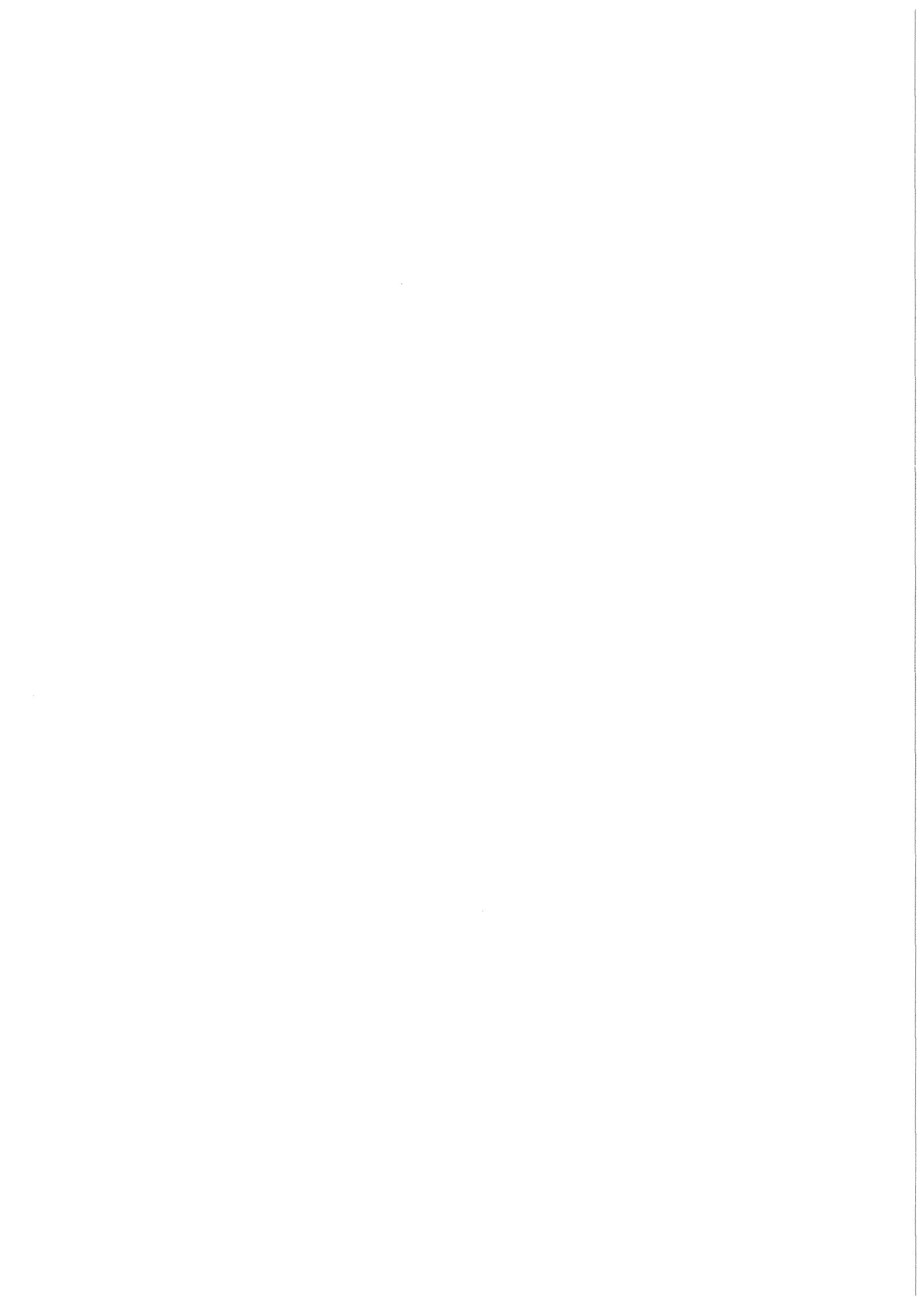


KfK 4359
Februar 1988

Suche nach schmalen Linien im Spektrum der Photonen aus der Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe

J. Schwertel
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Kernphysik

KfK 4359

Suche nach schmalen Linien im Spektrum der Photonen
aus der
Proton-Antiproton-Vernichtung in Ruhe *)

Johannes Schwertel

*) Von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe
genehmigte Diplomarbeit

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Mit einem magnetischen e^+e^- -Paarspektrometer wurden am LEAR (CERN) inklusive Photonenspektren aus der Annihilation von gestoppten Antiprotonen in flüssigem Wasserstoff gemessen. Die Energieauflösung des Spektrometers im Bereich von 100-700 MeV betrug 2 bis 4,5%. Insgesamt konnten etwa $4,8 \cdot 10^6$ Ereignisse mit Energien bis zu 1 GeV rekonstruiert werden. Die Spektren wurden auf mögliche schmale Linien abgetastet, deren Breite mit der Auflösung des Spektrometers vergleichbar ist und die auf die Existenz von gebundenen Nukleon-Antinukleon-Zuständen hinweisen könnten. Es wurden keine Strukturen gefunden deren Verzweigungsverhältnisse die 95%-Konfidenzniveaus von 4 bis $8 \cdot 10^{-4}$ überschreiten. Damit werden Ergebnisse aus früheren Experimenten widerlegt.

SEARCH FOR NARROW LINES IN PHOTON SPECTRA FROM PROTON-ANTIPROTON ANNIHILATIONS AT REST

ABSTRACT

Inclusive photon spectra from annihilation of antiprotons stopped in a liquid hydrogen target were measured at LEAR (CERN) with a magnetic pair spectrometer. The FWHM energy resolution of the spectrometer in the region from 100-700 MeV was in the range from 2 to 4.5%. A total number of about $4.8 \cdot 10^6$ events with energies up to 1 GeV have been reconstructed. The photon spectra were scanned for possible lines with widths comparable to spectrometer resolution indicating the existence of bound nucleon-antinucleon states. No such structures were found with branching ratios greater than 4 to $8 \cdot 10^{-4}$ at 95% confidence level. Results of former experiments could not be confirmed.

INHALTSVERZEICHNIS

Kapitel 1. Einführung	1
Kapitel 2. Theoretische Grundlagen	3
2.1 Einleitung	3
2.2 Bildung des $\bar{p}p$ -Systems	3
2.3 Das Potentialmodell	6
2.3.1 Kurzer historischer Abriß und Fragestellung	6
2.3.2 $N\bar{N}$ -Wechselwirkung und quasinukleare Zustände	7
2.3.3 Einfluß der Annihilation auf die quasinuklearen Zustände	10
2.3.4 Diskussion der Ergebnisse von Potentialrechnungen	12
2.4 Quarkmodelle	13
2.4.1 Einleitung	13
2.4.2 Duales topologisches Stringmodell und Quantenchromodynamik	14
2.4.3 Das MIT-Bag-Modell	19
2.4.4 Das Colour-Chemie-Modell	20
2.4.5 Offene Fragen im Rahmen der Quarkmodelle	21
2.5 Quark-Rearrangement- und Annihilations-Modelle	22
2.6 Bisherige experimentelle Resultate	24
Kapitel 3. Das PS183-Paarspektrometer	29
3.1 Einleitung	29
3.2 Aufbau und Funktionsweise des Spektrometers	29
3.3 Datennahme	33
3.4 Bestimmung der Teilchenimpulse	33
Kapitel 4. Eichung des Spektrometers	37
4.1 Einleitung	37
4.2 π^+ - und μ^+ - Eichlinien	37
4.2.1 Vergleich der Ergebnisse aus den Rekonstruktionsverfahren	38
4.2.2 Korrektur der Spektren	43
4.2.2.1 Anwendung von Schnitten für die π^+ - und μ^+ -Ereignisse	43
4.2.2.2 Berechnung bisher unberücksichtigter Impulsverluste	46
4.3 $\pi^+\pi^-$ - Eichlinien	49
4.4 Parametrisierung der Spektrometerauflösung	51
Kapitel 5. Anwendung von Schnitten	55

5.1	Einleitung	55
5.2	Schnitte für die Anwendung der Drei-Punkte-Methode	55
5.2.1	Vergleich der <i>R</i> -Spuren mit rekonstruierten Geraden	56
5.2.2	Vergleich der <i>P</i> -Spuren mit rekonstruierten Geraden	57
5.2.3	Symmetrie von <i>R</i> -Spuren	58
5.2.4	Abstand der <i>x</i> -Koordinaten in der <i>C1</i> -Kammer	59
5.2.5	Einbeziehung der <i>D1</i> - und <i>E1</i> -Koordinaten	59
5.2.6	Beschränkung der <i>S2-Q</i> - Zeitdifferenz	59
5.2.7	Beschränkung des Öffnungswinkels	61
5.2.8	Beschränkung des Annihilationsvertexbereichs	62
5.2.9	Flugzeitschnitte	63
5.3	Schnitte nach der Anwendung der Spline-Fit-Methode	69
Kapitel 6. Untersuchung der Photonenspektren		71
6.1	Einleitung	71
6.2	Spektren inklusiv gemessener Photonen	71
6.3	Beschreibung des Abtastverfahrens	76
6.3.1	Kurzer Überblick	76
6.3.2	Wahl der Parameter der Ausgleichskurven	76
6.3.3	Verfahren zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	79
6.4	Ergebnisse der Suche nach schmalen Linien	81
Kapitel 7. Schlußfolgerungen und Ausblick		87
Anhang A. Beschreibung der verwendeten Spurrekonstruktionsverfahren		89
A.1	Die Drei-Punkte-Methode	89
A.2	Die Spline-Fit-Methode	90
A.3	Die Schwimmmethode	92
Anhang B. Rekonstruktion des Annihilationsvertex		95
Anhang C. Parametrisierung der Spektrometerauflösung		97
Anhang D. Umrechnung der Photonenenergie in die Masse <i>X</i>		99
Anhang E. Liniensuche mit simulierten Photonen-Spektren		101
Anhang F. 95%-Konfidenzniveaus nach Anwendung verschiedener Schnitte		105

Literaturverzeichnis	109
Abbildungsverzeichnis	113
Tabellenverzeichnis	115

KAPITEL 1. EINFÜHRUNG

Fermi und Yang /11/ sagten schon vor nahezu 40 Jahren stark gebundene Zustände zwischen einem Nukleon(N) und einem Antinukleon(\bar{N}) voraus, die mit dem π -Meson identifiziert wurden. Die im Laufe der Jahre weiterentwickelten theoretischen Hadronen-Modelle lassen die Möglichkeit zu, daß neben den herkömmlichen Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq) auch Quarkmoleküle der Art $q\bar{q}q\bar{q}$ (Dimeson), $qq\bar{q}\bar{q}$ (Baryonium) oder $qqqqqq$ (Dibaryon) existieren. Derartige Zustände werden sowohl von Potential- als auch von Quark- und dualen Modellen vorhergesagt.

Darunter befinden sich gebundene Nukleon-Antinukleon-Zustände mit mesonischen Quantenzahlen im Bereich der $N\bar{N}$ -Schwelle; sie sollten sich durch Photon- bzw. Pion-Emission aus atomaren $p\bar{p}$ -Zuständen (Protonium) bilden. Ihre Breite sollte im Bereich von 10 MeV liegen.

Der Nachweis solcher Zustände würde die Kenntnis der starken Wechselwirkung verbessern, etwa deren Beschreibung durch Mesonenaustauschkräfte mit der Möglichkeit, die Annihilation von Nukleon und Antinukleon quantitativ zu erfassen. Zusammenfassende Darstellungen der theoretischen Grundlagen sind von Shapiro /16/ im Jahre 1978 und von Rossi und Veneziano /6/ im Jahre 1980 gegeben worden. Neuere Darstellungen sind in Form von Konferenzberichten (siehe z.B. N.Isgur /63/ und E.Klemp /66/) veröffentlicht worden.

Die in den sechziger Jahren begonnenen Experimente zeigten widersprüchliche Ergebnisse: teilweise wurden resonante und gebundene $N\bar{N}$ -Zustände gefunden, teilweise nicht. Eine zusammenfassende Darstellung der experimentellen Situation im Jahr 1980 kann in der Arbeit von Montanet /7/ gefunden werden.

Nach Inbetriebnahme des "Low Energy Antiproton Rings" (LEAR) wurde eine Reihe von Experimenten begonnen, die $p\bar{p}$ - und $\bar{p}n$ -Zustände untersuchen. Die vorliegende Arbeit beschreibt die Auswertung eines Experiments, in dem "schmale" Zustände unterhalb der $N\bar{N}$ -Schwelle über die Messung des inklusiven Photospektrums aus der Reaktion gestoppter Antiprotonen mit Protonen in flüssigem Wasserstoff gesucht werden. Dabei sollten sich diese neuen Teilchen über die Emission eines γ -Quants aus einem atomaren Bindungszustand des Protoniums bilden und als diskrete Linien über dem "Untergrund" des Photospektrums sichtbar sein.

Zur Messung dieser Photonen-Energien wurde das hochauflösende PS183-Paar-spektrometer verwendet, das von 1983 bis 1986 am LEAR-Ring installiert war. Die Beschreibung der Funktionsweise dieses Spektrometers erfolgt in Kapitel 3. Zuvor werden in Kapitel 2 ein Einblick in die theoretischen Grundlagen gegeben und die wichtigsten bisherigen experimentellen Resultate vorgestellt. Kapitel 4 beschreibt die Eichung des Spektrometers anhand bekannter Eichlinien, Kapitel 5 die Erzeugung der Photonenspektren, deren Untersuchung auf schmale Linien in Kapitel 6 erfolgt. In Kapitel 7 werden die Ergebnisse im Gesamtzusammenhang unter Einschluß bisheriger Messungen diskutiert und ein Ausblick auf die Lösung der noch ausstehenden Fragen gegeben.

Die Auswertung der Daten erfolgte teilweise mit vorhandener Software. Dies trifft besonders auf das Lesen der auf Band gespeicherten Daten sowie auf die verschiedenen Rekonstruktionsverfahren der Teilchenimpulse zu. Daneben wurden auch umfangreiche Programmpakete selbst erstellt; dies betrifft vor allem die Selektion "guter" Ereignisse aus allen gemessenen sowie die Untersuchung der Photonenspektren.

Die Ergebnisse einer ersten Analyse dieses Experiments sind bereits im Jahr 1986 veröffentlicht worden /72/.

Sämtliche Rechnungen, die für diese Arbeit notwendig waren, wurden auf der IBM3081(3090)-Siemens 7890-Rechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe durchgeführt.

KAPITEL 2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1 EINLEITUNG

Das vorliegende Kapitel gibt zunächst Gründe an, weshalb das Antinukleon-Nukleon-System studiert wird, um dann auf die Bildung des untersuchten Proton-Antiproton-Systems einzugehen. In den beiden darauffolgenden Abschnitten folgt eine Beschreibung der beiden Gruppen von theoretischen Modellen (Potentialmodelle und Quarkmodelle), i.B. unter dem Aspekt der in dieser Arbeit untersuchten schmalen gebundenen Zustände nahe der $\bar{N}N$ -Schwelle. Zum Schluß wird auf die aktuelle experimentelle Situation eingegangen und eine Aufstellung der aus diesen Modellvorstellungen resultierenden Fragen gegeben.

Das Ziel der $\bar{N}N$ -Physik liegt zunächst in einer Verknüpfung der NN - mit der $\bar{N}N$ -Wechselwirkung: in beiden Fällen wird die Kraft über die gleichen Austauschbosonen mit allerdings wechselnden Vorzeichen des jeweiligen Potentials vermittelt. Daneben gestattet die $\bar{N}N$ -Annihilation die Untersuchung der Mechanismen der Mesonenerzeugung, sowohl der herkömmlichen ($q\bar{q}$) durch "rearrangement" oder Annihilation der Quarks als auch neuer seltener Teilchen mit mesonischen Quantenzahlen (z.B. $qq\bar{q}\bar{q}$). Weiterhin ist die Produktion von "glue-balls" ($gg\dots$) und "hybrids" ($q\bar{q}g$) möglich. Die Verknüpfung eines Nukleons mit einem Antinukleon erlaubt außerdem die Bildung von Zuständen mit exotischen Quantenzahlen, z.B. 0^{--} , 1^{-+} .

Die Untersuchung der Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung ist also eine geeignete Methode, wichtige Teilaspekte der QCD zu klären und zu einem allgemein tieferen Verständnis der Kernkräfte zu kommen.

2.2 BILDUNG DES $\bar{P}P$ -SYSTEMS

Ein Antiproton kann auf vier Arten mit einem Proton reagieren:

1. Elastische Streuung
2. Inelastische Streuung
3. Ladungsaustausch ($\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$)
4. Proton-Antiproton-Annihilation

Die Streuung und der Ladungsaustausch werden durch die starke Wechselwirkung dominiert. Die Wirkungsquerschnitte dafür können für flüssigen Wasserstoff in folgender Form parametrisiert werden /6/:

$$\sigma_a = 38 + 17/p_{\text{Lab}} \text{ [mb]} \quad (2.2.1)$$

$$\sigma_{e1} = 28 + 35/p_{\text{Lab}} \text{ [mb]} \quad (2.2.2)$$

σ_a ist der inelastische Wirkungsquerschnitt, der sich aus den Reaktionen gemäß den Punkten 2 bis 4 der obigen Liste zusammensetzt; σ_{e1} bezeichnet den elastischen Wirkungsquerschnitt. p_{Lab} gibt den Laborimpuls des einlaufenden Antiprotons (in GeV/c) an. Der totale Wirkungsquerschnitt beträgt damit bei den in diesem Experiment benutzten \bar{p} -Impulsen 240 mb (bei $p_{\bar{p}}=0,3$ GeV/c) und 182 mb (bei $p_{\bar{p}}=0,45$ GeV/c).

Der Wirkungsquerschnitt für die Ladungsaustauschreaktion liegt nach /7/ für $p_{\bar{p}}=0,3$ GeV/c bei 16 mb und für $p_{\bar{p}}=0,45$ GeV/c bei 14 mb. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Antiproton der Annihilation im Flug entgeht und abstopt, ist $\geq 90\%$ bei $p_{\bar{p}}=0,3$ GeV/c /8/.

Neben den beschriebenen Reaktionsmöglichkeiten kann das Antiproton auch elektromagnetisch mit dem Wasserstoff des Targets wechselwirken¹: zum einen durch Ionisation des molekularen Wasserstoffs (bei hohen Impulsen) und durch Coulombstreuung an Wasserstoffkernen (dominierend bei niedrigen Impulsen). Die "Bremszeit" des Antiprotons bis zum Abstoppen beträgt etwa 0,01 bis 0,1 ns. Danach wird unter Aufbruch eines Wasserstoffmoleküls ein Elektron durch das Antiproton ersetzt und ein Protonium-Atom gebildet.

¹ Die folgenden Ausführungen beziehen sich, sofern nicht explizit anderes gesagt wird, auf Wechselwirkungen in flüssigen Wasserstoff

Die Abregung eines solchen hochangeregten Protonium-Atoms ist für Hauptquantenzahlen $n \geq 5$ überwiegend nichtstrahlend. Für $n \geq 30$ wird die Dissoziation von Nachbarwasserstoffmolekülen, für niedrigere n der externe Auger-Effekt in bezug auf ein benachbartes Wasserstoffmolekül bevorzugt. Ist eine Bahn mit $n \approx 5$ erreicht, erfolgt die Abregung überwiegend durch Aussendung von Röntgenquanten, da die Übergangsrate für Dipolstrahlung proportional zur dritten Potenz des Niveauunterschieds ist.

Das jetzt relativ kleine Protonium verhält sich wie ein elektrischer Dipol, der die umgebende Wasserstoffmaterie durchquert, durch das elektrische Feld der Protonen aber eine Stark-Mischung seiner Zustände erfährt: bei gleicher Hauptquantenzahl n gibt es Mischungen der Zustände mit verschiedener Bahndrehimpulsquantenzahl ℓ , so daß Niveaus mit kleinem ℓ stärker bevölkert werden. Zusätzlich regen sich angeregte Atome durch Dipolstrahlungsübergänge mit $\Delta n=1$, $\Delta \ell=1$ für $\ell=n-1$ bevorzugt ab, d.h. Zustände mit hohem ℓ werden allgemein stärker entleert. Kleinere Drehimpulse bewirken wegen der verminderten Zentrifugalbarriere eine stärkere Entvölkerung dieser Zustände durch die starke Wechselwirkung. In flüssigem Wasserstoff wird somit die Annihilation und eventuelle Besetzung quasinuklearer Zustände aus atomaren s-Zuständen bevorzugt, in Wasserstoffgas dagegen ist der Anteil der p-Wellen-Absorption – abhängig vom Druck – größer. Zustände mit $n \leq 4$ können aufgrund der Annihilation nur schwer beobachtet werden. Die obere Grenze für den $2p-1s$ Übergang in flüssigem Wasserstoff beträgt $\approx 10^{-4}$. /9/. In Wasserstoffgas ist die Grenze vom Gasdruck abhängig. ASTERIX /66/ gibt für diesen Übergang 10^{-3} an. Das Resultat mit der Zyklotronfalle für die K_α -Linie bei einem Druck von 30 mbar beträgt $(4,9 \pm 1,1) \cdot 10^{-3}$ /65/.

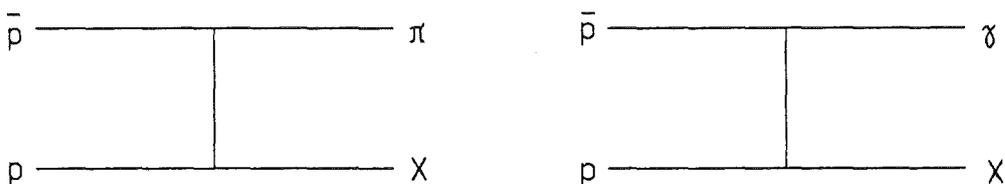


Abbildung 1. Schematische Darstellung der Bildung von gebundenen $\bar{N}\bar{N}$ -Systemen

Gebundene quasinukleare $\bar{N}\bar{N}$ -Zustände X sollten sich somit aus s-Niveaus des Protoniums durch Emission monoenergetischer Photonen mit Energien im Bereich von 100 MeV bilden. Dabei sind $E1$ - und $M1$ -Übergänge in p- und d-quasinukleare Niveaus bevorzugt. Die relative Intensität dieser Linien pro Annihilations-

vorgang wird unter Zuhilfenahme der radiativen Breite $\Gamma_{n\gamma}$ zu $\approx 10^{-3}$ abgeschätzt. Weiterhin sind auch pionische Übergänge möglich, die aber kinematisch schwieriger zu untersuchen sind. Abbildung 1 auf Seite 5 zeigt schematisch den Vorgang der Bildung des hypothetischen Teilchens X.

2.3 DAS POTENTIALMODELL

2.3.1 Kurzer historischer Abriß und Fragestellung

Schon vor der Entdeckung des Antiprotons im Jahre 1955 /10/ wurde, wie in der Einführung bereits erwähnt, die Hypothese aufgestellt, daß das Pion ein stark gebundener Zustand, zusammengesetzt aus einem Nukleon und einem Antinukleon, ist /11/. In den Veröffentlichungen /12/ wurden diese neuartigen Teilchen mit mesonischen Quantenzahlen als quasinukleare $NN\bar{}$ -Zustände präzisiert. Die Annihilation des Nukleons mit dem Antinukleon warf aber wegen ihres großen Wirkungsquerschnitts die bis heute offene Frage auf, ob diese Vorstellung nicht durch Verbreiterung und Verschiebung der Zustände gegenstandslos wird.

Martin /13/ postulierte 1961, daß die Reichweite der Annihilation etwa eine Größenordnung kleiner als die Reichweite der Kernkräfte ist. Die Einführung eines komplexen Anteils in das $NN\bar{}$ -Potential analog dem optischen Potential zur Beschreibung des Annihilationswirkungsquerschnitts /14/ mit Annihilationsreichweiten in der Größenordnung von 0,2 fm ergab – wegen der großen Amplitude dieser exponentiell abfallenden Funktion – eine Annihilationswahrscheinlichkeit von nahezu eins bezogen auf die gesamte Reichweite der Kernkräfte; die Dominanz der Annihilation sollte die Bildung resonanter oder gebundener $NN\bar{}$ -Zustände also verhindern.

Erst ab Ende der sechziger Jahre wurde versucht, die Rolle der Annihilation in bezug auf die Bildung sowie Breite und Lage quasinuklearer Niveaus näher zu studieren /15/, wobei sich eine Reihe von Zuständen mit Massen im Bereich der $NN\bar{}$ -Schwelle und Breiten $\leq 100 \text{ MeV}/c^2$ ergaben.

Aus diesem kurzen geschichtlichen Überblick ergeben sich damit folgende zu lösende Probleme:

- Berechnung und Messung des Annihilationswirkungsquerschnitts
- Bestimmung der Reichweite der Annihilation
- Bestimmung quasinuklearer $\bar{N}N$ -Niveaus

2.3.2 $\bar{N}N$ -Wechselwirkung und quasinukleare Zustände

Die im vorhergehenden Abschnitt gestellten Fragen werden im Folgenden diskutiert; dabei wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben. Weitergehende Informationen entnehme man der Arbeit von Shapiro /16/ und den darin aufgeführten Zitaten.

Experimentell ergibt sich, daß der Annihilationswirkungsquerschnitt σ_a nahe der Unitaritätsgrenze (vollständige Absorption) $(2\ell+1)\pi/p^2$ liegt, wobei p der Impuls des Antiprotons im Schwerpunktsystem des $p\bar{p}$ -Systems ist. Das Verhältnis des elastischen zum inelastischen Wirkungsquerschnitt beträgt $\sigma_{el}/\sigma_a \approx 0,5$. Die Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts vom Laborimpuls wird durch die Gleichungen (2.2.1) und (2.2.2) beschrieben. Da $\sigma_a \neq \sigma_{el}$ ist, kann die Proton-Antiproton-Wechselwirkung quantitativ nicht durch Beugung und Absorption an einer homogenen "schwarzen Scheibe" beschrieben werden.

Um dieser Tatsache Rechnung zu tragen, wird das $\bar{N}N$ -Potential um einen Imaginärteil $W(r)$ erweitert und dann als "optisches Potential" bezeichnet:

$$V(r) = V_{\bar{N}N}(r) - i \cdot W(r), \quad (2.3.1)$$

wobei r der Abstand des Nukleons vom Antinukleon ist. W muß für $r \leq r_a$ (r_a : Annihilationsradius) groß genug sein, um den experimentellen Annihilationswirkungsquerschnitt verifizieren zu können und sollte für $r \geq r_a$ verschwinden oder schnell gegen Null konvergieren. W wird dabei als spin-, isospin- und energieabhängig angesetzt.

Der Realteil des $\bar{N}N$ -Potentials wird mittels G-Paritätstransformation aus dem Einbosonaustauschpotential (OBEP) der NN-Wechselwirkung gewonnen. Die G-Parität ist die Hintereinanderausführung der Ladungskonjugation C und einer Drehung im Isospin-Raum um 180° um die I_2 -Achse: $G=C\exp(i\pi I_2)$. Für die Nukleonkraft wird angenommen, daß sie durch den t-Kanal-Austausch "leichter" Bosonen, z.B. $\pi^0, \pi^\pm, \omega, \rho$, vermittelt wird. Neuere Theorien beinhalten auch den Zwei-Pionen-Austausch (TBEP). Die folgende Abbildung zeigt schematisch die Nukleon-Antinukleon-Reaktion:

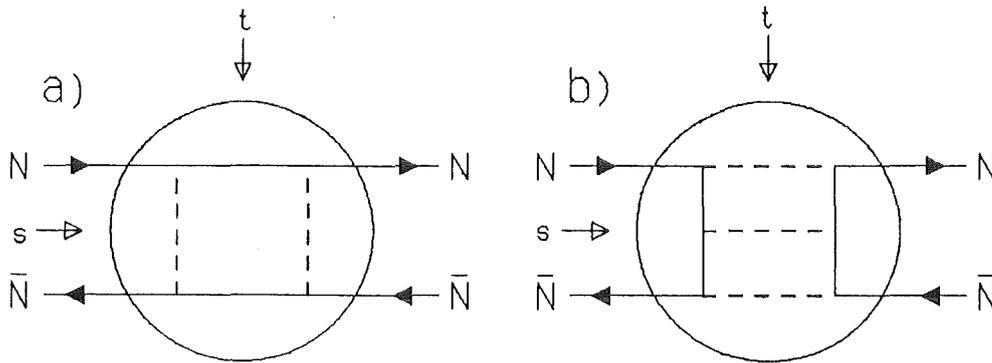


Abbildung 2. Nukleon-Antinukleon-Streuung und Annihilation: a) Bosonaustauschdiagramm, b) Annihilationsdiagramm

Die gestrichelten Linien stellen die Austauschbosonen dar. Zur Gesamt-Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung tragen sowohl das Austausch- als auch das Annihilationsdiagramm bei.

Der Ansatz für die allgemeine Form des statischen Nukleon-Nukleon-Mesonaustauschpotentials lautet:

$$V(r) = \sum_{i=1}^n V_i(r) \quad (2.3.2)$$

wobei jedes V_i - i bezeichnet das Austauschboson - folgende Form besitzt:

$$V(r) = (\alpha + \beta \vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2) \cdot (V_0(r) + V_\sigma \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2 + V_{LS} \vec{L} \cdot \vec{S} + V_T S_{12} + V_{LS_2} Q_{12}) \quad (2.3.3)$$

$$S_{12} \sim 3 \vec{\sigma}_1 \hat{r} \vec{\sigma}_2 \hat{r} - \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2$$

$$Q_{12} \sim \vec{\sigma}_1 \vec{L} \vec{\sigma}_2 \vec{L} + \vec{\sigma}_2 \vec{L} \vec{\sigma}_1 \vec{L}$$

In Gleichung (2.3.3) sind $\vec{\tau}_1, \vec{\tau}_2$ die Isospin- und $\vec{\sigma}_1, \vec{\sigma}_2$ die Spinoperatoren für die Nukleonen. Der erste Summand des zweiten Faktors bestimmt den zen-

tralen Teil des NN-Potentials (Wigner-Kraft), der zweite legt die Spin-Spin-Kraft zwischen den beiden Nukleonen fest, während der dritte das Spin-Bahn-Potential erfaßt. Er entspricht beim Wasserstoffatom der Feinstruktur-aufspaltung, die dort durch den Ausdruck $r^{-1}(dV_0(r)/dr)$ beschrieben wird. Die Tensorkraft ergibt sich aus dem vierten Summanden. $V_{LS}Q_{12}$ erfaßt die quadratische Spin-Bahn-Kraft. Der erste Faktor von Gleichung (2.3.3) ist der Isospin-Austauschoperator und beschreibt die Invarianz der Nukleon-Nukleon-Kraft gegenüber Rotationen im Isospinraum, d.h. die Ladungsunabhängigkeit der Kernkräfte /17/,/18/.

Dieser Potentialansatz ist eine gute Näherung für große Abstände ($r \geq 0,8$ fm), der kurzreichweitige Anteil $r \leq 0,5$ fm kann durch das OBEP- oder TBEP-Modell allerdings nicht beschrieben werden.

Nicht alle Austauschbosonen tragen zu allen Potentialanteilen aus Gleichung (2.3.3) bei. So besitzt z.B. das Potential V_ε nur einen zentralen und einen Spin-Bahn-Anteil, während bei V_η auch Wigner- und Tensorkräfte auftreten.

Nach der G-Paritätstransformation und Summation über alle Austauschbosonen ergibt sich

$$V_{\overline{NN}} = \sum_i G_i \cdot V_i(r) \quad (2.3.4)$$

Die G-Parität ist dabei ungerade für $i=\pi, \omega, \sigma_1, \delta$ und gerade für $i=\eta, \rho, \sigma_0, \varepsilon$.

Die NN-Wechselwirkung besitzt kein durchgehend gleiches Vorzeichen der V_i . Aus diesem Grund existiert hier nur das schwach gebundene Deuteron, das lediglich wegen der Anziehung der Tensorkraft auf dessen 3D_1 -Mischungsanteil nicht zerfällt.

Aufgrund der negativen G-Parität des ω -Mesons kehrt sich die Abstoßung der NN-Kraft (hard core) in eine starke Anziehung zwischen Nukleon und Antinukleon bei kleinen Abständen um, wo der ω - und ρ -Austausch dominiert. Gleichzeitig kompensiert die Spin-Bahn-Kraft teilweise die Zentrifugalbarriere; dies ermöglicht erst die Ausbildung von gebundenen und resonanten diskreten Zuständen.

Der Hamiltonoperator der \overline{NN} -Wechselwirkung liefert dieselben Quantenzahlen wie derjenige der NN-Wechselwirkung: im NN-Fall sind wegen des Pauli-Prinzips für Bahndrehimpuls 0 die Zustände 1S_0 und 3S_1 erlaubt, dagegen gibt

es vier $\bar{N}N$ -Zustände: $^1S_0, ^3S_0, ^1S_1$ sowie 3S_1 (Notation: $^{2I+1, 2J+1}L_J$). Analoges gilt für Bahndrehimpulse größer als 1.

Von $I=0$ -Zuständen wird eine größere Bindungsenergie erwartet, da für alle Austauschbosonen das Zentralpotential attraktiv ist, der ω - und ρ -Austausch mit Isospin 1 jetzt aber destruktiv interferiert. Die Dominanz der ω - und ρ -Potentiale bei kleinen Abständen bevorzugt neben dem Isospin 0 zusätzlich einen Bahndrehimpuls $L=J\pm 1$, dies sind z.B. Zustände der Art $^1P_0, ^1D_1, ^1F_2$ etc.

Die Spin-Spin-, Spin-Bahn- und Tensorkräfte divergieren für $r \rightarrow 0$ (sie sind proportional r^{-2} und r^{-3}), so daß neben den Boson-Nukleon-Kopplungskonstanten g_i noch ein cut-off-Parameter r_c eingeführt werden muß unterhalb dessen das Potential wie in der Quantenelektrodynamik renormiert wird.

Die nichtrelativistischen Rechnungen sind allgemein nur gültig, falls $|m_{\bar{N}N} - 2m_N| \ll 2m_N$ (m_N = Nukleonenmasse) ist und für den Radius R des quasinuklearen Zustandes gilt: $R \gg 1/m_N$. Die Bestimmung von R wird wie die Bestimmung der $\bar{N}N$ -Niveaus über die Berechnung der Wellenfunktion der Schrödingergleichung mit dem Potential (2.3.4) durchgeführt.

2.3.3 Einfluß der Annihilation auf die quasinuklearen Zustände

Die entscheidenden Parameter des Imaginärteils des $V_{\bar{N}N}$ -Potentials sind die Reichweite r_a der Annihilation sowie die Amplitude W_0 der Kraft. Ein vernünftiges und oft benutztes Potential ist von der Form des Woods-Saxon-Potentials $W(r) = W_0 / [1 + \exp(r/r_a)]$, wobei r_a im Bereich von 0,1 bis 0,2 fm ($\approx 1/m_N$ nach der Energie-Zeit-Unschärferelation) liegt und W_0 zwischen 20 und 65 MeV schwankt. Die Parameter r_a sowie W_0 können aus Streuexperimenten erhalten werden.

Die Annihilationsbreite berechnet sich dabei in erster Ordnung für jeden Zustand α aus dem Erwartungswert des Imaginärteils von V mit der Wellenfunktion $\psi_\alpha(r)$, die aus der Schrödingergleichung mit dem Realteil von V als Potentialterm gewonnen wird:

$$\Gamma_A^\alpha = 2 \int |\psi_\alpha(r)|^2 W(r) d^3r \quad (2.3.5)$$

Shapiro /16/ erhält aus den Regge-Trajektorien $\ell(E)$ und deren Ableitungen eine Abschätzung für die Annihilationsbreiten der Niveaus von 100 MeV bei einer Größe des $NN\bar{}$ -Systems von etwa 1 fm. Die Verschiebungen der Niveaus besitzen dabei die gleiche Größenordnung.

Genauere Rechnungen unter Einbeziehung sowohl der Bosonaustausch- als auch der Annihilationsdiagramme, siehe Abbildung 2 auf Seite 8, ergeben Verschiebungen für s-Zustände von $\Delta E \approx 10$ MeV mit Bindungsenergien im Bereich von 100 MeV, während die Verschiebung für p-Zustände kleiner als 1 MeV ist. Deren Energien liegen etwa 10 bis 100 MeV oberhalb und unterhalb der $NN\bar{}$ -Schwelle. Für die Breiten Γ_A^α der quasinuklearen Zustände erhält Shapiro weiterhin eine Beziehung

$$\Delta E_A < \Gamma_A^\alpha. \quad (2.3.6)$$

Die Resultate sind unabhängig von der spezifischen Form des $NN\bar{}$ -Potentials oder der Annihilationsstreuamplitude f_a . Entscheidend ist das Verhältnis $r_a/R \approx 0,1$ sowie die Amplitude W_0 . Der Imaginärteil W überdeckt aufgrund seiner Potentialtiefe den ungenügend bekannten kurzreichweitigen Anteil des Realteils des $V_{NN\bar{}}$ -Potentials, so daß das unbekannte Verhalten von $V_{NN\bar{}}$ bei kleinen Nukleon-Antinukleon-Abständen teilweise kompensiert wird.

Shapiro berechnete auch den experimentell gut bekannten Wirkungsquerschnitt für die $NN\bar{}$ -Annihilation. Er erhält mit dem Experiment konsistente Ergebnisse falls die Annihilationsbreiten für Bahndrehimpulse $\ell=1$ 8,6 MeV, für $\ell=2$ 2,9 MeV und für $\ell=3$ 0,7 MeV betragen. Dabei wird für den reziproken Radius des quasinuklearen Zustands $R^{-1} \approx 200$ MeV angenommen. Die relativ kleinen Annihilationsbreiten sind eine Folge der Anziehung von Nukleon und Antinukleon: sie zwingt diese auf Bahnen, deren Radius den der Annihilationsreichweite übersteigt und damit die Annihilation verzögert. So erklärt sich auch die Bahndrehimpulsabhängigkeit der Breiten der quasinuklearen Zustände.

Zusätzlich zu den erwähnten Annihilationsbreiten sind bei resonanten $NN\bar{}$ -Zuständen die elastischen Breiten $\Gamma_{NN\bar{}}$ miteinzubeziehen: eine Abschätzung mittels der Regge-Trajektorien ergibt nach /16/

$$\Gamma_{NN\bar{}} \approx (2\ell+1) \cdot (40 \text{ bis } 80) \text{ MeV} \quad (2.3.7)$$

bei $R = 1 \dots 1,5$ fm. $\Gamma_{NN\bar{}}$ sowie die resonanten Massen hängen praktisch nicht von der Annihilation ab.

2.3.4 Diskussion der Ergebnisse von Potentialrechnungen

Folgende Punkte sind den Potentialmodellen /16/,/67/ gemeinsam:

- Es besteht eine starke Abhängigkeit aller beobachteten Größen (Masse, Breite) von den Kopplungskonstanten der Wechselwirkung
- $I=0$ -Zustände sind i.a. stark gebunden (≈ 100 bis 1000 MeV), es existieren aber auch Resonanzen
- $I=1$ -Zustände liegen in der Nähe der $\bar{N}N$ -Schwelle
- Es gibt keine Isospin- oder C-Paritätsentartung
- Die Folge der Niveaus ist nur schwach modellabhängig, wesentlich sind die Vorzeichen der V_i
- Bei sehr kleinen Abständen $r < r_c \approx 0,5$ fm sind die Modelle nicht mehr anwendbar, da zum einen die relativistischen Effekte nicht mehr vernachlässigt werden können und zum anderen der Austausch schwerer Mesonen hinzukommt

Die Resultate in bezug auf die Breiten von $\bar{N}N$ -Zuständen lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

- Die Annihilationsbreite Γ_A wird mit wachsendem Drehimpuls der $\bar{N}N$ -Zustände kleiner und steigt mit größer werdender Bindungsenergie an. Lediglich für extrem schwach gebundene Zustände nimmt Γ_A mit ansteigendem Drehimpuls zu
- Γ_A fällt mit der Masse eines resonanten Zustands
- Γ_A ist bei gleicher Bindungs- bzw. Resonanzenergie und gleichem Drehimpuls größer für gebundene als für resonante Zustände
- Extrem schmale Zustände sollten insbesondere im Bereich der $\bar{N}N$ -Schwelle existieren; Zustände mit Isospin 0 und natürlicher Parität sind auch bei stärkerer Bindung möglich

Die "starke Kopplung" dieser Zustände zum $N\bar{N}$ -Kanal impliziert deren Bildung beim Einschluß langsamer Antiprotonen in Wasserstoff oder Deuterium. Sie sollten sich, wie schon mehrmals erwähnt, z.B. als diskrete Linien auf dem kontinuierlichen Annihilationsphotonenspektrum – falls diese Kopplung stark genug ist – zeigen (vgl. Abbildung 1). Die Linienbreiten hängen stark von der Reichweite der Annihilation und der Tiefe des effektiven $N\bar{N}$ -Potentials ab.

Neben den $N\bar{N}$ -Zuständen werden auch neue Teilchen vorausgesagt, die aus mehreren Nukleonen und Antinukleonen bestehen, z.B. $2N\bar{N}$, $2N2\bar{N}$, mit Massen im Bereich von 3 bis 4 GeV/c^2 .

2.4 QUARKMODELLE

2.4.1 Einleitung

Quark-Modelle sind erfolgreich bei der Erklärung der Eigenschaften von Mesonen($q\bar{q}$) und Baryonen(qqq) und deren Auftreten in Multipletts. Nach der Einführung der Farbe (Colour) konnte auch eine Theorie der starken Wechselwirkung entwickelt werden, die Quantenchromodynamik (QCD), die gegenwärtige Basis hadronischer Physik. Sie beschreibt die Wechselwirkung der sowohl flavour- als auch farbetragenden Quarks mit den nur farbetragenden Gluonen /20/. Alle aus Quarks zusammengesetzten Teilchen sind Farbsingulets, dies erklärt die Nichtbeobachtbarkeit von freien Quarks.

Die ersten über die Mesonen und Baryonen hinausgehenden Quarkstrukturen stammen von Jaffe /21/ und Chew /22/; sie wurden später auch in anderen Modellen gefunden. Alle Modelle haben eher phänomenologischen Charakter und unterscheiden sich noch in ihren quantitativen Voraussagen.

In diesem Abschnitt wird zuerst auf die dualen topologischen Stringmodelle und deren Zusammenhang mit der QCD eingegangen, um dann kurz zwei andere Modelle zu beschreiben (Colour-Chemie- und MIT-Bag-Modell). Zum Schluß erfolgt ein Vergleich der einzelnen Modelle und eine Diskussion noch offener

Fragen. Dabei wird im wesentlichen der Darstellung von Rossi und Veneziano /6/ gefolgt.

2.4.2 Duales topologisches Stringmodell und Quantenchromodynamik

Die *Quantenchromodynamik* beschreibt die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen durch eine nicht-abelsche lokale Eichtheorie. Die Quarkfreiheitsgrade sind der Flavour (u,d,s,c,b...) und die Farbe (rot,grün,blau...). Die Anzahl der Flavours wird im folgenden mit N_f , die der Farben mit N_c bezeichnet. Die Beschreibung der Quarks erfolgt durch ein Quarkfeld q_a^i ($a=1,2,\dots,N_f$; $i=1,2,\dots,N_c$). Im Gegensatz hierzu tragen die Gluonen lediglich Farbladung und werden durch ein gluonisches Feld A_j^i ($i,j=1,2,\dots,N_c$) beschrieben. Gluonen können auch untereinander wechselwirken.

Die QCD ist erfolgreich bei hohen Teilchenenergien – etwa der Beschreibung der Hadron-Produktion bei der e^+e^- -Annihilation –, die Erklärung des Confinements und die experimentelle Beobachtung von lediglich Farbsingulets kann mit diesen Freiheitsgraden alleine nicht durchgeführt werden.

Parallel hierzu wurden *duale Modelle* entwickelt /23/, die aus der S-Matrix-Näherung an die Hadron-Dynamik hervorgegangen sind. Die Freiheitsgrade hier sind stabile Resonanzen (Breite Null) und "Strings" zusammen mit deren Zerfallsprodukten. Diese Modelle sind erfolgreich bei niedrigen Energien und erklären von sich aus die Okubo-Zweig-Iizuka(OZI)-Regel sowie die Linearität der Regge-Trajektorien $\ell(E)$.

Im Falle der Mesonen sind diese beiden Konzepte über ihre Entwicklungsparameter verknüpft. Die QCD kann entweder nach $1/N_c$ mit $N_c \rightarrow \infty$ und festem Produkt $g^2 N_c$ sowie konstantem N_f /24/ oder nach $1/N_{c,f}$ entwickelt werden, wobei sowohl N_c als auch N_f gegen Unendlich streben, das Verhältnis N_f/N_c sich aber nicht ändert /25/. g bezeichnet hierbei die Kopplungskonstante.

Die Durchführung dieser Entwicklungen liefert das interessante Ergebnis, daß der Zusammenhang eines Graphen mit g und $N_{f,c}$ nicht von der Ordnung des jeweiligen Graphen, sondern von seiner Topologie abhängt; vereinfacht ausgedrückt heißt dies, daß einfache Topologien (planare Diagramme) wichtiger sind als komplexe. Wird nun vorausgesetzt, daß das Confinement aus der lo-

kalen Eichinvarianz der QCD folgt, können mit q_a^i und A_j^i lokal eichinvariante Operatoren O_M für Mesonen gebildet werden, die wegabhängige Integrale enthalten und als offene Strings mit Quarks an den Enden und Gluonen dazwischen oder als geschlossene Strings ohne Quarks ("Glueballs") interpretiert werden. Andererseits führt die Anwendung der Störungsrechnung auf O_M zu genau denselben Zuständen wie bei der Anwendung der $1/N_c$ -Entwicklung der QCD.

Eine Folge der Planarität dieser Diagramme ist für Mesonen die OZI-Regel: die Zerfallskanäle eines Mesons müssen die ursprünglichen Flavours erhalten. $q\bar{q}$ -Mesonen können nur durch Erzeugung eines $q\bar{q}$ -Paares, d.h. durch Aufbruch eines Strings zerfallen und durch das "Zusammenknüpfen" zweier Strings mit gleichem Flavour im Knotenpunkt gebildet werden:

$$|ab\rangle \rightarrow |ac\rangle + |cb\rangle \quad (2.4.1)$$

Dabei stehen a, b, c für den Quark-Flavour der jeweiligen Mesonen. Die OZI-Regel erklärt somit die Unterdrückung des $\phi(s\bar{s})$ -Meson-Zerfalls etwa in $\rho\pi$ oder von $J/\psi(c\bar{c})$ in $\phi\pi$. Ein OZI-verletzender Prozeß wäre beispielsweise die Annihilation eines $s\bar{s}$ -Paares mit anschließender Bildung eines $u\bar{u}$ -Paares, obwohl diese beiden Prozesse für sich allein betrachtet OZI-erhaltend sind.

Analog zur Konstruktion des Meson-Operators O_M können in der QCD auch Operatoren O_B gebildet werden, die Baryonen beschreiben. Der einfachste Ausdruck für O_B ist dabei ein Term, der *drei* wegabhängige Integrale enthält. Im Stringbild kann dies folglich durch drei Strings dargestellt werden, die jeweils ein Quark an einem Ende tragen und deren andere Enden sich in einem Punkt treffen (siehe auch Abbildung 3). Im Gegensatz dazu läßt das duale Modell auch andere Strukturen, beispielsweise lineare oder Δ -förmige Baryonen zu.

Ein bisher ungelöstes Problem ist, daß im Fall der Baryonen die Eichinvarianz planarer Diagramme, wie sie für Mesonen gültig ist, nicht mehr gegeben ist.

Eine direkte Übertragung der OZI-Regel auf die $N\bar{N}$ -Wechselwirkung ist wegen des Flavourflusses in einem Baryon durch Mesonenaustausch nicht möglich. Das alte Mesonenaustauschmodell, siehe Abbildung 2 auf Seite 8, zeigt nur den Fluß der Baryonenzahl, nicht aber den des Flavours. Das bekannte Rosner-Diagramm (Abbildung 4) nach /26/ zeigt dagegen nur den Flavourfluß.

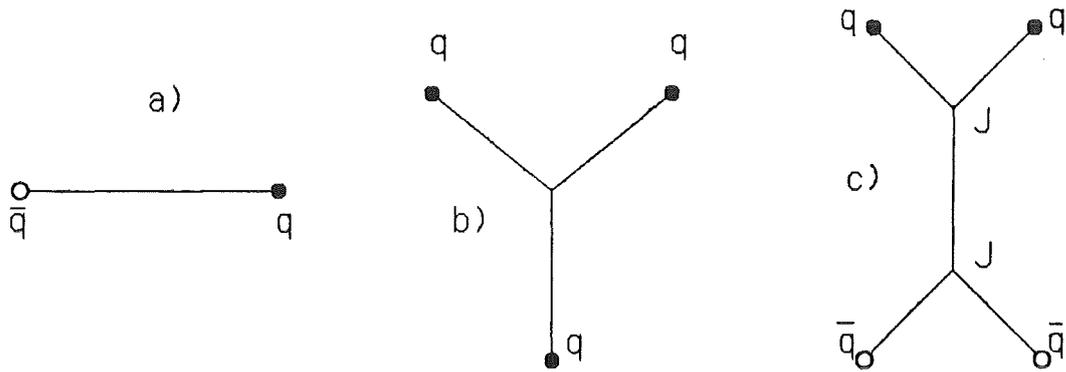


Abbildung 3. Stringdarstellungen für Hadronen: a) Meson, b) Baryon, c) Baryonium

Dieses Bild kann auf zwei Arten interpretiert werden: der $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zwischenzustand im s -Kanal könnte ein Zwei-Mesonen-Kontinuum oder auch eine neuartige Nukleon-Antinukleon-Resonanz, bestehend aus vier Quarks, bedeuten. Eine Entscheidung, welcher Zustand vorliegt, kann nur durch Berücksichtigung des Flusses der Baryonenzahl getroffen werden.

Durch Einfügung baryonischer "Junction (J)"-Linien in das Rosner-Diagramm, sie entsprechen dem Knotenpunkt J im Stringbild (Abbildung 3), können beide Flüsse in einem Diagramm vereinigt werden. Die J-Linien können wie die Flavourstrings entweder von den Anfangs- zu den Endbaryonen durchgehen oder annihilieren.

Wie bei den Mesonen können auch im Falle der Baryonen Strings verschmelzen und aufbrechen, wobei in der $NN\bar{+}N\bar{N}$ - Wechselwirkung entweder ein, zwei, drei oder auch kein Quark-Antiquark-Paar annihilieren bzw. gebildet werden können. Abbildung 5 auf Seite 17 zeigt diese verschiedenen Fälle. Aus dem Ver-

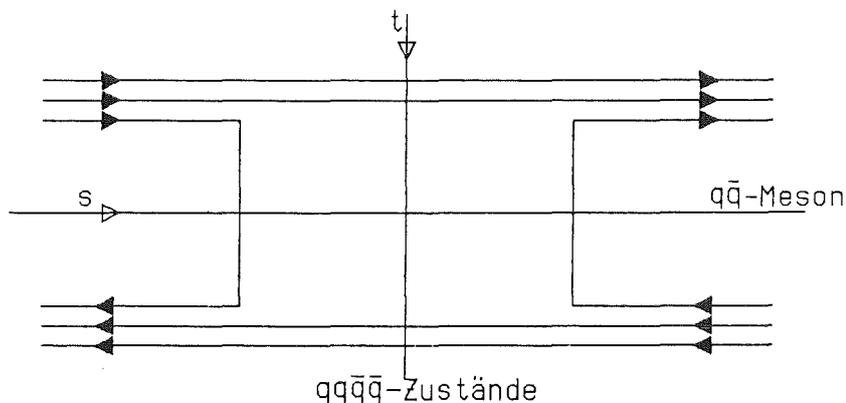


Abbildung 4. Rosnerdiagramm

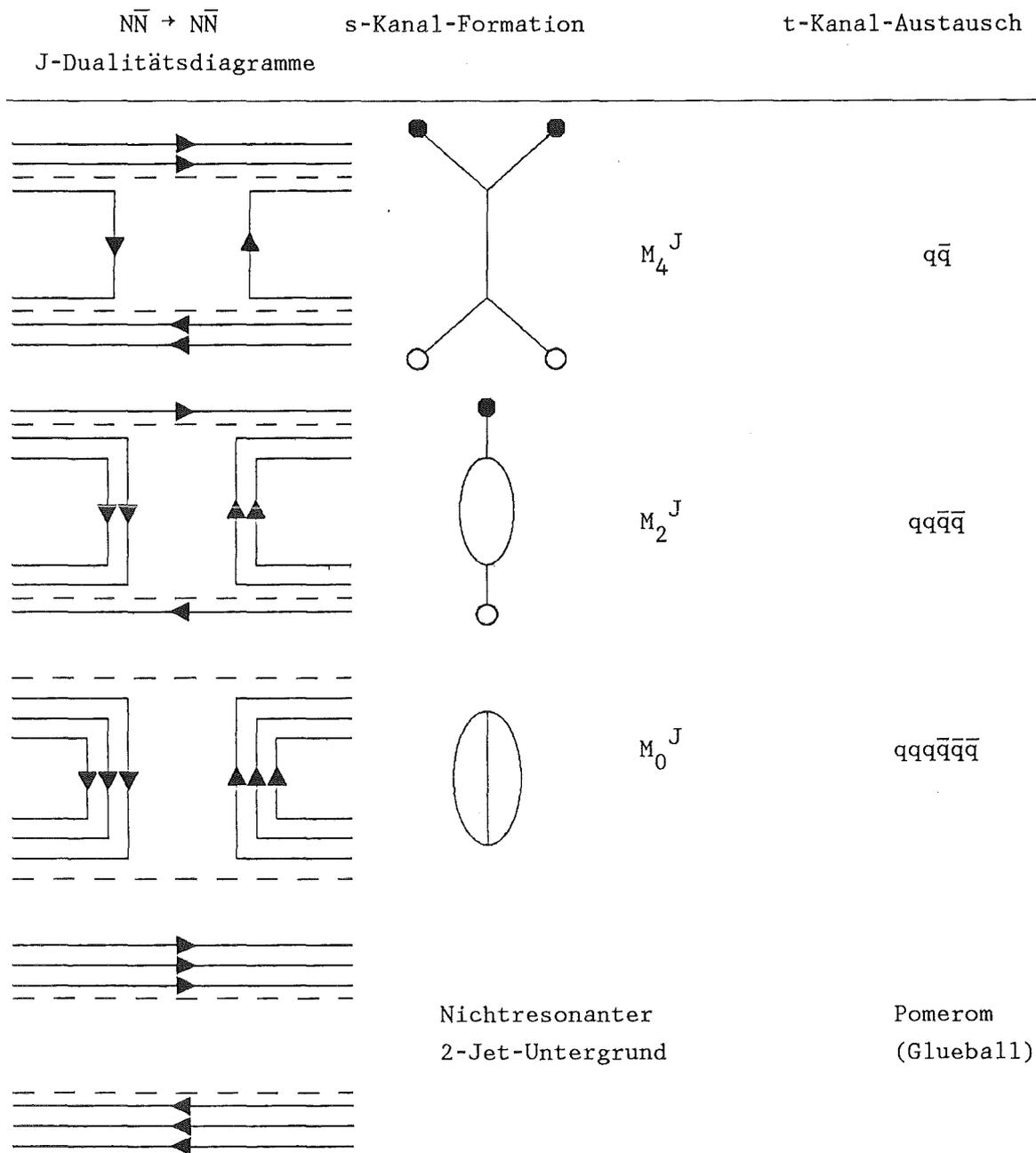


Abbildung 5. Junction(J)-Dualitätsdiagramm für $\bar{N}\bar{N}$ -Streuung: Die gestrichelten Linien entsprechen den J-Linien

lauf der gestrichelten Baryonenzahl-Linien folgt, daß – bei Betrachtung im s-Kanal – tatsächlich Baryonia vorliegen.

- Das M_4^J -Baryonium ist ein Zwischenzustand, der durch eine $q\bar{q}$ -Annihilation des $\bar{N}\bar{N}$ -Paares erzeugt wird. Im t-Kanal entspricht es dem herkömmlichen Mesonaustausch.

- Das M_2^J -Baryonium entsteht durch zwei $q\bar{q}$ -Annihilationen. Der t-Kanal-Austausch wird durch einen Zweimesonenaustausch vermittelt.
- Das M_0^J -Baryonium ist quarklos und entspricht wie das M_2^J -Baryonium einer neuen Klasse von Baryonia.
- Der Zwischenzustand des letzten Teilbilds ist ein M_4^J -Baryonium zusammen mit einem $q\bar{q}$ -Meson. Im t-Kanal wird hier ein Glueball (gg) ausgetauscht.

Die M_4^J -, M_2^J - und M_0^J -Baryonia mischen immer, falls es die Quantenzahlen erlauben /6/. Die Mischung verschiedener Isospinzustände führt aber bei hohen Drehimpulsen ($\ell \geq 3$) zu einer Bevorzugung der M_4^J -Baryonia. Bei hohem ℓ zwischen dem Diquark und dem Antidiquark verleiht die Zentrifugalbarriere diesen Zuständen eine höhere Lebensdauer, weshalb sie solche mit niedrigerem ℓ überleben können. Die M_4^J -Baryonia sollten deshalb am ehesten beobachtbar sein.

Das Stringbild erlaubt die Einführung der sogenannten J(Junction)OZI-Regel, die die Erzeugung und den Zerfall von Baryonia beschreibt. Sie besagt in Analogie zur OZI-Regel, daß Baryonia nur durch den Aufbruch von Strings zerfallen und durch Zusammenfügung von Strings gebildet werden.

Für M_4^J -Baryonia – dies sind Resonanzen – bestehen nach dieser Regel folgende Zerfallskanäle (B steht für Baryon):

$$\begin{aligned}
 M_4^J &\rightarrow B + \bar{B} \\
 M_4^J &\rightarrow B + \bar{B} + \text{Meson} \\
 M_4^J &\rightarrow M_4^J + \text{Meson}
 \end{aligned}
 \tag{2.4.2}$$

Dagegen ist der rein mesonische Zerfall ($M_4^J \rightarrow M_1 + M_2 + \dots + M_k$) verboten, da die JOZI-Regel eine Annihilation von Junction-Linien nicht erlaubt.

Baryonia werden in den inversen Reaktionen von (2.4.2) mit reellen oder virtuellen Ausgangsteilchen gebildet. Abbildung 6 auf Seite 19 zeigt jeweils ein Beispiel für "on-shell" (auf der Massenschale liegend, beispielsweise des S(1936)-Mesons)- und Rückwärtsproduktion (ein reales Baryon wird durch ein virtuelles ersetzt) von M_4^J -Baryonia. Dabei sind sehr komplizierte Strukturen auch mit normalen Mesonen und Baryonen als Zwischenzustände möglich.

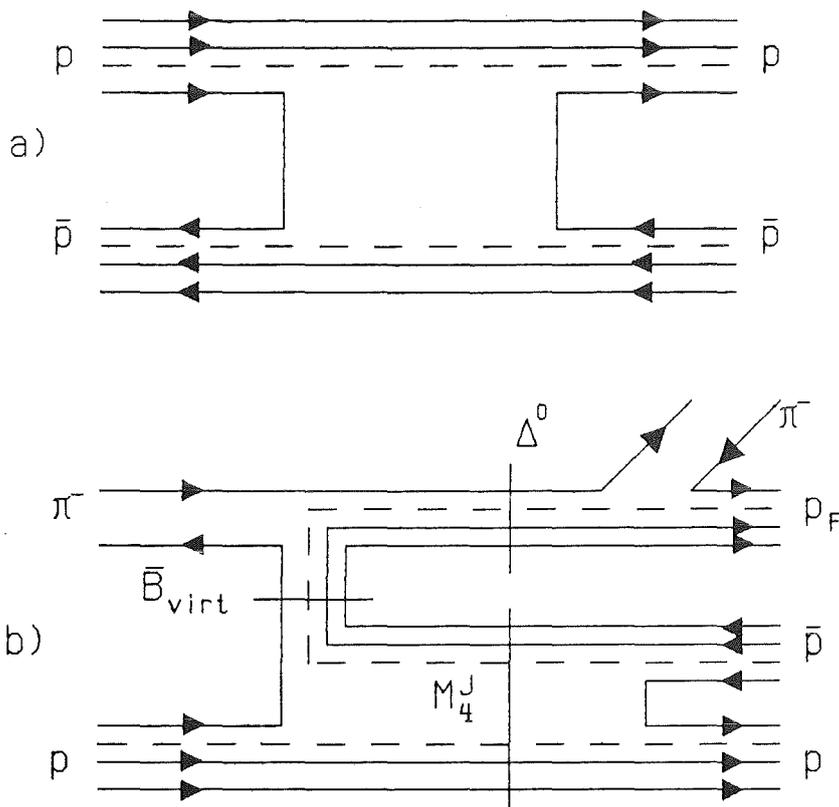


Abbildung 6. Produktionsmechanismen für M_4^J -Baryonia : a) On-shell $\bar{N}N$ -Produktion, b) Rückwärtsproduktion

2.4.3 Das MIT-Bag-Modell

Das MIT-Bag-Modell wurde von Jaffe /21/ intensiv untersucht. Neben Meson- und Baryon-Zuständen sagt er eine Reihe von $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zuständen voraus. Darunter befinden sich zwei prinzipiell verschiedene Arten von Baryonia:

- s-Wellen $qq\bar{q}\bar{q}$ -Baryonia"
- $qq\bar{q}\bar{q}$ -Baryonia mit hohem Bahndrehimpuls

Die Zustände des ersten Typs haben große Breiten für den Zerfall in normale Mesonen. Sie werden formal auch als $q\bar{q}q\bar{q}$ -Teilchen bezeichnet und damit der Vorstellung Rechnung getragen, daß diese einfach in zwei Mesonen "auseinanderfallen". Die niedrigsten $qq\bar{q}\bar{q}$ -Zustände gehören zu einem $J^{PC}=0^{++}$ -Multi-

plett, das möglicherweise mit dem 0^{++} -Nonett ($f_0(975), a_0(980), f_0(1300)$ etc.)² identifiziert werden kann.

Die $qq\text{-}\bar{q}\bar{q}$ -Zustände besitzen eine stark verlängerte Bag-Struktur mit einem Diquark an einem Ende und einem Antidiquark am anderen; die Paare sind durch eine schmale Röhre colourelektrischen Flusses miteinander verbunden. Der hohe Bahndrehimpuls der Diquarks verhindert ihre starke Annäherung und erlaubt deshalb die kurzreichweitige colourmagnetische Wechselwirkung im Modell zu vernachlässigen. Gleichzeitig unterdrückt er den mesonischen Zerfall.

Bei hohen Drehimpulsen kann gezeigt werden, daß die führenden Regge-Trajektorien linear verlaufen; deren Steigung ist durch die Größe des colourelektrischen Flusses bestimmt. Die tatsächlichen Trajektorien sind nichtlinear bei kleinen ℓ , da hier die colourmagnetische Kraft mitbeteiligt ist. Durch Extrapolation von hohen ℓ aus können die Massen der Baryonia vorhergesagt werden, die ihrerseits noch von den Colour-SU(3)-Darstellungen der Quarkpaare abhängen.

Jaffe benutzt das 3P_0 -Modell, um die Kopplung der $qq\bar{q}\bar{q}$ -Baryonia an das $N\bar{N}$ -Paar zu bestimmen. Dabei hat das annihilierende $q\bar{q}$ -Paar die Quantenzahlen des Vakuums ($J^P=0^+$), während von den anderen Quarks angenommen wird, daß sie ungestört in den Endzustand übergehen. Dieses Modell verbietet eine Kopplung der $(6\text{-}\bar{6})$ -Colourkonfiguration des Diquark-Antidiquark-Systems an das Baryon-Antibaryon-System, die nur für den $(\bar{3}\text{-}3)$ -Zustand möglich ist. Er entspricht den M_4^J -Zuständen des dualen topologischen Stringmodells.

2.4.4 Das Colour-Chemie-Modell

Das Colour-Chemie-Modell nach Chan und Högaasen /28/ ist dem MIT-Bag-Modell ähnlich: es werden ebenfalls ausgedehnte Diquark-Antidiquark-Zustände betrachtet, deren Annihilation in zwei $q\bar{q}$ -Mesonen durch die Zentrifugalbar-

² Es wurde die neueste Notation der Particle Data Group, veröffentlicht in /27/, verwendet.

riere unterdrückt und deren kurzreichweitige colourmagnetische Wechselwirkung störungstheoretisch behandelt wird. Wie im MIT-Bag-Modell existieren zwei Klassen von Baryonia, die den folgenden Farbkonfigurationen entsprechen:

$$(qq) - (\bar{q}\bar{q}) \rightarrow (\bar{3}-3) \quad \text{T-Baryonium} \quad (2.4.3)$$

$$(qq) - (\bar{q}\bar{q}) \rightarrow (6-\bar{6}) \quad \text{M-Baryonium} \quad (2.4.4)$$

Die T-Baryonia haben normale hadronische Breiten für Zerfälle in Baryon-Antibaryon-Kanäle im Bereich um 100 MeV. Für jede Flavourkonfiguration kann das Spektrum der Zustände aus den führenden Regge-Trajektorien bestimmt werden.

M-Baryonia zerfallen wegen des 6-Colour-Zustandes eines Diquarks, das nach Kombination mit einem weiteren Quark keinen Colour-Singulett-Zustand zuläßt, bevorzugt durch Emission von Pionen in ein anderes M-Baryonium. Für niedrige Bahndrehimpulse ist angezweifelt worden, ob sie gegenüber Meson-Meson-Zerfällen ausreichend stabil sind.

Barbour und Ponting /29/ setzen für die Wechselwirkung der Quarks und Gluonen im Bag ein Ein-Gluon-Coulomb-Austauschpotential ($\sim 1/r_{ij}$) zusammen mit einem linearen Confining-Potential ($\sim r_{ij}$) (Quark-Quark-Kraft) an; dabei bezeichnen i und j die Quarks des $qq\bar{q}\bar{q}$ -Systems. Zusätzlich werden Spin-Spin- und Tensorterme addiert. Die Lösung des Eigenwertproblems bestätigt die Zerfallsmodi für T- und M-Baryonia nach Chan und Högaasen. Zusätzlich ist die Existenz von Oktett-Oktett-Zuständen im Bereich um 2 GeV/c² möglich, deren baryonische oder mesonische Zerfälle unterdrückt sind.

2.4.5 Offene Fragen im Rahmen der Quarkmodelle

Die vorgestellten Quarkmodelle weisen eine Vielfalt von neuartigen Zuständen aus, die über die herkömmlichen Hadron-Quarkmodelle hinausgehen. Ihre Voraussage ist allerdings rein phänomenologischer Natur. Wie im Potentialbild ist insbesondere der Einfluß der Annihilation auf die Massen und Breiten der Baryonia noch nicht vollständig verstanden. Weiterhin ist das Potentialbild mit den Quarkmodellen quantitativ nicht zu vereinbaren. Bisher sind keine

dieser Zustände in einem Experiment signifikant nachgewiesen worden. Die Modelle sind auch keineswegs widerspruchlos hingenommen worden.

Insbesondere Isgur /63/ stellt einige der Grundannahmen der angeführten Quark-Modelle in Frage: Die Annahme, daß Mehr-Quark-Zustände in einem "Bag" zusammengehalten werden, kann nur für Mesonen und Baryonen gemacht werden, bei denen Confinement garantiert wird. Für andere Multi-Quark-Zustände muß diese Annahme nicht zutreffen. Das Manko des Colour-Chemie-Modells ist nach Isgur die Vernachlässigung verschiedener möglicher Stringtopologien; es wird dort angenommen, daß analog den herkömmlichen Hadronen alle Quarks durch Strings zu einer Einheit verbunden sind. Der Fehler der Quark-Potential-Modelle liegt in der Gleichsetzung der Kräfte zwischen den einzelnen Quarks mit den Kräften, die das Confinement der herkömmlichen Mesonen und Baryonen bewirken.

Diese Schwierigkeiten sowie die bisher ausgebliebene experimentelle Verifikation der Multiquarkzustände haben in den letzten Jahren den Schwerpunkt theoretischer und experimenteller Arbeit zur Untersuchung der Reaktion $p\bar{p} \rightarrow M_1 M_2 \dots$ mit zwei bis drei Mesonen im Endzustand hin verschoben.

2.5 QUARK-REARRANGEMENT- UND ANNIHILATIONS-MODELLE

In diesem Abschnitt wird kurz auf den derzeit diskutierten Stand der theoretischen und experimentellen Arbeit auf dem Gebiet der mikroskopischen Modelle der Nukleon-Antinukleon-Annihilation eingegangen. Die in den vorausgegangenen Abschnitten vorgestellten Modelle versagen insbesondere im niederenergetischen Bereich bei Abständen $\leq 0,2\text{fm}$, wo die beiden "Bags" überlappen. In diesem Zusammenhang werden *Rearrangement-* oder *Annihilationsgraphen* studiert. Hier sollen nur grobe Umrisse skizziert werden, nähere Informationen entnehme man den Quellen /64/ und /68/.

Abbildung 7 auf Seite 23 zeigt OZI-erlaubte Diagramme mit zwei oder drei Mesonen im Endzustand. Der Graph R3 führt zur direkten Mesonenproduktion, während bei den anderen Graphen mindestens ein Quark-Antiquark-Paar annihilirt. Die Punkte in der Abbildung symbolisieren den Annihilations- bzw. Erzeugungsververtex für $q\bar{q}$ -Paare. Die bisherigen theoretischen Ansätze lassen

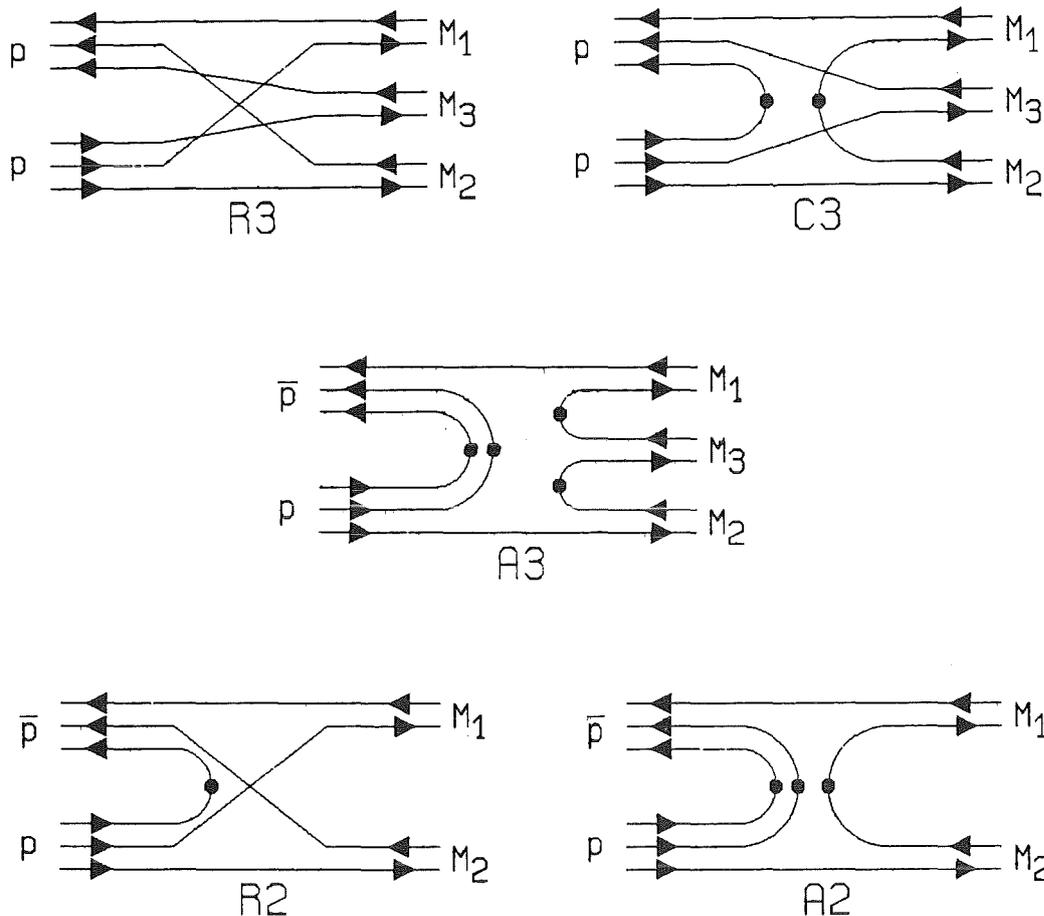


Abbildung 7. Beispiele für Rearrangement- und Annihilationsgraphen der $\bar{p}p$ -Annihilation: Die dicken Punkte symbolisieren den Wechselwirkungsoperator der $q\bar{q}$ -Annihilation bzw. Erzeugung

eindeutigen Schlußfolgerungen zu, ob und wann Rearrangement oder Annihilation dominieren und ob die Zahl der Vertices eine gewisse Rangfolge in der Reihe der Graphen festlegt.

Im Gegensatz zu einer echten Feldtheorie wird hier dem $q\bar{q}g$ -Vertex keine von der Kopplungskonstanten vorgegebene Stärke, sondern ein "effektiver Operator" zugeordnet, der eine effektive Kopplungsstärke angibt und eine Reihe von Quantenzahlen ordnet. Entweder werden Quark und Antiquark – unabhängig vom Flavour – zu den Quantenzahlen des Vakuums ($J^P=0^+$) gekoppelt (3P_0 -Modell) oder zu denjenigen des Gluons ($J^P=1^-$, 3S_1 -Modell). Im ersten

Fall erfolgt die Behandlung von Quarks, die weder mit Vertices verknüpft noch an der Umordnung beteiligt sind, als Zuschauer (spectator). Andernfalls kann das entstehende Gluon mit jedem anderen Quark wechselwirken.

Durch die Verknüpfung der möglichen Graphen mit den verschiedenen Vertices ist eine Vielfalt von Modellen gewonnen worden. Deren Vorhersagen für die 2- bzw. 3-Mesonen-Endzustände müssen an den experimentell gewonnenen Verzweigungsverhältnissen überprüft werden, um auf diesem Weg das System der verschiedenen Beiträge entwirren zu können. So ist z.B. die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-$ über R2 verboten, da die Ausgangsprodukte p und \bar{p} keine "strange"-Quarks enthalten; dagegen ist der Zerfall in $\pi^+\pi^-$ sowohl über A2 als auch über R2 erlaubt, so daß das Verhältnis $\pi^+\pi^-/K^+K^-$ helfen kann, Aufschluß über den jeweiligen Beitrag der Graphen zu bekommen.

2.6 BISHERIGE EXPERIMENTELLE RESULTATE

Die geläufigsten Methoden, gebundene Nukleon-Antinukleon-Zustände zu untersuchen, sind Antiproton-Deuteron-Reaktionen, wo das Energie- bzw. Impulsspektrum der Rückstoßnukleonen gemessen wird, Antiproton-Proton-Reaktionen mit der Aufnahme des Energiespektrums der Annihilationsprodukte sowie die Suche nach schmalen Linien in den Energiespektren von Pionen und Photonen beim Zerfall von Protonium-Zuständen.

Die Suche nach resonanten Zuständen erfolgt über die Messung des elastischen, inelastischen und totalen Wirkungsquerschnitts als Funktion der \bar{p} -Energie (vgl. auch Abschnitt 2.2).

Im Folgenden wird die Darstellung auf inklusive Experimente mit gestoppten Antiprotonen beschränkt. Andere Reaktionen können aus den Literaturstellen /31/ und /32/ sowie /41/ bis /52/ ersehen werden. Es werden fünf Reaktionskategorien unterschieden:

1. Der Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ (2.6.1)

Eines der ersten Experimente, das nach monoenergetischen Photonen aus der $\bar{p}p$ -Annihilation suchte, ist in der Arbeit von Kalogeropoulos et al.

<i>Resultate (positiv)</i>					
Experiment	Energie	FWHM	KN	VV[$\times 10^3$]	Bemerkungen
Pavlopoulos et al. /37/	132 \pm 6	16	99,2%	5,1	Drei Linien mit der Breite der Detektorauflösung, Panofsky-Linie bei 132 MeV
	183 \pm 7	19	99,0%	7,2	
	216 \pm 9	21	97,5%	6,0	
	420 \pm 17	34	98,2%	8,5	
Richter et al. /38/	103 \pm 1,1	< 8	3,6 σ	1,6	Vier Linien mit der Breite der Detektorauflösung Panofsky-Linie bei 125 MeV
	125 \pm 2,1	17	4,4 σ	3,5	
	176 \pm 2,2	<12	3,1 σ	1,6	
	222 \pm 6,3	38	2,7 σ	3,0	
	549 \pm 3,7	<29	3,0 σ	9,0	
Brando et al. /39/	105 \pm 3	<10	3,3 σ	6,0	Eine Linie bei 105 MeV sonst keine Struktur Verzweigungsverh. < 3 $\cdot 10^{-3}$
<i>Resultate (negativ)</i>					
Chiba et al. /40/	Kein Zustand mit Verzweigungsverhältnis > 1,5 $\cdot 10^{-3}$ und einer Signifikanz > 2 σ				
Adiels et al. /59/	Keine Linie mit FWHM < 25 MeV 95%-Konfidenzniveaus zwischen 0,08 $\cdot 10^{-3}$ und 0,5 $\cdot 10^{-3}$				
Tabelle 1. Bisherige Ergebnisse der Suche nach Baryonia: Es wurde jeweils das inklusive Gammaspektrum aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ untersucht. Energie und Breite sind in MeV angegeben. KN bezeichnet das Konfidenzniveau bzw. die Signifikanz der Linien, VV ihr Verzweigungsverhältnis. Die den γ -Energien entsprechenden Massen der Zustände X entnehme man Anhang D.					

/70/ beschrieben. Als Detektor stand ein NaI(Tl)-Detektor mit einer Auflösung von 15% im Bereich von 50...200 MeV der Photonenenergie zur Verfügung. Die obere Grenze für die Existenz monoenergetischer Photonen des am Brookhaven AGS aufgebauten Experiments betrug 1/30.

Die von Pavlopoulos et al. /37/ und Richter et al. /38/ veröffentlichten Ergebnisse – sie wurden am k_{19} bzw. k_{23} -Strahl CERN-PS durchgeführt – haben drei bzw. vier Linien zusammen mit der Panofsky-Reaktion $\pi^- p \rightarrow n \gamma$ gefunden (vgl. Tabelle 1). In beiden Fällen wurde ein NaI(Tl)-Detektor verwendet, dabei betrug die Auflösung 8...10% (FWHM) bei Pavlopoulos et al. und $\approx 4\% / (E_\gamma [\text{GeV}])^{1/4}$ bei Richter et al. Bei letzterem gab es zwei Experimentierperioden mit jeweils leicht verändertem apparativen Aufbau; in Tabelle 1 sind dabei nur untereinander konsistente Ergebnisse eingetragen.

Brando et al. /39/ verwendeten ein magnetisches Paarspektrometer mit einer Energieauflösung von 4,5% (FWHM). Die wesentlichen Ergebnisse dieses am LESBII-Strahl des Brookhaven AGS durchgeführten Experiments sind ebenfalls aus Tabelle 1 ersichtlich.

Chiba et al. /40/ benutzten für ihre am KEK in Tsukuba (Ibaraki, Japan) gemachten Messungen ebenfalls einen NaJ(Tl)-Detektor mit einer um eine Größenordnung verbesserten statistischen Genauigkeit. Deren apparative FWHM-Auflösung betrug $\Delta E_\gamma / E_\gamma = 6,2\% / (E_\gamma [\text{GeV}])^{1/4}$.

Die statistisch bisher signifikanteste Messung des inklusiven Photonenpektrums wurde von Adiels et al. /59/ am LEAR durchgeführt: mit zwei BGO-Spektrometern ergab sich eine Gesamtzahl an gemessenen Photonen von $2,4 \cdot 10^7$ bei einer apparativen FWHM-Auflösung von $\Delta E / E = 4\% / (E [\text{GeV}])^{1/4}$. Außer der erwarteten Panofsky-Linie (siehe Abschnitt 4.1) und einer kastenförmigen Photonenverteilung aus der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ ergaben sich bei einem Konfidenzniveau von 99,96% keine Strukturen mit einer Breite ≤ 25 MeV.

Eine vorläufige Auswertung des PS183-Experiments kann bei Angelopoulos et al. /72/ gefunden werden. Die detaillierte Untersuchung wird in der vorliegenden Arbeit beschrieben.

2. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi + X$ (2.6.2)

Zu dieser Reaktion sind dem Autor vier Experimente bekannt. Ahmad et al. /73/ (ASTERIX-Kollaboration) maßen das inklusive Pionen-Spektrum aus der Proton-Antiproton-Annihilation in gasförmigem Wasserstoff, bei dem – wie schon erwähnt – die Annihilation aus $L=1$ -Zuständen verstärkt auftritt.

Es wurde keine Struktur gefunden; die 5σ -Grenzen betragen $2 \cdot 10^{-3}$ pro Annihilation.

Angelopoulos et al. /71/ erhielten mit dem PS183-Paarspektrometer außer den erwarteten Linien aus den Reaktionen $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$, $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$, $K^- p \rightarrow \Sigma^- \pi^+$ und $K^- p \rightarrow \Sigma^+ \pi^-$ keine weiteren Strukturen. Das 90%-Konfidenzniveau beträgt $2 \dots 6 \cdot 10^{-4}$ pro Annihilation. Es wurde ein Flüssigwasserstofftarget verwendet, der untersuchte Impulsbereich betrug 150-300 MeV/c.

Findeisen et al. /74/ nahmen das inklusive π^0 -Spektrum durch Messung der beiden koinzidenten π^0 -Zerfallsphotonen auf. Als Detektoren wurden Bleiglas-Szintillatoren mit einer Auflösung von $7\%/\sqrt{E[\text{GeV}]}$ verwendet. Schmale, nicht von von bekannten Mesonen herrührende Signale, wurden nicht gefunden. Die oberen Grenzen (3σ) hierfür sind bei $p_{\pi^0}=200$ MeV/c $1,2 \times 10^{-3}$ oder bei $p_{\pi^0}=400$ MeV/c $0,7 \times 10^{-3}$.

3. Die Kanäle $\bar{p}d \rightarrow p + X, \rightarrow n + X$ (2.6.3)

In Experimenten dieser Art wird das Rückstoßimpulsspektrum der entstehenden Nukleonen gemessen. Drei neuere Experimente /34/ bis /36/ zeigen keine signifikante Struktur, die auf einen neuen Zustand hinweist. Die 4σ -Grenzen liegen im Experiment /34/ zwischen 0,5 und $2,8 \cdot 10^{-3}$. Eine ältere Messung von Gray et al. /75/, die in der Brookhaven 30-in.-Deuterium-Blasen-kammer vorgenommen wurde, zeigt eine Struktur bei $m_X=1790$ MeV mit einer Breite < 8 MeV. Allerdings war hier die statistische Signifikanz um ein Vielfaches kleiner als in den neueren Experimenten.

4. Die Reaktion $\bar{p}d \rightarrow N_s + \bar{p}N, \bar{p}N \rightarrow \pi\pi$ (2.6.4)

Der gebundene Antiproton-Nukleon-Zustand kann wieder durch die Emission zweier Pionen zerfallen. Bridges et al. /53/ untersuchten am Brookhaven AGS die Spektren dieser Pionen. Es ergab sich, daß die resultierenden Energiespektren der "Zuschauer"-Nukleonen nicht durch die Fermi-Bewegung im Deuteron erklärt werden können, dagegen die Annahme von schwach gebundenen $\bar{p}p$ - und $\bar{p}n$ -Zuständen (Bindungsenergie ≈ 5 MeV, $\Gamma < 5$ MeV), die zu $\pi^+\pi^0$ bzw. $\pi^+\pi^-$ koppeln, zu einer befriedigenden Interpretation dieser Spektren führt.

Daftari et al. /60/ untersuchten ebenfalls das Pionenspektrum über die Reaktion $\bar{p}n \rightarrow \rho + X$ nach der Antiproton-Deuteron-Annihilation in Ruhe. Sie fanden einen Zustand mit Isospin 0 und gerader Parität mit einer Masse von $1107 \pm 4 \text{ MeV}/c^2$ und einer Breite von $111 \pm 8 \pm 15 \text{ MeV}/c^2$.

Eine Struktur X^0 im Spektrum der invarianten Masse ihrer Zerfallspionen $\bar{p}n \rightarrow \pi^- + X^0(1480) \rightarrow 3\pi^- 2\pi^+$ mit einer Breite von 110 MeV wurde von Bridges et al. /76/ gefunden und von Dover /61/ sowie Liu et al. /62/ interpretiert. Die Messungen wurden mit einem magnetischen Paarspektrometer am AGS in Brookhaven durchgeführt. Die Impulsauflösung des Spektrometers beträgt $< 10 \text{ MeV}/c$ bis zu Impulsen von $400 \text{ MeV}/c$ und steigt dann auf $45 \text{ MeV}/c$ bei $900 \text{ MeV}/c$. Der Zerfall von X^0 in vier Pionen über zwei ρ -Mesonen $X^0 \rightarrow 2\rho^0 \rightarrow 4\pi$ dominiert gegenüber $X^0 \rightarrow 2\pi$ oder KK . Dies ist in Einklang mit dem Spin-Paritäts-Zustand 2^{++} . Eine Struktur um 1480 MeV wurde auch in $\gamma\gamma$ -Reaktionen (TASSO, CELLO) gefunden.

5. Die Kanäle $\bar{p} + \text{Kern} \rightarrow \gamma + X$ (2.6.5)

Mit demselben Detektor wie er von Richter et al. benutzt wurde, wurde von Adiels et al. /69/ das inklusive Photonenspektrum aus der Antiproton-Annihilation in ${}^4\text{He}$ gemessen. Das Spektrum zeigt dabei zwei Linien bei 161,9 und 203,0 MeV mit Breiten von 30 und 34 MeV. Das Verzweigungsverhältnis beträgt in beiden Fällen $9 \cdot 10^{-3}$. Diese Strukturen können mit den Linien bei 176 und 222 MeV des Experiments /38/ in Beziehung gebracht werden.

Im Experiment von Amsler et al. /34/ wurde zusätzlich nach Photonen aus der Reaktion $\bar{p}d \rightarrow X + N$, $X \rightarrow X' + \gamma$ gesucht. Dabei ergab sich ebenfalls kein Hinweis auf Strukturen über dem kontinuierlichen Untergrund. Die oberen Grenzen für 4σ -Strukturen betragen hier 4% für Ereignisse im Flug und 2% für Annihilationen in Ruhe. Die Breiten sind wiederum durch die Auflösung des Detektors bestimmt.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß die Nukleon-Antinukleon-Reaktionen in vielen Experimenten untersucht wurden. Die Ergebnisse weichen aber stark voneinander ab. Die Existenz von schmalen Linien, die auf gebundene NN -Zustände hinweisen, wurde nur im kleineren Teil der Messungen festgestellt. Die Klärung dieser Widersprüche war einer der Gründe für den Aufbau des PS183-Experiments, von dem die Auswertung eines Teils der Messungen in dieser Arbeit beschrieben wird.

KAPITEL 3. DAS PS183-PAARSPEKTROMETER

3.1 EINLEITUNG

Im vorliegenden Kapitel wird nach einer Beschreibung des Aufbaus und der Funktionsweise des PS183-Paarspektrometers auf die Datennahme eingegangen, besonders im Hinblick auf den in dieser Arbeit ausgewerteten Teil der Messungen. Anschließend erfolgt eine kurze Beschreibung und ein Vergleich der verwendeten Verfahren für die Rekonstruktion von Teilchenbahnen im Spektrometer. Zum Schluß wird dargestellt, wie sich die Gesamtzahl der Ereignisse auf die ausgewählten Ereignismuster verteilt und welcher Anteil davon eine Bahnrekonstruktion zuläßt.

3.2 AUFBAU UND FUNKTIONSWEISE DES SPEKTROMETERS

Abbildung 8 auf Seite 30 zeigt schematisch den Aufbau des PS183-Paarspektrometers. Es wurde für eine hochauflösende Spektroskopie von Photonen mit Energien oberhalb von etwa 20 MeV konstruiert und am Low Energy Antiproton Ring (LEAR) des CERN in Genf aufgebaut. Daneben gestattet es auch, präzise Mesonenspektroskopie zu betreiben. Die wichtigsten technischen Daten des Targets, der Szintillatoren, des Konverters sowie der Vieldrahtproportional- und Driftkammern sind in Tabelle 2 auf Seite 31 zusammengefaßt.

Die Zähler D1 und D2 sowie E1 und E2, in Abbildung 8 unter der Bezeichnung "D Counter" bzw. "E Counter" zusammengefaßt, sind jeweils in der zur x-z-Ebene senkrechten Richtung (y-Achse) aufeinandergesetzt und besitzen im Gegensatz zu den anderen Szintillationszählern nur einen Photomultiplier am oberen Ende bei der Z-Kammer.

Der Antiprotonenstrahl des LEAR-Ringes wird durch die beiden Teleskopzähler S1 und S2 sowie zwei Proportionalkammern, in Abbildung 8 mit "Beam Chamber" bezeichnet, definiert. Das Target ist so dimensioniert, daß die Antiprotonen

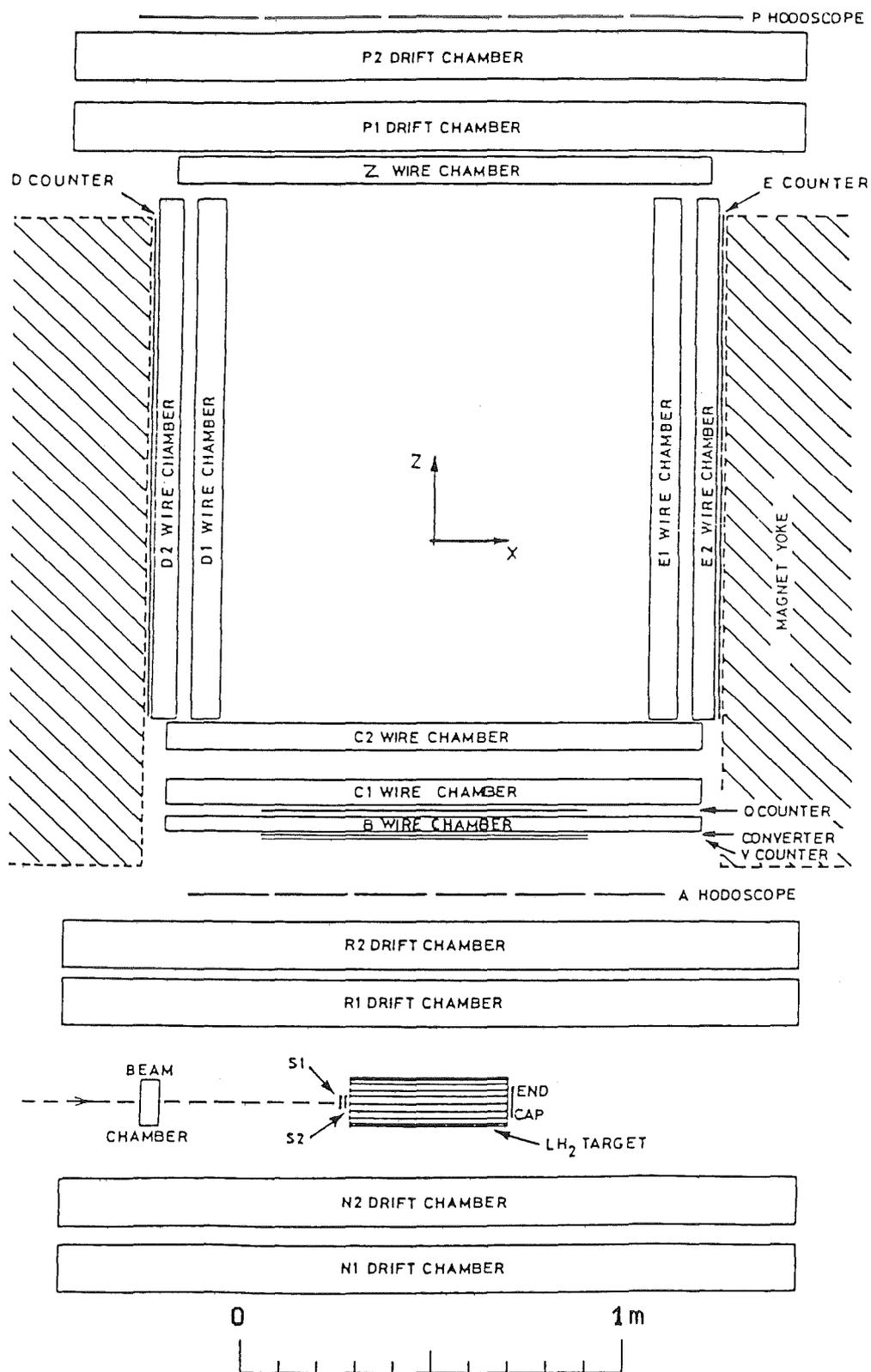


Abbildung 8. Das PS183-Paarspektrometer

1. *Driftkammern:*

Drahtabstand: 4,064 cm
3 Drahtebenen ($0^\circ, \pm 30^\circ$)
Ausdehnung: $154,9 \times 53,3 \times 12,9 \text{ cm}^3$
Driftgeschwindigkeit: 0,00701 cm/s
eingewickelt in vier Lagen 0,0076 cm Mylarfolie

2. *Target:*

Länge: 70 cm
Durchmesser: 7 cm
umhüllt von 1,5 cm dicker Rohacellschicht
und 0,025 cm dicker Mylarfolie

3. *Proportionalkammern:*

Drahtabstand: 0,15 cm
3 Drahtebenen für die C1, C2, D2, E2, Z - Kammern
(Winkel zwischen y-Achse und den Drähten: $0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$)
1 Drahtebene für die B, D1, E1 - Kammer (Drähte \parallel zur y-Achse)
Dimension: $124,5 \times 26,7 \text{ cm}^3$ mit Dicken 4,1 cm (B,D1,E1) bzw. 7,3 cm
jeweils eingewickelt in zwei Lagen 0,0076 cm dicker Mylarfolie

4. *Strahlkammern:*

Drahtabstand: 0,1 cm
2 Drahtebenen (Drähte stehen in y- und z-Richtung)
eingewickelt in zwei Lagen 0,0076 dicker cm Mylarfolie

5. *Szintillationszähler:*

S1 : Größe: $0,08 \times 2,5 \times 2,0 \text{ cm}^3$, Material: BICXON 400
S2 : Größe: $0,16 \times 2,3 \times 1,8 \text{ cm}^3$, Material: BICXON 400
A : 6 Segmente, Größe jeweils $21,7 \times 40 \times 0,5 \text{ cm}^3$, Material: NE102A
Q,V : Größe $80 \times 14 \times 0,5 \text{ cm}^3$, Material: NE102A
D1,E1: Größe $0,5 \times 13,1 \times 127 \text{ cm}^3$, Material: NE110
D2,E2: Größe $0,5 \times 15,0 \times 127 \text{ cm}^3$, Material: NE110
P : 5 Segmente, Größe jeweils $32 \times 60 \times 0,5 \text{ cm}^3$, Material: NE102A
Alle Zähler in 0,0051 cm dicker Aluminiumfolie sowie in
0,056 cm dicker Plastiksicht (A,Q,V,D1,E1,D2,E2,P) bzw.
0,07 cm dickem Polyäthylenband eingewickelt.

6. *Konverter:*

Bleifolie: 10% Strahlungslänge (entspricht 0,056 cm Dicke)

Tabelle 2. Die wichtigsten Daten der Komponenten des PS183 - Paarspektrometers

etwa in der Mitte des Targets stoppen und dort mit den Protonen des Wasserstoffs annihilieren. Die Auswahl geladener und photonischer Annihilationskanäle wird durch eine geeignete Triggerung der Szintillationszähler erreicht:

Der unmittelbar vor dem Konverter aufgestellte Veto­zähler V liefert nur ein Signal, wenn er von geladenen Teilchen durchlaufen wird; Photonen konvertieren in der Bleifolie, die an der unteren Grenze des Magnetfeldbereichs liegt, in ein e^+e^- - Paar und werden somit zum ersten Mal im Q-Zähler nachgewiesen.

Das Magnetfeld besitzt eine Flußdichte von $\pm 0,35$ T und verläuft senkrecht zur Zeichenebene von Abbildung 8. Seine Ausdehnung beträgt $154 \times 50 \times 176$ cm³. Die Hodoskope A und P sowie die Zähler D1, D2, E1 und E2 dienen der Bestimmung des Ereignistyps. Die aus den Detektordimensionen resultierende geometrische Akzeptanz beträgt etwa 1% für aus dem Target kommende Teilchen.

Ein geladenes Teilchen kann im Magnetfeld reflektiert und in einem der Segmente des A-Hodoskops registriert werden (R [Returning]-Spuren), seitlich in einen der D- bzw. E- Szintillatoren laufen (D,E-Spuren) oder das Magnetfeld ganz durchqueren und das P-Hodoskop ansprechen lassen (P [Penetrating]-Spuren). Für ein Paar entgegengesetzt geladener Teilchen (e^+e^-) sind die Kombinationen DE, PP, DP, PE, RE, DR, RR sowie RP möglich und als Trigger neben den vier Optionen für einzeln geladene Spuren vorgesehen. Wird nicht zwischen D- und E-Spuren unterschieden, so werden sie im folgenden auch als T [Trapped]-Spuren bezeichnet, da die Teilchen das Spektrometer nicht verlassen.

Durch eine zusätzliche "online"-Triggerung können unmittelbar vom Target kommende geladene Teilchen von R-Spuren, die beide ein Signal im A-Hodoskop erzeugen, unterschieden werden.

Die drei identisch gebauten Driftkammerpaare (NDC,RDC,PDC) erlauben eine präzise Rekonstruktion der Bahnen geladener Teilchen. Insbesondere gestatten die Paare NDC1 und NDC21 sowie RDC1 und RDC2 zusammen mit der "Beam Chamber" eine präzise Vertexbestimmung bei mittleren quadratischen Fehlern von 1 mm in Richtung des Strahls und 2 mm senkrecht dazu. Das Verfahren hierzu ist im Anhang B kurz skizziert.

Die acht Vieldrahtproportionalkammern B, C1, C2, D1, D2, E1, E2 und Z dienen der Impulsbestimmung, die im übernächsten Abschnitt dieses Kapitels und im Anhang A erläutert wird.

Dabei mißt jede Drahtebene "online" nicht nur eine Drahtnummer, sondern durch alternierende Triggerung der Drähte, d.h. nur jeder zweite Draht dient der Koordinatenbestimmung, auch eine "Clusterbreite": Ist der Abstand zweier gemessener Koordinaten abzüglich dieser Clusterbreite kleiner oder gleich als ein Drahtabstand (im Falle der B,C1,C2 und Z-Kammer) oder kleiner als drei Drahtabstände (D- bzw. E-Kammer), werden die beiden Signale zu einem einzelnen zusammengefaßt.

3.3 DATENNAHME

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Auswertung von Daten, die während zweier Experimentierperioden im Mai 1985 aufgenommen wurden. Das Augenmerk lag bei dieser Messung hauptsächlich auf der Gewinnung inklusiver χ -Spektren der $\bar{p}p$ -Annihilation in flüssigem Wasserstoff.

Während der ersten Experimentierperiode betrug der Impuls der Antiprotonen aus dem LEAR-Ring 460 MeV/c; zusätzlich zu den Photonen wurden hier auch inklusive Spektren geladener Teilchen gemessen. Die Gesamtzahl der Antiprotonen, durch S1 und S2 definiert, betrug $9,57 \cdot 10^9$.

Während der zweiten Periode wurden neben den Photonen auch zeitlich "späte" geladene Teilchen erfaßt. Dies sind im wesentlichen Zerfallsprodukte positiver Kaonen, die bei der Annihilation entstehen. Im folgenden Kapitel wird dies näher erläutert. Der Impuls der Antiprotonen betrug während der zweiten Periode 300 MeV/c, deren Gesamtzahl $9,44 \cdot 10^9$. Die Stopprate der Antiprotonen im Flüssigwasserstofftarget belief sich in beiden Fällen auf etwa $10^5/s$; bis zu 300 Ereignisse/s wurden nach Vorverarbeitung in der Detektorelektronik auf Band geschrieben.

3.4 BESTIMMUNG DER TEILCHENIMPULSE

Zur Bestimmung der Impulse der registrierten Teilchen stehen drei Verfahren zur Verfügung:

1. *Die Drei-Punkte-Methode*
2. *Die Spline-Fit-Methode*
3. *Die Schwimm-Methode*

Die Drei-Punkte-Methode beruht auf der Bestimmung eines Kreisbogens durch die Treffer in den Kammern B, C2 und D2 (bzw. E2, Z je nach Spurtyp), während die Schwimm-Methode die Spur mittels der Bahngleichungen und den punktweisen Magnetfeldwerten stückweise integriert. Dagegen führt die Spline-Fit-Methode eine globale Rekonstruktion durch. Die drei Rekonstruktionsverfahren werden im Anhang A näher erläutert.

Die Spline-Fit-Methode ist insbesondere für große Bahnradien geeignet, Teilchenbahnen mit kleinen Radien – dies sind im wesentlichen R-Spuren – werden durch die Drei-Punkte-Methode besser erfaßt. Die Schwimm-Methode benötigt im Vergleich mit den anderen Verfahren – aufgrund der mehrmaligen schrittweisen Integration der Bahn – eine relativ große Rechenzeit³; sie wird deshalb nur zur Bestimmung der K^+ -Zerfälle verwendet, wo die Zahl der Ereignisse auf einige 10^4 Spuren beschränkt war.

Die benötigten Bahnkoordinaten stammen ausschließlich von den Proportionalkammern. Zur Impulsrekonstruktion werden die in Tabelle 3 eingetragenen Multiplizitätsfolgen für die jeweiligen x-Ebenen, d.h. die registrierte Zahl der Treffer, benötigt. Diese legen die x-Koordinaten (für B, C1, C2, Z) bzw. die z-Koordinaten (für D1, D2, E1, E2) fest. Die Bezeichnung R1 bzw. R2 in Tabelle 3 bedeutet, daß das reflektierte Teilchen nur die C1-Kammer (R1) oder

³ Ca. 80 ms pro rekonstruierter Bahnkurve auf einer IBM 3090/Siemens 7890 - Rechenanlage im Gegensatz zu ca. 4 ms für das Spline-Fit-Verfahren und 1 ms für die Drei-Punkte-Methode.

beide C-Kammern (R2) durchquert. Die Angaben in Klammern bei der D1- und E1-Kammer sind fakultativ für die Drei-Punkte-Methode zugelassen – ebenso wie die Multiplizität 0 der C1-Kammer bei einzelnen geladenen Spuren.

Zur Identifizierung der Koordinaten, die zu einer bestimmten Bahn gehören, sind bei photonischen Ereignissen die C1-Koordinaten auch für die Drei-Punkte-Methode notwendig. Da es möglich ist, daß der Abstand von Elektron und Positron, insbesondere bei großen Impulsen, in der C1-Kammer noch so gering ist, daß nur eine Koordinate gemessen wird, sind auch die in Klammern angegebenen Werte zugelassen worden. In Tabelle 4 ist aufgeführt, wie groß der Anteil der durch die Forderung dieser Multiplizitätsfolgen verworfenen Ereignisse ist.

Spurtyp	Kammer	B	C1	C2	D1	D2	E1	E2	Z
D-E		1	2(1)	2	1(0)	1	1(0)	1	0
R1-E		2	3(2)	1	0	0	1(0)	1	0
R2-E		2	3(2)	3	0	0	1(0)	1	0
D-R1		2	3(2)	1	1(0)	1	0	0	0
D-R2		2	3(2)	3	1(0)	1	0	0	0
R1-R1		3	4(3)	0	0	0	0	0	0
R1-R2		3	4(3)	2	0	0	0	0	0
R2-R2		3	4(3)	4	0	0	0	0	0
R1-P		2	3(2)	1	0	0	0	0	1
R2-P		2	3(2)	3	0	0	0	0	1
P-P		1	2(1)	2	0	0	0	0	2
D-P		1	2(1)	2	1(0)	1	0	0	1
P-E		1	2(1)	2	0	0	1(0)	1	1
R1		2	2	0	0	0	0	0	0
R2		2	2	2	0	0	0	0	0
D		1	1	1	1	1	0	0	0
E		1	1	1	0	0	1	1	0
P		1	1	1	0	0	0	0	1

Tabelle 3. Anzahl der Koordinaten von Treffern in den einzelnen Viel-drahtproportionalkammern: Die in Klammern angegebenen Werte werden wahlweise zugelassen.

Typ	Gesamtzahl	nicht rekonstruierbar	Trefferforderung
TT	$31,03 \cdot 10^5$	11,5 %	18,3 %
PP	$0,09 \cdot 10^5$	55,9 %	55,9 %
DP	$6,83 \cdot 10^5$	10,3 %	17,8 %
PE	$7,76 \cdot 10^5$	11,3 %	18,3 %
DR	$8,36 \cdot 10^5$	31,1 %	39,7 %
RE	$9,18 \cdot 10^5$	29,3 %	37,6 %
RR	$1,57 \cdot 10^5$	51,9 %	51,9 %
PR	$2,23 \cdot 10^5$	71,7 %	71,7 %

Tabelle 4. Auswirkungen der Forderung nach Treffermustern: Spalte 3 enthält den Anteil der nicht rekonstruierbaren oder nicht eindeutig identifizierbaren Ereignisse, Spalte 4 die Verluste durch die Forderung optimaler Treffermuster (vgl. Tabelle 3) für Proportionalkammern (bezogen auf die Gesamtzahl).

In den Spektren der Photonen sind nur die x- und z-Komponenten des Impulses der Elektronen bzw. Positronen berücksichtigt. Dies ist auf die nicht genügende Kenntnis der y-Koordinaten – nur ein Teil der Proportionalkammern kann sie messen (siehe Tabelle 2 auf Seite 31) – zurückzuführen. Im folgenden Kapitel wird gezeigt, wie groß dieser Anteil ist. Dort werden die verschiedenen Rekonstruktionsmethoden auch ausführlicher miteinander verglichen.

KAPITEL 4. EICHUNG DES SPEKTROMETERS

4.1 EINLEITUNG

Die Bestimmung der Auflösung des Spektrometers ist für die Suche nach schmalen Linien im inklusiven Photonenspektrum in zweierlei Hinsicht von zentraler Bedeutung: zum einen, um die Breite der Linien nach oben abzugrenzen und zum anderen, um den Anteil der gesuchten Zustände an allen Anihilationskanälen zu bestimmen bzw. obere Schranken dafür anzugeben. In dieser Arbeit werden insgesamt vier Linien zur Bestimmung der Auflösungskurven herangezogen:

Abschnitt 4.2 dieses Kapitels behandelt die schon erwähnten, zeitlich verzögerten monoenergetischen Zerfallsprodukte π^+ und μ^+ von im Target gestoppten K^+ . Im Abschnitt 4.3 erfolgt die Untersuchung monoenergetischer Pionen, die unmittelbar aus der Annihilation stammen. Die vierte Linie wird aus der Reaktion



gewonnen. Das Photon besitzt eine Energie von 129,4 MeV (Panofsky-Photon). Diese Reaktion wird detailliert in /2/ behandelt und zusammen mit den Ergebnissen der anderen Linien in Abschnitt 4 dieses Kapitels zur Berechnung der Auflösungskurven herangezogen.

4.2 π^+ - UND μ^+ - EICHLINIEN

In etwa 1 % aller Proton-Antiproton-Annihilationen, siehe z.B. /3/, entstehen positive Kaonen. Sie stoppen im Target in einer Zeit, die etwa dem 10^{-2} -fachen ihrer Lebensdauer von 12 ns entspricht. Ihre mittlere Reichweite beträgt, abhängig vom Impuls, zwischen 0,1 und 10 mm. Die beiden wichtigsten Zweikörperzerfälle des K^+ sind:

$$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (63,5 \%) \quad (4.2.1)$$

und

$$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 \quad (21,2 \%) \quad (4.2.2)$$

Die hinter den Reaktionsgleichungen in Klammern angegebenen Zahlen geben die Wahrscheinlichkeiten für Zerfälle in diese Kanäle an. Da die Kaonen nahezu ausschließlich in Ruhe zerfallen, sind die Impulse der geladenen Teilchen eindeutig: sie betragen $235,5 \text{ MeV}/c$ für das μ^+ und $205,1 \text{ MeV}/c$ für das π^+ .

Die Triggerung auf diese Reaktionen erfolgte mit dem Q-Zähler zusammen mit dem Trigger auf einzelne geladene Spuren (vgl. Kapitel 3): Es wurden nur solche Ereignisse akzeptiert, die den Q-Zähler im Vergleich mit den anderen Annihilationsprodukten um ca. 7 ns verzögert – dies entspricht der 0,6-fachen Lebensdauer des Kaons – erreichen.

In der im folgenden beschriebenen "offline"-Analyse wurde die Zeitschwelle einheitlich um eine Verzögerung von 8,5 ns heraufgesetzt, um einen Kompromiß zwischen einer Verringerung des Untergrunds bei großen Zeiten und einer dadurch bedingten zu starken Reduktion der gewünschten Teilchen zu schließen.

Die im folgenden getroffene Unterscheidung zwischen D- und E- sowie P1-(Bahn linksgekrümmt) und P2-(Bahn im Uhrzeigersinn) Spuren erfolgt wegen des Wechsels der Polarität des Magnetfelds, wobei sich die D- und P1-Bahnen auf das Feld $+0,35 \text{ T}$ und die E- und P2-Trajektorien auf das Feld $-0,35 \text{ T}$ beziehen. Die Akzeptanz für R-Spuren verschwindet im fraglichen Impulsbereich, so daß nur die seitlich verlaufenden (D,E)- und die durchlaufenden (P1,P2)-Teilchen berücksichtigt zu werden brauchen.

4.2.1 Vergleich der Ergebnisse aus den Rekonstruktionsverfahren

Der Impuls der Teilchen wurde mit allen im Anhang A beschriebenen Verfahren bestimmt. An die so erhaltenen Impulsspektren wurden jeweils gaußförmige Kurven über einem polynomischen Untergrund 3. Grades angepaßt. Abbildung 9 zeigt ein solches Spektrum für E-Ereignisse, rekonstruiert mit der Dreipunkte-Methode; Abbildung 10 auf Seite 40 analog für P2-Ereignisse, die mittels der Spline-Fit-Methode bearbeitet wurden.

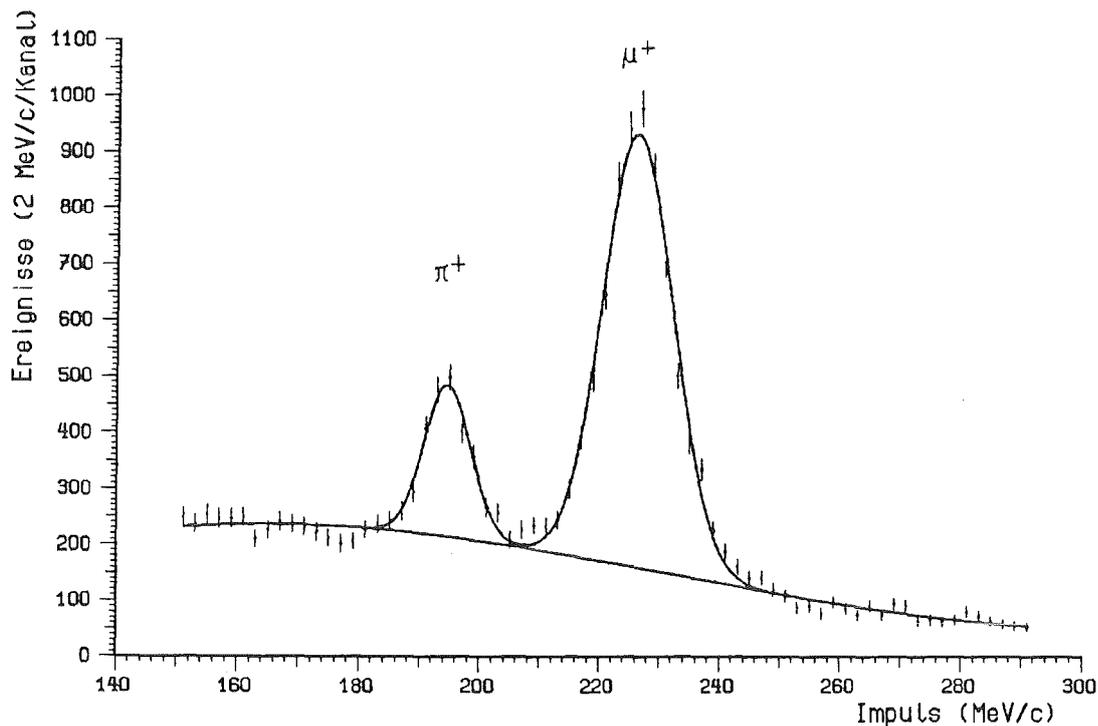


Abbildung 9. π^+ und μ^+ aus dem Zerfall des K^+ : Dargestellt sind die E-Ereignisse ($B=-0,35$ T); die Impulse wurden nach der Drei-Punkte-Methode berechnet.

Die Ergebnisse dieser Anpassung sind in Tabelle 5 und Tabelle 6 eingetragen. Zunächst werden darin nur die ersten beiden Zeilen jeder Methode betrachtet; sie liefern die folgende Interpretation:

1. Bei allen Verfahren liegt die Stelle des Maximums der jeweiligen Linie niedriger als es die nominellen Werte erwarten lassen; dies ist auf die Energieverluste in den verschiedenen Zählern, Kammern und im Target sowie auf die Nichtberücksichtigung der y-Komponente des Impulses zurückzuführen. Der fehlende Anteil ist bei den das Spektrometer ganz durchquerenden Teilchen um 2-5 MeV/c größer als bei denjenigen, die zur Seite hin verlaufen. Im Abschnitt "Berechnung bisher unberücksichtigter Impulsverluste" auf Seite 46ff werden diese fehlenden Beträge untersucht.
2. Die mit der Spline-Fit-Methode rekonstruierten P-Spuren besitzen in bezug auf die Linienpositionen die kleinsten Differenzen zu den Nominalwerten, die angepaßten Werte liegen um 3-4 MeV/c über denjenigen der anderen beiden Methoden. Für die zur Seite hin verlaufenden Bahnen ver-

mindert sich die Diskrepanz auf maximal 2,5 MeV/c für die E- und 0,3 MeV/c für die D-Spuren.

3. Die zu erwartende Äquivalenz in den Positionen der Linienmaxima von D- und E-Ereignissen einerseits und P1- und P2-Ereignissen andererseits tritt nicht ein: die Differenz liegt mit Ausnahme der seitlich verlaufenden Drei-Punkte-rekonstruierten Teilchen im Bereich zwischen 0 und 1,5 MeV/c, lediglich bei den letzteren erhöht er sich auf 3,5 bis 4 MeV/c. Nur in einigen Fällen liegen diese Unterschiede im Bereich der Fehlergrenzen.
4. Die Linienbreiten (angegeben sind immer die vollen Breiten bei halber Linienhöhe, FWHM) liegen bei den P-Spuren durchweg niedriger als bei den T-Spuren. Ihr Verhältnis schwankt zwischen 1 und 2 für korrespondierende Rekonstruktionsverfahren. Diese unterschiedlichen Breiten haben ihre Ursache in der unterschiedlichen maximal erlaubten Clusterbreite zwischen den seitlichen Kammern D2 und E2 und der Z-Kammer (vgl. "Aufbau und Funktionsweise des Spektrometers" auf Seite 29) und damit einer ungenügenden Kenntnis der Bahnkoordinaten, einer zusätzlichen Streuung

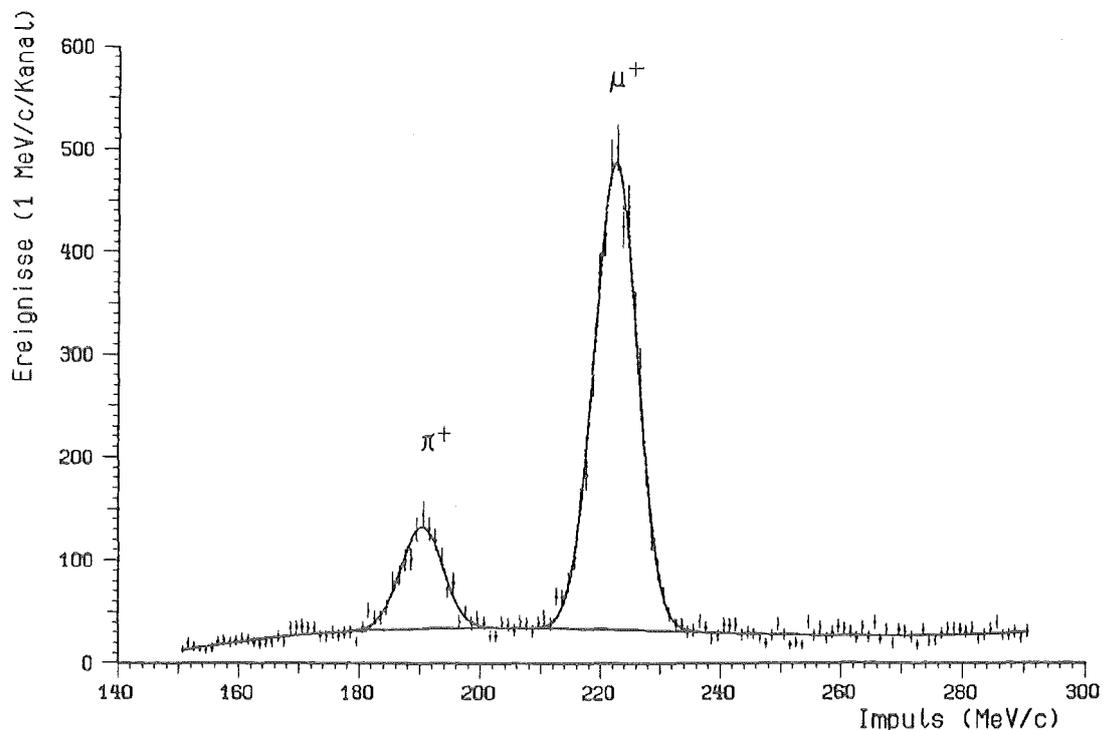


Abbildung 10. π^+ und μ^+ aus dem Zerfall des K^+ : Dargestellt sind die P2-Ereignisse ($B=+0,35$ T); die Impulse wurden entsprechend der Spline-Fit-Methode berechnet.

Typ	Position [MeV/c]	G-FWHM [MeV/c]	Zahl der Ereignisse	χ^2/FG	Bemerkungen
P1	190,9±0,1	7,3±0,4	844± 53	1,80	3-Punkte
P2	190,3±0,2	8,0±0,4	845± 45	1,18	3-Punkte
P1	191,2±0,2	6,7±0,5	343± 28	2,53	3-Punkte, Schnitte
P2	190,4±0,2	7,6±0,6	385± 27	1,29	3-Punkte, Schnitte
P1	193,4±0,2	7,7±0,5	786± 59	1,41	Spline
P2	192,7±0,2	7,8±0,4	747± 45	1,47	Spline
P1	202,6±0,3	6,4±1,4	89± 23	2,62	Spline, EV-korrigiert
P2	202,6±0,2	7,1±0,5	554± 37	1,51	Spline, EV-korrigiert
P1	189,8±0,2	8,2±0,6	795± 56	1,69	Schwimm-Methode
P2	189,6±0,2	8,2±0,4	826± 45	1,06	Schwimm-Methode
D	195,9±0,2	7,6±0,6	1091±125	1,81	3-Punkte
E	192,3±0,3	12,8±0,9	1307±123	1,94	3-Punkte
D	196,2±0,2	6,7±0,7	495± 58	1,78	3-Punkte, Schnitte
E	191,8±0,4	11,6±1,0	558± 61	1,46	3-Punkte, Schnitte
D	195,1±0,2	9,5±0,8	1451±201	1,62	Spline
E	194,2±0,2	8,4±0,5	1224± 78	0,87	Spline
D	205,1±0,4	12,2±1,4	1021±206	1,28	Spline, EV-korrigiert
E	203,6±0,4	8,1±1,0	369± 47	1,37	Spline, EV-korrigiert
D	194,8±0,2	9,6±0,6	1315± 96	1,50	Schwimm-Methode
E	196,4±0,2	11,0±0,4	1625± 74	2,77	Schwimm-Methode

Tabelle 5. Gaußparameter der π^+ -Eichlinien:

Der Sollwert für die Linie liegt bei 205,1 MeV/c. Die Ergebnisse, die den Impulsverlust im Spektrometer berücksichtigen, sind mit 'EV-korrigiert' bezeichnet. FG ist die Zahl der Freiheitsgrade des jeweiligen Spektrums.

in der D1- bzw. E1-Kammer sowie einer aufgrund der geringeren Weglänge für seitliche Spuren möglichen größeren y-Komponente des Impulses.

Typ	Position [MeV/c]	G-FWHM [MeV/c]	Zahl der Ereignisse	χ^2/FG	Bemerkungen
P1	223,0±0,1	8,3±0,3	4687± 94	1,80	3-Punkte
P2	222,4±0,8	8,4±0,1	4051± 72	1,18	3-Punkte
P1	222,4±0,0	8,4±0,2	2257± 50	2,53	3-Punkte, Schnitte
P2	222,9±0,1	8,4±0,6	2196± 51	1,29	3-Punkte, Schnitte
P1	225,9±0,1	8,5±0,1	4244± 98	1,41	Spline
P2	225,2±0,1	8,2±0,1	3711± 74	1,47	Spline
P1	234,1±0,2	8,6±0,4	843± 45	2,62	Spline, EV-korrigiert
P2	232,7±0,1	8,0±0,2	2818± 60	1,51	Spline, EV-korrigiert
P1	222,0±0,1	9,0±0,2	4701± 84	1,06	Schwimm-Methode
P2	220,8±0,1	8,4±0,2	3992± 70	1,06	Schwimm-Methode
D	227,7±0,1	12,3±0,4	5844±292	1,81	3-Punkte
E	223,9±0,4	20,2±0,5	5782±165	1,94	3-Punkte
D	227,2±0,1	12,8±0,5	2964±158	1,78	3-Punkte, Schnitte
E	223,0±0,2	18,0±0,6	2579± 85	1,46	3-Punkte, Schnitte
D	227,1±0,2	12,7±0,4	5759±384	1,62	Spline
E	226,4±0,1	12,3±0,3	4945±147	0,87	Spline
D	234,6±0,2	13,2±1,4	2832±275	1,28	Spline, EV-korrigiert
E	233,4±0,2	14,4±0,5	1603± 68	1,37	Spline, EV-korrigiert
D	226,8±0,2	13,8±0,4	5601±172	1,50	Schwimm-Methode
E	225,8±0,2	15,8±0,2	5903±111	2,77	Schwimm-Methode

Tabelle 6. Gaußparameter der μ^+ -Eichlinien:

Der Sollwert der Linie liegt bei 235,5 MeV/c.

5. Die Linienbreiten hängen mit Ausnahme der myonischen Ereignisse nicht signifikant von der verwendeten Rekonstruktionsmethode ab. Die starke Asymmetrie der Breiten der seitlichen Spuren, beobachtet bei der Anwendung der Drei-Punkte-Methode, wird durch die Spline-Fit-Methode ausgeglichen: hier tritt in allen Fällen die gleiche Breite – unter Berücksichtigung der Fehlertoleranzen – auf.

6. Die Verwendung der Schwimm-Methode ergibt keinerlei Vorteile, weder in bezug auf die Linienposition noch auf die Linienbreite.
7. Das Verhältnis der Linienintensitäten ist kleiner als 1:3, eine Folge der größeren Lebensdauer des Myons ($\tau_{\mu}=2,2 \mu\text{s}$), die wesentlich größer als seine Flugzeit (5-10 ns) ist. Dagegen liegt die Lebensdauer des Pions ($\tau_{\pi}=26 \text{ ns}$) noch im Bereich dieser Zeit, so daß ein größerer Teil davon zerfällt.
8. Der Untergrund der D- und E-Spuren ist erheblich größer als bei den P-Bahnen. Dies ist zum wesentlichen Teil auf den Zerfall der Pionen im Spektrometer ($\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_{\mu}$) zurückzuführen, wodurch der Impuls des Pions nicht mehr bestimmt werden kann.

4.2.2 Korrektur der Spektren

In diesem Abschnitt wird versucht, durch Schnitte eine Verbesserung der Auflösung zu erreichen, insbesondere im Hinblick auf die im Kapitel 5 untersuchten γ -Ereignisse. Zusätzlich wird der Energieverlust der Pionen und Myonen in den verschiedenen Teilen des Spektrometers und der Anteil der im Vorhergehenden nicht berücksichtigten y-Komponente des Impulses vom Gesamtimpuls berechnet, um die Ergebnisse quantitativ besser einordnen zu können.

4.2.2.1 Anwendung von Schnitten für die π^+ - und μ^+ -Ereignisse

Die im folgenden erläuterten Schnitte wurden nur auf die "Drei-Punkte-Spektren" angewandt, da hier die rekonstruierte Bahnkurve (der Kreisbogen zwischen C1- und D2(E2,Z)-Kammer) nicht stückweise zusammengesetzt ist:

- Geometrische Schnitte
 - Vergleich der mittels des Bahnkreises berechneten Koordinaten mit den in den C1-, D1- und E1-Kammern gemessenen

- Vergleich der aus den RDC- und PDC-Driftkammern extrapolierten x-Koordinaten der B- und Z-Kammer mit den gemessenen Werten
- Vergleich der aus den RDC- und PDC-Driftkammern berechneten Kreistangentensteigungen mit den gemessenen in der B- und Z-Kammer
- Kinematische Schnitte
 - Einschränkung des Vertexbereichs im Target
 - Erhöhung der Zeitschwelle im Q-Zähler

Das Verfahren der Berechnung der Teilchenbahngeraden durch die Driftkammern ist im Anhang B beschrieben. Da die magnetische Flußdichte am Ort der B-Kammer nicht sofort auf ihren vollen Wert ansteigt, wurden die berechnete Steigung sowie die extrapolierte x-Koordinate der B-Kammer um einen jeweils konstanten Wert korrigiert. Abbildung 11 und Abbildung 12 zeigen als Beispiele die Differenz zwischen der berechneten Steigung und der Kreistangentensteigung in der Z-Kammer sowie die Verteilung der x-Koordinaten der Vertices.

Es wurden folgende Einschränkungen getroffen:

Maximale x-Koordinatendifferenz (Z-Kammer):	0,6 cm
Maximale x-Koordinatendifferenz (B-Kammer):	0,6 cm
Maximale Steigungsdifferenz (Z-Kammer):	0,10 rad
Maximale Steigungsdifferenz (B-Kammer):	0,12 rad
Maximale Abweichung des Kreisbogens von der gemessenen Koordinate in der C1-Kammer:	1,0 cm
x-Koordinate des Vertex um Targetnullpunkt:	< 30 cm
Abstand des Vertex von der Targetachse:	< 2,5 cm

Aus den Tabellen 5 und 6 ist ersichtlich, daß eine signifikante Verminderung der Linienbreiten nicht eintritt. Dagegen wird das Verhältnis von Linienhöhe

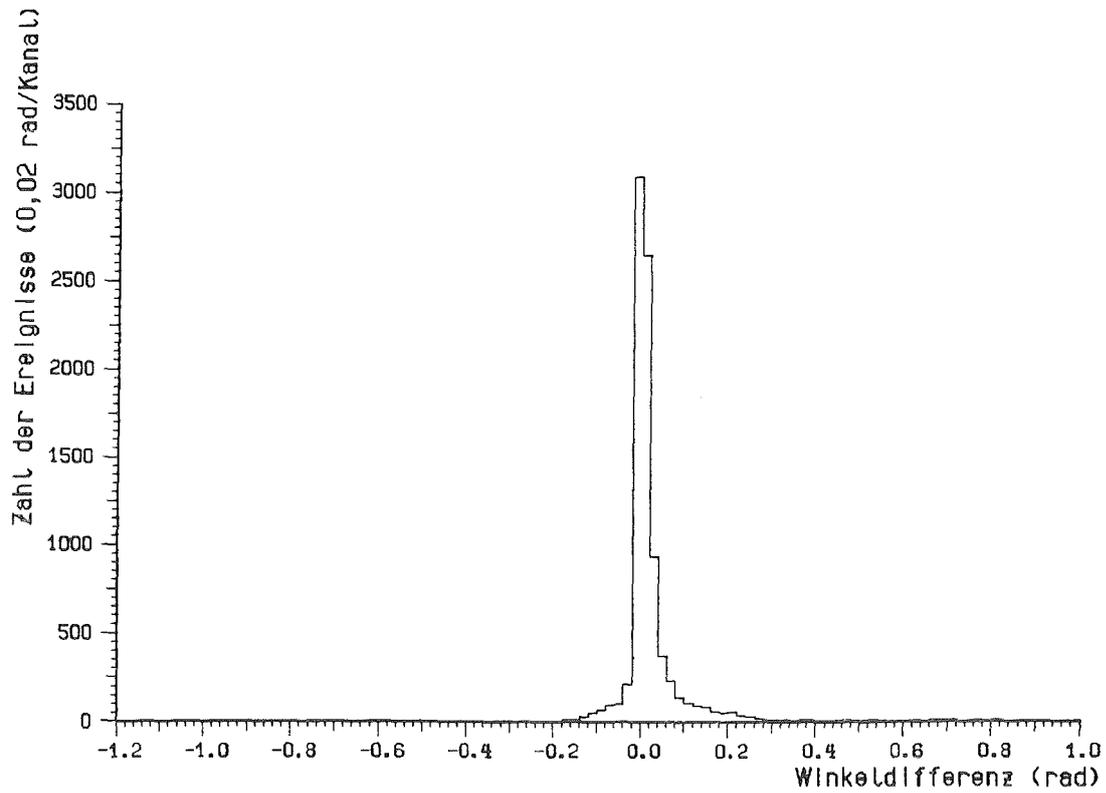


Abbildung 11. Differenz zwischen berechneter und gemessener Steigung der Bahnkurven in der Z-Kammer.

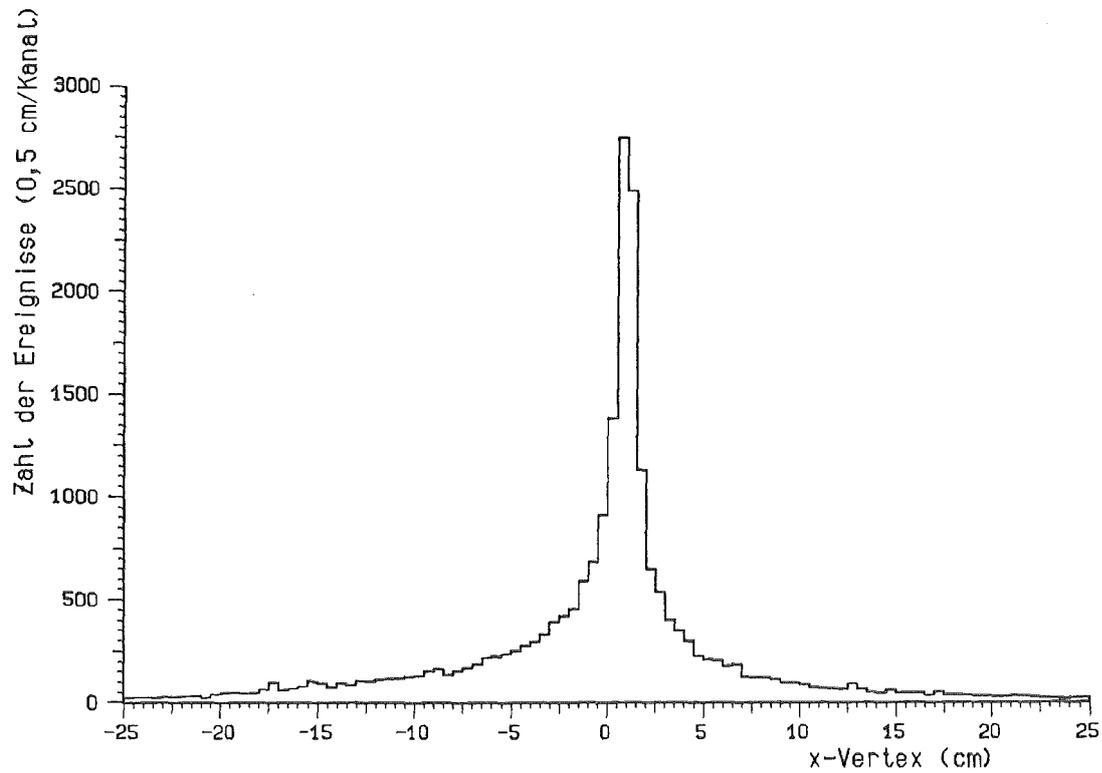


Abbildung 12. X-Vertexverteilung

zu Untergrund um etwa 30% verbessert: beim Rohspektrum beträgt es etwa 4,3 für die E-Ereignisse, beim limitierten vergrößert es sich auf 6,5. Die Linienintensitäten verringern sich auf etwa 40% bei den Pionen und knapp 50% bei den Myonen. Durch Veränderung der obigen Schnitte, insbesondere durch eine weitere Beschneidung der x-Koordinatendifferenzen und der Steigungsdifferenzen in der B-Kammer läßt sich zwar eine signifikante Linienbreitenverminderung erreichen (bis zu 25%), die Verringerung der Intensitäten beträgt dann aber 75-80%. Damit wird die statistische Aussagekraft aber zu sehr beschränkt.

Eine Veränderung der Zeitschwelle im Q-Zähler bewirkt ebenfalls, wie schon angedeutet, keine wesentliche Auflösungsverbesserung, dafür aber eine starke Verminderung der Zahl der Ereignisse.

4.2.2.2 Berechnung bisher unberücksichtigter Impulsverluste

Die fehlende Energie der geladenen Teilchen setzt sich aus zwei Anteilen zusammen:

1. Aus der Vernachlässigung der y-Komponenten des Impulsvektors
2. Aus der Wechselwirkung mit den Elektronen der durchquerten Materialien und dem damit verbundenen Energieverlust

Zur Berechnung der y-Impulskomponente wurden neben den gemessenen y-Koordinaten der C1-, C2- und D2 (E2,Z)-Kammer durch Interpolation bzw. Extrapolation aus diesen Werten auch die y-Werte der B- und D1- (bzw. E1)-Kammern gewonnen und damit das Spline-Rekonstruktionsverfahren für alle Ereignisse nochmals durchlaufen. In Tabelle 7 ist der vorher unberücksichtigt gebliebene Anteil am Gesamtimpuls für die beiden Magnetfeldrichtungen zusammengestellt.

Zur Berechnung des Energie- bzw. des Impulsverlustes wurde die Bethe-Bloch-Formel benutzt /4/:

$$-\frac{dE}{dx} = D \frac{Z_{\text{med}} \rho_{\text{med}}}{A_{\text{med}}} \left(\frac{Z_p}{\beta} \right)^2 \left[\ln \frac{2m_e \beta^2 \gamma^2 c^2}{I} - \beta^2 \right] \quad (4.2.3)$$

Magnetfeld	Teilchen	Impulsverlust [MeV/c]	mittlere Abweichung
+3,5 kG	π^+	1,06	0,85
+3,5 kG	μ^+	1,14	0,91
-3,5 kG	π^+	1,15	0,85
-3,5 kG	μ^+	1,12	0,86

Tabelle 7. Impulsdefizit als Folge der Nichtberücksichtigung der y-Impulskomponente: Das positive Feld (+3,5 kG) entspricht den D- bzw. P1-Spuren, das negative den E- bzw. P2-Bahnen.

Hierbei ist $D = 4\pi N_A r_e^2 m_e c^2 = 0,3070 \text{ MeV cm}^2/\text{g}$ eine Konstante, Z_{med} und A_{med} sind die Ladung bzw. die Massenzahl des Mediums, das vom Teilchen durchquert wird, ρ_{med} ist dessen Massendichte. Z_p gibt die Ladung des Teilchens an, β dessen Geschwindigkeit (in Einheiten der Lichtgeschwindigkeit), m_e ist die Elektronenmasse sowie I das mittlere Anregungspotential der Elektronen des jeweiligen Materials.

Tabelle 8 auf Seite 48 zeigt die Mittelwerte und Fehler der mittels Gleichung (4.2.3) berechneten Verluste an Teilchenimpuls, Abbildung 13 eine graphische Darstellung davon. Die Pionen sind von Myonen deutlich unterschieden, eine Folge der unterschiedlichen Geschwindigkeiten (π^+ : $\beta=0,83$, μ^+ : $\beta=0,91$) der beiden Teilchen und damit verschieden großer Energieverluste. Diejenigen Ereignisse, die in Abbildung 13 auf Seite 49 oberhalb von 9 MeV/c liegen, stammen aus dem Untergrund der π^+ - μ^+ -Spektren und sind im wesentlichen Pionen. Aus Tabelle 8 ist weiterhin ersichtlich, daß die größten Verluste an Energie im Target, in den Szintillationszählern Q und V und im A-Hodoskop auftreten.

Die Bestimmung der Energieverluste ist mit den folgenden Unsicherheiten behaftet: zum einen in der nur näherungsweise zu bestimmenden Strecke, die das Teilchen im Target zurücklegt, und zum anderen im Fehler der Bestimmung der y-Koordinaten in der B- und D1- (bzw. E1)-Kammer. Weiterhin ist eine Teilchenselektion nach Pionen und Myonen nur anhand der Wahl von Bereichen aus der Impulsskala der unkorrigierten Spektren möglich.

Spektrometer- komponente	B = + 3,5 kG		B = -3,5 kG	
	Δp_{π}	Δp_{μ}	Δp_{π}	Δp_{μ}
Target	2,00±0,29	1,59±0,23	1,97±0,34	1,57±0,21
A-,V-Zähler	3,18±0,25	2,50±0,14	3,22±0,71	2,51±0,17
Konverter	1,07±0,08	0,85±0,05	1,09±0,28	0,86±0,06
B-Kammer+RDC	0,20±0,02	0,16±0,01	0,20±0,06	0,16±0,01
Q-Zähler	1,61±0,13	1,25±0,07	1,64±0,63	1,25±0,09
C1+C2-Kammern	0,19±0,17	0,15±0,19	0,19±0,10	0,14±0,01
He-Atmosphäre	0,12±0,10	0,10±0,10	0,18±0,22	0,15±0,16
D-Kammern	0,19±0,02	0,16±0,02	-----	-----
E-Kammern	-----	-----	0,19±0,10	0,15±0,02
Z-Kammer	0,05±0,01	0,04±0,00	0,04±0,01	0,04±0,00
Summe (p):	8,53±0,67	6,71±0,45	8,61±2,14	6,71±0,52
Summe (E):	6,92±0,45	6,06±0,38	6,96±1,01	6,05±0,43

Tabelle 8. Impulsverluste in den Spektrometerkomponenten: Die Werte sind in MeV/c angegeben. Zusätzlich ist auch der Gesamtimpulsverlust sowie der Gesamtenergieverlust (in MeV) angegeben.

Die Ergebnisse des Ausgleichs der so korrigierten Spektren mit Gaußkurven über einem polynomischen Untergrund sind aus Tabelle 5 auf Seite 41 und Tabelle 6 auf Seite 42 ersichtlich. Man erkennt, daß nur die D-Pionen ihren Sollwert von 205,1 MeV/c für das Linienmaximum erreichen. Die Differenzen zwischen den Nominalwerten und den anderen Ereignissen liegen zwischen 0,8 MeV/c für die myonischen D-Ereignisse und 2,8 MeV/c für die P2-Myonen. In allen Fällen ist der fehlende Impuls für die nach rechts gekrümmten Bahnen (P2,E) größer als bei den P1- und D-Spuren – eine Folge der niedrigeren Werte für die Linienpositionen bei den unkorrigierten Spektren. Die Abweichung von den erwarteten Werten beträgt maximal 1,2%. Diskrepanzen in dieser Größenordnung (1%) traten auch bei früheren Experimentierperioden auf /64/; eine mögliche Erklärung dafür wäre ein systematischer Fehler bei der Messung des magnetfelderzeugenden Stroms. Die Änderung der Linienbreiten hingegen liegt nur bei den E-Myonen außerhalb der Fehlertoleranzen, ansonsten tritt keine signifikante Änderung auf.

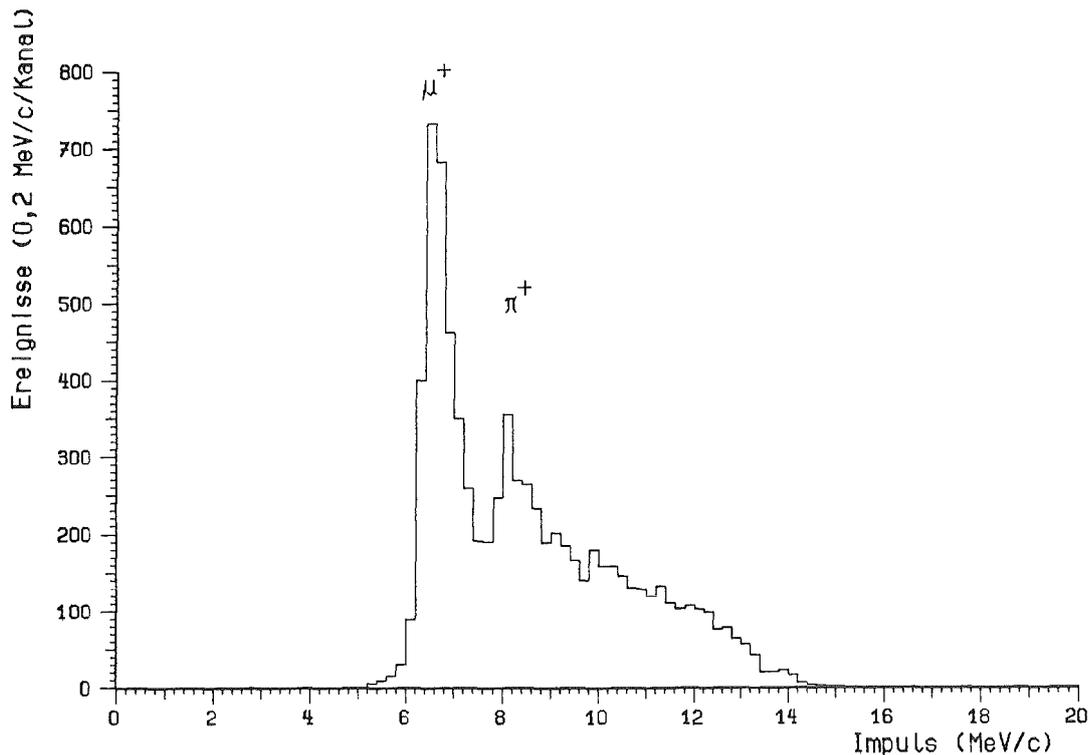


Abbildung 13. Impulsverluste durch Ionisation für E-Spuren

4.3 $\pi^+ \pi^-$ - EICHLINIEN

Neben den im vorhergehenden Abschnitt untersuchten Spektren der Sekundärreaktionen (4.2.1) und (4.2.2) gibt es zwei weitere Eichlinien aus der unmittelbaren Antiproton-Proton-Annihilation:



Die Sollimpulse dieser Zweiteilchenreaktionen betragen $927,9 \text{ MeV}/c$ für die Reaktion (4.3.1) und $797,9 \text{ MeV}/c$ für (4.3.2). Das entstehende $\pi^+ \pi^-$ - bzw. $K^+ K^-$ -Paar zeigt sich in zwei antikollinearen Teilchenbahnen durch den Annihilationsvertexpunkt.

Die Extraktion dieser Teilchen aus anderen Kanälen wird durch diese Kollinearitätsbedingung vorgegeben: es sollte aus der Information der R- und N-Driftkammern jeweils genau eine Gerade rekonstruiert werden, deren Steigungen und Achsenabschnitte übereinstimmen. Als maximale Steigungsdifferenz wurde $0,05 \text{ rad}$ ($\approx 2,9^\circ$) sowie $0,5 \text{ cm}$ als maximale Differenz der Schnittpunkte

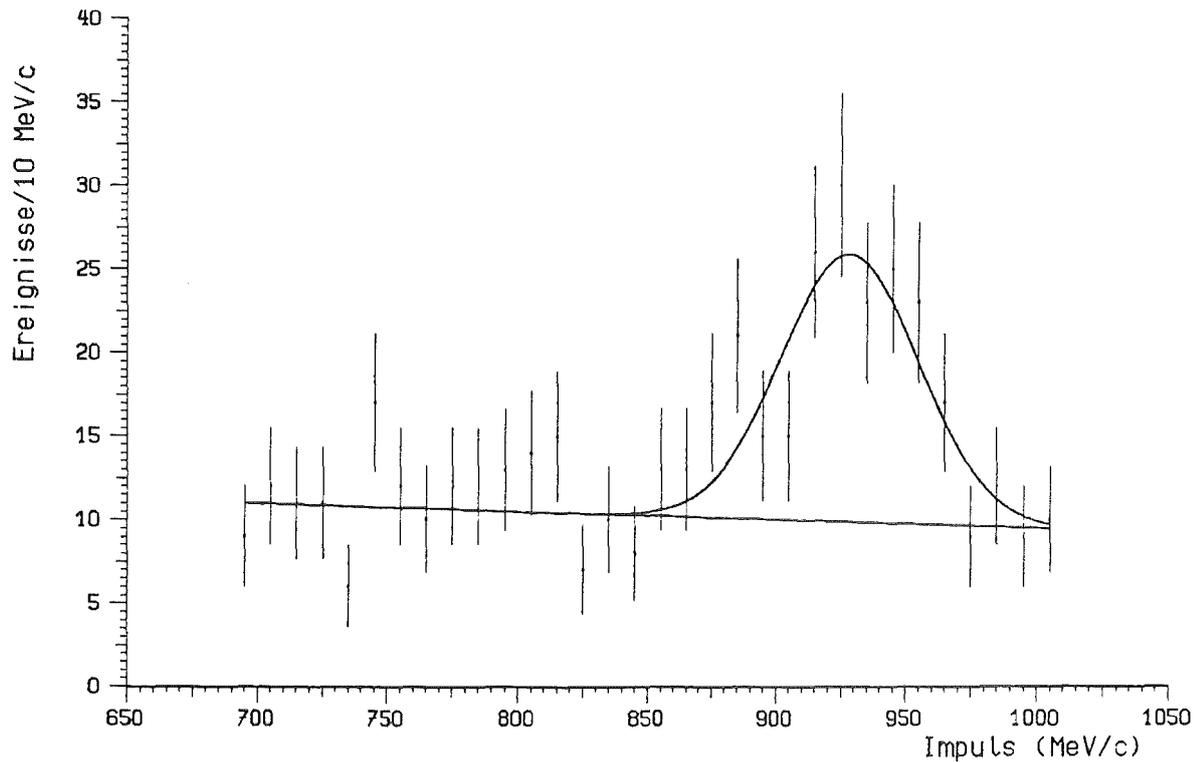


Abbildung 14. Zwei-Teilchen-Spektrum aus der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}} p \rightarrow \pi^+ \pi^-$ nach Forderung der Antikollinearität.

mit der x-Achse gefordert. Abbildung 14 zeigt das so gewonnene Spektrum für negativ geladene Teilchen. Es wurden nur die P-Spuren verwendet, da die Akzeptanz für die D- bzw. E-Teilchenbahnen in diesem Impulsbereich zu gering ist. Die Bestimmung der Impulse erfolgte über die Spline-Fit-Methode, korrigiert um die im vorhergehenden Abschnitt behandelten Impulsverluste.

Aus der Abbildung 14 ist ersichtlich, daß die K^- -Teilchen aus der Reaktion (4.3.2), die dreimal seltener als der Annihilationskanal (4.3.1) auftritt, nicht mit genügender Signifikanz gefunden wurden. An die π^- -Linie wurde eine Gaußkurve über einem linearen Untergrund angepaßt. Die Parameter der Linie zusammen mit der π^+ -Linie ist aus Tabelle 9 ersichtlich.

Das Linienmaximum der π^+ -Linie liegt um 25 MeV/c unter dem exakten Wert, dagegen unterscheidet sich die Position der π^- -Linie nicht wesentlich vom Nominalwert 927,9 MeV/c. Die Breiten sind trotz der geringen Statistik und der damit verbundenen Unsicherheit in der Bestimmung der Ausgleichskurven nahezu identisch.

Linie	Position [MeV/c]	G-FWHM [MeV/c]	Zahl der Ereignisse	χ^2/FG
π^+	$902,0 \pm 3,7$	$59,0 \pm 8,8$	128 ± 20	1,34
π^-	$929,4 \pm 0,5$	$62,5 \pm 14,0$	106 ± 27	0,85

Tabelle 9. Gaußparameter der π^+ - und π^- -Linien aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$

4.4 PARAMETRISIERUNG DER SPEKTROMETERAUFLÖSUNG

Im vorliegenden Abschnitt werden die gefundenen Impulsaufösungen der drei diskutierten Eichlinien sowie der Panofskylinie zur Bestimmung der Energieauflösung für γ -Ereignisse benutzt.

P-Spuren:	$a_1 = 9,56 \cdot 10^{-4} \pm 2,45 \cdot 10^{-5}$ $a_2 = 4,07 \cdot 10^{-9} \pm 2,45 \cdot 10^{-10}$
T-Spuren:	$a_1 = 4,56 \cdot 10^{-4} \pm 1,19 \cdot 10^{-5}$ $a_2 = 4,78 \cdot 10^{-8} \pm 2,91 \cdot 10^{-11}$
RT-Spuren:	$b_0 = 1,06 \pm 0,23$ $b_1 = 1,05 \cdot 10^{-6} \pm 2,94 \cdot 10^{-7}$ $b_2 = 1,27 \cdot 10^{-4} \pm 1,98 \cdot 10^{-5}$ $b_3 = 2,11 \cdot 10^{-7} \pm 6,43 \cdot 10^{-8}$

Tabelle 10. Parameter der Auflösungskurven des PS183-Paarspektrometers:
Die a_i entsprechen den Koeffizienten aus Glg. (4.4.1), die b_i sind die Koeffizienten aus der Entwicklung $\Delta p = \sum b_i p^i$.

Hierzu erfolgt zunächst eine Parametrisierung der Impulsauflösung für die P- und D(E)-Spuren der geladenen Teilchen. Es wird folgende Gleichung benutzt:

$$\Delta p = p \cdot \sqrt{a_1/\beta^2 + a_2 p^2} \quad (4.4.1)$$

Eine Begründung für Gleichung (4.4.1) wird im Anhang C gegeben. Der erste Summand des Radikanden drückt dabei die Verschmierung des Impulses als Folge der Vielfachstreuung aus, während der zweite die räumliche Auflösung der Vieldrahtproportionalkammern beschreibt. Die Konstanten a_1 und a_2 wurden mittels der "Methode der kleinsten Quadrate" /5/ aus den Daten der angepaßten Gaußlinien bestimmt, wobei jede der benutzten Linien eine Gewichtung mit ihrer Intensität erfuhr. Für die P-Spuren wurden die K^+ -Zerfallslinien und

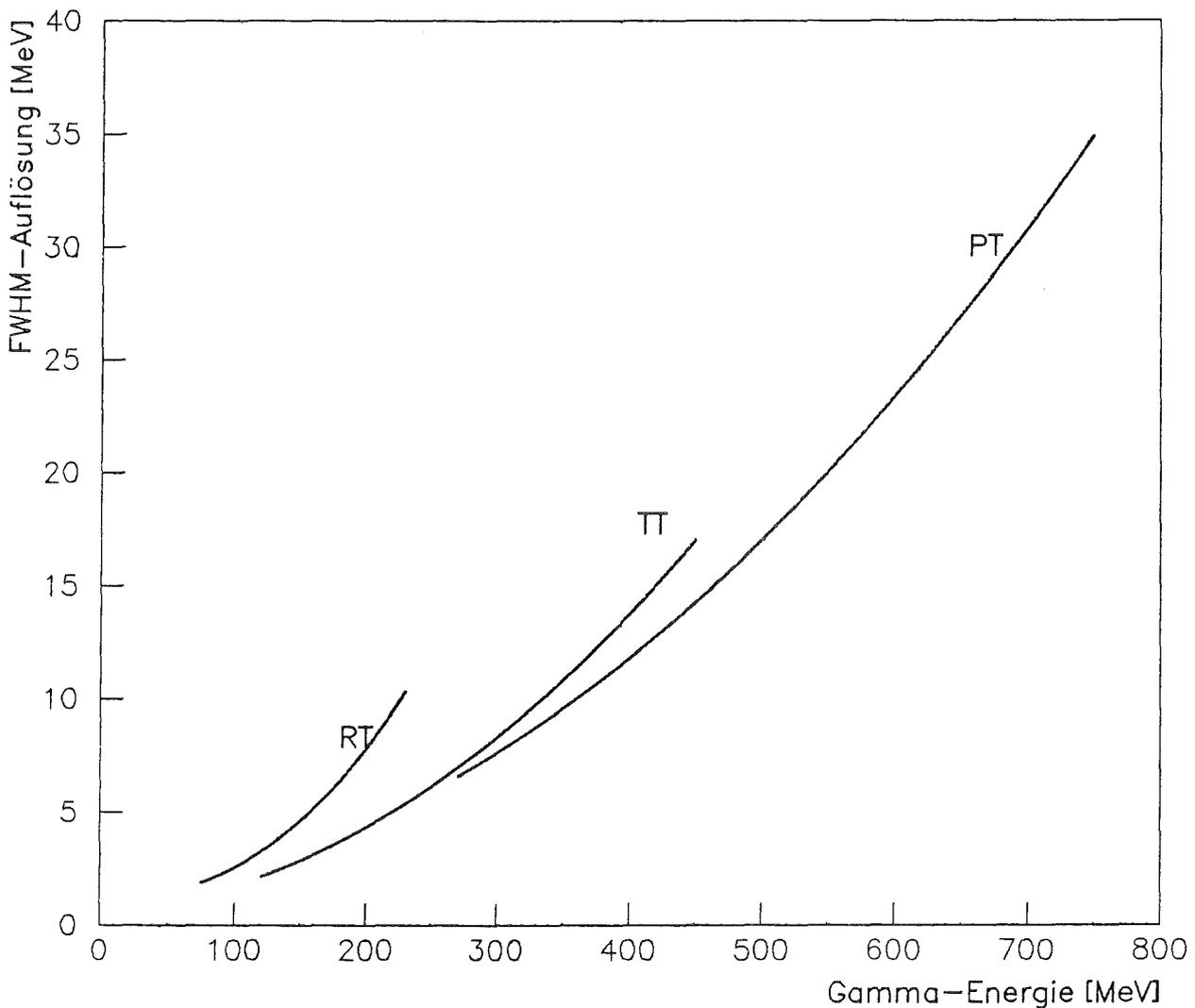


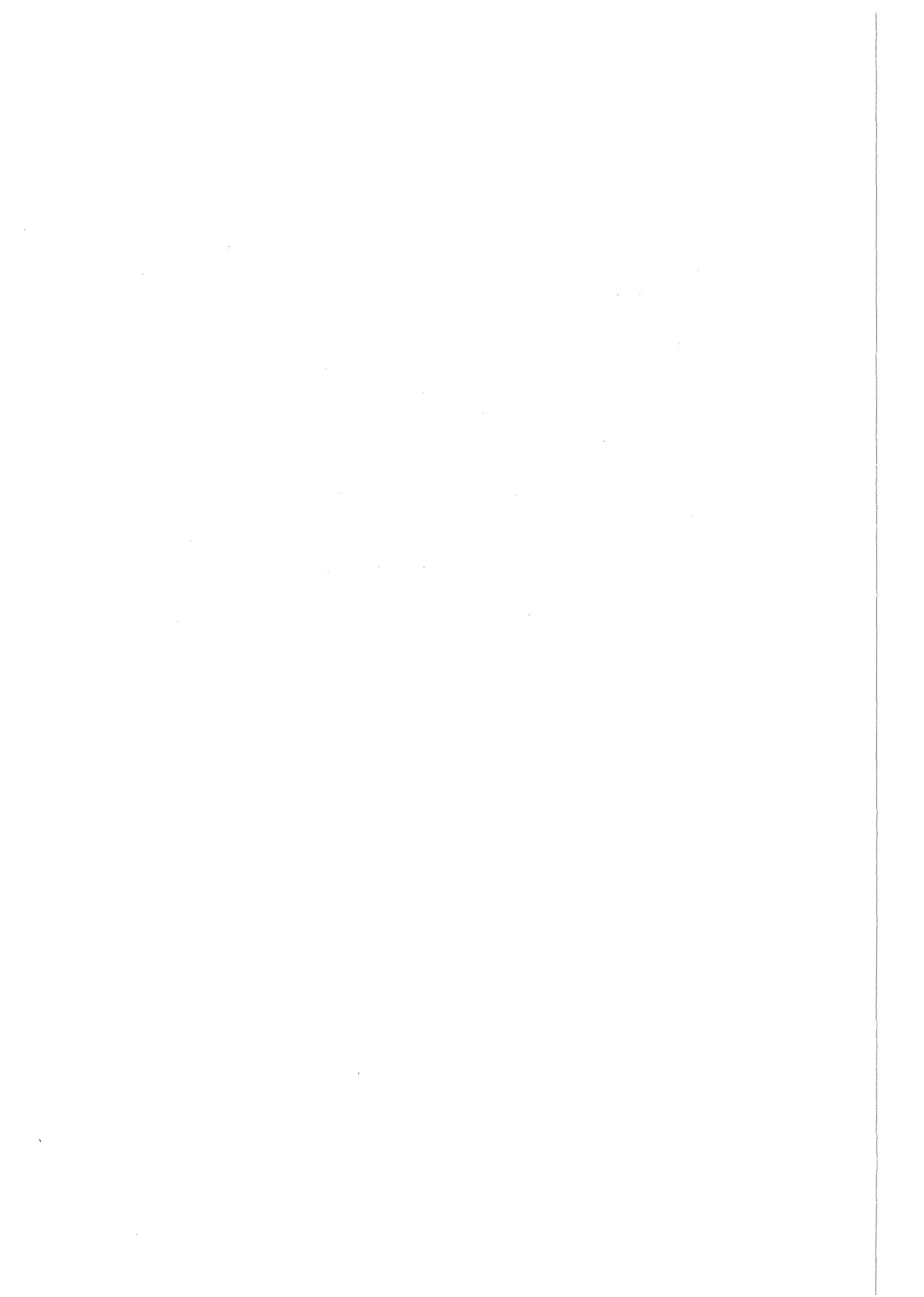
Abbildung 15. Auflösung des PS183-Paarspektrometers für γ -Ereignisse

die antikollinearen $\pi^+\pi^-$ -Linien benutzt, während für die D- und E-Bahnen die Spektren der K^+ -Zerfallsprodukte sowie die Panofsky-Linie verwendet wurden. Deren Breite beträgt nach [2] 3,3 MeV/c bei einem Impuls von 125,0 MeV/c. Die Umrechnung der Einzelspuren der geladenen Teilchen in die Doppelbahnen der e^+e^- -Paare erfolgte durch quadratische Addition der Einzelteilchenauflösungen bei jeweils halbem Impuls der Gamma-Energien. Tabelle 10 zeigt die Werte für die Parameter a_1 und a_2 .

Die Auflösung einzelner reflektierter Spuren kann mangels Eichlinien nicht bestimmt werden. Da auch bei den kombinierten RT-Bahnen nur die Panofsky-Linie zur Verfügung steht, wurde deren Auflösung mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Diese liefern allerdings zu kleine Werte bei einem Vergleich mit den gemessenen Linien:

Unter der Annahme, daß das Verhältnis der Monte-Carlo-Auflösungen zu den tatsächlichen für TT-Spuren und RT-Spuren dieselbe Abhängigkeit von den Impulsen der e^+e^- -Paare zeigt, wurde die RT-Auflösung mit Hilfe dieses Verhältnisses extrapoliert. Da die R-Spur-Auflösung nicht mehr durch Gleichung (4.4.1) beschrieben werden kann, wurden die RT-Gammas mittels eines Polynoms 3. Ordnung parametrisiert. Dies ermöglicht auch eine Berücksichtigung des unterschiedlichen Streuverhaltens von leichten und schweren geladenen Teilchen. Die Ergebnisse sind ebenfalls in Tabelle 10 eingetragen .

Abbildung 15 auf Seite 52 zeigt die Auflösung für Gammaereignisse in Abhängigkeit von der Energie, wie sie in Kapitel 5 zur Untersuchung der inklusiven Photonenspektren verwendet werden.



KAPITEL 5. ANWENDUNG VON SCHNITTEN

5.1 EINLEITUNG

In diesem Kapitel werden die Schnitte erläutert, die auf die einzelnen Photonereignisse angewendet wurden. Das Ziel dieser Schnitte ist zum einen die Elimination schwerer geladener Teilchen, z.B. Pionen, die die Photonspektren trotz guter "online-Triggerung" noch kontaminieren. Zum anderen sollen auch photonische Ereignisse zurückgewiesen werden, deren Impuls als Folge von zu starker Streuung der e^+e^- -Paare oder von Fehlern am Spektrometer, etwa ein Dauerschwingen eines Proportionalkammerdrahts, nicht korrekt berechnet werden kann.

Die in Kapitel 4 auf die Ereignisse von π^+ - und μ^+ -Teilchen der Reaktionen (4.2.1) und (4.2.2) angewandten Schnitte ergeben zwar keine signifikante Auflösungsverbesserung, dagegen kann aber eine Vergrößerung des Verhältnisses Linie zu Untergrund erreicht werden. Dieser Grund sowie die Tatsache, daß die γ -Ereignisse online wesentlich schlechter zu extrahieren sind als einzelne geladene Teilchen, legen die Anwendung von Schnitten nahe.

Im folgenden Abschnitt werden diejenigen Einschränkungen erläutert, die bei der Anwendung der Drei-Punkte-Methode zur Bahnrekonstruktion benutzt wurden. Im Anschluß daran erfolgt die Beschreibung der Schnitte bei Verwendung der Spline-Fit-Methode. Aufgrund der unterschiedlichen Rekonstruktionsverfahren muß dabei die Selektion tatsächlicher Annihilationsphotonen verschieden durchgeführt werden.

5.2 SCHNITTE FÜR DIE ANWENDUNG DER DREI-PUNKTE-METHODE

Die in diesem Abschnitt beschriebenen Schnitte können – wie bei den geladenen Teilchen in Kapitel 4 beschrieben – in zwei Klassen unterteilt werden:

- *Geometrische Schnitte*

- Vergleich rekonstruierter RDC- und PDC-Geraden mit Tangenten, die für den Bahnkreis der e^+e^- -Paare berechnet werden können
- Forderung nach Symmetrie von R-Spuren
- Beschränkung des Bahnabstands der aus dem Konverter kommenden e^+e^- -Paare in der C1-Kammer
- Vergleich der gemessenen D1- und E1-Koordinaten mit den für den Bahnkreis berechneten.

- *Kinematische Schnitte*

- Beschränkung auf ein "Fenster" in der Verteilung der Q-Szintillatorzeiten
- Beschränkung des Öffnungswinkels zwischen den Spuren eines e^+e^- -Paares
- Einschränkung des $\bar{p}p$ -Annihilationsvertex auf das Targetvolumen
- Flugzeitvergleiche

Es wurden nur solche Ereignisse herangezogen, die die in Tabelle 3 auf Seite 35 eingetragenen Treffermuster erfüllen; bei der E1- und D1-Kammer sind nur die nichteingeklammerten Werte zulässig. Für jeden Schnitt wurden Häufigkeitsverteilungen der untersuchten Größen (Vertex, Flugzeit etc.) erstellt. Diejenigen Abszissenwerte dieser Verteilungen, an denen die Häufigkeit noch 10% des Maximums beträgt, sind im allgemeinen als größte Abweichungen vom Mittelwert noch zugelassen worden.

5.2.1 Vergleich der R-Spuren mit rekonstruierten Geraden

Bei diesem Schnitt wird die Übereinstimmung der Tangenten von reflektierten Teilchbahnen mit den aus den RDC-Koordinaten rekonstruierten Geraden über-

prüft. Die durch sie extrapolierte x-Koordinate des reflektierten Teilchens in der B-Kammer sollte mit dem gemessenen Wert übereinstimmen. Gleiches gilt für die Steigung dieser Geraden mit der Kreistangentensteigung.

Um Inhomogenitäten des Magnetfelds und insbesondere das nicht kastenförmige Ansteigen des Magnetfelds im Bereich der B-Kammer zu korrigieren, wurden die gemessenen Tangentensteigungen additiv um einen Term $1 \text{ MeV/c}/(p \cos \phi)$, der sich aus der Geometrie der Spur ergibt und dessen Vorzeichen von der Krümmung der Bahn abhängt, korrigiert. Dabei bezeichnet ϕ (in rad) den Winkel zwischen z-Achse und der Spurtangente, angelegt am Ort der B-Kammer, sowie p den Impuls (in MeV/c). Der Proportionalitätsfaktor 1 MeV/c wurde empirisch aus aus einem Teil der Daten gewonnen.

Die extrapolierte x-Koordinate wurde aus dem gleichen Grund mit dem Summanden $125 \text{ MeV/c}/p$ korrigiert. Tabelle 11 auf Seite 58 enthält die höchstzulässigen Abweichungen vom Maximum der Verteilungen. Aus Tabelle 12 auf Seite 68 ist ersichtlich, daß wesentlich mehr R1-Ereignisse durch diese beiden Einschränkungen verworfen werden als R2-Spuren; dies ist eine Folge der stärkeren Streuung bei kleinerem Impuls.

5.2.2 Vergleich der P-Spuren mit rekonstruierten Geraden

Bei diesem Schnitt wurde die Übereinstimmung der P-Kreis-Tangenten am Ort der Z-Kammer mit in der P-Driftkammer rekonstruierten Bahnen ermittelt. Die Korrektur der Steigungen erfolgte hier mit dem Summanden $17,6 \text{ MeV/c}/(p \cos \phi)$; extrapolierten x-Koordinaten der Z-Kammer wurden mit dem Term $37 \text{ MeV/c}/p$ verbessert.

Die relativ starken Einschränkungen, ebenfalls der Tabelle 11 zu entnehmen, ergaben bei TP-Ereignissen eine Verminderung für jede der beiden Einschränkungen um ein knappes Drittel. Die RP-Topologien erfuhren dagegen eine Reduzierung um 70 bis 85%.

Typ	$\Delta s(B)$	$\Delta x(B)$	$\Delta s(Z)$	$\Delta x(Z)$	$\Delta s(C1)$	$\Delta\theta$	ΔxV
↓	[rad]	[cm]	[rad]	[cm]	[cm]	[rad]	[cm]
TT	----	---	-----	----	0,2	0,12	6,0
PP	----	---	0,025	0,25	0,2	0,04	6,0
DR	0,5	7,0	-----	----	1,8	*	7,0
DP	----	---	0,025	0,40	0,2	0,10	4,5
RE	0,5	7,0	-----	----	1,8	*	9,0
PE	----	---	0,025	0,40	0,2	0,10	4,5
RR	1,0	7,0	-----	----	6,0	0,60	11,0
PR	0,5	9,0	0,025	0,40	1,8	0,50	4,0

Tabelle 11. Geometrische und kinematische Schnitte:

$\Delta s(B)$: Steigungsdifferenz in der B-Kammer

$\Delta x(B)$: Abweichung der x-Werte in der B-Kammer

$\Delta s(Z)$: Steigungsdifferenz in der Z-Kammer

$\Delta x(Z)$: Abweichung der x-Werte in der Z-Kammer

$\Delta s(C1)$: Abstand der Spuren in der C1-Kammer

$\Delta\theta$: Öffnungswinkel

Die Werte der mit * gekennzeichneten Stellen entnehmen man dem Text

ΔxV : Abweichung vom extrapolierten Annihilationsvertex

Es sind jeweils die maximal erlaubten Abweichungen vom Maximum der verschiedenen Verteilungen angegeben.

5.2.3 Symmetrie von R-Spuren

Bei diesem Schnitt wird die Achsensymmetrie der reflektierten Spur mit einer zur z-Achse parallelen Geraden überprüft.

Aufgrund der annähernden Homogenität des Magnetfelds im Spektrometer sollten R-Spuren achsensymmetrisch bezüglich einer Geraden sein, die durch die Mittelwerte der x-Koordinaten der B-Kammer und der C1-Kammer (für R1- und R2-Spuren) bzw. C2-Kammer (für R2-Spuren) festgelegt ist und parallel zur z-Achse verläuft. Diese Symmetrie wurde durch den Vergleich der Differenzen zwischen den x-Koordinaten aus der B- und C1- bzw. C2-Kammer beim Eintritt ins Magnetfeld (x_a) und den Koordinaten nach der Reflexion beim Austritt (x_e)

bestimmt. Dabei darf der Absolutbetrag der Differenz $x_a - x_e$ den Wert von 2,5 cm nicht übersteigen.

5.2.4 Abstand der x-Koordinaten in der C1-Kammer

Um eine Interpretation der Spuren zweier schwerer geladener Teilchen als e^+e^- -Ereignis zu vermeiden, wurde eine obere Grenze für den Abstand der Trajektorien des e^+e^- -Paares in der C1-Proportionalkammer nach Austritt aus der B-Kammer verlangt. Tabelle 11 zeigt die erlaubten Abstände. Diese Bedingung ist für Treffermuster, die keine R-Spur enthalten, sehr gut erfüllt, während Ereignisse, die mindestens eine R-Spur enthalten, teilweise um mehr als die Hälfte reduziert werden.

5.2.5 Einbeziehung der D1- und E1-Koordinaten

Die gemessenen Koordinaten der D1- und E1-Kammer werden zur Berechnung der Teilchentrajektorien nicht herangezogen. Aus den Krümmungskreisen lassen sich jedoch x-Koordinaten für diese beiden Kammern interpolieren. Die Differenz zwischen diesen und den gemessenen wird für alle erlaubten Treffermuster auf 0,8 cm begrenzt. Diese Bedingung ist für TP-Ereignisse sehr gut erfüllt, dagegen ist die Reduktion von Paaren, die mindestens eine R-Spur aufweisen, wesentlich stärker (ca. 25%), obwohl das reflektierte Teilchen bei diesem Schnitt nicht herangezogen wird. Die angegebene Verminderung von 16,4% bei den TT-Spuren gilt für die gleichzeitige Erfüllung dieses Schnitts bei beiden Teilchenbahnen.

5.2.6 Beschränkung der S2-Q - Zeitdifferenz

Abbildung 16 auf Seite 60 zeigt das Zeitspektrum des Q-Szintillators für einen Teil der Daten der ersten Experimentierperiode von photonischen Ereignissen. Diese Zeiten stellen bis auf einen Kalibrationssummanden die

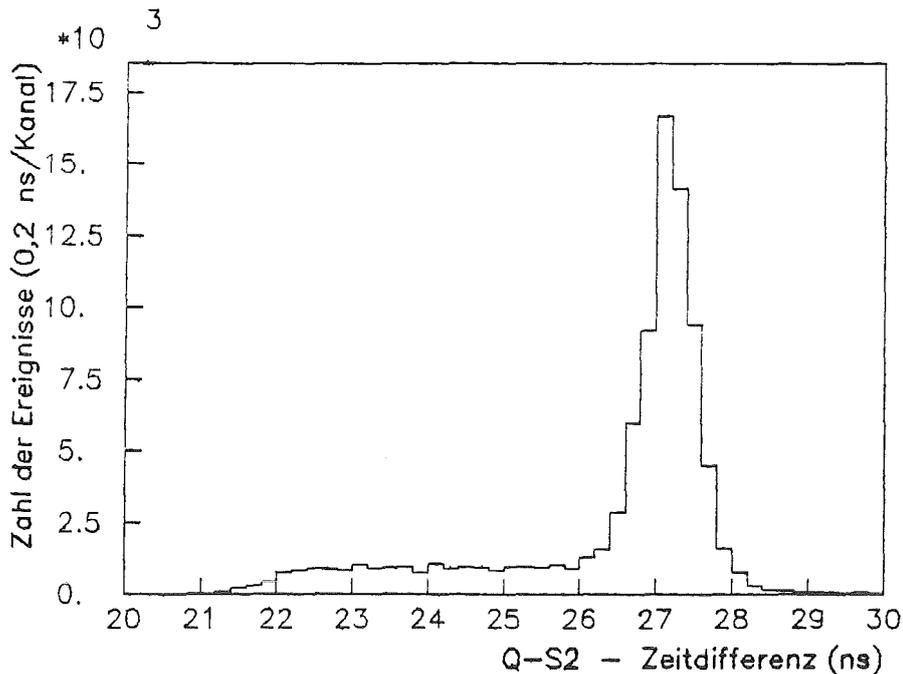


Abbildung 16. Zeitspektrum des Q-Szintillators: Das Spektrum enthält einen Teil der Daten der ersten Experimentierperiode

Differenz zwischen dem Eintreffen des Antiprotons im S2-Teleskop und der Registrierung des konvertierten Photons im Q-Zähler dar. Die Verteilung zeigt deutlich mehr Ereignisse bei Zeiten links vom Maximum. Dies ist auf Photonen aus Annihilationen im Flug zurückzuführen. Die Kinematik dieser Photonen stimmt mit derjenigen aus Annihilationen in Ruhe nicht mehr überein.

Bei größeren Zeiten ($t \geq 0,8$ ns) können Photonen aus Sekundärreaktionen, etwa das Panofsky-Photon aus Gleichung (4.1.1), das Spektrum verunreinigen. Aus diesem Grund wurde ein Zeitfenster im Q-Zeitspektrum festgelegt, innerhalb dessen die Ereignisse liegen sollen. Es beträgt $\pm 1,25$ ns vom Maximum der Verteilung für die erste Experimentierperiode und $\pm 0,75$ ns für die zweite. Die Verschiedenheit der Werte erklärt sich aus dem Unterschied der Reichweite und damit verbundener Bremszeiten im LH_2 -Target als Folge der verschiedenen \bar{p} -Impulse.

Die stärksten Reduktionen durch diese Einschränkung mit bis zu 45% treten wiederum bei Ereignissen auf, die R1-Trajektorien enthalten, während sich die Verminderung bei anderen Ereignistypen auf weniger als ein Viertel beläuft. Auffallend ist die doppelt so große Reduktion der PE-Spuren im Vergleich mit den DP-Ereignissen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß ein Pho-

ton, das in der linken Hälfte des Spektrometers erzeugt wird und i.a. aus Annihilationen im Flug stammt, aus geometrischen Gründen eine geringere Wahrscheinlichkeit besitzt, in ein PE-Paar als in ein DP-Paar konvertiert zu werden.

5.2.7 Beschränkung des Öffnungswinkels

Die Beschränkung des Winkels, den Elektron und Positron beim Eintritt ins Magnetfeld einschließen, auf einen Maximalwert ist – neben der Forderung eines minimalen Abstands zwischen Elektron und Positron in der C1-Kammer – eine gute Möglichkeit, die Herkunft beider Spuren von einem gemeinsamen Punkt des Konverters zu überprüfen.

Hierzu wurde der Winkel zwischen den Tangenten in der B-Kammer bestimmt und wie die Kreistangenten um einen Term $\pm 4,06/p[\text{MeV}/c]$ (vgl. Abschnitt 5.2.1) korrigiert. Für alle Ereignistypen wurde die Abhängigkeit der Öffnungswinkelverteilung vom Impuls untersucht. Abbildung 17 zeigt im linken Teilbild die Häufigkeit der auftretenden Öffnungswinkel für RE-Topologien auch in Abhängigkeit vom Impuls. Diese ist nur bei RT-Ereignissen stark ausgeprägt; hier wurden nur solche Ereignisse zugelassen, die innerhalb des durch die beiden in Abbildung 17 eingezeichneten Geraden und durch die Abszissenachse definierten Bereichs liegen. Die Parametrisierung dieser Geradenpaare lautet:

$$\text{DR-Ereignisse:} \quad p_1 = 570,80 - 840,0 \cdot \theta \quad (5.3.1)$$

$$p_2 = 496,70 + 913,4 \cdot \theta$$

$$\text{RE-Ereignisse:} \quad p_1 = 597,41 - 796,3 \cdot \theta \quad (5.3.2)$$

$$p_2 = 510,0 + 1000 \cdot \theta$$

θ bezeichnet dabei den Öffnungswinkel (in rad) und p wiederum den Impuls (in MeV/c). Bei den anderen Ereigniskodes ist keine ausgeprägte Abhängigkeit der Öffnungswinkelverteilung vom Impuls festzustellen. Die maximal erlaubten Abweichungen sind Tabelle 11 zu entnehmen.

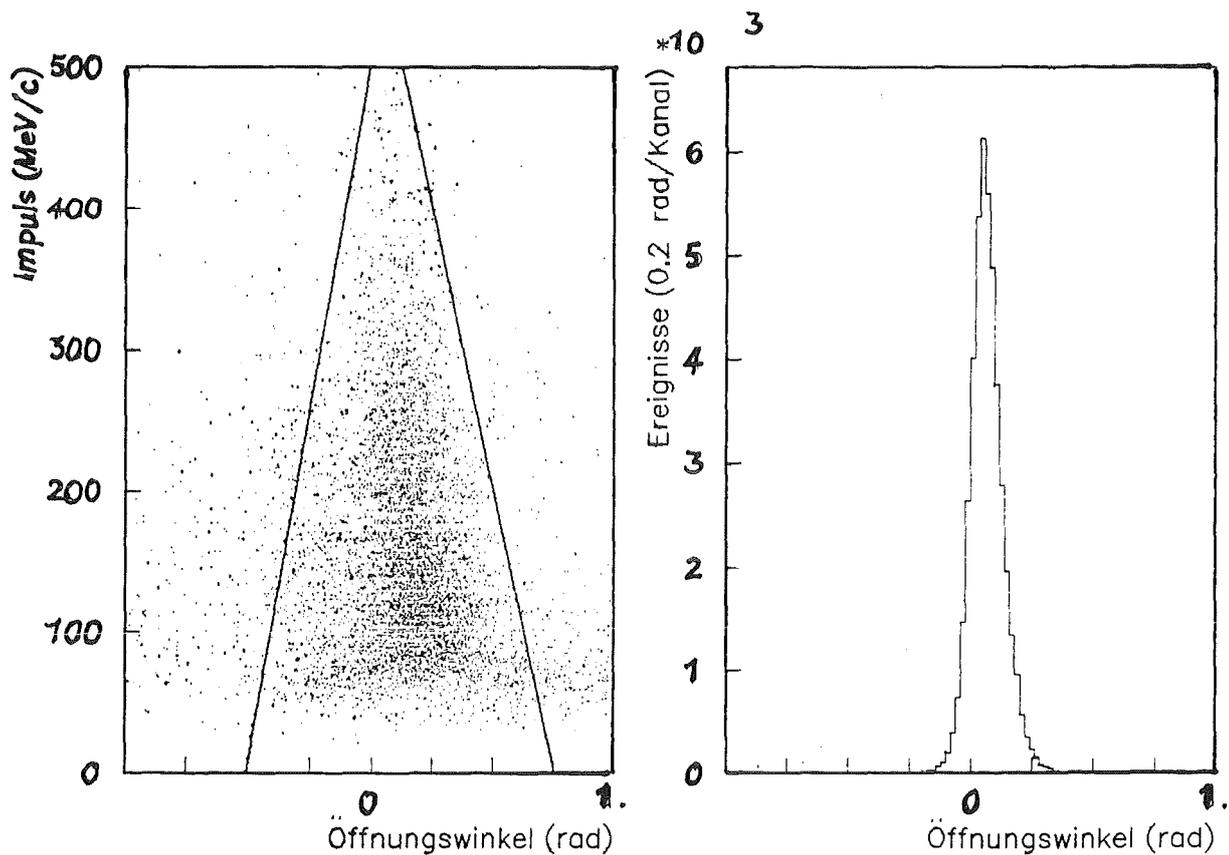


Abbildung 17. Öffnungswinkel des e^+e^- -Paares in der B-Kammer: Das linke Bild zeigt den Impuls von RE-Ereignissen über dem Öffnungswinkel aufgetragen. Rechts wird die Projektion dieser Auftragung für TT-Gammas in die zur Impuls-Achse senkrechte Achse gezeigt.

Tabelle 12 auf Seite 68 zeigt, daß bei Ereignissen ohne R-Spur mit Ausnahme der PP-Gammas die Reduktion durch diese Einschränkungen im Bereich von 10% liegt, während R1-Bahnen wie bei den vorhergehenden Schnitten stark vermindert werden (bis zu 50 % bei RR-Ereignissen).

5.2.8 Beschränkung des Annihilationsvertexbereichs

Nur bei einem Bruchteil der Photonen (ca. 30%) werden, wegen des beschränkten Driftkammer-Raumwinkels, zusätzliche Bahnen die Annihilation begleitender geladener Teilchen rekonstruiert; gleichzeitig enthält nicht jeder Annihilationskanal geladene Teilchen /3/. Erschwerend kommt hinzu, daß auch reflektierte Elektronen oder Positronen von den Driftkammern registriert wer-

den. Aus diesem Grund kann für alle Photonen nur jeweils die x-Koordinate des Annihilationsvertex durch Extrapolation der e^+e^- -Tangenten ins Target bestimmt werden.

Für jedes Gamma-Ereignis wurden so zwei x-Koordinaten gewonnen, die um den Term $\pm 320/p$, analog der Öffnungswinkelberechnung, korrigiert werden. Aus diesen beiden Koordinaten wurde bei den TT-, PP-, TP- und RR-Ereignissen das arithmetische Mittel gebildet, das die Lage des Annihilationspunktes angibt. Der Vertex der RT- und RP-Gammas wurde nur aus der extrapolierten x-Koordinate der T- bzw. P-Spur bestimmt, da deren Verteilung eine geringere Streuung als diejenige des Mittelwerts aufweist.

Abbildung 18 zeigt die Verteilung der aus den Driftkammerdaten berechneten Vertices über denjenigen, die durch Tangentenextrapolationen gewonnen wurden. Es sind nur solche Ereignisse berücksichtigt, die mindestens eine Spur eines geladenen Teilchens in einer der N- oder R-Driftkammern aufweisen. Das Bild zeigt deutlich eine Häufung bei 6,4 cm, dem Zentrum der Stoppverteilung des Antiprotons. Die entlang der Ursprungsgeraden (Tangentenvertex = Driftkammervertex) liegenden Punkte stammen von Annihilationen im Flug. Die Schulter parallel zur Abszissenachse (Tangentenvertex = 0) enthält Vertices aus Bahnen von Teilchen, die nicht unmittelbar aus der $\bar{p}p$ -Annihilation stammen. Dies sind beispielsweise geladene Sekundär- bzw. Tertiärteilchen des Annihilationsprozesses.

Tabelle 11 enthält die erlaubten Abweichungen von den Maxima der Vertexverteilungen, Tabelle 12 die Verminderung der Zahl der Ereignisse aufgrund dieser Einschränkungen. Auffallend ist, wie beim Q-Zeit-Schnitt, die stärkere Reduktion der PE-Ereignisse im Vergleich zu den DP-Photonen, da erstere durch die zusätzliche Impulskomponente bei Annihilationen im Flug bevorzugt sind. Dies zeigt die Konsistenz dieses Schnitts mit der Q-S2 - Zeiteinschränkung.

5.2.9 Flugzeitschnitte

Eine weitere Möglichkeit, falsch rekonstruierte Bahnen auszuschließen, bietet ein Vergleich der gemessenen mit den berechneten Flugzeiten (TOF).

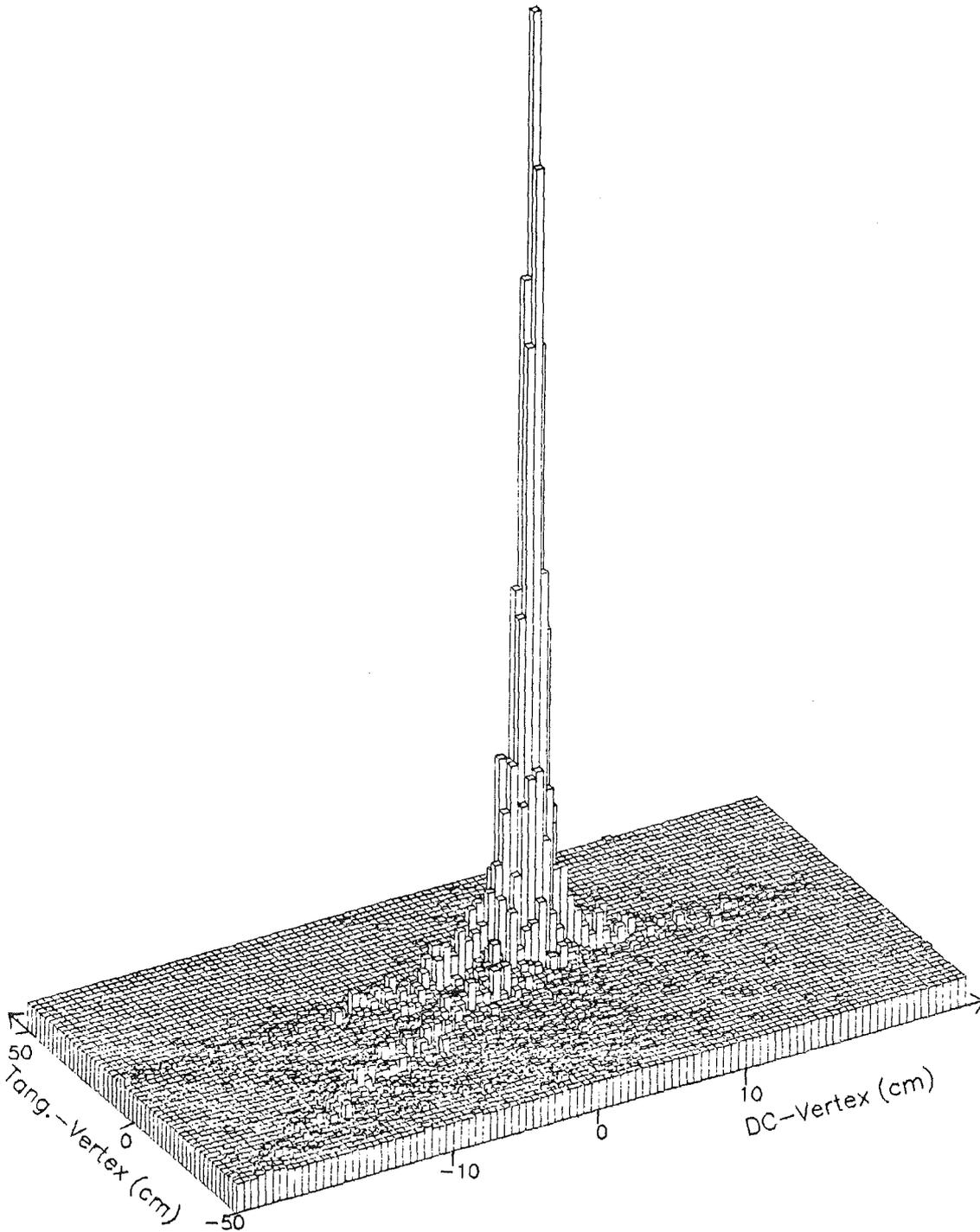


Abbildung 18. Vertexverteilung für TT-Ereignisse: Es sind nur solche Ereignisse dargestellt, bei denen wenigstens eine Spur eines geladenen Teilchens in den N- oder R-Driftkammern rekonstruiert wurde.

Gleichzeitig können auch schwere geladene Teilchen, die eine geringere Geschwindigkeit besitzen, eliminiert werden.

Hierzu wurde die Zeit, die das jeweilige Teilchen braucht, um vom Q-Zähler zu den Hodoskopen A und P bzw. den E- und D-Szintillatoren zu gelangen, mit der theoretischen Flugzeit verglichen, die sich unter der Voraussetzung eines Elektrons aus dessen Masse, Impuls und zurückgelegter Wegstrecke ergibt. Die Bestimmung dieser Zeiten geschah folgendermaßen:

1. *T*-Spuren

Die gemessene Flugzeit ergibt sich aus folgender Formel:

$$T_{\text{mes}} = T_{\text{D}} - T_{\text{Q}} - T_{\text{Sci}} + T_{\text{Off}} + a/\text{ADC} \quad (5.3.3)$$

Es bedeuten:

- T_{D} : Von den D- bzw. E-Szintillatoren gemessene Zeit
- T_{Q} : Vom Q-Zähler gemessene Zeit
- T_{Sci} : Zeit, die das Licht in den D- bzw. E-Szintillatoren vom Auftreffpunkt bis zum Photomultiplier benötigt.
- T_{Off} : Ausgleich für die verschiedenen Zeitnullpunkte der Q- und D-(E-) Szintillatoren
- ADC : Impulshöhe des jeweiligen D(E)-Szintillators
- a : Proportionalitätsfaktor

Der Term a/ADC korrigiert die Abhängigkeit des TDC von der Impulshöhe. Die unbekannt Parameter T_{Off} und a wurden für jeden der vier Szintillatoren D1, D2, E1, E2 durch Minimalisieren der Differenz $T_{\text{diff}} = T_{\text{theo}} - T_{\text{mes}}$ gewonnen; dabei ist T_{theo} die aus zurückgelegter Wegstrecke und Geschwindigkeit des Teilchens erwartete theoretische Flugzeit. Als Beispiel zeigt Abbildung 19 auf Seite 66 die Verteilung der Differenz T_{diff} für den D1-Szintillator. Die Ereignisse, deren Zeitdifferenz größer als 2 ns ist, wurden jeweils verworfen.

2. *R*-Spuren

Als Referenz dient hier das A-Hodoskop. Die Meßzeit wird nach folgender Gleichung berechnet:

$$T_{\text{mes}} = T_{\text{A}} - T_{\text{Q}} \quad (5.3.4)$$

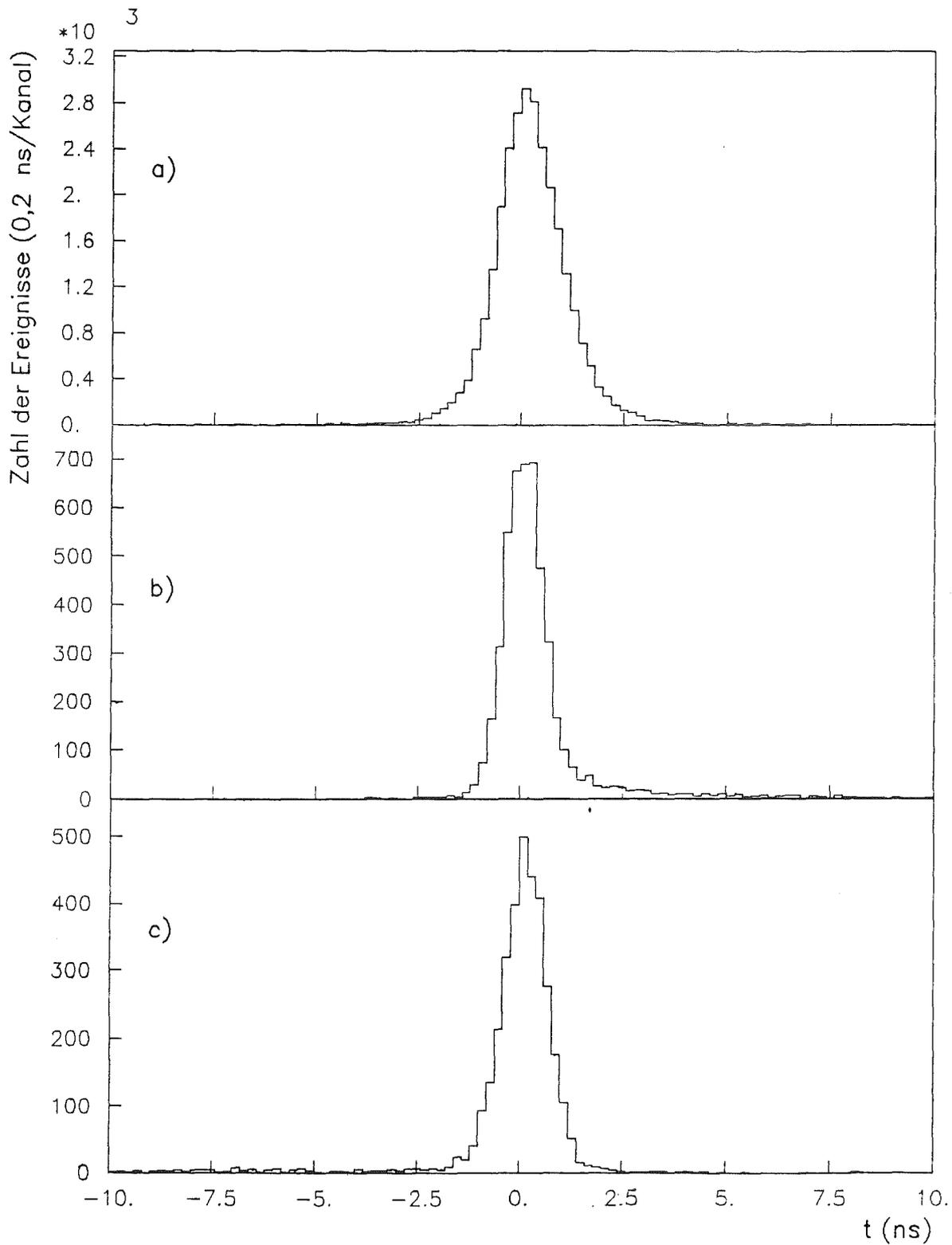


Abbildung 19. Differenz aus berechneter und gemessener Flugzeit: a) D1-Szintillaor, b) A5-Hodoskopsegment, c) P3-Hodoskopsegment

Die Wegstrecke Q-Zähler-A-Hodoskop wird mit einem Faktor $\sqrt{1+m^2}$ multipliziert, um die y-Komponente der Teilchengeschwindigkeit zu berücksichtigen; dabei ist m die Steigung der Teilchenbahn in y-Richtung. Sie ergibt sich aus der am besten zur Kreistangenten passenden Geraden der R-Driftkammern. Als zusätzliche Bedingung wurde gefordert, daß die A-Szintillatoren kein frühes Signal liefern.

Abbildung 19 zeigt die Differenz $T_{\text{mess}} - T_{\text{theo}}$ für das dritte Segment des A-Hodoskops. Als maximaler Absolutwert dieser Differenz wurde 2,4 ns zugelassen.

3. P-Spuren

Die Berechnung der Zeiten erfolgte hier in gleicher Weise wie bei den R-Spuren. Zur Berechnung der geraden Strecke Z-Kammer - P-Hodoskop wurde die zugehörige, in den P-Driftkammern rekonstruierte, Gerade herangezogen. Abbildung 19 zeigt die Differenzen zwischen gemessener und berechneter Zeit für das zweite Segment des P-Hodoskops. Als Maximalwerte wurden, wie bei reflektierten Spuren, $\pm 1,2$ ns zugelassen.

Nach Tabelle 12 ergeben sich nur relativ geringe Verminderungen der Zahl der Ereignisse (10 bis 25%) für T- und P-Bahnen. Von den R-Spuren sind die R1-Teilchen wiederum wesentlich stärker reduziert (ca. 83%) als die R2-Trajektorien (ca. 56%). Die einzelnen Teilchen aus RR- und RP-Ereignissen werden dagegen um mehr als 75% vermindert.

In dieser Tabelle sind auch die Reduktionen eingetragen, die sich durch die Forderung ergeben, daß sowohl das Elektron als auch das Positron diesen Zeitschnitt erfüllt. Bei Ereignissen, die keine R-Spuren beinhalten, liegt – mit Ausnahme der PP-Gammas – die Verminderung zwischen 15 und 30%; für RT- und RP-Ereignisse zwischen 60 und 99%!

Typ →	TT	PP	DR1	R1E	DR2	R2E	DP	PE	R1P	R2P	R1R1	R1R2	R2R2
Q-Zeit	16,7	16,4	32,2	28,9	16,9	17,8	10,4	21,8	28,4	38,0	44,7	30,6	33,4
Z-Diff	----	99,9	----	----	----	----	31,7	30,1	69,9	76,1	----	----	----
Z-Steig	----	88,3	----	----	----	----	29,7	28,3	77,7	85,4	----	----	----
B-Diff	----	----	84,9	80,6	56,2	52,3	----	----	89,4	80,2	99,3	96,5	96,8
B-Steig	----	----	66,6	69,0	40,8	43,1	----	----	78,8	70,7	82,8	73,8	74,7
C1-Symm	----	----	61,9	62,9	41,6	42,5	----	----	68,5	82,5	93,3	86,0	68,8
T1-PWC	16,4	----	25,0	25,1	7,2	7,6	2,9	3,4	----	----	----	----	----
Öffwin	7,8	44,4	38,1	30,5	10,7	9,3	10,0	10,6	13,3	10,1	39,6	25,3	49,6
Vertex	19,2	45,2	43,9	47,2	22,5	20,9	14,6	26,3	49,1	69,8	76,8	62,8	78,1
C1-Diff	0,5	4,7	38,3	38,0	17,3	15,6	0,3	0,3	29,6	16,5	55,7	48,8	62,2
TOF 1	9,7	79,8	18,8	83,5	14,3	57,0	11,9	23,3	74,3	77,8	96,5	93,3	96,1
TOF 2	6,2	72,5	83,4	16,1	55,8	9,7	22,6	7,0	76,5	79,0	97,3	94,6	96,1
TOF ges	14,7	84,0	85,6	85,1	60,7	59,8	31,3	28,2	90,6	91,2	98,8	97,9	98,9

Tabelle 12. Zahl der durch die Schnitte verworfenen Ereignisse: Die Prozentangaben beziehen sich auf alle Gammaereignisse, die den in Tabelle 3 auf Seite 35 geforderten Treffermuster genügen. Spalte 1 enthält die jeweiligen Schnitte:

Q-Zeit : Zeitfenster der Zeitverteilung des Q-Szintillators

Z-Diff : x-Koordinatendifferenz in der Z-Kammer

Z-Steig : Steigungsdifferenz in der Z-Kammer

B-Diff : x-Koordinatendifferenz in der B-Kammer

B-Steig : Steigungsdifferenz in der B-Kammer

C1-Symm : Symmetrie der R-Spuren

T1-PWC : z-Koordinatendifferenz in der D1- bzw. E1-Kammer

Öffwin : Öffnungswinkeleinschränkung

Vertex : Einschränkung der x-Koordinate des Vertex

C1-Diff : Abstand der x-Koordinaten in der C1-Kammer

TOF 1 : Flugzeitschnitt der jeweils ersten Spur

TOF 2 : Flugzeitschnitt der jeweils zweiten Spur

TOF ges : TOF 1 und TOF 2 gelten beide gleichzeitig

5.3 SCHNITTE NACH DER ANWENDUNG DER SPLINE-FIT-METHODE

Aufgrund der unterschiedlichen Rekonstruktion der Teilchenbahnen mittels der Drei-Punkte-Methode und des Spline-Fit-Verfahrens, insbesondere der hier nur stückweise glatten Spur, wurden bei letzterem nur zwei Schnitte durchgeführt.

1. *Abweichung der berechneten von den gemessenen Koordinaten*

Durch quadratische Addition der Differenzen zwischen den linken und rechten Seiten der Gleichungen (A.2.4) und (A.2.5) und Summation über alle gemessenen Punkte ergibt sich ein Maß Δ für die Qualität der rekonstruierten Spur. Als Maximalwerte für Δ , dividiert durch die Zahl der benutzten Punkte, wurde 0,5 für jedes der beiden Teilchen e^+ und e^- zugelassen. Die Zahl der verworfenen Ereignisse beträgt 27,2 % für TT-, 39,4 % für PP-, 7,2 % für DP- und 7,3 % für PE-Spuren.

2. *Q-S2 - Zeitschnitte*

Hier wurden dieselben Werte für die Breite des Fensters der Q-Zeitverteilung gesetzt wie bei der Drei-Punkte-Methode. Der Anteil der verworfenen Photonen ist gleich demjenigen in Tabelle 12 auf Seite 68.



KAPITEL 6. UNTERSUCHUNG DER PHOTONENSPEKTREN

6.1 EINLEITUNG

In diesem Kapitel werden zuerst einige der gemessenen inklusiven Photonen-spektren gezeigt. Sie werden mit einem Verfahren, das im darauffolgenden Abschnitt beschrieben wird, auf schmale Linien abgetastet. Deren Existenz würde, wie in Kapitel 2 ausgeführt, einen Nachweis von neuartigen Mesonen darstellen. Es werden insbesondere die Verzweigungsverhältnisse für diese Zerfallskanäle sowie deren Konfidenzniveaus berechnet. Die Ergebnisse der Suche sind im Abschnitt 6.4 sowie im Anhang F zusammen mit einer Fehlerbe-trachtung aufgeführt.

6.2 SPEKTREN INKLUSIV GEMESSENER PHOTONEN

Abbildung 20 auf Seite 72 zeigt die inklusiven Gammaskpektren ohne Anwendung von Schnitten für alle Ereigniskodes. Darin sind die DR- und RE- sowie die DP- und PE-Ereignisse addiert worden. Das Bild zeigt, daß die Zahl der PP-, PR- und RR-Gammas zu klein ist, um zu brauchbaren quantitativen Aussagen über die Existenz seltener Kanäle zu kommen.

Die überwiegende Anzahl der Photonen stammt aus dem Zerfall neutraler Pionen /3/. Eventuell existierende quasinukleare Zustände, erzeugt als Endzustände von χ -Übergängen des Protoniums, müßten sich als diskrete Linien auf diesem kontinuierlichen Quasi-Untergrund zeigen.

Aus dem Bild ist ersichtlich, daß über einen Bereich von 60 MeV bis etwa 675 MeV der Photonenenergien – nach Tabelle 17 im Anhang D entspricht dies Massen für Teilchen X zwischen 1816 und 1058 MeV/c² – eine Untersuchung auf schmale Zustände möglich ist. Die einzelnen Ereignisklassen decken dabei folgende Bereiche ab:

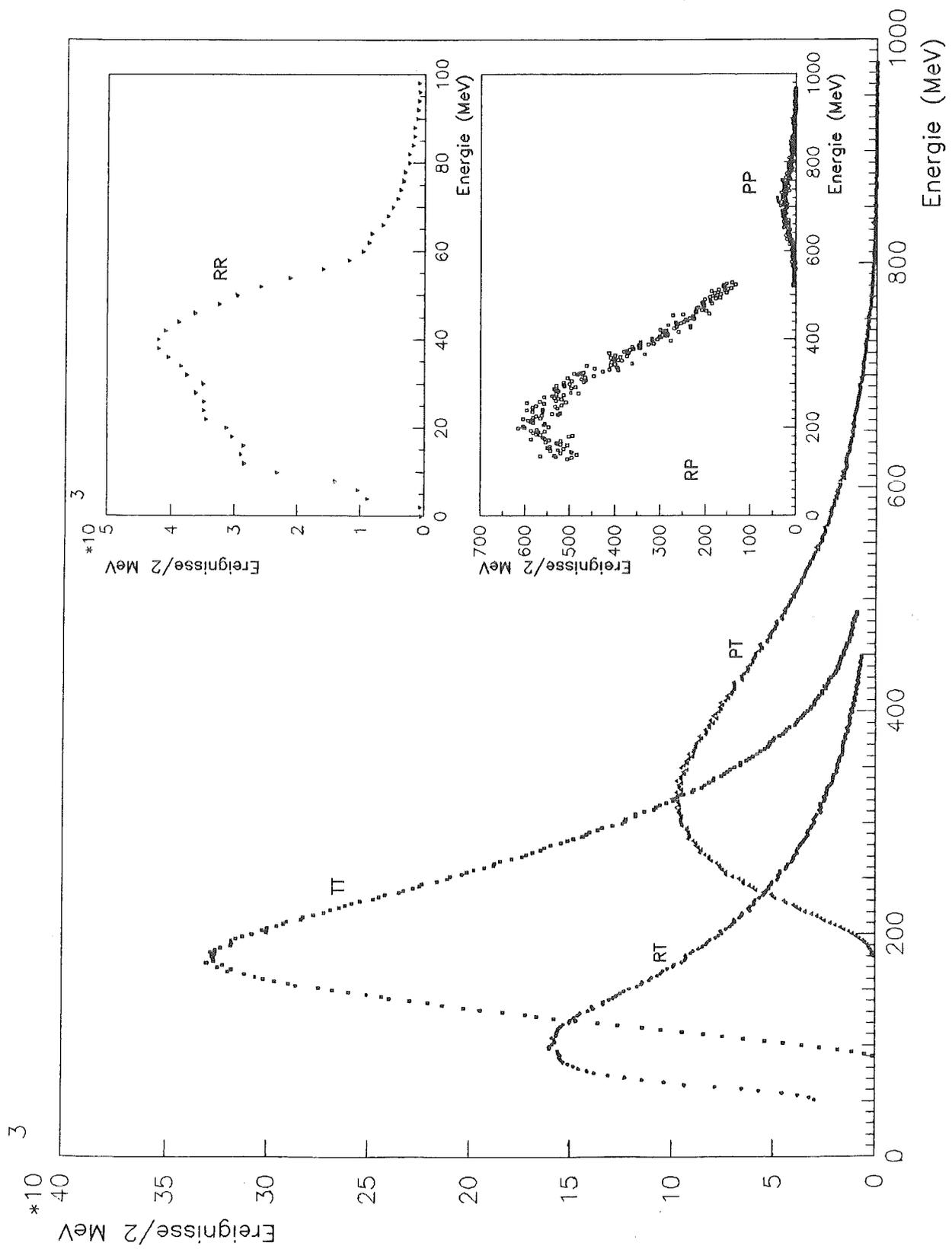


Abbildung 20. Inklusive Photon-Spektren (ohne Schnitte): Die Ereignisse sind nach der 3-Punkte-Methode rekonstruiert.

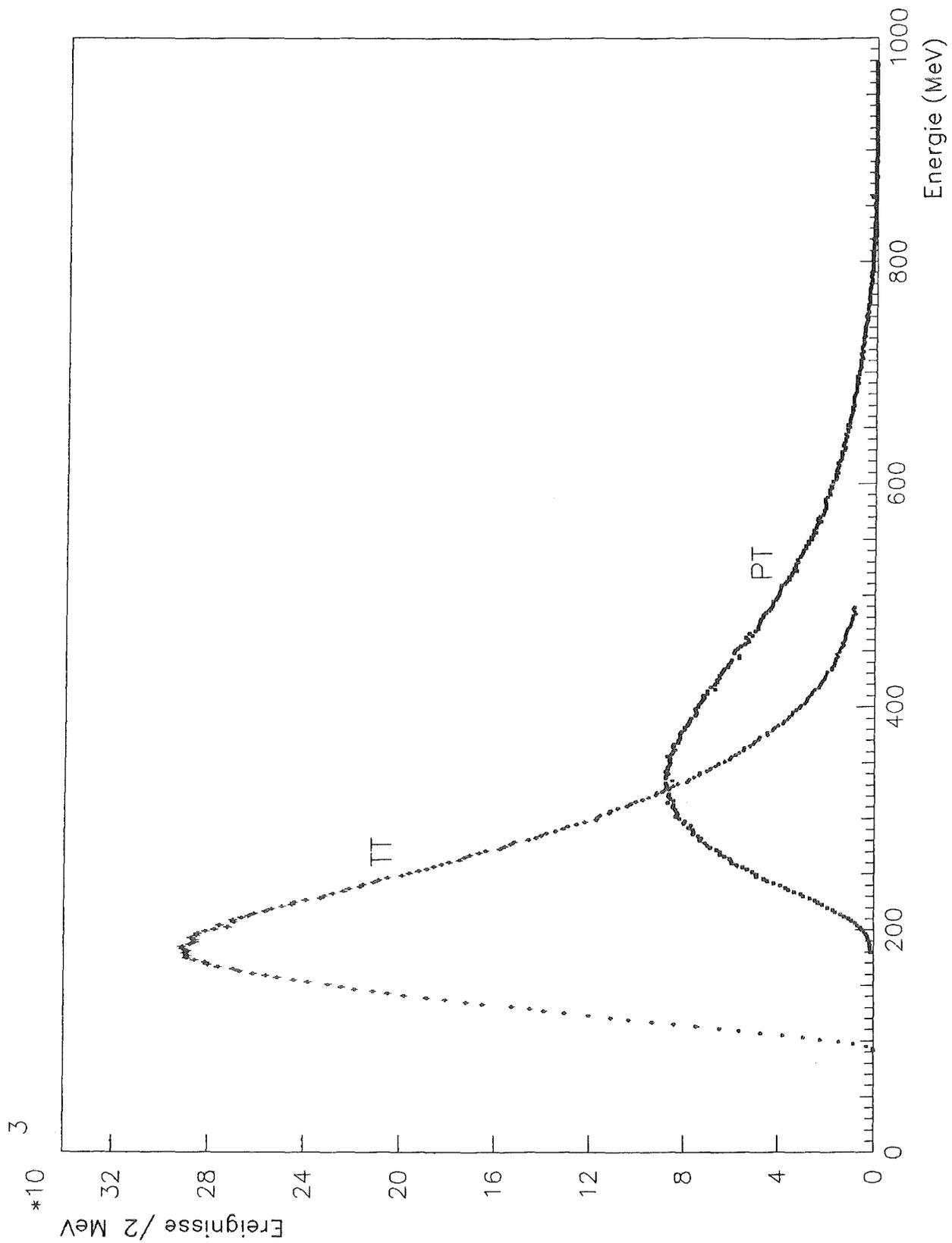


Abbildung 21. Inklusive Photon-Spektren (ohne Schnitte): Die Ereignisse sind nach der Spline-Fit-Methode rekonstruiert.

- RT-Gammas: $E_\gamma = 75 - 325 \text{ MeV}$, $m_X = 1800 - 1517 \text{ MeV}/c^2$ (6.2.1)

- TT-Gammas: $E_\gamma = 125 - 375 \text{ MeV}$, $m_X = 1747 - 1454 \text{ MeV}/c^2$ (6.2.3)

- PT-Gammas: $E_\gamma = 225 - 675 \text{ MeV}$, $m_X = 1696 - 994 \text{ MeV}/c^2$ (6.2.3)

Die Energiebereiche überlappen derart, daß ein Vergleich der Spektren möglich wird. Abbildung 21 zeigt die inklusiven TT- und TP-Gammas, deren Energie unter Verwendung des Spline-Fit-Verfahrens bestimmt wurde.

Die im vorhergehenden Kapitel beschriebenen Einschränkungen führten für jede Ereignisklasse zu vier weiteren Histogrammen, die den folgenden Klassen von Einschränkungen genügen:

- geometrisch
- kinematisch ohne Flugzeitschnitt
- kinematisch
- kinematisch + geometrisch

Abbildung 22 zeigt die Auswirkungen dieser Limitierungen für TT-Gammas. Die geometrischen Schnitte führen lediglich zu einer Reduktion der Gesamtzahl der Photonen, dagegen bleibt die Form des Spektrums gleich. Die Anwendung der kinematischen Einschränkungen verschiebt dagegen das Maximum der Verteilung um etwa 20 MeV nach rechts. Dies wird der Erwartung gerecht, daß die Begrenzung des Öffnungswinkels die Ereignisse mit großen Winkeln zwischen Elektron und Positron unterdrückt. Dasselbe Verhalten zeigt sich auch bei den anderen Ereignistypen.

Die einzelnen Spektren zeigen keine signifikante Struktur auf dem "Untergrund". Leicht hervortretend sind eine Schulter bei 375 MeV im Drei-Punkte-TT-Spektrum sowie zwei Spitzen bei 100 und 190 MeV im RT-Spektrum. Die Schulter bei 375 MeV verschwindet aber durch Anwendung der Schnitte, wie aus Abbildung 22 ersichtlich ist. Sie ist auch im inklusiven PT-Spektrum nicht zu sehen.

Eine quantitative Untersuchung auf Strukturen wird in den folgenden beiden Abschnitten durchgeführt.

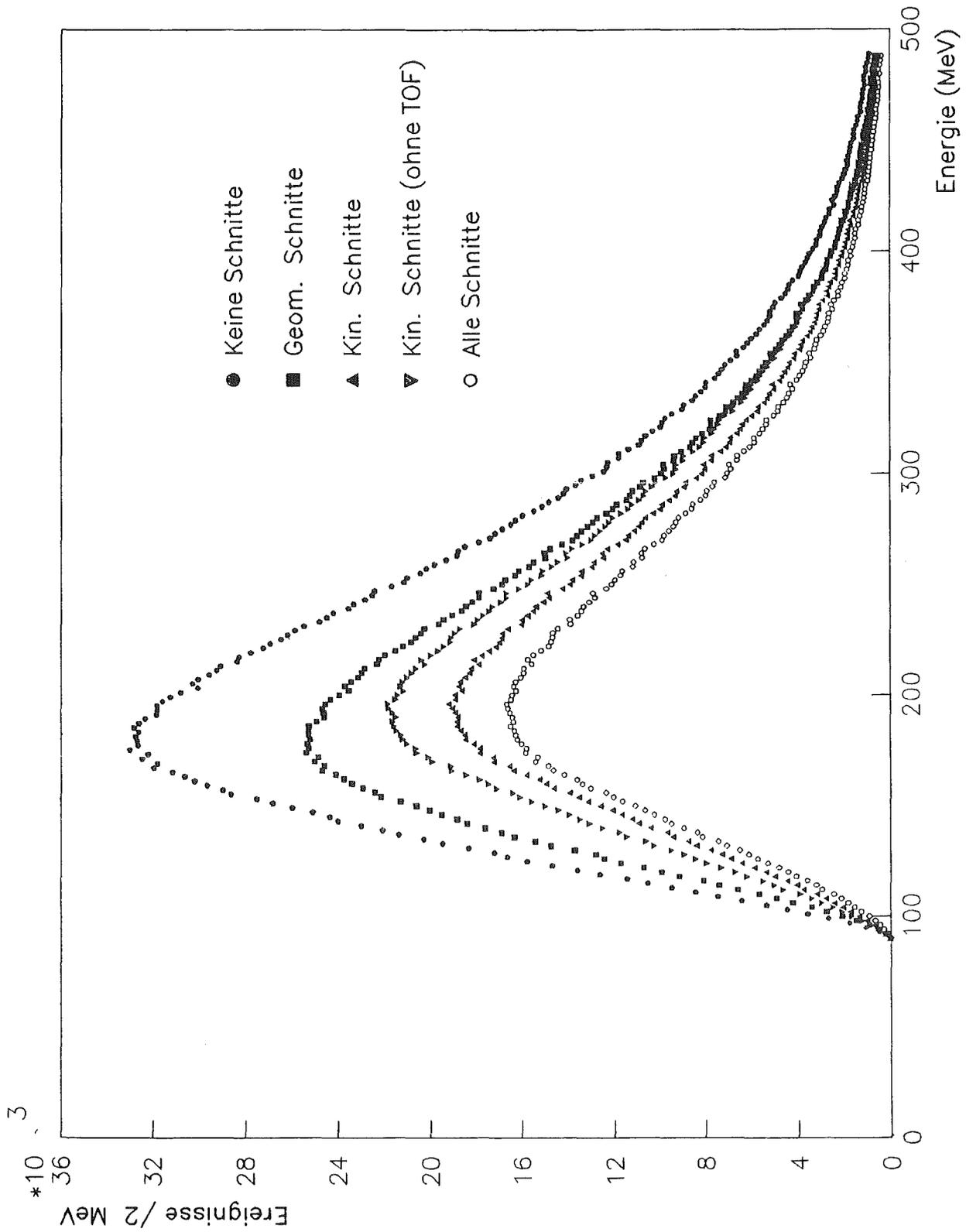


Abbildung 22. Änderung der Gamma-Spektren durch Anwendung von Schnitten: Es sind die TT-Ereignisse, rekonstruiert mittels der 3-Punkte-Methode, dargestellt.

6.3 BESCHREIBUNG DES ABTASTVERFAHRENS

6.3.1 Kurzer Überblick

In den folgenden beiden Abschnitten werden die Verfahren des Ab tastens der Photonenspektren auf die Existenz schmaler Linien und der Berechnung der Verzweigungsverhältnisse in Kanäle der Art $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ vorgestellt. Dabei wird besonderer Wert auf den Angleich des kontinuierlichen Annihilationsphotonenspektrums ("Untergrund") gelegt, um eventuell vorhandene diskrete Strukturen auf diesem Kontinuum eindeutig identifizieren zu können. Hierzu dient auch ein Monte-Carlo-simuliertes Spektrum mit aufgesetzten Linien definierter Intensität und Breite. Die Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse erfolgt durch ein Verfahren, bei dem die energieabhängige Akzeptanz des Spektrometers, die sich nur näherungsweise bestimmen läßt, nicht explizit eingeht.

6.3.2 Wahl der Parameter der Ausgleichskurven

Für die Suche nach schmalen Linien in den inklusiven Gammaskpektren werden nacheinander in jedem Kanal eines untersuchten Spektrums Gaußkurven mit der Breite der Spektrometerauflösung, siehe Abschnitt 4.4, auf dem durch Polynome ausgeglichen Quasi-Untergrund angelegt. Von den Parametern der Gaußlinie bleiben deren Breite ($\sigma = \text{FWHM} / 2\sqrt{2 \ln 2}$) und Position p fest. Eine Variation dieser beiden Größen führte zu keinen sinnvollen Ergebnissen. Die vom Ausgleichsverfahren zu bestimmenden Parameter sind die Höhe h der Gaußlinie sowie die Koeffizienten des Untergrundpolynoms.

Zusätzliche Freiheitsgrade für das Ausgleichungsverfahren stellen der Grad k des Polynoms und die Breite des Bereichs dar, die zur Anpassung verwendet werden:

$$f(E) = \sum_{n=0}^k a_n E^n + \frac{h}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp - \left[\frac{(E-p)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (6.3.1)$$

Das jeweilige Spektrum insgesamt durch ein einziges Polynom auszugleichen ist nicht sinnvoll, da auch ein Polynom hoher Ordnung ($k \geq 10$) das Spektrum nicht hinreichend beschreiben kann.

Um dies näher zu untersuchen, wurden jeweils für ein TT-, TP- und RT-Spektrum an mindestens drei Stellen Polynome 2. bis 8. Grades mit Gesamtbreiten der für das Angleichungsverfahren herangezogenen Bereiche von 20 bis maximal 300 MeV angepaßt. Die gewichteten χ^2 -Werte als Maß für die Abweichung vom Ausgleichspolynom sollten sich dabei nicht wesentlich von 1 unterscheiden.

Die diskontinuierliche Wahl des Untergrunds ist zwar "unphysikalisch", sie kann aber dadurch gerechtfertigt werden, daß es keine geeigneten Parametrisierungen - der Polynomansatz ist ein rein mathematischer Versuch, das Spektrum anzugleichen - gibt und durch die Auswahl von Teilbereichen der Energieverteilungen der Annihilationsphotonen keine zusätzliche Einschränkung in bezug auf den physikalischen Inhalt der resultierenden Aussagen auftritt. Tabelle 13 auf Seite 78 zeigt als Beispiel die Ergebnisse für das TT-Spektrum bei 200 MeV (Maximum) und für das TP-Spektrum bei 450 MeV (Wendepunkt).

Der Grad des zu wählenden Polynoms sollte einerseits groß genug sein, den Untergrund wiedergeben zu können, andererseits sollte er eventuell vorhandene Linien nicht ausgleichen. Der Bereich, in dem die Ausgleichskurve (Untergrundpolynom + Gaußlinie) angepaßt werden soll, ist durch die Auflösung des Spektrometers eingeschränkt: er muß so groß gewählt werden, daß das Untergrundpolynom keine Abhängigkeit von den Parametern der Linie zeigt, er sollte aber auch nach oben beschränkt sein, um eine adäquate Beschreibung des Spektrums auch bei relativ niedrigem Grad zu gewährleisten.

Aus Tabelle 13 zusammen mit Abbildung 15 auf Seite 52 sowie weiteren Ergebnissen ist ersichtlich, daß bei einer Gesamtbreite von $10 \cdot \text{FWHM}$ Untergrundpolynome vierten Grades ausreichen, während beim sechsfachen dieser Auflösung auch Polynome dritten Grades möglich sind.

Um die Auswirkungen der Wahl dieser Parameter zu untersuchen, wurde mit 800000 simulierten Proton-Antiproton-Annihilationen, siehe /3/, ein Monte-Carlo-Spektrum generiert und zu diesem ebenfalls simulierte Gaußfunktionen verschiedener Intensität ($1 \cdot 10^{-4}$ bis $5 \cdot 10^{-3}$ der Gesamtintensität des Spektrums) addiert. Man vergleiche hierzu auch den Anhang E.

Die Angleichung von Funktionen der Art (6.3.1) an das simulierte Spektrum ergab, daß bei $k=4$ bis $k=6$ eine optimale Reproduktion der Intensität der superponierten Gaußlinie bei einer Gesamtbreite des Bereichs vom sechs- bis zehnfachen der vorgegebenen vollen Breite bei halber Höhe erreicht wird.

TP-Gammas, Bereiche um 450 MeV zentriert							
Breite ↓ [MeV]	Grad des Polynoms →						
	2	3	4	5	6	7	8
20	2,026	2,144	2,209	1,956	2,105	1,893	2,051
30	1,511	1,568	1,617	1,646	1,646	1,647	1,652
50	1,136	1,157	1,181	1,203	1,230	1,258	1,276
70	1,181	1,007	1,022	1,029	1,046	1,040	1,057
100	2,071	0,920	0,896	0,906	0,908	0,911	0,909
130	8,011	1,665	0,969	0,961	0,967	0,973	0,740
170	51,828	6,092	1,192	1,053	1,055	1,009	1,014
210	220,785	23,363	1,425	1,398	1,188	1,079	1,084
250	727,402	57,625	23,319	15,803	4,607	1,673	1,129

TT-Gammas, Bereiche um 200 MeV zentriert							
Breite ↓ [MeV]	Grad des Polynoms →						
	2	3	4	5	6	7	8
20	1,119	1,159	1,234	0,683	0,664	0,713	0,773
30	0,932	0,956	0,962	0,963	0,954	0,882	0,922
50	0,864	0,823	0,833	0,817	0,787	0,805	0,796
70	2,403	1,066	0,980	0,993	1,007	1,022	1,022
100	11,944	1,290	1,090	1,075	1,008	1,008	1,014
130	32,769	2,372	2,389	1,349	1,094	1,103	1,034
170	88,904	8,980	6,270	1,760	1,675	1,322	1,116
210	178,735	58,500	21,751	2,398	2,410	1,657	1,661

Tabelle 13. χ^2 -Werte/Freiheitsgrad für die Anpassung von Untergrundpolynomen: Die in Spalte 1 angegebenen Werte geben die Gesamtbreite des Bereichs an, der für das Ausgleichsverfahren benutzt wurde.

Untergrundpolynome dritten Grades können die vorgegebene Intensität allerdings nur dann wiedergeben, wenn die relative Intensität nicht zu klein ist. Sowohl bei $k=3$ als auch bei $k=4$ hängen die Ergebnisse stark von der Breite des gewählten Bereichs ab. Polynome vom Grad 5 erlauben dagegen überall eine Reproduktion der Linienparameter auch bei kleinen Intensitäten und zeigen nur eine geringe Abhängigkeit von der Größe des Bereichs; dabei wird ein Untergrundbereich von der Breite $5 \cdot \text{FWHM}$ bevorzugt. Für die weitere Untersuchung wurde deshalb bei allen Spektren $k=5$ gesetzt und für die Bereichsbreite das zehnfache der FWHM-Auflösung verwendet.

Die Überlagerung der so gefundenen Ausgleichskurven zeigt, daß die Spektren auf diese Weise sehr gut beschreibbar sind. Ein visueller Vergleich durch Übereinanderlegen der erhaltenen Funktionen $f(E)$ (Glg. 6.3.1) mit nahe beieinanderliegenden Linienpositionen p ergibt nahezu eine Übereinstimmung der Untergrundfunktionen. Dies bedeutet, daß die Wiedergabe des Untergrunds stabil ist und die aufgesetzte Struktur nicht durch die gewählte Funktion beschrieben wird.

6.3.3 Verfahren zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse

In jedem Kanal der durch (6.2.1) bis (6.2.3) definierten Bereiche wurde eine Funktion der Art (6.3.1) mit $k=5$ und den Breiten aus Kapitel 4, Abschnitt 4, angepaßt. Die resultierenden Linienhöhen ergeben nach der Beziehung $F_1 = \sqrt{2\pi}\sigma \cdot h$ dann deren Intensität F_1 .

Das Verzweigungsverhältnis Y ist definiert als Quotient aus der Linienintensität und der Gesamtzahl der Untergrundeignisse, multipliziert mit der durchschnittlichen Zahl der Photonen pro Annihilationsprozeß. Um die gemessenen Werte für diese beiden Größen unmittelbar benutzen zu können, müßten sie mit der Akzeptanz des Spektrometers gefaltet werden. Ein anderer Weg, ohne explizite Benutzung der Akzeptanz das Verzweigungsverhältnis zu bestimmen, wird durch folgende Gleichung vorgezeichnet:

$$Y = \frac{F_L}{F_T} N_\gamma = \frac{F_1}{F_u} \frac{F_U}{F_T} N_\gamma \quad (6.3.2)$$

Dabei bedeuten:

F_L	Linienintensität bei 100%iger Akzeptanz
F_U	Fläche unter der Linie bei 100%iger Akzeptanz
F_T	Gesamtzahl der Ereignisse des Untergrunds
F_l	gemessene Linienintensität
F_u	gemessene Zahl der Ereignisse unter der Linie
N_γ	mittlere Zahl der Photonen pro Annihilation

Hierbei wird vorausgesetzt, daß sich die Akzeptanz im Bereich der Linie kaum ändert. Der Quotient F_U/F_T wird aus einem Monte-Carlo-Spektrum nach /3/ unter Berücksichtigung der Linienverschiebung als Folge von Energieverlusten berechnet.

Die mittlere Zahl der Photonen pro $\bar{p}p$ -Annihilation wurde nach /3/ und /54/ zu $N_\gamma=3,833$ berechnet. Dieser Wert enthält sowohl die multipionischen Kanäle, wobei mindestens ein geladenes Pion vorhanden sein muß, als auch die Zwei-Körper-Annihilationen wie etwa $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 \omega, \eta \omega$ etc. Zusätzlich wurden auch Zerfälle, die Kaonen enthalten, berücksichtigt.

Noch nicht untersucht wurden bisher die rein neutralen Kanäle mit mindestens zwei π^0 im Endzustand. Unter der Annahme, daß diese Spektren dieselbe Form haben wie diejenigen mit mindestens einem geladenen Pion, ergibt sich am Verhältnis F_U/F_T keine Veränderung.

Der statistische Fehler von Y folgt aus den Fehlern der Linienintensität und des Untergrunds über das Fehlerfortpflanzungsgesetz. Die systematischen Fehler resultieren aus der Unsicherheit von N_γ (ca. 6%) und dem Fehler der in Kapitel 4 berechneten Auflösung des Spektrometers. Sie wurden aus der Veränderung der Intensitäten beim Ausgleich von Monte-Carlo-Spektren, denen eine Linie mit bekannten Parametern superponiert wurde, abgeschätzt. Zusammengefaßt betragen die systematischen Fehler 26,2% für RT-, 36,2% für TT- und 16,2% für PT-Ereignisse, jeweils bezogen auf den Betrag von Y .

Zur Berechnung der 95%-Konfidenzniveaus (einseitiger Konfidenztest) wurden Linien mit negativer Höhe wie solche mit positiver behandelt, da die Wahrscheinlichkeit der Apparatur oder des Ausgleichsverfahrens, statistische Schwankungen um die Mittelwerte als Linien zu deuten, in beiden Richtungen dieselbe ist.

Die Berücksichtigung der verschieden großen Zahl der Freiheitsgrade erfolgte durch die inverse Student'sche t-Verteilung /55/, d.h. der Umkehrfunktion $t=t(F,N)$ der Relation

$$F(N,t) = \frac{\Gamma[(N+1)/2]}{\sqrt{\pi N} \Gamma(N/2)} \int_0^t \frac{dx}{(1+Nx^2)^{(N+1)/2}} \quad (6.3.3)$$

Hierbei ist N die Zahl der Freiheitsgrade, F das gewünschte Konfidenzniveau und t die untersuchte Größe (hier die Linienintensität). Die t-Verteilung bietet die Möglichkeit, die Konfidenz eines Mittelwertes, wenn dessen Streuung unbekannt ist, zu testen. Im Grenzfall großer N geht t für $F=0,95$ gegen 1,645; d.h. die Wahrscheinlichkeit, daß $t < 1,645\sigma$ ist, beträgt 95%.

Als Werte für den Parameter σ wurden die statistischen Fehler der jeweiligen Verzweigungsverhältnisse benutzt, die, mit t multipliziert und zu Y von Gleichung (6.3.2) addiert, die 95 %-Konfidenzniveaus (einseitig) ergeben.

6.4 ERGEBNISSE DER SUCHE NACH SCHMALEN LINIEN

Die folgende Abbildung 23 zeigt die Signifikanzen (= Linienfläche/Fehler der Linienfläche) für positive Strukturen in den einzelnen Spektren. Der Übersichtlichkeit halber wurden nur solche Strukturen berücksichtigt, deren Signifikanz größer als 2,25 ist. Es treten deutlich Anhäufungen bei 375 MeV für TT-Spektren und bei 530 und 590 MeV für PT-Spektren hervor. Weiterhin zeigen sich auch die Spitzen bei 190 MeV und 100 MeV im Spektrum.

Bei der 375 MeV-Schulter vermindern sich die Signifikanzen durch Anwendung der Schnitte drastisch von 4,5 auf unter 3. Der Grenzwert, bei dem Strukturen deutlich über zufälligen statistischen Schwankungen liegen, beträgt etwa 3,5 (vgl. hierzu auch den Anhang E). Im PT-Spektrum tritt diese Struktur allerdings auch hervor; ein Vergleich mit den entsprechenden Signifikanzen der Spline-Fit-Histogramme weist diese "Hinweise" auf eine Struktur allerdings wieder zurück.

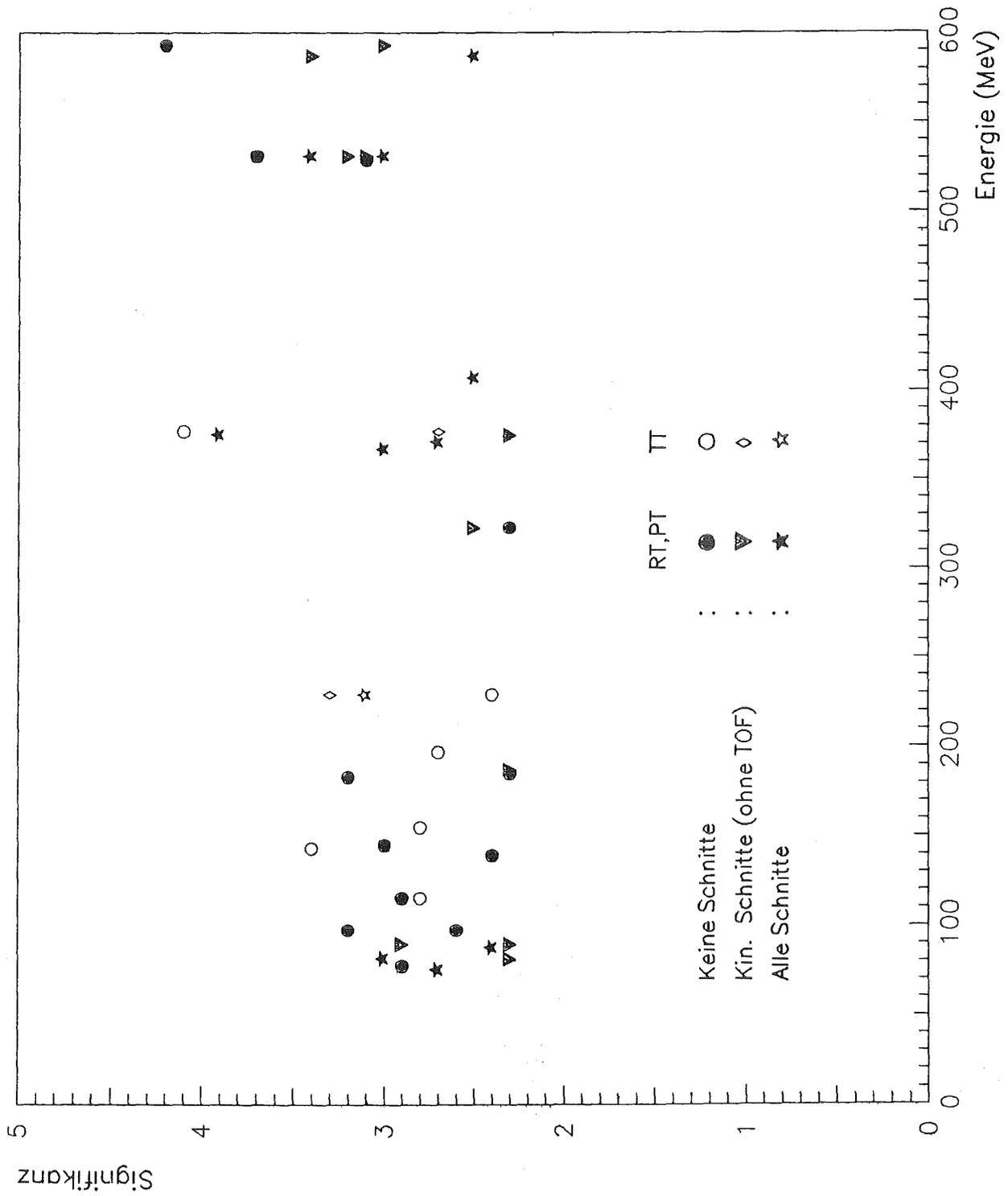


Abbildung 23. Signifikanzen $> 2,25$ für Strukturen mit positiver Höhe: Es sind die Signifikanzen für die 3-Punkte-Methode dargestellt. Für die RT- und PT-Ereignisse wurden die gleichen Symbole verwendet, die Grenze zwischen beiden liegt bei 300 MeV.

Die beiden Anhäufungen bei 530 und 590 MeV sind im Spektrum mit bloßem Auge nicht sichtbar; sie begleiten eine durch das Ausgleichsverfahren gefundene negative, breite Struktur bei etwa 560 MeV (vgl. Anhang E), die durch die Krümmung der Kurve "erzeugt" wird. Die beiden Spitzen bei 190 und 100 MeV im inklusiven RT-Spektrum vermindern sich nach Anwendung der Schnitte. Die "Wolke" bei 100 MeV ist im wesentlichen auf das in diesem Bereich liegende Maximum des RT-Spektrums mit stärkeren "Ausschlägen" der Kanalinhalte zurückzuführen ebenso wie die Schwankungen bei 220 MeV im TT-Spektrum.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß eine deutliche Struktur, die über mögliche statistische Schwankungen hinausreicht, *nicht* erkennbar ist; dies gilt auch für die mit der Spline-Fit-Methode rekonstruierten Ereignisse. Im folgenden werden deshalb lediglich obere Konfidenzschranken nach dem in Abschnitt 6.3.3 vorgestellten Verfahren für das Verzweigungsverhältnis der $\bar{p}p$ -Annihilation in den Kanal Photon + Teilchen X angegeben.

Tabelle 14 und Tabelle 15 auf Seite 84 zeigen die 95%-Konfidenzniveaus für die nach der Drei-Punkte-Methode erzeugten Spektren ohne und nach Anwendung aller Schnitte. Dabei wurden die Ergebnisse jeweils in Bereiche von 50 MeV zusammengefaßt, um eine bessere Übersicht zu bieten. Die DR- und RE- sowie DP- und PE-Ereignisse sind auch gesondert dargestellt, um Asymmetrien bezüglich der Energiekalibration nicht unberücksichtigt zu lassen. Tabelle 16 enthält zum Vergleich die Konfidenzniveaus für Linien, die mit den apparativen Auflösungen auf dem simulierten Photon-Spektrum /3/ gesucht wurden. Dem Anhang F können die Ergebnisse für die Einzelschnitte und die Spline-Fit-Methode entnommen werden.

Aus der Überlappung der verschiedenen Bereiche ergibt sich, daß die niedrigsten Werte der Konfidenzniveaus bei den RT-Spuren im Bereich zwischen 75 und 125 MeV, für TT-Gammas zwischen 125 und 325 MeV sowie für PT-Ereignisse oberhalb von 325 MeV liegen. Die Werte sinken von $0,8 \cdot 10^{-3}$ auf etwa $0,4 \cdot 10^{-3}$ jeweils für die Summenspektren ohne Schnitte. Die Anwendung der Schnitte führt zu einer Vergrößerung der Grenzen, die in etwa umgekehrt proportional zu der Wurzel aus der Zahl der Ereignisse in den einzelnen Spektren ist. Dasselbe gilt für die Aufspaltung der RT- und PT-Spektren. Die mittels der Spline-Fit-Methode erzeugten Spektren zeigen die selben Konfidenzniveaus.

Die Werte für die Monte-Carlo-simulierten Spektren unterscheiden sich, da die Zahl der Photonen etwa dieselbe ist, kaum von den gemessenen.

Energie [MeV]	DR	RE	RT	DP	PE	PT	TT
75-125	1,3	1,4	0,8				
125-175	1,6	1,7	1,1				0,7
175-225	1,8	2,0	1,4				0,6
225-275	2,2	2,0	1,7	1,7	1,5	1,2	0,5
275-325	2,6	2,6	1,9	0,9	1,0	0,6	0,6
325-375				0,8	0,6	0,5	0,8
375-425				0,7	0,7	0,5	
425-475				0,6	0,6	0,4	
475-525				0,7	0,5	0,4	
525-575				0,5	0,7	0,5	
575-625				0,7	0,6	0,5	
625-675				0,7	0,6	0,4	

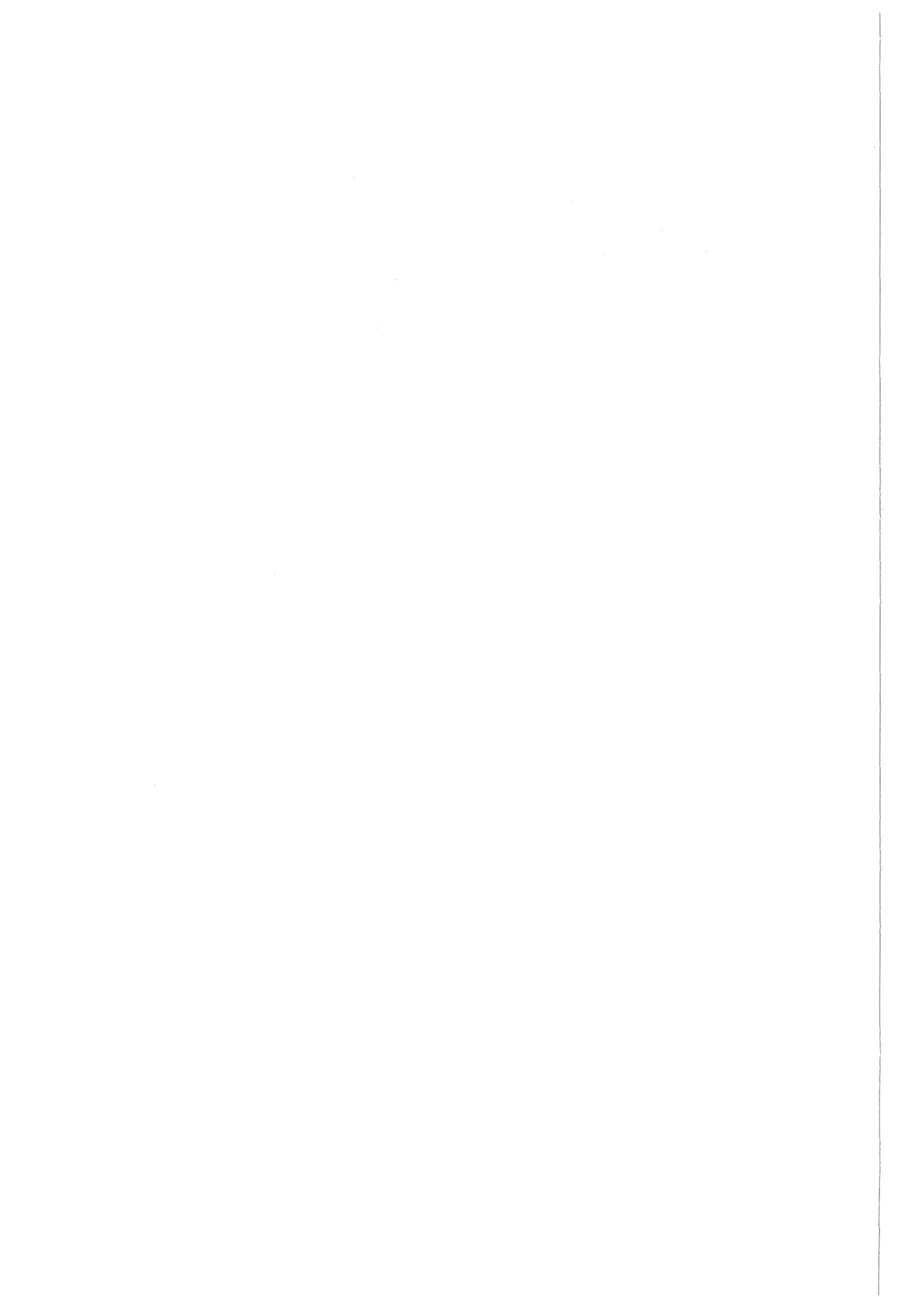
Tabelle 14. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) der Verzweigungsverhältnisse in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ (ohne Schnitte): Die Ereignisse wurden nach der 3-Punkte-Methode rekonstruiert.

Energie [MeV]	DR	RE	RT	DP	PE	PT	TT
75-125	4,0	3,7	2,9				
125-175	4,4	4,0	2,8				0,9
175-225	6,0	4,6	3,1				0,7
225-275	5,4	5,3	3,6	5,0	4,0	3,2	0,8
275-325	5,7	6,3	4,0	2,1	2,0	1,3	0,9
325-375				1,7	1,7	1,0	1,0
375-425				1,5	1,4	0,9	
425-475				0,9	1,0	0,6	
475-525				0,9	1,0	0,6	
525-575				0,6	0,9	0,7	
575-625				0,7	0,9	0,5	
625-675				1,4	1,4	0,9	

Tabelle 15. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für die Photonenspektren nach Anwendung aller Schnitte: Zur Rekonstruktion wurde die 3-Punkte-Methode benutzt.

Energie [MeV]	RT-Auflösung	TT-Auflösung	PT-Auflösung
75-125	0,8	0,6	
125-175	0,9	0,8	
175-225	1,0	0,8	
225-275	1,2	0,8	0,8
275-325	1,1	0,8	0,8
325-375	1,1	0,8	0,8
375-425		0,7	0,6
425-475		0,6	0,6
475-525		0,3	0,5
525-575			0,4
575-625			0,6
625-675			0,4

Tabelle 16. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für Monte-Carlo-generierte Photonenspektren: Es wurden gaußförmige Linien mit der Auflösung des Spektrometers gesucht.



KAPITEL 7. SCHLUSSFOLGERUNGEN UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit wurde nach schmalen Linien im inklusiven Photospektrum aus der Proton-Antiproton-Vernichtung gesucht. Sie wären ein Hinweis auf die Existenz quasinuklearer Nukleon-Antinukleon-Zustände oder neuartiger Mesonen (Baryonia). Die Energie der Photonen wurde mit dem PS183-Paarspektrometer gemessen, das eine FWHM-Auflösung von 2 bis 4% bietet. Die Gesamtzahl der rekonstruierten Photonen betrug etwa $5 \cdot 10^6$, die sich aber auf verschiedene Ereignistypen verteilen. Das Spektrum mit der größten Zahl an Ereignissen (TT-Treffermuster) enthält etwa $2,7 \cdot 10^6$ Photonen. Zur Rekonstruktion der Teilchenbahnen standen die im Anhang A beschriebenen drei Methoden zur Verfügung. Ein Vergleich der Wirksamkeiten dieser Verfahren erfolgte zusammen mit der Eichung des Spektrometers. Sämtliche photonischen Ereignisse erfuhren eine Überprüfung ihrer Güte durch Setzen von Schnitten. Die Spektren selbst wurden dann nach schmalen Linien abgetastet, wobei als Linienform eine Gaußkurve vorausgesetzt wurde. Die Breite der Gaußlinien wurde der Auflösung des Spektrometers gleichgesetzt.

Als Resultat ergaben sich *keine* Hinweise auf die Existenz von Linien mit einer Breite, die kleiner oder gleich der apparativen Auflösung ist. Die Signifikanz von Strukturen liegt innerhalb der durch statistische Einflüsse bedingten Fluktuationen. Die oberen Grenzen für die Verzweigungsverhältnisse mit einem Vertrauensniveau von 95% (einseitig) fallen von $8 \cdot 10^{-4}$ im Energiebereich um 100 MeV für die Photonen auf etwa $4 \cdot 10^{-4}$ im Bereich von 600 bis 700 MeV.

Ein Vergleich mit den Arbeiten von Pavlopoulos et al. /37/ und Richter et al. /38/, die Hinweise auf diskrete Linien mitteilen ergibt folgendes: die Zahl der Ereignisse pro MeV ist in dieser Arbeit je nach Energie um das 4- bis 10-fache größer als in der Veröffentlichung von Pavlopoulos et al. /37/ bei einer um den Faktor 2 bis 5 besseren apparativen Auflösung. Die Statistik ist auch gegenüber dem Experiment von Richter et al. /38/ wesentlich verbessert; sie entspricht im Bereich um 100 MeV Photonenenergie den Spektren jener Arbeit und steigt dann etwa auf das Doppelte bei höheren Energien an. Die Auflösung des benutzten modularen NaJ(Tl)-Detektors lag dort bei $5-6\%/(E[\text{GeV}])^{1/4}$; im Vergleich hierzu liegt diejenige des PS183-Paarspektrometers, vgl. Abbildung 15 auf Seite 52, zwischen 2 und 4,5% im Bereich von 100...700 MeV.

Die Signifikanz der gefundenen Linien jener beiden Arbeiten liegt lediglich zwischen 2 und 3,7. Solche Werte müssen aufgrund der Erfahrungen in der vorliegenden Arbeit als untere Schranken für statistische Schwankungen angesehen werden. Dabei wurden Verzweigungsverhältnisse zwischen 1 und $3 \cdot 10^{-3}$ angenommen.

Im Experiment von Adiels et al. /59/ beträgt die Zahl der Photonen pro Kanal das fünf- bis zehnfache im Vergleich mit derjenigen in der vorliegenden Arbeit bei einer FWHM-Auflösung von $4\% / (E[\text{GeV}])^{1/4}$. Hier wurden außer der Panofsky-Linie und der kastenförmigen Photonverteilung aus der Reaktion $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$; $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$ keine Strukturen gesehen.

Der geschilderte Sachverhalt läßt den Schluß zu, daß die bisher "gesehenen" Linien nur statistische Fluktuationen darstellen. Falls die gesuchten Zustände dennoch existieren, besitzen sie entweder eine sehr große Breite oder ihr Verzweigungsverhältnis ist so gering, daß zu ihrem Auffinden die statistische Genauigkeit in den inklusiven Photonenspektren wesentlich erhöht werden müßte.

Zu diesem Zweck könnte es sinnvoller sein, exklusive Teilchenspektren aufzunehmen, wie es mit dem "Crystal-Barrel-Detektor" geplant ist, und auch exklusiv statt bisher inklusiv nach monoenergetischen Pionen zu suchen. Da mehrere Hinweise auf neuartige Zustände in Spektren geladener Teilchen vorliegen (vgl. Abschnitt 2.5), könnte die Verifikation dieser Strukturen zu neuen Erkenntnissen im Bereich der Teilchenphysik führen.

ANHANG A. BESCHREIBUNG DER VERWENDETEN SPURREKONSTRUKTIONSVERFAHREN

A.1 DIE DREI-PUNKTE-METHODE

Dieses Verfahren /56/ bestimmt aus dem Radius r eines aus drei Punkten berechneten Kreises einen angenäherten Wert für den Impuls aus der für ein homogenes Magnetfeld B gültigen Gleichung

$$p_{\text{rad}} = q \cdot B \cdot r \quad (\text{A.1.1})$$

Dabei ist q gleich der Ladung des Teilchens.

Zur Bestimmung des Kreisbogens werden folgende gemessene Koordinaten benutzt:

- R1-Spuren, d.h. Teilchen, die die C2-Kammer nicht mehr erreichen: Zwei x-Koordinaten der B- und eine x-Koordinate der C1-Kammer
- R2-Spuren, d.h. Teilchen, die auch die C2-Kammer zweimal durchqueren: Zwei x-Koordinaten der B- und eine x-Koordinate der C2-Kammer
- D- bzw. E-Spuren: Die x-Koordinaten der B- und C2-Kammer sowie die z-Koordinate der D2- bzw. E2-Kammer
- P-Spuren: Die x-Koordinaten der B-, C2- und Z-Kammer

Um den Einfluß der Inhomogenitäten des Magnetfelds zu berücksichtigen, wird p_{rad} mit einem Korrekturfaktor f multipliziert:

$$p_w = p_{\text{rad}} \cdot f(x_B, x_{C2}, x_X) \quad (\text{A.1.2})$$

Der Faktor f hängt von den drei gemessenen Koordinaten ab, er wird in eine Taylorreihe bis zu Potenzen dritter Ordnung entwickelt:

$$f = \sum_{n=1}^{20} a_n x_B^{\alpha(n)} x_{C2}^{\beta(n)} x_X^{\gamma(n)} \quad (\text{A.1.3})$$

α, β und γ sind die Exponenten der Taylorreihe einer von drei Variablen abhängigen Funktion; x_X ist je nach dem Typ der Spur die fehlende dritte Koordinate (x oder z).

Zur Bestimmung der a_n wurde das Verhalten von Teilchen mit bekanntem Anfangsimpuls p_w mittels eines Monte-Carlo-Programms untersucht, das die Bahnen von zufallserzeugten Teilchen beim Durchgang durch das Spektrometer simuliert. Die daraus resultierenden Proportionalkammerkoordinaten liefern die Schätzung p_{rad} für den Impuls. Daraus ergibt sich mit p_w ein wahrer Wert von $f = p_w / p_{rad}$. Die a_n werden nun so gewählt, daß die Größe

$$\chi^2 = \sum (f - f_v)^2 \quad (A.1.4)$$

mit f_v nach Gleichung (A.1.3) minimal wird. Hier wird über die Gesamtzahl der vom Monte-Carlo-Programm erzeugten Spurrekonstruktionen summiert. Die Lösung von (A.1.3) lautet:

$$A = G^{-1} \cdot d \quad (A.1.5)$$

mit

$$G_{mn} = \sum x_B^{\alpha(n)+\alpha(m)} x_{C2}^{\beta(m)+\beta(n)} x_X^{\gamma(m)+\gamma(n)}$$

und

$$d_n = \sum f \cdot x_B^{\alpha(n)} x_{C2}^{\beta(n)} x_X^{\gamma(n)}$$

Damit ist A und folglich auch f bestimmt.

A.2 DIE SPLINE-FIT-METHODE

Die Drei-Punkte-Methode benutzt einen festen Vektor A (Glg. A.1.5), aus dem sich der Korrekturfaktor f für die erste Schätzung des Impulses ergibt. Insbesondere werden dabei nicht die tatsächlichen Magnetfeldwerte auf der Teilchenbahn berücksichtigt.

Die Spline-Fit-Methode nach H. Wind hingegen führt einen globalen Ausgleich der gemessenen Koordinaten unter Einbeziehung der lokalen Magnetfeldwerte

und zusätzlich eingefügter Punkte durch. Sie ist detailliert in /1/ beschrieben und wird hier nur kurz erläutert, insbesondere im Hinblick auf ihre Anwendung die Ereignisse des PS183-Paarspektrometers.

Durch eine Koordinatentransformation wird zunächst eine neue x-Achse definiert, die parallel zum Verbindungsvektor des ersten und letzten gemessenen Punktes verläuft; diese Koordinaten sind durch die B- sowie die D2(E2,Z)-Kammer-Koordinaten bestimmt. Die neuen y- und z-Achsen werden so definiert, daß die Bahnkurve in der neuen x-y-Ebene liegt und die drei Richtungen ein rechtshändiges Koordinatensystem bilden. Diese neue x-y-Ebene entspricht der x-z-Ebene des vorliegenden Experiments, wenn keine Impulskomponente senkrecht zur Zeichenebene gemäß Abbildung 8 auf Seite 30 vorhanden ist. Die Transformation des Koordinatensystems hat den Vorteil, daß die Ableitungen $y' = dy/dx$ und $z' = dz/dx$ relativ klein sind und damit ein Fehler von y' nicht zu einem großen Fehler des Bahnradius $\sqrt{(1+y'^2)}/y''$ führt.

Durch alle vier bzw. fünf Meßpunkte wird eine durch ein kubisches Spline-Verfahren bestimmte Kurve gelegt und die Ableitungen y' und z' berechnet. Um mehr Stützpunkte zur Verfügung zu haben, wird zwischen die B- und C1-, C1- und C2-, D1- und D2- sowie E1- und E2-Kammern jeweils ein Zwischenpunkt und zwischen die C2- und D2 (E2,Z)-Kammern fünf zusätzliche Punkte eingefügt. Deren Koordinaten und Ableitungen ergeben sich durch Interpolation aus der durch das kubische Spline-Verfahren bestimmten ersten Näherung der Bahnkurve.

Aus der Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = d\vec{p}/dt = q \cdot (\vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{A.2.1})$$

folgen durch einfache Umformungen die Differentialgleichungen

$$py'' = \sqrt{(1+y'^2+z'^2)} \cdot [B_x z' + B_y y' z' - B_z (1+y'^2)] \quad (\text{A.2.2})$$

und

$$pz'' = \sqrt{(1+y'^2+z'^2)} \cdot [-B_x y' - B_z y' z' + B_y (1+z'^2)] \quad (\text{A.2.3})$$

Die rechten Seiten von (A.2.2) und (A.2.3) sind an allen benutzten Punkten der Bahnkurve bekannt. Die lokalen Magnetfeldwerte, die ebenfalls transformiert werden, wurden ausgemessen. Der Abstand dieser Punkte beträgt in x-

Richtung 6 cm, in y- und z-Richtung jeweils 4 cm. Das Feld dazwischen wird durch lineare Interpolation der benachbarten Rasterpunkte errechnet.

Durch ein neuerliches kubisches Spline-Ausgleichsverfahren können diese Terme zusammen durch zwei Funktionen $A(x)=y''p$ und $C(x)=z''p$ ausgedrückt werden. Zweifache Integration von A und C ergibt an den bekannten Punkten

$$y_i \approx a_1 + a_2 x_i + Y(x_i)/p \quad (\text{A.2.4})$$

und

$$z_i \approx b_1 + b_2 x_i + Z(x_i)/p \quad (\text{A.2.5})$$

Die Integrationskonstanten a_1, a_2, b_1, b_2 sowie der gesuchte Impuls p werden mittels eines Minimalisierungsverfahrens aus den gemessenen Koordinaten x_i und z_i sowie den ersten Ableitungen an diesen Stellen bestimmt. Durch Differentiation von (A.2.4) und (A.2.5) ergeben sich verbesserte Werte für y' und z' , mit denen das Verfahren bis zum gewünschten Konvergenzgrad wiederholt wird.

A.3 DIE SCHWIMMETHODE

Die Schwimmethode benutzt wie die Spline-Fit-Methode die x- bzw. z-Koordinaten aller durchquerten Kammern. Dabei wird von den Schnittpunkten der jeweiligen Spur mit der B- und C1-Proportionalammer und dem mit der Dreipunkte-Methode berechneten Impuls ausgegangen. Mit diesen Anfangsbedingungen kann die Gleichung (A.2.1) gelöst werden. Sie lautet in Koordinatenschreibweise (mit der Ladung $q=e=1$):

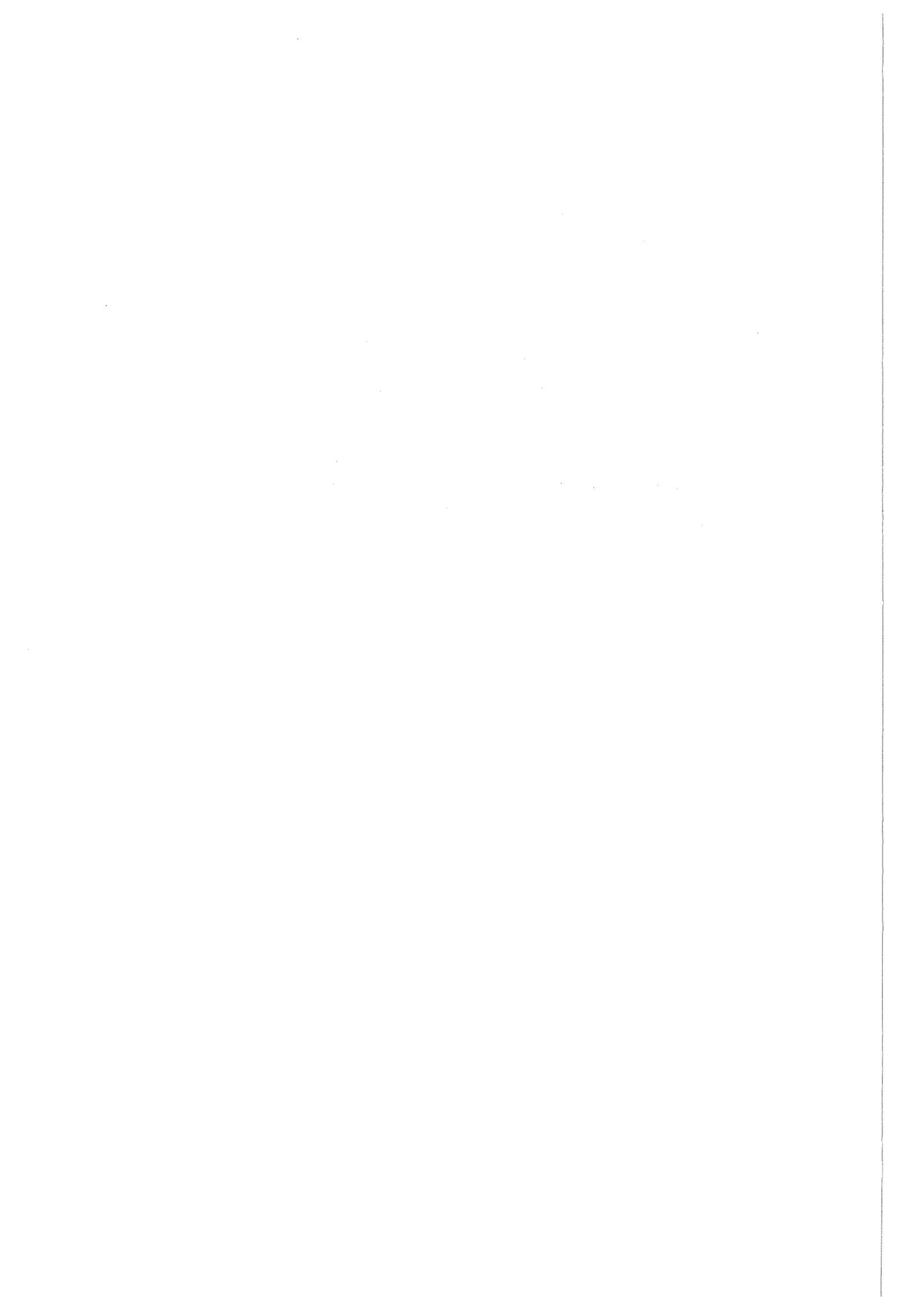
$$\begin{aligned} \ddot{x} &= \dot{y}B_z - \dot{z}B_y \\ \ddot{y} &= \dot{z}B_x - \dot{x}B_z \\ \ddot{z} &= \dot{x}B_y - \dot{y}B_x \end{aligned} \quad (\text{A.3.1})$$

Dabei sind x, y, z die partiellen Ableitungen von x, y, z nach der Zeit. Die Integration von (A.3.1) erfolgt durch ein Runge-Kutta-Verfahren mit automatischer Steuerung der Integrationsschrittweite.

Zunächst wird eine Zielebene festgelegt, die, je nach Anfangsrichtung der Bahn, senkrecht zur x- oder z-Achse steht und rund 4 cm vom Anfangspunkt entfernt liegt. Die Gleichungen (A.3.1) liefern nach ihrer Integration bis zu dieser Zielebene neue Werte für die Koordinaten und Richtungen, die die Startwerte für die Fortsetzung des Verfahrens darstellen.

Nach Erreichen der letzten Proportionalkammer (D2,E2 oder Z) erfolgt eine Wiederholung der Rekonstruktion, wobei die x-Koordinate um 0,4 cm, der Richtungskosinus in z-Richtung um 0,008 sowie der Anfangsimpuls um 0,8 MeV/c erhöht werden. Durch Vergleich der neuen Ergebnisse mit den alten werden die besten Anfangswerte bestimmt, mit denen Gleichung (A.3.1) erneut integriert wird.

Durch mehrmaliges Wiederholen der Prozedur kann ein Minimum der quadratischen Abweichungen der Sollkoordinaten in den Kammern von den gemessenen ermittelt und somit die Bahn optimal rekonstruiert werden. Es zeigt sich dabei, daß fünf Iterationen für eine hinreichende Konvergenz genügen.



ANHANG B. REKONSTRUKTION DES ANNIHILATIONSVERTEX

Das hier beschriebene Vertexrekonstruktionsverfahren folgt im wesentlichen Quelle /57/.

Jede der sechs Ebenen eines Driftkammerpaars mißt mindestens eine Koordinate w_i ($i=1,2,\dots,6$), die orthogonal zu den Drahrichtungen ($0^\circ, \pm 30^\circ$ zur z-Achse) stehen. Die w_i ergeben sich aus der Position des jeweiligen Drahts w_{0i} sowie der Driftstrecke $s(t_i)$, berechnet aus der Driftzeit t_i :

$$w_i = w_{0i} + \varepsilon_i s(t_i) \quad (\text{B.1})$$

Dabei ist $\varepsilon_i = +1$ oder -1 , je nach dem, ob das Teilchen links oder rechts des signalgebenden Drahts vorbeigeflogen ist. Diese Zweideutigkeit entfällt bei den N-Driftkammern, da dort die Drähte jeweils zweifach, zur Orts- und "links-rechts"- Bestimmung, vorhanden sind.

Nach den Regeln der Analytischen Geometrie wird die Spur in der folgenden Weise parametrisiert:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + x_0' z \\ y &= y_0 + y_0' z \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Die unbekanntenen Größen x_0, x_0', y_0 und y_0' werden zu einem Vektor $\vec{a} = (x_0, x_0', y_0, y_0')$ zusammengefaßt.

Die zu einem sechskomponentigen Vektor \vec{w} vereinigten Koordinaten w_i lassen sich als Linearkombination von vier sechskomponentigen Vektoren $\vec{c}_1, \vec{c}_2, \vec{c}_3$ sowie \vec{c}_4 darstellen; sie sind durch die z-Koordinaten und die Orientierung der jeweiligen Drähte bestimmt:

$$\vec{w} = x_0 \vec{c}_1 + x_0' \vec{c}_2 + y_0 \vec{c}_3 + y_0' \vec{c}_4 = A \cdot \vec{a} \quad (\text{B.3})$$

Dabei ist $A = (\vec{c}_1, \vec{c}_2, \vec{c}_3, \vec{c}_4)$ eine 6×4 - Matrix.

Gleichung (B.3) gilt für die exakten Werte von \vec{w} . Um aus allen möglichen Kombinationen der w_i (insgesamt $2^6=64$, da $\varepsilon=\pm 1$) die richtigen herauszufinden, wird eine Größe

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 (w_i - \sum_{j=1}^4 A_{ji} a_j)^2 \quad (\text{B.4})$$

definiert. Aus den partiellen Ableitungen von χ^2 nach den a_i (Suchen des Minimums von χ^2) ergibt sich für jede Kombination der w_i ein Vektor \vec{a} . Die beste Lösung ist dann diejenige, für die χ^2 minimal wird.

Aus Gleichung (B.3) folgt, daß die a_i überbestimmt sind, da aus sechs Gleichungen nur vier Unbekannte berechnet werden müssen; deshalb kann versucht werden, eine Teilchenbahn auch dann noch zu rekonstruieren, wenn höchstens eine Drahtebene jeder Driftkammer kein Signal geliefert hat.

Aus allen so gefundenen Geraden sowie derjenigen Bahn des einlaufenden Antiprotons, die durch die "Beam Chamber" festgelegt wird, ergibt sich dann der Vertexpunkt.

ANHANG C. PARAMETRISIERUNG DER SPEKTROMETERAUFLÖSUNG

Das folgende Bild zeigt die Bahn eines geladenen Teilchens durch ein homogenes Magnetfeld. Der Radius der Kreisbahn ist proportional $1/(\sin\alpha_1 - \sin\alpha_2)$: dies ergibt sich aus der folgenden Abbildung durch einfache trigonometrische Umformungen.

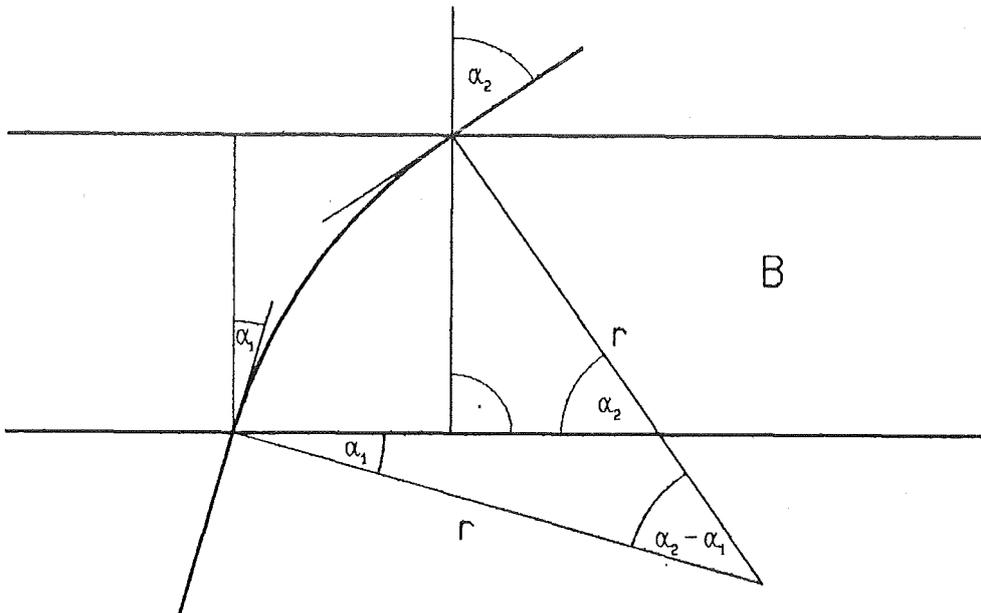


Abbildung 24. Bahn eines geladenen Teilchens durch ein homogenes Magnetfeld

Damit folgt mit Gleichung (A.1.1) für den Impuls des Teilchens

$$p = k \cdot B / [\sin\alpha_1 - \sin\alpha_2] \quad (C.1)$$

wobei k eine von den Dimensionen des Magnetfelds abhängige Proportionalitätskonstante ist. Bei kleinen Winkeln α_1, α_2 kann der Sinus jeweils durch sein Argument ersetzt werden, so daß sich mit $\theta = \alpha_1 - \alpha_2$ folgende Näherung ergibt:

$$p \approx k \cdot B / \theta \quad (C.2)$$

Die relative Impulsauflösung ist dann gleich dem relativen Fehler von θ :

$$\Delta p/p = -\Delta\theta/\theta \quad (\text{C.3})$$

Der Fehler von θ setzt sich im wesentlichen aus der Coulombstreuung des Teilchens und den Meßfehlern zusammen. Der Fehlerfortpflanzung gemäß folgt:

$$(\Delta\theta)^2 = (\Delta\theta_{\text{Coul}})^2 + (\Delta\theta_{\text{Mess}})^2 \quad (\text{C.4})$$

Die Winkeländerung durch Coulombstreuung wird nach /4/ durch folgende Formel näherungsweise beschrieben:

$$\Delta\theta_{\text{Coul}} = \frac{14,1 \text{ MeV}/c}{p\beta} \sqrt{\frac{L}{L_R}} \quad (\text{C.5})$$

Die Meßfehler θ_{Mess} hängen nicht vom Impuls des Teilchens oder dem Magnetfeld ab:

$$\Delta\theta_{\text{Mess}} = C_2 \quad (\text{C.6})$$

Aus (C.4) folgt damit

$$(\Delta\theta)^2 = (C_1/\beta)^2 + C_2^2. \quad (\text{C.7})$$

Mit (C.3) ergibt sich hieraus

$$\Delta p = \frac{p}{k_B} \sqrt{\left(\frac{C_1}{\beta}\right)^2 + (C_2 p)^2} = p \sqrt{\frac{A_1}{\beta^2} + A_2 p^2} \quad (\text{C.8})$$

Die Parameter A_1 und A_2 können, wenn mindestens zwei Linien mit bekannter Auflösung vorliegen, durch ein Minimalisierungsverfahren bestimmt werden. Dies wurde in Abschnitt 4.4 durchgeführt.

ANHANG D. UMRECHNUNG DER PHOTONENENERGIE IN DIE MASSE X

Die folgende Tabelle gibt die Massen der Teilchen X aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ in Abhängigkeit vom Impuls an. Es wurde die aus Energie- und Impulserhaltung folgende Gleichung benutzt:

$$m_X = 2 \cdot \sqrt{m_p(m_p - E_\gamma)} \quad (D.1)$$

m_X ist die Masse des Teilchens X, E_γ die Energie des Photons aus dem Übergang vom Protonium in den quasinuklearen (bzw. baryonischen) Zustand. m_p bezeichnet die Protonenmasse (938,3 MeV/c²).

E_γ [MeV]	m_X [MeV/c ²]	E_γ [MeV]	m_X [MeV/c ²]
0	1876,6	360	1473,2
20	1856,5	380	1447,5
40	1836,1	400	1421,3
60	1815,6	420	1394,7
80	1794,8	440	1367,5
100	1773,7	460	1339,8
120	1752,5	480	1311,5
140	1730,9	500	1282,5
160	1709,1	520	1252,9
180	1687,0	540	1222,6
200	1664,6	560	1191,5
220	1641,9	580	1159,6
240	1618,9	600	1126,8
280	1595,5	620	1092,9
260	1571,8	640	1058,1
300	1547,8	660	1022,0
320	1523,3	680	984,6
340	1498,5	700	945,7

Tabelle 17. Verknüpfung zwischen der Energie des emittierten Photons und der Masse des Teilchens X



ANHANG E. LINIENSUCHE MIT SIMULIERTEN PHOTONEN-SPEKTREN

Die Abbildungen 24 bis 26 zeigen die Signifikanzen (=Linienfläche/Fehler der Linienfläche) und die Verzweigungsverhältnisse (Photonen pro Annihilationsprozeß) für ein simuliertes Spektrum, dem jeweils eine ebenfalls simulierte Gaußlinie mit einer definierten Breite von 7 MeV bei der Energie 251 MeV addiert wurde. Die oberen Teilbilder zeigen jeweils diese Summenspektren.

Als "Untergrundspektrum" wurde das simulierte Photonenspektrum aus 800000 Proton-Antiproton-Annihilationen /3/ - entsprechend der Statistik des TT-Spektrums - benutzt. Die Intensitäten der aufgesetzten Linien betragen das $1 \cdot 10^{-4}$ -, $3 \cdot 10^{-4}$ - und $5 \cdot 10^{-4}$ -fache der Gesamtzahl der Ereignisse des Spektrums.

Diese Spektren wurden mit dem im Abschnitt 6.3 beschriebenen Verfahren abgetastet, wobei die jeweils benutzte FWHM-Auflösung $\Delta E/E$ 2,8% beträgt. Damit wird bei $E=251$ MeV gerade der Wert $\Delta E=7$ MeV erreicht.

Die Linie mit der größten Intensität ist im Spektrum noch deutlich sichtbar, ihre Signifikanz beträgt 6,4. Die Signifikanzen der übrigen - statistisch bedingten - Fluktuationen des Spektrums sind kleiner als 3,2. Das Verzweigungsverhältnis von knapp $2 \cdot 10^{-3}$ entspricht dem erwarteten von $3,83 \cdot 5 \cdot 10^{-4}$, wobei der Faktor 3,83 die mittlere Zahl der Photonen pro Annihilation angibt.

Auch die Linie mit der mittleren Intensität ragt noch deutlich aus dem Untergrund heraus, während diejenige mit dem 10^{-4} -fachen der Gesamtfläche in den statistischen Schwankungen des Untergrunds verschwindet, obwohl die vorgegebenen Linienparameter noch rekonstruiert werden können.

Eine Wiederholung des Verfahrens mit anderen Breiten für die addierten Linien und bei anderen Positionen im "Untergrundspektrum" ergibt, daß die untere Grenze, oberhalb der eine Struktur noch als solche interpretiert werden kann, etwa bei einer Signifikanz von 3,5 liegt. Allgemein gilt für die hier vorliegenden Spektren auch, daß diese an ihrem oberen Ende nicht mehr so gut durch eine Funktion der Art (6.3.1) ausgeglichen werden können: hier kommt die Krümmung der Linie in die Größenordnung der Krümmung des Untergrundpolynoms, so daß ein adäquater Ausgleich des Summenspektrums nicht mehr möglich ist.

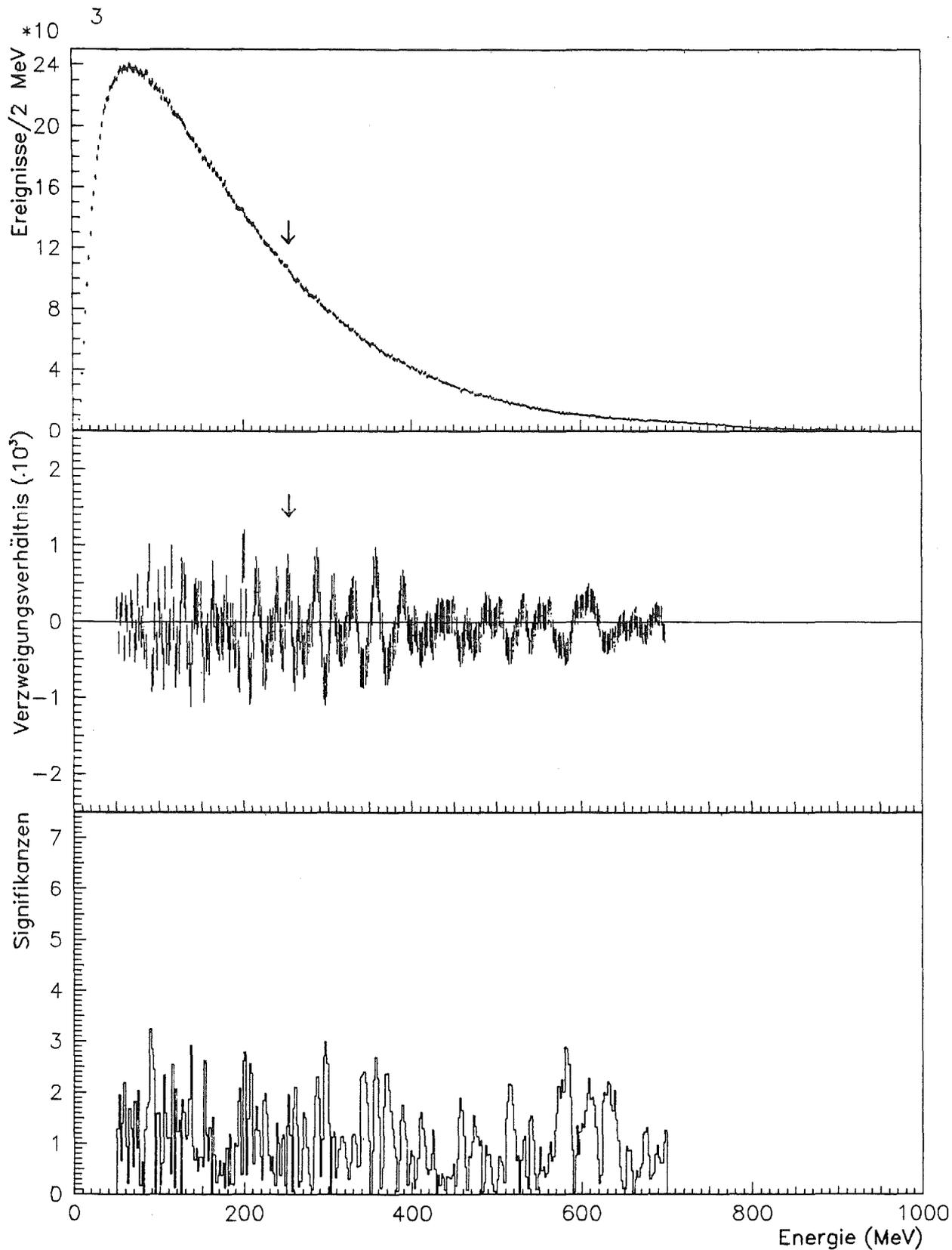


Abbildung 25. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum: Die Intensität der aufgesetzten Linie bei 251 MeV beträgt $1 \cdot 10^{-4}$.

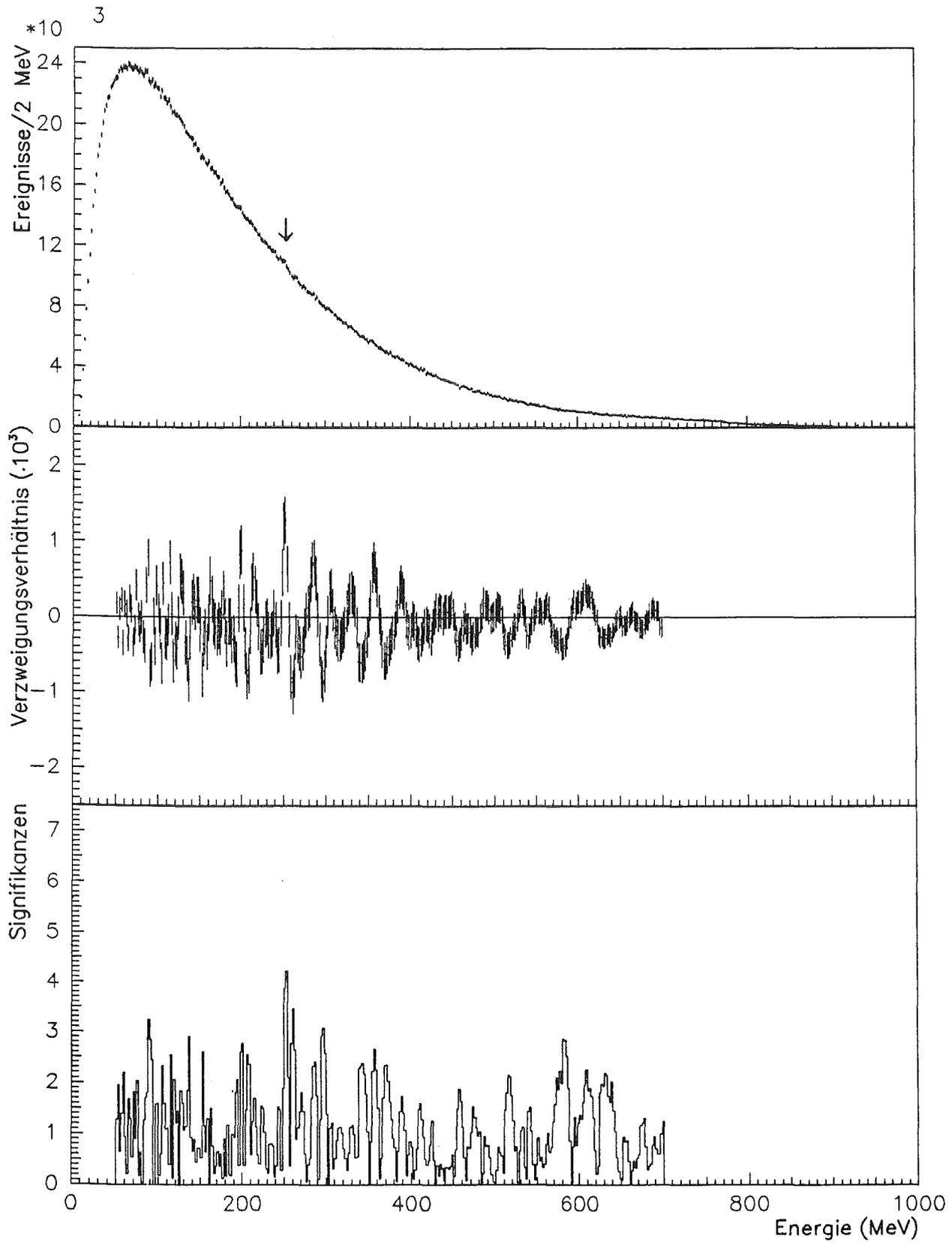


Abbildung 26. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum: Die Intensität der aufgesetzten Linie bei 251 MeV beträgt $3 \cdot 10^{-4}$.

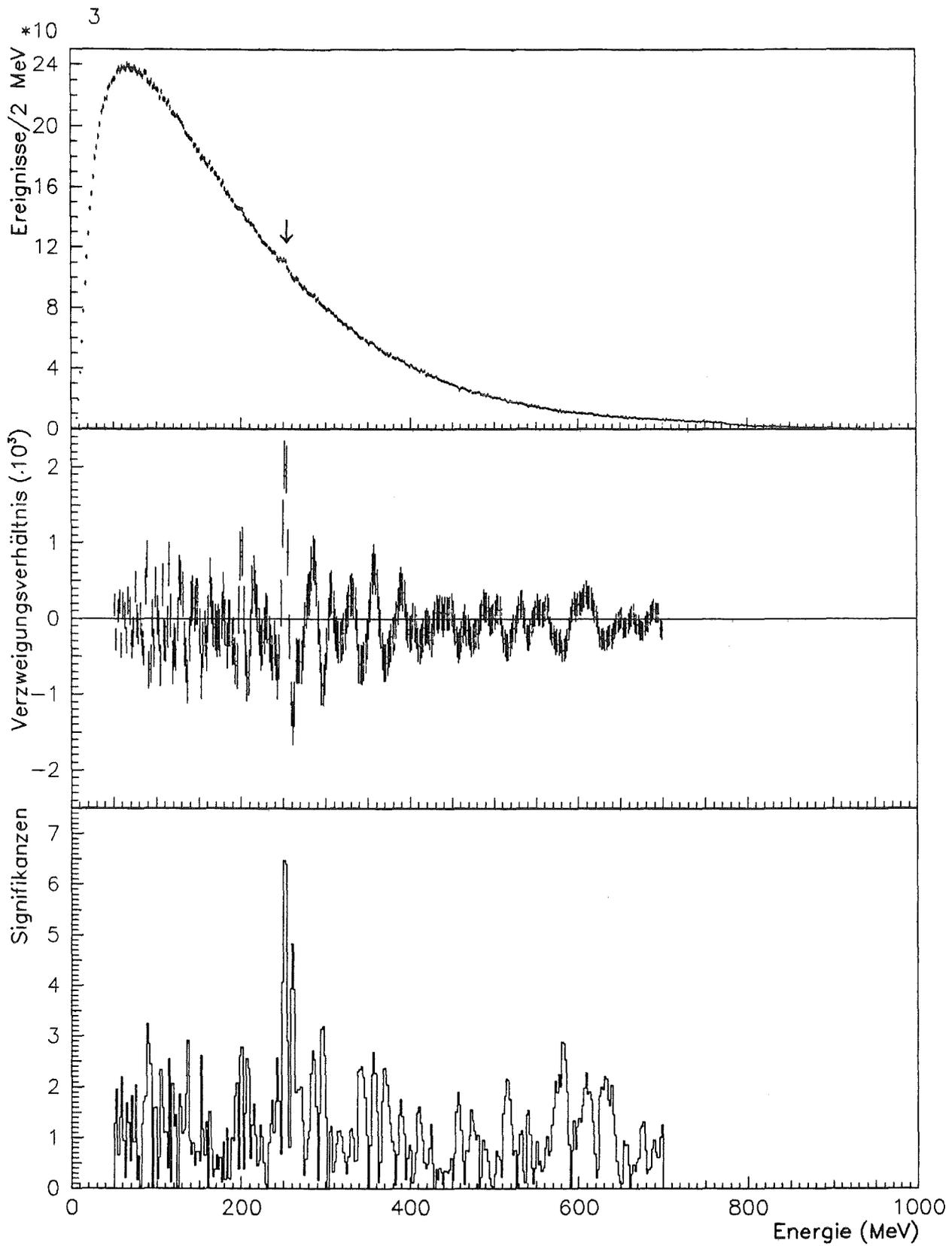


Abbildung 27. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum: Die Intensität der aufgesetzten Linie bei 251 MeV beträgt $5 \cdot 10^{-4}$.

ANHANG F. 95%-KONFIDENZNIVEAUS NACH ANWENDUNG VERSCHIEDENER SCHNITTE

In die folgenden Tabellen sind als Ergänzung der Tabellen 14 bis 16 von Kapitel 6 die 95%-Konfidenzniveaus für das Verzweigungsverhältnis in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ aus den nach der Drei-Punkte-Methode erzeugten Photonenspektren nach Anwendung geometrischer und kinematischer (mit und ohne Berücksichtigung der Flugzeit) Schnitte eingetragen. Zusätzlich folgen in Tabelle 21 und Tabelle 22 die entsprechenden Werte für die nach der Spline-Fit-Methode erzeugten Spektren.

Energie [MeV]	DR	RE	RT	DP	PE	PT	TT
75-125	2,5	2,6	1,5				
125-175	2,8	3,1	1,5				0,7
175-225	3,9	3,9	2,0				0,6
225-275	4,0	3,7	2,1	3,5	2,3	2,1	0,7
275-325	5,6	4,3	3,4	1,6	1,2	1,0	0,6
325-375				1,1	0,9	0,7	0,7
375-425				1,0	0,8	0,6	
425-475				0,9	0,8	0,6	
475-525				0,8	0,6	0,5	
525-575				0,7	0,7	0,6	
575-625				0,8	0,7	0,5	
625-675				1,2	1,1	0,7	

Tabelle 18. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für die Verzweigungsverhältnisse in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$: Die Photonenspektren wurden nach der 3-Punkte-Methode unter Anwendung geometrischer Schnitte rekonstruiert.

Energie [MeV]	DR	RE	RT	DP	PE	PT	TT
75-125	2,2	2,1	1,5				
125-175	2,2	2,4	1,5				0,8
175-225	3,1	2,9	2,0				0,6
225-275	2,8	3,5	2,1	2,5	2,7	1,9	0,7
275-325	4,2	4,6	3,4	1,3	1,3	0,8	0,7
325-375				1,0	0,9	0,6	0,9
375-425				0,9	0,9	0,5	
425-475				0,7	0,6	0,4	
475-525				0,8	0,6	0,5	
525-575				0,6	0,7	0,6	
575-625				0,7	0,6	0,5	
625-675				0,9	0,9	0,6	

Tabelle 19. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (3-Punkte-Rekonstruktion): Es wurden kinematische Schnitte (ohne Flugzeit) angewandt.

Energie [MeV]	DR	RE	RT	DP	PE	PT	TT
75-125	3,6	3,1	2,5				
125-175	4,0	3,6	2,6				0,9
175-225	4,9	4,1	2,7				0,7
225-275	4,9	4,7	3,1	3,2	3,0	2,2	0,8
275-325	6,0	5,5	3,9	1,5	1,7	1,0	0,8
325-375				1,3	1,3	0,8	1,0
375-425				1,2	1,1	0,7	
425-475				0,8	0,8	0,5	
475-525				0,9	0,9	0,5	
525-575				0,7	0,9	0,7	
575-625				0,8	0,7	0,5	
625-675				1,0	1,1	0,6	

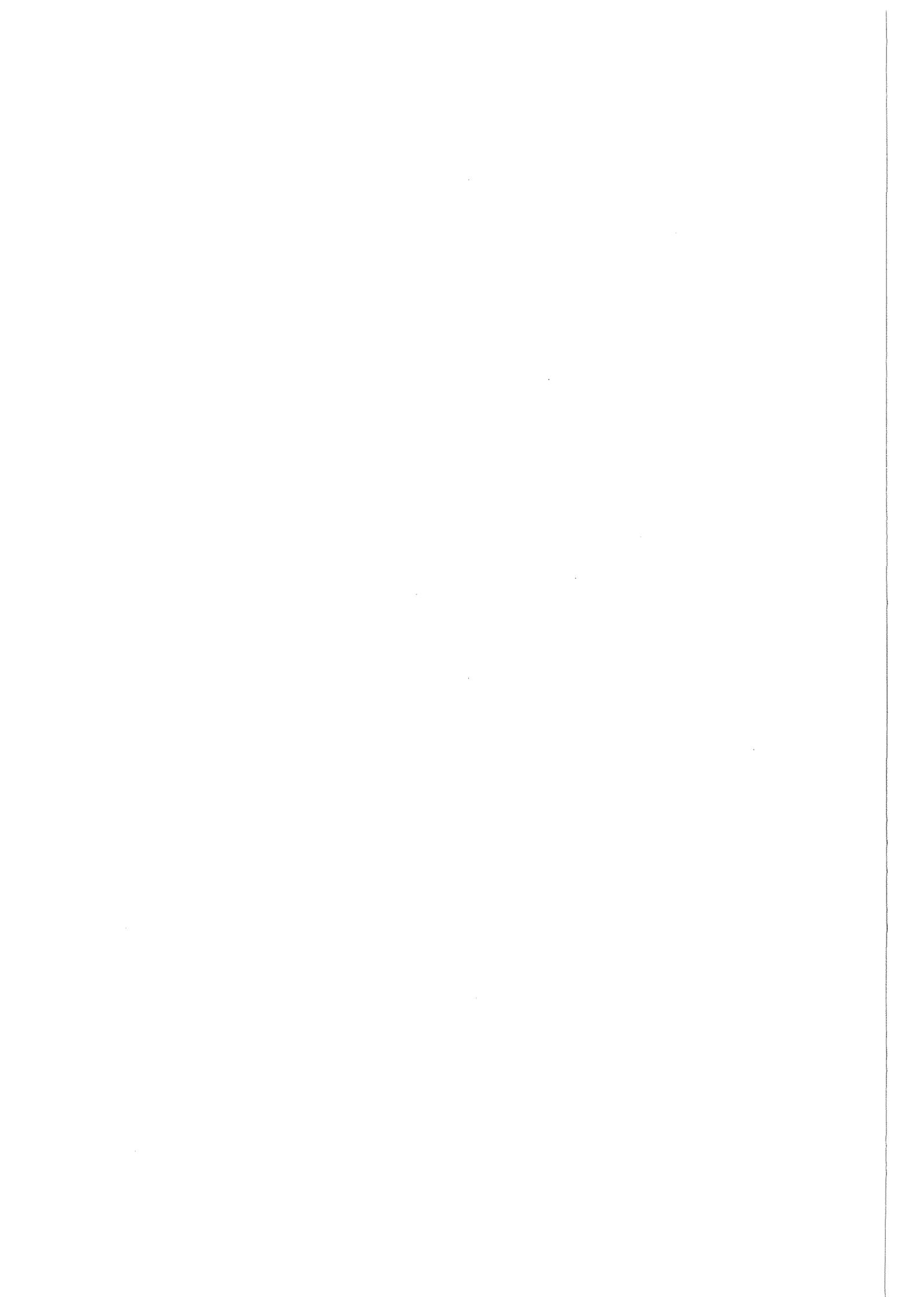
Tabelle 20. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (3-Punkte-Rekonstruktion): Es wurden kinematische Schnitte angewandt.

Energie [MeV]	keine Schnitte				Δ-Schnitt			
	DP	PE	PT	TT	DP	PE	PT	TT
125-175				0,6				0,8
175-225				0,6				0,7
225-275	2,0	1,7	1,4	0,6	2,3	1,9	1,6	0,6
275-325	1,0	1,1	0,8	0,6	1,0	1,0	0,8	0,6
325-375	0,7	0,7	0,5	0,7	0,8	0,8	0,5	0,8
375-425	0,8	0,8	0,5		0,8	0,8	0,5	
425-475	0,5	0,7	0,4		0,5	0,7	0,4	
475-525	0,6	0,5	0,3		0,6	0,5	0,3	
525-575	0,5	0,6	0,5		0,5	0,7	0,5	
575-625	0,6	0,6	0,5		0,6	0,6	0,5	
625-675	0,5	0,6	0,3		0,6	0,6	0,3	

Tabelle 21. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (Spline-Rekonstruktion) ohne und mit Δ-Schnitt

Energie [MeV]	Q-S2-Zeitfenster				Zeitfenster- + Δ-Schnitt			
	DP	PE	PT	TT	DP	PE	PT	TT
125-175				0,7				0,9
175-225				0,6				0,7
225-275	2,0	2,0	1,6	0,7	2,4	2,3	1,9	0,7
275-325	1,1	1,3	0,9	0,6	1,2	1,3	0,9	0,7
325-375	0,8	0,8	0,6	0,7	0,9	0,8	0,6	0,9
375-425	0,8	0,8	0,5		0,8	0,8	0,5	
425-475	0,5	0,6	0,4		0,5	0,7	0,4	
475-525	0,7	0,6	0,4		0,7	0,6	0,4	
525-575	0,5	0,7	0,5		0,5	0,7	0,5	
575-625	0,7	0,7	0,5		0,7	0,7	0,5	
625-675	0,6	0,8	0,4		0,7	0,8	0,4	

Tabelle 22. 95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (Spline-Rekonstruktion): Es wurde der Q-S2 - Zeitfenster-Schnitt allein und in Kombination mit dem Δ-Schnitt angewandt.

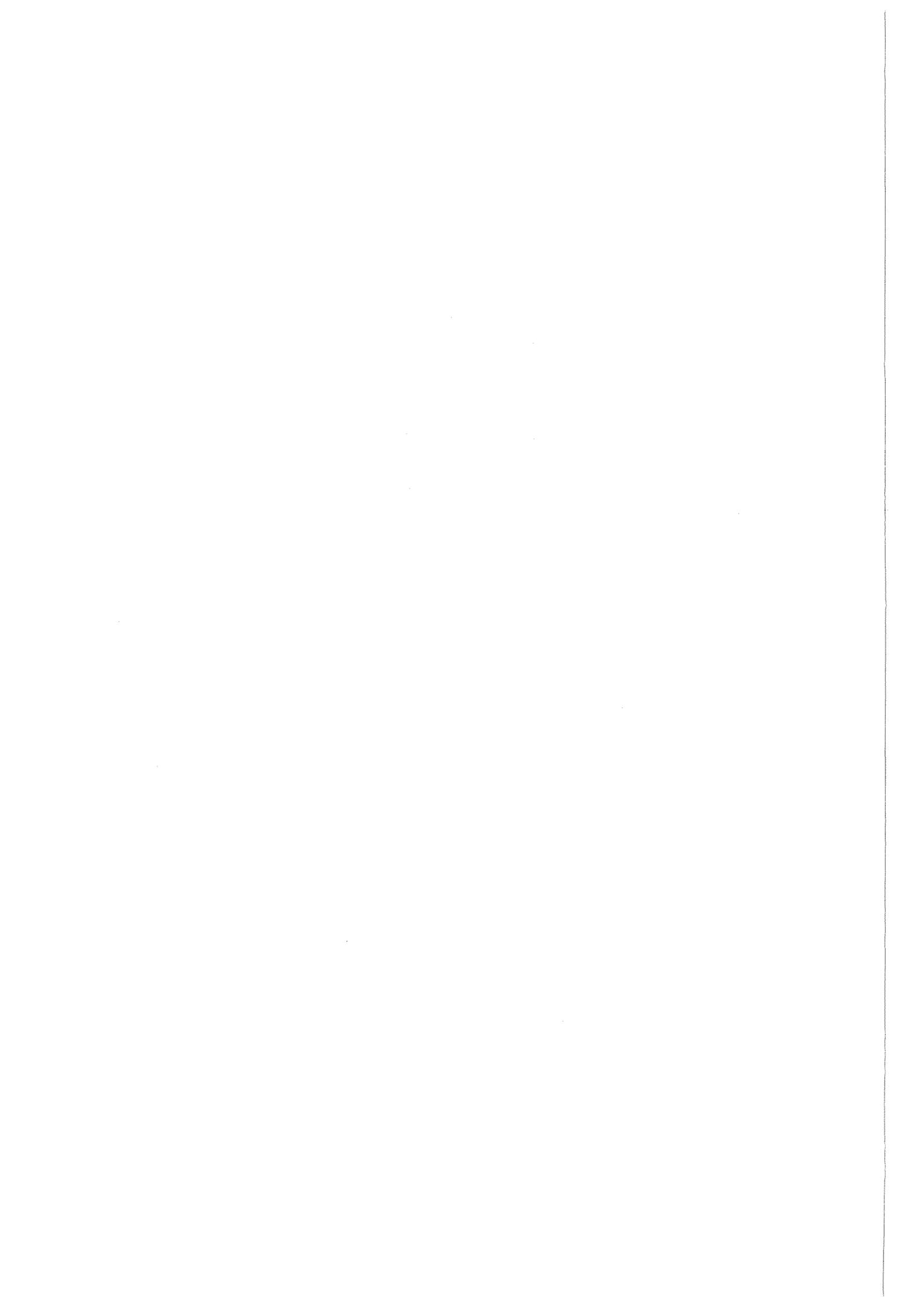


LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ H. Wind, Nuclear Instruments and Methods 115 (1974) 431
- /2/ L. Bürcker, Diplomarbeit, Universität Karlsruhe, 1988
- /3/ M. Kunze, KfK-Report 4016, 1986
- /4/ Particle Properties Data Booklet, North Holland, Amsterdam, 1986
- /5/ F. James, M. Roos, Function Minimization and Error Analysis, CERN Computer Centre, Program Library, 1978
- /6/ G.C. Rossi, G.Veneziano, Phys.Rep. 63C (1980) 149
- /7/ L.Montanet, Phys.Rep. 63C (1980) 201
- /8/ U.Gastaldi, Proc. 4th European Antiproton Symposium, Barr (Strasbourg), 1978, p.607
- /9/ M.Izycki et al., Z.Phys. A297 (1980) 1
- /10/ O.Chamberlain et al., Phys.Rev. 100 (1955) 947
- /11/ E.Fermi, C.N.Yang, Phys.Rev. 89 (1949) 1256
- /12/ H.Bethe, R.Hamilton, Nuovo Cimento 4 (1956) 1256
A.M.Afrikyan, ZhETF 30 (1956) 1
J.S.Ball und G.F.Chew, Phys.Rev. 109 (1958) 1385
- /13/ A.Martin, Phys.Rev. 124 (1961) 614
- /14/ P.E.Nemirovsky, Yu., F.Strokov, ZhETF 46 (1964) 1379
R.Y.M. Philips, Rev.Mod.Phys. 39 (1967) 681
R.A.Bryan, R.Y.M.Philips, Nucl.Phys. B5 (1968) 201
- /15/ I.S.Shapiro, Usp.Fiz.Nauk 109 (1973) 431 (Sov.Phys.Usp. 16 (1973) 173)
L.N.Bogdanova et al., Ann.Phys. 84 (1974) 261
- /16/ I.S.Shapiro, Phys.Rep. 35 (1978) 129
- /17/ M.Frauenfelder, E.M.Henley, Teilchen und Kerne, R.Oldenbourg Verlag, 1979
- /18/ T.Mayer-Kuckuk, Kernphysik, B.G.Teubner Stuttgart, 1984
- /19/ O.D.Dalkarov, V.M.Samoilov, JETP Lett. 16 (1972) 249
- /20/ H.Fritzschi, M.Gell-Mann, 16th Int. Conf. on High Energy Physics, Chicago-Batavia 1972, Vol.2, p.135
H.Fritzschi, M.Gell-Mann, H.Leutwyler, Phys.Lett. 47B (1973) 365
- /21/ R.L. Jaffe, Phys.Rev. D15 (1977) 281; D15 (1981) 267; D17 (1978) 1444
- /22/ G.F.Chew, LBL Preprint 5391 (1976)
- /23/ Dual Theory, Physics Reports Reprint Book Series, Vol.I, ed.M.Jacob (North Holland,Amsterdam-Oxford,1976)
M.Imachi et al., Progr.Theor.Phys. 52 (1974) 346; 54 (1975) 280; 55 (1976) 551; 57 (1977) 517

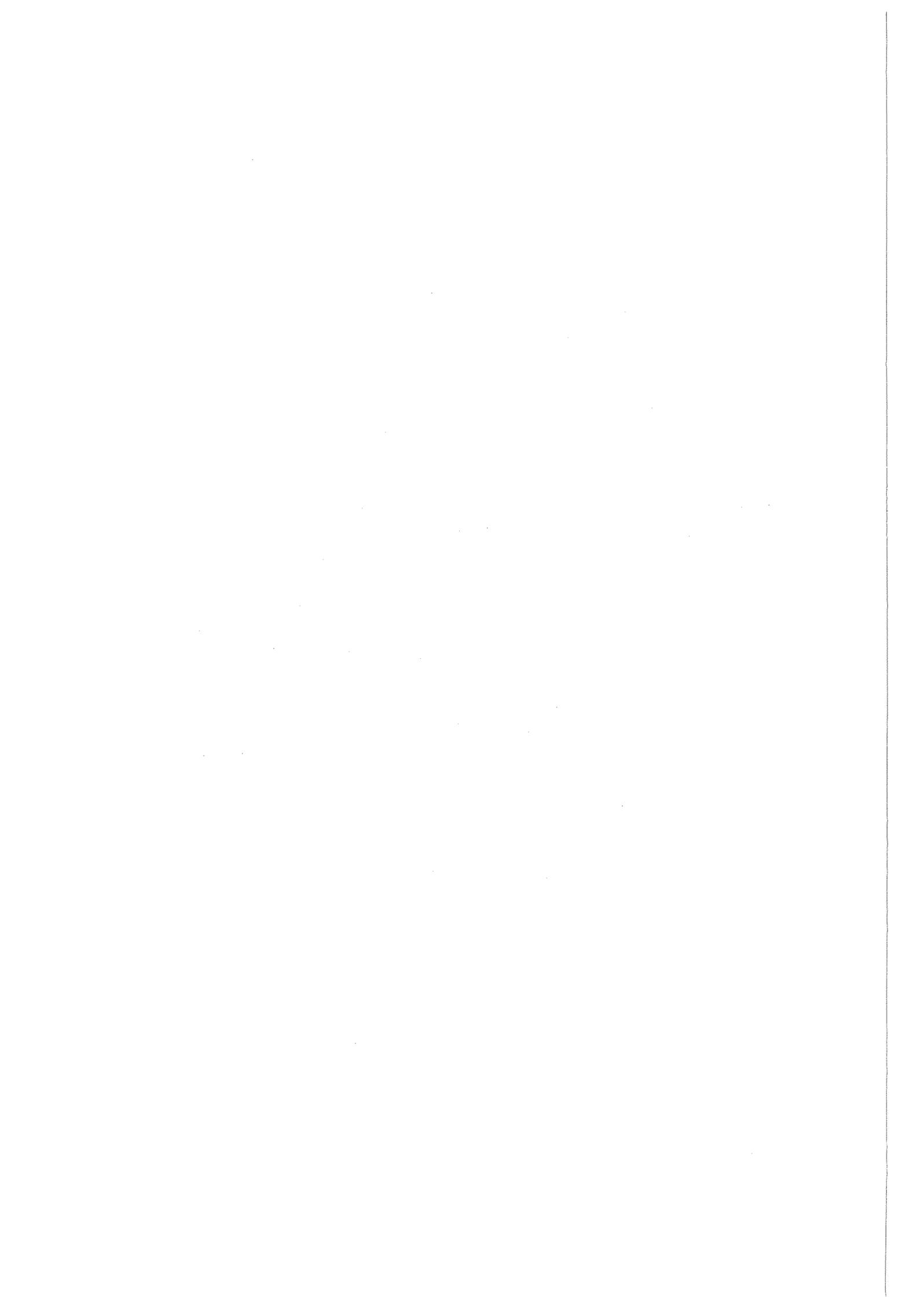
- X.Artru, Nucl.Phys. *B85* (1975) 442
- /24/ G.'t Hooft, Nucl.Phys. *B72* (1974) 461
- /25/ G.Veneziano, Nucl.Phys. *B117* (1976) 519
M.Ciafaloni et al., Nucl.Phys. *B98* (1975) 472,493
- /26/ J.L.Rosner, Phys.Rev.Lett. *21* (1968) 950; Phys.Rep. *11C* (1974) 189
- /27/ Review of Particle Properties, Phys.Lett. *170B* (1986)
- /28/ H.M.Chan, H.Högaasen, Phys.Lett. *72B* (1977) 121,400; Nucl.Phys. *B136* (1978) 401
- /29/ I.M.Barbour, D.K.Ponting, Z.Phys. *C5* (1980) 221
- /30/ N.Isgur, J.Paton, Phys.Rev. *D31* (1985) 2910
- /31/ B.Gundersen et al., Phys.Rev. *D23* (1981) 587
- /32/ T.Armstrong et al., "Measurement of Antineutron-Proton Total Annihilation Cross Section from 100-500 MeV/c", wird veröffentlicht in Phys.Rev.
- /33/ R. Brun et al., HBOOK Users Guide, CERN Computer Centre, Program Library (1984)
- /34/ C.Amsler et al., Phys.Rev.Lett. *44* (1980) 253;
C.Amsler et al., Proc. of the 5th European Symposium of $\bar{N}N$ Interactions, Bressanone, 1980, p.203
- /35/ L.S.Martin et al., Phys.Lett. *92B* (1980) 358
- /36/ R.Bertini et al., Nucl.Phys. *B209* (1982) 269
- /37/ P.Pavlopoulos et al., Phys.Lett. *72B* (1978) 415
- /38/ B.Richter et al., Phys.Lett. *126B* (1983) 284;
B.Richter, Dissertation, Universität Karlsruhe, 1982
- /39/ T.Brande et al., Phys.Lett. *139B* (1984) 133
- /40/ M.Chiba et al., Phys.Lett. *177B* (1986) 217
- /41/ A.S.Carroll et al., Phys.Rev.Lett. *32* (1974) 247
- /42/ V.Chaloupka et al., Phys.Lett. *61B* (1976) 487
- /43/ W.Brückner et al., Phys.Lett. *67B* (1977) 222
- /44/ S.Sakamoto et al., Nucl.Phys. *B158* (1979) 410
- /45/ R.P.Hamilton et al., Phys.Rev.Lett. *44* (1980) 1182
- /46/ T.Kamae et al., Phys.Rev.Lett. *44* (1980) 1439
- /47/ E.Jastrzemski et al., Phys.Rev. *D23* (1981) 2784
- /48/ D.I.Lowenstein et al., Phys.Rev. *D23* (1981) 2788
- /49/ T.Sumiyoshi et al., Phys.Rev.Lett. *49* (1982) 628
- /50/ K.Nakamura et al., Phys.Rev. *D29* (1984) 349
- /51/ A.S.Clough et al., Phys.Lett. *146B* (1984) 299
- /52/ T.Armstrong et al., Phys.Lett. *175B* (1986) 383
- /53/ D.Bridges et al., Phys.Lett. *180B* (1986) 313
- /54/ G.Backenstoss et al., Nucl.Phys. *B228* (1983) 424

- /55/ S.Brandt, Statistische Methoden der Datenanalyse, Bibliographisches Institut Mannheim/Zürich, 1968
- /56/ D.Griegel, in HEP MEMO #247 (1985), Pennsylvania State University, unveröffentlicht
- /57/ R.A.Lewis, in HEP MEMO #192 (1983), Pennsylvania State University, unveröffentlicht
- /58/ I.N.Bronstein,K.A.Semendjajew, Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, Thun und Frankfurt/Main, 1981
- /59/ L.Adiels et al., Phys.Lett. 182B (1986) 405
- /60/ I.Daftari et al., Phys.Rev.Lett. 58 (1987) 859
- /61/ C.B.Dover, Phys.Rev.Lett. 57 (1986) 1207
- /62/ K.F.Liu und B.A.Li, Phys.Rev.Lett. 58 (1987) 2288
- /63/ N. Isgur in: "Nucleon-Nucleon and Nucleon-Antinucleon interactions", ed. by H.Mitter and W.Plessas, Springer-Verlag, Wien-New York, 1985
- /64/ M.J.Soulliere, PhD Thesis, Pennsylvania State University, 1987
- /65/ L. Simons in: 8th European Symposium on Nucleon-Antinucleon Interactions, Thessaloniki, 1-5 September 1986
Proceedings of the 6th LEAR Workshop, Erice, 1986
- /66/ E.Klempt in: Physics with Antiprotons at LEAR in the ACOL Era, ed. by U.Gastaldi, R.Klapisch, J.M.Richard und J.Tran Thanh Van, editions Frontieres, 1985, p.347
- /67/ C.B.Dover und J.M.Richard, Annals of Physics 121 (1979) 70
C.B.Dover und J.M.Richard, Brookhaven Report 26766 (1980)
C.B.Dover et al., Annals of Physics 130 (1979) 70
C.B.Dover and P.M.Fishbane, Nucl.Phys. B244 (1984) 349
- /68/ A.M.Green, Nucl.Phys. A463 (1987) 103c-116c
- /69/ L.Adiels et al., Phys.Lett. 138B (1984) 235
- /70/ T.E.Kalogeropoulos et al., Phys.Rev.Lett. 35 (1975) 824
- /71/ A.Angelopoulos et al., Phys.Lett. 159B (1985) 210
- /72/ A.Angelopoulos et al., Phys.Lett. 178B (1986) 441
- /73/ S.Ahmad et al., Phys.Lett. 152B (1985) 135
- /74/ C.Findeisen, Dissertation, Universität Basel, 1986
- /75/ L.Gray et al., Phys.Rev.Lett. 26 (1971) 1491
- /76/ D. Bridges et al., Phys.Rev.Lett. 56 (1986) 211,215



ABBILDUNGSVERZEICHNIS

Abbildung 1. Schematische Darstellung der Bildung von gebundenen $N\bar{N}$ -Systemen	5
Abbildung 2. Nukleon-Antinukleon-Streuung und Annihilation	8
Abbildung 3. Stringdarstellungen für Hadronen	16
Abbildung 4. Rosnerdiagramm	16
Abbildung 5. Junction(J)-Dualitätsdiagramm für $N\bar{N}$ -Streuung	17
Abbildung 6. Produktionsmechanismen für M_4^J -Baryonia	19
Abbildung 7. Beispiele für Rearrangement- und Annihilationsgraphen der $\bar{p}p$ -Annihilation	23
Abbildung 8. Das PS183-Paarspektrometer	30
Abbildung 9. π^+ und μ^+ aus dem Zerfall des K^+	40
Abbildung 10. π^+ und μ^+ aus dem Zerfall des K^+	41
Abbildung 11. Differenz zwischen berechneter und gemessener Steigung	45
Abbildung 12. X-Vertexverteilung	45
Abbildung 13. Impulsverluste durch Ionisation für E-Spuren	49
Abbildung 14. Zwei-Teilchen-Spektrum aus der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}} p \rightarrow \pi^+ \pi^-$	50
Abbildung 15. Auflösung des PS183-Paarspektrometers für Υ -Ereignisse	52
Abbildung 16. Zeitspektrum des Q-Szintillators	60
Abbildung 17. Öffnungswinkel des e^+e^- -Paars in der B-Kammer	62
Abbildung 18. Vertexverteilung für TT-Ereignisse	64
Abbildung 19. Differenz aus berechneter und gemessener Flugzeit	66
Abbildung 20. Inklusive Photon-Spektren (ohne Schnitte)	72
Abbildung 21. Inklusive Photon-Spektren (ohne Schnitte)	73
Abbildung 22. Änderung der Gamma-Spektren durch Anwendung von Schnitten	75
Abbildung 23. Signifikanzen $> 2,25$ für Strukturen mit positiver Höhe	82
Abbildung 24. Bahn eines geladenen Teilchens durch ein homogenes Magnetfeld	97
Abbildung 25. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum	102
Abbildung 26. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum	103
Abbildung 27. Liniensuche an einem zufallserzeugten Spektrum	104



TABELLENVERZEICHNIS

Tabelle 1.	Bisherige Ergebnisse der Suche nach Baryonia	25
Tabelle 2.	Die wichtigsten Daten der Komponenten des PS183 - Paarspektrometers	31
Tabelle 3.	Anzahl der Koordinaten von Treffern in den einzelnen Vieldrahtproportionalkammern	35
Tabelle 4.	Auswirkungen der Forderung nach Treffermustern	36
Tabelle 5.	Gaußparameter der π^+ -Eichlinien	41
Tabelle 6.	Gaußparameter der μ^+ -Eichlinien	42
Tabelle 7.	Impulsdefizit als Folge der Nichtberücksichtigung der y-Impulskomponente	47
Tabelle 8.	Impulsverluste in den Spektrometerkomponenten	48
Tabelle 9.	Gaußparameter der π^+ - und π^- -Linien aus der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^+\pi^-$	51
Tabelle 10.	Parameter der Auflösungskurven des PS183-Paarspektrometers	51
Tabelle 11.	Geometrische und kinematische Schnitte	58
Tabelle 12.	Zahl der durch die Schnitte verworfenen Ereignisse	68
Tabelle 13.	χ^2 -Werte/Freiheitsgrad für die Anpassung von Untergrundpolynomen	78
Tabelle 14.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) der Verzweigungsverhältnisse in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$ (ohne Schnitte)	84
Tabelle 15.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für die Photonenspektren nach Anwendung aller Schnitte	84
Tabelle 16.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für Monte-Carlo-generierte Photonenspektren	85
Tabelle 17.	Verknüpfung zwischen der Energie des emittierten Photons und der Masse des Teilchens X	99
Tabelle 18.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) für die Verzweigungsverhältnisse in den Kanal $\bar{p}p \rightarrow \gamma + X$	105
Tabelle 19.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (3-Punkte-Rekonstruktion)	106
Tabelle 20.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (3-Punkte-Rekonstruktion)	106
Tabelle 21.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (Spline-Rekonstruktion) ohne und mit Δ -Schnitt	107
Tabelle 22.	95%-Konfidenzniveaus ($\times 10^3$) (Spline-Rekonstruktion)	107