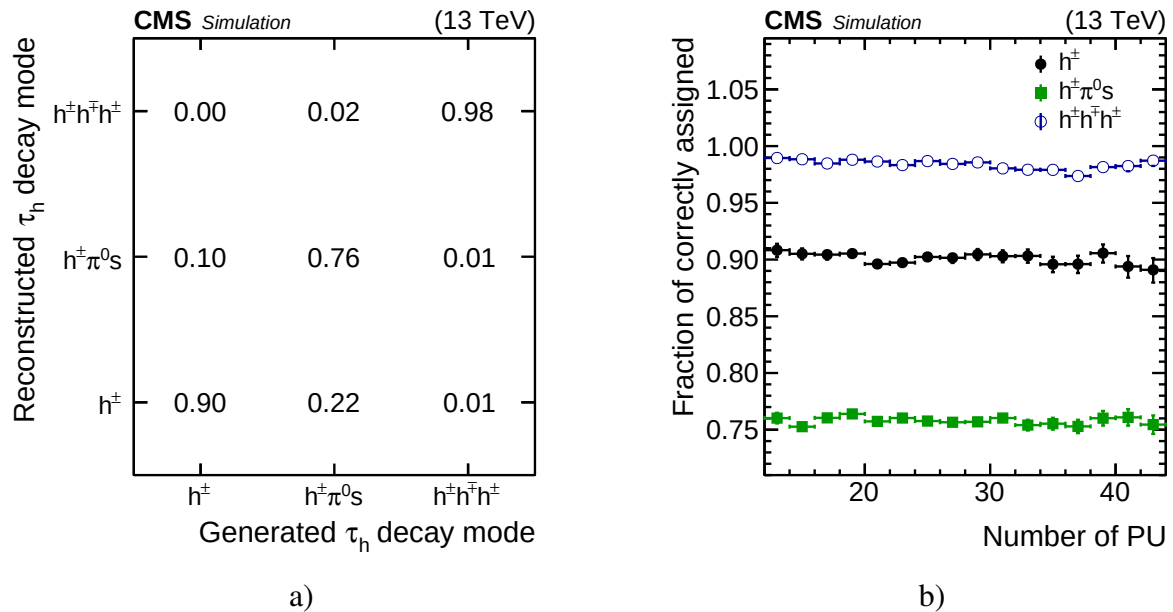
Rysunek 3.2: Rozkład zrekonstruowanej masy kandydata τ_h zmierzony za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ rozpadających się do stanu końcowego $\mu\tau_h$ wyselekcjonowanych jak w rozdz. 4.1.1. Punkty odpowiadają zebranym danym, a wypełnione histogramy symulowanym przypadkom $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ podzielonym w zależności od kanału rozpadu τ_h oraz procesom tła z obiektem błędnie zidentyfikowanym jako τ_h . Tło od procesów elektroślabych, „Electroweak”, jest zdominowane przez produkcje W +dżety z małą domieszką produkcji par bozonów wektorowych oraz pojedynczego kwarka t , zaś „QCD” oznacza przypadki wielodżetowe [58].

z rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$. Żądano by generowane τ_h miały $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$, rozpadały się w kanałach $h^\pm$, $h^\pm \pi^0 s$ lub $h^\pm h^\mp h^\pm$ oraz żeby odpowiadające im zrekonstruowane τ_h charakteryzowały się $p_T > 18 \text{ GeV}$. Rysunek 3.3 pokazuje, że poprawnie jest identyfikowanych odpowiednio 90, 76 i 98% τ_h rozpadających się w kanałach $h^\pm$, $h^\pm \pi^0 s$ i $h^\pm h^\mp h^\pm$ oraz że identyfikacja jest stabilna w funkcji PU. Rekonstrukcja prawdziwych rozpadów $h^\pm$ jako $h^\pm \pi^0 s$ jest spowodowana zdarzeniami, w których cząstki z PU deponują energię w ECAL w pobliżu τ_h , który to depozyt jest następnie interpretowany jako sygnał z rozpadu π^0 . Powoduje to kilkuprocentowe zmniejszenie ułamka poprawnie identyfikowanych τ_h w rozpadach na pojedynczy naładowany hadron dla wysokich wartości PU. Natomiast migracja prawdziwych rozpadów $h^\pm$ do zrekonstruowanych $h^\pm \pi^0 s$ jest związana z efektami progowymi w rekonstrukcji kandydatów π^0 .

3.3 Odróżnianie τ_h od błędnie zidentyfikowanych dżetów

Jak wspomniano wyżej, głównym wyzwaniem w identyfikacji τ_h jest ich odróżnienie od dżetów powstałych z fragmentacji kwarków i gluonów. Rekonstrukcja opisana w rozdz. 3.2 pozwala identyfikować (widoczne) produkty rozpadu τ_h i określić jego czteropęd, natomiast liczba błędnie rozpoznanych dżetów jest jedynie ok. trzykrotnie mniejsza od ich wyjściowej liczby. Jest to niewystarczające biorąc pod uwagę, że dżety są produkowane w zderzeniach protonów z o wiele wyższą częstością niż τ_h .

Głównym sposobem dalszego redukowania liczby błędnie zidentyfikowanych dżetów jest wymaganie żeby zrekonstruowany kandydat τ_h był izolowany od innych cząstek. Kryterium to jest



Rysunek 3.3: Poprawność rekonstrukcji kanału rozpadu τ_h wyznaczona za pomocą przypadków $H \rightarrow \tau\tau$ symulowanych z PU charakterystycznym dla zbierania danych w 2016: (a) Korelacja pomiędzy wygenerowanymi i zrekonstruowanymi kanałami rozpadu, (b) Ułamek τ_h zrekonstruowanych w prawidłowym kanale rozpadu w funkcji PU.

dobrze spełniane przez τ_h z rozpadów ciężkich bozonów (Z, W, H, itd.), gdy błędnie zidentyfikowani kandydaci τ_h w dżetach są otoczeni przez inne cząstki pochodzące z fragmentacji inicjującego dżet partonu.

W eksperymencie CMS zdefiniowano dwa typy dyskryminatorów izolacyjnych opisanych poniżej. Pierwszy bazuje na prostym cięciu na wartości skalarnej sumy p_T cząstek otaczających kandydata τ_h , zaś drugi na kombinacji wielu zmiennych za pomocą tzw. analizy wielowymiarowej (ang. multivariate analysis, MVA).

3.3.1 Izolacja bazująca na sumie p_T wokół τ_h

Izolacja kandydatów τ_h (I_{τ_h}) jest zadana przez sumę skalarną p_T cząstek naładowanych ($\sum p_T^{\text{charged}}$) i fotonów ($\sum p_T^\gamma$) zrekonstruowanych przez algorytm particle-flow wewnątrz stożka wokół kierunku τ_h :

$$I_{\tau_h} = \sum p_T^{\text{charged}}(|d_z| < 0.2 \text{ cm}) + \max\left(0, \sum p_T^\gamma - \Delta\beta \sum p_T^{\text{charged}}(|d_z| > 0.2 \text{ cm})\right). \quad (3.5)$$

W czasie Run-1 używano stożka o promieniu $\Delta R = 0.5$ porównywalnym z rozmiarem typowego dżetu, zaś w Run-2 dodano sumy izolacyjne w stożku o $\Delta R = 0.3$. Związane jest to z obserwacją, że w procesach z dużą liczbą obiektów w stanie końcowym, np. w procesie produkcji stowarzyszonej bozonu Higgsa z parą kwarków top ($t\bar{t}H$), izolacja τ_h może być zaburzona przez inny pobliski obiekt. Studia z użyciem próbki $t\bar{t}H$ pokazały, że węższy stożek o promieniu $\Delta R = 0.3$ jest optymalny w tego rodzaju przypadkach.

Wpływ cząstek z PU na sumę izolacyjną jest ograniczany na dwa sposoby. Naładowany komponent PU jest usuwany za pomocą wymogu by sumowane cząstki naładowane pochodziły

z wierzchołka produkcji τ_h , tj. żeby ich podłużny parametr zderzenia spełniał warunek $|d_z| < 0.2 \text{ cm}$. Natomiast wkład od fotonów z PU jest kompensowany w sposób statystyczny za pomocą poprawki „ $\Delta\beta$ ”. Jest ona wyznaczana za pomocą skalarnej sumy p_T cząstek naładowanych nie pochodzących z wierzchołka produkcji τ_h ($|d_z| > 0.2 \text{ cm}$) w stożku o $\Delta R = 0.8$ wokół τ_h pomnożonej przez czynnik $\Delta\beta$. Czynnik $\Delta\beta$ wiąże energię niesioną przez fotony i cząstki naładowane w PU (oraz skalowanie rozmiarów stożków) i jest znajdowany w oparciu o próbki symulowane. Wartość użyta w Run-1 wynosiła $\Delta\beta = 0.46$ lecz w Run-2 zauważono, że przeszacowuje ona wkład od PU⁴. Wobec tego została ona zmniejszona do 0.2 co odpowiada w przybliżeniu stosunkowi częstości produkcji neutralnych do naładowanych pionów ($1/2$) poprawionemu na różnice w rozmiarach stożków: $0.5 \times (0.5^2/0.8^2) \approx 0.195^5$.

Zdefiniowano trzy punkty pracy (ang. working point, WP) nazwane Tight, Medium, Loose, wymagając by izolacja I_{τ_h} była odpowiednio mniejsza niż 0.8, 1.5 lub 2.5 GeV. Progi zostały dobrane tak, by punkty pracy odpowiadały efektywności identyfikacji τ_h pomiędzy ok. 40 a 60% z prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji dżetów $O(10^{-3})$ i były od siebie równo oddalone.

Fotony i elektrony będące składnikami paska są z definicji również składnikami kandydata τ_h i nie są uwzględniane w sumie izolacyjnej nawet gdy są znacząco oddalone od osi τ_h . Zwiększa to prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetów gdyż wartość I_{τ_h} jest mniejsza niż byłaby gdyby składnikami τ_h były jedynie e/γ zawarte w stożku sygnałowym. Efekt ten jest szczególnie silny w przypadku dynamicznej rekonstrukcji pasków wprowadzonej w Run-2. Aby przeciwdziałać temu zjawisku zdefiniowano dodatkową zmienną – sumę skalarą p_T e/γ zawartych w pasku, ale znajdujących się poza stożkiem sygnałowym:

$$p_T^{\text{strip, outer}} = \sum p_T^{e/\gamma}(\Delta R > R_{\text{sig}}). \quad (3.6)$$

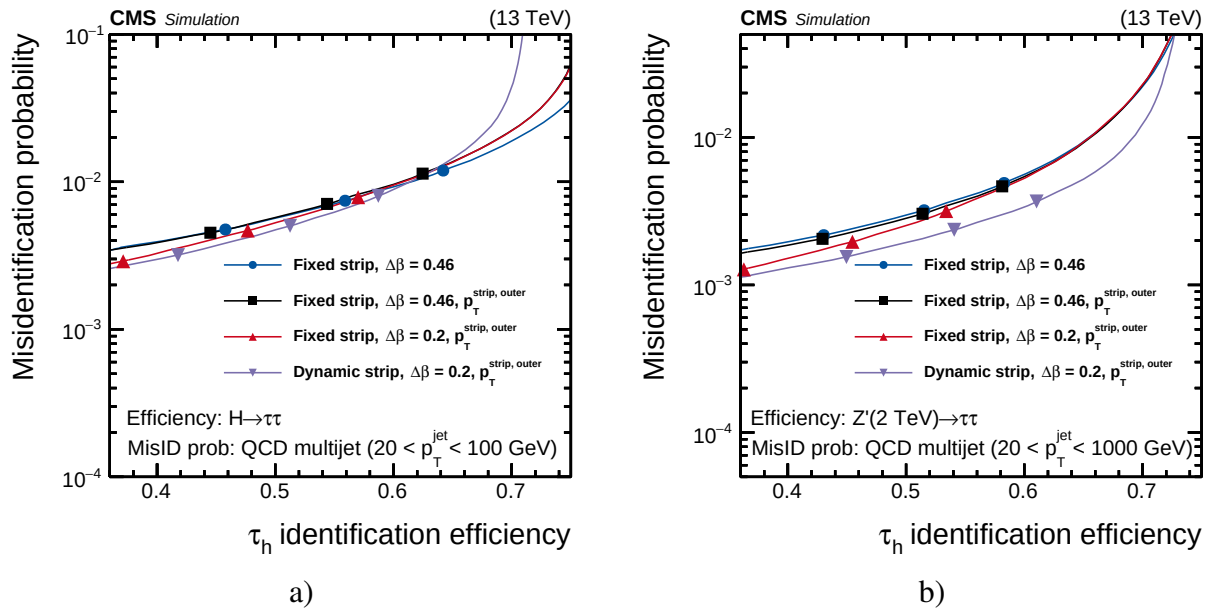
Warunek by $p_T^{\text{strip, outer}}$ było mniejsze niż 10% $p_T^{\tau_h}$ zmniejsza prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetów o ok. 20% nie zmniejszając znacząco efektywności poprawnej identyfikacji.

Wydażność identyfikacji za pomocą różnych optymalizacji selekcji opartej o sumy izolacyjne jest przedstawiona na rys. 3.4. Porównano wydażność identyfikacji dla τ_h rekonstruowanych z użyciem pasków o stałych wymiarach z $\Delta\beta = 0.46$, $\Delta\beta = 0.46$ i $p_T^{\text{strip, outer}} < 0.1 p_T^{\tau_h}$, $\Delta\beta = 0.2$ i $p_T^{\text{strip, outer}} < 0.1 p_T^{\tau_h}$, oraz dla τ_h z paskami rekonstruowanymi dynamicznie z $\Delta\beta = 0.2$ i $p_T^{\text{strip, outer}} < 0.1 p_T^{\tau_h}$. Efektywność jest wyznaczana dla prawdziwych generowanych τ_h z $p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$, rozpadających się na $h^\pm$, $h^\pm\pi^0$, $h^\pm\pi^0\pi^0$ lub $h^\pm h^\mp h^\pm$ z odpowiadających im zrekonstruowanym τ_h z $p_T > 18 \text{ GeV}$ (bez końcowej identyfikacji kanału rozpadu). Natomiast prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji jest wyznaczana dla dżetów z $p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$ z odpowiadających im zrekonstruowanym kandydatem τ_h z $p_T > 18 \text{ GeV}$ ⁶. Użyto dwóch próbek by modelować sygnał od prawdziwych τ_h : $H \rightarrow \tau\tau$ dla niskich $p_T^{\tau_h}$ oraz $Z' \rightarrow \tau\tau$ ($m_{Z'} = 2 \text{ TeV}$) dla wysokich $p_T^{\tau_h}$. Tło od błędnie identyfikowanych dżetów jest modelowane za pomocą próbki przypadków wielodżetowych, „QCD multijet”, z p_T dżetów do 100 i 1000 GeV dobranych tak by zapewnić podobny zakres p_T jak w próbkach sygnałowych. Zwiększenie wydażności identyfikacji τ_h dzięki wprowadzeniu dynamicznego klastrowania pasków dla wysokich $p_T^{\tau_h}$ można zobaczyć porównując krzywe

⁴Dla stosunkowo niskich wartości PU w Run-1 przeszacowanie jego wpływu jest korzystne bo fluktuacje statystyczne są relatywnie większe niż dla wysokiego PU.

⁵Czynnik $\Delta\beta$ dla izolacji w stożku $\Delta R = 0.3$ był odpowiednio $0.3^2/0.5^2 = 0.36$ razy mniejszy.

⁶Należy zauważyć, że p_T dżetu różni się od p_T odpowiadającego mu kandydata τ_h , ponieważ czteropęd dżetu jest sumą czteropędów wszystkich jego składników, zaś czteropęd kandydata τ_h tylko tych, które definiują zrekonstruowany kanał rozpadu.



Rysunek 3.4: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu jako τ_h w funkcji efektywności identyfikacji τ_h wyznaczone za pomocą przypadków $H \rightarrow \tau\tau$ (a) i $Z' \rightarrow \tau\tau$, $m_{Z'} = 2 \text{ TeV}$ (b) oraz przypadków wielodżetowych dla czterech różnych konfiguracji rekonstrukcji i izolacji. Ciągłe krzywe zostały otrzymane przez płynną zmianę wartości odcięcia I_{τ_h} , zaś trzy punkty na każdej z krzywych odpowiadają kolejno, od lewej do prawej, punktom pracy Tight, Medium i Loose [56].

na rys. 3.4.b. Dla niskich $p_T^{\tau_h}$ (rys. 3.4.a) widać niewielki wzrost wydajności dla niskiego prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji (Medium i Tight WP), zaś spadek w obszarze wysokiej efektywności. Jest to spowodowane przez wybór punktów pracy jedynie poprzez warunek na wartość odcięcia I_{τ_h} : by osiągnąć wysoką efektywność warunek ten jest luzowany co powoduje również wzrost prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji. Przy czym, powyżej pewnej wartości odcięcia I_{τ_h} efektywność ustala się na wartości zadanej przez warunek $p_T^{\text{strip, outer}} < 0.1 p_T^{\tau_h}$, a prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji wciąż rośnie. Osiągnięcie dobrej wydajności w obszarze wysokiej efektywności dla niskich $p_T^{\tau_h}$ wymagałoby jednoczesnej zmiany obydwu warunków.

nie jest to wykorzystywany mod pracy.

3.3.2 Izolacja oparta o analizę wielowymiarową, MVA

W celu minimalizacji prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów jako τ_h skonstruowano zmienną łączącą informacje o zrekonstruowanym rozpadzie τ_h , izolacji oraz czasie życia. Zmienna ta, klasyfikująca kandydatów τ_h jako sygnał (prawdziwe τ_h) lub tło (dżety), została zbudowana przy pomocy techniki analizy wielowymiarowej nazywanej wzmocnionymi drzewami decyzyjnymi (ang. boosted decision trees, BDT). Poniższe zmienne zostały użyte do zdefiniowania klasyfikatora, nazywanego dalej izolacją opartą o MVA (ang. MVA-based isolation, MVA Iso):

- i) Zrekonstruowany kanał rozpadu, reprezentowany przez liczbę naturalną: 0 dla $h^\pm$, 1 dla $h^\pm\pi^0$, 2 dla $h^\pm\pi^0\pi^0$ oraz 10 dla $h^\pm h^\mp h^\pm$;
- ii) Sumy izolacyjne obliczone dla cząstek naładowanych i fotonów, zdefiniowane w równaniu 3.5;

- iii) Zmienne opisujące rozkład cząstek wokół kierunku kandydata τ_h takie jak $p_T^{\text{strip, outer}}$ (równanie 3.6), odległości ΔR , $\Delta\eta$ i $\Delta\phi$ fotonów i elektronów od osi τ_h ważone ich p_T i liczone osobno dla e/γ wewnątrz i poza stożkiem sygnałowym (tylko dla Run-2);
- iv) Krotność e/γ wewnątrz i poza stożkiem sygnałowym (tylko dla Run-2),
- v) Zmienne związane z czasem życia τ_h :
 - v.i) Poprzeczny parametr zderzenia, d_0 , toru wiodącej (w p_T) naładowanej cząstki kandydata τ_h względem wierzchołka produkcji τ_h wraz ze znaczonnością, zdefiniowaną jako parametr zderzenia przez jego niepewność, d_0/σ_{d_0} ,
 - v.ii) Trójwymiarowy parametr zderzenia, d_{3d} , wraz ze znaczonnością, $d_{3d}/\sigma_{d_{3d}}$ (tylko dla Run-2),
 - v.iii) Odległość między wierzchołkami produkcji i rozpadu τ_h , $|\vec{r}_{SV} - \vec{r}_{PV}|$, wraz ze znaczonnością, $|\vec{r}_{SV} - \vec{r}_{PV}|/\sigma_{|\vec{r}_{SV} - \vec{r}_{PV}|}$ oraz znacznik czy wierzchołek rozpadu τ_h został zrekonstruowany (z definicji jest to możliwe jedynie dla τ_h z trzema cząstkami naładowanymi).

Wszystkie zmienne związane z czasem życia zostały wyznaczone względem wierzchołka produkcji τ_h zrekonstruowanego bez uwzględnienia torów naładowanych cząstek z τ_h by uniknąć obciążenia stąd wynikającego. Rozkłady wybranych zmiennych dla sygnału i tła są przedstawione na rys. 3.5.

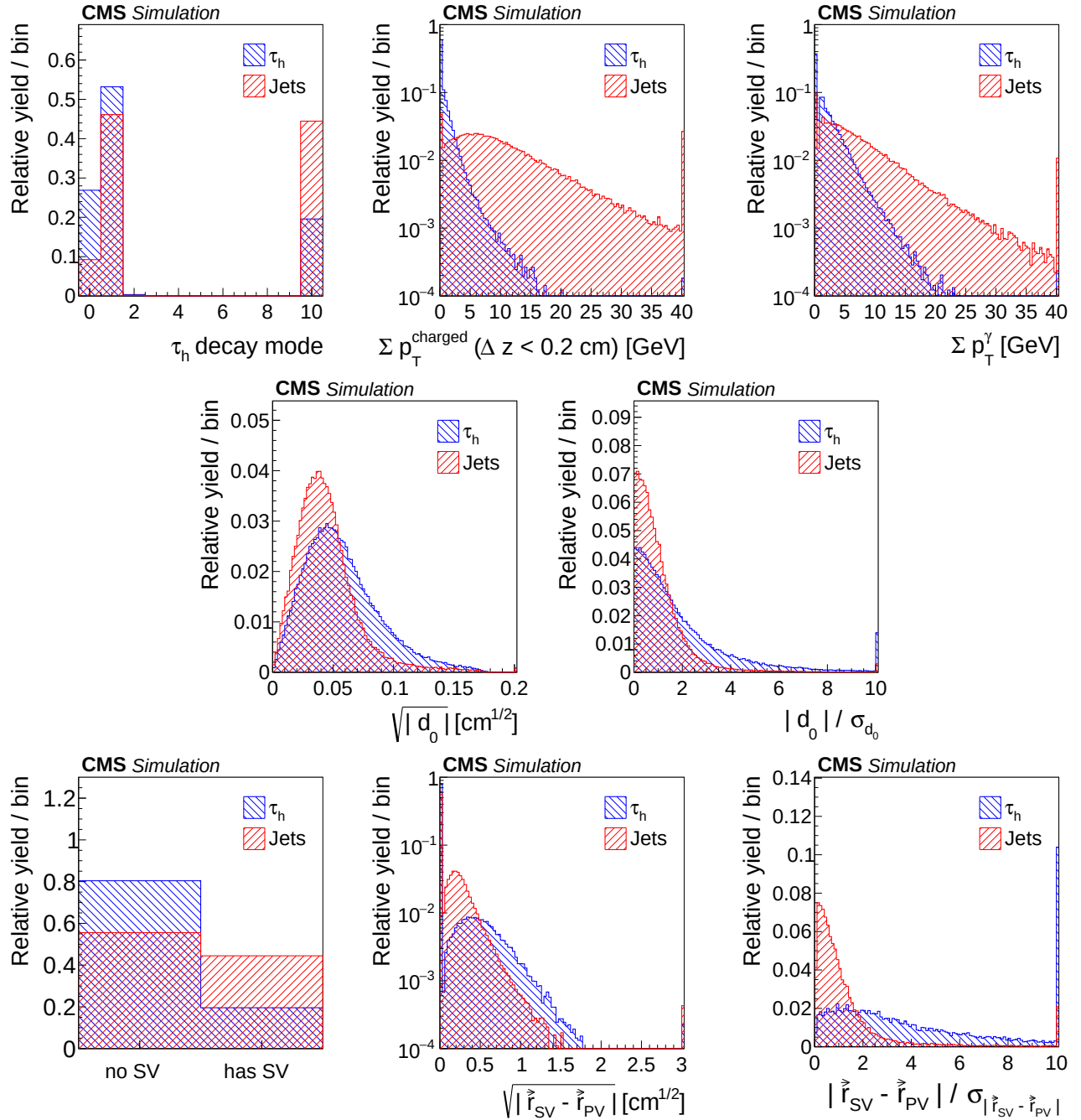
Powyższe zmienne są uzupełnione p_T i η kandydata τ_h oraz poprawką $\Delta\beta$ (równanie 3.5). Powodem użycia p_T i η jest parametryzacja zależności pozostałych zmiennych do p_T i η , przy czym próbki użyte do trenowania BDT zostały przeważone tak by dwuwymiarowe rozkłady p_T i η były takie same dla prawdziwych τ_h i błędnie zidentyfikowanych dżetów. W ten sposób końcowa zmienna, izolacja oparta o MVA, jest niezależna od kinematyki przypadku. W podobny sposób poprawka $\Delta\beta$ parametryzuje zależność pozostałych zmiennych od PU. BDT było trenowane za pomocą symulowanych kandydatów τ_h z $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$ zrekonstruowanych w jednym z kanałów rozpadu dostępnych w algorytmie HPS. Próbki przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, $H \rightarrow \tau\tau$, $Z' \rightarrow \tau\tau$, $W' \rightarrow \tau\nu$ były źródłem prawdziwych τ_h ⁷, natomiast błędnie zidentyfikowane dżety pochodziły z próbek przypadków wielodżetowych, W +dżety i $t\bar{t}$. Kandydaci τ_h pochodzący od błędnej identyfikacji elektronów lub mionów z rozpadów bozonów W nie byli uwzględniani w treningu⁸. Użyte próbki zawierały $O(10^7)$ przypadków i pokrywały $p_T^{\tau_h}$ w zakresie od 20 GeV do ok. 2 TeV. Połowa przypadków została użyta do treningu BDT, a druga połowa do szacowania wydajności oraz przeprowadzanie testów przetrenowania. Rozkład zmiennej wyjściowej BDT, izolacji opartej o MVA (MVA Iso), dla sygnału i tła przedstawiono na rys. 3.6.

Zdefiniowano sześć punktów pracy (WP), Very-very tight, Very tight, Tight, Medium, Loose, Very loose, wymagając by wartość MVA Iso była większa od zadanego progu. Wysokość progu jest zależna od $p_T^{\tau_h}$ tak by efektywność dla danego WP była stała w $p_T^{\tau_h}$. Podobnie jak dla izolacji bazującej na sumie p_T WP są od siebie równo oddalone i pokrywają zakres efektywności τ_h między ok. 30 a 70% z prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji dżetów między $\approx 10^{-3}$ a $\approx 10^{-2}$.

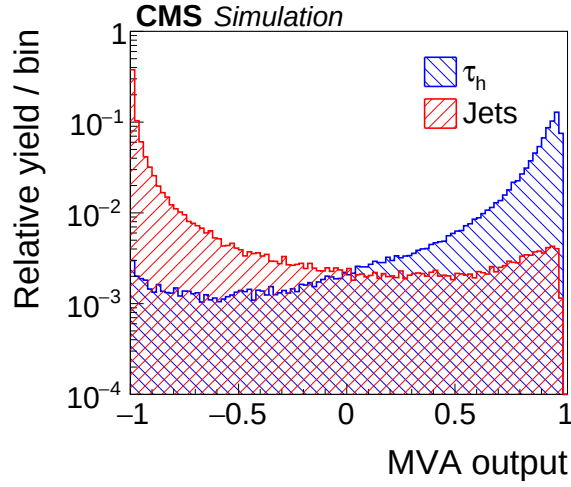
Wydajność identyfikacji τ_h z użyciem dwóch różnych treningów zmiennej MVA Iso porównano na rys. 3.7 z wydajnością identyfikacji w oparciu o sumę izolacyjną. Pokazuje on, obniżenie prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów o czynnik ok. 2 przy zachowaniu efektywności dzięki zastosowaniu identyfikacji wielowymiarowej w porównaniu z opartą o sumę izolacyjną.

⁷Wymagano by ΔR między zrekonstruowanym a generowanym τ_h była mniejsza niż 0.3.

⁸Wymagano by ΔR między zrekonstruowanym τ_h a generowanym e lub μ była większa niż 0.3.



Rysunek 3.5: Rozkłady, znormalizowane do jedności, wybranych zmiennych wejściowych izolacji opartej o MVA (MVA Iso) dla prawdziwych τ_h w symulowanych przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (niebieskie) oraz dżetów w symulowanych przypadkach W +dżety (czerwone). Kandydaci τ_h są rekonstruowani w jednym z następujących kanałów rozpadu: $h^\pm, h^\pm\pi^0, h^\pm\pi^0\pi^0$ lub $h^\pm h^\mp h^\pm$, oraz mają $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$. Na lewym górnym wykresie liczby naturalne odpowiadają zrekonstruowanym kanałom rozpadu, jak następuje: 0 dla $h^\pm$, 1 dla $h^\pm\pi^0$, 2 dla $h^\pm\pi^0\pi^0$ oraz 10 dla $h^\pm h^\mp h^\pm$. Przykładowo pokazano rozkłady w próbkach z Run-1 [55].

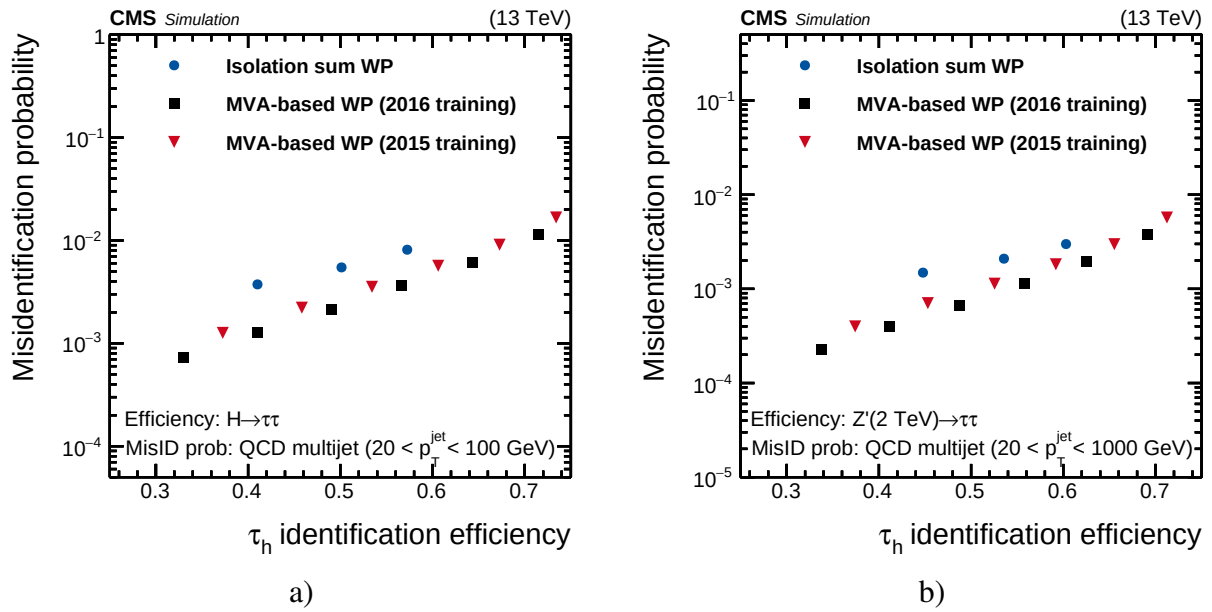


Rysunek 3.6: Rozkład, znormalizowany do jednostki, izolacji opartej o MVA (MVA Iso) dla prawdziwych τ_h w symulowanych przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (niebieskie) oraz dżetów w symulowanych przypadkach W +dżety (czerwone). Kandydaci τ_h są rekonstruowalni w jednym z następujących kanałów rozpadu: $h^\pm$, $h^\pm\pi^0$, $h^\pm\pi^0\pi^0$ lub $h^\pm h^\mp h^\pm$, oraz mają $p_T > 20\text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$. Pokazano rozkład bazujący na próbkach z Run-1 [55].

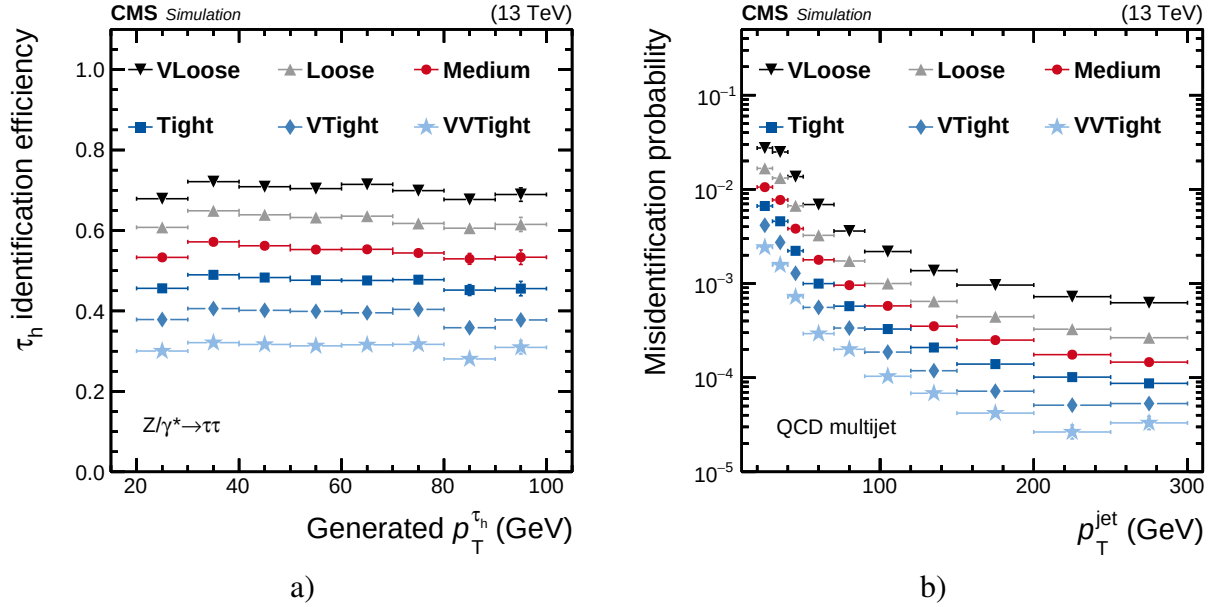
Dodatkowo, widać że dwa treninigi MVA Iso wykonane w oparciu o próbki odpowiadające innym okresom zbierania danych (rok 2015 vs 2016), więc i innej wartości PU, mają porównywalną wydajność (leżą na tej samej krzywej). Potwierdza to stabilność tak zdefiniowanej identyfikacji. Efektywność identyfikacji τ_h oraz prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu dla niskich p_T , dla najczęściej używanego punktu pracy (Tight) w treningu z 2015 r. wynosi odpowiednio 53% i 0.38%. Dla wysokich p_T prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji spada do 0.13%, a efektywność pozostaje niezmienną, zgodnie z założeniami. Na rys. 3.8 przedstawiono efektywność identyfikacji τ_h (a) oraz prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu (b) odpowiednio w funkcji p_T generowanego τ_h lub p_T dżetu. Efektywność wyznaczono za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, a prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji za pomocą przypadków wielodżetowych.

3.4 Odróżnianie τ_h od błędnie zidentyfikowanych elektronów i mionów

Elektrony i miony mogą, z wysokim prawdopodobieństwem, być rekonstruowane jako kandydaci τ_h w kanale rozpadu na jeden naładowany hadron. Dodatkowo, elektrony promieniujące fotony hamowania, które mogą następnie konwertować w pary $\gamma\gamma$, mogą zostać zrekonstruowane w kanale $h^\pm\pi^0$ s. Co więcej, elektrony i miony pochodzące z rozpadów bozonów W i Z , produkowanych w LHC z przekrojem czynnym $O(100)\text{ nb}$, mają dużą szansę spełnić kryteria identyfikacji oparte na izolacji. Wobec tego, stworzono dedykowane algorytmy identyfikacji w celu odróżnienia τ_h od błędnie zidentyfikowanych elektronów i mionów.



Rysunek 3.7: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu jako τ_h w funkcji efektywności identyfikacji τ_h wyznaczone za pomocą przypadków $H \rightarrow \tau\tau$ (a) i $Z' \rightarrow \tau\tau$, $m_{Z'} = 2$ TeV (b) oraz przypadków wielodżetowych dla dwóch treningów MVA Iso w porównaniu z sumą izolacyjną. Treningi MVA Iso przeprowadzono za pomocą próbek danych z symulacją odpowiadającą warunkom pracy LHC i CMS w 2015 i 2016 roku. Punkty odpowiadają kolejno, od lewej do prawej, punktom pracy Very-very tight, Very tight, Tight, Medium, Loose, Very loose dla MVA Iso, lub Tight, Medium i Loose dla sumy izolacyjnej [56].



Rysunek 3.8: Efektywność identyfikacji τ_h , oszacowana za pomocą symulowanych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (a), oraz prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji oszacowane za pomocą symulowanych przypadków wielodżetowych (b) dla różnych punktów pracy zmiennej opartej o MVA. Efektywność i prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji wyznaczono odpowiednio w funkcji p_T generowanego τ_h lub p_T dżetu. Pionette paski (przeważnie mniejsze niż rozmiar symbolu) odpowiadają niepewności statystycznej, a poziome oznaczają szerokości binów [56].

3.4.1 Dyskryminacja mionów zidentyfikowanych jako τ_h

W celu wetowania mionów błędnie zidentyfikowanych jako τ_h wykorzystano to że miony (o interesujących nas energiach) słabo oddziałują z materią detektora co powoduje, że przenikają do komór mionowych, gdzie zostawiają sygnał swojego przejścia, co jest mało prawdopodobne dla hadronów z rozpadów taonów oraz, że miony nie deponują znaczącej energii w kalorymetrach w przeciwieństwie do hadronów. Bazując na tych cechach zdefiniowano dwa punkty pracy dyskryminatora przeciwko błędnie zidentyfikowanym mionom:

- i) **Loose:** Kandydaci τ_h są wetowani jeżeli zrekonstruowano odcinki toru w co najmniej dwóch stacjach mionowych w $\Delta R < 0.3$ wokół (ekstrapolowanego do stacji mionowych) kierunku τ_h lub gdy energia w kalorymetrach przypisana przez algorytm particle-flow do wiodącej (w p_T) cząstki naładowanej τ_h jest mniejsza niż 20% jej pędu;
- ii) **Tight:** Kandydaci τ_h są wetowani jak dla punktu pracy Loose lub gdy znaleziono sygnał w pobliżu kandydata τ_h ($\Delta R < 0.3$) w jednym z detektorów mionowych (DT, CSC lub RPC) ulokowanym w jednej z dwóch zewnętrznych stacji mionowych.

Efektywność dyskryminatora przeciw mionom dla prawdziwych τ_h z rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ przekracza 99%, zaś prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji mionu z rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ wynosi odpowiednio ok. 3.5×10^{-3} i ok. 1.4×10^{-3} dla punktu pracy Loose i Tight.

3.4.2 Dyskryminacja elektronów zidentyfikowanych jako τ_h

Dyskryminacja elektronów błędnie zidentyfikowanych jako τ_h jest o wiele trudniejsza niż ma to miejsce w przypadku błędnie zidentyfikowanych mionów gdyż nie ma wielkości jednoznacznie rozróżniających zrekonstruowanych kandydatów τ_h pochodzących od elektronów i prawdziwych τ_h . Wobec tego do budowy dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych elektronów posłużono się techniką analizy wielowymiarowej – wzmocnionymi drzewami decyzyjnymi, BDT. Do definicji zmiennej dyskryminatora użyto zmiennych opisujących rozkład energii w ECAL w kombinacji ze zmiennymi opisującymi ilość energii hamowania emitowanej wzdłuż toru wiodącej cząstki kandydata τ_h , a także zmiennych czułych na krotność cząstek tak by odróżnić kaskady elektromagnetyczne (wzbudzone przez e) i hadronowe (od $h^\pm$). Konkretnie, posłużono się poniższymi zmiennymi:

- i) Ułamek energii kandydata τ_h zrekonstruowany w ECAL, $E_{\text{ECAL}}/(E_{\text{ECAL}} + E_{\text{HCAL}})$, gdzie E_{ECAL} i E_{HCAL} to sumy energii zdeponowanych w ECAL i HCAL przypisanych przez algorytm particle-flow do cząstek naładowanych i fotonów tworzących kandydata τ_h ;
- ii) Stosunek energii zrekonstruowanej odpowiednio w ECAL i HCAL do pędu zmierzonego dla toru wiodącej cząstki naładowanej kandydata τ_h : E_{ECAL}/p i E_{HCAL}/p ;
- iii) Zmienne opisujące rozkład cząstek wokół kierunku kandydata τ_h : pierwiastki sum kwadratów odległości w η i ϕ fotonów i elektronów zawartych w pasku (kandydacie π^0) od wiodącej cząstki naładowanej τ_h ważone ich p_T (w GeV): $\sqrt{\sum (\Delta\eta)^2 p_T^{e/\gamma}}$ i $\sqrt{\sum (\Delta\phi)^2 p_T^{e/\gamma}}$;
- iv) Ułamek energii τ_h niesionej przez fotony i elektrony zawarte w paskach: $\sum E_{e/\gamma}/E_{\tau_h}$;
- v) Ułamek energii unoszony przez fotony bremsstrahlung, $F_{\text{brem}} = (p_{\text{in}} - p_{\text{out}})/p_{\text{in}}$, gdzie p_{in} i p_{out} to pęd wiodącej cząstki naładowanej τ_h wyznaczony z krzywizny jej toru na pierwszej i ostatniej warstwie detektora śladowego przy użyciu algorytmu GSF (rozdz. 2.4) [45];
- vi) Stosunek energii mierzonej w ECAL do pędu wiodącej cząstki naładowanej mierzonego w pierwszej warstwie detektora śladowego, $(E_e - \sum E_\gamma)/p_{\text{in}}$, gdzie E_e i $\sum E_\gamma$ oznaczają odpowiednio energię klastra w ECAL zrekonstruowanego jak dla elektronu oraz sumę energii fotonów hamowania. $\sum E_\gamma$ jest wyznaczana dla fotonów leżących na styku do toru wiodącej cząstki naładowanej (zrekonstruowanego za pomocą algorytmu GSF) wyznaczonych dla każdej z warstw detektora śladowego;
- vii) Stosunek energii fotonów hamowania wyznaczonych za pomocą ECAL i detektora śladowego: $\sum E_\gamma/(p_{\text{in}} - p_{\text{out}})$;
- viii) Masa zrekonstruowanego kandydata τ_h , m_{τ_h} ;
- ix) Znormalizowana różnica liczby hitów (trafień), tj. punktów oddziaływania w detektorze śladowym, użytych do rekonstrukcji toru wiodącej cząstki naładowanej τ_h za pomocą algorytmu GSF oraz filtra Kalmana (KF), $(N_{\text{hits}}^{\text{GSF}} - N_{\text{hits}}^{\text{KF}})/(N_{\text{hits}}^{\text{GSF}} + N_{\text{hits}}^{\text{KF}})$. Filtr Kalmana jest standardowym algorytmem używanym w CMS do rekonstrukcji torów cząstek naładowanych (rozdz. 2.2) [32]. Różnica liczby hitów powiązanych z torami zrekonstruowanymi za pomocą GSF i KF jest czuła na emisję energetycznych fotonów hamowania;
- x) Zredukowane χ^2 (χ^2/DoF) wiodącego toru zrekonstruowanego algorytmem GSF;

xi) Liczba e/γ tworzących pasek (lub paski) kandydata τ_h (tylko dla Run-2).

Dodatkowo dla τ_h rekonstruowanych z użyciem pasków rekonstruowanych dynamicznie (dla Run-2) zmienne iii, iv i xi były liczone osobno dla e/γ wewnątrz i na zewnątrz stożka sygnałowego. Poprawiało to separację między kandydatami τ_h pochodzącymi z rekonstrukcji elektronów i prawdziwych τ_h . Rozkłady wybranych zmiennych dla sygnału (prawdziwych τ_h) i tła (elektronów) są przedstawione na rys. 3.9.

Wymienione wyżej zmienne są uzupełnione p_T i η kandydata τ_h oraz p_T , σ_{p_T}/p_T (rozdzielczością p_T) i η wiodącego toru znalezionego algorytmem GSF. Zmienne te parametryzują zależność pozostałych zmiennych od kinematyki. Ostatnią wielkością definiującą dyskryminator błędnie zidentyfikowanych elektronów jest odległość (w η i ϕ) między wiodącym torem (ekstrapolowanym do powierzchni ECAL) a najbliższą granicą między modułami ECAL, tj. obszarami nieinstrumentowanymi w ECAL, gdzie kaskady elektromagnetyczne nie są dobrze rekonstruowane i gdzie rośnie prawdopodobieństwo, że elektron dotrze to HCAL, a zatem gdzie najtrudniej rozróżnić między elektronami a τ_h .

Do treningu dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych elektronów użyto symulowanych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, $Z/\gamma^* \rightarrow ee$, $W \rightarrow \tau\nu$, $W \rightarrow e\nu$, $t\bar{t}$, $H \rightarrow \tau\tau$, $Z' \rightarrow \tau\tau$, $Z' \rightarrow ee$, $W' \rightarrow \tau\nu$, $W' \rightarrow e\nu$, w sumie $O(10^7)$ przypadków. Zrekonstruowani kandydaci τ_h ($p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$) byli uznawani za sygnał jeśli znajdowali się w odległości $\Delta R < 0.3$ od prawdziwego generowanego τ_h , zaś za tło, tj. błędnie zidentyfikowany elektron, gdy znajdowali się w $\Delta R < 0.3$ od generowanego elektronu z rozpadu ciężkiego bozonu lub taonu.

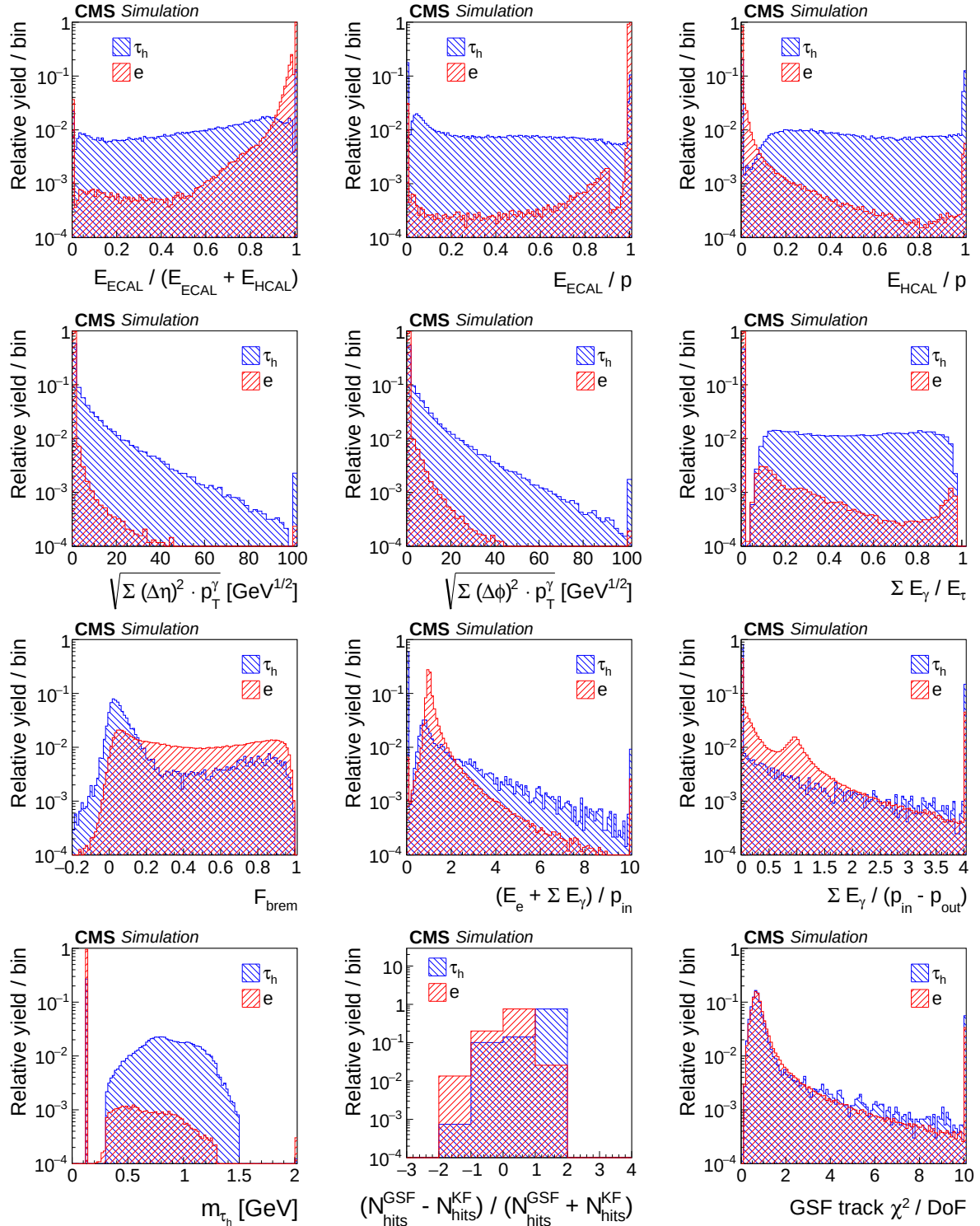
Zdefiniowano pięć punktów pracy (WP), Very tight, Tight, Medium, Loose, Very loose, wymagając by wartość dyskryminatora była większa od progu zmienianego w funkcji $p_T^{\tau_h}$ tak by efektywność dla danego WP była stała w $p_T^{\tau_h}$. Kandydaci τ_h w nieinstrumentowanym obszarze ECAL między beczką a pokrywami ($1.46 < |\eta| < 1.56$) są wetowani dla każdego z punktów pracy.

Oczekiwana efektywność identyfikacji τ_h dla pięciu punktów pracy dyskryminatora przeciwko elektronom oraz odpowiadające jej prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji elektronów są przedstawione na rys. 3.10. Zarówno efektywność (zgodnie z założeniami) jak i prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji są płaskie w p_T nie licząc spadku dla $p_T \approx 45 \text{ GeV}$, którego wielkość wzrasta wraz ze wzrostem restrykcyjności selekcji. Efekt ten jest związany z użyciem p_T jako jednej ze zmiennych definiujących dyskryminator w powiązaniu z kompozycją próbki treningowej zdominowanej przez procesy $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ i $W \rightarrow e\nu$, w których rozkłady p_T elektronów mają wierzchołek dla $\approx 45 \text{ GeV}$.

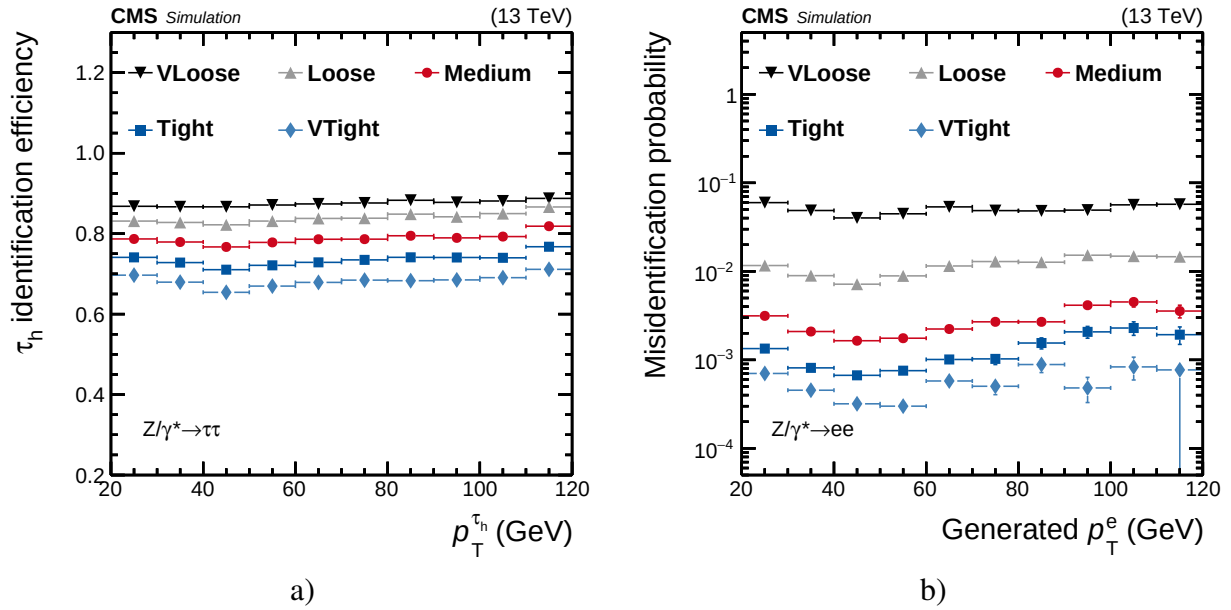
3.5 Skala energii τ_h

Skala energii τ_h , oznaczana dalej τES , jest zdefiniowana jako uśredniony stosunek zrekonstruowanej energii τ_h do generowanej widocznej energii τ_h : $\tau\text{ES} \equiv \langle p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}} \rangle$ ⁹. Dla skali-browanego detektora skala energii τ_h jest miarą poprawności jego rekonstrukcji, w szczególności tego czy uwzględniono poprawnie wszystkie produkty jego rozpadu. Rozkład $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}}$ oraz ewolucję τES w funkcji generowanego $p_T^{\tau_h}$ w przypadkach $H \rightarrow \tau\tau$ pokazuje rys. 3.11. Średnia $\langle p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}} \rangle$ jest ok. 5% poniżej jedności, ze względu na asymetrię rozkładu $p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}}$, zaś wartość najbardziej prawdopodobna jest jej bliska. Rozdzielczość τES , zdefiniowana jako standardowe odchylenie $\sigma(p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}})$, wynosi ok. 15% dla wszystkich rekonstruowanych kanałów

⁹ Średnia $\langle p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}} \rangle$ jest często nazywana „odpowiedzią” (ang. response), a odchylenie standardowe $\sigma(p_T^{\text{reco}}/p_T^{\text{gen}})$ rozdzielczością.

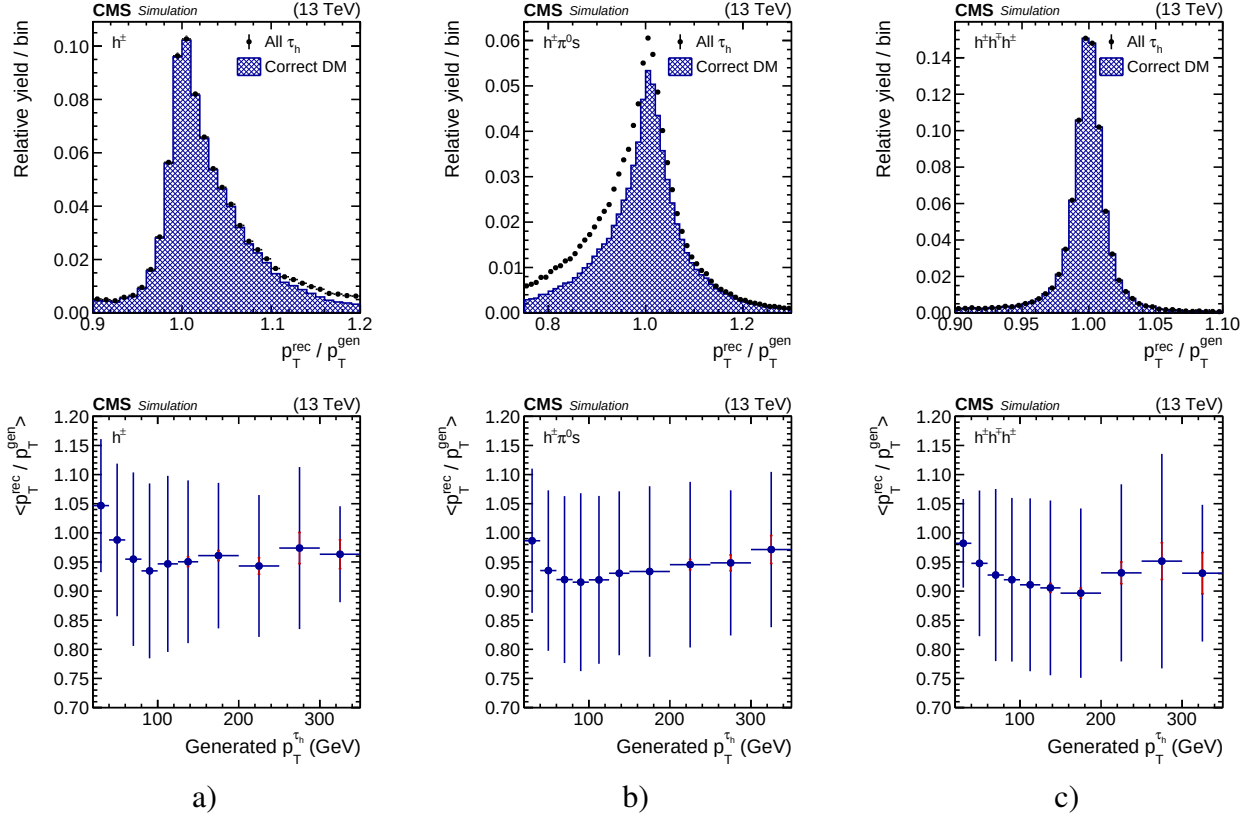


Rysunek 3.9: Rozkłady, znormalizowane do jedności, wybranych zmiennych wejściowych użytych do zdefiniowania dyskryminatora elektronów błędnie zidentyfikowanych jako τ_h . Niebieskie histogramy odpowiadają prawdziwym τ_h w symulowanych przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, a czerwone błędnie zidentyfikowanym elektronom w symulowanych przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow ee$. Kandydaci τ_h są rekonstruowani w jednym z następujących kanałów rozpadu: $h^\pm, h^\pm\pi^0, h^\pm\pi^0\pi^0$ lub $h^\pm h^\mp h^\pm$, oraz mają $p_T > 20\text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$. Najbardziej prawy bin histogramów zawiera wszystkie przypadki spoza zakresu ilustrowanej zmiennej (ang. overflow). Przykładowo pokazano rozkłady w próbkach z Run-1 [55].



Rysunek 3.10: Efektywność identyfikacji τ_h wyznaczona przy użyciu symulowanych rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (a) oraz prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji elektronów jako τ_h przy użyciu rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ (b) dla pięciu punktów pracy (Very tight, Tight, Medium, Loose, Very loose) dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych elektronów. Efektywność jest zilustrowana w funkcji p_T zrekonstruowanego τ_h , a prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji w funkcji p_T generowanego elektronu. Efektywność jest wyznaczona dla zrekonstruowanych τ_h ($p_T > 20\text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$) spełniających warunek izolacji opartej o sumy izolacyjne Loose, zaś prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dla generowanych elektronów z $p_T > 20\text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$ usuwając nieinstrumentowany obszar ECAL między beczką a pokrywami dla $1.46 < |\eta| < 1.56$. Pionowe paski (przeważnie mniejsze niż rozmiar symbolu) oznaczają niepewności statystycznej, a poziome szerokość binów [56].

rozpadu, przy czym szerokość rdzenia rozkładu p_T^{reco}/p_T^{gen} jest najmniejsza dla kanału $h^\pm h^\mp h^\pm$, którego rekonstrukcja jest oparta głównie o pomiary w detektorze śladowym, i wynosi $\approx 3\%$. Zarówno τ_{ES} jak jej rozdzielczość są w dobrym przybliżeniu stałe w badanym zakresie generowanego $p_T^{\tau_h}$.



Rysunek 3.11: Poprawność rekonstrukcji energii τ_h , τ_{ES} , wyznaczona za pomocą przypadków $H \rightarrow \tau\tau$ (symulowanych z PU charakterystycznym dla zbierania danych w 2016) dla τ_h rozpadających się odpowiednio w kanale $h^\pm$ (a), $h^\pm \pi^0 s$ (b) i $h^\pm h^\mp h^\pm$ (c). Wymagano by zrekonstruowane τ_h ($p_T > 20 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$) znajdowało się w $\Delta R < 0.3$ od generowanego τ_h ($p_T > 15 \text{ GeV}$, $|\eta| < 2.3$). Punkty na górnych rysunkach odpowiadają wszystkim rekonstruowanym τ_h , zaś zakreskowane histogramy τ_h z poprawnie zrekonstruowanym kanałem rozpadu. Punkty na dolnych rysunkach odpowiadają skali energii ($\tau_{ES} = \langle p_T^{reco} / p_T^{gen} \rangle$) dla danego przedziału generowanego $p_T^{\tau_h}$ z pionowym paskiem odpowiadającym odchyleniu standardowemu (rozdzielczości), na którym dodatkowo zaznaczono na czerwono i poziomymi liniami niepewność statystyczną średniej (często mniejszą niż rozmiar symbolu); poziome paski oznaczają szerokości binów.

Rozdział 4

Testy identyfikacji τ_h z danymi zebranymi w 2016 r.

Po przedstawieniu algorytmu HPS wraz z podstawowymi parametrami opisującymi jego działanie – efektywnością, prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji dżetów, elektronów i mionów jako τ_h oraz skalą energii – wyznaczonymi w oparciu o próbki symulowanych przypadków, omawiamy testy tych wielkości za pomocą próbek danych zebranych przez detektor CMS w 2016 r. Najpierw w rozdz. 4.1 definiujemy użyte próbki danych, następnie w rozdz. 4.2 i 4.3 wprowadzamy używaną metodę statystyczną i dyskutujemy źródła niepewności systematycznych wspólnych dla różnych testów. Dalej, w rozdz. 4.4 omówione są pomiary efektywności identyfikacji τ_h w różnych zakresach p_T . Z kolei rozdz. 4.5 i 4.6 zawierają opisy pomiarów prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów oraz elektronów i mionów jako τ_h . W końcu, w rozdz. 4.7, jest opisany pomiar zgodności skali energii τ_h w danych i symulacji.

4.1 Użyte próbki danych

W tym rozdziale opisano selekcje stosowane by zdefiniować próbki danych wykorzystanych następnie do pomiarów wydajności rekonstrukcji i identyfikacji τ_h . Dane symulowane metodą Monte Carlo zostały poprawione by zniwelować różnice (niezwiązane z τ_h) między nimi a danymi zebranymi przez detektor CMS dotyczącymi wydajności użytych algorytmów trygera, rekonstrukcji i izolacji. Poprawki te wyznaczono w oparciu o dedykowane pomiary¹. Ponadto liczba oddziaływań PU w symulacji została przeważona tak aby dopasować jej rozkład do rozkładu zmierzonego w danych.

4.1.1 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$

Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ rozpadające się do stanów końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ pozwalają na selekcję opartą głównie o własności e lub μ , a zatem na nieobciążone badanie identyfikacji τ_h . Próbką takich przypadków jest wybierana przez wymaganie co najmniej jednego dobrze zidentyfikowanego i izolowanego elektronu lub mionu, określanego jako „znacznik” (ang. tag) oraz jednego kandydata τ_h spełniającego luźnie kryteria selekcji – „próbniaka” (ang. probe).

¹Część z tych poprawek jest dokładniej omówiona w rozdz. 7 FIXME(ref).

Przypadki w stanie końcowym $e\tau_h$ muszą być zaakceptowane przez algorytm trygera z pojedynczym izolowanym elektronem o $p_T > 25 \text{ GeV}$. Następnie, zrekonstruowany elektron musi mieć $p_T > 26 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.1$, przejść identyfikację elektronów opartą o MVA (punkt pracy „Tight” odpowiadający efektywności ok. 80%) [44, 59] oraz być izolowany, tj. mieć $I_{\text{rel}}^e < 0.1$ (I_{rel} za równaniem 2.4). Przypadki w stanie końcowym $\mu\tau_h$ muszą być zaakceptowane przez algorytm trygera z pojedynczym izolowanym mionem o $p_T > 22 \text{ GeV}$ oraz zawierać mion o $p_T > 23 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.1$ spełniający warunki punktu pracy „Medium” identyfikacji mionowej [43] i mający $I_{\text{rel}}^\mu < 0.15$.

W obydwu stanach końcowych kandydaci τ_h przechodzą tę samą luźną selekcję. Jest wymagane by kandydat τ_h miał $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$, nie pokrywał się z żadnym globalnym mionem (ang. global muon) [43], spełniał warunki dyskryminatorów błędnie zidentyfikowanych elektronów i mionów opisane w rozdz. 3.4² oraz posiadał co najmniej jeden naładowany hadron z $p_T > 5 \text{ GeV}$.

Następnie wymagano by wybrani kandydaci τ_h i elektrony lub miony były odległe o co najmniej $\Delta R = 0.5$ i miały przeciwny ładunek elektryczny. Jeśli w jednym przypadku znaleziono więcej niż jedną parę $e\tau_h$ lub $\mu\tau_h$ spełniającą powyższe kryteria, para złożona z najlepiej izolowanego τ_h i najlepiej izolowanego elektronu lub mionu była używana w dalszej analizie.

Przypadki zawierające dodatkowe elektrony lub miony spełniające luźne kryteria selekcji były odrzucane. Luźna selekcja wymaga by elektron spełniał punkt pracy „Very Loose” identyfikacji bazującej na MVA (odpowiadający średniej efektywności 95%), a mion musi być zidentyfikowany jako globalny mion, przy czym zarówno elektron jak i mion musi mieć $p_T > 10 \text{ GeV}$ i $I_{\text{rel}}^{e/\mu} < 0.3$.

W celu redukcji tła pochodzącego od przypadków W+dżety wymagano by masa poprzeczna elektronu lub mionu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$

$$m_T \equiv \sqrt{2p_T^{e/\mu} p_T^{\text{miss}} \left(1 - \cos \Delta\phi(\vec{p}_T^{e/\mu}, \vec{p}_T^{\text{miss}})\right)} \quad (4.1)$$

była mniejsza niż 40 GeV^3 . Drugą wielkością użytą do zmniejszenia tła od procesu W+dżety jest kombinacja liniowa zmiennych $P_\zeta^{p_T^{\text{miss}}}$ i P_ζ^{vis} , zaproponowanych pierwotnie w eksperymencie CDF [60]: $D_\zeta = P_\zeta^{p_T^{\text{miss}}} - 0.85 P_\zeta^{\text{vis}}$, gdzie $P_\zeta^{p_T^{\text{miss}}}$ jest długością rzutu $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ na dwusieczną kąta zadanego przez kierunki kandydata τ_h i elektronu lub mionu, a P_ζ^{vis} długością rzutu $\vec{p}_T^{\tau_h} + \vec{p}_T^{e/\mu}$. Wielkość D_ζ jest zbudowana z wykorzystaniem faktu, że $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ z neutrin powstałych w rozpadach taonów w przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ tworzy mały kąt z widocznymi produktami ich rozpadów co nie jest typowe dla (błędnie zidentyfikowanego) kandydata τ_h oraz leptonu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ z rozpadu bozonu W w przypadkach W+dżety. Wymagano by zmienna D_ζ była większa od -25 GeV .

4.1.2 Przypadki $t\bar{t}$ ze stanem końcowym $\mu\tau_h$ +dżety

Próbka $t\bar{t} \rightarrow \mu\tau_h$ +dżety jest wybierana analogicznie do $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$ przy czym wymagania na m_T i D_ζ nie są aplikowane. Dodatkowo wymagano by przypadki zawierały co najmniej jeden b-tagowany dżet.

²Punkty pracy były wybierane w zależności od analizy i są wyspecyfikowane w odpowiadających im rozdziałach.

³Dla przypadków W+dżety m_T ma pik dla m_W , gdyż lepton i neutrino tworzące $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ pochodzą z rozpadu bozonu W, a dla przypadków niezawierających bozonu W m_T przybiera niskie wartości.

4.1.3 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ do ustalenia normalizacji $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$

Do normalizacji liczby przypadków Drella–Yana (DY, $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$) w pomiarach efektywności identyfikacji τ_h opisanej w rozdz. 4.4.1 użyto próbki przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ odznaczających się wysoką, ponad 99%, czystością. Wyselekcjonowane przypadki muszą posiadać parę dobrze oddzielonych ($\Delta R > 0.5$), przeciwnie naładowanych mionów. Wymagano aby wiodący (w p_T) mion spełniał takie same kryteria, jak w użyte w selekcji przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w stanie końcowym $\mu\tau_h$. Drugi mion był wybierany w ten sam sposób co pierwszy z wyjątkiem warunku na η , który jest zluźniony do $|\eta| < 2.4$. Masa pary mionów musiała się zawierać w przedziale 60–120 GeV. Przypadki były odrzucane, jeśli zawierały dodatkowy elektron lub mion przechodzący luźne kryteria wyboru.

4.1.4 Przypadki $W \rightarrow \tau\nu$ i $W \rightarrow \mu\nu$ z bozonem W poza powłoką masy

Do wyznaczenia efektywności identyfikacji τ_h w zakresie p_T niedostępnym za pomocą procesu $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ wykorzystano przypadki $W \rightarrow \tau\nu$ z bozonem W poza powłoką masy o $m_W > 200$ GeV. Wybrano przypadki gdzie wirtualny bozon W jest produkowany z niskim p_T , tj. bez towarzyszącego mu energetycznego dżetu. W takich przypadkach $\vec{p}_T$ taonu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ są dobrze zbalansowane.

Od selekcjonowanych przypadków wymagano by były zaakceptowane przez tryger, w którym wymagano by wielkości $p_{T, \text{no}\mu}^{\text{miss}}$ i $H_{T, \text{no}\mu}^{\text{miss}}$ były obie większe od 110 GeV, gdzie $p_{T, \text{no}\mu}^{\text{miss}}$ jest długością $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ liczoną z użyciem wszystkich cząstek w przypadku poza mionami, a $H_{T, \text{no}\mu}^{\text{miss}}$ długością $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ liczoną z użyciem dżetów z $p_T > 20$ GeV zbudowanych z wszystkich cząstek poza mionami. Następnie żądano jednego kandydata τ_h z $p_T > 100$ GeV i $p_T^{\text{miss}} > 120$ GeV. W końcu, w celu zapewnienia by kandydat τ_h i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ były przeciwnie skierowane wymagano $\Delta\phi(\vec{p}_T^{\tau_h}, \vec{p}_T^{\text{miss}}) > 2.8$. Przypadki były odrzucane gdy zawierały co najmniej jeden dżet o $p_T > 30$ GeV i $|\eta| < 4.7$ (poza dżetem odpowiadającym kandydatowi τ_h) lub dodatkowy elektron lub mion spełniający luźne kryteria wyboru.

W celu normalizacji liczby przypadków $W \rightarrow \tau\nu$ użyto pomocniczej próbki $W \rightarrow \mu\nu$ odznaczającej się wysoką czystością ($\approx 95\%$). Wybierano przypadki wyselekcjonowane przez tryger jednomyonowy z izolowanym mionem o $p_T > 22$ GeV i $|\eta| < 2.1$. Następnie żądano by rekonstruowany mion miał $p_T > 120$ GeV i $|\eta| < 2.1$, spełniał warunki identyfikacji mionowej „Medium” oraz miał izolację $I_{\text{rel}}^\mu < 0.15$. Dodatkowo selekcjonowane przypadki muszą się odznaczać $p_T^{\text{miss}} > 120$ GeV i $\Delta\phi(\vec{p}_T^\mu, \vec{p}_T^{\text{miss}}) > 2.8$. W końcu, przypadki zawierające co najmniej jeden dżet o $p_T > 30$ GeV i $|\eta| < 4.7$ lub dodatkowy elektron lub mion spełniający luźne kryteria wyboru były odrzucane.

Sprawdzono za pomocą próbek symulowanych, że powyższe kryteria selekcji rzeczywiście wybierają przypadki z wirtualnym bozonem W o $m_W > 200$ GeV oraz, że wycinki przestrzeni fazowej pokrywane przez przypadki $W \rightarrow \tau\nu$ i $W \rightarrow \mu\nu$ nakładają się.

4.1.5 Próbki do pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów

Do pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów jako τ_h użyto dwóch rodzajów przypadków: $W \rightarrow \mu\nu$ +dżet i przypadków $t\bar{t}$ w stanie końcowym $e\mu$ +dżety. W pierwszym typie przypadków dżety w większości pochodzą z fragmentacji lekkich kwarków, zaś w drugim z kwarków b.

Przypadki $W \rightarrow \mu\nu$ +dżet wybierano żądając spełnienia kryterium trygera z jednym izolowanym mionem o $p_T > 24$ GeV i $|\eta| < 2.1$. Kolejno, wymagano dobrze zidentyfikowanego i izolo-

wanego mionu, tj. mionu spełniającego warunki identyfikacji mionowej „Medium” i $I_{\text{rel}}^\mu < 0.1$, z $p_T > 25 \text{ GeV}$. Przypadki zawierające dodatkowe elektrony lub miony spełniające luźne kryteria wyboru były odrzucane. Dodatkowo, w celu minimalizacji wkładu od przypadków z prawdziwymi τ_h , np. z rozpadów bozonu Z, wymagano $m_T(\mu, \vec{p}_T^{\text{miss}}) > 60 \text{ GeV}$. Selekcjonowane przypadki musiały zawierać dokładnie jeden dżet w obszarze akceptancji detektora śladowego ($|\eta| < 2.4$) o $p_T > 20 \text{ GeV}$ oraz nie zawierać dodatkowych dżetów o $p_T > 20 \text{ GeV}$ poza obszarem akceptancji. W końcu, by zapewnić że pędy poprzeczne dżetu i bozonu W są dobrze zrównoważone, wymagano aby $\Delta\phi(W, \text{dżet}) > 2.4$ oraz by stosunek p_T dżetu i p_T bozonu W był między 0.7 a 1.3, gdzie $\vec{p}_T$ bozonu W było estymowane za pomocą sumy wektorowej $\vec{p}_T$ mionu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$.

Przypadki $t\bar{t} \rightarrow e\mu + \text{dżety}$ były selekcjonowane przy użyciu trygera jedno-mionowego o progu $p_T > 24 \text{ GeV}$. Następnie wymagano dobrze zidentyfikowanych i izolowanych elektronu (identyfikacja elektronowa „Tight” i $I_{\text{rel}}^e < 0.1$) i mionu (identyfikacja mionowa „Medium” i $I_{\text{rel}}^\mu < 0.1$) obydwu o $p_T > 26 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.4$ i przeciwnych znakach ładunku elektrycznego. Przypadki zawierające co najmniej jeden dodatkowy elektron lub mion spełniający luźne kryteria wyboru były odrzucane.

4.1.6 Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ do pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji e i μ

Próbki przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ i $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ są wykorzystywane do pomiaru błędnej identyfikacji elektronów i mionów jako τ_h metodą znacznik–próbnik (ang. tag-and-probe), gdzie znacznikiem jest dobrze zidentyfikowany i izolowany elektron lub mion, a próbnikiem kandydat τ_h . Próbnik i znacznik są ze sobą związani warunkiem na zgodność masy tworzonej przez nich pary z masą bozonu Z. Warunek na masę pary znacznik–próbnik zapewnia to iż próbnik jest (z wysokim prawdopodobieństwem) błędnie zidentyfikowanym elektronem lub mionem z rozpadu bozonu Z, a nie np. błędnie zidentyfikowanym dżetem.

Przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ są wybierane przez wymaganie wyzwolenia trygera jedno-elektronowego z progiem 25 GeV , a następnie zrekonstruowanego elektronu o $p_T > 26 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.1$, spełniającego warunki identyfikacji elektronowej „Tight” oraz $I_{\text{rel}}^e < 0.1$. Podobnie, przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ wybierano żądając wyzwolenia trygera jedno-mionowego o progu 24 GeV i zrekonstruowanego mionu o $p_T > 26 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.1$, spełniającego kryteria identyfikacji mionowej „Medium” i $I_{\text{rel}}^\mu < 0.15$.

Kandydat τ_h musiał mieć $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$, być zrekonstruowany w jednym z kanałów rozpadu zaimplementowanych w algorytmie HPS a także spełnić wymóg punktu pracy „Tight” MVA Iso (jak opisano w rozdz. 3.3.2) i kryteria dyskryminacji przeciwko mionom „Loose” (tylko w selekcji przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$). Dodatkowo, kandydat τ_h musi być odległy od elektronu lub mionu o $\Delta R > 0.5$ i mieć przeciwny ładunek elektryczny w stosunku do elektronu lub mionu. W końcu, masa pary znacznik–próbnik musi być zawarta w zakresie $60 - 120 \text{ GeV}$ lub $70 - 120 \text{ GeV}$ odpowiednio dla przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ i $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$.

Wkład do selekcjonowanej próbki od przypadków $W + \text{dżety}$ i $t\bar{t}$ był minimalizowany przez wymóg by $m_T(e/\mu, \vec{p}_T^{\text{miss}})$ była mniejsza od 30 GeV .

4.2 Metoda statystyczna

Pomiary efektywności identyfikacji i skali energii τ_h oraz prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji elektronów i mionów jako τ_h są oparte na dopasowaniu rozkładów obserwabli od nich zależnych modelowanych za pomocą symulacji (lub mierzonych w próbkach kontrolnych) dla procesów sygnału i tła do rozkładów mierzonych w danych zbieranych przez detektor CMS. Dopasowywane rozkłady są często nazywane szablonami (ang. template).

Funkcja największej wiarygodności ($\mathcal{L}$) użyta w tym dopasowaniu jest zadana przez iloczyn prawdopodobieństw Poissona obserwacji n_i przypadków w każdym i -tym binie (przedziale) rozkładu przy v_i przypadków spodziewanych w tym binie dla procesów sygnału i tła:

$$\mathcal{L}(\mu, \theta) = \mathcal{P}(\text{data} | \mu, \theta) p(\tilde{\theta} | \theta) = \prod_i \frac{v_i^{n_i}}{n_i!} \exp(-v_i) p(\tilde{\theta} | \theta). \quad (4.2)$$

Liczba oczekiwanych przypadków zależy od parametru, który chcemy zmierzyć (ang. parameter of interest, POI), takiego jak np. efektywność identyfikacji τ_h , oznaczonego jako μ oraz od wartości „parametrów uciążliwości” (ang. nuisance parameters) oznaczonych przez θ . Parametry uciążliwości reprezentują niepewności systematyczne dyskutowane w następnym rozdziale.

Wyrażenie $p(\tilde{\theta} | \theta)$ opisuje prawdopodobieństwo zaobserwowania wartości $\tilde{\theta}$ danych parametrów uciążliwości, gdy ich prawdziwa wartość wynosi θ . Parametry uciążliwości są traktowane w ramach podejścia częstościowego⁴ jak opisano w pracach [61, 62]. Ograniczenia parametrów uciążliwości, które zmieniają normalizację rozkładów, ale nie zmieniają ich kształtu, są reprezentowane przez logarytmiczno-normalny rozkład gęstości prawdopodobieństwa. Natomiast niepewności systematyczne zmieniające kształt rozkładów (i ew. ich normalizację) są wprowadzone do dopasowywanej funkcji największej wiarygodności za pomocą techniki morfingu (ang. morphing)⁵ opisaną szczegółowo w pracy [63] z ograniczeniami zadanymi przez gaussowskie rozkłady gęstości prawdopodobieństwa.

Niepewności związane z fluktuacjami statystycznymi spowodowanymi ograniczoną liczbą przypadków użytych do budowy dopasowywanych rozkładów (szablonów) są uwzględnione jako dodatkowe parametry uciążliwości, które pozwalają na nieskorelowane wahania wartości w pojedynczych binach, zgodnie z metodą Barlowa-Beestona [64]. Niepewności te były zaniedbywane w przypadku gdy były mniejsze niż 5% wartości odpowiadającego im binu.

Wartość μ , która maksymalizuje funkcję największej wiarygodności $\mathcal{L}$ zdefiniowaną w równaniu 4.2, jest uważana za najlepsze oszacowanie szukanego parametru i oznaczana jako μ^{obs} . Niepewność pomiaru μ^{obs} otrzymuje się przez wyznaczenie górnej i dolnej granicy przedziału ufności, μ^{min} i μ^{max} , dla których ujemny logarytm funkcji największej wiarygodności jest większy od wartości maksymalnej o pół jednostki:

$$-\ln \mathcal{L}(\mu^{\text{min}}, \hat{\theta}_{\mu^{\text{min}}}) = -\ln \mathcal{L}(\mu^{\text{obs}}, \hat{\theta}_{\mu^{\text{obs}}}) + 0.5 \quad (4.3)$$

(analogicznie dla μ^{max}), co odpowiada jednemu odchyleniu standardowemu. Parametry uciążliwości są profilowane, tj. wartości $\hat{\theta}_{\mu^{\text{min}}}$ i $\hat{\theta}_{\mu^{\text{max}}}$ są takie by funkcja $\mathcal{L}$ osiągnęła lokalne maksimum

⁴W odróżnieniu od możliwego podejścia bayesowskiego.

⁵Morfing to technika przekształcania obrazu (tu rozkładu) polegająca na jego płynnej zmianie, tj. w wielu małych krokach, w inny. W przypadku rozkładów binowanych morfing polega na takiej zmianie wartości binów wejściowego histogramu by go przeprowadzić (w zadanej liczbie kroków) w histogram docelowy.

z wymogiem, że wartość μ wynosi odpowiednio $\mu^{\min}$ lub $\mu^{\max}$. Wartości $\hat{\theta}_{\mu^{\min}}$ i $\hat{\theta}_{\mu^{\max}}$ zadają przedziały ufności dla parametru uciążliwości θ tj. niepewność systematyczną estymowaną w procedurze dopasowania.

4.3 Współdzielone niepewności systematyczne

Różne pomiary wydajności rekonstrukcji i identyfikacji τ_h dyskutowane w rozdz. 4.4–4.7 dzielą te same źródła niepewności systematycznych, które zbiorczo omawiamy w tym rozdziale. Niepewności typowe dla konkretnych analiz jak i różnice dotyczące wspólnych niepewności w konkretnych analizach są omówione w odpowiadających im rozdziałach.

Niepewność pomiaru scałkowanej świetlności wynosi 2.5% [65] i wpływa na normalizację, tj. przewidywaną liczbę przypadków, wszystkich próbek symulowanych. Łączna efektywność trygera, rekonstrukcji oraz izolacji mionów i elektronów jest mierzona w danych metodą znacznik-próbnik [66] i jej niepewność wynosząca 2%, podobnie jak niepewność scałkowanej świetlności, wpływa na normalizację próbek symulowanych. Innymi niepewnościami wpływającymi na normalizację próbek symulowanych jest niepewność obliczonych przekrojów czynnych wynosząca 2–4% dla DY [67, 68, 69], 5–15% dla przypadków z dwoma bozonami, VV ($V = W, Z$) [70, 71, 72] i 3–10% dla $t\bar{t}$ [73, 74]. Niepewność związana ze skalą energii τ_h w symulacji, wpływająca na rozkłady wielkości zależnych od E_{τ_h} , zawiera się między 1.2% (jak zmierzono w rozdz. 4.7) i 3% dla τ_h o wysokim p_T .

W większości poniższych pomiarów symulowane rozkłady p_T i masy Z/γ^* w przypadkach DY oraz p_T kwarka top w $t\bar{t}$ były przeważane do rozkładów mierzonych w danych (przy użyciu niezależnych pomiarów) tak by nie zmienić całkowitej normalizacji zawierających je próbek. Niepewności jakie przyjęto dla tych wag odpowiadają różnicy między rozkładami przeważonym i nieprzeważonym (niepewność górna) oraz przeważonym i przeważonym dwukrotnie, tj. przeważonym przez kwadrat wagi (niepewność dolna)⁶.

Wreszcie, niepewność związaną z liczbą przypadków PU była szacowana poprzez zmianę przekroju czynnego oddziaływań pp minimum-bias, który był użyty do jej wyznaczenia, o $\pm 5\%$.

Podsumowanie współdzielonych niepewności systematycznych zawiera tabela 4.1.

4.4 Pomiar efektywności identyfikacji τ_h

Pomiary efektywności identyfikacji τ_h w danych zebranych przez CMS dostarczają poprawek (z odpowiednimi niepewnościami), które są stosowane do korygowania próbek symulowanych wykorzystywanych w analizach fizycznych, np. w poszukiwaniu bozonu Higgsa w jego rozpadach na pary taonów.

Efektywność jest mierzona w trzech różnych zakresach $p_T^{\tau_h}$ zadanych przez używane w pomiarach próbki: dla niskich $p_T^{\tau_h}$ między 20 a ok. 60 GeV z użyciem $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w stanie końcowym $\mu\tau_h$, co jest omówione w rozdz. 4.4.1; dla pośrednich $p_T^{\tau_h}$ do ok. 100 GeV za pomocą przypadków $t\bar{t}$ w stanie końcowym $\mu\tau_h + d\bar{z}$, co jest omówione w rozdz. 4.4.2; oraz dla wysokich $p_T^{\tau_h}$ powyżej 100 GeV używając przypadków $W \rightarrow \tau\nu$ z bozonem W poza powłoką masy ($m_W > 200$ GeV), co jest dyskutowane w rozdz. 4.4.3.

⁶Znaczenie niepewności dolnej/górnej jest względne i zależy od tego czy waga dla danego przypadku jest większa czy mniejsza od jedności, co z kolei zależy od wartości przeważanych zmiennych w tym przypadku.

Tabela 4.1: Niepewności systematyczne wspólne dla pomiarów dyskutowanych w rozdz. 4.4–4.7.

Niepewność	Wartość	Zmiana kształtu?
Scałkowana świetlność	2.5%	Nie
Efektywność trygera, identyfikacji i izolacji e	2%	Nie
Efektywność trygera, identyfikacji i izolacji μ	2%	Nie
Normalizacja DY	2–4%	Nie
Normalizacja $t\bar{t}$	3–10%	Nie
Normalizacja VV	5–15%	Nie
Skala energii τ_h	1.2–3%	Tak
Ograniczona liczba przypadków	Niepewność statystyczna w danym binie	Tak
$p_T^{\ell\ell} - m_{\ell\ell}$ w DY	(waga) ² – brak wagi	Tak
p_T^t w $t\bar{t}$	(waga) ² – brak wagi	Tak
Liczba przypadków PU	5%	Tak

Współczynniki korekcji otrzymane w tych pomiarach są następnie łączone w celu ekstrapolacji do obszaru bardzo wysokich $p_T^{\tau_h}$ ($>300\text{ GeV}$) nimi nie nieobjętego. Zakres $p_T^{\tau_h} > 300\text{ GeV}$ jest istotny w poszukiwaniach nowych masywnych cząstek w ich rozpadach na leptonu tau, np. ciężkich bozonów Higgsa przewidywanych przez rozszerzenia Modelu Standardowego.

4.4.1 Pomiar efektywności identyfikacji τ_h za pomocą przypadków Z/γ^*

Pomiar efektywności identyfikacji τ_h za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ jest wykonany z użyciem próbki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$ wyselekcjonowanej bez zastosowania jakichkolwiek kryteriów identyfikacji τ_h jak opisano w rozdz. 4.1.1. Wyselekcjonowane przypadki były dzielone na dwie kategorie: „pass” i „fail” w zależności od tego czy kandydat τ_h spełniał (ang. pass) czy nie spełniał (ang. fail) kryteriów testowanego punktu pracy identyfikacji τ opartej na izolacji.

Parametrem μ wyznaczanym za pomocą dopasowania rozkładów oczekiwanych z symulacji do danych jest efektywność identyfikacji τ_h , ϵ_{τ_h} . Jest ona związana z liczbą przypadków, tj. normalizacją, w kategoriach „pass” ($N_{\text{pass}}^{\tau_h}$) i „fail” ($N_{\text{fail}}^{\tau_h}$) w następujący sposób:

$$\begin{aligned} N_{\text{pass}}^{\tau_h} &= \epsilon_{\tau_h} N_{Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau} & \text{i} \\ N_{\text{fail}}^{\tau_h} &= (1 - \epsilon_{\tau_h}) N_{Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau}, \end{aligned} \quad (4.4)$$

gdzie $N_{Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau}$ to całkowita liczba przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$, które przeszły selekcję. Zmienną użytą do wyznaczenia ϵ_{τ_h} jest masa widoczna układu $\mu\tau_h$, oznaczona m_{vis} , która pozwala odróżnić przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$ tworzące szeroki pik w okół $m_{\text{vis}} \approx 70\text{ GeV}$ od przypadków procesów tła nie dających takiego piku. Oczekiwane wkłady do rozkładu m_{vis} od procesów przewidywanych przez Model Standardowy były dopasowywane równocześnie w obu kategoriach. Rozkłady m_{vis} dla wszystkich procesów, poza przypadkami wielodżetowymi QCD, były modelowane za pomocą symulacji. Próbkę przypadków dwubozonowych (VV), z pojedynczym kwarkiem top oraz $t\bar{t}$ zostały znormalizowane przy użyciu obliczonych przekrojów czynnych.

Liczba przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\tau_h$ w kategoriach „pass” i „fail” była wyznaczana za pomocą próbki kontrolnej przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$, wybranych jak opisano w rozdz. 4.1.3, których liczba była dopasowywana równocześnie. Jest to możliwe dzięki zastosowaniu tych samych selekcji mionu w obu próbkach oraz uniwersalności leptonowej. W ten sam sposób znormalizowano tło

od innych przypadków DY („other DY”). Są to przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$, w których jeden z mionów nie został zrekonstruowany jako mion, tj. był poza obszarem akceptancji lub jakość rekonstrukcji była niska co nie pozwoliło na poprawną identyfikację, a kandydat τ_h pochodzi z błędnie zidentyfikowanego dżetu (większość) lub mionu.

Normalizację wkładu od przypadków W+dżety oszacowano za pomocą próbki kontrolnej danych wzbogaconej w zdarzenia W+dżety. Otrzymano ją za pomocą selekcji zdefiniowanej podobnie jak dla próbki sygnałowej, ale bez warunku na D_ζ i wymagając $m_T > 80 \text{ GeV}$, po czym usunięto z niej (małe) wkłady od innych procesów bazując na przewidywaniach symulacji. W końcu rozkład m_{vis} w próbce W+dżety spełniającej zwykle kryteria selekcji był mnożony przez stosunek liczby przypadków w tak otrzymanej próbce kontrolnej danych do liczby symulowanych przypadków W+dżety spełniających te same co ona kryteria selekcji.

Zarówno kształt jak i normalizację rozkładu m_{vis} dla tła od przypadków wielodżetowych QCD wyznaczono za pomocą próbek kontrolnych danych. W pierwszym kroku, rozkład jest uzyskiwany z użyciem próbki wybranej nominalną selekcją, ale z wymaganiem, aby mion i kandydat τ_h mieli ten sam znak (ang. same sign, SS) ładunku elektrycznego. Wkłady od innych procesów, wśród których dominuje W+dżety, są odejmowane od danych biorąc rozkłady uzyskane analogicznie jak dla zwykłej selekcji⁷. Tak otrzymany rozkład jest następnie skalowany przez stosunek (w funkcji m_{vis}) liczby przypadków wielodżetowych z przeciwnym znakiem (ang. opposite sign, OS) ładunku elektrycznego (jak w próbce nominalnej) do liczby przypadków SS. Stosunek ten jest wyznaczany za pomocą selekcji jak dla próbek OS i SS, ale z odwróconym warunkiem na izolację mionu $0.15 < I_{\text{rel}}^\mu < 0.5$ i wynosi ok. 1.05. Metoda estymacji przyczynku od przypadków wielodżetowych zakłada, że kształt rozkładu m_{vis} jest taki sam dla próbek OS i SS, a stosunek liczby przypadków w obu próbkach nie zależy od I_{rel}^μ , co zweryfikowano za pomocą próbek symulowanych.

Uwzględniono następujące niepewności systematyczne ponad te wymienione w rozdz. 4.3:

- i) Niepewność normalizacji próbki W+dżety, która wynika z możliwej różnicy między regionami o niskim i wysokim m_T w symulacji i danych oraz z niepewnością $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ używaną do wyznaczania m_T i D_ζ . Pierwsza z powyższych niepewności została oszacowana przez porównanie regionów o niskim i wysokim m_T w symulowanych i obserwowanych próbkach $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$, w których jeden z mionów został usunięty (co zostało odpowiednio uwzględnione w $\vec{p}_T^{\text{miss}}$) tak by imitować przypadki W+dżety. Tak wyznaczona niepewność wynosi ok. 5% a skombinowana z efektem od niepewności $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ ok. 10%;
- ii) Niepewność współczynnika skalowania OS/SS, wykorzystywanego do wyznaczania tła wielodżetowego, wynikająca z ograniczonej liczby przypadków w regionach kontrolnych OS i SS z odwróconą izolacją mionową. Wartość tej niepewności równa się ok. 5%;
- iii) Niepewność normalizacji procesu DY wynosząca 2%, spowodowana z różnicami w pokrywanej przestrzeni fazowej (związanymi z p_T wybieranych leptonów) w próbkach sygnału ($Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$) i tła, a próbką kontrolną $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$.

Wyniki uzyskane dla różnych punktów pracy izolacji opartej o MVA z $\Delta R = 0.5$ są przedstawione w tabeli 4.2 w postaci czynników skalujących (ang. scale factors), które są stosunkiem zmierzonej efektywności τ_h do oczekiwanej z symulacji. Do niepewności otrzymanej w dopasowaniu dodano w kwadraturze⁸ niepewność związaną z efektywnością rekonstrukcji toru wynoszącą

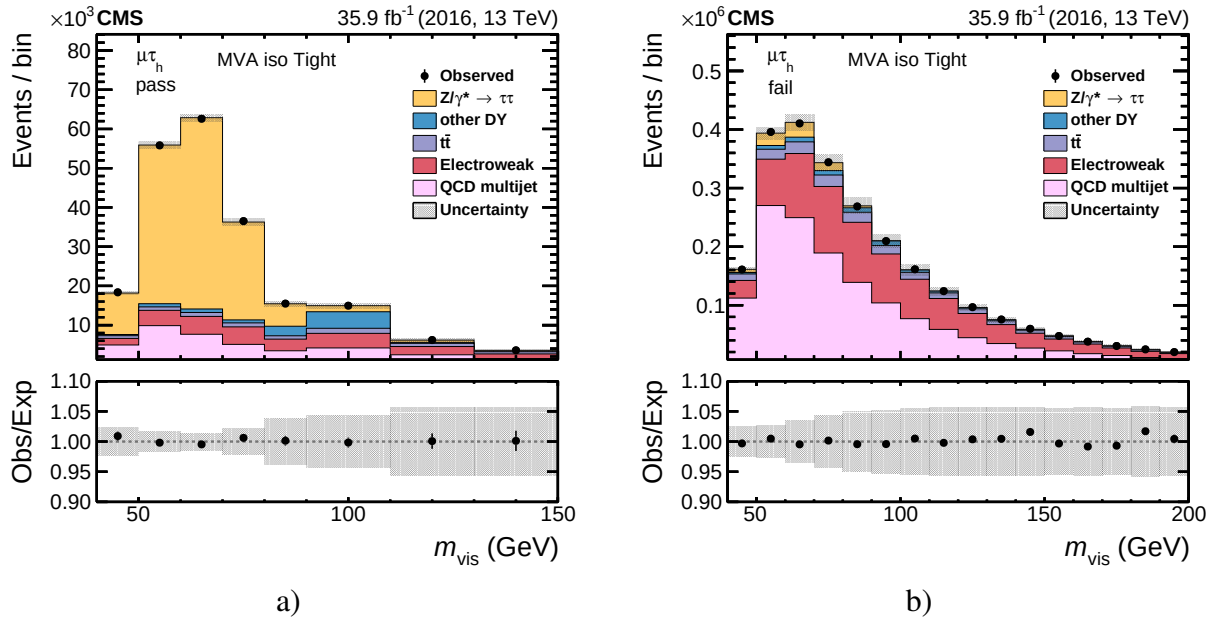
⁷Z wyjątkiem małego wkładu od procesu DY, który jest normalizowany w oparciu o obliczony przekrój czynny, a nie o dopasowanie liczby przypadków dwumionowych.

⁸Suma w kwadraturze a i b jest zdefiniowana jako $a \oplus b \equiv \sqrt{a^2 + b^2}$.

3.9% [32]. Jest ona uwzględniana, gdyż kandydaci τ_h byli wybierani z warunkiem posiadania zrekonstruowanego toru, który to warunek jest minimalnym wymogiem by zrekonstruować τ_h . Czynniki skalujące uzyskane dla różnych punktów pracy izolacji opartej o sumy p_T są wszystkie bliskie 90% z niepewnością 5% (zawierającą 3.9% niepewności rekonstrukcji toru), a czynniki skalujące wyznaczone dla izolacji opartej o MVA z $\Delta R = 0.3$ są zgodne z tymi dla $\Delta R = 0.5$ przedstawionymi w tabeli 4.2. Wartości zmierzonych czynników skalujących wahają się, w zależności od punktu pracy, między 0.92 a 0.99 z niepewnością ok. 5%. Dopasowane rozkłady m_{vis} , tj. takie które maksymalizują funkcję największej wiarygodności, dla (szeroko używanego) punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA z $\Delta R = 0.5$ są pokazane na rys. 4.1. Dodatkowo, czynnik skalujący dla punktu pracy Tight MVA Iso ($\Delta R = 0.5$) zmierzono dla kilku różnych zakresów $p_T^{\tau_h}$ i użyto w ekstrapolacji do wysokich wartości $p_T^{\tau_h}$ co jest omówione w rozdz. 4.4.4.

Tabela 4.2: Czynniki skalujące efektywność identyfikacji τ_h (w symulacji do danych) dla różnych punktów pracy izolacji opartej o MVA ($\Delta R = 0.5$) zmierzone za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$.

Punkt pracy	Czynnik skalujący
Very loose	0.99 ± 0.05
Loose	0.98 ± 0.05
Medium	0.97 ± 0.05
Tight	0.95 ± 0.05
Very tight	0.92 ± 0.05
Very-very tight	0.93 ± 0.05



Rysunek 4.1: Dopasowane rozkłady m_{vis} w stanie końcowym $\mu\tau_h$ podzielonym na kategorie „pass” (a) i „fail” (b) dla punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA z $\Delta R = 0.5$. Tło od procesów elektro-słabych (oznaczone „Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W+dżety (dominujący), przypadków dwubozonowych i z pojedynczym kwarkiem t. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania [56].

Efektywność dyskryminatorów błędnie zidentyfikowanych mionów i elektronów (opisanych w rozdz. 3.4.1 i 3.4.2) została również zmierzona za pomocą próbki przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w stanie końcowym $\mu\tau_h$ wybranych zgodnie z opisem w rozdz. 4.1.1. Od kandydatów τ_h wymagano by byli zrekonstruowani w jednym z kanałów rozpadu algorytmu HPS oraz spełniali kryteria punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA. Następnie przypadki były dzielone na kategorie „pass” i „fail” w zależności czy kandydat τ_h spełniał czy nie warunki badanego dyskryminatora. Podobnie jak w opisanych powyżej pomiarach efektywności identyfikacji opartej na izolacji, maksymalizowano funkcję największej wiarygodności dopasowując równocześnie rozkłady m_{vis} w kategoriach „pass” i „fail”. Otrzymane czynniki skalujące wartość efektywności w symulacji do wartości zmierzonej w danych są dla wszystkich badanych dyskryminatorów zgodne z jednością w granicach niepewności pomiarów, które wahają się między 1 a 3%.

4.4.2 Pomiar efektywności identyfikacji τ_h z użyciem przypadków $t\bar{t}$

Pomiar efektywności identyfikacji τ_h dla $p_T^{\tau_h}$ do ok. 100 GeV został wykonany za pomocą przypadków $t\bar{t}$ z mionem i τ_h w stanie końcowym wybranych jak opisano w rozdz. 4.1.2. Dodatkowo, wybrany kandydat τ_h musi spełniać kryteria identyfikacji danego punktu pracy identyfikacji opartej o izolację (podobnie jak w kategorii „pass”). Dopasowywanym rozkładem była masa poprzeczna mionu i $\vec{p}_T^{miss}$, a poszukiwanym parametrem efektywność identyfikacji związana z liczbą zaakceptowanych przypadków, analogicznie jak w pomiarze w próbce $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, relacją zadaną pierwszym z równań 4.4.

Głównym procesem tła jest produkcja przypadków $t\bar{t}$ z kandydatem τ_h pochodzącym z błędnie zidentyfikowanego dżetu. Dla takich przypadków rozkład m_T został wzięty z symulacji, a normalizacja oraz prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji wyznaczone za pomocą dedykowanej próbki danych. Próbka ta jest selekcjonowana jak opisano w rozdz. 4.1.2, przy czym musi dodatkowo zawierać dobrze zidentyfikowany i izolowany elektron (identyfikacja elektronowa „Tight” i $I_{rel}^e < 0.1$) o $p_T > 25$ GeV i przeciwnym ładunku elektrycznym niż mion. W ten sposób wybierana jest czysta (>90%) próbka przypadków $t\bar{t}$ w stanie końcowym $e\mu$ z dżetem błędnie zidentyfikowanym jako τ_h . Próbka ta jest następnie dzielona na kategorie „pass” i „fail” w zależności od tego czy kandydat τ_h spełnia czy nie badane warunki identyfikacji. Rozkład m_T w tak przygotowanych próbkach jest dopasowywany równocześnie z rozkładem w próbce nominalnej co pozwala wyznaczyć normalizację procesu $t\bar{t}$ oraz prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżety jako τ_h w stosunku do przewidywanego za pomocą symulacji.

Pozostałe wkłady do rozkładu m_T pochodzące od przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, W +dżety, dwubozonewych oraz z pojedynczym kwarkiem τ były modelowane za pomocą symulacji i normalizowane przy użyciu obliczonych przekrojów czynnych. Natomiast tło od przypadków wielodżetowych było wyznaczone za pomocą próbki kontrolnej przy zastosowaniu procedury opisanej w rozdz. 4.4.1.

Niepewności systematyczne wymienione w rozdz. 4.3 są uzupełnione o niepewność tagowania dżetów z kwarkiem b (3% niepewności normalizacji), a niepewność normalizacji procesu DY zwiększona do 30% ze względu na to, że przekrój czynny produkcji Z/γ^*+b nie jest precyzyjnie zmierzony. Dodatkowo, do sygnału jest dodawana niepewność efektywności rekonstrukcji toru (3.9%). Niepewność ta nie jest w żaden sposób ograniczana w procedurze dopasowywania ze względu na brak więzów w dopasowywanych rozkładach, więc dodanie jej jako parametru uciążliwości nie różni się istotnie od dodania jej a posteriori.

Pomiar efektywności został wykonany dla punktów pracy izolacji opartej MVA z $\Delta R = 0.5$ co

podsumowuje tabela 4.3. Współczynniki skalujące zmierzone w przypadkach $t\bar{t}$ są nieco niższe niż te zmierzone za pomocą $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, ale zgodne w ramach precyzji pomiaru⁹. Dla punktu pracy Tight pomiar został wykonany także dla kilku różnych zakresów $p_T^{\tau_h}$, co zostało użyte w ekstrapolacji do wysokich wartości $p_T^{\tau_h}$ (rozdz. 4.4.4), jak również indywidualnie dla każdego zrekonstruowanego kanału rozpadu τ_h . Nie zaobserwowano znaczących różnic efektywności pomiędzy trzema kanałami rozpadu, aczkolwiek odnotowano, że średnia wartość czynnika skalującego w kanale $h^\pm h^\mp h^\pm$ jest nieco poniżej wartości zmierzonych w kanałach z jednym $h^\pm$. Dopasowane rozkłady m_T dla punktu pracy Tight i kandydatów τ_h z p_T w zakresie 30–40 GeV są pokazane na rys. 4.2.

Tabela 4.3: Czynniki skalujące efektywność identyfikacji τ_h (w symulacji do danych) dla różnych punktów pracy izolacji opartej o MVA ($\Delta R = 0.5$) zmierzone za pomocą przypadków $t\bar{t}$.

Punkt pracy	Czynnik skalujący
Very loose	0.99 ± 0.07
Loose	0.94 ± 0.07
Medium	0.91 ± 0.07
Tight	0.92 ± 0.06
Very tight	0.89 ± 0.06
Very-very tight	0.86 ± 0.06

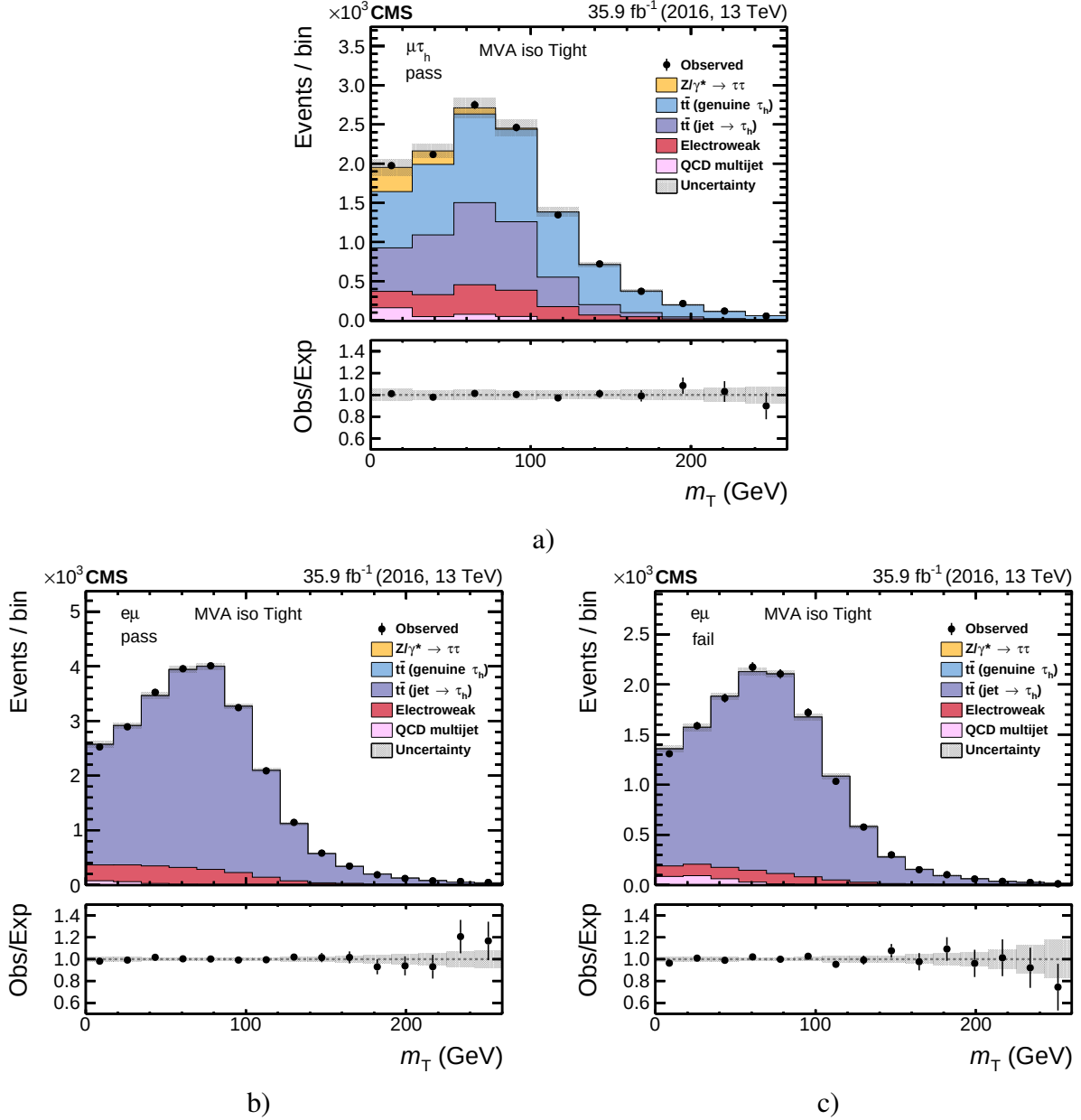
4.4.3 Pomiar efektywności identyfikacji τ_h w przypadkach $W \rightarrow \tau\nu$ z bozonem W poza powłoką masy

Efektywność identyfikacji τ_h o $p_T > 100$ GeV mierzono za pomocą próbki przypadków, w których bozon W o wysokiej wirtualności ($m_W > 200$ GeV) jest produkowany z małym p_T , tj. bez towarzyszących mu dżetów, i rozpada się na taon i neutrino. Cechą charakterystyczną takich przypadków jest to, że zawierają one pojedynczy τ_h oraz $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ równoważony przez $\vec{p}_T^{\tau_h}$. Selekcja tych przypadków jest opisana w rozdz. 4.1.4.

Efektywność identyfikacji τ_h jest związana z liczbą zaakceptowanych przypadków $W \rightarrow \tau\nu$ zgodnie z pierwszym z równań 4.4. Ich normalizacja jest ustalana z użyciem dedykowanej próbki, w której bozon W rozpada się na mion i neutrino, zdefiniowanej, jak opisano w rozdz. 4.1.4, w taki sposób by wybierany wycinek przestrzeni fazowej pokrywał się z tym wybieranym przez selekcję $W \rightarrow \tau\nu$.

Istotna część przypadków wybranych w stanie końcowym z kandydatem τ_h i p_T^{miss} pochodzi od procesów tła, w których dżet jest błędnie zidentyfikowany jako τ_h , takich jak procesy wielodżetowe QCD, $Z/\gamma^* \rightarrow \nu\nu + \text{dżet}$ oraz $W \rightarrow \ell\nu + \text{dżet}$. Wkład od tych procesów jest wyznaczany za pomocą próbki kontrolnej wybieranej tak jak nominalna próbka $W \rightarrow \tau\nu$, ale z odwróconym kryterium identyfikacji τ_h , tj. z kandydatami τ_h go niespełniającymi (podobnie jak w próbkach „fail” w rozdz. 4.4.1). Następnie tak otrzymana próbka jest skalowana przez stosunek prawdopodobieństwa, że dżet zostanie błędnie zidentyfikowany jako τ_h do prawdopodobieństwa, że nie zostanie, tak by dostać estymatę tła w regionie nominalnym. Czynniki skalujące były wyznaczone za pomocą przypadków $W \rightarrow \mu\nu + \text{dżet}$ oraz przypadków dwudżetowych w dwuwymiarowej funkcji p_T kandydata τ_h i jego stosunku do p_T dżetu z którego kandydat τ_h został utworzony. Poprawność metody została sprawdzona za pomocą symulowanych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \nu\nu + \text{dżet}$ i $W \rightarrow \ell\nu + \text{dżet}$.

⁹ Porównując wyniki należy pamiętać, że pomiary dla różnych punktów pracy są ze sobą mocno skorelowane.



Rysunek 4.2: Dopasowane rozkłady m_T mionu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ w przypadkach $t\bar{t}$ w stanie końcowym $\mu\tau_h$, sygnale, (a) oraz w stanie końcowym $e\mu$ podzielonym na kategorie „pass” (b) i „fail” (c) dla punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA ($\Delta R = 0.5$) i $p_T^{\tau_h}$ między 30 a 40 GeV. Tło od procesów elektrosłabych (oznaczone „Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W+dżety (dominujący), przypadków dwubozonowych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania [56].

Dopasowywane są jednocześnie rozkłady m_T kandydata τ_h i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ w próbce $W \rightarrow \tau\nu$ oraz mionu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ w próbce $W \rightarrow \mu\nu$ co pozwala zminimalizować niepewności związane z normalizacją przypadków z bozonem W o $m_W > 200\text{GeV}$. Dopasowanie jest przeprowadzone z dwoma wolnymi parametrami:

- i) Czynnikiem skalującym efektywność identyfikacji τ_h , tj. stosunkiem mierzonej efektywności do przewidzianej w symulacji
- ii) Obserwowaną liczbą przypadków z bozonem W z $m_W > 200\text{GeV}$ w stosunku do przewidywanej opartej na obliczonym przekroju czynnym: r_W .

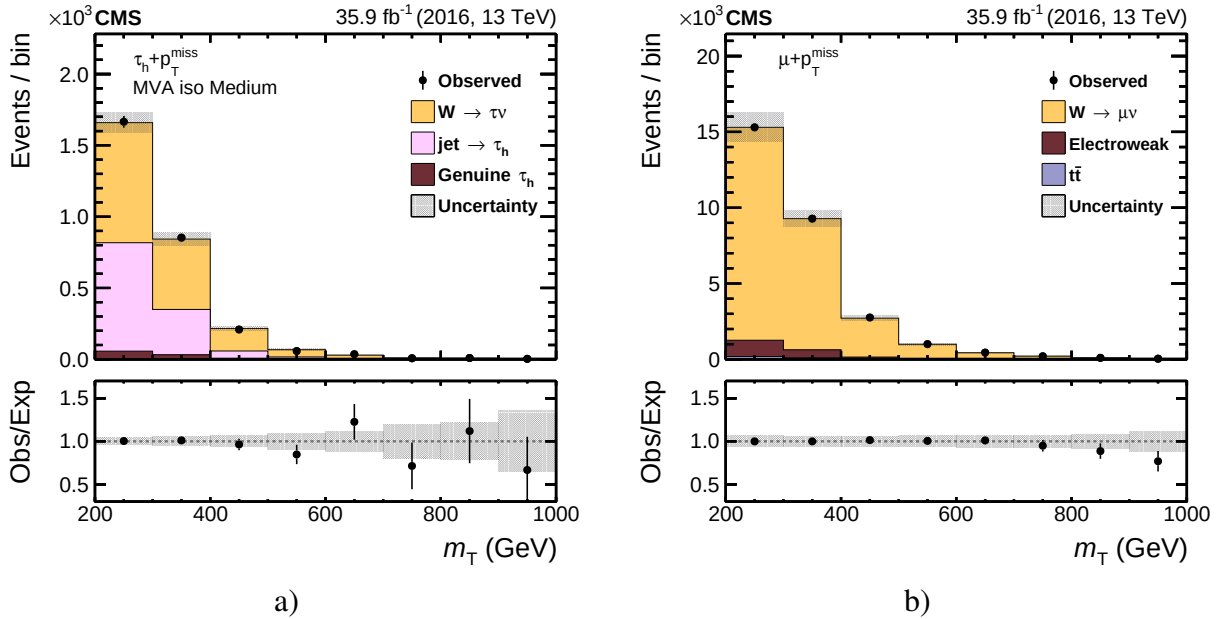
Oprócz niepewności systematycznych wymienionych w rozdz. 4.3 wzięto pod uwagę następujące niepewności: niepewność pędu mionu, wynoszącą 1%, która zmienia normalizację i kształt rozkładu $m_T(\vec{p}_T^\mu, \vec{p}_T^{\text{miss}})$; niepewności $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ biorące się z niepewności skali energetycznej cząstek klastrowanych w dżety jak i tych, które nie są sklastrowane [52, 53]; niepewność współczynnika ekstrapolacji tła z dżetami błędnie zidentyfikowanymi jako τ_h z próbki kontrolnej do sygnałowej. W końcu uwzględniono niepewność normalizacji tła z prawdziwymi τ_h pochodzącego głównie od przypadków dwubozonewych, które było wyznaczone w oparciu o symulację. Za pomocą dedykowanego regionu kontrolnego sprawdzono, że obserwowana i przewidywana liczba przypadków z prawdziwymi τ_h różnią się do 30% (w zależności od selekcji i m_T), co przyjęto za niepewność normalizacji tego tła. Niepewność związana z efektywnością rekonstrukcji toru, wynosząca 3.9%, została również uwzględniona.

Dopasowane rozkłady m_T w próbkach sygnałowej $W \rightarrow \tau\nu$ oraz kontrolnej $W \rightarrow \mu\nu$ są zilustrowane na rys. 4.3. Czynniki skalujące efektywność identyfikacji τ_h i normalizację przypadków z wirtualnym bozonem W (r_W) razem z współczynnikiem korelacji między nimi dla różnych punktów pracy izolacji opartej o MVA ($\Delta R = 0.5$) zawiera tabela 4.4. Czynniki skalujące efektywność zawierają się w przedziale od 0.89 dla punktu pracy Very tight do 0.96 dla Loose. Znaleziona normalizacja przypadków z wirtualnym bozonem W jest zgodna z wartością przewidywaną dając $r_W \approx 1$. Czynniki skalujące efektywność τ_h i normalizację są negatywnie skorelowane, ponieważ wzrost liczby przypadków z wirtualnym bozonem W jest kompensowany zmniejszającą efektywnością. Wartość (bezwzględna) korelacji wzrasta, zgodnie z oczekiwaniem, wraz z zaostrzaniem kryteriów identyfikacji ze względu na zwiększanie się czystości próbki sygnałowej.

Dla punktu pracy Tight pomiar został wykonany także dla kilku różnych zakresów $p_T^{\tau_h}$, oraz odpowiadających im zakresom p_T^μ w próbce $W \rightarrow \mu\nu$, co zostało użyte w ekstrapolacji do wysokich wartości $p_T^{\tau_h}$, jak opisano w rozdz. 4.4.4.

Tabela 4.4: Czynniki skalujące efektywność identyfikacji τ_h (w symulacji do danych) i normalizację przypadków z wirtualnym bozonem W z $m_W > 200\text{GeV}$ (r_W) wraz ze współczynnikiem korelacji między nimi dla różnych punktów pracy izolacji opartej o MVA ($\Delta R = 0.5$) zmierzone za pomocą przypadków $W \rightarrow \tau\nu$.

Punkt pracy	Czynnik skalujący	r_W	Korelacja
Loose	0.96 ± 0.08	1.03 ± 0.06	-0.34
Medium	0.93 ± 0.07	1.02 ± 0.07	-0.44
Tight	0.91 ± 0.07	1.02 ± 0.07	-0.46
Very tight	0.89 ± 0.07	1.02 ± 0.06	-0.47



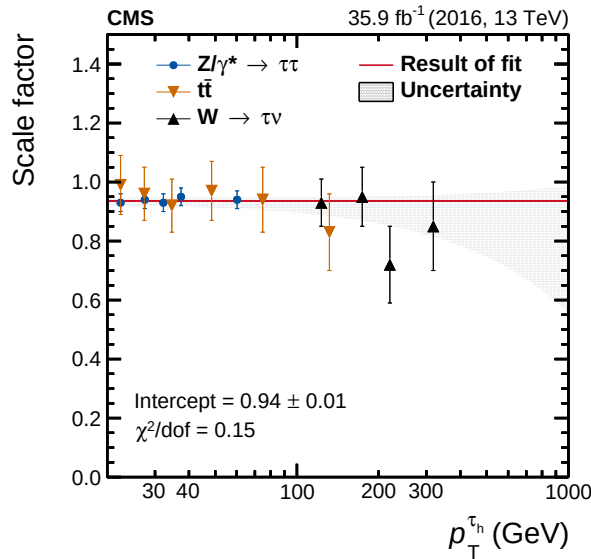
Rysunek 4.3: Dopasowane rozkłady m_T w próbce przypadków $W \rightarrow \tau\nu$, wybranych z użyciem punktu pracy Medium izolacji opartej o MVA z $\Delta R = 0.5$ (a) i w próbce $W \rightarrow \mu\nu$ (b). Tło od procesów elektroślabych (oznaczone „Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków dwubożonowych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania [56].

4.4.4 Ekstrapolacja pomiarów efektywności do wysokich $p_T^{\tau_h}$

Czynnik skalujący efektywność identyfikacji τ_h w symulacji do efektywności zmierzonej w danych wyznaczony za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (rozdz. 4.4.1), $t\bar{t} \rightarrow \mu\tau$ + dżety (rozdz. 4.4.2) i $W \rightarrow \tau\nu$ z $m_W > 200 \text{ GeV}$ (rozdz. 4.4.3) w zakresie $p_T^{\tau_h}$ od 20 do ok. 300 GeV ekstrapolowano do wysokich wartości $p_T^{\tau_h}$, $O(1) \text{ TeV}$. Ekstrapolacji dokonano dopasowując do średnich wartości czynnika skalującego w przedziałach $p_T^{\tau_h}$ wielomian zerowego rzędu (stałą) oraz wielomian pierwszego rzędu (funkcję liniową). Wartości średnie pomiarów w przedziałach $p_T^{\tau_h}$ uznano za reprezentatywne dla całych przedziałów, co jest poprawne dla wolno zmieniających się funkcji. Jako niepewności użyto niepewności pomiarów dla poszczególnych zakresów $p_T^{\tau_h}$ bez uwzględnienia przyczynka od niepewności efektywności toru, która to niepewność jest skorelowana między pomiarami. Niemniej, nie zmienia to znacząco całkowitej niepewności w poszczególnych zakresach τ_h , z wyjątkiem tych o niskich wartościach τ_h , gdzie inne niepewności są małe ze względu na dużą liczbę przypadków i wysoką czystość użytych próbek $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. Pomimo innych możliwych korelacji między zmierzonymi czynnikami skalującymi w poszczególnych zakresach $p_T^{\tau_h}$, pochodzącymi z jednego typu pomiaru lub między pochodzącymi z różnych typów pomiarów, wszystkie one były traktowane jako nieskorelowane. Ekstrapolację przeprowadzono dla (szeroko używanego) punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA przyjmując ewolucję (w $p_T^{\tau_h}$) odpowiadającego mu czynnika skalującego jako reprezentatywną dla wszystkich punktów pracy.

Dopasowanie wielomianu pierwszego rzędu daje niższą wartość zredukowanego χ^2 (χ^2/dof) niż dopasowanie stałej, co sugeruje, że czynnik skalujący efektywność identyfikacji τ_h może maleć z $p_T^{\tau_h}$. Jednakże biorąc pod uwagę, że nachylenie (współczynnik kierunkowy) dopasowanego

wielomianu pierwszego rzędu jest bliskie zero (różnica ok. jednego odchylenia standardowego) to stałość czynnika skalującego nie jest wykluczona. Dodatkowo żadne dedykowane pomiary nie wskazują na to, że składowe rekonstrukcji i identyfikacji τ_h , takie jak tory, depozyty w kalorymetrach oraz zbudowane z nich cząstki, nie są prawidłowo opisywane przez symulację dla wysokich p_T . Wzmacnia to hipotezę, że to samo dotyczy τ_h , tj. że czynnik skalujący jest stały w $p_T^{\tau_h}$. Zatem przyjęto stałą wartość czynnika skalującego daną przez dopasowanie do pomiarów w przedziałach $p_T^{\tau_h}$ stałej, z asymetryczną niepewnością, która rośnie z $p_T^{\tau_h}$. Jako górną wartość niepewności przyjęto sumę (w kwadraturze) niepewności dopasowania stałej oraz niepewności efektywności toru, a jako dolną sumę niepewności dopasowania stałej, różnice między wartością dopasowanej stałej a wielomianu pierwszego rzędu oraz niepewności efektywności toru, do daje odpowiednio $+5\% \times p_T^{\tau_h} \text{ (TeV)}$ i $-35\% \times p_T^{\tau_h} \text{ (TeV)}$. Dopasowaną stałą wartość czynnika skalującego wraz z łączną niepewnością pokazano na rys. 4.4.



Rysunek 4.4: Dopasowanie stałej do czynników skalujących efektywność τ_h (w symulacji do danych) dla punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA zmierzonych w funkcji $p_T^{\tau_h}$. Pomiary dokonano przy użyciu przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, $t\bar{t} \rightarrow \mu\tau + \text{dżety}$ i $W \rightarrow \tau\nu$. Zacienny obszar odpowiada łącznej niepewności zdefiniowanej w tekście [56].

4.5 Pomiar prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetów

Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu powstałego z fragmentacji kwarku lub gluonu jako τ_h (oznaczane jako „dżet $\mapsto \tau_h$ ”) zostało zmierzone w funkcji p_T i η dżetu w próbkach przypadków $W \rightarrow \mu\nu + \text{dżet}$ i $t\bar{t} \rightarrow e\mu + \text{dżety}$ wybranych zgodnie z opisem w rozdz. 4.1.5. Należy tu zaznaczyć, że prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżet $\mapsto \tau_h$ zależy nie tylko od p_T i η , ale również od rodzaju inicjującego dżet partonu i od tego czy parton i zrekonstruowany kandydat τ_h mają taki sam czy przeciwny znak ładunku elektrycznego. Prowadzi to do różnicy o czynnik ok. cztery między prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji dla dżetów pochodzących od kwarków c i dla dżetów pochodzących od gluonów, czy ok. dwukrotnej różnicy w przypadku gdy znaki ładunku partonu i zrekonstruowanego kandydata τ_h są takie same lub przeciwne. Oznacza

to w szczególności, że wartości podane w tym rozdziale są jedynie orientacyjne, gdyż są otrzymane dla przypadków $W \rightarrow \mu\nu + \text{dżet}$, w których dżety pochodzą głównie z fragmentacji lekkich kwarków, oraz przypadków $t\bar{t} \rightarrow e\mu + \text{dżety}$, gdzie dominują dżety od kwarków b.

Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ jest zdefiniowane przez stosunek liczby dżetów zidentyfikowanych jako kandydaci τ_h o $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$ spełniający kryteria danego punktu pracy izolacji (opisanej w rozdz. 3.3) do całkowitej liczby dżetów o $p_T > 20 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 2.3$. Trzeba tu zaznaczyć, że p_T dżetu różni się od p_T odpowiadającego mu kandydata τ_h , ponieważ czteropęd dżetu jest sumą czteropędów wszystkich jego składników, podczas gdy czteropęd kandydata τ_h tylko tych, które definiują zrekonstruowany kanał rozpadu τ_h . Dla dżetów z $p_T < 300 \text{ GeV}$ $p_T^{\tau_h}$ przeciętnie odpowiada tylko ok. 40% p_T dżetu. Co więcej, p_T dżetu jest dodatkowo poprawiane (jak opisano w pracach [75, 49, 76]), zaś $p_T^{\tau_h}$ nie.

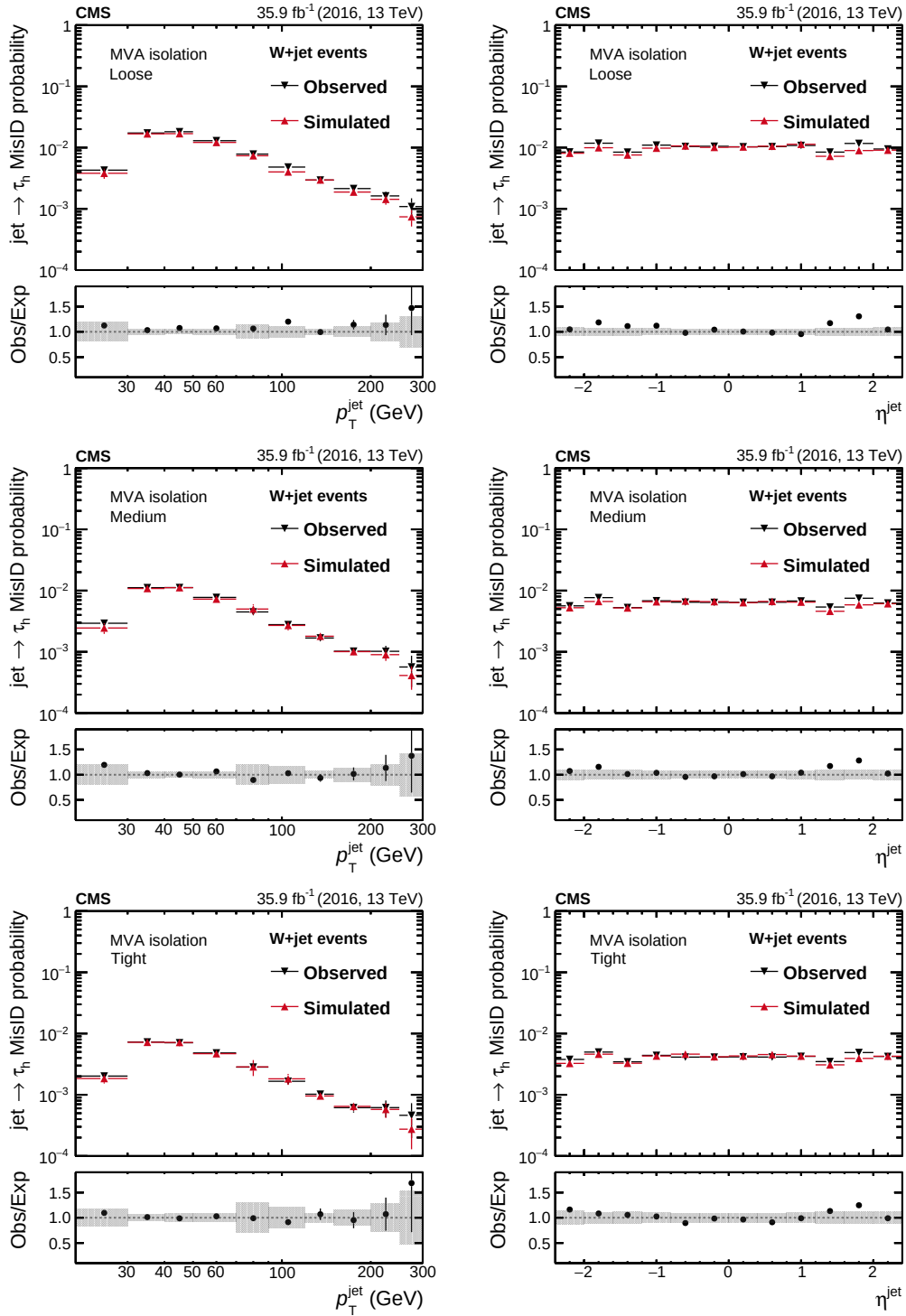
W celu poprawnego pomiaru prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ od wyselekcjonowanych przypadków $W \rightarrow \mu\nu + \text{dżet}$ odjęto tło zawierające prawdziwe τ_h w oparciu o przewidywanie z symulacji. Przypadki z prawdziwymi τ_h stanowią mniej niż 10% wszystkich wybranych przypadków $W \rightarrow \mu\nu$ z dżetem spełniającym kryteria selekcji τ_h dla $p_T^{\tau_h} < 100 \text{ GeV}$, ale ich udział rośnie do 50% dla ok. 300 GeV. Dodatkowe tło stanowią przypadki z izolowanymi elektronami i mionami błędnie zidentyfikowanymi jako τ_h . Żeby ograniczyć jego główny komponent pochodzący od rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ wymagano by kandydat τ_h spełniał kryteria punktu pracy Loose dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych mionów. Pozostałe przypadki tego tła zostały usunięte bazując na przewidywaniach symulacji.

Odjęcie tła zawierającego prawdziwe τ_h jest obarczone niepewnością ok. 30%, co prowadzi do niepewności prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ sięgającej do ok. 15%. Ze względu na efekty progowe związane z inną wartością p_T dżetu i pochodzącego od niego kandydata τ_h , niepewność kalibracji energii dżetów jest również źródłem znaczącej niepewności prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$, szczególnie w najniższym binie p_T dżetu. Dodatkowo, uwzględniono niepewności prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji elektronów oraz mionów jako τ_h wynoszące odpowiednio 100% i 50%. Niepewności te prowadzą do niepewności mierzonego prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ nieprzekraczającej kilku procent.

Mierzone prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji dżetu jako τ_h są pokazane na rys. 4.5. Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji jest prawie stałe w η dżetu, zaś w funkcji p_T dżetu (poza obszarem p_T poniżej ok. 40 GeV zdominowanym przez efekt progowy) spada. Zakres prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ w funkcji p_T wynosi od 2.0 do 0.1% dla punktu pracy Loose izolacji opartej o MVA i od 1.0 do mniej niż 0.1% dla punktu pracy Tight. Obserwowany spadek prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ jest związany z wymaganiem stałej (w p_T) efektywności identyfikacji τ_h nałożonym przy definicji punktów pracy, który to warunek przekłada się na wymaganie (w przybliżeniu) stałych maksymalnych dozwolonych wartości sum izolacyjnych, w połączeniu ze wzrostem ich wartości z rosnącym p_T dżetu.

Różnica 10–20% między obserwowanymi i oczekiwanymi z symulacji wartościami prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\text{dżet} \mapsto \tau_h$ mieści się w zakresie zmian jaki uzyskano zmieniając model hadronizacji i parametry modelowania UE w symulowanych przypadkach. Różnica ta odzwierciedla precyzję z jaką są modelowane nietypowe wąskie dżety kwarkowe i gluonowe o niskich krotnościach, które mogą być następnie zidentyfikowane jako τ_h .

Próbka przypadków $e\mu + \text{dżety}$ jest zdominowana przez przypadki $t\bar{t}$ i z pojedynczym kwarkiem top, w których większość błędnie zidentyfikowanych τ_h pochodzi od dżetów z fragmentacji kwarka b. Wkład od innych procesów jest mniejszy niż 10% i jest odejmowany w oparciu o przewidywania z symulacji. Mierzone prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu jako τ_h są



Rysunek 4.5: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu jako kandydata τ_h w przypadkach $W \rightarrow \mu\nu + \text{dżet}$ w funkcji p_T (lewa kolumna) i η (prawa kolumna) dżetu dla kolejnych punktów pracy izolacji opartej o MVA: Loose (górny rząd), Medium (środkowy rząd) i Tight (dolny rząd). Prawdopodobieństwa zmierzone w danych są porównane z tymi w próbkach symulowanych. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej związanej z ograniczoną liczbą przypadków zarówno w danych jak i w symulacji z uwzględnieniem odejmowanych przypadków tła, zaś zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności związanych z odejmowanym tłem i z kalibracją energii dżetów [56].

pokazane na rys. 4.6. Zależność prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $d\tau \mapsto \tau_h$ od p_T i η w tych przypadkach jest podobna jak w przypadkach $W \rightarrow \mu\nu + d\tau$; to samo dotyczy zgodności między wartościami mierzonymi a oczekiwanymi z symulacji, która jest na poziomie 10–20%. Natomiast wartości prawdopodobieństwa mierzone w próbie $e\mu + d\tau$ są mniejsze od tych mierzonych w $W \rightarrow \mu\nu + d\tau$, co jest związane z rodzajem kwarków inicjujących $d\tau$, odpowiednio kwarków b i lekkich kwarków. Dżety kwarków b są zwykle mniej skolimowane niż dżety lekkich kwarków, co powoduje, że $d\tau$ ma mniejsze prawdopodobieństwo spełnienia warunków izolacji i co za tym idzie prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $d\tau \mapsto \tau_h$ jest mniejsze.

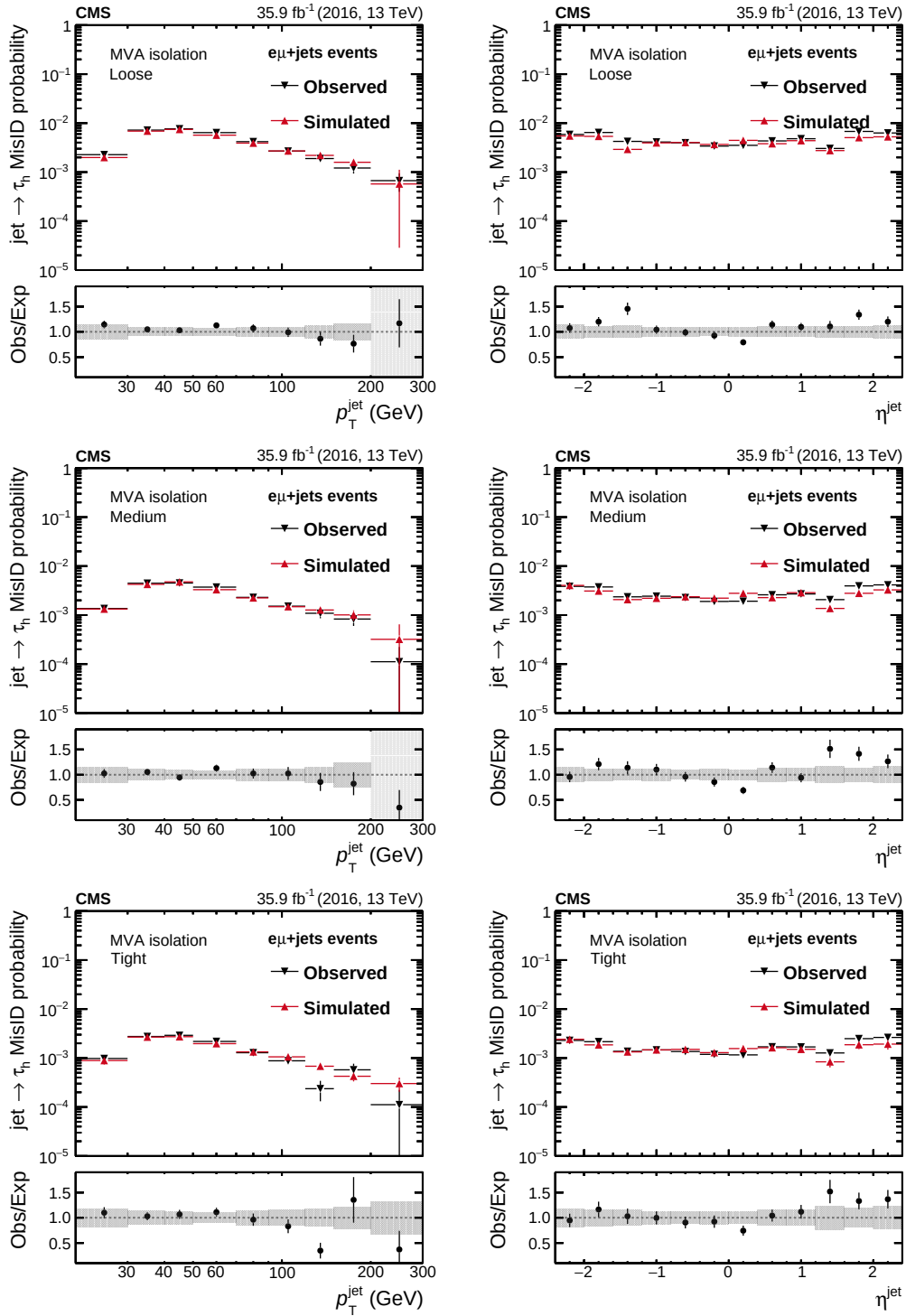
4.6 Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji e/μ

Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji elektronów i mionów jako τ_h (oznaczone jako $e \mapsto \tau_h$ i $\mu \mapsto \tau_h$) było mierzone metodą znacznik–próbnik za pomocą próbek $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ i $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ wybranych zgodnie z opisem w rozdz. 4.1.6.

Wybrane przypadki były dzielone na dwie grupy, w których kandydaci τ_h spełniają warunki dyskryminacji elektronów i mionów („pass”) i ich nie spełniają („fail”). Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ lub $\mu \mapsto \tau_h$ było mierzone przez równoczesne dopasowanie liczby przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ lub $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ w obu grupach, przy czym związek między liczbą przypadków a prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji jest analogiczny do tego w równaniu 4.4. Próbką „fail” jest zdominowana (>99%) przez przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ lub $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ z małą domieszką od przypadków dwubożonowych z parami ee lub $\mu\mu$ w stanie końcowym. Natomiast próbka „pass” zawiera znaczące tło z prawdziwymi τ_h z rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ oraz dżetami błędnie zidentyfikowanymi jako τ_h głównie od przypadków $W + d\tau$ i wielodżetowych. Dopasowanym rozkładem był rozkład m_{vis} , który pozwala rozróżnić wkłady od różnych procesów.

Wkłady od poszczególnych procesów były modelowane podobnie jak w pomiarze efektywności identyfikacji τ_h za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (rozdz. 4.4.1): sygnał ($Z/\gamma^* \rightarrow ee/\mu\mu$) oraz tło od wszystkich procesów poza przypadkami wielodżetowymi było modelowane za pomocą symulacji. Do normalizacji tych procesów tła, z wyjątkiem procesu $W + d\tau$, użyto obliczonych przekrojów czynnych. W normalizacji przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ uwzględniono czynniki skalujące efektywność identyfikacji τ_h wyznaczone w rozdz. 4.4.1. Wkład od przypadków $W + d\tau$ był normalizowany z wykorzystaniem próbki kontrolnej wzbogaconej o ten rodzaj przypadków, wybranej z warunkiem $m_T > 70 \text{ GeV}$ (zamiast nominalnego $m_T < 30 \text{ GeV}$). W końcu, wkład od przypadków wielodżetowych estymowano za pomocą próbki, w której elektron lub mion i kandydat τ_h mają taki sam znak ładunku elektrycznego, poprawionej o stosunek liczby przypadków wielodżetowych o różnym i takim samym znaku ładunku. Stosunek ten został wyznaczony za pomocą dodatkowych próbek, w których kryterium izolacji elektronu lub mionu zostało odwrócone.

Poza niepewnościami systematycznymi wymienionymi w rozdz. 4.3 wzięto pod uwagę niepewności kalibracji energii znacznika (e lub μ) i próbника (błędnie zidentyfikowanego $e \mapsto \tau_h$ lub $\mu \mapsto \tau_h$), które wpływają na kształt rozkładu m_{vis} . Dla próbника przyjęto niepewność $\pm 1.5\%$ zarówno dla $e \mapsto \tau_h$ jak i $\mu \mapsto \tau_h$, a dla elektronów, które są znacznikami, niepewności wynoszące $\pm 1\%$ dla w obszarze beczki ($|\eta| < 1.46$) i $\pm 2.5\%$ dla w obszarze pokryw ($|\eta| > 1.56$). Natomiast niepewności kalibracji dla mionów znaczników zostały zaniedbane jako nieistotne w porównaniu do niepewności próbników. Niepewności kalibracji energii leptonów były mierzone za pomocą badania kształtu piku $Z/\gamma^* \rightarrow ee/\mu\mu$ jak opisano w pracy [77]. W końcu, wzięto pod uwagę niepewność normalizacji procesu DY wynoszącą 3%, by uwzględnić różnice w przestrzeni fazowej

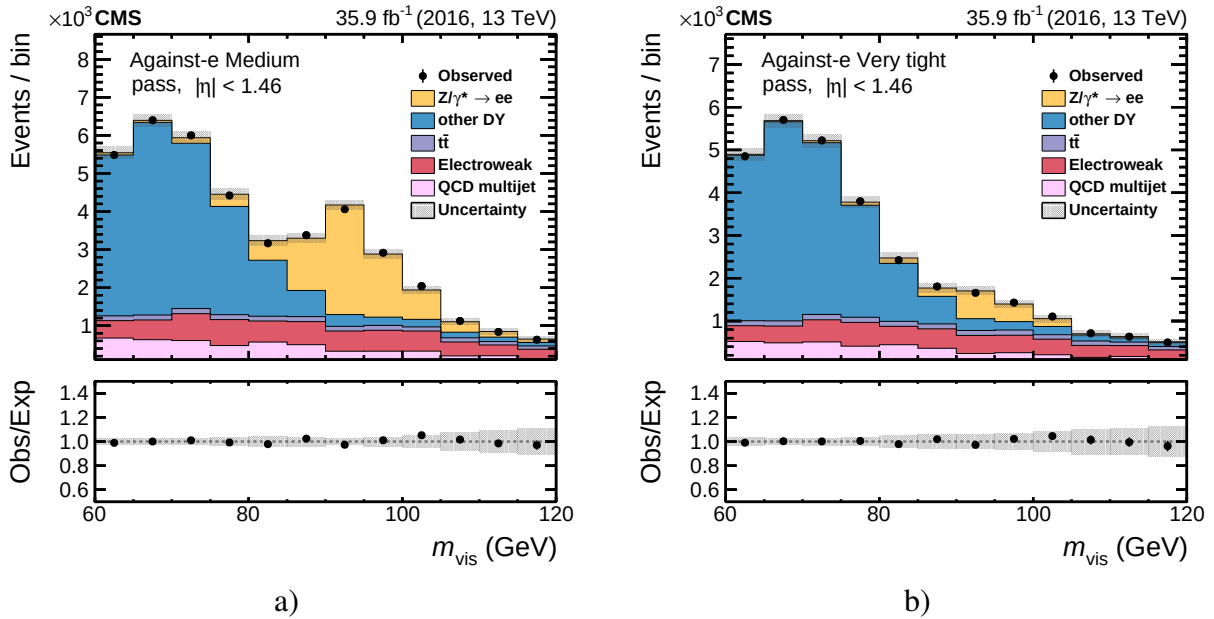


Rysunek 4.6: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetu jako kandydata τ_h w przypadkach $t\bar{t} \rightarrow e\mu$ +dżety w funkcji p_T (lewa kolumna) i η (prawa kolumna) dżetu dla kolejnych punktów pracy izolacji opartej o MVA: Loose (górny rząd), Medium (środkowy rząd) i Tight (dolny rząd). Prawdopodobieństwa zmierzone w danych są porównane z tymi w próbkach symulowanych. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej związanej z ograniczoną liczbą przypadków zarówno w danych jak i w symulacji z uwzględnieniem odejmowanych przypadków tła, zaś zacięziony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności związanych z odejmowanym tłem i z kalibracją energii dżetów [56].

(związane z p_T wybieranych leptonów) w próbkach sygnału i tła $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$.

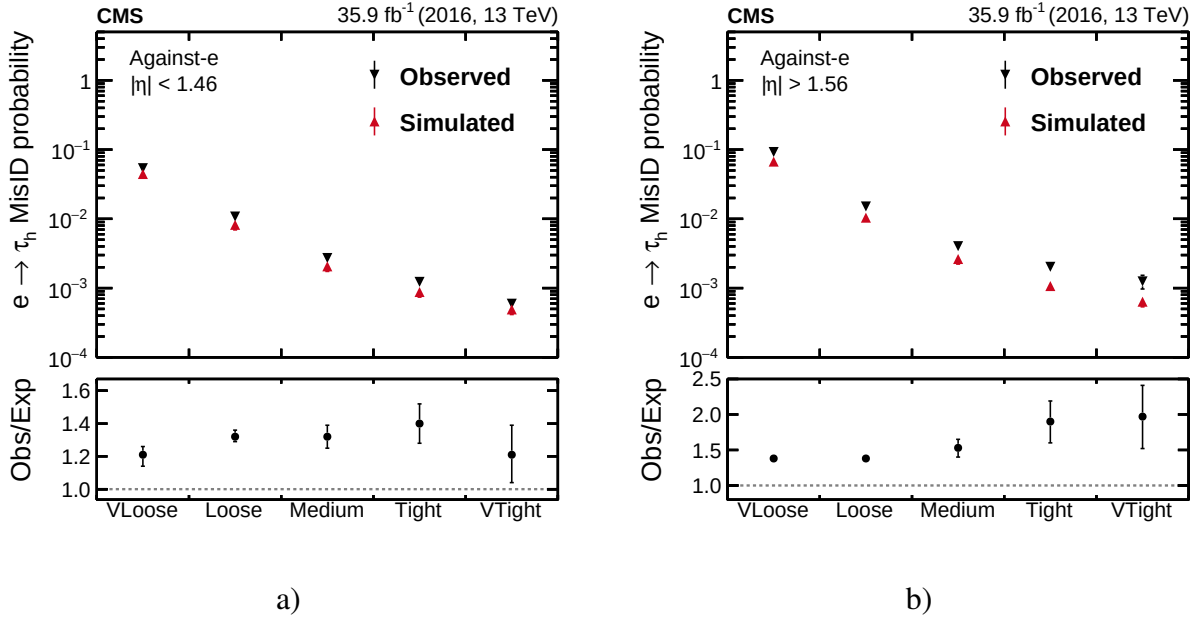
Dopasowania dokonano niezależnie dla próbników w kilku zakresach $|\eta|$ odpowiadających segmentacji detektora; w pomiarze prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ jest to segmentacja odpowiadająca podziałowi ECAL na obszary beczki ($|\eta| < 1.46$) i pokryw ($|\eta| > 1.56$), a w pomiarze prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $\mu \mapsto \tau_h$ podziałowi spektrometru mionowego, $|\eta|$ w przedziałach <0.4 , $0.4-0.8$, $0.8-1.2$, $1.2-1.7$ i >1.7 .

Dopasowane rozkłady $m_{\text{vis}}(e, \tau_h)$ w kategorii „pass” dla przykładowych punktów pracy dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych elektronów pokazuje rys. 4.7. Wartości prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ zmierzone w danych i symulacji oraz odpowiadające im czynniki skalujące są podsumowane na rys. 4.8. Wartości prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ zmierzone w danych przewyższają te w symulacji w obydwu obszarach $|\eta|$ i różnica ta wzrasta ze wzrostem restrykcyjności dyskryminatora. Obserwowane w danych prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ zawiera się w zakresie od ok. 5% dla punktu pracy Very loose do ok. 0.07% dla Very tight w obszarze beczki. Natomiast w obszarze pokryw jest większe i zawiera się między ok. 10% dla Very loose a 0.1% dla Very tight.



Rysunek 4.7: Dopasowane rozkłady $m_{\text{vis}}(e, \tau_h)$ w próbce przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ spełniających („pass”) kryteria punktów pracy Medium (a) i Very tight (b) dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych elektronów dla próbników w obszarze beczki ($|\eta| < 1.46$). Wkład do tła od procesu DY („other DY”) zawiera głównie przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ z małym udziałem przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ z dżetem zidentyfikowanym jako τ_h . Tło od procesów elektroslabych („Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W +dżety (dominujący), dwubozonewych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania [56].

Rysunek 4.9 pokazuje dopasowane rozkłady masy pary $\mu\tau_h$ (m_{vis}) w kategorii „pass” dla przykładowych punktów pracy dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych mionów. Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $\mu \mapsto \tau_h$ zmierzone w danych i symulacji oraz odpowiadające im czynniki skalujące są przedstawione na rys. 4.10. Prawdopodobieństwo zmierzone w danych jest większe od

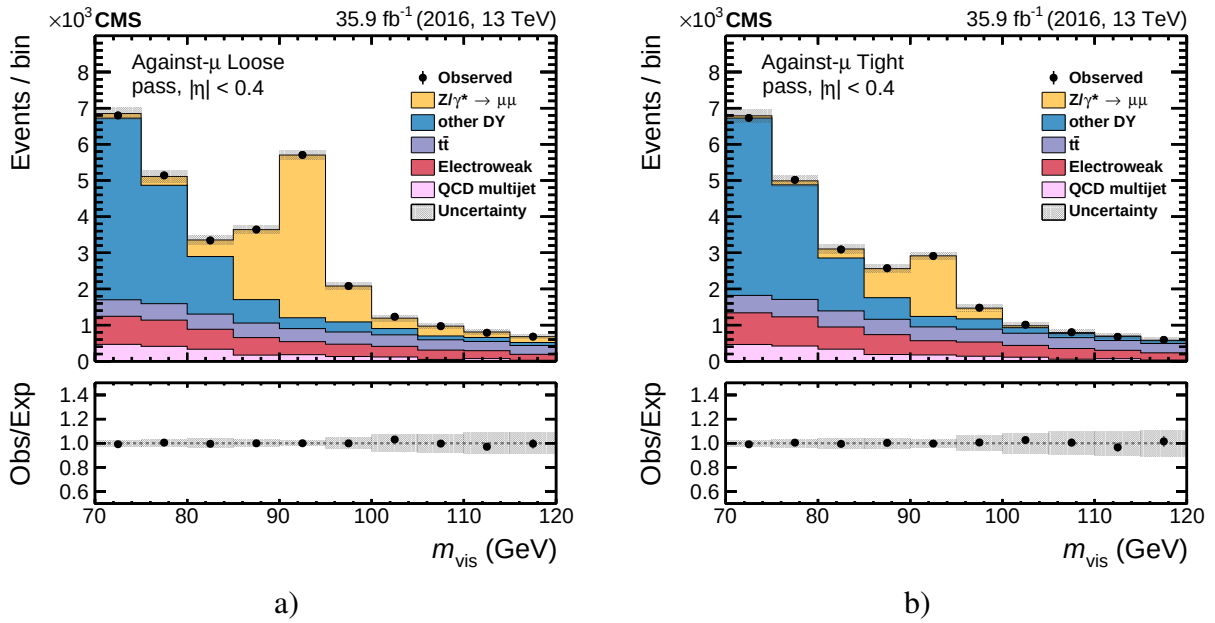


Rysunek 4.8: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $e \mapsto \tau_h$ dla różnych punktów pracy dyskryminatora elektronów w obszarze beczki (a) i pokryw (b). Pionowe paski (przeważnie mniejsze niż rozmiar symbolu) odpowiadają niepewności statystycznej lub sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznej i systematycznych w zależności czy dotyczą prawdopodobieństwa w symulacji czy danych [56].

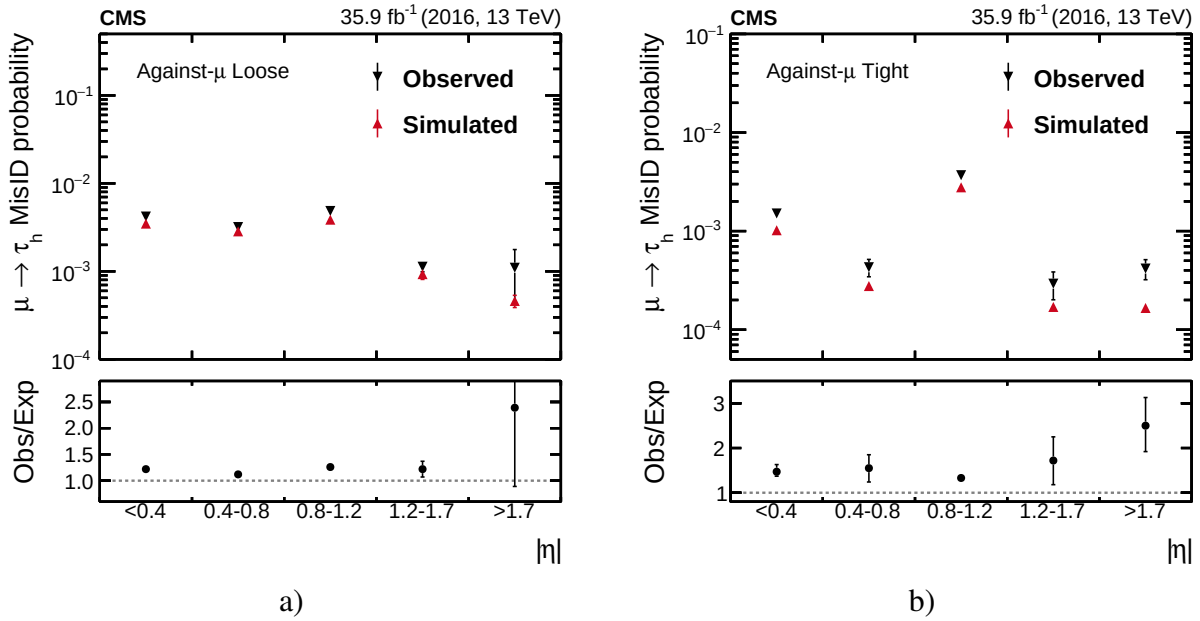
przewidywanego w symulacji, z różnicą rosnącą wraz ze wzrostem $|\eta|$. Efekt ten jest mocniejszy dla punktu pracy Tight niż dla Loose. Obserwowane prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $\mu \mapsto \tau_h$ dla punktu pracy Loose zawiera się w zakresie 0.1–0.5%, z najwyższą wartością dla mionów z $0.8 < |\eta| < 1.2$. Ten przedział $|\eta|$ odpowiada przejściu między obszarami beczki i pokryw spektrometru mionowego i charakteryzuje się zarówno skomplikowaną geometrią detektorów jak i skomplikowanym kształtem pola magnetycznego. Prawdopodobieństwo dla punktu pracy Tight mieści się w zakresie między 0.03 a 0.40%, z najwyższą wartością w tym samym obszarze $|\eta|$ jak dla punktu pracy Loose.

4.7 Pomiar skali energii τ_h

Precyzja z jaką jest znana skala energii τ_h jest ważnym źródłem niepewności systematycznej w wielu analizach z leptonami τ w stanie końcowym. W szczególności ma ona znaczący wpływ na możliwość obserwacji bozonu Higgsa w rozpadach na pary $\tau\tau$, ponieważ bezpośrednio wpływa na niepewność wyznaczonej masy pary $\tau\tau$, która jest podstawową wielkością pozwalającą odróżnić sygnał od tła pochodzącego od rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. By zminimalizować te niepewności, skala energii τ_h (τ ES) została zmierzona w danych wraz z odpowiednimi korekcjami dla symulowanych τ_h . Pomiar τ ES został przeprowadzony za pomocą dopasowania rozkładów masy τ_h (m_{τ_h}) i masy pary $\ell\tau_h$, $\ell = e, \mu$ (m_{vis}) w próbkach przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w stanach końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$. Dokonano go osobno dla τ_h zrekonstruowanych w każdym z kanałów rozpadu: $h^\pm$, $h^\pm\pi^0s$ i $h^\pm h^\mp h^\pm$. Należy tu zaznaczyć, że zrekonstruowana masa τ_h , m_{τ_h} , w kanale $h^\pm$ jest z definicji stała i równa



Rysunek 4.9: Dopasowane rozkłady $m_{\text{vis}}(\mu, \tau_h)$ w próbce przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ spełniających („pass”) kryteria punktów pracy Loose (a) i Tight (b) dyskryminatora błędnie zidentyfikowanych mionów dla próbników z $|\eta| < 0.4$. Wkład do tła od procesu DY („other DY”) zawiera głównie przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ z małym udziałem przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ z dżetem zidentyfikowanym jako τ_h . Tło od procesów elektroślabych („Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W+dżety (dominujący), dwubozonowych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania [56].



Rysunek 4.10: Prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji $\mu \mapsto \tau_h$ dla punktów pracy Loose (a) i Tight (b) dyskryminatora mionów w funkcji $|\eta|$ mionu. Pionowe paski (przeważnie mniejsze niż rozmiar symbolu) odpowiadają niepewności statystycznej lub sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznej i systematycznych w zależności czy dotyczą prawdopodobieństwa w symulacji czy danych [56].

masie $\pi^{\pm 10}$, więc nie jest czuła na zmiany τ_{ES} i w konsekwencji nie jest użyta do jej pomiaru w tym kanale.

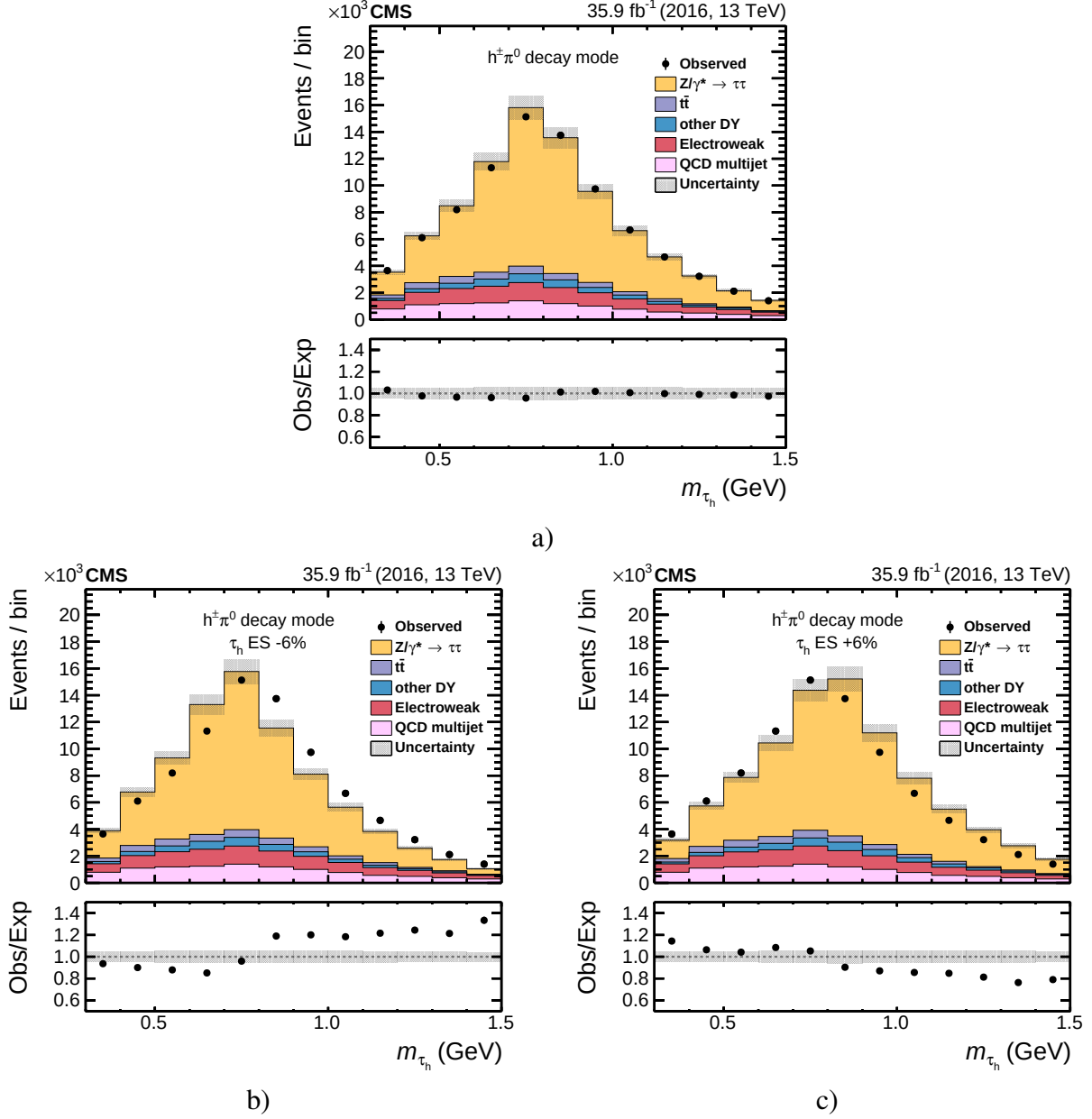
Przypadki $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ zostały wybrane jak opisano w rozdz. 4.1.1, przy czym wymagano dodatkowo by kandydaci τ_h spełniali kryteria punktu pracy Very tight izolacji opartej o MVA. Żądano również spełnienia warunków dyskryminacji przeciwko błędnie zidentyfikowanym elektronom i mionom: odpowiednio punktów pracy Tight i Loose w stanie końcowym $e\tau_h$ lub Very loose i Tight w $\mu\tau_h$.

Dopasowywane rozkłady w próbkach ze zrekonstruowanymi τ_h odpowiadającymi prawdziwym τ_h (sygnale) zostały utworzone przez zmianę skali energii τ_h w symulacji w zakresie między -6% a $+6\%$ z krokiem 0.1% . Zakres został dobrany tak by prawdziwa skala energii τ_h była w nim zawarta, a krok tak by nie ograniczał precyzji pomiaru. Wkłady od procesów tła były modelowane tak samo jak opisano w rozdz. 4.4.1, przy czym odpowiadające im kształty dopasowywanych rozkładów były niezależne od zmian τ_{ES} . Zilustrowano to na rys. 4.11, który przedstawia rozkłady m_{τ_h} dla kandydatów τ_h zrekonstruowanych w kanale $h^{\pm}\pi^0$ s obserwowane w danych porównane z rozkładami w symulacji z nominalną (a) oraz przesuniętą o -6% (b) i $+6\%$ (c) skalą energii.

W procedurze dopasowania uwzględniono niepewności systematyczne opisane w rozdz. 4.3. Ponadto, wzięto pod uwagę niepewność efektywności identyfikacji τ_h otrzymaną w rozdz. 4.4 i podzieloną następnie na część skorelowaną ($\approx 4.5\%$) i nieskorelowaną ($\approx 2\%$) między stanami końcowymi $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ ¹¹; niepewności związane z wyznaczaniem różnych wkładów do tła, analogicznie

¹⁰ Masa $\pi^{\pm}$ wynosi $m_{\pi^{\pm}} = 139.57 \text{ MeV}$.

¹¹Wydzielenie części nieskorelowanej z niepewności efektywności identyfikacji τ_h ma za zadanie opisać możliwe różnice biorące się z użycia innego zestawu dyskryminatorów błędnie zidentyfikowanych elektronów i mionów w stanach końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$.



Rysunek 4.11: Rozkład m_{τ_h} w próbce przypadków $\mu\tau_h$ z kandydatami τ_h zrekonstruowanymi w kanale rozpadu $h^{\pm}\pi^0$ s. Rozkłady w danych są porównane z przewidywaniami z symulacji otrzymanymi dla różnych kalibracji skali energii: nominalnej (a) oraz przesuniętej o -6% (b) i $+6\%$ (c). Tło od procesów elektroślabych („Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W+dżety (dominujący), dwubozonowych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) oczekiwanych niepewności statystycznych i systematycznych [56].

jak w pomiarze efektywności identyfikacji τ_h z użyciem przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ (rozdz. 4.4.1); w końcu, niepewności kalibracji energii błędnie zidentyfikowanych elektronów (1% w beczce i 2.5% w pokrywach) i mionów (5%), które wpływają na kształt użytych rozkładów m_{τ_h} i m_{vis} .

Wyniki uzyskane osobno w każdym z użytych stanów końcowych za pomocą dopasowania rozkładów m_{τ_h} i m_{vis} są zgodne ze sobą dla każdego kanału rozpadu τ_h , a ich kombinacja jest przedstawiona w tabeli 4.5. Precyzja pomiaru jest ograniczona przez niepewności systematyczne, w tym część związanych z liczbą symulowanych przypadków, która to liczba przekłada się na „gładkość” dopasowywanych rozkładów.

Aby lepiej ocenić wpływ niepewności związanych z fluktuacjami statystycznymi w użytych próbkach symulowanych przeprowadzono szereg dodatkowych testów w stanie końcowym $\mu\tau_h$. Po pierwsze, próbkę symulowanych przypadków sygnału $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ podzielono na cztery równe części i powtórzono pomiar używając każdą z części osobno. Prowadziło to do różnic w zmierzonej kalibracji skali energii do 1%. Następnie, zmierzono efekt związany z czystością próbki za pomocą zmian selekcji – obserwowane różnice nie przekraczały 0.5%. Kolejno, zmieniono binowanie dopasowywanych rozkładów – liczba binów została zmniejszona a następnie zwiększona dwukrotnie, co dało różnice sięgające 1%. W końcu, zbadano wpływ przedziału w jakim był dopasowywany rozkład m_{vis} poprzez poszerzanie go o 10 GeV w każdym z kierunków. Dało to wyniki zgodne w obrębie 0.5%. Choć testy te nie gwarantują, że niepewności w oryginalnym pomiarze są na takim samym poziomie¹², przyjęto dodatkową niepewność wynoszącą 1%, która jest dodawana w kwadraturze do niepewności otrzymanych z dopasowania podanych w tabeli 4.5. Daje to całkowitą niepewność τ_{ES} nie większą niż 1.2%.

Tabela 4.5: Poprawki kalibrujące skalę energii τ_h w symulacji do skali w danych, otrzymane za pomocą pomiarów w stanach końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$. Oddzielnie podano wyniki uzyskane za pomocą dopasowania rozkładów m_{τ_h} i m_{vis} . Poprawki są wyrażone w % względem nominalnej skali energii w symulacji.

Kanał rozpadu	m_{τ_h}	m_{vis}
$h^\pm$	—	-0.5 ± 0.5
$h^\pm \pi^0 s$	0.9 ± 0.3	1.1 ± 0.3
$h^\pm h^\mp h^\pm$	0.6 ± 0.2	0.6 ± 0.3

¹²Dotyczy to w szczególności niepewności związanej z ograniczoną liczbą symulowanych przypadków.

Rozdział 5

Wyzwalanie przypadków z τ_h w stanie końcowym w CMS

5.1 Identyfikacja τ_h dla trygera CMS

Uzupełnieniem rekonstrukcji i identyfikacji τ_h uruchamianej offline, tj. dla zdarzeń zapisanych przez system wyzwalania CMS (opisanej w rozdz. 3.2–3.4), są algorytmy identyfikacji τ_h dedykowane systemowi wyzwalania (trygerowi), zarówno L1, jak i HLT.

Identyfikacja τ_h w trygerze L1 bazuje jedynie na pomiarach w kalorymetrach i polega na znajdowaniu wąskich, izolowanych „dżetów” tj. grup depozytów w kalorymetrach zdeponowanych w małym obszarze i o energii znacząco przewyższającej energię zdeponowaną w ich sąsiedztwie. Szczegóły algorytmu wykorzystywanego w czasie Run-1 (lata 2010–2012) można znaleźć w artykule [35]. W latach 2015–2016 system trygera L1 przeszedł serię modernizacji [78], co pozwoliło na implementację bardziej wyrafinowanych algorytmów rekonstrukcji i izolacji τ_h lepiej wykorzystujących granularność kalorymetrów niż algorytmy użyte w czasie Run-1 [79, 80, 81].

System trygera wysokiego poziomu, HLT, używa informacji z wszystkich poddetektorów CMS z pełną rozdzielczością co pozwala na wykorzystanie wyspecjalizowanej wersji rekonstrukcji CMS. Specjalizacja polega na dostosowaniu algorytmów do specyfiki pracy HLT, gdzie decyzja o akceptacji interesującego zdarzenia jest podejmowana średnio w ciągu 150 ms – ok. 100 razy szybciej niż zajmuje standardowa rekonstrukcja offline. Osiąga się to za pomocą wyspecjalizowanych, szybkich lub regionalnych wersji algorytmów rekonstrukcji oraz poprzez zastosowanie wieloetapowej logiki wyboru, zaprojektowanej w celu ograniczenia liczby zdarzeń przetwarzanych przez bardziej złożone, a zatem bardziej czasochłonne kolejne kroki. Obie metody są wykorzystywane w rekonstrukcji i identyfikacji τ_h na HLT.

Algorytm identyfikacji τ_h na HLT ma trzy kroki. Pierwszy krok, nazywany poziomem-2 (ang. level-2, L2), wykorzystuje tylko depozyty energii w kalorymetrach w regionach wokół kandydatów τ_h z trygera L1 z $\Delta R < 0.8$. Depozyty te są następnie klastrowane w wąskie dżety L2 za pomocą algorytmu anti- k_T z parametrem 0.2. Jedynym kryterium wyboru wymagany na L2 jest minimalne p_T .

W drugim kroku, poziomie-2.5 (ang. level-2.5, L2.5), zastosowano prostą formę izolacji, używając tylko informacji z detektora pikselowego. Tory cząstek naładowanych są rekonstruowane z hitów w detektorze pikselowym wokół dżetów L2 (w prostokątnych regionach $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.5 \times 0.5$) i używane do rekonstrukcji wierzchołków oddziaływania. Jeżeli nie zostanie znaleziony żaden wierzchołek, to dżet L2 jest uznawany za izolowany i jest przekazywany do dalszej analizy

w kolejnym kroku. W przeciwnym razie, gdy jest znaleziony co najmniej jeden wierzchołek, ten o najwyższej sumie p_T^2 jego torów jest wybierany jako wierzchołek pierwotny, tj. odpowiadający najtwardszemu oddziaływaniu. Tory pochodzące z tego wierzchołka ($d_z < 0.1$ cm), mieszczące się w pierścieniu o $0.15 < \Delta R < 0.4$ wokół kierunku dżetu L2 i z co najmniej trzema hitami są używane by wyznaczyć izolację tego dżetu. Dżet L2 jest izolowany gdy skalarna suma p_T stowarzyszonych z nim torów jest mniejsza niż 1.85 GeV.

W końcu, na poziomie-3 (ang. level-3, L3), wykonywana jest pełna rekonstrukcja torów przy użyciu detektorów pikselowego i mikropaskowego w prostokątnych regionach o wymiarach $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.5 \times 0.5$ wokół izolowanych dżetów L2, a następnie rekonstrukcja particle-flow z użyciem tych torów. Zarówno rekonstrukcja torów jak i particle-flow są specjalnie dostosowane do szybkiego przetwarzania w HLT, co szczegółowo omówiono w pracy [38].

Rekonstrukcja kandydatów τ_h na L3 rozpoczyna się od dżetów klastrowanych z cząstek particle-flow za pomocą algorytmu anti- k_T z parametrem 0.4. Następnie fotony zawarte w dżetach w obszarze $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.2^1$ są grupowane w paski, którym przypisywana jest masa π^0 . Wokół osi wiodącej w p_T cząstki naładowanej dżetu L3 definiowane są dwa stożki: węższy stożek sygnałowy o rozmiarze $\Delta R_{\text{sig}}^{L3} = (3.6 \text{ GeV})/p_T^{\text{jet}}$, gdzie p_T^{jet} to pęd poprzeczny dżetu L3 w GeV a $\Delta R_{\text{sig}}^{L3}$ jest ograniczone do zakresu 0.08–0.12; oraz szerszy izolacyjny o $\Delta R = 0.4$. Kandydat τ_h na L3 jest budowany z następujących składników znajdujących się w stożku sygnałowym: z co najwyżej trzech naładowanych hadronów o najwyższym p_T (kandydatów $h^\pm$) oraz wszystkich dostępnych pasków (kandydatów π^0). Dodatkowo, by odzyskać $h^\pm$ potencjalnie stracone z powodu nieefektywności rekonstrukcji torów na HLT, uwzględniono neutralne hadrony ($p_T > 1 \text{ GeV}$) w $\Delta R < 0.1$ od wiodącej cząstki naładowanej. Wierzchołek w stosunku do którego wiodący naładowany hadron ma najmniejszy d_z jest uważany za wierzchołek produkcji τ_h . W celu zapewnienia wysokiej efektywności algorytmu rekonstrukcji τ_h na HLT powyższe kryteria zostały wybrane tak by były bardziej inkluzywne niż te stosowane w rekonstrukcji offline, w szczególności nie wymagano zgodności z konkretnymi kanałami rozpadu τ_h a stożki sygnałowy i izolacyjny były odpowiednio większy i mniejszy niż ich ekwiwalenty w algorytmie offline.

W połowie roku 2018, opisany powyżej stożkowy algorytm rekonstrukcji τ_h został zastąpiony algorytmem HPS używającym tych samych komponentów, w szczególności pasków o stałym rozmiarze. Przy czym, wymagania nałożone na zgodność z kanałami rozpadu τ_h oraz wielkości stożków sygnałowego i izolacyjnego były mniej restrykcyjne niż dla ich odpowiedników w algorytmie offline.

Zdefiniowano dwa rodzaje izolacji dla kandydatów τ_h na L3. Pierwszym z nich jest izolacja zadana przez sumę skalarną p_T cząstek naładowanych (innych niż te użyte do budowy kandydata τ_h) z $d_z < 0.2$ cm w stosunku do wierzchołka τ_h i znajdujących się wewnątrz stożka izolacyjnego ($\sum p_T^{\text{charged}}$). Zdefiniowano trzy punkty pracy, Tight, Medium i Loose, wymagając by suma $\sum p_T^{\text{charged}}$ była odpowiednio mniejsza niż 1.5, 2.0 i 3.0 GeV. Drugi rodzaj to izolacja kombinowana, I_τ^{L3} , określona przez wyrażenie

$$I_\tau^{L3} = \sum p_T^{\text{charged}} + 0.3 \max(0, \sum p_T^\gamma - p_T^{\text{PU}}), \quad (5.1)$$

gdzie $\sum p_T^\gamma$ jest sumą skalarną p_T fotonów w pierścieniu między stożkami sygnałowym i izolacyjnym i nie należących do pasków sygnałowych, a p_T^{PU} neutralnym wkładem do sumy izolacyjnej od PU oszacowanym metodą „obszaru dżetów” (ang. jet area method) [47]. Punkty pracy Ti-

¹Rozmiar jak w algorytmie HPS używanym w czasie Run-1.

ght, Medium, Loose izolacji kombinowanej odpowiadają wartościom I_{τ}^{L3} mniejszym od 2.0, 2.3 i 3.0 GeV.

Wartości progów zadających punkty pracy dla obu typów izolacji są przeważnie luzowane o kilka procent, w zależności od konkretnego algorytmu trygera, w funkcji $p_T^{\tau_h}$, począwszy od wartości około dwóch razy większej niż próg trygera. Takie luzowanie zwiększa efektywność identyfikacji dla prawdziwych τ_h o wysokim p_T a jest możliwe ponieważ liczba błędnie zidentyfikowanych kandydatów τ_h (dość szybko) maleje z p_T co oznacza, że strumień przypadków akceptowanych przez system wyzwalań pozostaje na akceptowalnym poziomie².

W końcu, suma skalarna p_T fotonów zawartych w paskach kandydata τ_h , ale znajdujących się poza jego stożkiem sygnałowym (ΔR_{sig}), jest zdefiniowana jak dla kandydatów τ_h w algorytmie offline w równaniu 3.6. Ta zmienna nie była używana do definicji trygerów z τ_h w 2016 roku, natomiast została zastosowana podczas zbierania danych w 2017 i 2018.

Dla kandydatów τ_h rekonstruowanych na HLT nie stworzono dedykowanego dyskryminatora błędnie identyfikowanych elektronów, natomiast algorytm przeciwko błędnie identyfikowanym mionom jest tożsamy z punktem pracy Loose algorytmu opisanego w rozdz. 3.4.1. Jednak jest on używany jedynie w tych algorytmach trygera, dla których strumień przypadków z mionami jest istotny, np. w trygerach $\mu\tau_h$, które mogłyby akceptować przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$.

Algorytmy rekonstrukcji i identyfikacji τ_h opisane w tej sekcji zostały wykorzystywane do zdefiniowania szeregu trygerów do zbierania danych w latach 2016–2018. Poszczególne trygery użyte w 2016 r. i ich wydajność są omówione w rozdz. 5.2.

5.2 Trygery oparte o identyfikację τ_h

Wyspecjalizowana, szybka rekonstrukcja i identyfikacja τ_h opisana w rozdz. 5.1 została wykorzystana do zdefiniowania szeregu algorytmów wyzwalań, tj. trygerów detektora CMS. Trygery te odpowiadają wszystkim interesującym stanom końcowym z leptonami τ , konkretnie: produkcji par taonów w stanach końcowych $\tau_e\tau_h$, $\tau_\mu\tau_h$ i $\tau_h\tau_h$; τ_h wraz ze znacznym brakującym pędem poprzecznym ($\tau_h p_T^{\text{miss}}$) oraz pojedynczym τ_h o wysokim p_T . Opisane poniżej trygery były użyte do zbierania danych w 2016 r., które to dane pozwoliły na obserwację bozonu Higgsa w procesie $H \rightarrow \tau\tau$.

W trygerach z kandydatami τ_h użyto dwóch różnych sekwencji rekonstrukcji, zastosowanych w dwóch różnych klasach stanów końcowych. W pierwszej klasie, kandydatowi τ_h towarzyszy obiekt fizyczny innego typu, jak elektron, mion czy p_T^{miss} , zaś w drugiej w stanie końcowym są jedynie kandydaci τ_h . W pierwszej klasie przypadków, trygery wymagają na L1 rekonstrukcji elektronu, mionu lub p_T^{miss} (ewentualnie dodatkowo kandydata τ_h), a następnie ich lepiej zidentyfikowanych odpowiedników na HLT. Wymagania te znacząco ograniczają liczbę przypadków do dalszej obróbki. Daje to możliwość bezpośredniej rekonstrukcji kandydatów τ_h przez wymagający obliczeniowo i czasochłonny krok L3, z rekonstrukcją torów i particle-flow (poprzedzającymi identyfikację τ_h) wykonywanymi w pełnym zakresie akceptancji detektora. W drugiej klasie przypadków, jedynymi obiektami wymaganymi na L1 są kandydaci τ_h . Liczba przypadków akceptowanych przez tak zdefiniowany L1 nie pozwala na bezpośrednie wykonanie algorytmu L3, wobec tego jest on poprzedzony przez warunki nałożone na kandydatów τ_h rekonstruowanych i identyfi-

²Dodatkowym czynnikiem jest fakt, że przypadki z błędnie identyfikowanymi kandydatami τ_h o wysokim p_T są akceptowane przez algorytmy trygera opartymi o dzęty, więc ich akceptacja przez algorytmy z τ_h nie zmienia całkowitego strumienia akceptowanych zdarzeń.

kowanych na L2 i L2.5, jak opisano w rozdz. 5.1. Efektywność tych wymagań wynosi ponad 95% dla każdego kandydata τ_h . Dodatkowo, w tego typu trygerach rekonstrukcja L3 jest ograniczona do obszarów wokół kandydatów L1, co dodatkowo zmniejsza czasochłonność.

Trygery przeznaczone do zapisu przypadków z parami taonów były stworzone do efektywnej selekcji rozpadów $H \rightarrow \tau\tau^3$, co oznacza progi p_T nie wyższe niż 20–25 GeV dla τ_e i τ_μ oraz 30–35 GeV dla τ_h^4 . Dodatkowo, strumień akceptowanych przypadków (tj. liczba przypadków w jednostce czasu) przy chwilowej świetlności $\mathcal{L} = 1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (i PU bliskim 40 oddziaływaniom na przecięcie wiązek), typowej dla zderzeń pp w końcu 2016 r., był ograniczony do ok. 10–15 lub ok. 50–65 Hz odpowiednio dla trygerów $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ lub $\tau_h\tau_h$.

Tryger z pojedynczym τ_h stowarzyszonym ze znacznym brakującym pędem poprzecznym ($\tau_h p_T^{\text{miss}}$) został stworzony z myślą o poszukiwaniach ciężkich cząstek naładowanych w ich rozpadach na taon i neutrino, $X^\pm \rightarrow \tau\nu$, np. $X^\pm = H^\pm$ lub W' , z masą $m_{X^\pm} > 200 \text{ GeV}$. Ten tryger wymaga p_T^{miss} przekraczającego 80–100 GeV (zarówno na L1 jak i HLT) oraz izolowanego kandydata τ_h z $p_T > 50 \text{ GeV}$. Dodatkowo, żądane jest by wiodąca cząstka naładowana τ_h miała $p_T > 30 \text{ GeV}$. Strumień przypadków akceptowanych przez ten tryger miał nie przekraczać ok. 20 Hz dla $\mathcal{L} = 1.4 \times 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

W końcu, tryger z pojedynczym τ_h o wysokim p_T skonstruowano do poszukiwań rozpadów bardzo ciężkich rezonansów ($m > 500 \text{ GeV}$) z co najmniej jednym τ_h w stanie końcowym, np. $H^\pm$ lub W' , czy też ciężkich neutralnych bozonów Higgsa przewidywanych w rozszerzeniach Modelu Standardowego. Tryger ten pozwala zwiększyć efektywność selekcji dla takich cząstek w porównaniu z (wymienionymi wcześniej) trygerami dwuobiekowymi, które zostały zoptymalizowane do selekcji rozpadów lżejszych cząstek. Strumień przypadków jaki mógł być zapisywany przez ten tryger wynosił ok. 30 Hz, co pozwoliło na ustawienie progu trygera na $p_T = 140 \text{ GeV}$ (120 GeV na L1) oraz całkowitą rezygnację z izolacji dla kandydatów τ_h z $p_T > 500 \text{ GeV}$.

Podstawowe własności trygerów użytych do zbierania danych w 2016 r. zostały zebrane w tabeli 5.1.

Efektywność identyfikacji τ_h w trygerach wymienionych w tabeli 5.1 została zmierzona metodą znacznik–próbny za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w stanie końcowym $\mu\tau_h$, gdzie znacznikiem jest mion (wykorzystany m. in. do wyzwolenia zapisu przypadku), a próbnikiem dobrze zidentyfikowany kandydat τ_h . Przypadki zostały wybrane za pomocą selekcji opisanej w rozdz. 4.1.1 uzupełnionej o wymaganie by kandydat τ_h spełniał warunki punktu pracy Tight izolacji opartej o MVA oraz by masa pary $\mu\tau_h$ była w przedziale 40–80 GeV (zgodność z rozpadami bozonu Z). Tło od przypadków z błędnie zidentyfikowanymi dżetami zostało usunięte przez odjęcie przypadków, w których mion i kandydat τ_h mają taki sam znak ładunku elektrycznego, co w rezultacie dało próbkę o czystości większej niż 95%. Efektywność identyfikacji τ_h w trygerach jest zdefiniowana w stosunku do zrekonstruowanych kandydatów τ_h , tzn. jest zadana przez stosunek liczby próbników (zrekonstruowanych kandydatów τ_h), dla których znaleziono τ_h zidentyfikowane przez tryger ($\Delta R < 0.5$) do całkowitej liczby próbników. Pomiar został przeprowadzony w funkcji p_T próbnika.

W celu nieobciążonego pomiaru efektywności τ_h w trygerach $\tau_h\tau_h$ i $\tau_h p_T^{\text{miss}}$ stworzono specjalne wersje trygera $\mu\tau_h$. Te specjalne trygery składają się z części mionowej, która jest iden-

³Efektywność selekcji cięższych niż bozon H, egzotycznych cząstek rozpadających się na pary taonów jest z definicji wyższa niż dla bozonu H.

⁴Wysokości progów są zadane przez masę bozonu H ($m_H = 125 \text{ GeV}$) i średnią energię niesioną przez widoczne produkty rozpadu taonów.

Tabela 5.1: Trygery z kandydatami τ_h użyte do zbierania danych w 2016 r.: stan końcowy (kanał), progi p_T obiektów trygera wysokiego poziomu (HLT) wraz z punktem pracy izolacji τ_h , progi p_T obiektów trygera poziomu pierwszego (L1), pik chwilowej świetlności ($\mathcal{L}_{\text{peak}}$) w okresie gdy tryger był głównym trygerem danego typu oraz scałkowana świetlność ($\int \mathcal{L}$) zebrana za pomocą trygera. Progi obiektów na poziomie L1 w trygerach $\tau_h \tau_h$ i $\tau_h p_T^{\text{miss}}$ były dynamicznie zmieniane w funkcji chwilowej świetlności, tak by utrzymać w przybliżeniu stałą liczbę akceptowanych przypadków, co oznaczono jako zakresy p_T . Progi p_T i kryteria izolacji były sukcesywnie zacieśniane w czasie zbierania danych żeby liczba przypadków akceptowanych przez HLT była w przybliżeniu stała wraz z rosnącą chwilową świetlnością.

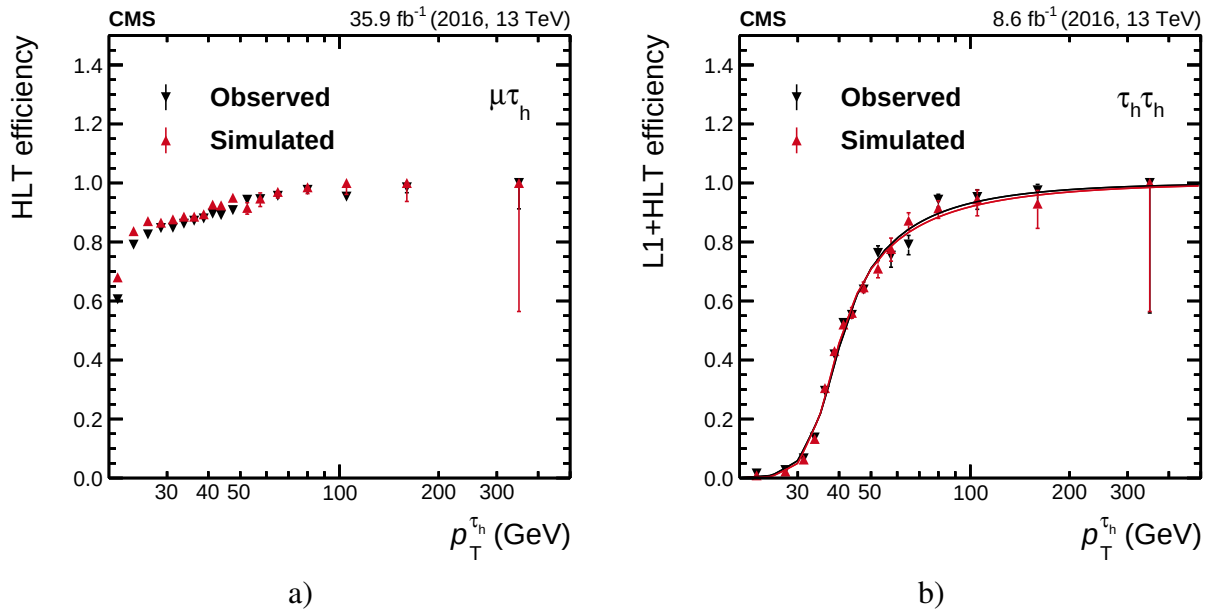
Kanał	Obiekt HLT	Obiekt L1	$\mathcal{L}_{\text{peak}}$ ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$)	$\int \mathcal{L}$ (fb^{-1})
$\mu \tau_h$	$p_T^\mu > 19 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 20 \text{ GeV}$, Loose izol.	$p_T^\mu > 18 \text{ GeV}$	1.5×10^{34}	35.9
$e \tau_h$	$p_T^e > 24 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 20 \text{ GeV}$, Loose izol.	$p_T^{e/\gamma} > 22 \text{ GeV}$	0.9×10^{34}	7.5
	$p_T^e > 24 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 20 \text{ GeV}$, Loose izol.	$p_T^{e/\gamma} > 22 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 20 \text{ GeV}$	1.3×10^{34}	10.2
	$p_T^e > 24 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 30 \text{ GeV}$, Loose izol.	$p_T^{e/\gamma} > 22 \text{ GeV}$, izol. $p_T^{\tau_h} > 26 \text{ GeV}$	1.5×10^{34}	18.2
$\tau_h \tau_h$	$2 \times p_T^{\tau_h} > 35 \text{ GeV}$, Medium izol.	$2 \times \text{izol. } p_T^{\tau_h} > 28\text{--}36 \text{ GeV}$	1.3×10^{34}	27.3
	$2 \times p_T^{\tau_h} > 35 \text{ GeV}$, Medium komb. izol.	$2 \times \text{izol. } p_T^{\tau_h} > 28\text{--}36 \text{ GeV}$	1.5×10^{34}	8.6
$\tau_h p_T^{\text{miss}}$	$p_T^{\text{miss}} > 90 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 50 \text{ GeV}$, $p_T^{h^\pm} > 30 \text{ GeV}$, Loose izol.	$p_T^{\text{miss}} > 80\text{--}100 \text{ GeV}$	1.5×10^{34}	35.9
τ_h	$p_T^{\tau_h} > 140 \text{ GeV}$, $p_T^{h^\pm} > 50 \text{ GeV}$, Tight izol.	$p_T^{\tau_h} > 120 \text{ GeV}$	1.5×10^{34}	33.1

tyczna jak tryger mionowy użyty do selekcji przypadków⁵ i części z τ_h identyfikowanym tak samo jak w trygerach, których efektywność chcemy zmierzyć.

Rysunek 5.1 ilustruje efektywności identyfikacji τ_h w tygerach $\mu \tau_h$ (a) i $\tau_h \tau_h$ (b) zmierzone w danych w porównaniu ze zmierzonymi w symulacji. Efektywność trygera $\tau_h \tau_h$ została zmierzona jedynie za pomocą części danych, która to część została zebrana przez jego wersję z kombinowaną izolacją. W obydwu przypadkach symulacja dobrze opisuje dane. Podobną zgodność uzyskano także dla pozostałych trygerów tu dyskutowanych.

Na rys. 5.1 widać, że nominalne progi p_T trygerów (wymienione w tabeli 5.1) odpowiadają efektywności 50% jak to jest spodziewane dla obiektów trygera i rekonstruowanego z taką samą kalibracją energii. Wolne osiąganie pełnej efektywności jest spowodowane dwoma efektami: dla p_T około dwukrotnie większego niż próg trygera powodem jest luzowanie wymagania nałożonego na izolację τ_h w algorytmie trygera, która nie ma swojego odpowiednika w ostatecznej rekonstrukcji; dla p_T tuż powyżej progu powodem jest to, że selekcja części składowych τ_h w algorytmie dla trygera jest bardziej inkluzywna niż w jego odpowiedniku w ostatecznej rekonstrukcji. Powoduje to, że liczba kandydatów τ_h identyfikowanych na poziomie trygera z p_T wyższym niż w ostatecznej rekonstrukcji jest większa niż z p_T niższym, mimo że wartości najbardziej prawdopodobne są takie same. Drugi z efektów jest dobrze widoczny dla trygera $\mu \tau_h$, zaś dla trygera $\tau_h \tau_h$ jest on rozmyty przez efekt związany z niską rozdzielczością rekonstrukcji p_T kandydatów τ_h na L1 i L2.

⁵Podobnie jest w nominalnym trygerze $\mu \tau_h$, gdzie jedyną różnicą jest niższy próg p_T mionu, zatem również ten pomiar jest z definicji nieobciążony.



Rysunek 5.1: Efektywność identyfikacji pojedynczego τ_h w trygerach $\mu\tau_h$ (a) i $\tau_h\tau_h$ (b) w funkcji zrekonstruowanego $p_T^{\tau_h}$. Efektywność zmierzona w danych jest porównana z efektywnością zmierzoną w symulowanych przypadkach $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. Na prawym rysunku (b) do punktów dopasowano dystrybuantę funkcji Crystal Ball [82].

Rozdział 6

Podsumowanie dyskusji identyfikacji τ_h w CMS

W rozdziale 3 przedstawiono algorytm rekonstrukcji i identyfikacji leptonów tau w ich rozpadach na hadrony i neutrino stworzony w eksperymencie CMS. Algorytm ten, nazwany HPS (ang. hadrons-plus-strips, tj. hadrony-i-paski), rekonstruuje a następnie identyfikuje główne kanały rozpadu τ_h , co pozwala je lepiej odróżniać od dżetów. W ten sposób zidentyfikowani kandydaci τ_h są bazą kolejnych algorytmów, w większości stworzonych w oparciu o analizy wielowymiarowe (MVA), redukujących prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji dżetów, elektronów i mio-nów jako τ_h do poziomu $O(10^{-3})$ każda, przy całkowitej efektywności dla τ_h ok. 30–60%. Po przedstawieniu algorytmu oraz jego wydajności, tj. efektywności i odpowiadających jej prawdopodobieństw błędnej identyfikacji, oczekiwanej w oparciu o próbki symulowanych przypadków, omówiono pomiary tychże parametrów w próbkach obserwowanych danych zebranych przez detektor CMS w 2016 r. (rozdz. 4). Pomiary te pokazały, że rekonstrukcja i identyfikacja τ_h jest symulowana z dobrą precyzją oraz że różnice między symulacją i danymi mogą być odpowiednio poprawione. Wreszcie w rozdz. 5, omówiono wyspecjalizowaną wersję rekonstrukcji i identyfikacji τ_h zastosowaną w algorytmach wyzwalań wysokiego poziomu (HLT) eksperymentu CMS wraz z ich wydajnością.

Poszukiwania i obserwacja bozonu Higgsa w rozpadach na pary $\tau\tau$, omówione w kolejnej części tej pracy były oparte o omówione tu algorytmy i w znacznym stopniu korzystały z wyników i metod pomiarów dyskutowanych w rozdz. 3–5.

Rozdział 7

Obserwacja rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$

7.1 Wprowadzenie

Ta część monografii jest poświęcona analizie danych, która doprowadziła do obserwacji rozpadu bozonu Higgsa w parę leptonów tau w CMS. Jej pierwsza część wprowadza w tematykę związaną z bozonem Higgsa: rozdz. 7.1.1 przypomina podstawowe fakty związane z bozonem Higgsa, a rozdz. 7.1.2 prezentuje główne aspekty fenomenologii bozonu Higgsa w LHC wraz z zarysem analiz, które doprowadziły do jego odkrycia. Następnie w rozdz. 7.2 omówiono strategię poszukiwań rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ w CMS, a w rozdz. 7.3 sposoby wyznaczania masy pary taonów. Sama analiza danych została przedstawiona w rozdz. 7.4–7.6, a dyskusja niepewności systematycznych i wyniki w rozdz. 7.7 i 7.8.

7.1.1 Model Standardowy i bozon Higgsa

Podstawowe składniki materii i oddziaływania występujące w przyrodzie (bez grawitacji) są opisywane przez teorię nazywaną Modelem Standardowym [83, 84, 85]. W Modelu Standardowym cząstki materii to fermiony o spinie $\frac{1}{2}$ (leptony i kwarki) a ich oddziaływania zachodzą poprzez wymianę nośników sił – wektorowych bozonów pośredniczących (o spinie 1): fotonu dla oddziaływań elektromagnetycznych, bozonów W i Z dla oddziaływań słabych i gluonów dla oddziaływań silnych. Oddziaływania elektromagnetyczne i słabe są zunifikowane w Modelu Standardowym w jedno oddziaływanie elektroślabe. Cząstki elementarne w Modelu Standardowym nabywają masę poprzez oddziaływanie z polem Higgsa. Mechanizm ten, zwany mechanizmem BEH (od nazwisk jego autorów R. Brouta, F. Englerta i P. Higgsa) lub w skrócie mechanizmem Higgsa, jest rozwiązaniem dającym masę bozonom W i Z¹, przy jednoczesnym zachowaniu symetrii cechowania teorii [86, 87, 88, 89, 90]. Realizowane jest to przez wprowadzenie do modelu nowego zespolonego pola skalarnego (pola Higgsa). Poza nadaniem masy bozonom W i Z mechanizm Higgsa przewiduje nową cząstkę skalarną (o spinie 0) – bozon Higgsa. Dodatkowo istnienie pola Higgsa pozwala również na nadanie masy fermionom przez oddziaływanie z tym polem, w tzw. oddziaływaniach Yukawy [91, 92, 93]. Elegancja mechanizmu Higgsa polega na, tym że masa jest nadawana jednocześnie wybranym bozonom pośredniczącym i fermionom za cenę wprowadzenia do teorii tylko jednej nowej cząstki – bozonu Higgsa (H) – i jednego wolnego parametru – masy

¹Masywność bozonów W i Z powoduje, że oddziaływania słabe są krótkozasięgowe („słabe”) dla energii oddziaływania znacząco mniejszych masy bozonów W i Z, podczas gdy oddziaływanie elektromagnetyczne, przenoszone przez bezmasowe fotony, jest długozasięgowe („silne”).

bozonu Higgosa (m_H). Znajomość m_H pozwala (przy znajomości innych parametrów Modelu Standardowego) jednoznacznie wyznaczyć własności bozonu Higgosa. Wyczerpujący opis mechanizmu Higgosa w Modelu Standardowym i jego rozszerzeniach można znaleźć, poza cytowanymi powyżej pracami źródłowymi, w klasycznych monografiach, np. [94, 95, 96].

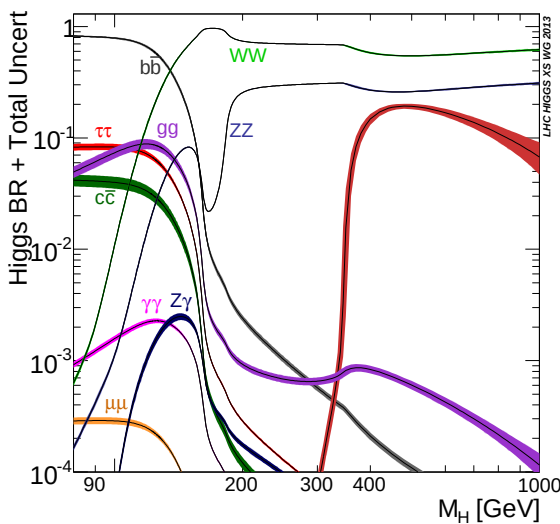
Mimo że wartość m_H nie jest przewidywana przez teorię, na podstawie ogólnych argumentów można stwierdzić, że nie powinna przekraczać ok. 1 TeV. Dodatkowo precyzyjne pomiary parametrów Modelu Standardowego, przeprowadzone głównie przy pomocy akceleratorów LEP i SLC, pozwoliły przewidzieć, że masa bozonu Higgosa powinna wynosić ok. 90 GeV i nie przekraczać 152 GeV przy poziomie ufności 95% (ang. confidence level, CL) [97]. Jednocześnie bezpośrednie poszukiwania w LEP wykluczyły wartości m_H niższe od 114.4 GeV przy 95% CL [98] a pomiary za pomocą akceleratora Tevatron wykluczyły zakres masy 162–166 GeV przy 95% CL [99].

7.1.2 Fenomenologia i odkrycie bozonu Higgosa w LHC

Odkrycie (lub wykluczenie istnienia) bozonu Higgosa Modelu Standardowego było jednym podstawowych z celów LHC. LHC i zbudowane przy nim detektory ATLAS i CMS zostały tak zaprojektowane żeby być czułe na sygnał bozonu Higgosa w zakresie mass ok. 100-1000 GeV, tj. od zakresu próbkowanego za pomocą LEP aż do granicy zadanej przez rozważania teoretyczne.

Jak wspomniono wyżej, minimalna wersja sektora Higgosa (nazywana sektorem Higgosa Modelu Standardowego), z jednym dubletem zespolonych pól skalarnych, przewiduje jedną neutralną cząstkę skalarną – bozon Higgosa (H). Jedyną własnością bozonu Higgosa, która nie jest przewidziana przez model jest jego masa (m_H); inne jego własności mogą być obliczone w funkcji m_H .

Sprężenie bozonu Higgosa do cząstek jest proporcjonalne do ich masy, zatem będzie się on najchętniej rozpadał na najcięższe dostępne kinematycznie cząstki. Jest to zilustrowane na rys. 7.1 przedstawiającym stosunki rozgałęzień (BR) w funkcji masy bozonu Higgosa.



Kanał rozpadu	BR
Rozpady na fermiony	
$H \rightarrow b\bar{b}$	$5.84 \cdot 10^{-1}$
$H \rightarrow \tau^+\tau^-$	$6.27 \cdot 10^{-2}$
$H \rightarrow c\bar{c}$	$2.88 \cdot 10^{-2}$
$H \rightarrow \mu^+\mu^-$	$2.18 \cdot 10^{-4}$
Rozpady na bozony	
$H \rightarrow WW^*$	$2.14 \cdot 10^{-1}$
$\hookrightarrow 2\ell 2\nu, (\ell = e, \mu)$	$1.06 \cdot 10^{-2}$
$H \rightarrow gg$	$8.19 \cdot 10^{-2}$
$H \rightarrow ZZ^*$	$2.62 \cdot 10^{-2}$
$\hookrightarrow 4\ell, (\ell = e, \mu)$	$1.24 \cdot 10^{-4}$
$H \rightarrow \gamma\gamma$	$2.27 \cdot 10^{-3}$
$H \rightarrow Z\gamma$	$1.53 \cdot 10^{-3}$
$\hookrightarrow 2\ell\gamma, (\ell = e, \mu)$	$1.03 \cdot 10^{-4}$

Rysunek 7.1: Stosunki rozgałęzień (BR) bozonu Higgosa w funkcji masy, m_H (po lewej) i stabelaryzowane dla $m_H = 125$ GeV (po prawej) [100].

Dla masy bozonu Higgosa mniejszej od $2m_W$, gdzie m_W to masa bozonu W, dominują rozpady na kwarki b – najcięższe dostępne fermiony. Powyżej tej masy gwałtownie rośnie prawdopodobieństwo rozpadów na pary bozonów W i Z, tak że stają się one głównymi kanałami rozpadu.

Powyżej podwójnej masy kwarka top istotne stają się również rozpady $H \rightarrow t\bar{t}$. Szczególnie ciekawy jest przedział mas $110 < m_H < 140 \text{ GeV}^2$, który zawiera masę odkrytego bozonu Higgsa ($m_H \simeq 125 \text{ GeV}$), ponieważ szereg kanałów rozpadu ma porównywalne stosunki rozgałęzień w zakresie 10^{-1} – 10^{-2} . Oznacza to, że nie było jednego wiodącego kanału pozwalającego na odkrycie bozonu Higgsa, a z drugiej strony wiele kanałów może być użyte do badania jego własności (po odkryciu). Wartości stosunków rozgałęzień dla $m_H = 125 \text{ GeV}$ zawiera tabela w prawej części rys. 7.1.

Warto tu zaznaczyć, że bozon Higgsa może się rozpadać również na cząstki bezmasowe – gluony (g) i fotony (γ). W tym przypadku bozon Higgsa nie sprzęga się do tych cząstek bezpośrednio, a przez wymianę wirtualnych cząstek masywnych. W przypadku gluonów są to kwarki, z dominującą rolą najcięższego kwarka top, a w przypadku fotonów są to cząstki naładowane, z wiodącym wpływem najcięższych bozonu W i kwarka t .

W końcu należy odnotować, że w przypadku rozpadów na cząstki nietrwałe, jak bozony W i Z czy leptony tau, odpowiednie stosunki rozgałęzień muszą uwzględnić dodatkowo rozpady do stanów końcowych używanych w analizach (w LHC przeważnie zawierających precyzyjnie rekonstruowane i identyfikowane elektrony i miony), czego szczególnie drastycznym przykładem jest „złoty” kanał rozpadu bozonu Higgsa w LHC, $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ ($\ell = e, \mu$), ze stosunkiem rozgałęzień mniejszym niż bardzo rzadki rozpad $H \rightarrow \mu\mu$.

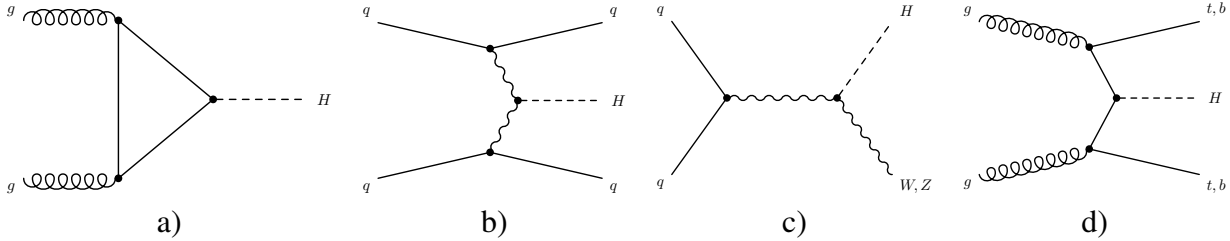
Procesy produkcji bozonu Higgsa są zadane przez rodzaj cząstek w stanie początkowym, w LHC to gluony i kwarki z protonów, oraz przez fakt, że sprzężenie bozonu Higgsa do cząstek jest proporcjonalne do ich masy. W LHC dominującym procesem produkcji bozonu Higgsa jest fuzja gluonów ($gg \rightarrow H$), której diagram w najniższym rzędzie rachunku zaburzeń przedstawia rys. 7.2 (a). Zachodzi ona (podobnie jak rozpad $H \rightarrow gg$) przez wymianę wirtualnych kwarków z dominacją najcięższych kwarków t . Istotność tego procesu jest związana z dużą gęstością gluonów w energetycznych protonach i dużą masą kwarka t . Przekrój czynny na ten proces produkcji wynosi 48.58 pb dla zderzeń protonów z energią w środku masy $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ i $m_H = 125 \text{ GeV}$ [101].

Następnym procesem jest fuzja bozonów wektorowych (ang. vector boson fusion, VBF, $qq \rightarrow qqH$), w której bozony wektorowe (W lub Z) są emitowane z kwarków obecnych w stanie początkowym, rys. 7.2 (b). Przekrój czynny tego procesu jest o około rząd wielkości mniejszy niż w przypadku fuzji gluonów i wynosi 3.78 pb (dla $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ i $m_H = 125 \text{ GeV}$) [102]. Charakterystyczną sygnaturą tego procesu jest występowanie dwóch, odseparowanych w η , dżetów powstałych w wyniku hadronizacji rozproszonych kwarków ze stanu początkowego, tzw. dżetów tagujących. Dodatkowo, ze względu na to że VBF jest procesem elektroslabym i nie ma sprzężenia kolorowego między rozproszonymi kwarkami, aktywność hadronowa między dżetami tagującymi jest silnie tłumiona – oczekuje się braku dodatkowych dżetów między nimi.

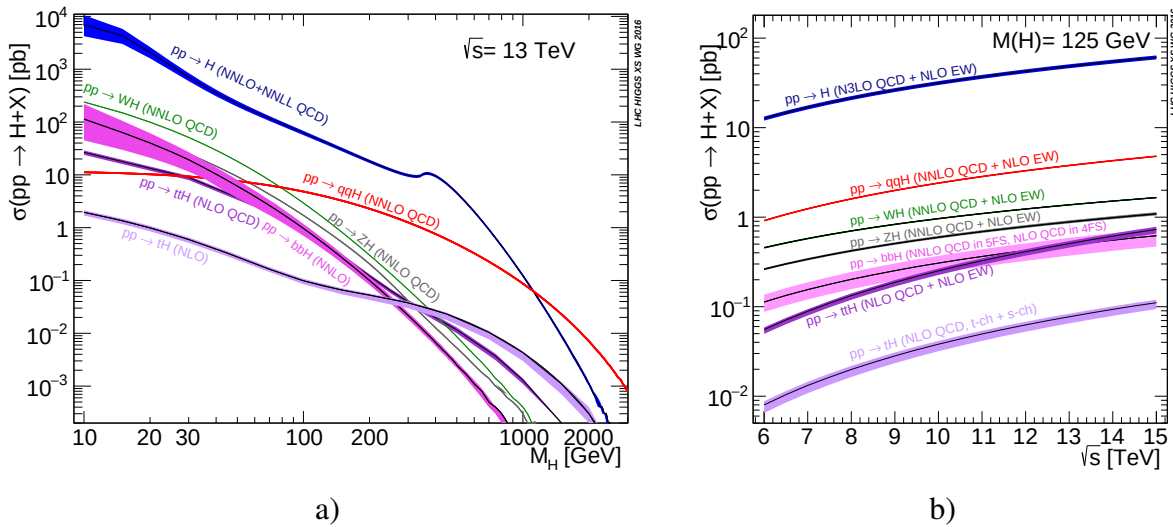
Kolejnym procesem jest stowarzyszona produkcja bozonu Higgsa z bozonem wektorowym, tzw. Higgs-strahlung, w której bozon Higgsa jest emitowany z propagatora bozonu wektorowego (wirtualnego bozonu), który z kolei powstaje w anihilacji kwark–antykwarck ze stanu początkowego, rys. 7.2 (c). Przekrój czynny na ten proces wynosi odpowiednio 1.4 pb i 0.9 pb dla produkcji z bozonem W i Z [102]. Mimo stosunkowo niskiego przekroju czynnego proces ten spełnia istotną rolę, gdyż rozpady bozonów wektorowych (szczególnie leptonowe) są ważną sygnaturą eksperymentalną w LHC.

²Przedział tradycyjnie zwany masami pośrednimi, w którym masa bozonu Higgsa jest większa od masy bozonu Z , a mniejsza niż dwie masy bozonu W .

Ostatnim istotnym kanałem produkcji bozonu Higgsa jest proces produkcji stowarzyszonej z parą kwarków top ($t\bar{t}H$), rys. 7.2 (d), z przekrojem czynnym 0.5 pb [102]. Zależność przekrojów czynnych wymienionych procesów produkcji w funkcji masy bozonu Higgsa i energii w środku masy pokazuje rys. 7.3.



Rysunek 7.2: Przykładowe diagramy Feynmana dla produkcji bozonu Higgsa w procesach fuzji gluonów, $gg \rightarrow H$ (a), fuzji bozonów wektorowych (VBF), $qq \rightarrow qqH$ (b), oraz produkcji stowarzyszonej z bozonem wektorowym, $q\bar{q} \rightarrow VH$ ($V = W, Z$) (c) i parą kwarków top lub b, $t\bar{t}H/b\bar{b}H$ (d).



Rysunek 7.3: Przekrój czynny na produkcję bozonu Higgsa w zderzeniach pp w różnych procesach w funkcji masy, m_H , przy $\sqrt{s} = 13$ TeV (a) oraz w funkcji $\sqrt{s}$ dla masy $m_H = 125$ GeV (b) [102]. Obliczenia wykonano w przybliżeniu wąskiego rezonansu, które przestaje być prawdziwe dla m_H powyżej kilkuset GeV.

Możliwość obserwacji bozonu Higgsa w jest zdeterminowana przez kombinację własności kanału rozpadu, procesu produkcji, poziomu spodziewanego tła i czułości detektora na konkretny stan końcowy. Na przykład najczęściej zachodzący rozpad na pary $b\bar{b}$ jest trudny do analizy w LHC z powodu ogromnego tła pochodzącego od bezpośredniej produkcji par kwarków b, a także od jeszcze częściej zachodzącej produkcji par lekkich kwarków, które mogą być błędnie zidentyfikowane jako kwarki b. Sposobem na poradzenie sobie z wysokim tłem jest poszukiwanie bozonu Higgsa produkowanego w procesach, które dostarczają unikalnej sygnatury – dodatkowych cząstek produkowanych wraz z bozonem Higgsa. Taką dodatkową informacją mogą być leptony z rozpadów bozonów pośredniczących w procesie VH lub dżety w procesie VBF. Jednak użycie drugorzędnych procesów produkcji obniża „dostępny” strumień przypadków. Z drugiej strony rzadkie rozpady $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ i $H \rightarrow \gamma\gamma$ mają świetnie rekonstruowane i identyfikowane cząstki

w stanie końcowym i charakteryzują się stosunkowo niskim poziomem tła (szczególnie pierwszy z nich). Dodatkowo doskonała rozdzielczość energetyczna rekonstruowanych leptonów i fotonów pozwala na precyzyjne wyznaczenie masy niezmienniczej w tych stanach końcowych (z rozdzielczością kilku procent), dzięki czemu sygnał rozpadów bozonu Higgsa manifestuje się jako wąski pik w rozkładzie masy ponad gładkim rozkładem dla tła (rys. 7.4). W wyniku tego czułość na sygnał bozonu Higgsa jest w tych kanałach najwyższa. Kanały $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2\ell 2\nu$ i $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ sytuują się pomiędzy – dość wysokie stosunki rozgałęzień i leptony w stanie końcowym prowadzi do relatywnie dobrego stosunku sygnału do tła, ale ze względu na występowanie neutrin w stanie końcowym nie jest możliwa rekonstrukcja masy bozonu Higgsa a rozdzielczość zmiennych ją estymujących jest niewielka ($\gtrsim 20\%$). W kanale rozpadu $H \rightarrow \mu\mu$ możliwa jest rekonstrukcja masy bozonu Higgsa z wysoką rozdzielczością rzędu kilku procent, ale ze względu na bardzo małą wartość stosunku rozgałęzień i wysokie tło od produkcji par mionów w procesie Drella–Yana zaobserwowanie go wymaga wielkiej ilości danych. W końcu rozpady na parę $c\bar{c}$ oraz parę gluonów są prawdopodobnie całkowicie poza zasięgiem eksperymentów przy akceleratorach hadronowych. Spowodowane jest to kombinacją wysokiego tła eksperymentalnego i brakiem możliwości wydajnej identyfikacji w połączeniu z przeciętnymi stosunkami rozgałęzień.

Obserwacja³ nowej cząstki o masie ok. 125 GeV z godnej z hipotezą bozonu Higgsa (ogłoszona w lipcu 2012 r. równolegle przez zespoły eksperymentalne ATLAS i CMS) została rzeczywiście dokonana za pomocą kombinacji wyników otrzymanych dla rozpadów $H \rightarrow \gamma\gamma$ i $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ z niewielkim wkładem od pozostałych dostępnych rozpadów (z dominującą rolą $H \rightarrow WW^* \rightarrow 2\ell 2\nu$) [103, 104]. Rysunek 7.4 pokazuje rozkłady masy niezmienniczej pary fotonów oraz czterech leptonów w CMS z widocznym sygnałem dla masy 125 GeV pochodzącym od rozpadów bozonu Higgsa do tych stanów końcowych.

Następnie przy pomocy wszystkich danych zebranych w czasie Run-1 (tab. 1.1) udało się zaobserwować (w każdym z eksperymentów) rozpady nowej cząstki na pary bozonów ($H \rightarrow \gamma\gamma, ZZ^*, WW^*$) oraz zdobyć przesłanki o istnieniu rozpadów na fermiony ($H \rightarrow \tau\tau, b\bar{b}$)⁴ [22]. Zebrane dane pozwoliły na wyznaczenie masy nowego bozonu – kombinacja pomiarów ATLAS i CMS [105] w stanach końcowych $H \rightarrow \gamma\gamma$ i $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ doprowadziła do wyniku:

$$m_H = 125.09 \pm 0.21(\text{stat.}) \pm 0.11(\text{syst.}) \text{ GeV}.$$

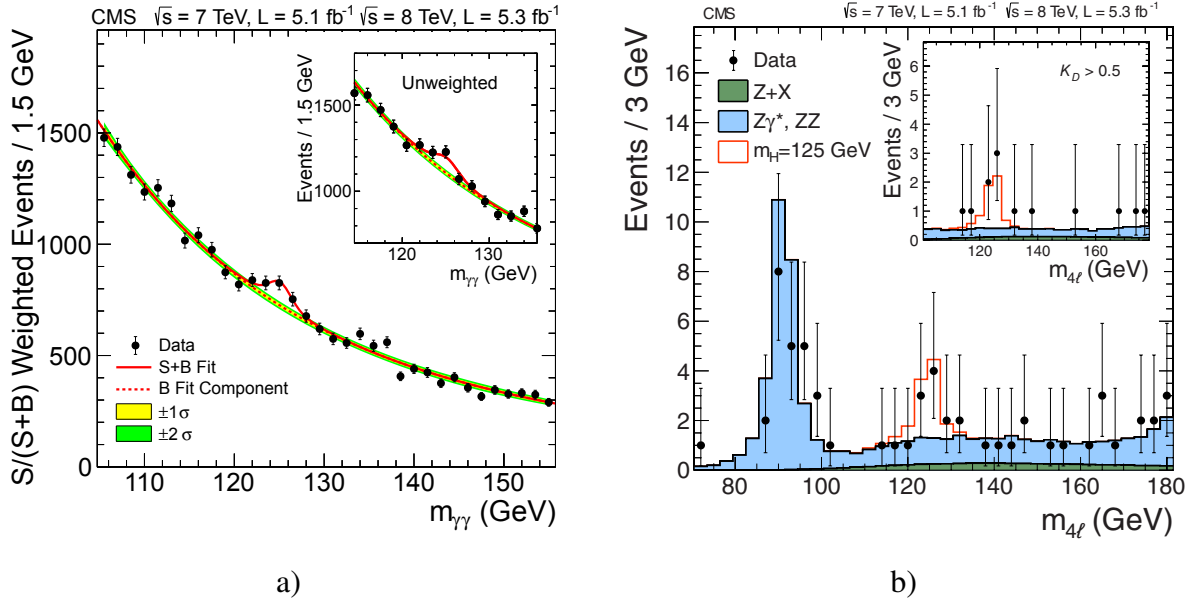
Zbadano również inne własności bozonu Higgsa w rozpadach na pary bozonów pośredniczących oraz za pomocą kombinacji wyników we wszystkich kanałach – są one zgodne z przewidywaniami Modelu Standardowego. Własności bozonu Higgsa powinny być jednak zbadane w każdym z dostępnych doświadczalnie kanałów rozpadu, w szczególności w rozpadach na fermiony. W LHC jedynymi rozpadami bozonu Higgsa w ramach Modelu Standardowego (obecnie) dostępnymi doświadczalnie są rozpady na pary kwarków b oraz taonów⁵.

Jak wspomniano wyżej, analiza rozpadów na kwarki b jest wyjątkowo trudna z powodu ogromnego tła pochodzącego od bezpośredniej produkcji par kwarków w zderzeniach pp, natomiast dla procesu $H \rightarrow \tau\tau$ poziom tła jest znacznie niższy. Zatem, badanie własności bozonu

³Tradycyjnym progiem odkrycia (obserwacji) jest przekroczenie istotności statystycznej pięciu odchyłeń standardowych (5σ), co odpowiada prawdopodobieństwu $p = 2.8 \cdot 10^{-7}$, że tło zafluktuuje tak że zostanie uznane za sygnał. Często używa się też istotności na poziomie 3σ ($p = 1.35 \cdot 10^{-3}$) na określenie „przesłanki” (ang. evidence), że dany sygnał jest prawdziwy.

⁴Oczekiwana istotność statystyczna poszukiwań rozpadów na taony i kwarki b wyniosła odpowiednio ok. 3.5σ i ok. 2.5σ w każdym z eksperymentów.

⁵Rozpady $H \rightarrow \mu\mu$ powinny być zaobserwowane po zebraniu $O(1000) \text{ fb}^{-1}$ danych, co zapewne nastąpi w trzeciej fazie działania LHC w drugiej połowie lat 30tych XXI w.



Rysunek 7.4: Rozkład masy niezmienniczej pary fotonów (a) oraz czterech leptonów (b) z widocznym sygnałem dla masy 125 GeV pochodzącym od bozonu Higgsa rozpadającego się do tych stanów końcowych. Rysunki zaczerpnięte z doniesienia zespołu CMS o odkryciu bozonu Higgsa [104]

Higgsa w rozpadach na leptony tau powinno pozwolić na uzyskanie dokładniejszych wyników niż w przypadku rozpadów na kwarki b przy tej samej ilości zebranych danych. Obserwacja rozpadu bozonu Higgsa na parę taonów w CMS jest opisana w kolejnych rozdziałach tej pracy.

7.2 Strategia poszukiwań $H \rightarrow \tau\tau$

Poszukiwanie rezonansów (w tym bozonu Higgsa) w rozpadach na leptony tau jest dość trudne z doświadczalnego punktu widzenia ze względu na krótki czas życia tych leptonów. Pierwszą trudnością z tym związaną jest to, że leptony tau rozpadają się w wielu kanałach, zarówno produkując lżejsze leptony naładowane jak i hadrony, co prowadzi do wielu możliwych stanów końcowych. Warto tu zauważyć, że ponad 90% leptonów tau rozpada się w jednym sześciu głównych kanałów rozpadu (tabela 3.1), w których widzialne produkty rozpadu są rekonstruowane albo jako elektrony lub miony za pomocą odpowiadających im algorytmów rekonstrukcji (rozdz. 2.4), albo jako „tau hadronowe” (τ_h) za pomocą algorytmu HPS (rozdz. 3). Zadaje to w sumie sześć dostępnych eksperymentalnie stanów końcowych, w które rozpada się para taonów: ee , $\mu\mu$, $e\mu$, $e\tau_h$, $\mu\tau_h$ i $\tau_h\tau_h$. Dwa pierwsze odpowiadają jedynie ok. 3% rozpadów (każdy) i są obarczone szczególnie wysokim tłem pochodzącym od bezpośredniej produkcji par $\ell\ell$ ($\ell = e, \mu$) w procesie Drella–Yanna ($q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$), zostały zatem pominięte w poniższych rozważaniach⁶.

Drugą trudnością jest to, że w rozpadach taonów produkowane są neutrino (jedno w rozpadach na hadrony a dwa w rozpadach na leptony), które unikają bezpośredniej detekcji, tak że ich pędy są dostępne jedynie pośrednio przez brakujący pęd poprzeczny. Oznacza to w szczególności, że

⁶Stany końcowe ee i $\mu\mu$ były uwzględnione w poszukiwaniach rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ przeprowadzonych przez CMS przy użyciu danych z Run-1 [21], ale ich wkład do ostatecznego wyniku był niewielki.

masa pary $\tau\tau$ nie może być bezpośrednio wyznaczona z pędów mierzonych w detektorze – musi być przybliżana, co dyskutujemy dalej (rozdz. 7.3).

Inną (poza rozpadami leptonów tau) okolicznością wpływającą na strategię analizy są dodatkowe cząstki (w stosunku do produktów rozpadu taonów) w stanie końcowym związane z mechanizmem produkcji bozonu Higgsa. Ich występowanie i charakterystyka pozwala na lepsze odróżnianie sygnału (produkcji bozonu Higgsa) od tła, tj. procesów prowadzących do stanu końcowego naśladującego sygnał. We wczesnych studiach, tj. przed uruchomieniem LHC, np. [106, 107], strategia poszukiwań rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ wykorzystywała szczególne cechy mechanizmu produkcji bozonu Higgsa w wyniku fuzji bozonów wektorowych ($q\bar{q} \rightarrow q\bar{q}H$) – istnienie dwóch dżetów odseparowanych w η , z silnie tłumioną aktywnością hadronową między nimi. Później, w czasie analizy wczesnych danych CMS (zebranych w 2011 r.) [108] dodano kategorię z jednym dżetem⁷ oraz dopełniającą ją kategorię bez dżetów, które są czułe na produkcję bozonu Higgsa w procesie fuzji gluonowej ($gg \rightarrow H$). Utworzenie dwóch kategorii czułych na proces $gg \rightarrow H$ jest motywowane obserwacją, że przekrój czynny na produkcję bozonu Higgsa spada wolniej z p_T dodatkowego dżetu (emitowanego ze stanu początkowego) niż przekroje czynne głównych procesów tła, co daje wyższą czystość niż dla kategorii inkluzywnej. Dodatkowo, występowanie dżetu oznacza, że bozon Higgsa ma niezerowy pęd poprzeczny co poprawia rozdzielczość rekonstruowanej masy (o czym poniżej). W końcu, występowanie dodatkowego leptonu (elektronu lub mionu) albo pary leptonów może być sygnałem rozpadów leptonowych bozonów W i Z produkowanych z bozonem Higgsa w procesie $q\bar{q} \rightarrow VH$ ($V = W, Z$). Jednakże ze względu na mały przekrój czynny procesu VH , dodatkowo tłumiony przez wymaganie leptonowych rozpadów bozonów Z i W , wkład od tego procesu do ostatecznego wyniku poszukiwań rozpadów $H \rightarrow \tau\tau$ jest mały. Ponadto występowanie wielu leptonów w stanie końcowym zmienia skład tła i wymaga użycia innych metod eksperymentalnych niż w (wiodących) analizach ukierunkowanych na procesy fuzji glonów i bozonów wektorowych. Z tych powodów produkcja stowarzyszona została pominięta w poniższych rozważaniach⁸.

Ostatnim aspektem określającym strategię jest kinematyka przypadku określana przez pędy poprzeczne produktów rozpadu bozonu Higgsa oraz towarzyszącym mu obiektów fizycznych (dżetów), czy pęd poprzeczny pary taonów estymowany przez

$$\vec{p}_T^{\tau\tau} = \vec{p}_T^1 + \vec{p}_T^2 + \vec{p}_T^{\text{miss}}, \quad (7.1)$$

gdzie $\vec{p}_T^{1,2}$ oznacza pęd poprzeczny widzialnych produktów odpowiednio pierwszego i drugiego taonu (e, μ lub τ_h).

Podsumowując, poszukiwanie rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ jest przeprowadzane równolegle w kategoriach zdefiniowanych przez stany końcowe, do których rozpada się para leptonów tau, liczbę dżetów w przypadku zadanej przez proces produkcji oraz kinematykę przypadku. Następnie w każdej z kategorii bada się rozkład (estymatora) masy pary taonów w celu znalezienia piku pochodzącego od rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$. Czułość analizy opartej o badanie rozkładu masy silnie zależy od tego jak wąski jest ten rozkład dla sygnału w porównaniu z rozkładami w procesach tła. Jednakże masa

⁷Proces $H \rightarrow \tau\tau$ z dżetem o wysokim p_T został zaproponowany również w pracy z 1988 r. w kontekście szukania bozonu Higgsa o masie między 110 a 160 GeV przy pomocy planowanego akceleratora hadronowego SSC [109], która to praca nie była w 2011 r. znana autorowi tej monografi.

⁸Produkcja stowarzyszona VH była uwzględniona w poszukiwaniach rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ przeprowadzonych przez CMS przy użyciu danych z Run-1 [21], ale pominięta w analizie danych Run-2, która doprowadziła do obserwacji tego rozpadu [9].

pary $\tau\tau$ nie może być bezpośrednio wyznaczona z pędów mierzonych w detektorze ze względu na neutrina emitowane w rozpadach taonów – musi być przybliżana, co dyskutujemy w rozdz. 7.3.

7.3 Rekonstrukcja masy par $\tau\tau$

Istnieje kilka metod rekonstrukcji, a dokładniej estymacji, masy pary $\tau\tau$ używanych w eksperymentach przy akceleratorach hadronowych. W najprostszej z nich pędy neutrin są ignorowane a estymator masy, nazywany masą widoczną (m_{vis}), jest rekonstruowany jedynie z pędów widocznych produktów rozpadów taonów. Niewątpliwą zaletą m_{vis} , poza prostotą, jest nieużycie w jej definicji brakującego pędu poprzecznego, który jest obciążony istotnymi niepewnościami systematycznymi, jednak za cenę niskiej rozdzielczości.

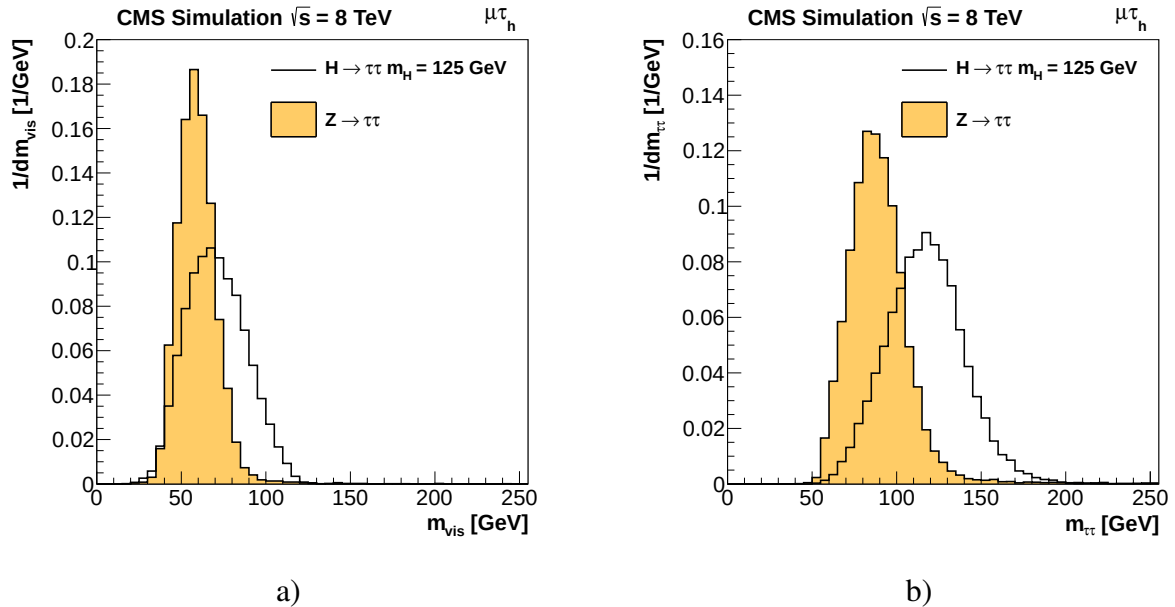
Kolejnym estymatorem jest masa poprzeczna ($m_T^{\tau\tau}$)⁹: masa niezmiennicza widocznych produktów rozpadów tau i estymatora czteropędu neutrin $p^{\nu s}(x, y, z, E) \equiv (\vec{p}_T^{\text{miss}}, \vec{p}_T^{\text{miss}}, 0, p_T^{\text{miss}})$. Dzięki częściowemu uwzględnieniu pędu neutrin $m_T^{\tau\tau}$ odznacza się nieco lepszą rozdzielczością rdzenia rozkładu niż m_{vis} i pozwala lepiej odróżniać sygnał od przypadków tła, w których $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ jest czyisto instrumentalnego pochodzenia. Ale pominięcie (nierekonstruowanych) składowej pędu neutrin wzdłuż osi wiązek (z) i masy systemu neutrin powoduje powstanie nieguassowskiego ogona rozkładu w kierunku niskich wartości.

Inne podjęcie, nazywane przybliżeniem współliniowym (ang. collinear approximation, CA), bazuje na dwóch założeniach: że pędy wszystkich produktów rozpadu każdego z taonów są współliniowe oraz że całe $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ w przypadku pochodzi od neutrin z ich rozpadów. Pierwsze z nich jest dobrze spełnione, gdyż pędy taonów są znacznie większe niż ich masa, jako że taony pochodzą z rozpadów cząstek o wiele masywniejszych niż one same. Natomiast rekonstruowane $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ oprócz wkładu od neutrin zawiera składową związaną z dokładnością rekonstrukcji, której wkład może istotnie wpływać na jakość rekonstrukcji masy w tym przybliżeniu (o czym poniżej). Gdy warunki te są spełnione oraz gdy taony nie rozlatują się w przeciwnych kierunkach w płaszczyźnie prostopadłej do osi wiązek, tj. gdy p_T pary $\tau\tau$ jest niezerowe, możliwe jest znalezienie składowych $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ w kierunkach $\vec{p}_T$ widzialnych produktów pierwszego i drugiego taonu ($\vec{p}_{T1,2}^{\text{miss}}$). Tak znalezione składowe $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ są utożsamiane z poprzecznymi pędami neutrin z rozpadu każdego taonu i dzięki współlinowości pozwalają na wyznaczenie masy pary $\tau\tau$: $m_{\tau\tau}^{\text{CA}} = m_{\text{vis}} / \sqrt{x_1 x_2}$, gdzie $x_{1,2}$ są ułamkami pędu (lub ułamkami p_T) pierwszego i drugiego taonu niesionymi przez ich widoczne produkty $x_{1,2} = \vec{p}_T^{1,2} / (\vec{p}_T^{1,2} + \vec{p}_{T1,2}^{\text{miss}})$. Słabość tej metody związana jest z faktem, że bozon Higgsa w LHC jest przeważnie produkowany z bardzo niskim p_T , a wtedy rozkład $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ nie jest możliwy – dzieje się tak w ok. połowie przypadków. Ponadto metoda CA jest wrażliwa na dokładność rekonstrukcji wartości i kierunku $\vec{p}_T^{\text{miss}}$, w szczególności dla niskich p_T pary $\tau\tau$ kiedy wkłady do $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ od neutrin z poszczególnych taonów znoszą się nawzajem. Wówczas przybliżenie współliniowe ma tendencję do przeszacowywania $m_{\tau\tau}$, co prowadzi do długich ogonów w zrekonstruowanym rozkładzie masy. Oznacza to, że przybliżenie współliniowe jest odpowiednie dla stosunkowo małej części przypadków gdy para taonów ma wysoki pęd poprzeczny, np. gdy bozon Higgsa jest produkowany wraz z dżetem o wysokim p_T .

Rozwiązaniem problemów powyższych metod jest parametryzacja pełnej kinematyki rozpadu rezonansu na dwa taony za pomocą funkcji największej wiarygodności, a następnie znalezienie

⁹Nie należy mylić masy poprzecznej $m_T^{\tau\tau}$ z masą poprzeczną układu leptonu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ zdefiniowanej w równaniu 4.1. Nazewnictwo to jest dodatkowo zagmatwane przez fakt, że w publikacjach eksperymentu CDF $m_T^{\tau\tau}$ była nazywana masą widoczną i oznaczana jako m_{vis} .

takiej wartości masy $m_{\tau\tau}$, która maksymalizuje tą funkcję. Definicja funkcji największej wiarygodności bierze pod uwagę zarówno kinematykę rozpadów taonów, tj. prawdopodobieństwo różnych konfiguracji pędów produktów ich rozpadu, jak też niepewności pomiaru $\vec{p}_T^{\text{miss}}$. Równolegle zaproponowano dwie implementacje tego pomysłu: algorytm MMC (ang. missing mass calculator) [110] używany w eksperymencie ATLAS i algorytm SVFIT [111, 112] używany w eksperymencie CMS. Różnice między tymi algorytmami polegają przede wszystkim na sposobie opisu kinematyki rozpadów taonów: MMC bazuje na sparametryzowanych rozkładach otrzymanych metodą Monte Carlo, a w SVFIT wykorzystano opis analityczny. Dodatkowo w CMS niepewności $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ są wyznaczone osobno dla każdego przypadku (w oparciu o pędy cząstek PF) [52], gdy ATLAS używa globalnych niepewności. Rysunek 7.5 pokazuje rozkład masy pary taonów otrzymany przy użyciu widocznych produktów rozpadu (a) oraz przy pomocy algorytmu SVFIT (b). Porównano rozkłady masy dla rozpadów $H \rightarrow \tau\tau$ ($m_H = 125 \text{ GeV}$) i $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, głównego nieredukowalnego tła dla poszukiwań bozonu Higgsa w tym kanale. Masa estymowana za pomocą SVFIT ma lepszą (o ok. 20–25%) rozdzielczość niż masa widoczna, co poprawia separację między poszukiwanym sygnałem i tłem zwiększając czułość analizy. Rozdzielczość masy SVFIT zawiera się między 15 a 20% i zależy od liczby neutronów w stanie końcowym oraz od p_T pary $\tau\tau$. Dla niskich $p_T^{\tau\tau}$ funkcja największej wiarygodności jest dość płaska, bez silnie zaznaczonego maksimum, gdy dla wysokich $p_T^{\tau\tau}$ maksimum jest wyraźne. Jest to spowodowane faktem (podobnie jak dla przybliżenia współlinowego), że dla niskich $p_T^{\tau\tau}$ pędy neutronów z każdego z taonów w dużej mierze znoszą się nawzajem, dając mały sumaryczny $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ (obciążony sporą niepewnością), co z kolei nie pozwala na wyróżnienie konkretnej konfiguracji. Oznacza to gorszą rozdzielczość masy w pierwszym przypadku w porównaniu do drugiego.



Rysunek 7.5: Znormalizowane rozkłady estymatorów masy niezmienniczej pary $\tau\tau$ w stanie końcowym $\mu_{\tau h}$: (a) masa niezmiennicza widocznych produktów rozpadu, m_{vis} , i (b) masa zrekonstruowana algorytmem SVFIT, $m_{\tau\tau}$. Wypełniony histogram odpowiada symulowanemu przypadkowi $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, a pusty symulowanemu przypadkowi $H \rightarrow \tau\tau$ ($m_H = 125 \text{ GeV}$) [21].

7.4 Selekcja przypadków

W poszukiwaniu rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ wybiera się przypadki odpowiadające możliwym stanom końcowym, w które rozpadają się pary leptonów tau: $e\mu$, $e\tau_h$, $\mu\tau_h$ i $\tau_h\tau_h$ ¹⁰. Pierwszym etapem selekcji są wymagania układu wyzwania (trygera). Algorytmy trygera z τ_h w stanie końcowym opisane w rozdz. 5.2 są uzupełnione algorytmem, w którym wymagana jest obecność elektronu i mionu (z p_T ok. 10 i 20 GeV odpowiednio dla leptonu o mniejszym i większym p_T) dla stanu końcowego $e\mu$ oraz algorytmami z pojedynczym elektronem lub mionem. Algorytmy z pojedynczym leptonem pozwalają na zwiększenie efektywności dla przypadków $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ (z $p_T^{e/\mu}$ powyżej progu tych trygerów) dzięki eliminacji identyfikacji τ_h na poziomie trygera. Następnie selekcja stanu końcowego jest powtarzana przy użyciu finalnie zrekonstruowanych obiektów fizycznych (offline) z wymaganiami na p_T o kilka GeV wyższymi niż w trygerach. Ogranicza to efekty związane z różnicami w skali energii na tych etapach rekonstrukcji, które to różnice nie zawsze są precyzyjnie symulowane. W kolejnym kroku wymaga się aby zrekonstruowane leptony były izolowane oraz by pochodziły z wierzchołka pierwotnego, tj. by podłużny i poprzeczny parametr zderzenia leptonu były odpowiednio mniejsze niż 0.2 i 0.045 cm. Warunki te istotnie redukują tło od leptonów w dżetach (powstałych w rozpadach hadronów lub w wyniku błędnej identyfikacji), które są obficie produkowane z zderzeniach pp. Kryteria selekcji leptonów są podsumowane w tabeli 7.1¹¹. W końcu wymagano by w stanie końcowym nie było dodatkowych leptonów spełniających luźne kryteria selekcji (zdefiniowane w rozdz. 4.1.1).

Tabela 7.1: Kryteria selekcji leptonów na poziomie trygera wysokiego poziomu (HLT) oraz w końcowej analizie. W każdym rozważanym stanie końcowym (kanale) dla każdego rodzaju leptonu podano progi trygera i końcowej selekcji, zakresy pseudospieszości oraz wymagania związane z izolacją. Wymagano by leptony pochodziły z wierzchołka pierwotnego, żądając by ich podłużny i poprzeczny parametr zderzenia (d_z i d_{xy}) były odpowiednio mniejsze niż 0.2 i 0.045 cm.

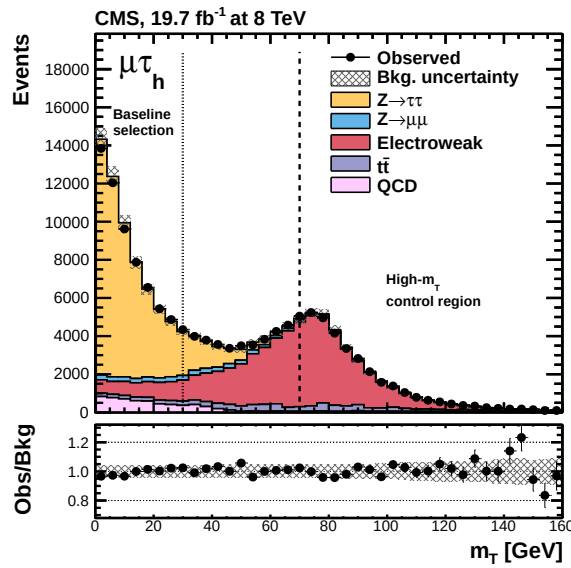
Kanał	Selekcja HLT	Finalna selekcja			
$\mu\tau_h$	$p_T^\mu > 22 \text{ GeV}$ lub $p_T^\mu > 19 \text{ GeV} \ \& \ p_T^{\tau_h} > 20 \text{ GeV}$	$p_T^\mu > 23 \text{ GeV}$ lub $20 < p_T^\mu < 23 \text{ GeV}$ $p_T^{\tau_h} > 30 \text{ GeV}$	$ \eta^\mu < 2.1$ $ \eta^\tau < 2.3$	$I_{\text{rel}}^\mu < 0.15$ Tight MVA Iso	
$e\tau_h$	$p_T^e > 25 \text{ GeV}$ lub $p_T^e > 22 \text{ GeV} \ \& \ p_T^{\tau_h} > 20\text{--}30 \text{ GeV}$	$p_T^\mu > 26 \text{ GeV}$ $23 < p_T^\mu < 26 \text{ GeV}$ $p_T^{\tau_h} > 30 \text{ GeV}$	$ \eta^e < 2.1$ $ \eta^\tau < 2.3$	$I_{\text{rel}}^e < 0.1$ Tight MVA Iso	
$\tau_h\tau_h$	$p_T^{\tau_h} > 35, 35 \text{ GeV}$	$p_T^{\tau_h} > 50, 40 \text{ GeV}$	$ \eta^\tau < 2.1$	Tight MVA Iso	
$e\mu$	$p_T^e > 12 \text{ GeV} \ \& \ p_T^\mu > 23 \text{ GeV}$ lub $p_T^e > 23 \text{ GeV} \ \& \ p_T^\mu > 8 \text{ GeV}$	$p_T^e > 13 \text{ GeV} \ \& \ p_T^\mu > 24 \text{ GeV}$ lub $p_T^e > 24 \text{ GeV} \ \& \ p_T^\mu > 15 \text{ GeV}$	$ \eta^e < 2.5$ $ \eta^\mu < 2.4$	$I_{\text{rel}}^e < 0.15$ $I_{\text{rel}}^\mu < 0.2$	

Po wyborze przypadków odpowiadających poszukiwanym stanom końcowym nakładane są warunki w celu redukcji przypadków procesów tła. Pierwszym, silnym warunkiem zmniejszającym tło od procesów, w których zrekonstruowani kandydaci na taony nie pochodzą z rozpadu jednego neutralnego rezonansu, jest wymaganie by kandydaci na taony mieli przeciwny znak ładunku elektrycznego (ang. opposite sign, OS).

¹⁰Opis analizy stanów końcowych ee i $\mu\mu$ został pominięty jak zaliczono wcześniej.

¹¹Podano wymagania użyte przy analizie danych z 2016 r. Wymagania zastosowane w analizie danych Run-1 były podobne [21].

W stanach końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ ważnym źródłem tła jest proces W+dżety z leptonem z rozpadu bozonu W i dżetem błędnie zidentyfikowanym jako τ_h . W celu redukcji tego tła użyto masy poprzecznej elektronu lub mionu i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ (m_T), zdefiniowanej równaniem 4.1. Dla przypadków W+dżety rozkład m_T charakteryzuje się wyraźnym pikiem Jacobiego dla $m_T \approx m_W$ (ponieważ zarówno lepton jak i neutrino, dające $\vec{p}_T^{\text{miss}}$, pochodzą z rozpadu bozonu W), a dla sygnału przybiera niskie wartości (rys. 7.6). Wymagano więc by wartość m_T była mniejsza niż 50 GeV (<30 GeV w Run-1). Selekcja oparta o m_T redukuje również tło związane z produkcją par $t\bar{t}$ ponieważ w znacznej części przypadków, które przeszły wstępną selekcję mamy do czynienia z leptonem z rozpadu $t \rightarrow bW(e/\mu\nu)$.



Rysunek 7.6: Rozkład masy poprzecznej (m_T) dla przypadków w stanie końcowym $\mu\tau_h$. Punkty odpowiadają danym zebranym przez detektor CMS w 2012 r., a wypełnione histogramy procesom tła. Tło od procesów elektroślabych („Electroweak”) zawiera wkłady od przypadków W+dżety (dominujący), przypadków dwubozonewych i z pojedynczym kwarkiem top. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar („Bkg. uncertainty”) sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych szacowanego tła. Pionowe przerywane linie oznaczają wartości m_T definiujące selekcję sygnałową („Baseline selection”) i używaną do szacowania tła W+dżety („High- m_T control region”) [21].

Proces produkcji par $t\bar{t}$ daje istotny wkład do tła w kanale $e\mu$. Jest ono ograniczane przez nałożenie warunku na zmienną D_ζ dyskutowaną w rozdz. 4.1.1 – jej wartość musi być większa niż -35 lub -10 GeV w zależności od kategorii. By dodatkowo stłumić to tło w kanale $e\mu$ wykluczano przypadki z co najmniej jednym b-tagowanym dżetem¹².

¹²W analizie danych Run-1 użyto zmiennej kombinującej za pomocą BDT informacje o kinematyce e , μ i $\vec{p}_T^{\text{miss}}$, m.in. m_T dla obydwu leptonów i D_ζ , wartość zmiennej znaczącej dżety b dla dżetu o najwyższym p_T oraz wartości parametrów zderzenia e i μ .

7.5 Podział na kategorie

Wyselekcjonowane przypadki we wszystkich stanach końcowych są dzielone na kategorie czułe na różne procesy produkcji bozonu Higgsa. Podział ten pozwala na oddzielenie przypadków o różnym stosunku sygnału do tła oraz na wykorzystanie charakterystycznych cech każdego tych procesów do zwiększenia tego stosunku. Kategoryzacji dokonano przy użyciu dżetów o $p_T > 30 \text{ GeV}$ i $|\eta| < 4.7$ oddalonych od leptonów o $\Delta R > 0.5$ w następujący sposób:

- i) **Kategoria VBF:** Kategoria dedykowana przypadkom, w których bozon Higgsa jest produkowany w procesie fuzji bozonów wektorowych (VBF). Kategoria VBF jest zadana przez wymaganie dwóch dżetów tworzących układ o wysokiej masie niezmienniczej (m_{jj}) powyżej ok. 300 GeV (co implikuje separację w η). Dodatkowym wymagano by pęd poprzeczny pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$, równanie 7.1) był wysoki: $p_T^{\tau\tau} > 50 \text{ GeV}$ dla kanałów $e/\mu\tau_h$ lub $p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$ dla $\tau_h\tau_h$. W tak zdefiniowanej kategorii ok. 60% przypadków sygnału pochodzi z procesu VBF i rośnie wraz ze wzrostem wartości m_{jj} ;
- ii) **Kategoria bez dżetów („0-jet”):** Kategoria zawierająca większość przypadków, w których bozon Higgsa jest produkowany w procesie fuzji gluonów. Stosunek sygnału do tła w tej kategorii jest bardzo niski i służy ona głównie do lepszego ustalania *in-situ* poziomu tła (o czym dalej);
- iii) **Kategoria „boosted” („pchnięta Lorentzowsko”):** Kategoria, która zawiera przypadki nie zakwalifikowane do żadnej z powyższych kategorii, czyli albo z jednym dżetem albo z wieloma dżetami nie spełniającymi warunków kategorii VBF. W kategorii boosted ok. 80% przypadków sygnału jest produkowane w procesie fuzji gluonów z jednym lub kilkoma dżetami (promieniowanymi ze stanu początkowego), ok. 15% w procesie VBF z jednym dżetem poza zakresem akceptancji detektora lub z m_{jj} poniżej progu, a pozostałe ok. 5% w procesie produkcji stowarzyszonej z bozonem wektorowym rozpadającym się hadronowo. Ze względu na występowanie dżetów bozon Higgsa w tej kategorii charakteryzuje się niezerowym p_T (jest pchnięty Lorentzowsko), które równoważy p_T dżetów.

Dokładne kryteria definiujące kategorie w różnych stanach końcowych są podane w tabeli 7.2¹³.

Tabela 7.2: Kryteria definiujące kategorie dla każdego rozważanego stanu końcowego (kanału) użyte w analizie danych z 2016 r.

Kanał	Kategoria		
	VBF	0-jet	Boosted
$\mu\tau_h$	≥ 2 dżety, $m_{jj} > 300 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau\tau} > 50 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau_h} > 40 \text{ GeV}$	bez dżetów	pozostałe
$e\tau_h$	≥ 2 dżety, $m_{jj} > 300 \text{ GeV}$, $p_T^{\tau\tau} > 50 \text{ GeV}$	bez dżetów	pozostałe
$\tau_h\tau_h$	≥ 2 dżety, $p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$, $\Delta\eta_{jj} > 2.5$	bez dżetów	pozostałe
$e\mu$	2 dżety, $m_{jj} > 300 \text{ GeV}$	bez dżetów	pozostałe

W analizie danych Run-1 tak uzyskane kategorie były dzielone, przy użyciu zmiennych kinematycznych, na dwie lub trzy podkategorie by uzyskać większą czułość analizy. Kategorie 0-jet

¹³Podano wymagania użyte przy analizie danych z 2016 r.; wymagania zastosowane w analizie danych Run-1 były nieco inaczej zoptymalizowane (rys. 7.7) [21].

i boosted były dzielone przy użyciu $p_T^{\tau_h}$ w kanałach $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ lub p_T^μ w kanale $e\mu$. Dodatkowo kategoria boosted mogła dzielona przy użyciu pędu poprzecznego pary taonów, $p_T^{\tau\tau}$ (kanały $\mu\tau_h$ i $\tau_h\tau_h$). Natomiast kategorię VBF podzielono w oparciu o masę niezmienniczą i separację dżetów tagujących (m_{jj} i $\Delta\eta_{jj}$) oraz $p_T^{\tau\tau}$. W ten sposób utworzono do siedmiu różnych kategorii na stan końcowy, co schematycznie przedstawiono na rys. 7.7. Sygnał był wydobywany spod tła za pomocą dopasowania przewidywanych i obserwowanych rozkładów masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) jednocześnie w każdej z tych kategorii.

Kanał		VBF		Kategoria 0-jet	Boosted	
		$m_{jj} > 500 \text{ GeV}$ $\Delta\eta_{jj} > 3.5$	$m_{jj} > 700 \text{ GeV}$ $\Delta\eta_{jj} > 4$ $p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$			$p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$
$\mu\tau_h$	$p_T^{\tau_h} > 45 \text{ GeV}$		dane			
	bazowa		2012			
$e\tau_h$	$p_T^{\tau_h} > 45 \text{ GeV}$		dane		—	
	bazowa		2012			
$e\mu$	$p_T^\mu > 35 \text{ GeV}$		dane			
	bazowa		2012			
		$m_{jj} > 500 \text{ GeV}$ $\Delta\eta_{jj} > 3.5$ $p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$			$p_T^{\tau\tau} > 100 \text{ GeV}$	$p_T^{\tau\tau} > 170 \text{ GeV}$
$\tau_h\tau_h$	bazowa			—		
dane 2012						

Rysunek 7.7: Schemat podziału przypadków na kategorie użyte w analizie danych z lat 2011–2012 (Run-1). Każdy zacieniowany prostokąt odpowiada jednej kategorii w danym stanie końcowym. Adnotacja „dane 2012” oznacza, że dana kategoria lub stan końcowy był uwzględniony jedynie w analizie danych zebranych w 2012 roku.

Analizując dane zebrane w 2016 r. obrano inną strategię – zamiast dzielić główne kategorie na szereg podkategorii (do pewnego stopnia arbitralnie) sygnał był wydobywany z pod tła za pomocą dopasowania rozkładów dwuwymiarowych. Jednym z wymiarów był estymator masy, przeważnie masa SVFIT ($m_{\tau\tau}$), a drugim zmienna właściwa dla danej kategorii. W kategoriach VBF i boosted, które odznaczają się czułością na obescność bozonu Higgsa, użyto zmiennych charakteryzujących sygnał: masy dżetów tagujących (m_{jj}) w kategorii VBF oraz pędu poprzecznego pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$) w kategorii boosted. Natomiast w kategorii 0-jet, służącej głównie do lepszego ustalania poziomu tła, użyto zmiennych typowych dla tła istotnego w danym stanie końcowym. W ten sposób w stanach końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ używana jest para m_{vis} (zastępuje $m_{\tau\tau}$) i kanał rozpadu τ_h , co pozwala dobrze wydzielić tło pochodzące od rozpadów $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ ($\ell = e, \mu$) z elektronem lub mionem błędnie zidentyfikowanym jako τ_h . Ten rodzaj tła odpowiada τ_h zrekonstruowanych w kanałach rozpadowych na $h^\pm$ i $h^\pm\pi^0$ s i koncentruje się dla $m_{\text{vis}} \approx m_Z$. Mimo że tło $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ nie jest wysokie to jego precyzyjne wyznaczenie w dopasowaniu do danych jest istotne, gdyż ma ono pik w rozkładzie masy SVFIT przy ok. 125 GeV, tj. tam gdzie jest poszukiwany sygnał, a precyzja jego wyznaczenia z niezależnych pomiarów nie jest wysoka (ok. 10–30%). W kanale $e\mu$ użyto pędu poprzecznego mionu i m_{vis} , które pozwalają odróżnić różne rodzaje tła. W końcu w kanale $\tau_h\tau_h$ użyto (jednowymiarowego) rozkładu masy SVFIT mającą w tym kanale dobrą roz-

dzielczość i pozwalającą odróżniać tło od przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ i przypadków wielodżetowych QCD. Zmienne użyte do wydobywania sygnału w poszczególnych kategoriach i stanach końcowych są zebrane w tabeli 7.3.

Tabela 7.3: Zmienne definiujące (dwuwymiarowe) rozkłady używane do wydobywania sygnału w analizie danych z 2016 r. dla każdej kategorii w rozważanych stanach końcowych (kanałach).

Kanał	Kategoria		
	VBF	0-jet	Boosted
$\mu\tau_h$	$m_{jj}, m_{\tau\tau}$	kanał rozpadu τ_h, m_{vis}	$p_T^{\tau\tau}, m_{\tau\tau}$
$e\tau_h$	$m_{jj}, m_{\tau\tau}$	kanał rozpadu τ_h, m_{vis}	$p_T^{\tau\tau}, m_{\tau\tau}$
$\tau_h\tau_h$	$m_{jj}, m_{\tau\tau}$	$m_{\tau\tau}$	$p_T^{\tau\tau}, m_{\tau\tau}$
$e\mu$	$m_{jj}, m_{\tau\tau}$	p_T^μ, m_{vis}	$p_T^{\tau\tau}, m_{\tau\tau}$

7.6 Wyznaczanie poziomu tła

Znajomość rozkładów, tj. ich kształtu i normalizacji, zmiennych wykorzystywanych do znajdowania sygnału jest zasadniczym elementem określającym możliwości danej analizy. Z tego powodu rozkłady dla różnych rodzajów tła, szczególne wiodących, były wyznaczane raczej przy użyciu rzeczywistych danych niż bazując na symulacji Monte Carlo (MC).

Głównym, nieredukowalnym, rodzajem tła we wszystkich analizowanych stanach końcowych są przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$. W analizie danych Run-1 ten rodzaj tła był modelowany za pomocą tzw. metody „osadzenia” (ang. embedding)¹⁴ Metoda embeddingu polega na zastąpieniu zrekonstruowanych mionów w próbce rzeczywistych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$ symulowanymi rozpadami taonów, czyli osadzeniu taonów w miejsce mionów. Jest to możliwe dzięki temu, że selekcja takich przypadków jest wydajna i czysta oraz dzięki temu, że niepewność wyznaczenia pędów mionów jest zaniedbywalna w porównaniu z precyzją wyznaczenia pędów osadzonych w ich miejsce taonów. W ten sposób otrzymuje się „hybrydowe” przypadki, w których trudna do precyzyjnego modelowania aktywność hadronowa pochodzi z rzeczywistego przypadku a symulowane są jedynie rozpady taonów, które są dobrze modelowane. Pozwala to na zminimalizowane niepewności systematycznych związanych z kalibracją energii dżetów i $\vec{p}_T^{miss}$. Co również istotne, liczba w ten sposób uzyskanych przypadków kilkakrotnie przekracza liczbę przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w danych, co jest uzyskiwane przez wymuszanie rozpadów pary taonów do każdego z interesujących stanów końcowych oraz wymaganie spełnienia warunków kinematycznych selekcji (progów na p_T widocznych produktów rozpadu τ). Ze względu na ograniczone zasoby komputerowe jest to trudne do zapewnienia przy użyciu symulacji MC – wielkość symulowanych próbek $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ odpowiada przeważnie (w zależności od liczby dodatkowych dżetów) od 1 do 3 razy ilości zebranych danych. W analizie danych z 2016 r. posłużono się natomiast próbkami symulowanymi ze względu na to że narzędzia komputerowe do przeprowadzenia procedury embeddingu nie były wówczas jeszcze przystosowane do algorytmów rekonstrukcji zmienionych w Run-2¹⁵. Symulowane próbki

¹⁴Metoda embeddingu w CMS była rozwijana w ramach pracy doktorskiej T. Früboesa (NCBJ) we współpracy z autorem tej monografii [113].

¹⁵Metoda embeddingu dla danych Run-2 została przetestowana w ramach poszukiwań dodatkowych neutralnych bozonów Higgsa w rozpadach na pary taonów przeprowadzonych ok. pół roku później niż opisana tu analiza [114].

$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ były przeważane tak by dwuwymiarowy generowany rozkład $p_T^{\tau\tau}-m_{\tau\tau}$ był zgodny z rozkładem $p_T^{\mu\mu}-m_{\mu\mu}$ mierzonym za pomocą próbki rzeczywistych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$. Rozkład ten jest czuły efekty wysokiego rzędu w rachunku zaburzeń nie uwzględnione w symulacji. Podobnie, symulowane przypadki $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ z co najmniej dwoma dżetami spełniającymi kryteria selekcji VBF były ważone aby uzgodnić symulowany rozkład m_{jj} z tym mierzonym za pomocą rzeczywistych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$. Ma to na celu dokładne opisanie wkładu od elektrosłabej produkcji $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau+2$ dżety (m.in. w procesie VBF, analogicznym do tego w którym produkowanym jest bozon Higgsa), który stanowi do ok. 8% całego tła $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ w kategorii VBF.

Normalizacja przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ jest przeprowadzana za pomocą przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$, których przekrój czynny jest mierzony w CMS z dużą precyzją. Głównym źródłem niepewności systematycznej tła $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$ jest znajomość efektywności identyfikacji τ_h , wliczając w nią efektywność trygera, (nie dotyczy stanu $e\mu$) wynosząca ok. 5% oraz niepewności związane z $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ (tylko w analizie 2016 r.).

Produkcja par elektronów i mionów, $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ (+dżety), stanowi istotny przyczynek do tła w kanałach $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$. Wkład od tego procesu jest dwojakiego rodzaju: w pierwszym jeden z (lekkich) leptonów jest błędnie identyfikowany jako τ_h , a w drugim jeden z leptonów unika detekcji (przeważnie jest poza obszarem akceptancji) a zrekonstruowany τ_h pochodzi z błędnie zrekonstruowanego dżetu. Pierwszy z wkładów jest szczególnie istotny ze względu na swój rezonansowy charakter – daje on przyczynek do zrekonstruowanego rozkładu masy $m_{\tau\tau}$, który wygląda jak sygnał od rozpadu bozonu Higgsa. Ponieważ prawdopodobieństwo błędnej identyfikacji elektronu jest wyższe niż mionu istotność tego wkładu do tła jest znacznie większa w kanale $e\tau_h$ niż $\mu\tau_h$.

Oba wkłady do tła $Z/\gamma^* \rightarrow ee, \mu\mu$ są modelowane za pomocą symulacji, z poprawkami analogicznymi jak dla symulowanych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, tj. z uzgodnieniem rozkładów $p_T^{\mu\mu}-m_{\mu\mu}$ i m_{jj} . Dodatkowo pierwszy z wkładów poprawiony jest o różnice między zmierzonym a symulowanym prawdopodobieństwem błędnej identyfikacji lekkiego leptonu jako τ_h (rozdz. 4.6). Normalizacja tego rodzaju tła jest (również) przeprowadzana za pomocą próbki $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$. Wiodącym źródłem niepewności systematycznej jest znajomość prawdopodobieństwa błędnej identyfikacji leptonów.

Drugim, po $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau$, co do ważności tłem w kanałach $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$ pochodzi od produkcji bozonu W ($W \rightarrow e/\mu$) z dżetami, z których jeden jest błędnie identyfikowany jako τ_h , tzw. tło W+dżety. Kształty rozkładów dla tego tła są wyznaczane z symulacji, a normalizacja za pomocą próbki kontrolnej rzeczywistych przypadków zdominowanych przez ten proces. Próbka kontrolna jest wybierana przez „odwrócenie” warunku tłumiącego wkład od tego procesu w nominalnej selekcji, tj. wymagana jest wysoka wartość m_T , odpowiednio >80 i >70 GeV w analizach danych 2016 i 2011–2012 (rys 7.6). Liczba przypadków w tej próbce, po odjęciu małego wkładu od innych procesów ocenionego za pomocą symulacji, jest porównywana z liczbą przypadków oczekiwaną na podstawie symulacji co definiuje poprawkę. Potencjalnie wielkość tej poprawki może zależeć od zakresu m_T : niepewność ekstrapolacji z próbki kontrolnej do nominalnej została oszacowana przez porównanie próbek o niskim i wysokim m_T otrzymanych dla rzeczywistych i symulowanych przypadków $Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu$, w których jeden z mionów został usunięty (co zostało odpowiednio uwzględnione w $\vec{p}_T^{\text{miss}}$) tak by imitować przypadki W+dżety. W ten sposób oceniona niepewność ekstrapolacji wraz z niepewnością kalibracji m_T (pochodzącą od kalibracji $\vec{p}_T^{\text{miss}}$) wynosi od 10 do 25%, w zależności od kategorii selekcji. W stanach końcowych $\tau_h\tau_h$ i $e\mu$ proces W+dżety stanowi drugorzędny wkład do tła, który jest całkowicie wyznaczany za pomocą symulacji.

Kolejnym rodzaj tła stanowią przypadki wielodżetowe QCD, w których obydwa leptony po-

chodzą z dżetów, tj. albo powstały w rozpadach hadronów albo są wynikiem błędnej identyfikacji. Zarówno normalizacja jak i kształty rozkładów dla tego tła trudno oszacować za pomocą symulacji. Jest to związane z faktem, że prawdopodobieństwo znalezienia izolowanego leptonu w dżecie jest bardzo niskie oraz że dotyczy specyficznych konfiguracji hadronów, co po pierwsze oznacza konieczność generacji wielkiej liczby przypadków co nie jest możliwe przy ograniczonych zasobach obliczeniowych, a po drugie że modelowanie jest niedokładne. Wobec tego wkład od procesów wielodżetowych jest całkowicie szacowany za pomocą danych zbieranych przez eksperyment.

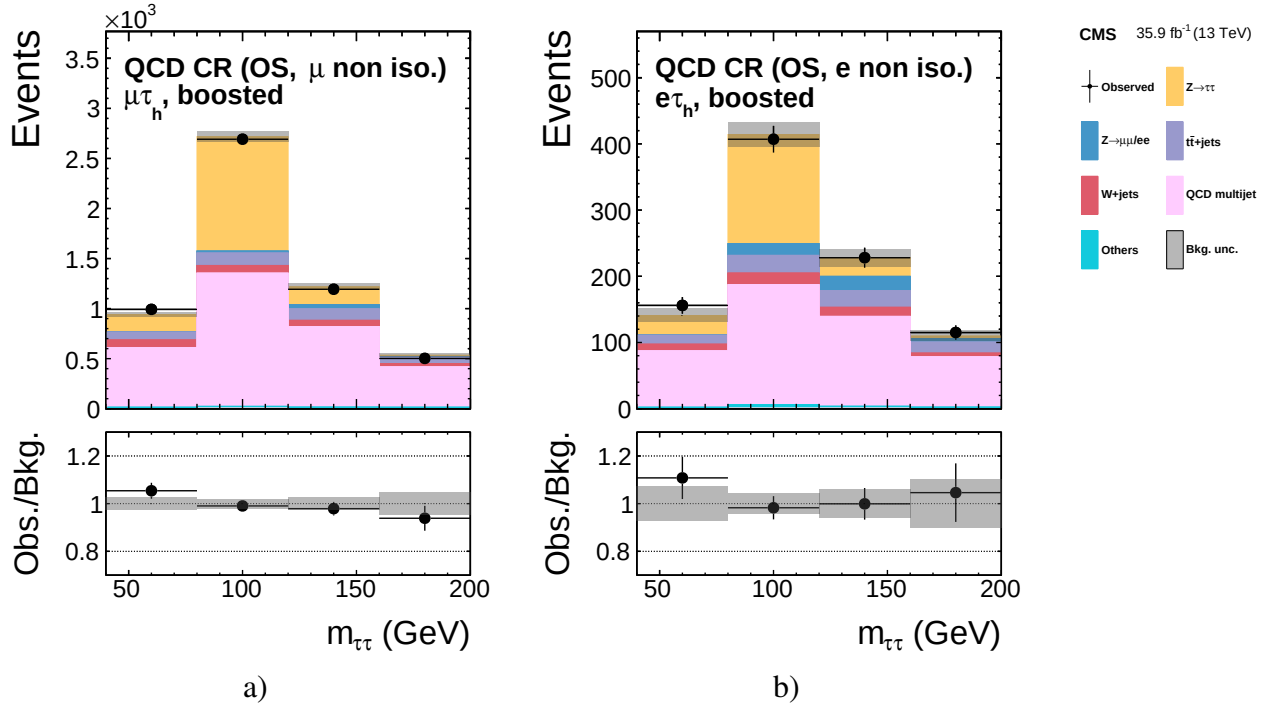
Przy szacowaniu tła przypadków wielodżetowych zakłada się, że ze względu na losowy charakter pojawiania się (izolowanych) leptonów w dżetach, kształty rozkładów czułych na obecność bozonu Higgsa słabo zależą od wartości izolacji i od tego czy leptony mają ten sam (ang. opposite sign, OS), czy przeciwny (ang. same sign, SS) znak ładunku elektrycznego. Dodatkowo zakłada się, że stosunek liczby przypadków SS do OS jest bliski jedności. Słuszność tych założeń została sprawdzona za pomocą symulacji.

Korzystając z powyższych założeń wkład od przypadków wielodżetowych w stanach końcowych $e\tau_h$, $\mu\tau_h$ i $e\mu$ był oceniany za pomocą kilku próbek kontrolnych. Najpierw wyznaczano liczbę oczekiwanych przypadków wielodżetowych zliczając przypadki danych wybrane selekcją podobną do nominalnej, ale z wymaganiem, aby dwa leptony miały ten sam znak ładunku elektrycznego, a następnie odejmując wkłady od innych procesów (wśród których dominuje $W+d\text{żety}$) otrzymane analogicznymi metodami jak dla selekcji OS. Tak otrzymaną liczbę przypadków wielodżetowych SS poprawiano o (małą) różnicę liczby przypadków w próbkach SS i OS¹⁶, którą się otrzymuje porównując (zdominowane przez przypadki wielodżetowe) próbki OS i SS z odwróconym warunkiem na izolację elektronu lub mionu, $0.15 < I_{\text{rel}}^{e/\mu} < 0.5$. W końcu, kształty rozkładów uzyskano za pomocą kolejnej próbki SS (z odjętym wkładem od innych niż wielodżetowy procesów) otrzymanej stosując zluźnione kryteria izolacji leptonów. Ma to na celu zmniejszenie fluktuacji statystycznych zniekształcających kształt rozkładów. Na rysunku 7.8 pokazano rozkłady masy SVFIT w próbkach z odwróconym warunkiem na izolację elektronu i mionu w kategorii boosted. Widać na nim, że wkład od procesów innych niż wielodżetowy w tych próbkach jest znaczący. Wobec tego oczekiwane wkłady od poszczególnych procesów w tych próbkach (w kanałach $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$) były dopasowywane do danych równocześnie z próbką sygnałową, co pozwala zminimalizować niepewności związane ze składem próbek.

W stanie końcowym $\tau_h\tau_h$ wkład od tła wielodżetowego QCD jest oceniany w trochę inny sposób. Kształt rozkładów jest otrzymywany za pomocą próbki wyselekcjonowanej tak jak próbka nominalna z tą różnicą, że warunki na izolację jednego z kandydatów τ_h są mniej restrykcyjne, a drugiego odwrócone, tj. mniej restrykcyjne i niespełniające wymagania nominalnego. Od otrzymanej w ten sposób próbki (rozłącznej z nominalną) odejmowane są niewielkie wkłady od procesów innych niż wielodżetowy. Normalizacja otrzymanego rozkładu jest następnie przeskalowywana tak by odpowiadać liczbie przypadków tła wielodżetowego spełniających nominalne kryteria selekcji. Odpowiedni czynnik skalujący jest otrzymywany przez porównanie liczby przypadków w dwóch próbkach SS otrzymanych analogicznie do próbek nominalnej i ze zluźowaną selekcją (po odjęciu wkładów od procesów innych niż wielodżetowy). Oczekiwany skład próbki OS ze zluźowaną izolacją był dopasowywany do danych podobnie jak to ma miejsce dla stanów końcowych $e\tau_h$ i $\mu\tau_h$.

Proces produkcji par $t\bar{t}$ jest jednym z najistotniejszych rodzajów tła w kanale $e\mu$. Kształty roz-

¹⁶Różnica ta jest związana z faktem, że w części przypadków dwa leptony w dżetach pochodzą odpowiednio z rozpadu ciężkich kwarka i antykwarka, co wprowadza pewną nadwyżkę przypadków OS w stosunku do SS.



Rysunek 7.8: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w próbce z odwróconym warunkiem na izolację lekkiego leptonu w kategorii boosted w stanach końcowych $\mu\tau_h$ (a) i $e\tau_h$ (b) [9].

kładów czułych na sygnał w tym procesie (we wszystkich kanałach) są przewidywane za pomocą symulacji, przy czym symulowane przypadki są ważone tak by rozkłady p_T kwarka i antykwarka top były zgodne z rozkładami w danych. Natomiast normalizacja tła $t\bar{t}$ jest ustalana za pomocą próbki kontrolnej (dopasowywanej razem z próbką sygnałową) zdominowanej przez przypadki $t\bar{t}$. Próbką kontrolna jest wybierana podobnie jak stan końcowy $e\mu$, przy czym wymagana jest obecność co najmniej jednego dżetu b, a selekcja oparta o zmienną D_ζ (w analizie 2016 r.) lub dedykowaną zmienną BDT (w analizie Run-1) jest odwracana. Główną niepewnością systematyczną w normalizacji tego rodzaju tła jest znajomość efektywności tagowania b.

Nieznaczný wkład od procesów produkcji par bozonów pośredniczących oraz pojedynczego kwarka top jest wyznaczany w całości z użyciem próbek symulowanych przypadków.

W końcu, w wyznaczaniu sygnału rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ należy również uwzględnić rozpad Higgsa na pary bozonów W, które następnie mogą się rozpadać do stanów końcowych z dwoma leptonami. W szczególności, rozpad $H \rightarrow WW^* \rightarrow e\nu\mu\nu$ daje istotny wkład do oczekiwanej liczby przypadków bozonu Higgsa w kanale $e\mu$ wynoszący ok. 45% w kategorii VBF. Wkład ten jest traktowany jak tło i wyznaczany za pomocą symulacji¹⁷. Natomiast wkład od rozpadów $H \rightarrow WW^*$ z co najmniej jednym taonem w stanie końcowym jest pomijalny ze względu na silne tłumienie przez wymagania kinematyczne.

¹⁷Rozkład $m_{\tau\tau}$ dla rozpadu $H \rightarrow WW^*$ jest inny niż dla $H \rightarrow \tau\tau$, więc są one częściowo odróżnialne.

7.7 Niepewności systematyczne

Wartości wielu nieprecyzyjnie znanych wielkości mogą wpływać na normalizację i kształt rozkładów zmiennych czułych na sygnał bozonu Higgsa zarówno dla sygnału i jak i tła. Te niepewności systematyczne mają różnorodne źródła: mogą to być niepewności związane z obliczeniami teoretycznymi, które w większości przypadków wpływają na normalizację procesów wyznaczanych przy pomocy symulacji, m.in. sygnału, a także niepewności eksperymentalne. Te ostatnie dzielą się na dwie kategorie: niepewności z pierwszej kategorii są związane z rekonstrukcją poszczególnych obiektów fizycznych, tzn. e , μ , τ_h , dżetu czy $\vec{p}_T^{\text{miss}}$ itd., i mają wpływ na wszystkie procesy wyznaczane za pomocą symulacji, w których dany obiekt występuje. Druga kategoria niepewności eksperymentalnych jest związana z wyznaczeniem wkładów od poszczególnych procesów za pomocą rzeczywistych danych.

Niepewności obliczeń teoretycznych są spowodowane niepewnościami rozkładów partonów w zderzających się protonach, tj. precyzją wyznaczenia funkcji gęstości partonów (ang. parton density functions, PDF), niepewnościami przekrojów czynnych związanymi z obliczeniami w skończonym rzędzie rachunku zaburzeń (manifestującymi się zależnością od skali renormalizacji i faktoryzacji) oraz niepewnościami w modelowaniu procesu fragmentacji partonów, tj. hadronizacji.

Z obiektami fizycznymi są związane niepewność efektywności rekonstrukcji, identyfikacji i trygera oraz niepewność kalibracji (skali) energii. Ta pierwsza wpływa na precyzję normalizacji, zaś druga na znajomość kształtu rozkładów a także na znajomość normalizacji poprzez możliwe zmiany akceptancji.

Niepewności wyznaczania tła spowodowane są precyzją ekstrapolacji z próbek kontrolnych do próbki nominalnej oraz znajomością składu próbek kontrolnych i liczbą przypadków w tych próbkach.

Ponadto uwzględniono niepewność pomiaru scałkowanej świetlności, która wpływa na normalizację wszystkich próbek symulowanych oraz niepewność związaną z fluktuacjami statystycznymi spowodowanymi ograniczoną liczbą przypadków użytych do wyznaczenia dopasowywanych rozkładów (zaniedbywana w binach, w których nie przekracza 5%).

Lista i wartości niepewności systematycznych uwzględnionych w poszukiwaniu rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ przy użyciu danych z 2016 r. są podane w tabeli 7.4, a ich szczegółowa dyskusja jest zawarta w pracy [9]^{18,19}.

7.8 Analiza statystyczna i wyniki

Obecność procesów tła, które odznaczają się taką samą sygnaturą co poszukiwany sygnał (tu rozpad $H \rightarrow \tau\tau$) sprawia, że wyniki poszukiwań są stwierdzeniami statystycznymi określającymi prawdopodobieństwo występowania sygnatury identycznej z sygnałem w zdarzeniach generowanych przez procesy tła. Aby określić to prawdopodobieństwo definiowana jest statystyka testowa q_0 zadana przez stosunek zmarginalizowanych (dopasowanych) funkcji największej wiarygodności ($\mathcal{L}$) dla hipotezy zerowej, którą chcemy odrzucić („samo tło”) oraz hipotezy alternatywnej („tło

¹⁸Lista niepewności rozważanych w analizie danych Run-1 jest podobna [21].

¹⁹Porównaj także z dyskusją niepewności systematycznych uwzględnianych w testach rekonstrukcji τ_h , rozdz. 4.3.

Tabela 7.4: Źródła niepewności systematycznych uwzględnionych w poszukiwaniu rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ za pomocą danych z 2016 r. [9]. W ostatniej kolumnie podano wartość niepewności jeśli została ona znacząco ograniczona w procedurze dopasowania, tj. w procedurze marginalizacji funkcji największej wiarygodności opisanej w rozdz. 7.8. Akronim CR oznacza próbkę kontrolną (ang. control region), a wyrażenia $e \mapsto \tau_h$, $\mu \mapsto \tau_h$ i $d\text{żet} \mapsto \tau_h$, kolejno, elektrony, miony i dżety błędnie zidentyfikowane jako τ_h .

Niepewność	Wartość	Wartość po dopasowaniu
Niepewności związane z obiektami fizycznymi		
Skala energii τ_h	1.2%	0.2–0.3%
Skala energii e	1–2.5%	0.2–0.5%
Skala energii $e \mapsto \tau_h$	3%	0.6–0.8%
Skala energii $\mu \mapsto \tau_h$	1.5%	0.3–1.0%
Skala energii dżetów	zależna od p_T i η [49]	—
Skala energii $\vec{p}_T^{\text{miss}}$	zależna od p_T i η [52, 53]	—
Efektywność identyfikacji τ_h	5% (na τ_h)	3.5%
Efektywność trygera τ_h	5% (na τ_h)	3%
Kanał rozpadu τ_h	3% migracja między kanałami rozpadu	2%
Efektywność identyfikacji, izolacji i trygera e	2%	—
Efektywność identyfikacji, izolacji i trygera μ	2%	—
Prawdopodobieństwo $e \mapsto \tau_h$	12%	5%
Prawdopodobieństwo $\mu \mapsto \tau_h$	25%	3–8%
Prawdopodobieństwo dżet $\mapsto \tau_h$	20% na $p_T^{\tau_h}/100 \text{ GeV}$	15%
Wetowanie dżetów b	3.5–5.0%	—
Niepewności związane z szacowaniem tła		
Szacowanie tła $Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau/ee, \mu\mu$	Normalizacja: 7–15%	3–15%
	Poprawki $p_T^{\ell\ell} - m_{\ell\ell}$ i m_{ij}	—
Szacowanie tła $W + \text{dżety}$	Normalizacja ($\tau_h\tau_h, e\mu$): 4–20%	—
	Liczba przypadków w CR ($e\tau_h, \mu\tau_h$): 5–15%	—
	Ekstrapolacja z CR ($e\tau_h, \mu\tau_h$): 5–10%	—
Szacowanie tła wielodżetowego QCD	Kanał $e\mu$: 10–20%	5–10%
	Liczba przypadków w CR ($e\tau_h, \mu\tau_h, \tau_h\tau_h$): 5–15%	—
	Ekstrapolacja z CR ($e\tau_h, \mu\tau_h$): 20%	7–10%
	Ekstrapolacja z CR ($\tau_h\tau_h$): 3–15%	3–10%
Szacowanie tła $t\bar{t}$	Normalizacja w CR: 5%	—
	poprawka p_T kwarka t	—
Normalizacja tła VV	5%	5%
Normalizacja produkcji pojedynczego kwarka top	5%	—
Przekrój czynny sygnału	do 20% (zależna od procesu i kategorii)	—
Inne niepewności		
Scałkowana świetłość	2.5% [65]	—
Ograniczona liczba przypadków	Niepewność statystyczna w danym binie	—

i sygnał”):

$$q_0 = -2 \ln \frac{\mathcal{L}(\mu = 0, \hat{\theta}_{\mu=0})}{\mathcal{L}(\hat{\mu}, \hat{\theta}_{\hat{\mu}})} . \quad (7.2)$$

Funkcja największej wiarygodności $\mathcal{L}$ jest definiowana równaniem 4.2, a wyznaczanym parametrem jest stosunek obserwowanego i oczekiwanego (w Modelu Standardowym) przekroju czynnego sygnału ($\mu = \sigma_{H \rightarrow \tau\tau}^{\text{obs}} / \sigma_{H \rightarrow \tau\tau}^{\text{SM}}$) nazywany „siłą sygnału”. Niepewności systematyczne są uwzględnione jako parametry uciążliwości w definicji $\mathcal{L}$. Marginalizacja (dopasowanie do danych) licznika jest przeprowadzana z warunkiem $\mu = 0$ („samo tło”), a mianownika z warunkiem, że wartość μ najlepiej opisująca dane ma być nieujemna ($\hat{\mu} \geq 0$). Wartość prawdopodobieństwa (ang. p-value) $p = P(q_0 \geq q_0^{\text{obs}})$, często wyrażana w liczbie odchyłeń standardowych rozkładu normalnego ($N\sigma$), jest nazywana istotnością statystyczną²⁰.

W poszukiwaniu rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ funkcja największej wiarygodności $\mathcal{L}$ jest zadana przez rozkłady zmiennych czułych na obecność sygnału we wszystkich stanach końcowych i kategoriach oraz rozkłady (lub liczby przypadków) w próbkach kontrolnych ustalających wkład procesów tła wymienionych w rozdziale 7.6.

Rysunki 7.9–7.12 pokazują rozkłady masy SVFIT w przedziałach masy pary dżetów tagujących²¹ uzyskane w wyniku dopasowania, porównane rozkładem w danych (2016 r.) w kategorii VBF kolejno dla wszystkich stanów końcowych, a rys. 7.13–7.16 analogiczne rozkłady masy SVFIT w przedziałach pędu poprzecznego pary taonów²¹ w kategorii boosted. Na wszystkich rysunkach naniesiono wkład od poszukiwanego rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$. Podobnie uzyskane rozkłady masy SVFIT we wszystkich kategoriach rozważanych w analizie danych Run-1 można znaleźć w pracy [21].

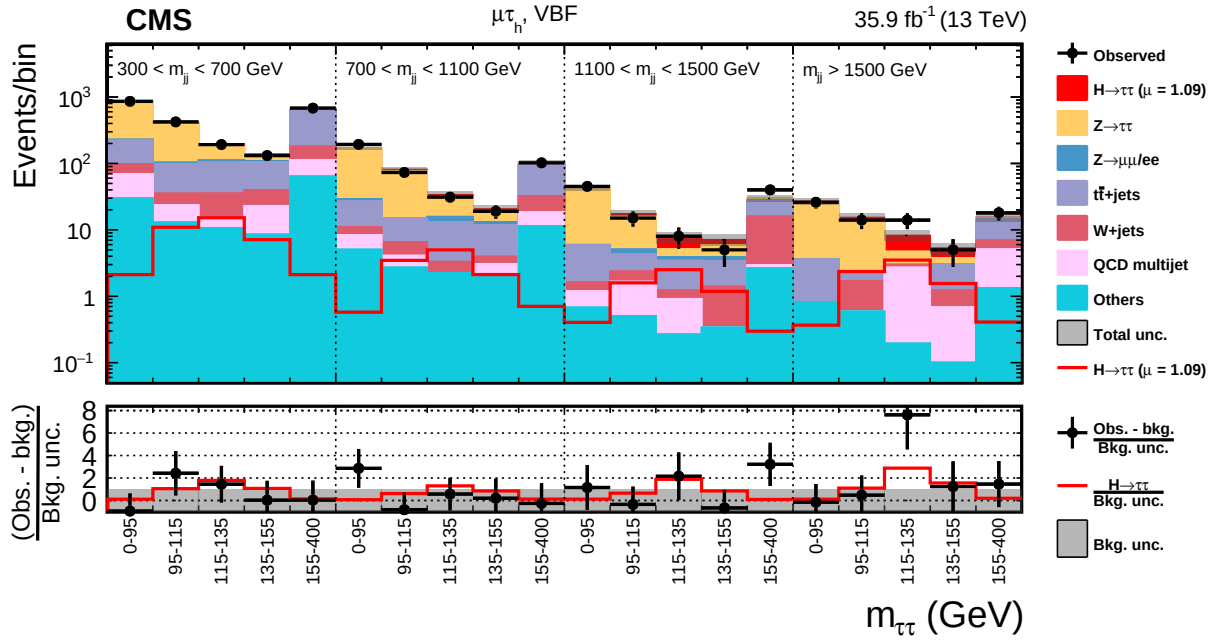
Nadwyżka przypadków (w danych 2016 r.) ponad poziom przewidywanego tła jest widoczna gołym okiem w najbardziej czułych kategoriach, tj. w kategorii VBF w stanach końcowych $\tau_h\tau_h$, $\mu\tau_h$ i $e\tau_h$ oraz kategorii boosted w stanie końcowym $\tau_h\tau_h$. Odpowiada ona istotności statystycznej 4.9σ dla masy bozonu Higgsa $m_H = 125.09 \text{ GeV}$, przy oczekiwanej istotności 4.7σ ; istotność statystyczną w funkcji masy bozonu Higgsa przedstawiono na rys. 7.17. Natomiast siła sygnału najlepiej opisująca dane wynosi $\mu = 1.09_{-0.26}^{+0.27}$. Wartości siły sygnału otrzymane za pomocą niezależnego dopasowywania w kategoriach, rys. 7.18 (a), oraz stanach końcowych, rys. 7.18 (b), są spójne ze sobą i wartością globalną, co dowodzi zgodności nadwyżki z hipotezą rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$.

Gdy wyniki analizy danych z 2016 r. skombinuje się z wynikiem analizy danych Run-1, w których obserwowano nadwyżkę o istotności 3.2σ , otrzymuje się istotność 5.9σ co przekracza zwyczajowo przyjęty próg obserwacji. Skombinowanej istotności odpowiada siła sygnału $\mu = 0.98 \pm 0.18$.

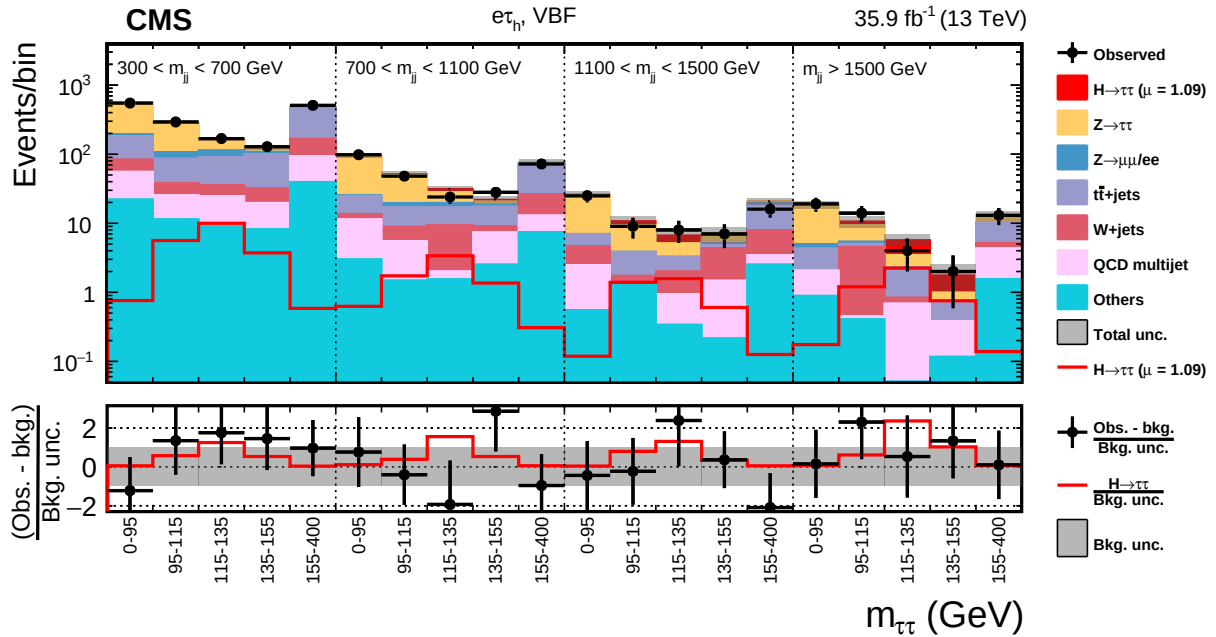
Przeprowadzono również analizę kształtu funkcji największej wiarygodności jako funkcji parametrów κ_V i κ_f , które są stosunkiem między mierzoną a oczekiwaną wartością sprzężenia bozonu Higgsa do bozonów wektorowych (V) i fermionów (f) [100]. Czułość na sprzężenie do bozonów wektorowych jest związana z mierzonym przekrojem czynnym w procesie VBF, zaś czułość na sprzężenie do fermionów zarówno ze stosunkiem rozgałęzień rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ jak i z przekrojem czynnym na produkcję w procesie fuzji gluonów (zachodzącym przez wymianę wirtualnych kwarków). Żeby zachować spójność w wyznaczaniu sprzężeń do bozonów i fermionów,

²⁰Zobacz też przypis 3 w rozdz. 7.1.2.

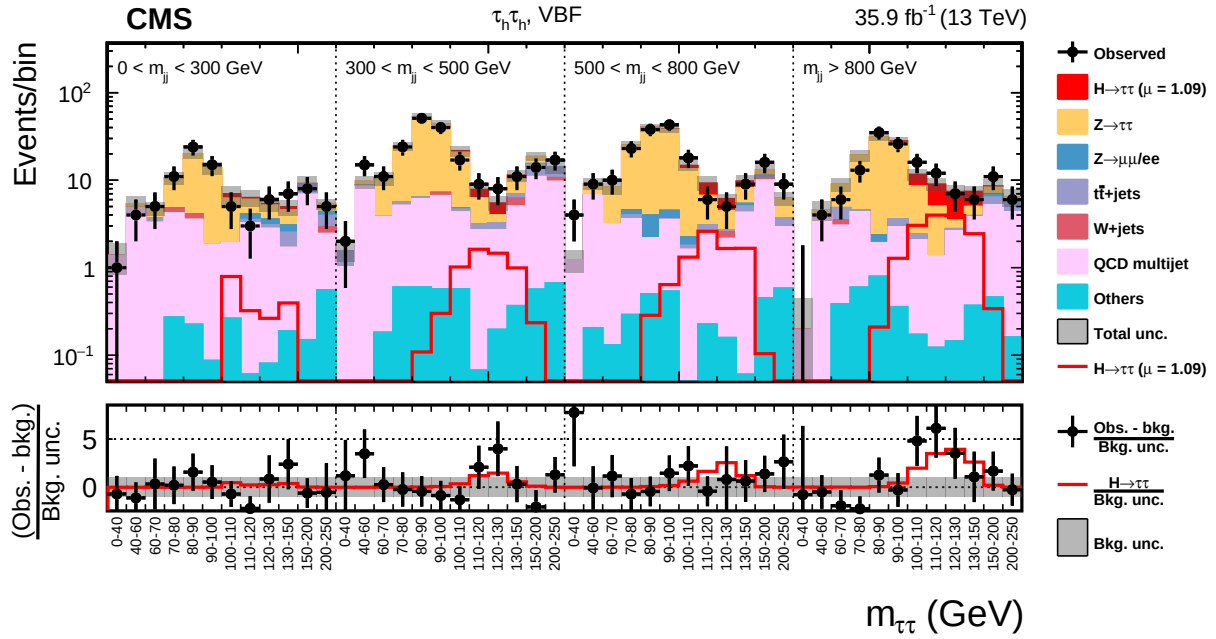
²¹Czyli dwuwymiarowe rozkłady $m_{\tau\tau}-m_{jj}$ (lub $m_{\tau\tau}-p_T^{\tau\tau}$) rozwinięte do jednego wymiaru.



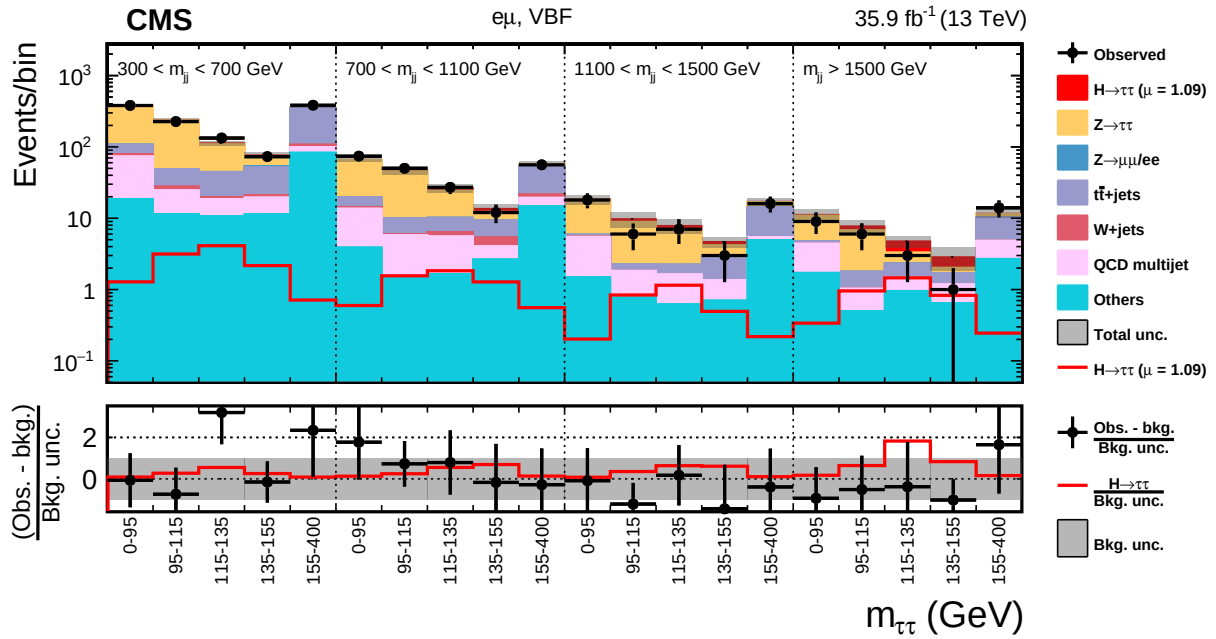
Rysunek 7.9: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach masy pary dżetów tagujących (m_{jj}) w kategorii VBF dla stanu końcowego $\mu\tau_h$. Normalizacja rozkładów tła i sygnału została otrzymana w wyniku dopasowania. Wkład do tła oznaczony „Others” (inne) zawiera przypadki dwubozonowe, z pojedynczym kwarkiem top oraz z rozpadu $H \rightarrow WW^*$. Pionowe paski odpowiadają niepewności statystycznej obserwowanych przypadków, a zacieniony obszar sumie (w kwadraturze) niepewności statystycznych i systematycznych otrzymanych w procedurze dopasowania. Sygnał jest pokazany zarówno jako w postaci wypełnionego histogramu nad rozkładami tła, jak i otwartego histogramu na pierwszym planie [9].



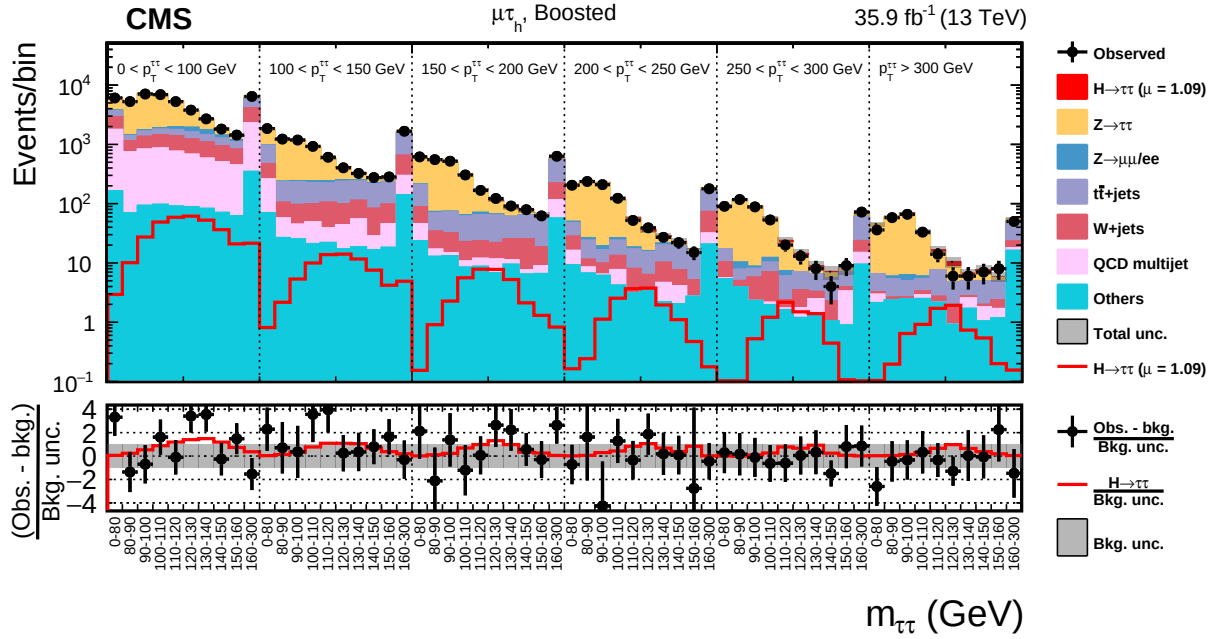
Rysunek 7.10: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach masy pary dżetów tagujących (m_{jj}) w kategorii VBF dla stanu końcowego $e\tau_h$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



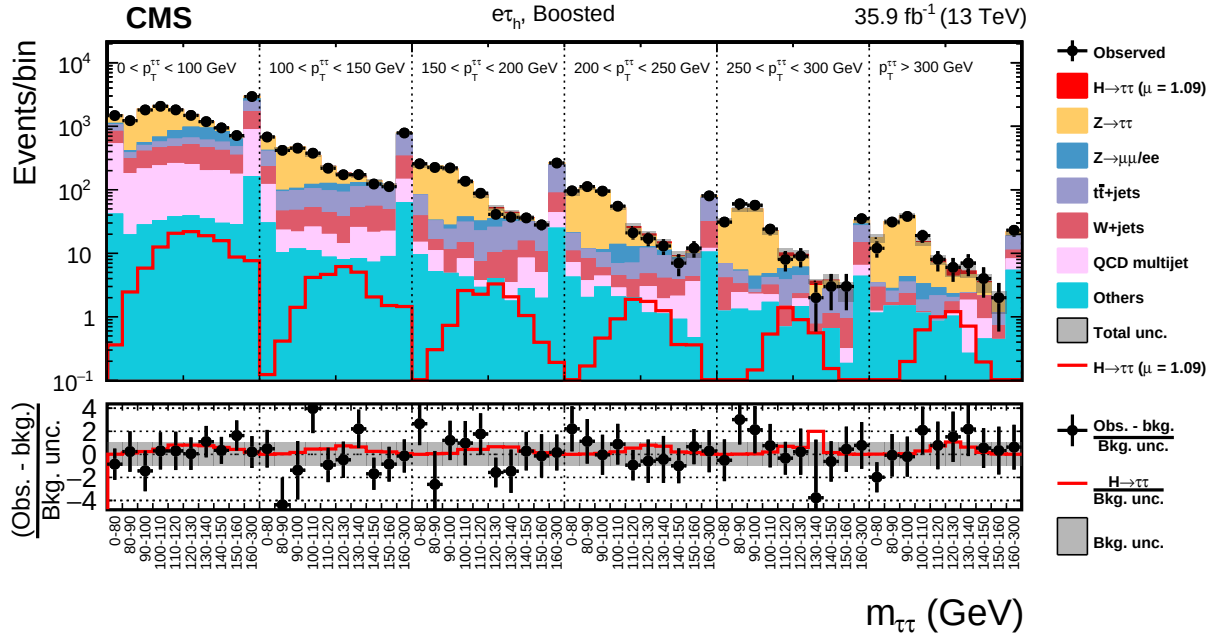
Rysunek 7.11: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach masy pary dżetów tagujących (m_{jj}) w kategorii VBF dla stanu końcowego $\tau_h \tau_h$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



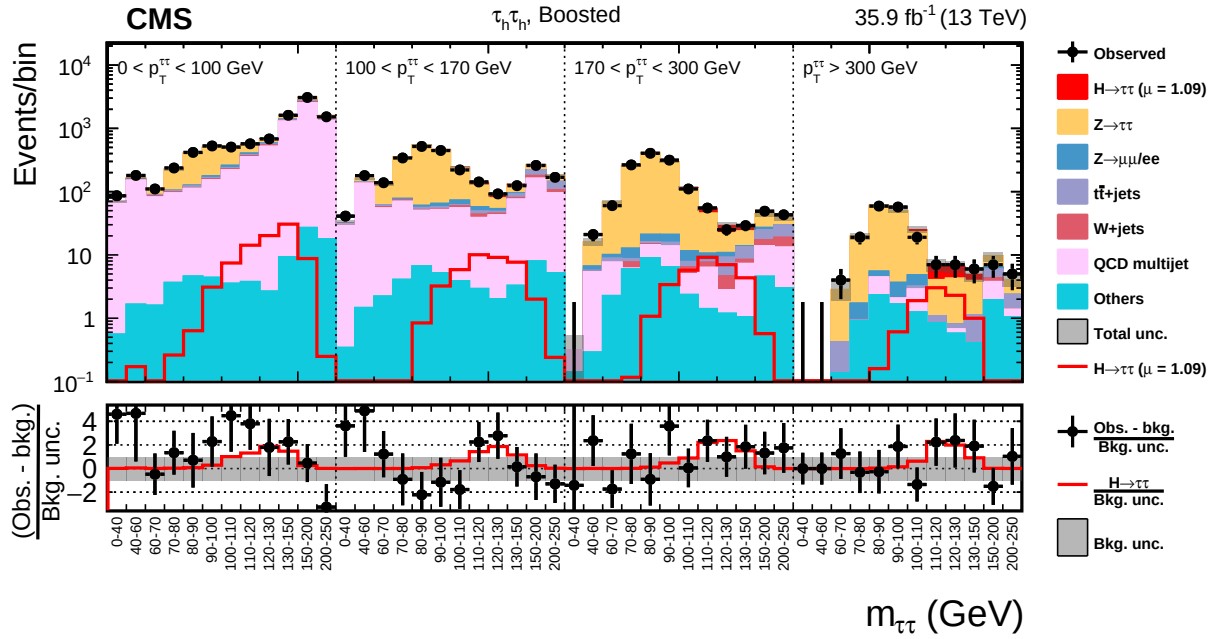
Rysunek 7.12: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach masy pary dżetów tagujących (m_{jj}) w kategorii VBF dla stanu końcowego $e\mu$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



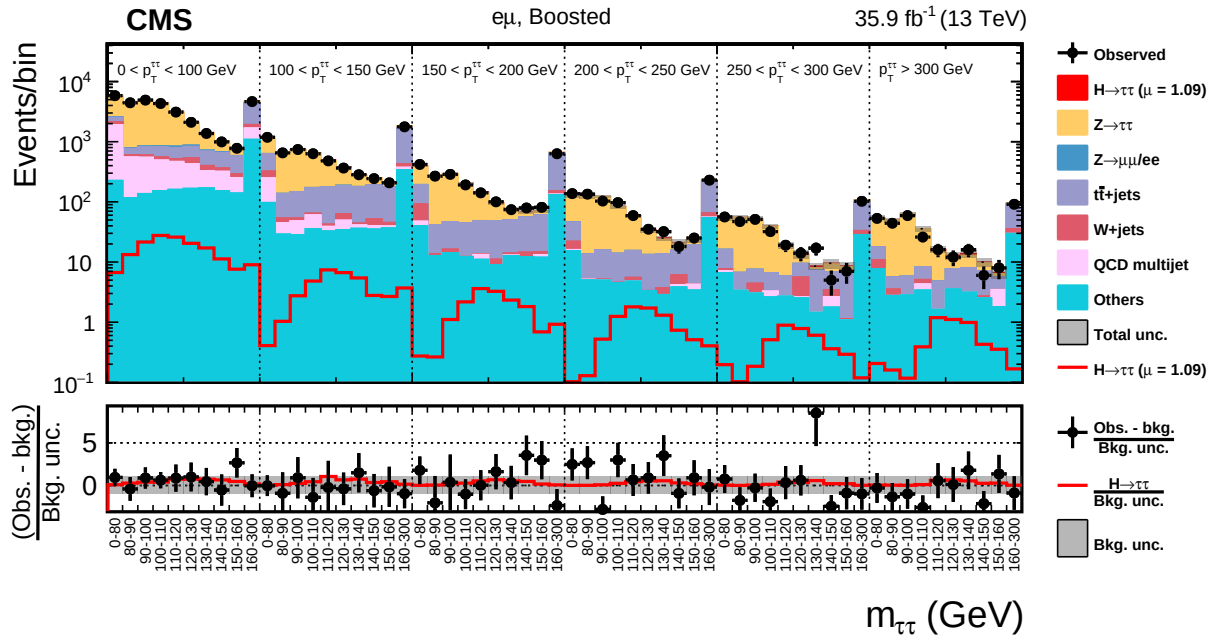
Rysunek 7.13: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach pędu poprzecznego pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$) w kategorii boosted dla stanu końcowego $\mu\tau_h$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



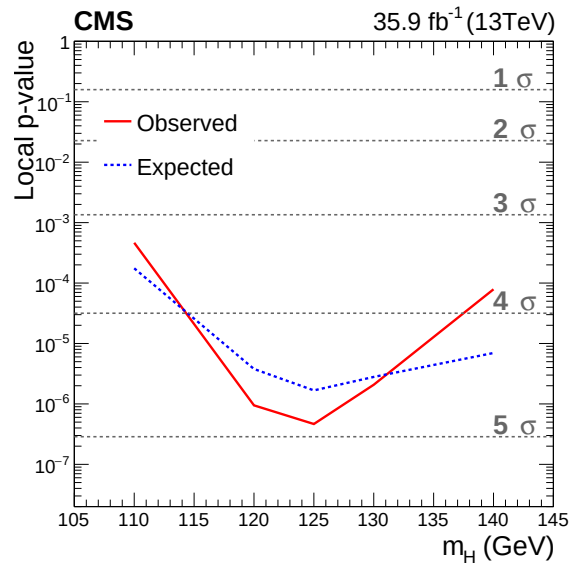
Rysunek 7.14: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach pędu poprzecznego pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$) w kategorii boosted dla stanu końcowego $e\tau_h$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



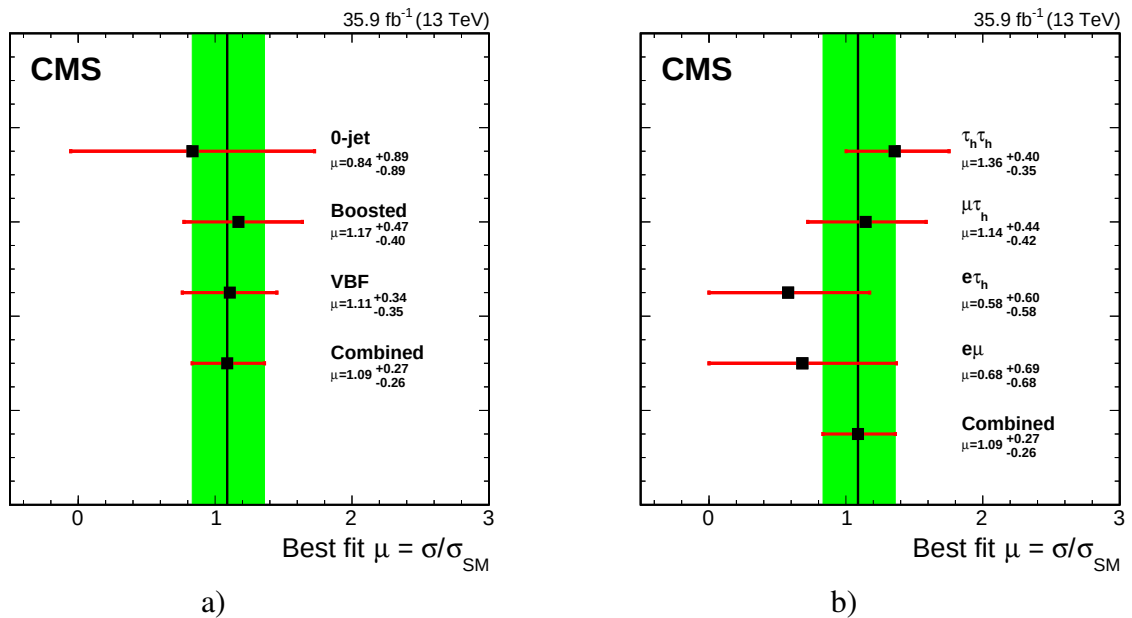
Rysunek 7.15: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach pędu poprzecznego pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$) w kategorii boosted dla stanu końcowego $\tau_h \tau_h$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].



Rysunek 7.16: Rozkład masy SVFIT ($m_{\tau\tau}$) w przedziałach pędu poprzecznego pary taonów ($p_T^{\tau\tau}$) w kategorii boosted dla stanu końcowego $e\mu$. Opis szczegółów jak na rys 7.9 [9].

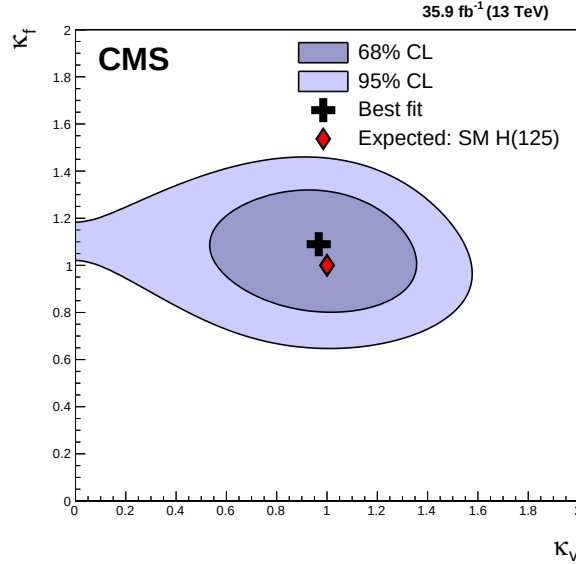


Rysunek 7.17: Istotność statystyczna w zależności od masy bozonu Higgsa (m_H). Obserwowana istotność (czerwona ciągła krzywa) została porównana z oczekiwaną (niebieska przerywana krzywa) dla bozonu Higgsa o $m_H = 125.09 \text{ GeV}$ [9].



Rysunek 7.18: Wartości siły sygnału (μ) otrzymane za pomocą niezależnego dopasowania w kategoriach (a) i stanach końcowych (b) przy założeniu $m_H = 125.09 \text{ GeV}$. Wartość siły sygnału otrzymana za pomocą jednoczesnego dopasowania we wszystkich kategoriach i stanach końcowych („Combined”) wynosi $\mu = 1.09^{+0.27}_{-0.26}$ [9].

rozpad $H \rightarrow WW^*$ został w tym konkretnym pomiarze uznany za sygnał. Proces ten mimo stosunkowo małego wkładu zwiększa znacząco czułość na sprzężenie do bozonów wektorowych. Wynik tej analizy przedstawia rys. 7.19. Jest on zgodny z przewidywaniami Modelu Standardowego: $\kappa_V = \kappa_f = 1$.



Rysunek 7.19: Wartości parametrów κ_V i κ_f wyrażających mierzone sprzężenie bozonu Higgsa do bozonów wektorowych (V) i fermionów (f) w stosunku do przewidywań Modelu Standardowego. Kontury odpowiadają poziomom ufności (ang. confidence level, CL) 68% (ciemniejszy) i 95% (jaśniejszy), zaś krzyż wartościom najlepiej opisującym dane („Best fit”). W końcu diamentem oznaczono wartości oczekiwane w Modelu Standardowym ($\kappa_V = \kappa_f = 1$) [9].

W końcu, dzięki kombinacji pomiarów CMS obejmujących wszystkie dostępne w LHC rozpadły bozonu Higgsa (w tym rozpad $H \rightarrow \tau\tau$) możliwe było wyznaczenie stosunku mierzonego i oczekiwanego sprzężenia bozonu Higgsa i leptonu tau (κ_τ). Zmierzona wartość tego parametru wynosi $\kappa_\tau = 1.01^{+0.16}_{-0.20}$ i jest zgodna z jednością oczekiwaną w Modelu Standardowym [115].

Rozdział 8

Podsumowanie i perspektywy

Obserwacja rozpadu bozonu Higgsa na parę leptonów tau z dużą istotnością statystyczną dokonana przy użyciu danych zebranych przez detektor CMS w 2016 r. [9]¹ (opisana w tej monografii) jest silnym potwierdzeniem hipotezy, że masa fermionów powstaje w wyniku oddziaływania z polem Higgsa. Obserwacja ta była możliwa nie tylko dzięki zebraniu dużej ilości danych przy podniesionej do 13 TeV energii zderzeń w LHC, ale także dzięki rozwojowi technik eksperymentalnych, w tym udoskonalonym algorytmom rekonstrukcji taonów i algorytmom układu wyzwalania przypadków z taonami w stanie końcowym.

Obserwacja ta w połączeniu z dokonanymi około rok później obserwacjami stowarzyszonej produkcji bozonu Higgsa i kwarków top² [118, 119] oraz rozpadów bozonu Higgsa na kwarki b [120, 121] dowodzi, że jest to prawdziwe dla wszystkich fermionów trzeciej (najcięższej) generacji, więc zapewne dla wszystkich masywnych fermionów. Jest to potwierdzenie jednego z fundamentalnych postulatów Modelu Standardowego oddziaływań elementarnych.

Coraz precyzyjniejsze badanie własności bozonu Higgsa jest jednym z podstawowych zagadnień współczesnej fizyki cząstek elementarnych, szczególnie że nie zaobserwowano żadnych znaczących przejawów zjawisk wykraczających poza Model Standardowy. W programie tym badanie procesu $H \rightarrow \tau\tau$ stanowi jeden z istotniejszych obszarów zainteresowań. Jest to związane z faktem, że łączy on stosunkowo wysoki stosunek rozgałęzień i czystość. Z jednej strony daje to (obecnie) najlepszy doświadczalnie dostęp do sprzężenia bozonu Higgsa do fermionów, a z drugiej strony pozwalają mierzyć przekrój czynny procesu VBF i produkcji bozonu Higgsa o wysokim p_T w procesie fuzji gluonowej. Co również istotne, w kanale $H \rightarrow \tau\tau$ jest potencjalnie możliwy pomiar parzystości CP bozonu Higgsa poprzez wyznaczenie korelacji polaryzacji taonów.

Zwiększanie precyzji pomiarów w kanale $H \rightarrow \tau\tau$ będzie związane nie tylko ze zwiększaniem woluminu analizowanych danych, ale także rozwojem technik eksperymentalnych. Jedną z dróg jest większe wykorzystanie danych do wyznaczania poziomu tła, co pozwoli minimalizować niepewności systematyczne wynikające z ograniczonej wielkości próbek symulowanych metodą Monte Carlo. Jest to o tyle istotne, że objętość danych rośnie szybciej niż dostępne zasoby komputerowe. Drugą z dróg jest ulepszanie algorytmów identyfikacji i metod selekcji przypadków.

¹Upubliczniona później analiza eksperymentu ATLAS wykonana w oparciu o taką samą ilość danych zebranych w 2016 r. charakteryzuje się podobną czułością [116]. Należy zauważyć, że analiza zespołu ATLAS zawiera bezpośrednio, tj. niewyrażone za pomocą siły sygnału, pomiary przekroju czynnego na produkcję bozonu Higgsa w rozpadach na pary taonów, które nie zostały przedstawione przez zespół CMS.

²Obserwacja stowarzyszonej produkcji $t\bar{t}H$ została dokonana dzięki analizie wielu stanów końcowych, w tym stanów końcowych z leptonem tau [117] gdzie wykorzystano algorytmy identyfikacji i trygera opisane w tej monografii.

Wydaje się, że w obydwu tych obszarach istotną rolę odegrają techniki analizy wielowymiarowej w swoim najnowszym wydaniu, tj. techniki uczenia maszynowego (ang. machine learning).

W końcu, kanał $H \rightarrow \tau\tau$ jest istotny w poszukiwaniach dodatkowych bozonów Higgsa przewidywanych przez rozszerzenia Modelu Standardowego. Jest to związane z tym, że w wielu takich modelach, m.in. w Minimalnym Supersymetrycznym Modelu Standardowym (MSSM), sprzężenie bozonu Higgsa do dolnych fermionów (w tym do taonów) może być w naturalny sposób wzmocnione. Poszukiwania takie są (na razie bezskutecznie) prowadzone od początku działania LHC, zobacz np. najnowsze wyniki CMS w pracy [114], przy wykorzystaniu podobnych technik eksperymentalnych do tych użytych do (opisanej tu) obserwacji rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$.

Wykaz używanych skrótów

- BDT** ang. boosted decision trees, wzmocnione drzewa decyzyjne (metoda MVA)
- CFT** ang. combinatorial track finder, algorytm rekonstrukcji torów cząstek naładowanych używany w CMS bazujący na filtrach Kalmana (KF)
- CL** ang. confidence level, poziom ufności
- CMS** Compact Muon Solenoid (detektor)
- DY** process Drell–Yana, $q\bar{q} \rightarrow Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$
- ECAL** ang. electromagnetic calorimeter, kalorymetr elektromagnetyczny
- GSF** ang. Gaussian-sum filter, modyfikacja filtru Kalmana (KF), w którym niepewności opisywane są sumą kilku rozkładów Gaussa zamiast jednego używanego w KF. GSF jest podstawą algorytmu używanego w CMS do rekonstrukcji torów elektronów
- HCAL** ang. hadronic calorimeter, kalorymetr hadronowy
- HF** ang. hadron forward, kalorymetr hadronowy „do przodu”
- HLT** ang. high-level trigger, tryger wysokiego poziomu
- HPS** ang. hadrons-plus-strips, hadrony i paski (algorytm rekonstrukcji τ_h)
- KF** ang. Kalman filter, filtr Kalmana: algorytm rekurencyjny wyznaczania wektora stanu (dyskretnego) układu linowego, w CMS używany w algorytmach rekonstrukcji torów cząstek naładowanych (zobacz CFT)
- L1** ang. level-1 trigger, tryger pierwszego poziomu
- LHC** ang. Large Hadron Collider, Wielki Zderzacz Hadronów (akcelerator)
- MC** Monte Carlo (metoda symulacji próbek danych z użyciem liczb (pseudo)losowych)
- MSSM** ... ang. Minimal Supersymmetric Standard Model, Minimalny Supersymetryczny Model Standardowy
- MVA** ang. multivariate analysis, analiza wielowymiarowa
- MVA Iso** .. ang. MVA-based τ_h isolation, izolacja τ_h oparta o MVA
- OS** ang. opposite sign, przeciwny znak (ładunku elektrycznego)
- PF** particle-flow (technika rekonstrukcji)
- PS** ang. preshower, detektor inicjujący kaskadę elektromagnetyczną
- PU** ang. pileup, oddziaływania proton–proton zachodzące w tym samym przecięciu wiązki co główne twarde oddziaływanie proton–proton

QCD	ang. Quantum Chromodynamics, chromodynamika kwantowa
SM	ang. Standard Model, Model Standardowy
SS	ang. same sign, ten sam znak (ładunku elektrycznego)
SUSY	ang. supersymmetry, supersymetria
UE	ang. underlying event, dodatkowe oddziaływania partonów z tych samych protonów co główne twarde oddziaływanie mu towarzyszące
VBF	ang. vector boson fusion, fuzja bozonów wektorowych (proces produkcji bozonu Higgsa)
WP	ang. working point, punkt pracy

Podziękowania

Chciałbym w tym miejscu podziękować osobom, dzięki którym mogła powstać niniejsza monografia.

Po pierwsze chciałbym podziękować Janowi Królikowskiemu, Krzysztofowi Dorobie i przede wszystkim Piotrowi Zalewskiemu za wprowadzenie mnie w arkana doświadczalnej fizyki cząstek elementarnych.

Następnie dziękuję Ludwikowi Dobrzyńskiemu i Colinowi Bernet za zaproszenie do Laboratoire Leprince-Ringuet przy École Polytechnique w Palaiseau, dzięki czemu mogłem się zapoznać z rekonstrukcją particle-flow, zanim stała się standardem w eksperymencie CMS. Dało mi to potem możliwość współtworzenia rekonstrukcji taonów w CMS i analizy poszukującej rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$.

Za inspirujące rozmowy o fizyce cząstek, bozonie Higgsa i o roli fizyków doświadczalników w jego odkryciu oraz o działaniu wielkiego zespołu eksperymentalnego jakim jest CMS chcę podziękować Yvesowi Sirois.

Za wieloletnią współpracę w poszukiwaniach rozpadu $H \rightarrow \tau\tau$ dziękuję zwłaszcza Arturowi Kalinowskiemu i Christianowi Veelkenowi oraz wszystkim doktorantom, których wkład w te poszukiwania był istotny, w szczególności Lorenzo Bianchiniemu.

Helenie Białkowskiej dziękuję za przeczytanie sporych fragmentów tej monografii i szereg uwag redakcyjnych.

Dziękuję za wspólną pracę i życzliwą atmosferę wszystkim koleżankom i kolegom z Warszawskiej Grupy CMS.

Na koniec serdecznie dziękuję tym wszystkim osobom, które mnie motywowały i wspierały w tworzeniu tej monografii, zwłaszcza mojej żonie, Annie.

Część wyników zawartych w tej pracy, które dotyczą identyfikacji leptonów tau i jej testów za pomocą danych zebranych przez CMS oraz obserwacji bozonu Higgsa, powstała w wyniku realizacji projektu badawczego OPUS nr 2014/13/B/ST2/0254 pt. „Rozpady na leptony tau – narzędzie do badania własności bozonu Higgsa za pomocą eksperymentu CMS przy LHC” finansowanego ze środków Narodowego Centrum Nauki.

Bibliografia

- [1] W. T. Toner et al., “Comparison of muon-proton and electron-proton deep inelastic scattering”, *Phys. Lett. B* **36** (1971) 251, doi:10.1016/0370-2693(71)90080-3.
- [2] T. Braunstein et al., “Comparison of Muon-Proton and Electron-Proton inelastic scattering”, *Phys. Rev. D* **6** (1972) 106, doi:10.1103/PhysRevD.6.106.
- [3] A. Barna et al., “Search for New Particles Produced by High-Energy Photons”, *Phys. Rev.* **173** (1968) 1391, doi:10.1103/PhysRev.173.1391.
- [4] M. L. Perl et al., “Evidence for Anomalous Lepton Production in e^+e^- Annihilation”, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1489, doi:10.1103/PhysRevLett.35.1489.
- [5] M. L. Perl et al., “Properties of Anomalous $e\mu$ Events Produced in e^+e^- Annihilation”, *Phys. Lett. B* **63** (1976) 466, doi:10.1016/0370-2693(76)90399-3.
- [6] M. L. Perl, “The Discovery of the tau lepton and the changes in elementary particle physics in forty years”, *Phys. Perspect.* **6** (2004) 401, doi:10.1007/s00016-003-0218-3.
- [7] M. L. Perl et al., “Properties of the Proposed τ Charged Lepton”, *Phys. Lett. B* **70** (1977) 487, doi:10.1016/0370-2693(77)90421-X.
- [8] A. Stahl, “Physics with tau leptons”, *Springer Tracts Mod. Phys.* **160** (2000) 1–316, doi:10.1007/BFb0109618.
- [9] CMS Collaboration, “Observation of the Higgs boson decay to a pair of τ leptons with the CMS detector”, *Phys. Lett. B* **779** (2018) 283, doi:10.1016/j.physletb.2018.02.004, arXiv:1708.00373.
- [10] CMS Collaboration, “The CMS Magnet Test and Cosmic Challenge”, CMS Note CMS-NOTE-2007-005, 2007. <https://cds.cern.ch/record/1281672>.
- [11] K. Bunkowski et al., “Synchronization methods for the PAC RPC trigger system in the CMS experiment”, *Measur. Sci. Tech.* **18** (2007) 2446, doi:10.1088/0957-0233/18/8/020.
- [12] W. M. Zabolotny et al., “Implementation of the data acquisition system for the resistive plate chamber pattern comparator muon trigger in the CMS experiment”, *Measur. Sci. Tech.* **18** (2007) 2456, doi:10.1088/0957-0233/18/8/021.
- [13] A. Colaleo et al., “First measurements of the performance of the barrel RPC system in CMS”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **609** (2009) 114, doi:10.1016/j.nima.2009.07.099.

- [14] G. Roselli et al., “Resistive plate chamber commissioning and performance in CMS”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **602** (2009) 696, doi:10.1016/j.nima.2008.12.092.
- [15] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-flow Event Reconstruction with the first LHC collisions recorded in the CMS detector”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-001, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1247373>.
- [16] CMS Collaboration, “Commissioning of the Particle-Flow reconstruction in Minimum-Bias and Jet Events from pp Collisions at 7 TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-002, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1279341>.
- [17] CMS Collaboration, “Particle-flow commissioning with muons and electrons from J/Psi and W events at 7 TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-003, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1279347>.
- [18] CMS Collaboration, “Study of tau reconstruction algorithms using pp collisions data collected at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-PFT-10-004, 2010. <https://cds.cern.ch/record/1279358>.
- [19] M. Bluj, “Higgs at LHC: an overview of b and tau tagging”, Report at Higgs Hunting 2010, Orsay, France, June 29-31, 2010. https://indico.lal.in2p3.fr/event/1109/contributions/287/attachments/380/566/mbluj_bAndTau_HH2010.pdf.
- [20] ATLAS Collaboration, “Evidence for the Higgs-boson Yukawa coupling to tau leptons with the ATLAS detector”, *JHEP* **04** (2015) 117, doi:10.1007/JHEP04(2015)117, arXiv:1501.04943.
- [21] CMS Collaboration, “Evidence for the 125 GeV Higgs boson decaying to a pair of τ leptons”, *JHEP* **05** (2014) 104, doi:10.1007/JHEP05(2014)104, arXiv:1401.5041.
- [22] ATLAS, CMS Collaboration, “Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV”, *JHEP* **08** (2016) 045, doi:10.1007/JHEP08(2016)045, arXiv:1606.02266.
- [23] ATLAS Collaboration, “The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08003, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08003.
- [24] LHCb Collaboration, “The LHCb Detector at the LHC”, *JINST* **3** (2008) S08005, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08005.
- [25] ALICE Collaboration, “The ALICE experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08002, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08002.
- [26] LHCf Collaboration, “The LHCf detector at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08006, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08006.
- [27] TOTEM Collaboration, “The TOTEM experiment at the CERN Large Hadron Collider”, *JINST* **3** (2008) S08007, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08007.

- [28] L. Evans and P. Bryant, “LHC Machine”, *JINST* **3** (2008) S08001, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08001.
- [29] CMS Collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* **3** (2008) S08004, doi:10.1088/1748-0221/3/08/S08004.
- [30] T. Sakuma and T. McCauley, “Detector and Event Visualization with SketchUp at the CMS Experiment”, *J. Phys. Conf. Ser.* **513** (2014) 022032, doi:10.1088/1742-6596/513/2/022032, arXiv:1311.4942.
- [31] CMS Collaboration, “CMS Tracking Performance Results from early LHC Operation”, *Eur. Phys. J. C* **70** (2010) 1165, doi:10.1140/epjc/s10052-010-1491-3, arXiv:1007.1988.
- [32] CMS Collaboration, “Description and performance of track and primary-vertex reconstruction with the CMS tracker”, *JINST* **9** (2014) P10009, doi:10.1088/1748-0221/9/10/P10009, arXiv:1405.6569.
- [33] CMS Collaboration, “Performance of photon reconstruction and identification with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *JINST* **10** (2015) P08010, doi:10.1088/1748-0221/10/08/P08010, arXiv:1502.02702.
- [34] CMS Collaboration, “Performance of CMS muon reconstruction in pp collision events at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *JINST* **7** (2012) P10002, doi:10.1088/1748-0221/7/10/P10002, arXiv:1206.4071.
- [35] CMS Collaboration, “The CMS trigger system”, *JINST* **12** (2017) P01020, doi:10.1088/1748-0221/12/01/P01020, arXiv:1609.02366.
- [36] GEANT4 Collaboration, “GEANT4—a simulation toolkit”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **506** (2003) 250, doi:10.1016/S0168-9002(03)01368-8.
- [37] CMS Collaboration, “Interactive Slice of the CMS detector”, Technical Report CMS-OUTREACH-2016-027, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2205172>.
- [38] CMS Collaboration, “Particle-flow reconstruction and global event description with the CMS detector”, *JINST* **12** (2017) P10003, doi:10.1088/1748-0221/12/10/P10003, arXiv:1706.04965.
- [39] ALEPH Collaboration, “Performance of the ALEPH detector at LEP”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **360** (1995) 481, doi:10.1016/0168-9002(95)00138-7.
- [40] M. A. Thomson, “Particle Flow Calorimetry and the PandoraPFA Algorithm”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **611** (2009) 25, doi:10.1016/j.nima.2009.09.009, arXiv:0907.3577.
- [41] W. Adam, B. Mangano, T. Speer, and T. Todorov, “Track Reconstruction in the CMS tracker”, CMS Note CMS-NOTE-2006-041, 2006. <https://cds.cern.ch/record/934067>.
- [42] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “The anti- k_t jet clustering algorithm”, *JHEP* **04** (2008) 063, doi:10.1088/1126-6708/2008/04/063, arXiv:0802.1189.

- [43] CMS Collaboration, “Performance of the CMS muon detector and muon reconstruction with proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JINST* **13** (2018) P06015, doi:10.1088/1748-0221/13/06/P06015, arXiv:1804.04528.
- [44] CMS Collaboration, “Performance of electron reconstruction and selection with the CMS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *JINST* **10** (2015) P06005, doi:10.1088/1748-0221/10/06/P06005, arXiv:1502.02701.
- [45] W. Adam, R. Fruhwirth, A. Strandlie, and T. Todorov, “Reconstruction of electrons with the Gaussian sum filter in the CMS tracker at LHC”, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* **31** (2003) N9, doi:10.1088/0954-3899/31/9/N01, arXiv:physics/0306087.
- [46] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, “FastJet User Manual”, *Eur. Phys. J. C* **72** (2012) 1896, doi:10.1140/epjc/s10052-012-1896-2, arXiv:1111.6097.
- [47] M. Cacciari and G. P. Salam, “Pileup subtraction using jet areas”, *Phys. Lett. B* **659** (2008) 119, doi:10.1016/j.physletb.2007.09.077, arXiv:0707.1378.
- [48] CMS Collaboration, “Jet energy scale and resolution performance with 13 TeV data collected by CMS in 2016”, CMS Detector Performance Note CMS-DP-2018-028, 2018. <https://cds.cern.ch/record/2622157>.
- [49] CMS Collaboration, “Jet energy scale and resolution in the CMS experiment in pp collisions at 8 TeV”, *JINST* **12** (2017) P02014, doi:10.1088/1748-0221/12/02/P02014, arXiv:1607.03663.
- [50] CMS Collaboration, “Identification of b-quark jets with the CMS experiment”, *JINST* **8** (2013) P04013, doi:10.1088/1748-0221/8/04/P04013, arXiv:1211.4462.
- [51] CMS Collaboration, “Identification of heavy-flavour jets with the CMS detector in pp collisions at 13 TeV”, *JINST* **13** (2018) P05011, doi:10.1088/1748-0221/13/05/P05011, arXiv:1712.07158.
- [52] CMS Collaboration, “Performance of the CMS missing transverse momentum reconstruction in pp data at $\sqrt{s} = 8$ TeV”, *JINST* **10** (2015) P02006, doi:10.1088/1748-0221/10/02/P02006, arXiv:1411.0511.
- [53] CMS Collaboration, “Performance of missing energy reconstruction in 13 TeV pp collision data using the CMS detector”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-16-004, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2205284>.
- [54] CMS Collaboration, “CMS technical design report, volume II: Physics performance”, *J. Phys. G* **34** (2007) 995, doi:10.1088/0954-3899/34/6/S01.
- [55] CMS Collaboration, “Reconstruction and identification of τ lepton decays to hadrons and ν_τ at CMS”, *JINST* **11** (2016) P01019, doi:10.1088/1748-0221/11/01/P01019, arXiv:1510.07488.
- [56] CMS Collaboration, “Performance of reconstruction and identification of τ leptons decaying to hadrons and ν_τ in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JINST* **13** (2018) P10005, doi:10.1088/1748-0221/13/10/P10005, arXiv:1809.02816.

- [57] Particle Data Group, “Review of particle physics”, *Chin. Phys. C* **38** (2014) 090001, doi:10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [58] CMS Collaboration, “Tau-Id performance with full 2016 dataset using $Z \rightarrow \tau_\mu \tau_h$ events”, CMS Detector Performance Note CMS-DP-2017-002, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2243476>.
- [59] CMS Collaboration, “Electron and photon performance in CMS with first 12.9/fb of 2016 data”, CMS Detector Performance Note CMS-DP-2016-049, 2016. <https://cds.cern.ch/record/2203016>.
- [60] CDF Collaboration, “Search for neutral MSSM Higgs bosons decaying to tau pairs in $p\bar{p}$ collisions at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV”, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 011802, doi:10.1103/PhysRevLett.96.011802, arXiv:hep-ex/0508051.
- [61] ATLAS and CMS Collaborations and LHC Higgs Combination Group, “Procedure for the LHC Higgs boson search combination in summer 2011”, Technical Report ATL-PHYS-PUB-2011-011, CMS-NOTE-2011-005, 2011. <https://cds.cern.ch/record/1379837>.
- [62] CMS Collaboration, “Combined results of searches for the standard model Higgs boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* **710** (2012) 26, doi:10.1016/j.physletb.2012.02.064, arXiv:1202.1488.
- [63] J. S. Conway, “Incorporating nuisance parameters in likelihoods for multisource spectra”, in *Proceedings, PHYSTAT 2011 Workshop on Statistical Issues Related to Discovery Claims in Search Experiments and Unfolding*, p. 115. CERN, Geneva, Switzerland, January, 2011. arXiv:1103.0354. doi:10.5170/CERN-2011-006.115.
- [64] R. J. Barlow and C. Beeston, “Fitting using finite Monte Carlo samples”, *Comput. Phys. Commun.* **77** (1993) 219, doi:10.1016/0010-4655(93)90005-W.
- [65] CMS Collaboration, “CMS luminosity measurements for the 2016 data taking period”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-LUM-17-001, 2017. <http://cds.cern.ch/record/2257069>.
- [66] CMS Collaboration, “Measurements of inclusive W and Z cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *JHEP* **01** (2011) 080, doi:10.1007/JHEP01(2011)080, arXiv:1012.2466.
- [67] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, “FEWZ 2.0: A code for hadronic Z production at next-to-next-to-leading order”, *Comput. Phys. Commun.* **182** (2011) 2388, doi:10.1016/j.cpc.2011.06.008, arXiv:1011.3540.
- [68] R. Gavin, Y. Li, F. Petriello, and S. Quackenbush, “ W Physics at the LHC with FEWZ 2.1”, *Comput. Phys. Commun.* **184** (2013) 208, doi:10.1016/j.cpc.2012.09.005, arXiv:1201.5896.
- [69] Y. Li and F. Petriello, “Combining QCD and electroweak corrections to dilepton production in the framework of the FEWZ simulation code”, *Phys. Rev. D* **86** (2012) 094034, doi:10.1103/PhysRevD.86.094034, arXiv:1208.5967.

- [70] J. M. Campbell and R. K. Ellis, “Update on vector boson pair production at hadron colliders”, *Phys. Rev. D* **60** (1999) 113006, doi:10.1103/PhysRevD.60.113006, arXiv:hep-ph/9905386.
- [71] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and C. Williams, “Vector boson pair production at the LHC”, *JHEP* **07** (2011) 018, doi:10.1007/JHEP07(2011)018, arXiv:1105.0020.
- [72] J. M. Campbell, R. K. Ellis, and W. T. Giele, “A multi-threaded version of MCFM”, *Eur. Phys. J. C* **75** (2015) 246, doi:10.1140/epjc/s10052-015-3461-2, arXiv:1503.06182.
- [73] M. Czakon and A. Mitov, “Top++: A Program for the calculation of the top-pair cross-section at hadron colliders”, *Comput. Phys. Commun.* **185** (2014) 2930, doi:10.1016/j.cpc.2014.06.021, arXiv:1112.5675.
- [74] M. Czakon, P. Fiedler, and A. Mitov, “Total top-quark pair-production cross section at hadron colliders through $O(\alpha_s^4)$ ”, *Phys. Rev. Lett.* **110** (2013) 252004, doi:10.1103/PhysRevLett.110.252004, arXiv:1303.6254.
- [75] CMS Collaboration, “Determination of jet energy calibration and transverse momentum resolution in CMS”, *JINST* **6** (2011) P11002, doi:10.1088/1748-0221/6/11/P11002, arXiv:1107.4277.
- [76] CMS Collaboration, “Jet algorithms performance in 13 TeV data”, CMS Physics Analysis Summary CMS-PAS-JME-16-003, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2256875>.
- [77] CMS Collaboration, “Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP* **11** (2017) 047, doi:10.1007/JHEP11(2017)047, arXiv:1706.09936.
- [78] CMS Collaboration, “CMS technical design report for the level-1 trigger upgrade”, CMS Technical Design Report CERN-LHCC-2013-011. CMS-TDR-12, 2013. <https://cds.cern.ch/record/1556311>.
- [79] L. Cadamuro, “The CMS level-1 tau algorithm for the LHC Run II”, *PoS EPS-HEP2015* (2015) 226, doi:10.22323/1.234.0226.
- [80] A. Zabi et al., “Triggering on electrons, jets and tau leptons with the CMS upgraded calorimeter trigger for the LHC RUN II”, *JINST* **11** (2016) C02008, doi:10.1088/1748-0221/11/02/C02008.
- [81] CMS Collaboration, “Level 1 Tau trigger performance in 2016 data and VBF seeds at level 1 trigger”, CMS Detector Performance Note CMS-DP-2017-022, 2017. <https://cds.cern.ch/record/2273268>.
- [82] M. J. Oreglia, “A study of the reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$ ”. PhD thesis, Stanford University, 1980. SLAC Report SLAC-R-236, see Appendix D, <http://www.slac.stanford.edu/pubs/slacreports/slac-r-236.html>.
- [83] S. L. Glashow, “Partial symmetries of weak interactions”, *Nucl. Phys.* **22** (1961) 579, doi:10.1016/0029-5582(61)90469-2.

- [84] S. Weinberg, “A model of leptons”, *Phys. Rev. Lett.* **19** (1967) 1264, doi:10.1103/PhysRevLett.19.1264.
- [85] A. Salam, “Weak and electromagnetic interactions”, *Conf. Proc.* **C680519** (1968) 367.
- [86] F. Englert and R. Brout, “Broken symmetry and the mass of gauge vector mesons”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 321, doi:10.1103/PhysRevLett.13.321.
- [87] P. W. Higgs, “Broken symmetries, massless particles and gauge fields”, *Phys. Lett.* **12** (1964) 132, doi:10.1016/0031-9163(64)91136-9.
- [88] G. S. Guralnik, C. R. Hagen, and T. W. B. Kibble, “Global conservation laws and massless particles”, *Phys. Rev. Lett.* **13** (1964) 585, doi:10.1103/PhysRevLett.13.585.
- [89] P. W. Higgs, “Spontaneous symmetry breakdown without massless bosons”, *Phys. Rev.* **145** (1966) 1156, doi:10.1103/PhysRev.145.1156.
- [90] T. W. B. Kibble, “Symmetry breaking in non-Abelian gauge theories”, *Phys. Rev.* **155** (1967) 1554, doi:10.1103/PhysRev.155.1554.
- [91] Y. Nambu and G. Jona-Lasinio, “Dynamical model of elementary particles based on an analogy with superconductivity. 1.”, *Phys. Rev.* **122** (1961) 345, doi:10.1103/PhysRev.122.345. [,127(1961)].
- [92] Y. Nambu, “Nobel lecture: Spontaneous symmetry breaking in particle physics: A case of cross fertilization”, *Int. J. Mod. Phys. A* **24** (2009) 2371, doi:10.1142/S0217751X0904590X. [also in *Rev. Mod. Phys.* **81** (2009) 1015, doi:10.1103/RevModPhys.81.1015].
- [93] M. Gell-Mann and M. Levy, “The axial vector current in beta decay”, *Nuovo Cim.* **16** (1960) 705, doi:10.1007/BF02859738.
- [94] J. F. Gunion, H. E. Haber, G. L. Kane, and S. Dawson, “The Higgs hunter’s guide”, *Front. Phys.* **80** (2000) 1–404.
- [95] A. Djouadi, “The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model”, *Phys. Rept.* **457** (2008) 1–216, doi:10.1016/j.physrep.2007.10.004, arXiv:hep-ph/0503172.
- [96] A. Djouadi, “The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model”, *Phys. Rept.* **459** (2008) 1–241, doi:10.1016/j.physrep.2007.10.005, arXiv:hep-ph/0503173.
- [97] LEP Electroweak Working Group, Tevatron Electroweak Working Group, SLD electroweak and heavy flavour groups, “Precision electroweak measurements and constraints on the Standard Model”, arXiv:1012.2367. CERN PH-EP-2010-095, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG>.
- [98] LEP Working Group for Higgs boson searches, “Search for the standard model Higgs boson at LEP”, *Phys. Lett. B* **565** (2003) 61, doi:10.1016/S0370-2693(03)00614-2, arXiv:hep-ex/0306033.

- [99] CDF, D0 Collaboration, “Combination of Tevatron searches for the standard model Higgs boson in the $W+W^-$ decay mode”, *Phys. Rev. Lett.* **104** (2010) 061802, doi:10.1103/PhysRevLett.104.061802, arXiv:1001.4162.
- [100] LHC Higgs Cross Section Working Group, “Handbook of LHC Higgs cross sections: 3. Higgs properties”, doi:10.5170/CERN-2013-004, arXiv:1307.1347.
- [101] C. Anastasiou et al., “High precision determination of the gluon fusion Higgs boson cross-section at the LHC”, *JHEP* **05** (2016) 058, doi:10.1007/JHEP05(2016)058, arXiv:1602.00695.
- [102] LHC Higgs Cross Section Working Group, “Handbook of LHC Higgs cross sections: 4. Deciphering the nature of the Higgs sector”, doi:10.23731/CYRM-2017-002, arXiv:1610.07922.
- [103] ATLAS Collaboration, “Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC”, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 1, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.020, arXiv:1207.7214.
- [104] CMS Collaboration, “Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC”, *Phys. Lett. B* **716** (2012) 30, doi:10.1016/j.physletb.2012.08.021, arXiv:1207.7235.
- [105] ATLAS, CMS Collaboration, “Combined Measurement of the Higgs Boson Mass in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS Experiments”, *Phys. Rev. Lett.* **114** (2015) 191803, doi:10.1103/PhysRevLett.114.191803, arXiv:1503.07589.
- [106] D. L. Rainwater et al., “Searching for $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ in weak boson fusion at the CERN LHC”, *Phys. Rev. D* **59** (1998) 014037, doi:10.1103/PhysRevD.59.014037, arXiv:hep-ph/9808468.
- [107] CMS Collaboration, “Observation of the Standard Model Higgs boson via $H \rightarrow \tau\tau \rightarrow$ lepton+jet channel”, CMS Note CMS-NOTE-2006-088, 2006. <https://cds.cern.ch/record/962047>.
- [108] CMS Collaboration, “Search for neutral Higgs bosons decaying to tau pairs in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV”, *Phys. Lett. B* **713** (2012) 68, doi:10.1016/j.physletb.2012.05.028, arXiv:1202.4083.
- [109] R. K. Ellis, I. Hinchliffe, M. Soldate, and J. J. van der Bij, “Higgs decay to $\tau^+\tau^-$: A possible signature of intermediate mass Higgs bosons at the SSC”, *Nucl. Phys. B* **297** (1988) 221, doi:10.1016/0550-3213(88)90019-3.
- [110] A. Elagin, P. Murat, A. Pranko, and A. Safonov, “A new mass reconstruction technique for resonances decaying to di-tau”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **654** (2011) 481, doi:10.1016/j.nima.2011.07.009, arXiv:1012.4686.
- [111] L. Bianchini, J. Conway, E. K. Friis, and C. Veelken, “Reconstruction of the Higgs mass in $H \rightarrow \tau\tau$ events by dynamical likelihood techniques”, *J. Phys. Conf. Ser.* **513** (2014) 022035, doi:10.1088/1742-6596/513/2/022035.

- [112] L. Bianchini et al., “Reconstruction of the Higgs mass in events with Higgs bosons decaying into a pair of τ leptons using matrix element techniques”, *Nucl. Instrum. Meth. A* **862** (2017) 54, doi:10.1016/j.nima.2017.05.001, arXiv:1603.05910.
- [113] T. Früboes, “Search for neutral Higgs boson in $\tau\tau \rightarrow \mu\tau_{jet}$ final state in the CMS experiment”. PhD thesis, National Centre for Nuclear Research, Poland, 2013. <https://www.ncbj.gov.pl/en/dokument/search-neutral-higgs-boson-h-tt-mtjet-final-state-cms-experiment>.
- [114] CMS Collaboration, “Search for additional neutral MSSM Higgs bosons in the $\tau\tau$ final state in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP* **09** (2018) 007, doi:10.1007/JHEP09(2018)007, arXiv:1803.06553.
- [115] CMS Collaboration, “Combined measurements of Higgs boson couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *Submitted to: Eur. Phys. J.* (2018) arXiv:1809.10733.
- [116] ATLAS Collaboration, “Cross-section measurements of the Higgs boson decaying into a pair of τ -leptons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector”, *Submitted to: Phys. Rev.* (2018) arXiv:1811.08856.
- [117] CMS Collaboration, “Evidence for associated production of a Higgs boson with a top quark pair in final states with electrons, muons, and hadronically decaying τ leptons at $\sqrt{s} = 13$ TeV”, *JHEP* **08** (2018) 066, doi:10.1007/JHEP08(2018)066, arXiv:1803.05485.
- [118] ATLAS Collaboration, “Observation of Higgs boson production in association with a top quark pair at the LHC with the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B* **784** (2018) 173, doi:10.1016/j.physletb.2018.07.035, arXiv:1806.00425.
- [119] CMS Collaboration, “Observation of $t\bar{t}H$ production”, *Phys. Rev. Lett.* **120** (2018), no. 23, 231801, doi:10.1103/PhysRevLett.120.231801, arXiv:1804.02610.
- [120] ATLAS Collaboration, “Observation of $H \rightarrow b\bar{b}$ decays and VH production with the ATLAS detector”, *Phys. Lett. B* **786** (2018) 59, doi:10.1016/j.physletb.2018.09.013, arXiv:1808.08238.
- [121] CMS Collaboration, “Observation of Higgs boson decay to bottom quarks”, *Phys. Rev. Lett.* **121** (2018), no. 12, 121801, doi:10.1103/PhysRevLett.121.121801, arXiv:1808.08242.