

Praktikumsversuch im SS2020

Messung von Materie-Antimaterie-Unterschieden mit dem LHCb Experiment

Fabian Koch

fabian3.koch@tu-dortmund.de

Nils Breer

nils.breer@tu-dortmund.de

Nicole Schulte

nicole.schulte@tu-dortmund.de

Abgabe: xx.xx.2020

TU Dortmund – Fakultät Physik

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	CP-Verletzung	3
3	Der <i>B</i>-Meson Zerfall und Zwischenresonanzen	4
4	Der LHCb Detektor	5
5	Auswertung	6
5.1	Invariante Masse der B-Mesonen in simulierten Daten	6
5.2	Invariante Masse der B-Mesonen in echten Daten	7
5.3	globale CP-Asymmetrie	9
5.4	Zweikörper-Resonanzen für simulierte Daten	9
5.5	Zweikörper-Resonanzen für echte Daten	11
5.6	Lokale CP-Verletzung	13
6	Diskussion	17
7	Anhang	18
	Literatur	18

1 Einleitung

Im folgenden wird eine Analyseketten mit LHCb Daten durchgeführt um die Materie-Antimaterie Asymmetrie sichtbar zu machen.

Wir werden dies in den folgenden Schritten bewältigen.

1. Rekonstruktion der invarianten Masse (Simulation) -> Fertig nur noch Plots fehlen
2. Für echte Daten:
 - a) Preselection -> Fertig, hier auch noch plots einbinden
 - b) globale CP Asymmetrie
 - c) statistische Unsicherheiten
 - d) Dalitz Plots
 - e) Zweikörper Resonanzen
 - f) lokale Materie-Antimaterie Asymmetrie
 - i. charm Resonanzen
 - ii. Dalitz Plot für B^+ und B^- vergleichen
 - iii. Invariante Masse für B^+ und B^- vergleichen

2 CP-Verletzung

Der Begriff CP -Verletzung beschreibt die Verletzung der Symmetrie unter Ladungsumkehr C und unter Raumspiegelung oder auch Parität P . Operationen der Ladungsumkehr wandeln Teilchen in ihr Antiteilchen um, da alle inneren Quantenzahlen konjugiert werden. Wird die Ladungskonjugation somit zweimal angewandt, ergibt sich erneut das Ausgangsteilchen. Operationen unter Raumspiegelung ändern die Händigkeit der Raumkomponenten. Die starke und die elektromagnetische Wechselwirkungen bewahren die Symmetrie unter C -, P - und CP -Operationen. In der schwachen Wechselwirkung wird sowohl die Ladungsumkehr als auch die Parität stark verletzt, die CP -Symmetrie ist allerdings in den meisten schwachen Wechselwirkungen erhalten. In seltenen Zerfällen allerdings, wie beispielsweise Kaon oder B -Meson Zerfällen, kann eine Verletzung der CP -Symmetrie nachgewiesen werden.

Im Standard Modell wird die CP -Verletzung durch eine komplexe Phase in der CKM-Matrix ausgedrückt. Bei der Erweiterung des Standard Models mit den Majorana Massentermen für die Neutrinos finden sich drei komplexe Phasen in der Mischungsmatrix für Leptonen.

Eine Erhaltung der CP -Symmetrie würde bedeuten, dass es keine Bevorzugung zwischen Materie und Antimaterie gibt. In unserem heutigen Universum lässt sich jedoch eine deutliche Asymmetrie untersuchen, die einen größeren Materieanteil aufweist. Die CP -Verletzung, die in den seltenen Zerfällen gemessen wird, kann lediglich einen Bruchteil der beobachteten Materie-Antimaterie-Asymmetrie widerspiegeln. Daher muss es weitere

CP -Verletzende Mechanismen geben, die noch unentdeckt sind. Die Messungen der CP -Verletzungen sind eng verknüpft mit neuer Physik, da viele Modelle zur neuen Physik neue Quellen dieser Verletzung diskutieren.

Zwei wichtige Experimente zur CP -Verletzung sind unter anderem Belle und LHCb. In diesem Versuch werden Daten verwendet, welche am LHCb Experiment aufgenommen wurden, weswegen ausschließlich dieses Experiment diskutiert wird. Das Experiment ist so konzipiert, dass B -Mesonen äußerst präzise gemessen werden können.

3 Der B -Meson Zerfall und Zwischenresonanzen

Betrachtet werden die Zerfälle von B -Mesonen oder genauer:

$$B^\pm \rightarrow h^\pm h^\pm h^\mp. \quad (1)$$

Die Hadronen h^\pm können dabei sowohl Pionen als auch Kaonen sein. Wie bereits diskutiert, kann die CP -Verletzung in der schwachen Wechselwirkung nachgewiesen werden. Die untersuchten Zerfälle werden somit über diese vermittelt. Die Verletzung äußert sich in der Anzahl der gemessenen B^+ und B^- -Zerfällen und die Asymmetrie zwischen den beiden Variablen. Dabei muss beachtet werden, dass die am Large Hadron Collider (LHC) produzierten Teilchen aus Proton-Proton Kollisionen stammen. Somit ist kein Materie-Antimaterie gleicher Anfangszustand gegeben und Nebeneffekte, die eine scheinbare Asymmetrie verursachen, müssen berücksichtigt werden.

Wichtig ist zudem die Betrachtung von Zwischenresonanzen. Die B -Mesonen selber können nicht gemessen werden, sondern müssen über ihre Zerfallsprodukte identifiziert werden. Dabei muss beachtet werden, dass Zerfälle mit Zwischenresonanzen gleiche Endzustandsteilchen bilden können. Zwischenresonanzen mit einem charm-Quark sind die am häufigsten vorkommenden Resonanzen in B -Zerfällen. Die dabei relevanten Teilchen sind unter anderem das D -Meson, das J/ψ -Meson oder auch das X -Meson. Für die spätere Darstellung der Dreikörper-Zerfälle werden die Massen aller möglichen Teilchen benötigt. Die Massen sind in Tabelle 1 aufgelistet.

Tabelle 1: Aus dem PDG [2] entnommenen Massen für die involvierten Teilchen im Dreikörper- B -Meson Zerfall mit ihrem zugehörigen Quarkinhalt. Verwendet werden natürliche Einheiten mit $c = 1$.

Teilchen	Quarkinhalt	Masse MeV
B -Meson B^\pm	$B^+ : u\bar{b}, B^- : \bar{u}b$	5279.32
Kaon K^\pm	$K^+ : u\bar{s}, K^- : \bar{u}s$	493.68
D^0 -Meson	$c\bar{u}$	1864.83
J/ψ -Meson	$c\bar{c}$	3096.90
$\chi_{c0} (1P)$ - Meson	$c\bar{c}$	3414.71

4 Der LHCb Detektor

Der LHCb Detektor [4] ist stationiert am Large Hadron Collider (LHC) in der Schweiz an der Forschungseinrichtung der europäischen Organisation für Kernforschung namens CERN. Der Detektor ist ein einarmiges Vorwärtsspektrometer, konzipiert für die Messung von B -Mesonen, da diese hauptsächlich in Vorwärtsrichtung produziert werden. In einem rechtshändigen Koordinatensystem verläuft die z -Achse entlang der Strahlrichtung und die y -Achse entlang der vertikalen Achse.

Zur Rekonstruktion der Teilchenspur wird ein Siliziumstreifen-Vertex-Detektor namens VELO oder auch Vertex-Locator verwendet. Dieser misst mindestens drei Punkte jeder Teilchenspur und ist somit dazu in der Lage, den Primärvertex als auch weitere sekundäre Vertices zu bestimmen. Durch die hohe Lebensdauer der beauty-quarks sind die B -Mesonen in der Lage eine endliche Strecke im Detektor zurückzulegen, bevor sie in ihre Zerfallsprodukte zerfallen. Der Vertex Detektor ist somit essenziell für die Bestimmung dieser Vertices.

Vor dem Dipolmagneten befindet sich der großflächige, vierlagige Siliziumstreifendetektor TT. Dort werden die durch den Magneten gekrümmten Teilchenbahnen gemessen. Der Dipolmagnet erzeugt eine integrierte Magnetfeldstärke von 4 mT und wird regelmäßig umgepolt um den Einfluss von systematischen Unsicherheiten zu verringern. Auf Grund der Umpolung werden in diesem Versuch zwei verschiedene Datensätze verwendet, einer mit positiver Polung und einer mit umgekehrter.

Hinter dem Dipolmagneten gibt es drei weitere Spurdetektoren T1, T2 und T3, welche aus Siliziumstreifendetektoren und Driftröhren bestehen. Die Röhren sind mit Argon und Kohlenstoffdioxid gefüllt, welche von den durchquerenden Teilchen ionisiert werden. Diese Ionen erzeugen ein Signal nach dem durchqueren der Röhre.

Ein wichtiges Element des LHCb Detektors sind die Ring-Imaging Cherenkov Detektoren (RICH). Sie werden verwendet um Informationen über die Art des Teilchens zu erhalten. Teilchen, die das Material des RICH Detektors durchqueren erzeugen Cherenkov-Licht, wenn ihre Geschwindigkeit höher ist, als die Lichtgeschwindigkeit in dem Material. Die abgestrahlten Photonen werden unter ihren Abstrahlungswinkeln rekonstruiert, welche von der Teilchengeschwindigkeit abhängen. Durch die Bestimmung der Geschwindigkeit zusammen mit den Impulsinformationen kann die Masse der Teilchen und somit die Teilchenart bestimmt werden.

Im Kalorimetersystem, bestehend aus einem Scintillating Pad (SPD), einem Preshower Detektor (PS), dem elektromagnetischen Kalorimeter (ECAL) und dem hadronischen Kalorimeter (HCAL) deponieren die meisten Teilchen je nach Teilchenart ihre Energie. Myonen sind minimal ionisierende Teilchen und deponieren somit kaum Energie in den Kalorimetern. Dafür sind am Ende des Detektors Myonkammern installiert.

Das Trigger System besteht aus einer Hardware-Implementation, welches Informationen aus den Kalorimetern und den Myonkammern verwendet und einer Software-Implementation. Im Rahmen der Software-Implementation kann das Ereignis vollständig rekonstruiert werden. Die Trigger sind ein wichtiger Bestandteil jedes Experiments, da die große Menge an Daten, die produziert wird, auf die interessanten Ereignisse reduziert werden muss, da nicht genug Speicherplatz vorhanden ist, um jedes Ereignis abzuspeichern.

Das Trigger System dient somit zur Vorselektion.

Die hier verwendeten Daten wurden 2011 am LHCb Detektor aufgezeichnet. Die Datenmenge korrespondiert zu einer integrierten Luminosität von 434 pb^{-1} für die up-Position der Magnetfeldpolung und einer integrierten Luminosität von 584 pb^{-1} für die down-Position.

5 Auswertung

5.1 Invariante Masse der B-Mesonen in simulierten Daten

Zu Beginn werden die `root`-Dateien der simulierten Daten eingelesen und die Features betrachtet. Das Ziel im ersten Teil ist, die invariante Masse der B-Mesonen zu bestimmen. Da dies nicht direkt funktioniert, muss dies über die Tochterteilchen getan werden. Betrachten wird ausschließlich der Zerfall

$$B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^- . \quad (2)$$

Um die invariante Masse zu bestimmen wird die Beziehung aus der speziellen Relativitätstheorie

$$E^2 = p^2 + m^2 , \quad (3)$$

verwendet, welche Energie, Masse und Impuls verknüpft.

Aus den Daten werden die Dreierimpulse der Tochterteilchen entnommen. Diese werden zunächst in einem Diagramm dargestellt um diese zu überprüfen.

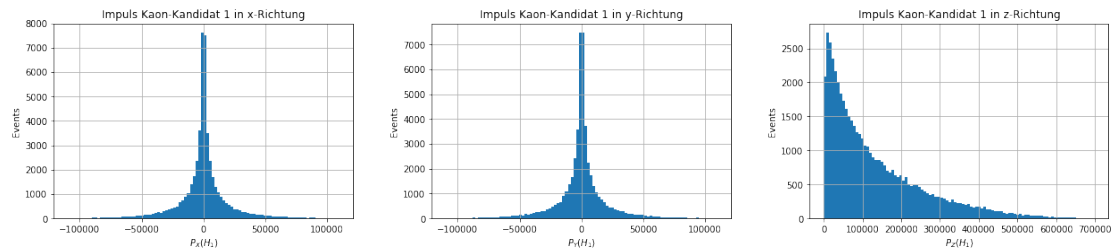


Abbildung 1: Die Impulse in x, y und z Richtung von Kaon1.

Es ist in Abbildung 1 zu erkennen, dass die Teilchen stark in z-Richtung geboostet sind, was auch zu erwarten ist bei B-Mesonen.

Um die invariante Masse zu berechnen, wird zunächst die Energie der B-Mesonen bestimmt.

$$E(B^\pm) = \sqrt{\left(\sum_{i=1}^3 \vec{p}_i\right)^2 + \left(\sum_{i=1}^3 m_i\right)^2} \quad (4)$$

Für die Massen wird die Massenhypothese der Kaonen eingesetzt, da dies der interessante Endzustand ist.

Mit der berechneten Energie kann durch umstellen von Gleichung (3) auf den Impuls und damit auch auf das Betragsquadrat der B-Mesonen geschlossen werden.

In Abbildung 2 liegt der Massenpeak bei etwa 5279,2 MeV, was sehr eng an dem Wert des PDG (siehe Tabelle 1) liegt. Dieser Peak ist so scharf, da es sich hier um simulierte Daten handelt. In Wirklichkeit sollte der Peak breiter gefächert sein.

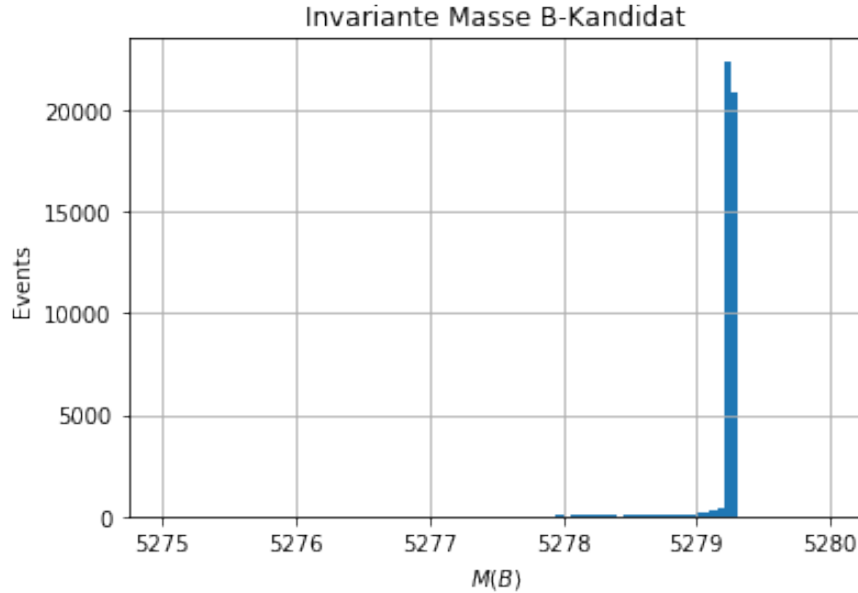


Abbildung 2: Invariante B Masse in den simulierten Daten.

5.2 Invariante Masse der B-Mesonen in echten Daten

Als nächstes wird die invariante Masse der echten B-Mesonen rekonstruiert. Hierzu wird zunächst eine Vorselektion durchgeführt um den oben genannten Endzustand zu verwenden. Dazu werden die folgenden Schnitte

1. $H1_isMuon == False$
2. $H1_ProbPi < 0.5$
3. $H1_ProbK > 0.5$

verwendet.

Diese Schnitte werden analog auch für Tochterpartikel 2 und 3 angewandt. Dabei bezeichnet der Schnitt $H1_isMuon$ ob das besagte Teilchen als Myon identifiziert wurde, der Schnitt $H1_ProbPi$ wie hoch die berechnete Wahrscheinlichkeit ist, dass das Teilchen ein Pion ist und der Schnitt $H1_ProbK$ wie hoch die berechnete Wahrscheinlichkeit ist, dass das Teilchen ein Kaon ist. Auf den verwendeten Datensatz sind schon einige Schnitte angewandt worden, diese sind in Tabelle 18 im Anhang zu finden. Die Verteilungen der Wahrscheinlichkeiten ob ein Endzustandsteilchen ein Kaon oder Pion ist werden geplottet um die Schnitte auf $H1_ProbK$ und $H1_ProbPi$ schärfer zu machen falls nötig.

Dies hat zur Folge, dass sehr viel Statistik im Signal verloren geht und noch ziemlich viel Hintergrund vorhanden ist. Deswegen werden die Schnitte wie oben belassen. Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen mit unserem hypothetischen Schnitt ist in Abbildung 3 zusehen.

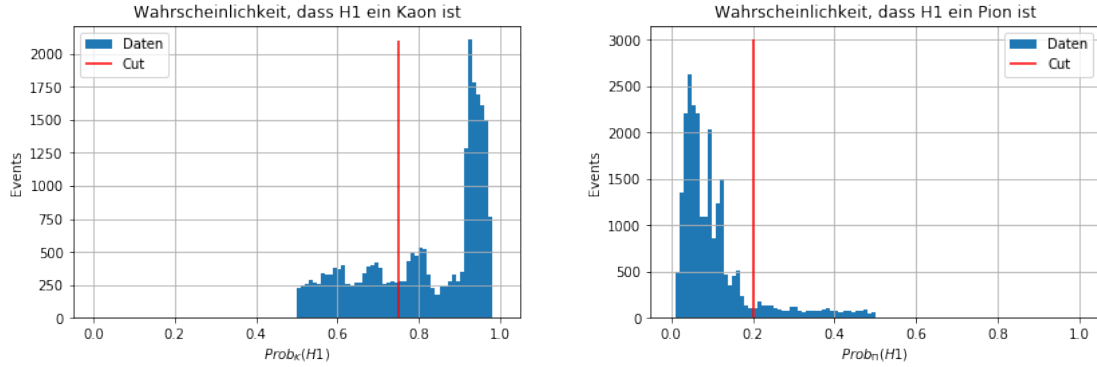


Abbildung 3: Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Kaon und Pion.

Anschließend wird, wie schon bei den simulierten Daten, die invariante Masse der B-Mesonen berechnet. Diese ist in Abbildung 4 dargestellt. Analog zu dem Massenplot der simulierten Daten findet sich ein recht scharfer Peak in einem Bereich um die tatsächliche B-Meson Masse wieder. Darunter liegt ein exponentiell abfallender Untergrund, welcher in einem Bereich von 5050 MeV bis 5200 MeV recht prominent ist.

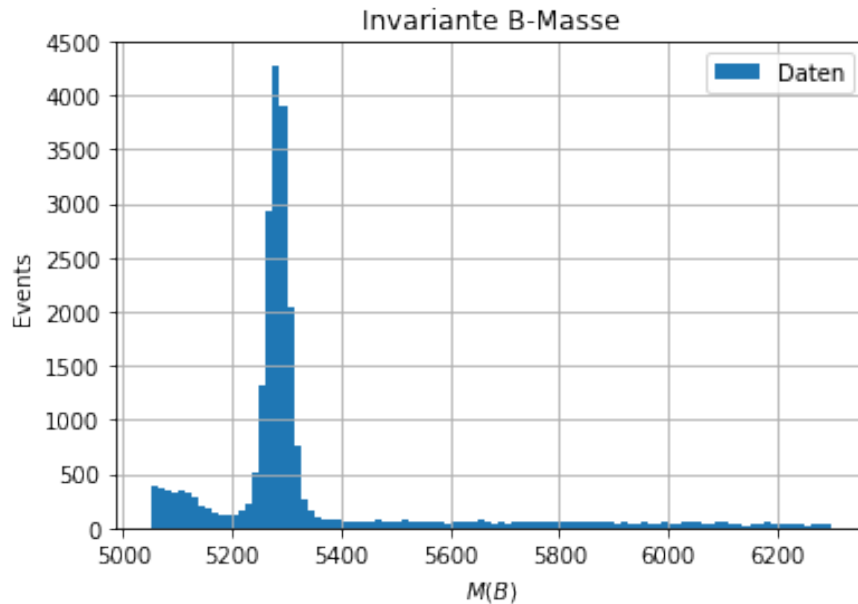


Abbildung 4: Invariante B Masse in den echten Daten.

5.3 globale CP-Asymmetrie

Um den Materie-Antimaterie Unterschied sichtbar zu machen, müssen B^- von den B^+ -Mesonen separiert werden. Hierzu wird die Ladungen der Tochterteilchen multipliziert. Ist das Produkt $+1$, wird das Ereignis zu den B^- gezählt, andernfalls zu den B^+ . Das bedeutet der Asymmetriefaktor berechnet sich gemäß

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 0.037 \quad (5)$$

Daraus berechnet sich die statistische Unsicherheit und die Signifikanz mittels

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1 - A^2}{N^+ + N^-}} \approx 0.006 \quad (6)$$

$$\text{Signifikanz} = \frac{A}{\sigma_A} \approx 5.729 \quad (7)$$

Ohne Berücksichtigung der systematischen Unsicherheiten gilt dies als Entdeckung der CP-Asymmetrie. Da es jedoch eine Produktionsasymmetrie von Materie zu Antimaterie von circa 1 % gibt, wird dies für die gesamte Unsicherheit mit berechnet.

$$\text{Sig}_{ges} = \frac{A}{\sqrt{\sigma_A^2 + 0.01^2}} \approx 3.11 \quad (8)$$

Da dieser Wert kleiner als 5σ und größer als 3σ ist, gilt die berechnete CP-Asymmetrie nur als Hinweis darauf.

5.4 Zweikörper-Resonanzen für simulierte Daten

Naiv betrachtet ist der B-Meson Zerfall in drei Kaonen ein Dreikörperzerfall, doch es kann auch passieren, dass zunächst eine neutral geladene Zwischenresonanz erzeugt wird, welche wiederum in zwei Kaonen zerfällt. Um diese Zwischenresonanzen herauszufiltern werden Dalitz Plots verwendet, da diese Resonanzen als Bänder sichtbar machen und so leicht identifiziert werden können.

Die Kinematik eines Dreikörperzerfalls wird eindeutig durch zwei unabhängige Variablen ausgedrückt. Hierbei wird die invariante Masse von jeweils zwei der drei Endzustandsteilchen verwendet. Das bedeutet es gibt drei mögliche Kombinationen: $M_{1,2}$, $M_{2,3}$, $M_{1,3}$. Bevor jedoch zwei der Kombinatione ausgewählt werden können, muss die Ladung jedes Tochterteilchens identifiziert worden sein. Denn die Resonanz muss neutral geladen sein. da aber zwei der drei Teilchen die selbe Ladung besitzen, beispielsweise Teilchen 1 und Teilchen 2, darf $M_{1,2}$ nicht als Variable verwendet werden. Eine doppelt geladene Resonanz ist außerdem für Mesonen verboten, da diese immer aus einem Teilchen und einem Antiteilchen bestehen.

In Abbildung 5 und 6 sind die Resonanzen für die Kombinationen $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$ dargestellt.

Zu sehen ist hier ein kontinuierliches Spektrum mit ansteigender Anzahl der Events zu höheren Massen für beide Diagramme. Die minimale Masse ist hier die doppelte

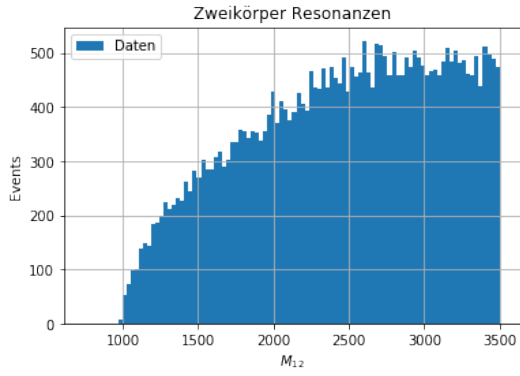


Abbildung 5: Ungeladene Resonanz $M_{1,2}$.

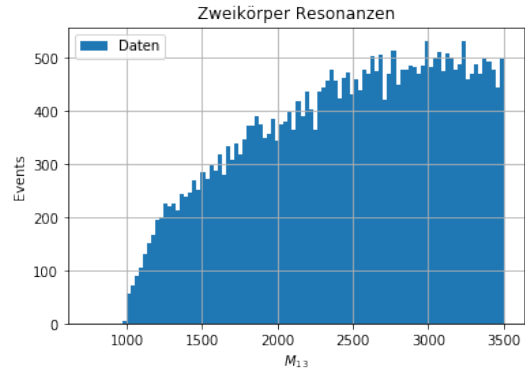


Abbildung 6: Ungeladene Resonanz $M_{1,3}$.

Kaon Masse und die Obergrenze wird bei 3,5 GeV gewählt, da höherliegende Resonanzen einerseits irrelevant für diese Analyse sind, da das B-Meson welches hier untersucht wird selbst nur eine Masse von 5279,32 MeV besitzt und aus den Diagrammen nur Charme-Resonanzen hervorkommen sollen und uns daher andererseits nicht interessieren. Die quadrierten Massen ergeben aufgetragen gegeneinander den Dalitz Plot, welcher in Abbildung 7 zusehen ist.

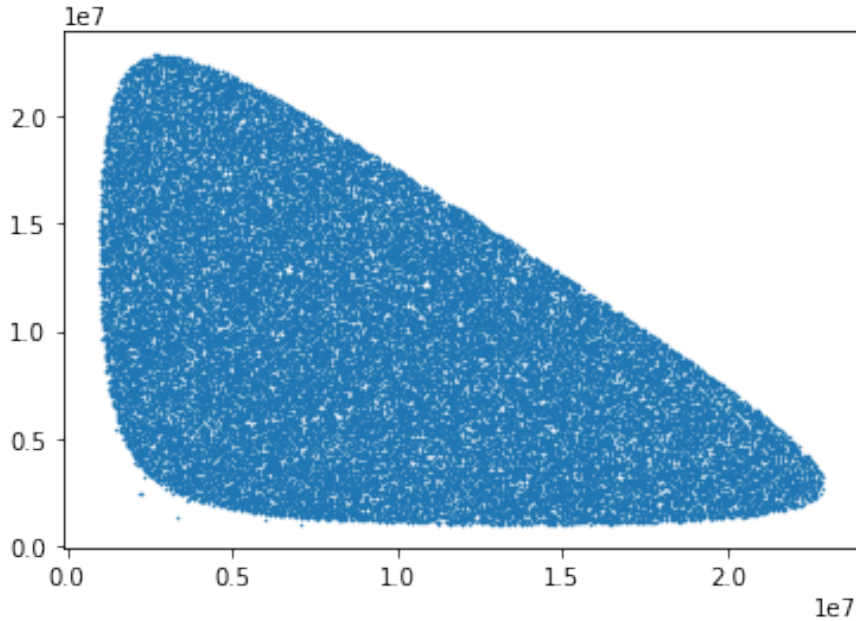


Abbildung 7: Dalitz Plot für simulierte Daten.

Der Dalitz Plot ist kontinuierlich mit Datenpunkten ausgefüllt und es sind keine Bänder erkennbar. Demnach sind in den simulierten Daten keine Resonanzen enthalten.

5.5 Zweikörper-Resonanzen für echte Daten

Wie im vorherigen Abschnitt 5.4 dargestellt lassen sich über den sogenannten Dalitz Plot etwaige Zwischenresonanzen erkennen. Dies wird nun für echte Daten analog wiederholt. Um lediglich Events in der Region der B-Massenresonanz zu berücksichtigen und den Untergrund zu reduzieren wird ein Schnitt auf die B-Masse im Bereich von $5200 \text{ MeV} < B_M < 5400 \text{ MeV}$ angewandt. Auch für die echten Daten werden die Größen $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$ verwendet. Dies ist in den Abbildung 8 und 9 dargestellt.

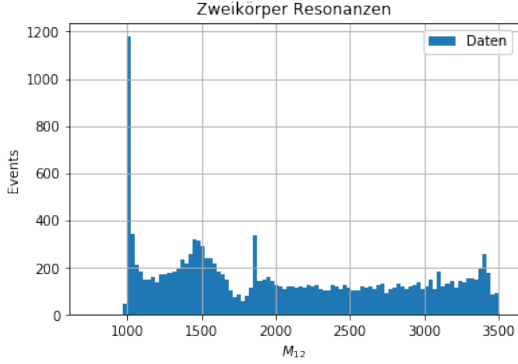


Abbildung 8: Ungeladene Resonanz $M_{1,2}$.

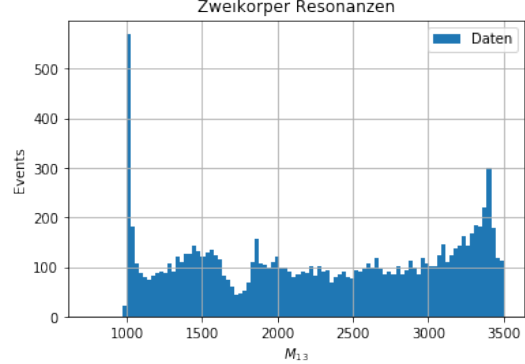


Abbildung 9: Ungeladene Resonanz $M_{1,3}$.

Der Dalitz Plot wird analog zu den simulierten Daten aus den Massenquadraten gebildet. Dies ist in Abbildung 10 zu sehen. Auffällig sind hier die deutlichen Bänder. Diese stellen die erwähnten Zwischenresonanzen dar. Da diese das Ergebnis verfälschen müssen diese im nächsten Schritt entfernt werden. Um die Resonanzen deutlich sichtbarer zu machen werden die Dalitz Variablen sortiert. Wie in Abbildung 8 und 9 zu sehen, weisen die Resonanzen R_1^0 und R_3^0 dieselbe Verteilung auf. Dies liegt daran, dass diese aus den gleichen Teilchen $K^+ K^-$ zusammengesetzt sind. Dafür werden die Massen der Resonanzen in R_{Low}^0 und R_{High}^0 sortiert. Also das Kaonpaar mit höherer Masse des Dublets aus R_1^0 und R_3^0 wird in R_{High}^0 und das mit niedrigerer Masse wird in R_{Low}^0 einsortiert. Werden R_{Low}^0 und R_{High}^0 nun als Dalitz Variablen verwendet, wird der vorherige Dalitz Plot nun in einem komprimierteren kinetischen Bereich umgeklappt. Dies erhöht die Ereignisdichte deutlich und verdeutlicht die Resonanzstrukturen. Dieser Plot ist in Abbildung 11 dargestellt.

Die Methode, die in Abschnitt 5.3 beschrieben wurde um die CP-Asymmetrie zu untersuchen, ist darauf ausgelegt, dass es sich um charmfreie B-Zerfälle handelt. Für die simulierten Daten konnte durch den Dalitz Plot in Abbildung 7 gezeigt werden, dass keine Charm-Zwischenresonanzen vorhanden sind. Anhand Abbildung 10 und 11 ist aber ersichtlich, dass für die echten Daten Zwischenresonanzen vorhanden sind. Dies ist auch erwartbar, da die häufigsten Zerfälle von B-Mesonen eben durch einen Zerfall eines b Quark in ein c Quark erfolgt. Ein Großteil der Resonanzen lassen sich daher durch die in Tabelle 1 beschriebenen Teilchen D^0 , J/ψ und $\chi_{c0}(1P)$ beschreiben. Diese werden durch Schnitte auf R_1^0 und R_3^0 , bzw. auf $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$ um die Massen der Resonanzen reduziert. Dabei ist es egal, ob die Resonanz in $M_{1,2}$ oder $M_{1,3}$ auftritt. Die Schnitte

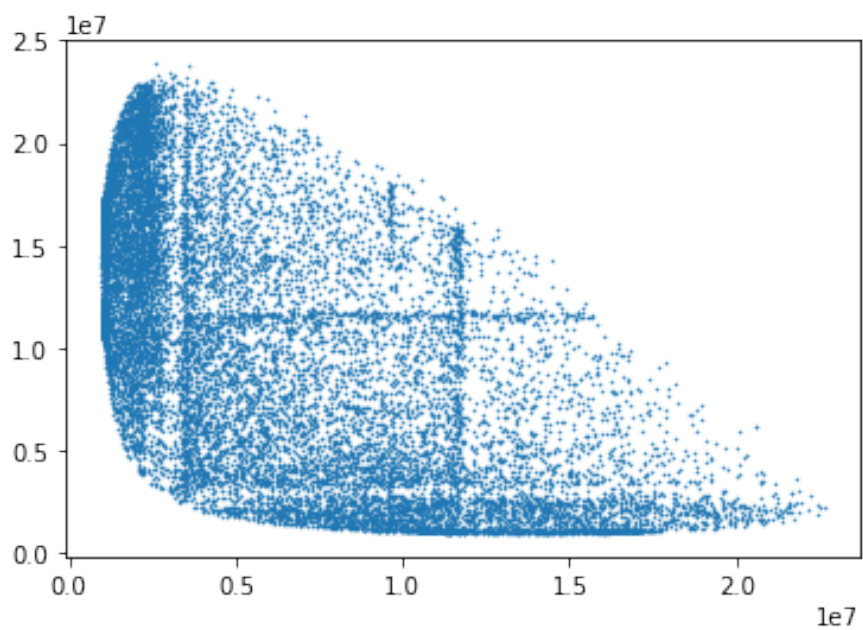


Abbildung 10: Dalitz Plot für echte Daten.

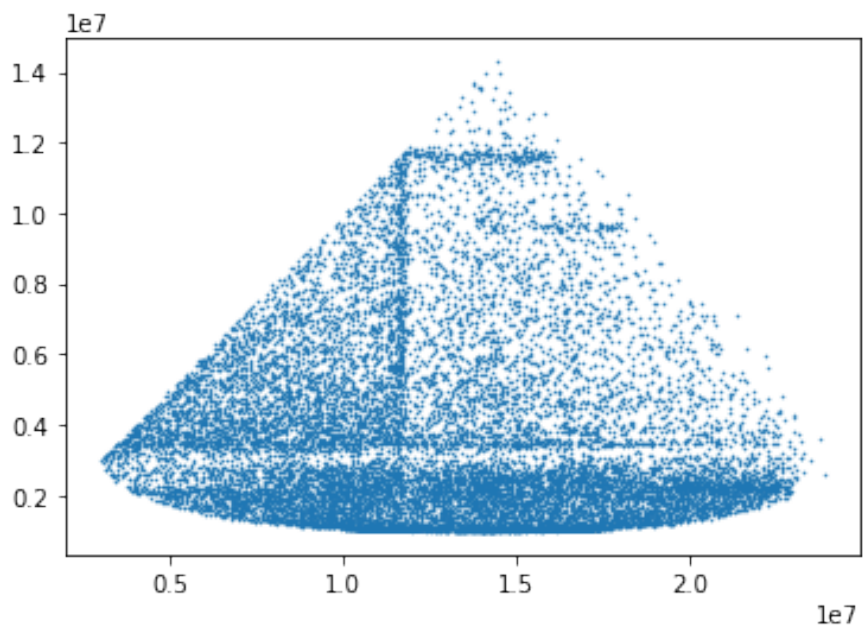


Abbildung 11: Umgeklappter Dalitz Plot für echte Daten.

sind wie folgt

$$\begin{aligned} D^0 &= 1800 \text{ MeV} < B_M < 1900 \text{ MeV} \\ J/\psi &= 3080 \text{ MeV} < B_M < 3120 \text{ MeV} \\ \chi_{c0}(1P) &= 3380 \text{ MeV} < B_M < 3450 \text{ MeV} \end{aligned}$$

und sind in Abbildung 12 zu sehen.

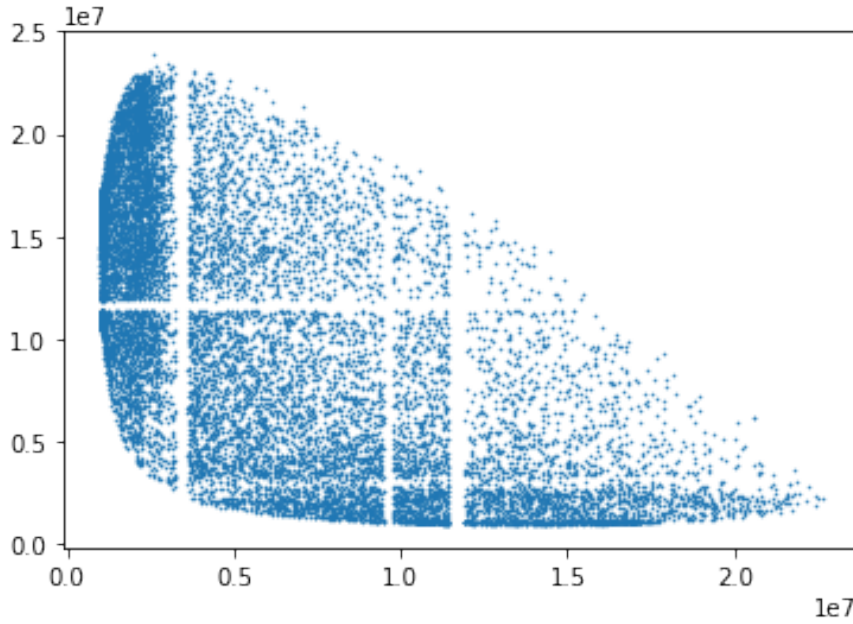


Abbildung 12: Dalitz Plot für echte Daten mit entsprechenden Schnitten auf die Massen der Zwischenresonanzen.

5.6 Lokale CP-Verletzung

In Abschnitt 5.3 wurde die globale CP-Verletzung für simulierte Daten untersucht. Nun soll zunächst die CP-Verletzung auf lokaler Ebene, also nur in einem gewissen Bereich von $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$, für echte Daten untersucht werden. Um die CP-Verletzung untersuchen zu können, werden zwei Dalitz Plots angefertigt, die nach der Ladung der Ausgangs- B -Mesonen aufgeteilt wurden. Dies ist in Abbildung 13 und 14 zu sehen.

Die Einträge in den Dalitz Plots werden histogrammiert. So stehen in den entsprechenden Dalitz Plots in jedem Bin die Anzahl der entsprechenden B^\pm -Mesonen. Daraus wird die CP-Verletzung in jedem Bin nach Gleichung 5 berechnet. Die Größe der CP-Verletzung in jedem Bin ist in Abbildung 15 zu sehen.

Allerdings bedeutet die Beobachtung einer großen Asymmetrie in einer Region nicht unbedingt, dass dort auch wirklich CP-Verletzung beobachtbar ist. Dafür muss sich in der entsprechenden Region eine gewisse Signifikanz zeigen. Diese sollte für einen Hinweis

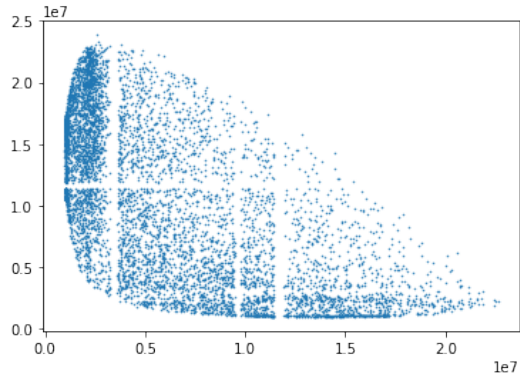


Abbildung 13: Dalitz plot für B^+ .

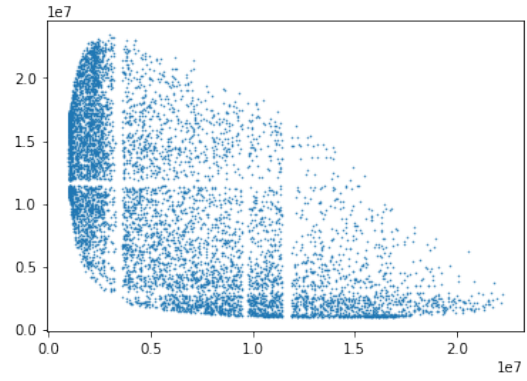


Abbildung 14: Dalitz plot für B^- .

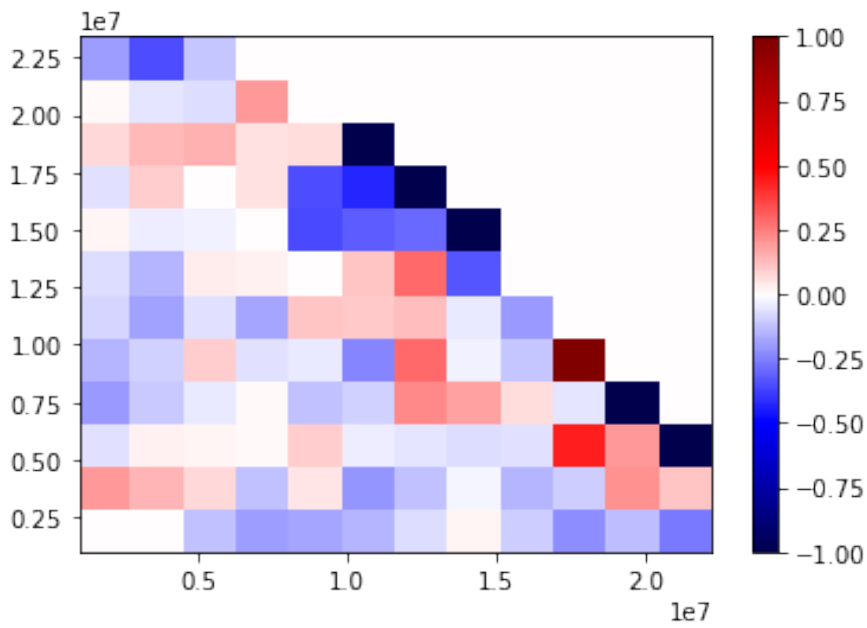
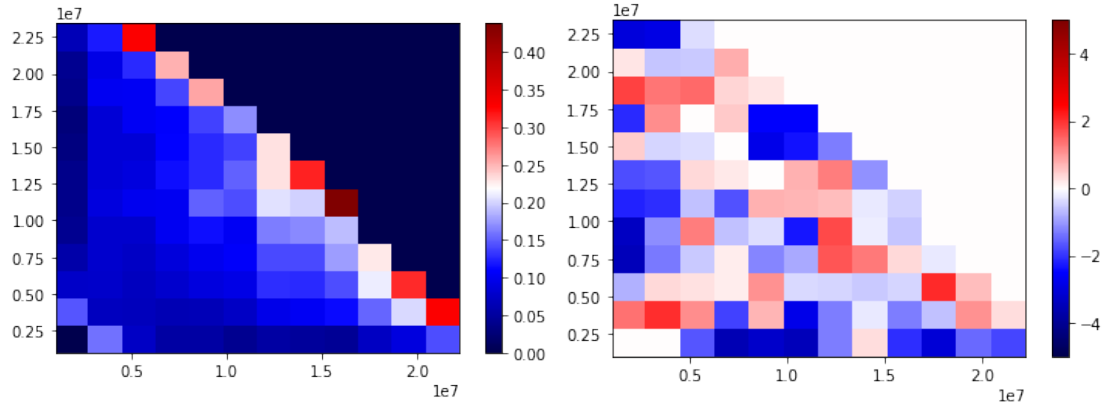


Abbildung 15: Gebinnte CP-Verletzung berechnet aus den entsprechenden B -Mesonen aus dem gebinnten Dalitz Plot.

größer als drei und für einen Beweis größer als fünf Standardabweichungen betragen. Wird die Unsicherheit zu groß, so kann die Asymmetrie auch kompatibel mit 0 sein, obwohl eine gewisse Asymmetrie festgestellt werden konnte. Die Unsicherheit wird analog zu Gleichung 6 berechnet und die Signifikanz analog zu Gleichung 7. Diese gebinnte Unsicherheit ist in Abbildung 16a zu sehen. Daraus lässt sich die Signifikanz berechnen, die in Abbildung 16b dargestellt ist.



(a) Unsicherheit der berechneten Asymmetrie. (b) Signifikanz der berechneten Asymmetrie.

Abbildung 16: Unsicherheit und Signifikanz der berechneten Asymmetrien.

Für die konkrete Untersuchung einer lokalen CP-Verletzung wird eine Region aus $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$ herausgesucht, die eine Ansammlung von Bins aufweist, die eine gewisse Signifikanz besitzen. Dieser Bereich wird auf $0 \text{ MeV}^2 < M_{1,2} < 5 \text{ MeV}^2$ und $5 \text{ MeV}^2 < M_{1,2} < 15 \text{ MeV}^2$ festgelegt. Daher wird in der folgenden Untersuchung nur Ereignisse aus diesem Bereich berücksichtigt. Die Asymmetrie berechnet sich dann in dem Bereich zu

$$A = 0.052.$$

Die entsprechende Unsicherheit beträgt

$$\sigma_A \approx 0.008.$$

Dies entspricht somit einer Signifikanz von

$$\text{Signifikanz} \approx 6.451.$$

Allerdings muss die Produktionsasymmetrie berücksichtigt werden. Die Signifikanz berechnet sich damit zu

$$\text{Signifikanz}_{\text{sys}} \approx 4.071.$$

Mit dieser Signifikanz von $\text{Signifikanz}_{\text{sys}} \approx 4.071$ wurde somit ein guter Hinweis auf die lokale CP-Verletzung gefunden. Dies wird durch die Abbildung 17 unterstrichen.

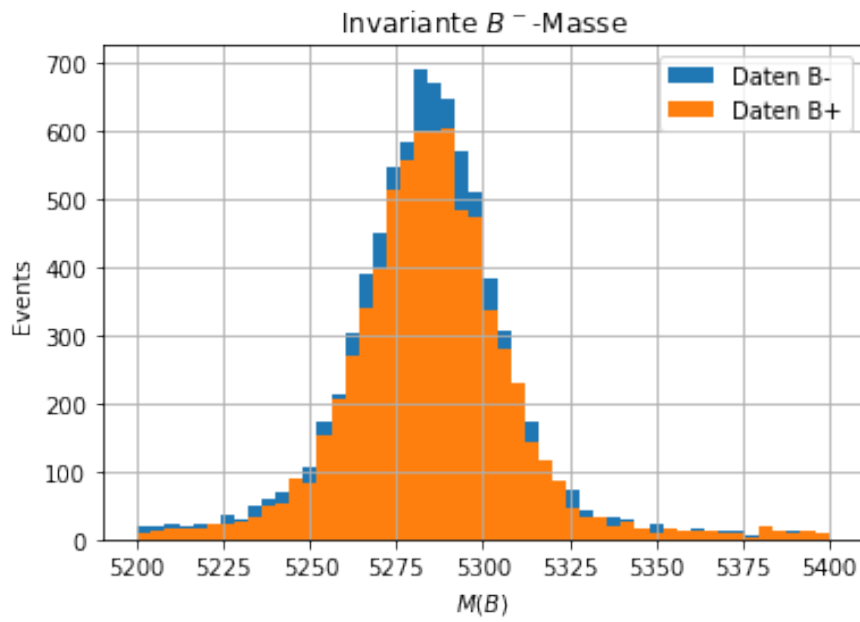


Abbildung 17: Vergleich der Anzahl an B -Mesonen der beiden Ladungen in dem untersuchten Bereich von $M_{1,2}$ und $M_{1,3}$. Der Unterschied zwischen den Ladungen ist deutlich sichtbar.

Dort ist die Anzahl der B -Mesonen für beide Ladungen gegeneinander dargestellt. Der Unterschied zwischen den beiden Ladungen ist auch hier noch einmal deutlich zu sehen.

6 Diskussion

Beim Vergleich der rekonstruierten invarianten Massen für den simulierten Datensatz mit den echten Daten ist zu erkennen, dass der bei der Verwendung der echten Daten ein größerer Bereich mit Einträgen versehen ist. Das liegt daran, dass der Untergrund die Analyse deutlich beeinflusst. Im Zusammenhang damit ist auch die Entscheidung, wo die Grenzen für die Cuts gesetzt werden, relevant. Während der Analyse, wurde festgestellt, dass engere Grenzen für die Wahrscheinlichkeiten eines Pions oder Kaons zu deutlichem Signalverlust führt. Das bedeutet, dass die Entscheidung der gewählten Grenzen somit eine Abwägung sein muss, zwischen Verlust von Statistik und reineren Events. Die Position des Peaks entspricht sowohl bei der Verwendung echter Daten als auch bei den simulierten Daten einer sinnvollen Position entsprechend der B -Meson Masse des PDGs 1.

Die Bestimmung der globalen CP -Asymmetrie liefert eine Signifikanz von 3.11σ mit Berücksichtigung der Unsicherheit durch Produktionsasymmetrie. In der Physik kann ab 5σ von einer Entdeckung gesprochen werden. Somit ist in dem verwendeten Datensatz mit dieser Selektion keine globale CP -Verletzung gefunden worden. Zudem wurde nur die Unsicherheit durch die Produktionsasymmetrie berücksichtigt. Weitere Effekte und Unsicherheiten die einen Einfluss haben können, wie Detektoreffekte und Unsicherheiten in der Luminosität oder ähnliches werden nicht berücksichtigt. Die Inkludierung dieser könnte die Signifikanz weiter verringern. Das LHCb Papier ??, welches den gleichen Datensatz verwendet hat, berücksichtigt unter Anderem systematische Unsicherheiten in der Trigger Asymmetrie und in der Akzeptanzkorrektur.

Die Darstellung der Dalitz-Plots liefert eine Aussage darüber, dass charmonium Zwischenresonanzen in dem verwendeten Datensatz vorhanden sind. Diese müssen für eine reinere Analyse entfernt werden. Des weiteren ist es sinnvoll, Massenverteilungen zu betrachten, da durch die Messung der Massenanteile außerhalb der Signalregion Abschätzungen auf den Anteil im kombinatorischen Untergrund im Signalbereich gemacht werden können. Die Betrachtung der lokalen CP -Asymmetrie liefert eine Signifikanz von 4.07σ unter Berücksichtigung der Unsicherheit durch die Produktionsasymmetrie. Auch hier kann nicht von einer Entdeckung gesprochen werden, aber es zeigt sich, dass die Suche nach lokaler CP -Verletzung größere Hinweise geben kann. Daher ist es sinnvoll, mehrere Zusammenhängende Gebiete auf lokale CP -Verletzung zu untersuchen.

Der Vergleich der Anzahl der produzierten B^- -Mesonen und B^+ -Mesonen verdeutlicht die Asymmetrie erneut und veranschaulicht eine Bevorzugung für die Produktion der B^- -Mesonen.

In dieser Analyse wurde lediglich der Zerfall in drei Tocherkaonen untersucht, da dies der Kanal mit dem geringsten Untergrund ist. Bei der Betrachtung von Pionen im Endzustand tritt ein größerer Untergrund auf. Die Analyse aller möglichen Zerfallskanäle und deren Kombination könnten weitere signifikante Hinweise und Informationen auf CP -Verletzung liefern.

7 Anhang

Variable	Selektionsschnitt
Transversalimpuls der Spur (p_T)	$> 0.1 \text{ GeV}/c$
Summierter p_T der Spuren	$> 4.5 \text{ GeV}/c$
Impuls der Spur (p)	$> 1.5 \text{ GeV}/c$
Masse der B^\pm -Kandidaten ($M(K^\pm K^+ K^-)$) unter der Annahme alle Spuren seien K^\pm	$5.05 < M_{KKK} < 6.30 \text{ GeV}/c^2$
χ^2_{IP} der einzelnen Spuren	> 1
Summe der χ^2_{IP} aller Spuren	> 500
B^\pm -Kandidat Vertex Fit χ^2	< 12

Abbildung 18: Tabelle der Cuts, welche schon auf dem Datensatz angewandt wurden.

Literatur

- [1] Lehrstuhl für Experimentelle Physik E5a (TU Dortmund), Messung von Materie-Antimaterie-Unterschieden mit dem LHCb Experiment, Versuchsanleitung Stand 19.07.2019.
- [2] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group), The Review of Particle Physics (2018), Phys. Rev. D **98**, 030001 (2018).
- [3] T. Gershon, Y. Nir, *CP Violation in the Quark Sector*, <https://pdg.lbl.gov/2018/reviews/rpp2018-rev-cp-violation.pdf>.
- [4] A. A. Alves *et al.* (LHCb Collaboration), The LHCb Detector at the LHC, J. Instrum. **3**, S08005-S08005 (2008).
- [5] R. Aaij *et al.* (LHCb Collaboration), Measurement of CP violation in the phase space of $B^\pm \rightarrow K^\pm \pi^+ \pi^-$ and $B^\pm \rightarrow K^\pm K^+ K^-$ decays, Phys. Rev. Lett. **111** (2013) 101801