

Interner Bericht
DESY F22-76/01
August 1976

DESY-Bibliothek
17. SEP. 1976

Suche nach schmalen Resonanzen
in der Reaktion $\gamma + Be \rightarrow e^+ + e^- + X$
im Massenbereich $1.8 \text{ GeV} < M_{ee} < 2.6 \text{ GeV}$

von

Wolf-Dietrich Kollmann

Suche nach schmalen Resonanzen
in der Reaktion $\gamma + \text{Be} \rightarrow e^+ + e^+ + X$
im Massenbereich $1.8 \text{ GeV} \leq M_{ee} \leq 2.6 \text{ GeV}$

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Wolf-Dietrich Kellmann
aus Belgard

Hamburg, 1976

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Prof. Dr. G. Weber

Koreferent: Prof. Dr. E. Lohrmann

Mündliche Prüfung am 10.9.1976

Prof. Dr. G. Kramer
Sprecher des Fachbereichs

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes der Forschungsgruppe 221
am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

" ... und hätte ich es lieblich gemacht,
- das wollte ich gerne,
ist es aber zu gering,
so habe ich doch getan, soviel ich vermochte."

(2. Buch der Makkabäer, Kap. 15, Vers 38)

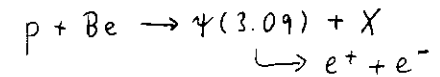
Inhaltsverzeichnis

A	Einleitung	1
B	Experimenteller Aufbau	5
	B1 Prinzip der Messung	5
	B2 Das Bremsspektrum	6
	B3 Das Spektrometer	11
	B4 Elektronik und Datenfluß	17
C	Auswertung und Ergebnisse	19
	C1 Datenreduktion	19
	C2 Akzeptanzrechnungen	24
	C3 Wirkungsquerschnitte und Obere Grenzen	31
	C4 Untergrundreaktionen	37
	C5 Vergleich mit anderen Messungen	42
D	Zusammenfassung	46
E	Anhang	47
	Literaturverzeichnis	53
	Danksagung	57

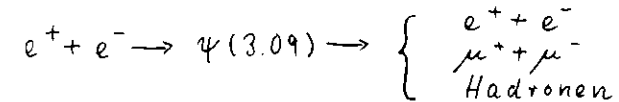
A. Einleitung

Die experimentelle Suche nach schmalen Resonanzen, über die diese Arbeit berichtet, war aufgrund der kurz zuvor bekanntgegebenen Entdeckungen zweier neuer Teilchen, des $\psi(3.09)$ -Mesons und des $\psi(3.68)$ -Mesons unternommen worden.

Die fast gleichzeitige Entdeckung der sehr schmalen Resonanz $\psi(3.09)$ in zwei verschiedenen Laboratorien wurde im November 1974 veröffentlicht^{1,2)}. Am Protonen-Synchrotron in Brookhaven war das Teilchen mit der Masse $M_{\psi} \approx 3.09$ GeV in der Reaktion



gefunden worden, am Speicherring SPEAR in Stanford wurde es in den Reaktionen



beobachtet.

Unmittelbar nach den Veröffentlichungen konnte die Existenz der Resonanz durch Experimente an den Speicherringen ADONE in Frascati und DORIS in Hamburg bestätigt werden^{3,4)}.

In der Folgezeit wurden an mehreren Orten umfangreiche Untersuchungen durchgeführt, um einerseits die Eigenschaften des neuen Teilchens (z.B. Breite, Quantenzahlen und Zerfallskanäle) zu erforschen, und um andererseits nach weiteren Resonanzen zu suchen. Nach kaum zwei Wochen wurde am Speicherring in Stanford das $\psi(3.68)$ -Meson gefunden⁵⁾, seine Erzeugung in Proton-Stößen wurde erst im Frühjahr 1976 am Protonbeschleuniger FNAL in Batavia beobachtet⁶⁾.

Die Entdeckung dieser neuen Teilchen hatte große Überraschung ausgelöst. Einerseits war nicht erwartet worden, daß Mesonen existieren, deren Massen oberhalb von 3 GeV liegen, die neuen Teilchen schienen nicht in das sonst so erfolgreiche SU(3)- oder Quark-Schema zur Klassifizierung der bis dahin bekannten Hadronen zu passen. Andererseits war die zunächst bemerkenswerteste Eigenschaft der ψ -Teilchen ihre außerordentlich kleine Breite. Aus den

Speicherring-Messungen konnte man die Breite Γ_X für den Zerfall der ψ -Resonanz in den Endzustand X durch Integration des Wirkungsquerschnitts berechnen:

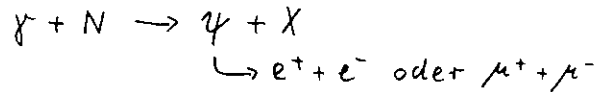
$$\int \sigma(e^+e^- \rightarrow \psi \rightarrow X) dW = \frac{6\pi^2}{M_\psi^2} \cdot \frac{\Gamma_{ee} \cdot \Gamma_X}{\Gamma_{tot}}$$

Dabei ist W die Schwerpunktsenergie, und Γ_{tot} ist die totale Breite der Resonanz. Die Messungen ergaben für die totalen Breiten:

$$\Gamma_{tot}(3.09) = 70 \text{ KeV}, \quad \Gamma_{tot}(3.68) = 225 \text{ KeV}.$$

Die aus den Breiten berechneten Lebensdauern sind um etwa einen Faktor 1000 größer als die, die man erwarten würde, falls die neuen Teilchen normale Hadronen wären. Es war daher klar, daß neue Naturgesetze und Theorien gefunden werden mußten, um die Eigenschaften der ψ -Teilchen befriedigend erklären zu können.

Zur Klärung der Frage, ob die ψ -Mesonen der starken Wechselwirkung unterliegen, wurde ihre Photoproduktion



(N = Nukleon) in Cornell, Stanford und Patavia bei Photonenergien zwischen $E_\gamma = 11 \text{ GeV}$ und $E_\gamma \approx 300 \text{ GeV}$ untersucht⁷⁾. Der aus den Messungen abgeleitete totale ψ -Nukleon-Wirkungsquerschnitt $\sigma_{tot}(\psi N) \approx 1 \text{ mb}$ ist im Einklang mit der Hypothese, daß die neuen Teilchen Hadronen sind.

Da man beim Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg wegen der maximalen Synchrotron-Energie nur Photonen (Bremsstrahlung) mit $E_\gamma \leq 7.2 \text{ GeV}$ zur Verfügung hat, konnten hier keine Experimente zur Photoproduktion der $\psi(3.09)$ -Resonanz unternommen werden. Die minimale Photonenergie zur Erzeugung an ruhenden Nukleon beträgt etwa 8.2 GeV , die mittlere kinetische Energie der Targetnukleonen aufgrund der Fermibewegung in den Kernen reicht zur Deckung des fehlenden Energiebedarfs nicht aus. Aufgrund einiger theoretischer Überlegungen wurde jedoch beschlossen, durch die Photoproduktion von e^+e^- -Paaren nach schmalen Resonanzen mit kleineren Massen zu suchen.

Der Stand der theoretischen Überlegungen zur Erklärung der neuen Teilchen zum Zeitpunkt dieses Experimentes (Dezember 1974) war zusammenfassend in einem Bericht des CFRN Theory Boson Workshop⁸⁾ dargestellt worden. Da die schmalen Resonanzen direkt an das Photon ankoppeln, lag es nahe, anzunehmen, daß sie Vektormesonen mit den Quantenzahlen des Photons sind. Der Versuch, sie auf parallelen Regge-Trajektorien (Chew-Frautschi-Plot) anzusiedeln, führte auf einen Abstand der Massenquadrate von

$$\Delta(M^2) = 3.68^2 - 3.09^2 \approx 4 \text{ GeV}^2.$$

Es erschien demnach sinnvoll, in den Massenbereichen um 2.4 GeV , 4.2 GeV und 4.6 GeV nach weiteren Resonanzen zu suchen.

Ebenfalls zu einer quadratischen Massenskala (d.h. zu konstanten Abständen zwischen den Quadraten der Teilchenmassen) führt das sogenannte 'Charm'-Modell. Es stellt eine Erweiterung des bis dahin sehr erfolgreichen SU(3)-Schemas zur Klassifikation der Elementarteilchen dar. Wie das Quark-Modell beschreibt es die Hadronen, indem es von der Existenz elementarer Konstituenten ausgeht; den drei "normalen" Quarks u,d,s wird jedoch mindestens ein weiteres, schwereres Quark c mit der neuen Eigenschaft 'Charm' hinzugefügt. Die Kombination eines c-Quarks mit jeweils einem der leichteren Quarks ergibt in diesem Modell drei neue Mesonen mit der Charm-Quantenzahl C = +1, nach denen zur Zeit intensiv gesucht wird. Der gebundene Zustand (c, \bar{c}) aus einem c-Quark und einem c-Antiquark, 'Charmonium', wird mit der Resonanz $\psi(3.09)$ identifiziert, während das $\psi(3.68)$ -Meson ein angeregter Zustand sein soll. Die kleine Breite der (c, \bar{c}) -Zustände wird einerseits durch die (vermuteten) Massen der Quarks und andererseits durch die empirische 'Zweig-Auswahlregel'⁹⁾ erklärt, die z.B. den hadronischen Zerfall der $\psi(3.09)$ -Resonanz in 'normale' Mesonen verbietet.

Aufgrund dieser Vorstellungen hat man versucht, das gebundene System (c, \bar{c}) ähnlich wie das Positronium (e^+, e^-) zu behandeln. Mit einigen Annahmen (z.B. über das bindende Potential, Quarkmassen, Kopplungskonstanten) erhält man auch hier quadratische Massenformeln, d.h. es werden weitere Resonanzen bei 4.2 GeV und 4.6 GeV vorhergesagt. Ebenso kann die Existenz

einer schmalen Resonanz bei 2.4 GeV vom theoretischen Standpunkt nicht ausgeschlossen werden. Da zu der Zeit auch keine experimentellen Aussagen hierüber vorlagen, war es das Ziel unserer Messungen, zu klären, ob es in dem uns zugänglichen Massenbereich zwischen 1.8 GeV und 2.7 GeV weitere schmale Resonanzen gibt.

B Experimenteller Aufbau

B1 Prinzip der Messungen

Ein Strahl hochenergetischer Elektronen aus dem Elektronen-Synchrotron DESY durchsetzte einen Kupfer-Radiator und ein Beryllium-Target und erzeugte dort ein Bremspektrum energiereicher Photonen. Ein Teil der im Target erzeugten Elektron-Positron-Paare wurde von dem Detektor, bestehend aus zwei magnetischen Spektrometerarmen, erfaßt. (Abb. 1) Szintillationszähler in beiden Armen wiesen die Teilchen in Koinzidenz nach. Die Identifizierung der Elektronen und Positronen erfolgte durch Čerenkov- und Schauerzähler. Mit Proportionaldrahtkammern wurden die Teilchenspuren bestimmt. Daraus ließen sich die Impulse und die Erzeugungswinkel im Target rekonstruieren. Aus den Viererimpulsen des Positrons p_+ und des Elektrons p_- wurde die Paarmasse berechnet:

$$M_{ee} = \sqrt{(p_+ + p_-)^2} \quad (\text{Gl. B1})$$

In der Massenverteilung der nachgewiesenen $e^+ e^-$ Paare wurde nach statistisch signifikanten Häufungen von Ereignissen gesucht.

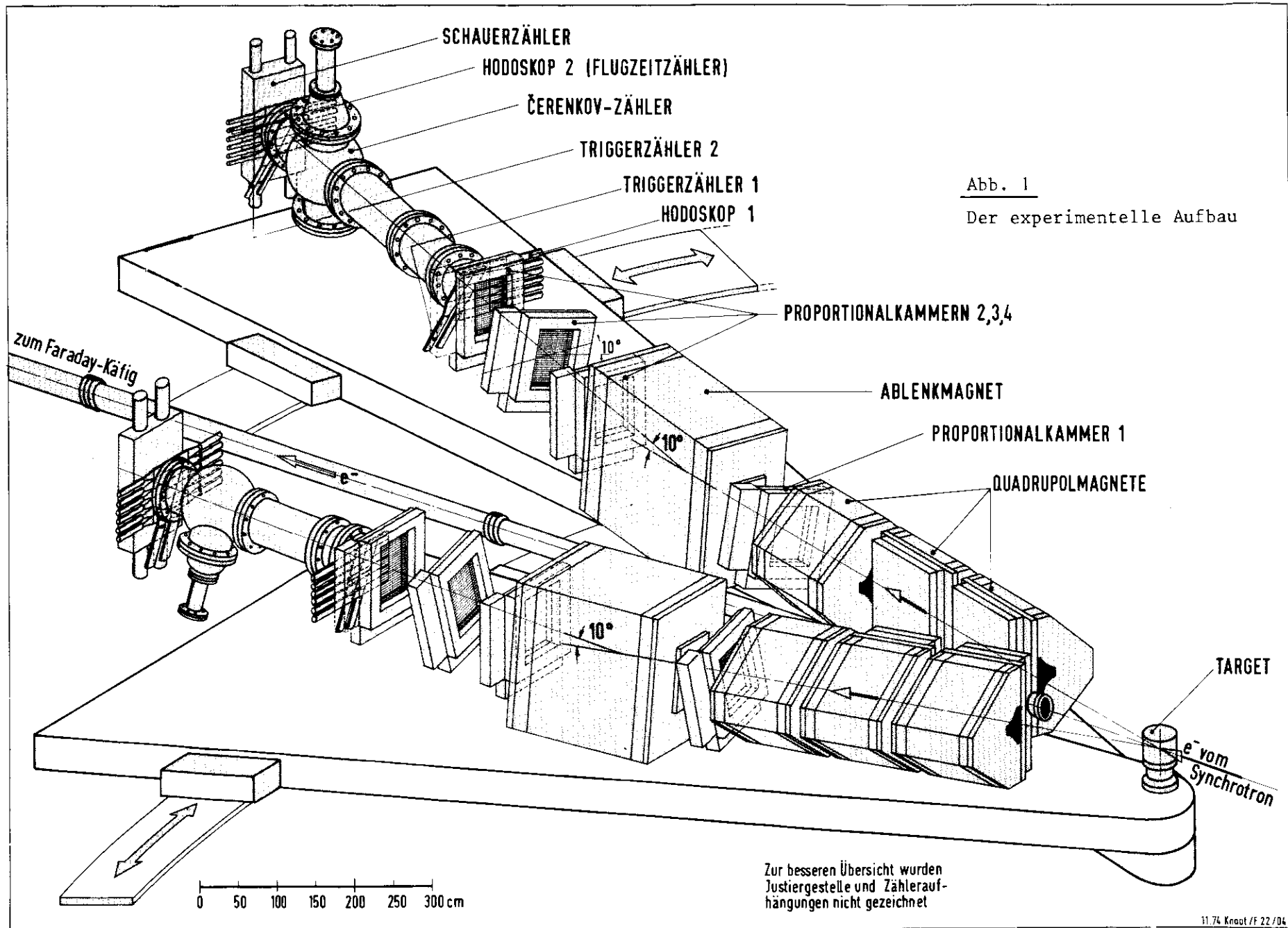


Abb. 1

Der experimentelle Aufbau

B2 Das Bremsspektrum

Die auf eine Endenergie von $F_0 = 7.2$ GeV beschleunigten Elektronen wurden aus dem Synchrotron in ein Strahltransportsystem gelenkt. Dem 50 Hz-Feld der Synchrotron-Magnete war eine Oberwelle überlagert worden (sog. 'flat-top' Betrieb), wodurch erreicht wurde, daß man über einen Zeitraum von etwa 2.5 msec Elektronen mit konstanter Energie ($\Delta E/E < 0.25\%$) erhielt. Die zeitliche Steuerung des Ejektionsvorgangs ('langsame Ejektion') bewirkte einen Fluß von etwa $5 \cdot 10^{12}$ Elektronen pro Sekunde während der Ejektionsdauer ('spill') im externen Strahl. Das Strahltransportsystem, bestehend aus zwei Ablenkmagneten und sechs Quadrupolen, führte den Elektronenstrahl dispersionsfrei zum etwa 29m entfernten Target. Dort war der Strahl etwa 3mm hoch und 10mm breit, seine Divergenz betrug 1mrad.

Zur Messung der Intensität lief der Primärstrahl hinter dem Target durch einen Sekundäremissions-Monitor und wurde schließlich in einem Faraday-Käfig absorbiert. Durch diese Ladungsmessungen mit zwei unabhängigen Meßgeräten konnten Fehler durch Langzeiteffekte oder eventuell unkorrekte Strahlführung erkannt und vermieden werden.

Beim Durchtritt der Elektronen durch das Beryllium-Target und durch den 2m davor aufgestellten Kupfer-Radiator entstand Bremsstrahlung.

Zur Berechnung der Intensität und der spektralen Verteilung der Photonen wurden einige vereinfachende Annahmen über den Strahl sowie über Radiator und Target gemacht:

- 1) Energieunschärfe und Divergenz des Strahls wurden vernachlässigt.
- 2) Wegen der geringen Dicke von Radiator und Target - jeweils etwa 4% einer Strahlungslänge - wurden folgende Effekte vernachlässigt:
 - Vielfachstreuung und Energieverlust der Elektronen vor der Emission eines Bremsquants
 - Mehrfachabstrahlung eines Elektrons
 - Absorption der Photonen und Ausbildung eines Schauers.

Wenn ein Elektron mit der Energie E_0 eine Materieschicht mit dem Atomgewicht A und der Dicke $I \cdot X_0$ durchquert ($X_0 =$ Strahlungslänge des Materials), so ergibt sich nach Tsai¹⁰⁾ unter den gemachten Annahmen die Anzahl $dN_\gamma(k)$ der im Energieintervall dk emittierten Photonen zu

$$dN_\gamma(k) = \frac{L \cdot T \cdot X_0}{A} \cdot \frac{d\sigma_B(E_0, k)}{dk} \cdot dk \quad (Gl. B2)$$

Dabei ist L die Loschmidt-Konstante. Für den Bremsstrahlungswirkungsquerschnitt erhält man nach Tsai

$$\frac{d\sigma_B}{dk}(E_0, k) = \frac{A}{X_0 \cdot L} \cdot \frac{1}{k} \cdot \left(\frac{4}{3} - \frac{4}{3}y + y^2 \right) \quad (Gl. B3)$$

mit der Abkürzung $y = \frac{k}{E_0}$. Einsetzen in Gl. B2 ergibt für die Zahl der Photonen pro Energieintervall im wesentlichen die für Bremsstrahlung charakteristische Abhängigkeit $\frac{dN_\gamma}{dk} \sim \frac{1}{k}$. Für die weiteren Rechnungen wird der Klammerausdruck in Gl. B3 vernachlässigt. Für den hier interessierenden Energiebereich $y > 0.5$ ergibt diese Näherung einen Fehler von maximal 11%.

Im folgenden werden die Beiträge der im Radiator und der im Target erzeugten Photonen zu einem vorgegebenen Photoproduktionsprozeß getrennt angegeben. Ferner wird der Beitrag der schwach virtuellen Photonen berücksichtigt, die durch Elektronenstreuung im Target erzeugt wurden.

a) Beitrag der vom Radiator emittierten Photonen

Sei $\sigma(k)$ irgendein Photoproduktionsquerschnitt. Die Anzahl N_R der gemäß $\sigma(k)$ im Target erzeugten Teilchen pro Elektron ist dann gegeben durch:

$$N_R = N_N \cdot T_R \cdot \int_{k_{min}}^{E_0} \frac{\sigma(k)}{k} dk \quad (Gl. B5)$$

Dabei bedeutet N_N die Zahl der Nukleonen pro cm^2 des Targets. T_R ist die Dicke des Radiators in Strahlungslängen, und k_{\min} ist die Schwellenenergie, bei der der Prozeß einsetzt.

b) Beitrag der im Target selbst erzeugten Photonen

Auch das Target selbst wirkt als Radiator. Es ist zu beachten, daß für die in einer dünnen Schicht dt in der Schichttiefe t erzeugten Teilchen nur ein Radiator der Dicke t verfügbar ist. Integration über die ganze Targetdicke T_T ergibt dann:

$$N_T = N_N \cdot \frac{T_T}{2} \cdot \int_{k_{\min}}^{E_0} \frac{\sigma(k)}{k} dk \quad (\text{G. B6})$$

c) Beitrag der im Target erzeugten virtuellen Photonen

Nach Tsai kann der Beitrag der Elektroproduktion zur Teilchenerzeugung ersatzweise durch den Beitrag eines reellen Bremspektrums beschrieben werden, das entsteht, wenn ein Elektron durch einen Radiator mit der 'äquivalenten Dicke' T_E tritt. Für T_E gilt näherungsweise:

$$T_E(k) = \frac{\alpha}{\pi} \cdot \left\{ \left(1 - y + \frac{y^2}{2}\right) \cdot \ln \frac{1-y}{2m_e^2 y^2} - (1-y) \right\} \quad (\text{G1. B7})$$

Dabei ist α die Feinstrukturkonstante, m_e die Elektronenmasse, und $y = \frac{k}{E_0}$. Damit ergibt sich für die Anzahl N_V der durch virtuelle Photonen im Target erzeugten Teilchen pro Elektron:

$$N_V = N_N \cdot \int_{k_{\min}}^{E_0} T_E(k) \cdot \frac{\sigma(k)}{k} dk \quad (\text{G1. B8})$$

In Abb. 2 ist T_E als Funktion von y aufgetragen. Wegen der nur geringen y -Abhängigkeit für $y > 0.5$ kann man eine mittlere Dicke $T_E \approx 0.017$ vor das Integral ziehen.

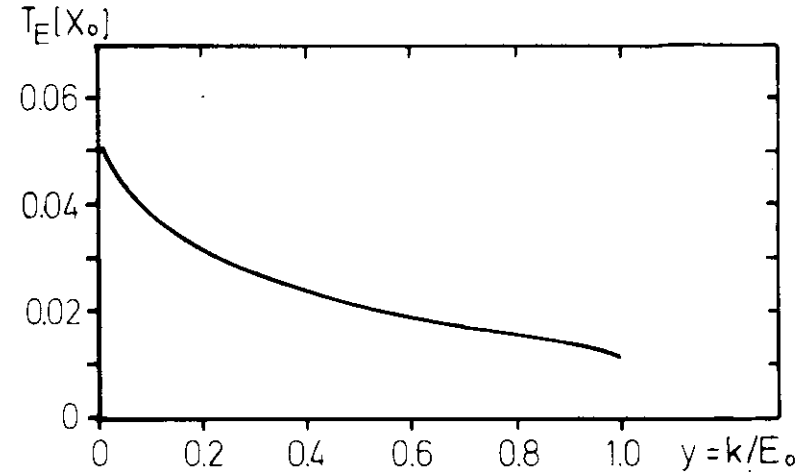


Abb. 2 Äquivalente Dicke T_E als Funktion von y

Zusammenfassend erhält man folgendes Ergebnis:

läuft ein Elektron durch einen Radiator der Dicke T_R und ein Target der Dicke T_T , dann wird durch die entstehende reelle und virtuelle Bremsstrahlung die folgende Zahl von Teilchen erzeugt:

$$N = N_R + N_T + N_V = N_N \cdot T \cdot \int_{k_{\min}}^{E_0} \frac{\sigma(k)}{k} dk \quad \text{mit } T = T_R + \frac{T_T}{2} + T_E \quad (\text{G1. B9})$$

In unserem Experiment bestand der Radiator aus einer 0.6mm dicken Kupferplatte, entsprechend $T_R = 0.041 X_0$, als Target wurde eine 15mm dicke Berylliumplatte verwendet, entsprechend $T_T = 0.042 X_0$. Für $E_0 = 7.2 \text{ GeV}$ und $k_{\min} = 3.0 \text{ GeV}$ ergab sich aus einem mittleren Elektronenfluß von $N_e = 6 \cdot 10^{11}$ pro sec. die Zahl der Photonen mit $3.0 \text{ GeV} \leq k \leq 7.2 \text{ GeV}$ zu

$$N_\gamma = N_e \cdot T \cdot \int_{3.0}^{7.2} \frac{dk}{k} \approx 4 \cdot 10^{10} \text{ Photonen pro sec.} \quad (\text{G. B10})$$

(Photonen mit $k < 3.0$ GeV konnten zu den hier untersuchten Prozessen nicht beitragen.)

Es ist auch üblich, den Photonenfluß durch die Zahl der 'Effektiven Quanten' N_{eff} anzugeben. Dabei ist N_{eff} definiert durch $N_{\text{eff}} \cdot F_0 = E_{\text{tot}}$. E_{tot} ist die Summe der Energien aller Photonen des Spektrums:

$$E_{\text{tot}} = \int_0^{E_0} k \cdot dN_{\gamma}(k) dk = N_e \cdot T \cdot \int_0^{E_0} \frac{1}{k} \cdot k \cdot dk = N_e \cdot T \cdot E_0$$

also ist

$$N_{\text{eff}} = N_e \cdot T.$$

Für $T = 0.079$ entsprach dem mittleren Fluß von $6 \cdot 10^{11}$ Elektronen pro Sekunde eine Intensität von $4.7 \cdot 10^{10}$ Effektiven Quanten pro Sekunde. Davon waren 52% im Radiator erzeugt worden, 27% im Target, und 21% waren schwach virtuelle Photonen, die im Target durch Elektronenstreuung entstanden waren.

B3 Das Spektrometer

Mit dem zuvor beschriebenen Bremsspektrum wurde die Photoproduktion von Elektron-Positron-Paaren untersucht.

Zum Nachweis der im Target erzeugten Paare diente eine Spektrometeranordnung mit zwei nahezu identischen Armen. In Abb.3 ist der Aufbau eines Spektrometerarmes schematisch wiedergegeben. Die Arbeitsweise seiner Komponenten und ihr Zusammenwirken wird im folgenden beschrieben.

Die Trajektorien geladener Teilchen, die von einem Spektrometerarm akzeptiert wurden, wurden durch vier Proportionaldrahtkammern bestimmt. Jede Kammer hatte zwei Ebenen mit zueinander senkrecht orientierten Zählröhren. Die Zählröhren hatten untereinander einen Abstand von 2mm. Weitere Kammerparameter sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Zwei der Kammern waren gegen die anderen um die Spektrometerachse verdreht aufgebaut, um in dem Fall, daß gleichzeitig mehrere Teilchen akzeptiert wurden, die Zuordnung der von den Kammern ermittelten Raumkoordinaten zu den Trajektorien zu erleichtern.

Zwischen der ersten und den drei weiteren Kammern befand sich ein Ablenkmagnet (DESY-Standard-Typ MA)¹¹⁾, der geladene Teilchen mit dem Impuls, auf den das Spektrometer eingestellt war, um etwa 10^0 vertikal ablenkte. Aus den Koordinaten der Teilchenspur in den vier Kammern wurde die Spürkrümmung im Magnetfeld berechnet und der Impuls bestimmt.

Zur Vergrößerung der Raumwinkelakzeptanz befanden sich vor der ersten Kammer drei Quadrupolmagnete (DESY-Standard-Typ QC)¹¹⁾, die beiden ersten fokussierten in der vertikalen Ebene, der dritte in der horizontalen. Um die Spektrometerarme auch unter kleinen Winkeln ($\theta_{\text{min}} = 10^0$) einsetzen zu können, waren bei den beiden ersten Quadrupolen die zum direkten Strahl gewandten Magnethälften fortgelassen und durch Spiegelplatten ersetzt worden (sogenannte 'halbe Quadrupole').

Die vier Magnete eines Armes waren auf einer in der Horizontalen leicht gekrümmten Linie aufgestellt (Abb. 4). Dadurch und durch den Einbau eines

Tabelle 1

Parameter der Proportionaldrahtkammern

zwei Signalebenen pro Kammer (Zähldrähte horizontal und vertikal)

Signaldrähte: 20 μm , Wolfram, vergoldet

Drahtlängen: 51 cm horizontal

77 cm vertikal

Drahtabstand: 2 mm

Zugspannung: 60 g \pm 5%

Zahl der Signaldrähte
pro Kammer: 384 horizontal

256 vertikal

drei Hochspannungsebenen pro Kammer

Material: Drahtnetz aus rostfreiem Stahl,

Drahtdurchmesser 50 μm ,

Maschenweite 0.5 mm

Abstand Signalebene

- Hochspannungsebene: 6.5 mm

Arbeitsgas: 75% Argon, 25% CO_2

Hochspannung: 4300 V

Dicke einer Kammer

in Strahlungslängen: ca. 3 %

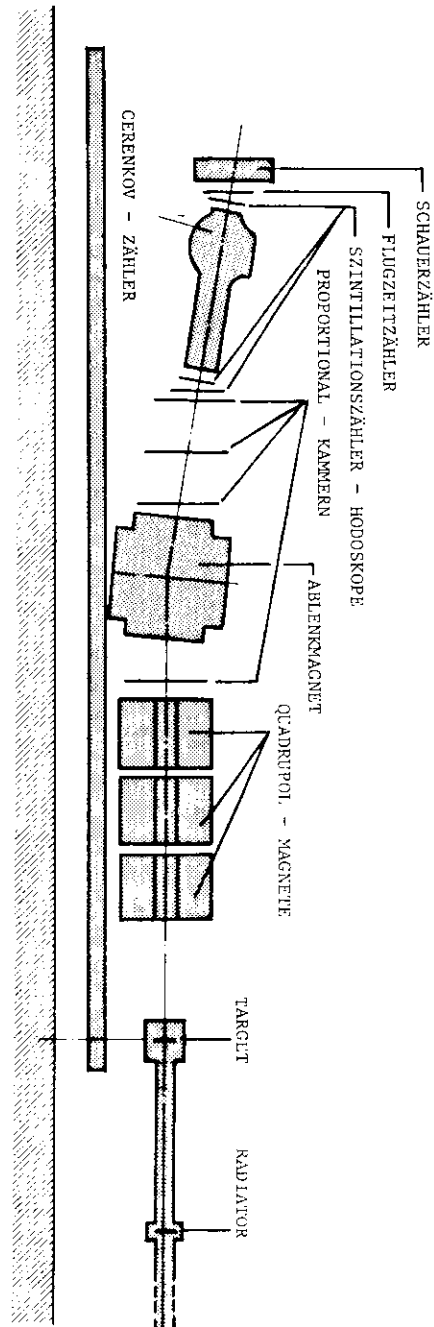


Abb. 3 Schematischer Aufbau eines Spektrometerarmes

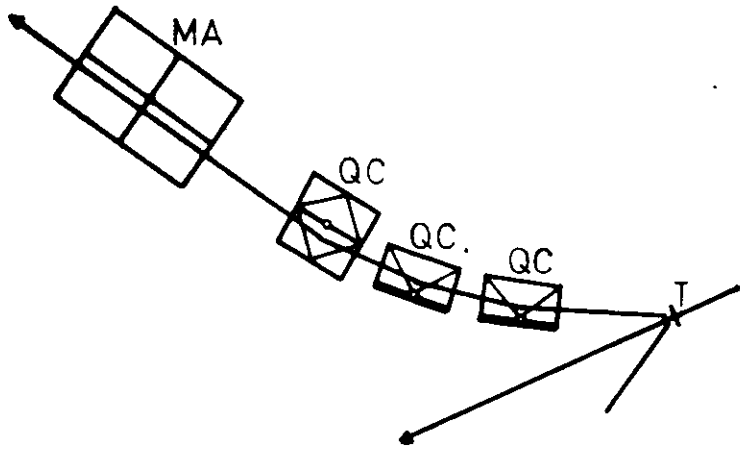


Abb. 4 Horizontale Aufstellung der Magnete

Die Versetzung der Magnete quer zur Sollbahn und die Ablenkwinkel in den Quadrupolen sind hier stark übertrieben.

Bleikollimators vor dem ersten Quadrupol wurde erreicht, daß die Proportionalkammer vor dem Ablenkmagneten keine 'direkte Sicht' zum Target hatte, also nicht einem zu starken Photonenfluß ausgesetzt war. Zur Verringerung der Vielfachstreuung befanden sich mit Helium gefüllte Plastiksäcke in den Magnetöffnungen.

Die Magnetanordnung war bezüglich Akzeptanz und teilchenoptischer Eigenschaften an einem Hybrid-Rechner optimiert worden. In Abb. 5 sind einige Teilchenbahnen mit unterschiedlichen Anfangsbedingungen dargestellt.

Hinter den Kammern befanden sich zwei Hodoskope aus Szintillationszählern, ein Schwellen-Gas-Cerenkovzähler, zwei weitere Szintillationszählerhodoskope und ein Schauerzähler. Aus den Signalen des letzten Zählerhodoskops ('Flugzeitähler') wurden Informationen über Flugzeit und Geschwindigkeit

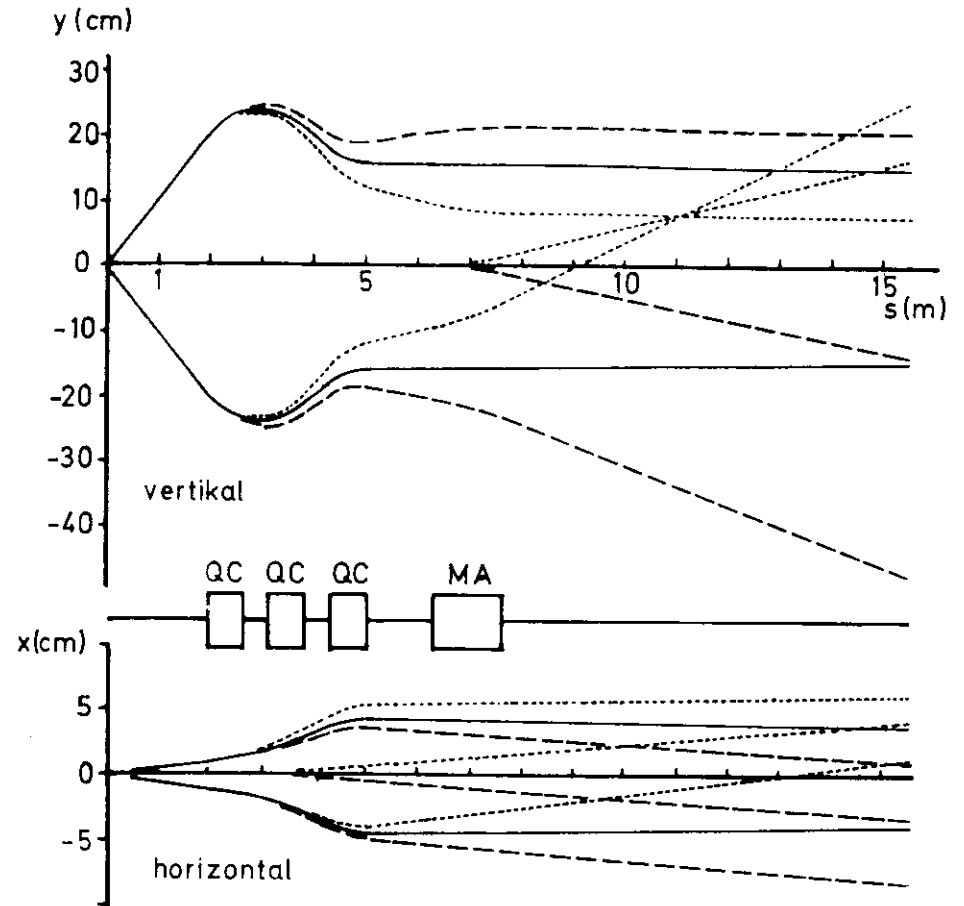


Abb. 5 Teilchenbahnen im Spektrometer mit unterschiedlichen Anfangs-

bedingungen: $\theta_y = 0\text{rad}, +100\text{mrad}, -100\text{mrad},$
 $\theta_x = 0\text{rad}, +5\text{mrad}, -5\text{mrad},$
 Impulse: $p = p_0$ —————
 $p = 1.1 \cdot p_0$ - - - - -
 $p = 0.9 \cdot p_0$ ·······

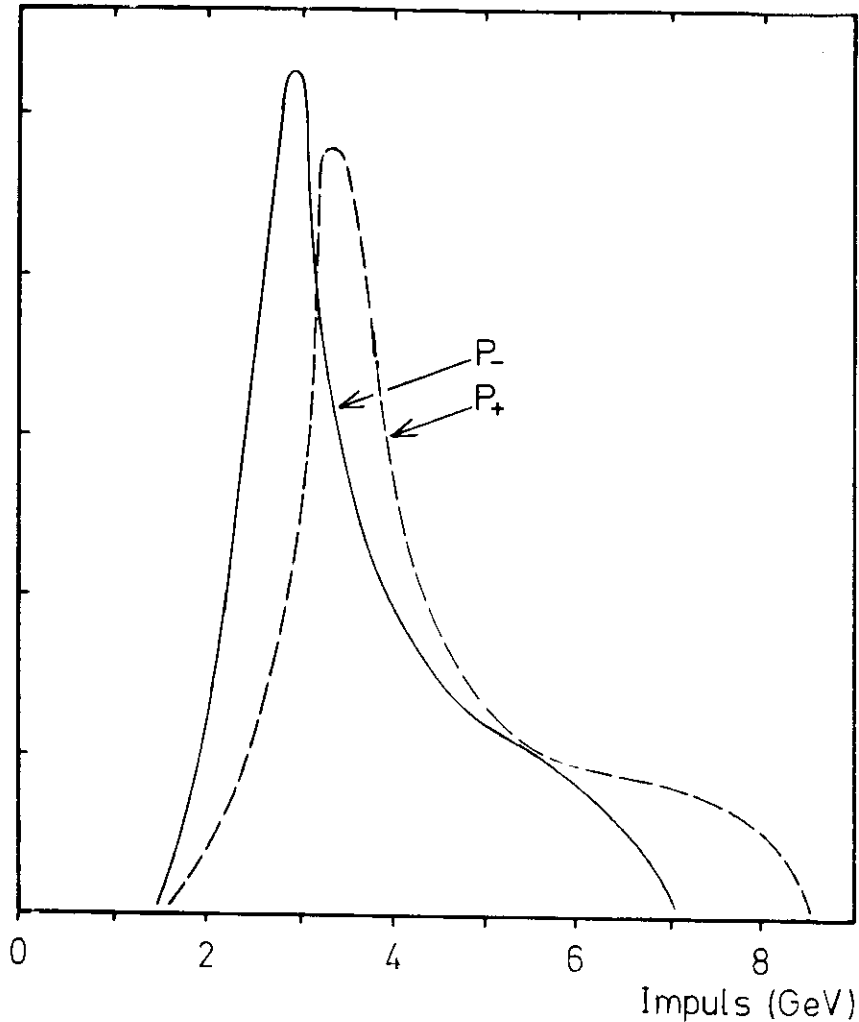


Abb. 6 Relative Impulsakzeptanzen der Spektrometerarme.

Die Verteilungen sind nicht aufeinander normiert.

folgt jedoch, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für in Vorwärtsrichtung erzeugte ψ -Teilchen maximal war.

der Teilchen gewonnen.

Eine schnelle elektronische Koinzidenzschaltung aus den Signalen der Zählerhodoskope meldete die Durchgänge geladener Teilchen durch den Spektrometerarm. Mit Hilfe des Čerenkov- und des Schauerzählers wurden Elektronen bzw. Positronen identifiziert.

Die Schauerzähler bestanden aus mehreren Lagen Bleiplatten und Szintillatorplatten ('Sandwich'-Bauweise) mit einer Dicke von insgesamt 6.6 Strahlungslängen.

Die Čerenkovzähler waren mit Äthylen (C_2H_4) gefüllt. Der Gasdruck betrug 530 Torr (= 0.7 atm absolut), daher erzeugten π -Mesonen, deren Impulse kleiner als 4.5 GeV waren, kein Čerenkov-Licht und konnten abgetrennt werden.

Die Spektrometerarme waren unter Winkeln von $\theta_+ = 19.5^\circ$ und $\theta_- = -24.2^\circ$ relativ zur Richtung des Primärstrahls aufgestellt worden, die Magnetströme waren so eingestellt, daß geladene Teilchen mit den 'Sollimpulsen' $p_+ = 3.55$ GeV und $p_- = 2.92$ GeV zentrale Trajektorien durchflogen. Die horizontale Winkelakzeptanz betrug 16mrad , die vertikale betrug 200mrad . Die relativen Impulsakzeptanzen der beiden Spektrometerarme sind in Abb. 6 angegeben.

Mit der Wahl der Sollwerte p_+ , p_- , θ_+ und θ_- wurde das Ansprechvermögen der ganzen Anordnung maximal für e^+e^- -Paare, die beim Zerfall eines hypothetischen Teilchens ψ mit der Masse $M_\psi \approx 2.4$ GeV entstanden:

$$M_\psi = \sqrt{2 p_+ p_- (1 - \cos(\vartheta_+ - \vartheta_-))} \approx 2.4 \text{ GeV} \quad (\text{Gl. E11})$$

Ein symmetrischer Aufbau beider Arme ($\theta_+ = \theta_-$, $p_+ = p_-$) konnte wegen baulicher Gegebenheiten nicht realisiert werden. Aus der Relation

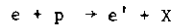
$$p_+ \cdot \tan \vartheta_+ + p_- \cdot \tan \vartheta_- \approx 0$$

Die Impulsauflösung eines Spektrometerarmes hing ab von der Ortsauflösung Δy der Proportionalkammern, der vertikalen Winkelauflösung $\Delta\alpha$ durch die drei Kammern hinter dem Ablenkmagneten und von geometrischen Konstanten. Aus den Gleichungen für die Teilchenbahnen läßt sich näherungsweise die Impulsauflösung berechnen zu:

$$(\Delta p)^2 = A \cdot \{ 2(\Delta y)^2 + B(\Delta\alpha)^2 \} \quad (\text{Gl. B12})$$

Die Konstanten A und B enthalten unter anderem die Abstände der Kammern vom Magneten und die Spurkrümmung im Magnetfeld. Die Ortsauflösung der Kammern betrug etwa $\Delta y \approx 1 \text{ mm}$, die Winkelauflösung wurde hauptsächlich durch Vielfachstreuung in und zwischen den Kammern auf $\Delta\alpha \approx 1 \text{ mrad}$ begrenzt. Aus Gl. B12 ergab sich die Impulsauflösung zu $\Delta p/p = 1.2\%$, die Genauigkeit in der Berechnung der Masse nach Gl. B11 betrug $\Delta M/M = 1.6\%$.

Die berechneten Winkel- und Impulsauflösungsvermögen eines Armes wurden experimentell durch die Untersuchung der Streuung von Elektronen an einem Wasserstofftarget unter kleinen Winkeln ($\theta \approx 10^\circ$) kontrolliert:



Für die Masse des Rückstoßsystems X gilt:

$$M_X = \sqrt{M^2 + 2M(E-E') - 2EE'(1-\cos\theta)}$$

dabei ist M die Protonenmasse, E und E' sind die Energien der einlaufenden bzw. gestreuten Elektronen.

Hier waren $E = 4.3 \text{ GeV}$ und $E' = 4.0 \text{ GeV}$, das Massenauflösungsvermögen betrug daher $\Delta M_X / M_X = 5\%$, d.h. in der Massenverteilung sollte die Protonenlinie für den elastischen Prozeß ($X = p$) eine Breite von etwa 50 MeV haben. Experimentell wurde eine Breite von 60 MeV bestimmt (Abb. 7)

Die Einarmmessungen bei kleinen Streuwinkeln wurden auch herangezogen, um die Nachweiswahrscheinlichkeit der Spektrometerarme für Elektronen zu

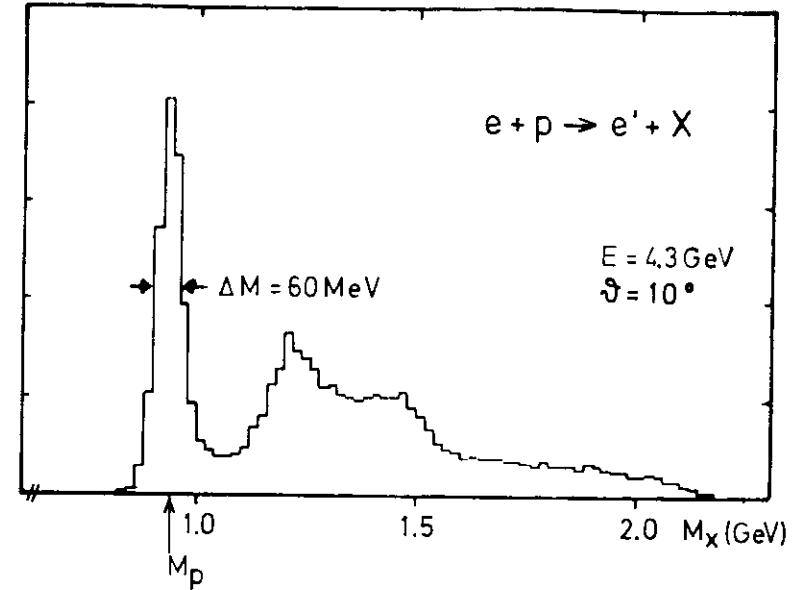


Abb. 7 Verteilung der Rückstoßmassen aus Einarm-Messungen

bestimmen. Die zur Definition der Elektronen eingeführten Schlitze in den Impulshöhenverteilungen der Čerenkov- und Schauerzähler (siehe Abschnitt C1) ergaben ein Ansprechvermögen von 96% für Elektronen mit einem Impuls von mindestens 1.5 GeV.

Eine ausführlichere Auswertung der elastischen Elektron-Proton-Streuung mit dieser Apparatur wurde von K. Fesefeldt durchgeführt¹²⁾, das Auflösungsvermögen des Spektrometers wurde von H. Grote genauer untersucht¹³⁾.

B4 Elektronik und Datenfluß

Mit Hilfe schneller elektronischer Schaltungen wurden aus den Zählerimpulsen verschiedene Koinzidenzsignale gebildet (vgl. Abb.8). Die Impulse aller Zähler eines Hodoskops wurden, nachdem sie Diskriminatoren und Impulsformer passiert hatten, zunächst zu einem logischen ODER-Signal verknüpft. Diese Signale aller vier Hodoskope eines Spektrometerarmes wurden auf eine Koinzidenzeinheit gegeben. Das Auftreten der Vierfach-Koinzidenzen gleichzeitig in beiden Armen (Triggersignal') wurde von einer zentralen Ausleselogik ('Mastergenerator') festgestellt und bewirkte die Auslese aller Spektrometerkomponenten.

Von der Masterbox gingen Impulse ('Strobesignale') aus, die die Auslese aller Zähler und Proportionalkammern initiierten. Bei jedem Triggersignal wurden außerdem die Amplituden der Čerenkov- und Schauerzählersignale in Analog-Digital-Wandlern gemessen und gespeichert; ferner wurde der zeitliche Abstand zwischen den Signalen der letzten Zählerhodoskope jedes Armes (Flugzeitzähler) digitalisiert und gespeichert.

Nach beendeter Auslese wurden alle das Streuereignis beschreibenden Daten in den Kernspeicher einer Rechenmaschine des Typs PDP-8/I (Digital Equipment Corporation) übertragen, erst danach konnte die schnelle Elektronik neue Triggersignale vom Spektrometer akzeptieren. Falls Triggersignale während der Dauer der Datenauslese (ca. 3msec) auftraten, wurden sie gezählt, um bei der Auswertung den Einfluß der elektronischen Totzeit auf das Ergebnis beurteilen und korrigieren zu können.

Der Kleinrechner war verbunden mit der zentralen DESY-Rechanlage, bestehend aus zwei Großrechnern vom Typ IBM 370/168. Die im Kernspeicher akkumulierten Ereignisdaten wurden in den Großrechner übertragen und dort zunächst auf Magnetplatten und später auf Magnetbändern gespeichert.

Parallel zu den laufenden Messungen wurden die Daten in dem Großrechner voranalysiert, Zwischenergebnisse konnten zum Kleinrechner zurückgegeben

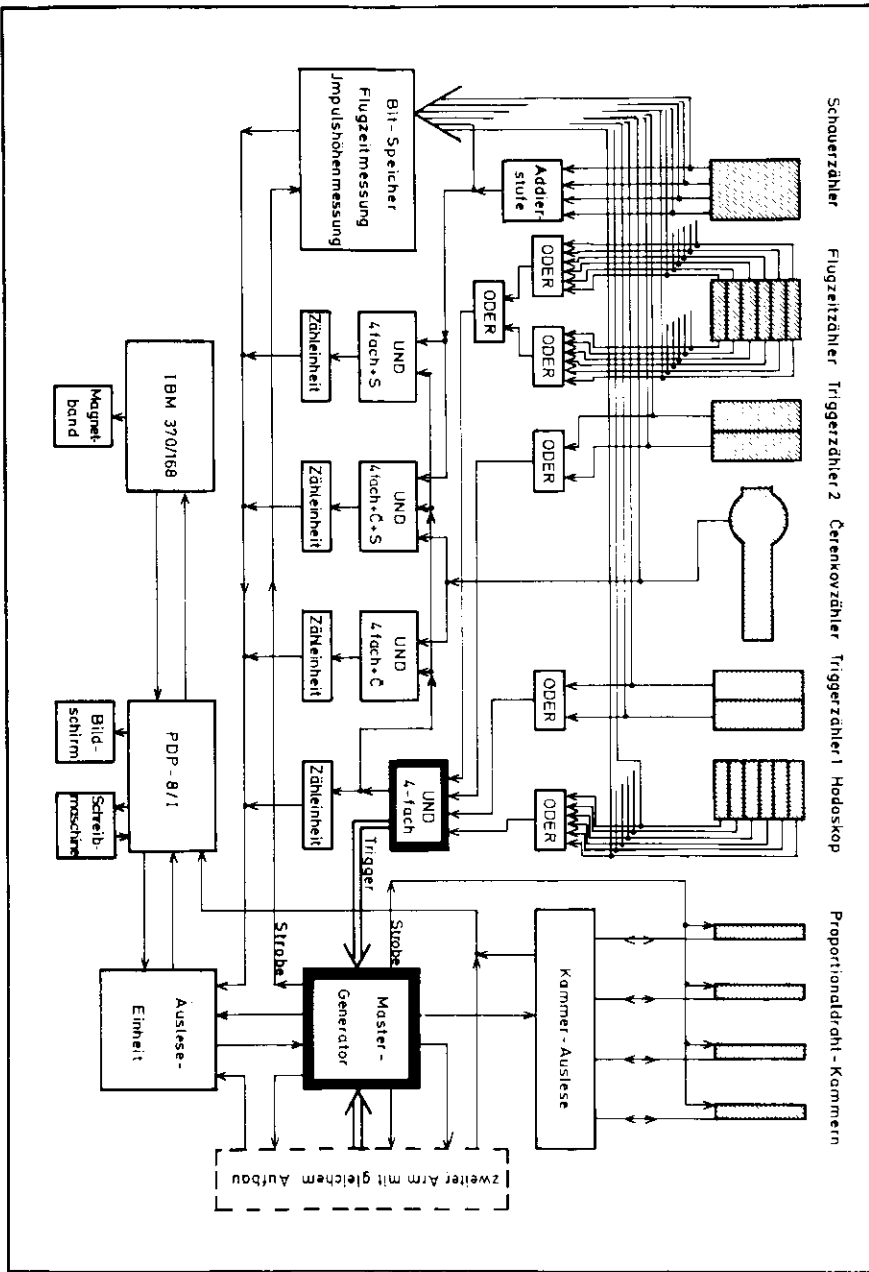


Abb. 8: Vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik

und dort auf einem Bildschirm dargestellt werden. Dadurch war es den Experimentatoren möglich, die Messungen schnell zu beurteilen und ein fehlerhaftes Arbeiten der Apparatur frühzeitig zu erkennen. Insbesondere stand das Massenspektrum der nachgewiesenen Elektron-Positron-Paare sofort zur Verfügung.

Die Datennahme wurde in Meßläufe von ein bis zwei Stunden Dauer aufgeteilt, üblicherweise wurde ein Meßlauf beendet, wenn eine vorgegebene Ladung im Faraday-Käfig akkumuliert war. Nach Beendigung eines Meßlaufs wurden die in schnellen Zählseinheiten registrierten Raten der verschiedenen Koinzidenzstufen, die Ladungsanzeigen des Faradaykäfigs und des Sekundäremissions-Monitors sowie noch einige andere Informationen ausgelesen und ebenfalls auf Magnetband geschrieben.

Die vollständige Auswertung aller Meßdaten auf den Magnetbändern erfolgte nach Beendigung der Meßperiode mit Analyseprogrammen auf der Großrechenanlage.

Die Details der Elektronik, insbesondere der Auslese der Proportionalkammern sind in den Diplomarbeiten von G. Rabe¹⁴⁾ und M. Schädlich¹⁵⁾ beschrieben.

C Auswertung und Ergebnisse

Während einer Meßdauer von etwa drei Wochen wurde im Faradaykäfig eine Ladung von 44.7 mCb akkumuliert, entsprechend einer Zahl von $1.8 \cdot 10^{16}$ effektiven Quanten. Dabei wurden ca. 80 000 Koinzidenzereignisse registriert und auf Magnetbändern gespeichert. Nach Beendigung der Messungen wurden alle Ereignisse mit Hilfe eines Analyseprogramms 'RECON' rekonstruiert, d.h. die kinematischen Größen wie Impuls und Streuwinkel der nachgewiesenen Teilchen wurden berechnet. Mit Hilfe der Čerenkov- und Schauerzählersignale und der Flugzeitinformation wurden die koinzidenten Elektron-Positron-Paare von den übrigen Daten separiert.

Parallel zur Datenanalyse wurde durch Simulation des Streuprozesses und des Teilchennachweises in Rechenprogrammen die Akzeptanz der Apparatur bestimmt. Aus der Akzeptanz, den gemessenen Daten und aus Parametern, die das Bremsspektrum und das Target beschreiben, wurde der Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von e^+e^- -Paaren berechnet.

C1 Datenreduktion

Das Programm 'RECON', mit dem die Trajektorien nachgewiesener Teilchen erkannt und die Impulse und Streuwinkel berechnet wurden, wird im Anhang kurz beschrieben. Typische Impulsspektren sind in Abb. 9 dargestellt.

C1.1 Definition der Paare

Da die einzelnen Zählerhodoskope einer gewissen Untergrundstrahlung ausgesetzt waren, die vorwiegend vom Strahlrohr (evakuiertes Rohr, in dem der Primärstrahl geführt wurde) und vom Target kam, konnte es zu zufälligen Koinzidenzen der vier Zählerhodoskope eines Armes kommen. Diese zufälligen Ereignisse wurden zum großen Teil auf folgende Weise eliminiert: die Koinzidenz-Elektronik stellte für jedes Ereignis ein Signal bereit, dessen Amplitude der zeitlichen Überlappung der vier Hodoskopimpulse proportional war ('Overlap'-Signal). Diese Signalamplituden wurden digi-

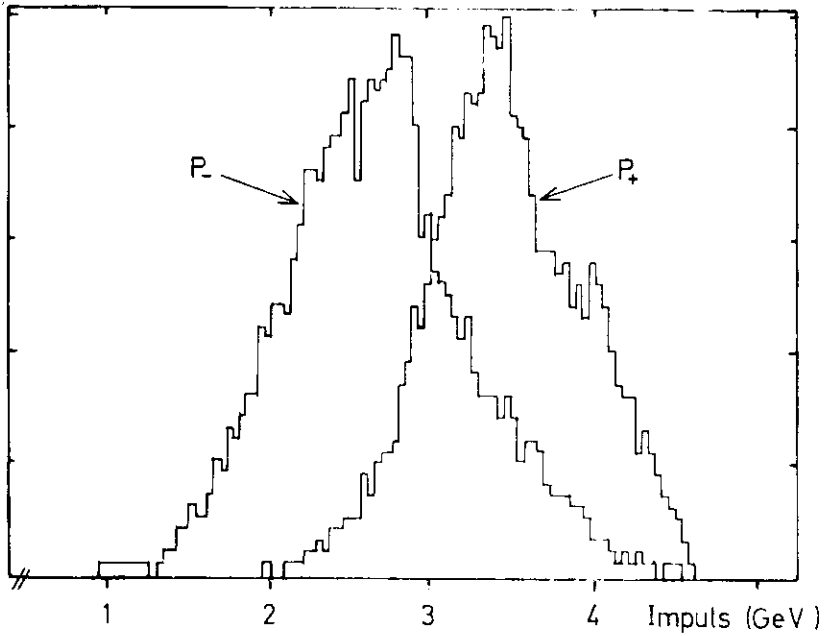


Abb. 9 Gemessene Impuls-Verteilungen der beider Spektrometerarme

talisiert und gespeichert. Die Laufzeit der Zählereignisse in Fabeln war so bemessen, daß der Durchgang eines hochrelativistischen Teilchens durch die Zähler ein maximales Overlap-Signal erzeugte. Ein Beispiel eines solchen Overlap-Spektrums ist in Abb. 10 gezeigt. Ereignisse, bei denen die Überlappung unterhalb der gekennzeichneten Schwelle lag, wurden verworfen.

Um zwischen den beiden Spektrometerarmen bei zufälligen Feinzidenzen die echten Paare von zufälligen Untergrund abtrennen zu können, wurde

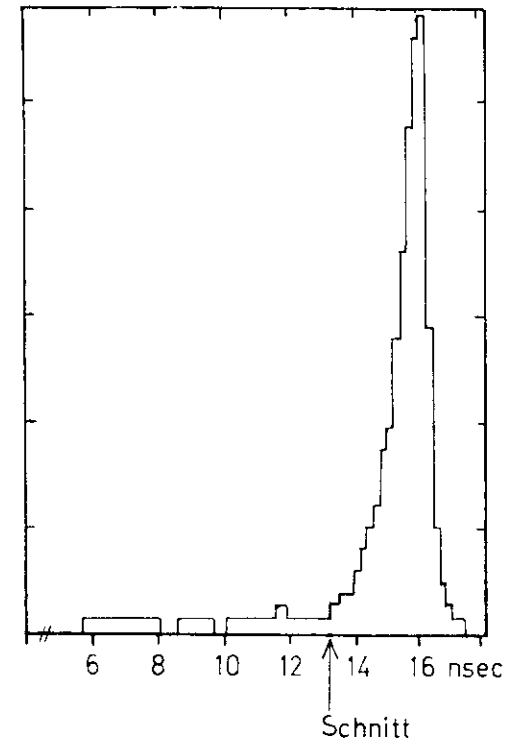


Abb. 10 Overlap - Spektrum der vier Zählerkanäle eines Armes

die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreten der Signale aus beiden Armen gemessen. Ein solches Zeitspektrum ist in Abb. 11 wiedergegeben. Nur die Ereignisse, deren Zeitsignale zwischen den angegebenen Schwellen liegen, wurden weiter analysiert.

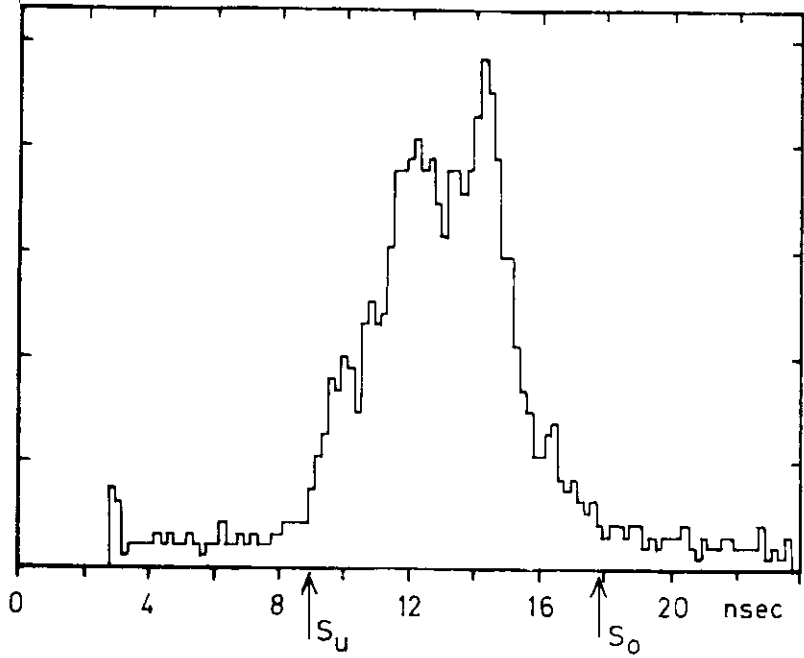


Abb. 11 Verteilung der Zeitdifferenzen zwischen dem Auftreten der Triggersignale der beiden Spektrometerarme

Cl.2 Bestimmung der Elektronen und Positronen

Bei weitem die meisten der Koinzidenzereignisse bestanden aus Pion-Paaren oder aus einem Elektron und einem Pion aus Elektroproduktionsprozessen. Mit Hilfe der Čerenkov- und Schauerzähler wurden die e^+e^- -Paare identifiziert.

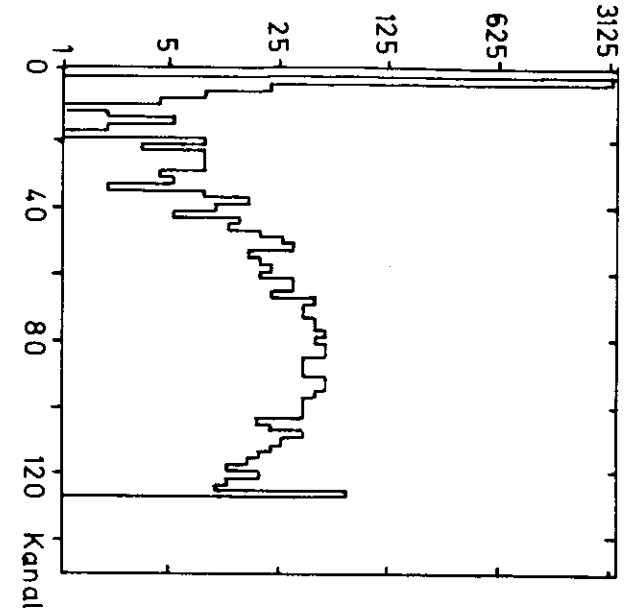


Abb. 12 a Impulshöhenverteilung des Čerenkovzählers, alle Teilchen

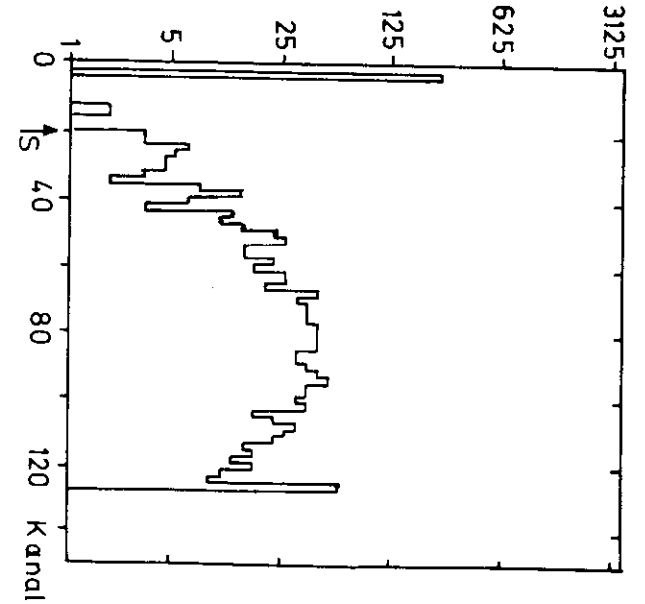


Abb. 12 b Impulshöhenverteilung des Čerenkovzählers, nur Elektronen

(die Ordinaten der Verteilungen sind logarithmisch geteilt)

In Abb. 12 sind Beispiele für die Impulshöhenspektren dieser beiden Zähler gezeigt. Abb. 12a zeigt das Čerenkovzähler-Spektrum für alle (hier negativ geladenen) registrierten Teilchen, Abb. 12b enthält nur die Teilchen, die gleichzeitig auch im Schauertzähler ein großes Signal erzeugt hatten. Entsprechend enthält Abb. 12c das Schauertzählerspektrum aller registrierten Teilchen und Abb. 12d das Spektrum nur der Teilchen, die auch im Čerenkov-Zähler einen großen Impuls erzeugt hatten.

In beiden Schauertzählern und beiden Čerenkovzählern wurden Schwellenwerte eingeführt. Es gab insgesamt nur 25 Koindenzereignisse, bei denen die Signalamplituden in allen vier Zählern oberhalb der vorgegebenen Schmitte lagen. (Die Frage, ob π^+ -Mesonen bei diesem Verfahren als Positronen fehlidentifiziert werden konnten, wird in Abschnitt C4 untersucht.) Diese 25 e^+e^- -Paare stellten die Kandidaten für die von uns untersuchte Reaktion dar.

C1.3 Flugzeit und Massenspektrum

Abschließend wurde für die gefundenen 25 Paare die relative Flugzeitdifferenz untersucht, die aus den Signalen der Flugzeitzähler bestimmt worden war. Es ergab sich das in Abb. 13 dargestellte Spektrum. Aufgrund dieser Verteilung wurden die vier nicht schraffierten Ereignisse verworfen.

Von den verbleibenden 21 Paaren wurde die Paarmasse (nach Gl. B11) berechnet. Das resultierende Massenspektrum ist in Abb. 14 gezeigt. Eine signifikante Häufung von Ereignissen bei bestimmten Paarmassen, die über die statistischen Schwankungen hinausgeht, ist nicht festzustellen.

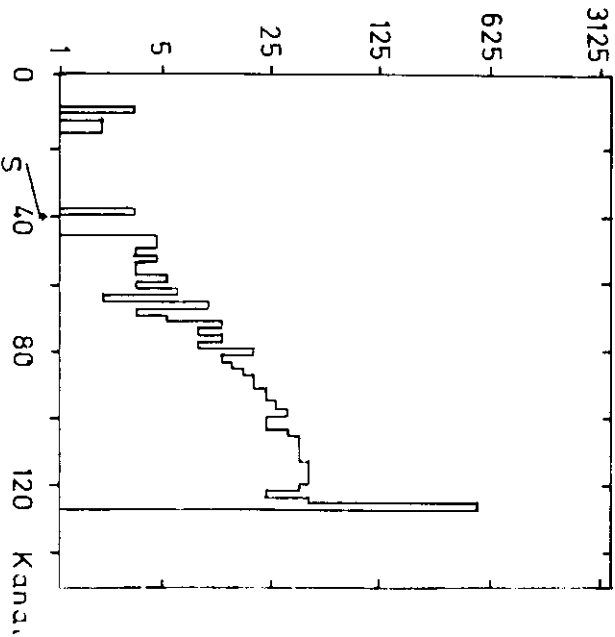
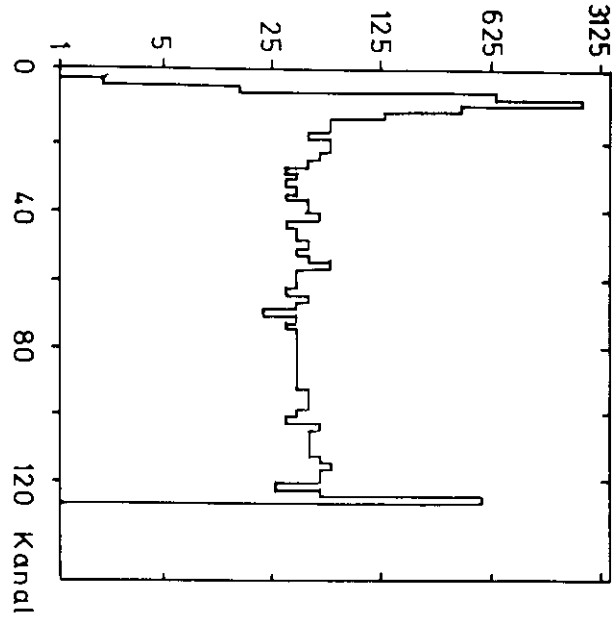


Abb. 12 c Impulshöhenverteilung des Schauertzählers, alle Teilchen

Abb. 12 d Impulshöhenverteilung des Schauertzählers, nur Elektronen

(die Ordinaten der Verteilungen sind logarithmisch geteilt)

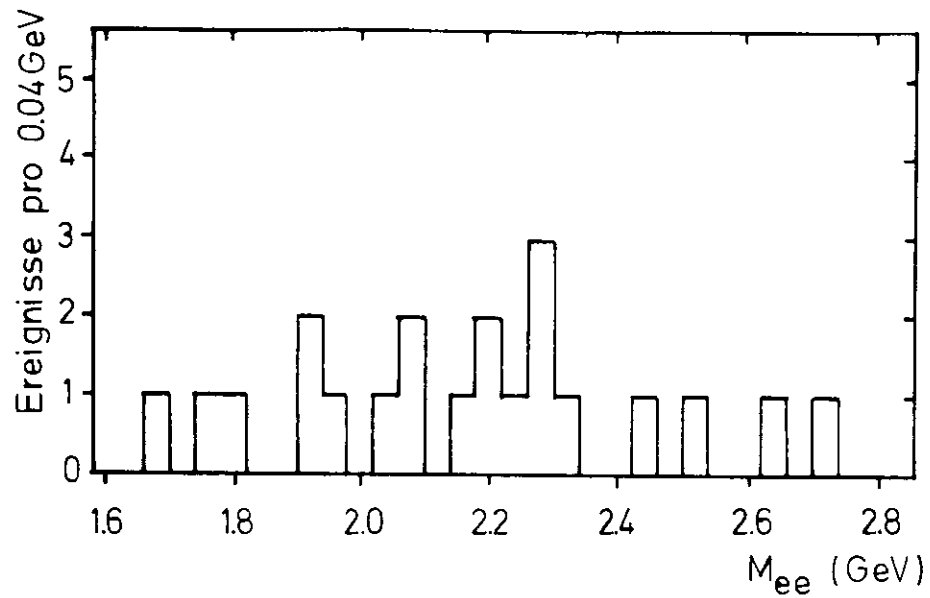


Abb. 14 Massenspektrum der nachgewiesenen Elektron-Positron-Paare

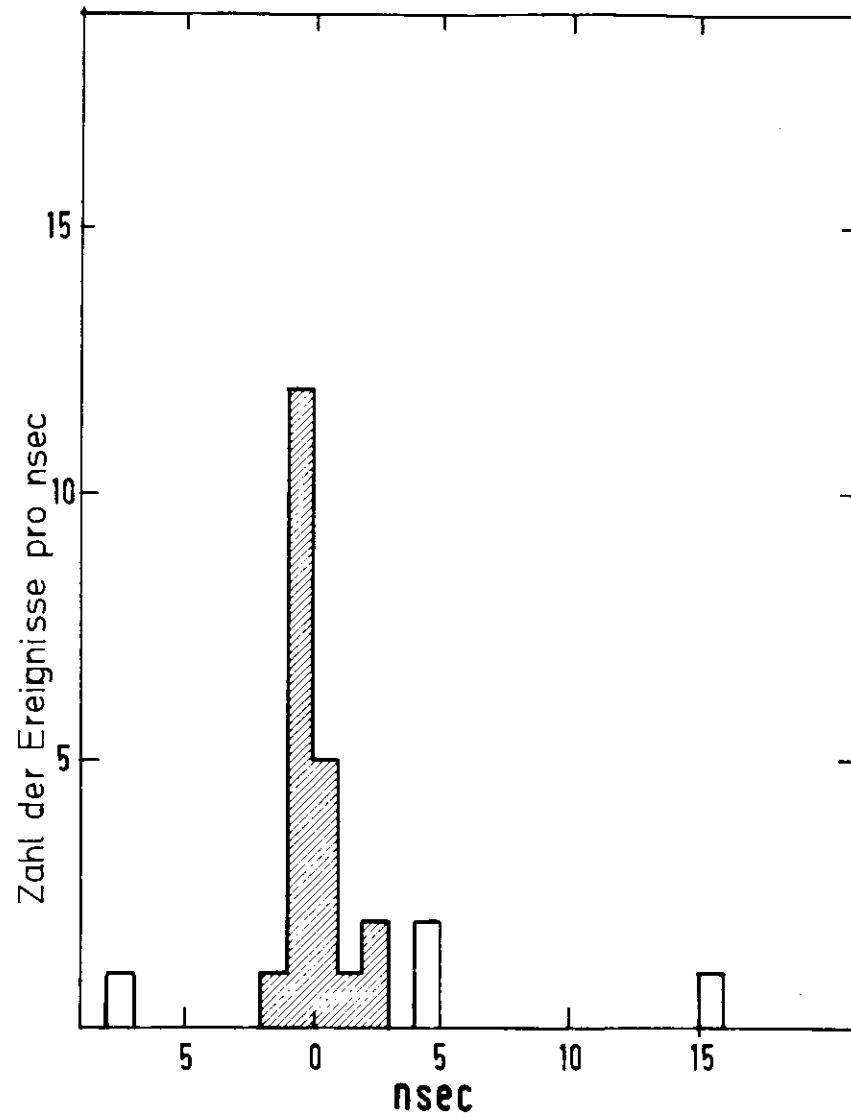


Abb. 13 Differenz der Flugzeiten von Elektron und Positron

C2 Akzeptanzrechnungen

Die Massenverteilung nach Abb. 14 legt die Aussage nahe, daß in dem von diesem Experiment überdeckten Massenbereich keine schmalen Resonanzen durch Photon-Nukleon-Streuung erzeugt werden, die dann in e^+e^- -Paare zerfallen. Um diese Aussage quantitativ zu fassen, mußte die Wahrscheinlichkeit untersucht werden, mit der solche Resonanzen anhand der Zerfallsprodukte mit dem verwendeten Apparat nachgewiesen wurden. Die Akzeptanz des Spektrometers wurde mit der üblichen 'Monte-Carlo'-Methode ermittelt. Die hierbei angewendeten Methoden, die Annahmen und die Resultate werden im folgenden beschrieben.

C2.1 Die Monte-Carlo-Methode

Zur kinematischen Beschreibung der Photoproduktion eines Teilchens ψ der Masse M braucht man zwei Variablen, z.B. die Photonenergie E_ψ und das Quadrat des Viererimpulsübertrags auf die Resonanz $t = (p_\psi - p_Y)^2$. Den nachfolgenden Zerfall in ein Elektron-Positron-Paar kann man mit zwei weiteren Variablen beschreiben, z.B. mit den Zerfallswinkeln θ^* und ϕ^* im Ruhesystem. Die Variablen E_ψ , t , θ^* und ϕ^* spannen einen vierdimensionalen Raum auf, darin sei $\Delta V = \Delta E_\psi \cdot \Delta t \cdot \Delta \theta^* \cdot \Delta \phi^*$ ein Teilvolumen und $V = \{E_\psi, t, \theta^*, \phi^*\}$ ein Punkt.

Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_M(V)$ zur Erzeugung eines e^+e^- -Paares mit Paarmasse M kann von allen vier Variablen abhängen. (Die Masse M soll hier nicht als Variable, sondern als fester Parameter angesehen werden. Die Rechnungen wurden für verschiedene aber jeweils feste Werte von M wiederholt.) Die Zahl der im Volumen ΔV erzeugten Paare wird gegeben durch:

$$N_M(\Delta V) = N_Y \cdot N_N \cdot \int_{\Delta V} \sigma_M(V) dV \quad (Gl. C1)$$

dabei ist N_Y die Zahl der Photonen im Intervall ΔE_Y und N_N die Zahl der Targetteilchen pro cm^2 .

Die Anzahl der vom Spektrometer akzeptierten Ereignisse ist

$$N_M^a(\Delta V) = N_Y \cdot N_N \cdot \int_{\Delta V} \sigma_M(V) \cdot f_M(V) dV$$

dabei gelte $f_M(V) = 1$, wenn das Ereignis vom Detektor akzeptiert wird, und $f_M(V) = 0$ sonst.

Wenn das Integrationsvolumen ΔV nicht zu groß ist, kann man einen mittleren Querschnitt vor das Integral nehmen und erhält:

$$N_M^a(\Delta V) = N_Y \cdot N_N \cdot \sigma_M \cdot \int_{\Delta V} f_M(V) dV \quad (Gl. C2)$$

Die Bestimmung des Akzeptanzintegrals $\int_{\Delta V} f_M(V) dV$ erfolgte mit der Monte-Carlo-Methode: durch Zufallszahlengeneratoren im Rechner wurden die Variablen E_ψ , t , θ^* , ϕ^* innerhalb vorgegebener Intervalle 'gewürfelt'. Das Integrationsvolumen mußte dabei mindestens so groß gewählt werden, daß $f_M(V) = 0$ galt für alle V außerhalb von ΔV . Alle so erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse wurden rechnerisch auf ihrem Weg durch die Nachweisapparatur verfolgt, und es wurde festgestellt, ob sie akzeptiert wurden, d.h. ob $f_M(V) = 1$ galt oder nicht.

Zwischen der Anzahl Z_M der 'Monte-Carlo-Versuche' und Z_M^a der 'Monte-Carlo-Erfolge' besteht die Beziehung

$$\frac{Z_M^a}{Z_M} = \frac{\int_{\Delta V} f_M(V) dV}{\int_{\Delta V} dV} \quad (Gl. C3)$$

Diese Gleichung ist richtig, wenn die Variablen gleichverteilt gewürfelt werden. Wird dagegen die Variable V_1 entsprechend einer Dichtefunktion $K(V_1)$ gewürfelt, so gilt anstelle von Gl. C3

$$\frac{Z_M^a}{Z_M} = \frac{\int_{\Delta V} f_M(v) \cdot W(v_i) dV}{\int_{\Delta V} W(v_i) dV} \quad (G1. C4)$$

Mit den Gleichungen C2 und C3 (oder C4) läßt sich der über die Akzeptanz gemittelte Wirkungsquerschnitt berechnen:

$$G_M = \frac{N_M^a}{N_Y \cdot N_N} \cdot \frac{Z_M}{Z_M^a} \cdot \int_{\Delta V} dV \quad (G1. C5)$$

C2.2 Simulation des Streuprozesses

Bei den Akzeptanzrechnungen wurden folgende Annahmen gemacht:

- 1) zur Simulation des Bremspektrums wurde die Photonenergie E_Y mit einer Dichteverteilung $W(E_Y) = 1/E_Y$ gewürfelt; es wurde angenommen, daß der Photonstrahl ohne Divergenz genau durch die Mitte des Targets ging.
- 2) Zur Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern wurde der Impulsbetrag p_N des Nukleons mit der Dichte

$$W(p_N) = \left(\frac{p_N}{p_0}\right)^2 \cdot \exp\left[-\left(\frac{p_N}{p_0}\right)^2\right] \quad , \quad p_0 = 200 \text{ MeV}$$

gewählt. Diese Verteilung (Abb. 15) stellt eine Anpassung an Daten der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung an gebundenen Nukleonen dar¹⁶⁾. Die Richtungen der Impulse wurden isotrop gewürfelt.

Aus den Anfangswerten des Photons und des Nukleons und aus der Masse M wurde t_{\min} , der im Betrag kleinste mögliche Wert von t (vgl. Kinematik im Anhang), berechnet. Abb. 16 zeigt t_{\min} -Verteilungen für verschiedene Massen der Resonanz.

- 3) Die Variable t wurde nach einer exponentiellen Verteilungsfunktion

$$W(t) = e^{-bt} \quad (G1. C6)$$

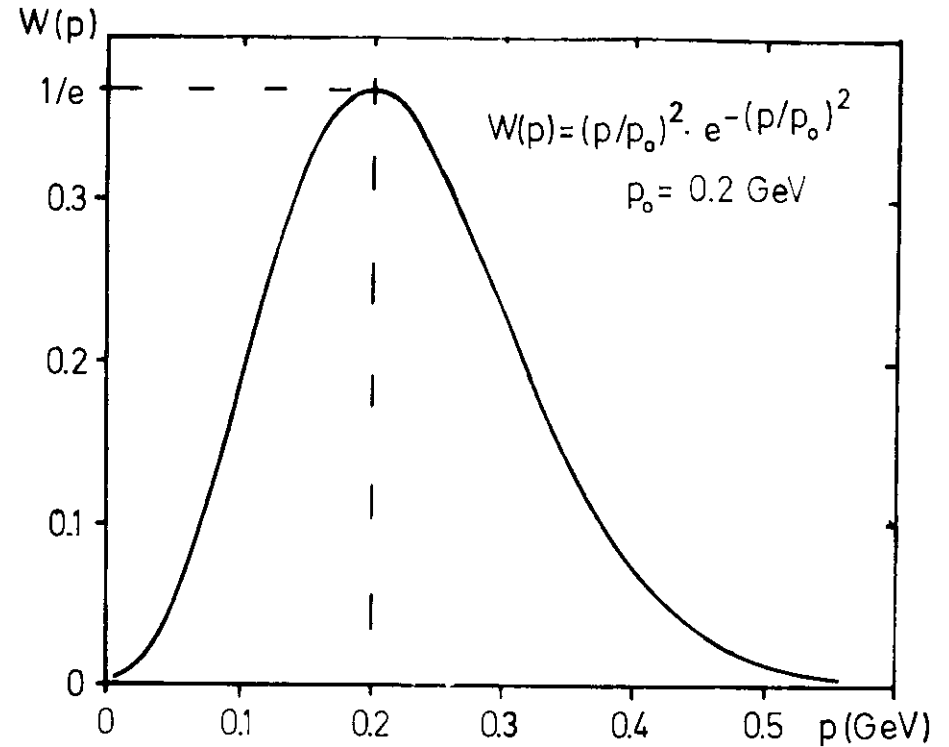


Abb. 15 Fermiverteilung der Nukleonen im Kern

gewürfelt, d.h. es wurde die Kinematik eines diffraktiven Streuprozesses simuliert, $d\sigma/dt = d\sigma/dt|_{t=0} \cdot e^{-bt}$. Es wurde geprüft, ob $|t| > |t_{\min}|$ galt, andernfalls wurde der Versuch verworfen.

Versuchsweise wurde auch folgende t -Verteilung gewürfelt:

$$W'(t) = e^{-bt} + e^{-A^{2/3}bt}$$

(nach S.C.C. Ting¹⁷⁾, A = Atomgewicht von Beryllium).

Damit wurde geprüft, ob ein Beitrag der kohärenten Streuung der Photonen an den Beryllium-Kernen berücksichtigt werden mußte. Die Untersuchungen ergaben, daß in dem hier zugänglichen t -Bereich bei allen untersuchten Resonanzmassen die kohärente Streuung weniger als 10% des gesamten

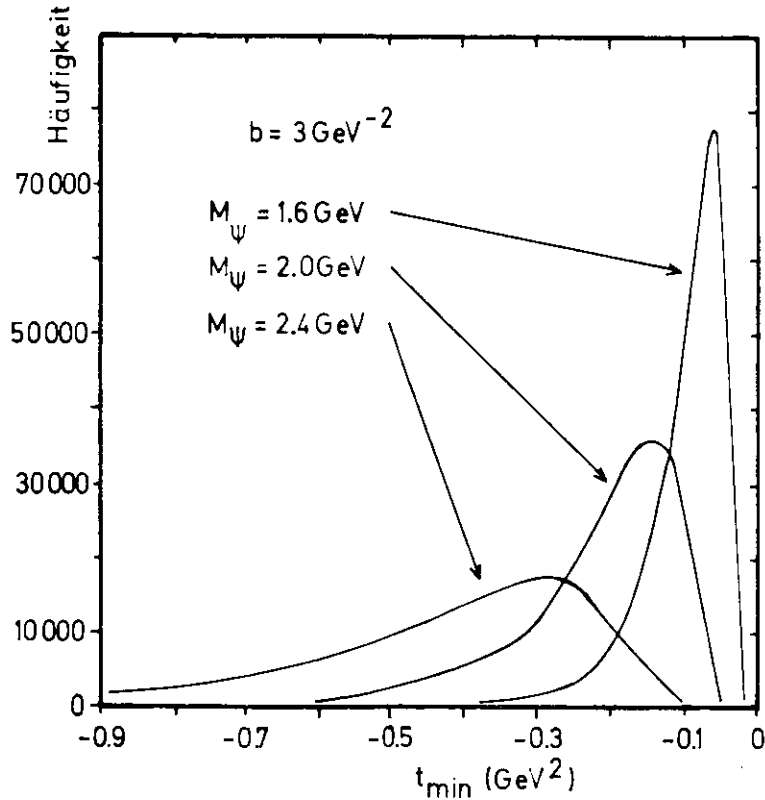


Abb. 16 t_{\min} - Verteilungen

Wirkungsquerschnitts ausmachte, sie wurde daher im folgenden vernachlässigt.

Aus den Impulsen des Photons und des Nukleons wurde der Impulsbetrag der Resonanz im Photon-Nukleon-Schwerpunktsystem berechnet. Durch die Wahl von t war der Winkel zwischen Resonanzimpuls und Photonimpuls in diesem System gegeben. Der Azimutwinkel um die Photonrichtung wurde isotrop gewürfelt.

- 4) Die Resonanz zerfiel in ihrem Ruhesystem isotrop in zwei Elektronen, d.h., es wurden zwei antiparallele Impulsvektoren bestimmt, deren Beträge jeweils gleich der halben Resonanzmasse waren und deren Richtungen isotrop gewürfelt wurden. Diese Vektoren wurden schließlich durch Lorentztransformationen in das Laborsystem übertragen.

Die mit den Annahmen 1) bis 4) erzeugten Elektron-Positron-Paare wurden in weiteren Rechenschritten vom Target aus durch die beiden Spektrometerarme verfolgt, es wurde abgefragt, ob beide Teilchen von allen Nachweisgeräten akzeptiert wurden. Die zahlreichen Probleme, die beim 'Transport' dieser Teilchen durch die Magnete und Nachweisgeräte auftraten, werden in der Diplomarbeit von G. Guzielski¹⁸⁾ ausführlich behandelt.

C2.3 Ergebnisse

Als Ergebnis dieser Monte Carlo Rechnungen erhält man die Akzeptanz des Spektrometers:

$$A(M) = \frac{z_M^a}{z_M} \cdot \int_{\Delta V} dV = \int_{\Delta V} f_M(V) dV$$

Im vorliegenden Fall wurde die Akzeptanz nicht allein durch die Eigenschaften des Spektrometers bestimmt, sondern auch durch die Eigenschaften des Targets (Fernbewegung) und des Photonstrahls. Insbesondere bewirkte die Maximalenergie der Bremsstrahlung von 7.2 GeV einen sehr steilen Abfall der Akzeptanzkurve für Massen über 2.6 GeV.

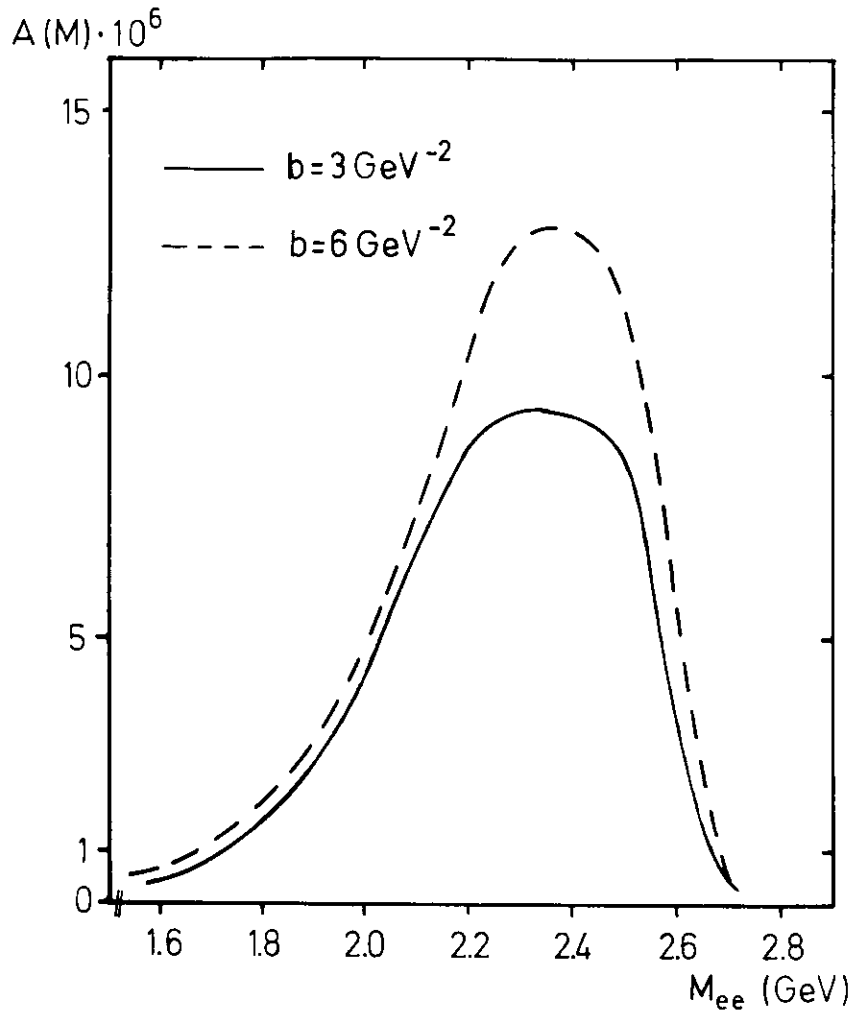


Abb. 17 Akzeptanzfunktion $A(M)$

Die Akzeptanz $A(M)$ ist in Abb. 17 als Funktion der Resonanzmasse dargestellt. Die Akzeptanz ist größer, wenn man den Streuprozeß mit dem exponentiellen Steigungsparameter $b = 6 \text{ GeV}^{-2}$ beschreibt, weil dann die Resonanz stärker in Vorwärtsrichtung erzeugt wird.

Instruktiver ist es, die Empfindlichkeit der Messungen auf folgende Weise zu demonstrieren: man gibt den differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}$ willkürlich vor und berechnet die Anzahl der zu erwartenden Ereignisse nach Gl. C2

$$N_{ee}(M) = N_Y \cdot N_N \cdot \sigma \cdot A(M)$$

wobei jetzt

$$\sigma = \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{d\sigma}{dt} dt = \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} \cdot \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} e^{-bt} dt \quad (\text{Gl. C7})$$

Da t_{\min} nicht konstant war (vgl. Abb. 16), wurde das rechts stehende Integral bei den Monte-Carlo Rechnungen mit ausgewertet.

Mit der Annahme

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = 2.5 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2}$$

und aus $N_Y \cdot N_N = 3.5 \cdot 10^{40} \text{ cm}^{-2}$ (siehe Abschnitt C3) ergaben sich für $N_{ee}(M)$ die in Abb. 18 dargestellten Werte. (Abb. 18 enthält auch die von uns gemessenen Ereignisse.)

Obwohl also die Akzeptanz (Abb. 17) für $b = 6 \text{ GeV}^{-2}$ größer war als für $b = 3 \text{ GeV}^{-2}$, erwarteten wir nach diesen Rechnungen dennoch kleinere Ereignisraten bei größerem b -Wert, weil hier die Wirkungsquerschnitte am Punkt $t = 0$ aufeinander normiert waren, so daß der mittlere Wirkungsquerschnitt im akzeptierten t -Intervall mit wachsendem Steigungsparameter abnahm.

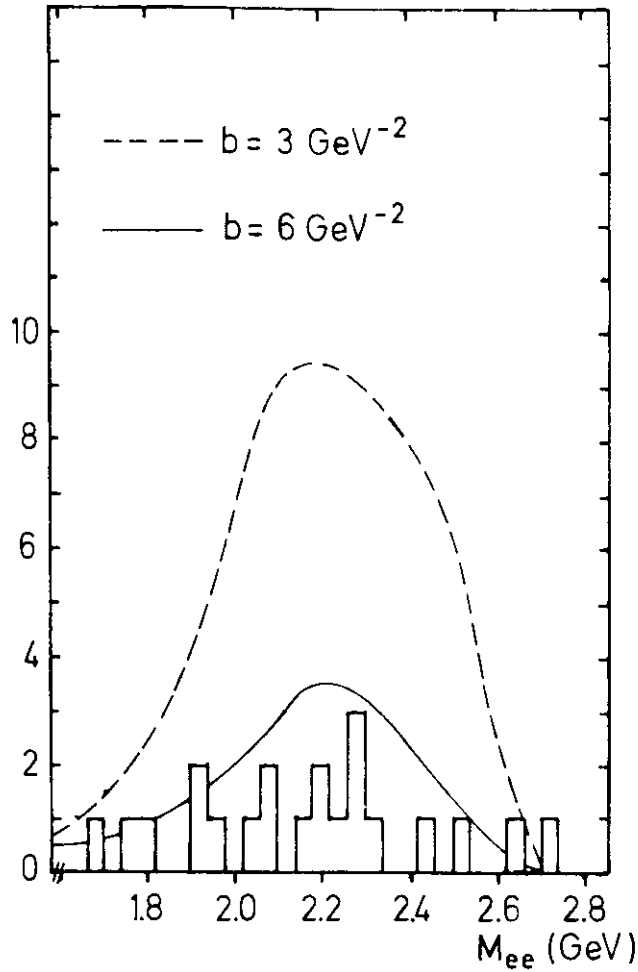


Abb. 18 Anzahl der erwarteten Elektron-Positron-Paare als Funktion der Paarmasse unter der Annahme $d\sigma/dt(t=0) = 2.5 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2}$

C3 Wirkungsquerschnitte und Obere Grenzen

C3.1 Wirkungsquerschnitte und Korrekturen

Mit der Kenntnis der Spektrometerakzeptanz $A(M)$ konnte der mittlere Wirkungsquerschnitt σ_M aus der Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse $N_{ee}(M)$ im entsprechenden Massenintervall berechnet werden.

$$\sigma_M = N_{ee}(M) \cdot \frac{1}{N_S \cdot N_N} \cdot \frac{1}{R(M)}$$

Die Zahl der Photonen N_Y ergab sich nach Gl. B10 aus der im Faraday-Käfig akkumulierten Ladung, die Zahl der Nukleonen beträgt bei einem 15mm dicken Beryllium-Target $N_N = 1.67 \cdot 10^{24} \text{ cm}^{-2}$. In der Tabelle 2 sind die Wirkungsquerschnitte für jeweils ein nachgewiesenes Ereignis in einem 40 MeV breiten Massenintervall zusammengestellt.

Tabelle 2

Paarmasse M	σ_M für ein nachgewiesenes Ereignis (10^{-35} cm^2)	
	$b = 3 \text{ GeV}^{-2}$	$b = 6 \text{ GeV}^{-2}$
1.6	9.020	4.856
1.7	5.168	3.618
1.8	2.476	2.260
1.9	1.447	1.446
2.0	0.858	0.852
2.1	0.538	0.493
2.2	0.425	0.351
2.3	0.385	0.287
2.4	0.405	0.282
2.5	0.416	0.322
2.6	1.020	0.680
2.7	11.236	8.184

In dieser Tabelle sind folgende Korrekturen bereits berücksichtigt worden:

a) Ladungskorrektur

Messungen hatten ergeben, daß bei gleichbleibender Strahlintensität der Ladestrom des Faraday-Käfigs davon abhängig war, ob sich Radiator und Target im Strahlengang befanden oder herausgefahren waren. Dieser Effekt beruhte auf der Aufweitung des Strahls durch Vielfachstreuung, sowie auf der Energieverschmierung durch die Bremsstrahlungsverluste.

Insgesamt bewirkte die Strahlaufweitung, daß nur 88% der Elektronen, die das Target passierten, im Faraday-Käfig absorbiert wurden. Entsprechend wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor $K_L = 0.88$ korrigiert.

b) Programm-Korrektur

Das Rekonstruktionsprogramm, mit dem die kinematischen Größen der nachgewiesenen Teilchen berechnet wurden, konnte nur bei etwa 70% aller Ereignisse erfolgreich arbeiten. Z.B. wurden Ereignisse als nicht rekonstruierbar verworfen, bei denen eine oder mehrere der Proportional-kammerebenen keinen Teilchendurchgang registriert hatten (vgl. Anhang S.50) Aufgrund dieses eingeschränkten Rekonstruktionsvermögens wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit einem Korrekturfaktor $K_R = \frac{1}{0.7} = 1.43$ multipliziert.

c) Strahlungskorrektur

Die in einem bestimmten Massenintervall erwartete Zählrate von e^+e^- -Paaren konnte dadurch vermindert werden, daß eines der auslaufenden Teilchen (oder beide) vor den Nachweis einen Teil seiner Energie durch Bremsstrahlung verlor. Bezeichnet man mit σ den experimentell bestimmter Wirkungsquerschnitt, mit σ^{rad} den Querschnitt für die Strahlungsprozesse und mit σ^0 den strahlungskorrigierten Querschnitt, so gilt der Zusammenhang

$$\sigma = \sigma^0 + \sigma^{rad},$$

und die Korrektur ist:

$$\sigma^0 = K_S \cdot \sigma, \text{ mit } K_S = \left[1 + \frac{\sigma^{rad}}{\sigma^0} \right]^{-1} \quad (Gl. C8)$$

(σ^{rad} ist hier negativ).

Die Berechnung des Verhältnisses σ^{rad}/σ^0 erfolgte in der von Bjorken, Drell und Frautschi angegebenen Weise¹⁹⁾. Für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte wird angegeben

$$\frac{\sigma^{rad}}{\sigma^0} = \frac{2\alpha}{\pi} \cdot \ln \frac{2p_+ \cdot p_-}{m^2} \cdot \left\{ \frac{13}{12} + \ln \frac{\Delta p}{p} \right\} \quad (Gl. C9)$$

dabei ist m die Elektronenmasse, p_+ und p_- sind die Viererimpulse der nachgewiesenen Teilchen, und α ist die Feinstrukturkonstante. Setzt man in dieser Gleichung für $\Delta p/p$ das Impulsaufhebungsvermögen eines Spektrometerarmes, $\Delta p/p = 0.012$, dann erhält man:

$$\frac{\sigma^{rad}}{\sigma^0} = -0.262$$

Demnach wurden die Wirkungsquerschnitte mit einem Faktor $K_S = 1.36$ korrigiert.

C3.2 Obere Grenzen

Die in der Tabelle 2 angegebenen Wirkungsquerschnitte sind mit gewissen Fehlern behaftet. Die Unsicherheit beim Anbringen der oben aufgeführten Korrekturen betrug etwa 5%. Weitere systematische Fehler entstanden z.B. durch das Auftreten zufälliger Koinzidenzen, durch Zählratenverluste wegen der Totzeit der Ausleseelektronik und bei der Berechnung der Spektrometerakzeptanz. Es wurde abgeschätzt, daß die Summe aller systematischen Fehler kleiner war als 20%. Eine genauere und detailliertere Analyse der systematischen Fehler wurde nicht durchgeführt, da offensichtlich die statistischen Fehler der sehr kleinen Zählraten die systematischen Fehler weit überwogen. Diese statistischen Unsicherheiten wurden berücksichtigt, indem aus den Wirkungsquerschnitten Obere Grenzen

für die Photoproduktion schmaler Resonanzen abgeleitet wurden.

Wegen der sehr kleinen Ereignisrate (21 e^+e^- -Paare in insgesamt 28 untersuchten Massenbins) wurde angenommen, daß die Zählraten r pro Massenintervall einer Poisson-Verteilung mit dem Mittelwert $\bar{r} = 21/28 = 0.75$ gehorchen:

$$P(r, \bar{r}) = \frac{e^{-\bar{r}} \cdot \bar{r}^r}{r!}$$

Abb. 19 zeigt die gemessene Verteilung und die darauf normierte Poisson-Verteilung.

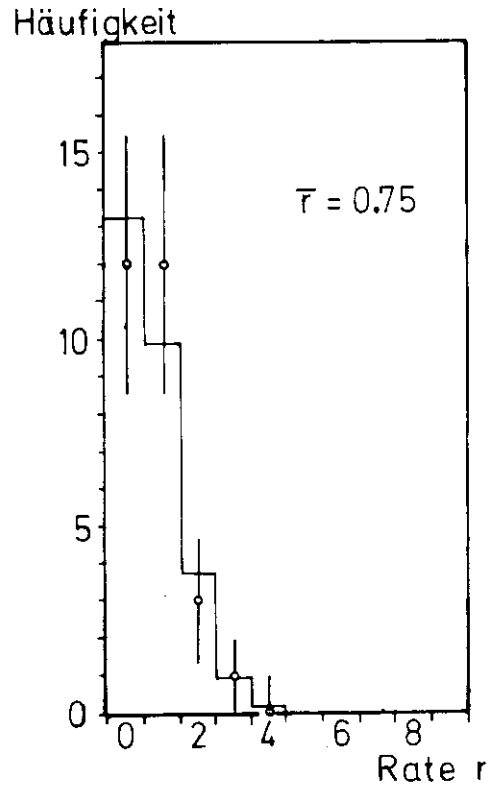


Abb. 19 Gemessene Häufigkeitsverteilung der Zählraten pro Massenintervall und Poisson - Verteilung

Um die Ergebnisse verschiedener Messungen vergleichen zu können, wird bei Oberen Grenzen eine Sicherheitsschwelle ('confidence level') angegeben: die Sicherheitsschwelle S , mit der eine Obere Grenze R über einer beobachteten Rate r_0 liegt, ist definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß $r > r_0$ gilt, wenn die Raten r um die Grenze R als Mittelwert poissonverteilt sind:

$$S = \sum_{r=r_0+1}^{\infty} P(r, R) \Leftrightarrow 1-S = \sum_{r=0}^{r_0} P(r, R) \quad (\text{Gl. C10})$$

Abb. 20 veranschaulicht die Definition von S an einem Beispiel, die

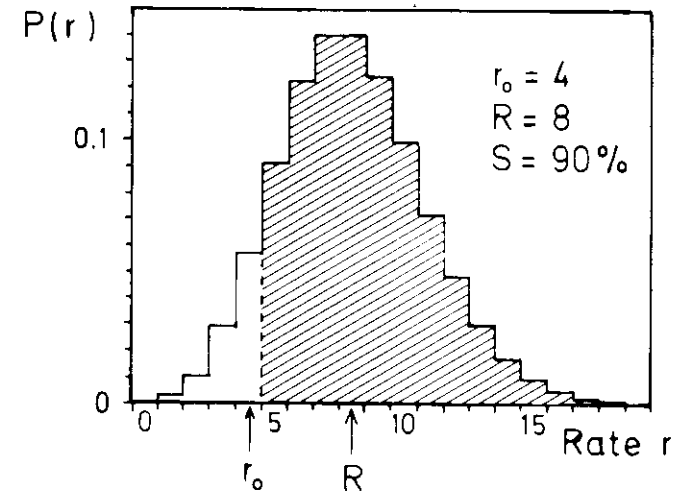


Abb. 20 Zur Definition von S ; die Rate R ist Obere Grenze zur Rate r_0 mit einem confidence level von 90%

Oberen Grenzen mit $S = 90\%$ sind für einige Raten in Tabelle 3 angegeben.

Durch Anwendung dieser Tabelle auf die experimentellen Raten wurden die Oberen Grenzen für den Wirkungsquerschnitt berechnet. Das Ergebnis ist in Abb. 21 dargestellt, der Kurvenparameter ist wieder die Steigung b

Tabelle 3

Obere Grenzen R zu den Zählraten $0 \leq r_0 \leq 5$
mit einer Sicherheitsschwelle von $S = 90\%$

r_0	0	1	2	3	4	5
R	2.3	3.9	5.3	6.7	8.0	9.3

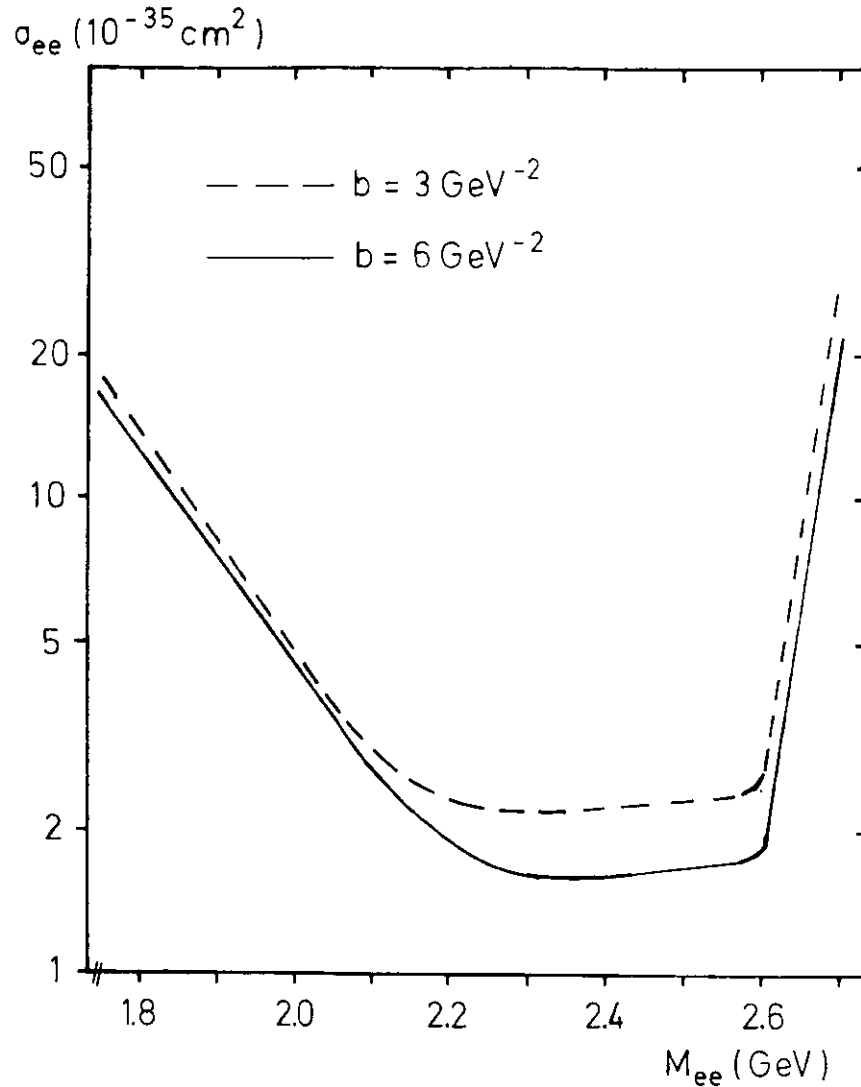


Abb. 21 Obere Grenzen (mit $S = 90\%$) für die Photoproduktion von $e^+ - e^-$ - Paaren über die Erzeugung und den Zerfall einer schmalen Resonanz

des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Abb. 22 enthält die nach Gl. C7 berechneten Oberen Grenzen für $d\sigma/dt|_{t=0}$.

Für den eingeschränkten Massenbereich $2.1 \leq M \leq 2.6$ GeV, in dem die Akzeptanz $A(M)$ noch nicht zu klein war, wurden die Oberen Grenzen zusammengefaßt und in Tabelle 4 angegeben. (Hier wurde der Photoproduktionsquerschnitt für $e^+ - e^-$ - Paare formal aufgespalten in einen Photoproduktionsquerschnitt für eine Resonanz und in das Verzweungsverhältnis für den Zerfall der Resonanz in $e^+ - e^-$ - Paare.) Die Tabelle enthält auch die entsprechenden Werte aus der Photoproduktion der $\psi(3.09)$ -Resonanz und des ψ -Mesons.

Tabelle 4

Obere Grenzen mit 90% confidence level für die Erzeugung einer schmalen Resonanz. B_{ee} ist das relative Verzweungsverhältnis für den Zerfall der Resonanz in Elektron-Positron-Paare.

	E_γ (GeV)	b (GeV^{-2})	$d\sigma/dt _{t=0} \cdot B_{ee}$ ($\text{cm}^2 \text{GeV}^{-2}$)	Ref.
ψ $2.1 \leq M_\psi \leq 2.6$	7.2	3.0	$2.5 \cdot 10^{-34}$	dieses Experiment
		6.0	$9.0 \cdot 10^{-34}$	
$\psi(3.09)$	11	1.25	$7.0 \cdot 10^{-35}$	20
	21	2.9	$1.2 \cdot 10^{-33}$	21
$\psi(1019)$	6.7	5.6	$7.0 \cdot 10^{-34}$	22

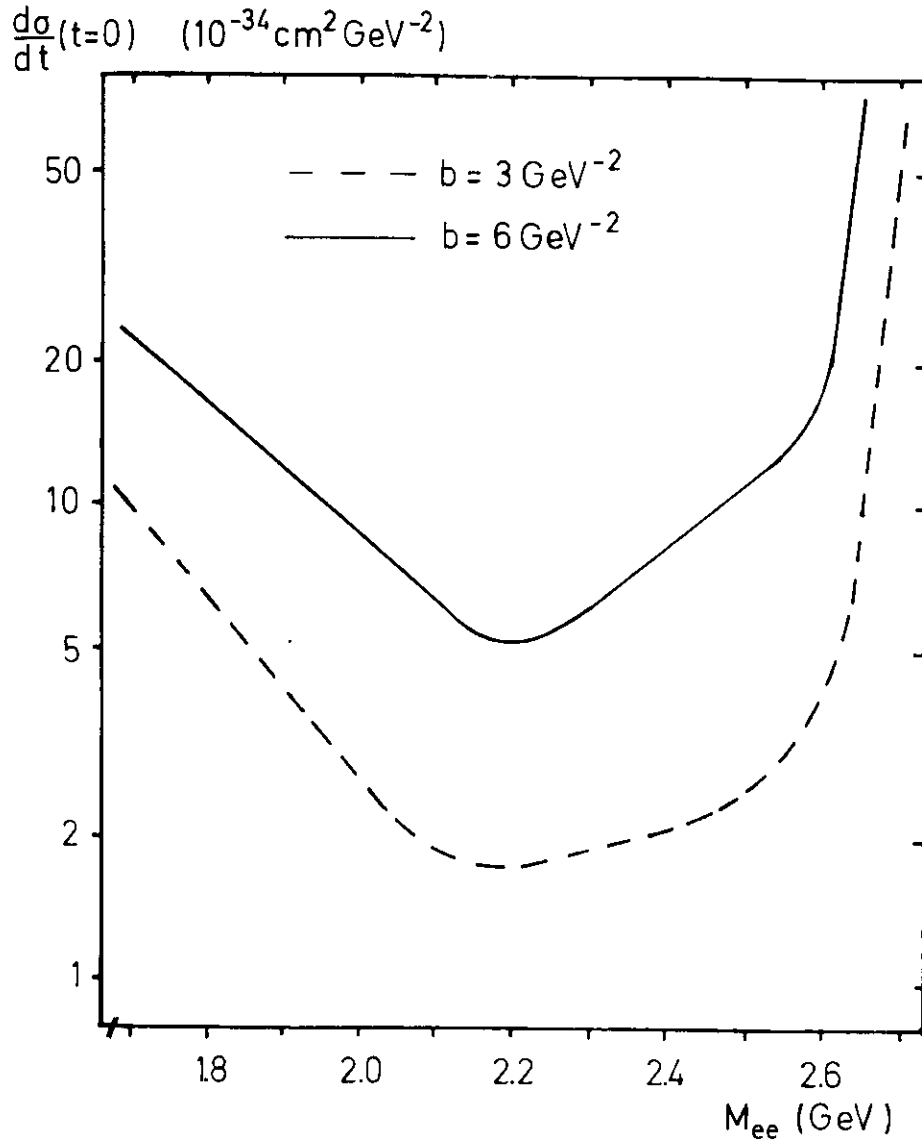


Abb. 22 Obere Grenzen für $d\sigma/dt$ am extrapolierten Punkt $t = 0$

C4 Untergrundreaktionen

In den folgenden Abschnitten wird untersucht, welche anderen Reaktionen als die Photoproduktion einer schmalen Resonanz einen Endzustand mit einem e^+e^- -Paar erzeugen, und ob solche 'Konkurrenzprozesse' die von uns gemessene Rate erklären können. Einerseits kam hier die direkte Paarerzeugung durch Bethe-Heitler-Prozesse infrage. Andererseits war auch zu klären, ob die π^+ -Elektroproduktion die gesuchten Paare simulieren konnte, indem das gestreute Elektron und das erzeugte π^+ -Meson koinzident nachgewiesen wurden, aber das τ^+ -Meson als Positron fehlidentifiziert wurde. Während der Beitrag aus der Paarbildung berechnet wurde, konnte der Anteil der Elektroproduktion am Ergebnis nur abgeschätzt werden.

C4.1 Bethe-Heitler-Prozesse

Die Feynman-Diagramme für Prozesse, bei denen Elektron-Positron-Paare entstehen, sind in Abb. 23 dargestellt. Die Wirkungsquerschnitte der beiden ersten Graphen wurden zuerst von Bethe und Heitler²³⁾ berechnet. Bjorker, Drell und Frautschi¹⁹⁾ verbesserten diese Rechnungen, indem sie alle vier Graphen einbezogen und den Einfluß des Kernrückstoßes sowie des Kern-Formfaktors berücksichtigten. Für die numerische Auswertung wurden von uns die von Blumenthal et al.²⁴⁾ zusammengestellten Formeln verwendet, sie sind im Anhang angegeben.

Die Anzahl der in diesem Experiment erwarteten Bethe-Heitler-Paare wurde wie folgt bestimmt:

Zur Normierung wurde der Wirkungsquerschnitt für solche Paare berechnet, die mit Sicherheit vom Spektrometer akzeptiert wurden; es wurde die Kinematik zweier Teilchen zugrunde gelegt, die genau mit den Sollimpulsen $p_+ = 3.55 \text{ GeV}$, $p_- = 2.92 \text{ GeV}$ und den Sollwinkeln $\theta_+ = 19.5^\circ$, $\theta_- = -24.2^\circ$ erzeugt wurden. Aus diesen Startwerten wurden der Normierungsquerschnitt σ_0 und die für die Erzeugung notwendige Energie E_0 der Photonen berechnet:

$$\sigma_0 = 5.82 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2 \quad E_0 = 6.67 \text{ GeV} \quad (\text{Gl. C11})$$

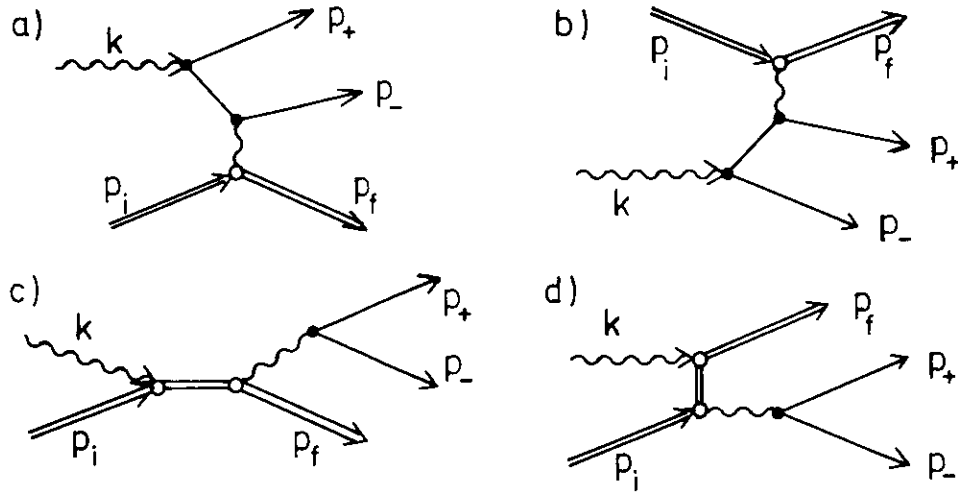


Abb. 23 Elektrodynamische Prozesse zur Erzeugung von $e^+ - e^-$ - Paaren
 a) und b) : direkte Paarerzeugung
 c) und d) : Compton - Beiträge

Anschließend wurden Akzeptanzrechnungen durchgeführt, die im Prinzip denen in Abschnitt C2 beschriebenen ähnlich waren:
 ein Elektron und ein Positron wurden - diesmal unabhängig voneinander und in einem geeigneten Bereich $\Delta V = \Delta E_+ \Delta \Omega_+ \Delta E_- \Delta \Omega_-$ isotrop verteilt - erzeugt und auf Akzeptanz geprüft. Für akzeptierte Paare wurde die Photonenergie E_γ , der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{BH}(V)$ und eine Gewichtsfunktion $W(V)$ berechnet:

$$W(V) = \begin{cases} \frac{\sigma_{BH}(V) \cdot E_0}{6_0 \cdot E_\gamma} & \text{für } E_\gamma \leq 7.2 \text{ GeV} \\ 0 & \text{sonst} \end{cases} \quad (Gl. C12)$$

Für die Zahl der akzeptierten Bethe-Heitler Paare ergab sich damit:

$$N^a = N_\gamma \cdot N_N \cdot \int_{\Delta V} \sigma_{BH}(V) f(V) dV = N_\gamma \cdot N_N \cdot \frac{6_0}{E_0} \cdot \int_{\Delta V} W(V) \cdot f(V) dV$$

Die Monte-Carlo-Rechnungen bestimmten das rechts stehende Integral aus der Relation

$$\frac{\int_{\Delta V} W(V) \cdot f(V) dV}{\int_{\Delta V} dV} = \frac{Z^W}{Z}$$

dabei ist Z^W die Summe der Gewichte aller akzeptierten Ereignisse und Z die Anzahl der Monte-Carlo-Versuche.

Aufgrund dieser Rechnungen erwarteten wir drei durch Bethe-Heitler-Prozesse erzeugte $e^+ - e^-$ -Paare. Die relative Verteilung dieser Ereignisse als Funktion der invarianten Paar Masse ist in Abb. 24 dargestellt.

C4.2 Elektroproduktion von π^+ -Mesonen

Aufgrund der von den beiden Spektrometerarmen überdeckten Impuls- und Winkelbereiche war es möglich, daß Elektroproduktionsprozesse $e + X \rightarrow e' + h^+ + X$ im kinematischen Bereich

$$\begin{aligned} q^2 &= -2.9 \text{ GeV}^2, \\ W^2 &= 4.8 \text{ GeV}^2, \\ t &= -0.9 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

zur Koinzidenzzählrate beitragen (vgl. Abb. 25 zur Definition der Variablen).

Die Abtrennung der geladenen Hadronen h^+ (meistens π^+) erfolgte - wie in Abschnitt C1 erwähnt - durch die Forderung nach großen Signalamplituden für Positronen im Čerenkov- und Schauerzähler. Da die Impulshöhenverteilungen der Schauerzähler für π -Mesonen einen flachen Ausläufer

N_{BH} pro 0.04 GeV

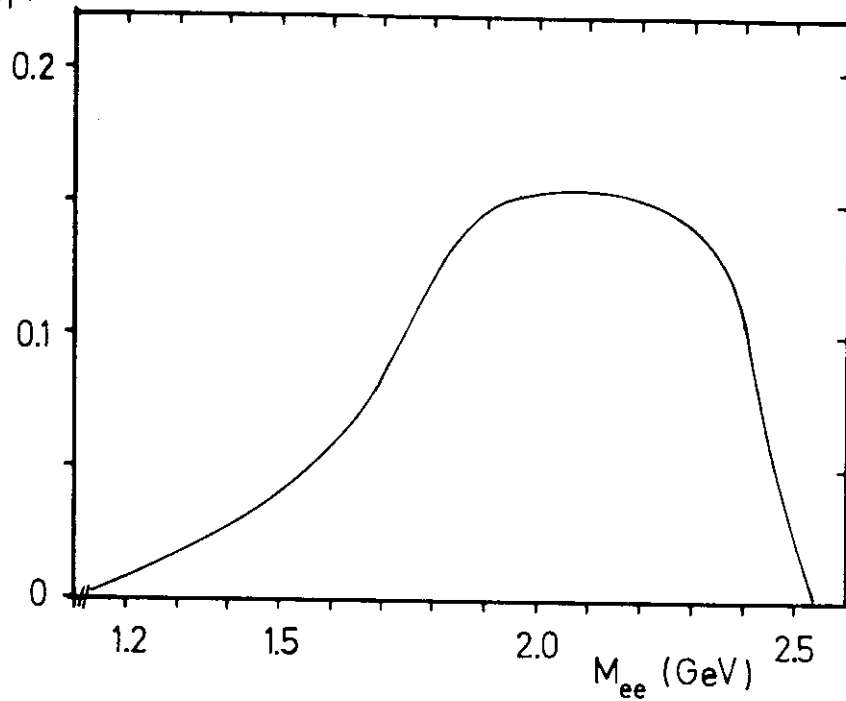
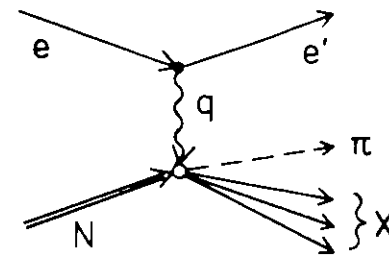


Abb. 24 Anzahl der erwarteten Bethe - Heitler - Paare als Funktion der Paarmasse

bis hin zu den größten Amplituden aufweisen (vgl. Abb. 12) kam es besonders auf das Diskriminierungsvermögen des Čerenkovzählers an. Dieses wurde auf folgende Weise untersucht:

Zunächst wurde eine Menge von Ereignissen bestimmt, bei der im 'negativen' Arm eindeutig ein Elektron nachgewiesen worden war, und bei der im Arm für die positiven Teilchen nur ein sehr kleines (oder gar kein) Schauerzähler-Signal erzeugt worden war. Bei 0.7% dieser



$$q^2 = (e - e')^2$$

$$W^2 = (N + q)^2$$

$$t = (\pi - q)^2$$

Abb. 25 Pion - Elektroproduktion, Definition der kinematischen Variablen

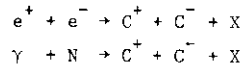
Ereignisse traten im Čerenkovzähler Signale auf, die über der Schwelle zur Definition von Positronen lagen.

Anschließend wurde jene Ereignismenge untersucht, bei der im Schauerzähler ein großes Signal (über der Schwelle für Positronen) erzeugt worden war. Unter der pessimistischen Annahme, daß auch diese Ereignisse alle ein π^+ -Meson enthielten, würde man erwarten, daß ebenfalls 0.7% dieser Ereignisse ein großes Čerenkovzähler-Signal aufweisen. Nach diesen Rechnungen erwarteten wir etwa acht Ereignisse, bei denen sich ein π^+ -Meson in beiden Zählern wie ein Positron verhielt.

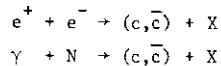
C5 Vergleich mit anderen Messungen

Nach der Entdeckung der Resonanzen $\psi(3.09)$ und $\psi(3.68)$ wurde an mehreren Beschleunigern und Speicherringen die Suche nach weiteren Teilchen auch mit kleineren Massen aufgenommen. Ein Überblick über solche Experimente, ihre Motivation und Methoden wurde von C.A. Heusch²⁵⁾ gegeben. Im Sinne der Charm-Hypothese lassen sie sich in drei Gruppen einteilen:

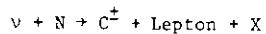
- 1) die Suche nach der assoziierten Produktion von Meson- oder Baryon-Paaren mit Charm, z.B.:



- 2) unterhalb der C^+C^- -Erzeugungsschwelle die Suche nach weiteren gebundenen Quark-Antiquark-Zuständen (c,\bar{c}) , z.B.:



- 3) die Erzeugung von Mesonen oder Baryonen mit Charm durch die Schwache Wechselwirkung, z.B.:



Hier soll nur ein Vergleich unserer Messungen mit Experimenten der 2. Gruppe vorgenommen werden, beschränkt auf den Massenbereich unterhalb der $\psi(3.09)$ -Resonanz. Während zur dritten Klasse bisher nur wenige experimentelle Ergebnisse veröffentlicht wurden²⁶⁾, gibt es über Prozesse der ersten Klasse bereits zahlreiche Untersuchungen²⁷⁾. Hierbei wurden auch Beobachtungen resonanter Strukturen gemeldet, jedoch besteht über die statistische Signifikanz sowie die Interpretation bisher keine völlige Klarheit.

C5.1 Suche nach schmalen Resonanzen unterhalb von 3 GeV

Ein direkter Vergleich mit unseren Messungen ist möglich für ein Experiment zur Photoproduktion von μ -Paaren am Elektronenbeschleuniger SLAC in Stanford²⁸⁾. Die Maximalenergie der Bremsstrahlung betrug 20,5 GeV, im Massenbereich $1.0 \text{ GeV} \leq M_{\mu\mu} \leq 2.7 \text{ GeV}$ wurden keine resonanten Strukturen entdeckt. Die Autoren geben für das Produkt aus dem Photoproduktionsquerschnitt σ und dem relativen Verzweigungsverhältnis $B_{\mu\mu}$ für den Zerfall in μ -Paare,

$B_{\mu\mu} = \Gamma(\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \Gamma(\psi \rightarrow \text{irgendwas})$, die folgenden Oberen Grenzen an (90% confidence level):

$$\sigma \cdot B_{\mu\mu} < 1.6 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 \quad \text{bei } M_{\mu\mu} = 1.0 \text{ GeV}$$

$$\sigma \cdot B_{\mu\mu} < 5 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2 \quad \text{bei } M_{\mu\mu} = 2.7 \text{ GeV}$$

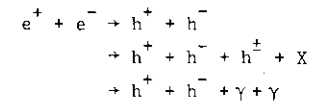
Zwischen diesen Punkten verläuft die Obere Grenze etwa linear.

In einem Experiment am Elektronen-Synchrotron in Cornell, in dem auch die Photoproduktion der $\psi(3.09)$ -Resonanz beobachtet wurde²⁹⁾, wurde für Massen oberhalb von $M = 1.5 \text{ GeV}$ nach Mesonen oder Leptonen gesucht, die in zwei Elektronen oder zwei Photonen oder in ein Photon und ein Elektron zerfallen. Hier betrug die maximale Photonenergie 11.5 GeV. Keine neuen Teilchen wurden gefunden, für das Produkt aus dem Verzweigungsverhältnis in zwei Photonen $B_{\gamma\gamma}$ und dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0}$ geben die Autoren die folgenden Oberen Grenzen an:

$$\frac{d\sigma}{dt}|_{t=0} \cdot B_{\gamma\gamma} < 5.82 \cdot 10^{-34} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{für } M = 1.6 \text{ GeV}$$

$$< 6.4 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2 \text{ GeV}^{-2} \quad \text{für } M = 2.8 \text{ GeV}$$

Die Ergebnisse von Speicherring-Experimenten können mit denen der Photoproduktion nur qualitativ verglichen werden. Am e^+e^- -Speicherring ADONE in Frascati wurden die Prozesse



($h = \text{Hadron}$) in den Massenbereichen $1910 \text{ MeV} \leq M_{ee} \leq 2545 \text{ MeV}$ und $2970 \text{ MeV} \leq M_{ee} \leq 3090 \text{ MeV}$ untersucht³⁰⁾. Resonante Strukturen wurden nicht gefunden. Von dem gemessenen Wirkungsquerschnitt wurde ein Anteil σ_{NR} für nichtresonanten Untergrund abgezogen. Als Ergebnis wurde angegeben, daß der über die Auflösung der Apparatur ΔW integrierte Wirkungsquerschnitt kleiner ist als 10% des integrierten Querschnitts der $\psi(3.09)$ -

Resonanz:

$$\frac{\int_{\Delta W} [\sigma(w) - \sigma_{NR}] dw}{\int_{\Delta W} \sigma_{3.09}(w) dw} < 0.1$$

C5.2 Vergleich mit der Photoproduktion der $\phi(1019)$ - und $\psi(3.09)$ -Mesonen.

Ein Vergleich der von uns angegebenen Oberen Grenzen für die Photoproduktion einer schmalen Resonanz mit entsprechenden Werten für die Photoproduktion der Resonanzen $\phi(1019)^{22}$ und $\psi(3.09)^{20,21}$ kann ein gewisses Maß für die physikalische Signifikanz des Meßergebnisses vermitteln. In Tab. 4 (S. 36) ist das Produkt aus $d\sigma/dt|_{t=0}$ und der Zerfallsbreite B_{ee} in e^+e^- -Paare angegeben, ferner die Steigung b des differentiellen Wirkungsquerschnitts und die maximale Energie der verwendeten Photonen. Für die $\psi(3.09)$ -Resonanz wurden zwei Werte notiert, da der Wirkungsquerschnitt stark energieabhängig ist.

C5.3 Massenspektren für andere Endzustände

Da unter den etwa 80 000 akzeptierten Ereignissen nur 21 Elektron-Positron-Paare gefunden wurden, soll noch die Frage untersucht werden, durch welche Prozesse die anderen Koinzidenzsignale erzeugt wurden. Aus den Zählraten des Čerenkov- und des Schauerzählers im Spektrometerarm für die Teilchen mit negativer Ladung konnte abgeschätzt werden, daß etwa 21% aller Ereignisse aus Elektroproduktionsprozessen stammten. Bei allen anderen Paaren konnte die Teilchenart nicht mit Sicherheit zugeordnet werden. Die Flugzeitdifferenz zwischen π -Mesonen und K-Mesonen bei Energien um 3 GeV war kleiner als $\Delta t = l \text{ nsec}$ und lag damit unterhalb des Auflösungsvermögens der Flugzeitähler. Lediglich Protonen konnten aufgrund ihrer größeren Flugzeit abgetrennt werden.

Bei der Berechnung der Paarmassen nach Gl. B1 wurden daher nur Hypothesen über die Teilchenarten zugrunde gelegt. Abb. 26 zeigt die erhaltenen Massenspektren unter den Annahmen, daß es sich um

- (a) π - Paare
- (b) K - Paare
- (c) Proton-Antiproton-Paare handelt.

Bei der Auswahl der $p - \bar{p}$ - Paare wurde noch verlangt, daß die Annihilation des Antiprotons ein großes Signal im Schauerzähler erzeugte.

Die Spektren lassen keine resonanten Strukturen erkennen. Aus der Tatsache, daß sich unter den gemachten Annahmen auch Paarmassen $M > 2.9 \text{ GeV}$ ergaben (mit einer Photonenergie von 7.2 GeV kann man an ruhenden Nucleonen maximal eine Masse von 2.86 GeV erzeugen), folgt jedoch, daß die Massenhypothesen größtenteils falsch sind. Abb. 27 zeigt noch die Massenspektren unter der Annahme, daß der nachgewiesene Endzustand aus einem π -Meson und einem K-Meson oder aus einem π -Meson und einem Proton bestand. Auch hier sind resonante Strukturen nicht zu beobachten.

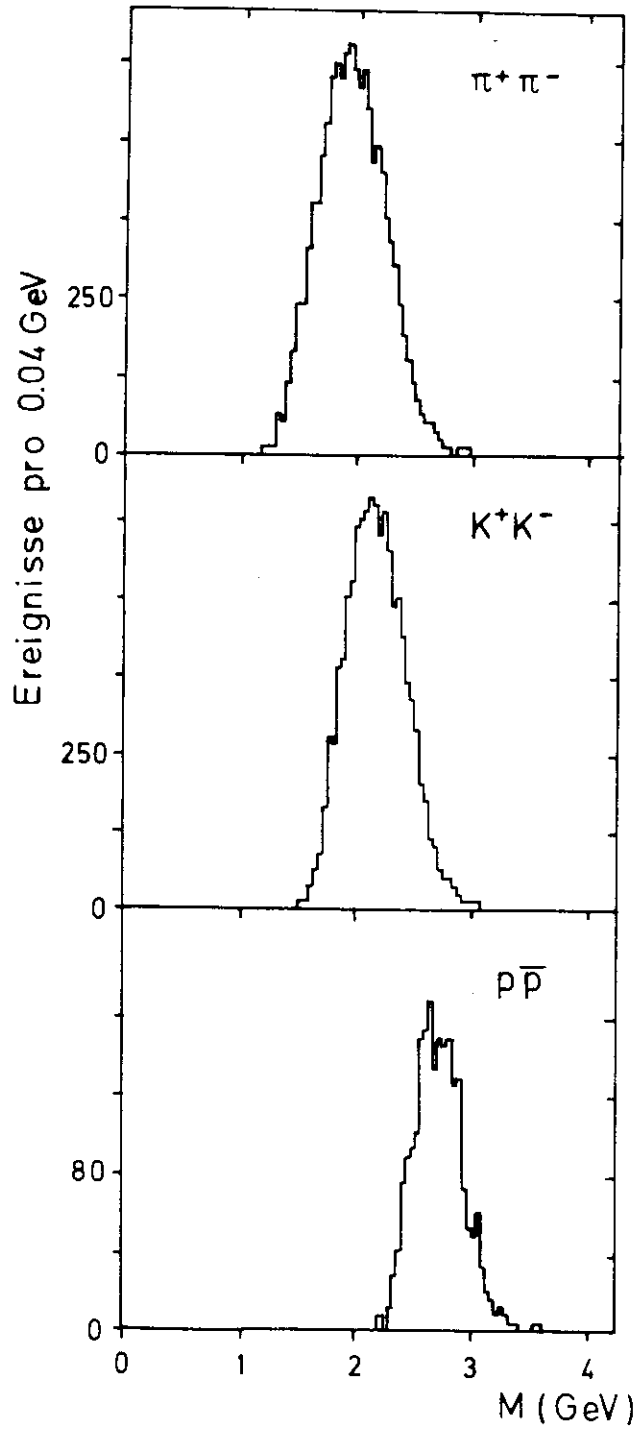


Abb. 26 Massenspektren für die Endzustände $\pi^+\pi^-$, K^+K^- und $p\bar{p}$

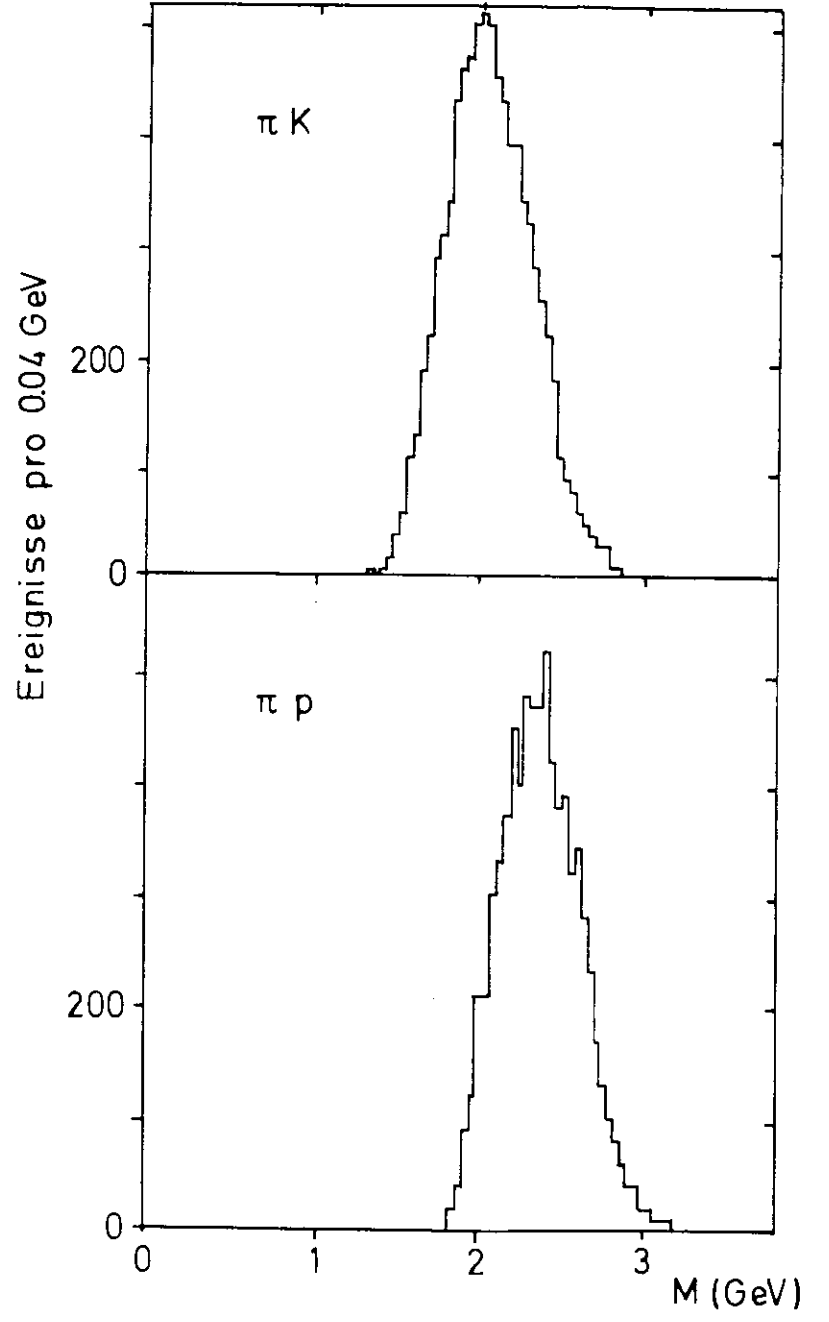


Abb. 27 Massenspektren für die Endzustände πK und πp

D Zusammenfassung

Angeregt durch die Entdeckungen der sehr schmalen Resonanzen $\psi(3,09)$ und $\psi(3,68)$ im November 1974 haben wir in diesem Experiment die Photoproduktion von Elektron-Positron-Paaren an Beryllium untersucht, um nach weiteren schmalen Resonanzen mit kleineren Massen zu suchen. Die mit Bremsstrahlung bis zu einer Energie von 7.2 GeV erzeugten Paare wurden von zwei magnetischen Spektrometerarmen nachgewiesen. Im Massenintervall $1.8 \text{ GeV} \leq M_{ee} \leq 2.7 \text{ GeV}$ wurden 21 e^+e^- -Paare gefunden, jedoch ergaben die Messungen keinen Hinweis auf resonante Strukturen. Im Massenbereich zwischen 2.1 GeV und 2.6 GeV erhielten wir für das Produkt aus dem Erzeugungsquerschnitt σ und der Zerfallswahrscheinlichkeit B_{ee} in e^+e^- -Paare eine obere Grenze von

$$\sigma \cdot B_{ee} < 2.5 \cdot 10^{-35} \text{ cm}^2$$

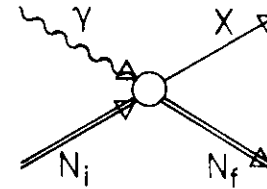
(mit 90% confidence level) unter der Annahme, daß der Prozeß ähnlich verläuft wie die Erzeugung von $\psi(1019)$ -Mesonen.

Eine kurze Zusammenstellung der wesentlichen Resultate wurde in Physics Letters³¹⁾ veröffentlicht.

E Anhang

E1 Formeln zur Kinematik der Photoproduktion

Es werde der Prozeß $\gamma + N_i \rightarrow X + N_f$ ($N = \text{Nukleon}$) betrachtet.



Die Symbole der Teilchen sollen zugleich die Bezeichnungen der entsprechenden Viererimpulse sein. Der Satz von der Erhaltung der Energie und des Impulses lautet damit:

$$\gamma + N_i = X + N_f$$

Definition:

$$s = (\gamma + N_i)^2$$

Aus $\gamma = (E_\gamma, 0, 0, E_\gamma)$ und $N_i = (M, 0, 0, 0)$, $M = \text{Nukleonmasse}$, folgt:

$$s = M^2 + 2ME_\gamma$$

s ist das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem aus Nukleon und Photon. Aus

$$s = (E_X^* + \sqrt{M^2 + E_X^{*2}})^2$$

kann man die Photonenergie im Schwerpunktsystem berechnen:

$$E_\gamma^* = \frac{s - M^2}{2 \cdot \sqrt{s}}$$

Schwellenwerte: um ein Teilchen mit Masse M_X an ruhenden Nukleon erzeugen zu können, muß s mindestens den Wert

$$s^{\text{min}} = (M_X + M)^2$$

haben, die minimale Photonenergie beträgt daher:

$$E_\gamma^{\text{min}} = \frac{s^{\text{min}} - M^2}{2M} = M_X \left(1 + \frac{M_X}{2M}\right)$$

In diesem Fall haben X und N_f nach dem Stoß keine kinetische Energie im Schwerpunktsystem.

Für $E_\gamma > E_\gamma^{\text{min}}$ berechnet man den Betrag des Impulses von X (oder N_f)

im Schwerpunktsystem aus:

$$|p_x^*|^2 = \frac{4M^2 E_x^2 - 4MH_x^2 E_x - 4M^2 M_x^2 + M_x^4}{4S}$$

Für die Transformation ins Laborsystem braucht man die Geschwindigkeit β des Schwerpunktsystems und den Lorentzfaktor γ_L :

$$\beta = \frac{E_T}{E_T + H} \quad \gamma_L = \frac{E_x + H}{\sqrt{M^2 + 2ME_x}}$$

Definition: $t = (\gamma - X)^2 = M_x^2 - (E_Y E_X - \vec{p}_Y \cdot \vec{p}_X)$

Ausgedrückt in Schwerpunktgrößen ist

$$t = M_x^2 - 2E_x^* (E_x^* - p_x^* \cos \vartheta^*)$$

dabei sind E_x^* und p_x^* oben angegeben, und ϑ^* ist der Winkel zwischen den Richtungen des einlaufenden Photons und des erzeugten Teilchens X. Die Invariante t ist immer negativ, ihr Betrag hat dann den kleinsten Wert, wenn das X-Teilchen in Photonrichtung erzeugt wird ($\vartheta^* = 0$):

$$t_{\min} = M_x^2 - 2E_Y^* (E_x^* - p_x^*)$$

Entsprechend ist $t_{\max} = M_x^2 - 2E_Y^* (E_x^* + p_x^*)$

E2 Kurze Beschreibung des Rekonstruktionsprogramms 'RECON'

Die in FORTRAN geschriebene Routine erfüllte die folgenden Aufgaben:

- a) aus den Adressen der Proportionalkammerdrähte, die einen Teilchendurchgang registriert hatten, wurden Raumkoordinaten in einem geeigneten Koordinatensystem berechnet. Dazu war eine genaue Vermessung der Signaldrahtebenen im Spektrometer erforderlich.
- b) im nächsten Schritt wurden aus den Raumkoordinaten der drei Kammern hinter dem Ablenkmagneten diejenigen Kombinationen herausgesucht, die zu geraden Teilchenspuren gehörten. Dazu wurden alle Koordinaten der ersten Kammer mit allen Koordinaten der zweiten und der dritten Kammer kombiniert, und es wurde jeweils die von den drei Punkten im Raum aufgespannte Dreiecksfläche berechnet. Kombinationen, deren Flächen unterhalb eines vorgegebenen Maximums lagen, definierten eine gerade Spur. Pro Ereignis waren im Mittel etwa 40 Kombinationen zu bilden, bei 96% der Ereignisse, die in allen Ebenen Koordinaten aufwiesen, wurde genau eine gerade Spur gefunden.

Jede gefundene Spur wurde zu den Orten der Triggerzähler extrapoliert, es wurde verlangt, daß sie durch bestimmte Bereiche, die wegen der Vielfachstreuung im Spektrometer etwas größer als die empfindlichen Zählerflächen gewählt worden waren, hindurchging. Ebenso wurde verlangt, daß die Spur zur Magnetöffnung zeigte, und daß in der Proportionalkammer vor dem Magneten (mindestens) ein Punkt existierte, der in der x-Projektion (in der der Magnet nicht ablenkte) auf der Verlängerung der Spur lag. Bei den Spuren, die alle diese Abfragen 'überlebten', wurde an die definierenden Raumpunkte eine Gerade angepaßt, der berechnete χ^2 -Wert durfte einen Maximalwert nicht überschreiten.

- c) aus einer geraden Spur und einem dazu passenden Punkt in der Kammer vor dem Magneten wurde die Krümmung der Teilchenbahn im homogenen Magnetfeld analytisch berechnet, aus dem Krümmungsradius R und dem Magnetfeld B wurde der Teilchenimpuls bestimmt:

$$p = R \cdot e \cdot B \quad (e = \text{Elementarladung})$$

d) die jetzt auch vor dem Ablenkagneten vollständig bekannte Trajektorie wurde durch die drei Quadrupole hindurch rechnerisch zum Target zurückverfolgt. Die Winkel, unter denen das Teilchen im Target erzeugt worden war, wurden berechnet.

Die Ergebnisse der Rekonstruktion wurden auf Wunsch ausgedruckt oder in geeigneten Verteilungen dargestellt oder in kodierter Form wieder auf ein Magnetband geschrieben.

Das Programm brauchte zur Rekonstruktion eines Ereignisses im Mittel etwa 20 msec.

Zur Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, daß das Programm ein Ereignis rekonstruieren konnte, wurde eine Teilmenge von Ereignissen untersucht, bei der sowohl alle vier Szintillationszähler beider Arme als auch der Cerenkov- und der Schauerzähler im Arm für die negativen Teilchen angesprochen hatten, und bei der die Flugzeitinformation und die Overlap-Signale ein gutes Koinzidenzereignis anzeigten.

Es ergab sich, daß von diesen 'guten' Ereignissen etwa 70% rekonstruierbar waren. Die Nicht-Rekonstruierbarkeit war in den meisten Fällen darauf zurückzuführen, daß eine oder auch mehrere der Zählrotherebenen in den Proportionalkammern keinen Teilchendurchgang registriert hatten.

F3 Formeln zur numerischen Auswertung des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitts zur $e^+ - e^-$ Paarerzeugung (vgl. Ref. 24)

Nach Bjorken, Drell und Frautschi¹⁹⁾ ergibt die Auswertung der in Abb. 23 (Seite 38) dargestellten Diagramme folgenden differentiellen Wirkungsquerschnitt im Laborsystem:

$$\frac{d\sigma_{BH}}{d\Omega_+ d\Omega_- dE_+ dE_-} = \frac{\alpha^3 M}{4\pi^2} \cdot \frac{E_+ E_-}{P_+ P_+ + P_- P_- - P_+ P_-} \cdot W(k) \cdot \{ \lambda_{11} + \lambda_{22} + \lambda_{22} \}$$

darin ist α die Feinstrukturkonstante, M die Nukleonmasse, Ω_+ , Ω_- , E_+ und E_- sind die Raumwinkel und Energien, mit denen die Elektronen und Positronen erzeugt werden.

$W(k)$ beschreibt die spektrale Verteilung des Brennspektrums, $W(k) = 1/k$, k ist die Energie des erzeugenden Photons:

$$k = \frac{P_+ \cdot P_- + P_- \cdot P_+ - P_+ P_-}{E_- - p_1^z - E_+ (1 - \cos \vartheta_+) - E_- (1 - \cos \vartheta_-)}$$

wobei p_1^z die z-Komponente des Impulses p_1 ist.

λ_{11} repräsentiert den Beitrag vom Quadrat der Bethe-Heitler-Amplituden (Abb. 23a und b), λ_{22} den Beitrag vom Quadrat der Compton-Amplituden (Abb. 23c und d), und λ_{12} berücksichtigt die Interferenz beider Amplituden.

Der Interferenzterm verschwindet für einen symmetrischen Aufbau, $p_+ = p_-$ und $\vartheta_+ = \vartheta_-$, oder wenn man - wie in unserem Fall - nach der halben Meßzeit die Polaritäten der beiden Spektrometerarme vertauscht.

Für λ_{22} gilt näherungsweise:

$$\lambda_{22} = \frac{E^2}{M^2} \cdot \tan^4(\vartheta/2) \cdot \lambda_{11}$$

Für $E/M = 3$ und $\vartheta = 20^\circ$ erhält man größenordnungsmäßig:

$$\lambda_{22} / \lambda_{11} = 1.5$$

deshalb wurde λ_{22} vernachlässigt.

Für λ_{11} gilt:

$$\lambda_{11} = \frac{-2}{Q^4 \cdot (P_+ k) \cdot (P_- k)} \cdot \left\{ G_E^2 (S_1 + S_2) + \tau \cdot G_M^2 (S_1 - S_2) \right\}$$

dabei ist Q der Viererimpuls-Übertrag auf das Nukleon,

$$Q^2 = (P_f - P_i)^2,$$

wobei

$$P_f = (k + P_i) - (P_+ + P_-)$$

Ferner sind:

$$\tau = \frac{Q^2}{4M^2}$$

$$S_1 = (k P_+)^2 + (k P_-)^2 + Q^2 (P_+ P_-)$$

$$S_2 = \frac{Q^2}{R^2} \left[(P_+ R)^2 + (P_- R)^2 \right] \quad \text{mit } R = P_i + P_f$$

Die elektrischen und magnetischen Formfaktoren G_E und G_M hängen nur von Q^2 ab, im Fall der Erzeugung am Proton wurde angenommen, daß

$$G_E = \left(1 - \frac{Q^2}{0.71} \right)^{-2}$$

$$G_M = 2.793 \cdot G_E$$

bei der Erzeugung am Neutron war:

$$G_E = 0$$

$$G_M = 1.913 \left(1 - \frac{Q^2}{0.71} \right)^{-2}$$

Die Wirkungsquerschnitte $\sigma(p)$ am Proton und $\sigma(n)$ am Neutron wurden getrennt berechnet und entsprechend der Zusammensetzung der Beryllium-Kerne bewichtet und addiert:

$$\sigma = \frac{1}{9} \cdot \{ 4 \cdot \sigma(p) + 5 \cdot \sigma(n) \}$$

Literaturverzeichnis

- 1) J. J. Aubert et al.
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- 2) J. E. Augustin et al.
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- 3) C. Bacci et al.
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1408
- 4) W. Braunschweig et al.
Phys. Lett. 53B (1974) 393
L. Criegee et al.
Phys. Lett. 53B (1974) 489
- 5) G. S. Abrams et al.
Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1453
- 6) H. D. Snyder et al.
Fermilab-Pub - 76 / 32 - Exp (1976)
- 7) B. Knapp et al.
Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1040
J. T. Dakin et al.
Phys. Lett. 56B (1975) 405
U. Camerini et al.
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 483
B. Gittelman et al.
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1616
T. Nash et al.
Fermilab-Pub - 76 / 25 - Exp (1976)

- 8) The CERN Theory Boson Workshop
Th. 1964 - CERN, Genf 1974
- 9) S. Okubo
Phys. Lett. 5 (1963) 160
G. Zweig
Th. 402 - CERN, Genf 1964
- 10) Y. S. Tsai
Rev. Mod. Phys. 45 (1974) 815
- 11) DESY - Handbuch
Deutsches Elektronen Synchrotron, Hamburg 1966
- 12) K. Fesefeldt
Diplomarbeit, Hamburg 1975
- 13) H. Grote
Diplomarbeit, Hamburg 1975
- 14) G. Rabe
Diplomarbeit, Hamburg 1974
- 15) M. Schädlich
Diplomarbeit, Hamburg 1974
- 16) D. Zeller
DESY - Interner Bericht E23 - 73 / 2 , Hamburg 1973
- 17) S. C. C. Ting
in: Proceedings of the 14. International Conference on High
Energy Physics, Wien 1968
- 18) G. Guzielski
Diplomarbeit, Hamburg 1976

- 19) J. D. Bjorken, S. D. Drell und S. C. Frautschi
Phys. Rev. 112 (1958) 1409
- 20) B. Gittelman et al.
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1616
- 21) U. Camerini et al.
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 483
- 22) H. J. Behrend et al.
Phys. Lett. 56B (1975) 408
- 23) H. Bethe, W. Heitler
Proc. Roy. Soc. A146 (1934) 83
- 24) R. B. Blumenthal et al.
Phys. Rev. 144 (1966) 1199
- 25) C. A. Heusch
in: Lecture at the 10th Rencontre de Meriond,
Maribel-les-Arques, Frankreich 1975
- 26) E. G. Cazzoli et al.
ENL preprint NG - 308 , Frascati 1975
- 27) zum Beispiel:
E. J. Eleser et al.
Fermilab-Pub - 75 / 32 - Exp (1975)
G. J. Feldman
in: Proceedings of the Lepton and Photon Symposium,
Stanford 1975
E. R. French et al.
CERN / D. Ph. II / Phys 75 - 12 (1975)
J. R. Hubbard et al.
CERN - NP / OM / 75 / 132 (1975)
S. C. C. Ting
Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 416

- 28) J. T. Dakin et al.
Phys. Lett. 56B (1975) 405
- 29) B. Gittelman
in: Proceedings of the Lepton and Photon Symposium,
Stanford 1975
- 30) C. Bacci et al.
LNF - 75 / 38P , Frascati 1975
- 31) P. Brauel et al.
Phys. Lett. 61B (1976) 110

Danksagung

Während der Vorbereitung, Durchführung und Auswertung des hier beschriebenen Experimentes wurde mir von vielen Seiten wertvolle Hilfe zuteil. Besonders haben Herr Dr. R. Felst und Herr Prof. G. Weber in zahlreichen Diskussionen Anregungen, Ratschläge und Hinweise gegeben, die den Fortgang der Arbeit außerordentlich beschleunigt haben. Ich möchte Ihnen an dieser Stelle für ihr Interesse und ihre Hilfsbereitschaft herzlich danken.

Der Aufbau des Experimentes und die Durchführung der Messungen waren gemeinsame Aufgabe der Forschungsgruppe F22 bei DESY unter der Leitung von Herrn Felst. Ich danke allen Gruppenmitgliedern für die immer sehr freundliche Unterstützung und Mitarbeit, Frau S. Platz danke ich für das Schreiben der Arbeit.

Zur Lösung spezieller Probleme haben wir oft die Hilfe entsprechender Fachleute von DESY in Anspruch genommen, ihnen sei für Rat und Tat herzlich gedankt.

Im übrigen versichere ich jedoch, daß ich diese Arbeit selbständig und ohne fremde Hilfen angefertigt habe. Alle verwendeten Quellen sind angegeben.

Hamburg, den 25. 7. 1976

W.-O. Kollmann

Tabellarischer Lebenslauf

02. 07. 44 geboren in Belgard / Pommern
Vater: Siegfried Kollmann, Studiendirektor in Hamburg,
Mutter: Gertrud Kollmann, geb. Weingärtner, Lehrerin
in Hamburg,
drei Geschwister
- 1952 - 1956 Besuch der Volksschule und des altsprachlichen
Gymnasiums in Hamburg - Bergedorf
09. 02. 65 Reifeprüfung in Hamburg - Bergedorf
- April 65 Wehrdienst
- März 67
- April 67 Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Juli 72
13. 07. 72 Physik - Diplom
- seit dem 01. 08. 72 als Wissenschaftlicher Angestellter bzw. Wissen-
schaftlicher Assistent bei der Universität Hamburg
beschäftigt
21. 12. 68 Heirat mit Irmgard Chors, Diplomsoziologin und
Lehrerin
17. 08. 72 Geburt des Sohnes Gunnar
15. 02. 75 Geburt der Tochter Christina

Hamburg, den 25. 07. 1976

