

**AGH**

AKADEMIA GÓRNICZO-HUTNICZA IM. STANISŁAWA STASZICA W KRAKOWIE

Wydział Fizyki i Informatyki Stosowanej

---

## Praca magisterska

Adam Dendek

kierunek studiów: fizyka techniczna

# Statystyczna analiza jakości dopasowania śladów cząstek naładowanych w eksperymencie LHCb

Opiekun: dr inż. Tomasz Szumalk

Kraków, czerwiec 2014

Oświadczam, świadomy(-a) odpowiedzialności karnej za poświadczenie nieprawdy, że niniejszą pracę dyplomową wykonałem(-am) osobiście i samodzielnie i nie korzystałem(-am) ze źródeł innych niż wymienione w pracy.

.....

(czytelny podpis)

Kraków, ?? czerwca 20??

**Tematyka pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej Adama Dendka, studenta V  
roku studiów kierunku fizyka techniczna**

**Temat pracy magisterskiej: Statystyczna analiza jakości dopasowania śladów cząstek naładowanych w eksperymencie LHCb**

Opiekun pracy: prof. dr inż. Tomasz Szumlak

Recenzenci pracy: dr hab. inż. Owaki Śmaki

Miejsce praktyki dyplomowej: CERN, Genewa

**Program pracy magisterskiej i praktyki dyplomowej**

1. Omówienie realizacji pracy magisterskiej z opiekunem.
2. Zebranie i opracowanie literatury dotyczącej tematu pracy.
3. Praktyka dyplomowa:
  - zapoznanie się z ideą...
  - uczestnictwo w eksperymentach/przygotowanie oprogramowania...
  - dyskusja i analiza wyników...
  - sporządzenie sprawozdania z praktyki.
4. Kontynuacja obliczeń związanych z tematem pracy magisterskiej.
5. Zebranie i opracowanie wyników obliczeń.
6. Analiza wyników obliczeń numerycznych, ich omówienie i zatwierdzenie przez opiekuna.
7. Opracowanie redakcyjne pracy.

Termin oddania w dziekanacie: ?? czerwca 20??

.....  
(podpis kierownika katedry)

.....  
(podpis opiekuna)

Na kolejnych dwóch stronach proszę dołączyć kolejno recenzje pracy popołnione przez Opiekuna oraz Recenzenta (wydrukowane z systemu MISIO i podpisane przez odpowiednio Opiekuna i Recenzenta pracy). Papierową wersję pracy (zawierającą podpisane recenzje) proszę złożyć w dziekanacie celem rejestracji co najmniej na tydzień przed planowaną obroną.

Ocena pracy promotora

Ocena pracy recenzenta

Chciałbym w tym miejscu podziękować:

**dr inż. Tomaszowi Szumlakowi** mojemu promotorowi, za nieustające wsparcie jakie od Niego otrzymałem w trakcie tworzenia pracy oraz umożliwienie mi pracy w kolaboracji wielkiego eksperymentu Fizyki Wysokich Energii jakim jest LHCb,

**prof. dr hab. Bogdanowi Murynowi** za opiekę naukową w trakcie studiów,  
wszystkim pozostałym członkom **krakowskiej grupy LHCb** którzy pomagali mi w jakikolwiek sposób,

**mgr Pawłowi Kwiatkowskiemu** najlepszemu nauczycielowi jakiego spotkałem w swojej edukacji szkolnej.

# Spis treści

<b>Wstęp</b>	<b>10</b>
<b>1. Motywacje teoretyczne powstania eksperymentu LHCb</b>	<b>11</b>
1.1. Symetrie w fizyce . . . . .	11
1.2. Symetrie a początek Wszechświata . . . . .	12
1.3. Symetria kombinowana CP . . . . .	12
1.3.1. Teoretyczny opis łamania symetrii CP . . . . .	13
1.3.2. Trójkąty unitarności . . . . .	14
<b>2. Eksperyment LHCb</b>	<b>17</b>
2.1. Akcelerator LHC . . . . .	17
2.2. Detektor LHCb . . . . .	19
2.2.1. Detektory Czerenkowa . . . . .	20
2.2.2. Detektory śladowe . . . . .	21
2.2.3. Kalorymetry . . . . .	21
2.2.4. Komory mionowe . . . . .	22
2.2.5. System wyzwalania . . . . .	23
<b>Podsumowanie</b>	<b>24</b>
<b>Literatura</b> . . . . .	<b>25</b>



## Spis rysunków

1.3.1.Trójkąt unitarności, kąty $\phi_{1,2,3}$ . . . . .	15
1.3.2.Trójkąt unitarności, kąty $\phi_{1,2,3}$ . . . . .	16
2.1.1.Schemat kompleksu przyspieszającego akceleratora LHC. [1] . . . . .	18
2.2.1.Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwar (b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu . . . . .	19
2.2.2.Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków b w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [1] . . . . .	20
2.2.3.Schemat detektora LHCb [1] . . . . .	21
2.2.4.Schemat detektor TT [1] . . . . .	22
2.2.5.Schemat detektorów T1-T3[1] . . . . .	22
2.2.6.Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[2] . . . . .	23

Wstęp

# Rozdział 1

## Motywacje teoretyczne powstania eksperymentu LHCb

Ten rozdział pokrótce opisuje teoretyczne podstawy stojące za Fizyką Wysokich Energii (ang. **H**igh **E**nergy **P**hysics ). Na samym początku omówiona zostaje fundamentalna zasada fizyki. Następnie opisane zostają

### 1.1. Symetrie w fizyce

Jeżeli chce się rozmawiać na temat fizyki zawsze powinno się zacząć od tematu symetrii. Jedną z najbardziej fundamentalnych zasad w fizyce jest ta, łącząca prawa zachowania z symetriami natury. Twierdzenie Noether pokazuje, że jeśli układ fizyczny jest niezmienniczy <sup>1</sup> względem ciągłej transformacji, oznacza istnienie zachowanie pewnej wielkości. Niezmienniczość praw fizycznych względem translacji czasowej jest odpowiedzialne za istnienie zasady zachowania energii. Zasada zachowania pędu, natomiast pochodzi od niezmienniczości względem przesunięć w przestrzeni. Natomiast zasada zachowania pędu jest zachowana gdy prawa fizyki są identyczne zastosowaniu obrotów w przestrzeni.

Poza, wyżej wymienionymi symetriami ciągłymi istnieją jeszcze symetrie dyskretne. Które, w przeciwieństwie do tych wcześniej opisanych mogą być łamane w pewnych fizycznych oddziaływaniach. Dla fizyki cząstek elementarnych istotnymi symetriami są:

- **C**- sprzężenie ładunkowe (ang. charge conjugation) zmienia znak wszystkich addytywnych numerów kwantowych. W specyficznym odniesieniu do rozpadów sub-atomowych cząstek, sprzężenie ładunkowe oznacza zamianę każdej cząstki na sprzężoną z nią antycząstkę.

---

<sup>1</sup>w znaczeniu Lagranżjan opisujący ten układ

- **P**- parzystość (ang. parity) jest to operacja odwrócenia jednej z trzech przestrzennych osi.
- **T** odwrócenie czasu (ang. time reversal) zmienia kierunek ruchu przez odbicie w czasie osi.

Według obecnej wiedzy, każda z tych symetrii jest zachowana w oddziaływaniach silnych i elektromagnetycznych. Natomiast, co bardziej interesujące, słabe siły łamią symetrie **C** oraz **P**. Jednakże, kombinacja tych symetrii **CPT** jest dokładną symetrią w każdej lokalnej Lorentz'owskiej teorii pola.

## 1.2. Symetrie a początek Wszechświata

W przybliżeniu po okresie  $10^{-6}s$  do Wielkiego Wybuchu została uformowana plazma gluonowo-kwarkowa w której to wolne kwarki oraz gluony podróżowały z relatywistycznymi prędkościami. Pary cząstka-antycząstka były stale tworzone oraz anihilowane, tworząc fotony, równomiernie poruszające się przez kosmos. Po tym procesie, do dzisiaj pozostają widzialne pamiątki nazywane Mikrofalowym promieniowaniem tła (ang. **C**osmic **M**icrowave **B**ackground). Na podstawie badań tego promieniowania oszacowano wiek Wszechświata na  $13.75 \pm 0.11$  miliarda lat.

Niedługo, po tym jak CMB zostało wytworzone jedna liczb kwantowych *liczba barionowa* została złamana, powodując, że więcej cząstek było produkowanych niż antycząstek. Ten proces nazywany *bariogenezą* oznacza, że dzisiejszy wszechświat jest zbudowany z materii.

W 1967 Sacharow wyjaśnił, że powodem dla którego we Wszechświecie brak jest antymaterii wymaga spełnienia trzech warunków:

1. Niezachowania liczby barionowej.
2. Ochładzanie Wszechświata zachodziło w warunkach niebędących w równowadze termodynamicznej.
3. Zachodzenie procesu łamania symetrii kombinowanej **CP**

## 1.3. Symetria kombinowana CP

Symetria kombinowana **CP**, będąca jak wcześniej wspomniano jednym z warunków Sacharowa do tego, aby istniał wszechświat, była poddana obserwacji już wcześniej. Powodem tego było odkryciem istnienia tylko lewoskrętnych<sup>2</sup> neutrin i prawoskrętnych antyneutrin. Wynikiem

---

<sup>2</sup>Skrętność oznacza rzut wektora spinu na kierunek ruchu cząstki

zastosowania operatora  $\mathbf{CP}$ <sup>3</sup> na neutrino lewoskrętne jest antyneutrino prawoskrętne. Stąd sądzono, że ta symetria jest zachowana przez oddziaływania słabe. Tak było do roku 1964, kiedy to w rozpad neutralnych kaonów pokazał, że ta symetria jednak jest łamana (więcej informacji ref.). Pierwszym dowodem na łamanie  $\mathbf{CP}$  poza układem kaonów, był zaobserwowany w 2001 roku przez kolaborację eksperymentu Belle. Badali oni układ neutralnych mezonów B<sup>4</sup>. Odkrycie zapoczątkowało nową erę badań procesów łamiących symetrię  $\mathbf{CP}$ . Lekkie mezony B (neutralne  $B_u$  oraz naładowane  $B_d$  były poddawane precyzyjnym pomiarom przez fabryki-B: Belle(ref) oraz BaBar(ref). LHCb jest eksperymentem drugiej generacji. Właściwości eksperymentu, które będą omówione w następnym rozdziale, pozwalają na poszukiwania łamania ?? w sektorze mezonów  $B_s$  oraz zjawisk Nowej Fizyki.

### 1.3.1. Teoretyczny opis łamania symetrii $\mathbf{CP}$

Stanami własnymi oddziaływań słabych nie są tożsame ze stanami własnymi oddziaływań silnych<sup>5</sup>. Przejście z jednej bazy do drugiej możliwe jest dzięki macierzy Cabbibo-Kobayashiego-Maskawy (CKM).

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (1.3.1)$$

Macierz CKM jest 3x3 macierzą unitarną. Elementy macierzy określają sprzężenie pomiędzy odpowiednimi kwarkami. Warto zwrócić uwagę, że Model Standardowy w żaden sposób nie przewiduje wartości wyrazów z macierzy CKM. Wiele parametryzacji było zaproponowanych w literaturze. Do najbardziej popularnych należy parametryzacja Keung-Chau, zwana również standardowa parametryzacją.

$$\begin{aligned} V_{CKM} &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{13}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ V_{CKM} &= \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \end{aligned} \quad (1.3.2)$$

gdzie:

$c_{ij} = \cos\theta_{ij}$  oraz  $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ . Warte wyjaśnienie jest znaczenie kąta  $\theta_{ij}$  oraz  $\delta$ .  $\theta_{ij}$  są to kąty

<sup>3</sup>Operatory  $\mathbf{C}$  oraz  $\mathbf{P}$  komutują ze sobą nawzajem

<sup>4</sup>Mezon B to hadron składający się z kwarka b oraz lżejszy antykwark

<sup>5</sup>zwane również stanami własnymi masy

Eulera<sup>6</sup> mówiące o stopniu mieszania pomiędzy trzema zapachami kwarków ( $i, j=1, 2, 3$ ) oraz  $\delta$  jest fazą odpowiedzialną za łamanie symetrii **CP**.

Ważną, z punktu widzenia hierarchizacji wielkości mieszanie pomiędzy rodzinami kwarkowymi jest tak zwana parametryzacja Wolfensteina (tu ref). Każdy z elementów macierzy CKM jest wyrażany przez szereg potęgowy parametru  $\lambda = \sin\theta_{12} \approx 0.22$ .

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(\rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^4) \quad (1.3.3)$$

Pozostałe parametry występujące w równaniu 1.3.3 określone są zależnościami:

$$A \equiv \frac{s_{23}}{s_{12}^2}, \quad \rho \equiv \frac{s_{13}\cos\delta}{s_{12}s_{23}}, \quad \eta \equiv \frac{s_{13}\sin\delta}{s_{12}s_{23}}$$

Ponieważ parametr  $\lambda$  jest mniejszy od jedności to można, analizując wykładnik napisać względne relacje między poszczególnymi elementami macierzy CKM. Łatwo zauważyć, iż najbardziej prawdopodobne są przejścia między kwarkami tej samej rodziny.

### 1.3.2. Trójkąty unitarności

Wymogiem Modelu Standardowego jest unitarność macierzy CKM oznacza to, że musi zachodzić zależność  $V_{CKM}^\dagger V_{CKM} = \mathbf{1}$ . Powyższy fakt implikuje sześć warunków ortogonalności.

$$db : V_{ud}V_{ub}^* + V_{cd}V_{cb}^* + V_{td}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3.4)$$

$$sb : V_{us}V_{ud}^* + V_{cs}V_{cd}^* + V_{ts}V_{td}^* = 0 \quad (1.3.5)$$

$$ds : V_{us}V_{ub}^* + V_{cs}V_{cb}^* + V_{ts}V_{tb}^* = 0 \quad (1.3.6)$$

$$ut : V_{du}V_{dc}^* + V_{su}V_{sc}^* + V_{bu}V_{bc}^* = 0 \quad (1.3.7)$$

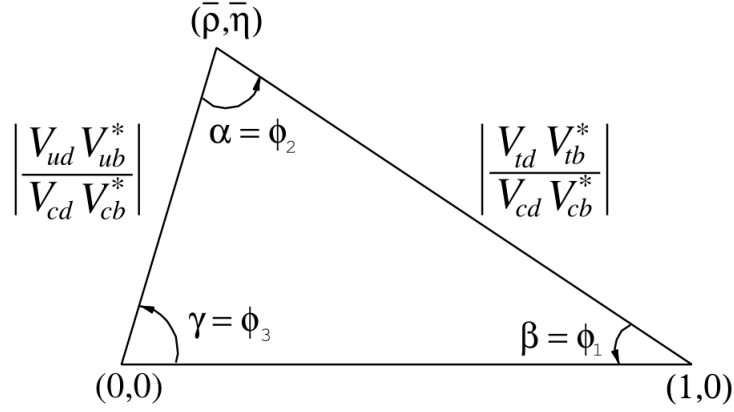
$$ct : V_{dc}V_{dt}^* + V_{sc}V_{st}^* + V_{bc}V_{bt}^* = 0 \quad (1.3.8)$$

$$uc : V_{dt}V_{du}^* + V_{st}V_{su}^* + V_{bt}V_{bu}^* = 0 \quad (1.3.9)$$

Każdy z nich wymaga zanikania sumy trzech zespolonych liczb. Warunki unitarności mogą być przedstawione w postaci trójkątów w przestrzeni zespolonej (diagram Arganda) i nazywane są trójkątami unitarności. Każdy, z tych trójkątów posiadają jednakowe pole, które można wyrazić w korzystając z parametryzacji Wolfensteina  $P = \lambda^6 A^2 \eta$  jednakże różnią się kształtem. Zaletą korzystania z formalizmu trójkątów unitarności jest fakt, że przy jakiegokolwiek zmianie parametryzacji macierzy CKM trójkąty zostają tylko obrócone w przestrzeni zespolonej natomiast długości boków oraz kąty pozostają bez zmian.

---

<sup>6</sup>Układ trzech kątów, za pomocą których można jednoznacznie określić wzajemną orientację dwóch układów współrzędnych.



**Rys. 1.3.1.** Trójkąt unitarności, kąty  $\phi_{1,2,3}$

są ekwiwalentem do kątów  $\alpha, \beta, \gamma$  w notacji używanej przez eksperyment BELLE. Dolny bok trójkąta posiada jednostkową długość jest to zgodne z przyjętą konwencją.

Z eksperymentalnego punktu widzenia, najciekawszym trójkątem jest (db), ponieważ jego boki są porównywalnych rozmiarów co oznacza, że kąty (bądź odpowiadające im fazy) są duże. Rysunek 1.3.1 przedstawia ten trójkąt. Użyto standardowego oznaczenia kątów ( $\alpha, \beta, \gamma$ ), te trzy kąty odnoszą się do zespolonych komponentów macierzy CKM przez związki:

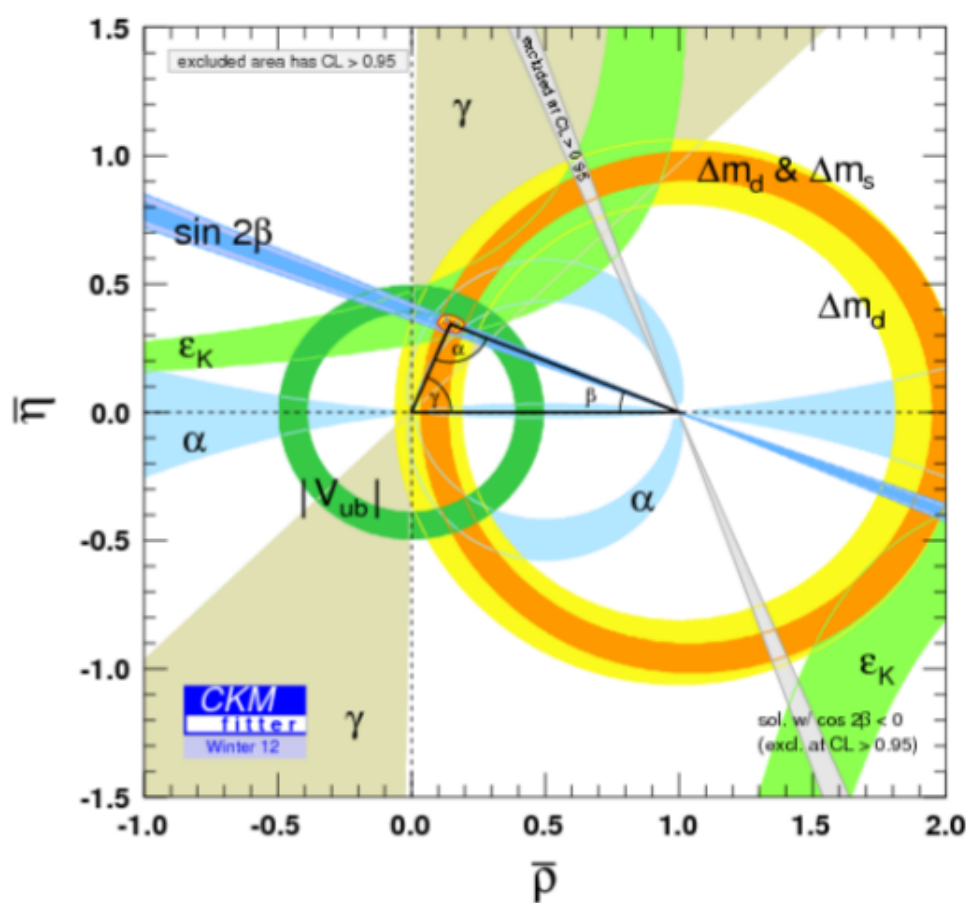
$$\alpha = \arg \left( -\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*} \right) = \arg \left( \frac{(1 - \frac{1}{2}\lambda^2)(i\eta - \rho)}{1 - \rho - i\eta} \right) \quad (1.3.10)$$

$$\beta = \arg \left( -\frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{td}V_{tb}^*} \right) = \arg \left( \frac{1}{1 - \rho - i\eta} \right) \quad (1.3.11)$$

$$\gamma = \arg \left( -\frac{V_{ud}V_{cb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right) = \arg \left( 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 \right) (\rho - i\eta) \quad (1.3.12)$$

Wiele różnych rozpadów mezonów B oraz D można użyć do ograniczania przedziału dostępności dla kątów. Rysunek przedstawia

Kusi mnie dodanie podrozdziału o typach łamania symetrii i mieszaniu ogólnie.



**Rys. 1.3.2.** Trójkąt unitarnośći, kąty  $\phi_{1,2,3}$

są ekwiwalentem do kątów  $\alpha, \beta, \gamma$  w notacji używanej przez eksperyment BELLE. Dolny bok trójkąta posiada jednostkową długość jest to zgodne z przyjętą konwencją.



# Rozdział 2

## Eksperyment LHCb

Badania opisywane w niniejszej pracy zostały wykonane w Europejskim Ośrodku Badań Jądrowych (CERN) pod Genewą. Laboratorium zostało założone w 1954 roku i zrzeszało 12 Europejskich krajów. Wartą odnotowania data jest 1 lipca 1991 roku, kiedy to Polska stała się pełnoprawnym członkiem CERN. Międzynarodowa kolaboracja była i jest jedynym sensownym rozwiązaniem problemów ze zwiększającymi się wymaganiami co do złożoności oraz kosztów prowadzenia eksperymentów fizyki wysokich energii.

Analizowane pomiary zostały przeprowadzone przy użyciu akceleratora zwanego Wielkim Zderzaczem Hadronów (ang. Large Hadron Collider) oraz eksperymentu LHCb. Rozdział ten ma na celu dać krótkie wprowadzenie do zagadnień związanych z eksperymentem w k pracach którego, autor bierze czynny udział.

### 2.1. Akcelerator LHC

LHC jest największym, działającym akceleratorem na świecie zaprojektowanym do zderzania protonów o całkowitej energii środka masy  $\sqrt{s} = 14\text{TeV}$ . Poza samą energią wiązki ważnym parametrem związanym z pracą akceleratora jest świetlność ( $L$ ). Wielkość ta określa ile zaszło zderzeń cząstek, kiedy dwie wiązki zderzyły się ze sobą. Co więcej liczba ta jest ściśle związana z ilością zderzeń na sekundę oraz przekrojem czynnym:

$$\frac{dN}{dt} = L\sigma \quad (2.1.1)$$

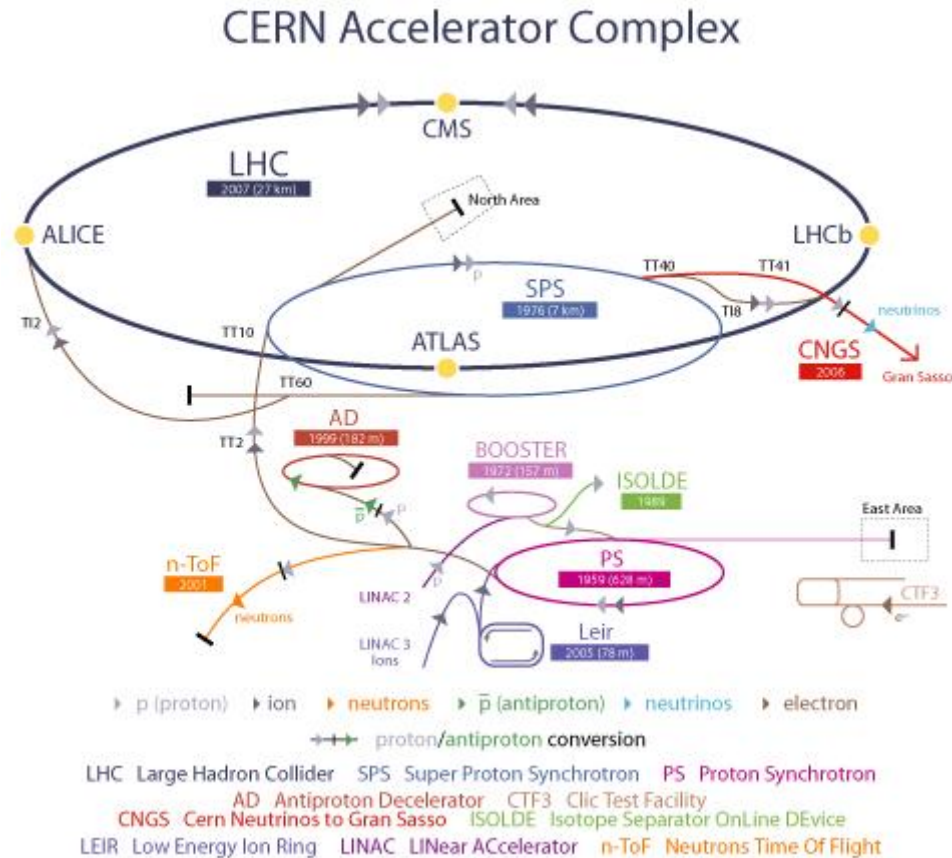
Ilość zebranych danych można otrzymać całkując chwilową świetlność:

$$\mathcal{L} = \int L dt \quad (2.1.2)$$

Otrzymana wielkość posiada jednostkę odwrotności pola, zwaną również barnem. Eksperymenty ATLAS oraz CMS (opisane poniżej) mogą pracować z maksymalną osiągalną świetlnością przez

$LHC-\mathcal{L} = 10^{34} cm^{-2}s^{-1}$ , natomiast LHCb dla swoich potrzeb redukuje światłość w celu zmniejszenia ilości wielokrotnych zderzeń na wiązkę.

LHC został umiejscowiony w 26,7 km tunelu skonstruowanym pierwotnie dla poprzedniego akceleratora elektronowego LEP (ang. Large Electron–Positron Collider).



**Rys. 2.1.1.** Schemat kompleksu przyspieszającego akceleratora LHC. [1]

Na rysunku 2.1.1 pokazany jest schemat kompleksu przyspieszającego oraz detektorów pracujących przy eksperymencie LHC. Sam proces przyspieszania jest kilku stopniowy[? ]. Na początku protony otrzymywane są w wyniku jonizacji atomów wodoru po czym wstępnie przyspieszane w akceleratorze liniowym (LINIAC2) do energii 500MeV. Następnie dwa kołowe akceleratory zwiększają energie cząstek do 1GeV (BOOSTER) oraz 26 GeV (PS), kontynuując podróż przez system akceleratorów przechodzą przez SPS rozpędzając je do energii 450 GeV. Na sam koniec są umieszczane w docelowym pierścieniu LHC. W którym to przebywają 20 minut zanim nabiorą maksymalną energię. Do utrzymania dwóch przeciwbieżnych wiązek protonowych na ich orbitach potrzebne są 1232 nadprzewodzące magnesy, generujące pole o indukcji 8.33T. Aby magnesy pozostawały w stanie nadprzewodzenia muszą być schłodzone do temperatury 1.9 K. Tak niską temperaturę uzyskuje się przy użyciu nadciekłego helu.

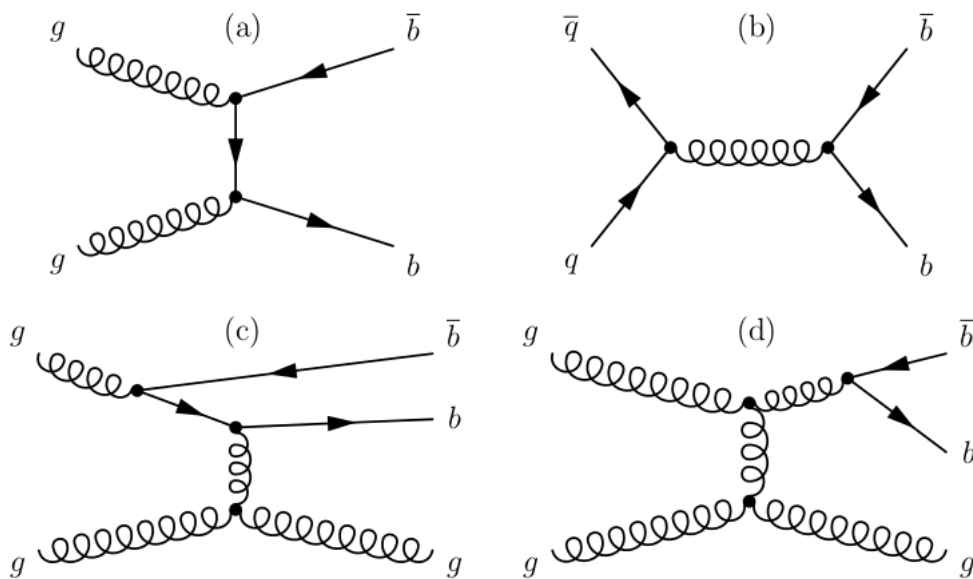
Wiązki są zderzane w 4 punktach oznaczonych na rysunku 2.1.1 żółtymi kropkami. W każdym z tych punktów umiejscowiony jest jeden z detektorów oraz powiązanych z nimi eks-

peryment. Noszą one odpowiednio nazwy ATLAS, CMS, ALICE oraz LHCb.

Głównymi celami eksperymentów ATLAS (ang. A Toroidal Lhc ApparatuS)[?] oraz CMS (ang. Compact Muon Solenoid) [?] jest poszukiwanie bozonu Higgsa, cząstki która wg Modelu Standardowego odpowiada za nadawanie masy, oraz sprawdzenie teorii supersymetrii (SUSY). ALICE (ang. A Large Ion Collider Experiment)[?] został zoptymalizowany do badania plazmy gluonowo-kwarkowej powstającej w wyniku zderzeń ciężkich jonów.

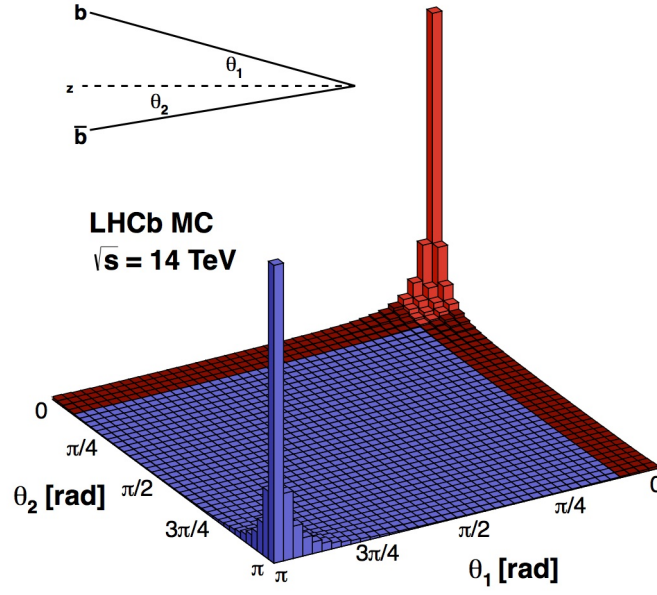
## 2.2. Detektor LHCb

Eksperyment oraz stowarzyszony z nim detektor LHCb został zaprojektowany do badania łamania symetrii kombinowanej  $\mathbf{CP}$  oraz rzadkich procesów obficie produkujących hadrony zawierające kwarki b. Jako przykład można podać mezon B. Produkcja pary  $b\bar{b}$  będąca wynikiem zderzenia proton-proton jest zdominowana przez procesy fuzyjne gluonów i partonów, diagram Feynmana opisujący takie procesy został umieszczony na rysunku 2.2.1. Symulacje takich procesów pokazały, że przy energiach osiąganych dzięki LHC, zarazem kwarki b oraz  $\bar{b}$  przeważnie produkowane są w kierunku do przodu lub tyłu, co przedstawiono na rysunku 2.2.2.



**Rys. 2.2.1.** Przykładowe diagramy Feynmana obrazujące produkcję mezonów B. Diagramy pierwszego rzędu odpowiadają kreacji par przez fuzję gluonową (a) oraz anihilację kwark-antykwar (b). Przykładowe schematy wyższych rzędów to wzbudzenia zapachowe (c) oraz rozszczepianie gluonu

Detektor LHCb jest spektrometrem o akceptancji kątowej 10 do 300 mrad. Jest to geometria typu "do przodu", której konsekwencją jest efektywny przedział pseudorapidity obserwowanych



**Rys. 2.2.2.** Wykres korelacji pomiędzy kątem polarnym a ilością produkowanych kwarków  $b$  w zderzeniu proton-proton. Symulacja została wykonana przy użyciu programu Pythia [1]

cząstek

$1.7 < \eta < 5.3$ . Przy czym pseudorapidity,  $\eta$  jest zdefiniowana jako

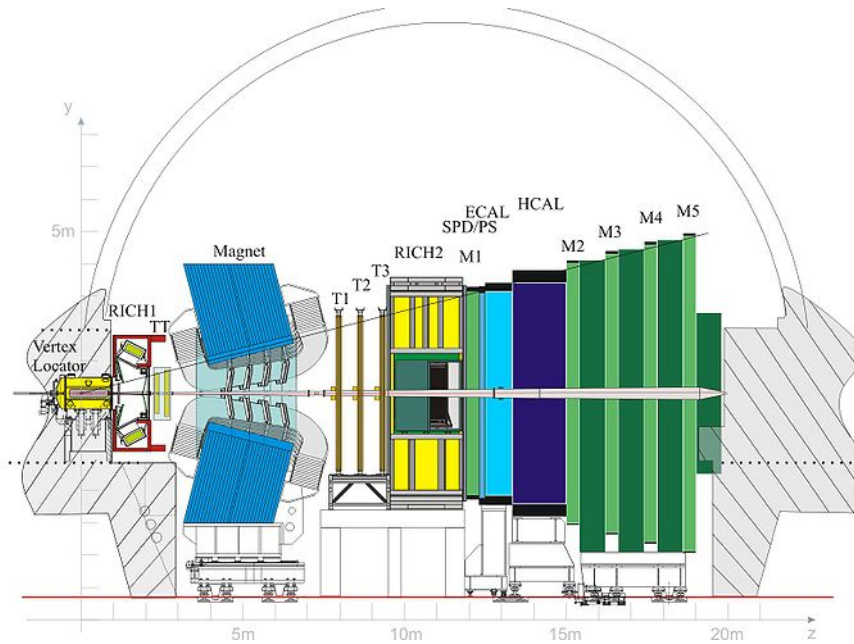
$$\eta = -\ln \left( \operatorname{tg} \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2.1)$$

gdzie  $\theta$  kąt między kierunkiem pędu cząstki oraz osią wiązki.

Zamieszczony na rysunku 2.2.3 spektrometr LHCb składa się z szeregu systemów detekcyjnych, które będą opisane w dalszej części rozdziału.

### 2.2.1. Detektory Czerenkowa

RICH (ang. Ring Imaging Cherenkov detector) jest detektorem promieniowania Czerenkowa wykorzystywanym do identyfikacji hadronów. W szczególności wydajna separacja pionów oraz kaonów jest niezbędna przy badaniu rozpadów mezonów  $B_{(s)}^0$  oraz  $D_{(s)}^0$ . W spektrometrze LHCb zamontowano dwa detektory RICH. Pierwszy z nich (RICH1), umieszczony zaraz za VELO, jest zoptymalizowany dla nisko pędowych cząstek o pędzie w przedziale  $\sim 1 - 60 \text{ GeV}/c$ . Drugi (RICH2), położony za magnesem, służy do identyfikacji cząstek o dużych pędach ( $\sim 15 - 100 \text{ GeV}/c$ ) [?]. Zasada działania wyżej wymienionych detektorów jest oparta na procesie emisji promieniowania Czerenkowa. Promieniowanie to jest emitowane gdy naładowana cząstka porusza się w danym ośrodku szybciej niż światło w tym ośrodku. Kąt emitowanego fotonu jest



Rys. 2.2.3. Schemat detektora LHCb [1]

zależny od prędkości z jaką porusza się cząstka wg wzoru

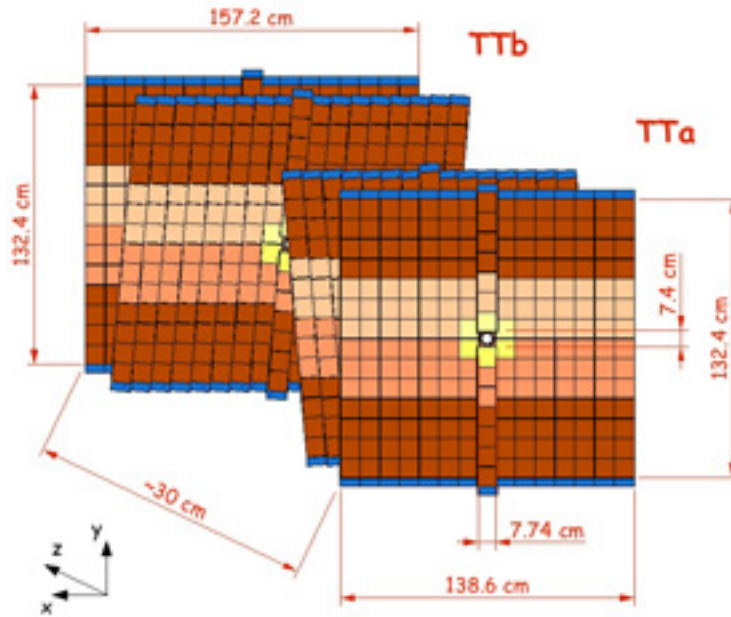
$$\cos\theta = \frac{c}{nv} \quad (2.2.2)$$

gdzie:

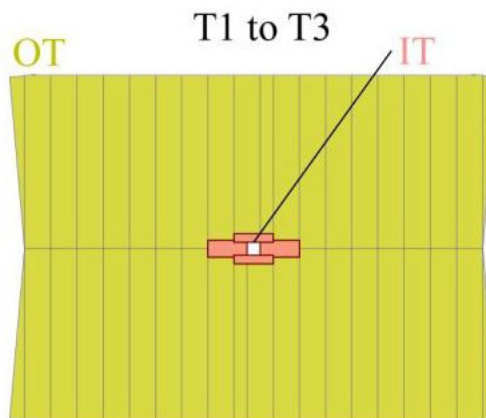
c- prędkość światła w próżni, v- prędkość cząstki, n- współczynnik załamania ośrodka.

## 2.2.2. Detektory śladowe

Układ detektorów śladowych pozwala na rekonstrukcję trajektorii cząstek oddziałujących z materiałem czynnym detektora. Składa się z części umieszczonych przed magnesem (VELO, TT) oraz za nim (stacje T1-T3 oraz komory mionowe). Ze względu na temat pracy, bezpośrednio związany z detektorem VELO, zostanie on dokładnie opisany w rozdziale ???. Umieszczony na rysunku 2.2.4 TT (ang. Tracker Turicensis) jest wykorzystywana w analizie do rekonstrukcji długożyciowych neutralnych cząstek np. kaonów rozpadających się na zewnątrz detektora VELO. Detektor ten zbudowany jest z czterech warstw krzemowych, mikropaskowych detektorów. Detektory śladowe T1-T3, których schemat zamieszczono na rysunku 2.2.5, dokonujące pomiarów pozycji za magnesem, dzielą się na dwie części. Pierwszą z nich jest IT (ang. Inner Tracker) zbudowany podobnie jak TT, z krzemowych mikropaskowych detektorów. Wynika to z faktu iż IT znajduje się w miejscu którym oczekiwane jest największa ilość cząstek, natomiast OT(ang. Outer Tracker) jest gazowym detektorem słomkowym.



Rys. 2.2.4. Schemat detektor TT [1]



Rys. 2.2.5. Schemat detektorów T1-T3[1]

### 2.2.3. Kalorymetry

Zadaniem kalorymetrów jest identyfikacja fotonów, elektronów i hadronów oraz pomiar ich energii. Są wykorzystywane również w algorytmie systemu wyzwalania. System dzieli się na kilka części:

- SPD (ang. Scintillator Pad Detector) oraz PS (ang. Pre Shower) służą do odróżniania fotonów i elektronów poprzez analizę topologii elektromagnetycznej kaskady cząstek wtórnych.
- ECAL (ang. Electromagnetic CALorimeter) mierzy energię fotonów i elektronów.
- HCAL (ang. Hadronic CALorimeter) używany do pomiaru energii hadronów.

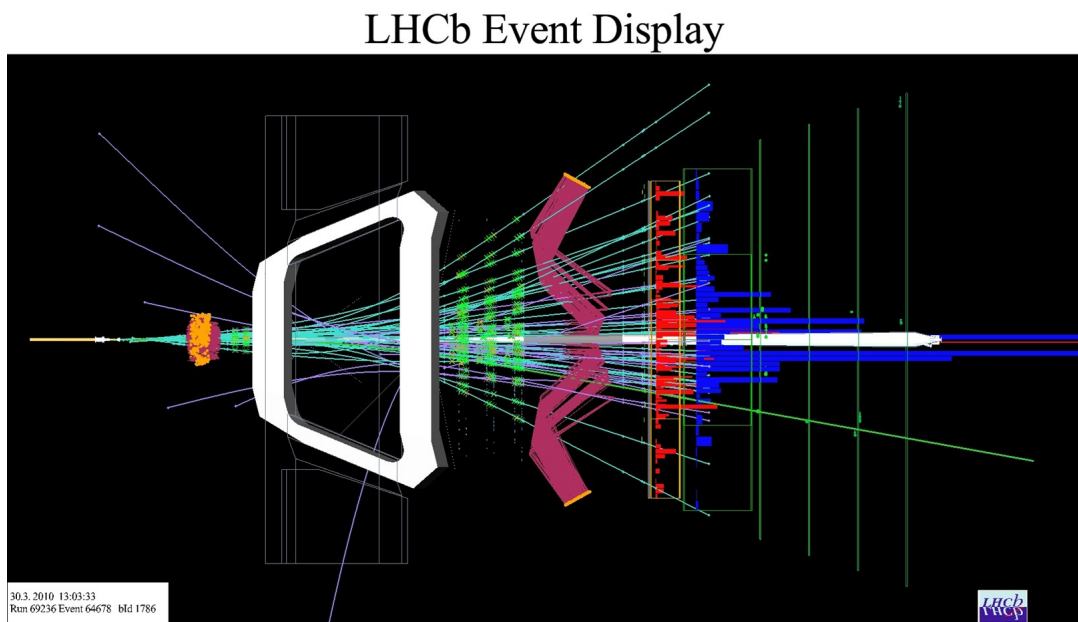
### 2.2.4. Komory mionowe

Identyfikacja mionów jest fundamentalnym wyzwaniem eksperymentu LHCb ponieważ cząstki te są stanami końcowymi powstającymi w wyniku rozpadów mezonów  $B_{(s)}^0$  oraz  $D_{(s)}^0$ . Miony, słabo oddziaływające z materią, są jedynymi cząstkami które przechodzą przez system kalorymetrów. Układ detektorów składa się z pięciu wielodrutowych komór proporcjonalnych. Mają bardzo ważną rolę w systemie wyzwalania L0, oraz estymacji pędu poprzecznego mionów.

### 2.2.5. System wyzwalania

Częstotliwość przecinania się wiązek protonowych wynosi 40MHz, co w przybliżeniu odpowiada strumieniowi danych 40TB/s. W celu ograniczenia strumienia danych zastosowano system wyzwalania (ang. trigger). Obecny system akwizycji jest w stanie archiwizować dane przychodzące z prędkością nie większą niż 200 MB/s(4kHz). Końcowy efekt uzyskany jest dzięki dwóm poziomom decyzyjnym.

- Pierwszy poziom (Level0 [L0]) ogranicza strumień danych z 40 MHz do 1.1MHz. Wykorzystuje on w procesie dokonywania decyzji fakt iż produkty rozpadów mezonów  $B_{(s)}^0$  oraz  $D_{(s)}^0$  posiadają stosunkowo wysoki pęd poprzeczny oraz energię.
- Drugi poziom (High Level Trigger [HLT]) jest programem komputerowym wykonywanym na bardzo wielu CPU jednocześnie. Wykorzystuje dane pochodzące ze wszystkich detektorów. Szybki algorytm rekonstrukcji śladów łączy wyniki pochodzące z VELO wraz ze śladami zrekonstruowanymi przez inne detektory śladowe. Na tej podstawie wybiera się przypadki fizyczne, które zapisywane są na dysku.



Rys. 2.2.6. Wizualizacja przypadku zdarzenia w detektorze LHCb[2]



# Podsumowanie

# Bibliografia

- [1] <http://public.web.cern.ch>.
- [2] <http://lhcb-public.web.cern.ch/lhcb-public/en/Collaboration/LHCbEvDis.html>.