

---

# AUTOREFERAT

---

Agnieszka Obłąkowska-Mucha

## Spis treści

I.	Dane osobowe .....	2
II.	Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego.....	2
III.	Omówienie celu naukowego głównego osiągnięcia .....	3
	Motywacja działalności naukowej.....	3
1.	Eksperyment LHCb .....	5
2.	Zniszczenia radiacyjne w półprzewodnikowych sensorach VELO LHCb .....	6
2.1	Monitorowanie zniszczeń radiacyjnych w sensorach VELO .....	8
2.2	Symulacja fluencji cząstek dla detektora wierzchołka LHCb .....	10
3.	Wybrane pomiary parametrów Modelu Standardowego .....	14
3.1	Potencjał rozpadów $B \rightarrow DX$ .....	16
3.2	Kąt $\gamma$ Trójkąta Unitarności .....	16
3.3	Analiza rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ w LHCb .....	17
3.3.1	Szacowanie stosunku rozgałęzień .....	17
3.3.2	Selekcja danych .....	19
3.3.3	Rozkłady masy niezmienniczej.....	20
3.3.4	Perspektywa obserwacji rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ w okresie RUN III.....	21
	Podsumowanie dorobku naukowego .....	22
	Literatura .....	22
IV.	Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-dydaktycznych .....	24
1.	Fizyka B .....	24
2.	Zniszczenia radiacyjne .....	25
3.	Dydaktyka i popularyzacja fizyki.....	25

## I. Dane osobowe

Imię i nazwisko: Agnieszka Obłąkowska-Mucha  
Email, telefon: amucha@agh.edu.pl, +48 12 617 29 88

Posiadane dyplomy: 2002  
Doktor nauk fizycznych  
Akademia Górniczo-Hutnicza im St. Staszica w Krakowie  
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

Tytuł pracy: Obserwacja rezonansu  $\eta_c(2980)$  poprzez rozpady cztero-  
cząstkowe w oddziaływaniach foton-foton w eksperymencie  
DELPHI

Promotor: Prof. dr hab. Bogdan Muryn

1995  
Magister inżynier fizyki technicznej  
Akademia Górniczo-Hutnicza im St. Staszica w Krakowie  
Wydział Fizyki i Techniki Jądrowej  
Tytuł pracy: Poszukiwanie rezonansu  $f_2(1525)$  w oddziały-  
waniach dwufotonowych w eksperymencie DELPHI

Miejsce zatrudnienia: Akademia Górniczo-Hutnicza im St. Staszica w Krakowie  
Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej  
Al. Mickiewicza 30  
30-059 Kraków

2002- Adiunkt

2001-2002 Asystent

## II. Wskazanie osiągnięcia naukowego stanowiącego podstawę postępowania habilitacyjnego

Jako osiągnięcie naukowe wynikające z art. 16 ust. 2 ustawy z dnia 14 marca 2003 r. o stopniach naukowych i tytule naukowym oraz o stopniach i tytule w zakresie sztuki (Dz. U. 2016 r. poz. 882 ze zm. w Dz. U. z 2016 r. poz. 1311.) wskazuję monografię:

Tytuł: Zniszczenia radiacyjne w detektorze wierzchołka spektrometru  
LHCb. Pierwsza obserwacja procesu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$

Autor: Agnieszka Obłąkowska-Mucha

Rok wydania 2018

Wydawca: Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej  
Akademia Górniczo-Hutnicza im. Stanisława Staszica  
Al. Mickiewicza 30, 30-059 Kraków  
Wydawnictwo JAK  
ISBN 978-83-64506-60-4

Recenzent wydawniczy: Dr hab. inż. Tomasz Szumlak, prof. AGH

### III. Omówienie celu naukowego głównego osiągnięcia

#### 1. Motywacja działalności naukowej

Od zarania dziejów ludzie starali się zrozumieć, z czego zbudowany jest otaczający nas świat i jakie reguły nimi rządzą. Wielki Zderzacz Hadronów (LHC) został zaprojektowany jako urządzenie, przy pomocy którego poszukujemy jednej, spójnej, poprawnej matematycznie, Teorii Wszystkiego. W LHC badane są zjawiska, jakie zaszły ułamki sekund po Wielkim Wybuchu.

Model Standardowy (MS) jest teorią wypracowaną w latach 60tych XX wieku, która bardzo dobrze opisuje wyniki doświadczalne zbierane przez kolejne dziesięciolecia. W erze eksperymentów na zderzaczach elektronowych MS został potwierdzony z dużą precyzją. Pierwszym zadaniem dla LHC była zatem weryfikacja tych pomiarów, tym razem w zderzeniach hadronów. Drugim – uzupełnienie wyników o odkrycie bozonu Higgsa, badania fizyki ciężkich kwarków ( $c$ ,  $b$  i  $t$ ) i leptonu  $\tau$ , łamanie parzystości CP, czy studia nad własnościami plazmy kwarkowo-gluonowej. Obserwacje brakujących elementów MS są niezbędne, aby dostrzec zjawiska, które do niego nie pasują, czyli potencjalne efekty tzw. Nowej Fizyki.

W LHC przyspieszane są protony i ciężkie jony. Gdy osiągną zamierzone parametry – wiązki są zderzane. W miejscach zderzeń zbudowane są detektory, w których rejestrowane są wyprodukowane cząstki. Zadaniem detektorów jest rejestracja wszystkich cząstek, zadaniem fizyków jest stworzenie z nich teorii. Energie zderzanych protonów są o rząd wielkości większe od energii dostępnej w przeszłości ( $\sqrt{s} = 7-13$  TeV), świetność – o ponad dwa rzędy wielkości ( $\mathcal{L} = 4 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ), czas pomiędzy przecięciami wiązek (25 ns) – 2-4 razy mniejszy. W typowych warunkach zderzeń protonów na LHC dochodzi średnio do 20 oddziaływań pomiędzy protonami i produkcji kilkuset cząstek, często w postaci pęków hadronowych. Rekonstrukcja śladów w takich warunkach jest trudna, a uzyskanie znaczącego sygnału poprzedzone jest detalicznym studiowaniem tła, zarówno pochodzącego od znanych procesów, jak i kombinatorycznego.

Jestem członkiem eksperymentu LHCb, jednego z czterech głównych projektów LHC. Program fizyczny LHCb obejmuje fizykę hadronów z kwarkami  $b$  i  $c$ : obserwacje łamanie parzystości kombinowanej CP, poszukiwanie rzadkich rozpadów mezonów  $B$  i fizyki poza Modelem Standardowym. Podczas ostatniej dekady miałam okazję pracować na wielu etapach eksperymentu: podczas konstrukcji detektora wykonywałam generację przypadków i symulację odpowiedzi detektora na jeden z rozpadów mezonów  $B$ , w miarę zbierania danych rzeczywistych wykonywałam ich analizę i szukałam optymalnych kryteriów selekcji [1]. Podczas trwania drugiego okresu zbierania danych odbyłam 3-miesięczny staż w CERNie pracując nad optymalizacją algorytmów do rekonstrukcji śladów dla trygera wysokiego poziomu [2].

Biorę udział w pracach związanych z monitorowaniem działania detektora wierzchołka VELO (VErtex LOcator). Jest to mikropaskowy detektor półprzewodnikowy, którego sensory położone są najbliżej osi wiązek protonów. Jego zadaniem jest rekonstrukcja wierzchołka pierwotnego i wierzchołków rozpadów cząstek długożyciowych. Sygnały z VELO są wykorzystywane w układzie wyzwalającym rejestrację przypadków (HLT). Poprawne działanie VELO jest kluczowe dla realizacji programu fizycznego LHCb. Każda znacząca zmiana efektywności działania detektora powinna być szybko zauważona i skorygowana poprzez odpowiednią modyfikację parametrów pracy. Wymaga to skutecznego monitoringu, poprzez stałą kontrolę jakości danych, a także poprzez specjalnie dedykowane pomiary.

Sensory VELO narażone są największe strumienie<sup>1</sup> przechodzących cząstek.

---

<sup>1</sup> Strumień cząstek jest to liczba cząstek w jednostce czasu  $\varphi = \frac{dN}{dt} [s^{-1}]$ , gęstość strumienia to stosunek liczby cząstek do powierzchni, na którą padają. Fluencja jest to liczba cząstek padających na powierzchnię prostopadłą do kierunku cząstek:  $\phi = \frac{dN}{da}$  wyrażana w  $[cm^{-2}]$ . Fluencja jest zatem scałkowanym po czasie strumieniem i podaje się ją zazwyczaj razem z określeniem, jakiego okresu zbierania danych dotyczy.

Pierwszymi oznakami starzenia detektorów półprzewodnikowych pod wpływem promieniowania są efekty związane ze zniszczeniem struktury krystalicznej krzemu widoczne w detektorach jako wzrost prądu upływu i konieczność zwiększenia napięcia potrzebnego do zubożenia sensora.

Uczestniczę w pracach grupy VELO związanych z monitoringiem i oceną zniszczeń radiacyjnych sensorów. W szczególności zajmuję się badaniem długoterminowej ewolucji wartości prądów upływu, ich zależności od temperatury i strumienia uderzających cząstek. Wykonałam nową symulację rozkładu fluencji cząstek w sensorach. Analiza ta pozwala na porównanie zmian zaobserwowanych w sensorach z modelami opartymi o wcześniejsze pomiary w laboratoriach. Moja symulacja użyta jest również do przewidywania zniszczeń w następnej fazie eksperymentu i będzie rozszerzana na inne poddetektory. Moje wyniki były dyskutowane i zaakceptowane przez grupę VELO, prezentowane na konferencjach i opublikowane [3].

Dzięki współpracy z grupą RD50<sup>2</sup>, której jestem również członkiem, moja znajomość zagadnień związanych ze zniszczeniami radiacyjnymi znacznie się pogłębiła, co owocowało czterema wystąpieniami konferencyjnymi w imieniu współpracy RD50. Dzięki wsparciu Narodowego Centrum Nauki w postaci grantu, którego jestem kierownikiem, utworzyłam na Wydziale Fizyki i Informatyki Stosowanej AGH w Krakowie grupę badawczą. Obecnie zajmujemy się głównie symulacjami fluencji i studiami nad ewolucją prądów upływu w VELO i planujemy rozszerzyć działalność na badania własności detektorów półprzewodnikowych dla projektu High Luminosity LHC (HL LHC).

Od początku mojej kariery naukowej jako fizyka, zainteresowana byłam fizyką ciężkich zapachów. W czasie studiów doktoranckich byłam członkiem eksperymentu DELPHI działającego przy zderzaczach elektron-pozyton (LEP) w CERNie. Dzięki krzemowemu detektorowi wierzchołka, detektor DEPLHI stał się prekursorem w badaniach nad mezonami  $B$  i wyznaczeniu parametrów macierzy CKM, rozwijanymi następnie w fabrykach<sup>3</sup>  $B$  i eksperymencie CDF [5].

Po uzyskaniu stopnia doktora przyłączyłam się do utworzonej w roku 1999 współpracy LHCb i zajęłam się wyznaczeniem efektywności detekcji jednego z rozpadów mezonu  $B$  i badaniem czułości tego procesu na wyznaczenie kąta  $\gamma$  trójkąta unitarności. Analizę danych rzeczywistych rozpocząłam w roku 2010, jak tylko były osiągalne.

Proces, który wybrałam to rozpad  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ . Równoległe do analizy zniszczeń radiacyjnych w sensorach VELO stałam się odpowiedzialna za przygotowanie kryteriów wstępnej selekcji, potem również selekcji końcowej dla tego procesu. Nie był on obserwowany wcześniej, a zatem najpierw wymagane było wyznaczenie jego prawdopodobieństwa (*Branching Ratio*,  $BR$ ). Z racji wysokiej masy, obserwacja mezonu  $B_s^0$  nie była możliwa w fabrykach  $B$ . Moja praca obejmowała wszystkie etapy analizy: od generowania próbek i symulacji przejścia przez detektor, poprzez kontrolę każdego etapu obróbki lub przetwarzania danych w eksperymencie, aż do uzyskania końcowego wyniku. Dzięki opracowanym kryteriom, udało mi zaobserwować kilkaset przypadków sygnałowych. Moja analiza została z czasem rozszerzona o proces  $B_s^0 \rightarrow D_s^{*\mp} K^{*\pm}$ , którego obserwacja jest teraz tematem rozprawy doktorskiej jednego ze studentów mojej grupy.

Rozpad  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  przebiega poprzez trzy słabe rozpady i ma w stanie końcowym sześć hadronów. W rozpadzie tym rekonstruowane są trzy wierzchołki wtórne. Obserwacja tego typu procesów w eksperymencie protonowym jest eksperymentalnym wyzwaniem.

Przekrój czynny na produkcję kwarków  $b$  w oddziaływaniach protonów przy energii  $\sqrt{s} = 13$  TeV wynosi ok.  $\sigma_{b\bar{b}} \approx 500 \mu b$ . W przypadku zderzeń elektronów w fabrykach  $B$  wartość ta jest mniejsza:  $\sigma_{b\bar{b}} \approx 1 nb$ . Wysoka energia protonów w LHC umożliwia produkcję wszystkich mezonów z kwarkiem  $b$ :  $B^0, B^+, B_s^0, B_c^+$ , czy ciężkich barionów. Jednakże przekrój czynny na nieelastyczne oddziaływania

<sup>2</sup> RD50 - Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders. Jest to organizacja utworzona pod patronatem CERNu w celu badania zniszczeń radiacyjnych w detektorach [4].

<sup>3</sup> *Fabrykami B* określa się eksperymenty Belle (1999-2010) i BaBar (1999-2008). Energia w układzie środka masy elektronów dostosowana była w tych eksperymentach do produkcji rezonansu  $\Upsilon(4S)$  o masie 9460 MeV, który prawie w 100%-ach rozpada się na parę mezonów  $B^0$  i  $\bar{B}^0$ .

protonów jest około  $\sigma_{in}(pp) \approx 100 \text{ mb}$ , czyli jest trzy rzędy wielkości większy od  $\sigma_{b\bar{b}}$ , co powoduje, że sygnały w eksperymencie LHCb występują na bardzo dużym tle pochodzącym z produkcji lekkich kwarków. Ponadto przy tak dużych energiach przypadki zawierają do kilkuset cząstek naładowanych, co ogranicza wydajność rekonstrukcji śladów. W zderzeniach elektronów przypadki mają zazwyczaj niskie krotności i bardzo dobrze znana jest dostępna energia. W celu obserwacji oscylacji neutralnych mezonów  $B$  potrzebna jest informacja, czy w oddziaływaniu protonów powstał kwark  $b$ , czy też  $\bar{b}$  (tzw. *znakowanie zapachu*). Wydajność procedury znakowania w LHCb jest na poziomie 5%, co sprawia, że do obserwacji asymetrii CP wymaga większej liczby przypadków sygnałowych niż w eksperymentach elektronowych.

Powyższe czynniki powodują, że obserwacja procesu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  w LHCb wymaga przede wszystkim dużej liczby zebranych danych i bardzo precyzyjnych pomiarów parametrów śladu, wierzchołków, możliwych głównie dzięki detektorowi wierzchołka VELO.

## 2. Eksperyment LHCb

Eksperyment LHCb jest jednym z czterech głównych eksperymentów działających na wielkim Zderzaczu Hadronów (LHC) w CERNie [6]. Jego program fizyczny obejmuje badania nad łamaniem parzystości kombinowanej CP, obserwacji rzadkich rozpadów mezonów pięknych i powabnych i poszukiwania efektów fizyki poza Modelem Standardowym. W odróżnieniu od detektorów ATLAS i CMS, które są wielozadaniowymi detektorami obejmującymi pełny kąt bryłowy, LHCb zbudowany został jako jednoramienny spektrometr, pokrywający obszar pseudospieszczości<sup>4</sup>  $2 < \eta < 5$ . Wybór takiej geometrii podyktowany jest głównemu zadaniu LHCb – obserwacji hadronów z kwarkiem  $b$ . Symulacje bowiem pokazały, że pary kwarków  $b\bar{b}$  w zderzeniach protonów są ze sobą silnie skorelowane przestrzennie i produkowane pod niewielkimi kątami polarnymi w stosunku do osi wiązki. Eksperyment LHCb pracuje przy obniżonej (w stosunku do eksperymentów ATLAS i CMS) o dwa rzędy wielkości świetlności, co umożliwia obniżenie okupancji<sup>5</sup> detektorów i lepszą wydajność rekonstrukcji śladów i wierzchołków.

Spektrometr LHCb składa się z układu detektorów śladowych, detektorów promieniowania Czerenkowa umożliwiających identyfikację cząstek, kalorymetrów mierzących energię i komór mionowych (Rys.1a).

Układ detektorów śladowych złożony jest z detektora wierzchołka (VELO), otaczającego obszar oddziaływania protonów, dwóch stacji krzemowych detektorów paskowych przed magnesem (TT) i trzech stacji detektorów gazowych za magnesem (T1-T3). Najbliżej osi wiązek znajdują się krzemowe sensory detektora wewnętrznego (IT). Względna niepewność wyznaczenia pędu w LHCb wynosi od 0.5% dla cząstek o niskich pędach, do 1.0% przy pędzie 200 GeV/c. Precyzja wyznaczenia czasu życia wynosi około 50 fs. Jest to najlepszy wynik spośród wszystkich eksperymentów na LHC, osiągnięty dzięki precyzyjnym pomiarom wierzchołków produkcji i rozpadu w VELO i bardzo dobrej rozdzielczości wyznaczenia parametru zderzenia (ok. 20  $\mu\text{m}$  dla cząstek o pędzie poprzecznym 1 GeV/c) [6].

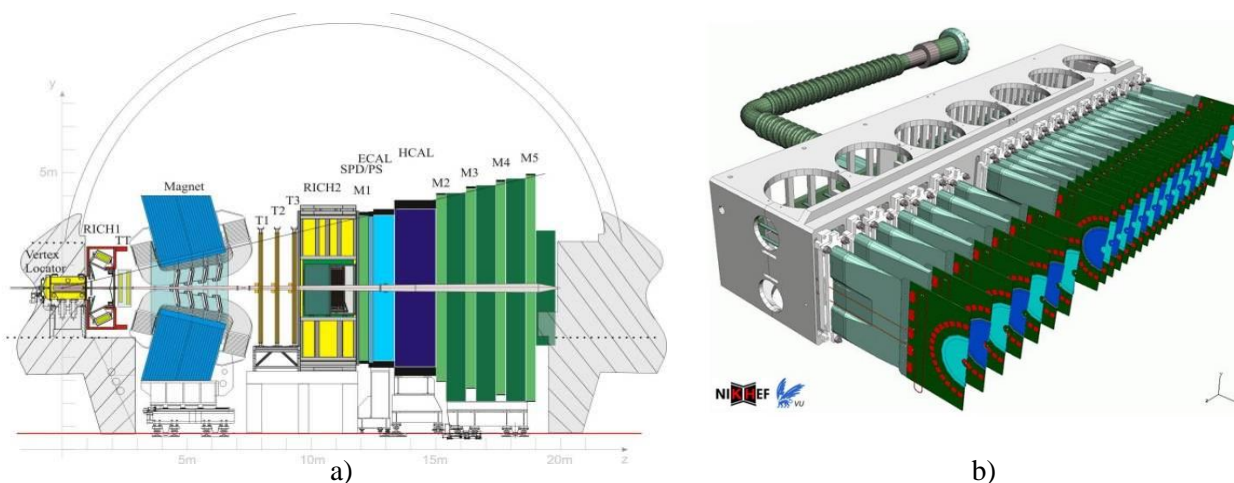
Identyfikacja naładowanych hadronów o pędach do 100 GeV/c jest możliwa dzięki rekonstrukcji kąta, pod którym emitowane jest promieniowanie Czerenkowa i odbywa się w detektorach RICH1 i RICH2, fotony i elektrony są rekonstruowane w kalorymetrze elektromagnetycznym (ECAL), hadrony w hadronowym (HCAL), a miony w komorach mionowych M1-M5.

W jednym przecięciu wiązek wysokoenergetycznych protonów produkowanych jest nawet kilkaset cząstek. Zaledwie promil wszystkich przypadków zawiera ciężkie kwarki. Dlatego też każdy eksperyment wyposażony jest w kilkustopniowy system selekcji (tryger). W LHCb pierwszy stopień trygera

<sup>4</sup> Pseudospieszczość (*pseudorapidity*) definiowana jest jako:  $\eta = -\ln\left(\text{tg}\frac{\theta}{2}\right)$ , a zatem określa ona jednocześnie kąt polarny  $\theta$  względem osi wiązek. Wysokie pseudospieszczości odpowiadają niskim kątom polarnym.

<sup>5</sup> Okupancja jest to stosunek kanałów detektora, w których zarejestrowany został sygnał, do wszystkich kanałów.

(L0), sprzętowy, wybiera przypadki o wysokim pędzie poprzecznym lub energii poprzecznej, wykorzystując informacje z kolorymetrów i komór mionowych. Przekięcia wiązki w LHCb następują z częstotliwością 40 MHz, a w wyniku działania L0 częstotliwość przypadków jest zredukowana do 1 MHz. Następny stopień trygera, tzw., tryger wysokiego poziomu HLT1, wykorzystuje algorytmy do częściowej rekonstrukcji przypadków oparte o sygnały z VELO i z komór mionowych. Szybkość zapisu przypadków po HLT1 obniżona jest do 70 kHz. W drugi stopniu HLT2 następuje selekcja na podstawie pełnej rekonstrukcji przypadku, a nawet powstają specjalne strumienie danych dedykowane konkretnym procesom. W okresie Run II, po HLT2 dane zapisywane były z częstotliwością 12 kHz.



Rys. 1. a) Schemat spektrometru LHCb. b) Schemat półowki detektora wierzchołka VELO LHCb [6].

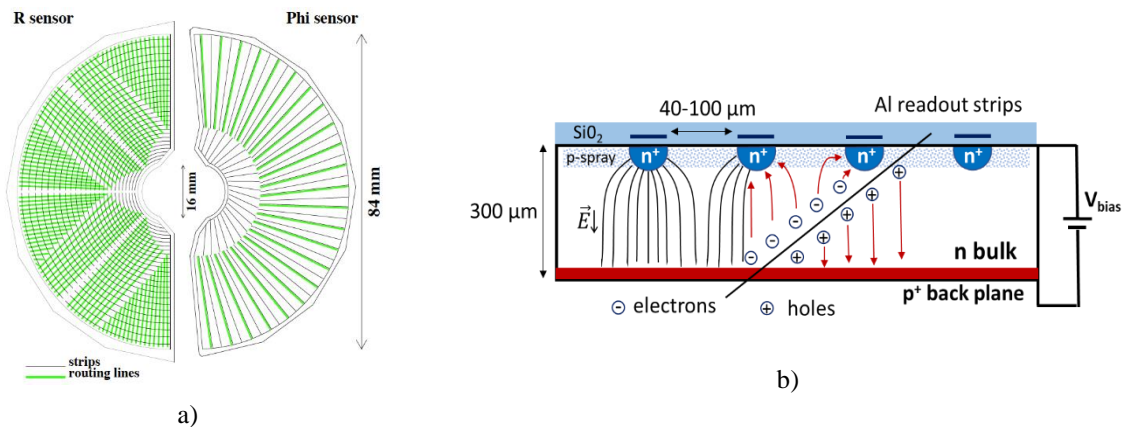
Sercem spektrometru LHCb jest detektor wierzchołka VELO. Pomiędzy jego sensorami zachodzi zderzenie protonów, w VELO rekonstruowane są wierzchołki produkcji i rozpadów ciężkich hadronów. VELO składa się z dwóch części rozsuwanych na czas wstrzykiwania wiązki protonów do akceleratora. W każdej części znajdują się 23 moduły ustawionych prostopadłe do osi wiązki (Rys.1b). Dwa moduły zawierają po jednym sensorze mierzącym współrzędną radialną, pozostałe 21 modułów ma po dwa sensory, jeden mierzy współrzędną radialną, drugi - kąt azymutalny  $\phi$  (Rys. 2a) [7].

### 3. Zniszczenia radiacyjne w półprzewodnikowych sensorach VELO LHCb

Sensory VELO są typu  $n^+$ -on- $n$ , co oznacza, że na krzemowej strukturze o domieszkowaniu typu  $n$  znajdują się silnie domieszkowane paski  $n^+$ , które pełnią rolę elektrod zbierających ładunki (Rys.2b). Z drugiej strony znajduje się nieposegmentowana warstwa o silnym domieszkowaniu typu  $p^+$ . Dwa sensory VELO mają strukturę typu  $n^+$ -on- $p$ .

Światłość dostarczana do LHCb jest rzędu  $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , protony są przyspieszane do energii w układzie środka masy  $\sqrt{s}$  od 7 do 13 TeV, całkowity przekrój czynny przy  $\sqrt{s}=8 \text{ TeV}$  wynosi  $(96.07 \pm 0.18 \pm 0.31) \text{ mb}$ . Oznacza to, że w każdej sekundzie działania eksperymentu zachodzi około  $96 \cdot 10^7$  oddziaływań proton-proton.

Krzemowe sensory detektora VELO umieszczone są zaledwie 8 mm od osi wiązki, jest to najbliższe położone urządzenie półprzewodnikowe ze wszystkich zamontowanych na LHC. Eksperyment LHCb zebrał dotychczas dane o wielkości odpowiadającej scałkowanej światłości  $9.18 \text{ fb}^{-1}$ , a fluencja cząstek przechodzących przez sensory VELO wynosiła prawie  $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}}/\text{cm}^2$  i, pomimo, że LHCb pracuje przy obniżonej światłości, była najwyższa na LHC.



Rys. 2. a) Rysunek sensorów mierzących współrzędną radialną i azymutalną (sensor R i  $\Phi$ ) [7]. Szarymi liniami zaznaczone są paski sygnałowe, zielonymi – linie transportujące sygnał do elektroniki detektora. b) Schemat sensora VELO typu n<sup>+</sup>-on-n wraz z mechanizmem powstawania i zbierania ładunku wytworzonego przez przelatującą cząstkę. Zaznaczone są linie pola elektrycznego [1].

Strumień cząstek przechodzący przez sensory półprzewodnikowe powoduje szereg niekorzystnych zmian. Przechodząca cząstka traci większość energii na skutek kulombowskich oddziaływań prowadzących najczęściej do jonizacji ośrodka. Powstałe pary elektron-dziura dryfują w polu elektrycznym sensora i indukują sygnał na elektrodach (paskach sygnałowych). Mechanizm ten umożliwia proces detekcji i, oprócz stworzenia pewnego szkodliwego pola elektrycznego w powierzchniowej warstwie sensora, nie powoduje trwałych zmian.

Jeżeli przechodząca przez sensor cząstka przekazuje energię do atomów sieci krystalicznej nie powodując jonizacji, może dojść do uszkodzenia sieci i powstania defektów w postaci np. dyslokacji, wakanów lub wtrąceń (atomów własnych, domieszek lub zanieczyszczeń). Każdy defekt wywołuje naprężenia sieci, zmieniając tym samym strukturę i układ pasm energetycznych. Defekty wprowadzają ponadto nowe poziomy w przerwie energetycznej, co ma bezpośredni wpływ na działanie sensora.

Szereg badań prowadzonych w latach 90-tych doprowadziło do powstania tzw. hipotezy NIEL (*Non-Ionising Energy Loss*) [4]. Mówi ona, że zmiany w materiale spowodowane przez niejonizacyjne straty skalują się liniowo z energią przekazaną w zderzeniach. Energia przekazana w zderzeniach z siecią zależy od masy padającej cząstki; największą porcję energii przekazują protony i neutrony, najmniej elektrony i fotony. Energia potrzebna do usunięcia atomu krzemu z sieci wynosi ok. 25 eV. Taką energię może w akcie pojedynczego zderzenia przekazać neutron o energii kinetycznej 185 eV lub elektron o energii 255 keV. Jeżeli przekazana energia będzie powyżej 5 keV, w strukturze krzemu powstaną duże aglomeracje defektów, zwane klastrami.

Wybicie atomu z jego pozycji w sieci oznacza powstanie atomu międzywęzłowego i pustego miejsca po nim, co nazywane jest produkcją *pary Frenkla*. Jeżeli energia przekazana do usuniętego atomu (tzw. *primary knock on atom, PKA*) jest wystarczająco duża, pierwotnie wybity atom może powodować dalsze wybicia atomów. Pary Frenkla mogą, w zależności od temperatury, przemieszczać się w strukturze lub rekombinować. Można przyjąć, że neutron o energii 1 MeV przekazuje do PKA energię 50 keV, co powoduje dalsze dyslokacje na odległości do 100 nm, czyli obejmuje wiele komórek elementarnych.

Zniszczenia w strukturze sensora zależą od przekazanej energii, ale ta z kolei zależy od masy, a zatem i rodzaju cząstki. Wpływ promieniowania na materię protonów, pionów, neutronów i elektronów standaryzuje się do zniszczenia wywołanego przez neutron o energii kinetycznej 1 MeV. W tym celu potrzebna jest znajomość przekrojów czynnych na możliwe oddziaływania i modeli opisujących prawdopodobieństwa generacji PKA, dla całego widma energii podających cząstek. Wyznaczona w ten sposób funkcja zniszczeń jest wagą skalującą strumień padających cząstek. Całkowita fluencja  $\phi_{eq}$  cząstek padających na powierzchnię jest sumą fluencji poszczególnych cząstek, przeważonych funkcją znisz-

czeń w odniesieniu do standardowego neutronu o energii 1 MeV. Postacie funkcji zniszczeń są wynikiem szerokich prac eksperymentalnych i teoretycznych i wprowadzają największą niepewność w ocenie wpływu promieniowania niejonizującego na detektory. Obecnie trwają dyskusje nad wartościami funkcji zniszczeń dla hadronów o energii powyżej 1 GeV (aktualnie przyjmuje ona stałą wartość wynoszącą 0.45) [4].

Defekty pochodzące z niejonizacyjnych start energii przechodzących mogą oddziaływać z atomami krzemu lub domieszek, istotny wpływ mają również atomy tlenu i węgla pozostałe z procesu produkcji sensora. Zmiany w strukturze krystalicznej pociągają za sobą zmiany w poziomach energetycznych. Aktywne defekty mogą powodować zmiany w efektywnym domieszkowaniu krzemu (defekty mogą być typu donorowego lub akceptorowego), mogą powstać domieszki innego typu niż w pierwotnej strukturze, może się również zmienić rozkład ładunku przestrzennego w sensorze. Nie należy również zapominać, że szybkość tych zmian silnie zależy od temperatury. Efektywnie, zmiany w strukturze krystalicznej wywołane strumieniem padających cząstek wywołują niekorzystne zmiany makroskopowe [9]:

- wzrost prądu upływu spowodowany przez defekty o energii w pobliżu środka przerwy energetycznej; takie stany są centrami generacyjno-rekombinacyjnymi, gdyż ułatwiają przejścia elektronów lub dziur z poziomu walencyjnego do przewodnictwa; wzrost prądu upływu jest proporcjonalny do fluencji cząstek i jest to pierwszy obserwowany efekt napromieniowania;
- zmiana ładunku przestrzennego prowadzi do zmian pola elektrycznego warstwy zubożonej, co pociąga za sobą konieczność zmiany napięcia potrzebnego do pełnego zubożenia sensora  $U_{dep}$ , które zależy od efektywnego domieszkowania. Dla struktur typu n,  $U_{dep}$  maleje w zakresie fluencji do  $10^{12} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ , a potem konieczne jest jego zwiększenie, dla struktur typu p  $U_{dep}$  rośnie razem ze zwiększającym się poziomem napromieniowania [3].
- nowe poziomy, które powstały w przerwie energetycznej, stają się pułapkami dla nośników ładunków. Tracona jest część sygnału i spada tym samym wydajność zbierania ładunku (*charge collection efficiency*). Problem ten jest szczególnie istotny przy dużych fluencjach – rzędu  $10^{16} \text{ n}_{eq}/\text{cm}^2$ .

Zmiany w strukturze krzemu następują również po zakończeniu napromieniowania. W zależności od temperatury, wakansy mogą rekombinować z atomami międzywęzłowymi, defekty mogą ze sobą reagować, tworząc nowe defekty, zarówno aktywne, jak i nieaktywne. Dlatego też obserwowana może być chwilowa poprawa w działaniu detektora, zwłaszcza po podniesieniu temperatury, gdy wzrasta szybkość reakcji. W następnym jednak etapie liczba finalnych, trwałych defektów, wzrasta. Mikroskopowe zmiany strukturalne i ich wpływ na ewolucję parametrów makroskopowych opisywane są w tzw. modelu Hamburgskim [9]. Model ten zawiera parametryzację zmian wywołanych przez strumień cząstek w zależności od fluencji i temperatury opartą o długotrwałe laboratoryjne badania wielu struktur.

## 1.1 Monitorowanie zniszczeń radiacyjnych w sensorach VELO

Prądy w sensorach VELO, jak i wiele innych parametrów, są zapisywane w bazie danych eksperymentu w sposób ciągły. Prądy upływu  $\Delta I$  rosną proporcjonalnie do fluencji, według zależności:

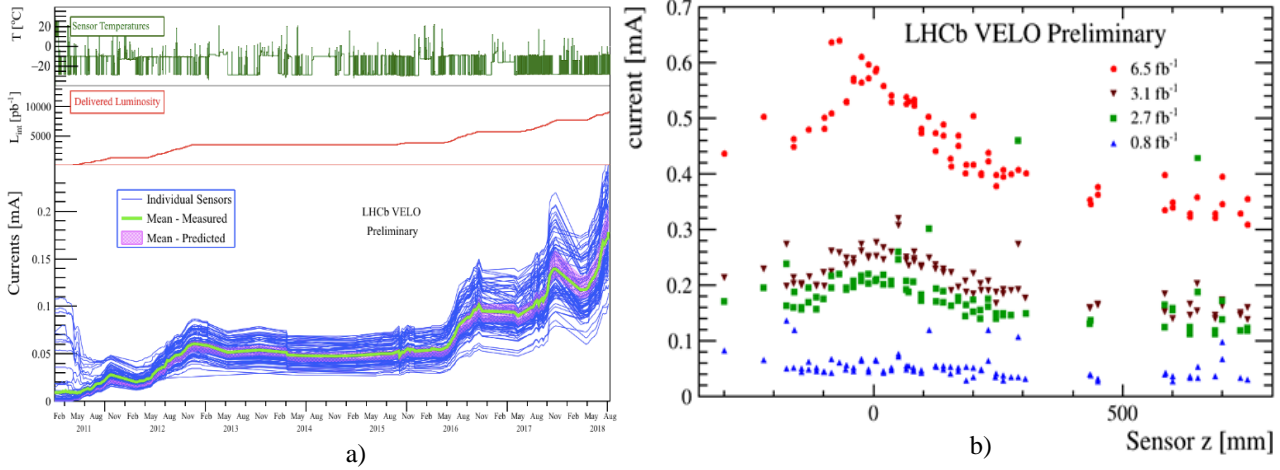
$$\Delta I = \alpha V_{ol} \phi_{eq}, \quad (2.1)$$

gdzie  $\alpha$  nazywana jest jako stała zniszczeń (*damage constant*),  $V_{ol}$  to objętość sensora, a  $\phi_{eq}$  jest to całkowita fluencja cząstek znormalizowana do fluencji neutronów o energii 1 MeV.

Na Rys.3a przedstawiona jest ewolucja prądów upływu sensorów VELO od początku eksperymentu do sierpnia 2018. Porównując tę zależność z szybkością dostarczania przypadków do eksperymentu (*luminosity*) widoczne jest, że prądy liniowo wzrastają w okresach zbierania danych i pozostają



stałe lub maleją w przerwach działania eksperymentu. Szybkość spadku zwiększa się, gdy sensory trzymane są w wyższej temperaturze. Obrazuje to, opisywaną w ramach modelu Hamburgskiego, zależność stałej  $\alpha$  od temperatury. W przypadku eksperymentów na LHC detektory krzemowe pracują w temperaturach poniżej  $0^\circ\text{C}$ , a model oparty został o dane uzyskane w pomiarach powyżej temperatury pokojowej. Dlatego też modelowe parametryzacje należy przeliczyć do aktualnej temperatury sensorów [1].



Rys. 3. a) Prądy upływu w sensorach VELO w funkcji czasu (dolny rysunek). W środkowej części pokazana jest zależność świetlności od czasu, na górze – temperatura sensorów. Widoczna jest linowa zależność prądów od świetlności i spadki prądów, gdy są przerwy w zbieraniu danych i gdy wzrosła ich temperatura [8]. b) Prądy upływu zmierzone podczas skanów IT. Każdy punkt odpowiada średniemu prądowi sensora przeskalowanemu do referencyjnej temperatury  $T_R = 0^\circ\text{C}$ . Czerwonymi kropkami zaznaczony jest pomiar w okresie Run II, po świetlności  $6.5 \text{ fb}^{-1}$ , pozostałe pomiary wykonano podczas pierwszego okresu zbierania danych. Dwa pierwsze sensory są typu  $n^+$ -on-p i wyraźnie charakteryzują się wyższymi prądami upływu od sensorów typu  $n^+$ -on-n [1].

Widoczny na Rys.3a rozrzut w wartościach prądów jest wynikiem procesu produkcji, a różne tempo wzrostu spowodowane jest różnicami w wielkości fluencji w zależności od położenia sensora.

Szczegółowa analiza prądów upływu zrobiona została na podstawie danych zebranych w specjalnie dedykowanych pomiarach charakterystyk prądowo-temperaturowych sensorów (skanów IT). Takie testy wykonane były kilkakrotnie podczas całego okresu działania eksperymentu, w przerwach pomiędzy zbieraniem danych.

Prądy upływu  $I$  dla każdego sensora zostały przeliczone do temperatury  $T_R = 0^\circ\text{C}$ , wg zależności:

$$\frac{I(T_R)}{I(T)} = \left(\frac{T_R}{T}\right)^2 \exp\left[-\frac{E_g}{2k}\left(\frac{1}{T_R} - \frac{1}{T}\right)\right] \quad (2.2)$$

gdzie  $E_g = (1.24 \pm 0.06) \text{ eV}$  [9], a  $k$  to stała Boltzmanna. Na Rys.3b pokazane są prądy dla wszystkich sensorów dla czterech pomiarów charakterystyk IT przeliczonych do referencyjnej temperatury  $0^\circ\text{C}$ .

Wzrost prądów jest wyraźny i wynosi ok.  $100 \mu\text{A} / \text{fb}^{-1}$ . Na rysunku 3b widać ponadto wyraźnie, że sensory położone najbliżej punktu zderzenia ( $z = 0$ ) mają najwyższe prądy, co oznacza, że były pod wpływem najwyższych fluencji. Różnice prądów upływu w najbardziej i najmniej napromieniowanych sensorach wynoszą około 40%.

Na podstawie wyników doświadczalnych zebranych podczas pomiarów IT można wyznaczyć stałą zniszczeń  $\alpha$ , zgodnie z zależnością (2.1). Ponieważ do analizy będą brane pod uwagę prądy w funkcji fluencji, a nie pełna ewolucja prądów zgodnie z modelem Hamburgskim, otrzymaną wartość uważać należy za *efektywną stałą zniszczeń*.

Na podstawie zależności objętościowego prądu upływu ( $\Delta I / V_{ol}$ ) od świetlności wyznaczono szybkość wzrostu prądu upływu dla sensorów VELO w omawianym okresie zbierania danych:  $\alpha_{eff}(\mathcal{L}) = (1.17 \pm 0.05) \cdot 10^{-4} \text{ A} / \text{fb}^{-1} \text{ cm}$  (niepewność jest tylko statystyczna). Wykorzystując symulację fluencji cząstek przechodzących przez sensory [1], wyznaczyć można zależność wzrostu prądu upływu od fluencji oraz efektywną stałą zniszczeń. Biorąc pod uwagę, że symulowana fluencja zawiera 30%-ową

niepewność związaną z funkcją zniszczeń wynosi ona:  $\alpha_{eff} = (1.27 \pm 0.4) \cdot 10^{-18}$  A/cm. Jest to pierwsze szacowanie stałej zniszczeń wykonane dla napromieniowanych półprzewodnikowych sensorów na LHC w okresie zbierania danych Run II. Obecnie analizowane są ostatnie dane z okresu Run II i wykonywana nowa symulacja fluencji, z nowymi modelami fizycznymi. Wyniki będą porównywane z rezultatami otrzymanymi przez pozostałe eksperymenty na LHC.

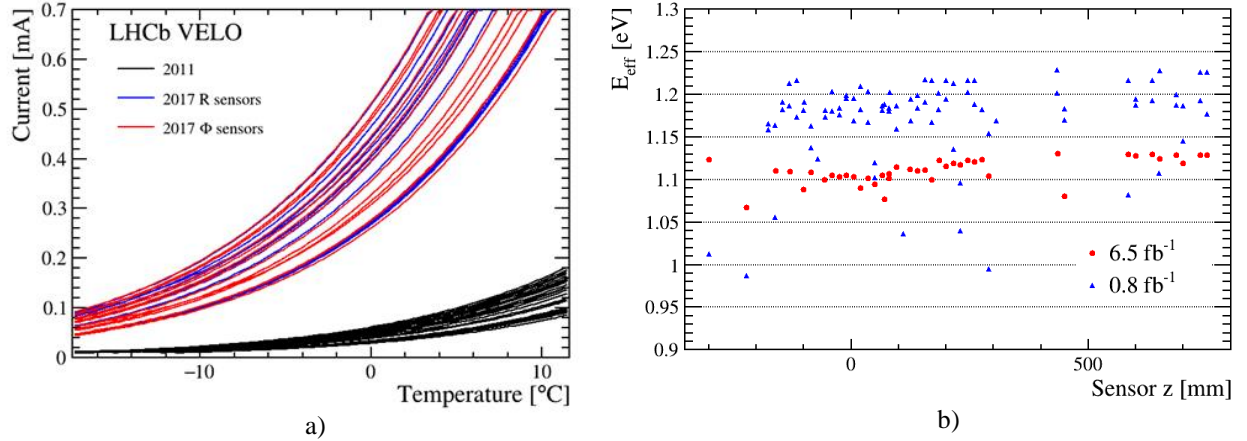
Prąd upływu w półprzewodnikach silnie zależy od temperatury  $T$  i może być wyrażony zależnością:

$$I(T) \propto T^2 \exp\left(-\frac{E_{eff}}{2k} T\right), \quad (2.3)$$

$E_{eff}$  jest to efektywny parametr reprezentujący poziomy energetyczne stworzone przez defekty. Ponieważ największy wpływ na prądy upływu mają głębokie poziomy energetyczne,  $E_{eff}$  jest bliskie przeważnie energetycznej:  $E_{eff} \approx E_g$ . Przyjmuje się, że dla przed napromieniowaniem niezależna od temperatury wartość wynosi:  $E_{eff} = (1.214 \pm 0.0014)$  eV [11].

Podczas skanów IT prąd i temperatura rejestrowane są w funkcji czasu przez dwa niezależne systemy. Do analizy napisany został dedykowany program, który automatycznie łączy oba zbiory danych, uciąga zależności i usuwa pomiary, które były wynikiem problemów technicznych [1].

Wyniki z pomiarów charakterystyk prądowo-napięciowych zebranych w pierwszym okresie zbierania danych Run I i w drugim Run II zamieszczone są na Rys. 4a. Przedstawione funkcje są wynikiem dopasowania zależności (2.2) do zebranych danych. Efektywna stała  $E_{eff}$  jest dopasowana do punktów doświadczalnych wg zależności (2.2). Rozkład  $E_{eff}$  w funkcji położenia sensora względem punktu interakcji dla jednego z pierwszych skanów IT i pomiarów w okresie Run II ( $6.5 \text{ fb}^{-1}$ ) jest pokazany na Rys. 4b. Widoczne jest zmniejszenie efektywnej przerwy energetycznej dla najbardziej napromieniowanych sensorów. Efekt ten obserwowany został również w badaniach laboratoryjnych [9], ale dla krzemowych sensorów na promieniowanych w LHC obserwowany jest po raz pierwszy [1]. Aktualnie, po zakończeniu drugiego okresu zbierania danych LHC, wszystkie eksperymenty dokonują porównań wyników wzrostu prądów upływu, symulacji fluencji i innych wielkości związanych ze zniszczeniami radiacyjnymi. Jest to związane z planowanymi modernizacjami eksperymentów na okres HL LHC [4].



Rys. 4. a) Charakterystyki prądowo-temperaturowe sensorów VELO zebrane w okresie Run I (czarne linie) i Run II (niebieskie i czerwone linie) [1]. b) Zależność efektywnej przerwy energetycznej od położenia sensora dla dwóch pomiarów prądów upływu – dla  $0.8 \text{ fb}^{-1}$  (Run I) i  $6.5 \text{ fb}^{-1}$  (Run II) [1].

## 1.2 Symulacja fluencji cząstek dla detektora wierzchołka LHCb

Analizę zmian w działaniu sensorów VELO można parametryzować w funkcji fluencji. Chociaż akcelerator, detektory i ich otoczenie wyposażone są w szereg urządzeń do monitorowania poziomu promieniowania (głównie dawki promieniowania jonizującego), to dokładny pomiar fluencji cząstek, zwłaszcza w bezpośrednim sąsiedztwie wiązek, wewnątrz detektorów, nie jest możliwy. W celu związania

obserwowanych zmian w działaniu detektorów ze zniszczeniami strukturalnymi wywołanymi przez niejonizacyjne straty energii wykonuje się symulację fluencji cząstek przechodzących przed detektory.

W eksperymentach na LHC symulacja fluencji przeprowadzana jest obecnie dwoma ścieżkami. W pierwszej z nich używany jest generator przypadków Pythia8, a symulacja przejścia cząstek przez detektor przeprowadzana jest przy użyciu pakietu GEANT4, czyli wykorzystywane są te same narzędzia, co używane do analiz fizycznych. W drugim podejściu do szczegółowej analizy wpływu promieniowania na detektor stworzone zostały specjalnie dedykowane narzędzia oparte o program FLUKA. Pierwsza metoda stosowana jest w eksperymencie ATLAS, druga – rozwijana jest przez CMS [4]. Jak można się domyślić, wyniki nie we wszystkich obszarach są ze sobą zgodne. W eksperymencie LHCb w czasach projektu pierwszej wersji detektora stworzony został geometryczny model spektrometru i pierwsze szacowania fluencji. Obecne wyniki symulacji fluencji oparte są o fragmentaryczne symulacje Pythia8/Geant4 dla okresu Run I [8]. Sensory VELO są najbliższym położonym względem miejsca interakcji detektorem i obejmują najniższe kąty polarne ( $\theta \sim 1^\circ - 15^\circ$ ). Spodziewane są najwyższe fluencje, których rozkład jest niejednorodny i niezwykle czuły na modele użyte do symulacji. Motywacją zatem do wykonania prezentowanej analizy jest konieczność wyznaczenia fluencji w sensorach VELO dla aktualnej geometrii, dla okresu Run I i Run II. Wyniki są porównywane z poprzednimi symulacjami oraz dyskutowane na forum pomiędzy eksperymentami.

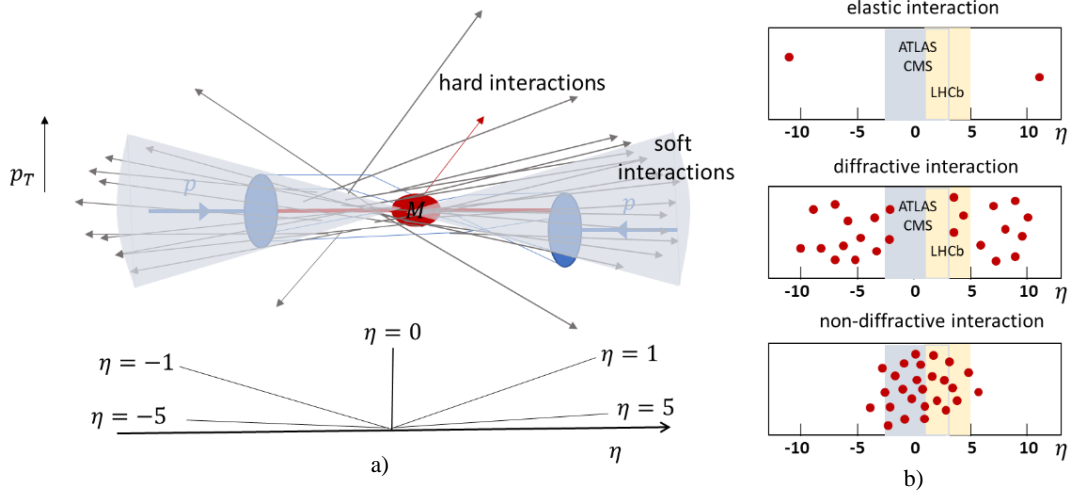
W tym celu użyty został program FLUKA [12], który jest zintegrowanym środowiskiem do symulacji przejścia i oddziaływań cząstek z materią, również w polu magnetycznym. FLUKA ma wbudowany generator zderzeń cząstek (protonów, elektronów, neutronów, pionów, i innych) od najniższych energii do energii rzędu TeV, pakiet do konstruowania detektorów w oparciu o geometrię kombinowaną z prostych brył i modele przejścia cząstek przez materię.

W tej analizie symulowane zostały przypadki pochodzące ze zderzeń protonów o energiach LHC  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  i  $13 \text{ TeV}$ . Całkowity przekrój czynny na oddziaływanie protonów można wyraźnie podzielić na część elastyczną i nieelastyczną. W oddziaływaniach nieelastycznych zwyczajowo rozróżnia się procesy dyfrakcyjne i niedyfrakcyjne, które mają zupełnie różne rozkłady kinematyczny, zwłaszcza pseudopospieszności  $\eta$ , produkowanych cząstek. Na Rys. 5a pokazany jest schemat nieelastycznego oddziaływania proton-proton przy energiach LHC. Większość procesów to miękkie oddziaływania prowadzące do produkcji lekkich cząstek, głównie pionów, z dużymi pseudopospiesznościami. Obszar akceptacji w funkcji  $\eta$  dla głównych eksperymentów LHC pokazany jest na Rys. 5b. Widoczne jest, iż większość cząstek produkowana jest pod niewielkimi kątami w stosunku do osi wiązek. Na wielkość strumienia cząstek w konkretnym miejscu detektora wpływa zatem rozkład prawdopodobieństwa produkcji cząstki pod danym kątem, odległość od miejsca zderzenia oraz materiał i geometria detektora wraz z jego otoczeniem. Wyznaczenie pierwszego z tych czynników wymaga stosowania modeli fizycznych i wprowadzić może różnice pomiędzy wynikami symulacji fluencji w detektorze. W celu rozdzielenia wpływu użytych modeli na końcowe wyniki analiza podzielona została na dwa etapy:

- a) Analiza danych po generacji przypadków zderzeń protonów. Celem tych badań było sprawdzenie czy generator przypadków FLUKI (DPMJET III) nie wprowadza różnic w porównaniu do innych programów (Pythia 8) używanych w podobnych analizach.
- b) Symulacja zderzeń protonów razem z symulacją transportu wyprodukowanych cząstek przez detektor. Kończącym efektem jest wyznaczenie fluencji cząstek przechodzących przez sensory VELO.

W pierwszym etapie badano, jakie cząstki są produkowane, jakie mają widma i rozkłady kątowe [1]. Przypadki podzielone zostały na różne klasy w zależności od typu procesu. Studia pokazały, że na etapie generacji, DPMJET III generuje ok. 30% mniej hadronów niż PYTHIA8. Jest to całkowita liczba cząstek, produkowanych w całym kącie bryłowym  $4\pi$  i dla wszystkich energii aż do energii wiązek protonów. Analiza pokazała, że źródłem rozbieżności są różne wagi przypisane elastycznym i nieela-

stycznym przekrojom czynnym w obu generatorach oraz różne krotności produkowanych cząstek pochodzące z użytych różnych modeli fizycznych. Różnice w przypadkach produkowanych w obszarze akceptancji VELO są na poziomie 15%.



Rys. 5. a) Schemat nieelastycznego oddziaływania proton-proton i rozkład pseudospieszcności. Gdy oddziałujące partony mają wysoki pęd poprzeczny  $p_T$ , produkowane są cząstki pod dużymi kątami względem osi wiązek (z), czyli niższymi  $\eta$ . Większość oddziaływań zachodzi pomiędzy partonami o małych  $p_T$  („miękkie” oddziaływania), co prowadzi do produkcji dużej liczby lekkich cząstek, głównie pionów, pod niewielkimi kątami, czyli wysokimi  $\eta$ . b) Całkowity czynny przekrój na oddziaływanie protonów podzielić można na część elastyczną i nieelastyczną (a w niej dyfrakcyjną i niedyfrakcyjną). W procesach elastycznych, protony rozproszone są pod niewielkimi kątami i pozostają poza akceptancją detektorów. Rozproszone dyfrakcyjne proton również nie jest rejestrowany przez główne detektory LHC. Większość cząstek przechodzących przez detektory pochodzi z miękkich, nieelastycznych, niedyfrakcyjnych oddziaływań proton-proton. Na rysunku zaznaczono również obszar akceptancji detektorów LHCb oraz ATLAS/CMS [1].

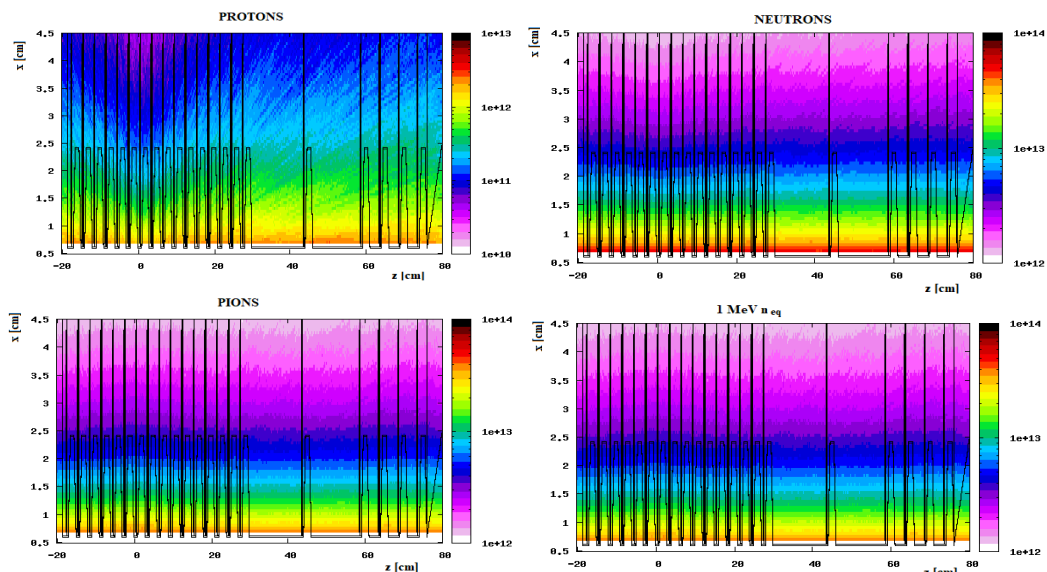
W drugim etapie analizy przeprowadzono symulację fluencji cząstek przechodzących przez sensory VELO dla typowych parametrów pracy LHC. Głównym źródłem promieniowania są tu cząstki pochodzące z pierwotnych oddziaływań protonów, głównie piony. Strumień zawiera również kaony, protony, neutrony oraz fotony i elektrony. Dodatkowym źródłem są cząstki pochodzące z wtórnych oddziaływań w materiale detektora oraz rozpady jądrowe. Dwuwymiarowe rozkłady fluencji protonów, pionów, neutronów oraz neutronów ekwiwalentnych dla obszaru detektora VELO LHCb pokazana jest na Rys. 6. Rozkład fluencji protonów, pionów, neutronów i kaonów w funkcji odległości od miejsca zderzenia protonów pokazany jest na Rys. 7.

Na rozkładach widoczne jest minimum w okolicach punktu interakcji (IP)  $z = 0$  dla cięższych hadronów. Jest to wynikiem produkcji cząstek pod małymi kątami, kiedy nie trafiają one w najbliższe sensory, ale uderzają w bardziej odległe detektory. Stała wartość strumienia dla  $z > 30$  cm i wyraźne fluktuacje w materiale sensora dla protonów i neutronów wskazują na produkcję cząstek w oddziaływań jądrowych. Piony są najczęściej produkowane, emitowane pod wyższymi kątami przechodzą dłuższą drogę w sensorach, dlatego minimum dla sensorów bliskich IP nie występuje.

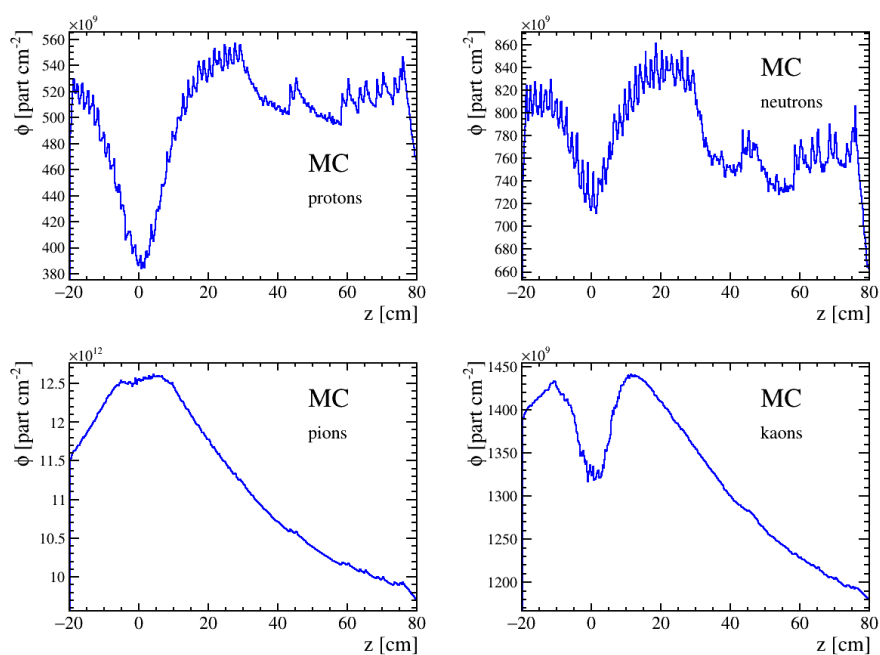
Rozkład radialny fluencji dla kilku sensorów w różnych odległościach od IP, wyrażony w ekwiwalentnych neutronach przedstawiony jest na Rys. 8a. Dokładna analiza pokazała, że wewnętrzne krawędzie sensora są narażone na prawie 10-krotnie wyższe strumienie cząstek niż części zewnątrz [1].

Symulowane zostały dane dla zderzeń protonów przy energiach LHC dla okresu zbierania danych Run I i Run II. Wyznaczona średnia fluencja w najbardziej napromieniowanych sensorach wynosi  $8.5 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  dla  $1 \text{ fb}^{-1}$  danych przy  $\sqrt{s}=7 \text{ TeV}$  i  $1.1 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  dla  $1 \text{ fb}^{-1}$  danych przy  $\sqrt{s}=13 \text{ TeV}$  [1].

Na podstawie tych wartości można obliczyć, iż od początku eksperymentu do końca roku 2017, sensory te narażone były na fluencję ok.  $7.7 \times 10^{13} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$  (Rys. 8b), wewnętrzne obszary sensora na fluencję o 30% większą [1]. Oznacza to, że do końca roku 2018 fluencja osiągnie wartość rzędu  $10^{15} \text{ n}_{\text{eq}} \text{ cm}^{-2}$ , co było wartością graniczną przewidzianą przy projekcie eksperymentu [2].

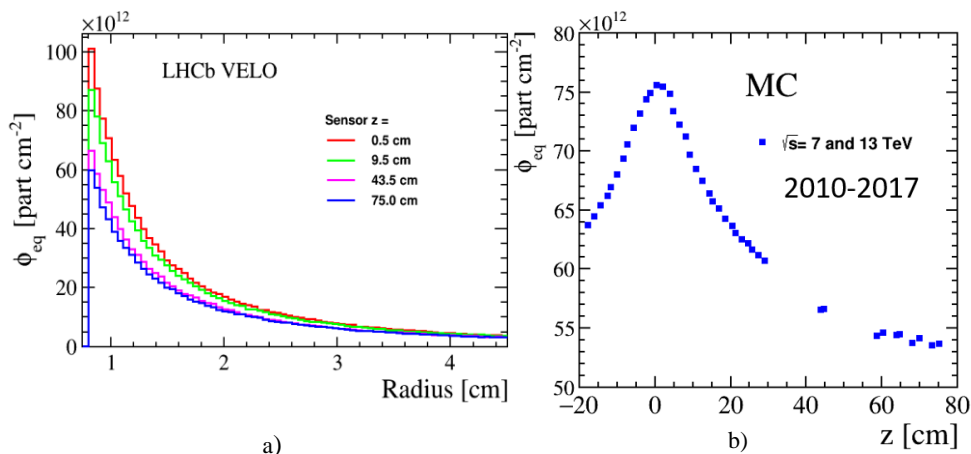


Rys. 6. Rozkłady fluencji protonów, pionów, neutronów i neutronów ekwiwalentnych w sensorach VELO w funkcji odległości  $z$  od miejsca zderzenia protonów. Fluencja jest wyznaczona dla  $1 \text{ fb}^{-1}$  danych.



Rys. 7. Rozkład fluencji protonów, pionów, neutronów i kaonów w sensorach VELO w funkcji odległości  $z$  od miejsca zderzenia protonów. Fluencja jest wyznaczona dla  $1 \text{ fb}^{-1}$  danych.

Symulacja fluencji obarczona jest niepewnościami: statystyczną (która jest to do zaniedbania) oraz systematyczną, trudną do oszacowania ze względu na niepewności związane z przeliczeniem fluencji cząstek na fluencję wyznaczoną w neutronach ekwiwalentnych poprzez funkcję zniszczeń. W dyskusjach pomiędzy eksperymentami przyjmuje się wartość tej niepewności na co najmniej 30%. Z tego głównie powodu, w projektach eksperymentów zakłada się, że materiały powinny być odporne na promieniowanie 50% wyższe od centralnej wartości fluencji otrzymanej w symulacji i stanowi to margines bezpieczeństwa związany z niepewnością wyznaczenia fluencji.



Rys. 8. a) Rozkłady fluencji neutronów ekwiwalentnych w funkcji promienia sensora  $\phi(r)$  dla czterech reprezentatywnych sensorów umieszczonych w różnych odległościach od IP [3]. Fluencja jest wyznaczona dla 1 fb-1 danych i warunków pracy LHC z Run II. b) Symulacja fluencji dla wszystkich sensorów VELO. Wartości prezentują średnią fluencję w sensorze i wyznaczone zostały dla okresu zbierania danych Run I i części Run II (2010-2017) [1].

Szczegółowe rozkłady fluencji dla sensorów VELO dla okresu Run II ( $\sqrt{s}=13$  TeV) wykonane zostały po raz pierwszy, również wyznaczenie fluencji dla całego okresu zbierania danych LHC nie zostało wcześniej zrobione.

Wykonana symulacja fluencji w oparciu o program FLUKA pokazała centralną wartość o 15% wyższą od poprzedniej symulacji, opartej o architekturę Geant 4 i generator Pythia 8 [2]. Obecne wyniki pomiarów opartej o dane z monitoringu działania VELO potwierdzają tę wartość.

Wykorzystując opracowaną w tej analizie metodę wyznaczenia fluencji wykonane zostały przewidywania dla nowego, pikselowego detektora VELO, który zostanie zamontowany w LHCb na okres Run III (2021-2024). Sensory będą znajdowały się w odległości 5 mm od osi wiązki, a spodziewane fluencje w wewnętrznej części sensorów będą większe o 40% w stosunku do obecnego detektora.

## 4. Wybrane pomiary parametrów Modelu Standardowego

Model Standardowy (SM) jest kwantową teorią pola (QFT), w której cząstki (fermiony o spinie 1/2, bozony pośredniczące o spinie 1 i skalarny bozon Higgsa) opisywane są jako wzbudzenia odpowiadających im pól kwantowych. Model Standardowy opisuje oddziaływania elektromagnetyczne, słabe i silne jako grupę cechowania  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ , gdzie  $SU(2)_L \times U(1)_Y$  opisuje oddziaływania elektroślabe, a  $SU(3)_C$  jest teorią oddziaływań silnych, zwaną chromodynamiką kwantową. Efekt *Spontanicznego Łamania Symetrii* (SSB) powoduje, że w każdej grupie pojawiają się bezmasowe bozony (zwane *bozonami Goldstona*) związane z generatorem każdej grupy. W przypadku oddziaływań elektroślabych jest to niezgodne z doświadczeniem, ponieważ trzy spośród czterech bozonów są masywne. Dzięki wprowadzenie do Lagrangianu dodatkowego, skalarnego pola (*pola Higgsa*), bezmasowe bozony pośredniczące oddziaływań słabych mieszają się ze sobą i oddziałują z tym polem. Proces ten, nazwany *mechanizmem Higgsa*, prowadzi do generacji mas dla bozonów  $W^\pm$  oraz  $Z^0$ . Pole to powoduje również pojawienie się składników proporcjonalnych do mas fermionów oraz oddziaływań poprzez naładowane i neutralne prądy, przenoszone odpowiednio przez masywne bozony  $W^\pm$  i  $Z^0$ . Istnienie oddziaływań słabych przenoszonych przez prądy naładowane wyjaśniło zjawisko tzw. *mieszania kwarków*. Doświadczenie pokazało bowiem, że w oddziaływaniach słabych biorą udział stany mieszane, złożone z kombinacji liniowych kwarków o różnych zapachach. Transformacja unitarna, która opisuje mieszanie stanów o określonym zapachu, zapisywana jest w postaci tzw. macierzy Cabbibo-Kobayashi-Maskawy (CKM) jako:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}, \quad V_{CKM} \equiv \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}, \quad (3.1)$$

gdzie każdy zespolony element  $V_{ij}$  wyraża siłę sprzężenia słabych oddziaływań pomiędzy kwarkami  $i$  i  $j$ . Z powodów historycznych transformowane są „dolne” kwarki. Nie ma przewidywań dotyczących macierzy CKM pochodzących z MS i wszystkie jej składniki muszą być wyznaczone doświadczalnie.

Macierz CKM parametryzowana może być na wiele sposobów. W parametryzacji Wolfensteina każdy element jest proporcjonalny do wielkości  $\lambda = \sin \theta_C \approx 0.22$ ; elementy na przekątnej macierzy są niewiele mniejsze od jedności:  $1 - \frac{\lambda^2}{2}$ , a elementy bardziej odległe od przekątnej są proporcjonalne odpowiednio do  $\lambda$  i  $\lambda^2$ . Parametryzacja Wolfensteina pokazuje, że najbardziej prawdopodobne są przejścia w obrębie tej samej rodziny.

Macierz CKM jest unitarna i można sformułować 12 warunków wiążących jego elementy. Wśród nich są trzy, które mogą być interpretowane jako trójkąty na płaszczyźnie zespolonej, a ich boki i kąty można wyznaczyć doświadczalnie:

$$V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0, \quad (3.2)$$

$$V_{ud}^*V_{td} + V_{us}^*V_{ts} + V_{ub}^*V_{tb} = 0, \quad (3.3)$$

$$V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0. \quad (3.4)$$

Warunek (3.2) prowadzi do tzw. Trójkąta Unitarności (UT), którego kąty oznacza się jako:  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ .

Aktualne pomiary elementów UT przedstawione są na Rys. 9. Wyniki te są rezultatami osiągniętymi przez eksperymenty na fabrykach B (Belle, BaBar), Tevatronie (CDF) i na LHC (LHCb, CMS, ATLAS) [13]. Pomiary elementów macierzy CKM są obecnie najważniejszymi testami sektora elektro-słabego MS. Jeżeli wyniki doświadczalne będą sprzeczne z warunkami unitarności (3.2) - (3.4), oznaczać to będzie odkrycie fizyki nie opisywanej Modelem Standardowym. Dlatego też poszukiwane są różne metody prowadzące do wyznaczenia tych samych parametrów.

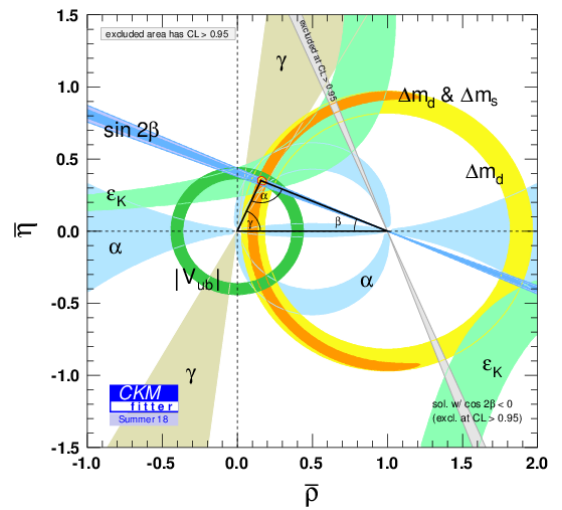
Wyniki zebrane na Rys. 9 pokazują, że nie znaleziono dotychczas efektów wykraczających poza MS. Widoczne ponadto jest, że najdokładniej zmierzonym parametrem UT jest kąt  $\beta$ . Jego precyzyjne pomiary możliwe są dzięki obserwacji procesu rozpadu  $B^0 \rightarrow J/\psi K_{S,L}^0$ . Kąt  $\alpha$  wyznacza się w dwuhadronowych rozpadach neutralnych lub naładowanych mezonów  $B$ . Interpretacja tych wyników obarczona jest dużymi niepewnościami związanymi z obecnością diagramów pętlowych. Kąt  $\gamma$  UT jest zdefiniowany zależnością:

$$\gamma = \arg \left( -\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right),$$

w której nie występuje kwark  $t$ . Oznacza to, że kąt  $\gamma$  wyznaczyć można w oparciu o wyłącznie diagramy drzewiaste. Teoretycznie szacowana precyzja wyznaczenia kąta  $\gamma$  wynosi:  $\delta\gamma/\gamma \leq \mathcal{O}(10^{-7})$  i znacznie przewyższa aktualne możliwości doświadczalne. Dlatego też, bardzo precyzyjny pomiar kąta  $\gamma$  UT jest kluczowym testem dla MS.

Istnienie przynajmniej jednej, nieredukowalnej fazy w elementach  $V_{CKM}$  jest konieczne do opisu niezachowania kombinowanej symetrii CP (przestrzenno-ładunkowej) w sektorze słabym MS. Gdyby CP było zachowane, wszystkie elementy  $V_{CKM}$  byłyby rzeczywiste, a warunku unitarności nie można by interpretować w formie trójkątów.

Badania łamania parzystości CP w sektorze ciężkich kwarków to flagowy temat eksperymentu LHCb. Główną motywacją jest tu znalezienie odpowiedzi



Rys. 9. Ograniczenia doświadczalne na parametry UT [13].

na brak antymaterii we Wszechświecie, a łamanie parzystości C i CP jest jednym z trzech warunków Sacharowa koniecznych do wyjaśnienia asymetrii materia-antymateria. Poszukiwanie rzadkich rozpadów ciężkich mezonów, które są tłumione w MS, a których prawdopodobieństwo wzrasta, gdyby w diagramach pętlowych wymieniane były nowe cząstki, to główny plan LHCb na drugi i trzeci okres zbierania danych (Run II i Run III).

## 1.1 Potencjał rozpadów $B \rightarrow DX$

Rodzina rozpadów mezonu  $B$  typu  $B \rightarrow DX$  charakteryzuje się obecnością powabnego mezonu w stanie końcowym. Cząstką  $X$  jest pion, kaon (również ich odpowiedniki wektorowe  $\rho$  i  $K^*$ ) lub inny mezon powabny.

Rozpady  $B \rightarrow DK^{(*)}$  i  $B \rightarrow D\pi$  są procesami zawierającymi tylko diagramy drzewiaste, w których mamy do czynienia z interferencją pomiędzy przejściami kwarkowymi  $b \rightarrow c$  i  $b \rightarrow u$ , co czyni te procesy czułymi na kąt  $\gamma$  Trójkąta Unitarności [14].

W procesach  $B^- \rightarrow D_{(s)}^- D^0$  interferencja zachodzi pomiędzy diagramem drzewiastym i diagramem z pętlą. Dzięki temu wielkość interferencji jest zależna od potencjalnej obecności nowych cząstek, nie opisywanych w ramach MS [15].

Innym procesem z tej rodziny wymagającym precyzyjnych pomiarów jest  $B^+ \rightarrow D_s^+ K^+ K^-$ , również poprzez rozpad rezonansu  $\phi(1020)$ . Proces ten zachodzi poprzez przemianę  $\bar{b} \rightarrow \bar{u}$  i jest silnie tłumiony w MS. W eksperymencie LHCb opublikowano jego pierwszą obserwację, której wynik jest zgodny z MS [15].

W eksperymencie LHCb mierzone są obecnie procesy, które wymagają bardzo precyzyjnej rekonstrukcji śladów i wierzchołków, wydajnej identyfikacji i dobrej metody znakowania zapachu wyprodukowanego mezonu  $B$ . Procesy z rodziny  $B \rightarrow DX$  dają typowo 5-7 cząstek w stanie końcowym oraz 2-3 wierzchołki wtórne. Ale ich potencjał badawczy obejmuje nie tylko wyznaczenie kąta  $\gamma$  UT, ale również szereg pomiarów, które mogą dać istotne przyczynki w poszukiwaniu efektów fizyki poza MS. Są to procesy przyszłościowe i perspektywiczne, również dla następnych okresów zbierania danych.

## 1.2 Kąt $\gamma$ Trójkąta Unitarności

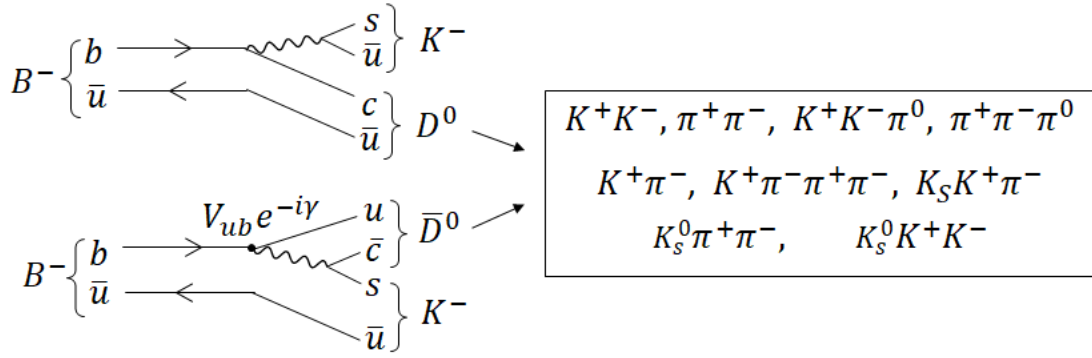
Procesy typu  $B \rightarrow DK$  są kluczowymi procesami czułymi na kąt  $\gamma$ . Zostało opracowanych szereg metod, zarówno niezależnych, jak i zależnych od czasu. Pierwsze z nich rozwijane były już w fabrykach  $B$ . Poszukuje się w nich rozpadów  $B \rightarrow Dh$ , gdzie  $D$  oznacza  $D^0$  i  $\bar{D}^0$ , a  $h$  to  $K^\pm$ ,  $K^{*0}$  lub  $\pi^\pm$ . Interferencja pomiędzy przejściami  $b \rightarrow c$  i  $b \rightarrow u$  zachodzi, gdy  $D^0$  i  $\bar{D}^0$  rozpadają się do tego samego stanu końcowego (Rys. 10).

W analizach zależnych od czasu poszukuje się rozpadów  $B^0 \rightarrow D^\pm \pi^\mp$  lub  $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^{(*)\mp}$ . Czułość na kąt  $\gamma$  w rozpadach  $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^{(*)\mp}$  pochodzi z interferencji pomiędzy bezpośrednim rozpadem mezonu  $B_s^0$  i rozpadem po oscylacji  $B_s^0$  na  $\bar{B}_s^0$  i rozpadu  $\bar{B}_s^0$  na ten sam stan końcowy. Analizuje się zależną od czasu szybkość rozpadu znakowanych mezonów  $B_s^0$  i  $\bar{B}_s^0$  oraz asymetrie w rozpadach  $B_s^0$  i  $\bar{B}_s^0$ . Parametry asymetrii są czułe na fazę ( $\gamma + \phi_s$ ), gdzie  $\phi_s$  opisuje oscylacje  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  ( $\phi_s = -2\beta_s$ ), a kąt  $\gamma$  jest wyznaczony z interferencji pomiędzy przejściami  $\bar{b} \rightarrow \bar{c}u\bar{s}$  i  $\bar{b} \rightarrow \bar{u}c\bar{s}$ . W rozpadach  $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^{(*)+}$  i  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^- K^{(*)+}$  występuje jedna amplituda tłumiona i jedna dozwolona, a zatem wynik interferencji jest wzmocniony.

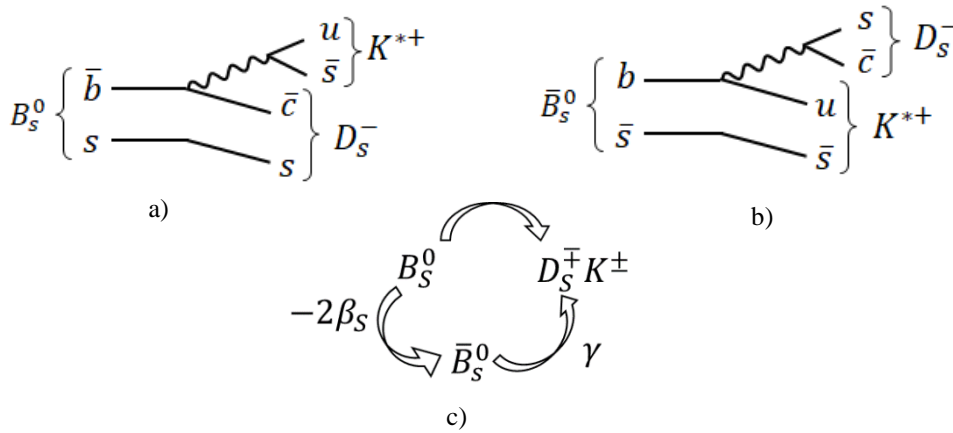
Metoda wyznaczenia kąta  $\gamma$  w oparciu o zależną od czasu analizę szybkości rozpadów  $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^{(*)\mp}$  pokazana jest na Rys. 11.

Pierwsze pomiary kąta  $\gamma$  macierzy CKM dokonane były w fabrykach  $B$  (Belle i BaBar), jak również w eksperymencie CDF. Obecne wyniki oparte głównie na rezultatach z LHCb. Kombinacja wszystkich metod prowadzi do wartości:  $\gamma = (73.5_{-5.1}^{+4.2})^\circ$  [14].





Rys. 10. Diagram opisujący pomiar kąta  $\gamma$  macierzy CKM w oparciu o niezależne od czasu analizy rozpadów  $B \rightarrow DK$ . Metoda jest czuła na kąt  $\gamma$ , gdy  $D^0$  i  $\bar{D}^0$  rozpadają się na ten sam stan końcowy. Taka sama metoda zastosowana jest dla neutralnych mezonów  $B$ , w tym przypadku zamiast  $K^-$  poszukuje się  $K^{*0}$ .



Rys. 11. Diagramy Feynmana rozpadów: a)  $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^{*+}$ , b)  $\bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^- K^{*+}$ . Gdy mezon  $B_s^0$  oscyluje na  $\bar{B}_s^0$ , a  $\bar{B}_s^0$  rozpadnie się na ten sam stan końcowy, co  $B_s^0$ , zachodzi interferencja pomiędzy rozpadami  $B_s^0 \rightarrow D_s^- K^{*+}$  i  $B_s^0 \rightarrow \bar{B}_s^0 \rightarrow D_s^- K^{*+}$ . c) Schemat pokazujący czułość metody zależnej od czasu na fazę ( $2\beta_s + \gamma$ ).

### 1.3 Analiza rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ w LHCb

Eksperyment LHCb zebrał w latach 2010-2019 dane ze zderzeń proton-proton o energiach w układzie środka masy  $\sqrt{s}=7-13$  TeV, odpowiadające świetlności  $9.18 \text{ fb}^{-1}$ . Przekrój czynny na produkcję kwarków  $b\bar{b}$  w obszarze pseudopospieszcności  $2 < \eta < 5$  wynosi  $\sigma_{b\bar{b}} = (72.0 \pm 0.3 \pm 6.8) \mu\text{b}$  i  $(154.3 \pm 1.5 \pm 14.3) \mu\text{b}$ , odpowiednio przy  $\sqrt{s}=7$  TeV i  $\sqrt{s}=13$  TeV. Oznacza to, że około  $10^9$  mezonów  $B$  jest produkowanych na każdy  $\text{fb}^{-1}$  danych. Z tego powodu ekperyment LHCb może być również nazywany „fabryką B” i jest szczególnie dedykowany poszukiwaniom rzadkich lub wielociałowych rozpadów mezonu  $B_s^0$ , takich jak  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ , gdzie całkowite prawdopodobieństwo zajścia jest rzędu  $10^{-6}$ .

#### 1.3.1 Szacowanie stosunku rozgałęzień

Stosunek rozgałęzień (*Branching Ratio, BR*) procesu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  nie został dotychczas wyznaczony. Jednakże poszukiwania jego sygnatur w spektrometrze LHCb należy poprzedzić szacunkami, ile przypadków sygnałowych się oczekuje.

Rozpad  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  zachodzi poprzez słabe prądy naładowane z wymianą bozonu  $W$ . Nie można jednak zapominać, że kwarki oddziałują również silnie. Opis silnych oddziaływań pomiędzy kwarkami przeprowadzany jest w dwóch regionach – jako oddziaływania długozasięgowe, odpowiedzialne za uwięzienie kwarków, i krótkozasięgowe, perturbacyjne. Ponieważ masa pięknych i powabnych mezo-

nów jest znacznie mniejsza od skali oddziaływań słabych, praktycznym rozwiązaniem jest opisanie rozpadów  $B \rightarrow DX$  jako hadronowego oddziaływania punktowego (jak oddziaływanie czteropunktowe Fermiego w rozpadach  $\beta$ ). Na podstawie efektywnej teorii pola (EFT), efektywny słaby Hamiltonian można zapisać jako:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_i V_{CKM}^i C_i(\mu) Q_i(\mu),$$

gdzie  $G_F$  to stała Fermiego,  $Q_i(\mu)$  są operatorami opisującymi efektywne słabe (V-A) oddziaływanie punktowe,  $C_i(\mu)$  to współczynniki Wilsona odpowiedzialne za część krótkozasięgową (wyznaczone dla skali  $\mu$  rzędu GeV), które pełnią rolę stałych sprzężenia.  $V_{CKM}^i$  to elementy macierzy CKM opisujące dany słaby rozpad.

W przypadku przemian  $b \rightarrow c, u$  i  $b \rightarrow c, s$  efektywny Hamiltonian może być zapisany jako:

$$\mathcal{H}_{eff} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \left\{ V_{cb} [C_1 Q_1^{cb} + C_2 Q_2^{cb}] + V_{u(s)b} [C_1 Q_1^{u(s)b} + C_2 Q_2^{u(s)b}] \right\},$$

gdzie  $Q_1^{qq'}$  opisuje słabe oddziaływania pomiędzy odpowiednimi kwarkami, a  $Q_2^{qq'}$  długozasięgowe efekty oddziaływań silnych. Diagramy pętlowe nie są tu brane pod uwagę.

Amplituda  $A(B \rightarrow DX)$  może być zapisana zatem jako iloczyn elementów macierzowych:

$$A_{fact} \propto -\frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{u(s)b}^* c(\mu) \langle X|T_A|0\rangle \langle D|T_V|B\rangle$$

w których  $T_A$  jest amplitudą na kreację mezonu  $X$  (pionu, kaonu lub innego) z próżni, parametryzowaną przez stałą rozpadu  $f_{\pi,K}$ .  $T_V$  to amplituda przemiany  $B \rightarrow D$ , proporcjonalna do elementu  $V_{cb}$ , który jest taki sam, jak w półleptonowych rozpadach  $B \rightarrow Dlv$ . Efektywnie przemiana  $B \rightarrow DX$  jest opisana przez stałą rozpadu mezonu  $f_{\pi,K}$ , czynnik postaci (*form factor*)  $F_0^{B \rightarrow D}$  i czynnik kinematyczny  $(M_B^2 - M_D^2)$  [16]:

$$A_{fact}(B \rightarrow D(\pi, K)) = \frac{G_F}{\sqrt{2}} V_{cb} V_{u(s)b}^* c f_{\pi,K} (M_B^2 - M_D^2) F_0^{B \rightarrow D}(m_{\pi,K}^2) \quad (3.1)$$

Stosunek rozgałęzień (BR) dla rozpadu  $B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^{*-}$  można by wyznaczyć bezpośrednio z zależności (3.1), gdyby stała rozpadu  $f_{K^*}$  i czynnik  $F_0^{B_s \rightarrow D_s}$  były znane. Bez takich pomiarów, przewidywania mogą być przeprowadzone przy założeniu, że stosunki rozgałęzień rozpadów na stan końcowy z mezonem skalarnym  $K^\pm$  i wektorowym  $K^{*\pm}$  są proporcjonalne do kwadratów odpowiadającym im stałych rozpadów:

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^{*-})}{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-)} \propto \left| \frac{f_{K^*}}{f_K} \right|^2,$$

a stosunek  $|f_{K^*}/f_K|$  jest taki sam jak  $|f_\rho/f_\pi|$ . Stałe  $f_\rho$  są  $f_\pi$  znane [17].

W szacowaniu  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^{*-})$  brane są pod uwagę zmierzone wartości:  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \rho(770)^-)$ ,  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-)$  i  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ K^-)$  [17]:

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \rho(770)^-)}{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-)} = \left| \frac{f_\rho}{f_\pi} \right|^2 \cong \left| \frac{f_{K^*}}{f_K} \right|^2.$$

finalnie prowadzące do zależności:

$$\frac{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^{*\pm})}{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^\pm)} = \frac{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \rho(770)^-)}{BR(B_s^0 \rightarrow D_s^+ \pi^-)}.$$

oraz wyniku:  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^{*\pm}) = (5.22 \pm 1.71) \cdot 10^{-4}$  [1].

Bazując na tym oszacowaniu, obliczona została liczba spodziewanych przypadków sygnału  $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K^{*\pm}$ . Biorąc pod uwagę trzyciałowe rozpady  $D_s^{\mp}$  na  $K^+ K^- \pi^{\mp}$  oraz rozpady  $K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^{\pm}$  i  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ , całkowity stosunek rozgałęzień wynosi:  $BR_{vis} = (1.07 \pm 0.22) \cdot 10^{-5}$ . Przy arbitralnie przyjętej całkowitej wydajności detekcji na 1‰, szacowanie takie daje  $340 \pm 65$  przypadków sygnałowych na  $1 \text{ fb}^{-1}$  scałkowanej świetlności [1].

### 1.3.2 Selekcja danych

W analizie użyte są przypadki zebrane w eksperymencie LHCb w latach 2010-2017 pochodzące ze zderzeń proton-proton. Dane odpowiadają scałkowanej świetlności wynoszącej  $6.71 \text{ fb}^{-1}$ .

Wstępna selekcja danych odbywa się w trygerze wysokiego poziomu (HLT2). Przypadki przechodzą do dalszej analizy, gdy zostaną zaakceptowane przez jeden z wielu algorytmów dedykowanych poszukiwaniom sygnatur procesów z ciężkimi kwarkami. Na tym etapie selekcji zastosowano bardzo luźne kryteria, a głównym celem jest redukcja strumienia danych do poziomu możliwego do zapisania przypadków do dalszej analizy.

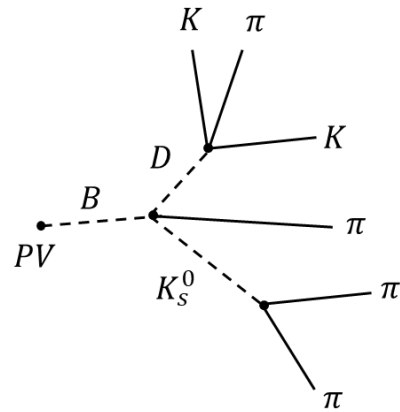
Typowa topologia przypadku  $B \rightarrow D^{\mp} K^{*\pm}$  pokazana jest na Rys. 12. Mezony  $B$  w zderzeniach proton-proton przy energiach LHC produkowane są ze znacznym pędem skierowanym wzdłuż kierunku wiązki. Dlatego też droga od miejsca produkcji do rozpadu dla mezonów  $B^0$  i  $B_s^0$  jest rzędu cm i można ją zrekonstruować w detektorach. Średni czas życia mezonu  $D_s^{\mp}$  wynosi ok. 0.5 ps i również jego zrekonstruowane miejsce rozpadu jest wyraźną sygnaturą zaistniałego procesu.

W tej analizie brane są pod uwagę trzyciałowe rozpady  $D_s^{\mp} \rightarrow K^+ K^- \pi^{\mp}$ . Mogą one zachodzić bezpośrednio, ale również poprzez rezonanse:  $D_s^{\mp} \rightarrow \phi \pi^{\mp}$ ,  $D_s^{\mp} \rightarrow K^{*0} K^{\mp}$ . Mezon  $K^*(892)^{\pm}$  rozpada się poprzez oddziaływania silne  $K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^{\pm}$ , a mezon  $K_s^0$  rozpada się przez rozpady słabe:  $K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ . Spośród danych zebranych przez LHCb poszukiwane będą przypadki z sześcioma dobrze zrekonstruowanymi śladami, wierzchołkami rozpadów zgodnymi z sygnaturami rozpadu mezonów  $B$ ,  $D$  i  $K_s^0$ . Masa cząstek pochodzących z rozpadu tych mezonów powinna zawierać się w wąskim przedziale wokół nominalnych mas odpowiednich cząstek.

Rozpady  $B^0 \rightarrow D^{\mp} K_s^0 \pi^{\pm}$  i  $B_s^0 \rightarrow D_s^{\mp} K_s^0 \pi^{\pm}$  charakteryzują się podobną topologią. Pierwszy z nich został obserwowany w eksperymencie BaBar [18] i w tej analizie wykorzystany został jako kanał normalizacyjny. Do obydwóch procesów zastosowane zostały te same kryteria selekcji.

Po wstępnej selekcji zapisanych zostało około  $9 \cdot 10^6$  przypadków, na których przeprowadzane są kolejne etapy analizy [1]:

- Analiza wielowymiarowa, której celem jest wybranie przypadków sygnału i zminimalizowanie tła kombinatorycznego. Zmiennymi użytymi w klasyfikacji są głównie parametry opisujące wierzchołki wtórne i parametry kinematyczne.
- Selekcja końcowa. Zastosowane są zmienne identyfikujące piony i kaony. Przypadki podzielone zostały na klasy w zależności od konkretnego rozpadu ( $B^0$  lub  $B_s^0$ ,  $D^{\mp}$  lub  $D_s^{\mp}$ , rozpad przez rezonanse lub bezpośredni).
- Dopasowania odpowiednich krzywych do rozkładów mas niezmienniczych. Wśród przypadków z masami w zakresie  $5 \text{ GeV} < m(DK_s^0 \pi^+) < 5.5 \text{ GeV}/c^2$  wyznaczane są liczby kandydatów na odpowiednie rozpady  $B^0$  i  $B_s^0$ .



Rys. 12. Topologia przypadku  $B_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^{\mp} K^{*\pm}$ . Rozpad ten daje w stanie końcowym sześć cząstek i powinien mieć zrekonstruowane trzy wierzchołki wtórne.

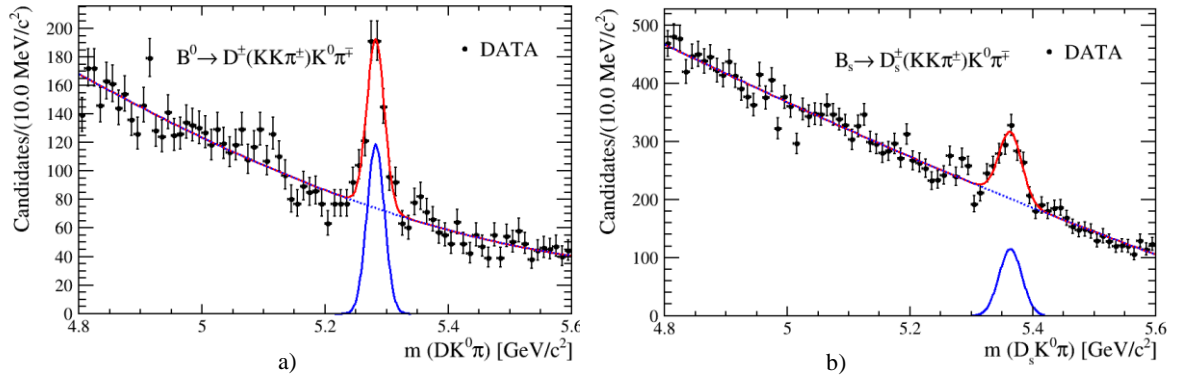
Rozkłady mas niezmienniczych po końcowej selekcji pokazane są na Rys. 13-14. Dopasowane krzywe składają się sygnału opisanego rozkładem Gaussa i tła kombinatorycznego opisanego wielomianem.

### 1.3.3 Rozkłady masy niezmienniczej

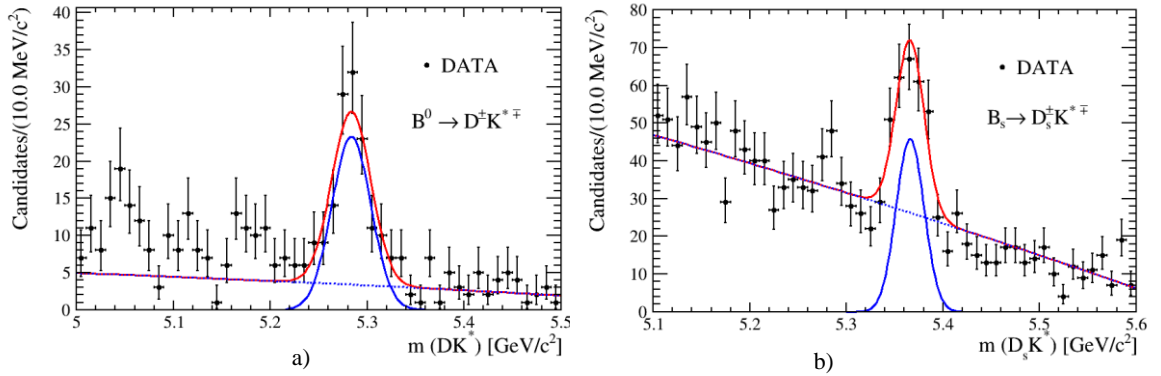
Na podstawie dopasowań do rozkładów masy z Rys. 13-14 wyznaczone zostały liczby przypadków sygnałowych i obliczony został stosunek rozgałęzień dla procesu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  [1].

Liczba przypadków  $B_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^- K_s^0 \pi^+$  zaobserwowanych przez LHCb wśród danych odpowiadających scałkowanej świetności  $\mathcal{L}$ , przy przekroju czynnym na produkcję kwarków pięknych  $\sigma_{b\bar{b}}$  i całkowitej wydajności  $\mathcal{E}$  jest dana zależnością:

$$N(B_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^- K_s^0 \pi^+) = \mathcal{L} \sigma_{b\bar{b}} f_{d,s} \mathcal{E}(B_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^- K_s^0 \pi^+) \times BR(B_{(s)}^0 \rightarrow D_{(s)}^- K_s^0 \pi^+) BR(D_{(s)}^- \rightarrow f) BR(K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^\pm), BR(K_s^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-), \quad (3.5)$$



Rys. 13. a) Rozkład masy niezmienniczej przypadków  $B^0 \rightarrow D^+ K_s^0 \pi^+$  dla niezwoansowego rozpadu  $D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ . b) Rozkład masy niezmienniczej przypadków  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm$  dla niezwoansowego rozpadu  $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ . Dopasowane funkcje zawierają rozkład Gaussa opisujący sygnał i wielomian opisujący tło [1].



Rys. 14. Rozkład masy niezmienniczej przypadków  $B^0 \rightarrow D^- K^{*+}$  dla wszystkich rozpadów  $D^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$  b) Rozkład masy niezmienniczej przypadków  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*+}$  dla wszystkich rozpadów  $D_s^\pm \rightarrow K^+ K^- \pi^\pm$ . Dopasowane funkcje zawierają rozkład Gaussa opisujący sygnał i wielomian opisujący tło [1].

gdzie  $f_{d,s}$  oznacza prawdopodobieństwo hadronizacji kwarków odpowiednio w mezon  $B^0$  lub  $B_s^0$  (funkcje fragmentacji):  $\frac{f_s}{f_d} = 0.238 \pm 0.004 \pm 0.015 \pm 0.021$ ; kolejne  $BR$  oznaczają stosunki rozgałęzień dla rekonstruowanych rozpadów.

Wykorzystując rozpady  $B^0$  i  $B_s^0$  prowadzące do tego samego stanu końcowego można przyjąć, że prawie wszystkie niepewności związane z efektami detektorowymi się zredukują. W tym przypadku

nieznane  $BR(B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm)$  rozpadów  $B_s^0$  można wyznaczyć wykorzystując zrekonstruowane przypadki rozpadu  $B^0$ :

$$\frac{N(B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm, D_s^+ \rightarrow 2K\pi^+)}{N(B^0 \rightarrow D^- K_s^0 \pi^\pm, D^- \rightarrow 2K\pi^-)} = \frac{f_s BR(B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm) BR(D_s^+ \rightarrow f)}{f_d BR(B^0 \rightarrow D^- K_s^0 \pi^\pm) BR(D^- \rightarrow f)} \quad (3.6)$$

Na podstawie zależności (3.6) i uzyskanych wyników doświadczalnych wyznaczone zostały stosunki rozgałęzień [1]:

$$BR(B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm) = (5.8 \pm 0.1) \cdot 10^{-4}$$

oraz analogicznie:

$$BR(B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}) = (4.2 \pm 0.53) \cdot 10^{-4}.$$

Podane są tylko niepewności statystyczne.

Zadaniem przedstawionej analizy było opracowanie kryteriów selekcji przypadków w celu obserwacji sygnału procesu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ . Na rysunkach 13-14 przedstawione zostały wyniki w postaci rozkładów mas niezmienniczych dla procesów:  $B^0 \rightarrow D^- K_s^0 \pi^+$ ,  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm$ ,  $B^0 \rightarrow D^- K^{*+}$  oraz  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ . Dopasowania do rozkładów mas zostały zrobione wyłącznie na podstawie danych rzeczywistych bez wykorzystania modeli opartych o dane symulacyjne. Dlatego też tło, inne niż kombinatoryczne, nie jest dobrze opisane. Widoczne to jest szczególnie na rozkładach 13a i 14a, gdzie masy poniżej 5150 MeV/c<sup>2</sup> zawierają częściowo zrekonstruowane rozpady z udziałem  $D^{*\mp}$  i  $D_s^{*\mp}$ , a na Rys. 14b widoczna jest sygnał rozpadu  $B^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ . Dodatkowe dane symulacyjne są również niezbędne do oszacowania tzw. przesłuchów (*cross-talks*) pomiędzy rozpadami  $B^0$  i  $B_s^0$ , w których zamiana identyfikacji jednego z pionu na kaon może powodować obserwację  $B^0$  pod pikiem  $B_s^0$ .

Analizie poddane zostały również inne rozpady mezonu  $B^0$  użyte do normalizacji:  $B^0 \rightarrow D^- K_s^0 \pi^+$  i  $B^0 \rightarrow D^- K^{*+}$ , ale z rozpadem  $D^+ \rightarrow 2\pi K^+$ , który jest bardziej prawdopodobny niż  $D^- \rightarrow 2K\pi^-$  [1]. W tym przypadku należy się spodziewać znacznego wkładu przesłuchów i odbić pomiędzy  $B^0$  i  $B_s^0$ . Stopień tych zakłóceń będzie oszacowany, gdy dostępne będą odpowiednie próbki przypadków Monte Carlo. W tych studiach należy również dokładnie zbadać efekty detektorowe.

Powyższa analiza jest raportem z selekcji przypadków zebranych w eksperymencie LHCb i pierwszej obserwacji procesów  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm$  oraz  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  w danych LHCb. Jednakże nie jest oficjalny wynik eksperymentu, nie zawiera wszystkich aktualnie dostępnych danych, nie są też wyznaczone niepewności systematyczne.

### 1.3.4 Perspektywa obserwacji rozpadu $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ w okresie RUN III

Głównym celem tej analizy było przygotowanie i sprawdzenie kryteriów selekcji dla nieobserwowanych wcześniej rozpadów  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K_s^0 \pi^\pm$  oraz  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$ . Jest to pierwszy krok w kierunku wyznaczenia stosunków rozgałęzień na te procesy. Przeprowadzona analiza pokazała czułość eksperymentu na tę obserwację i zweryfikowała zastosowane kryteria. Dokonano również pierwszych obliczeń BR.

Badania pokazały, że należy zmienić kryteria preselekcji w rekonstrukcji mezonu wektorowego  $K^*(892)^\pm$ . Obecnie rozpad  $K^{*\pm} \rightarrow K_s^0 \pi^\pm$  jest widziany na bardzo dużym tle, pochodzącym z przypadkowych kombinacji  $K_s^0$  i  $\pi^\pm$  pochodzących z wierzchołka pierwotnego. Poprawa warunków preselekcji będzie możliwa po ponownym procesie obróbki danych, co nastąpi na początku dwuletniej przerwy (LS2) w zbieraniu danych planowanej na lata 2019-2020. Wtedy też będą symulowane dodatkowe próbki danych Monte Carlo.

Planowane jest, że końcowy wynik będzie zawierał analizę wszystkich dostępnych danych, z Run I i Run II, tzn z lat 2010-2018. W celu wyznaczenia liczby przypadków sygnałowych do modelu wprowadzone zostaną częściowo zrekonstruowane rozpady. Po wyznaczeniu BR, dalsza analiza będzie miała

na celu włączenie rozpadu  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  do procesów używanych do wyznaczenia kąta  $\gamma$  macierzy CKM.

W okresie Run III i Run IV (2021-2030) planowane jest w zebranie w LHCb danych odpowiadających  $50 \text{ fb}^{-1}$  scałkowanej świetlności. Jeśli obserwowana liczba przypadków sygnałowych  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  będzie rzędu  $10^3$ , możliwe będzie wyznaczenie kąta  $\gamma$  w pojedynczej analizie [1].

## 5. Podsumowanie dorobku naukowego

W ramach pracy w eksperymencie LHCb wykonałam dwie analizy – jedna dotyczy fizyki detektorów półprzewodnikowych, druga – fizyki pięknych i powabnych mezonów. W podsumowaniu warto się zastanowić, jaki jest mój wpływ na wyniki całego eksperymentu.

Moja obserwacja rozpadu mezonu  $B_s^0$  na  $D_s^\mp$  oraz wektorowy  $K^{*\pm}$  jest kolejnym potwierdzeniem słuszności Modelu Standardowego. Wyznaczony w perspektywie następnych lat kąt  $\gamma$  Trójkąta Unitarności w oparciu o proces  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  będzie potwierdzeniem łamania parzystości CP w sektorze elektrosłabym. Wykonana w mojej pracy selekcja obejmuje pierwszy okres zbierania danych Run I i część okresu drugiego Run II. Uzyskane wyniki były prezentowane i omawiane na spotkaniach grupy roboczej „B To Open Charm”. Obecnie w pracy akceleratora LHC zaczęła się prawie 2-letnia przerwa (2019-2021) w zbieraniu danych, w ciągu której planowane jest nowe procesowanie wszystkich danych doświadczalnych. Wtedy, na podstawie swoich kryteriów, zrobię analizę końcową i opublikuję wynik.

Analiza subtelnych efektów łamania parzystości CP czy obserwacja rzadkich rozpadów na akceleratorze hadronowym wymaga bardzo precyzyjnych detektorów śladowych oraz detektorów wyznaczających miejsca produkcji i rozpadu cząstek długożyciowych. Poszczególne detektory powinny pracować w optymalny sposób, a to wymaga ciągłego monitorowania. Precyzyjne detektory półprzewodnikowe, jak LHCb VELO, ulegają zniszczeniu pod wpływem padającego na nie promieniowania. Brałam udział w sprawdzaniu stopnia tego zniszczenia, poprzez analizy prądów upływu. Wykonałam symulacje całkowitej fluencji i jej radialnych rozkładów w każdym sensorze VELO dla różnych energii zderzeń protonów i różnych parametrów wiązek. Obserwowałam wzrost prądów upływu w funkcji fluencji, analizowałam również zależność prądów od temperatury. W wyniku parametryzacji tej zależności wyznaczyłam efektywną przerwę energetyczną  $E_{eff}$  i zauważyłam jej zmianę (zmniejszenie) w bardziej napromieniowanych sensorach. Jest to dowód na zniszczenia strukturalne, które doprowadziły do zmiany w poziomach energetycznych krzemu. Moja analiza pokazała słuszność stosowania modelu Hamburgskiego, a przewidywania fluencji używane będą w następnej fazie eksperymentu. Jestem członkiem organizacji RD50, w której diskutowane są te wyniki i proponowane nowe rozwiązania na następne eksperymenty.

Żaden wynik fizyczny, żadne potwierdzenie czy obalenie teorii nie jest obecnie możliwe bez pracy zespołów złożonych z inżynierów, informatyków, fizyków oraz bez dobrej znajomości warunków pracy detektora, kontroli jakości danych, czy uświadomieniu sobie jak przebiega rekonstrukcja śladów. Podczas zbierania danych brałam zatem udział w dyżurach przy detektorze jako kierownik zmiany (*shift leader*) lub jako kontroler zbierania danych (*data manager*). Dawało mi to wiedzę i doświadczenie, jak działa każdy poddetektor i system, jak również, jak wygląda rzeczywisty proces zbierania i zapisywania danych.

Obecnie kończy jest kolejny etap pracy eksperymentu. Jestem przekonana, że moja dotychczasowa praca pozwoliła mi na znalezienie swojego miejsca w eksperymencie LHCb w następnych latach zbierania danych.

## 6. Literatura

- [1] A. Oblakowska-Mucha, *Radiation damage in the LHCb Vertex Locator. First observation of  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp K^{*\pm}$  decay*, Wydawnictwo JAK 2018.

- [2] A. Obłąkowska-Mucha, Tomasz Szumlak *Optimization of the track fit for the upgraded trigger*, LHCb Note 2016, LHCb-PUB-2014-030; CERN-LHCb-PUB-2014-030.
- [3] A. Obłąkowska-Mucha, et al (LHCb VELO group), *Radiation Damage Effects and Operation of the LHCb Vertex Locator*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume: 65, Issue: 5, 2018.
- [4] The RD50 Collaboration - Radiation hard semiconductor devices for very high luminosity colliders, <http://rd50.web.cern.ch/rd50/>.
- [5] J. Abdallah et al., DELPHI Collaboration, *A precise measurement of the  $B^+$ ,  $B^0$  and mean  $b$ -hadron lifetime with the DELPHI detector at LEPI*, Eur. Phys. J. C33 (2004) 307-324.
- [6] LHCb Collaboration, *The LHCb Detector at the LHC*, JINST, 3, (2008) S08005.
- [7] R. Aaij, et al. (LHCb VELO Group) *Performance of the LHCb Vertex Locator*, JINST 9 (2014) P09007.
- [8] A. Affolder, et al. (LHCb VELO Group) *Radiation damage in the LHCb Vertex Locator*, JINST 8 (2013) P08002.
- [9] M. Moll, *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors*, PhD Thesis, Universitat Hamburg 1999, DESY-THESIS-1999-040.
- [10] Wiehe, S. Wonsak, S. Kuehn, U. Parzefall, G. Casse, *Measurements of the reverse current of highly irradiated silicon sensors to determine the effective energy and current related damage rate*, NIM in Phys. Res. A, vol. 877, pp. 51-55, 2018.
- [11] A. Chilingarov, *Generation current temperature scaling*, Tech. Rep. PH-EP-Tech-Note-2013-001, CERN, 2013.
- [12] A. Ferrari, P.R. Sala, A. Fasso, and J. Ranft, *FLUKA: a multi-particle transport code* CERN-2005-10 (2005), INFN/TC\_05/11, SLAC-R-773.
- [13] CKM Fitter, <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [14] R. Aaij et al., (LHCb Collaboration), *Measurement of the CKM angle  $\gamma$  from a combination of LHCb results*, JHEP 12 (2016) 087, 1-59,
- [15] A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of LHCb Collaboration), *CP-violation measurements in  $B \rightarrow DX$  decays at LHCb*, accepted for publication in Journal of Physics: Conference Series 2018,
- [16] M. Neubert, B. Stech, *Non-Leptonic Weak Decays of B Mesons*, CERN-TH/97-99, Adv.Ser.Direct.High Energy Phys.15 (1998) 294-344.
- [17] M. Tanabashi et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D 98, (2018) 030001.
- [18] B. Aubert et al. (BABAR Collaboration), *Measurements of Branching Fractions and Dalitz Distributions for  $B^0 \rightarrow D^{(*)\pm} K^0 \pi^\mp$* , Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 171802.

## IV. Omówienie pozostałych osiągnięć naukowo-dydaktycznych

Moja naukowa i dydaktyczna kariera jest ściśle związana z ostatnimi latami, które spędziłam nad analizą danych doświadczalnych i pracą przy detektorach.

Moja aktywność naukowa zaczęła się w eksperymencie DELPHI na LEPie. Wykonałam analizę produkcji rezonansu  $\eta_c(2980)$  w oddziaływaniach dwufotonowych. Po zamknięciu eksperymentów na LEPie przystąpiłam do eksperymentu LHCb. Zanim pojawiły się dane rzeczywiste, brałam udział w generacji przypadków i symulacji rekonstrukcji w eksperymencie rozpadów pięknych mezonów. Badałam również czułość eksperymentu na wyznaczenia kąta  $\gamma$  macierzy CKM. Od 2010 analizuję dane zebrane przez LHCb i biorę udział w monitorowaniu działania detektora VELO. Od tego czasu mój czas pracy podzielony jest na trzy obszary: fizyka mezonów  $B$ , zniszczenia radiacyjne w śladowych detektorach krzemowych oraz dydaktyka na wydziale fizyki AGH. Poniżej znajduje się zestawienie osiągnięć innych niż osiągnięcie wymienione w punkcie III, podzielone na takie właśnie grupy. Szczegółowe zestawienie wszystkich osiągnięć przedstawione jest w Załączniku 3.

### 1. Fizyka B

Eksperyment LHCb został zaprojektowany do badania łamania parzystości CP i szukania rzadkich rozpadów ciężkich kwarków. Całkowita liczba opublikowanych prac autorstwa członków eksperymentu (również mojego) wynosi ponad 540. Poniżej wymieniam prace, w których brałam udział:

1. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of LHCb Collaboration), *CP-violation measurements in  $B \rightarrow DX$  decays at LHCb*, accepted for publication in Journal of Physics: Conference Series 2018,
2. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of LHCb Collaboration), *Neutral B-meson mixing and CP Violation at LHCb*, Journal of Physics: Conference Series 770 (2016) 012025,
3. A. Obłąkowska-Mucha, T. Szumlak, *Tracking system of the upgraded LHCb*, Nucl. Instr. Meth. A 824, (2016) 62-63,
4. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of LHCb Collaboration), *Selected CPV Results from LHCb Run 1 and Prospects for CKM  $\gamma$  Angle Measurements in Run 2*, Acta Physica Polonica B47 (2016) 6, 1553-1562,
5. A. Obłąkowska-Mucha, *Recent results from LHCb*, Acta Physica Polonica B47 (2016) 2, 245-571,
6. A. Obłąkowska-Mucha et. al., (LHCb Collaboration), *Measurement of the CKM angle  $\gamma$  from a combination of LHCb results*, JHEP 12 (2016) 087, 1-59,
7. A. Obłąkowska-Mucha et. al., (LHCb Collaboration) *Observation of  $B_s^0 \rightarrow D^0 K_s^0$  and evidence for  $B_s^0 \rightarrow D^{*0} K_s^0$  decays*, Phys. Rev. Lett. 116 (2016) 161802,
8. A. Obłąkowska-Mucha et. al., (LHCb Collaboration) *Measurement of the track reconstruction efficiency at LHCb*, JINST 10 (2015) 1-24,
9. A. Obłąkowska-Mucha et. al., (LHCb Collaboration) *Measurements of the branching fractions of the decays  $B_s^0 \rightarrow D_s^\pm K^\pm$  and  $B_s^0 \rightarrow D_s^\mp \pi^\pm$* , JHEP06(2012)115,
10. A. Obłąkowska-Mucha et. al., (LHCb Collaboration) *Prospect of the  $\gamma$  CKM angle determination from  $B_d^0 \rightarrow D^{*\pm} a_1^\pm(1260)$  decay process*, Acta Physica Polonica B 40(2009)6 1673-1684,

Uczestniczyłam w 7 konferencjach, na których prezentowałam wyniki związane z moją analizą. Jestem członkiem grupy roboczej *B to Open Charm*, na której wielokrotnie prezentowałam i dyskutowałam wyniki swojej analizy. Jestem wykonawcą w 3 grantach naukowych finansowanych przez Narodowe Centrum Nauki.

Byłam organizatorem LHCb Collaboration Week w 2013 w na AGH w Krakowie oraz spotkania *12th LHCb hackathon on software for the upgrade*, w planach mam organizację (jako chairperson) konferencji BEACH w roku 2022.



## 2. Zniszczenia radiacyjne

Jestem członkiem grupy LHCb VELO oraz RD50. Mam znaczący udział w poniższych publikacjach:

1. A. Obłąkowska-Mucha, et al (LHCb VELO group), *Radiation Damage Effects and Operation of the LHCb Vertex Locator*, IEEE Transactions on Nuclear Science, Volume: 65, Issue: 5, 2018,
2. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of RD50 Collaboration), *Radiation Hard Silicon Particle Detectors for Phase-II LHC Trackers*, JINST 12 (2017) C02054, 1-12,
3. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf of RD50 Collaboration), *Radiation Damage in Silicon Particle Detectors in High Luminosity Experiments*, Acta Physica Polonica B48 (2017) 1707,
4. A. Obłąkowska-Mucha, Tomasz Szumlak, *LHCb Vertex Locator: Performance and Radiation Damage in LHCb Run 1 and Preparation for Run 2*, Nucl. Instr. Meth. A824 (2016) 59-61,
5. A. Obłąkowska-Mucha (on behalf VELO group), *The LHCb vertex locator - performance and radiation damage*, JINST9 (2014) C01065, 1-11.

Uczestniczyłam w 7 konferencjach, na których prezentowałam wyniki związane ze zniszczeniami radiacyjnym w śladowych detektorach krzemowych i działaniem VELO.

Jestem kierownikiem grantu naukowego finansowanego przez Narodowe Centrum Nauki pt. „Analiza zniszczeń radiacyjnych pozycjoczułych planarnych mikro-paskowych sensorów krzemowych dla fizyki wysokich energii”, który zakończy się w roku 2020.

W roku 2017 organizowałam (jako chairperson) spotkanie organizacji RD50 na AGH w Krakowie. W roku 2018 (i planuję w 2019) byłam współorganizatorem międzyeksperymentalnego spotkania *Workshop on Radiation Effects in the LHC Experiments and Impact on Operation and Performance*.

## 3. Dydaktyka i popularyzacja fizyki.

Od początku zatrudnienia na AGH prowadzę zajęcia z fizyki, najpierw ćwiczenia rachunkowe, a od 8 lat również wykłady. Oprócz tego prowadzę kursy ściśle związane z moją pracą naukową: Cząstki Elementarne i Oddziaływania, Metody Eksperymentalne Fizyki Wysokich Energii, CP Violation in Heavy Flavour Physics, Statistics and Data Handling.

Jestem opiekunem 6 prac inżynierskich i 5 magisterskich. Obecnie pełnię również funkcję promotora pomocniczego w doktoracie.

Organizuję wykłady i seminaria o fizyce wysokich energii w ramach Nocy Naukowców, Małopolskiej Chmury Edukacyjnej, wydarzenia CERN Master Classes. Jestem przewodnikiem po CERNie. Od dwóch lat organizujemy również wyjazdy do CERNu dla studentów w programie „Prymusi AGH”.

