

# Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen bei COMPASS

von

**Marlene Gerstner**

Bachelorarbeit in Physik  
vorgelegt dem Fachbereich Physik, Mathematik und Informatik (FB 08)  
der Johannes-Gutenberg-Universität Mainz  
am 21. April 2020  
Überarbeitete Version vom 13. Juli 2020

1. Gutachter: Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß
2. Gutachter: Prof. Dr. Josef Pochodzalla

Ich versichere, dass ich die Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie Zitate kenntlich gemacht habe.

Mainz, den 21.04.2020

Marlene Gerstner  
COMPASS  
Institut für Kernphysik  
Johann-Joachim-Becher-Weg 45  
Johannes Gutenberg-Universität D-55099 Mainz  
mgerstne@students.uni-mainz.de

# Abbildungsverzeichnis

2.1.	Feynman-Diagramm der Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	4
2.2.	Zeichnung für den differentiellen Wirkungsquerschnitt . . . . .	5
3.1.	Schematische Darstellung des COMPASS-Spektrometers . . . . .	9
3.2.	Schematische Darstellung der Strahlproduktion . . . . .	10
3.3.	Schematische Darstellung der BMS . . . . .	10
3.4.	Darstellung des Target-Pointings für das Myontriggersystem . . . . .	13
3.5.	Darstellung des Energieverlust-Triggers für das Myontriggersystem . .	13
3.6.	Abdeckung der verschiedenen kinematischen Bereiche durch die ver- schieden Trigger . . . . .	14
3.7.	Schema zur Illustration der durch die Trigger abgedeckten Winkelbereiche	14
3.8.	Schematische Darstellung der Funktionsweise des Vetosystems . . . . .	14
4.1.	Schematische Darstellung der Datenrekonstruktion . . . . .	15
5.1.	Vertikale Vertexverteilung im LT, Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ -Daten . .	20
5.2.	Vertexverteilung entlang des Strahls im LT, Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ - Daten . . . . .	20
5.3.	Impulsverteilung des einlaufenden Myons im LT, Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ -Daten . . . . .	20
5.4.	Impulsverteilung des auslaufenden Myons im LT, Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ -Daten . . . . .	20
5.5.	Horizontale Vertexverteilung im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz im MT ( $\mu^+$ ) . . . . .	22
5.6.	Horizontale Vertexverteilung im Vergleich mit dem DJANGO-Datensatz im MT ( $\mu^+$ ) . . . . .	22
5.7.	Vertikale Vertexverteilung im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz im MT ( $\mu^+$ ) . . . . .	23
5.8.	Vertikale Vertexverteilung im Vergleich mit dem DJANGO-Datensatz im MT ( $\mu^+$ ) . . . . .	23
5.9.	Vertexverteilung entlang des Strahls im MT mit dem LEPTO-Datensatz ( $\mu^+$ ) . . . . .	23
5.10.	Vertexverteilung entlang des Strahls im MT mit dem DJANGO-Datensatz ( $\mu^+$ ) . . . . .	23
5.11.	Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT mit dem LEPTO- Datensatz ( $\mu^+$ ) . . . . .	24
5.12.	Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT mit dem DJANGO- Datensatz ( $\mu^+$ ) . . . . .	24

## Abbildungsverzeichnis

5.13. Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT mit dem DJANGOHDatensatz mit angepasstem Binning ( $\mu^+$ ) . . . . .	25
5.14. Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT mit dem LEPTODatensatz ohne kinematische Schnitte ( $\mu^+$ ) . . . . .	26
5.15. Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT mit dem LEPTODatensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	26
5.16. $\Phi$ -Verteilung im MT mit dem LEPTO-Datensatz ohne Schnitte ( $\mu^+$ ) .	27
5.17. $\Phi$ -Verteilung im MT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	27
5.18. $\Phi$ -Verteilung im LT mit dem LEPTO-Datensatz ohne Schnitte ( $\mu^+$ ) .	28
5.19. $\Phi$ -Verteilung im LT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen, <i>good track</i> - und zusätzlichen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	28
5.20. $\Phi$ -Verteilung im LT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen, <i>good track</i> - und zusätzlichen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	29
5.21. $\Phi$ -Verteilung im LT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen, <i>good track</i> - und zusätzlichen Schnitten ( $\mu^-$ ) . . . . .	29
5.22. $\Phi$ -Verteilung im OT mit dem LEPTO-Datensatz ohne Schnitte ( $\mu^+$ ) .	30
5.23. $\Phi$ -Verteilung mit dem LEPTO-Datensatz im OT mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	30
5.24. Pseudoeffizienzen des HO03-Hodoskops für die Realdaten . . . . .	31
5.25. Pseudoeffizienzen des HO03-Hodoskops für die DJANGOHDatensatz Monte-Carlo-Daten . . . . .	31
5.26. $\Phi$ -Verteilung im OT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	31
5.27. $\Phi$ -Verteilung im OT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen, <i>good track</i> - und zusätzlichen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	31
5.28. $\Phi$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz ( $\mu^+$ ) . . . . .	32
5.29. $\Phi$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	32
5.30. $\Phi$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen Schnitten und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	33
5.31. $\Phi$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen Schnitten und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^-$ ) . . . . .	34
5.32. $\Phi$ -Verteilung im LAST, Vergleich realer Ereignisse für $\mu^+$ und $\mu^-$ . . .	34
5.33. Pseudoeffizienzen des H01-Hodoskops für die Realdaten . . . . .	34
5.34. Pseudoeffizienzen des H02Y1-Hodoskops für die Realdaten . . . . .	34
5.35. Pseudoeffizienzen des H02Y2-Hodoskops für die Realdaten . . . . .	35
5.36. $Q^2$ -Verteilung im MT mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	36
5.37. $Q^2$ -Verteilung im MT mit dem DJANGOHDatensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	36
5.38. $y$ -Verteilung im LT mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	37

Abbildungsverzeichnis

5.39. $y$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	37
5.40. $x_{Bj}$ -Verteilung im MT mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	38
5.41. $x_{Bj}$ -Verteilung im MT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	38
5.42. $Q^2$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	39
5.43. $x_{Bj}$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	39
5.44. $y$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	39
5.45. $W$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	39
5.46. $Q^2$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	40
5.47. $x_{Bj}$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	40
5.48. $y$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	40
5.49. $W$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	40
5.50. $Q^2$ -Verteilung im OT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	42
5.51. $Q^2$ -Verteilung des OT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen, <i>good track</i> - und zusätzlichen Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	42
5.52. Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	43
5.53. $W$ -Verteilung im OT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	43
A.1. $y$ -Verteilung im LAST mit dem LEPTO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	46
A.2. $y$ -Verteilung im LAST mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	46
A.3. Pseudoeffizienzen des HM04(down) mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	47
A.4. Pseudoeffizienzen des HM04(up) mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	47
A.5. Pseudoeffizienzen des HM05(down) mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	47
A.6. Pseudoeffizienzen des HM05(up) mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	47
A.7. Pseudoeffizienzen des HL04 mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion	48

Abbildungsverzeichnis

A.8. Pseudoeffizienzen des HL05 mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion	48
A.9. Pseudoeffizienz des HO03 mit durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	48
A.10. Pseudoeffizienzen des HO04Y1 mit Schnitten durch die <i>good track</i> - Funktion . . . . .	48
A.11. Pseudoeffizienzen des HO04Y2 mit Schnitten durch die <i>good track</i> - Funktion . . . . .	48
A.12. Pseudoeffizienzen des H01 mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion	48
A.13. Pseudoeffizienzen des H02Y1 mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion	49
A.14. Pseudoeffizienzen des H02Y2 mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion	49
A.15. Horizontale Vertexverteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	49
A.16. Vertikale Vertexverteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	49
A.17. Vertexverteilung entlang des Strahls im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	50
A.18. $Q^2$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	50
A.19. Impulsverteilung des einlaufenden Myons im LT mit dem DJANGO- Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	50
A.20. Impulsverteilung des auslaufenden Myons im LT mit dem DJANGO- Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	50
A.21. $x_{Bj}$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinemati- schen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	51
A.22. $W$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	51
A.23. $y$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	51
A.24. Verteilung des Transversalimpulses mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	51
A.25. $\Phi$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	52
A.26. $\Theta$ -Verteilung im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	52
A.27. Ladungsverteilung des einlaufenden Myons im LT mit dem DJANGO- Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	52
A.28. Ladungsverteilung des auslaufenden Myons im LT mit dem DJANGO- Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	52
A.29. Verteilung des Impulsfehlers des einlaufenden Myons im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ )	53
A.30. Verteilung des <i>good track</i> -Boolwerts im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	53
A.31. Verteilung der Trigger-Maske im LT mit dem DJANGO-Datensatz mit kinematischen und <i>good track</i> -Schnitten ( $\mu^+$ ) . . . . .	53

# Tabellenverzeichnis

5.1. Tabelle der Normierungsfaktoren für den Vergleich mit einem DJANGOH-Datensatz mit kinematischen Schnitten und Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	41
------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
2.1. Lepton-Nukleon-Streuung . . . . .	3
2.2. Einführung des Wirkungsquerschnitts . . . . .	4
2.3. Elastische Streuung . . . . .	5
2.3.1. Streuung zweier punktförmiger Teilchen . . . . .	5
2.3.2. Streuung an einem ausgedehnten Teilchen . . . . .	6
2.4. Tiefinelastische Streuung . . . . .	6
2.5. Ziel der Analyse . . . . .	8
<b>3. Das COMPASS-Experiment</b>	<b>9</b>
3.1. Strahl . . . . .	9
3.2. Beam Momentum Station . . . . .	10
3.3. Target . . . . .	11
3.4. Spektrometer . . . . .	11
3.4.1. Large Angle Spectrometer . . . . .	11
3.4.2. Small Angle Spectrometer . . . . .	11
3.4.3. Spurdetektoren . . . . .	11
3.5. Triggersystem . . . . .	12
3.5.1. Target-Pointing-Trigger . . . . .	12
3.5.2. Energieverlust-Trigger . . . . .	12
3.5.3. Die verschiedenen Triggersysteme . . . . .	13
3.5.4. Vetosystem . . . . .	14
<b>4. Datenanalyse</b>	<b>15</b>
4.1. Rekonstruktion und Selektion der Daten . . . . .	15
4.2. Monte-Carlo-Simulation . . . . .	16
4.2.1. Generierung physikalischer Ereignisse . . . . .	16
4.2.2. Simulation des COMPASS-Spektrometers . . . . .	17
4.3. Selektion der verwendeten Datensätze . . . . .	17
<b>5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen</b>	<b>19</b>
5.1. Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ - Daten . . . . .	20
5.2. Die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	21
5.3. Betrachtung der Vertexverteilungen . . . . .	21
5.3.1. Die horizontale Vertexverteilung . . . . .	21
5.3.2. Die vertikale Vertexverteilung . . . . .	22

## Inhaltsverzeichnis

5.3.3. Die Vertexverteilung entlang des Strahls . . . . .	23
5.4. Impulsverteilung des einlaufenden Myons . . . . .	24
5.5. Impulsverteilung des auslaufenden Myons . . . . .	25
5.6. Betrachtung der $\Phi$ -Verteilungen . . . . .	26
5.6.1. Die $\Phi$ -Verteilung im Middle-Trigger . . . . .	26
5.6.2. Die $\Phi$ -Verteilung im Ladder-Trigger . . . . .	27
5.6.3. Die $\Phi$ -Verteilung im Outer-Trigger . . . . .	29
5.6.4. Die $\Phi$ -Verteilung im LAS-Trigger . . . . .	32
5.7. Entwicklung der kinematischen Verteilungen . . . . .	35
5.7.1. Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung . . . . .	35
5.7.2. Die $Q^2$ -Verteilung . . . . .	35
5.7.3. Die $y$ -Verteilung . . . . .	36
5.7.4. Die $x_{Bj}$ -Verteilung . . . . .	37
5.8. Kinematische Verteilungen im LAS-Trigger . . . . .	38
5.9. Normierung . . . . .	41
5.10. Offene Probleme . . . . .	42
<b>6. Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>44</b>
<b>A. Anhang</b>	<b>46</b>
A.1. Vergleich der $y$ -Verteilungen für LEPTO- und DJANGO-H-Daten im LAS-Trigger . . . . .	46
A.2. Pseudoeffizienzen mit Schnitten durch die <i>good track</i> -Funktion . . . . .	46
A.3. Verteilungen im Ladder-Trigger . . . . .	49
<b>B. Danksagung</b>	<b>56</b>

# 1. Einleitung

Streuexperimente dienen seit langer Zeit dazu die Struktur von Kernen und Teilchen zu untersuchen. So konnte schrittweise immer mehr über die Substruktur von Teilchen in Erfahrung gebracht werden. Dafür wurde mit immer höheren Energien der einlaufenden Teilchen gearbeitet, wodurch immer kleinere Strukturen aufgelöst werden konnten. So weiß man heute, dass Nukleonen aus drei Valenzquarks aufgebaut sind. Sie wechselwirken über die starke Wechselwirkung. Die Austauschteilchen hier sind die Gluonen. Zudem können im Feld der starken Wechselwirkung Quark-Antiquark-Paare entstehen und wieder annihilieren. Diese werden als Seequarks bezeichnet. Während die Quantenzahlen des Nukleons ausschließlich von den Valenzquarks bestimmt werden, wird beispielsweise der Impuls auch teilweise über die Seequarks getragen. Insgesamt sind die Valenz- und Seequarks sowie die Gluonen für die Eigenschaften des Nukleons verantwortlich [1]. Nutzt man eine Energie über der Anregungsenergie von Nukleonresonanzen, so können mehrere Hadronen im Endzustand entstehen. Dies wird als tiefinelastische Streuung bezeichnet. Kommt es bei der tiefinelastischen Streuung eines Leptons an einem Nukleon zu einer Wechselwirkung des virtuellen Photons mit einem Quark, sodass das virtuelle Photon absorbiert und im Anschluss ein reelles Photon emittiert wird und das Nukleon dabei intakt bleibt, so spricht man von DVCS (Deeply Virtual Compton Scattering). Hier können dann das reelle Photon sowie das Nukleon im Ausgangskanal beobachtet werden [12].

Diese Ereignisse wurden 2016 am COMPASS-Experiment am CERN gemessen. Hier wurde mit einem Myonstrahl an einem Target aus flüssigem Wasserstoff gestreut. Um mit Hilfe der gemessenen Daten den DVCS-Wirkungsquerschnitt zu bestimmen, ist eine Akzeptanzkorrektur an diesen Daten erforderlich. Man betrachtet zur Bestimmung der Akzeptanzkorrektur zunächst häufigere Prozesse und gut vermessene Größen, wie beispielsweise die Strukturfunktion  $F_2$ , um offene Probleme abzugrenzen und zu beheben. Die Bestimmung der Akzeptanzkorrektur erfolgt dann auf der Basis von Daten aus einer Monte-Carlo-Simulation. Dafür ist es nötig, dass die realen und die Monte-Carlo-Ereignisse gut übereinstimmen. Im Rahmen dieser Arbeit sollte ein kinematischer Bereich abgegrenzt werden, für welchen diese Übereinstimmung sehr hoch ist, um die Ergebnisse schließlich für weitere Analysen zu verwenden. Dazu werden zunächst in Kapitel 2 die theoretischen Grundlagen zusammengefasst. In Kapitel 3 wird das COMPASS-Experiment beschrieben und die für diese Messung relevanten Elemente des Aufbaus erklärt. Schließlich wird in den Kapiteln 4 und 5 erläutert, wie aus den gemessenen Daten die gesuchten tiefinelastischen Ereignisse selektiert und damit die relevanten Größen dargestellt und untersucht wurden. Hierbei wird auf die verschiedenen Datensätze, angewendete

## *1. Einleitung*

Schnitte sowie die Simulation von Prozessen höherer Ordnung eingegangen. Zuletzt werden die Ergebnisse der Analyse zusammengefasst und ein kurzer Ausblick gegeben.

## 2. Theoretische Grundlagen

Für das nachfolgende Kapitel sind hauptsächlich die Referenzen [1] und [2] verwendet worden. Streuexperimente dienen der Untersuchung von Wechselwerkeigenschaften sowie der Substruktur von Teilchen. Man unterscheidet zwischen Experimenten, bei denen das Target ruht, wie bei COMPASS, und solchen bei welchen zwei Teilchenstrahlen kollidieren [1]. Weiter wird zwischen elastischer, inelastischer und tiefinelastischer Streuung unterschieden. Bei einem elastischen Streuprozess liegen vor und nach der Streuung die gleichen Teilchen vor. Unter inelastischer Streuung versteht man einen Streuprozess, bei welchem die Targetteilchen angeregt werden und somit in einen angeregten Zustand übergehen, der nach kurzer Zeit zerfällt [1]. Von tiefinelastischer Streuung spricht man, wenn das Targetteilchen durch die Streuung zerstört wird und neue Teilchen entstehen [2]. Wird nur das gestreute Projektteilchen beobachtet, so spricht man von einer inklusiven Messung einer Streuung [1]. Werden alle ausgehenden Teilchen nachgewiesen, ist von einer exklusiven Messung die Rede [1]. Im Rahmen dieser Arbeit sind inklusive Messungen untersucht worden. Zur Beschreibung von Streuprozessen wird der Wirkungsquerschnitt verwendet. Dieser ist ein Maß dafür, mit welcher Wahrscheinlichkeit eine bestimmte Reaktion auftritt [1].

### 2.1. Lepton-Nukleon-Streuung

Da man bei Streuprozessen mit relativistischen Teilchen arbeitet, ist es sinnvoll Vierervektoren für kinematische Berechnungen zu benutzen. Die Vierervektoren für den Ort  $x$  und den Impuls  $p$  sind wie folgt definiert:

$$x = (x_0, x_1, x_2, x_3) = (ct, \vec{x}) \quad p = (p_0, p_1, p_2, p_3) = \left(\frac{E}{c}, \vec{p}\right) \quad (2.1)$$

Hierbei bezeichnet  $c$  die Lichtgeschwindigkeit,  $t$  die Zeit und  $E$  die Energie [1]. Das Skalarprodukt von zwei Vierervektoren  $a$  und  $b$  ist über

$$a \cdot b = a_0 \cdot b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b} \quad (2.2)$$

definiert [1]. Bei der Streuung eines Leptons an einem Nukleon erfolgt die Wechselwirkung über den Austausch eines virtuellen Photons [5], was die Abbildung 2.1 dargestellt. Das Photon überträgt den Viererimpuls  $q = k - k'$ , wobei  $k$  der Viererimpuls des einlaufenden und  $k'$  der des auslaufenden Leptons ist. Daraus lässt sich der lorentzinvariante Viererimpulsübertrag

$$Q^2 = -q^2 = -(k - k')^2 \quad (2.3)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

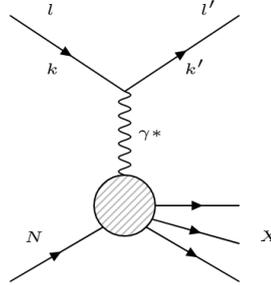


Abbildung 2.1.: Das einlaufende Lepton  $l$  mit Viererimpuls  $k$  wird am Nukleon  $N$  gestreut. Die Wechselwirkung erfolgt über den Austausch eines virtuellen Photons  $\gamma^*$ . Der hadronische Endzustand ist mit  $X$  bezeichnet.

ableiten, wobei  $P$  den Viererimpuls des einlaufenden Nukleons und  $M$  dessen Masse beschreibt. Die invariante Masse  $W$  des Endzustandes hat die Form

$$W^2 c^2 = M^2 c^2 + 2M\nu - Q^2. \quad (2.4)$$

Dabei bezeichnet  $\nu$  den Energieübertrag. Zwei weitere Variablen, die bei der Streuung verwendet werden, sind zum einen die lorentzinvariante Bjorken'sche Skalenvariable

$$x_{Bj} = \frac{Q^2}{2Pq} = \frac{Q^2}{2M\nu}, \quad (2.5)$$

welche als ein Maß der Inelastizität eines Prozesses interpretiert werden kann und zum anderen

$$y = \frac{Pq}{Pp}. \quad (2.6)$$

Betrachtet vom Ruhesystem des Targetteilchens aus entspricht dies dem Energieübertrag relativ zur Strahlenergie

$$y = 1 - \frac{E'}{E} = \frac{\nu}{E} \quad \text{mit} \quad \nu = \frac{Pq}{M} = E - E' \quad [1]. \quad (2.7)$$

### 2.2. Einführung des Wirkungsquerschnitts

Man betrachtet einen einlaufenden Teilchenstrahl  $\dot{N}_a$  mit einer Teilchendichte von  $n_a$ , welcher auf eine dünne Targetfläche  $F$  trifft. Die Gesamtanzahl der Targetteilchen beläuft sich auf  $N_b$ . Es gilt damit für die Reaktionsrate  $\dot{N}$

$$\dot{N} = \Phi_a \cdot N_b \cdot \sigma_b \quad \text{mit} \quad \Phi_a = \frac{\dot{N}_a}{F}, \quad (2.8)$$

## 2. Theoretische Grundlagen

wobei  $\sigma_b$  die Querschnittsfläche eines Targetteilchens beschreibt. Dies ist nur gültig, falls die Streuzentren nicht überlappen und ausschließlich an einzelnen Streuzentren gestreut wird. Es ergibt sich der sogenannte geometrische Reaktionsquerschnitt zu

$$\sigma_b = \frac{\dot{N}}{\Phi_a \cdot N_b}. \quad (2.9)$$

In der Teilchenphysik ist die Reaktionsrate aber nicht von den geometrischen Eigenschaften des Streuzentrums, sondern vom Wechselwirkungspotential zwischen Projektil- und Targetteilchen abhängig. Dann wird  $\sigma$  als Wirkungsquerschnitt bezeichnet. Zudem kann meist nur ein gewisser Anteil der Reaktionen erfasst werden. Daher wird der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma(E, \Theta)}{d\Omega}$  verwendet.

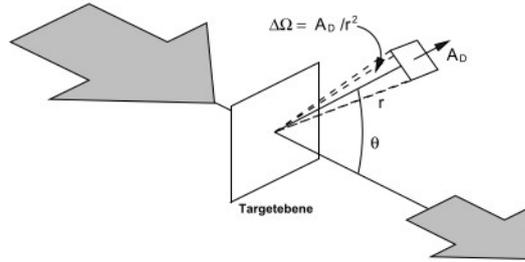


Abbildung 2.2.: Die Zeichnung illustriert den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Der einlaufende Teilchenstrahl wird gestreut und einige Teilchen im Winkel  $\Theta$  abgelenkt. Der Detektor deckt die Fläche  $A_D$  im Abstand  $r$  ab und registriert Teilchen, die in den Raumwinkel  $\Delta\Omega$  abgelenkt wurden [1].

In Abbildung 2.2 beschreibt  $\Theta$  den Streuwinkel und  $\Delta\Omega$  den vom Detektor abgedeckten Raumwinkel. Es ergibt sich für die Reaktionsrate

$$\dot{N}(E, \Theta, \Delta\Omega) = \mathcal{L} \frac{d\sigma(E, \Theta)}{d\Omega} \Delta\Omega \quad \text{mit } \mathcal{L} = \Phi_a \cdot N_b. \quad (2.10)$$

Die Größe  $\mathcal{L}$  wird als Luminosität bezeichnet, ihre Dimension entspricht dem des Flusses.

## 2.3. Elastische Streuung

### 2.3.1. Streuung zweier punktförmiger Teilchen

Man betrachte die Streuung eines punktförmigen geladenen Teilchens mit der kinetischen Energie  $E_{kin}$  und der Ladung  $Z_1 \cdot e$  an einem Kern der Ladung  $Z_2 \cdot e$ . Es werde zunächst der Spin des Projektils sowie der Rückstoß des Kerns vernachlässigt. Der Kern wird als punktförmig angenommen, da von einem ausreichend kleinen Impulsübertrag und entsprechend geringer Auflösung ausgegangen wird. Zudem sei die

## 2. Theoretische Grundlagen

Masse des Targets unendlich groß im Vergleich zur Masse des Projektils. Damit erhält man den Rutherford-Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Rutherford} = \frac{(Z_1 Z_2 e^2)^2}{(4\pi\epsilon_0)^2 16E_{kin}^2 \sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \quad [1]. \quad (2.11)$$

Nun soll der Spin des Projektilteilchens sowie der Rückstoß des Targetteilchens berücksichtigt werden. Dabei ist es sinnvoll Vierervektoren zu benutzen [1]. Dadurch geht die totale Energie  $E$  des Projektilteilchens ein. Man erhält damit für den Fall, dass  $v \approx c$  gilt mit dem Rückstoßfaktor  $E'/E$  den Mott-Wirkungsquerschnitt in der Form

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) \cdot \frac{E'}{E}, \quad (2.12)$$

wobei  $\alpha$  die Feinstrukturkonstante beschreibt und  $\hbar = c = 1$  angenommen wird [2].

### 2.3.2. Streuung an einem ausgedehnten Teilchen

Bei der experimentellen Bestimmung des Wirkungsquerschnitts zeigt sich allerdings, dass die Formel (2.12) nur für den Fall  $|q| \rightarrow 0$  zum korrekten Ergebnis führt, in anderen Fällen ist der experimentelle Wert kleiner [1]. Dies ist durch die räumliche Ausdehnung von Kernen und Nukleonen zu begründen. Für größere  $|q|$  steigt die Auflösung, die Substrukturen des Targetteilchens können aufgelöst werden. Zur Berücksichtigung der Ausdehnung wird der Formfaktor verwendet [1]. Für kugelsymmetrische Ladungsverteilungen ist dieser ausschließlich vom Impulsübertrag abhängig [1] und man erhält

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Mott} \cdot |F(q^2)|^2 \quad [1]. \quad (2.13)$$

Man betrachtet nun konkret die elastische Streuung an einem Nukleon der Masse  $M$ . Analog zu einem Atomkern können auch bei Nukleonen Formfaktoren zur Beschreibung der Ladungsverteilung benutzt werden. Hierbei sind sowohl die elektrischen als auch die magnetischen Eigenschaften des Nukleons zu berücksichtigen. Dies geschieht durch zwei separate Formfaktoren [1]. Es ergibt sich die Rosenbluth-Formel

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4\left(\frac{\Theta}{2}\right)} \cdot \frac{E'}{E} \left[ \frac{G_E^2(Q^2) + \tau G_M^2(Q^2)}{1 + \tau} \cos^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) + 2\tau G_M^2(Q^2) \sin^2\left(\frac{\Theta}{2}\right) \right] \quad (2.14)$$

$$\text{mit } \tau = \frac{-q^2}{4M^2} \quad [2]. \quad (2.15)$$

Hier sind  $G_E$  der elektrische und  $G_M$  der magnetische Formfaktor [1].

## 2.4. Tiefinelastische Streuung

Bei der tiefinelastischen Streuung kommt es durch einen sehr hohen Impulsübertrag dazu, dass das Nukleon zerstört und im Ausgangskanal ein Schauer von Hadronen beobachtet wird [2]. Um die Dynamik dieser Hadronisierung zu beschreiben

## 2. Theoretische Grundlagen

werden, analog zu den Formfaktoren bei der elastischen Streuung, hier sogenannte Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  verwendet [1]. Die Strukturfunktionen sind neben dem Impulsübertrag auch vom Energieübertrag abhängig [2]. Man erhält analog zur Rosenbluth-Formel

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{\alpha^2}{4E^2 \sin^4(\frac{\Theta}{2})} [W_2(Q^2, \nu) \cos(\frac{\Theta}{2}) + 2W_1(Q^2, \nu) \sin^2(\frac{\Theta}{2})] \quad (2.16)$$

für den Wirkungsquerschnitt [1]. Dabei ist der zweite Term allein durch die magnetische Wechselwirkung gegeben. Aus praktischen Gründen ist es sinnvoll die Strukturfunktionen in dimensionsloser Form zu nutzen, man schreibt

$$F_1(Q^2, x_{Bj}) = MW_1(Q^2, \nu) \quad (2.17)$$

$$F_2(Q^2, x_{Bj}) = \nu W_2(Q^2, \nu) \quad (2.18)$$

und gleichzeitig kann der Wirkungsquerschnitt durch die lorentzinvarianten Variablen  $Q^2$  und  $x_{Bj}$  ausgedrückt werden

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \left[ \left( \frac{1-y}{x_{Bj}} - \frac{My}{2E} \right) F_2(Q^2, x_{Bj}) + y^2 F_1(Q^2, x_{Bj}) \right] \quad [1]. \quad (2.19)$$

Die Bestimmung der Strukturfunktionen kann getrennt erfolgen, indem der Wirkungsquerschnitt (2.19) für feste  $x_{Bj}$  und  $Q^2$  für verschiedene  $E, E'$  und  $\Theta$  bestimmt wird. In alternativer Darstellung wird der Streuprozess aufgeteilt in die Produktion eines Flusses virtueller Photonen  $\Gamma$  und deren Absorption durch das Nukleon. Berücksichtigt man, dass das virtuelle Photon longitudinal oder transversal polarisiert sein kann, erhält man

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} = \Gamma(\sigma_T(Q^2, x_{Bj}) + \epsilon\sigma_L(Q^2, x_{Bj})) \quad \text{mit} \quad \epsilon = \frac{1-y - \frac{Q^2}{4E^2}}{1-y + \frac{y^2}{2} + \frac{Q^2}{4E^2}}. \quad (2.20)$$

Vergleicht man nun (2.20) mit (2.19), lässt sich

$$R(Q^2, x_{Bj}) = \frac{\sigma_L}{\sigma_T} = \frac{F_2(Q^2, x_{Bj})(1 + \frac{Q^2}{\nu^2}) - 2x_{Bj}F_1(Q^2, x_{Bj})}{2x_{Bj}F_1(Q^2, x_{Bj})} \quad (2.21)$$

errechnen. Damit kann der Wirkungsquerschnitt über

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_{Bj}} = \frac{4\pi\alpha^2}{Q^2} \frac{1}{x_{Bj}} F_2(Q^2, x_{Bj}) \left( 1 - y - \frac{Q^2}{4E^2} + \frac{y^2 + \frac{Q^2}{E^2}}{2(1 + R(Q^2, x_{Bj}))} \right) \quad (2.22)$$

ausgedrückt werden. Im kinematischen Bereich der tiefinelastischen Streuung ist  $R \leq 0,2$ . Damit ist (2.22) vor allem von der Strukturfunktion  $F_2(Q^2, x_{Bj})$  abhängig [13]. Diese kann also aus dem Wirkungsquerschnitt bestimmt werden.

## 2.5. Ziel der Analyse

Wie bereits in der Einleitung erwähnt, ist es das Ziel dieser Arbeit, einen kinematischen Bereich abzugrenzen, in welchem die Übereinstimmung der realen Ereignisse mit den Monte-Carlo Ereignissen sehr gut ist. Damit ist eine präzise Akzeptanzbestimmung möglich. Für den experimentellen Wirkungsquerschnitt gilt dann

$$\sigma_{exp} = \frac{\dot{N}_{gemessen}}{\mathcal{L}} \cdot \frac{1}{A}. \quad (2.23)$$

Für tiefinelastische Streueignisse berechnet man die Akzeptanz  $A$  mit

$$A = \frac{N_{DIS,rek}}{N_{DIS,gen}} \quad (2.24)$$

wobei  $N_{DIS,rek}$  die Anzahl der rekonstruierten und  $N_{DIS,gen}$  die Anzahl der generierten Ereignisse beschreibt [5]. Der Unterschied zwischen diesen Ereignissen wird in Abschnitt 4.2 genauer erläutert. Eine präzise bestimmte Akzeptanz ist unter anderem für die genaue Bestimmung der Strukturfunktion  $F_2$  und den DVCS-Wirkungsquerschnitt erforderlich.

### 3. Das COMPASS-Experiment

Das COMPASS-Experiment [6](COMmon Muon and Proton Apparatus for Structure and Spectroscopy) am CERN (Conseil européen de la recherche nucléaire) ist ein Experiment mit ruhendem Target zur Untersuchung der Substruktur von Hadronen. Es befindet sich an der M2-Strahlführung des SPS (Super Proton Synchrotron). Mit dieser Strahlführung kann sowohl ein hochenergetischer Myon- als auch ein Hadronstrahl erzeugt werden. Der experimentelle Aufbau kann in drei Teile gegliedert werden: Der erste besteht aus den Detektoren vor dem Target, welche den Impuls sowie die Trajektorie jedes Strahlteilchens messen. Der zweite Teil ist das LAS (Large Angle Spectrometer), das einen Winkelbereich von  $\pm 180$  mrad abdeckt. Darauf folgt das SAS (Small Angle Spectrometer), welches Teilchen mit Streuwinkeln von  $\pm 30$  mrad sowie großen Impulsen erfassen kann. Die Abbildung 3.1 stellt das Spektrometer schematisch dar. Die Detektoren der einzelnen Spektrometerabschnitte werden unter 3.4.1 und 3.4.2 beschrieben. Zudem wird ein Triggersystem eingesetzt, welches in Abschnitt 3.5 erklärt wird. Im Rahmen dieser Arbeit sind Daten aus dem Jahr 2016 verwendet worden. Damals wurde ein Strahl von Myonen mit einem Impuls von 160 GeV/c an einem Flüssigwasserstofftarget gestreut [4].

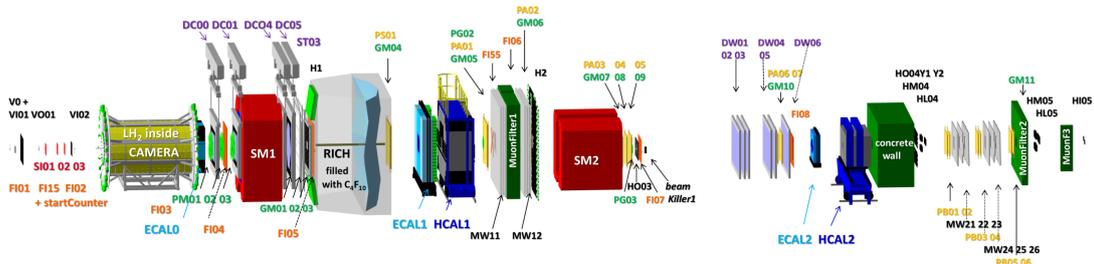


Abbildung 3.1.: Das COMPASS Spektrometer, Stand 2016, ist dargestellt [14].

#### 3.1. Strahl

Da für die betrachteten Daten ein Myonstrahl verwendet wurde, wird nur dieser hier beschrieben. Mit der M2-Strahlführung kann ein Myonstrahl von einem Impuls bis zu 190 GeV/c erzeugt werden. Dies ist in Abbildung 3.2 gezeigt. Dazu wird zunächst ein Protonstrahl mit einem Impuls von 400 GeV/c aus dem SPS abgeleitet und trifft auf ein 500 mm dickes Berylliumtarget (T6). Dabei entstehen hauptsächlich Pionen und einige Kaonen. Diese Teilchen fliegen dann 600 m weiter und werden auf diesem Weg von Quadrupolen in regelmäßigen Abständen fokussiert und defokussiert.

### 3. Das COMPASS-Experiment

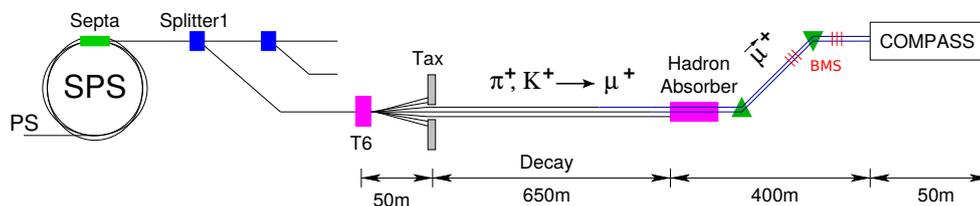


Abbildung 3.2.: Darstellung der Strahlerzeugung für COMPASS. Vom SPS werden Protonen auf das Berylliumtarget (T6) geschossen, wodurch Hadronen entstehen. Die durch deren Zerfall entstehenden Myonen werden dann zum Experiment geleitet [7].

Dabei zerfallen einige Pionen und Kaonen in Myonen und Neutrinos. Die übrigen Hadronen und Myonen treffen anschließend auf einen Hadronabsorber, in welchem die Hadronen gestoppt werden. Die übrigen Myonen werden mit einem Dipolmagneten zum Experiment geleitet. Dieser wird dann auch für die Impulsbestimmung eingesetzt. Der Strahl hat am Target eine Querschnittsfläche von ca.  $64 \text{ mm}^2$  mit einer Divergenz von  $0.4 \text{ mrad}$  in horizontaler und  $0.8 \text{ mrad}$  in vertikaler Richtung. Umgeben wird der Strahl von einem Halo, der etwa 25% des Strahls ausmacht. Er entsteht dadurch, dass auch Myonen, die nicht überall entlang der Strahlführung fliegen, das Experiment erreichen können.

### 3.2. Beam Momentum Station

Die BMS (Beam Momentum Station) dient der Bestimmung des Impulses und der Trajektorie der einlaufenden Strahlteilchen. Ihr Aufbau ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Sie besteht aus drei aufeinanderfolgenden Dipolmagneten (B6), welche den Strahl in Richtung der Spektrometerhalle ablenken, vier Szintillatorhodoskopen (BM01-04) mit horizontalen Streifen, die mit PMTs (PhotoMultiplierTube) ausgelesen werden, sowie zwei Hodoskopen aus szintillierenden Fasern (BM05-06). Der Myonstrahl wird außerdem von vier Quadrupolmagneten (Q29-32) fokussiert [5].

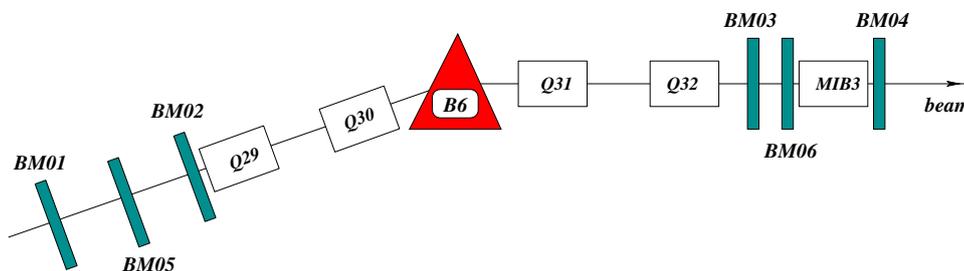


Abbildung 3.3.: Aufbau der BMS. Sie besteht aus den vier Szintillatorhodoskopen BM01-04 und den Detektoren aus szintillierenden Fasern BM05-06, vier Quadrupolmagneten Q29-32 und den Dipolmagneten B6 [6].

### 3.3. Target

Das Targetmaterial ist flüssiger Wasserstoff, der in einem 2,5 m langen Zylinder aus Mylar in einem Kryostat enthalten ist. Die Betriebstemperatur beträgt 18 K [4]. Das Target ist von zwei Lagen von Szintillationszählern umgeben. Dieser Detektor wird verwendet, um den Rückstoß von Protonen zu detektieren [5].

### 3.4. Spektrometer

#### 3.4.1. Large Angle Spectrometer

Das LAS ist der erste Teil des Spektrometers und umgibt den Dipolmagneten SM1. Neben verschiedenen Spurdetektoren zum Nachweis von Teilchenspuren, welche im Abschnitt 3.4.3 genauer beschrieben werden, befindet sich hier der RICH-Detektor (Ring Imaging CHerenkov Detector), mit welchem geladene Hadronen bis zu einem Impuls von ca. 50 GeV/c identifiziert werden können. Weiter sind in diesem Abschnitt noch zwei elektromagnetische Kalorimeter ECAL0 und ECAL1 zu finden (siehe Abbildung 3.1), mit welchen die Energie von Photonen und Elektronen bestimmt werden kann [4]. Außerdem befindet sich hier noch ein hadronisches Kalorimeter HCAL1, welches für das Triggersystem eingesetzt werden kann.

#### 3.4.2. Small Angle Spectrometer

Das SAS ist der zweite Teil des Spektrometers und ist um den Dipolmagneten SM2 angelegt. Vor und hinter dem Magneten befinden sich ebenfalls verschiedene Spurdetektoren zur Rekonstruktion der Spuren der gestreuten Myonen und schneller Hadronen. Hinter SM2 befinden sich unter anderem ein zweites elektromagnetisches und ein hadronisches Kalorimeter ECAL2 und HCAL2.

#### 3.4.3. Spurdetektoren

Wie bereits erwähnt, werden entlang des Spektrometers eine Vielzahl verschiedener Spurdetektoren eingesetzt, um die Teilchen im Spektrometer zu vermessen. Je nachdem, an welcher Stelle im Spektrometer relativ zum Strahl sich die Detektoren befinden, müssen sie unterschiedliche Ansprüche im Bezug auf Raten, Orts- und Zeitauflösung und abgedeckte Fläche erfüllen. Dabei lassen sich diese Detektoren in drei Gruppen einteilen:

Die VSAT (Very Small Area Trackers) befinden sich in einem Abstand von 2,5 – 3 cm vom Strahl. Die SAT (Small Area Trackers) haben einen Abstand von 2,5 – 20 cm vom Strahl. In den äußeren Bereichen werden LAT (Large Area Trackers) eingesetzt. Weitere Informationen und konkrete Beschreibungen der Detektoren sind in [6] zu finden.

### 3.5. Triggersystem

Das Triggersystem wird verwendet, um bei hohen Raten in sehr kurzer Zeit und mit geringer Totzeit Ereignisse zu selektieren. Je nachdem, welcher Strahl verwendet wird und was die kinematischen Gegebenheiten sind, wird das Triggersignal unterschiedlich zusammengesetzt. Für tiefinelastische Streueignisse ist das gestreute Myon unter einem bestimmten Winkel mit einem hohen Energieverlust charakteristisch, weswegen es sinnvoll ist auf dieses zu triggern [7]. Es werden dafür zwei verschiedene Methoden verwendet: der Target-Pointing-Trigger und der Energieverlust-Trigger. Diese werden in den Abschnitten 3.5.1 und 3.5.2 beschrieben. Es können auch die Hadronen des hadronischen Endzustandes gemessen und für das Triggersignal verwendet werden. Da hier aber inklusive Messungen untersucht werden, wird darauf nicht weiter eingegangen. Zum Triggern auf das gestreute Myon werden Paare von Szintillator-Hodoskopen verwendet, welche an beiden Seiten von Photomultipliern ausgelesen werden [7]. Dabei befindet sich zwischen zwei Hodoskopsystemen immer ein Myonfilter, welcher aus einem Absorber sowie einem Detektor vor und einem hinter dem Absorber besteht. So kann sichergestellt werden, dass es sich bei einem Teilchen, das auf beiden Seiten detektiert wird, tatsächlich um ein Myon handelt. Zusätzlich zum Trigger- wird ein Vetosystem verwendet. Dies ist notwendig um zu verhindern, dass ein Triggersignal durch ein Halo-Myon ausgelöst wird. Auf das Vetosystem wird in 3.5.4 eingegangen.

#### 3.5.1. Target-Pointing-Trigger

Diese Methode wird für Ereignisse mit  $Q^2 > 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$  verwendet und ist in Abbildung 3.4 dargestellt. Dabei werden die gestreuten Myonen von zwei Szintillatorhodoskop-Ebenen mit horizontalen Streifen erfasst und es wird die vertikale Projektion des Streuwinkels gemessen. Ist dieser mit einer Streuung am Target vereinbar, so wird das Triggersignal gesendet. Die Koinzidenzmatrix ist hierbei eine Diagonalmatrix und so angelegt, dass nur am Target gestreute Myonen ein Triggersignal erzeugen können [7].

#### 3.5.2. Energieverlust-Trigger

Für Ereignisse mit kleinen  $Q^2$  und entsprechend kleinen Streuwinkeln ist das Target-Pointing nicht möglich. Hier nutzt man die Tatsache, dass das Myon bei der Streuung im Target viel Energie verliert. Die Triggerentscheidung über den Energieverlust ist in Abbildung 3.5 gezeigt. In diesem Fall wird es stark von den Magneten im Spektrometer abgelenkt. Dies wird von zwei Szintillatorhodoskopebenen mit vertikalen Streifen erfasst, die die Ablenkung durch den Magneten messen. Strahlmyonen wechselwirken nicht im Target und verlieren somit deutlich weniger Energie und werden entsprechend weniger stark abgelenkt. Die Koinzidenzmatrix ist hier eine Dreiecksmatrix und die Koinzidenz ist gegeben, sobald es zu einem Energieverlust im Target kommt [7].

### 3. Das COMPASS-Experiment

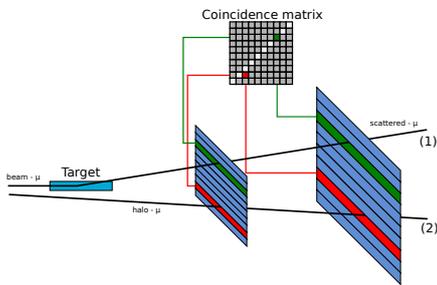


Abbildung 3.4.: Die Triggerentscheidung über das Target-Pointing wird gezeigt. Das Teilchen (1) ist am Target gestreut worden, somit wird der Trigger gesetzt. Teilchen (2) hingegen ist ein Halomyon und löst kein Triggersignal aus [7].

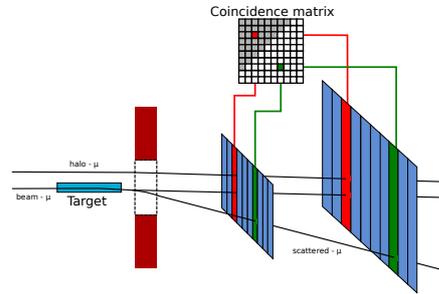


Abbildung 3.5.: Die Triggerentscheidung über den Energieverlust ist dargestellt. Das Halomyon wird kaum abgelenkt und löst somit keinen Trigger aus, aber das gestreute Myon schon [7].

#### 3.5.3. Die verschiedenen Triggersysteme

Für diese Arbeit sind die folgenden vier Triggersysteme relevant: Der Middle-Trigger (MT), der Ladder-Trigger (LT), der Outer-Trigger (OT), welche sich im SAS befinden, und der Large Angle Spectrometer Trigger (LAST). Dieser befindet sich im LAS [7].

Beim MT handelt es sich um einen Target-Pointing-Trigger. Er deckt einen Streuwinkelbereich von 0,5 bis 5 mrad ab und besteht aus vier horizontalen Hodoskopen (HM04Y(up), HM04Y(down), HM05Y(up), HM05Y(down)) [7].

Der LT ist ein Energieverlust-Trigger bestehend aus zwei vertikalen Hodoskopen (HL04, HL05). Beide Hodoskope besitzen variable Streifenbreiten, näher am Strahl sind die Streifen schmaler, nach außen werden sie breiter. Durch diesen Trigger werden große Energieverluste abgedeckt [7].

Beim OT handelt es sich um einen Target-Pointing Trigger. Er ist aus zwei horizontalen Hodoskopen (HO03, HO04) aufgebaut, wobei HO04 in zwei Hälften (Y1 und Y2) aufgeteilt wurde. Er deckt einen Winkelbereich von 5 mrad bis 30 mrad ab [7].

Der LAST ist ebenfalls ein Target-Pointing-Trigger und besteht auch aus zwei Hodoskopen (H01,H02), von denen das zweite in zwei Hälften (Y1 und Y2) geteilt wurde. Er deckt vor allem den Bereich großer  $Q^2$  ab [7].

Zur Anschauung der Geometrie der Hodoskope können die Abbildungen A.3 bis A.14 im Anhang herangezogen werden. Die Struktur in den Abbildungen zeigt die Hodoskope mit ihren einzelnen Streifen. Die genannten Triggersysteme decken bestimmte kinematische Bereiche und Winkelbereiche ab, was in den Abbildungen 3.6

### 3. Das COMPASS-Experiment

und 3.7 erkennbar ist.

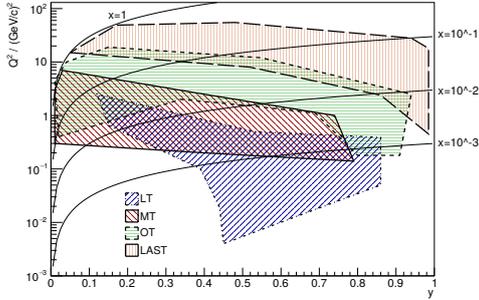


Abbildung 3.6.: Die Abdeckung der kinematischen Bereiche von  $y$  und  $Q^2$ , die vom jeweiligen Trigger abgedeckt werden, sind dargestellt [11].

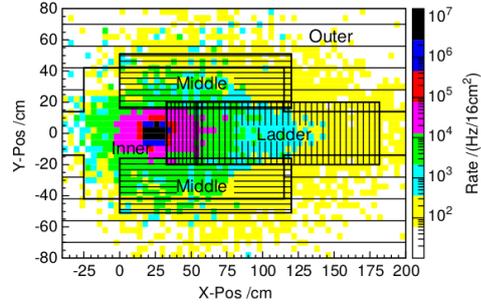


Abbildung 3.7.: Die Position der verschiedenen Trigger relativ zueinander in X und Y ist gezeigt. Hier ist der Inner Trigger ebenfalls gezeigt, der für die Datennahme 2016 aber nicht verwendet wurde [16].

Wie aus beiden Abbildungen hervorgeht, decken die verschiedenen Triggersysteme sowohl, was die kinematischen Größen  $Q^2$  und  $y$  betrifft, als auch für die Streuwinkel unterschiedliche Bereiche ab.

#### 3.5.4. Vetosystem

Ein Veto-System ist notwendig, um zu verhindern, dass Halomyonen ein Triggersignal auslösen können. Umgesetzt wurde dies durch drei Vetohodoskopsysteme, die sich in unterschiedlichen Entfernungen zum Strahl vor dem Target befinden. Das Funktionsprinzip ist in Abbildung 3.8 dargestellt. Sie besitzen jeweils ein Loch unterschiedlicher Ausmaße in der Mitte für den tatsächlichen Strahl. Die Vetohodoskope sind alle so aufgeteilt, dass nah am Strahl kleinere Elemente sitzen als in den äußeren Bereichen.

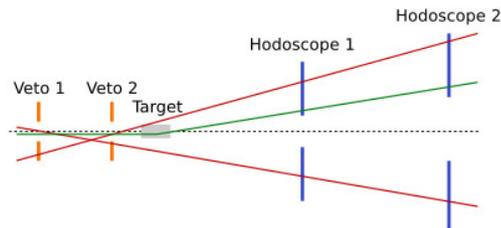


Abbildung 3.8.: Die Funktionsweise des Vetosystems ist dargestellt. Die rot gekennzeichneten Teilchen liegen im Bereich des Halos und gehören somit nicht zum Strahl. Nur das grüne Strahlteilchen, das im Target gestreut wurde, löst ein Triggersignal aus [15].

## 4. Datenanalyse

In diesem Kapitel wird die Rekonstruktion und Selektion der Daten sowie die Monte-Carlo-Simulation genauer beschrieben. Im Abschnitt 4.1 wird beschrieben, wie aus den Rohdaten ein Datensatz rekonstruiert und selektiert werden kann, um mit diesem weiter zu arbeiten. Anschließend wird auf die Monte-Carlo-Simulation in Abschnitt 4.2 genauer eingegangen. Im letzten Abschnitt 4.3 wird erläutert, wie die verwendeten Datensätze für diese Analyse genau bearbeitet wurden.

### 4.1. Rekonstruktion und Selektion der Daten

Die nach der Datennahme vorliegenden Rohdaten sind lediglich die zeit- und ortskorrelierten Detektorantworten aus der Messung. Aus diesen sollen nun Teilchenspuren zusammengesetzt werden, was als Rekonstruktion bezeichnet wird. Dafür wird das Programm CORAL [6] (COmpass Reconstruction ALgorithm) verwendet. Der Rekonstruktionsprozess ist in Abbildung 4.1 veranschaulicht.

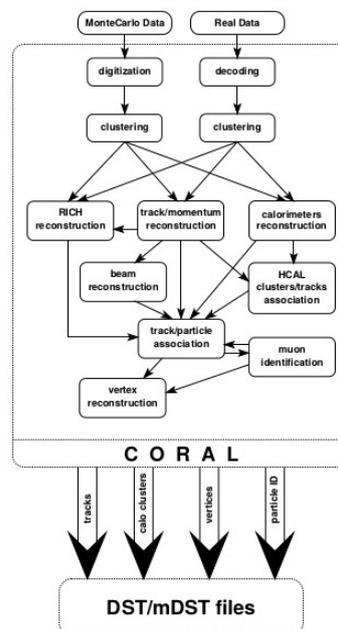


Abbildung 4.1.: Der Ablauf der Rekonstruktion ist schematisch dargestellt [6].

Für die realen Daten werden zunächst die Informationen, welche Detektorkanäle

## 4. Datenanalyse

angesprochen haben, entnommen. Für die Monte-Carlo-Daten werden dagegen die Detektorantworten entsprechend simuliert und Detektortreffer erzeugt. Im Anschluss werden die Kanäle, die aufgrund des selben Teilchens angesprochen haben, entsprechend gruppiert (clustering). Dabei wird jeder Gruppierung auch eine Position zugeordnet. Im nächsten Schritt werden aus den gruppierten Informationen der Spurdetektoren die Spuren der geladenen Teilchen zusammengesetzt und deren Impulse bestimmt. Um das durchzuführen wird zunächst nach einzelnen Spursegmenten in den verschiedenen Abschnitten des Spektrometers gesucht. Diese werden dann zu einer Spur zusammengesetzt und gefittet, um die Parameter des Teilchens zu dem die Spur gehört zu bestimmen. Die Unterscheidung von Myonen und Hadronen erfolgt anhand der Menge des Materials, die das Teilchen durchfliegt. Im weiteren Verlauf wird mit Hilfe der rekonstruierten Spuren der Vertex ermittelt. Zur Identifikation der Hadronen werden der RICH-Detektor sowie der Impuls der rekonstruierten Teilchen verwendet. Die Informationen der elektromagnetischen Kalorimeter werden zum Nachweis und zur Identifikation von Photonen und Elektronen benutzt. Die aus der Rekonstruktion erhaltenen Informationen werden dann in ROOT [10] Trees abgelegt und in mDST Dateien (mini Data Summary Tapes) gespeichert.

Nun gilt es, aus den rekonstruierten Daten diejenigen Ereignisse zu selektieren, die für die individuelle Analyse benötigt werden. Dafür wird das Analyse-Framework PHAST [8] (Physics Analysis Software Tools) verwendet. Dieses ermöglicht den Zugriff auf die Informationen aus den rekonstruierten Ereignissen, wie beispielsweise die kinematischen Größen  $Q^2$  oder  $x_{Bj}$ , und damit eine konkrete Selektion. Diese selektierten Daten werden erneut in ROOT-Trees gespeichert und dann weiter verarbeitet und mit ROOT dargestellt. Die genaue Selektion für diese Analyse wird im Abschnitt 4.3 beschrieben.

### 4.2. Monte-Carlo-Simulation

Monte-Carlo-Simulationen sind in der Teilchenphysik notwendig, um eine Bestimmung der Akzeptanz durchzuführen, wie bereits in Abschnitt 2.5 erwähnt wurde. Sie werden aber auch für andere Dinge, beispielsweise zum Überprüfen von Detektorpositionen, eingesetzt. Allgemein werden zunächst die physikalischen Ereignisse generiert. Im Anschluss wird der experimentelle Aufbau simuliert. Zuletzt werden die Daten wie im vorigen Abschnitt beschrieben rekonstruiert [5]. Im folgenden wird genauer auf die Erzeugung der Monte-Carlo-Daten bei COMPASS eingegangen.

#### 4.2.1. Generierung physikalischer Ereignisse

Eine Monte-Carlo-Simulation beginnt mit einem Ereignis-Generator. Bei COMPASS erhält ein Generator den Viereimpuls des einlaufenden Teilchens am Vertex als Eingabeparameter, wobei sich das Targetteilchen in Ruhe befindet. Der Streuprozess wird dann gemäß seines Wirkungsquerschnitts simuliert [4]. Im Verlauf dieser Arbeit sind

## 4. Datenanalyse

verschiedene Monte-Carlo-Datensätze verwendet worden. Für einen Datensatz wurden die Ereignisse mithilfe des Generators LEPTO [17] erzeugt. Hier wird die Lepton-Nukleon-Streuung nach dem Wirkungsquerschnitt der elektromagnetischen Wechselwirkung als Streuung eines Leptons an einem Quark simuliert [5]. Bei weiteren Datensätzen wurde die Erweiterung DJANGO [18] verwendet. Hier ist der Ablauf der Generierung anders. DJANGO simuliert auch Ereignisse, in denen zusätzliche Photonen emittiert werden, und berücksichtigt dies im Wirkungsquerschnitt [4].

### 4.2.2. Simulation des COMPASS-Spektrometers

Nach der Generierung der physikalischen Ereignisse gilt es nun, das Verhalten der Teilchen im Spektrometer zu simulieren. Dazu wird GEANT4 verwendet. Dabei handelt es sich um eine Basis, mit der die Geometrie und Funktion des Spektrometers simuliert werden kann [9]. Es wird also das Verhalten des Teilchens im Spektrometer genau verfolgt. Hierbei werden zahlreiche Effekte wie Vielfachstreuung oder andere Wechselwirkungen berücksichtigt. Sowohl der Generator als auch GEANT4 sind in die TGEANT-Software eingebunden, die insgesamt für die vollständige Generierung der Monte-Carlo-Ereignisse zuständig ist [5].

### 4.3. Selektion der verwendeten Datensätze

Für die folgende Analyse sind Daten aus dem Jahr 2016 verwendet worden. Die Datennahme wird in Perioden eingeteilt. Innerhalb einer Periode verbleiben die Detektoren im gleichen Zustand. Die verwendeten Datensätze sind aus der Periode 09.

Zur Selektion wurde zunächst jedes Ereignis einzeln aufgerufen. Zu jedem Ereignis sind alle zugehörigen Vertices betrachtet worden. Von diesen sind ausschließlich die von CORAL als „best primary vertex“ markierten Vertices verwendet worden. Ein primärer Vertex wird dabei über den Schnittpunkt der Spur des einlaufenden und aller auslaufenden Teilchen bestimmt. Gibt es mehrere primäre Vertices wird der Vertex, dessen Position am besten bestimmt werden kann, als „best primary vertex“ markiert. Anschließend wurde geprüft, ob es zu dem Vertex ein ein- und auslaufendes Teilchen gab und beiden eine Spur zugeordnet werden konnte. Zudem wurde überprüft, ob es sich bei dem auslaufenden Teilchen tatsächlich um ein gestreutes Myon handelt. Dazu wurde vorausgesetzt, dass das gestreute Teilchen so viel Material durchquert hat, wie 15 sogenannten relativen Strahlungslängen entspricht. Bei der Höhe dieses Wertes kann davon ausgegangen werden, dass es sich um ein gestreutes Myon handelt, da kein anderes Teilchen so viel Material durchqueren kann. Zuletzt wurde geprüft, ob das ein- und auslaufende Teilchen dieselbe Ladung besitzen. Nur auslaufende Teilchen, auf die all dies zutrifft, wurden verwendet. Die folgenden Schnitte sind angewendet worden:

1. Impuls des einlaufenden Myons  $p$ :  $140 - 180 \text{ GeV}/c$
2. Position des Vertex im Target: Radius 1,5cm; Z:  $(-318, 5)$  bis  $(-78, 5)$  cm
3.  $Q^2$ :  $1 - 100 (\text{GeV}/c)^2$

#### 4. Datenanalyse

4.  $y > 0,05$
5. Fehler des Impulses  $< p \cdot 0,025$

Der Schnitt des Impulses sollte sicherstellen, dass keine Myonen mit zu kleinen oder großen Impulsen berücksichtigt werden, da diese wahrscheinlich nicht aus dem Strahl stammen würden. Auf die Position des Targets wurde geschnitten, damit das gestreute Teilchen auch tatsächlich im Target gestreut wurde. Es werden nur  $Q^2 > 1$  verwendet, um sicherzustellen, dass es sich bei den selektierten Ereignissen um tiefinelastische Streueignisse handelt. Weil eine Rekonstruktion von Ereignissen mit sehr kleinen Energieüberträgen schwierig ist, wurde auf diese ebenfalls ein Schnitt angewendet. Große Fehler des Strahlimpulses zu schneiden ist notwendig, da in dem Fall, dass die BMS keinen Impuls misst, der Wert 160 GeV/c eingetragen wird und somit an dieser Stelle ein Peak entstehen würde. Dieser gesetzte Wert wurde allerdings mit einem größeren Fehler versehen und kann somit durch den oben gezeigten Schnitt beseitigt werden. Im Anschluss an diese Schnitte wurden die folgenden Größen in einen ROOT-Tree geschrieben und abgespeichert:

1. Position des Vertex im Target
2. Impuls  $p$  des einlaufenden Myons und  $p'$  des auslaufenden Myons
3.  $Q^2$ ,  $x_{Bj}$ ,  $y$  und  $W$
4. Streuwinkel  $\Theta$ , Azimutal-Winkel  $\Phi$
5. Position der extrapolierten Spuren in den Hodoskopebenen
6. Information, ob ein Hodoskop getroffen wurde

Zudem wurden noch die Ladungen des ein- und auslaufenden Myons, die Trigger-Maske, welche angibt, durch welchen Trigger das Ereignis aufgenommen wurde, der Transversalimpuls, der Fehler des Impulses und der Bool-Wert *good track* zur Nutzung der *good track*-Funktion, die in Abschnitt 5.2 genauer erläutert wird, abgespeichert. Zusätzlich sind die Größen und Abmessungen der Hodoskope gespeichert worden. Somit konnten später die Positionen der Spuren in den Hodoskopen dargestellt und für die Analyse verwendet werden. Die selektierten Daten sind in dieser Form mit diesen Schnitten zur Verfügung gestellt worden.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

Im folgenden werden die realen mit den Monte-Carlo-Ereignissen (MC-Ereignisse) verglichen. Dazu sind für die einzelnen unter 4.3 genannten Variablen die Verteilungen für jeden Trigger separat erstellt und darin die realen mit den Monte-Carlo-Ereignissen aufgetragen worden. Darunter ist das Verhältnis der Ereignisse zueinander dargestellt. Je nach Ladung des Strahls ist hier von  $\mu^+$ - oder  $\mu^-$ -Daten bzw. -Verteilungen die Rede. Meist sind nur die  $\mu^+$ -Verteilungen dargestellt. Einzig im Fall von Diskrepanzen werden auch die  $\mu^-$ -Verteilungen diskutiert. Ergänzend zu den in Unterkapitel 5.6 diskutierten Schnitten werden die folgenden Bereiche geschnitten:

1. Impuls  $p$  des einlaufenden Myons: 148 – 170 GeV/c
2. Impuls  $p'$  des auslaufenden Myons: 40 – 200 GeV/c
3.  $y$ : 0,1 – 0,9

Warum explizit diese Schnitte angewendet wurden, wird in den einzelnen Unterkapiteln 5.4, 5.5 und 5.7.3 genau erläutert. Zudem war es mit Hilfe der Informationen über die Position der extrapolierten Spuren in den Hodoskopebenen möglich, gezielt bestimmte Streifen und Bereiche in den Hodoskopen zu schneiden, was bei der Anwendung in den einzelnen Unterkapiteln erläutert wird. Die einzelnen Histogramme wurden auf die Anzahl der Ereignisse normiert, was in Abschnitt 5.9 genauer diskutiert wird. Zuletzt werden noch einige Probleme diskutiert, die im Rahmen dieser Arbeit nicht gelöst werden konnten. Im Anhang im Abschnitt A.3 ist ein vollständiger Satz von Verteilungen für den Ladder-Trigger für alle betrachteten Größen zu finden.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

### 5.1. Vergleich von $\mu^+$ - und $\mu^-$ - Daten

Es hat sich bei der Betrachtung der Daten aus Messungen mit den beiden Strahlrichtungen gezeigt, dass im Vergleich nur in wenigen Einzelfällen Diskrepanzen zwischen den  $\mu^+$ - und  $\mu^-$ - Daten auftreten. Dies soll nun an den Abbildungen 5.1 bis 5.4 genauer gezeigt und erläutert werden.

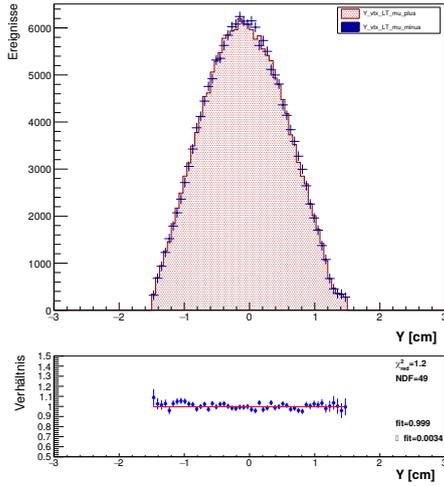


Abbildung 5.1.: Vertikale Vertexverteilung im LT für  $\mu^+$ - (rot) und  $\mu^-$ -Daten (blau).

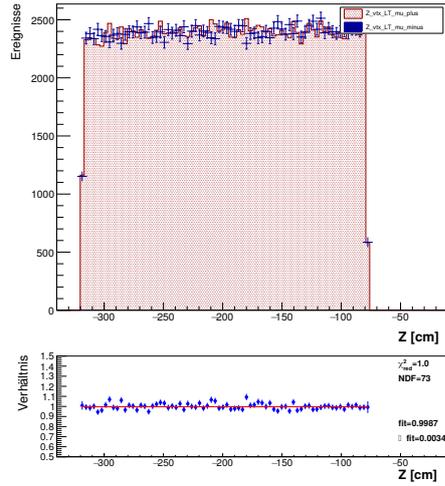


Abbildung 5.2.: Vertexverteilung entlang des Strahls im LT für  $\mu^+$ - (rot) und  $\mu^-$ -Daten (blau).

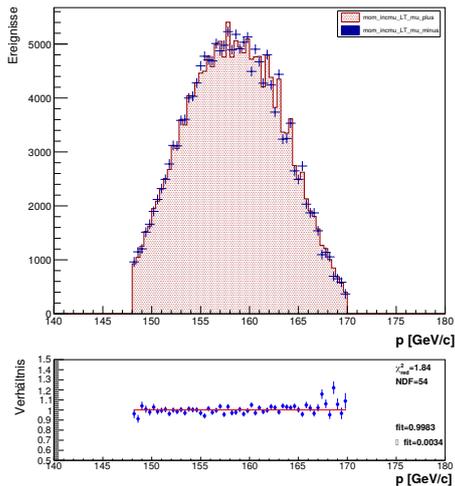


Abbildung 5.3.: Impulsverteilung des einlaufenden Myons im LT für  $\mu^+$ - (rot) und  $\mu^-$ -Daten (blau).

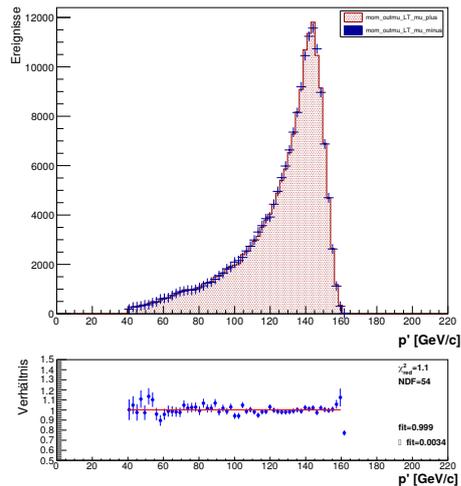


Abbildung 5.4.: Impulsverteilung des auslaufenden Myons im LT für  $\mu^+$ - (rot) und  $\mu^-$ -Daten (blau).

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

Für all diese Abbildungen wurden die  $\mu^+$ - mit den  $\mu^-$ -Daten verglichen. Dabei sind die  $\mu^+$ -Ereignisse in rot und die  $\mu^-$ -Ereignisse in blau dargestellt. Zudem wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung angewendet. Abbildung 5.1 zeigt die vertikale, Abbildung 5.2 die Vertexverteilung entlang des Strahls im Ladder-Trigger. In Abbildung 5.3 ist die Impulsverteilung des einlaufenden und in 5.4 die des auslaufenden Myons im Ladder-Trigger zu sehen. In all diesen Verteilungen ist deutlich eine gute Übereinstimmung für die  $\mu^+$ - und  $\mu^-$ -Ereignisse zu erkennen. Diese Übereinstimmungen werden auch in den meisten anderen Verteilungen beobachtet. Aus diesem Grund wurden im folgenden lediglich die  $\mu^+$ -Daten betrachtet und diskutiert. In Fällen, in welchen jedoch Unterschiede aufgetreten sind, werden diese explizit erwähnt und diskutiert werden.

### 5.2. Die *good track*-Funktion

Durch die dieser Analyse vorangegangenen Effizienzstudien konnten Bereiche in den Triggerhodoskopen festgelegt werden, welche für die inklusive Datenanalyse verwendet oder nicht verwendet werden können [11]. Generiert werden allerdings Ereignisse im gesamten Bereich der Hodoskope. Dadurch können bei einem Vergleich von realen und Monte-Carlo-Ereignissen Diskrepanzen auftreten. Aus diesem Grund wurde die *good track*-Funktion entwickelt. Sie extrapoliert jede Spur in die Hodoskopebenen. Befindet sich eine Spur nicht in einem der zulässigen Bereiche, so wird diese entsprechend markiert. Zudem können mit dieser Funktion gezielt Hodoskopstreifen deaktiviert werden.

### 5.3. Betrachtung der Vertexverteilungen

Für die Betrachtung der Vertexverteilungen wurde der Middle-Trigger exemplarisch verwendet, da diese Verteilungen für alle Trigger sehr ähnlich aussehen. In den nachfolgenden Vergleichen sind zwei verschiedene Monte-Carlo-Datensätze verwendet worden. Zum einen wurde der LEPTO-Datensatz, zum anderen der Monte-Carlo-Datensatz mit DJANGO genutzt.

#### 5.3.1. Die horizontale Vertexverteilung

In Abbildung 5.5 ist die reale Verteilung (rot) des Vertex in horizontaler Richtung im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz (blau) gezeigt. In Abbildung 5.6 wurde stattdessen der Monte-Carlo-Datensatz mit DJANGO verwendet. Es ist deutlich zu sehen, dass sich die beiden Verteilungen kaum unterscheiden. Auch ist ersichtlich, dass die Übereinstimmung von realen und Monte-Carlo-Ereignissen sehr gut ist. Auffällig sind die Abweichungen in den Randbereichen der Verteilungen. Diese könnten durch einen Schnitt auf die Breite der Verteilungen beseitigt werden. Da hier allerdings nur sehr wenige Ereignisse auftreten, beeinflussen sie die weiteren Untersuchungen nicht und

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

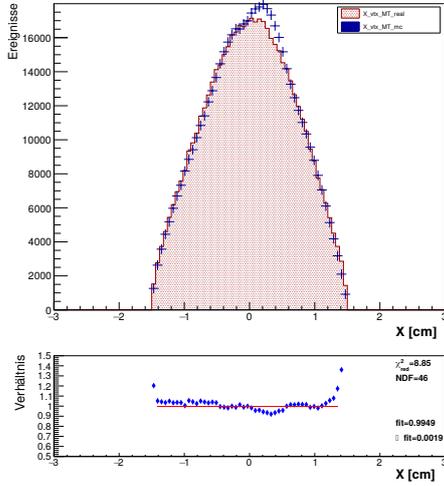


Abbildung 5.5.: Horizontale Vertexverteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

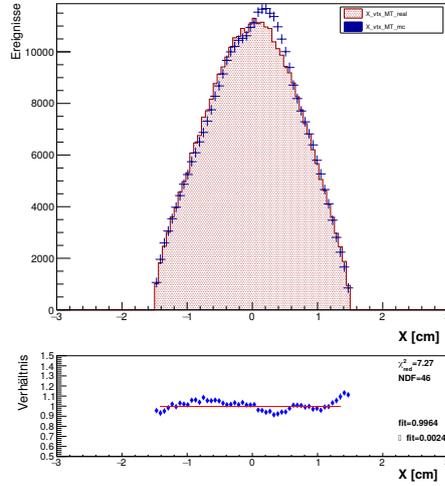


Abbildung 5.6.: Horizontale Vertexverteilung im MT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

es ist somit kein Schnitt erforderlich. Wichtiger ist der Unterschied im zentralen Bereich  $> 0$ , wo deutlich mehr Monte-Carlo-Ereignisse als reale Ereignisse sind. Diese Überhöhung ist zudem leicht zu den realen Ereignissen verschoben. Dieser Unterschied ist Gegenstand momentan laufender Analysen bei COMPASS.

### 5.3.2. Die vertikale Vertexverteilung

Als nächstes werden die vertikalen Vertexverteilungen genauer betrachtet. In Abbildung 5.7 ist die Verteilung mit dem LEPTO- und in Abbildung 5.8 mit dem DJANGOHDatensatz gezeigt. Hier ist ebenfalls von Anfang an bei beiden Verteilungen eine gute Übereinstimmung zu beobachten. Auch hier sind die Abweichungen an den Rändern zu sehen, für die aber keine Schnitte erforderlich sind. Es ist jedoch klar zu erkennen, dass in Abbildung 5.7 im Bereich um 0 etwas mehr Monte-Carlo- als reale Ereignisse auftreten. Dieser Effekt ist mit der Verwendung eines DJANGOHDatensatzes verschwunden. Woran das genau liegt, muss noch geklärt werden, da theoretisch die Unterschiede in der Generierung auf die Vertexverteilungen keinen Einfluss haben sollten.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

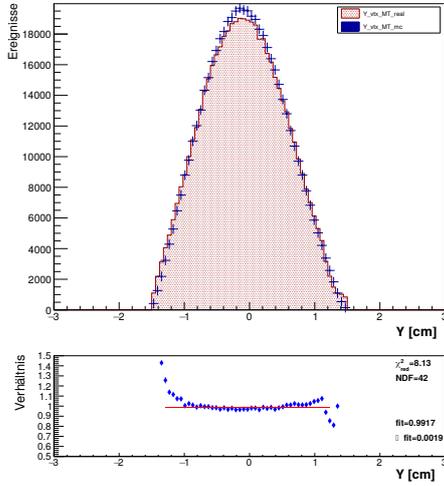


Abbildung 5.7.: Vertikale Vertexverteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

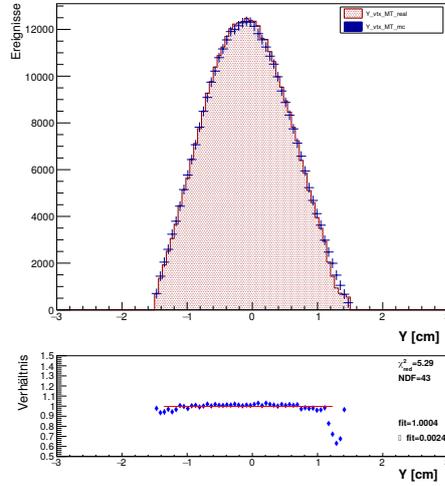


Abbildung 5.8.: Vertikale Vertexverteilung im MT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

### 5.3.3. Die Vertexverteilung entlang des Strahls

Zuletzt werden hier die Vertexverteilungen entlang des Strahls diskutiert. Hier gilt es zu beachten, dass nur Vertices im Bereich des Flüssigwassertargets gezeigt werden. In Abbildung 5.9 ist der Vergleich mit dem LEPTO- und in Abbildung 5.10

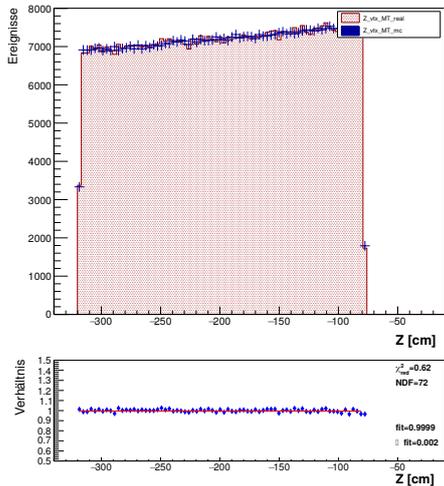


Abbildung 5.9.: Vertexverteilung entlang des Strahls im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

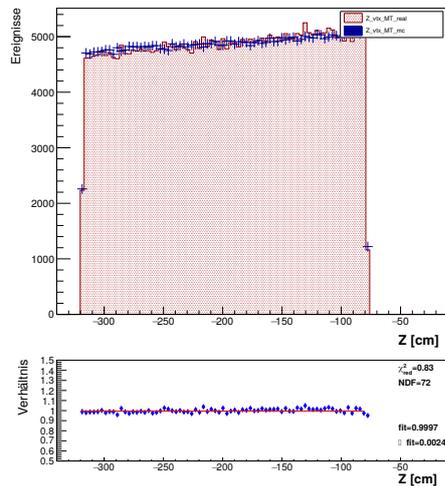


Abbildung 5.10.: Vertexverteilung entlang des Strahls im MT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

mit dem DJANGO-Datensatz gezeigt. Im Vergleich von Abbildung 5.9 zu 5.10 wird deutlich, dass diese Verteilung mit beiden Monte-Carlo-Datensätzen eine gute Übereinstimmung aufweist.

### 5.4. Impulsverteilung des einlaufenden Myons

Im nächsten Abschnitt wird die Verteilung des Impulses  $p$  des einlaufenden Myons besprochen. Da diese Verteilung für alle Trigger sehr ähnlich aussieht, wird diese Betrachtung wieder am Beispiel des Middle-Triggers durchgeführt. In Abbildung 5.11 ist diese Verteilung mit dem LEPTO-Datensatz zu sehen. Hier sind nur die Schnitte aus der Selektion angewendet worden. In Abbildung 5.12 ist für den Vergleich der DJANGO-Datensatz verwendet worden und es wurden die Schnitte aus der Einführung angewendet. Aufgrund der in Abbildung 5.11 sichtbaren Abweichung der

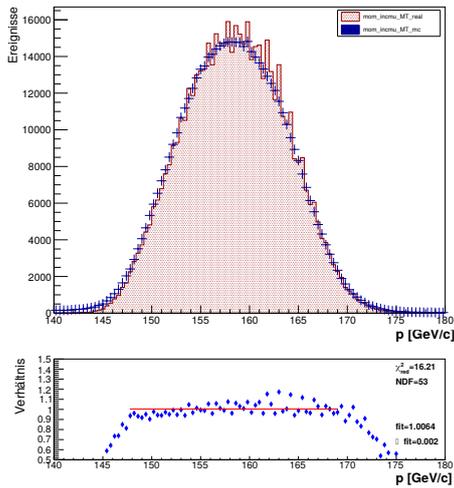


Abbildung 5.11.: Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

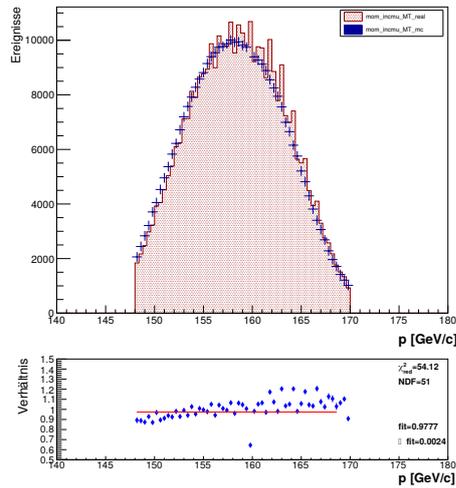


Abbildung 5.12.: Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

Datensätze wurde der betrachtete Impulsbereich des einlaufenden Myons für alle Trigger auf 148 GeV/c bis 170 GeV/c begrenzt. Dies hat die Übereinstimmung bereits erhöht. Es bleibt jedoch offensichtlich, dass die Struktur der realen und der Monte-Carlo-Ereignisse sehr unterschiedlich ist. Während im Bereich von 155 bis 165 GeV/c die Verteilung der Monte-Carlo-Ereignisse glatt ist, sind in den realen Ereignissen für einzelne Bins eine höhere Anzahl von Ereignissen zu verzeichnen. Diese Beobachtung ist durch die Auflösung der BMS zu begründen, die den Impuls des einlaufenden Myons misst. Sie beträgt ca. 1 GeV/c. Hier sind jedoch 100 Bins auf eine Breite von 40 GeV/c verteilt. Passt man das Binning entsprechend an die Auflösung an, so erhält man das in Abbildung 5.13 gezeigte Ergebnis. Es zeigt sich, dass dieser Effekt durch

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

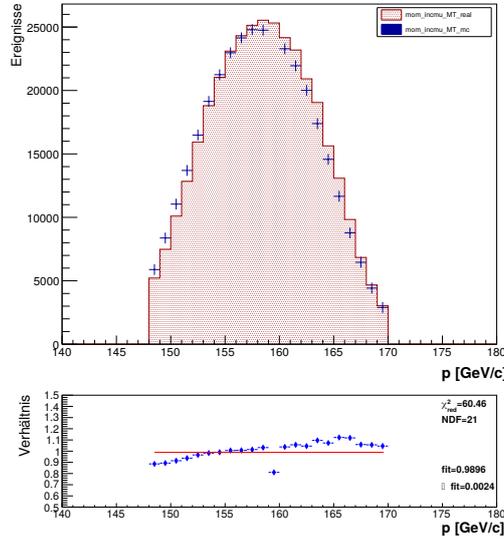


Abbildung 5.13.: Impulsverteilung des einlaufenden Myons im MT für die realen (rot) und die DJANGO-H-Daten (blau) mit angepasstem Binning ( $\mu^+$ ).

das angepasste Binning verschwindet und sich somit die Übereinstimmung verbessert. Es bleibt allerdings ein Problem bei 160 GeV/c. Hier ist im Graphen für das Verhältnis für diesen Wert eine deutliche Abweichung zu erkennen. Dort liegen sehr viel mehr Monte-Carlo- als reale Ereignisse vor. Wie bereits in Abschnitt 4.3 erklärt, entsteht hier ein Peak in den realen Daten, der allerdings in den Monte-Carlo-Daten nicht auftreten sollte und entsprechend auch durch den Schnitt auf den Fehler des Impulses nicht beseitigt wird. Besonders tritt dies nur für die Monte-Carlo-Daten mit DJANGO und nur für  $\mu^+$  auf. Diese Ereignisse entstehen durch die Simulation von zusätzlichen Strahlmyonen bei einzelnen Ereignissen. Diese Simulation wird zur Zeit überarbeitet. Weiter ist eine leichte Verschiebung in der Form der Verteilung zwischen den realen und den Monte-Carlo-Ereignissen zu erkennen. Auch deren Ursache muss noch weiter untersucht werden.

### 5.5. Impulsverteilung des auslaufenden Myons

Es wird zunächst eine Verteilung des Impulses  $p'$  des auslaufenden Myons mit dem LEPTO-Datensatz ohne Schnitte betrachtet. Zum Vergleich wird eine Verteilung mit dem gleichen Monte-Carlo-Datensatz mit den Schnitten aus der Einführung gezeigt. Hier werden die Verteilungen im Outer-Trigger zur Beschreibung verwendet, da der beschriebene Effekt an diesen Verteilungen am anschaulichsten gezeigt werden kann. In Abbildung 5.11 ist für den Bereich  $< 40$  GeV/c klar erkennbar, dass dort mehr reale als Monte-Carlo-Ereignisse auftreten. Dies ist dadurch zu begründen, dass in diesem kinematischen Bereich auch Myonen aus Hadronzerfällen innerhalb des Spektrometers einen Trigger auslösen können. Da dieser Effekt auch für die anderen Trigger in

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

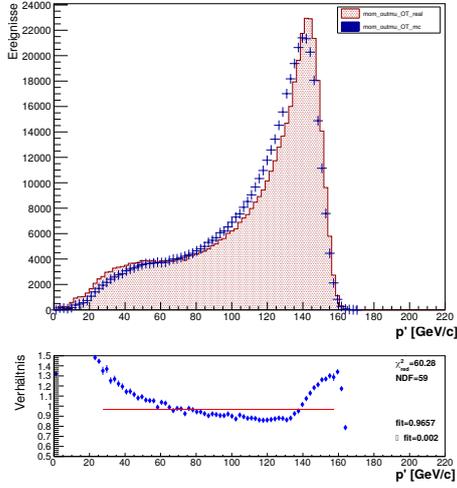


Abbildung 5.14.: Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

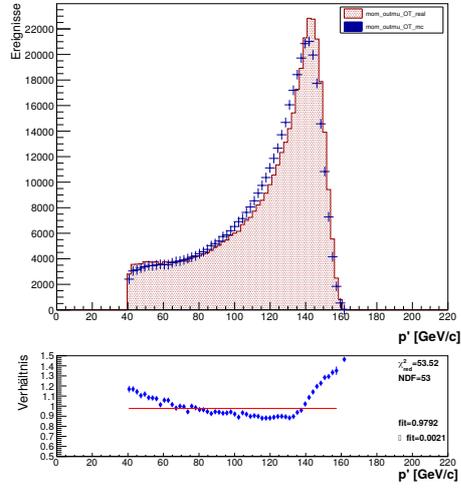


Abbildung 5.15.: Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

verschiedener Ausprägung zu erkennen war, wurde der Bereich  $< 40$  GeV/c geschnitten. Damit sollte der Einfluss dieser Myonen aus Hadronzerfällen beseitigt werden. Weiter bleibt auffällig, dass das Verhältnis in einigen Bereichen noch größere Unterschiede zeigt. Dies wird in Abschnitt 5.10 weiter erläutert. Es bleibt aber festzuhalten, dass diese Verteilung mit dem verwendeten LEPTO-Monte-Carlo-Datensatz sowie den bisher angewendeten Schnitten noch weiter verbessert werden sollte.

## 5.6. Betrachtung der $\Phi$ -Verteilungen

Aus der bisherigen Betrachtung hat sich gezeigt, dass für die auslaufenden Myonen Unterschiede zwischen den realen und den Monte-Carlo-Ereignissen auftreten. Daher soll nun eine detaillierte Untersuchung erfolgen, um zu prüfen, ob die Simulation des Spektrometers bereits ausreichend präzise ist. Für inklusive Ereignisse ist dabei vor allem die Simulation der Triggerhodoskope entscheidend. Eine geeignete Verteilung um dies genau zu untersuchen ist die  $\Phi$ -Verteilung. Aus diesem Grund wird der Winkel  $\Phi$  am Vertex für jeden Trigger separat betrachtet.

### 5.6.1. Die $\Phi$ -Verteilung im Middle-Trigger

In den Abbildungen 5.16 und 5.17 sind zwei verschiedene  $\Phi$ -Verteilungen im Middle-Trigger dargestellt. In der ersten wurde der LEPTO-Datensatz zum Vergleich verwendet. Es sind keine Schnitte, außer die in der Selektion genannten, angewendet. In der zweiten Abbildung wurde der DJANGO-Datensatz verwendet. Hier sind die Schnitte aus der Einführung angewendet worden. Zusätzlich wurde hier die Selektion durch

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

die *good track*-Funktion verwendet. Dadurch sind hier an den Rändern der Hodoskope kleine Schnitte gemacht worden, um auszugleichen, dass deren Positionen in der Monte-Carlo-Simulation nicht ganz mit denen während der Datennahme übereinstimmen. Weiter existiert in diesen Hodoskopen ein kleiner Bereich, für den die Myon-Identifikation nicht gewährleistet ist. Dieser Bereich ist ebenfalls geschnitten. Bei der Betrachtung von Abbildung 5.16 wird deutlich, dass die Übereinstimmung

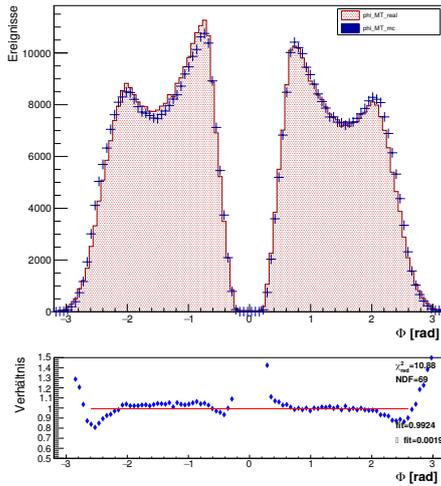


Abbildung 5.16.:  $\Phi$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

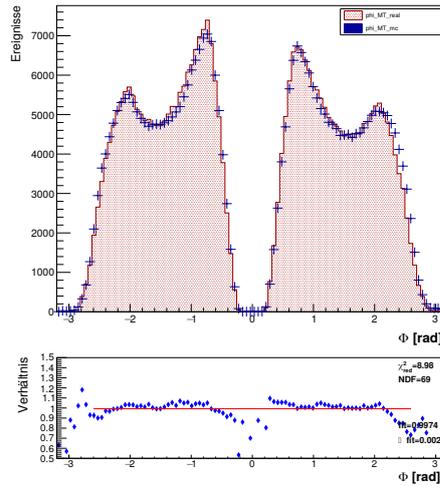


Abbildung 5.17.:  $\Phi$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

dieser Verteilung von Anfang an gut war. Vergleicht man diese mit Abbildung 5.17 so sieht man, dass die Schnitte zu einer leichten Verbesserung geführt haben. Dies ist vor allem bei der Betrachtung des Verhältnisses ersichtlich. Vor allem die inneren Flanken der beiden Peaks sowie die äußere Flanke des linken Peaks haben sich ein wenig verbessert. Allerdings ist auch zu sehen, dass die äußere Flanke des rechten Peaks noch zu überprüfen ist. Man kann jedoch sagen, dass hier die Schnitte insgesamt die Übereinstimmung der realen mit den Monte-Carlo-Ereignissen verbessert haben.

### 5.6.2. Die $\Phi$ -Verteilung im Ladder-Trigger

In Abbildung 5.18 ist die  $\Phi$ -Verteilung im Ladder-Trigger mit dem LEPTO-Datensatz gezeigt. Hier sind keine, außer die in der Selektion genannten Schnitte, angewendet worden. In Abbildung 5.19 ist der DJANGO-Datensatz zum Vergleich verwendet worden und es wurden die Schnitte aus der Einführung genutzt. Auch hier ist die *good track*-Funktion verwendet worden. Für die Hodoskope HL04 und HL05 ist auf die aktive Fläche in den realen Daten geschnitten worden, da kleine Unterschiede der Positionen einzelner Elemente in der Monte-Carlo-Simulation nicht berücksichtigt wurden. Das soll mit diesen Schnitten ausgeglichen werden. Zur Illustration dieser Schnitte können die Abbildungen A.7 und A.8 hinzugezogen werden. Weiter sind

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

einige Streifen im HL04 (Streifen 29) und im HL05 (Streifen 31, 32) deaktiviert worden. Dabei wird von links nach rechts gezählt. Zuletzt ist noch der Bereich um  $\Phi = 0$  in beiden Hodoskopen geschnitten worden. Bei der Betrachtung der beiden

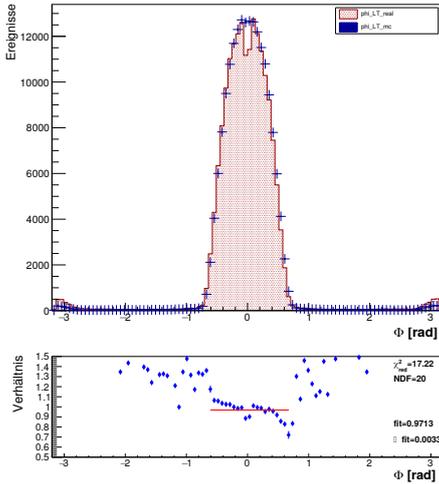


Abbildung 5.18.:  $\Phi$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

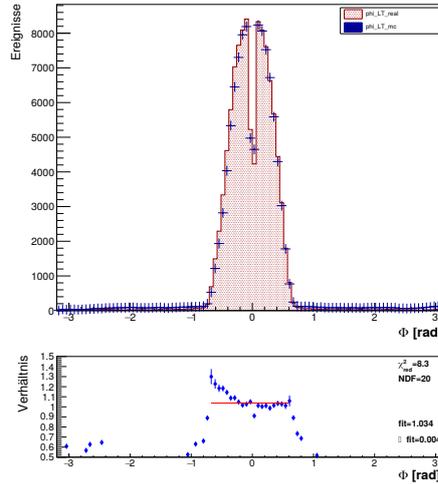


Abbildung 5.19.:  $\Phi$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

Abbildungen im Vergleich wird deutlich, warum um  $\Phi = 0$  geschnitten wurde. In diesem Bereich unterscheiden sich die realen von den Monte-Carlo-Ereignissen. Aufgrund von Ineffizienzen in anderen Detektoren können in diesem Bereich weniger reale Ereignisse rekonstruiert werden. Schneidet man auf diesen Bereich, so führt das zu einer Verbesserung. Weiter ist sichtbar, dass sich die Übereinstimmung an der rechten Flanke durch die kleinen Schnitte deutlich verbessert hat. Allerdings ist bei der Betrachtung des Verhältnisses ersichtlich, dass hier eine abfallende Steigung auftritt, was dadurch zu begründen ist, dass die Position der Hodoskope in der Monte-Carlo-Simulation nicht ganz mit der in den realen Daten übereinstimmt.

Außerdem unterscheiden sich hier die Verteilungen für  $\mu^+$  und  $\mu^-$ . Betrachtet man die Verteilungen für  $\mu^+$  (Abbildung 5.20) und  $\mu^-$  (Abbildung 5.21) so ist ersichtlich, dass in den Bereichen links und rechts vom zentralen Peak in der  $\mu^+$ -Verteilung deutlich mehr Monte-Carlo-Ereignisse auftreten als in den Realdaten und als in der  $\mu^-$ -Verteilung. Hier sind noch detaillierte Untersuchungen der  $\mu^+$ - und  $\mu^-$ -Daten notwendig.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

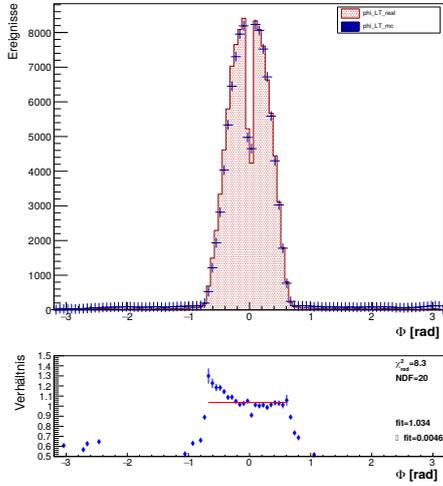


Abbildung 5.20.:  $\Phi$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

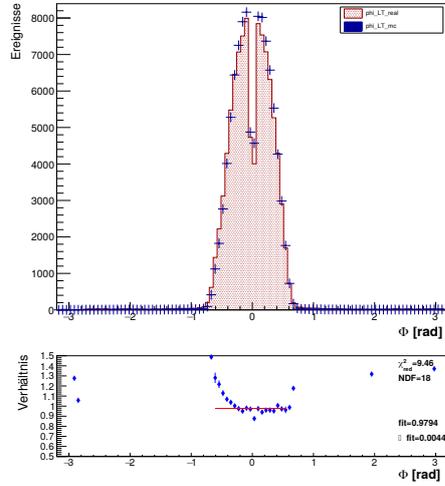


Abbildung 5.21.:  $\Phi$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^-$ ).

### 5.6.3. Die $\Phi$ -Verteilung im Outer-Trigger

Abbildung 5.22 zeigt die  $\Phi$ -Verteilung im Outer-Trigger im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz. Es sind keine, außer die in der Selektion genannten, Schnitte angewendet worden. In Abbildung 5.23 wurde ebenfalls dieser LEPTO-Datensatz zum Vergleich genutzt. Es wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung verwendet. Zusätzlich wurden hier nur über die *good track*-Funktion gewählte Ereignisse genutzt. Für die Festlegung der Schnitte durch die *good track*-Funktion sind vorläufige Ergebnisse der Effizienzanalyse verwendet worden. In den Hodoskopen des Outer-Triggers befindet sich in der Mitte eine größere Aussparung. In diesem Bereich sind die Hodoskope des Middle- und Ladder-Triggers. Mit der für die Hodoskope des Outer-Triggers genutzten Streifenbreite wäre dort die Rate zu hoch. Nur auf diese Zonen ohne Szintillatormaterial wurde dadurch geschnitten. Einzig im Hodoskop HO04Y2 ist ein wenig über den Rand dieser Zone hinaus geschnitten worden, um Effekte an den Rändern zu mindern. Zudem sind einige ineffiziente Streifen im HO03 (Streifen 9,10) und im HO04Y2 (Streifen 7,9) deaktiviert worden, wobei im Hodoskop von unten nach oben gezählt wird.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

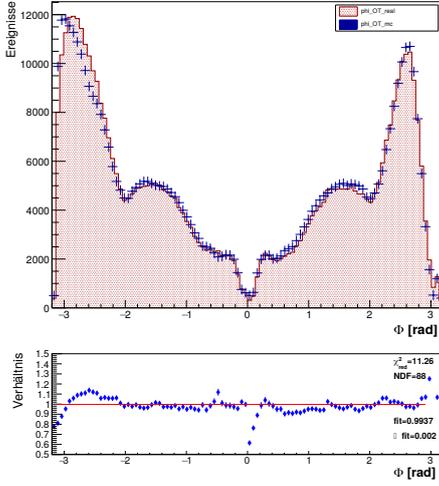


Abbildung 5.22.:  $\Phi$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

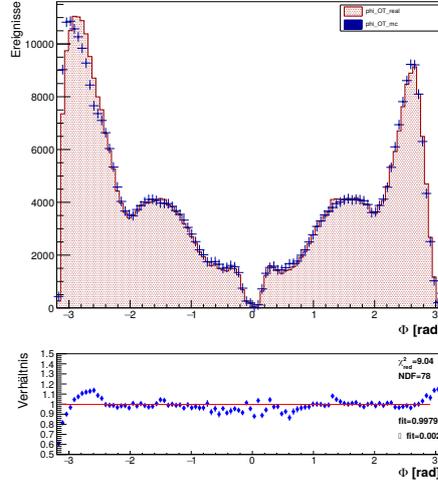


Abbildung 5.23.:  $\Phi$ -Verteilung im OT für die realen Daten (rot) und die LEPTO-MC-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

Vergleicht man Abbildung 5.22 und 5.23 ist klar zu sehen, dass mit den Schnitten vor allem im zentralen Bereich eine deutliche Verbesserung der Übereinstimmung zu verzeichnen ist. Bei der Betrachtung des Verhältnisses ist auch eine leicht verbesserte Übereinstimmung im rechten Peak zu beobachten. Lediglich in der äußeren Flanke des linken Peaks sind noch etwas größere Diskrepanzen sichtbar.

In einem nächsten Schritt wurde nun der Monte-Carlo-Datensatz mit DJANGO für den Vergleich verwendet. Zudem wurden die Schnitte aus der Einführung genutzt und jene durch die *good track*-Funktion deutlich verfeinert. Hierbei wurden die Schnitte auf die Bereiche ohne Szintillatormaterial erneut verwendet und zusätzlich berücksichtigt, dass einzelne Streifen weiter in diese Zonen hineinragen oder etwas weiter außerhalb erst beginnen. Zur Betrachtung der Schnitte in den Hodoskopen können die Abbildungen A.9 bis A.11 hinzugezogen werden. Zusätzlich sind ineffiziente Streifen im HO03 (Streifen 10), im HO04Y1 (Streifen 9) und im HO04Y2 (Streifen 9) deaktiviert worden. Die resultierende Verteilung ist in Abbildung 5.26 zu erkennen. Im Vergleich zu Abbildung 5.23 ist vor allem im zentralen Bereich und im rechten Peak eine Verschlechterung zu erkennen. Daher sollte im folgenden explizit für den diskrepanten Bereich im rechten Peak, also  $\Phi$ : 2-3 rad, untersucht werden, in welchem Bereich der Hodoskope diese Ereignisse auftreten. Unterstützt wurden diese Untersuchungen durch sogenannte Pseudoeffizienzen. Zur Bestimmung der Effizienzen der Hodoskope beim Nachweis der gestreuten Myonen, wird ein Datensatz genutzt, welcher von diesem Signal unabhängig ist. Daher nutzt man Daten, die durch einen Trigger aufgenommen werden, der aus der Messung von Hadronschauern in den hadronischen Kalorimetern erzeugt worden ist. Nutzt man allerdings einen Datensatz zu dem alle Trigger beitragen, so spricht man von Pseudoeffizienzen [11].

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

In Abbildung 5.24 sind die Pseudoeffizienzen für das HO03-Hodoskop für die realen und in 5.25 für die Monte-Carlo-Daten dargestellt. Es zeigt sich deutlich, dass die Effizienz der Streifen dieses Hodoskops in der Monte-Carlo-Simulation nicht korrekt angewendet worden ist. In den Pseudoeffizienzen für die Monte-Carlo-Daten sind

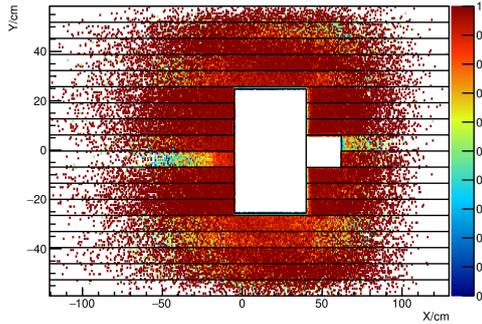


Abbildung 5.24.: Es werden die Pseudoeffizienzen des HO03-Hodoskops für die Realdaten gezeigt [11].

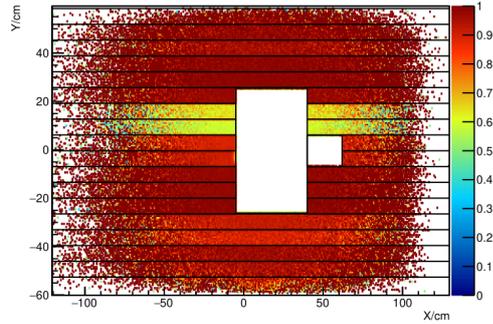


Abbildung 5.25.: Es werden die Pseudoeffizienzen des HO03-Hodoskops für die DJANGO-Daten gezeigt [11].

zwei Streifen ineffizient, welche bei der Datennahme der realen Daten effizient waren. Da es sich bei diesem Teil des Hodoskops genau um den durch den Schnitt auf den diskrepanten Bereich ermittelten Teil handelt, wurden zusätzlich diese zwei Streifen geschnitten. Das Ergebnis ist in Abbildung 5.27 zu sehen.

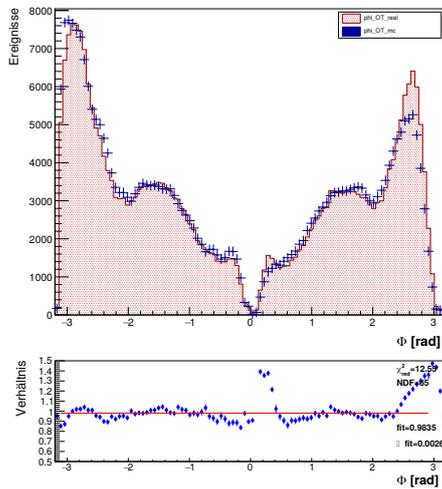


Abbildung 5.26.:  $\Phi$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

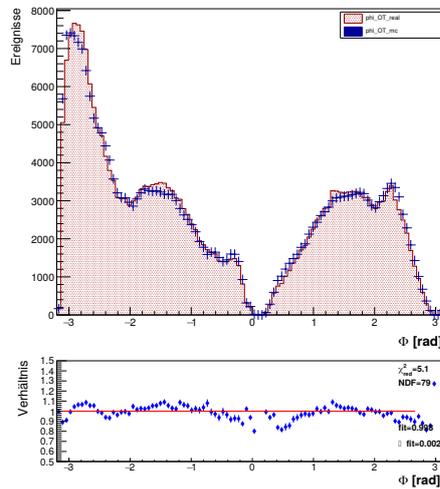


Abbildung 5.27.:  $\Phi$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

Vergleicht man Abbildung 5.26 und 5.27 so wird deutlich, dass der Schnitt der beiden Streifen zu einer klaren Verbesserung der Übereinstimmung führt. Es ist ersichtlich,

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

dass die Diskrepanzen im rechten Peak durch diese Streifen zu begründen waren. Auch im zentralen Bereich sind nun kleinere Unterschiede zu beobachten. Insgesamt weist diese Verteilung nun eine gute Übereinstimmung auf.

### 5.6.4. Die $\Phi$ -Verteilung im LAS-Trigger

Zur Diskussion der  $\Phi$ -Verteilung im LAS-Trigger wird zunächst eine Verteilung im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz in Abbildung 5.28 gezeigt. Hier sind nur die in der Selektion genannten Schnitte angewandt. In Abbildung 5.29 sind die gleichen Daten verwendet worden, allerdings wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung verwendet. Im Vergleich von Abbildung 5.28 und 5.29 wird ersichtlich,

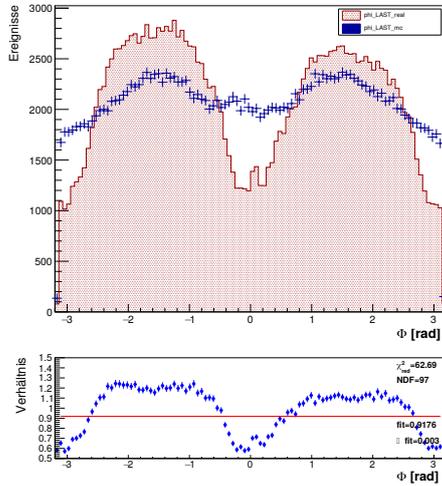


Abbildung 5.28.:  $\Phi$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

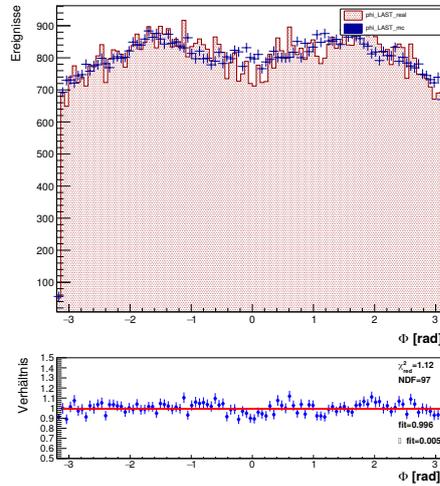


Abbildung 5.29.:  $\Phi$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

dass bereits die kinematischen Schnitte hier einen großen Einfluss haben. In der linken Verteilung ohne Schnitte sind höchstens Ähnlichkeiten zwischen den realen und den Monte-Carlo-Ereignissen erkennbar. Unter Verwendung der Schnitte wird bereits eine gute Übereinstimmung erkenntlich. Nun wurde der Monte-Carlo-Datensatz gewechselt und der DJANGO-Datensatz für den Vergleich verwendet und die vorigen Schnitte wurden beibehalten. Zudem sind nur über die *good track*-Funktion gewählte Ereignisse benutzt worden. Hier ist zu erwähnen, dass die Hodoskope dieses Triggers, analog zum Outer-Trigger, im zentralen Bereich Zonen ohne Szintillatormaterial besitzen. Diese Aussparungen entsprechen der Akzeptanz des SAS, in welchem sich die übrigen Triggerhodoskope befinden. Es wurden diese Bereiche geschnitten. Zusätzlich ist aber auch ein Bereich um die zentralen Aussparungen geschnitten worden, da dort weniger Ereignisse registriert werden, was durch die Abbildungen 5.33 bis 5.35 verdeutlicht wird. Dies ist geometrisch zu begründen. Für ein Triggersignal ist ein Signal in beiden Hodoskopen H01 und H02 notwendig. Aufgrund des teilweise schlechten Überlapps

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

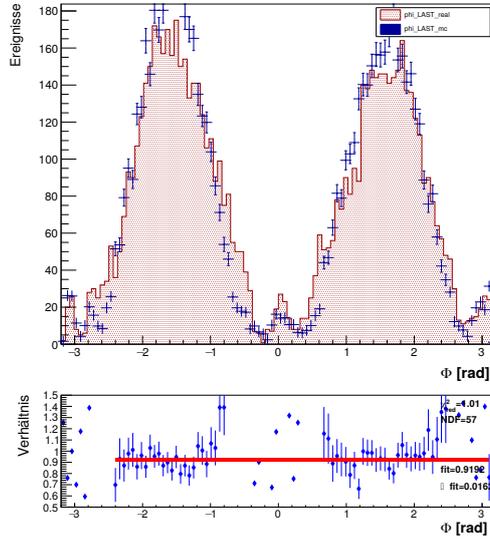


Abbildung 5.30.:  $\Phi$ -Verteilung im LAST für die realen Daten (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

dieser Hodoskope, ist das in diesen Bereichen aber nicht flächendeckend möglich. Ergänzend sind bestimmte Streifen im H01 (Streifen 15, 19) und im H02Y2 (Streifen 24) deaktiviert worden. Das Ergebnis stellt Abbildung 5.30 dar. Auffällig ist dabei vor allem eine starke gesamte Veränderung der Verteilung im Vergleich zu Abbildung 5.29. Trotz der starken Veränderung ist weiter eine gute Übereinstimmung der realen und Monte-Carlo-Ereignisse beobachtbar.

Hier ist allerdings ein Unterschied der Verteilungen für  $\mu^+$  und  $\mu^-$  zu beobachten. Vergleicht man Abbildung 5.30 mit der analogen Verteilung für  $\mu^-$  in Abbildung 5.31, so kann eine leichte Diskrepanz beobachtet werden. Vor allem im Bereich zwischen  $\Phi$ : 1-2 rad sind deutliche Unterschiede in den Verteilungen erkennbar. In Abbildung 5.32 sind die realen Ereignisse für  $\mu^+$  in rot und für  $\mu^-$  in blau miteinander aufgetragen. Dabei wird die Diskrepanz in diesem Bereich ebenfalls deutlich ersichtlich. Diesen Unterschied gilt es mit einer höheren Datenstatistik zu untersuchen.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

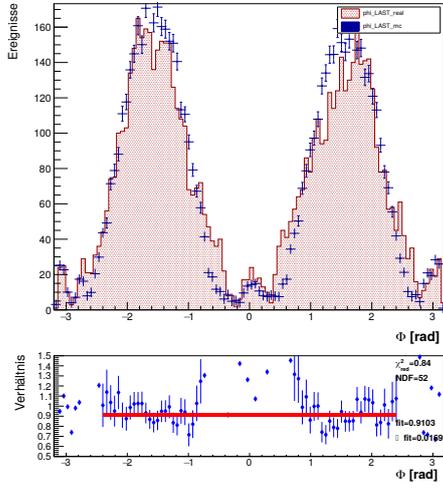


Abbildung 5.31.:  $\Phi$ -Verteilung im LAST für die realen Daten (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^-$ ).

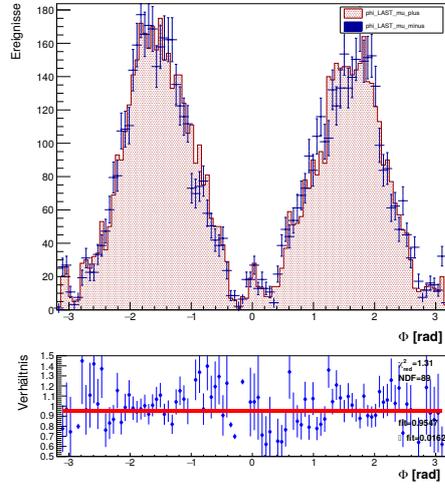


Abbildung 5.32.:  $\Phi$ -Verteilung im LAST. Vergleich der realen Ereignisse von  $\mu^+$  (rot) und  $\mu^-$  (blau).

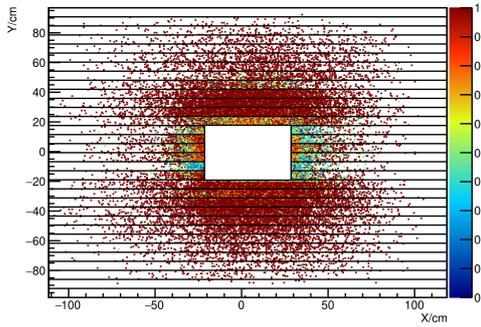


Abbildung 5.33.: Es werden die Pseudoeffizienzen des H01-Hodoskops für die Realdaten gezeigt [11].

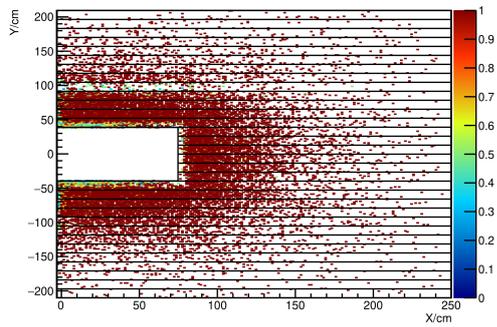


Abbildung 5.34.: Es werden die Pseudoeffizienzen des H02Y1-Hodoskops für die Realdaten gezeigt [11].

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

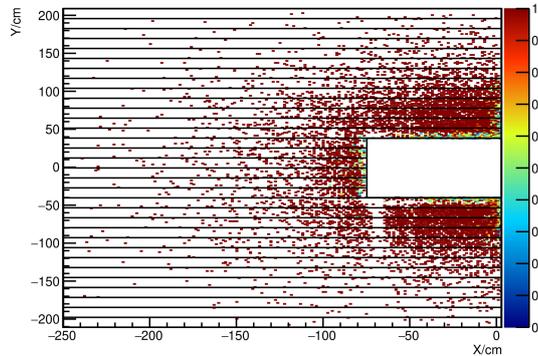


Abbildung 5.35.: Es werden die Pseudoeffizienzen des H02Y2-Hodoskops für die Real-  
daten gezeigt [11].

### 5.7. Entwicklung der kinematischen Verteilungen

Im folgenden Abschnitt werden die Verteilungen der kinematischen Variablen  $Q^2$ ,  $y$  und  $x_{Bj}$  diskutiert. Es wird exemplarisch entweder der Middle- oder der Ladder-Trigger betrachtet, je nachdem welche Verteilung die beschriebenen Effekte am besten zeigt. Diese Verteilungen sehen im Middle-, Ladder- und Outer-Trigger bis auf eine später diskutierte Ausnahme sehr ähnlich aus. Die Verteilungen im LAS-Trigger werden in Abschnitt 5.8 betrachtet. Bei der Betrachtung soll besonders auf den Einfluss der durch DJANGOH berücksichtigten Bremsstrahlung und weiterer Prozesse höherer Ordnung eingegangen werden. Diese werden im Abschnitt 5.7.1 kurz beschrieben.

#### 5.7.1. Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung

In Kapitel 2 ist lediglich der 1-Photon-Austausch für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts betrachtet worden. Bei einer Messung im Experiment können allerdings noch Prozesse höherer Ordnung auftreten. Dazu gehören beispielsweise Bremsstrahlung, welche vom ein- oder auslaufenden Myon emittiert werden kann, oder Vakuumpolarisation. Dies verändert die Bedingungen vor bzw. nach der Streuung. In DJANGOH wird neben dem 1-Photon-Austausch auch die nächsthöhere Ordnung für den Wirkungsquerschnitt berücksichtigt und damit Bremsstrahlungsphotonen simuliert [4].

#### 5.7.2. Die $Q^2$ -Verteilung

Die  $Q^2$ -Verteilung im Middle-Trigger mit der Verwendung des LEPTO-Datensatzes ist in Abbildung 5.36 gezeigt. Hier sind bereits die Schnitte aus der Einführung angewendet. In Abbildung 5.37 ist der DJANGOH-Datensatz zum Vergleich genutzt worden. Zudem sind hier auch die Schnitte aus der Einführung verwendet und alle in Abschnitt 5.6.1 diskutierten Schnitte durch die *good track*-Funktion gemacht worden.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

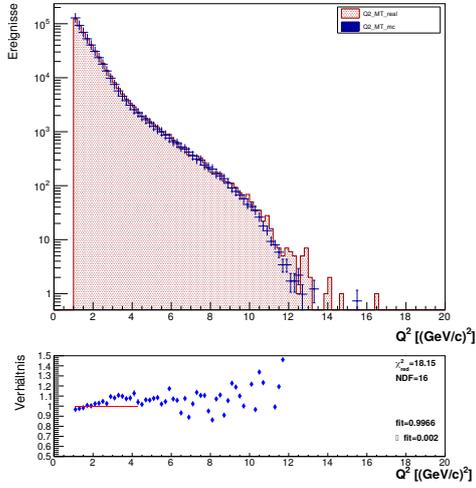


Abbildung 5.36.:  $Q^2$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

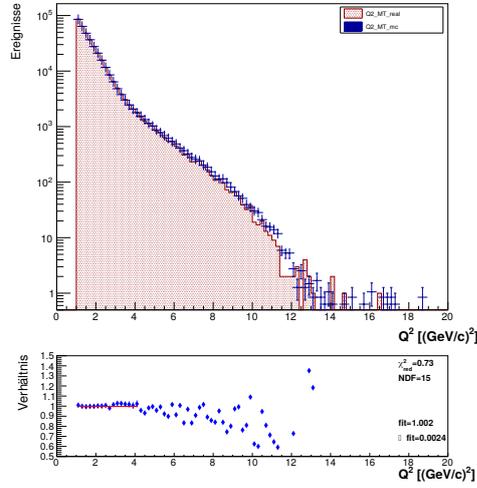


Abbildung 5.37.:  $Q^2$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

Beim Vergleich der beiden Verteilungen zeigt sich, dass die Übereinstimmung bereits ohne zusätzliche Schnitte oder die durch DJANGOH berücksichtigten Prozesse in einem großen Bereich eine gute Übereinstimmung aufwies. Es wird aber deutlich, dass mit Einbindung von Prozessen höherer Ordnung eine kleine Verbesserung in der Übereinstimmung zu verzeichnen ist und sich die Übereinstimmung für größere  $Q^2$  etwas erhöht. Eine Ausnahme bei der Entwicklung dieser Verteilung durch die genannten Maßnahmen bildet die  $Q^2$ -Verteilung im Outer-Trigger. Sie wird in Abschnitt 5.10 nochmals diskutiert.

### 5.7.3. Die $y$ -Verteilung

Zunächst soll hier kurz die Wahl der  $y$ -Schnitte angesprochen werden. Der  $y$ -Bereich wird auf  $y = 0,05 - 0,9$  bzw.  $y = 0,1 - 0,9$  beschränkt, da sonst Strahlungseffekte zu groß bzw. die Auflösung zu schlecht werden würde.

Nun soll die  $y$ -Verteilung genauer betrachtet werden. Hierfür wird exemplarisch der Ladder-Trigger verwendet. In Abbildung 5.38 ist die  $y$ -Verteilung im Vergleich mit dem LEPTO-Datensatz gezeigt. Hier wurden nur die kinematischen Schnitte aus der Einführung angewendet, wobei  $y < 0,05$  statt  $y < 0,1$  genutzt wurde. Der Vergleich mit dem DJANGOH-Datensatz ist in Abbildung 5.39 zu sehen. Hier wurden die kinematischen Schnitte der Einführung sowie die in Abschnitt 5.6.2 erwähnten Schnitte durch die *good track*-Funktion angewendet. Es ist deutlich, dass hier die Übereinstimmung in weiten Teilen bereits ohne die Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung recht hoch war. Eine Ausnahme bildet hierbei der Peak bei kleinen  $y$ -Werten. Durch die Simulation von Prozessen höherer Ordnung haben sich die

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

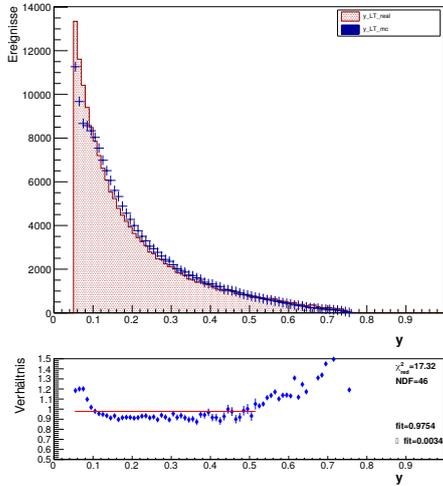


Abbildung 5.38.:  $y$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

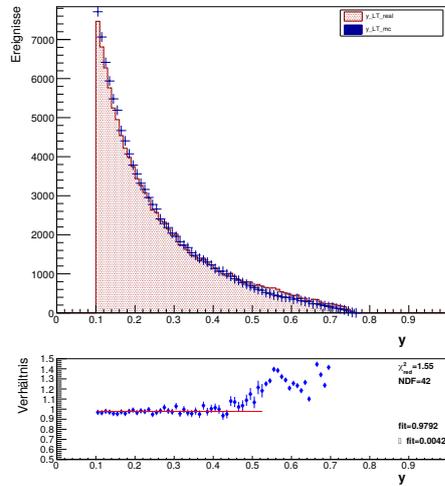


Abbildung 5.39.:  $y$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

Verteilung der realen und der Monte-Carlo-Ereignisse hier weiter angeglichen, sodass sich die Übereinstimmung erhöht hat.

### 5.7.4. Die $x_{Bj}$ -Verteilung

In Abbildung 5.40 ist eine  $x_{Bj}$ -Verteilung im Middle-Trigger mit dem LEPTO-Datensatz gezeigt. Hier wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung, aber mit dem kleineren  $y$ -Schnitt von  $y < 0,05$ , angebracht. Im Vergleich mit dem DJANGO-Datensatz mit den kinematischen Schnitten der Einführung, aber dem gleichen  $y$ -Schnitt, sowie den im vorigen Abschnitt bereits erwähnten Schnitten durch die *good track*-Funktion ist diese Verteilung in Abbildung 5.41 dargestellt. Im Vergleich der beiden Abbildungen ist der Einfluss der Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung gut zu sehen. Durch diese sind mehr Monte-Carlo-Ereignisse für große Werte von  $x_{Bj}$  vorhanden, was dazu führt, dass die Monte-Carlo-Ereignisse sich den realen Ereignissen annähern. Auch bei der Betrachtung des Verhältnisses zeigt sich eine Verbesserung, ebenfalls im Bereich kleiner  $x_{Bj}$ -Werte. Insgesamt hat sich die Übereinstimmung dieser Verteilung durch die beschriebenen Maßnahmen verbessert.

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

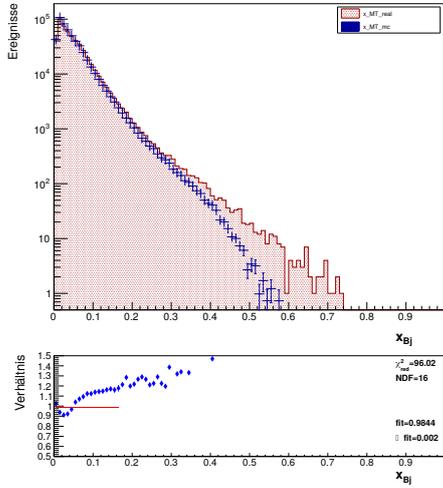


Abbildung 5.40.:  $x_{Bj}$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

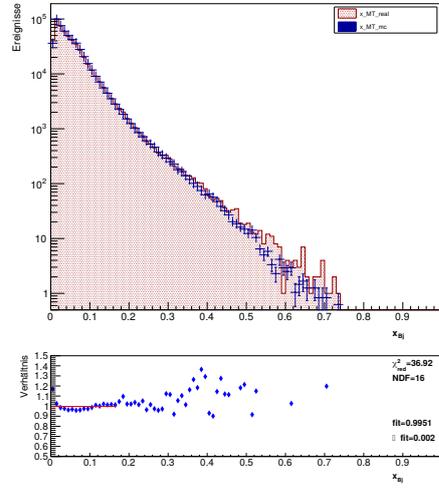


Abbildung 5.41.:  $x_{Bj}$ -Verteilung im MT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## 5.8. Kinematische Verteilungen im LAS-Trigger

In diesem Abschnitt sollen nun die Variablen  $Q^2$ ,  $y$ ,  $x_{Bj}$  und  $W$  für den LAS-Trigger betrachtet werden. Die Verteilungen in diesem Trigger unterschieden sich deutlich von den anderen Triggern, da hier vor allem der Bereich großer  $Q^2$ - und kleiner  $x_{Bj}$ -Werte abgedeckt ist. Man betrachte dazu in Abbildung 5.42 die  $Q^2$ -Verteilung, in 5.43 die  $x_{Bj}$ -Verteilung, in 5.44 die  $y$ -Verteilung und in 5.45 die  $W$ -Verteilung. Hier wurde der LEPTO-Datensatz zum Vergleich verwendet. Es sind die kinematischen Schnitte aus der Einführung verwendet worden, wobei auf  $y < 0,05$  statt  $y < 0,1$  geschnitten wurde. Allerdings ist der  $y$ -Schnitt hier eher unwesentlich, da der LAS-Trigger nicht sensitiv für kleine  $y$  ist. Die  $Q^2$ - und  $x_{Bj}$ -Verteilungen weisen bereits eine gute Übereinstimmung auf. Allerdings ist es überraschend, dass so viele Ereignisse bei kleinen  $Q^2$ -Werten verzeichnet sind, da im LAS-Trigger eigentlich keine Ereignisse mit kleinen  $Q^2$  erwartet werden. Dies deutet darauf hin, dass der LAS-Trigger hier gefeuert hat, obwohl dies nicht hätte passieren sollen. Dies ist durchaus möglich, da die einzelnen Trigger nicht exklusiv untersucht werden. Auf dieser Basis könnten sich auch die noch sehr großen Abweichungen in der  $y$ - und  $W$ -Verteilung erklären lassen. Hier sind sehr klare Diskrepanzen zwischen den realen und den Monte-Carlo-Ereignissen zu erkennen. Wechselt man nun zu dem DJANGOHDatensatz zum Vergleich, verwendet den  $y$ -Schnitt aus der Einführung und die durch die *good track*-Funktion gesetzten Schnitte, so erhält man das in Abbildung 5.46 für die  $Q^2$ -Verteilung, in 5.47 für die  $x_{Bj}$ -Verteilung, in 5.48 für die  $y$ -Verteilung und in 5.49 für die  $W$ -Verteilung dargestellte Ergebnis. Es wurde dabei, wie bereits in Abschnitt 5.6.4 angesprochen, so auf Bereiche der Hodoskope geschnitten, dass das auslaufende Myon in beiden Hodoskopen durch

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

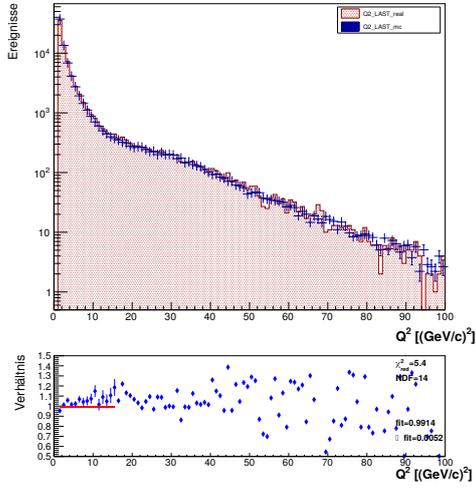


Abbildung 5.42.:  $Q^2$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

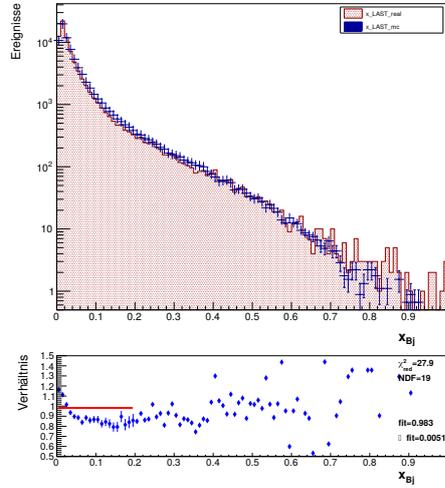


Abbildung 5.43.:  $x_{Bj}$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

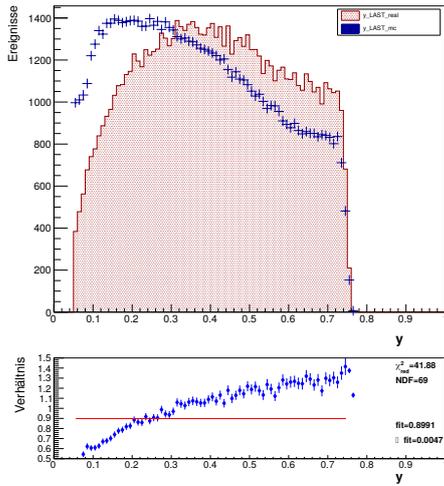


Abbildung 5.44.:  $y$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

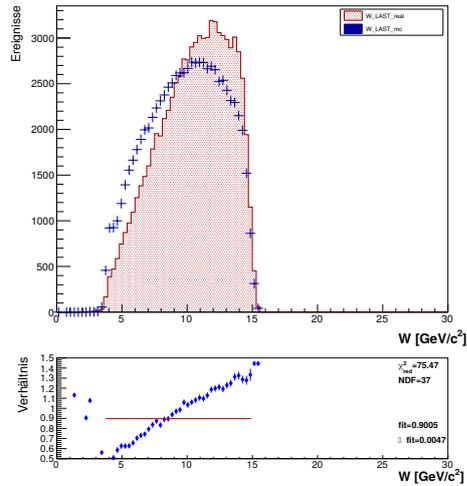


Abbildung 5.45.:  $W$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

voll effiziente Bereiche fliegt. Es zeigt sich, dass die Schnitte sowie die Simulation von Prozessen höherer Ordnung hier zu einer großen Verbesserung in der Übereinstimmung der realen mit den Monte-Carlo-Ereignissen führen. Es ist aber anzumerken, dass diese Verbesserung nahezu vollständig durch die Verwendung der *good track*-Funktion zu begründen ist. Der Einfluss der Berücksichtigung von Prozessen höherer Ordnung ist hier nur sehr gering, was im Anhang im Abschnitt A.1 vergewissert wird. Mit diesen

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

gesetzten Schnitten zeigen nun alle vier Verteilungen eine gute Übereinstimmung.

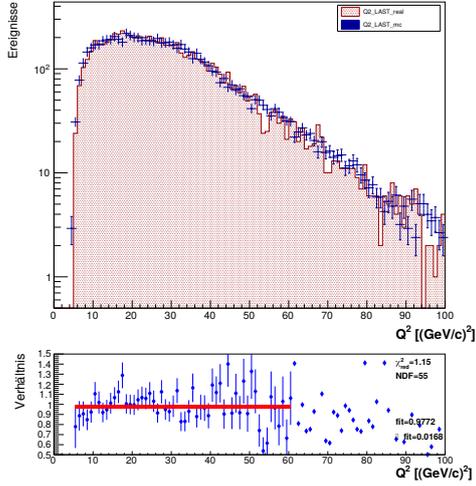


Abbildung 5.46.:  $Q^2$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

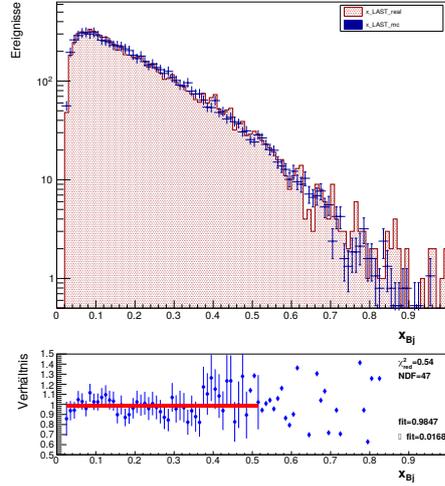


Abbildung 5.47.:  $x_{Bj}$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

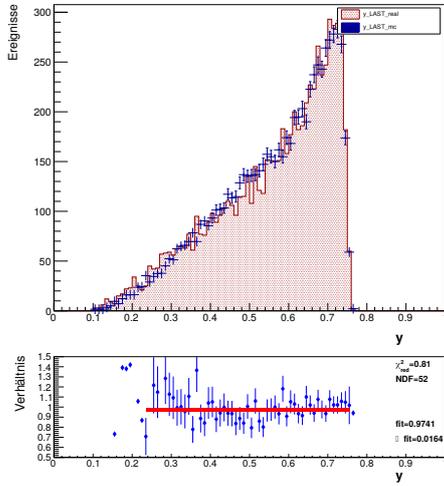


Abbildung 5.48.:  $y$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

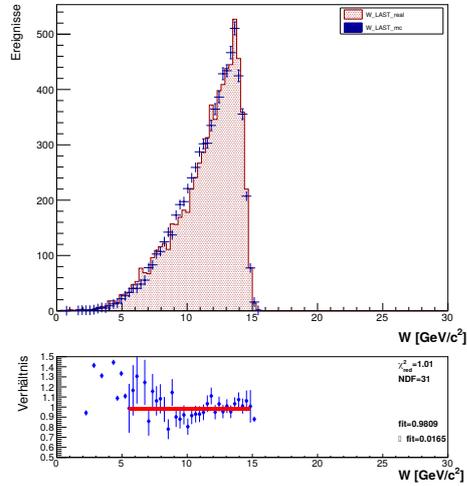


Abbildung 5.49.:  $W$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## 5.9. Normierung

Es besteht eine weitere Möglichkeit die Qualität der Verteilungen und ihre Übereinstimmung zu beschreiben und zu analysieren. Diese liegt in der Betrachtung der Normierungsfaktoren. Wie in der Einführung dieses Kapitels erwähnt, ist die Normierung der Verteilungen der realen und der Monte-Carlo-Ereignisse auf die Anzahl der Ereignisse erfolgt. Es wurden dabei die Monte-Carlo- auf die realen Ereignisse normiert. Im Idealfall sollten diese Normierungsfaktoren für alle Trigger gleich sein. Dann wäre die Normierung aller Verteilungen aller Trigger auf den gleichen Faktor möglich. Dies wäre notwendig, um auf die Luminosität normieren zu können, was das langfristige Ziel für diese Verteilungen ist. Der momentane Stand der Normierungsfaktoren ist in Tabelle 5.1 dargestellt.

Tabelle 5.1.: Tabelle der Normierungsfaktoren mit den absoluten Werten sowie den Abweichungen relativ zum Middle-Trigger-Wert für den Vergleich mit einem DJANGOHDatensatz mit kinematischen Schnitten und Schnitten durch die *good track*-Funktion.

	MT	LT	OT	LAST
$\mu^+$	0,211	0,209	0,231	0,264
$\mu^+$ (rel. Abweichung zu MT)	1	0,009	0,086	0,201
$\mu^-$	0,127	0,132	0,142	0,162
$\mu^-$ (rel. Abweichung zu MT)	1	0,042	0,106	0,216

Diese Normierungsfaktoren entstammen einem Vergleich mit einem DJANGOHDatensatz. Hierbei wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung sowie die Schnitte über die *good track*-Funktion verwendet. Gezeigt sind die absoluten Werte der Normierungsfaktoren für jeden Trigger bei der jeweiligen Ladung des Strahls und darunter ihre Abweichung vom Wert des Normierungsfaktors im Middle-Trigger. Es sind klare Unterschiede der Normierungsfaktoren der verschiedenen Trigger für eine Ladung zu erkennen, was unerwartet ist. Die Abweichung des Ladder- vom Middle-Trigger ist eher gering. Dies ist zu erwarten, da in beiden Trigger eher weniger Probleme aufgetreten sind. Auch ist anzumerken, dass mit dem zusätzlichen Schnitt auf den zentralen Bereich in den Ladder-Hodoskopen die Abweichung des Normierungsfaktors nochmals kleiner geworden ist. Die Verbesserung ist somit auch im Normierungsfaktor sichtbar. Im Outer- und LAS-Trigger ist die Abweichung dagegen deutlich größer. Für den Outer-Trigger soll hier bemerkt werden, dass mit den zwei zusätzlich geschnittenen Streifen im HO03-Hodoskop auch hier die Abweichung des Normierungsfaktors geringer wird. Hier gilt es zudem anzumerken, dass in den verwendeten Monte-Carlo-Daten eindimensionale Effizienzen verwendet wurden, die über den gesamten Streifen integriert worden sind. Lag also entlang des Streifens nur an bestimmten Stellen eine Ineffizienz vor, wurde dies nicht korrekt berücksichtigt. Zur Zeit befindet sich eine neue Monte-Carlo-Simulation in der Vorbereitung. Hier sollen die zweidimensionalen Effizienzen, welche den zuvor beschriebenen Effekt berücksichtigen, sowie die korrigierten Hodoskoppositionen genutzt werden, was hoffentlich vor allem im Outer- und

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

LAS-Trigger zu weiteren Verbesserungen führt. Es konnten aber über die bisherigen Maßnahmen bereits einige Verbesserungen erreicht werden.

### 5.10. Offene Probleme

Es wurden bereits einige Dinge angesprochen, für die sich bisher noch keine Erklärung gefunden hat. Hier soll nun noch einmal konkret auf drei Verteilungen eingegangen werden, die noch größere Diskrepanzen aufweisen. Dazu wird zunächst die  $Q^2$ -Verteilung im Outer-Trigger betrachtet, welche in Abbildung 5.50 dargestellt ist. Hier wurde zum Vergleich ein DJANGO-H-Datensatz verwendet und die kinematischen Schnitte aus der Einführung angewendet. Zudem sind die verfeinerten Schnitte durch die *good track*-Funktion genutzt worden, welche im Abschnitt 5.6.3 bereits detailliert beschrieben wurden. In Abbildung 5.51 ist die gleiche Verteilung zu sehen, wobei hier zusätzlich die zwei, in den Monte-Carlo-Daten ineffizienten, Streifen, welche ebenfalls in Abschnitt 5.6.3 erläutert werden, geschnitten wurden. Durch den

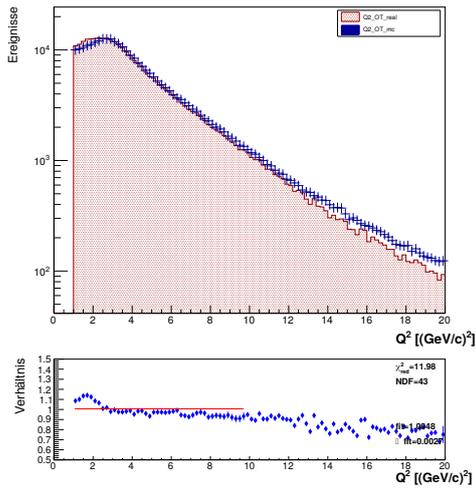


Abbildung 5.50.:  $Q^2$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die DJANGO-H-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

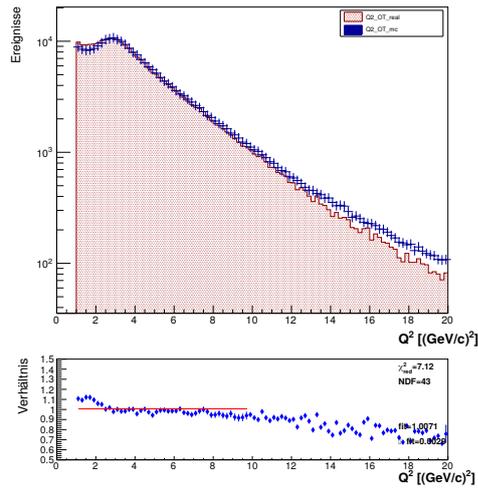


Abbildung 5.51.:  $Q^2$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die DJANGO-H-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

ergänzten Schnitt der Streifen wird der Bereich für kleine  $Q^2$  verbessert. Für den Bereich großer  $Q^2$  ist abzuwarten, wie sich die Verteilung mit den Monte-Carlo-Daten mit den zweidimensionalen Effizienzen entwickelt.

Zudem sind in der Impulsverteilung des auslaufenden Myons sowie der  $W$ -Verteilung im Outer-Trigger Strukturen zu erkennen, deren Ursprung bisher völlig ungeklärt ist. Diese Verteilungen sind in den Abbildungen 5.52 und 5.53 gezeigt. Es wurde wieder ein DJANGO-H-Datensatz verwendet. Außerdem sind die gleichen Schnitte wie zuvor angewendet worden, inklusive der zwei zusätzlich geschnittenen Streifen. Zunächst

## 5. Vergleich von Daten- und Monte-Carlo-Ereignissen

ist bei der Betrachtung von Abbildung 5.52 anzumerken, dass sich diese Verteilung im Vergleich zu Abschnitt 5.5 weiter verbessert hat und in weiten Teilen kaum noch Unterschiede aufweist. Was jedoch bleibt, ist der Überschuss an Ereignissen für Impulse von 40 – 80 GeV/c und dementsprechend auch für große invariante Massen, der in beiden Verteilungen deutlich erkennbar ist. Dies zeigt, dass die Simulation des Spektrometers noch verbessert werden sollte.

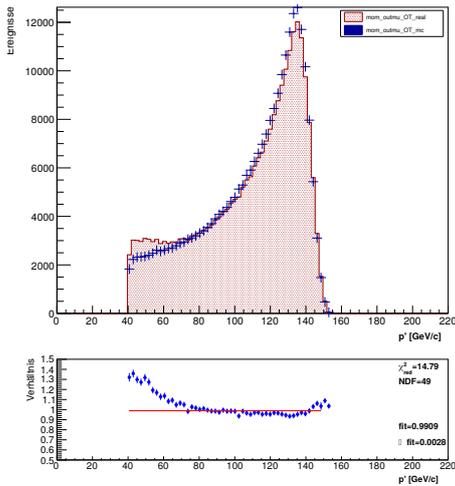


Abbildung 5.52.: Impulsverteilung des auslaufenden Myons im OT für die realen (rot) und die DJANGO-H-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

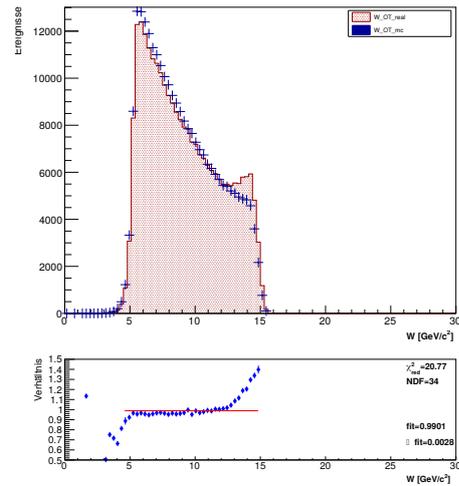


Abbildung 5.53.:  $W$ -Verteilung im OT für die realen (rot) und die DJANGO-H-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

## 6. Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurden reale Ereignisse mit Monte-Carlo Ereignissen verglichen. Dabei wurden Daten vom COMPASS-Experiment am CERN aus dem Jahr 2016 verwendet. Damals wurde mit einem Myonstrahl mit einem Impuls von 160 GeV/c an einem Flüssigwasserstofftarget gestreut. Ziel dieser Arbeit ist es, einen kinematischen Bereich abzugrenzen, in welchem eine möglichst hohe Übereinstimmung von realen und Monte-Carlo-Ereignissen zu beobachten ist. Dies ist notwendig für weitere Analysen und eine gute Akzeptanzkorrektur.

Dazu wurden inklusiv gemessene tiefinelastische Streueignisse selektiert. Zudem wurden zwei verschiedene Arten von Monte-Carlo-Datensätzen, generiert mit dem Generator LEPTO oder zusätzlich mit DJANGO, für den Vergleich genutzt. Anschließend wurden Verteilungen von verschiedenen Größen wie beispielsweise  $Q^2$ ,  $x_{Bj}$  oder  $\Phi$  mit ROOT dargestellt. Dabei wurden verschiedene kinematische Schnitte angewandt, sowie bestimmte ineffiziente Bereiche der Hodoskope geschnitten. Anschließend sind die verschiedenen Verteilungen im Vergleich von realen und Monte-Carlo-Ereignissen betrachtet worden.

Die wichtigsten Punkte sind hier zusammengefasst. In den Vertexverteilungen kam es zu einer leichten Verbesserung durch die Verwendung eines Monte-Carlo-Datensatzes mit DJANGO. Hier ist einzig die, durch die Eingabeparameter der Monte-Carlo-Simulation bedingte, Abweichung in der horizontalen Vertexverteilung weiterhin zu verzeichnen. In den Impulsverteilungen konnten ebenfalls deutliche Verbesserungen durch Schnitte erreicht werden. Auch die Anpassung des Binnings für den einlaufenden Impuls zeigte einen positiven Effekt. Doch auch hier bleiben Dinge ungeklärt. Die Verteilungen der realen und Monte-Carlo-Ereignisse sind leicht gegeneinander verschoben. Für den Impuls des gestreuten Myons ist an einer Stelle ein kleiner Überschuss realer Ereignisse übrig. In den  $\Phi$ -Verteilungen konnte in den Fällen, in welchen noch größere Abweichungen aufgetreten sind, diese beseitigt werden. Hier sind nur kleinere Diskrepanzen übrig geblieben. Allerdings sind hier auch je nach Trigger leichte Unterschiede für  $\mu^+$ - und  $\mu^-$ -Daten beim Vergleich von realen und Monte-Carlo-Ereignissen zu beobachten. Bei der Betrachtung der Verteilungen der kinematischen Variablen wird deutlich, dass die durch DJANGO einfließenden Strahlungskorrekturen zu deutlichen Verbesserungen führen. Aber auch hier muss, beispielsweise in der  $Q^2$ -Verteilung des Outer-Triggers, die Monte-Carlo-Simulation noch weiter verbessert werden.

Abschließend lässt sich sagen, dass die angewendeten Schnitte sowie die Berück-

## *6. Zusammenfassung und Ausblick*

sichtigung von Prozessen höherer Ordnung, wie beispielsweise Bremsstrahlung, die Übereinstimmung der realen und Monte-Carlo-Ereignisse deutlich erhöht haben. Es war allerdings aufgrund der Zeitbegrenzung der Arbeit nicht möglich alle offenen Probleme zu beheben. Es bleiben also Unterschiede übrig, die es durch weitere Analysen und Verbesserungen der Monte-Carlo-Simulation zu beheben gilt.

# A. Anhang

## A.1. Vergleich der $y$ -Verteilungen für LEPTO- und DJANGOH-Daten im LAS-Trigger

In Abbildung A.1 ist die  $y$ -Verteilung mit dem LEPTO-Datensatz im LAS-Triggers mit den Schnitten aus der Einführung von Kapitel 5 sowie Schnitten durch die *good track*-Funktion zu sehen. In Abbildung A.2 wird die Verteilung mit den gleichen Schnitten aber für den DJANGOH-Datensatz gezeigt, wodurch Prozesse höherer Ordnung berücksichtigt wurden.

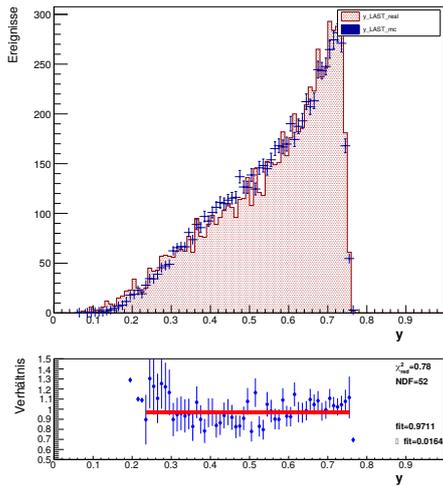


Abbildung A.1.:  $y$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die LEPTO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

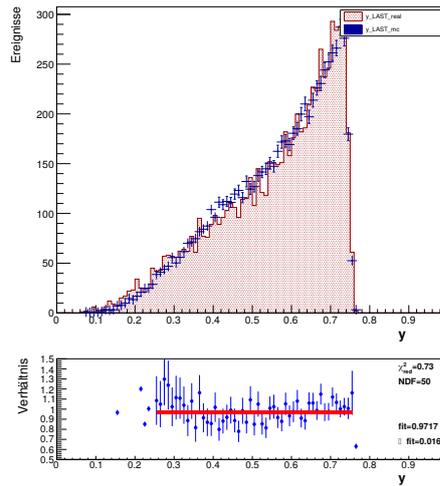


Abbildung A.2.:  $y$ -Verteilung im LAST für die realen (rot) und die DJANGOH-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

## A.2. Pseudoeffizienzen mit Schnitten durch die *good track*-Funktion

Hier sind die Pseudoeffizienzen der verschiedenen Hodoskope mit den entsprechenden angesprochenen Schnitten durch die *good track*-Funktion abgebildet. Einzig die geschnittenen Streifen sind hier nicht gezeigt. Für die Darstellungen wurden die Real-daten verwendet. Wann welche Schnitte über die *good track*-Funktion angewendet

## A. Anhang

werden, wird im Unterkapitel 5.6 ausführlich erklärt. Hier sind die verfeinerten Versionen dieser Schnitte gezeigt.

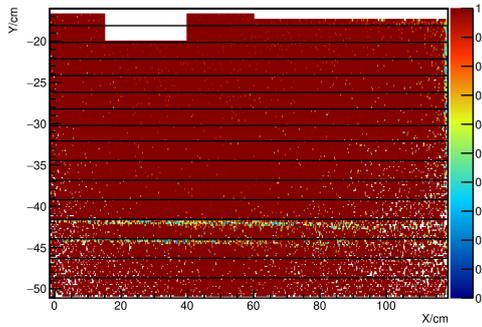


Abbildung A.3.: Pseudoeffizienzen des HM04(down) mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

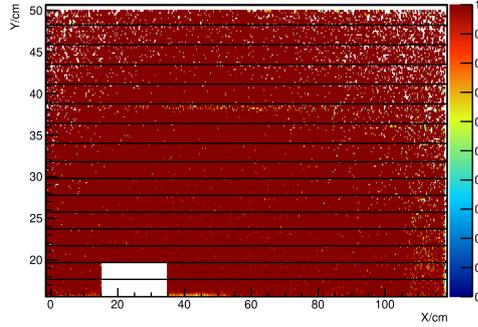


Abbildung A.4.: Pseudoeffizienzen des HM04(up) mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

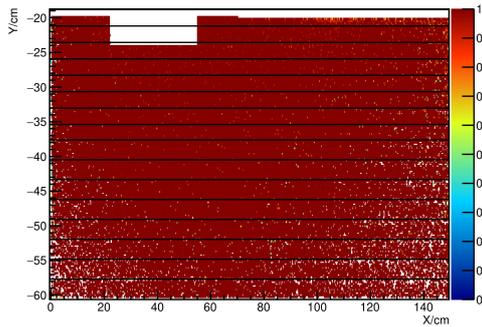


Abbildung A.5.: Pseudoeffizienzen des HM05(down) mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

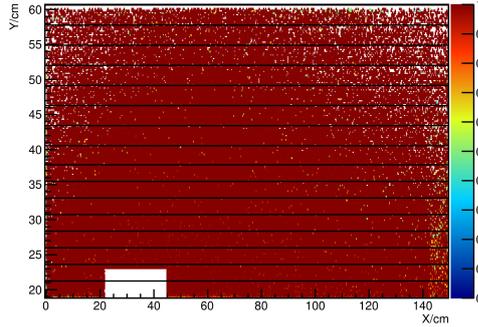


Abbildung A.6.: Pseudoeffizienzen des HM05(up) mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

## A. Anhang

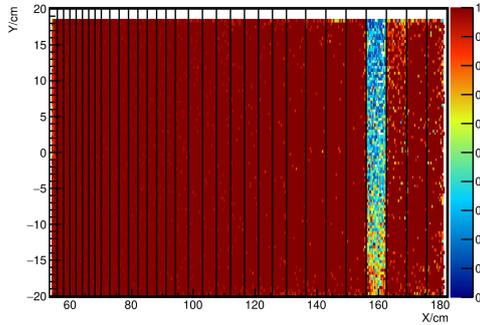


Abbildung A.7.: Pseudoeffizienzen des HL04 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

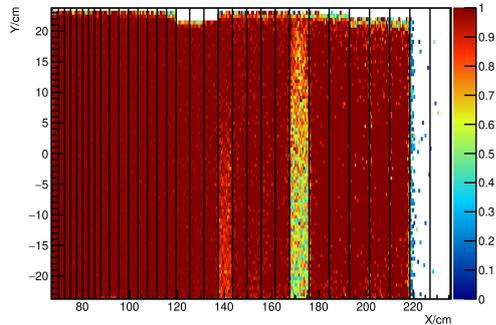


Abbildung A.8.: Pseudoeffizienzen des HL05 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

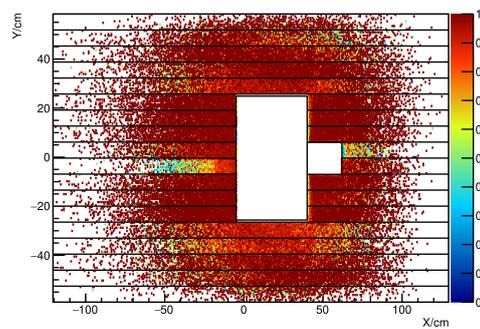


Abbildung A.9.: Pseudoeffizienzen des HO03 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

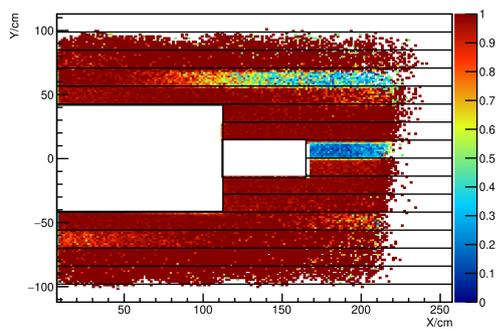


Abbildung A.10.: Pseudoeffizienzen des HO04Y1 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

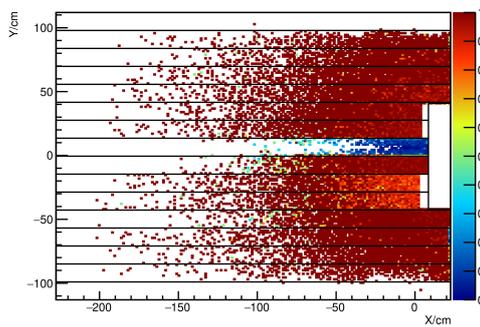


Abbildung A.11.: Pseudoeffizienzen des HO04Y2 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

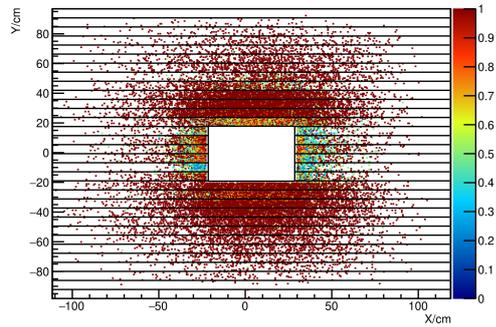


Abbildung A.12.: Pseudoeffizienzen des H01 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

## A. Anhang

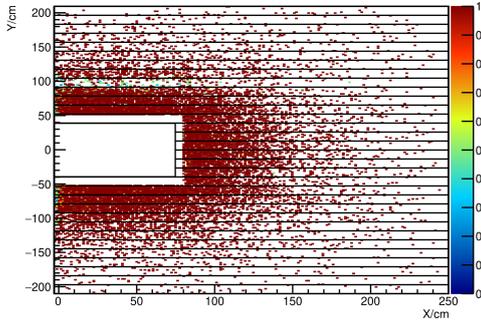


Abbildung A.13.: Pseudoeffizienzen des H02Y1 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

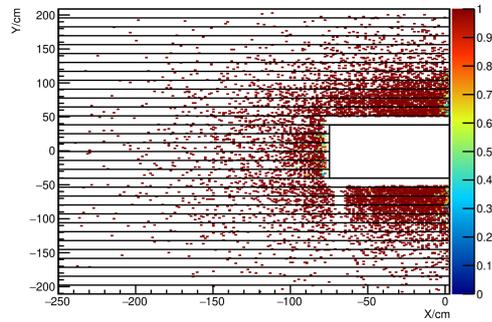


Abbildung A.14.: Pseudoeffizienzen des H02Y2 mit Schnitten durch die *good track*-Funktion [11].

### A.3. Verteilungen im Ladder-Trigger

Im folgenden ist ein kompletter Satz aller Verteilungen im Ladder-Trigger zu finden. Zum Vergleich mit den realen Daten wurde der DJANGO-Monte-Carlo-Datensatz verwendet. Es wurden die kinematischen Schnitte aus der Einführung des Vergleichs von realen- und Monte-Carlo-Ereignissen verwendet. Zudem sind hier über die *good track*-Funktion Schnitte auf bestimmte Hodoskopbereiche angewendet worden, welche im vorigen Abschnitt illustriert sind. Zudem wurden diese im Abschnitt 5.6.2 für den Ladder-Trigger erläutert.

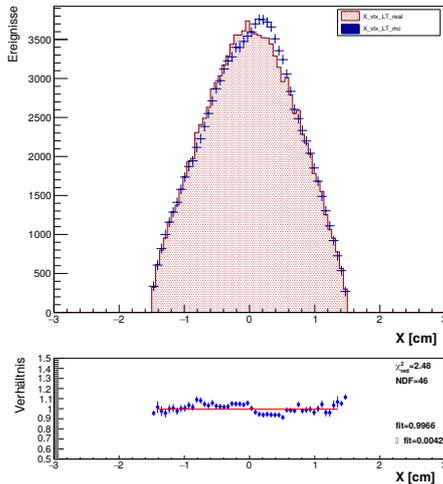


Abbildung A.15.: Horizontale Vertexverteilung im für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

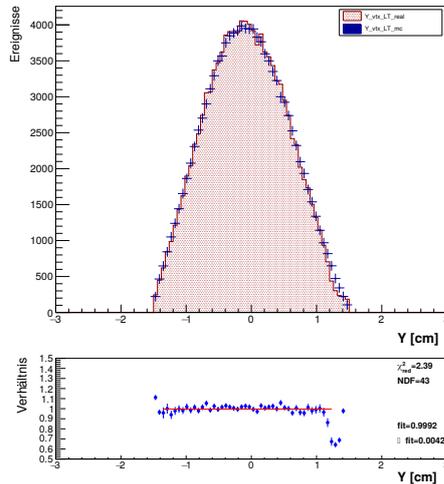


Abbildung A.16.: Vertikale Vertexverteilung im für die realen (rot) und die DJANGO-Daten (blau) ( $\mu^+$ ).

## A. Anhang

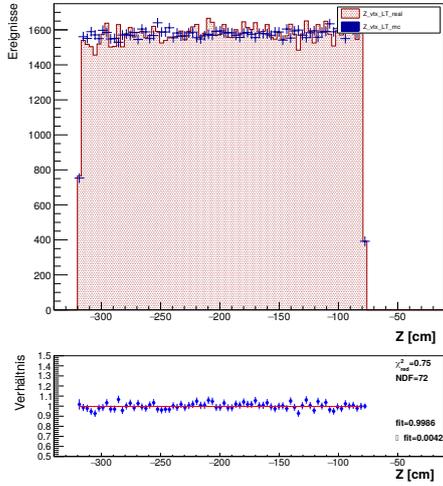


Abbildung A.17.: Vertexverteilung entlang des Strahls im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

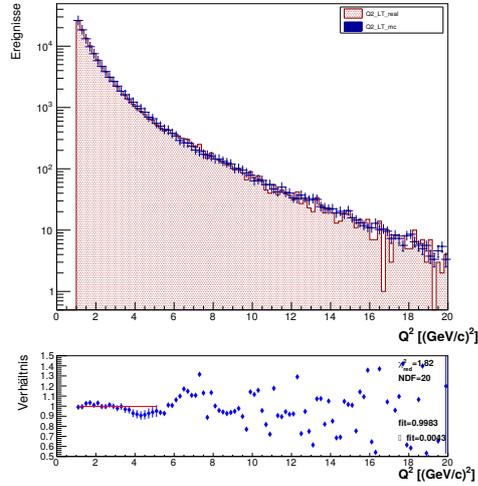


Abbildung A.18.:  $Q^2$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

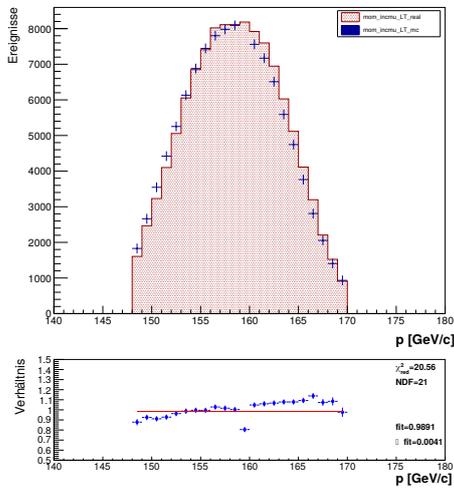


Abbildung A.19.: Impulsverteilung des einlaufenden Myons im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

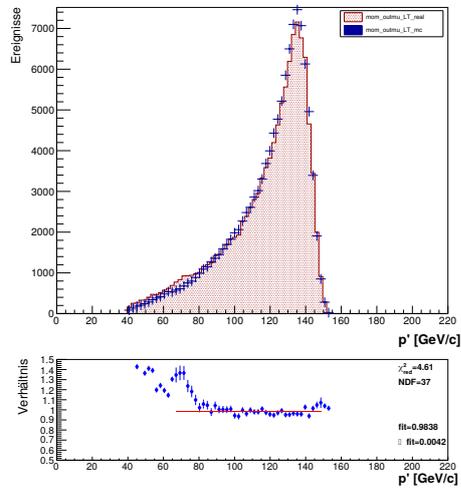


Abbildung A.20.: Impulsverteilung des auslaufenden Myons im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## A. Anhang

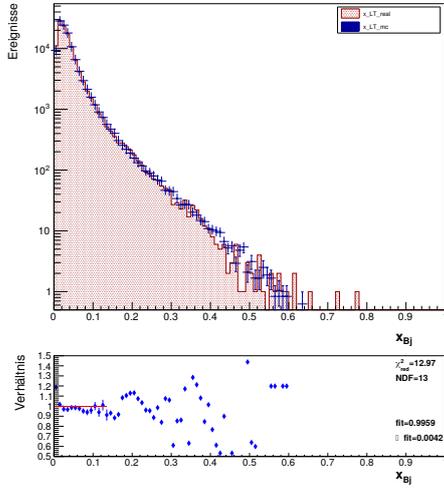


Abbildung A.21.:  $x_{Bj}$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

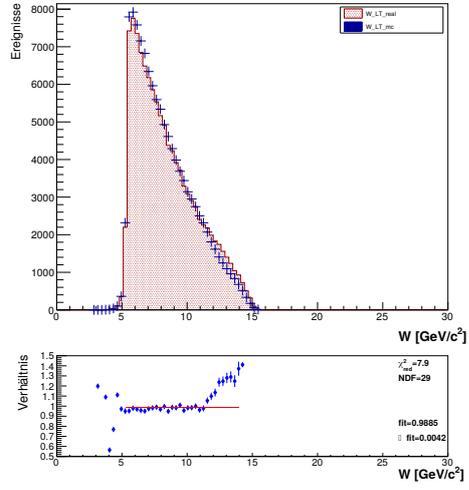


Abbildung A.22.:  $W$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

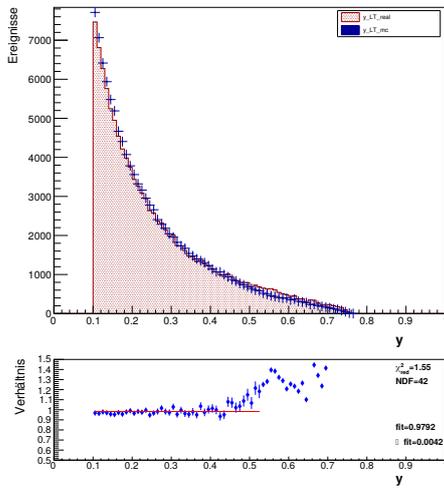


Abbildung A.23.:  $y$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

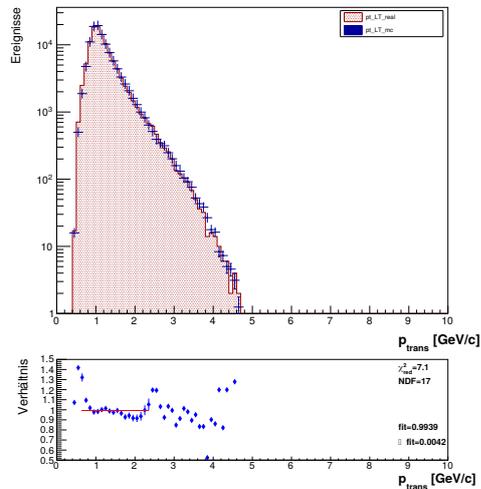


Abbildung A.24.: Verteilung des Transversalimpulses im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## A. Anhang

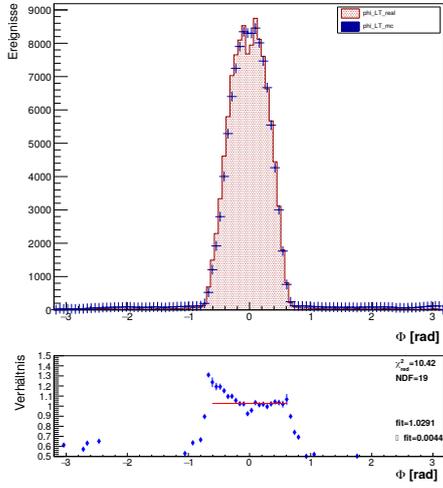


Abbildung A.25.:  $\Phi$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

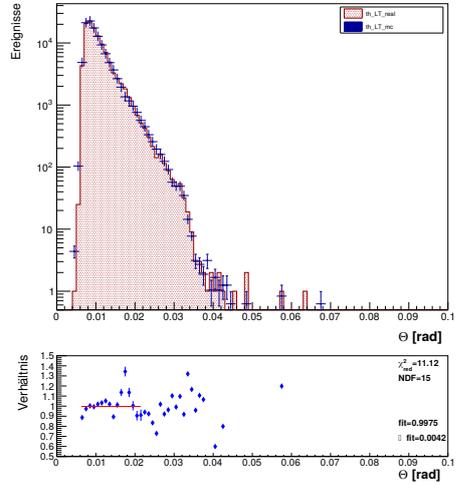


Abbildung A.26.:  $\Theta$ -Verteilung im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

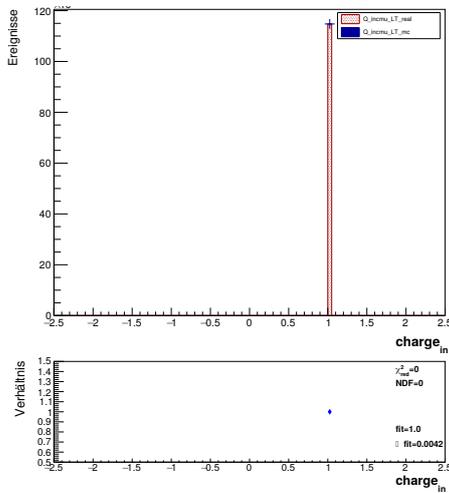


Abbildung A.27.: Ladungsverteilung des einlaufenden Myons im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

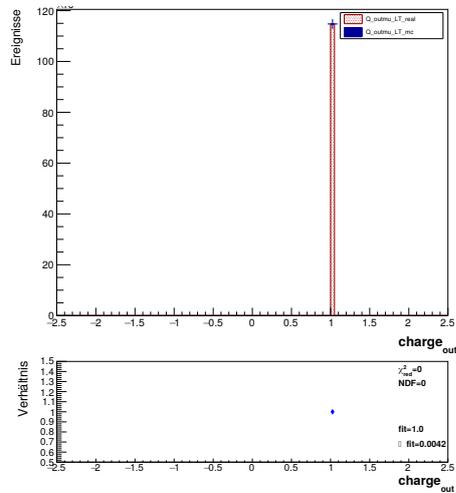


Abbildung A.28.: Ladungsverteilung des auslaufenden Myons im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## A. Anhang

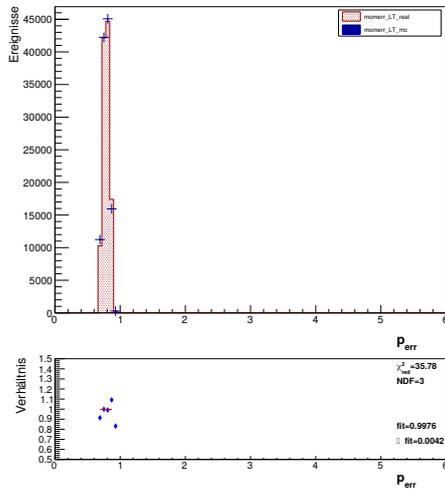


Abbildung A.29.: Verteilung des Impulsfehlers des einlaufenden Myons im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

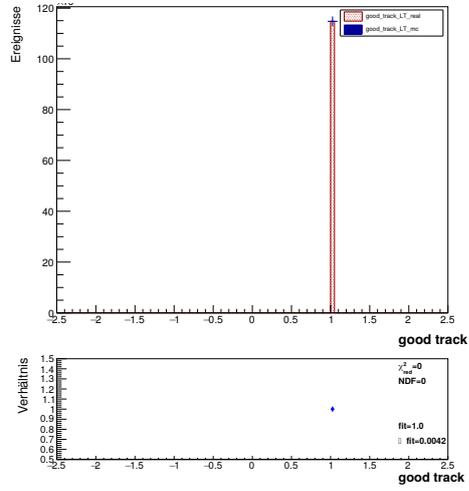


Abbildung A.30.: Verteilung des *good track*-Boolwerts im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

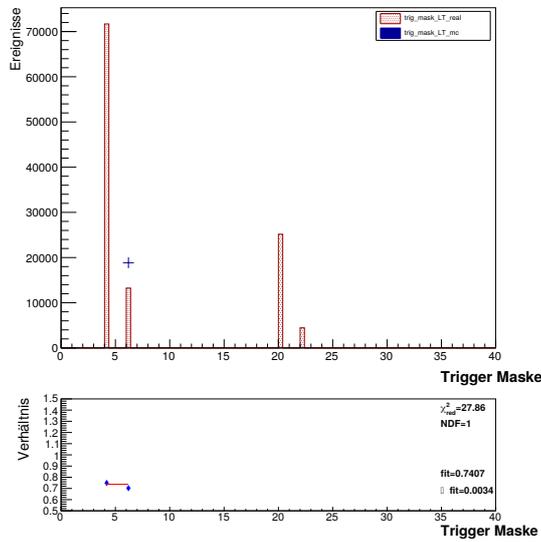


Abbildung A.31.: Verteilung der Trigger-Maske im LT für die realen (rot) und die DJANGOHDaten (blau) ( $\mu^+$ ).

## Literaturverzeichnis

- [1] B. Povh, K. Rith, C. Scholz, F. Zetsche, W. Rodejohann, “Teilchen und Kerne, Eine Einführung in die physikalischen Konzepte”, 9. Auflage, Springer-Verlag, 2014
- [2] F. Halzen, A. D. Martin, “Quarks and Leptons: An Introductory Course in Modern Particle Physics”, John Wiley & Sons Inc., 1984
- [3] Gerthsen, Kneser, Vogel “PHYSIK”, 13. Auflage, Springer-Verlag, 1977
- [4] Nicolas Pierre, “Multiplicities of hadrons in deep-inelastic scattering of muons on nucleons at COMPASS”, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2019
- [5] Johannes Giarra, “Bestimmung von Hadronmultiplizitäten in Lepton-Nukleon-Streuung bei COMPASS”, Masterarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2016
- [6] P. Abbon et al., “The COMPASS experiment at CERN”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, Volume 577, Issue 3, 11 July 2007, Pages 455-518  
<http://dx.doi.org/doi:10.1016/j.nima.2007.03.026>
- [7] Nicolas du Fresne von Hohenesche, “Measurement of Hadron Multiplicities in Deep Inelastic Muon-Nucleon Scattering”, Dissertation, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2015
- [8] PHAST <http://ges.home.cern.ch/ges/phast/> (zuletzt zugegriffen am 10.04.20 10:40 Uhr)
- [9] Tobias Christian Szameitat, “New Geant4-based Monte Carlo Software for the COMPASS-II Experiment at CERN”, Dissertation, Albert-Ludwigs-Universität Freiburg im Breisgau, 2016
- [10] ROOT <https://root.cern.ch/> (zuletzt zugegriffen am 13.04.20 11:30 Uhr)
- [11] Private Absprache mit Johannes Giarra.
- [12] Michel Guidal, Hervé Moutarde, Marc Vanderhaeghen, “Generalized Parton Distributions in the valence region from Deeply Virtual Compton Scattering”, Rept.Prog.Phys. 76 (2013) 066202  
<https://doi.org/10.1088/0034-4885/76/6/066202>
- [13] T. Sloan, G. Smadja, R. Voss, “The Quark Structure of the nucleon from the CERN muon experiments”, Physics Reports Volume 162, Issues 2–3, May

# Literaturverzeichnis

1988, Pages 46-167

[https://doi.org/10.1016/0370-1573\(88\)90064-6](https://doi.org/10.1016/0370-1573(88)90064-6)

- [14] Darstellung des Spektrometers, <http://wwwcompass.cern.ch/compass/run/run2017/> (zuletzt zugegriffen am 16.04.20 21:15 Uhr)
- [15] Benjamin Moritz Veit, “Qualitätsanalyse des COMPASS-Triggers”, Masterarbeit, Johannes-Gutenberg-Universität Mainz, 2017
- [16] C. Bernet et al. “The COMPASS trigger system for muon scattering”, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment Volume 550, Issues 1–2, 11 September 2005, Pages 217-240  
<https://doi.org/10.1016/j.nima.2005.05.043>
- [17] J. Rathsman, G. Ingelman, A. Edin, “LEPTO6.5: A Monte Carlo generator for deep inelastic lepton-nucleon scattering.” , Comput.Phys.Commun.101(1997), Pages 108–134
- [18] G. A. Schuler, K.Charchula, H.Spiesberger, “Combined QED and QCD radiative effects in deep inelastic lepton-proton scattering: the Monte Carlo generator DJANGO6.” , Comput. Phys. Commun.81(1994), Page 381

## **B. Danksagung**

Mein Dank geht an Prof. Dr. Eva-Maria Kabuß für die freundliche Betreuung und die Möglichkeit mich mit diesem interessanten Thema auseinanderzusetzen und einen Einblick in die COMPASS-Kollaboration erhalten zu dürfen. Ein besonderer Dank geht an Johannes Giarra für die zur Verfügung gestellten Daten, die Unterstützung bei der Programmierung und der Analyse sowie die Beantwortung meiner zahlreichen Fragen. Bei allen Korrekturlesenden möchte ich mich für das hilfreiche Feedback bedanken. Und schließlich danke ich meiner Familie und meinen Freunden sowie meinem Partner für die Unterstützung und Motivation im Laufe der Arbeit.