

**Seminar: „Grundlegende Experimente der
Elementarteilchenphysik“**

Vortrag: „Entdeckung der Gluonen“

Betreuer: Prof. Böhm / Prof. Tonutti
Vortragender: Manuel Giffels
Matrikelnummer: 223078

WS 2002
21.01.2003

Inhaltsverzeichnis

1	QCD - Die starke Kraft	3
2	Teilchenjets	4
2.1	Die drei Phasen der Fragmentation	4
3	Erste Hinweise auf die Existenz der Gluonen	7
3.1	Der fehlende Impulsanteil	7
3.2	Die Bjorkensche Skaleninvarianz	8
3.3	Die Ratio	10
3.4	Der dritte Jet	11
4	PETRA und seine Experimente	12
4.1	MARK-J	13
4.1.1	Trennung der Jets	15
4.2	JADE	20
4.2.1	JADE-Algorithmus	20
5	Der Spin der Gluonen	22
5.1	Die Y -Resonanz	22
5.2	Gluonbremsstrahlung	23
6	Die starke Kopplung	24
6.1	Zerfallsbreite von Y in drei Gluonen	24
6.2	Gluonbremsstrahlung	25

1 QCD - Die starke Kraft

Im Jahre 1972 stellten Murray Gell-Mann und Harald Fritzsch die Quantenchromodynamik (QCD), als Theorie der starken Wechselwirkung auf, da Entdeckungen bei der tiefinelastischen Lepton-Nukleon-Streuung eine neue Theorie forderten.

Es sind folgenden Merkmale der Theorie zu nennen. Die Quarks tragen sogenannte Farbladungen. Während die Quarks die Farben rot, grün und blau tragen können, tragen die Antiquarks die Antifarbladungen Antirrot, Antigrün und Antiblau. Die Austauscheteilchen der starken Wechselwirkung sind die Gluonen. Gluonen sind masselose Spin-1-Teilchen (Vektorbosonen) und tragen jeweils eine Farbladung und eine Antifarbladung. Es gibt insgesamt acht Gluonen und nicht neun wie man anhand der Kombinatorik ($N = 3^2 = 9$) denken könnte.

Betrachtet man die Zustände der Gluonen genauer, so findet man ein Farboktett und ein Farbsingulett. Es gilt:

Farboktett:

$$\begin{aligned}
 |1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r}) & |5\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(r\bar{g} - g\bar{r}) \\
 |2\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(r\bar{b} - b\bar{r}) & |6\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{g} - g\bar{b}) \\
 |3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}) & |7\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(g\bar{b} - b\bar{g}) \\
 |4\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{g} + g\bar{r}) & |8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})
 \end{aligned}$$

Farbsingulett:

$$|9\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})$$

Im Folgenden soll nun das Farbsingulett genauer betrachtet werden.

Das Farbsingulett ist wie die Gluonen $|3\rangle$ und $|8\rangle$ ebenfalls „farblos“ insofern der Nettobetrag jeder Farbe Null ist, allerdings sind die Gluonen $|3\rangle$ und $|8\rangle$ keine Farbsinguletts, dies ist zu erwähnen, um Mißverständnissen vorzubeugen. Wichtig ist, daß das Farbsingulett invariant unter Transformationen der Farb- $SU(3)$ bleibt. Dieses Farbsingulett beschreibt also eine langreichweitige starke Kraft, damit könnte es als freies Gluon vorkommen. Es könnte z.B. zwischen zwei Singulettzuständen (z.B. Neutron, Proton) ausgetauscht werden, da diese nur Singulettzustände wie z.B. das Pion emittieren und absorbieren können. Dies verbietet uns aber der Quarkeinschluß, somit ist das Farbsingulett in der Natur nicht existent. Wir beobachten nur eine kurzreichweitige starke Kraft.

⇒ Es gibt nur acht Gluonen

D.h. $SU(3)$ als Symmetriegruppe der QCD mit den acht λ -Matrizen als Basismatrizen. Es gab Ansätze, die im Rahmen einer Vereinheitlichung der QED und der QCD annahmen, daß es sich bei dem neunten Gluon um das Photon handelt. Dies führte aber zu dem Widerspruch, daß dieses Photon nicht in Abhängigkeit der Ladung an Materie koppelt, sondern an jede Art von Materie gleichstark.

2 Teilchenjets

Ein für die Entdeckung der Gluonen wichtiger Begriff, ist der der Teilchenjets. Betrachten wir folgende Reaktion:

$$e^+e^- \xrightarrow{\gamma/Z_0} q\bar{q}$$

Wie in Abb. 1 schematisch dargestellt ist, annihilieren das e^+ und das e^- zu einem

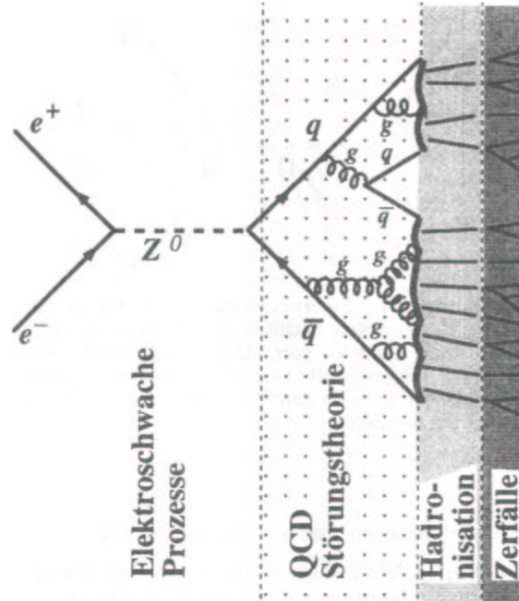


Abbildung 1: Schematische Darstellung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow q\bar{q} \rightarrow$ Hadronen

virtuellen Photon oder Z_0 . Dieses wiederum zerfällt in ein Quark-Antiquark-Paar, das nach etwa 10^{-23} s hadronisiert. Dies ist eine typische Zeitskala für Prozesse der starken Wechselwirkung.

Die auftretenden Hadronen haben einen relativ geringen Transversalimpuls gegenüber dem ursprünglichen Quark-Antiquark-Paar. Dieser Transversalimpuls liegt typisch bei ca. 300 MeV . Es entstehen also zwei relativ eng kollimierte Teilchenbündel in Richtung des ursprünglichen Quark-Antiquark-Paars, die sogenannten Jet's.

Durch harte Gluon-Bremsstrahlungsprozesse, dies bedeutet Abstrahlung eines Gluon unter einem großen Winkel zu dem ursprünglichen Quark-Antiquark-Paar, können sogenannte Multijet-Events auftreten. Diese Abstrahlung eines Gluons unter großem Winkel geschieht, laut QCD in ca. 10 – 20% der Fälle. Man erhält ein 3-Jet-Ereignis.

2.1 Die drei Phasen der Fragmentation

In der **ersten Phase**, in Abb. 2 als EW (electro-weak) gekennzeichnet, erzeugt das virtuelle Photon oder Z_0 das Quark-Antiquark-Paar. In ungefähr 10 – 20% der Fälle strahlt

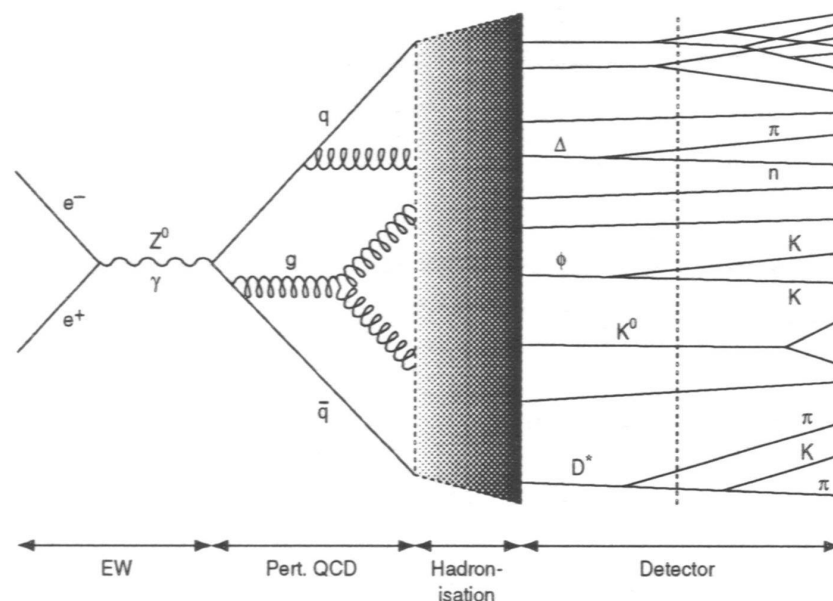


Abbildung 2: Schematische Darstellung der Hadronproduktion in der e^+e^- Vernichtung

eines dieser Quarks ein Gluon unter großem Winkel ab, so daß am Ende des Fragmentationsprozesses 3 Jets sichtbar werden.

Die **zweite Phase** wird von kollinearen Bremsstrahlungsprozessen dominiert. Die erzeugten hochenergetischen Quarks strahlen Gluonen ab, diese können wiederum ein Quark-Antiquark-Paar erzeugen, welches wiederum ein Gluon abstrahlt. Dieser Prozeß wiederholt sich immer wieder, der ursprüngliche Quarkimpuls spaltet sich in viele Quarks und Gluonen auf, die sich immer mehr verzweigen. Es entsteht ein Quark-Gluon-Schauer. Dabei entfernen sich das ursprünglich erzeugte Quark-Antiquark-Paar immer weiter voneinander. Dies ist die erste Stufe der Jet-Entwicklung.

Diese Phase ist in Abb. 2 durch pert. QCD gekennzeichnet, da sich diese Prozesse aufgrund der Kleinheit von α_s in Störungstheorie QCD berechnen lassen.

In der **dritten Phase** der Fragmentation hat das ursprünglich erzeugte Quark-Antiquark-Paar bereits einen Abstand von einigen fm zueinander. Bei diesem Abstand setzt der Confinement-Mechanismus ein. Dieser Mechanismus bewirkt, daß alle Quarks und Antiquarks in Hadronen gebunden werden, die dann in Hadron-Jets auslaufen. Die Prozesse sind nun nicht mehr durch Störungstheorie QCD zu berechnen, da die starke Kopplungskonstante α_s groß ist. Für diese Prozesse gibt es aber Parametrisierungen die auch in den heutigen Monte-Carlo-Simulation enthalten sind.

Die folgenden beiden Abbildungen, zeigen ein zwei bzw. drei Jet-Ereignis, wie es mit dem ALEPH-Detektor am LEP (CERN) aufgenommen wurde.

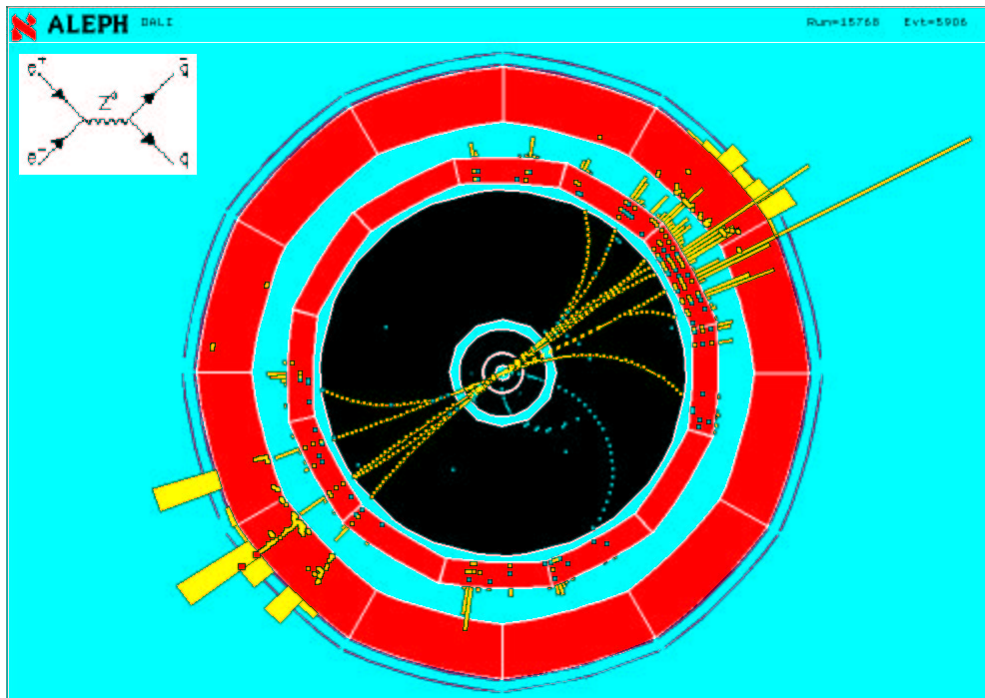


Abbildung 3: 2-Jet Ereignis [ALEPH-Detektor]

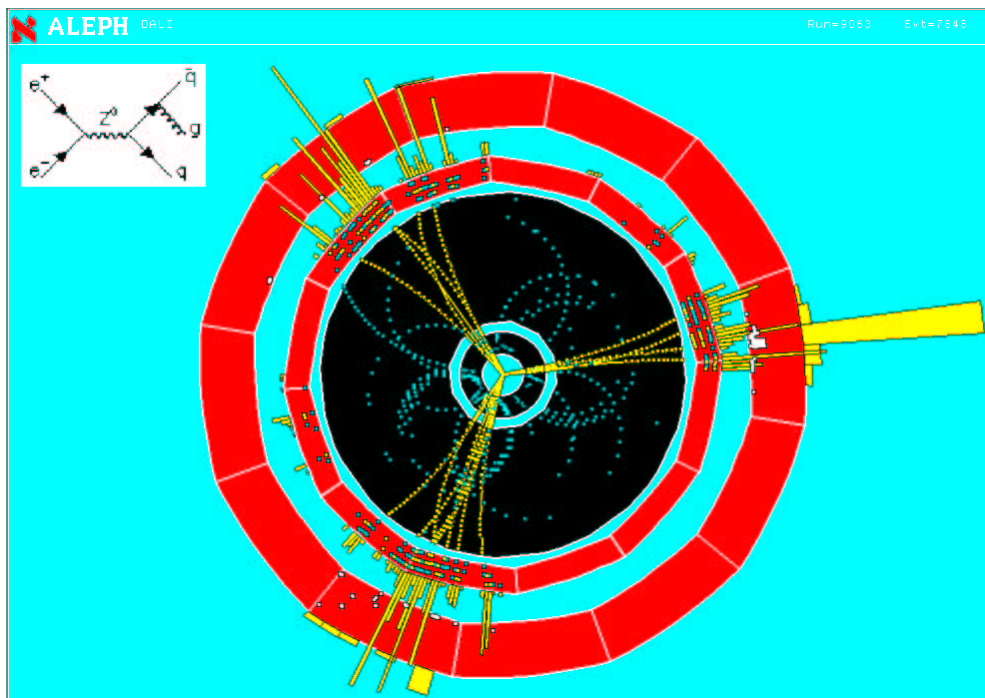


Abbildung 4: 3-Jet Ereignis [ALEPH-Detektor]

3 Erste Hinweise auf die Existenz der Gluonen

3.1 Der fehlende Impulsanteil

Betrachtet man den doppeltdifferentiellen Wirkungsquerschnitt der tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung in erster Bornscher Näherung, bei Austausch eines Photons, so lautet dieser:

$$\frac{d^2\sigma(y)}{dx dQ^2} = \frac{4 \cdot \alpha^2}{x \cdot Q^4} \cdot (y^2 x F_1(x, Q^2) + (1 - y) F_2(x, Q^2)) \quad (1)$$

Dabei beschreiben die beiden Strukturfunktionen $F_1(x, Q^2)$ und $F_2(x, Q^2)$ den inneren Aufbau des Protons.

Q^2 ist dabei der Betrag des quadrierten Viererimpulsübertrag $Q^2 = -q^2 = (k - k')^2$. x ist die Bjorken Skalenvariable $x = \frac{Q^2}{2 \cdot P \cdot q}$. Im Rahmen des Parton-Modell kann man x unter Vernachlässigung aller Teilchenmassen und der Transversalimpulse aller Partonen im Proton, als den Bruchteil des Protonimpulses interpretieren, den das Parton vor dem Stoßprozeß trägt.

Der normierte Energieübertrag im Ruhesystem des Protons $y = \frac{P \cdot q}{P \cdot k}$ mit $0 \leq y \leq 1$ ist dabei ein Maß für die Inelastizität des Streuprozesses.

k, k', P sind dabei die Viererimpulse der ein- und auslaufenden Elektronen, sowie der Viererimpuls des einlaufenden Protons.

Mit Hilfe der im naiven Parton-Modell gültigen Callan-Gross-Relation

$$F_1(x, Q^2) = 2 \cdot x \cdot F_2(x, Q^2) \quad (2)$$

kann man nun aus dem gemessenen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt die Strukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ bestimmen. An dieser Stelle sei angemerkt, daß man hier eigentlich noch QCD Korrekturen berücksichtigen müsste.

Betrachtet man nun die Integration über die Strukturfunktionen so erwartet man, für die Integrale

$$\frac{18}{5} \int F_2^{eN} dx = 1. \quad (3)$$

Da die Summe der Impulsanteile über alle Konstituenten notwendig gleich Eins sein muß. Experimentell fand man bei frühen Elektron- und Neutrinostreuexperimenten im Jahre 1972 allerdings

$$\frac{18}{5} \int F_2^{eN} dx = 0,50 \pm 0,05 \quad (4)$$

Dies bedeutet, daß die für die Streuung der Leptonen verantwortlichen Partonen nur zur Hälfte zur Nukleonmasse beitragen. Als Folge dessen muß es weitere Konstituenten im Nukleon geben, die nicht mit Leptonen wechselwirken. Diese Konstituenten identifizierte man mit den Gluonen, die für die Bindung zwischen den Quarks verantwortlich sind. Daher auch der Name Gluon von dem englischen Wort „glue“ was Kleber bedeutet.

3.2 Die Bjorkensche Skaleninvarianz

Bjorken zeigte, unter der Annahme das es sich bei der Lepton-Parton-Streuung um eine punktförmige Wechselwirkung handelt, daß dann die Strukturfunktionen F_1 und F_2 nicht von der Größe Q^2 abhängen, sondern nur eine Funktion der Bjorkenschen Skalenvariablen x sein können. Dies ist der Inhalt der Bjorkenschen These der Skaleninvarianz.

Unter Annahme, daß es sich bei tiefinelastischen Elektron-Proton-Streuung, um eine elastische Elektron-Quark-Streuung handelt, folgt die Skaleninvarianz.

Diese Skaleninvarianz wurde auch am SLAC für einen Wert von $x = 0,25$ nachgewiesen, allerdings zeigten spätere Messungen eine Abweichung von der Skaleninvarianz für andere Werte von x .

Diese Abweichungen können mit Hilfe der starken Wechselwirkung erklärt und im Rahmen der QCD berechnet werden.

Erklärung

Bei höheren Impulsüberträgen Q^2 wird das ausgetauschte virtuelle Photon sensitiv auf Gluonabstrahlungsprozesse des gestreuten Quarks. Bei niedrigen Impulsüberträgen Q^2

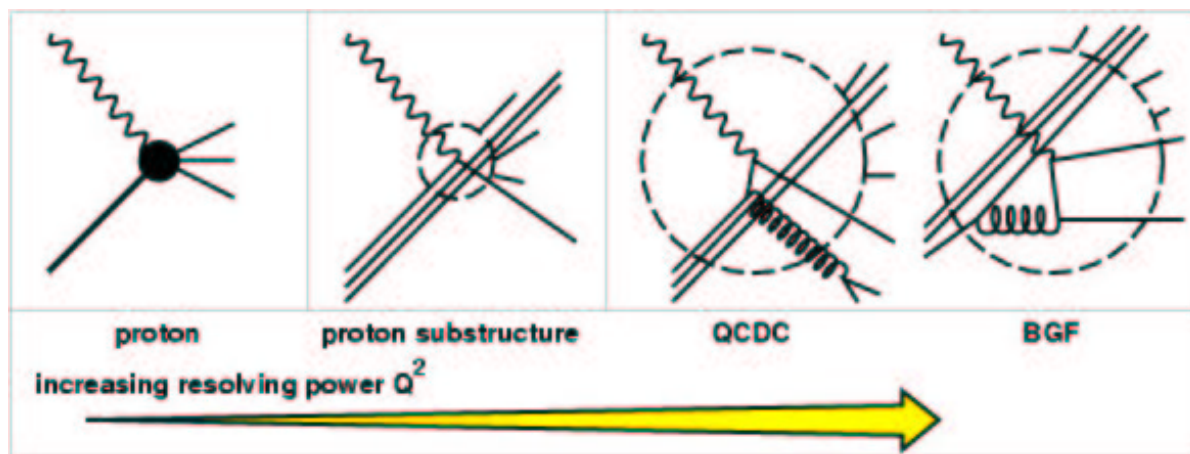


Abbildung 5: Die Auflösung der Protonkonstituenten ist Abhängig von Q^2 , dies bedingt die Skalenverletzung von $F_2(x, Q^2)$

erfolgt die Streuung am punktförmigen Proton, erhöht man Q^2 so löst man die Quarks auf, bei nochmaliger Erhöhung von Q^2 wird man sensitiv auf Gluonabstrahlungsprozesse (QCD-Comptoneffekt), sowie bei sehr hohen Impulsüberträgen auch auf Boson-Gluon-Fusion (BGF). Letzteres bedeutet, daß ein Gluon in ein Quark-Antiquark-Paar zerfällt und das Photon eines dieser Seequarks auflöst. Die beiden Quarks werden dann aus dem Proton herausgeschleudert, so daß eine Reannihilation nicht mehr möglich ist.

Die Strukturfunktionen F_1 und F_2 lassen sich auch als Summe über die Quarkdichtever-

teilung schreiben.

$$F_1(x) = \frac{1}{2x} \sum_{l=1}^{N_{parton}} e_l^2 x f_l(x)$$

$$F_2(x) = \sum_{l=1}^{N_{parton}} e_l^2 x f_l(x)$$

Dabei bedeuten die Größen:

- x : Die Bjorkensche Skalenvariable
- N_{parton} : Anzahl der Quarks im Proton
- e_l : Ladung der Quarks in Einheiten von e
- $f_l(x)dx$: Wahrscheinlichkeit, das Quark l mit einem Bruchteil des Protonimpulses aus dem Intervall $[x, x + dx]$ zu finden

Diese Quarkdichteverteilungen $f_l(x)$ erhalten nun durch die Sensitivität des Photons auf Gluonabstrahlungsprozesse noch eine Q^2 -Abhängigkeit. Zusätzlich führt man analog zur Quarkdichteverteilung noch eine Gluondichteverteilung $g(x, Q^2)$ ein. Diese beiden Dichteverteilungen sind durch folgende Integro-Differentialgleichungen bestimmt.

$$\frac{\partial f_l(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(f_l(y, Q^2) P_{qq} \left(\frac{x}{y} \right) + g(y, Q^2) P_{qg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad (5)$$

$$\frac{\partial g_l(x, Q^2)}{\partial \log Q^2} = \frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left(\sum_{l=1}^{N_f} \left(f_l(y, Q^2) P_{gq} \left(\frac{x}{y} \right) \right) + g(y, Q^2) P_{gg} \left(\frac{x}{y} \right) \right) \quad (6)$$

Die Q^2 Abhängigkeit von α_s läßt sich folgendermaßen ausdrücken:

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f) \log \left(\frac{Q^2}{\Lambda^2} \right)} \quad (7)$$

Hierbei beschreibt N_f die Anzahl der Quarks deren Masse kleiner als die halbe Schwerpunktsenergie ist, bei der Größe Λ handelt es sich um einen sogenannten Abschneideparameter, der in der Störungstheorie dafür sorgt, daß die Reihenentwicklung abbricht.

Bei den Funktionen $P_{ij}(z)$ handelt es sich um die sogenannten Splittingfunktionen, diese geben die Wahrscheinlichkeit für einen Prozeß an, daß ein Parton j ein Parton i erzeugt, das den Bruchteil z des Impulses vom Parton j trägt.

In der folgenden Abb. 6 sehen wir $F_2(x, Q^2)$ für verschiedene feste Werte von x , als Funktion von q^2 aufgetragen. Die durchgezogenen Linien geben eine Parametrisierung der Quarkverteilungen an, mit einer q^2 -Abhängigkeit, wie sie durch die QCD für $\Lambda = 300 \text{ MeV}$ vorhergesagt wird.

Die Strukturfunktionen zeigen eine schwache logarithmische Q^2 -Anhängigkeit $F_{1,2}(x, Q^2) \approx F_{1,2}(x, \log Q^2)$. Diese wird auch als Skalenverletzung bezeichnet.

In Abb. 6 wird auch der Nachweis der Skaleninvarianz bei einem Wert $x = 0,25$ deutlich, für diesen Wert gilt näherungsweise eine Skaleninvarianz. Für kleinere x ist mit zunehmendem q^2 hingegen ein Anwachsen zu sehen, während für größere x ein deutlicher Abfall zu sehen ist.

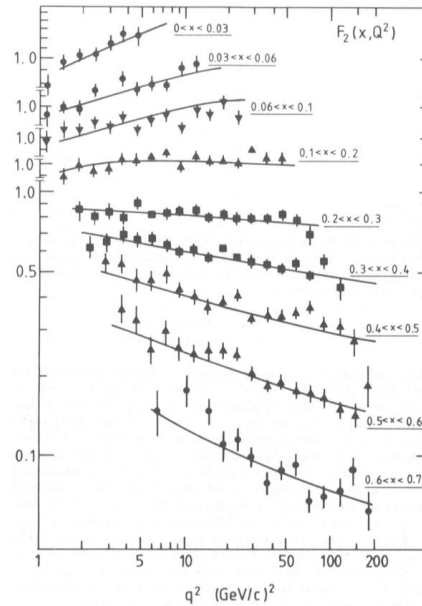


Abbildung 6: $F_2(x, Q^2)$ für jeweils festes x als Funktion von q^2

3.3 Die Ratio

Ein weiteren kleinen Hinweis auf die Existenz von Gluonen, liefert das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ und $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$. Es gilt:

$$\begin{aligned}
 R &= \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} \\
 &= 3 \cdot \sum Q_i^2 \left(1 + \frac{\alpha_s^2}{\pi} + \dots \right) \\
 &= 3 \left[\left(\frac{2}{3} \cdot 2 \right)^2 + \left(\frac{1}{3} \cdot 3 \right) \right] \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi} + \dots \right) \\
 &\approx 3,818 \quad \text{mit } \alpha_s = 0,13
 \end{aligned}$$

Ohne die QCD-Korrekturen errechnet man dagegen einen Wert von $R \approx 3,667$.

Bei der Summe über Q_i^2 sind wieder nur die Quarksorten zu berücksichtigen, deren Masse kleiner als die halbe Schwerpunktsenergie ist.

Da der totale Wirkungsquerschnitt in Nullter Ordnung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ in Nenner, wie auch im Zähler auftaucht, kürzt sich dieser heraus. Es gilt:

$$\sigma_{tot}^0(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s}$$

Die folgende Abb 7 zeigt die Ratio R in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. Es ist mit QCD-Korrektur eine bessere Anpassung an die Messwerte zu erreichen. Dies ist eine weitere Evidenz für die Gültigkeit der QCD und damit ein Hinweis auf die Existenz der Gluonen.

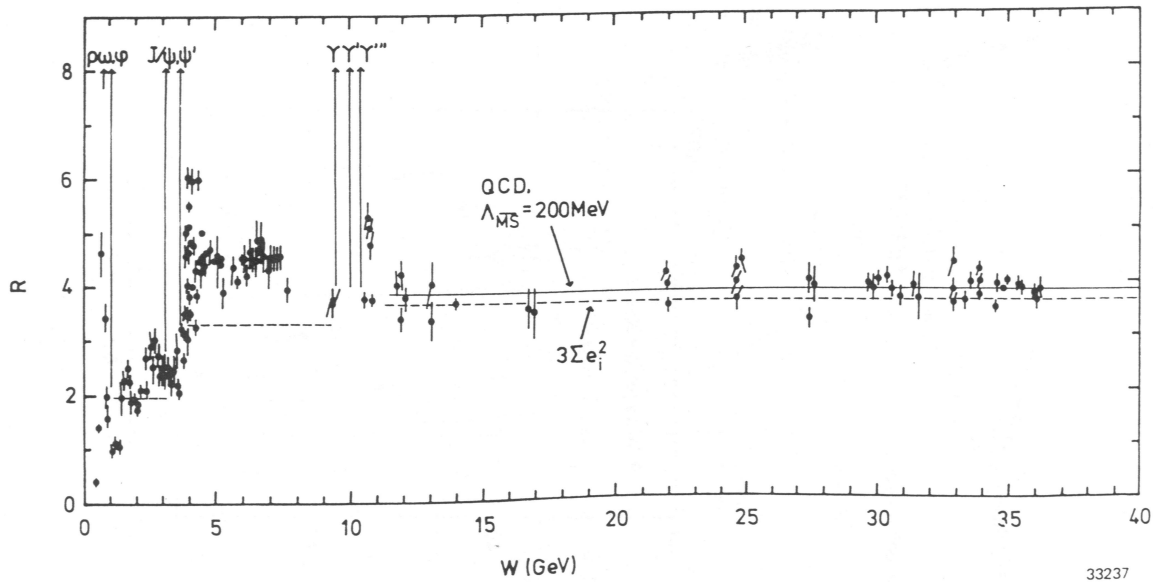


Abbildung 7: Das Verhältnis der totalen Wirkungsquerschnitte R in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie

3.4 Der dritte Jet

Theoretiker berechneten mit Hilfe der QCD, daß ab einer Schwerpunktsenergie von 20 GeV ein neues Ereignis zu beobachten sei. Hierbei handelt es sich um die harte nicht kollineare Abstrahlung eines Gluons (Bremsstrahlung), dieses Gluon wird unter einem großen Winkel zu den beiden anderen Jets des Quark-Antiquark-Paares abgestrahlt und ist verantwortlich für einen dritten Jet im Detektor. Folgende Punkte sind hierbei zu

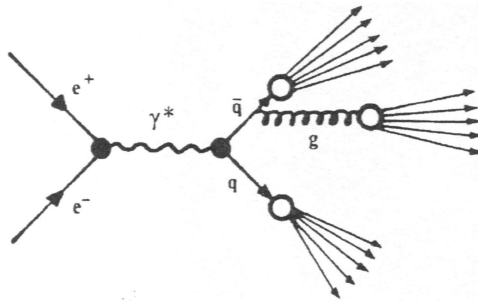


Abbildung 8: Feynmangraph der harten nicht kollinearen Abstrahlung eines Gluons

berücksichtigen:

- Die Wahrscheinlichkeit dieses Prozesses ist geringer, als die Wahrscheinlichkeit für ein 2-Jet-Ereignis

- Aufgrund der Impulserhaltung sollten die drei Jets in einer Ebene liegen
- Die Wahrscheinlichkeit ein hartes Gluon abzustrahlen ist proportional zu α_s . Aus dem Verhältnis von 2- zu 3-Jet-Ereignissen läßt sich α_s bestimmen.

Durch Nachweis der 3-Jet-Ereignisse ist es möglich die Existenz der Gluonen zu zeigen, dies wurde auch bei PETRA am DESY gemacht. Dies ist der direkteste Zugang zum Nachweis der Existenz der Gluonen.

4 PETRA und seine Experimente

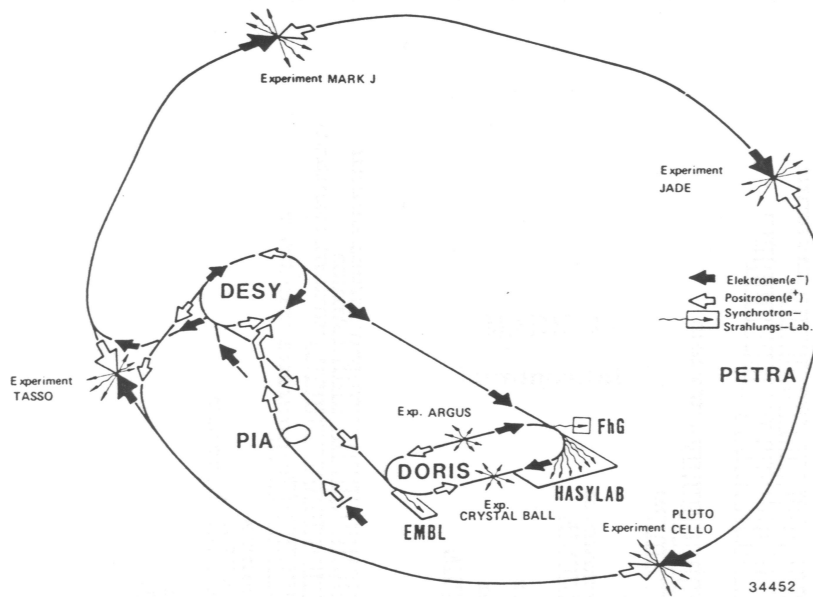


Abbildung 9: Der PETRA-Ring am DESY, Hamburg

PETRA (Positron Elektron Tandem Ringbeschleuniger Anlage) war nach DORIS der zweite e^+e^- -Speicherring am DESY. Er nahm 1978 seinen Betrieb auf und dient heute als Vorbeschleuniger für HERA. Die Abb. 9 zeigt die Beschleunigeranlage des DESY zur Zeit von PETRA.

Die Elektronen werden aus einem Linearbeschleuniger mit 40 MeV in das Synchrotron eingespeist und von diesem mit 7 GeV in PETRA eingespeist.

Die Positronen erhält man nach Beschuß eines Wolfram-Targets mit Elektronen von ca. 400 MeV aus einem zweiten Linearbeschleuniger durch Konversion von Bremsstrahlungsphotonen. Da die Teilchenausbeute bei diesem Prozeß gering ist, werden die Positronen im PIA (Positronen Intensitäts Akkumulator) gesammelt, bevor sie ebenfalls über das DESY Synchrotron PETRA zugeführt werden.

PETRA hat einen Umfang von $2,3\text{ km}$, es laufen jeweils 2 Bunche von Elektronen und Positronen in entgegengesetzter Richtung um. Einer dieser Bunche besteht aus $2,4 \cdot 10^{11}$

Teilchen. Die Bunche kreuzen sich in den vier Wechselwirkungszonen, in denen die Experimente JADE, PLUTO (CELLO), TASSO und MARK-J untergebracht sind. Weiterhin dienen Hohlraumresonatoren auf den vier geraden Beschleunigungsstrecken der Beschleunigung der Teilchen.

Nach dem Upgrade im Sommer 1982 erreichte der Ring eine maximale Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 46,78 \text{ GeV}$.

4.1 MARK-J

Der MARK-J Detektor ist ein auf Kalorimeter basierter Detektor, der außer für Myonen keine Impulsmessung vorsieht. Seine Bestandteile sind:

Vertexdetektor Es handelt sich um einen Vertexdetektor, der aus Driftröhren besteht. Sie sind in vier Lagen senkrecht zur Strahlachse angeordnet und überdecken einen Polarwinkel von $10^\circ \leq \Theta \leq 170^\circ$. Die Bestimmung des Vertex wird mit einer Genauigkeit von 2 mm längs der Strahlachse erreicht.

Elektromagnetisches Kalorimeter Dieses schließt sich direkt an die Driftröhren an und besteht aus drei Lagen, mit jeweils 3,3 und 12 Strahlungslängen X_0 Dicke. Jeder Zähler besteht aus mehreren Lagen 5 mm Blei und 5 mm Szintillator und verfügt über je einen Photomultiplier an beiden Enden.

Hadronisches Kalorimeter 192 Szintillationszähler bilden das äußere hadronische Kalorimeter, jeder dieser Zähler ist nur mit einem Photomultiplier ausgestattet. Zwischen den Szintillatorschichten liegen die magnetisierbaren Eisenschichten des Myon-Spektrometers

Myon-Spektrometer Auf die Identifikation und Vermessung von Myonen wurde bei MARK-J großer Wert gelegt. Das Myon-Spektrometer besteht aus inneren, mittleren und äußeren Driftkammern. Die inneren Driftkammer folgen dem elektromagnetischen Kalorimeter, die mittleren befinden sich hinter dem hadronischen Kalorimeter und vor dem 45 cm dicken Eisenabsorber, die äußeren Driftkammern folgen nach diesem Absorber und schließen den Detektor ab.

Bei dem zur Ablenkung nötigen Magnetfeld, handelt es sich um ein Toroidfeld, das vollständig vom Eisen eingeschlossen ist und durch eine Kupferspule mit einem Strom von 1450 A erzeugt wird. Die Stärke des Magnetfeldes beträgt $1,8 \text{ T}$.

Die nachfolgenden Abb. 10 und Abb. 11 zeigen den Aufbau des Detektors.

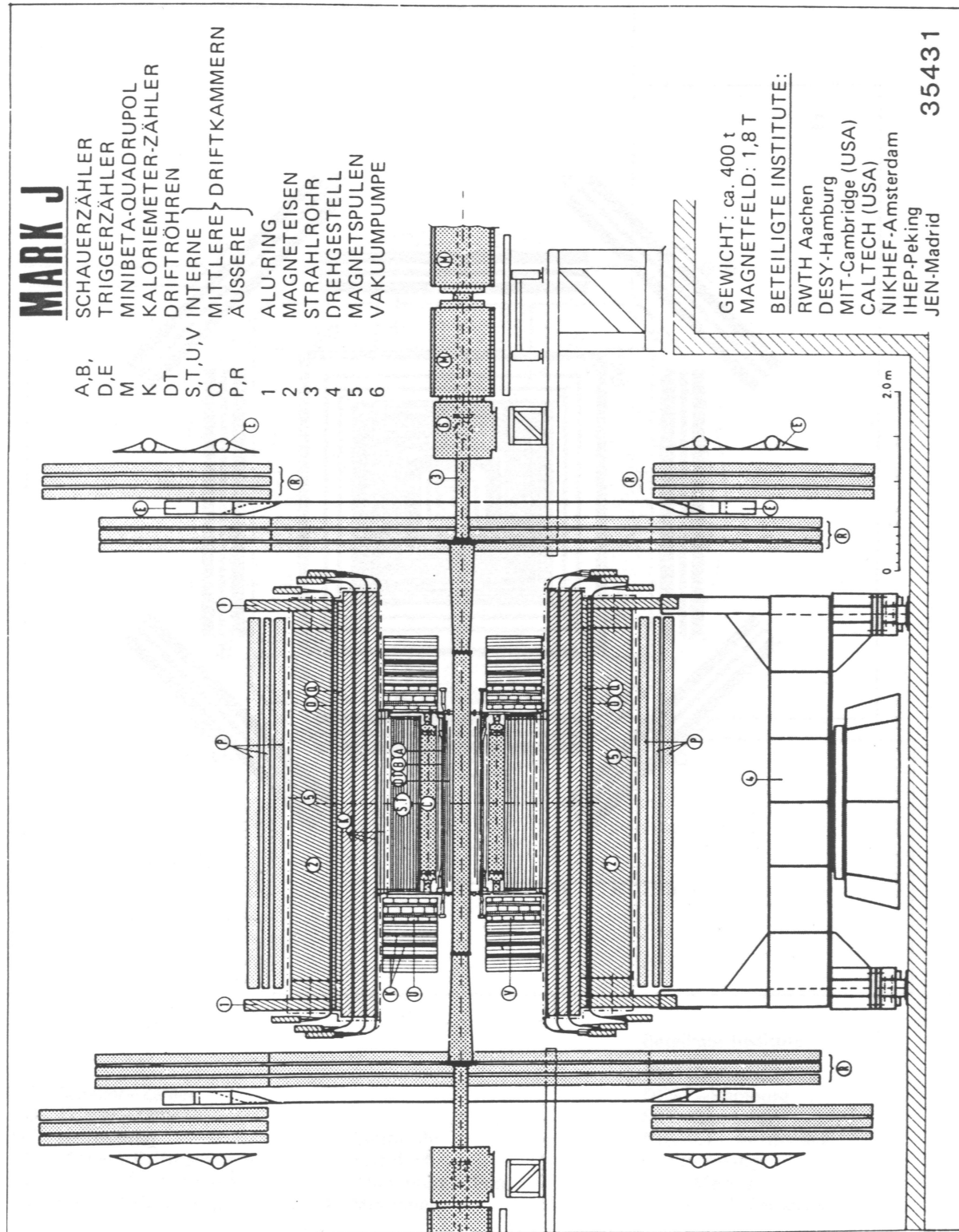


Abbildung 10: Längsansicht des MARK-J Detektors

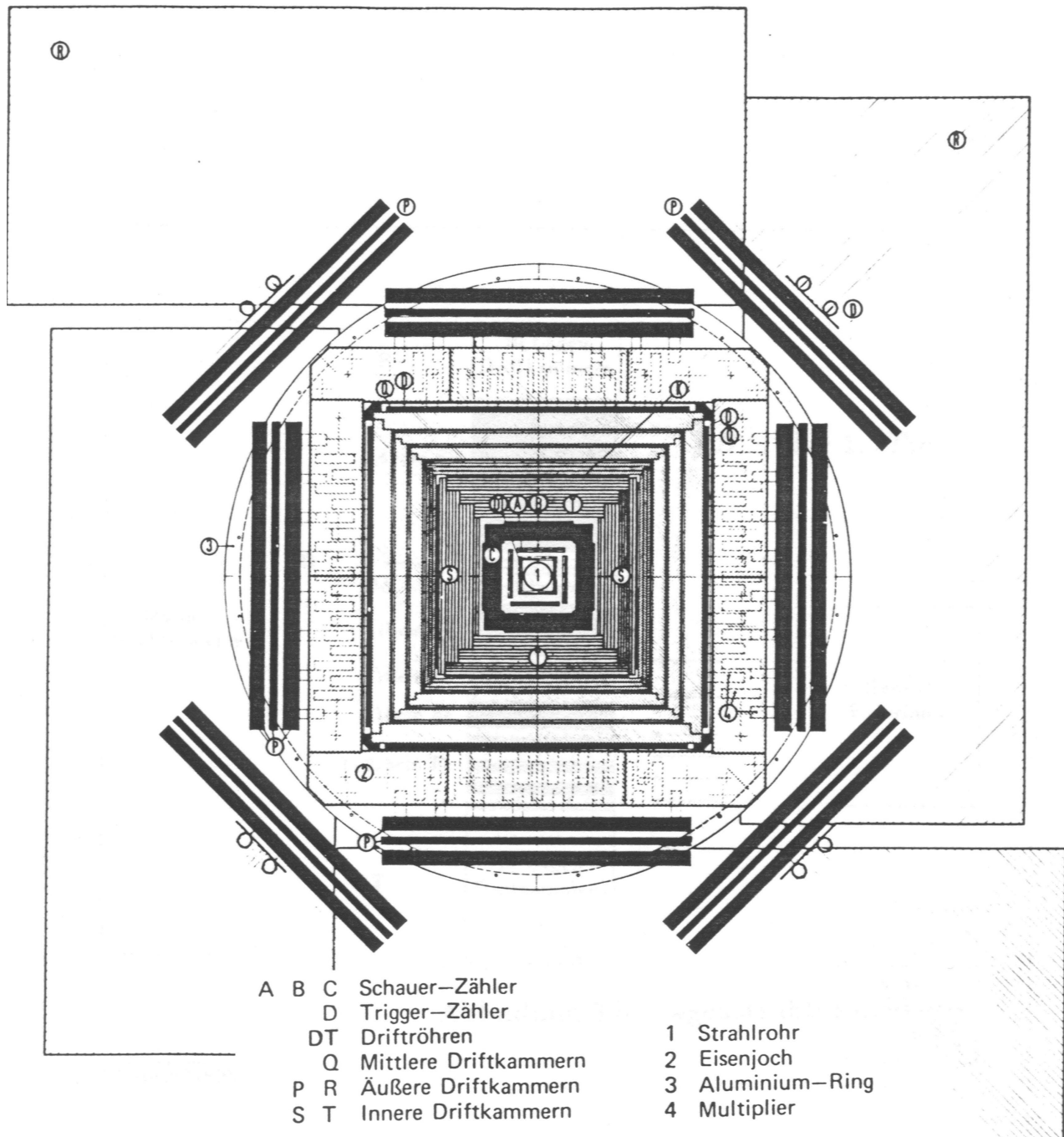


Abbildung 11: Querschnitt des MARK-J Detektors

4.1.1 Trennung der Jets

Man benötigte nun ein Verfahren für die Trennung der 2-Jet- und 3-Jet-Ereignisse. Bei MARK-J wurde folgendes Verfahren benutzt.

Man definiert zunächst einen Energieflußvektor \vec{E}_i für jeden Eintrag im Zähler. Dabei

Vortrag: „Entdeckung der Gluonen“

ist die Richtung durch die Position des Eintrags im Zähler gegeben und Länge ist ein Maß für die im Zähler deponierte Energie.

Mit Hilfe dieses Vektors läßt sich nun eine Größe Thrust definieren. Man bildet das Maximum über die Summe der Skalarprodukte aller Einträge i mit einer Achse e_1 , normiert auf die Gesamtenergie im Detektor. Durch die Bildung des Maximums wird diese Achse bestimmt, man nennt sie Thrustachse, die Achse wo der projizierte Energiefluß maximal ist.

$$F_{thrust} = \max_i \frac{\sum |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_1|}{E_{vis}} \quad (8)$$

Diese Größe Thrust hängt wie folgt mit dem Öffnungswinkel des Jets zusammen.

$$F_{thrust} \approx \frac{\langle p_L \rangle \cdot n_H}{p_q} \approx \cos \Theta \quad (9)$$

Dies kann man an Abb. 12 nachvollziehen. Dabei ist n_H die Anzahl der erzeugten Ha-

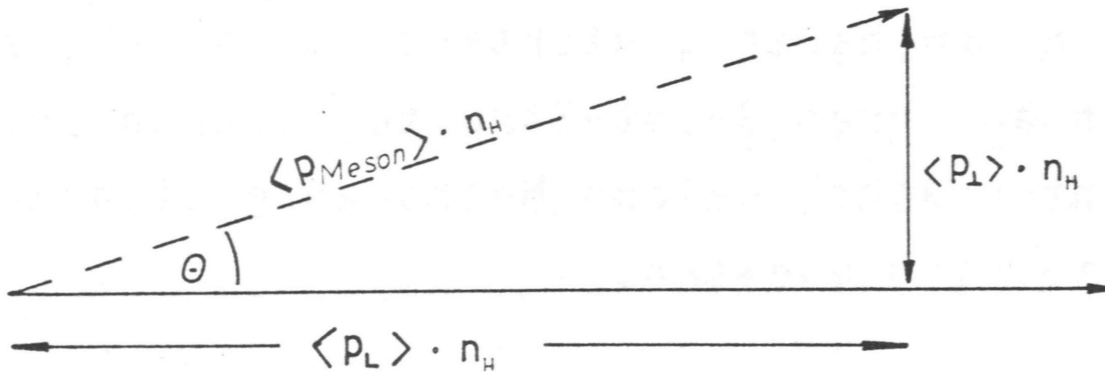


Abbildung 12: Zusammenhang zwischen Thrust und Öffnungswinkel Θ des Jets

dronen im Jet. Aufgrund des relativ kleinen Transversalimpuls der erzeugten Hadronen ist $\langle p_{Meson} \cdot n_H \rangle \approx p_q$, dem Impuls des Mutterquarks.

Bei 3-Jet-Ereignissen hängt der Thrust im wesentlichen von den Winkeln zwischen den beiden primären Quarks und dem Gluon ab. Dabei gilt für ein sternförmiges 3-Jet-Ereignis mit $p_q = p_{\bar{q}} = p_g = \frac{1}{3}$

$$\begin{aligned} F_{thrust} &= \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \cdot |\cos 120^\circ| + \frac{1}{3} |\cos 120^\circ| \\ &= \frac{1}{3} + \frac{1}{3} \cdot \cos 60^\circ + \frac{1}{3} \cos 60^\circ = \frac{2}{3} \end{aligned}$$

Die folgende Abbildung 13 zeigt ein solches sternförmiges 3-Jet-Ereignis.

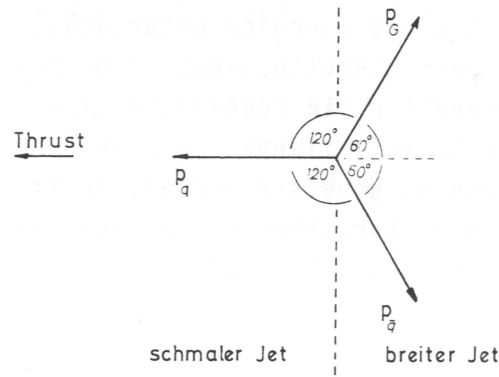


Abbildung 13: sternförmiges 3-Jet-Ereignis

Die Größe Thrust eignet sich um 3-Jet-Ereignisse zu erkennen, allerdings muß dabei die Entstehung eines neuen Quark-Flavours ausgeschlossen werden. Dabei sind folgende wichtige Unterschiede zu beachten:

- Bei Erzeugung eines neuen Quark-Flavours sollten beide Jets in etwa den gleichen Öffnungswinkel haben
- Bei harter Gluon-Bremsstrahlung ist nur ein Jet verbreitert

Deswegen definiert man nun die Größe Thrust für beide Hemisphären getrennt.

schmaler Jet

breiter Jet

$$F_{thrust_s} = \frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_1|}{E_{vis}}$$

$$F_{thrust_b} = \frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_1|}{E_{vis}}$$

Dabei berücksichtigt man bei beiden Definitionen nur die Energieflußvektoren der jeweiligen Hemisphäre.

Ein weiteres Merkmal der 3-Jet-Ereignisse ist die Planarität aufgrund der Impulserhaltung. Wie wir schon in Abschnitt 3.4 erwähnt wurde, müssen alle drei Jets in einer Ebene liegen. Aus diesem Grund definiert man nun noch drei weitere Größen.

Als erstes definiert man die Größe Major, dazu wählt man eine Achse senkrecht zur Thrustachse und maximiert wieder die Summe über die Projektionen des Energieflußvektors auf diese Achse.

$$F_{major} = \max \frac{\sum_i |\vec{E}_i \cdot \vec{e}_2|}{E_{vis}} \quad \text{mit } \vec{e}_1 \cdot \vec{e}_2 = 0 \quad (10)$$

Die Richtung des dritten Einheitsvektors senkrecht zu \vec{e}_1 und \vec{e}_2 ist damit festgelegt. Man findet das die Summe über die Projektionen des Energieflußvektors auf die Achse

\vec{e}_3 sehr nahe am Minimum der Summe über die Projektionen des Energieflußvektors auf eine willkürliche Achse ist. Es gilt:

$$F_{minor} \approx \min_i \frac{|\vec{E}_i \cdot \vec{e}_3|}{E_{vis}} \quad \text{mit } \vec{e}_1 \times \vec{e}_2 = \vec{e}_3 \quad (11)$$

Die Abbildung 14 zeigt eine Veranschaulichung der verschiedenen Achsen. Die Mino-

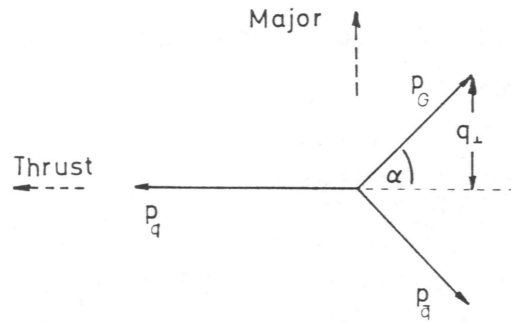


Abbildung 14: Bezeichnung der Größen

rachse ist in Abb. 14 nicht eingezeichnet, steht aber senkrecht auf den beiden anderen Achsen, in dieser Skizze ragt sie in die Papierebene hinein.

Nun definiert man noch eine weitere Größe, die sogenannte Oblateness O .

$$O = F_{major} - F_{minor} \quad (12)$$

Wichtige Unterschiede:

- Ein 2-Jet-Ereignis ist rotationssymmetrisch zur Thrustachse, d.h. Major und Minor haben in etwa die gleichen Werte. $\Rightarrow O \approx 0$
- Beim 3-Jet-Ereignis ist dagegen der Wert Major viel größer als der Wert Minor. $\Rightarrow O \approx F_{major} \approx \frac{2 \cdot q_T}{p_q + p_{\bar{q}} + p_g} \approx \frac{2 \cdot q_T}{\sqrt{s}}$ vgl. dazu Abb. 14

Ebenso wie die Größe Thrust, kann man auch die Größen Major und Minor für beide Hemisphären getrennt definieren.

$$O_{b,s} = F_{major_{b,s}} - F_{minor_{b,s}}$$

3-Jet-Ereignisse sollten folgende Merkmale enthalten:

- Oblateness des schmalen Jets sollte klein sein, wegen der Rotationssymmetrie zur Thrustachse
- Der breite Jet ist dagegen flach, da er von einem Quark und einem Gluon gebildet wird.

- Sie sollten einen geringen Thrust und große Oblateness haben
- Der schmale Jet sollte sich in Thrust und Oblateness nicht von einem 2-Jet-Ereignis unterscheiden
- Der breite Jet sollte deutlich niedrigeren Thrust und höhere Oblateness haben, als für ein 2-Jet-Ereignis zu erwarten ist

Die beiden nachfolgenden Abbildung 15 und 16 zeigen Beispiele für die Energieflußdiagramme von 2-Jet- bzw. 3-Jet-Ereignissen.

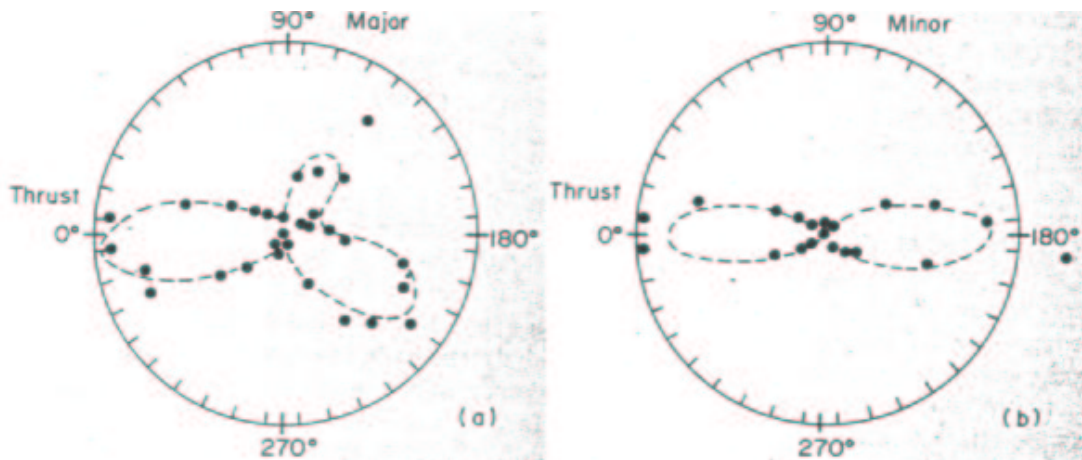


Abbildung 15: (a) 3-Jet Ereignis in der Thrust-Major-Ebene (b) 3-Jet-Ereignis in der Thrust-Minor-Ebene



Abbildung 16: (a) $F_{thrust} > 0.9$ (b) $0.8 \leq F_{thrust} \leq 0.9$ und $O_b > 0.1$ (c) $F_{thrust} < 0.8$ und $O_b > 0.1$

Das in Abb. 15 gezeigte Ereignis zeigt das in der Thrust-Major-Ebene ein dritter Jet zu sehen ist, während es sich in der Thrust-Minor-Ebene nicht von einem 2-Jet-Ereignis unterscheidet. Dies zeigt die Planarität der 3-Jet-Ereignisse. In Abb. 16 wird aus diesem Grund nur die Thrust-Major-Ebene betrachtet. Dabei zeigt Abb. 16(a) ein 2-Jet-Ereignis, charakteristisch ist der hohe Thrust-Wert und verschwindende Oblateness.

Der Thrust-Wert eines idealen 2-Jet-Ereignis liegt bei $F_{thrust} = 1$. In Abb. 16(b) ist ein erstes Anzeichen der Ausbreitung eines dritten Jets zu erkennen. In Abb. 16(c) sieht man deutlich die Ausbreitung eines dritten Jets. Auch hier stimmen die Wert für Thrust und Oblateness mit den genannten Kriterien zur Unterscheidung von 2- und 3-Jet-Ereignissen überein.

4.2 JADE

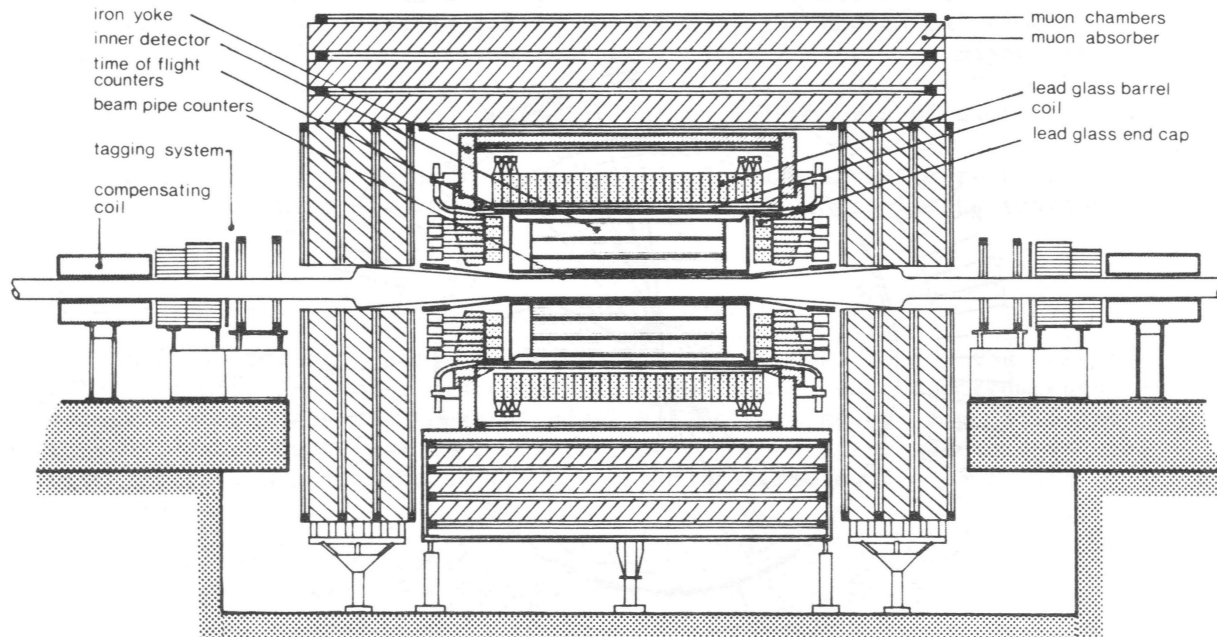


Abbildung 17: Seitenansicht des JADE-Detektors

Das Magnetfeld zur Ablenkung geladener Teilchen wird durch eine normalleitende Aluminiumspule von 7 cm Dicke und 2 m Radius erzeugt. Das erzeugte Solenoidfeld hat eine maximale Stärke von $0,5\text{ T}$ über eine Länge von $3,5\text{ m}$.

Im Inneren dieser Spule befindet sich ein Vertexdetektor (beam pipe counters), eine Driftkammer (inner detector) mit Argon-Methan-Isobutan Gasmischung, sowie ein Flugzeitzähler (time of flight counters). Umgeben wird die Spule von einem Blei-Glas-Kalorimeter (lead glass barrel). Im Anschluß daran befindet sich eine Stahljoch das für den Rückfluß des Magnetfeldes sorgt. Abgeschlossen wird der Detektor durch drei Lagen Myonkammern, sowie Myonabsorbern.

4.2.1 JADE-Algorithmus

Beim JADE-Algorithmus nimmt man an, daß es sich bei den entstehenden geladenen Teilchen um Pionen und bei den ungeladenen Teilchen um Photonen handelt. Man

berechnet nun die Quadrate der skalierten Paarmassen aller Paare von Teilchen k und l , in jedem Hadronischen Ereignis.

$$y_{kl} = \frac{M_{kl}^2}{E_{vis}^2} \quad (13)$$

Wobei E_{vis} wieder die im Detektor sichtbare Energie darstellt. Die Paarmassen werden, wegen der oben gemachten Annahme unter Vernachlässigung der Teilchenmassen berechnet. Es gilt:

$$M_{kl}^2 = 2E_k E_l (1 - \cos \Theta_{kl}) \quad (14)$$

Der Algorithmus läuft nun wie folgt ab. Man sucht das Paar mit der kleinsten invarianten Paarmasse y_{ij}^2 und fast die beiden Teilchen i und j zu einem Pseudoteilchen (Cluster) mit dem Viererimpuls $p_i + p_j$ zusammen, falls nicht die Abbruchbedingung $y_{kl} \leq y_{cut}$ erfüllt ist.

Dies wiederholt man so lange, bis schliesslich alle übriggebliebenen Paare die Abbruchbedingung erfüllen. Diese übriggebliebenen Cluster identifiziert man mit den Jets.

Die Abbildung 18 zeigt ein mit dem JADE-Detektor aufgenommenes 3-Jet-Ereignis.

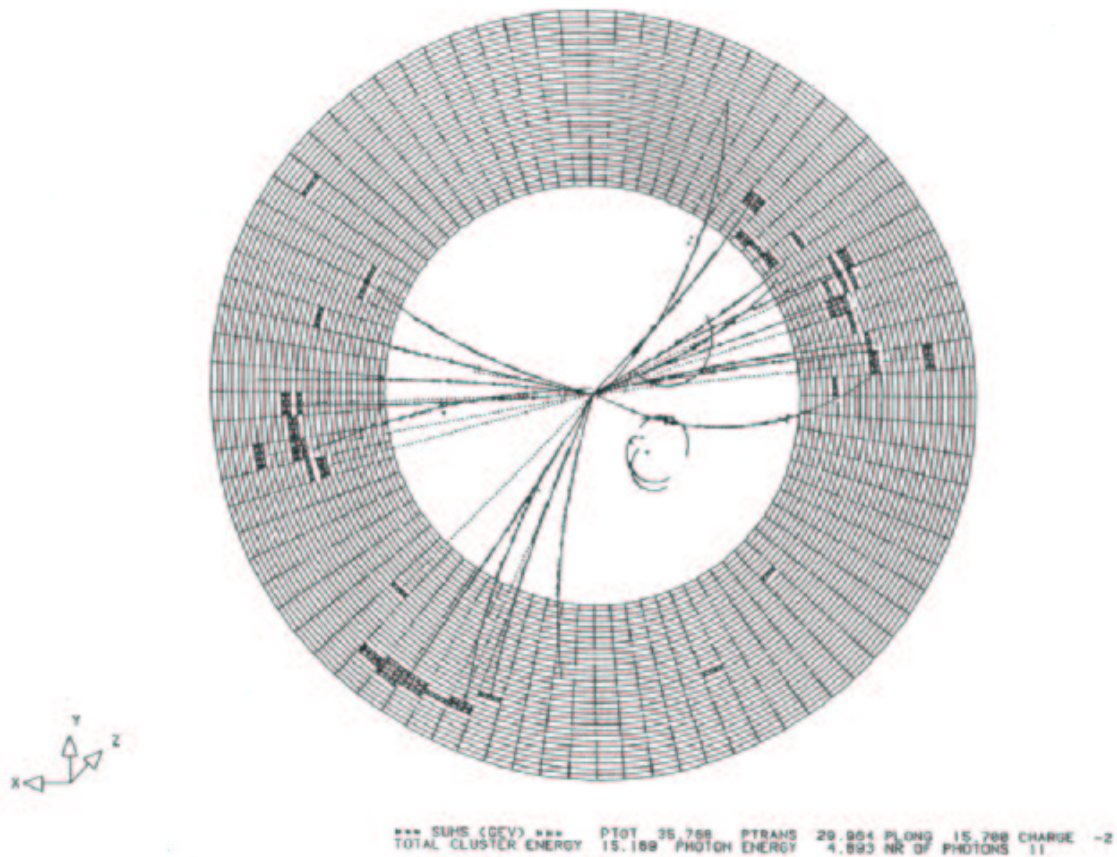


Abbildung 18: 3-Jet-Ereignis aufgenommen mit dem JADE-Detektor

5 Der Spin der Gluonen

In diesem Abschnitt geht es um die Nachprüfung einer der detaillierten Aussagen der QCD, um den Nachweis des Vektorteilchencharakters des Gluons.

5.1 Die Y -Resonanz

Bei der Y -Resonanz handelt es sich um einen gebundenen Zustand eines b -Quarks und eines \bar{b} -Quarks. Dieser gebundene Quark-Antiquark-Zustand (Quarkonium), heißt in diesem Fall Bottomium. Dieser Zustand zerfällt bevorzugt in drei Gluonen. Da das Bottomium, ähnlich wie das Orthopositronium Spin/Parität $J^P = 1^-$ hat, kann es nur in drei Vektorteilchen zerfallen. Trägt man nun bei diesem Zerfall den Winkel zwischen

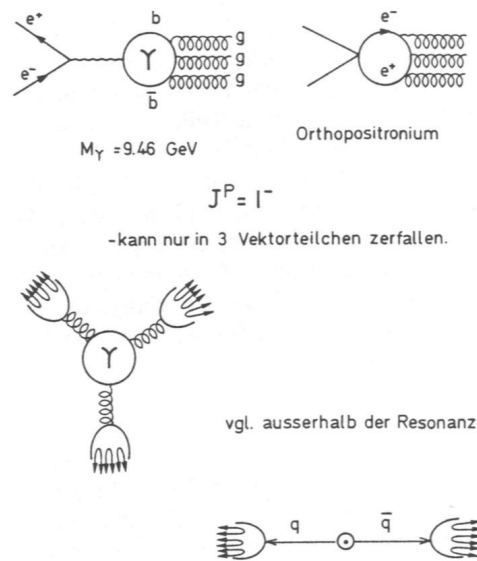


Abbildung 19: Mechanismus des Y -Zerfalls in drei Gluonen

e^+e^- -Strahlachse und der Richtung des energiereichsten der Jets auf, so erwartet man folgende Winkelverteilung:

Vektorteilchen (Spin 1):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N (1 + 0,39 \cdot \cos^2 \Theta) \quad (15)$$

skalares Teilchen (Spin 0):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = N' \cdot \sin^2 \Theta \quad (16)$$

Die Daten in Abbildung 20 stammen aus dem LENA-Experiment am DORIS e^+e^- -Speicherring am DESY und zeigen eine gute Übereinstimmung mit der QCD, die Spin 1 Gluonen fordert.

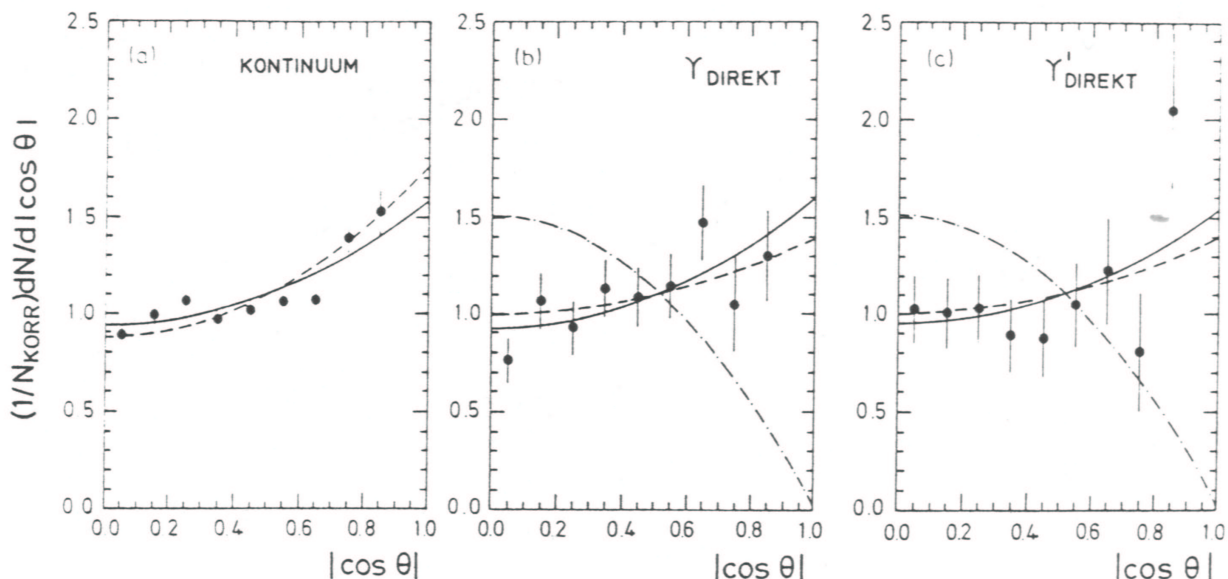


Abbildung 20: Winkelverteilung der Achse des energiereichsten Hadronschauers gegen die e^+e^- -Strahlachse **a)** außerhalb der Y -Resonanz, Annihilation in $q\bar{q}$, erwartete Verteilung $1 + \cos^2 \Theta$ **b)** auf der Y -Resonanz, Annihilation in drei Gluonen, erwartete Verteilung $1 + 0,39 \cos^2 \Theta$ für Spin 1 (gestrichelt), $\sin^2 \Theta$ für Spin 0 (strichpunktiert) **c)** dasselbe für den ersten angeregten Zustand Y'

5.2 Gluonbremsstrahlung

Eine weitere Möglichkeit den Spin des Gluons zu bestimmen, sind die Experimente zur Gluon-Bremsstrahlung an PETRA. Zur Erinnerung einen Feynman-Graphen zur Gluonbremsstrahlung zeigt die Abbildung 8.

Die Winkelverteilung innerhalb der 3-Jet-Ereignisse erlaubt eine direkte Bestimmung des Spins des Gluons. Dazu ordnet man erstmal die drei Jets nach ihrer Energie $E_1 > E_2 > E_3$, dann macht man eine Lorentztransformation in das Schwerpunktsystem der Jets 2 und 3. In diesem System betrachtet man nun den sogenannten Ellis-Karliner Winkel $\tilde{\Theta}$ zwischen dem Jet 1, dem Jet mit der höchsten Energie und der durch die anderen beiden Jets definierten Achse. Jet 3, derjenige mit der geringsten Energie, stammt mit großer Wahrscheinlichkeit aus dem Gluon, so daß die Verteilung von $\tilde{\Theta}$ sensitiv auf den Spin des Gluons ist.

Abbildung 21 zeigt die Winkelverteilung von $\tilde{\Theta}$, die Daten stammen vom TASSO-Detektor.

Vergleich Theorie-Experiment:

$$\begin{aligned} \langle \cos \tilde{\Theta} \rangle_{Exp} &= 0,3391 \pm 0,0079 \\ \langle \cos \tilde{\Theta} \rangle_{Exp} - \langle \cos \tilde{\Theta} \rangle_{QCD} &= 0,0019 \pm 0,0084 \\ \langle \cos \tilde{\Theta} \rangle_{Exp} - \langle \cos \tilde{\Theta} \rangle_{skalar} &= 0,0411 \pm 0,084 \end{aligned}$$

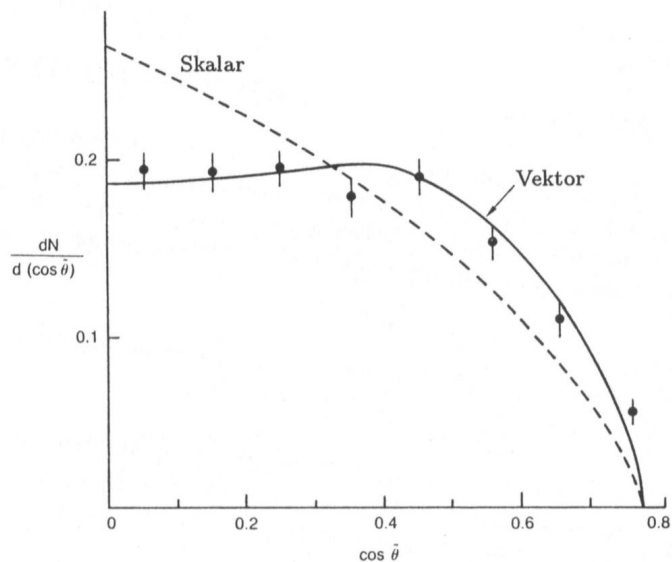


Abbildung 21: Die Verteilung des Ellis-Karliner Winkels $\tilde{\Theta}$ mit den Vorhersagen eines Vektorgluons bzw. eines Skalargluons

Auch die Daten der TASSO-Gruppe sprechen für die Richtigkeit des Vektorteilchencharakters des Gluons und damit für die QCD.

6 Die starke Kopplung

Für die Messung der starken Kopplungskonstanten gibt es zahlreiche Methoden:

- Abweichung vom Skalenverhalten tiefinelastischer Elektron-, Myon- und Neutrino-Nukleonstreuung
- Zerfallsbreite der Y -Resonanz in drei Gluonen
- Gluonbremsstrahlung (3-Jet-Ereignisse)
- ...

In diesem Skript möchte ich mich auf die Möglichkeit der Bestimmung von α_s aus der Y -Resonanz und aus der Gluonbremsstrahlung beschränken.

6.1 Zerfallsbreite von Y in drei Gluonen

Die Zerfallsbreite des Y in drei Gluonen läßt sich ganz analog zum Zerfall des Orthopositroniums in drei Photonen berechnen. Man erhält folgendes Ergebnis:

$$\Gamma(Y \rightarrow 3g) = \frac{40(\pi^2 - 9)}{81} \cdot \alpha_s^3 \cdot \frac{|\psi(0)|^2}{m_b^2} \quad (17)$$

Dabei bezeichnet $\psi(0)$ die Quarkwellenfunktion im Ursprung und m_b die b -Quark-Masse. Aus dem an DORIS gemessenen Wert für $\Gamma(Y \rightarrow 3g)$ kann man nun α_s bestimmen.

6.2 Gluonbremsstrahlung

Bei der Gluonbremsstrahlung ist die Zahl der Ereignisse mit einem erkennbaren Gluon-Jet (3-Jet-Ereignisse) direkt mit der Größe von α_s verknüpft.

Die theoretische Vorhersage der relativen Rate von 3-Jet-Ereignissen lautet:

$$R_3(y_c, Q) = A(y_c) \frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} + B(y_c) \left(\frac{\alpha_s(Q)}{2\pi} \right)^2 \quad (18)$$

Die Koeffizienten $A(y_c)$ und $B(y_c)$ lassen sich in 2. Ordnung Störungstheorie berechnen. D.h. aus der relativen Rate von 3-Jet-Ereignissen aus dem Experiment und den theoretisch berechneten Koeffizienten $A(y_c)$ und $B(y_c)$ läßt dich nun α_s bestimmen.

Eine Analyse der Ergebnisse für einen festen Wert von $y_c = 0,08$, den cut-off Parameter im JADE-Algorithmus, zeigt die folgende Abbildung 22. Die Wahl für $y_c = 0,08$ hat kei-

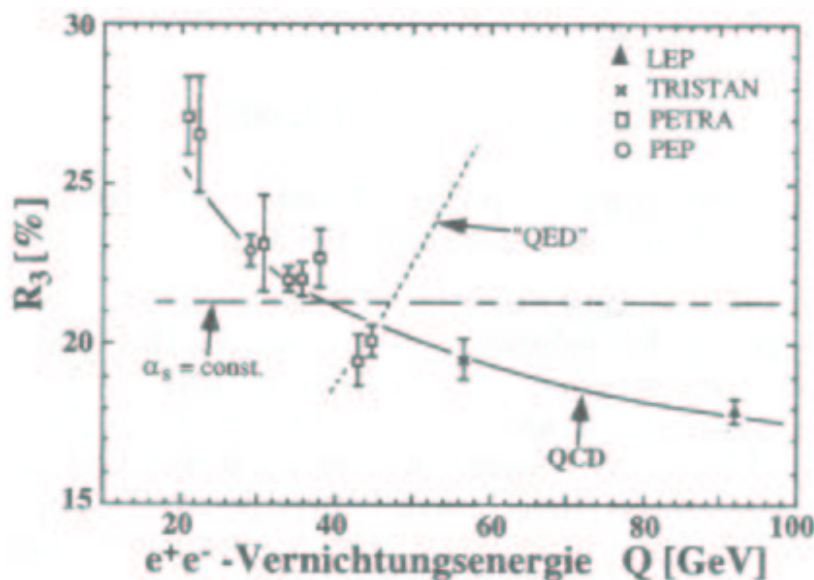


Abbildung 22: Relative Produktionsrate von 3-Jet-Ereignissen, R_3 , als Funktion der e^+e^- Vernichtungsenergie. Die Daten von LEP sowie anderer Experimente werden verglichen mit den Vorhersagen der QCD, mit einem „QED“-ähnlichen Modell, in dem die Gluonen keine Ladungen tragen (keine Gluon-Selbstkopplung), sowie der Hypothese $\alpha_s = const.$

ne tiefere Bedeutung, außer der Tatsache, daß unerwünschte Einflüsse der Hadronisation auf die Jetraten für diesen und höhere Werte klein sind. Die Resultate für höhere Werte sehen ähnlich aus.

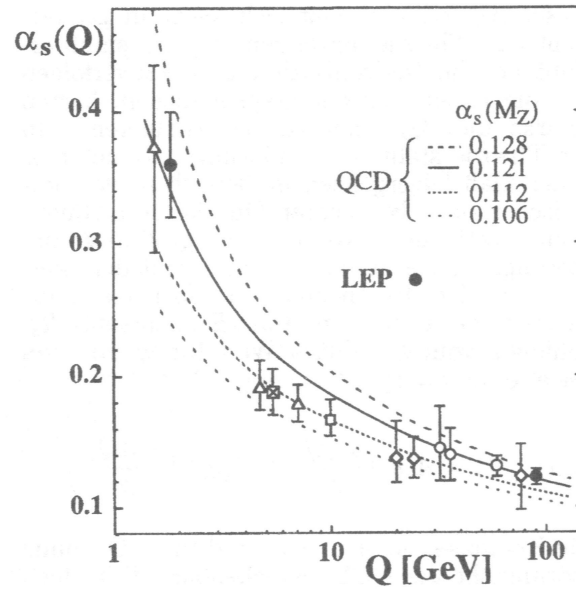


Abbildung 23: Zusammenstellung aller Messungen von α_s , durchgeführt in verschiedenen hochenergetischen Prozessen und bei verschiedenen Energien, verglichen mit der von der QCD vorhergesagten Energieabhängigkeit.

Die LEP-Werte sind:

$$\alpha_s(M_{Z^0}) = 0,123 \pm 0,006 \quad \alpha_s(M_\tau) = 0,36 \pm 0,04$$

In Abbildung 23 ist das, durch die Gluon-Selbstkopplung bedingte, Laufen der Kopplungskonstanten α_s zu sehen. „Laufen“ bedeutet hier die Q -Anhängigkeit von α_s .

Literatur

- [1] **Perkins** *Introduction to High Energy Physics*
- [2] **P.N. Burrows** *Precise tests of QCD in e^+e^- annihilation*
(Laboratory for Nuclear Science MIT)
- [3] **D. Griffiths** *Einführung in die Elementarteilchenphysik*
Akademie Verlag
- [4] **W. Greiner / A.Schäfer** *Quantenchromodynamik*
Verlag Harri Deutsch 1989
- [5] **S. Bethke** *Quarks und Gluonen: „farbige“ Bausteine des Universums*
PITHA 96/01 Februar 1996
- [6] **G. Wolf** *Selected topics on $e^+ - e^-$ physics*
Desy 80/13 February 1980
- [7] **S. Bethke et al.** *Experimental investigation of energy dependence of the strong coupling strenght*
Physics Letters 213 B 235 (1985)
- [8] **Barber et al.** *Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA*
Physical Review Letters 43 830 (1979)
- [9] **E. Lohrmann** *Die starke Wechselwirkung im Licht neuer Ergebnisse der Elementarteilchenphysik*
Phys. Bl. 37 (1981) Nr. 7 S. 191
- [10] **W. Braunschweig** *Recent results from PETRA on jet formation*
Proceedings of the 1981 International Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies (p. 68)
- [11] **Barber et al.** *Tests of Quantum Chromodynamics and a direct measurement of the strong coupling constant α_s at $\sqrt{s} = 30 \text{ GeV}$*
Physics Letters 89 B 139 (1979)
- [12] **P. Söding** *Evidence for the Gluon*
DESY 81-270 (October 1981)
- [13] **R. Brandelik et al.** *Evidence for planar events in $e^+ - e^-$ annihilation at high energies*
Physics Letters 86 B 243 (1979)
- [14] **Ch. Berger** *Evidence for Gluon Bremsstrahlung in $e^+ - e^-$ annihilation at high energies*
Physics Letters 86 B 418 (1979)

- [15] **N.N.** *Evidence from PETRA adds support for QCD and gluons*
Physics Today (February 1980) p. 17 ff.
- [16] **G.Herten** *Nachweis harter Gluonbremsstrahlung mit dem Mark-J Detektor bei PETRA*
Diplomarbeit RWTH-Aachen (September 1980)
- [17] **E. Deffur** *Messung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ mit MARK-J bei PETRA*
Dissertation RWTH-Aachen
- [18] **M. Hütte** *Messung der Protonstrukturfunktion $F_2(x, Q^2)$ in radiativer ep-Streuung mit dem H1 Detektor bei HERA*
Dissertation Universität Dortmund (Dezember 1996)
- [19] **S. Eisenhardt** *Measurement of the Strong Coupling Constant from Jet Rates using the K_\perp Algorithm at ZEUS*
Inauguraldissertation Albert-Ludwigs Universität Freiburg i. Br.
- [20] **C. Amelung** *Phasenraum-isolierte Teilchen im Endzustand tief-inelastischer ep-Reaktionen bei ZEUS*
Diplomarbeit Universität Bonn
- [21] **Yvo Gärber** *Messung der Proton-Spinstrukturfunktion g_1 bis zu kleinstmögliche Bjorken-x mit dem HERMES Experiment*
Dissertation Humboldt Universität Berlin
- [22] Homepage des DESY <http://www.desy.de>
- [23] Homepage des CERN <http://www.cern.ch>