



${\bf Praktikums protokoll}$

Spezialisierungspraktikum in der Kern- und Teilchenphysik

angefertigt von

Philip Marszal

aus Kassel

am II. Physikalischen Institut

Praktikumszeitraum: 2. März 2015 bis 31. März 2015

Inhaltsverzeichnis

1.	Einl	eitung			1
2.	Gru	ndlage	n		3
	2.1.	Das Sta	andardmodell		3
	2.2.	Quante	enchromodynamik		3
		2.2.1.	Allgemeines		3
		2.2.2.	Regge-Theorie		4
		2.2.3.	Die starke Kopplundkonstante α_s		4
	2.3.	Jet-Ph	ysik		5
		2.3.1.	${\bf Hadronisation} \ \dots $		5
		2.3.2.	Transversale Masse		5
	2.4.	Top-Qu	uark Physik		6
	2.5.	Vorhers	sage des Top-Quarks		6
	2.6.	Entdec	kung und Eigenschaften		6
	2.7.	Produk	ktion von Top-Quarks		7
3.	Exp	erimen	ntelle Vorgehensweise		9
4.	Hin	weise z	cum Formulieren und Zitieren		11
5 .	Erge	ebnisse	,		13
6.	. Diskussion 1				
7.	. Zusammenfassung 17				
Α.	. Anhang				

Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
\overline{A}	Querschnittsfläche	m^2
c	Geschwindigkeit	m/s

Griechische Buchstaben

Variable	Bedeutung	Einheit
α	Winkel	°; –
Q	Dichte	${ m kg/m^3}$

Indizes

Index	Bedeutung
m	Meridian
r	Radial

Abkürzungen

Abkürzung	Bedeutung
2D	zweidimensional
3D	dreidimensional
max	maximal

1. Einleitung

Um sich mit den komplexen Themen einer Bachelorarbeit im Bereich Teilchenphysik auseinandersetzen zu können, ist ein grundlegendes Verständnis der Theorie und experimentellen Methoden der Hochenergie-Physik notwendig. Im Verlauf des Spezialisierungspraktikums wurden Themen von den Anfängen der Quantenchromodynamik (QCD), über das Standartmodell, bis hin zu ´Beyond the Standardmodel´ bearbeitet. Es wurde sich intensiv damit beschäftigt wie man Vorgänge der Teilchenphysik experimentell messen kann. Im letzten Teil des Spezialisierungspraktikums, wurden fundamentale Werkzeuge für die Analyse von experimentellen Daten aus Kollisionsexperimenten (insbesonderes des L HC am C ERN) behandelt.

2. Grundlagen

2.1. Das Standardmodell

Das Standardmodell(SM) beschreibt alle bekannten Elementarteilchen und die zwischen ihnen herrschenden Wechselwirkungen. Die Elementarteilchen sind dabei in drei verschiedene Gruppen aufgeteilt: Quarks, Leptonen und Eichbosonen. Quarks und Leptonen sind Fermionen wÄ π hrend Eichbosonen offensichtlich Bosonen sind. Die drei grundlegenen Wechselwirkungen, die durch das SM beschrieben werden sind: die elektromagnetische Wechselwirkung, die schwache Wechselwirkung und die starke Wechselwirkung. Die Gravitation wird jedoch nicht durch das SM beschrieben. Jede Wechselwirkung verfä 1 4gt 1 4ber Austauschteilchen. Diese Teilchen sind die zur Kraft geh 1 4 grenden Eichbosonen. Die Austauschteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die Austauschteilchen der schwachen Kraft sind die Photonen und die Austauschteilchen der schwachen Kraft sind die massiven W^{\pm} - und Z^{0} -Bosonen. Die Fermionen des Standartmodells werden durch die Wechselwirkungen denen sie unterliegen charakterisiert. Neutrinos, die zu den Leptonen geh 1 4 gren, wechselwirken nur schwach, geladene Leptonen, wie z.B. das Elektron, wechselwirken schwach und elektromagnetisch. Quarks nehmen an jeder Wechselwirkung teil, insbesondere der starken Wechselwirkung.

2.2. Quantenchromodynamik

2.2.1. Allgemeines

Die Quantenchromodynamik ist die Theorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt. Die Teilchen, die stark wechselwirken sind lediglich Quarks und Gluonen. So wie die elektromagnetische Kraft hat auch die starke Wechselwirkung eine Ladung, welche Farbe genannt wird. Es gibt dabei drei Farben: rot, grýn und blau. Zusätzlich existieren noch die dazugehörigen Antifarben.

2.2.2. Regge-Theorie

Die f $\tilde{\text{A}}$ ¹/4he Form der QCD ist die Regge-Theorie, die Vorg $\tilde{\text{A}}$ ¤nge selbst bei nicht perturbativen Energien beschreiben kann. Der Kern der Regge-Theorie ist das Zulassen von komplexen Drehimpulsen bei Streuprozessen(Partialwellenansatz). Dabei werden sogenannte Trajektorien $\alpha(m^2)$ eingef $\tilde{\text{A}}$ ¹/4hrt, die den Drehimpuls in Abh $\tilde{\text{A}}$ ¤ngigkeit von der Energie darstellen. Die Energien an denen die Trajekorien ganzzahlige Werte annehmen entsprechen der Ruhemasse von Ausstauschteilchen mit entsprechendem Drehimpuls. Auf diese Weise kann man, wenn man den Drehimpuls und die Masse eines Teilchens kennt, eine Reihe weiterer Teilchen vorhersagen. Im Rahmen der Streutheorie werden aus den Trajektorien die Wirkungsquerschnitte errechnet Die Quelle ist: http://school-diff2013.physi.uni-heidelberg.de/Talks/Poghosyan.pdf ... Das ist eine Praesentation:

$$\sigma_i \propto \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha_i(0)-1}$$

Betrachtet man alle bisher experimentell beobachteten Ausstauschteilchen f \tilde{A}^{1} 4r die Streuung, folgt dass der Wirkungsquerschnitt(WQS) mit steigender Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sinken m \tilde{A}^{1} 4sste. Allerdings wird beobachtet, dass der WQS steigt. Daf \tilde{A}^{1} 4r f \tilde{A}^{1} 4hrt die Regge-Theorie das sogenannte *Pomeron* ein. Die Trajektorie des Pomerons soll gerade den zuwachs des WQS erkl \tilde{A} zren. Dieses Austauschteilchen l \tilde{A} zst sich auf den Austausch von Gluonen bzw. Glueballs zur \tilde{A}^{1} 4ckf \tilde{A}^{1} 4hren.

2.2.3. Die starke Kopplundkonstante α_s

So wie die elektromagnetische Wechselwirkung, wird auch die St \tilde{A} π rke der starken Wechselwirkung durch eine Kopplungskonstante bestimmt. Bei der elektromagnetischen Kraft wird eine theoretisch unendliche Ladung, durch Teilchen-Antiteilchen-Paare, die spontan entstehen und sich wieder vernichten, abgeschirmt. Dies f \tilde{A} 1/4hrt zu dem Effekt, dass die Kopplungskonstante α_{em} bei steigenden Energien (d.h. geringerem Abstand zur Ladung) gr \tilde{A} ¶ \tilde{A} er wird, weil weniger Abschirmung vorhanden ist. Dasselbe Ph \tilde{A} π nomen gibt es bei der Farbladung. Jedoch wird die Abschirmung durch Quark-Antiquark-Paare von einer Verst \tilde{A} π rkung der Ladung durch Gluonen \tilde{A} 1/4bertroffen. Aus diesem Effekt folgt die asympotische Freiheit der Quarks, die besagt dass die Kraft zwischen Quarks bei steigender Energie abnimmt. Auch Hadronisation h \tilde{A} π ngt mit dem Verhalten der starken Wechselwirkung bei unterschiedlichen Energien zusammen.

2.3. Jet-Physik

2.3.1. Hadronisation

Bei Kollisionen in Teilchenbeschleunigern wie dem L HC am C ERN, enstehen zun \tilde{A} zchst freie Quarks. Allerdings sind freie Quarks in der Natur nicht nachzuweisen, da die starke Kopplungskonstante, bei wachsendem Abstand zwischen zwei Teilchen mit Farbladung, w \tilde{A} zchst. Ein einzelnes Quark h \tilde{A} ztte demnach ein unendliches Potential. Das Ph \tilde{A} znomen, dass Quarks nicht einzeln vorkommen wird als Confinement bezeichnet. Wenn nun bei einer Reaktion zwei Quarks entstehen, die entgegengesetzte Impulse haben bzw. sich auseinander bewegen, so steigt das Potential zwischen den Quarks an bis genug Energie im Potential ist um ein Quark-Antiquark-Paar zu erzeugen. Die beiden entstehenden Quarks bilden nun mit den beiden urspr \tilde{A} 1/4nglichen Quarks stabile Hadronen. Dieser Prozess wird als Hadronisation bezeichnet. Aus einem einzelnen Quark entstehen dabei eine gro \tilde{A} e Anzahl an Hadronen. Im Detektor werden deshalb Quarks als Hadronenschauer, auch Jets genannt, sichtbar. Beim Detektieren spielt das b-Quark eine besondere Rolle, da die Zeit, die das b-Quark zur Hadronisation braucht, im Vergleich zu allen anderen Quarks besonders lang ist und deshalb vom b-Quark stammende Jets (b-Jets) identifiziert werden k \tilde{A} ¶nnen.

2.3.2. Transversale Masse

Mit der relativistischen Energie-Impuls-Beziehung l \tilde{A} xsst sich die Ruhemasse eines Teilchens aus seinem Vierer-Impuls p^{μ} berechnen. Auf diese Weise l \tilde{A} xsst sich aus zwei im Detektor gemessenen Teilchen die Ruhemasse des Mutterteilchens berechnen, da gelten muss:

$$M_{\text{Mutterteilchen}}^2 = p_{\mu}p^{\mu} = (p_{\text{Teilchen1}} + p_{\text{Teilchen2}})^2$$

Versucht man jedoch auf diese Weise die Masse eines W-Bosons zu rekonstruieren trifft man auf Schwierigkeiten. Zerf \tilde{A} \mathbb{Z} llt ein W-Boson in ein geladenes Lepton und ein Neutrino, so kann man die die Vierevektoren nicht einfach addieren, da der Viererimpuls des Neutrinos nicht direkt gemessen werden kann, sondern nur anhand von Impulserhaltung rekonstruiert werden kann. Allerdings kann der Impuls in z-Richtung nicht rekonstruiert werden, da die im Beschleuniger kollidierenden Teilchen unterschiedliche Geschwindigkeiten in z-Richtung haben k \tilde{A} nnen. Deshalb wird in diesem Fall die transversale Masse definiert. F \tilde{A} 'dr die Masse des W-Bosons im $\ell \nu$ -Kanal erh \tilde{A} \mathbb{Z} 1 \mathbb{Z} 1 \mathbb{Z} 1 \mathbb{Z} 2 \mathbb{Z} 2 \mathbb{Z} 2 \mathbb{Z} 3 \mathbb{Z} 3 \mathbb{Z} 3 \mathbb{Z} 3 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 3 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 4 \mathbb{Z} 5 $\mathbb{Z$

2. Grundlagen

Formel:

$$M_W^T = \sqrt{2E_\ell^T E_\nu^T \left(1 - \cos \Delta \Phi_{\ell,\nu}\right)}$$

Dieser Wert hat eine obere Grenze bei der exakten Masse des W-Bosons.

2.4. Top-Quark Physik

2.5. Vorhersage des Top-Quarks

Aus Experimenten mit Kaonen wurde deutlich, dass die CP-Symmetrie verletzt ist. Die Eigenzust \tilde{A} α nde eines Kaons zur CP-Symmetrie \tilde{A} nnen als Superpositionen von Kaon und Antikaon beschrieben werden. Beide Zust \tilde{A} α nde zerfallen in Pionen, wobei die Masse des Kaons nur geringf \tilde{A} gig gr \tilde{A} \tilde{A} er ist als die Masse von drei Pionen. Nun haben zwei Pionen einen CP-Eigenwert von +1 w \tilde{A} α nhrend eine ungerade Anzahl von Pionen einen Wert von -1 hat. Daraus folgt, dass das Kaon mit CP=1 schnell in zwei Pionen zerf \tilde{A} α llt, w \tilde{A} α nhrend das andere Kaon langsam in drei Pionen zerf \tilde{A} α llt. Im Experiment wurde nachgewiesen, dass selbst nach einer Zeit in der die kurzlebigen Kaonen zerfallen sein m \tilde{A} seen, noch immer Kaonen in zwei Pionen zerfallen. Dies stellt eine Verletzung der CP-Symmetrie dar. Um diese CP-Brechung zu erkl \tilde{A} α ren muss eine komplexe Phase in die Elemente der CKM-Matrix eingef \tilde{A} hrt werden. Dies ist jedoch nur m \tilde{A} glich wenn die Matrix mindestens eine Gr \tilde{A} \tilde{A} e von \tilde{A} hat. Deswegen ist eine dritte Generation von Quarks notwendig.

2.6. Entdeckung und Eigenschaften

Quellen sind vor allem PDGDas Topquark wurde erstmals 1995 am T EVATRON in den Detektoren DØ und CDF nachgewiesen. Mit einer Ruhemasse von $173.34 \pm 0.27 (\mathrm{stat.}) \pm 0.71 \mathrm{sys.}$ GeV ist es das schwerste Elementarteilchen. Seine Zerfallsbreite ist 2.0 ± 0.5 GeV und seine Lebensdauer ist damit ca. $5 \cdot 10^{-25}$ s Bessere Quelle als Wikipedia finden!!!. Diese geringe Lebensdauer liegt deutlich unter der Zeit die das Top-Quark zur Hadronisation brauchen würde. Damit ist es das einzige Quark, das zerfà \approx llt bevor es Hadronisieren kann. Dies macht es besonders leicht die Masse des Top-Quarks zu bestimmen.

2.7. Produktion von Top-Quarks

Die Produktion von Top-Quarks am L EP am C ERN würde vorherrschend über Annihilation der Elektronen geschehen. Diese Annihilation kann über Photon oder Z-Boson stattfinden. Es ist in erster Ordnung nur möglich Top-Paare zu erzeugen, weswegen eine besonders hohe Schwerpunktsenergie notwendig wäre. Es wären ca. 340 GeV nötig gewesen während die Höchstleistung des LEP bei 209 GeV lag. Am T EVATRON wurden hauptsächlich Top-Paare durch Annihilation zweier leichter Quarks erzeugt. Aufgrund der geringen Energie (2 TeV) rühren der GroÃteil der Reaktionen von Quark-Quark-Interaktionen her. Wechselwirkungen zwischen Gluonen spielen eine untergeordnete Rolle. Die Produktion von einzelnen Top-Quarks kann nur über die schwache Wechselwirkung stattfinden. Dazu muss allerings die Quark-Generation gewechselt werden, weswegen diese Reaktion unterdrückt ist. Am L HC werden Top-Quarks vor allem über Gluon-Gluon-Wechselwirkungen erzeugt.

3. Experimentelle Vorgehensweise

4. Hinweise zum Formulieren und Zitieren

5. Ergebnisse

6. Diskussion

7. Zusammenfassung

A. Anhang

Literaturverzeichnis