

Praktikumsversuch im SS2020

Hier Titel einfügen

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	Auswertung	3
2.1	invariante Masse der B-Mesonen in simulierten Daten	3
2.2	invariante Masse der B-Mesonen in echten Daten	4
2.3	globale CP-Asymmetrie	6
2.4	Zweikörper-Resonanzen für simulierte Daten	7

1 Einleitung

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

2.1 invariante Masse der B-Mesonen in simulierten Daten

Zu Beginn werden die `root`-Dateien der simulierten Daten eingelesen 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

$$B^{\pm} \rightarrow K^{\pm} K^{+} K^{-} . \quad (1)$$

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

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

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.

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.

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

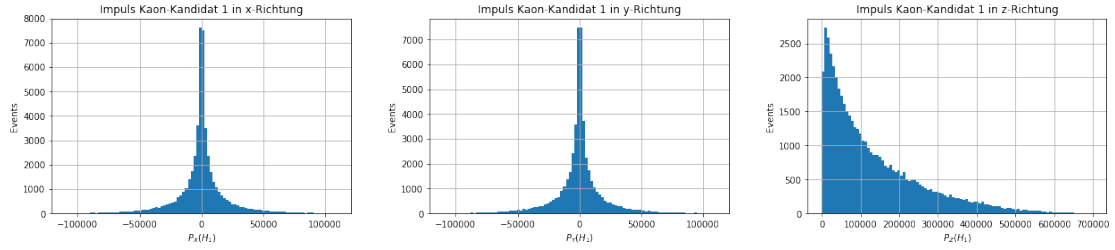


Abbildung 1: Die Impulse in x, y und z Richtung von Kaon1.

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

Mit der berechneten Energie kann durch umstellen von Gleichung (2) 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 liegt. Dieser Peak ist so scharf, da es sich hier um simulierte Daten handelt. In Wirklichkeit sollte der Peak breiter gefächert sein.

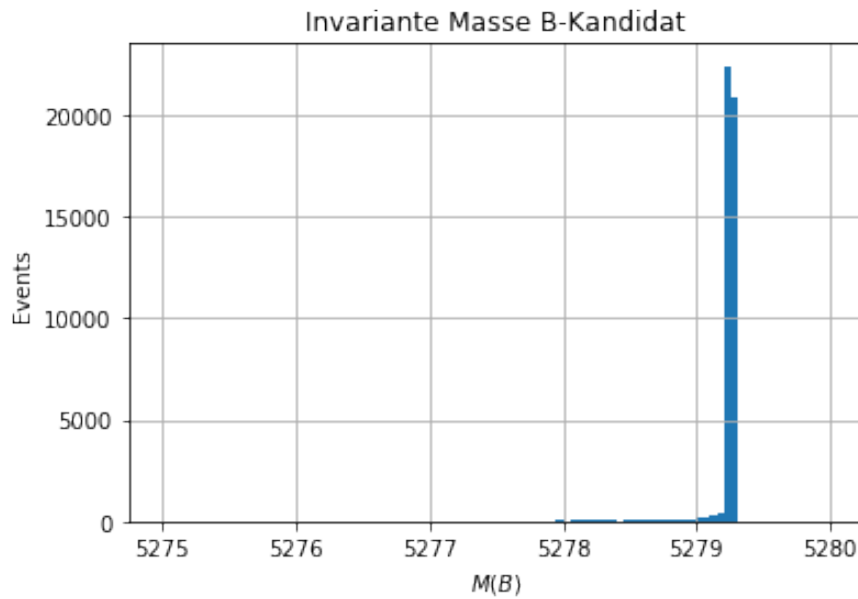


Abbildung 2: Invariante B Masse in den simulierten Daten.

2.2 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 verwenden die folgenden Schnitte.

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

Diese Schnitte werden analog auch für Tochterteilchen 2 und 3 angewandt. 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.

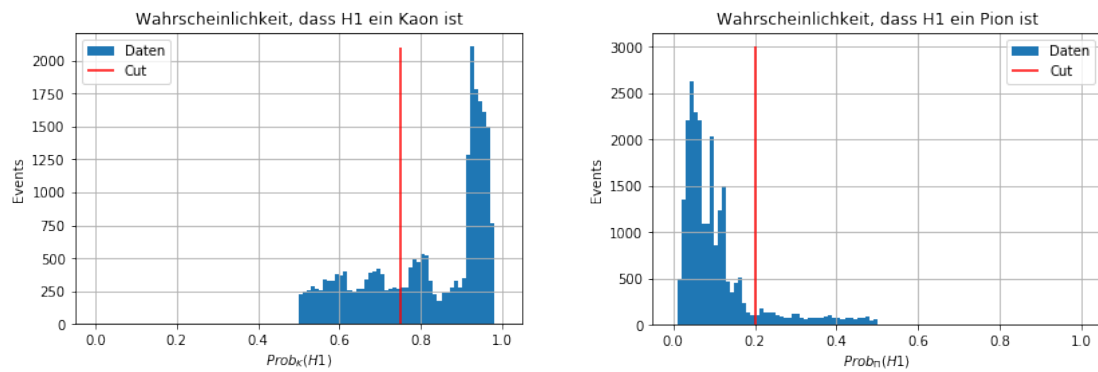


Abbildung 3: Wahrscheinlichkeitsverteilungen für Kaon und Pion.

Anschließend wird, wie schon bei den simulierten Daten, die invariante Masse der B-Mesonen berechnet. Diese ist in Abbildung 4 dargestellt.

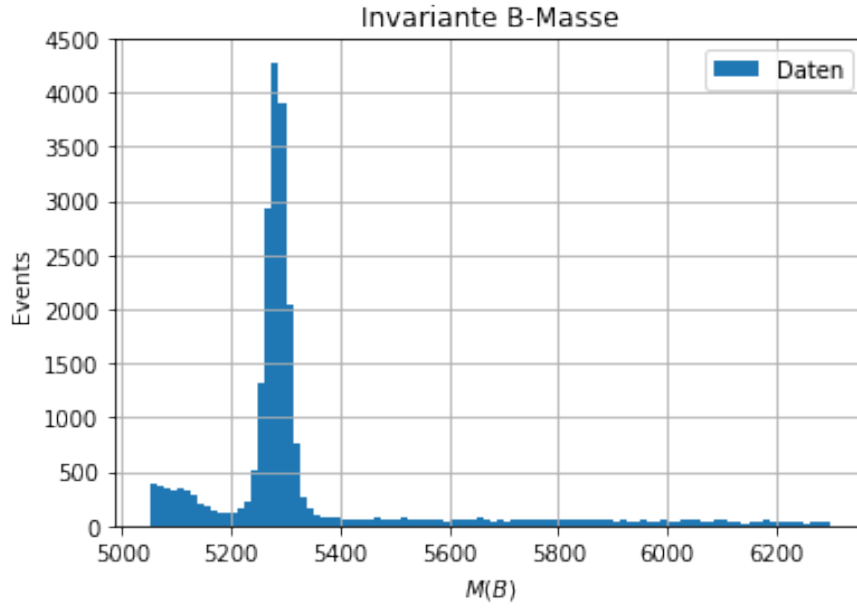


Abbildung 4: Invariante B Masse in den echten Daten.

2.3 globale CP-Asymmetrie

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

$$A = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-} = 0.037 \quad (4)$$

Daraus berechnet sich die statistische Unsicherheit und die Signifikanz mittels

$$\sigma_A = \sqrt{\frac{1 - A^2}{N^+ + N^-}} \approx 0.006 \quad (5)$$

$$\text{Signifikanz} = \frac{A}{\sigma_A} \approx 5.729 \quad (6)$$

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.

$$\text{Sig}_{ges} = \frac{A}{\sqrt{\sigma_A^2 + 0.01^2}} \approx 3.11 \quad (7)$$

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

2.4 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.

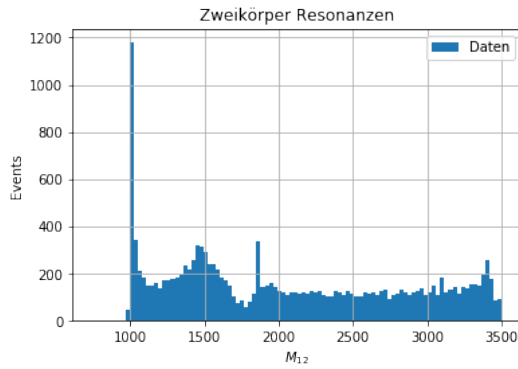


Abbildung 5: Ungeladene Resonanz $M_{1,2}$.

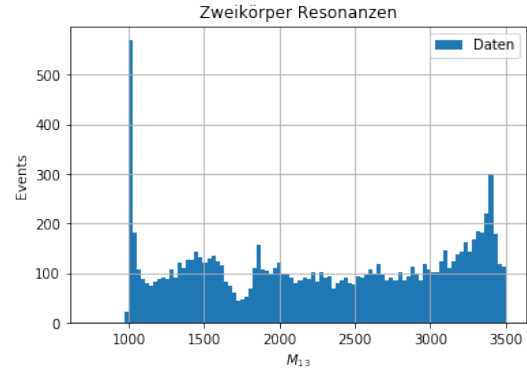


Abbildung 6: Ungeladene Resonanz $M_{1,3}$.

Die quadrierten Massen ergeben aufgetragen gegeneinander den Dalitz Plot, welcher in Abbildung 7 zusehen ist.

Der Dalitz Plot ist kontinuierlich mit Datenpunkten ausgefüllt und es sind keine Bänder erkennbar. Das liegt daran, dass in den simulierten Daten keine Resonanzen vorhanden sind.

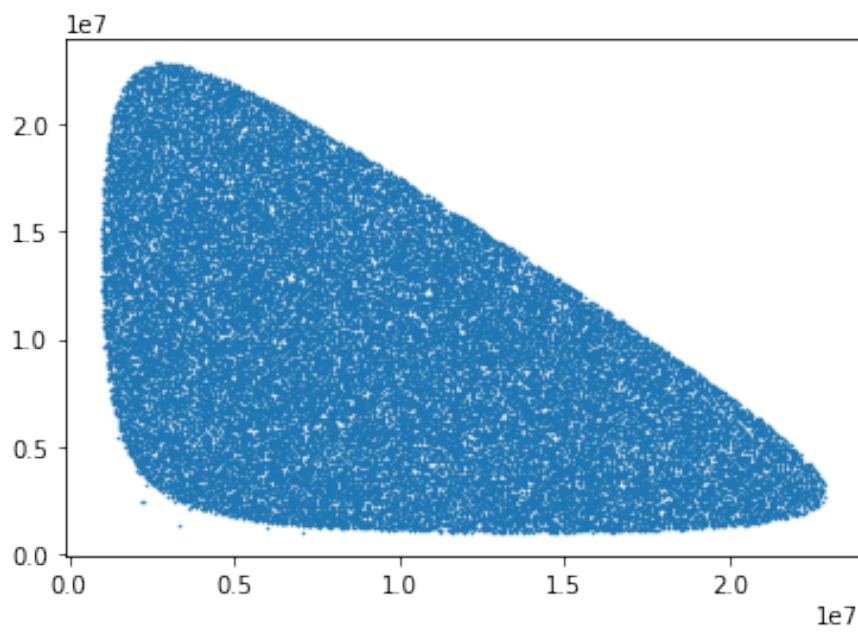


Abbildung 7: Dalitz PLOT für simulierte Daten.