

Interner Bericht
DESY F15-87-02
April 1987

NACHWEIS RADIATIVER ZERFÄLLE DES $T(2S)$ -MESONS IN
INKLUSIVEN SPEKTREN KONVERTIERTER PHOTONEN MIT DEM ARGUS-DETEKTOR

von

Andreas Philipp

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	11. JUNI 1987	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.

DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.

“Die Verantwortung für den Inhalt dieses
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“

Nachweis radiativer Zerfälle des $\Upsilon(2S)$ -Mesons in inklusive Spektren konvertierter Photonen mit dem ARGUS-Detektor

Dissertation
zur Erlangung des Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
des Fachbereichs Physik der
Universität Dortmund

vorgelegt von
Diplom-Physiker Andreas Philipp
aus Hamburg

- 1986 -

Abstract

The ARGUS detector has been used at the e^+e^- - storage ring DORIS II as a pair spectrometer to search for the radiative transitions $Y(2S) + \gamma X_b(1^3P_{2,1,0})$ and $X_b(1^3P_{2,1,0}) + \gamma Y(1S)$ by analysing the inclusive photon spectrum from hadronic decays of the $Y(2S)$ meson. Three very well resolved photon lines were observed with energies $(110.6 \pm 0.3 \pm 0.9)$ MeV, $(131.7 \pm 0.3 \pm 1.1)$ MeV and $(162.1 \pm 0.5 \pm 1.4)$ MeV. The corresponding branching ratios are $(9.8 \pm 2.1 \pm 2.4)\%$, $(9.1 \pm 1.8 \pm 2.2)\%$ and $(6.4 \pm 1.4 \pm 1.6)\%$. Upper limits for the total width Γ (90% c.l.) are 1.0 MeV for the $X_b(1^3P_2)$ state and 2.6 MeV for the other two states. In addition two well resolved photon lines with energies $(441.0 \pm 1.4 \pm 2.7)$ MeV and $(423.4 \pm 1.8 \pm 3.0)$ MeV have been observed for the first time. They are interpreted as transitions in the reaction $X_b(1^3P_{2,1}) + \gamma Y(1S)$. The product branching ratios for the transitions $Y(2S) + \gamma X_b(1^3P_{2,1}) + \gamma Y(1S)$ are found to be $(3.2 \pm 0.8 \pm 0.8)\%$ and $(2.5 \pm 0.8 \pm 0.9)\%$. With these five clearly resolved lines a complete and consistent high resolution measurement of the $X_b(1^3P_{2,1,0})$ fine splitting has been made.

Inhaltsverzeichnis

Abstract	
Einleitung	1
I Theoretische Grundlagen	3
1.1 e^+e^- - Physik	3
1.2 Bottomium - Spektroskopie	7
1.2.1 Quarkonium	7
1.2.2 Theoretische Modelle	8
1.2.3 Zerfälle des $Y(2S)$ - Mesons	12
II Das Experiment	16
2.1 Der Speicherring DORIS II	16
2.2 Der ARGUS - Detektor	19
2.2.1 Das Magnetfeld	21
2.2.2 Die Driftkammer	21
2.2.3 Die Flugzeitähler	22
2.2.4 Die Schauerähler	23
2.2.5 Die Myonkammer	24
2.2.6 Der Trigger	25
2.2.7 Die Datenerfassung	26
2.3 Datenrekonstruktion	27
III Datenanalyse	31
3.1 Einführung	31
3.2 Kritische Anmerkungen	32
3.3 Identifizierung konvertierter Photonen	34
3.3.1 Konversionsmöglichkeiten	34
3.3.2 Vorselektion	38
3.3.3 Geometrisch - kinematischer Fit	47
3.4 Ereignisauswahl	58
IV Inklusive Photonenspektren	73
4.1 Inklusive Spektren	73
4.2 Untergrundanpassung	77

der ARGUS-Kollaboration gewidmet

4.3	Die Übergänge $\Upsilon' \rightarrow \gamma X_b$	80
4.4	Die Übergänge $X_b \rightarrow \gamma Y$	86
4.5	Energiekalibration	89
V	Resultate und Interpretation	92
5.1	Verzweigungsverhältnisse	92
5.2	Systematische Fehler	93
5.3	Resultate	94
5.4	Anmerkungen zu exklusiven Zerfällen	97
5.5	Vergleich mit anderen Experimenten	100
5.6	Vergleich mit theoretischen Modellen	103
5.7	Zusammenfassung	105
 ANHANG		
A	Konvention und Kinematik	109
A 1	Koordinatensysteme	109
A 2	Kinematik	110
B	Paarerzeugung	113
C	Prinzipien des kinematischen Fits	115
D	Simulationsstudien	117
D 1	Methoden	117
D 2	Linienform und Auflösung	118
D 2.1	Detektorauflösung σ_{res}	119
D 2.2	Auflösung • Breit - Wigner	121
D 2.3	Auflösung • Dopplerbox	122
D 3	Akzeptanz	123
E	Hypothesen zum Untergrund	126
	 Literaturverzeichnis	129
	Danksagung	134
	Die ARGUS-Kollaboration	135

Einleitung

Mit dem positiven Entscheid über den Vorschlag zum Bau des ARGUS-Experimentes [1] durch das Physics Research Committee (PRC) am deutschen Elektronen-Synchrotron DESY Ende des Jahres 1979 wurde der erste Schritt zur Realisierung eines Experimentes getan, welches vorrangig für die Untersuchung von Bottomium ausgelegt worden war.

Anstoß hierzu kam von der Entdeckung einer schweren Vektormesononenresonanz, die als gebundenes Quark-Antiquarksystem einer bis dato noch nicht bekannten Quarksorte, den "Bottom"-Quarks, interpretiert wurde. Die ersten Hinweise auf dieses neue Teilchen, genannt Ypsilon, fanden sich im invarianten Massenspektrum von $\mu^+\mu^-$ -Paaren, welche in Proton-Nukleon Zusammenstößen erzeugt wurden [2]. Kurz darauf wurde dieses Teilchen auch in e^+e^- -Speicherringexperimenten am DESY beobachtet [3].

In Analogie zum leichteren Charmoniumsystem ($c\bar{c}$), das zu diesem Zeitpunkt schon recht gut vermessen war [4], erwartete man für das $b\bar{b}$ -System eine Vielzahl von Zuständen, die verschiedenen Anregungen, unterschiedlichen Spinorientierungen der beiden Quarks und möglichen Einflüssen von höheren Bahndrehimpulsen Rechnung tragen, und entsprechend die unterschiedlichsten Arten von Übergängen zwischen einzelnen Niveaus.

Ebenso wie das Studium von Positronium (e^+e^-) wesentliche Tests der QED (Quantenelektrodynamik) ermöglichte, würden der Nachweis und die Massenbestimmung von Bottomium-Zuständen sowie die Beobachtung möglicher Zerfälle detaillierte Informationen über die Natur der Quark-Antiquarkwechselwirkung liefern.

Mit e^+e^- -Speicherringen können nur die Triplet-Zustände mit Bahndrehimpuls $L=0$ von Vektor-Mesononenresonanzen, also die n^3S_1 -Zustände, direkt erzeugt werden. Für das Bottomiumsystem wurden so der Grundzustand $Y(1S)$ sowie die radial angeregten Zustände $Y(2S)$, $Y(3S)$ und $Y(4S)$ nachgewiesen, wobei der $Y(4S)$ -Zustand oberhalb der Erzeugungsschwelle für b -Quarks liegt.

Der Nachweis von Singulett-Zuständen bzw. Zuständen mit höheren Bahndrehimpulsen ist durch die Beobachtung von Teilchen, welche beim Übergang von energetisch höher liegenden Niveaus zu diesen Zuständen erzeugt werden, möglich.

Neben den hadronischen Übergängen sind die elektromagnetischen oder auch radiativen Übergänge, bei denen sich der Übergang durch Emission eines Photons vollzieht, von besonderem Interesse, da diese durch die Beobachtung annähernd monochromatischer Linien im Photonenspektrum gut nachweisbar wären.

Mit dem e^+e^- -Speicherring DORIS II am DESY wurden in den Jahren 1982-1984 $Y(2S)$ -Mesonen erzeugt, um dem ARGUS-Experiment u.a. auch die Untersuchung radiativer Zerfälle zu ermöglichen. Insgesamt wurden etwa 125 000 Zerfälle des $Y(2S)$ -Mesons beobachtet. Dies entspricht einer akkumulierten Luminosität von circa 38.6 pb^{-1} . Für die Untersuchung des inklusiven Photonenspektrums aus der Reaktion $Y(2S) + \gamma X$ wurde der ARGUS-Detektor als Paar-Spektrometer verwendet, wobei die Energie von e^+e^- -Paaren, welche durch Konversion von Photonen beim Durchqueren von Materie entstehen, durch Vermessung der e^+e^- -Spuren in der Driftkammer bestimmt wurde.

In dieser Arbeit wird über die Analyse dieser Messungen und über die daraus gewonnenen Erkenntnisse berichtet.

I. Kapitel

Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel werden die theoretischen Aspekte angesprochen, die für das Verständnis und die Interpretation der in dieser Arbeit analysierten Messungen wesentlich erscheinen.

Nach einer kurzen Erläuterung physikalischer Prozesse, die bei Experimenten an e^+e^- -Speicherringen wichtig sind, wird auf die theoretische Interpretation der Phänomene, welche bei der Erzeugung von schweren Vektormesonen beobachtet werden, eingegangen.

1.1 e^+e^- - Physik

Neben präzisen Tests der Quantenelektrodynamik (QED) und Bestätigung der elektroschwachen Theorie (Glashow-Salam-Weinberg) liegen die bedeutendsten Erfolge von Elektron-Positron-Speicherringen im Bereich der Erzeugung neuer Teilchen, insbesondere von gebundenen Quark-Antiquark-Zuständen ($q\bar{q}$), wodurch detaillierte Studien des Charmonium ($c\bar{c}$)- bzw. Bottoniumsystems ($b\bar{b}$) möglich wurden [1.1].

Bei der Annihilation eines e^+e^- -Paares entsteht zunächst ein virtuelles Photon mit den Quantenzahlen $J^{PC} = 1^{--}$, dessen Schwerpunktsystem im Laborsystem (siehe Anhang A1) ruht, womit die gesamte Energie der einlaufenden Leptonen (von Strahlung im Eingangskanal sei hier abgesehen) zur Erzeugung hadronischer Resonanzen zur Verfügung steht.

Diese effektive Umwandlung der aufgewendeten Energie sowie der hinsichtlich Kinematik und Spin-Parität wohldefinierte Ausgangszustand stellen die wesentlichen Vorteile eines e^+e^- -Speicherringes gegenüber anderen Mechanismen der Teilchenerzeugung dar.

Im folgenden seien kurz die wichtigsten bei der e^+e^- -Annihilation im Bereich der Energie des DORIS-Speicherringes (siehe Abschnitt 2.1) auftretenden Prozesse beschrieben.

Das erzeugte virtuelle Photon koppelt elektromagnetisch an geladene Teilchen, kann sich also in ein Leptonenpaar oder in ein Quark-Antiquark-Paar, welches seinerseits in Hadronen zerfällt, verwandeln. Das zugehörige Feynman-Diagramm zeigt die folgende Abbildung 1a.

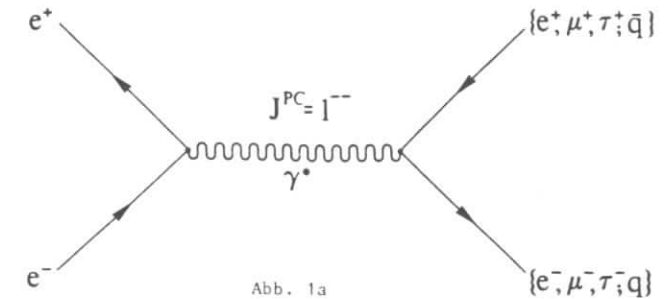


Abb. 1a

Entspricht die Schwerpunktsenergie annähernd der Masse eines Vektormesons, einem gebundenen Quark-Antiquark-Zustand, so ist bei der Erzeugung dieser Vektormesonen eine resonanzartige Überhöhung des Wirkungsquerschnittes zu beobachten. Das intermediäre Vektormeson kann wieder in ein virtuelles Photon annihilieren, wobei sich dieses in Paare geladener Teilchen umwandelt (siehe Abbildung 1b).

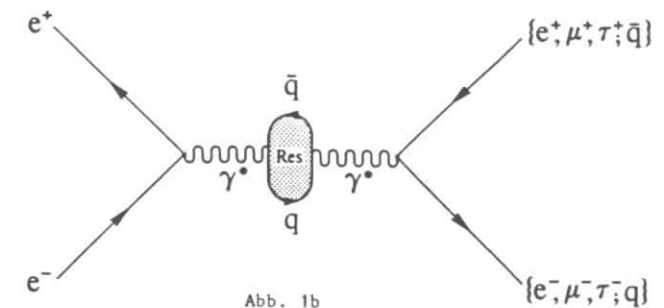


Abb. 1b

Es kann aber auch über die Erzeugung von Gluonen, den farbladungstragenden, masselosen Feldquanten bzw. Austauschpartikeln der Theorie der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik) direkt in Hadronen fragmentieren (Abbildung 1c).

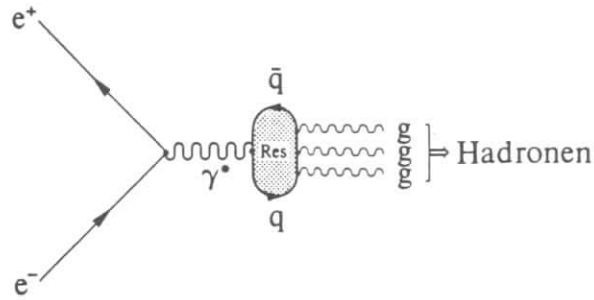


Abb. 1c

Hierbei die die Erzeugung von mindestens drei Gluonen erforderlich, um sowohl der Paritätserhaltung als auch der Forderung nach Farbneutralität realer Zustände (Coloursingulets) zu entsprechen. Eine Analogie aus der QED ist der Zerfall von Orthopositronium in drei Photonen [1.2]. Der Zerfall durch drei Gluonen dominiert gegenüber weiteren möglichen Zerfallsarten [1.3].

Geht man von einer punktförmigen Wechselwirkung des virtuellen Photons mit Quarks aus (Quark-Parton-Modell), so sollte im Quarkmodell das Verhältnis von Hadronerzeugung zur Myon-Paarzeugung bei ausreichend hohen Energien gleich der Summe der Ladungsquadrate der Quarks sein :

$$R \equiv \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow q\bar{q})}{\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-)} = N_c \cdot \sum Q_i^2$$

Mit zunehmender Energie ist die Erzeugung weiterer Quarks möglich, so daß R bei Erreichen der Erzeugungsschwellen stufenweise ansteigt.

Fügt man noch einen Faktor $N_c=3$ für Berücksichtigung der drei Farbfreiheitsgrade der Quarks hinzu, so ist die theoretische Vorhersage für R in akzeptabler Übereinstimmung mit dem experimentell beobachteten Verhalten. Insbesondere ist der stufenweise Anstieg bei Erreichen der Charm- bzw. Bottomschwelle deutlich sichtbar [1.4].

Abschließend seien noch drei rein elektromagnetische Prozesse erwähnt, die bei den e^+e^- -Speicherringexperimenten beobachtet werden.

Während die Vernichtung des e^+e^- -Paares in zwei reelle Photonen (Fig. 2) und die e^+e^- -Streuung durch Zwei-Photonen-Austausch (Fig. 3) für diese Arbeit wegen des niedrigen Wirkungsquerschnittes und der Signatur des Endzustandes

nicht von Bedeutung sind, liefert die Bhabbastreuung (Fig. 4) einen wesentlichen Beitrag bei der Auswahl von Ereignissen mit konvertierten Photonen, wenn zusätzlich Bremsstrahlung auftritt.

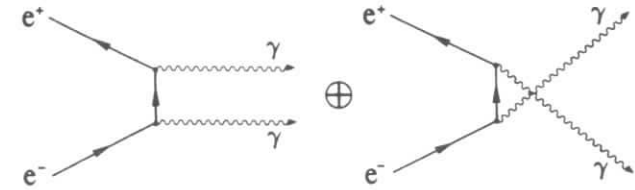


Abb. 2

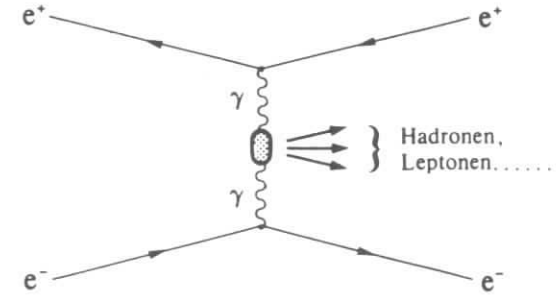


Abb. 3

Die Bhabbastreuung selbst dient wegen ihres hohen Wirkungsquerschnittes als Referenzprozess zur Bestimmung der Luminosität (siehe Abschnitt 2.1 und [1.5]).

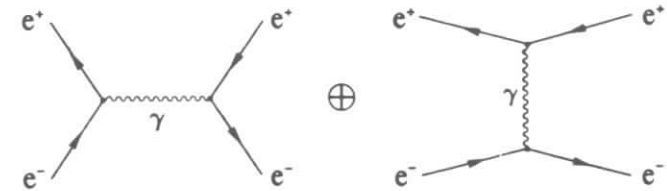


Abb. 4

1.2 Bottomium - Spektroskopie

Unmittelbar nach ihrer Entdeckung [1.6] wurden die Teilchen $Y(1S)$, $Y(2S)$ als Zustände eines neuen Quarkoniumsystems, das aus b -Quarks besteht, interpretiert. Zusätzlich wurden weitere radiale Anregungen ($Y(3S)$, $Y(4S)$) gefunden [1.7], wobei die $Y(4S)$ -Resonanz bereits oberhalb der $b\bar{b}$ -Erzeugungsschwelle liegt, so daß die Erzeugung von B -Mesonen möglich ist [1.8]. Die drei gebundenen Zustände lassen ein reichhaltiges Spektrum weiterer gebundener Zustände einschließlich vielfältiger Arten von Übergängen zwischen diesen Zuständen und unterschiedlichen Zerfallsarten erwarten. Die Untersuchung dieser Phänomene wird als Bottomium-Spektroskopie bezeichnet.

In den folgenden Abschnitten sollen die Charakteristika von gebundenen schweren Quark-Antiquark-Zuständen und die Modelle zur theoretischen Beschreibung dieser Zustände erörtert werden. Anschließend wird das Niveauschema des $Y(2S)$ -Mesons dargestellt werden.

1.2.1 Quarkonium

Als Quarkonium wird ein gebundener Zustand aus schweren Quarks ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$, $t\bar{t}$...) bezeichnet [1.9].

Vom Standpunkt des Theoretikers betrachtet, erscheint ein solches System als recht attraktives Studienobjekt [1.10]. Zum ersten stellt es den einfachsten Zweiteilchenzustand, der aus Quark und Antiquark zusammengesetzt ist, dar. Zweitens bewegen sich die gebundenen Quarks mit annähernd nichtrelativistischen Geschwindigkeiten, wobei wegen der höchst geringen Dimensionen ($\langle r \rangle \sim \alpha_s \cdot m_Q$) des Systems die Teilchen einander sehr nahe sind, sich folglich "asymptotisch frei" verhalten sollten. Letzteres ist gleichbedeutend mit geringerer Kopplungsstärke α_s , so daß störungstheoretische Methoden zur Beschreibung der Dynamik verwendet werden können. Als weitere vorteilhafte Eigenschaft sei erwähnt, daß es sich bei den meisten Quarkoniumzuständen (unterhalb der jeweiligen Erzeugungsschwelle der gebundenen Quarksorte) um "echt" gebundene

Zustände (analog dem Positronium) handelt, da deren Fragmentation in Hadronen nur über die Erzeugung intermediärer Gluonen bei gleichzeitiger Vernichtung des Quark-Antiquark-Paares möglich ist (siehe Abbildung 1c).

Da die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von Gluonen bei geringer Kopplung α_s klein ist, sind bei Quarkoniumzuständen hohe Lebensdauern bzw. sehr geringe totale Zerfallsbreiten zu erwarten. Diese Eigenschaft ist experimentell beobachtet worden und wurde phänomenologisch durch die Okubo-Zweig-Iizuka-Regel [1.11] erklärt.

Quarkonium ist folglich ein relativ "einfaches" Objekt, das die Aufstellung theoretischer Modelle zur phänomenologischen Beschreibung ermöglicht, wobei diese Modelle ihrerseits einer experimentellen Prüfung unterzogen werden können.

Die Quarks besitzen halbzahligen Spin $s = \frac{1}{2}$, so daß Quarkoniumzustände sowohl mit parallelen (Ortho- oder Tripletzustände) als auch mit antiparallelen Quarkspins (Para- oder Singulettzustände) erwartet werden. Zudem sind Anregungszustände mit höheren Bahndrehimpulsen möglich und schließlich sollte Feinstruktur- bzw. Hyperfeinstrukturaufspaltung dieser Zustände bei Vorhandensein von Spin-Bahn- bzw. Spin-Spin-Wechselwirkung auftreten.

Somit liegt in Anlehnung an die Atomphysik die Verwendung einer spektroskopischen Notation zur Kennzeichnung der Zustände mit $n^{2S+1}L_J$ nahe, wobei s den Spin, L die Zustände S, P, D, \dots entsprechend einem Bahndrehimpuls $L = 0, 1, 2, \dots$ und J den Gesamtdrehimpuls $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$ bezeichnet. Die Hauptquantenzahl $n = 1$ wird jeweils dem energetisch tiefsten Zustand in einer Reihe von Niveaus gleichen Bahndrehimpulses L zugeordnet.

1.2.2 Theoretische Modelle

Der zur Zeit favorisierte Ansatz zur Beschreibung des Spektrums von Quarkonium besteht in der Verwendung von Potentialmodellen [1.12].

Hierbei wird von einem statischen Potential ausgegangen, welches sich in der Regel aus einem "Coloumb"-Term und einem "Confining"-Term zusammensetzt.

Der "Coloumb"-Term läßt sich aus der QCD ableiten und entspricht einer Ein-Gluon-Austausch-Wechselwirkung zwischen Quark und Antiquark. Der "Confining"-Term ist rein phänomenologischen Ursprungs und wurde eingeführt, um die Tatsache des Quarkconfinements wiederzugeben. Er bildet den langreichweitigen Anteil des Potentials.

Eine Standardrealisierung dieses Ansatzes ist das "Cornell"-Potential [1.13]:

$$V_{NR} = -\frac{4}{3} \cdot \frac{\alpha_S}{r} + \lambda r \quad (1)$$

Der nichtrelativistische Hamiltonoperator H_0 für ein System zweier Teilchen ist dann:

$$H_0 = \frac{p^2}{2\mu} + V_{NR}(r) + \text{Const.} \quad (2)$$

wobei μ die reduzierte Masse und $r = |\vec{r}_1 - \vec{r}_2|$ der relative Abstand der Teilchen ist. Rotationsinvarianz des Potentials wurde vorausgesetzt.

Hiermit lassen sich Energiespektrum und korrespondierende Wellenfunktionen aus den Lösungen der Schrödingergleichung ableiten, wobei spinabhängige Einflüsse unberücksichtigt bleiben. Hierfür sind relativistische Korrekturen erforderlich und der Hamiltonoperator wäre dann:

$$H = H_0 + H_{\text{Spin}} + H_{\text{Rel}} \quad (3)$$

wobei H_{Spin} die spinabhängigen und H_{Rel} die Korrekturen, welche nicht vom Spin abhängen, repräsentiert. Für den spinabhängigen Term ergibt sich in erster Näherung ($\sim 0(\beta^2)$) nach [1.14]:

$$H_{\text{Spin}} = a \cdot (\vec{L} \cdot \vec{S}) + b \cdot \left(3 \cdot \frac{(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \right) + c \cdot \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \quad (4)$$

mit

$$\left[\begin{array}{l} a = \frac{1}{2m_b} \left(\frac{3}{r} \frac{d}{dr} V_v - \frac{1}{r} \frac{d}{dr} V_s \right) \\ b = \frac{1}{3m_b^2} \left(\frac{1}{r} \frac{d}{dr} V_v - \frac{d^2}{dr^2} V_v \right) \\ c = \frac{2}{3m_b^2} (\Delta V_v) \end{array} \right] \quad (5)$$

Diese Terme entsprechen in (4) der Spin-Bahn-, der Tensor- und der Spin-Spin-Wechselwirkung. \vec{L} bezeichnet den Drehimpuls, \vec{S} den Gesamtspin und \vec{s}_1, \vec{s}_2 den Spin der zwei Teilchen. Dieser Ableitung liegt die Annahme zugrunde, daß wesentliche Beiträge nur von Anteilen des Potentials erwartet werden, die sich wie ein Lorentz-Vektor bzw. ein Lorentz-Skalar transformieren [1.15]. Formal läßt sich das Potential damit in einen Vektor- und einen Skalaranteil zerlegen:

$$V_{NR} = V_{\text{vector}} + V_{\text{scalar}} \quad (6)$$

Da der "Coulomb"-Term dem Austausch eines Vektorteilchens entspricht, besitzt dieser das Transformationsverhalten eines Lorentz-Vektors. Für den langreichweitigen Anteil des Potentials ist eine Mischung möglich, es wird jedoch Dominanz des skalaren Anteils erwartet [1.16].

Für die Feinstrukturaufspaltung der n^3P_J Zustände können nur Spin-Bahn- und Tensorwechselwirkung beitragen. Für die Massen dieser Zustände ergibt sich aus (4):

$$M(n^3P_J) = \langle a \rangle \langle \vec{L} \cdot \vec{S} \rangle + \langle b \rangle \langle 3 \cdot \frac{(\vec{s}_1 \cdot \vec{r})(\vec{s}_2 \cdot \vec{r})}{r^2} - \vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2 \rangle + M_{\text{cog}} \quad (7)$$

wobei M_{cog} der Massenschwerpunkt der 3 Zustände ist (siehe Gl.(10)). Wertet man die Erwartungswerte der Spinkopplungen für $L=1$ und $J=0,1,2$ aus, so ergibt sich [1.17]:

$$M(n^3P_{J=2}) = \langle a \rangle \cdot \begin{bmatrix} +1 \\ -1 \\ -2 \end{bmatrix} + \langle b \rangle \cdot \begin{bmatrix} -1 \\ +5 \\ -10 \end{bmatrix} \cdot \frac{1}{10} + M_{\text{cog}} \quad (8)$$

Für die relative Aufspaltung R folgt somit:

$$R = \frac{M(^3P_2) - M(^3P_1)}{M(^3P_1) - M(^3P_0)} = \frac{2a - \frac{3}{5}b}{a + \frac{3}{2}b} \quad (9)$$

Ohne Tensorwechselwirkung wäre $R=2$ und bei Fehlen der Spin-Bahn-Kopplung wäre $R = -\frac{2}{5}$. Entspräche das Transformationsverhalten des "Confining"-Terms im Potential dem eines Lorentz-Vektors, so wäre R auf den Bereich $0.8 \leq R \leq 1.4$ beschränkt [1.18].

Die präzise Messung der Massenaufspaltung der 3P_J Zustände ist folglich ein wichtiger Test für die Spinstruktur des Quark-Antiquark-Potentials.

Die Abbildung auf der folgenden Seite zeigt die Einflüsse von Spin-Bahn bzw. Tensorwechselwirkung bei der Feinstrukturaufspaltung der 1^3P_J Zustände, wobei für das relative Verhältnis von a zu b die Ergebnisse aus der in dieser Arbeit untersuchten Messung zugrunde gelegt wurden.

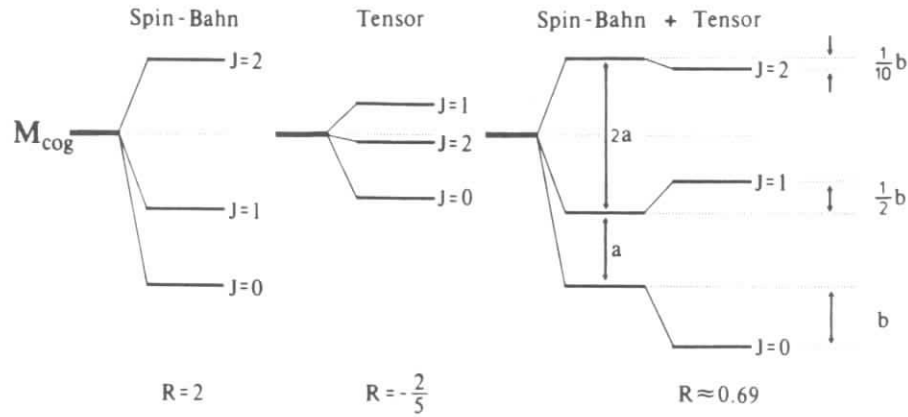


Abb. 5

Spin-Spin-Wechselwirkung ist für eine Hyperfeinstrukturaufspaltung zwischen Niveaus mit gleichem Drehimpuls und verschiedenem Gesamtspin verantwortlich. Da der Gesamtspin bei Quarkonium nur die Werte $S=1$ bzw. $S=0$ annehmen kann, würden die S -Zustände in 3S_1 und 1S_0 , die P -Zustände in $^3P_{J=0,1,2}$ und 1P_1 aufgespalten werden. Insbesondere wäre die Abweichung der Masse des 1P_1 Zustandes von $M_{cog}(^3P_J)$ ein Maß für den Vektoranteil des langreichweitigen Potentialterms, da für einen reinen Skalar folgende Identität gelten würde [1.19]:

$$M(^1P_1) = M_{cog}(^3P_J) \cong \frac{1}{9} \cdot (5M(^3P_2) + 3M(^3P_1) + M(^3P_0)) \quad (10)$$

Zusammenfassend ist festzustellen, daß z.Zeit die meisten theoretischen Arbeiten von diesem phänomenologischen Ansatz ausgehen, wobei sich allerdings die jeweils verwendeten Potentiale unterscheiden und folglich zu verschiedenen Vorhersagen führen.

1.2.3 Zerfälle des $Y(2S)$ -Mesons

Die Abbildung auf der folgenden Seite zeigt das Schema der Energieniveaus des Bottomiums bis zum $Y(2S)$ -Meson. Hierin sind alle möglichen Zustände für $L \leq 1$ eingetragen, die - zumindest theoretisch - durch Übergänge ausgehend vom $Y(2S)$ erreicht werden können. Zudem sind die wichtigsten Zerfälle der einzelnen Zustände angegeben, soweit diese beobachtet wurden. In der folgenden Betrachtung werden die Eigenschaften der radiativen Übergänge erläutert.

Unter der Voraussetzung, daß die Dimension r eines strahlenden Systems klein gegenüber der Wellenlänge λ der emittierten Strahlung ist, ergeben sich die folgenden spontanen Emissionswahrscheinlichkeiten pro Zeiteinheit (d.h. radiative Breiten Γ) für elektromagnetische Übergänge in niedrigster Ordnung (elektrische (E1) bzw. magnetische (M1) Dipolnäherung) gemäß [1.20]:

$$\Gamma_{E1}(i \rightarrow f) = \left(\frac{4}{3} \alpha \cdot q^2\right) \cdot k^3 \cdot G_{if} \cdot I_1^2(i, f) \quad (11)$$

$$\Gamma_{M1}(i \rightarrow f) = \left(\frac{4}{3} \alpha \cdot q^2\right) \cdot \frac{k^3}{m_q^2} \cdot G_{if} \cdot I_0^2(i, f) \quad (12)$$

wobei in (12) für das magnetische Moment μ_q eines Quarks das Dirac Moment mit $\mu_q^2 = \frac{1}{4} \frac{\alpha q^2}{m_q^2}$ verwendet wurde.¹⁾ In diesen Formeln bezeichnet q^2 das Ladungsquadrat der Quarks der Masse m_q , G_{if} steht für einen Gewichtungsfaktor und für das Integral I_n über die radialen Wellenfunktionen des Anfangs(i) - bzw. des Endzustands(f) gilt:

$$I_n(i, f) = \int_0^\infty R_f(r) \cdot r^n \cdot R_i(r) r^2 dr \quad (13)$$

Diese Wellenfunktionen können z.B. mit Hilfe der Potentialmodelle bestimmt werden.

Die für die M1-Übergänge zu erwartenden Raten sind um mindestens eine Größenordnung kleiner als die Raten der E1-Übergänge.

In der nichtrelativistischen Näherung sind diese Wellenfunktionen lediglich von der Hauptquantenzahl n und dem Drehimpuls L abhängig. Außerdem gilt die

¹⁾ Es wird $\hbar = c = 1$ verwendet, so daß $[r] = [m_q^{-1}]$ ist.

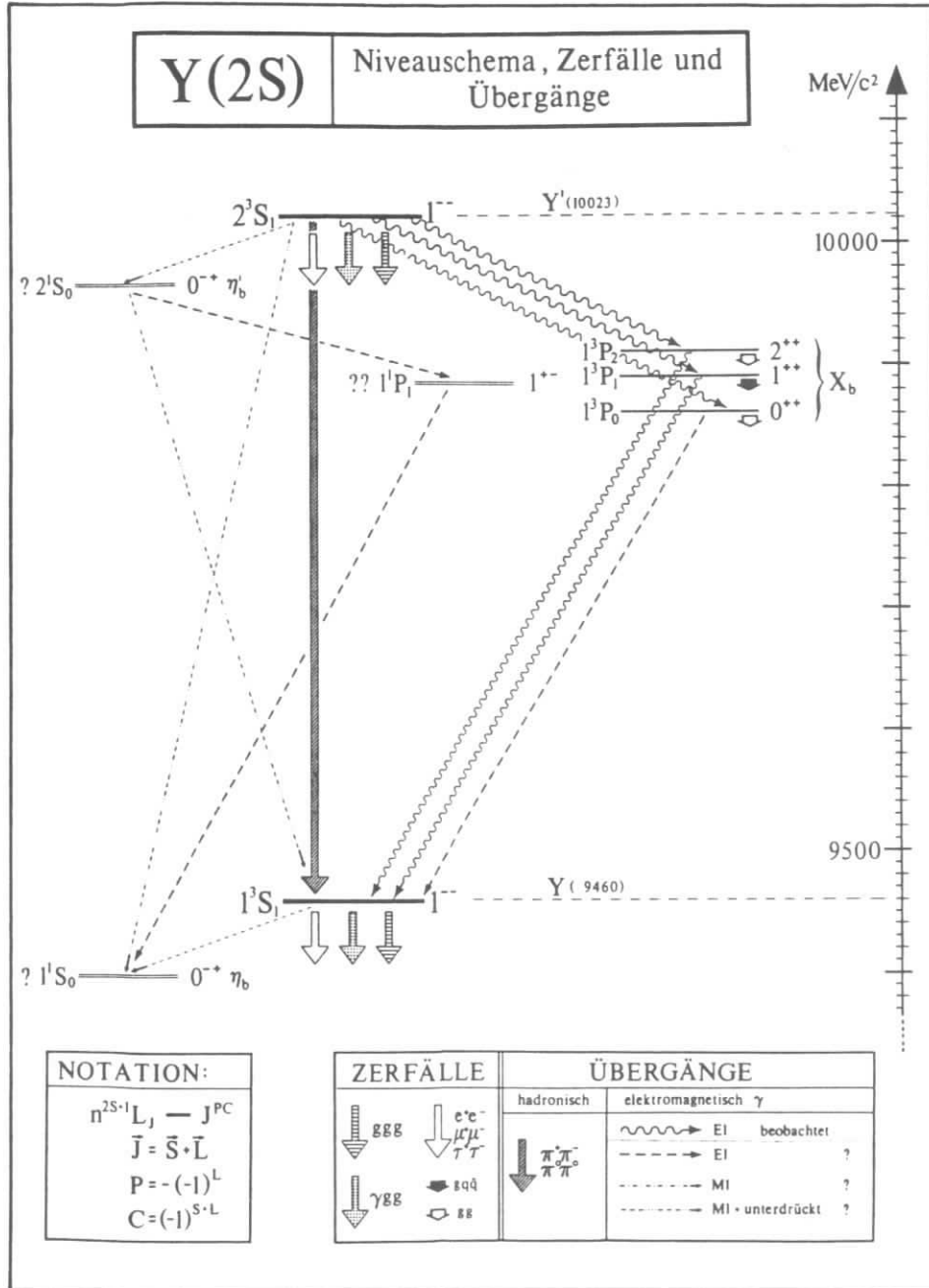


Abb. 6

Orthonormalitätsrelation $I_0^{NR}(R_{nL}, R_{n'L'}) = \delta_{nn'}$. Hieraus ergibt sich zusammen mit den Auswahlregeln für Dipol-Übergänge für die möglichen Übergänge in unserem Niveauschema:

Dipol	$i \rightarrow f$	G_{if}	$I_n^{NR}(i, f)$
E1	$2^3S_1 \rightarrow 1^3P_J$	$\frac{1}{9} \cdot (2J+1)$	
	$2^1S_0 \rightarrow 1^1P_1$	1	$I_1(2S, 1P)$
	$1^3P_J \rightarrow 1^3S_1$	$\frac{1}{3}$	$I_1(1P, 1S)$
	$1^1P_1 \rightarrow 1^1S_0$	$\frac{1}{3}$	
M1	$2^3S_1 \rightarrow 2^1S_0$	1	$\delta_{22} = 1$
	$1^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	1	$\delta_{11} = 1$
	$2^3S_1 \rightarrow 1^1S_0$	1	$\delta_{21} = 0$
	$2^1S_0 \rightarrow 1^3S_1$	1	$\delta_{21} = 0$

In dieser Näherung gilt:

$$\Gamma(2^3S_1 \rightarrow 1^3P_J) \propto (2J+1) \cdot k^3 \tag{14}$$

Eine absolute Vorhersage ist jedoch für diese Übergangswahrscheinlichkeiten sehr modellabhängig, da die Wellenfunktion für den 2S-Zustand eine Nullstelle für $r > 0$ hat und somit der Wert von $I_1(1P, 2S)$ stark mit der Lage dieser Nullstelle variieren wird. Ebenso können relativistische Korrekturen und die Berücksichtigung höherer Multipole die Erwartungswerte verändern. Dies gilt insbesondere für die M1-Übergänge [1.21], während relativistische Korrekturen die Relation in Gl. (14) nicht wesentlich ändern sollten, wodurch prinzipiell eine Prüfung der Spin-Zuordnung für die 1^3P_J -Zustände mittels dieser Relation möglich ist.

Untersucht man das inklusive Photonen-Spektrum aus Y(2S)-Zerfällen, so sind bei ausreichender Anzahl von erzeugten Y(2S)-Mesonen elektromagnetische Übergänge durch die Beobachtung monochromatischer Linien über einem kontinuierlichen Untergrund im Photonen-Spektrum nachweisbar. Aufgrund der erwarteten geringen radiativen Breiten ($\Gamma < 10^{-3}$) der Übergänge $n^3S_1 + n^1S_0$ und der bei diesem Experiment akkumulierten Zahl erzeugter Y(2S)-Mesonen ist ein Nachweis der Singulett-Zustände (η_b, η_b') nicht zu erwarten.

Der Übergang $2^3S_1 \rightarrow \gamma 1^1P_1$ ist wegen Verletzung der C-Paritätserhaltung streng verboten, der Übergang $2^3S_1 \rightarrow \pi^0 1^1P_1$ aus Gründen der Isospinerhaltung unterdrückt und wegen nichtausreichendem Phasenraum ist der Übergang $2^3S_1 \rightarrow \pi\pi 1^1P_1$ höchst unwahrscheinlich.

Somit wird der Nachweis der $X_b(1^3P_J)$ -Zustände die vorrangige Aufgabe dieser Analyse sein. Diese Zustände können dann elektromagnetisch oder hadronisch zerfallen. Für die beiden Niveaus mit geradem Gesamtdrehimpuls J ($1^3P_2, 1^3P_0$) wird bei hadronischen Zerfällen der Zerfall über zwei Gluonen dominieren, während der Zerfall des 1^3P_1 -Zustandes in zwei Gluonen ausgeschlossen ist, so daß entweder $1^3P_1 \rightarrow q\bar{q}g$ oder $1^3P_1 \rightarrow ggg$ zu erwarten ist [1.22].

Eine theoretisch gut fundierte Relation ist [1.23]:

$$\frac{\Gamma_{\text{had}}(0^{++})}{\Gamma_{\text{had}}(2^{++})} = \frac{15}{4} \left(1 + 9.5 \frac{\alpha_S}{\pi}\right)$$

Hieraus ergibt sich, daß bei annähernd gleichen radiativen Breiten der P-Zustände der 1^3P_0 -Zustand vorzugsweise hadronisch zerfallen sollte. Dies bedeutet, daß der radiative Übergang zum 1^3S_1 unterdrückt sein sollte.

Zusammenfassend läßt sich feststellen, daß eine Untersuchung insbesondere der 1^3P_J -Zustände für die Theorie der starken Wechselwirkung wertvolle Daten zur Überprüfung von verschiedenen Aspekten unterschiedlicher theoretischer Ansätze liefern könnte.

II. Kapitel

Das Experiment

Die dieser Analyse zugrundegelegten Daten wurden in den Jahren 1982 - 1984 mit dem ARGUS-Detektor gemessen, der sich seit Herbst 1982 in der Wechselwirkungszone Süd des e^+e^- -Speicherringes DORIS II am Deutschen Elektronensynchrotron DESY in Hamburg befindet.

Im folgenden werden nach kurzer Beschreibung des Speicherringes die Charakteristika des Detektors und seiner Komponenten angesprochen.

2.1 Der Speicherring DORIS II

Der seit 1974 und ursprünglich als Doppelspeicherring ausgelegte Speicherring DORIS [2.1] besaß die Möglichkeit des Betriebs mit vielen (max.=480) e^+e^- (e^-e^- , e^+e^+) - Teilchenpaketen (Multi-Bunch) bei Schwerpunktsenergien bis 3 GeV. Er wurde 1977 zur Einring-Maschine DORIS I [2.2] mit Single-Bunch-Betrieb bei Schwerpunktsenergien bis 10 GeV umgebaut, um nach Untersuchungen des Charmoniumsystems auch experimentelle Studien des 1977 entdeckten Y-Mesons zu ermöglichen.

1981-1982 wurde der hinsichtlich Magnetoptik und Hochfrequenzresonatoren neu konzipierte Ringspeicher DORIS II [2.3, 2.4] in dem vorhandenen Tunnel installiert, um im Single-Bunch-Betrieb bei reduziertem Stromverbrauch Schwerpunktsenergien bis etwa 11 GeV und durch zusätzliche Strahlfokussierung im Wechselwirkungsbereich (Mini- β -Konzept) deutlich erhöhte Luminositäten zu erreichen. DORIS II dient gleichzeitig verschiedenen Laboratorien als Quelle für Synchrotronstrahlung [2.5]. Abbildung 2.1 zeigt die Beschleunigerkomponenten des Speicherringes.

Elektronen werden im Linearbeschleuniger LINAC I auf etwa 50 MeV beschleunigt und dann in das Synchrotron DESY injiziert. Positronen, die aus Kon-

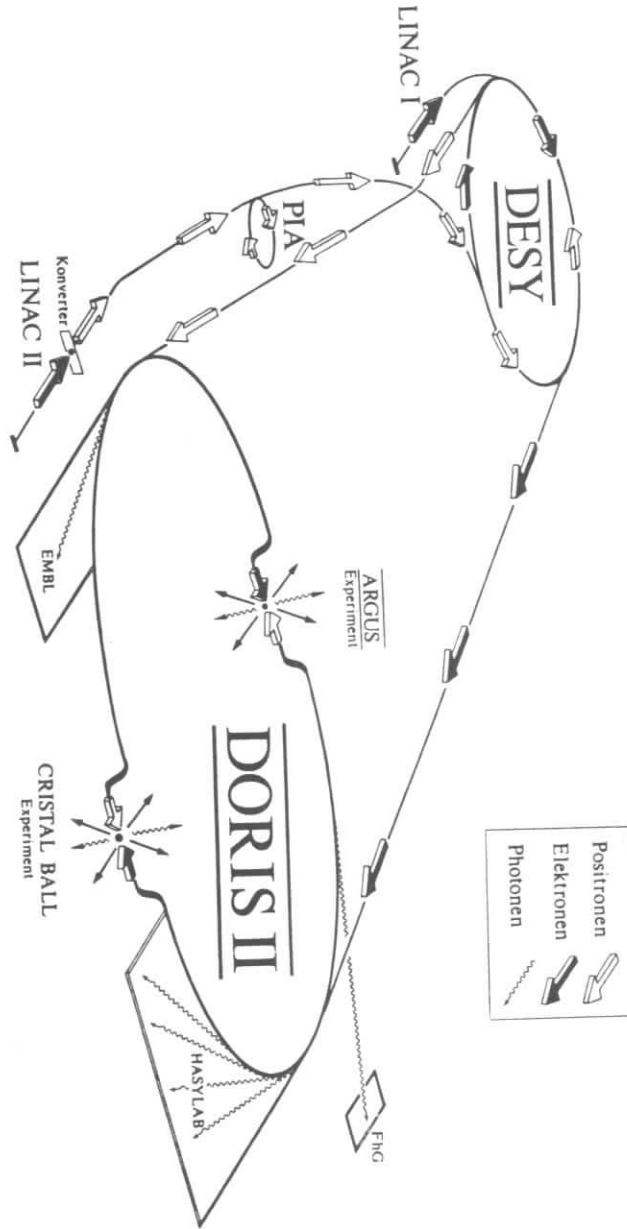


Abb. 2.1

version der durch Elektronenbeschuss eines Wolframtargets erzeugten Bremsstrahlung resultieren, werden nach Zwischenspeicherung im Positronenintensitätsakkumulator PIA (seit 1979) mit einer Energie von etwa 450 MeV in das DESY eingeleitet. Dort werden die Teilchenpakete auf die für die Injektion in DORIS II gewünschte Energie beschleunigt.

Der Speicherring hat einen Umfang von 288 m und setzt sich aus zwei Halbkreissegmenten (Durchmesser 55 m) sowie dazwischengefügte gerade Teilstrecken (Länge 55 m) zusammen. Auf diesen wird der Strahl im Abstand von etwa 13.4 m vor bzw. nach den Wechselwirkungspunkten auf einer Strecke von 5.5 m um 20 cm in vertikaler Richtung abgelenkt, um den strahlinduzierten Untergrund in der Wechselwirkungszone zu verringern.

Bei gegebenem Wirkungsquerschnitt σ eines physikalischen Prozesses gilt für die Ereignisrate pro Zeiteinheit \dot{N} : $\dot{N} = L \cdot \sigma$. Hierbei bezeichnet L die von charakteristischen Speicherringparametern abhängige Luminosität [2.6]:

$$L = \frac{I^+ \cdot I^-}{4\pi e^2 \sigma_x \sigma_y f_0 B}$$

mit den Strahlströmen I^\pm , der Umlauffrequenz f_0 , der Zahl der Teilchenpakete B sowie den Standardbreiten σ_x und σ_y , welche die gaussförmigen Strahlenprofile kennzeichnen.

Für die Teilchenzahlen n^\pm gilt: $n^\pm = I^\pm \cdot (e \cdot f_0 \cdot B)^{-1}$, wobei e die Elementarladung bedeutet.

Im allgemeinen ist die über ein typisches Zeitintervall integrierte Luminosität $L = \int L dt$ von Interesse. Diese Größe ist zur Ableitung von Wirkungsquerschnitten aus beobachteten Ereignisraten wichtig. Sie wird bei Speicherringexperimenten durch Messung der Zahl der Ereignisse N_{exp} für Prozesse, bei denen sowohl der Wirkungsquerschnitt σ als auch die Akzeptanz η hinreichend genau bekannt sind, durch $L = N_{\text{exp}} \cdot \frac{1}{\sigma \eta}$ bestimmt.

Die elastische Elektron-Positron-Streuung (Bhabha-Streuung) eignet sich als Monitorreaktion besonders gut, da diese sich theoretisch sehr präzise vorhersagen läßt und sie neben einem großen Wirkungsquerschnitt eine leicht zu identifizierende Signatur aufweist [2.7].

Anschließend seien in folgender Tabelle die für DORIS II charakteristischen Parameter aufgeführt.

Zahl der Teilchenpakete	$B = 1$
Umlauffrequenz	$f_0 \sim 1 \text{ MHz}$
Max. Strahlenenergie	$E_B \sim 5.6 \text{ GeV}$
Max. Strahlstrom	$I^\pm \sim 50 \text{ mA}$
Max. Luminosität	$L \sim 3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Max. Luminosität pro Tag	$L \sim 1500 \text{ nb}^{-1}$
Mittlere Strahllebensdauer	$\tau \sim 2 \text{ Stunden}$
Mittlere Füllzeit	$t \sim 60 \text{ s}$
Strahlprofil in der Wechselwirkungszone	$\sigma_x \sim 0.8 \text{ mm}$
	$\sigma_y \sim 0.09 \text{ mm}$
Bunchlänge	$\sigma_z \sim 25.0 \text{ mm}$

Tabelle 2.1

2.2 Der ARGUS-Detektor

Der ARGUS-Detektor [2.8] ist als universeller magnetischer Detektor konzipiert, um bei großer Akzeptanz für Hadronen, Leptonen und Photonen möglichst viele Teilchen der in e^+e^- -Annihilation erzeugten Ereignisse hoher Multiplizität nachzuweisen, diese zu identifizieren und Impulse geladener Teilchen sowie Energie und Richtung neutraler Teilchen präzise zu vermessen. Diese Ziel stellt hohe Anforderungen an die Meßgenauigkeit, Homogenität und Raumwinkelüberdeckung der einzelnen Detektorkomponenten.

Abbildung 2.2 zeigt eine Schnittzeichnung des Detektors zur Verdeutlichung der Anordnung der wesentlichen Detektorkomponenten.

Innerhalb der zylindrischen Hauptspule befindet sich - ausgehend von der Strahlenachse - das in das Hochvakuumssystem ($\leq 10^{-8} \text{ mbar}$) des Speicherringes integrierte Strahlrohr, die zylindrische Driftkammer als Spurdetektor sowie die Flugzeit- und Schauerzähler, die den zylindrischen Bereich um die Driftkammer vollständig und die Stirnflächen kreisringförmig überdecken. Diese Nachweiskomponenten besitzen einschließlich der Spulen Zylindersymmetrie und sind in ein quaderförmiges Eisenjoch integriert, das von zwei Lagen Myonkammern umgeben ist. Eine weitere Lage befindet sich innerhalb des Eisenjochs.

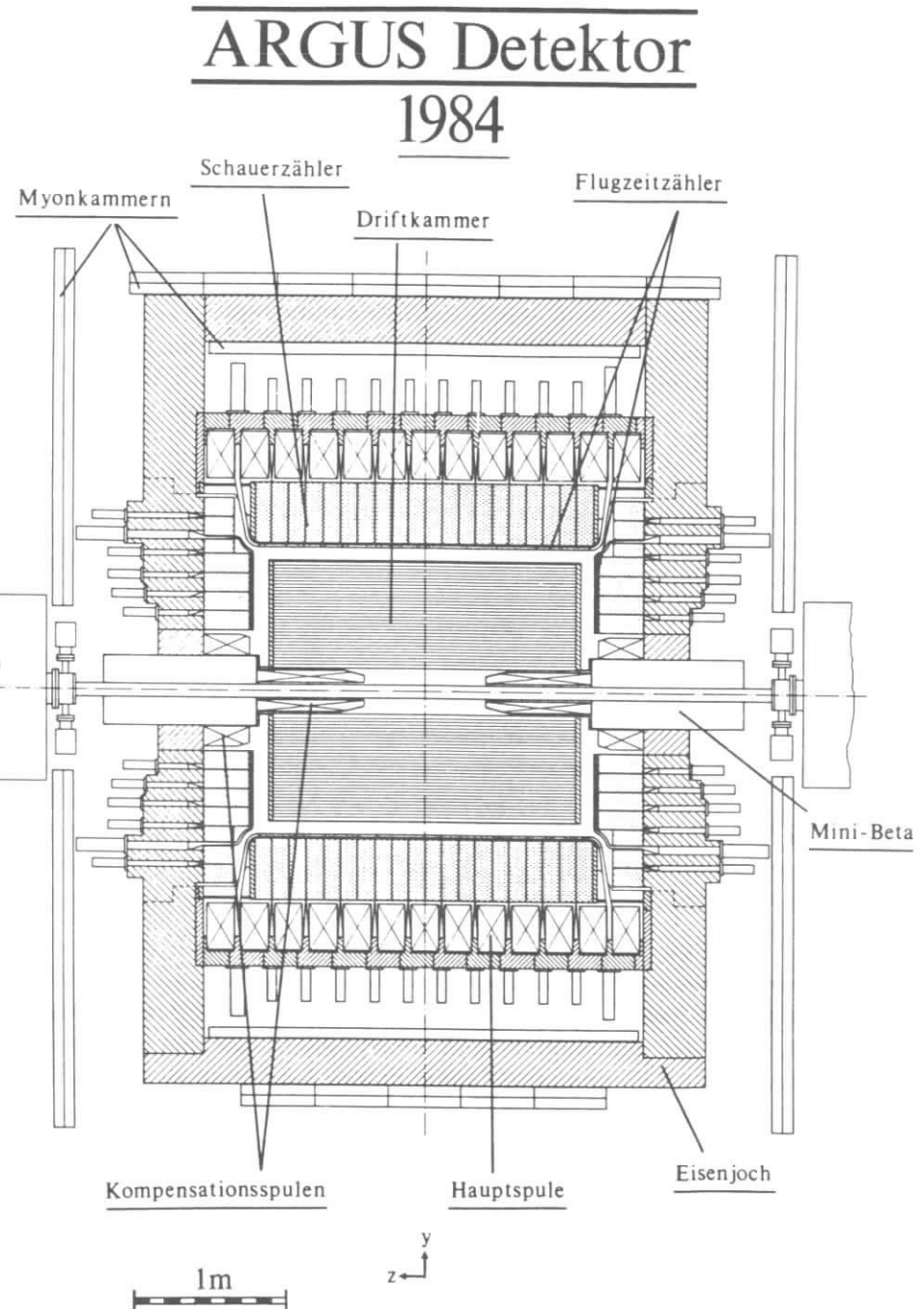


Abb. 2.2

Der Wechselwirkungspunkt liegt im Zentrum des Detektors. Die verwendeten Koordinatensysteme sind im Anhang A1 definiert.

2.2.1 Das Magnetfeld

Das solenoidale Magnetfeld von 0.8 Tesla wird von 13 normalleitenden Spulen (4 x 8 Windungen) mit einem mittleren Durchmesser von 3 m erzeugt. Der Magnetfluß wird von einem Eisenjoch (Außenmaße $B \times H \times L = 6.0 \text{ m} \times 5.2 \text{ m} \times 3.7 \text{ m}$, Gewicht $\sim 325 \text{ t}$) aufgenommen, das gleichzeitig als stabiles begehbare Gehäuse des Detektors dient und zusätzlich die Funktion eines Hadronabsorbers zur Myonidentifikation erfüllt.

Im Detektorbereich sind strahlfokussierende Mini- β -Quadrupole integriert, die der Luminositätserhöhung dienen. Diese Quadrupole werden durch Kompensations- spulen gegen das Hauptfeld abgeschirmt. Darüber hinaus wird der störende Einfluß des Detektorfeldes auf die Strahlführung durch diese Kompensationsspulen reduziert.

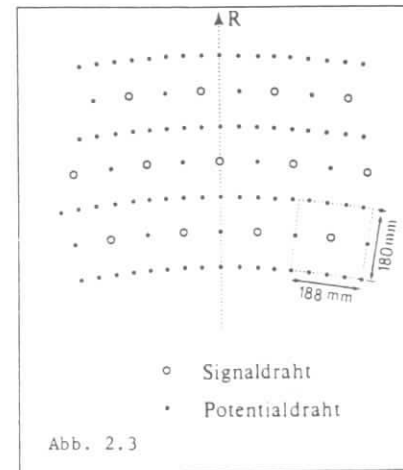
Die Feldstärkeverteilung im Bereich der Driftkammer wurde vor deren Einbau präzise vermessen [2.9]. Durch Anpassung einer geeigneten Parametrisierung des Feldes an die Meßwerte wurde eine kontinuierliche Feldkarte erstellt.

Im Driftkammerbereich ist das Feld bis auf eine systematische Unsicherheit $\leq 1\%$ genau bestimmt und die Restinhomogenität beträgt maximal 0.7%.

2.2.2 Die Driftkammer

Der zentrale Spurdetektor ist eine zylindrische Driftkammer zur Spurerkennung, Impulsmessung und Bestimmung der spezifischen Ionisation geladener Teilchen. In einem zylindrischen Volumen von 2 m Länge mit einem Innendurchmesser von 0.34 m und einem Außendurchmesser von 1.64 m sind nahezu identische Driftzellen in 36 konzentrischen Kreislagen angeordnet, so daß sich ausgehend von der innersten Lage mit 60 und einem Inkrement von 6 eine Gesamtzahl von 5940 Driftzellen ergibt, die untereinander elektrostatisch durch insgesamt 24588 parallel zur Z-Achse gespannte Cu-Be-Potentialdrähte mit

einem Durchmesser von $76 \mu\text{m}$ isoliert sind. In jeder zweiten Lage sind die Wolfram-Signaldrähte ($\phi = 30 \mu\text{m}$) nicht parallel zur Z-Achse, sondern unter einem alternierend positiven oder negativen Stereowinkel α bezüglich dieser gespannt, wodurch eine Messung axialer Spurkoordinaten ermöglicht wird. Der Stereowinkel wächst mit zunehmendem Lagenradius von 40 mrad auf 80 mrad und ist so bestimmt, daß der maximale Abstand eines Signaldrahtes von der Zellmitte 1 mm nicht übersteigt. Einen typischen Ausschnitt der Zellgeometrie



in einer zur axialen Feldrichtung senkrechten Ebene zeigt nebenstehende Abbildung. Das aktive Volumen der Driftkammer ist in einem Hohlzylinder eingeschlossen, dessen Innenmantel (Innendurchmesser 0.3 m) aus 3.2 mm starkem Epoxykohlefaserverbund besteht. Der äußere Mantel (Innendurchmesser 1.706 m) sowie die Stirnflächen (Innenabstand 2 m) bestehen aus 6 mm bzw. 30 mm starkem Aluminium. Die Driftkammer ist mit einem Gasgemisch aus 97 % Propan (C_3H_8) und 3 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$) gefüllt und wird mit einem geringfügig über Atmosphärendruck liegenden, konstanten Gasdruck betrieben.

Die Signalauslese wird von einem TDC (Time-To-Digital-Converter) mit integriertem Diskriminator und einem ADC (Analog-To-Digital-Converter) durchgeführt, wobei die Signale zuvor vorverstärkt werden [2.10].

2.2.3 Die Flugzeitähler

Zur Flugzeitmessung geladener Teilchen dient ein Flugzeitzählersystem [2.11], welches die Driftkammer umgibt. Dieses wird außer zur Teilchenidentifikation vorrangig als wesentliche Komponente des schnellen Triggers [siehe 2.2.6] genutzt. 64 Szintillationszähler (2 cm dick) mit einer Länge von 2.18 m und einer Breite von 9.3 cm bilden einen Zylinder (Durchmesser $\sim 1.90 \text{ m}$) um die Driftkammer. Dies entspricht einem Raumwinkel von 75 % von 4π . Die Zähler sind beidseitig über Lichtleiter mit außerhalb der Hauptspule befindlichen

Photovervielfachern verbunden. Je 48 trapezförmige Zähler mit einer Länge von 48.4 cm, deren Breite sich von 11.4 cm auf 5.1 cm verjüngt, sind zu Kreisringen zusammengefügt, die mit etwa 78 cm Innendurchmesser bzw. 175 cm Außendurchmesser jeweils parallel zu den Stirnflächen der Driftkammer positioniert sind. Hierdurch wächst der von den Flugzeitzählern überdeckte Raumwinkel auf 92 % von 4π an.

Diese 2 x 48 Zähler sind einseitig über Lichtleiter, die durch das Eisenjoch geführt werden, mit Photovervielfachern verbunden. Deren Signale werden geteilt und ADCs sowie TDCs mit vorgeschaltetem Diskriminator zugeführt. Die Vielzahl der für Flugzeitzähler bzw. Schauerzähler (s.u.) verwendeten Photovervielfacher wird über ein lasergetriebenes optisches Monitorsystem kalibriert und überwacht [2.12].

2.2.4 Die Schauerzähler

Das Schauerzählersystem [2.13] ist als Elektron-Photon Kalorimeter hoher Granularität zur Energiebestimmung besonders von Photonen und Elektronen bzw. Positronen angelegt, die durch Ausbildung einer elektromagnetischen Kaskade ("Schauer") einen großen Teil ihrer Energie im System deponieren. Die feine Segmentierung ermöglicht gute Trennung neutraler Teilchen sowie die Bestimmung des Eintrittsortes. Zusätzlich ist durch Analyse des lateralen Schauerprofils eine Elektron-Hadron Separation in gewissen Grenzen möglich. Das Schauerzählersystem wird in Kooperation mit den Flugzeitzählern im Trigger verwendet.

Das Kalorimeter besteht aus einem Zylinder, der aus 20 Ringen mit jeweils 64 Zählern gebildet wird sowie aus zwei Kreisringen, die an den Stirnflächen dieses Zylinders anschließen. Diese sind in weitere fünf Ringe unterteilt und insgesamt mit 240 Zählern bestückt. Ausgehend vom innersten Ring beträgt die Zahl der Zähler 32, 40, 48, 56 und 64. Die Gesamtzahl beträgt somit $1280 + 2 \times 240 = 1760$ Zähler. Die Schauerzähler sind zwischen den Flugzeitzählern und der Hauptspule bzw. den Polkappen des Jochs positioniert, wobei im Zylinderbereich den 64 Flugzeitzählern Balken von jeweils 20 Schauerzählern zugeordnet sind.

Die Zähler sind ähnlich einem Sandwich abwechselnd aus Bleiplatten (1 mm stark) und Szintillatorsegmenten (5 mm stark) zusammengesetzt, so daß sich etwa 12.5

Strahlungslängen ergeben. Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird von einem Wellenlängenwandler absorbiert, der seitlich den Platten anliegt. Über Lichtleiter gelangen Teile des reemittierten Lichts zu Photovervielfachern, die außerhalb der Spule bzw. der Polkappen angebracht sind. Deren Signale werden ADCs zugeführt. Das Gesamtsystem überdeckt einen Raumwinkelbereich von 94 % von 4π .

2.2.5 Die Myonkammern

Die Identifikation von Myonen erfolgt durch ein System von 1744 Proportionalkammern - den Myonkammern [2.14]. Proportionalzähler sprechen beim Durchgang jeder Art von geladenen Teilchen an, so daß vor den Kammern Myonfilter bzw. Hadronabsorber benötigt werden, die jedoch für Myonen als minimal ionisierende Teilchen durchlässig sind. Für die innerhalb des Detektors angebrachte Lage von Myonkammern (Raumwinkelbereich von 40 % von 4π) dient der aus Hauptspule und Schauerzähler gebildete Absorber als Myonfilter. Dessen Material entspricht 3.3 hadronischen Absorptionslängen.

Außerhalb des Detektors befinden sich zwei Lagen von Kammern, die sich größtenteils kreuzen. Für diese stellt das Eisenjoch einen zusätzlichen Absorber entsprechend 1.8 Absorptionslängen dar. Diese äußeren Lagen überdecken 87 % von 4π .

Um die innere bzw. äußere Kammer zu erreichen, ist für die in der Wechselwirkungszone erzeugten Myonen ein Minimalimpuls von 700 MeV/c bzw. 1100 MeV/c erforderlich.

Die Proportionalzähler bestehen aus quadratischem ($6 \times 6 \text{ cm}^2$) Aluminiumrohr unterschiedlicher Länge. Als Signaldraht wird goldbeschichteter Wolframdraht (Durchmesser 50 μm) verwendet. Die Zähler werden mit einer nicht brennbaren Gasmischung aus 92 % Argon und 8 % Methan (CH_4) betrieben.

2.2.6 Der Trigger

Das Triggersystem führt eine erste schnelle Interpretation der von aktiven Detektorkomponenten gelieferten Informationen durch. Es prüft, inwieweit minimale Voraussetzungen für das Auftreten gesuchter Wechselwirkungen

kungen erfüllt sind. Es entscheidet anschließend, ob die zeitaufwendige Ausleseprozedur (~ 50 msec) aller Informationen gestartet wird. Das ARGUS-Trigger-System arbeitet in zwei Stufen. Die erste benutzt Informationen der Flugzeit- und Schauerzähler (Entscheidungszeiten ≤ 300 nsec). Sie wird als Pretrigger bezeichnet. In jedem Fall wird die Existenz des Strahlsignals und zeitliche Koinzidenz mit diesem Signal verlangt.

Das Strahlsignal wird von den e^+ - Teilchenpaketen (960 nsec Umlaufzeit) in einer Induktionsschleife erzeugt. Diese ist außerhalb der Wechselwirkungszone im Ring positioniert.

Für den Pretrigger sind die 64 Flugzeitähler im Zylindermantelbereich zu 16 Gruppen à 4 Zähler aufgeteilt. Die entsprechenden 64 Reihen Schauerzähler des Zylinderbereiches, zuzüglich des äußeren Ringes der beiden Stirnflächen, werden in nach z - Hemisphären getrennte Untergruppen von $2 \cdot (10+1) = 22$ Zählern gruppiert, so daß sich aus jeweils drei von diesen $2 \cdot 16$ teilweise überdeckende Gruppen von 66 Zählern bilden lassen, die den 16 Flugzeitählergruppen zugeordnet werden. Aus jeweils 5 Untergruppen können 2×8 Gruppen gebildet werden, wobei jede vierte Untergruppe zu zwei Gruppen gehört.

Zur Datennahme werden folgende vier Pretrigger verwendet:

- ETOT (Totaler Energietrigger). Die analogen Teilsummen über alle Schauerzähler der + z- bzw. der - z-Hemisphäre müssen beide oberhalb einer Schwelle entsprechend etwa 750 MeV liegen.
- CPPT (Charged Particle Pretrigger). In jeder z-Hemisphäre wird ein Spursignal verlangt, das als das Ansprechen eines Flugzeitählers einer Gruppe sowie in Koinzidenz ein analoges Teilsummensignal der zugeordneten 66 Schauerzähler (s.o.) entsprechend mindestens 80 MeV definiert ist.
- CMT (Koinzidenz-Matrix-Trigger). Analog dem CPPT, jedoch können die beiden Spursignale in der gleichen Hemisphäre liegen. Zusätzlich wird ein Mindestöffnungswinkel von $\frac{5}{16} \cdot 2\pi$ in ϕ verlangt.

- HESH (Hochenergie-Schauer-Trigger). In mindestens einem aus fünf Untergruppen von Schauerzählern (s.o.) gebildeten Element muß die analoge Teilsumme der 110 Zähler oberhalb einer Schwelle entsprechend etwa 1 GeV liegen.

Abgesehen vom ETOT - Pretrigger benutzen die übrigen keine Informationen aus den Stirnflächenbereichen, da sonst die Rate zu hoch wäre. Für den ETOT- und den HESH-Pretrigger wird nur Schauerzählerinformation verwendet.

Die zweite Stufe des Triggers bildet der LTF (Little Track Finder) [2.15]. Dies ist ein festverdrahteter Parallelprozessor. Ausgehend von einem gesetzten Flugzeitähler und anhand von programmierbaren geometrischen Masken stellt dieser Prozessor fest, ob eine ausreichende Zahl von getroffenen Driftzellen der $18 \text{ } 0^\circ$ -Lagen innerhalb eines Maskenbereichs liegt. Ist dies der Fall, so ist ein Spurkandidat gefunden. Die geometrischen Masken entsprechen den in der x-y Projektion vom Wechselwirkungspunkt kommenden Teilchen innerhalb eines kleinen P_z Intervalls bestimmten Flächen.

Dieser Suchprozeß benötigt etwa 20 - 100 μ sec Zeit. Für jede der Pretriggerklassen läßt sich nun eine Minimalzahl von Spurkandidaten festlegen, die der LTF finden muß, bevor ein Ereignis vom Trigger akzeptiert wird.

Für die Standardtriggerbedingungen liegen folgende Verknüpfungen vor:

Pretrigger	Zahl der LTF - Masken		
	0	1	2
ETOT	X		
CPPT			X
CMT			X
HESH		X	

2.2.7 Die Datenerfassung

Die Daten der von dem Triggersystem akzeptierten Ereignisse werden von einer PDP 11/45 eingelesen. Diese steuert und kontrolliert den gesamten CAMAC-Betrieb. In der PDP werden die Daten mit zusätzlichen Informationen zu logischen Blöcken "Eventrecords" gepackt und online zu einer VAX 11/780 transferiert. Hier werden die Daten zeitweise auf Platte gespeichert, um sie nach Prüfung und eventueller Selektion (schneller Filter) zur IBM des DESY-

Rechenzentrums zu übermitteln, wo sie auf Magnetbänder übertragen werden. Von dem VAX-Rechner werden alle stichprobenartig durchgeführten Monitoraufgaben hinsichtlich der Qualität der Daten bzw. der aus diesen Daten ersichtlichen Mängel einzelner Detektorkomponenten übernommen [2.16].

2.3 Datenrekonstruktion

Zur Rekonstruktion der Rohdaten dient das modularstrukturierte Analyseprogramm ARG06 [2.17], bei dem jeder aktiven Detektorkomponente ein eigenes Programmpaket zugeordnet ist.

Die wesentlichen Aufgaben dieser Rekonstruktion sind:

- Umwandlung binärer Informationen in physikalische Meßwerte mit Hilfe von Kalibrationskonstanten bzw. geeigneten Korrekturen
- Identifizierung geladener und neutraler Teilchen
- Reduktion der Daten durch Auswahl derjenigen Ereignisse, deren Signatur minimale Anforderungen entsprechend den interessierenden Ereignisklassen erfüllt
- Identifizierung von Vertices
- Strukturierung der vorhandenen Informationen

Im folgenden sei kurz auf die Identifizierung geladener Teilchen durch Rekonstruktion von Spuren aus den Informationen der Driftkammer eingegangen, da dies wesentliche Ausgangsbasis für die Suche nach konvertierten Photonen ist.

In einem homogenen Magnetfeld bewegen sich geladene Teilchen auf einer Schraubenlinie, deren Achse parallel zur Feldrichtung liegt. In der Projektion senkrecht zum Feld sind diese Spuren Kreise. In der Driftkammer sollten also alle zu einer Spur gehörenden Treffer von Driftzellen der z-Lagen an einem Kreissegment definierter Krümmung liegen. Entsprechend sollten sich die getroffenen Zellen der α -Lagen in der Projektion Feldrichtung - Spurlänge durch eine Gerade verbinden lassen. Auf diesen Überlegungen basiert die Mustererkennung der Spuranalyse, welche Gruppen von zusammengehörenden getroffenen Driftzellen selektiert und bereits eine globale Bestimmung der Spurparameter liefert. Anschließend wird in einem χ^2 -Fit die genaue Bestimmung der Spurparameter vorgenommen. Diese Anpassung berücksichtigt Feldinhomogenitäten, möglichen Energieverlust, bzw. Vielfachstreuung sowie lokale Variationen der Driftzeit-Orts-Beziehung. Zudem wird die Richtigkeit der Zuordnung von getroffenen Zellen zu einer Spur überprüft.

Das Prinzip dieses Fits ist es, eine Spur als zusammenhängende Menge von Schraubenlinienssegmenten zu betrachten [2.18], womit die Spurparameter nur in lokalen Bereichen als konstant vorausgesetzt werden. Dieses Verfahren berücksichtigt somit implizit Streuprozesse und Energieverluste, welche die Spur eines Teilchens beeinflussen können. Eine detaillierte Darstellung der Spurparameter findet sich in Abschnitt 3.3.2.

Für die Orts- bzw. Impulsauflösung ergibt sich [2.19]:

$$c_x \leq 200 \mu\text{m}$$

$$\frac{\Delta p}{p} = \sqrt{(1\%p)^2 + 0(1\%)^2}$$

mit $[p] = \text{GeV}/c$.

Durch Ionisation des Gases innerhalb der Driftkammer ist eine Bestimmung des spezifischen Energieverlustes dE/dx geladener Teilchen möglich. Da einer Spur mehrere Driftzellen zugeordnet sind, wird dieser Energieverlust mehrfach gemessen, so daß eine gute Schätzung durch Mittelwertbildung möglich ist [2.20]. Die folgende Abbildung zeigt die Verteilung der spezifischen Energieverluste verschiedener Teilchensorten als Funktion des Teilchenimpulses.

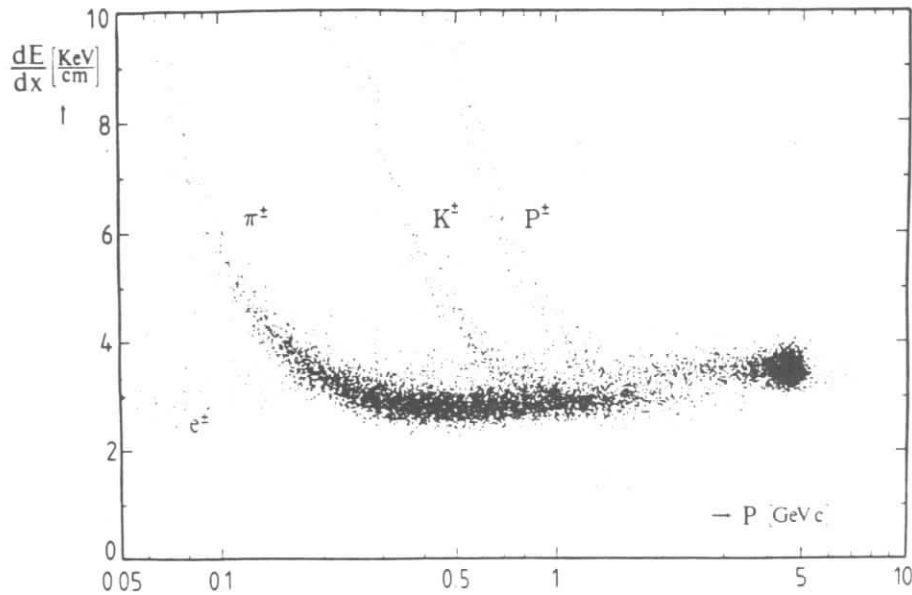


Abb. 2.4

Der Vergleich mit dem theoretisch berechneten Wert für den spezifischen Energieverlust ermöglicht die Aufstellung von Teilchenhypothesen.

In den nachfolgenden Rekonstruktionsschritten werden die Informationen der Flugzeit- bzw. Schauerzähler [2.21, 2.22] und der Myonenkammern ausgewertet [2.23].

Abschließend wird der Vertexfit durchgeführt, der zur Bestimmung des Hauptvertex sowie möglicher sekundärer Vertices (z.B. konvertierte Photonen) dient [2.24].

Aus den so rekonstruierten Rohdaten, in denen Ereignisse minimalen Anforderungen entsprechen müssen, werden dann diejenigen Ereignisse herausgefiltert, welche zusätzliche Auswahlkriterien erfüllen. Der so erzeugte Datensatz enthält vornehmlich Kandidaten für multihadronische Zerfälle sowie zu etwa 10% bis 20% radiative Bhabhastreueungsereignisse mit konvertierten Photonen. Weiterhin wird ein geringer Anteil von Ereignissen aus Zwei-Photonen-Streuungen bzw. aus τ -Zerfällen in den "Multihadron-Daten" erwartet.

Ein Ereignis wird als "Multihadron"-Kandidat bezeichnet, wenn es eine der folgenden Eigenschaften besitzt :

- es ist ein Hauptvertex mit mindestens drei geladenen Spuren vorhanden
- es gibt mindestens vier geladene Spuren, deren Ursprung nahe dem Wechselwirkungspunkt liegt, und die gesamte in den Schauerzählern deponierte Energie entspricht mindestens 1.7 GeV.

Während der Datennahme bei einer Schwerpunktsenergie entsprechend der $Y(2S)$ -Masse hat der Trigger etwa 19 Millionen mal angesprochen. Es wurden circa $5 \cdot 10^6$ Ereignisse aufgezeichnet. Aus diesen Rohdaten wurde der "Multihadron"-Datensatz mit $320 \cdot 10^3$ Ereignissen selektiert. Die Zahl der in diesen Daten enthaltenen $Y(2S)$ Zerfälle beträgt $125 \cdot 10^3$. Dies entspricht einer akkumulierten Luminosität von 38.6 pb^{-1} .

III. Kapitel

Datenanalyse

3.1 Einführung

Ausgehend von dem "Multihadron"-Datensatz rekonstruierter Ereignisse werden in einem weiteren Rekonstruktionsschritt - einem geometrisch-kinematischen Fit - unter Einbeziehung der "a priori" Kenntnisse über Paarerzeugung, Energieverlust und Vielfachstreuung sowie über Detektorgeometrie, diejenigen Paare gegensätzlich geladener Teilchen aus einer Auswahl vorselektierter Spurkandidaten herausgefiltert, welche der Hypothese einer Konversion eines am Wechselwirkungspunkt erzeugten Photons hinreichend entsprechen. In der so erzeugten Datenmenge von Ereignissen mit konvertierten Photonen, welche etwa zur Hälfte aus radiativen Bhabha-Ereignissen besteht, wird durch einen Multiplizitätsschnitt bezüglich der vom Hauptvertex kommenden geladenen Spuren der Anteil von radiativen und ähnlichen QED-Ereignissen fast vollständig eliminiert. Der verbleibende Rest von Ereignissen wird durch wenige Auswahlkriterien hinsichtlich globaler Eigenschaften des Gesamt ereignisses um etwa 25 % reduziert, so daß abschließend Ereignisse vorliegen, welche man zu recht als multihadronische Zerfälle mit konvertiertem Photon bei einer Schwerpunktenergie entsprechend der Y' -Masse klassifizieren kann.

3.2 Kritische Anmerkungen

In den meisten Fällen stellt eine Datenanalyse aus dem Bereich der Hochenergiephysik mit den dort verwendeten recht komplexen Nachweisapparaturen einen mehr oder weniger gelungenen Kompromiß dar. Kompromisse sind zum Beispiel bezüglich der Verteilung der zur Verfügung stehenden Meßzeit unter konkurrierenden Benutzern zu schließen. Einschränkung wäre die durch technische Probleme bei Betrieb der Beschleunigeranlage reduzierte Luminosität usw. Bei dem ARGUS-Experiment, das für die Durchführung seines umfangreichen Physikprogrammes einen Detektor benötigte, der den sich hieraus ergebenden vielfältigen Anforderungen gerecht werden sollte, lag bei der Auslegung der Apparatur der Schwerpunkt auf der guten Identifizierung und einer sehr präzisen Impulsbestimmung geladener Teilchen über einen großen Energiebereich [50 - 5000 MeV], um vorzugsweise B-Mesonen aus Zerfällen von angeregten Bottonium-Zuständen oberhalb der "Beauty"-Schwelle vollständig zu rekonstruieren.

Um Energieverlust und Streuung gering zu halten, sollten die Teilchen auf ihrem Weg vom Vertex bis zum Eintritt in den Meßbereich der Driftkammer so wenig Material wie möglich durchqueren. Um auch hochenergetische Spuren gut zu vermessen, mußte das solenoidale Magnetfeld von ausreichender Stärke sein.

Sucht man allerdings nach niederenergetischen, durch Konversion eines Photons erzeugten e^+e^- -Paaren, so würde man sich eher umgekehrte Bedingungen wünschen, wo durch mehr Material die Konversionswahrscheinlichkeit vergrößert und durch ein geringeres Feld die Akzeptanz niederenergetischer Spuren deutlich höher läge.

Diese auf den ersten Blick recht einleuchtenden Forderungen bringen allerdings neben allgemeinen Einschränkungen für andere Meßprobleme auch Nachteile für diese spezielle Aufgabe mit sich. Insbesondere kann die größere Materialstärke die Präzision der Impulsbestimmung so drastisch verschlechtern, daß dies selbst durch die höhere Statistik schwerlich wettzumachen ist.

Im Lichte der gewonnenen Resultate läßt sich rückblickend bemerken, daß man bei der Auslegung des ARGUS-Detektors eine recht glückliche Hand hatte.

Oder präziser formuliert: die Überlegung, zugunsten einer sehr guten Impulsbestimmung Einbußen hinsichtlich der Konversionswahrscheinlichkeit in Kauf zu nehmen, hat sich als richtig erwiesen.

Weitere Kompromisse sind hinsichtlich der vielen in der Datenauswertung benutzten Näherungen bei der Datenrekonstruktion festzustellen. Gleichwohl diese im einzelnen durchaus gerechtfertigt und teilweise nicht weiter zu optimieren sind, haben sie letztlich Einfluß auf die Qualität der Resultate. Erwähnt seien hier die approximative Bestimmung des Feldes innerhalb des Detektors mit Hilfe von Simulationsrechnungen oder die empirisch bestimmte Driftzeit-Ortsbeziehung.

Schließlich unterliegen auch die hier verwendeten Methoden Einschränkungen bezüglich der Rechenzeit, und es wären durchaus Verfeinerungen denkbar, wobei es allerdings keineswegs sicher wäre, ob hierdurch die Ergebnisse verbessert werden könnten. Wünschenswert wäre jedoch in jedem Fall mehr Statistik.

3.3 Identifizierung konvertierter Photonen

3.3.1 Konversionsmöglichkeiten

Unterzieht man einige Ereignisse einer visuellen Inspektion, so findet man recht schnell diejenigen, in denen ein rekonstruiertes e^+e^- -Paar vorhanden ist, welches einem konvertierten Photon entspricht (siehe Figur 3.1a-d). Diese Methode der Selektion erscheint bei der Vielzahl der vorhandenen Ereignisse zu mühselig, obschon auf das Betrachten einiger Ereignisse nicht verzichtet werden sollte. Erst eine Programmanalyse erlaubt es, den gesamten Informationsgehalt eines Ereignisses vollständig auszuwerten, um die Präzision der Rekonstruktion zu optimieren und durch Hinzunahme von a priori Wissen über Prozesse wie Paarbildung, Energieverlust und Vielfachstreuung sowie durch Verknüpfung mit weiteren ein Ereignis charakterisierende Meßgrößen wie Multiplizität und Topologie Hypothesen zur Natur des gesamten Ereignisses zu bewerten.

Für die am Wechselwirkungspunkt (WWP) erzeugten Photonen sind drei Bereiche als Konverter mit der Möglichkeit der anschließenden Rekonstruktion des e^+e^- -Paares in der Driftkammer interessant [siehe Abbildung 3.2]. Ausgehend vom WWP sind dies das Strahlrohr, die Driftkammerinnenwand sowie ein Teil des Driftkammervolumens, wo Potential- und Signaldrähte Gelegenheit zur Konversion bieten.

Das Strahlrohr mit einem Innendurchmesser von 80 mm besteht aus Aluminium und hat eine Wandstärke von 2 mm, womit es in radialer Richtung 2.25 % einer Strahlungslänge repräsentiert.

Für die aus Kohlenstoffaserepoxid bestehende Driftkammerinnenwand mit 300 mm Innendurchmesser entspricht die Wandstärke von 3.2 mm 1.26 % einer Strahlungslänge. Projiziert man die Materie der einzelnen Drahtlagen auf einen homogenen Zylinder mit gleichem Radius, so summieren sich die entsprechenden Wandstärken in radialer Richtung bis zu einem Radius von 500 mm auf 0.32 % einer Strahlungslänge. Diese Konverter können also als dünnwandige Zylinder betrachtet werden.

Ein weiterer Konversionsort ist der Wechselwirkungspunkt (WWP) selbst, wo e^+e^- -Paare durch interne Konversion entstehen können.

Konversion: Strahlrohr BT

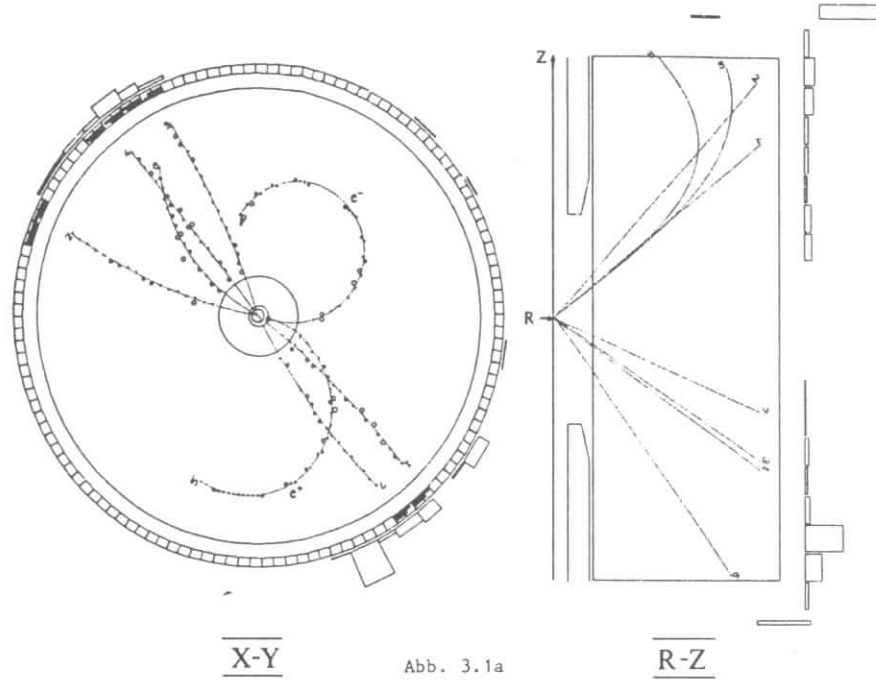


Abb. 3.1a

Konversion: Driftkammerinnenwand DCW

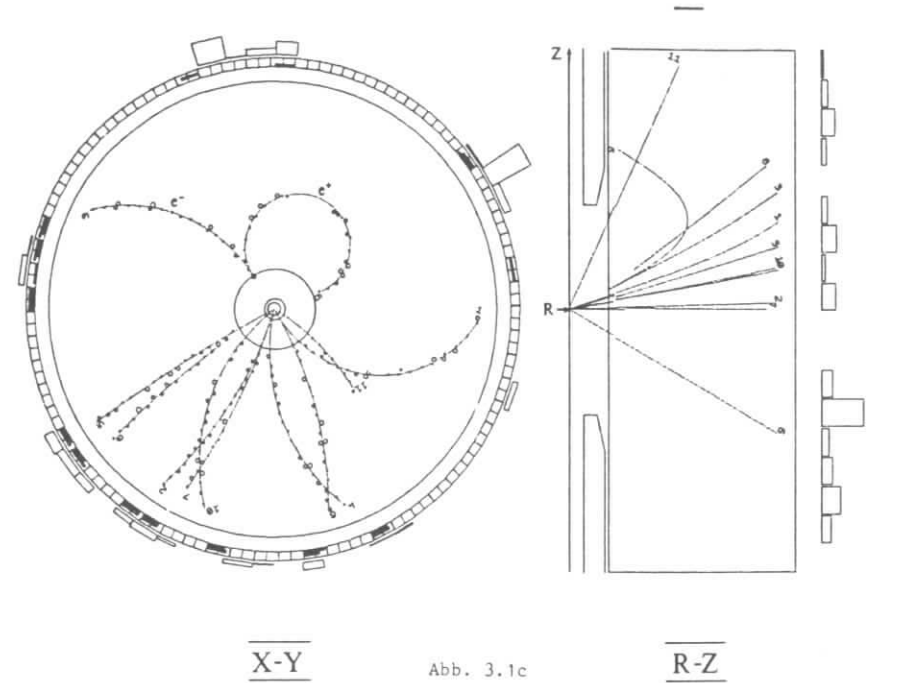


Abb. 3.1c

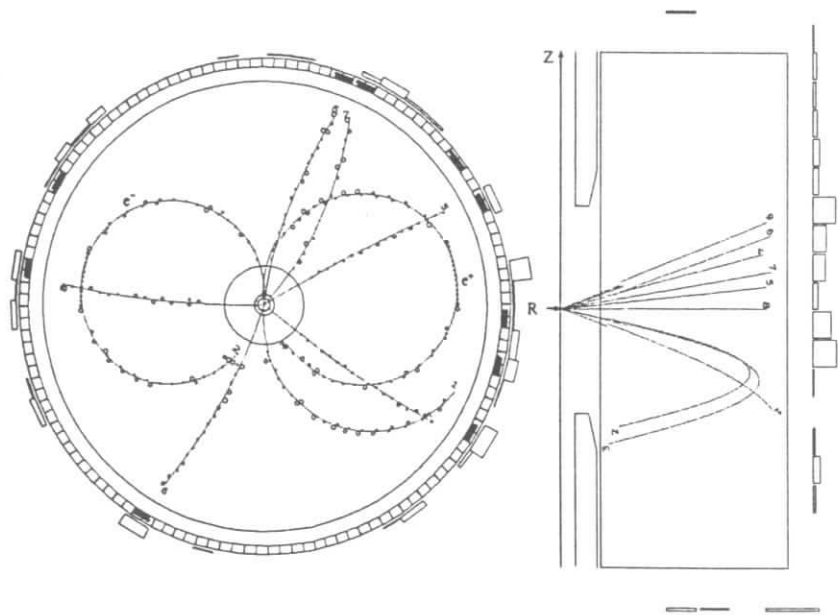


Abb. 3.1b

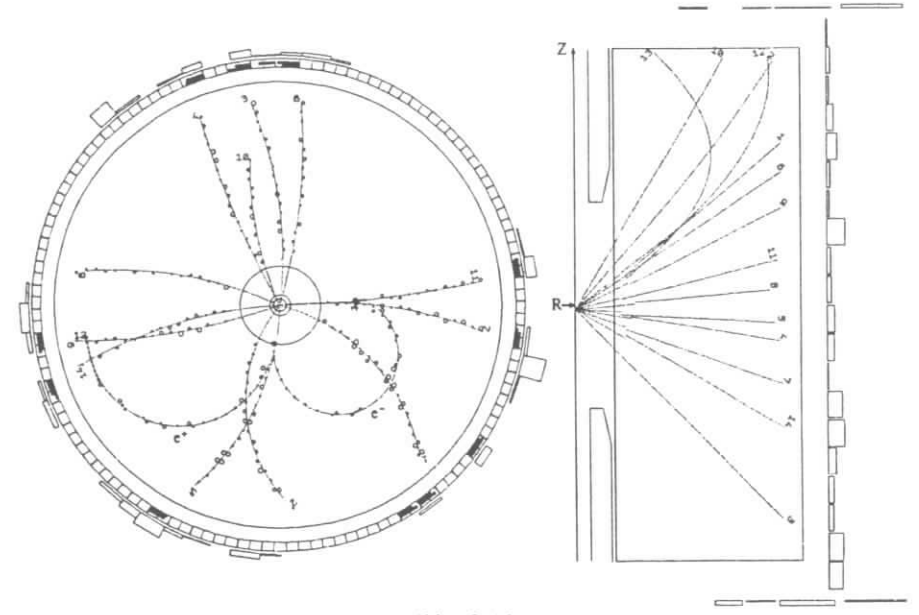


Abb. 3.1d

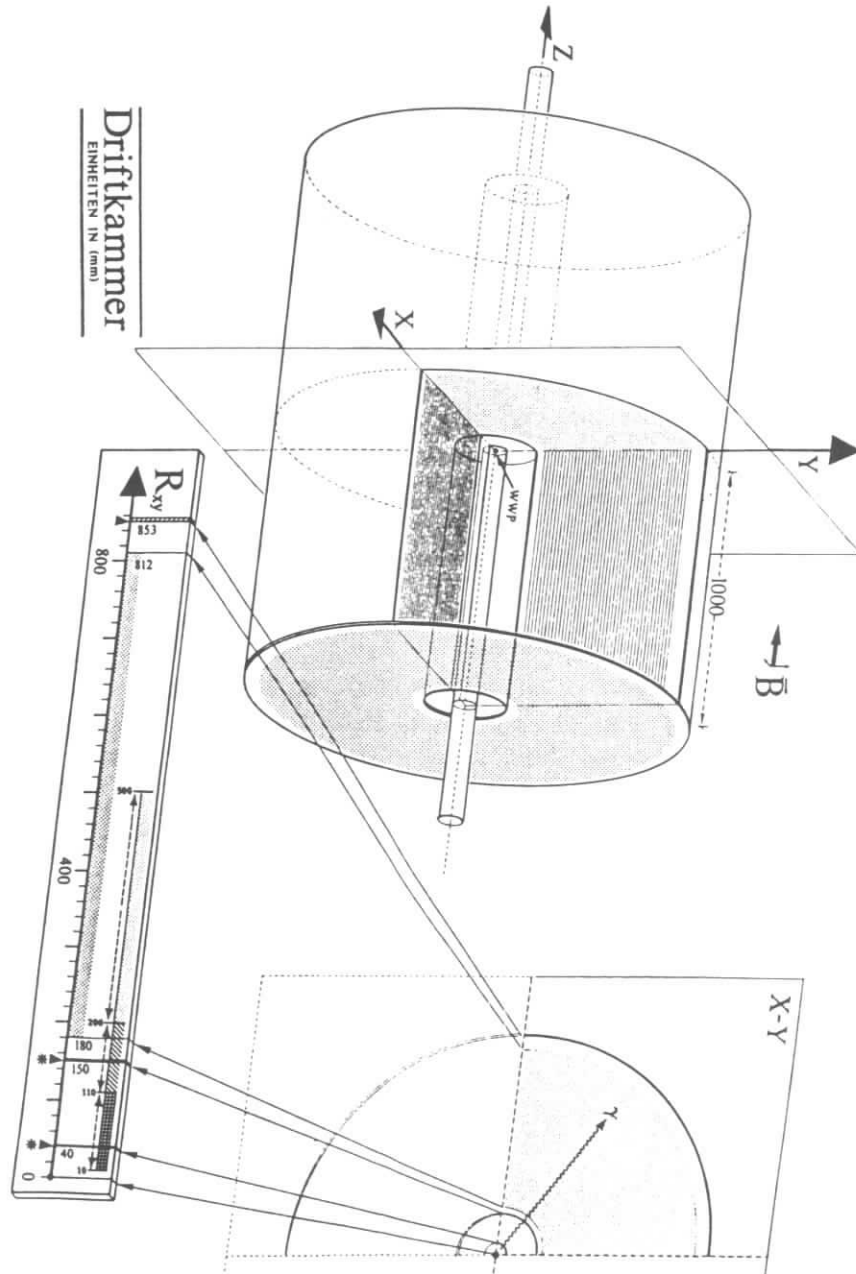


Abb. 3.2

Dieser wird wegen der äußerst geringen Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für solche Paare vom WWP und der Schwierigkeit, diese von den weiteren am WWP erzeugten Spuren zu separieren, nicht weiter in Betracht gezogen. Für die Charakteristika des Prozesses der Paarbildung siehe Anhang B.

3.3.2 Vorselektion

Vernachlässigt man Feldinhomogenitäten, Energieverlust und Vielfachstreuung, so bewegen sich geladene Teilchen in einem homogenen Magnetfeld auf einer Schraubenlinie, deren Achse parallel zur Feldrichtung \vec{Z} liegt und deren Radius $|\rho|$ proportional zum Transversalimpuls P_t und umgekehrt proportional zur Stärke des Feldes $|\vec{B}|$ ist. Projiziert man die Spur auf eine zum Feld senkrechte Ebene (x-y Projektion), so liegt die Spur auf einem Kreis. Sind nun jeweils ein Spursegment des in einer Konversion erzeugten Elektrons bzw. Positrons rekonstruiert, so würden sich bei Abwesenheit jeglicher Meßunsicherheiten die so definierten Kreise am Konversionspunkt treffen und dort die Z-Koordinaten beider Spuren identisch sein. Da der Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares im Mittel sehr klein ist, kann man zusätzlich die Parallelität der beiden Spurtangenten am Konversionspunkt annehmen. Aus diesen Betrachtungen ergeben sich recht einfache Kriterien für die Vorauswahl von Kandidaten für eine Konversion.

Der Spurfit liefert die Spurparameter am Beginn eines rekonstruierten Spursegments. Hierzu zählen der Punkt (x_0, y_0, z_0) selbst sowie die Tangente (ϕ_0, θ_0) und der Krümmungsradius ρ , welcher ein Vorzeichen trägt, um die zwei möglichen Ladungsarten berücksichtigen zu können. Da von diesen 6 Parametern nur 5 unabhängig sind, führt man die Variable D ein, deren Richtung durch den Normalvektor am Spurpunkt festgelegt ist.

Mit den Spurparametern $\{\rho_0^i, D_0^i, \phi_0^i, \theta_0^i, z_0^i, x_0^i, y_0^i\}$ und der Ladung Q_C^i des Teilchens i sowie dem Vorzeichen Q_B des Feldes parallel zur Z-Achse, können die aufzustellenden Auswahlkriterien mathematisch formuliert und die Selektionsvariablen definiert werden. Die im folgenden durchgeführten geometrischen Überlegungen sind in Figur 3.3 + Fig.3.4 anhand eines Beispiels dargestellt. Ein vom nominellen WWP kommendes Photon ($E_\gamma = 100$ MeV, $\theta_\gamma = 70^\circ$, $\phi_\gamma = 60^\circ$) konvertiert in der Driftkammerinnenwand in ein e^+e^- -Paar, wobei sich die Energie E_γ im Verhältnis 60 : 40 auf Elektron und Positron verteilt.

In der x - y - Projektion wird der "rekonstruierte" Konversionspunkt P_c^* = (x_c^*, y_c^*, z_c^*) als mittig zwischen den Schnittpunkten der durch die Spurparameter festgelegten Kreise mit der durch die beiden Kreiszentren M_i bestimmten Zentralen gelegenen Punkt definiert. Als Maß für die Abweichung vom Idealfall wird der Abstand $\Delta\rho$ zwischen diesen Schnittpunkten genommen. Das heißt mit:

$$\vec{M}_i = \begin{bmatrix} x_o^i \\ y_o^i \end{bmatrix} + Q_B \cdot (\rho_o^i - D_o^i) \cdot \begin{bmatrix} \sin\phi_o^i \\ -\cos\phi_o^i \end{bmatrix} \quad \text{und} \quad \vec{n}_i = \frac{\vec{M}_j - \vec{M}_i}{|\vec{M}_j - \vec{M}_i|} \quad \text{folgt:}$$

$$\Delta\rho = |\vec{M}_j - \vec{M}_i| - |\rho_o^i| - |\rho_o^j|$$

$$\begin{bmatrix} x_c^* \\ y_c^* \end{bmatrix} = \vec{M}_i + \vec{n}_i \{ |\rho_o^i| + \frac{1}{2} \Delta\rho \} \quad i, j = 1, 2 \quad j \neq i$$

Die Z-Koordinate Z_c^* des Konversionspunktes P_c^* wird als Mittelwert der beiden den Schnittpunkten der Kreise mit der Zentralen zugehörigen Koordinaten Z_1^i festgelegt, wobei deren Differenz Δ_z als weiteres Maß für Abweichung betrachtet wird. Mit dem Drehwinkel θ^i , für den gilt:

$$\cos(\theta^i) = Q_C^i \cdot Q_B \cdot \vec{n}_i \cdot \begin{bmatrix} \sin\phi_o^i \\ -\cos\phi_o^i \end{bmatrix} \quad \sin(\theta^i) = \vec{n}_i \cdot \begin{bmatrix} \cos\phi_o^i \\ \sin\phi_o^i \end{bmatrix}$$

folgt mit $Z_1^i = Z_o^i - |\rho_o^i| \cdot \theta_i \cdot \cot(\theta_o^i)$

$$\Delta_z = z_1^1 - z_1^2 \quad z_c^* = \frac{1}{2} (z_1^1 + z_1^2)$$

Drittes Maß für Abweichung sei $\Delta\theta = \theta_o^1 - \theta_o^2$.

Bisher wurden nur Kriterien für die Konversion aufgestellt, der Ursprung des Photons blieb jedoch unberücksichtigt. Dieser sollte in einem sinnvoll gewählten Volumen um den WWP liegen. Da in der x - y - Projektion die Tangenten an den Schnittpunkten der Kreise mit der Zentralen parallel sind, bleibt nur:

$$\vec{t}_{xy} = \begin{bmatrix} \cos(\theta_\gamma^i) \\ \sin(\theta_\gamma^i) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos(\phi_o^i + Q_C^i \cdot Q_B \cdot \theta^i) \\ \sin(\phi_o^i + Q_C^i \cdot Q_B \cdot \theta^i) \end{bmatrix} = Q_C^i \cdot Q_B \cdot \begin{bmatrix} -(\vec{n}_i)_y \\ (\vec{n}_i)_x \end{bmatrix} \quad i=1,2$$

während für $\theta_\gamma^* = \frac{1}{2} (\theta_o^1 + \theta_o^2)$ naheliegt.

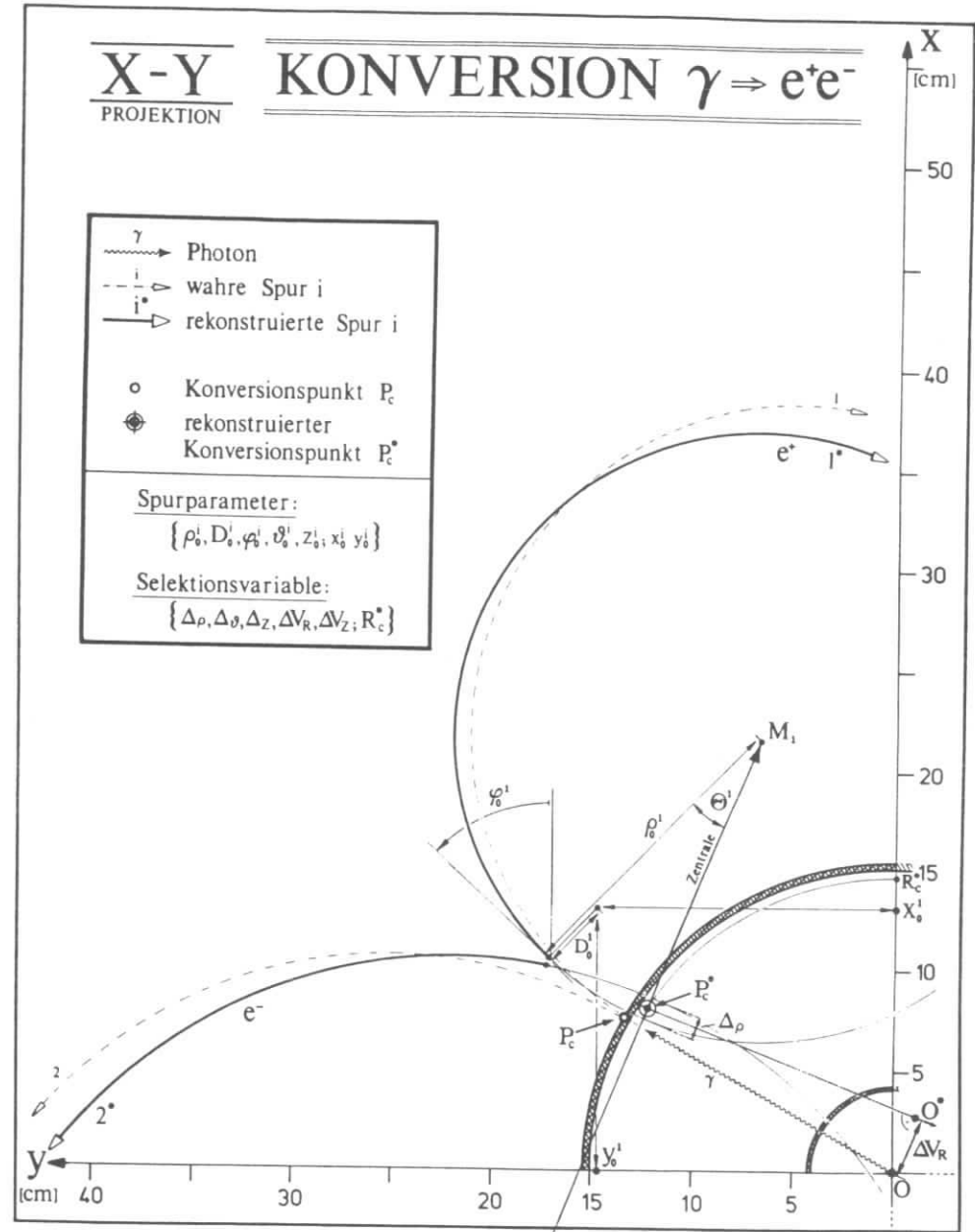


Abb. 3.3

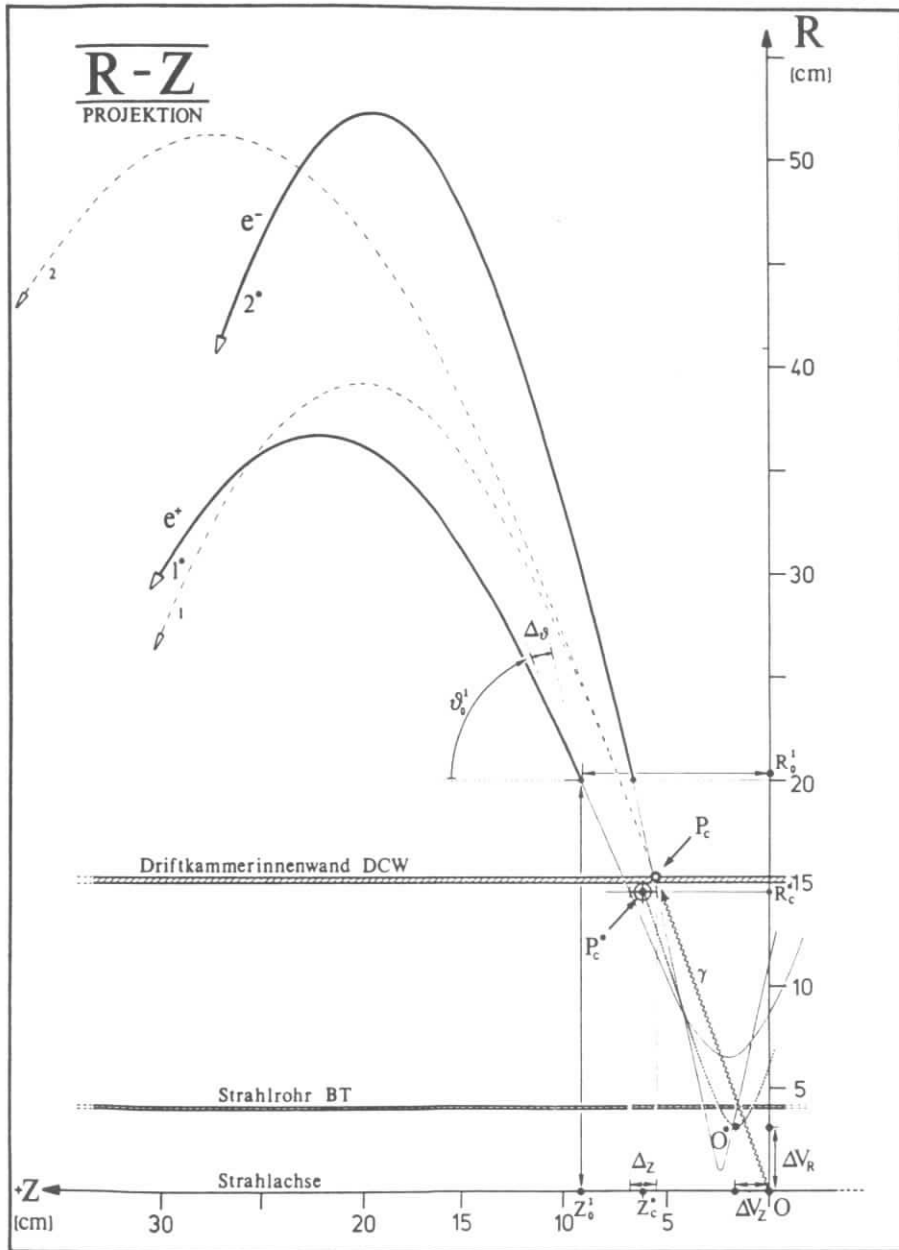


Abb. 3.4

Aus der so rekonstruierten Richtung des primären Photons und dem rekonstruierten Konversionspunkt läßt sich ein Punkt O^* als Ort der nächsten Annäherung an den nominellen Vertex O ableiten, wobei der Abstand dieser Punkte als Auswahlkriterium dienen kann.

Wie schon beim Konversionspunkt wird auch hier von der $x - y$ -Projektion ausgegangen, da mit Hinblick auf Meßfehler und geometrische Überlegungen die Information in Z wesentlich weniger genau ist.

Es sei also mit $R_c^* = ((x_c^*)^2 + (y_c^*)^2)^{\frac{1}{2}}$

$$\Delta V_R = |x_c^* \sin(\phi_\gamma) - y_c^* \cos(\phi_\gamma)|$$

$$\Delta V_Z = z_c^* - ((R_c^*)^2 - (\Delta V_R)^2)^{\frac{1}{2}} \cos(\theta_\gamma)$$

Damit sind alle verwendeten Selektionsvariablen definiert. Bevor nun auf die erlaubten Bereiche dieser in der Vorselektion eingegangen wird, noch einige Bemerkungen.

Da im Spurfitt Feldinhomogenitäten, Energieverlust und Streuprozesse so weit möglich bereits Berücksichtigung finden, betrifft die Vernachlässigung dieser Einflüsse jeweils nur den kurzen Weg zwischen Konversionspunkt und dem Beginn des rekonstruierten Spursegments. Obgleich die hier beschriebene Methode lediglich zur Vorselektion dient und prinzipiell auf sie verzichtet werden könnte, gibt es außer einer Reduzierung der erforderlichen Rechenzeit weitere Gründe, sie zu verwenden. Erstens sind die zugrundeliegenden geometrischen Überlegungen recht einfach und dienen letztlich als Grundlage für die Entwicklung des mathematisch wesentlich undurchsichtigeren geometrisch-kinematischen Fits. Zweitens bieten die in der Vorselektion gewonnenen Verteilungen der Selektionsvariablen die Möglichkeit, den Einfluß des Fits auf diese Verteilungen sowie auf die Variablen selbst zu studieren, um so Plausibilität und Güte des Fits überprüfen zu können.

Im übrigen kann diese Methode bei geringerem Einfluß von Energieverlust und Streuung durchaus zufriedenstellende Ergebnisse liefern.

Für die Vorselektion von Spurpaaren gegensätzlicher Ladung wurden folgende Schnitte benutzt:

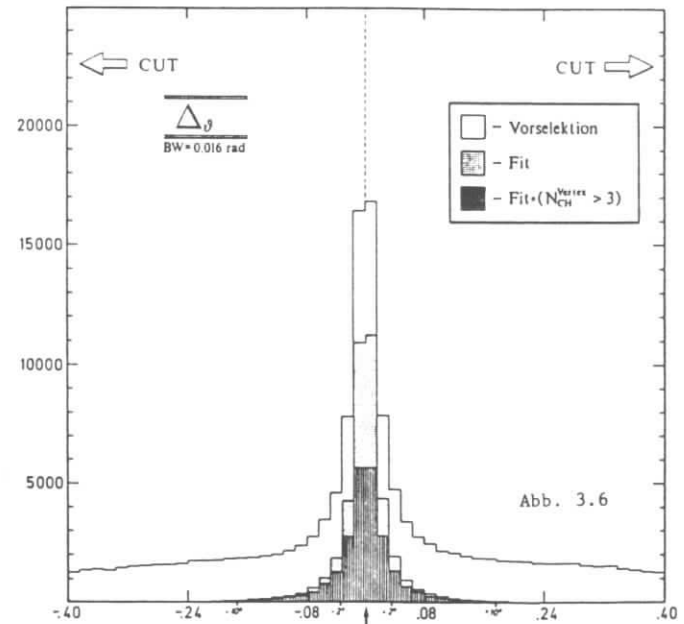
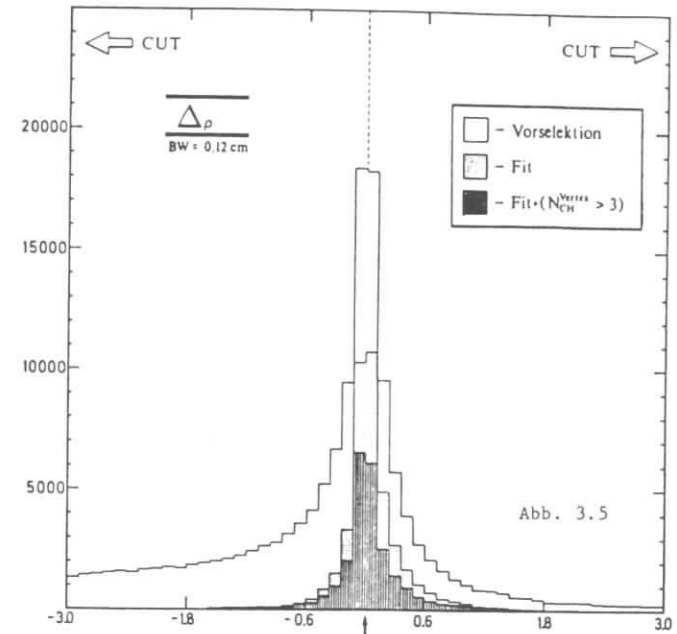
Vorselektion		$\{\Delta_\rho, \Delta_\theta, \Delta_z, \Delta V_R, \Delta V_z, R_C^*\}$	
1.	$ \Delta_\rho \leq 3.0 \text{ cm}$	4.	$\Delta V_R \leq 2.5 \text{ cm}$
2.	$ \Delta_\theta \leq 0.4 \text{ rad}$	5.	$ \Delta V_z \leq 10.0 \text{ cm}$
3.	$ \Delta_z \leq 10.0 \text{ cm}$	6.	$R_C^* \leq 50.0 \text{ cm}$

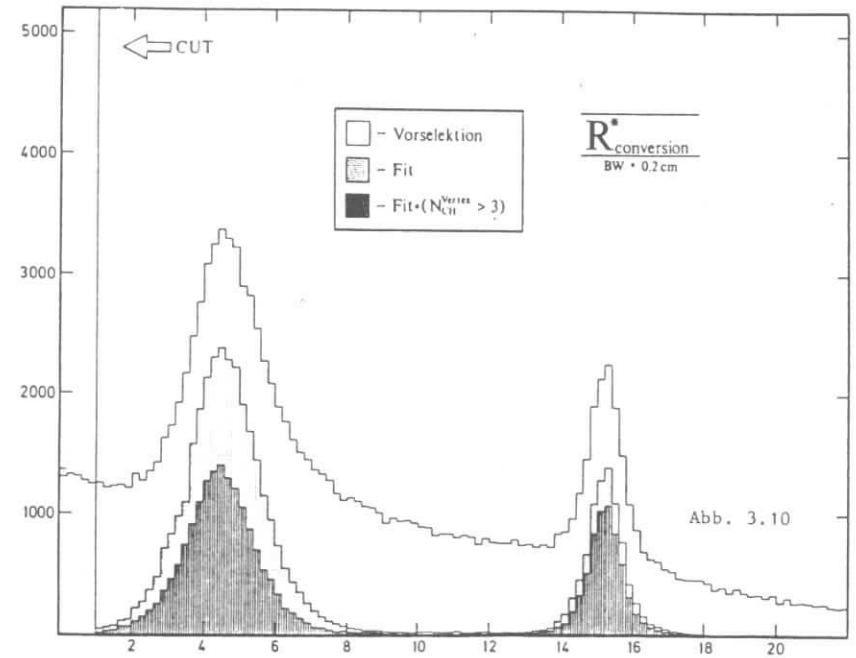
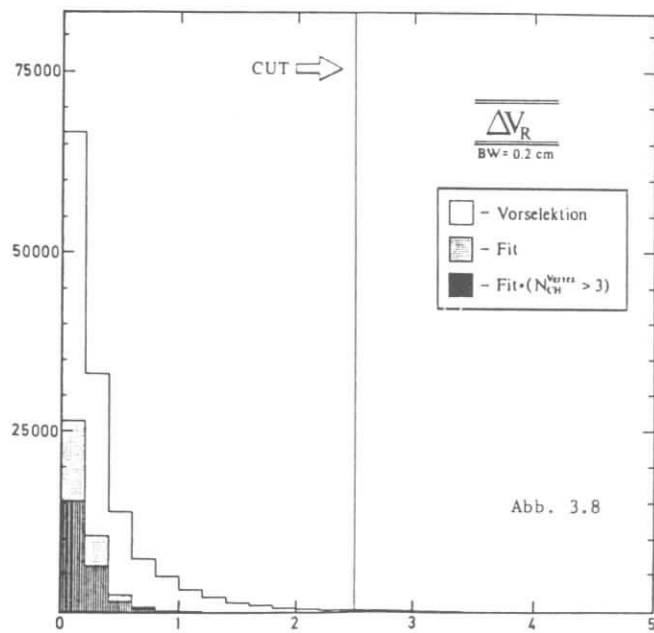
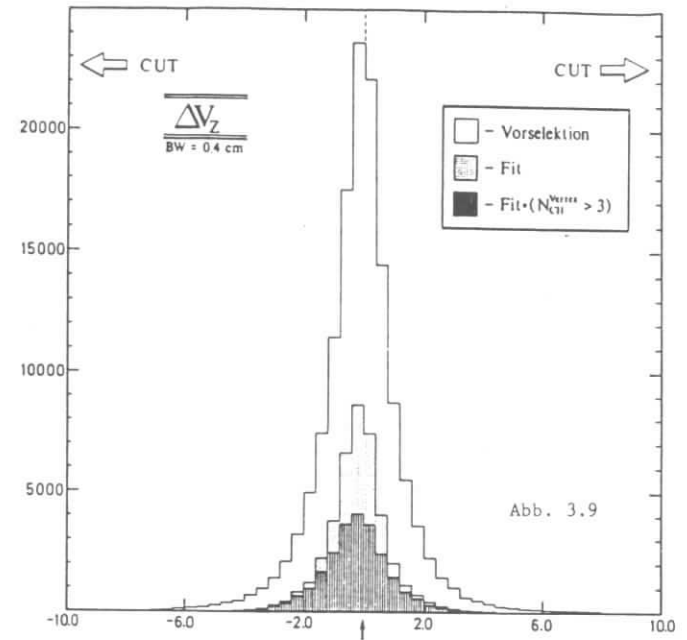
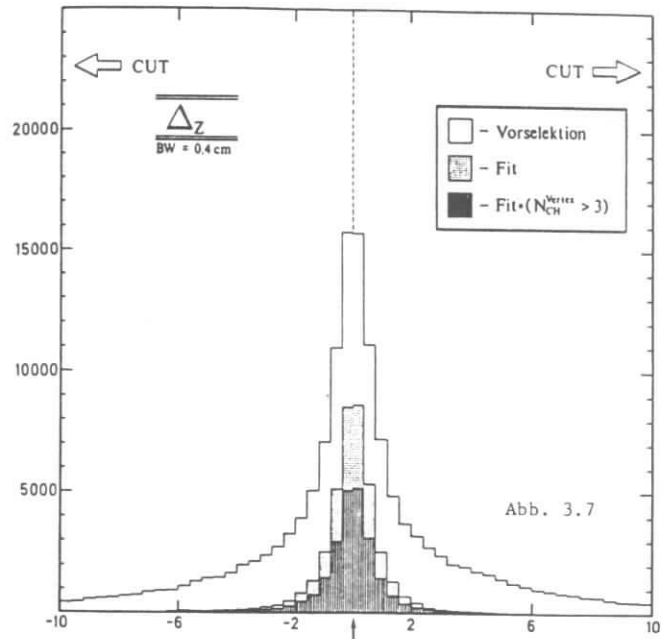
Die folgenden Abbildungen (Fig. 3.5 - 3.10) zeigen die Verteilungen dieser Selektionsvariablen nach dem dritten bzw. für R_C^* nach dem fünften Schritt. Zusätzlich sind zum Vergleich die Verteilungen dieser Variablen für alle von dem Fit (siehe folgenden Abschnitt) selektierten Paare und alle gefitteten Paare, bei denen das sie enthaltende Event einen gefitteten Hauptvertex mit mindestens vier geladenen Spuren besitzt, dargestellt. Um diesen Vergleich zu ermöglichen, wurden die Schnitte 1-5 recht weich gewählt. So weit nicht anders vermerkt, gilt für die folgenden Histogramme, daß die vertikale Achse die Zahl der Einträge pro Intervall BW (Binwidth) angibt. Die auf der horizontalen Achse angegebenen Werte der korrespondierenden Variablen sind auf die gleichen Einheiten in denen BW angegeben ist, zu beziehen.

Aus diesen Verteilungen wird das Vorhandensein konvertierter Photonen ersichtlich. Besonders deutlich zeigt die radiale Verteilung der rekonstruierten Vertices signifikante Häufungen um die Position des Strahlrohrs bzw. der Driftkammerinnenwand über einem Untergrund, der erwartungsgemäß zum Wechselwirkungspunkt hin stetig ansteigt.

Bereits in diesen Abbildungen zeigt es sich, daß die im folgenden Abschnitt beschriebene Fitmethode mit hoher Effizienz die geeignete Kandidaten für eine Konversion selektiert.

Die Vorselektion findet mit nahezu 100 % Wahrscheinlichkeit konvertierte Photonen, bei denen das e^+e^- -Paar vollständig rekonstruiert ist. Dies wurde anhand von Monte-Carlo-Ereignissen (siehe Anhang D) untersucht.





3.3.3 Geometrisch-kinematischer Fit

Der Spurfit behandelt jedes vermessene Spursegment individuell, läßt also Herkunft des Teilchens sowie mögliche Korrelationen mit anderen Teilchen unberücksichtigt. Durch Anpassungsrechnung liefert der Spurfit eine Schätzung der Spurparameter und die entsprechenden Kovarianzen.

Ausgehend von dieser Schätzung läßt sich nun für gegensätzlich geladene Spurpaare die Hypothese prüfen, ob diese aus der Konversion eines am WWP erzeugten Photons resultieren. Gleichzeitig wird getestet, inwieweit sich die Spurparameter durch Anpassung an die Bedingungen, welche sich aus der Hypothese ergeben, optimieren lassen. Hierbei sollten möglichst alle Kenntnisse über die Natur der beteiligten Prozesse, die Detektorgeometrie und weitere wichtige Informationen aus der Messung berücksichtigt werden.

Mathematisch erfordert dies die Durchführung einer Ausgleichsrechnung mit Zwangsbedingungen (Constraints). Zusätzliche Freiheitsgrade werden durch Einführung geeigneter Hilfsvariablen berücksichtigt.

Für die Konversionshypothese lauten die Zwangsbedingungen:

- Beide Spuren sollten einen gemeinsamen Schnittpunkt (Konversionspunkt) besitzen, dessen radiale Koordinate durch die Lage der möglichen Konverter bestimmt ist.
- Am Konversionspunkt sollte die invariante Masse des Spurpaares klein sein (siehe Anhang B)
- Der Impulsvektor des Paares sollte rückwärts zum Hauptvertex (WWP) zeigen.

Hilfsvariablen sind für die Berücksichtigung von Vielfachstreuung bzw. Energieverlust im Konverter, für die Lage des Konversionspunktes innerhalb des Konverters sowie für die Position des Hauptvertex erforderlich.

Nunmehr ist lediglich eine geschickte mathematische Formulierung und richtige Gewichtung dieser Zwangsbedingungen, die Wahl der Fitmethode und die Festlegung der Konvergenzkriterien notwendig.

Konvergenzkriterien sind deshalb erforderlich, da das Problem wegen seiner

Nichtlinearität nur iterativ gelöst werden kann.

Als Fitmethode wurde hier die Methode der kleinsten Quadrate (Least-Square-Fit) gewählt.

Die in der Vorselektion gefundenen Spurpaare werden gemäß der radialen Koordinate des rekonstruierten Konversionspunktes in drei disjunkte Klassen eingeteilt. Diese Klassen sind den möglichen Konversionsorten wie folgt zugeordnet (siehe Abbildung 3.2):

Klasse I	$R_C^* \in]20 \text{ cm}, 50 \text{ cm}]$	Kandidat für Konversion in der Driftkammer
Klasse II	$R_C^* \in]11 \text{ cm}, 20 \text{ cm}]$	Kandidat für Konversion in der Driftkammerinnenwand
Klasse III	$R_C^* \in]1 \text{ cm}, 11 \text{ cm}]$	Kandidat für Konversion im Strahlrohr

Während ein gemeinsamer Bereich der beiden letzten Klassen nicht erforderlich ist, wurden die ersten beiden disjunkt gewählt, um mögliche Mehrfachzählung von Spurpaaren zu vermeiden. Die hieraus resultierende Reduzierung der Effizienz ist kleiner als 1 %.

Es hat sich gezeigt, daß für die Klassen II und III eine Variation der radialen Koordinate innerhalb des Konverters gegenüber einer Fixierung in der Konvertermitte keinerlei Vorteile bringt. Ebenso wurde für den Energieverlust der wahrscheinlichste Energieverlust gewählt, welcher dem jeweils durchquerten Material entspricht.

Folgende Vorgehensweise wurde für die einzelnen Klassen gewählt, wobei jeweils von den Spurparametern $x_0^i = (\rho_0^i, D_0^i, \phi_0^i, \theta_0^i, z_0^i)$ am Beginn $P_0^i = (x_0^i, y_0^i, z_0^i)$ der vermessenen Spursegmente ausgegangen wird.

Klasse II: Die Teilchen werden durch das Magnetfeld bis zu dem Punkt transportiert, dessen radiale Koordinate der Konvertermitte entspricht. Von den Spurparametern $x_1^i = x_0^i (x_0^i, \vec{B}, \vec{P}_0^i)$ an diesem Punkt \vec{P}_1^i erhalten ρ_1^i , ϕ_1^i und θ_1^i einen zusätzlichen Beitrag, um Vielfachstreuung und Energieverlust zu berücksichtigen. Es gilt:

$$\begin{aligned}\hat{\rho}_1^i &= \rho_1^i + \Delta\rho_1^i \eta_1^i \\ \hat{\phi}_1^i &= \phi_1^i + \Delta\phi_1^i \eta_2^i \\ \hat{\theta}_1^i &= \theta_1^i + \Delta\theta_1^i \eta_3^i\end{aligned}$$

mit den Hilfsvariablen η_1, η_2, η_3 , wobei $\eta_1 = \frac{1}{2}$.

Die Spurparameter lauten folglich:

$$\vec{x}_1^i = \{\hat{\rho}_1^i, D_1^i, \hat{\phi}_1^i, \hat{\theta}_1^i, z_1^i\} \text{ mit } \vec{x}_1^i = x_1^i(x_0^i, \eta_1, \eta_2, \eta_3, \vec{B}, \vec{P}_0^i).$$

Klasse III: Der erste Schritt ist wie in der Klasse II. Allerdings ist $\eta_1 = 1$, da die Spuren in jedem Fall die Driftkammerinnenwand ganz durchqueren. Im zweiten Schritt werden die Teilchen dann durch das Feld zu dem Punkt \vec{P}_2^i transportiert, dessen radiale Komponente der Konvertermitte entspricht.

Analog zu II gilt:

$$\begin{aligned} \hat{\rho}_2^i &= \hat{\rho}_1^i + \Delta\rho \frac{1}{2} \eta_{11}^i \\ \hat{\phi}_2^i &= \hat{\phi}_1^i + \Delta\phi \frac{1}{2} \eta_{22}^i \\ \hat{\theta}_2^i &= \hat{\theta}_1^i + \Delta\theta \frac{1}{2} \eta_{33}^i \end{aligned}$$

mit $\eta_{11} = \frac{1}{2}$. Die Spurparameter an diesem Punkt sind:

$$\vec{x}_2^i = \{\hat{\rho}_2^i, D_2^i, \hat{\phi}_2^i, \hat{\theta}_2^i, z_2^i\} \text{ mit } \vec{x}_2^i = x_2^i(x_0^i, \eta_1, \eta_{11}, \eta_2, \eta_{22}, \eta_3, \eta_{33}, \vec{B}, \vec{P}_0^i)$$

Für die Vielfachstreuung bei kleinem Winkel wurde eine Gaussverteilung des Streuwinkels entsprechend [3.1] angenommen. Diese läßt sich näherungsweise in zwei Gaussverteilungen zerlegen, welche die Streuung in zwei zueinander senkrechten Ebenen beschreiben. Die entsprechenden Breiten sind dem $\Delta\phi_i$ bzw. $\Delta\theta_i$. Die Variablen η_i bzw. η_{ii} mit $i = 2, 3$ sind folglich entsprechend einer Normalverteilung $N(0,1)$ verteilt. $\Delta\rho_i$ ist proportional zum wahrscheinlichsten Energieverlust beim Durchqueren des Konvertermaterials. Dieser setzt sich aus den Ionisationsverlusten sowie den Verlusten durch Strahlung zusammen.

Der wahrscheinlichste Ionisationsverlust wurde nach [3.1] bestimmt, während der wahrscheinlichste Verlust durch Strahlung aus dem mittleren Energieverlust für Elektronen und Positronen gemäß [3.2] abgeleitet wurde. Diese Korrekturen wurden unter Zuhilfenahme von Simulationsstudien (Anhang D) überprüft. Alle erwähnten Korrekturen sind abhängig vom Konvertermaterial, der tatsächlich in diesem Material zurückgelegten Strecke und - abgesehen von Ionisationsverlusten - vom Impuls der Teilchen.

Klasse I: Für die Konversion an einem Driftkammerdraht sind Vielfachstreuung und Energieverlust an diesem Draht vernachlässigbar klein. Daher ist die in der Vorselektion bestimmte radiale Koordinate des Konversionspunktes R_C^* bereits eine gute Approximation. So kann angenommen werden, daß die radiale Koordinate des tatsächlichen Konversionspunktes in einem Intervall von der Breite Δ einer Driftzelle um R_C^* liegt. Hierzu wird die Hilfsvariable $\eta_1 \in [0,1]$ eingeführt. Die Spuren müssen also jeweils bis zu dem Punkt

verfolgt werden, dessen radiale Komponente $R = (R_C - \frac{1}{2}\Delta) + \eta_1 \cdot \Delta$ erfüllt. Dort werden dann die Spurparameter $\vec{x}_1^i = x_1^i(x_0^i, \vec{B}, \eta_1, \vec{P}_0^i)$ bestimmt. Da der Fit von gaussverteilten Variablen ausgeht, ergibt sich mit $\eta_1 = e^\xi \cdot (e^\xi + e^{-\xi})^{-1}$ eine uniforme Verteilung für η_1 , wenn ξ gaussverteilt ist.

Somit erhält man für jede Klasse folgende Parameter der beiden Spuren $i = 1, 2$ an den Schnittpunkten \vec{P}_i dieser Spuren mit dem jeweiligen Konverterzylindermantel (Radius = R):

$$\{\bar{\rho}_i, \bar{D}_i, \bar{\phi}_i, \bar{\theta}_i, \bar{z}_i; \bar{x}_i, \bar{y}_i\}.$$

Für \vec{P}_i gilt: $\vec{P}_i = (\bar{x}_i, \bar{y}_i, \bar{z}_i) = (R \cdot \cos \bar{\phi}_i, R \cdot \sin \bar{\phi}_i, \bar{z}_i)$. Der Impulsvektor der Teilchen ist:

$$\vec{P}_i = \frac{\alpha |\bar{\rho}_i|}{\sin \bar{\theta}_i} (\sin \bar{\theta}_i \cdot \cos \bar{\phi}_i, \sin \bar{\theta}_i \cdot \sin \bar{\phi}_i, \cos \bar{\theta}_i)^T$$

mit $\alpha = \frac{e}{c} \cdot |\vec{B}_z|$.

Da von der e^+e^- -Hypothese ausgegangen wird, ist die Energie der Teilchen durch $E = (\vec{P}_i^2 + m_e^2)^{\frac{1}{2}}$ bestimmt. Für die Position des Hauptvertex werden die durch den Vertexfit bestimmten Koordinaten (x_V, y_V, z_V) angenommen. Konnte kein Hauptvertex gefunden werden, so werden die über eine große Ereigniszahl gemittelten mittleren Vertexpositionen verwendet. Die Kovarianzmatrix ist in diesem Fall diagonal.

Nun lassen sich die Zwangsbedingungen formulieren:

$$\underline{I} \quad F_1 = [(E_1 + E_2)^2 - (\vec{P}_1 + \vec{P}_2)^2] - \delta^2 \cdot m_e^2 = 0$$

$$\underline{II} \quad F_2 = 1 - \begin{bmatrix} \cos \bar{\phi}_1 \\ \sin \bar{\phi}_1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos \bar{\phi}_2 \\ \sin \bar{\phi}_2 \end{bmatrix} = 0$$

$$\underline{III} \quad F_3 = \bar{z}_1 - \bar{z}_2 = 0$$

$$\underline{IV} \quad F_4 = 1 - \frac{(\vec{P}_1 + \vec{P}_2) \cdot \vec{N}}{|\vec{P}_1 + \vec{P}_2| \cdot |\vec{N}|} = 0, \text{ mit } \vec{N} = \begin{bmatrix} R \cdot \cos(\frac{1}{2} \cdot (\bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2)) - x_V \\ R \cdot \sin(\frac{1}{2} \cdot (\bar{\phi}_1 + \bar{\phi}_2)) - y_V \\ \frac{1}{2} \cdot (\bar{z}_1 + \bar{z}_2) - z_V \end{bmatrix}$$

Für σ liefert eine QED-Abschätzung etwa $\sigma \sim 1.5$. Die erste Bedingung ent-

spricht der Forderung nach kleiner invarianter Masse des e^+e^- -Paares. Die Bedingungen II und III verlangen einen Schnittpunkt der beiden Spuren, welcher auf dem Zylindermantel liegt. Die letzte Bedingung ist erfüllt, wenn das rekonstruierte Photon vom Hauptvertex kommt.

Folgende Tabelle zeigt, welche Variablen x_i in den Klassen I-III vom Fit variiert werden, so daß:

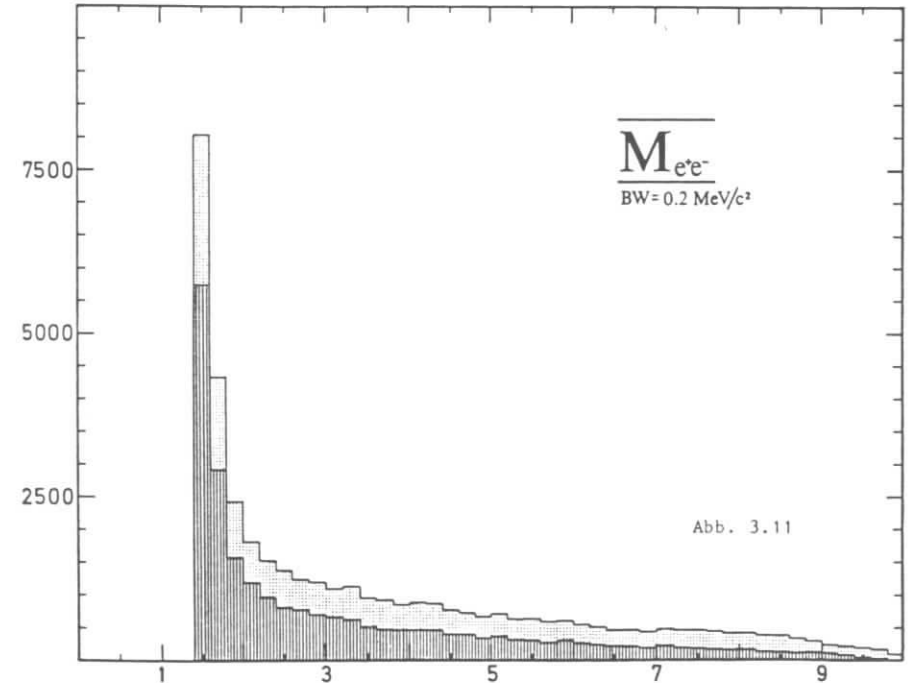
$$\chi^2 = x_i V_{ij}^{-1} x_j + 2 \sum_{\alpha=1}^4 \lambda_{\alpha} w_{\alpha} F_{\alpha}(x) \rightarrow \text{Minimum}$$

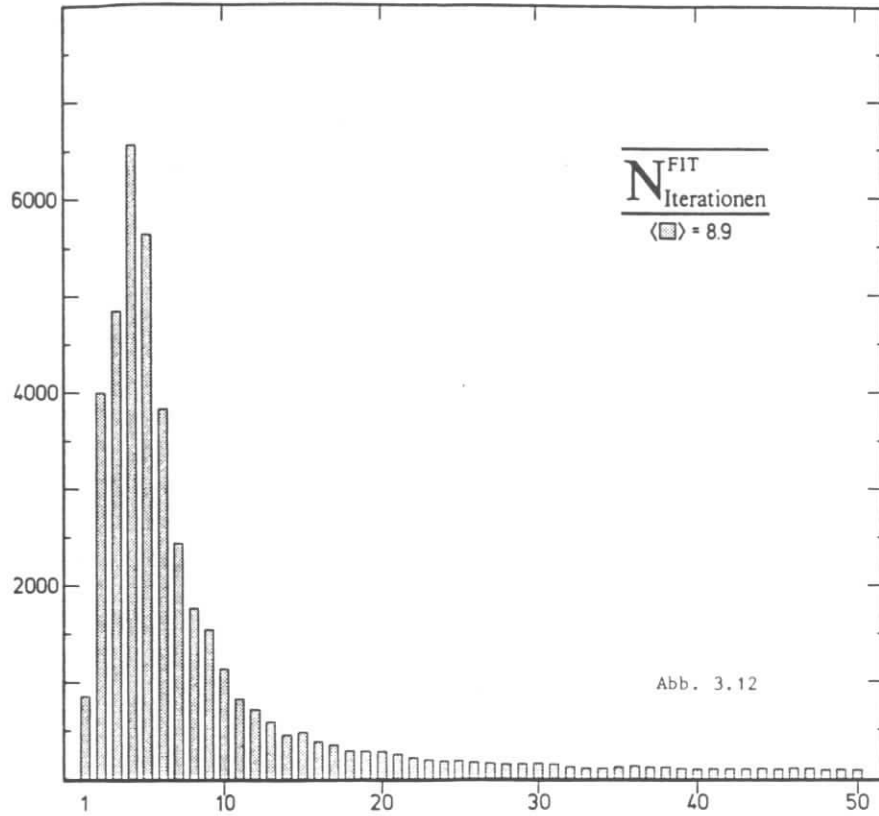
Variable		Klasse I	Klasse II	Klasse III
Spur 1	$(\rho_o^1, D_o^1, \phi_o^1, \theta_o^1, z_o^1)$	x	x	x
Spur 2	$(\rho_o^2, D_o^2, \phi_o^2, \theta_o^2, z_o^2)$	x	x	x
Vertex	(x_v, y_v, z_v)	x	x	x
radiale Koordinate des Konversionspunkts	ξ	x	x	x
Vielfachstreuung Driftkammerinnenwand	$\eta_{2,2}^1, \eta_{3,3}^1$ $\eta_{2,2}^2, \eta_{3,3}^2$		x	x
Vielfachstreuung Strahlrohr	$\eta_{2,2}^1, \eta_{3,3}^1$ $\eta_{2,2}^2, \eta_{3,3}^2$			x
Gesamtzahl		14	17	21

V_{ij} bezeichnet die Kovarianzmatrix, die an den zwei 5×5 Kovarianzmatrizen die Spuren der 3×3 Matrix des Hauptvertex sowie der Kovarianzmatrix der Hilfsvariablen zusammensetzt, welche zu Beginn des Fits eine diagonale Einheitsmatrix ist. Der Rang dieser Matrix ist gleich der Zahl der jeweils verwendeten Hilfsvariablen. Details des Verfahrens sind im Anhang C dargestellt. Die benötigten Ableitungen $\frac{\partial F_i}{\partial x_j}$ wurden analytisch berechnet und anhand numerischer Differentiation überprüft.

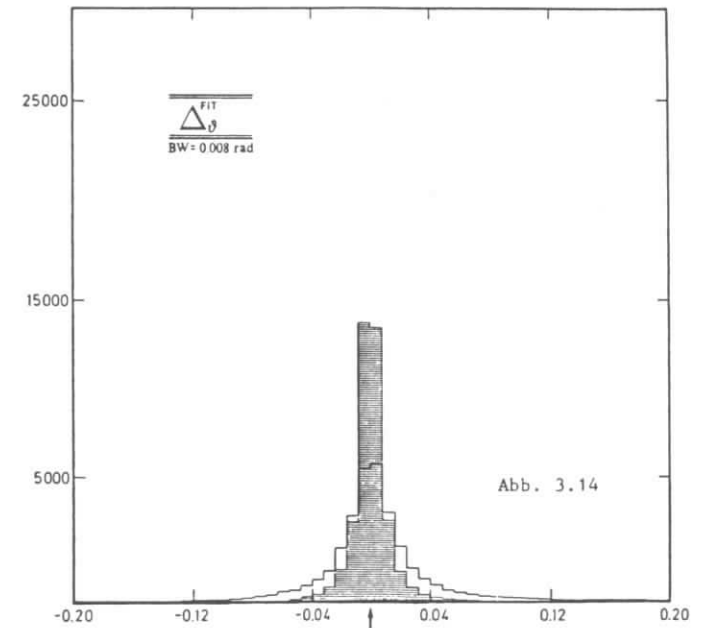
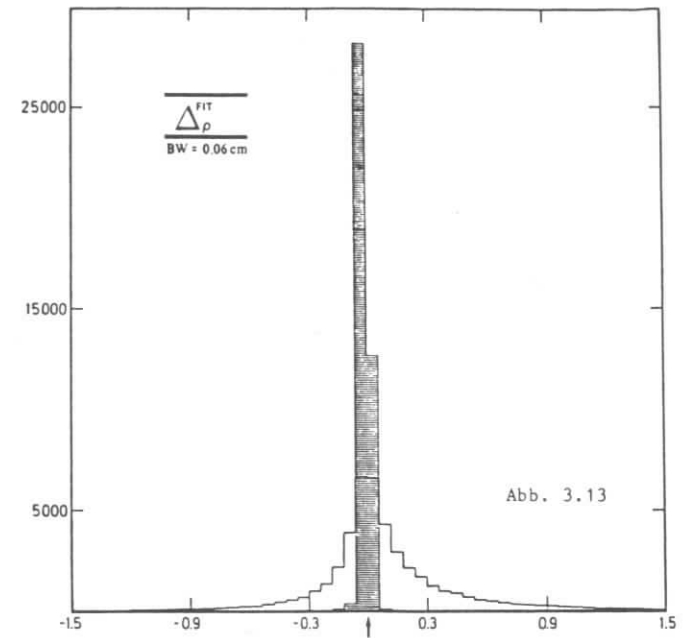
Konvergenz liegt vor, wenn $\sum_{\alpha=1}^4 |w_{\alpha} F_{\alpha}|$ und $\Delta\chi^2$ zweier aufeinanderfolgender Iterationen hinreichend klein sind. Die Zahl der Iterationen ist auf maximal 50 limitiert. Die Gewichtungsfaktoren w_{α} wurden so gewählt, daß $F_2 - F_4$ in Relation zu den durch Meßunsicherheiten möglichen mittleren Abweichungen ΔF_{α} streng erfüllt sind $|w_{\alpha} F_{\alpha}| \ll \Delta F_{\alpha}$, während für die invariante Masse Werte bis zu maximal 10 MeV erlaubt sind.

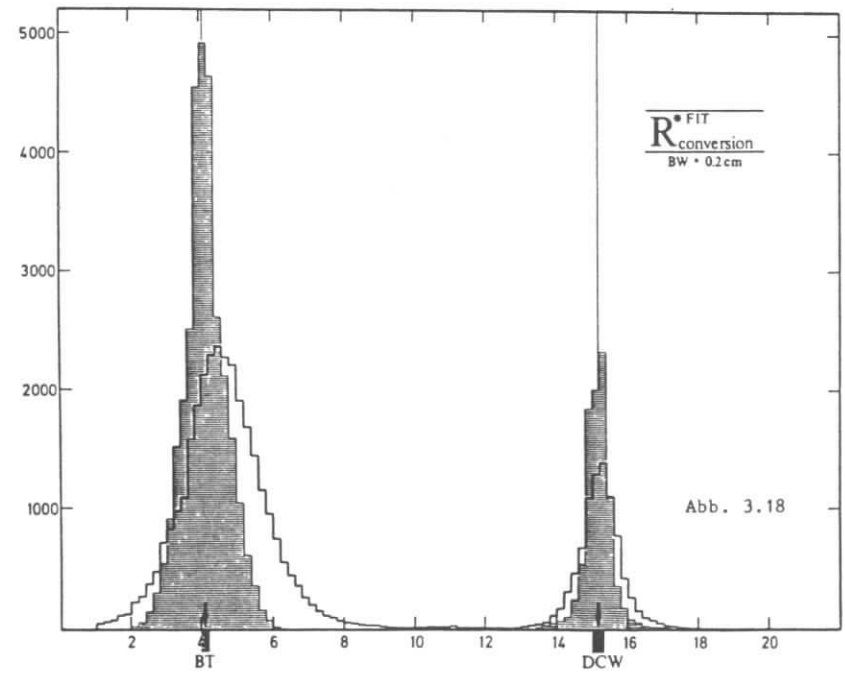
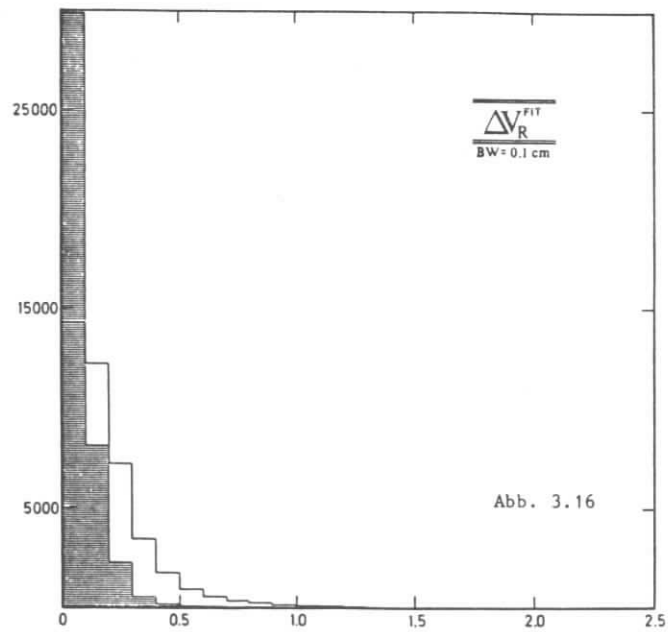
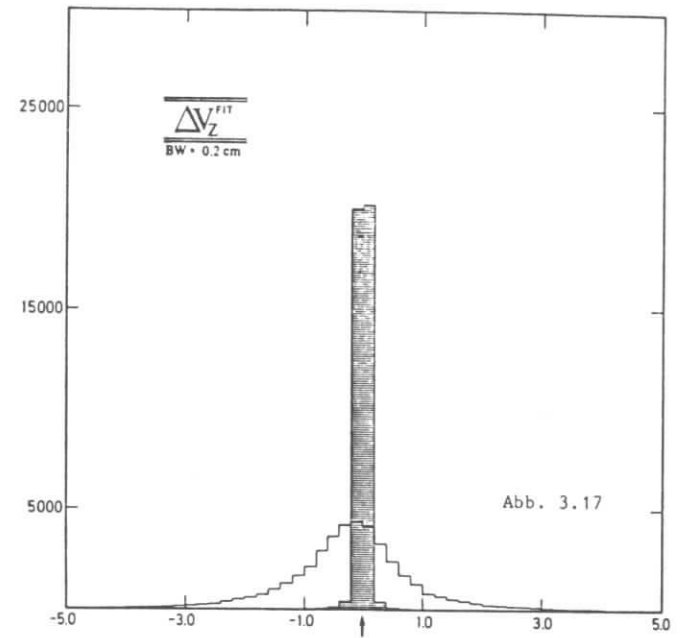
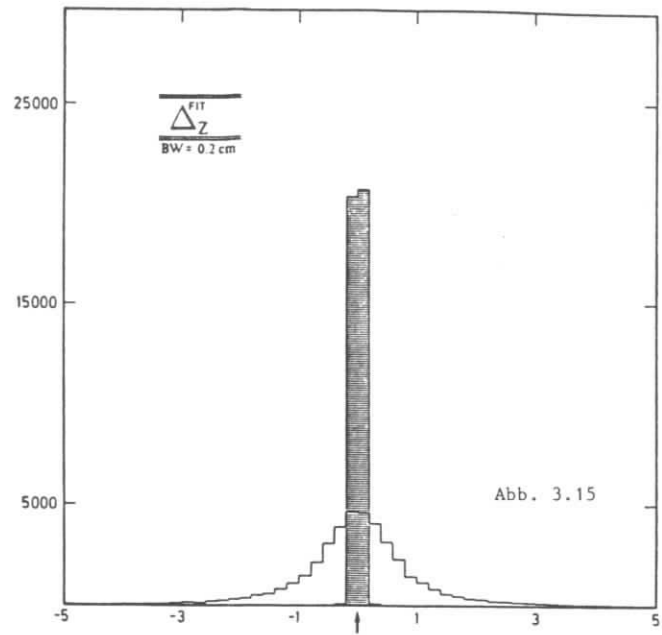
Die Verteilung der invarianten Masse des e^+e^- -Paares aller erfolgreich gefitteten Spurpaare zeigt die folgende Abbildung 3.11. Die Verteilung der Zahl der Iterationen zeigt die Abbildung 3.12.





Der Einfluß des Fits auf die Spurparameter wird am deutlichsten in der Änderung der Variablen, die in der Vorselektion verwendet wurden. Es sei daran erinnert, daß für die Berechnungen dieser Variablen die wahre Konverterposition nicht berücksichtigt wurde. Diesen Vergleich zeigen die folgenden Abbildungen (Abb. 3.13 - 3.18). Die teilweise endlichen Breiten dieser Verteilungen resultieren aus der erlaubten Variation der invarianten Masse des e^+e^- -Paares.





Bisher wurden nur Spurpaare gesucht, die der Hypothese einer Konversion entsprechen. Diese Hypothese basiert auf geometrischen Überlegungen. Das Verfahren wird daher nur bis zu einer Photonenergie von 3 GeV zuverlässig sein. Weiterhin kann eine Konversion unter bestimmten Umständen vorgetäuscht werden. Ein möglicher Prozeß ist die Erzeugung von δ -Elektronen durch hochenergetische Spuren in einem Konverter. Wichtiger ist jedoch die QED-Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$, wobei das Photon konvertiert (siehe die folgende Abbildung 3.19).

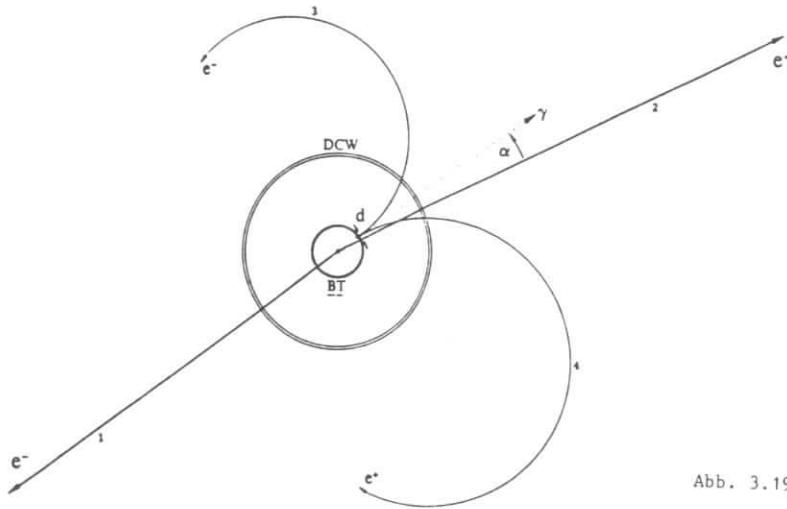


Abb. 3.19

Da der Öffnungswinkel α im Mittel sehr klein ist, kann der Abstand der hochenergetischen Spur vom wahren Konversionsort so klein sein, daß sowohl das richtige Paar (3,4) als auch das Paar (3,2) von dem Fit als Kandidat selektiert werden. Dies gilt besonders für Konversion im Strahlrohr. In der Tat zeigt sich im inklusiven Photonspektrum eine Anhäufung um 4.7 GeV, die zu 95% aus Strahlrohrkonversionen resultiert.

Man kann diesen Untergrund durch Beschränkung auf Photonenergien ≤ 3 GeV oder durch Einschränkung hinsichtlich der Verteilung der Energie des Paares oder andere Überlegungen reduzieren.

Da sich diese Analyse auf Multihadron-Ereignisse beschränkt, wird diese

Klasse von Ereignissen niedriger Multiplizität durch einen Multiplizitätschnitt vollständig eliminiert.

Die beim Vorliegen von δ -Elektronen typisch stark asymmetrische Energieverteilung des Paares wurde in dem verbleibenden Datensatz nicht beobachtet.

3.4 Ereignisauswahl

Um einen Datensatz multihadronischer Ereignisse mit konvertierten Photonen zu erhalten, ist eine weitere Selektion notwendig. Die Auswahl dient der Reduzierung von Untergrundereignissen, wie Wechselwirkungen des Strahls mit dem Gas bzw. mit dem Strahlrohr, radiativen QED-Ereignissen ($e^+e^- \rightarrow l^+l^-\gamma$, $l = e, \mu, \tau$) sowie Zwei-Photonen-Ereignissen.

Die Selektionskriterien sind im einzelnen:

- Es muß ein rekonstruierter Hauptvertex mit mindestens 4 geladenen Teilchenspuren vorliegen. Seine jeweilige Position sollte in axialer Richtung nicht mehr als ± 2.5 cm und in radialer Richtung nicht mehr als 1.5 cm vom WVP abweichen.
- Die in den Schauerzählern deponierte Energie E_{SH} sollte einen Minimalwert von 2.2 GeV nicht unterschreiten.
- Die Summe aus der in den Schauerzählern deponierten Energie E_{SH} und der Impulssumme $\sum_i \vec{p}_i = P_{ch}^{tot}$ aller geladener Teilchen darf 14 GeV nicht überschreiten.
- Die Sphärität eines Ereignisses sollte oberhalb 0.05 liegen.

Sphärität bezeichnet die geeignet normierte Summe aller transversalen Impulsquadrate bezüglich derjenigen Achse, für die diese Summe minimal ist, also $S = \frac{3}{2} \min \frac{\sum E_i^2}{\sum P_i^2}$ mit $S \in [0,1]$. Sehr niedrige Sphärität zeichnet insbesondere Ereignisse aus, deren Endzustand aus zwei antikollinearen Spuren und einem konvertierten Photon besteht.

Durch den Multiplizitätsschnitt wird bereits der größte Teil der radiativen QED-Ereignisse eliminiert. Die geforderte minimale Schauerenergie reduziert den Anteil von $\gamma\gamma$ -Ereignissen und Wechselwirkungen des Strahls mit den Gasmolekülen innerhalb des Vakuumsystems bzw. mit dem Strahlrohr. Mit der Forderung $E_{sh} + p_{ch}^{tot} < 14 \text{ GeV}$ werden speziell radiative Bhabha-Ereignisse herausgefiltert.

Für das durch den Fit identifizierte konvertierte Photon wird zusätzlich verlangt:

- $\chi_{Fit}^2 \leq 25$
- $|\cos\theta_\gamma| \leq 0.9$
- Die Wahrscheinlichkeit für die e^\pm -Hypothese entsprechend dem spezifischen Ionisationsverlust muß für beide Spuren größer als 5 % sein.

Die entsprechenden Verteilungen sind jeweils vor bzw. nach dem Multiplizitätsschnitt in den folgenden Abbildungen dargestellt. Weiterhin sind die Histogramme für die Koordinaten des Hauptvertex und verschiedene Multiplizitätsverteilungen angefügt. Es sind dies die Multiplizitätsverteilungen aller neutralen Teilchen ($E_{neu} \gtrsim 50 \text{ MeV}$), aller geladenen Teilchen sowie aller geladenen Teilchen, deren Spuren einen gemeinsamen Punkt mit dem Vertexvolumen ($|z| \leq 6 \text{ cm}$, $R \leq 1.5 \text{ cm}$) besitzen und der geladenen Teilchen, die dem Hauptvertex zugeordnet sind. Während in allen Histogrammen jedes konvertierte Photon als einzelnes Ereignis gezählt wird, sind in diesen Abbildungen die Einträge für die Vorselektion pro Ereignis zu verstehen. Dies ermöglicht einen besseren Vergleich der Verteilungen. Zudem werden in den Verteilungen der geladenen Teilchen bezogen auf den Vertex bzw. die Vertexregion nach erfolgreichem Fit die beiden Teilchen des Spurpaares nicht mehr mitgezählt.

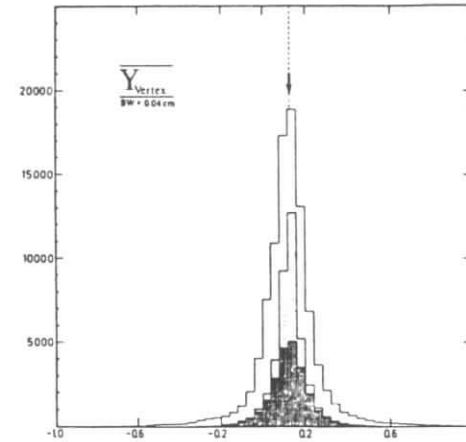


Abb. 3.20

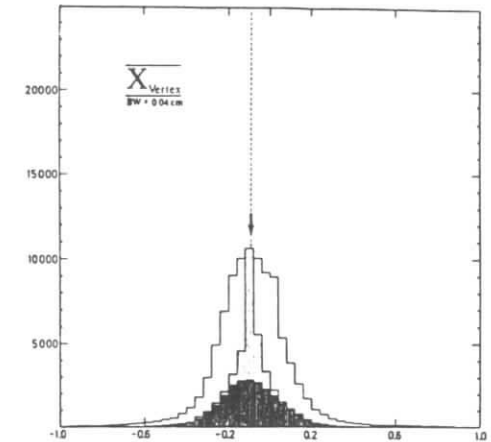


Abb. 3.21

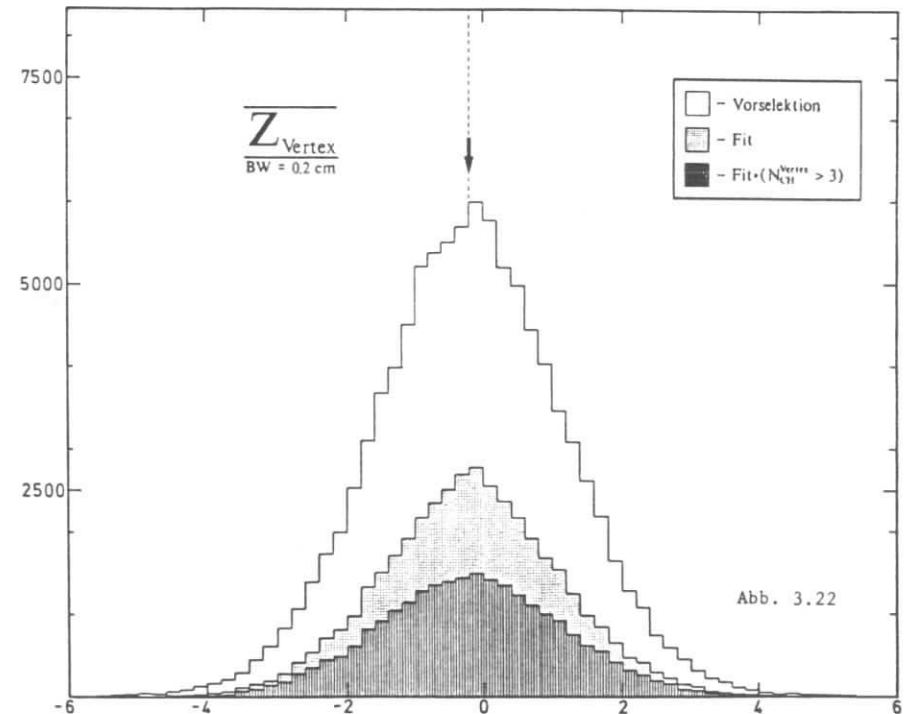


Abb. 3.22

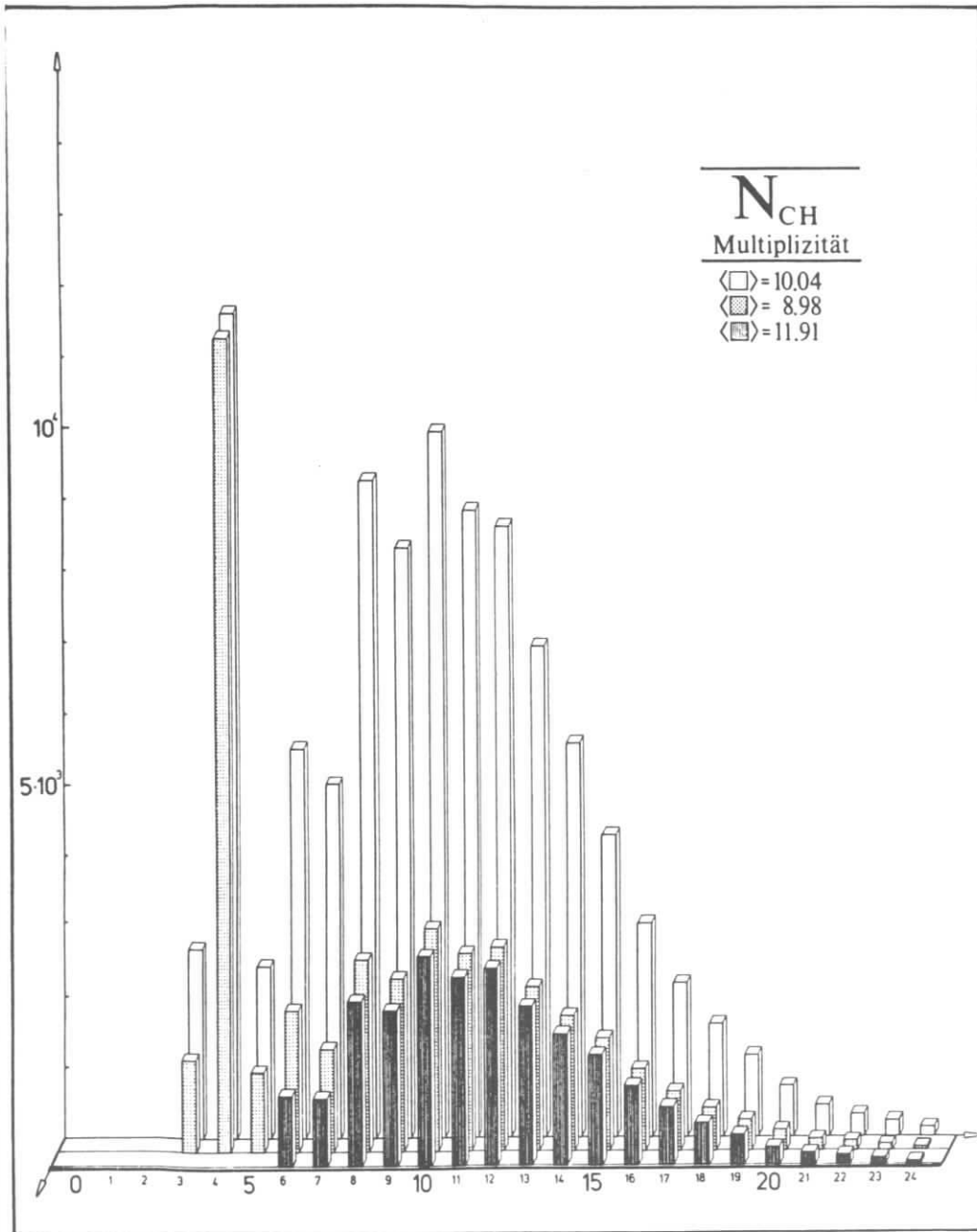


Abb. 3.23

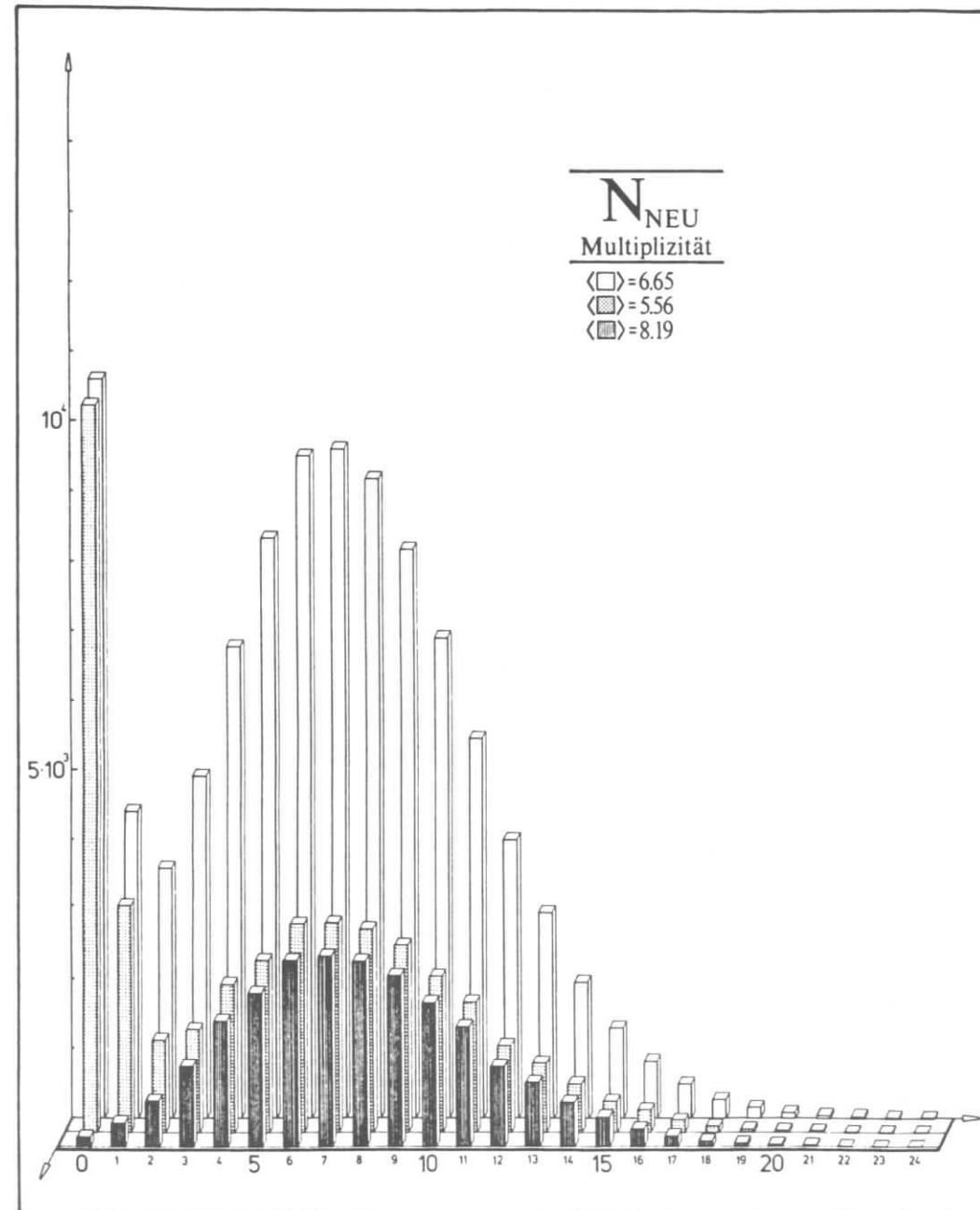


Abb. 3.24

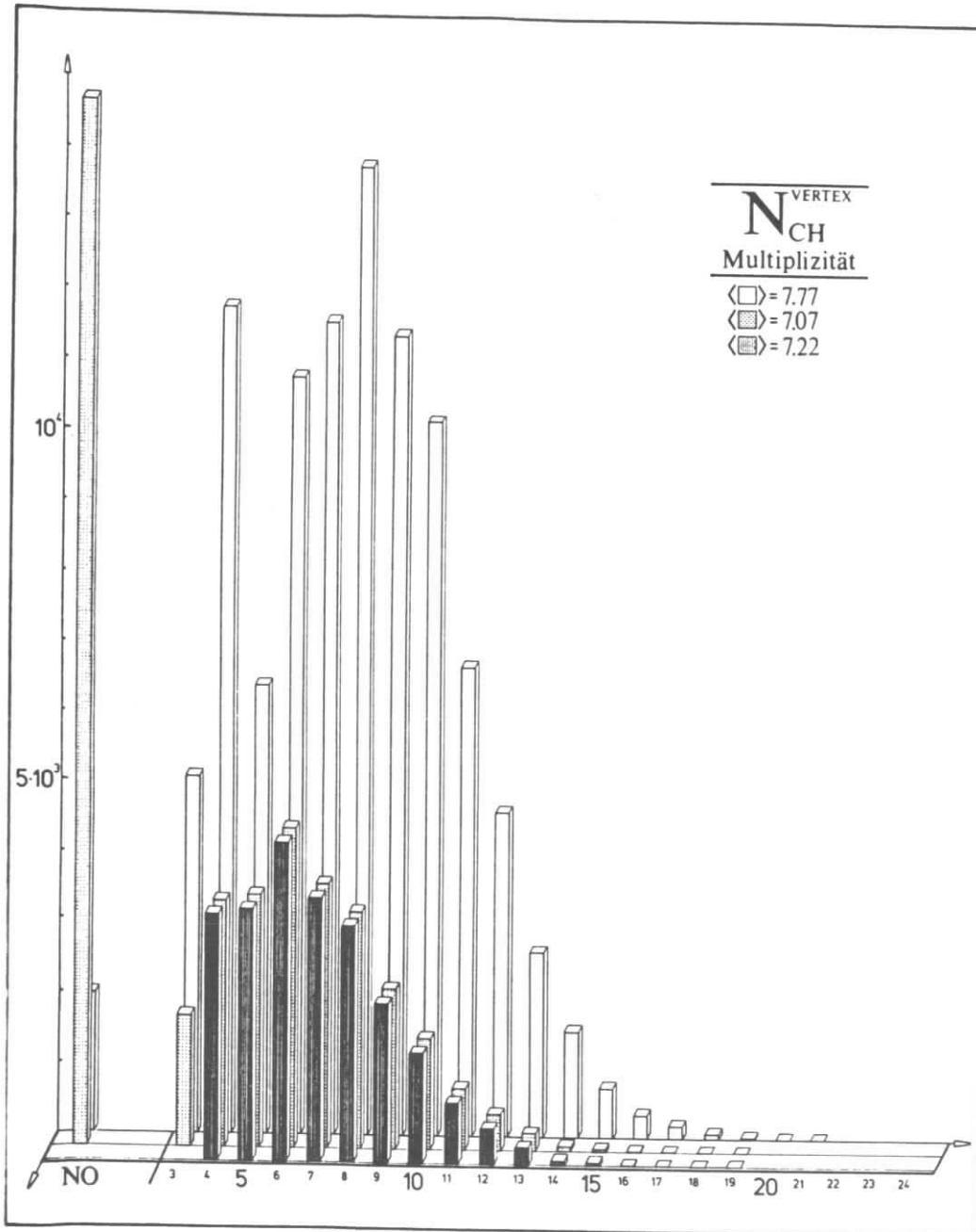


Abb. 3.25

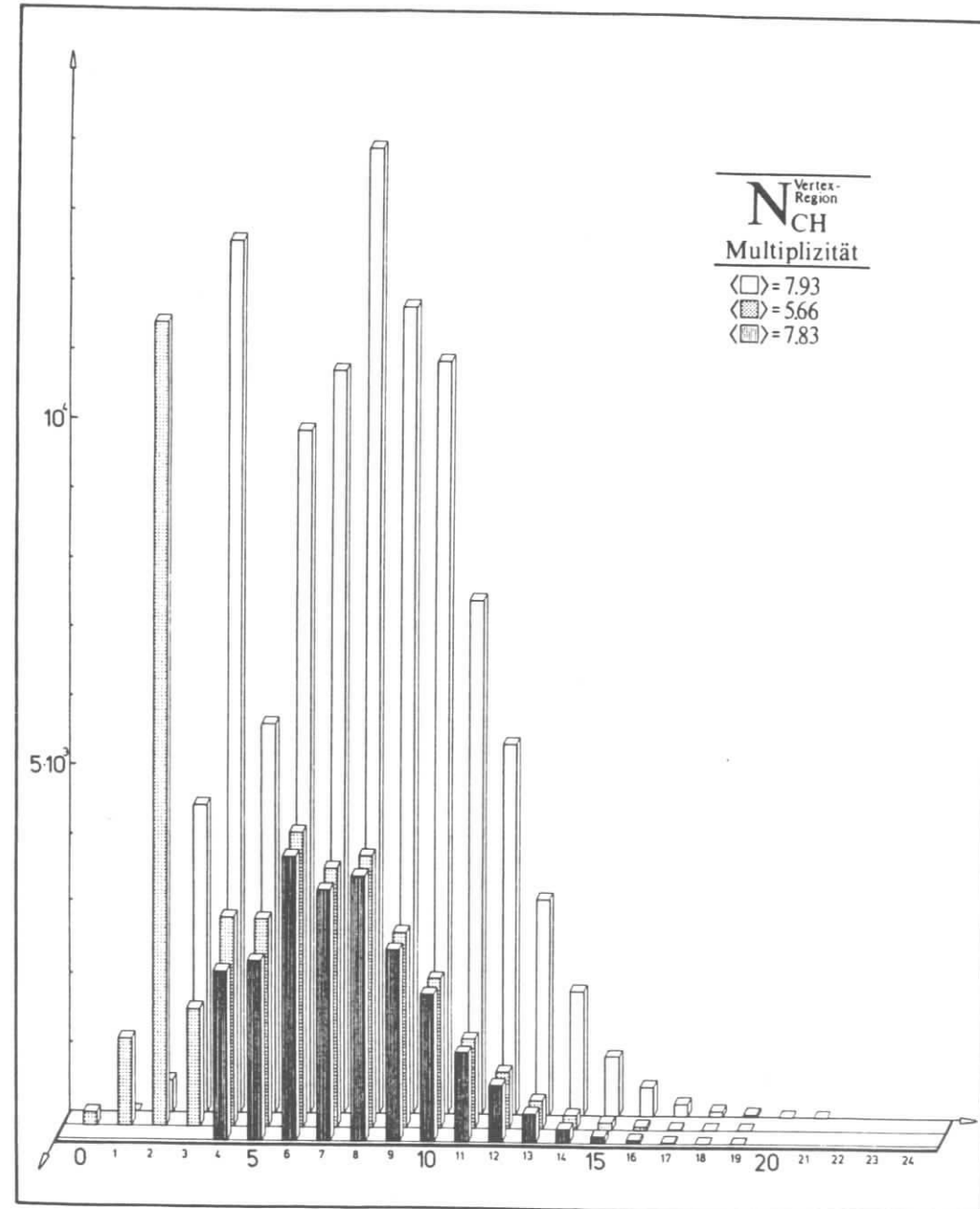


Abb. 3.26

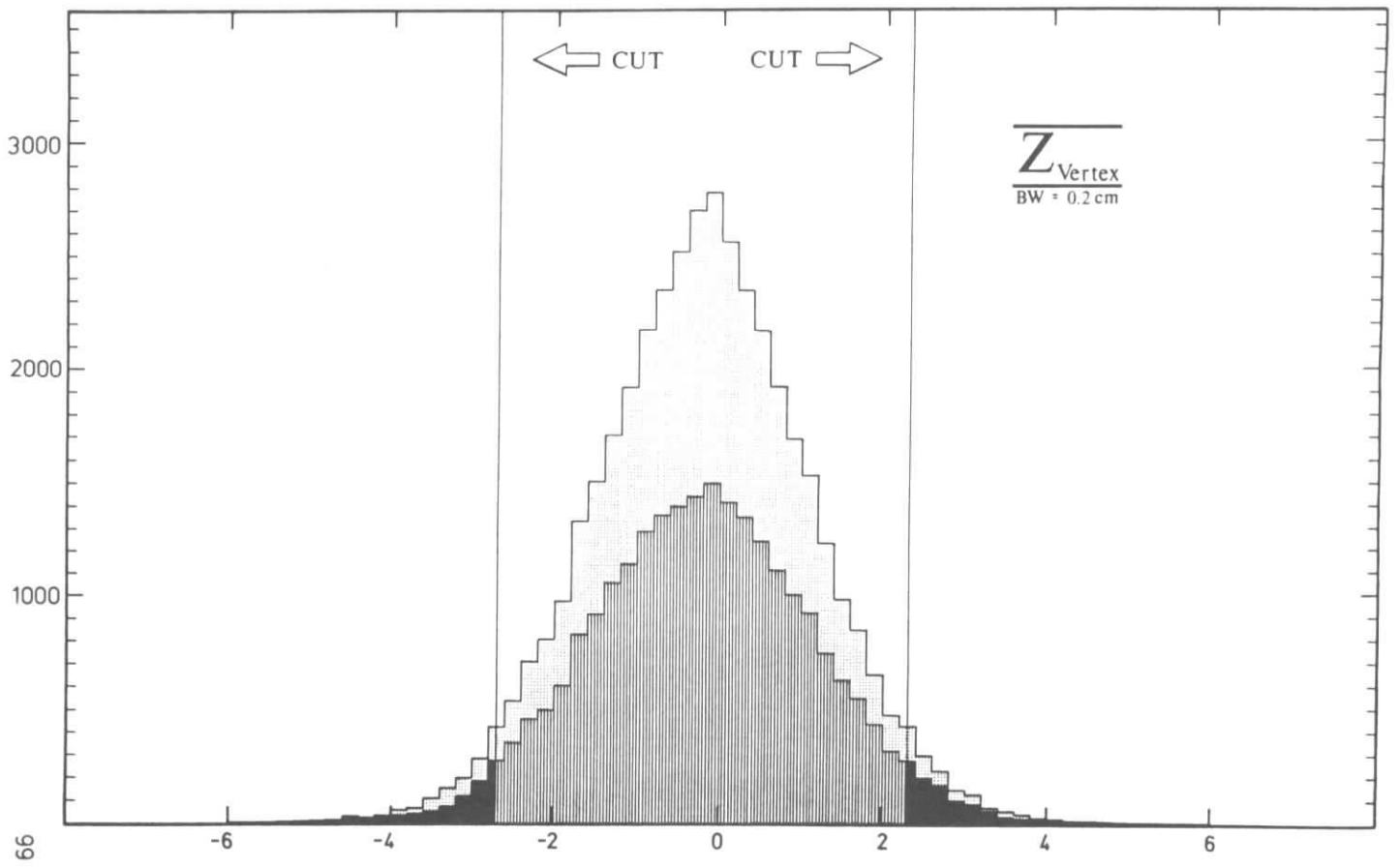


Abb. 3.28

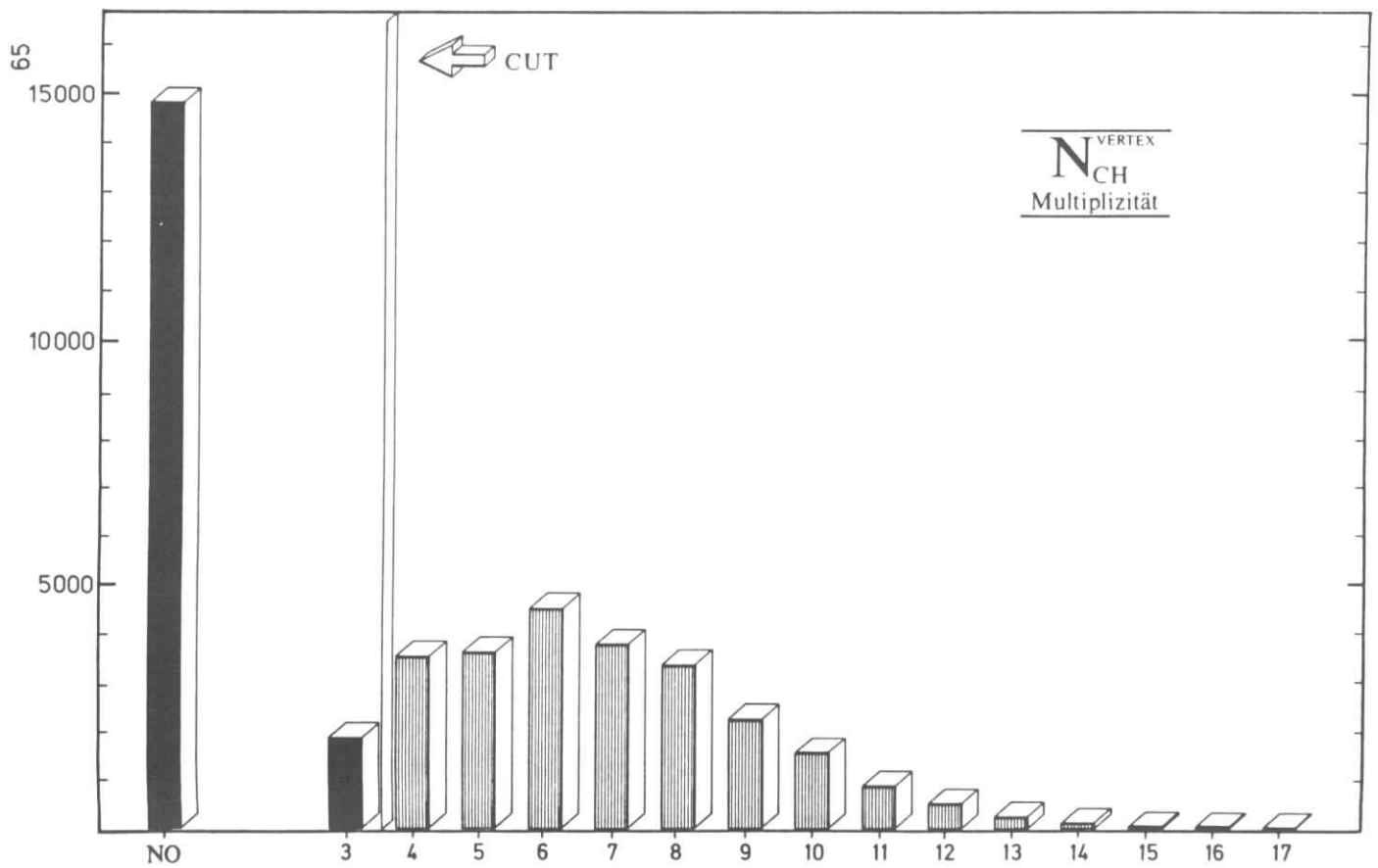


Abb. 3.27

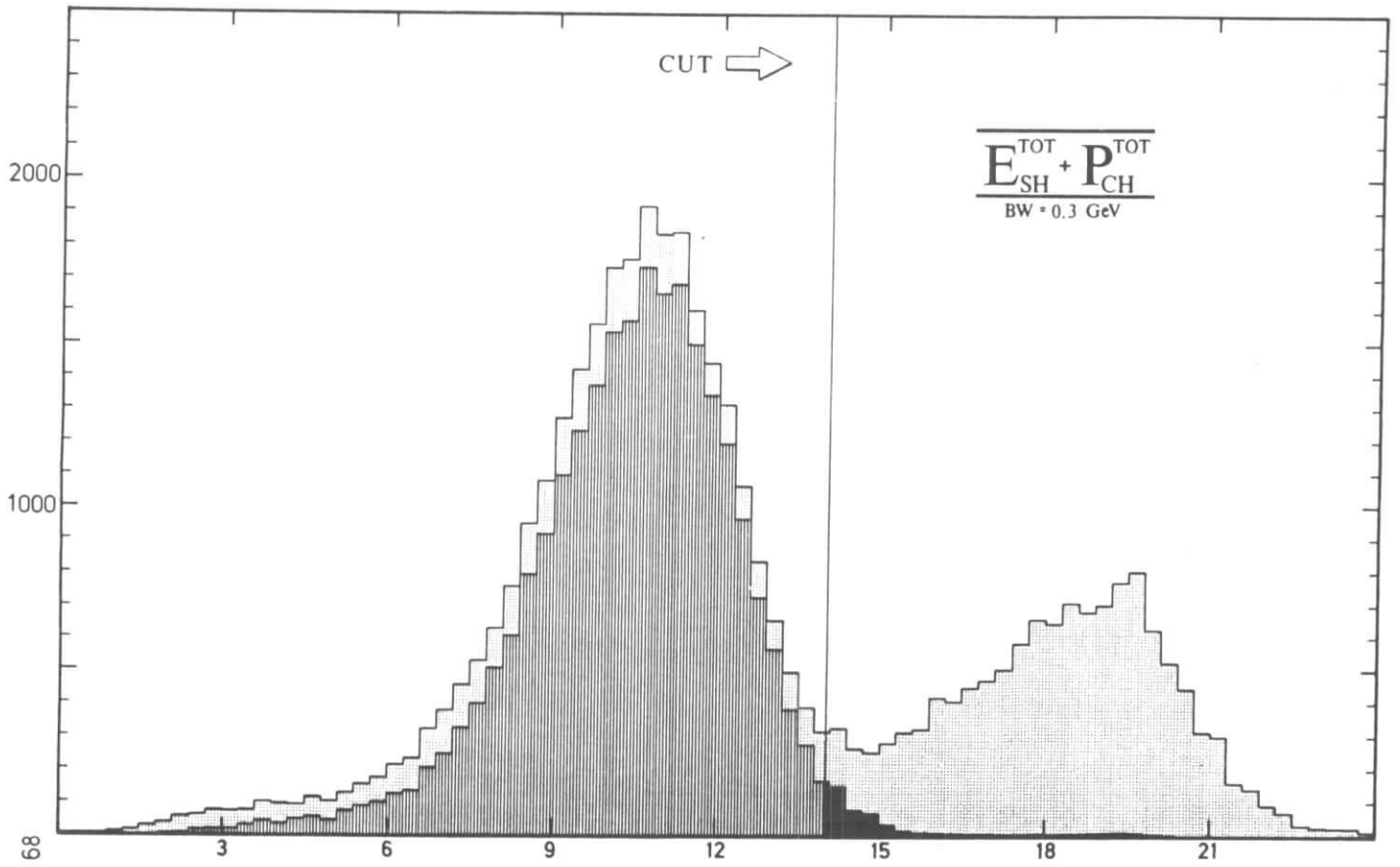


Abb. 3.30

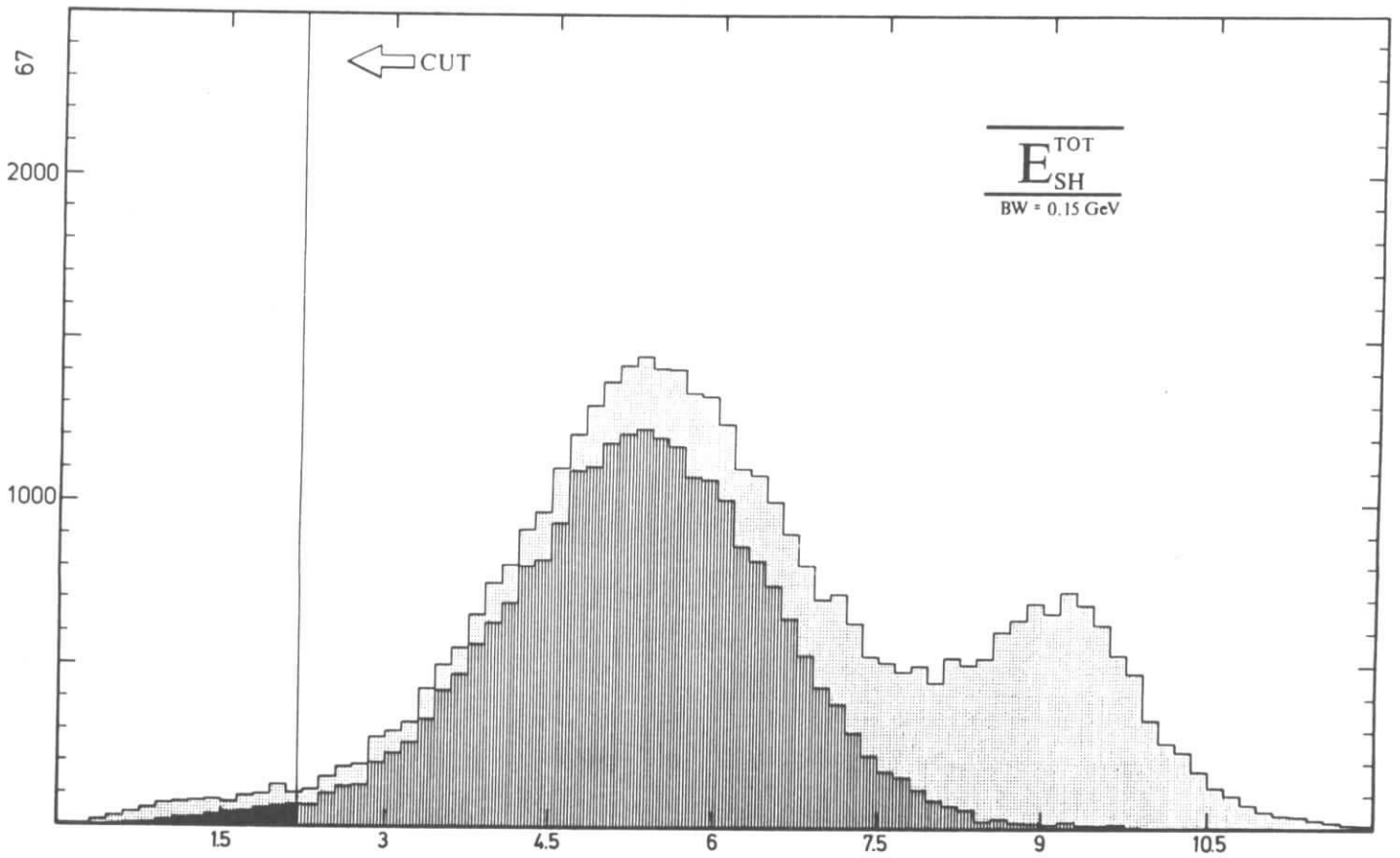


Abb. 3.29

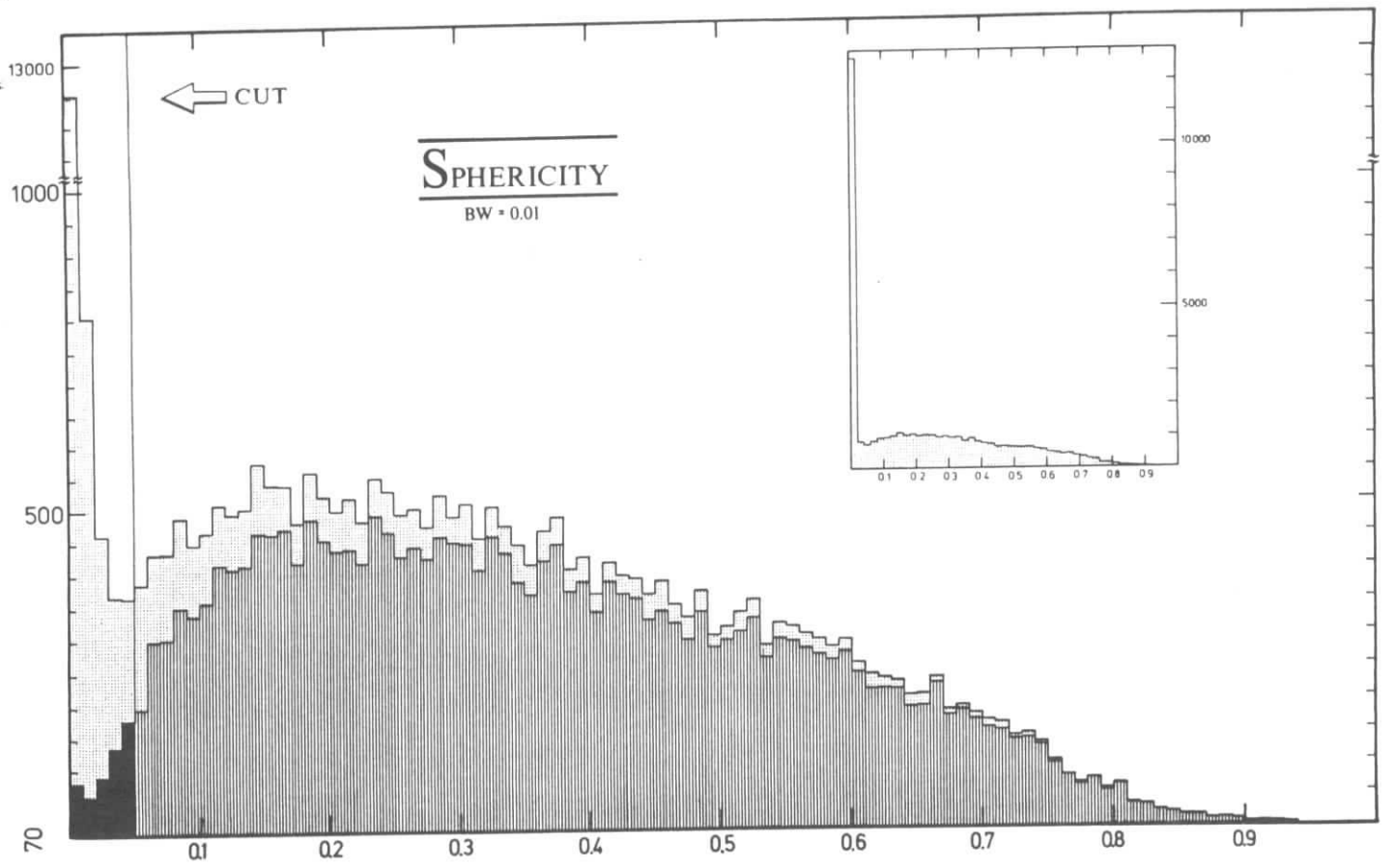


Abb. 3.32

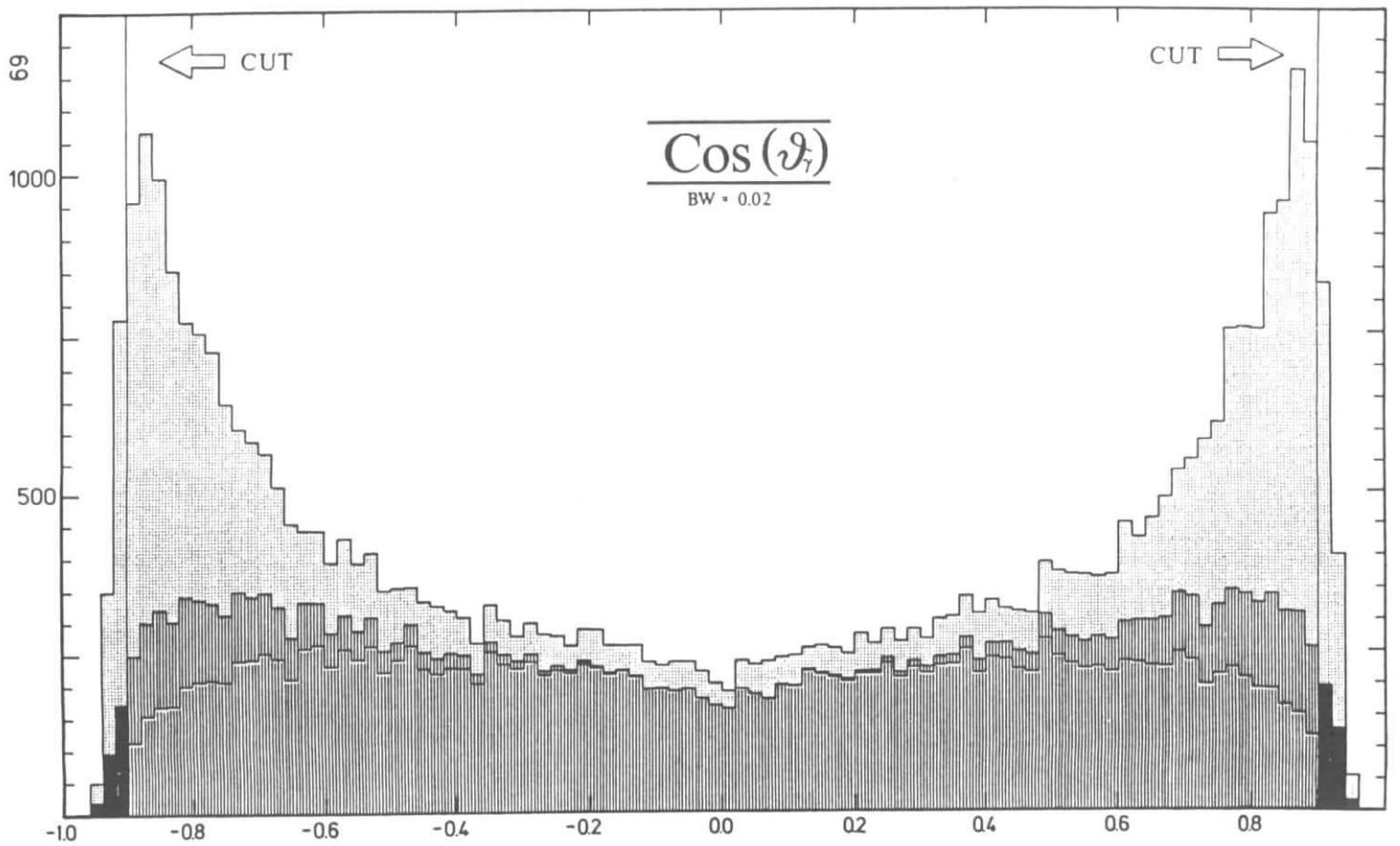


Abb. 3.31

In der χ^2_{Fit} -Verteilung ist punktiert eine χ^2 -Verteilung für 5 Freiheitsgrade eingezeichnet. Im Falle linearer Zwangsbedingungen und gaussverteilter Fehler sollte die χ^2_{Fit} -Verteilung mit dieser Kurve übereinstimmen. Da beide Annahmen nicht zutreffen, ist die offensichtliche Abweichung verständlich.

In der Tabelle 3.1 sind die Selektionskriterien nochmals zusammengefaßt aufgeführt. In der folgenden Tabelle 3.2 sind nach Klassen getrennt, die den Konversionsorten entsprechen, die Zahlen der Ereignisse angegeben, welche die einzelnen Auswahlkriterien erfüllen. Würde man gleich zu Beginn von einem Datensatz ausgehen, der durch die Standard-Multihadron-Selektion ausgewählt wäre, so wäre die Reduktion durch diese Analyse etwa 17%.

0.	Vorselektion
A.	geometrisch - kinematischer Fit
B.	Multiplizitätsschnitt $N_{\text{ch}}^{\text{Vertex}} \geq 4$
C. 1.	$z_v \leq \bar{z}_v \pm 2.5 \text{ cm} $
2.	$E_{\text{SH}} \geq 2.2 \text{ GeV}$
3.	$E_{\text{SH}} + p_{\text{ch}}^{\text{TOT}} \leq 14 \text{ GeV}$
4.	$S \geq 0.05$
5.	$ \cos\theta_\gamma \leq 0.90$
6.	$P_{e^\pm} \geq 5\%$
7.	$\chi^2_{\text{Fit}} \leq 25$
Tabelle 3.1	

Schritt	Klassen			Summe
	I-BT	II-DCW	III-DC	
0. Vorselektion	14265	40529	77622	132416
A. Fit	1617	8972	30532	41121
B. $N_{\text{ch}}^{\text{Vertex}}$ - Cut	1379	6604	16356	24339
C. Cuts C1-C7	978	5225	12117	18320
Tabelle 3.2				

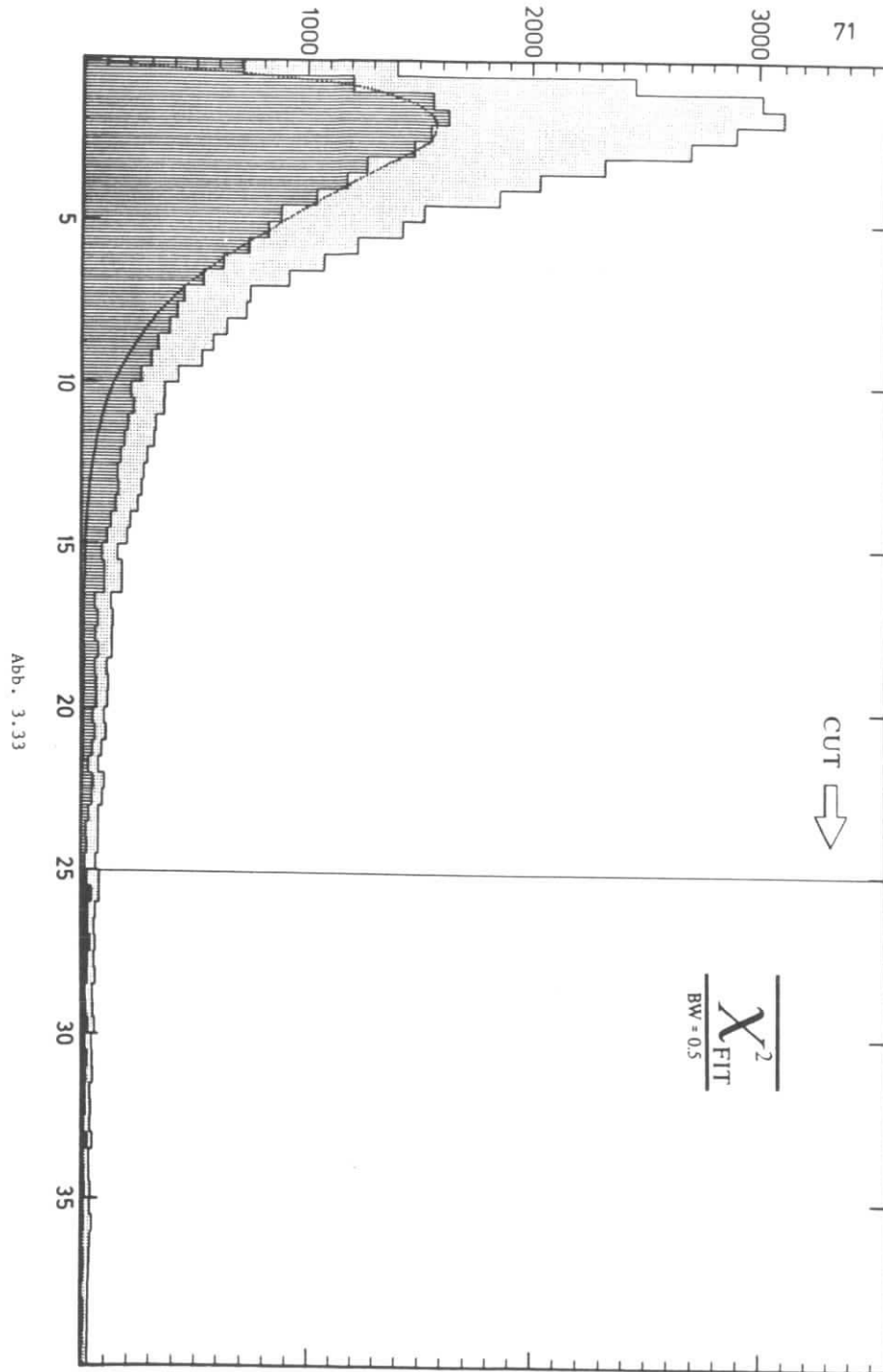


Abb. 3.33

IV. Kapitel

Inklusive Photonenspektren

In diesem Kapitel wird das aus der Datenanalyse resultierende inklusive Spektrum konvertierter Photonen auf das Vorhandensein möglicher Linien untersucht. Nach Darstellung der Spektren entsprechend den einzelnen Analyseschritten und Anpassung des phänomenologisch motivierten Untergrundmodells, werden aus den in zwei unterschiedlichen Energiebereichen beobachteten Linien durch Anpassung Position und Amplitude bestimmt. Abschließend wird die Kalibration der Photonenenergie durch Analyse rekonstruierter π^0 's überprüft.

4.1 Inklusive Spektren

Für die Darstellung des gesamten Spektrums von 60 - 6000 MeV wurde eine logarithmische Skalierung der Photonenenergie E_γ gewählt. Hierbei gilt für die Bingröße ΔE_γ : $\frac{\Delta E_\gamma}{E_\gamma} = \text{const.} = 1.25\%$. Die Darstellungsweise ist nicht ganz zufriedenstellend, da in diesem Experiment für konvertierte Photonen sowohl σ_{res} als auch $\sigma_{\text{res}}/E_\gamma$ mit der Energie E_γ variieren (siehe Anhang D3) und nur für lokale Bereiche des Spektrums nahezu konstant sind.

Die folgenden Spektren sind den Selektionsschritten zuzuordnen, welche in Abschnitt 3.4 (Tabellen 3.1, 3.2) diskutiert wurden. Abbildung 4.1 (A) zeigt das Spektrum aller erfolgreich gefitteten Spurpaare, die als Kandidat für ein konvertiertes Photon angesehen werden. Gleichzeitig ist die Energieverteilung aller Kandidaten abgebildet (untere Kurve), die in Ereignissen mit $N_{\text{CH}}^{\text{Vertex}} < 4$ gefunden wurden. Deutlich ist die Anhäufung um 4.7 GeV, welche durch Fehlidentifizierung von Spurpaaren in radiativen Bhabha-Ereignissen hervorgerufen wird (siehe Seite 57).

Abbildung 4.2 (B) zeigt die Energieverteilung aller konvertierter Photonen aus Ereignissen nach dem Multiplizitätsschnitt. Die untere Kurve enthält entsprechend diejenigen Photonen aus Ereignissen, welche den weiteren Auswahlkriterien nicht entsprechen.

Das endgültige inklusive Photonenspektrum ist in Abbildung 4.3 (C) als Histogramm sowie in 4.4 mit Angabe der Fehlerbalken dargestellt.

Für die folgenden Spektren kennzeichnet die Abzisse jeweils die Zahl der Photonen N_γ pro Energieintervall $\Delta E = \text{BW}$.

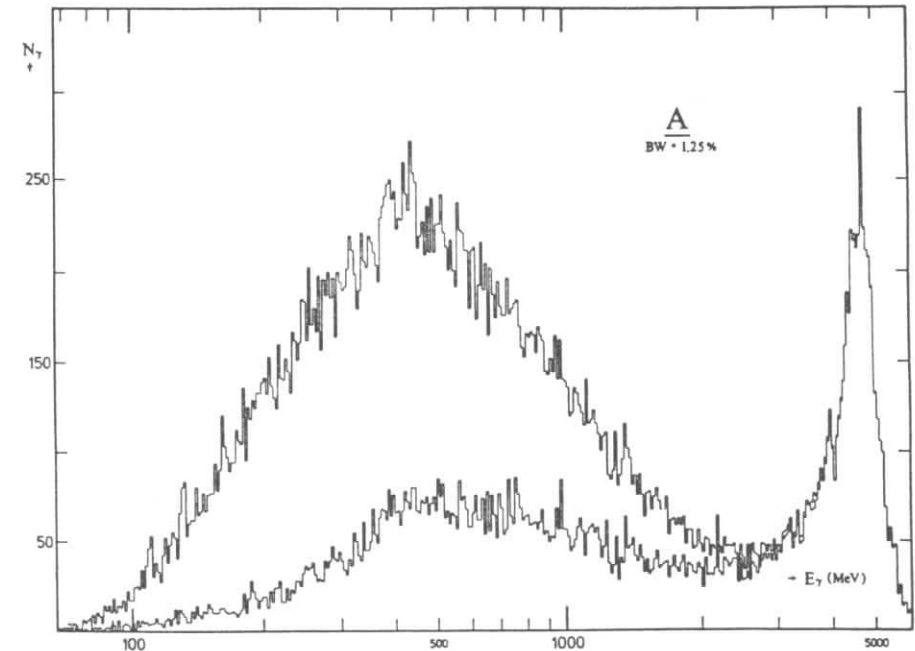


Abb. 4.1

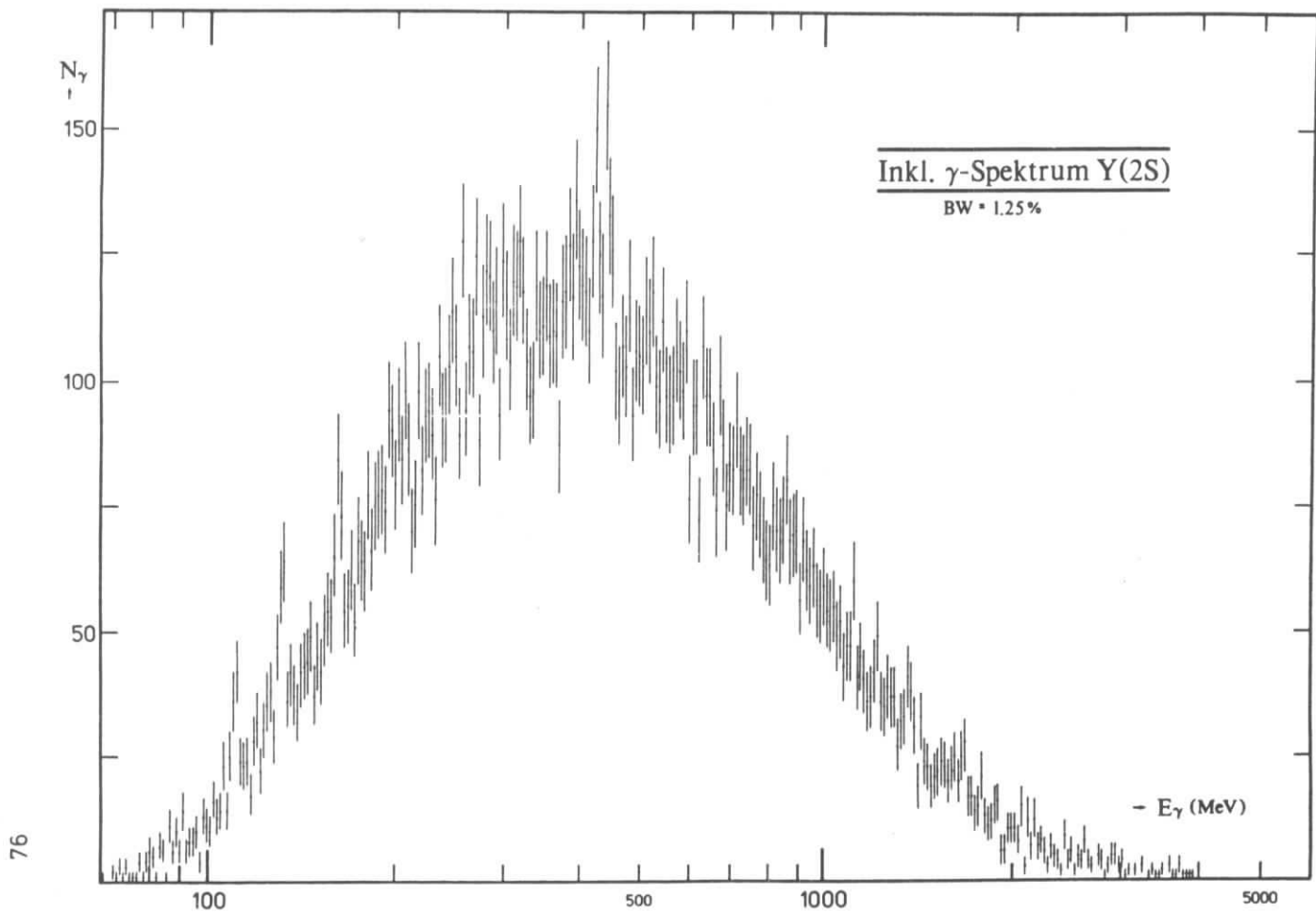


Abb. 4.4

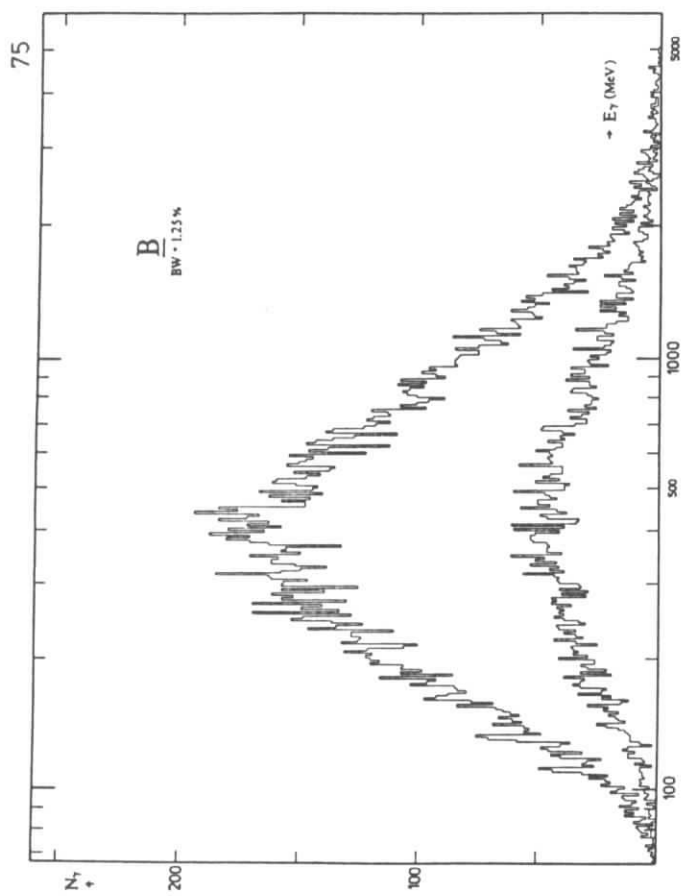


Abb. 4.2

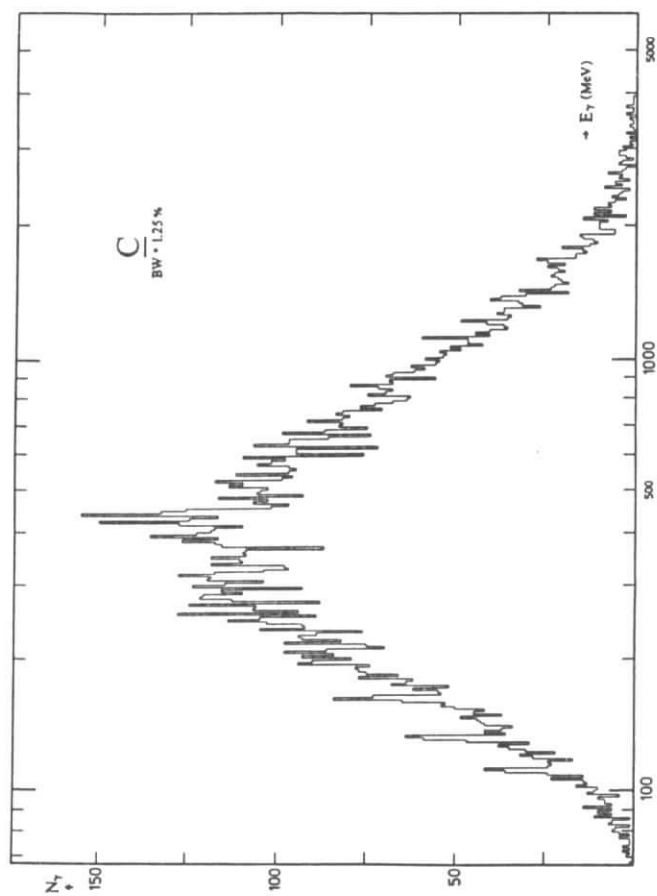


Abb. 4.3

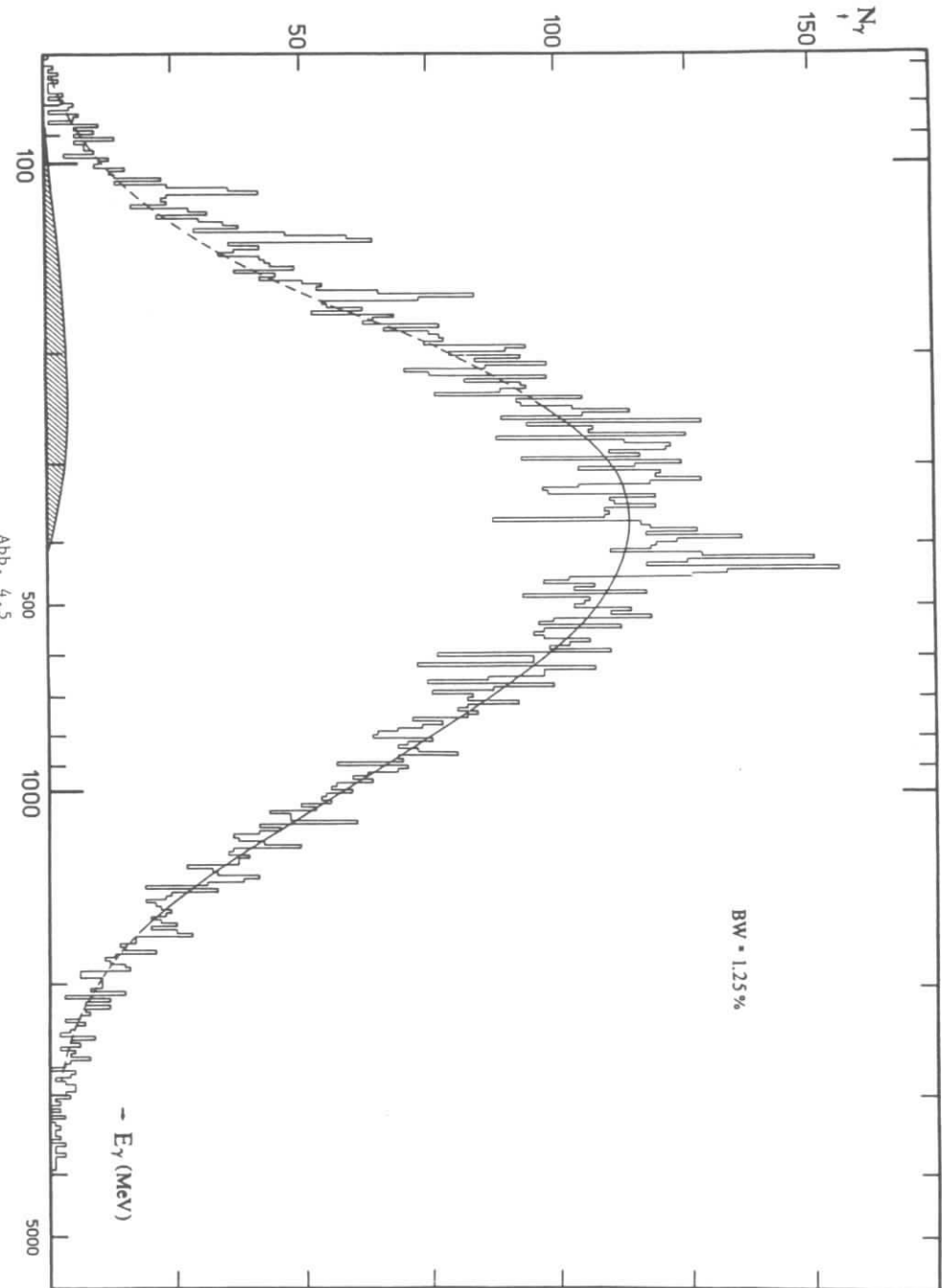
4.2 Untergrundanpassung

Ausgehend von der Zahl der produzierten Y' , der Nachweiswahrscheinlichkeit η_{Had} für Multihadronereignisse und des in Anhang E diskutierten Untergrundmodells, kann eine absolute Vorhersage für die Form und Höhe des inklusiven Spektrums abgeleitet werden. Die resultierende Funktion wurde im Bereich von 200 - 1400 MeV an das gemessene Spektrum angepaßt, wobei nur die Skalierung variiert wurde. Die beste Anpassung liefert einen Faktor, der 2 % geringer als die absolute Vorhersage ist, wobei sich ein χ^2 pro Freiheitsgrad (129 Freiheitsgrade) von $\chi^2/\text{p.D.F.} = 1.06$ ergab.

In Abbildung 4.5 ist diese Funktion dargestellt. Der schraffierte Teil zeigt den Beitrag von Photonen aus der Reaktion $Y' + \pi^0 \pi^0 Y$. Die gute Übereinstimmung von theoretischem Untergrundmodell und gemessenem Spektrum liefert einen deutlichen Beleg für die Konsistenz der Analyse und Richtigkeit der durch Simulationsstudien bestimmten Akzeptanzkurve für konvertierte Photonen.

In Abbildung 4.6 ist das inklusive Spektrum abzüglich Untergrund als Histogramm mit Fehlerbalken dargestellt. Deutliche Strukturen sind in den Bereichen 100 - 180 MeV bzw. 350 - 500 MeV erkennbar.

Abb. 4.5



4.3 Die Übergänge $Y' \rightarrow \gamma X_b$

Das inklusive Spektrum für konvertierte Photonen mit $E_\gamma < 200$ MeV zeigt Abbildung 4.7 mit $BW = 1.0$ MeV. Deutlich sind drei Linien sichtbar, welche den Übergängen $Y' + \gamma X_b$ ($1^3 P_{0,1,2}$) zugeordnet werden.

Für die Parametrisierung der Linienformen wurden Funktionen entsprechend Anhang D 2.1 mit $\sigma_{res} = 1.1$ MeV gewählt. Für den Untergrund wurde eine Legendre-Polynom-Entwicklung bis zur 5. Ordnung verwendet, da in diesem Energiebereich das Untergrundmodell nur bedingt zuverlässig ist. Durch simultane Anpassung wurden die Position und Amplitude der drei Linien und die 6 Parameter der Untergrundfunktion bestimmt. Hierbei wurde die unabhängige Variable E_γ transformiert, so daß die Orthogonalität der Legendre-Polynome voll genutzt wird. Die Anpassung ergibt ein $\chi^2/p.D.F = 0.97$ für 111 Freiheitsgrade. Die Möglichkeit, daß diese Linien aus der Reaktion $X_b + \gamma Y$ stammen, kann ausgeschlossen werden, da für diesen Fall eine signifikante Dopplerverbreiterung der Linien sichtbar sein müßte (siehe Anhang D 2.3).

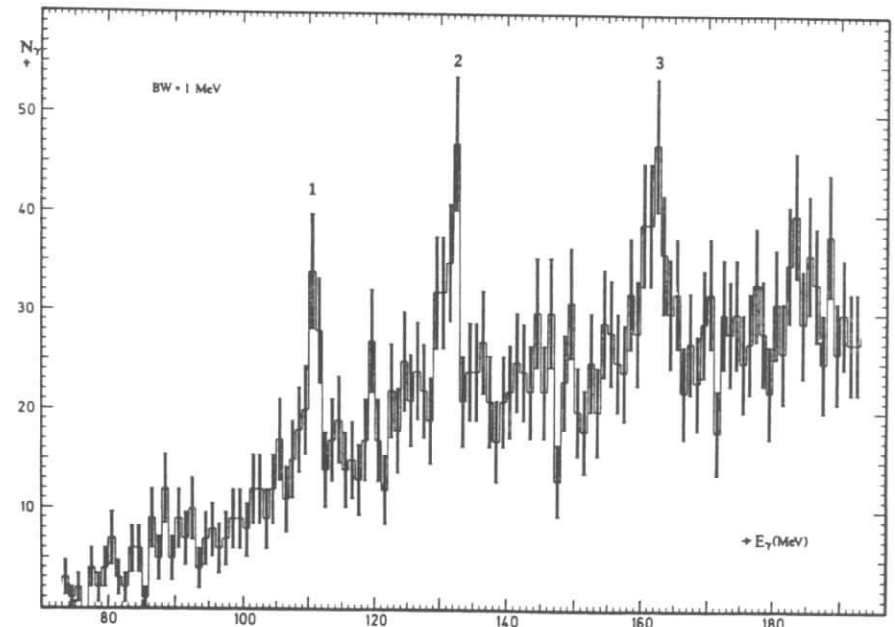


Abb. 4.7

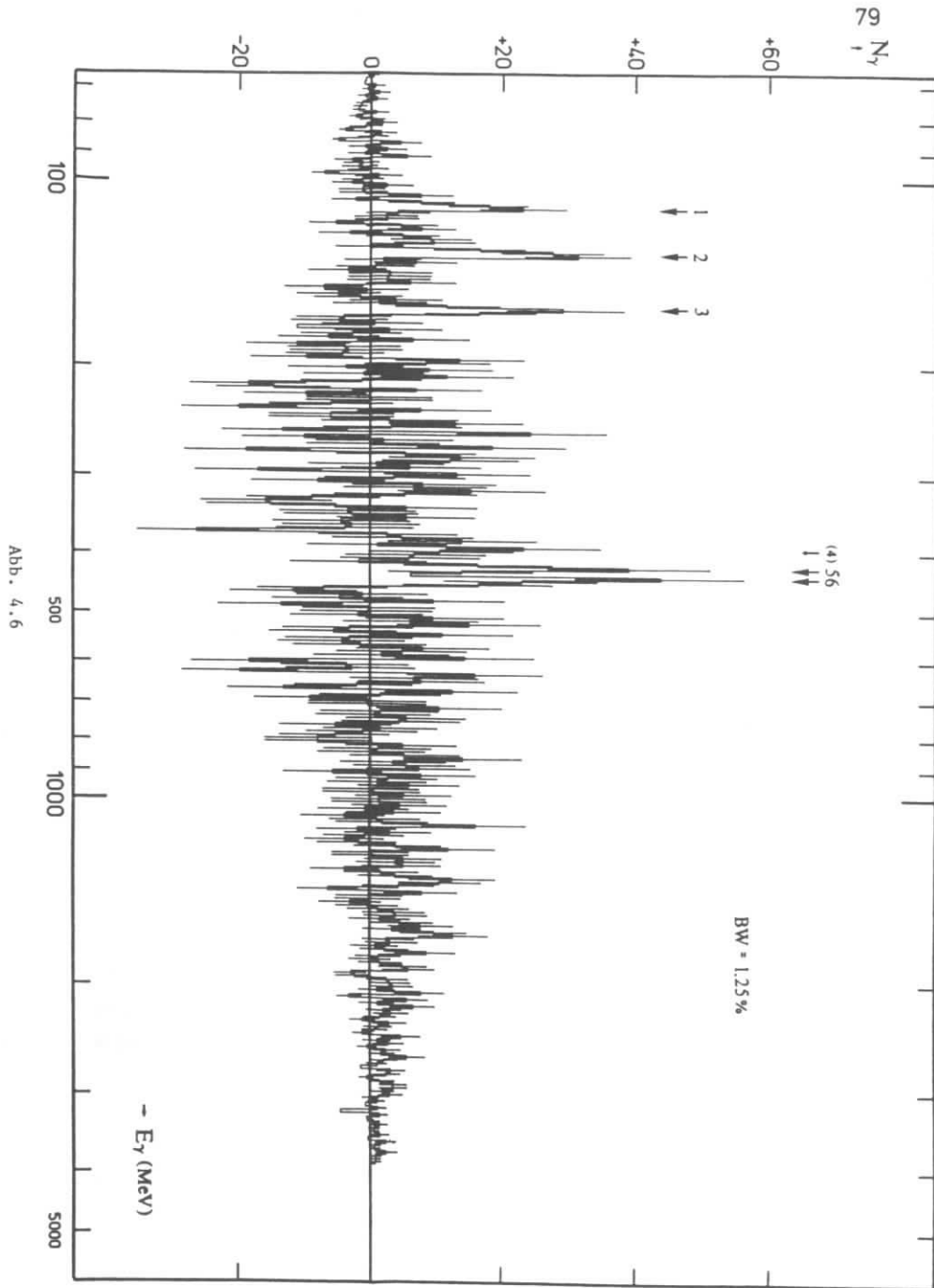


Abb. 4.6

Obere Grenzen für die Zustandsbreite Γ der X_b -Zustände können durch Verwendung von Linienformen berechnet werden, welche sich durch Faltung der Detektorauflösungsfunktion mit einer Breit-Wigner-Resonanzkurve ergeben.

Die Variation des χ^2 der Anpassung als Funktion der Zustandsbreite bzw. der Auflösung σ_{res} zeigen die Abbildungen 4.8 a-c. Zusätzlich ist die Abhängigkeit der entsprechenden Ereigniszahlen der drei Linien von diesen Größen dargestellt.

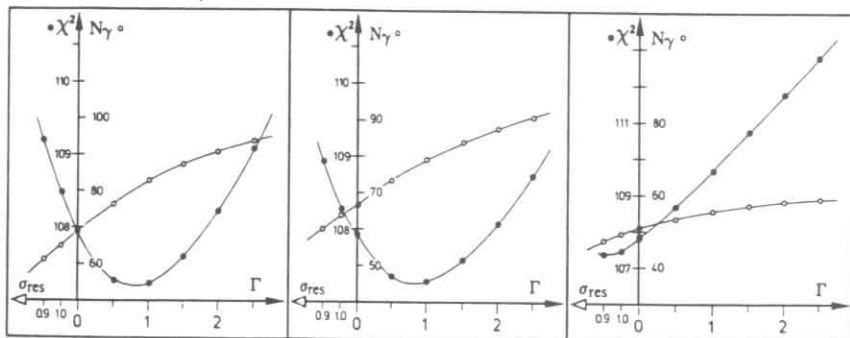


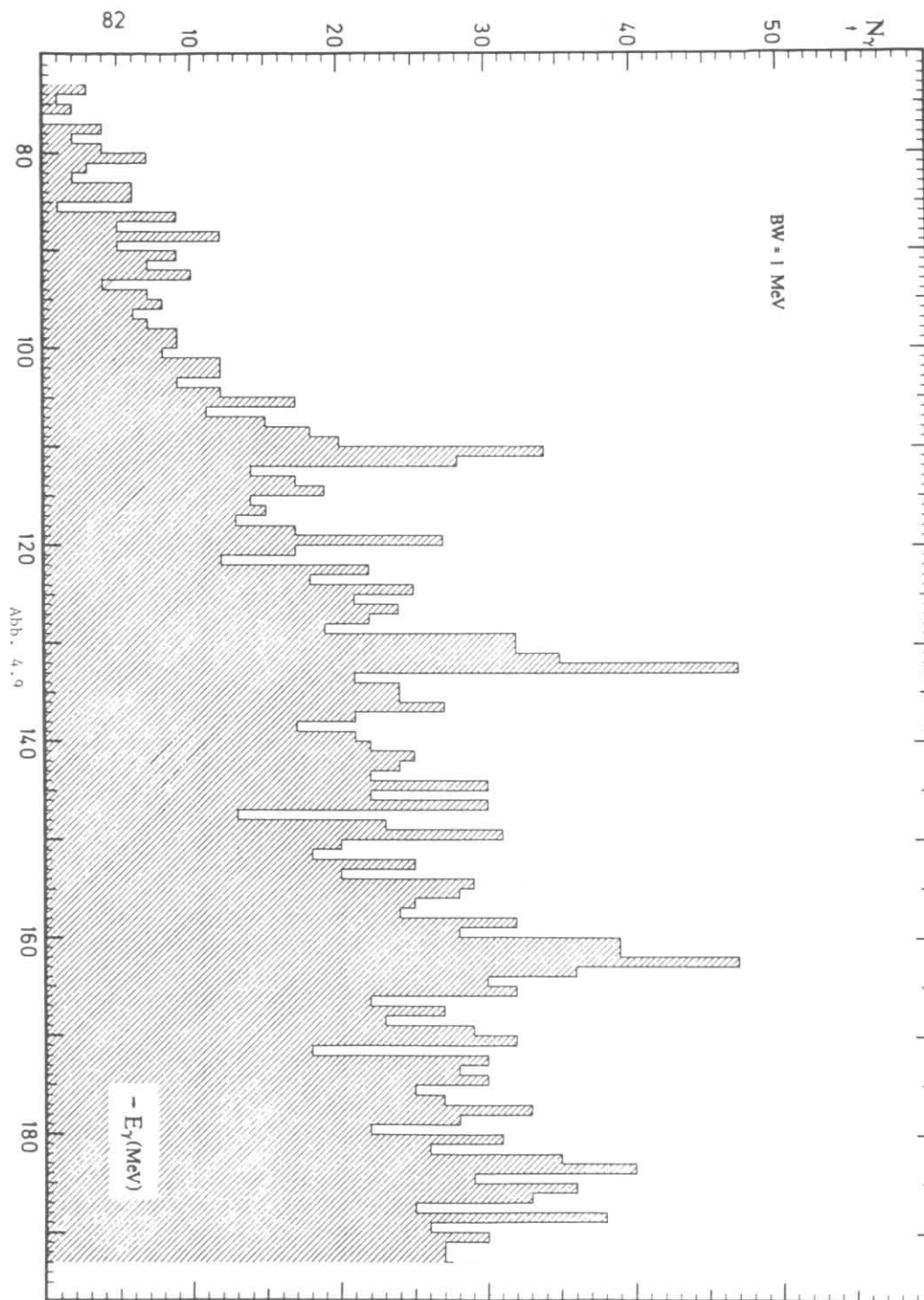
Abb. 4.8 a-c

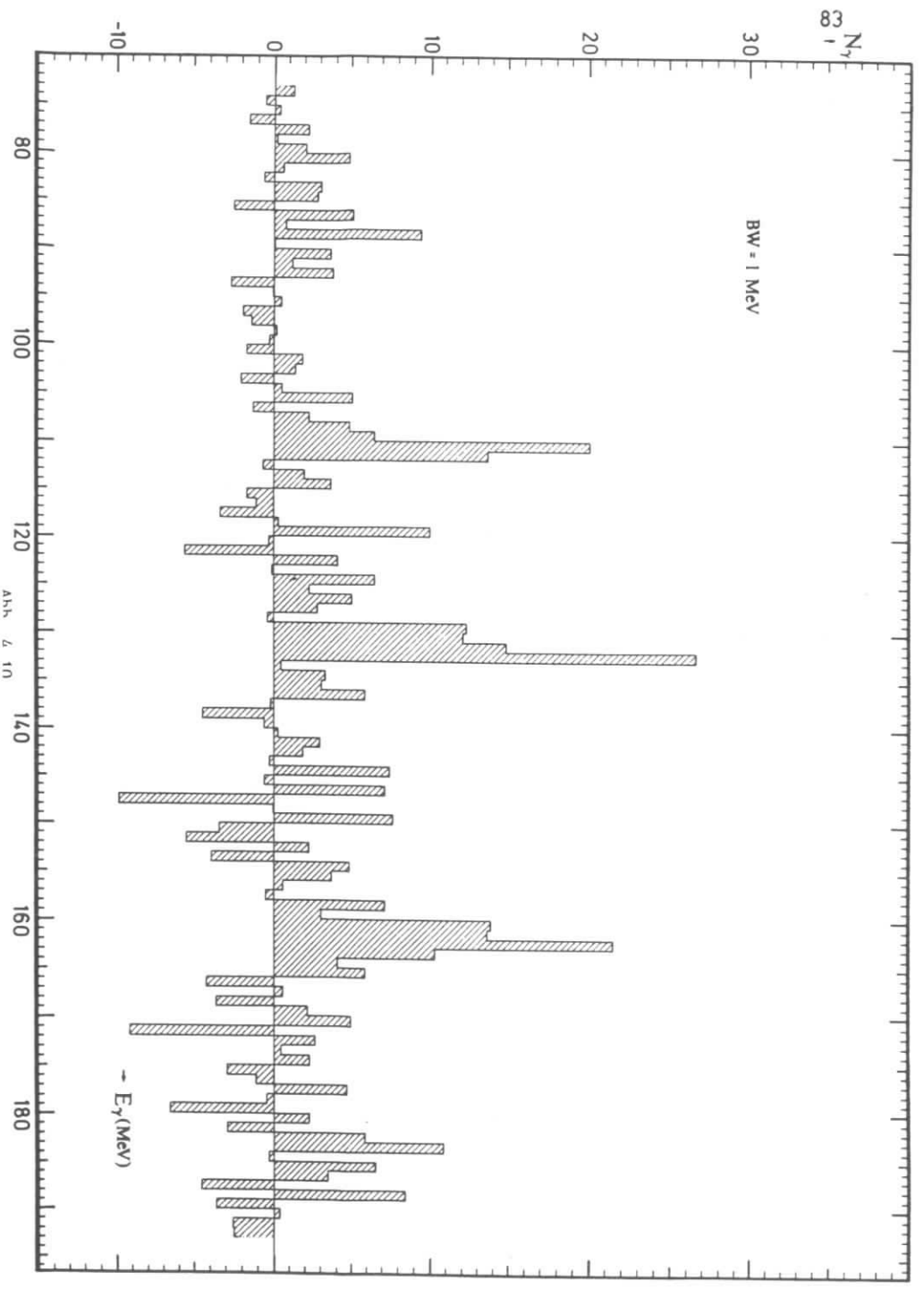
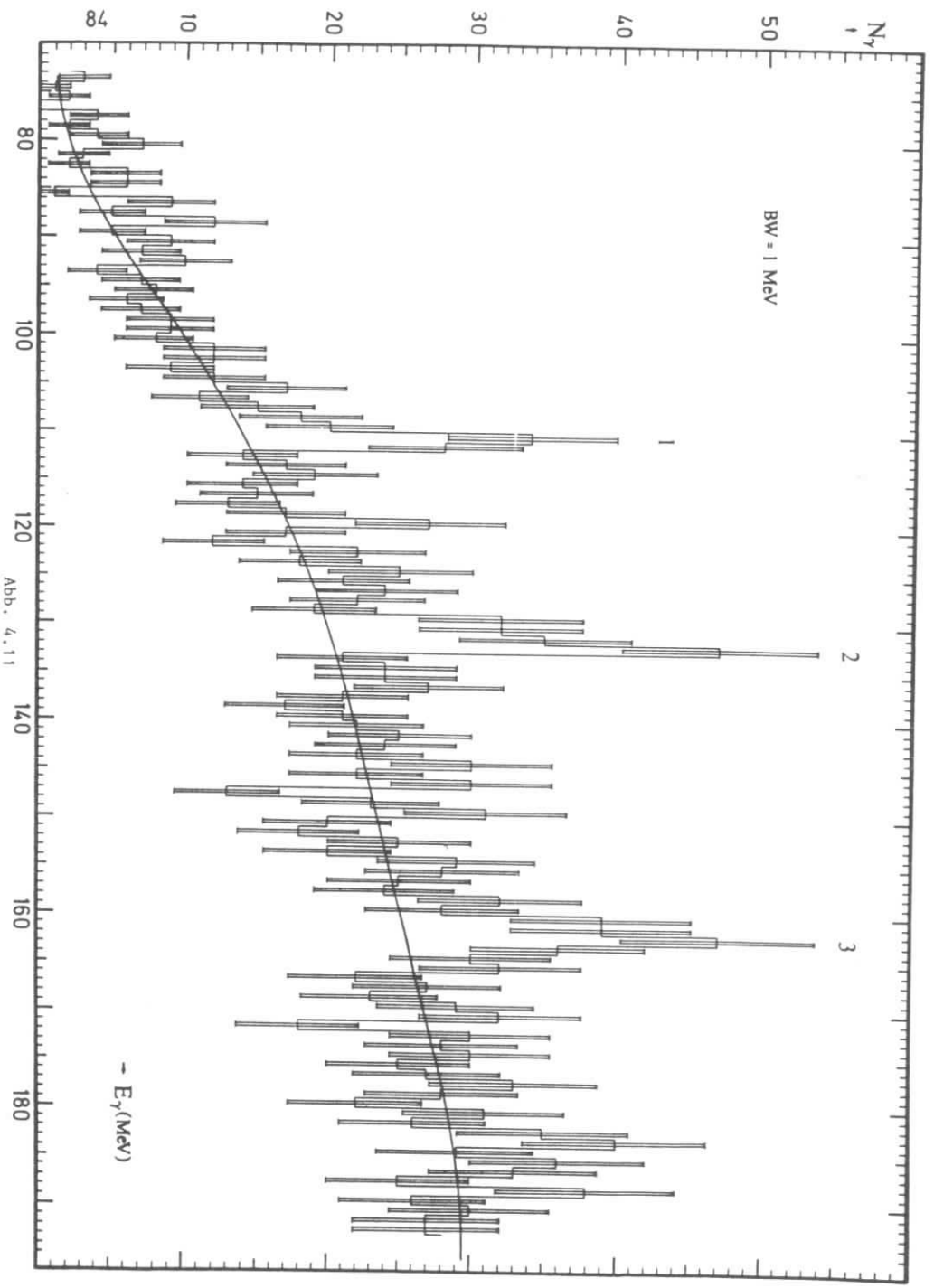
Die folgenden Abbildungen zeigen das Spektrum in verschiedenen Darstellungen. In Abbildung 4.10 und 4.12 wurde jeweils der Untergrund abgezogen. Zusammenfassend ergeben sich die in der Tabelle 4.1 aufgeführten Resultate.

Linie	E_γ [MeV]	Signifikanz	N_γ	obere Grenze Γ [MeV] (90 % CL)
1	110.6 ± 0.3	4.6 s.d.	50 ± 11	1.0
2	131.7 ± 0.3	5.1 s.d.	66 ± 13	2.6
3	162.1 ± 0.5	4.7 s.d.	69 ± 14	2.6

Tabelle 4.1

In dieser Tabelle sind nur die statistischen Fehler angegeben.





4.4 Die Übergänge $X_b \rightarrow \gamma Y$

Aus den Massen der Y-bzw. Y'-Zustände und der Photonenenergien aus den Übergängen $Y' + \gamma X_b$ lassen sich die Energien der Photonen für die möglichen Übergänge $X_b + \gamma Y$ ableiten (siehe Anhang A 2).

In Abbildung 4.13 ist der Bereich des inklusiven Spektrums von 330 - 590 MeV dargestellt, wobei die mögliche Lage der Linien aus dem Übergang $X_b + \gamma Y$ und der durch globale Anpassung fixierte Untergrund (siehe 4.2) eingezeichnet sind.

In diesen und den beiden folgenden Abbildungen wurde eine logarithmische Skala für E_γ mit einer Bingröße von 0.65 % E_γ gewählt. Deutliche Signale sind bei $E_\gamma \sim 420$ MeV bzw. $E_\gamma \sim 440$ MeV sichtbar, während um ~ 390 MeV eine signifikante Struktur kaum zu erkennen ist. Für die Anpassung wurde eine Parametrisierung der Linienform entsprechend Anhang D 2.3 mit $\frac{\sigma_{res}}{E_\gamma} = 0.60\%$ gewählt. Es wurden Anpassungen mit variabler bzw. fixierter Linienposition sowie mit variablem Untergrund durchgeführt. Hierbei hat sich gezeigt, daß

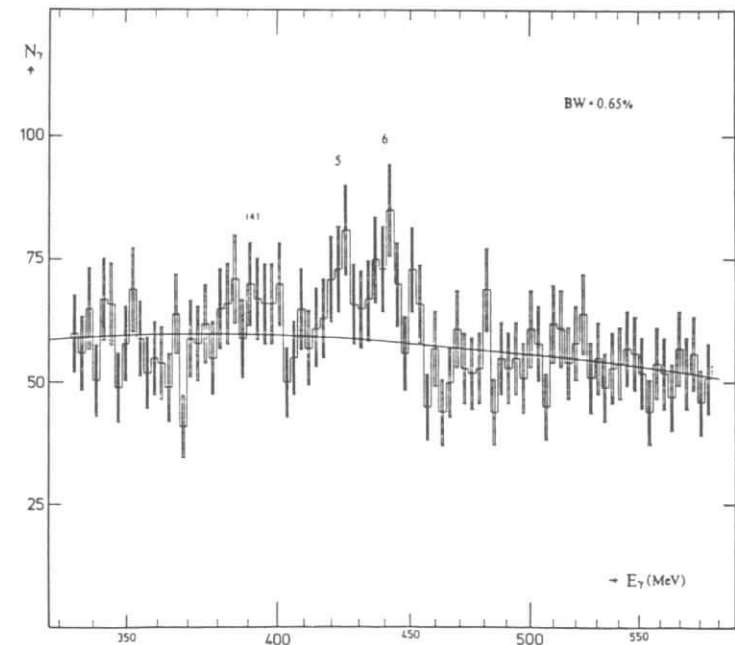


Abb. 4.13

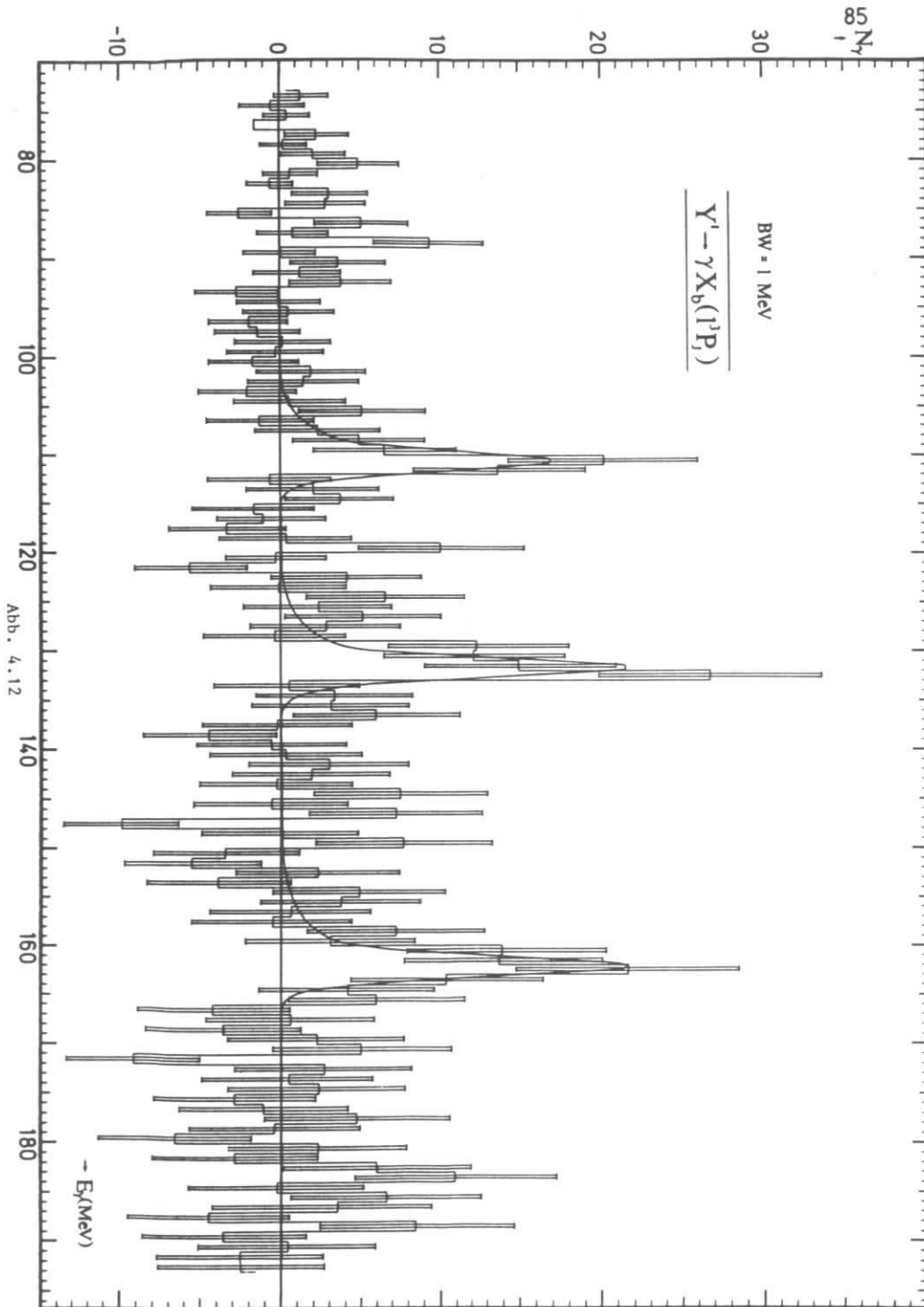


Abb. 4.12

für diesen lokalen Bereich die Anpassung einen niedrigeren Untergrund bevorzugt, was die Signalamplituden deutlich vergrößert. Weiterhin wird die Signifikanz der Linien 5 + 6 durch Fixierung der Position nicht vergrößert. Eine Variation der Auflösung um $\pm 0.1\%$ vermindert bzw. vermehrt die Zahl der Ereignisse pro Linie um etwa 2 %.

Für die Bestimmung der Parameter wurde der Untergrund gemäß 4.2 fixiert, die Position und Amplitude der Linien 5 + 6 variiert, während für die "Linie 4" nur die Amplitude durch die Anpassung bestimmt wurde. Die Position der "Linie" wurde bei $E_\gamma = 391.6$ entsprechend Anhang A 2 fixiert.

Die Abbildungen 4.14 und 4.15 zeigen das lokale Spektrum abzüglich Untergrund. In 4.15 sind die Signalamplituden eingezeichnet. Die Resultate der Anpassung sind in Tabelle 4.2 aufgeführt.

Linie	E_γ [MeV]	Signifikanz	N_γ
(4)	391.6 fix.	2.3	53 ± 23
5	423.4 ± 1.8	3.3	73 ± 22
6	441.0 ± 1.4	4.2	93 ± 22
5 + 6	$\bar{E}_\gamma = 430.0$	5.4	166 ± 31

Tabelle 4.2

Mit diesem Ergebnis ist das ARGUS-Experiment das einzige, welches durch direkte Messung die Übergänge $X_b(1^3P_{2,1}) + \gamma Y$ nachweist, wobei die beiden Linien deutlich separiert sind.

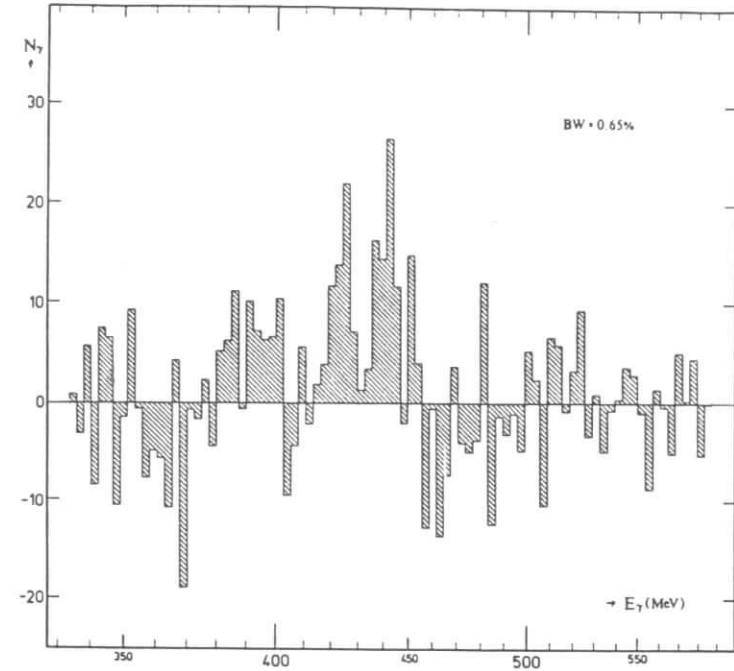


Abb. 4.14

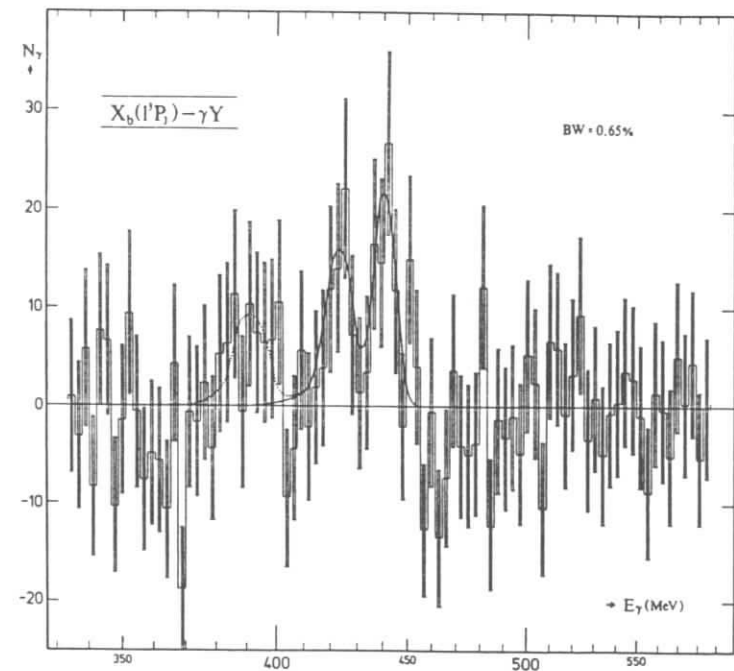


Abb. 4.15

4.5 Energiekalibration

Die verwendeten Korrekturen für möglichen Energieverlust der Teilchen eines e^+e^- -Paares werden bereits zu Beginn des geometrisch-kinematischen Fits eingeführt. Dies, da sie sowohl vom Impuls und der Richtung der einzelnen Spuren als auch vom Konversionsort abhängen und somit die Anpassung eines e^+e^- -Paares an die Konversionshypothese durch genauere Startwerte unterstützen.

Diese Korrekturen werden hinsichtlich möglicher Abhängigkeiten von der Energie des konvertierten Photon sowie von den Konversionsorten mit simulierten Ereignissen überprüft (siehe Anhang D). Trotzdem können Ursachen für systematische Unsicherheiten in der Energiebestimmung in verschiedenen Stadien der gesamten Rekonstruktion bzw. der Analyse auftreten. Möglich ist hier die ungenaue Kenntnis des wahren Magnetfeldes bezüglich Betrag und Inhomogenitäten. Zudem können systematische Effekte in Abhängigkeit von Impuls, Richtung und Lokalisierung bei der Spurrekonstruktion durch den Trackfit erzeugt werden.

Diese ersten beiden Fragen wurden von der Kollaboration detailliert anhand von rekonstruierten K^0 's untersucht und insofern zufriedenstellend beantwortet, als daß die festgestellten Unsicherheiten $\sim 2\%$ nicht überschreiten. Letzte Möglichkeit zur Beeinflussung der rekonstruierten Energien ist der hier verwendete geometrisch-kinematische Fit.

Die Überprüfung der Energiekalibration ist mit Hinblick auf die vorliegende Statistik in dieser Analyse nur durch Rekonstruktion neutraler Pionen und Bestimmung der invarianten Masse m_{π^0} möglich.

Es wurden die Zerfälle $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ untersucht, bei denen entweder beide Photonen konvertierten oder nur eines, während das andere als neutrales Teilchen durch die Schauerzähler nachgewiesen wurde. Die entsprechenden Verteilungen der invarianten Masse zeigen Abbildung 4.16 und 4.17.

Es werden jeweils der globale Bereich von 0 - 2.2 GeV sowie der lokale Bereich, der für die Bestimmung der invarianten Masse des π^0 verwendet wurde, dargestellt. Die vertikalen Achsen kennzeichnen die Zahl der Kombinationen.

Zur Anpassung wurde in Figur 4.16 eine Funktion analog zu der in Anhang D 2.1 beschriebenen Detektorauflösfunktion zuzüglich eines konstanten Untergrundbeitrages verwendet. Für die Anpassung in Figur 4.17 wurde eine

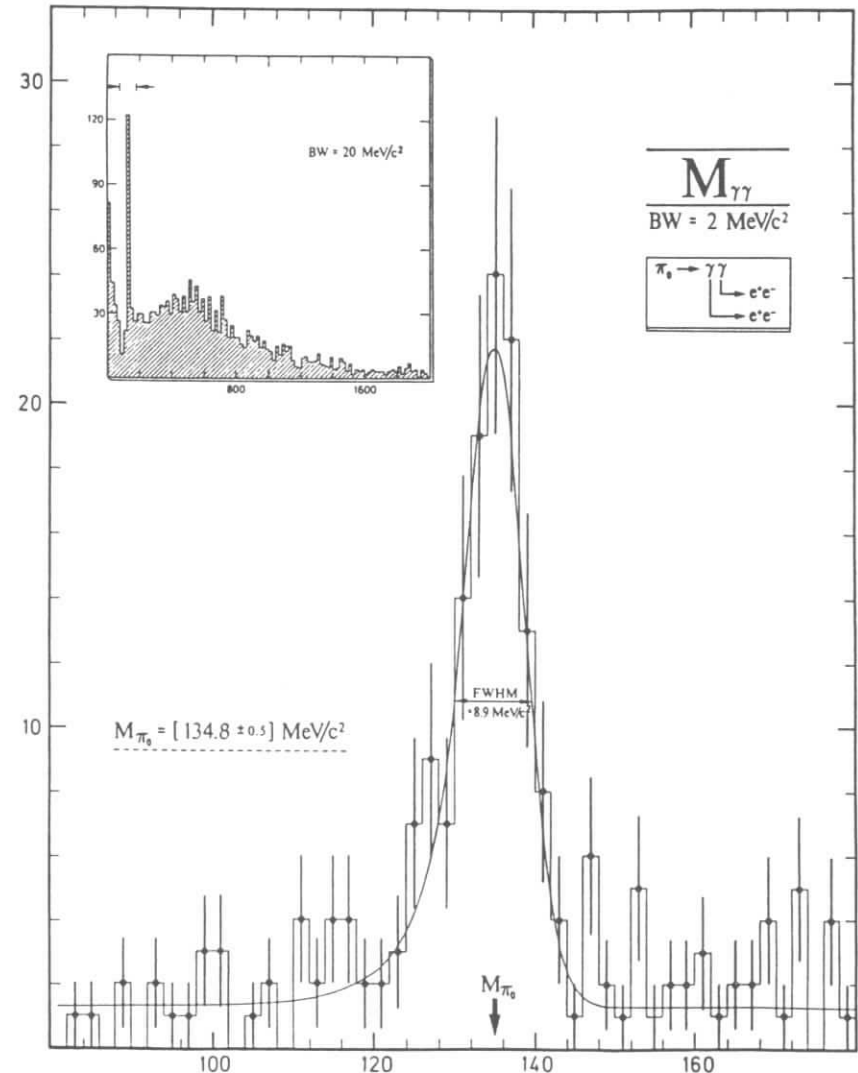


Abb. 4.16

Gaussfunktion und ein Polynom 3. Grades zur Beschreibung des Untergrunds gewählt. Die durch die Anpassung erzielten Werte für die rekonstruierte invariante Masse m_{π^0} stimmen sehr gut mit dem akzeptierten Wert $m_{\pi^0} = (134.963 \pm 0.004) \text{ MeV}/c^2$ überein. Somit sind zusätzliche Korrekturen der Photonenenergie nicht notwendig.

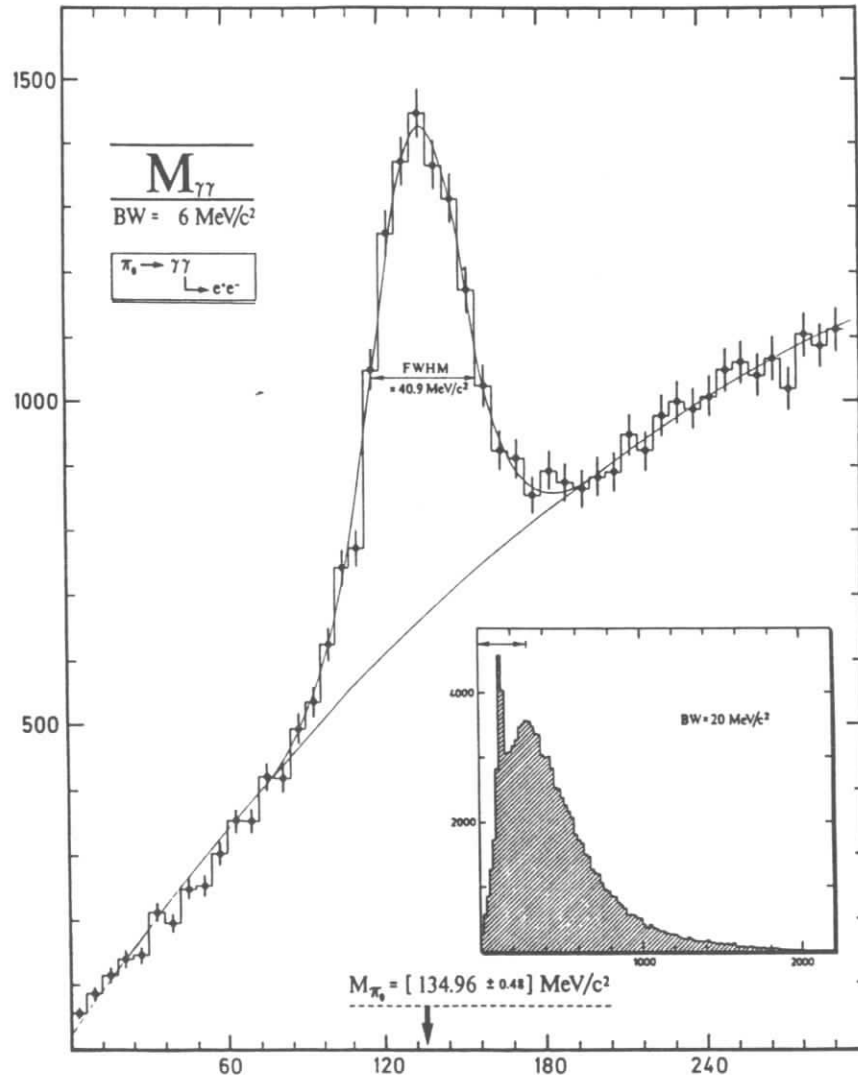


Abb. 4.17

V. Kapitel

Resultate und Interpretation

In den folgenden Abschnitten werden die Verzweungsverhältnisse bestimmt und die systematischen Einflüsse auf die Qualität der Ergebnisse diskutiert. Abschnitt 5.3 liefert eine Zusammenfassung der Resultate, welche in Abschnitt 5.5 mit den Ergebnissen anderer Experimente sowie in Abschnitt 5.6 mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden. Anmerkungen zur Suche nach exklusiven Zerfällen finden sich in Abschnitt 5.4. Abschließend wird in Abschnitt 5.7 die Zusammenfassung der Ergebnisse dieser Analyse dargelegt.

5.1 Verzweungsverhältnisse

Aus den beobachteten Signalamplituden N_γ lassen sich die Verzweungsverhältnisse $BR(A \rightarrow \gamma B)$ ableiten, welche die relative Wahrscheinlichkeit des beobachteten Zerfalls $A \rightarrow \gamma B$ beschreiben. Hierzu ist die Kenntnis der Zahl der produzierten Primärzustände N_{res} sowie der Nachweiswahrscheinlichkeit η des nachgewiesenen Zerfalls notwendig. In dem vorliegenden Fall läßt sich die Nachweiswahrscheinlichkeit η hinreichend genau als Produkt der Nachweiswahrscheinlichkeiten für den multi-hadronischen Endzustand η_{had} bzw. für ein konvertiertes Photon η_γ approximieren. Die Nachweiswahrscheinlichkeit η_γ ist stark abhängig von der Energie des konvertierten Photons und wurde durch Simulationsstudien (Anhang D 3) bestimmt. Da die Nachweiswahrscheinlichkeit η_γ für isotrope Winkelverteilung bestimmt wurde, sind Korrekturfaktoren η_Ω erforderlich, um nichtisotropen Winkelverteilungen Rechnung zu tragen. Diese sind abhängig vom Spin der beteiligten Zustände [5.1] und bei diesem Experiment zusätzlich von der Energie des Photons.

Für die Verzweigungsverhältnisse gilt somit:

$$BR(A + \gamma B) = \frac{N_Y}{N_{res} \eta_{had} \eta_{\gamma} \eta_{\Omega}}$$

Für die Zerfälle $X_b + \gamma Y$ lassen sich nur die jeweiligen Produktverzweigungs- verhältnisse aus der Messung bestimmen. Aus diesen sind dann die Verzweigungs- verhältnisse $BR(X_b(1^3P_J) + \gamma Y)$ durch Hinzunahme der entsprechenden Ver- zweigungsverhältnisse $BR(Y' + \gamma X_b(1^3P_J))$ zu berechnen.

Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind in Abschnitt 5.3 zusammengefaßt, wobei für $N_{res} \cdot \eta_{res} = 125\,000 \pm 5\%$ zugrundegelegt wurde.

5.2 Systematische Fehler

Der systematische Fehler auf die Messung der Photonenergien wird im wesent- lichen durch die Unsicherheiten bei der Bestimmung des Magnetfeldes ($\sim 0.2\%$) sowie bei der Wahl der Energieverlustkorrekturen ($\sim 0.4\% - 0.5\%$) bestimmt. Zusätzlich ist der Einfluß durch die verwendeten Anpassungsmethoden ($\sim 0.2\%$) zu berücksichtigen, während der Einfluß durch die Selektion vernachlässigt werden kann ($\leq 0.1\%$). Wesentlich stärker fallen die systematischen Unsicher- heiten bei der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse aus. Neben dem Fehler auf die Zahl der erzeugten $Y(2S)$ -Resonanzzustände ($\sim 5\%$) sind die Unsicher- heiten auf die Nachweiswahrscheinlichkeit η_{γ} ($5 - 10\%$) sowie der Einfluß der Selektionskriterien als auch der Anpassungsmethode ($8 - 12\%$) auf die Signal- amplituden wesentlich für die Abschätzung der systematischen Fehler der Verzweigungsverhältnisse. Der jeweilige Anteil dieser Einflüsse unterscheidet sich für die einzelnen Übergänge nur wenig.

Die systematischen Fehler auf die Ergebnisse sind in der Zusammenfassung der Resultate im folgenden Abschnitt aufgeführt.

5.3 Resultate

Die Ergebnisse dieser Analyse sind in den Tabellen 5.1, 5.2 aufgeführt. Die Zuordnung der beobachteten Linien zu den Übergängen basiert auf der Annahme, daß höheren Energieniveaus höhere Gesamtdrehimpulse entsprechen. Eine ein- deutige Bestimmung des Drehimpulses der X_b -Zustände ist in dieser Analyse nicht möglich, da der Untergrund unter den Signalen zu groß ist. Selbst ohne jeglichen Untergrund wäre eine modellunabhängige Spinbestimmung bei den vorliegenden Ereigniszahlen schwierig. Allerdings unterstützen die rela- tiven Verhältnisse der reduzierten Übergangsbreiten Γ° mit $\Gamma^{\circ} = \Gamma(Y' + \gamma X_b) / (2J + 1) \cdot E_{\gamma}^3$, welche für reine Dipolübergänge im theo- retisch vorhergesagten Verhältnis $\Gamma_2^{\circ} : \Gamma_1^{\circ} : \Gamma_0^{\circ} = 1:1:1$ stehen sollten, diese Zuordnung.

Zusätzliche Bestätigung liefert die Spinanalyse der X_b -Zustände, welche die Crystal Ball (CB) Kollaboration für die exklusiven Zerfälle $Y(2S) + \gamma X_b(1^3P_J) + \gamma Y(1S) + \gamma \gamma(e^+e^-)$ durchführte [5.2].

Für die Bestimmung der invarianten Massen der X_b -Zustände wurde von einer Y' -Masse von $M_{Y'} = (10023.1 \pm 0.04 \pm 0.05) \text{ MeV}/c^2$ [5.3] und einer Y -Masse von $M_Y = (9460.0 \pm 0.3) \text{ MeV}/c^2$ [5.4] ausgegangen.

Für Schwerpunktsmasse M_{CoG} der X_b -Zustände ergibt sich:

$$M_{CoG} = \frac{\sum_{J=1}^3 (2J + 1) M(1^3P_J)}{\sum_{J=1}^3 (2J + 1)} = (9898.9 \pm 1.0) \text{ MeV}/c^2$$

Aus den Photonenergien E_{γ} der Übergänge $Y(2S) + \gamma X_b$ läßt sich ein relatives Maß für die Feinstrukturaufspaltung der X_b -Zustände berechnen, welches für die verschiedenen theoretischen Modelle charakteristisch ist und den Vorteil besitzt, daß es unabhängig von wesentlichen systematischen Fehlern auf die Position der Linien ist. Es ist:

$$R = \frac{E_{\gamma}(1^3P_1) - E_{\gamma}(1^3P_2)}{E_{\gamma}(1^3P_0) - E_{\gamma}(1^3P_1)} = 0.69 \pm 0.04$$

Die sich aus der Messung ergebenden wesentlichen Eigenschaften der Übergänge $Y' + \gamma X_b$ sind in der folgenden Tabelle 5.1 aufgeführt.

DIE ÜBERGÄNGE $Y'(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_J)$			
Angenommener Übergang	$2^3S_1 + 1^3P_2$	$2^3S_1 + 1^3P_1$	$2^3S_1 + 1^3P_0$
Photonenenergie E_γ [MeV]	$110.6 \pm 0.3 \pm 0.9$	$131.7 \pm 0.3 \pm 1.1$	$162.1 \pm 0.5 \pm 1.4$
Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_\gamma \cdot \eta_\Omega$ [%]	0.41	0.59	0.86
Winkelverteilung (theoret. f. Dipol E1)	$1 + \frac{1}{3} \cos^2 \theta$	$1 - \frac{1}{3} \cos^2 \theta$	$1 + \cos^2 \theta$
Verzweigungsverhältnis BR [%]	$9.8 \pm 2.1 \pm 2.4$	$9.1 \pm 1.8 \pm 2.2$	$6.4 \pm 1.4 \pm 1.6$
BR relativ zu 1^3P_1	1.08 ± 0.30	(1.00)	0.70 ± 0.21
$(2J+1) \cdot E_\gamma^3$ relativ zu 1^3P_1	0.99 ± 0.05	(1.00)	0.62 ± 0.03
Obere Grenze für Γ_{TOT} [MeV] (90% CL)	1.0	2.6	2.6
$M(1^3P_J)$ [MeV/c ²]	9911.9 ± 1.5	9890.5 ± 1.7	9859.6 ± 2.1
$M(1^3P_J) - M_{CoG}$ [MeV/c ²]	12.9 ± 0.9	-8.4 ± 1.4	-39.3 ± 2.1

Tabelle 5.1

Für die sekundären Zerfälle $X_b + \gamma Y$ lassen sich aus den Verzweigungsverhältnissen die hadronischen Breiten Γ_{had} vermöge $\Gamma_{had} = \Gamma_\gamma \left(\frac{1}{BR} - 1 \right)$ berechnen. Für die Zerfallsbreiten $\Gamma_\gamma (1^3P_J + \gamma Y (1S))$ sind stabile Vorhersagen verfügbar, die sich für die unterschiedlichen Modelle nur wenig unterscheiden. Hier wurde $\Gamma_\gamma (1^3P_2 + \gamma Y (1S)) = (39 \pm 4) \text{ keV}$ und $\Gamma_\gamma (1^3P_1 + \gamma Y (1S)) = (33 \pm 3) \text{ keV}$ verwendet [5.5].

Die Ergebnisse für die sekundären Übergänge sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt. Während der Übergang vom 1^3P_0 -Zustand sich aus den Daten nicht mit ausreichender Signifikanz ableiten läßt, sind die beiden anderen Übergänge evident, wobei die aus der Linienposition abgeleitete Masse der $X_b(1^3P_{2,1})$ -Zustände in guter Übereinstimmung mit den Werten, welche sich aus der Analyse der primären Zerfälle (siehe Tabelle 5.1) ergeben, ist.

DIE ÜBERGÄNGE $X_b(1^3P_J) + \gamma Y(1^3S_1)$			
Angenommener Übergang	$1^3P_2 + 1^3S_1$	$1^3P_1 + 1^3S_1$	$1^3P_0 + 1^3S_1$
Photonenenergie E_γ [MeV]	$441.0 \pm 1.4 \pm 2.7$	$423.4 \pm 1.8 \pm 3.0$	(391.6 fixiert)
Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_\gamma \cdot \eta_\Omega$ [%]	2.3	2.3	1.9
Produktverzweigungsverhältnis BR·BR [%]	$3.2 \pm 0.8 \pm 0.8$	$2.5 \pm 0.8 \pm 0.9$	$(2.0 \pm 0.8 \pm 1.0)$
Verzweigungsverhältnis BR [%]	$32 \pm 10 \pm 13$	$27 \pm 10 \pm 12$	$(31 \pm 15 \pm 23)$
Winkelverteilung (theoret. f. Dipol E1)	$1 + \frac{23}{21} \cos^2 \theta$	$1 + \frac{1}{5} \cos^2 \theta$	$1 + \cos^2 \theta$
$M(1^3P_J)$ [MeV/c ²]	9911.2 ± 3.1	9892.8 ± 3.6	-
Γ_{Had} [keV]	83 ± 38	89 ± 45	-

Tabelle 5.2

5.4 Anmerkungen zu exklusiven Zerfällen

Eine weitere Möglichkeit des Nachweises der X_b -Zustände liegt in der Beobachtung der exklusiven Zerfallskaskade:



wobei $l^+ l^-$ für ein $e^+ e^-$ - oder ein $\mu^+ \mu^-$ - Paar steht.

Selbstverständlich wurde versucht, derartige Ereignisse in den ARGUS Y(2S)-Daten zu finden. Mit der Methode der Vorselektion (siehe Abschnitt 3.3.2) wurden konvertierte Photonen identifiziert. Zusätzlich wurden zwei annähernd kollineare, hochenergetische Spuren ($P > 2.5 \text{ GeV}/c^2$) geladener Teilchen und ein durch die Schauerzähler identifiziertes neutrales Teilchen verlangt. Allerdings ist die zu erwartende Ausbeute an Ereignissen, welche aus dieser Reaktion stammen, sehr gering, wie aus nachfolgender Abschätzung ersichtlich ist.

Hierbei wird angenommen, daß für das Produktverzweigungsverhältnis gilt:

$$\text{BR}(Y(2S) \rightarrow \gamma X_b) \cdot \text{BR}(X_b \rightarrow \gamma Y(1S)) \leq 3\% \quad \text{für } J=0,1,2$$

(siehe vorherigen Abschnitt). Mit den Nachweiswahrscheinlichkeiten für neutrale Photonen ($\eta_{\gamma}^{\text{SH}}$), konvertierte Photonen (η_{γ}^{C}) sowie für Leptonenpaare ($\eta_{l^+ l^-}$) und mit dem Verzweigungsverhältnis $\text{BR}(Y(1S) \rightarrow l^+ l^-)$ ergibt sich ausgehend von der Zahl N_Y , der produzierten Y(2S)-Mesonen für die Zahl der maximal zu erwartenden nachweisbaren Zerfälle N_{ex} :

$$\begin{aligned} N_Y &= 125000 \\ \text{BR} \cdot \text{BR} &\leq 0.03 \\ \eta_{\gamma}^{\text{SH}} &\leq 0.70 \\ \eta_{\gamma}^{\text{C}} &\leq 0.02 \\ \eta_{l^+ l^-} &\leq 0.70 \\ \text{BR}(Y(1S) \rightarrow l^+ l^-) &= 0.029 \\ \hline \hline N_{\text{ex}} &\sim 1 \end{aligned}$$

Es werden daher etwa ein Ereignis pro Leptonensorte und pro Zustand ($J=0,1,2$) erwartet. Berücksichtigt man noch, daß für den Zerfall des Y(1S)-Mesons in ein $e^+ e^-$ -Paar ein beachtlicher Untergrund von radiativen Bhabha-Ereignissen der Art $e^+ e^- \rightarrow \gamma \gamma e^+ e^-$ zu erwarten ist, so bleibt allein der Nachweis über den $\mu^+ \mu^-$ -Zerfall des Y(1S)-Mesons.

Alle Ereignisse, die obige Selektionskriterien erfüllten, wurden einem 5-C Fit unterzogen, bei dem Energie- und Impulserhaltung sowie die Forderung, daß die invariante Masse des Leptonenpaares der Masse des Y(1S)-Mesons entspricht, die Zwangsbedingungen bildeten [5.6].

Jeweils drei Ereignisse pro möglichem Leptonenzerfall ($\mu^+ \mu^-$, $e^+ e^-$) lieferten ein akzeptables χ^2 . Während für die $\mu^+ \mu^-$ -Zerfälle die gemessene Energie des konvertierten Photons γ_2 nahe dem erwarteten Wert lag, waren für die $e^+ e^-$ -Zerfälle größere Abweichungen festzustellen, so daß letztlich nur die beiden Ereignisse mit $\mu^+ \mu^-$ -Zerfall des Y(1S)-Mesons, welche hinsichtlich Messung und Fit die besten Werte lieferten, als Kandidaten für die gesuchte Zerfallskaskade betrachtet werden können.

Die folgende Abbildungen zeigen diese Ereignisse, in denen zumindest ein Myon in den Myonenkammern identifiziert wurde [5.7].

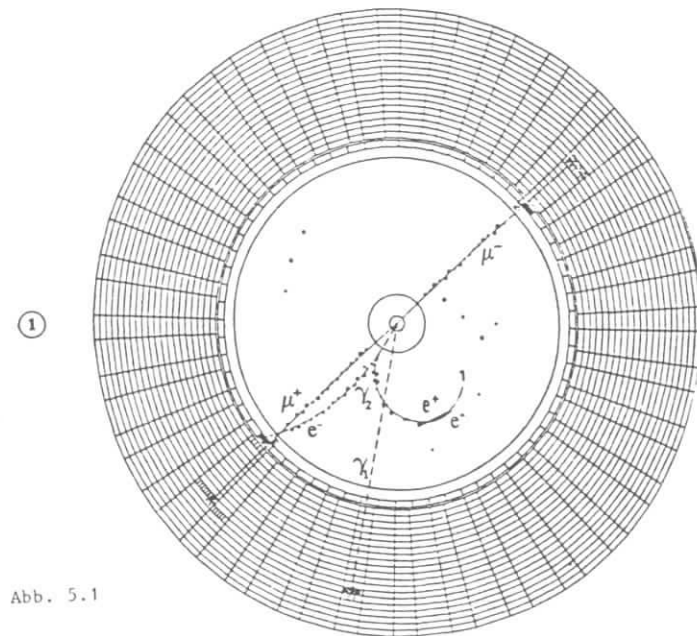


Abb. 5.1

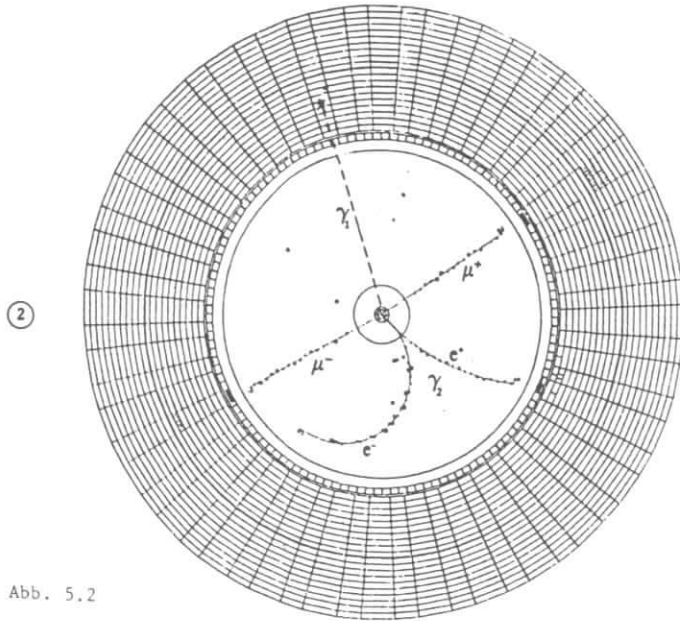


Abb. 5.2

In dieser Darstellung ist die x-y-Projektion für die Driftkammer gewählt. Der innere segmentierte Kreisring repräsentiert die TOF-Zähler, die übrigen stellen die Barrel-Schauerzähler, wobei die Z-Koordinate von innen nach außen läuft, dar.

Die Energien für die Photonen sind:

$$\begin{array}{ll} \textcircled{1} & E_{\gamma_1} = (112 \pm 2) \text{ MeV} \quad E_{\gamma_2} = (439 \pm 4) \text{ MeV} \\ \textcircled{2} & E_{\gamma_1} = (110 \pm 5) \text{ MeV} \quad E_{\gamma_2} = (441 \pm 3) \text{ MeV} \end{array}$$

Beide Ereignisse können somit als Zerfallskaskade:



interpretiert werden.

In Bezug auf die zu erwartende Zahl derartiger Ereignisse und hinsichtlich der statistischen Natur solcher Berechnungen erscheint der Nachweis von zwei Ereignissen durchaus plausibel.

Für eine Beobachtung dieser exklusiven Zerfälle in Ereignissen, in denen beide Photonen durch die Schauerzähler nachgewiesen werden, ist die Auflösung dieser Zähler nicht ausreichend.

5.5 Vergleich mit anderen Experimenten

An der Suche nach den X_b -Zuständen waren drei weitere Experimente beteiligt. Während der Crystal Ball Detektor in der zweiten Wechselwirkungszone des DORIS-Speicherringes positioniert ist, werden die beiden Experimente CUSB und CLEO am e^+e^- -Speicherring CESR (Cornell, USA) betrieben. Die vier Detektoren lassen sich in zwei Klassen hinsichtlich der Konstruktionsprinzipien einteilen. Während ARGUS und CLEO als magnetische Detektoren mit zentraler Kammer zur Spurerkennung geladener Teilchen ausgelegt sind, liegt der Vorteil von CUSB bzw. Crystal Ball in der Fähigkeit des hochauflösenden Nachweises neutraler Teilchen. Letztere können Photonen unmittelbar nachweisen, während ARGUS/CLEO die notwendige Auflösung nur über die Spurvermessung der e^+e^- -Paare aus Konversion eines Photons erreichen können. Da beide Detektortypen an den zwei Speicherringen vertreten sind, sind Korrelationen hinsichtlich systematischer Effekte nicht zu erwarten.

Die folgende Tabelle zeigt einen Vergleich der Messungen der vier Experimente für den Übergang $Y(2^3S_1) + \gamma_1 X_b(1^3P_J)$.

Abbildung 5.3 liefert eine grafische Darstellung dieser Meßergebnisse mit Berücksichtigung der Meßunsicherheiten.

Gleichwohl bei allen Experimenten eine Übereinstimmung hinsichtlich der Energien der beiden ersten Übergänge festzustellen ist, sind Abweichungen bei den Verzweungsverhältnissen zu bemerken. Die Energie des dritten Überganges ($J=0$) ist mit ausreichender Genauigkeit erst durch die ARGUS-Messung bestimmt worden.

Vergleicht man die relativen Verhältnisse der Verzweungsverhältnisse von ARGUS und Crystal Ball, so sind diese unter Berücksichtigung der Meßunsicherheiten in guter Übereinstimmung. Hieraus läßt sich schließen, daß die Abweichung bei den Verzweungsverhältnissen aus einer systematischen Unsicherheit resultiert, welche lediglich die absolute Skalierung ändern könnte. Aus Abbildung 5.3 wird ersichtlich, daß in der Analyse-methode, welche hier verwendet wurde, die geringsten Unsicherheiten in der Bestimmung der Photonenenergie der Übergänge auftreten, obwohl die Zahl

VERGLEICH DER RESULTATE FÜR DIE ÜBERGÄNGE $\gamma'(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_J)$		
Experiment	Photonenenergie E_γ [MeV]	Verzweungsverhältnisse BR [%]
ARGUS	110.6±0.3±0.9	9.8±2.1±2.4
	131.7±0.3±1.1	9.1±1.8±2.2
	162.1±0.5±1.4	6.4±1.4±1.6
CLEO ^{a)}	109.5±0.7±1.0	10.2±1.8±2.1
	129.0±0.0±1.0	8.0±1.7±1.6
	(158.0±7.0±1.0)	(4.4±2.3±0.9)
CUSB ^{b)}	108.2±0.3±2.0	6.1±1.4
	128.1±0.4±3.0	5.9±1.4
	149.4±0.7±5.0	3.5±1.4
CB ^{c)}	110.4±0.8±2.2	5.8±0.7±1.0
	130.6±0.8±2.4	6.5±0.7±1.0
	163.8±1.6±2.7	3.6±0.8±0.9
gewichteter Mittelwert	110.0±0.9	6.6±1.2
	130.4±1.1	6.7±1.0
	161.4±2.3	4.0±0.9

Tabelle 5.3

a) Das CLEO Experiment am Speicherring CESR (Cornell/USA) Ref. 5.8

b) Das CUSB Experiment am Speicherring CESR (Cornell/USA) Ref. 5.9

c) Das CB Experiment am Speicherring DORIS (Hamburg/FRG) Ref. 5.10

der beobachteten Ereignisse am kleinsten ist, wodurch allerdings größere statistische Unsicherheiten bei der Bestimmung der Verzweungsverhältnisse hervorgerufen werden.

Für die sekundären Übergänge $X_b(1^3P_J) + \gamma Y(1^3S_1)$ sind die Ergebnisse der inklusiven Messungen in Tabelle 5.4 zusammengefaßt. Während bei CUSB und Crystal Ball die Auflösung zur Separation der Übergänge nicht ausreicht, ist allein der ARGUS-Detektor in der Lage, die Linien, welche den Übergängen vom $X_b(1^3P_{J=1,2})$ zuzuordnen sind, deutlich zu trennen.

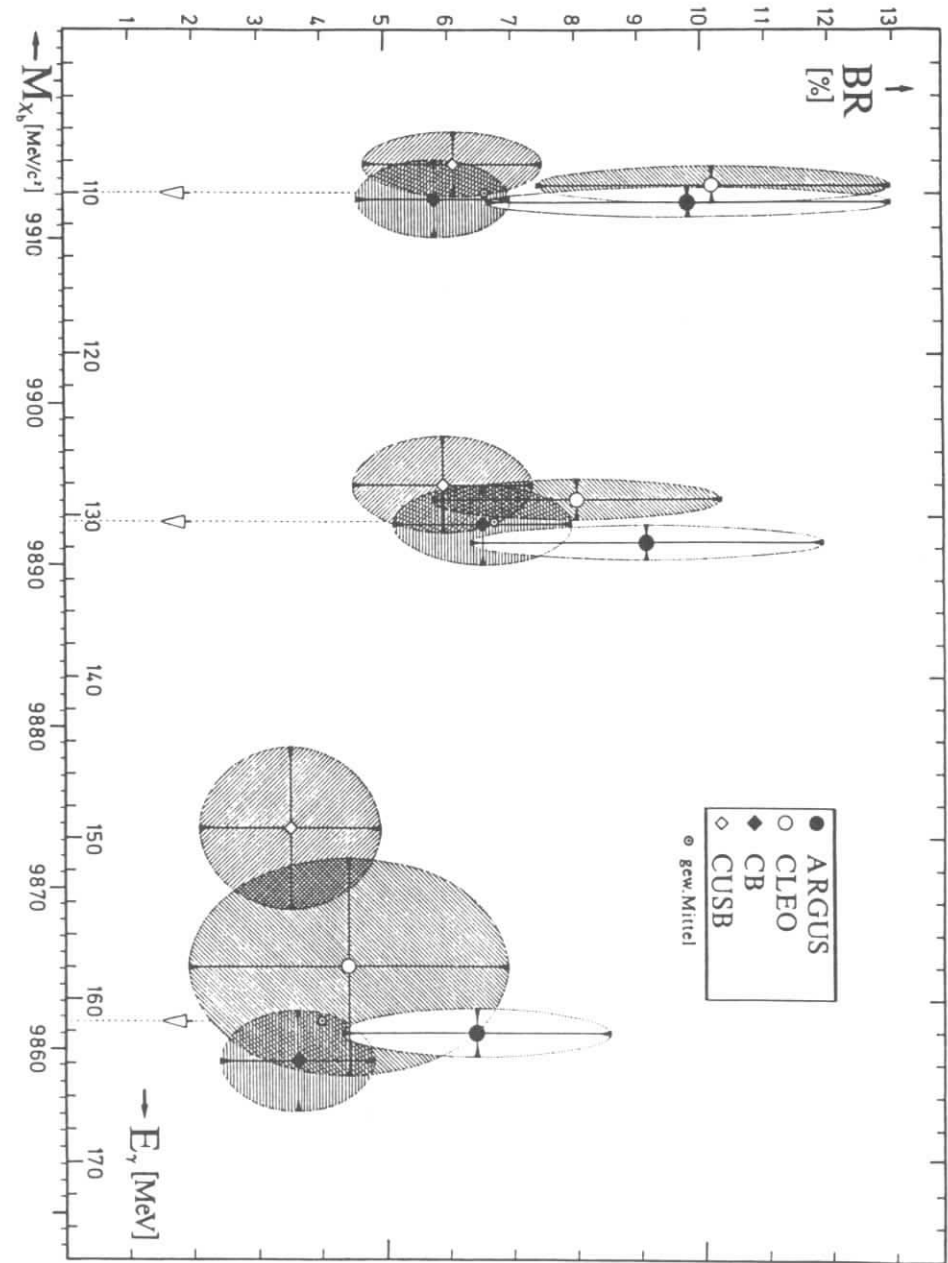


Abb. 5.3

VERGLEICH DER RESULTATE FÜR DIE ÜBERGÄNGE $X_b(1^3P_J) \rightarrow \gamma Y(1^3S_1)$			
Experiment	Photonenenergie E_γ [MeV]	Verzweigungsverhältnisse	
		$BR_1 \cdot BR_2$ [%]	$\sum_{J=1}^2 BR_2$ [%]
CB $\sum_{J=1}^2$	<430>	3.6 ± 0.9	~ 29
CUSB $\sum_{J=1}^2$	<427>	4.0 ± 1.0	~ 33
ARGUS	J=2	441 ± 3	~ 30
	J=1	423 ± 3	
$BR_1 = BR(Y(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_J))$ $BR_2 = BR(X_b(1^3P_J) + \gamma Y(1^3S_1))$			
Tabelle 5.4			

Die drei Experimente sind in guter Übereinstimmung sowohl hinsichtlich des Schwerpunktes der Energien als auch bezüglich der Summe der Verzweigungsverhältnisse (siehe Tab. 5.4), welche sich durch Hinzunahme der Verzweigungsverhältnisse für die primären Übergänge berechnen lassen. Weiterhin sind die ARGUS-Ergebnisse für die sekundären Verzweigungsverhältnisse in akzeptabler Übereinstimmung mit den Resultaten, welche sich aus der Analyse der exklusiven Zerfälle bei CUSB und Crystal Ball ergeben [5.11, 5.12].

5.6 Vergleich mit theoretischen Modellen

Im ersten Kapitel dieser Arbeit findet sich eine Darlegung der wesentlichen theoretischen Aspekte, welche mit der vorliegenden Messung in Zusammenhang stehen. Gleichzeitig wird dort das Konzept erläutert, das die gemeinsame Basis verschiedener theoretischer Modelle bildet. Mit Bezug auf diese Darstellung werden im folgenden einige theoretische Vorhersagen mit den Ergebnissen der ARGUS Messungen verglichen. Von besonderem Interesse sind hier die Beträge der Spin-Bahn Kopplung $\langle a \rangle$ bzw. der Tensorwechselwirkung $\langle b \rangle$ zur Feinstrukturaufspaltung der 1^3P_J -Zustände (siehe Gl.8 auf Seite 10) und das relative Maß R dieser Aufspaltung (siehe Gl.9 ebenda) sowie die absolute Lage des Massenschwerpunktes M_{CoG} dieser drei Niveaus.

Quelle		$\langle a \rangle$ [MeV]	$\langle b \rangle$ [MeV]	R	$M_{CoG}(1P)$ [MeV/c ²]
ARGUS Experiment		13.8 ± 0.5	11.0 ± 1.3	0.69 ± 0.04	9898.9 ± 1.0
Ref.	Theorie				
[5.13]	Gupta et al.	11.3	9.1	0.68	9897.7
[5.14]	Grotch et al.	14.0	10.0	0.76	
[5.15]	Buchmüller et al.	10.3	7.7	0.73	9888.7
[5.16]	Bander et al.	17.1	11.9	0.77	9891.0
[5.17]	Ono et al.	12.0	6.7	0.91	
[5.18]	Khare et al.	9.0	10.0	0.50	9871.0
[5.19]	Moxhay et al.	8.9	11.3	0.42	9906.2
[5.20]	McClary et al.	17.3	21.1	0.45	9922.8
[5.21]	Hiller	12.2	6.6	0.92	9941
[5.22]	Pantaleone et al.	13.0	9.0	0.76	
Tabelle 5.5					

Die Tabelle 5.5 liefert einen Vergleich der experimentellen Werte mit einigen theoretischen Vorhersagen für diese Größen. Eine annähernde Übereinstimmung ist lediglich mit den Vorhersagen von Gupta et al. zu verzeichnen. Mit Hinblick auf das in Kapitel I dieser Arbeit vorgestellte Potentialmodell ergibt sich aus den experimentellen Resultaten, daß die Tensorwechselwirkung einen deutlichen Beitrag zur Feinstrukturaufspaltung liefert, und daß der sehr genau bestimmte Wert der relativen Aufspaltung R einen skalaren Anteil für die langreichweitige Komponente des Potentials impliziert.

Quelle		$\frac{\Gamma(Y' \rightarrow \gamma^3P_2)}{\Gamma(Y' \rightarrow \gamma^3P_1)}$	(1.0)	$\frac{\Gamma(Y' \rightarrow \gamma^3P_0)}{\Gamma(Y' \rightarrow \gamma^3P_1)}$
ARGUS Experiment		1.1 ± 0.3	(1.0)	0.70 ± 0.2
Ref.	Theorie			
[5.14]	Grotch et al.	1.1	(1.0)	0.48
[5.15]	Buchmüller et al.	1.0	(1.0)	0.65
[5.13]	Gupta et al.	1.0	(1.0)	0.64
[5.20]	McClary et al.	1.2	(1.0)	0.53
[5.19]	Moxhay et al.	0.9	(1.0)	0.52
Tabelle 5.6				

Die Tabelle 5.6 auf der vorherigen Seite enthält einen Vergleich von Vorhersagen für die radiativen Breiten Γ_γ der Übergänge $Y(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_J)$ mit den beobachteten Verzweungsverhältnissen. Um Probleme der absoluten Normierung zu vermeiden, wurden in dieser Tabelle die Breiten $\Gamma_\gamma(J=0,2)$ relativ zur Breite $\Gamma_\gamma(J=1)$ angegeben. Mit Blick auf die Unsicherheiten der Messungen sind die experimentellen Werte mit den theoretischen Vorhersagen gut verträglich. Es sei allerdings angemerkt, daß bei diesen Vorhersagen der Beitrag der Dipolnäherung dominiert, so daß größere Abweichungen zwischen den einzelnen Modellen nicht zu erwarten sind.

Für die Bewertung der Ergebnisse für die hadronischen Breiten Γ_{had} der X_b -Zustände sei auf Referenz [5.23] verwiesen. Dieser Artikel enthält einen zusammenfassenden Vergleich der Resultate aller vier Experimente zur $Y(2^3S_1)$ -Spektroskopie mit theoretischen Modellen bzw. Vorhersagen.

Abschließend ist festzustellen, daß theoretische Vorhersagen in qualitativ guter Übereinstimmung mit den vorliegenden Ergebnissen sind und die Präzision dieser Resultate genauere Grenzen für die variablen Parameter theoretischer Modelle liefert.

5.7 Zusammenfassung

Mit dem ARGUS-Detektor ist das inklusive Photonenspektrum vom $Y(2S)$ gemessen worden. Hierbei wurden die Photonen indirekt über die Identifizierung von e^+e^- -Paaren in der Driftkammer, welche durch Konversion der Photonen erzeugt wurden, nachgewiesen. Die gute Orts- und Impulsauflösung der Kammer ermöglichte eine sehr präzise Spurvermessung der e^+e^- -Paare, wodurch die Energie der Photonen sehr genau bestimmt werden konnte.

Es hat sich gezeigt, daß die Konfiguration des Detektors im Zusammenspiel mit adäquaten Analysemethoden zu einer Präzision in der Energiebestimmung von Photonen führte, welche von keinem anderen Experiment erreicht wird.

Im inklusiven Photonenspektrum konnten fünf signifikante Linien identifiziert werden. Die unteren drei Linien wurden den Übergängen $Y(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_{J=0,1,2})$ zugeordnet, während die beiden oberen Linien als radiative Zerfälle der $X_b(1^3P_{1,2})$ -Zustände entsprechend $X_b(1^3P_{1,2}) + \gamma Y(1^3S_1)$ interpretiert werden.

Aus den Linienpositionen konnten die Massen der X_b -Zustände und damit auch die Feinstrukturaufspaltung sehr genau bestimmt werden.

Aus dem Vergleich der beobachteten Linienformen der drei niederenergetischen Signale mit der durch Simulation des Detektors bestimmten Linienformen konnten obere Grenzen für die totalen Breiten der X_b -Zustände abgeleitet werden und eine mögliche Interpretation dieser Signale als sekundäre Zerfälle der X_b -Zustände ausgeschlossen werden, da die in diesem Fall zu erwartende deutliche Dopplerverbreiterung der Linien nicht zu beobachten war.

Aus den Signalamplituden konnten mit Hilfe der stark energieabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeit für konvertierte Photonen die Verzweungsverhältnisse der beobachteten Übergänge abgeleitet werden. Die Konsistenz der aus Simulationsrechnungen gewonnenen Funktion für die Nachweiswahrscheinlichkeit ist durch Vergleich mit dem geeignet transformierten π^\pm -Impulsspektrum $Y_{on}(2S)$ unter der Annahme der Ähnlichkeit der Produktion neutraler bzw. geladener Pionen in ausreichendem Maße belegt, da das hieraus abgeleitete Untergrundmodell das beobachtete inklusive Photonenspektrum gut reproduziert.

Für die sekundären Übergänge ($1^3P_{J=1,2}$) konnten zum ersten Mal in einer inklusiven Messung die beiden Linien deutlich aufgelöst werden. Die hieraus bestimmten Massen dieser X_b -Zustände sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den Werten, welche sich aus den Übergängen vom $Y(2S)$ ableiten lassen. Damit sind stark energieabhängige systematische Einflüsse auf die Energiekalibration auszuschließen. Die absolute Energiekalibration, welche durch verwendete Korrekturen für Energieverluste sowie durch die Bestimmung der Magnetfeldstärke beeinflusst ist, wurde durch Überprüfung der rekonstruierten π^0 -Masse aus π^0 -Zerfällen, in denen entweder eines oder beide sekundäre Photonen konvertierten, verifiziert.

Abschließend wurden die gewonnenen Resultate mit den Ergebnissen anderer Experimente sowie mit theoretischen Vorhersagen verglichen. Mit Hilfe dieser Analyse konnte die Inkonsistenz früherer Experimente bezüglich der Masse des $X_b(1^3P_0)$ -Zustandes ausgeräumt werden.

Die Ergebnisse der verschiedenen Experimente sind in akzeptabler Übereinstimmung. Einige theoretische Modelle erlauben Vorhersagen, die mit den experimentellen Resultaten in qualitativ guter Übereinstimmung sind.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß die außerordentliche Präzision, mit der die aus radiativen Zerfällen resultierenden Photonen im inklusiven Spektrum konvertierter Photonen identifiziert wurden, zu einer

hohen Genauigkeit bei der Bestimmung der Massen der $X_b(1^3P_{0,1,2})$ - Zustände bzw. der sich daraus ergebenden Feinstrukturaufspaltung führte, was einen wichtigen Beitrag zur Überprüfung bzw. Verbesserung theoretischer Modelle zur starken Wechselwirkung bedeutet.

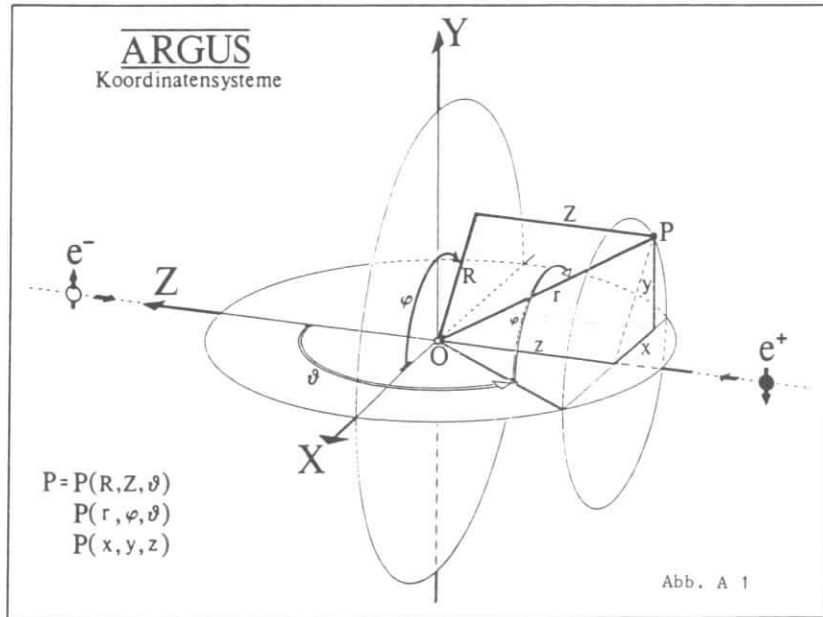
Es sei noch vermerkt, daß die Ereignisse, in welchen Photonen mit einer Energie, die auf den Zerfall $Y(2^3S_1) + \gamma X_b(1^3P_1)$ schließen läßt, gefunden wurden, für eine Untersuchung hinsichtlich möglicher Gluino-Erzeugung beim Zerfall des $X_b(1^3P_1)$ verwendet wurden[5.24].

Anhang A

Konvention und Kinematik

A1 Koordinatensysteme

Das Referenzkoordinatensystem des ARGUS-Detektors ist ein rechtshändiges, kartesisches System, dessen Positionierung so gewählt ist, daß der Ursprung dem nominellen Wechselwirkungspunkt entspricht, die Z-Achse durch die ideale Strahlachse in der Wechselwirkungszone bestimmt ist und gleichzeitig Symmetrieachse bezüglich des zylindersymmetrischen Aufbauprinzips des Detektors darstellt. Die X-Z-Ebene liegt parallel zur Speicherebene, womit bei vollständig transversaler Polarisation der Elektronen (Positronen) deren Polarisationsrichtung parallel (antiparallel) zur Y-Achse läge. Dieses Bezugssystem (LAB-System) sowie die Definition von Zylinder- bzw. Polarkoordinaten zeigt folgende Abbildung:

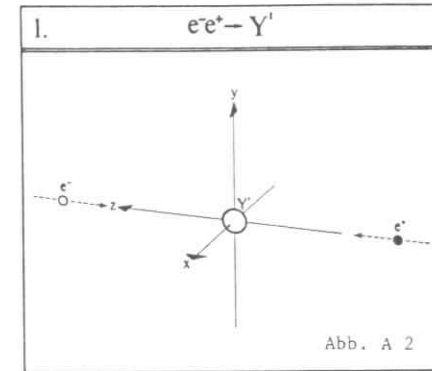


A 2 Kinematik

Im Folgenden werden kurz die wesentlichen Aspekte der den Prozessen

$$e^+e^- \rightarrow Y' \quad , \quad Y' \rightarrow \gamma_1 X_b \quad , \quad X_b \rightarrow \gamma_2 Y$$

zugrundeliegenden relativistischen Kinematik (Metrik = (+, -, -, -)) beschrieben. Für die Massen der Zustände Y und Y' wurden die folgenden Werte verwandt: $M_{Y'} = 10\,023.1 \text{ MeV}c^{-2}$, $M_Y = 9\,460.0 \text{ MeV}c^{-2}$ sowie $\Delta M = M_{Y'} - M_Y = 563.1 \text{ MeV}c^{-2}$.

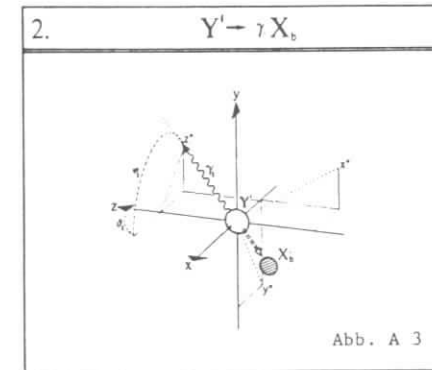


Laborsystem ($\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$)

$$P_{e^\pm} = [E_{\text{Beam}}, 0, 0, \pm(E_{\text{Beam}}^2 - m_e^2)^{\frac{1}{2}}]^T$$

mit $P_{e^+} + P_{e^-} = P_{Y'}$, folgt für $P_{Y'}$,
 $P_{Y'} = [M_{Y'}, 0, 0, 0]^T$ mit $2 \cdot E_{\text{Beam}} = M_{Y'}$.

Das Laborsystem ist somit gleichzeitig Schwerpunktsystem des Y' - Zustandes.



Laborsystem ($\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}$)

$$P_{Y_1} = [E_{Y_1}, \vec{n}_{Y_1} \cdot E_{Y_1}]^T$$

mit $P_{Y_1} + P_{X_b} = P_{Y'}$, folgt für P_{X_b}
 $P_{X_b} = [M_{Y'} - E_{Y_1}, -\vec{n}_{Y_1} \cdot E_{Y_1}]^T$.

Das Schwerpunktsystem (CM) des X_b - Zustandes bewegt sich relativ zum Laborsystem mit der Geschwindigkeit

$$\vec{\beta} = -\vec{n}_{Y_1} \cdot E_{Y_1} \cdot [M_{Y'} - E_{Y_1}]^{-1}$$

Der kinematisch mögliche Maximalwert für E_{Y_1} ist wegen $|\vec{\beta}| < 1$ folglich

$E_{Y_1} < \frac{1}{2} M_{Y'}$. Für die invariante Masse des X_b ergibt sich :

$$M_{X_b}^2 = (P_{X_b}^2)^{\frac{1}{2}} = (M_{Y'}^2 - 2 \cdot E_{Y_1} \cdot M_{Y'})^{\frac{1}{2}} = (M_{Y'} - E_{Y_1}) - M_{\text{Rück}}^1$$

mit $M_{\text{Rück}}^1 = (M_{Y'} - E_{Y_1}) \cdot (1 - (1 - \beta^2)^{\frac{1}{2}}) = \frac{1}{2} \cdot (M_{Y'} - M_{X_b})^2 / M_{Y'}$.

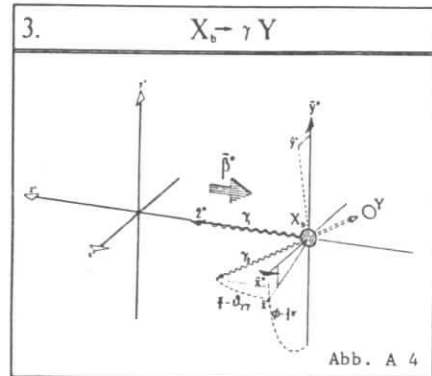
Beispiel

E_{γ_1}	M_{X_b}	$M_{Rück}^1$	β	γ
[MeV]	[MeVc ⁻²]	[MeVc ⁻²]		
110.6	9911.9	0.62	0.011	1 + 0.000061
131.7	9890.5	0.88	0.013	1 + 0.000091
162.1	9859.6	1.33	0.016	1 + 0.000142

Zur weiteren Betrachtung geht man sinnvollerweise zum Laborsystem (\vec{x}^* , \vec{y}^* , \vec{z}^*) über, das aus (\vec{x} , \vec{y} , \vec{z}) durch die Transformation

$$(\vec{x}^*, \vec{y}^*, \vec{z}^*) = (\vec{x}, \vec{y}, \vec{z}) \cdot \begin{bmatrix} D(\theta) & 0 & \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & D(\phi) \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

hervorgeht, wobei die Richtung des Photons die z^* -Achse definiert und $D(\alpha)$ die zweidimensionale Drehmatrix $\begin{pmatrix} \cos\alpha & -\sin\alpha \\ \sin\alpha & \cos\alpha \end{pmatrix}$ ist. Es gilt $\vec{\beta}^* = [0, 0, -|\vec{\beta}|]$.



Schwerpunktsystem (\vec{x}^* , \vec{y}^* , \vec{z}^*) X_b

$$\begin{aligned} \hat{P}_{X_b} &= [M_{X_b}, 0, 0, 0]^T \\ \hat{P}_{\gamma_2} &= [\hat{E}_{\gamma_2}, \vec{n}_{\gamma_2} \cdot \hat{E}_{\gamma_2}]^T \\ \text{mit } \hat{P}_{X_b} + \hat{P}_{\gamma_2} &= \hat{P}_Y \text{ folgt für } \hat{P}_Y \\ \hat{P}_Y &= [M_{X_b} - \hat{E}_{\gamma_2}, -\vec{n}_{\gamma_2} \cdot \hat{E}_{\gamma_2}]^T \\ \text{Mit } (\hat{P}_Y^2)^{\frac{1}{2}} &= M_Y \text{ folgt für die Energie} \\ &\text{des zweiten Photons im Schwerpunkt-} \\ &\text{system des } X_b : \\ \hat{E}_{\gamma_2} &= \frac{1}{2} (M_{X_b}^2 - M_Y^2) / M_{X_b} = (M_{X_b} - M_Y) \cdot M_{Rück}^{12} \\ \text{mit } M_{Rück}^{12} &= \frac{1}{2} (M_{X_b} - M_Y)^2 / M_{X_b} \end{aligned}$$

Durch Lorentztransformation L vom Schwerpunktsystem (\vec{x}^* , \vec{y}^* , \vec{z}^*) zum Laborsystem (\vec{x}^* , \vec{y}^* , \vec{z}^*) folgt mit $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$ aus $P_{\gamma_2} = L \cdot \hat{P}_{\gamma_2}$:

$$E_{\gamma_2} = \gamma \cdot \hat{E}_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos(\hat{\theta}_{\gamma\gamma})) = \gamma^{-1} \hat{E}_{\gamma_2} \cdot (1 + \cos(\theta_{\gamma\gamma}))^{-1}$$

mit $L = \begin{bmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{bmatrix}$

Folglich ist im Laborsystem für die Energie des zweiten Photons eine Dopplerverschiebung in Abhängigkeit von $\theta_{\gamma\gamma}$ im Bereich $E_{\gamma_2} \in [\gamma \hat{E}_{\gamma_2} - \sigma_{\text{box}}, \gamma \hat{E}_{\gamma_2} + \sigma_{\text{box}}]$ mit

$\sigma_{\text{box}} = \gamma\beta \hat{E}_{\gamma_2}$ zu erwarten. Bei isotroper Winkelverteilung ist im Laborsystem der zu beobachtende Mittelwert $\langle E_{\gamma_2} \rangle = \gamma \hat{E}_{\gamma_2}$. Unter Verwendung obiger Formeln ergibt sich:

$$E_{\gamma_2} = [(M_{Y'} - M_Y) - E_{\gamma_1}] - M_{Rück}^{\text{Tot}}$$

mit

$$M_{Rück}^{\text{Tot}} = M_{Rück}^1 + M_{Rück}^{12} - \frac{1}{2} \left(1 - \frac{M_Y^2}{M_{X_b}^2}\right) \cdot M_{Rück}^1$$

Weiterhin gilt:

$$\cos(\hat{\theta}_{\gamma\gamma}) = \frac{\cos(\theta_{\gamma\gamma}) - \beta}{1 - \beta \cos(\theta_{\gamma\gamma})}$$

$$\sin(\hat{\theta}_{\gamma\gamma}) = \frac{\sin(\theta_{\gamma\gamma})}{\gamma(1 - \beta \cos(\theta_{\gamma\gamma}))}$$

Beispiel

E_{γ_1}	E_{γ_2}	\hat{E}_{γ_2}	σ_{box}	$M_{Y'} - M_Y - E_{\gamma_1}$	$M_{Rück}^{\text{Tot}}$
[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeV]	[MeVc ⁻²]	[MeVc ⁻²]
110.6	441.61	441.58	4.927	452.5	10.89
131.7	421.19	421.15	5.608	431.4	10.21
162.1	391.62	391.57	6.438	401.0	9.38

Anhang B

Paarerzeugung

Photonen können im Feld eines Teilchens bzw. eines Kerns in ein Elektron-Positron Paar konvertieren. Den Feynmangraph in niedrigster Ordnung QED, der diesen Prozeß beschreibt, zeigt Abbildung B1.

Die Konversionswahrscheinlichkeit ist:

$$dw(E_\gamma, E_\pm) = \phi(E_\gamma, E_\pm) \frac{dx}{L_R} \frac{dE_\pm}{E_\gamma}$$

wobei L_R die Strahlungslänge des von dem Photon der Energie E_γ durchquerten Materials der Stärke dx und E_\pm die Energie des auslaufenden Positrons (Elektrons) bezeichnet. Die Energie des zweiten Leptons ist gemäß Energieerhaltungssatz durch $E_\pm = E_\gamma - E_\mp$ bestimmt.

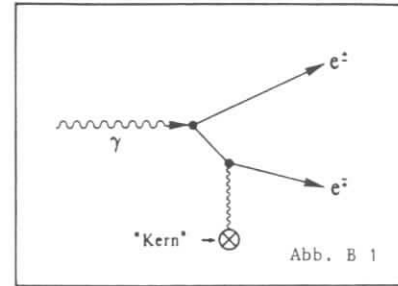


Abb. B 1

Die Funktion $\phi(E_\gamma, E_\pm)$ ist abhängig von der Kernladungszahl Z des Konvertermediums. Für Aluminium ($Z = 13$) ist diese Funktion bei verschiedenen Photonenenergien in Abbildung B2 dargestellt. Die bei der Berechnung dieser Kurven verwendeten Formeln [B1] sind nur für Photonenenergien $E_\gamma \gg m_e Z^{-\frac{1}{3}}$ zuverlässig.

Die Gesamtwahrscheinlichkeit $\sigma_p(E_\gamma)$ für die Paarerzeugung pro Strahlungslänge ergibt sich aus der Integration :

$$\sigma_p(E_\gamma) = \int \phi(E_\gamma, E_\pm) \frac{1}{E_\gamma} dE_\pm$$

über den Bereich $E_\pm \in [m_e, E_\gamma - m_e]$. Diese Gesamtwahrscheinlichkeit ist wieder für AL berechnet und in Abbildung B3 als Funktion der Photonenenergie dargestellt. Für den Winkel θ_\pm der erzeugten Leptonen gegenüber der ursprünglichen Richtung des Photons gilt $\theta_\pm \sim \frac{m_e}{E_\pm}$.

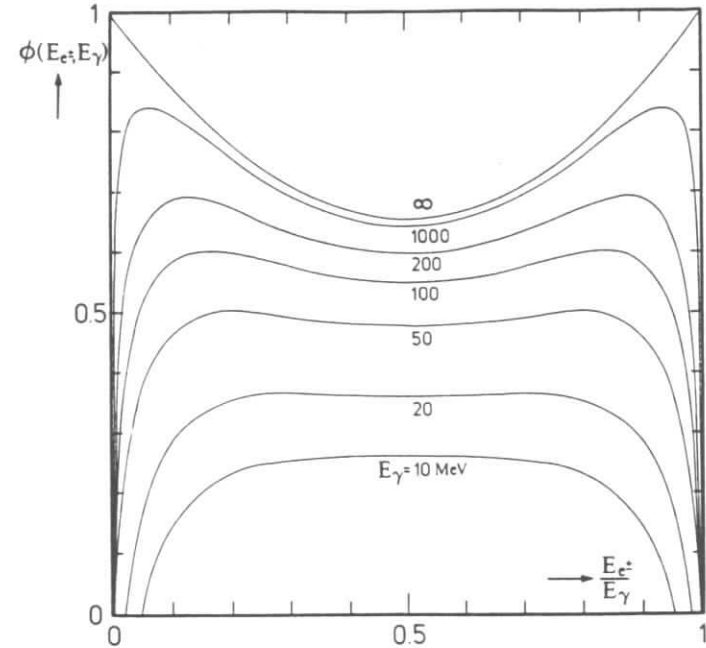


Abb. B 2

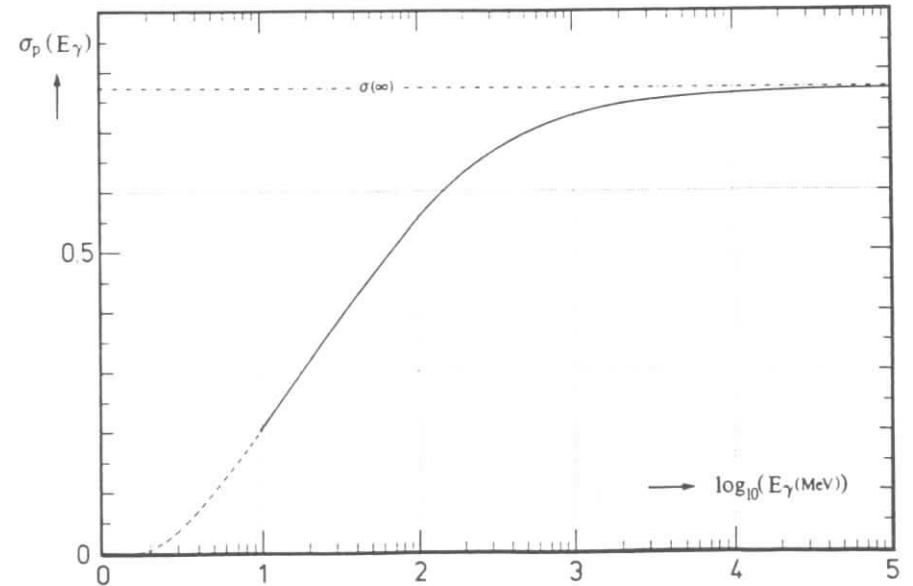


Abb. B 3

Anhang C

Prinzipien des kinematischen Fits

Für den geometrisch-kinematischen Fit wurde die Methode der kleinsten Quadrate [C1] gewählt. Da die Zwangsbedingungen nichtlineare Funktionen der variierten Parameter sind, ist die Lösung des Minimierungsproblem nur iterativ zu erreichen. Das entsprechende Verfahren sei nun kurz dargestellt.

Mit den Zwangsbedingungen $F_\alpha(x)$ ($\alpha = 1, 2, \dots, v$) sowie den Messwerten \bar{x}_i ($i=1, 2, \dots, n$) und der Kovarianzmatrix V_{ij} läßt sich die zu minimierende Funktion folgendermaßen darstellen :

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (x_i - \bar{x}_i) V_{ij}^{-1} (x_j - \bar{x}_j) + 2 \sum_{\alpha=1}^v \lambda_\alpha w_\alpha F_\alpha(x) \quad (1)$$

wobei w_α die Gewichte der Zwangsbedingungen und λ_α die Lagrange- Multiplikatoren sind. Für die Ableitungen folgt:

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial x_i} = 2 \sum_{j=1}^n V_{ij}^{-1} (x_j - \bar{x}_j) + 2 \sum_{\alpha=1}^v w_\alpha \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_i}(x) \lambda_\alpha = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \lambda_\alpha} = 2 w_\alpha F_\alpha(x) = 0 \quad (3)$$

Hiermit ergibt sich für den zu bestimmenden Wert x_i :

$$x_i = \bar{x}_i - \sum_{\alpha=1}^v \lambda_\alpha \left(\sum_{j=1}^n V_{ij} w_\alpha \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_j}(x) \right) \quad (4)$$

Wegen der Nichtlinearität der Funktionen $F_\alpha(x)$ ist eine iterative Prozedur zur Lösung notwendig, wobei als Startwerte der x_i die gemessenen Werte \bar{x}_i verwendet werden. Bezeichnet μ die Lösungen der μ -ten Iteration, so ist:

$$x_i^{\mu+1} = \bar{x}_i - \sum_{\alpha=1}^v \lambda_\alpha^{\mu+1} \left(\sum_{j=1}^n V_{ij} w_\alpha \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_j}(x^\mu) \right) \quad (5)$$

Mit folgenden Definitionen

$$c_\alpha^\mu = \left(\sum_{i=1}^n (x_i^\mu - \bar{x}_i) \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_i}(x^\mu) - F_\alpha(x^\mu) \right) w_\alpha \quad (6)$$

$$D_{i\alpha}^\mu = \sum_{j=1}^n V_{ij} w_\alpha \frac{\partial F_\alpha}{\partial x_j^\mu}(x^\mu) \quad (7)$$

$$E_{\alpha\beta}^\mu = \sum_{i=1}^n D_{i\alpha}^\mu \frac{\partial F_\beta}{\partial x_i^\mu}(x^\mu) w_\beta \quad (8)$$

ergibt sich:

$$\lambda_\alpha^{\mu+1} = \sum_{\beta=1}^v (E_{\alpha\beta}^\mu)^{-1} c_\beta^\mu \quad (9)$$

In Gleichung (5) eingesetzt folgt für x_i :

$$x_i^{\mu+1} = \bar{x}_i - \sum_{\alpha=1}^v \sum_{\beta=1}^v (E_{\alpha\beta}^\mu)^{-1} c_\beta^\mu D_{i\alpha}^\mu \quad (10)$$

In dieser Näherung hat die zu minimierende Funktion χ^2 den Wert :

$$(\chi^2)^{\mu+1} = \sum_{i=1}^n \sum_{j=1}^n (x_i^{\mu+1} - \bar{x}_i) V_{ij}^{-1} (x_j^{\mu+1} - \bar{x}_j) \quad (11)$$

Konvergenzkriterien sind :

$$(\Delta \chi^2)^\mu < \varepsilon_1$$

$$\sum_{\alpha=1}^v w_\alpha |F_\alpha(x^\mu)| < \varepsilon_2$$

Die Wahl der Schranken ε_i hängt stark von dem konkreten Problem ab und ist empirisch zu ermitteln. Ein Maß für die Güte des Lösungsansatzes ist neben der Zahl der im Mittel benötigten Iterationen die Verteilung der Größen $\frac{(x_j - \bar{x}_j)^2}{\sigma_j^2}$ ("Pulls") sowie die Verteilung von χ^2 . Hierbei sollte die Verteilung der Pulls nicht allzusehr von einer Standardnormalverteilung abweichen, während die Verteilung der χ^2 annähernd einer χ^2 -Verteilung entsprechen sollte, wobei sich die Zahl der Freiheitsgrade aus der Zahl der unabhängigen Zwangsbedingungen ergibt [C2].

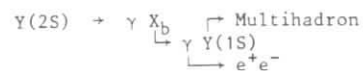
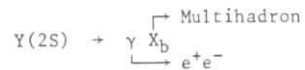
Anhang D

Simulationsstudien

D 1 Methoden

Zum Verständnis der vielfältigen Einflüsse der für den interessierenden physikalischen Prozeß wesentlichen Nachweiskomponenten des Detektors sowie zur Überprüfung und Optimierung der verwendeten Rekonstruktions- und Analysemethoden und schließlich zur quantitativen Bestimmung wichtiger Größen wie der Selektionswahrscheinlichkeit des gesamten Prozesses, respektive einzelner Teile, sofern eine Faktorisierung sinnvoll und mit Rücksicht auf hierdurch erzeugte systematische Unsicherheiten gerechtfertigt erscheint, ist die Durchführung von Simulationsrechnungen ("Monte Carlo") unverzichtbar, zumal in den seltensten Fällen ausreichend Meßdaten über theoretisch verstandene Prozesse zur Klärung der angesprochenen systematischen Einflüsse zur Verfügung stehen.

Für die im vorliegenden Fall untersuchten Reaktionen



deren Existenz durch das Auftreten annähernd monochromatischer Linien im inklusiven Spektrum konvertierter Photonen nachgewiesen werden kann, sind die stark energieabhängige Rekonstruktionswahrscheinlichkeit konvertierter Photonen und die durch physikalische Eigenschaften der beteiligten Zustände, Kinematik und Detektorauflösung bestimmte Signalform sowie deren Modifikation durch die Analysemethode wesentlich.

Zu diesem Zweck werden für ausgewählte Energien im Bereich von 70-5000 MeV monochromatische Photonen isotroper Winkelverteilung generiert und ausgehend von der Wechselwirkungszone deren Weg durch den Detektor einschließlich möglicher Wechselwirkung mit aktiven und passiven Detektorkomponenten simuliert. Hierbei erzeugte sekundäre Teilchen ab einer Energie von einigen MeV werden analog behandelt. Für Photonen sind als Wechselwirkungen Comptonstreuung,

Photoeffekt und Paarzerzeugung, für Elektronen und Positronen Energieverlust durch Ionisation und Bremsstrahlung sowie Vielfachstreuung berücksichtigt [D1].

Die Wechselwirkung innerhalb aktiver Komponenten wie die Driftkammer und Szintillatoren darstellen, ermöglichen die Berechnung korrespondierender Meßgrößen. Im Rahmen der Rekonstruktion dieser simulierten Ereignisse werden dann Ansprechwahrscheinlichkeiten, Untergrundstörungen sowie Meßfehler eingeführt, um die bei realen Messungen auftretenden statistischen und systematischen Unsicherheiten zu berücksichtigen. Die so erzeugten Ereignisse werden dann mit zu den für reale Daten verwendeten Methoden analogen Analyseverfahren untersucht. Das Detektorsimulationsprogramm SIMARG ist in Referenz [D2] beschrieben.

Es wurden für 21 verschiedene Energien monochromatische Photonen erzeugt. Bei insgesamt 544948 generierten Photonen wurden 4638 ($\approx 0.85\%$) Ereignisse mit rekonstruierten e^+e^- -Paaren gefunden, deren Zahl sich im zweiten Rekonstruktionsschritt um etwa 9.1% auf 4217 reduzierte. Diese Ereignisse wurden zur Bestimmung der Auflösung, Signalform und Akzeptanz in Abhängigkeit von der Photonenenergie verwendet. Zudem wurden die Korrekturen für möglichen Energieverlust überprüft.

D 2 Linienform und Auflösung

Die zu beobachtende Signal- bzw. Linienform eines radiativen Überganges wird im wesentlichen beeinflusst durch:

- die Reaktion des Detektors auf monochromatische, konvertierte Photonen
- die natürliche Breite der beteiligten Zustände
- die relative Bewegung dieser Zustände zum LAB-System
- die Multipolarität des Überganges

In den untersuchten Reaktionen: $Y(2S) + \gamma X_b$ (I)

$X_b + \gamma Y(1S)$ (II)

kann der Einfluß der $Y(2S/1S)$ -Zustände auf die Signalform wegen ihrer sehr

schmalen natürlichen Breiten ($\sim \text{keV}$) vernachlässigt werden, womit sich prinzipiell Aussagen über die X_b Zustandsbreiten aus den observierten Signalamplituden ableiten ließen.

Da in Reaktion (II) der durch (I) erzeugte X_b Zustand sich relativ zum Detektor (LAB-System) bewegt, ist mit einer Dopplerverbreiterung des Photonen-signals in (II) zu rechnen (siehe A2).

Der Einfluß von nicht isotropen Winkelverteilungen auf die Linienform kann vernachlässigt werden.

D.2.1 Detektorauflösung σ_{res}

In der Energieverteilung rekonstruierter e^+e^- - Paare, erzeugt durch Konversion monochromatischer Photonen, sollte sich neben der Detektorauflösung für gemessene Spuren auch der mögliche Energieverlust der Leptonen widerspiegeln.

Die folgende Parametrisierung der differentiellen Amplitudenfunktion erscheint diesen Anforderungen gerecht zu werden:

$$\frac{dS}{dE_{\text{Obs}}} = f(E_0 - E_{\text{Obs}}) = N \cdot \begin{cases} A \cdot \left\{ \frac{\sigma_{\text{res}}}{E_0 - E_{\text{Obs}} + B} \right\}^\alpha & \text{für } E_{\text{Obs}} < E' \\ \exp\left[-\frac{1}{2} \left\{ \frac{E_0 - E_{\text{Obs}}}{\sigma_{\text{res}}} \right\}^2\right] & \text{für } E_{\text{Obs}} \geq E' \end{cases} \quad (\text{III})$$

mit

$$\left[\begin{array}{l} E_0 \quad \text{durch Anpassung ermittelte Photonenenergie} \\ E_{\text{Obs}} \quad \text{beobachtete Energie des } e^+e^- \text{-Paares} \\ E' = E_0 - \beta \cdot \sigma_{\text{res}} \\ A = \left[\frac{\alpha}{\beta} \right]^\alpha \cdot \exp\left[-\frac{1}{2} \beta^2\right] \\ B = \sigma_{\text{res}} \cdot \left(\frac{\alpha}{\beta} - \beta \right) \\ N \quad \text{Normalisierungsfaktor} \\ \beta > 0, \alpha > 1 \end{array} \right]$$

Diese Funktion setzt sich somit aus einer zentralen Gaussfunktion mit der Auflösung σ_{res} und einer inversen Potenzfunktion mit $E' + \frac{\alpha\sigma}{\beta}$ als Asymptote zusammen, wobei sie am Übergangspunkt E' stetig und stetig differenzierbar ist und sich bei gegebener Form (III) durch vier Parameter charakterisieren läßt: $f_{\text{res}} = f(E_{\text{Obs}} - E_0, E_0, \sigma, \alpha, \beta)$

Ausgehend von der bei den Monte-Carlo Ereignissen bekannten ursprünglichen Photonenenergie $E_\gamma = E_0 + \Delta E$ sind mit Hilfe der beobachteten Signalform σ, α, β in Abhängigkeit von E_0 zu bestimmen sowie die in der Analyse verwendeten Energieverlustkorrekturen zu optimieren, so daß $\frac{\Delta E}{\sigma_{\text{res}}} \ll 1$.

Hierbei zeigt es sich, daß α und β nahezu unabhängig von der Energie E_0 sind und nur schwache Korrelation zwischen σ_{res} einerseits und α, β andererseits vorliegt.

Figur D1 zeigt die Anpassung an die beobachtete Energieverteilung rekonstruierter e^+e^- - Paare von konvertierten Photonen mit einer Energie von $E_\gamma = E_0 = 140 \text{ MeV}$.

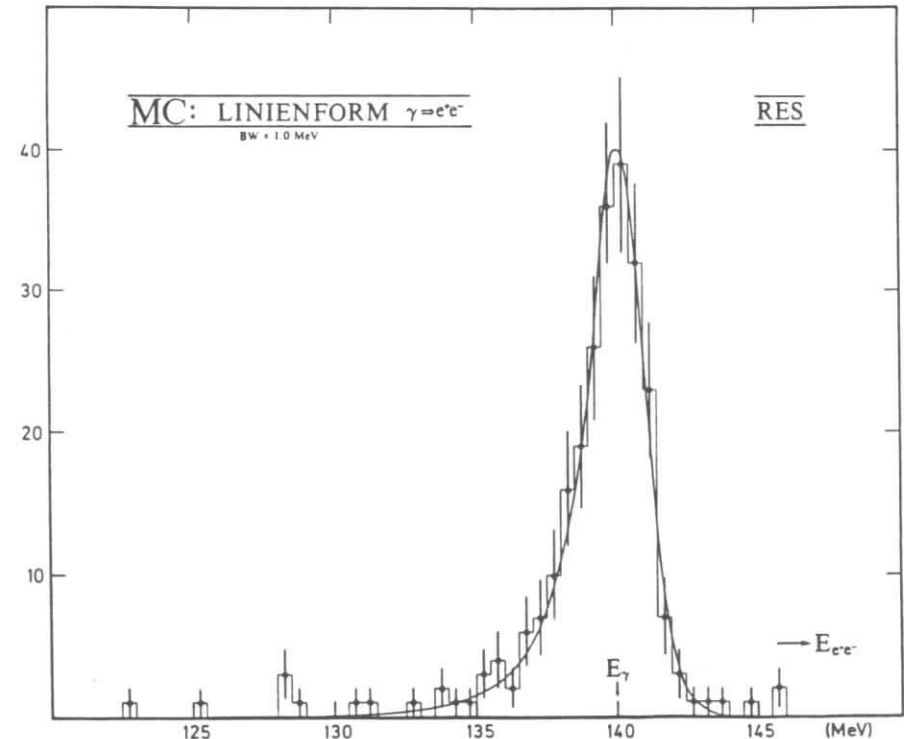


Abb. D 1

Die Werte von σ_{res} für alle untersuchten Energien sind in Figur D4 auf der Seite 125 dargestellt.

Die durch endliche Linienbreite und/oder Dopplerbewegung des X_b Zustandes zu erwartende Linienform läßt sich nunmehr durch sukzessive Faltung der Detektorauflösfunktion mit den entsprechenden Verteilungen (Breit-Wigner, Dopplerbox) erzeugen.

D 2.2 Auflösung • Breit-Wigner

Da der in der Reaktion (I) zu erwartende Impulsübertrag relativ zur Masse des X_b - Zustandes klein ist, sei es erlaubt, bei endlicher Breite Γ des X_b die Massenverteilung mit dem Mittelwert \bar{M}_{X_b} durch eine nicht relativistische Breit-Wigner Verteilung zu approximieren:

$$f_{\text{bw}}(M_{X_b} - \bar{M}_{X_b}) = \frac{\Gamma}{2\pi} \cdot \frac{1}{(M_{X_b} - \bar{M}_{X_b})^2 + (\frac{1}{2}\Gamma)^2} \quad (\text{IV})$$

Mit Hilfe von $M_{X_b}^2 = M_Y^2 - 2E_Y M_Y$ läßt sich die korrespondierende Verteilung für die Photonenenergie ableiten. Die resultierende Linienform ist durch:

$$f_{\text{res.bw}}(E_{\text{Obs}} - E_0) = N \cdot \int_0^{\frac{1}{2}M_Y} f_{\text{res}}(E_{\text{Obs}} - E) \cdot f_{\text{bw}}(E - E_0) \cdot (E)^n dE \quad (\text{V})$$

gegeben, wobei der Term $(E)^n$ durch die Energieabhängigkeit des Dipolmatrixelements bedingt ist. Für einen E1 Übergang ist $n = 3$. Als Folge ist die Kurve leicht zur höheren Energie verschoben, was allerdings in der vorliegenden Parameterkonstellation zu vernachlässigen ist.

Die resultierende Amplitudenfunktion ist durch fünf Parameter charakterisiert:

$$f_{\text{res.bw}} = f(E_{\text{Obs}} - E_0, E_0, \sigma_{\text{res}}, \alpha, \beta, \Gamma)$$

In Figur D2 ist diese für verschiedene Breiten Γ dargestellt. Die Schattierung zeigt den Unterschied zwischen der Auflösungsfunktion und einer symmetrischen Gaußfunktion.

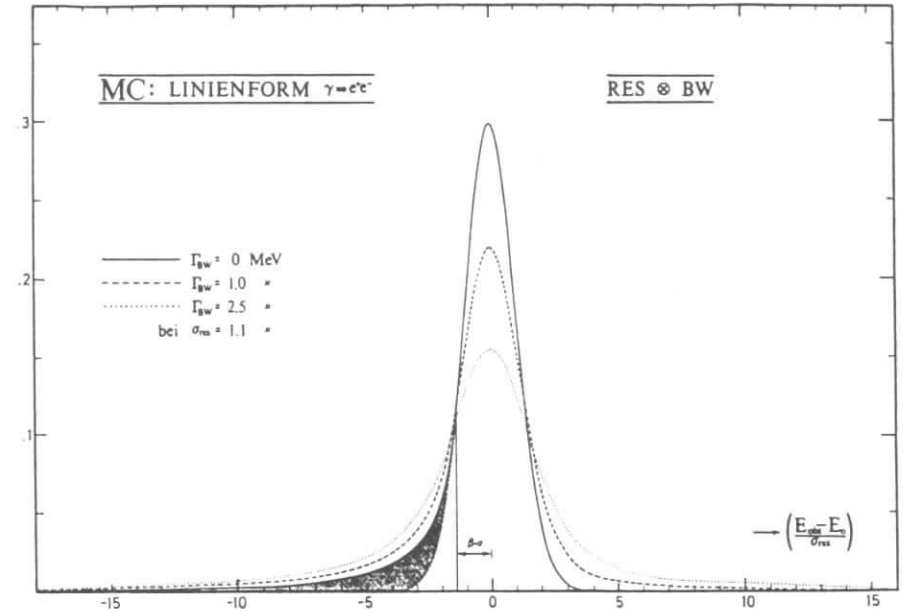


Abb. D 2

D 2.3 Auflösung • Dopplerbox

Aufgrund der Bewegung des X_b - Zustandes relativ zum Laborsystem liegt die Energie $E_{\gamma_2}^{\text{LAB}}$ des emittierten Photons γ_2 aus der Reaktion (II) im Intervall $[E_{\gamma_2}^{\text{CM}} - \sigma_{\text{box}}, E_{\gamma_2}^{\text{CM}} + \sigma_{\text{box}}]$ (Siehe A2). Uniformität vorausgesetzt ergibt sich folgende Verteilung:

$$f_{\text{box}}(E_{\text{Obs}} - E_0) = \frac{1}{2\sigma_{\text{box}}} [\Theta(E_{\text{Obs}} - E_0 + \sigma_{\text{box}}) \cdot \Theta(E_{\text{Obs}} - E_0 - \sigma_{\text{box}})] \quad (\text{VI})$$

wobei $E_0 = E_{\gamma_2}^{\text{CM}}$ und Θ eine Stufenfunktion repräsentiert.

Der Einfluß der Dopplerverbreiterung auf die Linienform läßt sich durch die folgende Amplitudenfunktion wiedergeben:

$$f_{\text{res.box}}(E_{\text{Obs}} - E_0) = N \cdot \int_0^{\infty} f_{\text{res}}(E_{\text{Obs}} - E) f_{\text{box}}(E - E_0) dE \quad (\text{VII})$$

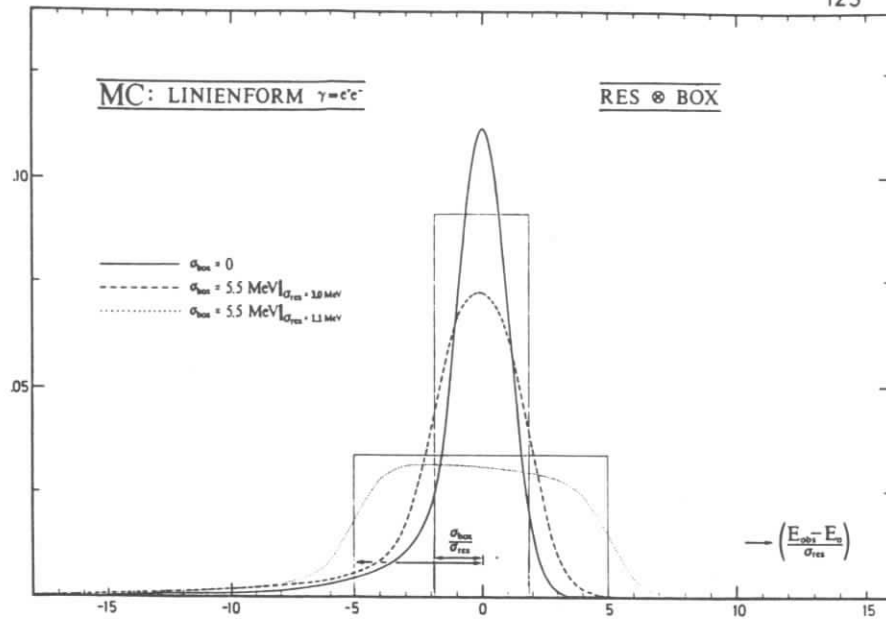


Abb. D 3

Diese ist durch fünf Parameter charakterisiert :

$$f_{\text{res}\cdot\text{box}} = f(E_{\text{Obs}} - E_0, E_0, \sigma_{\text{res}}, \alpha, \beta, \sigma_{\text{box}})$$

Die Modifizierung der Auflösungsfunktion durch die Dopplerbewegung ist in der Abbildung D3 für die in dem untersuchten Y' - System charakteristischen Fälle dargestellt. Die gestrichelte Kurve zeigt den Effekt für den Fall $E_{\gamma_1} \sim 130$ MeV, während bei der punktierten Kurve $E_{\gamma_2} \sim 130$ MeV angenommen ist.

D 3 Akzeptanz

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\eta_\gamma(E_\gamma)$ für konvertierte Photonen der Energie E_γ läßt sich aus dem Verhältnis der Zahl der durch die Analyse selektierten, vollständig rekonstruierten e^+e^- -Paare zur Zahl der generierten Photonen bestimmen. Die Ergebnisse sind in Figur D4 dargestellt.

Für die globale Kurvenanpassung an die MC-Datenpunkte wurde ein Polynom 5. Ordnung in $\ln(E_\gamma)$ gewählt. Sieht man von dem Bereich von Energien oberhalb 3 GeV ab, wo letztlich die der Analyse zugrundeliegenden geometrischen Prinzipien nicht mehr zuverlässig erscheinen, so liefert die Anpassung

verschiedener Kurvenmodelle im wesentlichen gleiche Resultate, was sich auch in der lokalen Anpassung im Bereich von 90 - 200 MeV durch eine Gerade widerspiegelt.

Der starke Abfall der Effizienz zu niedrigen Photonenenergien läßt sich durch die Überlegung erklären, daß bei gegebenen Θ_γ des konvertierten Photons wegen des zur Rekonstruktion in der Driftkammer notwendigen minimalen Transversalimpulses p_t^{Min} für das Lepton mit der niedrigeren Energie jeweils nur der Bereich $[p_t^{\text{Min}} / \sin\Theta_\gamma, \frac{1}{2}E_\gamma]$ für die Rekonstruktion möglich ist (siehe B). Berücksichtigt man noch die für die verschiedenen Konversionsbereiche unterschiedlichen p_t^{Min} , so läßt sich aus der Verteilung für Paarerzeugung und den bekannten Strahlungslängen durch Integration über E^\pm und Θ die gefundene Akzeptanzkurve qualitativ gut reproduzieren (Abweichung < 10 %).

Aus obiger Erwägung ist für

$$E_\gamma + \frac{2p_t^{\text{Min}}}{\sin\Theta} \quad \eta_\gamma \rightarrow 0$$

zu erwarten.

Gleichwohl die verwendete Winkelverteilung der generierten Photonen isotrop ist, lassen sich aus den beobachteten Verteilungen für $\cos\Theta_\gamma$ die Korrekturfaktoren für η_γ für nichtisotrope Verteilungen ableiten.

Anhang E

Hypothesen zum Untergrund

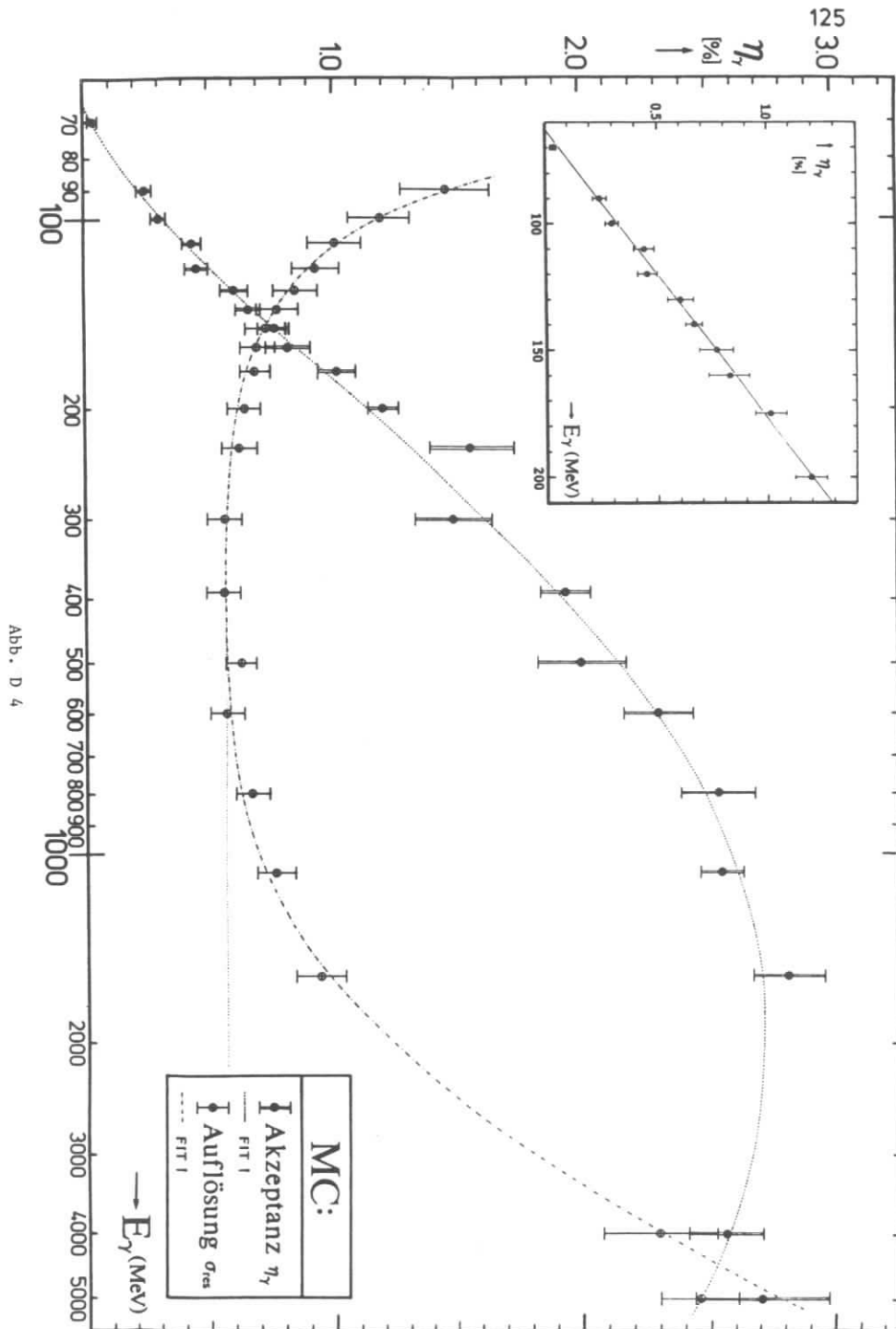
Vernachlässigt man den Beitrag konvertierter Photonen aus radiativen Bhabha-Ereignissen, welcher sich durch geeignete Selektionskriterien drastisch reduzieren läßt, so bilden im wesentlichen Photonen aus Zerfällen von neutralen Pionen $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, die mit einer mittleren Häufigkeit von etwa ~ 3 pro Ereignis in multihadronischen Ereignissen aus $Y(2S)$ -Zerfällen erzeugt werden, das inklusive Photonenspektrum.

Wären Impulsverteilung und mittlere Multiplizität in von den bei einer Schwerpunktsenergie entsprechend der Masse $Y(2S)$ auftretenden Zerfällen produzierten π^0 's durch Messung bestimmt, so ließen sich mit der hieraus abgeleiteten Energieverteilung der sekundären Photonen sowie deren Häufigkeit durch Vergleich mit dem gemessenen Spektrum konvertierter Photonen quantitative Betrachtungen bezüglich der Plausibilität der durch Simulationsrechnungen gewonnenen Form der die Nachweiswahrscheinlichkeit konvertierter Photonen in Abhängigkeit von der Energie beschreibenden Kurve, respektive hinsichtlich der absoluten Akzeptanz multihadronischer Ereignisse einschließlich konvertierter Photonen, anstellen.

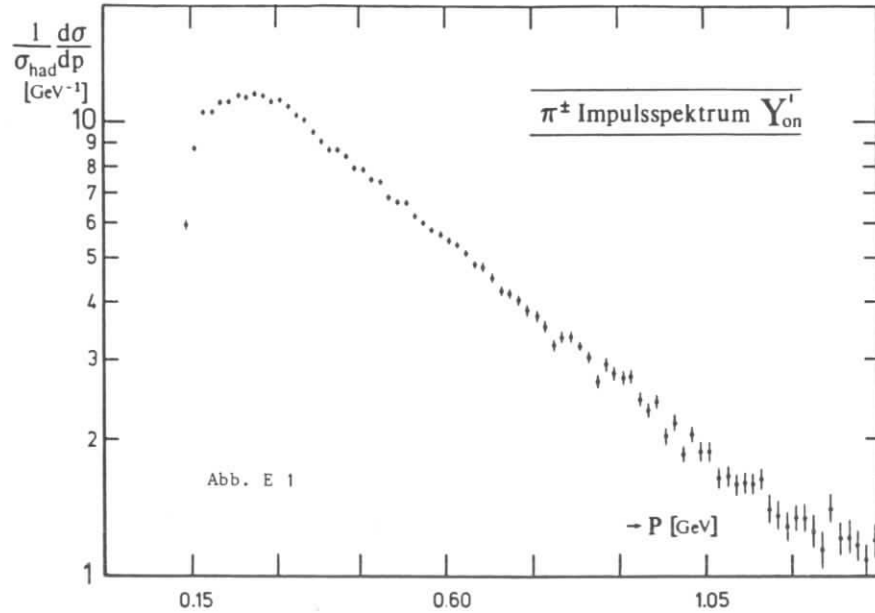
Ogleich eine Messung der Impulsverteilung neutraler Pionen nicht vorliegt und die mittlere Multiplizität nur ungenau bestimmt ist, sind anhand der entsprechenden Verteilungen der geladenen Pionen, für die recht präzise Daten vorhanden sind, erwähnte Analysen möglich. Hierbei sind allerdings die Gültigkeit gewisser Hypothesen bezüglich der Ähnlichkeit zwischen der Erzeugung neutraler und geladener Pionen bei Schwerpunktsenergien entsprechend der $Y(2S)$ -Masse Voraussetzung.

Hier wurden folgende Annahmen zugrundegelegt:

- Die Impulsspektren neutraler und geladener Pionen sind identisch.
- Für die mittlere Multiplizität neutraler Pionen gilt: $\langle n^0 \rangle = \frac{1}{2} \langle n^\pm \rangle$
- Die Winkelverteilung ist isotrop.



Das normalisierte π^\pm Impulsspektrum¹ bei einer Schwerpunktsenergie $\sqrt{s} = M_Y$, zeigt die folgende Abbildung. Die Gültigkeit obiger Annahmen vorausgesetzt, kann man aus diesem Spektrum das Energiespektrum $f(E_\gamma)$ der Photonen aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ ableiten.



Es folgt:

$$f(E_\gamma) = 2 \cdot \int \frac{1}{p} \frac{d\sigma}{dp} dp$$

wobei über einen Bereich von $p(E_\gamma)$ bis $p_{\max} = E_{\text{Beam}}$ zu integrieren ist. Es ist $p(E_\gamma) = \pm(E_\gamma - \frac{1}{4} \frac{m_\pi^2}{E_\gamma})$ mit + für $E_\gamma \geq \frac{1}{2} m_\pi$. An die Verteilung $\frac{1}{p} \frac{d\sigma}{dp}$, die sich aus dem gemessenen Impulsspektrum ergibt, wurde eine Funktion $g(p)$ angepasst. Diese hat folgende Form:

$$g(p) = a \cdot \left(\frac{E}{p}\right) \cdot \left\{ \exp\left(-\frac{E}{T_1}\right) + b \cdot \exp\left(-\frac{E}{T_2}\right) \right\}$$

mit $E = (p^2 + m_\pi^2)^{\frac{1}{2}}$.

Mit dieser Parametrisierung läßt sich die Integration analytisch durchführen. Da die Anpassung für Impulse unterhalb $p_\pi \sim 190$ MeV nicht möglich ist, wurde das

¹) ARGUS - Messung [E1]

Photonenspektrum für $E_\gamma \leq 210$ MeV durch die Funktion $f_0(E_\gamma) = c \cdot \exp\left(-\frac{E_\gamma}{d}\right)$ approximiert, so daß die resultierende Funktion $f(E_\gamma)$ an der Stelle $E_\gamma = 210$ MeV stetig und stetig differenzierbar ist.

Da das π^0 -Spektrum normiert ist, läßt sich für einen limitierten Energiebereich unter Hinzunahme der Akzeptanz eine absolute Voraussage für den Untergrund des inklusiven Spektrums konvertierter Photonen bei Schwerpunktsenergien $\sqrt{s} \sim M_Y$ machen. Die entsprechende Verteilung wird im Kapitel IV diskutiert.

Für eine Diskussion inklusiver Hadronenspektren siehe [E2].

Eine weitere Quelle für Photonen ist die Reaktion $Y(2S) + \pi^0 \pi^0 Y(1S)$. Während der Zerfall $Y(2S) + \pi^+ \pi^- Y(1S)$ von der ARGUS-Kollaboration recht genau untersucht ist [E3], liegt eine verlässliche Messung dieses Zerfall mit den neutralen Pionen für dieses Experiment nicht vor [E4]. Allerdings ist dieser Zerfall von der Crystal-Ball Gruppe analysiert worden [E5]. Hieraus läßt sich das Spektrum der Photonen, welchen aus den Zerfällen der π^0 's resultieren, ableiten. Der Beitrag zum inklusiven Photonenspektrum durch Photonen aus der Reaktion $Y(2S) + \pi^0 \pi^0 Y(1S) + \gamma\gamma Y(1S)$ ist allerdings recht gering (siehe Abbildung 4.5).

Literaturverzeichnis

- [1] ARGUS A New Detector for DORIS, *DESY Proposal 148* (1979).
- [2] S.W.HERB et al., *Phys.Rev.Lett.*39(1977)252;
K.UENO et al., *Pys.Rev.Lett.*42(1979)486;
W.R.INNES et al., *Phys.Rev.Lett.*39(1977)1240.
- [3] C.BERGER et al., *Phys.Lett.*76B(1978)234;
C.W.DARDEN et al., *Phys.Lett.*76B(1978)246.
- [4] E.EICHTEN et al., *Phys.Rev.*D21(1980)203.
- [5] C.BERGER et al., *Phys.Lett.*78B(1978)176;
C.W.DARDEN et al., *Phys.Lett.*78B(1978)364;
J.K.BIENLEIN et al., *Phys.Lett.*78B(1978)360;
D.ANDREWS et al., *Phys.Rev.Lett.*44(1980)1108;
T.BÖHRINGER et al., *Phys.Rev.Lett.*44(1980)1111;
G.FINOCCHIARO et al., *Phys.Rev.Lett.*45(1980)222;
D.ANDREWS et al., *Phys.Rev.Lett.*45(1980)219.
- [1.1] K.BERKELMANN, *Phys.Rep.*98(1983)145;
K.KÖNIGSMANN, *DESY Report* 86-009(1986);
E.EICHTEN et al., *Phys.Rev.*D21(1980)203;
V.A.KHOZE, *DESY Report* 83-105(1983);
V.A.NOVIKOV et al., *Phys.Rep.*41C(1978)1.
- [1.2] M.DEUTSCH, *Phys.Rev.*82(1951)455.
- [1.3] C.PETERSON, T.F.WALSH, *Phys.Lett.*91B(1980)455.
- [1.4] G.WOLF, *DESY Report* 80-013(1980).
- [1.5] G.BRAUNSHAUSEN, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*,
Preprint IHEP/84-5(1984)
- [1.6] siehe Referenzen [2], [3] und [5]
- [1.7] siehe Referenzen [5]
- [1.8] H.ALBRECHT et al., *Phys.Lett.*162B(1985)395 sowie
die dort angegebenen Referenzen.

- [1.9] M.KRAMMER, H.KRASEMANN, *Acta Physica Austriaca Suppl.*XXI(1979)259.
- [1.10] A.A.BYKOV et al., *Usp.Fiz.Nauk* 143(1984)3.
- [1.11] S.OKUBO, *Phys.Lett.*5(1963)165;
G.ZWEIG, *CERN Report* TH 401(1964)412;
J.IIZUKA, *Prog.Theor.Phys. Suppl.*37/38(1966)21.
- [1.12] für einen Überblick siehe Referenz [1.10] und
J.R.ROSNER, *Enrico Fermi Institute Report* EFI 83/17(1983);
J.R.ROSNER, *Enrico Fermi Institute Report* EFI 85/63(1985);
K.KÖNIGSMANN, *DESY Report* 85-089(1985);
K.KÖNIGSMANN, *DESY Report* 86-009(1986).
- [1.13] E.EICHTEN et al., *Phys.Rev.Lett.*34(1975)369, *Phys.Rev.*D17(1978)
3090, *Phys.Rev.*D21(1980)203.
- [1.14] D.GROMES, *Zeit.Phys.*C26(1984)401.
- [1.15] D.GROMES, *Herbstschule Maria Laach 1978*,
Preprint THEP/78-18(1978).
- [1.16] W.BUCHMÜLLER, *Phys.Lett.*112B(1982)479.
- [1.17] R.TAMAGAKI et al., *Prog.Theor.Phys. Suppl.*39(1967)23.
- [1.18] H.J.SCHNITZER, *Phys.Rev.Lett.*35(1975)1540.
- [1.19] siehe Referenz [1.15].
- [1.20] siehe Referenz [1.13].
- [1.21] siehe Referenz [1.15].
- [1.22] B.BARBIERI et al., *Phys.Lett.*60B(1976)183;
B.BARBIERI et al., *Phys.Lett.*61B(1976)465;
- [1.23] B.BARBIERI et al., *Phys.Lett.*95B(1980)93;
B.BARBIERI et al., *Phys.Lett.*106B(1981)497.
- [2.1] Vorschlag zum Bau des Doppelspeicherring DORIS,
DESY Proposal (1967).
- [2.2] THE DORIS STORAGE RING GROUP, *DESY Report* 78-008(1979).
- [2.3] K.WILLE, *DESY Report* 81-047(1981).
- [2.4] H.NESEMANN & K.WILLE, *DESY Report* M-83/09(1983).
- [2.5] E.E.KOCH, *Nucl.Instr.Methods* 197(1980)1.
- [2.6] siehe zum Beispiel F.M.RENARD, *Basics of electron positron
collisions*, Edition Frontières(1980).

- [2.7] G.BRAUNSHAUSEN, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*, Preprint IHEP/84-5(1984).
- [2.8] THE ARGUS KOLLABORATION, *DESY Proposal 148*(1979);
PARTICLE DATA GROUP, *Major detectors in elementary particle physics*, LBL-91/UC-37(1983);
H.ALBRECHT et al., *Nucl.Instr.& Meth.* (in Vorbereitung).
- [2.9] R.L.CHILDERS & Y.OKU, *DESY internal Report F15-83/1*(1983).
- [2.10] M.DANILOV et al., *Nucl.Instr.& Meth.*217(1983)153;
G.HARDER, *Diplomarbeit Universität Hamburg*,
DESY internal Report F15-84/1(1984);
W.BEIL, *Diplomarbeit Universität Hamburg* (1983).
- [2.11] R.HELLER et al., *Nucl.Instr.& Meth.*A235(1985)26;
R.HELLER et al., *Universität Heidelberg Preprint IHEP-HD/ARGUS/81-2*(1981);
R.SALOMON, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*,
Preprint IHEP-HD/83-3(1983);
Th.KLINGER, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*,
Preprint IHEP-HD/84-2(1984).
- [2.12] R.HELLER, *Universität Heidelberg Preprint IHEP-HD/ARGUS/81-2*(1981).
- [2.13] W.HOFMANN et al., *Nucl.Instr.& Meth.*163(1979)77;
W.HOFMANN et al., *Nucl.Instr.& Meth.*195(1982)475;
A.DRESCHER et al., *Nucl.Instr.& Meth.*205(1983)125;
A.DRESCHER et al., *Nucl.Instr.& Meth.*216(1983)35;
A.DRESCHER et al., *Nucl.Instr.& Meth.*A237(1985)464;
A.DRESCHER, *Diplomarbeit Universität Dortmund* (1982);
H.SCHECK, *Diplomarbeit Universität Dortmund* (1983);
B.SPAAN, *Diplomarbeit Universität Dortmund* (1985).
- [2.14] A.AREFIEV et al., *DESY Report 83-025*(1983).
- [2.15] H.D.SCHULZ & H.J.STUCKENBERG, *CERN Courier 81/7*(1981)194.
- [2.16] *siehe die Handbücher für VAX/PDP-Rechner der Digital Equipment Cooperation DEC.*
- [2.17] H.ALBRECHT, *ARGUS internal software notes.*
- [2.18] A.D.JOHNSON & G.H.TRILL, *Lawrence Berkeley Laboratory - University of California*, Preprint TG-301(1976).
- [2.19] *siehe Referenzen [2.10].*
- [2.20] Y.OKU et al., *ARGUS internal software note 26*(1983).

- [2.21] *siehe ARGUS software notes on TOF counter analysis.*
- [2.22] *siehe ARGUS software notes on shower counter analysis.*
- [2.23] *siehe ARGUS software notes on myon chamber analysis.*
- [2.24] *siehe ARGUS software notes on vertex fitting.*
- [3.1] K.GREISEN & B.ROSSI, *Rev.Mod.Phys.*13(1941)240.
- [3.2] J.BERGER & S.M.SELTZER, *NASA report SP-3012*(1964).
- [5.1] G.KARL et al., *Phys.Rev.*D13(1976)1203.
- [5.2] T.SKWARNICKI, *DESY report 85-042*(1985).
- [5.3] D.P.BARBER et al., *Phys.Lett.*135B(1984)498.
- [5.4] W.W.MacKAY et al., *Phys.Rev.*D29(1984)2483.
- [5.5] K.KÖNIGSMANN, *DESY report 85-089*(1985).
- [5.6] Ch.FUKUNAGA & P.PADLEY, *ARGUS internal notes on kinematical fitting.*
- [5.7] *das Ereignis 1 wurde von P.Böckmann bereits vor Beginn dieser Analyse identifiziert.*
- [5.8] P.HAAS et al., *Phys.Rev.Lett.*52(1984)799.
- [5.9] C.KLOPFENSTEIN et al., *Phys.Rev.Lett.*51(1983)160.
- [5.10] R.NERNST et al., *Phys.Rev.Lett.*54(1985)2195.
- [5.11] W.WALK et al., *DESY report 85-019*(1986).
- [5.12] F.PAUSS et al., *Phys.Lett.*130B(1983)439.
- [5.13] N.S.GUPTA et al., *Phys.Rev.*D26(1982)3305 and
*Phys.Rev.*D30(1984)2424.
- [5.14] H.GROTCH et al., *Phys.Rev.*D30(1984)1924.
- [5.15] W.BUCHMÜLLER et al., *Phys.Lett.*45B(1982)103;
W.BUCHMÜLLER, *Phys.Lett.*112B(1982)479.
- [5.16] M.BANDER et al., *Phys.Rev.*D29(1984)2038 and
*Phys.Lett.*134B(1984)258.
- [5.17] S.ONO et al., *Phys.Rev.*D29(1984)110/2136 and
*Zeit.Phys.*C23(1984)59.
- [5.18] A.KHARE et al., *Phys.Lett.*98B(1981)385.

- [5.19] P.MOXHAY et al., *Phys.Rev.D*28(1983)1132.
- [5.20] R.McCLARY et al., *Phys.Rev.D*28(1983)1692.
- [5.21] J.H.HILLER, *Phys.Rev.D*30(1984)1520.
- [5.22] J.PANTALEONE et al., *Cornell University Preprint* CLNS-85/664(1985).
- [5.23] K.KÖNIGSMANN, *DESY report* 85-89(1985).
- [5.24] H.ALBRECHT et al., *Phys.Lett.*167B(1986)360.
- [B 1] H.OLSEN et al., *Phys.Rev.*114(1959)887.
Y.S.TSAI, *Rev.Mod.Phys.*46(1974)815.
K.GREISEN & B.ROSSI, *Rev.Mod.Phys.*13(1941)240.
- [C 1] V.BLOBEL, *Least Square Methods, Formulae and Methods in Experimental Data Evaluation* VOL.III CERN-RD/620-2000 (1984);
V.BLOBEL, *CONLES-Program package for constrained least square fits, DESY internal software note*(1982).
- [C 2] P.PADLEY, *private Mitteilung*.
- [D 1] H.MESSEL & D.F.CRAWFORD, *Electron-Photon Shower Distribution Function*, Pergamon Press(1984).
- [D 2] H.GENNOW, *DESY internal report* F15-85-02(1985).
- [E 1] R.SCHNEIDER, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*, Preprint IHEP-HD/85-2(1985);
R.WALDI, *private Mitteilung*.
- [E 2] E.STEINMANN, *Dissertation Universität Hamburg*, *DESY internal report* F15-81/01(1981);
R.WALDI, *Universität Heidelberg*, Preprint IHEP-HD/85-05(1985);
S.BEHRENDIS et al., *Cornell University Preprint* CLNS-84/630(1984).
- [E 3] H.ALBRECHT et al., *Phys.Lett.*134B(1984)137;
K.FRITZ, *Diplomarbeit Universität Heidelberg*, Preprint IHEP-HD/86-01(1986).
- [E 4] R.HELLER, *Dissertation Universität Heidelberg*, Preprint IHEP-HD/84-08(1984).
- [E 5] D.M.GELPHMANN, *Ph.D.thesis Stanford University* SLAC-286/UD-34D;
V.FONSECA et al., *Nucl.Phys.*B242(1984)31.

Danksagung

Mein Dank gilt in ganz besonderem Maße all denen, die durch ihre Mitarbeit in der ARGUS-Kollaboration bei der Konzeption, der Realisierung und dem Betrieb des Experimentes die Voraussetzungen schufen, welche diese Arbeit erst ermöglichten. Dies gilt gleichermaßen für alle Mitarbeiter der beteiligten Institute und insbesondere für die Mitarbeiter am DESY, die zum Gelingen dieses Experimentes beigetragen haben.

Für die ausgezeichnete Unterstützung des DESY-Direktoriums bedanke ich mich recht herzlich.

Für anregende Diskussionen, freundliche Unterstützung und geduldige Hilfsbereitschaft danke ich Dr. P. Böckmann, Dr. M. Danilov, Dipl. Phys. A. Drescher, Dr. L. Jönsson, P. Padley M.S., Dr. H. Schröder und ganz besonders Dr. D. Coppage.

Ein ganz wesentlicher Beitrag zu dieser Arbeit lag in der begleitenden Unterstützung meiner Studien durch Dr.W.Schmidt - Parzefall und in der Betreuung von Prof. Dr. D. Wegener. Beiden möchte ich für ihr reges Interesse, ihre außerordentliche Unterstützung und die große Hilfe, die sie mir zuteil werden ließen, herzlichst danken.

Herzlichst danke ich auch meiner lieben Frau.

Die ARGUS - Kollaboration

H. ALBRECHT, U. BINDER, G. DREWS, G. HARDER, H. HASEMANN,
I. LEMBKE-KOPPITZ, A. PHILIPP, W. SCHMIDT-PARZEFALL,
H. SCHRÖDER, H.D. SCHULZ, F. SELONKE, R. WURTH

DESY, Hamburg, Fed. Rep. Germany

A. DRESCHER, B. GRÄWE, W. HOFMANN, A. MARKEES, U. MATTHIESEN,
H. SCHECK, J. SPENGLER, D. WEGENER

Institut für Physik, Universität Dortmund, Germany

R. HELLER, K.R. SCHUBERT, J. STIEWE, R. WALDI, S. WESELER

Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Germany

N.N. BROWN, K.W. EDWARDS, W.R. FRISKEN, Ch. FUKUNAGA, D.J. GILKINSON,
D.M. GINGRICH, M. GODDARD, H. KAPITZA, P.C.H. KIM, R. KUTSCHKE,
P. PADLEY, P.M. PATEL, J.D. PRENTICE, H.C.J. SEYWERD, B.J. STACEY,
D.B. MACFARLANE, J.A. MCKENNA, K.W. McLEAN, A.W. NILSSON, R.S. ORR,
T.S. YOON, J.C. YUN

Institute of Particle Physics, Canada

R. AMMAR, D. COPPAGE, R. DAVIS, S. KANEKAL, N. KWAK

University of Kansas, Lawrence, KS, USA

G. KERNEL, M. PLEŠKO

J. Stefan Institute and Department of Physics, University of Ljubljana, Ljubljana, Yugoslavia

P. BÖCKMANN, L. JÖNSSON, Y. OKU

Institute of Physics, University of Lund, Sweden

A. AREFIEV, A. BABAEV, M. DANILOV, A. GOLUTVIN, V. LUBIMOV, V. MATVEEV,
V. NAGOVIITSIN, V. RYLTSOV, A. SEMENOV, V. SHEVCHENKO, V. SOLOSHENKO, V. SOPOV,
V. TCHERNYSHEV, V. TCHISTILIN, I. TICHOMIROV, Yu. ZAITSEV

Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. CHILDERS, C.W. DARDEN and H. GENNOW

University of South Carolina, Columbia, SC, USA