

Interner Bericht
DESY F22-78/05
Juli 1978

DESY-Bibliothek
30. AUG. 1978

UNTERSUCHUNG VON KASKADENZERFÄLLEN DER ψ' -RESONANZ ÜBER DIE J/ψ -RESONANZ

von

Ernst Gadermann

Untersuchung von Kaskadenzerfällen der Ψ' -Resonanz über die J/Ψ -Resonanz

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Ernst Gadermann
aus Wuppertal

Hamburg
1978

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Schopper
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. P. Schmüser
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation: 28.7.1978

Prof. Dr. H. G. Danielmeyer
Vorsitzender des Promotionsausschusses und
Sprecher des Fachbereichs Physik

Übersicht

Die Ergebnisse einer Untersuchung der Kaskadenzerfälle der Ψ' -Resonanz über die J/Ψ -Resonanz mit dem DASP-Detektor am Speicherring DORIS werden in dieser Arbeit wiedergegeben.

Die Existenz von Zwischenzuständen $P_c(\chi)$ mit Massen von 3.413, 3.509 und 3.551 Gev/c^2 , die durch Strahlungszerfälle der Ψ' -Resonanz erreicht werden und ihrerseits in die J/Ψ -Resonanz und ein Photon zerfallen, wurde nachgewiesen.

Die Produktverzweigungsverhältnisse $B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1) \cdot B(P_c(\chi) \rightarrow J/\Psi + \gamma_2)$ werden angegeben. Ferner werden Verzweigungsverhältnisse bzw. obere Grenzen für die Zerfälle $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$, $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi$, $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0$ und $\Psi' \rightarrow J/\Psi a$ ($a = \text{"Axion"}$) angegeben.

Die Zerfallswinkelverteilungen werden für diese Zerfallskanäle explizit angegeben.

<u>Inhaltsverzeichnis</u>	<u>Seite</u>
<u>Übersicht</u>	1
<u>I. Einleitung</u>	4
<u>II. Experimenteller Aufbau</u>	6
II.1. Der Doppelspeicherring DORIS	6
II.2. Das Doppelarmspektrometer DASP	7
1. Der Innendetektor	8
2. Der Außendetektor	9
3. Experimentkontrolle und Ereigniseinlese	11
4. Spursuche und Impulsbestimmung	12
4.1. Spursuche im Innendetektor	12
4.2. Spursuche im Außendetektor	14
4.3. Impulsbestimmung	14
<u>III. Datenauswertung</u>	16
III.1. Nachweis des Kaskadenzerfalls $\Psi' \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	19
III.2. Ereignisauswahl beim Nachweis beider Müonen im Außendetektor	21
III.3. Ereignisauswahl beim Nachweis eines Müons im Außendetektor	23
III.4. Berechnung von Verzweigungsverhältnissen	24
III.5. Analyse der Kaskadenzerfälle	27
1. $\Psi' \rightarrow J/\psi \eta$	28
a) Analyse der Verteilung der Rückstoßmassen	29
b) Exklusive Analyse $\Psi' \rightarrow J/\psi \eta, \eta \rightarrow \gamma \gamma$	30
2. $\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1, P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2$	32
a) Auswahlkriterien, Kinematik	32
b) Verzweigungsverhältnisse, Massen der Zwischenzustände	33
c) Winkelverteilungen, Spins der Zwischenzustände	36
3. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$	37
4. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	38
5. $\Psi' \rightarrow J/\psi a$	39
III.6. Zusammenfassung der Ergebnisse, Vergleich mit anderen Messungen	40
III.7. Fehlerbetrachtung	42

<u>IV. Interpretation der Ergebnisse</u>	<u>Seite</u>
Deutung der Kaskadenzerfälle im Rahmen des Charmonium-Modells	43
IV.1. $\Psi' \rightarrow J/\psi \eta, \Psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$	44
IV.2. $\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1, P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2$	45
IV.3. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	49
IV.4. $\Psi' \rightarrow J/\psi a$	50
<u>V. Zusammenfassung</u>	52
<u>Anhang: Akzeptanzberechnungen</u>	53
Zerfallswinkelverteilungen	53
1. Bezugssysteme	53
2. $\Psi' \rightarrow J/\psi \eta(\pi^0, a), \eta(\pi^0, a) \rightarrow \gamma \gamma, J/\psi \rightarrow \mu \mu$	55
3. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi \pi, J/\psi \rightarrow \mu \mu$	55
4. Winkelverteilungen für Strahlungszerfälle	55
<u>Literaturverzeichnis</u>	57
<u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	61

I. Einleitung

Die Eigenschaften der J/ψ - und der ψ' -Resonanz sind seit ihrer Entdeckung¹⁻³ 1974 in zahlreichen Experimenten näher untersucht worden. Die lange Lebensdauer dieser Resonanzen legte die Vermutung nahe, daß ihre Existenz und ihre Eigenschaften mit Hilfe eines weiteren Quarks mit großer Masse - des "Charm"-Quarks c - erklärt werden können. Die Einführung eines vierten Quarks war bereits aus Gründen der Lepton-Quark-Symmetrie⁴ bzw. zur Erklärung der Unterdrückung von neutralen schwachen Strömen, die die "Strangeness" ändern⁵, gefordert worden.

Die neuen Resonanzen werden als Grundzustand (Hauptquantenzahl $n = 1$) bzw. erster angeregter Zustand ($n = 2$) des "Orthocharmonium" (Quarkspins $\uparrow\uparrow, J^{PC} = 1^{--}, n^3S_1$), d.h. als gebundener Zustand aus $c\bar{c}$ -Quarks interpretiert⁶⁻⁹. Da "Charm" eine additive Quantenzahl ist, tritt "Charm" bei den neuen Resonanzen nicht "offen" auf, weil sich die entsprechenden Quantenzahlen von Quark und Antiquark kompensieren. Das Auffinden der neuen Resonanzen legte daher zwar nahe, daß die Eigenschaft "Charm" existierte, jedoch erst der Nachweis von Teilchen mit "offenem Charm" - d.h. von Teilchen, die aus alten und einem der neuen Quarks bestehen - , der bei DORIS²² und SPEAR²³ gelang, war ein Beweis für die Existenz von "Charm". Eine Bestätigung der Interpretation der neuen Resonanzen als $c\bar{c}$ -Zustände wurde durch das Auffinden der vorhergesagten Zwischenzustände zunächst beim DASP-Experiment am e^+e^- -Speicherring DORIS¹⁰ und später auch bei SPEAR¹¹⁻¹⁶ und weiteren Experimenten bei DORIS¹⁷⁻²⁰ geliefert. Dabei wurden bei den DORIS-Experimenten die Zwischenzustände über Strahlungszersfälle nachgewiesen (d.h. $\psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1, P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2$), während bei SPEAR zusätzlich die direkten Zerfälle der Zwischenzustände in Hadronen beobachtet wurden.

Die vorliegende Arbeit gibt die Ergebnisse der Untersuchung der Kaskadenzerfälle der ψ' -Resonanz mit dem DASP-Detektor²¹ wieder. Es wurden sowohl die Strahlungszersfälle als auch Zerfälle gemäß $\psi' \rightarrow J/\psi\eta(\pi^0)$ und $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$ untersucht. Die J/ψ -Resonanz wurde jeweils durch ihren Zerfall in $\nu^+\nu^-$ identifiziert, so daß in allen Fällen im Endzustand vier

Teilchen vorhanden waren: Zwei geladene ($\nu^+\nu^-$) und zwei neutrale ($\gamma\gamma$) bei den Strahlungszersfällen und $\psi' \rightarrow J/\psi\eta(\pi^0)$, vier geladene Teilchen bei dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\pi^+\pi^-$.

Ferner wurde nach Zerfällen des Typs $\psi' \rightarrow J/\psi a$ gesucht. a bezeichnet hier ein pseudoskalares Teilchen, das "Axion", mit kleiner Masse ($\leq 1 \text{ MeV}/c^2$) und langer Lebensdauer ($\geq 10^{-2}$ sec), dessen Existenz vorhergesagt wurde, um das Fehlen von Verletzungen der P-, T- und CP-Invarianz bei der starken Wechselwirkung zu erklären (s.u.).

Für alle behandelten Zerfallstypen werden Verzweungsverhältnisse bzw. obere Grenzen angegeben.

Die den Ergebnissen zu Grunde gelegten Daten wurden während mehrerer Meßperioden mit dem Doppelarmspektrometer DASP am Speicherring DORIS während der Jahre 1975-1977 gemessen.

II. Experimenteller Aufbau

II.1. Der Doppelspeicherring DORIS

DORIS²⁴ besteht aus zwei unabhängigen, übereinander angeordneten ovalen Magnetringen, in denen Elektronen und Positronen in entgegengesetzten Richtungen umlaufen. Elektron- und Positronstrahlen durchkreuzen einander in zwei Wechselwirkungszonen (Kreuzungswinkel ≈ 24 mrad). Die Reaktionsprodukte der Elektron-Positron-Zusammenstöße werden in um die Wechselwirkungszonen angeordneten Detektoranlagen nachgewiesen.

Mit DORIS sind bis zum Sommer 1977 Schwerpunktennergien bis knapp oberhalb 6 GeV erreicht worden

Elektronen und Positronen werden in Linearbeschleunigern erzeugt, vorbeschleunigt, in das Synchrotron injiziert, dort auf die geeignete Einschussenergie beschleunigt und schließlich in DORIS eingeschossen.

Abb. 1 zeigt schematisch den Betrieb der verschiedenen Beschleuniger.

Die Füllzeiten von DORIS lagen typischerweise zwischen 15 und 30 Minuten. In den DORIS-Ringen sind Elektronen und Positronen - bedingt durch das periodische Beschleunigungsfeld des Speicherringes - zu Paketen, sogenannten "bunches" gebündelt. Maximal 480 "bunches" von je etwa 3 cm Länge konnten gespeichert werden.

Die Lebensdauer der Strahlen betrug etwa 6 Stunden, wobei das Strahlrohrvakuum bei einigen 10^{-9} Torr. lag.

Die Strahlströme nahmen während der Messungen von etwa 200 mA unmittelbar nach einer Füllung auf etwa 100 mA vor einer Neufüllung des Speicherringes ab.

Die Luminosität L - sie bestimmt gemäß $L = n/\sigma$ ($n = \text{Zählrate/sec}$ im Detektor, $\sigma = \text{Wirkungsquerschnitt einer Reaktion integriert über die Detektorakzeptanz}$) die für bestimmte Reaktionen maximal möglichen Ereignisraten - betrug während der Messungen im Mittel etwa $6 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$.

Die Energieunschärfe pro Strahl berechnet sich gemäß

$$\sigma(E) \{ \text{MeV} \} = 0.24 \cdot E^2 \quad (E \text{ in GeV})$$

Entsprechend beträgt die Unschärfe in der Schwerpunktennergie W

$\sigma(W) = \sqrt{2} \cdot \sigma(E)$ etwa 1.2 MeV für $W = 3.7$ GeV, ein Wert, der etwa um einen Faktor 5 größer ist als die totale Breite der Ψ' -Resonanz.

II.2. Das Doppelarmspektrometer DASP

Das Doppelarmspektrometer DASP ist seit Ende 1974 in einer der beiden Wechselwirkungszonen von DORIS aufgebaut.

DASP wurde von Angehörigen der RWTH Aachen, des DESY, der Universität Hamburg, des MPI München und der Universität Tokio entworfen, gebaut und betrieben²¹.

DASP wurde gebaut, um

- a) in einem begrenzten Raumwinkelbereich mit einem magnetischen Detektor für geladene Teilchen eine hohe Impulsauflösung bei guter Teilchentrennung bis zu großen Impulsen zu erreichen
- b) und gleichzeitig in einem großen Raumwinkelbereich Elektronen und Photonen zu identifizieren, geladene Teilchen nachzuweisen, Teilchenrichtungen zu bestimmen und die Energie schauernder Teilchen zu messen.

Die Abb. 2, 3 zeigen eine Aufsicht auf bzw. einen vertikalen Schnitt durch das DASP.

Das Strahlrohr wird von dem nichtmagnetischen Innendetektor umgeben, der etwa 65 % des Raumwinkels erfaßt.

Der Innendetektor besteht aus Szintillationszählerhodokopen mit zwischen den Zählern liegenden Bleikonvertern, Rohrkammerlagen, Schauerzählern und Proportionaldrahtkammern, die allerdings nur einen Teil der Innendetektorakzeptanz überdecken²⁵.

Im Innendetektor werden Elektronen und Photonen identifiziert, geladene Teilchen nachgewiesen, und die Richtungen der nachgewiesenen Teilchen bestimmt, d.h. es wird die Forderung b) erfüllt.

Symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt sind die beiden identisch aufgebauten Magnetspektrometer angeordnet, die den Außendetektor bilden.

Der Außendetektor dient zur Erfüllung der Forderung a): Bei guter Impulsauflösung ($\sigma(p) \approx 0.01 \cdot p^2$) ist eine Teilchentrennung bis zu Impulsen von etwa $1.5 \text{ GeV}/c^2$ möglich. Ein Arm des Außendetektors, d.h. ein Magnetspektrometer, besteht aus einem H-Magneten zur Ablenkung geladener Teilchen, Proportional- und Funkenkammern zur Spurbestimmung geladener Teilchen, Schauerzählern zur Identifikation von schauernden Teilchen, Szintillationszählern zur Massenbestimmung mittels der Flugzeit und einem Eisenabsorber variabler Dicke mit einer Funkenkammer und Szintillationszählern zur Identifikation von Müonen.

Beide Außendetektorarme sind durch eiserne Flußbrücken zur Rückführung des magnetischen Flusses verbunden. Das Magnetfeld beider Spektrometerarme umläuft das Strahlrohr.

Die Raumwinkelakzeptanz des Außendetektors ist magnetfeld- und impulsabhängig. Die geometrische Akzeptanz beider Außenarme beträgt 0,9 sr.

II.2.1. Der Innendetektor

Zwischen den Magneten der Außenarme des DASP befindet sich der nicht-magnetische Innendetektor (s. Abb.4).

Das Strahlrohr (20,6 cm Durchmesser, Dicke $0,085 X_0$ bzw. beim größten Teil der Messungen $0,017 X_0$) ist von 22 Szintillationszählern umgeben, von denen 20 einen Azimutwinkel von je 15° und 2 - nämlich die, die vor den Magnetöffnungen d.h. in Richtung des Außendetektors liegen - einen Azimutwinkel von 30° überdecken (Bezeichnung: OS-Zähler).

Die Geometrie des Innendetektors legt eine azimuthale Einteilung in Oktanten nahe (s. Abb.5). Die Oktanten 1 und 5 umfassen den Teil des Innendetektors, der die Außendetektorakzeptanz überdeckt. In ihnen werden die Bahnen geladener Teilchen vor dem Eintritt in das Magnetfeld mittels zweier Proportionaldrahtkammern (3 Signalebenen, 2 mm Drahtabstand, Drähte mit $0^\circ, 90^\circ$ und $12,8^\circ$ bzgl. der Vertikalen) und einer Drahtfunkenkammer (2 Signaldrahtebenen, 1 mm Drahtabstand, Drähte mit 0° bzw. $6,98^\circ$ bzgl. der Vertikalen) vermessen. Vor und hinter den Proportionalkammern befinden sich Szintillationszähler (Bezeichnung: OSS- und OSM-Zähler), die mit zur Definition eines Ereignisstriggers bzw. zur Flugzeitmessung von Teilchen dienen (s.u.).

Die Oktanten 2,4,6 und 8 (Seitenoktanten) und die Oktanten 3 und 7 ("oben-unten"-Oktanten) haben jeweils die gleiche Geometrie.

Die Oktanten bestehen aus 4 im Aufbau gleichen Moduln (s. Abb.6²⁵), die je aus einem 1 cm dicken Szintillationszählerhodoskop, einer 0,5 cm dicken Bleilegung und einer Rohrkammer zusammengesetzt sind.

Die Rohrkammern bestehen aus 2 bzw. 3 Ebenen von Proportionalrohren aus Messing²⁷ (10 bzw. 15 mm Durchmesser, 0,25 mm Wandstärke, 1 Signaldraht entlang der Rohrachse), wobei die Ebenen um jeweils 30° bzw. 60° gegeneinander gedreht sind.

In den Oktanten 3 und 7 ("oben-unten") sind nur Rohrkammern mit 3 Ebenen montiert, bei denen die Rohre der mittleren Lage längs des e^+ -Strahles ausgerichtet sind.

In den Seitenoktanten haben 3 Moduln Rohrkammern mit 2 Ebenen, deren Rohre gegenüber der Vertikalen um $\pm 30^\circ$ gedreht sind, während der dritte Modul - vom Wechselwirkungspunkt aus gesehen - eine Kammer mit 3 Ebenen hat. Bei dieser Kammer liegen die Rohre der mittleren Ebene vertikal. Die Szintillationszählerhodoskope der einzelnen Moduln sind jeweils um 90° gegeneinander gedreht (s. Abb.7).

An die 4 Moduln schließt sich ein Blei-Szintillator-Schauerzähler von etwa 7 Strahlungslängen (7 Lagen 0,5 cm starke Bleiplatten + Szintillator) an, so daß ein Teilchen bei senkrechtem Auftreffen auf einen der Oktanten maximal 11 Strahlungslängen durchsetzen kann.

Mit Hilfe der Szintillationszähler und der Rohrkammern werden geladene Teilchen nachgewiesen und ihre Richtungen gemessen.

Elektronen und Photonen werden durch Bildung elektromagnetischer Schauer in den einzelnen Moduln bzw. den Schauerzählern identifiziert.

Ein Photon wird dabei dadurch erkannt, daß die ersten Szintillationszähler- bzw. Rohrkammerlagen beim Durchtritt des Teilchens nicht angesprochen haben.

Im Bereich des Innendetektors befindet sich der Luminositätsmonitor²⁸⁻³⁰, der die Bhabha-Streuung unter einem Streuwinkel von 8° mißt.

Er besteht aus 4 symmetrisch zum Wechselwirkungspunkt aufgebauten Szintillations- und Schauerzählerhodoskopen, wobei ein Ereignis der Bhabha-Streuung durch koinzidentes Ansprechen zweier kollinearere Monitorarme nachgewiesen wird.

II.2.2. Der Außendetektor

Der magnetische Außendetektor des DASP besteht aus 2 symmetrisch vertikal zur Strahlrichtung angeordneten identischen Magnetspektrometern - den "Armen" des DASP - , die durch Flußbrücken miteinander verbunden sind. Die Magnete sind entgegengesetzt gepolt, so daß das Gesamtfeld das Strahlrohr umläuft und die Strahlen nicht beeinflusst. Durch Spiegelplatten

werden Streufelder vermieden, wodurch der Bereich des Innendetektors praktisch feldfrei ist.

Die Felder beider Magnete (H-Typ, normaleitende Spulen, $I_{max} = 1480$ A, $f_{Bd1} = 1.85$ Tm, 2.5 MW) stimmen bis auf etwa ± 0.001 T überein. Die Felder sind bezüglich der X-Z- und der X-Y-Ebene symmetrisch. In den Magnetspalten befinden sich Heliumsäcke, um die Vielfachstreuung von den Magneten durchlaufenden Teilchen zu verringern.

Geladene Teilchen, deren Spuren im Innendetektor von den Proportionalkammern und der Funkenkammer vermessen werden, werden beim Durchlaufen des Magnetfeldes in einem DASP-Arm abgelenkt. Diese Ablenkung wird hinter dem Magneten durch 5 magnetostriktive Drahtfunkenkammern gemessen, und die Impulse der Teilchen berechnet (s.u.). Jede Funkenkammer besteht aus 2 Signalebenen ($5.60 \cdot 1.65$ m²), deren Abstand 1 cm beträgt. Die Drähte sind mit 1 mm Abstand unter 0° und 6.98° bzgl. der Vertikalen gespannt.

Im Abstand von 4.75 m vom Wechselwirkungspunkt steht direkt hinter der letzten Funkenkammer ein Szintillationszählerhodoskop zur Flugzeitbestimmung mit 31 Zählern, deren jeweilige Größe $171 \cdot 20 \cdot 2$ cm³ beträgt (Gesamtfläche $6.20 \cdot 1.72$ m²).

Jeder Szintillationszähler ist an beiden Enden mit je einem Photovervielfacher bestückt. Die Flugzeit von Teilchen zwischen dem OSS-Zähler im Innendetektor (s.o.) und den Flugzeitzählern kann bis auf 0.6 ns Genauigkeit (FWHM) gemessen werden³¹.

Aus Flugzeit, Flugweg und Impuls p eines Teilchens läßt sich gemäß

$$m^2 = p^2 \cdot \frac{1 - \beta^2}{\beta^2}$$

seine Masse m berechnen. Auf Grund der so berechneten Massen lassen sich Pionen von Kaonen bis zu Impulsen von 1.5 GeV/c und Kaonen von Protonen bis 3 GeV/c trennen.

Hinter den Flugzeitzählern befindet sich eine Anordnung von 11 Blei-Szintillator-Schauerzählern (Größe je $186 \cdot 60$ cm², 9 Lagen Pb à 3.7 mm, Szintillatorstärke 10 mm, insgesamt $6.2 X_0$, Gesamtfläche $6.60 \cdot 1.86$ m²), die zur Identifizierung von Elektronen und Photonen mittels ihrer größeren Spannungsimpulsstärken an den Photovervielfachern gegenüber Hadronen dienen. Jeder einzelne Schauerzähler ist mit 2 Photovervielfachern an beiden Seiten ausgerüstet.

Der besseren Elektronenidentifikation insbesondere bei niedrigen Teilchenimpulsen dient ein Cerenkovzähler vor den Magnetöffnungen³².

Zur Identifizierung von Müonen wird ein sich an die Schauerzähler anschließender Reichweitendetektor benutzt. Er besteht aus Eisenplatten mit einer Gesamtdicke von 90 cm, zwischen die eine Funkenkammer bzw. Szintillationszähler in verschiedenen Tiefen montiert werden können. Müonen, die eine von ihrem Impuls abhängige definierte Reichweite haben³³, können - sofern sie Impulse oberhalb eines von der Eisendicke abhängigen "Abschneideimpulses" haben - den Reichweitendetektor durchsetzen und ein Signal in den Szintillationszählern ("Reichweitezähler") und den Funkenkammern hervorrufen. Hadronen hingegen unterliegen einer starken Wechselwirkung mit dem Eisen und werden daher i.a. kein Signal im Reichweitendetektor hervorrufen.

Während der hier beschriebenen Messungen befanden sich die Reichweitezähler (9 Szintillationszähler, Gesamtfläche $7.80 \cdot 2.50$ m², 1 Photovervielfacher/Zähler) hinter 70 cm Eisen.

Der "Abschneideimpuls" für Müonen betrug 1 GeV/c, die Piontransmission lag für Pionimpulse von 1.5 GeV/c bei 1 %.³⁴

II.2.3. Experimentkontrolle und Ereigniseinlese^{25,26,35,36}

Der einwandfreie Verlauf der Datennahme des Experimentes wurde von einem Prozeßrechner überwacht, der in Verbindung zum Großrechner des DESY-Rechenzentrums stand.

Durch Ansprechen eines elektronischen Triggers wurde ein Ereignis definiert. Der Prozeßrechner las mittels entsprechender Datenleitungen Szintillationszählerimpulshöhen, angesprochene Funkenkammerdrähte etc. ein und übertrug diese Informationen zum Großrechner, wo sie zunächst auf Magnetplatte und später auf Magnetband geschrieben wurden und zur weiteren Analyse bereitstanden.

Damit während der Messungen alle Ereignisklassen erfaßt wurden, existierten verschiedene Trigger, die gleichzeitig ansprechbar waren.

Für die in dieser Arbeit beschriebenen Ergebnisse wurde ein mögliches Ereignis durch den "Inklusiv-" oder den "Paartrigger" definiert. Der Inklusivtrigger hatte angesprochen, wenn in einem Spektrometerarm außer-

halb der durch ein vorhergegangenes Ereignis verursachten Totzeit der Elektronik koinzident die folgenden Zähler angesprochen hatten:

Im Innendetektor die Szintillationszähler OS, OSS, OSM (s.o.), im Außendetektor Flugzeit- und Schauerzähler (s.o.).

Der Paartrigger war durch eine Koinzidenz der Inklusivtrigger beider Spektrometerarme definiert.

Die Daten wurden während etwa einstündiger Meßläufe gewonnen. Pro Meßlauf wurden insgesamt 10000 Trigger verschiedener Ereignisklassen registriert, wovon etwa 25 Paartrigger waren, und pro Arm etwa 1000 Inklusivtrigger gesetzt wurden.

Die während eines Meßlaufs integrierte Luminosität lag zwischen 2 und 3 nb^{-1} .

II.2.4. Spursuche und Impulsbestimmung

Im Innen- und Außendetektor wurden mit Hilfe mehrerer Rechenprogramme Teilchenspuren durch Proportional- und Rohr- sowie durch Funkenkammern verlegt, in denen Drähte bzw. Rohre angesprochen hatten. Außerdem war für den Bereich des Außendetektors eine Impulsbestimmung nach Kenntnis der Teilchenspuren und des Magnetfeldes möglich.

Ausgangspunkt für Spursuche und Impulsbestimmung waren die am DESY-Großrechner gespeicherten Experimente-"Roh"-Daten (s.o.).

II.2.4.1. Spursuche im Innendetektor

In den Rohr- und Proportionalkammern des Innendetektors wurde getrennt nach Spuren gesucht³⁷ und anschließend eine Spurzusammenführung für den Teil des Innendetektors versucht, der von den Proportionalkammern überdeckt wird.

Da die Spursuchen in den Rohr- und Proportionalkammern ähnlich aufgebaut sind, sei hier nur die Spursuche in den Rohrkammern beschrieben: In den 4 Rohrkommerlagen wird in allen Projektionen ($\pm 30^\circ, 0^\circ$) nach angesprochenen Rohren bzw. "Clustern" gesucht. Ein "Cluster" ist eine Ansammlung von Rohren, die entweder alle angesprochen haben, oder bei denen zwischen 2 Rohren, die angesprochen haben, höchstens 2 Rohre kein

Signal zeigen. Die Koordinaten der angesprochenen Rohre bzw. der "Cluster"-Mitten werden gespeichert, und es wird versucht, durch alle Rohrkammerlagen in den gleichen Projektionen vom Wechselwirkungspunkt ausgehend Ebenen zu legen. Anschließend werden in der dritten Rohrkammerlage die Schnittpunkte der Ebenen von den $\pm 30^\circ$ -Projektionen bestimmt, und deren Abstand von den Ebenen der 0° -Projektionen minimiert. Mit allen so gewonnenen räumlichen Punkten wird eine Geradenanpassung unter Einbeziehung des Wechselwirkungspunktes gemacht, die Polar- und Azimutwinkel sowie deren Fehler des die Spur verursachenden Teilchens liefert. Die Mindestanforderung an eine "Spur" ist, daß Rohre in 2 Projektionen in einer Lage angesprochen haben.

Bei Schauerbildungen oder bei nicht gelungenen Zusammenführungen von Proportional- und Rohrkammerspuren ist es möglich, daß die von einem Teilchen erzeugten Kammersignale mehrere Spuren definieren. Im Verlauf der weiteren Analyse wurde eine Entscheidung darüber getroffen, welche Spur als der tatsächliche Teilchendurchgang aufzufassen war.

Spuren von geladenen Teilchen wurden dadurch identifiziert, daß sie ein Signal in den das Strahlrohr umgebenden Szintillationszählern und bereits in den ersten Rohrkammerlagen hervorrufen. Photonen hingegen konvertieren meist erst in den hinteren Rohrkammerlagen und erzeugen erst dann Signale in den Kammern.

Außerdem wurden alle Proportionalkammerspuren dem Durchgang geladener Teilchen zugeschrieben.

Abb. 8³⁸ gibt einen Eindruck von der geometrischen Akzeptanz des Innendetektors. Aufgetragen ist der Polarwinkel θ gegen den Azimutwinkel ϕ für Spuren geladener, nichtschauernder Teilchen. Deutlich sind die Lücken zwischen den einzelnen Oktanten sowie der Bereich des Außendetektors bei $\theta = 0^\circ$ bzw. 180° zu erkennen.

Die Spuren im Bereich des Außendetektors rühren daher, daß durch falsche Spurzusammenführung von Proportional- und Rohrkammerspuren falsche Winkel errechnet wurden. Die Winkelfehler "guter" Spuren betragen einige mrad.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Innendetektors für Photonen ist oberhalb von Photonenergien von 200 MeV konstant etwa $90\%^{25}$, bei 50 MeV Photonenergie beträgt sie hingegen nur noch 30 %, bei 100 MeV 60 %.

Die Winkelauflösung für Photonspuren ist wegen der verschiedenen Abstände der Oktanten vom Wechselwirkungspunkt und wegen des verschiedenen Aufbaus der Seiten- und der "oben-unten"-Oktanten für diese beiden Oktantengruppen unterschiedlich.

Mit Ereignissen des Typs $e^+e^- \rightarrow \nu\bar{\nu}$ wurde die Winkelauflösung bestimmt³⁹. Sie beträgt 16 bzw. 28 mrad für die seitlichen und 45 bzw. 26 mrad (σ_z bzw. σ_y) für die "oben-unten"-Oktanten.

II.2.4.2. Spursuche im Außendetektor

Von den 5 Funkenkammern des Außendetektors müssen mindestens 3 mit beiden Signalebenen angesprochen haben, um eine Spur zu definieren⁴⁰. Die Funken werden in die X-Z- und die X-Y-Ebene projiziert, und es wird verlangt, daß die Funken von mindestens 3 Kammern in jeder Projektion auf einer Geraden liegen. Dabei wird eine Gerade durch die 2 Funken der am weitesten voneinander entfernt gelegenen Funkenkammern gelegt und innerhalb eines bestimmten Abstandes (+ 2 cm in Z, + 16 cm in Y) nach weiteren Funken in mindestens einer der dazwischen liegenden Funkenkammern gesucht. Die Spurteile in beiden Projektionen werden dann räumlich zu einer Spur kombiniert. Dabei kann es zu Mehrdeutigkeiten kommen, die alle als gefundene Spuren abgespeichert werden.

Bei der weiteren Analyse wurde entschieden, welche Spur dem tatsächlichen Teilchendurchgang entsprach.

II.2.4.3. Impulsbestimmung

Mit Hilfe eines iterativen Verfahrens, der Kenntnis des DASP-Magnetfeldes und der Spurinformaton aus Außen- und Innendetektor wurde der Impuls geladener Teilchen, die durch einen Spektrometerarm des DASP fliegen, bestimmt^{40,41}:

Innen- und Außendetektorspuren werden in die Magnetmitte extrapoliert und ein angenäherter Impuls aus dem Winkel zwischen der Innen- und der Außenspur bestimmt, deren Durchstoßpunkte einander am nächsten liegen. Dann wird der Durchgang eines Teilchens mit diesem angenäherten Impuls

vom Außendetektor kommend durch den DASP-Magneten in den Innendetektor berechnet. Entlang dieser berechneten Spur wird an den Durchstoßpunkten durch die Innendetektorkammern nach Funken gesucht. Der Abstand vorhandener Funken von der berechneten Spur wird durch Variation des Impulses minimalisiert.

Die mit diesem Verfahren erreichte Impulsauflösung beträgt

$$\sigma(p) = 0.01 \cdot p^2 \quad (p \text{ in GeV/c})$$

für ein Magnetfeld, das einem Magnetstrom von 1000 A entspricht.

Für andere Magnetströme muß diese Auflösung entsprechend skaliert werden:

$$\sigma(p)_{I_{\text{Magnet}}} = \sigma(p) \cdot \frac{1000}{I_{\text{Magnet}}}$$

In Abb.9 ist für positiv geladene Teilchen die nach Durchqueren des Magneten in Flugzeit- bzw. Reichweitezählern nachgewiesen wurden, der cosinus ihres Polarwinkels gegenüber ihrem Impuls aufgetragen.

Die Abbildung gibt die Ergebnisse einer Monte-Carlo-Rechnung bei einem Magnetstrom von - 1000 A wieder.

Die azimuthale Akzeptanz betrug etwa ± 160 mrad.

Deutlich zu erkennen ist die starke Impulsabhängigkeit der Akzeptanz.

III. Datenauswertung

Das Charmonium-Modell sagt die Existenz von Zwischenzuständen voraus, deren Massen zwischen denen des Grundzustandes 1^3S_1 (J/ψ -Resonanz) und des ersten angeregten Zustandes 2^3S_1 (ψ' -Resonanz) liegen sollen. Diese Zwischenzustände sollen durch Strahlungszерfälle $\psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma$ nicht aber durch direkte Erzeugung in e^+e^- -Reaktionen erreichbar sein (C-Parität der Zwischenzustände = +). Neben den direkten Zerfällen der Zwischenzustände in Hadronen sollten auch ihre Strahlungszерfälle gemäß $P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma$ erlaubt sein. Die Signatur dieser Kaskadenzerfälle der ψ' -Resonanz über $P_c(\chi)$ -Zwischenzustände in die J/ψ -Resonanz ist also:

- 1) $\psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1, P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2$
- J/ψ
- 2 Photonen mit Energien < 600 MeV

Um die Voraussagen des Charmonium-Modells zu prüfen, wurde mit dem DASP-Detektor nach Strahlungszерfällen gesucht. Das J/ψ wurde dabei durch seinen Zerfall in e^+e^- nachgewiesen, so daß im Endzustand 2 Müonen und 2 Photonen vorhanden waren. Der DASP-Detektor ist für den Nachweis solcher Endzustände gut geeignet: Im Außendetektor ist eine sichere Müonenidentifikation möglich, und der Impuls der Müonen wird sehr genau vermessen, so daß eine genaue Berechnung der invarianten Müonenpaarmasse möglich ist. Der Innendetektor ermöglicht eine gute Photonidentifikation und hat eine große Raumwinkelakzeptanz.

Neben den Strahlungszерfällen wurden die folgenden Kaskadenzerfälle der ψ' -Resonanz, die die gleiche Signatur im Detektor haben, untersucht:

- 2) $\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma_1 + \gamma_2$
- 3) $\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma_1 + \gamma_2$

Eine mögliche Untergrundreaktion für die Zerfälle 1)-3) ist der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma_1 + \gamma_2$, falls von den 4 Photonen des Endzustandes nur 2 im Detektor nachgewiesen werden. Da die Akzeptanz des Detektors für den Nachweis aller Teilchen des Endzustandes aus diesem Zerfall (2 Müonen, 4 Photonen!) klein ist, wurde der Untergrund aus der Untersuchung der

Reaktion

$$4) \psi' \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$$

und mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt.

Außerdem wurde nach Zerfällen des folgenden Typs gesucht:

$$5) \psi' \rightarrow J/\psi + a \quad (a = \text{"Axion"})$$

Auf Grund seiner langen Lebensdauer und seiner geringen Kopplung an Nukleonen ($g_{aNN}^2 = 1.45 \cdot 10^{-7} \frac{g_{\pi NN}^2}{g_{\pi NN}^2}$) wird das "Axion" nicht im Detektor nachgewiesen, so daß die Signatur für einen möglichen Zerfall dieser Art die folgende ist:

- Nachweis des J/ψ
- der fehlende Impulsvektor zeigt in die Detektorakzeptanz;
ein Signal ist im Detektor jedoch nicht zu erkennen.

Der Anfangszustand wurde durch die Energie der Strahlen bei DORIS bestimmt. Die Teilchen des Endzustandes wurden durch ihre Spuren im Innen- bzw. Außendetektor des DASP nachgewiesen. Voraussetzung war, daß der Paar- bzw. Inklusivtrigger durch die Müonen aus dem J/ψ -Zerfall gesetzt wurde. Photonen und geladene Pionen wurden im Innendetektor nachgewiesen, wo ihre Richtungen gemessen wurden und mittels Zähler- und Kammerinformationen eine Entscheidung zwischen den Hypothesen "Photon" oder "Pion" getroffen wurde (s.o.). Die Müonen wurden entweder beide im Außendetektor nachgewiesen, so daß bei beiden neben ihren Richtungen auch ihre Impulse bekannt waren, oder ein Müon wurde im Außen- und eines im Innendetektor registriert, so daß nur ein Müonimpuls bekannt war.

Bei der Untersuchung von Ereignissen mit 4 geladenen Teilchen im Endzustand ($\psi' \rightarrow J/\psi + \pi^+ \pi^-$) wurden nur solche Ereignisse berücksichtigt, wo beide Müonen im Außendetektor nachgewiesen wurden, da im Innendetektor nicht zwischen Müonen und Pionen unterschieden werden konnte.

Ebenso wurden bei der Suche nach dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi + a$ nur solche Ereignisse berücksichtigt, bei denen beide Müonen im Außendetektor nachgewiesen wurden.

Eine kinematische Anpassungsrechnung entschied über die Zuordnung zu einem der obigen Zerfallstypen. Im Falle der Suche nach der Reaktion $\psi' \rightarrow J/\psi + a$ war die Kinematik 1-fach überbestimmt, für die anderen Zerfälle war sie 2- bzw. 3-fach überbestimmt, je nachdem ob beide oder nur ein Müon im Außendetektor nachgewiesen wurden:

1-fach überbestimmte Kinematik für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi + a$:

- 4 Energie- und Impulsgleichungen für den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu\mu$
- 3 Unbekannte: Impulsbetrag und die Polarwinkel des J/ψ
- 2- bzw. 3-fach überbestimmte Kinematik für die anderen Zerfälle:
- 4 Energie- und Impulsgleichungen, 1 Randbedingung: $(p_{-1} + p_{+2})^2 = m_{J/\psi}^2$
- 2 Unbekannte, wenn beide Müonen im Außendetektor: 2 Photonenergien
bzw. 2 Pionimpulse
- 3 Unbekannte, wenn nur 1 Müon im Außendetektor: 1 Müonimpulsbetrag
2 Photonenergien
bzw. 2 Pionimpulse

Nach einem Schnitt im χ^2 der Anpassungsrechnung wurden mögliche Kandidaten für einen der 5 Zerfallstypen auf einen Datensatz geschrieben, von wo aus eine graphische Darstellung der Ereignisse auf einem Bildschirm möglich war.

Um zu verhindern, daß durch falsche Spur- oder Teilchentypzuordnung mit den Analyseprogrammen eine falsche Einordnung in die Reaktionsklassen geschah, wurden diese Ereignisse auf dem Bildschirm angeschaut. Ereignisse, bei denen zusätzliche Spuren gefunden wurden oder bei denen zu erkennen war, daß die von den Analyseprogrammen gelieferten Spuren falsch rekonstruiert worden waren, wurden verworfen.

Die Abb. 10-12 zeigen die graphischen Darstellungen von Ereignissen aus den Zerfällen $\psi' \rightarrow J/\psi \gamma, \gamma \rightarrow \gamma\gamma$ bzw. $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$.

Der linke Teil der Abb. 10 zeigt eine schematische Draufsicht auf den DASP-Detektor. Durch die Punkte in den Funken- und Proportionalkammern vor und hinter dem Magneten, die Funken symbolisieren, wurden mit der Hand Linien gezogen, die die Spuren der beiden Müonen im Außendetektor andeuten. Die angesprochenen Flugzeit-, Schauer- und Reichweitezähler sind durch Zahlen, die Spannungsimpulshöhen angeben, zu erkennen.

Die Mitte der Abb. 10 zeigt einen vertikalen Schnitt durch die Spektrometerarme des DASP, wobei wieder die Müonspuren zu erkennen sind.

Auf der rechten Seite der Abb. 10 ist ein vertikaler Schnitt durch den Innendetektor zu sehen, wo angesprochene Zähler und Rohrkammern zu sehen sind. Die Spuren der beiden Photonen sind gestrichelt eingezeichnet. Die Abb. 11 zeigt für das gleiche Ereignis nur den Innendetektor. In der Mitte ist ein vertikaler Schnitt durch den Innendetektor mit Proportionalkammern und den 0° -Ebenen der 4 Rohrkammerlagen der "oben-unten"-Ok-

tanten zu sehen, darüber und darunter sind die $\pm 30^\circ$ -Projektionen der 4 Rohrkammerlagen der "oben-unten"-Oktanten eingezeichnet. Links und rechts davon sind die Draufsichten auf die $\pm 30^\circ$ -Projektionen der 4 Rohrkammerlagen der Seitenoktanten dargestellt. An der rechten Seite der Abb. 11 ist eine Draufsicht auf den Innendetektor mit den 2 Proportionalkammerebenen mit senkrecht gespannten Drähten und der 3. Rohrkammerlage der Seitenoktanten mit den vertikal gestellten Rohren zu sehen.

Die Spuren der beiden Photonen sind jeweils gestrichelt, die der Müonen durchgezogen eingezeichnet.

Bei beiden Photonen haben weder die Ringzähler noch die erste Lage Szintillationszähler noch die Proportionalkammern angesprochen, so daß eine sichere Spuruordnung zum Durchgang von Photonen erfolgen kann. Die Abb. 12 zeigt die graphische Darstellung des Innendetektors für ein Ereignis des Typs $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$. Deutlich zu erkennen sind die Spuren der Pionen in den Szintillationszählern und den Kammern.

Auf Grund der Durchmusterung der graphischen Darstellungen der Ereignisse war eine eindeutige Zuordnung zu einem der Ereignistypen

- a) 2 Müonen und 2 Photonen bzw. b) 2 Müonen und 2 Pionen möglich.

In den folgenden Kapiteln wird die Ereignisauswahl näher beschrieben.

Die Ergebnisse werden für die beiden Ereignisklassen, in denen eins bzw. beide Müonen im Außendetektor nachgewiesen wurden, zunächst getrennt dargestellt und dann zusammengefaßt.

III.1. Nachweis des Kaskadenzerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi X$

Kaskadenzerfälle wurden durch Zerfälle der J/ψ -Resonanz in 2 Müonen nachgewiesen.

- Wurden beide Müonen im Außendetektor nachgewiesen, so wurde die J/ψ -Resonanz durch die Berechnung der invarianten Masse des Müonpaares identifiziert.

- Wurde nur ein Müon in einem der beiden Außenarme nachgewiesen, wurde im Innendetektor innerhalb eines 30° -Kegels, dessen Achse die Verlängerung der Müonspur in die gegenüberliegende Detektorhälfte war, nach einer Spur gesucht, die dem Durchgang eines geladenen Teilchens entsprach. Falls eine solche gefunden wurde, wurde nach weiteren Innenspuren gesucht und bei Auffinden von mindestens 2 weiteren Photonspuren eine kinematische Anpassung an den Kaskadenzerfall für dieses Ereignis versucht. An Hand des Ergebnisses der Anpassung und der graphischen Darstellung des Ereignisses wurde entschieden, ob das Ereignis einem der hier behandelten Zerfallskanäle zuzuordnen war.

Die Akzeptanz des Detektors war für beide Ereignisklassen recht unterschiedlich. Je größer die Masse des Systems X bei dem Zerfall ist, desto geringer ist der Impuls des J/ψ und desto geringer ist der Akollinearitätswinkel der beiden Müonen aus dem J/ψ -Zerfall.

Der maximale Impuls des J/ψ beträgt

$$p_{\max} = \frac{m_{\psi'}^2 - m_{J/\psi}^2}{2m_{\psi'}} = 0,544 \text{ GeV/c} \quad (M_X = 0)$$

so daß der maximale Akollinearitätswinkel etwa 20° beträgt. Kollineare Ereignisse wurden in den beiden Außenarmen des DASP nachgewiesen, während bei Ereignissen mit großem Akollinearitätswinkel (d.h. kleiner invarianter Masse des Systems X) die Akzeptanz für den Nachweis eines Müons im Außen- und eines Müons im Innendetektor größer war.

In Abb.13 ist für beide Ereignisklassen die Akzeptanz des Detektors für den Nachweis des J/ψ als Funktion der Rückstoßmasse M_X dargestellt. Die Ordinatenwerte der Abbildung sind willkürlich gewählt. Beide Kurven sind aufeinander normiert, so daß die von ihnen eingeschlossenen Flächen gleich sind.

III.2. Ereignisauswahl beim Nachweis beider Müonen im Außendetektor

Als "Müonpaare" wurden Ereignisse bezeichnet, die die folgenden Bedingungen erfüllten:

- 1) In beiden Außendetektorarmen wurde mindestens eine Spur mit jeweils entgegengesetzter Ladung gefunden.
- 2) Die pro Spur in den Schauerzählern abgelegte Energie lag unterhalb von 0.45 GeV (minimalionisierende Teilchen deponierten im Mittel 0.08 GeV beim Durchgang durch die Schauerzähler).
- 3) Der der Spur zugeordnete Impuls lag zwischen 1.1 und 2.2 GeV/c. Energieverluste beim Durchlaufen der Materie ($\approx 0.008 \text{ GeV}$) wurden bei der Impulsberechnung berücksichtigt.

Es wurde nicht besonders verlangt, daß die Reichweitezähler angesprochen hatten, da dies die Akzeptanz um 9.5 % verringert hätte.

Abb.14 zeigt die Verteilung der in den Schauerzählern abgelegten Energien der hier analysierten Spuren. Deutlich sind ein Signal der minimalionisierenden Teilchen bei etwa 0.08 GeV und ein breiter Buckel, hervorgerufen durch schauernde Teilchen, bei etwa 1 GeV zu erkennen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron Energien unterhalb 0.45 GeV im Schauerzähler ablegt, betrug 5 %. Damit war die Misidentifikation von Elektronenpaaren (gleich häufig) als Müonpaare praktisch ausgeschlossen (0.25 %).

Abb.15a zeigt die Impulse beider Spuren gegeneinander aufgetragen, Abb.15b zeigt die Projektionen von Abb.15a auf die Achsen, d.h. die Impulsverteilungen. Zwei Impulsbereiche mit mittleren Impulsen von etwa 1.5 und 1.8 GeV/c heben sich klar hervor. Sie rühren vom direkten Zerfall der ψ' -Resonanz und von QED-Beiträgen (Impulse um 1.8 GeV/c) sowie vom Kaskadenzerfall her (Impulse um 1.5 GeV/c). Auf Grund der Bewegung des J/ψ ist die Verteilung der Müonimpulse aus dem Kaskadenzerfall gegenüber der aus dem direkten Zerfall bzw. der Müon-Paarherzeugung deutlich verbreitert.

In Abb.16 ist die invariante Masse aller "Müonpaare" zu sehen. Die große Überhöhung bei 3.1 GeV/c^2 ist das Signal vom Kaskadenzerfall, während die Überhöhung bei 3.7 GeV/c^2 auf QED-Beiträge und Anregung

der Ψ' -Resonanz mit anschließendem direkten Zerfall zurückzuführen ist. Die asymmetrische Form der Überhöhung bei $3.1 \text{ GeV}/c^2$ kommt daher, daß bei dieser Stufe der Ereignisauswahl Hadronpaare (Protonen, Kaonen) noch als "Müonpaare" angesehen wurden, so daß eine falsche Viererimpulszuordnung geschah, wodurch die berechneten invarianten Massen unterhalb der Masse der J/ψ -Resonanz lagen. Um diese Hadronpaare zu eliminieren und um die verschiedenen Massenaufösungen des Detektors für verschiedene Magnetfelder zu berücksichtigen, wurde eine kinematische Anpassungsrechnung für die "Müonpaare" an den Zerfall $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ gemacht, wenn ihre invariante Masse zwischen 2.9 und $3.3 \text{ GeV}/c^2$ lag.

Bei dieser Anpassungsrechnung (1-fach überbestimmt, "1C-Fit") wurde neben der mit dem Magnetfeld skalierten Impulsauflösung (s.o., 6 % der Daten hatten $I_{\text{Magnet}} = 300 \text{ A}$, der Rest $I_{\text{Magnet}} = 1000 \text{ A}$) die Winkelauflösung des Außendetektors berücksichtigt:

$$\sigma_{\theta} = 5 \text{ mrad}, \sigma_{\phi} = 8 \text{ mrad}.$$

Abb. 17 zeigt die χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung der Anpassungsrechnung.

$P(\chi^2, n)$ - die χ^2 -Wahrscheinlichkeit (n = Zahl der Freiheitsgrade) - gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein größeres als das gefundene χ^2 auftritt:

$$P(\chi^2, n) = 1 - \int_0^{\chi^2} f(\chi_t^2, n) \cdot d\chi_t^2$$

Dabei ist $f(\chi_t^2, n)$ die χ^2 -Verteilungsfunktion. Bei einer idealen χ^2 -Verteilung ist die Verteilung von $P(\chi^2, n)$ flach.

Der flache Verlauf der Verteilung in Abb. 17 zeigt, daß die Größe der Fehler richtig bestimmt wurde.

Ereignisse, deren χ^2 kleiner als 10 war (χ^2 -Wahrscheinlichkeit $> 0.15 \%$), wurden als vom Kaskadenzerfall herrührend zur weiteren Analyse auf einen Datensatz geschrieben.

Insgesamt wurden 2530 "Müonpaare" untersucht, wovon 1320 eine invariante Masse zwischen 2.9 und $3.3 \text{ GeV}/c^2$ hatten. 1130 Müonpaare hatten nach der Anpassungsrechnung ein $\chi^2 < 10$. Die Verteilung ihrer invarianten Massen zeigt die Abb. 18, eine Verteilung, die zur J/ψ -Masse symmetrisch ist.

III.3. Ereignisauswahl beim Nachweis eines Müons im Außendetektor

Wurde nur ein Müon in einem der Arme des DASP-Detektors nachgewiesen, so wurde im Innendetektor nach einer weiteren Spur gesucht, die dem Durchgang eines Müons zugeordnet werden konnte.

Damit ein Teilchen, dessen Spur im Außendetektor nachgewiesen wurde, "Müon" genannt wurde, mußte es die folgenden Bedingungen erfüllen:

- 1) Der Teilchenimpuls lag zwischen 1.1 und $2.2 \text{ GeV}/c$
- 2) Die in den Schauerzählern abgelegte Energie lag unterhalb von 0.45 GeV
- 3) Ein Reichweitezähler mußte angesprochen haben

875 Ereignisse wurden gefunden, bei denen neben dem Müon im Außendetektor mindestens eine weitere Spur im Innendetektor gefunden wurde, die auf den Durchgang eines geladenen Teilchens zurückzuführen war.

Abb. 19 zeigt die Verteilung der Winkel zwischen der Müonspur und der Innendetektorspur, die mit der Müonspur den größten Winkel einschließt. Der maximale Akollinearitätswinkel zwischen den beiden Müonen aus dem J/ψ -Zerfall beträgt beim Kaskadenzerfall etwa 20° (s.o.), d.h. der von den beiden Müonen eingeschlossene Winkel beträgt 160° und darüber. Ereignisse, bei denen der eingeschlossene Winkel größer als 150° war, wurden als Kandidaten für den Kaskadenzerfall betrachtet (706 Ereignisse) und weiter analysiert. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung wurde ermittelt, daß der Anteil von Kaskadenzerfällen, bei denen der gemessene Winkel zwischen den beiden Müonen unterhalb von 150° liegt, vernachlässigbar ist.

Abb. 20 zeigt die Impulsverteilung der im Außendetektor nachgewiesenen Müonen. Es ist eine breite Überhöhung um Impulse von $1.5 \text{ GeV}/c$ zu sehen, wie sie für den Kaskadenzerfall der Ψ' -Resonanz und den anschließenden Zerfall der J/ψ -Resonanz zu erwarten ist. Im Gegensatz zu Abb. 15b fehlt die schmale Überhöhung bei Impulsen von $1.8 \text{ GeV}/c$, die dort als Signal für den direkten Zerfall der Ψ' -Resonanz bzw. für QED-Beiträge anzusehen ist, wobei die kollinearen Müonen im Außendetektor nachgewiesen werden.

- Wurde nur ein Müon in einem der beiden Außenarme nachgewiesen, wurde im Innendetektor innerhalb eines 30°-Kegels, dessen Achse die Verlängerung der Müonspur in die gegenüberliegende Detektorhälfte war, nach einer Spur gesucht, die dem Durchgang eines geladenen Teilchens entsprach. Falls eine solche gefunden wurde, wurde nach weiteren Innenspuren gesucht und bei Auffinden von mindestens 2 weiteren Photonspuren eine kinematische Anpassung an den Kaskadenzerfall für dieses Ereignis versucht. An Hand des Ergebnisses der Anpassung und der graphischen Darstellung des Ereignisses wurde entschieden, ob das Ereignis einem der hier behandelten Zerfallskanäle zuzuordnen war.

Die Akzeptanz des Detektors war für beide Ereignisklassen recht unterschiedlich. Je größer die Masse des Systems X bei dem Zerfall ist, desto geringer ist der Impuls des J/ψ und desto geringer ist der Akollinearitätswinkel der beiden Müonen aus dem J/ψ -Zerfall.

Der maximale Impuls des J/ψ beträgt

$$p_{\max} = \frac{m_{\psi}^2 - m_X^2}{2m_{\psi}} = 0,544 \text{ GeV/c} \quad (M_X = 0)$$

so daß der maximale Akollinearitätswinkel etwa 20° beträgt. Kollineare Ereignisse wurden in den beiden Außenarmen des DASP nachgewiesen, während bei Ereignissen mit großem Akollinearitätswinkel (d.h. kleiner invarianter Masse des Systems X) die Akzeptanz für den Nachweis eines Müons im Außen- und eines Müons im Innendetektor größer war. In Abb. 13 ist für beide Ereignisklassen die Akzeptanz des Detektors für den Nachweis des J/ψ als Funktion der Rückstoßmasse M_X dargestellt. Die Ordinatenwerte der Abbildung sind willkürlich gewählt. Beide Kurven sind aufeinander normiert, so daß die von ihnen eingeschlossenen Flächen gleich sind.

III.2. Ereignisauswahl beim Nachweis beider Müonen im Außendetektor

Als "Müonpaare" wurden Ereignisse bezeichnet, die die folgenden Bedingungen erfüllten:

- 1) In beiden Außendetektorarmen wurde mindestens eine Spur mit jeweils entgegengesetzter Ladung gefunden.
- 2) Die pro Spur in den Schauerzählern abgelegte Energie lag unterhalb von 0.45 GeV (minimalionisierende Teilchen deponierten im Mittel 0.08 GeV beim Durchgang durch die Schauerzähler).
- 3) Der der Spur zugeordnete Impuls lag zwischen 1.1 und 2.2 GeV/c. Energieverluste beim Durchlaufen der Materie ($\approx 0.008 \text{ GeV}$) wurden bei der Impulsberechnung berücksichtigt.

Es wurde nicht besonders verlangt, daß die Reichweitezähler angesprochen hatten, da dies die Akzeptanz um 9.5 % verringert hätte.

Abb. 14 zeigt die Verteilung der in den Schauerzählern abgelegten Energien der hier analysierten Spuren. Deutlich sind ein Signal der minimalionisierenden Teilchen bei etwa 0.08 GeV und ein breiter Buckel, hervorgerufen durch schauernde Teilchen, bei etwa 1 GeV zu erkennen.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron Energien unterhalb 0.45 GeV im Schauerzähler ablegt, betrug 5 %. Damit war die Misidentifikation von Elektronenpaaren (gleich häufig) als Müonpaare praktisch ausgeschlossen (0.25 %).

Abb. 15a zeigt die Impulse beider Spuren gegeneinander aufgetragen, Abb. 15b zeigt die Projektionen von Abb. 15a auf die Achsen, d.h. die Impulsverteilungen. Zwei Impulsbereiche mit mittleren Impulsen von etwa 1.5 und 1.8 GeV/c heben sich klar hervor. Sie rühren vom direkten Zerfall der ψ' -Resonanz und von QED-Beiträgen (Impulse um 1.8 GeV/c) sowie vom Kaskadenzerfall her (Impulse um 1.5 GeV/c). Auf Grund der Bewegung des J/ψ ist die Verteilung der Müonimpulse aus dem Kaskadenzerfall gegenüber der aus dem direkten Zerfall bzw. der Müon-Paarerzeugung deutlich verbreitert.

In Abb. 16 ist die invariante Masse aller "Müonpaare" zu sehen. Die große Überhöhung bei 3.1 GeV/c^2 ist das Signal vom Kaskadenzerfall, während die Überhöhung bei 3.7 GeV/c^2 auf QED-Beiträge und Anregung

der Ψ' -Resonanz mit anschließendem direkten Zerfall zurückzuführen ist. Die asymmetrische Form der Überhöhung bei $3.1 \text{ GeV}/c^2$ kommt daher, daß bei dieser Stufe der Ereignisauswahl Hadronpaare (Protonen, Kaonen) noch als "Müonpaare" angesehen wurden, so daß eine falsche Viererimpulszuordnung geschah, wodurch die berechneten invarianten Massen unterhalb der Masse der J/Ψ -Resonanz lagen. Um diese Hadronpaare zu eliminieren und um die verschiedenen Massenaufösungen des Detektors für verschiedene Magnetfelder zu berücksichtigen, wurde eine kinematische Anpassungsrechnung für die "Müonpaare" an den Zerfall $J/\Psi \rightarrow \mu\bar{\mu}$ gemacht, wenn ihre invariante Masse zwischen 2.9 und $3.3 \text{ GeV}/c^2$ lag.

Bei dieser Anpassungsrechnung (1-fach überbestimmt, "1C-Fit") wurde neben der mit dem Magnetfeld skalierten Impulsauflösung (s.o., 6 % der Daten hatten $I_{\text{Magnet}} = 300 \text{ A}$, der Rest $I_{\text{Magnet}} = 1000 \text{ A}$) die Winkelauflösung des Außendetektors berücksichtigt:

$$\sigma_{\phi} = 5 \text{ mrad}, \sigma_{\psi} = 8 \text{ mrad}.$$

Abb.17 zeigt die χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung der Anpassungsrechnung.

$P(\chi^2, n)$ - die χ^2 -Wahrscheinlichkeit (n = Zahl der Freiheitsgrade) - gibt die Wahrscheinlichkeit an, daß ein größeres als das gefundene χ^2 auftritt:

$$P(\chi^2, n) = 1 - \int_0^{\chi^2} f(\chi_t^2, n) \cdot d\chi_t^2$$

Dabei ist $f(\chi_t^2, n)$ die χ^2 -Verteilungsfunktion. Bei einer idealen χ^2 -Verteilung ist die Verteilung von $P(\chi^2, n)$ flach.

Der flache Verlauf der Verteilung in Abb.17 zeigt, daß die Größe der Fehler richtig bestimmt wurde.

Ereignisse, deren χ^2 kleiner als 10 war (χ^2 -Wahrscheinlichkeit $> 0.15 \%$), wurden als vom Kaskadenzerfall herrührend zur weiteren Analyse auf einen Datensatz geschrieben.

Insgesamt wurden 2530 "Müonpaare" untersucht, wovon 1320 eine invariante Masse zwischen 2.9 und $3.3 \text{ GeV}/c^2$ hatten. 1130 Müonpaare hatten nach der Anpassungsrechnung ein $\chi^2 < 10$. Die Verteilung ihrer invarianten Massen zeigt die Abb.18, eine Verteilung, die zur J/Ψ -Masse symmetrisch ist.

III.3. Ereignisauswahl beim Nachweis eines Müons im Außendetektor

Wurde nur ein Müon in einem der Arme des DASP-Detektors nachgewiesen, so wurde im Innendetektor nach einer weiteren Spur gesucht, die dem Durchgang eines Müons zugeordnet werden konnte.

Damit ein Teilchen, dessen Spur im Außendetektor nachgewiesen wurde, "Müon" genannt wurde, mußte es die folgenden Bedingungen erfüllen:

- 1) Der Teilchenimpuls lag zwischen 1.1 und $2.2 \text{ GeV}/c$
- 2) Die in den Schauerzählern abgelegte Energie lag unterhalb von 0.45 GeV
- 3) Ein Reichweitezähler mußte angesprochen haben

875 Ereignisse wurden gefunden, bei denen neben dem Müon im Außendetektor mindestens eine weitere Spur im Innendetektor gefunden wurde, die auf den Durchgang eines geladenen Teilchens zurückzuführen war.

Abb.19 zeigt die Verteilung der Winkel zwischen der Müonspur und der Innendetektorspur, die mit der Müonspur den größten Winkel einschließt. Der maximale Akollinearitätswinkel zwischen den beiden Müonen aus dem J/Ψ -Zerfall beträgt beim Kaskadenzerfall etwa 20° (s.o.), d.h. der von den beiden Müonen eingeschlossene Winkel beträgt 160° und darüber. Ereignisse, bei denen der eingeschlossene Winkel größer als 150° war, wurden als Kandidaten für den Kaskadenzerfall betrachtet (706 Ereignisse) und weiter analysiert. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung wurde ermittelt, daß der Anteil von Kaskadenzerfällen, bei denen der gemessene Winkel zwischen den beiden Müonen unterhalb von 150° liegt, vernachlässigbar ist.

Abb.20 zeigt die Impulsverteilung der im Außendetektor nachgewiesenen Müonen. Es ist eine breite Überhöhung um Impulse von $1.5 \text{ GeV}/c$ zu sehen, wie sie für den Kaskadenzerfall der Ψ' -Resonanz und den anschließenden Zerfall der J/Ψ -Resonanz zu erwarten ist. Im Gegensatz zu Abb.15b fehlt die schmale Überhöhung bei Impulsen von $1.8 \text{ GeV}/c$, die dort als Signal für den direkten Zerfall der Ψ' -Resonanz bzw. für QED-Beiträge anzusehen ist, wobei die kollinearen Müonen im Außendetektor nachgewiesen werden.

III.4. Berechnung von Verzweigungsverhältnissen

Verzweigungsverhältnisse für bestimmte Kaskadenzerfälle $\Psi' \rightarrow J/\psi f$ bzw. die Produktverzweigungsverhältnisse $B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1) \cdot B(P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2)$ für die Strahlungszerfälle wurden nach der folgenden Formel berechnet:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\psi f) = \frac{\Gamma(\Psi' \rightarrow J/\psi f)}{\Gamma(\Psi' \rightarrow \text{alles})} = \frac{N(\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu)}{\epsilon(\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu)} \cdot \frac{\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles})}{\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu\mu)} \cdot \eta_{\text{korr}}$$

Dabei bedeuten:

- $N(\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu)$ Anzahl der nachgewiesenen Zerfälle für die Reaktion $\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu$
- $\epsilon(\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu)$ Detektorakzeptanz für den Nachweis des Zerfalls $\Psi' \rightarrow J/\psi f, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (Monte-Carlo-Rechnung)
- $N(\Psi' \rightarrow \text{alles}) = 304000$ Zahl der nachgewiesenen Ψ' -Teilchen²⁹
 $N(\Psi' \rightarrow \text{alles})$ wurde aus der Auswertung nur eines Teiles der hier verwendeten Daten ($\int L dt = 1170 \text{ nb}^{-1}$ gegenüber $\int L dt = 1460 \text{ nb}^{-1}$) gewonnen, indem pro Energiebin nach Abzug des Untergrundes die Zahl der nachgewiesenen Ψ' -Teilchen mit dem Verhältnis der Luminositäten beider Datenauswertungen in diesem Energiebin multipliziert und schließlich die Summe aller so erhaltenen Zahlen gebildet wurde.
- $\epsilon(\Psi' \rightarrow \text{alles}) = 0.35$ Detektorakzeptanz für die Reaktion $\Psi' \rightarrow \text{alles}$ ²⁹
- $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles}) = 58 \pm 12 \text{ keV}$ Gesamtbreite der J/ψ -Resonanz²⁹
- $\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 4.4 \pm 0.5 \text{ keV}$ leptonische Breite der J/ψ -Resonanz²⁹
- η_{korr} Korrekturfaktor, der auf Spurverluste und Photonkonversion korrigiert
- $\eta_{\text{korr}} = 1.05$ Gilt für Ereignisse, bei denen lediglich 2 Müonspuren im Außendetektor aber keine Informationen des Innendetektors verlangt werden (aus gemessenen μ -Paaren bestimmt). Gilt außerdem für Ereignisse des Typs $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$, da dort Korrekturen für Spurverluste im Innendetektor bereits bei der Akzeptanzberechnung berücksichtigt wurden.³⁷
- $\eta_{\text{korr}} = 1.08$ Gilt für Ereignisse mit 2 Müonen im Außen- und 2 Photonen im Innendetektor (Korrekturfaktor für Photonkonversion im Strahlrohr: 1.02/Photon).

$\eta_{\text{korr}} = 1.11$ Gilt für Ereignisse mit 1 Müon im Außen- und dem anderen Müon sowie 2 Photonen im Innendetektor. Setzt sich zusammen aus der Korrektur für Spurverluste beim Müonnachweis im Außendetektor (1.03) und im Innendetektor (1.05³⁸) sowie der Korrektur für Photonkonversion (1.02/Photon).

Wurden bei der Berechnung von Verzweigungsverhältnissen alle Ereignisse benutzt, bei denen entweder 1 Müon oder beide Müonen im Außendetektor nachgewiesen wurden, so wurde für η_{korr} ein mit den Zählraten beider Ereignisklassen gewichtetes Mittel benutzt.

Das Verzweigungsverhältnis $B(\Psi' \rightarrow J/\psi X)$ ergibt sich mit der obigen Formel zu:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\psi X) = 0.51 \pm 0.12$$

Mit:

- $N(\Psi' \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 1130$ Gesamtzahl der nachgewiesenen Kaskadenzerfälle (s.o.)
- $\epsilon(\Psi' \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \mu\mu) = 0.0355$ Mit den einzelnen Verzweigungsverhältnissen (s.u.) gewichtete mittlere Akzeptanz des Detektors für Kaskadenzerfälle beim Nachweis beider Müonen im Außendetektor

Der Wert von $B(\Psi' \rightarrow J/\psi X)$ ist in guter Übereinstimmung mit dem von der SLAC-LBL-Kollaboration gewonnenen: 0.57 ± 0.08 ⁴⁴.

Die folgende Tabelle gibt für die verschiedenen in dieser Arbeit untersuchten Zerfälle die Detektorakzeptanzen **wieder**. Auswahlkriterien bei der Ereigniselektion (χ^2 -, Massen-Schnitte etc.) sind berücksichtigt. Bei der Berechnung der Akzeptanzen der einzelnen Zerfälle wurden die im Anhang angegebenen Winkelverteilungen verwendet. Für die Zwischenzustände wurde dabei die in Kap. IV.2. beschriebene Spin-Zuordnung benutzt. Die Zahlenangaben der Rubrik "Außenspuren" gelten für solche Ereignisse, bei denen lediglich der Nachweis eines Müonpaares im Außendetektor verlangt wurde, sonst gelten alle Akzeptanzen für solche Er-

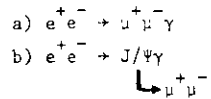
eignisse, bei denen alle Zerfallsteilchen im Detektor nachgewiesen wurden (bis auf das "Axion")

Tabelle I: Detektorakzeptanzen (in %)

Zerfallskanal	2 Müonen außen	1 Müon außen	Außenspuren
$\Psi' \rightarrow 3.55 + \gamma_1, 3.55 \rightarrow J/\Psi + \gamma_2$	0.59	1.24	2.61
$\Psi' \rightarrow 3.51 + \gamma_1, 3.51 \rightarrow J/\Psi + \gamma_2$	0.61	1.42	2.70
$\Psi' \rightarrow 3.41 + \gamma_1, 3.41 \rightarrow J/\Psi + \gamma_2$	0.53	0.96	3.24
$\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma$	1.31	0.78	4.50
$\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0, \pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	0.33	1.58	2.29
$\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$	0.90		3.55
$\Psi' \rightarrow J/\Psi a$	0.89 (Axion-Impuls zeigt in den Detektor)		

Strahlungskorrekturen sind bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse für die Kaskadenzerfälle vernachlässigbar:

Die folgenden Reaktionen können Kaskadenzerfälle vortäuschen:



Elektron oder Positron haben dabei im Anfangszustand ein Photon abgestrahlt, so daß die verbleibende Reaktionsenergie gerade ausreicht, die J/Ψ -Resonanz anzuregen bzw. ein Müonpaar zu erzeugen, das die Auswahlkriterien erfüllt. Bei Ereignissen dieses Typs sollte der Polarwinkel θ des J/Ψ bzw. des Müonsystems bzgl. des e^+ -Strahles nahe 0° oder bei 180° liegen. Der von Elektron (Positron) und abgestrahltem Photon eingeschlossene Winkel ist sehr klein, so daß sich das J/Ψ bzw. das Müonsystem entlang des e^+ -Strahles bewegt. Außerdem soll-

ten die Rückstoßmassen M_X gegenüber den Müonen bei Reaktionen des Typs a) oder b) bei $0 \text{ GeV}/c^2$ liegen. Der Meßfehler bei der Bestimmung von M_X ist allerdings gerade bei kleinem M_X sehr groß, da die Massenauflösung sehr stark von der Größe der Rückstoßmasse abhängt (s. Abb. 21).

In den Abb. 22a, b ist der Polarwinkel θ des J/Ψ gegen die Rückstoßmasse M_X bzw. der Fehler von θ gegen M_X für die 1130 Ereignisse, die laut Analyse aus dem Kaskadenzerfall stammen, aufgetragen. Lediglich 5 Ereignisse haben niedrige Rückstoßmassen und einen Polarwinkel nahe 0° oder 180° und können daher den Untergrundreaktionen a) oder b) entsprechen. Als Ergebnis einer Monte-Carlo-Rechnung erwartet man einen Anteil von 0.5 % aus den Reaktionen a) und b), was mit den 5 gefundenen Ereignissen sehr gut übereinstimmt.

III.5. Analyse der Kaskadenzerfälle

Von den 1130 Ereignissen mit beiden Müonspuren im Außendetektor, bei denen eine kinematische Anpassung an den Zerfall der J/Ψ -Resonanz gelang, und von den 706 Ereignissen, bei denen nur ein Müon im Außendetektor nachgewiesen wurde, hatten noch etwa 80 % weitere Spuren im Innendetektor. Für Ereignisse mit 2 oder mehr zusätzlichen Innendetektorspuren wurde eine kinematische Anpassung (2- bzw. 3-fach überbestimmt: "2C-" bzw. "3C-Fit", s.o.) an den Kaskadenzerfall versucht.

Würde mindestens eine Photospur im Innendetektor gefunden, so wurden alle anderen Innendetektorspuren (außer den Müonspuren) auch dem Durchgang von Photonen zugeschrieben. Dann wurde unter Einbeziehung der Müonspuren mit allen möglichen Kombinationen von Innendetektorspuren die Anpassung an den Kaskadenzerfall versucht. Strahlungszerfälle und Zerfälle mit einem π^0 oder η , das in 2 Photonen zerfällt, sollten eine Anpassung mit kleinem χ^2 ergeben. Ereignisse aus der Reaktion $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0 \pi^0, \pi^0 \pi^0 \rightarrow 4\gamma$ hingegen, wobei nur 2 Photonen nachgewiesen wurden, sollten ein schlechtes Ergebnis der Anpassungsrechnung, d.h. ein großes χ^2 bzw. eine sehr kleine χ^2 -Wahrscheinlichkeit $P(\chi^2, n)$ haben. Nach einem χ^2 -Schnitt bei 20 wurden die graphischen Darstellungen

aller verbleibenden Ereignisse durchgemustert und eine Entscheidung darüber getroffen, ob die Ladungszuordnungen zu den Spuren richtig waren, bzw. ob tatsächlich nur 2 weitere Teilchen im Innendetektor nachgewiesen wurden.

Wurde neben den beiden Müonen im Außendetektor mindestens eine Innendetektorspur gefunden, die dem Durchgang eines geladenen Teilchens zuzuschreiben war, so wurden alle Innendetektorspuren dem Durchgang geladener Pionen zugeordnet, und es wurde entsprechend dem Verfahren bei den Photonspuren vorgegangen.

Die bei den kinematischen Anpassungen benutzten Winkel- und Impulsfehler der Spuren sind in Kap. III.7. zusammengefaßt.

65 Ereignisse mit 2 Photonspuren im Innen- und 2 Müonspuren im Außendetektor sowie 56 Ereignisse mit 2 Photon- und einer Müonspur im Innen- und einer Müonspur im Außendetektor wurden gefunden.

Außerdem wurden 149 Ereignisse gefunden, bei denen 2 geladene Pionen im Innendetektor nachgewiesen wurden.

Die Abb. 23a, b, c zeigen jeweils für die verschiedenen Ereignistypen den Verlauf von $P(\chi^2, n)$.

Der Verlauf von $P(\chi^2, n)$ bei den Ereignisklassen, bei denen Photonen im Innendetektor nachgewiesen wurden - relativ viele Eintragungen bei großem $P(\chi^2, n)$ -, deutet an, daß die Fehler der Photonspuren als zu groß angenommen wurden. Die gleichen Fehler wurden in den Akzeptanzrechnungen benutzt, so daß auf diesen Effekt korrigiert wurde.

III.5.1. $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$

Das Verzweigungsverhältniss $B(\psi' \rightarrow J/\psi \eta)$ wurde bestimmt durch:

- a) Analyse der Verteilung der Rückstoßmassen M_X (Inklusive Analyse)
- b) Analyse der Ereignisse, bei denen alle Teilchen des Endzustandes nachgewiesen wurden (Exklusive Analyse)

Die Detektorakzeptanzen sind in beiden Fällen sehr unterschiedlich, da für Methode a) lediglich die Kenntnis der Außendetektorakzeptanz für b) hingegen die Kenntnis sowohl der Außendetektor- als auch der Innendetektorakzeptanz notwendig war. Insofern ist ein Vergleich der mit beiden Methoden gewonnenen Verzweigungsverhältnisse eine Prüfung auf die richtige Berechnung der Innendetektorakzeptanz.

a) Analyse der Verteilung der Rückstoßmassen

Abb. 24 zeigt die Verteilung der Rückstoßmassen M_X aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi X$. Auffallend ist, daß hohe Massenwerte für M_X bevorzugt werden. Das Maximum der Verteilung liegt bei $M_X = 0.55 \text{ GeV}/c^2$, also dort, wo eine Überhöhung als Signal des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi$ zu erwarten ist.

Ein Signal des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ (G-Parität verboten s.u.) ist nicht zu erkennen, allerdings ist in diesem M_X -Bereich die Massenauflösung sehr schlecht (vgl. Abb. 21). Ereignisse mit Rückstoßmassen unterhalb der 2-Pion-Schwelle können außerdem von den Strahlungszersfällen oder aber von Ereignissen herrühren, bei denen eines der Teilchen im Anfangszustand abgestrahlt hat (s. Kap. III.4.).

In die Abb. 24 ist das Ergebnis einer Anpassung an die Daten eingezeichnet, aus der der Anteil des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi \pi$ an der M_X -Verteilung bestimmt wurde: Fast 80 % der Kaskadenzerfälle sind vom Typ $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$. Zerfälle dieses Typs wurden mit einem Monte-Carlo-Programm unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz simuliert, und die Form der dabei erhaltenen $M_X(\pi\pi)$ -Verteilung an die gemessene M_X -Verteilung angepaßt. Um sicher zu sein, daß die gemessene M_X -Verteilung praktisch nur von dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$ stammt, wurden die erwarteten Zählraten der Strahlungszersfälle (67 Eintragungen über den gesamten M_X -Bereich, berechnet mit den unten angegebenen Verzweigungsverhältnissen) von der gemessenen M_X -Verteilung subtrahiert, und die Ereignisse, deren M_X in dem Bereich lag, wo etwa 90 % aller Eintragungen aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \eta$ ($0.53 \leq M_X \leq 0.56$) erwartet wurden, bei der Anpassung nicht berücksichtigt.

Bei der Anpassung der Form der $M_X(\pi\pi)$ -Verteilung an die so korrigierte M_X -Verteilung wurde angenommen, daß beide Pionen aus dem Zerfall einer c -Resonanz stammten (s.u.).

Die Summe der so gewonnenen $M_X(c \rightarrow \pi\pi)$ -Verteilung und einer Gaußverteilung wurde dann an die gemessene M_X -Verteilung (Anteil der Strahlungszersfälle subtrahiert) im M_X -Bereich zwischen 0.3 und 0.6 GeV/c^2 angepaßt. Die Gaußverteilung berücksichtigte dabei den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi$. In Abb. 24 sind diese beiden Verteilungen nach der Anpassung unter Berücksichtigung des Anteils der Strahlungszersfälle in die gemessene

M_X -Verteilung eingezeichnet. Aus dieser Anpassung wurde der relative Anteil des Zerfalls $\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta$ an den Kaskadenzerfällen gewonnen. Er beträgt $9.1 \pm 1.9 \%$ (entsprechend $N_\eta = 97 \pm 20$). Damit ergibt sich für den Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta$ ein Verzweigungsverhältnis von

$$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta) = 0.035 \pm 0.007$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Messungen (s. Kap. III.6.).

Die Abb. 25 zeigt die Verteilung der $\pi\pi$ -Massen, die man aus dem Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi\pi$ erwartet, wenn dieser Zerfall gemäß Phasenraum (gestrichelt) bzw. über eine ϵ -Resonanz (s. Kap. IV.3., durchgezogen) vor sich geht. Masse und Breite der ϵ -Resonanz wurden aus einer Anpassung an die Daten gewonnen. Die folgenden Formeln geben für beide Fälle die Verteilungsfunktionen der Massen der beiden Pionen wieder:

Phasenraum⁴³: $\frac{dN}{dM_{\pi\pi}} \sim \frac{1}{m_\Psi} (M_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2)^{1/2} P_{J/\Psi}$

$$P_{J/\Psi} = \frac{\{(m_\Psi^2 - m_{J/\Psi}^2)^2 - 2(m_\Psi^2 + m_{J/\Psi}^2)M_{\pi\pi}^2 + M_{\pi\pi}^4\}^{1/2}}{2m_\Psi}$$

ϵ -Resonanz⁵⁴: $\frac{dN}{dM_{\pi\pi}} \sim \frac{1}{3\pi} M_{\pi\pi} (m_\Psi + m_{J/\Psi}) \left\{ \left(1 - \frac{m_{J/\Psi}}{m_\Psi}\right)^2 - \frac{M_{\pi\pi}^2}{m_\Psi^2} \right\}^{1/2} \gamma |\Delta\epsilon|^2$

$$\gamma = m_\epsilon \Gamma_\epsilon \frac{(1 - 4m_\pi^2/M_{\pi\pi}^2)^{1/2} (M_{\pi\pi}^2 - 2m_\pi^2)^2}{(1 - 4m_\pi^2/m_\epsilon^2)^{1/2} (m_\epsilon^2 - 2m_\pi^2)^2}$$

$$|\Delta\epsilon|^2 = (m_\epsilon^2 - M_{\pi\pi}^2 + \gamma^2)^{-1}$$

$$\underline{m_\epsilon = 0.710 \pm 0.070 \text{ (GeV/c}^2\text{)}} \quad (\epsilon\text{-Masse)}$$

$$\underline{\Gamma_\epsilon = 0.910 \pm 0.110 \text{ (GeV/c}^2\text{)}} \quad (\epsilon\text{-Breite)}$$

b) Exklusive Analyse $\Psi' \rightarrow \Psi \eta, \eta \rightarrow \gamma\gamma$

Von den 65 (2 Müonen im Außendetektor) bzw. 56 (1 Müon im Außendetektor) Ereignissen mit 2 Photonspuren im Innendetektor verblieben

nach einem Schnitt in der χ^2 -Wahrscheinlichkeit bei 0.14 ($\chi^2 < 5.5$ bzw. < 4.0) nach der kinematischen Anpassung an den Kaskadenzerfall 44 bzw. 39 Ereignisse.

Abb. 26 zeigt die nach der Anpassung berechneten invarianten $\gamma\gamma$ -Massen der 44 Ereignisse aufgetragen gegen ihre Rückstoßmassen M_X , die nur unter Berücksichtigung der beiden Müonimpulse für $\Psi' \rightarrow J/\Psi X, J/\Psi \rightarrow \mu\mu$ berechnet wurden. M_X und $M_{\gamma\gamma}$ stimmen gut miteinander überein.

Die Abb. 27a,b zeigen für beide Ereignisklassen (2 bzw. 1 Müon außen) die Verteilungen der berechneten invarianten $\gamma\gamma$ -Massen, in Abb. 27c sind die Ereignisse beider Klassen gemeinsam eingetragen.

Neben einem relativ flachen Verlauf über fast den gesamten Massenbereich ist in den Abb. 27a,c eine deutliche Überhöhung bei der η -Masse ($\sim 0.55 \text{ GeV/c}^2$) zu erkennen. In die Abbildungen ist schraffiert der Anteil von Strahlungszerfällen (Abb. 27a: 15 Ereignisse, Abb. 27b: 23 Ereignisse, Abb. 27c: 38 Ereignisse, s.u.) und vom $\pi^0\pi^0$ -Untergrund (Abb. 27a: 10 Ereignisse, Abb. 27b: 5 Ereignisse, Abb. 27c: 15 Ereignisse, s.u.) eingezeichnet. Bei den in Abb. 27a,c eingezeichneten Daten wurde im η -Bereich eine Gaußfunktion mit der aus Monte-Carlo-Rechnungen bestimmten Massenaufösung ($\sigma_m = 0.010 \text{ GeV/c}^2$) angepaßt (s. Kurve in den Abb.), woraus die Zahl der nachgewiesenen η 's gewonnen wurde. In Abb. 27b wurde lediglich die Anzahl der Ereignisse oberhalb des Untergrundes im η -Bereich abgezählt. Es ergeben sich die folgenden Anzahlen nachgewiesener η 's mit den entsprechenden Verzweigungsverhältnissen und χ^2 -Wahrscheinlichkeiten der Anpassungen:

	$\frac{N}{n}$	$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta)$	$P(\chi^2, n)$
2 Müonen im Außendetektor	14.0 ± 4.0	0.046 ± 0.013	0.8
1 Müon im Außendetektor	4.2 ± 2.5	0.024 ± 0.014	-
gesamt	16.9 ± 4.3	0.035 ± 0.009	0.7

(mit $B(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = 0.38$)

Zwar liegt das mit 1 Müon im Außendetektor gewonnene Verzweigungsverhältnis etwa 1.5 Standardabweichungen unter dem mit 2 Müonen im Außendetektor gewonnenen, doch stimmen die Verzweigungsverhältnisse innerhalb ihrer Fehler mit dem im vorigen Abschnitt angegebenen Verzweigungsverhältnis überein, das gewonnen wurde, indem nur Außendetektorinformationen benutzt wurden.

III.5.2. $\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1 + P_c(\chi) + J/\psi + \gamma_2$

a) Auswahlkriterien, Kinematik

Aus den mit der Anpassungsrechnung ermittelten Viererimpulsen der beiden Photonen und der beiden Myonen wurde der Viererimpuls des J/ψ und die invariante Masse des $J/\psi\gamma$ -Systems berechnet. Berücksichtigt wurden dabei nur solche Ereignisse, deren invariante $\gamma\gamma$ -Masse unterhalb von $0.520 \text{ GeV}/c^2$ lag (3σ von m_η entfernt), um Ereignisse aus dem Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\psi\gamma$ abzutrennen.

Für die Masse des $J/\psi\gamma$ -Systems gab es jeweils 2 Lösungen, je nachdem welches der Photonen zur Berechnung von $M_{J/\psi\gamma}$ benutzt wurde. Aus dem Zerfall der Zwischenzustände in Hadronen sind ihre Massen bekannt¹⁵. Danach entspricht die Lösung für die $J/\psi\gamma$ -Masse der $P_c(\chi)$ -Masse, bei der der Vierervektor des höher energetischen Photons zur Berechnung der $J/\psi\gamma$ -Masse benutzt wurde:

$$M_{J/\psi\gamma_h} = M_{P_c(\chi)} = \sqrt{(p_{J/\psi} + p_{\gamma_h})^2}$$

Bei der niedrigen Massenlösung $M_{J/\psi\gamma_1}$ tritt auf Grund des Dopplereffektes eine Verschmierung der $J/\psi\gamma_1$ -Massen auf.

Die Kinematik des Kaskadenzerfalls über Zwischenzustände sei hier kurz dargestellt:

$$\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1$$

$$P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2$$

$$E_{\gamma_1} = \frac{\pi_{\Psi'}^2 - m_{P_c(\chi)}^2}{2m_{\Psi'}} \quad E_{P_c(\chi)} = \frac{m_{\Psi'}^2 + m_{P_c(\chi)}^2}{2m_{\Psi'}}$$

mittlere Energie des 2. γ im Laborsystem (= Energie des 2. γ im $P_c(\chi)$ -Ruhesystem):

$$E_{\gamma_2}^* = \frac{m_{P_c(\chi)}^2 - \pi_{J/\psi}^2}{2m_{P_c(\chi)}}$$

Die Energie E_{γ_2} ist um $E_{\gamma_2}^*$ verschmirt von

$$E_{\gamma_2\min} = E_{\gamma_2}^* \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{1/2} \quad \text{bis} \quad E_{\gamma_2\max} = E_{\gamma_2}^* \left(\frac{1+\beta}{1-\beta}\right)^{1/2}$$

$$\beta = \frac{p_{P_c(\chi)}}{E_{P_c(\chi)}} \quad \text{und Dopplereffektor} \left(\frac{1-\beta}{1+\beta}\right)^{1/2} = \frac{m_{P_c(\chi)}}{m_{\Psi'}}$$

Für die Massenverschmierung bei der Berechnung von $M_{J/\psi\gamma_1}$ ergibt sich:

$$M_{J/\psi\gamma_1}^2 = m_{\Psi'}^2 (\pi_{\Psi'} - 2E_{\gamma_2})$$

Nachfolgend sind für die verschiedenen $P_c(\chi)$ -Zustände die berechneten Photonenergien und die Verschmierung von $M_{J/\psi\gamma_1}$ durch den Dopplereffekt wiedergegeben. Die Massen der Zwischenzustände stammen dabei aus einer Anpassung an die Daten (s.u.) bzw. der Ref. 15. Für die Massen der Ψ' - und der J/ψ -Resonanz wurden 3.687 und $3.096 \text{ GeV}/c^2$ angenommen¹⁶. Alle Angaben sind in GeV oder GeV/c^2 .

$m_{P_c(\chi)}$	E_{γ_1}	E_{γ_2}	$E_{\gamma_2\min}$	$E_{\gamma_2\max}$	$M_{J/\psi\gamma_1\min}$	$M_{J/\psi\gamma_1\max}$
3.413	0.264	0.302	0.280	0.326	3.345	3.395
3.509	0.174	0.389	0.370	0.409	3.252	3.296
3.551	0.133	0.426	0.410	0.442	3.215	3.251

b) Verzweigungsverhältnisse, Massen der Zwischenzustände

Die Abb. 28a,b,c zeigen für beide Ereignisklassen (2 oder 1 Myon außen) $M_{J/\psi\gamma_1}$ gegen $M_{J/\psi\gamma_h}$ aufgetragen sowie eine Zusammenfassung aller Ereignisse im Vergleich mit einer anderen Messung der SLAC-LBL-Koalition¹⁵ (Abb. 28c), die gute Übereinstimmung zwischen beiden Messungen zeigt. Die Abb. 29a,b,c und 30a,b,c zeigen die Projektionen auf die Massenachsen, wobei in den $M_{J/\psi\gamma_h}$ -Projektionen (Abb. 29a,b,c) deutliche Anhäufungen von Ereignissen bei $M_{J/\psi\gamma}$ -Werten von 3.51 und $3.55 \text{ GeV}/c^2$ zu erkennen sind.

Schraffiert sind jeweils die erwarteten Zählraten aus der Untergrundreaktion $\Psi' \rightarrow J/\psi\pi^0\pi^0$ bei Nachweis von nur 2 Photonen aus den Pionzerfällen eingezeichnet (6 bzw. 4 bzw. 10 Ereignisse). Bei der Berechnung dieses Untergrundes wurde die Verteilung der $\tau^0\tau^0$ -Massen entsprechend der in Kap. III.5.1.a) gefundenen $M(\epsilon + \pi\pi)$ -Verteilung angenommen

und aus dem gemessenen Verzweigungsverhältnis $B(\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0,24$ (s. Kap.III.5.4.) das Verzweigungsverhältnis $B(\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0)$ berechnet:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0) = I \cdot PS \cdot B(\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0,53 \cdot B(\Psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0,13$$

I = Isospinfaktor (Isospin_{J/ψ} = Isospin_ψ, = 0; Isospinerhaltung beim Zerfall → I = 1/2)

PS = Korrektur für unterschiedlichen Phasenraum (nach Formel auf S.111, Ref.52) = 1.06

Nach Subtraktion des Untergrundes wurde eine Anpassung an die Daten versucht, deren Ergebnis die durchgezogenen Linien in den Abb.29a,b,c sind. Dabei wurde angenommen, daß neben den beobachteten Zuständen mit Massen von 3.509 und 3.551 GeV/c² (s.u.) ein weiterer Zustand mit einer Masse von 3.413 GeV/c² beobachtet wurde, dessen Zerfallssignal allerdings vornehmlich in hadronischen Zerfällen zu beobachten ist¹⁵.

An die Daten wurden 3 Gaußverteilungen mit den jeweiligen Massen entsprechenden Mittelwerten angepaßt, deren Breiten mit Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt wurden (σ = 0.010 bzw. 0.013 bzw. 0.011 für jeweils alle Gaußverteilungen in den 3 Abb.). Aus den mit diesen Anpassungen ermittelten Anzahlen von Strahlungszerfällen über die einzelnen Zwischenzustände wurden die Produktverzweigungsverhältnisse $B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1) \cdot B(P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2)$ berechnet (vgl. Kap.III.4.). Die Massen der Zwischenzustände bei 3.51 und 3.55 GeV/c² wurden durch eine Anpassung an die Zusammenfassung der Daten beider Ereignisklassen (Abb.29c) gewonnen.

Die Kurven in den Abb.30a,b,c geben den mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen unter Benutzung der gemessenen Produktverzweigungsverhältnisse berechneten Verlauf von $M_{J/\psi \gamma_1}$ wieder, der mit den Daten recht gut übereinstimmt. Die einzelnen Zwischenzustände sind in dieser Projektion auf Grund der Doppler-Verbreiterung (s.o.) nicht mehr aufzulösen.

Die folgende Tabelle gibt einen Überblick über die Anzahl N der nachgewiesenen Zerfälle über die einzelnen Zwischenzustände, über die gemessenen Massen und die Produktverzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Zerfälle:

Tabelle 11: Produktverzweigungsverhältnisse für Strahlungszerfälle

$m_{P_c(\chi)}$	$N_{P_c(\chi)}$			$B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma_1) \cdot B(P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma_2)$		
	2_{μ}	1_{μ}	$2_{\mu+1_{\mu}}$	2_{μ}	1_{μ}	$2_{\mu+1_{\mu}}$
3.413 ¹⁵	1.0±1.0	1.6±1.6	2.6±1.9	0.003±0.003	0.003±0.003	0.003±0.002
3.509±0.011	9.3±3.1	10.6±3.3	21.1±4.6	0.025±0.008	0.013±0.004	0.017±0.004
3.551±0.011	5.0±2.2	10.3±3.2	15.2±3.9	0.014±0.006	0.014±0.004	0.014±0.004

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für die einzelnen Zerfälle sind in Tab.I, Kap.III.4. zusammengefaßt. Die χ^2 -Wahrscheinlichkeit betrug bei den Anpassungen im Mittel 0.8.

Innerhalb der Fehler stimmen die so gewonnenen Werte für die Produktverzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Ereignisklassen miteinander überein. Lediglich bei $m_{P_c(\chi)} = 3.509$ GeV/c² gibt es eine kleine Differenz der Werte (etwa 1^c Standardabweichung).

In den Abb.28a,b,c ($M_{J/\psi \gamma_1}$ aufgetragen gegen $M_{J/\psi \gamma_2}$) sind jeweils Ereignisse zu erkennen, deren $M_{J/\psi \gamma_1}$ bei 3.45 GeV/c² liegt ($M_{J/\psi \gamma_1}$ bei 3.34 GeV/c²). Bei der Zusammenfassung der Ereignisklassen sind in der $M_{J/\psi \gamma_1}$ -Projektion 3 Ereignisse zu erkennen, deren Massen fast gleich 3.45 GeV/c² betragen. Diese Ereignisse könnten Andeutungen für einen weiteren Zwischenzustand sein. Allerdings ist zu beachten, daß eins der Ereignisse eine $\gamma\gamma$ -Masse hat, die gerade der π^0 -Masse entspricht (s.u.). Da die Daten nicht ausreichen, um zu entscheiden, ob ein weiterer Zwischenzustand vorhanden ist, wird - von den 3 Ereignissen ausgehend - eine obere Grenze für die Existenz des Zerfalls in einen weiteren Zwischenzustand angegeben:

$$B(\Psi' \rightarrow 3.45 + \gamma_1) \cdot B(3.45 \rightarrow J/\psi + \gamma_2) < 0.004 \quad (90 \% \text{ Vertrauensgrenze})$$

Dabei wurde der $\pi^0 \pi^0$ -Untergrund im Massenbereich zwischen $M_{J/\psi \gamma_1} = 3.44$ und $M_{J/\psi \gamma_1} = 3.47$ GeV/c² subtrahiert (2.1 Ereignisse). Außerdem wurde für die Akzeptanzrechnung angenommen, daß der Zerfall isotrop verläuft ($\epsilon_{3.45} = 0.0181$).

Die Abb.31a,b,c zeigen für alle Ereignisse der verschiedenen Klassen, die den χ^2 -Schnitt bei der kinematischen Anpassung an den Kaskadenzerfall überstanden, deren $M_{J/\psi\gamma_h}$ aufgetragen gegen ihre invarianten $\gamma\gamma$ -Massen. Oberhalb einer $\gamma\gamma$ -Masse von $0.52 \text{ GeV}/c^2$ sieht man die Eintragungen aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\gamma$, deren $J/\psi\gamma_h$ -Massen zwischen 3.38 und $3.50 \text{ GeV}/c^2$ liegen.

Mehrere Ereignisse - insbesondere solche, bei denen nur 1 μ im Außendetektor nachgewiesen wurde - haben $\gamma\gamma$ -Massen, die der π^0 -Masse entsprechen oder sehr nahe bei ihr liegen (s.u.). Ein Ereignis hat $M_{J/\psi\gamma_h} = 3.45 \text{ GeV}/c^2$ und eine invariante $\gamma\gamma$ -Masse, die genau der τ^0 -Masse entspricht (s. Abb.31a).

c) Winkelverteilungen, Spins der Zwischenzustände

Die gemessenen Winkelverteilungen der Zerfallsteilchen bei den Strahlungszersfällen können Aufschluß über die Spin-Massen-Zuordnung der Zwischenzustände geben (s. Anhang).

Für die Verteilung der Polarwinkel θ_{γ_1} der ersten Photonen bzgl. der e^+ -Richtung erwartet man in niedrigster Ordnung die folgende Verteilung¹⁵:

$$W(\theta_{\gamma_1}) \sim 1 + A \cdot \cos^2 \theta_{\gamma_1}$$

$$\text{mit: } A = 1 \quad \text{für } S_{P_c}(\chi) = 0$$

$$A = -1/3 \quad S_{P_c}(\chi) = 1$$

$$A = 1/13 \quad S_{P_c}(\chi) = 2$$

Die Abb.32a,b zeigen die gemessenen Verteilungen der cosinus der Polarwinkel des ersten Photons bzgl. der e^+ -Richtung für die Ereignisse beider Klassen (1 oder 2 Müonen außen) aufgeteilt nach den folgenden Massenintervallen:

$$3.51 \text{ GeV}/c^2 : 3.48 \leq M_{J/\psi\gamma_h} \leq 3.52$$

$$3.55 \text{ GeV}/c^2 : 3.53 \leq M_{J/\psi\gamma_h} \leq 3.57$$

Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse einer Anpassung der theoretischen Verteilung $W(\theta_{\gamma_1})$ an die Daten, aus der die folgenden Koeffizienten bestimmt wurden:

$$3.51 \text{ GeV}/c^2 : A = 0.3 \pm 1.7 \quad (\text{Detektorakzeptanz berücksichtigt})$$

$$3.55 \text{ GeV}/c^2 : A = -0.5 \pm 0.9$$

Für den Zustand bei $3.55 \text{ GeV}/c^2$ scheint demnach Spin 0 fast ausgeschlossen zu sein. Leider sind die Daten nicht ausreichend, um eine sichere Spinzuordnung zu treffen, weswegen die Spinzuordnungen von anderen Messungen¹⁵ übernommen wurden.

III.5.3. $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$

Um die Ereignisse zu erfassen, die die Hypothese $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ erfüllen, wurde an alle Ereignisse eine weitere kinematische Anpassung gemacht, wobei als zusätzliche Randbedingung verlangt wurde, daß die beiden Photonen aus dem Zerfall eines τ^0 stammen.

Die Gleichungssysteme der Anpassungsrechnungen waren in diesen Fällen 3- bzw. 4-fach überbestimmt. Die χ^2 -Verteilung zeigt die Abb.33a.

8 Ereignisse, bei denen nur 1 Müon im Außendetektor nachgewiesen wurde, hatten $\chi^2 < 5$, während sich die übrigen Ereignisse gleichmäßig oberhalb von $\chi^2 = 8$ verteilen. Bei Nachweis beider Müonen im Außendetektor ergeben sich 2 Ereignisse mit $\chi^2 = 1.7$ bzw. $\chi^2 = 4.4$, die in Abb.33a zusammen mit den Ereignissen der anderen Klasse gezeigt sind.

Die Form der χ^2 -Verteilung sowie die Tatsache, daß es entsprechend den berechneten Akzeptanzen (s. Tab. I) in der einen Ereignisklasse 4 mal so viele Kandidaten für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ wie in der anderen gibt, scheint ein Hinweis darauf zu sein, daß der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ (C-Parität verboten!) nachgewiesen wurde. Allerdings sind auch bei den Strahlungszersfällen Ereignisse möglich, bei denen niedrige invariante $\gamma\gamma$ -Massen auftreten.

Die Verteilung der Öffnungswinkel der beiden Photonen ist gut geeignet, zwischen Zersfällen des Typs $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ und Strahlungszersfällen zu unterscheiden. Während bei den Strahlungszersfällen die Öffnungswinkelverteilung der beiden Photonen relativ flach ist, sind die Öffnungswinkel der Photonen bei dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ um einen engen Bereich bei 30° konzentriert. Abb.33b zeigt die gemessene Öffnungswinkelverteilung der Photonen von den Ereignissen, die die $\psi' \rightarrow J/\psi\tau^0$ -Hypothese erfüllen. Strich-punktiert ist der Verlauf der Öffnungswinkelverteilung eingezeichnet, den man beim Nachweis von Strahlungszersfällen erwartet (auf

39 nachgewiesene Ereignisse aus den Strahlungszerfällen normiert); die gestrichelte Linie gibt den Verlauf der Öffnungswinkelverteilung wieder, den man beim Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ erwartet (normiert auf die 10 Ereignisse, die die $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ -Hypothese mit $\chi^2 < 8$ erfüllten). Diese Öffnungswinkelverteilungen wurden mit Monte-Carlo-Rechnungen ermittelt (s. Anhang).

Die gemessene Öffnungswinkelverteilung entspricht nicht der für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ erwarteten, vielmehr scheinen größere als der erwartete mittlere Öffnungswinkel (30°) bevorzugt. Die Fehler der Öffnungswinkel liegen zwischen 1.5° und 3.5° (vgl. Kap. III.7.).

In dem Bereich, in dem 90 % aller Öffnungswinkel aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ liegen sollten (25° - 39°), liegen lediglich 6 von 10 Ereignissen. Dabei werden in diesem Bereich 5 Ereignisse aus den Strahlungszerfällen erwartet.

Unter Berücksichtigung dieses Untergrundes wird - von den 6 gemessenen Ereignissen ausgehend - für $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0)$ eine obere Grenze bestimmt:

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0) < 0.004 \quad (90 \% \text{ Vertrauensgrenze})$$

III.5.4. $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

Von den 149 Ereignissen mit 2 geladenen Pionen im Innen- und 2 Müonen im Außendetektor verbleiben nach einem Schnitt in der χ^2 -Wahrscheinlichkeit bei 0.01 ($\chi^2 < 12$) 137 Ereignisse, deren Verteilung der invarianten $\pi^+ \pi^-$ -Massen die Abb. 34 zeigt. Eingezeichnet ist in diese Abbildung die $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilung, die mit einem Monte-Carlo-Programm unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz (Außen- und Innendetektorakzeptanz) und der Verformung des $M_{\pi^+ \pi^-}$ -Spektrums durch eine ϵ -Resonanz (s. Kap. III.5.1.a)) gewonnen wurde.

Die mit dem Monte-Carlo-Programm erzeugte $M_{\pi^+ \pi^-}$ -Verteilung stimmt gut mit den Daten überein ($P(\chi^2, n) = 0.5$).

Aus der Zahl der nachgewiesenen Zerfälle mit 2 Pionen läßt sich das Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ berechnen:

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0.24 \pm 0.02$$

Dieses Verzweigungsverhältnis wurde bei der Berechnung des $\pi^0 \pi^0$ -Untergrundes der Strahlungszerfälle benutzt: $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0 \pi^0) = 0.53 \cdot B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ (s. Kap. III.5.2.b)).

Die Abb. 35 zeigt die Verteilung des cosinus der Polarwinkel der J/ψ -Resonanz $\theta_{J/\psi}$ bzgl. des e^+ -Strahles, die aus den gemessenen Impulsen und Winkeln der Müonen gewonnen wurde.

Für die theoretische Verteilung der Polarwinkel erhält man die folgende Form (s. Anhang):

$$W(\theta_{J/\psi}) = 1 + \alpha^2 + (1 - \alpha^2) \cos^2 \theta_{J/\psi}$$

$$\alpha = \frac{M^{00}}{M^{10}}$$

M = Übergangsmatrixelement, bei dem die Winkelabhängigkeit abgespalten ist ("reduziertes Matrixelement"). Die Indizes an den reduzierten Matrixelementen geben die Helizitäten der Endzustände des Zerfalls an, den M beschreibt. Der erste Index bezieht sich hier auf das J/ψ (mögliche Helizitäten: $\pm 1, 0$), der zweite auf das $\pi\pi$ -System (Helizität 0). α ist also das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente, die die Zerfälle des ψ' in Zustände beschreiben, in denen das J/ψ die Helizität 0 bzw. 1 hat.

Aus einer Anpassung an die Daten (durchgezogene Linie in Abb. 35, $P(\chi^2, n) = 0.3$) ergibt sich für dieses Verhältnis der folgende Wert:

$$\alpha = 1.3 \pm 0.3 \quad (\text{Detektorakzeptanz berücksichtigt})$$

III.5.5 $\psi' \rightarrow J/\psi a$

Beim Nachweis beider Müonen im Außendetektor konnten aus den Vierer-Impulsen der Müonen der Vierer-Impuls und die fehlende Masse sowie der fehlende Impuls berechnet werden.

Nach Zerfällen des Typs $\psi' \rightarrow J/\psi a$ ($a = \text{Axion}$) wurde gesucht, indem Ereignisse ausgewählt wurden, deren berechnete fehlende Masse innerhalb ihrer doppelten Fehler mit $0 \text{ GeV}/c^2$ verträglich waren. Ferner wurde verlangt, daß der fehlende Impuls in die Detektorakzeptanz zeigte, jedoch im Detektor kein Signal

registriert wurde. Das Axion kann u.a. in zwei Photonen zerfallen, jedoch würde dieser Zufall aufgrund der langen Lebensdauer des Axions ($> 10^{-2}$ sec) nicht im Bereich des Detektors stattfinden, so daß ein Axion kein Signal im Detektor hervorrufen würde.

Es wurde kein Ereignis mit der beschriebenen Signatur gefunden; daher kann für diesen Zerfall lediglich eine obere Grenze angegeben werden:

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi a) < 0.004 \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze})$$

III.6 Zusammenfassung der Ergebnisse, Vergleich mit anderen Messungen

Die in den vorigen Abschnitten aufgeführten Ergebnisse sollen hier noch einmal zusammengefaßt und mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden.

Unter der Rubrik "DASP" sind die mit diesem Experiment gewonnenen Ergebnisse in der Tab. III wiedergegeben. Es sind lediglich die statistischen Fehler bzw. die aus den Anpassungen gewonnenen Fehler der Ergebnisse angegeben. Die systematische Unsicherheit beträgt im Mittel etwa 22% (s.u.). Neben den berechneten Verzweigungsverhältnissen und den gemessenen Massen der Zwischenzustände sind auch die Teilchenzahlen N angegeben, auf denen die betreffenden Ergebnisse basieren. Die ersten vier Zeilen der Tab. III beziehen sich nur auf die Strahlungszерfälle. Unter der Rubrik "SLAC-LBL" sind die Ergebnisse der SLAC-LBL-Kollaboration, die am Speicherring SPEAR mit einem magnetischen Detektor Experimente durchführten, angegeben¹⁵. "MPPSSSD" bezeichnet die Ergebnisse eines Experiments mit einem nichtmagnetischen Detektor bei SPEAR¹⁶. Die Ergebnisse der Rubrik "DESY-Heidelberg" - nichtmagnetischer Detektor bei DORIS - sind vorläufig¹⁹. Von der PLUTO-Kollaboration, die auch bei DORIS die Strahlungszерfälle beobachtete²⁰, liegen keine Zahlen vor. Außerdem werden die Ergebnisse der Messungen der Zerfälle $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ und $\psi' \rightarrow J/\psi \pi$ mit den Ergebnissen der SLAC-LBL-Kollaboration^{4,45} verglichen. Bei dem Vergleich der Massen der Zwischenzustände ist zu beachten, daß hier die J/ψ -Masse mit $3.096 \text{ GeV}/c^2$ angenommen wurde, während bei den SLAC-LBL-Daten eine Masse von $3.095 \text{ GeV}/c^2$ angenommen wurde, so daß zu den unter der Rubrik "SLAC-LBL" angegebenen J/ψ -Massen noch $0.001 \text{ GeV}/c^2$ hinzuquaddieren ist.

B^2 bezeichnet das Produktverzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow P_c(\lambda) + \gamma_1) \cdot$

$$B(P_c(\lambda) \rightarrow J/\psi + \gamma_2).$$

Tabelle III: Vergleich verschiedener Messungen

Zustand	DASP		SLAC-LBL		MPPSSSD	DESY-Heidelberg
	N	B^2	M	B^2	B^2	B^2
3.41	2.6 ± 1.9	0.003 ± 0.002	3.413	0.002 ± 0.002	0.037 ± 0.017	0.002 ± 0.001
3.51	21.1 ± 4.6	0.017 ± 0.004	3.509 ± 0.011	0.024 ± 0.008	0.050 ± 0.015	0.033 ± 0.008
3.55	15.2 ± 3.9	0.014 ± 0.004	3.551 ± 0.011	0.010 ± 0.006	0.022 ± 0.010	0.023 ± 0.006
3.45	$4.6 (90\%CL)$	$< 0.004 (90\%CL)$	$3.45 \text{ oder } 3.34$	0.008 ± 0.004	$< 0.025 (90\%CL)$	$< 0.006 (90\%CL)$
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$	137 ± 12	0.24 ± 0.02		0.32 ± 0.04		
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi$	97 ± 20	0.035 ± 0.007		0.043 ± 0.008		
$\pi^+ \rightarrow \gamma \gamma$	16.9 ± 4.3	0.035 ± 0.009				
$\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$	$5.5 (90\%CL)$	$< 0.004 (90\%CL)$				
$\psi \rightarrow J/\psi a$	$2.3 (90\%CL)$	$< 0.004 (90\%CL)$				

Im Rahmen der Fehler stimmen die Messungen der Strahlungszерfälle recht gut überein. Lediglich für den Zwischenzustand mit einer Masse von etwa $3.51 \text{ GeV}/c^2$ liegt das von "MPPSSSD" gemessene Produktverzweigungsverhältnis deutlich oberhalb des "DASP"- und des "SLAC-LBL"-Ergebnisses.

Auch liegt das mit diesem Experiment ("DASP") gemessene Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ 2 Standardabweichungen unterhalb des von der SLAC-LBL-Kollaboration gemessenen. Jedoch sind in die Fehlerangaben der Rubrik "DASP" nur die statistischen Fehler bzw. die Fehler aus den Anpassungen an die Daten eingegangen. Außerdem wird bei der Berechnung aller Verzweigungsverhältnisse der Quotient $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles})/\Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ benutzt, für den von "DASP" ein Wert von 13.2 gefunden wurde (vgl. Kap. III.4), während die SLAC-LBL-Kollaboration 14.4 gemessen hat (mit $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles}) = 69 \pm 15 \text{ keV}$ und $\Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-) = 4.8 \pm 0.6 \text{ keV}$), also einen um 9% höheren Wert.

Bei Berücksichtigung der systematischen Fehler dieses Experiments (ca. 22%, s.u.) und der Differenz bei der Bestimmung von $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles})/\Gamma(J/\psi \rightarrow \pi^+ \pi^-)$ stimmen auch die Ergebnisse für $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ im Rahmen der Fehler überein.

III.7. Fehlerbetrachtung

Neben den statistischen Fehlern der Ergebnisse bzw. den aus den Anpassungen an die Daten gewonnenen Fehlern muß noch eine systematische Unsicherheit von im Mittel etwa 22 % berücksichtigt werden.

Diese setzt sich zusammen aus:

- Unsicherheit in der Nachweiswahrscheinlichkeit (ca. 15 %³⁷)
- Unsicherheit bei der Akzeptanzberechnung mit Monte-Carlo-Programmen (ca. 3 %)
- Unsicherheit der Form der Winkelverteilung bei den Strahlungszerfällen (s. Anhang) (ca. 10 maximal 15 %)
- Unsicherheit bei der Bestimmung von $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles})$ (5 %) und $\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$ (2 %) (Vergleiche Formel in Kap. III.4.; bei der Angabe von $\Gamma(J/\psi \rightarrow \text{alles})$ und $\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$ sind dort neben den aus den Anpassungen gewonnenen Fehlern von 5 bzw. 2% noch die Unsicherheit in der Nachweiswahrscheinlichkeit von 15%, s.o., bzw. 7% bei $\Gamma(J/\psi \rightarrow \mu\mu)$ ²⁹ und die Korrelationen beider Werte bei der Anpassung berücksichtigt, woraus sich die dort angegebenen relativ großen Fehler von 21 bzw. 12% erklären)²⁹

In der folgenden Tabelle sind noch einmal die bei den kinematischen Anpassungsrechnungen benutzten Fehler der Messungen auf Grund der Detektorauflösung zusammengefaßt:

Tabelle IV: Detektorauflösung

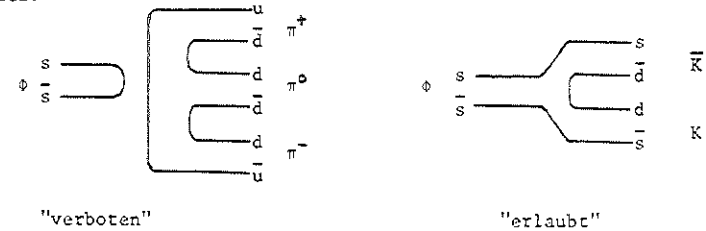
<u>Impulsauflösung</u> : $\sigma_p = 0.01 \cdot p^2 \cdot \frac{1000}{\text{Magnetstrom(A)}}$ p in GeV/c			
<u>Winkelauflösung</u>	σ_ϕ (mrad)	σ_θ (mrad)	
<u>Außendetektor</u>	8	5	
<u>Innendetektor</u>			
Proportionalkammern	4 - 8	5 - 11	(winkelabhängig)
Photon in Rohrkammern	28	16	Seiten
	26	45	"oben-unten"

IV. Interpretation der Ergebnisse

Deutung der Kaskadenzerfälle im Rahmen des Charmonium-Modells

Die J/ψ -Resonanz und die ψ' -Resonanz werden im Charmonium-Modell als gebundene Zustände aus $c\bar{c}$ ("Charm")-Quarks mit $J^{PC} = 1^{--}$ angesehen. Ihre lange Lebensdauer wird phänomenologisch durch die Okubo-Zweig-Iizuka (OZI)-Regel⁴⁶ erklärt, die Zerfälle "verbietet", bei denen Quark-Diagramme auftreten, in denen nicht durchgezogene Quarklinien vorhanden sind.

Beispiel:



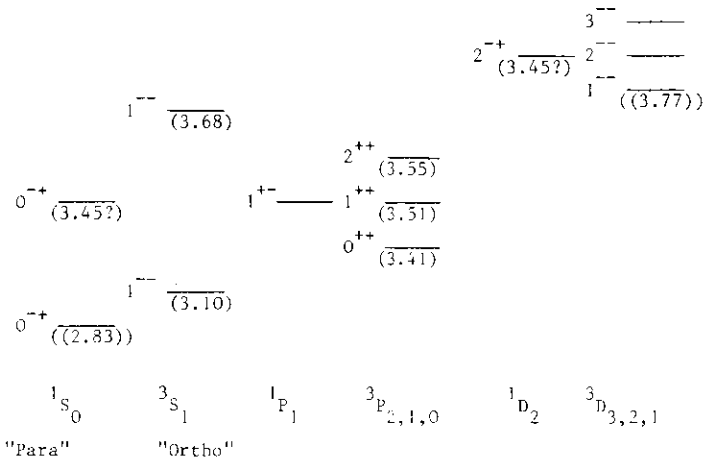
Die Breite des J/ψ (~ 70 keV) ist z.B. um einen Faktor 10^4 kleiner als die Breite, die man für ein "normales" Meson gleicher Masse, d.h. ein Meson, das aus den "alten" Quarks (u,d,s) zusammengesetzt ist, erwartet hätte⁴⁷.

Neben den Zuständen mit $J^{PC} = 1^{--}$, die direkt in der e^+e^- -Annihilation erzeugt werden können, gibt es noch eine Reihe von Zuständen mit gerader Ladungspartität C, die durch Strahlungszerfälle erreicht werden können. Die nachfolgende Skizze gibt das Term-Schema des Charmonium wieder, welches man mit einem Potential der Form

$$V(r) = \frac{\alpha_s}{r} + V_0 + ar \quad \text{erhält}^{47}.$$

Die einzelnen Niveaus sind mit J^{PC} bezeichnet; $P = (-1)^{L+1}$, $C = (-1)^{L+S}$; J = Gesamtdrehimpuls des Niveaus, P = Parität, C = Ladungspartität des Niveaus, L = relativer Bahndrehimpuls der $c\bar{c}$ -Quarks, S = Gesamtspin der $c\bar{c}$ -Quarks. Die spektroskopische Notation erfolgt gemäß $^{2S+1}L_J$. Unter den einzelnen Niveaus ist in Klammern die Masse des Zustandes angegeben, mit dem das betreffende Niveau identifiziert werden kann. Doppelt eingeklammert sind Zustände, die in dieser Arbeit nicht behandelt wurden (1^1S_0 und 3^1D_1).

Skizze: Termschema im Charmonium-Modell



Außer den Strahlungszerfällen der ψ' -Resonanz über Zwischenzustände in die J/ψ -Resonanz sind auch Kaskadenzerfälle unter Einschluß von Hadronen erlaubt.

Die Vorhersagen des Charmonium-Modells sollen in den folgenden Abschnitten mit den Messungen verglichen werden.

IV.1. $\psi' \rightarrow J/\psi \pi, \psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$

Die Erhaltung des Isospins ($I_{J/\psi}, I_{\pi} = 0$) erlaubt den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi$, während der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ verboten sein sollte.

Allerdings ist das beobachtete Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi) \approx 4\%$ überraschend groß, wenn man die folgenden Punkte beachtet:

- 1) Der zur Verfügung stehende Phasenraum ist sehr klein ($E_{kin} = 42 \text{ MeV}$).
- 2) Der relative Bahndrehimpuls zwischen J/ψ und π beträgt 1 (Paritätserhaltung).
- 3) Falls ψ' ein reines $SU(3)$ -Oktett ist, ist der Zerfall verboten.
- 4) Der Zerfall ist wegen der OZI-Regel unterdrückt.

Eine mögliche Erklärung für die Größe des Verzweigungsverhältnisses bietet die Annahme, daß im π eine $c\bar{c}$ -Komponente vorhanden ist.⁴⁸

Der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$, der die G-Paritätserhaltung verletzt, könnte in Analogie zum Zerfall $\eta \rightarrow 3\pi$ vonstatten gehen, der ebenfalls die G-Paritätserhaltung verletzt. Das sehr große Verzweigungsverhältnis $B(\eta \rightarrow 3\pi)$ (ca. 53%) kann durch elektromagnetische Wechselwirkung allein nicht erklärt werden, weswegen angenommen wird, daß im Hamilton-Operator des Zerfalls ein Anteil vorhanden ist, der nicht elektromagnetisch ist, jedoch die Isospin-Erhaltung verletzt⁴⁹.

Ein entsprechender Anteil im Hamilton-Operator des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ führt zu der Vorhersage, daß für das Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0)$ gelten sollte⁵⁰:

$$0.0005 \leq B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0) \leq 0.003$$

Die gemessene obere Grenze für diesen Zerfall ($B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0) < 0.004$) schließt einen solchen nicht elektromagnetischen Anteil, der die Isospin-Erhaltung verletzt, nicht aus.

IV.2. $\psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma, P_c(\chi) \rightarrow J/\psi + \gamma$

Die drei in diesem Experiment nachgewiesenen $P_c(\chi)$ -Zwischenzustände bei 3.41, 3.51 und 3.55 GeV/c^2 mit $C = +$ wurden bei SPEAR auch durch ihre hadronischen Zerfälle beobachtet¹⁵. Die hadronischen Zerfallskanäle sowie die gemessenen Winkelverteilungen legen die folgende Spin-Massen-Zuordnung der $P_c(\chi)$ -Zustände im Charmonium-Modell nahe^{55,15}:

- 3.41 : $J^{PC} = 0^{++}$ Dieser Zustand muß natürliche Spin-Parität haben ($J^P = 0^+, 1^-, 2^+, \dots$), da der Zerfall in $\pi^+ \pi^-$ und $K^+ K^-$ stark auftritt. Die gemessene Photonwinkelverteilung ist konsistent mit $J = 0$ (s. Tab.V).
- 3.51 : $J^{PC} = 1^{++}$ Die Unterdrückung des Zerfalls in $\pi^+ \pi^-$ und $K^+ K^-$ bedeutet, daß dieser Zustand unnatürliche Spin-Parität hat. Aus der Photonwinkelverteilung schließt man auf $J \neq 0$.
- 3.55 : $J^{PC} = 2^{++}$ Dieser Zustand muß natürliche Spin-Parität sowie $J \neq 0$ haben, womit lediglich der 2^{++} -Zustand bei dieser Zuordnung im obigen Termschema übrig bleibt.

Die Massen-Reihenfolge entspricht bei dieser Zuordnung der im Charmonium-Modell geforderten⁶⁻⁹: Der Zustand mit $J = 0$ sollte von den $3P_J$ -Zuständen

der leichteste, der Zustand mit $J = 2$ der schwerste sein.

In Übereinstimmung mit dem Charmonium-Modell wurden noch die folgenden Voraussagen bestätigt:

- a) $\Gamma(\Psi' \rightarrow \gamma^3 P_J) \sim (2J + 1) k_{\gamma}^3, k_{\gamma} = \text{Photonenergie}$
- b) $\Gamma(^3 P_1 \rightarrow \text{Hadronen}) < \Gamma(^3 P_{0,2} \rightarrow \text{Hadronen})$

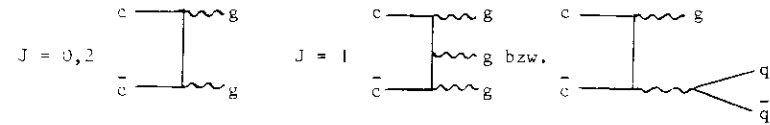
a) Für die Übergangswahrscheinlichkeit bei Strahlungszerfällen erwartet man die folgende Abhängigkeit von der beim Übergang auftretenden Multipolordnung l : $\Gamma_{i \rightarrow f}(l) \sim k^{2l+1}$ (s. S. 384, Ref. 69). k bezeichnet dabei die zur Verfügung stehende Photonenergie. Speziell für Dipolübergänge erwartet man⁵¹: $\Gamma_J(E) \sim (2J + 1) \cdot k^3$ ($J = \text{Spin des Endzustandes}$). Im folgenden sind die von anderen Experimenten gemessenen Verzweigungsverhältnisse, ihre relativen Verhältnisse sowie die für reine Dipolübergänge berechneten relativen Verhältnisse aufgeführt:

$\frac{B(\Psi' \rightarrow 3.551 + \gamma)}{0.070 \pm 0.020}^{16}$:	$\frac{B(\Psi' \rightarrow 3.509 + \gamma)}{0.071 \pm 0.019}^{16}$:	$\frac{B(\Psi' \rightarrow 3.413 + \gamma)}{0.075 \pm 0.026}^{15}$
1	:	1.01	:	1.07 (gemessen)
$5k^3$:	$3k^3$:	k^3
1	:	1.35	:	1.64 (berechnet)

Im Rahmen der Fehler stimmen die experimentellen recht gut mit den theoretischen Verhältnissen überein, was für die obige Spin-Massen-Zuordnung spricht.

b) Der relative Anteil von Zerfällen des Typs $P_c(\chi) \rightarrow J/\psi \gamma$ ist bei dem Zustand mit einer Masse von $3.509 \text{ GeV}/c^2$, dem $J^{PC} = 1^{++}$ zugeordnet wurde, erheblich größer als bei den anderen Zuständen (34 gegenüber 14 ($J = 2$) bzw. 3 ($J = 0$) %, vgl. Tab. V der hadronischen Zerfälle der Zwischenzustände und die oben angegebenen Verzweungsverhältnisse $B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma)$). Dies deutet darauf hin, daß die hadronischen Zerfälle dieses Zustandes gegenüber den hadronischen Zerfällen der anderen Zustände unterdrückt sind. Dies ist im Einklang mit der Vorstellung, daß der Zerfall der Zustände mit geradzahligem Spin über 2 Gluonen, der Zerfall des Zustandes mit $J = 1$ hingegen über 3 Glu-

onen bzw. ein Quark-Antiquark-Paar vor sich geht^{70,71}:



Entsprechend sollten die hadronischen Zerfälle des $J = 1$ -Zustandes gegenüber den hadronischen Zerfällen der $J = 0, 2$ -Zustände um eine Ordnung in der QCD-Kopplungskonstanten unterdrückt sein.

Die folgende Tabelle gibt die Produktverzweungsverhältnisse der Zwischenzustände für hadronische Zerfälle und die gemessenen Koeffizienten der Photonwinkelverteilungen wieder, die von SLAC-LBL gemessen wurden¹⁵:

Tabelle V: Produktverzweungsverhältnisse für hadronische Zerfälle der Zwischenzustände, Koeffizienten für die Photonwinkelverteilung $W(\epsilon_{\gamma 1}) \sim 1 + A \cos^2 \epsilon_{\gamma 1}$ ¹⁵

Masse (GeV/c ²)	A		Zerfallstyp f	$B(\Psi' \rightarrow P_c(\chi) + \gamma) \cdot B(P_c(\chi) \rightarrow f)$
	gemessen	erwartet		
3.41	1.4 ± 0.4	1 (J = 0)	$\pi^+ \pi^-$	$(7.5 \pm 2.1) \cdot 10^{-4}$
			$K^+ K^-$	$(7.8 \pm 2.3) \cdot 10^{-4}$
			$\pi^+ \pi^- \pi^+$	$(3.5 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- K^+ K^-$	$(2.8 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- p \bar{p}$	$(4.7 \pm 1.3) \cdot 10^{-4}$
			$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$(1.4 \pm 0.5) \cdot 10^{-3}$
			J/ψγ	$(2.0 \pm 2.0) \cdot 10^{-3}$
3.51	0.1 ± 0.4	1/3 (J = 1)	$\pi^+ \pi^- \pi^+$	$(1.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- K^+ K^-$	$(0.8 \pm 0.3) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- p \bar{p}$	$(1.2 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$
			$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$(1.9 \pm 0.7) \cdot 10^{-3}$
			J/ψγ	$(2.4 \pm 0.8) \cdot 10^{-2}$
3.55	0.3 ± 0.4	1/13 (J = 2)	$\pi^+ \pi^-$ oder $K^+ K^-$	$(1.9 \pm 0.8) \cdot 10^{-4}$
			$\pi^+ \pi^- \pi^+$	$(1.7 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- K^+ K^-$	$(1.5 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$
			$\pi^+ \pi^- p \bar{p}$	$(2.6 \pm 1.0) \cdot 10^{-4}$
			$\pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-$	$(0.9 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$
			J/ψγ	$(1.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-2}$

Neben den Bestätigungen der Interpretation der neuen Teilchen als gebundene $c\bar{c}$ -Zustände bleiben allerdings noch manche Schwierigkeiten, experimentelle Ergebnisse im Rahmen des Charmonium-Modells zu erklären^{55,56,58}. Die Massenaufspaltung der 3P_J -Zustände entspricht nicht der in einem einfachen Modell erwarteten. Experimentell gefunden wurde:

$$\frac{M(^3P_2) - M(^3P_1)}{M(^3P_1) - M(^3P_0)} = 0.44$$

Bei einer reinen LS-Kopplung hätte man erwartet, daß dieses Verhältnis 2 beträgt. Bei Annahme eines entsprechenden Potentials (Coulomb- und lineares Potential s.o.) errechnet man für dieses Verhältnis einen Wert zwischen 0.8 und 1.4⁶⁷, der ebenfalls noch deutlich über dem gemessenen liegt.

Auch die Massenaufspaltung zwischen dem 1^3S_1 - (3.1 GeV/c²) und dem 1^1S_0 -Zustand (Masse = 2.83 GeV/c²⁵⁹) differiert erheblich von der in einem einfachen Charmonium-Modell erwarteten, läßt sich jedoch unter der Annahme einer anomalen Quark-Gluon-Kopplung erklären⁶⁸.

Faßt man die Ergebnisse dieses Experiments für die Strahlungszерfälle mit den Ergebnissen anderer Experimente zusammen (SLAC-LBL¹⁵, PLUTO²⁰), so gibt es eine Häufung von 9 Ereignissen bei einer J/ψ -Masse von 3.45 GeV/c², was auf die Existenz eines weiteren Zwischenzustandes hindeutet. In hadronischen Zerfällen wurde dieser Zustand bisher nicht beobachtet. Eine mögliche Zuordnung wäre die Identifikation dieses Zustandes mit dem 2^1S_0 -Niveau ($J^{PC} = 0^{-+}$). Auch hier wäre die Massenaufspaltung zwischen 2^3S_1 - (3.69 GeV/c²) und 2^1S_0 -Zustand (3.45 GeV/c²) sehr groß. Unter der Annahme, daß der Zustand bei 3.45 GeV/c² tatsächlich existiert und der 2^1S_0 -Zustand ist, läßt sich für seine totale Breite eine obere Grenze angeben⁴⁷, die um mehrere Größenordnungen unterhalb der vom Charmonium-Modell erwarteten Breite⁸ liegt. Daher wurde als weitere mögliche Zuordnung das 1^1D_2 -Niveau vorgeschlagen, welches unterhalb des 2^3S_1 -Niveaus (3.69 GeV/c²) liegen könnte, falls zwischen den 1^1D_2 - und 3^1D_2 -Niveaus (Masse $3^1D_2 = 3.77$ GeV/c²⁶¹) eine ähnlich starke Massenaufspaltung herrschte wie zwischen dem 3^1S_1 - (3.1 GeV/c²) und dem 1^1S_0 -Niveau (2.83 GeV/c²). In diesem Falle existierten zwischen dem 2^3S_1 - und dem 1^3S_1 -Zustand (ψ' , J/ψ) 5 Zwischenzustände, die durch Strahlungszерfälle erreicht werden könnten, wodurch eine Überprüfung der bisherigen Zuordnung notwendig wäre.

IV.3. $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

Der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ ist nach der OZI-Regel verboten. Trotzdem geschehen etwa 30 % aller Zerfälle der ψ' -Resonanz über diesen Kanal.

Ein Vergleich des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ mit dem Zerfall $\psi' \rightarrow \rho^+ \rho^-$ zeigt allerdings, daß der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ trotz seines großen relativen Verzweigungsverhältnisses unterdrückt ist⁵¹:

Für $\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ erwartet man unter Berücksichtigung einer Phasenraumkorrektur entsprechend der Partialbreite $\Gamma(\rho^+ \rightarrow \rho^+ \pi^-)$ einen Wert von etwa 7 MeV, ein Wert, der die totale Breite des ψ' (234-65 keV²⁹) bei weitem übertrifft:

$$\Gamma(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = \Gamma(\rho^+ \rightarrow \rho^+ \pi^-) \cdot PS \cdot B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 7 \text{ MeV}$$

mit:

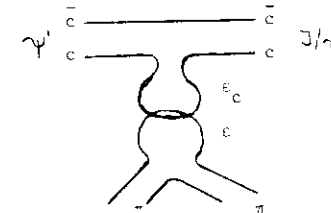
$$\Gamma(\rho^+ \rightarrow \rho^+ \pi^-) = 200 \text{ MeV}$$

$$PS = \text{Phasenraumkorrektur} = 0.12 \text{ (s.S. 111, Ref. 52)}$$

$$B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-) = 0.30$$

Das gemessene Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-)$ von etwa 30 % entspricht aber nur einer Partialbreite von ca. 60 keV, so daß der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$ um ungefähr einen Faktor 100 unterdrückt ist. Diese Unterdrückung ist allerdings relativ klein, wenn man sie mit der Unterdrückung der Zerfälle der J/ψ - und der ψ' -Resonanz vergleicht (Faktor $\sim 10^4$ im Vergleich zur Zerfallsbreite hypothetischer "normaler" Mesonen gleicher Masse⁴⁷).

Eine Erklärung für die Stärke des Zerfalls und die Form des $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrums, das zu hohen Massen verschoben ist, bietet die Annahme, daß der Zerfall unter Einbeziehung von ϵ -Resonanzen vor sich geht, die durch Austausch eines Pomerons miteinander verbunden sind^{53,54}:



Masse und Breite der ϵ -Resonanz wurden aus den Daten bestimmt ($m_\epsilon = 0.710 \pm 0.070$ GeV/c², $\Gamma_\epsilon = 0.910 \pm 0.110$ GeV, s.o.).

Die ϵ -Resonanz hat dabei Spin 0, der relative Bahndrehimpuls zwischen ϵ und J/ψ beträgt ebenfalls 0. In diesem Fall erwartet man für den Parameter α , der das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente für Zerfälle des ψ' in Zustände beschreibt, in denen das J/ψ die Helizität 0 bzw. 1 hat, einen Wert von 1. Experimentell wurde für α ein Wert von 1.3 ± 0.3 gefunden, was sehr gut mit diesem Bild übereinstimmt.

IV.4. $\psi' \rightarrow J/\psi a$

Die Möglichkeit, die Eigenschaften der starken Wechselwirkung (z.B. P-, T- und C-Invarianz) zu beschreiben, bietet die Quantenchromodynamik QCD. Die Quark-Quark-Wechselwirkungen werden durch den Austausch von masselosen Teilchen - den Gluonen - vermittelt. Im Gegensatz zur QED, wo die Wechselwirkung durch den Austausch von neutralen Photonen vermittelt wird, gibt es in der QCD 8 auszutauschende Gluonen, die die Quantenzahl "Farbe" tragen. Außerdem ist die Kopplungskonstante α_s in der QCD keine universelle Konstante (wie $\alpha = e^2/\hbar c = 1/137$ in der QED), sondern eine Funktion der Energie. P-, T- und CP-Invarianz sind in diesem Bild allerdings nur dann gesichert, wenn im Lagrange-Operator Terme der folgenden Art nicht berücksichtigt werden⁷⁴:

$$L_{int} = \frac{\theta}{32\pi^2} \text{Sp} (G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu})$$

$G^{\mu\nu}$ = Feldtensor ($\tilde{G}_{\mu\nu}$ = dualer Feldtensor)

Der Winkel θ charakterisiert die Wahl eines Vakuums aus einer Menge von Vakua, die voneinander verschieden sind und denen verschiedene Eichfelder entsprechen, wodurch Eichinvarianz nicht mehr gewährleistet ist.

Terme dieser Art können vermieden werden, indem gefordert wird, daß ein pseudo-skalares Teilchen kleiner Masse, das "Axion" ($J^{PC} = 0^{-+}$, $m_a = 100 \times 10^{\pm 1}$ keV, $\tau_a > 10^{-2}$ sec) existiert^{72,73}.

Der Name "Axion" stammt daher, daß Terme der oben beschriebenen Art bei der Bildung der Divergenz des neutralen Axialvektorstromes auftauchen⁷⁸.

Falls das "Axion" existiert, ist der Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi a$ möglich, und man erwartet für das Verzweigungsverhältnis $B(\psi' \rightarrow J/\psi a)$ einen Wert in der Größenordnung von 0.0001 ⁷⁸, der erheblich unter der von diesem Experiment gemessenen oberen Grenze von 0.004 liegt, so daß nach dem hier wiedergegebenen Ergebnis die mögliche Existenz des "Axions" nicht ausgeschlossen werden kann.

In anderen Experimenten hingegen, in denen "Axionen" hätten gefunden werden müssen, falls sie existierten, wurden keine Anzeichen für diese Teilchen gefunden, so daß ihre Existenz zweifelhaft erscheint. Als Beispiel seien hier die Ergebnisse zweier "Beam Dump"-Experimente angeführt:

1) SLAC "Beam Dump"-Experiment⁷⁵

In einem zur Bremsstrahlung analogen Prozeß können "Axionen" erzeugt werden und ihrerseits wiederum Müonpaare erzeugen, deren Spuren im Detektor fast parallel verlaufen würden. Insgesamt hätten 5 - 6 solcher von "Axionen" erzeugten Müonpaare gefunden werden müssen, falls "Axionen" erzeugt wurden. Tatsächlich wurde keins gefunden.

2) CERN "Beam Dump"-Experiment⁷⁶

Durch eine $a\text{-}\pi\text{-}$ bzw. $a\text{-}\eta\text{-}$ Mischung können "Axionen" mit Materie in Wechselwirkung treten⁷³, woraus ein Produktwirkungsquerschnitt $\sigma(pp \rightarrow aX) \cdot c(ap \rightarrow X) \geq 9 \cdot 10^{-66} \text{ cm}^4$ folgt, während für diesen Prozeß eine obere Grenze von 10^{-67} cm^4 gefunden wurde.

V. Zusammenfassung

Es wurde der Kaskadenzerfall der Ψ' -Resonanz über die J/Ψ -Resonanz untersucht. Die J/Ψ -Resonanz wurde dabei durch ihren Zerfall in Müon-Paare identifiziert. Untersucht wurden Endzustände, in denen zusätzlich zu den Müonen aus dem J/Ψ -Zerfall zwei geladene Teilchen oder zwei Photonen nachgewiesen wurden und Endzustände, bei denen neben dem Nachweis des J/Ψ verlangt wurde, daß der fehlende Vektor in die Detektorakzeptanz zeigte (mögliche Zerfälle des Typs $\Psi' \rightarrow J/\Psi a$, $a = \text{"Axion"}$).

Für die Kaskadenzerfälle $\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta$ und $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$ sowie für Strahlungszerfälle über die 3P -Zwischenzustände wurden die folgenden Verzweungsverhältnisse bestimmt:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \eta) = 0.035 \pm 0.007,$$

$$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-) = 0.24 \pm 0.02,$$

$$B(\Psi' \rightarrow ^3P_{J+1} \gamma_1) \cdot B(^3P_J \rightarrow J/\Psi + \gamma_2) = 0.003 \pm 0.002 \text{ bzw. } 0.017 \pm 0.004 \text{ und } 0.014 \pm 0.004$$

für $^3P_J = ^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$ (Masse = 3.413, 3.509 und 3.551 GeV/c^2).

Neben den erwarteten 3P -Niveaus zwischen der Ψ' - und der J/Ψ -Resonanz wurden Andeutungen für das Vorhandensein eines vierten Zwischenzustandes bei einer Masse von $3.45 \text{ GeV}/c^2$ gefunden, jedoch sind die Daten nicht schlüssig. Für das Produktverzweungsverhältnis wurde die folgende obere Grenze mit einer Vertrauensgrenze von 90% (90% CL) gefunden:

$$B(\Psi' \rightarrow 3.45 + \gamma_1) \cdot B(3.45 \rightarrow J/\Psi + \gamma_2) < 0.004.$$

Für den Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0$, der die G-Parität verletzen würde und für den im Experiment kein eindeutiges Signal gefunden wurde, wurde die folgende obere Grenze berechnet:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^0) < 0.004 \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Falls ein pseudoskalares Teilchen a ("Axion") kleiner Masse existierte, so wäre der Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi a$ möglich. Dieser Zerfall wurde aber nicht beobachtet, so daß lediglich eine obere Grenze angegeben werden kann:

$$B(\Psi' \rightarrow J/\Psi a) < 0.004 \quad (90\% \text{ Vertrauensgrenze}).$$

Anhang: Akzeptanzberechnungen

Zerfallswinkelverteilungen

Die Kenntnis der Zerfallswinkelverteilungen bei den Kaskadenzerfällen ist für die Akzeptanzberechnungen und damit zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen notwendig. Die geringe geometrische Akzeptanz des DASP-Außendetektors (0.9 sr) macht es erforderlich, daß unter Berücksichtigung aller Winkelkorrelationen mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsrechnungen die Akzeptanz des Detektors für bestimmte Reaktionen berechnet wird. Hier sollen die Zerfallswinkelverteilungen angegeben werden, die bei der Berechnung der Akzeptanzen für die in dieser Arbeit behandelten Reaktionen benutzt wurden.

Die Verteilungen wurden berechnet, indem aus den Matrixelementen für Übergänge zwischen den möglichen Helizitätszuständen des Anfangs- und des Endzustandes (Helizitätsamplituden) die Winkelabhängigkeiten abgespalten wurden. Hierbei wurden Symmetriebeziehungen zwischen den so reduzierten Matrixelementen auf Grund von Paritätserhaltung und Ladungskonjugation benutzt.

Ausführliche Beschreibungen dieses Formalismus finden sich in den Ref. 62 - 64 (s. auch Ref. 35).

1. Bezugssysteme

Das Laborsystem ist durch das DASP-System (s. Abb. 2,5) definiert. Dabei liegt die Z-Achse parallel zur e^+ -Strahlrichtung, die X-Achse liegt in der Horizontalen, die Y-Achse zeigt nach oben.

Die Kaskadenzerfälle werden als Kette von Zweikörperzerfällen behandelt. Auf jeder Stufe dieser Zerfallskette wird ein neues Koordinatensystem definiert. Dabei liegt die neue Z'-Achse parallel zu dem Impuls des Zerfallsteilchens, welches selbst auf der nächsten Stufe der Zerfallskette zerfallen wird. Die Y'-Achse wird durch das Kreuzprodukt der neuen Z'-Richtung mit der alten Z-Richtung definiert.

Bei der Berechnung der Detektorakzeptanz wird auf jeder Zerfallsstufe im Ruhesystem des zerfallenden Teilchens mit einem Monte-Carlo-Programm der Zerfall in zwei weitere Teilchen simuliert, wobei die Winkel dieser Teil-

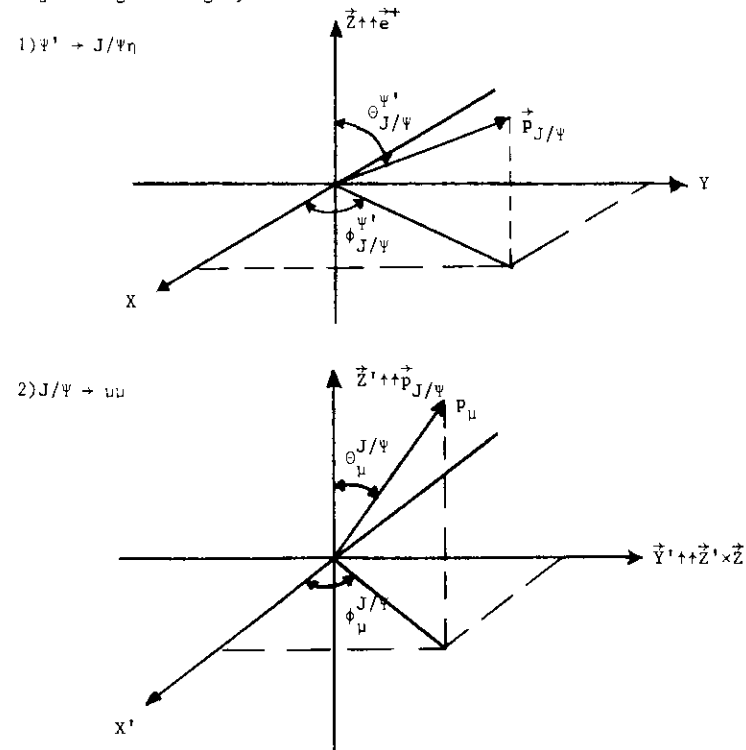
chen in dem Koordinatensystem des zerfallenden Teilchens mit den neuen Z', X', Y'-Richtungen entsprechend der hier angegebenen Winkelverteilung verteilt sind. Darauf werden mit einer Lorentztransformation die Viererimpulse der so "erzeugten" Teilchen in das Laborsystem zurücktransformiert, und es wird entschieden, ob die Teilchen im Detektor nachgewiesen wurden. Dabei wird neben der geometrischen Akzeptanz auch die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für bestimmte Teilchen berücksichtigt (vgl. Kap. II.2.4.1.).

Bei den in den Winkelverteilungen angegebenen Winkeln ist durch Indizes kenntlich gemacht, um den Winkel welchen Teilchens in welchem Bezugssystem es sich handelt. Der untere Index gibt an, der Winkel welchen Teilchens gemeint ist, der obere Index gibt das Zerfallsteilchen an, in dessen Ruhesystem der Teilchenwinkel definiert ist.

Die verschiedenen Bezugssysteme und die Indizierung der Winkel sollen am Beispiel des Zerfalls $\psi' \rightarrow J/\psi \eta, J/\psi \rightarrow \mu\mu, \eta \rightarrow \gamma\gamma$ erläutert werden.

Die Winkelverteilung ist abhängig von den Winkeln $\theta_{\mu}^{J/\psi}, \phi_{\mu}^{J/\psi}$ und $\theta_{J/\psi}^{\psi'}$ (s.u.). θ bezeichnet jeweils einen Polar-, ϕ einen Azimutwinkel.

Die nachfolgenden Skizzen mögen die Winkel und die Richtungen der Achsen in den jeweiligen Bezugssystemen verdeutlichen:



2. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi(\pi^0, a), \eta(\pi^0, a) \rightarrow \gamma\gamma, J/\psi \rightarrow \mu\mu$

η, π^0 und a sind Pseudoskalare, so daß die Winkelverteilungen für Zerfälle der Ψ' -Resonanz unter Einbeziehung dieser Teilchen gleich ist.

Der Zerfall $\eta(\pi^0, a) \rightarrow \gamma\gamma$ liefert keine Winkelkorrelationen ($J_{\eta(\pi^0, a)} = 0$).

Als Zerfallswinkelverteilung ergibt sich:

$$W(\theta_{\mu}^{J/\psi}, \phi_{\mu}^{J/\psi}, \theta_{J/\psi}^{\Psi'}) \sim (1 + \cos^2 \theta_{\mu}^{J/\psi}) \cdot (1 + \cos^2 \theta_{J/\psi}^{\Psi'}) - \sin^2 \theta_{\mu}^{J/\psi} \cdot \cos 2\phi_{\mu}^{J/\psi}$$

3. $\Psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi, J/\psi \rightarrow \mu\mu$

Bei der Berechnung dieser Winkelverteilung wird angenommen, daß der relative Bahndrehimpuls der Pionen 0 ist, das Pionsystem wird als Skalar (ϵ) aufgefaßt. Es ergeben sich zwei voneinander unabhängige reduzierte Matrixelemente, deren Verhältnis α als freier Parameter in die Zerfallswinkelverteilung eingeht:

$$W(\theta_{\mu}^{J/\psi}, \phi_{\mu}^{J/\psi}, \theta_{J/\psi}^{\Psi'}) \sim (1 + \cos^2 \theta_{\mu}^{J/\psi}) \cdot (1 + \cos^2 \theta_{J/\psi}^{\Psi'}) + \sin^2 \theta_{\mu}^{J/\psi} \sin^2 \theta_{J/\psi}^{\Psi'} \cos 2\phi_{\mu}^{J/\psi} + 2\alpha^2 \sin^2 \theta_{\mu}^{J/\psi} \sin^2 \theta_{J/\psi}^{\Psi'} - 4\alpha \sin \theta_{\mu}^{J/\psi} \sin \theta_{J/\psi}^{\Psi'} \cos \theta_{\mu}^{J/\psi} \cos \theta_{J/\psi}^{\Psi'} \cos \phi_{\mu}^{J/\psi}$$

α ist das Verhältnis der reduzierten Matrixelemente, die den Zerfall des Ψ' in Zustände beschreiben, in denen das J/ψ die Helizität 0 bzw. 1 hat. Nach Integration über $\theta_{\mu}^{J/\psi}$ und $\phi_{\mu}^{J/\psi}$ verbleibt für $\theta_{J/\psi}^{\Psi'}$ die folgende Winkelverteilung, aus der sich α bestimmen läßt:

$$W(\theta_{J/\psi}^{\Psi'}) \sim 1 + \alpha^2 + (1 - \alpha^2) \cdot \cos^2 \theta_{J/\psi}^{\Psi'}$$

Für α ergibt sich ein Wert von 1.3 ± 0.3 aus den Daten (s.o.).

Dieser Wert wurde bei der Berechnung der Akzeptanz benutzt. Der Unterschied der berechneten Akzeptanzen, die man für $\alpha = 0$ bzw. $\alpha = 1.3$ erhält, beträgt nur 5 %.

4. Winkelverteilungen für Strahlungszерfälle

Die Zerfallswinkelverteilungen für die Strahlungszерfälle sind unter Berücksichtigung nur der niedrigsten Multipolordnung berechnet worden⁶⁵.

Dabei wurden die Zwischenzustände $P_c(\chi)$ im Rahmen des Charmonium-Modells gedeutet (s. Kap. IV.2.) und mit den erwarteten $L = 1$ Triplett-Zuständen identifiziert.

Lediglich für den 3P_0 -Zustand ist die Winkelverteilung eindeutig:

$$W(\theta_{\gamma_1}^{\Psi'}, \theta_{\mu}^{J/\psi}) \sim (1 + \cos^2 \theta_{\gamma_1}^{\Psi'}) \cdot (1 + \cos^2 \theta_{\mu}^{J/\psi}) \quad (\text{reiner Dipol-Übergang})$$

Diese Verteilung faktorisiert und hängt nur von zwei Winkeln ab, während die Verteilungen für die Zustände mit $J = 1, 2$ sowohl von den Polar- als auch den Azimutwinkeln der jeweiligen Zerfallsteilchen in den einzelnen Bezugssystemen abhängig sind. Außerdem können zusätzliche Quadrupol- und Oktupol-Terme in den Übergangsamplituden auftreten, deren Beiträge jedoch bei den Akzeptanzberechnungen in den Zerfallswinkelverteilungen nicht berücksichtigt wurden.

Für die Akzeptanzberechnungen wurden die in Ref. 65 angegebenen Zerfallswinkelverteilungen - transformiert in die oben definierten Bezugssysteme - benutzt.

Der Unterschied in der Akzeptanz zwischen Strahlungszерfällen, bei denen eine isotrope Zerfallswinkelverteilung angenommen wurde, und Strahlungszерfällen mit den in Ref. 65 angegebenen Winkelverteilungen beträgt für die Zustände mit $J \geq 1$ maximal 15 %, während die Differenz in der Akzeptanz bei dem Zustand mit $J = 0$ etwa 30 % beträgt.

Allgemeine Formeln für die Berechnung der Zerfallswinkelverteilungen auch unter Berücksichtigung höherer Multipolterme sind in Ref. 66 angegeben.

Literaturverzeichnis

1. J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1404 (1974)
2. J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1406 (1974)
3. G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 33, 1453 (1974)
4. B.J. Björken, S.L. Glashow, Phys. Lett. 11, 255 (1964)
5. S.L. Glashow, J. Iliopoulos, L. Maiani, Phys. Rev. D.2, 1285 (1970)
6. T. Appelquist, H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 34, 43 (1975)
7. A. De Rujula, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 34, 46 (1975)
8. T. Appelquist, A. De Rujula, H.D. Politzer, S.L. Glashow, Phys. Rev. Lett. 34, 365 (1975)
9. E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita, J. Kogut, K.D. Lane, T.-M. Yan, Phys. Rev. Lett. 34, 369 (1975)
10. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 57B, 407 (1975)
11. G.J. Feldman et al., Phys. Rev. Lett. 35, 821 (1975)
12. W. Tannenbaum et al., Phys. Rev. Lett. 35, 1323 (1975)
13. J.S. Whitacker et al., Phys. Rev. Lett. 37, 1596 (1976)
14. G.J. Feldman et al., SLAC-Pub 1977 (1977)
15. W. Tannenbaum et al., SLAC-Pub 1987, LBL-Pub-6720 (1977)
J.S. Whitacker, LBL-5518 (1976), Dissertation
J.S. Whitacker et al., Phys. Rev. Lett. 37, 1596 (1976)
16. C.J. Biddick et al., Phys. Rev. Lett. 38, 1324 (1977)
17. J. Heintze, Stanford-Konferenz, 97 (1975)
18. W. Bartel et al., Tiflis-Konferenz (1976)
19. W. Bartel et al., DESY 77/70 (1977)
20. U. Timm, Budapest-Konferenz, DESY 77/52 (1977)
21. DASP Collaboration
R. Brandelik, W. Braunschweig, H.-U. Martyn, H.G. Sander, D. Schmitz,
W. Sturm und W. Wallraff
I. Physikalisches Institut der RWTH Aachen,
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. Netz, R. Risch
M. Schliwa, B.E. Wiik und G. Wolf
Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg,
G. Grindhammer, J. Ludwig, K.H. Mess, A. Petersen, G. Poetz, J. Ringel,
O. Römer, K. Sauerberg und P. Schamisser
II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg,
W. de Boer, G. Buschhorn, W. Fues, Ch. v. Gagern, B. Gunderson,
R. Kotthaus, H. Lierl und H. Oberlack
Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, München,
S. Orito, T. Suda, Y. Totsuka und S. Yamada
Lab. of Int. Coll. on Elementary Particle Physics and Department
of **Physics**, University of Tokyo.
22. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 63B, 471 (1976)
R. Brandelik et al., DESY 77/44
J. Burmester et al., DESY 76/53
23. G. Goldhaber et al., Phys. Rev. Lett. 37, 255 (1976)
I. Peruzzi et al., Phys. Rev. Lett. 37, 569 (1976)
24. Vorschlag zum Bau eines 3 GeV e^+e^- -Doppelspeicherringes für DESY,
Hamburg (1967)
Weitere Literatur über Speicherringe:
H. Wiedemann, Einführung in die Physik der e^+e^- -Speicherringe,
Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 1973
M. Sands, The Physics of Electron Storage Rings,
An Introduction, SLAC-Report No. 121 (1970)
J. Haissinski, Experiments with e^-e^- and e^+e^- Colliding Beams,
Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach 1973
25. J. Ludwig, DESY interner Bericht, F35-77/01 (1977) Dissertation
26. M. Lierl, MPI-PAE/Exp. El. 65 (1977) Dissertation
27. S. Diekmann, Diplomarbeit, Hamburg (1975)
28. K. Sauerberg, DESY interner Bericht, F22-74/02 (1974) Diplomarbeit
29. K. Sauerberg, Dissertation, Hamburg (1978) und persönliche Mitteilung
30. E. Gadermann, DESY interner Bericht, F22-74/01 (1974) Diplomarbeit

31. W. Braunschweig et al., Nucl. Instr. Meth. 134, 261 (1976)
32. O. Römer, DESY interner Bericht, F35-76/01 (1976) Diplomarbeit
33. P.M. Joseph, Nucl. Instr. Meth. 75, 13 (1969)
34. H.G. Sander, RWTH Aachen, HEP 74/07 (1974) Diplomarbeit
35. H.G. Sander, RWTH Aachen, HEP 77/08 (1977) Dissertation
36. W. Sturm, RWTH Aachen, HEP 77/07 (1977) Diplomarbeit
37. A. Petersen, Dissertation, Hamburg (1978) und persönliche Mitteilung
38. J. Ringel, Dissertation, Hamburg (1978) " " "
39. D. Kreinick, DASP interne Notiz
40. M. Schliwa, DASP interne Notiz, persönliche Mitteilung
41. M. Schliwa, Diplomarbeit, Hamburg (1973)
42. G.J. Feldman, M.L. Perl, SLAC-Pub-1972 (1977)
43. L.S. Brown, R.N. Cahn, Phys. Rev. Lett. 35, 1, 1 (1975)
44. G.S. Abrams et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1181 (1975)
45. W. Tannenbaum et al., Phys. Rev. Lett. 36, 402 (1976)
46. S. Okubo, Phys. Lett. 5, 165 (1963)
G. Zweig, CERN report TH 401, 412 (1964)
J. Iizuka, K. Okada, O. Shito, Progr. Theor. Phys. 35, 1061 (1966)
47. B. Wiik, G. Wolf, DESY 77/01 (1977) (Les Houches Summer School Lectures 1976)
48. H. Harari, Phys. Lett. 60B, 172 (1976)
49. P. Dittner, P.H. Dondi, S. Eliezer, Phys. Rev. D8, 2253 (1973)
50. G. Segré, J. Weyers, Phys. Lett. 62B, 91 (1976)
51. J.D. Jackson, Lectures Summer Institute on Particle Physics 1976, SLAC
52. E. Byckling, K. Kajantie, Particle Kinematics, John Wiley & Sons (1973)
53. M. Chaichian, M. Hayashi, Phys. Lett. 61B, 178 (1976)
54. J. Schwinger, K.A. Milton, W. Tsai, L.De Raad, UCLA/75/TEP/8 (1975)
55. M.S. Chanowitz, F.J. Gilman, Phys. Lett. 63B, 178 (1976)
56. K. Gottfried, Proceedings of ISLEPHI, Hamburg (1977)

57. D. Broadhurst, Rutherford Summer School Lectures (1976)
58. J.D. Jackson, Proceedings of the Budapest Conference (1977)
59. W. Braunschweig et al., Phys. Lett. 67B, 243 (1977)
60. H. Harari, Phys. Lett. 64, 469 (1976)
61. P.A. Rapidis et al., Phys. Rev. Lett. 39, 526 (1977)
62. E. Celeghini, Proceedings of the International School of Physics Enrico Fermi, Course XLVI, S.50 (Varenna 1969)
63. M. Jacob, G.C. Wick, Ann. Phys. 7, 404 (1959)
64. K. Gottfried, J.D. Jackson, Il Nuovo Cimento, XXXIII N2, 309 (1964)
65. L.S. Brown, R.N. Cahn, Phys. Rev. D13, 1195 (1976)
66. G. Karl, S. Meshkov, J.L. Rosner, Phys. Rev. D13, 1203 (1976)
67. H. J. Schnitzer, Phys. Rev. Lett. 35, 1340 (1975)
68. H. J. Schnitzer, Phys. Lett. 65B, 239 (1976)
69. K. Siegbahn (Hersg.), Beta-and Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company Amsterdam (1955)
70. R. Barbieri, R. Gatto, R. Kögerler, Phys. Lett. 60B, 183 (1976)
71. R. Barbieri, R. Gatto, E. Remiddi, Phys. Lett. 61B, 465 (1976)
72. R.D. Peccei, M.R. Quinn, Phys. Rev. Lett. 38, 1440 (1977)
73. S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 40, 223 (1978)
74. F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 40, 279 (1978)
75. T.W. Donnelly, S.J. Freedman, R.S. Lytel, R.D. Peccei, M. Schwartz, Stanford preprint ITP-598 (1978)
76. J. Ellis, M.K. Gaillard, Cambridge preprint 78/6 (1978)
77. R. Jackiw, G. Johnson, Phys. Rev. 182, 1459 (1969)
78. J. Ellis, M.K. Gaillard, D.V. Nanopoulos, Nucl. Phys. B106, 292 (1976)
79. A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 34, 1357 (1975)

Verzeichnis der Abbildungen

Abb.

- 1 Beschleuniger bei DESY
- 2 Aufsicht auf das Doppelarmspektrometer DASP
- 3 Vertikaler Schnitt durch DASP
- 4 Innendetektor des DASP
- 5 Topologische Aufteilung des Innendetektors
- 6 Schema des Aufbaus der Oktanten des Innendetektors
- 7 Anordnung der Szintillationszähler im Innendetektor
- 8 Akzeptanz des Innendetektors
- 9 Magnetfeldabhängige Akzeptanz des Außendetektors
- 10 Graphische Darstellung eines Ereignisses; Außen- und Innendetektor
- 11 Graphische Darstellung eines Ereignisses, Photonspuren im Innendetektor
- 12 Graphische Darstellung eines Ereignisses, Pionspuren im Innendetektor
- 13 Detektorakzeptanz für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi X$ als Funktion von M_X
- 14 Verteilung der in den Schauerzählern des Außendetektors abgelegten Energien
- 15a Zweidimensionale Verteilung: Müonimpulse im Außendetektor p_{μ_1} gegen p_{μ_2}
- 15b Verteilung der Müonimpulse bei Nachweis beider Müonen im Außendetektor
- 16 Verteilung der invarianten Massen der "Müonpaare"
- 17 χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anpassung an $J/\psi \rightarrow \mu\mu$ ("1C-Fit")
- 18 Verteilung der invarianten Massen der Müonpaare aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \mu\mu$
- 19 Verteilung der Winkel zwischen der Müonspur im Außen- und der Spur eines geladenen Teilchens im Innendetektor
- 20 Impulsverteilung der Müonen beim Nachweis eines Müons im Außendetektor
- 21 Massenauflösung der Rückstoßmasse M_X bei $\psi' \rightarrow J/\psi X$ als Funktion von M_X
- 22a Zweidimensionale Verteilung: Rückstoßmasse M_X gegen Polarwinkel θ des J/ψ
- 22b Zweidimensionale Verteilung: Fehler von $\theta_{J/\psi}$ gegen M_X
- 23a,b,c Verteilung der χ^2 -Wahrscheinlichkeiten für die Anpassungen an die Reaktionen a) $\psi' \rightarrow J/\psi \gamma\gamma, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (2 Müonen im Außendetektor, "3C-Fit")
 b) $\psi' \rightarrow J/\psi \gamma\gamma, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (1 Müon im Außendetektor, "2C-Fit")
 c) $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (2 Müonen im Außendetektor, "3C-Fit")
- 24 Verteilung der Rückstoßmassen M_X aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi X$
- 25 Verteilung der $\pi\pi$ -Massen aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi\pi$:
 Phasenraum (gestrichelt), ϵ -Resonanz (durchgezogen)
- 26 Zweidimensionale Verteilung: Invariante $\gamma\gamma$ -Massen gegen M_X

- 27a,b,c Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen für a) 2 Müonen im Außendetektor
 b) 1 Müon im Außendetektor
 c) alle Ereignisse
- 28a,b,c $M_{J/\psi\gamma_1}$ aufgetragen gegen $M_{J/\psi\gamma_2}$ a) 2 Müonen b) 1 Müon c) alle + SLAC-LBL¹⁵
- 29a,b,c Verteilungen der $J/\psi\gamma$ -Massen (hohe Massenzuordnung)
- 30a,b,c Verteilungen der $J/\psi\gamma$ -Massen (niedrige Massenzuordnung)
- 31a,b,c $M_{J/\psi\gamma_h}$ aufgetragen gegen $M_{\gamma\gamma}$
- 32a,b $\cos\theta_{\gamma_1}$ -Verteilungen für a) $3.48 \leq M_{J/\psi\gamma_h} \leq 3.52$
 b) $3.53 \leq M_{J/\psi\gamma_h} \leq 3.57$
- 33a χ^2 -Verteilung für die kinematische Anpassung an den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$
- 33b Öffnungswinkelverteilung der Photonen der Ereignisse, die die Hypothese $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ erfüllen
- 34 Verteilung der $\pi^+ \pi^-$ -Massen aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$
- 35 Verteilung der $\cos\theta_{J/\psi}$ für den Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

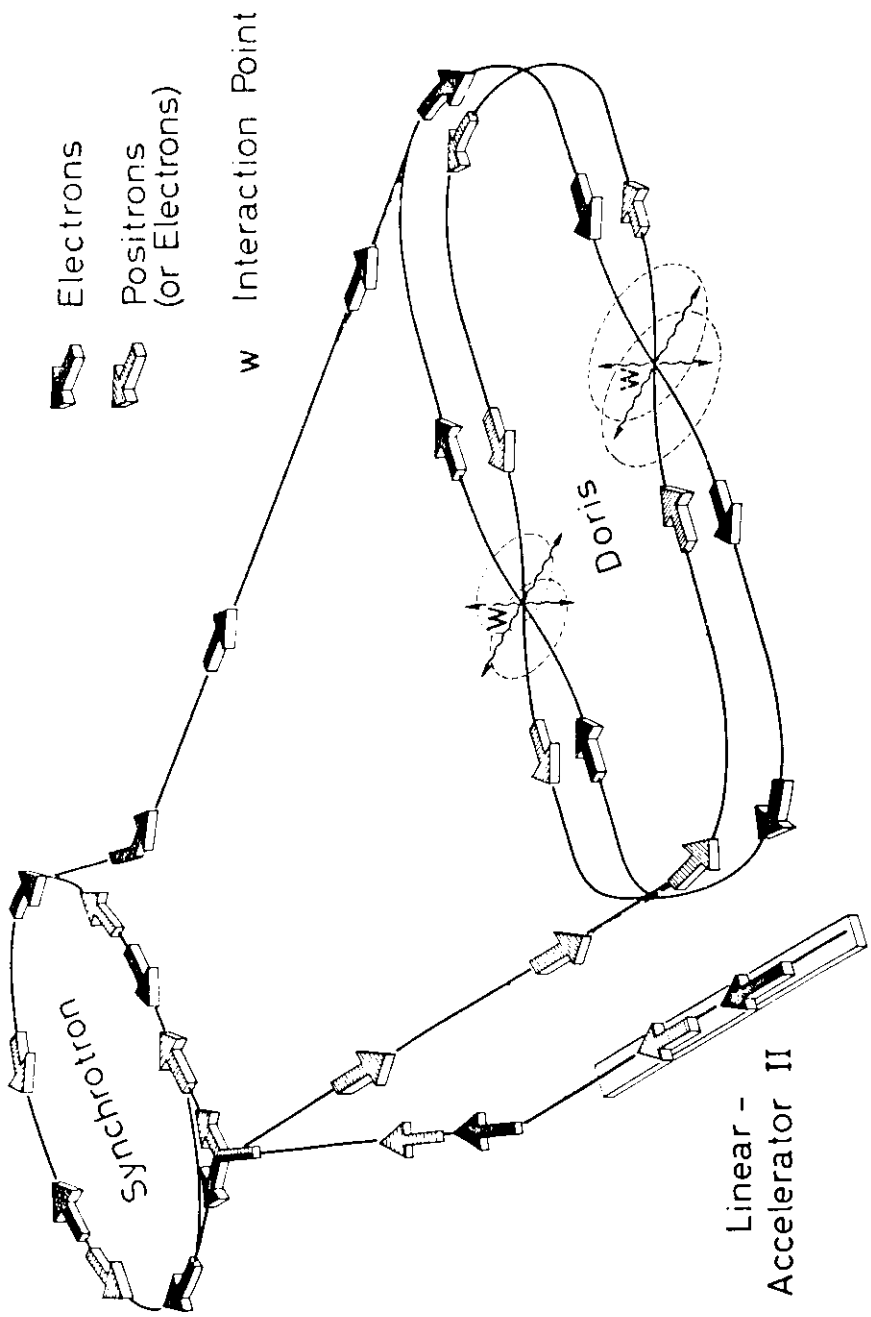


Abb.1: Beschleuniger bei DESY

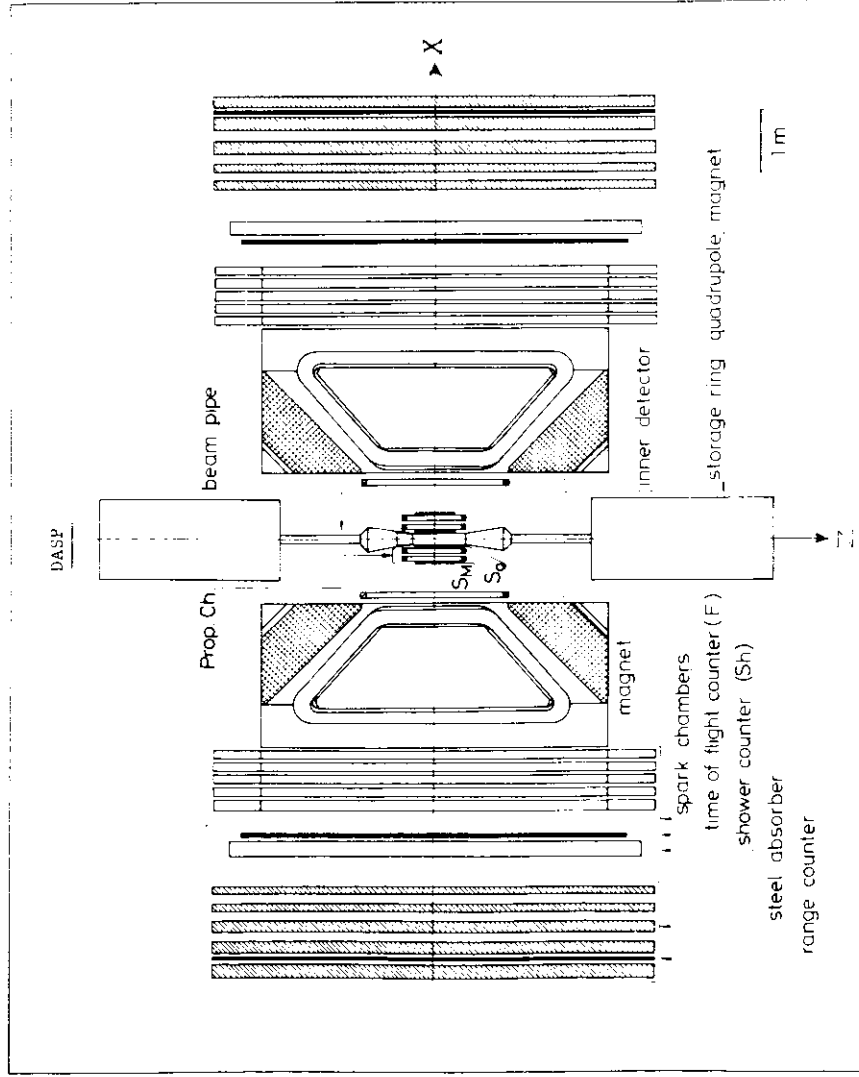
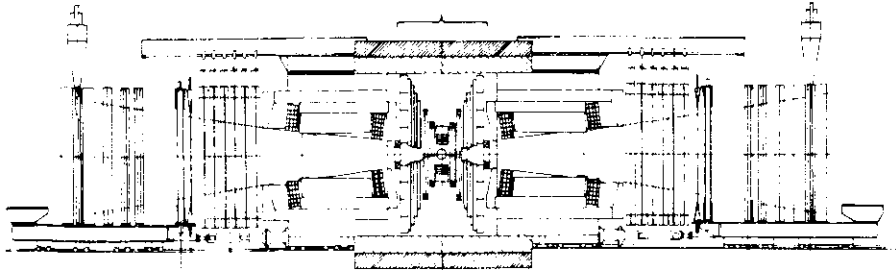


Abb.2: Aufsicht auf das Doppelarmspektrometer DASP

Beampipe
and
inner detector



Spark Chambers

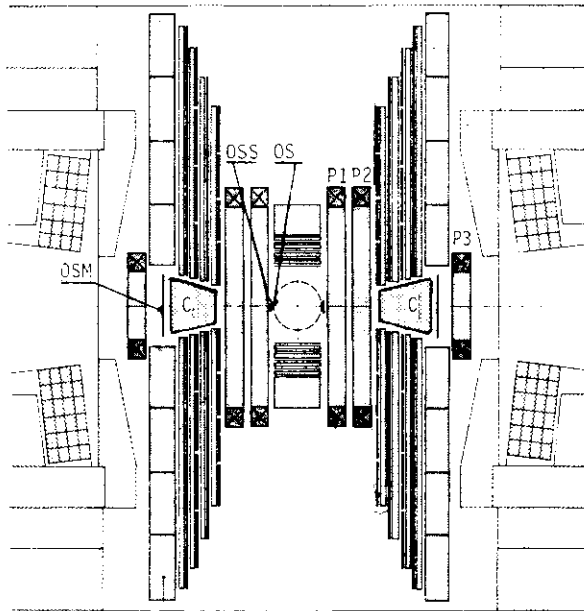
Time of Flight Counters

Shower Counters

Range Counters

Fe - Absorber

Abb.3: Vertikaler Schnitt durch DASP



Schauerzähler

Proportionalkammer

Rohrkammer

Szintillator | Blei

150 cm

Abb.4: Innendetektor des DASP

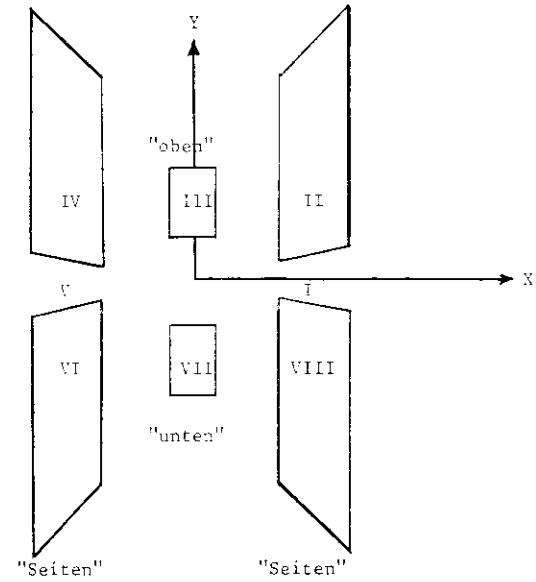


Abb.5: Topologische Aufteilung des Innendetektors in Oktanten

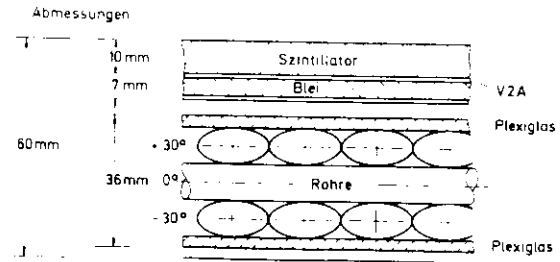


Abb.6: Schema des Aufbaus der Oktanten des Innendetektors²⁵

Zähleranordnung im Innendetektor (Schematisch)

Stand 22.10.73

TOR

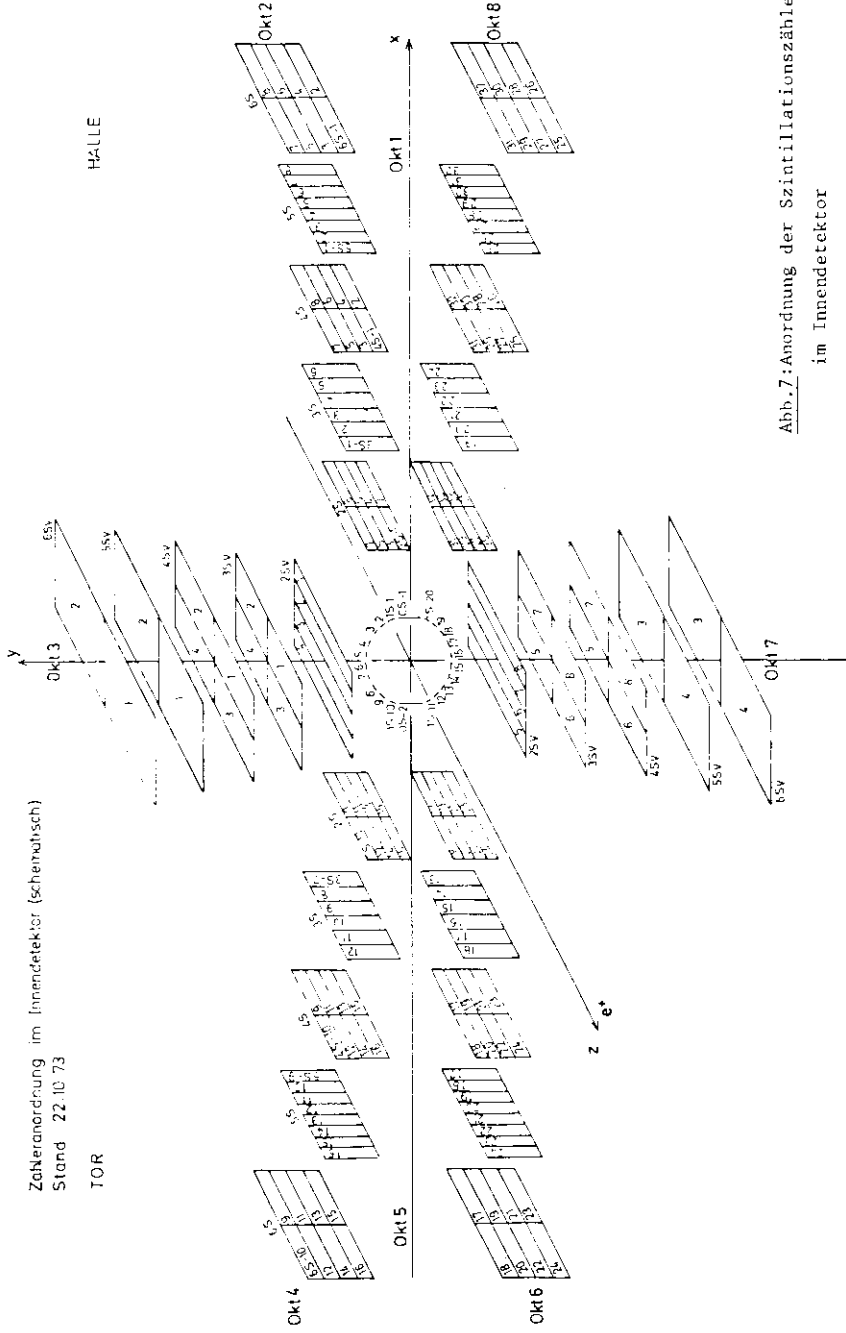


Abb.7:Anordnung der Szintillationszähler im Innendetektor

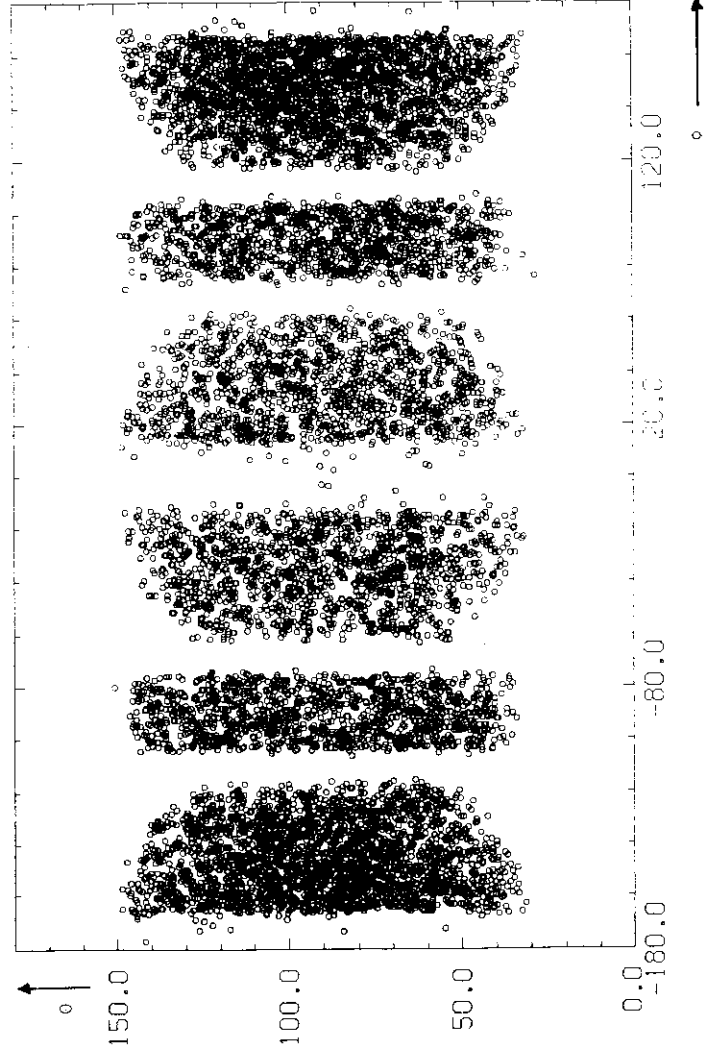


Abb.8: Akzeptanz des Innendetektors

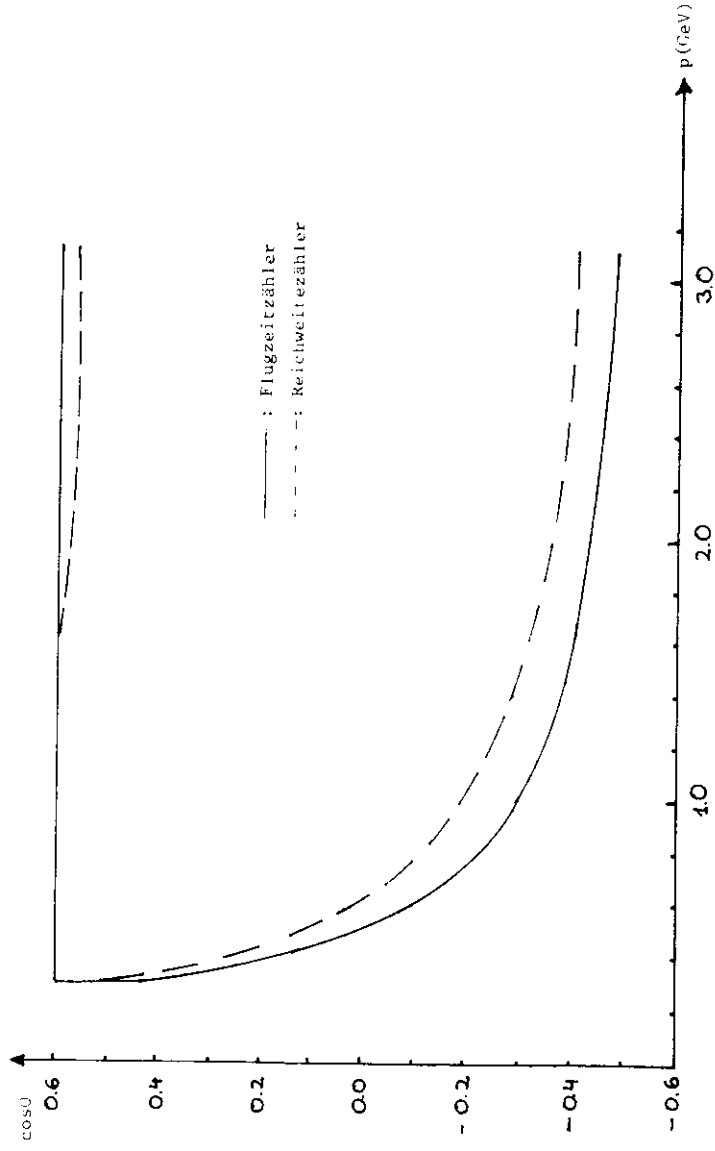


Abb. 9: Magnetfeldabhängige Akzeptanz des Außendetektors

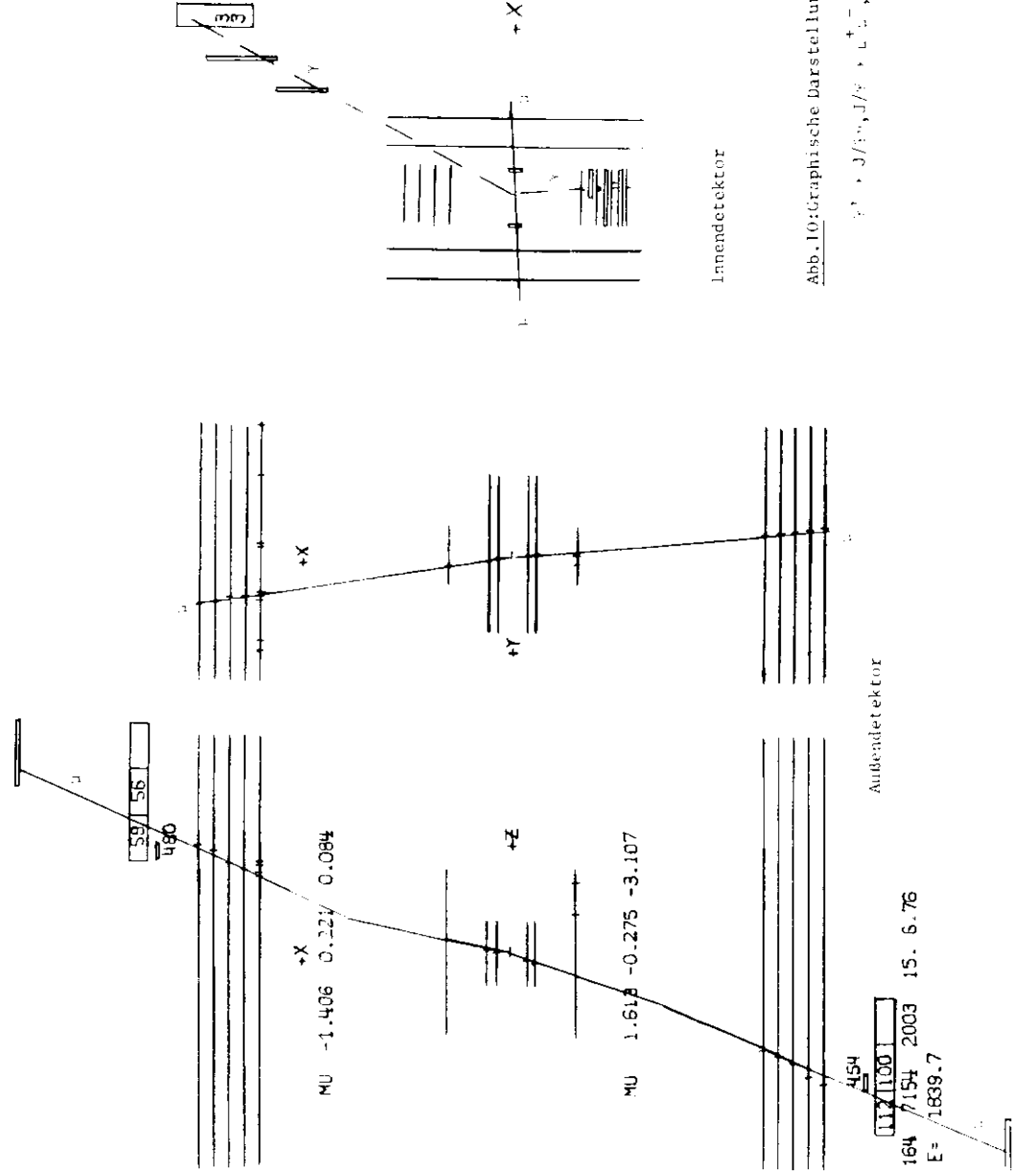
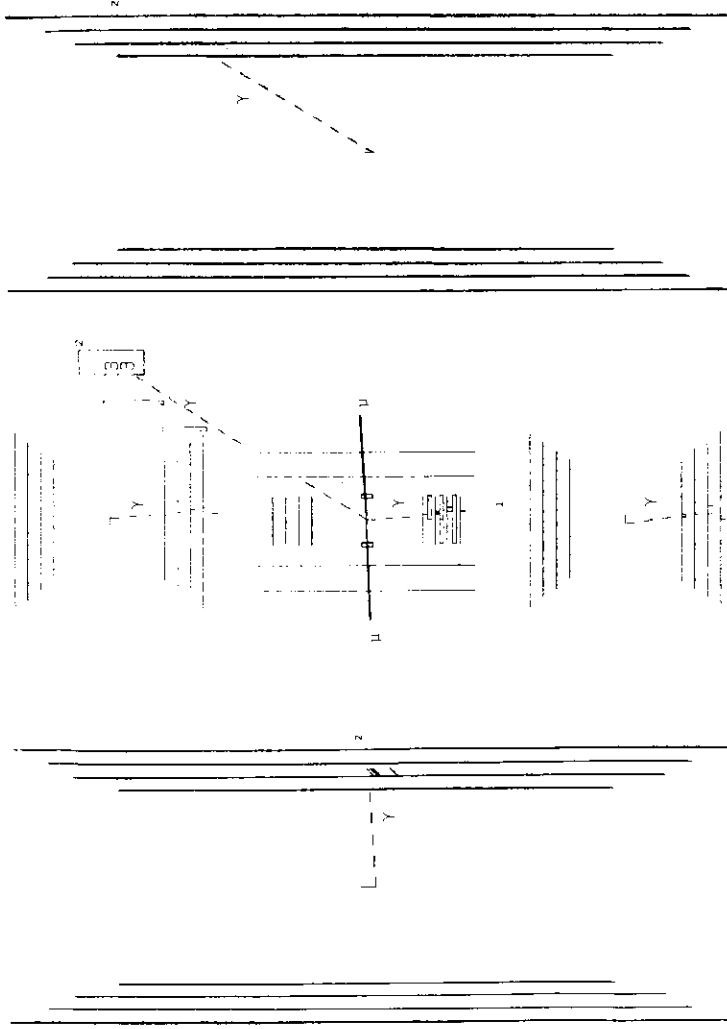


Abb. 10: Graphische Darstellung eines Ereignisses

$$\gamma^* \rightarrow 3/1^-, 1/3^+, L^+ L^- \nu^+ \nu^-$$

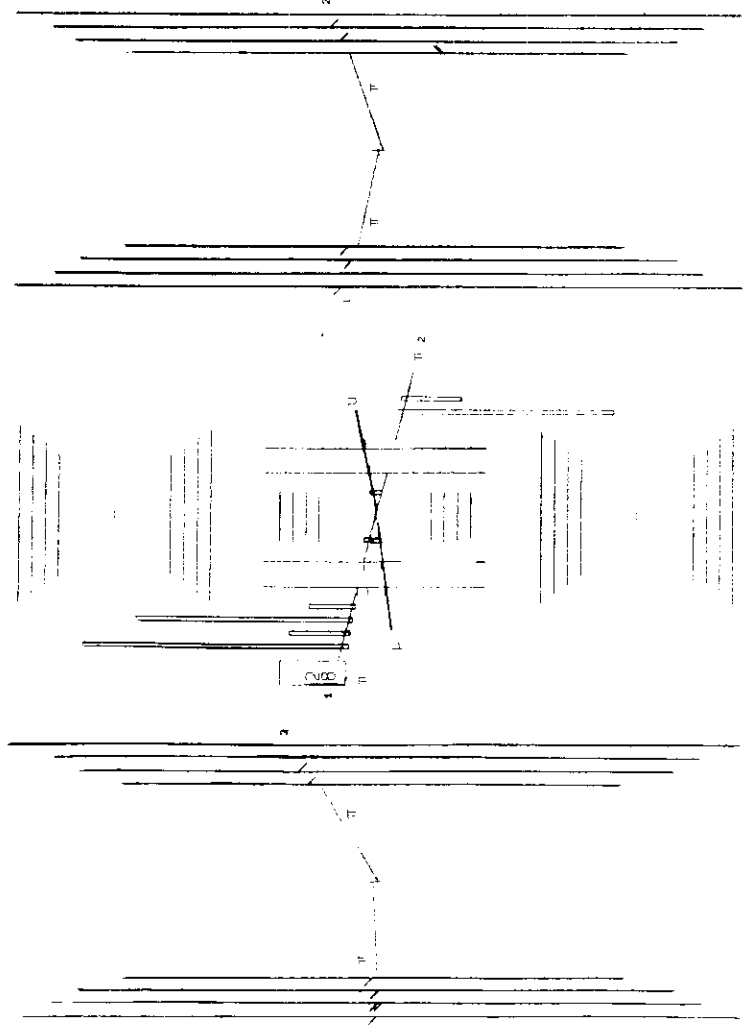
164 / 154 2003 15. 6. 76
E = 1839.7



EXP-RUN EVT = 154- 7154- 2003 DATE = 15. 6.76 E = 1859.7
 /RESULT/ NP = 2 NTRACKS = 2 NCHARGED = 0 NCMPPR 1 2
 1 C 56.95 89.31) GRPH E= 290. CONT 7 RSPN= 1.416 NO SCINT XYZ= 0 0 -35
 2 C 61.92 58.96) GRPH E= 92. CONT 2 RSPN= 0.0 ONLY 6S XYZ= 0 0 -35

Abb. 11: Graphische Darstellung eines Ereignisses
 (Innendetektor)

$$\psi \rightarrow J/\psi n, J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^- n \rightarrow \gamma \gamma$$



EXP-RUN EVT = 154- 7154- 2003 DATE = 15. 6.76 E = 1860.0
 /RESULT/ NP = 2 NTRACKS = 2 NCHARGED = 0 NCMPPR 1 0
 1 C 56.95 89.31) GRPH E= 290. CONT 7 RSPN= 1.416 NO SCINT XYZ= 0 0 -35
 2 C 61.92 58.96) GRPH E= 92. CONT 2 RSPN= 0.0 ONLY 6S XYZ= 0 0 -35

Abb. 12: Graphische Darstellung eines Ereignisses
 (Innendetektor)

$$J/\psi \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-, J/\psi \rightarrow \mu \mu$$

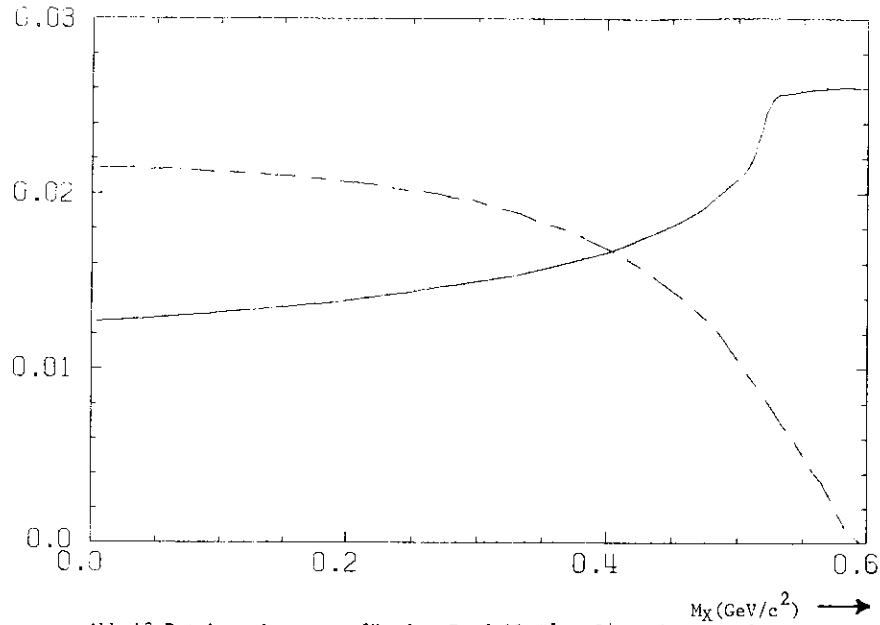


Abb.13: Detektorakzeptanz für den Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi X$ als Funktion der Rückstoßmasse M_X für Ereignisse mit 1 Müon (---) und mit 2 Müonen (—) im Außendetektor; willkürlicher Maßstab

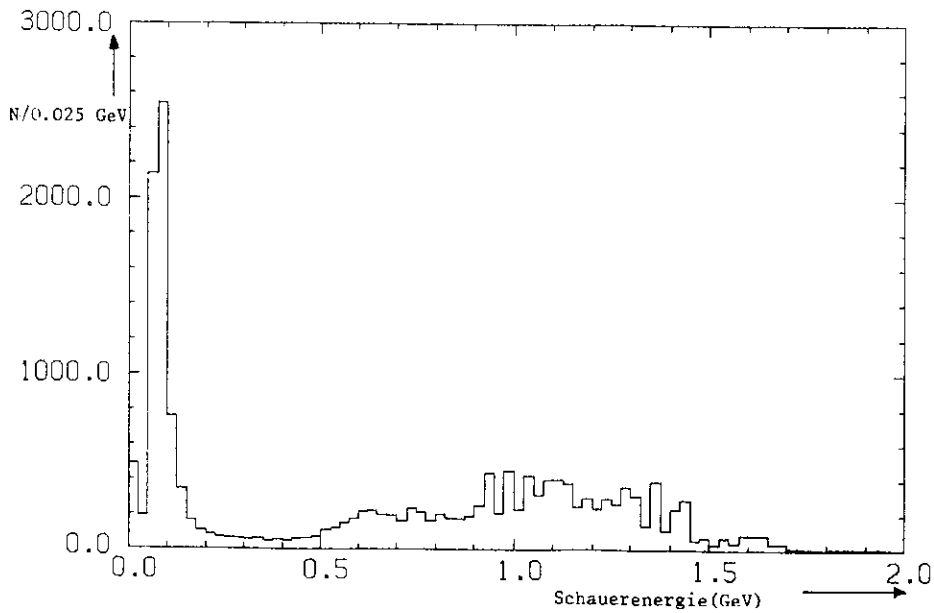


Abb.14: Verteilung der in den Schauerzählern des Außendetektors abgelegten Energien

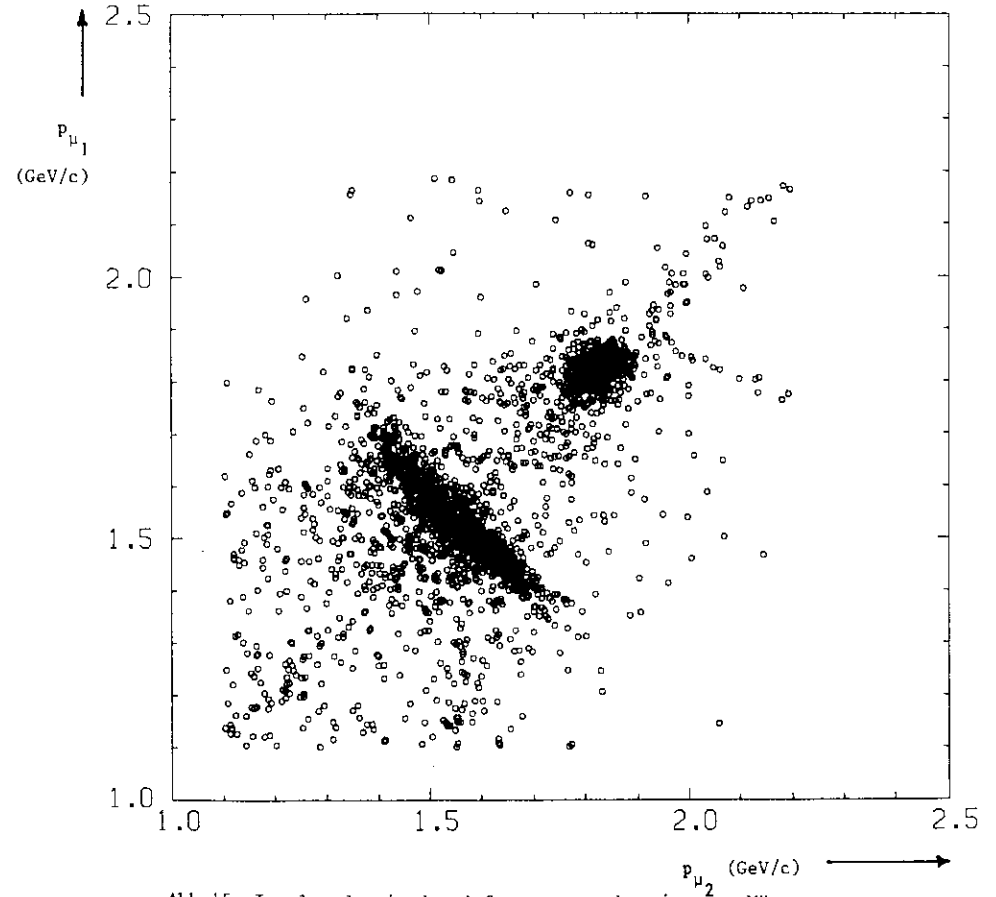


Abb.15a: Impulse der in den Außenarmen nachgewiesenen Müonen gegeneinander aufgetragen

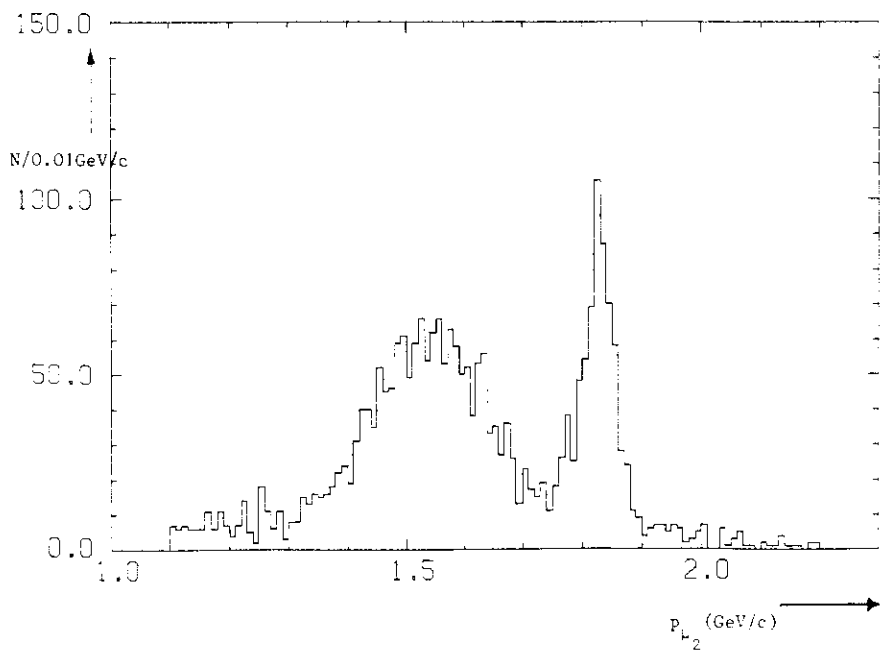
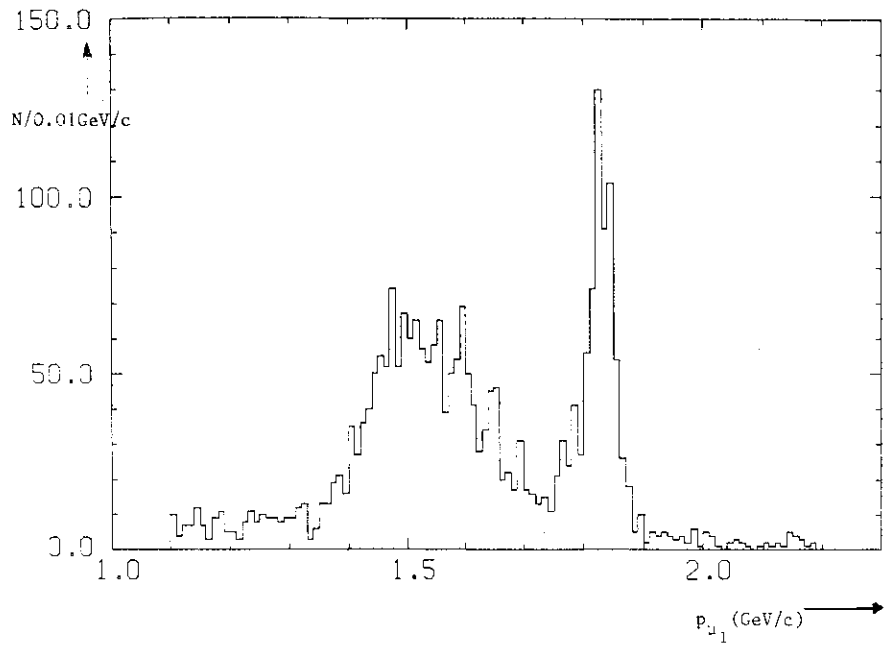


Abb. 15b: Verteilung der Muonimpulse

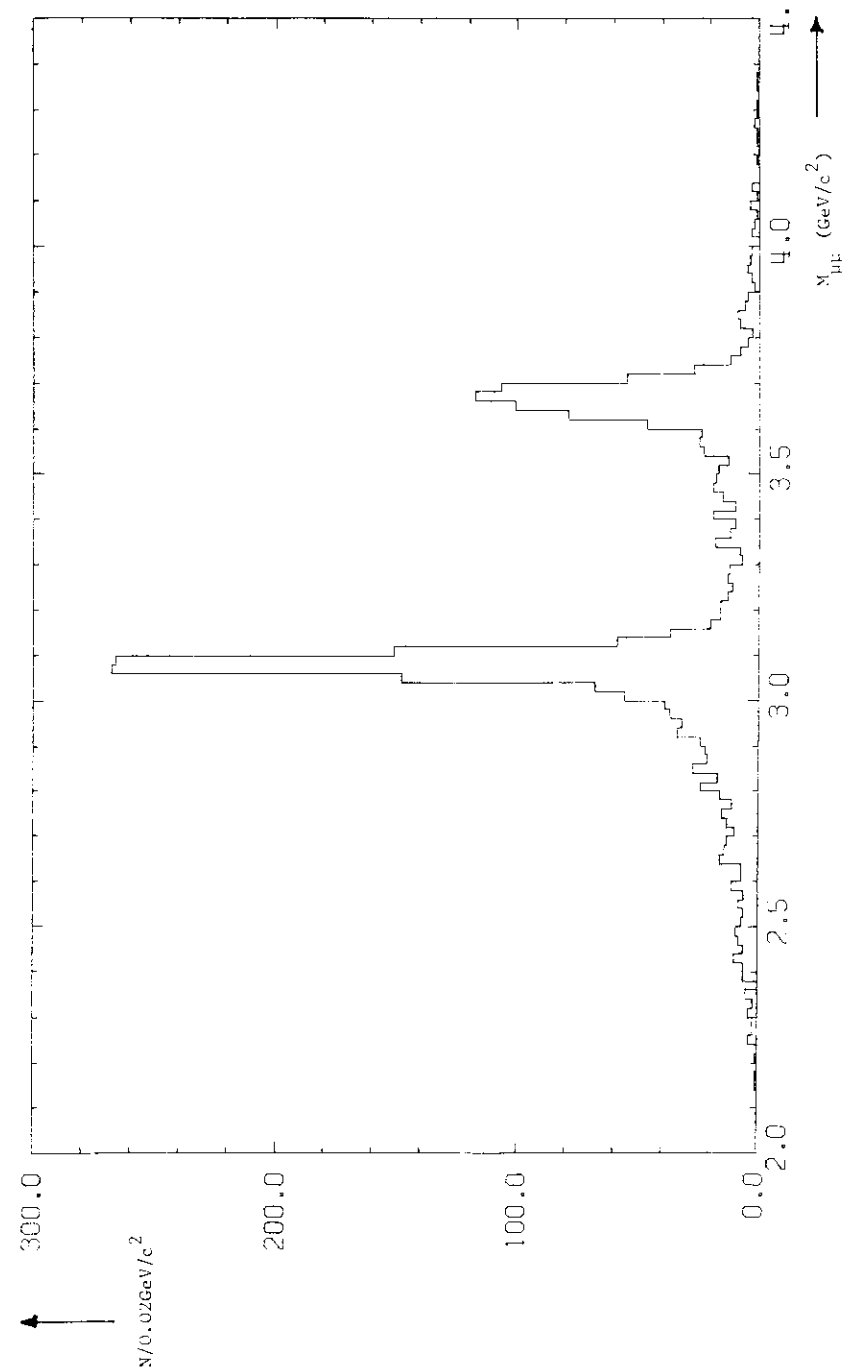


Abb. 16: Verteilung der invarianten Massen der "Muonpaare"

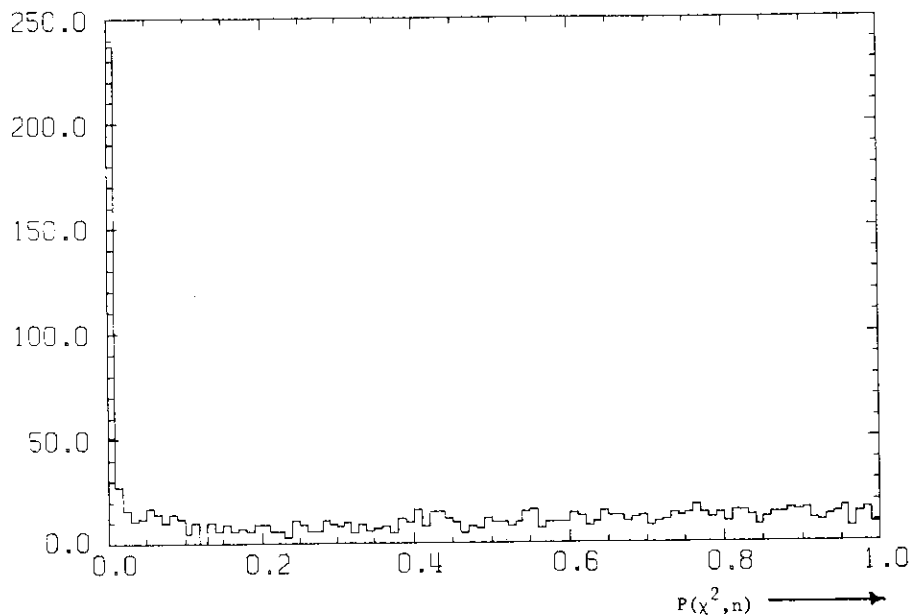


Abb.17: χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anpassung an $J/\psi + \mu\mu$ (1C)

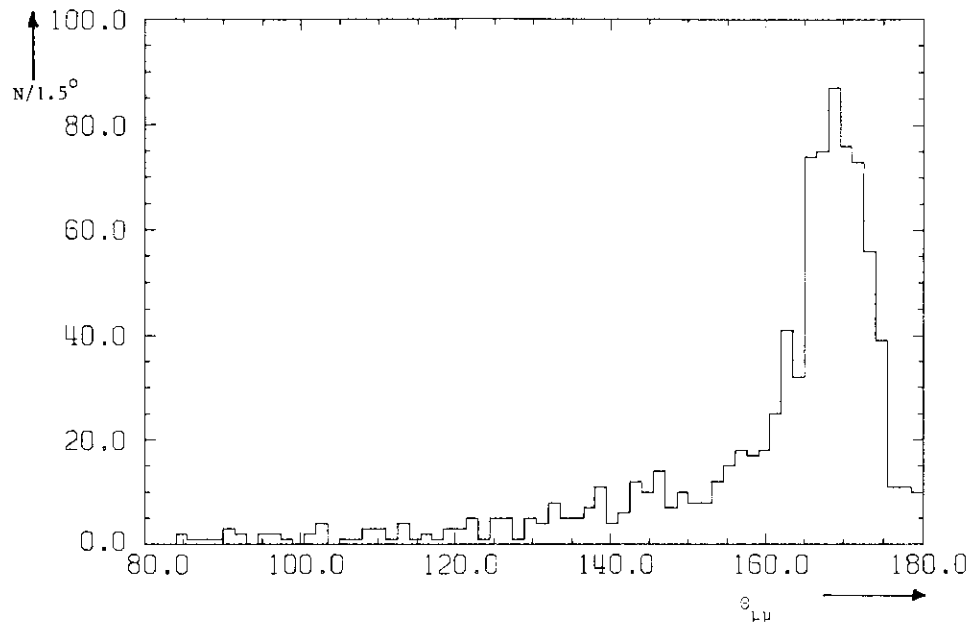


Abb.19: Verteilung der Winkel zwischen der Müonspur im Außen- und der Spur eines geladenen Teilchens im Innendetektor

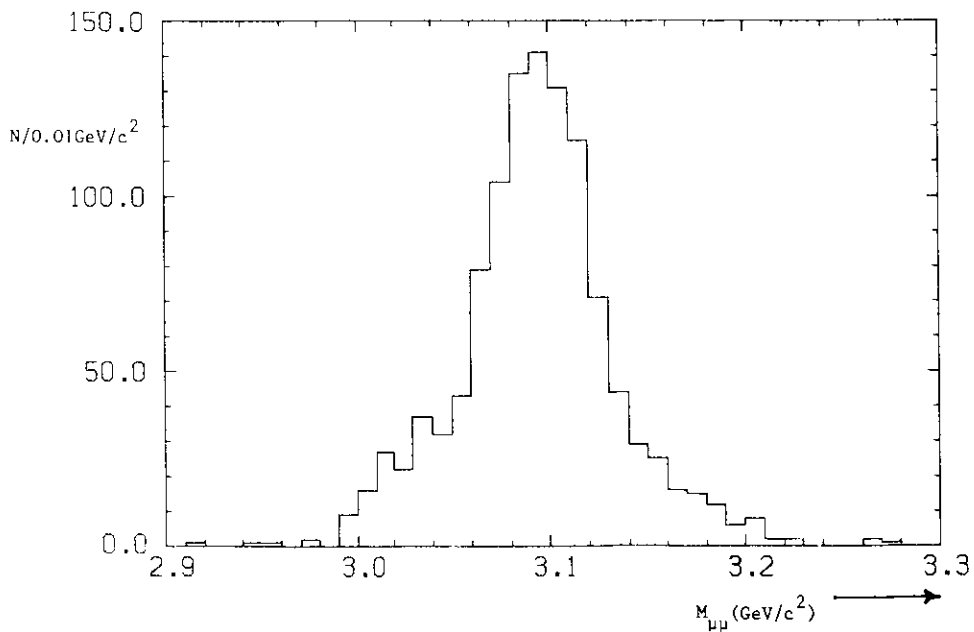


Abb.18: Verteilung der invarianten Massen der Müonpaare aus dem Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\psi X, J/\psi \rightarrow \mu\mu$

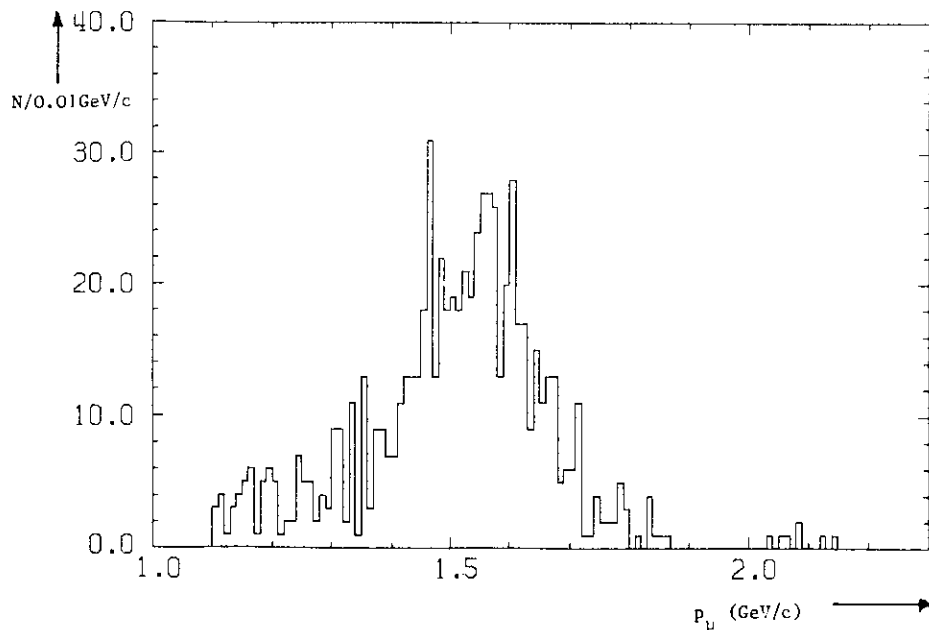


Abb.20: Impulsverteilung der Müonen beim Nachweis eines Müons im Außendetektor

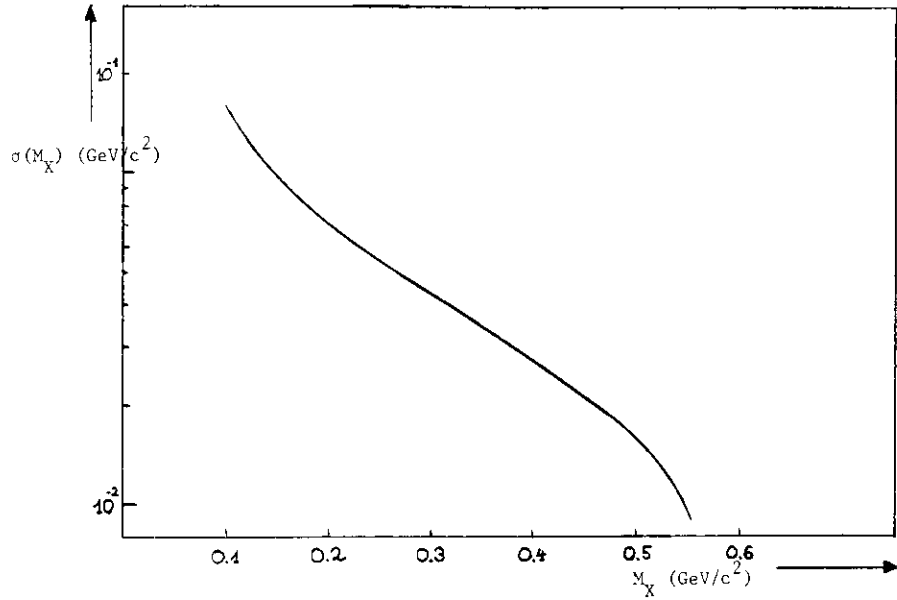


Abb.21: Massenauflösung der Rückstoßmasse M_X bei $\Psi' \rightarrow J/\psi X$ als Funktion von M_X

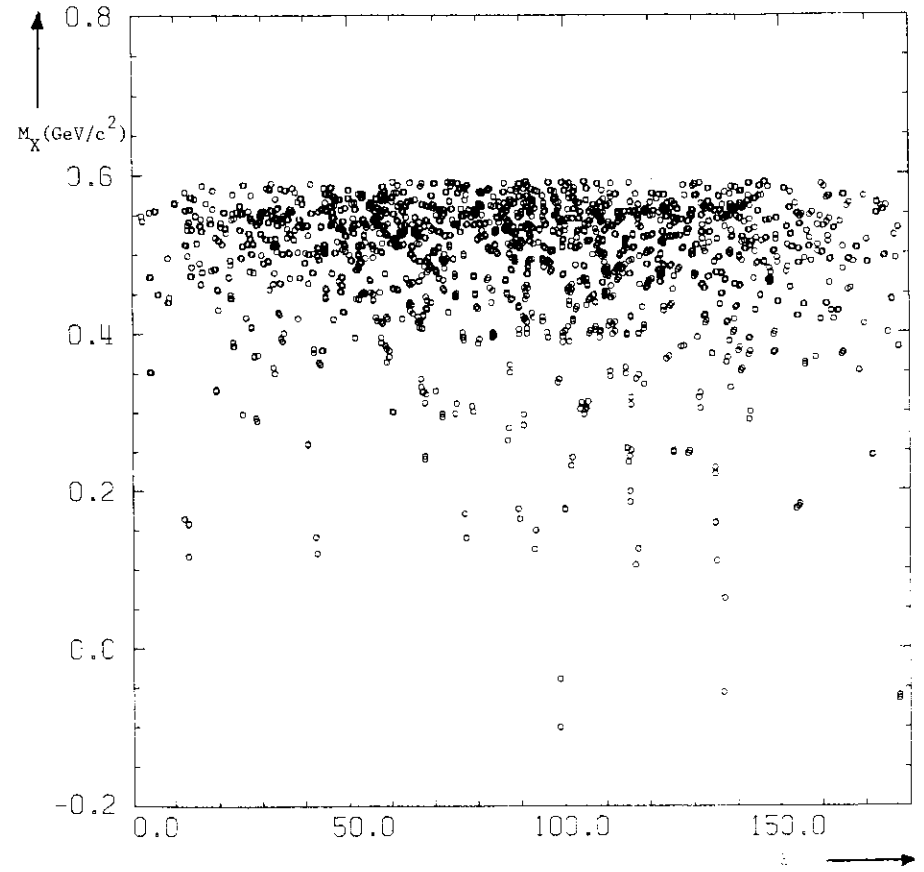


Abb.22a: Rückstoßmasse M_X gegen Polarwinkel θ des J/ψ

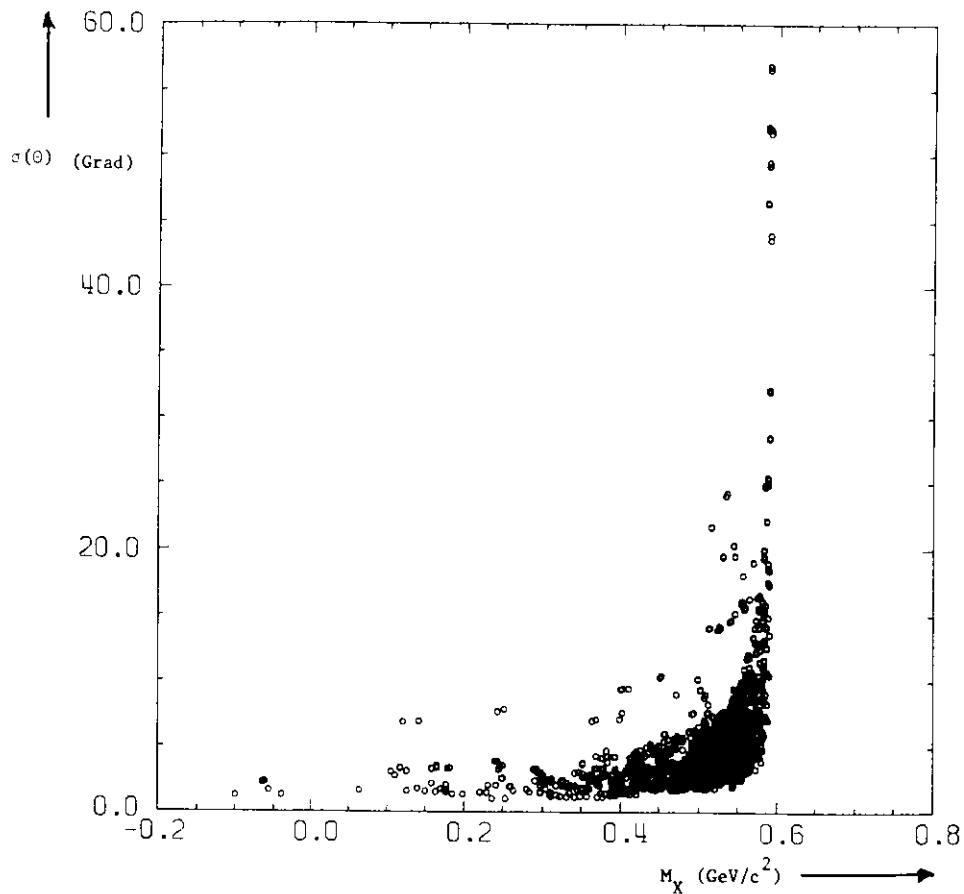


Abb.22b: Fehler des Polarwinkels θ des J/ψ gegen M_X

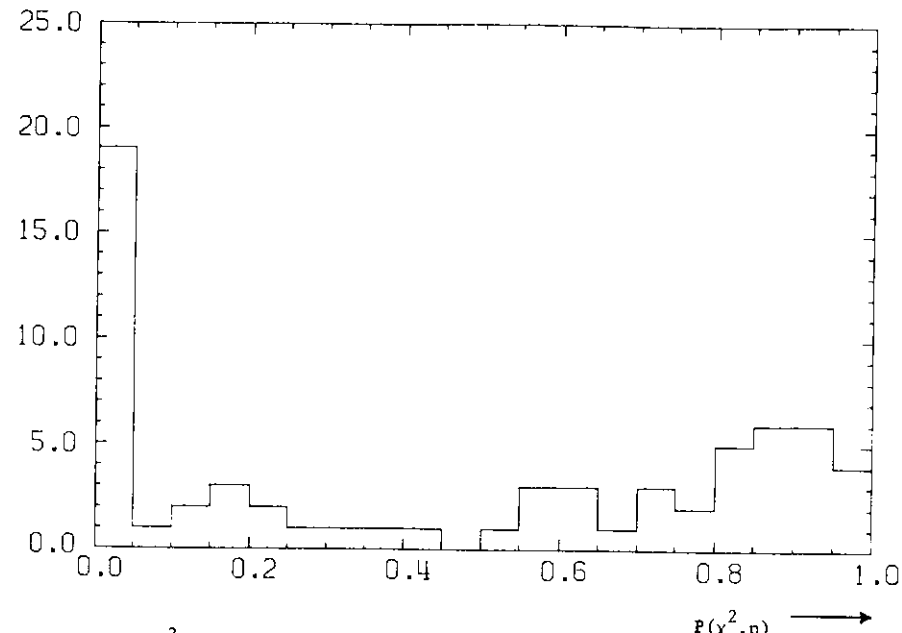


Abb.23a: χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anpassung an die Reaktion $\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma\gamma, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (2 Müonen im Außendetektor: "3C-Fit")

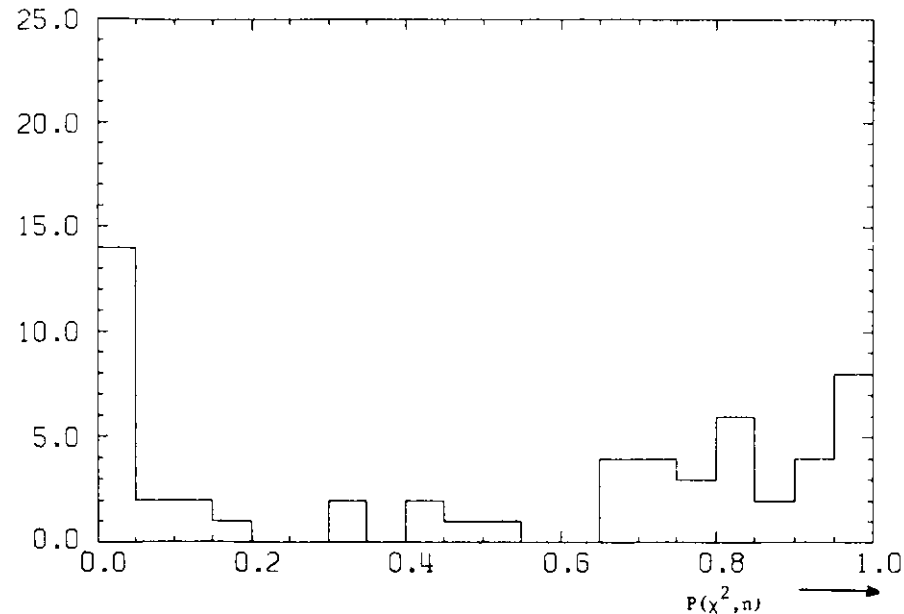


Abb.23b: χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anpassung an die Reaktion $\psi' \rightarrow J/\psi + \gamma\gamma, J/\psi \rightarrow \mu\mu$ (1 Müon im Außendetektor: "2c-Fit")

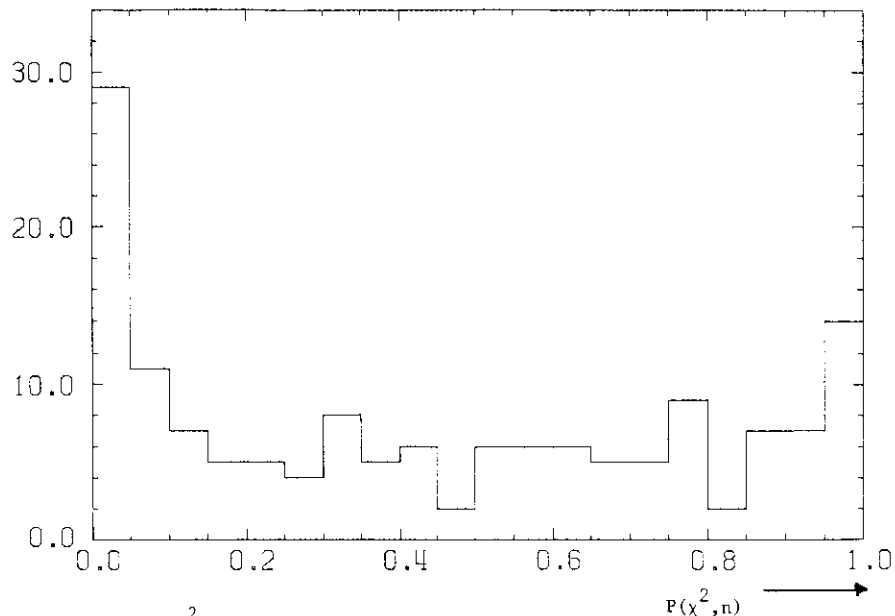


Abb.23c: χ^2 -Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Anpassung an die Reaktion $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi^+ \pi^-$, $J/\Psi \rightarrow \mu \mu$ (2 Müonen im Außendetektor: "3c-Fit")

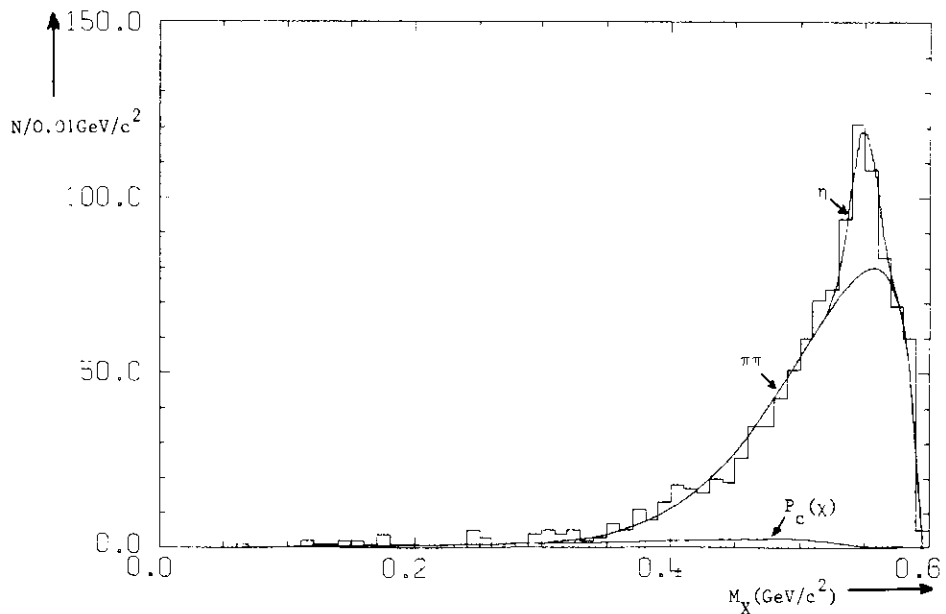


Abb.24: Verteilung der Rückstoßmassen aus dem Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi X$

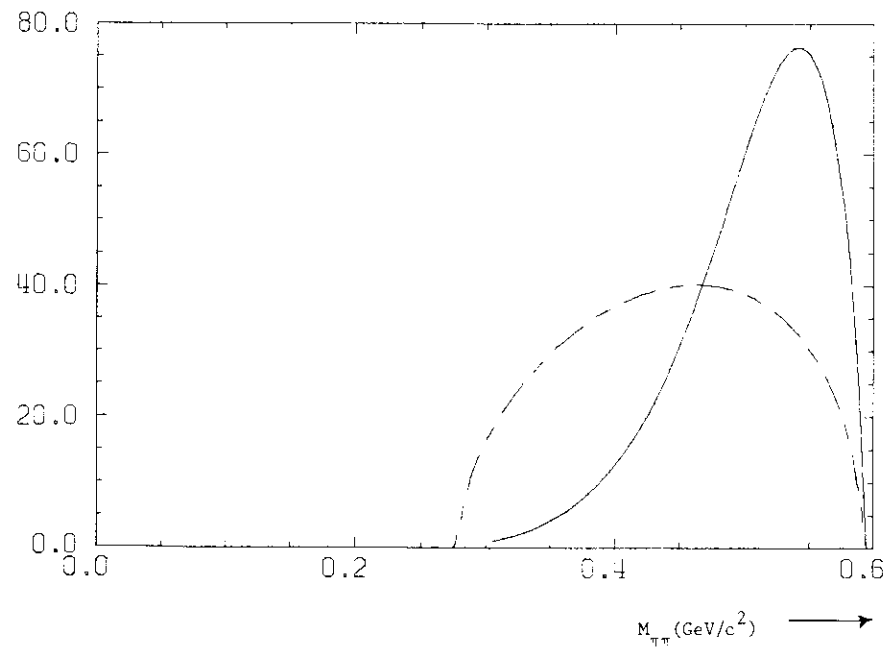


Abb.25: Verteilung der $\pi\pi$ -Massen aus dem Zerfall $\Psi' \rightarrow J/\Psi \pi\pi$:
Phasenraum (gestrichelt), ϵ -Resonanz (durchgezogen)

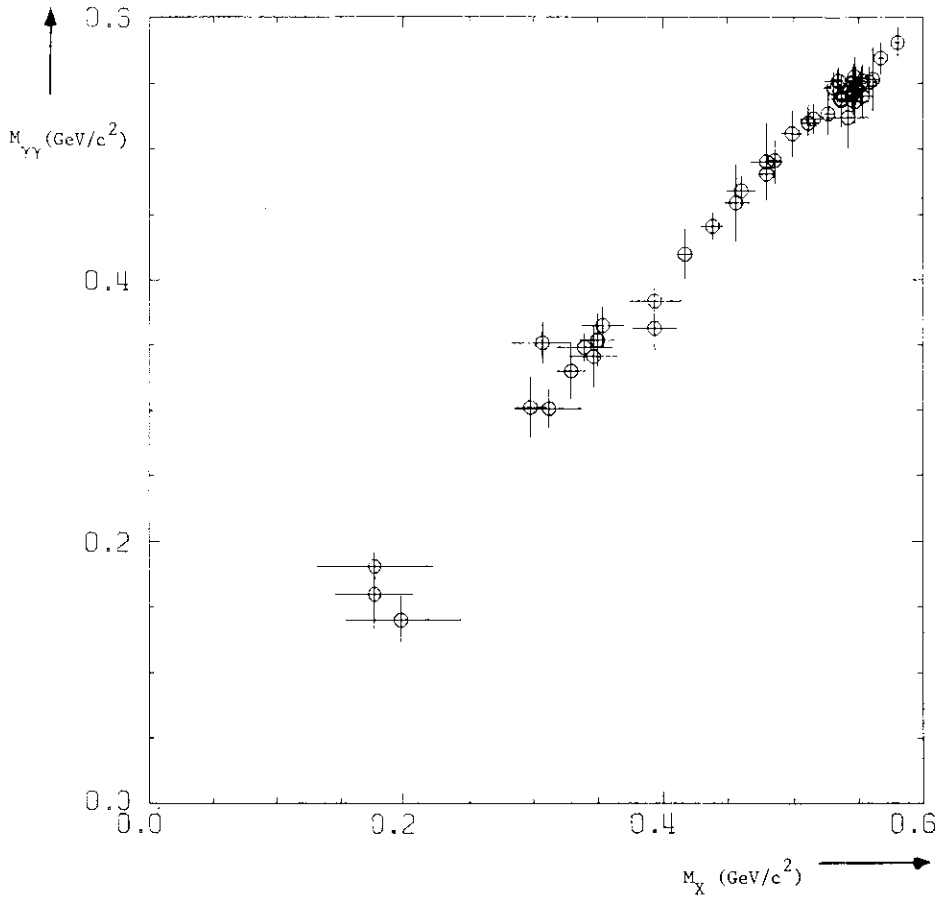


Abb.26: Invariante $\gamma\gamma$ -Massen gegen M_X

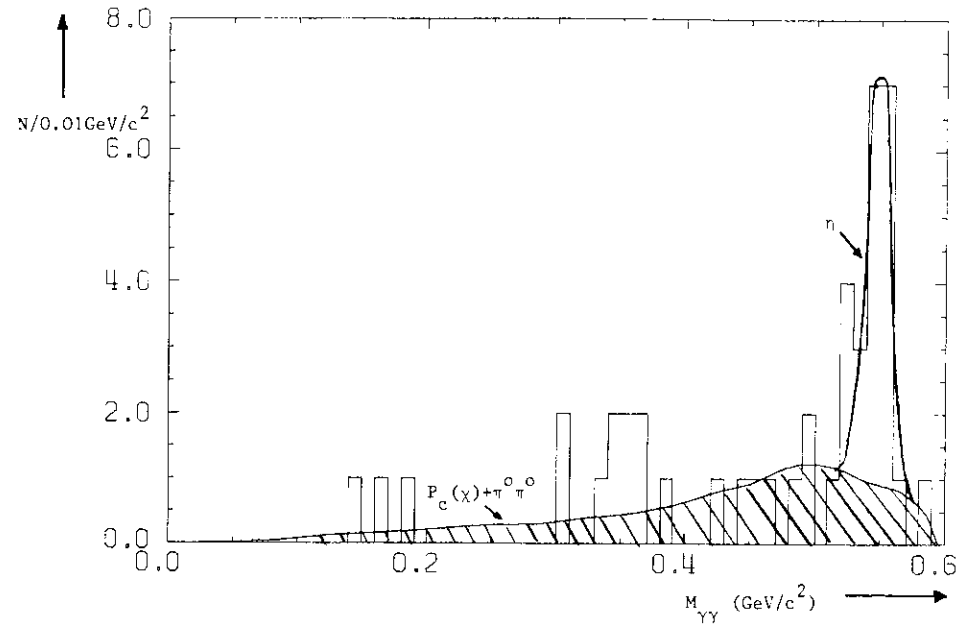


Abb.27a: Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen (2 Müonen im Außendetektor)

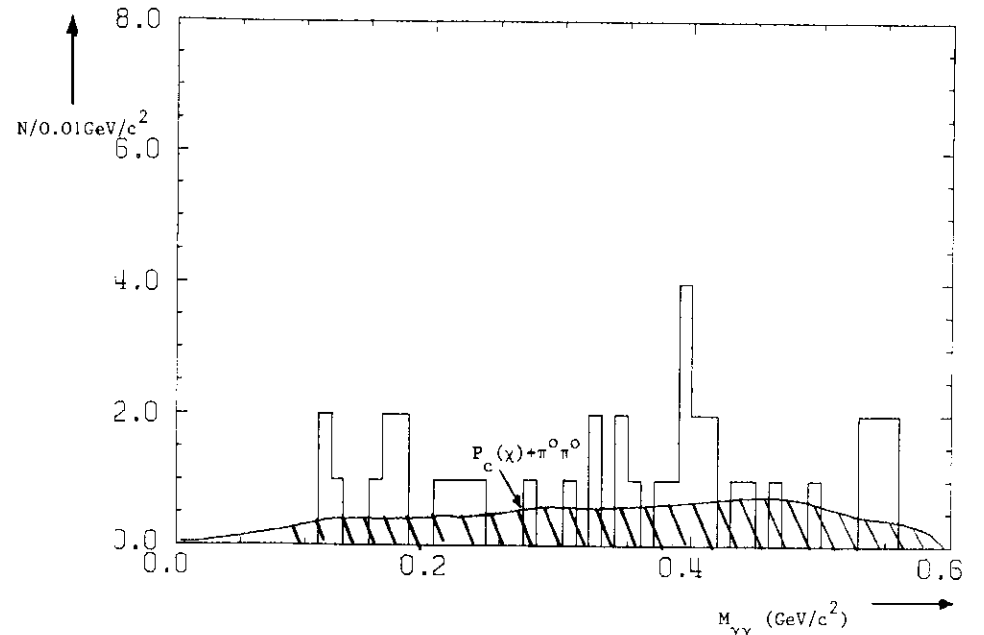
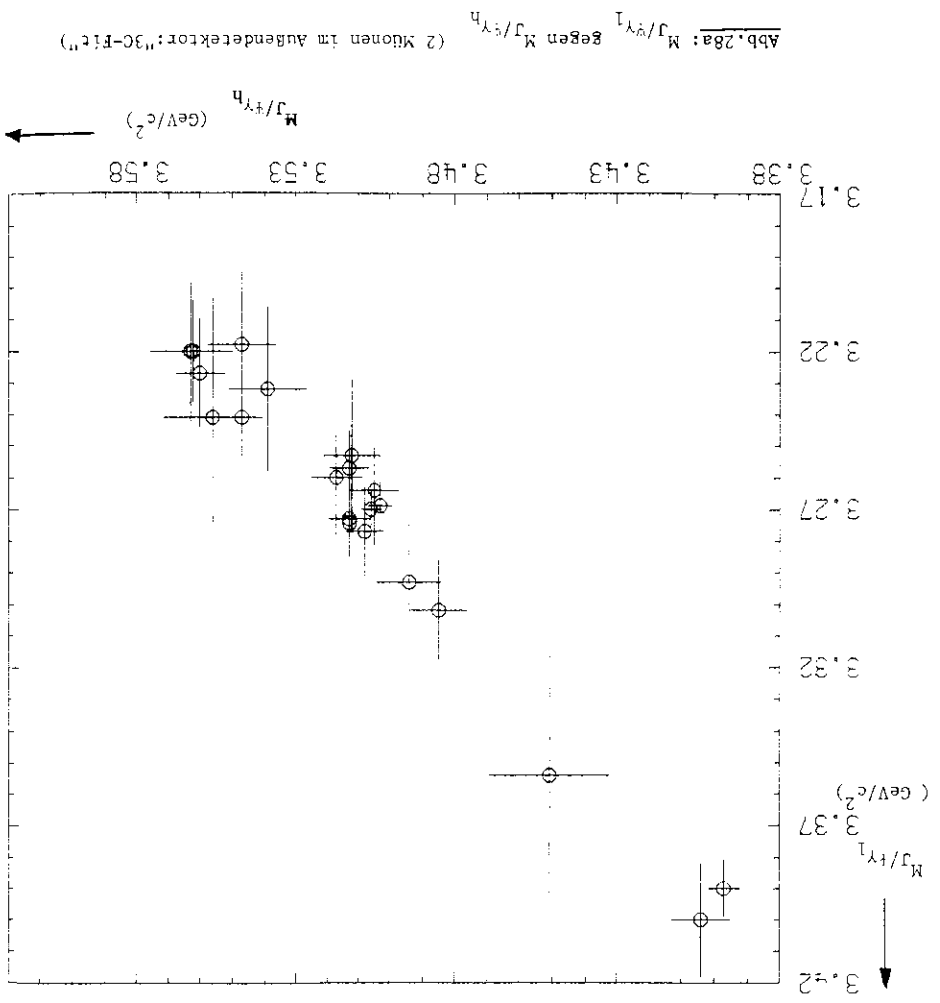
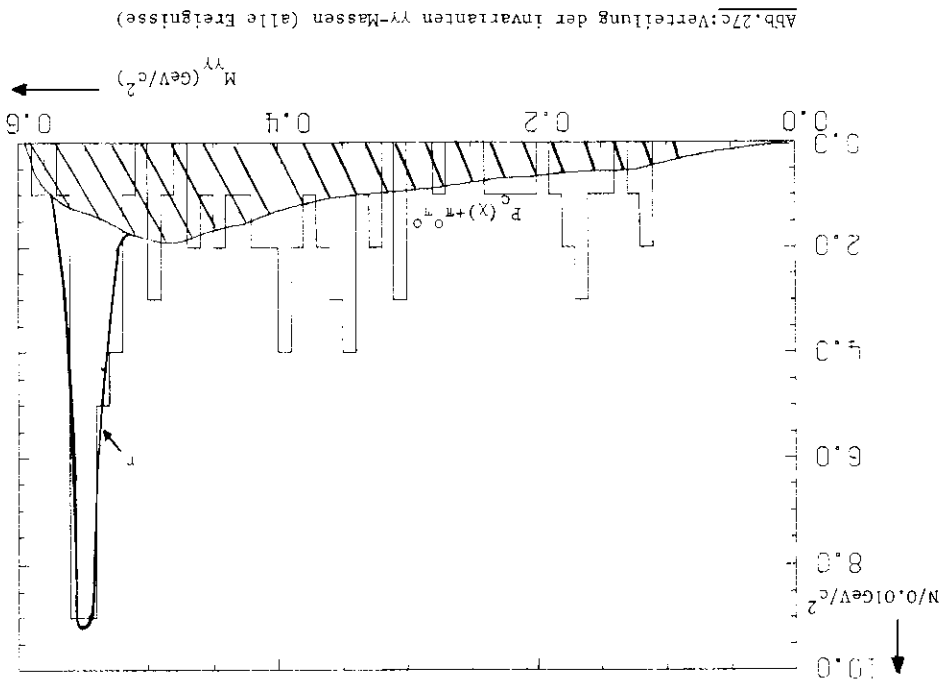
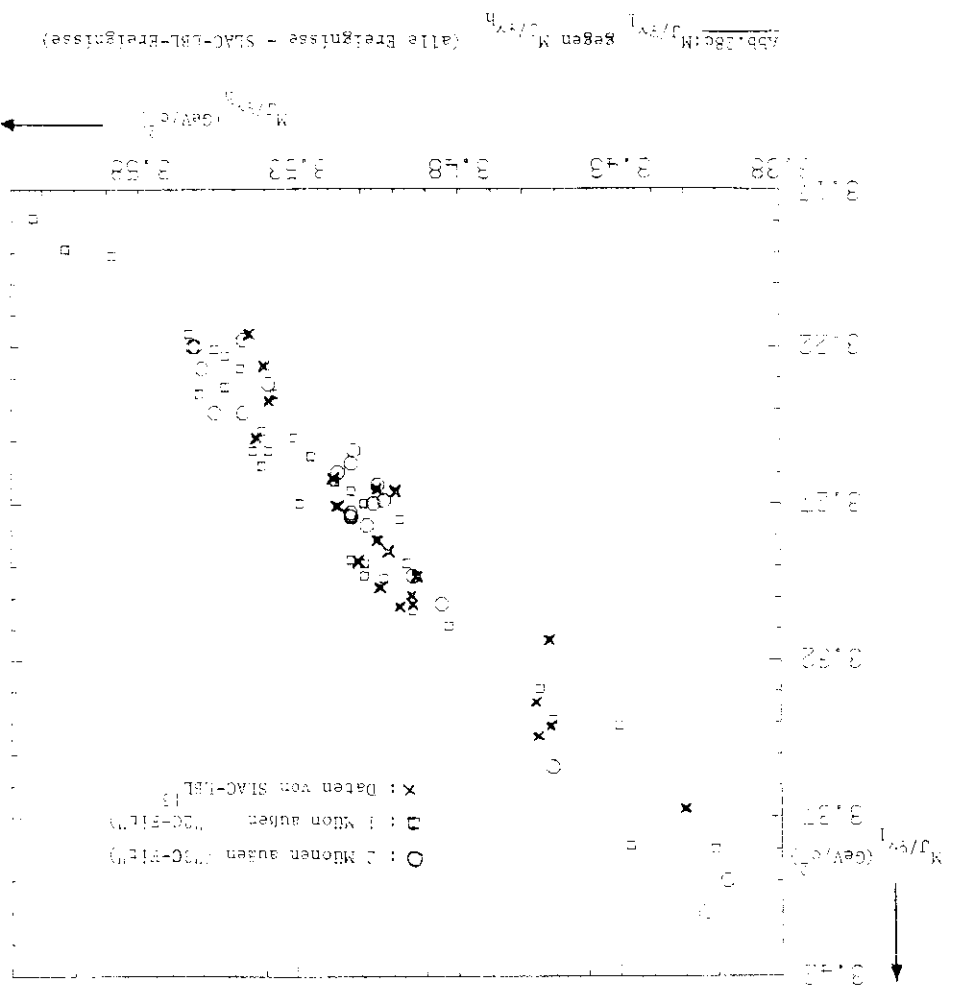
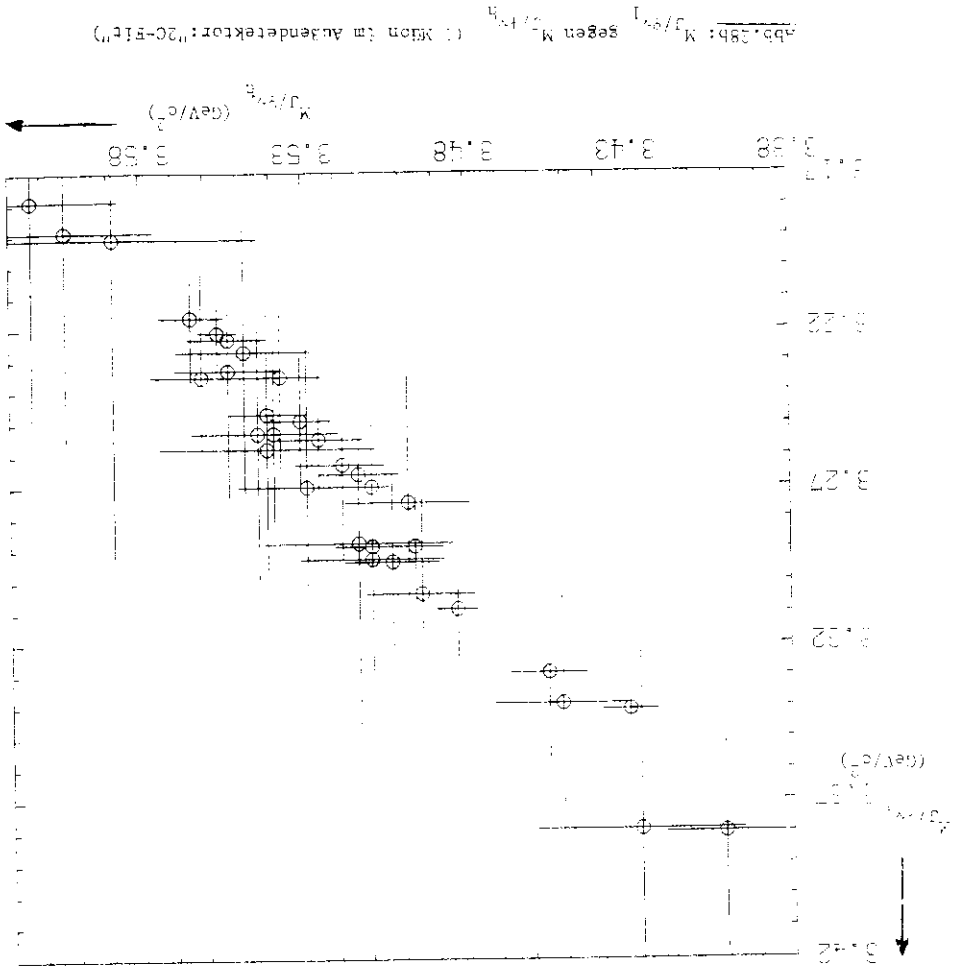


Abb.27b: Verteilung der invarianten $\gamma\gamma$ -Massen (1 Müon im Außendetektor)





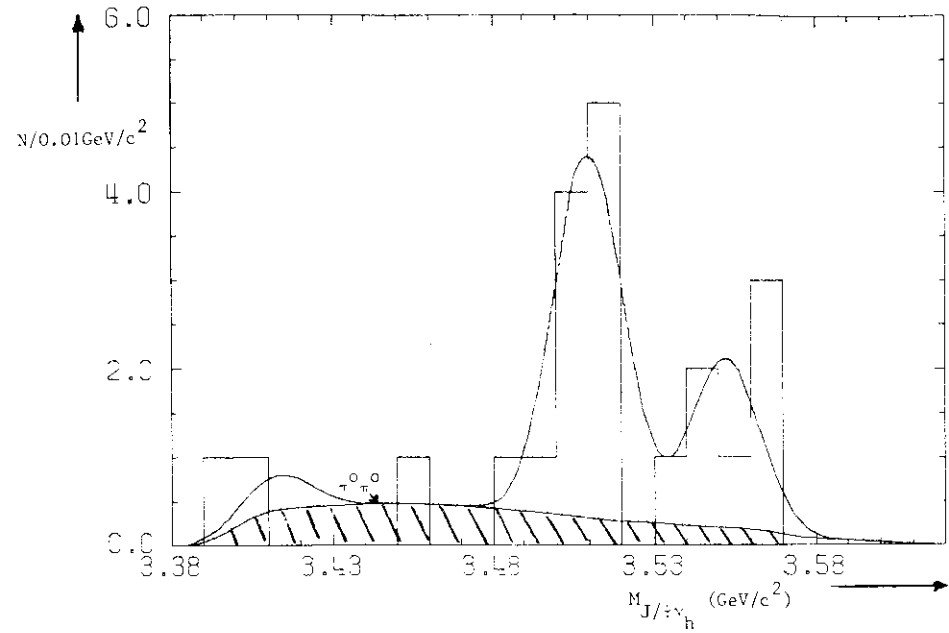


Abb.29a: Verteilung der J/ψ -Massen (hohe Massenlösung, 2 Müonen außen)

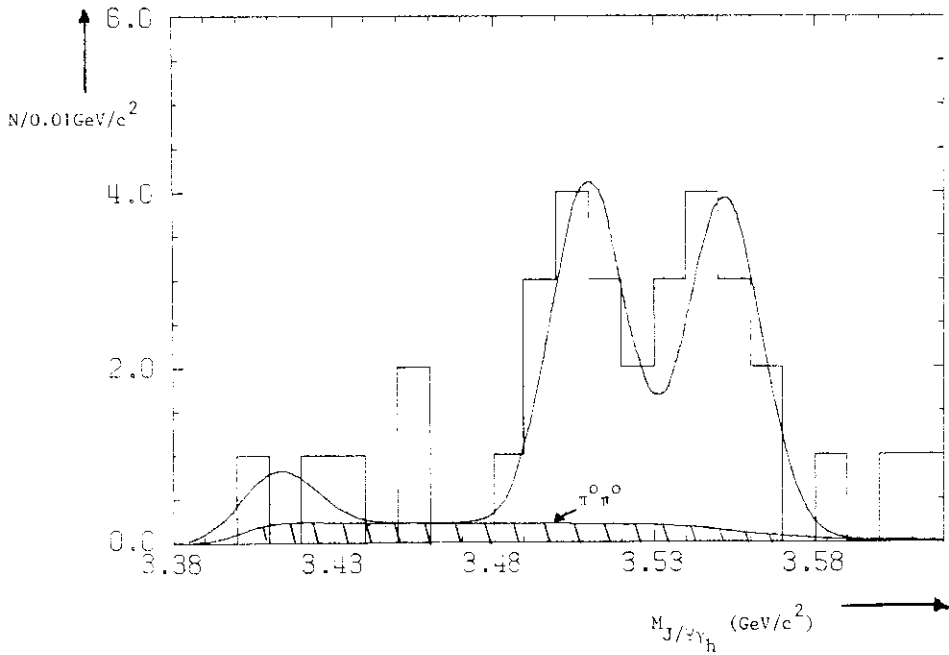


Abb.29b: Verteilung der J/ψ -Massen (hohe Massenlösung, 1 Müon außen)

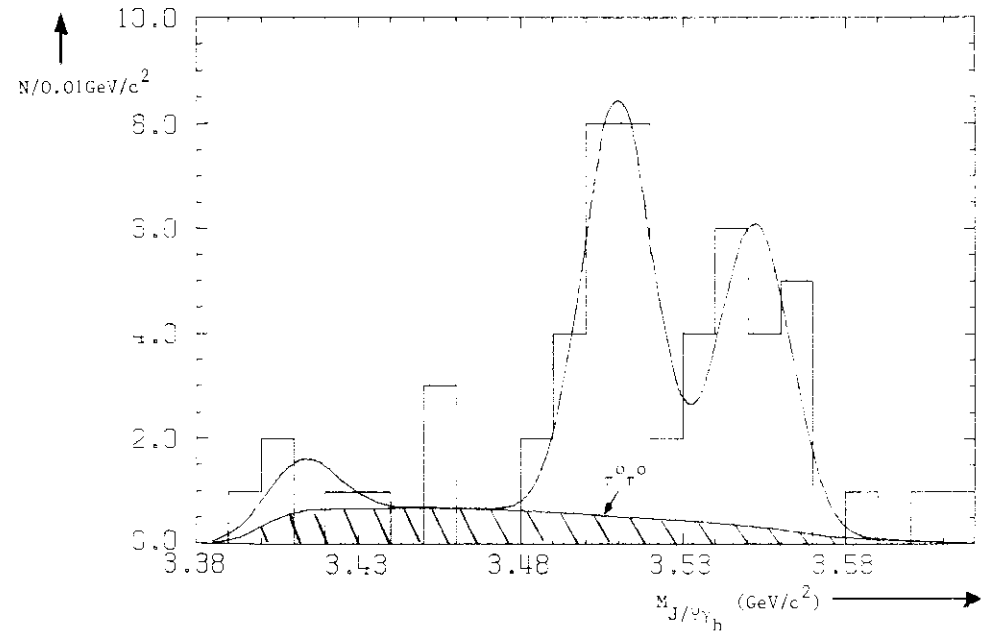


Abb.29c: Verteilung der J/ψ -Massen (hohe Massenlösung, alle Ereignisse)

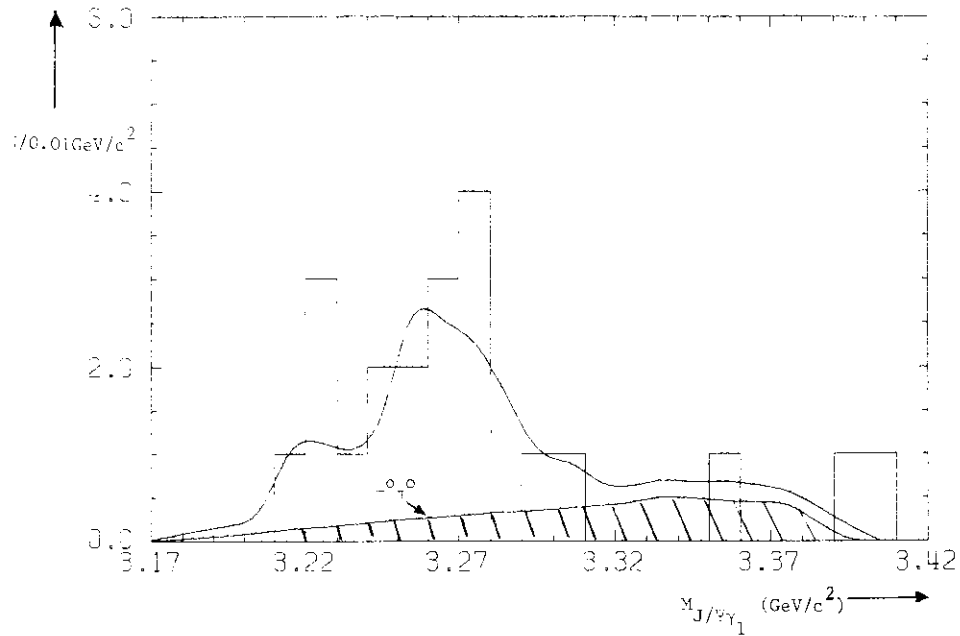


Abb.30a: Verteilung der J/ψ -Massen (niedrige Massenlösung, 2 Müonen außen)

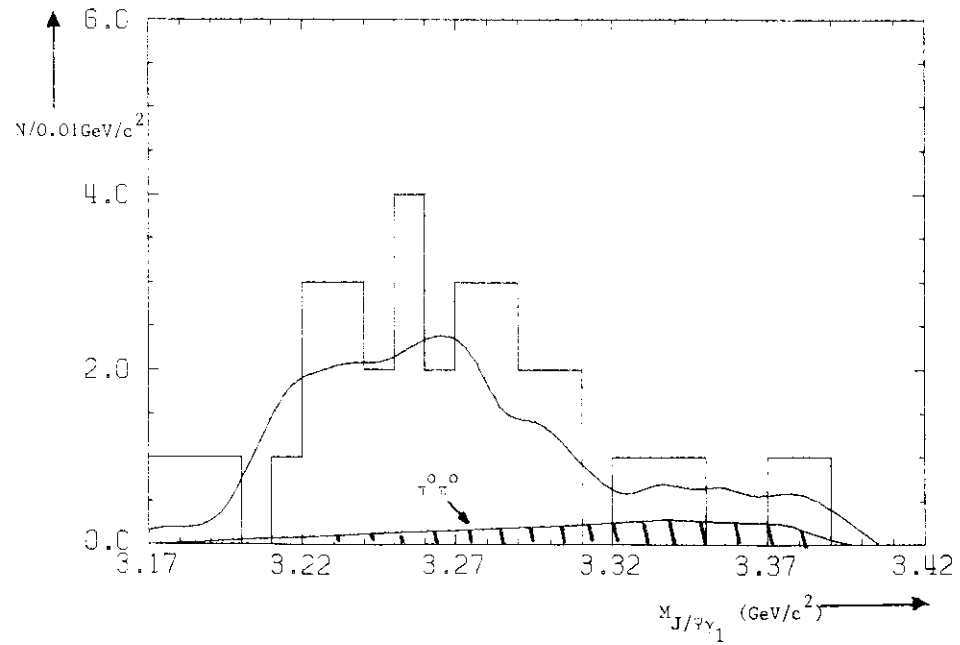


Abb.30b: Verteilung der J/ψ -Massen (niedrige Massenlösung, 1 Müon außen)

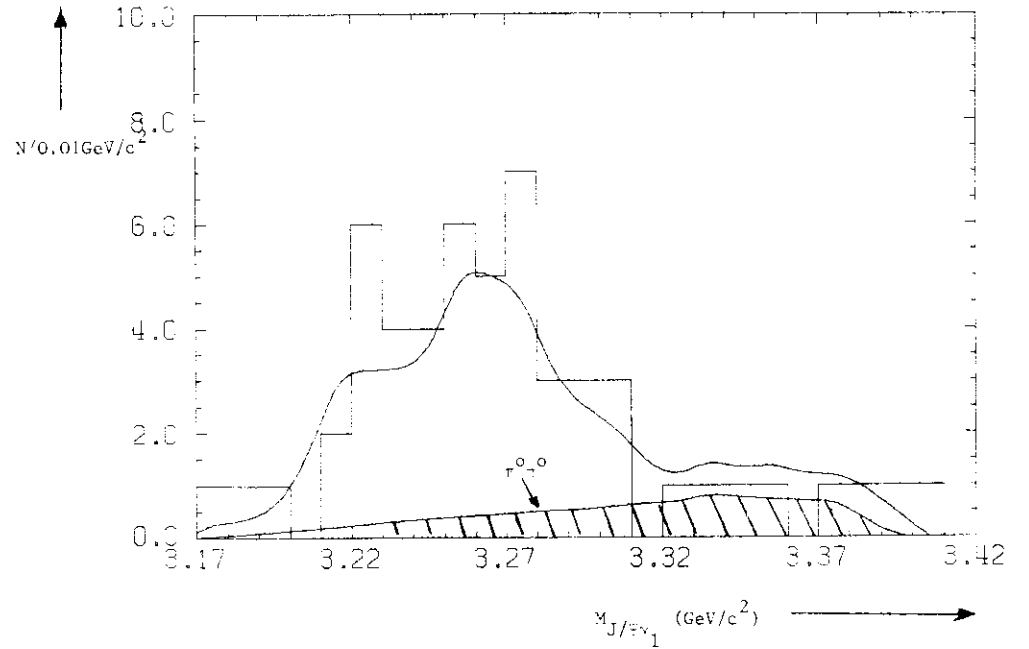


Abb.30c: Verteilung der J/ψ -Massen (niedrige Massenlösung, alle Ereignisse)

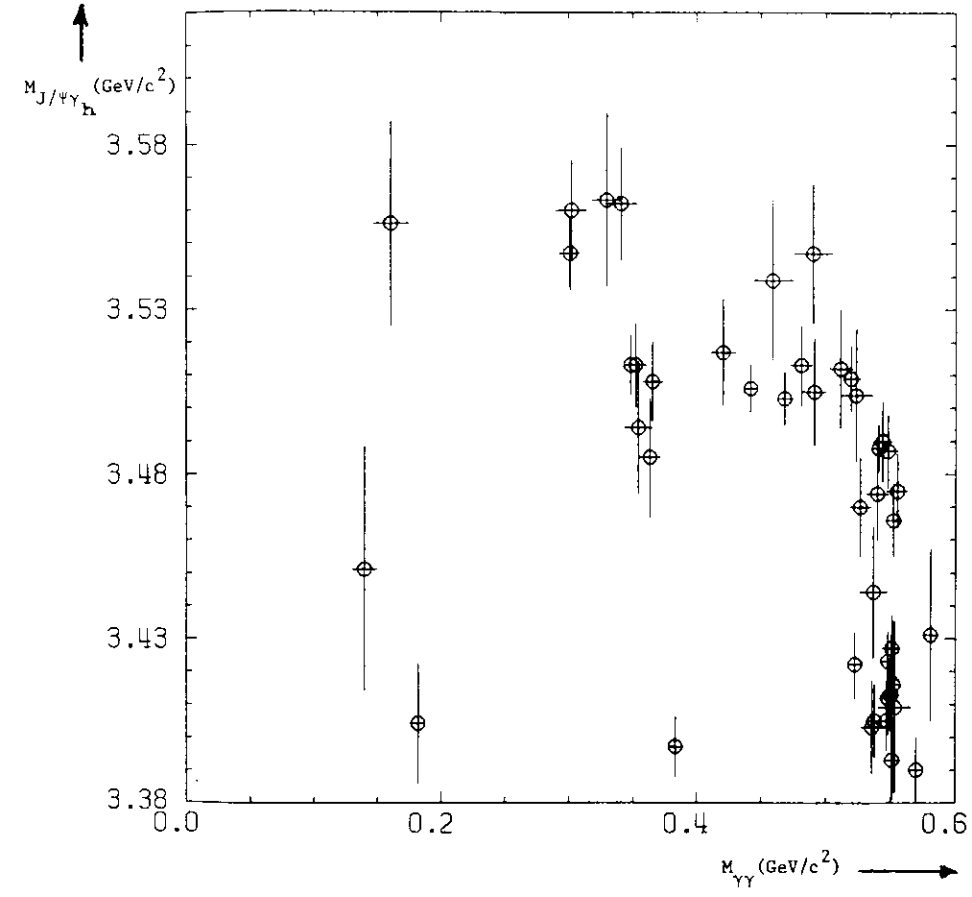


Abb.31a: $M_{J/\psi\gamma_h}$ gegen $M_{\Upsilon\Upsilon}$ (2 Müonen außen)

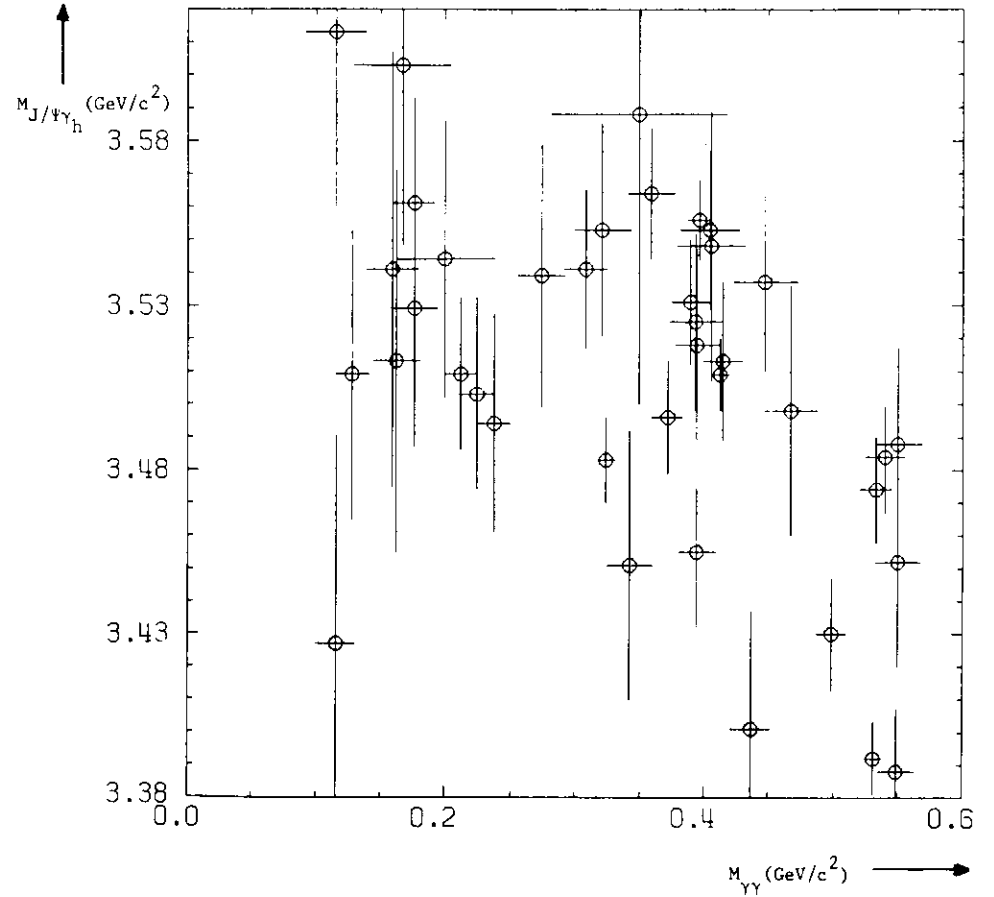


Abb.31b: $M_{J/\psi\gamma_h}$ gegen $M_{\Upsilon\Upsilon}$ (1 Müon außen)

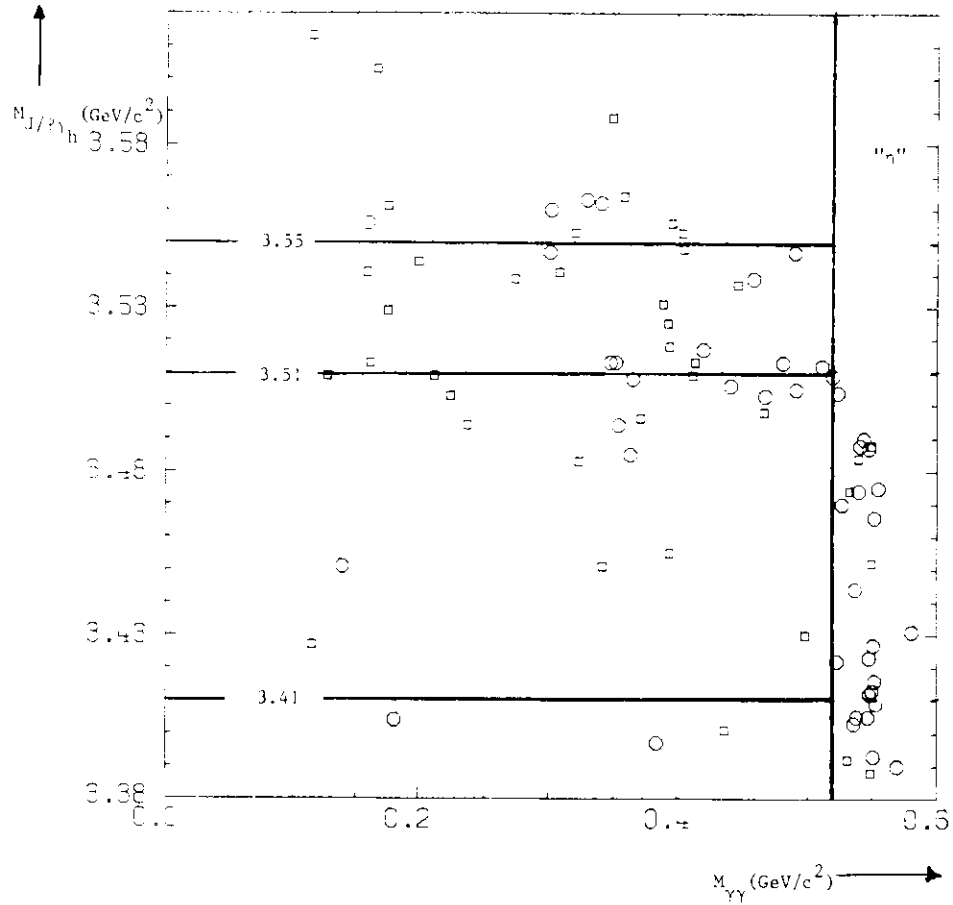


Abb. 31c: $M_{J/\psi\gamma_h}$ gegen $M_{\gamma\gamma}$ (alle Ereignisse)

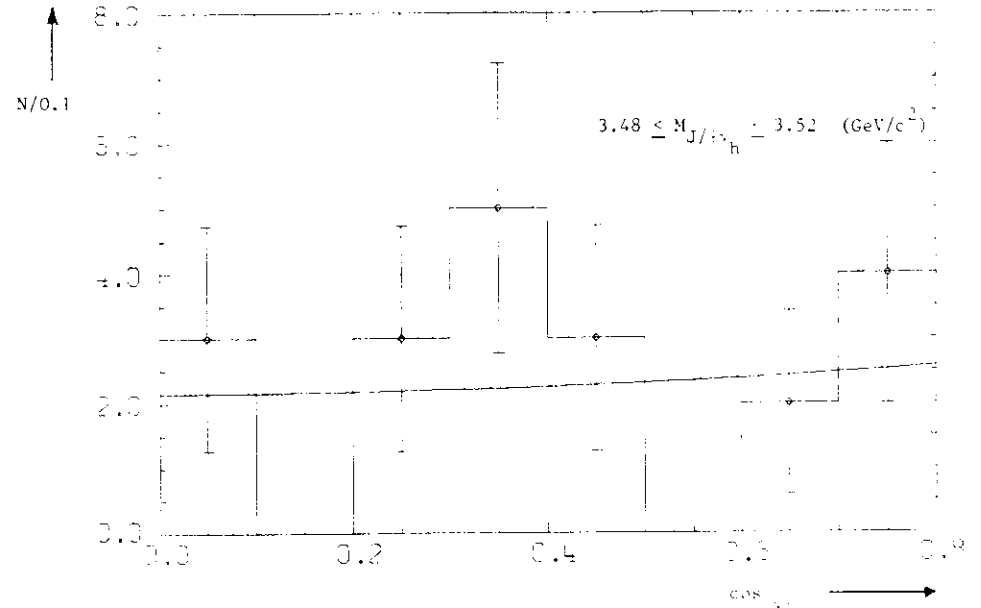


Abb. 32a: Verteilung der \cos der Polarwinkel des ersten Photons bei den Strahlungszerfällen

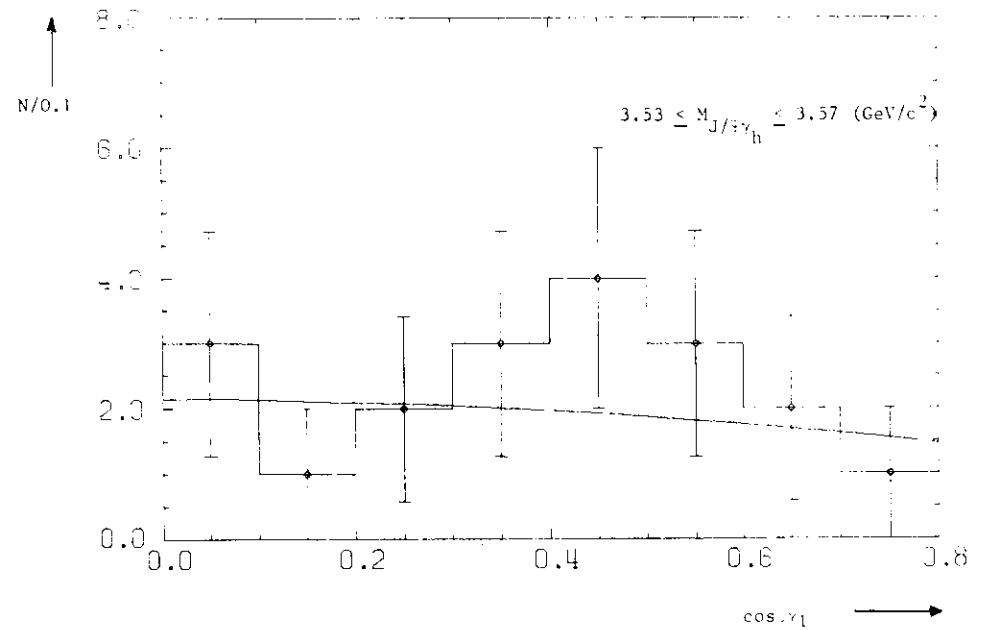


Abb. 32b: Verteilung der \cos der Polarwinkel des ersten Photons bei den Strahlungszerfällen

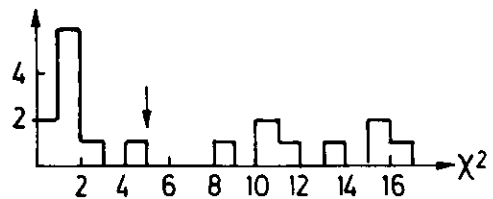


Abb.33a: χ^2 -Verteilung für die Anpassung an die Reaktion

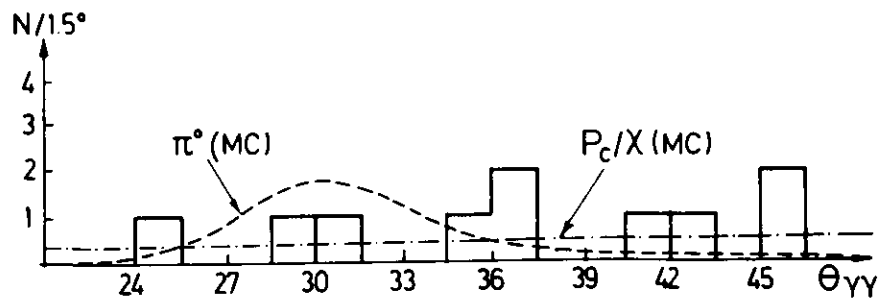
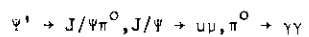


Abb.33b: Öffnungswinkelverteilung, der Photonen für Ereignisse, die Kandidaten für die Reaktion $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^0$ sind

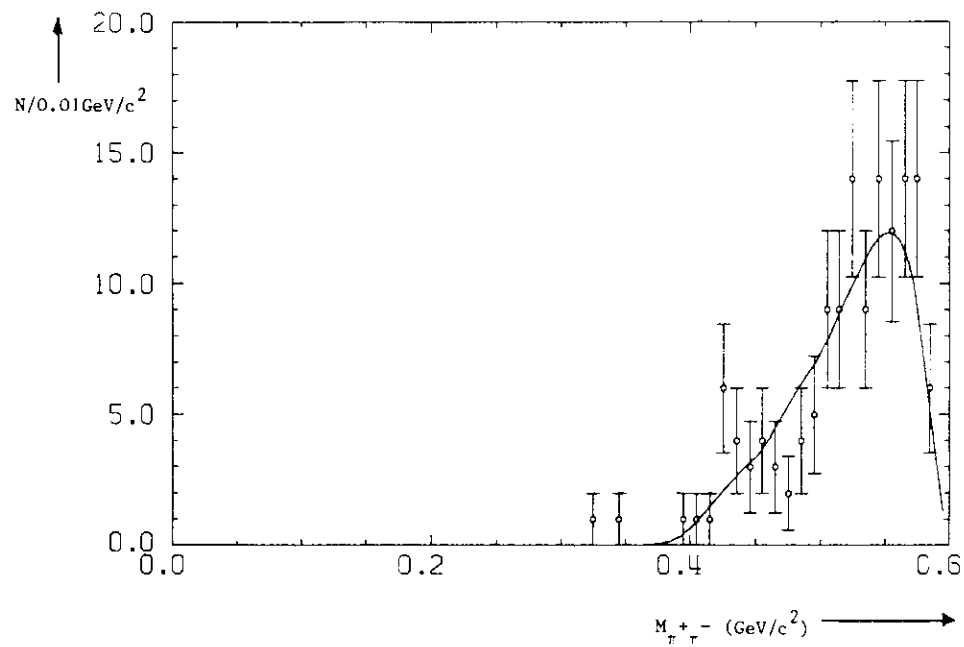


Abb.34: Verteilung der invarianten $\tau^+ \tau^-$ -Massen aus dem Zerfall $\psi' \rightarrow J/\psi \pi^+ \pi^-$

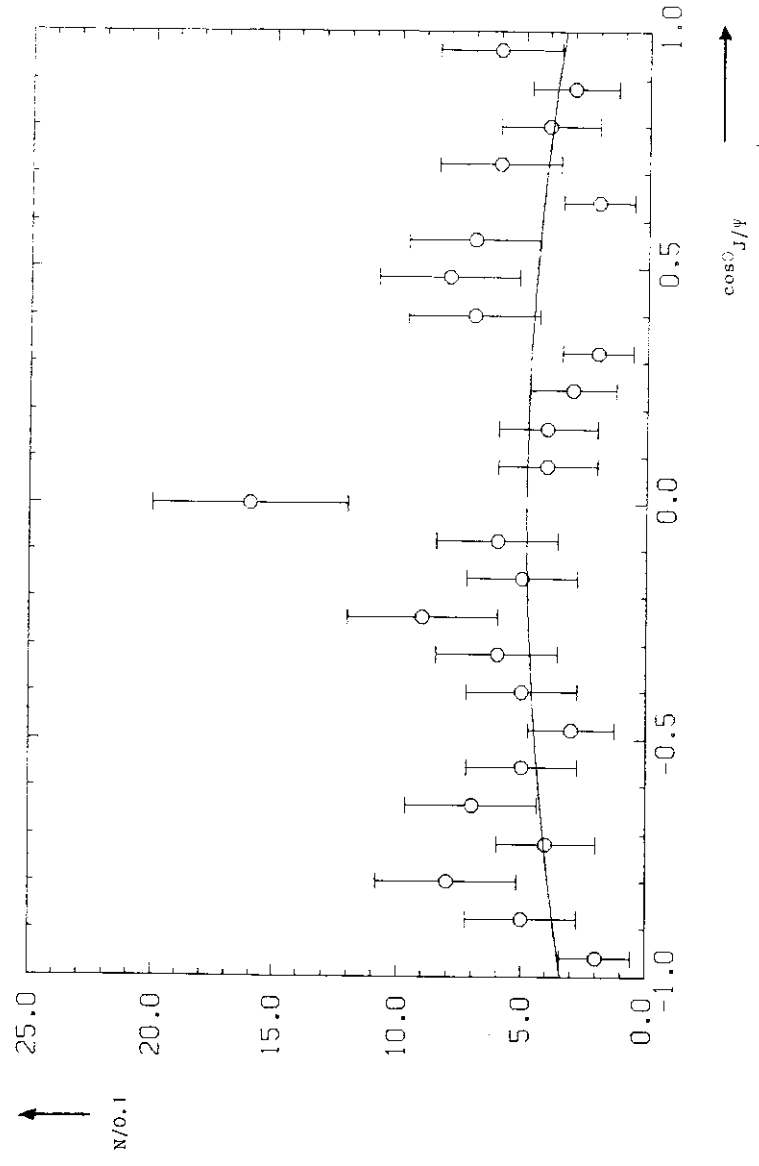


Abb. 35: Verteilung der \cos der Polarwinkel des J/ψ in der Reaktion $\psi^+ \rightarrow J/\psi \pi^+$

Danksagung

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen der Experimente der DASP-Kollaboration.

Allen Mitgliedern der Kollaboration möchte ich für die vielfältigen Hilfen während der Durchführung der Experimente und der Auswertung danken.

Herrn Prof. Dr. G. Weber und Herrn Dr. R. Felst danke ich besonders für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Für anregende Diskussionen danke ich den Herren A. Petersen, K. Sauerberg und Dr. H. Krasemann.

Frau S. Platz gebührt mein Dank für ihre Hilfe beim Schreiben dieser Arbeit.

Lebenslauf Ernst Gadermann

17.3.1947	Als Sohn des Arztes Prof. Dr. med. Ernst Gadermann und seiner Ehefrau Ruth, geb. Hallenscheid, in Wuppertal-Elberfeld geboren
1953 - 1955	Besuch der Volksschule in Hamburg
1955 - 1957	Besuch der Volksschule in Kirchwalsede/Krs. Rotenburg (Wümme)
1957 - 1966	Besuch des Landerziehungsheimes Stiftung Louisenlund
Februar 1966	Abitur
SS 1966	Ein Semester Jurastudium
Oktober 1966 - März 1968	Ableistung des Wehrdienstes
SS 1968	Beginn des Physikstudiums
SS 1970	Vordiplom
SS 1972	Beginn der Diplomarbeit; Thema: "Bau und Test eines Lumino- sitätsmonitors für den Speicherring DORIS"
WS 1973/74	Hauptdiplom, Beginn des Medizinstudiums
September 1974	Beginn der Doktorarbeit in Physik, Aufgabe des Medizinstudiums. Zunächst beschäftigt mit Akzeptanzrechnungen für das Doppel- armspektrometer DASP bei DORIS und mit der Auswertung inklu- siver Teilchenspektren
August 1976	Heirat mit Dipl. Psych. Monika Radbruch 3/4-Stelle als wissenschaftlicher Mitarbeiter bei DESY Beginn der Auswertung der Kaskadenzerfälle der ψ' -Resonanz
23.3.1977	Geburt unseres Sohnes Ernst Moritz
Sommer 1977	Ende der Messungen bei der ψ' -Resonanz

