

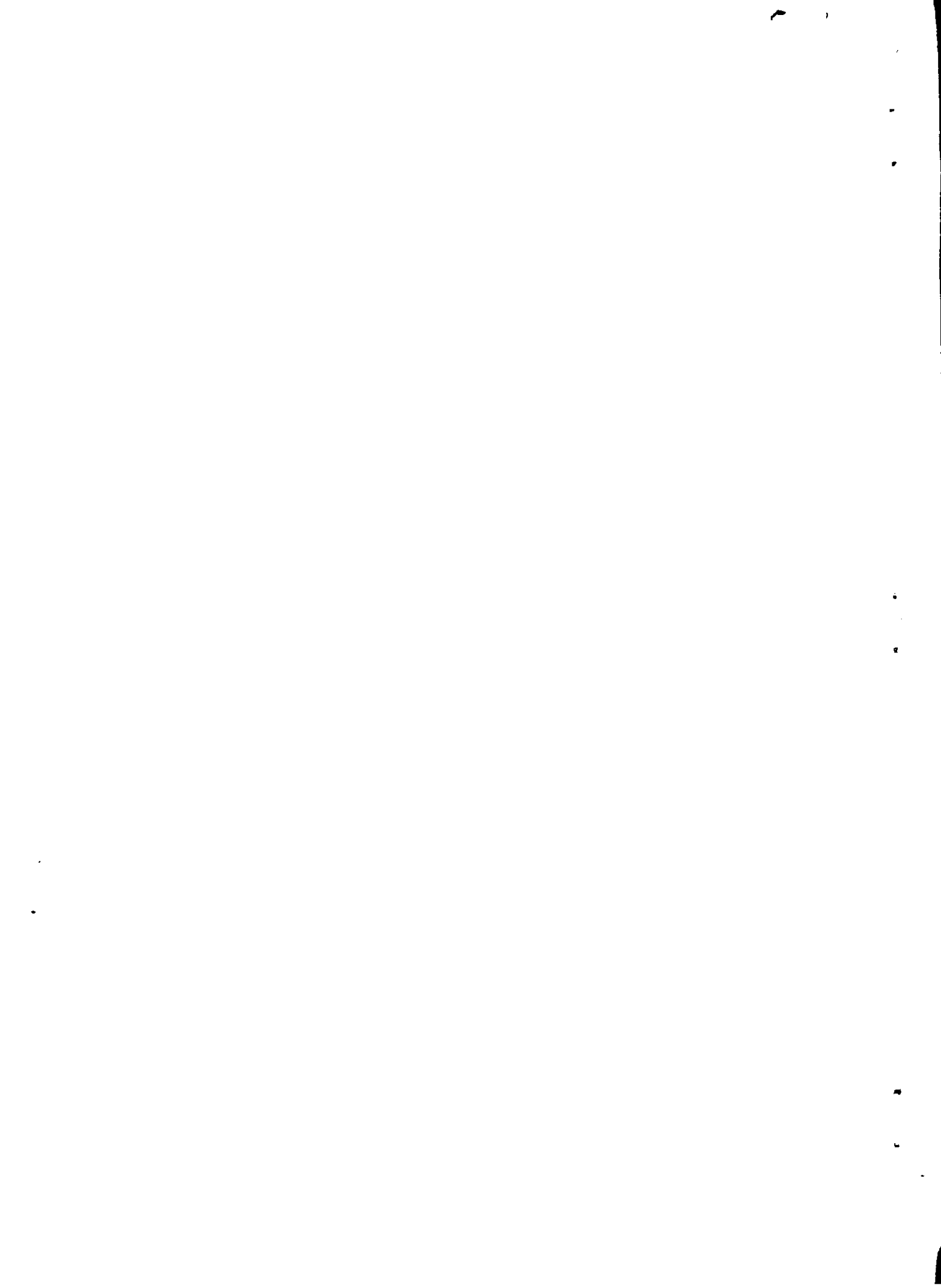
Interner Bericht
DESY F1-78/01
August 1978

DESY-Bibliothek
3. OKT. 1978

MESSUNG INKLUSIVER HADRON-ERZEUGUNG DURCH e^+e^- VERNICHTUNG
ZWISCHEN 3.6 UND 5.2 GEV MIT DEM DOPPELARMSPEKTROMETER "DASP"

von

Rene Fries



Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. P.Süding

Prof. Dr. P.Schmüser

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. W.Jentschke

Prof. Dr. H.Spitzer

Datum der Disputation:

11. August 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereichs Physik:

Prof. Dr. H.G.Danielmeyer

MESSUNG

INKLUSIVER HADRON-ERZEUGUNG

DURCH $E^+ E^-$ VERNICHTUNG

ZWISCHEN 3.6 UND 5.2 GEV

MIT DEM

DOPPELARMSPEKTROMETER

DASP

DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DES DOKTORGRADES

DES FACHBEREICHS PHYSIK

DER UNIVERSITÄT HAMBURG

VORGELEGT VON

RENE' FRIES

AUS SCHROZBERG

HAMBURG 1978

FÜR

ERNEST

EVA

OLGA

INHALTSÜBERSICHT

0.	Danksagung	7	4.3.5.	Korrekturen auf Verluste durch Antireichweitebedingung	80
1.	Einleitung	8	4.3.6.	Korrekturen auf Verluste durch Ansprechen des Čerenkovzählers	82
2.	Das Experiment	12	4.3.7.	Korrekturen auf Spurverluste	83
2.1.	Speicherring DORIS	12	4.3.8.	Korrektur auf Verluste durch Massenschnitte	84
2.2.	DASP-Detektor	15	5.	Die Resultate	87
2.2.1.	Luminositätsmonitor und Strahlrohr	18	5.1.	Formalismus	88
2.2.2.	DASP-Magnet	20	5.2.	Winkelverteilung	93
2.2.3.	Innendetektor	22	5.3.	Fehlerabschätzung	95
2.2.4.	Aussendetektor	25	5.4.	Auswertemethode	96
2.2.5.	Experimentetrigger und Dateneinlese	28	5.5.	Daten der inklusiven Hadronerzeugung zwischen 4 und 5.2 GeV	
3.	Die Messung	33		Schwerpunktenergie	98
3.1.	Datennahme	33	5.6.	Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp$	104
3.2.	Datenreduktion	38	5.7.	Lorentz-invarianter Wirkungsquerschnitt $E/4p^2 d\sigma/dp$	106
3.3.	Spurrekonstruktion	39	5.8.	Prüfung auf Skaleninvarianz	110
3.4.	Impulsbestimmung	41	5.9.	Vergleich mit anderen Experimenten	120
3.5.	Massenbestimmung	44	5.10.	Pion-Erzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie	127
4.	Die Analyse	47	5.11.	Kaon-Erzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktenergie	130
4.1.	Abtrennung unerwünschter Ereignisse	47	5.12.	Vergleich mit den Hadronenspektren aus dem Zerfall der J/ψ-Resonanz	134
4.1.1.	Abtrennung von Elektronen und Myonen	47	5.13.	Vergleich von e+e- Vernichtung und inelastischer ep Streuung	136
4.1.2.	Abtrennung kosmischer Ereignisse	60	5.14.	Tabellen der Wirkungsquerschnitte	138
4.1.3.	Abtrennung von Strahl-Gas-Ereignissen	62	6.	Zusammenfassung	174
4.2.	Unterscheidung der Hadronen	67		Literaturverzeichnis	176
4.3.	Korrekturen	74			
4.3.1.	Strahlungskorrekturen	74			
4.3.2.	Korrekturen auf zerfallende Teilchen	76			
4.3.3.	Korrekturen auf Absorption und Energieverlust im Detektor	79			
4.3.4.	Korrekturen auf Verluste durch Zählerausfall	80			

D. Danksagung

Diese Arbeit berichtet über die Auswertung von Daten, die zwischen dem Sommer 1975 und dem Herbst 1977 mit dem Detektor DASP gemessen wurden.

Aufbau und Betrieb dieses Experiments wären ohne die Unterstützung der Mitarbeiter der Institute, die sich zur DASP - Kollaboration zusammengefunden hatten, ohne die Techniker von Synchrotron und Speicherring, und ohne die Operateure des DESY - Rechenzentrums nicht möglich gewesen.

Allen Mitarbeitern der Kollaboration und der DESY - Gruppe F 1, der ich angehörte, möchte ich für die angenehme Zusammenarbeit in diesen vergangenen zwei Jahren danken.

Dieser Dank gilt besonders Herrn Dr. Wolf, der diese Arbeit betreute, und der nie müde und ungeduldig wurde, nachzudenken über die Schwierigkeiten, die im Verlauf dieser Arbeit auftraten.

Herrn Professor Dr. Schopper und Herrn Professor Dr. Weber danke ich dafür, dass sie meine Mitarbeit an diesem Experiment ermöglicht haben.

Mein Dank geht schliesslich an alle, deren Freundlichkeit und moralische Unterstützung mir in diesen Jahren notwendig und wichtig war.

1. Einleitung

In den letzten Jahren haben Experimente an Elektron-Positron-Speicherringen zu einer Reihe überraschender Resultate geführt (AUB 74, AUG 74, BEC 76).

Besonderes Interesse fand dabei die Erforschung der Hadronerzeugung durch e^+e^- Vernichtung. Diese Reaktion geht vor allem über den Austausch eines einzelnen, zeitartigen Photons zwischen dem Lepton- und Hadron-System vor sich; Beiträge höherer Ordnung können im allgemeinen vernachlässigt werden. Die Quantenzahlen des erzeugten hadronischen Systems sind eindeutig festgelegt, sie sind mit denen des Photons identisch.

Die Untersuchung der e^+e^- Vernichtung sollte daher zur Erforschung von Photon-Hadron Wechselwirkungen besonders geeignet sein.

In Messungen der SLAC-LBL Gruppe am Speicherring SPEAR (HAN 76) war beobachtet worden, dass die bei der e^+e^- Vernichtung erzeugten Hadronen bei hohen Schwerpunktsenergien bevorzugt in zwei engen, entgegengesetzt gerichteten Kegeln ausgesandt werden.

Die Verteilung der Achse dieser 'Jets' zur Strahlachse ist dabei von der Form

$$d\sigma / d\Omega \sim 1 + \cos^2 \theta$$

Dies ist eine Winkelverteilung, wie man sie etwa von paarweise erzeugten Dirac - Teilchen mit dem Spin 1/2 erwartet.

Neben diesem Befund liefert auch die Messung des Gesamtwirkungsquerschnitts σ_{tot} für Hadronerzeugung starke Hinweise dafür, dass bei $e^+ e^-$ Vernichtung zunächst ein Paar elementarer Konstituenten, 'Quarks' q , erzeugt wird.

Haben diese Quarks den Spin $1/2$, so ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung eines Quark-Antiquark Paares $q_i \bar{q}_i$, abgesehen von der unterschiedlichen elektrischen Ladung Q_i , der gleiche wie für die Erzeugung eines Myon-Paares:

$$\sigma (e^+ e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i) = Q_i^2 \cdot \sigma_{\mu^+\mu^-}$$

Wenn man nun annimmt, dass alle $q_i \bar{q}_i$ - Paare in Hadronen fragmentieren, so ist der hadronische Wirkungsquerschnitt durch die Summe der einzelnen Quark-Antiquark-Paar Wirkungsquerschnitte gegeben:

$$\sigma_{\text{tot}} = \sigma_{\mu^+\mu^-} \sum_i Q_i^2$$

Die Art, Anzahl und das Spektrum der erzeugten Hadronen wird durch Quarkfragmentationsfunktionen beschrieben.

Der gemessene totale hadronische Wirkungsquerschnitt (HAN 76, DAS 78) ist in der Tat dem Myon-Paarquerschnitt näherungsweise proportional, bei wachsender Schwerpunktsenergie wird die Schwelle zur Erzeugung von Quarks höherer Massen überschritten. Der bei 4 GeV Schwerpunktsenergie beobachtete Anstieg von σ_{tot} lässt sich dann identifizieren mit der hier einsetzenden Erzeugung von Quarkpaaren mit der Eigenschaft 'Charm' (MOR 76).

Die Hypothese, die Hadronen bestünden aus elementaren Konstituenten, die Wechselwirkung zwischen Photon und Hadron sei im Grunde eine Wechselwirkung zwischen dem Photon und diesen Konstituenten, war entwickelt worden (FEY 72), um die experimentellen Resultate der tiefinelastischen Elektron-Nukleon Streuung (BLO 69) erklären zu können.

Das dort beobachtete Phänomen der 'Skaleninvarianz' (BJO 69, BJO 73) sollte dann auch in der $e^+ e^-$ Vernichtung auftreten.

Wenn der inklusive Wirkungsquerschnitt, der die Erzeugung eines bestimmten Hadrons h beschreibt,

$$e^+ e^- \rightarrow h X$$

skaleninvariant ist, bedeutet das, die Grösse

$$s \frac{d\sigma}{dx} \quad \text{mit} \quad x = \frac{2 E_h}{\sqrt{s}}$$

hängt nur mehr vom Verhältnis E_h/\sqrt{s} zwischen Teilchenenergie E_h und Schwerpunktsenergie \sqrt{s} ab.

Es wird also

$$s \frac{d\sigma}{dx} = F(x) \quad \text{für} \quad \frac{m_h}{E_h} \ll 1$$

In dem hier beschriebenen Experiment wurde die inklusive Erzeugung geladener Pionen, Kaonen und Nukleonen im Bereich von Schwerpunktsenergien zwischen 3.6 und 5.2 GeV untersucht.

In diesem Bereich liegt auch die Schwelle für Charm-Erzeugung, daher war neben der Frage der Skaleninvarianz auch die Untersuchung der Charmbeiträge zur Hadronerzeugung von Interesse.

Mit der inelastischen Elektron-Strahlung ist die
Massenabgleichung $m_1 \neq m_2$ vernachlässigt
berücksichtigt.

Es besteht etwa zwischen der Antiprotonenerzeugung

$$K^+ + \bar{p} \rightarrow \bar{p} + X$$

und der inelastischen Elektron-Proton-Streuung

$$e + p \rightarrow e' + X$$

eingetragene "Korrelations"-Beziehungen, die es unter
gewissen Voraussetzungen gestattet, den Wirkungs-
querschnitt der einen Reaktion aus den Messungen
der anderen Reaktion zu berechnen. (GR. 7/1).

Im Gegensatz zu der oben beschriebenen Hadroner-
zeugung über $p + \bar{p}$ -Paare laufen nach den Vor-
stellungen der Quantenchromodynamik die direkten
Kanalreife der J/ψ -Resonanz über Zwischenzustände
aus drei Gluonen ab. (SCHO 7/1).

Aus diesem Grund wird unterschiedliches Verhalten
der Spektren im nichtresonanten Bereich und beim
 J/ψ -Kernfall erwartet.

Diese Vorstellung könnte mit diesem Experiment
überprüft werden, da hier, neben der Messung
im nichtresonanten Bereich, auch Daten der
 J/ψ -Resonanz vorliegen.

2. Das Experiment

In diesem Kapitel sollen zunächst die Beschleuniger
und die Speicherringe, in denen die Teilchenstrahlen
umlaufen, kurz beschrieben werden (2.1.1).
Der Detektor, mit dem die Vernichtung von J/ψ -
und Position beobachtet wird, ist in Abschnitt 2.1.2
dargestellt.

2.1.1. Der Speicherring DORIS

In Abbildung 1 ist das System der Teilchenbeschleu-
niger von DESY dargestellt.

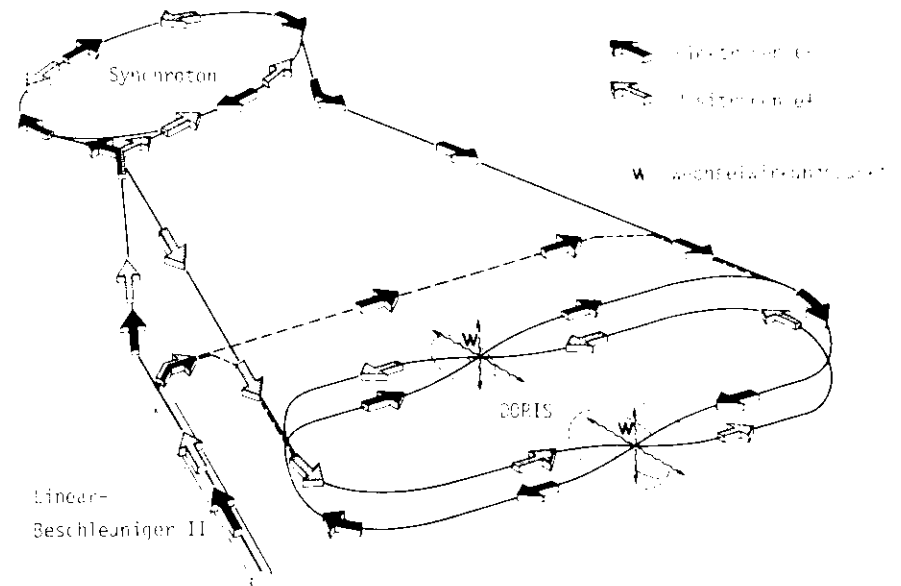


ABB. 1 DESY - BESCHLEUNIGERSYSTEM

Elektronen und Positronen werden nacheinander in einem Linearbeschleuniger vorbeschleunigt, in das Synchrotron injiziert und dort auf eine geeignete Energie für den Einschluss in den Speicherring gebracht.

Durch ein Strahlführungssystem werden die Teilchen zum Speicherring DORIS transferiert und dort während vieler Beschleunigungszyklen akkumuliert.

DORIS besteht aus zwei übereinanderliegenden, ovalen Speicherringen für Elektronen und Positronen.

In jeder Ring können Teilchen bis zu einer Maximalenergie von 5 GeV je Strahl gespeichert werden.

Der gespeicherte Strom je Ring betrug in diesem Experiment typischerweise 100 bis 300 mA.

Die umlaufenden Teilchen sind zu Teilchenpaketen zusammengefasst. Deren Länge beträgt etwa 3 cm, ihre maximale Anzahl 480.

Nach einer Füllzeit von etwa 5 bis 30 Minuten nimmt der gespeicherte Strom mit einer Lebensdauer von vier bis sechs Stunden - abhängig von dem Restgasdruck in der Vakuumkammer - ab.

Der Speicherring hat einen Umfang von 288 Metern.

In den Mitten der geraden Stücke von je 55 Metern Länge kreuzen sich die beiden Strahlen an zwei Wechselwirkungspunkten - im folgenden WWP genannt - unter einem Winkel von 24 mrad. Sie verlaufen über eine Strecke von etwa fünf Metern im gleichen Strahlrohr. Zwei stark fokussierende Quadrupolmagnete, die im Abstand von fünf Metern die Strahlrohre umschliessen, halten die Strahlquerschnitte am WWP klein.

Die wichtigsten Parameter des Speicherrings (DES 67) sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Tabelle 1

Parameter des Speicherrings DORIS

Umfang	288 m
Durchmesser der Halbkreise	27 m
Länge der geraden Strecken	55 m
Krümmungsradius R der Ablenkmagnete	12.2 m
Für den Detektor nutzbare Länge der WW - Zone	5 m
Kreuzungswinkel der Strahlen	24 mrad
WWP - Ausdehnung	$\sigma_x, \sigma_y \approx 0.6 \text{ mm}$ $\sigma_z \approx 3 \text{ cm}$
Bunchlänge	ca. 3 cm
Anzahl der Bunches	ca. 480, reist nur 120
Strahlstrom	100 - 300 nA je Ring
max. Strahlenergie E	5 GeV
Energieverlust je Teilchen und Umlauf durch Synchrotronstrahlung	$\Delta E \text{ (keV)} = 88 \frac{E^4}{R}$ $= 7.2 \cdot 10^4 \text{ (keV)}$
Strahlenergiebreite	$\sigma_E \text{ (MeV)} = 0.24 E^2$
max. Lumineszenz für E = 2.5 GeV	ca. $3 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Vakuum	ca. $2 \cdot 10^{-9} \text{ Torr}$
Lebensdauer der Strahlen	ca. 5 h

3.2. Das Doppelarmspektrometer DASP

Während der Messungen war das Doppelarmspektrometer DASP an der nSrllichen Wechselwirkungszone aufgebaut.

DASP (siehe Abbildung 2) besteht aus einem nichtmagnetischen Innendetektor mit grosser Raumwinkelakzeptanz von 10 sr , und zwei symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordneten Magnetspektrometern, die in einem kleinen Raumwinkelbereich - von 0.3 bis 0.9 sr , je nach Teilchenimpuls - eine hohe Impulsauflösung bei guter Teilchentrennung ermöglichen (DES 67).

Der Innendetektor befindet sich im feldfreien Raum zwischen den beiden Hälften des Magneten /M/.

Er besteht aus Szintillationszählern sowie Proportional- und Rohrkammern. Mit ihm können die Energien von Elektronen und Photonen bestimmt werden. Alle anderen Teilchen können davon unterschieden werden, da sie nicht aufschauern. Ausserdem können die Flugrichtungen geladener Teilchen und aufgeschauerter Photonen bestimmt werden.

Im Aussendetektor durchlaufen die Teilchen horizontal ablenkende Dipolmagnete. Zwei Vieldrahtproportionalkammern und eine Drahtfunkenkammer /DK/ messen die Koordinaten der Spur vor der Magnetöffnung. Fünf weitere Drahtfunkenkammern sind hinter dem Magneten aufgebaut und erlauben die Bestimmung von Ladung und Impuls. Zwei Schwellen-Cherenkovzähler, die zwischen Innendetektor und Magnetöffnung eingebaut sind, dienen zum Nachweis von Elektronen. Die Messung der Flugzeit in den Flugzeitzählern /F/, die Bestimmung der im Schauerzähler /S/ deponierten Energie sowie der Reichweite der Teilchen im Reichweitedetektor /R/ aus Eisenplatten /Fe/ und Szintillationszählern ermöglicht es, zwischen Elektronen, Myonen sowie den Hadronen zu unterscheiden.

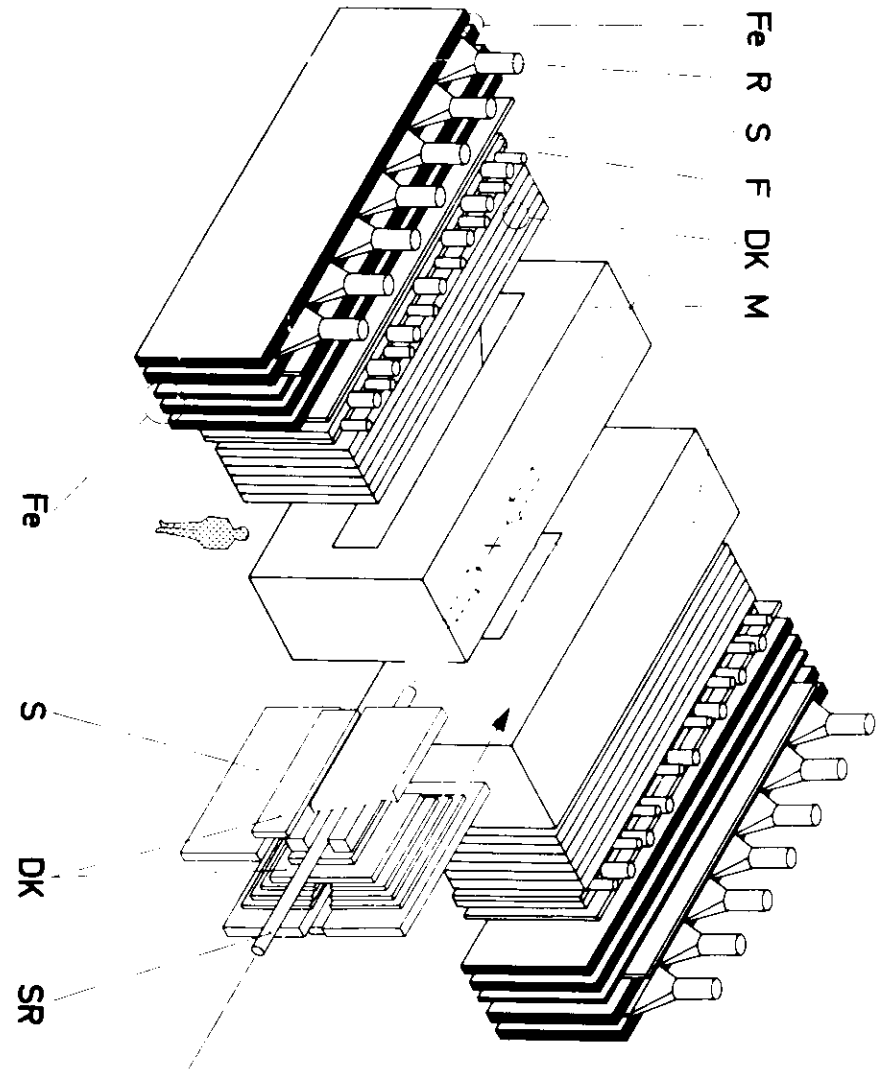


ABB. 2 DASP - DETEKTOR

In den nächsten Abschnitten folgt eine genauere Beschreibung der einzelnen Komponenten.

Für die weitere Diskussion wird das in Abb. 3 dargestellte Koordinatensystem verwendet.

Die positive z -Achse weist in Richtung der umlaufenden Strahlung, die Arme des Aussendetektors sind entlang der positiven und negativen x -Achse (in Abb. 3 sind sie mit "Halle" - bzw. "Tor" - Arm bezeichnet).

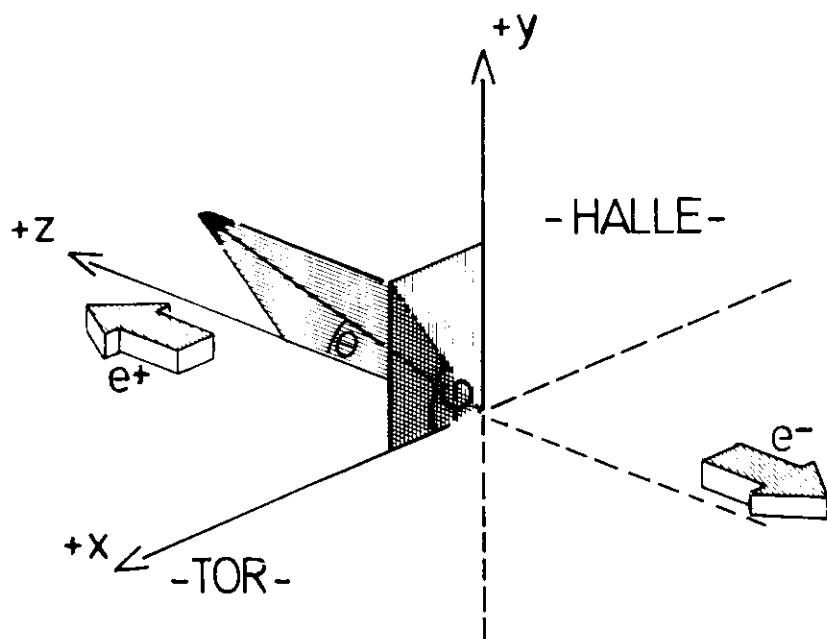


Abb. 3 DASP - KOORDINATENSYSTEM

2.2.1. Der Luminositätsmonitor und das Strahlrohr

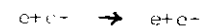
Die Luminosität L gibt die FC. eine Reaktion mit dem Wirkungsquerschnitt σ die zu erwartende Zählrate N an:

$$N = L \cdot \sigma$$

Eine Bestimmung der Luminosität aus den Strahlparametern Strom und Querschnittsfläche ist nicht mit der erstrahnten Genauigkeit möglich.

Sie wird daher aus der Rate N der Wechselwirkungen für eine Reaktion mit bekannter Wirkungsquerschnitt nach obiger Beziehung berechnet.

Bei DASP wird als Eichreaktion die Bhabha - Streuung



unter einem Winkel θ von 8° benutzt.

Vom differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[\frac{q^4 + s^2}{q^4} + \frac{2q^4}{q^2 s} + \frac{q^4 + q^4}{s^2} \right]$$

mit $q^2 = -s \cos^2 \theta/2$

und $q'^2 = -s \sin^2 \theta/2$

trägt für kleine Streuwinkel θ fast nur der erste Term, die räumliche Amplitude, bei.

Resonanzen im zeitartigen Bereich - wie etwa die J/ψ - haben daher keinen Einfluss auf die Messung. Der Wirkungsquerschnitt der Bhabha - Streuung ist für diese Winkel gross, der Viererimpulsübertrag q^2 klein. Die Gültigkeit der Quantenelektrodynamik für kleine q^2 - Werte gilt als gesichert (BER 77).

In Abbildung 4 sind Strahlrohr und Luminositätsmonitor in einer horizontalen Schnittzeichnung dargestellt. Das Strahlrohr besteht aus einem Aluminiumrohr von 1.5 mm Dicke - entsprechend 0.017 Strahlungslängen - und 20.6 cm Durchmesser. Es erweitert sich in $+z$ - und $-z$ - Richtung kegelförmig, um Raum für die Austrittsfenster des Luminositätsmonitors zu lassen.

Der Monitor besteht aus vier identischen Zählerteleskopen, die punktsymmetrisch zum Wechselwirkungspunkt angeordnet sind.

Ein Bhabha - Ereignis wird durch das gleichzeitige Ansprechen zweier kollinear angeordneter Arme erkannt.

Die Vorzähler /V/ und die Schauenzähler /S/ dienen zur Abtrennung des niederenergetischen Untergrundes. Durch die Forderung, dass zugleich der kleine Zähler /K/ und der gegenüberliegende grosse Zähler /G/ ansprechen müssen, ist sichergestellt, dass die Zählrate trotz der starken Abhängigkeit vom Streuwinkel θ in erster Näherung unabhängig bleibt von Verschiebungen des WWP (SAU 74).

Die Genauigkeit dieser Messung beträgt nach Anwendung von Strahlungskorrekturen etwa 5 % (GAD 74).

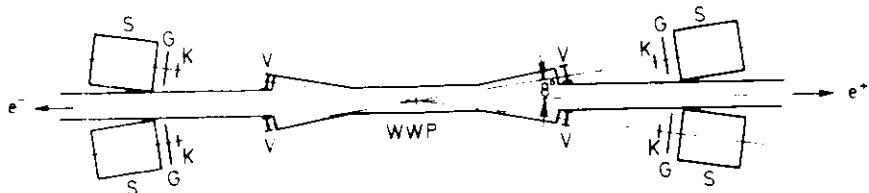


Abb. 4 STRAHLROHR UND LUMINOSITÄTSMONITOR

2.2.2. Der DASP - Magnet

Der DASP - Magnet besteht aus zwei identischen H - Magneten. Seine beiden Teile stehen im rechten Winkel zum Strahlrohr einander gegenüber.

Sie sind oben und unten durch Flussbrücken miteinander verbunden. Spiegelplatten am Ein- und Austritt bewirken, dass das Magnetfeld am Rand schnell abfällt. Da die beiden Magnete entgegengesetzt gepolt sind, verschwindet das Feld entlang der Strahlachse, die umlaufenden Teilchenstrahlen werden somit nicht gestört.

Bei maximaler Magneterregung (1480 A und 2.5 MW) beträgt die integrierte magnetische Länge 16 kGm. Das Feld wurde an etwa 60 000 Raumpunkten mit einer dreikomponentigen Hallsonde ausgemessen.

Die Punkte des räumlichen Gitters hatten im Magnetbereich einen Abstand von 5 cm, der im Bereich des Aussendetektors bis auf 20 cm anwächst.

Die Magnetfeldwerte sind in einer Feldmatrix abgespeichert und werden für die Berechnung des Teilchenimpulses verwendet.

Der Verlauf des Magnetfeldes ist in Abbildung 5 für mehrere Schnitte gezeigt.

Um die Verschlechterung der Impulsauflösung durch Vielfachstreuung in Luft klein zu halten, sind die Magnetspalte mit Heliumgas gefüllt.

Die Unsicherheit $\Delta \theta_{str}$ in der Bestimmung des Ablenkwinkels sinkt daher auf den Bruchteil

$$\sqrt{X_0(\text{He}) / X_0(\text{Luft})} \approx 0.2$$

des ursprünglichen Wertes.

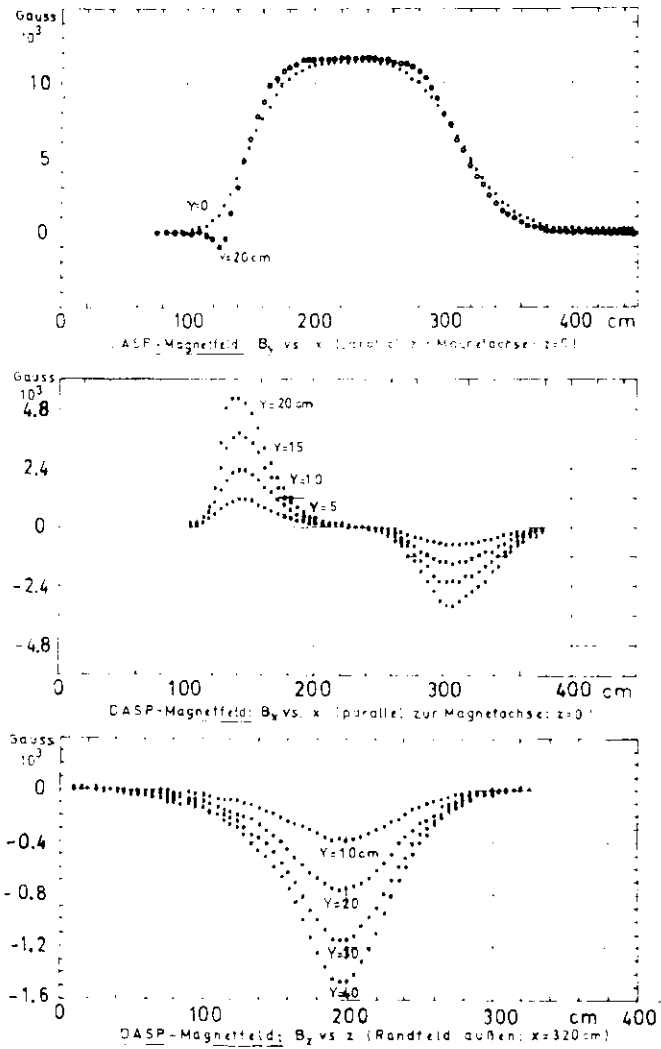


ABB. 5 MAGNETFELDVERLAUF

2.2.3. Der Innendetektor

Im freien Raum zwischen den Magneten, den Flussbrücken und den Strahlführungsquadrupolen ist der Innendetektor (LUD 77) aufgebaut. Die Anordnung seiner Bestandteile ist aus der Schnittzeichnung zu erkennen, die in Abb. 6 wieder gegeben ist.

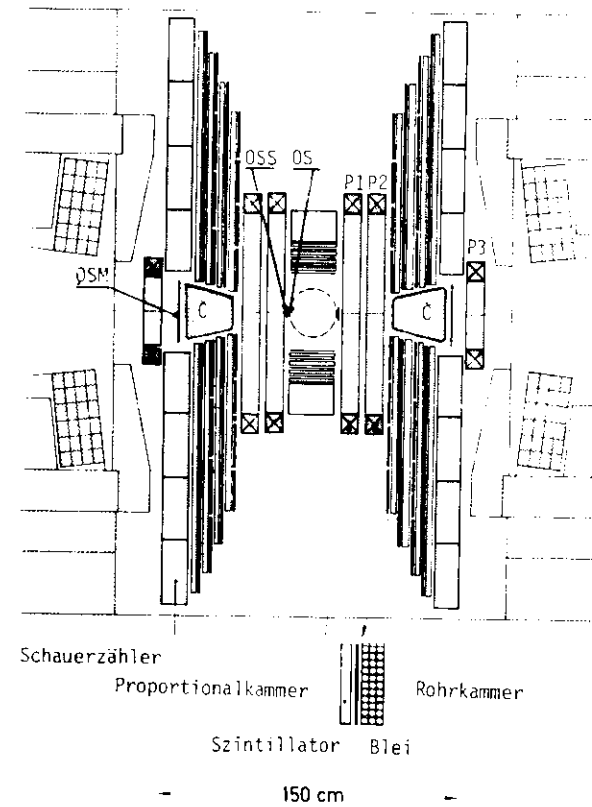


ABB. 6 DASP - INNENDETEKTOR

Um das Strahlrohr sind ringförmig 20 ebene Zähler /1S/ mit einer φ - Akzeptanz von je 15° und zwei ebene Zähler /3S/, welche die φ - Akzeptanz von je 30° der Aussendetektorarme überdecken, angeordnet.

Dieses sogenannte Strahlrohrrhodoskop dient zur Unterscheidung von geladenen und neutralen Teilchen und ist Teil des Triggersystems.

Der Innendetektor ist azimuthal in acht Oktanten aufgeteilt. Die Oktanten I und V schliessen die Aussendetektorakzeptanz ein und unterscheiden sich im Aufbau von den übrigen Oktanten. In ihnen wird die Bahn geladener Teilchen vor dem Magneten durch zwei Vieldrahtproportionalkammern und eine Drahtfunkenkammer gemessen. Diese Proportionalkammern überdecken auch Teile der übrigen Oktanten. sie bestehen aus drei Signaldrahtebenen, deren Drähte im Abstand von 2 mm gespannt sind. Die Orientierung der Drähte in den Ebenen zur Senkrechten ist 0° , 90° und $12,8^\circ$.

In jedem der beiden Oktanten I und V befindet sich ein Triggerzähler /0SS/ vor und ein Triggerzähler /0SM/ hinter den Proportionalkammern P1 und P2.

Der 0SS - Zähler ist mit drei Fotovervielfachern ausgestattet, um eine schnelle Lichtsammlung zu ermöglichen. Er ist Teil des im nächsten Abschnitt beschriebenen Flugzeitsystems. In diesem Abschnitt - 2.2.4. - werden auch die beiden Schwellen \checkmark Cerenkovzähler vorgestellt, die zwischen Proportionalkammern und Magnetöffnung eingebaut sind.

Die übrigen sechs Oktanten - die reinen Innendetektoroktanten - bestehen jeweils aus vier gleichartig zusammengesetzten Modulen. Jeder Modul ist aufgebaut aus einem Szintillationszähler von 1 cm Dicke, einer 1 mm dicken Bleiplatte und einer Rohrkammer.

Die Rohrkammern bestehen aus zwei bzw. drei Lagen dünner Messingrohre (DIE 75), die mit einem einzelnen Signaldraht in der Mitte im Proportionalbereich betrieben werden.

In diesem Detektorteil von insgesamt 4.3 Strahlungslängen konvertieren Photonen; die Richtung und Entwicklung der Schauer kann in den Rohrkammerlagen verfolgt werden. Die Richtung geladener Teilchen lässt sich auf etwa 20 mrad genau bestimmen.

Die Richtungsauflösung für Photonen wurde mit Zwei-Photon-Ereignissen aus dem Zerfall der J/ψ zu besser als 30 mrad für die Seitenteile, und zu besser als 45 mrad für die oberen und unteren Teile des Innendetektors bestimmt.

Die Anzahl der angesprochenen Rohre entlang einer Teilchenspur ist für Hadronen und schauernde Teilchen (Elektronen, Photonen) deutlich unterschiedlich; die Wirksamkeit dieses Unterscheidungskriteriums wurde mit hadronischen Kaskadenzerfällen der ψ' -Resonanz näher untersucht (RIN 78).

Hinter dieser Anordnung liegt ein 6.5 Strahlungslängen dicker Blei-Szintillator Schauerzähler. Auch er erlaubt es, Elektronen und Photonen von nichtschauern- den Teilchen zu unterscheiden.

Die gemessenen Werte der Energieauflösung $\Delta E/E$ betragen 17.5 % (RIN 78).

2.2.4. Der Aussendetektor

Zwei Magnetspektrometerarme, die im rechten Winkel zur Strahlachse einander gegenüberstehen, bilden den Aussendetektor, der in Abbildung 7, einer Aufsicht des gesamten DASP - Detektors, noch einmal dargestellt ist.

Jeder der Arme überdeckt einen Raumwinkel von 0.45 sr . Es können Teilchen identifiziert und deren Bahnen bestimmt werden, die im Winkelbereich von $\Delta\varphi = 0^\circ \pm 10^\circ$ und $\Delta\theta = 90^\circ \pm 45^\circ$ das Strahlrohr verlassen.

Diese geladenen Teilchen durchfliegen zunächst die Szintillationszähler OS und OSS und die beiden Proportionalkammern der oben beschriebenen Oktanten I oder V. Auf die Kammern folgt ein Schwellen-Cerenkovzähler, und, unmittelbar vor der Magnetöffnung, der OSM - Szintillationszähler.

Die Konstruktion des Cerenkovzählers ist ausführlich in der Arbeit von O. Römer (ROE 76) beschrieben worden. Als Radiatorgas im Zähler wird Freon 114 verwendet, das, bei Normaldruck und 20° C , einen Brechungsindex von $n = 1.0014$ aufweist.

Die Schwellenimpulse P_s , die den Zähler zum Ansprechen bringen, lassen sich daraus über die Beziehung

$$P_s = \frac{M}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

zu 8 MeV/c für Elektronen, 2.01 GeV/c für Myonen und 2.65 GeV/c für Pionen bestimmen.

Unmittelbar vor jeder Magnetöffnung befindet sich eine Drahtfunkenkammer /P3/.

Ihre beiden Signalebenen haben einen Abstand von 1 cm .

Die Drähte sind im Abstand von 1 mm unter 0° und 6.98° zur Senkrechten gespannt.

Im nahezu vertikalen Dipolfeld des Magneten werden die Teilchen, je nach Ladung und Impuls, in der Horizontalebene abgelenkt.

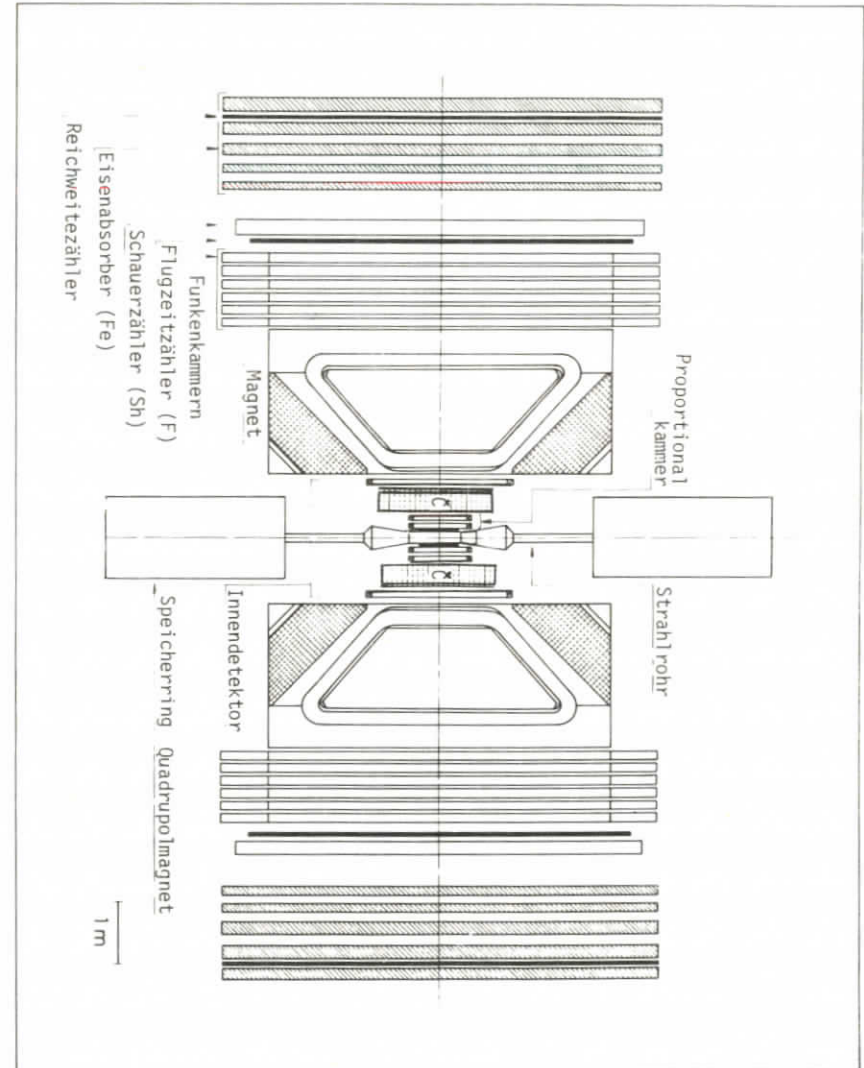


ABB. 7 DASP - DETEKTOR IN AUFSICHT

Hinter dem Magneten werden die Teilchenspuren durch fünf magnetostruktive Drahtfunkenkammern (LIE 77) vermessen. Jede Kammer besteht aus zwei Ebenen der Fläche $5,90 \times 1,65 \text{ m}^2$ mit einem Ebenenabstand von 1 cm. Auch ihre Drähte sind im Abstand von 1 mm unter 6^0 und $6,98^0$ gespannt.

Im Anschluss an die Funkenkammern, in einem Abstand von 4,75 m vom Wechselwirkungspunkt, steht ein Flugzeitzählermodoskop aus 31 Szintillationszählern. Die von den Zählern überdeckte Fläche beträgt $0,25 \times 1,72 \text{ m}^2$. Jeder Zähler wird oben und unten mit je einem Fotovervielfacher angesehen. Die Flugzeit der Teilchen zwischen MS - und Flugzeitzähler lässt sich so mit einer Zeitauflösung von etwa 0,3 ns bestimmen (BKA 75). Damit ist - wie in Abschnitt 4.2. noch ausgeführt werden wird - die Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen bis zu Impulsen von 1,5 GeV/c, und zwischen Pionen oder Kaonen und Protonen bis zu 2,8 GeV/c möglich.

Zur Beobachtung von Photonen und zur Trennung von Elektronen gegenüber Hadronen und Myonen folgt auf den Flugzeitzähler eine Schauerzähleranordnung

SAG 76 . Diese Zählerwand von 6,60 Metern Breite und 1,85 Metern Höhe besteht aus 11 vertikal stehenden Blei-Szintillator-Zählern mit einer Gesamtdicke von 6,2 Strahlungslängen. Jeder Zähler überdeckt eine Fläche von $0,60 \times 1,85 \text{ m}^2$ und ist mit vier Fotovervielfachern ausgestattet. Die Signale je zweier benachbarter Zähler werden addiert, um der Aufweitung des Schauers Rechnung zu tragen.

Myonen, die - ebenso wie Hadronen - kleine Signalpulshöhen in den Schauerzählern verursachen, werden in dem abschliessenden Reichweitedetektor (SAN 74) identifiziert. Eisenplatten von insgesamt 60 cm Dicke und einer Fläche von $2,50 \times 7,80 \text{ m}^2$ dienen

als Hadronenabsorber. Die Zählerwand besteht aus 9 vertikal stehenden Szintillationszählern, die sich um jeweils 3,8 cm überlappen und mit je einem Fotovervielfacher versehen sind.

Myonen mit Impulsen oberhalb 900 MeV/c können die Eisenschicht durchdringen und das Zählermodoskop erreichen (JOS 69).

2.2.9. Experimentetrigger und Dateneinlese

Das Doppelarm spektrometer ist für die Untersuchung zahlreicher Endzustände geeignet.

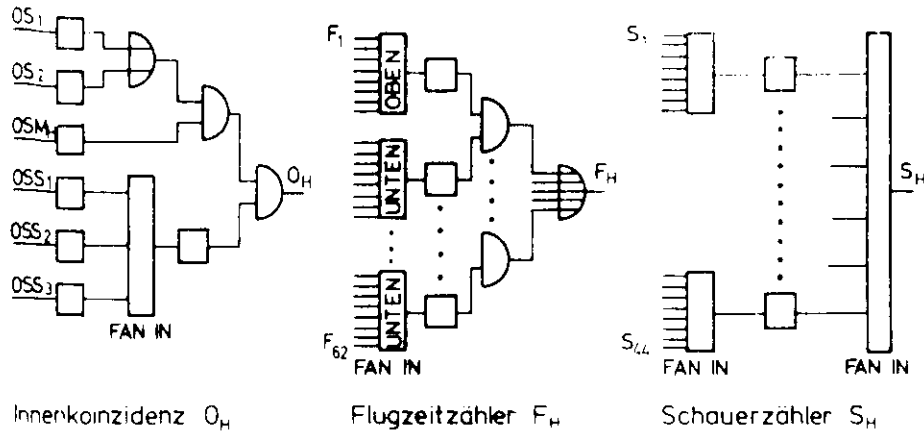
Um während der Messung die verschiedenen Ereignistypen simultan erfassen zu können, waren mehrere gleichberechtigte Trigger aufgebaut.

Hier sollen nur die Aussendetektortrigger beschrieben werden, da nur sie für diese Auswertung von Bedeutung waren. Die Triggerbedingungen für den Innendetektor sind in der Arbeit von J. Ludwig (LUD 77) beschrieben.

Die Schaltung des Aussendetektortriggers ist in Abb. 8 vereinfacht dargestellt. Verzögerungsglieder, Pulsteiler etc. sind nicht gezeigt.

Es handelt sich um

- einen reinen Inklusivtrigger auf ein einzelnes geladenes Teilchen in "Hallen"- oder "Tor"-Arm des Aussendetektors,
- einen Paartrigger, der zur Untersuchung kollinearere Paare geladener Teilchen dienen soll.



Innenkoinzidenz O_H

Flugzeitzähler F_H

Schauerzähler S_H

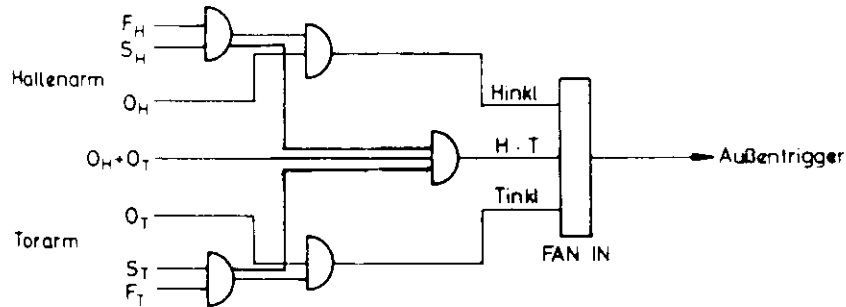


ABB. 8 TRIGGERKONZIDENZEN DES AUSSendetektors

Die Triggerbedingung des Inklusivtriggers ist erfüllt, wenn in einem der beiden Arme die Koinzidenz von Flugzeit und Schauerzähler $F \cdot S$ mit den Szintillationszählern des entsprechenden Innendetektoroktanten I oder V vorliegt, das heisst:

$$T_{ink} = \{ OS \cdot OSS \cdot OSM \cdot \sum F_H \cdot \sum S_H \} \text{ Halle oder Tor}$$

Ein Paartrigger liegt vor, wenn in beiden Spektrometerarmen der Inklusivtrigger angesprochen hat.

Ist eine der Triggerbedingungen erfüllt, so wird ein Signal an die Elektronikkontrolleinheit weitergegeben (Abb. 9).

Diese hat die Aufgabe

- die weitere Datennahme zu unterbrechen, bis das Ereignis verarbeitet worden ist,
- ein Gatesignal für ADC-, TDC-, für Zähler- und Registerelektronik bereitzustellen,
- Strobesignale für die Proportionalröhre und Proportionalkammern zu liefern,
- die Hochspannungspulser für die Funkenkammern zu zünden,
- schliesslich nach dem Ende der Dateneinlese die alten Informationen zu löschen und die Triggerbereitschaft wiederherzustellen.

Die Daten wurden in Messläufen aufgenommen, die bis zu einer Stunde dauerten.

Die integrierte Luminosität pro Messlauf betrug etwa 2 nb^{-1} .

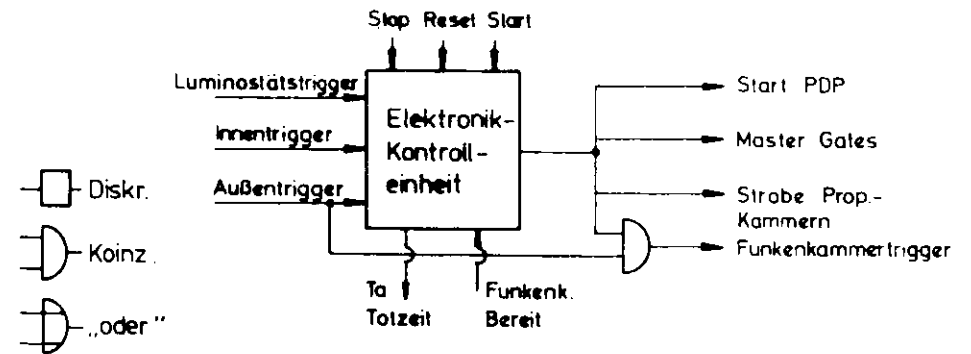


ABB. 9 ELEKTRONIKKONTROLLEINHEIT

Ein Kleinrechner des Typs PDP 11/45 steuerte die Messungen. Er stand in direkter Verbindung mit einem Grossrechner des DESY - Rechenzentrums.

Die PDP 11/45 hatte folgende Aufgaben zu erfüllen:

- Starten und Beenden eines Messlaufs,
- Kontrolle des Messablaufs,
- Steuerung des Datenflusses,
- Übertragung der Daten zum Grossrechner,
- Ausdrucken eines Messprotokolles.

Der Anschluss des Experiments an den Kleinrechner ist in Abb. 10 dargestellt.

Die Verbindung zwischen Elektronik und Rechner entspricht weitgehend der CAMAC - Norm. Über den CAMAC Branch-Highway werden alle Zählerstände dem Rechner übermittelt und auch auf einem Bildschirm angezeigt. Ein CAMAC Scanner liest Register und ADC- und TDC- Informationen aus und überträgt sie zum Kleinrechner. Die Proportional- und Rohrkammern sowie die Funkenkammern werden über eigene Interfaceeinheiten ausgelesen. Zu diesen Daten werden vom Rechner noch weitere Informationen, wie Magnetstrom, Strahlenergie und laufende Nummer des Messlaufes und des Ereignisses hinzugefügt, ehe er den aus diesen Daten gebildeten "Ereignissatz" über die On-line-Verbindung zur IBM 370/168 des Rechenzentrums übermittelt.

Dort werden die Daten zunächst auf eine Magnetplatte geschrieben und anschliessend auf Magnetbänder übertragen.

Über einen zweiten Kleinrechner, eine PDP 11/40, hat man direkten Zugriff zu den auf der Magnetplatte stehenden Ereignissen und kann sich diese auf einem Bildschirm graphisch darstellen lassen. Dieser Rechner führt zugleich Listen über Lumi-

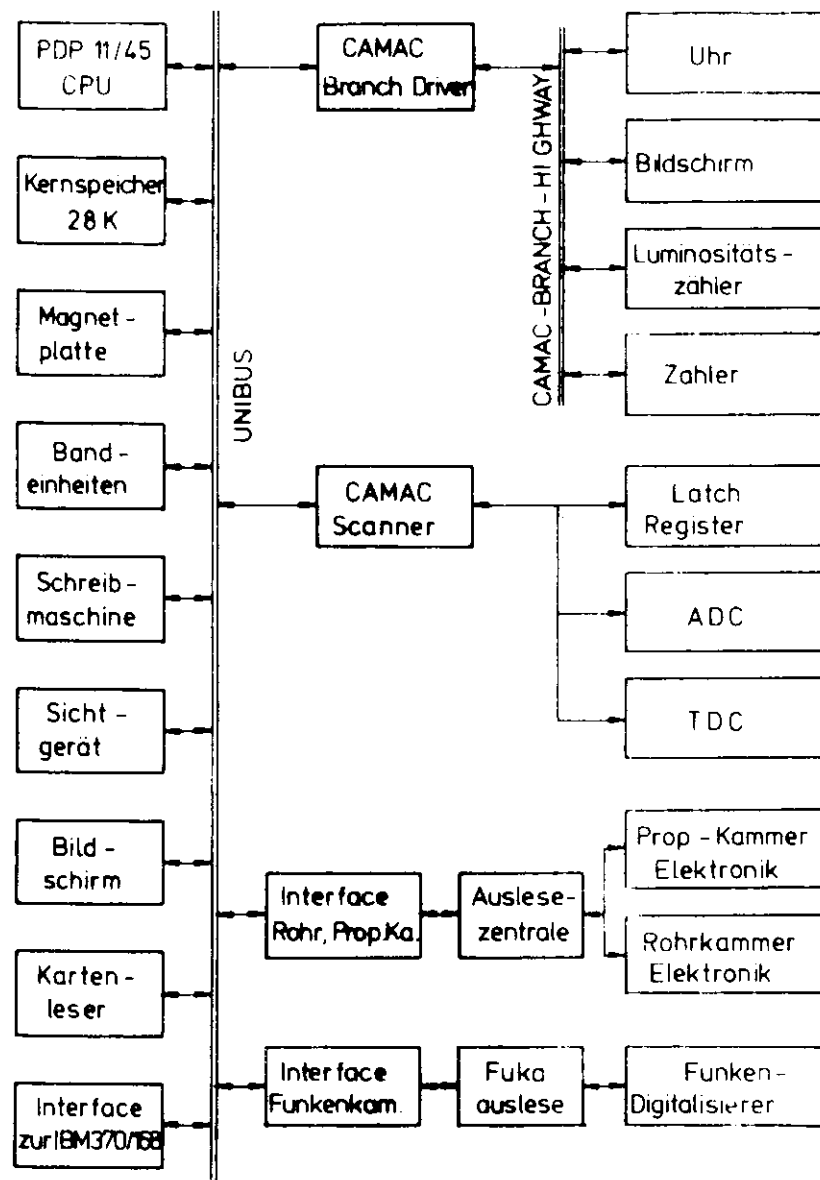


ABB. 10 DATENFLUSS

nositäten und Ereignisraten für verschiedene Topologien.

Er wird ausserdem dazu verwendet, die Konstanz der Hochspannungen und des Ansprechvermögens der Fotovervielfacher mit Hilfe von Testprogrammen zu untersuchen.

3. Die Messung

In diesem Kapitel wird eine Übersicht gegeben über die Daten, die für diese Auswertung benutzt wurden. Die Einteilung der Datenmenge in Intervalle unterschiedlicher Schwerpunktsenergie wird in Abschnitt 3.1. erklärt.

Um den Beitrag von Untergrundereignissen schon in einem frühen Stadium der Datenverarbeitung zu reduzieren, wurden Kriterien zur Erkennung von unerwünschten Ereignissen verwandt, die in 3.2. beschrieben sind.

Die Programme zur Erkennung von Teilchenspuren sind in Abschnitt 3.3. dargestellt.

Im Anschluss daran werden die Verfahren zur Bestimmung des Impulses - in Abschnitt 3.4. - und der Teilchenmasse - in 3.5. - erläutert.

3.1. Die Datennahme

Die Daten, die in dieser Arbeit untersucht werden, wurden zwischen Mai 1976 und August 1977 aufgenommen.

Die Datenmenge mit einer gesamten Luminosität von etwa $7\ 600\ \text{nb}^{-1}$ für Schwerpunktsenergien zwischen 3.6 und 5.2 GeV wurde für die weitere Auswertung entsprechend der Energie in Teilmengen aufgeteilt.

In Abbildung 11 ist die Verteilung der Luminosität gegen die Schwerpunktsenergie gezeigt.

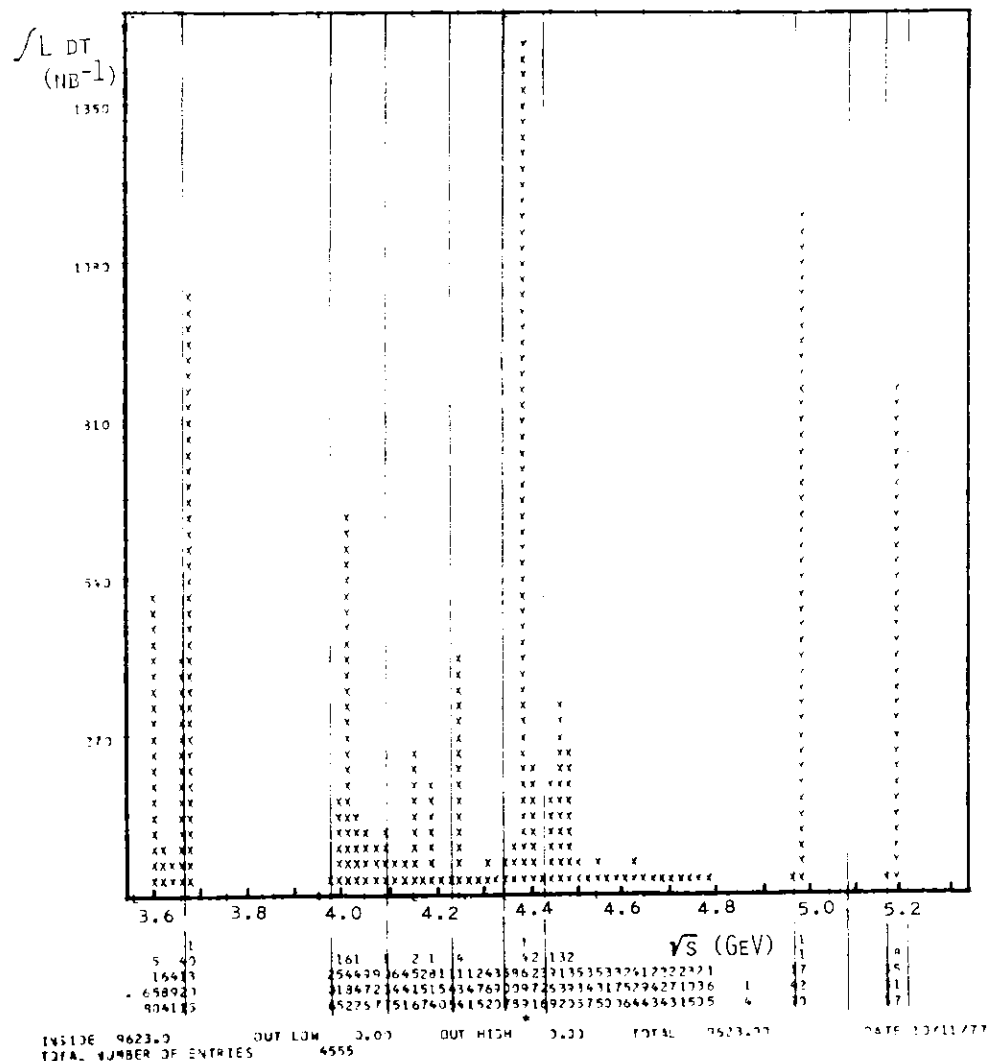


Abb. 11 LUMINOSITÄT GEGEN SCHWERPUNKTSENERGIE

Innerhalb der gewählten Energieintervalle ist die Luminosität nicht gleichmässig verteilt. Für die folgende Auswertung wird jedoch im allgemeinen für jedes Intervall der Energiemittelwert verwendet.

Die Daten wurden bei unterschiedlichen Magnetströmen - und damit unterschiedlicher Akzeptanz für kleine Teilchenimpulse - aufgenommen. Bei kleinen Strömen - so entsprechen etwa 300 A Magnetstrom einem Fünftel der Maximalerregung - verringert sich zwar die erreichbare Impulsauflösung (siehe Abschnitt 3.4.). Zugleich sinkt aber auch der Minimalimpuls, den ein Teilchen besitzen muss, um durch die Magnetöffnungen hindurch noch den Aussendetektor zu erreichen, von etwa 100 MeV/c - bei 1000 A Magnetstrom - auf etwas mehr als 100 MeV/c bei Magnetströmen von 300 A.

In Abbildung 12 ist die Akzeptanz des Aussendetektors, für negative Polarität des Feldes und positive Teilchenladung, für ein 1000 A - Feld gezeigt. Die punktierte Fläche bedeutet den für die Auswertung zugelassenen Bereich der möglichen Impulse p und des Streuwinkels θ .

Für kleinere Magnetströme I_m verschiebt sich der Akzeptanzbereich zu kleineren Impulswerten p_{akz} nach dem Zusammenhang

$$p_{akz}(I_m) = p_{akz}(1000A) \frac{I_m}{1000A}$$

Die Aufteilung der Luminosität auf die Energieintervalle ist in Tabelle 2 dargestellt; die Teilmengen der integrierten Luminosität, die bei den unterschiedlichen Magnetströmen von 300 A und 500 A gemessen wurden, sind ebenfalls angegeben.

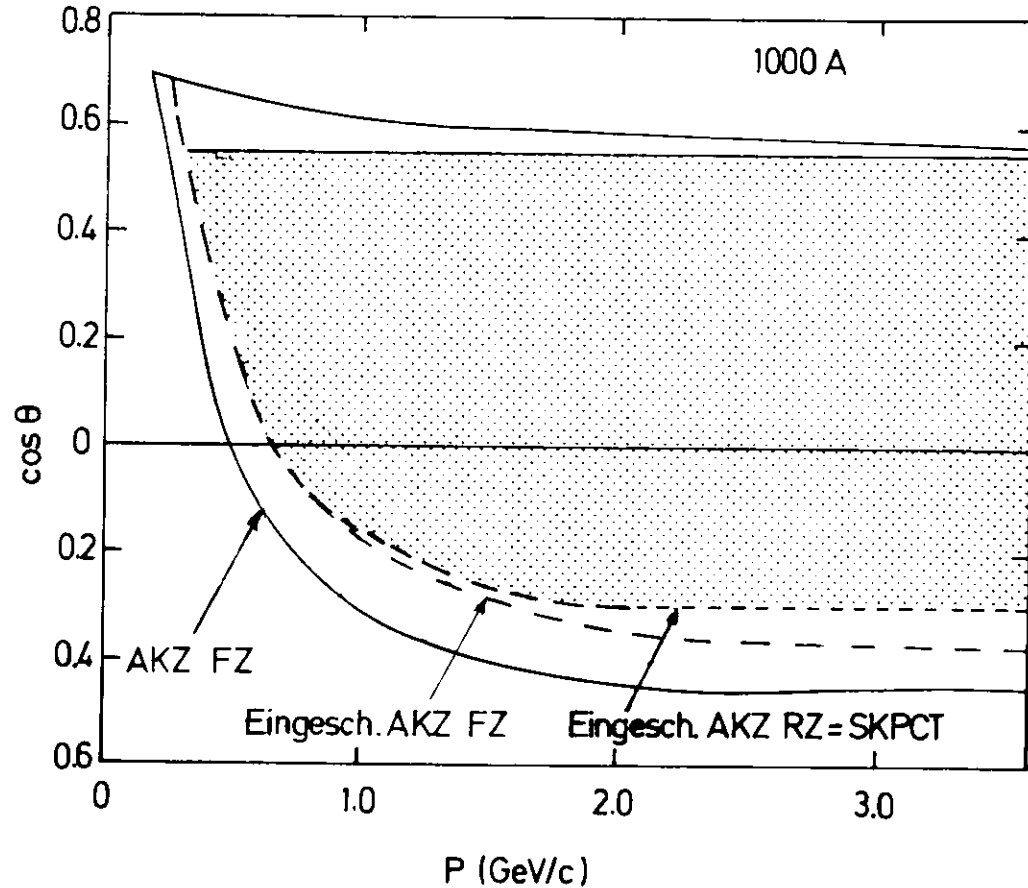


ABB. 12 AUSSENARM - AKZEPTANZ

Tabelle 2

Einteilung der Daten.

Schwerpunktsenergie $2 E = \sqrt{s}$ (GeV)	Luminosität L (nb ⁻¹)		
	Summe	L (300A)	L (500A)
{ 1 } 3.6	658.37	407.79	250.58
{ 2 } 3.98-4.10	1066.29	617.99	448.30
{ 3 } 4.10-4.24	611.07	375.91	235.16
{ 4 } 4.24-4.36	533.24	458.90	74.34
{ 5 } 4.36-4.46	1705.90	1077.56	628.34
{ 6 } 4.46-4.90	1107.78	977.29	130.49
{ 7 } 5.0	1103.65	1103.65	0.
{ 8 } 5.2	823.08	823.08	0.

3.2. Datenreduktion

Vor dem Beginn der Analyse wurden die Daten durch eine Ereignisvorauswahl reduziert.

Zu diesem Zweck wurden, unter den auf Magnetbänder geschriebenen Rohdaten, alle Ereignisse verworfen, bei denen die durch die Funkenkammern festgelegte Aussenspur nicht auf die Magnetöffnungen zeigte. Zusätzlich wurde eine Innenspur verlangt, die sich mit der Aussenspur zu einer guten Link - Spur verbinden liess (siehe 3.3.); der errechnete Wechselwirkungspunkt dieser Spur durfte in z nicht weiter als 15 cm vom Ursprung des Koordinatensystems entfernt sein.

Die dadurch ausgeschlossenen Spuren stammen aus kosmischer Strahlung.

Die verbleibenden Aussentriggerereignisse mussten zuerst den inneren /OSS-/ und danach den äusseren Flugzeitzähler durchflogen haben. Die Forderung, der errechnete Wert von $B = v/c$ solle positiv sein, schloss zufällige Koinzidenzen und Spuren aus kosmischer Strahlung aus.

Die Bedingungen der Vorauswahl sind in Tabelle 3 zusammengefasst.

Tabelle 3

Notwendige Bedingungen der Vorauswahl

- Anzahl der Aussenspuren zwischen 1 und 15
- mindestens eine erfolgreich rekonstruierte Spur
- Flugzeitmessung liegt vor
- der aus Flugzeit und Spurlänge berechnete Wert von B liegt zwischen 0.0001 und 3

3.3. Spurerkennung im Aussendetektor

Zur Erkennung von Teilchenspuren in den Armen des Aussendetektors werden zunächst die Spurstücke vor und hinter den Ablenkmagneten gesucht und anschließend kombiniert (SCHL. 78).

Hinter dem Magneten stehen aus der Messung der Funkenkammern maximal fünf z- und fünf y-Koordinaten der Spur zur Verfügung.

Das Spurfindungsprogramm geht getrennt für die (x,z) - Ebene - die z-Projektion - und die (x,y) - Ebene - die y-Projektion - vor. Es verlangt, dass die Funken von mindestens drei der fünf Kammern in jeder Projektion auf einer Geraden liegen.

Ausgehend von einer Geraden durch je zwei Funken zweier am weitesten voneinander entfernter Funkenkammerebenen werden innerhalb einer Strassenbreite von ± 2 cm in z und ± 16 cm in y um deren Richtung Funken in mindestens einer weiteren Ebene gesucht. An alle Funken innerhalb der Strassenbreite wird eine Geradenanpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate versucht. Sie liefert eine mittlere Abweichung der minimalen Funkenabstände von der angepassten Geraden.

Diese Abweichung muss in z kleiner als 0.2 cm und in y kleiner als 1.6 cm sein. Beträgt die Abweichung in z mehr als 0.1 cm und in y mehr als 0.8 cm, so wird, wenn mehr als drei Kammerebenen angesprochen haben, der Funke mit der grössten Abweichung gelöscht und die Anpassung wiederholt.

Da die y-messenden Kammerdrähte nur um 6.98° von der Vertikalrichtung der z-messenden Drähte abweichen, gibt es, bei mehreren Funken pro Ebene, gelegentlich die Möglichkeit, aus zusätzlichen Funken weitere Spuren zu finden. Dies ist nur dann der Fall, wenn es mindestens drei Funken in der z-Projektion gibt,

der Abstand vom z-Wert der bereits gefundenen Spur nicht grösser als ± 8 cm ist, und die Produkte aus z-Differenz und Winkel der drei Funkenkammern das gleiche Vorzeichen haben.

Vor dem Magneten kann die Teilchenspur aus den Signalen der beiden Proportionalkammern P1 und P2 und der Funkenkammer P3 des Innendetektors bestimmt werden.

Zunächst werden die maximal sechs Koordinaten pro Spur, die aus den Signalen der Proportionalkammern zur Verfügung stehen - zwei horizontale, zwei vertikale und zwei um 12.8° zur Senkrechten geneigte Ebenen - zur Spurfindung benutzt. Im Minimalfall werden fünf Koordinaten verlangt; gibt es in einer Ebene mehrere benachbarte Drähte, die angesprochen haben, so wird die Mitte der Drahtgruppe als Spurrückordinate angenommen.

Entsprechend dem oben beschriebenen Verfahren für die Funkenkammern des Aussendetektors wird auch hier zunächst in den einzelnen Projektionen nach Spuren gesucht. Die so gefundenen Spurrichtungen müssen mit einer maximalen Abweichung von 15 cm in z und von 3 cm in y auf den Wechselwirkungspunkt gerichtet sein.

Diese Spurprojektionen werden dann zu einer räumlichen Spur kombiniert. Die Zusammengehörigkeit zweier Projektionen zur gleichen Spur wird mit Hilfe der Funken aus den schrägbespannten Ebenen erkannt. Eine dreidimensionale Anpassung über die Funken aller Projektionen liefert den φ - und θ -Winkel der Spur sowie deren Varianz.

Für die Spuren innerhalb der Aussendetektorakzeptanz steht zusätzlich die Funkeninformation aus der P3-Kammer vor der Magnetöffnung zur Verfügung. Die Richtungen der Spur werden dann mit dem in 3.4. beschriebenen Verfahren neu ermittelt.

Nachdem nun die Spurstücke vor und hinter dem Magneten vorliegen, werden beide Teile bis in die Mitte des Magneten hinein extrapoliert. Spuren, deren horizontaler Abstand geringer ist als 21 cm werden als zusammengehörig erkannt; liegen zu einer Aussenspur mehrere mögliche Innen-spuren vor, so wird diejenige mit dem kleinsten Vertikalabstand ausgewählt.

3.4. Impulsbestimmung im Aussendetektor

In einem homogenen Magnetfeld lässt sich der Impuls p eines geladenen Teilchens aus dem Ablenkwinkel α bestimmen, den seine Spur erfährt.

Für ein Feld der Länge L gilt die Beziehung:

$$p \text{ (GeV/c)} = \frac{\beta \cdot B \text{ (kG)} \cdot L \text{ (m)}}{\sin \alpha}$$

Jeder Spur durch Innen- und Aussendetektor, die mit dem im vorigen Abschnitt dargestellten Verfahren gefunden wurde, wird zunächst nach dem von M. Schliwa (SCHL 73) entwickelten Verfahren ein angenäherter Impuls aus der gemessenen Ablenkung und der obigen Beziehung zugeordnet.

Die Spur wird dann mit dieser ersten Impulsnäherung durch das Magnetfeld in den Innendetektor zurückverfolgt. Zwischen den im Abstand von 5 cm gemessenen Magnetfeldpunkten wird dabei, entsprechend der Spürkrümmung, quadratisch interpoliert.

Aus der Abweichung der zurückverfolgten Spur vom bekannten Wechselwirkungspunkt wird so lange eine Impulskorrektur berechnet, bis die Spur dem WWP in z-Richtung bis auf ± 2 mm, in y-Richtung bis auf ± 1 cm nahe kommt. Danach wird in der P3-Kammer innerhalb eines Bereiches von $\Delta z = \pm 1$ cm um diese Spur ein

angesprochener Draht gesucht.

Der Impuls wird nun iterativ korrigiert, bis die jeweils neu extrapolierte Aussenspur dem P3-Funken bis auf ± 1 mm nahe kommt. Hat die P3-Kammer nicht angesprochen, so wird dieses Verfahren auf die P2- und P1-Kammern angewendet.

Dieses Iterationsverfahren benötigt im allgemeinen vier Schritte bis zur Konvergenz.

Die erreichbare Auflösung des Verfahrens wird durch folgende Faktoren bestimmt:

- Ortsauflösung der Kammern,
- Vielfachstreuung im Detektor,
- Justierfehler.

Die Justierung der Proportional- und Funkenkammern wird mit Hilfe von Höhenstrahlteilchen, die beide Arme durchqueren, sowie mit Myon-Paar Ereignissen vorgenommen.

Deren Spuren erlauben es, die x-, y-, und z-Werte der Aussen-Funkenkammern auf besser als 0.2 mm relativ zueinander, und die x- und z-Werte der Aussenarme auf besser als 0.5 mm zueinander zu bestimmen.

Eine Überprüfung der erreichbaren Impulsauflösung ist möglich durch die Analyse von Myon-Paaren, die beim Zerfall der J/ψ - Resonanz beobachtet werden.

Die Impulsverteilung dieser Myonen ist in Abb. 13 dargestellt; Strahlungsverluste im Eingangszustand bewirken den langsamen Abfall der Verteilung zu kleineren Impulsen hin.

Die Anpassung einer Gausskurve liefert einen mittleren Impuls p von 1.538 GeV/c und eine Standardabweichung σ_p von 0.0176 GeV/c.

Daraus lässt sich eine Impulsauflösung von

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.011 \quad \text{berechnen.}$$



Abb. 13 Impulsverteilung der μ - μ -Paare ($\Delta p/p$)

Dieser Wert ist für unterschiedliche Magnetfelder verschieden:

Bei 100 A Magnetstrom findet man, für $p = 1.038 \text{ GeV/c}$, $\sigma_{\Delta p} = 0.018$, bei 1000 A $\sigma_{\Delta p} = 0.010$.

Diese Werte stimmen gut mit dem Ergebnis einer Simulationsrechnung überein, in der die Impulsauflösung aus der Ungenauigkeit der Winkelmessung in den Punkenzählern und der Vielfachstreuung in der Materie des Detektors bestimmt (SCH 77).

3.3.3.3. Winkelverteilung im Anzeerdetektor

Die Winkelverteilung $\sigma(\alpha)$ wird durch die Impulse p_1 und p_2 der beiden Myonen μ im Anzeerdetektor bestimmt

$$\sigma(\alpha) = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{p_1^2 + p_2^2}{p_1 p_2}} \sigma(\alpha_0)$$

bestimmt.

Wegen der geringen Schwandicke d des Anzeerdetektors $d \ll R$ lässt sich annehmen, dass die zugehörigen Längsprojektionen mit einer kleinen Winkelabweichung α_0 auftreten.

Die Winkel α ist die mittlere Differenz zwischen den beiden Auslenkungen in der Zählrohre $\alpha = \frac{1}{2}(\alpha_1 + \alpha_2)$ (siehe Abb. 14).

Verschiebungen in der zentralen Zählrohre, die ihre Ursache in zeitlichen Schwankungen der elektrischen Komponenten haben, werden durch die Adaption von Eichkonstanten an die gemessenen Werte korrigiert.

Bei 100 A Magnetstrom, wobei die Winkelvermessungen im Myonensystem der Zerfälle der Resonanzen mit Impulsen von nur bis 1.5 GeV/c so kalibriert, dass für die Myonen ein Wert von $\sigma = 1$ resultiert.

Die Lichtlaufzeit in den 1.72 m langen Zählern wird durch die Messung der Relativzeit zwischen den Signalen von oberem und unterem Ende der Zählrohre und durch die Berechnung des Teilchendurchstoßpunktes in der Zählerebene berücksichtigt.

Aus der obigen Gleichung lassen sich die erreichbaren Massenauflösungen errechnen:

$$\sigma(M^2) = p \sqrt{M^2 + p^2} \frac{m^2}{L} \sigma(\alpha)$$

Die Verteilung der gemessenen β -Werte für Myonen aus dem Zerfall der J/ψ -Resonanz ist in Abb. 14 gezeigt. Für diese Darstellung wurden Ereignisse ausgewählt, die zumindest 1.0 GeV/c Impuls aufwiesen

und den Reichweitendetektor durchdrangen.

Die Anpassung einer Gaußskurve an die Werte liefert eine Auflösung von

$$\sigma(\beta) = 0.0195 \pm 0.0002$$

Der Wert für die Zeitauflösung lässt sich dann über den Zusammenhang

$$\tau = \frac{s \cdot \beta}{c}$$

berechnen zu

$$\sigma(\tau) = \frac{L}{c} \cdot \sigma(\beta) = 0.325 \text{ ns}$$

für einen mittleren Flugweg von 5 Metern.

Die damit erreichbare Massenauflösung $\sigma(M^2)$ für Pionen, Kaonen und Protonen als Funktion derer Impulse ist durch die drei Kurven der Abb. 15 beschrieben.

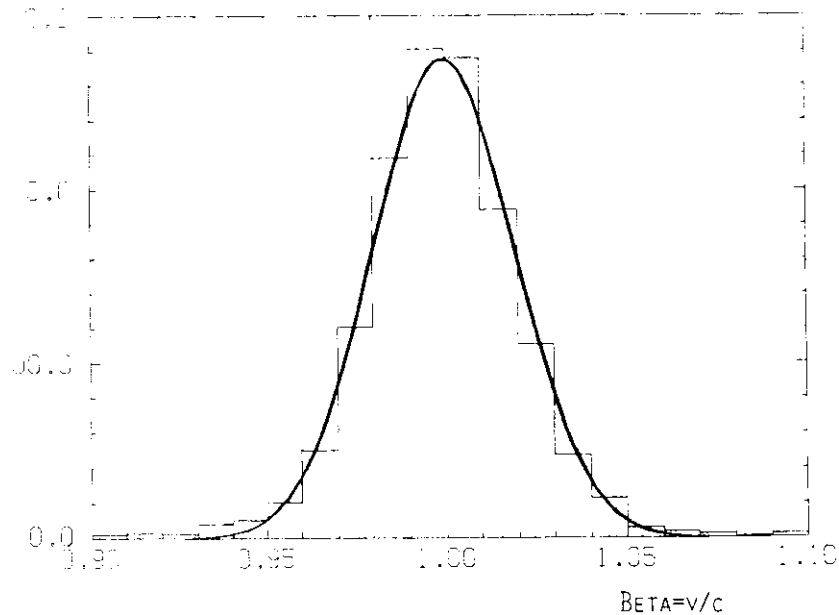


ABB. 14 VERTEILUNG VON BETA
FÜR MYON-PAARE (J/ψ)

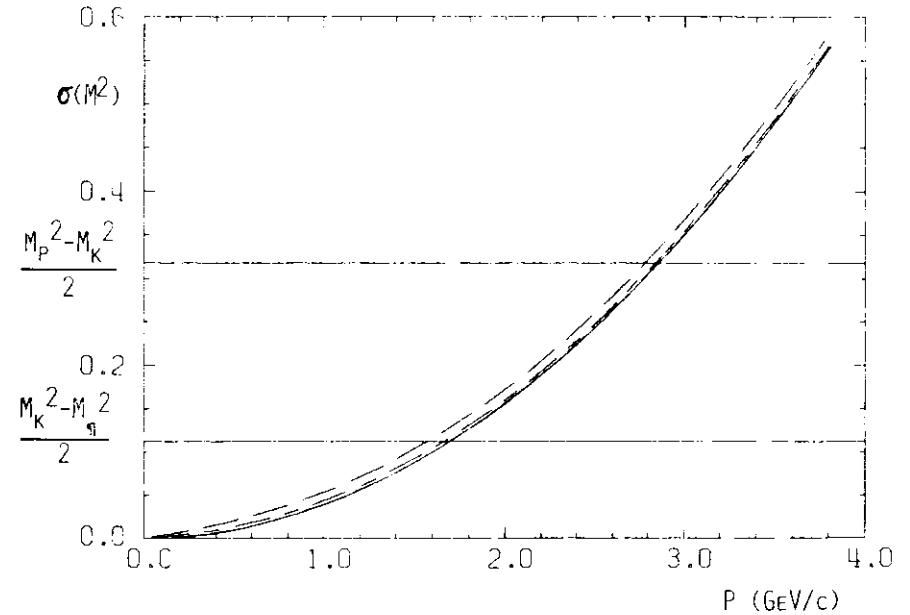


ABB. 15 MASSENAUFLÖSUNG GEGEN IMPULS
FÜR HADRONEN

Die mit eingezeichneten Waagrechten bezeichnen die Werte, bei denen $2 \cdot \sigma(M^2)$ gleich der Differenz der Massenquadrate von Kaon und Pion, bzw. von Proton und Kaon wird.

Die maximalen Teilchenimpulse, bis zu denen eine Unterscheidung mit 96 % Wahrscheinlichkeit, entsprechend $2 \cdot \sigma$, möglich ist, liegen bei

- 1.5 GeV/c für die Unterscheidung zwischen Pionen und Kaonen, und bei
- 2.8 GeV/c für die Unterscheidung zwischen Protonen und leichteren Hadronen.

4. Die Analyse

Die Daten für diese Arbeit waren mit einem rein inklusiven Trigger genommen worden:

es genügte, dass ein geladenes Teilchen einen Spektrometerarm durchquert hatte.

Durch die genaue Bestimmung von Impuls und Teilchenmasse, die im vorigen Kapitel beschrieben wurde, waren die Voraussetzungen für eine Untersuchung gegeben, welche die bereits vorliegenden Messungen zur Hadronerzeugung an e^+e^- Speicherringen (SHW 75, HAN 76) wesentlich verbessern konnte.

Dies erforderte eine sorgfältige Abtrennung der Untergrundbeiträge.

Die dabei verwendeten Verfahren werden in Abschnitt 4.1. beschrieben.

In 4.2. schliesst sich eine Ausführung über die Unterscheidung der Hadronenarten an.

Strahlungsprozesse von Elektron und Positron, Teilchenzerfälle, unvollkommenes Ansprechvermögen der Zähler und Verluste in den Auswertprogrammen machten Korrekturen der Rohdaten notwendig; die verwandten Korrekturfaktoren sind in Abschnitt 4.3. erklärt.

4.1. Die Abtrennung unerwünschter Ereignisse

Neben der Teilchenerzeugung über Ein-Photon-Austausch gibt es Untergrundbeiträge aus verschiedenen Quellen:

- Elektronen und Myonen aus Zwei-Photon-Prozessen, wie etwa
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- e^+e^-$ oder $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$
- Teilchen der kosmischen Strahlung

- Hadronen aus Wechselwirkungen eines Strahls mit Gasatomen im Strahlrohr, der "Strahl-Gas"-Untergrund

Die Untergrundereignisse wurden mit Hilfe von Spur- und Zählerinformationen von den gewünschten Daten abgetrennt.

In Abschnitt 4.1.1. ist die Abtrennung leptonischer Beiträge, in 4.1.2. die Abtrennung kosmischer Ereignisse beschrieben.

Bei den Beiträgen aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen war nur eine statistische Abtrennung möglich, dieses Verfahren ist in 4.1.3. erklärt.

4.1.1. Abtrennung der leptonischen Ereignisse

Aufgrund ihrer geringen Masse und der besonderen Art der Wechselwirkung mit Materie - vorzugsweise elektromagnetisch für Elektronen und Myonen - liessen sich Leptonen von den schwereren Hadronen, die mit Materie vor allem stark wechselwirken, unterscheiden:

- Elektronen wurden mit Hilfe von Cerenkovzähler und Schauerzähler,
- Myonen mit Impulsen von mehr als 900 MeV/c wurden durch den Reichweitendetektor identifiziert.

Unterhalb von 250 MeV/c Teilchenimpuls war es möglich, Elektronen von Hadronen durch die Messung der Flugzeit abzutrennen.

Eine Erkennung der Leptonen ist jedoch nicht nur über die für die einzelne Spur gemessenen Signale möglich. Da Elektronen und Myonen - abgesehen von Hadronzerfällen und Zerfällen des schweren Leptons, sowie von Beiträgen höherer Ordnung - nur paarweise erzeugt

werden können, ist eine Abtrennung der leptonischen Ereignisse auch über die Topologie des Ereignisses möglich.

Im folgenden soll zunächst die Erkennung einzelner Leptonen beschrieben werden.

Darauf wird die Abtrennung der Paarereignisse erklärt, den Abschluss bildet die Behandlung der Beiträge aus Zwei-Photon-Prozessen.

Die Teilchen, die in Richtung der Magnetöffnungen den Bereich des Wechselwirkungspunktes verliessen, mussten einen der beiden Schwellen-Cherenkovzähler durchqueren.

Elektronen wurden in diesem, in 2.2.4. beschriebenen Zähler erkannt. Die Schwellenimpulse für Elektronen liegen bei 8 MeV/c, während Myonen oder Pionen ihn erst ab 2.01 GeV/c bzw. 2.65 GeV/c zum Ansprechen bringen.

Die in 3.5. angegebene Beziehung zwischen Massenauflösung $\sigma(M^2)$ und Teilchenimpuls ist für niedrige Impulse in Abb. 16 noch einmal dargestellt; die Kurven entsprechen dem Verlauf von $\sigma(M^2)$ für Elektronen, Myonen und Pionen. Die Werte, bei denen $2 \cdot \sigma(M^2)$ gleich der Differenz der Massenquadrate von Pion und Myon, bzw. von Pion und Elektron wird, sind durch die Waagrechten bezeichnet.

Eine Unterscheidung zwischen Pionen und Leptonen ist daher für Impulse unterhalb von 250 MeV/c über die Messung der Flugzeit möglich.

Dies erlaubt eine Untersuchung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Cherenkovzählers für Elektronen: man erhält einen Wert der Ansprechwahrscheinlichkeit $\eta_{e,e}$ von $98.8 \pm 0.3 \%$.

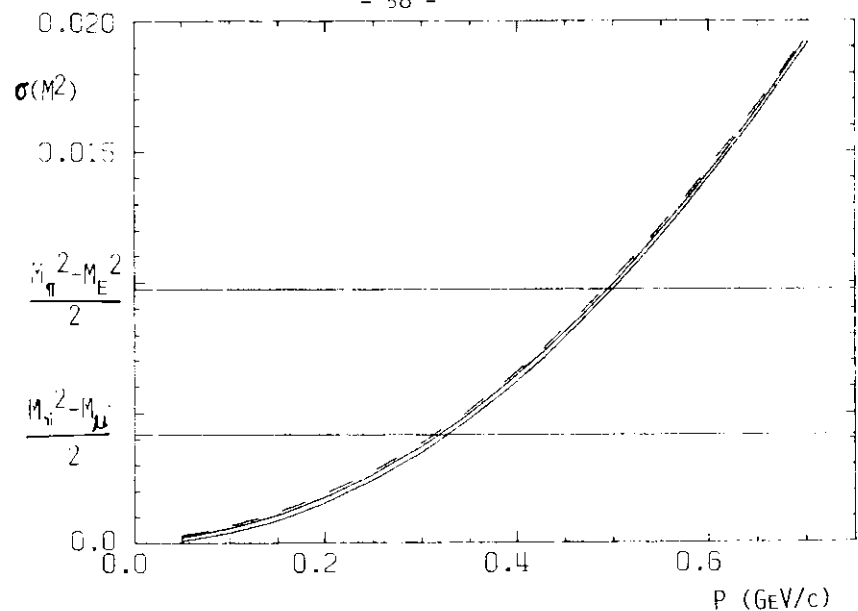


Abb. 16 MASSENAUFÖSUNG GEGEN IMPULS FÜR LEPTONEN UND PIONEN

Die Identifizierung der wenigen verbleibenden Elektronen war durch den Schauerzähler des Aussendetektors möglich. Um nicht irrtümlich Pionen, die durch Ladungsaustausch im Zähler hohe Schauerenergien deponieren können, zu verwerfen, wurde ein hoher Schauerenergieschnitt $E_{sch} \gtrsim 0.9$ GeV verlangt.

Myonen mit höheren Impulsen werden durch das Ansprechen des Reichweitendetektors erkannt.

Ihre Reichweite in Eisen ist von verschiedenen Autoren gemessen worden (JOS 69, SAN 74). Für die in diesem Experiment verwendete Eisendicke von 60 cm wird ein Mindestimpuls von 900 MeV/c angegeben.

Um Schwierigkeiten bei der Identifizierung von Myonspuren, die durch Vielfachstreuung über den Rand des

hinaus abgelenkt werden könnten, zu vermeiden, wurde ein eingeschränkter Akzeptanzbereich /SKPCT/ verwendet. Dieser Bereich ist in Abb. 12 gezeigt worden.

Eine Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers geschah durch ein Simulationsprogramm, in dem die Detektorgeometrie, die Materiedicke und die Messwerte über Reichweite und Vielfachstreuung Verwendung finden.

Abb. 17 zeigt die so errechnete Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_{\mu\mu}$ als Funktion des Myonimpulses bei einem Magnetfeld von 300 A.

Überhalb von 1.2 GeV/c werden etwa 90 % der Myonen nachgewiesen. (RUE 78).

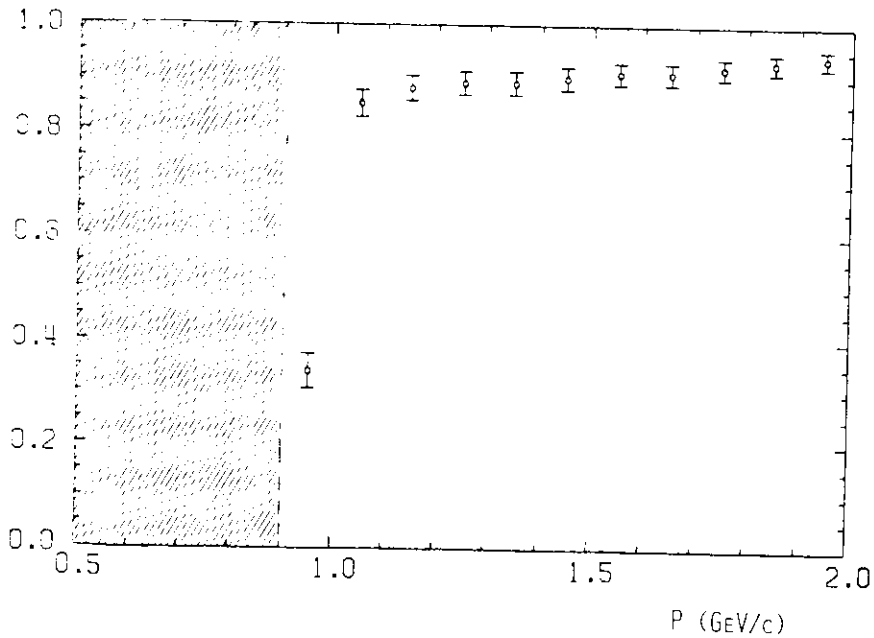


ABB. 17 ANSPRECHWAHRSCHEINLICHKEIT DES REICHWEITEZÄHLERS FÜR MYONEN

Der noch verbleibende Untergrund bestand aus Leptonen mittlerer Impulse, die durch die Flugzeitmessung nicht von Hadronen unterschieden werden konnten, und die in Čerenkov- und Schauerzähler bzw. im Reichweitendetektor keine deutlichen Signale hervorriefen.

Zu diesem Untergrund zählten Myonen aus dem Zerfall des neuen schweren Leptons τ ; ihr Betrag lässt sich aus dem im gleichen Experiment gemessenen Wirkungsquerschnitt für den Prozess

$$\tau^+ \tau^- \rightarrow e^+ x$$

(DAS 77/3) abschätzen: er beträgt weniger als 3 % des gesamten Pion-Wirkungsquerschnittes bei einer Schwerpunktsenergie von 4 GeV.

Das Maximum des Impulsspektrums der Myonen liegt bei etwa 550 MeV/c, die Multiplizität der Ereignisse ist niedrig, so dass ein grosser Teil dieser Beiträge durch den weiter unten beschriebenen Multiplizitätsquerschnitt für kleine Spurimpulse verworfen wird.

Die Hauptbeiträge zum leptonischen Untergrund rührten her aus der

- Paarerzeugung von Myonen und Elektronen
 $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ und $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- Erzeugung von Myonen über Zwei-Photon-Prozesse
 $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \mu^+\mu^-$

Jede dieser Erzeugungsreaktionen hatte eine Ereignistopologie zur Folge, die eine Identifizierung ermöglichte.

Abtrennung von Elektron- und Myon-Paar Ereignissen

Bei der Paarerzeugung im Schwerpunktsystem werden die erzeugten Teilchen kollinear in entgegengesetzte Richtungen emittiert, diese Kollinearität kann durch die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand gestört werden.

Weiter sollte die zur Verfügung stehende Schwerpunktsenergie symmetrisch aufgeteilt werden; jedes der beiden Teilchen von gleicher Masse sollte annähernd die gleiche Energie besitzen wie einer der einlaufenden Strahlen.

Die Abtrennung dieser Ereignisse geschah auf folgende Weise:

Paarereignisse wurden durch die Forderung zweier Spuren ausgewählt, die beide in die Akzeptanz von Halle- bzw Tor-Arm fallen mussten.

Zur Überprüfung der Kollinearität wurde die Quadratsumme der Steigungsdifferenzen beider Spuren in y- und in z-Richtung berechnet:

$$R_{diff}^2 = (\text{tg}\alpha_y^1 - \text{tg}\alpha_y^2)^2 + (\text{tg}\alpha_z^1 - \text{tg}\alpha_z^2)^2$$

War R_{diff} kleiner als 0.1, so handelte es sich möglicherweise um ein Leptonen-Paar.

Entscheidung darüber brachte die zweite Spur:

- sie musste durch den Schauerzähler als Elektron oder durch den Reichweitezähler als Myon identifiziert sein, und
- sie musste, zusammen mit der ersten Spur, nahezu die gesamte Schwerpunktsenergie enthalten, die Verteilung auf die beiden Teilchen musste symmetrisch sein.

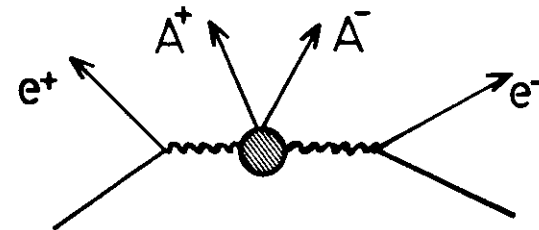
$$E_{diff} = (E_{strahl} - E_{teilchen})$$

wurde für jedes der beiden Teilchen berechnet, war E_{diff} in beiden Fällen kleiner als 100 MeV, so wurde die Verteilung als symmetrisch angesehen.

Abtrennung von Zwei-Photon-Beiträgen

Zwei-Photon-Prozesse sind in den Arbeiten von Kessler und Jaccarini (KES 70), von Brodsky (BRO 70), sowie von Parisi (PAR 71) näher untersucht worden.

Danach stammt der Hauptanteil dieser Prozesse aus dem Austausch zweier virtueller raumartiger Photonen:



Die auslaufenden Elektronen und Positronen weisen im allgemeinen nur sehr kleine Winkel zum Primärstrahl auf und können in diesem Experiment nicht beobachtet werden.

Bei Kessler u.A. finden sich Angaben über die Häufigkeit der so erzeugten Teilchen A^+ und A^- .

Es sind in der grossen Mehrzahl Myonen, die Beiträge von Pionen machen weniger als 10 % dieses Wertes aus, die Häufigkeit von Kaonen ist um weitere zwei Grössenordnungen kleiner.

Das Maximum des Impulsspektrums liegt unterhalb von 200 MeV/c, oberhalb von 500 MeV/c können die Beiträge aus Zwei-Photon-Prozessen vernachlässigt werden.

Diese Beiträge wurden mit einem Monte-Carlo-Programm für die Akzeptanz des Detektors bei einem Magnetfeld von 300 A und einer Schwerpunktsenergie von 4 GeV berechnet. Die Extrapolation auf den vollen Raumwinkel lieferte das inklusive Myon-Spektrum, das in Abb. 18 dargestellt ist.

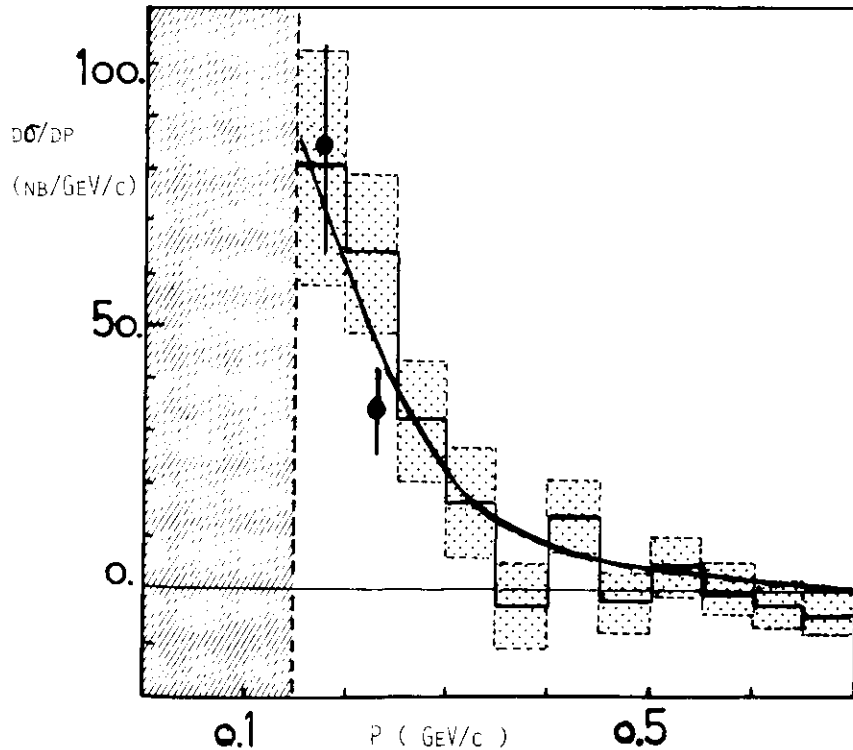


ABB. 18 THEORETISCH ERRECHNETES IMPULSSPEKTRUM DER MYONEN AUS ZWEI-PHOTON-PROZESSEN (DURCHGEZOGENE KURVE)

Da nur die beiden erzeugten Teilchen A^+ und A^- grössere Winkel zur Strahlrichtung aufweisen können, sollten die Zwei-Photon-Ereignisse eine niedrige Multiplizität von höchstens zwei Spuren aufweisen.

Zur genaueren Untersuchung wurde in den Proportionalkammern und Rohrkammerlagen des Innendetektors nach weiteren Spuren gesucht (LIE 77).

Eine Überprüfung, welche Teilchen im Aussendetektor mit nur wenigen Innendetektorspuren korreliert sind, ist unterhalb von 250 MeV/c Teilchenimpuls möglich: nach der in Abb. 16 gezeigten Kurve der Massenauflösung lassen sich hier Elektronen, Myonen und Pionen durch die Messung der Flugzeit voneinander unterscheiden.

In Abb. 19 ist das aus der Flugzeitmessung berechnete Massenquadrat aufgetragen gegen die z - Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Verwendet wurden die Daten zwischen 3.6 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie, bei denen eine Spur im Aussendetektor im Pionmassenbereich unterhalb von 250 MeV/c Teilchenimpuls zusammen mit höchstens einer zusätzlichen geladenen Spur im Innendetektor beobachtet wurde.

Neben einer Anhäufung im Myon-Massenbereich bei $z = 0$, die aus Strahl-Strahl-Wechselwirkung herrührt, erkennt man ein gleichverteiltes Band bei dem Massenquadrat der Pionen. Es sind dies Pionen aus Strahl-Gas-Reaktionen, die ebenfalls nur geringe Multiplizität aufweisen. Der Zerfall von einigen dieser Pionen (siehe 4.3.2.) ist Ursache für den gleichverteilten Untergrund im Myon-Massenbereich.

Wählt man M^2 -Schnitte bei 0.005 und 0.016 GeV² und berechnet den Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung derjenigen Ereignisse, die zwischen diesen Grenzen liegen und höchstens zwei Spuren im Innendetektor aufweisen, so ergibt sich ein Wert von

$d\sigma/dp = 83. \pm 19. \text{ nb}/(\text{GeV}/c)$ zwischen 150 und 200 MeV/c und $34. \pm 8. \text{ nb}/(\text{GeV}/c)$ zwischen 200 und 250 MeV/c, der ebenfalls in Abb. 18 eingetragen ist.

Dies ist in guter Übereinstimmung mit den Werten des Monte-Carlo-Programms für den Prozess



wo $71. \pm 4. \text{ nb}/\text{GeV}/c$ und $50. \pm 3. \text{ nb}/\text{GeV}/c$ in diesen beiden Impulsintervallen gefunden wurden.

Im Bereich oberhalb von 250 MeV/c liefert dieser Prozess nur bis unterhalb von 600 MeV/c einen nennenswerten Beitrag.

In Abb. 20 ist die z-Verteilung des rekonstruierten Wechselwirkungspunktes gegen das aus der Flugzeit berechnete Massenquadrat für diejenigen Ereignisse aufgetragen, bei denen zu einer Aussenspür im Pionmassenbereich mit weniger als 600 MeV/c Impuls weniger als zwei zusätzliche Innendetektorspuren registriert wurden.

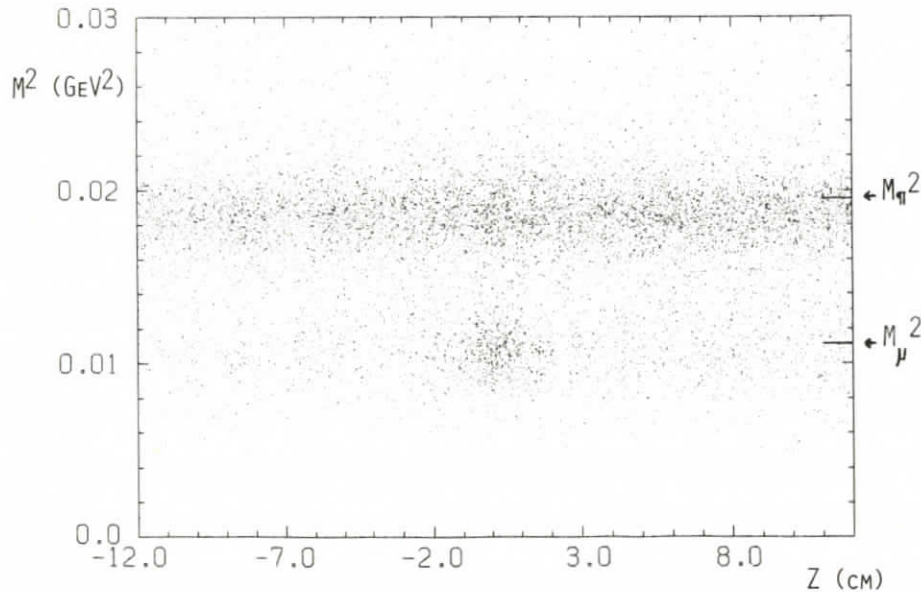


Abb. 19 M^2 vs Z für AUSSENSPUREN IM PIONMASSENBEREICH MIT $p < 250 \text{ MeV}/c$ UND HÖCHSTENS EINER ZUSÄTZLICHEN INNENDETEKTORSPUR

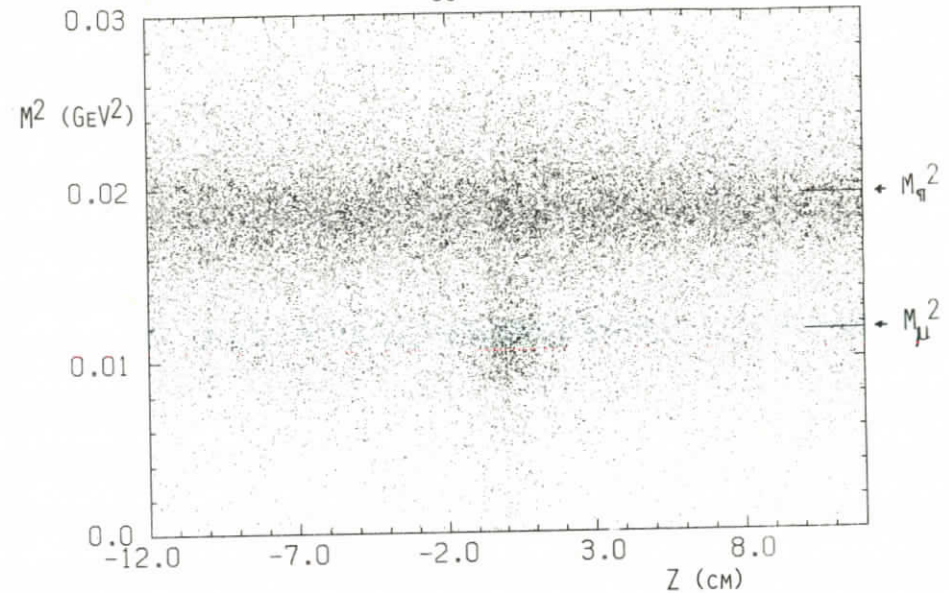


Abb. 20 M^2 vs Z für AUSSENSPUREN IM PIONMASSENBEREICH MIT $p < 600 \text{ MeV}/c$ UND HÖCHSTENS EINER ZUSÄTZLICHEN INNENDETEKTORSPUR

Ein Schnitt bei $M^2 = 0.0016$ diene, für diese Darstellung, zur Unterscheidung zwischen Pionen und Myonen: die z-Verteilung der Pionen ist in Abb. 21 gezeigt, sie ist flach, wie man es von Strahl-Gas-Ereignissen erwartet. Die Ereignisse mit kleineren M^2 -Werten haben die in Abb. 22 dargestellte z-Verteilung; bei $z = 0$ hebt sich das Signal der Strahl-Strahl-Ereignisse über den Untergrund hervor.

Die Abtrennung von Strahl-Gas Ereignissen ist vor allem bei höheren Energien - bei denen die Beiträge aus dieser Quelle zunehmen - von Vorteil. Da sie das Signal : Untergrund - Verhältnis verbessert, ohne gute Ereignisse zu verwerfen, lässt sie die statistischen Fehler der Strahl-Gas-Subtraktion (siehe 4.1.3.) geringer werden. Der absolute Wert des errechneten hadronischen Wirkungsquerschnitts wird von dieser Abtrennung nicht berührt.

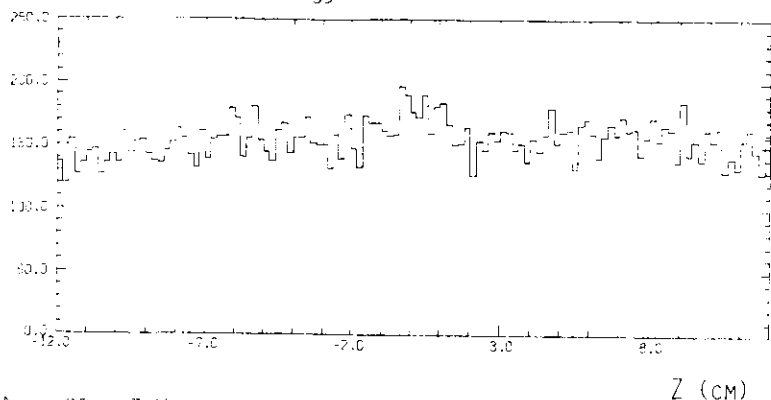


ABB. 21 Z-VERTEILUNG DER SPUREN AUS ABB.20
MIT $M^2 > 0.0016 \text{ GeV}^2$

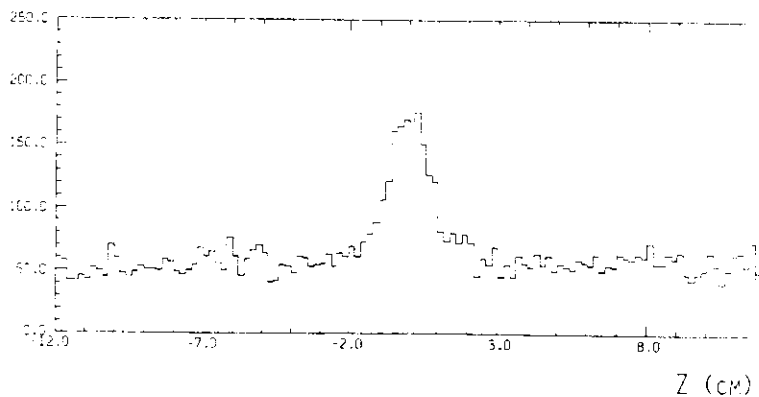


ABB. 22 Z-VERTEILUNG DER SPUREN AUS ABB.20
MIT $M^2 < 0.0016 \text{ GeV}^2$

Anders ist es mit den Beiträgen der Myonen aus Zwei-Photon-Prozessen. Hier werden durch den Multiplizitätsschnitt für kleine Impulse Ereignisse verworfen, die sonst den Myonen zugerechnet worden wären. Die Änderungen in den berechneten Wirkungsquerschnitten, die diese Arbeit gegenüber den früheren Veröffentlichungen der DASP-Kollaboration darstellt, haben hier ihre Ursache.

Der durch diesen Schnitt verworfene Anteil wurde für die Daten zwischen 3.98 und 4.10 GeV Schwerpunktsenergie berechnet; in Abb. 18 ist er als Histogramm zusammen mit dem theoretisch errechneten Beitrag der Myonen, der aus der Monte-Carlo-Rechnung gewonnen wurde, dargestellt. Innerhalb der statistischen Fehler, die durch die punktierten Flächen repräsentiert werden, stimmen beide Beiträge überein.

4.1.2. Abtrennung kosmischer Ereignisse

Die grosse Mehrzahl der kosmischen Ereignisse konnte schon in einem frühen Stadium der Auswertung erkannt und verworfen werden, da sie den in 3.2. beschriebenen Kriterien nicht genügten.

Die verbleibenden kosmischen Ereignisse liessen sich aus zwei Gründen leicht abtrennen:

- sie waren in y und in z nahezu gleichverteilt, da sie mit der Wechselwirkung der Strahlen nicht korreliert sind.
Ein Schnitt in y ausserhalb des Bereichs der Strahldimensionen verwirft daher einen grossen Teil dieser Ereignisse und erlaubt eine Abschätzung ihrer Häufigkeit auch im verbleibenden y -Bereich,
- diejenigen Ereignisse, die den Bereich des WWP durchsetzten und eine Spur in einem Aussenarm aufwiesen, sollten, ihres hohen Impulses wegen, auch im anderen Arm nachweisbar sein.
Der dort gemessene Wert der Flugzeit wird dann allerdings negativ sein, da hier ja das kosmische Teilchen den inneren Zähler nach dem äusseren Zähler durchfliegen musste.

Es wurden folgende Kriterien verwendet:
 der maximal zulässige Wert für y wurde auf ± 1 cm festgelegt, und,
 für Paareignisse mit zwei Spuren, die beide in den Aussenarm-Akzeptanzen lagen, wurde der Wert von β überprüft; war er kleiner als -0.1 , so wurde das Ereignis verworfen.

Die gewählten Kriterien zur Abtrennung von Elektronen, Myonen und kosmischen Ereignissen sind in Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4

Kriterien zur Abtrennung von Elektronen, Myonen und kosmischen Ereignissen

- Identifizierung von Elektronen:
 - Ansprechen des Čerenkovzählers
 - oder deponierte Schauerenergie $E_{sch} \gtrsim 0.9$ GeV
- Identifizierung von Elektronen kleiner Impulse unterhalb von $25c$ MeV/c:
 - berechne M^2 aus der gemessenen Flugzeit, für Elektronen ist $M^2 \ll 0.005$ GeV²
- Identifizierung von Myonen:
 - Ansprechen des Reichweitezählers
- Identifizierung von Lepton-Paaren:

für zwei Spuren, beide in Halle/Tor-Akzeptanz, als Ereignisse, die Kollinearitäts- und Energiekriterium erfüllen

 - Kollinearitätskriterium
 berechne $R_{diff}^2 = (\text{tg}\alpha_y^1 - \text{tg}\alpha_y^2)^2 + (\text{tg}\alpha_z^1 - \text{tg}\alpha_z^2)^2$

wenn $R_{diff} \ll 0.1$ ist, muss zusätzlich die zweite Spur durch den Schauerzähler (mit $E_{sch} \gtrsim 0.25$ GeV) als Elektron oder durch den Reichweitezähler als Myon identifiziert sein

- Energiekriterium
 berechne $E_{diff} = (E_{Strahl} - E_{Teilchen})$
 E_{diff} muss für beide Spuren kleiner als 100 MeV sein
- Identifizierung von Myonen aus Zwei-Photon-Prozessen:
 - Aussenspuren im Pionmassenbereich mit Impulsen unterhalb von 600 MeV/c, für die höchstens eine zusätzliche Innendetektorspur beobachtet wird
- Identifizierung von kosmischen Ereignissen:
 - berechne y -Koordinate des WWP, verwerfe Ereignisse mit $|y| \gtrsim 1$ cm
 - bei Paar-Ereignissen verwerfe Ereignisse, wenn für die Spur im zweiten Arm $\beta \ll -0.1$ ist

4.1.3. Abtrennung von Strahl-Gas-Ereignissen

Wie in Abschnitt 2.1. ausgeführt, laufen die Strahlteilchen zu Paketen, den Bunchen, zusammengefasst im Strahlrohr um.

Der mögliche Wechselwirkungsort ist daher über einen Bereich von der Grössenordnung der Bunchdimensionen (siehe Tabelle 1) ausgedehnt.

In Abb. 23 sind in der y - z Ebene die aus der Spurinformaton rekonstruierten Wechselwirkungsorte einge-

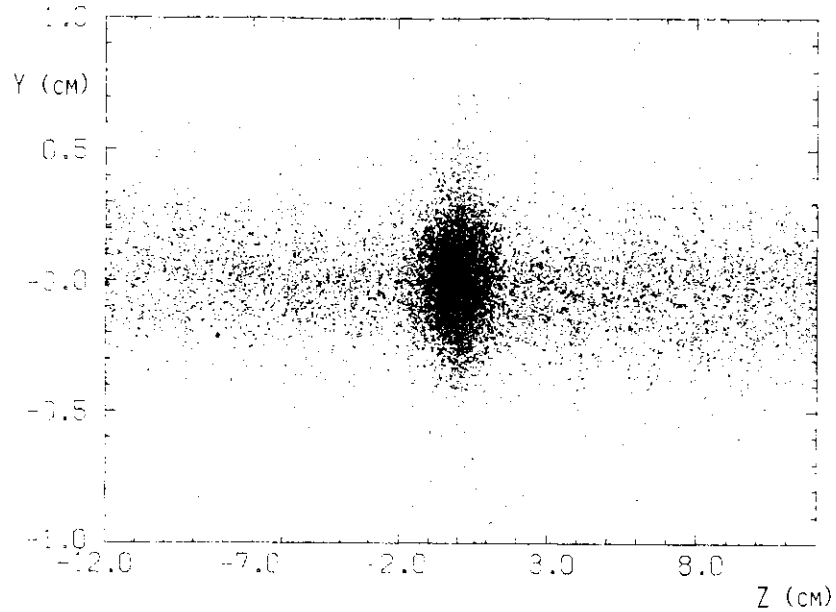


ABB. 23 Y- vs Z-KOORDINATE DES WWP

tragen. Verwandt wurden für diese und die folgenden Abbildungen dieses Abschnitts die Daten des Schwerpunktsbereichs zwischen 3.6 und 5 GeV, die zuvor den in Tabelle 3 beschriebenen Auswahlkriterien unterworfen waren.

In Abb. 23 erkennt man, zusätzlich zu der aufgrund der Bunchausdehnung und der Ortsauflösung des Detektors zu erwartenden Verschmierung über den Bereich von einigen Millimetern, dass die Verteilung in z-Richtung, längs des Strahlrohres, wesentlich weiter ausgedehnt ist. Ursache dafür sind Kollisionen der Strahlteilchen mit den Gasatomen im Strahlrohr. Die Wahrscheinlichkeit für derartige Reaktionen ist im gesamten z-Bereich gleich gross.

Um auf geringfügige Verschiebungen des Kollisionspunktes der Bunche, die im Betrieb des Speicherrings auftraten, korrigieren zu können, wurden zunächst im Innendetektor Bhabha-Paar-Ereignisse gesucht. Deren Spurverlauf war durch die Proportionalkammern bekannt. Mit ihrer Hilfe konnte für jeden Messlauf die z-Verteilung des Wechselwirkungspunktes, ihr Mittelwert und die Standardab-

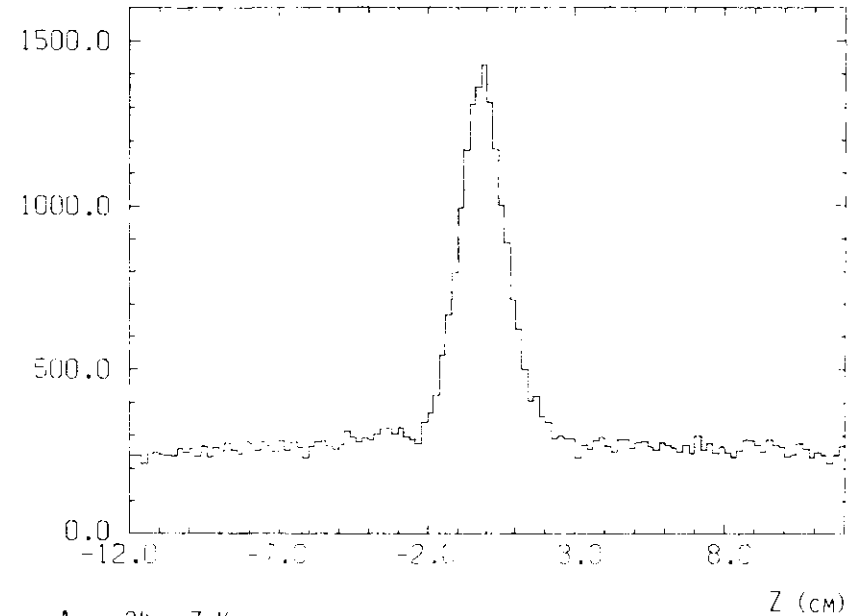


ABB. 24 Z-KOORDINATE UNKORRIGIERT

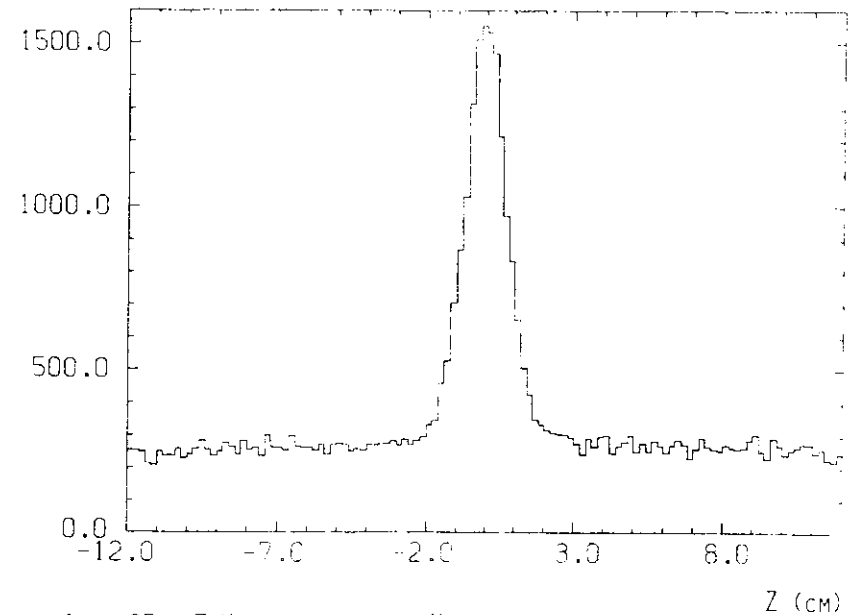


ABB. 25 Z-KOORDINATE NACH KORREKTUR

weichung σ_z bestimmt werden. An die Stelle der z-Koordinate relativ zum Ursprung des DASP-Koordinatensystems trat die Angabe der Koordinate relativ zum Mittelwert der z-Verteilung für diesen Messlauf.

Der Einfluss dieser Verbesserung ist den Abbildungen 24 und 25 zu entnehmen: nach der Korrektur ist die Verteilung symmetrisch um den errechneten Wechselwirkungspunkt verteilt.

Die in Abb. 23 gezeigte z-Verteilung lässt erkennen, dass der gewählte Schnitt bei $y = \pm 1$ cm keine guten Ereignisse verwarf. Der über den gesamten z-Bereich gleichverteilte Untergrund aus Strahl-Gas-Wechselwirkungen musste in anderer Weise abgetrennt werden. Zunächst wurde ein loser Schnitt in z definiert, der alle Strahl-Strahl-Ereignisse umfasste; als Wert wurde das 3.5 fache der errechneten Standardabweichung σ_z gewählt:

$$|z - z_0| < 3.5 \sigma_z$$

Der Strahl-Gas-Untergrund innerhalb des akzeptierten Bereiches wurde durch Extrapolation aus dem Bereich grösserer z-Werte bestimmt und auf statistische Weise abgezogen:

$$N_{(\text{str-str})} = N_{(|z-z_0| < 3.5\sigma_z)} - \frac{3.5\sigma_z}{15-3.5\sigma_z} N_{(15 > |z-z_0| > 3.5\sigma_z)}$$

Diese Subtraktion wurde getrennt für jede Teilchenart und für jedes Parameterintervall - wie Teilchenimpuls, Schwerpunktsenergie usw. - durchgeführt.

In Abb. 26 ist die z-Verteilung der inklusiven Pionen für Schwerpunktsenergien zwischen 3.98 und 4.24 GeV für unterschiedliche Impulsintervalle gezeigt.

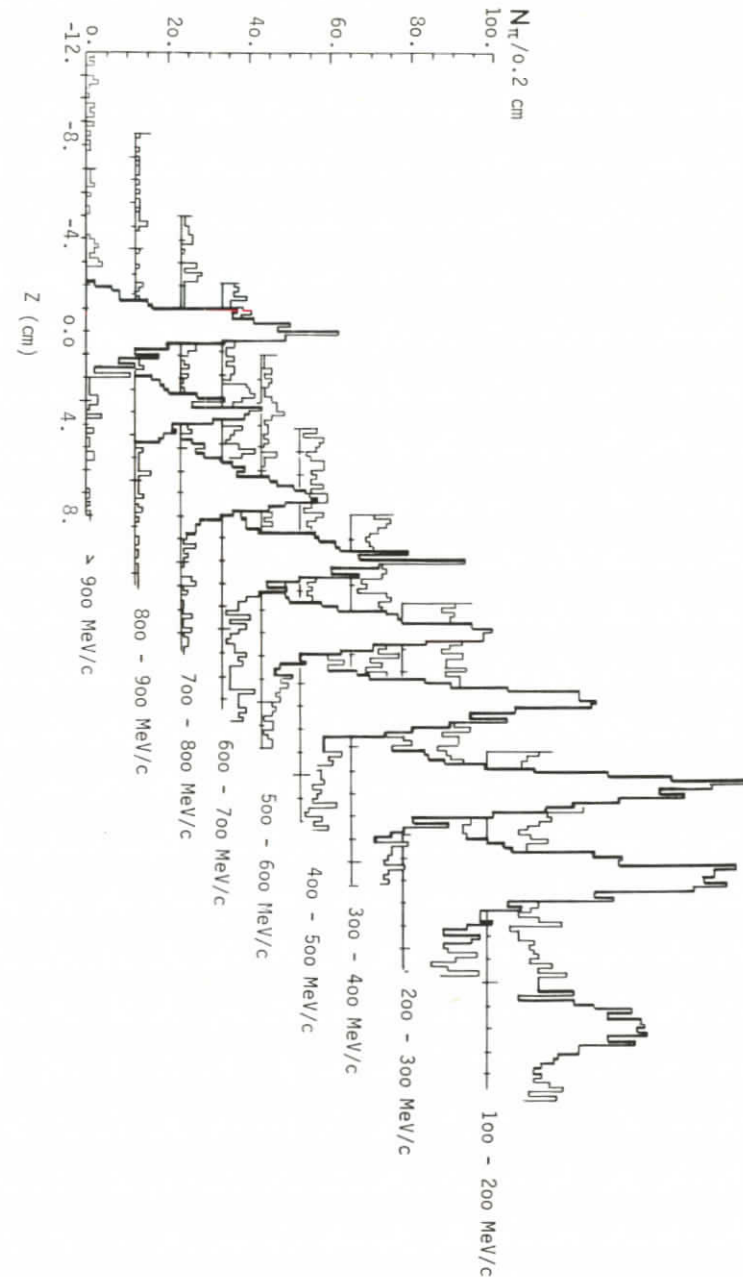


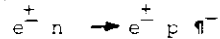
Abb. 26 Z-VERTEILUNG DES WWP FÜR PIONEN
UNTERSCHIEDLICHER IMPULS-INTERVALLE

Diese Subtraktion ist nur für die Ereignisse im Pionenmassenbereich, und, für die höchsten Energiebereiche oberhalb von 5 GeV Schwerpunktsenergie, auch für die Ereignisse im Massenbereich der Kaonen vorgenommen worden.

Zu den Pionereignissen tragen vor allem Untergrundbeiträge der Art



bzw.



bei. Reaktionen der Art



sind dagegen stark unterdrückt, da wegen der Erhaltung der Seltsamkeit Kaonen nur assoziiert erzeugt werden.

Für Untergrundbeiträge im Massenbereich der Protonen wurde anders verfahren.

In Abb. 28 des folgenden Abschnitts ist der grosse Überschuss an positiven Teilchen gegenüber deren Antiteilchen zu erkennen. Die Mehrzahl dieser Protonen stammt aus der Wechselwirkung eines Strahls mit den Gasatomen.

Da wegen der C-Invarianz die Rate der Protonen gleich der Rate der Antiprotonen sein muss, wurde statt der $p+\bar{p}$ - Rate die doppelte Antiprotonrate angegeben.

4.2. Die Unterscheidung der Hadronen

Nach der im vorigen Abschnitt beschriebenen Abtrennung der Untergrundbeiträge verblieben nur noch hadronische Ereignisse in den Daten.

Für die Darstellungen dieses Abschnitts werden wieder die Daten des Schwerpunktsenergiebereichs zwischen 3.6 und 5 GeV herangezogen.

Abbildung 27 zeigt, für negativ geladene Spuren, die Verteilung der berechneten Massenquadratwerte gegen den Teilchenimpuls. Mit eingezeichnet sind die Quadrate der Pion-, Kaon- und Protonmassen (PAR 77).

Abbildung 28 lässt den in 4.1.3. bereits erwähnten Überschuss an Ereignissen im Massenbereich der Protonen erkennen; hier ist der errechnete Wert von β gegen das Produkt aus Ladung und Impuls aufgetragen. Sowohl für negative wie für positive Teilchen sind drei deutlich getrennte Bänder zu erkennen.

Um zu überprüfen, ob die aus der Flugzeit errechneten Massenquadratwerte über den gesamten erfassten Impulsbereich mit den Literaturwerten übereinstimmen, wurde folgende Darstellungsweise gewählt.

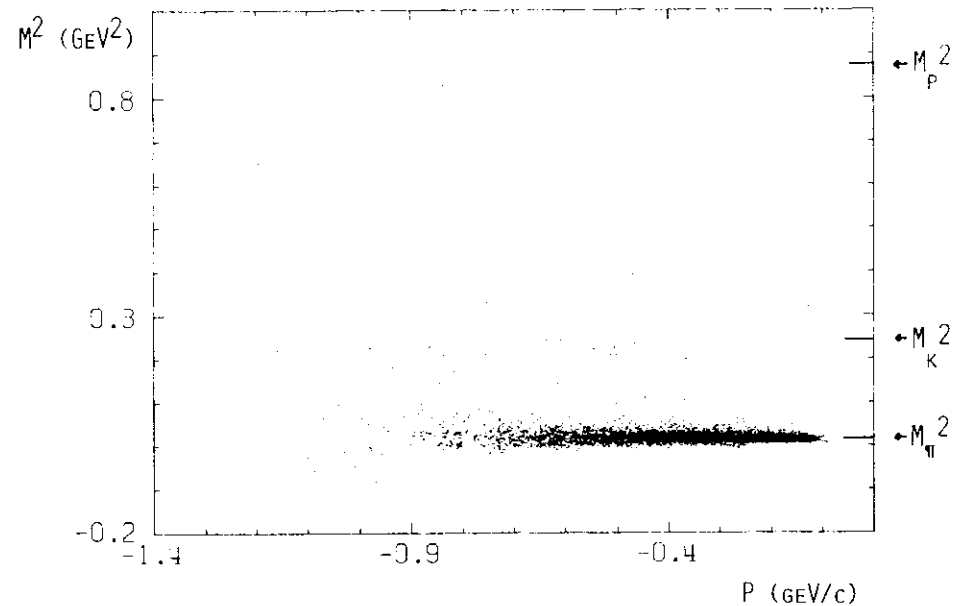


ABB. 27 M^2 vs $(P \cdot \text{LADUNG})$ FÜR NEGATIV GELADENE HADRONEN

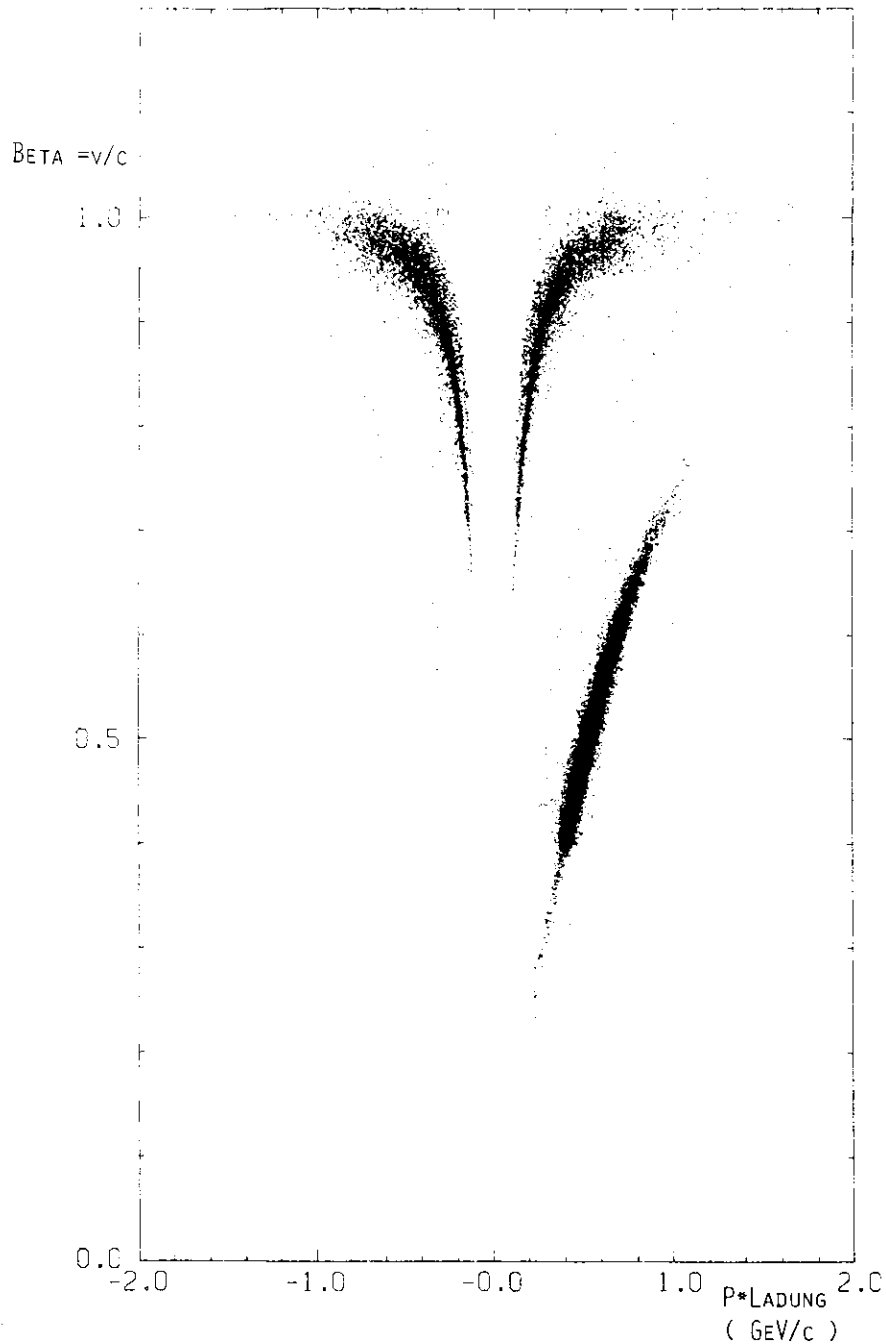


ABB. 28 BETA VS (P*LADUNG) FÜR HADRONEN

trägt man

$$\frac{1}{\beta^2} - 1 = \frac{M^2}{E^2 - M^2}$$

gegen

$$\frac{1}{P^2} = \frac{1}{E^2 - M^2}$$

auf, so sollten Teilchen gleicher Masse auf Geraden der Steigung M^2 zu liegen kommen.

Dies ist der Fall, die in Abb. 29 gezeigten Punkte liegen innerhalb der Fehler auf den errechneten Geraden.

Die Unterscheidung zwischen Pionen, Kaonen und Protonen geschah durch Schnitte bei den errechneten Werten der Massenquadrate.

Die Massenschnitte, die für die weitere Auswertung verwendet wurden, sind in Tabelle 5 wiedergegeben.

Tabelle 5

Zulässiger M^2 - Bereich für Hadronen

Teilchenart	M^2 (GeV^2)	M^2 - Bereich (GeV^2)
Pion	0.0195	-0.2 bis 0.16
Kaon	0.244	0.16 bis 0.4
Proton	0.8804	0.6 bis 2.0

Die in den Tabellen 3 (in Abschnitt 3.2.) und 4 (in 4.1.2.) beschriebenen Kriterien zur Vorauswahl und zur Abtrennung des Untergrundes reduzierten die Anzahl der Ereignisse beträchtlich.

In Tabelle 6 ist, für alle verwendeten Daten zwischen 3.6 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie, die Anzahl der verbleibenden Ereignisse angegeben.

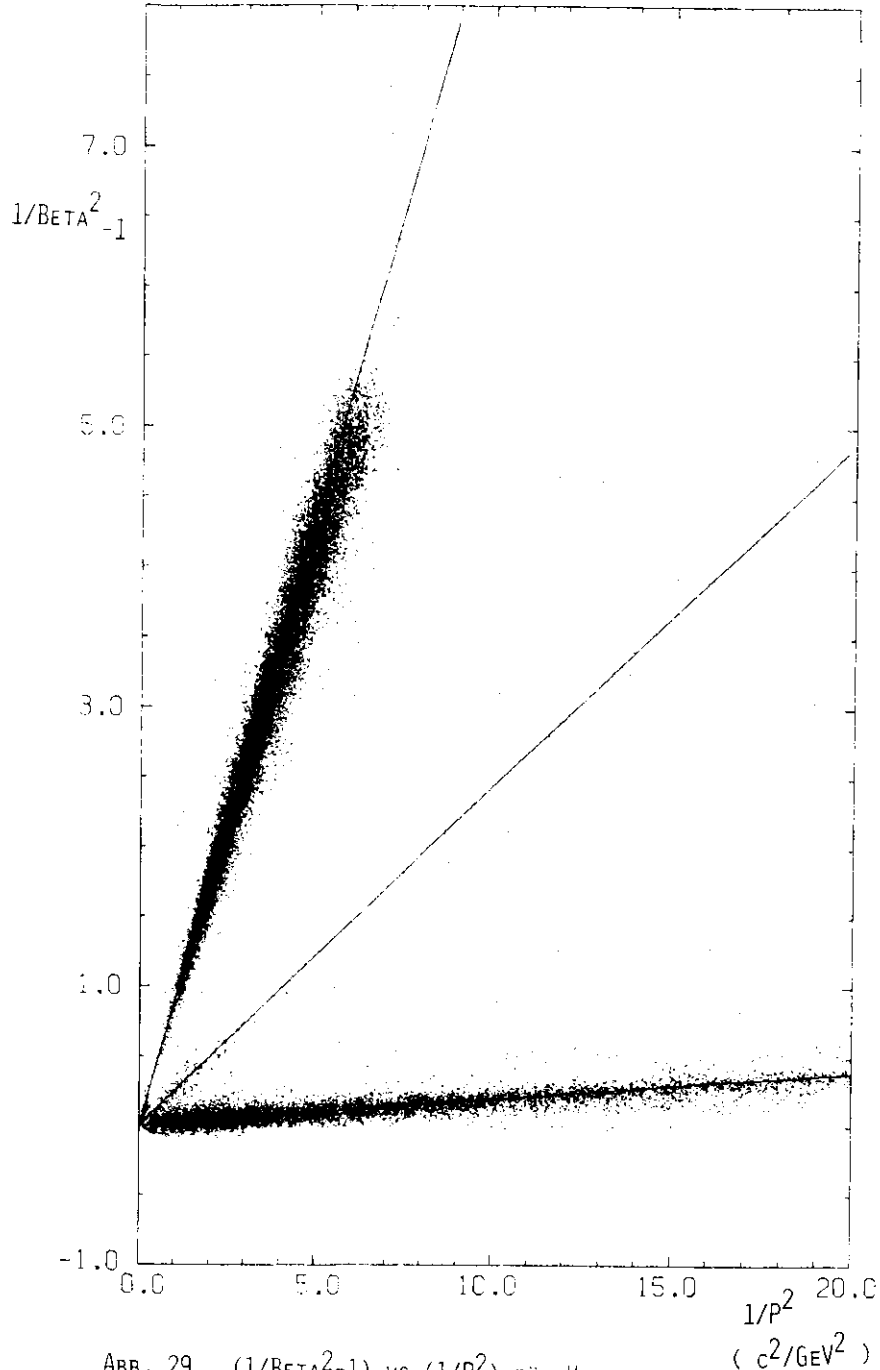


ABB. 29 (1/BETA²-1) vs (1/P²) FÜR HADRONEN

Tabelle 6

Wirksamkeit der Schnitte und
Anzahl der verbleibenden Ereignisse

Nach der in 3.2. beschriebenen Vorauswahl blieben
339 560 gute inklusive Spuren.

der γ -Schnitt bei ± 1 cm trennte die Mehrzahl der
kosmischen Ereignisse ab, es blieben
293 970 Spuren.

Mit Hilfe von Čerenkov-, Schauer- und Reichweite-
zähler werden die meisten Elektronen und Myonen
erkannt, übrig bleiben
200 911 Spuren.

Für Impulse unterhalb von 250 MeV/c wurde die
Flugzeitmessung zur Erkennung von Elektronen verwandt,
es blieben
197 547 Spuren.

Der Paar-Schnitt gegen Elektronen und Myonen und
der Schnitt in B bei -0.1 im zweiten Arm gegen
kosmische Ereignisse lässt übrig
195 248 Spuren.

Die Forderung, für Teilchen im Pionen-Massenbereich
unterhalb von 600 MeV/c Impuls zumindest eine zusätz-
liche Innendetektorspur zu verlangen, reduzierte diese
Anzahl um die Beiträge aus Zwei-Photon-Prozessen
sowie um einen grossen Teil des Strahl-Gas-Untergrundes,
es blieben
119 835 Spuren.

90 394 dieser Spuren lagen im eingeschränkten Akzeptanzbereich des Reichweitezählers,

für die

89 734 Spuren, die Impulse unterhalb von 1.6 GeV/c aufwiesen, war eine Unterscheidung der Hadronenarten möglich.

Von diesen lagen

31 119 Spuren im z-Bereich nahe des Wechselwirkungspunktes ($121 \pm 3.5 \sigma_z$).

In dieser Zahl sind enthalten

15 405 π^+ und π^-
1 009 K^+ und K^-
143 \bar{p}

Wendet man die beschriebene Strahl-Gas-Subtraktion an, so werden diese Zahlen reduziert auf

12 703 π^+ und π^-
893 K^+ und K^-
126 \bar{p}

4.3. Die Korrekturen

Der vorige Abschnitt hatte die Verfahren zum Inhalt, die es ermöglichten, aus der Menge der registrierten Ereignisse diejenigen auszuwählen, die ein inklusiv erzeugtes Hadron im Endzustand aufwiesen.

Um aus diesen ausgewählten Ereignissen Wirkungsquerschnitte und Teilchenspektren zu berechnen, sind zusätzliche Korrekturen notwendig.

Sie dienen dazu, die Verluste und Verfälschungen der Daten zu kompensieren, die herrühren von

- Abstrahlung von Elektron oder Positron im einlaufenden Zustand (in 4.3.1. behandelt),
- Zerfall der erzeugten Hadronen im Spektrometer (siehe 4.3.2.),
- Absorption und Energieverlust in der Materie des Detektors (siehe 4.3.3.),
- Teilchenverlusten durch unvollständiges Ansprechvermögen der Zähler und Kammern (siehe 4.3.4., 4.3.5., 4.3.6.),
- Verlusten im Verlauf der Datenauswertung, innerhalb des Spurerkennungsprogramms (siehe 4.3.7.), und durch den Einfluss der Schnitte in den Massenquadrat-Verteilungen (siehe 4.3.8.).

4.3.1. Strahlungskorrekturen

Neben dem virtuellen Photon, das an den beobachteten Endzustand koppelt, werden von Elektron und Positron noch weitere Photonen erzeugt.

Die Abstrahlung eines Photons im Anfangszustand hat zur Folge, dass für die Reaktion nicht mehr die ge-

samte Schwerpunktsenergie zur Verfügung steht. Dies ist von besonderer Bedeutung, da der totale hadronische Wirkungsquerschnitt im Bereich zwischen 3.6 und 4.8 GeV Schwerpunktsenergie starke Variationen aufweist (DAS 78).

Die Berechnung der Strahlungskorrekturen geschieht nach dem von Bonneau und Martin (BON 71), sowie bei Jackson (JAC 75) angegebenen Zusammenhang zwischen $\sigma(W)$, dem Wirkungsquerschnitt unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen und $\sigma_0(W)$, dem Wirkungsquerschnitt ohne Korrekturen:

$$\sigma(W) = \sigma_0(W) [1 + \xi] + t \int_0^{W/2} \frac{dk}{k} [\sigma_0(W-k) - \sigma_0(W)]$$

k ist die Energie des abgestrahlten Photons, t steht für den Ausdruck

$$2(\alpha/\pi) [\ln(W^2/m_e^2) - 1]$$

und ξ ist eine kleine Korrektur, die schwach energieabhängig ist:

$$\xi = \frac{2\alpha}{\pi} \left(\frac{\pi^2}{6} - \frac{17}{36} \right) + \frac{13}{12} t$$

Der angenommene Verlauf des Wirkungsquerschnitts, der in die Rechnungen eingeht, entspricht einer ersten Näherung an die gemessenen Werte:

oberhalb und unterhalb von 4 GeV Schwerpunktsenergie ist er dem Myon-Wirkungsquerschnitt proportional, unterhalb dieser Stufe ist der Proportionalitätsfaktor 2.5, oberhalb beträgt er 4.5.

Die Beiträge der Resonanzen J/ψ und ψ' wurden, wieder dem Verfahren von Bonneau und Martin folgend, getrennt berechnet.

Die so errechneten Korrekturen geben die Veränderungen wieder, die sich bei der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts ergeben würden. Für dieses Experiment muss ausserdem die begrenzte Akzeptanz der

beiden Aussenarme und das Messverfahren - die inklusive Registrierung von Hadronen - berücksichtigt werden, da sich aufgrund der Abstrahlungsprozesse das Schwerpunktsystem längs der Primärstrahlrichtung bewegt.

Dies geschieht durch ein Simulationsprogramm.

In ihm werden geladene und ungeladene Teilchen im Kollisionspunkt der Elektronen und Positronen gemäss einer Phasenraumverteilung erzeugt und durch den simulierten Detektor verfolgt. Die mittlere Anzahl der geladenen und ungeladenen Teilchen entspricht den Werten aus der Messung der SLAC-LBL-Gruppe (HAN 76).

Es ergibt sich, dass im untersten gewählten Energiebereich, unterhalb der ψ' - Resonanz, die Korrekturen mit etwa -15 % am grössten sind, für die höheren Energiebereiche bewegen sich die Korrekturen zwischen -4 % und -6 %.

4.3.2. Korrekturen auf zerfallende Teilchen

Auf der Flugstrecke zum Aussendetektor kann ein Teil der erzeugten Pionen und Kaonen noch vor Erreichen der Flugzeitähler zerfallen.

Um aus der Zahl der gemessenen auf die Zahl der ursprünglich erzeugten Teilchen zurückschliessen zu können, müssen impulsabhängige Korrekturfaktoren angebracht werden.

In einem ersten Schritt wird aus der bekannten Lebensdauer τ_0 der Teilchen im Ruhesystem, ihrer Masse m und dem Impuls p die Anzahl N(s) der nach der Flugstrecke s noch überlebenden Teilchen berechnet.

Es ist

$$N(s) = N(0) \cdot e^{-\frac{m \cdot s}{p \cdot c \cdot \tau_0}}$$

wobei N(0) die Zahl der ursprünglich vorhandenen Teilchen bezeichnet.

Wäre der Zerfall eines Teilchens gleichbedeutend mit dem Verlust der Teilchenspur im Auswerteprogramm, so wäre $N(s)$ gleich der gemessenen Teilchenzahl $N(\text{gem})$, und der Korrekturfaktor wäre durch den Ausdruck

$$N(o) = N(\text{gem}) \cdot e^{\frac{m \cdot s}{p \cdot c \cdot \tau_0}}$$

beschrieben.

Zu den registrierten Teilchen trägt aber, neben den nichtzerfallenen Teilchen, auch die Anzahl $N(n)$ derjenigen Teilchen bei, die trotz Zerfall im Detektor nachgewiesen werden. Es sind dies vor allem die Fälle, in denen die Spur des Zerfallsmyons zusammen mit der ursprünglichen Teilchenspur eine gute Aussenspur ergibt.

Diese Anzahl wird durch eine Simulationsrechnung bestimmt, in der die Eingangsverteilungen und die Detektorgeometrie berücksichtigt werden (SCHL 76). Der Anteil derjenigen Pionen, die trotz Zerfall im Auswerteprogramm dennoch nicht verloren gehen, an der Gesamtzahl der gefundenen Pionen, ist in Abb. 30 als Funktion des Teilchenimpulses gezeigt.

Für grosse Impulse wird dieser Anteil α nahezu gleich eins, da hier der Winkel zwischen Mutter- und Tochter-Teilchen klein ist, die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit also ansteigt.

Für den gesamten Korrekturfaktor erhält man den Ausdruck

$$N(o) = (\alpha \cdot N(\text{gem})) \cdot e^{\frac{m \cdot s}{p \cdot c \cdot \tau_0}}$$

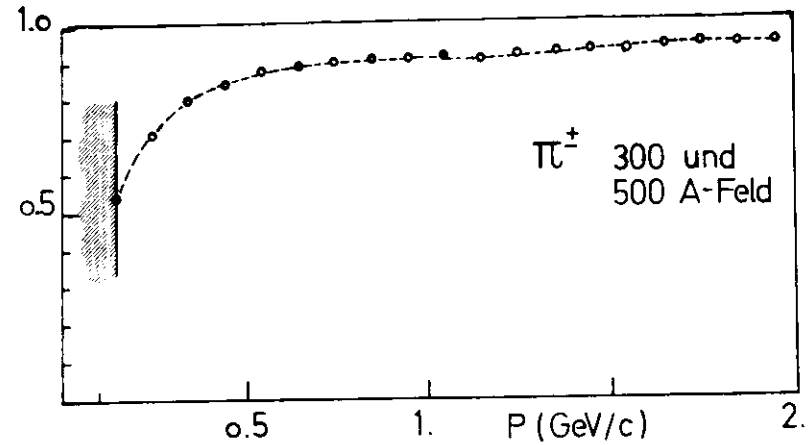


ABB. 30 WIEDERGEWINNUNGSRATE FÜR ZERFALLENDE PIONEN

Durchfliegt das Zerfallsmyon den Reichweitezähler, so geht das primäre Pion oder Kaon, der Antireichweitebedingung wegen, für die weitere Auswertung verloren. Die Berücksichtigung dieser Prozesse ist Gegenstand von Abschnitt 4.3.5. .

Der Zerfall von Kaonen zwischen der Magnetöffnung und den Drahtfunkenkammern des Aussendetektors kann dazu führen, dass für deren Spur ein zu grosser Impuls berechnet wird (siehe 3.4.).

Die Teilchenmasse, die aus Flugzeit und Impuls bestimmt wird (siehe 3.5.), verschiebt sich dadurch für einen Teil dieser Kaonen zu höheren Werten; eine Fehlinterpretation als Proton bzw. Antiproton ist die Folge.

Der Anteil dieser fehlidentifizierten Kaonen an der Gesamtheit der korrekt erkannten Kaonen wurde von M. Schliwa (SCHL 77) mit dem oben erwähnten Simulationsprogramm zu 1.3 % bestimmt.

Von den in diesem Experiment gemessenen Antiproton-Wirkungsquerschnitten wurden daher noch 1.3 % des gemessenen Kaon-Wirkungsquerschnittes subtrahiert.

4.3.3. Korrekturen auf Absorption und Energieverlust im Detektor

Für jede Hadronspur wird die Wahrscheinlichkeit, im Detektor absorbiert zu werden, aus deren Masse, Impuls, dem Streuwinkel - der die Abweichung vom senkrechten Durchgang und damit die grössere zu durchdringende Materiedicke angibt -, und der bekannten Materiebeladung (bis zu den Flugzeitzählern ca. 4.2 g/cm^2) berechnet.

Die Hadron-Nukleon-Wirkungsquerschnitte werden aus der Literatur entnommen (PAR 76).

Es wird angenommen, dass die Hälfte der elastischen Wechselwirkungen und jede inelastische Wechselwirkung zwischen Teilchen und Nukleon im Detektormaterial zum Verlust des Teilchens führen.

So beträgt etwa die Wahrscheinlichkeit, im Detektor absorbiert zu werden, für Pionen oberhalb von 600 MeV/c Impuls 3 %.

Der Energieverlust ΔE , den die Teilchen beim Durchgang durch Strahlrohr und Zähler erfahren, wird für jede akzeptierte Hadronspur durch ein Unterprogramm berechnet und der gemessenen Energie des Teilchens hinzugefügt.

Diese Rechnung verwendet die Bethe-Bloch-Formel und die Angaben über die Materie des Detektors sowie den gemessenen Impuls und die Masse des Teilchens.

Der Energieverlust ΔE eines $\beta = 1$ Teilchens beim Flug durch einen Aussenarm beträgt nach dieser Berechnung 7 MeV.

Mit Hilfe von Höhenstrahlmyonen, die beide Arme des Detektors durchfliegen (siehe 4.1.2.), und deren Impuls in jedem Arm gemessen werden kann, wurde die Korrektur überprüft.

4.3.4. Korrekturen auf Verluste durch Zählerausfall

Nicht alle Teilchen, die Aussenarm und Flugzeitzähler durchfliegen, erzeugen ein Zählersignal. Sie gehen daher für die Messung verloren.

Diese Verluste rühren von der unvollständigen Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers und von Defekten der elektronischen Komponenten (wie den ADC und TDC) her.

Die Grösse dieser Verluste wurde bestimmt durch die Untersuchung von Myon-Paaren. Man fordert, unabhängig vom Trigger, Ereignisse mit je einer Spur in beiden Detektorarmen und untersucht, ob die Flugzeitbestimmung erfolgreich war.

Die auf diese Art gefundene Flugzeit- und Triggerwirksamkeit beträgt 95 %.

4.3.5. Korrekturen auf Verluste durch Antireichweitebedingung

Myonen werden in dieser Auswertung im wesentlichen dadurch erkannt, dass sie in der Lage sind, die Eisen-schicht von 60 cm Dicke zu durchdringen und den Reichweitezähler zum Ansprechen zu bringen (siehe 4.1.1.). Diejenigen Pionen und Kaonen, die ebenfalls diese Materieschicht durchdringen, täuschen ein Myon-Signal vor und gehen für die weitere Auswertung dadurch verloren.

Diese Transmissionswahrscheinlichkeit ist von verschiedenen Autoren (SAN 74, ABE 74) gemessen worden. Neben denjenigen Pionen und Kaonen, die das Eisen durchdringen, tragen auch die Fälle bei, bei denen das Zerfallsmyon (siehe 4.3.2.) den Reichweitendetektor durchfliegt. Die Häufigkeit, mit der dies geschehen kann, hängt, neben dem Teilchenimpuls und der Materiedicke, auch von dem geometrischen Aufbau der Anordnung ab.

Daher wurde in diesem Experiment der Korrekturfaktor mit Hilfe von multihadronischen Ereignissen aus dem Zerfall der J/ψ - Resonanz bestimmt.

Die Anzahl der rekonstruierten Innendetektorspuren musste für diese Ereignisse grösser als vier sein, Elektron- und Myon-Beiträge wurden durch Impuls- und Kollinearitätsschnitte verworfen, die geforderte Aussenspur musste mindestens 400 MeV/c Impuls aufweisen, der berechnete M^2 -Wert musste im Pion-Massenbereich (siehe 4.2.) liegen.

Die Transmissionswahrscheinlichkeit ist dann gegeben durch den Quotienten aus derart ausgewählten Ereignissen mit einem Pion im Aussendetektor, die den Reichweitezähler setzen und den Ereignissen ohne Reichweitezählersignal (RUE 78).

Abb. 31 zeigt diese Transmissionswahrscheinlichkeit - angegeben in Prozenten - in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls. Oberhalb von 1.0 GeV/c gehen danach etwa 5 % der Pionen verloren. Dieses Ergebnis ist verträglich mit Messungen des Reichweitedetektors am Teststrahl (SAN 74).

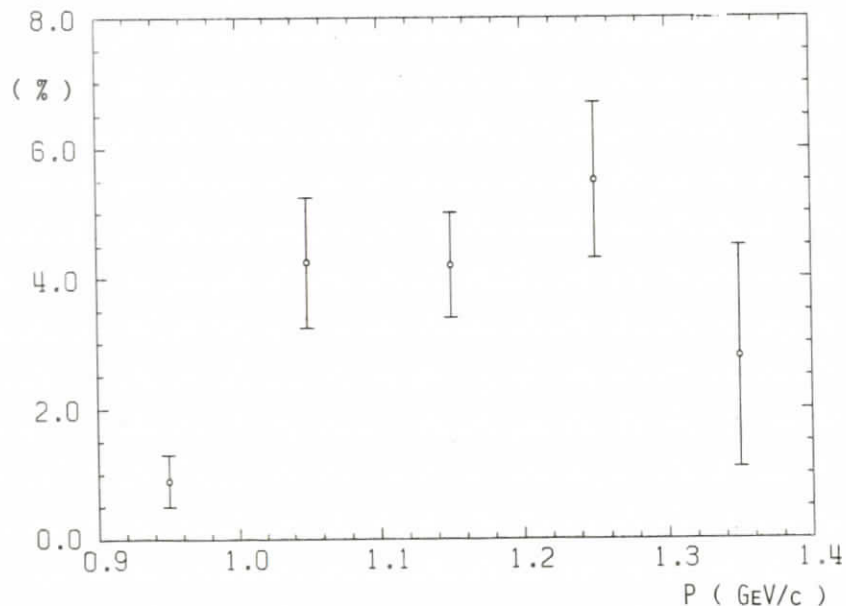


Abb. 31 TRANSMISSIONSWAHRSCHEINLICHKEIT DES REICHWEITEZÄHLERS FÜR PIONEN

4.3.6. Korrekturen auf Verluste durch Ansprechen des Čerenkovzählers

Spuren mit Čerenkovsignal werden als Elektronen gewertet und für die Auswertung der Hadronereignisse nicht weiter berücksichtigt.

Über die Erzeugung von Anstosselektronen ist es jedoch auch Hadronen möglich, im Zähler ein Signal hervorzurufen.

Um zu überprüfen, wie gross $\eta_{h,e}$, das Ansprechvermögen des Zählers auf Hadronen unterhalb der Schwellenimpulse (siehe 2.2.4.) ist, wurden durch den Zähler verlaufende Spuren gesucht, die im Schauerzähler des Aussendetektors weniger als 200 MeV Schauerenergie deponiert hatten. Die Forderung, der Reichweitezähler dürfe nicht angesprochen haben, schloss Myonen weitgehend aus.

Die Impulse der untersuchten Spuren lagen zwischen 1.0 und 1.5 GeV/c.

Lediglich 0.14 % dieser Spuren hatten den Čerenkovzähler gesetzt; der tatsächliche Wert von $\eta_{h,e}$ liegt wegen der möglichen Beimischung von Elektronen, die wenig Schauerenergie deponieren, eher noch niedriger.

Dieser Wert stimmt mit den theoretischen Berechnungen von O. Römer (ROE 76) überein; er findet eine Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers für Pionen von 700 MeV/c Impuls von 0.16 %.

Auf eine Korrektur dieses Verlustes wurde daher verzichtet.

4.3.7. Korrekturen auf Spurverluste

Die Aussenspurverluste bei der Spurrekonstruktion werden an Myon-Paar Ereignissen bestimmt.

Aufgrund ihrer Symmetrie ist ihre Signatur:

- kollineare Innenspuren,
- gegenüberliegende Flugzeit-
und Schauerzähler,
- errechneter Wert von β für beide Arme ≈ 1 ,

so eindeutig, dass sie auch erkannt werden können, wenn für einen Arm die Spurinformaton fehlt.

Aus der Häufigkeit des Scheiterns der Spurrekonstruktion lässt sich der Korrekturfaktor für die Verluste an Aussenspuren bestimmen.

Er wurde für die unterschiedlichen Energieintervalle getrennt bestimmt und lag zwischen 1.02 und 1.05 .

4.3.8. Korrekturen auf Verluste durch Massenschnitte

Die Berechnung der Masse aus den Messwerten für Flugzeit und Impuls verschlechtert sich mit wachsendem Impuls (siehe 3.5.).

Dies ist für die Kaonen von Bedeutung:

die gewählten Schnitte von $0.16 \text{ GeV}^2 < M^2 < 0.4 \text{ GeV}^2$ führen zu Verlusten an Kaonen bei hohen Impulsen.

Passt man an die Massenquadrat-Verteilung der Pionen und Kaonen für verschiedene Impulsintervalle eine Überlagerung zweier Gausskurven an, so lässt sich der Anteil der verworfenen Kaonen in Abhängigkeit vom gewählten Massenschnitt bestimmen (DAS 76/2).

Für Impulse oberhalb von 1.2 GeV/c gehen 17 % der Kaonen verloren; der Korrekturfaktor beträgt 1.2 .

In Abb. 32 sind die M^2 -Verteilungen für drei unterschiedliche Impulsintervalle gezeigt, es sind dies die Daten der Hadronen aus dem Zerfall der J/ψ - Resonanz.

In Tabelle 7 sind die Gewichts- und Korrekturfaktoren, die bei den Daten der unterschiedlichen Energiebereiche Anwendung finden, zusammengestellt.

Der Gewichtungsfaktor /GEWT/ berechnet sich aus dem Produkt der einzelnen Korrekturfaktoren, geteilt durch die gemessene Luminosität.

Die in den vorigen Abschnitten behandelten Korrekturen auf Zerfall und Absorption, sowie auf Verluste durch

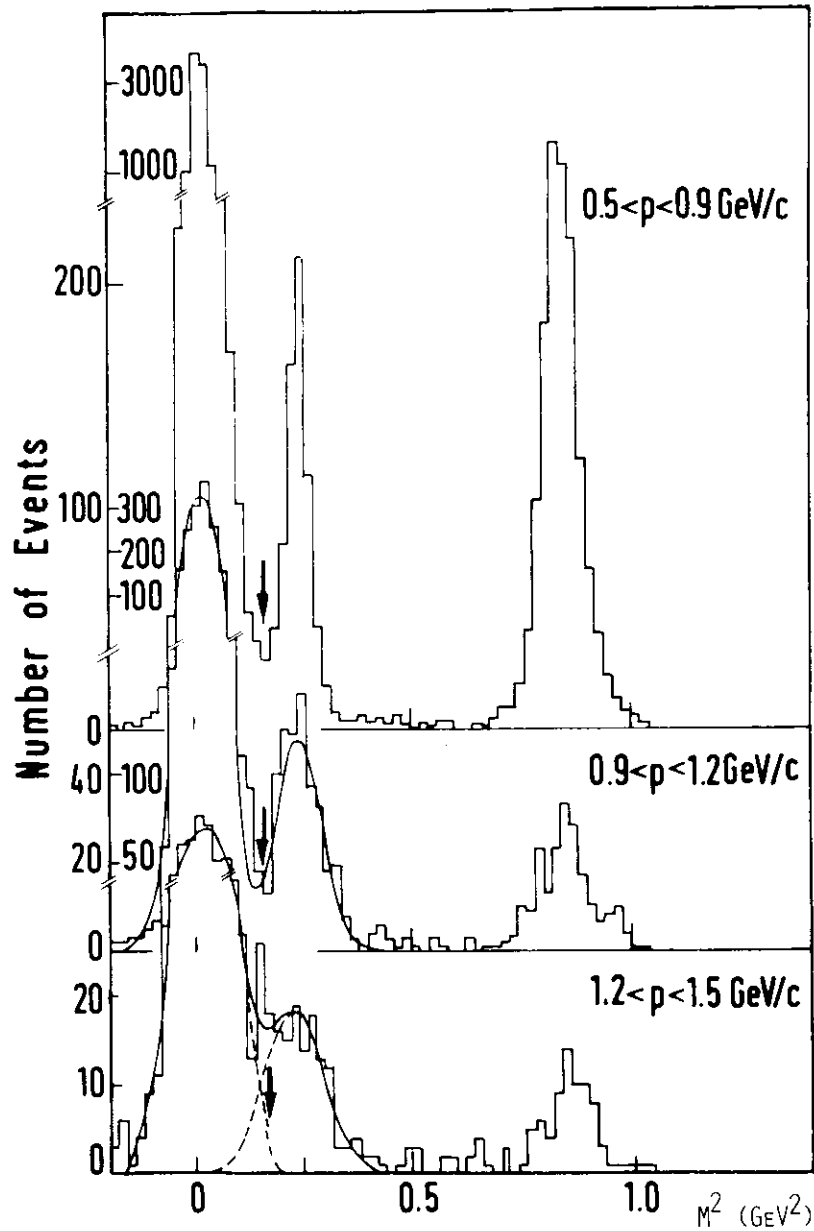


ABB. 32 M^2 -VERTEILUNG FÜR HADRONEN AUS DEM ZERFALL DER J/Ψ FÜR UNTERSCHIEDLICHE IMPULSINTERVALLE

Massenschnitt und Antireichweitebedingung, sind in der Tabelle nicht enthalten, da sie von Teilchenart und -impuls abhängen und daher für jede akzeptierte Spur einzeln bestimmt und angewandt werden.

Tabelle 7

Gewichtsfaktoren

	\sqrt{s} (GeV)	$L(\text{nb}^{-1})$	F1	F2	F3	/GEWT/
{1}	3.6	658.37	1.043	1.05	0.85	.0014129
	-nur 300A-	407.79	1.0195	1.05	0.85	.0022311
{2}	3.98-4.10	1066.29	1.033	1.05	0.96	.0009764
	-nur 300A-	617.99	1.030	1.05	0.96	.001680
{3}	4.10-4.24	611.07	1.038	1.05	0.96	.0017118
	-nur 300A-	375.91	1.030	1.05	0.96	.002761
{4}	4.24-4.36	533.24	1.038	1.05	0.93	.001920
	-nur 300A-	458.90	1.030	1.05	0.93	.002215
{5}	4.36-4.46	1714.27	1.0485	1.05	0.93	.0006064
	-nur 300A-	1077.56	1.025	1.05	0.93	.000938
{6}	4.46-4.90	1107.78	1.039	1.05	0.93	.0009258
	-nur 300A-	977.29	1.025	1.05	0.93	.001035
{7}	5.0	1103.65	1.035	1.05	0.93	.0009247
{8}	5.2	823.08	1.037	1.05	0.93	.001243

Dabei korrigiert F1 auf die Verluste im Spurrekonstruktionsprogramm, F2 kompensiert die Verluste durch Zählerausfall, und F3 stellt der Term der Strahlungskorrektur dar.

5. Die Resultate

Im folgenden Kapitel sollen die Ergebnisse der Analyse vorgestellt werden.

In 5.1. wird zunächst der Formalismus eingeführt, der bei der Beschreibung der Resultate Verwendung findet. Die Ergebnisse zur Untersuchung der Winkelabhängigkeit der erzeugten Hadronen sind in 5.2. zu finden. In Abschnitt 5.3. schliesst sich eine Abschätzung der systematischen Fehler dieser Messung an.

Die Auswertemethode - die Umrechnung der Zählraten in Wirkungsquerschnitte - ist in 5.4. beschrieben; in Abschnitt 5.5. wird dieses Verfahren zunächst auf die Daten mit Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 5.2 GeV angewandt.

In 5.6. werden die Impulsspektren $d\sigma/dp$ aller acht untersuchten Energieintervalle gezeigt, in 5.7. folgen die Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte $E/4p^2 d\sigma/dp$.

Abschnitt 5.8. beschäftigt sich mit der Überprüfung der Skaleninvarianz und stellt die Wirkungsquerschnitte $s/B d\sigma/dx$ sowie $x \cdot s/B d\sigma/dx$ vor.

Die in diesem Experiment gemessenen Daten werden mit denen anderer Experimente in Abschnitt 5.9. verglichen.

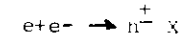
Abschnitt 5.10. bringt die Ergebnisse der gemessenen Pion-Erzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie. In 5.11. wird die inklusive Kaon-Erzeugung beschrieben; die Daten werden mit den Vorhersagen des charm-Modells verglichen.

Der Vergleich der Hadron-Erzeugung bei nichtresonanten Energien und im Bereich der J/ψ - Resonanz wird in 5.12. vorgestellt. In 5.13. folgt schliesslich die Untersuchung der crossing-Symmetrien für die Prozesse $e^+ p \rightarrow e^+ X$ und $e^+ e^- \rightarrow \bar{p} X$.

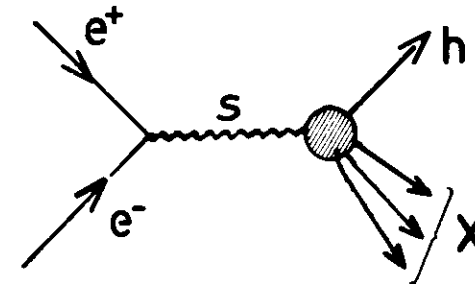
Die Zahlenwerte der errechneten Wirkungsquerschnitte sind in Abschnitt 5.14. in Tabellen zusammengefasst.

5.1. Formalismus

Zur Beschreibung des Prozesses



wird die Notation von Drell, Levy und Yan (DRE 69, DRE 70) verwendet. Die Ausführungen dieses Abschnitts lehnen sich an die in (WII 76, WOL 77) gegebene Darstellung an.



Es bedeuten

- $q = p_+ + p_-$ den Viererimpuls des virtuellen Photons
- $q^2 = s$ das Quadrat der Schwerpunktsenergie
- $p = (\vec{p}, E)$ den Viererimpuls des Hadrons h
- θ den Winkel zwischen den Richtungen von Hadron h und e^+
- $\gamma = \frac{q \cdot p}{m} = \frac{E}{m} \sqrt{s}$ die Energie des Photons im Hadronruhesystem
- $x = \frac{2pq}{s} = \frac{2 \cdot E}{\sqrt{s}} = \frac{2m\gamma}{s}$

Im Ruhesystem des Hadrons hat das Photon sowohl transversale (T) wie longitudinale (L) Komponenten.

Ähnlich wie in der inelastischen Elektron-Nukleon-Streuung (HEI 75) lässt sich auch die Reaktion $e^+e^- \rightarrow h^+ X$ mit Hilfe zweier Strukturfunktionen,

$\bar{W}_T(s, \gamma)$ und $\bar{W}_L(s, \gamma)$ beschreiben. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt ergibt sich damit:

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2 |\vec{p}|}{s |\vec{s}|} \cdot \left\{ \bar{W}_T(1 + \cos^2\theta) + \bar{W}_L(1 - \cos^2\theta) \right\}$$

Anstatt der Strukturfunktionen \bar{W}_T und \bar{W}_L werden meist \bar{W}_1 und \bar{W}_2 verwendet; sie hängen mit den zuerst erwähnten Funktionen in folgender Weise zusammen:

$$\bar{W}_1(s, \gamma) = \bar{W}_T(s, \gamma)$$

$$\bar{W}_2(s, \gamma) = \frac{m^2}{|p|} \left\{ \bar{W}_L(s, \gamma) - \bar{W}_T(s, \gamma) \right\}$$

Der Ausdruck für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wird damit zu:

$$\frac{d^2\sigma}{dx d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \cdot \beta \cdot x \cdot \left\{ m\bar{W}_1 + \frac{1}{4}\beta^2 \cdot x \cdot \gamma \bar{W}_2 \cdot \sin^2\theta \right\}$$

wobei $\beta = \frac{|\vec{p}|}{E}$ bezeichnet.

Führt man die Integration über die Winkel Ω und θ aus und setzt für den Ausdruck

$$\frac{4\pi \cdot \alpha^2}{3 \cdot s}$$

den Myon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mu\mu}$ ein, so ergibt sich:

$$\frac{d\sigma}{dx} = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot \beta \cdot x \cdot \left\{ m\bar{W}_1 + \frac{1}{6} \beta^2 \cdot x \cdot \gamma \bar{W}_2 \right\}$$

Vernachlässigt man Terme der Grösse $\frac{m}{E}$, was gleichbedeutend ist mit der Annahme $\beta = 1$, so wird schliesslich:

$$\frac{d\sigma}{dx} = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot x \cdot \left\{ m\bar{W}_1 + \frac{1}{6} \cdot x \cdot \gamma \bar{W}_2 \right\}$$

Verschiedene theoretische Modelle (BJO 69, BJO 73, DRE 70) sagen für inklusive Reaktionen Skaleninvarianz voraus, d.h., die Strukturfunktionen \bar{W}_1 und \bar{W}_2 hängen nur noch vom Verhältnis γ/s ab.

Wählt man als neue Skalenvariable die Grösse

$$x = \frac{2 p \cdot q}{s} = \frac{2 \cdot m \cdot \gamma}{s} = \frac{2 \cdot E_h}{\gamma s}$$

so lassen sich, bei Gültigkeit der Skaleninvarianz, die von s und von γ abhängigen Ausdrücke durch Funktionen ersetzen, die nur noch von x abhängen:

$$-m \cdot \bar{W}_1(s, \gamma) \rightarrow \bar{F}_1(x)$$

$$\gamma \cdot \bar{W}_2(s, \gamma) \rightarrow \bar{F}_2(x)$$

und der inklusive Wirkungsquerschnitt wird beschrieben durch

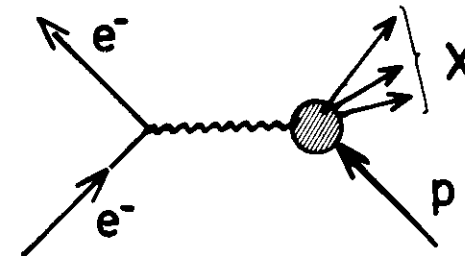
$$\frac{d\sigma}{dx} = 3 \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot x \cdot \left\{ -\bar{F}_1(x) + \frac{1}{6} \cdot x \cdot \bar{F}_2(x) \right\}$$

Bei Skaleninvarianz hat das Energiespektrum der erzeugten Teilchen für alle Strahlenergien die gleiche Form. Die Grösse des integrierten inklusiven Wirkungsquerschnitts sollte dann auch wie $1/s$ abfallen, also relativ zum Myon-Wirkungsquerschnitt konstant sein.

Zum Vergleich von inklusiver Hadron-Erzeugung am Elektron-Positron-Speicherring mit Elektron-Hadron-Streuung sollen einige weitere Grössen und Zusammenhänge eingeführt werden.

Für die Elektroproduktion am Proton

$$e p \rightarrow e' X$$



bedeuten

- $q = p_e - p_{e'}$, den Viererimpuls des virtuellen Photons, mit $q^2 \ll 0$
- p das einlaufende Proton
- θ den Streuwinkel zwischen auslaufendem Elektron e' und einlaufendem Elektron e

$\nu = \frac{p \cdot q}{m} = E_e - E_{e'}$, die Energie des Photons im Ruhesystem des Protons
(= Laborsystem)

$$\omega = \frac{2 \cdot p \cdot q}{-q^2} = \frac{2 \cdot m \nu}{-q^2}$$

Der Elektroproduktions-Wirkungsquerschnitt wird durch folgende Beziehung beschrieben:

$$\frac{d^2\sigma}{dE_e \cos\theta (q^2)^2} = \frac{8\pi\alpha^2}{E^2} \left\{ W_2(q^2, \nu) \cos^2 \frac{\theta}{2} + 2W_1(q^2, \nu) \sin^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

wobei die Strukturfunktionen W_1 und W_2 durch den Tensor $W_{\mu\nu}$ definiert sind:

$$W_{\mu\nu} = 4\pi^2 \frac{E}{m} \sum_n \langle p | j_\mu(0) | n \rangle \langle n | j_\nu(0) | p \rangle (2\pi)^4 \delta^4(q + p - p_n)$$

$$= - \left(g_{\mu\nu} - \frac{q_\mu \cdot q_\nu}{q^2} \right) \cdot W_1(q^2, \nu)$$

$$+ \frac{1}{M^2} \left(p_\mu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\mu \right) \cdot \left(p_\nu - \frac{p \cdot q}{q^2} q_\nu \right) W_2(q^2, \nu)$$

Setzt man

$$mW_1(q^2, \nu) = F_1(\omega, q^2)$$

$$W_2(q^2, \nu) = F_2(\omega, q^2)$$

so erhält man unter der Annahme der Skaleninvarianz

$$\lim_{\substack{\nu \rightarrow \infty \\ \omega \text{ fest}}} mW_1(q^2, \nu) = \lim_{\substack{-q^2 \rightarrow \infty \\ \omega \text{ fest}}} F_1(\omega, q^2) \equiv F_1(\omega)$$

und

$$\lim_{\substack{\nu \rightarrow \infty \\ \omega \text{ fest}}} \nu W_2(q^2, \nu) = \lim_{\substack{-q^2 \rightarrow \infty \\ \omega \text{ fest}}} F_2(\omega, q^2) \equiv F_2(\omega)$$

Die Tensoren $W_{\mu\nu}$ und $\bar{W}_{\mu\nu}$ sind in der Feldtheorie durch "crossing-Symmetrien" verbunden, d.h.:

$$\bar{W}_{\mu\nu}(q, p) = - \bar{W}_{\mu\nu}(q, -p)$$

Die obige Beziehung wird damit zu

$$m\bar{W}_1(q^2, \nu) = - mW_1(q^2, -\nu)$$

$$\nu \bar{W}_2(q^2, \nu) = - \nu W_2(q^2, -\nu)$$

Die kinematisch zugänglichen Bereiche in der q^2, ν - Ebene sind, für $e+e^-$ Vernichtung und Elektron-Streuung, voneinander getrennt, da für die erste Reaktion $q^2 \gtrsim 4 m^2$, für die zweite Reaktion $q^2 \ll 0$ gelten muss.

Ein Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen beider Prozesse lässt sich im allgemeinen nicht herstellen (GAT 72), lediglich im Falle, dass Skaleninvarianz gilt, erhält man für $\omega = x = 1$:

$$\bar{F}_1(x=1) = -F_1(\omega=1)$$

$$\bar{F}_2(x=1) = -F_2(\omega=1)$$

Gribov und Lipatov (GRI 71) haben im Rahmen spezieller Feldtheorien für die Reaktion $e+e^- \rightarrow \bar{p} + x$ folgenden Zusammenhang aufgestellt:

$$\bar{F}_1(x) = - \frac{1}{x} F_1\left(\omega = \frac{1}{x}\right)$$

$$\bar{F}_2(x) = - \frac{1}{x^3} F_2\left(\omega = \frac{1}{x}\right)$$

5.2. Winkelverteilung

Die Winkelverteilung hat die allgemeine Form

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \alpha \cdot \cos^2\theta$$

wobei $\alpha = (\sigma_T - \sigma_L) / (\sigma_T + \sigma_L)$ ist.

Im Jet-Modell wird man erwarten, dass α vom Impuls p , und nicht von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} abhängt:

$$\begin{aligned} \text{für } p \approx 0 \quad \alpha &= 0 \\ \text{für } p \approx 1 \text{ GeV/c} \quad \alpha &\approx 1 \end{aligned}$$

Um zu überprüfen, ob dieser Zusammenhang bereits bei den hier untersuchten Schwerpunktsenergien beobachtet werden kann, wurden an die Winkelverteilung der registrierten Pionen Funktionen der Form $1 + \alpha \cdot \cos^2\theta$ angepasst. Den Pionen wurde der Untergrund aus Strahl-Gas-Ereignissen nach dem in 4.1.3. beschriebenen Verfahren subtrahiert.

Die gefundenen Werte für α als Funktion des Teilchenimpulses p und der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} sind in Tabelle 8 zusammengefasst; sie sind sowohl mit $\alpha = 0$ als auch mit $\alpha = 1$ verträglich.

Zur Bestimmung des integrierten Wirkungsquerschnitts musste von dem in diesem Experiment zugänglichen $\cos\theta$ - Bereich zwischen -0.35 und 0.5 auf den vollen Winkelbereich extrapoliert werden.

Für diese Extrapolation wurde Isotropie, d.h. $\alpha = 0$, angenommen.

Wenn diese Annahme falsch ist, so ist der Wert des errechneten Wirkungsquerschnitts um den Faktor

$$F_\alpha = \frac{2 + \alpha \cdot 0.67}{2 + \alpha \cdot 0.15}$$

zu klein. Dies bedeutet, dass für $\alpha = 1$ eine Korrektur

aller Wirkungsquerschnitte um 24 % nach oben anzubringen wäre.

Die Messungen der SLAC-LBL-Gruppe (HAN 76) deuten, für die Summe aller erzeugten Hadronen, auf Werte von $\alpha \approx 0.2$ für Impulse zwischen 0.5 und 1.0 GeV/c und von $\alpha \approx 0.5$ für Impulse zwischen 1.0 und 1.5 GeV/c hin. Dies würde eine Korrektur der hier vorgelegten Daten um 5 % für $x < 0.5$ und um 13 % für grössere x -Werte bedeuten.

Tabelle 8

Bestimmung des Koeffizienten α in

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \sim 1 + \alpha \cdot \cos^2\theta$$

für inklusiv erzeugte Pionen

Impulsintervall	$p < 0.5$	$0.5 < p < 1.0$	$1.0 < p < 1.5 \text{ GeV/c}$
$\cos\theta$ - Bereich	-0.1.. 0.55	-0.3.. 0.55	-0.37.. 0.55
	α	α	α
3.99 - 4.10	1.2 ± 0.7	0.7 ± 0.9	0.7 ± 1.9
4.10 - 4.90	1.2 ± 0.3	0.5 ± 0.5	1.0 ± 1.3
5.0		-0.2 ± 0.9	-0.8 ± 1.4

5.3. Fehlerabschätzung

Der mögliche systematische Fehler dieser Auswertung setzt sich - neben dem in 5.2. beschriebenen möglichen Fehler aus der Annahme der Isotropie - aus folgenden Beiträgen zusammen:

Fehler in der

- Akzeptanzbestimmung 4 %
- Luminositätsmessung 5 %
- Strahlungskorrektur 5 %

Auch die unterschiedlichen Korrekturfaktoren sind mit einem Fehler behaftet.

Zu den Ergebnissen tragen die Fehler dieser Faktoren in folgender Weise bei:

- Verluste im Spurrekonstruktionsprogramm 2 %
- Verluste durch das Nichtansprechen von Zählern und von Ansprechen der Čerenkovzähler für Hadronspuren 3 %
- Verluste durch Flugzeitschnitt 5 %
- Absorptionskorrektur 1 %
- Zerfallskorrektur und Wiedergewinnungsrate 3 %
- Ansprechen des Reichweitezählers für Hadronen 5 %

Der resultierende gesamte Fehler beträgt nach dieser Abschätzung weniger als 15 %.

Im folgenden werden in Tabellen und Bildern lediglich die statistischen Fehler angegeben werden.

5.4. Auswertemethode

Hier soll zunächst die Auswertemethode vorgestellt werden.

Bei den Messungen ist die gemessene Zählrate N in einem Impulsintervall Δp und einem Raumwinkel-element $\Delta\Omega$ gegeben durch

$$N = L \cdot \iint \frac{d^2\sigma}{dp d\Omega} \Delta p \Delta\Omega$$

wobei L die integrierte Luminosität bezeichnet.

Die in Abschnitt 5.2. begründete Annahme der Winkel-unabhängigkeit gestattet es, über den Raumwinkel zu integrieren:

$$N = L \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot \int \frac{d\sigma}{dp} \Delta p$$

Für genügend kleine Impulsintervalle wird daraus:

$$N = L \cdot \frac{\Delta\Omega}{4\pi} \cdot \Delta p \cdot \frac{d\sigma}{dp}$$

Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dp}$ lässt sich somit aus der Zählrate N , unter Berücksichtigung der Korrekturfaktoren F und mit der in Tab. 5 (Abschnitt 4.3.) verwendeten Bezeichnung $\text{GEWT} = \frac{F}{L}$ berechnen als

$$\frac{d\sigma}{dp} = \frac{N \cdot \text{GEWT}}{\frac{\Delta\Omega}{4\pi} \Delta p}$$

Zum Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente und der Vorhersagen der Theorien wird der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt

verwendet.

Es ist

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = E \frac{d^3\sigma}{p^2 dp d\Omega} = \frac{E}{4\pi p^2} \frac{d\sigma}{dp}$$

Neben diesem Wirkungsquerschnitt wird auch die Grösse

$$\frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dx}$$

angegeben, die nach dem in 5.1. angegebenen Zusammenhang der Strukturfunktion \bar{W}_1 proportional ist.

Zum Vergleich mit einigen neueren theoretischen Modellen wird schliesslich noch das erste Moment dieses Wirkungsquerschnitts angegeben,

$$x \frac{s}{\beta} \frac{d\sigma}{dx}$$

5.5. Daten der inklusiven Hadronerzeugung zwischen 4 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie

Für diese Untersuchung wurden alle Daten mit Schwerpunktsenergien zwischen 4 und 5.2 GeV zusammengefasst.

Ihr Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dp$ ist in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls in Abbildung 33 dargestellt; die Zahlenwerte sind in Tabelle 5.14.1. zu finden.

Für kleine Impulse liegen keine Daten vor, hier gehen die Teilchen durch Energieverlust und Zerfall, sowie durch die in 3.1. beschriebene Einschränkung der Akzeptanz verloren.

Zur Berechnung der in 5.11. und 5.12. vorgestellten Pion- und Kaon-Wirkungsquerschnitte war es notwendig, eine Extrapolation zu kleinen Impulsen hin vorzunehmen. Der Verlauf dieser Extrapolation ist durch die unterbrochenen Kurven der Abb. 33 angegeben. Sie wurde berechnet aus den an den invarianten Wirkungsquerschnitt angepassten Geraden (siehe Abschnitt 5.7.).

Aus Abb. 33 lässt sich das Verhältnis der Teilchenraten bestimmen: unterhalb von 0.5 GeV/c findet man ein Verhältnis von Pionen zu Kaonen zu den doppelt gezählten Antiprotonen wie etwa 100:10:1, für grössere Impulse werden diese Unterschiede kleiner.

Abb. 34 zeigt den Verlauf des Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitts $E/4\pi p^2 d\sigma/dp$; die Zahlenwerte sind in Tabelle 5.14.2. aufgeführt.

Die Datenpunkte für Pionen, Kaonen und Antiprotonen fallen auf Geraden, die durch Gleichungen der Form

$$\frac{E}{4\pi p^2} \frac{d\sigma}{dp} = A \cdot \exp (-B \cdot E)$$

beschrieben werden können.

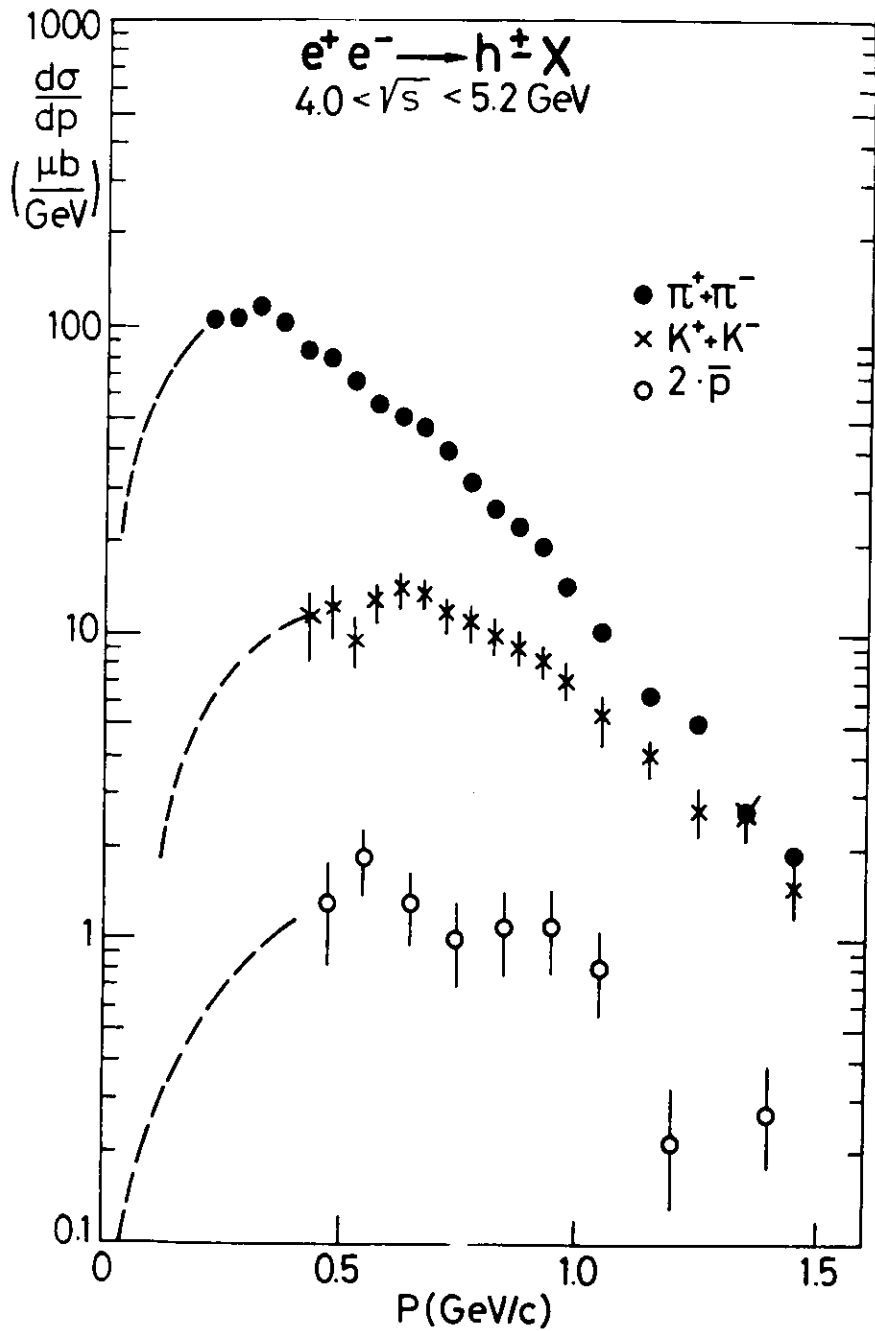


ABB. 33 IMPULSSPEKTRUM $d\sigma/dp$ DER HADRONEN FÜR DIE DATEN ZWISCHEN 4 UND 5.2 GeV

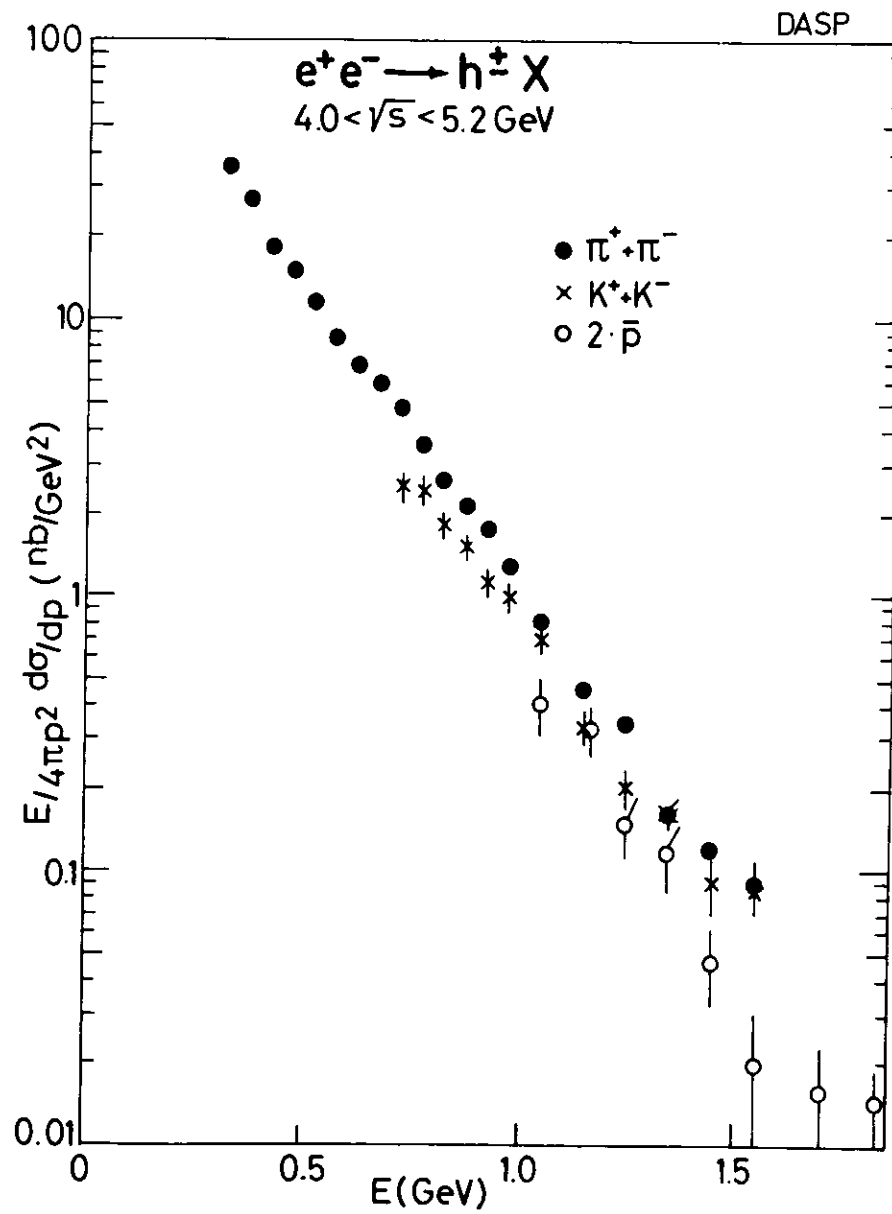


ABB. 34 LORENTZ-INVARIANTER WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR DIE DATEN ZWISCHEN 4 UND 5.2 GeV

Aus einer Anpassungsrechnung ergeben sich für den konstanten Term A und den Exponenten B die folgenden Werte:

	A (nb·GeV ⁻²)	B (GeV ⁻¹)
π^+	167.8 ± 4.8	5.03 ± 0.04
K^+	106.7 ± 18.2	4.91 ± 0.18
2 \bar{p}	161.8 ± 107.1	5.55 ± 0.53

Die Wirkungsquerschnitte für π^+ , K^+ und 2 \bar{p} werden näherungsweise - d.h. mit Abweichungen von weniger als 40 % - durch dieselbe Gerade beschrieben.

Diese Erscheinung - der Wirkungsquerschnitt hängt nur mehr von der Teilchenenergie ab - wird etwa im statistischen Modell (ENG 73, GOR 77) vorhergesagt. Dabei nimmt man an, dass die aus der e+e- Vernichtung zur Verfügung stehende Energie sich in einem "Feuerball" hadronischer Materie manifestiert. Der Zerfall dieses hadronischen Systems führt dann zu einem Energiespektrum der Zerfallsteilchen mit der Form

$$f(E) = \text{const} \cdot \exp(-E/kT)$$

Die aus diesem Experiment errechneten Werte von B entsprechen einer hadronischen Temperatur des Feuerballs von 198 MeV (für Pionen), bzw. 204 MeV und 180 MeV (für Kaonen und Antiprotonen).

Diese Werte sind in guter Übereinstimmung mit den von der MPP-Gruppe am SLAC gemessenen Resultaten (ATW 77, BER 77); diese finden, bei einer Schwerpunktsenergie von 4.8 GeV, eine Temperaturwert von 190 MeV.

Aus der Messung der hadronischen Zerfallsspektren der J/ψ - Resonanz wurden für den Exponenten B

vergleichbare Werte gefunden:

	B (GeV ⁻¹)
π^+	5.9 ± 0.1
K^+	5.2 ± 0.3
2 \bar{p}	7.2 ± 0.6

Auch die Messung inklusiver Spektren aus Hadron-Hadron-Stößen liefert übereinstimmende Werte, wenn man hier den invarianten Wirkungsquerschnitt $E/4\pi p^2 \frac{d\sigma}{dp}$ als Funktion der transversalen Energie $E_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ aufträgt.

Abbildung 35 zeigt die gemessenen Zerfallsspektren der J/ψ, mit eingetragen sind die Messwerte aus einem Proton-Proton-Experiment am ISR (ALP 75).

Schliesslich sind die Daten dieses Energiebereichs noch in der Form s/B $d\sigma/dx$ in Tabelle 5.14.3. aufgeführt; auf diese Darstellungsweise geht Abschnitt 5.8. näher ein.

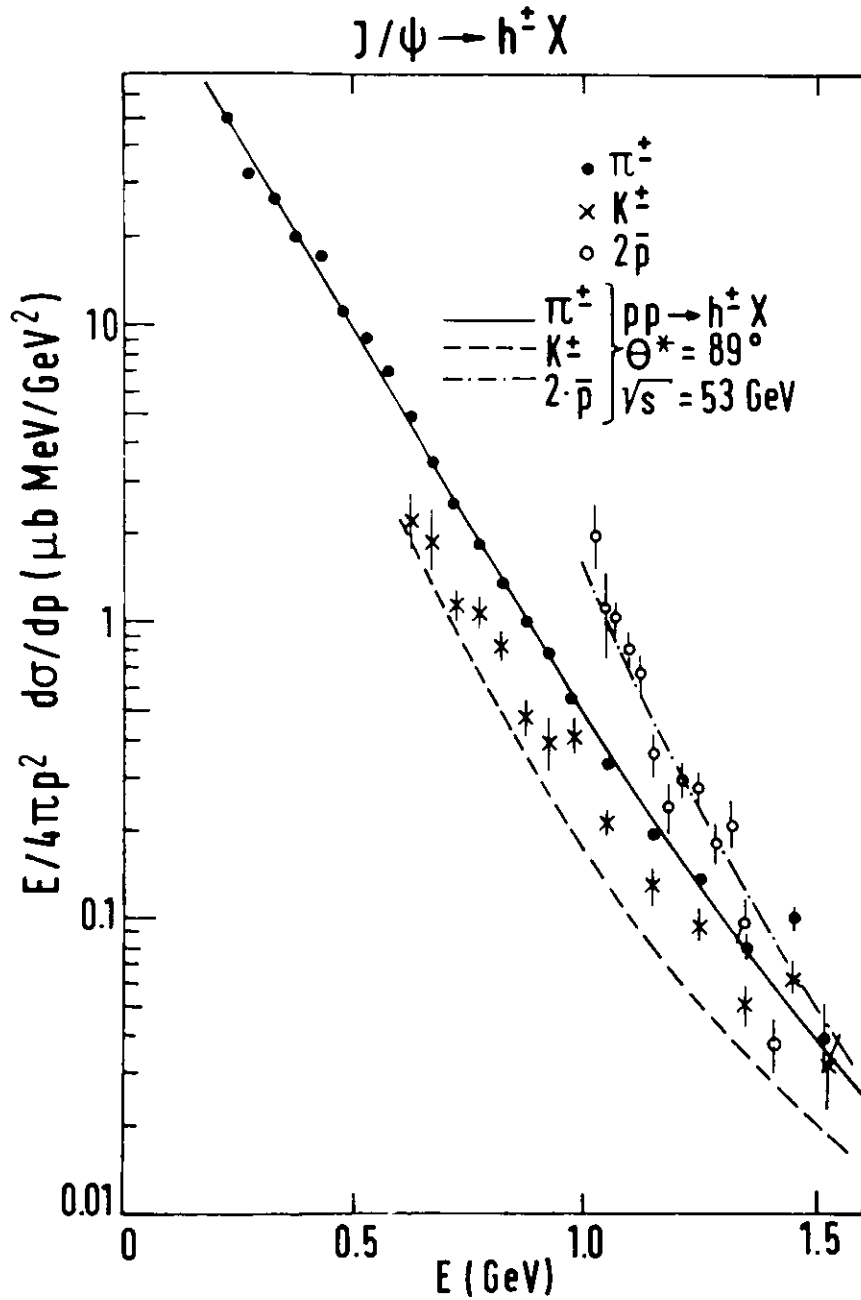


Abb. 35 LORENTZ-INVARIANTER WIRKUNGSQUERSCHNITT DER HADRONEN AUS DEM ZERFALL DER J/ψ

5.6. Die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp$

Abbildung 36 zeigt die Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dp$ aller acht untersuchten Energiebereiche. Die Werte sind auch in Tabelle 5.14.4. aufgeführt.

Aus diesen Angaben lassen sich die Teilchenverhältnisse bestimmen. So bedeutet etwa R_η den Anteil der erzeugten Pionen an der Gesamtzahl der Hadronen:

$$R_\eta = \frac{N(\eta)}{\sum N(\eta) + N(K) + N(p)}$$

Abschnitt 5.9. bringt den Vergleich der Teilchenraten eines Energiebereichs mit den Daten anderer Experimente.

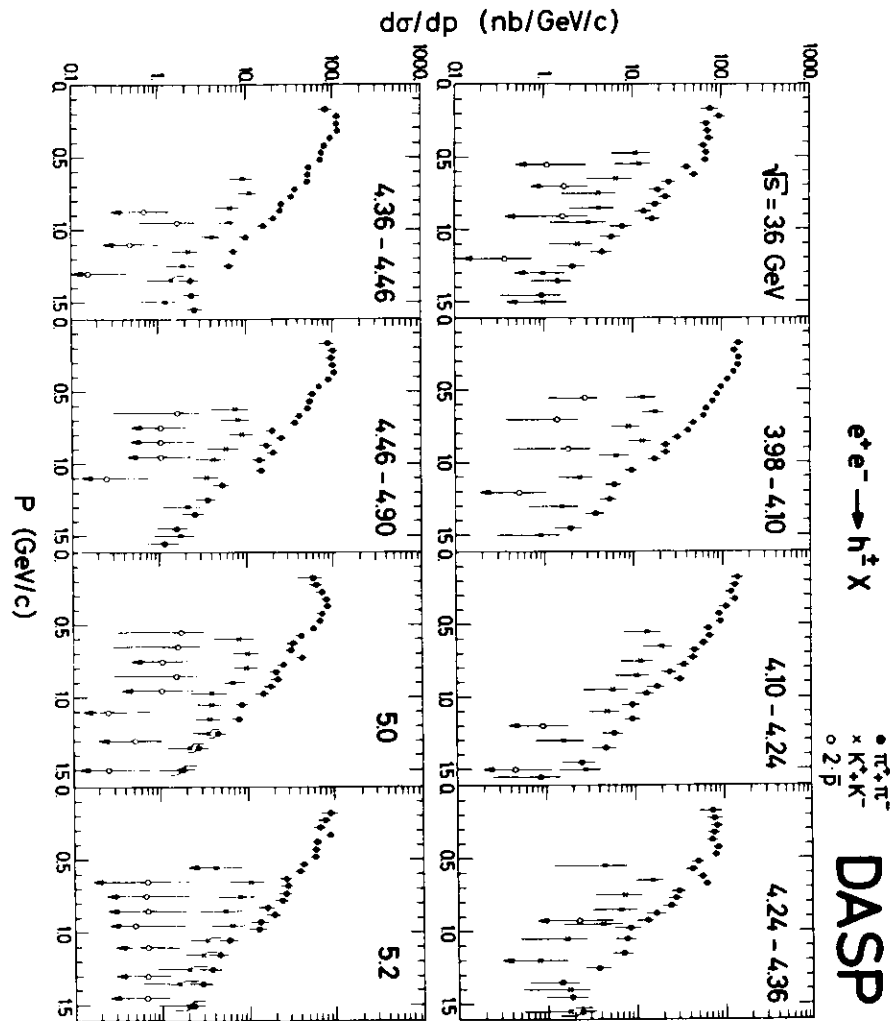


Abb. 36 IMPULSSPEKTRUM $d\sigma/dp$
FÜR DIE EINZELNEN ENERGIEINTERVALLE

5.7. Der Lorentz - invariante
Wirkungsquerschnitt $E/4p^2 d\sigma/dp$

Abbildung 37 fasst die Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitte aller acht Energiebereiche zusammen; die Werte sind auch in Tabelle 5.14.5. aufgeführt.

Die Anpassung einer Funktion der Form

$$f = A \cdot \exp(-B \cdot E)$$

ergab die folgenden Werte:

\sqrt{s} (GeV)		π^+	K^+	$2p$
3.6	A	145. ± 13.	42. ± 37.	1062. ± 632.
	B	5.3 ± 0.1	4.6 ± 0.9	6.8 ± 1.1
3.98-4.10	A	264. ± 15.	96. ± 49.	644. ± 79.
	B	5.4 ± 0.1	4.8 ± 0.5	4.6 ± 1.3
4.10-4.24	A	196. ± 17.	64. ± 43.	6. ± 10.
	B	5.1 ± 0.1	4.2 ± 0.7	3.3 ± 1.1
4.24-4.36	A	127. ± 12.	57. ± 49.	206. ± 311.
	B	4.9 ± 0.1	5.0 ± 0.9	6.5 ± 0.9
4.36-4.46	A	168. ± 9.	81. ± 34.	541. ± 800.
	B	4.9 ± 0.1	4.8 ± 0.4	6.4 ± 1.2
4.46-4.90	A	157. ± 11.	58. ± 32.	667. ± 1203.
	B	5.1 ± 0.1	4.4 ± 0.5	6.7 ± 1.5
5.0	A	111. ± 8.	30. ± 14.	535. ± 776.
	B	4.7 ± 0.1	3.7 ± 0.4	6.3 ± 1.1
5.2	A	117. ± 13.	27. ± 18.	19. ± 29.
	B	5.1 ± 0.2	3.8 ± 0.6	4.0 ± 1.1

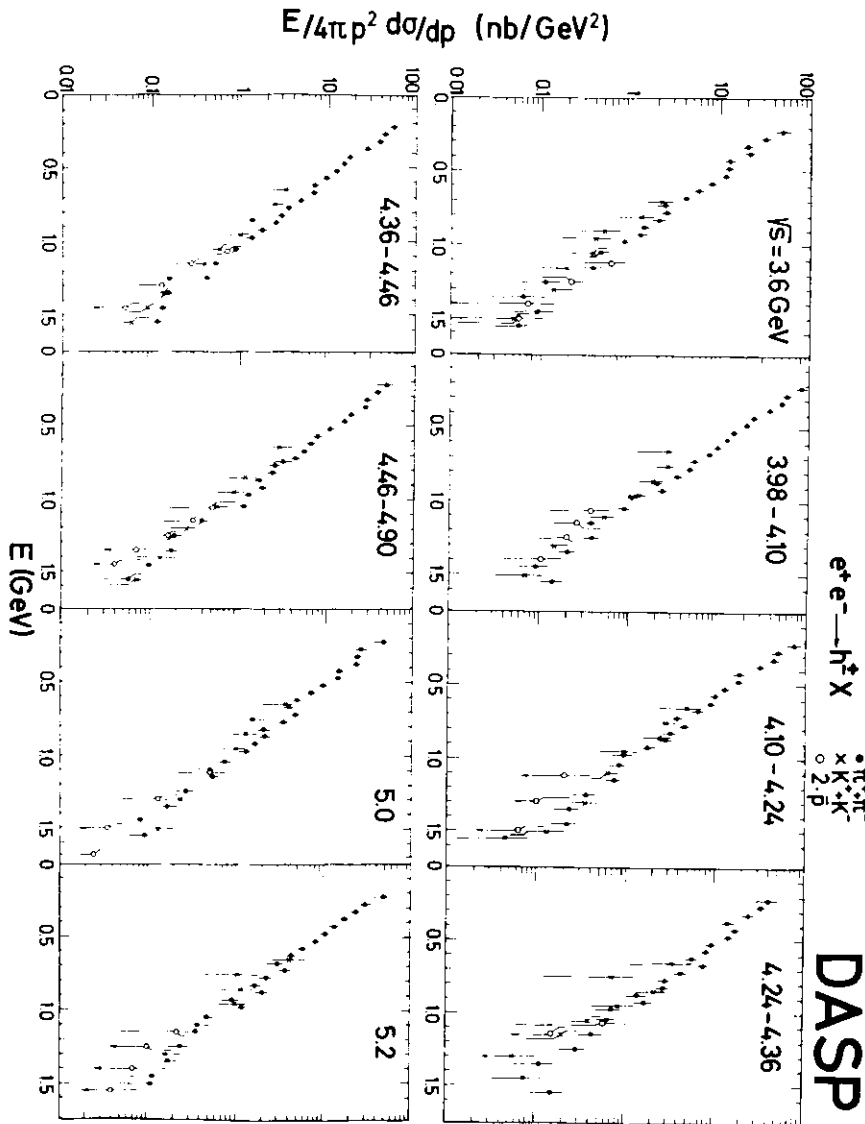


Abb. 37 LORENTZ-INVARIANTER WIRKUNGSQUERSCHNITT
FÜR DIE EINZELNEN ENERGIEINTERVALLE

Wenn das im folgenden Abschnitt, 5.8., näher behandelte Skalenverhalten gilt, so muss für die Exponenten B der angepassten Funktion gelten

$$B \sim 1 / \sqrt{s}$$

denn es ist

$$\frac{E}{4\pi p^2} \frac{d\sigma}{dp} \sim \frac{1}{s^x} \frac{d\sigma}{dx}$$

und daher

$$s \frac{d\sigma}{dx} \sim s^2 \times \exp \left(- \frac{B}{2} \sqrt{s} x \right)$$

In Abbildung 38 ist der Wert des Exponenten B für die Pion- und Kaon-Daten gegen die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} aufgetragen; die mit eingezeichneten, auf den Wert bei $\sqrt{s} = 5$ GeV normierten Kurven fallen wie $1/\sqrt{s}$ ab.

Die aus den Pion-Daten errechneten Werte zeigen nicht die erwartete Abhängigkeit.

Die Kaon-Daten sind, innerhalb ihrer grossen Fehler, verträglich mit einem zu $s^{-1/2}$ proportionalen Verlauf.

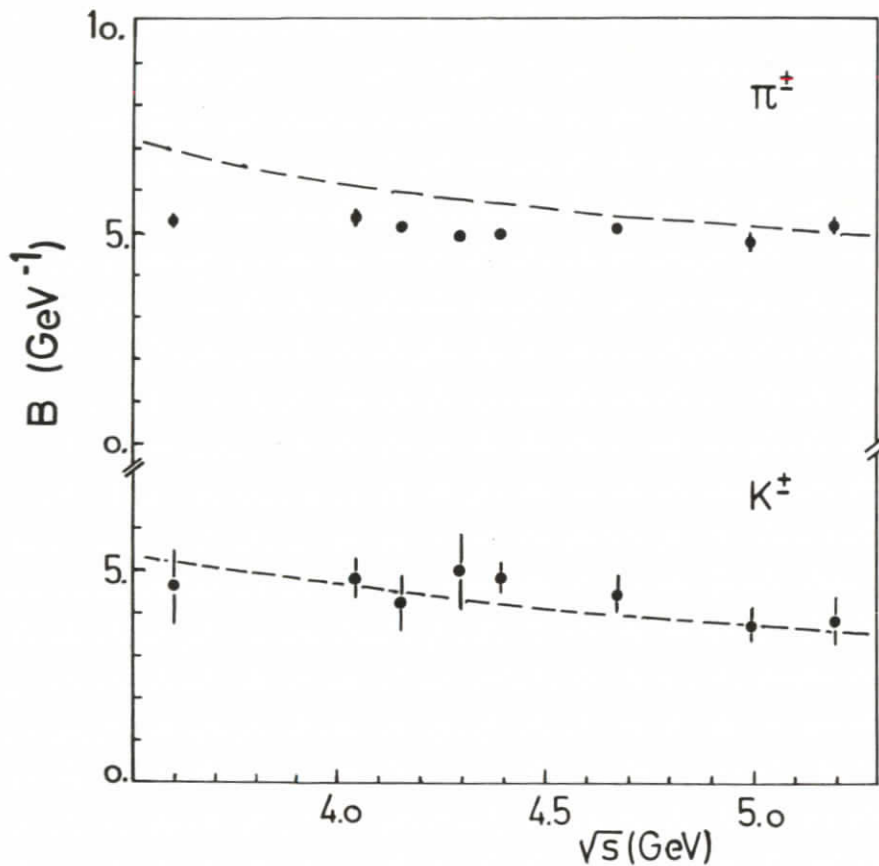


ABB. 38 GRÖSSE DES EXPONENTEN IM VERLAUF DER PION- UND KAON-WIRKUNGSQUERSCHNITTE (ABB.37)

5.8. Prüfung auf Skaleninvarianz

Abbildung 39 zeigt, für π^+ , K^+ und $2 \cdot \bar{p}$, den Verlauf des Wirkungsquerschnitts $s/B \cdot d\sigma/dx$ der acht Energieintervalle; die Werte sind noch einmal in Tabelle 5.14.6. angeführt.

Oberhalb von $x = 0.2$ fallen die Werte für alle Hadronen nahezu exponentiell ab; mit zunehmender Schwerpunktsenergie \sqrt{s} und wachsendem x werden die für die einzelnen Hadronen gemessenen Werte einander immer ähnlicher.

Abb. 40 zeigt die Daten der Pionen der beiden Energiebereiche um $\sqrt{s} = 3.6$ GeV und 5 GeV, also aus nichtresonanten Bereichen oberhalb und unterhalb der Charm - Schwelle.

Der in Abb. 40 gezeigte Wirkungsquerschnitt steigt unterhalb von $x = 0.25$ auf das Doppelte an, wenn die Schwerpunktsenergie von 3.6 auf 5 GeV zunimmt. Für höhere x -Werte stimmen die beiden gezeigten Wirkungsquerschnitte innerhalb der Fehler überein.

Aus Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts für Hadronerzeugung σ_h ist bekannt (DAS 78), dass R , das Verhältnis von σ_h zum Myon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\mu\mu}$, von ca. 2.5 auf 4.5 ansteigt, wenn die Schwerpunktsenergie von 3.6 auf 5 GeV zunimmt.

Dieser Anstieg wird offenbar, wie Abb. 40 nahelegt, durch eine erhöhte Erzeugung von Hadronen kleiner Energie hervorgerufen.

Solange nun σ_h selbst nicht skaliert - d.h. $\sigma_{\mu\mu}$ proportional ist - kann die Gültigkeit der Skaleninvarianz nicht für alle x -Werte erfüllt sein. Denn jedes erzeugte Hadron trägt zum gemessenen Wirkungsquerschnitt in folgender Weise bei:

$$\int_0^1 d\sigma/dx (s) dx = \langle N_{\text{gel}} \rangle \cdot \sigma_h$$

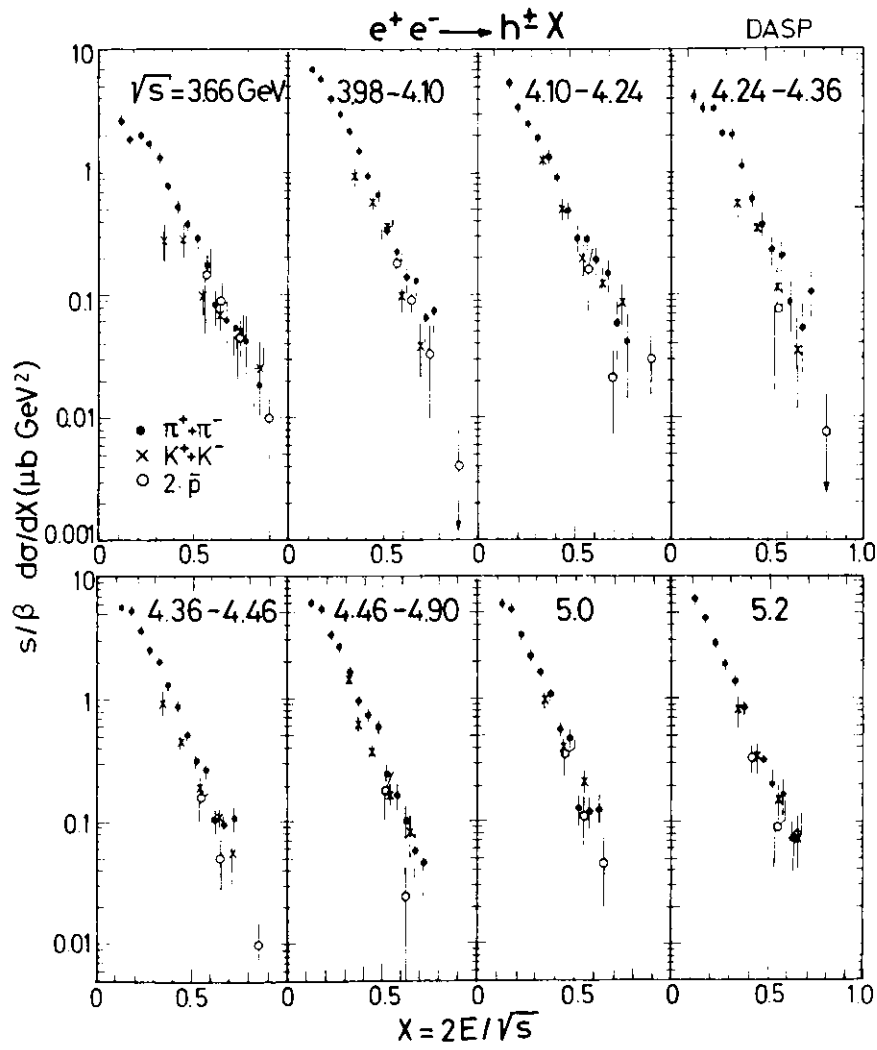


ABB. 39 WIRKUNGSQUERSCHNITTE $s/\beta \frac{d\sigma}{dX}$ FÜR DIE EINZELNEN ENERGIEINTERVALLE

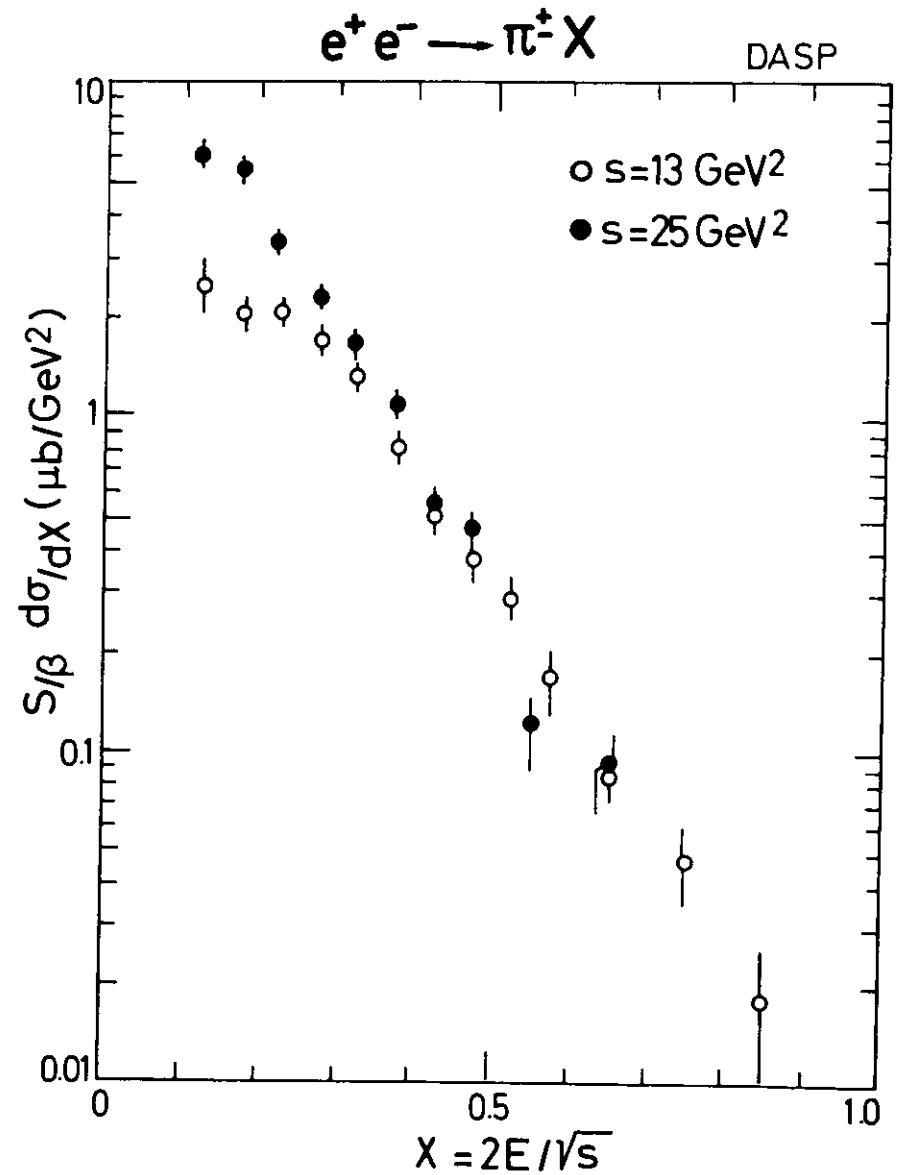


ABB. 40 $s/\beta \frac{d\sigma}{dX}$ FÜR PION-ERZEUGUNG BEI $s = 13$ UND $s = 25$ GeV^2

wobei $\langle N_{\text{gel}} \rangle$ die mittlere Anzahl der geladenen Teilchen je Ereignis bezeichnet.

Da R stark zunimmt, die Grösse $\langle N_{\text{gel}} \rangle$ nach den Messungen der SLAC-LBL-Gruppe (HAN 76) aber nur schwach wächst, kann $s \frac{d\sigma}{dx}$ nicht konstant sein.

Abb. 41 zeigt die Grösse des Wirkungsquerschnitts $s/\beta \frac{d\sigma}{dx}$ für feste x-Intervalle, aufgetragen gegen die Schwerpunktsenergie \sqrt{s} .

Für die beiden niedrigsten x-Intervalle ist Skalenverhalten offensichtlich nicht erfüllt.

Oberhalb von $x = 0.3$ sind jedoch die Werte des Pion-Wirkungsquerschnitts für das niedrigste und das höchste Energieintervall, bei $s = 13 \text{ GeV}^2$ und $s = 27 \text{ GeV}^2$ gleich, der Energiebereich dazwischen weist Strukturen im totalen Wirkungsquerschnitt auf, der sich auch in dieser Darstellung ausdrückt.

Messwerte des Kaon-Wirkungsquerschnitts liegen erst oberhalb von $x = 0.3$ vor. Hier steigt sein Wert stark an; dieses Verhalten wird in Abschnitt 5.11. noch näher diskutiert.

Die Pion- und Kaon-Wirkungsquerschnitte stimmen oberhalb von $x = 0.4$ für die niedrigsten und die höchsten Schwerpunktsenergien überein.

Die Abweichungen von diesem Wert, den die dazwischenliegenden Energiebereiche zeigen, verschwindet für Werte von x oberhalb von 0.5, - hier ist, innerhalb der Fehler, Skalenverhalten erfüllt.

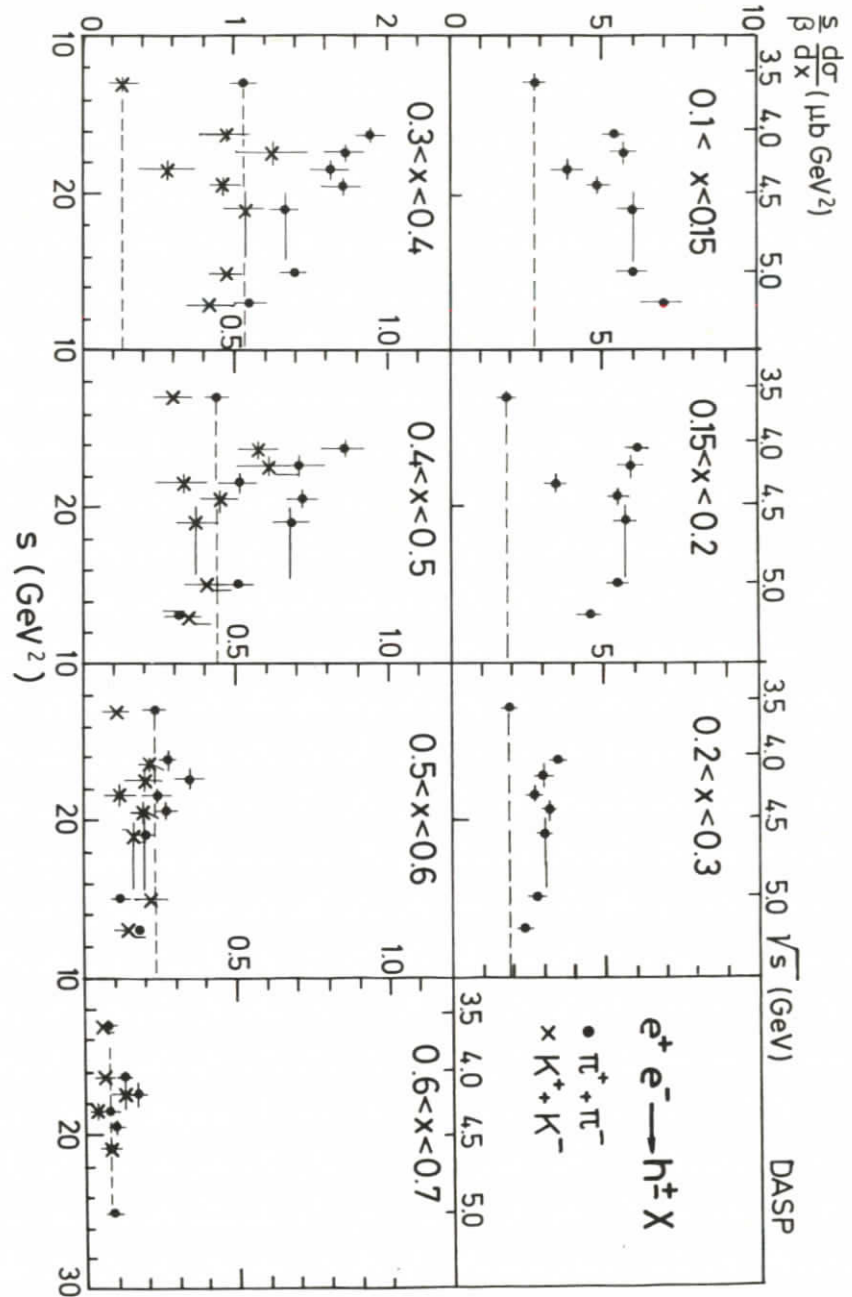


ABB. 41 $s/\beta \frac{d\sigma}{dx}$ ALS FUNKTION VON \sqrt{s} FÜR UNTERSCHIEDLICHE x - INTERVALLE

Man kann, im Rahmen des Quark-Parton Modells, den inklusiven Wirkungsquerschnitt für Hadron-Erzeugung aus e+e- - Vernichtung als eine Summe zweier Terme darstellen, die die Beiträge der See-Quarks s und der Valenz-Quarks v repräsentieren.

Wada, Inami und Kitakado (WAD 76) haben folgende Funktion vorgeschlagen:

$$\frac{s}{B} \frac{d\sigma}{dx} = \sum_{q=udsc} a_v^q \cdot x^{m_v} (1-x)^{n_v} + a_s^q \cdot x^{m_s} \cdot (1-x)^{n_s}$$

Die Exponenten m_v und m_s sowie n_v und n_s werden bei diesen Autoren derart festgelegt, dass keine Widersprüche zur Dreil-Yan-West Beziehung (DRE 70) und zur Proportionalität zwischen Wirkungsquerschnitt und Phasenraum auftreten. Die Forderung, die in der e+e- - Vernichtung zugrundeliegenden Fragmentationsfunktionen sollten auch die Messungen der Neutrino-Experimente beschreiben können und mit den Strukturfunktionen der tiefinelastischen Elektron-Streuung verbunden sein (GRI 70), führt sie auf folgenden Ausdruck:

$$\frac{s}{B} \frac{d\sigma}{dx} = a_v \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x) + a_s \frac{1}{x} (1-x)^2$$

Die Daten der inklusiver Pion-Erzeugung, die in diesem Experiment gemessen wurden, lassen sich mit einer Funktion dieser Form nur sehr schlecht beschreiben.

Der Versuch, auch die Exponenten n_v und n_s als freie Parameter zuzulassen, liefert eine Funktion der Art

$$f = a_v \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^{n_v} + a_s \frac{1}{x} (1-x)^{n_s}$$

Die Anpassung dieser Funktion an die Daten der untersuchten Energiebereiche führt zu folgenden Werten:

\sqrt{s} (GeV)	a_v (μbGeV^2)	a_s (μbGeV^2)	n_v	n_s	χ^2/df
3.6	2.8 ± 0.6	-1.2 ± 0.5	3.5 ± 0.3	$10. \pm 4.$	1.4
3.98-4.10	5.1 ± 0.2	-	3.8 ± 0.1	-0.9 ± 0.8	2.0
4.10-4.24	4.7 ± 0.5	0.1 ± 0.1	4.1 ± 0.4	0.4 ± 1.3	0.8
4.24-4.36	5.4 ± 1.4	-2.6 ± 1.1	4.4 ± 0.4	11.2 ± 4.6	1.7
4.36-4.46	5.3 ± 0.6	-3.3 ± 2.4	4.0 ± 0.2	16.2 ± 6.4	1.7
4.46-4.90	5.3 ± 0.5	-4.8 ± 4.5	4.4 ± 0.2	$21. \pm 7.$	1.2
5.0	6.5 ± 1.2	-4.6 ± 6.0	5.1 ± 0.4	$18. \pm 12.$	1.5
5.2	4.8 ± 0.6	$-8.6 \pm 10.$	4.9 ± 0.3	$37. \pm 40.$	1.1

Wie die letzte Spalte, der Quotient aus χ^2 und Anzahl der Freiheitsgrade angibt, ist die Übereinstimmung von Funktion und Daten gut; die Fehler des Koeffizienten a_s sind jedoch so gross wie dieser selbst.

In einem weiteren Schritt wird daher der zweite Term der angepassten Funktion fallengelassen; die nun verwendete Funktion hat die Form

$$f = a_v \frac{1}{\sqrt{x}} (1-x)^{n_v}$$

Eine Anpassungsrechnung lieferte die Werte für die beiden freien Parameter a_v und n_v , die auf der folgenden Seite wiedergegeben sind.

\sqrt{s} (GeV)	a_V ($\mu\text{b} \cdot \text{GeV}^2$)	n_V	x^2/dE
3.6	1.83 ± 0.13	2.9 ± 0.1	2.3
3.98-4.10	4.93 ± 0.23	3.7 ± 0.1	2.1
4.10-4.24	4.48 ± 0.36	3.7 ± 0.1	0.8
4.24-4.36	3.05 ± 0.22	3.5 ± 0.2	2.9
4.36-4.46	4.02 ± 0.16	3.6 ± 0.1	4.0
4.46-4.90	4.26 ± 0.23	4.0 ± 0.1	2.1
5.0	4.74 ± 0.28	4.4 ± 0.2	3.0
5.2	4.56 ± 0.38	4.8 ± 0.3	0.8

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Funktion ist auch hier zufriedenstellend.

Der Wert des Parameters n_V steigt mit wachsender Schwerpunktsenergie; unterhalb der Schwelle im totalen Wirkungsquerschnitt hat er den Wert 3, oberhalb dieser Schwelle steigt er auf etwa 4.5 an.

Um eine bessere Beschreibung der gemessenen Pion-Wirkungsquerschnitte zu erreichen, wurden die Daten, zusammen mit den Daten der Kaon und Antiprotonen, in der Form $s/\beta \times d\sigma/dx$ berechnet. Die Zahlenwerte sind in Tabelle 5.14.7 zu finden, die Form der Spektren ist Abb. 42 zu entnehmen.

Die Anpassung eines Polynoms der Form

$$f = \sum_i P_i (1-x)^i$$

an die Daten der Pionen brachte für Indizes i von 1 bis 8 und für $i = 1, 2, 6, 7, 8$ befriedigende Ergebnisse.

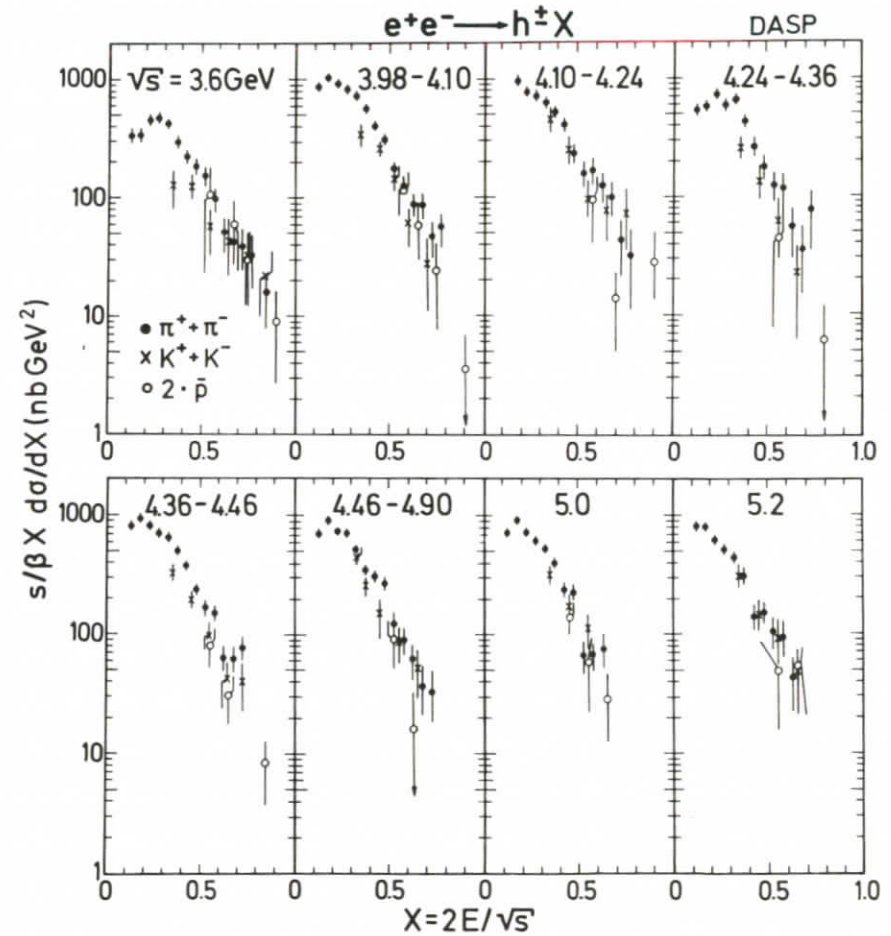


ABB. 42 $s/\beta \times d\sigma/dx$
FÜR DIE EINZELNEN ENERGIEINTERVALLE

Die Parameter P_i sind in der Einheit ($\mu\text{b}\cdot\text{GeV}^2$) angegeben.

\sqrt{s} (GeV)	P_1	P_2	P_6	P_7	P_8
3.6	0.18 ± 0.01	-0.36 ± 0.03	38.8 ± 0.1	-75.8 ± 0.1	37.1 ± 0.1
3.98-4.10	0.12 ± 0.09	0.21 ± 0.36	13.4 ± 2.2	-4.5 ± 0.9	10.5 ± 3.4
4.10-4.24	0.24 ± 0.15	-0.35 ± 0.65	$50.5 \pm 33.$	$-102. \pm 77.$	$54.6 \pm 47.$
4.24-4.36	0.31 ± 0.10	-0.88 ± 0.33	50.4 ± 7.3	$-91.0 \pm 17.$	$40.8 \pm 10.$
4.36-4.46	0.37 ± 0.06	-0.84 ± 0.15	52.2 ± 0.5	-93.8 ± 1.2	42.4 ± 0.6
4.46-4.90	0.02 ± 0.05	0.27 ± 0.15	6.1 ± 1.7	7.3 ± 0.6	-14.8 ± 1.4
5.0	0.37 ± 0.04	-0.83 ± 0.06	12.0 ± 0.4	4.5 ± 0.1	17.9 ± 0.2
5.2	0.18 ± 0.15	-0.21 ± 0.47	$4.2 \pm 12.$	$7.0 \pm 26.$	$11.2 \pm 15.$

Die Daten werden durch diese Funktionen gut beschrieben, das χ^2 liegt zwischen 6 und 16 bei jeweils etwa 15 Datenpunkten.

Eine Aussage über die Energieabhängigkeit der Parameter ist wegen der grossen Fehler der Koeffizienten nicht möglich.

5.9. Vergleich mit anderen Experimenten

Der Mehrzahl der bisherigen Experimente zur Untersuchung der Hadron - Erzeugung an e^+e^- - Speicherringen war eine Unterscheidung der Hadronen nicht möglich.

In diesem Fall kann die Energie nicht bestimmt werden.

An Stelle der Skalenvariablen $x = 2E / \sqrt{s}$ wird die Grösse $x_p = 2p / \sqrt{s}$ verwendet.

Abbildung 43 zeigt die nach x_p umgerechneten Daten dieser Messung, zusammen mit den Daten der SLAC-LBL-Gruppe (SCHW 77) und den neuesten Daten der PLUTO-Kollaboration (BAE 77).

Für kleine x_p - Werte, unterhalb von $x_p = 0.2$, liegen die Daten dieses Experiments unter denen der beiden anderen Gruppen; die Diskrepanzen liegen jedoch im Rahmen der systematischen Fehler der Messungen. Oberhalb von $x_p = 0.5$ liegen die Datenpunkte der PLUTO-Gruppe sowie die dieser Auswertung unter denen der SLAC-LBL-Messung. Der mögliche Fehler, der aus der Annahme der Isotropie (siehe 5.2.) herrühren könnte, kann diesen Unterschied nicht vollständig erklären.

Eine Unterscheidung der Hadronen wurde in der Messung der Maryland-Princeton-Pavia Kollaboration vorgenommen (ATW 77, SAD 77).

Die Abbildungen 44 und 45 zeigen den Wirkungsquerschnitt $s/\beta \frac{d\sigma}{dx}$ für die inklusive Pion- und Kaon-erzeugung, der von diesen Gruppen gemessen wurde; die hier ausgewerteten Daten sind mit eingetragen. Die Übereinstimmung der verschiedenen Messungen ist in beiden Fällen gut.

Die Gruppen von PLUTO und SLAC-LBL haben K^0 - Erzeugung über den Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ gemessen.

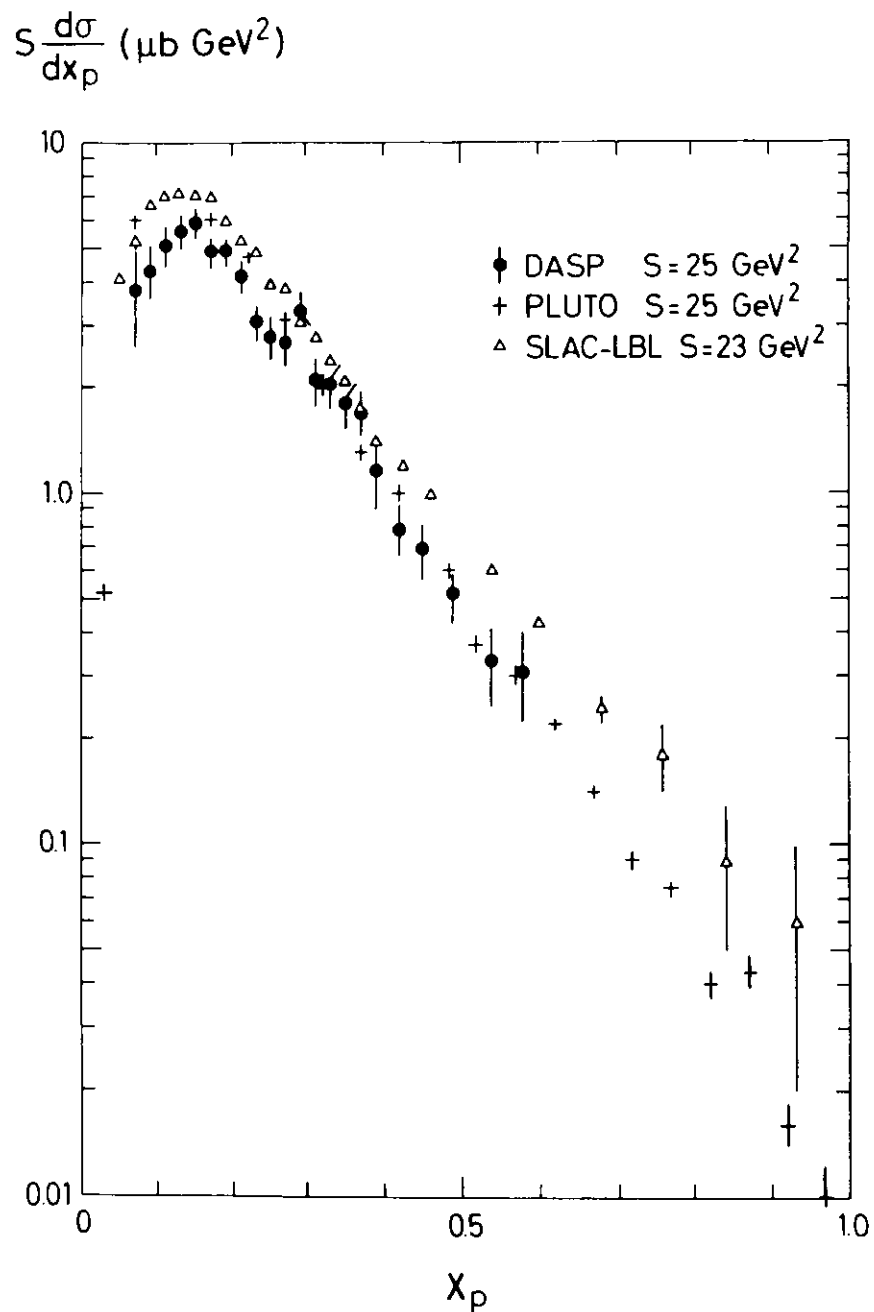


Abb. 43 VERGLEICH DIESER DATEN MIT SLAC-LBL UND PLUTO-MESSUNGEN

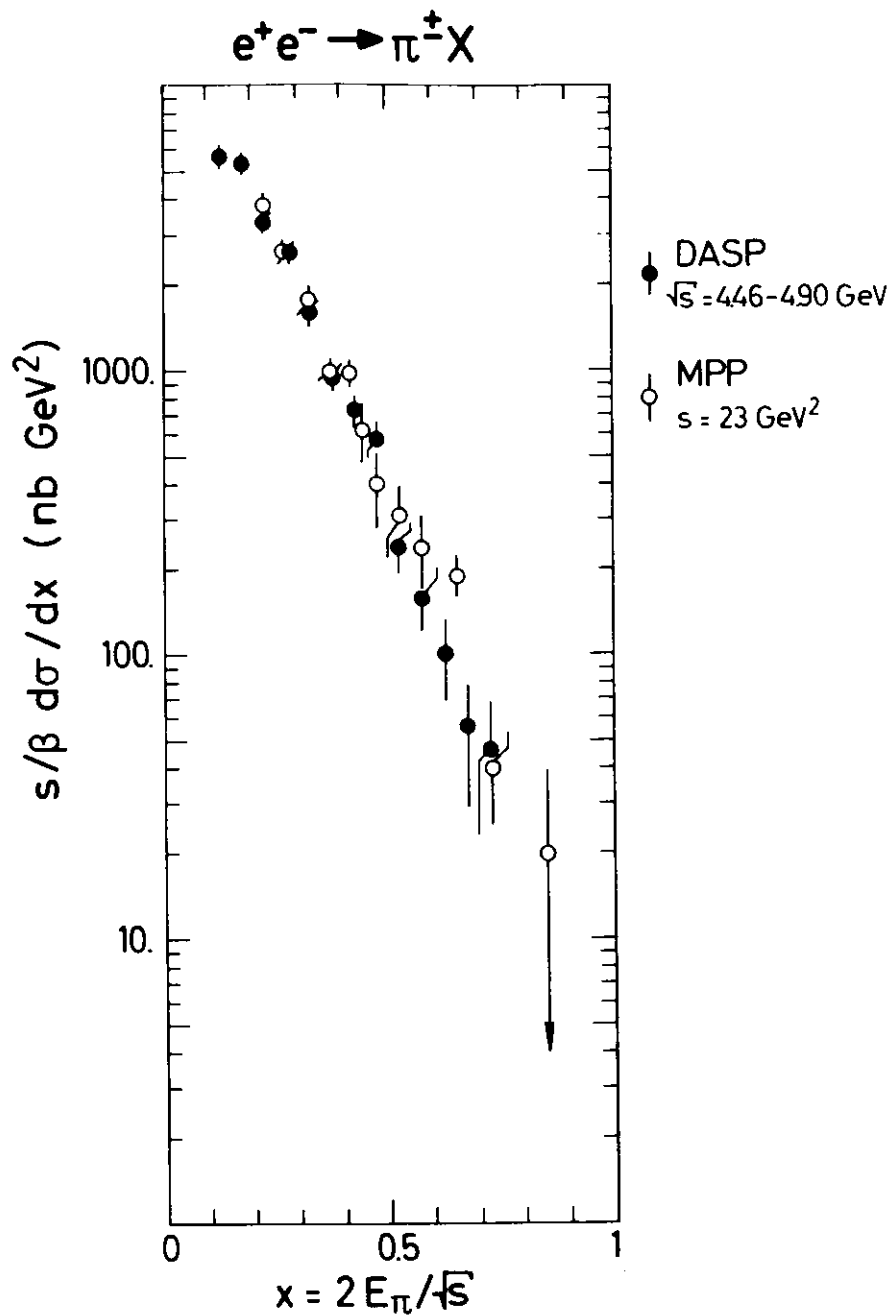


Abb. 44 VERGLEICH DER HIER GEMESSENEN PION-WIRKUNGSQUERSCHNITTE MIT DEN DATEN DER MPP-GRUPPE

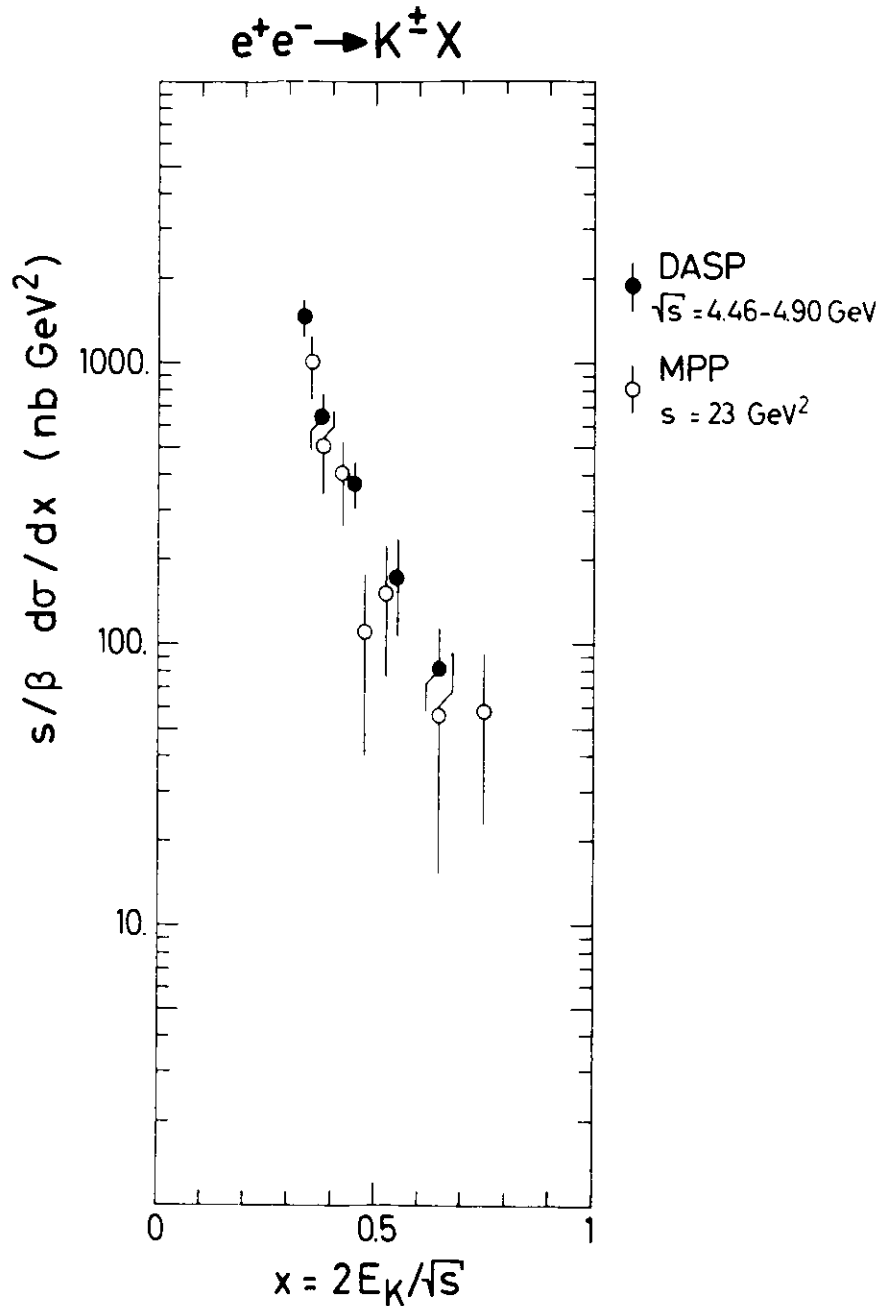


ABB. 45 VERGLEICH DER HIER GEMESSENEN KAON-WIRKUNGS-
 QUERSCHNITTE MIT DEN DATEN DER MPP-GRUPPE

Der aus der K_S^0 - Rate für K^0, \bar{K}^0 errechnete Wirkungs-
 querschnitt,

$$N (K^0 + \bar{K}^0) = 4 \cdot N (K_S^0)$$

ist in Abb. 46 mit dem Wirkungsquerschnitt für
 $K^+ + K^-$ Erzeugung nahe $\sqrt{s} = 4.03 \text{ GeV}$ verglichen.
 Beide Wirkungsquerschnitte zeigen nach Form und Grösse
 etwa dasselbe Verhalten, d.h.

$$\sigma_{(K^0 + \bar{K}^0)} \approx \sigma_{(K^+ + K^-)}$$

Schliesslich sollen noch die in Abschnitt 5.6. erwähnten
 Teilchenverhältnisse dieses Experiments mit anderen
 Messungen verglichen werden.

Diese Teilchenverhältnisse, definiert etwa als

$$R_\eta = \frac{N_{\eta^+} + N_{\eta^-}}{N_{\eta^+} + N_{\eta^-} + N_{K^+} + N_{K^-} + 2N_{\bar{p}}}$$

sind in Abbildung 47 für $\sqrt{s} = 5 \text{ GeV}$ in Abhängigkeit vom
 Teilchenimpuls aufgetragen.

Der Pionanteil fällt mit wachsendem Impuls zugunsten
 der Kaonen. Bei 1.4 GeV/c beträgt R_η ca. 50 %, R_K
 ca. 40 %, und $R_{\bar{p}}$, hier nicht gezeigt, beträgt ca. 10 %.
 Abb. 47 zeigt auch die Daten von SLAC-LBL (LYN 75)
 und MPP (ATW 77). Sie stimmen qualitativ mit den
 Werten dieses Experiments überein.

$e^+e^- \rightarrow K^+X$ und $e^+e^- \rightarrow K_S^0X$

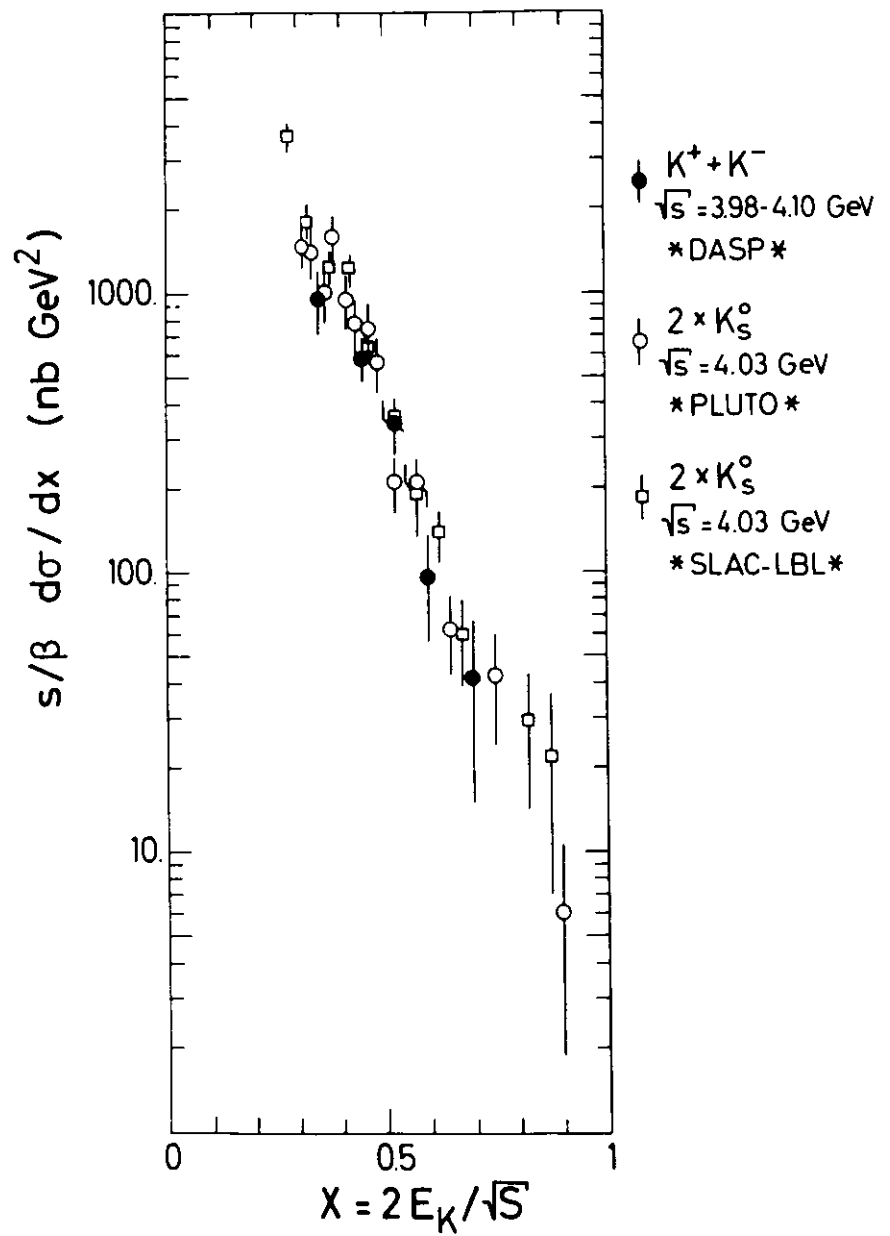


Abb. 46 VERGLEICH DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR „GELADENE UND UNGELADENE KAON-ERZEUGUNG

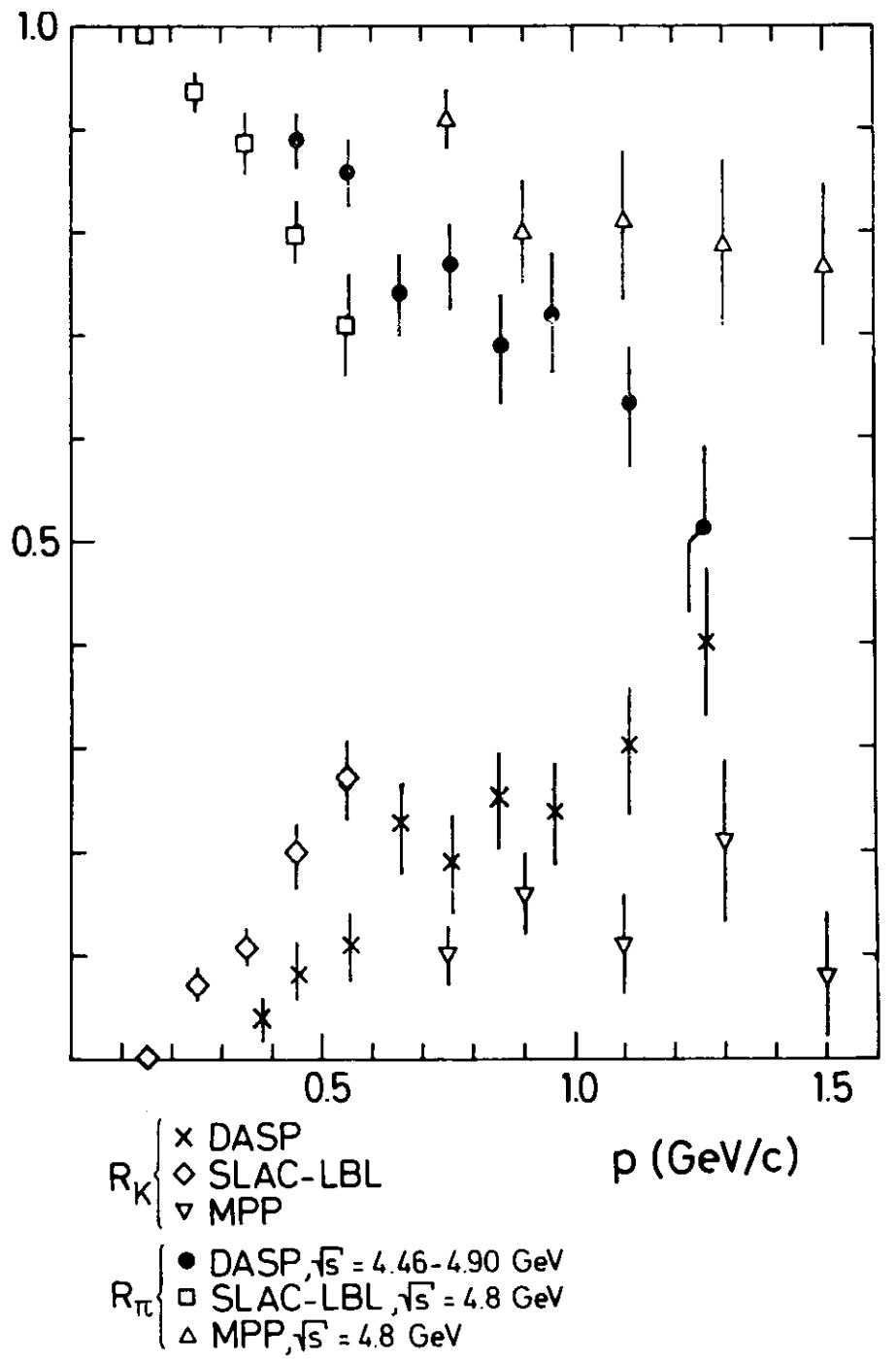


Abb. 47 VERGLEICH DER TEILCHENVERHÄLTNISSE, R_π UND R_K IN DIESER MESSUNG UND BEI SLAC-LBL UND MPP

5.10. Pion - Erzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Mit dem Aussendetektor wurde der inklusive Pion-Wirkungsquerschnitt bestimmt und seine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie \sqrt{s} untersucht.

Bis zu Teilchenimpulsen von 1.5 GeV/c ist eine Identifikation der Pionen möglich (siehe 2.2.4.); unterhalb von 0.25 GeV/c gehen viele Teilchen verloren, da sie durch das Magnetfeld hindurch nicht mehr die Arme des Aussendetektors erreichen können (siehe 3.2.). Die Extrapolation zu kleinen Impulswerten ist mit dem in 5.5. beschriebenen Verfahren vorgenommen worden.

Abbildung 48 zeigt das Verhältnis zwischen der gemessenen Pion-Erzeugungsrate und dem Myonpaarquerschnitt; eingetragen sind sowohl die gemessenen Werte für Pionen wie auch die Summe aus gemessenen und extrapolierten Werten.

Um diese Daten zu Untersuchungen des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts σ_{tot} in Beziehung setzen zu können, müssen zwei Umstände berücksichtigt werden:

- zum einen stellen die Pionen nur einen Teil der erzeugten Hadronen dar,
- zum anderen trägt bei der Bestimmung von σ_{tot} bzw. von $R = \sigma_{tot} / \sigma_{\mu\mu}$ jedes Ereignis nur einmal bei; bei der Inklusiv - Messung wird jede Pion-Spur gewertet.

Der Anteil der Pionen an der Gesamtzahl der Hadronen lässt sich aus den Ergebnissen dieser Messung (siehe 5.6.) zu etwa 85 % bestimmen.

Die mittlere Anzahl geladener hadronischer Spuren je Ereignis wird mit $\langle N_{gel} \rangle$ bezeichnet. Die SLAC-LBL-Gruppe fand bei $\sqrt{s} = 3.6$ GeV einen Wert von $\langle N_{gel} \rangle = 3$.

Für diese Schwerpunktsenergie ergibt sich damit ein Umrechnungsfaktor zwischen R_{inkl} und $R_{hadrtot}$ von $(\text{Pionanteil}) \cdot \langle N_{gel} \rangle = 2.6$.

Das punktierte Band in Abb. 48 stellt die mit diesem Faktor multiplizierten Werte für R_{hadr} dar, die Breite des Bandes entspricht dem Fehler der Messung von ± 10 %. Diese Werte wurden, unabhängig von der hier beschriebenen Auswertung, nur mit dem Innendetektor von DASP bestimmt (DAS 77/3).

Sowohl im Wert bei 3.6 GeV wie auch im Verlauf als Funktion der Schwerpunktsenergie stimmen beide Messungen, innerhalb ihrer Fehler, überein: die Rate der Pion - Erzeugung zeigt ähnliche Strukturen wie der totale hadronische Wirkungsquerschnitt.

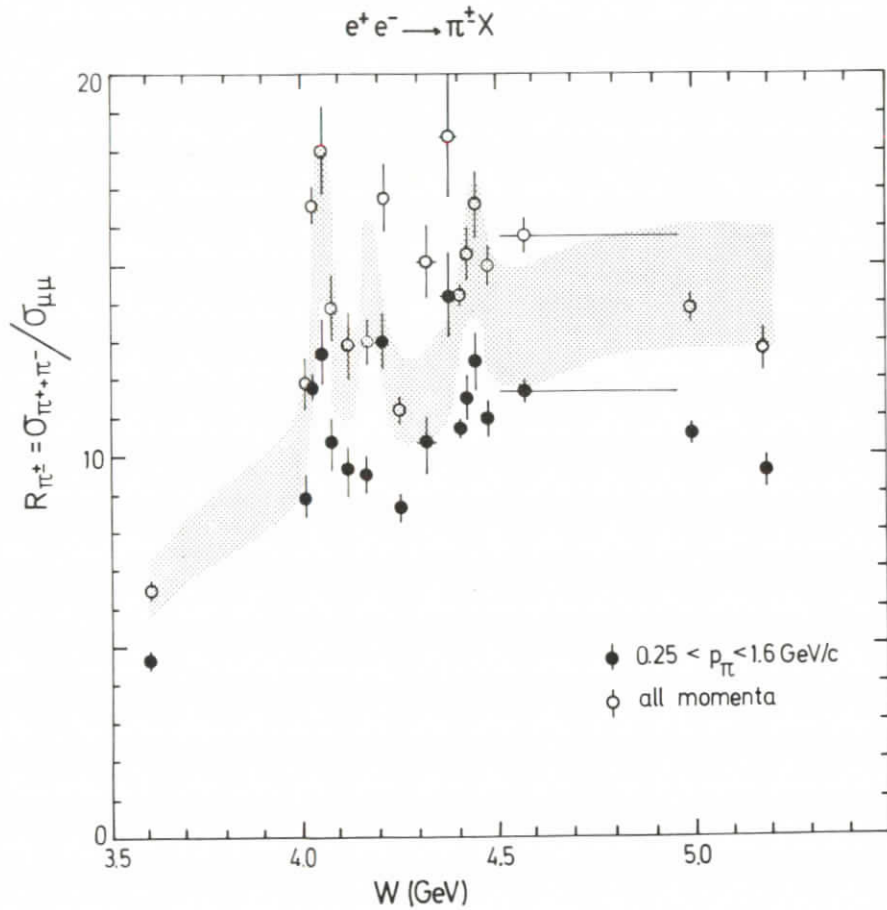


ABB. 48 PION-ERZEUGUNG ALS FUNKTION DER SCHWERPUNKTSENERGIE

5.11. Kaon - Erzeugung in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie

Die Messung der Kaon - Erzeugung erlaubt die Überprüfung einiger Vorhersagen des Charm - Modells (GAI 75).

Dieses Modell fügt zu den bereits früher postulierten Quarks ein neues Quark mit der Eigenschaft "charm" hinzu. Die Schwelle für die Erzeugung von neuen Zuständen mit dieser Eigenschaft liegt dann oberhalb der Masse der ψ' - Resonanz. Zu etwa 80 % sollten die neuen Zustände in Hadronen zerfallen; unter den Teilchen im Endzustand befinden sich, dem GIM - Mechanismus (GLA 70) entsprechend, bevorzugt solche, die seltsame Quarks enthalten, also in erster Linie Kaonen.

Abbildung 49 zeigt R_K^+ , das Verhältnis von Kaon-Wirkungsquerschnitt zum Myonpaar-Wirkungsquerschnitt. In dieser Darstellung sind sowohl die im Impulsbereich zwischen 0.35 GeV/c und 1.6 GeV/c identifizierten Beiträge eingetragen wie auch die Werte, die aus der Extrapolation zu niedrigen Impulsen berechnet wurden (siehe 5.5.).

Bei etwa 4 GeV Schwerpunktsenergie ist eine deutliche Zunahme der Kaon - Rate zu erkennen.

Die Vermutung, diese Zunahme würde aus der Erzeugung von Teilchen mit Charm (C) stammen, lässt sich durch die Untersuchung des Energiespektrums der Zerfallsprodukte überprüfen. An der Schwelle für



sind C, \bar{C} in Ruhe. Beim Zerfall



kann die Energie des Kaons dann nicht grösser als die halbe Strahlenergie sein.

Abbildung 50 zeigt den Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt $E/4p^2 d\sigma/dp$ der Kaonen zweier Energie-

Bereiche, bei 3.6 und 4.05 GeV, also unterhalb und oberhalb der Schwelle in σ_{tot} bei 4 GeV. Die Spektren stimmen oberhalb einer Teilchenenergie von 1 GeV - das entspricht der halben Strahlenergie E_{str} - überein; die Zunahme in der Erzeugungsrate der Kaonen, die bei 4.03 GeV beobachtet wird, stammt aus der erhöhten Produktion niederenergetischer Kaonen mit $E_K \leftarrow E_{\text{str}}/2$.

Der Vergleich der Strukturen in $R = \sigma_{\text{tot}} / \sigma_{\mu\mu}$ und in $R_{K^\pm} = (\sigma_{K^+} + \sigma_{K^-}) / \sigma_{\mu\mu}$ ermöglicht es, den Anteil des totalen Wirkungsquerschnitts, der mit Kaon - Erzeugung verbunden ist, zu bestimmen. Nach dem in Abschnitt 5.9. vorgenommenen Vergleich ist die Rate für K^\pm - Erzeugung näherungsweise gleich der für K^0 und \bar{K}^0 - Erzeugung.

Die Zunahme der Rate der Kaon-Produktion zwischen 3.6 und 5 GeV beträgt also das Doppelte des Wertes von 1.7, der über die K^\pm - Erzeugung gemessen wurde, es ist $\Delta R_K = 3.4$.

Für ΔR_C , die Zunahme in $R = \sigma_{\text{tot}} / \sigma_{\mu\mu}$ beim Überschreiten der Charm-Schwelle, wurde ein Wert von $\Delta R_C = 2.1 \pm 0.3$ gemessen (DAS 78).

Unter der Annahme, dass je Ereignis nicht mehr als zwei Kaonen erzeugt werden, beträgt die mittlere Anzahl von $K\bar{K}$ - Paaren je Ereignis mit Charm

$$f_{K\bar{K}} = \frac{1/2 \cdot \Delta R_K}{\Delta R_C} \approx \frac{1.7}{2.1} \approx 0.8$$

Dies ist in Übereinstimmung mit den Vorhersagen des GIM - Mechanismus für Charm-Zerfälle.

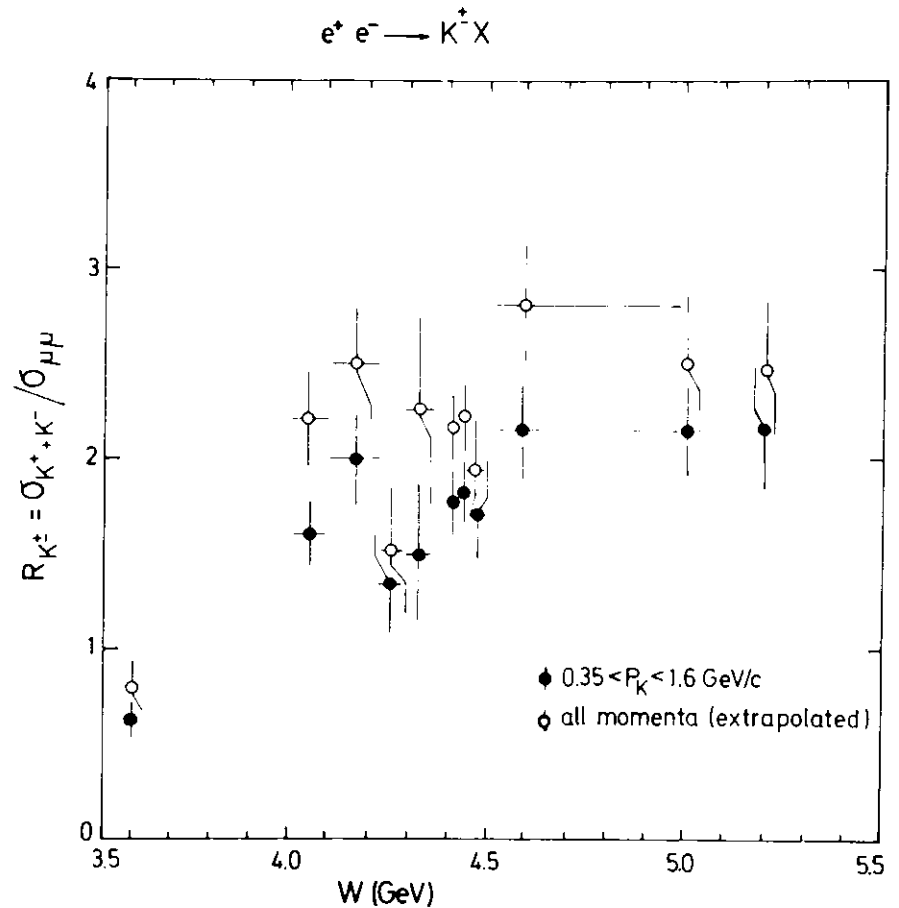


ABB. 49 KAON-ERZEUGUNG ALS FUNKTION DER SCHWERPUNKTSENERGIE

5.12. Vergleich mit den Hadronenspektren
aus dem Zerfall der J/ψ - Resonanz

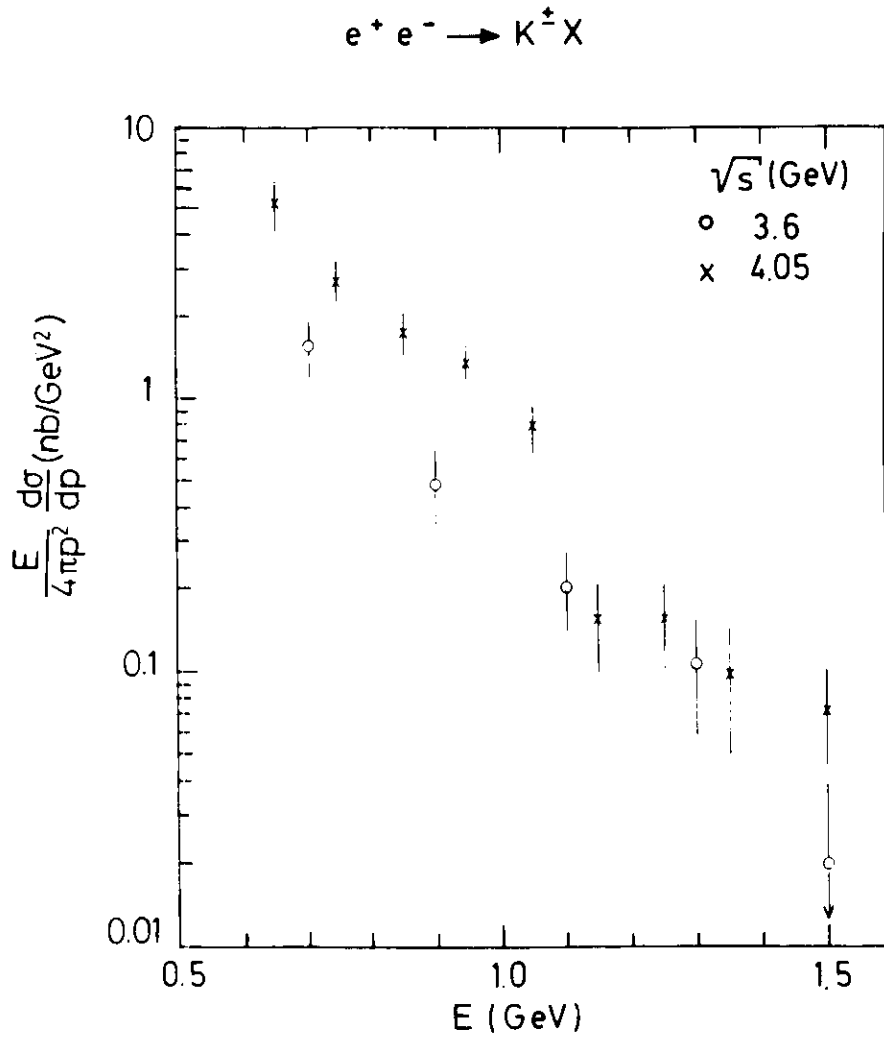


Abb. 50 LORENTZ-INVARIANTER WIRKUNGSQUERSCHNITT
DER BEI 3.6 UND 4.05 GeV ERZEUGTEN KAONEN

Die gemessenen Spektren der π^\pm , K^\pm und \bar{p} aus dem J/ψ - Zerfall sind bereits veröffentlicht worden (DAS 76 / 2).

Der Aufbau des Experiments ist durch die Verwendung des Čerenkovzählers; die Auswertung der Daten ist durch ein neues Programm verändert worden. Die Auswertung neuerer Daten unter den veränderten Bedingungen bringt keine Veränderungen der Ergebnisse gegenüber den publizierten Werten.

Theoretische Modelle (GIL 75) nehmen an, dass im nichtresonanten Bereich der e^+e^- - Vernichtung die Hadronerzeugung über ein Quark-Antiquark-Paar erfolgt. Der direkte Zerfall der J/ψ - Resonanz in Hadronen soll dagegen über einen Zwischenzustand aus drei Gluonen ablaufen (SCHG 77).

Die Existenz dieses Zwischenzustandes könnte einen erhöhten Anteil niederenergetischer Zerfallsteilchen - also ein mit wachsendem x stärker abfallendes Impulsspektrum - zur Folge haben.

In Abbildung 51 ist die dem Wirkungsquerschnitt $s/B \frac{d\sigma}{dx}$ proportionale Grösse $1/\sigma_{tot} \frac{1}{B} \frac{d\sigma}{dx}$ für die Daten der Schwerpunktsenergie um 3.6 GeV gezeigt.

Die Kurven geben den Verlauf der Spektren aus dem J/ψ - Zerfall an; sie wurden durch einen gemeinsamen Faktor so normiert, dass die Datenpunkte der Pionen bei $x = 0.3$ aufeinander zu liegen kommen.

Es sind keine Abweichungen der Form der Spektren für Pionen und Kaonen festzustellen; die Rate der Antiprotonen relativ zur Pion-Rate liegt jedoch beim J/ψ um etwa einen Faktor 2 über dem Wert, der bei 3.6 GeV gemessen wurde.

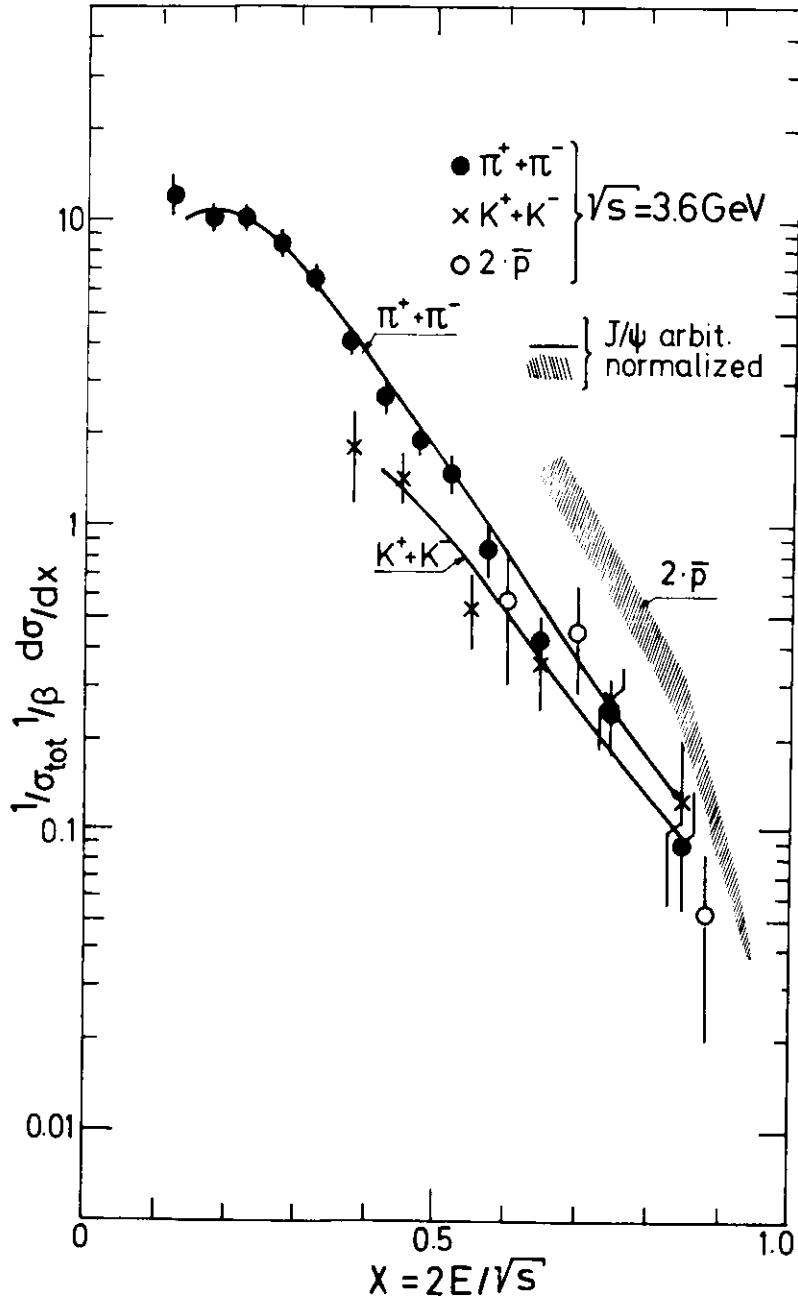
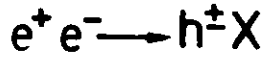


Abb. 51 VERGLEICH DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE FÜR HADRONERZEUGUNG BEI 3.6 GeV UND BEI DER J/ψ

5.13. Vergleich von e^+e^- - Vernichtung und inelastischer $e p$ - Streuung

Die in 5.1. erwähnten Vorhersagen von Gribov und Lipatov (GRI 71) wurden zum Vergleich der Daten der \bar{p} - Erzeugung zwischen 4 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie (siehe 5.5.) mit Messungen der tiefinelastischen $e p$ - Streuung (RIO 75) verwendet.

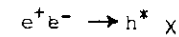
Nach diesen Annahmen erhält man für die Antiprotonerzeugung den Ausdruck

$$\frac{x}{\sigma_{\mu\mu}} \frac{d\sigma}{dx} (e^+e^- \rightarrow \bar{p}X) = 3\beta \cdot \left\{ xF_1(\omega = \frac{1}{x}) - \frac{1}{6}\beta^2 F_2(\omega = \frac{1}{x}) \right\}$$

Der nach dieser Gleichung berechnete Wert ist in Abbildung 52 dargestellt; die Kurve gibt die Vorhersage aus den Messwerten (RIO 75) der $e p$ - Streuung an; die Daten dieser Arbeit sind durch die Punkte beschrieben.

Die Differenzen zwischen Messung und Vorhersage sind gross; für Werte von $x = 0.5$ liegt ein Faktor von 4 zwischen ihnen.

Zumindest ein Teil dieser Diskrepanz rührt von Beiträgen der Art her



wobei $h^* = \bar{\Lambda}, \bar{\Sigma}, \bar{N}^*$ bedeutet.

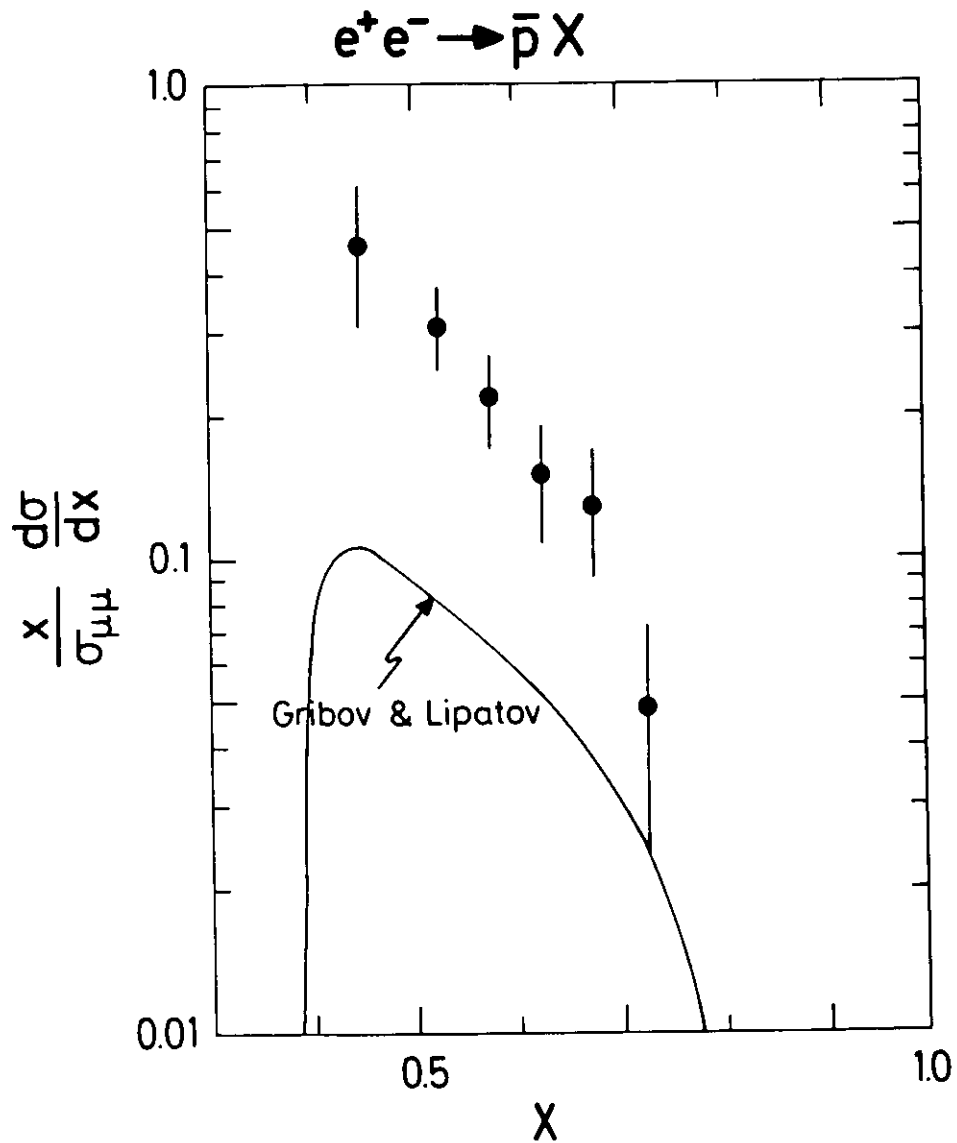


Abb. 52 VERGLEICH DER HIER GEMESSENEN RATE DER \bar{p} -ERZEUGUNG MIT THEORETISCHEN VORHERSAGEN
 • AUS DEN DATEN DER ELEKTROPRODUKTION

5.14. Tabellen der Wirkungsquerschnitte

In diesem Abschnitt sind die Werte der gemessenen Wirkungsquerschnitte zusammengefasst.

Die Bezeichnungsweise ist:

- 5.14.1. $d\sigma/dp$ der Daten zwischen 4.0 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie
- 5.14.2. $E/4\pi p^2 d\sigma/dp$ der Daten zwischen 4.0 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie
- 5.14.3. $s/B d\sigma/dx$ der Daten zwischen 4.0 und 5.2 GeV Schwerpunktsenergie
- 5.14.4. a bis h $d\sigma/dp$ der acht Energiebereiche
- 5.14.5. a bis h $E/4\pi p^2 d\sigma/dp$ der acht Energiebereiche
- 5.14.6. a bis h $s/B d\sigma/dx$ der acht Energiebereiche
- 5.14.7. a bis h $x \cdot s/B d\sigma/dx$ der acht Energiebereiche

Tabelle 5.14.1.

DSIGMA/DP
FUER 4 0 - 5 2 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE
IN MUB/GEV**2

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0 15-0 20			
0 20-0 25	101 36 +- 4 98		
0 25-0 30	106 69 +- 4 58		
0 30-0 35	115 72 +- 4 17		
0 35-0 40	101 34 +- 3 55		
0 40-0 45	83 21 +- 3 02	17 00 +- 2 61	
0 45-0 50	78 75 +- 2 79	17 64 +- 2 87	1 33 +- 0 51
0 50-0 55	65 82 +- 2 49	12 70 +- 1 82	1 32 +- 0 50
0 55-0 60	55 99 +- 2 28	13 73 +- 1 79	2 43 +- 0 68
0 60-0 65	50 60 +- 2 28	13 53 +- 1 67	1 27 +- 0 48
0 65-0 70	47 20 +- 2 10	11 54 +- 1 46	1 36 +- 0 48
0 70-0 75	38 82 +- 1 85	10 85 +- 1 37	1 18 +- 0 44
0 75-0 80	30 71 +- 1 61	10 05 +- 1 28	0 84 +- 0 37
0 80-0 85	25 77 +- 1 46	9 11 +- 1 20	1 37 +- 0 49
0 85-0 90	22 69 +- 1 35	8 15 +- 1 11	0 84 +- 0 37
0 90-0 95	19 29 +- 1 24	7 12 +- 1 02	1 50 +- 0 50
0 95-1 00	14 35 +- 1 07	5 42 +- 0 87	0 67 +- 0 33
1 00-1 10	10 03 +- 0 63	3 90 +- 0 51	0 81 +- 0 26
1 10-1 20	6 37 +- 0 49	2 69 +- 0 41	0 24 +- 0 14
1 20-1 30	5 23 +- 0 44	2 59 +- 0 43	0 24 +- 0 14
1 30-1 40	2 66 +- 0 32	1 53 +- 0 33	0 40 +- 0 18
1 40-1 50	1 92 +- 0 27	1 74 +- 0 34	0 24 +- 0 14

Tabelle 5.14.2.

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
FUER 4 0 - 5 2 GEV
IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	PI+-	K+-	2*P-
0 20-0 25			
0 25-0 30	40 08 +- 1 81		
0 30-0 35	35 67 +- 1 30		
0 35-0 40	27 34 +- 0 93		
0 40-0 45	18 30 +- 0 66		
0 45-0 50	15 26 +- 0 52		
0 50-0 55	11 66 +- 0 42		
0 55-0 60	8 70 +- 0 34		
0 60-0 65	6 86 +- 0 30		
0 65-0 70	5 95 +- 0 26	4 44 +- 0 51	
0 70-0 75	4 67 +- 0 22	2 49 +- 0 31	
0 75-0 80	3 50 +- 0 18	2 45 +- 0 27	
0 80-0 85	2 66 +- 0 15	1 80 +- 0 20	
0 85-0 90	2 19 +- 0 13	1 53 +- 0 17	
0 90-0 95	1 76 +- 0 11	1 11 +- 0 14	
0 95-1 00	1 28 +- 0 09	1 00 +- 0 12	
1 00-1 10	0 82 +- 0 05	0 71 +- 0 07	* 0 42 +- 0 09
1 10-1 20	0 46 +- 0 04	0 34 +- 0 04	0 33 +- 0 06
1 20-1 30	0 34 +- 0 03	0 20 +- 0 03	0 15 +- 0 03
1 30-1 40	0 16 +- 0 02	0 16 +- 0 03	0 12 +- 0 03
1 40-1 50	0 12 +- 0 02	0 09 +- 0 02	0 05 +- 0 02
1 50-1 60			0 02 +- 0 01
1 60-1 80			0 02 +- 0 01

ENERGIE
1 04-1 10

Tabelle 5.14.3.

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4 0 - 5 2 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE
 IN MUB*GEV**2

X=2*E/√S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	5.79 +- 0.17		
0.15-0.20	5.40 +- 0.12		
0.20-0.25	3.51 +- 0.09		
0.25-0.30	2.53 +- 0.07		
0.30-0.35	1.88 +- 0.06	1.25 +- 0.10	
0.35-0.40	1.20 +- 0.05	0.82 +- 0.06	
0.40-0.45	0.756 +- 0.035	0.545 +- 0.046	
0.45-0.50	0.518 +- 0.028	0.356 +- 0.034	
0.50-0.55	0.246 +- 0.019	0.255 +- 0.028	0.170 +- 0.032
0.55-0.60	0.215 +- 0.018	0.133 +- 0.020	0.100 +- 0.022
0.60-0.65	0.117 +- 0.013	0.115 +- 0.019	0.058 +- 0.016
0.65-0.70	0.086 +- 0.011	0.041 +- 0.011	0.043 +- 0.014
0.70-0.75	0.074 +- 0.011	0.067 +- 0.013	0.014 +- 0.007
0.75-0.80	0.049 +- 0.009	0.059 +- 0.013	0.015 +- 0.008
0.80-0.85	0.059 +- 0.007	0.027 +- 0.006	

Tabelle 5.14.4. a

DSIGMA/DP
 FUER 3.6 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 1 **
 IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	77.09 +- 18.22		
0.20-0.25	97.51 +- 14.46		
0.25-0.30	67.81 +- 10.55		
0.30-0.35	71.07 +- 9.42		
0.35-0.40	73.24 +- 9.02		
0.40-0.45	62.73 +- 7.67		
0.45-0.50	68.42 +- 7.85	10.89 +- 5.49	
0.50-0.55	67.05 +- 7.55	11.34 +- 5.09	1.01 +- 1.01
0.55-0.60	40.30 +- 5.82		
0.60-0.65	49.80 +- 6.54	6.49 +- 3.48	
0.65-0.70	25.80 +- 4.65		1.63 +- 1.63
0.70-0.75	19.30 +- 3.91	4.00 +- 2.53	
0.75-0.80	23.63 +- 4.12		
0.80-0.85	18.00 +- 3.64		
0.85-0.90	13.46 +- 3.15	4.17 +- 2.41	
0.90-0.95	16.89 +- 3.61		1.56 +- 1.56
0.95-1.00	7.62 +- 2.37	3.12 +- 1.98	
1.00-1.10	5.76 +- 1.48	2.35 +- 1.17	
1.10-1.20	4.56 +- 1.26		0.36 +- 0.36
1.20-1.30	2.09 +- 0.85	0.97 +- 0.79	
1.30-1.40	1.40 +- 0.70		
1.40-1.50	0.93 +- 0.62	0.98 +- 0.80	
1.50-1.60			

Tabelle 5.14.4. b

DSIGMA/DP
 FLUR 3.98 - 4.10 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 2 **
 IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	156.40 +- 22.56		
0.20-0.25	139.74 +- 15.79		
0.25-0.30	158.31 +- 13.30		
0.30-0.35	152.36 +- 11.53		
0.35-0.40	136.15 +- 10.12		
0.40-0.45	116.18 +- 8.72		
0.45-0.50	98.06 +- 7.79		
0.50-0.55	86.69 +- 7.21		
0.55-0.60	79.71 +- 6.83) 13.86 +- 4.04) 2.97 +- 1.87
0.60-0.65	65.40 +- 6.52) 17.40 +- 4.80	} 1.42 +- 1.06
0.65-0.70	61.85 +- 5.91		
0.70-0.75	46.72 +- 4.98) 8.67 +- 3.21	} 1.84 +- 1.37
0.75-0.80	40.63 +- 4.66		
0.80-0.85	31.16 +- 4.07) 12.69 +- 3.40	} 0.52 +- 0.52
0.85-0.90	22.97 +- 3.56		
0.90-0.95	23.05 +- 3.45) 6.39 +- 2.51	
0.95-1.00	17.01 +- 3.00		
1.00-1.10	9.49 +- 1.56) 2.42 +- 1.02	
1.10-1.20	6.00 +- 1.25		
1.20-1.30	5.30 +- 1.13) 1.59 +- 0.94	
1.30-1.40	3.71 +- 0.97		
1.40-1.50	1.93 +- 0.68) 0.89 +- 0.56	
1.50-1.60) 1.60 +- 0.60		
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. c

DSIGMA/DP
 FLUR 4.10 - 4.24 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 3 **
 IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	148.08 +- 27.90		
0.20-0.25	136.12 +- 19.72		
0.25-0.30	120.35 +- 16.17		
0.30-0.35	133.42 +- 14.58		
0.35-0.40	109.53 +- 12.45		
0.40-0.45	88.89 +- 10.57		
0.45-0.50	92.25 +- 10.26		
0.50-0.55	66.62 +- 8.57		
0.55-0.60	69.70 +- 8.61) 13.93 +- 6.23	
0.60-0.65	58.50 +- 8.13) 20.27 +- 6.92	
0.65-0.70	46.66 +- 6.86		
0.70-0.75	44.72 +- 6.58) 11.41 +- 4.50	
0.75-0.80	35.68 +- 5.79		
0.80-0.85	24.39 +- 4.70) 10.17 +- 4.14	
0.85-0.90	32.12 +- 5.37		
0.90-0.95	17.84 +- 4.05) 5.57 +- 2.98	
0.95-1.00	13.37 +- 3.50		
1.00-1.10	9.12 +- 2.03) 4.84 +- 1.81	
1.10-1.20	9.46 +- 2.05		
1.20-1.30	5.79 +- 1.59) 0.92 +- 0.92	
1.30-1.40	4.64 +- 1.40) 1.55 +- 1.05	
1.40-1.50	2.53 +- 1.03) 0.45 +- 0.91	
1.50-1.60	0.86 +- 0.61		
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. d

DSIGMA/DP
FLUR 4.24 - 4.36 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 4 **
IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	75.47 +-22.86		
0.20-0.25	76.40 +-15.05		
0.25-0.30	84.33 +-13.38		
0.30-0.35	75.07 +-11.14		
0.35-0.40	73.00 +-10.32		
0.40-0.45	84.61 +-10.44		
0.45-0.50	78.89 +- 9.65		
0.50-0.55	49.09 +- 7.54) 4.40 +- 3.60	
0.55-0.60	42.72 +- 6.98		
0.60-0.65	55.01 +- 7.73) 15.70 +- 6.17	
0.65-0.70	61.69 +- 8.09		
0.70-0.75	30.07 +- 5.62) 7.60 +- 4.03	
0.75-0.80	28.14 +- 5.37		
0.80-0.85	24.43 +- 4.89) 6.71 +- 3.58	
0.85-0.90	16.76 +- 4.07		
0.90-0.95	13.23 +- 3.69) 4.29 +- 2.79	2.25 +- 2.25
0.95-1.00	8.46 +- 2.91		
1.00-1.10	7.83 +- 2.01	1.64 +- 1.16	
1.10-1.20	7.15 +- 1.93) 1.64 +- 1.16	
1.20-1.30	3.80 +- 1.34		
1.30-1.40	1.43 +- 0.82) 1.75 +- 1.25	
1.40-1.50	1.89 +- 0.95		
1.50-1.60	2.43 +- 1.09	1.78 +- 1.26	
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. e

DSIGMA/DP
FLUR 4.36 - 4.46 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 5 **
IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	88.86 +-14.88		
0.20-0.25	117.14 +-10.86		
0.25-0.30	114.88 +- 9.53		
0.30-0.35	118.33 +- 8.34		
0.35-0.40	97.23 +- 6.98		
0.40-0.45	84.81 +- 6.14		
0.45-0.50	78.54 +- 5.70		
0.50-0.55	75.12 +- 5.26		
0.55-0.60	55.30 +- 4.60		
0.60-0.65	54.58 +- 4.71) 9.55 +- 2.77	
0.65-0.70	53.59 +- 4.42		
0.70-0.75	38.70 +- 3.70) 11.22 +- 2.76	
0.75-0.80	34.94 +- 3.42		
0.80-0.85	26.93 +- 2.99) 6.92 +- 2.04	
0.85-0.90	25.04 +- 2.84		0.70 +- 0.70
0.90-0.95	20.86 +- 2.57) 6.62 +- 1.91) 1.70 +- 1.08
0.95-1.00	16.09 +- 2.30		
1.00-1.10	10.13 +- 1.27	4.95 +- 1.06	
1.10-1.20	7.32 +- 1.08	2.22 +- 0.74) 0.50 +- 0.50
1.20-1.30	6.61 +- 1.01	1.98 +- 0.75	
1.30-1.40	2.36 +- 0.60	1.41 +- 0.63) 0.16 +- 0.32
1.40-1.50	2.40 +- 0.60		
1.50-1.60	2.62 +- 0.64) 1.26 +- 0.60	
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. f

DSIGMA/DP
FUER 4.46 - 4.90 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 6 **
IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	87.30 +-18.82		
0.20-0.25	99.75 +-12.37		
0.25-0.30	94.48 +-11.23		
0.30-0.35	99.05 +- 9.98		
0.35-0.40	102.10 +- 8.93		
0.40-0.45	88.62 +- 7.92		
0.45-0.50	69.35 +- 6.78		
0.50-0.55	57.65 +- 6.05		
0.55-0.60	54.64 +- 5.53		
0.60-0.65	50.96 +- 5.87	8.51 +- 3.23	
0.65-0.70	41.06 +- 5.04) 1.61 +- 1.32
0.70-0.75	36.54 +- 4.46) 7.88 +- 2.88	
0.75-0.80	19.04 +- 3.14) 1.04 +- 1.04
0.80-0.85	24.87 +- 3.61) 8.72 +- 2.90	
0.85-0.90	16.81 +- 2.91) 1.05 +- 1.50
0.90-0.95	19.75 +- 3.11) 5.76 +- 2.26	
0.95-1.00	13.90 +- 2.68	4.04 +- 1.81) 1.10 +- 1.42
1.00-1.10	14.30 +- 1.86		
1.10-1.20	5.18 +- 1.13) 3.49 +- 1.16) 0.26 +- 0.50
1.20-1.30	3.46 +- 0.92		
1.30-1.40	2.52 +- 0.76) 2.14 +- 0.96	
1.40-1.50	1.53 +- 0.61		
1.50-1.60	1.11 +- 0.53) 1.71 +- 0.86	
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. g

DSIGMA/DP
FUER 5.0 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 7 **
IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	PI+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	56.81 +-18.00		
0.20-0.25	62.20 +-11.23		
0.25-0.30	71.94 +- 9.76		
0.30-0.35	80.16 +- 8.85		
0.35-0.40	83.73 +- 7.96		
0.40-0.45	70.51 +- 7.20		
0.45-0.50	67.72 +- 6.42		
0.50-0.55	57.49 +- 5.83		
0.55-0.60	41.78 +- 4.95) 1.71 +- 1.39
0.60-0.65	33.28 +- 5.16) 7.72 +- 3.90	
0.65-0.70	31.45 +- 4.43) 1.57 +- 1.29
0.70-0.75	42.60 +- 4.84) 9.83 +- 3.32	
0.75-0.80	24.99 +- 3.64) 1.02 +- 1.02
0.80-0.85	20.49 +- 3.31) 9.41 +- 3.15	
0.85-0.90	21.41 +- 3.32) 1.51 +- 1.22
0.90-0.95	17.62 +- 2.99) 6.57 +- 2.54	
0.95-1.00	14.45 +- 2.70	3.79 +- 1.84) 1.00 +- 1.42
1.00-1.10	8.33 +- 1.44	3.76 +- 1.23	
1.10-1.20	7.54 +- 1.34	3.55 +- 1.17) 0.25 +- 0.49
1.20-1.30	4.44 +- 1.03	3.40 +- 1.20	
1.30-1.40	2.67 +- 0.79	2.10 +- 0.94) 0.49 +- 0.49
1.40-1.50			
1.50-1.60) 1.75 +- 0.66) 1.72 +- 0.86) 0.25 +- 0.49
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.4. h

DSIGMA/DP
 FUER 5.2 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 8 **
 IN NB/(GEV/C)

IMPULS (GEV/C)	P1+-	K+-	2*P-
0.15-0.20	88.24 +- 21.74		
0.20-0.25	76.63 +- 13.43		
0.25-0.30	66.06 +- 10.61		
0.30-0.35	86.40 +- 10.58		
0.35-0.40	61.65 +- 8.49		
0.40-0.45	59.53 +- 7.48		
0.45-0.50	58.33 +- 7.17		
0.50-0.55	43.42 +- 5.84) 4.11 +- 4.28	
0.55-0.60	39.18 +- 5.57		
0.60-0.65	26.47 +- 5.48) 10.36 +- 4.12) 0.69 +- 1.38
0.65-0.70	27.39 +- 4.98		
0.70-0.75	26.59 +- 4.64) 7.77 +- 3.42) 0.68 +- 1.37
0.75-0.80	23.65 +- 4.35		
0.80-0.85	15.66 +- 3.50) 5.36 +- 2.81) 0.69 +- 1.39
0.85-0.90	18.96 +- 3.58		
0.90-0.95	13.17 +- 3.17) 6.34 +- 2.78) 0.68 +- 1.36
0.95-1.00	12.76 +- 2.96		
1.00-1.10	5.88 +- 1.45	3.24 +- 1.32	
1.10-1.20	4.57 +- 1.29	2.95 +- 1.20) 0.67 +- 0.95
1.20-1.30	3.67 +- 1.12	2.03 +- 1.18	
1.30-1.40	2.89 +- 0.98	1.59 +- 1.02) 0.67 +- 0.67
1.40-1.50			
1.50-1.60) 2.28 +- 0.89) 1.96 +- 1.10	0.66 +- 0.66
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.5. a

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER 3.6 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 1 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	P1+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	49.50 +- 9.83		
0.25-0.30	31.48 +- 4.83		
0.30-0.35	20.00 +- 3.18		
0.35-0.40	21.65 +- 2.41		
0.40-0.45	12.53 +- 1.60		
0.45-0.50	12.32 +- 1.41		
0.50-0.55	11.16 +- 1.25		
0.55-0.60	7.96 +- 0.96		
0.60-0.65	5.67 +- 0.80		
0.65-0.70	4.01 +- 0.64) 2.11 +- 0.90	
0.70-0.75	2.33 +- 0.46		
0.75-0.80	2.47 +- 0.43) 1.23 +- 0.50	
0.80-0.85	2.04 +- 0.38		
0.85-0.90	1.38 +- 0.30) 0.49 +- 0.24	
0.90-0.95	1.26 +- 0.29		
0.95-1.00	0.82 +- 0.22	0.40 +- 0.23	
1.00-1.10	0.44 +- 0.12	0.37 +- 0.15) 0.60 +- 0.32
1.10-1.20	0.37 +- 0.10	0.19 +- 0.09	
1.20-1.30	0.11 +- 0.05) 0.13 +- 0.08	0.21 +- 0.12
1.30-1.40	0.06 +- 0.04		0.12 +- 0.03
1.40-1.50	0.09 +- 0.04		0.07 +- 0.07
1.50-1.60			0.05 +- 0.05
1.60-1.80) 0.05 +- 0.04	

* ENERGIE
 1.00-1.20

Tabelle 5.14.5. b

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FLUR 3 98 - 9.10 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 2 **
 IN NB/GEU**2

ENERGIE (GEU)	PI+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	81.98 +- 11.62		
0.25-0.30	56.92 +- 5.60		
0.30-0.35	49.74 +- 3.73		
0.35-0.40	36.26 +- 2.63		
0.40-0.45	29.40 +- 1.85		
0.45-0.50	20.43 +- 1.51		
0.50-0.55	14.87 +- 1.20		
0.55-0.60	12.37 +- 1.02		
0.60-0.65	9.79 +- 0.89) 2.71 +- 1.60	
0.65-0.70	7.83 +- 0.74		
0.70-0.75	5.30 +- 0.57) 2.75 +- 0.78	
0.75-0.80	4.77 +- 0.52		
0.80-0.85	3.47 +- 0.42) 1.83 +- 0.60	
0.85-0.90	2.05 +- 0.32		
0.90-0.95	2.38 +- 0.33) 1.27 +- 0.43	
0.95-1.00	1.07 +- 0.22		
1.00-1.10	0.90 +- 0.13		^x 0.38 +- 0.25
1.10-1.20	0.38 +- 0.08) 0.51 +- 0.16	0.32 +- 0.17
1.20-1.30	0.39 +- 0.08		0.20 +- 0.11
1.30-1.40	0.20 +- 0.06) 0.14 +- 0.07	
1.40-1.50	0.09 +- 0.04) 0.11 +- 0.07
1.50-1.60	0.14 +- 0.04) 0.07 +- 0.04	
1.60-1.80			^x ENERGIE 1.04-1.10

Tabelle 5.14.5. c

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FLUR 4.10 - 4.24 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 3 **
 IN NB/GEU**2

ENERGIE (GEU)	PI+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	74.37 +- 14.41		
0.25-0.30	49.85 +- 6.86		
0.30-0.35	44.58 +- 4.69		
0.35-0.40	30.37 +- 3.24		
0.40-0.45	18.14 +- 2.24		
0.45-0.50	17.74 +- 1.91		
0.50-0.55	12.65 +- 1.47		
0.55-0.60	9.78 +- 1.23		
0.60-0.65	8.96 +- 1.13) 4.72 +- 2.31	
0.65-0.70	6.42 +- 0.91		
0.70-0.75	3.63 +- 0.64) 2.72 +- 1.12	
0.75-0.80	4.51 +- 0.67		
0.80-0.85	3.14 +- 0.53) 2.34 +- 0.74	
0.85-0.90	2.77 +- 0.48		
0.90-0.95	1.74 +- 0.37) 0.92 +- 0.41	
0.95-1.00	0.93 +- 0.27		
1.00-1.10	0.81 +- 0.17		^x 0.20 +- 0.20
1.10-1.20	0.72 +- 0.15) 0.60 +- 0.21	
1.20-1.30	0.34 +- 0.10		
1.30-1.40	0.23 +- 0.08) 0.33 +- 0.13) 0.10 +- 0.10
1.40-1.50	0.21 +- 0.07		
1.50-1.60	0.05 +- 0.03) 0.13 +- 0.08) 0.06 +- 0.06
1.60-1.80			^x ENERGIE 1.04-1.20

Tabelle 5.14.5. d

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER 4.24 - 4.36 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** N0 4 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	PI+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	40.09 +- 11.93		
0.25-0.30	33.77 +- 5.40		
0.30-0.35	24.68 +- 3.65		
0.35-0.40	14.31 +- 2.29		
0.40-0.45	17.40 +- 2.18		
0.45-0.50	14.52 +- 1.77		
0.50-0.55	9.42 +- 1.32		
0.55-0.60	8.16 +- 1.14		
0.60-0.65	5.68 +- 0.91		
0.65-0.70	7.67 +- 0.98) 3.37 +- 2.37	
0.70-0.75	4.29 +- 0.72		
0.75-0.80	2.81 +- 0.55) 0.68 +- 0.57	
0.80-0.85	2.73 +- 0.52		
0.85-0.90	1.39 +- 0.35) 2.12 +- 0.82	
0.90-0.95	1.63 +- 0.38		
0.95-1.00	0.70 +- 0.24) 0.85 +- 0.43	
1.00-1.10	0.64 +- 0.16	0.38 +- 0.17	* 0.58 +- 0.52
1.10-1.20	0.43 +- 0.13	0.19 +- 0.11	0.09 +- 0.09
1.20-1.30	0.28 +- 0.09		
1.30-1.40	0.11 +- 0.06) 0.05 +- 0.05	
1.40-1.50	0.08 +- 0.05		
1.50-1.60	0.15 +- 0.06		
1.60-1.80			* ENERGIE 1.04-1.10

Tabelle 5.14.5. e

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER 4.36 - 4.46 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** N0 5 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	PI+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	55.34 +- 8.28		
0.25-0.30	44.40 +- 3.79		
0.30-0.35	39.45 +- 2.82		
0.35-0.40	28.35 +- 1.86		
0.40-0.45	17.92 +- 1.33		
0.45-0.50	15.19 +- 1.05		
0.50-0.55	12.28 +- 0.86		
0.55-0.60	9.49 +- 0.71		
0.60-0.65	6.95 +- 0.61		
0.65-0.70	6.95 +- 0.56) 3.25 +- 1.50	
0.70-0.75	4.87 +- 0.44		
0.75-0.80	3.57 +- 0.36) 2.39 +- 0.61	
0.80-0.85	2.96 +- 0.31		
0.85-0.90	2.53 +- 0.28) 1.35 +- 0.33	
0.90-0.95	1.77 +- 0.22		
0.95-1.00	1.35 +- 0.19) 0.98 +- 0.27	
1.00-1.10	0.86 +- 0.10	0.60 +- 0.12	0.80 +- 0.40
1.10-1.20	0.53 +- 0.08	0.40 +- 0.09	0.28 +- 0.13
1.20-1.30	0.43 +- 0.07	0.16 +- 0.05	
1.30-1.40	0.16 +- 0.04	0.14 +- 0.05) 0.13 +- 0.06
1.40-1.50	0.13 +- 0.03	0.09 +- 0.04	0.05 +- 0.04
1.50-1.60	0.12 +- 0.03	0.06 +- 0.03	
1.60-1.80			ENERGIE 1.04-1.10

Tabelle 5.14.5. f

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER + 46 - 4 90 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 6 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	PI+-	K+-	2*P-
0 20-0 25	46 86 +- 10 16		
0 25-0 30	37 39 +- 4 27		
0 30-0 35	28 24 +- 3 09		
0 35-0 40	27 35 +- 2 35		
0 40-0 45	18 71 +- 1 62		
0 45-0 50	15 45 +- 1 36		
0 50-0 55	10 51 +- 1 04		
0 55-0 60	7 50 +- 0 80		
0 60-0 65	6 48 +- 0 74) 2 30 +- 1 30	
0 65-0 70	5 49 +- 0 65		
0 70-0 75	4 32 +- 0 52) 3 11 +- 0 89	
0 75-0 80	2 51 +- 0 38		
0 80-0 85	2 36 +- 0 35) 1 16 +- 0 44	
0 85-0 90	1 69 +- 0 28		
0 90-0 95	1 84 +- 0 28) 0 86 +- 0 34	
0 95-1 00	1 25 +- 0 23		
1 00-1 10	1 11 +- 0 14	0 57 +- 0 15	0 53 +- 0 40
1 10-1 20	0 39 +- 0 08) 0 26 +- 0 09	0 30 +- 0 16
1 20-1 30	0 19 +- 0 06		0 16 +- 0 09
1 30-1 40	0 18 +- 0 05) 0 13 +- 0 06	0 07 +- 0 06
1 40-1 50	0 10 +- 0 04		0 04 +- 0 04
1 50-1 60	0 06 +- 0 03	0 07 +- 0 04	
1 60-1 80			
ENERGIE 1 04-1 10			

Tabelle 5.14.5. g

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER 5 0 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 7 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	PI+-	K+-	2*P-
0 20-0 25	45 75 +- 10 53		
0 25-0 30	25 10 +- 3 98		
0 30-0 35	23 01 +- 2 74		
0 35-0 40	22 54 +- 2 05		
0 40-0 45	14 27 +- 1 50		
0 45-0 50	13 89 +- 1 23		
0 50-0 55	9 25 +- 0 95		
0 55-0 60	6 81 +- 0 76		
0 60-0 65	4 75 +- 0 67) 3 58 +- 1 62	
0 65-0 70	2 80 +- 0 56		
0 70-0 75	4 55 +- 0 54) 1 40 +- 0 68	
0 75-0 80	3 37 +- 0 43		
0 80-0 85	1 97 +- 0 33) 1 27 +- 0 41	
0 85-0 90	2 07 +- 0 31		
0 90-0 95	1 59 +- 0 27) 0 37 +- 0 31	
0 95-1 00	1 26 +- 0 23		
1 00-1 10	0 73 +- 0 12	0 49 +- 0 13	0 49 +- 0 26
1 10-1 20	0 53 +- 0 10		
1 20-1 30	0 26 +- 0 06	0 23 +- 0 06	0 14 +- 0 09
1 30-1 40	0 17 +- 0 05		
1 40-1 50	0 08 +- 0 03	0 12 +- 0 03	0 03 +- 0 03
1 50-1 60	0 05 +- 0 03		
1 60-1 80			
ENERGIE 1 04-1 20			

Tabelle 5.14.5. h

E/4*PI*P**2 DSIGMA/DP
 FUER 5 2 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO 8 **
 IN NB/GEV**2

ENERGIE (GEV)	P1+-	K+-	2*P-
0.20-0.25	49.18 +- 12.02		
0.25-0.30	29.73 +- 4.70		
0.30-0.35	23.24 +- 3.05		
0.35-0.40	17.88 +- 2.29		
0.40-0.45	13.13 +- 1.65		
0.45-0.50	10.53 +- 1.28		
0.50-0.55	8.17 +- 1.04		
0.55-0.60	5.81 +- 0.81		
0.60-0.65	4.38 +- 0.74		
0.65-0.70	2.99 +- 0.61) 4.15 +- 2.26	
0.70-0.75	3.77 +- 0.57) 1.06 +- 0.74	
0.75-0.80	2.24 +- 0.44		
0.80-0.85	1.69 +- 0.36) 1.14 +- 0.48	
0.85-0.90	2.02 +- 0.36		
0.90-0.95	0.91 +- 0.25) 0.98 +- 0.33	
0.95-1.00	1.18 +- 0.26		
1.00-1.10	0.46 +- 0.12) 0.37 +- 0.15	
1.10-1.20	0.36 +- 0.09		0.22 +- 0.17
1.20-1.30	0.24 +- 0.07		0.10 +- 0.10
1.30-1.40	0.17 +- 0.06) 0.16 +- 0.08	
1.40-1.50	0.11 +- 0.05) 0.07 +- 0.10
1.50-1.60	0.15 +- 0.05) 0.11 +- 0.06	0.04 +- 0.04
1.60-1.80			

Tabelle 5.14.6. a

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 3 6 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO 1 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/√S	P1+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	2704.4 +- 412.6		
0.15-0.20	1943.4 +- 230.5		
0.20-0.25	2023.7 +- 174.6		
0.25-0.30	1716.2 +- 145.4		
0.30-0.35	1329.2 +- 122.6		
0.35-0.40	793.4 +- 93.2) 270. +- 100	
0.40-0.45	525.2 +- 71.9) 296 +- 62	
0.45-0.50	387.1 +- 61.5		
0.50-0.55	294.6 +- 54.6) 104 +- 30	
0.55-0.60	170.6 +- 41.3		145 +- 55
0.60-0.65	83.0 +- 27.7) 72 +- 24) 86 +- 34
0.65-0.70	64.1 +- 24.2		
0.70-0.75	55.0 +- 22.4) 51 +- 22) 45 +- 28
0.75-0.80	42.7 +- 20.7		
0.80-0.90	18.6 +- 9.3	25 +- 18) 10 +- 7
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.6. b

S/BETA DSIGMA/DX
 FLUR 3 98 - 4.10 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 2 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ S	PI+-	K+-	2*P-
0 10-0 15	7042 5 +- 603 7		
0 15-0 20	5368 9 +- 312 2		
0 20-0 25	4103 0 +- 215 6		
0 25-0 30	3063 3 +- 175 4		
0 30-0 35	2243 6 +- 150 4		
0 35-0 40	1523 3 +- 116 7) 354 +- 244	
0 40-0 45	941 3 +- 91 3) 280 +- 113	
0 45-0 50	667 1 +- 75 6		
0 50-0 55	335 4 +- 52 9) 344 +- 79	
0 55-0 60	221 1 +- 43 2) 82 +- 84
0 60-0 65	141 3 +- 33 3) 96 +- 40	
0 65-0 70	130 1 +- 32 9) 91 +- 49
0 70-0 75	63 8 +- 22 6) 41 +- 26	
0 75-0 80	73 3 +- 24 4) 33 +- 27
0 80-0 90	24 1 +- 10 5		
0 90-1 00) 4 +- 4

Tabelle 5.14.6. c

S/BETA DSIGMA/DX
 FLUR 4 10 - 4 24 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 3 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ S	PI+-	K+-	2*P-
0 10-0 15			
0 15-0 20	5623 5 +- 403 5		
0 20-0 25	3486 8 +- 277 1		
0 25-0 30	2567 2 +- 224 1		
0 30-0 35	1926 4 +- 189 7		
0 35-0 40	1367 5 +- 152 3) 248 +- 355	
0 40-0 45	943 6 +- 122 1		
0 45-0 50	490 0 +- 88 7) 538 +- 137	
0 50-0 55	296 2 +- 69 4		
0 55-0 60	287 8 +- 66 5) 201 +- 65	
0 60-0 65	192 7 +- 53 5) 164 +- 95
0 65-0 70	147 9 +- 46 8) 128 +- 38	
0 70-0 75	58 1 +- 29 0) 21 +- 14
0 75-0 80	41 4 +- 27 6) 92 +- 38	
0 80-0 90			
0 90-1 00) 30 +- 15

Tabelle 5.14.6. d

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4.24 - 4.36 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 4 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/√S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	4048.8 +- 538.1		
0.15-0.20	3343.6 +- 328.6		
0.20-0.25	3276.9 +- 277.8		
0.25-0.30	2088.2 +- 209.8		
0.30-0.35	2002.9 +- 199.8		
0.35-0.40	1127.6 +- 145.1) 570. +- 190.	
0.40-0.45	606.5 +- 105.9) 331. +- 85.	
0.45-0.50	377.2 +- 84.0		
0.50-0.55	231.9 +- 66.5) 125. +- 52.) 74. +- 59.
0.55-0.60	204.5 +- 60.4		
0.60-0.65	87.6 +- 39.2) 36. +- 25.	
0.65-0.70	52.1 +- 30.1		
0.70-0.75	105.9 +- 43.3		
0.75-0.80			
0.80-0.90			
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.6. e

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4.36 - 4.46 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 5 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/√S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	5609.1 +- 346.3		
0.15-0.20	5234.0 +- 242.6		
0.20-0.25	3648.2 +- 173.3		
0.25-0.30	2589.9 +- 141.9		
0.30-0.35	2037.1 +- 120.6		
0.35-0.40	1338.1 +- 93.5) 936. +- 215.	
0.40-0.45	878.6 +- 74.2) 454. +- 79.	
0.45-0.50	500.7 +- 56.1		
0.50-0.55	319.5 +- 44.9) 195. +- 37.) 163. +- 61.
0.55-0.60	261.1 +- 38.4		
0.60-0.65	103.9 +- 25.0) 105. +- 22.) 54. +- 22.
0.65-0.70	93.4 +- 23.3		
0.70-0.75	107.7 +- 26.1	55 +- 25.	10 +- 5.
0.75-0.80			
0.80-0.90			
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.6. f

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4 46 - 4.90 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 6 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	5664.8 +- 461.9		
0.15-0.20	5361.6 +- 314.7		
0.20-0.25	3341.5 +- 216.9		
0.25-0.30	2606.1 +- 184.9		
0.30-0.35	1619.3 +- 138.5	1457. +- 248.	
0.35-0.40	950.8 +- 101.4	628. +- 139.	
0.40-0.45	731.0 +- 87.6) 370 +- 68	
0.45-0.50	572.9 +- 75.7		
0.50-0.55	237.7 +- 49.6) 170 +- 65.) 176. +- 79.
0.55-0.60	158.7 +- 38.5		
0.60-0.65	100.1 +- 31.3) 81. +- 34.	25. +- 19.
0.65-0.70	55.3 +- 23.7		
0.70-0.75	46.5 +- 23.3		
0.75-0.80			
0.80-0.90			
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.6. g

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 5.0 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 7 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	6017.1 +- 481.5		
0.15-0.20	5458.2 +- 322.9		
0.20-0.25	3341.2 +- 229.4		
0.25-0.30	2277.5 +- 197.6		
0.30-0.35	1629.4 +- 151.2) 947 +- 137	
0.35-0.40	1101.8 +- 119.3		
0.40-0.45	560.8 +- 83.9) 411 +- 76) 332 +-101.
0.45-0.50	468.9 +- 73.4		
0.50-0.55	127.8 +- 40.1) 225. +- 39.) 109. +- 52.
0.55-0.60	119.7 +- 38.4		
0.60-0.65	119.1 +- 38.3) 46 +- 27.
0.65-0.70			
0.70-0.75			
0.75-0.80			
0.80-0.90			
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.6. h

S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 5.2 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 8 **
 IN NB#GEV##2

X=2#E/ S	PI+-	K+-	2#P-
0.10-0.15	6554.9 +- 566.5		
0.15-0.20	4598.0 +- 358.3		
0.20-0.25	2827.0 +- 259.7		
0.25-0.30	1907.3 +- 214.7		
0.30-0.35	1347.3 +- 168.3		
0.35-0.40	835.8 +- 128.2) 820. +- 366.	
0.40-0.45	325.0 +- 83.0		
0.45-0.50	317.2 +- 75.3) 349. +- 69.	
0.50-0.55	202.8 +- 60.7		
0.55-0.60	166.4 +- 56.2) 146. +- 54.) 92. +- 51.
0.60-0.65	69.9 +- 34.9		
0.65-0.70) 76. +- 41.) 80. +- 45.
0.70-0.75			
0.75-0.80			
0.80-0.90			
0.90-1.00			

Tabelle 5.14.7. a

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 3.6 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO. 1 **
 IN NB#GEV##2

X=2#E/ S	PI+-	K+-	2#P-
0.10-0.15	338.1 +- 51.6		
0.15-0.20	340.1 +- 40.3		
0.20-0.25	455.3 +- 39.3		
0.25-0.30	471.9 +- 40.0		
0.30-0.35	432.9 +- 39.8		
0.35-0.40	287.5 +- 34.9) 94.5 +- 35.0	
0.40-0.45	223.2 +- 30.6		
0.45-0.50	183.8 +- 25.2) 133.2 +- 27.9	
0.50-0.55	154.7 +- 28.7		
0.55-0.60	98.1 +- 23.7) 57.2 +- 16.5	33.4 +- 31.6
0.60-0.65	51.9 +- 17.3		
0.65-0.70	43.2 +- 16.3) 46.8 +- 15.6) 55.9 +- 22.1
0.70-0.75	39.8 +- 16.3		
0.75-0.80	33.1 +- 16.1) 38.3 +- 16.5) 33.8 +- 21.0
0.80-0.85	15.8 +- 7.9	21.2 +- 15.3	
) 9.0 +- 6.3

Tabelle 5.14.7. b

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 3.98 - 4.10 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 2 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/√S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15	880.3 +- 75.5		
0.15-0.20	1044.6 +- 54.6		
0.20-0.25	923.2 +- 48.5		
0.25-0.30	842.4 +- 48.2		
0.30-0.35	729.2 +- 48.9		
0.35-0.40	571.2 +- 43.8) 333.9 +- 85.6	
0.40-0.45	400.1 +- 38.8) 260.9 +- 51.0	
0.45-0.50	316.9 +- 35.9) 180.6 +- 41.5	
0.50-0.55	176.1 +- 27.8		104.5 +- 48.6
0.55-0.60	127.1 +- 24.8) 57.6 +- 23.9	
0.60-0.65	88.3 +- 20.8) 59.5 +- 31.9
0.65-0.70	87.8 +- 22.2) 28.4 +- 18.0	
0.70-0.75	46.3 +- 16.4) 24.9 +- 20.2
0.75-0.80			
0.80-0.85			

Tabelle 5.14.7. c

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4.10 - 4.24 GEV SCHWERPUNKTSENERGIE ** NO. 3 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/√S	PI+-	K+-	2*P-
0.10-0.15			
0.15-0.20	984.1 +- 71.7		
0.20-0.25	784.5 +- 62.3		
0.25-0.30	706.0 +- 61.6		
0.30-0.35	626.1 +- 61.7		
0.35-0.40	512.8 +- 57.1) 436.7 +- 124.1	
0.40-0.45	401.0 +- 51.9) 242.3 +- 61.6	
0.45-0.50	232.7 +- 42.1		
0.50-0.55	155.5 +- 36.4		
0.55-0.60	165.5 +- 38.2) 110.6 +- 36.0	94.3 +- 54.5
0.60-0.65	120.5 +- 33.4) 83.5 +- 25.0	
0.65-0.70	99.8 +- 31.6		
0.70-0.75	42.1 +- 21.0		
0.75-0.80	32.1 +- 21.4) 69.4 +- 28.1	14.4 +- 9.5
0.80-0.85			

Tabelle 5.14.7. d

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4 24 - 4 38 GEU SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 4 **
 IN NB*GEU**2

x=2*E/ E	P1+-	E+-	2*P-
0.10-0.15	542.3 +- 73.8		
0.15-0.20	385.1 +- 57.5		
0.20-0.25	732.3 +- 62.9		
0.25-0.30	574.2 +- 57.2		
0.30-0.35	650.9 +- 64.9		
0.35-0.40	422.8 +- 54.9) 199.6 +- 66.6	
0.40-0.45	252.8 +- 45.2) 148.9 +- 38.2	
0.45-0.50	176.8 +- 39.9		
0.50-0.55	121.8 +- 34.9) 65.6 +- 28.2) 40.9 +- 32.5
0.55-0.60	112.6 +- 34.2		
0.60-0.65	54.8 +- 24.5) 23.5 +- 16.0	
0.65-0.70	35.1 +- 20.3		
0.70-0.75	75.8 +- 31.4		
0.75-0.80			
0.80-0.85			

Tabelle 5.14.7. e

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4 38 - 4 46 GEU SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 5 **
 IN NB*GEU**2

x=2*E/ E	P1+-	E+-	2*P-
0.10-0.15	307.1 +- 51.4		
0.15-0.20	940.4 +- 48.0		
0.20-0.25	320.8 +- 39.0		
0.25-0.30	712.0 +- 39.0		
0.30-0.35	662.1 +- 39.2		
0.35-0.40	501.2 +- 35.1) 327.2 +- 25.3	
0.40-0.45	372.4 +- 31.5		
0.45-0.50	232.0 +- 26.2) 204.1 +- 35.4	
0.50-0.55	162.8 +- 23.6		
0.55-0.60	150.1 +- 22.2) 107.3 +- 20.4) 89.4 +- 33.3
0.60-0.65	64.9 +- 15.0		
0.65-0.70	64.0 +- 15.8) 68.4 +- 14.3) 35.0 +- 14.4
0.70-0.75	22.1 +- 18.9	35.8 +- 17.8	2.4 +- 3.3
0.75-0.80			
0.80-0.85			

Tabelle 5.14.7. f

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 4 46 1 4 90 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 6 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ \sqrt{s}	PI+-	K+-	D*P-
0 10-0 15	708 1 +- 52 7		
0 15-0 20	938 3 +- 55 1		
0 20-0 25	103 8 +- 48 3		
0 25-0 30	716 7 +- 50 8		
0 30-0 35	508 3 +- 35 3	473 8 +- 30 5	
0 35-0 40	308 6 +- 38 0	275 5 +- 32 1	
0 40-0 45	310 7 +- 37 2		
0 45-0 50	272 2 +- 36 3	1160 3 +- 30 1	
0 50-0 55	124 8 +- 26 1		
0 55-0 60	91 3 +- 22 1	1 93 4 +- 35 9	1 96 6 +- 43 3
0 60-0 65	62 6 +- 19 6		15 3 +- 12 1
0 65-0 70	31 3 +- 16 3	1 72 8 +- 22 2	
0 70-0 75	33 7 +- 16 9		
0 75-0 80			
0 80-0 85			

Tabelle 5.14.7. g

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 5 0 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 7 **
 IN NB*GEV**2

X=2*E/ \sqrt{s}	PI+-	K+-	D*P-
0 10-0 15	714 8 +- 58 8		
0 15-0 20	943 8 +- 55 7		
0 20-0 25	735 9 +- 51 3		
0 25-0 30	620 9 +- 53 5		
0 30-0 35	536 7 +- 48 3		
0 35-0 40	408 9 +- 44 5	1 331 3 +- 47 8	
0 40-0 45	239 0 +- 35 8		
0 45-0 50	226 8 +- 35 5	1 185 0 +- 34 1	1 149 5 +- 45 5
0 50-0 55	67 2 +- 21 1		
0 55-0 60	68 8 +- 22 0	1 123 5 +- 21 7	1 59 8 +- 28 8
0 60-0 65	76 7 +- 24 7		
0 65-0 70	46 9 +- 20 3		1 29 7 +- 17 2
0 70-0 75			
0 75-0 80			
0 80-0 85			

Tabelle 5.14.7. h

X S/BETA DSIGMA/DX
 FUER 5.2 GEV SCHWERPUNKTENERGIE ** NO 8 **
 IN NB*GEV**2

$x=2 \cdot E/\sqrt{s}$	π^{++}	K^{++}	$2 \cdot P^-$
0.10-0.15	819.4 ± 70.8		
0.15-0.20	804.6 ± 62.7		
0.20-0.25	636.1 ± 58.4		
0.25-0.30	524.5 ± 59.0		
0.30-0.35	446.7 ± 54.7		
0.35-0.40	313.4 ± 48.1) 287.0 ± 127.9	
0.40-0.45	138.1 ± 35.3) 157.0 ± 31.0	
0.45-0.50	150.7 ± 35.8		
0.50-0.55	106.4 ± 31.9) 80.4 ± 29.6) 50.3 ± 27.9
0.55-0.60	95.7 ± 32.3		
0.60-0.65	43.7 ± 21.8) 49.1 ± 26.4) 51.8 ± 29.1
0.65-0.70	59.6 ± 26.7		
0.70-0.75			
0.75-0.80			
0.80-0.85			

6. Zusammenfassung

Diese Arbeit beschreibt die Auswertung eines Experimentes, mit dem die Hadron - Erzeugung durch Elektron-Positron-Vernichtung untersucht wurde.

Der experimentelle Aufbau und die Aufnahme und Auswertung der Daten erlaubte eine rein inklusive Messung der geladenen Hadronerzeugung.

- als Auslösebedingung zur Datennahme wurde lediglich ein geladenes Teilchen in einer der beiden Ausenarme des Detektors verlangt;
- die Mindestimpulse der Teilchen liegen, je nach dem verwendeten Magnetfeld, bei etwa 250 MeV/c;
- eine Trennung zwischen Leptonen und Hadronen war über den gesamten Impulsbereich möglich;
- Pionen, Kaonen und Protonen konnten bis zu Impulsen von 1.5 GeV/c durch die Messung der Flugzeit erkannt werden.

Wo ein Vergleich mit den Messergebnissen anderer Gruppen möglich ist, zeigen sich keine Diskrepanzen, die ausserhalb der systematischen Fehler dieser Experimente liegen.

Im einzelnen wurden folgende Ergebnisse erhalten:

- Der Lorentz-invariante Wirkungsquerschnitt $E/4\pi p^2 d\sigma/dp$ zeigt für alle Hadronenarten und alle Schwerpunktsenergien nahezu die gleiche, exponentiell abfallende Form. Dies entspricht dem Verhalten, das etwa thermodynamische Modelle (GOR 77, ELV 76) erwarten lassen. Der Exponent in der Gleichung der angepassten Geraden hat für Pionen Werte zwischen 4.9 und 5.4 GeV^{-1} , entsprechend einer Temperatur von ca. 190 MeV.

- Dies ist mit den Werten vergleichbar, die man für inklusive Spektren aus Hadron-Hadron Wechselwirkungen erhält.
- Die Impulsspektren der Hadronen, die bei dem Zerfall der J/ψ - Resonanz gemessen werden, unterscheiden sich in ihrer Form nicht von denen, die bei 3.6 GeV registriert werden. Zumindest bei diesen niedrigen Schwerpunktsenergien hat der unterschiedliche Erzeugungsmechanismus kein verändertes Spektrum der Hadronen zur Folge.
- Der integrale Pion-Wirkungsquerschnitt zeigt bei Variation der Schwerpunktsenergie die gleichen Strukturen, die bei der Bestimmung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnitts gefunden wurden.
- Die Messung der inklusiven Kaon-Erzeugung bestätigt die Erwartungen der Charm-Hypothese.
- Für Pion-Erzeugung wird oberhalb von $x = 0.3$ Skaleninvarianz beim Vergleich der Daten unterhalb der Charmschwelle, bei 3.6 GeV, mit den Daten oberhalb der Resonanzen, bei 5 GeV, beobachtet.
- Der Vergleich der inklusiven Antiproton-Erzeugung mit der tiefinelastischen Elektron-Proton Streuung nach der Vorstellung von Gribov und Lipatov (GRI 71) führt zu keiner Übereinstimmung. Die beobachtete \bar{p} -Rate ist um Faktoren zwei bis vier grösser als die vorhergesagten Werte. Die Diskrepanz rührt zumindest zum Teil davon her, dass die Antiprotonen auch über die primäre Bildung von \bar{N}^* oder \bar{Y} erzeugt wurden.

LITERATURVERZEICHNIS

ABE 74 K. ABE & AL.
PHYS. REV. D10, 3556 (1974)

ABR 74 G.S. ABRAMS & AL.
PHYS. REV. LETT. 33, 1453 (1974)

ACK 76 H. ACKERMANN
INKLUSIVE ELEKTROPRODUKTION VON
PROTONEN UND K^+ MESONEN AN WASSERSTOFF
DISSERTATION, UNIV. MARBURG (1976)

ALP 75 B. ALPER & AL. *BRITISH-SCANDINAVIAN
COLLABORATION *
NUCL. PHYS. B87, 19 (1975)

ART 71 N. ARTEAGO-ROMEO & AL.
PHYS. REV. D4, 1569 (1971)

ATW 77 T.L. ATWOOD
INCLUSIVE PARTICLE PRODUCTION
IN e^+e^- INTERACTIONS AT 3.8 AND 4.8 GEV
THESIS, UNIV. OF MARYLAND (1977)
MARYLAND, TECHN. REPORT NO. 77-040

AUB 74 J.J. AUBERT & AL.
PHYS. REV. LETT. 33, 1404 (1974)

AUG 74 J.E. AUGUSTIN & AL.
PHYS. REV. LETT. 37, 255 (1976)

BAE 77 A. BAECHER
DER TOTALE HADRONISCHE WIRKUNGSQUERSCHNITT
IN DER e^+e^- -ANNIHILATION
IM ENERGIEBEREICH VON 3.0 GEV BIS
5.0 GEV
DISSERTATION, GESAMTHOCHSCHULE SIEGEN
INT. BERICHT DESY F33-77/03 (1977)

BAR 66 W.C. BARBER, B. GITTELMAN & AL.
PHYS. REV. LETT. 16, 1127 (1966)

BEC 76 U. BECKER
ENTDECKUNG NEUARTIGER SCHWERER ELEMENTARTEILCHEN
HABILITATIONSSCHRIFT, UNIV. HAMBURG (1976)

BEN 75 A. BENEVENUTI & AL.
PHYS. REV. LETT. 35, 1199, 1203 (1975)

BER 60 C. BERNARDINI & AL.
NUOVO CIM. 18, 1293 (1960)

BER 71 C. BERNARDINI
RESULTS ON e^+e^- REACTIONS AT ADONE
IN: PROCEEDINGS OF THE 1971 SYMPOSIUM
ON ELECTRON AND PHOTON INTERACTIONS AT
HIGH ENERGIES, CORNELL (1971)

BERD77 G. BERDIN & AL.
NUCL. PHYS. B120, 45 (1977)

BERO77 B.L. BERON & AL.
HEPL 774 (1977)

BJO 59 J.D. BJORKEN
PHYS. REV. 129, 1547 (1969)

BJO 64 J.D. BJORKEN, S.L. GLASHOW
PHYS. LETT. 11, 255 (1964)

BJO 73 J.D. BJORKEN, J. KOGUT
PHYS. REV. D8, 1341 (1973)

BLO 69 E.D. BLOOM & AL.
PHYS. REV. LETTERS 23, 930 (1969)

BON 71 G. BONNEAU, F. MARTIN
NUCL. PHYS. B 27, 381 (1971)

BOY 75 A.M. BOYARSKI & AL.
PHYS. REV. LETT. 34, 764 (1974)

BRA 76 W. BRAUNSCHWEIG & AL.
NUCL. INSTR. AND METHODS 134, 261 (1976)

BRA 77 S. BRANDT
ELEMENTARTEILCHEN MIT CHARM
D. NATURWISSENSCHAFTEN 5, 229 (1977)

BRE 69 M. BREIDENBACH & AL.
PHYS. REV. LETTERS 23, 930 (1969)

CAM 76 L. CAMILLERI & AL.
PHOTON-PHOTON INTERACTIONS
IN: PHYSICS WITH VERY HIGH ENERGY
E+E- COLLIDING BEAMS
CERN 76-18 (1976)

CON 76 M. CONVERSI
E+E- PHYSICS
TALK AT PISA, SCUOLE NORMALE SUPERIORE
(1976)

DAL 76 R.H. DALITZ
THE CONVENTIONAL QUARK PICTURE
IN: PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL
NEUTRINO CONFERENCE, AACHEN (1976)

DAS 74 DESY-HANDBUCH: DOPPELARMSPEKTROMETER DASP
(1974)

DAS 76/1 W. BRAUNSCHWEIG & AL. #DASP-KOLLABORATION#
PHYS. LETT. 63B, 471 (1976)

DAS 76/2 W. BRAUNSCHWEIG & AL. #DASP-KOLLABORATION#
DESY REPORT 76/21 (1976)

DAS 77/1 R. BRANDELIK & AL. #DASP-KOLLABORATION#
PHYS. LETT. 67B, 358 (1977)

DAS 77/2 R. BRANDELIK & AL. #DASP-KOLLABORATION#
PHYS. LETT. 67B, 363 (1977)

DAS 77/3 R. BRANDELIK & AL. #DASP-KOLLABORATION#
PHYS. LETT. 70B, 387 (1977)

DAS 78 R. BRANDELIK & AL. #DASP-KOLLABORATION#
DESY-REPORT 78/18 (1978)

DIE 75 S. DIEKMANN
BAU UND ERPROBUNG VON PROPORTIONALKAMMERN
FUER DEN INNENDETEKTOR DES DASP AM DESY-
SPEICHERRING
DIPLOMARBEIT, UNIV. HAMBURG (1975)

DRE 69 S.D. DRELL, D. LEVY, T.M. YAN
PHYS. REV. 182, 2159 (1969)

DRE 70 S.D. DRELL, D. LEVY, T.M. YAN
PHYS. REV. D1, 1035, 1617, 2402 (1970)

EIC 75 E. EICHEN & AL.
PHYS. REV. LETT. 34, 369 (1975)

ENG 73 J. ENGELS & AL.
NUOVO CIM. 17A, 535 (1973)

ELU 76 F. ELVEKJIAR, F. STEINER
PHYS. LETT. 60B, 456 (1976)

FEY 72 R.P. FEYNMAN
PHOTON-HADRON INTERACTIONS
W. BENJAMIN, NEW YORK (1972)

GAD 74 E. GADERMANN
BAU UND TEST EINES LUMINOSITAETSMONITORS
FUER DORIS
DIPLOMARBEIT, UNIV. HAMBURG (1974)
INT. BERICHT DESY F22-74/1

GAD 78 E. GADERMANN
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1978)

GAG 76 CH. U. GAGERN
UNTERSUCHUNG DER ELEKTRON-PION TRENNUNG
MITTELS SCHAUERZAEHLERN UND DRAHTFUNKENKAMMERN
AM DASP
DIPLOMARBEIT, UNIV. MUENCHEN (1976)
MPI-PAE/EXP.E1.53 (1976)

GAI 75 M.K. GAILLARD & AL.
REV. MOD. PHYS. 47, 277 (1975)

GAT 72 R. GATTO, G. PREPARATA
NUCL. PHYS. B47, 313 (1972)

GEL 64 M. GELL-MANN
PHYS. LETT. 8, 214 (1964)

GIL 74 F.J. GILMAN
DEEP INELASTIC SCATTERING AND THE STRUCTURE
OF HADRONS
IN: PROCEEDINGS OF THE XVII INTERNATIONAL
CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS,
LONDON (1974)

GIL 75 F.J. GILMAN
THEORY OF ELECTRON-POSITRON ANNIHILATION
INTO HADRONS
IN: PROCEEDINGS OF THE 1975 SYMPOSIUM ON
LEPTON AND PHOTON INTERACTIONS AT HIGH
ENERGIES, STANFORD (1975)

GLA 70 S.L. GLASHOW, J. ILLIOPOULOS, L. MAIANI
PHYS. REV. D2, 1285 (1970)

GOL 76 G. GOLDBERGER & AL.
PHYS. REV. LETT. 37, 255 (1976)

GOR 77 M.I. GORENSTEIN & AL.
PHYS. LETT. 68B, 467 (1977)

GRI 71 U.N. GRIBOU, L.N. LIPATOU
PHYS. LETT. 34B, 78 (1971)

HAI 71 J. HAISSINSKI
EXPERIMENTS WITH E+E- AND E-E-
COLLIDING BEAMS
HERBSTSCHULE F. HOCHENERGIEPHYSIK
MARIA LAACH (1971)

HAN 76 G.G. HANSON
E+E- HADRON PRODUCTION AND JET STRUCTURE
AT SPEAR
IN: PROCEEDINGS OF THE XVIII TH
INTERNATIONAL CONFERENCE ON HIGH ENERGY
PHYSICS, TBILISI (1976)

HEI 75 K. HEINLOTH
FINAL STATES IN INELASTIC ELECTRON SCATTERING
BONN-HE-75-17 (1975)

JAC 75 J.D. JACKSON, P.L. SCHARRE
NUCL. INSTR. AND METH. 128, 13 (1975)

JOS 69 P. M. JOSEPH
NUCL. INSTR. AND METH. 75, 13 (1969)

KES 70 P. KESSLER, A. JACCARINI & AL.
LETT. NUOVO CIM. 4, 933 (1970)

LIE 77 H. LIERL
MESSUNG DES ZERFALLS DER RESONANZEN
J/PSI (3,1) UND PSI' (3,7) IN HADRONENPAARE
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1977)

LUD 77 J. LUDWIG
UNTERSUCHUNG VON SHABHASTREUUNG UND KOLLINEAREN
PHOTONPAAREN FUER SCHWERPUNKTENERGIEN VON 3,1
UND 3,7 GEV UND VON STRAHLUNGSZERFAELLEN DER
J/PSI - RESONANZ IN PSEUDOSCALARE MESONEN AM
SPEICHERRING DORIS
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1977)
INT. BERICHT DESY F35-77/01

LUE 76 U. LUETH
OBSERVATION OF NEW PARTICLES IN E+E-
ANNIHILATION AT SPEAR
IN: PROCEEDINGS OF THE INTERNATIONAL
NEUTRINO CONFERENCE, AACHEN (1976)

LUE 78 U. LUETH
INCLUSIVE K0 AND LAMBDA0 PRODUCTION
IN E+E- ANNIHILATION
IN: PHYSICS FROM FRIENDS
PAPERS DEDICATED TO CH. PEYROU
ON HIS 60TH BIRTH-DAY, GENEVA (1978)

LYN 75 H. L. LYNCH
E+E- INTERACTIONS
SLAC-PUB 1643 (1975)

MOR 76 C.D. MOREHOUSE
SEARCH FOR CHARM AT E+E- STORAGE RINGS
IN: COLLOQUE INTERNATIONAL SUR LA PHYSIQUE
DES ANNEAUX DE COLLISION
FLAINE (1976)

OKU 76 L. B. OKUN, M. B. VOLOSHIN
ITEP-152 (1976)

PAR 71 J. PARISI & AL.
PHYS. REV. D4, 2927 (1971)

PAR 76 *PARTICLE DATA GROUP*
REVIEW OF PARTICLE PROPERTIES
REV. MOD. PHYS. 48, 51 (1976)

PER 76 M. L. PERL
HIGH ENERGY HADRON PHYSICS
WILEY, NEW YORK (1976)

PIE 76 F. PIERRE
LA SITUATION EXPERIMENTALE DU CHARMÉ DANS
LES ANNIHILATIONS ELECTRON-POSITRON
IN: ECOLE D'ETE, GIF-SUR-YVETTE (1976)

PLU 77/1 J. BURMESTER & AL. *PLUTO-KOLLABORATION*
PHYS. REV. LETT. 66B, 395 (1977)

PLU 77/2 J. BURMESTER & AL. *PLUTO-KOLLABORATION*
PHYS. REV. LETT. 67B, 367 (1977)

PRE 73 B. PREPARATA
PHYS. REV. D7, 2973 (1973)

RIC 74 B. RICHTER
REPORT ON E+E- -> HADRONS
IN: PROCEEDINGS OF THE XVII TH INTERNATIONAL
CONFERENCE ON HIGH ENERGY PHYSICS,
LONDON (1974)

RIN 76 J. RINGEL
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1978)

RIO 75 E.M. RIORDAN & AL.
SLAC-PUB 1634 (1975)

ROE 76 O. ROEMER
ENTWURF UND BAU VON G40-SCHNELLEN-CERENKOVZAEHLERN
MIT SEHR GROSSE WINKELAKZEPTANZ FUER DASP
DIPLOMARBEIT, UNIV. HAMBURG
INT. BERICHT DESY F35 76/01 SEPT 1976

RUE 78 R. RUESCH
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1978)

SAD 77 H.F.W. SADOWZINSKI
NEW RESULTS FROM SPEAR
IN: PROCEEDINGS OF THE 1977 INTERNATIONAL
SYMPOSIUM ON LEPTON AND PHOTON INTERACTIONS
AT HIGH ENERGIES, HAMBURG (1977)

SAN 74 H.G. SANDER
MYON-IDENTIFIKATION MIT HILFE EINES
REICHHEITDETEKTORS
DIPLOMARBEIT, RWTH AACHEN (1974)
RWTH HEP 74/07

SAN 77 H.G. SANDER
SPEZIELLE HADRONISCHE ZERFALLSKANAELE DER
J/PSI UND PSI' - RESONANZEN
DISSERTATION, RWTH AACHEN (1977)
RWTH HEP 77/08

SAL 74 K. SAUERBERG
UNTERSUCHUNG ZUR MESSGENAUIGKEIT EINES
MONITORSYSTEMS AM E+E- SPEICHERRING DORIS
DIPLOMARBEIT, UNIV. HAMBURG (1974)
INT. BERICHT DESY F22-74/2

SCH177 I. SCHIFFER
TEILCHENSEPARATION ZUR ERSTELLUNG DER INKLU-
SIVEN HADRONENSPEKTREN BEI DER E+E- VERNICHTUNG
IM BEREICH DER RESONANZEN J/PSI UND PSI'
DIPLOMARBEIT, RWTH AACHEN (1977)
RWTH HEP 77/05

SCHL 73 M. SCHLIWA
EIN SCHNELLES IMPULSBERECHNUNGSVERFAHREN
FUER FUNKENKAMMERMAGNETSPEKTROMETER
DIPLOMARBEIT, UNIV. HAMBURG (1973)

SCHL76 M. SCHLIWA
INTERNE DASP-NOTIZ # 96
(1976)

SCHL77 M. SCHLIWA
INTERNE DASP-NOTIZ # 125
(1977)

SCHL78 M. SCHLIWA
DISSERTATION, UNIV. HAMBURG (1978)

- SCH077 H. SCHOPPER
THE PROPERTIES OF CHARMONIUM
AND CHARM PARTICLES
ERICE-SCHOOL (1977)
DESY-REPORT 77/79
- SCHW75 R. F. SCHWITTERS
HADRON PRODUCTION AT SPEAR
IN: PROCEEDINGS OF THE 1975 SYMPOSIUM
ON LEPTON AND PHOTON INTERACTIONS AT
HIGH ENERGIES, STANFORD (1975)
- SCHW77 R. F. SCHWITTERS
RECENT RESULTS ON NEW PARTICLE PRODUCTION
AT SPEAR
SLAC-PUB-1998 (1977)
- SEG 76 L. M. SEGHAL, P. M. ZERWAS
PHYS. REV. LETT. 36, 399 (1976)
- SEG 77 L. M. SEGHAL
HADRON PRODUCTION BY LEPTONS
IN: PROCEEDINGS OF THE 1977 INTERNATIONAL
SYMPOSIUM ON LEPTON AND PHOTON INTERACTIONS
AT HIGH ENERGIES, HAMBURG (1977)
- SID 71 U. SIDOROV
NOVOSIBIRSK COLLIDING BEAM EXPERIMENTS
IN: PROCEEDINGS OF THE 1971 SYMPOSIUM ON
ELECTRON AND PHOTON INTERACTIONS AT
HIGH ENERGIES, CORNELL (1971)
- STU 77 W. STURM
INKLUSIVE HADRONENSPEKTREN DER J/PSI- UND
PSI'-RESONANZEN AM DASP
DISSERTATION, RWTH AACHEN (1977)
RWTH HEP 77/07
- SUZ 76 M. SUZUKI, W. W. WADA
PHYS. REV. D14, 1229 (1976)
- TER 73 H. TERAZAKA
REV. MOD. PHYS. 45, 615 (1973)
- WAD 76 S. WADA & AL.
UNIV. OF TOKYO,
UT-KOMABA 76-11
- WIE 73 H. WIEDEMANN
EINFUEHRUNG IN DIE PHYSIK DER E+E-
SPEICHERRINGE
HERBSTSCHULE F. HOCHENERGIEPHYSIK,
MARIA LAACH (1973)
- WII 76 B. H. WIJK, G. WOLF
ELECTRON-POSITRON INTERACTIONS
IN: LES HOUCHE'S SUMMER SCHOOL (1976)
- WOL 75 G. WOLF
EXPERIMENTELLER STAND DER E+E-
VERNICHTUNG
HERBSTSCHULE F. HOCHENERGIEPHYSIK,
MARIA LAACH (1975)
- WOL 77 G. WOLF
REVIEW OF E+E- INTERACTIONS
SCHOOL ON HIGH ENERGY PHYSICS
GOMEL, USSR (1977)

Lebenslauf

am 12.8.1948 geboren in Schrozberg in Baden
als Sohn von
Walther Fries aus Strassburg und
Henny Fries, geb. Lang, aus Helsinki

von 1955 - 1959 Besuch der Volksschulen in Heilbronn
später in Geislingen in Württemberg

ab April 1959 Besuch des Gymnasiums in Geislingen

im Juni 1967 Abiturprüfung in Geislingen

bis März 1969 Ziviler Ersatzdienst im Allgemeinen
Krankenhaus Hamburg - Barmbek

ab April 1969 Studium der Naturwissenschaften
an der Universität Hamburg

im Februar 1972 Diplomvorprüfung in Physik

ab Juni 1974 Arbeit als Diplomand am
II. Institut für Experimentalphysik
in Hamburg

im Juni 1975 Abschluss der Diplomarbeit zu
Fragen der Teilchenidentifizierung
bei einem Elektroproduktions-
experiment

im Januar 1976 Diplomhauptprüfung in Physik
an der Universität Hamburg

ab April 1976 Arbeit als Doktorand am
II. Institut für Experimentalphysik
in Hamburg,
Mitarbeit an den Messungen der
DASP - Kollaboration

Im Jahre 1977 waren an dem hier beschriebenen
Experiment die folgenden Physiker beteiligt:

DASP Collaboration

**R. BRANDELIK, W. BRAUNSCHWEIG, H.-U. MARTYN, H.G. SANDER, D. SCHMITZ,
W. STURM and W. WALLRAFF**

I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen, Germany

**D. CORDS, R. FELST, R. FRIES, E. GADERMANN, H. HULTSCHIG, P. JOOS, W. KOCH, U. KÖTZ,
H. KREHBIEL, D. KREINICK, H.L. LYNCH, W.A. McNEELY, G. MIKENBERG, K.C. MOFFEIT ,
D. NOTZ, R. RÜSCH, M. SCHLIWA, A. SHAPIRA , B.H. WIJK and G. WOLF**

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

**G. GRINDHAMMER, J. LUDWIG , K.H. MESS , A. PETERSEN, G. POELZ, J. RINGEL,
O. RÖMER, K. SAUERBERG and P. SCHMÜSER**

II. Physikalisches Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany

**W. De BOER, G. BUSCHHORN, W. FUES, Ch. Von GAGERN, B. GUNDERSON, R. KOTTHAUS
H. LIERL and H. OBERLACK**

Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München, Germany

S. ORITO, T. SUDA, Y. TOTSUKA and S. YAMADA

*Lab. of Int. Coll. on Elementary Particle Physics and Department of Physics,
University of Tokyo, Tokyo, Japan*