

Karol Adamczyk

Badanie charakterystyk półtaonowych rozpadów B w eksperymencie Belle

ROZPRAWA DOKTORSKA

przygotowana w Instytucie Fizyki Jądrowej im. Henryka Niewodniczańskiego Polskiej Akademii Nauk w Krakowie pod kierunkiem **prof. dr hab. Marii Różańskiej**.

Przedstawione badania były prowadzone w ramach projektu NCN nr 804/N-JAPONIA/2010/0 finansowanego przez NCN.



Kraków 2016

Streszczenie:

W pracy przedstawiono pomiary polaryzacji podłużnej mezonu D^* ($F_L^{D^*}$) i leptonu τ (P_L^τ), w rozpadzie $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$. Wyniki uzyskano wykorzystując próbkę 772 milionów par $B\bar{B}$, zebraną w eksperymencie Belle, działającym w latach 1999-2010 przy fabryce B, KEKB w laboratorium KEK. Zmierzone wartości $F_L^{D^*} = 0,65 \pm 0,08(stat)_{-0,043}^{+0,038}(syst)$, oraz $P_L^\tau = -0,89_{-0,63}^{+0,61}(stat)_{-0,36}^{+0,35}(syst)$ są zgodne w granicach niepewności doświadczalnych z przewidywaniami modelu standardowego $F_L^{D^*}(MS) = 0,46 - 0,53$ i $P_L^\tau(MS) = -0,5$. Niepewności pomiaru związane z nieznaną dynamiką rozpadu sygnałowego wynoszą odpowiednio $\pm 11\%$ dla $F_L^{D^*}$ i $\pm 12\%$ dla P_L^τ . Są to pierwsze pomiary tych wielkości w półtaonowych rozpadach B . Opracowana metoda analizy znajdzie zastosowanie w przygotowywanym obecnie eksperymencie Belle II na fabryce B nowej generacji, zderzaczu SuperKEKB.

Abstract:

Mesurements of longitudinal polarizations of D^* meson ($F_L^{D^*}$) and τ lepton (P_L^τ) in $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ decay are presented. Results are based on data sample of 772 million $B\bar{B}$ pairs collected in the Belle experiment operating at the KEKB B-factory during 1999-2010. The measured values of $F_L^{D^*} = 0,65 \pm 0,08(stat)_{-0,043}^{+0,038}(syst)$ and $P_L^\tau = -0,89_{-0,63}^{+0,61}(stat)_{-0,36}^{+0,35}(syst)$ are consistent within experimental uncertainties with the standard model predictions, $F_L^{D^*}(MS) = 0,46 - 0,53$ and $P_L^\tau(MS) = -0,5$. Uncertainties coming from the - a priori unknown - signal decay dynamics are estimated to be $\pm 11\%$ for $F_L^{D^*}$ and $\pm 12\%$ for P_L^τ . Obtained results represent first measurements of these quantities in semitaonic B decays. The analysis method will be employed in the Belle II experiment that is under construction at the new generation B factory, the SuperKEKB collider.

Podziękowania

Składam podziękowania Wszystkim, którzy pomagali mi w czasie całego okresu studiów doktoranckich. W szczególności dziękuję Pani promotor prof. hab. dr Marii Różańskiej za dzielenie się naukową pasją oraz ogromne wsparcie okazywane na każdym etapie przygotowywania rozprawy. Chciałem również podziękować koleżankom i kolegom z Zakładu Oddziaływań Leptonów za pouczające dyskusje, pomoc w rozwiązywaniu problemów technicznych, korektę pracy oraz współtworzenie przyjaznej atmosfery sprzyjającej rozwojowi.

Spis treści

Wstęp	11
I Teoretyczne aspekty badania półtaonowych rozpadów mezonów B	13
I.1 Efekty nowej fizyki w półtaonowych rozpadach B	13
I.2 Przewidywania teoretyczne dla półtaonowych rozpadów B	15
I.2.1 Przewidywania modelu standardowego	16
I.2.2 Wybrane przewidywania teoretyczne dla niektórych rozszerzeń MS	18
II Przegląd dotychczasowych pomiarów półtaonowych rozpadów B	21
III Materiał doświadczalny	25
III.1 Akcelerator KEKB	25
III.2 Detektor Belle	27
III.3 Akwizycja danych	30
III.4 Próbkę generowane metodą Monte Carlo	30
III.5 Wstępna selekcja przypadków	31
III.5.1 Selekcja HadronB	31
III.5.2 Selekcja i identyfikacja torów cząstek naładowanych	32
III.5.3 Zmienne kinematyczne do rekonstrukcji rozpadów B	34
III.6 Rekonstrukcja B_{tag}	36
IV Metodyka	41
IV.1 Kinematyczny opis półtaonowych rozpadów B	42
IV.1.1 Analizatory spinu w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$	44
IV.2 Rekonstrukcja B_{sig} i B_{tag}	45
IV.3 Separacja sygnału i tła	48
IV.4 Kalibracja tła	49
IV.4.1 Kalibracja tła dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$	51
IV.4.2 Kalibracja tła dla $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau$	57
IV.4.3 Test modelu tła dla próbki kontrolnej	57
V Pomiar polaryzacji D^*	59
V.1 Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$	59
V.2 Efekty akceptacyjne	59
V.2.1 Zależność akceptancji od $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$	60
V.2.2 Zależność akceptancji od M_W^2	61
V.2.3 Zależność akceptancji od X_{mis} i E_{vis}	62
V.3 Tłumienie tła	63
V.3.1 Testy opisu tła z końcowymi kryteriami selekcji	65

V.4	Wyznaczenie rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ i pomiar $F_L^{D^*}$	67
V.4.1	Funkcje rozkładu prawdopodobieństwa dla sygnału i tła	67
V.4.2	Pomiar $F_L^{D^*}$ w próbce MCG	68
V.5	Testy MC	69
V.6	Pomiar polaryzacji D^{*-} w danych	73
V.7	Niepewności systematyczne	73
VI	Pomiar polaryzacji τ	79
VI.1	Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	79
VI.1.1	Testy z wykorzystaniem próbki kontrolnej	80
VI.2	Efekty akceptacyjne	81
VI.3	Przesłuchy od innych rozpadów τ	81
VI.4	Testy opisu tła w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	85
VI.5	Wyznaczenie rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ i pomiar P_L^τ	85
VI.5.1	Metoda pomiaru polaryzacji τ	86
VI.5.2	Pomiar P_L^τ w próbce MC	87
VI.6	Testy MC	88
VI.7	Pomiar P_L^τ w danych	91
VI.8	Analiza niepewności systematycznych	92
VII	Podsumowanie i wnioski	95
A	Rozkłady po kalibracji tła	97
B	Rozkłady kontrolne tła przy końcowych kryteriach selekcji	123
B.1	Rozkłady kontrolne tła przy końcowych kryteriach selekcji dla pomiaru polaryzacji D^*	123
B.2	Rozkłady kontrolne dla pomiaru polaryzacji τ	133
C	Funkcje rozkładu gęstości prawdopodobieństwa dla tła	137
C.1	Funkcje PDF dla tła - pomiar polaryzacji D^*	138
C.2	Funkcje PDF dla tła - pomiar polaryzacji τ	141

Wykaz skrótów i przyjętych konwencji

MC – symulacje Monte Carlo (wykonane przy użyciu generatorów liczb losowych) oraz ich wyniki;

MCG – wyniki symulacji Monte Carlo zawierające wszystkie rozpady mezonów B ;

MS – Model Standardowy, aktualny opis oddziaływań cząstek elementarnych;

NF – Nowa Fizyka, modele wykraczające poza MS;

PDF – funkcja gęstości prawdopodobieństwa (probability density function);

PDG(x) – wartość parametru x wzięta z tablic Particle Data Group[1];

- o ile nie zaznaczono inaczej, zapisy reakcji odnoszą się także do procesów sprzężonych ładunkowo;
- zmienne kinematyczne zostały podane w układzie spoczynkowym rezonansu $\Upsilon(4S)$, o ile nie zaznaczono inaczej;
- symbol ℓ oznacza e lub μ ;
- symbol l oznacza e , μ lub τ ;
- przy wynikach pomiarów pierwszy błąd oznacza niepewność statystyczną, a drugi systematyczną;
- przyjęto naturalny układ jednostek: $c = \hbar = e = 1$.

Wstęp

Model standardowy (**MS**), będący połączeniem chromodynamiki kwantowej, opisującej silne oddziaływania oraz zunifikowanej teorii oddziaływań elektroślabych Weinberga-Salama, jest jedną z najważniejszych teorii współczesnej fizyki, wszechstronnie sprawdzoną i potwierdzoną doświadczalnie. Mimo to, szukanie efektów wykraczających poza **MS** jest główną motywacją większości eksperymentów współczesnej fizyki wysokich energii. Wśród przyczyn, dla których **MS** nie jest uważany za ostateczną teorię należy wymienić brak odpowiedzi na szereg fundamentalnych pytań dotyczących m.in. ciemnej materii i ciemnej energii, dominacji materii nad antymaterią we Wszechświecie, czy problemu powielania rodzin kwarków i leptonów, oraz dużą liczbę swobodnych parametrów. Rozbieżności kwadratowe, pojawiające się przy obliczaniu poprawek radiacyjnych do masy bozonu Higgsa sugerują występowanie efektów tzw. nowej fizyki (**NF**) już przy skalach energii rzędu TeV.

Przy braku bezpośrednich obserwacji nowych fundamentalnych cząstek w eksperymentach prowadzonych przy zderzaczu LHC, nie maleje rola pośrednich poszukiwań zjawisk wykraczających poza **MS** przy niższych energiach, zwłaszcza w sektorze ciężkich kwarków i leptonów. Procesy z udziałem kwarku *b* odgrywają tutaj znaczącą rolę, na co składa się duża liczba procesów i obserwabli czułych na efekty **NF**, oraz radykalna poprawa jakości danych po dekadzie działania dwóch fabryk B, KEKB w instytucie KEK i PEP-II w laboratorium SLAC, oraz uruchomieniu eksperymentu LHCb przy zderzaczu LHC. Precyzyjne pomiary szerokiego spektrum obserwabli, których dostarczyły te eksperymenty w ogromnej większości potwierdziły ilościowo przewidywania **MS**, w szczególności pozwoliły szczegółowo zweryfikować najbardziej fenomenologiczną część teorii, dotyczącą mieszania kwarków i niezachowania kombinowanej parzystości ładunkowo-przestrzennej CP (tzw. mechanizmu Cabbiba-Kobayashiego-Maskawy).

W ostatnim czasie dużo uwagi poświęca się leptonowym i półleptonowym rozpadom *B*, gdzie zaobserwowano pewne odstępstwa od przewidywań **MS**, które mogą wskazywać na naruszenie uniwersalności oddziaływań względem zapachu leptonów. Należy tu wymienić:

- niższe niż przewidywane w **MS** częstości rozpadów w kanałach $B^0 \rightarrow K^{*0}\mu^+\mu^-$, $B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-$; w szczególności szerokość drugiego z nich w zakresie $1 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2$ (q^2 oznacza kwadrat masy efektywnej układu $\mu^+\mu^-$)

$$\Gamma(B_s^0 \rightarrow \phi\mu^+\mu^-) = (2,58_{-0,31}^{+0,33} \pm 0,08 \pm 0,19) \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-2}$$

jest o ponad 3 odchylenia standardowe mniejsza od wartości przewidywanej w **MS**: $(4,81 \pm 0,56) \times 10^{-8} \text{ GeV}^{-2}$ [2, 3];

- mierzony w zakresie $1 < q^2 < 6 \text{ GeV}^2$ stosunek

$$R_K = \frac{\Gamma(B \rightarrow K\mu^+\mu^-)}{\Gamma(B \rightarrow Ke^+e^-)} = 0,745_{-0,075}^{+0,090} \pm 0,36$$

różni się o 2,6 odchyłeń standardowych (σ) od przewidywanej w **MS** wartości ≈ 1 [4];

- stosunki rozgałęzień w półtaonowych rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$ są systematycznie powyżej wartości oczekiwanych w modelu standardowym [5, 6, 7, 8, 9], a połączone wyniki różnią się od przewidywań **MS** o ponad $3,5\sigma$;

Powyższe obserwacje wygenerowały znaczny wzrost zainteresowania rozpadami mezonów B z przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$. W szczególności badane są możliwości pomiaru innych niż stosunki rozgałęzień obserwabli, zwłaszcza polaryzacji, które umożliwiłyby bardziej szczegółową weryfikację różnych scenariuszy teoretycznych.

W niniejszej rozprawie podjęto badania polaryzacji w półtaonowych rozpadach mezonów B w kanale $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$, w którym możliwy jest pomiar zarówno polaryzacji D^{*-} jak i τ^+ i który charakteryzuje się najlepszą czystością w tej klasie rozpadów. Praca stanowi kontynuację i poszerzone studium wcześniejszych analiz półtaonowych rozpadów B z wykorzystaniem materiału doświadczalnego eksperymentu Belle [5][6].

Pomiary polaryzacji są dobrym narzędziem do testowania udziału oddziaływań (pseudo)skalarnych, (pseudo)wektorowych i tensorowych w kanale $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ [13]. W opisywanej analizie wykorzystano tzw. „inkluzywną” rekonstrukcję B znakującego. Wyniki uzyskano wykorzystując pełną próbkę 772×10^6 par $B\bar{B}$ zebraną w detektorze Belle. Przy obecnej statystyce nie oczekujemy precyzyjnych ograniczeń na przyczynki pochodzące od efektów spoza **MS** w przejściach $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$. W szczególności pomiar polaryzacji τ wymaga większej próbki danych. Przedstawione w rozprawie rezultaty to przede wszystkim przygotowanie metodologii i pierwsze próby pomiarów, a zarazem studium wykonalności dla przyszłego eksperymentu Belle II.

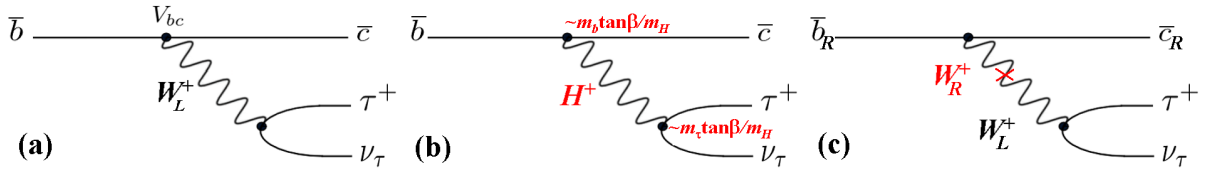
Układ pracy jest następujący. W pierwszym rozdziale omówiono wybrane aspekty teoretyczne w badaniach półtaonowych rozpadów B , ze szczególnym uwzględnieniem zagadnień dotyczących polaryzacji w tych procesach. Rozdział II zawiera przegląd aktualnych wyników doświadczalnych dotyczących badanych rozpadów. W rozdziale III opisano materiał doświadczalny oraz wybrane elementy analizy danych, specyficzne dla warunków eksperymentalnych fabryk B. Kolejny rozdział zawiera omówienie ogólnego schematu analizy oraz głównych elementów metody pomiaru polaryzacji D^* i τ . Szczegółowy opis pomiaru polaryzacji podłużnej mezonu D^* i leptonu τ przedstawiono w rozdziałach V i VI. Rozprawę zamyka krótkie podsumowanie.

Rozdział I

Teoretyczne aspekty badania półtaonowych rozpadów mezonów B

Rozpady z kwarkowym przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ dostarczają ciekawych, pod wieloma względami unikalnych możliwości testowania MS i jego rozszerzeń. Procesy te charakteryzuje duża czułość na efekty NF , które mogą tu występować już na poziomie amplitud drzewowych. W szczególności, dzięki dużej masie kwarku b i leptonu τ można oczekiwać wzmocnienia udziału amplitud z wymianą naładowanych pól skalarnych, gdzie sprzężenia są proporcjonalne do mas fermionów uczestniczących w oddziaływaniu. Ponadto, dzięki efektywnej teorii ciężkich kwarków (HQET) [10, 11, 12] dysponujemy stosunkowo dokładnymi przewidywaniami ilościowymi dla szerokiego spektrum obserwabli w półtaonowych rozpadach B , które potencjalnie stanowią ciekawe laboratorium do testowania struktury sprzężeń w tych procesach.

Przykładowe diagramy pierwszego rzędu dla kwarkowego przejścia $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ przedstawiono na rysunku I.1.



Rysunek I.1: Diagramy przejścia $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ z wymianą bozonu W (a), naładowanego bozonu Higgosa (b) i z udziałem oddziaływań prawoskrętnych (c).

I.1 Efekty nowej fizyki w półtaonowych rozpadach B

Ogólny efektywny lagranżjan \mathcal{L}_{eff} opisujący czterofermionowe oddziaływania dla procesu $b \rightarrow c\tau\bar{\nu}$ można zapisać w postaci [13]:

$$-\mathcal{L}_{eff} = 2\sqrt{2}G_F V_{cb}[(1 + C_{V_1})\mathcal{O}_{V_1} + C_{V_2}\mathcal{O}_{V_2} + C_{S_1}\mathcal{O}_{S_1} + C_{S_2}\mathcal{O}_{S_2} + C_T\mathcal{O}_T], \quad (\text{I.1})$$

gdzie G_F jest stałą Fermiego, V_{cb} elementem macierzy Cabibba-Kobayashiego-Maskawy (CKM)[14], a parametry C_X ($X = V_{1,2}, S_{1,2}, T$) są współczynnikami Wilsona dla odpo-

wiadających im operatorów \mathcal{O}_X zdefiniowanych poniżej:

$$\mathcal{O}_{V_1} = \bar{c}_L \gamma^\mu b_L \bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L, \quad (I.2)$$

$$\mathcal{O}_{V_2} = \bar{c}_R \gamma^\mu b_R \bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L, \quad (I.3)$$

$$\mathcal{O}_{S_1} = \bar{c}_L b_R \bar{\tau}_R \nu_L, \quad (I.4)$$

$$\mathcal{O}_{S_2} = \bar{c}_R b_L \bar{\tau}_R \nu_L, \quad (I.5)$$

$$\mathcal{O}_T = \bar{c}_R \sigma^{\mu\nu} b_L \bar{\tau}_R \sigma_{\mu\nu} \nu_L. \quad (I.6)$$

Pierwszy człon w lagranżjanie, opisujący oddziaływania o strukturze V - A , reprezentuje wkład od \mathbf{MS} . Kolejne składowe odpowiadają oddziaływaniom spoza \mathbf{MS} o strukturze Lorentza V - A , V + A , S + P , S - P i T .¹

W lagranżjanie I.1 nie zaznaczono rodzaju neutrin, ponieważ typowe pomiary słabych rozpadów nie są czułe na zapach neutrina. Pominięto również człony odpowiadające oddziaływaniom z prawoskrętnymi neutrinami.

Najważniejszym przykładem oddziaływań skalarnych są procesy z wymianą naładowanego bozonu Higgsa, które występują w wielu rozszerzeniach \mathbf{MS} z więcej niż jednym dubletem Higgsa [15, 16, 17, 18]. Modele z rozszerzonym sektorem Higgsa typu MHDM (Multi-Higgs-Dublet-Model)[19], a wśród nich modele z dwoma dubletami Higgsa (2HDM) stanowią najprostszą, a zarazem bardzo ważną modyfikację \mathbf{MS} . W modelach tych współczynniki Wilsona wyrażone są wzorami:

$$C_{S_1} = -\frac{m_b m_\tau}{m_{H^\pm}^2} \xi_d, \quad C_{S_2} = -\frac{m_c m_\tau}{m_{H^\pm}^2} \xi_u. \quad (I.7)$$

gdzie m_H , m_b i m_τ są odpowiednio masami naładowanego Higgsa, kwarku b i leptonu τ . Współczynniki $\xi_{d(u)}$ zależą od wersji modelu 2HDM, które różnią się między sobą strukturą sprzężeń dubletów skalarnych do fermionów. W modelach typu I (2HDM-I) kwarki i naładowane leptony oddziałują tylko z jednym z pól skalarnych, natomiast w modelach typu II (2HDM-II) kwarki górne sprzęgają się do jednego, a kwarki dolne i leptony do drugiego dubletu. W modelach typu IV (2HDM-IV) kwarki i leptony oddziałują z różnymi polami skalarnymi. W najogólniejszym modelu typu III (2HDM-III) kwarki i leptony sprzęgają się do obydwu dubletów Higgsa. Model ten dopuszcza występowanie prądów neutralnych ze zmianą zapachu (FCNC) na poziomie amplitud drzewowych.

Szczególnie ważny jest model 2HDM-II, którego struktura sprzężeń na poziomie amplitud drzewowych jest taka sama jak w minimalnym modelu supersymetrycznym (MSSM) [20]. W modelu tym współczynniki Wilsona wyrażone są wzorami:

$$C_{S_1} = -\frac{m_b m_\tau}{m_{H^\pm}^2} \tan^2 \beta, \quad C_{S_2} = -\frac{m_c m_\tau}{m_{H^\pm}^2}. \quad (I.8)$$

gdzie $\tan \beta = \frac{v_2}{v_1}$ jest stosunkiem wartości oczekiwanych próżni dwóch pól Higgsa spełniających warunek $v_1^2 + v_2^2 = v^2$, (v jest wartością oczekiwaną próżni w \mathbf{MS}).

Oddziaływania z udziałem prądów prawoskrętnych² (\mathcal{O}_{V_2}) występują w modelach z tzw. symetrią „lewo-prawo”, z rozszerzoną symetrią cechowania $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ [21]. W modelach tych występują dodatkowe pola cechowania, w tym prawoskrętne bozony W_R^\pm , oraz rozszerzony sektor Higgsa, który podobnie jak w modelach typu

¹ V , A , S , P i T oznaczają odpowiednio oddziaływania z wymianą prądu wektorowego, aksjalnego, skalarnego, pseudoskalarnego i tensorowego.

²Modele tego typu zasługują na uwagę m.in. w związku z obserwacją oscylacji neutrin.

2HDM, zawiera trzy bozony neutralne i dwa naładowane, jednak o innej strukturze sprzężeń Yukawy [22].

Przykładem rozszerzeń \mathbf{MS} z udziałem oddziaływań tensorowych (\mathcal{O}_T) są modele z leptokwarkami [23].

Czułość poszczególnych kanałów rozpadu na efekty spoza \mathbf{MS} zależy od spinu mezonu powabnego: rozpady $B \rightarrow \bar{D}\tau^+\nu_\tau$ są potencjalnie dobrym laboratorium do badania oddziaływań skalarnych, natomiast rozpady $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ lepiej testują oddziaływania prawoskrętne i tensorowe.

I.2 Przewidywania teoretyczne dla półtaonowych rozpadów B

Potencjał poznawczy półtaonowych rozpadów B jest w ostatnich latach szeroko badany, a dokładność przewidywań teoretycznych systematycznie się poprawia. W szczególności analizowane są obserwabie testujące poszczególne składowe lagranżjanu I.1, umożliwiające wszechstronne diagnozowanie efektów \mathbf{NF} . Najważniejsze z nich omówiono poniżej.

- Całkowita szerokość rozpadu jest podstawową, z reguły najłatwiej dostępną doświadczalnie charakterystyką procesu. W półtaonowych rozpadach B częściej używa się stosunku częstości rozpadów:

$$R(D^{(*)}) = \frac{\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau)}{\mathcal{B}(B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\ell^+\nu_\ell)} \quad (\text{I.9})$$

($\ell = e, \mu$), w którym upraszcza się część niepewności teoretycznych związanych z czynnikami postaci, oraz ograniczoną znajomością elementu V_{cb} w macierzy CKM.

- Różniczkowe szerokości rozpadów $d\Gamma/dq^2$ (q^2 oznacza kwadrat masy efektywnej układu $\tau^+\nu_\tau$) dostarczają więcej informacji niż $R(D^{(*)})$ na temat dynamiki oddziaływań, wymagają jednak większych próbek danych.
- Polaryzacja podłużna τ ;

$$P_L^\tau = \frac{\Gamma(\lambda_\tau = +1/2) - \Gamma(\lambda_\tau = -1/2)}{\Gamma(\lambda_\tau = +1/2) + \Gamma(\lambda_\tau = -1/2)}, \quad (\text{I.10})$$

gdzie $\Gamma(\lambda_\tau = \pm 1/2)$ oznacza szerokość rozpadu dla skrętności $\tau = \pm 1/2$. Wielkość polaryzacji P_L^τ dostarcza informacji na temat oddziaływań (pseudo)skalarnych, a w rozpadach na wektorowy mezon D^* także na temat oddziaływań wektorowych i aksjalnych [13].

- Polaryzacja poprzeczna τ ;

$$P_\perp^\tau = \frac{\Gamma(+)-\Gamma(-)}{\Gamma(+)+\Gamma(-)}, \quad (\text{I.11})$$

gdzie $\Gamma(+)$ i $\Gamma(-)$ oznaczają odpowiednio szerokości rozpadu dla spinu τ skierowanego w górę i w dół płaszczyzny $\vec{p}_{D^{(*)}} \times \vec{p}_\tau$ ($\vec{p}_{D^{(*)}}$ i \vec{p}_τ są pędami mezonu $D^{(*)}$ i leptonu τ w układzie spoczynkowym B). Polaryzacja poprzeczna τ jest niezmiernie ciekawą wielkością, gdyż jej niezerowa wartość jest równoznaczna niezachowaniu symetrii T i CP , co w półleptonowym rozpadzie B stanowiłoby jednoznaczny sygnał \mathbf{NF} . Efekty takie mogą wystąpić m.in. w niektórych modelach supersymetrycznych z mieszaniami między rodzinami skwarków, w modelach z trzema dubletami Higgsa, oraz z leptokwarkami [24].

- Polaryzacja mezonu \bar{D}^* w $B \rightarrow \bar{D}^* \tau \nu_\tau$

$$F_L^{D^*} = \frac{\Gamma(D_L^*)}{\Gamma(D_L^*) + \Gamma(D_T^*)}, \quad (\text{I.12})$$

gdzie $\Gamma(D_{L(T)}^*)$ oznacza szerokość rozpadu dla D^* spolaryzowanego podłużnie (poprzecznie).³ Polaryzacja podłużna \bar{D}^* , podobnie jak P_L^T testuje udział oddziaływań (pseudo)skalnych i (pseudo)wektorowych w kanale $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$ [13].

- Asymetria przód-tył rozkładu θ_τ , kąta pomiędzy kierunkiem τ i mezonu $D^{(*)}$ w układzie spoczynkowym B :

$$\mathcal{A}_{FB} = \frac{\Gamma(\cos \theta_\tau > 0) - \Gamma(\cos \theta_\tau < 0)}{\Gamma(\cos \theta_\tau > 0) + \Gamma(\cos \theta_\tau < 0)}. \quad (\text{I.13})$$

Wielkość ta jest czuła m.in. na obecność prądów prawoskrętnych w kanale $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$ [25, 26].

Możliwości pomiaru powyższych wielkości są obecnie aktywnie badane. Zależą one w pierwszej kolejności od dostępnej statystyki, jednak w niektórych przypadkach konieczna jest także przynajmniej częściowa rekonstrukcja topologii przypadku. Przykładowo, pomiar \mathcal{A}_{FB} wymaga znajomości kierunku pędu τ , co w warunkach fabryk B wydaje się trudne do zrealizowania.

I.2.1 Przewidywania modelu standardowego

Punktem odniesienia dla analizy przeprowadzonej w pracy jest **MS**. Precyzja teoretycznych przewidywań poprawiła się w ostatnich latach głównie dzięki postępowi w obliczeniach wykorzystujących teorię ciężkich kwarków (HQET) oraz rozwojowi rachunków na siatkach (LQCD). W szczególności niepewności teoretyczne dla stosunków częstości rozpadów w **MS** znacznie zmalały. Najnowsze rezultaty dla $R(D^{(*)})$ w ramach HQET z wykorzystaniem mierzonych czynników postaci przedstawiają się następująco [26]:

$$R(D)_{SM} = 0,296 \pm 0,016, \quad (\text{I.14})$$

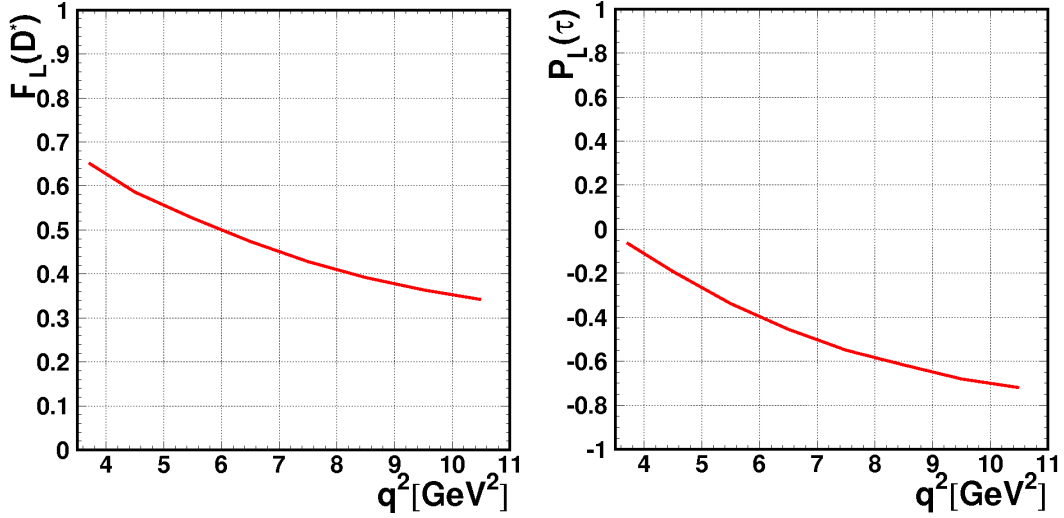
$$R(D^*)_{SM} = 0,251 \pm 0,003. \quad (\text{I.15})$$

Na uwagę zasługuje zaskakująco mała niepewność dla $R(D^*)_{SM}$. Wcześniejsze przewidywania dla kanału $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu$, z powodu większej liczby czynników postaci, były obciążone znacznie większymi błędami niż w przypadku $B \rightarrow \bar{D} \tau^+ \nu$.

W celu uzyskania teoretycznych charakterystyk różniczkowych, przewidywanych przez **MS**, w prezentowanej analizie przeprowadzono symulacje **MC**, przy użyciu dwóch modeli, generujących rozpad z kwarkowym przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \tau^+ \nu_\tau$ na poziomie hadronowym. Pierwszy z nich, najczęściej stosowany w półleptonowych rozpadach B oparty na modelu potencjalnym hadronów, to model Isgura, Scory, Grinsteina i Wise'a w wersji uwzględniającej poprawki relatywistyczne, tzw. ISGW-2 [27]. W drugim wariancie zastosowano nowszy generator, o akronimie BSTD (*B SemiTauonic Decays*) [13]. Generator ten umożliwia w ogólny sposób uwzględnianie w symulacjach różnych przyczynków spoza **MS**.

³Szerokości $\Gamma(D_{L(T)}^*)$ wyrażają się następująco przez amplitudy w bazie skrętności D^* : $\Gamma(D_L^*) = |A_{\lambda_{D^*}=0}|^2$, $\Gamma(D_T^*) = \sum_{\lambda_{D^*}=\pm 1} |A_{\lambda_{D^*}}|^2$.

Poniżej przedstawiono wybrane teoretyczne charakterystyki półtaonowych rozpadów B , które są istotne z punktu widzenia pomiarów polaryzacji, stanowiących główny przedmiot niniejszej rozprawy. Wyniki uzyskano w ramach MS w oparciu o generator EvtGen [28], przy zastosowaniu modelu ISGW-2. Rysunek I.2 pokazuje przewidywania dla podłużnych polaryzacji D^{*-} i τ^+ w funkcji q^2 w kanale $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$. Udział polaryzacji

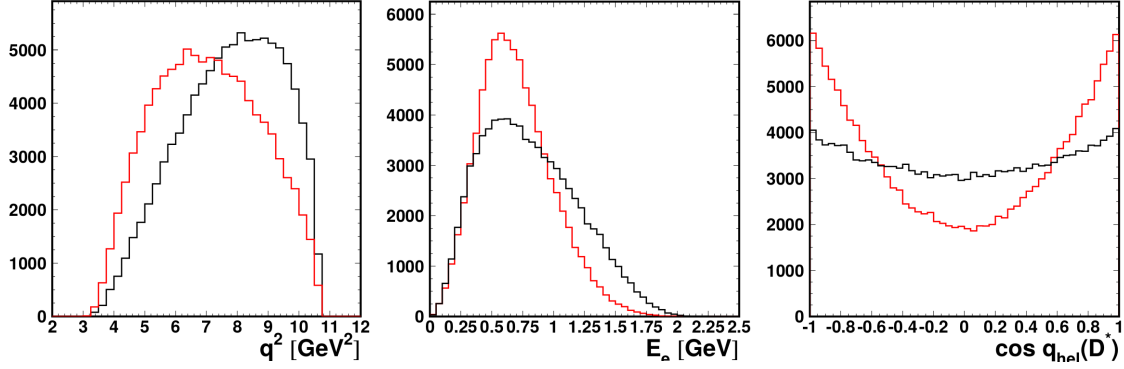


Rysunek I.2: Przewidywania MS dla podłużnej polaryzacji D^* (lewy wykres) i τ (prawy wykres) w funkcji q^2 .

podłużnej $F_L^{D^*}$ jest malejącą funkcją q^2 i zmienia się w zakresie od $\approx 0,65$ dla progowej wartości q^2 do $\approx 0,35$ dla maksymalnego przekazu czteropędu. Oczekiwana średnia wartość $F_L^{D^*}$ w pełnym zakresie q^2 wynosi około $0,46$ [13] - $0,53$ [29]. Niepewności teoretyczne związane są głównie z parametryzacją czynników postaci i zależą od q^2 ; największą niepewnością, $\approx 10\%$, obarczone są przewidywania w obszarze małych q^2 . Polaryzacja podłużna τ , P_L^τ przyjmuje wartości ujemne pomiędzy $\approx -0,05$, a $\approx -0,75$, przy czym stopień polaryzacji τ jest najmniejszy w pobliżu progu q^2 . Oczekiwana średnia wielkość P_L^τ wynosi $\approx -0,5$.

Z punktu widzenia prezentowanej analizy, interesujące są również charakterystyki rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$, dla rozdzielonych stanów skrętności leptonu τ . Na rysunku I.3 przedstawiono porównanie generowanych rozkładów q^2 , energii elektronu z rozpadu τ (E_e), oraz $\cos\theta_{\text{hel}}^{D^*}$ ($\theta_{\text{hel}}^{D^*}$ jest zdefiniowany na rys. IV.1). Jak widać z przedstawionych rozkładów, składowa z $\lambda_\tau = +1/2$, w porównaniu do $\lambda_\tau = -1/2$, charakteryzuje się większym udziałem podłużnej polaryzacji \bar{D}^* (której odpowiada rozkład $\sim \cos^2\theta_{\text{hel}}^{D^*}$), oraz przesunięciem maksimum w stronę mniejszych wartości w rozkładzie q^2 . Korelacja ta pokazuje, że wielkość $F_L^{D^*}$ może być także wykorzystana do oceny trudniej dostępnej doświadczalnie polaryzacji τ . Dotyczy to zwłaszcza leptonowych rozpadów τ , gdzie nie ma dobrych polarymetrów (bezpośrednią, lecz mało czułą informację o polaryzacji τ daje w tym przypadku rozkład energii naładowanego leptonu z rozpadu τ , co pokazuje środkowy rys. I.3).

Rozkłady q^2 i E_e dla $\lambda_\tau = +1/2$ są zbliżone do odpowiednich charakterystyk w kanale $B \rightarrow \bar{D}\tau^+\nu_\tau$, gdzie oczekuje się dodatniej polaryzacji P_L^τ . Wynika to z faktu, że w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ składowa z podłużnie spolaryzowanymi mezonami \bar{D}^* odpowiada półtaonowym rozpadom B na skalarne mezony \bar{D} .



Rysunek I.3: Rozkłady q^2 (lewy wykres), E_e (środkowy wykres), oraz $\cos \theta_{\text{hel}}^{D^*}$ (prawy wykres) dla $\lambda_\tau = -1/2$ (czarne histogramy), oraz $\lambda_\tau = +1/2$ (czerwone histogramy) generowane w ramach \mathbf{MS} dla rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$. Histogramy są znormalizowane do tej samej powierzchni.

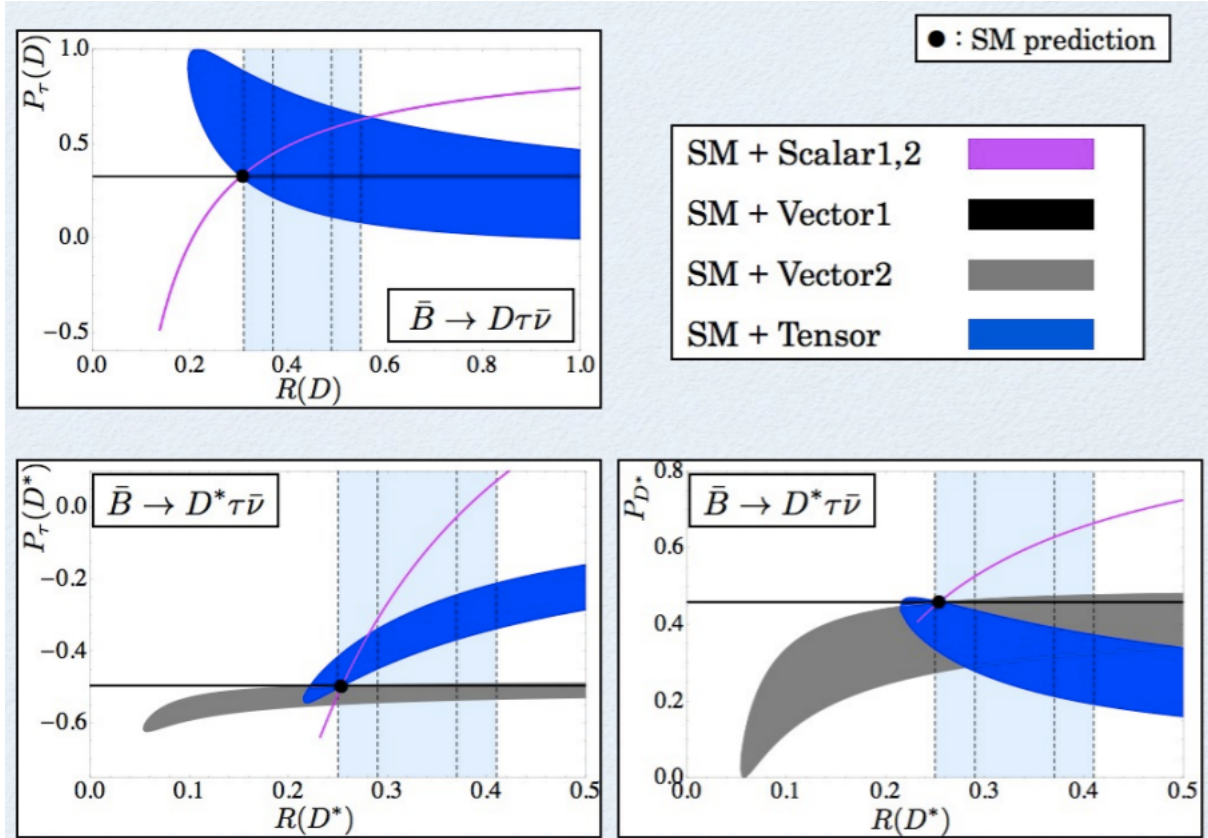
I.2.2 Wybrane przewidywania teoretyczne dla niektórych rozszerzeń \mathbf{MS}

Możliwość występowania efektów spoza \mathbf{MS} w półtaonowych rozpadach B jest przedmiotem wielu rozważań teoretycznych. Pierwsze prace, które pojawiły się w związku z planami budowy fabryk B , badały te procesy głównie w kontekście wymiany naładowanych pól skalarnych [30, 31], zwłaszcza w ramach modeli z rozszerzonym sektorem Higgsa. W związku z tym, przewidywania teoretyczne dotyczyły przede wszystkim kanału $B \rightarrow \bar{D} \tau^+ \nu_\tau$, który znacznie lepiej niż jego odpowiednik z wektorowym mezonem \bar{D}^* , testuje tę klasę modeli.

Obecnie, w związku z pojawieniem się coraz dokładniejszych pomiarów (których przegląd przedstawiono w następnym rozdziale), znaczna część prac teoretycznych dotyczy także rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$. Jest to głównie związane z faktem stosunkowo dużej różnicy między mierzoną i przewidywaną w \mathbf{MS} wielkością stosunku $R(D^*)$, która jest zarazem trudna do pogodzenia z modelem 2HDM-II. W tej sytuacji badany jest wpływ poszczególnych członów w lagranżjanie I.1 na różne obserwabli w półtaonowych rozpadach B , oraz korelacje pomiędzy nimi. Przykład tego rodzaju analiz przedstawiono na rysunku I.4, pochodzącym z pracy [32], gdzie pokazane są korelacje pomiędzy $R(D^{(*)})$, $P_\tau^{D^{(*)}}$ i $F_L^{D^*}$, dla różnych rozszerzeń \mathbf{MS} .

Szczegółową dyskusję zależności przedstawionych na rysunku I.4 można znaleźć w oryginalnej publikacji [13]. Celem przytoczenia tego przykładu jest pokazanie, jak równoczesne i możliwie precyzyjne pomiary stosunków rozgałęzień, oraz polaryzacji τ i D^* pozwalają w ogólny sposób diagnozować efekty \mathbf{NF} w półtaonowych rozpadach B .

Spośród rozszerzeń \mathbf{MS} , których przewidywania pozostają zgodne z wartościami obserwabli zmierzonych na fabrykach B i LHC, na uwagę zasługują modele ze skalarnymi leptokwarkami [13, 33] obejmujące przyczynki zarówno od operatorów skalarnych (\mathcal{O}_{S_2}) jak i tensorowych (\mathcal{O}_T). W szczególności model, który opisuje odbiegające od \mathbf{MS} wartości $R(D^{(*)})$, R_K oraz anomального momentu magnetycznego mionu zawiera skalarny leptokwark [34] o masie $M_\phi \sim 1$ TeV, sprzęgający się do fermionów drugiej i trzeciej generacji.



Rysunek I.4: Przykład przewidywanych korelacji pomiędzy $R(D^{(*)})$, P_L^τ i $F_L^{D^*}$ (oznaczonych na rysunku odpowiednio $P_\tau(D^{(*)})$, oraz P_{D^*}) dla różnych rozszerzeń **MS**. Jasnoniebieski pas odpowiada pomiarom doświadczalnym. Modele Scalar1, Scalar2, Vector1, Vector2, Tensor oznaczają rozszerzenia **MS** poprzez uwzględnienie następujących operatorów czterofermionowych w efektywnym lagranżjanie: $\mathcal{O}_{S_1} = \bar{c}_L b_R \bar{\tau}_R \nu_L$ (Scalar1), $\mathcal{O}_{S_2} = \bar{c}_R b_L \bar{\tau}_R \nu_L$ (Scalar2), $\mathcal{O}_{V_1} = \bar{c}_L \gamma^\mu b_L \bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L$ (Vector1), $\mathcal{O}_{V_2} = \bar{c}_R \gamma^\mu b_R \bar{\tau}_L \gamma_\mu \nu_L$ (Vector2), $\mathcal{O}_T = \bar{c}_R \sigma^{\mu\nu} b_L \bar{\tau}_R \sigma_{\mu\nu} \nu_L$ (Tensor). Rysunek zaczerpnięto z prezentacji [32].

Rozdział II

Przegląd dotychczasowych pomiarów półtaonowych rozpadów B

Badania półtaonowych rozpadów B należą do najtrudniejszych zagadnień doświadczalnych w sektorze fizyki mezonów pięknych. Wieloneutrinoowe stany końcowe powodują, że w procesach tych brakuje zmiennych, których rozkłady charakteryzowałyby się dostatecznie wąskimi strukturami, umożliwiającymi czystą identyfikację poszukiwanych przejść. Ponadto, duża liczba kanałów rozpadów τ , a w przypadku kwarkowych przejść $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ także konieczność rekonstrukcji mezonów powabnych, sprawiają iż efektywny stosunek rozgałęzienia dostępny dla pomiarów jest około dwóch rzędów wielkości niższy od całkowitej szerokości badanego procesu. Dodatkowym problemem jest duże tło pochodzące od innych rozpadów B z kwarkowym przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}$, zwłaszcza od najczęstszych kanałów półleptonowych $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\ell^+\nu_\ell$. Wymienione trudności sprawiają, że informacja doświadczalna na temat półtaonowych rozpadów B jest wciąż niewystarczająca by w pełni wykorzystać ich potencjał poznawczy.

Pierwsze badania procesów z przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ przeprowadzono w eksperymentach działających na zderzaczu LEP, gdzie zmierzono stosunki rozgałęzień przejść inkluzywnych $\bar{b} \rightarrow X\tau^+\nu_\tau$ [35] (wyniki zestawiono w tabeli II.1), oraz półinkluzywnych $\bar{b} \rightarrow XD^{*-}\tau^+\nu_\tau$ [36].¹

Tabela II.1: Pomiary rozgałęzień inkluzywnych przejść $\bar{b} \rightarrow X\tau^+\nu_\tau$. (W pracy [36] pomiary były wykonane dwiema metodami.)

Eksperyment	$\mathcal{B}(\bar{b} \rightarrow X\tau^+\nu_\tau)$ [%]
L3[38]	$1,7 \pm 0,5 \pm 1,1$
L3[35]	$2,4 \pm 0,7 \pm 0,8$
OPAL[39]	$2,78 \pm 0,18 \pm 0,51$
ALEPH[36]	$2,43 \pm 0,20 \pm 0,25$
ALEPH[36]	$3,36 \pm 0,67 \pm 0,60$
DELPHI[40]	$2,19 \pm 0,24 \pm 0,40$

Średnia wartość pomiarów przeprowadzonych przy zderzaczu LEP wynosi $\mathcal{B}(b \rightarrow X\tau^-\bar{\nu}_\tau) = (2,41 \pm 0,23)\%$ [1] i zgadza się z przewidywaniem MS $\mathcal{B}_{SM}(B^- \rightarrow X_c\tau^-\bar{\nu}_\tau) = (2,42 \pm 0,06)\%$ [41].

¹Zmierzona wartość $\mathcal{B}(b \rightarrow XD^{*-}\tau^+\nu_\tau) = (0,9 \pm 0,4)\%$ zgadza się z oszacowaniem teoretycznym $\mathcal{B}_{th}(b \rightarrow XD^{*-}\tau^+\nu_\tau) \approx 1\%$ [37], jednak przewidywanie to jest obciążone znacznymi niepewnościami związanymi z fragmentacją kwarku b na hadrony.

Pierwszych pomiarów ekskluzywnych rozpadów B z kwarkowym przejściem $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ dokonano w fabrykach B [5, 42]. Na urządzeniach tych, rekonstrukcja jednego z mezonów B z pary produkowanej w rozpadzie $\Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B}$ (nazywanego B znakującym i oznaczanego B_{tag}) znacznie ułatwia identyfikację poszukiwanego sygnału w rozpadach drugiego B . W większości analiz rekonstrukcję B_{tag} przeprowadzano dla szeregu ekskluzywnych kanałów rozpadu, wybierając możliwie dużą liczbę stanów końcowych. W eksperymencie Belle zastosowano również inne podejście, rekonstruując B_{tag} inkluzywnie ze wszystkich cząstek, które pozostały po wybraniu kandydata na poszukiwany rozpad $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$ (por. III.6). Metoda ta dostarczyła pierwszej obserwacji ekskluzywnego półtaonowego rozpadu B w kanale $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ [5].

Ostatnio współpraca LHCb, stosując wielowymiarową analizę rozkładów kinematycznych i topologii przypadków, zmierzyła stosunek rozgałęzienia $R(D^*)$ dla łańcucha rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ [8]. Jest to zarazem pierwsza obserwacja w eksperymencie hadronowym rozpadu B do stanu końcowego zawierającego lepton τ .

Zestawienie dotychczasowych pomiarów dla ekskluzywnych rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$ przedstawiono w tabeli II.2.

Ostatni pomiar współpracy Belle [9] został uzyskany dla pełnej próbki danych 772×10^6 par $B\bar{B}$, przy zastosowaniu nowego pakietu do ekskluzywnej rekonstrukcji B_{tag} i zastępuje wcześniejsze wyniki otrzymane tą metodą [43].² Szczegółowa analiza próbek otrzymanych z zastosowaniem inkluzywnej i ekskluzywnej rekonstrukcji B_{tag} pokazała, że pomiary uzyskane w Belle obiema metodami można w dobrym przybliżeniu traktować jako statystycznie niezależne.

Na rysunku II.1 przedstawiono zestawienie aktualnych pomiarów stosunków $R(D^{(*)})$ wraz z obliczeniami teoretycznymi uzyskanymi w ramach \mathbf{MS} z zastosowaniem rozwinięcia ciężkiego kwarku [26].

Wszystkie wyniki doświadczalne w granicach niepewności są zgodne między sobą. Odchylenie indywidualnych pomiarów od przewidywań \mathbf{MS} nie przekracza $\approx 2\sigma$, jednak wszystkie wartości centralne są powyżej oczekiwań teoretycznych. Analiza połączonych wyników eksperymentu BaBar dla $R(D)$ i $R(D^*)$ daje odchylenie w stosunku do \mathbf{MS} $3,2\sigma$ [7], natomiast uwzględnienie pomiarów Belle daje odstępstwo powyżej $4,5\sigma$ [44]. Obserwowane różnice pomiędzy pomiarami i przewidywaniami \mathbf{MS} trudno jest wyjaśnić poprzez udział dodatkowych amplitud z wymianą naładowanych pól skalarnych. Ich wkład w znacznie większym stopniu modyfikuje rozpady $B \rightarrow \bar{D}\tau^+\nu_\tau$ niż $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$, podczas gdy doświadczalnie bardziej znaczące wzmocnienie obserwowane jest w kanale z \bar{D}^* . Połączona analiza pomiarów $R(D)$ i $R(D^*)$ wyklucza na poziomie 3σ model z dwoma dubletami Higgosa typu II (2HDM-II)[7, 6] w całym zakresie parametrów. Jest to bardzo ważna obserwacja, ponieważ model ten opisuje sektor Higgosa w minimalnym modelu supersymetrycznym [20].

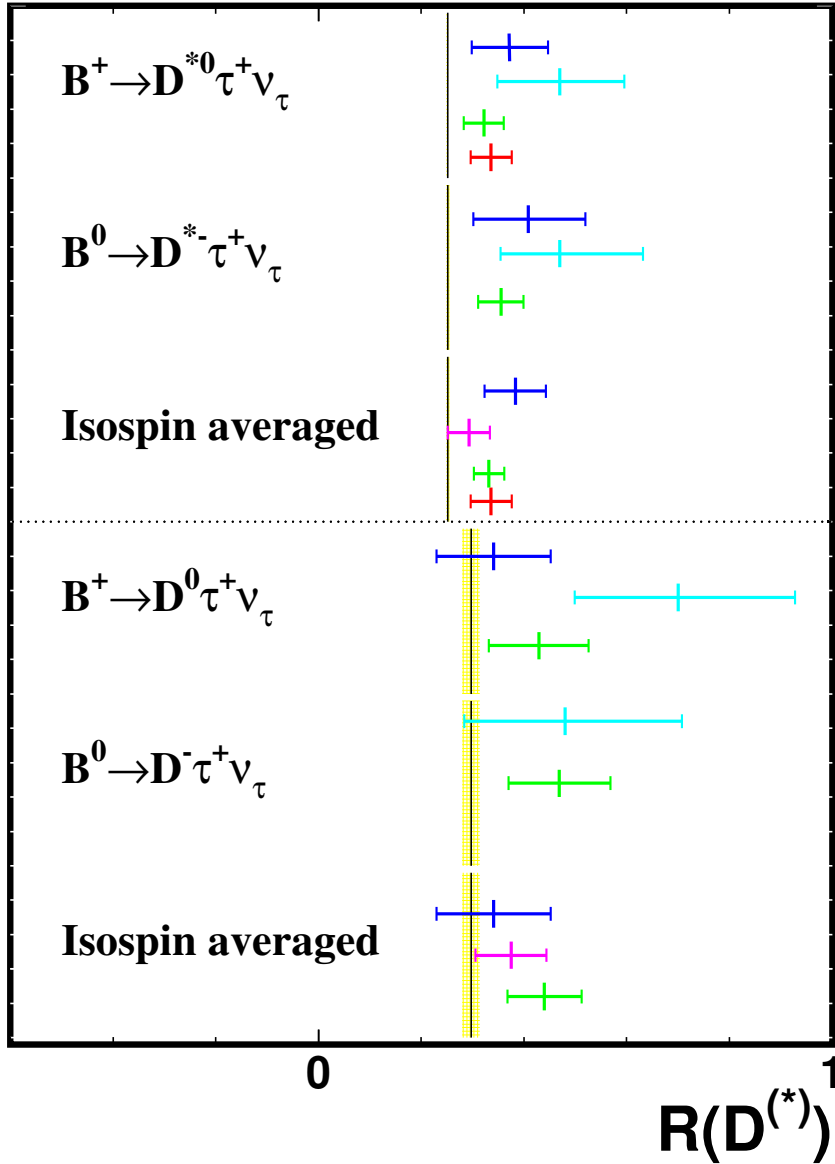
Przedstawione wyniki są obecnie przedmiotem wielu analiz teoretycznych, jednak ich interpretacja w kontekście efektów \mathbf{NF} wymaga ostrożności. Należy zauważyć, że istotny wpływ na stosunkowo dużą znaczącość obserwowanych odchyłeń miało radykalne zmniejszenie niepewności teoretycznych, zwłaszcza dla stosunku $R(D^*)$ w pracy [26], które są używane jako punkt odniesienia dla wyników doświadczalnych. Przewidywania dla $R(D^*)$ wciąż nie zostały potwierdzone poprzez obliczenia na siatkach, natomiast uwzględnienie wyników LQCD dla $R(D)$ nieco zmniejsza rozbieżności pomiędzy danymi i \mathbf{MS} [45].

² W pracy [9] przeprowadzono pomiar wyłącznie dla stosunków $R(D^{(*)})$ uśrednionych po izospinie, dlatego w tabeli przytoczono też starsze wyniki analizy z ekskluzywną rekonstrukcją B_{tag} [43] w części dotyczącej rozdzielonych stanów ładunkowych.

Aby uzyskać bardziej jednoznaczne informacje o dynamice półtaonowych rozpadów B , poza zwiększeniem dokładności pomiarów częstości i stosunków rozgałęzień, niezbędne są badania różniczkowych charakterystyk w tych procesach. W pracach [7] i [9] przedstawiono pomiary rozkładów q^2 , a w pracy [6] rozkłady pędu $\bar{D}^{(*)}$, jednak ich znaczenie jest ograniczone z powodu dużych niepewności statystycznych. Ważną rolę w wyjaśnieniu obecnych wyników mogą odegrać pomiary polaryzacji. Polaryzacja τ jest powszechnie uważana za jedną z obserwabli najlepiej testujących strukturę oddziaływań w półtaonowych rozpadach B , natomiast pomiary polaryzacji \bar{D}^* są szczególnie istotne w świetle obserwowanej dużej wartości $R(D^*)$.

Tabela II.2: Zmierzone częstości rozpadów dla przejść $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$ (\mathcal{B}), stosunki $R(D^{(*)})$ oraz całkowite znaczącości pomiarów (Σ). Dla \mathcal{B} trzeci błąd jest związany z niepewnością pomiaru kanału normalizacyjnego. Wartości oznaczone gwiazdką zostały zmodyfikowane w stosunku do oryginalnie opublikowanych wyników, przez uwzględnienie nowych pomiarów stosunków rozgałęzień kanałów normalizacyjnych. Uśrednione po izospinie częstości rozpadów są uzyskane dla czasów życia naładowanych mezonów B .

Eksperyment	\mathcal{B} [%]	$R(D^{(*)})$	Σ
$B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\tau^+\nu_\tau$			
Belle (inkl.) [6]	$2,12^{+0,28}_{-0,27} \pm 0,29$	$0,372^{+0,049}_{-0,047} \pm 0,057(*)$	8,1
Belle [43]	$2,68^{+0,63}_{-0,57} \pm 0,09(*)$	$0,47^{+0,11}_{-0,10} \pm 0,06$	3,9
BaBar [7]	$1,71 \pm 0,17 \pm 0,13$	$0,322 \pm 0,032 \pm 0,022$	9,4
$B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$			
Belle (inkl.) [5]	$2,02^{+0,40}_{-0,37} \pm 0,37$	$0,408^{+0,081}_{-0,075} \pm 0,077(*)$	5,2
Belle [43]	$2,38^{+0,69}_{-0,59} \pm 0,05(*)$	$0,48^{+0,14}_{-0,12} \pm 0,06$	4,7
BaBar [7]	$1,74 \pm 0,19 \pm 0,12$	$0,355 \pm 0,039 \pm 0,021$	10,4
LHCb [8]	-	$0,336 \pm 0,027 \pm 0,030$	-
$B^+ \rightarrow \bar{D}^0\tau^+\nu_\tau$			
Belle (inkl.) [6]	$0,77 \pm 0,22 \pm 0,12$	$0,341 \pm 0,097 \pm 0,063(*)$	3,5
Belle [43]	$1,58^{+0,43}_{-0,41} \pm 0,08(*)$	$0,70^{+0,19}_{-0,18} \pm 0,11$	3,8
BaBar [7]	$0,99 \pm 0,19 \pm 0,13$	$0,429 \pm 0,082 \pm 0,052$	4,7
$B^0 \rightarrow D^-\tau^+\nu_\tau$			
Belle [5]	$1,04^{+0,48}_{-0,41} \pm 0,13 \pm 0,06$	$0,48^{+0,22}_{-0,19} \pm 0,06 (*)$	2,6
BaBar [7]	$1,01 \pm 0,18 \pm 0,12(*)$	$0,469 \pm 0,084 \pm 0,053$	5,2
$B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$			
Belle (inkl.) [5, 6]	-	$0,383 \pm 0,060$	-
Belle [9]	-	$0,293 \pm 0,038 \pm 0,015$	-
BaBar [7]	$1,76 \pm 0,13 \pm 0,12(*)$	$0,332 \pm 0,024 \pm 0,018$	13,2
$B \rightarrow D\tau^+\nu_\tau$			
Belle [9]	-	$0,375 \pm 0,064 \pm 0,026$	-
BaBar [7]	$1,02 \pm 0,13 \pm 0,11(*)$	$0,440 \pm 0,058 \pm 0,042$	6,8



Rysunek II.1: Wyniki pomiarów stosunków $R(D)$ i $R(D^*)$. Niebieskimi kolorami oznaczono wyniki Belle z inkluzywną rekonstrukcją B_{tag} [5, 6] (ciemny niebieski) i z ekskluzywną rekonstrukcją B_{tag} [43] (jasny niebieski). Nowe wyniki Belle dla wielkości uśrednionych po izospinie z ekskluzywną rekonstrukcją B_{tag} [9] zaznaczono kolorem fioletowym. Zielony i czerwony kolor oznaczają odpowiednio wyniki eksperymentów BaBar [7] i LHCb [8].

Rozdział III

Materiał doświadczalny

Dane stanowiące podstawę rozprawy, zostały zebrane przez eksperyment Belle, działający w latach 1999-2010 przy zderzaczu KEKB w laboratorium KEK w Tsukubie w Japonii. KEKB był jedną z dwóch (obok akceleratora PEP-II w laboratorium SLAC w USA) tzw. „fabryk B”, gdzie masowo produkowane pary $B\bar{B}$ pochodzą z procesu:

$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\bar{B} \quad (\text{III.1})$$

Z uwagi na małą dostępną przestrzeń fazową, rezonans $\Upsilon(4S)$ rozpada się w $\sim 96\%$ na w przybliżeniu równą liczbę par $B^0\bar{B}^0$ i B^+B^- . Ważną zaletą procesu III.1 jest fakt ekskluzywnej produkcji par mezonów B bez dodatkowych cząstek.

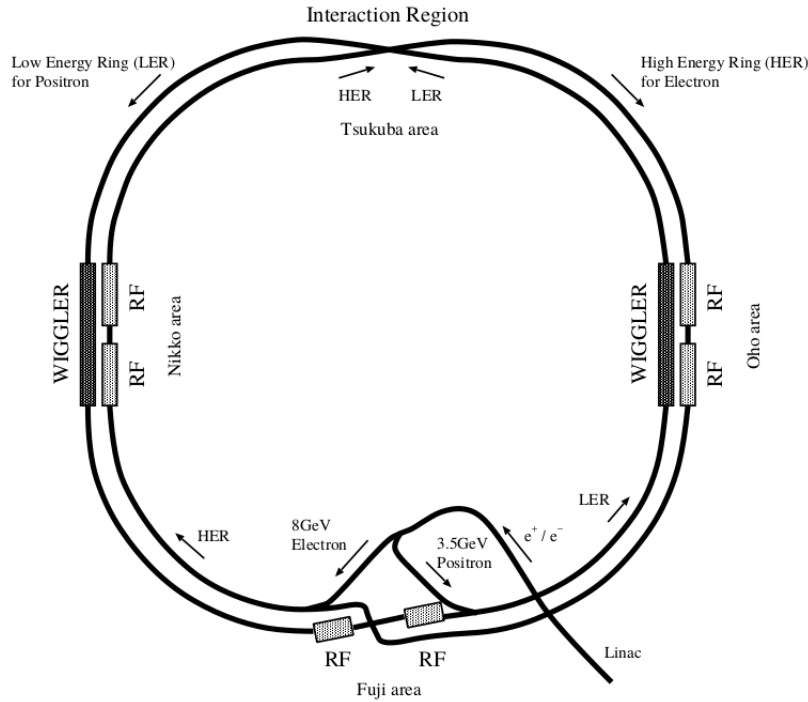
Głównym celem fizycznym eksperymentu był szeroki program badania rozpadów B ze szczególnym uwzględnieniem pomiarów niezachowania parzystości ładunkowo-przestrzennej CP. Zebranie dużej próbki danych umożliwiło badanie rzadkich rozpadów, oraz procesów trudnych pod względem doświadczalnym, np. rozpadów B z brakującą energią. Ponadto wykonano szereg pomiarów z zakresu fizyki powabu, leptonów τ , spektroskopii hadronów i oddziaływań dwufotonowych [46].

Analizę wykonano na pełnej próbce danych zebranych przy energii $\Upsilon(4S)$ o scałkowanej świetłości 711 fb^{-1} , co odpowiada 772 milionom par $B\bar{B}$.

III.1 Akcelerator KEKB

W akceleratorze KEKB [47] zderzano wiązki elektronów i pozytonów o energiach odpowiadających formacji rezonansów w układzie $b\bar{b}$ z serii $\Upsilon(nS)$, w zakresie $n = 1 - 4$. Akcelerator (rys.III.1) składał się z dwóch pierścieni akumulacyjnych: HER (*ang. High Energy Ring*) dla e^- i LER (*ang. Low Energy Ring*) dla e^+ , umieszczonych w tunelu o obwodzie 3016 m, oraz systemu wstrzykiwania w skład którego wchodziły wysokiej intensywności źródła elektronów i pozytonów, oraz akcelerator liniowy. W liniaku elektrony i pozytony przyspieszono do maksymalnej potrzebnej energii. W przypadku rezonansu $\Upsilon(4S)$, dla którego przeprowadzono większość naświetlań, były to odpowiednio energie 8 GeV dla e^- i 3,5 GeV dla e^+ .

Przyspieszane cząstki były wstrzykiwane do pierścieni, gdzie następowało ich formowanie. Typowe natężenia wiązek wynosiły 1,3 A (e^-) i 1,7 A (e^+). Pierścienie krzyżowały się w punkcie oddziaływania, IP (*ang. Interaction Point*) pod kątem 22 mrad, co zapewniało efektywną separację wiązek bez konieczności stosowania magnesów odchyłających w bezpośrednim otoczeniu IP. Aby pomimo to zderzenia były „czołowe”, bezpośrednio



Rysunek III.1: Schemat akceleratora KEKB.

przed zderzeniem paczki wiązki były dodatkowo obracane w tzw. wnętkach kraba. Stabilność wiązek utrzymywana była przy pomocy nadprzewodzących wnek rezonansowych dla wiązki elektronów i klasycznych ciepłych wnek dla wiązki pozytonów.

Podstawową charakterystyką zderzacza jest jego świetność chwilowa L określona przez zależność:

$$L = fn \frac{N_1 N_2}{A} \quad (\text{III.2})$$

gdzie f , $N_{1(2)}$, n , A oznaczają odpowiednio częstość obiegu cząstek, liczbę pęczków cząstek w każdej wiązce, liczbę cząstek w pęczku i powierzchnię przekroju wiązek. Średnia wartość L dla KEKB była rzędu $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$. Najwyższa chwilowa świetność osiągnięta w KEKB wyniosła $2,11 \times 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$ i przekroczyła ponad dwukrotnie założenia projektowe. Wynik ten został uzyskany w czerwcu 2009 roku i zapewnił KEKB miano rekordzisty w kategorii akceleratorów wiązek przeciwbieżnych.

Dla badanego procesu o przekroju czynnym σ scałkowana po czasie świetność akceleratora określa liczbę wyprodukowanych przypadków N :

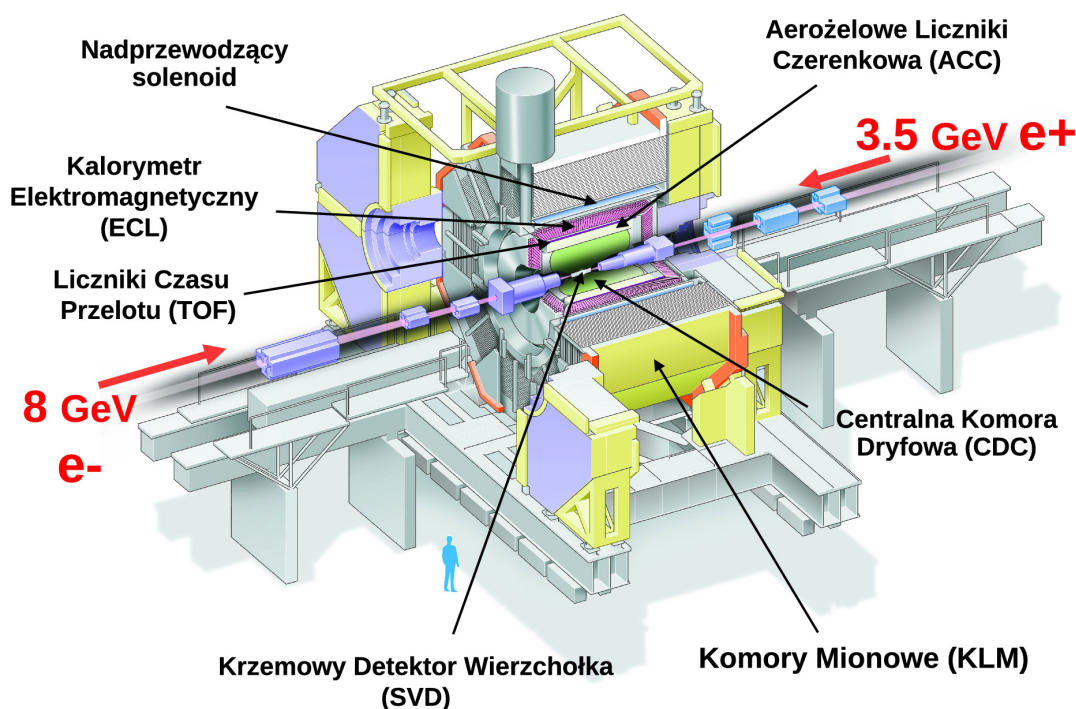
$$N = \sigma \int L dt \quad (\text{III.3})$$

Przekroje czynne na produkcję par $B\bar{B}$ w zderzeniach e^+e^- są niskie (1,1 nb), stąd do uzyskania dużej statystyki oprócz wysokiej świetności chwilowej wymagana jest stabilna praca zderzacza i detektora w długich okresach czasu. Działanie KEKB umożliwiło produkcję około 10^8 stanów $\Upsilon(4S)$ rocznie. Sumarycznie detektor Belle zebrał dane odpowiadające scałkowanej świetności równej 1040fb^{-1} , z czego 711fb^{-1} uzyskano przy energii $\Upsilon(4S)$.

Pomimo znacznie niższego niż w zderzaczach hadronowych przekroju czynnego na produkcję pięknych mezonów (1,1 nb w fabrykach B, $50 \mu\text{b}$ na TEVATRON-ie, $\approx 500 \mu\text{b}$

przy docelowej energii LHC) fabryki B mają szereg unikalnych możliwości, które sprawiają iż są one ważnymi narzędziami badawczymi w sektorze ciężkich zapachów, także w dobie LHC. Ich podstawową zaletą jest czyste środowisko eksperymentalne. Produkcja par $B\bar{B}$ stanowi około 25% całkowitego przekroju czynnego e^+e^- na hadrony. Głównym źródłem tła są procesy continuum ($e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, gdzie $q = u, d, s, c$) dla których przekrój czynny wynosi 3,4 nb. Dla porównania w eksperymencie LHCb, mezony B są produkowane raz na ok. 160 zderzeń.

Ważną zaletą fabryk B, w porównaniu do wcześniejszych, symetrycznych zderzaczy e^+e^- działających przy energii $\Upsilon(4S)$, jest możliwość badania charakterystyk czasowych. Masa układu $B\bar{B}$ jest tylko nieco mniejsza od masy $\Upsilon(4S)$, stąd w układzie spoczynkowym rezonansu mezony B rozpadają się blisko siebie. Taka topologia rozpadu utrudnia, czy wręcz uniemożliwia separację wierzchołków rozpadu B , niezbędną m.in. przy pomiarze asymetrii CP zależnej od czasu. Asymetria energii wiązek powoduje, że produkowane mezony B poruszają się w układzie laboratoryjnym, umożliwiając rozdzielanie wierzchołków ich rozpadów. Średnia odległość (Δz) pomiędzy wierzchołkami rozpadu mezonów B wynosi $\approx 200\mu\text{m}$. Pozwala to wyznaczyć różnicę czasu ($\Delta t \approx \Delta z/(\beta\gamma)$) pomiędzy dwoma rozpadami B , która wydłuża się o czynnik Lorentza (dla KEKB $\beta\gamma \simeq 0,425$). Powstające w fabryce B pary neutralnych mezonów B ewoluują w sposób koherentny, do momentu rozpadu jednego z nich. Dzięki temu rejestrując rozpad jednego z mezonów B uzyskujemy jednoznaczną informację o liczbach kwantowych drugiego z nich w tym momencie. Daje to unikalną możliwość badania czasowych charakterystyk wybranych procesów zarówno w obszarze wartości Δt dodatnich, jak i ujemnych.



Rysunek III.2: Schemat detektora Belle.

III.2 Detektor Belle

W miejscu przecięcia wiązek umieszczony był wielofunkcyjny spektrometr magnetyczny - Belle (rys. III.2)[47][48], składający się z siedmiu, ułożonych warstwowo, detekto-

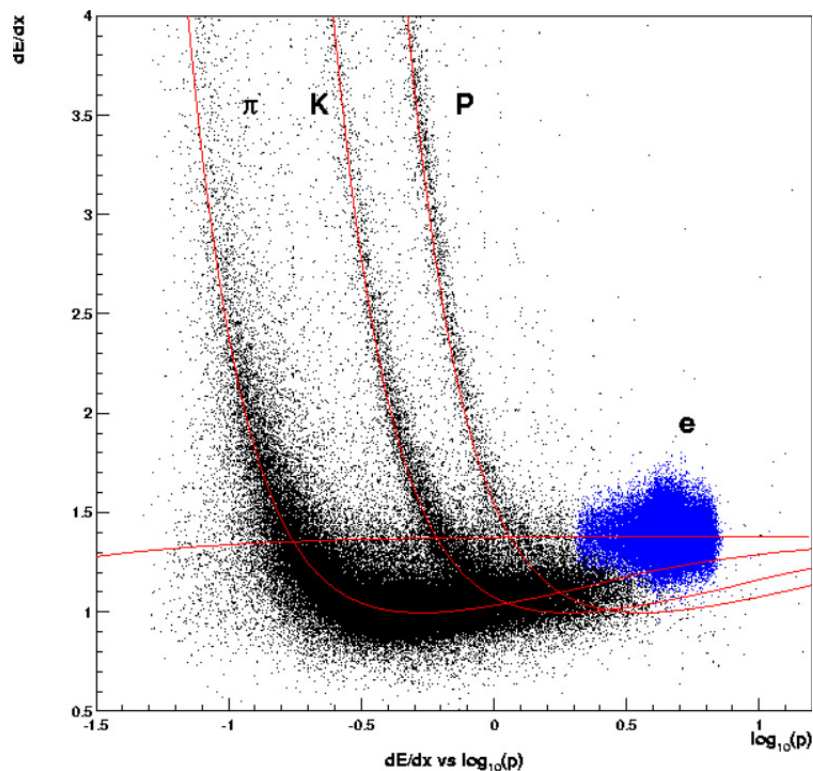
rów i nadprzewodzącego solenoidu. Ze względu na kształt detektora wygodnym układem współrzędnych do opisu fizyki jest układ cylindryczny, gdzie współrzędna z odpowiada kierunkowi wiązki e^+ , $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, kąt azymutalny ϕ wokół osi z jest mierzony od osi x , a oś y jest skierowana pionowo. Używany jest także kąt biegunowy θ , liczony od osi z . Obszary na jakie można podzielić detektor to: „beczka” - część równoległa do osi z oraz przednia i tylna „pokrywa“, które razem obejmują zakres $17^\circ < \theta < 150^\circ$ (co stanowi $\sim 92\%$ pełnego kąta bryłowego). Przesunięcie elementów układu „do przodu” (na rysunku III.1 w prawo) względem osi z wynikało z asymetrii energii wiązek. Najważniejsze elementy spektrometru oraz ich funkcje zostały opisane poniżej.

Krzemowy detektor wierzchołka - SVD (*ang. silicon vertex detector*) położony był najbliżej obszaru zderzeń wiązek, co pozwalało na precyzyjny pomiar torów cząstek i rekonstrukcję wierzchołków rozpadów. Szczególnie istotny był przy pomiarze asymetrii CP zależnej od czasu, gdzie współrzędna z miejsca rozpadu B musiała być wyznaczona możliwie dokładnie. W prezentowanej analizie, gdzie używane są również długożyciowe mezony D ($\tau_D \sim 10^{-12}$ s), rekonstrukcja wierzchołków rozpadu cząstek spoza obszaru oddziaływania znacząco obniża tło kombinatoryczne.

W pierwszej wersji SVD zawierał 3 warstwy paskowych detektorów krzemowych typu DSSD (*ang. Double-Sided Silicon Detector*). Są to płytki słabo domieszkowanego półprzewodnika typu n posiadające po obu stronach wąskie ($8 \mu\text{m}$) paski, na jednej stronie typu n+ (do odczytu współrzędnej z), na drugiej typu p+ (do odczytu współrzędnych $r-\phi$). W 2003 roku, z uwagi na wzrost świetlności akceleratora, zainstalowano nową wersję (SVD2) zawierającą 4 warstwy detektorów paskowych o podwyższonej odporności na promieniowanie. SVD2 osadzony był na rurze o promieniu 15 mm, a kolejne warstwy znajdowały się w odległości 20 mm, 43,5 mm, 70 mm i 88 mm od osi wiązki. Detektor pokrywał kąt biegunowy w zakresie $17^\circ < \theta < 150^\circ$. Dokładność rekonstrukcji wierzchołków rozpadów B w kierunku osi z w typowych hadronowych rozpadach B wynosiła $\sim 80 \mu\text{m}$.

Centralna komora dryfowa - CDC (*ang. central drift chamber*) wraz z detektorem SVD, pokrywająca ten sam zakres kątów, umożliwiała rekonstrukcję torów cząstek naładowanych. W oparciu o zakrzywienie torów w polu magnetycznym wyznaczone były pędy cząstek. Komora stanowiła też część systemu identyfikacji cząstek (pionów, kaonów, protonów, elektronów) o niskich pędach, mierząc straty energii na jonizację, dE/dx . Zależność dE/dx od pędu dla rekonstruowanych cząstek przedstawiono na rysunku III.3. Pomiar strat energii na jonizację umożliwiał odróżnienie naładowanego kaonu od pionu na poziomie powyżej trzech odchyień standardowych dla cząstek o pędzie mniejszym niż 0,8 GeV. Komora dryfowa miała kształt walca, w którym wewnętrzny i zewnętrzny promień wynosił odpowiednio 8 cm i 88 cm. Konstrukcja CDC składała się z 8400 komórek zawierających dwa rodzaje drutów ułożonych równoległe do osi zderzenia. Druty posiadające potencjał dodatni służyły do zbierania sygnału, a te z potencjałem ujemnym zapewniały jednorodne pole w komórce. Przechyłka zdolność rozdzielcza komory CDC wynosiła $130 \mu\text{m}$. Dokładność pomiaru pędów w płaszczyźnie $r-\phi$ w funkcji wartości pędu poprzecznego opisana jest zależnością: $\frac{\sigma_{p_t}}{p_t} = 0,5\% \sqrt{1 + p_t^2}$ (p_t - w GeV).

Aerożelowe progowe liczniki Czerenkowa - ACC (*ang. aerogel Čerenkov counter*), wykorzystujące zjawisko Czerenkowa, były głównym urządzeniem do identyfikacji naładowanych hadronów (π^\pm , K^\pm , p/\bar{p}). Cząstka, której prędkość była większa od



Rysunek III.3: Straty energii na jonizację w funkcji pędu (w układzie laboratoryjnym) zmierzone w komorze CDC. Przewidywane rozkłady dla poszczególnych rodzajów cząstek zaznaczono czerwonymi liniami.

prędkości światła w danym ośrodku, emitowała promieniowanie rejestrowane przez fotopowielacze. Detektor Belle obejmował system zbudowany z 1188 liczników zawierających krzemionkę aerożelową o pięciu różnych współczynnikach załamania ($n = 1,010, 1,013, 1,015, 1,020, 1,028$). Współczynniki były tak dobrane, aby prędkość pionów z rozpadów B była powyżej progu emisji promieniowania Czerenkowa dla typowych pędów w rozpadach B , natomiast kaony w tym samym zakresie pędów nie dawały sygnału. Część główna beczki zawierała 960 modułów podzielonych na 60 komórek wokół osi zderzenia. Część boczna zawierała natomiast 228 modułów w pięciu rzędach. Detektor był zoptymalizowany do rozróżniania kaonów i pionów o pędach z zakresu od 1,2 do 3,5 GeV.

Liczniki czasu przelotu - TOF (*ang. time-of-flight counter*) stanowiły uzupełnienie systemu identyfikacji oraz układu wyzwalania aparatury, gdzie pomagały zredukować zjawisko nakładania się przypadków (*pile-up*). Detektor zawierał 128 modułów umieszczonych w odległości 1,2 m od punktu interakcji, z których każdy składał się z dwóch scyntylacyjnych liczników TOF i jednego TSC (*ang. trigger scintillation counter*). Wysoka rozdzielczość czasowa na poziomie 100 ps, umożliwiała identyfikację pionów, kaonów oraz protonów i antyprotonów o pędach z zakresu od 0,8 do 1,25 GeV. Liczniki TOF pokrywały obszar kątowy w zakresie: $34^\circ < \theta < 120^\circ$.

Kalorymetr elektromagnetyczny - ECL (*ang. electromagnetic calorimeter*) służył do rejestracji kaskad elektromagnetycznych wywołanych przez fotony i elektrony, dając informację o kierunku, ilości zdeponowanej energii oraz rodzaju cząstki. Kalorymetr zbudowany był z 8736 kryształów jodku cezu (CsI) domieszkiowanych talem

(Tl), mających kształt ściętych piramid o rozmiarach poprzecznych porównywalnych z promieniem Molieré'a i długości 30 cm (ok. 18 długości radiacyjnych). Kalorymetr pokrywał obszar kątowy w zakresie $17^\circ < \theta < 150^\circ$. Energetyczna zdolność rozdzielcza opisana jest zależnością: $\sigma_E/E = 1,3\%/\sqrt{E}$, gdzie E podano w GeV-ach.

Kalorymetr elektromagnetyczny ECF (*ang. extreme forward calorimeter*) obejmował obszar małych kątów θ , poprawiając hermetyczność spektrometru Belle. Umożliwiał ciągle monitorowanie aktualnej wartości świetlności akceleratora, wykorzystując proces rozpraszania Bhabha, oraz znakowanie zdarzeń z udziałem oddziaływań dwufotonowych.

Nadprzewodzący solenoid chłodzony ciekłym helem umieszczony był między kalorymetrem elektromagnetycznym i komorą mionową. Wytwarzał pole magnetyczne o indukcji 1,5 T.

Komora mionowa - KLM (*ang. K_L^0 and muon detector*) o kształcie oktagonalnym stanowiła ostatnią, zewnętrzną warstwę spektrometru Belle. Służyła do detekcji i identyfikacji mionów o pędach $p > 0,6$ GeV oraz cząstek K_L^0 . Składała się z 14 warstw komór RPC (*ang. Resistive Plate Chamber*) poprzedzielanych warstwami żelaza, których zadaniem była rejestracja naładowanych śladów. Mezony K_L^0 wykrywane były poprzez kaskady hadronowe, wywołane w warstwach żelaza. Komora pokrywała obszar kątowy w zakresie: $17^\circ < \theta < 155^\circ$.

III.3 Akwizycja danych

System wyzwalania zapisu (*ang. trigger*) decydował kiedy zarejestrowane w detektorze sygnały były odczytywane. Zdarzenia (surowe dane reprezentujące zderzenia cząstek) spełniające kryteria zespołu trygerów sprzętowych i programowych (na farmie komputerów [49]) były na bieżąco zapisywane i archiwizowane. Zarchiwizowane surowe dane poddawane były rekonstrukcji, polegającej na przekształceniu i zapisaniu ich do odpowiednich struktur danych, reprezentujących neutralne i naładowane cząstki wraz z ich właściwościami (m.in. masa, ładunek, czteropęd). Zapisywane były na dyskach jako pliki `.dst` (*ang. data summary tapes*). Końcowym „produktem” były pliki w formacie `.mdst` (miniDST), zawierające wybrany zestaw zdarzeń, w szczególności przypadków hadronowych, które stanowiły dane wejściowe dla modułów analizy.

III.4 Próbkki generowane metodą Monte Carlo

Przygotowanie do analizy obejmowało również wygenerowanie próbek Monte Carlo (MC), stanowiących wyniki symulacji zarejestrowania przez detektor szukanych procesów. Dane MC pozwalają zorientować się jak będzie wyglądał sygnał i tło szukanego rozpadu, oszacować wydajność rekonstrukcji oraz kontrolować niepewności systematyczne. Przy generacji MC, jak i w całym procesie począwszy od akwizycji aż do analizy danych wykorzystywano dedykowane dla eksperymentu Belle oprogramowanie BASF (Belle Analysis Framework).

Generacja MC przebiega dwuetapowo: szybka produkcja zadanego kanału rozpadu B przy użyciu generatora EvtGen [28] (moduł BASF) i dość czasochłonna symulacja rejestracji zdarzeń w detektorze przy użyciu modułu GSIM w oparciu o pakiet Geant3 [50].

Poza generatorem `EvtGen` używano programu `JETSET` [51] do symulowania przypadków continuum. Poprawki radiacyjne modelowano przy użyciu pakietu `PHOTOS` [52]. W symulacjach odpowiedzi detektora uwzględniono zmiany warunków pracy eksperymentu podczas zbierania danych (zmiany położenia wiązki, czasowe problemy aparatury, wersje bibliotek oprogramowania). Wyniki symulacji, podobnie jak ma to miejsce dla rzeczywistych surowych danych, poddawane są rekonstrukcji i zapisywane są w pliku o formacie `.mdst`.

Dla celów niniejszej rozprawy wygenerowano dwie dedykowane próbki **MC**, z których każda zawiera 10^8 przypadków z sygnałowym rozpadem $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (próbki te składają się w połowie z rozpadów B^0 i \bar{B}^0) z tablicowymi rozpadami D^* , D i τ . W jednej z nich półtaonowe rozpady B symulowano według modelu ISGW-2 (próbka oznaczana jako **MCS**), a w drugiej według modelu BSTD (próbka oznaczana jako **MCS-b**), gdzie czynniki postaci wyliczono w oparciu o rozwinięcie ciężkiego kwarku i związki dyspersyjne [13]. Ponadto przygotowano **MC** sygnałowe z rozdzielonymi skrętnościami leptonu τ . Próbki zawierające 10^8 przypadków, dla każdej skrętności, wygenerowano w oparciu o generator BSTD.

Do oceny tła i kalibracji wykorzystano tzw. „ogólne MC” (**MCG** - *MC generic*), zawierające pełną listę rozpadów mezonów B oraz przypadki anihilacji jednofotonowej $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s, c$). Próbki **MCG** przewyższają dziesięciokrotnie liczebność danych dla przypadków $B\bar{B}$, oraz sześciokrotnie dla przypadków continuum. W analizie wykorzystano ponadto dedykowaną próbkę **MC** zawierającą $2,78 \cdot 772 \times 10^6$ przypadków $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$ (**MC-D****), stanowiących główne tło dla półtaonowych rozpadów B . W przeciwieństwie do modelu przyjętego w **MCG**, próbka ta nie zawiera nierezonansowych przejść $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\pi\ell^+\nu_\ell$, a do parametryzacji czynników postaci zastosowano model LLSW [53].

III.5 Wstępna selekcja przypadków

W celu minimalizacji czasu potrzebnego na analizę fizyczną, zrekonstruowane przypadki poddawane są kilkustopniowej selekcji, opisaną poniżej.

III.5.1 Selekcja HadronB

W analizach Belle badających rozpady B wykorzystuje się próbki danych (rzeczywistych i symulowanych), które przeszły tzw. selekcję HadronB [54]. HadronB jest to zbiór kryteriów, wybierających głównie przypadki typu $B\bar{B}$ oraz $e^+e^- \rightarrow q^+q^-$ i usuwających zdarzenia niehadronowe (np. $e^+e^- \rightarrow e^+e^-, \mu^+\mu^-, \tau^+\tau^-, \gamma\gamma$). Wymagania które musi spełniać zdarzenie aby przejść tę selekcję to:

- zawierać co najmniej 3 tory naładowanych cząstek spełniające kryteria: (i) pęd poprzeczny $P_T > 100$ MeV, (ii) parametr zderzenia $|dr| < 2,0$ cm, $|dz| < 4.0$ cm (tzw. ślady dobrej jakości);
- zawierać wierzchołek zrekonstruowany z dobrej jakości śladów, spełniający warunki: (i) $|dz| < 3,5$ cm, (ii) $|dr| < 1,5$ cm;
- zawierać co najmniej dwa dobrej jakości fotony, tzn. zarejestrowane zdarzenie musi posiadać w obszarze beczki detektora ECL co najmniej 2 klastry z depozytem energii większym niż 100 MeV;

- Energia widzialna $E_{vis} \geq 0,2\sqrt{s}$, gdzie E_{vis} to suma energii zrekonstruowana w CDC i ECL dla dobrej jakości śladów naładowanych (z przypisaną masą pionu) i fotonów, a \sqrt{s} jest energią zderzenia w układzie środka masy;
- Suma energii zdeponowanej w dobrej jakości klastrach (tzn. z obszaru: $17^\circ < \theta < 155^\circ$) zawiera się w przedziale $0,1 < \frac{E_{sum}}{\sqrt{s}} < 0,8$;
- Suma składowych pędów dla dobrej jakości śladów naładowanych i fotonów, $|\sum P_z| < 0,5\sqrt{s}$;
- Średnia energia dobrej jakości klastrów $\frac{E_{sum}}{N_{ECL}} < 1,0$ GeV;
- $\frac{M_{HJ}}{E_{vis}} > 0,25 \cup M_{HJ} > 1,8$ GeV, gdzie M_{HJ} (*ang. the heavy jet mass*) jest masą dżetu obliczaną z dobrej jakości torów i fotonów w następujący sposób: (i) po wyznaczeniu (z wykorzystaniem standardowych algorytmów) tzw. „osi thrustu”, zbiór dobrej jakości śladów i fotonów dzieli się na dwie półsfery płaszczyzną prostopadłą do osi thrustu; (ii) $M_{HJ} = \max(M_1, M_2)$, gdzie M_1, M_2 to masy efektywne zbiorów cząstek w półsferach, obliczone przy założeniu, że wszystkie naładowane ślady to piony;

Wydażność selekcji hadronowej dla różnych procesów przedstawiono w tabeli III.1.

Proces	$B\bar{B}$	$q\bar{q}$	$\tau^+\tau^-$	Bhabha	$\gamma\gamma$
Wydażność (%)	0,991	0,795	0,049	0,00002	0,004

Tabela III.1: Wydażność selekcji HadronB dla różnych procesów.

Kolejnym krokiem jest selekcja oraz identyfikacja cząstek naładowanych i neutralnych używanych w analizie fizycznej, przy czym szczegółowe kryteria wyboru zależą od badanych stanów końcowych. W następujących dwóch podrozdziałach zebrano wymagania stosowane w niniejszej analizie. Przy ich doborze uwzględniono nie tylko specyfikę rozpadów sygnałowych, lecz także konieczność możliwie czystej i wydajnej rekonstrukcji rozpadu B znakującego, co jest nieodzownym elementem badania wieloneutrinowych stanów końcowych.

III.5.2 Selekcja i identyfikacja torów cząstek naładowanych

W detektorze Belle rekonstruowane są naładowane ślady o pędzie poprzecznym wyższym niż 50 MeV w układzie laboratoryjnym. Na wybrane tory nakładano kryterium jakości, zdefiniowane ilościowo poprzez parametr zderzenia względem punktu oddziaływania, co usuwa tło pochodzące z oddziaływań wiązki z rurą akceleratora. Akceptowano tylko ślady z parametrem zderzenia o wartości $|dz| < 5,0$ cm w kierunku osi wiązki oraz $|dr| < 2,25$ cm w płaszczyźnie do niej poprzecznej. Dodatkowo wymagano co najmniej jednego sygnału w detektorze SVD. Pędy cząstek zidentyfikowanych jako e^\pm korygowano na efekt promieniowania hamowania przez dodanie fotonów leżących w stożku o kącie rozwarcia 50 mrad wzdłuż helisy.

Do identyfikacji cząstek naładowanych ($x = \pi^\pm, K^\pm, p^\pm$) wykorzystano wartości wiarygodności (\mathcal{L}_x) z trzech detektorów (CDC+ACC+TOF):

$$\mathcal{L}_x = \mathcal{L}_x^{CDC} \times \mathcal{L}_x^{ACC} \times \mathcal{L}_x^{TOF} \quad (\text{III.4})$$

wyliczając prawdopodobieństwo

$$P_{x:y} = \frac{\mathcal{L}_x}{\mathcal{L}_x + \mathcal{L}_y} \quad (\text{III.5})$$

identyfikacji cząstki jako x pod warunkiem, że ślad może pochodzić od cząstki x lub y [55].

Podobnie zdefiniowano prawdopodobieństwa identyfikacji dla leptonów:

$$P_e = \frac{\mathcal{L}_e}{\mathcal{L}_e + \mathcal{L}_{-e}}, \quad (\text{III.6})$$

używając informacji z poddetektorów (ECL+CDC+ACC) [56] oraz

$$P_\mu = \frac{\mathcal{L}_\mu}{\mathcal{L}_\mu + \mathcal{L}_\pi + \mathcal{L}_K}, \quad (\text{III.7})$$

wykorzystując informację z poddetektora KLM [48].

Dla zaakceptowanych śladów naładowanych nakładane są standardowe w Belle wymagania na identyfikację cząstek:

- e^\pm : $P_e > 0,6 \cap P_\mu < 0,98 \cap P_{K:e} < 0,98$;
- μ^\pm : $P_\mu > 0,6 \cap P_e < 0,98 \cap P_{K:\mu} < 0,98$;
- K^\pm : $P_{K:\pi} > 0,6 \cap P_\mu < 0,98 \cap P_e < 0,98$;
- p^\pm : $P_{p:\pi} > 0,6 \cap P_{p:K} > 0,6 \cap P_\mu < 0,98 \cap P_e < 0,98$;
- pozostałe cząstki identyfikowane są jako piony;

Fotony wybierane są spośród klastrów zrekonstruowanych w kalorymetrze elektromagnetycznym w zakresie energii od 0,02 do 10 GeV. W pierwszej kolejności wykonywana jest procedura korygująca czteropędy elektronów ze względu na promieniowanie hamowania, poprzez dodanie czteropędów fotonów leżących w stożku o kącie rozwarcia mniejszym niż 0,05 rad wzdłuż trajektorii e^\pm , oraz rekonstrukcja mezonów π^0 (opisana w następnym punkcie). Pozostałe fotony są włączane do rekonstrukcji B_{tag} , o ile spełniają warunek:

$$-0,75 < \cos \theta < 0,85 \cap E_\gamma > 0,1 \text{ GeV.}$$

Dla fotonów „do przodu” zastosowano zaostrzone wymagania:

$$\cos \theta > 0,5 \cap E_\gamma > 0,160 \text{ GeV}$$

$$\cos \theta > 0,6 \cap E_\gamma > 0,180 \text{ GeV}$$

$$\cos \theta > 0,7 \cap E_\gamma > 0,200 \text{ GeV.}$$

Reszta fotonów traktowana jest jako tło pochodzące od wiązki lub wtórnych oddziaływań. Wyliczana jest ich sumaryczna energia, określana jako energia resztkowa w kalorymetrze elektromagnetycznym, E_{res} . W bieżącej analizie E_{res} jest używana do odrzucania słabo zrekonstruowanych przypadków z dużą liczbą przypadkowych klastrów w kalorymetrze.

Mezony π^0 w obszarze „beczki” są zrekonstruowane z par fotonów o energiach $E_\gamma > 50 \text{ MeV}$.

Dla fotonów z obszaru „pokrywek” detektora, w celu redukcji tła kombinatorycznego nakładane jest ostrzejsze wymaganie: $E_\gamma > 100 \text{ MeV}$. Dla par fotonów o masie w zakresie $118 < m_{\gamma\gamma} < 150 \text{ MeV}$ przeprowadzane jest dopasowanie z więzem na masę π^0 . Para jest akceptowana jako π^0 , jeżeli poziom ufności dopasowania jest

większy od zera. Jeśli ten sam foton występuje w więcej niż jednej parze, wybierana jest kombinacja z najmniejszą wartością χ^2 . Wydajność detekcji π^0 zmienia się w zależności od energii w zakresie 50% – 65%. Średnia zdolność rozdzielcza rekonstrukcji masy π^0 wynosi 5 MeV.

Mezony K_S^0 są rekonstruowane z par przeciwnie naładowanych pionów przy poniższych wymaganiach:

- $482 < m_{K_S^0} < 514$ MeV;
- wspólny wierzchołek przesunięty od punktu oddziaływania (IP) wzdłuż kierunku pędu K_S^0 ;

Rozłączne zbiory cząstek używane są następnie do rekonstrukcji mezonów D^0 , D^{*-} i znakującego B .

Ponadto w analizie wykorzystywana jest informacja o mezonach K_L^0 , które są identyfikowane jako kaskady hadronowe zarejestrowane w detektorze KLM pod warunkiem, że kaskadzie nie odpowiadał żaden naładowany ślad. Energia K_L^0 nie jest wyznaczana, stąd często w analizach przypadki zawierające te cząstki są odrzucane.

III.5.3 Zmienne kinematyczne do rekonstrukcji rozpadów B

Kinematyczna rekonstrukcja rozpadów B w fabrykach B wykorzystuje specyficzne warunki doświadczalne tych urządzeń, mianowicie ekskluzywną produkcję par $B\bar{B}$. Znajomość energii wiązek w zderzacz e^+e^- dostarcza informacji o energii produkowanych mezonów B . W układzie środka masy $\Upsilon(4S)$ energia $B(\bar{B})$ i równocześnie energia wiązki są równe połowie energii zderzenia.

$$E_B = E_{\text{beam}} = \sqrt{s}/2 \quad (\text{III.8})$$

W standardowej rekonstrukcji rozpadów mezonów B , gdy rejestrowane są wszystkie cząstki wtórne, stosowane są dwie, nieskorelowane (korelacja poniżej 5%), zmienne kinematyczne: różnica energii (ΔE) oraz masa z podstawioną energią wiązki (M_{bc}), zdefiniowane poniżej.

$$\Delta E = E_B^{\text{rec}} - E_{\text{beam}} \quad (\text{III.9})$$

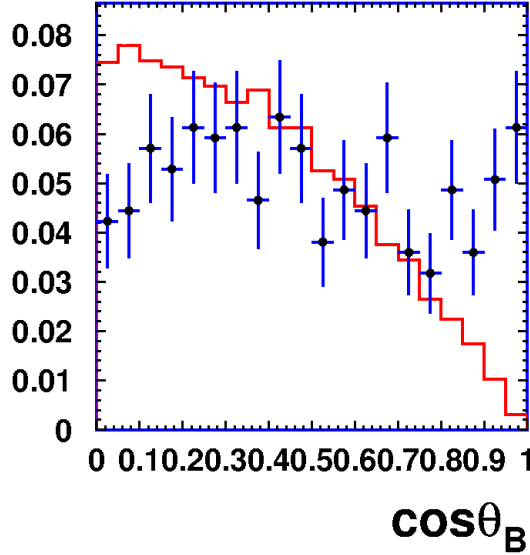
$$M_{bc} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - (\vec{p}_B^{\text{rec}})^2} \quad (\text{III.10})$$

gdzie E_B^{rec} , \vec{p}_B^{rec} to odpowiednio zrekonstruowane energia i pęd mezonu B . Dla poprawnie zrekonstruowanych rozpadów B różnica energii wyznaczonej i nominalnej, ΔE , przyjmuje wartości bliskie zera. Błędna identyfikacja, bądź pominięcie lub dodanie cząstek nienależących do rekonstruowanego rozpadu powoduje przesunięcie maksimum rozkładu w stronę ujemnych lub dodatnich wartości. Zdolność rozdzielcza ΔE zależy od konkretnego kanału rozpadu mezonu B i może się zmieniać w zakresie od kilkunastu do kilkudziesięciu MeV, w zależności od krotności i typów cząstek w stanie końcowym.

Rozkład M_{bc} to efektywnie rozkład masy mezonu B , gdzie w miejsce zrekonstruowanej energii B podstawiono energię wiązki. W odróżnieniu od ΔE , zmienna M_{bc} zależy tylko od zrekonstruowanego pędu i nie jest czuła na błędną identyfikację, albo zgubienie bardzo powolnych cząstek. Eksperymentalna zdolność rozdzielcza M_{bc} wynosi ≈ 3 MeV i zależy od dokładności pomiaru energii wiązek.

Zmienną wykorzystywaną do tłumienia tła pochodzącego od błędnie zrekonstruowanych przypadków $B\bar{B}$ jest $\cos \Theta_B$, gdzie Θ_B jest kątem pomiędzy \vec{p}_B^{rec} a osią wiązki. Dla poprawnie zrekonstruowanych mezonów B zmienna $\cos \Theta_B$ ma rozkład $\propto 1 - \cos^2 \Theta_B$,

podczas gdy tło kombinatoryczne ma rozkład płaski. Na rysunku III.4 przedstawiony jest symulowany rozkład $\cos \Theta_B$ dla rozpadu $B^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ i zmierzonego tła.



Rysunek III.4: Rozkład kąta produkcji B , $\cos \Theta_B$, dla rozpadu $B^0 \rightarrow \ell^+ \ell^-$ z próbki MC (histogram) i zmierzonego tła (punkty z błędami) [57].

W przypadku kiedy rekonstruowane są rozpady B do stanów końcowych z jedną nierejestrowaną cząstką, np. pólleptonowe rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} \ell^+ \nu_\ell$, to pomimo że nie znana jest pełna kinematyka zdarzenia, w fabrykach B dostępna jest ograniczona informacja o kierunku lotu mezonu B . W szczególności można wyznaczyć cosinus kąta między kierunkiem pędu B , a wektorem pędu rejestrowanych produktów rozpadu (\vec{p}_{vis}), który wynosi:

$$\cos \theta_{B_{\text{vis}}} = \frac{2E_{\text{beam}}E_{\text{vis}} - m_B^2 - m_{\text{vis}}^2 + m_{\text{mis}}^2}{2p_B p_{\text{vis}}}, \quad (\text{III.11})$$

gdzie pęd mezonu B , p_B , jest wyliczany z energii wiązki E_{beam} przyjmując tablicową wartość masy mezonu B (m_B), E_{vis} jest sumą energii widocznych produktów rozpadu, $m_{\text{vis}}^2 = E_{\text{vis}}^2 - p_{\text{vis}}^2$, a m_{mis} oznacza założoną masę brakującej cząstki. Dla przytoczonego przykładu pólleptonowych rozpadów $m_{\text{mis}} = 0$, a $\cos \theta_{B_{\text{vis}}} = \cos \theta_{B, \bar{D}^{(*)} \ell^+}$.

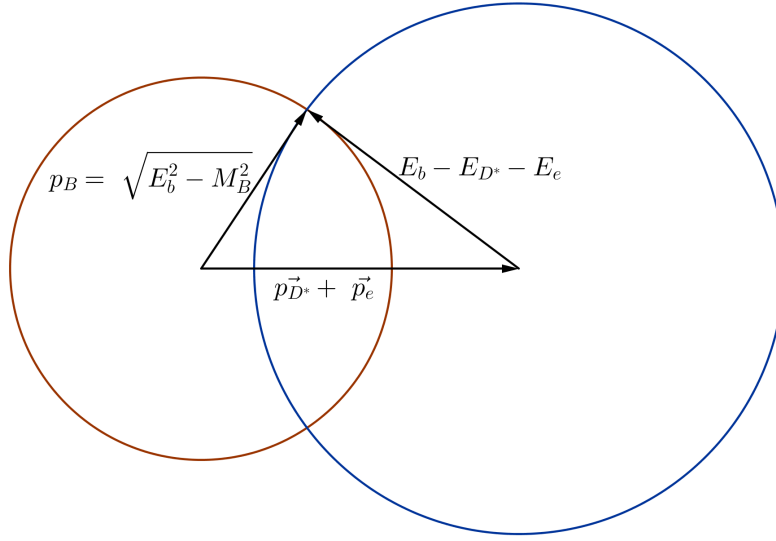
Rozkład $\cos \theta_{B_{\text{vis}}}$ ma osobliwość dla $p_{\text{vis}} \approx 0$ i w analizach gdzie ten zakres pędów jest istotny można stosować zmienną X_{mis} [5], której konstrukcję przedstawiono na rysunku III.5. Opiera się ona na nierówności trójkąta utworzonego z bezwzględnych wartości pędów p_{vis} , brakującego p_{mis} oraz pędu mezonu B :

$$|p_{\text{mis}} - p_{\text{vis}}| \leq p_B \leq p_{\text{mis}} + p_{\text{vis}} \implies \frac{|p_{\text{mis}} - p_{\text{vis}}|}{p_B} \leq 1. \quad (\text{III.12})$$

Zmienna X_{mis} jest zdefiniowana jako

$$X_{\text{mis}} = \frac{p_{\text{mis}} - p_{\text{vis}}}{\sqrt{E_{\text{beam}}^2 - m_B^2}} \quad (\text{III.13})$$

Moduł brakującego pędu p_{mis} wyznaczany jest na podstawie energii brakującej $E_{\text{mis}} = E_{\text{beam}} - E_{\text{vis}}$, robiąc założenie o masie brakującej cząstki, np. dla neutrina $p_{\text{mis}} = E_{\text{mis}}$. Dla



Rysunek III.5: Interpretacja geometryczna zmiennej X_{mis} dla pary (D^*e) z rozpadu $\bar{B} \rightarrow D^*e\bar{\nu}_e$; promień niebieskiego okręgu odpowiada wartości brakującego pędu, który przy założeniu zerowej masy brakującej jest równy energii brakującej. Promień czerwonego okręgu odpowiada bezwzględnej wartości pędu B . (Na rysunku $E_b = E_{\text{beam}}$).

dobrze zrekonstruowanych przypadków i poprawnej hipotezy o masie m_{mis} , X_{mis} przyjmuje wartości z zakresu $[-1,1]$. X_{mis} większe od 1 odpowiada przypadkom z masą brakującą większą od założonej, natomiast obszar $X_{\text{mis}} \ll -1$ zawiera głównie przypadki tła kombinatorycznego.

Alternatywnie możemy wyznaczyć przybliżoną masę brakującą w przypadku, zaniebując pęd mezonu B :

$$(M_{\text{mis}}^2)_{\text{appr}} = (E_{\text{beam}} - E_{\text{vis}})^2 - p_{\text{vis}}^2, \quad (\text{III.14})$$

Wybór pomiędzy $\cos \theta_{B_{\text{vis}}}$, X_{mis} lub $(M_{\text{mis}}^2)_{\text{appr}}$ w głównej mierze zależy od zachowania się tła dla tych zmiennych w warunkach konkretnej analizy.

III.6 Rekonstrukcja B_{tag}

W fabrykach B zdarzenie można rozdzielić na zestaw zrekonstruowanych cząstek z badanego rozpadu sygnałowego B_{sig} , oraz B_{tag} zawierający zarejestrowane produkty rozpadu drugiego mezonu B . Rekonstrukcja B_{tag} umożliwia pomiary inkluzywne w rozpadach B , oraz badanie kanałów o szczególnie trudnych sygnaturach (dotyczy to głównie stanów końcowych, które nie dają się w pełni zrekonstruować).

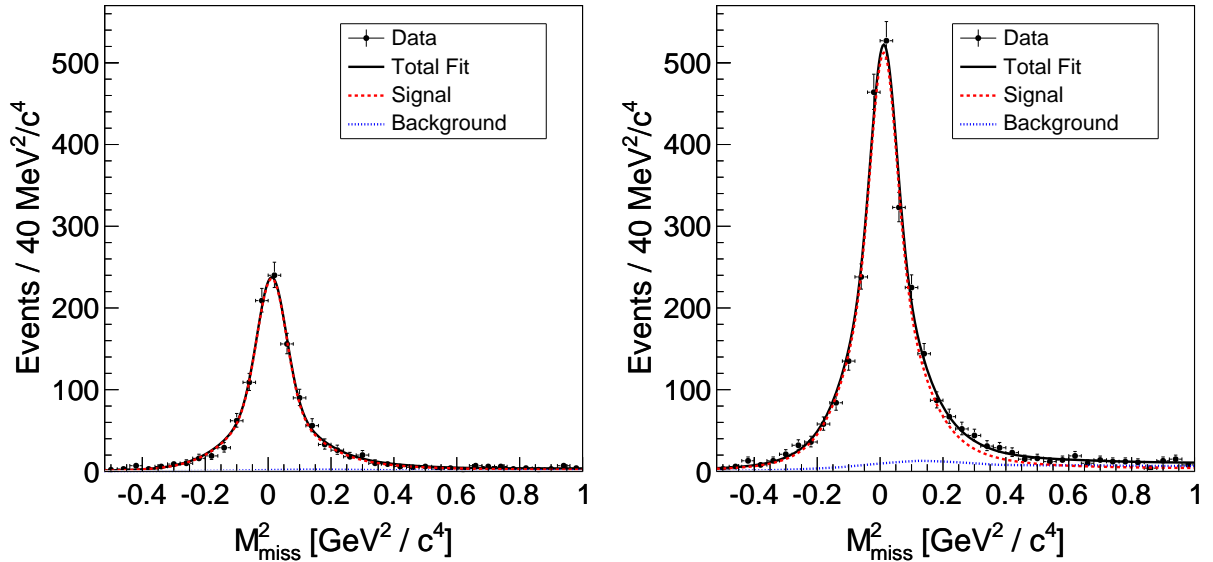
W zależności od rozpadu rekonstruowanego po stronie sygnałowej można zastosować jedną z trzech podstawowych metod rekonstrukcji strony znakującej:

Ekсклюzywna rekonstrukcja w rozpadach hadronowych wykorzystuje dużą liczbę kanałów o różnej czystości aby skompensować ich niskie współczynniki rozgałęzienia (poniżej 1%) i zmaksymalizować wydajność rekonstrukcji B_{tag} . W analizach Belle stosowano dwie wersje ekсклюzywnej rekonstrukcji B_{tag} w rozpadach hadronowych. W historycznie pierwszej wersji selekcja B_{tag} oparta była o zestaw prostych cięć prostokątnych, w drugiej zaś zastosowano algorytm hierarchicznej rekonstrukcji z uży-

ciem sieci neuronowej NeuroBayes [58]. W pierwszej wersji wykorzystywano następujące kanały: $B_{\text{tag}}^- \rightarrow D^{(*)0}h^-$, oraz $\bar{B}_{\text{tag}}^0 \rightarrow D^{(*)+}h^-$ gdzie $h^- = \pi^-, \rho^-, a_1^-, D_s^{(*)-}$, a mezony powabne rekonstruowano w kilkunastu stosunkowo czystych hadronowych stanach końcowych.

Do wyboru kandydatów B_{tag} stosuje się standardowe zmienne M_{bc} i ΔE . Zastosowanie luźniejszych kryteriów selekcji B_{tag} pozwala na podniesienie wydajności rekonstrukcji kosztem pogorszenia czystości, jednakże optymalizacja kryteriów selekcji w dużym stopniu zależy od konkretnej analizy.

W nowym podejściu do ekskluzywnej rekonstrukcji B_{tag} użyto 1104 ekskluzywnych kanałów rozpadu, wykorzystując łącznie 71 sieci neuronowych. Wydajność rekonstrukcji przy porównywalnej czystości jest ponad dwukrotnie wyższa dla algorytmu opartego na sieciach neuronowych, co ilustruje rysunek III.6. Czystość selekcji może być regulowana w sposób ciągły za pomocą cięcia na odpowiedzi z sieci.

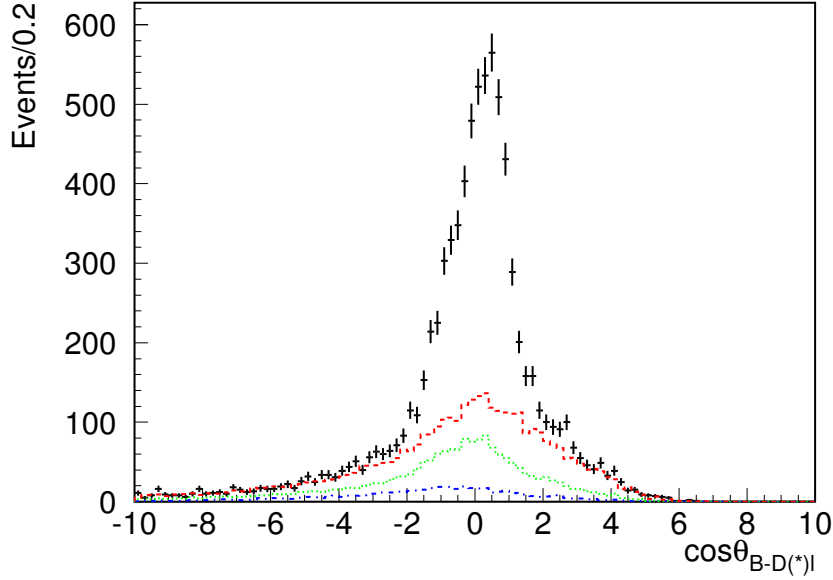


Rysunek III.6: Rozkład masy brakującej M_{miss}^2 dla kandydatów B_{tag} w półleptonowym rozpadzie B_{sig} . W efekcie zastosowania algorytmu opartego o sieci neuronowe (prawy rozkład) wydajność rekonstrukcji wzrosła prawie dwukrotnie w porównaniu do przypadku gdy użyto algorytmu klasycznego (lewy rozkład) [58].

Dla porównania, w analogicznych analizach współpraca BaBar wykorzystywała przejścia typu $B_{\text{tag}} \rightarrow D^{(*)}Y^\pm$, gdzie system Y^\pm może zawierać od jednego do sześciu lekkich hadronów ($\pi^\pm, \pi^0, K^\pm, K_S$) [59, 60]. Różnorodność stanów Y^\pm , w połączeniu z dużą liczbą rekonstruowanych rozpadów $D^{(*)}$ dało łącznie 1114 stanów końcowych. Pozwoliło to uzyskać nieco wyższą wydajność znakowania, 0,5% (0,3%) dla mezonów B^- (\bar{B}^0), ale przy czystości jedynie około 25%.

Rekonstrukcja B_{tag} w rozpadach półleptonowych typu $\bar{B} \rightarrow D^{(*)}X\ell^-\bar{\nu}_\ell$ opiera się na wykorzystaniu czystej sygnatury i wysokiej częstości tego typu rozpadów wynoszącej $\sim 15\%$. Po stronie znakującej w pełni rekonstruowany jest tylko hadronowy rozpad mezonu $D^{(*)}$. Rekonstrukcja pozostałych cząstek (X) nie jest konieczna, za to wymagany jest szybki lepton. Kandydaci na B_{tag} wybierani są na podstawie rozkładu $\cos\theta_{B_{\text{tag}}-D^{(*)}\ell}$ (wzór III.11). Na rysunku III.7 przedstawiono rozkład

$\cos \theta_{B_{\text{tag}}-D^{(*)}\ell}$ z analizy gdzie badano rozpad $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ [61].



Rysunek III.7: Rozkład $\cos \theta_{B-D^{(*)}\ell}$ z analizy taonowych rozpadów B z półleptonowym znakowaniem B_{tag} . Kolorowe histogramy przedstawiające składowe tła dla rozpadów znakujących $B^- \rightarrow D^{(*)0} \ell^- \bar{\nu}_\ell$ oszacowano na podstawie **MCG**. Czarne punkty z błędami przedstawiają dane [61].

Pomimo niższej czystości niż ekskluzywna rekonstrukcja B_{tag} w rozpadach hadronowych, metoda ta jest przydatna w badaniach rzadkich rozpadów z niską krotnością śladów (aby uniknąć wysokiego tła kombinatorycznego po stronie sygnałowej). Metoda była zastosowana w eksperymentach Belle i BaBar do poszukiwania rozpadów $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$ ([61, 62] i $B \rightarrow K^{(*)} \nu \bar{\nu}$ ([63]).

Wydajności omówionych wyżej metod wynoszą typowo od 0,1% do 0,3%, w zależności od wymaganej czystości wyboru B_{tag} .

Inkluzywna rekonstrukcja B_{tag} w porównaniu do opisanych powyżej metod pozwala na uzyskanie kilkakrotnie wyższej wydajności rekonstrukcji kosztem nieco gorszej czystości. Zasadniczą cechą, która odróżnia ten typ rekonstrukcji B znakującego od pozostałych metod jest kolejność rekonstrukcji B_{sig} i B_{tag} . W podejściu inkluzywnym najpierw rekonstruowana jest strona sygnałowa; pozostałe cząstki, o ile spełniają kryteria selekcji, włączane są do strony znakującej i traktowane jako produkty rozpadu drugiego B .

Poprawność rekonstrukcji B_{tag} dla czysto hadronowych stanów końcowych sprawdzana jest przy użyciu standardowych zmiennych kinematycznych, różnicy energii i masy z podstawioną energią:

$$\Delta E_{\text{tag}} = E_{\text{tag}} - E_{\text{beam}} \quad (\text{III.15})$$

$$M_{\text{tag}} = \sqrt{E_{\text{beam}}^2 - \vec{p}_{\text{tag}}^2} \quad (\text{III.16})$$

gdzie E_{tag} , \vec{p}_{tag} oznaczają odpowiednio sumaryczną energię i pęd cząstek nieprzypisanych do rozpadu sygnałowego¹. Dla przypadków gdzie cząstki zostały prawidłowo rozdzielone i gdzie nie zgubiono żadnej cząstki po stronie znakującej rozkłady M_{tag} oraz ΔE_{tag} powinny wyglądać jak dla kanałów ekskluzywnych, ale z powodu uśredniania po wielu kanałach rozdzielczość ulega pogorszeniu. Czystość wyboru B_{tag} można poprawić poprzez nałożenie dodatkowych wymagań, np. wybierając przypadki z zerowym wypadkowym ładunkiem, czy też ograniczając krotności cząstek neutralnych i naładowanych po stronie znakującej. W porównaniu do ekskluzywnej rekonstrukcji B_{tag} metoda inkluzywna pozwala uwzględnić znacznie większą liczbę stanów końcowych, np. nie jest ograniczona przez wybór rekonstruowanych kanałów rozpadów mezonów powabnych.

Metoda ta nadaje się do badania procesów, gdzie strona sygnałowa ma dobrze zdefiniowany stan końcowy o czystej sygnaturze. W szczególności nie można jej stosować do pomiarów inkluzywnych rozpadów B_{sig} . W analizach rozpadów B z brakującą energią, do rekonstrukcji B_{tag} wykorzystywane są głównie hadronowe stany końcowe. Podejście takie stosowano w Belle m.in. w badaniach rozpadów półtaonowych gdzie czystą sygnaturę dawał powabny mezon $D^{(*)}$ w parze z leptonem lub pionem odpowiedniego znaku [5, 6], oraz do poszukiwania rzadkich rozpadów $B^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell$ [64], w których po stronie sygnałowej rekonstruowano szybki lepton o dobrze określonym pędzie.

Jeżeli wśród cząstek przypisanych do strony znakującej jest szybki lepton, można zastosować zmodyfikowaną wersję inkluzywnej rekonstrukcji B_{tag} . Wówczas do selekcji B_{tag} wykorzystuje się odpowiedniki zmiennych $\cos \theta_{B_{\text{vis}}}$, lub X_{mis} , gdzie mezon $D^{(*)}$ jest zastąpiony przez inkluzywnie zrekonstruowany układ hadronów. Powyższą metodę zastosowano w Belle do poszukiwania rozpadów $B^+ \rightarrow D_s^{(*)+} K^- \ell^+ \nu_\ell$ [65], gdzie do selekcji B_{tag} wykorzystano zmienną X_{mis} wyliczaną dla strony znakującej.

Technika inkluzywnej rekonstrukcji znakującego B może być nadal rozwijana i ulepszana. Podobnie jak to miało miejsce dla metody ekskluzywnej, wykorzystanie narzędzi metod analizy wielowymiarowej do inkluzywnej rekonstrukcji B_{tag} mogłoby wpłynąć na dalszy wzrost wydajności, umożliwiając równoczesną kontrolę czystości. Zmiana polegałaby na zastąpieniu sekwencyjnych cięć wprowadzeniem ciągłej zmiennej będącej funkcją charakterystyk opisujących stronę znakującą.

Optymalny wybór sposobu rekonstrukcji B_{tag} zależy od kilku czynników, takich jak cel analizy (np. pomiary inkluzywne lub ekskluzywne), czystość sygnatury rozpadu po stronie sygnałowej, wielkość oczekiwanego sygnału oraz głównych źródeł tła.

¹Definicje ΔE_{tag} i M_{tag} pokrywają się ze standardowymi zmiennymi ΔE i M_{bc} (III.9, III.10). Zmiana oznaczeń jest wprowadzona w celu podkreślenia innego niż w ekskluzywnej rekonstrukcji sposobu wyboru stanów końcowych w rozpadzie B .

Rozdział IV

Metodyka

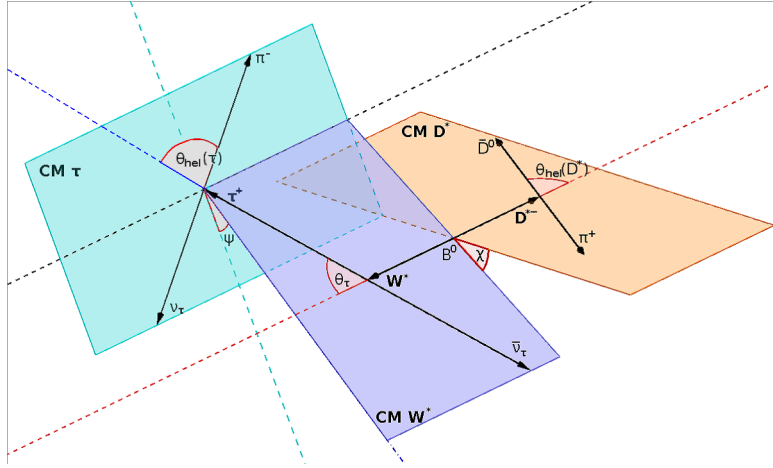
Głównym celem przedstawionej w rozprawie analizy jest wyznaczenie polaryzacji D^* i τ w półtaonowych rozpadach B . Procedury obu pomiarów są złożone i w wielu punktach istotnie się między sobą różnią, dlatego ich szczegółowe opisy zamieszczono w oddzielnych rozdziałach (V i VI). W niniejszym rozdziale omówiono główne założenia ogólnej strategii, oraz elementy analizy wspólne dla obu pomiarów, obejmujące kinematyczny opis sygnałowego rozpadu, rekonstrukcję B_{sig} i B_{tag} , oraz charakterystyki i kalibracje tła.

W ogólnym schemacie analizy można wyróżnić kilka zasadniczych elementów, które należy zoptymalizować pod kątem planowanych pomiarów.

Wybór metody rekonstrukcji B_{tag} - Opierając się na wcześniejszych doświadczeniach [5, 6], do rekonstrukcji B_{tag} wybrano metodę inkluzywną (por. rozdział III.6) ze względu na jej stosunkowo wysoką wydajność. W analizie ograniczono się do hadronowych rozpadów znakującego B , które dzięki pełnej rekonstrukcji wektora pędu B_{tag} , umożliwiają wyznaczenie w rozpadzie sygnałowym wielkości kinematycznych niezbędnych do pomiaru polaryzacji.

Wybór łańcuchów rozpadu B_{sig} - Przy wyborze stanów końcowych w rozpadzie sygnałowym, poza wymaganiem uzyskania możliwie dużej statystyki, wzięto pod uwagę czystość i wydajność rekonstrukcji. Wybór stanów końcowych w rozpadzie sygnałowym musi także uwzględniać możliwości doświadczalnego wyznaczenia obserwabli potrzebnych do pomiaru polaryzacji. Dotyczy to zwłaszcza rozpadów τ , gdzie obecność neutrin w stanie końcowym znacznie ogranicza konstruowanie odpowiednio czułych polarymetrów.

Metoda pomiaru polaryzacji D^* i τ - Podstawą pomiaru jest wyznaczenie rozkładów odpowiednich zmiennych (podrozdział IV.1.1), charakteryzujących rozkłady kątowe w rozpadach D^* i τ . Zadanie polega zasadniczo na oddzieleniu przypadków sygnału od tła w odpowiednio dobranych przedziałach badanej zmiennej. W przedstawionej analizie liczbę przypadków sygnału i tła w każdym przedziale wyznaczamy na podstawie dopasowania rozkładu zmiennej M_{tag} , która jest czuła na poprawne rozdzielanie cząstek pomiędzy B_{sig} i B_{tag} . Zaletą takiego podejścia jest praktyczny brak korelacji pomiędzy M_{tag} , a charakterystykami rozpadu sygnałowego, oraz możliwość wykorzystania dobrze znanych parametryzacji rozkładów M_{tag} dla tła i sygnału. Pozwala to zminimalizować zależność wykonywanych pomiarów od (nieznanej a priori) dynamiki rozpadu sygnałowego.



Rysunek IV.1: Definicja kątów w rozpadzie $B \rightarrow \bar{D}^* \tau \nu_\tau$.

IV.1 Kinematyczny opis półtaonowych rozpadów B

Do kinematycznego opisu rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^{(*)} \tau^+ \nu_\tau$ stosuje się zmienne standardowo używane w analogicznych procesach z udziałem lekkich leptonów, uzupełnione o charakterystyki rozpadu τ . Gdy τ rozpada się półleptonowo

$$\tau^+ \rightarrow h^+ \bar{\nu}_\tau, \quad (\text{IV.1})$$

(h oznacza odpowiednio naładowany hadron lub układ hadronów), zestaw niezależnych zmiennych kinematycznych obejmuje kwadrat przekazu czteropędu, odpowiadający masie układu $\tau^+ \nu_\tau$:

$$M_W^2 \equiv q^2 \equiv (p_{\tau^+} + p_{\nu_\tau})^2 = (p_B - p_{D^*})^2 \quad (\text{IV.2})$$

oraz pięć kątów, które przedstawiono na rysunku IV.1 i zdefiniowano poniżej:

θ_τ - kąt biegunowy pomiędzy kierunkiem lotu τ^+ i kierunkiem przeciwnym do lotu mezonu B w układzie spoczynkowym wirtualnego W^* ($W^{*+} \rightarrow \tau^+ \nu_\tau$);

$\theta_{\text{hel}}(D^*)$ - kąt pomiędzy kierunkiem lotu \bar{D} i kierunkiem przeciwnym do lotu mezonu B w układzie spoczynkowym D^* ;

χ - kąt pomiędzy płaszczyzną rozpadu \bar{D}^* i płaszczyzną rozpadu W^* w układzie spoczynkowym mezonu B ;

$\theta_{\text{hel}}(\tau)$ - kąt pomiędzy kierunkiem lotu h i kierunkiem przeciwnym do lotu W^* w układzie spoczynkowym τ ;

ψ - kąt pomiędzy płaszczyznami rozpadu τ i W^* , zdefiniowanymi odpowiednio w układach spoczynkowych W^* i mezonu B .

Powyższy zestaw zmiennych daje pełny opis kinematyczny kanałów, gdzie τ rozpada się na dwie trwałe cząstki, np. $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$. W przypadku kwazi-dwuciałowych (np. $\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau$, $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$) lub wielociałowych (np. $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau$) rozpadów τ , potrzebne są dalsze zmienne do opisu tych przejść.

Możliwość kinematycznej rekonstrukcji półtonowych rozpadów B zależy od kanału rozpadu τ oraz od warunków eksperymentalnych. W fabrykach B rekonstrukcja B_{tag} pozwala na jednoznaczne wyznaczenie wektora pędu B_{sig} , który w układzie środka masy $\Upsilon(4S)$ wyraża się prostym związkiem:

$$\vec{p}_{\text{sig}} = -\vec{p}_{\text{tag}}. \quad (\text{IV.3})$$

Umożliwia to wyznaczenie kilku ważnych zmiennych kinematycznych w rozpadzie sygnałowym, w szczególności zmienną M_W^2 obliczamy ze wzoru:

$$M_W^2 = (E_{\text{beam}} - E_{D^*})^2 - (\vec{p}_{\text{sig}} - \vec{p}_{D^*})^2. \quad (\text{IV.4})$$

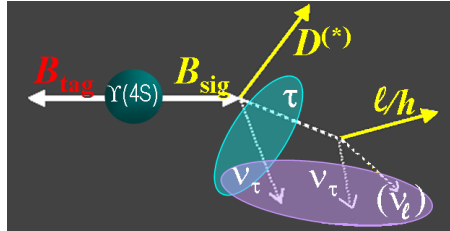
Znajomość czteropędu B_{sig} pozwala także wyznaczyć kwadrat masy brakującej w rozpadzie sygnałowym, która odpowiada masie efektywnej układu neutrin w stanie końcowym (co schematycznie zaznaczono na rys. IV.2):

$$M_M^2 \equiv (p_{\nu_\tau} + p_{\bar{\nu}_\tau} (+p_{\nu_\ell}))^2 = (p_B - p_{D^*} - p_{d_\tau})^2, \quad (\text{IV.5})$$

gdzie p_{d_τ} oznacza wypadkowy czteropęd widocznych produktów rozpadu τ . W fabrykach B zmienna M_M^2 wyraża się przez mierzalne wielkości:

$$M_M^2 = (E_{\text{beam}} - E_{\text{vis}}^{\text{sig}})^2 - (\vec{p}_{\text{sig}} - \vec{p}_{\text{vis}}^{\text{sig}})^2, \quad (\text{IV.6})$$

gdzie $E_{\text{vis}}^{\text{sig}} = E_{D^*} + E_{d_\tau}$ i $\vec{p}_{\text{vis}}^{\text{sig}} = \vec{p}_{D^*} + \vec{p}_{d_\tau}$ to odpowiednio energia i pęd widzialny strony sygnałowej. Podobnie jak w definicji zmiennej M_{bc} , we wzorach IV.4 i IV.6 użyto nominalnej energii wiązki E_{beam} .



Rysunek IV.2: Schematyczna interpretacja niezmienników M_W^2 (zielona elipsa) i M_M^2 (fioletowa elipsa) w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$. Na żółto oznaczono rejestrowane w detektorze produkty rozpadu B_{sig} .

Rozkłady zmiennej M_W^2 odgrywają ważną rolę w teoretycznych opisach dynamiki rozpadu, natomiast masa brakująca ma duże znaczenie przy identyfikacji przejść $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$, które w przeciwieństwie do innych półleptonowych rozpadów, charakteryzują się dużymi wartościami M_M^2 .

Dzięki znajomości wektora pędu B_{sig} , kąt $\theta_{\text{hel}}(D^*)$ można wyznaczyć w taki sam sposób, jak w innych rozpadach B z pełną rekonstrukcją stanu końcowego. Wyznaczenie $\theta_{\text{hel}}(\tau)$ jest trudniejsze (i nie zawsze wykonalne) z powodu ograniczonej informacji o kierunku pędu τ .¹ Rekonstrukcja $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ jest możliwa w przypadku rozpadów IV.1 w oparciu o następujące relacje:

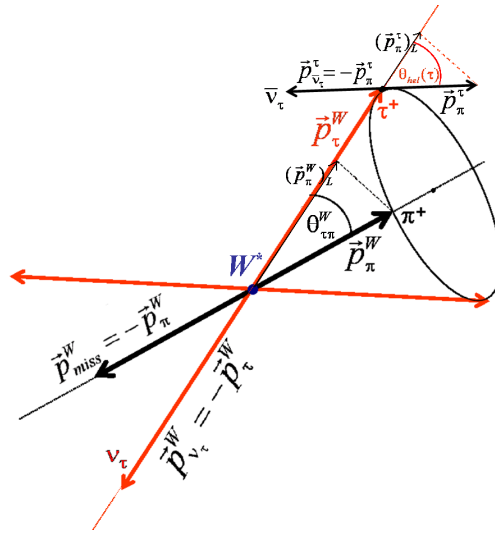
$$E_\tau^W = \frac{M_W^2 + m_\tau^2}{2M_W}, \quad p_\tau^W = \frac{M_W^2 - m_\tau^2}{2M_W}, \quad (\text{IV.7})$$

¹Wynika to z krótkiej drogi rozpadu τ , która w fabrykach B wynosi $\approx 100\mu\text{m}$. Nawet wówczas, gdy rekonstruowane są wierzchołki rozpadów B i τ , informacja o kierunku τ jest obciążona dużą niepewnością.

$$E_h^W = \frac{M_W^2 + m_h^2 - M_M^2}{2M_W}, \quad p_h^W = \sqrt{(E_h^W)^2 - m_h^2}, \quad (\text{IV.8})$$

$$\cos \theta_{\tau h}^W = \frac{2E_\tau^W E_h^W - (m_\tau^2 + m_h^2)}{2p_\tau^W p_h^W}. \quad (\text{IV.9})$$

Wielkości E_τ^W , E_h^W , p_τ^W , p_h^W oznaczają odpowiednio energie i moduły pędów τ oraz hadronu h w układzie spoczynkowym W^* , natomiast $\theta_{\tau h}^W$ to kąt pomiędzy kierunkami τ i h w tym samym układzie odniesienia. Znając $\cos \theta_{\tau h}^W$ można wyliczyć rzut pędu p_h^W na kierunek τ , $(p_h^W)_L$, a następnie wykonać transformację Lorentza do układu spoczynkowego τ aby wyliczyć $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ (zasadę wyznaczenia $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla $h = \pi$ ilustruje rys. IV.3).



Rysunek IV.3: Schemat wyznaczenia $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$.

Rekonstrukcja pozostałych kątów wymaga pełnej znajomości wektora pędu leptonu τ , co jest trudne do zrealizowania w warunkach fabryk B , ze względu na krótki czas życia τ .

IV.1.1 Analizatory spinu w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$

Polaryzację D^* najprościej jest zmierzyć w oparciu o rozkłady kątowe w rozpadach $D^* \rightarrow D\pi$, gdzie w stanie końcowym obie cząstki są pseudoskalarami. Udział polaryzacji $F_{L(T)}^{D^*}$ (wzór I.12) wyznacza się na podstawie dopasowania do rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, który jest opisany następującą zależnością:

$$\frac{d\Gamma}{d \cos \theta_{\text{hel}}(D^*)} \sim 2F_L^{D^*} \cos^2(\theta_{\text{hel}}(D^*)) + F_T^{D^*} \sin^2(\theta_{\text{hel}}(D^*)) \quad (\text{IV.10})$$

Jest to podejście stosowane standardowo w tego rodzaju pomiarach, a techniczne szczegóły analizy zależą przede wszystkim od dostępnej statystyki, zdolności rozdzielczej rekonstrukcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, oraz efektów akceptacyjnych.

Pomiar polaryzacji τ jest bardziej skomplikowany. W zasadzie każdy kanał rozpadu τ dostarcza informacji o jego polaryzacji poprzez rozkłady kątów i energii cząstek wtórnych, jednak dostatecznie czułe obserwabla zazwyczaj są trudno dostępne doświadczalnie. W najprostszym przypadku (kwazi)dwuciałowych rozpadów typu IV.1, polaryzację

podłużną τ można wyznaczyć na podstawie rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$, który ma następującą zależność od P_L^τ :

$$\frac{d\Gamma}{d \cos \theta_{\text{hel}}} \sim (1 + \alpha_h P_L^\tau \cos \theta_{\text{hel}}), \quad (\text{IV.11})$$

gdzie współczynnik α_h zależy od własności stanu hadronowego h . Najwyższą czułość pomiaru zapewniają pseudoskalarne mezony π i K , dla których $\alpha_{\pi(K)} = 1$. Dla mezonów wektorowych współczynnik α zależy od ich masy (m_V) i wyraża się wzorem:

$$\alpha_V = \frac{m_\tau^2 - 2m_V^2}{m_\tau^2 + 2m_V^2}. \quad (\text{IV.12})$$

Dla mezonów ρ i a_1 , wartości α_V wynoszą odpowiednio: $\alpha_\rho = 0,45$ i $\alpha_{a_1} = 0,02$.² Dobrych polarymetrów dostarczają rozkłady kątowe produktów rozpadu ρ i a_1 , ale z uwagi na gorszą czystość i niższą wydajność rekonstrukcji, są one obecnie trudne do wykorzystania w fabrykach B. W leptonowych rozpadach $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau$ w stanie końcowym występują 2 neutrina (oprócz neutrina powstającego w rozpadzie B), co sprawia że są one najmniej przydatne do pomiaru polaryzacji τ . Pewną informację o polaryzacji τ niesie energia leptonu (E_ℓ), jednak jak pokazuje rysunek I.3, różnice pomiędzy rozkładami E_ℓ dla τ spolaryzowanych lewo- i prawoskrętnie są niewielkie i wykorzystanie ich wymagałoby bardzo dużej precyzji eksperymentalnej.

IV.2 Rekonstrukcja B_{sig} i B_{tag}

Punktem startowym analizy, w której wykorzystuje się inkluzywną rekonstrukcję B_{tag} jest wybór kanałów rozpadu B_{sig} , o dobrej, jednoznacznej sygnaturze i wysokiej wydajności rekonstrukcji. Analizę ograniczono do rozpadów neutralnych mezonów B ,

$$B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau, \quad (\text{IV.13})$$

które charakteryzują się największą czystością, w szczególności są praktycznie wolne od zanieczyszczeń pochodzących od innych półtaonowych rozpadów B , $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0} \tau^+ \nu_\tau$, oraz $B \rightarrow \bar{D} \tau^+ \nu_\tau$. Rozpady D^{*-} i τ rekonstruowano w następujących kanałach:

$$\begin{aligned} D^{*-} &\rightarrow \bar{D}^0 \pi^-; \\ \bar{D}^0 &\rightarrow K^+ \pi^-, \quad K^+ \pi^- \pi^0, \quad K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-; \\ \tau^+ &\rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau, \quad \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau, \quad \pi^+ \bar{\nu}_\tau; \end{aligned}$$

Wybór kanałów rozpadów D^{*-} i \bar{D}^0 jest kompromisem pomiędzy dążeniem do uzyskania możliwie dużej próbki rozpadów sygnałowych i minimalizacji niepewności systematycznych. To drugie wymaganie powoduje, że z analizy wyłączono rozpady $D^{*-} \rightarrow D^- \pi^0$ i $D^{*-} \rightarrow D^- \gamma$, które w większym stopniu są zanieczyszczane przez przesłuchy pochodzące od rozpadów $B \rightarrow \bar{D} \tau^+ \nu_\tau$ (zwłaszcza $B^0 \rightarrow D^- \tau^+ \nu_\tau$), co mogłoby w istotny sposób zaburzyć pomiar polaryzacji τ . Przy wyborze rozpadów \bar{D}^0 brano pod uwagę stosunki rozgałęzień, oraz krotności cząstek neutralnych i naładowanych. Chodzi tu nie tylko o czystość rekonstrukcji \bar{D}^0 , lecz także o niewłączanie do analizy kanałów, dla których efekty akceptacyjne znacząco modyfikują mierzone rozkłady zmiennych kinematycznych.

²Mniejsza czułość w przypadku rozpadów τ na mezony wektorowe V wynika stąd, że zależność od $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ ma przeciwny znak dla mezonów V spolaryzowanych podłużnie i poprzecznie.

Dla τ^+ wybrano kanały leptonowe, dostarczające najczystszej sygnatury poszukiwanych rozpadów, oraz półleptonowy rozpad $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$, który (jak wynika z przeprowadzonej oceny) daje najlepszą możliwość pomiaru polaryzacji P_L^τ .

Po znalezieniu kandydatów na $D^{*\mp}$ i naładowanych cząstek z rozpadu τ^\pm , d_τ^\pm ($d_\tau^\pm = e^\pm, \mu^\pm, \pi^\pm$), tworzono pary przeciwnie naładowanych D^* i τ , ($D^* d_\tau$), które przypisywano do B_{sig} . Z pozostałych cząstek budowano kandydata na B_{tag} . Do dalszej analizy akceptowano przypadki spełniające poniższe kryteria:

- energia widzialna $E_{\text{vis}} > 5,5$ GeV;
- przynajmniej jedna para ($D^* d_\tau$), dla której: $M_{\text{tag}} > 5,2$ GeV i $-0,5 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,3$ GeV;
- znormalizowany drugi moment Foxa-Wolframa [66] $R_2 < 0,4$.

Celem powyższej selekcji jest zmniejszenie objętości danych, poprzez odrzucenie przypadków, które już we wstępnej fazie można uznać za nieprzydatne dla prowadzonej analizy. Pierwsze dwa wymagania wynikają z konieczności rekonstrukcji B_{tag} i nakładają luźne ograniczenia na jej jakość. Trzeci warunek zmniejsza udział procesów $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$, ($q \in \{u, d, s, c\}$) o $\approx 30\%$ przy około 2-procentowej redukcji próbki par $B \bar{B}$. Przedstawione wyżej wymagania są tak dobrane aby akceptowane przypadki zawierały dostateczną próbkę tła, potrzebną do jego oceny.

W końcowej analizie nałożone są ostrzejsze kryteria selekcji dla cząstek tworzących pary ($D^* d_\tau$):

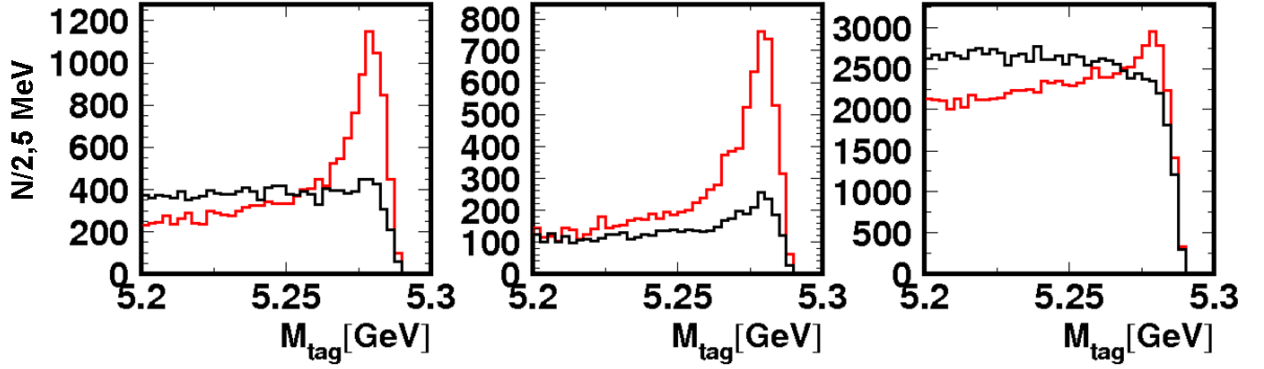
- A1.** $\chi_{D^0}^2 < 120$ dla wierzchołka rozpadu \bar{D}^0 ;
- A2.** długość toru d_τ większa niż 75 mm;
- A3.** dla elektronów $P_e > 0,95$; dla mionów $P_\mu > 0,95$; dla pionów $P_{K:\pi} < 0,8$ (równoważne $P_{\pi:K} > 0,2$);
- A4.** energia π z rozpadu τ $E_\pi > 0,5$ GeV.
- A5.** $M_W^2 - M_M^2 - m_\tau^2 \geq 0$.

Pierwsze z wymagań odrzuca część błędnie zrekonstruowanych rozpadów \bar{D}^0 , a kryterium A2 eliminuje w znacznym stopniu przypadki, gdzie kandydaci na d_τ pochodzą z wtórnych oddziaływań. Warunki A3 redukują liczbę przypadków z fałszywą identyfikacją d_τ . Wymagania A4 i A5 stosowane są dla par ($D^* \pi$). Dolna granica na E_π wynika z wysokich krotności powolnych pionów, utrudniających czysty wybór pary ($D^* \pi$). Nierówność A5 wynika z warunku Dalitza dla kwazi-dwuciałowego rozpadu $W \rightarrow \tau^+ (\rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau) \nu_\tau$: $M_W^2 + M_\pi^2 + M_{\nu_\tau}^2 + M_{\bar{\nu}_\tau}^2 = M^2(\nu_\tau \bar{\nu}_\tau) + M^2(\pi^+ \bar{\nu}_\tau) + M^2(\pi^+ \nu_\tau)$ i jest spełniona z dokładnością, z jaką rekonstruowana jest wielkość $M_W^2 - M_M^2$.

Rozkłady zmiennej M_{tag} dla par ($D^* d_\tau$) zrekonstruowanych w MC sygnałowym, spełniających kryteria selekcji A1–A3(A5) przedstawia rysunek IV.4.

W rozkładach tych, poza maksimum przy masie B , $m_B = 5,279$ GeV, widać znaczny udział przypadków w obszarze niższych wartości M_{tag} z nie w pełni lub błędnie zrekonstruowanym rozpadem B_{tag} .

Aby uzyskać lepszą selekcję zrekonstruowanych kandydatów B_{tag} , oraz redukcję tła kombinatorycznego zastosowano dalsze cięcia zestawione poniżej.

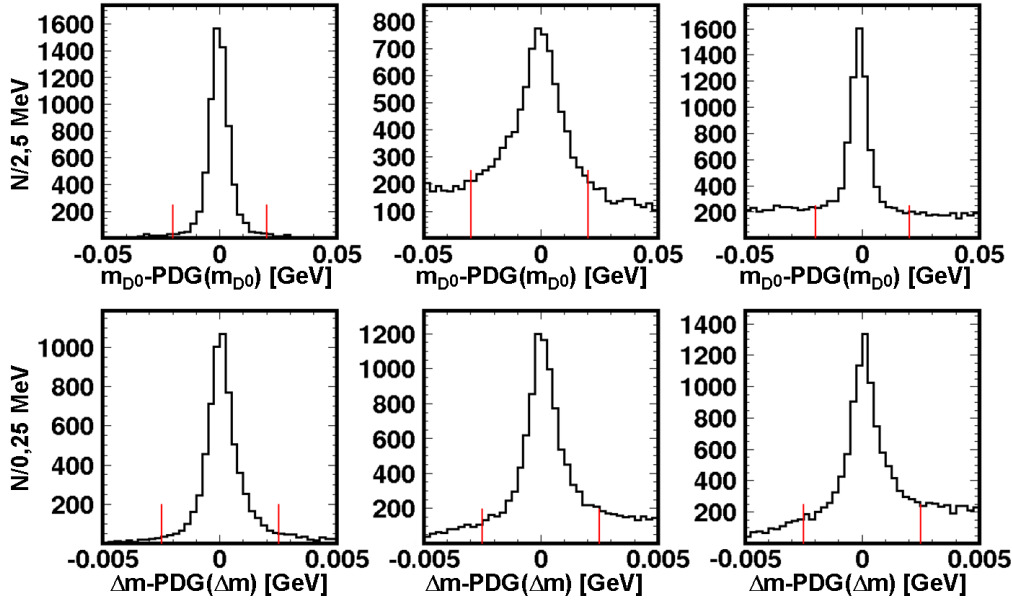


Rysunek IV.4: Rozkłady M_{tag} dla par (D^*e) (lewy wykres), $(D^*\mu)$ (środkowy wykres) i $(D^*\pi)$ (prawy wykres) rekonstruowanych w MC sygnałowym, akceptowanych (czerwone histogramy) i odrzucanych (czarne histogramy) przez kryteria selekcji A1–A3(A5). Wybrane przypadki znajdują się w oknie $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV.

- B1. wypadkowy ładunek w przypadku $\Delta Q = 0$;
- B2. brak dodatkowych leptonów w zdarzeniu;
- B3. brak barionów w zdarzeniu;
- B4. energia klastrów w kalorymetrze niewłączona do rekonstrukcji B_{sig} i B_{tag} , $E_{\text{res}} < 0,8$ GeV;
- B5. liczba cząstek neutralnych w rozpadzie B_{tag} , $N_\gamma + N_{\pi^0} < 5$;
- B6. liczba śladów naładowanych $N_{\text{ch}} < 15$;
- B7. dla przypadków z parami $(D^*\pi)$ liczba mezonów K_L^0 , $N_{K_L^0} = 0$;
- B8. $-20(30)$ MeV $< m_{D^0} - PDG(m_{D^0}) < 20$ MeV dla rozpadów $D^0 \rightarrow K\pi$, $K3\pi$ ($K\pi\pi^0$) i $|\Delta m - PDG(\Delta m)| < 2,5$ MeV.

Celem zaostrożonej selekcji jest odrzucenie zdarzeń, w których nie wszystkie produkty rozpadu zostały zarejestrowane (kryteria: B1-B3). Kolejne wymagania (B4-B6) redukują liczbę przypadków zawierających znaczny wkład cząstek (rzeczywistych i fałszywych) pochodzących z tła od wiązki lub wtórnych oddziaływań. Warunek B7 redukuje tło od hadronowych, podwójnie powabnych rozpadów B , gdzie źródłem dużej masy brakującej jest obecność niewłączonego do rekonstrukcji mezonu K_L^0 . Ponadto, w końcowej analizie stosowane są ograniczenia na wartość rekonstruowanej masy D^0 , oraz różnicy mas $\Delta m = m_{D^*} - m_{D^0}$ (warunek B8). Rozkłady $m_{D^0} - PDG(m_{D^0})$ i $\Delta m - PDG(\Delta m)$ po zastosowaniu kryteriów A1-A5 oraz B1-B7 pokazano na rysunkach IV.5 i IV.6.

W przypadku wielu kandydatów na B_{sig} (co zdarza się w około 25% przypadków dla par $(D^*\ell)$ i około 50% dla par $(D^*\pi)$) wybierana jest para (D^*d_τ) , dla której procedura znalezienia wierzchołka B_{tag} zakończyła się powodzeniem i dla której otrzymano największy poziom ufności (lub najmniejsze χ^2) z dopasowania. W sytuacji gdy B_{tag} nie ma wierzchołka, zdarzenie jest akceptowane pod warunkiem, że znaleziono tylko jednego kandydata. Efekt nałożenia kryteriów B1-B7, oraz rezultat wyboru najlepszego kandydata dla par $(D^*\pi)$ dla przypadków MCS przedstawiono na rysunku IV.7.

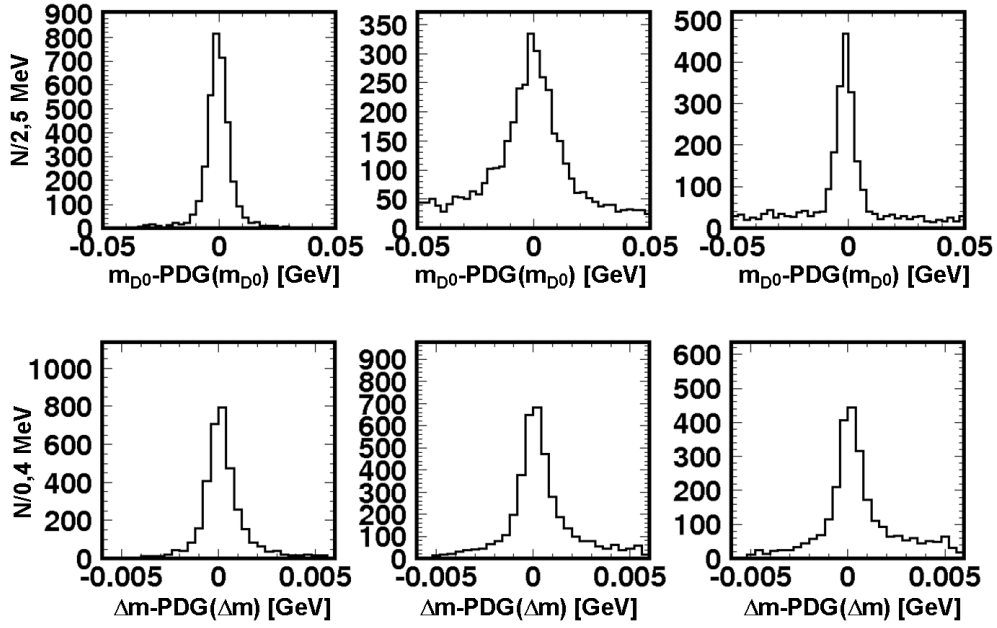


Rysunek IV.5: Rozkłady $m_{D^0} - PDG(m_{D^0})$ (górny rząd) i $\Delta m - PDG(\Delta m)$ (dolny rząd) dla par (D^*e) i rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (prawa kolumna). Czerwonymi liniami zaznaczono wymagania B8. Histogramy wykonano dla przypadków spełniających kryteria A1–A3 oraz $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV.

IV.3 Separacja sygnału i tła

W przypadku poszukiwania rozpadów z dużą brakującą energią, inkluzywna rekonstrukcja B_{tag} pozwala identyfikować rozpady sygnałowe poprzez korelacje pomiędzy rozkładem M_{tag} i masą brakującą (lub inną zmienną czułą na obecność w stanie końcowym cząstek nierejestrowanych w detektorze). Na rysunku IV.8 przedstawiono dwuwymiarowe rozkłady zmiennych M_{tag} i M_M^2 dla rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^*\tau\nu_\tau$ i głównych składowych tła ($B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$, oraz $B \rightarrow$ hadrony) dla kandydatów z parami (D^*e) . Rozkłady M_{tag} dla rozpadów sygnałowych i półleptonowych $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$ charakteryzują się stosunkowo wąskim maksimum przy masie B , które odpowiada poprawnemu przypisaniu wtórnych cząstek do B_{sig} i B_{tag} , przy czym dla kanału $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$ maksimum występuje tylko przy niskich wartościach masy brakującej ($|M_M^2| < 1$ GeV²). Dla pozostałych składowych tła w rozpadzie B_{sig} występują dodatkowe cząstki, które są dodawane do strony znakującej, co skutkuje szerszym rozkładem M_{tag} . W szczególności, dla rozpadów półleptonowych zawierających wzbudzone mezony powabne maksimum w rozkładzie M_{tag} jest szersze, natomiast rozkład M_M^2 jest węższy niż dla sygnału. Hadronowe rozpady B (podobnie jak przypadki continuum pominięte na rysunku), mają rozkład M_{tag} charakterystyczny dla tła kombinatorycznego w całym zakresie masy brakującej.

Dzięki powyższym własnościom, wielkość sygnału można określać na podstawie dopasowania rozkładów M_{tag} pod warunkiem, że uda się zmniejszyć do akceptowalnego poziomu tło, w szczególności to pochodzące od półleptonowych rozpadów B , charakteryzujące się takim samym jak sygnał rozkładem M_{tag} (ang. „peaking background”). We wcześniejszych analizach [5, 6] odpowiednią redukcję tła uzyskiwano poprzez nakładanie silnych ograniczeń na wielkości X_{mis} i E_{vis} ($X_{\text{mis}} > 1,5 - 1,75$, $E_{\text{vis}} < 8,3 - 8,5$). Rozkłady



Rysunek IV.6: Rozkłady $m_{D^0} - PDG(m_{D^0})$ (górny rząd) i $\Delta m - PDG(\Delta m)$ (dolny rząd) dla par (D^*d_{τ}) ($d_{\tau} = e, \mu, \pi$) i rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (prawa kolumna). Histogramy wykonano dla przypadków spełniających kryteria A1–A3(A5), B1–B7 oraz $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV.

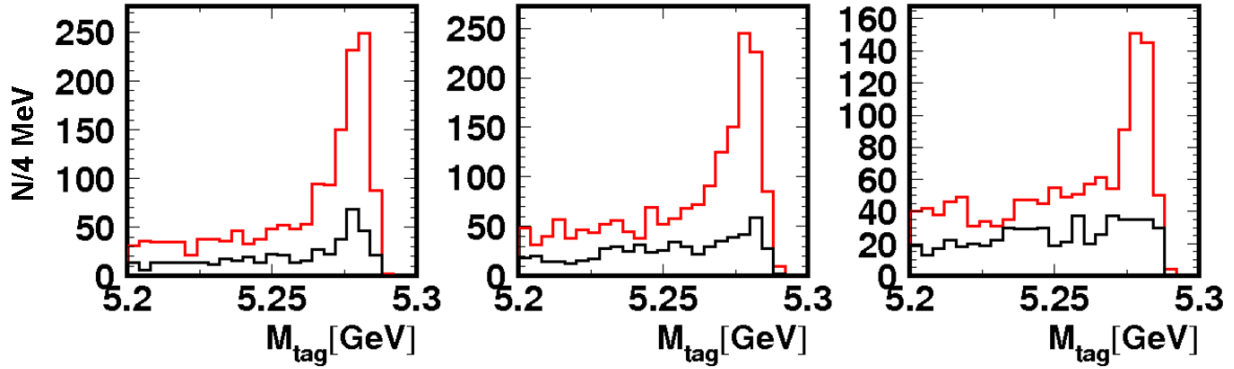
tych zmiennych dla sygnału i składowych tła przedstawia rysunek IV.9.

Tak silne cięcia nie są jednak wskazane przy pomiarach polaryzacji ze względu na związek pomiędzy wielkością masy brakującej i kąta $\theta_{\text{hel}}(\tau)$. Wynika to stąd, że w rozpadzie $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_{\tau}$, $\tau^+ \rightarrow h^+\bar{\nu}_{\tau}$, kąt pomiędzy dwoma neutronami w układzie spoczynkowym τ jest równy $-\theta_{\text{hel}}(\tau)$. Obszar $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau) \approx -1$ odpowiada zatem dużym wartościom masy brakującej, natomiast dla $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau) \approx 1$ M_M^2 przyjmuje wartości bliskie 0. Rysunek IV.10 pokazuje zależności pomiędzy wybranymi zmiennymi, przydatnymi do redukcji tła, oraz wielkościami $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Zależność od $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ jest widoczna dla wszystkich analizowanych zmiennych, co wynika z ich mniej lub bardziej bezpośredniego związku z masą brakującą. Korelacje dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ są zanedbywalne, jednak i w tym przypadku zbyt silne cięcia mogą zaburzyć pomiar $F_L^{D^*}$ poprzez (czuły na dynamikę rozpadu) związek pomiędzy polaryzacjami D^* i τ .

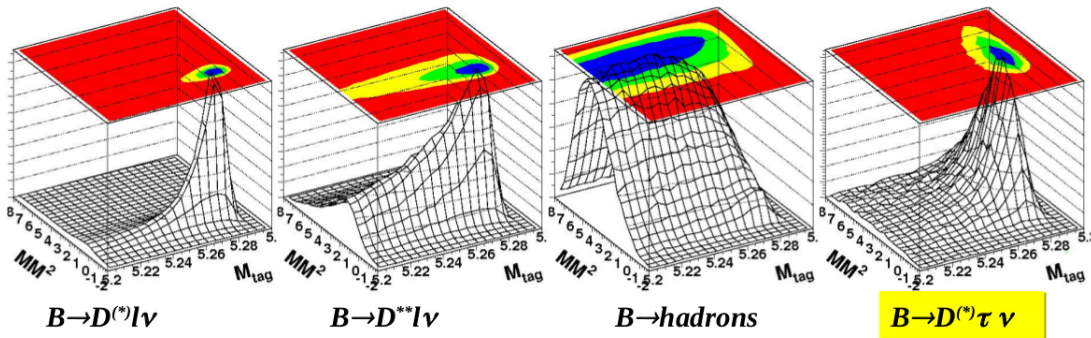
IV.4 Kalibracja tła

Omówione wyżej korelacje pokazują, że przy pomiarach polaryzacji nie można stosować zbyt radykalnych cięć i dlatego należy się liczyć z dość wysokim poziomem tła. W związku z tym bardzo ważnym elementem analizy jest identyfikacja źródeł tła i ich poprawny opis.

Porównanie danych z symulacjami MCG pokazuje znaczne rozbieżności, co jest widoczne m.in. w rozkładach masy \bar{D}^0 i pędów D^{*-} przedstawionych na rysunku IV.11. MCG przeszacowuje liczbę dobrze zrekonstruowanych mezonów \bar{D}^0 . Nadwyżka występuje w zakresie $1,0 < p_{D^*} < 2,0$ GeV co wskazuje, że obserwowana różnica wynika głównie z nieprawidłowego modelowania słabo znanych, wielociałowych rozpadów mezonów B .



Rysunek IV.7: Rozkłady M_{tag} dla sygnału zrekonstruowanego jako pary $(D^*\pi)$ gdzie $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (lewy wykres), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (środkowy wykres), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ (prawy wykres). Czerwone histogramy przedstawiają rozkłady po wyborze najlepszego kandydata, a czarne - przypadki odrzucone. Histogramy wykonano dla przypadków spełniających wymagania A1–A5, B1–B7 oraz $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV.

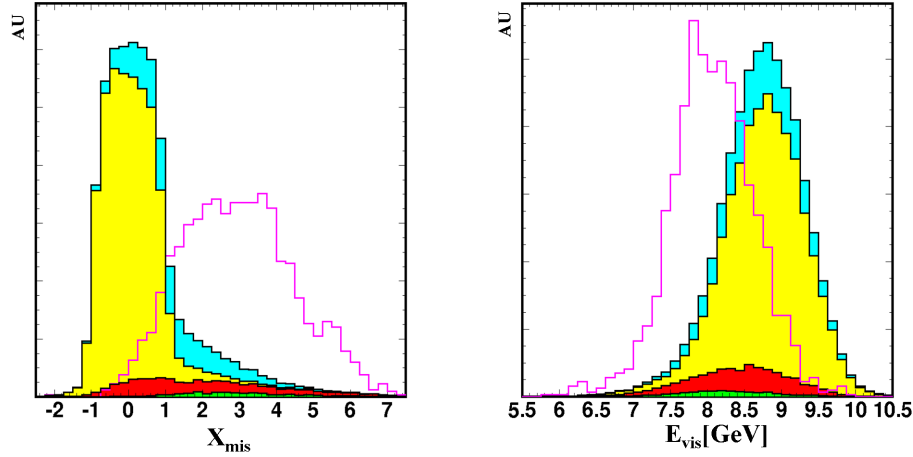


Rysunek IV.8: Korelacje pomiędzy M_{tag} i M_M^2 dla sygnału (prawy rysunek) i głównych składowych tła dla kandydatów na B_{sig} zrekonstruowanych jako pary (D^*e) .

Przypadki z błędnie zrekonstruowanymi mezonami \bar{D}^0 są natomiast dobrze opisane przez **MCG**, co przedstawiono na rysunkach IV.12, IV.13, IV.14. Pokazane rozkłady zmiennych kontrolnych otrzymano dla zdarzeń z próbki zawierającej pary $(D^*\pi)$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 .

Aby uzyskać poprawny opis tła konieczne jest przeprowadzenie odpowiednich kalibracji, poprzez znalezienie optymalnego podziału tła na składowe, oraz przyporządkowanie im współczynników skalujących.

Składowe tła normalizowano oddzielnie dla każdego rozpadu \bar{D}^0 , z podziałem na leptonowe i półleptonowe rozpady τ . W celu wyznaczenia współczynników skalujących wykonano równoczesne dopasowanie do rozkładów kilku zmiennych czułych na różne kategorie tła. Zestaw zmiennych użytych w dopasowaniu zawierał: M_{tag} , X_{mis} , ΔE_{tag} , M_W^2 , E_{vis} , E_{res} , R_2 . Aby uniknąć skomplikowanej parametryzacji rozkładów gęstości prawdopodobieństwa w dopasowaniu użyto histogramów. Dopasowanie wykonano na danych podzielonych na 4 obszary płaszczyzny $M_{\text{tag}} - X_{\text{mis}}$, z wyłączeniem obszaru sygnałowego. Podział przestrzeni fazowej wynikał z wyodrębnienia dominującego rodzaju tła w każdym z trzech obszarów, co schematycznie przedstawiono na rysunku IV.15. W obszarze I ($X_{\text{mis}} < X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$; $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV) głównym źródłem tła są rozpady półleptonowe, w ob-



Rysunek IV.9: Rozkłady X_{mis} (lewy rysunek) i E_{vis} (prawy rysunek) w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$; $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ dla sygnału z użyciem próbki MC sygnałowego (fioletowe histogramy), oraz tła z próbki MCG (pełne histogramy) rozdzielonego na składowe oznaczone kolorami (od góry do dołu): $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$ (niebieski), $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$ (żółty), hadronowe rozpady B (czerwony), continuum (zielony). Składowe tła narysowano addytywnie, a ich względna normalizacja pochodzi z MCG. Rozkłady dla sygnału i sumarycznego tła są znormalizowane do tej samej powierzchni. Wybrane przypadki spełniają wymagania A1–A3, B1–B6 i leżą w oknie sygnałowym $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$.

szarze II ($X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$, $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$) hadronowe rozpady B i przypadki continuum, natomiast zakres III ($X_{\text{mis}} < X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$, $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$) stanowi obszar pośredni. Obszar ($X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$, $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV}$), gdzie oczekiwana jest nadwyżka dobrze zrekonstruowanego sygnału, został wyłączony z procedury kalibracji tła. Dla leptonowych rozpadów τ ustalono $X_{\text{mis}}^{\text{cut}} = 0,75$, natomiast dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$, gdzie występują tylko 2 neutrina, a zatem średnia wartość masy brakującej jest mniejsza, przyjęto $X_{\text{mis}}^{\text{cut}} = 0,5$.

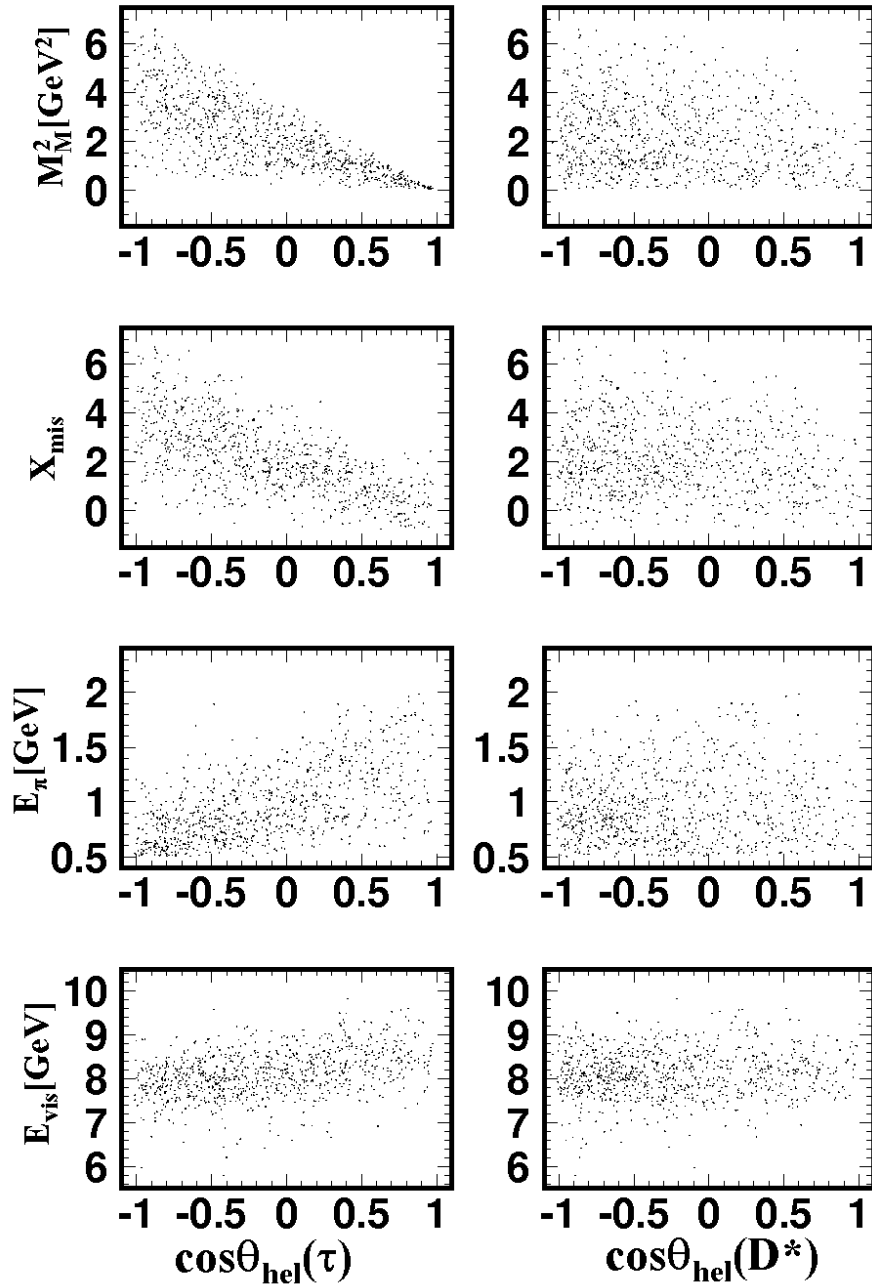
Rozpady typu $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \tau^+ \nu_\tau$ zostały wyłączone z dopasowania, bądź ustalone na poziomie przewidywanym przez MS. Kalibracje przeprowadzono dla próbek spełniających wymagania A1–A3(4) i B1–B6(7). Przy zastosowanych kryteriach selekcji liczba przypadków dobrze zrekonstruowanego sygnału w obszarach pozasygnałowych jest zanedbywalnie niska.

Kształty rozkładów różnych rodzajów tła pochodzą z MCG (składowa $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$ z próbki MC– D^{**}), natomiast wolnymi parametrami są tylko współczynniki normalizacji, ustalane na podstawie dopasowania do danych. W kalibracji tła użyto klasy TFractionFitter [67] z pakietu ROOT [68].

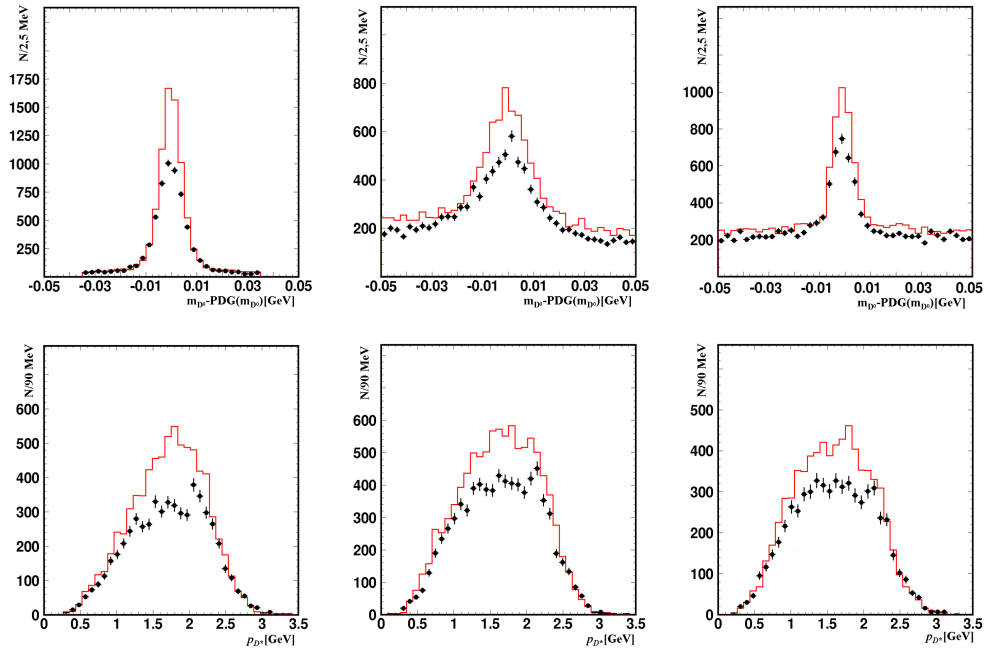
IV.4.1 Kalibracja tła dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$

Dla kanału $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ tło zostało podzielone na poniższe składowe:

- falszywe D^0 ;
- pótleptonowe rozpady $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$ ($\ell = e, \mu$);
- dwuciałowe rozpady hadronowe z dobrze rozdzielonymi cząstkami pomiędzy B_{sig} i B_{tag} ;
- kombinatoryczne tło od hadronowych rozpadów B ;



Rysunek IV.10: Korelacje pomiędzy zmiennymi w rzędach od góry: M_M^2 , X_{mis} , E_π , E_{vis} i $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ (lewa kolumna) oraz $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ (prawa kolumna) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$. Przypadki spełniają kryteria A1–A5 i B1–B7.



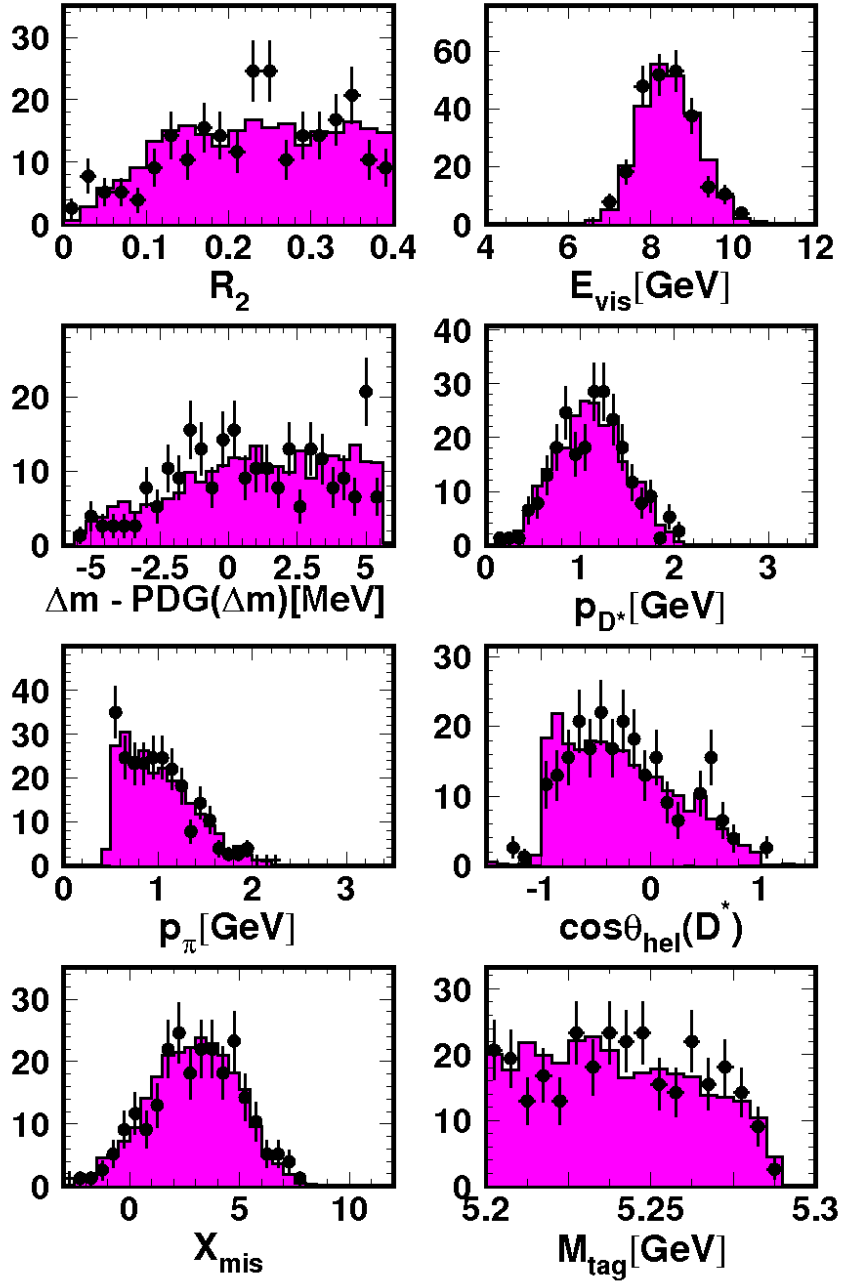
Rysunek IV.11: Rozbieżności pomiędzy danymi (punkty) i **MCG** (histogram) na przykładzie rozkładów masy \bar{D}^0 (górny rząd) i pędów D^{*-} (dolny rząd) dla par $(D^*\pi)$ i rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (środkowa kolumna) i $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ (prawa kolumna).

e. przypadki $c\bar{c}$ z continuum;

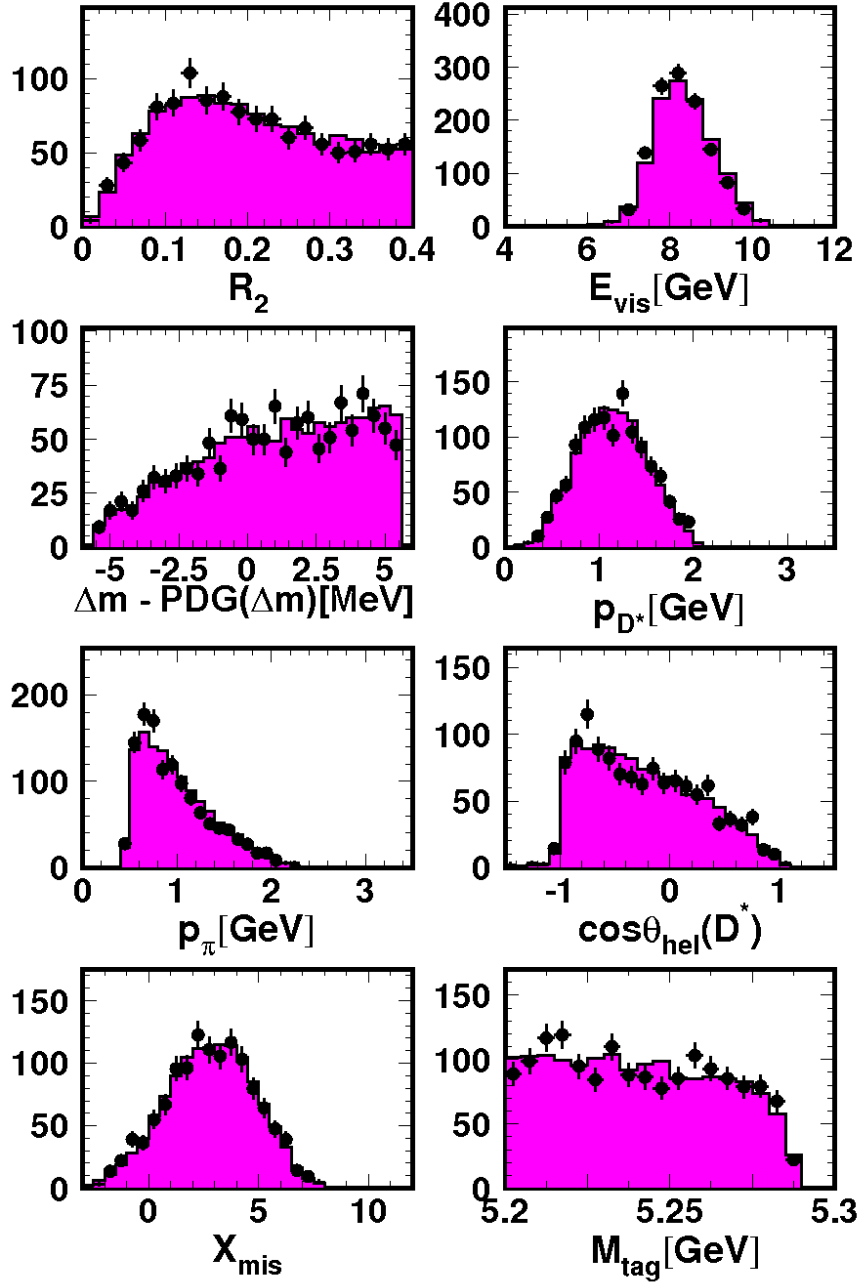
Kategorie b-e zawierają tylko poprawnie zrekonstruowane rozpady \bar{D}^0 . Przypadki uds z continuum zawarte są w składowej z fałszywymi \bar{D}^0 , której normalizacja jest wyznaczana z danych. Rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$ również próbowano włączyć do modelu tła, jednakże dodanie tej składowej nie poprawiało jakości dopasowania, a otrzymany współczynnik skalujący był zanedbywalnie niski. Kształty i normalizacja rozkładów z fałszywymi \bar{D}^0 zostały wyznaczone na podstawie danych w obszarze pozasygnałowym rozkładu m_{D^0} i ustalone w dopasowaniu. Otrzymane współczynniki skalujące przedstawiono w tabeli IV.1. Dopasowane rozkłady pokazano w przypisie A.

składowa tła	współczynnik skalujący		
	$\bar{D}^0 \rightarrow K\pi$	$\bar{D}^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$\bar{D}^0 \rightarrow K3\pi$
fałszywe \bar{D}^0	ustalone	ustalone	ustalone
$\bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$	$1,08 \pm 0,03$	$1,10 \pm 0,05$	$1,25 \pm 0,06$
dwuciałowe hadronowe	$0,98 \pm 0,05$	$1,03 \pm 0,07$	$1,41 \pm 0,09$
kombinatoryczne hadronowe	$1,53 \pm 0,04$	$1,88 \pm 0,08$	$1,12 \pm 0,11$
$c\bar{c}$	$0,63 \pm 0,01$	$0,52 \pm 0,02$	$0,67 \pm 0,02$

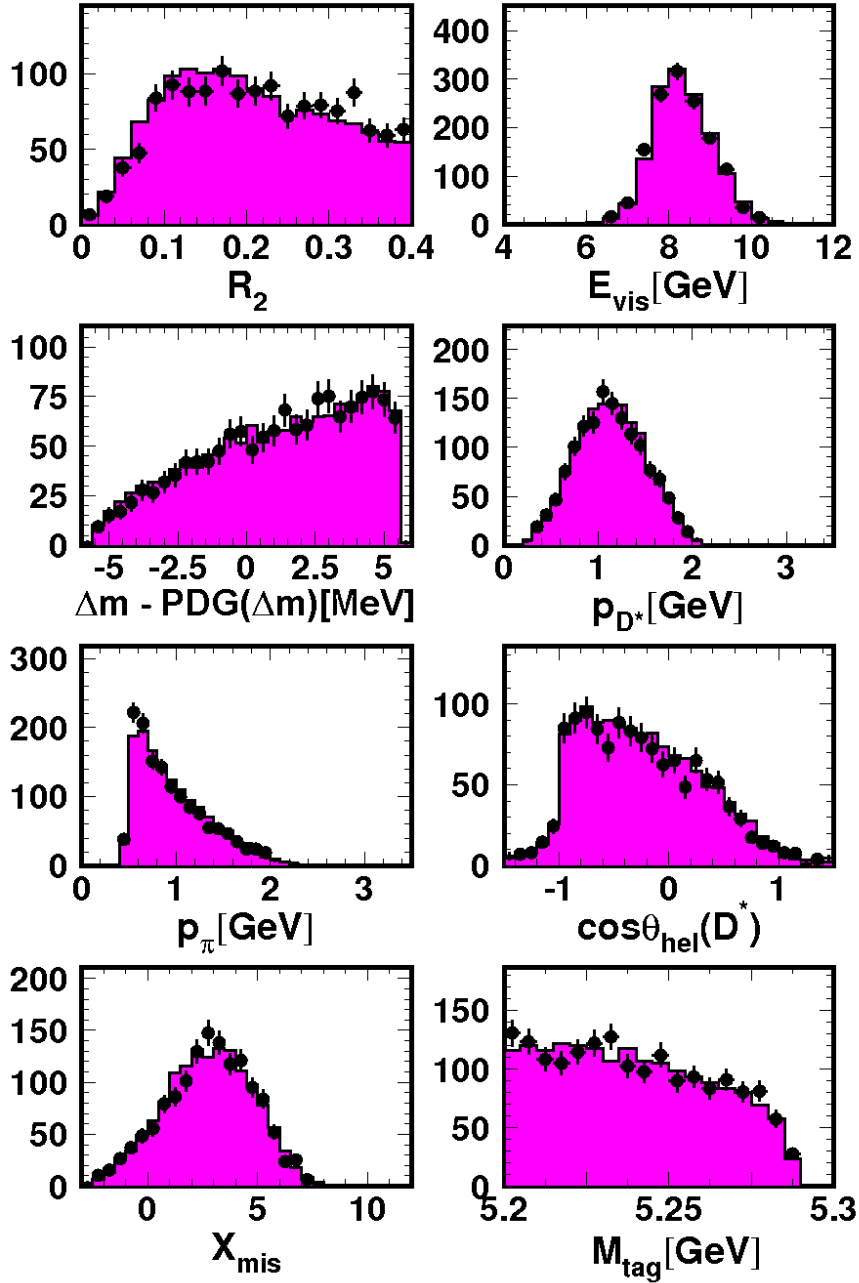
Tabela IV.1: Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce $(D^*\pi)$ z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono używając próbki **MCG**, znormalizowanej do liczby przypadków w danych (dla idealnego MC współczynniki wynoszą 1).



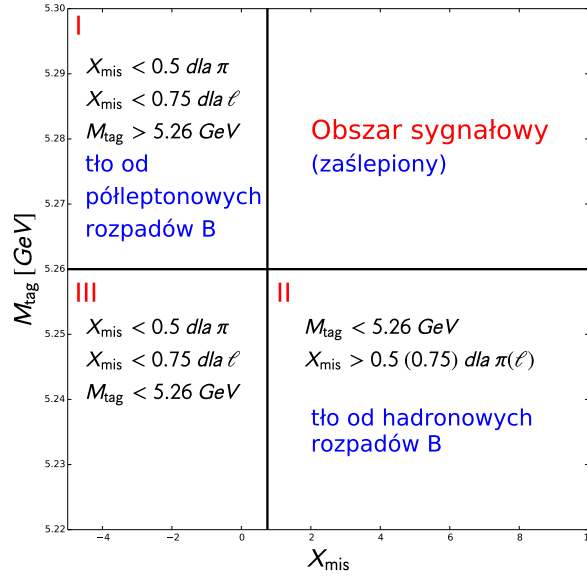
Rysunek IV.12: Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - PDG(\Delta m)$ ($\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$), p_{D^*} , p_π , $\cos\theta_{hel}(D^*)$, X_{mis} , oraz M_{tag} dla próbki zawierającej parę $(D^*\pi)$ z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych (punkty z błędami) i MCG (histogramy). Okna sygnałowe rozkładu masy \bar{D}^0 są zdefiniowane następująco: $-20(30) < m_{D^0} - PDG(m_{D^0}) < 20$ MeV dla kanałów: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ($K^+\pi^-\pi^0$). MCG znormalizowano do liczby przypadków w danych stosując współczynniki skalujące w zakresie 0,8-1,0.



Rysunek IV.13: Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - \text{PDG}(\Delta m)$ ($\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$), p_{D^*} , p_{π} , $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, X_{mis} , oraz M_{tag} dla próbki zawierającej parę $(D^*\pi)$ z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych (punkty z błędami) i MCG (histogramy). Okna sygnałowe rozkładu masy \bar{D}^0 są zdefiniowane następująco: $-20(30) < m_{D^0} - \text{PDG}(m_{D^0}) < 20$ MeV dla kanałów: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ($K^+\pi^-\pi^0$). MCG znormalizowano do liczby przypadków w danych stosując współczynniki skalujące w zakresie 0,8-1,0.



Rysunek IV.14: Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - PDG(\Delta m)$ ($\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$), p_{D^*} , p_{π} , $\cos\theta_{hel}(D^*)$, X_{mis} , M_{tag} dla próbki zawierającej parę $(D^*\pi)$ z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych (punkty z błędami) i MCG (histogramy). Okna sygnałowe rozkładu masy D^0 są zdefiniowane następująco: $-20(30) < m_{D^0} - PDG(m_{D^0}) < 20$ MeV dla kanałów: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ ($K^+\pi^-\pi^0$). MCG znormalizowano do liczby przypadków w danych stosując współczynniki skalujące w zakresie 0,8-1,0.



Rysunek IV.15: Płaszczyzna $M_{\text{tag}} - X_{\text{mis}}$ z zaznaczonymi głównymi źródłami tła.

IV.4.2 Kalibracja tła dla $\tau^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell \bar{\nu}_\tau$

Kalibracje tła dla leptonowych rozpadów τ przeprowadzono podobnie jak dla par $(D^*\pi)$, przy nieco innym podziale składowych tła. W analizie wyróżniono następujące jego składniki:

- a. $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$;
- b. $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$;
- c. rozpadły hadronowe z dobrze rozdzielonymi cząstkami pomiędzy B_{sig} i B_{tag} ;
- d. kombinatoryczne tło od rozpadów hadronowych;
- e. rozpadły $c\bar{c}$ i uds z continuum;

Współczynnik skalujący dla składowej (c) otrzymany na podstawie dopasowania był zaniechwalnie niski, stąd jego wartość została ustalona na 0. Otrzymane współczynniki skalujące dla elektronów i mionów zebrano w tabelach IV.2 i IV.3, a porównanie rozkładów doświadczalnych z dopasowanym modelem tła przedstawiono w przypisie A.

IV.4.3 Test modelu tła dla próbki kontrolnej

Współczynniki otrzymane w wyniku kalibracji tła przetestowano z użyciem próbki kontrolnej wzbogaconej o rozpadły półleptonowe $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$, które są źródłem tła o cechach najbardziej zbliżonych do poszukiwanego sygnału.

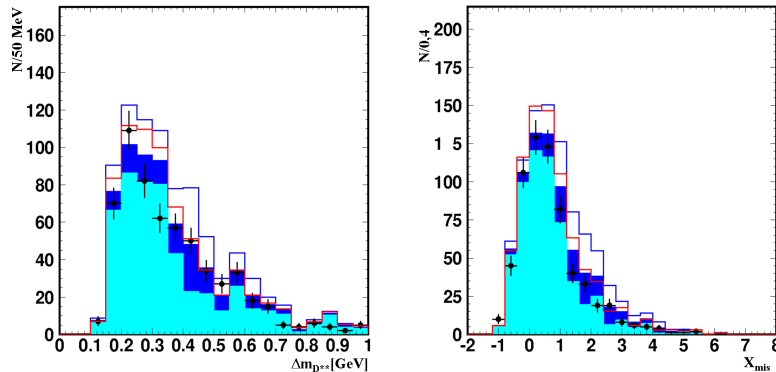
Po stronie sygnałowej wymagano zrekonstruowania układu trzech cząstek: $\bar{D}^* \ell^+ \pi^0$. Na rysunkach IV.16 przedstawiono rozkłady zmiennych X_{mis} oraz różnicy masy efektywnej układu $D^* \pi^0$ i masy D^* , $\Delta m_{D^{**}} = m_{D^* \pi^0} - m_{D^*}$, dla próbki $(D^* e \pi^0)$. Przedstawione rozkłady potwierdzają przeszacowanie składowej $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$ zarówno w MCG, jak

składowa tła	współczynnik skalujący		
	$D^0 \rightarrow K\pi$	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$D^0 \rightarrow K3\pi$
$\bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$	$0,48\pm 0,04$	$0,39\pm 0,04$	$0,36\pm 0,05$
$\bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$	$0,92\pm 0,01$	$0,99\pm 0,01$	$1,01\pm 0,01$
kombinatoryczne hadronowe	$1,48\pm 0,12$	$1,07\pm 0,06$	$1,11\pm 0,05$
$c\bar{c} + uds$	$0,82\pm 0,05$	$0,85\pm 0,04$	$0,97\pm 0,04$

Tabela IV.2: Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce (D^*e) z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono dla **MCG** znormalizowanego do liczby przypadków w danych.

składowa tła	współczynnik skalujący		
	$D^0 \rightarrow K\pi$	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$D^0 \rightarrow K3\pi$
$\bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$	$0,37\pm 0,05$	$0,39\pm 0,05$	$0,56\pm 0,06$
$\bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$	$0,85\pm 0,01$	$0,94\pm 0,01$	$0,92\pm 0,01$
kombinatoryczne hadronowe	$1,82\pm 0,16$	$0,77\pm 0,07$	$0,58\pm 0,06$
$c\bar{c} + uds$	$0,77\pm 0,05$	$0,89\pm 0,04$	$0,89\pm 0,04$

Tabela IV.3: Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce ($D^*\mu$) z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono dla **MCG** znormalizowanego do liczby przypadków w danych.



Rysunek IV.16: Rozkłady $\Delta m_{D^{**}} = m_{D^*\pi^0} - m_{D^*}$ (lewa strona) i X_{mis} (prawa strona) dla próbki kontrolnej ze zrekonstruowanymi trójkami ($D^*\pi^0e$) w danych (punkty z błędami) i w **MC** (histogramy). Pełne histogramy reprezentują rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{**}e^+\nu_e$ (ciemnoniebieski) oraz inne składowe tła (jasnoniebieski) znormalizowane do danych z użyciem czynników skalujących z tabeli IV.2. Otwarte histogramy reprezentują nieprzeskalowaną składową $B \rightarrow \bar{D}^{**}e^+\nu_e$ z **MCG** (czerwony) oraz z dedykowanej próbki **MC-D^{**}** (niebieski) opisaną w podrozdziale III.4.

i dedykowanej próbce **MC-D^{**}**. Zastosowanie czynników skalujących z tabeli IV.2 poprawia zgodność generowanych rozkładów z danymi. Lepszy opis rozkładu $\Delta m_{D^{**}}$ można by uzyskać stosując oddzielne czynniki skalujące dla poszczególnych stanów rezonansowych D^{**} , jednak kosztem większych niepewności statystycznych. Nie wydaje się to konieczne, ponieważ rozkład zmiennej X_{mis} , istotnej przy separacji sygnału, jest zadowalająco odtworzony w ramach przyjętego modelu tła.

Rozdział V

Pomiar polaryzacji D^*

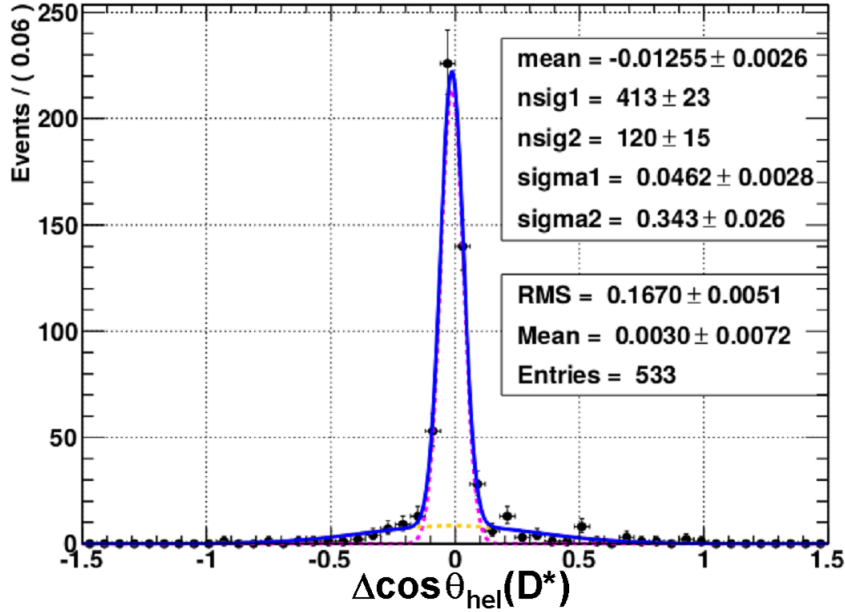
W rozdziale opisano kolejne etapy wyznaczenia polaryzacji mezonu D^* w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$. Pomiar jest wykonywany poprzez dopasowanie parametru $F_L^{D^*}$ do rozkładu kątownego $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ korzystając ze wzoru IV.10. Kluczowym elementem analizy było badanie efektów akceptacyjnych oraz znalezienie kryteriów selekcji, które możliwie skutecznie tłumią tło, nie zaburzają pomiaru.

V.1 Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$

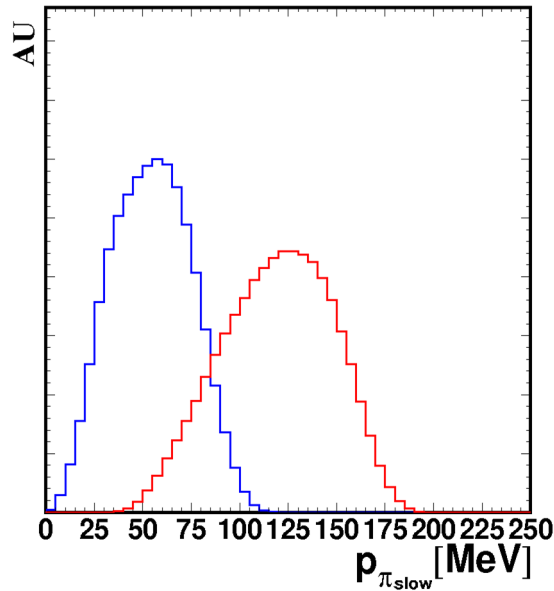
Kąt $\theta_{\text{hel}}(D^*)$ wyznaczamy na podstawie zrekonstruowanych czteropędów B_{sig} , oraz \bar{D}^0 i powolnego π_{slow}^- z rozpadu D^{*-} . Głównym czynnikiem ograniczającym dokładność rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ jest wektor \vec{p}_{sig} , mierzony pośrednio na podstawie wektora pędu strony znakującej, \vec{p}_{tag} . Włączenie możliwie dużej liczby kanałów rozpadu B_{tag} , niezbędne dla uzyskania dostatecznie licznej próbki w oczywisty sposób pogarsza dokładność rekonstrukcji \vec{p}_{tag} i w konsekwencji $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$. Zdolność rozdzielczą dla $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ oceniamy na podstawie rozkładów $\Delta\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, różnicy między generowaną i zmierzoną wartością $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$. Rozkłady te są dobrze opisane przez sumę dwóch rozkładów Gaussa, reprezentujących składowe z poprawnie i błędnie zrekonstruowanymi zdarzeniami. Parametry dopasowania zależą od kryteriów selekcji oraz, w mniejszym stopniu, od łańcucha rozpadu. W końcowej próbce ponad 80% przypadków jest zrekonstruowanych ze zdolnością rozdzielczą $\approx 0,05$, zdefiniowaną jako szerokość węższego z dwóch rozkładów Gaussa. Na rysunku V.1 pokazano przykładowy rozkład $\Delta\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par $(D^*\pi)$ w próbce sygnałowego MC, które przeszły przez wstępną selekcję, spełniły wymagania A1–A5, B1–B8 i leżą w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Niewielkie przesunięcie rozkładu w stronę ujemnych wartości związane jest z asymetrycznym cięciem na ΔE_{tag} , ma ono jednak zaniedbywalny wpływ na pomiar polaryzacji D^* .

V.2 Efekty akceptacyjne

Poważnym problemem doświadczalnym przy pomiarze polaryzacji D^* w rozpadach B jest silna zależność akceptancji (akceptacji geometrycznej) od kinematyki rozpadu. Efekty te odgrywają szczególnie ważną rolę w kanałach półtaonowych, gdzie zmienna M_W^2 przyjmuje duże wartości, powyżej $m_\tau^2 = 3,2 \text{ GeV}^2$. W tym obszarze M_W^2 mezony π z rozpadów $D^* \rightarrow D\pi$ są bardzo powolne, co znacznie obniża wydajność ich rekonstrukcji.



Rysunek V.1: Rozkład $\Delta \cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, różnicy między generowaną i zmierzoną wartością $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par $(D^*\pi)$ z MCS, leżących w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV $\cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV i spełniających wymagania A1–A5, B1–B8. Dopasowana krzywa jest sumą dwóch funkcji Gaussa.



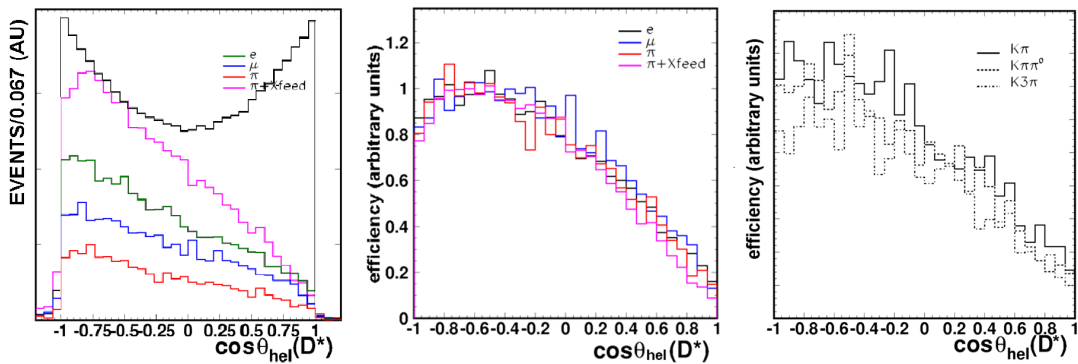
Rysunek V.2: Rozkłady pędu (przed detektorem) wolnych pionów z rozpadu $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0 \pi_{\text{slow}}^-$ dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,5$ (czerwony histogram) i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0,5$ (niebieski histogram).

V.2.1 Zależność akceptancji od $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$

Głównym efektem, który może zakłócić pomiar polaryzacji D^* jest korelacja pomiędzy pędem π_{slow} , a wartością $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, która w badanym obszarze M_W^2 jest bardzo silna.

Pokazuje to rysunek V.2, gdzie przedstawiono generowane rozkłady pędów $p_{\pi_{\text{slow}}}$ w dwóch obszarach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,5$ i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0,5$.

Można zauważyć znaczne różnice między oboma rozkładami: spektrum $p_{\pi_{\text{slow}}}$ jest wyraźnie miększe dla dodatnich wartości $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, co przekłada się na dużą asymetrię akceptacji w funkcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Zilustrowano to na rysunku V.3, gdzie pokazano generowane i rekonstruowane rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, oraz zmiany wydajności w funkcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Efekty wydajności badano oddzielnie dla poszczególnych kanałów rozpadu τ używanych w analizie: $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ i $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$. Aby porównać zależność wydajności od $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla różnych kanałów rozpadu τ , odpowiednie histogramy znormalizowano do wspólnej wartości przy $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) \approx 0$. Względna wydajność zmienia się w zakresie 20% w obszarze $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, i silnie opada dla dodatnich wartości $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Kształty rozkładów są podobne dla wszystkich rozpadów τ .¹



Rysunek V.3: Rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ przed i po detektorze (lewy wykres) oraz zmiany wydajności w funkcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla różnych rozpadów τ (środkowy wykres) i różnych rozpadów \bar{D}^0 (prawy wykres). Zrekonstruowane rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ i wydajności dla poszczególnych rozpadów τ zaznaczono linią zieloną ($\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$), niebieską ($\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$), czerwoną ($\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$) i fioletową ($\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ z dodanymi przesłuchami (Xfeeds) od innych rozpadów τ). Zależność wydajności dla poszczególnych kanałów rozpadu \bar{D}^0 reprezentują linie: ciągła ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$), kreskowana ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$), oraz kreskowana-kropkowana ($\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^+ \pi^- \pi^-$). W celu porównania kształtów, rozkłady wydajności są arbitralnie znormalizowane do wspólnej wartości przy $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) \approx 0$, natomiast czarny histogram na lewym wykresie otrzymano dla odpowiednio zredukowanej liczby przypadków.

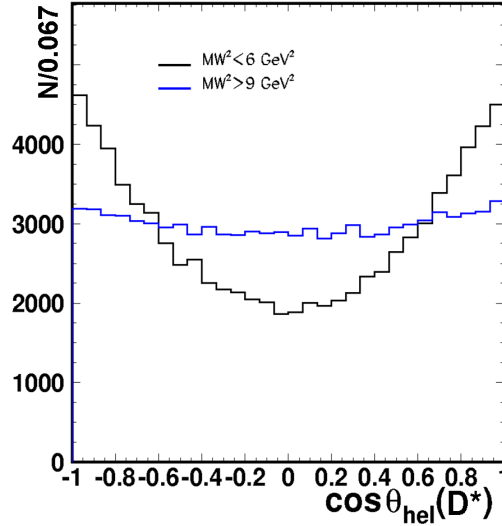
Nieco większe różnice pomiędzy krzywymi wydajności występują dla różnych kanałów rozpadu \bar{D}^0 . Niższa wydajność widoczna jest zwłaszcza dla kanału o najwyższej krotności produktów rozpadu, $D^0 \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$.

V.2.2 Zależność akceptacji od M_W^2

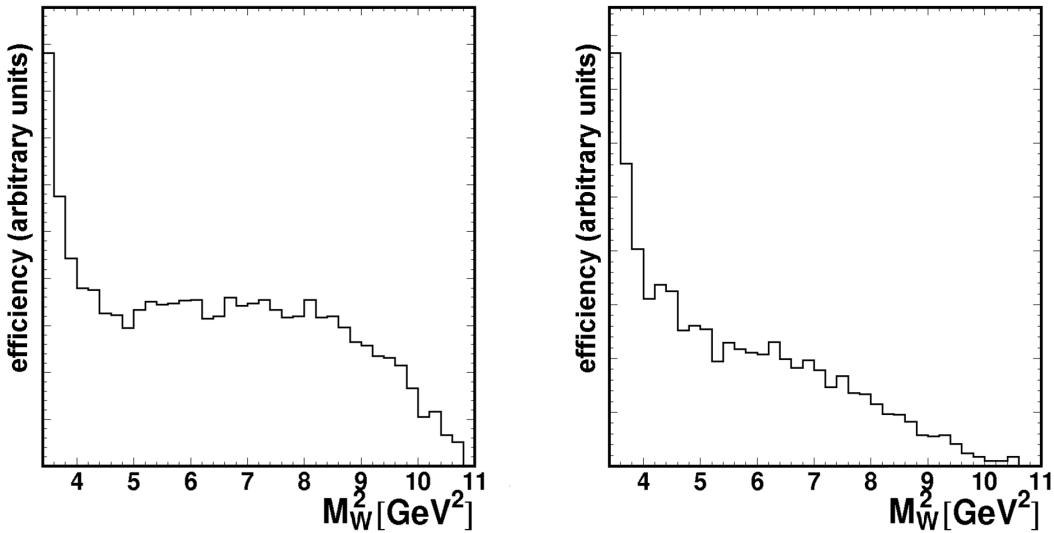
Polaryzacja D^* w półtaonowych rozpadach B jest funkcją przekazu czteropędu q^2 , której kształt zależy od dynamiki procesu. W modelu standardowym udział polaryzacji podłużnej spada z rosnącym M_W^2 , co pokazano na rysunkach I.2 i V.4. Korelacje pomiędzy $F_L^{D^*}$

¹ Wydajność dla kanału $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ z uwzględnieniem przesłuchów od innych rozpadów τ opada szybciej niż pozostałe składowe dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0,5$, ale obszar ten i tak jest mało przydatny do pomiaru $F_L^{D^*}$, z uwagi na niską wydajność.

i M_W^2 są czułe na efekty **NF**, dlatego jest pożądane by akceptancja była płaską funkcją M_W^2 . Ten warunek jest spełniony dla $M_W^2 \lesssim 9 \text{ GeV}^2$ w obszarze $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, co przedstawiono na rysunku V.5 (wzrost w obszarze $M_W^2 < 4 \text{ GeV}^2$ wynika ze skończonej zdolności rozdzielczej rekonstrukcji M_W^2 .)



Rysunek V.4: Rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ (przed detektorem) w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$ dla $M_W^2 < 6 \text{ GeV}^2$ (czarny histogram) i $M_W^2 > 9 \text{ GeV}^2$ (niebieski histogram).



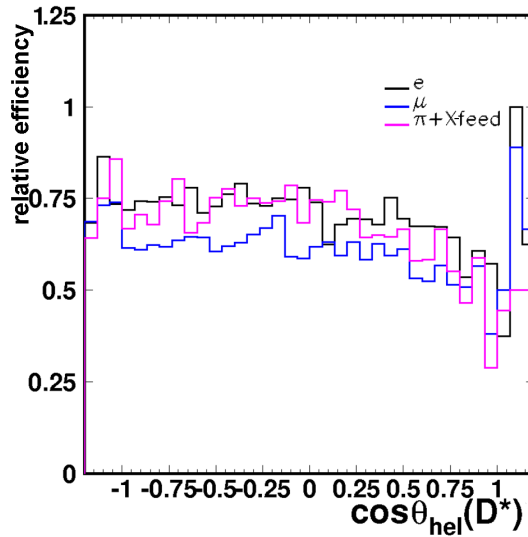
Rysunek V.5: Względne wydajności w funkcji M_W^2 w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$ dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$ (lewy histogram) i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0$ (prawy histogram).

V.2.3 Zależność akceptancji od X_{mis} i E_{vis}

W badaniach rozpadów półtaonowych mamy do czynienia z wysokim poziomem tła, którego głównym źródłem są półleptonowe rozpady B na lekkie leptony. We wcześniejszych analizach [5, 6] tło to było skutecznie tłumione poprzez ograniczenia nałóżone na akceptowany zakres wartości zmiennych X_{mis} i E_{vis} . Aby sprawdzić wpływ tego rodzaju cięć

na pomiar polaryzacji D^* , badano zmiany wydajności rekonstrukcji powodowane przez kryteria selekcji stosowane do obu zmiennych. Na rysunku V.6 pokazano wydajność rekonstrukcji sygnału w funkcji $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ przy nałożonych wymaganiach C1(C2) (por. podrozdział V.3) w stosunku do wydajności przed cięciami. Jak można zauważyć stosunek wydajności jest w dobrym przybliżeniu płaską funkcją $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ w przedziale $-1,0 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,5$ dla wszystkich rekonstruowanych rozpadów τ . Zastosowanie analogicznych cięć do próbek MC przed detektorem zmienia wartość $F_L^{D^*}$ w granicach 3%.

Przeprowadzona analiza pokazuje, że do badania polaryzacji D^* w półtaonowych rozpadach B przydatny jest zakres ujemnych wartości $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$.² W przedziale $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*) > 0$ rozkłady są silnie zdeformowane przez efekty akceptacyjne. Obszar ten zawiera tylko niewielką część poprawnie zrekonstruowanych przypadków sygnału, stąd efektywnie jest mało przydatny do pomiaru.



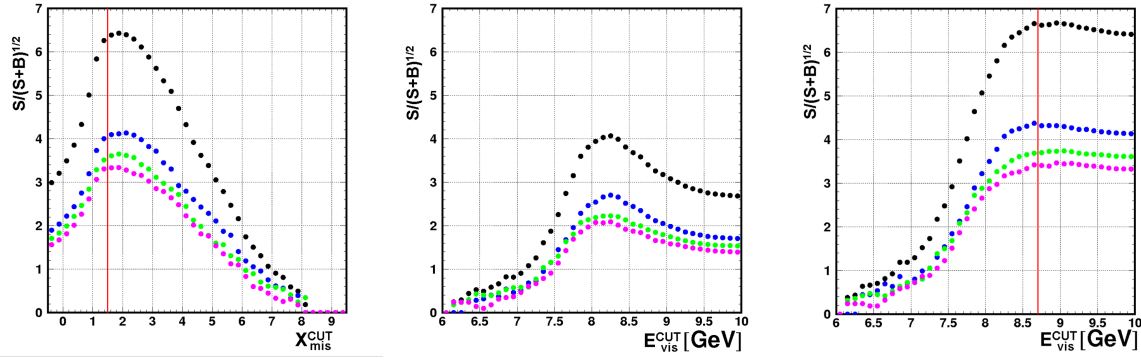
Rysunek V.6: Zmiana wydajności dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ w funkcji $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ po nałożeniu wymagań C1 dla kanałów: $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ (czarny histogram), $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ (niebieski histogram), lub C2 dla kanału $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$ (fioletowy histogram).

V.3 Tłumienie tła

Kryteria selekcji A1–A5 oraz B1–B8 wybierają stosunkowo czystą próbkę rozpadów B^0 zawierających w stanach końcowych pary $(D^*\ell(\pi))$ z dominującym udziałem rozpadów półleptonowych $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, zwłaszcza w przypadku par $(D^*\ell)$. Podobnie, jak w poprzednich analizach [5, 6], do redukcji tła wykorzystano zmienne X_{mis} i E_{vis} (porównanie rozkładów X_{mis} i E_{vis} dla sygnału i tła rozdzielonego na składowe przedstawiono na rysunku IV.9). Dobór kryteriów selekcji sygnału przeprowadzono maksymalizując następującą wielkość:

$$\Sigma = \frac{S}{\sqrt{S+B}} \quad (\text{V.1})$$

²Zakres ten jest jednak wystarczający dla wykonania pomiaru, ponieważ fizyczny rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ jest symetryczny.



Rysunek V.7: Zależność znaczącości Σ (wzór V.1) od cięcia $X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{CUT}}$ (lewy wykres), $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$ (środkowy wykres) i $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$, po nałożeniu wymagania $X_{\text{mis}} > 1,5$ (prawy wykres) dla przypadków rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$, spełniających kryteria A1–A3, B1–B8, oraz $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Niebieskie, zielone i fioletowe punkty oznaczają odpowiednio kanały z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$. Czarne punkty pokazują wyniki dla połączonych rozpadów \bar{D}^0 . Czerwone linie odpowiadają kryteriom C1.

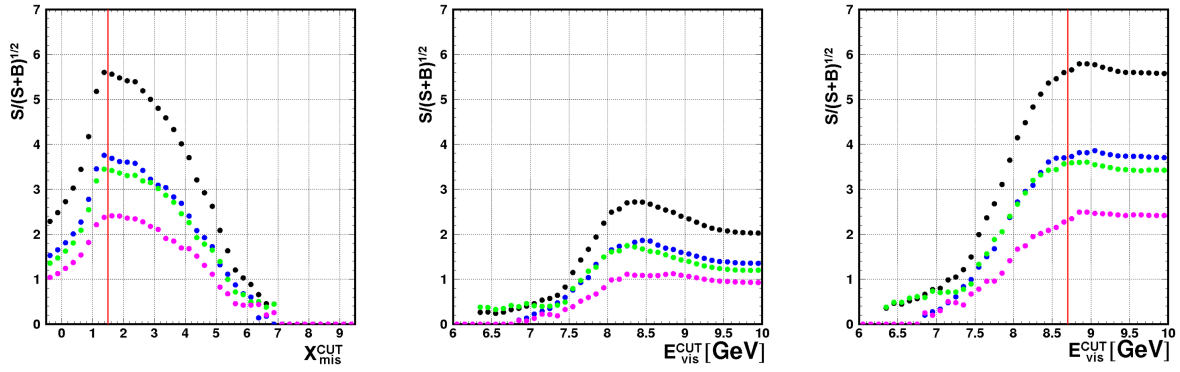
gdzie S i B oznaczają odpowiednio oczekiwane liczby przypadków sygnału i tła w obszarze sygnałowym, zdefiniowanym jako $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Optymalizację przeprowadzono dla statystyki oczekiwanej w zakresie $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, przy założeniu, że scałkowana świetność próbki wynosi 771 fb^{-1} , a rozgałęzienie rozpadu sygnałowego jest zgodne z przewidywaniem MS, $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau) = 1,45\%$.

Na rysunkach V.7-V.9 przedstawiono zależność Σ od cięć na wartości X_{mis} i E_{vis} . Tło jest najwydajniej tłumione przez wymagania nałożone na zmienną $X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{CUT}}$, gdzie $X_{\text{mis}}^{\text{CUT}} \approx 1,5-2,5$ dla $\tau^+ \rightarrow \ell^+\nu_\ell\bar{\nu}_\tau$ i $X_{\text{mis}}^{\text{CUT}} \approx 1,0$ dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$. Znaczącość może być dalej poprawiona przez odrzucenie przypadków z dużymi wartościami E_{vis} . Poniżej podano kryteria selekcji używane przy pomiarze polaryzacji D^* :

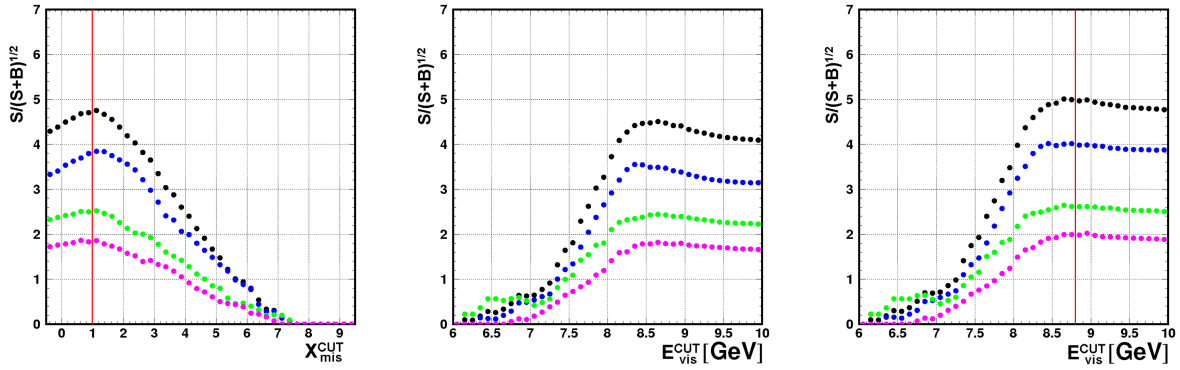
C1. $X_{\text{mis}} > 1,5 \cap E_{\text{vis}} < 8,7 \text{ GeV}$ dla $\tau^+ \rightarrow \ell^+\nu_\ell\bar{\nu}_\tau$;

C2. $X_{\text{mis}} > 1,0 \cap E_{\text{vis}} < 8,8 \text{ GeV}$ dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$;

Powyższe wymagania tłumią również większość tła o rozkładzie M_{tag} zbliżonym do sygnału (tzw. „pikujące tło”) i nie modyfikują kształtu wydajności w badanym zakresie wartości $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. W tabeli V.1 zebrano oczekiwane liczby przypadków sygnału i tła w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ po nałożeniu wymagań C1(C2).



Rysunek V.8: Zależność znaczącości Σ (wzór V.1) od cięcia $X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{CUT}}$ (lewy wykres), $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$ (środkowy wykres) i $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$, po nałożeniu wymagania $X_{\text{mis}} > 1,5$ (prawy wykres) dla przypadków rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$, spełniających kryteria A1–A3, B1–B8, oraz $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Niebieskie, zielone i fioletowe punkty oznaczają odpowiednio kanały z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$. Czarne punkty pokazują wyniki dla połączonych rozpadów \bar{D}^0 . Czerwone linie odpowiadają kryteriom C1.



Rysunek V.9: Zależność znaczącości Σ (wzór V.1) od cięcia $X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{CUT}}$ (lewy wykres), $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$ (środkowy wykres) i $E_{\text{vis}} < E_{\text{vis}}^{\text{CUT}}$, po nałożeniu wymagania $X_{\text{mis}} > 1,0$ (prawy wykres) dla przypadków rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$, spełniających kryteria A1–A5, B1–B8, oraz $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Niebieskie, zielone i fioletowe punkty oznaczają odpowiednio kanały z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$, $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$. Czarne punkty pokazują wyniki dla połączonych rozpadów \bar{D}^0 . Czerwone linie odpowiadają kryteriom C2.

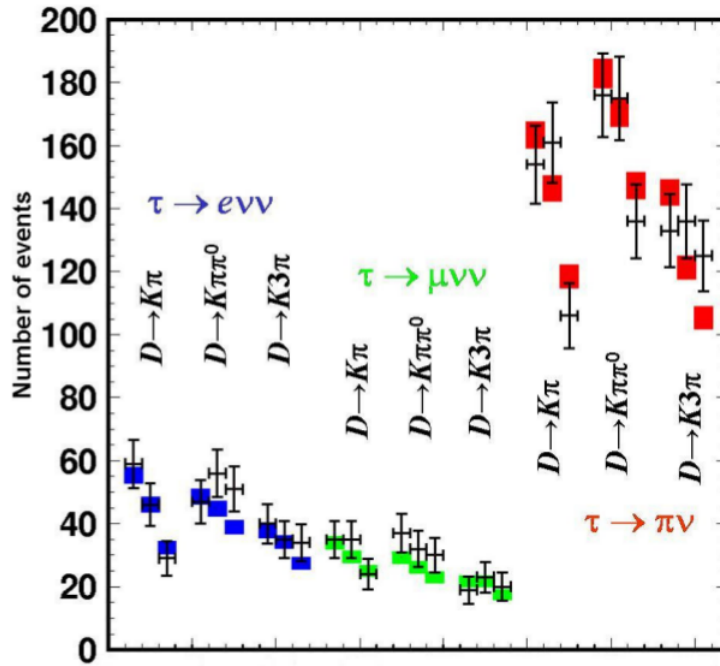
V.3.1 Testy opisu tła z końcowymi kryteriami selekcji

Po ustaleniu końcowych kryteriów wyboru sygnału, poprawność modelu tła sprawdzano w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$, gdzie spodziewany udział sygnału jest niewielki. Na rysunku V.10 pokazano oczekiwaną i obserwowaną liczbę przypadków tła w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla każdego zrekonstruowanego łańcucha rozpadu. Jak można zobaczyć, obserwowane liczby przypadków dobrze zgadzają się z tymi otrzymanymi z MCG po zastosowaniu współczynników skalujących opisanych w rozdziale IV.4 (tabele IV.1–IV.3).

Poprawność opisu tła przy zastosowaniu końcowych kryteriów selekcji sprawdzono także poprzez porównanie mierzonych i przewidywanych rozkładów szeregu zmiennych

Kanał rozpadu		$-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$			$-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$			$-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$		
		S	B	Σ	S	B	Σ	S	B	Σ
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	17,8	18,1		12,7	17,4		10,9	15,4	
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	14,5	20,2		11,2	15,1		8,0	13,3	
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	9,2	11,8		9,1	10,7		7,3	8,0	
	połączone	41,5	50,1	4,3	33,0	43,3	3,8	26,2	36,7	3,3
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	8,6	10,7		10,5	8,2		7,9	7,0	
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	9,8	8,2		8,0	8,5		7,3	7,1	
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	5,3	7,6		5,1	7,3		3,0	4,6	
	połączone	23,7	26,5	3,3	23,6	23,9	3,4	18,2	18,8	3,0
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	21,2	35,3		17,8	32,1		12,5	21,7	
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	15,0	45,0		12,6	44,6		10,4	31,4	
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	9,2	31,2		8,3	26,3		6,8	23,7	
	połączone	45,4	111,6	3,6	38,7	103,0	3,3	29,7	76,7	2,9
połączone		110,6	188,2	6,4	95,3	170,2	5,8	74,1	132,2	5,2

Tabela V.1: Oczekiwana liczba przypadków sygnału (S) i tła (B) oraz znaczącość Σ w oknie: $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$ i trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ po spełnieniu wymagań: A1–A3(A5), B1–B8, C1(C2).



Rysunek V.10: Liczba przypadków tła w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$; $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$; $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$ dla każdego łańcucha rozpadu. Wybrane przypadki spełniają wymagania: A1–A3(A5), B1–B8, C1(C2), $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$ oraz $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$. Punkty z błędami reprezentują dane a prostokąty przedstawiają przewidywania **MCG**, dla których użyto czynników skalujących z tabel IV.1-IV.3). Wyniki dla $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ oznaczono kolorem niebieskim, dla $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$ zielonym i dla $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$ czerwonym. Pionowy rozmiar prostokątów odpowiada niepewnościom statystycznym przewidywań **MCG**.

kinematycznych dla próbek wyselekcjonowanych w pozasygnałowym obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV. W przypisie B przedstawiono rozkłady kontrolne dla zmiennych: $E_{\text{mis}} \equiv E_{\text{beam}} - E_{D^*} - E_{d\tau}$, E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} . Przyjęty model tła zadowalająco opisuje charakterystyki danych w każdym z analizowanych przedziałów $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.

V.4 Wyznaczenie rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ i pomiar $F_L^{D^*}$

W celu zmierzenia polaryzacji D^* próbka danych została podzielona na trzy przedziały w zmiennej $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$; $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$; $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$. Liczbę przypadków sygnału w każdym przedziale wyznaczono na podstawie dopasowania zdefiniowanej poniżej funkcji gęstości prawdopodobieństwa (\mathcal{L}) do rozkładu zmiennej M_{tag} .

$$\mathcal{L} = e^{-[N_s + \sum_k (N_{\text{peak}}^k + N_b^k)]} \prod_{i=1}^N [N_s \sum_k w_k P_s(M_{\text{tag}}^i) + \sum_k N_{\text{peak}}^k P_s(M_{\text{tag}}^i) + N_b^k P_b^k(M_{\text{tag}}^i)] \quad (\text{V.2})$$

Indeks k przebiega po rekonstruowanych łańcuchach rozpadów (łącznie 9: 3 kanały rozpadu $\bar{D}^0 \times 3$ kanały rozpadu τ). P_s i P_b^k oznaczają odpowiednio funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla sygnału i tła kombinatorycznego. Współczynniki w_k , uwzględniają różne wydajności oraz cząstkowe rozgałęzienia rekonstruowanych łańcuchów rozpadów i są wyliczone w oparciu o próbkę MCS. Kształty funkcji P_s i P_b^k ustalono na podstawie dopasowania do próbek MCS i MCG. Liczby przypadków niekombinatorycznego tła (N_{peak}^k), które jest opisane tą samą funkcją co sygnał (P_s), wyznaczono w oparciu o przeskalowane próbki MCG i ustalono w końcowym dopasowaniu. Wolne parametry dopasowania to całkowita liczba przypadków sygnału (N_s) i tła w poszczególnych kanałach (N_b^k).

W analizie wykorzystano rozkłady M_{tag} dla przypadków spełniających wymagania A1–A3(A5), B1–B8, C1(C2) i leżących w oknie $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Dopasowania wykonano metodą największej wiarygodności używając biblioteki RooFit [69], w której minimalizacja funkcji realizowana jest w oparciu o pakiet MINUIT [70]. Zakładając wspólną wartość współczynnika rozgałęzienia dla sygnału $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$ przeprowadzono równoczesne dopasowanie dla wszystkich łańcuchów rozpadów z odrębnymi składowymi tła.

V.4.1 Funkcje rozkładu prawdopodobieństwa dla sygnału i tła

Składowa P_s , opisująca sygnał i niekombinatoryczne tło została sparametryzowana przy pomocy funkcji Crystal-Ball [71]:

$$CB(x) = \begin{cases} C \frac{(\frac{N}{|A|})^N e^{-0,5A^2}}{(\frac{N}{|A|} - |A| - \frac{x-M}{W})^N} & \text{dla } (x - M)/W < -|A| \\ C e^{-0,5(\frac{x-M}{W})^2} & \text{dla } (x - M)/W > -|A| \end{cases} \quad (\text{V.3})$$

gdzie N , A , M oraz W to parametry kształtu, a C to współczynnik normalizacyjny.

Do parametryzacji funkcji opisujących kombinatoryczne tło (P_b^k) wykorzystano funkcję Argus [72]:

$$AR(x) = D \sqrt{1 - \left(\frac{x}{E_{\text{beam}}}\right)^2} e^{\xi(1 - (\frac{x}{E_{\text{beam}}})^2)} \quad (\text{V.4})$$

gdzie D jest współczynnikiem normalizacyjnym a ξ parametrem kształtu.

Parametry funkcji CB (równanie V.3) wyznaczono na podstawie rozkładów M_{tag} dla poprawnie zrekonstruowanych rozpadów B_{sig} w próbce **MCS**, a następnie ustawiono je jako stałe w kolejnych dopasowaniach.

Niewielkie przyczynki pochodzące od błędnie zrekonstruowanej części sygnału są traktowane jako tło. Badania na próbkach **MCS** pokazały, że dla danego kanału rozpadu τ składowa CB może być opisana tą samą funkcją gęstości prawdopodobieństwa we wszystkich przedziałach $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ i dla wszystkich rozpadów \bar{D}^0 .

Funkcje gęstości prawdopodobieństwa dla tła wyznaczono z dopasowania do próbek **MCG**, gdzie poszczególne składowe zostały odpowiednio przeskalowane przy użyciu współczynników podanych w tabelach IV.1-IV.3.

Kształty tła modelowane są jako suma składowych kombinatorycznej i niekombinatorycznej, oddzielnie dla poszczególnych kanałów rozpadu i każdego przedziału $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$. Dopasowanie wykonywane jest równocześnie dla próbek sygnału i tła. Niekombinatoryczne tło opisywane jest przy użyciu tej samej funkcji CB co sygnał, podczas gdy kombinatoryczna część w sygnale i tle sparametryzowana jest wspólną funkcją AR . Wartości parametrów dopasowania dla funkcji CB i AR zestawiono w tabelach V.2 i V.3. Na rysunku V.11 przedstawiono dopasowane funkcje CB dla sygnału, natomiast funkcje PDF dla tła zebrano w przypisie C.

Kanał rozpadu	M [GeV]	W [GeV]	A	N
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$	$5,2795 \pm 0,0003$	$0,0037 \pm 0,0002$	$0,86 \pm 0,12$	$2,31 \pm 0,38$
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	$5,2798 \pm 0,0003$	$0,0035 \pm 0,0002$	$0,71 \pm 0,10$	$3,21 \pm 0,70$
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	$5,2804 \pm 0,0003$	$0,0033 \pm 0,0002$	$0,74 \pm 0,10$	$1,40 \pm 0,17$

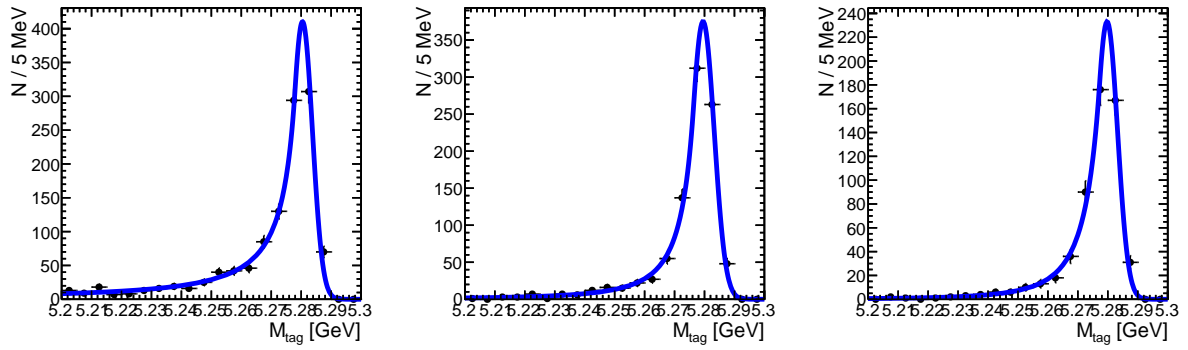
Tabela V.2: Dopasowane parametry funkcji CB .

Kanał rozpadu		$-1,0 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$		$-0,67 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$		$-0,33 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$	
		N_{peak}	ξ	N_{peak}	ξ	N_{peak}	ξ
$\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	$7,3 \pm 2,5$	$-28,0 \pm 7,8$	$7,8 \pm 2,3$	$-34,6 \pm 9,4$	$3,8 \pm 2,2$	$-33,8 \pm 9,2$
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$5,7 \pm 2,7$	$-37,4 \pm 8,3$	$3,3 \pm 2,2$	$-30,1 \pm 8,7$	$3,0 \pm 2,0$	$-30,5 \pm 8,7$
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	$4,7 \pm 1,8$	$-21,1 \pm 10,0$	0,0	$-38,5 \pm 7,4$	0,0	$-42,0 \pm 8,0$
$\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	0,0	$-44,3 \pm 7,7$	$3,7 \pm 1,6$	$-29,0 \pm 12,0$	0,0	$-39,0 \pm 9,3$
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	0,0	$-50,7 \pm 8,0$	$1,9 \pm 1,5$	$-24,7 \pm 13,0$	0,0	$-37,5 \pm 9,2$
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	$3,8 \pm 1,6$	$-18,2 \pm 16,0$	0,0	$-51,8 \pm 10,0$	$1,3 \pm 1,0$	$-22,1 \pm 16,0$
$\tau \rightarrow \pi\nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	0,0	$-13,8 \pm 3,6$	$9,2 \pm 3,5$	$-4,0 \pm 5,1$	0,0	$-14,1 \pm 4,1$
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	$7,2 \pm 4,5$	$-19,6 \pm 4,1$	$9,0 \pm 4,0$	$-13,7 \pm 4,9$	$4,0 \pm 3,2$	$-10,8 \pm 5,3$
	$D^0 \rightarrow K3\pi$	0,0	$-16,7 \pm 4,0$	0,0	$-16,2 \pm 4,3$	0,0	$-15,8 \pm 4,7$

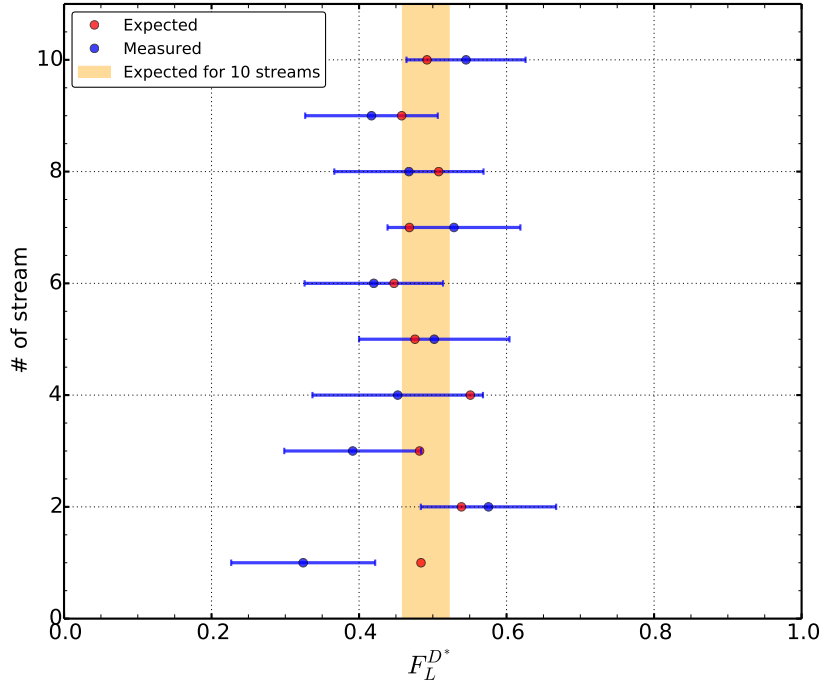
Tabela V.3: Dopasowane parametry funkcji AR .

V.4.2 Pomiar $F_L^{D^*}$ w próbce **MCG**

Pomiar liczby przypadków sygnału w trzech przedziałach $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ pozwala wyznaczyć polaryzację D^* poprzez dopasowanie formuły IV.10, gdzie $F_L^{D^*}$ jest swobodnym parametrem. Procedurę sprawdzono na przypadkach **MCG**, dzieląc je na 10 podpróbek (strumieni) z których każda odpowiada pełnej próbce danych i odpowiednio uwzględnia wszelkie zmiany warunków eksperymentalnych. Na rysunku V.12 pokazano wyniki pomiarów $F_L^{D^*}$, przeprowadzone dla każdego z 10 strumieni **MCG** i porównano z wartościami oczekiwanymi na podstawie informacji o generowanych przypadkach.



Rysunek V.11: Dopasowane funkcje CB do rozkładów M_{tag} dla rozpadów sygnałowych z przejściem: $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ (lewy wykres), $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ (środkowy wykres), $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ (prawy wykres). Rozkłady wykonano stosując końcowe kryteria wyboru.

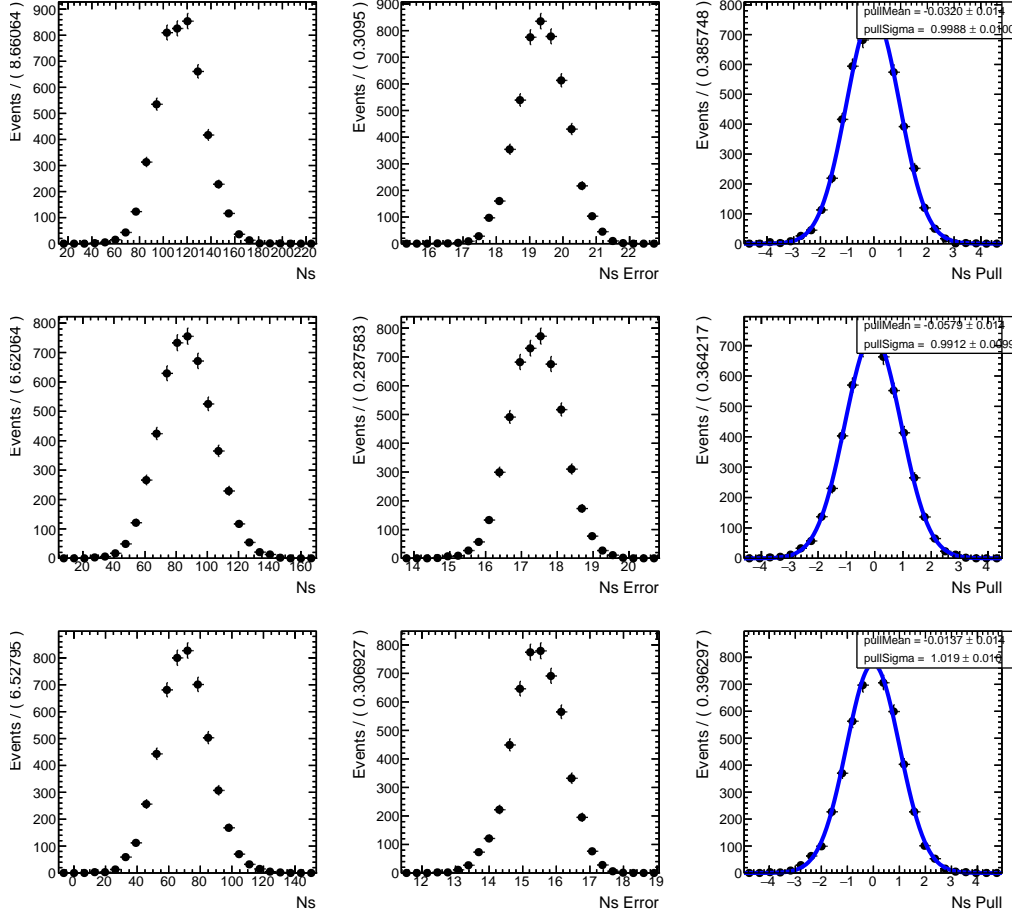


Rysunek V.12: Wyniki pomiarów $F_L^{D^*}$ dla 10 strumieni **MCG** reprezentowane są przez niebieskie punkty. Na czerwono zaznaczono wartości $F_L^{D^*}$ wyliczone na podstawie informacji o generowanych przypadkach w każdym strumieniu. Średnią wartość $F_L^{D^*}$, wyliczoną na podstawie informacji o liczbie generowanych przypadków dla połączonych 10 strumieni, przedstawiono za pomocą pomarańczowego pasa o szerokości jednego odchylenia standardowego wokół wartości centralnej.

V.5 Testy MC

Procedura wydobywania sygnału była testowana poprzez wykonanie serii pseudoeksperymentów **MC** (tzw. Toy MC). Na rysunku V.13 przedstawiono rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału $N_{\text{sig}}^{\text{fit}}$, niepewności statystycznej dopasowania σ_{fit} , oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej $N_{\text{pull}} = (N_{\text{sig}}^{\text{fit}} - N_{\text{sig}}^{\text{eksp}})/\sigma_{\text{fit}}$, oddzielnie

dla każdego z trzech przedziałów $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Oczekiwane liczby przypadków $N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}$ odpowiadają przewidywanym przez **MS** wartościom $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} \tau^+ \nu_\tau) = 1,45\%$ i $F_L^{D^*} = 0,5$. Rozkłady uzyskano przeprowadzając 5000 pseudokesperymentów, gdzie próbki „Toy MC”

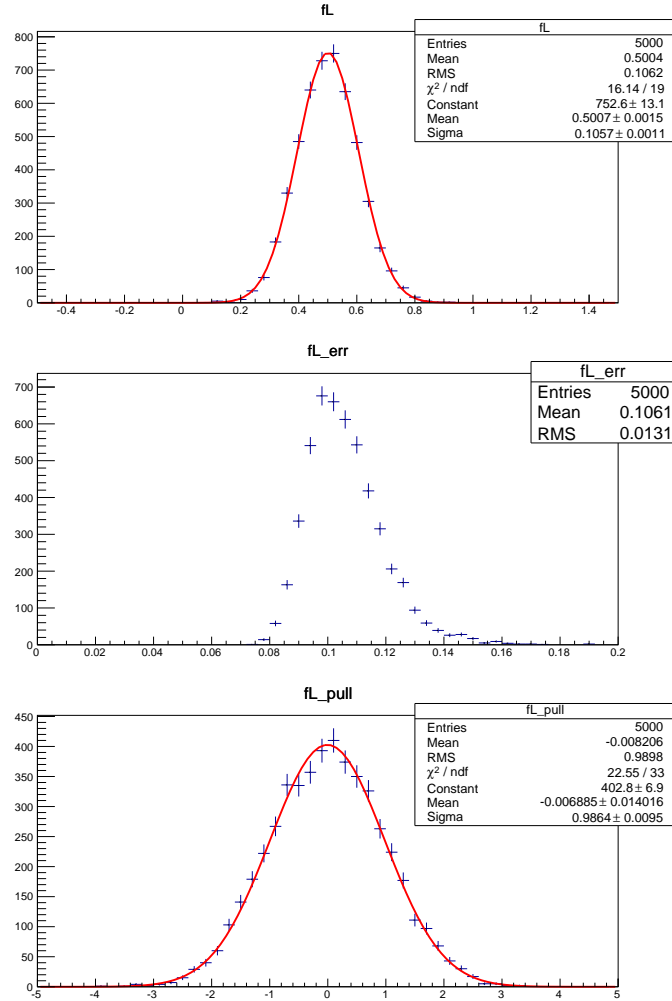


Rysunek V.13: Rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału $N_{\text{sig}}^{\text{fit}}$, statystycznej niepewności dopasowania σ_{fit} , oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej $(N_{\text{sig}}^{\text{fit}} - N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}) / \sigma_{\text{fit}}$, w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (górny wiersz), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy wiersz), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$ (dolny wiersz).

wygenerowano na podstawie dopasowanych funkcji PDF dla sygnału i składowych tła, natomiast liczby przypadków sygnału i tła losowano wokół wartości oczekiwanych zgodnie z rozkładem Poissona. W tych samych pseudokesperymentach wyznaczono wartości $F_L^{D^*}$. Otrzymane rozkłady dopasowanych wartości $(F_L^{D^*})_{\text{Toy}}$, niepewności statystycznych $\sigma(F_L^{D^*})$, oraz $(F_L^{D^*})_{\text{pull}} = [(F_L^{D^*})_{\text{Toy}} - (F_L^{D^*})_{\text{eksp}}] / \sigma(F_L^{D^*})$ przedstawia rysunek V.14. Rozkłady błędów statystycznych pomiaru otrzymane w oparciu o symulacje „Toy MC” dobrze zgadzają się z wynikami uzyskanymi dla 10 strumieni **MCG**.

Tę samą technikę wykorzystano do sprawdzenia liniowości procedury wydobywania sygnału, zmieniając oczekiwaną liczbę przypadków $N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}$ w zakresie $\pm 50\%$. Wyniki przedstawione na rysunku V.15 pokazują bardzo dobrą zgodność pomiędzy $N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}$ i średnią wielkością $N_{\text{sig}}^{\text{fit}}$ w całym zakresie badanych wartości $N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}$, we wszystkich trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.

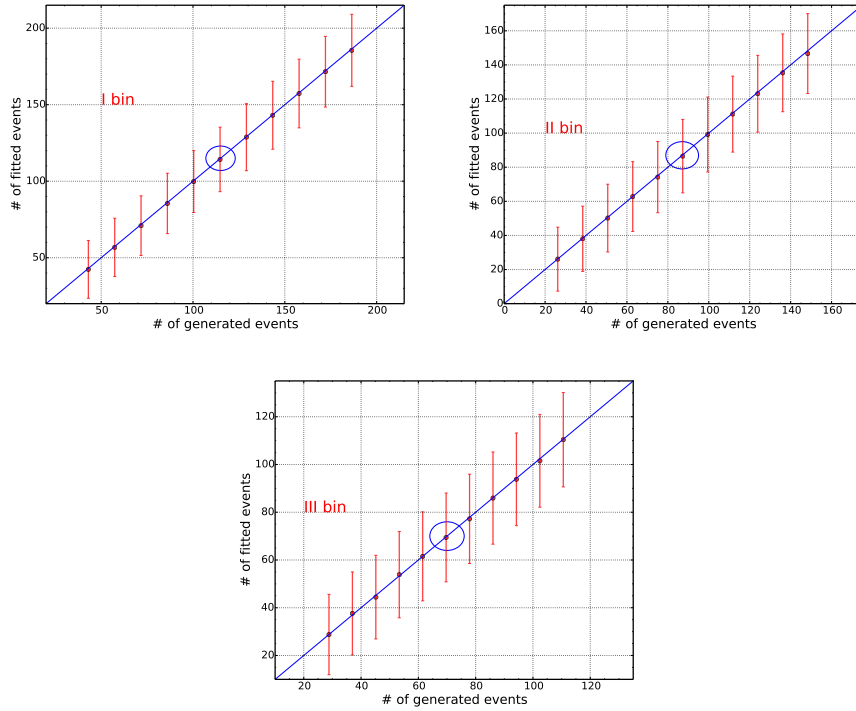
Test liniowości pomiaru polaryzacji D^* przeprowadzono zmieniając wyjściową wartość $F_L^{D^*}$ co 0,1 w zakresie od 0 do 1. Symulacje przeprowadzono zakładając łączną liczbę



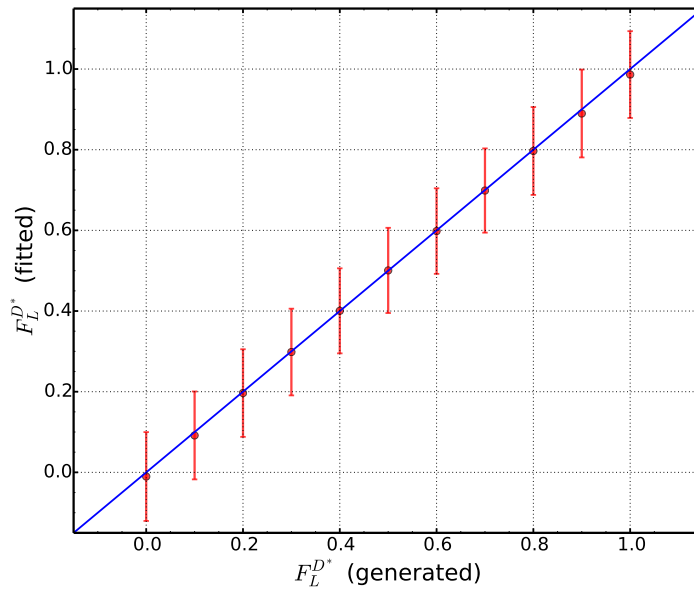
Rysunek V.14: Rozkłady „mierzonych” wartości $(F_L^{D^*})_{\text{Toy}}$, niepewności statystycznych $\sigma(F_L^{D^*})$, oraz $(F_L^{D^*})_{\text{pull}} = [(F_L^{D^*})_{\text{Toy}} - (F_L^{D^*})_{\text{eksp}}] / \sigma(F_L^{D^*})$ dla 5000 pseudoeksperymentów, przy założeniu $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau) = 1,45\%$ i $F_L^{D^*} = 0,5$.

przypadków sygnału w przedziale $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$ zgodną z oczekiwaniami **MS**, natomiast ich podział pomiędzy przedziały $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ wyliczono na podstawie przyjętej wielkości $F_L^{D^*}$. Dla każdego punktu przeprowadzono 5000 pseudoeksperymentów, wyznaczając średnią wartość i niepewność statystyczną pomiaru $F_L^{D^*}$. Uzyskane wyniki przedstawia rysunek V.16.

Przeprowadzone testy pokazują, że dane eksperymentu Belle pozwalają wyznaczyć polaryzację D^* z niepewnością statystyczną $\approx \pm 0,10$, a przyjęta metoda pomiaru nie wprowadza znaczących przesunięć dla wartości centralnej i daje poprawną ocenę niepewności statystycznych.



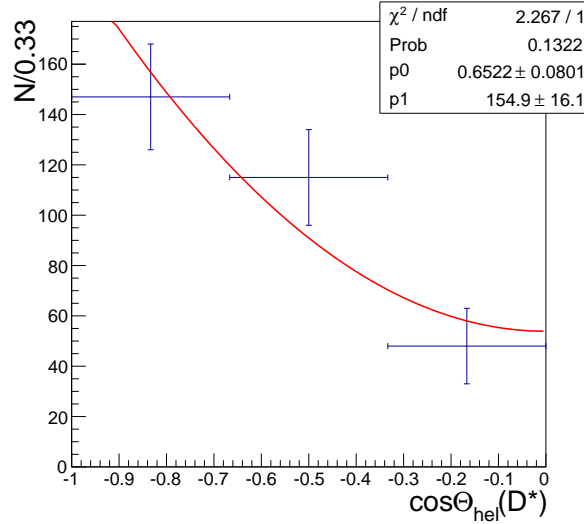
Rysunek V.15: Test liniowości dla liczby przypadków sygnału w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (lewy wykres); $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy wykres); $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$ (prawy wykres). Pionowe czerwone linie oznaczają średnie niepewności dla pojedynczego pomiaru. Niebieskimi okręgami zakreślono punkty odpowiadające oczekiwanej liczbie przypadków sygnału przy wartościach $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych przez **MS**.



Rysunek V.16: Test liniowości dla $F_L^{D^*}$. Pionowe czerwone linie oznaczają średnie niepewności dla pojedynczego pomiaru, przy założeniu przewidywanego przez **MS** stosunku rozgałęzienia dla rozpadu sygnałowego.

V.6 Pomiar polaryzacji D^{*-} w danych

Przedstawioną procedurę pomiaru $F_L^{D^*}$ zastosowano do pełnej próbki danych zebranych w eksperymencie Belle. Na rysunku V.17 pokazano zmierzony rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ wraz z dopasowaną zależnością IV.10 i otrzymano wartość $F_L^{D^*} = 0,65 \pm 0,08(\text{stat})$.



Rysunek V.17: Zmierzony rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ wraz z dopasowaną zależnością IV.10.

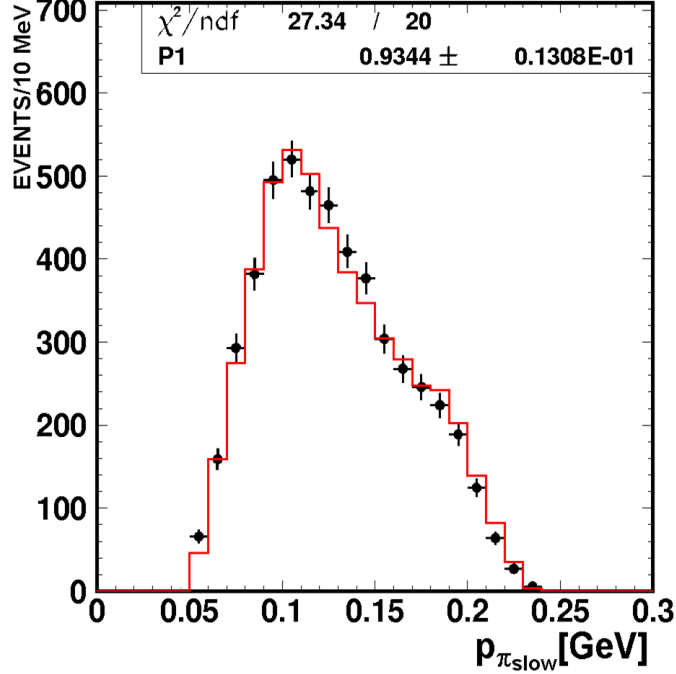
V.7 Niepewności systematyczne

Na niepewność pomiaru polaryzacji D^* wpływa szereg czynników, takich jak skończona dokładność opisu tła i efektów detektorowych, procedury wydobycia sygnału, czy ograniczona znajomość wielkości fizycznych używanych w analizie (np. cząstkowych stosunków rozgałęzień). Sposób szacowania poszczególnych wkładów jest opisany poniżej, natomiast podsumowanie zamieszczono w tabeli V.4.

Efekty detektorowe Rekonstruowane stany końcowe w rozpadzie B_{sig} są takie same w każdym przedziale $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, stąd w pierwszym przybliżeniu można zaniedbać niepewności związane z oceną wydajności rekonstrukcji i identyfikacji cząstek. Pewne reszkowe efekty mogą wystąpić, jeżeli niedokładności w opisie efektów detektorowych są funkcją pędu cząstki, a rozkłady pędów zależą od zakresu $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$.

W podrozdziale V.2 wskazano na silną korelację pomiędzy $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ a pędem powolnego pionu z rozpadu D^* . Mogłaby ona być źródłem błędu systematycznego gdyby istniała zależna od pędu różnica pomiędzy wydajnością rekonstrukcji π_{slow} w MC i w danych. Możliwość wystąpienia takiego efektu sprawdzono przy pomocy próbki kontrolnej, wybierając spośród par (D^*e) spełniających kryteria selekcji A1–A3 i B1–B8, przypadki z masą brakującą, $|M_M^2| < 0,5 \text{ GeV}^2$ i w zakresie $M_W^2 > 4 \text{ GeV}^2$. Powyższe wymagania pozwalają wyselekcjonować czystą próbkę dobrze znanych półleptonowych rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}e^+\nu_e$ w obszarze pędów π_{slow} zbliżonym do rozpadu sygnałowego. Do zmierzonego widma $p_{\pi_{\text{slow}}}$ dopasowano rozkład otrzymany w MCG, gdzie jedynym wolnym parametrem jest całkowita normalizacja (rys. V.18). Dobra jakość dopasowania w całym zakresie pędu pokazuje,

że ewentualne różnice pomiędzy MC i danymi związane z wydajnością rekonstrukcji powolnych pionów nie zależą od pędu π_{slow} , a zatem nie wpływają na pomiar $F_L^{D^*}$.



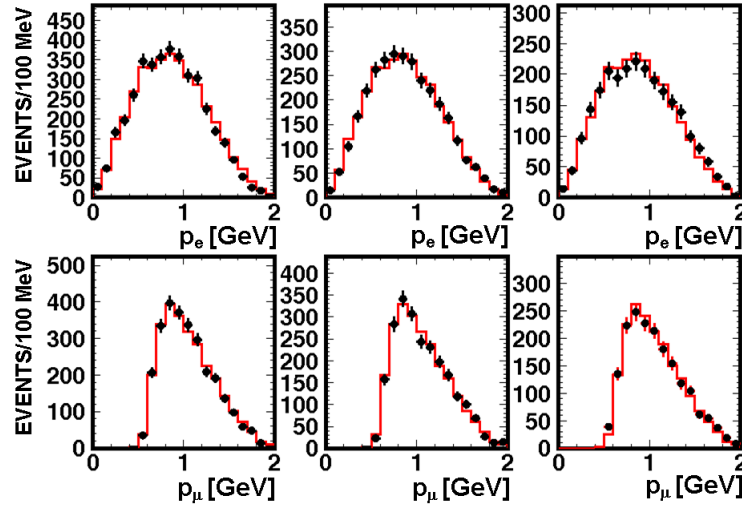
Rysunek V.18: Rozkład $p_{\pi_{\text{slow}}}$ dla par (D^*e) w danych (czarne punkty) i w MCG (czerwony histogram). Wyselekcjonowane przypadki spełniają wymagania A1–A3, B1–B8, oraz $|M_M^2| < 0,5 \text{ GeV}^2$ i $M_W^2 > 4 \text{ GeV}^2$. Rozkład MCG dopasowano do danych przy pomocy jednego parametru, całkowitej normalizacji.

Dla pozostałych cząstek z rozpadu B_{sig} nie obserwuje się znaczących różnic pomiędzy rozkładami ich pędów w poszczególnych przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ (rysunki V.19 - V.21), dlatego niepewności związane z ich rekonstrukcją i identyfikacją nie zaburzają pomiaru polaryzacji D^* .

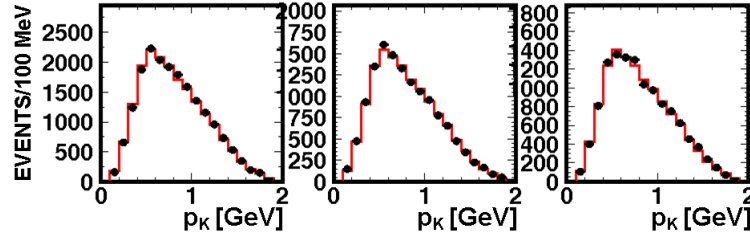
Statystyka próbek MC Mimo że generowane próbki MC dziesięciokrotnie przewyższają liczebnością dane, niepewności opisu sygnału i tła wynikające ze skończonej statystyki MC stanowią niezaniebnywalny składnik błędu systematycznego. Aby go wyznaczyć, powtarzano procedurę pomiaru $F_L^{D^*}$ zmieniając parametry dopasowanych funkcji PDF w granicach jednego odchylenia standardowego. Parametr ξ funkcji AR zmieniano kolejno dla każdego łańcucha rozpadu i dla każdego przedziału $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Wynikającą stąd niepewność pomiaru $F_L^{D^*}$ obliczono jako pierwiastek z sumy kwadratów poszczególnych odchyżeń $\sum_i (\Delta F_L^{D^*})_i^2$, gdzie sumowanie przebiega po wszystkich łańcuchach rozpadów i przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, a $(\Delta F_L^{D^*})_i$ oznacza zmianę wartości $F_L^{D^*}$ spowodowaną modyfikacją parametru ξ dla danego i . Wyznaczona w ten sposób niepewność wynosi ${}^{+0,020}_{-0,025}$.

Analogicznie wyznaczono niepewność dla funkcji CB , przy czym dopasowanie powtarzano zmieniając ustalone parametry kształtu w granicach $\pm 1\sigma$, z uwzględnieniem korelacji między nimi. Otrzymany błąd wynosi ${}^{+0,008}_{-0,005}$.

Niepewności związane z niekombinatorycznym tłem obliczono zmieniając liczby przypadków N_{peak} w granicach błędu, oddzielnie w każdym kanale i przedziale



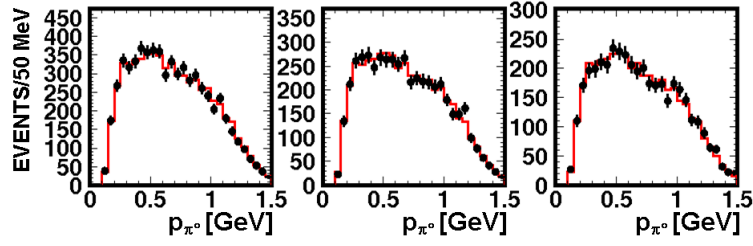
Rysunek V.19: Rekonstruowane rozkłady pędów elektronów (górnny wiersz) i mionów (dolny wiersz) w próbce **MCS** w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (lewa kolumna), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowa kolumna), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$ (prawa kolumna) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \ell^+\nu_\ell\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ w **MCS** (czarne punkty). Czerwone histogramy pokazują rozkład p_e (górnny wiersz) i p_μ (dolny wiersz) otrzymany w całym zakresie $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, znormalizowany do liczby przypadków w danym przedziale $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.



Rysunek V.20: Rekonstruowane rozkłady pędów mezonów K w próbce **MCS** z rozpadów \bar{D}^0 w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (lewy wykres), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy wykres), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$ (prawa kolumna) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ w **MCS** (czarne punkty). Czerwone histogramy pokazują rozkład p_K otrzymany w całym zakresie $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, znormalizowany do liczby przypadków w danym przedziale $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.

$\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$. Traktując poszczególne przyczynki jako niezależne, wyznaczono błąd $+0,024$
 $-0,028$.

Modelowanie tła Aby ocenić niepewności związane z opisem tła zamiennie użyto dwóch próbek do opisu rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$ (próbki **MC-D**** i **MCG**). Różnica zmierzonych w ten sposób wartości $F_L^{D^*}$ nie przekraczała $\pm 0,02$. Ponadto, dla jednego ze strumieni **MCG** powtarzano pomiar $F_L^{D^*}$, zmieniając czynniki skalujące dla poszczególnych składowych tła w granicach jednego odchylenia standardowego. Wartość polaryzacji D^* nie była czuła na zmianę czynników skalujących.



Rysunek V.21: Rekonstruowane rozkłady pędów mezonów π^0 w próbce **MCS** z rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (lewy wykres), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy wykres), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$ (prawa kolumna) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ w **MCS** (czarne punkty). Czerwone histogramy pokazują rozkład p_{π^0} otrzymany w całym zakresie $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, znormalizowany do liczby przypadków w danym przedziale $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.

Modelowanie sygnału Modelowanie dynamiki sygnałowego rozpadu może mieć istotny wpływ na pomiar $F_L^{D^*}$. W próbkach **MCG** i **MCS**, stanowiących główne narzędzie analizy, przejścia $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ opisywane są w ramach **MS**. W celu zbadania zależności uzyskanych wyników od przyjętego modelu, wygenerowano przy pomocy pakietu BSTD próbki rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, uwzględniając w lagranżjanie 1.1 wkłady od czterofermionowych operatorów spoza **MS**. Symulacje przeprowadzono dodając oddziaływania skalarne (2HDM-II) dla pięciu wartości $\tan \beta/m_{H^+}$ w zakresie od $0,2 \text{ GeV}^{-1}$ do 1 GeV^{-1} , prawoskrętne dla trzech wartości $C_{V+A} = 0,6, 1,0$ i $1,4$, oraz tensorowe dla $C_T = 0,2, 0,5$ i $0,8$ (C_X oznacza współczynnik Wilsona przy odpowiednim operatorze czterofermionowym \mathcal{O}_X w efektywnym lagranżjanie). Dla ostatniego punktu faza efektywnej stałej sprzężenia wynosiła π , w pozostałych punktach przyjęto zerową wartość fazy. Parametry dobrano opierając się na wynikach pracy [13], tak aby uwzględnić obszary gdzie wpływ dodatkowych operatorów jest najsilniejszy i żeby pokryć możliwie szeroki zakres wartości $F_L^{D^*}$.

W celu skrócenia czasu obliczeń, generowano tylko przypadki przed detektorem, które następnie przeważano przy pomocy macierzy wydajności wyznaczonej w oparciu o symulacje **MCS**, dzieląc przestrzeń fazową na 8 przedziałów M_W^2 , 6 przedziałów p_{d_τ} i 3 przedziały $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ (w zakresie od -1 do 0). Na podstawie uzyskanych w ten sposób rozkładów $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ wyznaczono wartości $(F_L^{D^*})_{\text{rek}}$, które porównano z generowaną polaryzacją $(F_L^{D^*})_{\text{gen}}$. Różnice pomiędzy generowaną i „mierzoną” wartością $F_L^{D^*}$ mieszczą się w granicy $\pm 0,07$, którą to wartość przyjęto jako niepewność systematyczną związaną z modelowaniem rozpadu sygnałowego. Ocena ta jest dosyć konserwatywna, gdyż tak duże różnice występują tylko dla próbek z udziałem oddziaływań skalarnych, przy dominującym wkładzie amplitud z prawoskrętną polaryzacją τ . Błąd spowodowany zaniedbaniem efektów akceptacyjnych w ramach **MS** nie przekracza 3% i jest zawarty w omówionej wyżej niepewności związanej z modelowaniem sygnału.

Niepewności związane z opisem efektów hadronowych można zaniedbać, na co wskazuje dobra zgodność wyników otrzymanych przy użyciu próbek **MCS** i **MCS-b**, różniących się opisem czynników postaci w półtaonowych rozpadach B .

Niepewności tablicowych wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów $D^{(*)}$ i τ nie wpływają na mierzoną wartość $F_L^{D^*}$.

Źródło	$\Delta F_L^{D^*}$
Parametryzacja sygnału	+0,008 -0,005
Parametryzacja tła	+0,020 -0,025
Tło niekombinatoryczne	+0,024 -0,028
Modele składowej $D^{**}\ell\nu$	$\pm 0,02$
łącznie	+0,038 -0,043

Tabela V.4: Systematyczne niepewności pomiaru $F_L^{D^*}$.

Podsumowując, zmierzony udział polaryzacji podłużnej D^* w rozpadzie $B \rightarrow \bar{D}^* \tau \nu_\tau$ wynosi:

$$F_L^{D^*} = 0,65 \pm 0,08(stat) \pm 0,04(syst)$$

Powyższy wynik, bazujący na symulacjach MC wykonywanych w ramach **MS**, daje nieco większy udział polaryzacji podłużnej, w stosunku do przewidywanej wartości $F_L^{D^*} = 0,46-0,53$ (odchylenie wynosi odpowiednio $2,2\sigma - 1,7\sigma$). Niepewności modelowe związane z dynamiką rozpadu oceniono na $\approx 11\%$.

Rozdział VI

Pomiar polaryzacji τ

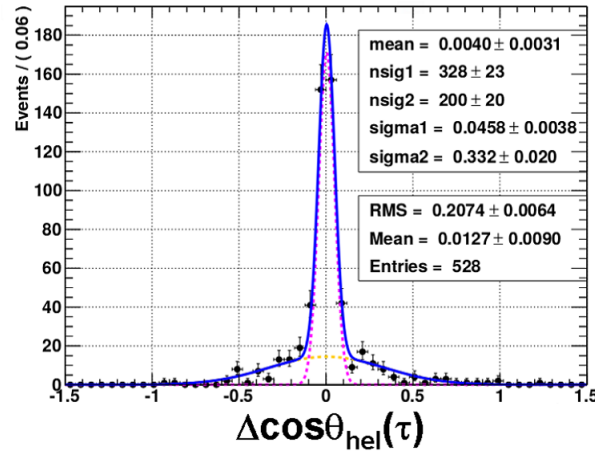
Rozpady $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$ stwarzają unikalne możliwości badania polaryzacji leptonów w półleptonowych rozpadach B , w oparciu o różniczkowe rozkłady produktów rozpadu τ . Pomimo dużego potencjału poznawczego, pomiary takie nie były dotychczas przeprowadzane z powodu znacznych trudności doświadczalnych. Główny problem to dobór odpowiednich polarymetrów, które łączyłyby możliwie wysoką czułość i zadowalającą czystość (zarówno pod względem doświadczalnym, jak i teoretycznym).

Najbardziej bezpośredniej informacji o polaryzacji podłużnej P_L^τ dostarczają rozkłady kątowe w układzie skrętności (rysunek IV.1) w (kwazi)dwuciałowych rozpadach τ , które są opisane równaniem IV.11. Wykorzystanie innych obserwacji, np. widm energetycznych cząstek produkowanych w rozpadzie τ , czy rozkładów masy brakującej jest również możliwe, lecz interpretacja ilościowa jest trudniejsza i obciążona większymi niepewnościami, związanymi z uwzględnieniem efektów hadronowych w badanych rozpadach.

W niniejszym rozdziale przedstawiono pomiar polaryzacji podłużnej τ w kanale $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, w oparciu o rozkłady $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ w rozpadach $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$. W kolejnych podrozdziałach omówiono metodę pomiaru, jej testy przeprowadzone metodami MC i z wykorzystaniem próbek kontrolnych, najważniejsze problemy doświadczalne, oraz wyniki uzyskane dla pełnej próbki danych Belle.

VI.1 Zdolność rozdzielcza rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$

Pomimo, że rekonstrukcja wektora pędu τ jest zazwyczaj niemożliwa, wartość $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ można wyznaczyć w przypadkach gdzie w rozpadzie τ występuje tylko jedno neutrino (por. podrozdział IV.1). Dokładność rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ ilustruje rysunek VI.1, przedstawiający rozkład różnicy pomiędzy generowaną i rekonstruowaną wartością $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$, $\Delta\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla przypadków z rozpadem $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$ pochodzących z MCS. Wybrane zdarzenia spełniają wymagania A1–A5, B1–B8 i leżą w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV $\cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Dopasowanie sumy dwóch funkcji Gaussa do rozkładu $\Delta\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ pokazuje, że ponad 60% przypadków rekonstruowanych jest z dobrą zdolnością rozdzielczą, $\sigma(\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)) \approx 0,05$. Szersza składowa pochodzi z błędnie rekonstruowanych przypadków, które mają kombinatoryczny rozkład zmiennej M_{tag} i w związku z tym nie wpływają na pomiar $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$.



Rysunek VI.1: Rozkład $\Delta\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ przedstawia różnicę pomiędzy generowanymi i zrekonstruowanymi wartościami $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla par $(D^*\pi)$ z MCS, które spełniają wymagania A1–A5, B1–B8 i leżą w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$. Dopasowana krzywa jest sumą dwóch funkcji Gaussa.

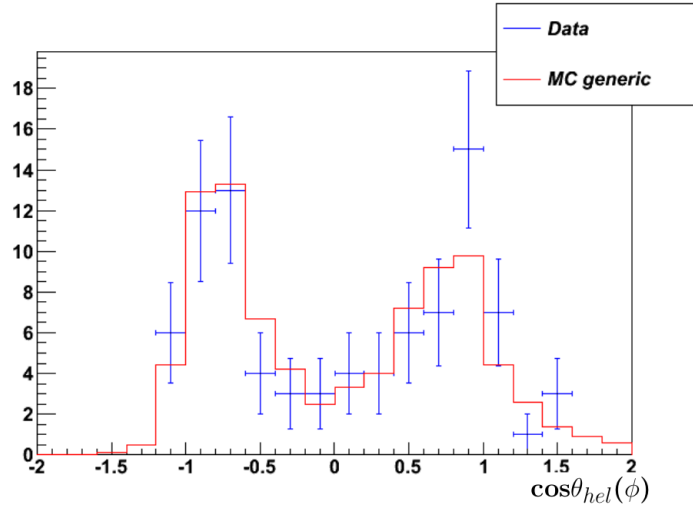
VI.1.1 Testy z wykorzystaniem próbki kontrolnej

Metoda rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ nie jest tak bezpośrednia jak w przypadku $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ ¹, dlatego w pierwszej kolejności sprawdzono jej działanie wykorzystując jako próbkę kontrolną następujące łańcuchy rozpadów:

$$\begin{aligned}
 B &\rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^+ \\
 D_s^+ &\rightarrow \phi(\rightarrow K^+K^-)\pi^+ \\
 D^{*-} &\rightarrow \bar{D}^0\pi^- \\
 \bar{D}^0 &\rightarrow K^-\pi^+, K^-\pi^+\pi^0
 \end{aligned}$$

W podanym kanale demonstracyjnym mezon ϕ jest podłużnie spolaryzowany. Wartość $\cos\theta_{\text{hel}}(\phi)$ (gdzie $\theta_{\text{hel}}(\phi)$ to kąt pomiędzy kierunkiem lotu K^+ z rozpadu ϕ i kierunkiem przeciwnym do wektora pędu D_s^+ w układzie spoczynkowym ϕ) została wyznaczona przy użyciu inkluzywnie zrekonstruowanego wektora pędu \vec{p}_{tag} oraz niezmienników: $M_W^2 = (p_{\text{sig}} - p_{D^{(*)}})^2$ i $M_M^2 = (p_{\text{sig}} - p_{D^{(*)}} - p_{K^+})^2$. Pozostałe cząstki z rozpadu D_s (K^- oraz π^+) traktowano tak jak neutrino w rozpadzie sygnałowym i ich czteropędy nie były wykorzystywane do wyznaczenia $\cos\theta_{\text{hel}}(\phi)$. Otrzymany na podstawie danych rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\phi)$, pokazany na rysunku VI.2 odtwarza kształt $\sim \cos^2\theta_{\text{hel}}(\phi)$, oczekiwany dla podłużnie spolaryzowanego mezonu ϕ i dobrze zgadza się z rozkładem otrzymanym dla próbki MC.

¹W niektórych pracach możliwość rekonstrukcji $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ była poddawana w wątpliwość. Np. w artykule [15] proponowano inne, skomplikowane obserwabla dla przejść $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$, które miałyby zastąpić $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ przy pomiarze polaryzacji τ .



Rysunek VI.2: Rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\phi)$ w kanale kontrolnym $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^+(\rightarrow \phi\pi^+)$; $\phi \rightarrow K^+K^-$, zrekonstruowanym metodą przedstawioną w rozdziale IV.1. Niebieskie punkty odpowiadają danym, czerwony histogram reprezentuje MCG.

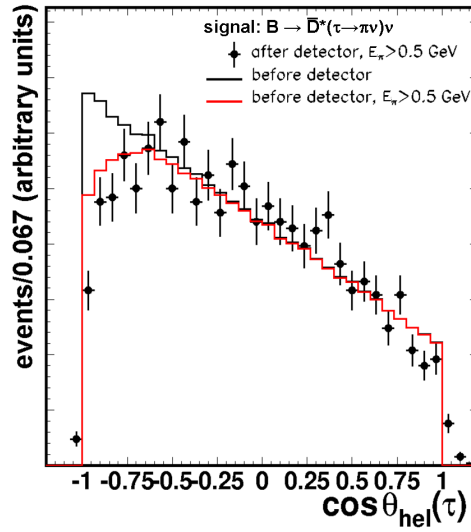
VI.2 Efekty akceptacyjne

Inaczej niż w przypadku $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, kształt rozkładu $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ jest tylko nieznacznie zmieniony w wyniku wydajności rekonstrukcji, co pokazano na rysunku VI.3, gdzie porównano generowane (przed detektorem) i rekonstruowane rozkłady $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla sygnałowego kanału $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$. Dla lepszej wizualizacji obydwie rozkłady znormalizowano tak, aby się przekrywały przy $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)=0$. Rozbieżności w obszarze $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,7$ wynikają z wymagania A4 ($E_\pi > 0,5$ GeV), które zastosowano głównie w celu zredukowania dużego tła kombinatorycznego pochodzącego od powolnych pionów.

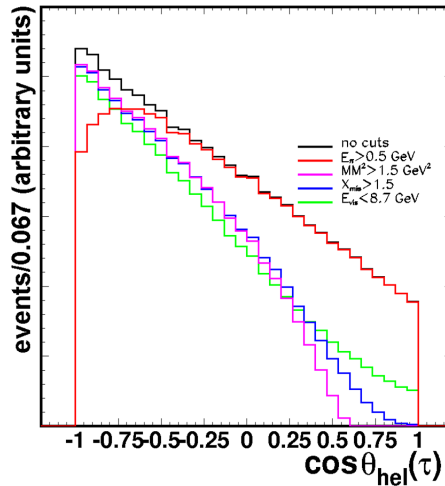
Efektom, który należy uwzględnić w analizie są (pokazane w rozdziale IV) silne korelacje pomiędzy $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ i zmiennymi przydatnymi do tłumienia tła. Wyłączenie z analizy pewnych zakresów zmiennych, które są skorelowane z $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ zmienia nachylenie rozkładu $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ i może znacznie zaburzyć mierzoną wielkość polaryzacji τ . Na rysunku VI.4 pokazano zmiany rozkładu $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ przed detektorem spowodowane przez cięcia nakładane na zmienne M_M^2 , X_{mis} , E_{vis} i E_π . Jak widać, typowe wymagania $X_{\text{mis}} > 1,5$ i $E_{\text{vis}} < 8,7$ GeV używane we wcześniejszych analizach [5, 6] do redukcji tła (głównie niekombinatorycznego, które ma w rozkładzie M_{tag} maksimum przy masie B), w zasadniczy sposób utrudniłyby pomiar polaryzacji τ . Stosowania takich cięć można unikać zawężając wykorzystywany w analizie zakres $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$, ponieważ niekombinatoryczne tło, charakteryzując się małymi wartościami masy brakującej, koncentruje się w obszarze $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau) \gtrsim 0,5$. Przykłady rozkładów M_{tag} dla składowych tła w dwóch przedziałach $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1,0 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$ i $0,5 < \cos\theta_{\text{hel}}(\tau) \leq 1,0$ przedstawiono na rysunku VI.5. Ograniczenie analizy do zakresu $-1 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ nie stanowi zasadniczego problemu, choć zmniejsza czułość pomiaru P_L^T , pozwala natomiast uniknąć komplikacji związanych z modyfikowaniem rozkładu $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ przez nakładanie cięć.

VI.3 Przesłuchy od innych rozpadów τ

Najtrudniejszym problemem doświadczalnym przy pomiarze P_L^T są przesłuchy od innych rozpadów τ , szczególnie silnie występujące w kanale $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$. Pochodzą one głównie od

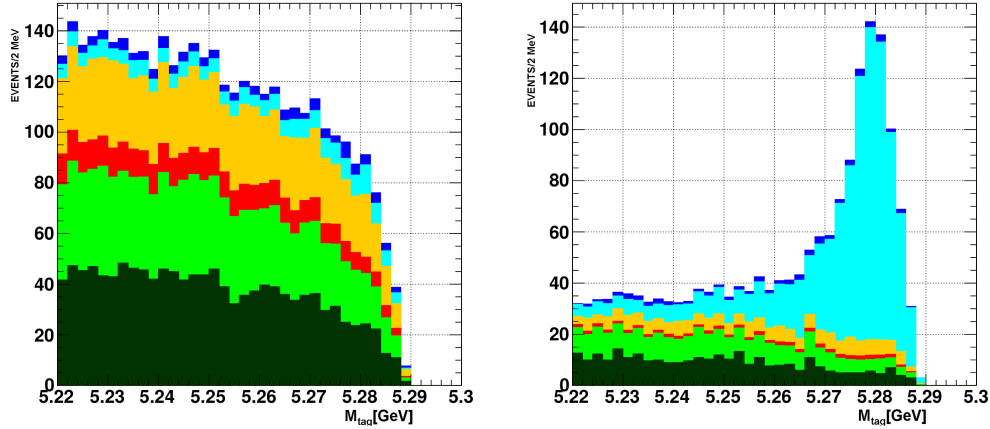


Rysunek VI.3: Rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla przypadków MC sygnałowego, wygenerowanych (pełna próbka - czarny histogram, oraz po cięciu $E_\pi > 0,5$ GeV - czerwony histogram) i zrekonstruowanych (punkty z błędami) dla rozpadu $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$. Zrekonstruowane przypadki spełniają warunki selekcji: A1–A5, B1–B8. Statystyka zrekonstruowanych przypadków odpowiada ≈ 6 ab^{-1} scałkowanej świetlności. Liczba przypadków przed detektorem została znormalizowana tak, aby rozkłady generowane i zrekonstruowane pokrywały się w obszarze $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau) \approx 0$.



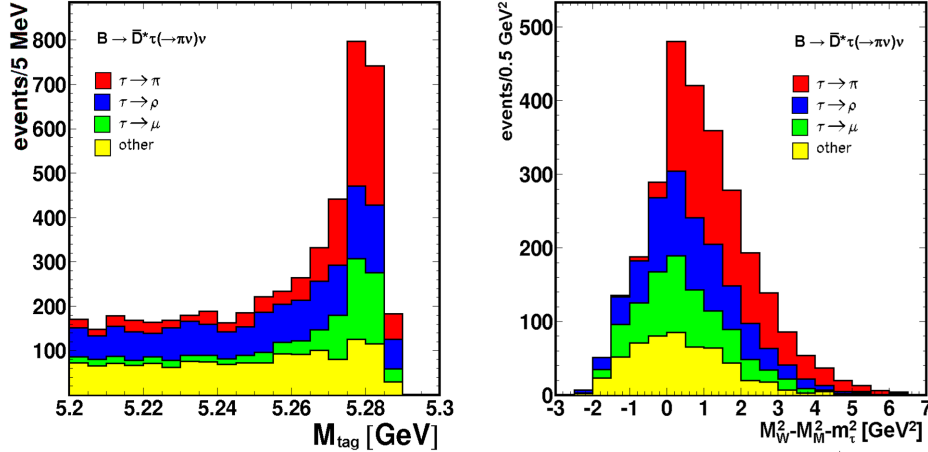
Rysunek VI.4: Rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ (przed detektorem) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ dla pełnej próbki (czarny histogram), z cięciem na: $E_\pi > 0,5$ GeV (czerwony histogram), $M_M^2 > 1,5$ GeV^2 (fioletowy histogram), $X_{\text{mis}} > 1,5$ (niebieski histogram) i $E_{\text{vis}} < 8,7$ GeV (zielony histogram).

znacznie częstszych rozpadów $\tau^+ \rightarrow \rho^+\bar{\nu}_\tau$ i $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$. Na rysunku VI.6 przedstawiono skład par ($D^*\pi$) zrekonstruowanych w sygnałowym MC. Na lewym rysunku pokazano rozkład M_{tag} dla przypadków spełniających kryteria selekcji A1–A3, B1–B8 oraz wymaganie $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Jak można zauważyć znaczna część przesłuchów (oprócz $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$) posiada kombinatoryczny rozkład w zmiennej M_{tag} i będzie odseparowana



Rysunek VI.5: Rozkład zmiennej M_{tag} dla składowych tła w dwóch przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$ (lewy rysunek) i $0,5 < \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) \leq 1$ (prawy rysunek). Składowe tła (od góry do dołu) zaznaczono kolorami: ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, pomarańczowy - hadronowe (kwazi)dwuciałowe rozpad B , czerwony - wielociałowe rozpad hadronowe, jasny zielony - continuum $c\bar{c}$, ciemny zielony - continuum uds . Histogramy narysowano addytywnie.

w wyniku dopasowania. Domieszka przesłuchów w próbce ($D^*\pi$) jest dalej zredukowa-

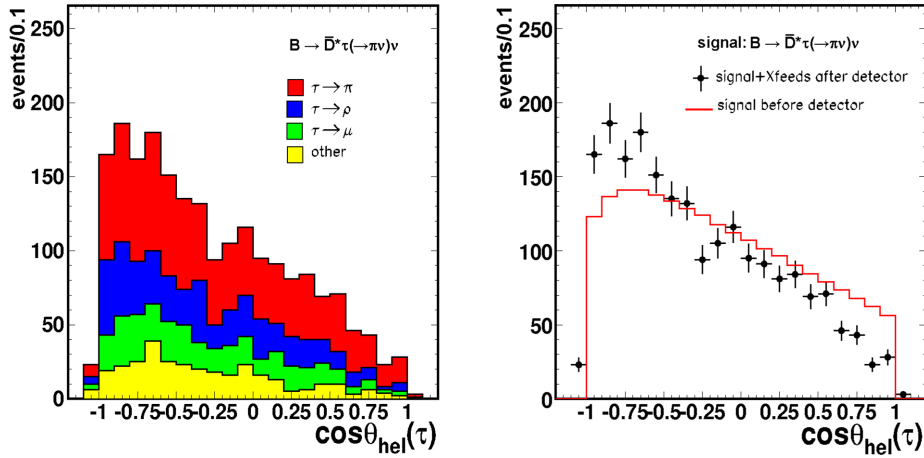


Rysunek VI.6: Skład par ($D^*\pi$) zrekonstruowanych w MCS w rozkładzie M_{tag} (lewy rysunek) i w rozkładzie $M_W^2 - M_M^2 - m_\tau^2$ (prawy rysunek). Przypadki spełniają kryteria selekcji A1–A3, B1–B8, oraz $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Przypadki na prawym wykresie są z obszaru $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV. Poszczególne składowe (w porządku od góry) oznaczono kolorami: $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ - czerwony, $\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau$ - niebieski, $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ - zielony, inne rozpad τ - żółty. Histogramy rysowane są addytywnie

na poprzez nałożenie wymagania A5. Przypadki pochodzące z przesłuchów mają zwykle większe wartości masy brakującej ze względu na dodatkowe neutrino ($\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$), lub brakującą cząstkę z rozpadu τ (np. π^0 z rozpadu $\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau$), co przekłada się na mniejsze wartości $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$. W efekcie przesłuchy zmieniają rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ głównie w obszarze $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0$. W przypadku rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$, gdzie MS przewiduje dominację składowej lewoskrętnej, obserwowane rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ są stromsze niż dla

czystej próbki z rozpadami $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$. Zilustrowano to na rysunku VI.7, gdzie pokazano rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla różnych składowych w próbce dla par $(D^* \pi)$, oraz efektywnie obserwowany rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$.

W miarę dostępnej statystyki, przesłuchy można ograniczać poprzez zaostrzanie kryteriów selekcji, lub oceniać doświadczalnie wykonując odpowiednie pomiary dla możliwie szerokiego spektrum rozpadów τ . Ograniczenia detektorowe nie pozwalają jednak całkowicie wyeliminować tego typu zanieczyszczeń. Ponieważ źródłem przesłuchów są sygnałowe rozpady $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ \nu_\tau$, które zależą od mierzonej wielkości P_L^τ w sposób trudny do sparametryzowania, stanowią one zasadniczy problem pomiaru polaryzacji τ . Sposób jego rozwiązania w niniejszej analizie omówiono w dalszej części tego rozdziału (VI.5.1).



Rysunek VI.7: Lewy rysunek: rekonstruowany rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ różnych składowych w próbce MCS dla par $(D^* \pi)$. Histogramy (narysowane addytywnie) dla poszczególnych składowych w porządku od góry: $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ (czerwony), $\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau$ (niebieski), $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ (zielony), inne rozpady τ (zółty). Prawy rysunek: generowany (czerwony histogram) i efektywnie obserwowany rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ z przesłuchami (punkty z niepewnościami). Statystyka rekonstruowanych przypadków odpowiada $\approx 6 \text{ ab}^{-1}$ scałkowanej świetlności. Rozkład generowany został tak znormalizowany, aby się pokrywał z rekonstruowanym w obszarze $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau) \approx 0$. Przypadki spełniają końcowe kryteria selekcji A1–A5, B1–B8 i są w oknie sygnałowym $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$.

VI.4 Testy opisu tła w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$

Przed przystąpieniem do pomiaru polaryzacji τ sprawdzono poprawność opisu tła w zależności od wartości $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$. Rysunki B.10-B.12 w przypisie B pokazują rozkłady kontrolne w obszarze pozasygnałowym $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV dla zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$, $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0$, oraz $0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$.

Rozkłady doświadczalne dobrze zgadzają się z przewidywaniami MCG po zastosowaniu czynników skalujących opisanych w rozdziale IV. Satysfakcjonujący opis tła pozwala ocenić znaczącość sygnału w poszczególnych przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$. W tabeli VI.1 przedstawiono oczekiwaną liczbę przypadków sygnału i tła dla trzech analizowanych zakresów $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ w obszarze $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV $\cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV po nałożeniu wymagań A1–A5 i B1–B8.

Kanał rozpadu		$-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$			$-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$			$0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,5$		
		S	B	Σ	S	B	Σ	S	B	Σ
$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K\pi$	38,5	83,0		27,0	56,9		14,0	42,0	
	$D^0 \rightarrow K\pi\pi^0$	27,4	107,2		20,4	74,7		14,2	63,5	
	$\bar{D}^0 \rightarrow K3\pi$	18,6	85,2		12,6	55,1		7,1	38,8	
	połączone	84,5	274,4	4,5	60,0	186,6	3,8	35,3	144,3	2,6

Tabela VI.1: Oczekiwana liczba przypadków sygnału (S), tła (B) oraz znaczącość (Σ) w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26$ GeV $\cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla przypadków spełniających wymagania A1–A5, B1–B8.

VI.5 Wyznaczenie rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ i pomiar P_L^τ

Podział próbki na trzy zakresy $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$, $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0$ i $0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ służy do wyznaczenia rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ (analogicznie do rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$). Wybór liczby przedziałów jest podyktowany dostępną statystyką.

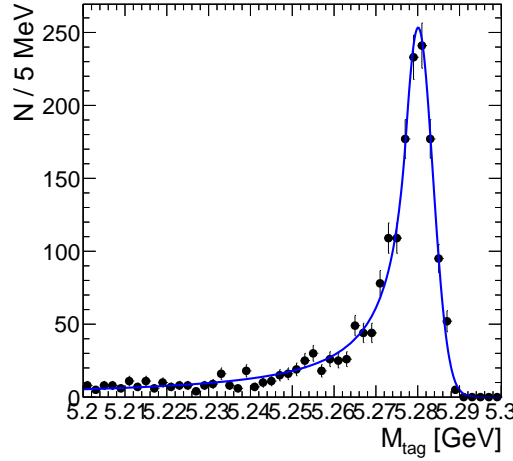
Rozkład zmiennej M_{tag} sparametryzowany jest przez sumę funkcji CB (wzór V.3), opisującej poprawnie zrekonstruowany sygnał i niekombinatoryczne tło, oraz funkcji AR (wzór V.4), reprezentującej tło kombinatoryczne. Badania przeprowadzone na próbkach MCS pokazały, że składowa CB ma ten sam kształt w każdym przedziale $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$, i nie zależy od kanału rozpadu \bar{D}^0 , natomiast parametry funkcji Argus należy dopasować oddzielnie dla poszczególnych rozpadów \bar{D}^0 i zakresów $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$. Dopasowane parametry funkcji PDF dla sygnału i tła zestawiono w tabelach VI.2 i VI.3. Rozkłady M_{tag} wraz z dopasowaniami przedstawiono na rysunku VI.8 dla sygnału i w przypisie C (C.4) dla tła.

Kanał rozpadu	M [GeV]	W [GeV]	A	N
$\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$	$5,2801 \pm 0,0003$	$0,0035 \pm 0,0002$	$0,82 \pm 0,09$	$1,30 \pm 0,14$

Tabela VI.2: Parametry dopasowania funkcji CB .

Kanał rozpadu		$-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,5$		$-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,0$		$0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,5$	
		N_{peak}	ξ	N_{peak}	ξ	N_{peak}	ξ
$\tau \rightarrow \pi \nu_\tau$	$D^0 \rightarrow K \pi$	0,0	$-4,9 \pm 2,1$	$13,7 \pm 4,7$	$-4,5 \pm 3,6$	$10,2 \pm 4,3$	$-13,0 \pm 4,5$
	$D^0 \rightarrow K \pi \pi^0$	13,5	$-7,7 \pm 2,6$	$14,2 \pm 5,5$	$-11,2 \pm 3,2$	$19,5 \pm 4,0$	$-15,3 \pm 4,4$
	$D^0 \rightarrow K 3\pi$	0,0	$-5,4 \pm 2,4$	0,0	$-14,0 \pm 3,1$	0,0	$-18,7 \pm 3,7$

Tabela VI.3: Parametry dopasowania dla tła.



Rysunek VI.8: Dopasowana funkcja CB do rozkładu M_{tag} dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-} \tau^+ (\rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau) \nu_\tau$ w **MCS**. Przypadki spełniają końcowe kryteria wyboru i leżą w zakresie $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,5$.

VI.5.1 Metoda pomiaru polaryzacji τ

Jak już wcześniej wspomniano, mierzony rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ jest znacznie zaburzony przez przesłuchy od innych rozpadów τ . Aby zmierzyć P_L^τ uwzględniając efekty doświadczalne, wygenerowano dedykowane próbki **MC** sygnałowego **MCS-b**², oddzielnie dla dwóch skrzytości τ .

Zrekonstruowane rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla obu próbek pokazano na rysunku VI.9. Jak widać z przedstawionych wykresów, głównym czynnikiem ograniczającym czułość pomiaru P_L^τ są przesłuchy od leptonowych rozpadów $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$, które mają zbliżone rozkłady dla obu skrzytości τ .

Pomiar P_L^τ polega na dopasowaniu do doświadczalnego rozkładu $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ względniego udziału obu składowych. Wykonując dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów minimalizujemy następujące wyrażenie:

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^{n_{\text{bin}}} \frac{(n_i - f_i)^2}{\sigma_i^2}, \quad (\text{VI.1})$$

gdzie n_i i σ_i oznaczają odpowiednio liczbę obserwowanych przypadków i niepewność statystyczną w i -tym przedziale. Liczba przedziałów w niniejszej analizie $n_{\text{bin}} = 3$. Przewidywana liczba przypadków f_i w przedziale i wyraża się wzorem:

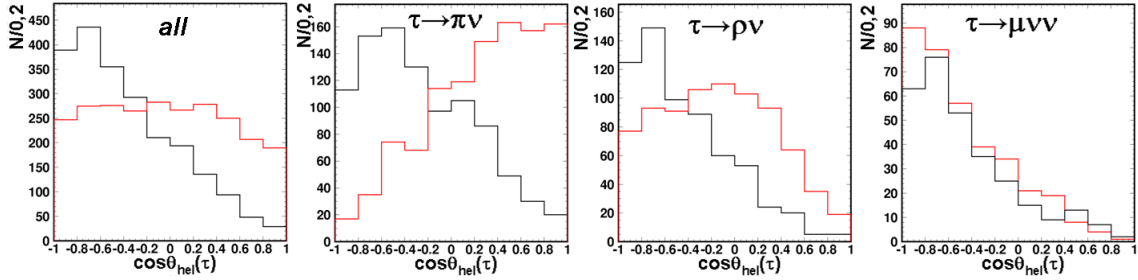
$$f_i = \left(\frac{1 + P_{\text{fit}}}{2} \mathcal{P}_i^R + \frac{1 - P_{\text{fit}}}{2} \mathcal{P}_i^L \right) \times \sum_{i=1}^{n_{\text{bin}}} n_i. \quad (\text{VI.2})$$

²Próbki **MCS-b** zawierają, podobnie jak **MCS**, wszystkie kanały rozpadu τ , D^* i D^0 .

\mathcal{P}_i^R i \mathcal{P}_i^L oznaczają rozkłady gęstości prawdopodobieństwa odpowiednio dla τ spolaryzowanych prawo- i lewoskrętnie, a P_{fit} jest wolnym parametrem dopasowania. Jest on związany z polaryzacją P_L^T następującą relacją:

$$P_L^T = \frac{P_{\text{fit}}(\epsilon_L/\epsilon_R + 1) + (\epsilon_L/\epsilon_R - 1)}{P_{\text{fit}}(\epsilon_L/\epsilon_R - 1) + (\epsilon_L/\epsilon_R + 1)}. \quad (\text{VI.3})$$

Wzór VI.3 uwzględnia różnice pomiędzy wydajnościami dla składowej lewoskrętnej (ϵ_L) i prawoskrętnej (ϵ_R).³ W badanym zakresie $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ $\epsilon_L/\epsilon_R = 1,035$.

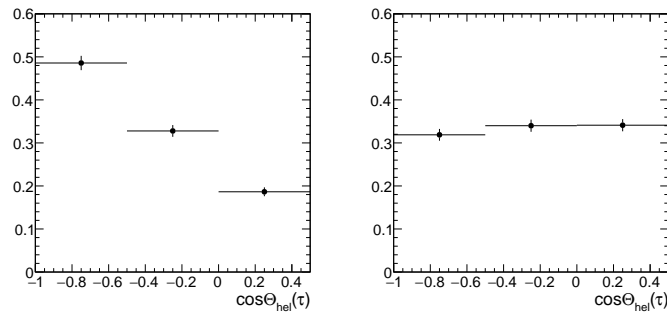


Rysunek VI.9: Zrekonstruowane rozkłady $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ w próbce **MCS-b** dla τ spolaryzowanych lewo- (czarne histogramy) i prawoskrętnie (czerwone histogramy). Rysunki od lewej do prawej przedstawiają rozkłady dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ z uwzględnieniem wszystkich przesłuchów, oraz składowe $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \rho^+\bar{\nu}_\tau$ i $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$.

VI.5.2 Pomiar P_L^T w próbce MC

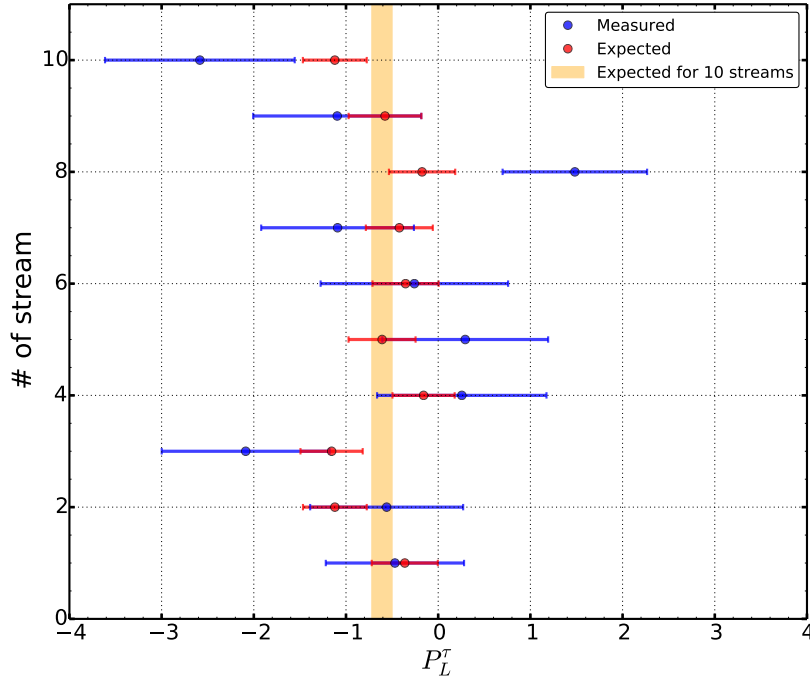
Podobnie jak w przypadku $F_L^{D^*}$, pomiar polaryzacji τ w pierwszej kolejności przeprowadzono dla generowanych próbek **MCG**. W każdym z dziesięciu strumieni **MCG** wyznaczono liczby przypadków sygnału w trzech przedziałach $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ na podstawie dopasowania rozkładów M_{tag} . Do próbek **MCG** zastosowano końcowe kryteria selekcji (A1–A5, B1–B8 i $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV).

W ten sam sposób otrzymano rozkłady $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla dwóch skrętności τ w próbkach **MCS-b**, które posłużyły do wyznaczenia rozkładów gęstości prawdopodobieństwa \mathcal{P}_i^R i \mathcal{P}_i^L w równaniu VI.2 (rys. VI.10). Na rysunku VI.11 pokazano wyniki pomiarów P_L^T w poszczególnych strumieniach **MCG**, uzyskane w wyniku dopasowania VI.1.



Rysunek VI.10: Rozkłady gęstości prawdopodobieństwa (równanie VI.2): \mathcal{P}_i^L (lewy rysunek) i \mathcal{P}_i^R (prawy rysunek) w zakresie $-1 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$.

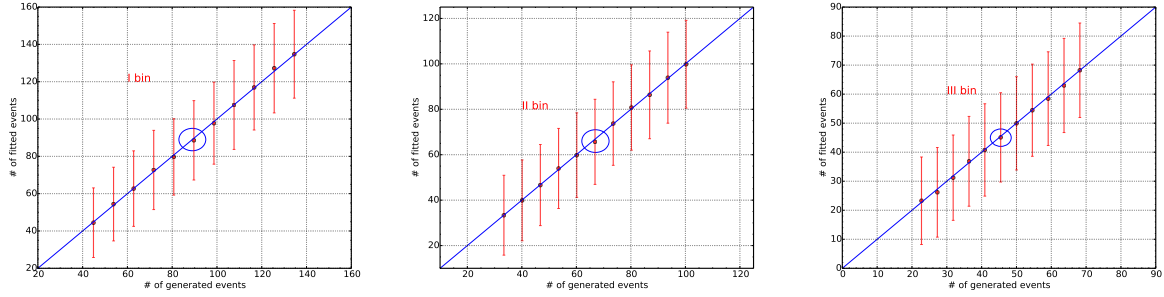
³W przypadku, gdy $\epsilon_L = \epsilon_R$, $P_L^T = P_{\text{fit}}$.



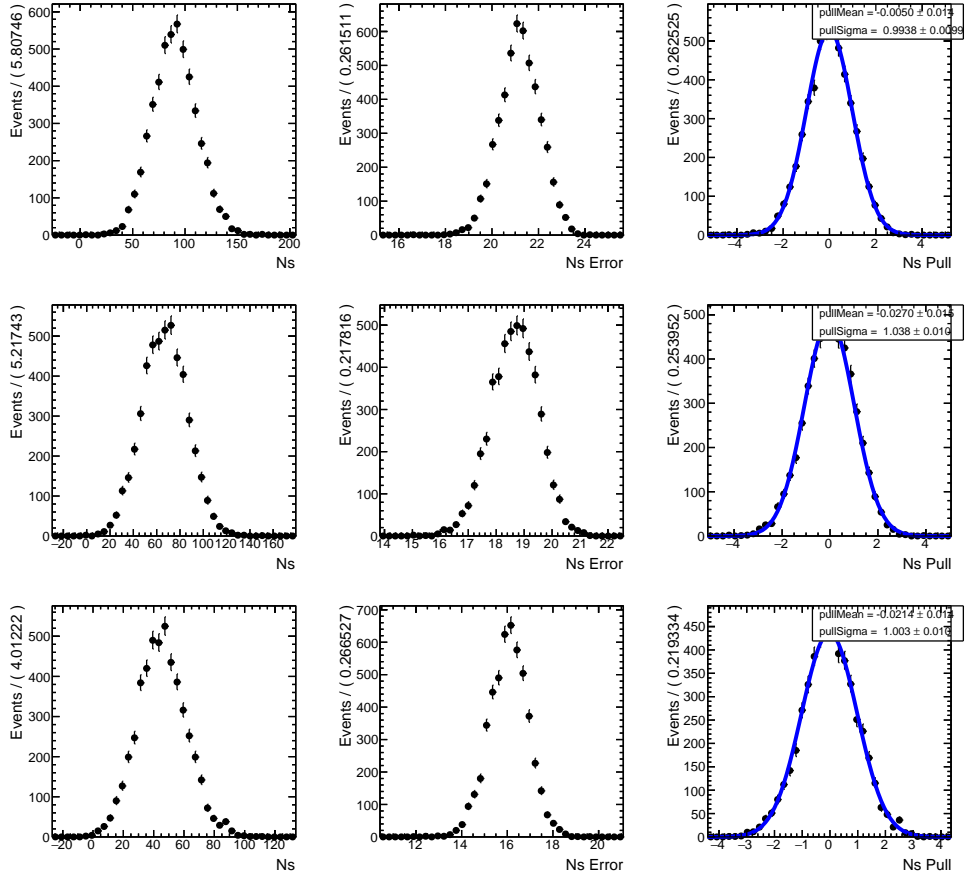
Rysunek VI.11: Wyniki pomiarów P_L^τ dla 10 strumieni **MCG** reprezentowane są przez niebieskie punkty. Na czerwono zaznaczono wartości P_L^τ wyliczone na podstawie informacji o generowanych przypadkach w każdym strumieniu. Średnią wartość P_L^τ , wyliczoną na podstawie informacji o liczbie generowanych przypadków dla połączonych 10 strumieni, przedstawiono za pomocą pomarańczowego pasa o szerokości jednego odchylenia standardowego wokół wartości centralnej.

VI.6 Testy MC

Metodę wyznaczenia P_L^τ testowano w podobny sposób jak w przypadku pomiaru polaryzacji D^* . W celu sprawdzenia procedury wydobywania sygnału wykonano 5000 pseudoeksperymentów dla każdego przedziału zmiennej $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$. Na rysunku VI.12 przedstawiono wyniki testu liniowości dla liczby przypadków sygnału w poszczególnych przedziałach. Liczbę przypadków sygnału zmieniano w zakresie ($\pm 50\%$) wartości oczekiwanej w ramach **MS**. Przykładowe rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału $N_{\text{sig}}^{\text{fit}}$, niepewności statystycznej dopasowania σ_{fit} , oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej $N_{\text{pull}} = (N_{\text{sig}}^{\text{fit}} - N_{\text{sig}}^{\text{eksp}})/\sigma_{\text{fit}}$ pokazano na rysunku VI.13. W przedstawionym przykładzie liczby przypadków $N_{\text{sig}}^{\text{eksp}}$ odpowiadają przewidywanym przez **MS** wartościom $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau) = 1,45\%$ i $P_L^\tau = -0,5$. W tych samych pseudoeksperymentach wyznaczono wartości P_L^τ . Otrzymane rozkłady dopasowanych wartości $(P_L^\tau)_{\text{Toy}}$, niepewności statystycznych $\sigma(P_L^\tau)$, oraz $(P_L^\tau)_{\text{pull}} = [(P_L^\tau)_{\text{Toy}} - (P_L^\tau)_{\text{eksp}}]/\sigma(P_L^\tau)$ przedstawia rysunek VI.14. Rozkłady błędów statystycznych pomiaru otrzymane w oparciu o symulacje „Toy MC” zgadzają się z wynikami uzyskanymi dla pojedynczych strumieni **MCG**. Test liniowości pomiaru polaryzacji τ przeprowadzono zmieniając wyjściową wartość P_L^τ co 0,1 w zakresie od -1 do 1. Symulacje przeprowadzono zakładając łączną liczbę przypadków sygnału w przedziale $-1 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ zgodną z oczekiwaniami **MS**, natomiast ich podział pomiędzy przedziały $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ wyliczano dla przyjętej wielkości P_L^τ przy użyciu rozkła-

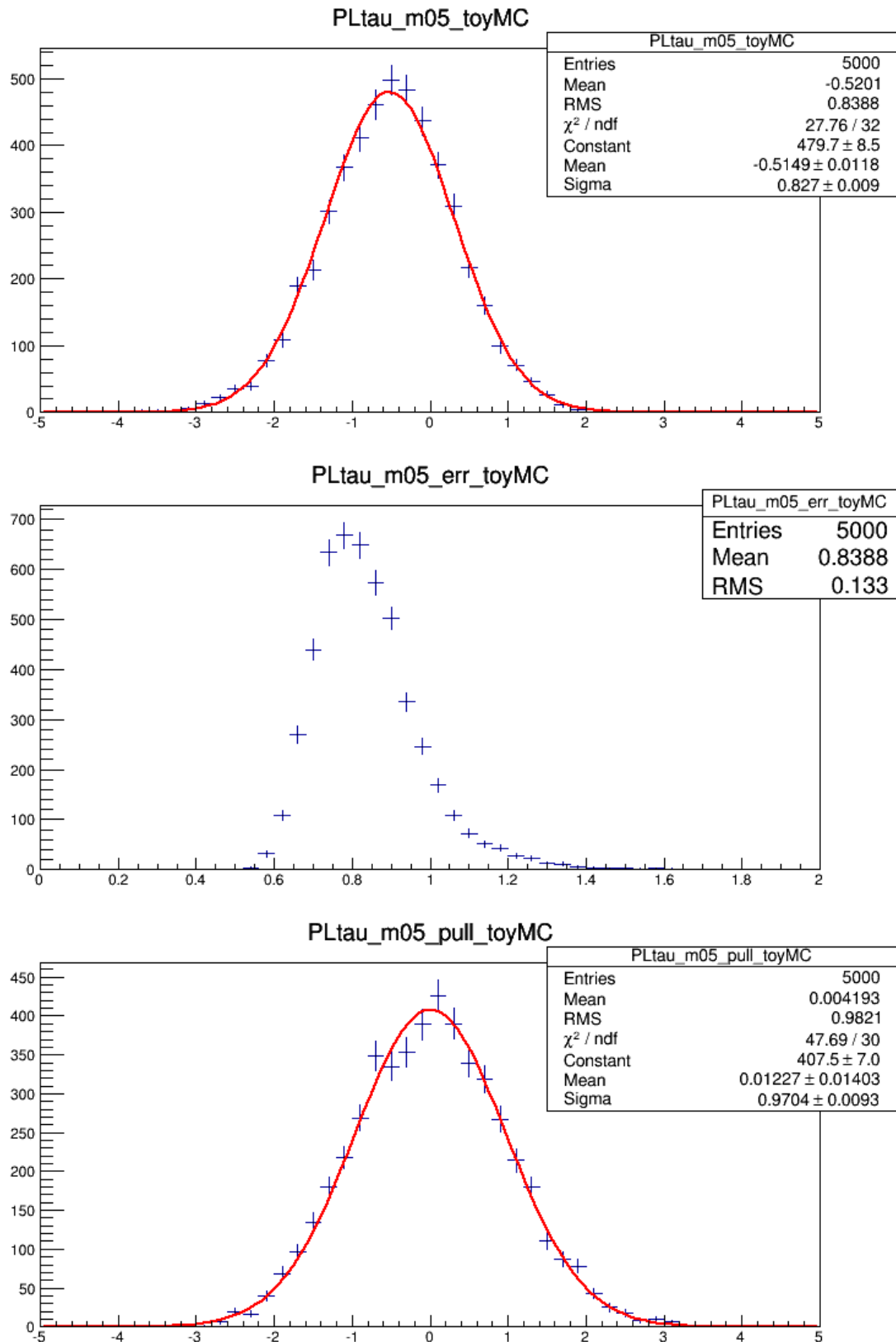


Rysunek VI.12: Test liniowości dla liczby przypadków sygnału w zakresie $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$ (lewy wykres), $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,0$ (środkowy wykres) i $0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ (prawy wykres). Pionowe czerwone linie oznaczają średnie niepewności dla pojedynczego pomiaru. Niebieskimi okręgami zakreślono punkty odpowiadające oczekiwanej liczbie przypadków sygnału przy wartościach $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i P_L^τ przewidywanych przez MS.

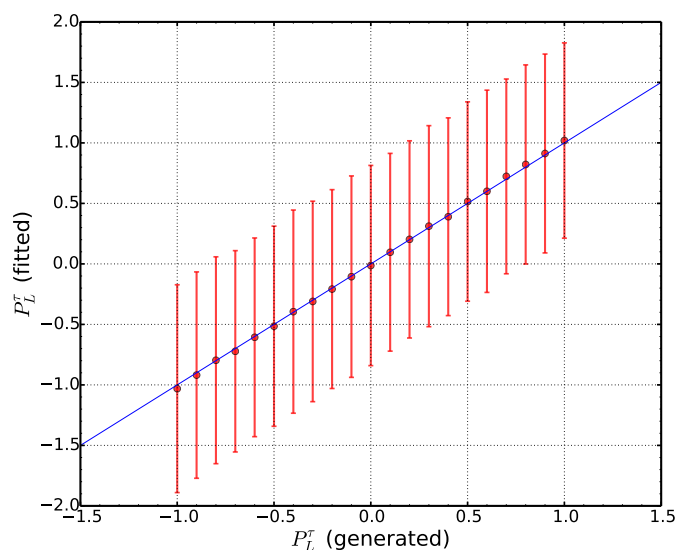


Rysunek VI.13: Rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału $N_{\text{sig}}^{\text{fit}}$, niepewności statystycznej dopasowania σ_{fit} , oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej $(N_{\text{sig}}^{\text{fit}} - N_{\text{sig}}^{\text{ksp}})/\sigma_{\text{fit}}$, w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$ (górny wiersz), $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,0$ (środkowy wiersz) i $0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ (dolny wiersz).

dów gęstości \mathcal{P}_i^R i \mathcal{P}_i^L . Dla każdego punktu przeprowadzono 5000 pseudoeksperymentów, wyznaczając średnią wartość i niepewność statystyczną pomiaru P_L^τ . Uzyskane wyniki przedstawia rysunek VI.15.



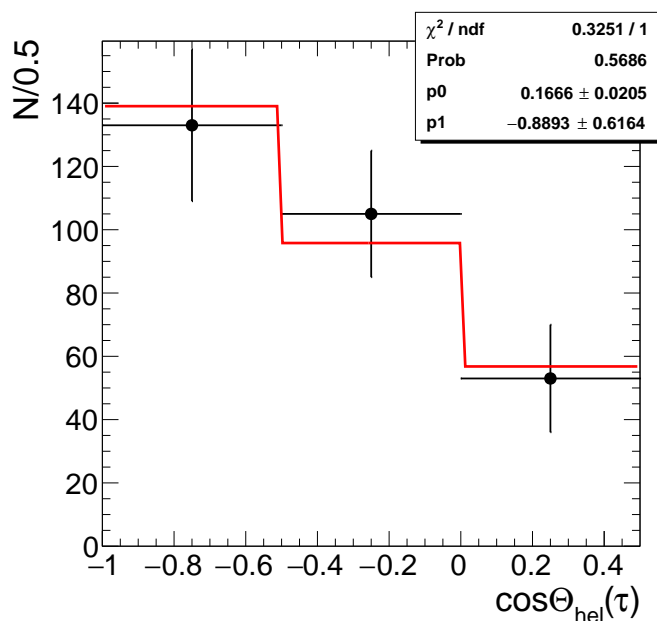
Rysunek VI.14: Rozkłady „mierzonych” wartości $(P_L^T)_{\text{Toy}}$, niepewności statystycznych $\sigma(P_L^T)$, oraz $(P_L^T)_{\text{pull}} = [(P_L^T)_{\text{Toy}} - (P_L^T)_{\text{eksp}}] / \sigma(P_L^T)$ dla 5000 pseudoeksperymentów, przy założeniu $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} \tau^+ \nu_\tau) = 1,45\%$ i $P_L^T = -0,5$.



Rysunek VI.15: Test liniowości dla P_L^τ . Pionowe czerwone linie oznaczają średnie niepewności dla pojedynczego pomiaru, przy założeniu przewidywanego przez **MS** stosunku rozgałęzienia dla rozpadu sygnałowego.

VI.7 Pomiar P_L^τ w danych

Przedstawioną procedurę pomiaru P_L^τ zastosowano do pełnej próbki danych zebranych w eksperymencie Belle. Na rysunku VI.16 pokazano zmierzony rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ wraz z dopasowaniem. Otrzymana wartość $P_L^\tau = -0,89^{+0,61}_{-0,63}(\text{stat})$ w granicach dużych niepewności statystycznych jest zgodna z przewidywaniem **MS** $P_L^\tau = -0,5$.



Rysunek VI.16: Rozkład $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla danych (czarne punkty) z dopasowaniem (czerwony histogram).

VI.8 Analiza niepewności systematycznych

Ocenę niepewności systematycznych przeprowadzono analogicznie, jak w przypadku pomiaru $F_L^{D^*}$.

Efekty detektorowe Rozkłady pędów mezonów D^* z rozpadu sygnałowego w dobrym przybliżeniu nie zależą od przedziału $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ i dlatego niepewności związane z ich rekonstrukcją i identyfikacją nie wpływają na pomiar polaryzacji τ . Istnieje natomiast korelacja pomiędzy rozkładem pędu cząstki d_τ z rozpadu τ , a zakresem $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$. Korelacja ta jest źródłem błędu systematycznego, związanego z przesłuchami od mionowych rozpadów τ , ponieważ niepewność identyfikacji mionu jest funkcją jego pędu. Wynikający stąd błąd pomiaru P_L^τ , który wynosi ${}^{+0,020}_{-0,014}$, obliczono zmieniając w granicach niepewności udział przesłuchów $\mu \rightarrow \pi$ oddzielnie w trzech przedziałach pędu mionu: $p_\mu < 0,75$ GeV, $0,75 \leq p_\mu < 1$ GeV i $p_\mu \geq 1$ GeV.

Statystyka próbek MC Błąd systematyczny związany z niepewnościami statystycznymi parametrów funkcji PDF dla sygnału i tła, oraz liczbą przypadków niekombinatorycznego tła wyznaczono w taki sam sposób jak dla $F_L^{D^*}$. Niepewności związane z opisem tła wynoszą ${}^{+0,23}_{-0,19}$. Niedokładna znajomość parametrów funkcji CB dla sygnału daje przyczynek ${}^{+0,06}_{-0,07}$. Niepewność dla liczby przypadków niekombinatorycznego tła wynosi ${}^{+0,24}_{-0,28}$.

Dodatkowym źródłem błędu systematycznego są niepewności statystyczne dla rozkładów \mathcal{P}_i^R i \mathcal{P}_i^L . Pomiar P_L^τ powtarzano zmieniając wartości $\mathcal{P}_i^{R(L)}$ w kolejnych przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ w granicach jednego odchylenia standardowego. Wyznaczona w ten sposób niepewność wynosi $\pm 0,08$.

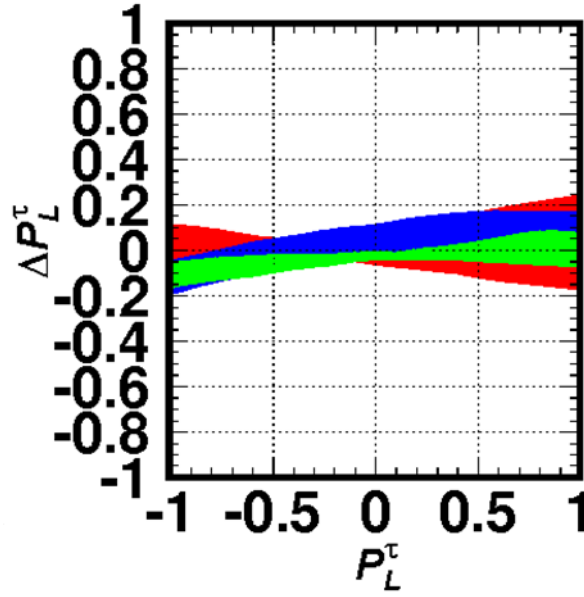
Modelowanie tła Niepewności związane z modelowaniem tła, które wynoszą ${}^{+0,05}_{-0,04}$, wyznaczono w taki sam sposób, jak dla pomiaru $F_L^{D^*}$.

Modelowanie sygnału Do zbadania zależności uzyskanych wyników od przyjętego modelu wykorzystano dedykowane próbki **MC**, gdzie rozpadły sygnałowe generowano dodając wkład od oddziaływań skalarnych, prawoskrętnych i tensorowych. Symulacje przeprowadzono dla takich samych wartości efektywnych stałych sprzężenia jak podano w rozdziale V.7, oddzielnie dla leptonów τ spolaryzowanych prawo- i lewoskrętnie.

Podobnie jak zrobiono to w analizie $F_L^{D^*}$, generowano tylko przypadki przed detektorem, które następnie przeważano przy pomocy macierzy wydajności wyznaczonej w oparciu o symulacje **MCS**. Łącząc w różnych proporcjach próbki z dwiema skrętnościami τ , zmieniano polaryzację P_L^τ w zakresie od -1 do 1. Do uzyskanych rozkładów $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ przeprowadzono dopasowanie VI.1, stosując standardowe rozkłady $\mathcal{P}_i^{R(L)}$. Wyniki przeprowadzonej analizy podsumowuje rysunek VI.17. Różnice pomiędzy rekonstruowaną i generowaną wartością $(P_L^\tau)_{\text{rek}} - (P_L^\tau)_{\text{gen}}$ zależą od stopnia polaryzacji τ i są największe dla $|P_L^\tau| \approx 1$. Dla przewidywanej w **MS** wartości $P_L^\tau \approx -0,5$ odchylenia mieszczą się w granicach $\pm 0,07$.

Niepewności tablicowych wartości stosunków rozgałęzień dla rozpadów $D^{(*)}$ i τ mają zaniedbywalny wpływ na mierzoną wartość P_L^τ .

Podsumowanie wyznaczonych niepewności systematycznych zawiera tabela VI.4.



Rysunek VI.17: Różnice pomiędzy rekonstruowaną i generowaną wartością $\Delta P_L^\tau = (P_L^\tau)_{\text{rek}} - (P_L^\tau)_{\text{gen}}$ dla różnych rozszerzeń **MS**. Czerwonym kolorem zaznaczono odchylenia dla oddziaływań skalarnych typu 2HDM-II dla wartości $\tan \beta/m_{H^+}$ w zakresie od $0,2 \text{ GeV}^{-1}$ do $1,0 \text{ GeV}^{-1}$, niebieskim dla oddziaływań prawoskrętnych z efektywną stałą sprzężenia w zakresie $|C_{V+A}| = 0,6 - 1,4$ i zielonym dla oddziaływań tensorowych z efektywną stałą sprzężenia w zakresie $|C_T| = 0,2 - 0,8$.

Końcowy wynik pomiaru polaryzacji τ uzyskany w ramach **MS** wynosi:

$$P_L^\tau = -0,89_{-0,63}^{+0,61}(\text{stat})_{-0,36}^{+0,35}(\text{syst})$$

Niepewności modelowe przy tej wartości P_L^τ wynoszą $\approx 12\%$.

źródło	ΔP_L^τ
identyfikacja μ	+0,020 -0,014
parametryzacja sygnału	+0,06 -0,07
parametryzacja tła	+0,23 -0,19
tło niekombinatoryczne	+0,24 -0,28
współczynniki skalujące dla tła	+0,05 -0,04
statystyka rozkładów $\mathcal{P}^{R(L)}$	$\pm 0,08$
łącznie	+0,35 -0,36

Tabela VI.4: Systematyczne niepewności pomiaru P_L^τ .

Rozdział VII

Podsumowanie i wnioski

W pracy przedstawiono pomiary podłużnych polaryzacji mezonu D^* ($F_L^{D^*}$) i leptonu τ (P_L^τ) w rozpadzie $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$. Wyniki uzyskano wykorzystując próbkę 772 milionów par $B\bar{B}$, zebraną w eksperymencie Belle. Zmierzone wartości $F_L^{D^*} = 0,65 \pm 0,08(stat)_{-0,043}^{+0,038}(syst)$, oraz $P_L^\tau = -0,89_{-0,63}^{+0,61}(stat)_{-0,36}^{+0,35}(syst)$ uzyskano w ramach **MS** i są one zgodne w granicach niepewności doświadczalnych z przewidywaniami teoretycznymi, $F_L^{D^*}(MS) = 0,46 - 0,53$ i $P_L^\tau(MS) = -0,5$. Szacowane niepewności związane z modelowaniem rozpadu sygnałowego wynoszą odpowiednio $\pm 11\%$ dla $F_L^{D^*}$ i $\pm 12\%$ dla P_L^τ . Są to pierwsze ograniczenia doświadczalne uzyskane dla polaryzacji cząstek w półtonowych rozpadach B . Na rysunku VII.1 wyniki pomiarów porównano z przewidywaniami dla korelacji pomiędzy $R(D^*)$ a polaryzacjami D^* i τ w różnych rozszerzeniach **MS** ([13]). Pomiar polaryzacji τ przy obecnej dokładności wyklucza jedynie obszar $P_L^\tau \approx 1$, który i tak jest mało prawdopodobny w jakimkolwiek scenariuszu **NF**. Wynik dla $F_L^{D^*}$ jest nieco większy niż w **MS**, co jest zgodne z przewidywaniami dla oddziaływań skalarnych. W świetle uzyskanych wyników wkład od oddziaływań prawoskrętnych i tensorowych jest mniej prawdopodobny, gdyż wzmacniają one udział poprzecznej polaryzacji D^* , jednak niepewności pomiarowe nie pozwalają ich wykluczyć ze znaczącym poziomem ufności.

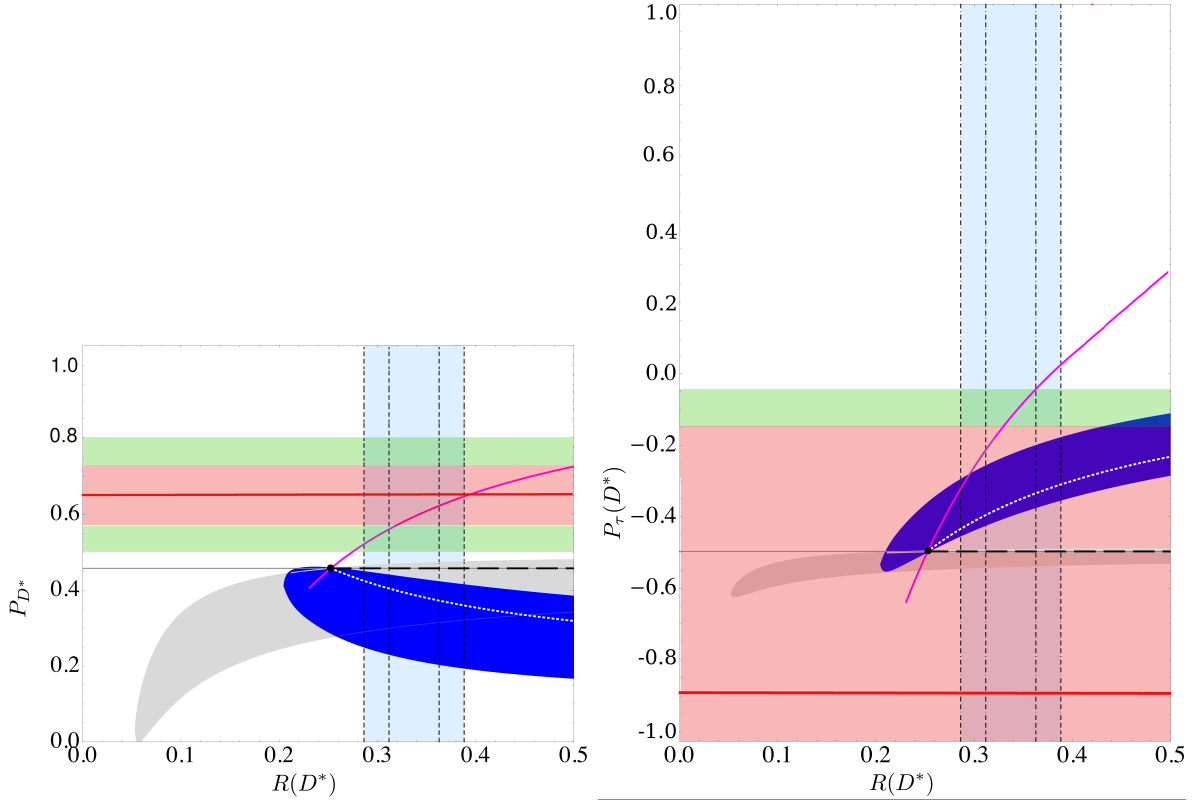
Dokładności obu pomiarów są obecnie zdominowane przez niepewności statystyczne. Ich zmniejszenie można uzyskać włączając do analizy kanał $B^+ \rightarrow \bar{D}^{*0}\tau^+\nu_\tau$. Jest on jednak w większym stopniu zanieczyszczony przesłuchami z rozpadów $B^+ \rightarrow \bar{D}^0\tau^+\nu_\tau$ i analiza taka wymagałaby równoczesnego pomiaru polaryzacji τ w obu kanałach. Przy obecnie dostępnej statystyce wydaje się to niezmiernie trudne, z powodu ok. dwukrotnie mniejszej częstości rozpadów $B \rightarrow \bar{D}\tau^+\nu_\tau$, oraz większego udziału składowej z prawoskrętną polaryzacją τ , która daje większy wkład w trudno dostępnym doświadczalnie obszarze $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau) > 0,5$. Niepewności systematyczne są głównie związane z modelowaniem sygnałowych rozpadów, a zwłaszcza w przypadku pomiaru polaryzacji τ z oceną przesłuchów od innych rozpadów τ . Istotnym czynnikiem ograniczającym dokładność pomiaru polaryzacji D^* jest tło pochodzące od wciąż słabo znanych rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$. Można oczekiwać, że dalsze badania eksperymentalne rozpadów B pozwolą znacznie zredukować powyższe niepewności.

Przedstawiona w pracy metodyka może być bezpośrednio zastosowana do analizy danych z eksperymentu Belle II. Przy statystyce 50 ab^{-1} , jaką planuje się zebrać, niepewności statystyczne powinny się zmniejszyć co najmniej ośmiokrotnie. Dzięki większej statystyce, będzie możliwe wyznaczenie rozkładów $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ i $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla większej liczby przedziałów, co jak pokazały przeprowadzone symulacje znacznie poprawia czułość pomiarów polaryzacji. Bardzo ciekawą opcją będzie możliwość wykorzystania do pomiaru polaryzacji τ rozpadów $\tau^+ \rightarrow K^{(*)+}\bar{\nu}_\tau$, które choć znacznie rzadsze, mają lepszy stosunek sygnału do

tła w obszarze $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau) > 0,5$ i są w mniejszym stopniu zanieczyszczone przez przesłuchy.

Ilościowa ocena możliwości detektora Belle II przy badaniu półtaonowych rozpadów B , w związku ze zmieniającą się konfiguracją detektora, jest wciąż przedmiotem analiz. Z pewnością lepsza zdolność rozdzielcza rekonstrukcji wierzchołka oraz wyższa wydajność detekcji fotonów w kalorymetrze elektromagnetycznym poprawi jakość wyników, natomiast czynnikiem negatywnym będzie zwiększone tło od wiązki.

Podsumowując, dokładna ocena czułości pomiaru polaryzacji D^* i τ w eksperymencie Belle II nie jest obecnie możliwa, ale można oczekiwać, że niepewności statystyczne nie przekroczą $\approx \pm 0,01$ dla $F_L^{D^*}$ i $\approx \pm 0,08$ dla P_L^τ .



Rysunek VII.1: Korelacje między $R(D^*)$ a polaryzacjami D^* (lewy rysunek) i τ (prawy rysunek), dla różnych rozszerzeń **MS** z naniesionymi pomiarami $F_L^{D^*}$ i P_L^τ . Czerwone linie odpowiadają wartościom centralnym pomiarów, jasnoczerwone pasy niepewności doświadczalnym, natomiast jasnozielonym kolorem oznaczono niepewności modelowe. Pozostały opis taki sam jak na rysunku I.4.

Dodatek A

Rozkłady po kalibracji tła

Rysunki przedstawiają rozkłady zmiennych użytych w dopasowaniu oraz wybranych zmiennych kontrolnych w trzech obszarach $M_{\text{tag}} - X_{\text{mis}}$:

I ($X_{\text{mis}} < X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$; $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV}$) (pierwsza kolumna)

II ($X_{\text{mis}} > X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$; $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$) (druga kolumna)

III ($X_{\text{mis}} < X_{\text{mis}}^{\text{cut}}$; $M_{\text{tag}} < 5,26 \text{ GeV}$) (trzecia kolumna).

Wyniki przedstawiono dla rozdzielonych próbek z różnymi rozpadami \bar{D}^0 :

$\bar{D}^0 \rightarrow K\pi$ (pierwszy rząd), $\bar{D}^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ (drugi rząd), $\bar{D}^0 \rightarrow K\pi\pi\pi$ (trzeci rząd).

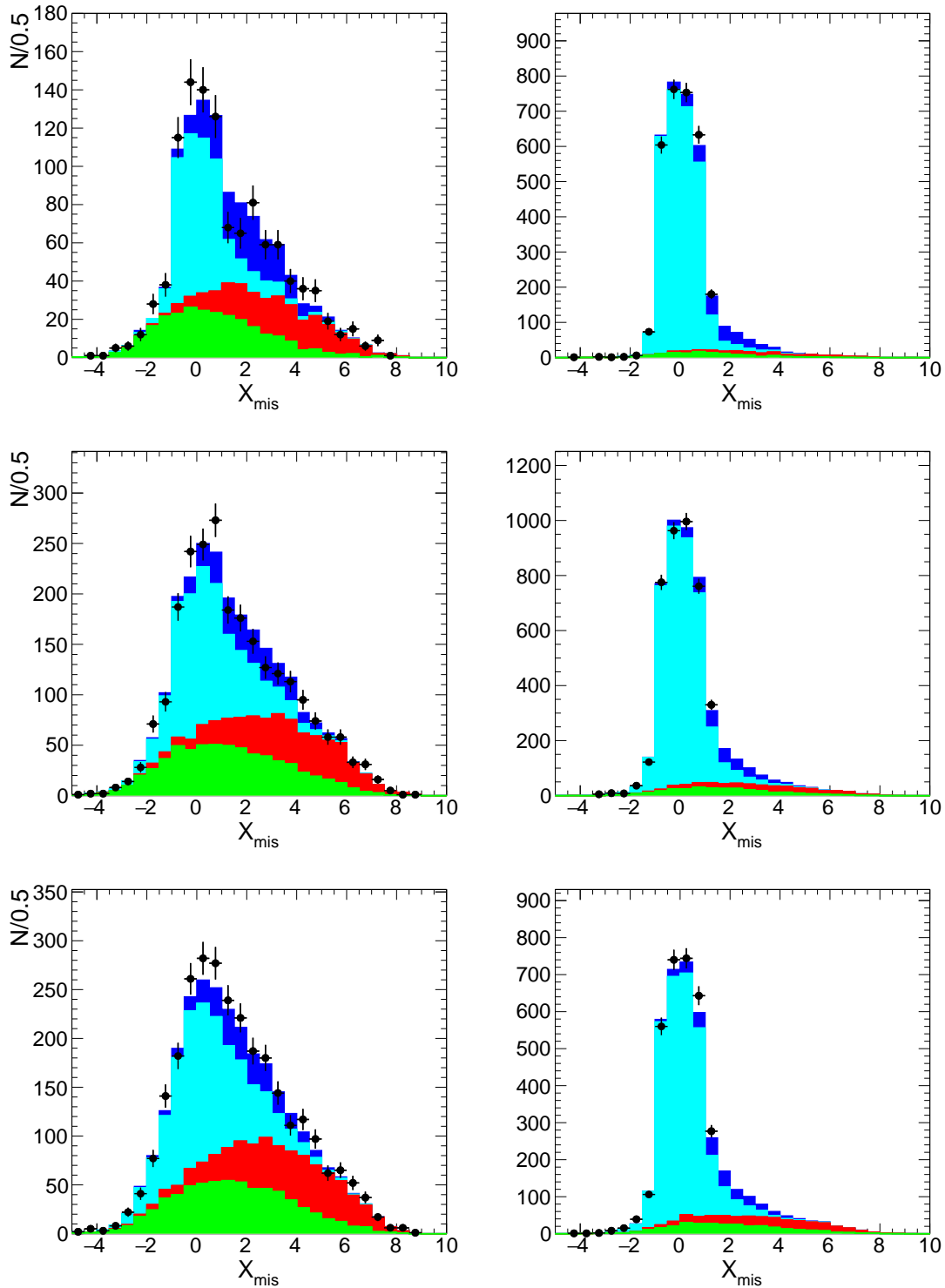
Dla leptonowych rozpadów τ w procedurze kalibracji tła wykorzystano następujące zmienne: M_{tag} , X_{mis} , ΔE , M_{W}^2 , E_{lep} , E_{mis} , E_{res} , R_2 (rysunki A.1 – A.8 ($\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$))

Zestaw przykładowych zmiennych kontrolnych obejmował: E_{vis} , $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, M_{M}^2 , $m_{\text{D}^* - \text{m}_{\text{D}^0}}$ (rysunki A.9 – A.12 ($\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$))

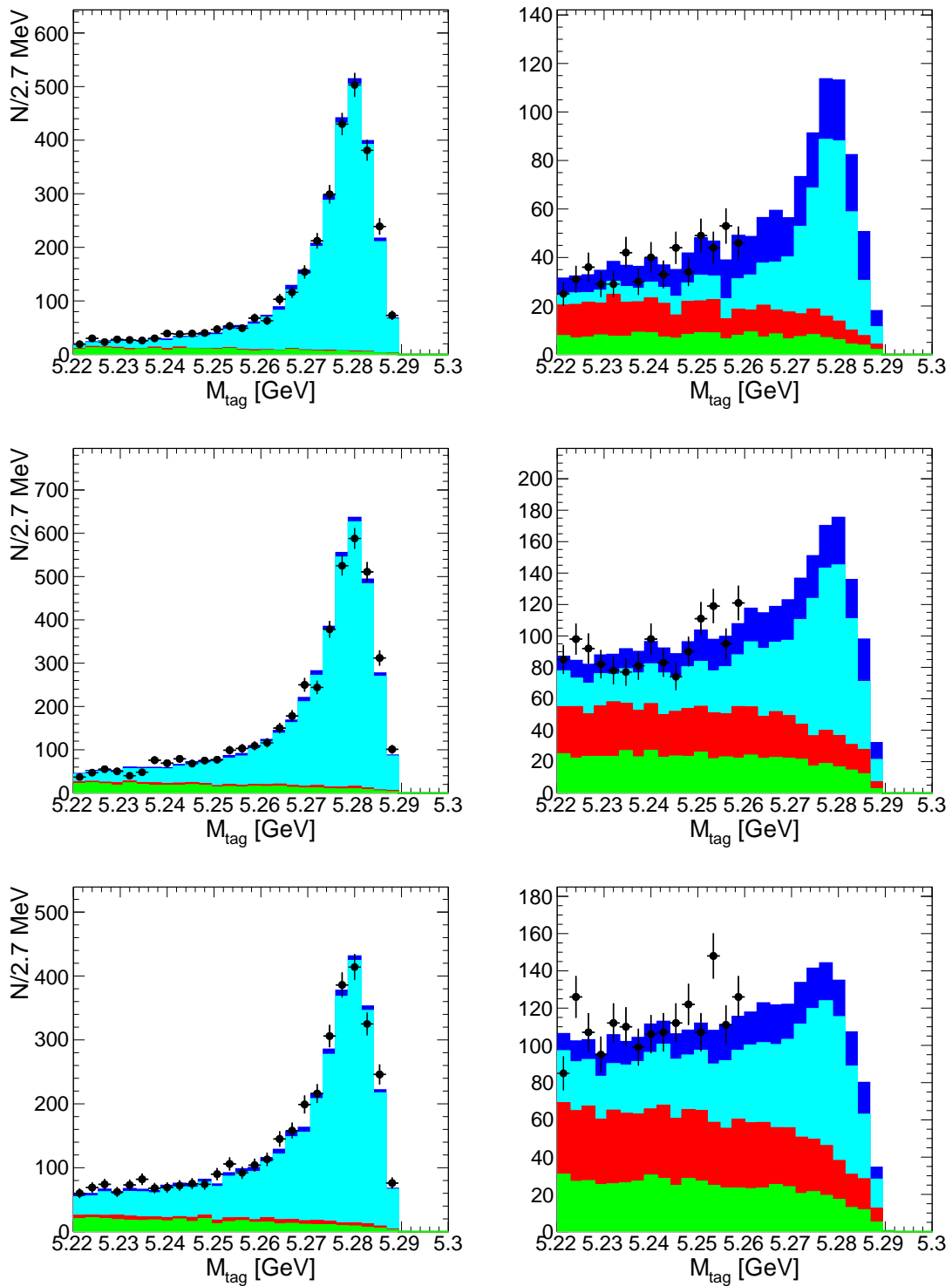
Dla półleptonowych rozpadów τ w procedurze kalibracji tła wykorzystano następujące zmienne: M_{tag} , X_{mis} , ΔE , M_{W}^2 , E_π , E_{D^*} , R_2 , $m_{\text{D}^* - \text{m}_{\text{D}^0}}$ (rysunki A.13 – A.20 ($\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$))

Zestaw przykładowych zmiennych kontrolnych obejmował: E_{vis} , $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$, $\cos\theta_{\text{hel}}(\tau)$, M_{M}^2 (rysunki A.21 – A.24 ($\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$))

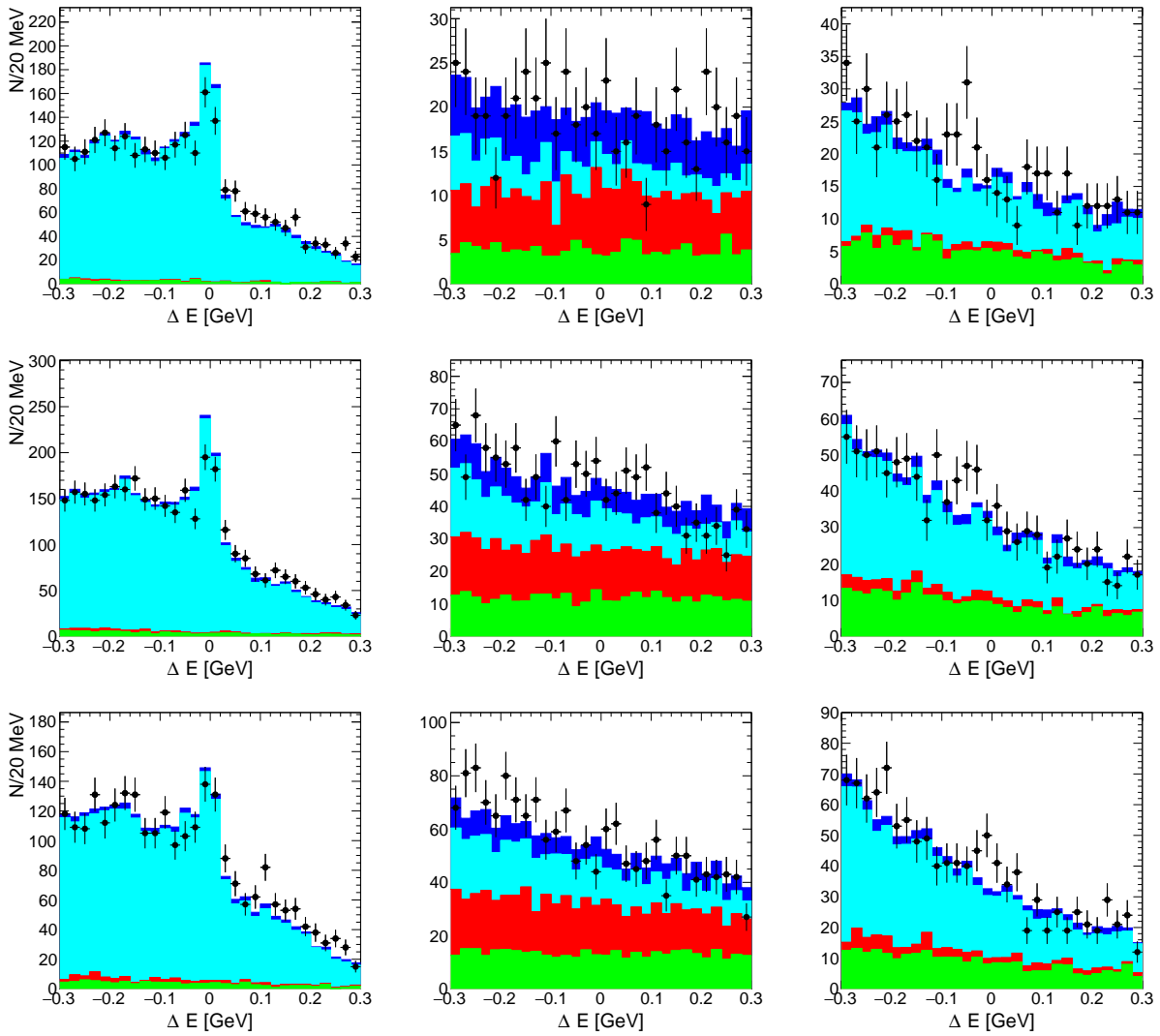
Na kolejnych stronach rozkłady dla kanałów: $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ oraz $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$. Rysunków z kalibracji dla kanału $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ nie załączono, ale rozkłady prezentują podobną zgodność modelu tła z pozasygnałowym obszarem danych jak dla kanału z rozpadem $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$.



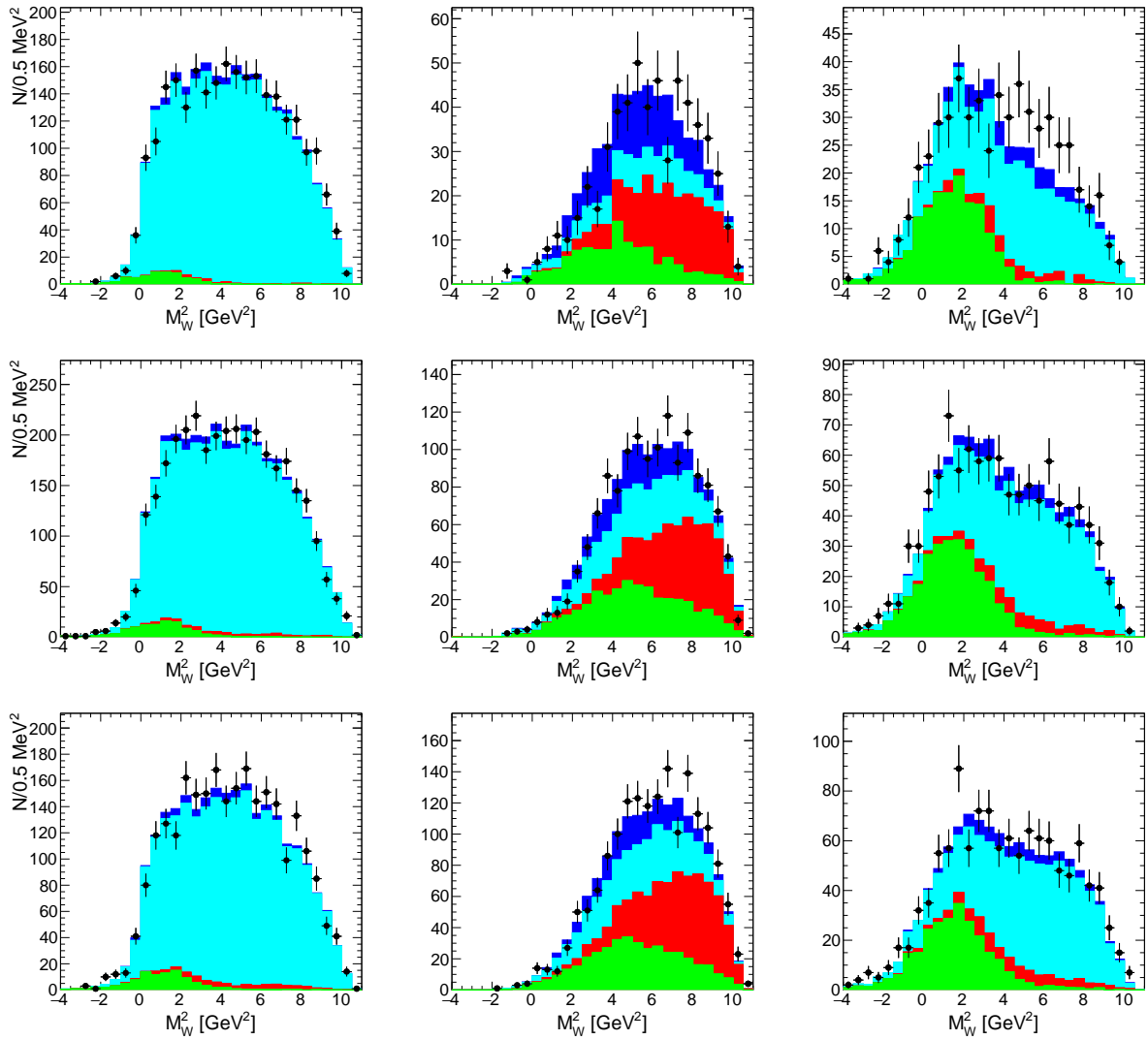
Rysunek A.1: Rozkłady zmiennej X_{mis} dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



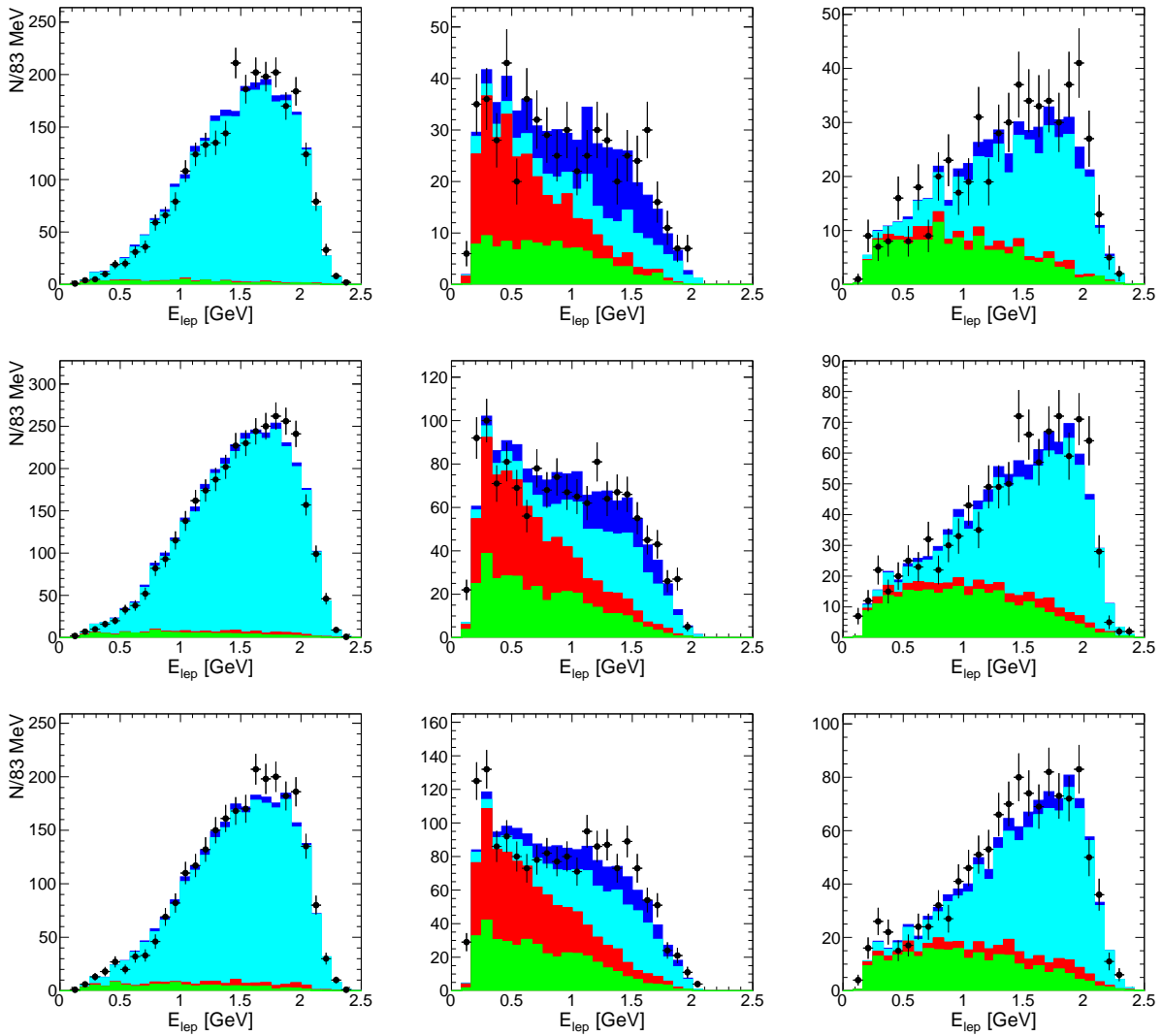
Rysunek A.2: Rozkłady zmiennej M_{tag} dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



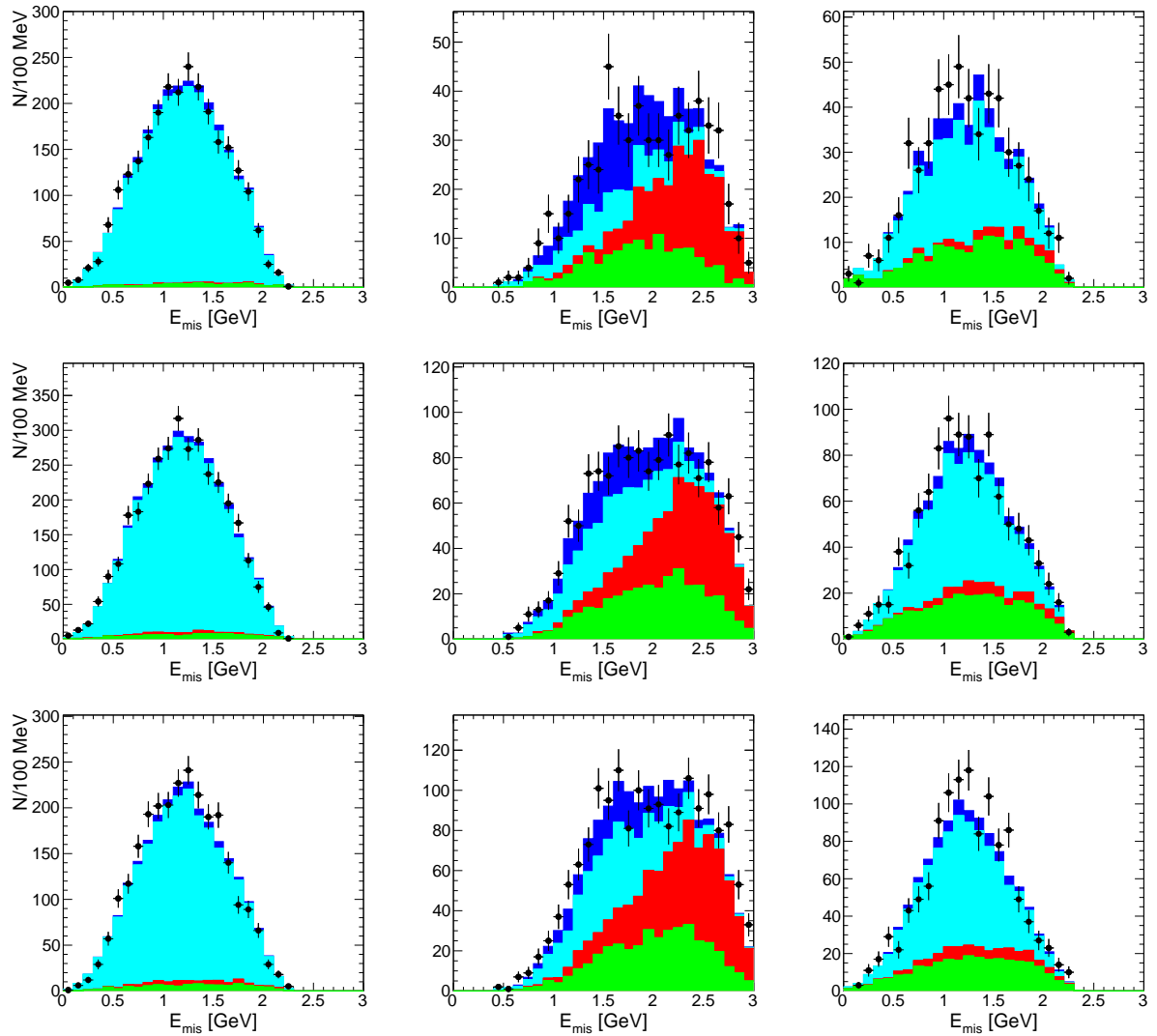
Rysunek A.3: Rozkłady zmiennej ΔE dla par (D^*e). Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



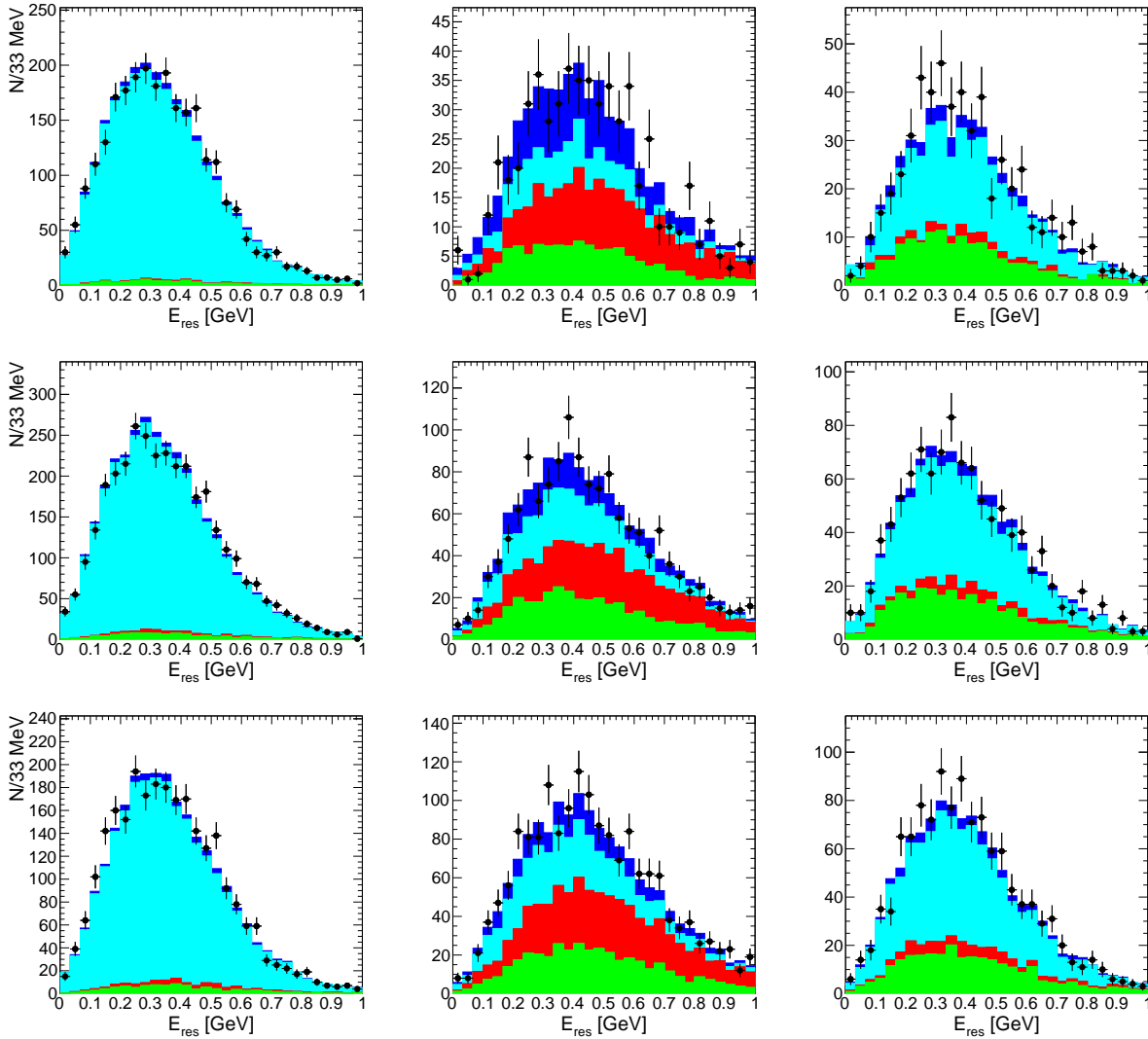
Rysunek A.4: Rozkłady zmiennej M_W^2 dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



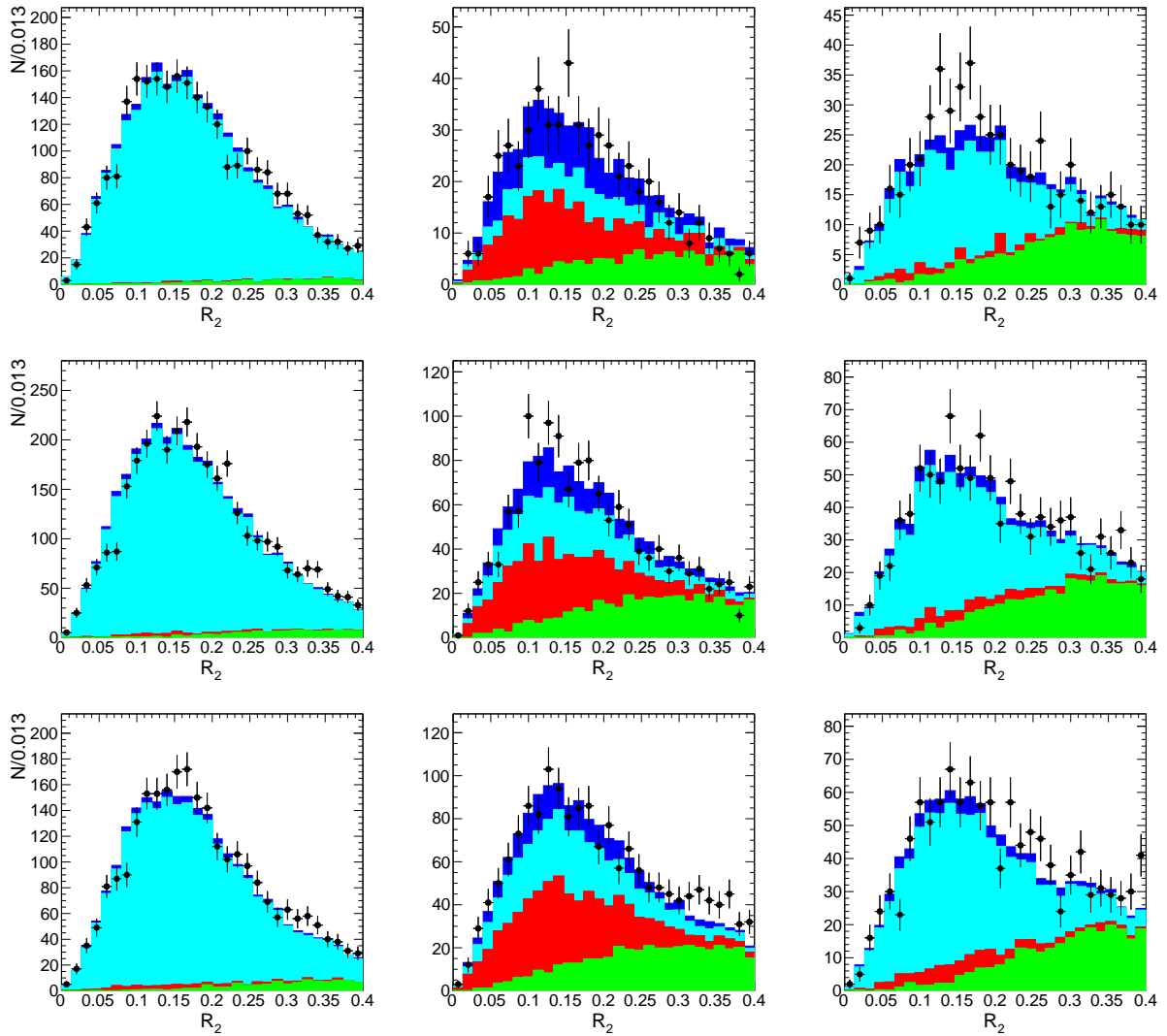
Rysunek A.5: Rozkłady energii elektronu dla par (D^*e). Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



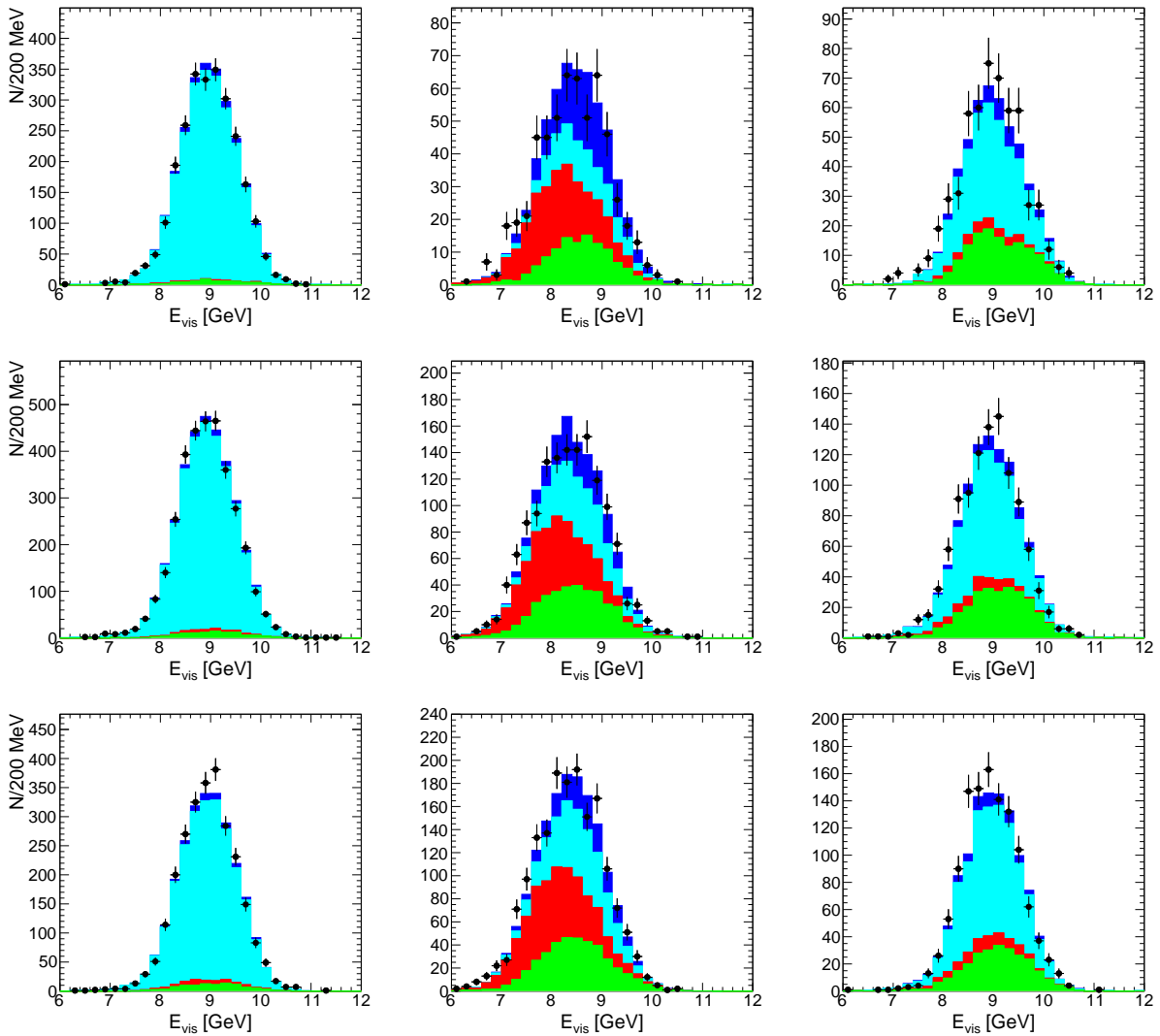
Rysunek A.6: Rozkłady zmiennej E_{mis} dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



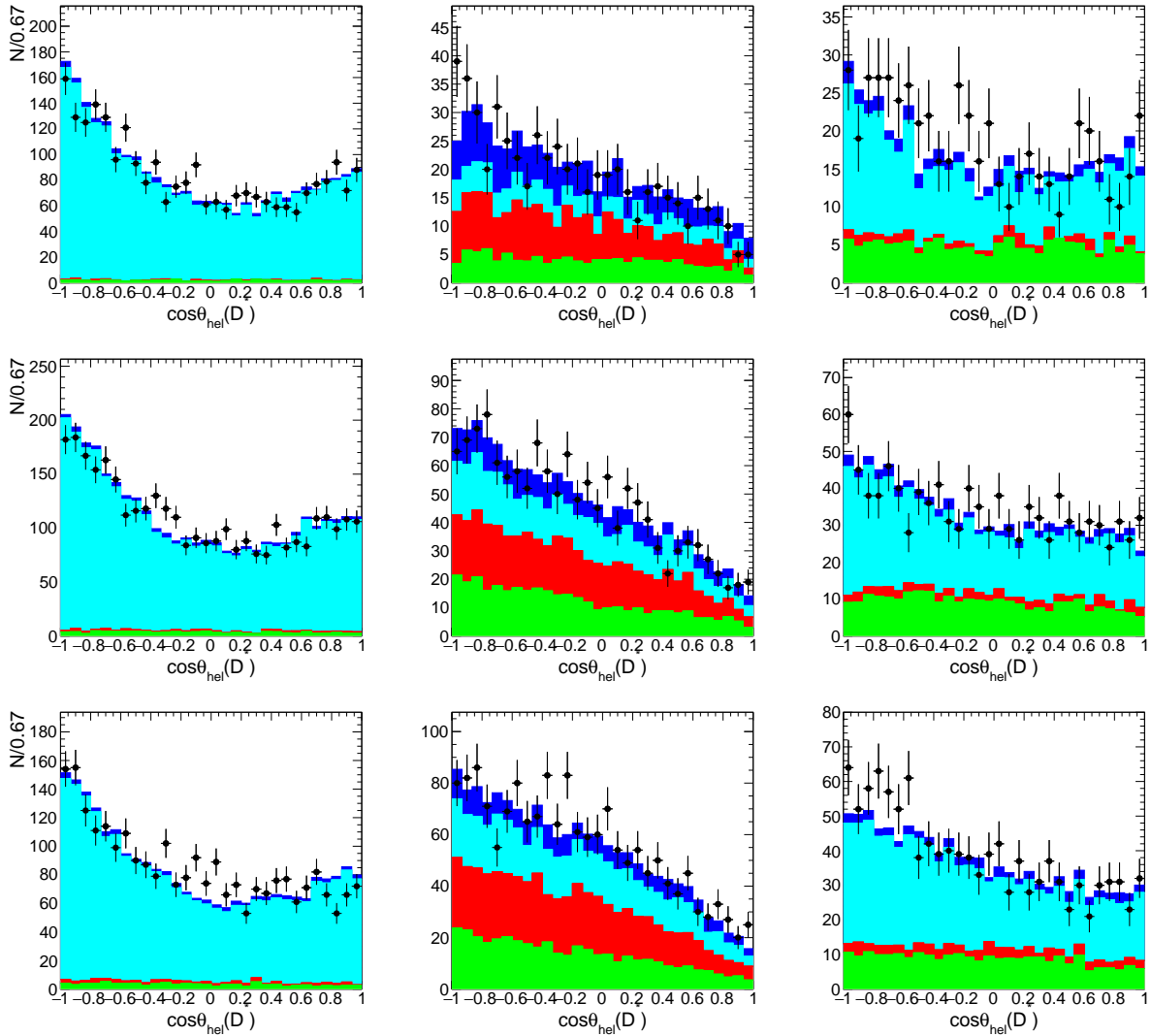
Rysunek A.7: Rozkłady zmiennej E_{res} dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



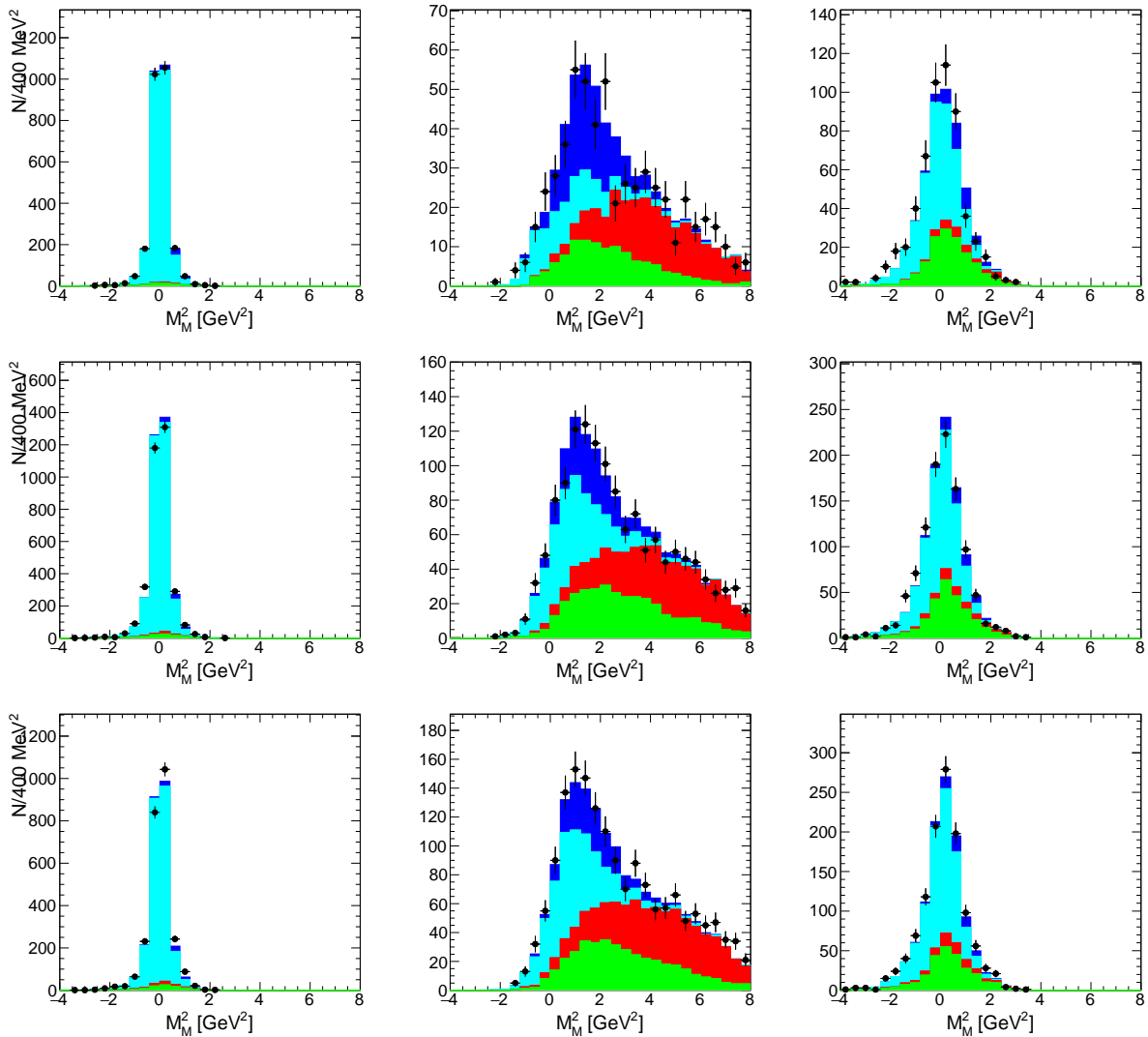
Rysunek A.8: Rozkłady zmiennej R_2 dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



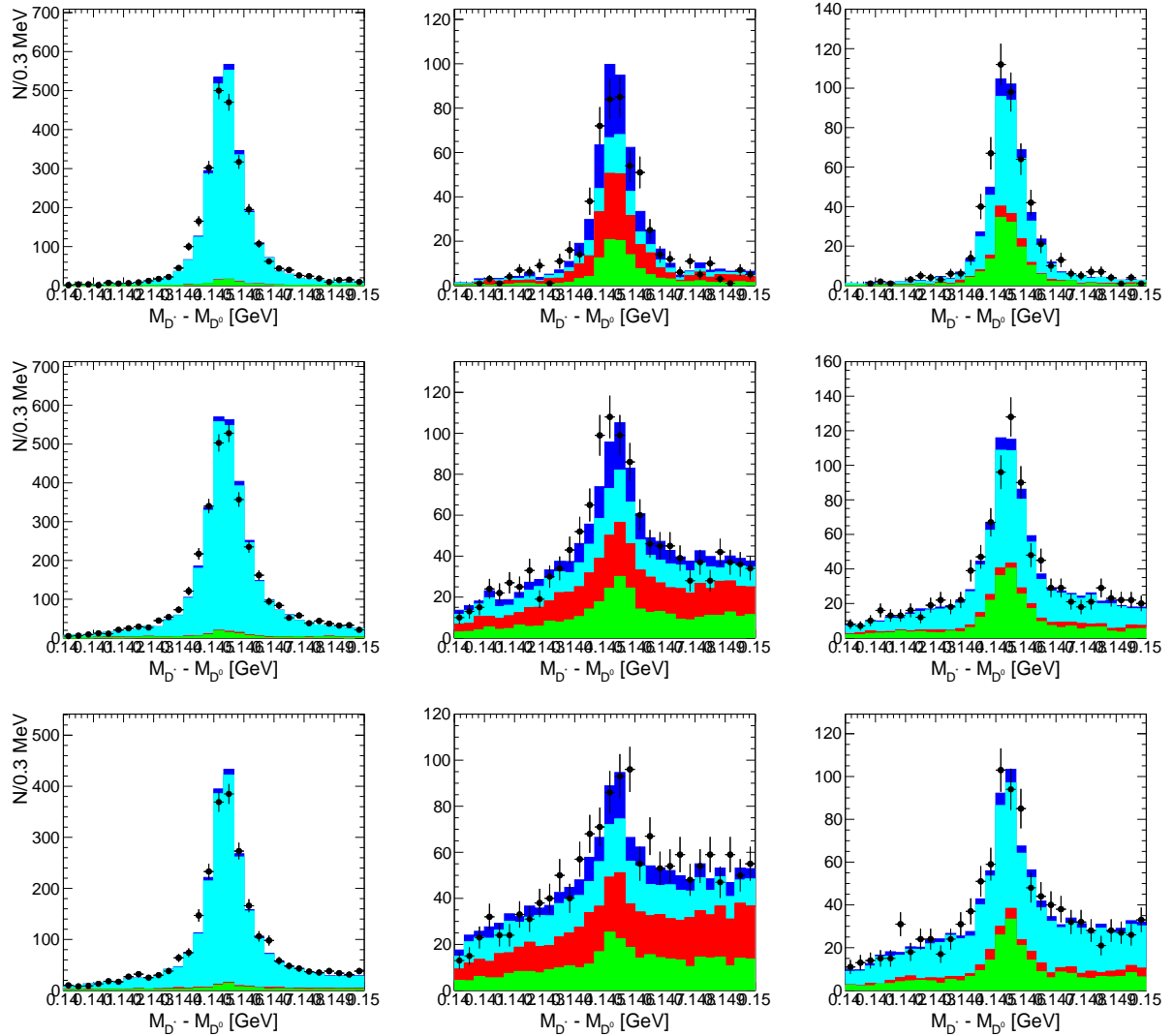
Rysunek A.9: Rozkłady zmiennej kontrolnej E_{vis} dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$.



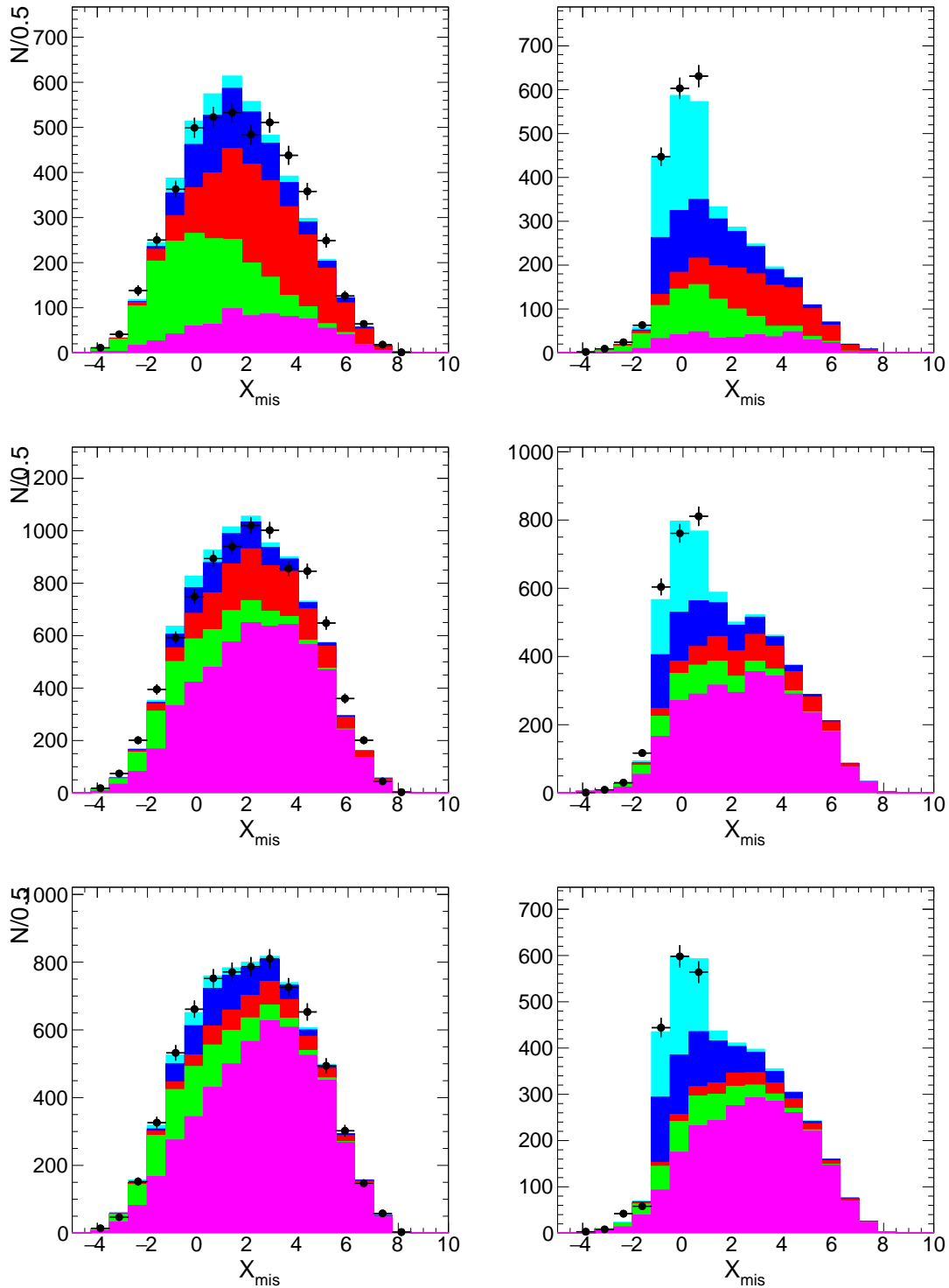
Rysunek A.10: Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



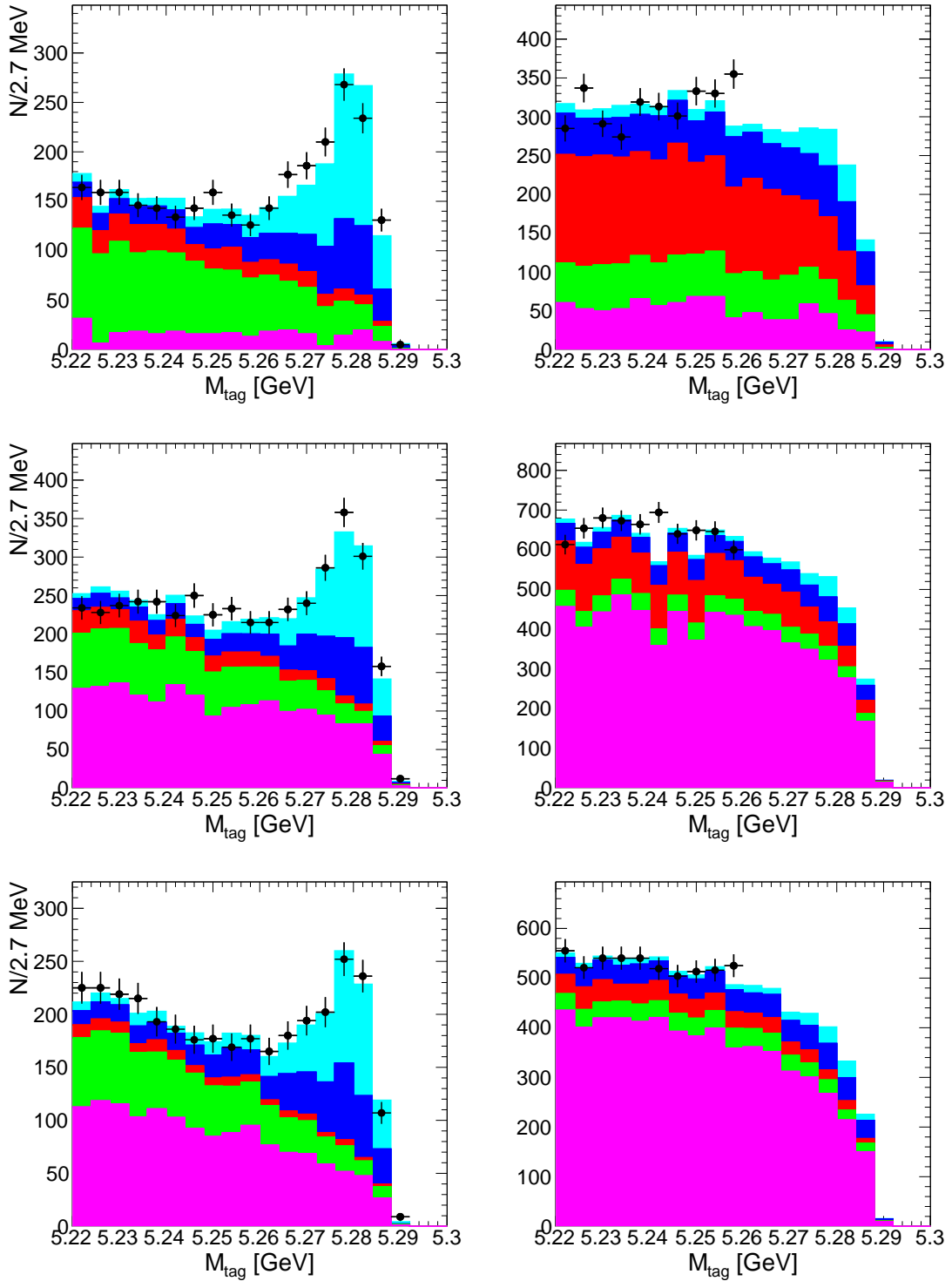
Rysunek A.11: Rozkłady zmiennej kontrolnej M_M^2 dla par (D^*e) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



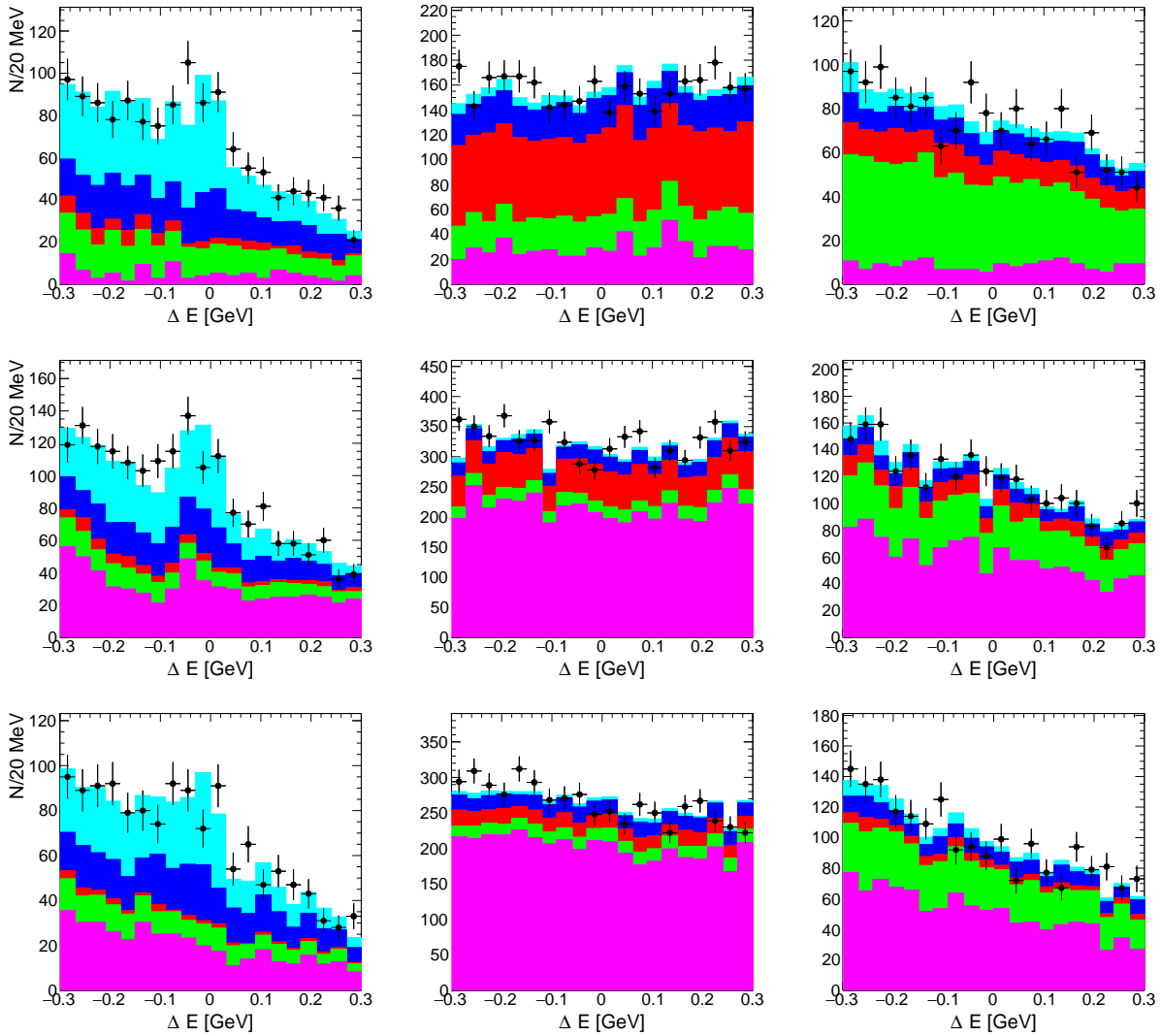
Rysunek A.12: Rozkłady zmiennej kontrolnej $\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$ dla par (D^{*e}) . Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): zielony - continuum $c\bar{c} + uds$, czerwony - hadronowe rozpady B (kombinatoryczne), jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**} \ell^+ \nu_\ell$.



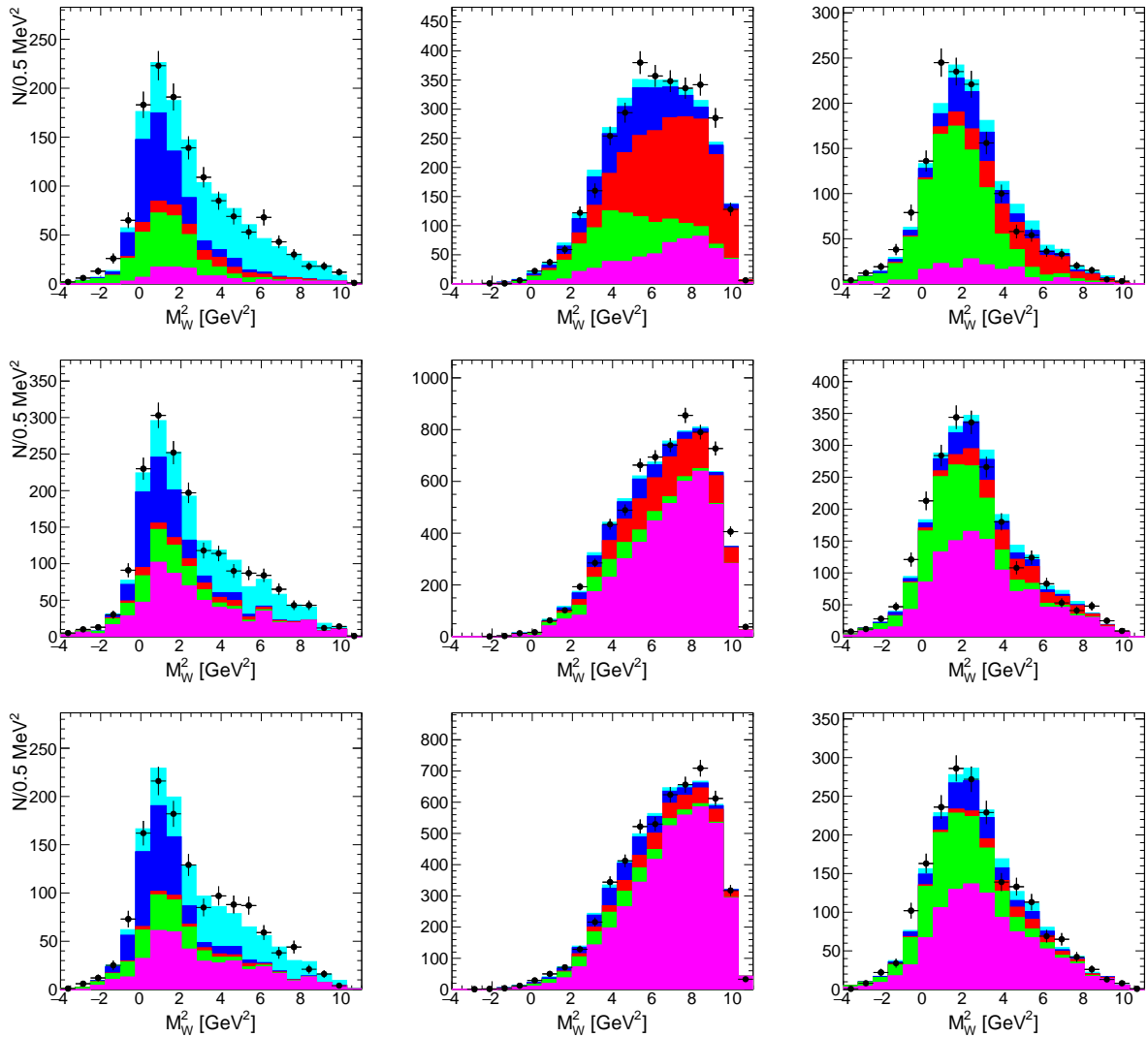
Rysunek A.13: Rozkłady zmiennej X_{mis} dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



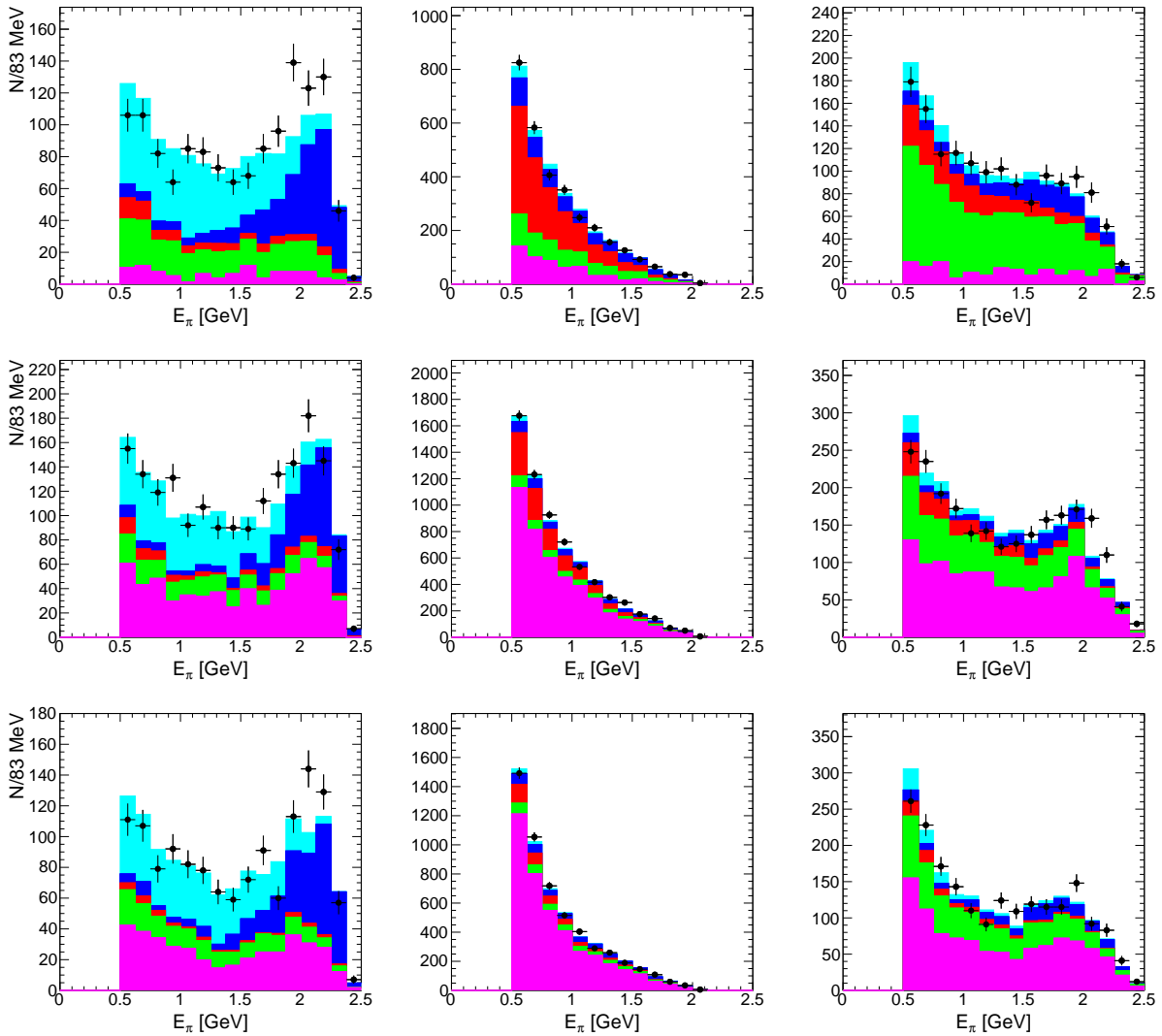
Rysunek A.14: Rozkłady zmiennej M_{tag} dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



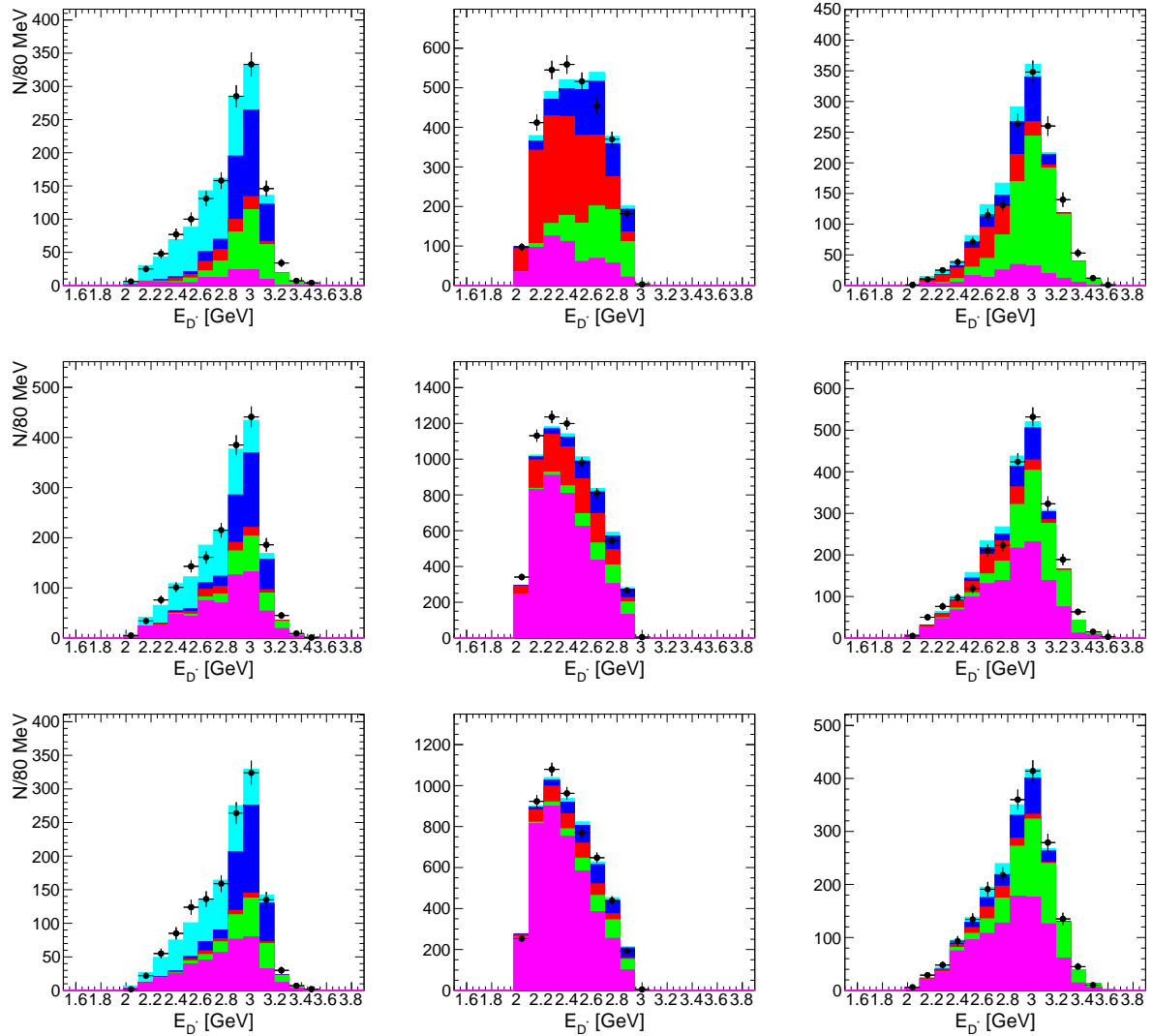
Rysunek A.15: Rozkłady zmiennej ΔE dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



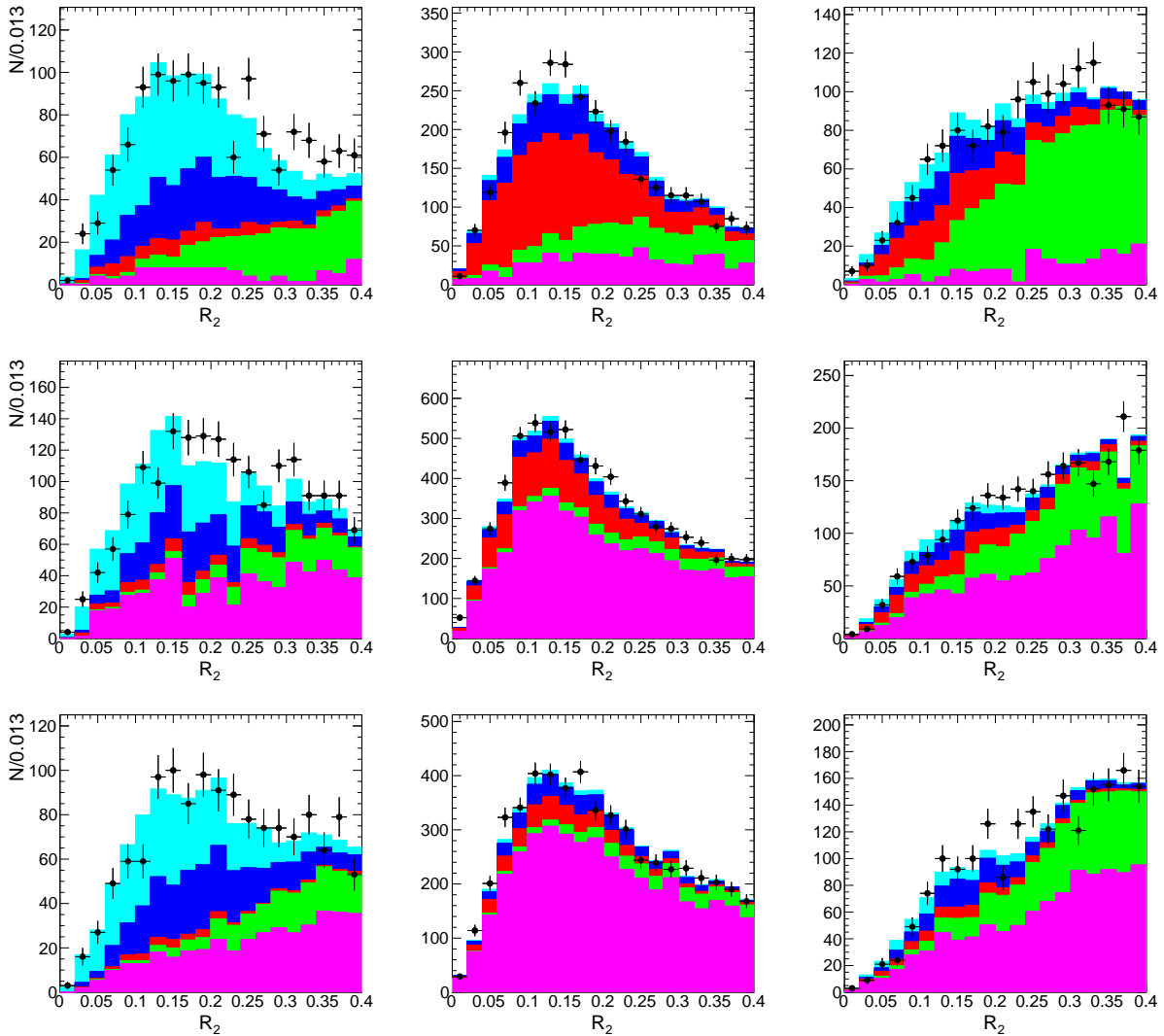
Rysunek A.16: Rozkłady zmiennej M_W^2 dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



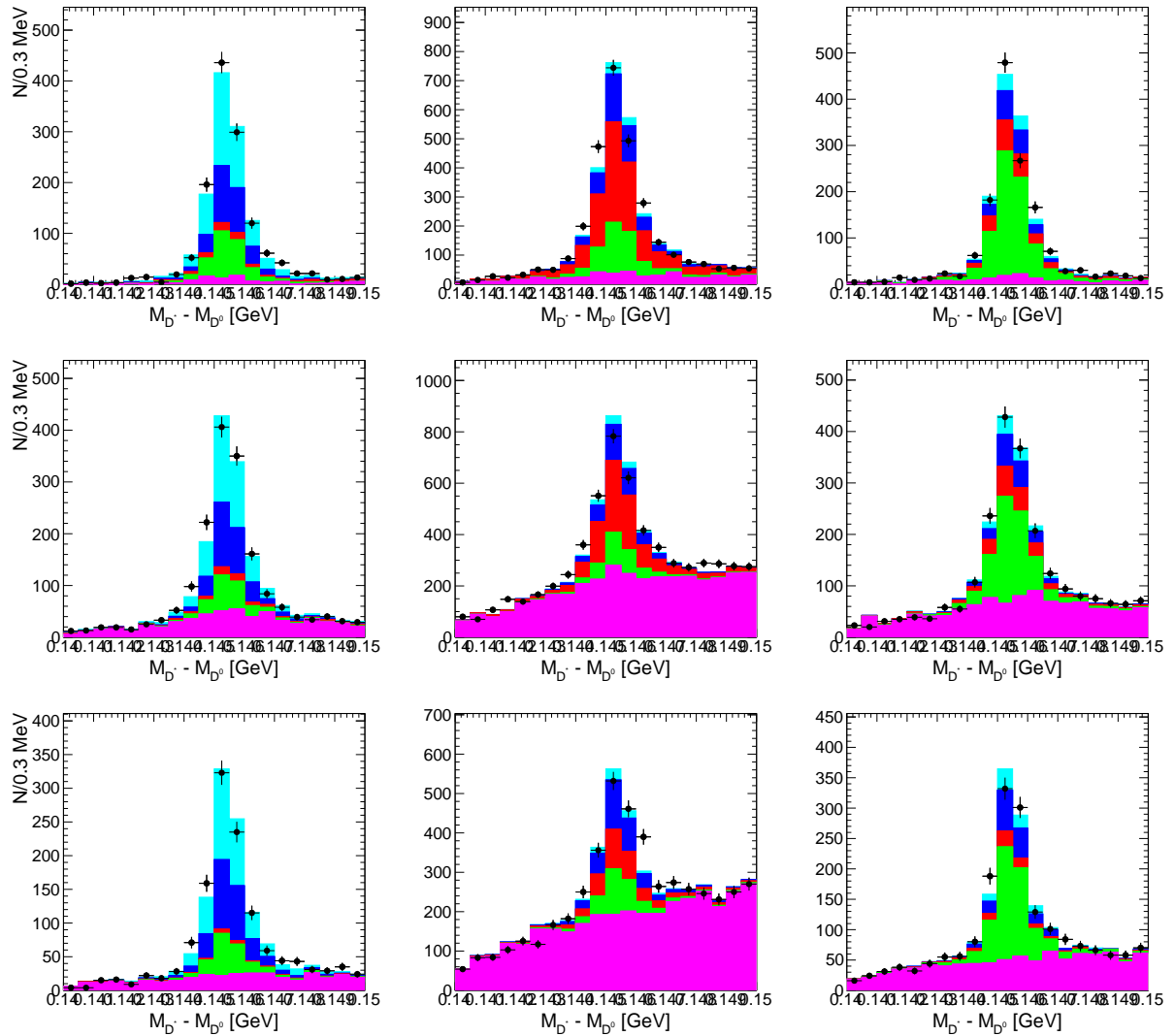
Rysunek A.17: Rozkłady zmiennej E_π dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



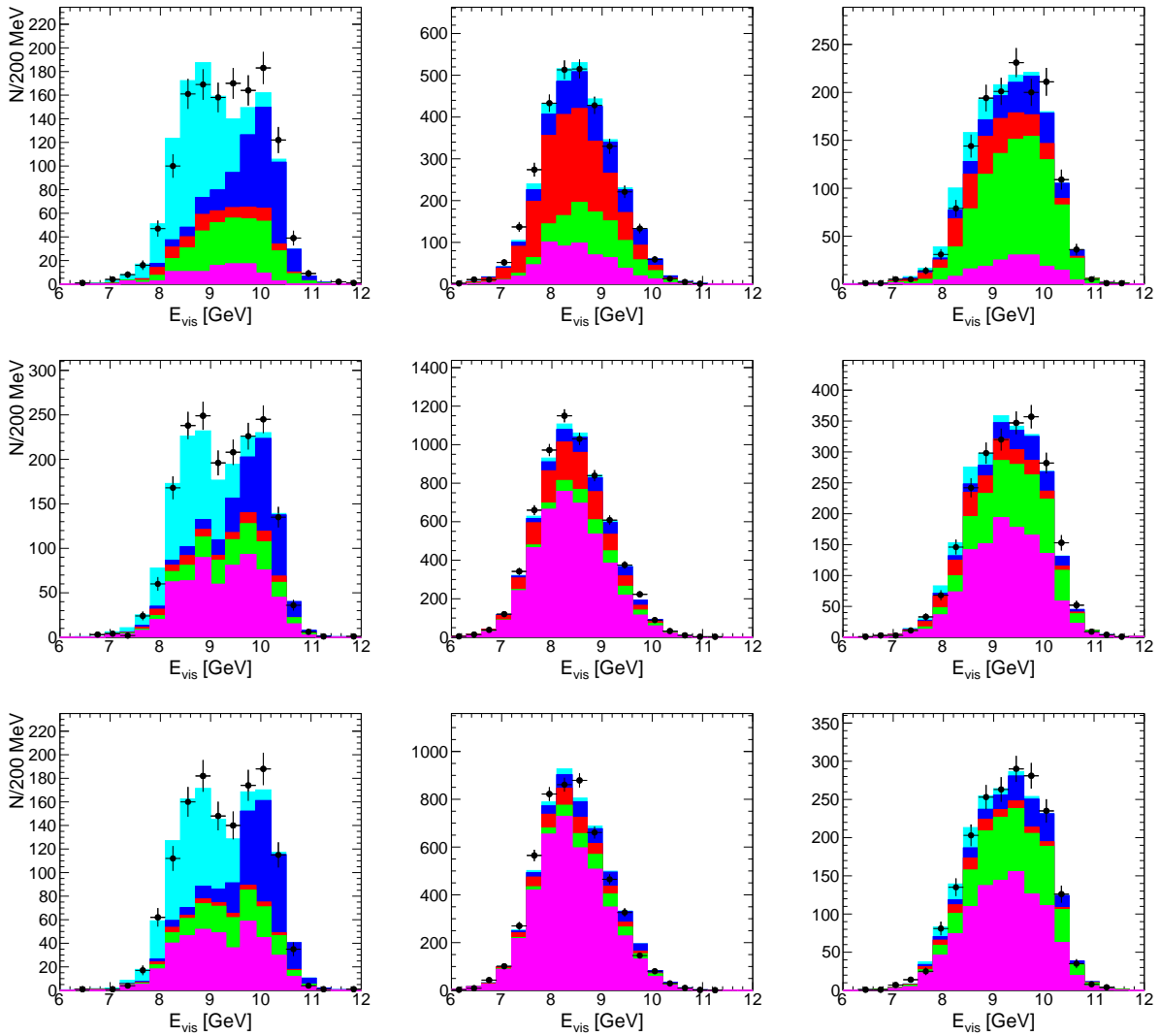
Rysunek A.18: Rozkłady zmiennej E_{D^*} dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



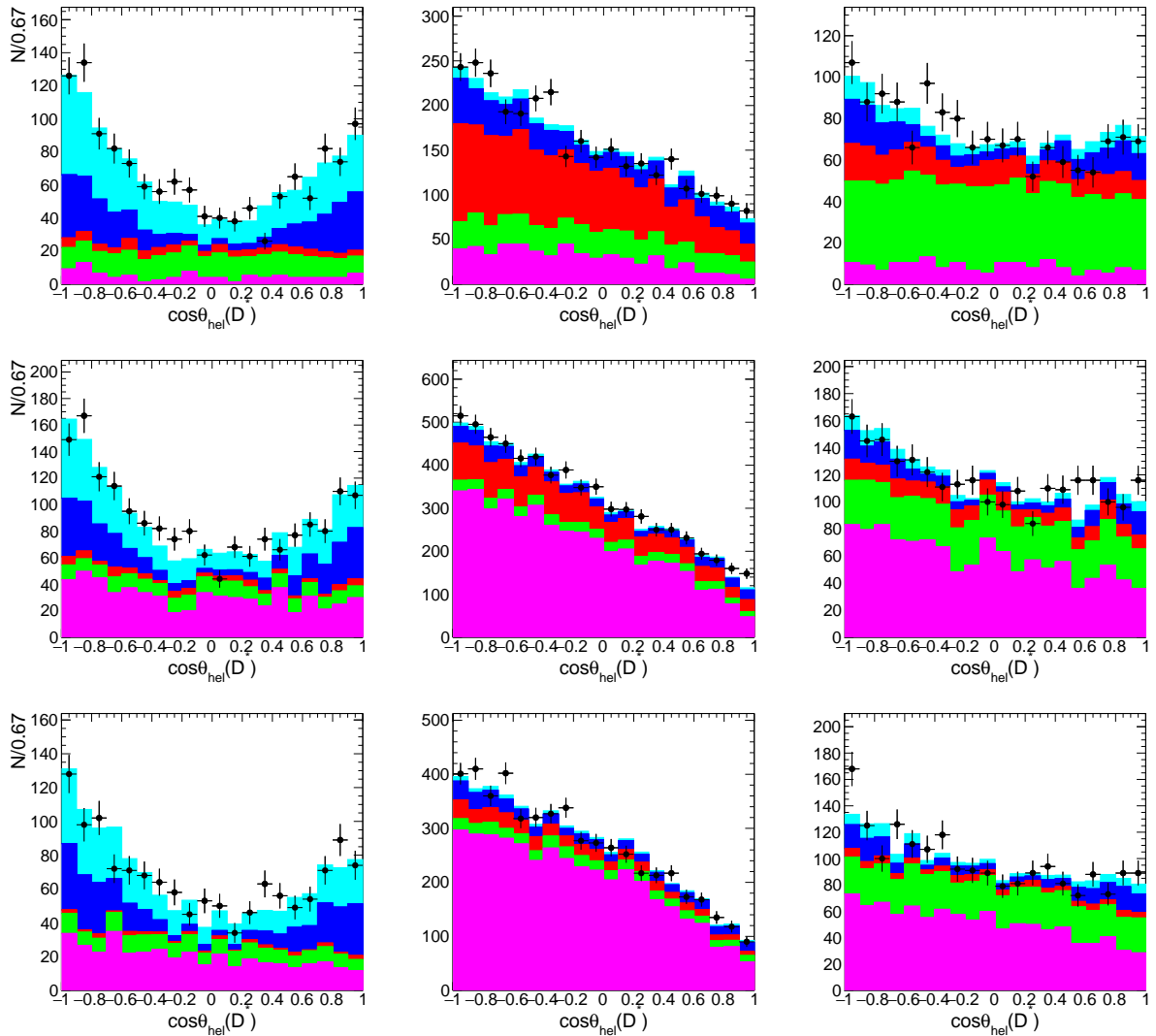
Rysunek A.19: Rozkłady zmiennej R_2 dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



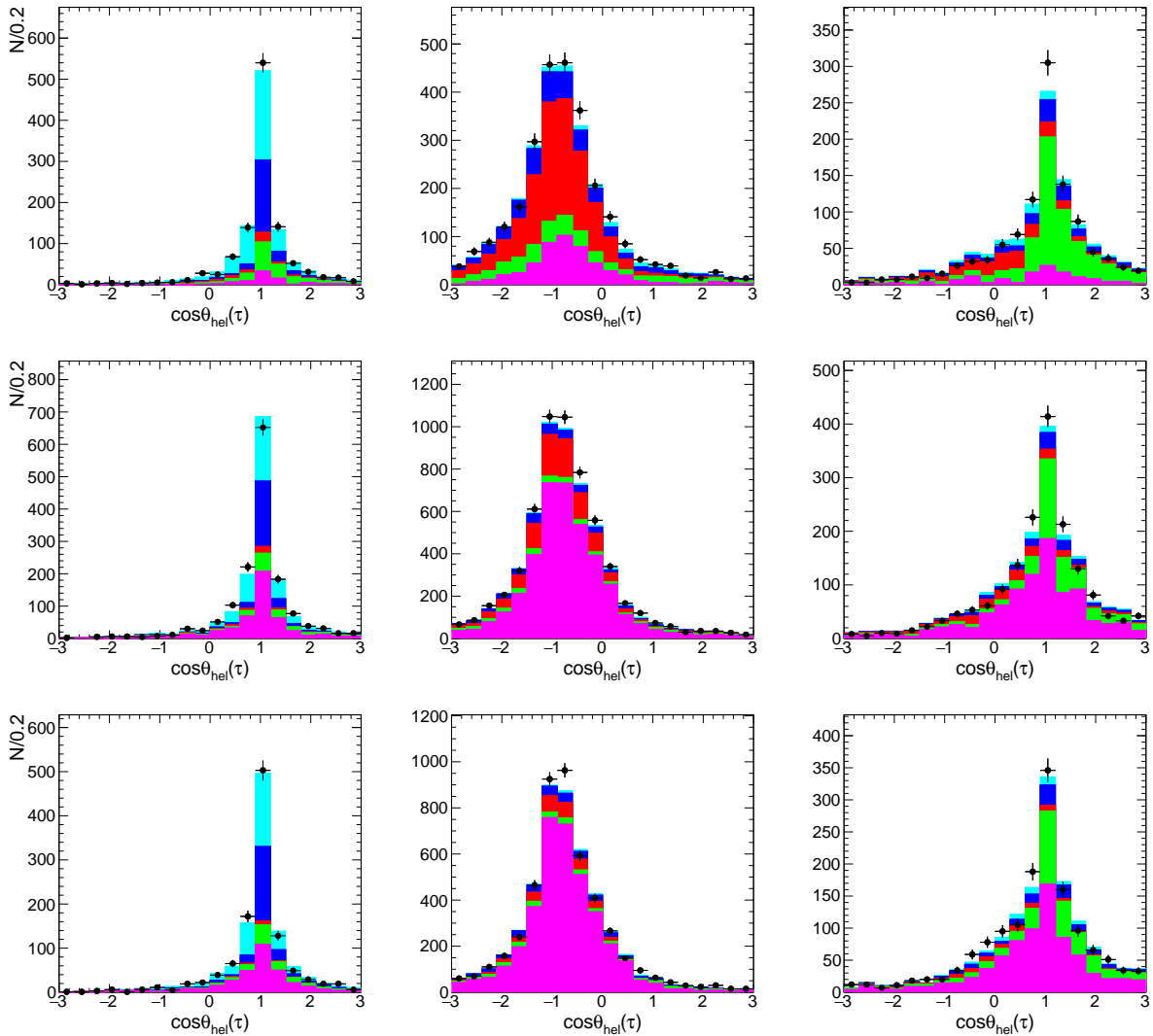
Rysunek A.20: Rozkłady zmiennej $\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$ dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



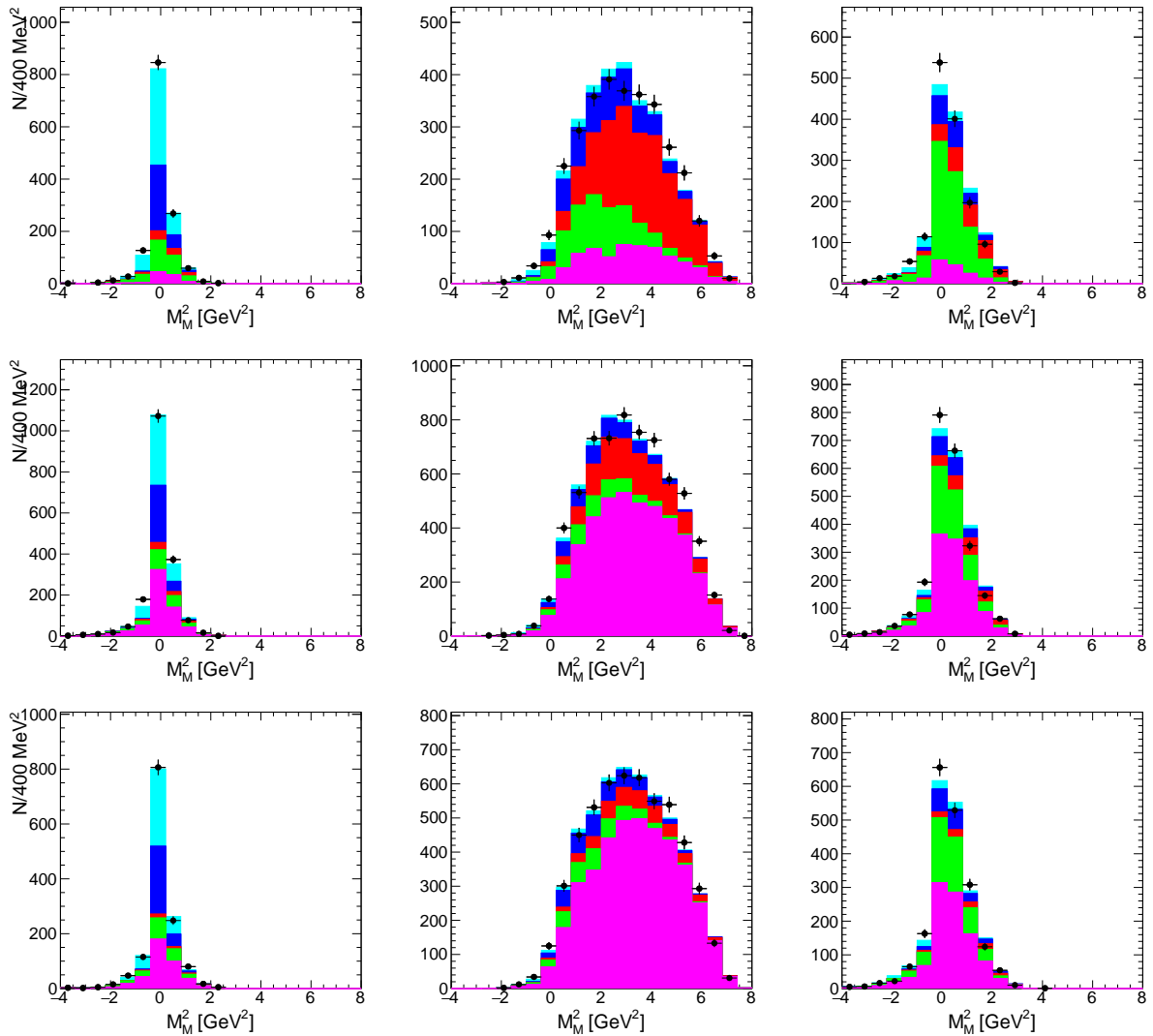
Rysunek A.21: Rozkłady zmiennej kontrolnej E_{vis} dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



Rysunek A.22: Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos\theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.



Rysunek A.23: Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla par $(D^* \pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$.



Rysunek A.24: Rozkłady zmiennej kontrolnej M_M^2 dla par $(D^*\pi)$. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe **MCG**, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$.

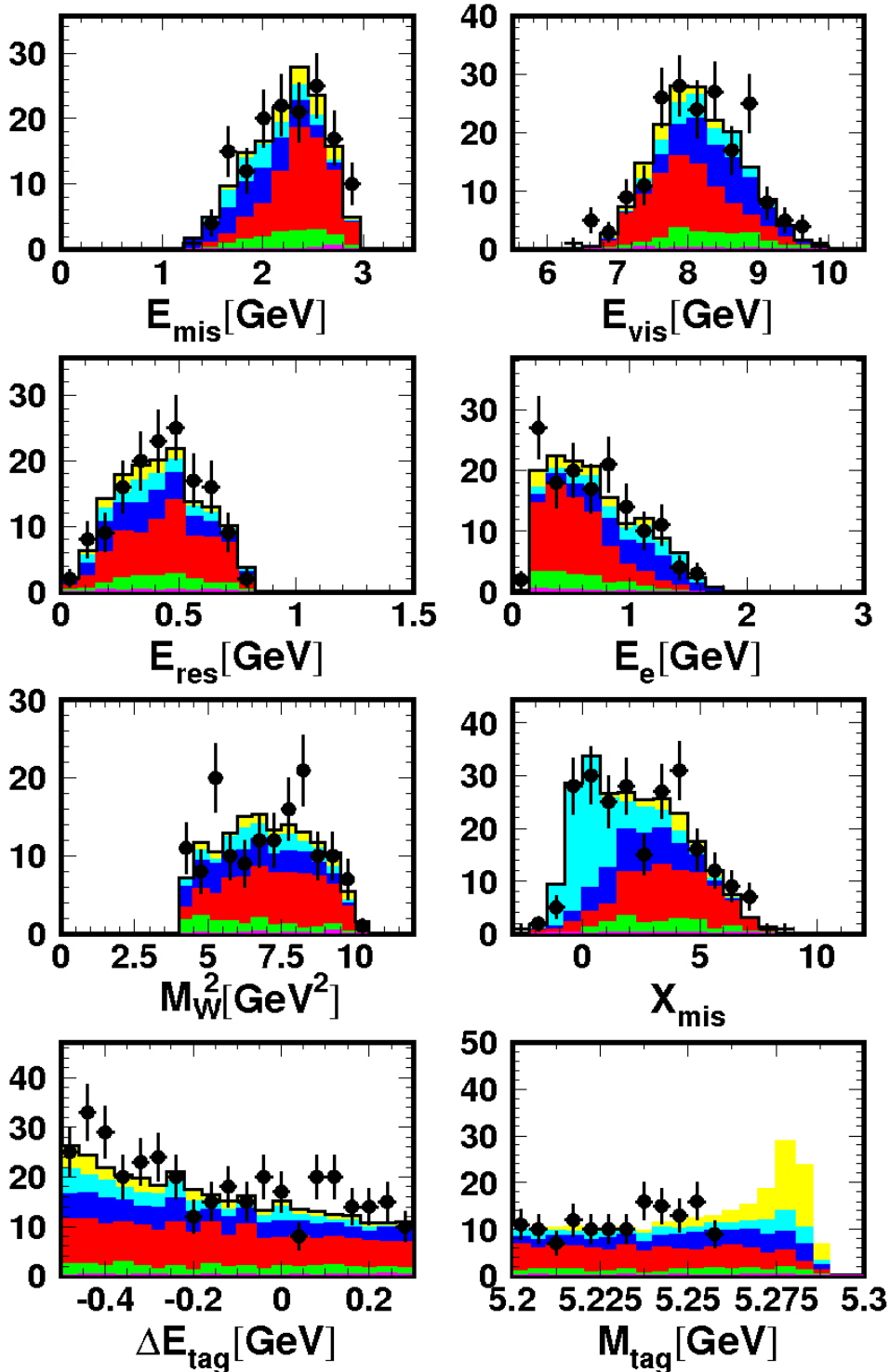
Dodatek B

Rozkłady kontrolne tła przy końcowych kryteriach selekcji

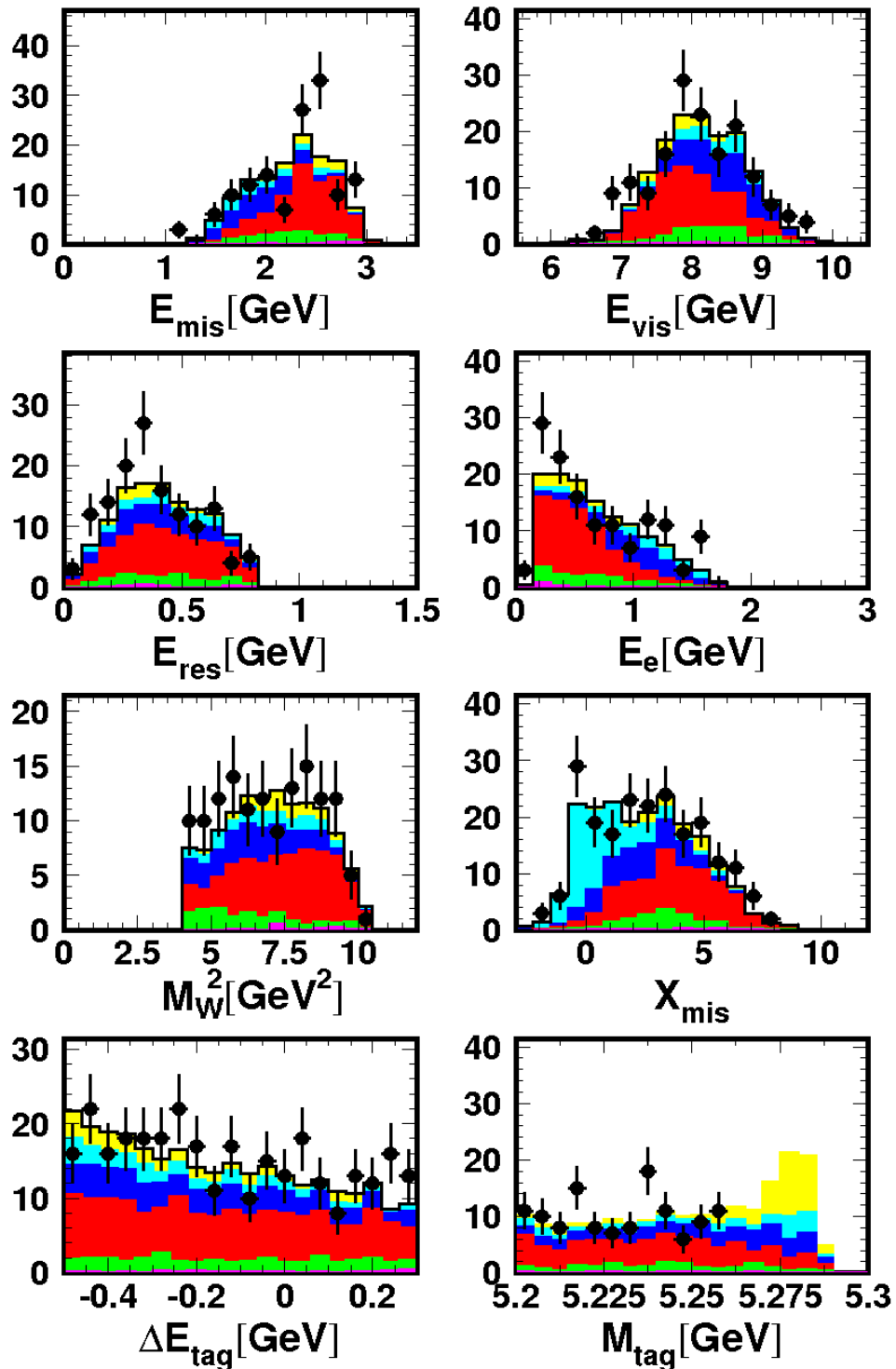
B.1 Rozkłady kontrolne tła przy końcowych kryteriach selekcji dla pomiaru polaryzacji D^*

Rysunki B.1 – B.9 przedstawiają rozkłady wybranych zmiennych ($E_{\text{mis}} \equiv E_{\text{beam}} - E_{D^*} - E_{d\tau}$, E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag}) w obszarze kontrolnym $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV, dla przypadków spełniających kryteria selekcji A1-A3(5), B1-B8, C1(C2), oraz $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Rozkłady doświadczalne porównano z przewidywaniami MCG po zastosowaniu współczynników skalujących z tabel IV.1-IV.3 w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$: $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$, $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$, $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$.

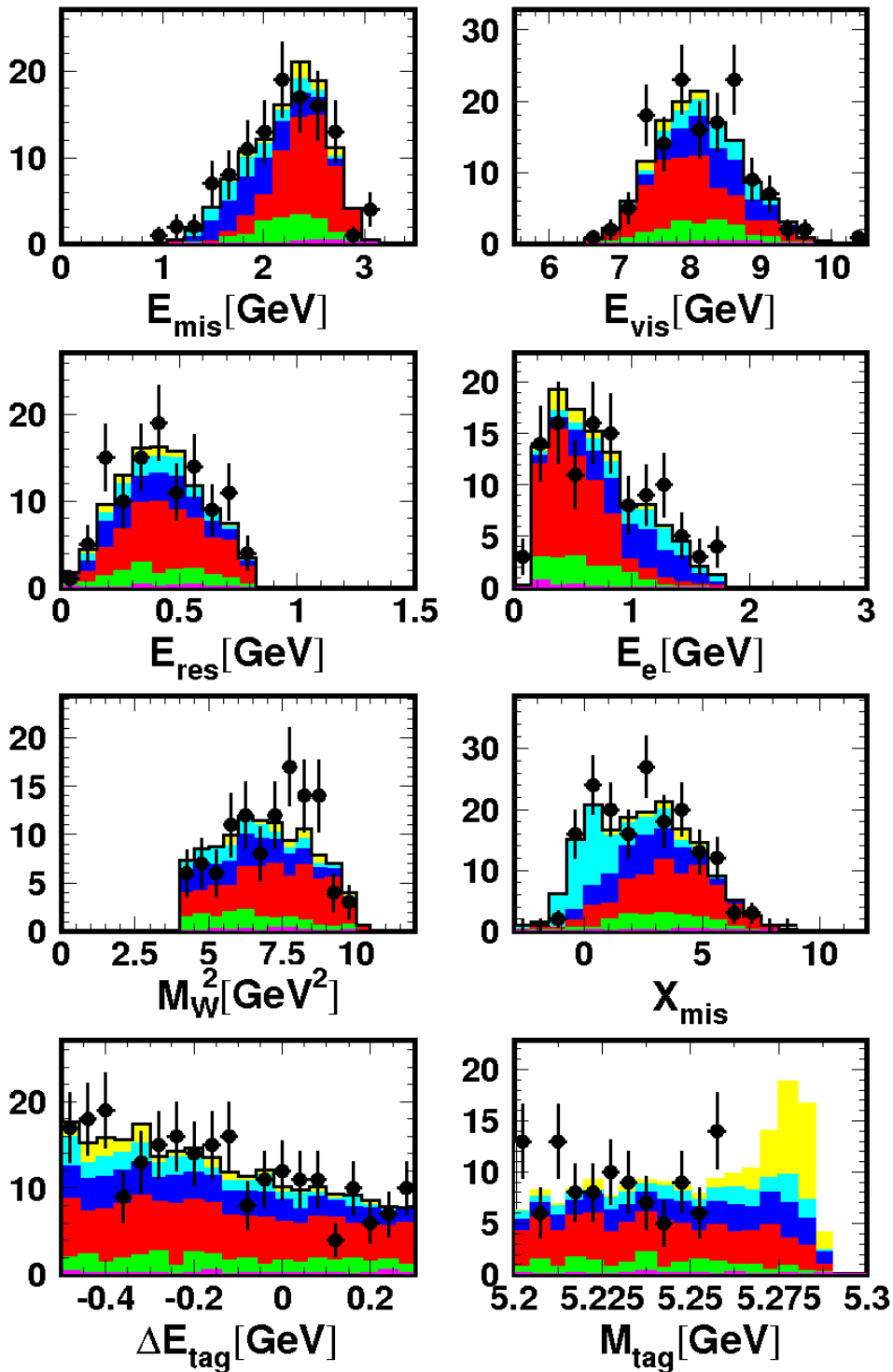
W celu zmniejszenia fluktuacji statystycznych, wyniki przedstawiono dla połączonych próbek z różnymi rozpadami \bar{D}^0 .



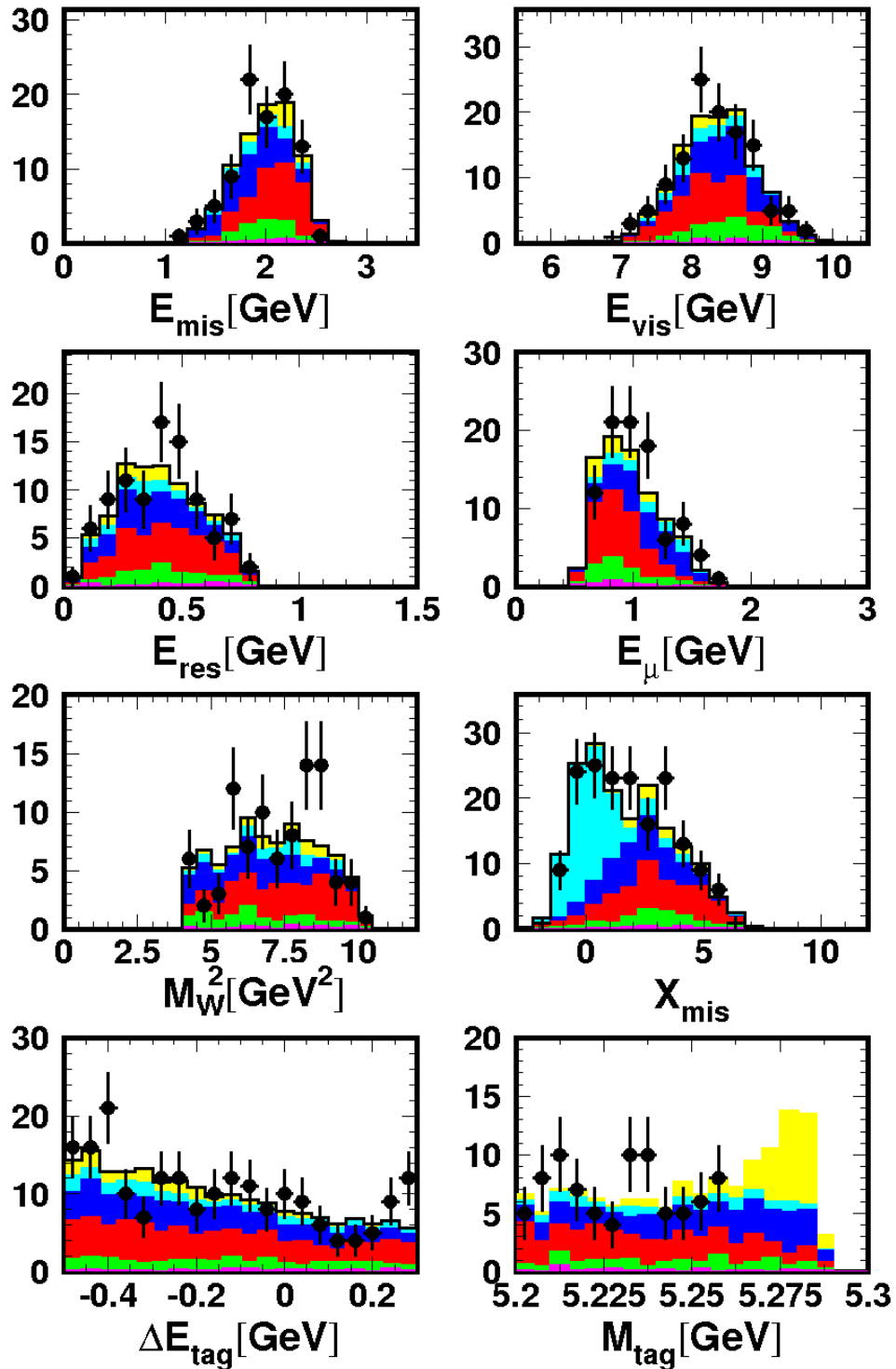
Rysunek B.1: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , E_e , M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$, dla par (D^*e) spełniających wymagania A1-A6, B1-B6, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{*0}\ell^+\nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{*+}\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*0}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



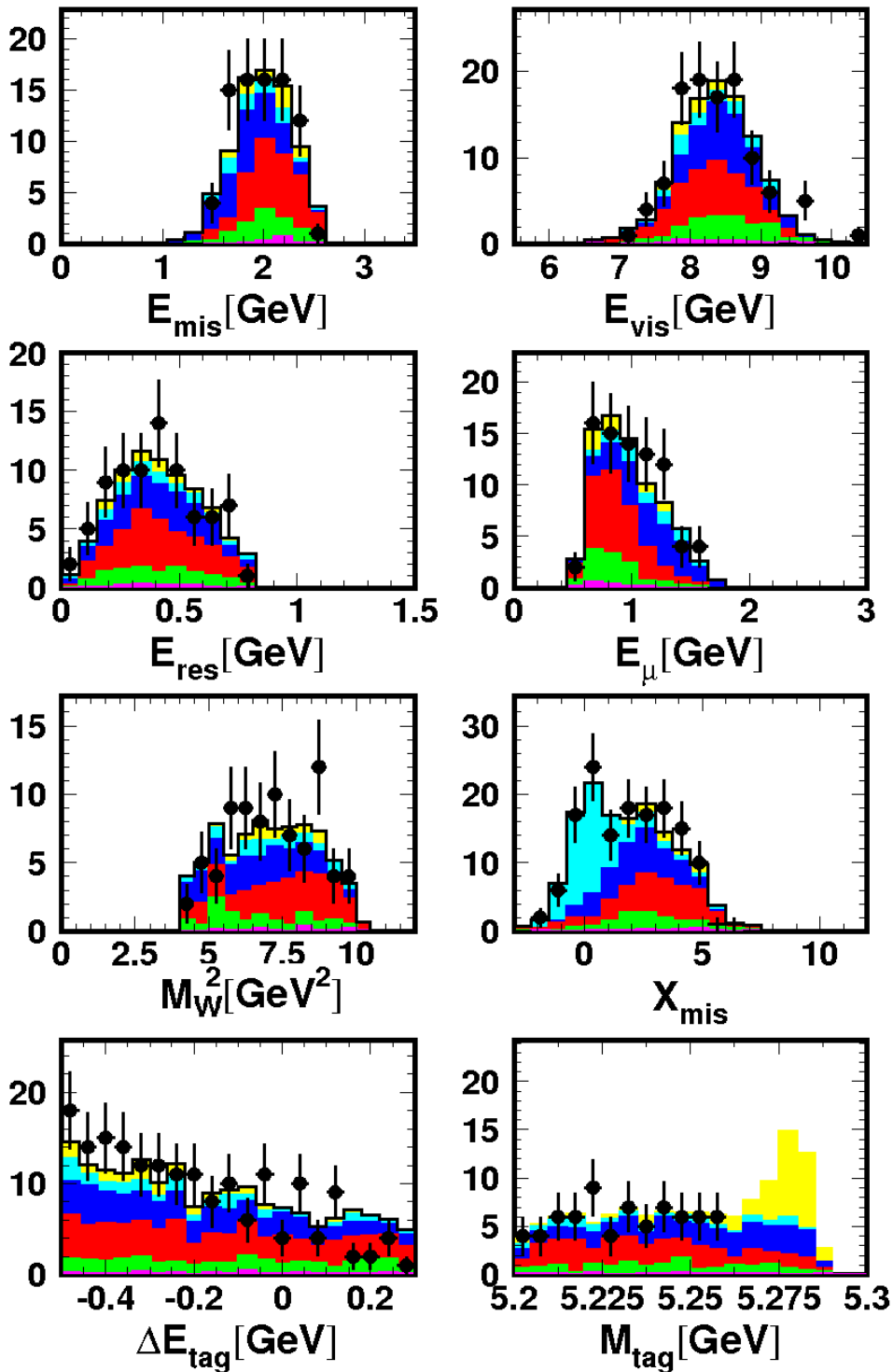
Rysunek B.2: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , E_{d_r} , M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$, dla par (D^*e) spełniających wymagania A1-A3, B1-B8, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



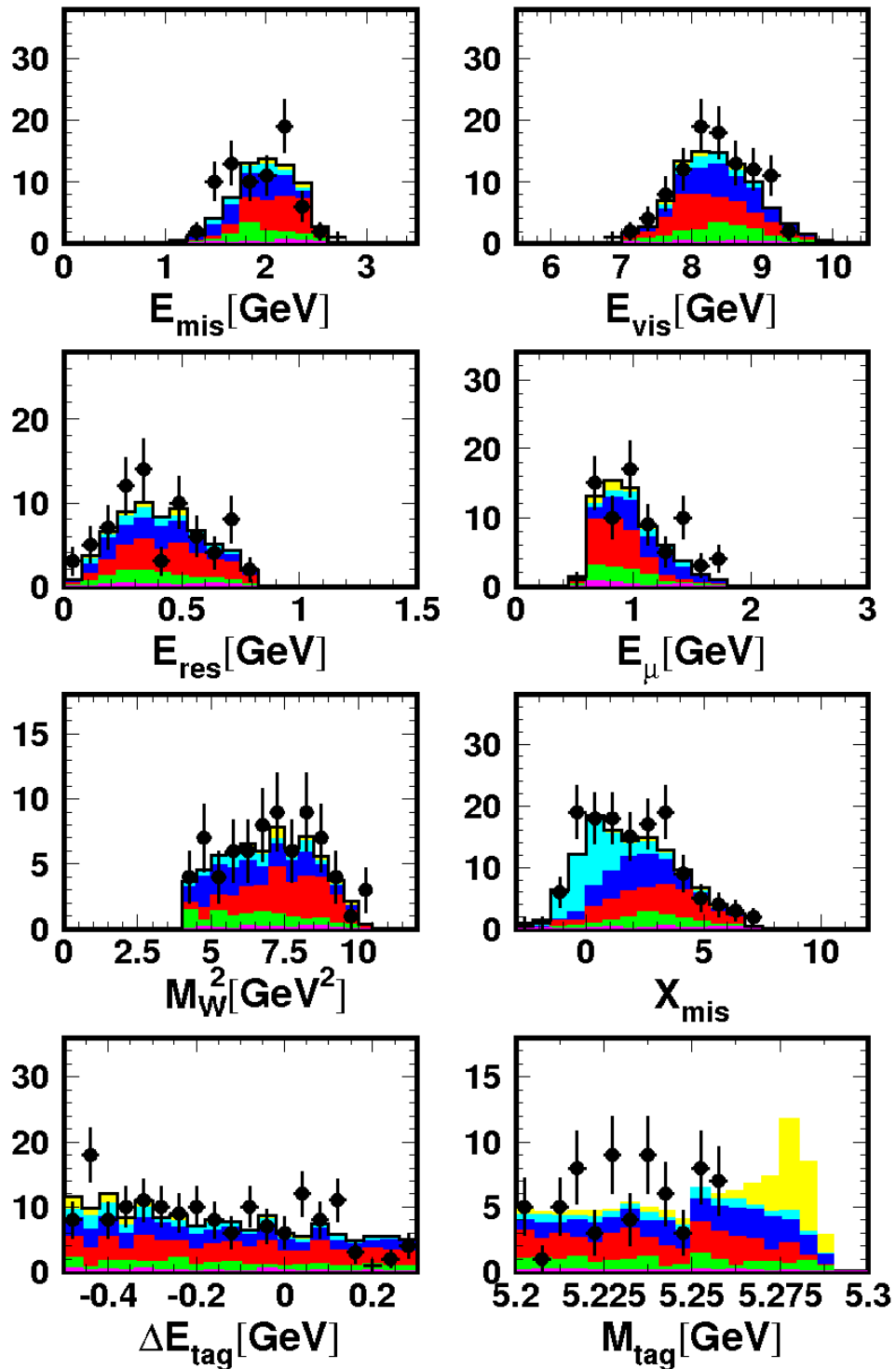
Rysunek B.3: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, dla par (D^*e) spełniających wymagania A1-A3, B1-B8, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^* \tau^+ \nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



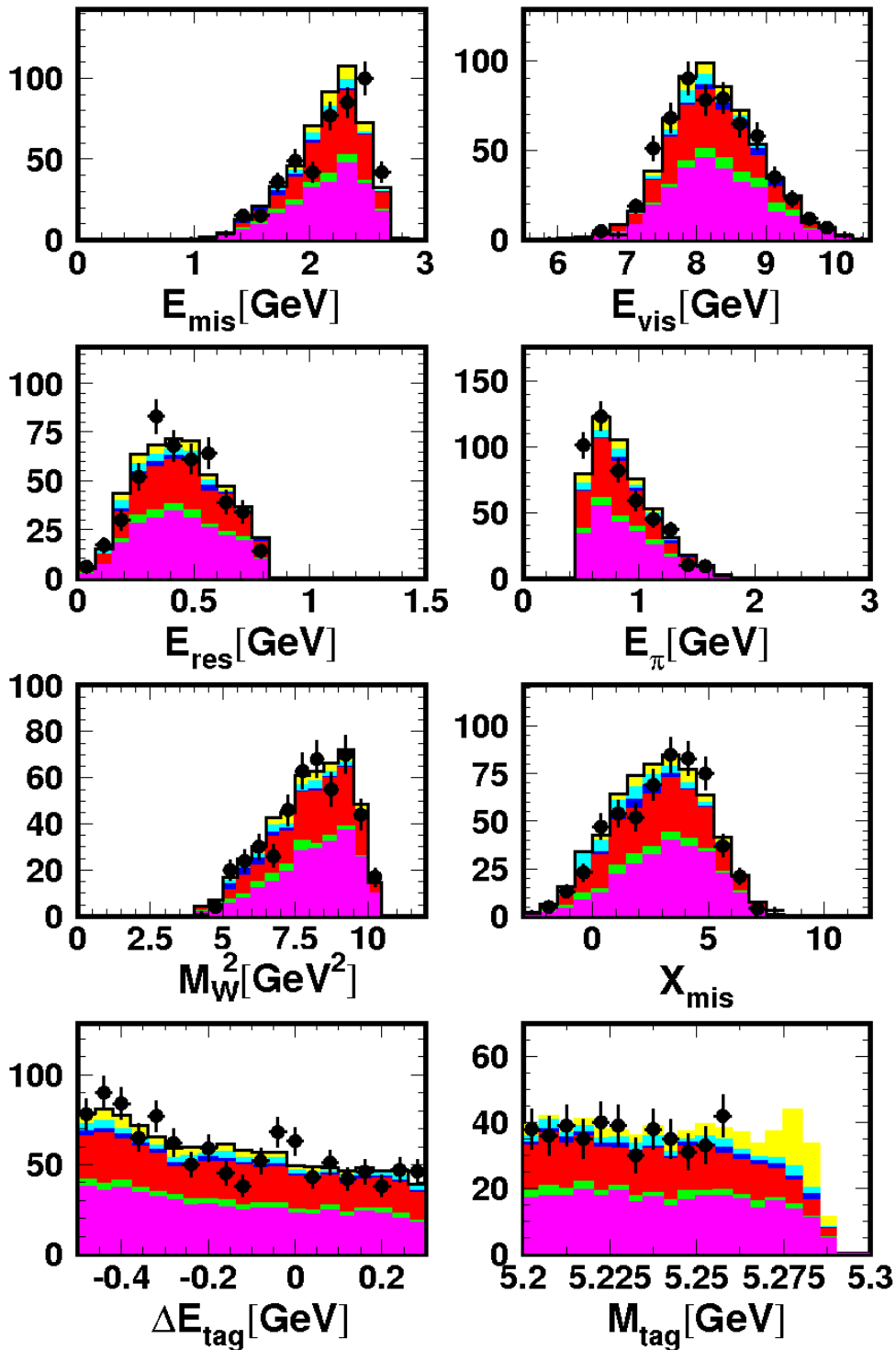
Rysunek B.4: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-1,0 \leq \cos\theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$, dla par $(D^*\mu)$ spełniających wymagania A1-A3, B1-B8, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



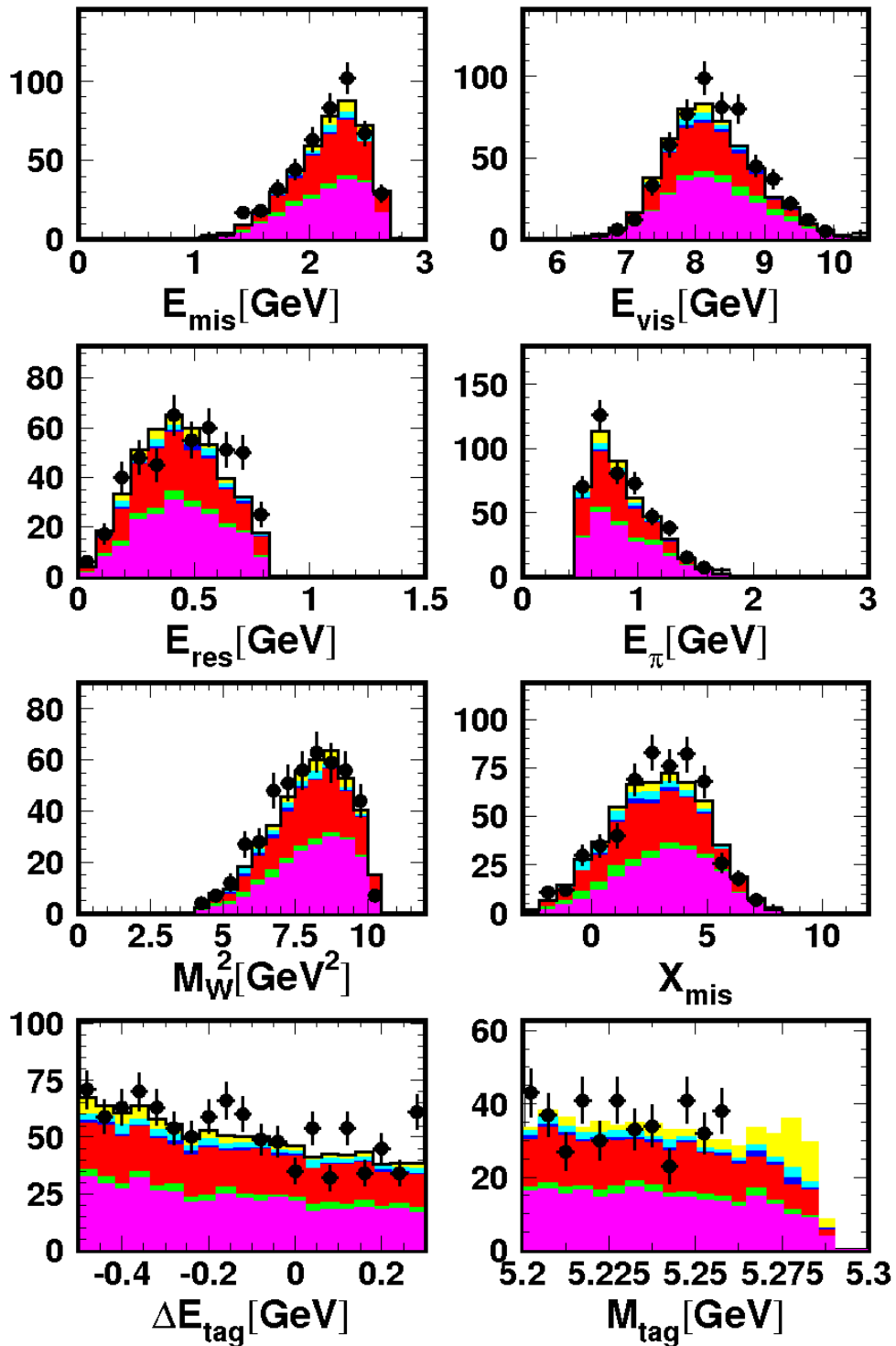
Rysunek B.5: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$, dla par $(D^*\mu)$ spełniających wymagania A1-A3, B1-B8, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



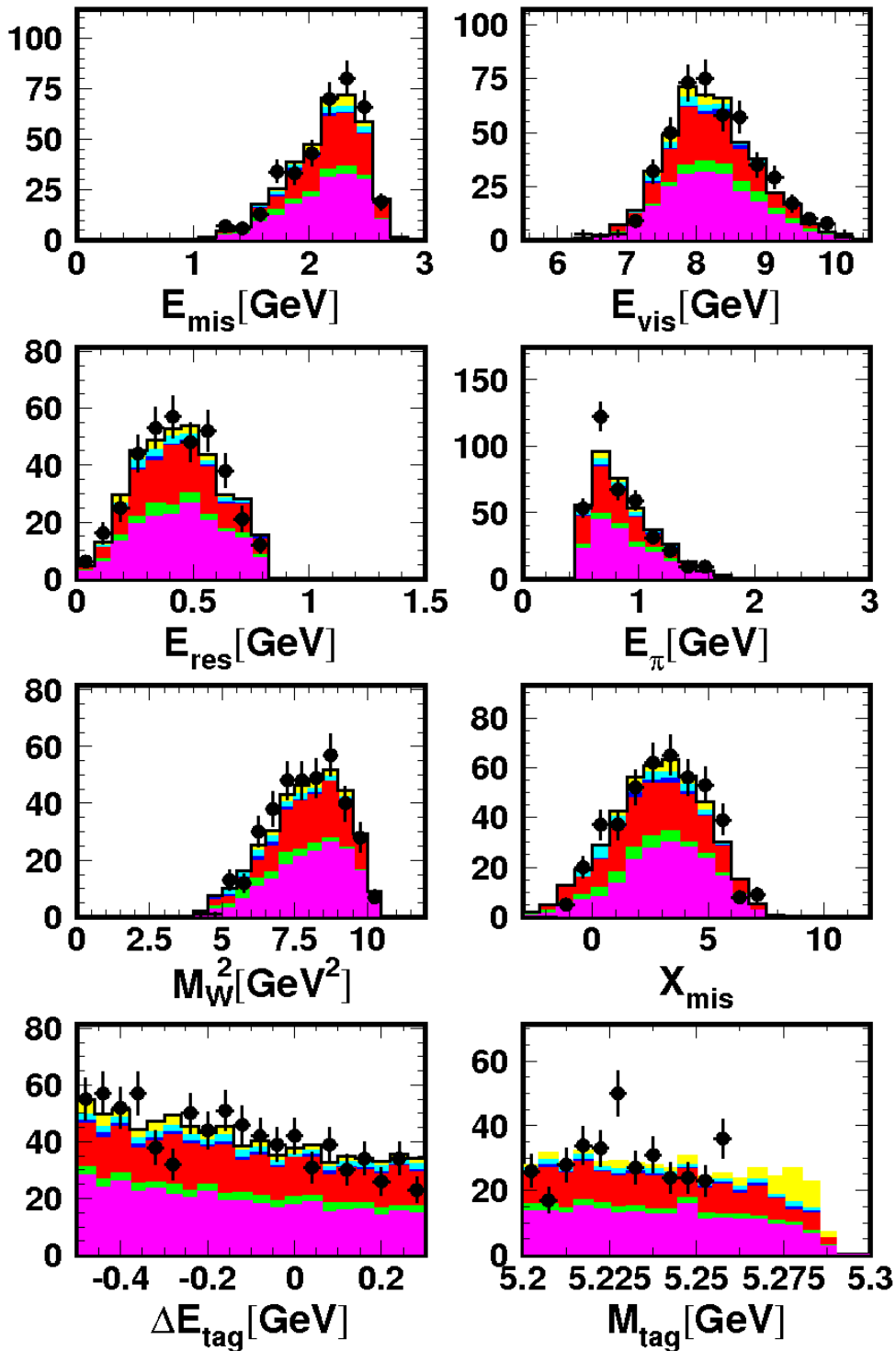
Rysunek B.6: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-0,33 < \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, dla par $(D^*\mu)$ spełniających wymagania A1-A3, B1-B8, C1. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - continuum uds , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - hadronowe rozpady B , ciemny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^{**}\ell^+\nu_\ell$, jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



Rysunek B.7: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$, dla par $(D^*\pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8, C2. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



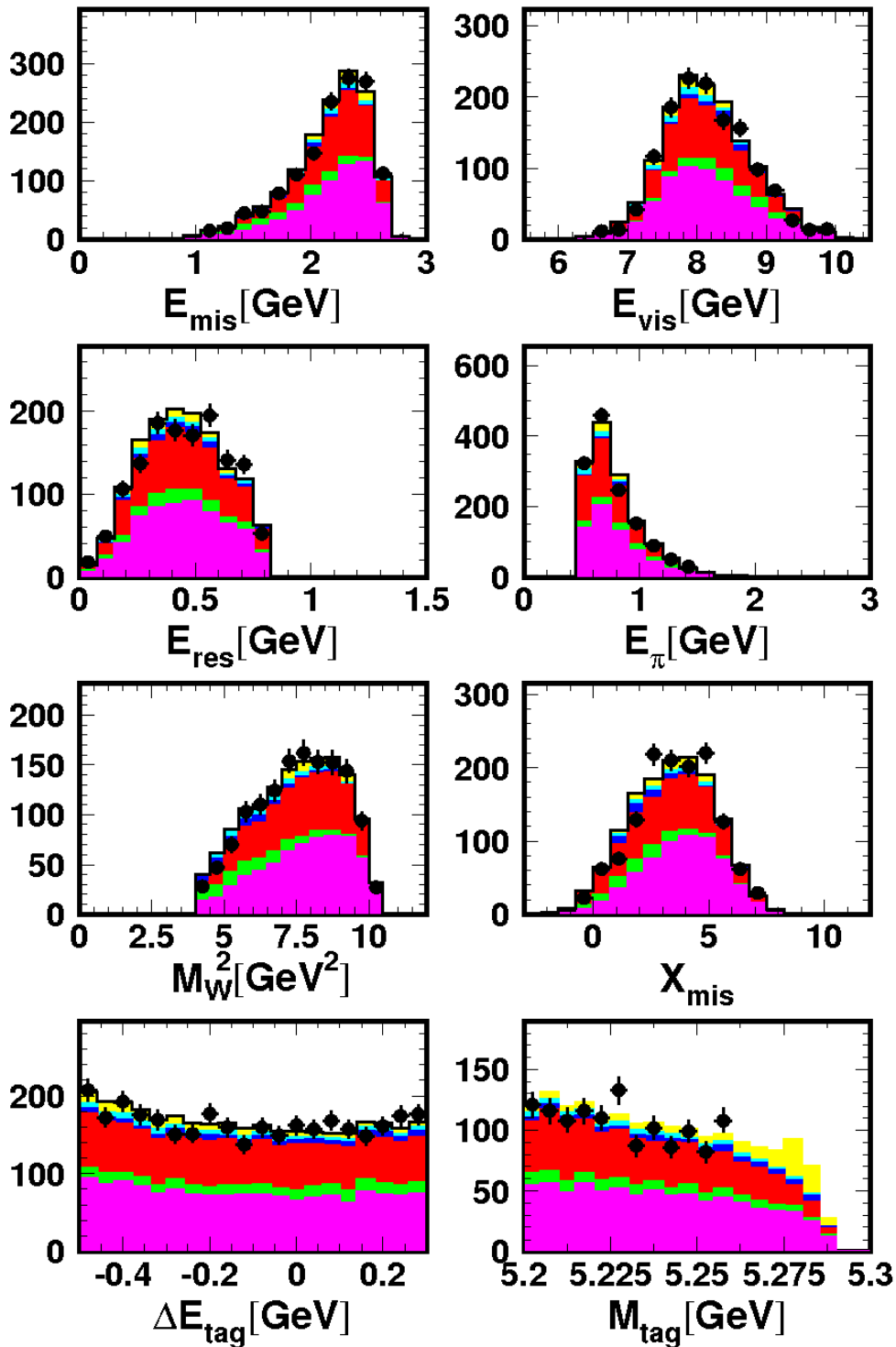
Rysunek B.8: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV i w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$, dla par $(D^*\pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8, C2. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywanych w MS.



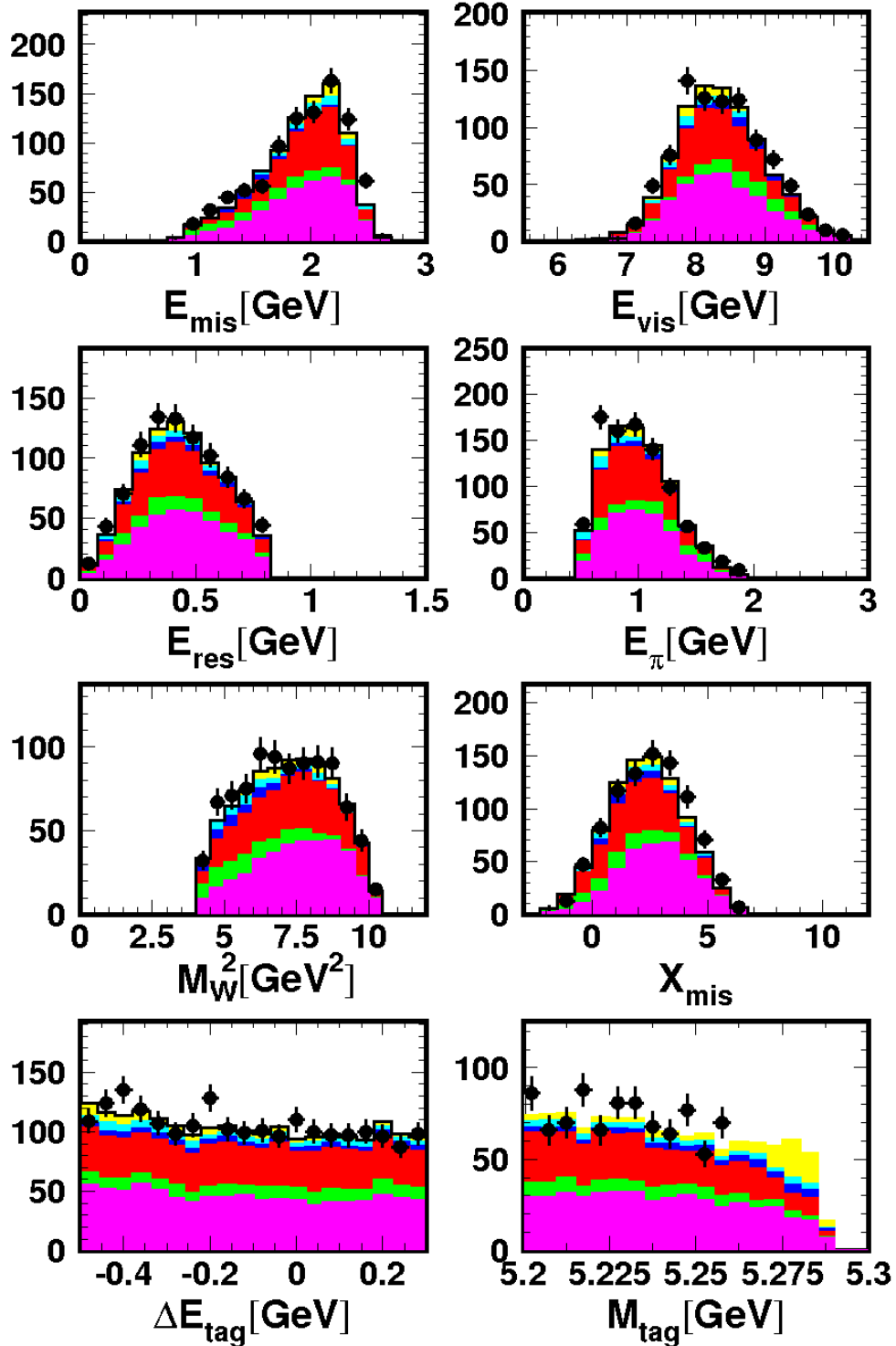
Rysunek B.9: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,265$ GeV i w przedziale $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$, dla par $(D^*\pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8, C2. Rozkłady X_{mis} , E_{vis} i ΔE_{tag} uzyskano bez nakładania ograniczeń na badaną zmienną. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$ (sygnał). Składowa sygnałowa została znormalizowana przy założeniu wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i $F_L^{D^*}$ przewidywane w MS.

B.2 Rozkłady kontrolne dla pomiaru polaryzacji τ

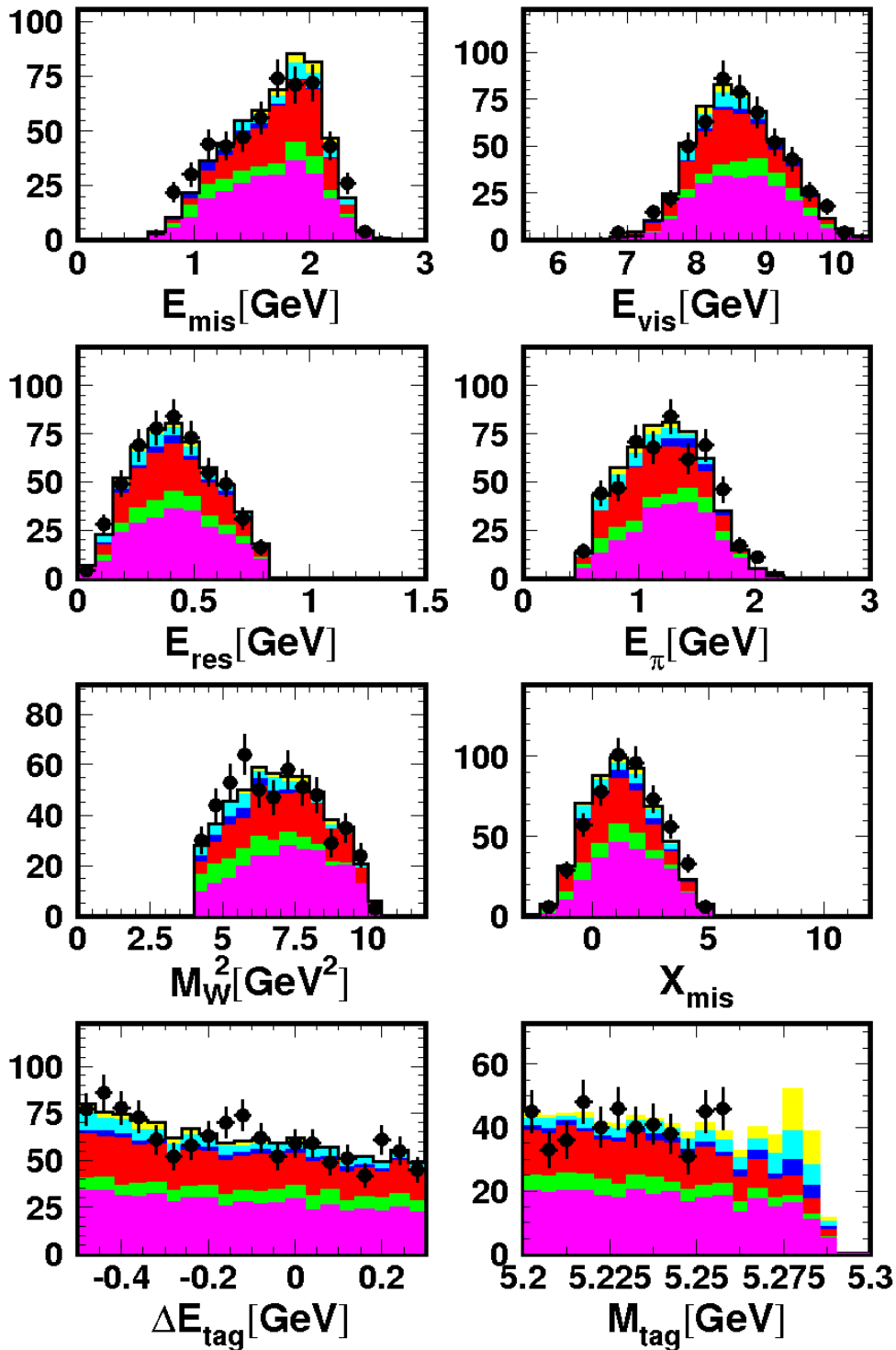
Przy pomiarze polaryzacji τ model tła sprawdzono oddzielnie w każdym z przedziałów $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$: $-1 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$, $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0$, $0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$. Rysunki B.10-B.12 pokazują rozkłady kontrolne dla zmiennych $E_{\text{mis}} \equiv E_{\text{beam}} - E_{D^*} - E_{d\tau}$, E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze pozasygnałowym $M_{\text{tag}} < 5,26$ GeV. Wybrane przypadki spełniają wymagania A1-A5, B1-B8 i $-0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05$ GeV. Dla uzyskania wyższej statystyki połączono próbki z różnymi rozpadami \bar{D}^0 .



Rysunek B.10: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,265$ GeV i w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$, dla par $(D^*\pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau$. Składowa sygnałowa została znormalizowana zakładając wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-}\tau^+\nu_\tau)$ i P_L^τ przewidywane w MS.



Rysunek B.11: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , E_{d_τ} , M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,265 \text{ GeV}$ i w przedziale $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,0$, dla par $(D^* \pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^* \ell^+ \nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} \tau^+ \nu_\tau$. Składowa sygnałowa została znormalizowana zakładając wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^{*-} \tau^+ \nu_\tau)$ i P_L^τ przewidywane w MS.



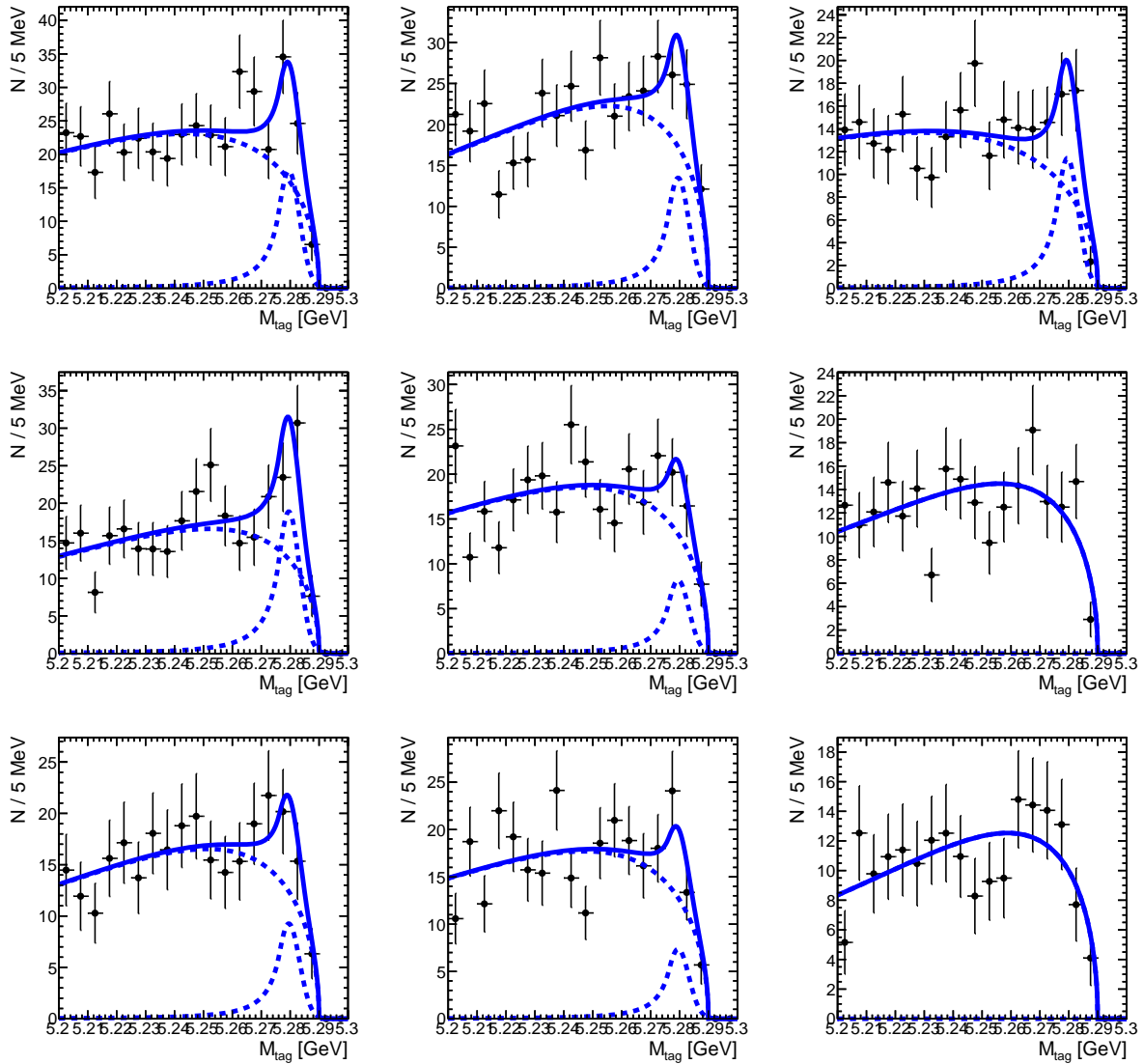
Rysunek B.12: Rozkłady zmiennych E_{mis} , E_{vis} , E_{res} , $E_{d\tau}$, M_W^2 , X_{mis} , ΔE_{tag} i M_{tag} w obszarze $M_{\text{tag}} < 5,265$ GeV i w przedziale $0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$, dla par $(D^*\pi)$ spełniających wymagania A1-A5, B1-B8. Czarne punkty reprezentują dane, a histogramy przedstawiają przeskalowane składowe MCG, zaznaczone następującymi kolorami (od dołu do góry): fioletowy - fałszywe \bar{D}^0 , zielony - continuum $c\bar{c}$, czerwony - błędnie zrekonstruowane rozpady B , ciemny niebieski - dwuciałowe hadronowe rozpady B , jasny niebieski - $B \rightarrow \bar{D}^*\ell^+\nu_\ell$, żółty - $B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$. Składowa sygnałowa została znormalizowana zakładając wartości $\mathcal{B}(B^0 \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau)$ i P_L^τ przewidywane w MS.

Dodatek C

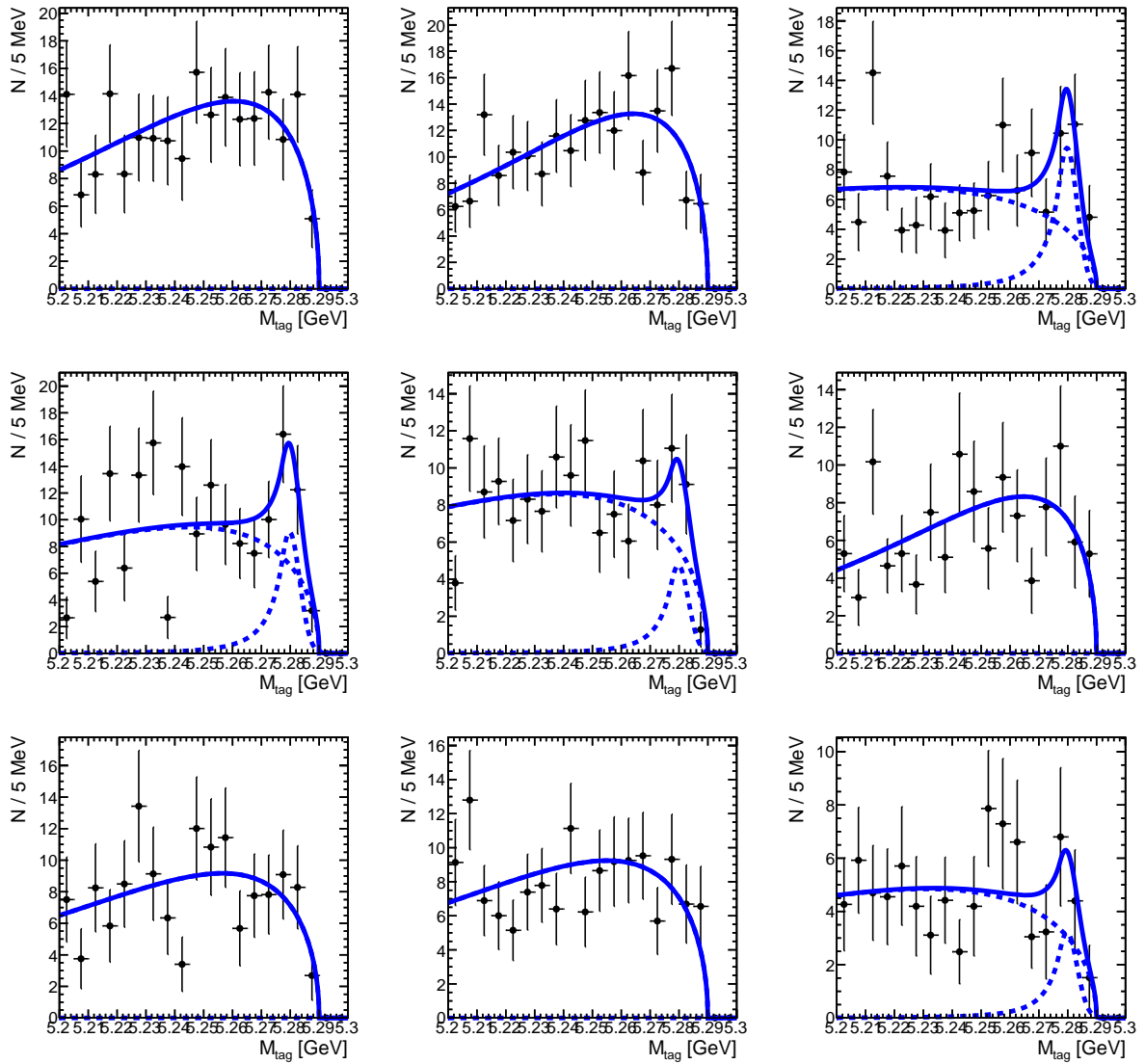
Funkcje rozkładu gęstości prawdopodobieństwa dla tła

Dodatek zawiera wykresy dopasowanych funkcji gęstości prawdopodobieństwa dla tła. Parametry składowych kombinatorycznych, opisanych funkcją Argus zestawiono w tabelach [V.3](#) i [VI.3](#). Parametry kształtu dla części niekombinatorycznej (funkcja Crystal Ball) podane są w tabelach [V.2](#) i [VI.2](#).

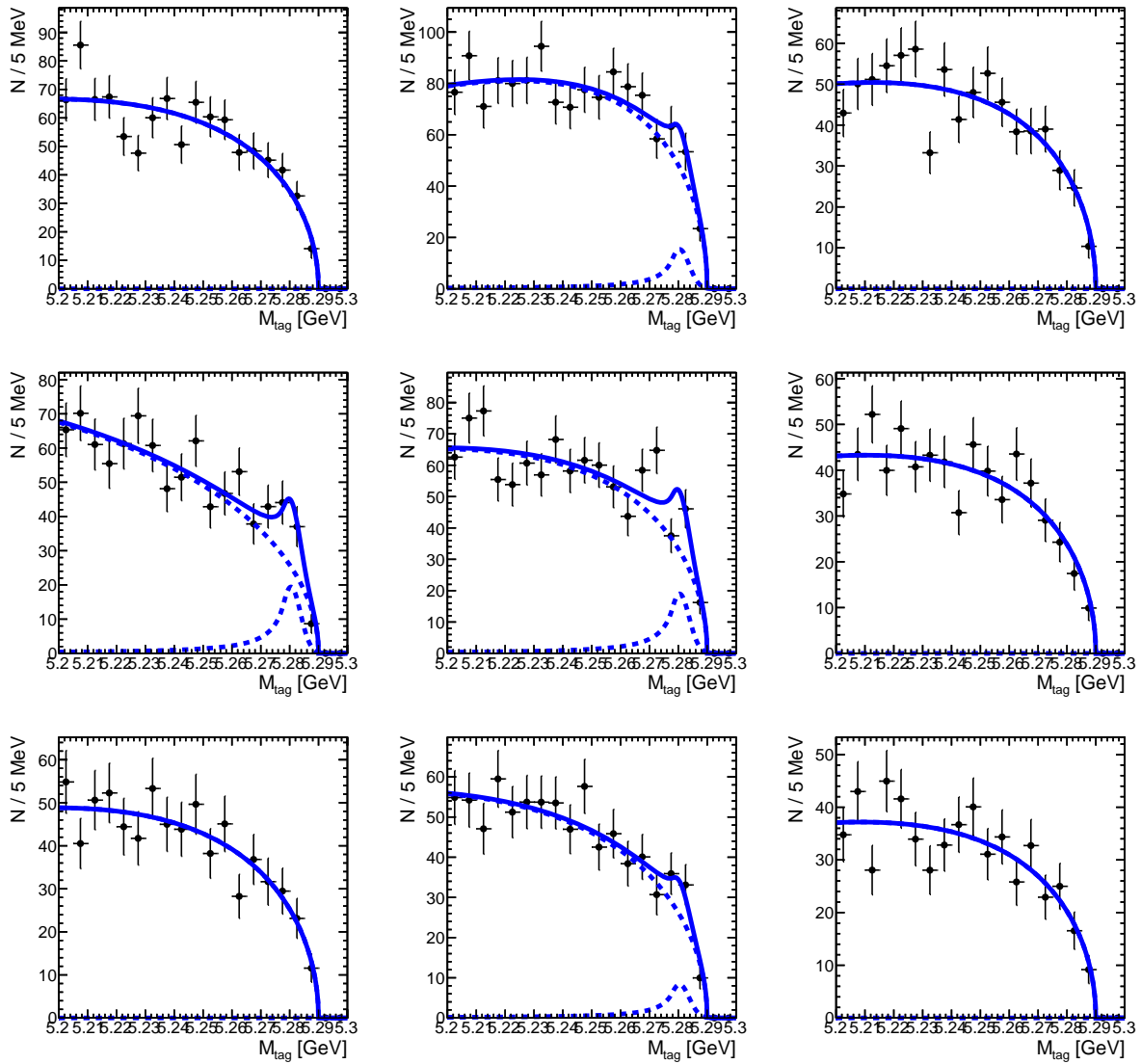
C.1 Funkcje PDF dla tła - pomiar polaryzacji D^*



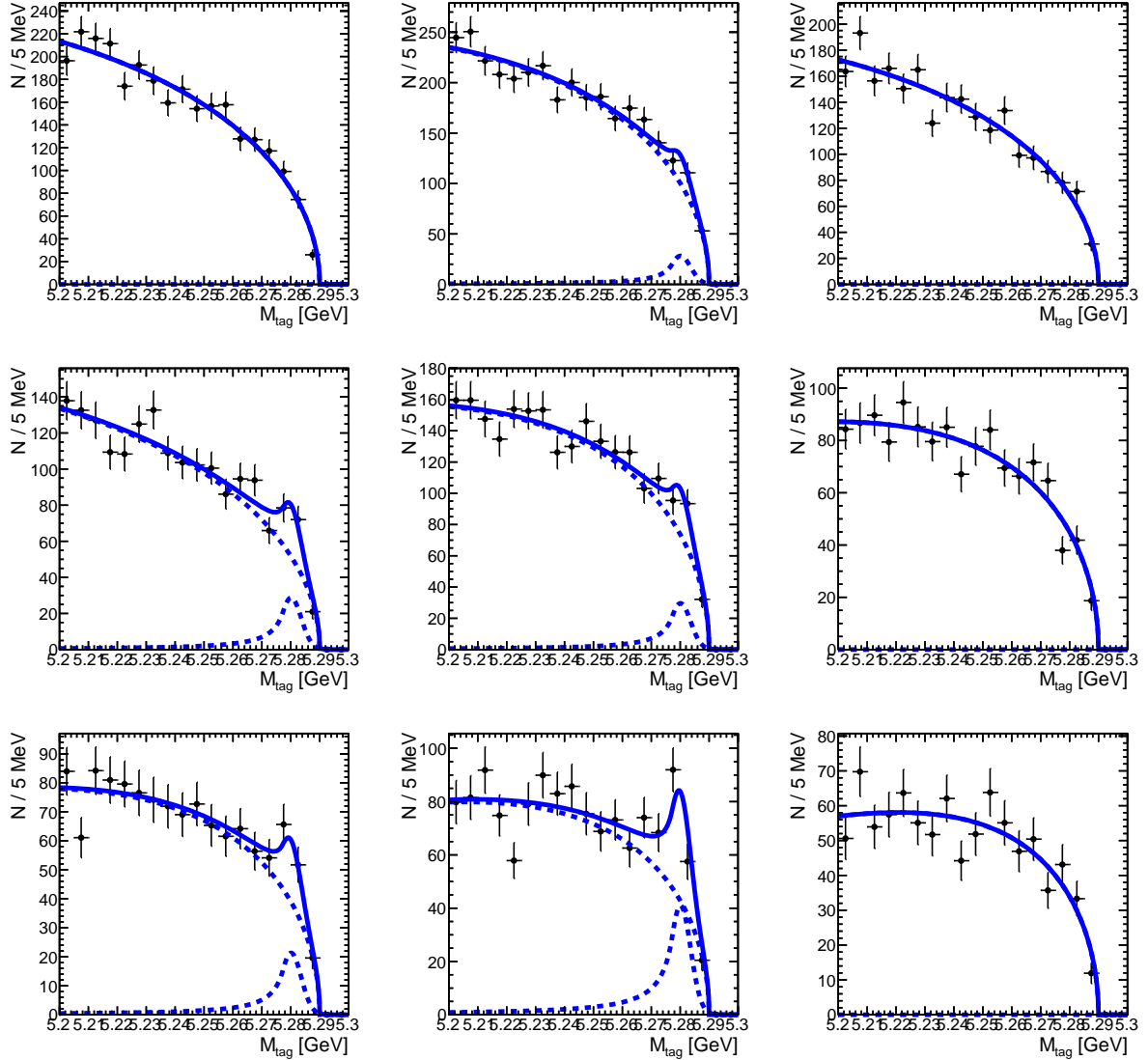
Rysunek C.1: Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ i rozpadów: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ (prawa kolumna), oraz w przedziałach: $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (górny rząd), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy rząd), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,67$ (dolny rząd).



Rysunek C.2: Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ i rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ (prawa kolumna), w przedziałach $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (górny rząd), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy rząd), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,67$ (dolny rząd).



Rysunek C.3: Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ i rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+ \pi^- \pi^- \pi^+$ (prawa kolumna), w przedziałach $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$ (górny rząd), $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$ (środkowy rząd), $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0,67$ (dolny rząd).

C.2 Funkcje PDF dla tła - pomiar polaryzacji τ 

Rysunek C.4: Dopasowane funkcje PDF do rozkładów M_{tag} dla tła w zakresie $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$ (górny wiersz), w zakresie $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,0$ (środkowy wiersz), w zakresie $0,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$ (dolny wiersz), dla rozpadów: $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ (lewa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ (środkowa kolumna), $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^-\pi^+$ (prawa kolumna).

Spis rysunków

I.1	Diagramy przejścia $\bar{b} \rightarrow \bar{c}\tau^+\nu_\tau$ z wymianą bozonu W , naładowanego bozonu Higgosa i z udziałem oddziaływań prawoskrętnych.	13
I.2	Przewidywania MS dla podłużnej polaryzacji D^* i τ w funkcji q^2	17
I.3	Wybrane charakterystyki rozpadów $B \rightarrow \bar{D}^*\tau^+\nu_\tau$ dla dwóch stanów skrzyżności τ	18
I.4	Przewidywania różnych rozszerzeń MS dla półtaonowych rozpadów B	19
II.1	Wyniki pomiarów stosunków $R(D)$ i $R(D^*)$	24
III.1	Schemat akceleratora KEKB.	26
III.2	Schemat detektora Belle.	27
III.3	Straty energii na jonizację w funkcji pędu w CDC.	29
III.4	Rozkład kąta produkcji B , $\cos \Theta_B$, dla $B^0 \rightarrow \ell^+\ell^-$	35
III.5	Interpretacja geometryczna zmiennej X_{mis} dla pary (D^*e) z rozpadu $\bar{B} \rightarrow D^*e\bar{\nu}_e$	36
III.6	Rozkład M_{bc} kandydatów na B_{tag} . Efekt zastosowania algorytmu klasycznego i opartego o sieci neuronowe.	37
III.7	Rozkład $\cos\theta_{B-D^{(*)}\ell}$ z analizy taonowych rozpadów B z półleptonowym znakowaniem B_{tag}	38
IV.1	Definicja kątów w rozpadzie $B \rightarrow \bar{D}^*\tau\nu_\tau$	42
IV.2	Interpretacja zmiennych M_W^2 i M_M^2 w rozpadach $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$	43
IV.3	Schemat wyznaczenia $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	44
IV.4	Rozkłady M_{tag} dla par (D^*e) , $(D^*\mu)$ i $(D^*\pi)$ rekonstruowanych w MCS	47
IV.5	Rozkłady rekonstruowanej masy D^0 i różnicy mas Δm dla par (D^*e) po zastosowaniu selekcji A.	48
IV.6	Rozkłady rekonstruowanej masy D^0 i różnicy mas Δm dla par (D^*d_τ) po zastosowaniu selekcji A i B.	49
IV.7	Rozkłady M_{tag} po wyborze najlepszego kandydata dla sygnału zrekonstruowanego jako pary $(D^*\pi)$	50
IV.8	Korelacje pomiędzy M_{tag} i M_M^2 dla sygnału i głównych składowych tła dla kandydatów na B_{sig} zrekonstruowanych jako pary (D^*e)	50
IV.9	Rozkłady X_{mis} i E_{vis} w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$; $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$ dla sygnału i tła.	51
IV.10	Korelacje pomiędzy zmiennymi: M_M^2 , X_{mis} , E_π , E_{vis} i $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ oraz $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$	52
IV.11	Rozbieżności pomiędzy danymi i MCG na przykładzie rozkładów masy \bar{D}^0 i pędów D^{*-} dla różnych rozpadów \bar{D}^0	53

IV.12	Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - PDG(\Delta m)$ ($\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$), p_{D^*} , p_π , $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, X_{mis} , M_{tag} dla próbki zawierającej pary ($D^*\pi$) z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych i MCG .	54
IV.13	Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - PDG(\Delta m)$, p_{D^*} , p_π , $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, X_{mis} , M_{tag} dla próbki zawierającej pary ($D^*\pi$) z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych i MCG .	55
IV.14	Rozkłady zmiennych R_2 , E_{vis} , $\Delta m - PDG(\Delta m)$, p_{D^*} , p_π , $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$, X_{mis} , oraz M_{tag} dla próbki zawierającej pary ($D^*\pi$) z rozpadem $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^+\pi^-\pi^-$ w obszarach pozasygnałowych rozkładu masy \bar{D}^0 dla danych i MCG .	56
IV.15	Płaszczyzna $M_{\text{tag}} - X_{\text{mis}}$ z zaznaczonymi głównymi źródłami tła.	57
IV.16	Rozkłady $\Delta m_{D^{**}} = m_{D^*\pi^0} - m_{D^*}$ i X_{mis} dla próbki kontrolnej ze zrekonstruowanymi trójkami ($D^*\pi^0e$) w danych i w MC .	58
V.1	Rozkład $\Delta \cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par ($D^*\pi$) z MCS .	60
V.2	Rozkłady pędu (przed detektorem) wolnych pionów z rozpadu $D^{*-} \rightarrow \bar{D}^0\pi_{\text{slow}}^-$ dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,5$ i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0,5$.	60
V.3	Rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ przed i po detektorze oraz zmiany wydajności w funkcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla różnych rozpadów τ i różnych rozpadów \bar{D}^0 .	61
V.4	Rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ (przed detektorem) w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ dla $M_W^2 < 6 \text{ GeV}^2$ i $M_W^2 > 9 \text{ GeV}^2$.	62
V.5	Względne wydajności w funkcji M_W^2 w rozpadach $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ dla $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$ i $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*) > 0$.	62
V.6	Zmiana wydajności dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$ w funkcji $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.	63
V.7	Zależność znaczącości Σ od cięć na zmienne X_{mis} i E_{vis} dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$.	64
V.8	Zależność znaczącości Σ od cięć na zmienne X_{mis} i E_{vis} dla przypadków rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$.	65
V.9	Zależność znaczącości Σ od cięć na zmienne X_{mis} i E_{vis} dla przypadków rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+\nu_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$.	65
V.10	Liczba przypadków tła w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla każdego łańcucha rozpadu.	66
V.11	Dopasowane funkcje CB do rozkładów M_{tag} dla rozpadów sygnałowych z przejściami: $\tau^+ \rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau$, $\tau^+ \rightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau$, $\tau^+ \rightarrow \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau$.	69
V.12	Wyniki pomiarów $F_L^{D^*}$ dla 10 strumieni MCG .	69
V.13	Rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału, statystycznej niepewności dopasowania, oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej, w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.	70
V.14	Rozkłady „mierzonych” wartości $(F_L^{D^*})_{\text{Toy}}$, odpowiadających im niepewności statystycznych oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej dla 5000 pseudoeksperymentów.	71
V.15	Test liniowości dla liczby przypadków sygnału w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.	72
V.16	Test liniowości dla $F_L^{D^*}$.	72
V.17	Zmierzony rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ wraz z dopasowaną zależnością.	73
V.18	Rozkład $p_{\pi_{\text{slow}}}$ dla par (D^*e) w danych i w MCG .	74
V.19	Rekonstruowane rozkłady pędów leptonów w próbce MCS w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$.	75

V.20	Rekonstruowane rozkłady pędów mezonów K w próbce MCS z rozpadów \bar{D}^0 w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$	75
V.21	Rekonstruowane rozkłady pędów mezonów π^0 w próbce MCS z rozpadów $\bar{D}^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$ w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$	76
VI.1	Rozkład $\Delta \cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla par $(D^*\pi)$ z MCS	80
VI.2	Rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\phi)$ w kanale kontrolnym $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}D_s^+(\rightarrow \phi\pi^+)$; $\phi \rightarrow K^+K^-$	81
VI.3	Rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla przypadków MC sygnałowego.	82
VI.4	Rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ (przed detektorem) dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ przy różnych warunkach selekcji.	82
VI.5	Rozkład zmiennej M_{tag} dla składowych tła w dwóch przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	83
VI.6	Skład par $(D^*\pi)$ zrekonstruowanych w MCS w rozkładach M_{tag} i $M_W^2 - M_M^2 - m_\tau^2$	83
VI.7	Rekonstruowany rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ w próbce MCS dla par $(D^*\pi)$. Generowany i obserwowany rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ z przesłuchami.	84
VI.8	Dopasowana funkcja CB do rozkładu M_{tag} dla rozpadów $B^0 \rightarrow D^{*-}\tau^+(\rightarrow \pi^+\bar{\nu}_\tau)\nu_\tau$ w MCS	86
VI.9	Zrekonstruowane rozkłady $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ w próbce MCS-b dla τ spolaryzowanych lewo- i prawoskrętnie.	87
VI.10	Rozkłady gęstości prawdopodobieństwa: $\mathcal{P}_i^L, \mathcal{P}_i^R$ w zakresie $-1 < \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$	87
VI.11	Wyniki pomiarów i wartości oczekiwanych P_L^T dla 10 strumieni MCG	88
VI.12	Test liniowości dla liczby przypadków sygnału w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	89
VI.13	Rozkłady dopasowanej liczby przypadków sygnału, niepewności statystycznej dopasowania, oraz znormalizowanego odchylenia od wartości oczekiwanej w przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$	89
VI.14	Rozkłady “mierzonych” wartości $(P_L^T)_{\text{Toy}}$ oraz odpowiadających im niepewności dla 5000 pseudoeksperymentów.	90
VI.15	Test liniowości dla P_L^T	91
VI.16	Rozkład $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla danych z dopasowaniem.	91
VI.17	Systematyczne niepewności pomiaru P_L^T dla różnych rozszerzeń MS	93
VII.1	Korelacje między $R(D^*)$ a polaryzacjami D^* i τ , dla różnych rozszerzeń MS z naniesionymi wynikami pomiarów.	96
A.1	Rozkłady zmiennej X_{mis} dla par (D^*e)	98
A.2	Rozkłady zmiennej M_{tag} dla par (D^*e)	99
A.3	Rozkłady zmiennej ΔE dla par (D^*e)	100
A.4	Rozkłady zmiennej M_W^2 dla par (D^*e)	101
A.5	Rozkłady energii elektronu dla par (D^*e)	102
A.6	Rozkłady zmiennej E_{mis} dla par (D^*e)	103
A.7	Rozkłady zmiennej E_{res} dla par (D^*e)	104
A.8	Rozkłady zmiennej R_2 dla par (D^*e)	105
A.9	Rozkłady zmiennej kontrolnej E_{vis} dla par (D^*e)	106
A.10	Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par (D^*e)	107
A.11	Rozkłady zmiennej kontrolnej M_M^2 dla par (D^*e)	108
A.12	Rozkłady zmiennej kontrolnej $\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$ dla par (D^*e)	109
A.13	Rozkłady zmiennej X_{mis} dla par $(D^*\pi)$	110

A.14	Rozkłady zmiennej M_{tag} dla par $(D^*\pi)$	111
A.15	Rozkłady zmiennej ΔE dla par $(D^*\pi)$	112
A.16	Rozkłady zmiennej M_W^2 dla par $(D^*\pi)$	113
A.17	Rozkłady zmiennej E_π dla par $(D^*\pi)$	114
A.18	Rozkłady zmiennej E_{D^*} dla par $(D^*\pi)$	115
A.19	Rozkłady zmiennej R_2 dla par $(D^*\pi)$	116
A.20	Rozkłady zmiennej $\Delta m = m_{D^{*-}} - m_{D^0}$ dla par $(D^*\pi)$	117
A.21	Rozkłady zmiennej kontrolnej E_{vis} dla par $(D^*\pi)$	118
A.22	Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ dla par $(D^*\pi)$	119
A.23	Rozkłady zmiennej kontrolnej $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla par $(D^*\pi)$	120
A.24	Rozkłady zmiennej kontrolnej M_M^2 dla par $(D^*\pi)$	121
B.1	Rozkłady kontrolne dla par (D^*e) spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$	124
B.2	Rozkłady kontrolne dla par (D^*e) spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$	125
B.3	Rozkłady kontrolne dla par (D^*e) spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$	126
B.4	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\mu)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$	127
B.5	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\mu)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$	128
B.6	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\mu)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,33 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$	129
B.7	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,67$	130
B.8	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < -0,33$	131
B.9	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,67 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(D^*) < 0$	132
B.10	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-1,0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < -0,5$	134
B.11	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $-0,5 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0$	135
B.12	Rozkłady kontrolne dla par $(D^*\pi)$ spełniających końcowe kryteria selekcji w przedziale $0 \leq \cos \theta_{\text{hel}}(\tau) < 0,5$	136
C.1	Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$ - pomiar polaryzacji D^*	138
C.2	Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \bar{\nu}_\tau$ - pomiar polaryzacji D^*	139
C.3	Dopasowane funkcje AR i CB do rozkładów M_{tag} dla tła w kanale $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \bar{\nu}_\tau$ - pomiar polaryzacji D^*	140
C.4	Dopasowane funkcje PDF do rozkładów M_{tag} dla tła - pomiar polaryzacji τ	141

Spis tabel

II.1	Pomiary rozgałęzień inkluzywnych przejść $\bar{b} \rightarrow X\tau^+\nu_\tau$	21
II.2	Zmierzone częstości rozpadów dla przejść $B \rightarrow \bar{D}^{(*)}\tau^+\nu_\tau$	23
III.1	Wydajność selekcji HadronB dla różnych procesów.	32
IV.1	Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce ($D^*\pi$) z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono używając próbki MCG , znormalizowanej do liczby przypadków w danych (dla idealnego MC współczynniki wynoszą 1).	53
IV.2	Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce (D^*e) z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono dla MCG znormalizowanego do liczby przypadków w danych.	58
IV.3	Współczynniki skalujące dla składowych tła w próbce ($D^*\mu$) z podziałem na kanały rozpadu \bar{D}^0 . Współczynniki wyliczono dla MCG znormalizowanego do liczby przypadków w danych.	58
V.1	Oczekiwana liczba przypadków sygnału (S) i tła (B) oraz znaczącość Σ w oknie: $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$ i trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(D^*)$ po spełnieniu wymagań: A1–A3(A5), B1–B8, C1(C2).	66
V.2	Dopasowane parametry funkcji CB	68
V.3	Dopasowane parametry funkcji AR	68
V.4	Systematyczne niepewności pomiaru $F_L^{D^*}$	77
VI.1	Oczekiwana liczba przypadków sygnału (S), tła (B) oraz znaczącość (Σ) w oknie sygnałowym: $M_{\text{tag}} > 5,26 \text{ GeV} \cap -0,3 < \Delta E_{\text{tag}} < 0,05 \text{ GeV}$ w trzech przedziałach $\cos \theta_{\text{hel}}(\tau)$ dla przypadków spełniających wymagania A1–A5, B1–B8.	85
VI.2	Parametry dopasowania funkcji CB	85
VI.3	Parametry dopasowania dla tła.	86
VI.4	Systematyczne niepewności pomiaru P_L^τ	93

Bibliografia

- [1] K. A. Olive *et al.*, [Particle Data Group]. *Review of Particle Physics*, Chinese Phys. C **38** 2014 (<http://pdg.lbl.gov>).
- [2] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi, *et al.*, [LHCb collaboration], arXiv:1506.08777v3 [hep-ex];
- [3] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi, *et al.*, [LHCb collaboration], arXiv:1403.8044 [hep-ex].
- [4] R. Aaij, B. Adeva, M. Adinolfi, *et al.*, [LHCb collaboration], arXiv:1406.6482 [hep-ex].
- [5] A. Matyja, M. Rózańska, *et al.*, [Belle collaboration], Phys. Rev. Lett. **99**, 191807, (2007).
- [6] A. Bożek, M. Rózańska, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 072005, (2010).
- [7] J. P. Lees *et al.* [BaBar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **109**, 101802, (2012), arXiv:1205.5442 [hep-ex].
- [8] R. Aaij *et al.* [LHCb Collaboration] Phys. Rev. Lett. **115**, 111803 Erratum: Phys. Rev. Lett. **115**, 159901 (2015).
- [9] M. Huschle, T. Kuhr, M. Heck, P. Goldenzweig, *et al.*, [Belle collaboration], Phys. Rev. D **92**, 072014 (2015).
- [10] J. Chay, H. Georgi i B. Grinstein, Phys. Lett. **B 247**, 399, (1990).
- [11] I. I. Y. Bigi, N. G. Uraltsev i A. I. Vainshtein, Phys. Lett. **B 293**, 430, (1992), [Erratum-ibid. **B 297**, 477, (1993)] arXiv:hep-ph/9207214.
- [12] I. I. Y. Bigi, M. A. Shifman, N. G. Uraltsev i A. I. Vainshtein, Phys. Rev. Lett. **71**, 496, (1993), arXiv:hep-ph/9304225.
- [13] M. Tanaka i R. Watanabe, Phys. Rev. D **87**, 034028, (2013), arXiv:1212.1878 [hep-ph].
- [14] M. Kobayashi, T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652, (1973).
- [15] U. Nierste, S. Trine i S. Westhoff, Phys. Rev. D **78**, 015006, (2008).
- [16] M. Tanaka, R. Watanabe, Phys. Rev. D **82**, 034027, (2010), arXiv:1005.4306 [hep-ph].

- [17] J. F. Kamenik i F. Mescia, Phys. Rev. D **78**, 014003, (2008).
- [18] B. Dassinger, R. Feger i T. Mannel, Phys. Rev. D **79**, 075015, (2009).
- [19] Y. Grossman, Nucl. Phys. B **426**, 355, (1994).
- [20] S. P. Martin, *A Supersymmetry Primer*, arXiv:hep-ph/9709356v6.
- [21] R. N. Mohapatra, J. C. Pati, Phys. Rev. D **11**, 566 (1975); Phys. Rev. D **11**, 2558 (1975); G. Senjanovic, R. N. Mohapatra, Phys. Rev. D **12**, 1502 (1975); G. Senjanovic, Nucl. Phys. **B 153**, 334 (1979); P. Langacker, S. U. Sankar, Phys. Rev. D **40**, 1569 (1989).
- [22] D.-W. Jung, K. Y. Lee, Phys. Rev. D **76**, 095016 (2007), arXiv:hep-ph/0701087v3.
- [23] Y. Sakaki, M. Tanaka, A. Tayduganov, R. Watanabe Phys. Rev. D **88**, 094012, (2013), arXiv:1309.0301v2 [hep-ph].
- [24] G-H. Wu, *Disentangling Non-Standard Model T-Violating Sources in Exclusive Semileptonic B Decays*, arXiv:hep-ph/9706532v1.
- [25] Y. Sakaki i H. Tanaka, Phys. Rev. D **87**, 054002 (2013), arXiv:1205.4908 [hep-ph].
- [26] S. Fajfer, J. F. Kamenik i I. Nisandzic, Phys. Rev. D **85**, 094025 (2012), arXiv:1203.2654 [hep-ph].
- [27] D. Scora, N. Isgur, Phys. Rev. D **52**, 7283 (1995).
- [28] A. Ryd, D. Lange *et al.*, *EvtGen, A Monte Carlo Generator for B-Physics*, EvtGen V00-11-06 (2004), <http://www.slac.stanford.edu/lange/EvtGen/>.
- [29] M. Duraisamy, A. Datta, JHEP09(2013)059
- [30] B. Grzadkowski, W. Hou, Phys. Lett. **B 283**, 427, (1992).
- [31] W. S. Hou, Phys. Rev. D **48**, 2342, (1993).
- [32] Ryoutaro Watanabe (Osaka University), *Tau polarization in $B \rightarrow D^{(*)}\tau\nu$ as a probe for new physics*, referat wygłoszony podczas KEK Flavor Factory Workshop (KEK-FF2012).
- [33] M. Freytsis, Z. Ligeti, J. T. Ruderman, Phys. Rev. D **92**, 054018 (2015), arXiv:1506.08896 [hep-ph].
- [34] M. Bauer, M. Neubert, arXiv:1511.01900 [hep-ph].
- [35] M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], Phys. Lett. B **332**, 201 (1994).
- [36] R. Barate *et al.* [Aleph Collaboration], Eur. Phys. J. C **19**, 213 (2001).
- [37] J.G. Körner, G.A. Schuler, Z. Phys. C **46**, 93 (1989).
- [38] M. Acciarri *et al.* [L3 Collaboration], Z. Phys. C **71**, 379 (1996).
- [39] G. Abbiendi *et al.* [Opal Collaboration], Phys. Lett. B **520**, 1 (2001).

- [40] P. Abreu *et al.* [Delphi Collaboration], Phys. Lett. B **496**, 43 (2000).
- [41] Z. Ligeti, F.J. Tackmann, Phys. Rev. D **90**, 034021 (2014).
- [42] B. Aubert, *et al.*, [Babar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **100**, 021801 (2008).
- [43] I. Adachi, *et al.*, [Belle Collaboration], NTLF Preprint 2009-03, hep-ex/0910.4301v1.
- [44] A. Bożek, *Poszukiwania efektów nowej fizyki w rozpadach mezonów B.*, rozprawa habilitacyjna, raport IFJ PAN, ISBN 978-83-934248-4-9, Kraków 2013.
- [45] J. A. Bailey *et al.*, Phys. Rev. Lett. **109**, 071802 (2012).
- [46] Ed. A.J. Bevan, B. Golob, Th. Mannel, S. Prell, B.D. Yabsley, *et al.*, *The Physics of the B Factories.*, Eur. Phys. J. C **74**, 3026 (2014).
- [47] F. Takasaki, *Status of KEKB accelerator and detector BELLE*, arXiv:hep-ex/9912004v1 (1999).
- [48] A. Abashian *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **491**, 69 (2002).
- [49] I. Adachi, T. Hibino, L. Hinz, R. Itoh, *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **534**, 53 (2004), arXiv:cs/0403015v2 (2004).
- [50] R. Brun *et al.*, CERN Report DD/EE/84-1 (1984).
- [51] T. Sjostrand, *High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4*, Comput. Phys. Commun. **82**, 74 (1994).
- [52] E. Barberio, Z. Wąs, Comput. Phys. Commun. **79**, 291 (1994).
- [53] A. K. Leibovich, Z. Ligeti, I. W. Stewart, M. B. Wise, Phys. Rev. D **57**, 308 (1998).
- [54] B. Casey, *HadronB*, Belle Note 390 (2001).
- [55] E. Nakano, Nucl. Instrum. Meth. A **494**, 402 (2002).
- [56] K. Hanagaki *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **485**, 490 (2002).
- [57] M. C. Chang *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **68**, 111101 (2003).
- [58] M. Feindt, U. Kerzel, Nucl. Instrum. Meth. A **559**, 190 (2006).
- [59] B. Aubert, *et al.*, [Babar Collaboration], Phys. Rev. Lett. **92**, 071802 (2004).
- [60] B. Aubert, *et al.*, [Babar Collaboration], Phys. Rev. D(RC) **77**, 011107 (2008).
- [61] K. Hara, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **82**, 071101 (2010).
- [62] B. Aubert, *et al.*, [Babar Collaboration], Phys. Rev. D **79**, 092002 (2009); Phys. Rev. D(RC) **81**, 051101 (2010).
- [63] B. Aubert, *et al.*, [Babar Collaboration], arXiv:0911.1988 [hep-ex].
- [64] Y. Yook, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **91**, 052016 (2015).

-
- [65] J.Stypuła, M. Róžańska, *et al.*, [Belle Collaboration], Phys. Rev. D **86**, 072007 (2012).
- [66] G.C.Fox, S.Wolfram, Phys. Rev. Lett. **41** (1978).
- [67] R. J. Barlow and C. Beeston, Comput. Phys. Commun. **77** , 219 (1993).
- [68] <http://root.cern.ch>
- [69] W.Verkerke, D.Kirkby: *RooFit Users Manual v2.91-33*.
- [70] F. James and M. Ross, Comp. Phys. Comm. **10**, 343 (1075).
- [71] T. Skwarnicki, Ph.D. Thesis, Institute of Nuclear Physics, Kraków 1986; DESY Internal Report, DESY F31-86-02 (1986).
- [72] H. Albrecht *et al.*, Phys. Lett. B **229**, 304 (1989).