



KfK 3441
Februar 1983

Suche nach gebundenen Baryoniumzuständen und seltenen Annihilationskanälen mittels γ -Spektrometrie

B. Richter
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Kernphysik

KfK 3441

SUCHE NACH GEBUNDENEN BARYONIUMZUSTÄNDEN UND SELTENEN
ANNIHILATIONSKANÄLEN MITTELS γ -SPEKTROMETRIE

B. Richter

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE GmbH, KARLSRUHE

*) von der Fakultät für Physik der Universität
Karlsruhe (TH) genehmigte Dissertation

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Abriß

Eine vieldiskutierte Frage in der $\bar{N}N$ -Physik ist die Existenz von gebundenen deuteriumähnlichen Zuständen (Baryonium), die von Quarkmodellen als Multi-quarkzustände ($2q2\bar{q}$) vorhergesagt werden.

Die Messung der inklusiven γ -Spektren der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}}p$ bietet eine gute Möglichkeit, Übergänge der Art $\bar{p}p \rightarrow \text{Baryonium} + \gamma$ nachzuweisen.

Deshalb wurden in einem Experiment am CERN-Protonensynchrotron Antiprotonen in einem flüssigen H_2 -Target gestoppt. Die inklusiven γ -Spektren wurden mit einem hochauflösenden, modularen NAJ(TL)-Detektor und einem großen NAJ-(TL)-Einkristall gemessen. Zusätzlich wurden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen bei 180° aufgenommen. Das Experiment wurde in 2 großen Meßperioden (1979 und 1980) durchgeführt.

Zur Erklärung des Untergrundes der inklusiven γ -Spektren wurden die bisher bekannten Annihilationskanäle mit einem oder mehreren π^0 's im Endzustand verwendet. Nach Abzug dieses Untergrundes gelang es erstmals in diesem Experiment, seltene Annihilationskanäle mit zwei neutralen Mesonen zu beobachten und die Verzweigungsverhältnisse für die Annihilationskanäle $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \omega\pi^0, \omega\eta, \eta\pi^0, \eta\eta, \eta'\pi^0$ und $\pi^0\gamma$ anzugeben. Wegen der begrenzten Statistik im γ -Spektrum sind die Fehler der seltenen Annihilationskanäle noch in der Größenordnung von ca. 50%, aus kinematischen Gründen kann für den Kanal $(\eta\pi^0+\eta\eta)$ nur ein Summen-Verzweigungsverhältnis angegeben werden.

Nach Subtraktion auch dieser seltenen Annihilationskanäle verbleiben im γ -Spektrum 4 monoenergetische γ -Linien mit Energien $E_\gamma = 102 \text{ MeV}, 175 \text{ MeV}, 220 \text{ MeV}$ und 550 MeV , die mit Übergängen vom Typ $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \text{Baryonium} + \gamma$ in Verbindung gebracht werden können. Die Verzweigungsverhältnisse dieser Übergänge liegen bei $1 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$ pro $\bar{p}p$ -Annihilation, die Signifikanz beträgt $2 \dots 4 \sigma$. Die Massen der möglichen Baryoniumzustände liegen bei $M_X = 1771 \text{ MeV}, 1693 \text{ MeV}, 1641 \text{ MeV}$ und 1207 MeV .

Die monoenergetischen γ -Linien treten in 2 nahezu unabhängigen Experimentierperioden und in 2 dynamischen Bereichen des modularen NAJ(TL)-Detektors auf, so daß ihre Signifikanz erhöht wird.

Die Bestätigung der gebundenen Baryoniumzustände aus anderen Experimenten ist bisher nur teilweise erfolgt: Die Zustände $1771 \text{ MeV}, 1693 \text{ MeV}$ und 1641 MeV sind auch in anderen Experimenten beobachtet worden, während der Zustand bei 1207 MeV bisher nur in diesem Experiment nachgewiesen wurde.

SEARCH FOR BOUND BARYONIUM STATES AND RARE ANNIHILATION CHANNELS
VIA Υ -SPECTROMETRY

Abstract

One of the most interesting questions in $\bar{N}N$ -physics is the existence of narrow, bound deuteriumlike states (Baryonium), which are predicted to exist in Quark models as multiquark states ($2q2\bar{q}$).

The measurement of the inclusive Υ -spectra of the reaction $\bar{p}_{\text{stop}}p$ offers the possibility of detecting transitions of the type $\bar{p}p \rightarrow \text{Baryonium} + \Upsilon$.

An experiment at the CERN-Protonsynchrotron was performed stopping antiprotons in a liquid H_2 -target. The inclusive Υ -spectra were measured with a high resolution modular NAI(TL)-detector and a large NAI(TL)-monocrystal. In addition $\Upsilon\Upsilon$ -coincidences at 180° were registered.

The experiment was performed in two major running periods (1979 and 1980).

The background of the inclusive Υ -spectra was treated using the known annihilation channels with one or more π^0 's in the final state.

After subtraction of this background, rare neutral annihilation channels could be identified from the high energy part of the inclusive Υ -spectra.

The result of this analysis are the branching ratios of the channels $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \omega\pi^0, \omega\eta, \eta\pi^0, \eta\eta, \eta'\pi^0$ und $\pi^0\Upsilon$. Due to the limited statistics in the Υ -spectra the errors of the rare annihilation channels are still in the order of 50%. For kinematical reasons, it is not possible to extract single branching ratios for the channels $\eta\pi^0$ and $\eta\eta$.

After subtraction of these rare annihilation channels, four monoenergetic Υ -lines with $E_\Upsilon = 102$ MeV, 175 MeV, 220 MeV and 550 MeV remain in the Υ -spectra. They could be explained with transitions of the type $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \text{Baryonium} + \Upsilon$. The branching ratios are in the order of $1 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$ per $\bar{p}p$ annihilation. The statistical significance is $2 \dots 4\sigma$. The masses of the possible Baryonium states are $M_X = 1771$ MeV, 1693 MeV, 1641 MeV and 1207 MeV.

The monoenergetic Υ -lines occur in two independent experiments and in two dynamic ranges of the modular NAI(TL)-detector. Hence their statistical significance is increased.

The confirmation of bound Baryonium states by other experiments is still not complete. The states at 1771 MeV, 1693 MeV and 1641 MeV may have been seen in other experiments, while the state at 1207 MeV was detected up to now only in this experiment.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
1. Einleitung	1
2. Theoretischer Hintergrund	3
2.1. Einleitung	3
2.2. Formation des gebundenen $\bar{p}p$ -Systems	4
2.3. Kernpotentialmodelle	7
2.4. Quarkmodelle	13
2.4.1. QCD und Duale Topologische Stringmodelle	14
2.4.2. Das Colour-Chemie-Modell	18
2.4.3. Das MIT-Bag-Modell	21
2.5. Zusammenfassung	23
3. Durchführung des Experiments	24
3.1. Der Antiprotonenstrahl	24
3.2. Das Strahlteleskop	26
3.3. Das flüssige H_2 -Target	29
3.4. Der Annihilationszähler	30
3.5. Die NAJ(TL)-Detektoren	33
3.5.1. Der $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall	36
3.5.2. Der modulare NAJ-Detektor (Sektor)	39
3.6. Die Digitalelektronik	47
3.7. Die Datenaufnahme	50
4. Auswertung	52
4.1. Aufbereitung der Meßdaten	52
4.1.1. Die zwei Experimentierperioden	52
4.1.2. Auswahlkriterien der γ -Ereignisse	54
4.2. Die totalen inklusiven γ -Spektren	56
4.3. Die γ -Spektren für ausgewählte Annihilationskanäle	60

	<u>Seite</u>
4.4. Die Behandlung des Untergrundes der totalen inklusiven γ -Spektren	64
4.4.1. Die bisher bekannten Annihilationskanäle	64
4.4.2. Die Identifizierung seltener Annihilationskanäle	66
4.4.3. Die untergrundfreien γ -Spektren	74
4.5. Diskussion möglicher Fehlereinflüsse	77
4.6. $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	80
4.7. Zusammenfassung	85
5. Diskussion der Ergebnisse	87
5.1. Diskussion der seltenen neutralen Annihilationskanäle	87
5.2. Diskussion der gebundenen Baryoniumzustände	89
Anhang	91
A1. Eichung und Stabilisierung des modularen NAJ-Sektors	91
A2. Teilchenunterscheidung im modularen NAJ-Sektor	98
Literaturverzeichnis	102

1. Einleitung

Das Verständnis der starken Wechselwirkung (sWW) ist nach wie vor ein grundlegendes Problem sowohl der Kern - als auch der Elementarteilchenphysik. Dabei kommt der Untersuchung der Antinukleon - Nukleon - Wechselwirkung ($\bar{N}N$ -WW) eine besondere Bedeutung zu.

Zahlreiche theoretische Modellvorstellungen sagen die Existenz einer neuen Klasse von mesonischen Zuständen nahe der $\bar{N}N$ -Schwelle voraus, die sich durch ihre Langlebigkeit und durch die starke Kopplung zum $\bar{N}N$ -Kanal von den normalen Mesonen unterscheiden sollten. Deshalb werden diese Zustände als " exotische Mesonen " oder " Baryonium " (Quarkmolekül) bezeichnet. Der Nachweis dieser Teilchen und die Untersuchung ihrer Eigenschaften würde die theoretischen Konzepte überprüfen und ihre offenen Probleme klären helfen.

In einer Vielzahl von Experimenten wurde nach diesen neuen Zuständen ober- und unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle gesucht. Die Situation ist bisher unklar, die Hinweise auf diese Zustände aus verschiedenen Experimenten sind widersprüchlich. Eine Übersicht über die aktuelle experimentelle Situation findet man in der Arbeit von Montanet (/20/).

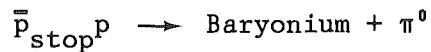
In dieser Arbeit wird ein Experiment beschrieben, bei dem über die Messung des inklusiven γ -Spektrums gestoppter Antiprotonen an Wasserstoff nach Zuständen unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle gesucht wurde. Sollten diese Zustände existieren, so müßte ihre Bevölkerung durch Aussendung eines monoenergetischen Photons oder π -Mesons vom atomaren Bindungszustand aus möglich sein. Die Messung des inklusiven γ -Spektrums ist eine besonders klare Methode zur Suche gebundener Zustände unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle, da die Formationsreaktion frei von jeder kinematischen Korrektur ist.

Als besondere experimentelle Technik wurde ein hochauflösender, großvolumiger, modularer NAJ(TL)-Detektor (Sektor) eingesetzt.

Während in früheren Experimenten (/55/) eine Wahrscheinlichkeit von $\approx 10^{-2}$ pro gebildetem $\bar{p}p$ -System für die Bevölkerung dieser neuartigen Zustände gefunden wurde, liegt das Ergebnis dieses Experiments bei $1 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$.

Für die Richtigkeit des Experiments spricht, daß die Effekte in 2 unabhängigen Meßperioden beobachtet werden und daß im inklusiven γ -Spektrum andere erwartete Strukturen hervortreten, die aus den Reaktionen $\pi_{\text{stop}}^- p \rightarrow n + \gamma$ und $\bar{p}_{\text{stop}} p \rightarrow \pi^0 \omega$ resultieren.

Mit einem zweiten großvolumigen NAJ(TL)-Detektor wurden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen bei 180° aufgenommen, um Übergänge vom Typ



zu detektieren. Die Sensitivität dieser Koinzidenzmessung war aber nur für sehr niederenergetische π^0 -Mesonen genügend groß.

Ein wesentlicher Unterschied zwischen der NN- und der NN-WW ist die Anihilation, deren quantitative Erfassung durch die Theorie noch aussteht. Dieses Experiment liefert mit der erstmaligen Messung neuer seltener Anihilationskanäle (mit neutralen pseudoskalaren Mesonen im Endzustand) einen Beitrag zum Verständnis der Anihilation. Die Verzweigungsverhältnisse dieser Kanäle stimmen nur zum Teil mit anderen Experimenten und mit theoretischen Vorhersagen überein.

In Kapitel 2. dieser Arbeit wird ein Einblick in den theoretischen Hintergrund gegeben, Kapitel 3. beschreibt die Durchführung des Experiments, in Kapitel 4. wird die Auswertung behandelt und die Resultate werden zusammengestellt, in Kapitel 5. werden diese anhand von theoretischen Vorhersagen diskutiert. Im Anhang, der diese Arbeit abschließt, wird auf die speziellen Methoden zur Eichung und Stabilisierung des modularen NAJ(TL)-Sektors sowie auf sein Verhalten gegenüber verschiedenen Teilchenarten eingegangen.

2. Theoretischer Hintergrund

2.1. Einleitung

In den letzten 2 Jahrzehnten hat die mikroskopische Beschreibung der sWW einen großen Aufschwung genommen und es gelang, zumindest Teilaspekte befriedigend zu erklären.

Als eine Konsequenz sagten kernphysikalische - und Quarkmodelle die Existenz einer neuen Klasse von Zuständen nahe der $\bar{N}N$ -Schwelle voraus, die sich in ihren Eigenschaften stark von den bisher bekannten Mesonen und Baryonen unterscheiden sollen. Sie zeichnen sich besonders durch ihre starke Kopplung zum $\bar{N}N$ -System und durch ihre sehr große Stabilität gegenüber dem Zerfall in normale Mesonen (große Lebensdauer) aus. Diese gebundenen oder resonanten Zustände sind mit dem Namen "quasinuklear" im Kernpotentialbild oder mit "Baryonium" (Quarkmolekül) im Quarkbild verbunden. Obwohl beide Arten der Beschreibung der sWW diese Zustände voraussagen, gibt es eine Reihe von Unterschieden :

1. Die Kernpotentialmodelle gestatten bessere quantitative Aussagen über Zustände nahe und unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle, für große Bindungsenergien werden die Vorhersagen aber zweifelhaft, da relativistische Potentialrechnungen sehr schwierig sind.
Zur Zeit leiden noch alle Kernpotentialmodelle unter der nur phänomenologischen Berücksichtigung der Annihilation.
2. Die Quarkmodelle beinhalten natürlicherweise die Symmetrien der sWW, wodurch qualitative Folgerungen einfacher zu ziehen sind. Diese Klasse von Modellen liefert bessere Voraussagen für Zustände oberhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle. Sie werden allerdings weniger aussagekräftig für sehr große Abstände der Hadronen, was an dem bisher theoretisch unverstandenen Confinement der Quarks liegt. Auch beschreiben die Quarkmodelle bisher nicht ausreichend die Annihilation.
3. Prinzipiell kann festgestellt werden, daß sich alle Modelle sehr stark in der detaillierten Voraussage der Energien, der Breiten und der Quantenzahlenzuordnung der Zustände unterscheiden. So zum Beispiel sagen die Quarkmodelle eine Isospinentartung der gebundenen und resonanten Zustände voraus, die Kernpotentialmodelle aber nicht.

Da beide Bilder zur Beschreibung der sWW noch keineswegs vor einem Abschluß stehen, kommt dem Nachweis dieser Zustände und ihrem besseren theoretischen Verständnis die Rolle eines Tests für die verschiedenen Konzepte der sWW zu.

Dieser Teil der Arbeit gibt eine Einführung und einen Überblick über die Theorien der $\bar{N}N$ -WW. Es wird kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben, für diesen Zweck sei auf den Übersichtsartikel von Rossi und Veneziano (/25/) hingewiesen.

Als ein besonderer Aspekt wird bevorzugt die Frage behandelt, ob es schmale Zustände unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle gibt, da bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment nach derartigen Zuständen gesucht wurde.

Bevor in Kapitel 2.3. auf die Kernpotentialmodelle und in Kapitel 2.4. auf die Quarkmodelle eingegangen werden kann, wird in Kapitel 2.2. beschrieben, über welche Prozesse sich die experimentell vorliegenden Protonen und Antiprotonen so weit nähern, daß sie in den Bereich der sWW kommen.

2.2. Formation des gebundenen $\bar{p}p$ -Systems

Das Verständnis des Mechanismus des Einfangs des Antiprotons, die Bildung des atomaren $\bar{p}p$ -Systems bis hin zur Formation des stark gebundenen $\bar{p}p$ -Systems ist sehr wichtig für die Diskussion von Baryonium, da diese Mechanismen Randbedingungen für die später einsetzende sWW und Annihilation herstellen.

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment haben die einlaufenden Antiprotonen eine kinetische Energie von ca. 50-60 MeV, mit der sie in das flüssige Wasserstofftarget eindringen.

Von den Prozessen der sWW sind die elastische Streuung, der Ladungsaustausch sowie die Annihilation noch energetisch möglich. Die Wirkungsquerschnitte der ersten beiden Prozesse sind bei diesen Energien klein, der Annihilationsquerschnitt steigt mit sinkender kinetischer Energie der Antiprotonen an. Die Wahrscheinlichkeit, daß das Antiproton der Annihilation im Fluge entgeht, ist jedoch sehr groß ($\geq 90\%$ für $p_{\bar{p}} \approx 300$ MeV/c, /67/).

Eine andere wichtige Klasse von Prozessen sind die elektromagnetischen, im speziellen Fall des Eindringens von Antiprotonen in ein flüssiges Wasserstofftarget ist es die Ionisation der Wasserstoffmoleküle. Der dabei einsetzende Energieverlust wird durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben :

$$- dE/dx = (4\pi e^4 N/m_e v) \cdot \ln(2m_e v^2/I) \quad (2.2A)$$

Dabei ist m_e die Elektronenmasse, v die Geschwindigkeit der Antiprotonen, N die Anzahl der Elektronen pro cm^3 und I das Ionisationspotential des verwendeten Targetmaterials (im Falle von molekularem Wasserstoff ist $I = 15.2 \text{ eV}$).

Gleichung (2.2A) gilt nur exakt für relativ schnelle Antiprotonen mit $v > e^2/\hbar = c/137$. Werden die Antiprotonen langsamer, muß auch die Coulombstreuung an den Wasserstoffkernen mit berücksichtigt werden. Der Abbremsprozeß bis zu sehr kleinen kinetischen Energien wird in Quelle /1/ berechnet.

Allgemein kann gesagt werden, daß der Abbremsprozeß des Antiprotons so schnell vor sich geht ($10^{-11} \dots 10^{-10} \text{ sec}$), daß die Wahrscheinlichkeit, " zur Ruhe " zu kommen, sehr groß ist.

Erreicht die Geschwindigkeit des Antiprotons die Größenordnung der Elektronengeschwindigkeiten im Atom, so wird es vom Wasserstoffmolekül eingefangen, wobei letzteres aufgebrochen wird und es bildet sich Protonium, das $\bar{p}p$ -Atom.

Zuerst befindet sich das Antiproton in sehr hoch angeregten Zuständen mit Hauptquantenzahlen $n \approx 30 \dots 40$ (/61/), die Bindungsenergie ist noch klein. Der wahrscheinlichste Abregungsmechanismus ist die Dissoziation von Nachbarmolekülen (/2/), bei der die Bindungsenergie des $\bar{p}p$ -Atoms um ca. 5 eV steigt.

Hat das Antiproton eine atomare Bahn mit der Hauptquantenzahl $n \leq 30$ erreicht, so kommen als Abregungsmechanismen der externe Auger-Effekt und Röntgenübergänge zum Tragen, deren Übergangswahrscheinlichkeiten mit

$$W_{\text{Auger}}^{i \rightarrow f} = (2\pi/\hbar) \cdot |\langle \Psi_{\bar{p}e}^f | 1/r_{\bar{p}e} | \Psi_{\bar{p}e}^i \rangle|^2 \quad (2.2B)$$

$$W_{\text{Röntgen}}^{i \rightarrow f} = (4\alpha)/(3\hbar^2 c^2) \cdot \Delta E^3 \cdot |\langle \Psi_{\bar{p}}^f | r | \Psi_{\bar{p}}^i \rangle|^2 \quad (2.2C)$$

definiert sind. Dabei sind $\Psi_{\bar{p}}/\Psi_e$ die Wellenfunktionen der gebundenen

Antiprotonen - bzw. Elektronenzustände, der Index i/f bezeichnet Anfangs - bzw. Endzustand. ΔE ist die Übergangsenergie und $r_{\bar{p}e}$ ist der Abstand zwischen Antiproton und dem Elektron des benachbarten Wasserstoffatoms. Befindet sich das Antiproton im Bereich der Elektronenhülle mit $n \leq 30$, so überwiegt die Abregung durch Augereffekt, bei tiefliegenden Zuständen mit $n \approx 6$ wird der Überlapp zwischen $\Psi_{\bar{p}}$ und Ψ_e klein und die Übergangsenergien ΔE zwischen Zuständen verschiedener Hauptquantenzahl n werden größer, so daß die Abregung durch Röntgenquanten überwiegt.

Beim isolierten Atom sind die zirkularen Übergänge ($n, l=n-1 \rightarrow n-1, l=n-2$) bevorzugt, jedoch verursacht bei flüssigem Wasserstoff das elektrische Feld der benachbarten Wasserstoffatome eine Entvölkerung der hohen Drehimpuls-zustände infolge einer " Stark-Mischung " der $\bar{p}p$ -Zustände : Das atomare $\bar{p}p$ -System kann als ein kleines, quasineutrales Objekt mit einem Dipolmoment betrachtet werden, das durch die umgebende Wasserstoffmaterie hindurchwandert. Durch das starke elektrische Feld der Wasserstoffatome kommt es zur Mischung von l -Zuständen des Protoniums, die zur gleichen Hauptquantenzahl n gehören und Zustände mit niedrigen l -Werten werden im Vergleich zum ungestörten Potential stärker bevölkert.

Nun ist aber bei niedrig l -Zuständen die sWW besonders effektiv und somit werden diese Zustände infolge der Annihilation bevorzugt entleert. Man kann von einem Trichtermechanismus (/3/) sprechen, dem sogenannten Day, Snow, Sucher-Mechanismus, der einerseits die zirkularen Zustände ($l=n-1$) bevorzugt entleert und andererseits die s-Wellen-Annihilation dominieren läßt (bei flüssigem Wasserstoff). Bei genügend großem Γ_{np} werden auch atomare p -Zustände durch die sWW entvölkert (/64/).

Ein ähnlicher Effekt, der inelastische Stark-Effekt (/4/), hat die gleiche Wirkung wie der vorher beschriebene Effekt, nämlich die Beschleunigung des Einfangvorganges des Antiprotons : Bewegt sich das Protonium sehr nahe am Wasserstoffkern vorbei, kann es zur Mischung von Zuständen mit verschiedenen Hauptquantenzahlen n kommen, die bewirkt, daß das Protonium schneller auf niedrig n -Zustände übergeht.

Wegen der Stark-Mischung und der hohen Absorption aus s -Zuständen ist die Beobachtung der antiprotonischen Röntgenübergänge mit $n \leq 4$ im flüssigen Wasserstoff nicht möglich. Für den atomaren $2p \rightarrow 1s$ Übergang wurde experimentell die obere Grenze von 10^{-4} pro eingefangenen Antiproton gefunden (/5/).

In gasförmigem Wasserstoff sollten die hier beschriebenen beschleunigenden Prozesse des Antiprotoneneinfangs wesentlich kleiner sein.

Die Tatsache, daß in flüssigem Wasserstoff der Einfang des Antiprotons bevorzugt vom atomaren s-Niveau aus vor sich geht, stellt eine wesentliche Randbedingung für die Diskussion der möglichen Baryoniumzustände und seltenen Annihilationen dar.

Theoretische Rechnungen (/64/) zeigen allerdings, daß auch in flüssigem Wasserstoff ca. 15-30% der Annihilationen von atomaren p-Zuständen aus vor sich gehen.

2.3. Kernpotentialmodelle

Historisch lieferten die Kernpotentialmodelle die ersten Voraussagen über die Existenz von quasinuklearen Zuständen und in der Zwischenzeit gibt es eine große Anzahl von speziellen Modellen, die sich in ihren Resultaten (Energien und Breiten der Zustände) allerdings oft stark unterscheiden. Der Ausgangspunkt dieser Modelle ist stets das gut bekannte NN-Potential, aus dem durch einfache Symmetrioperationen das $\bar{N}N$ -Potential erhalten werden kann (/6/,/7/,/8/). Für die NN-WW hat sich das Einbosonenaustauschpotential (OBEP) als sehr erfolgreich herausgestellt, dabei wird die WW durch geladene oder neutrale Mesonenfelder beschrieben.

Die physikalische Grundlage der Transformation des NN-Potentials in das $\bar{N}N$ -Potential ist nun die Existenz einer Erhaltungsgröße der sWW, die die Symmetrieeigenschaften des ausgetauschten Mesons beinhaltet. Es ist dies die G-Parität, die sich für Mesonen ohne Strangeness zu

$$G = (-1)^{S+L+I} \quad (2.3A)$$

ergibt. Dabei ist S der Spin, L der Drehimpuls und I der Isospin des ausgetauschten Mesons. Es ist nun möglich, die $\bar{N}N$ -WW aus der NN-WW mittels G-Paritätstransformation zu beschreiben :

$$V_{\bar{N}N} = \sum_m G^m V_{NN} \quad (2.3B)$$

Hierbei ist G^m die G-Parität des ausgetauschten Mesons und m steht für $\{\pi, \sigma_0, \sigma_1, \rho, \omega, \varepsilon, \eta, \dots\}$.

Das Analogon der G-Paritätstransformation in der sWW ist die C-Paritäts-
transformation in der elektromagnetischen WW. Die negative C-Parität des
Photons ($C_\gamma = -1$) führt zu der Umkehrung des Vorzeichens der e^+e^- - und
der e^-e^- -WW.

Charakteristisch für die meisten (nichtrelativistischen) Kernpotential-
modelle ist die Umkehrung der starken Abstoßung der NN-WW bei kleinen
Abständen (hervorgerufen durch den Austausch des ω -Mesons) in eine starke
Anziehung. Abbildung 1 verdeutlicht schematisch die Vorstellungen, die der
 $\bar{N}N$ -WW zu Grunde liegen.

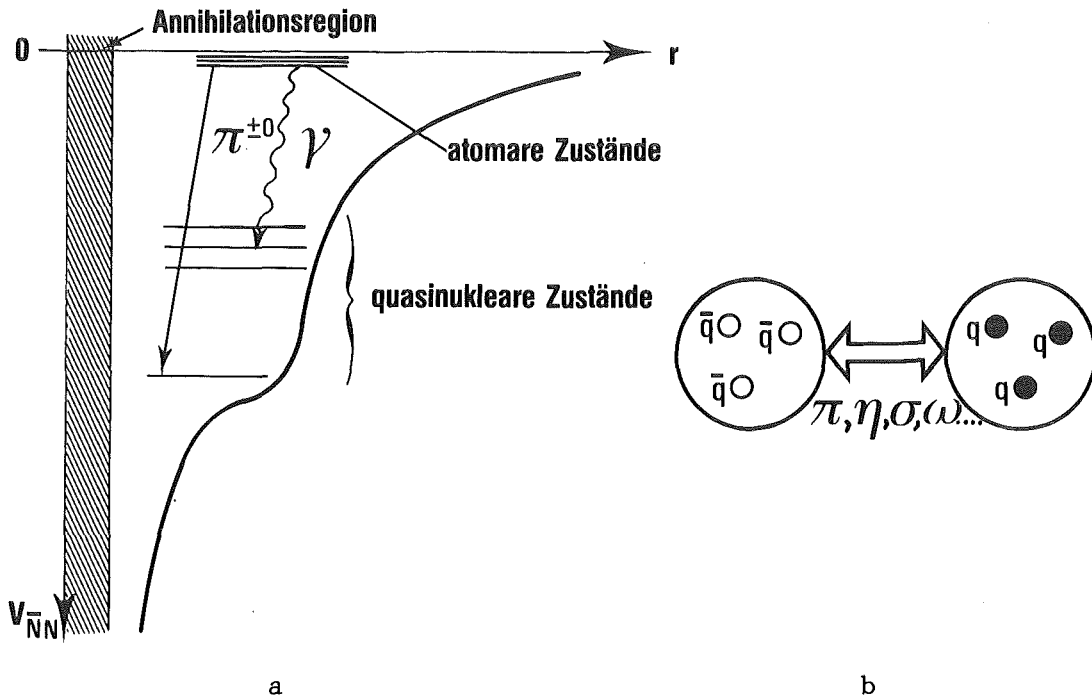


Abbildung 1 : Die $\bar{N}N$ -WW im Kernpotentialbild, wobei der Verlauf des
Annihilationspotentials bisher unbekannt ist.

- a: der prinzipielle Verlauf des $\bar{N}N$ -Potentials
- b: vereinfachtes Bild des Mesonenaustausches zwischen
 \bar{N} und N , ihre interne Quarkstruktur bleibt erhalten

Eine Konsequenz des stark attraktiven $\bar{N}N$ -Potentials bei kleinen Abständen
ist die Voraussage einer Vielzahl von quasinuklearen gebundenen Zuständen,
während im NN -Potential nur das schwach gebundene Deuteron existiert.

Bei der $\bar{N}N$ -WW kommt allerdings noch ein stark absorptiver Anteil hinzu, der nicht aus der NN-WW gewonnen werden kann, die Annihilation.

Eine detaillierte Erklärung der Annihilation (ihre Stärke, Reichweite, Abhängigkeit von den Quantenzahlen) ist bisher nicht möglich. Deshalb ist auch der Einfluß der Annihilation auf die Lage und Lebensdauer der quasinuklearen Zustände schwer vorauszusagen. Somit muß eine phänomenologische Erweiterung des $\bar{N}N$ -Potentials in Analogie zum optischen Potential vorgenommen werden :

$$V(r) = V_{\bar{N}N}(r) - i \cdot W(r) \quad (2.3C)$$

Die Gesamtbehandlung des $\bar{N}N$ -Potentials wurde besonders eingehend von der Gruppe um Shapiro durchgeführt. Die praktische Berechnung des Gesamtpotentials $V(r)$ und der quasinuklearen Zustände kann meistens in 2 Schritte aufgeteilt werden :

1. Zuerst wird der Realteil des $\bar{N}N$ -Potentials mittels G-Paritäts-transformation gemäß Gleichung (2.3B) aus NN-Sreudaten gewonnen. Die Shapiro-Gruppe verwendete NN-Potentiale vom Bryan-Phillips-Typ (/9/) und erhielt ein reiches Spektrum von gebundenen und resonanten quasinuklearen Zuständen (/10/, /11/, /12/). Diese Rechnungen wurden von Dover (/15/) unter Hinzunahme der Tensorkräfte und von Richard et al. (/17/) unter Berücksichtigung zusätzlicher Terme höherer Ordnung erweitert und es wurde zumindest qualitative Übereinstimmung gefunden.

Die Gemeinsamkeiten der Resultate der verschiedenen Potentialmodelle lassen sich wie folgt zusammenfassen :

- 1.1. Der zentrale Anteil des ω -Austauschpotentials ist für alle Spin- und Isospinkanäle anziehend.
- 1.2. Es werden für $I=0$ mehr gebundene Zustände erwartet als für $I=1$, die $I=0$ Zustände ordnen sich in einem tiefgebundenen Band natürlicher Parität, die $I=1$ Zustände sind weniger stark gebunden und liegen nahe der $\bar{N}N$ -Schwelle, die Anordnung der Zustände wird durch die $\vec{L}\vec{S}$ -WW bestimmt.
- 1.3. Es wird eine größere Anzahl von gebundenen und resonanten Zuständen mit $L = 0$ erwartet.
- 1.4. Es existiert keine Isospinentartung.

Ohne Anspruch auf Vollständigkeit zu erheben, sollen im folgenden die Unterschiede und Schwächen der Kernpotentialmodelle kurz diskutiert werden:

- 1.a. Die erhaltenen Zustände sind für große Bindungsenergien fraglich, da die meisten der verwendeten Potentiale keine relativistischen Korrekturen enthalten und es gezeigt werden kann (/13/, /14), daß Terme mit p^2/m^2 bei kleinen Abständen ($r \leq 0.7$ fm) eine Abstoßung hervorrufen. Rechnungen von E.Borie und F.Gross (/21/) zeigen, daß nichtrelativistische Potentiale zweifelhaft sind und daß relativistische Effekte bei kurzen Abständen einen ebenso großen Einfluß haben wie die Annihilation. Diese Tatsache wurde durch Rechnungen von Tjon (/62/) unter Verwendung der Bethe-Salpeter-Gleichung qualitativ bestätigt.
 - 1.b. Die verwendeten OBE-Potentiale wurden zwar ständig verbessert, aber sie haben bei Abständen $r \leq 0.8$ fm phänomenologischen Charakter, was an der Ungenauigkeit der Kenntnis der NN-WW bei kleinen Abständen liegt. Eine starke Anziehung wird von den meisten Rechnungen nur für $r \leq 0.5$ fm gefunden.
 - 1.c. Die Spin-Bahn-, Tensor- und quadratischen Spin-Bahn-Anteile der $\bar{N}N$ -WW besitzen eine $1/r^3$ -Divergenz und müssen renormiert werden. Das heißt, es muß ein "cut-off" Parameter r_c eingeführt werden, bei dem das Potential renormiert wird. Es ist einzusehen, daß die Breiten und Lagen der quasinuklearen Zustände sehr stark von der Wahl des "cut-off" Parameters r_c abhängen.
 - 1.d. Die Annihilation liefert auch einen Beitrag zum Realteil des NN-Potentials ($\bar{p}p \rightarrow \bar{p}p$), der wahrscheinlich nicht lokal ist. Dieser Beitrag wird in den Kernpotentialrechnungen kaum berücksichtigt.
2. Nun wird die Einbeziehung der Annihilation bei der praktischen Berechnung des NN-Gesamtpotentials $V(r)$ diskutiert :
- Einige Autoren verwenden für das Annihilationspotential $W(r)$ den Ansatz

$$W(r) = W_0 / (1 + e^{r/r_0}) \quad (2.3D)$$

mit $W_0 \approx 10 \dots 60$ GeV, $r_0 \leq 0.2$ fm.

Einen Überblick über die bisher verwendeten Annihilationspotentiale findet man in der Arbeit von A.M.Green (/68/).

Shapiro (/16/) behandelt den Einfluß der Annihilation in Störungsrechnung und findet eine Energieverschiebung und Verbreiterung der Zustände. Er argumentiert, daß zumindest ein Teil der Zustände keine wesentliche Verbreiterung durch die Annihilation erfahren sollte, da diese sehr kurzreichweitig ist und in der Größenordnung $R_A \approx 1/2m_N \approx 0.1 \dots 0.2$ fm liegen sollte, während die Reichweite des Austauschpotentials in der Größenordnung von $R_{\bar{N}N} \approx 1/m_\omega \dots 1/m_\pi \approx 0.3 \dots 2$ fm ist.

Später bezweifelte Myhrer (/18/,/19/) die Annahme, daß die Annihilation in Störungsrechnung behandelt werden kann.

Prinzipiell finden alle neueren Berechnungen, daß die Lagen und Lebensdauern der quasinuklearen Zustände sehr stark von der Wahl der Parameter des Annihilationspotentials abhängen.

Desweiteren ist es sicher so, daß die Annihilation von den Quantenzahlen des quasinuklearen Zustandes abhängt. Eine erste detaillierte Untersuchung der Abhängigkeit der Annihilationsbreite Γ_A^α von den Quantenzahlen des Zustandes ϕ^α (ϕ^α resultiert aus dem reellen Potential $V_{\bar{N}N}(r)$) wurde von Dover et al. (/24/) für Energien nahe der Schwelle $E \approx 2m_N \pm 100$ MeV durchgeführt. Die Autoren erhielten folgende prinzipielle Resultate :

- 2.1. Für gebundene Zustände vergrößert sich Γ_A mit der Bindungsenergie und wird kleiner mit wachsendem L.
- 2.2. Für extrem schwach gebundene Zustände kehrt sich die L-Abhängigkeit von Γ_A um und es gilt $\Gamma_A^{L=0} < \Gamma_A^{L=1} < \Gamma_A^{L=2}$.
- 2.3. Für resonante Zustände verringert sich Γ_A mit der Masse des Zustandes.
- 2.4. Für gebundene und und resonante Zustände mit der gleichen Energiedifferenz zur $\bar{N}N$ -Schwelle und dem gleichen L ist Γ_A größer für den gebundenen Zustand.
- 2.5. Ein vernünftiger Mittelwert für Γ_A kann mit einigen 10 MeV angegeben werden.

Für die elastischen Breiten $\Gamma_{\bar{N}N}$ wurde von den Autoren das gleiche Ergebnis von einigen 10 MeV gefunden.

Es besteht eine andere Möglichkeit, daß die große Lebensdauer der quasinuklearen Zustände gemäß /16/ nicht gewährleistet ist, obwohl die Annihilation eine wesentlich kleinere Reichweite hat als das $\bar{N}N$ -Potential : Sollten die quasinuklearen Zustände im attraktiven $\bar{N}N$ -Potential wirklich existieren, so ziehen sie ihrerseits die Teilchen in die Annihilationsregion hinein, was phänomenologisch zu einer Vergrößerung der Annihilationsbreite führen würde.

Auch Rossi und Veneziano nehmen in /25/ zu der Frage Stellung, ob es extrem schmale Zustände der Breite von wenigen MeV geben könnte. Sie führen aus, daß das nur für Zustände sehr nahe der $\bar{N}N$ -Schwelle mit Ausnahme des tiefgebundenen $I=0$ Bandes der Fall sein sollte. Für schmale resonante Zustände gibt es noch eine geringere Chance, da neben Γ_A auch $\Gamma_{\text{elastisch}}$ eine Rolle spielt.

Die Kernpotentialmodelle lieferten auch Voraussagen über die Formation der quasinuklearen $\bar{N}N$ -Zustände. Shapiro et al. (/22/,/23/) sagten ihre mögliche Bildung über elektromagnetische E1 und M1 Übergänge von atomaren Protoniumzuständen voraus.

Später wurde erstmals von Dover (/15/) die Möglichkeit pionischer Übergänge auf quasinukleare Zustände erwähnt. Die Breiten der atomaren $(\bar{p}p)$ -Zustände gegenüber dem Zerfall in $(\bar{p}p)_{\text{nuklear}} + \pi^0$ wurden erstmals von Maxwell et al. (/26/) berechnet.

Rein qualitative Argumente führen zu der Folgerung, daß die π^0 -Übergänge einerseits gegenüber γ -Übergängen (wegen der elektromagnetischen Kopplung in einem Vertex) und andererseits gegenüber π^\pm -Übergängen bevorzugt sein sollten, da es wegen der Isospinerhaltung und dem Argument 1.2 auf Seite 9 weniger Übergänge für π^\pm geben sollte. Dieses Resultat wird von anderen Autoren (/21/,/62/) allerdings bezweifelt, sie erhalten mehr gebundene Zustände mit $I=1$.

Abschließend soll bemerkt werden, daß die Kernpotentialmodelle wegen ihrer relativ guten quantitativen Beherrschbarkeit die Möglichkeit bieten, die Annihilation detailliert zu berücksichtigen und somit zu einem insgesamt besseren Verständnis der $\bar{N}N$ -WW bei kleinen Abständen zu kommen.

2.4. Quarkmodelle

Die Entwicklung der Quantenchromodynamik (QCD), die die Wechselwirkung der Colour tragenden Quarks beschreibt, hat zu einem besseren qualitativen und quantitativen Verständnis der Vielfachheit der Mesonen und Baryonen geführt. Während man diese innerhalb der QCD als Strukturen 1.Ordnung verstehen kann, lieferte die Theorie auch Vorhersagen über Strukturen 2.Ordnung, die im allgemeinen mit dem Namen "Baryonium" verbunden sind.

In der Zwischenzeit gibt es zahlreiche spezielle Quarkmodelle mit sehr ähnlichen qualitativen Voraussagen für Baryonium, sie unterscheiden sich allerdings oft stark in den detaillierten quantitativen Resultaten.

Für alle Quarkmodelle stellt das Confinement der Quarks eine wichtige Randbedingung dar, es besagt, daß nur Colour-Singletts beobachtbar sind, was auch für Baryonium gelten sollte und was zu einer Klassifizierung in verschiedene Arten von Baryonium führt (s.Kap.2.4.2.).

Die Beschreibung der Quarks in der $SU(6) = SU(3)_{\text{Colour}} \times SU(2)_{\text{Spin}}$ Darstellung führte zuerst Lichtenberg (/27/) 1968 zu der Folgerung, daß Baryonen aus einem Diquark und einem Quark zusammengesetzt sind. Das bedeutet, daß sie besser durch eine Y-förmige Struktur beschrieben werden können als durch eine Δ -förmige oder lineare Struktur (s.Abb.2).

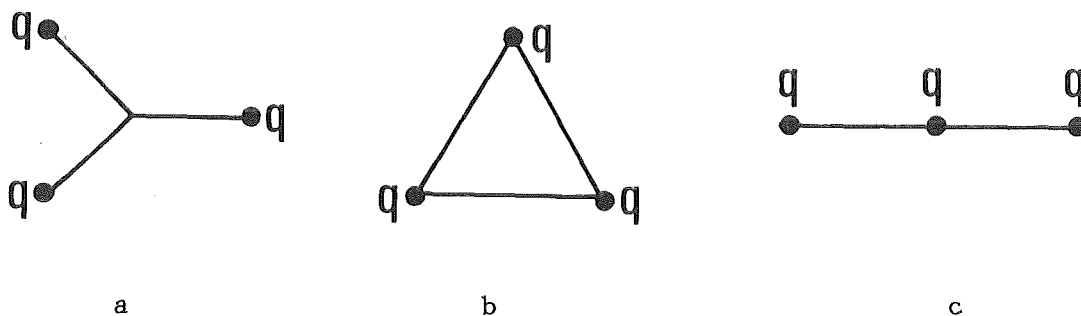


Abbildung 2 : QCD (String)- Beschreibung der Baryonen,
der String 2a sollte bevorzugt sein

Ersetzt man in Abbildung 2a ein Quark durch ein Antiquark, was durch Kopplung der Colourfreiheitsgrade möglich ist, so kommt man zu der grundlegenden Vorstellung für Baryonium, die für nahezu alle Quarkmodelle typisch ist (s. Abb. 3).

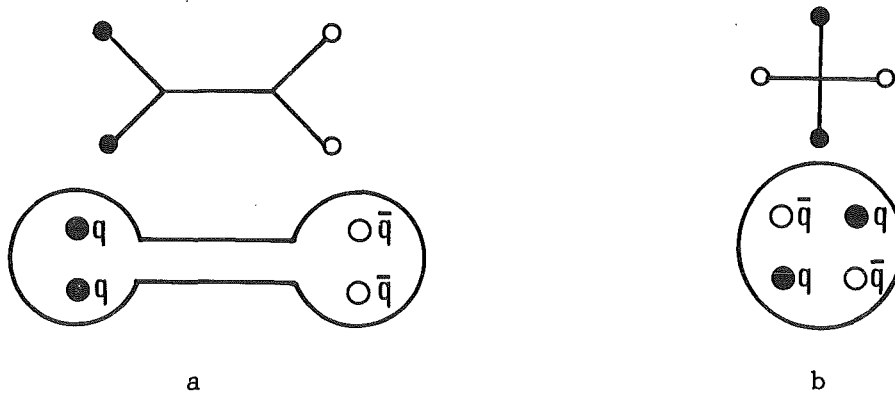


Abbildung 3 : Naives Modell der Quarkstruktur von Baryonium, die Struktur 3a sollte bevorzugt sein

Eine konsequente Fortsetzung der Kopplung der Quarkfreiheitsgrade führt zu der Erkenntnis, daß noch kompliziertere Mehrquarkstrukturen (z.B. 5 oder 6 Quarks) möglich sein sollten (s. Tab. 1).

<u>Quarkatome</u>		<u>Quarkmoleküle</u>	
q \bar{q}	Meson	qq $\bar{q}\bar{q}$	Baryonium
qqq	Baryon	q \bar{q} q \bar{q}	neue Mesonen ?
		(qq)(q \bar{q})($\bar{q}\bar{q}$)	" "
		qqqq \bar{q}	Mesobaryon
		qqqqqq	Dibaryon

Tabelle 1 : Die Quarkkompositionen 1. Ordnung und die vorhergesagten Quarkkompositionen 2. Ordnung

2.4.1. QCD und Duale Topologische Stringmodelle

Die Dualitätstheorie (/28/) war sehr erfolgreich bei der Beschreibung der normalen Mesonen. In diesem Kapitel wird gezeigt, wie die Vereinigung von QCD und Dualitätstheorie zu einer Beschreibung von Baryonium in Form von Regge-Trajektorien führt.

Eine umfassende Behandlung der Zusammenhänge findet man in der Arbeit von Rossi und Veneziano (/25/).

Bevor auf die Eigenschaften der Mehrquarkzustände eingegangen wird, sollen noch einmal die Dualitätsargumente für die normalen Mesonen angeführt werden : Die $\pi\pi$ -Streuung kann im s-Kanal betrachtet werden, in dem eine $\pi\pi$ -Resonanz erzeugt wird (ρ -Meson), oder im t-Kanal, bei dem ein ρ -Meson ausgetauscht wird (s.Abb.4).

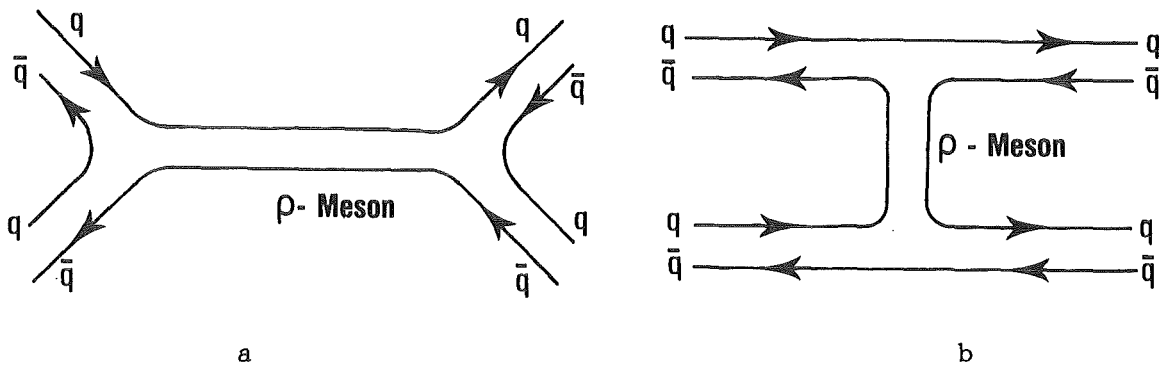


Abbildung 4 : Dualitätsdiagramm der $\pi\pi$ -Streuung,
a. im s-Kanal, b. im t-Kanal

Für die totale $\pi\pi$ -Streuamplitude müssen die Anteile der Streuung im s- und im t-Kanal addiert werden.

Die gleiche Dualitätsbetrachtung wurde erstmals durch das berühmte "Rosner-Diagramm" (/38/) auf die $\bar{N}N$ -Streuung angewendet (s.Abb.5).

Diese Vorstellung ist aber vorerst wenig aussagekräftig, da die Y-förmige Struktur der Nukleonen bei der $\bar{N}N$ -Streuung berücksichtigt werden muß.

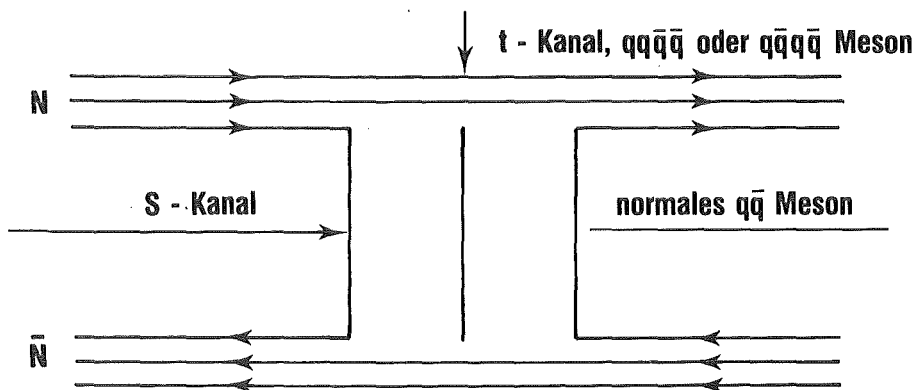


Abbildung 5 : Das Rosner-Dualitätsdiagramm der $\bar{N}N$ -Streuung

Eine andere wichtige phänomenologische Regel ist die Okubo- Zweig- Iizuka (OZI) - Regel (/37/), die ebenfalls das Verhalten der normalen Mesonen gut beschreibt. Zum Beispiel erklärt sie die Dominanz des Zerfalls des Φ -Mesons in $K\bar{K}$ gegenüber dem Zerfall $\Phi \rightarrow \pi\rho$ (s. Abb. 6).

Die OZI-Regel kann formal als Bevorzugung der Zerfälle vom Typ $|ab\rangle \rightarrow |ac\rangle|cb\rangle$ ausgedrückt werden (die Buchstaben bezeichnen die verschiedenen Quarkflavors), was besagt, daß bei einem OZI-erlaubten Zerfall die ursprüngliche gemeinsame Flavor erhalten bleibt.

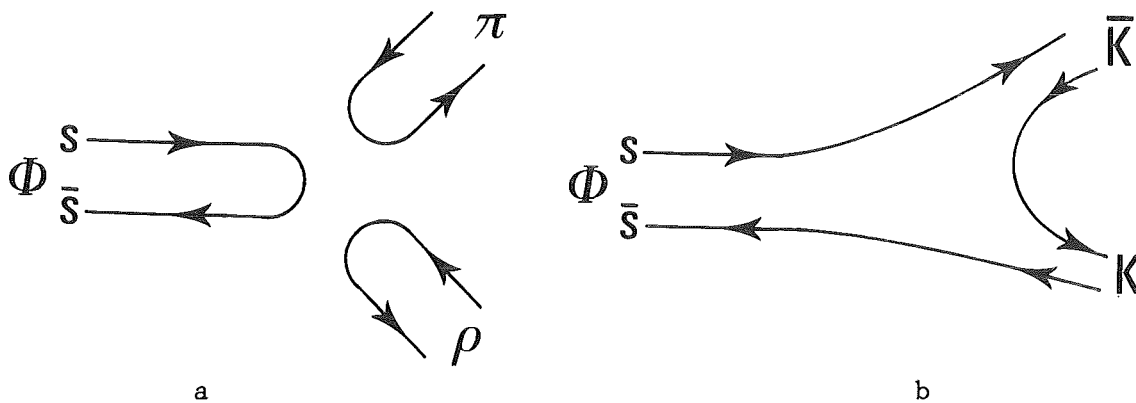


Abbildung 6 : Der Zerfall des Φ -Mesons, a. in Mesonen ohne Strangeness (unterdrückt), b. in $K\bar{K}$ (bevorzugt)

Es ist nicht einfach, die Dualitätsargumente und die OZI-Regel der Meson-Meson-WW auf die $\bar{N}N$ -WW zu übertragen. Doch erlaubt die Beschreibung von Baryonen durch eine Diquark-Quark-Struktur (das entspricht einer Reduzierung der Quarkfreiheitsgrade um 1), diese durch planare Diagramme anzunähern.

Betrachtet man nun den Zerfall eines Diquark-Antidiquark-Systems unter der OZI-Regel, so muß der reine mesonische Zerfall unterdrückt sein, da die Diquarks in 1. Näherung keine inneren Quarkfreiheitsgrade mehr besitzen und die $q\bar{q}$ -Paare der Endzustandsmesonen erst erzeugt werden müssen.

Bei der Übertragung der Dualitätsargumente von der Meson-Meson-WW auf die $\bar{N}N$ -WW ist allerdings zu beachten, daß die OZI-Regel nur etwas aussagt über den Fluß der Flavor während einer WW, nichts aber über den Fluß der Baryonenzahl. Da der Fluß der Baryonenzahl nicht in der Mitte eines Diagramms enden darf (Baryonenerhaltung), kommt dem Knotenpunkt J des Y-förmigen Baryons im Stringbild eine zusätzliche Bedeutung zu : Analog zu den Quarklinien muß er entweder vom Anfangs- zum Endzustand durchgehen

oder er muß zum anderen wechselwirkenden Baryon zurückgehen ("annihilieren"). Das führt zu einer verallgemeinerten OZI-Regel, der sogenannten J (Junction) OZI-Regel, die von Rossi und Veneziano (/25/) vorgeschlagen wird.

Unter Hinzunahme von topologischen Argumenten erhalten die Autoren 3 Familien von Baryonium, die aus der $\bar{N}N$ -WW resultieren (s.Abb.7) :

- a. Das M_4^J (4 Quark)-Baryonium, das einer separierten Diquark-Antidiquarkstruktur entspricht. Die (Colour)-JOZI-Regel favorisiert M_4^J -Baryonia mit hohem relativen L zwischen den Diquarks, deshalb sollte das M_4^J -Baryonium bezüglich des reinen mesonischen Zerfalls besonders stabil sein.
- b. Das M_2^J (2 Quark)-Baryonium entspricht einer neuen Klasse von Baryonium.
- c. Das M_0^J (quarklos)-Baryonium kann mit dem Glueball in Verbindung gebracht werden.

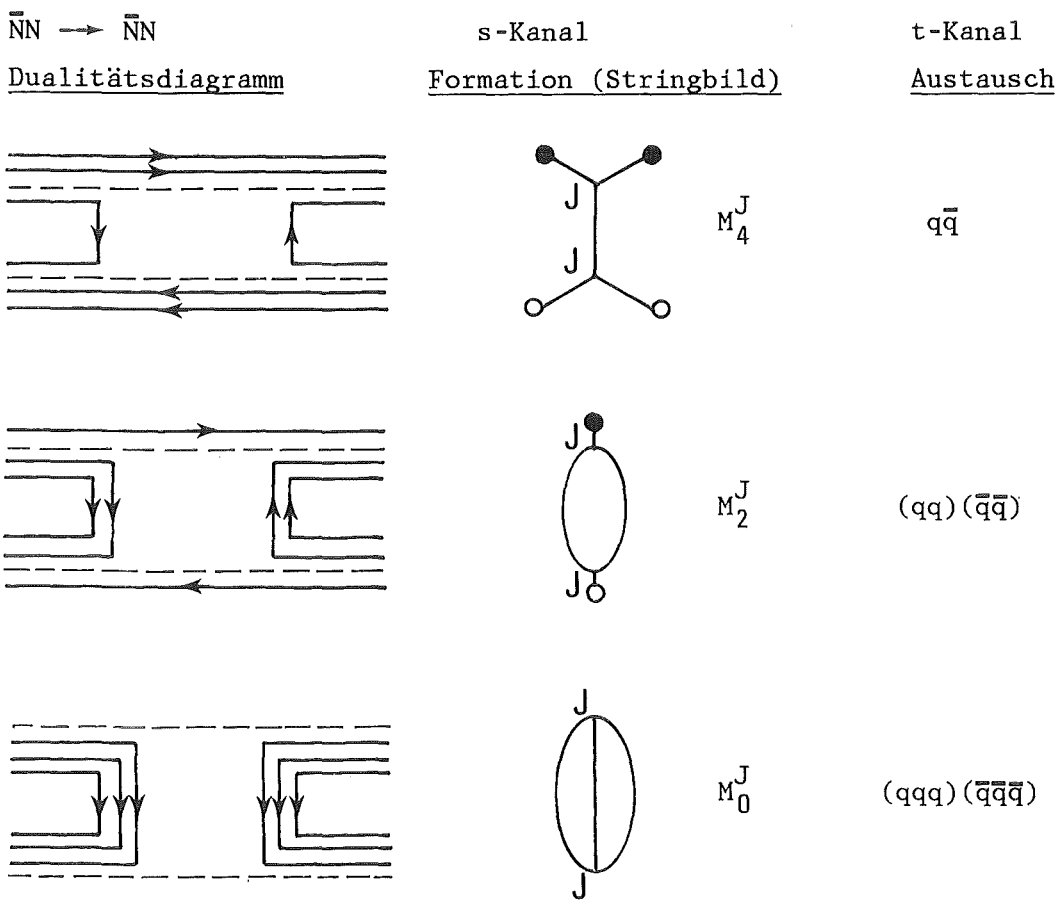


Abbildung 7 : Dualitätsdiagramme und Stringbild der 3 Baryoniumfamilien, die aus der $\bar{N}N$ -WW formiert werden können. Die gestrichelte Linie entspricht im Stringbild dem Knotenpunkt J.

Der Anteil der Annihilation wird in diesem Bild dadurch beschrieben, daß die (gestrichelten) J-Linien nicht durchgehen, sondern annihilieren.

Im folgenden soll nur noch auf das M_4^J -Baryonium eingegangen werden :
Zum erstmalig erhielt Chew (/30/) ein reiches Spektrum des M_4^J -Baryoniums mit exotischen und natürlichen Quantenzahlen. Zusätzlich fand Chew, daß die Zustände Isospinmischungen sind.

Neuere Berechnungen der Reggetrajektorien findet man in Quelle /39/, die Annihilation wurde explizit in Quelle /40/ berücksichtigt.

Der reine mesonische Zerfall des M_4^J -Baryoniums sollte wegen der (Colour)-JOZI-Regel verboten sein, es gibt zwei prinzipielle Zerfallsmöglichkeiten:

$$\begin{array}{lll}
 \text{oberhalb der NN-Schwelle} & : & M_4^J \rightarrow \bar{N} + N \\
 \text{unterhalb und oberhalb} & : & M_4^J \rightarrow M_4^J + \text{Meson} \\
 \text{der NN-Schwelle} & & M_4^J \not\rightarrow \text{Meson}
 \end{array} \quad (2.4A)$$

Die Produktionsmechanismen ergeben sich durch Umkehrung der Beziehungen in (2.4A). Prinzipiell sind die on-shell Formation aus dem $\bar{N}N$ -System sowie die Vorwärts- und Rückwärtsproduktion durch Meson-Nukleon-Streuung (bei der ein virtuelles Baryon ausgetauscht wird) möglich.

2.4.2. Das Colour-Chemie-Modell

Chan Hong-Mo und Høgaasen (/31/,/32/) versuchten, die Nachteile der QCD (keine Dualitätsargumente) und des Topologischen Modells (Phänomenologie) zu überwinden, indem sie für die WW zwischen dem Diquark und dem Antidiquark ein attraktives Colourpotential ansetzen, wobei Spin-Spin- und Spin-Bahn-WW als kleine Störungen hinzukommen.

Die Wellenfunktionen der Diquarks müssen total antisymmetrisch sein bezüglich der Spin-, Isospin ($SU(N)$ -Flavor)- und Colour ($SU(3)_c$)-Symmetrioperationen.

Ein einzelnes Quark befindet sich im Colourtriplettzustand und somit sind für die Diquarks wegen dem Confinement und unter der Annahme, daß sich die Quarks im Diquark im relativen s-Zustand befinden, zwei Colour-

zustände möglich : Der antisymmetrische Colourtriplettzustand und der symmetrische Coloursextettzustand.

Die Autoren erhalten damit zwei prinzipiell verschiedene Klassen von Baryonium (s.Abb.8) :

- a. T-Baryonium, bei dem sich die Diquarks in der $\bar{3}_c-3_c$ - Konfiguration befinden. Die Kopplung zu normalen Mesonen ist stark unterdrückt, aber die Kopplung zum $\bar{N}N$ -Kanal ist groß, deshalb sollte T-Baryonium als breite $\bar{N}N$ -Resonanz auftreten. Unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle müssen auch T-Baryonia schmal sein.
- b. M-Baryonium, bei dem sich die Diquarks in der $6_c-\bar{6}_c$ - Konfiguration befinden. Die Kopplung zum reinen mesonischen Kanal ist stark unterdrückt und auch die Kopplung zum $\bar{N}N$ -Kanal ist schwach, deshalb sollte M-Baryonium prinzipiell schmal sein. Die Erzeugung von M-Baryonium sollte aber in erster Näherung schwieriger als für T-Baryonium sein.

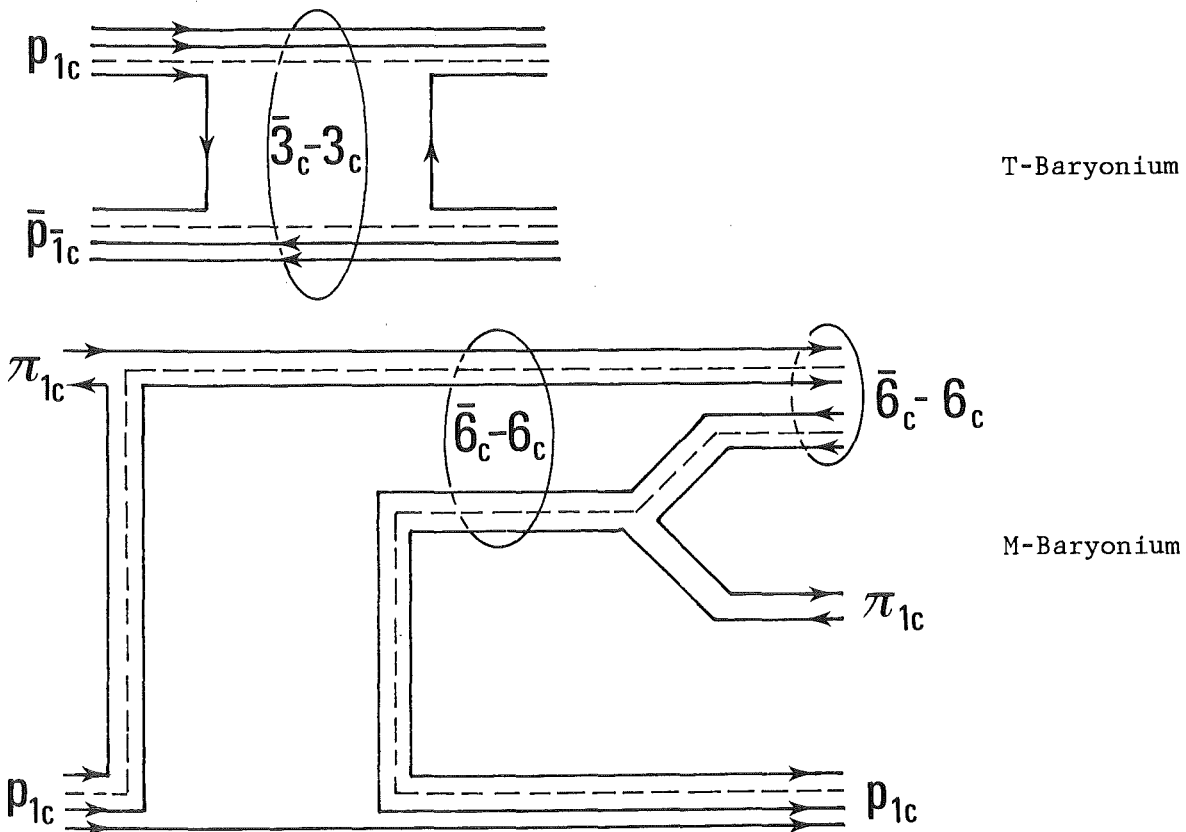


Abbildung 8 : Mögliche Produktions- und Zerfallsmechanismen für T- und M-Baryonium, die gestrichelte Linie stellt die Junction-Linie aus Kapitel 2.4.1. dar.

Die Autoren erhalten ebenfalls ein reiches Spektrum von (qq) - $(\bar{q}\bar{q})$ -Zuständen mit natürlichen und exotischen Quantenzahlen. Zu bemerken ist allerdings, daß die Quantenzahlenzuordnung von experimentell bekannten $\bar{N}N$ -Resonanzen (S,T,U,V-Resonanzen) anders ist im Vergleich zu anderen Quarkmodellen. Weiterhin ist bemerkenswert, daß das Colour-Chemie-Modell gleiche Anstiege der Reggetrajektorien wie das MIT-Bag-Modell (s.Kap.2.4.3.) liefert. Der Anstieg der Reggetrajektorie für T-Baryonium mit $0.9 / \text{GeV}^2 c^2$ ist größer als für M-Baryonium mit $0.6 / \text{GeV}^2 c^2$, was einem besseren Angleichen des T-Baryoniums an eine separierte (qq) - $(\bar{q}\bar{q})$ -Struktur entspricht.

Die folgenden Überlegungen zu den Eigenschaften der Diquark-Antidiquark-Baryonia sollen nur noch anhand des T-Baryoniums weitergeführt werden, da es in 1.Näherung einfacher zu produzieren ist und da es der in dieser Arbeit beschriebenen experimentellen Situation besser entspricht : Die Diquarks müssen zusammen mit dem annihilierenden Quark ein Coloursinglett (das experimentell vorliegende Proton) ergeben und unterhalb der $\bar{N}N$ -Schwelle können T-Baryonia auch schmal sein (s.Abb.8a). Bei der $\bar{p}p$ -WW unterhalb der Schwelle kann die Bildung eines Strangeness-Quarkpaares vernachlässigt werden und es lassen sich 2 Arten von Diquarks kombinieren (s.Tab.2).

Name des Diquarks	Quarkzusammensetzung	I	I_3	Q	Spin
δ	ud	0	0	1/3	0
Δ	uu	1	+1	4/3	1
	ud	1	0	1/3	1
	dd	1	-1	-2/3	1

Tabelle 2 : Die Eigenschaften der Diquarks im $\bar{3}_c$ -Zustand

Kombiniert man die Diquarks nun zu Baryonium, so erhält man für T-Baryonium zwei Isospinfamilien (s.Tab.3).

Rein qualitative Argumente von Glashow (/29/) besagen, daß $m(\Delta) > m(\delta)$ ist und damit entspricht $\delta\bar{\delta}$ -Baryonium dem tiefliegenden $I=0$ Band der

kernphysikalischen Modelle und die $\Delta\bar{\Delta}$ -, $\Delta\bar{\delta}$ - und $\bar{\Delta}\delta$ -Baryonia entsprechen dem schwach gebundenen I=1 Band.

$\delta\bar{\delta}$	$(1/\sqrt{2}) \cdot (\Delta\bar{\delta} \pm \bar{\Delta}\delta)$	$\Delta\bar{\Delta}$
I=0	I=1	I=0, 1, 2
S=0	S=1	S=0, 1, 2
J=L	J=L±1	J=L, L±1, L±2
P=C=G=(-1) ^L	P=-C=G=(-1) ^L	-
CP=1	CP=-1	-

Tabelle 3 : Die Eigenschaften der T-Baryonia

Für die Diskussion der Übergänge $\bar{p}p \rightarrow B^{0,\pm} + \pi^{0,\pm}$ können Isospinargumente verwendet werden : π^0 -Übergänge können alle I=0 Zustände bevölkern, während π^\pm -Übergänge nur I=1 Zustände und damit nicht das tiefliegende $\delta\bar{\delta}$ -Band bevölkern können.

Υ -Übergänge sollten im Vergleich zu π^0 -Übergängen allgemein wegen der um den Faktor α schwächeren Kopplung unterdrückt sein. Eine qualitative Bestätigung dieser Aussage wird von Ader et al. (/36/) geliefert, der auf der Basis eines detaillierten Quarkpotentialmodells den Übergang $(\bar{p}p) \rightarrow \Upsilon + (qq) - (\bar{q}\bar{q})$ berechnet hat. Der Autor findet, daß alle möglichen Übergangsmatrixelemente zur Aussendung eines monoenergetischen Υ -Quants von einzelnen oder annihilierenden Quarks sehr klein sind. Deshalb sollten die in Quelle /55/ veröffentlichten Υ -Linien eher einem Prozeß $(\bar{p}p) \rightarrow \Upsilon + (\bar{p}p)_{\text{nuklear}}$ (s. Abb. 2a) zuzuschreiben sein.

2.4.3. Das MIT-Bag-Modell

Innerhalb des MIT-Bag-Modells (/33/), das für die Beschreibung der sWW zumindest in Teilbereichen ebenfalls erfolgreich war, wurde von Jaffe et al. (/34/) die Möglichkeit des Auftretens von $qq\bar{q}\bar{q}$ -Strukturen vorhergesagt. Sie entsprechen einer ausgedehnten Bagstruktur und die Di- und Antidiquarks sind durch große relative L vom Zerfall in normale Mesonen geschützt.

Durch diese ausgeprägte Trennung kann man innerhalb der Colourepräsentierung davon sprechen, daß sich die Diquarks entweder im symmetrischen 6-Colourzustand oder im antisymmetrischen 3-Colourzustand befinden können, verbunden durch eine schmale Röhre des colourelektrischen Flusses.

Johnson et.al. (/35/) können zeigen, daß für große L die Anstiege der Reggetrajektorien konstant sind und daß sie von der Größenordnung der colourelektrischen WW abhängen.

Sie erhalten :

$$\alpha \{ (qq)_{\bar{3}_c} - (\bar{q}\bar{q})_{3_c} \} \approx 0.9 / \text{GeV}^2 c^2$$

$$\alpha \{ (qq)_{6_c} - (\bar{q}\bar{q})_{\bar{6}_c} \} \approx 0.6 / \text{GeV}^2 c^2$$

was in guter Überstimmung mit dem Colour-Chemie-Modell ist.

Die Kopplung des $(qq) - (\bar{q}\bar{q})$ -Systems wurde von Jaffe unter der Annahme berechnet, daß die annihilierenden $q\bar{q}$ -Paare die Quantenzahlen des Vakuums haben. Er fand die Kopplung der $(qq)_{\bar{3}_c} - (\bar{q}\bar{q})_{3_c}$ -Konfiguration zum $\bar{N}N$ -Kanal wesentlich stärker als für die $(qq)_{6_c} - (\bar{q}\bar{q})_{\bar{6}_c}$ -Konfiguration.

Das entspricht der Dominanz des M_4^J -Baryoniums im Topologischen Modell und des T-Baryoniums im Colour-Chemie-Modell.

Als weiteres interessantes Ergebnis erhält Jaffe, daß nahe der Schwelle nur Zustände mit negativer Parität an das $\bar{N}N$ -System koppeln können.

Vergleicht man das MIT-Bag-Modell für Baryonium mit dem Colour-Chemie-Modell, so kommt man zu dem Schluß, daß das letztere spezifischer und aussagekräftiger ist, aber auch weniger flexibel.

Die Zuordnung von Quantenzahlen der experimentell gefundenen Resonanzen (T,U,V-Resonanzen) ist in beiden Modellen unterschiedlich.

Innerhalb des MIT-Bag-Modells können auch $q\bar{q}q\bar{q}$ -Strukturen auftreten, die große Zerfallsbreiten in normale Mesonen haben und deshalb nicht mit Baryonium in Verbindung gebracht werden können. Trotzdem ist dies ein Erfolg des MIT-Bag-Modells, da das 0^{++} -Mesonennonett ($\epsilon(700 \text{ MeV})$, $S^*(980 \text{ MeV})$, $\delta(980 \text{ MeV})$, $\kappa(?)$) auf natürliche Weise beschrieben werden kann (so wird die Isospinentartung von δ und S^* sowie der Massenabstand zwischen ϵ und S^* richtig vorausgesagt), dagegen gibt es Schwierigkeiten bei der Erklärung als $q\bar{q}$ -Konfiguration.

2.5. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde gezeigt, daß die Kernpotential- und Quarkmodelle qualitativ ähnliche Vorhersagen bezüglich der Existenz neuer, exotischer Mesonen machen, die sehr stark zum $\bar{N}N$ -Kanal koppeln.

Die Kernpotentialmodelle beschreiben sie als quasinukleare resonante und gebundene Zustände im $\bar{N}N$ -Potential, die Quarkmodelle bevorzugen eine Diquark-Antidiquark-Struktur. Zahlreiche Modelle sagen auch besonders schmale Zustände voraus.

Es gibt allerdings große Unterschiede in den detaillierten quantitativen Voraussagen, insbesondere was die Energien, die Zerfallsbreiten und die Zuordnung von Quantenzahlen betrifft.

Die theoretischen Arbeiten werden erst dann fruchtbringend fortgesetzt werden können, wenn widerspruchsfreie experimentelle Resultate Tests der einzelnen Modellvorstellungen erlauben.

3. Durchführung des Experiments

In diesem Kapitel werden die wesentlichen Komponenten des experimentellen Aufbaus sowie ihre Einstellung und Optimierung für den Einsatz im Experiment beschrieben, dazu gehören der Antiprotonenstrahl, das Strahlteleskop, das Wasserstofftarget, der Annihilationszähler, die NAJ-Detektoren und die Analog- und Digitalelektronik.

3.1. Der Antiprotonenstrahl

Die Antiprotonen werden durch Beschuß eines Wolframtargets mit hochenergetischen Protonen (26 GeV/c) des CERN-Protonensynchrotrons erzeugt. Eine ausführliche Beschreibung der Strahlführung des CERN-PS findet man in Quelle /41/.

Der Sekundärstrahl k23 (s.Abb.9) ist so konzipiert, daß aus dem Antiprotonenspektrum solche mit einem Impuls von 600 - 1000 MeV/c bei einer Unschärfe von $\pm 1...2$ % herausgeblendet werden können. Einen Überblick über die wichtigsten Parameter des Sekundärstrahls k23 gibt Tabelle 4.

In diesem Strahl sind außerdem negative Pionen, Kaonen und Elektronen gleichen Impulses enthalten, die durch einen elektrostatischen Separator S und ein Strahlteleskop abgetrennt werden können.

Da die Antiprotonen an einem externen Target erzeugt werden, kann der Abstand zum ersten den Strahl fokussierenden Quadrupoltriplett (Q_1, Q_2, Q_3) klein gehalten werden (80 cm), um die Antiprotonenakzeptanz zu maximieren.

Der anschließende Ablenkmagnet M1 trennt Teilchen verschiedener Ladung. Die negativen Teilchen durchfliegen den elektrostatischen Separator S, der zusammen mit den Kompensationsmagneten SeM1 und SeM2 und dem vertikal angeordneten Impulsschlitz ΔP Teilchen gleichen Impulses trennt. Nach Fokussierung durch das Quadrupoltriplett Q_4, Q_5, Q_6 auf den horizontal angebrachten Massenschlitz Δm werden Teilchen gleicher Masse herausgeblendet.

Der zweite Ablenkmagnet M2 dreht den Strahl in die Experimentierachse und reinigt ihn von sekundär entstehenden Teilchen. Das Quadrupoltriplett Q_7, Q_8, Q_9 sorgt für die endgültige Fokussierung auf das experimentelle Target.

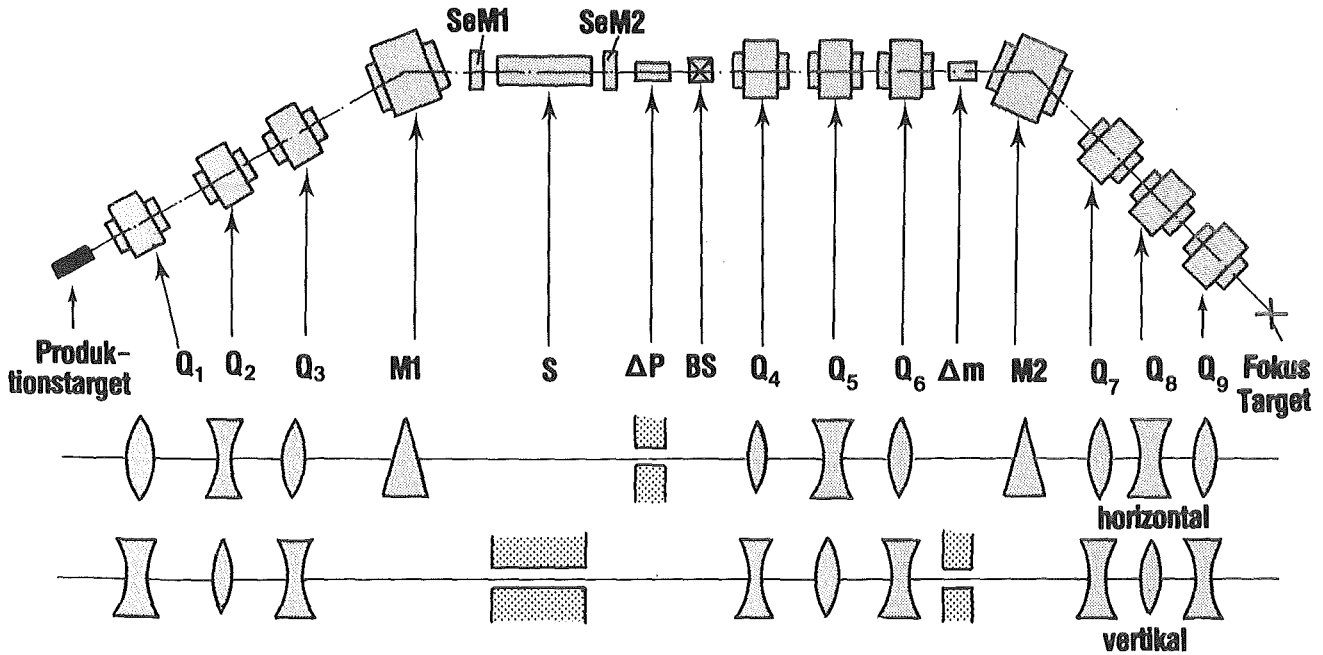
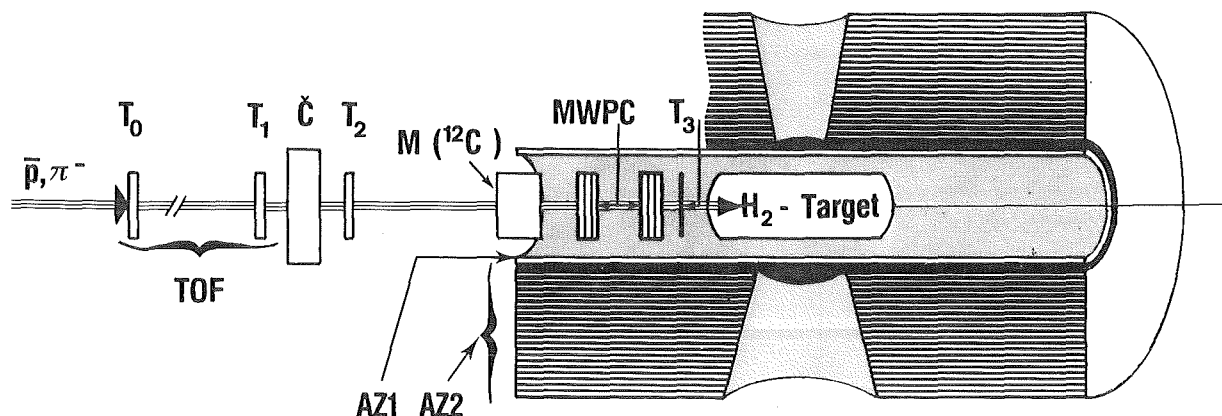


Abbildung 9 : Der externe Antiprotonenstrahl k23 des CERN-PS

Produktionstarget	Wolfram, $3 \times 2 \times 50 \text{ mm}^3$
Produktionswinkel	0°
horizontale Akzeptanz	$\pm 115 \text{ mrad}$
vertikale Akzeptanz	$\pm 24 \text{ mrad}$
Raumwinkelakzeptanz	8.7 msterad
Separator	3 m Länge, $\pm 500 \text{ kV}$
Max. Impuls des Strahls	$(1 \pm 0.01) \text{ GeV/c}$

Tabelle 4 : Die wichtigsten Parameter des Antiprotonenstrahls k23

3.2. Das Strahlteleskop



AZ1 Annihilationszähler für geladene Teilchen
AZ2 Annihilationszähler für neutrale Teilchen
MWPC 2 Vieldrahtproportionalkammern

Abbildung 10 : Das Strahlteleskop (Aufsicht)

Zum Nachweis und zur Identifizierung der einlaufenden Teilchen diente ein Strahlteleskop bestehend aus den Szintillationszählern $T_0 \dots T_3$ und dem Čerenkovzähler Č. Der Moderator M bestand aus 7 cm Kohlenstoff zum Abbremsen der Antiprotonen des Impulses 600 MeV/c auf ca. 316 MeV/c. Eine detaillierte Übersicht der Energieverluste der Antiprotonen in allen Zählmaterialien gibt Quelle /42/.

Für Eichzwecke wurden im H_2 -Target negative Pionen des Impulses 200 MeV/c gestoppt, dazu bestand der Moderator M aus 2 cm Kupfer und 5 cm Kohlenstoff.

Zur Messung der Flugzeit der einfallenden Teilchen wurde die zeitliche Differenz der Signale $(T_1 \cdot T_2) - T_0$ verwendet.

Der Čerenkovzähler Č besteht aus einem 5 cm dicken Plexiglaszylinder, auf dem 5 Photomultiplier angebracht sind und deren Signale addiert werden. Der Zähler wurde als Schwellen-Čerenkovzähler mit $\beta_{\min} = 0.67$ betrieben. Antiprotonen ($\beta_{\bar{p}} = 0.5$) hinterlassen im Čerenkovzähler kein Signal, während negative Pionen ($\beta_{\pi^-} = 0.97$) ein sehr hohes Signal abgeben und damit unterschieden werden können.

Der Zähler T_3 steht direkt vor dem H_2 -Target und registriert die Teilchen, nachdem sie im Moderator abgebremst wurden. Die langsamen Antiprotonen deponieren dabei wesentlich mehr Energie als die schnelleren Pionen, so daß diese durch Setzen einer hohen Diskriminatorschwelle T_3^h abgetrennt werden können.

Als Trigger für einlaufende Antiprotonen oder Pionen wurde definiert :

$$T(\bar{p}) = (T_0 \cdot (T_1 \cdot T_2))_{\bar{p}} \cdot \frac{V}{C} \cdot T_3^h \quad (3.2A)$$

$$T(\pi) = (T_0 \cdot (T_1 \cdot T_2))_{\pi} \cdot \frac{V}{C} \cdot T_3^t \quad (3.2B)$$

Durch die gleichzeitige Verwendung der koinzidenten Signale und der Flugzeitinformation konnte eine Unterscheidung von Antiprotonen und Pionen von ca. 10^{-4} erreicht werden, was sehr wichtig für die Unterdrückung pionischer Reaktionen im Fluge ist.

Der Antiprotonentrigger $T(\bar{p})$ ist mit 99.8% Wahrscheinlichkeit auch gleichzeitig der Antiprotonen - stop - Trigger.

$$T(\bar{p}) \approx T(\bar{p}\text{-stop}) \quad (3.2C)$$

Das geht aus einer Abschätzung der Reichweiteverteilungen (/43/) im flüssigen H_2 -Target (s.Kap.3.3.) unter der Annahme hervor, daß die einlaufenden Antiprotonen mit einem Impuls von (600 ± 6) MeV/c im Moderator auf (316 ± 16) MeV/c abgebremst werden und daß das Winkelstragging innerhalb des flüssigen H_2 -Targets vernachlässigt werden kann.

Die Optimierung des Strahlteleskops unter den Bedingungen guten Trennvermögens zwischen Pionen und Antiprotonen und gleichzeitig einer hohen Antiprotonenrate wird ausführlich in Quelle /41/ beschrieben.

Ein besonders wichtiges Nachweisgerät zur Auswahl der einfliegenden Teilchen war eine Vieldrahtproportionalkammer (MWPC, s.Abb.11), mit der die Trajektorien der Antiprotonen bestimmt werden konnten (s.Kap.4.5.).

Die Signale der Vieldrahtproportionalkammer wurden nicht mit im Hard-ware Trigger verwendet, sondern sie wurden zusammen mit anderen Daten auf Magnetband geschrieben, um die Möglichkeit der off-line Auswahl der Ereignisse entsprechend der Antiprotonentrajektorie zu haben.

Der Aufbau und die Parameter der Vieldrahtproportionalkammer werden ausführlich in Quelle /42/ beschrieben, Tabelle 5 stellt nur die wichtigsten Eigenschaften zusammen.

Drahtabstand	1 mm
Drahtdurchmesser	10 μm
Anzahl der Ebenen	6
Abstand der Ebenen	10 mm
Abstand der beiden Kammern	70 mm
Ortsunschärfe in der Targetmitte ΔX	± 2.2 mm
" " " ΔY	± 2.0 mm
Nachweiswahrscheinlichkeit	95 %
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	93 %

Tabelle 5 : Die wichtigsten Parameter der Vieldrahtproportionalkammer

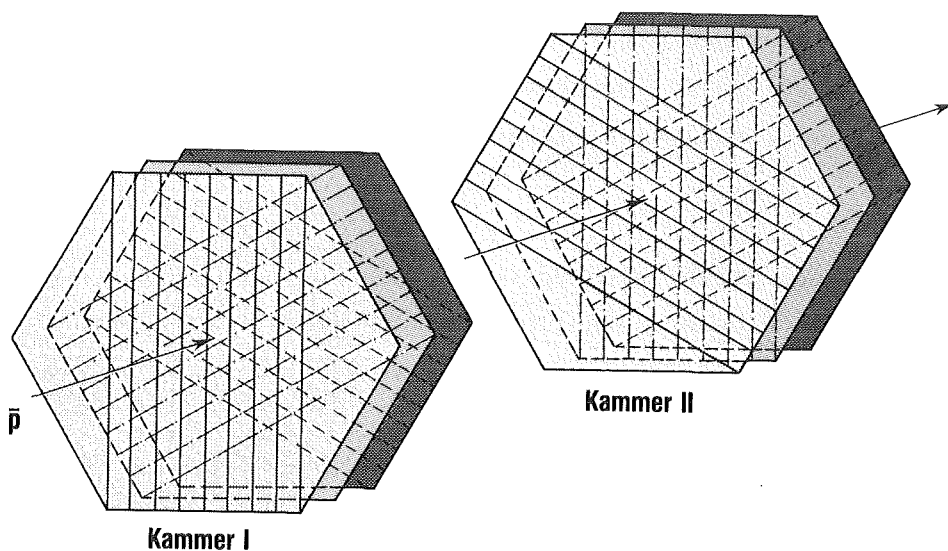


Abbildung 11 : Die 2 Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils 3 Ebenen

3.3. Das flüssige H₂-Target

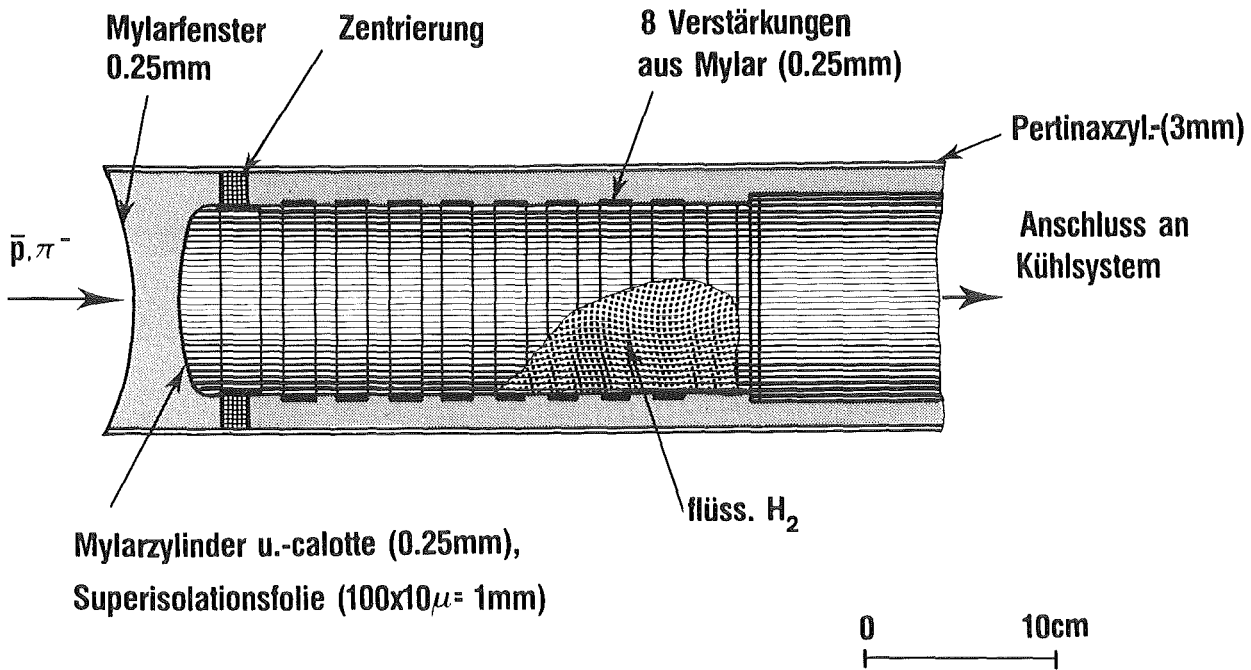


Abbildung 12 : Das flüssige H₂-Target

Für die Durchführung des Experiments wurde ein flüssiges Wasserstofftarget (/44/) konzipiert mit der Bedingung, daß die einlaufenden Antiprotonen möglichst wenig Energie in den Targetwänden verlieren und damit die Annihilationen außerhalb des Wasserstoffs klein gehalten werden können. Ein konventionelles H₂-Gastarget kam wegen der zu geringen Stop-Rate nicht in Betracht.

Die Antiprotonen dringen mit einer mittleren kinetischen Energie von 52 MeV in das flüssige Wasserstofftarget ($T = 20^0$ K, $\rho = 0.07$ g/cm³, $L = 28.4$ cm) ein und verlieren im äußeren Mylarfenster 0.36 MeV, in 100 Lagen aluminiumbedampfter Superisulationsfolie 1.69 MeV und in der Mylarcalotte nochmals 0.36 MeV (/42/), so daß sie in der Mitte des Targets zum Stoppen kommen.

3.4. Der Annihilationszähler

Zylindrisch um das H_2 -Target wurde ein Annihilationszähler (s. Abb. 13) mit folgendem Ziel aufgebaut :

1. Messung der Multiplizität und Identifizierung der speziellen Endkanäle der $\bar{p}p$ -Annihilation durch Nachweis der geladenen und neutralen Teilchen.
2. Messung der inklusiven γ -Spektren für bestimmte Annihilationskanäle mit dem Ziel, falls Baryonium in einen bestimmten Kanal zerfallen sollte, die anderen Annihilationskanäle als Untergrund zu eliminieren.

Ein solcher Annihilationszähler muß eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit und ein gutes Trennvermögen der Annihilationsprodukte besitzen.

Der Annihilationszähler besteht aus einem inneren Zylinder aus Szintillatormaterial (NE 110) zum Nachweis der geladenen Teilchen und aus einer zylinderförmigen modularen Blei-Szintillator-Sandwichanordnung (s. Abb. 13b) zum Nachweis der neutralen Teilchen. Für Elektronen bzw. γ -Strahlung ergibt das unter Berücksichtigung der zusätzlichen Eisen- und Aluminiumschichten ca. 9 Strahlungslängen.

Der innere sowie der äußere Annihilationszähler bestehen aus 30 radial angeordneten Segmenten (s. Abb. 13c), wobei für den inneren Zähler jedes Segment mit einem Photomultiplier verbunden ist, während die Segmente des äußeren Zählers achsial in der Mitte getrennt sind und jede Hälfte der Segmente mit einem Photomultiplier versehen ist.

Die Segmente des äußeren Annihilationszählers sind zusätzlich durch Wolframplatten voneinander getrennt (sehr geringe Strahlungslänge), um die Wahrscheinlichkeit, daß sich der in einem Segment entwickelnde elektromagnetische Schauer in ein benachbartes Segment ausbreitet, zu verkleinern.

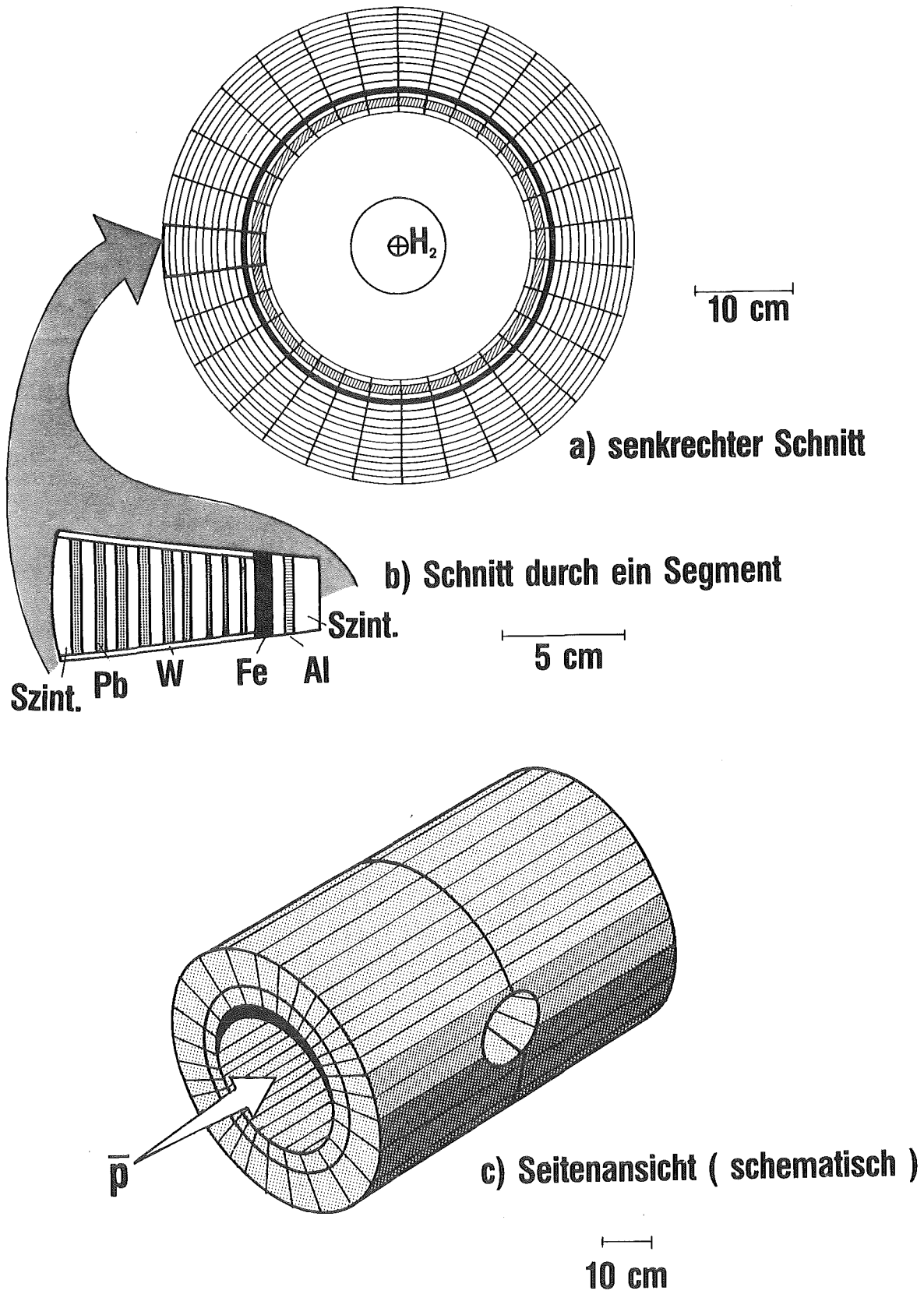


Abbildung 13 : Der Annihilationszähler

Der Annihilationszähler hat zwei achsiale Öffnungen (s. Abb. 13c) für den eintretenden Antiprotonenstrahl bzw. die Kühlvorrichtung des flüssigen H_2 -Targets und zwei Öffnungen an den Längsseiten, hinter denen die NAJ-Detektoren für die γ -Spektrometrie (s. Kap. 3.5.) stehen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen im 1cm dicken inneren Annihilationszähler beträgt nahezu 100% .

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des äußeren Annihilationszählers in Abhängigkeit von der Energie der γ -Strahlung zeigt einen $(1 - \exp(-a(E_\gamma - \text{const.})))$ Verlauf (/45/), für $E_\gamma \leq 50$ MeV ist sie nahezu 0% und steigt für $E_\gamma \geq 100$ MeV auf ca. 95% an.

Die Einstellung des Annihilationszählers (PM-Hochspannungen und Schwellen) für das Experiment erfolgte mit minimalionisierenden geladenen Pionen aus der Annihilation, wofür einfliegende Antiprotonen im geometrischen Mittelpunkt des Annihilationszählers in einem Kohlenstofftarget gestoppt wurden. Die Diskriminatorschwellen der einzelnen Segmente wurden auf das Minimum der Zählrate zwischen dem Peak der minimalionisierenden Pionen und dem Bremsstrahlungsuntergrund eingestellt.

Das Verhalten des Annihilationszählers unter den geometrischen Bedingungen des Experiments wird ausführlich in Quelle /46/ beschrieben.

Die Auswertung der γ -Spektren für bestimmte Annihilationskanäle wird in Kapitel 4.3. behandelt.

3.5. Die NAJ(TL)-Detektoren

Die wichtigsten Nachweisgeräte bei der Messung der inklusiven γ -Spektren der (\bar{p}_{stop} p)-Reaktion waren zwei großvolumige NAJ(TL)-Detektoren mit guter Energieauflösung.

Im Experiment waren sie senkrecht zur Strahlrichtung und zur Mitte des H_2 -Targets gerichtet angeordnet (s. Abb. 14). Die Photonen aus dem H_2 -Target passieren die Löcher des Annihilationszählers und die Plastiksintillatoren zur Registrierung von geladenen Teilchen und dringen in das Kristallvolumen ein.

Der eine Detektor ist ein $10'' \times 12''$ NAJ(TL)-Einkristall, der andere ist ein modularer (54 Module) NAJ(TL)-Sektor, dessen Volumen nahezu $1/13$ der Kristallkugel (Stanford "Crystal Ball"-Detektor) (/47/) darstellt.

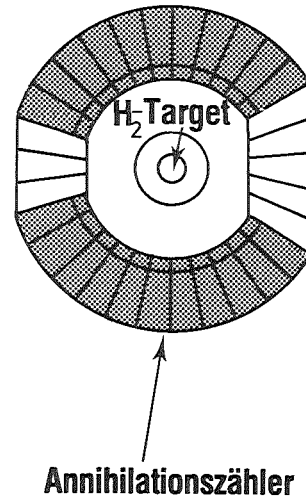
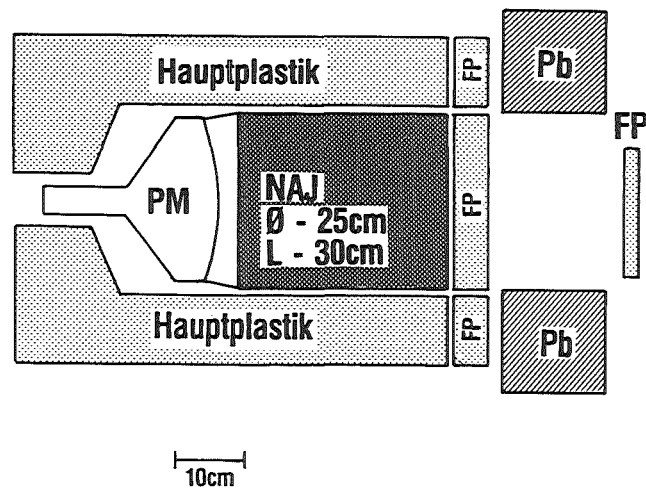
Wegen der guten Energieauflösung und dem Vorhandensein von Ortsinformation innerhalb des Kristallvolumens sind γ -Messungen mit dem modularen NAJ-Sektor prinzipiell von höherer Qualität als solche mit einem NAJ-Einkristall.

Hochenergetische Photonen mit der Energie von ca. 100 MeV wechselwirken mit Materie im wesentlichen über Paarbildung, welche dann zur Ausbildung einer Elektron-/Positron- und Photonenlawine führt, dem sogenannten Schauer. Ein einfliegendes Photon konvertiert im Feld eines Kernes in ein Elektron-Positron-Paar, welches seinerseits durch Bremsstrahlung und Ionisation zur Entwicklung des elektromagnetischen Schauers beiträgt. Mit dem exponentiellen Ansteigen der Teilchenzahl entwickelt sich der Schauer longitudinal und lateral solange, bis die mittlere Energie der e^+e^- -Paare und Photonen so weit gesunken ist, daß die Ionisation die Prozesse der Paarbildung und Bremsstrahlung überwiegt. Danach sinkt die Teilchenzahl im Schauer, und seine laterale und longitudinale Ausdehnung geht zurück. Die Ausdehnung von Schauern gleicher Energie kann starken statistischen Schwankungen unterliegen.

Beim Nachweis hochenergetischer Photonen mittels großer NAJ-Kristalle steht man im allgemeinen vor zwei Problemen, die in ihren Wirkungen gegenläufig sind :

1. Sehr große NAJ-Kristalle (z.B. $20'' \times 20''$) ermöglichen eine sehr

NAJ - Einkristall



modularer NAJ - Sektor

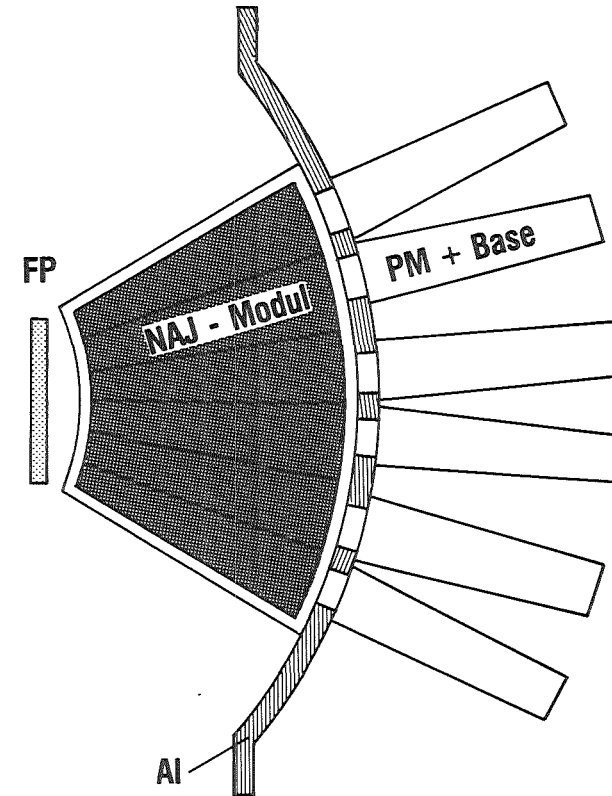


Abbildung 14 : Die Anordnung der NAJ-Detektoren
(senkrechter Schnitt - schematisch)

FP : Frontplastiks

gute Energieauflösung ($\sim 3\% / \sqrt{E}/\text{MeV}$), da nahezu die gesamte Energie des Schauers im Kristall deponiert wird. Wegen ihrem großen Volumen sind sie allerdings sehr empfindlich gegenüber radioaktivem - und Höhenstrahlungsuntergrund. Überdies läßt sich die erforderliche Homogenität des Materials nicht herstellen, wodurch die prinzipiell gute Energieauflösung verschlechtert wird.

2. Kleine NAJ-Kristalle lassen sich zwar mit der erforderlichen Homogenität herstellen, aber es wird immer ein wesentlicher Teil des Schauers entweichen und damit die Energieauflösung verschlechtern.

Der in diesem Experiment eingesetzte $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall stellte hinsichtlich seines Volumens einen Kompromiß zwischen diesen beiden Problemen dar.

Der modulare NAJ-Sektor, der aus 54 "kleinen" NAJ-Modulen zusammengesetzt ist, vereinigt die Vorteile kleiner NAJ-Kristalle (gute Homogenität von 1...3 %) mit den Vorteilen großer NAJ-Kristalle (geringer Anteil der entweichenden Energie des Schauers).

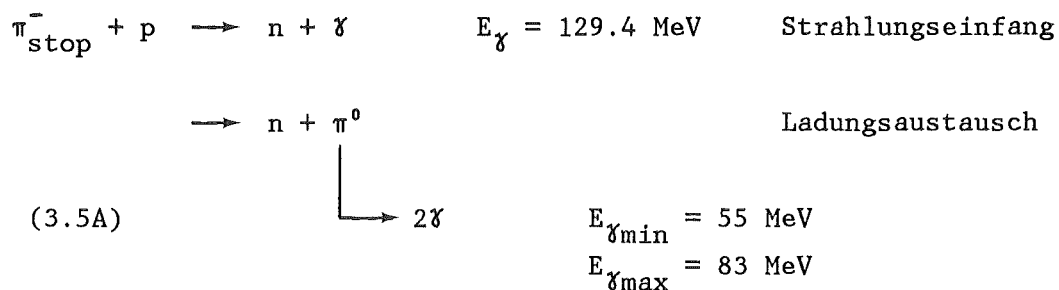
Da sich der Schauer über mehrere benachbarte Module ausbreitet und die Gesamtenergie aus der Summe der analogen Information der einzelnen Module gewonnen wird, setzt das entweder hohe Stabilität oder Rekonstruierbarkeit der zeitlichen Schwankungen der einzelnen NAJ-Module voraus. In diesem Experiment wurde das Problem der Schwankungen mit einem Lichtpulsersystem gelöst, dessen Daten ständig gespeichert und später zur off-line Korrektur benutzt wurden (s.A1).

Dieser modulare Detektor ist somit wegen seiner 1.5-fach besseren Energieauflösung im Vergleich zum $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall besser zur Spektrometrie schmaler γ -Linien geeignet.

Die Eichung der beiden NAJ(TL)-Detektoren wurde mit sehr ähnlichen Prozeduren durchgeführt :

1. Bei kleinen Energien ($E_\gamma < 10 \text{ MeV}$) wurden der $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall mit einer radioaktive ^{229}Th -Quelle ($E_\gamma = 2.62 \text{ MeV}$) und die Module des NAJ-Sektors mit einer ^{137}Cs -Quelle geeicht.

2. Bei mittleren Energien ($E_\gamma \approx 100$ MeV) wurden die NAJ-Detektoren mit Photonen der Reaktionen



geeicht, wofür der impulsseparierte Strahl k23 des CERN-PS auf negative Pionen umgestellt wurde (s.Kap.3.1.). Abbildung 15 zeigt das typische Photonenspektrum der π_{stop}^- -p-Reaktion, sie liefert 3 bekannte Energiepunkte für die Eichung : Eine monoenergetische γ -Linie ($E_\gamma = 129.4$ MeV) und die minimale/maximale γ -Energie ($E_{\gamma\text{min/max}} = 55/83$ MeV) aus dem π^0 -Zerfall.

Die Prozedur zur genauen Bestimmung der individuellen Eichfaktoren der Module des NAJ-Sektors wird in A1 beschrieben.

Als Energieauflösung bei 129.4 MeV wurde für den NAJ-Sektor 5.5 % erreicht, während sie für den NAJ-Einkristall bei 8.0 % lag.

3. Bei hohen Energien ($E_\gamma \geq 500$ MeV) konnte die Linearität der Eichung mit hochenergetischen Elektronen ($p_e = 500 \dots 700$ MeV/c) und mit der oberen Kante der Photonenrechteckverteilung resultierend aus Zweikörperannihilationen (im besonderen : $\bar{p}p \longrightarrow \omega\pi^0$, $E_{\gamma\text{max}} = 774$ MeV, s.Kap.4.4.2.) überprüft werden. Diese zweite Methode konnte aber nur für den modularen NAJ-Sektor angewendet werden, da sich die Auflösung des NAJ-Einkristalls bei hohen Energien wegen Escape-Verlusten drastisch verschlechtert.

3.5.1. Der $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall

Der in diesem Experiment verwendete Straßburger NAJ-Kristall wurde schon in vorhergehenden Messungen (/49/,/55/) erfolgreich eingesetzt, die Optimierung seiner Parameter wird in Quelle /48/ beschrieben.

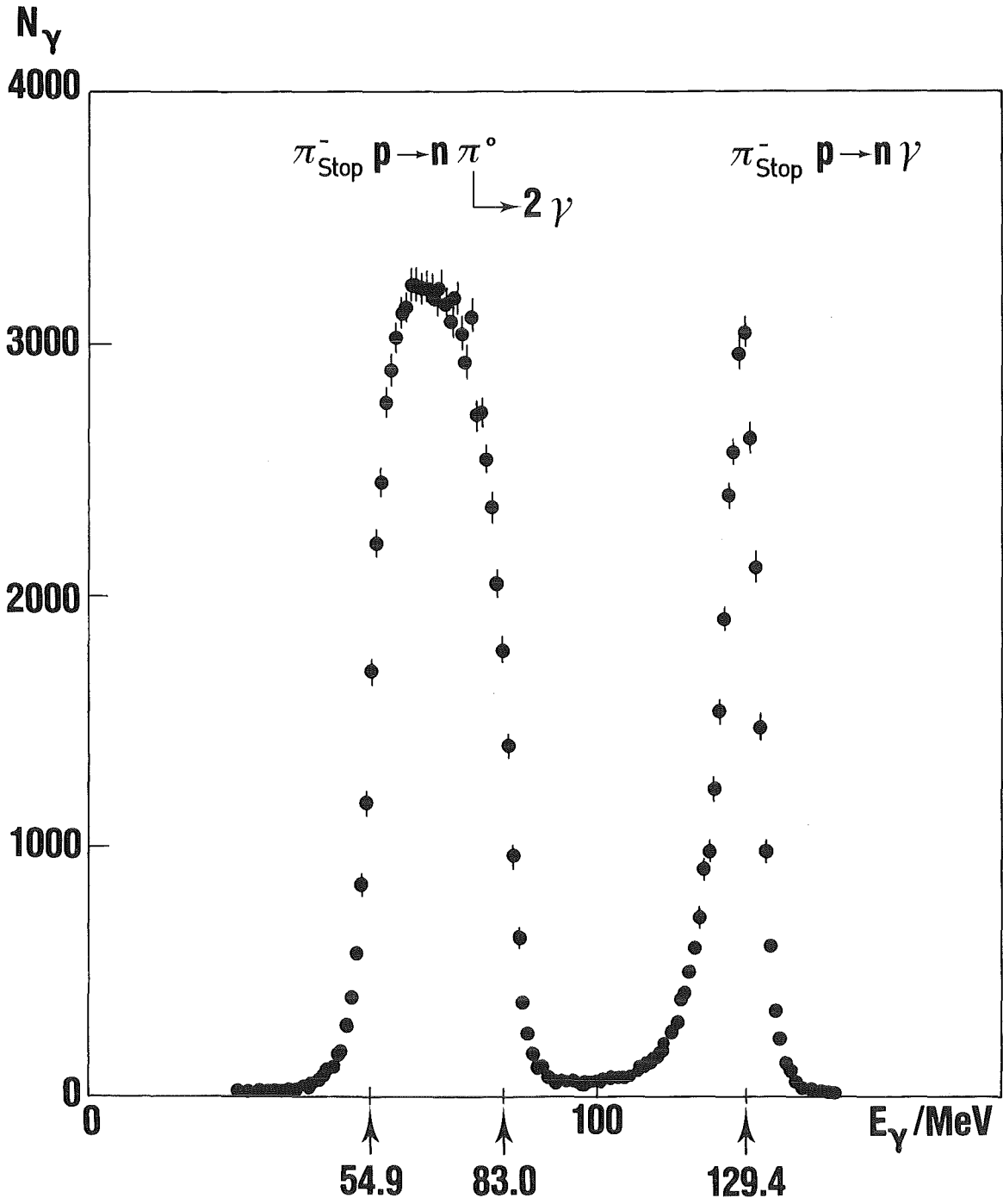


Abbildung 15 : Das Photoneneichspektrum des modularen NAJ-Sektors

Der 10" × 12" NAJ-Kristall ist von Plastikszintillatoren (s. Abb. 14) umgeben, die spezielle Funktionen für die elektronische Kollimierung des elektromagnetischen Schauers haben. Zwei "innere" Frontplastiks registrieren die geladenen Teilchen, die durch die $\bar{p}p$ -Annihilation im H_2 -Target entstehen und in Richtung des NAJ-Kristalls fliegen. Die geladenen Teilchen sind in der Regel minimalionisierend und deponieren im Szintillatormaterial ca. 2 MeV/cm. Ein "äußerer" Frontplastik registriert die geladenen Teilchen, die nicht aus dem H_2 -Target kommend den NAJ-Kristall treffen. Die Effektivität der Unterdrückung geladener Teilchen ist in Quelle /49/ dargestellt.

Ein Hauptplastik umgibt den NAJ-Kristall zylindrisch an den Längsseiten, (s. Abb. 14). Wegen dem "radial escape theorem" (/63/) und der Form des NAJ-Detektors kann man die Annahme machen, daß das Verhältnis der im Kristall deponierten Energie zu der aus dem Kristall entweichenden Energie unabhängig von der Einschußenergie ist. Das ermöglicht eine elektronische Diskriminierung schräg einfliegender Photonen. Bei der Auswertung wurden nur solche γ -Ereignisse berücksichtigt, für die die Bedingung

$$E_{\text{Hauptplastik}} \leq 0.1 \cdot E_{\text{Kristall}} - 1.8 \text{ MeV} \quad (3.5B)$$

galt. Bei hohen γ -Energien darf das Verhältnis $E_{\text{Hauptplastik}}/E_{\text{Kristall}}$ nicht größer als 10% sein, bei kleinen Energien darf es größer sein, was phänomenologisch einer Aufweitung des Schauers bei kleinen Energien entspricht. Die ausführliche Beschreibung des Einflusses einer Bedingung $E_{\text{Hauptplastik}} < k \times E_{\text{Kristall}}$ auf die Nachweiswahrscheinlichkeit findet man in Quelle /49/.

Während der Meßperioden wurde großer Wert auf die Stabilität der Eichung und der Auflösung sowie auf die Linearität gelegt. Deshalb wurde täglich folgende Eichprozedur durchgeführt :

1. Die Stabilität des Photomultipliers des Kristalls wurde mit einem elektronischen Stabilisator realisiert, als Referenzsignal diente die Photopeaklinie einer ^{229}Th -Quelle (2.62 MeV).
2. Die Stabilität der Elektronik wurde durch Monitorierung des Energieverlusts der minimalionisierenden Teilchen aus der kosmischen Strahlung, der im 10" × 12" NAJ-Kristall 139 MeV beträgt, erreicht.

3. Die Linearität der Elektronik wurde mit einem hochstabilen Impuls-generator geprüft.
4. In ca. 14-tägigen Abständen wurde die Eichung und die Auflösung mittels der Reaktion (3.5A) geprüft.

Für das Verständnis des niederenergetischen Untergrundes des NAJ-Kristalls ist es wichtig, das Neutronenspektrum zumindest qualitativ zu kennen. Die Neutronen können in der Nähe des Kristalls durch Kernreaktionen von Annihilationspionen im Kollimatormaterial erzeugt werden. Quelle /49/ beinhaltet ein gemessenes Neutronenspektrum, allerdings für eine etwas andere Geometrie der Abschirmungsmaterialien. Das Neutronenspektrum zeigt prinzipiell ein exponentielles Abklingen und ist oberhalb von 150 MeV für den Kristall nahezu bedeutungslos.

3.5.2. Der modulare NAJ-Detektor (Sektor)

Der im Experiment verwendete modulare NAJ-Sektor wurde von der Firma Harshaw Chemical Co. (Solon/Ohio) gefertigt. Er hat die Form eines sechsseitigen Kugelsektors (s.Abb.16) und ist vakuumdicht in einem Stahlbehälter eingepackt.

Jeder einzelne NAJ-Modul stellt geometrisch einen dreieckigen Pyramidenstumpf (s.Abb.17) dar.

Die Seitenkante der kleinen dreieckigen Grundfläche ist 5 cm, die Seitenkante der großen dreieckigen Grundfläche ist 13.6 cm lang. Jeder Modul hat eine Länge von 39 cm (15.5"), das entspricht ca. 15 Strahlungslängen. Wegen der geometrischen Anordnung der Module gibt es kleine Unterschiede in ihren Dimensionen. Alle Module sind in weißes Papier und aluminisierte Mylarfolie eingewickelt, ausgenommen jeweils ein kleines Loch ($d = 44\text{mm}$) am hinteren Ende zur Anpassung des ersten Luftlichtleiters. Eine Aluminiumplatte bildet die mechanische Halterung aller Module, sie wurden mit Schrauben und Druckplatten direkt daran befestigt. Abgedichtete Glasplatten stellen den Lichtkontakt zwischen dem ersten und zweiten Luftlichtleiter her. Eine kleine Durchführung im zweiten Luftlichtleiter (s.Abb.17) diente zur Kopplung an ein Lichtpulsersystem, der Stabilisierungsalgorithmus ist in A1 beschrieben.

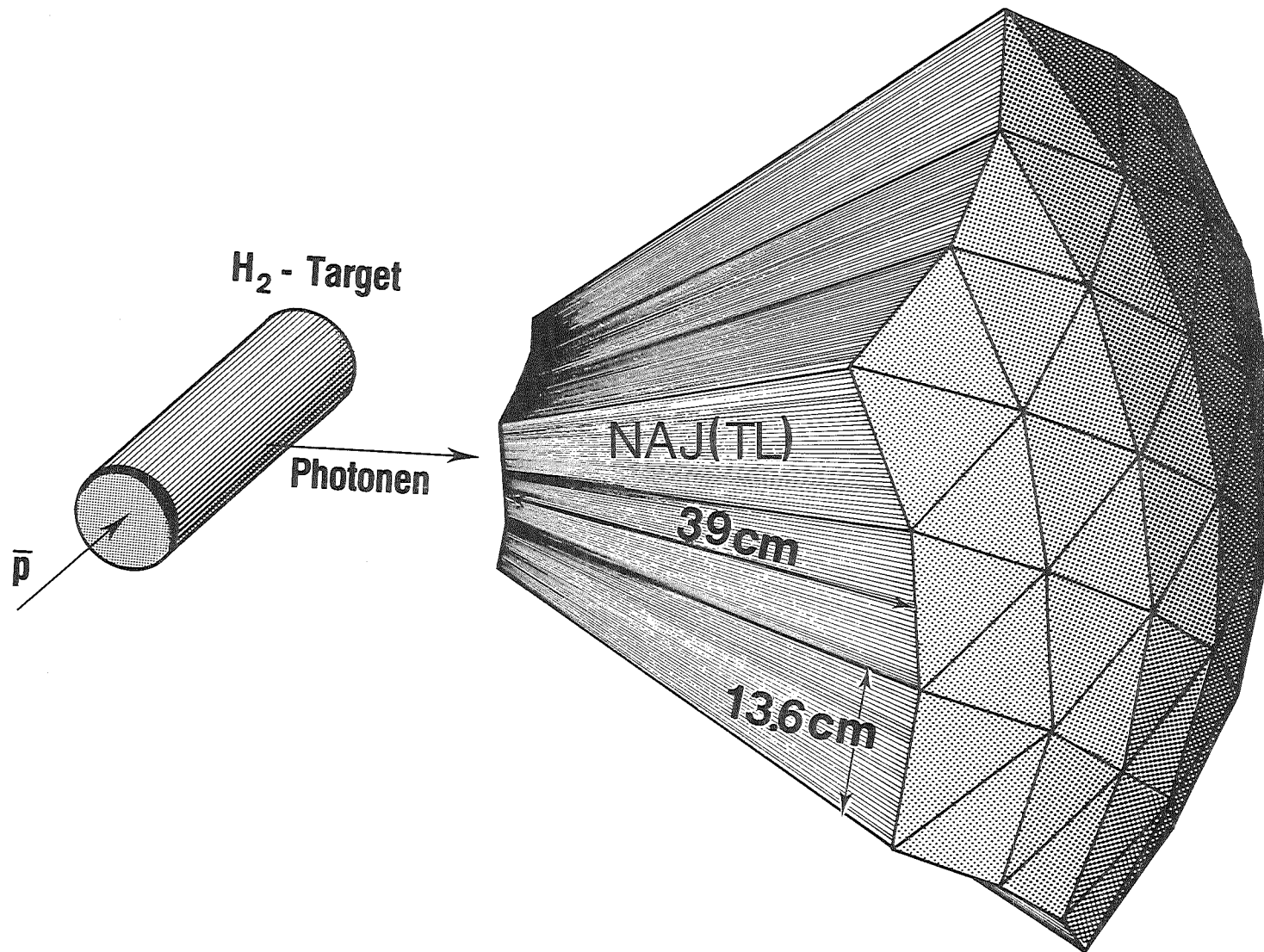


Abbildung 16 : Der modulare NAJ-Sektor (nur das Kristallvolumen ist dargestellt)

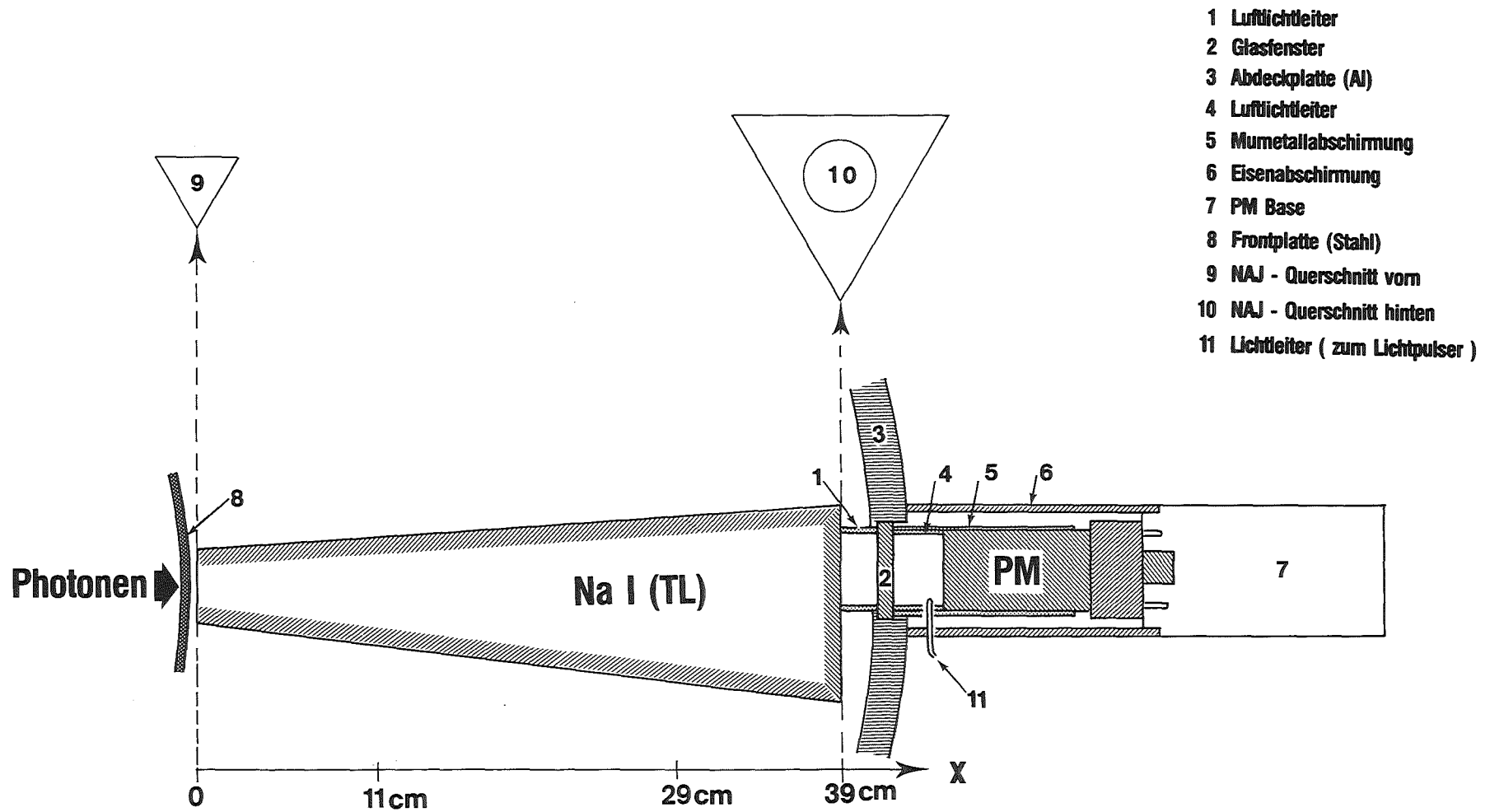


Abbildung 17 : Ein NAJ-Modul des Sektors

Als Photomultiplier wurden die Typen SRC LB50B01 bzw. RTC XP 2202 verwendet, sie wurden jeweils mit einem 1 mm dicken My-Metall- und einem 5 mm dicken Eisenzyylinder abgeschirmt.

Die Energieauflösung der einzelnen Module und die longitudinale Lichtsamm-
lungshomogenität wurden mit kollimierten ^{137}Cs -Strahlungsquellen gemessen,
sie betragen 14% FWHM respektive 5% ($\pm 2.5\%$) für die Mehrzahl der Module.
Eine genaue Beschreibung dieser Messungen findet man in Quelle /50/.

Betrachtet man das geometrische Arrangement und die Numerierung der Module
(s.Abb.22), so ist ersichtlich, daß der NAJ-Sektor aus 3 konzentrischen
Ringern von NAJ-Modulen besteht : Die Module 1...6 bilden den inneren Ring,
die Module 7...24 bilden den ersten und die Module 25...54 den zweiten
Ring. Diese Betrachtung hat für die Definition des Sektor-Triggers (innere
24 Module, s.Kap.3.6.) und für die Auswahl der γ -Ereignisse (s.Kap.4.1.2.)
Bedeutung.

Die Analogelektronik zur Auslese der 54 NAJ-Module ist in Abbildung 18
dargestellt, es wurden zwei Varianten von Basen der Photomultiplier
entwickelt :

1. Die Stromkopplung (s.Abb.18a) ist gut für hohe Zählraten, sie hat
allerdings zwei Nachteile : a. Die negative Hochspannung der Photo-
katode induziert das Eindringen von aus der Glaswand herausgeschla-
genen Ionen, das zu einem irreduziblen Verlust des Verstärkungs-
faktors führt und b. die direkte Kopplung kann über Erdschleifen ein
relativ starkes Rauschen hervorrufen, das die Detektierung von
kleinen Signalen erschwert.
2. Die induktive Kopplung (s.Abb.18b) verhindert das Letztere, sie hat
aber bei hohen Zählraten den Nachteil, daß die Transformer sehr
lange Impulse (overshoots) erzeugen, die ebenfalls den Nachweis
kleiner Signale verhindern. Weiterhin können die Transformer Nicht-
linearitäten (wegen der gegenseitigen Beeinflussung der Magnetfelder)
des energieäquivalenten Spannungssignals für hohe Energien erzeugen.
Das führt u.a. zu einer Verschlechterung der Energieauflösung.

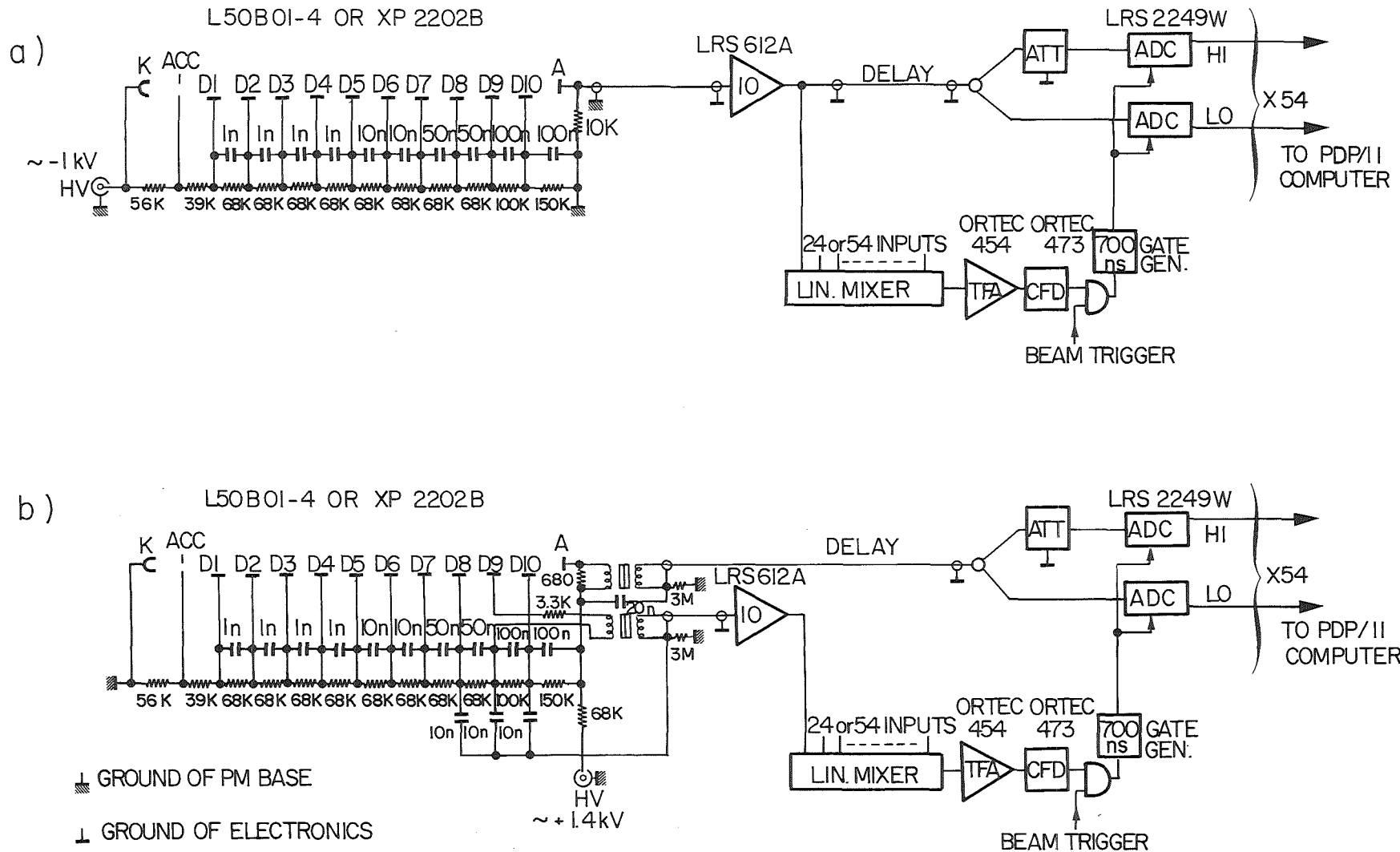


Abbildung 18 : Die Elektronik der NAJ-Module des Sektors

Für die in Kapitel 4.1.1. beschriebenen 2 großen Meßperioden wurden die Photomultipliersignale des NAJ-Sektors einmal mit der direkten Kopplung und einmal mit der induktiven Kopplung abgenommen, wobei sich die oben erwähnten Unterschiede jeweils im γ -Rohspektrum niederschlagen, jedoch korrigiert werden können.

Das elektronisch addierte Signal der "inneren" 24 Module bzw. aller 54 Module erzeugte nach Durchgang durch einen Constant Fraction Diskriminator zusammen mit anderen Signalen (s.Kap.3.6.) ein 700 ns lang geöffnetes Gate für die ADC's, den sogenannten Mastertrigger. Für ein echtes Meßexperiment (-run) $\bar{p}p \rightarrow \gamma + \dots$ wurde das elektronisch addierte Signal der "inneren" 24 Module verwendet, womit erreicht wurde, daß nur ein zu vernachlässigender Anteil des Schauers das Sektorvolumen verläßt (s.Kap.4.1.2.). Für einen Eichrun mittels der Reaktion (3.5A) wurde zugelassen, daß auch die äußeren 30 Module das Maximum der deponierten Energie enthalten können und es wurde als Trigger das elektronisch addierte Signal aller 54 Module verwendet.

Jeder Modulausgang wurde in zwei dynamische Bereiche ("Low" und "High") aufgeteilt und auf getrennte ladungsempfindliche ADC's geleitet. Das ergab die Möglichkeit, die Gesamtenergie im NAJ-Sektor durch zwei unabhängige Informationen, nämlich durch die zwei separaten elektronischen Bereiche, zu gewinnen (s.Kap.4.1.2.). "Low" überdeckte den dynamischen Bereich von 0...100 MeV und "High" den dynamischen Bereich von 0...1000 MeV. Die 108 ADC's des NAJ-Sektors wurden mit CAMAC-Standardeinheiten ausgelesen (s.Kap.3.7.) und ihr Inhalt mittels eines PDP 11/34-Computers auf Magnetband geschrieben, sobald ein Mastertrigger = Sektortrigger $\times \bar{p}_{\text{stop}}$ vorlag.

Für die Energieeichung des modularen NAJ-Sektors, insbesondere für die Festlegung der individuellen relativen Kalibrationsfaktoren der einzelnen NAJ-Module, wurde eine iterative off-line Prozedur verwendet (s.A1). Obwohl die individuellen Kalibrationsfaktoren nur mit einer Genauigkeit von $\pm 5\%$ bestimmt werden können, gelingt es, das gesamte Volumen des NAJ-Sektors auszunutzen und eine bessere Energieauflösung als für den $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall zu erreichen. Sie beträgt 5.5% bei 129.4 MeV (s.Abb.15).

Für höhere Energien wurde die Energieauflösung des NAJ-Sektors durch Einschuß von Elektronen ermittelt (s. Abb. 19).

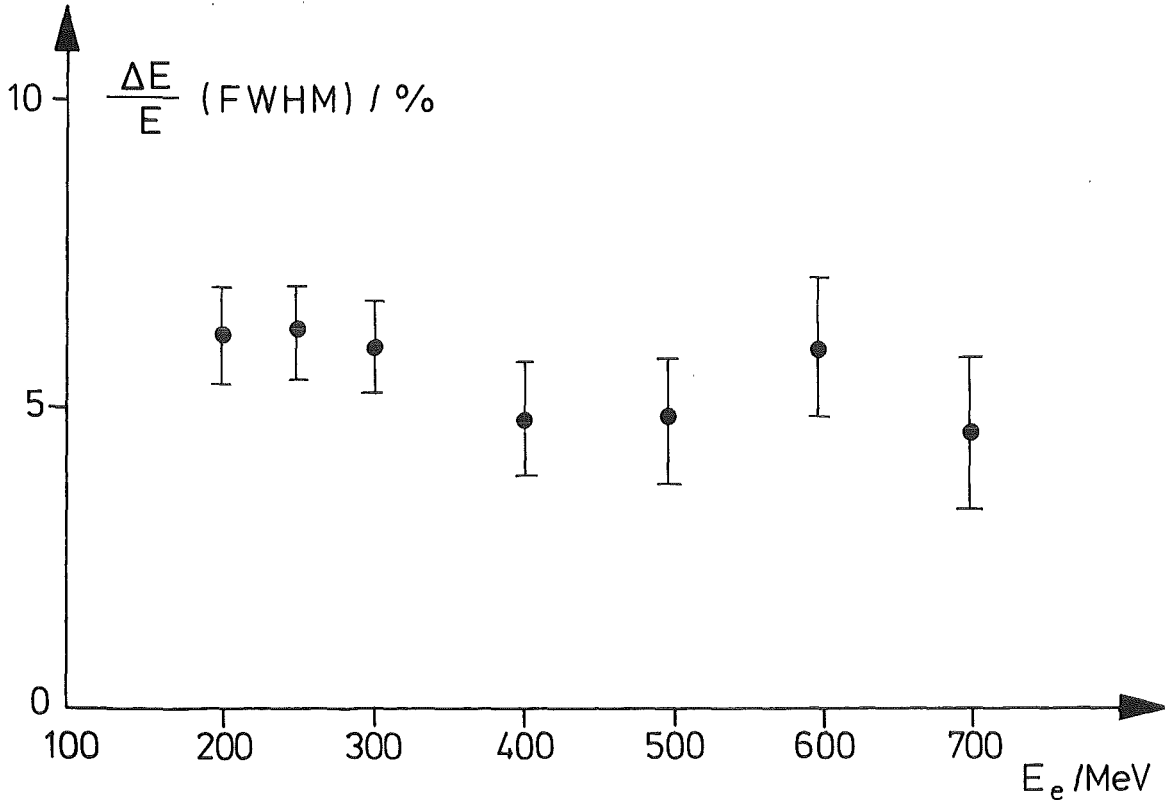


Abbildung 19 : Die Energieauflösung des modularen NAJ-Sektors in Abhängigkeit von der Einschußenergie

Für große, extrem homogene NAJ-Kristalle sollte gelten, daß die Energieauflösung für $E \geq 500$ MeV wesentlich kleiner als 5% ist. Phänomenologisch wird ein $\sim 1/\sqrt[4]{E}$ - Verlauf erwartet. Die in Abbildung 19 dargestellte Messung kann dieses Verhalten nicht reproduzieren, was an der großen Impulsunschärfe des Sekundärstrahls k23 für hochenergetische Elektronen liegt.

Zur Identifizierung der geladenen Teilchen, die frontal in den NAJ-Sektor eindringen, diente ein 2 cm dicker Plastiksintillator (FP, s. Abb. 14), in dem die minimalionisierenden Pionen aus der Annihilation ca. 4 MeV deponieren. Für die Erkennung seitlich einfliegender geladener Teilchen wurden an den Seitenflächen des Sektors vier 0.5 cm dicke Plastiksintillatoren (Guard Plastics) angebracht.

Im NAJ-Kristallvolumen deponieren minimalionisierende Pionen ca. 210 MeV, das Spektrum läßt sich durch Verwendung der Information des Frontplastiks (FP) generieren (s.Abb.20).

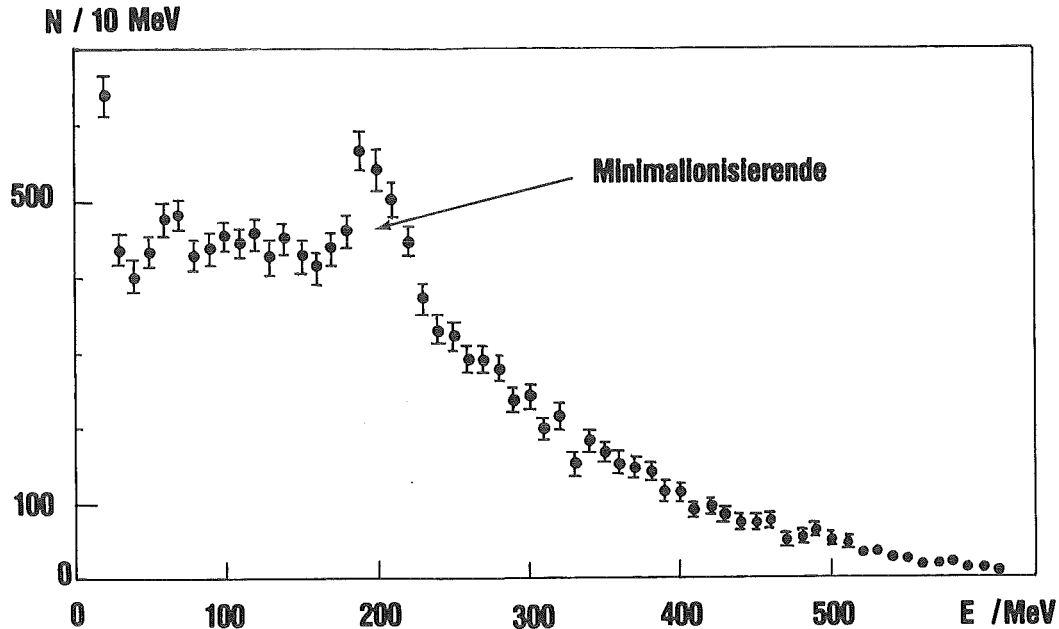


Abbildung 20 : Das Spektrum der geladenen Teilchen im NAJ-Sektor

Mit Hilfe der Information des Frontplastiks lassen sich die geladenen Teilchen mit besser als 10^{-4} unterdrücken.

Zusätzlich zur "direkten" Diskriminierung der geladenen Teilchen wurden für das Experiment Methoden entwickelt (/51/), die es gestatten, aus den Verhältnissen der analogen Information der einzelnen NAJ-Module geladene Teilchen zu diskriminieren (s.A2). Die Ursache liegt darin, daß Streu- oder Einfangprozesse geladener Pionen im NAJ-Kristallvolumen ihre Energie in einem wesentlich kleineren Volumen deponieren als ein elektromagnetischer Schauer gleicher Energie.

Ähnliches läßt sich für neutroneninduzierte Reaktionen aussagen, die ebenfalls mittels der Kenntnis der ortsabhängigen Energieinformation im modularen NAJ-Sektor unterschieden werden können.

Größere Bedeutung als beim $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall hat für den Sektor das Problem der Stabilität. Das ergibt sich daraus, daß die Gesamtenergie aus der Summe der analogen Information von unabhängigen Modulen gewonnen wird, deren zeitliche Schwankungen kompensiert werden müssen.

Für diesen Zweck wurde ein Lichtpulsersystem (s.A1) entwickelt, dessen Kontrollinformation in regelmäßigen Abständen (s.Kap.3.7.) gespeichert wurde. Die Ergebnisse des Lichtpulsersystemstabilisierungssystems waren sehr gut : Für Zeitabstände in der Größenordnung von einigen Monaten konnte die Energieeichung des Sektors mit besser als 1% reproduziert werden und die Energieauflösung verschlechterte sich nur um ca. 1.5% (s.A1).

3.6. Die Digitalelektronik

Entsprechend dem experimentellen Ziel, inklusive γ -Spektren der $(\bar{p}_{\text{stop}}^p)$ -Reaktion zu messen, hat der logische Zweig der Elektronik die Aufgabe, die gewünschten Ereignisse auszusortieren, die richtigen zeitlichen Relationen herzustellen, analoge Informationen zu digitalisieren, Kontroll- und Steuerfunktionen zu gewährleisten und die Auslese der Information mit einem PDP 11/34-Computer zu steuern.

Die Digitalisierung der analogen Information wurde mit ADC's und TDC's der Firma Le Croy, die anderen elektronischen Aufgaben wurden mit NIM- bzw. CAMAC-Standardelektronik durchgeführt.

Der endgültige Trigger des Experiments (Mastertrigger) beinhaltet die Information, daß ein einfliegendes Antiproton im H_2 -Target gestoppt hat (s.Kap.3.2.) und daß ein γ -Ereignis im modularen NAJ-Sektor oder im $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall registriert wurde (s.Abb.21).

$$\text{Mastertrigger} = T(\bar{p}_{\text{stop}}) \cdot (\text{Sektor}_{\gamma} + 12''_{\gamma}) \quad (3.6A)$$

Der Mastertrigger öffnet für 700 ns das Gate zur Auslese der 108 ADC's des NAJ-Sektors (1.5 μ s für die ADC's des $12''$ -Kristalls).

Die Signale von Kontroll- und Stabilisierungsruns des NAJ-Sektors (Lichtpulsers-, $2''$ -Quellenreferenz-, Pedestalsruns, s.Kap.3.7. und A1) wurden ebenfalls in den Mastertrigger einbezogen (s.Abb.21).

Der γ -Trigger des Sektors wurde durch das elektronisch addierte Signal der inneren 24 NAJ-Module (Σ^{24}) für einen \bar{p} -Run bzw. aller 54 Module (Σ^{54}) für einen π^- -Eichrun generiert (s.Kap.3.5.).

Für die Aufnahme von γ -Spektren wurden eine Antikoinzidenzbedingung des Sektorfrontplastiks (s.Kap.3.5.) und andere logische Statussignale (2"-, LP-, Pedestal-Run) hinzugefügt.

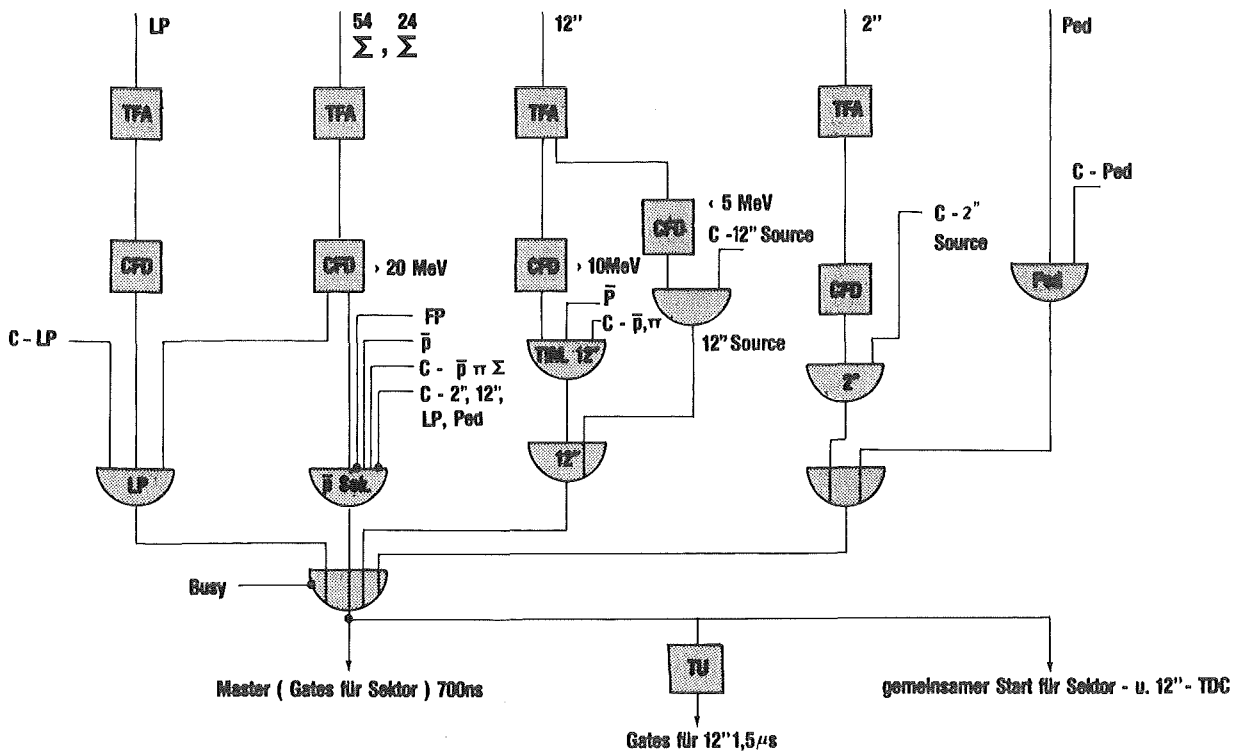


Abbildung 21 : Der Mastertrigger des Experiments

TFA	Timing Filter Amplifier	2''	Quellenreferenz des 2''-Moduls d. Sektors
CFD	Constant Fraction Diskriminator	Ped	Pedestal-Trigger für die 108 Sektor ADC's
LP	Lichtpulser	C	Constant Level, vom Computer generiert
$\Sigma^{54/24}$	Hardwaresumme von 54/24 NAJ-Modulen des Sektors	FP	Sektorfrontplastik
12''	10'' x 12'' NAJ-Kristall	Busy	Inhibit-Signal vom Computer
12'' source	Kontrollstrahlungsquelle des 12''		

Zur Ausführung von Kontrollmessungen wurden am PDP 11/34-Computer spezielle Unterprogramme aufgerufen und die logischen Statussignale (C-LP, C-2", C-Ped,...) wurden generiert. Das Busy-Signal wurde ebenfalls vom Computer erzeugt und zwar dann, wenn die Auslese des aktuellen Ereignisses noch nicht beendet war.

Neben den ADC's wurde für den Sektor und für den NAJ-Einkristall jeweils ein TDC ausgelesen. Der gemeinsame Start der TDC's wurde durch den Mastertrigger definiert, als Stop-Signale dienten verzögerte Signale der beiden NAJ-Detektoren.

Für die Aufnahme koinzidenter $\gamma\gamma$ -Ereignisse wurde der $10'' \times 12''$ -NAJ-Einkristall elektronisch als "slave" behandelt, d.h. er wurde immer dann ausgelesen, wenn der NAJ-Sektor ein γ -Ereignis registriert hatte.

Die in Abbildung 21 dargestellte Triggerschaltung wurde im Experiment 1980 (s.Kap.4.1.1.) verwendet, in anderen Experimentierperioden war die Triggerschaltung geringfügig anders.

Die Steuerelektronik muß entsprechend der Spezifik des Experiments die folgenden 3 Funktionen realisieren :

1. Ein Mastertrigger startet die Auslese der zu einem Ereignis gehörenden digitalen Information; während des Auslesevorganges ist die Aufnahme eines neuen Ereignisses verboten.
2. Der Antiprotonenstrahl des CERN-PS (s.Kap.3.1.) hat eine bestimmte Zeitstruktur : Die Antiprotonen laufen in Bündeln der Länge von 0.4 s ein (Burst), und danach ist für 2.3 s eine Burstpause. Diese Information wird als logisches Signal (Beginn/Ende des Bursts) an den Computer gegeben, vom Computer zurück werden die Signale für die Bereitschaft zur Aufnahme eines neuen Ereignisses während des Bursts (Ready-Signal) bzw. die Verhinderung der Aufnahme eines neuen Ereignisses (wegen der andauernden Auslese bzw. außerhalb des Bursts, Busy-Signal) an eine CAMAC-Outputstation gegeben. Während des Bursts ist die Ereignisaufnahme priorisiert, während der Burstpause können Kontrollfunktionen und Vorauswertungen durchgeführt werden.

Wichtig zu erwähnen ist, daß die Pedestals der 108 ADC's des NAJ-Sektors während des Bursts gemessen werden, um gleiche Zählratenbedingungen wie für die Auslese echter γ -Ereignisse zu haben.

3. Die Steuerelektronik muß die logische Trennung der verschiedenen Experimenttypen (\bar{p} -Meßrun, π^- -Eichrun, $2''$ -Quellenreferenzrun, Lichtpulserrun, Pedestallrun) gewährleisten. Dazu werden vom Computer konstante Spannungsniveaus (C- \bar{p} , C- π , C- $2''$, C-LP, C-Ped) generiert, die zur Erzeugung des jeweiligen Mastertriggers verwendet werden (s. Abb. 21).

3.7. Die Datenaufnahme

Sie stellt die wichtigste Schnittstelle zwischen dem Experiment und der Auswertung dar und muß deshalb den Anforderungen beider Seiten Rechnung tragen. Zur Datenaufnahme wurde ein Miniprozessor PDP 11/34 der Firma Digital Equipment Corporation (DEC) verwendet, als on-line Programmsystem diente das menu-artig strukturierte Datenaufnahmesystem des CERN (/52/), das für die konkreten Bedingungen des Experiments modifiziert wurde (/53/).

Die Datenaufnahme realisiert die folgenden wichtigen Funktionen :

1. Start/Stop des Experiments.
2. Programmierte Auslese der digitalisierten Meßdaten.
3. Speichern der Daten (temporär im Speicher, permanent auf Wechselplatte und Magnetband).
4. Vorauswertung und Darstellung der inzwischen gesammelten Daten.
5. Automatische Kontrolle der wichtigsten Systemparameter (Strahl- und Teleskopraten, Spektren der NAJ-Detektoren, Histogramme des Annihilationszählers,...).
6. Vom Experimentator wählbare Kontrollexperimente (Untermenüs) für z.B. die Violdrahtproportionalzählkammer, den Annihilationszähler, die Lichtpulsstabilisierung des NAJ-Sektors.
7. Veränderung wichtiger Systemparameter durch den Experimentator (Hochspannungen von PM's, Presetraten,...).

Als Speichermedium dienten Industriestandardbänder, die auf zwei Magnetbandstationen mit einer Schreibdichte von 800 bpi beschrieben wurden.

Der Algorithmus der Datenaufnahme wurde wesentlich durch die Eichung und Stabilisierung der beiden NAJ-Detektoren, insbesondere des modularen NAJ-Sektors, bestimmt. Zu Beginn der Experimentierperioden wurden der Antiprotonenstrahl, das Strahlteleskop und der Annihilationszähler optimiert (s.Kap.3.1., 3.2., 3.4.) und danach wurden die NAJ-Detektoren über die π^-_p -Reaktion (3.5A) geeicht. Für Kontrollzwecke wurden die π^- -Eichruns in einem ca. 14-tägigen Rhythmus und am Ende der Experimentierperioden wiederholt.

Die Intensitäten und die Menge der gespeicherten Daten ergaben eine natürliche Fülldauer für ein Magnetband von ca. 4 Stunden, daraus entwickelte sich für die letzte Experimentierperiode (1980) ein optimaler Datennahmealgorithmus, der auf die Behandlung des modularen NAJ-Sektors zugeschnitten war : Zu Beginn jedes Runs wurden 1000 Pedestaltrigger (somit Mastertrigger) generiert und die Pedestals der 108 ADC's des NAJ-Sektors wurden ausgelesen und abgespeichert. Danach wurde ein 2"-Referenz-NAJ-Modul mit einer Strahlungsquelle und mit dem Lichtpulser betrieben (s.A1) und die Daten wurden ebenfalls auf Magnetband geschrieben. Zum Schluß der Stabilisierungsprozedur wurde jeder der 54 NAJ-Module mit dem Lichtpulser betrieben (5000 Lichtpulsertrigger) und die Daten wurden auf dem selben Magnetband abgespeichert.

Nun konnte die eigentliche γ -Messung gestartet werden. Lag ein Mastertrigger (3.6A) vor, so wurden für jedes γ -Ereignis die folgenden Informationen ausgelesen (/53/) :

1. Die Adressen der angesprochenen Segmente des Annihilationszählers.
2. Die angesprochenen Zähler der Sektor-Guardplastics und eines Szintillatorrhodoskops (frontal vor dem NAJ-Sektor angeordnet).
3. Die Energieinformation des $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristalls sowie des Hauptplastiks und des inneren und äußeren Frontplastiks.
4. Das elektronisch addierte Signal des Sektors ($\Sigma 54$), die Information des Sektorfrontplastiks und die 108 ADC's der einzelnen NAJ-Module.
5. Die Information der TDC's des Sektors und des $10'' \times 12''$ -Kristalls.
6. Die angesprochenen Drähte der 6 Ebenen der Vieldrahtproportional-kammer.

4. Auswertung

In diesem Kapitel wird beschrieben, wie die für jedes γ -Ereignis auf Magnetband gespeicherte Information bearbeitet wurde, und es wird der Algorithmus der Generierung der ein- und zweidimensionalen γ -Spektren der (\bar{p}_{stop} p)-Reaktion dargestellt.

Besonderer Wert wird auf die Behandlung des Untergrundes (s.Kap.4.4.) gelegt. Zum Schluß werden die Resultate vorgestellt und die möglichen Fehlereinflüsse werden diskutiert.

Wegen der großen Menge der gemessenen Daten und den zahlreichen Testmöglichkeiten werden nur die für die Ergebnisse relevanten Daten präsentiert, und für die Diskussion werden im wesentlichen nur die Schlußfolgerungen aus den durchgeführten Tests genannt.

4.1. Aufbereitung der Meßdaten

4.1.1. Die zwei Experimentierperioden

Die Messung der inklusiven γ -Spektren mit dem modularen NAJ-Sektor und dem 10" \times 12" NAJ-Einkristall wurde in zwei getrennten Runperioden (1979 und 1980) von der Basel-Karlsruhe-Stockholm-Strasbourg-Thessaloniki-Kollaboration am CERN-PS durchgeführt.

Die Runperioden unterscheiden sich z.T. in den experimentellen Bedingungen, so daß man von zwei nahezu unabhängigen Experimenten sprechen kann.

Im Experiment 1979 wurde für die Photomultiplierbasen des NAJ-Sektors die direkte Kopplung (s.Abb.18a) und ein größeres (allerdings ähnliches) H₂-Target als in Kapitel 3.3. beschrieben verwendet. Die Triggerlogik unterschied sich von der in Abbildung 21 dargestellten. Insbesondere der Datennahmealgorithmus der Pedestal- und Lichtpulserdaten der NAJ-Module des Sektors war noch nicht so exakt herausgearbeitet, wie er in Kapitel 3.7. beschrieben wird.

Im Experiment 1980 wurden die PM-Basen der NAJ-Module des Sektors mit der induktiven Kopplung (s.Abb.18b) betrieben und das H₂-Target, die Triggerlogik und der Stabilisierungsalgorithmus der NAJ-Module entsprachen exakt den in Kapitel 3. beschriebenen Details.

Im Experiment 1979 wurde als Vergleichsmessung das inklusive γ -Spektrum der ($\bar{p}^4\text{He}$)-Reaktion aufgenommen, um systematische Effekte der Apparatur herauszufinden.

Im Experiment 1980 wurden mit beiden NAJ-Detektoren $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aufgenommen.

Als Ergebnis der beiden Experimentierperioden liegen somit 2 totale inklusive γ -Spektren des NAJ-Sektors und zwei totale inklusive γ -Spektren des $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristalls vor, wobei die letzteren wegen der schlechteren Auflösung (s.Kap.3.5.) und dem hohen niederenergetischen Untergrund von minderer Qualität sind.

Zusätzlich zu diesen insgesamt 4 totalen γ -Spektren wurden solche für bestimmte Annihilationskanäle ausgewertet.

Das Vorliegen von mehreren unabhängigen γ -Spektren ist sehr wichtig für die Auswertung, da durch Vergleich der Spektren statistische Schwankungen und systematische Effekte, die nur in einem Experiment auftreten, eliminiert werden können und die in beiden Jahren gemeinsam beobachteten Effekte an Signifikanz gewinnen. Eine Addition der beiden totalen γ -Spektren kann wegen systematischen Unterschieden (Eichung und Auflösung) nicht erfolgen.

Tabelle 5a gibt einen Überblick über die wichtigsten Zählraten der Experimente 1979/80. Daraus geht u.a. hervor, daß die Statistik des Experiments 1980 ca. um den Faktor 3 besser war.

	1979	1980
Zahl d. gestoppten Antiprotonen	$38 \cdot 10^6$	$114 \cdot 10^6$
Zahl d. effektiven Annihilationen	$0.31 \cdot 10^6$	$0.85 \cdot 10^6$
Zahl d. γ -Ereignisse im Sektor	$0.82 \cdot 10^6$	$2.8 \cdot 10^6$
Zahl d. γ -Ereignisse im $12''$ -Krist.	$0.37 \cdot 10^6$	$1.2 \cdot 10^6$
Zahl d. $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen	—	$6 \cdot 10^3$
Zahl d. γ -Ereignisse d. He-Messung mit dem Sektor	$0.80 \cdot 10^6$	—
Zahl d. γ -Ereignisse d. He-Messung mit dem $12''$ -Kristall	$0.36 \cdot 10^6$	—

Tabelle 5a : Die Raten der zwei Experimentierperioden

4.1.2. Auswahlkriterien der γ -Ereignisse

Die Gesamtenergie, die ein Photon im modularen NAJ-Sektor deponiert, wird durch Addition der Teilenergien in den einzelnen NAJ-Modulen gewonnen. Um den Modul mit der maximalen Energie breitet sich der elektromagnetische Schauer auf dessen Nachbarn 1. und 2. Ordnung aus (s. Abb. 22).

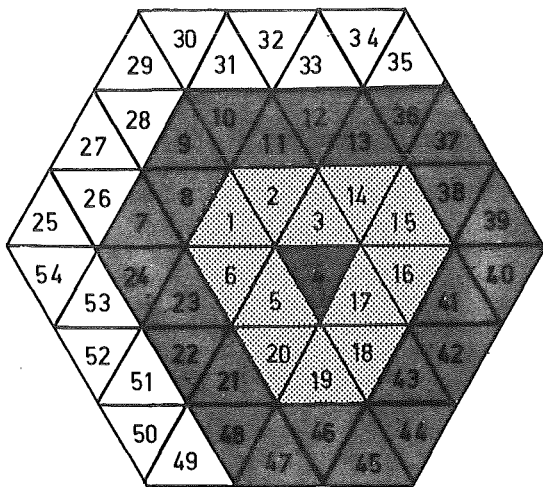


Abbildung 22 : Frontansicht und Numerierung des modularen NAJ-Sektors; als Beispiel sei im Modul Nr.4 das Maximum der Energie deponiert. Seine Nachbarn 1. und 2. Ordnung sind eingezeichnet.

Da für einen elektromagnetischen Schauer genähert gilt (/49/), daß seine maximale laterale Ausdehnung nie größer ist als die Hälfte der maximalen longitudinalen Ausdehnung ($2R_{\max} \leq 0.5 L_{\max}$), kann für die Ereignisse mit der maximalen Energie im 2. Ring (innere 24 Module) angenommen werden, daß nahezu 100% der Schauerenergie im Sektorvolumen verbleibt, da seine geometrischen Dimensionen (Breite/Länge = 12 Strahlungslängen/15 Strahlungslängen) der obigen Bedingung nicht widersprechen.

Nur die Module 1...6 sind von 2 vollständigen konzentrischen Ringen umgeben, die Module 7...24 besitzen jeweils einen vollständigen Ring aus 12 benachbarten Modulen, aber einen unvollständigen äußeren Ring.

Deponiert ein Photon das Maximum der Energie in den äußeren Modulen (Nr.25...54), so ist seine Gesamtenergie nicht meßbar, da ein wesentlicher Anteil des Schauers (ca. 20%) das Sektorvolumen verläßt.

Diese γ -Ereignisse wurden deshalb bei der Auswertung (/54/) verworfen. Die Verhältnisse der Energie vom Modul mit der maximalen Energie, der Energie in allen Nachbarn 1. und 2. Ordnung jeweils zur Gesamtenergie sind in A2 dargestellt.

In Kapitel 3.5.2. wurde hervorgehoben, daß die analoge Information jedes NAJ-Moduls des Sektors in 2 dynamischen Bereichen gemessen wurde ("Low" und "High"). Somit kann die Gesamtenergie im NAJ-Sektor auf zwei verschiedene Arten berechnet werden :

$$E^{\text{High}} = E_{\text{Max.En.}}^{\text{High}} + \sum_{i=1}^{12} E_i^{\text{High}} \text{ (1.Ring)} + \sum_{j=1}^{j_{\text{max}}} E_j^{\text{High}} \text{ (2.Ring)} \quad (4.1A)$$

$$E^{\text{Mixed}} = E_{\text{Max.En.}}^{\text{High}} + \sum_{i=1}^{12} E_i^{\text{Low}} \text{ (1.Ring)} + \sum_{j=1}^{j_{\text{max}}} E_j^{\text{Low}} \text{ (2.Ring)} \quad (4.1B)$$

$$j_{\text{max}} = 14, 19, 24$$

Die "gemixte" Gesamtenergie (4.1B) besitzt i. a. eine höhere Genauigkeit, da sich im kleineren dynamischen Bereich ("Low") die Unsicherheit der ADC-Pedestals weniger stark auswirkt. In den Kapiteln 4.2. bis 4.4. werden deshalb nur die "gemixten" Spektren präsentiert. Die Konsistenztests im Vergleich zu den "High"-Spektren wurden während der Auswertung durchgeführt. Das Vorhandensein zweier unterschiedlicher Arten von Spektren gibt die Möglichkeit, den Einfluß von Pedestal-, Binning- und Eicheffekten auf die Spektren zu untersuchen.

Die auf Magnetband befindlichen Rohdaten wurden mit Fortran-Programmen (/54/, /57/) ausgewertet. Ein γ -Ereignis im NAJ-Sektor wurde nur dann weiter bearbeitet, wenn es folgende Bedingungen erfüllte :

1. Der Sektorfrontplastik mußte ein kleineres Signal haben als das der minimalionisierenden geladenen Teilchen.
2. Die Zeitinformation des Ereignisses mußte in einem bestimmten wohldefinierten Intervall liegen.

3. Der NAJ-Modul mit der maximalen Energie mußte geometrisch innerhalb oder auf dem 2. Ring (innere 24 Module) liegen (s. Abb. 22).
4. Für jeden Modul durfte die Energiedifferenz $|E^{\text{High}} - E^{\text{Low}}|$ nicht größer als 2 MeV sein.
5. Negative Energien in einzelnen Modulen $E_i < 0$ MeV (hervorgerufen durch Überschwinger der PM-Basen) durften nicht auftreten.
6. Die Gesamtenergie des γ -Ereignisses mußte größer als 5 MeV sein.
7. Die Verhältnisse $E_{\text{max. En.}}/E_{\text{Gesamt}}$, $E_{\Sigma 13}/E_{\text{Gesamt}}$ und $E_{\Sigma 37}/E_{\text{Gesamt}}$ mußten innerhalb bestimmter phänomenologisch definierter Bereiche liegen, um doppelte γ -Ereignisse, schräg einfliegende γ 's, geladene Pionen und Neutronen weitgehend zu eliminieren (s. A2).
8. Zusätzlich konnten für Testzwecke bestimmte Eintrittskegel der Antiprotonen mit Hilfe der Information der Vieldrahtproportional-kammer ausgeblendet werden, um Antiprotonenstopereignisse in der Targetwand auszuschließen (s. Kap. 4.5.).

Die Bedingungen für die Akzeptierung eines γ -Ereignisses im $10'' \times 12''$ -NAJ-Einkristall wurden wie folgt definiert :

1. Die Signale des inneren und äußeren Frontplastiks mußten unterhalb dener der minimalionisierenden Teilchen liegen.
2. Die im Hauptplastik deponierte Energie durfte gemäß Bedingung (3.5B) einen bestimmten Bruchteil der im NAJ-Kristall gemessenen Energie nicht überschreiten.
3. Die Zeitinformation des Ereignisses mußte in einem bestimmten Intervall liegen.
4. Mit der Vieldrahtproportional-kammer konnten zusätzlich bestimmte Eintrittskegel der einfliegenden Antiprotonen ausgewählt werden.

4.2. Die totalen inklusiven γ -Spektren

Durch Aufsummierung aller γ -Ereignisse, die die in Kapitel 4.1.2. beschriebenen Bedingungen erfüllten, wurden für den NAJ-Sektor aus den Experimenten 1979 (s. Abb. 23a) und 1980 (s. Abb. 23b) die totalen inklusiven γ -Spektren gewonnen.

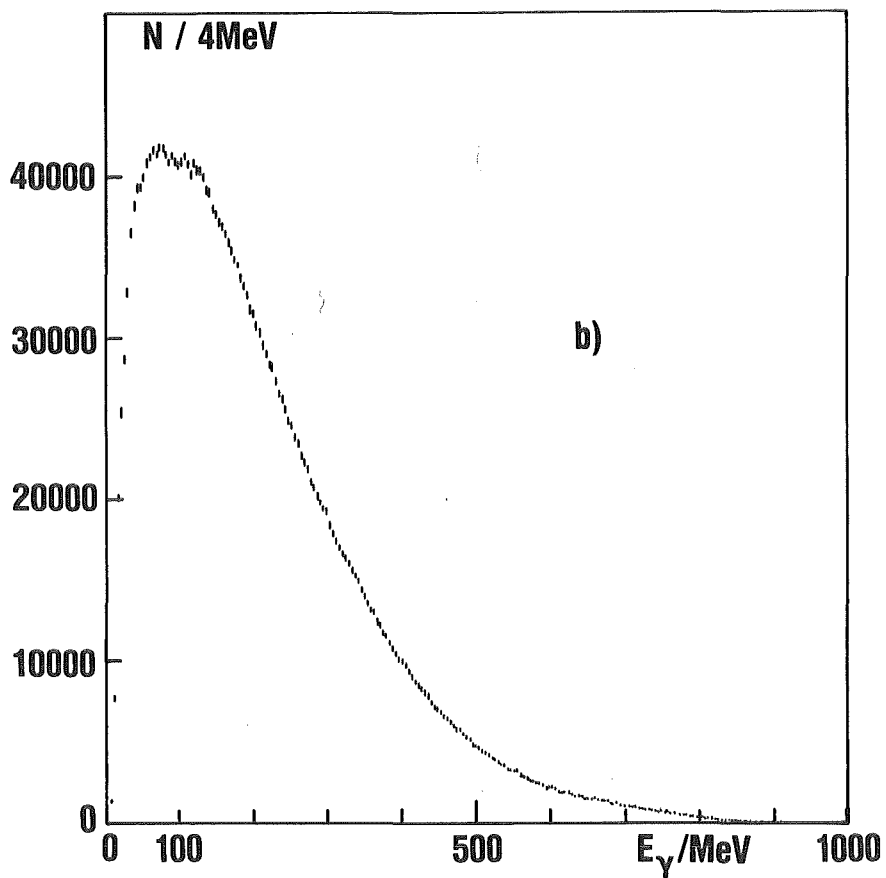
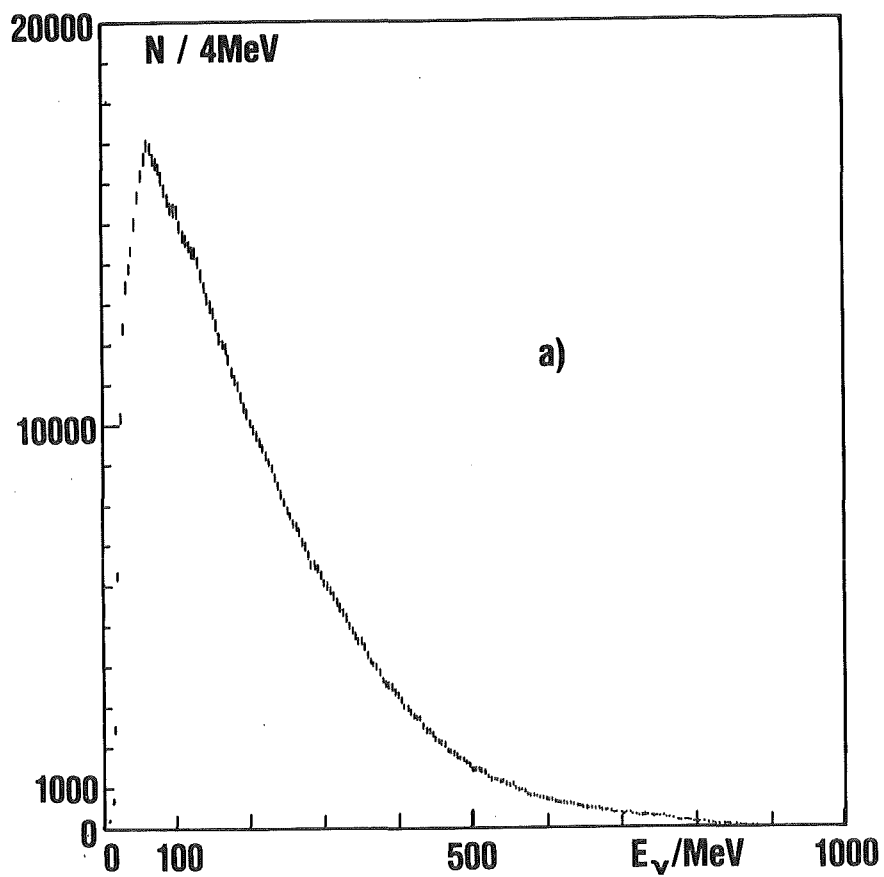


Abbildung 23 : Die totalen inklusiven γ -Spektren des modularen NAJ-Sektors, a. Experiment 1979, b. Experiment 1980

Die logarithmische Darstellung der Spektren (s.Abb.24) verdeutlicht die Gemeinsamkeiten der in den 2 Experimentierperioden aufgenommenen γ -Daten : Das "Abknicken" der Spektren bei sehr kleinen γ -Energien, d.h. die Reduzierung des niederenergetischen Untergrundes, wurde durch das Vorhandensein von topologischer Information für den NAJ-Sektor erreicht (s.A2). Bei mittleren γ -Energien ($E_\gamma = 200 \dots 600$ MeV) zeigen die Spektren nahezu einen $\sim \exp(-E_\gamma/\text{const.})$ -Verlauf und bei hohen γ -Energien ($E_\gamma \geq 780$ MeV) knicken die Spektren ebenfalls ab, da bei diesen Energien nur seltene 2-Körperannihilationen einen Beitrag zum γ -Spektrum liefern (s.Kap.4.4.).

Die gemessenen γ -Spektren in Abbildung 24 stimmen qualitativ sehr gut mit dem aus Monte-Carlo-Rechnungen (/46/) generierten γ -Spektrum überein, das ca. 85% der bisher bekannten Annihilationskanäle mit einem oder mehreren π^0 's beinhaltet. Diese Annihilationskanäle bestimmen die Form und die hohe Intensität des γ -Untergrundes, da sie im Mittel 3.7 γ 's pro Annihilation erzeugen (s.Tab.6).

Die Unterschiede zwischen den gemessenen und dem Monte-Carlo-Spektrum bei kleinen und bei hohen γ -Energien werden in Kapitel 4.4 behandelt.

Die Spektren in Abbildung 23a und 23b spiegeln die in Kapitel 4.1.1. erläuterten Unterschiede zwischen den 2 Experimentierperioden wieder : Die Spektren unterscheiden sich im Niederenergiebereich ($E_\gamma < 100$ MeV), da im Experiment 1980 wegen der verwendeten PM-Basen restriktivere Bedingungen für γ -Ereignisse angewendet werden mußten, und im Hochenergiebereich ($E_\gamma > 700$ MeV), was an der schlechteren Energieauflösung des modularen NAJ-Sektors im Experiment 1980 liegt.

Aus den Abbildungen 23 und 24 gehen deutlich erwartete Effekte der inklusiven γ -Spektren der $\bar{p}_{\text{stop}} p$ -Annihilation hervor :

1. Als Annihilationsprodukte entstehen negative Pionen mit einer bekannten Energieverteilung, wobei besonders niederenergetische π^- im flüssigen H_2 -Target stoppen und die Reaktion $\pi^-_{\text{stop}} p \rightarrow \gamma n$ oder $\pi^0 n$ (s.Eichreaktion in Kap.3.5.) hervorrufen können.

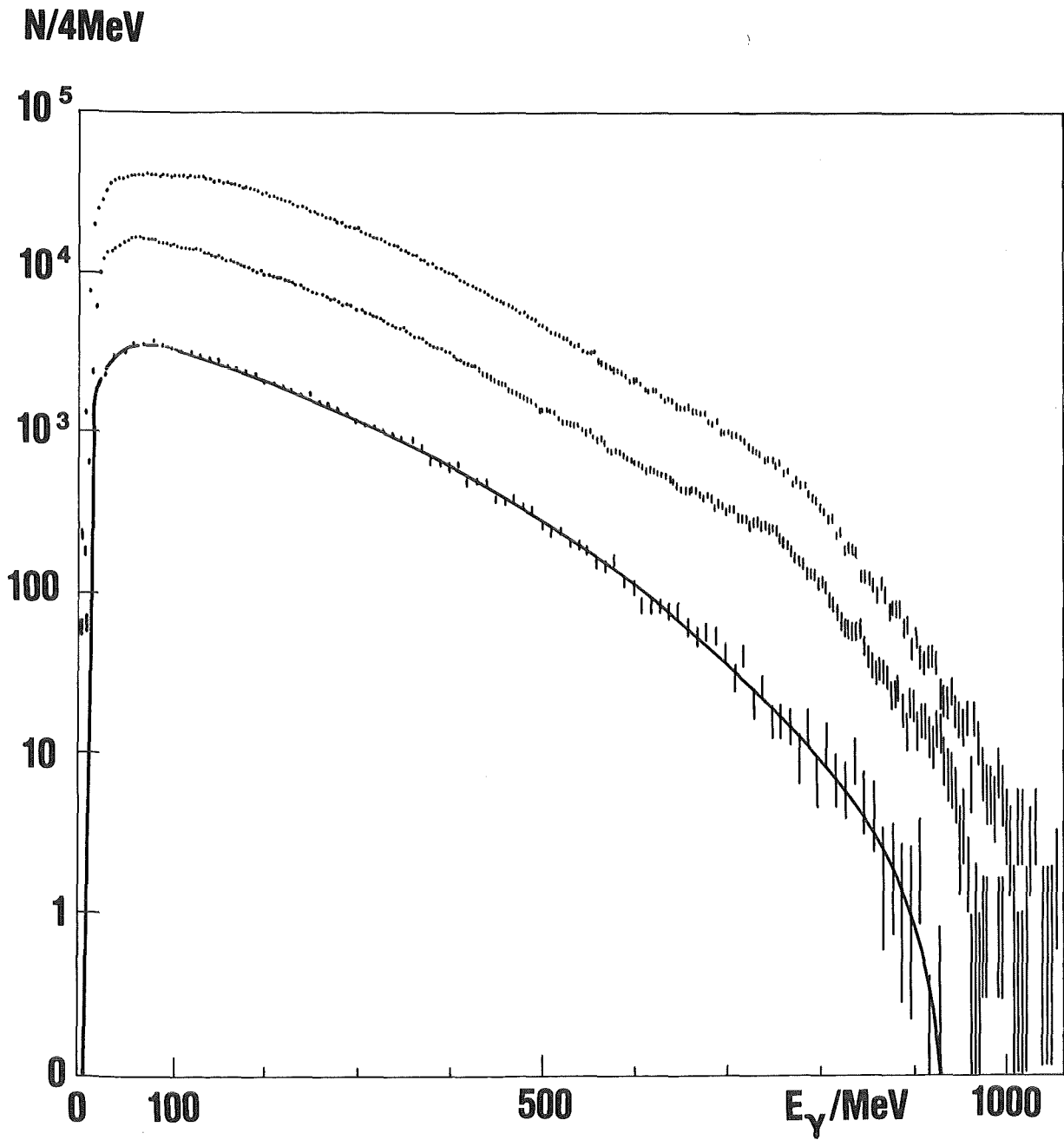


Abbildung 24 : Die totalen inklusiven γ -Spektren des modularen NAJ-Sektors
in logarithmischer Darstellung;
oberes Spektrum : Experiment 1980
mittleres " : Experiment 1979
unteres " : Monte-Carlo

Die 129.4 MeV γ -Linie ist in Abbildung 23a und 23b zu erkennen. Nach Abzug des Untergrundes erhält man eine Ausbeute von 2...3% pro $\bar{p}p$ -Annihilation (s.Kap.4.4.3.). Das stimmt gut mit Monte-Carlo-Rechnungen (/46/) für die verwendete experimentelle Geometrie überein.

2. Abbildung 24 zeigt deutlich eine Kante im γ -Spektrum ($E_\gamma = 774$ MeV, besonders ausgeprägt im Experiment 1979), die aus der erstmals in diesem Experiment beobachteten Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \omega\pi^0$ resultiert und für die eine Ausbeute von ca. 2% pro $\bar{p}p$ -Annihilation gefunden wurde. Das nahezu monoenergetische π^0 (seine Energieverschmierung wird durch die Breite des ω -Mesons $\Gamma_\omega \approx 10$ MeV bestimmt) führt zu einer γ -Rechteckverteilung mit $E_{\gamma\text{max}} = 774$ MeV.

Das Auftreten der erwarteten Strukturen im inklusiven γ -Spektrum ist ein Beweis für die richtige Behandlung des modularen NAJ-Sektors und für die Sensitivität des Experiments auf dem 1% Niveau.

Die totalen inklusiven γ -Spektren des $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristalls liegen ebenfalls vor, sie werden in dieser Arbeit aber nicht präsentiert. Sie unterscheiden sich von den γ -Spektren des modularen NAJ-Sektors besonders durch einen höheren niederenergetischen Untergrund, was am Fehlen von Ortsinformation innerhalb des $10'' \times 12''$ -Kristalls und an der Wahl einer besonders niedrigen Diskriminatorschwelle zur Aufnahme von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen liegt.

4.3. Die γ -Spektren für ausgewählte Annihilationskanäle

Mit der Information des in Kapitel 3.4. beschriebenen Annihilationszählers war es möglich, die aufgenommenen γ -Ereignisse mit bestimmten Annihilationskanälen zu konditionieren.

Das Verhalten des Annihilationszählers beim Durchgang von neutralen oder geladenen Teilchen wurde durch 20 Ansprechmuster der einzelnen Segmente des Zählers (/46/) festgelegt.

Von den gemessenen γ -Ereignissen entsprechen 70% einem der 20 Ansprechmuster, während von den durch Monte-Carlo-Rechnungen (/46/) generierten γ -Ereignissen 83% einem dieser Muster entsprechen. Die MC-Rechnungen wurden durchgeführt, um das Trennvermögen der Kanäle, die Mißidentifi-

zierungen und den Einfluß der experimentellen Geometrie auf die Multiplizitätsverteilung und die Nachweiswahrscheinlichkeit zu studieren.

Das Trennvermögen der Annihilationskanäle ist wegen der verwendeten experimentellen Geometrie begrenzt, für die Auswertung der gemessenen Daten kommen noch zusätzliche Schwierigkeiten (z.B. Schwelleneffekte) hinzu. Eine detaillierte Übersicht über das Trennvermögen und über die Teilchenverluste (kombinatorische Verluste, Löcher im Annihilationszähler) findet man in Quelle /46/. Zusammenfassend läßt sich folgendes feststellen :

1. Die Zählrate eines experimentellen Annihilationstriggers wird verringert durch Verluste in Trigger niedrigerer Multiplizität und sie wird erhöht durch Einstreuungen aus Kanälen höherer Multiplizität.
2. Damit sollten eindeutig identifizierbare Annihilationskanäle solche mit hoher Multiplizität sein (z.B. 4 geladene Pionen, mehrere π^0 's). Diese Kanäle besitzen aber geringe Statistik infolge der Verluste in Trigger niedrigerer Multiplizität.

Das γ -Spektrum des experimentell getrennten Triggers 2 geladene Pionen und 2 π^0 's ist in Abbildung 25 dargestellt. Die Ereignisse dieses Triggers kommen mit 19.6% aus dem Annihilationskanal $\pi^+\pi^-2\pi^0$, mit 70.0% aus dem Kanal $\pi^+\pi^-3\pi^0$, mit 6.9% aus dem Kanal $\pi^+\pi^-4\pi^0$ und mit geringer Wahrscheinlichkeit aus Kanälen höherer Multiplizität (/46/).

Die im experimentellen Spektrum auftretende γ -Linie bei 220 MeV ist das beste Beispiel für eine in einem ausgewählten Annihilationstrigger vorkommende γ -Linie. Unter der Annahme, daß diese γ -Linie ausschließlich mit dem experimentellen Annihilationstrigger 2 geladene Pionen und 2 π^0 's verknüpft ist, erhält man ein Verzweigungsverhältnis von $(1.2 \pm 0.4) \cdot 10^{-3}$ pro gebildetem $\bar{p}p$ -System (zum Vergleich $(2.8 \pm 1.2) \cdot 10^{-3}$ im totalen Spektrum, s.Kap.4.4.3.). Daraus kann man schließen, daß diese γ -Linie nicht ausschließlich mit dem oben genannten Annihilationstrigger verknüpft ist. Aus Abbildung 25 geht auch hervor, daß das Monte-Carlo- γ -Spektrum an ähnlichen Stellen wie das experimentelle Spektrum Strukturen aufweist, was an seiner begrenzten Statistik liegt.

Das γ -Spektrum des Annihilationstriggers mit 4 geladenen Pionen und 3 π^0 's, dessen Ereignisse mit 87.7% aus dem Annihilationskanal gleicher Multiplizität kommen, ist in Abbildung 26 dargestellt. Es tritt deutlich eine Linie bei 129 MeV auf. Sie wird durch π^- -Teilchen aus der Annihilation hervorgerufen, die im flüssigen H_2 -Target stoppen und die Reaktion

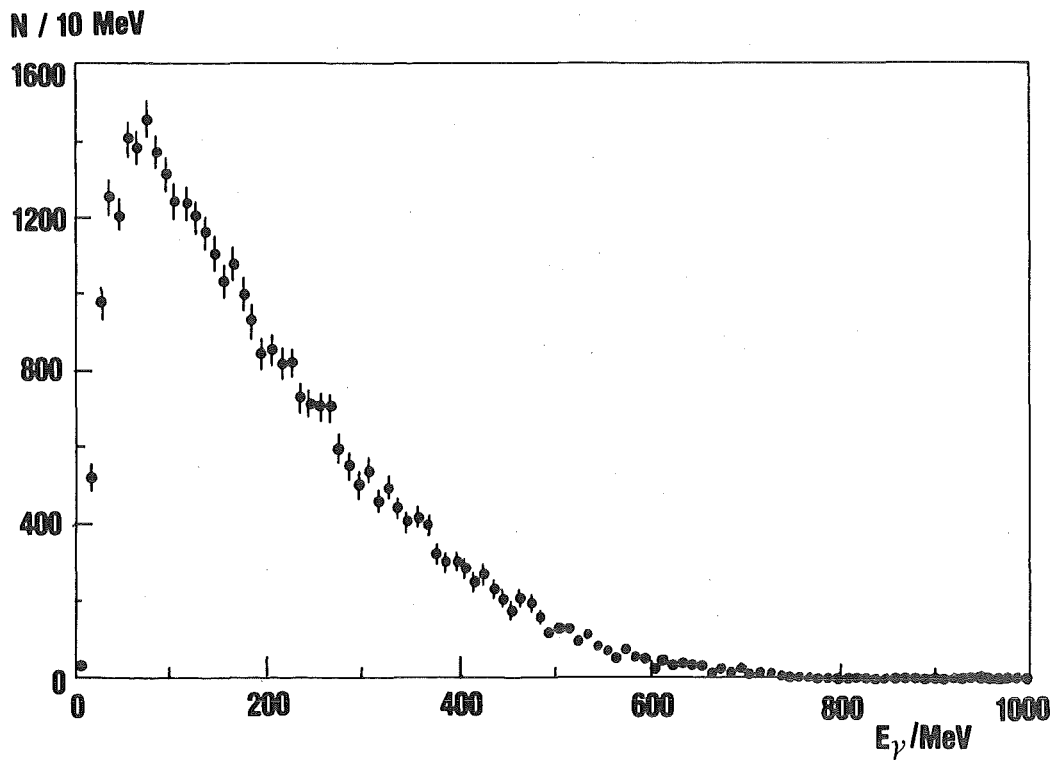
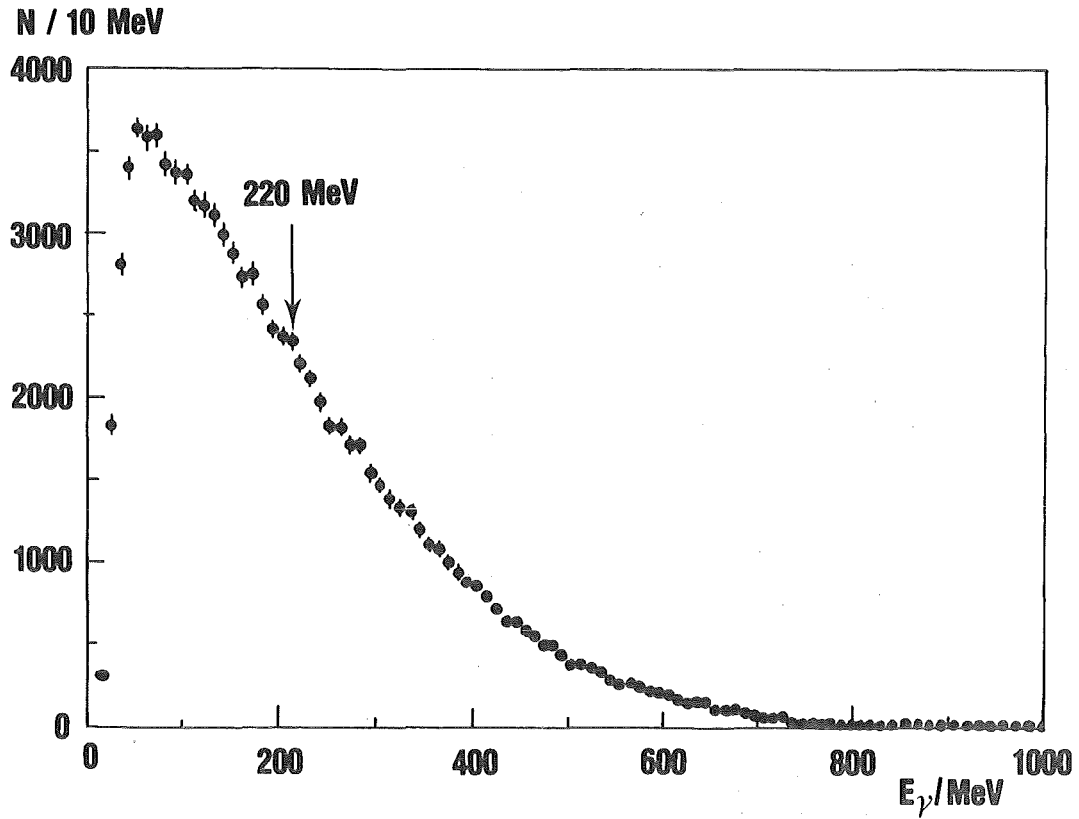


Abbildung 25 : Die γ -Spektren des modularen NAJ-Sektors für den Annihilationstrigger 2 geladene Teilchen und 2 π^0 's
oben : gemessenes γ -Spektrum
unten : Monte-Carlo γ -Spektrum

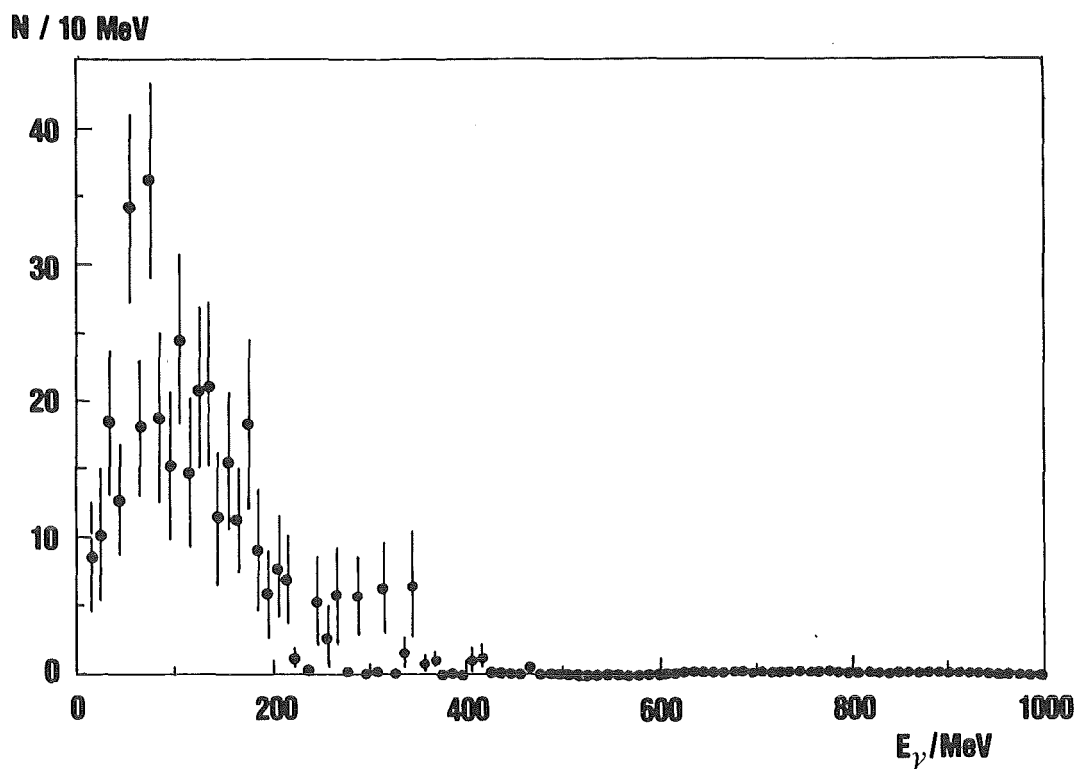
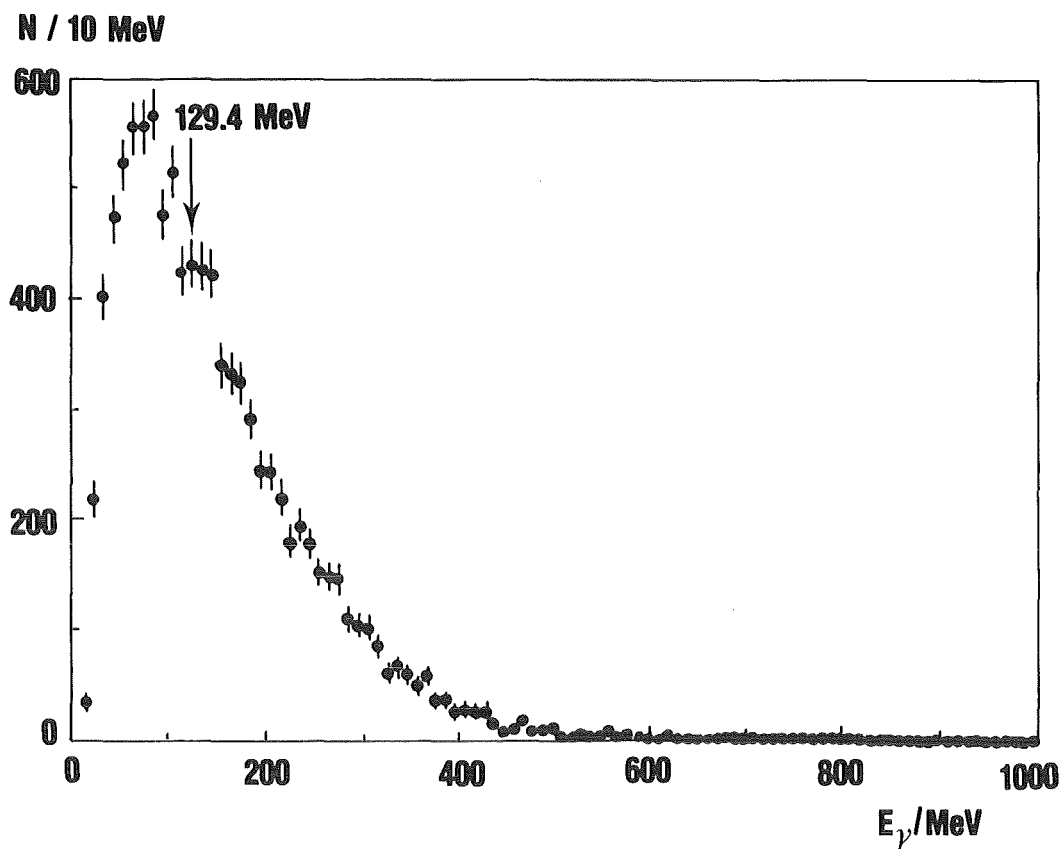


Abbildung 26 : Die γ -Spektren des modularen NAJ-Sektors für den Annihilationstrigger 4 geladene Teilchen und 3 π^0 's
oben : gemessenes γ -Spektrum
unten : Monte-Carlo γ -Spektrum

$\pi_{\text{stop}}^- p \rightarrow \gamma n$ oder $\pi^0 n$ (s.Kap.3.5.) hervorrufen. Diese Sekundärreaktion sollte bevorzugt in Annihilationskanälen mit hoher Multiplizität auftreten, da die π^- dort im Mittel eine sehr geringe kinetische Energie erhalten und damit die Wahrscheinlichkeit größer ist, daß sie im H_2 -Target stoppen. Das deutliche Hervortreten der 129.4 MeV γ -Linie im Annihilationstrigger 4 geladene Teilchen und 3 π^0 's beweist qualitativ die richtige Behandlung des Annihilationszählers.

4.4. Die Behandlung des Untergrundes der totalen inklusiven γ -Spektren

Die detaillierte Kenntnis des Untergrundes ist wegen der Kleinheit der gesuchten Effekte von großer Bedeutung. Die Prozedur der Behandlung des Untergrundes war für alle inklusiven γ -Spektren die gleiche, deshalb wird die Prozedur nur anhand der Spektren aus der Experimentierperiode 1979 vorgestellt.

4.4.1. Die bisher bekannten Annihilationskanäle

Zum Untergrund der inklusiven γ -Spektren tragen alle $\bar{p}p$ -Annihilationskanäle bei, die elektromagnetisch zerfallende Mesonen im Endzustand enthalten. Die Verzweigungsverhältnisse der häufigsten Kanäle sind aus Blasenkammerexperimenten (/66/, /70/, s.Tab.6) recht gut bekannt. Für die quantitative Behandlung des γ -Untergrundes wurden Monte-Carlo Rechnungen (/46/) der häufigsten und am besten bekannten $\bar{p}p$ -Annihilationskanäle durchgeführt, wobei 85% aller Kanäle berücksichtigt wurden. Das untere Spektrum in Abbildung 24 stellt das Monte-Carlo-generierte γ -Spektrum dar, es wurde durch eine Funktion

$$f(E) = N_{\bar{p}p}^{\text{eff.}} (\epsilon^{\alpha_1} e^{\beta_1} + \epsilon^{\alpha_2} e^{\beta_2} - \beta_3 e^{\alpha_3 E}) \quad (4.4A)$$

$$\text{mit } \epsilon = 938.28 - E$$

$$\alpha_1 = 4.156$$

$$\beta_1 = -29.99$$

$$\alpha_2 = 1.673$$

$$\beta_2 = -16.40$$

$$\alpha_3 = 0.0327$$

$$\beta_3 = 0.249$$

angepaßt (/65/).

Endzustand	resonanter Zwischenzustand	Prozent aller Annihilationen	
		CERN (/66/)	Columbia (/70/)
nur Neutrale		$4.1 \begin{smallmatrix} + 0.2 \\ - 0.6 \end{smallmatrix}$	3.2 ± 0.5
$\pi^+ \pi^-$		0.37 ± 0.03	0.32 ± 0.03
* $\pi^+ \pi^- \pi^0$		6.9 ± 0.35	7.8 ± 0.9
*	$\rho \pi$	5.8 ± 0.3	4.1 ± 0.4
	$f^0 \pi^0$	0.24 ± 0.07	—
* $\pi^+ \pi^- 2\pi^0$		9.3 ± 3.0	**
* $\pi^+ \pi^- 3\pi^0$		23.3 ± 3.0	**
* $\pi^+ \pi^- 4\pi^0$		2.8 ± 0.7	**
	$\pi^+ \pi^- \eta$	0.8 ± 0.1	—
$2\pi^+ 2\pi^-$		6.9 ± 0.6	5.8 ± 0.3
	$A_2 \pi^\pm$	2.0 ± 0.3	—
	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	1.5 ± 0.3	—
	$\rho^0 \rho^0$	0.12 ± 0.12	0.4 ± 0.3
* $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$		19.6 ± 0.7	18.7 ± 0.9
*	$\omega^0 \pi^+ \pi^-$	3.0 ± 0.3	3.3 ± 0.4
	$\omega^0 \rho^0$	2.1 ± 0.2	0.7 ± 0.3
*	$\rho^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	—	7.3 ± 1.7
*	$\rho^\pm \pi^\pm \pi^+ \pi^-$	13.7 ± 0.6	6.4 ± 1.8
	$B^\pm \pi^\pm$	0.7 ± 0.1	—
*	$\eta \pi^+ \pi^-$	0.35 ± 0.04	0.34 ± 0.1
	$\eta \rho^0$	0.22 ± 0.17	**
	$A_2 \pi^\pm$	0.13 ± 0.03	—
* $2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$		16.6 ± 1.0	**
	$\eta' \pi^+ \pi^-$	0.11 ± 0.02	—
* $2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$		4.2 ± 1.0	**
	$3\pi^+ 3\pi^-$	2.1 ± 0.2	1.9 ± 0.2
* $3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$		1.9 ± 0.2	1.6 ± 0.3
*	$\omega 2\pi^+ 2\pi^-$	1.3 ± 0.3	—
*	$\eta 2\pi^+ 2\pi^-$	0.17 ± 0.07	—
	$\eta' 2\pi^+ 2\pi^-$	0.04 ± 0.01	—

Tabelle 6 : Die bekannten \bar{p} _{stop}-p-Multipionen-Annihilationskanäle, die mit * bezeichneten Kanäle wurden bei Monte-Carlo Rechnungen berücksichtigt, die mit ** bezeichneten Kanäle sind Quelle /49/ entnommen.

Die integrale γ -Zählrate des Monte-Carlo-generierten γ -Spektrums wurde auf das gemessene γ -Spektrum normiert und danach wurde der Monte-Carlo-Untergrund subtrahiert. Der Normierungsfaktor berücksichtigt die nicht im Monte-Carlo enthaltenen Multi- π^0 -Annihilationen ($3\pi^0$, $4\pi^0$).

Für das subtrahierte γ -Spektrum, das in Abbildung 27a dargestellt ist, wurde eine 2-Punkte-Glättung angewendet. In Abbildung 27a sind deutlich zwei verschiedene Bereiche im untergrundsubtrahierten γ -Spektrum zu erkennen : Bei kleinen γ -Energien ($E_\gamma = 100 \dots 400$ MeV) ist deutlich eine breite Struktur um $E_\gamma \approx 300$ MeV zu erkennen, zu der im wesentlichen Multi- π^0 -Annihilationen ($3\pi^0$, $4\pi^0$) beitragen. Diese Struktur wurde durch eine asymmetrische phänomenologische Funktion ($E_0 \approx 280$ MeV, $\Gamma \approx 220$ MeV, (/65/)) angenähert. Bei hohen γ -Energien ($E_\gamma = 600 \dots 938$ MeV) wird das Spektrum im wesentlichen durch γ -Rechteckverteilungen (s.Kap.4.4.2.) aus 2-Körperannihilationen erzeugt.

Das resultierende γ -Spektrum nach Abzug des Anteils der Multi- π^0 -Annihilationen zeigt Abbildung 27b. Der Hochenergieteil des Spektrums ist erwartungsgemäß sensitiv für γ -Rechteckverteilungen aus 2-Körperannihilationen, im Niederenergieteil des Spektrums ist die Sensitivität für die unteren Kanten von γ -Rechteckverteilungen wegen dem großen statistischen Fehler und wegen der Überlagerung der unteren Kanten nicht ausreichend.

4.4.2. Die Identifizierung seltener Annihilationskanäle

Der dritte Schritt des Abzuges des Untergrundes von inklusiven γ -Spektren der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Reaktion wurde erstmals bei der Auswertung dieses Experiments angewendet. Er wurde möglich, da die Sensitivität der mit dem modularen NAJ-Sektor aufgenommenen γ -Spektren im Hochenergieteil auf dem $10^{-4} \dots 10^{-3}$ Niveau pro $\bar{p}p$ -Annihilation lag. Bei der Behandlung des Untergrundes der inklusiven γ -Spektren wurden alle seltenen $\bar{p}p$ -Annihilationskanäle vom Typ

$$\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \{ \gamma, \pi^0, \eta \} + X \quad (4.4B)$$

berücksichtigt, wobei X für $X = \gamma, \pi^0, \eta, \omega, \eta', \dots$ steht.

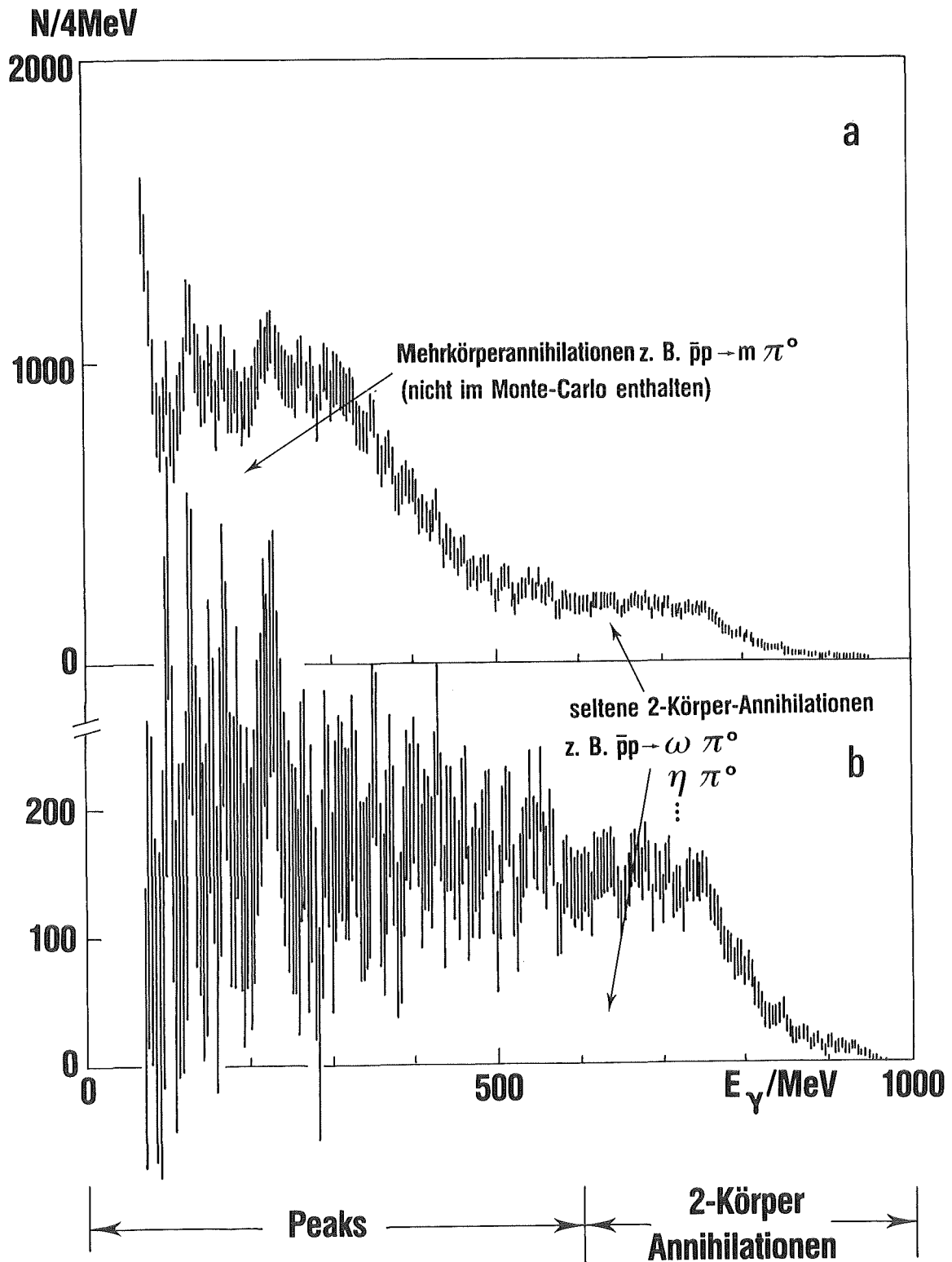


Abbildung 27 : Die inklusiven γ -Spektren der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Reaktion nach
a. Abzug des Monte-Carlo-generierten Untergrundes
b. Abzug der Multi- π^0 -Annihilationen ($3\pi^0$, $4\pi^0$).

Bei 2-Körperannihilationen mit π^0 - oder η -Mesonen erhält man im γ -Spektrum eine Rechteckverteilung mit festem $E_{\gamma\min}/E_{\gamma\max}$, die durch die Kinematik der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Annihilation festgelegt sind :

$$E_{\gamma\max/\min} = (E_{\pi^0, \eta} \pm p_{\pi^0, \eta} \cdot c) / 2 \quad (4.4C)$$

Für die Annihilationen vom Typ $\bar{p}p \rightarrow \omega + X$ wurde der elektromagnetische Zerfall des ω -Mesons mit 8.8% in $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ berücksichtigt. Das sekundäre Photon dieses Zerfalles bewirkt ebenfalls eine Rechteckverteilung im γ -Spektrum. Tabelle 7 stellt alle energetisch möglichen zweigerlaubten seltenen neutralen $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Annihilationen zusammen.

Für die Auswertung wurde argumentiert, daß die Annihilationen in $\pi^0 + \text{Meson}$ gegenüber $\gamma + \text{Meson}$ bevorzugt sein sollten. In Kapitel 2.2. wurde hervorgehoben, daß ca. 90% der Annihilationen vom atomaren S-Zustand erfolgen, ein Vergleich mit Tabelle 7 läßt vermuten, daß somit die Annihilationen $\pi^0\gamma$, $\eta\gamma$ und $\eta'\gamma$ gegenüber den Annihilationen $\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$ und $\eta'\pi^0$ bevorzugt sein sollten, dagegen gibt es keine derartige Bevorzugung für die Annihilation $\omega\gamma$ gegenüber $\omega\pi^0$ oder $\omega\eta$. Aber die Bevorzugung der radiativen Annihilationen infolge der höheren Bevölkerung des atomaren S-Niveaus wird durch die schwächere Kopplung des Photons aufgehoben.

Mit der Einführung von Annihilationen vom Typ $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \pi^0 + \text{Meson}$ muß auch der korrespondierende Kanal $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \eta + \text{Meson}$ ($\eta \rightarrow \gamma\gamma$ mit 38%) berücksichtigt werden, da es keinen physikalischen Grund für dessen Nichtexistenz gibt.

Die Annihilationen mit einem "breiten" Meson (z.B. $\bar{p}p \rightarrow \rho\gamma, \rho\pi^0, \rho\eta$) erzeugen keine schmalen Strukturen im inklusiven γ -Spektrum. Die Anteile der Kanäle $\rho\pi^0$ und $\rho\eta$ sind im subtrahierten Untergrund mit einbezogen.

Die seltenen neutralen Annihilationskanäle wurden im Hochenergieteil des γ -Spektrums angepaßt (/73/). Dabei mußten bestimmte γ -Rechteckverteilungen gemeinsam variiert werden : $\omega\pi^0$ zusammen mit $\omega\eta$ einerseits und $\pi^0\eta$ zusammen mit $\eta\eta$ andererseits. Da die oberen Kanten dieser beiden Gruppen von γ -"Boxen" energetisch getrennt liegen, konnte jeweils eine Gruppe von Boxen separat angepaßt werden und danach wurde sie für die Anpassung der anderen Gruppe von γ -Boxen konstant gehalten. Eine freie Anpassung aller γ -Rechteckverteilungen war wegen der Vielzahl der zu variierenden Parameter nicht möglich.

\bar{p}_{stop}^p -Annihilationskanal	E_γ/MeV	atomarer Anfangszustand $^{2S+1}L_J$
$\gamma\gamma$	938	3S_1
** $\pi^0\gamma$	933, 5...938	1S_0
$\eta\gamma$	856, 80...937	1S_0
$\omega\gamma$	775	3S_1
$\rho\gamma$ (breit)	775	3S_1
$\eta'\gamma$	693	1S_0
$D\gamma$	498	3S_1
$E\gamma$	400	3S_1
$f'\gamma$	327	3S_1
** $\pi^0\pi^0$	5...933	$^3P_0, ^3P_2$
** $\eta\pi^0$	80...932, 5...858	$^3P_0, ^3P_2$
** $\omega\pi^0$	6...774, 159...905	3S_1
$\rho\pi^0$ (breit, in MC)	6...774	3S_1
** $\eta'\pi^0$	7...692	$^3P_0, ^3P_2$
$D\pi^0$	8...556	$^3P_0, ^3P_1$
$E\pi^0$	11...394	$^3P_0, ^3P_1$
$f'\pi^0$	15...313	1S_0
** $\eta\eta$	89...850	$^3P_0, ^3P_2$
** $\omega\eta$	100...756, 177...814	3S_1
$\rho\eta$ (breit)	100...756	3S_1
$\eta'\eta$	114...660	$^3P_0, ^3P_2$
$D\eta$	197...381	$^3P_0, ^3P_1$

Tabelle 7 : Die möglichen seltenen \bar{p}_{stop}^p -Annihilationskanäle, die mit ** bezeichneten Kanäle wurden in den inklusiven γ -Spektren identifiziert.

Für die Verbreiterung der oberen Kante einer γ -Rechteckverteilung aus einer Annihilation $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + \text{Meson}$ gilt die Beziehung :

$$dE_\gamma (E_{\gamma\text{max}}) = (m_{\text{Meson}}/2m_p) \cdot (E_{\gamma\text{max}}/p_{\text{Meson}}) \cdot \Gamma_{\text{Meson}} \quad (4.4D)$$

Darin sind m_p die Protonenmasse, m_{Meson} die Masse und p_{Meson} der Impuls des zweiten Mesons und Γ_{Meson} ist seine totale Zerfallsbreite.

In Abbildung 28 ist das inklusive γ -Spektrum der Experimentierperiode 1979 dargestellt und die anhand der oberen Kanten identifizierten γ -Rechteckverteilungen sind eingezeichnet. Der Hochenergieteil des γ -Spektrums wird optimal durch die obere Kurve in Abbildung 29 beschrieben (s.Tab.8, linke Spalte). Es stellte sich heraus, daß für die optimale Anpassung des γ -Spektrums die Annihilationen aus atomaren p-Zuständen ($\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$, $\eta\eta$, $\eta'\pi^0$) unbedingt notwendig sind (s.Abb.29), eine quantitative Angabe des Anteils der p-Zustands-Annihilationen kann wegen der Komplexität der möglichen Annihilationen nicht gemacht werden.

In Tabelle 8 sind die Ergebnisse der Verzweigungsverhältnisse der seltenen neutralen Annihilationskanäle zusammengefaßt. Für die optimale Anpassung des Hochenergieteils des γ -Spektrums mußte eine hypothetische Annihilation $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + X$ mit $M_X \approx 690$ MeV eingeführt werden, wobei eine Erklärung für dieses hypothetische X-Meson bisher nicht gegeben werden kann. Man erhält für diese Annihilation ein großes Verzweigungsverhältnis von ($\sim 1 \cdot 10^{-2}$), deshalb ist auch eine andere mögliche Anpassung angegeben, bei der das Verzweigungsverhältnis in $\pi^0 X$ klein gewählt und konstant gehalten wurde. Die radiativen Annihilationen ($\eta\gamma$, $\omega\gamma$, $\rho\gamma$, $\eta'\gamma$) sind intensitätsmäßig in den oberen Kanten der γ -Boxen der Annihilationen $\eta\pi^0$, $\omega\pi^0$, $\rho\pi^0$ und $\eta'\pi^0$ enthalten und können nicht von diesen getrennt werden. Die Verzweigungsverhältnisse der radiativen Annihilationen sollten aber wesentlich kleiner als die der 2-Mesonannihilationen sein.

Aus Tabelle 8 wird ersichtlich, daß aus diesem Experiment kein genauerer Wert für das Verzweigungsverhältnis in $\pi^0\pi^0$ im Vergleich zu /74/ und /91/ resultiert. Im Gegensatz dazu werden erstmals in diesem Experiment die Verzweigungsverhältnisse der $\bar{p}p$ -Annihilation in $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, $\pi^0\eta+\eta\eta$, $\pi^0\eta'$ und in $\pi^0\gamma$ angegeben.

Der Vergleich der Verzweigungsverhältnisse der gemessenen seltenen Annihilationskanäle mit Kanälen ähnlicher Quarkdynamik, die aus anderen Experimenten stammen, wird in Kapitel 5.1. durchgeführt.

$\bar{p}_{\text{stop}}^p \rightarrow$	optimale Anpass. (in 10^{-2}) $\chi^2_{\text{norm.}} = 1.3$	andere Anpass. (in 10^{-2}) $\chi^2_{\text{norm.}} = 1.7$
$\omega\pi^0$	(1.98 ± 0.33)	(2.5 ± 0.6)
$\omega\eta$	(0.82 ± 0.66)	(1.4 ± 1.3)
$\pi^0\eta + \eta\eta$	(0.81 ± 0.22)	(1.2 ± 0.2)
$\pi^0\pi^0$	(0.06 ± 0.05)	0.048 fest
$\pi^0\chi$	(0.015 ± 0.004)	(0.015 ± 0.004)
$\pi^0\eta'$	(0.3 ± 0.2)	—
π^0X	(1.2 ± 0.2)	0.1 fest
$\eta\eta'$	$< 10^{-3}$	
$\chi\chi$	$< 10^{-5}$	

Tabelle 8 : Die Verzweungsverhältnisse der seltenen neutralen Annihilationskanäle, zum statistischen Fehler wurden 10% Normierungsfehler addiert.

Da sich die χ -Rechteckverteilungen der 2-Mesonennihilationen in einem großen Bereich des χ -Spektrums überlagern, müssen die Korrelationskoeffizienten der Intensitäten mit angegeben werden (s.Tab.9). Daraus ist ersichtlich, daß bei der Vergrößerung der Intensität einer χ -Box die Intensitäten der anderen χ -Boxen um 10...100% verringert werden müssen.

	$\omega\pi^0$	$\omega\eta$	$\pi^0\eta+\eta\eta$	$\pi^0\chi$	$\pi^0\eta'$	π^0X
$\omega\pi^0$	-	0.95	0.23	0.16	0.50	0.73
$\omega\eta$	-	-	0.31	0.18	0.38	0.62
$\pi^0\eta+\eta\eta$	-	-	-	0.47	0.12	0.88
$\pi^0\chi$	-	-	-	-	-	-
$\pi^0\eta'$	-	-	-	-	-	-
π^0X	-	-	-	-	-	-

Tabelle 9 : Die Korrelationskoeffizienten der Intensitäten der seltenen 2-Mesonennihilationen

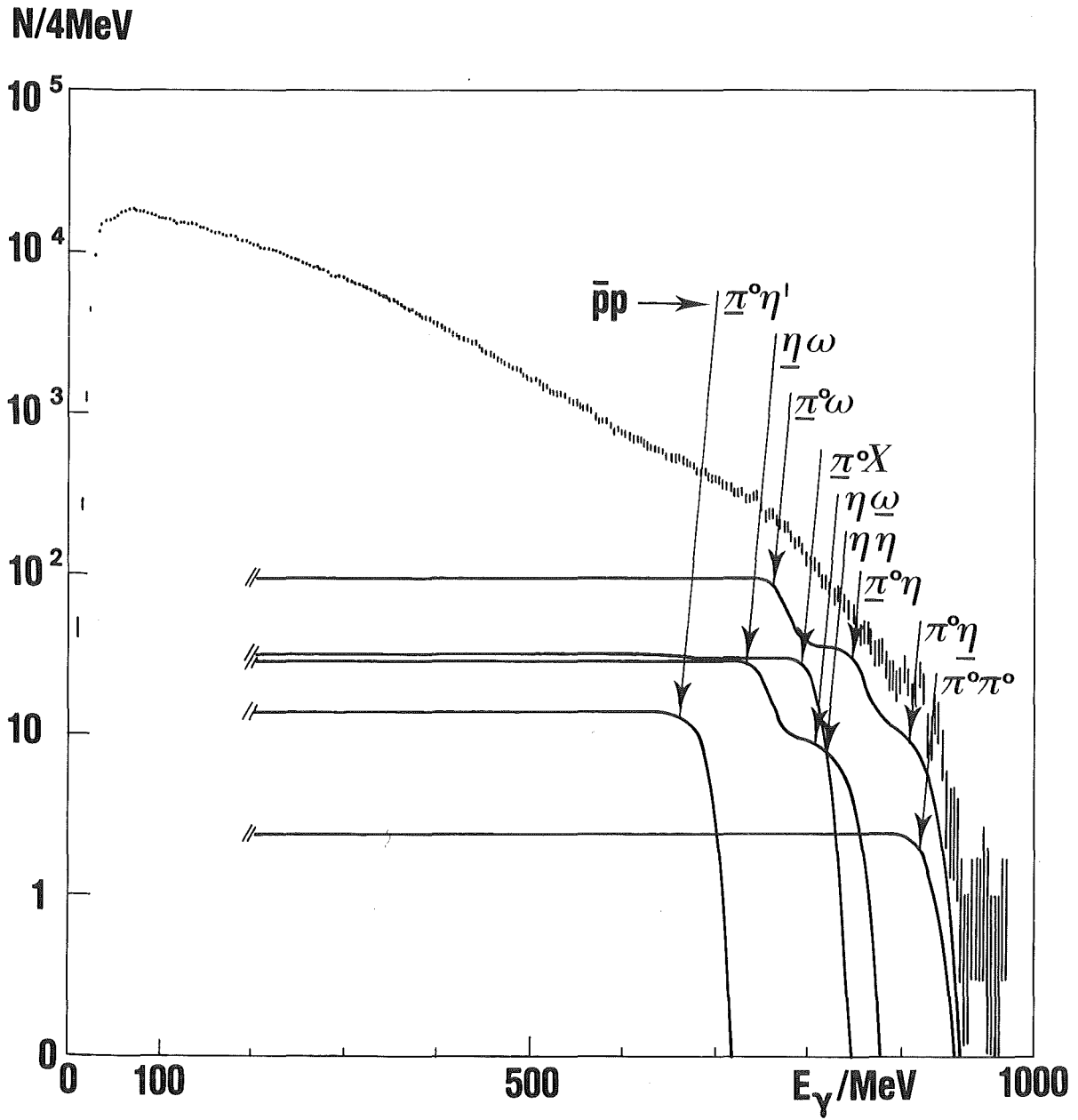


Abbildung 28 : Das totale inklusive γ -Spektrum der Experimentierperiode 1979 in logarithmischer Darstellung, die γ -Rechteckverteilungen der identifizierten seltenen 2-Mesonannihilationen sind eingezeichnet. Das unterstrichene Meson erzeugt jeweils die γ -"Box".

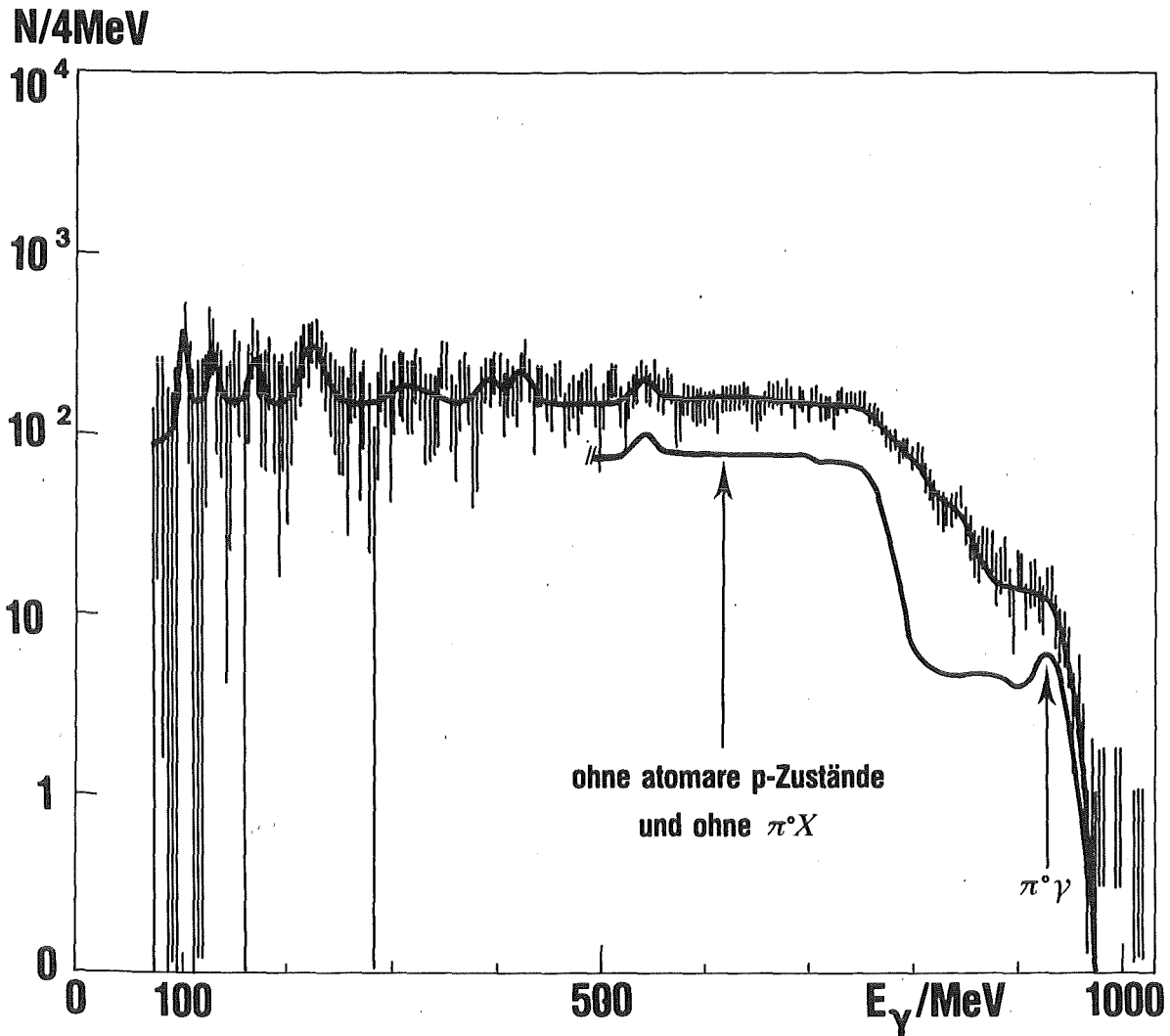


Abbildung 29 : Das inklusive γ -Spektrum der Experimentierperiode 1979 in logarithmischer Darstellung. Der γ -Untergrund aus den bekannten Annihilationskanälen mit mehreren π^0 's ist subtrahiert. Die obere Kurve repräsentiert die optimale Anpassung des γ -Spektrums (seltene neutrale 2-Mesonenannihilationen und Peaks sind enthalten). Die untere Kurve enthält nur seltene neutrale 2-Mesonenannihilationen aus atomaren S-Zuständen (nicht $\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$, $\eta'\pi^0$, $\eta\eta$ und nicht $\pi^0 X$).

4.4.3. Die untergrundfreien γ -Spektren

Nach Subtraktion des Beitrags der seltenen neutralen Annihilationskanäle entstanden untergrundfreie γ -Spektren aus den Experimentierperioden 1979 und 1980 (s. Abb. 30). Die Relevanz der Strukturen wurde 2 Konsistenztests unterworfen (s. Kap. 4.1.) : Die γ -Linien mußten in beiden Experimentierperioden und in beiden dynamischen Bereichen ("High" und "Mixed") des modularen NAJ(TL)-Sektors auftreten. Es stellte sich heraus, daß einige γ -Linien nur im Experiment 1980 auftraten ($E_\gamma = 296$ MeV, 338 MeV) und andere γ -Linien nur im Experiment 1979 ($E_\gamma = 403$ MeV, 428 MeV), wobei letztere zusätzlich eine sehr kleine Signifikanz von $< 2\sigma$ hatten. Eine starke γ -Linie bei $E_\gamma = 320$ MeV trat mit $\sim 7\sigma$ ausschließlich im Experiment 1980 auf, sie wurde in eine phänomenologische Funktion des Untergrundes mit einbezogen, da sie wahrscheinlich einer γ -Rechteckverteilung aus einer 2-Körperannihilation nicht im Targetmaterial entstammte.

Nach den Konsistenztests verbleiben im inklusiven Spektrum 5 γ -Linien mit $E_\gamma = 102$ MeV, 175 MeV, 220 MeV, 550 MeV und 129 MeV. Die angepaßten Linien der Experimentierperioden 1979 und 1980 sind in Abbildung 30 eingezeichnet. Die γ -Linie $E_\gamma = 129.4$ MeV ist erwartet und entstammt der sekundären Reaktion $\pi_{\text{stop}}^- p \rightarrow n + \gamma$, wobei die Pionen aus der Annihilation kommen und im flüssigen H_2 -Target stoppen. Die anderen 4 γ -Linien können einem Prozeß $\bar{p}_{\text{stop}} p \rightarrow \text{Baryonium} + \gamma$ zugeschrieben werden. Die Tatsache des gemeinsamen Auftretens dieser Linien in 2 Experimenten erhöht ihre Signifikanz im Vergleich zu der, die in Tabelle 10 angegeben ist. Das γ -Spektrum von 1980 mußte anhand der oberen Kante der Rechteckverteilung aus der Annihilation $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ rekaliбриert werden, dadurch verschob sich im Niederenergiebereich die 129.4 MeV Linie auf 124 MeV.

Die Anpassung der γ -Peaks wurde mit einem Fortranprogramm (/73/) durchgeführt, das das Programmpaket MINUIT (/72/) verwendet. Zur Bestimmung der Korrelationskoeffizienten wurde das Unterprogramm Migrad und zur Bestimmung der exakten Fehler wurde das Unterprogramm Minos benutzt. Für die Peaks wurde eine Gaußform angenommen und im allgemeinen wurden Intensität und Breite variiert, während die Energien konstant gehalten wurden.

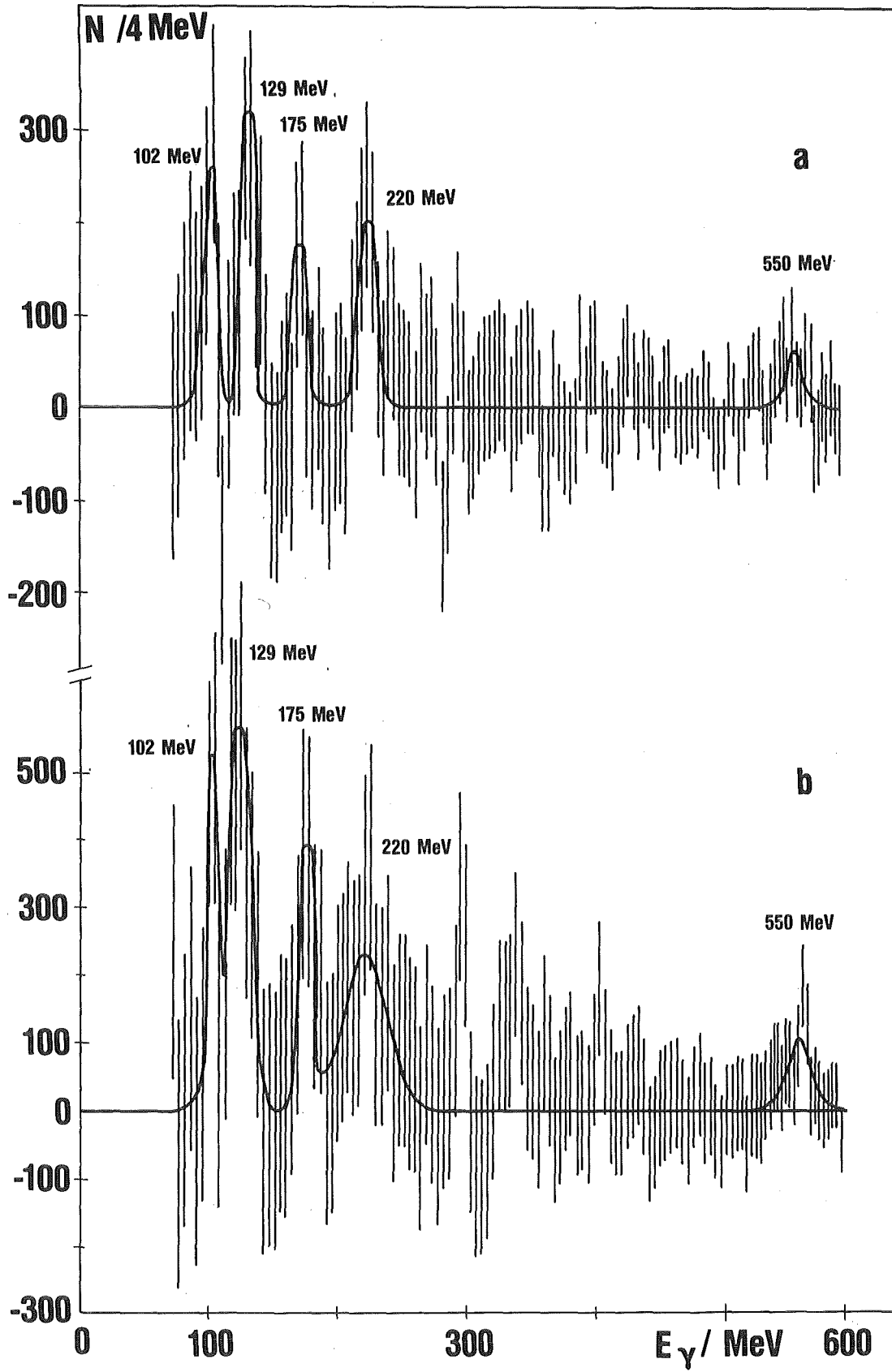


Abbildung 30 : Die untergrundfreien inklusiven γ -Spektren a. der Experimentierperiode 1979 und b. 1980

Die Auflösung des modularen NAJ-Sektors war 1980 schlechter, deshalb und wegen unbekannter systematischer Effekte verbreitern sich die 129 MeV und 220 MeV Linie im Experiment 1980 (s.Tab.10). Für diesen Datensatz mußten deshalb die 175 MeV und die 220 MeV Linie gemeinsam variiert werden, der Korrelationskoeffizient der Intensitäten beträgt 0.2. Die Angabe der Linienbreite ohne Fehler in Tabelle 10 bedeutet, daß die Detektorauflösung verwendet und nicht variiert wurde. Zum Fehler der Energien wurden zusätzlich 2% Eichfehler addiert. Alle γ -Linien wurden zusammen mit der γ -Rechteckverteilung der $\bar{p}p$ -Anniihilation in $\omega\pi^0$ variiert, da dieser Kanal den größten Beitrag zum niederenergetischen Teil des γ -Spektrums liefert. Die Korrelationskoeffizienten der Intensitäten betragen ≈ 0.1 .

E_γ/MeV	M_X/MeV	Experiment 1979	Experiment 1980
129.4 ($\pi^-_{\text{stop}} p \rightarrow n\gamma$)		E/MeV 129.5 ± 4.0 Y/% 2.24 ± 0.90 Signif. 2.5σ FWHM/MeV 7.5	123.8 ± 4.4 3.28 ± 0.89 3.7σ 17.4 ± 4.3
"102"	1771	E/MeV 102.2 ± 3.0 Y/% 2.35 ± 0.84 Signif. 2.8σ FWHM/MeV 6.2	102.2 ± 3.2 1.50 ± 0.50 3.0σ 8.0
"175"	1693	E/MeV 170.1 ± 5.1 Y/% 1.64 ± 0.81 Signif. 2.0σ FWHM/MeV 9.3	174.9 ± 5.6 1.47 ± 0.54 2.7σ 12.0
"220"	1641	E/MeV 222.2 ± 8.2 Y/% 3.10 ± 1.35 Signif. 2.3σ FWHM/MeV 18.1 ± 7.8	220.5 ± 10.7 2.84 ± 1.19 2.4σ 38.4 ± 18.6
"550"	1207	E/MeV 547.6 ± 19.4 Y/% 0.92 ± 0.43 Signif. 2.1σ FWHM/MeV 22.4	550.2 ± 14.4 0.86 ± 0.26 3.3σ 29.0

Tabelle 10 : Die Ergebnisse der Auswertung der γ -Linien

Der Vergleich dieser Ergebnisse mit einem früheren (ähnlichen) Experiment (/55/) führt zu folgenden Schlußfolgerungen : 2 γ -Linien (175 MeV, 220 MeV) konnten bestätigt werden, eine im früheren Experiment beobachtete γ -Linie (420 MeV) wurde nicht wieder gefunden, dafür wurden 2 "neue" γ -Linien (102 MeV, 550 MeV) gesehen. Die Ausbeute der bestätigten γ -Linie von $E_\gamma = 175$ MeV ist unter Berücksichtigung der Fehler im Vergleich zu /55/ um den Faktor ~ 3 kleiner geworden. Eine befriedigende Erklärung der Verkleinerung der Ausbeute kann noch nicht gegeben werden. Mögliche Gründe des Unterschiedes sind verschiedene Behandlung des Untergrundes, andere Normierung und ein selektiver Annihilationstrigger ($N_{\text{geladene}} \geq 2$), der im Experiment /55/ verwendet wurde. Die Ausbeute der Linie $E_\gamma = 220$ MeV stimmt unter Berücksichtigung der überlappenden Fehler mit /55/ überein. Die Ursache, daß in /55/ die Linie $E_\gamma = 102$ MeV nicht beobachtet wurde, kann darin liegen, daß der damals verwendete $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristall einen hohen niederenergetischen Untergrund besitzt, der im aktuellen Experiment mit dem modularen NAJ-Sektor reduziert werden konnte. Die Erklärung der Nichtbeobachtung der $E_\gamma = 550$ MeV Linie in /55/ könnte im Absinken der Nachweiswahrscheinlichkeit des $10'' \times 12''$ NAJ-Einkristalls für hohe γ -Energien liegen.

4.5. Diskussion möglicher Fehlereinflüsse

Wegen der Kleinheit der gemessenen Effekte und wegen der Tatsache, daß in 2 unabhängigen Meßperioden ähnliche Strukturen beobachtet werden, muß die Frage beantwortet werden, ob sekundäre physikalische Effekte die Ursache dieser Strukturen sind :

- a. Minimalionisierende geladene Teilchen können als Ursache der 220 MeV Linie ausgeschlossen werden (s.Kap.3.5.), da die Unterdrückung der geladenen Teilchen besser als 10^{-4} war.
- b. Eine mögliche Sekundärreaktion ist $K_{\text{stop}}^- p \rightarrow \Sigma + \gamma$ mit $E_\gamma = 220$ MeV, eine grobe Abschätzung liefert allerdings eine Ausbeute von $\sim 10^{-5}$ für diese Reaktion, was unterhalb der Sensitivität dieses Experiments liegt (Zahl der K^- pro Annihilation: $\approx 10^{-2}$; Ausbeute der Reaktion $K_{\text{stop}}^- p \rightarrow \Sigma \gamma$: $\leq 10^{-2}$; Anteil der K_{stop}^- : $\approx 10^{-1}$).

- c. Primäre Pionen im Antiprotonenstrahl können im Fluge mit den Protonen des Wasserstofftargets wechselwirken und γ -Strahlung erzeugen. Die Verunreinigung des Antiprotonentriggers ist kleiner als 10^{-4} und damit kann mittels der bekannten Wirkungsquerschnitte von < 100 mb gefolgert werden, daß diese Reaktionen mehrere Größenordnungen unter den gemessenen Effekten liegen.
- d. Neutroneninduzierte Reaktionen können als Ursache der γ -Linien auch ausgeschlossen werden. Das Neutronenspektrum zeigt einen exponentiellen Abfall und ist oberhalb von 150 MeV praktisch ohne Bedeutung. Weiterhin sind keine (n, γ) -Reaktionen mit $E_\gamma \geq 100$ MeV bekannt.
- e. Systematische Effekte des modularen NAJ-Sektors sind als Ursache der γ -Linien ebenfalls denkbar und können nicht vollständig ausgeschlossen werden. Um diese Frage zu untersuchen, wurden die Spektren in einzelne Zeitintervalle aufgeteilt. Dabei wurde festgestellt, daß zusätzlich zu den schon verworfenen "schlechten" Runs keine systematischen Effekte ausschließlich in einem Zeitintervall auftraten. Auch wurden solche γ -Spektren generiert, wo nur ein bestimmter NAJ-Modul das Maximum der Energie enthielt, um Fehlereinflüsse einzelner Module zu erkennen. Das Ergebnis war ebenfalls negativ.
- Weiterhin können die inklusiven γ -Spektren der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}} \text{}^4\text{He}$ zur Diskussion systematischer Effekte der Apparatur herangezogen werden. Selbst wenn der Einfang des Antiprotons am einzelnen Nukleon passiert, sind dennoch nicht die gleichen γ -Übergänge wie beim Einfang des Antiprotons am Wasserstoff beobachtbar, da die Fermibewegung der Nukleonen im ${}^4\text{He}$ -Kern die γ -Linien stark verbreitert.
- Die Auswertung der He-Messung ist noch nicht abgeschlossen, die Ergebnisse werden separat veröffentlicht (/75/). Eine Vorauswertung des inklusiven γ -Spektrums der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}} \text{}^4\text{He}$ ergab, daß die in Kapitel 4.4.3. diskutierten 4 γ -Linien nicht auftreten.
- f. Als eine wichtige mögliche Fehlerquelle kommen Annihilationen in den Targetwänden und in den umgebenden Materialien in Betracht. Dafür wurden mit Hilfe der Information der Vieldrahtproportionalalkammer (s.Kap.3.2.) die Antiprotonenereignisse verworfen, deren Trajektorie einen Schnittpunkt mit den Seitenwänden des Targetzylinders hatte. Abbildung 31 zeigt das γ -Spektrum mit dem größten zu akzeptierenden Eintrittskegel der Antiprotonen. Die Statistik im γ -Spektrum wird durch diesen Schnitt im Vergleich zum totalen Spektrum auf ca. 50% verringert (s.Abb.23a). Eine signifikante Veränderung der Linien

wurde nicht festgestellt. Trotzdem können Annihilationen in den Targetwänden nicht vollständig ausgeschlossen werden.

- g. Die Frage, ob die beobachteten γ -Linien untere Kanten von γ -Rechteckverteilungen aus 2-Mesonennihilationen sind, kann verneint werden. Der Hochenergieteil des Spektrums wird sehr gut durch seltene neutrale Annihilationen (s.Kap.4.4.2.) beschrieben. Um die γ -Linien als untere Kanten von γ -Rechteckverteilungen zu erklären, müßten im Hochenergieteil die oberen Kanten dieser γ -Boxen mit einem sehr großen Verzweigungsverhältnis (Größenordnung 5% aller Annihilationen) sichtbar sein, was nicht der Fall ist.
- h. Die differentielle Nichtlinearität der ADC's des modularen NAJ-Sektors kann als Ursache der γ -Linien ebenfalls ausgeschlossen werden, da die γ -Energie durch Aufsummierung des Inhalts mehrerer unabhängiger ADC's gewonnen wird und damit individuelle Nichtlinearitäten ausgeglichen werden.

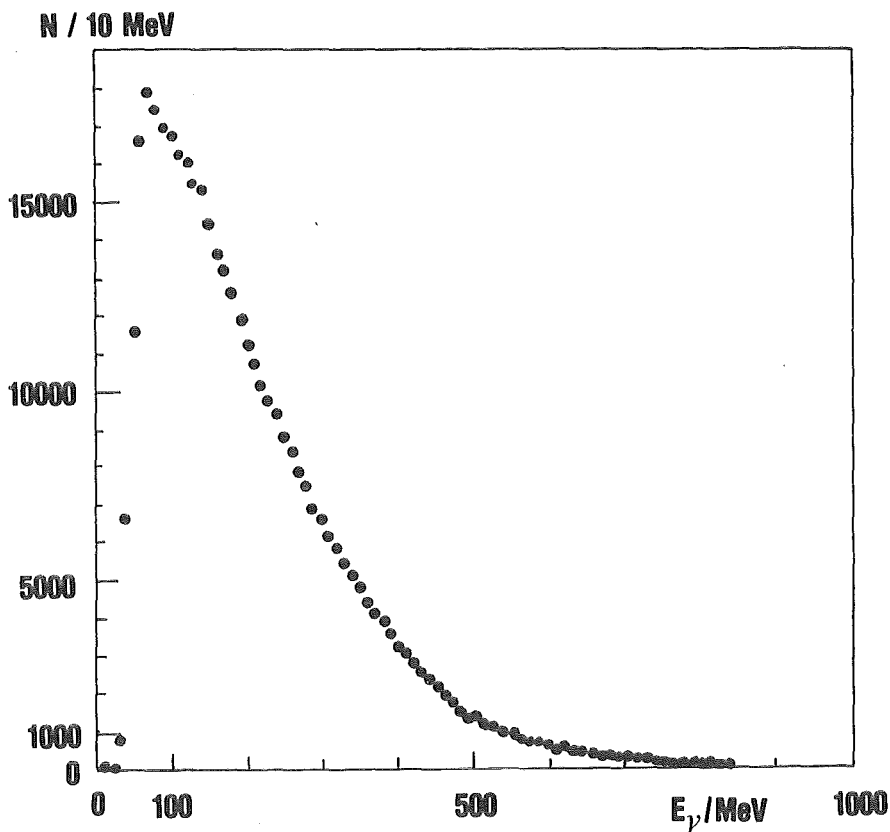
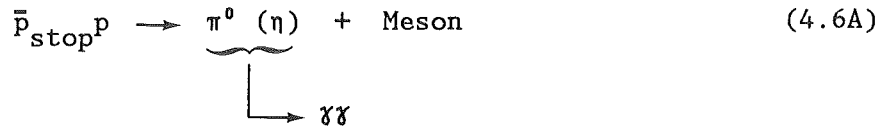


Abbildung 31 : Das inklusive γ -Spektrum der Experimentierperiode 1979; es wurde nur ein die Targetseitenwände nicht berührender Eintrittskegel der Antiprotonen akzeptiert.

4.6. $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Durch Verwendung beider großvolumiger NAJ(TL)-Detektoren (s. Abb. 14) wurden $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen bei 180° aufgenommen. Das Ziel dieser Messung war es, $\bar{p}p$ -Reaktionen vom Typ



zu detektieren. Als zweites bei der Reaktion (4.6A) entstehendes Meson sind alle bekannten neutralen Mesonen (π^0 , η , ω , η' , E , D) und Baryonium denkbar. Die Formation von Baryonium über einen Prozeß (4.6A) sollte gegenüber $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \gamma + \text{Baryonium}$ bevorzugt sein (s. Kap. 2.3.). Die Existenz von Übergängen der Art (4.6A) würde sich in Form von Peaks im $E_{\text{Gesamt}} = E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2}$ Spektrum bemerkbar machen.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Relativwinkels der beiden γ 's aus dem π^0 -Zerfall ist durch

$$P(\Phi_{\gamma 1 \gamma 2}) = \frac{1 - \beta^2}{2\beta} \frac{\cos(\Phi/2)}{\sin^2(\Phi/2)} \frac{\Theta(\beta^2 - \cos^2(\Phi/2))}{\sqrt{\beta^2 - \cos^2(\Phi/2)}} \quad (4.6B)$$

gegeben. Darin sind $\beta = v/c$ der Pionen und Θ die Sprungfunktion. Abbildung 32 zeigt qualitativ die Abhängigkeit des Relativwinkels von der Energie des zerfallenden π^0 -Mesons. Daraus wird deutlich, daß dieses Experiment mit einer Winkelakzeptanz von $180^\circ \pm 15^\circ$ nur sensitiv ist für langsame π^0 's oder für schwerere elektromagnetisch zerfallende Mesonen. Deshalb hat diese $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessung nur Testcharakter, ein sensitiveres Experiment zur Suche nach Reaktionen vom Typ (4.6A) ist in Vorbereitung (/76/).

Während der Experimentierperiode 1980 wurden ca. 6000 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen registriert, der Raumwinkel für Koinzidenzen betrug ca. $(0.7 \cdot 10^{-4})$. Abbildung 33 zeigt das 2-dimensionale γ -Spektrum, darin ist der unkorrelierte koinzidente Untergrund bereits subtrahiert (/77/). Deutlich erkennt man darin die "Hyperbel" der niederenergetischen π^0 's aus der Annihilation, eine zweite "Hyperbel" oberhalb der "trivialen" ist nicht sichtbar.

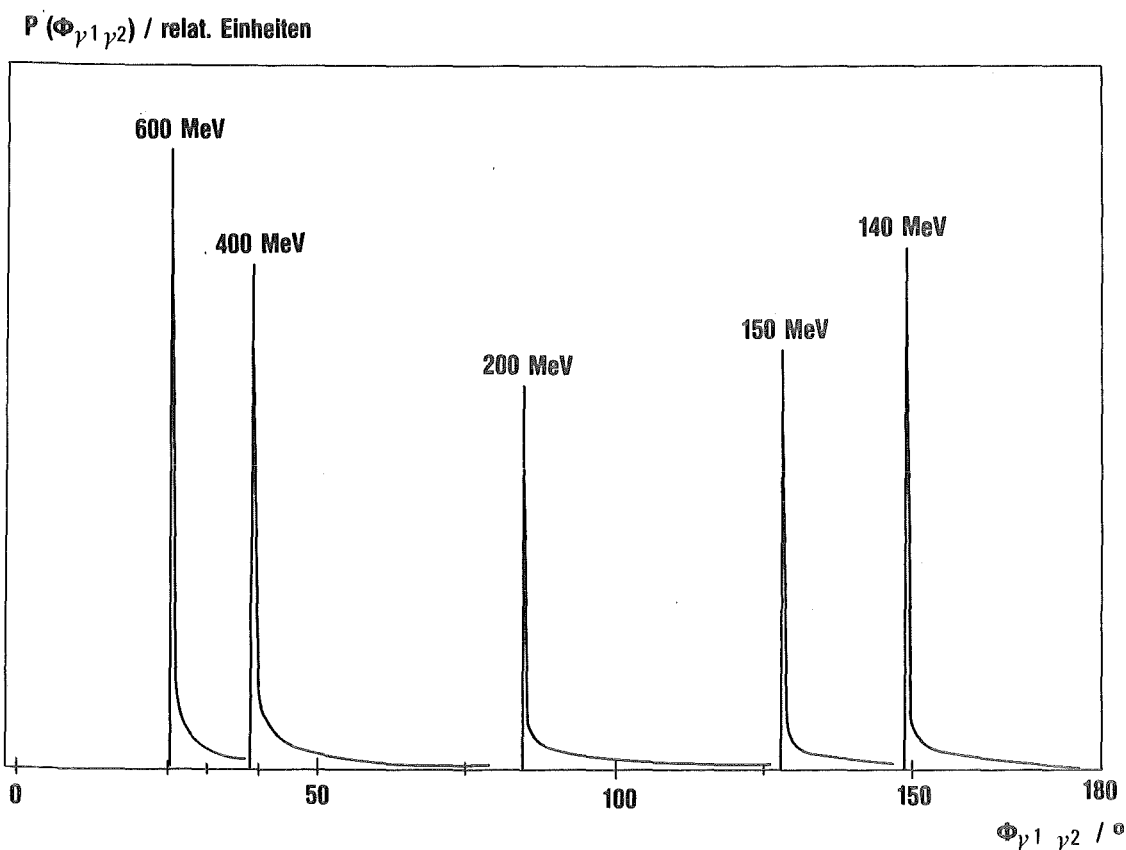


Abbildung 32 : Der Relativwinkel der Zerfalls- γ 's' für verschiedene π^0 -Energien

Für elektromagnetisch in 2 γ -Quanten zerfallende Mesonen ergibt sich die invariante Masse zu :

$$M^2 = 2 \cdot E_{\gamma 1} \cdot E_{\gamma 2} \cdot (1 - \cos \phi_{\gamma 1 \gamma 2}) \quad (4.6C)$$

Bei einem Relativwinkel von 180° vereinfacht sich Gleichung (4.6C) zu :

$$M^2 = 4 \cdot E_{\gamma 1} \cdot E_{\gamma 2} \quad (4.6D)$$

Abbildung 34 zeigt das Spektrum der invarianten Masse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen. Darin sind deutlich 3 Peaks ($E_{\gamma\gamma} = 140 \text{ MeV}, 550 \text{ MeV}, 700 \text{ MeV}$) zu erkennen. Die ersten beiden Peaks entsprechen den erwarteten π^0 - und η -Mesonen, der Peak bei $E_{\gamma\gamma} = 700 \text{ MeV}$ resultiert aus der Registrierung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen des Zerfalls $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ (8.8%), wobei das primäre Photon zusammen mit einem Photon aus dem Zerfall des Pions detektiert wird.

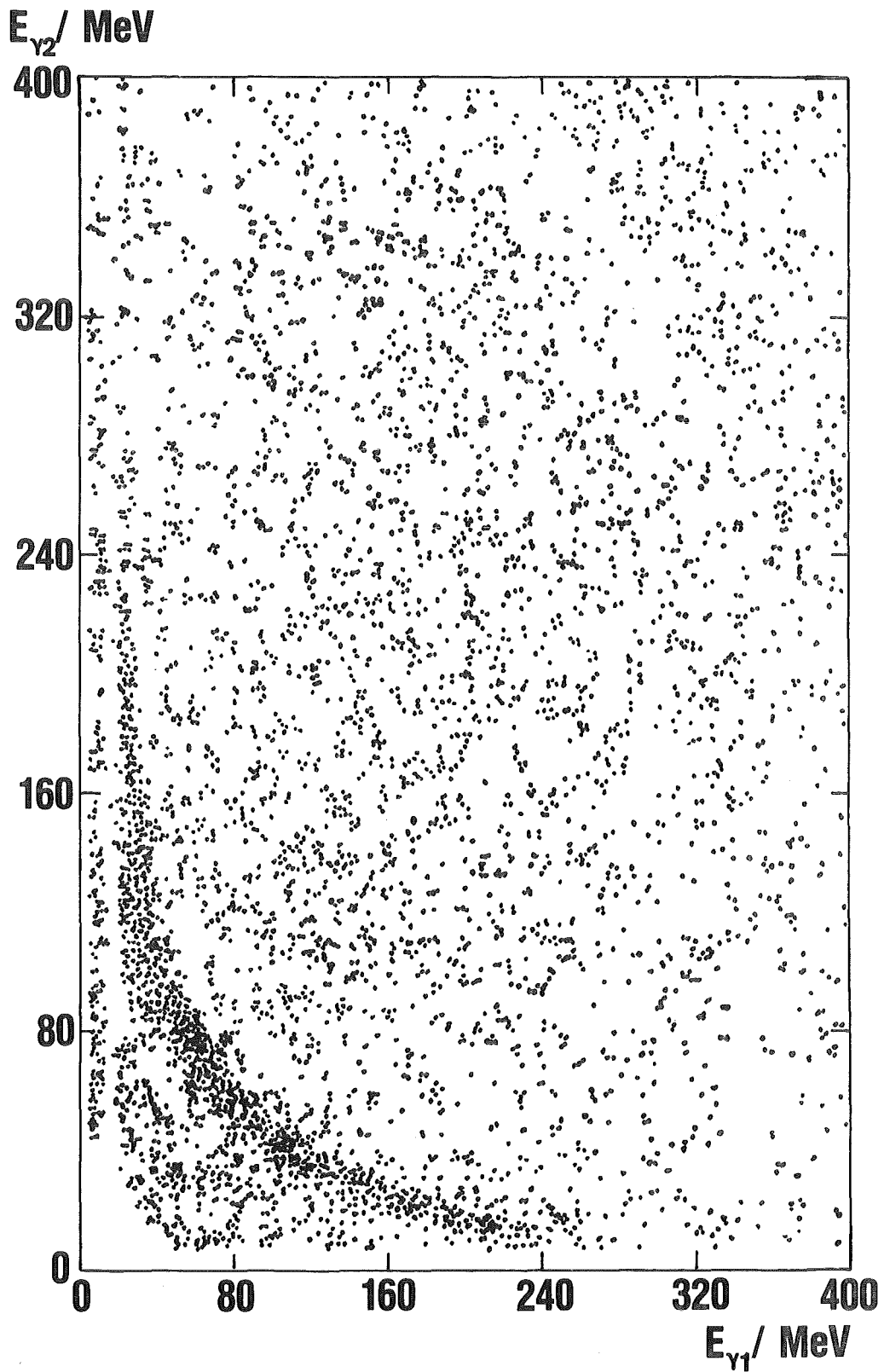


Abbildung 33 : Das 2-dimensionale $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum, der unkorrelierte Untergrund ist subtrahiert.

$N_{\gamma\gamma}/10\text{MeV}$

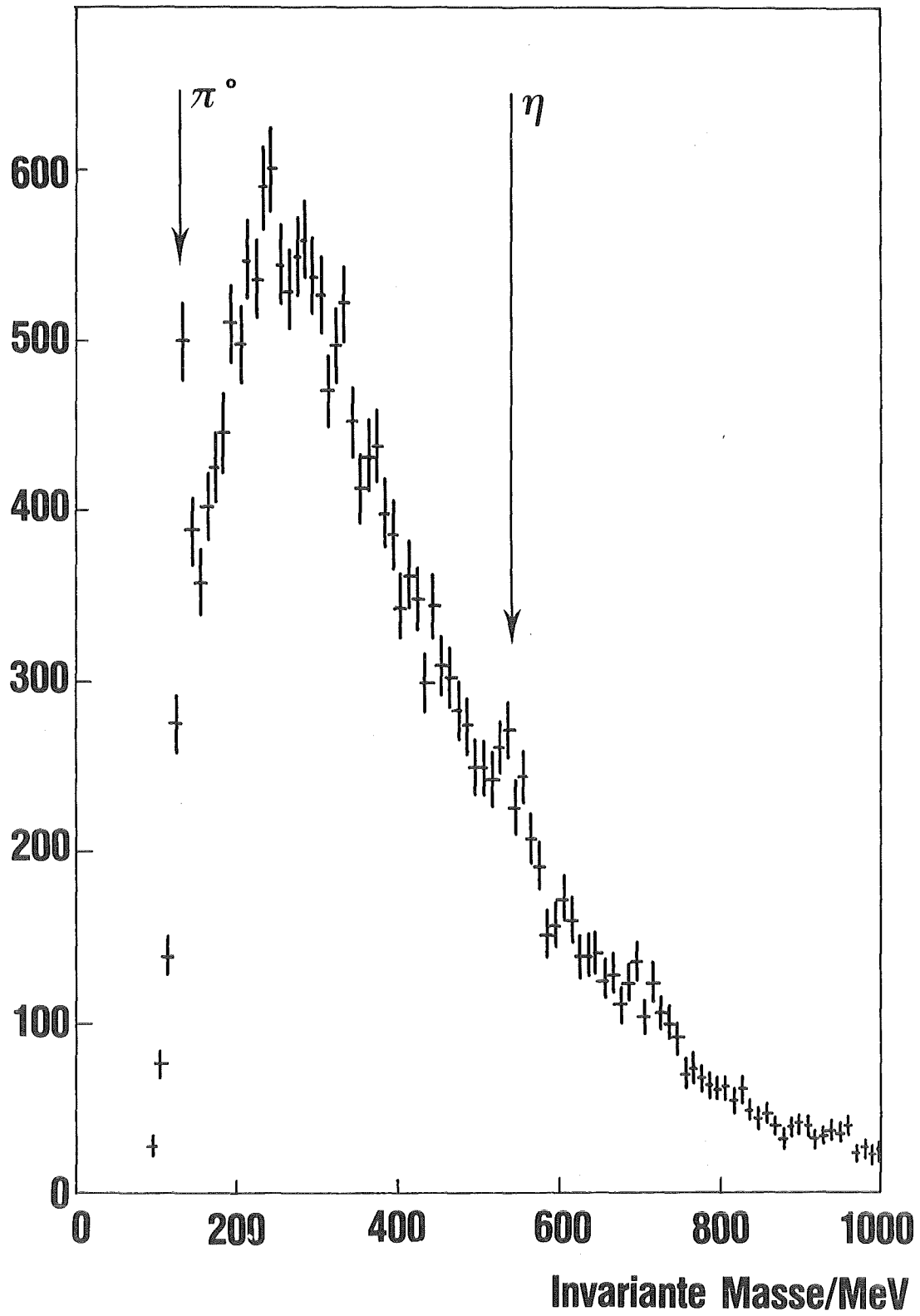


Abbildung 34 : Das Spektrum der invarianten Masse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Durch diese Mißidentifizierung erhält man als Massenunterschied für den Peak bei 700 MeV nahezu $m_{\pi^0}/2$ im Vergleich zur ω -Masse. Für die Detektierung derartiger Koinzidenzen muß das ω niederenergetisch sein und kommt wahrscheinlich aus den Kanälen $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0\pi^0, \omega\pi^+\pi^-$.

Mit der Information der invarianten Masse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen konnten Schnitte auf die $E_{\text{Gesamt}} = E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}$ Spektren für die π^0 - und η -Masse angewendet werden. Diese konditionierten Spektren sind in Abbildung 35 dargestellt. Die Form dieser Spektren wird im wesentlichen durch die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen aus dem π^0 - bzw. η -Zerfall bestimmt.

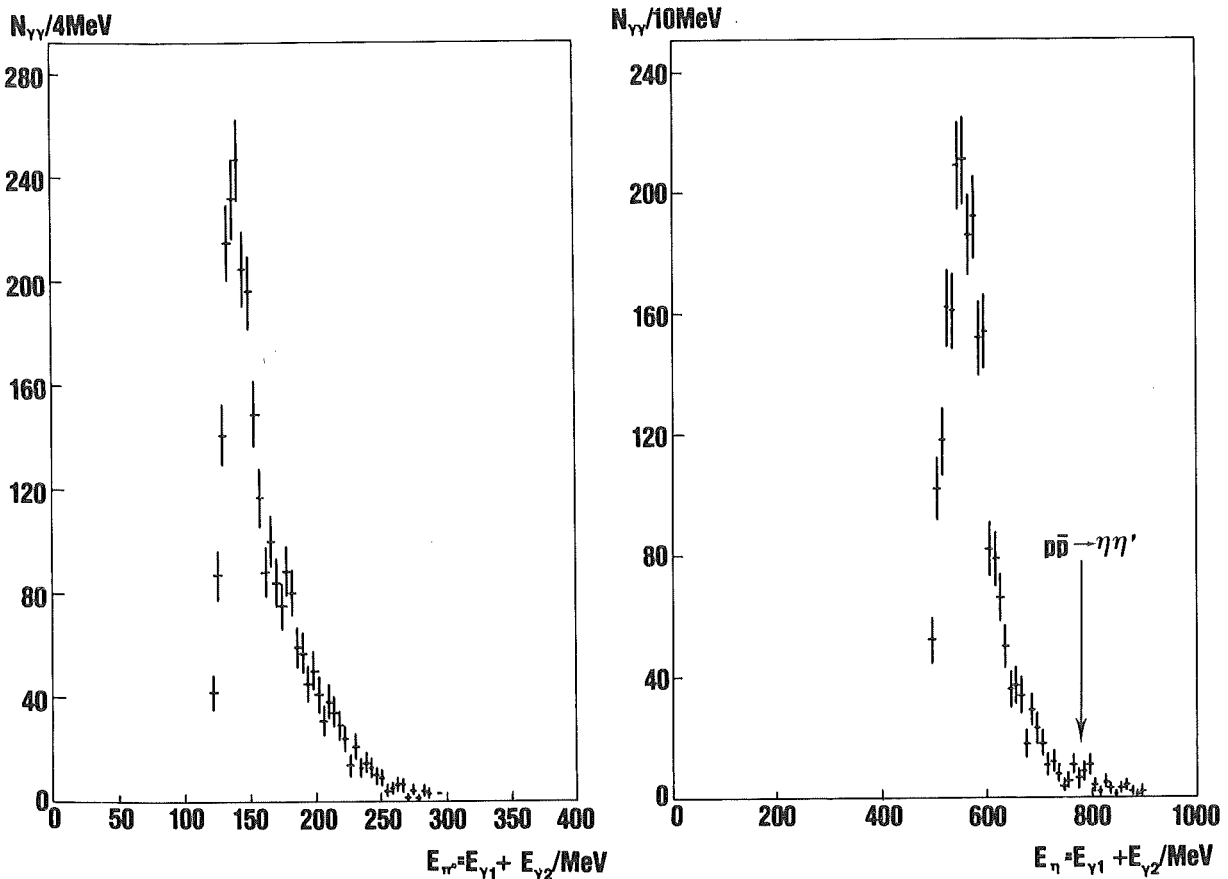


Abbildung 35 : Die E_{π^0} - und E_{η} -Spektren von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen

Bei $E_{\pi^0} = 180$ MeV ist eine schwache Struktur zu erkennen. Sie resultiert aus der Faltung der Wahrscheinlichkeitsverteilung des Relativwinkels der γ 's des π^0 -Zerfalls mit der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit und

kann nicht mit einer Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 + \text{Baryonium}$ in Verbindung gebracht werden. Mit der in diesem Experiment verwendeten Geometrie müßte eine Reaktion nach (4.6A), die mit gleicher statistischer Signifikanz von $\sim 3\sigma$ im $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektrum bei $E_{\pi^0} = 180$ MeV auftritt, ein Verzweigungs-verhältnis von $\sim 1 \cdot 10^{-2}$ pro $\bar{p}p$ -Annihilation haben.

Würde ein Peak mit einer Signifikanz von 3σ bei $E_{\pi^0} = 200$ MeV auftreten, so läge das entsprechende Verzweigungsverhältnis bei ca. 30% aller Annihilationen, was erheblich größer als die vorhergesagten Verzweigungs-verhältnisse für Baryonium ist.

Im E_{η} -Spektrum tritt bei 780 MeV ebenfalls eine schwache Struktur auf, sie korrespondiert mit einer seltenen Annihilation $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'$. Dieses Experiment liefert somit erstmalig eine Andeutung für die Existenz des Annihilationskanals $\eta\eta'$. Das Verzweigungsverhältnis dieses Kanals liegt in der Größenordnung von $\leq 10^{-3}$ pro $\bar{p}p$ -Annihilation. Eine genauere Angabe des Verzweigungsverhältnisses kann wegen dem ungenügend bekannten η -Energiespektrum nicht erfolgen.

Prinzipiell muß festgestellt werden, daß die Ergebnisse der $\gamma\gamma$ -Koinzidenz-messung nur qualitativen Charakter haben. Das ergibt sich aus der Beschränkung auf eine 180° -Geometrie und aus der geringen Statistik im Koinzidenzspektrum.

4.7. Zusammenfassung

In diesem Kapitel wurde die Auswertung der inklusiven γ -Spektren der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}}p$ beschrieben.

Als Ergebnis konnten im Hochenergieteil des γ -Spektrums seltene Annihila-tionen mit zwei neutralen Mesonen im Endzustand identifiziert werden.

Dieses Experiment gibt erstmals Verzweigungsverhältnisse der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Anni-hilation in die Kanäle $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, $(\pi^0\eta + \eta\eta)$, $\pi^0\eta'$ und $\pi^0\gamma$ an. Die Fehler der Verzweigungsverhältnisse sind bis auf den Kanal $\omega\pi^0$ noch in der Größenordnung von ca. 50%. Ein genauerer Wert für den Annihilationskanal $\pi^0\pi^0$ kann nicht gegeben werden. Weiterhin können obere Grenzen für die Kanäle $\bar{p}p \rightarrow \eta\eta'$ und $\gamma\gamma$ festgelegt werden. Für die optimale Beschreibung des Hochenergieteils des γ -Spektrums sind die Annihilationskanäle aus atomaren p-Zuständen ($\pi^0\pi^0$, $\eta\pi^0$, $\eta\eta$, $\eta'\pi^0$) unbedingt erforderlich, auch mußte ein hypothetischer Annihilationskanal $\bar{p}p \rightarrow \pi^0 X$ mit einem unbekanntem Meson X der Masse $M_X \approx 690$ MeV eingeführt werden.

Nach Abzug der seltenen neutralen Annihilationskanäle verbleiben im inklusiven γ -Spektrum 4 monoenergetische γ -Linien, die mit Reaktionen vom Typ $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \gamma + \text{Baryonium}$ erklärt werden können. Die γ -Linien $E_\gamma = 102 \text{ MeV} - M_X = 1771 \text{ MeV}$, $E_\gamma = 175 \text{ MeV} - M_X = 1693 \text{ MeV}$, $E_\gamma = 220 \text{ MeV} - M_X = 1641 \text{ MeV}$, $E_\gamma = 550 \text{ MeV} - M_X = 1207 \text{ MeV}$ wurden in zwei nahezu unabhängigen Meßperioden beobachtet und somit können statistische Schwankungen als Ursache der γ -Linien nahezu ausgeschlossen werden. Die Verzweigungsverhältnisse der korrespondierenden Übergänge $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \gamma + \text{Baryonium}$ liegen in der Größenordnung von $1 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$ pro $\bar{p}p$ -Annihilation. Die Signifikanz der γ -Linien liegt zwischen $2 \dots 4\sigma$. Weiterhin wurde gefunden, daß die γ -Linien nicht bevorzugt mit einem bestimmten Annihilationstrigger gekoppelt sind.

Die Bestätigung dieser Ergebnisse und die genauere Angabe der Verzweigungsverhältnisse stellt für die zukünftigen Experimente am Low Energy Anti-proton Ring (LEAR) des CERN eine interessante Aufgabenstellung dar. Auch erscheint die π^0 - und η -Spektrometrie (Messung von $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen über einen großen Winkelbereich) eine erfolgversprechende Methode zu sein, um die NN-Wechselwirkung und die Annihilation noch detaillierter zu studieren.

5. Diskussion der Ergebnisse

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der seltenen Annihilationen und der monoenergetischen γ -Linien, die aus den inklusiven γ -Spektren der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \gamma + \dots$ resultieren, mit anderen Experimenten und mit einigen theoretischen Vorhersagen verglichen.

5.1. Diskussion der seltenen neutralen Annihilationskanäle

Die Ergebnisse der erstmalig in diesem Experiment erhaltenen Verzweigungs-
verhältnisse für seltene neutrale Annihilationskanäle (s.Kap.4.4.2.)
stimmen nur zum Teil mit anderen Experimenten und mit theoretischen
Vorhersagen überein. Die Annihilationskanäle $\omega\pi^0$, $\omega\eta$, $(\pi^0\eta+\eta\eta)$, $\pi^0\eta'$ und
 $\pi^0\gamma$ sind bisher noch von keinem anderen Experiment quantitativ angegeben
worden. Es lassen sich aber Vergleiche mit solchen Experimenten anstellen,
die nach Annihilationskanälen mit ähnlichem Quarkinhalt und ähnlicher
Quarkdynamik gesucht haben.

Die Messung des Annihilationskanals $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \omega\pi^0$ ($\sim 2.0 \cdot 10^{-2}$ aller
Annihilationen) läßt sich vergleichen mit einer Messung $\bar{p}n \rightarrow \omega\pi^-$, für
die $\sim (0.4 \pm 0.15) \cdot 10^{-2}$ pro Annihilation gefunden wurde (/78/, /90/). Setzt
man dieses Ergebnis als richtig voraus, so müßte mit der Isospininvarianz
der Annihilation der Kanal $\omega\pi^0$ nur ein Verzweigungsverhältnis von $0.2 \cdot 10^{-2}$
haben (der Faktor $\frac{1}{2}$ resultiert aus dem Verschwinden der $I=0$ Amplitude für
die Annihilation in $\omega\pi^0$). Somit tritt eine Diskrepanz zwischen diesen zwei
Experimenten um den Faktor 10 auf. Ein Verzweigungsverhältnis von $0.2 \cdot 10^{-2}$
für den Annihilationskanal $\bar{p}p \rightarrow \omega\pi^0$ ist mit dem Hochenergieteil des
 γ -Spektrums nicht verträglich. Das Ergebnis des Verzweigungsverhältnisses
für $\omega\pi^0$ wird durch eine Abschätzung auf der Basis eines Ein-Mesonen-Aus-
tauschmodells (/60/) für die Annihilation in $\omega\pi^0$ mit $1 \cdot 10^{-2}$ zumindest
qualitativ bestätigt. Die gleiche Arbeit bestätigt auch die Verzweigungs-
verhältnisse der Annihilationskanäle $\omega\eta$ und $\pi^0\gamma$ (experimentell $\sim 1 \cdot 10^{-2}$
bzw. $\sim 1 \cdot 10^{-4}$).

Eine andere interessante Frage sind die Verzweigungsverhältnisse der Annihi-
lationskanäle $\eta\pi^0$ und $\pi^0\pi^0$. Der Annihilationskanal $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \pi^0\pi^0$ wird
von anderen Experimenten (/74/, /91/) mit $\sim 1 \dots 5 \cdot 10^{-4}$ angegeben.

Der Kanal $\eta\pi^0$ wird erstmals in diesem Experiment angegeben, allerdings zusammen mit dem Kanal $\eta\eta$. Macht man über das Verhältnis dieser beiden Kanäle im Summenkanal die grobe Annahme, daß sie gleiche Intensität haben, so hätte der Kanal $\eta\pi^0$ ein Verzweigungsverhältnis von $\sim 5 \cdot 10^{-3}$, was 10 mal größer ist als für den Kanal $\pi^0\pi^0$.

Abschätzungen des Verzweigungsverhältnisses in $\eta\pi^0$ liegen bisher nicht vor, phänomenologisch würde man eine Unterdrückung des Kanals $\eta\pi^0$ im Vergleich zu $\pi^0\pi^0$ erwarten, da das η -Meson eine Beimischung eines Strange-quarkpaares enthält, was im $\bar{p}p$ -Anfangssystem erst erzeugt werden muß. Diese Aussage wird qualitativ durch die gemessenen Verzweigungsverhältnisse der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Annihilation in $\pi^0\rho^0$ bzw. $\eta\rho^0$ ($1.6 \cdot 10^{-2}$ bzw. $0.2 \cdot 10^{-2}$) bestätigt. Somit wirft das erstmals gemessene Verzweigungsverhältnis für $\eta\pi^0$ eine interessante Frage für das Verständnis der Quarkdynamik bei der Annihilation auf.

Die relative Größe der Verzweigungsverhältnisse in $(\pi^0\eta+\eta\eta)$, $\pi^0\pi^0$ und $\eta\eta'$ wird durch ein Quarkmodell (/58/) bestätigt, allerdings ist dazu eine Annahme erforderlich: Bei der Beschreibung der $\bar{p}p$ -Annihilation in 2-Mesonen ist das Diagramm, bei dem 2 $q\bar{q}$ -Paare annihilieren und ein $q\bar{q}$ -Paar erzeugt wird, bevorzugt gegenüber dem Diagramm, bei dem ein $q\bar{q}$ -Paar annihiliert und ein Quark und ein Antiquark zur Bildung der Endzustandsmesonen umgeordnet werden müssen (/56/).

Wie in Kapitel 4.4.2. ausgeführt wurde, ist für die Beschreibung des Hochenergieanteils des inklusiven χ -Spektrums eine hypothetische Annihilation $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \pi^0 X$ ($M_X \approx 690$ MeV) erforderlich. Eine Erklärung des X-Mesons als eine $2\pi(\epsilon^0)$ -Resonanz ($M_\epsilon = 720$ MeV, /79/) ist wegen der zu großen Breite des ϵ^0 -Resonanz ($\Gamma_\epsilon \approx 300$ MeV) nicht möglich. Eine befriedigende Erklärung dieses unbekanntes Annihilationskanals kann noch nicht gegeben werden.

5.2. Diskussion der gebundenen Baryoniumzustände

Zahlreiche Experimente haben nach gebundenen Baryoniumzuständen gesucht, eine Übersicht der Experimente bis 1980 findet man in dem Übersichtsartikel von L. Tauscher (/80/).

Prinzipiell sind 3 Klassen von Experimenten zur Suche nach gebundenen Baryoniumzuständen durchgeführt worden :

1. $\bar{p}p$ -Reaktionen mit Messung des $\pi^{\pm,0}$ - bzw. γ -Spektrums.
2. $\bar{p}d$ -Reaktionen mit Messung der Rückstoßprotonen bzw. -neutronen.
3. e^+e^- -Formation oder Messung der e^+e^- -Annihilationsprodukte.

Das erste Experiment zur Suche nach gebundenen Zuständen war das Blasen-kammerexperiment von Gray et al. (/81/), das einen gebundenen $\bar{p}n$ -Zustand bei $M_X = 1794.5$ MeV fand, dessen Verzweigungsverhältnis von $(4.0 \pm 0.6) \cdot 10^{-3}$ von einem späteren Experiment (/82/) jedoch bezweifelt wurde.

In e^+e^- -Formationsexperimenten fanden 3 Gruppen (/83/, /84/, /85/) eine schmale hadronische Struktur bei $M_X = 1820$ MeV, die aber als angeregter Zustand des ϕ -Mesons interpretiert wird. Zwei andere e^+e^- -Experimente (/86/, /87/) finden einen Zustand mit $M_X = 1650$ MeV in verschiedenen Kanälen der e^+e^- -Vernichtung, der wahrscheinlich dem in dieser Arbeit vorgestellten Zustand $M_X = 1641$ MeV entspricht.

Messungen des inklusiven γ -Spektrums der Reaktion $\bar{p}_{\text{stop}}p \rightarrow \gamma + X$ wurden früher schon in zwei anderen Experimenten durchgeführt, die Ergebnisse des einen Experiments (/55/) mit $M_X = 1395$ MeV, 1646 MeV, 1684 MeV wurden ausführlich in Kapitel 4.4.3. diskutiert, ein anderes Experiment von Kalogeropoulos et al. fand keine schmale γ -Linie in diesem Energiebereich. Dieses Experiment war aber im Vergleich zu dem in dieser Arbeit beschriebenen und zu Experiment /55/ weniger sensitiv.

In der Zwischenzeit liegen die Ergebnisse zweier aktueller Experimente vor, von denen eines ein negatives Resultat und das andere ein z.T. positives Resultat hat : Die π^- -Impulsverteilung der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^- X$ wurde mit einem Magnetspektrometer (/59/) gemessen und es wurde kein schmaler Baryoniumzustand im Bereich von 1.6 GeV ... 1.9 GeV gefunden. Dieses Ergebnis schließt zumindest aus, daß es sich bei den Zuständen

$M_X = 1771 \text{ MeV}$, 1693 MeV und 1641 MeV um $I=1$ Zustände handelt oder diese Zustände können wegen dem unterschiedlichen Reaktionsmechanismus nicht bevölkert werden.

Ein anderes Experiment (/69/) beobachtete über die Messung von Photonen der $\bar{p}_{\text{stop}}p$ -Annihilation mittels eines Paarspektrometers die Zustände $M_X = 1771 \text{ MeV}$ und 1641 MeV , allerdings mit geringerer statistischer Signifikanz als in dieser Arbeit.

Somit kann festgestellt werden, daß von den in diesem Experiment gefundenen gebundenen Baryoniumzuständen ($M_X = 1771 \text{ MeV}$, 1693 MeV , 1641 MeV , 1207 MeV) zumindest 3 Zustände von anderen Experimenten ebenfalls beobachtet wurden. Hervorzuheben ist dabei, daß der Zustand $M_X = 1641 \text{ MeV}$ von 4 anderen Experimenten bestätigt wird, während die Zustände $M_X = 1771 \text{ MeV}$, 1693 MeV bisher jeweils nur in einem anderen Experiment gefunden wurden. Der Zustand $M_X = 1207 \text{ MeV}$ ist durch andere Messungen noch nicht bestätigt worden.

Abschließend soll die Frage diskutiert werden, warum die Verzweigungsverhältnisse der in diesem Experiment erhaltenen γ -Übergänge derartig klein ($1 \cdot 10^{-3} \dots 3 \cdot 10^{-3}$ pro Annihilation) sind. Obwohl noch wenig exakte theoretische Aussagen über die Größe derartiger Verzweigungsverhältnisse vorliegen, werden sie qualitativ auf dem $1 \cdot 10^{-3} \dots 1 \cdot 10^{-2}$ Niveau erwartet. Zur Beantwortung dieser Frage lassen sich 2 Gründe angeben :

1. Die Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \gamma + \text{Baryonium}$ sollte unterdrückt sein im Vergleich zu der Reaktion $\bar{p}p \rightarrow \pi^{\pm 0} + \text{Baryonium}$. Deshalb erscheint eine vollständige $\pi^{\pm 0}$ -Spektrometrie eine erfolgversprechende Methode zu sein, um nach gebundenen Baryoniumzuständen zu suchen.
2. Die Bevorzugung des atomaren s-Zustandes (s.Kap.2.2.) kann sich ungünstig auf die Formation der Baryonia auswirken, die einen großen relativen Bahndrehimpuls zwischen $\bar{N}N$ bzw. $(qq)(\bar{q}\bar{q})$ haben. Dieses qualitative Argument beinhaltet, daß die Formation eines Zustandes mit einem großen L durch Aussendung elektromagnetischer Strahlung mit $(k \cdot r)^{2L}$ unterdrückt sein sollte. Somit muß das hier beschriebene Experiment mit einem gasförmigen H_2 -Target wiederholt werden, das gleichzeitig den Vorteil einer hohen \bar{p} -Stoprate wie ein flüssiges H_2 -Target hat (/89/).

Anhang

A1. Eichung und Stabilisierung des modularen NAJ-Sektors

Wegen dem speziellen experimentellen Ziel, schmale, intensitätsschwache γ -Linien im Energiebereich von 20...1000 MeV zu spektrometrieren, war es für den modularen NAJ-Sektor notwendig, besondere Verfahren zur präzisen Bestimmung der Kalibrationsfaktoren der einzelnen NAJ-Module und zur Stabilisierung zu entwickeln.

Die Eichprozedur benutzt die Reaktion $\pi_{\text{stop}}^- p \rightarrow n\gamma$ ($E_\gamma = 129.4$ MeV) oder $n\pi^0$, bei kleinen und bei sehr großen γ -Energien wurden andere Reaktionen verwendet (s.Kap.3.5.).

Diese Eichreaktion (3.5A) führt bei der Ausnutzung des gesamten Sektor-Kristallvolumens zu 3 bekannten Energiepunkten. Im einzelnen NAJ-Modul ist das charakteristische Photonenspektrum der Reaktion (3.5A) wegen Escapeverlusten nicht sichtbar, vielmehr wird ein breites Spektrum um den Mittelwert ~ 80 MeV erzeugt, die Lage des Maximums ist für die einzelnen NAJ-Module unterschiedlich.

Der Algorithmus der Festlegung der individuellen Kalibrationsfaktoren der NAJ-Module war der folgende : Es wurden Photonenergebnisse der Reaktion $\pi_{\text{stop}}^- p \rightarrow \pi^0 n$ und γn (3.5A) auf Magnetband gespeichert und off-line mit einem Fortranprogramm (/54/) ausgewertet. Für die individuellen Eichfaktoren a_v wurde angenommen, daß sie nur unwesentlich von einem Mittelwert abweichen :

$$a_v = G \cdot (c_v / \langle c_v \rangle)$$

(A1A)

$$v = 1 \dots 54$$

c_v relative Kalibrationsfaktoren pro Modul

$$\langle c_v \rangle = 1/24 \cdot \sum_{v=1}^{24} c_v$$

G globale absolute Korrektur, um die richtige absolute Energie zu erhalten

Dabei entspricht der Faktor $c_v / \langle c_v \rangle$ der relativen Lage des Maximums des Photonenspektrums eines einzelnen NAJ-Moduls. Im ersten Schritt der Festlegung der a_v 's wird die Lage der breiten Maxima aus den Spektren der

einzelnen NAJ-Module durch ein Fitprogramm gewonnen, und die 129 MeV Linie wird durch Addition von 13 benachbarten Modulen unter der Bedingung rekonstruiert, daß der Anteil der Energie im zentralen Modul $\geq 60\%$ der Gesamtenergie beträgt. Dieses Verfahren ist nur dann erfolgreich, wenn die durch eine Quelleneichung (s.Kap.3.5., S.35) bestimmten Kalibrationsfaktoren der NAJ-Module bereits auf ca. 15% genau sind.

Im zweiten Schritt der iterativen Prozedur werden die somit gewonnenen a_v 's als Startwerte benutzt und nochmals variiert, bis keine signifikante Veränderung mehr erreicht wird. Die Genauigkeit der Festlegung der individuellen a_v 's ist wegen der begrenzten Statistik im Photonenspektrum der einzelnen NAJ-Module in der Größenordnung von $\sim 5\%$. Die Verbesserung der Energieauflösung für den gesamten NAJ-Sektor zwischen dem ersten und dem zweiten Schritt der iterativen Prozedur beträgt ca. 50%.

Das Ergebnis der Eichung des modularen NAJ-Sektors ist in Abbildung 36 dargestellt. Das Spektrum wurde durch Aufsummierung des Energiebeitrags der einzelnen NAJ-Module unter der Bedingung gewonnen, daß das Maximum der Energie in einem der inneren 24 Module deponiert wurde. Die Eichung des modularen NAJ-Sektors ist auf $\pm 1\%$ genau, die Energieauflösung beträgt 5.5% bei 129.4 MeV. Zum Vergleich ist die Eichung des NAJ-Sektors angegeben, die aus der Quelleneichung der einzelnen NAJ-Module gewonnen und auf die Ereignisse der Reaktion (3.5A) angewendet wird (s. Linie in Abb.36). Daraus geht hervor, daß sich die Quelleneichung um $\sim 2\%$ von der exakten Eichung unterscheidet, die Energieauflösung des gesamten NAJ-Sektors beträgt dann nur noch 12%.

Ein wichtiges Problem für die Eichung des modularen NAJ-Sektors war die Behandlung der ADC-Pedestals, da die Gesamtenergie im NAJ-Sektor durch Aufsummierung des Energieäquivalents von mehreren NAJ-Modulen gewonnen wird. Deshalb müssen die Pedestals der ADC's mit einer besseren Genauigkeit als 1 Kanal bestimmt werden. Die Messung der Pedestals wurde in den Datennahmealgorithmus der Messung inklusiver γ -Spektren mit einbezogen (s.Kap.3.6., 3.7.), und sie wurden auf Magnetband abgespeichert. Für die Auswertung wurden die Mittelwerte der ADC-Pedestals bestimmt (/54/) und danach zur Korrektur der Photonenenergie verwendet.

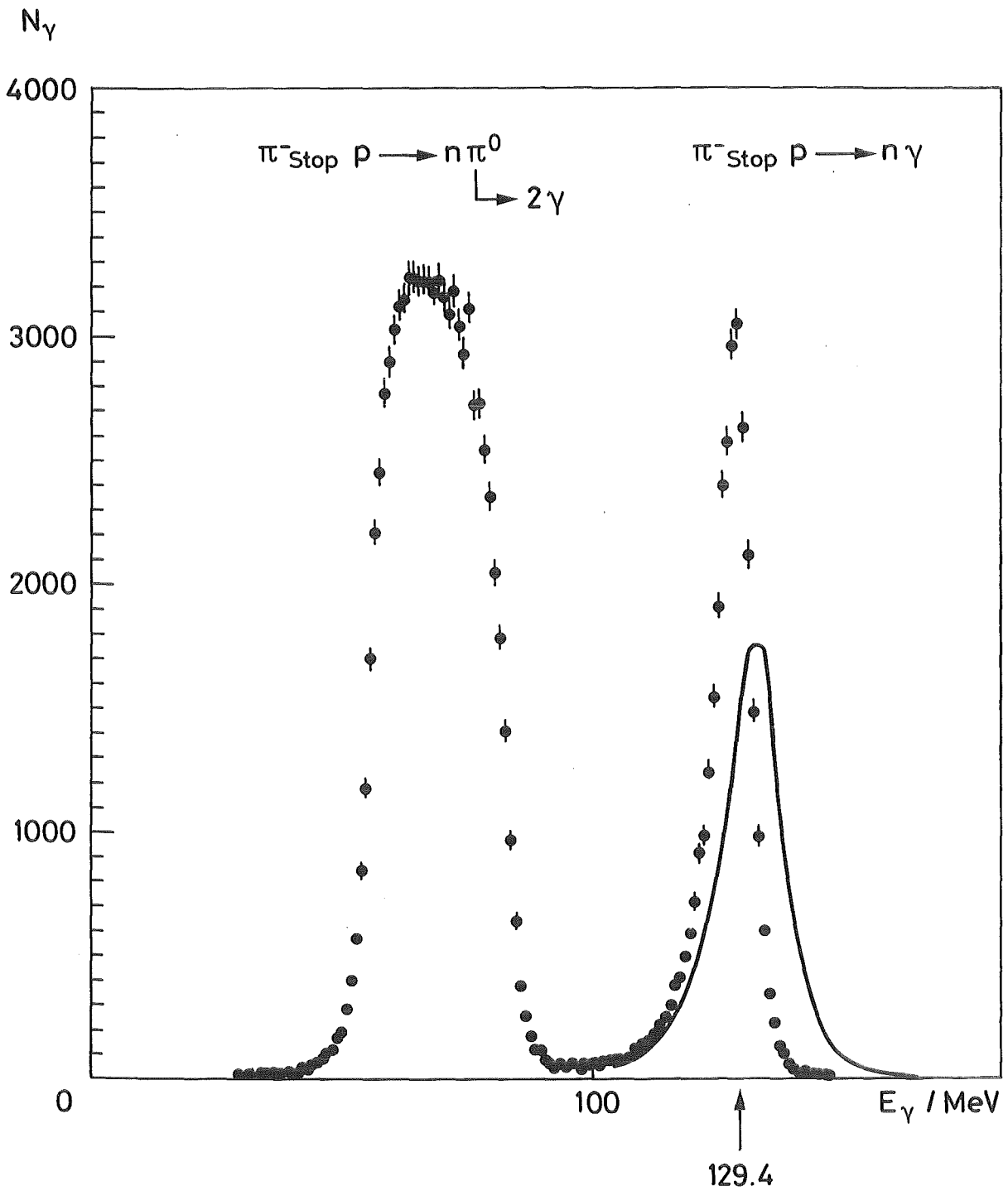


Abbildung 36 : Das Eichspektrum des modularen NAJ-Sektors. Die Punkte repräsentieren die exakte Eichung durch iterative Bestimmung der individuellen Eichfaktoren, die durchgezogene Linie entstammt einer Quelleneichung.

Unter den gegebenen experimentellen Bedingungen war es notwendig, die Eichung des modularen NAJ-Sektors nach Zeitabständen in der Größenordnung von einigen Monaten zu reproduzieren. Dazu wurde ein Lichtpulsersystem entwickelt, dessen Daten periodisch auf Magnetband abgespeichert und zur off-line Korrektur der individuellen zeitlichen Schwankungen der einzelnen NAJ-Module verwendet wurden. Wegen der Möglichkeit des Auftretens von Regelschwingungen wurde das NAJ-Detektorsystem nicht on-line verändert. Der Lichtpulser ist in Abbildung 37 dargestellt.

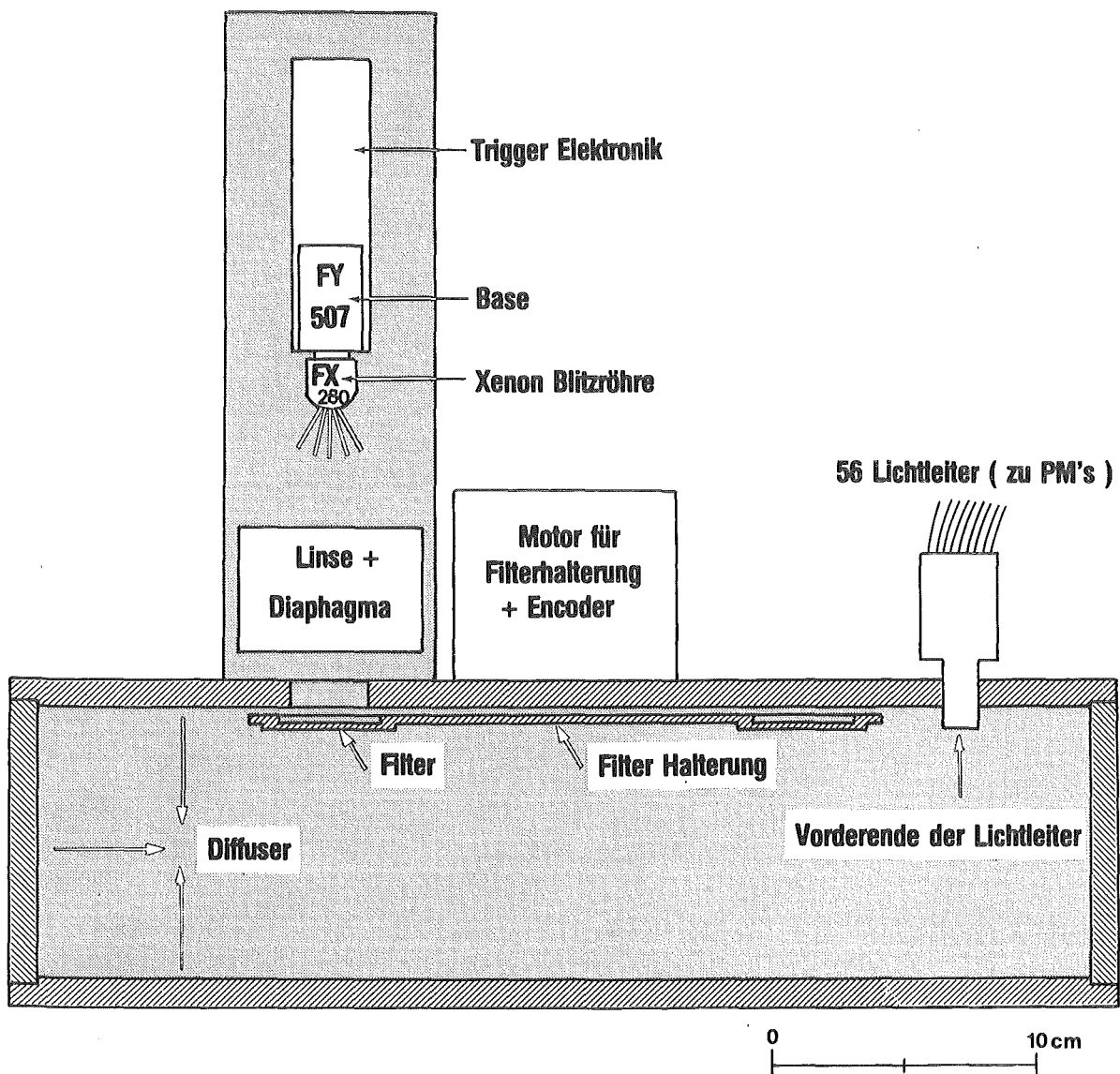


Abbildung 37 : Der Lichtpulser zur Stabilisierung des NAJ-Sektors

Der Lichtpuls wurde durch eine Xenon-Blitzröhre* (FX 280) erzeugt, die Pulsform war ähnlich der eines NAJ-Impulses. Die Lichtintensität konnte durch ein Diaphragma und durch 6 wahlweise benutzbare Filter variiert werden. Das Licht trat danach in einen Diffuser und von dort in 56 zwei m lange (d=1mm) flexible Lichtleiter⁺ ein, von denen 54 mit den NAJ-Modulen des Sektors (s.Abb.17) verbunden wurden. Ein Lichtleiter wurde direkt an eine Photoröhre gekoppelt und diente als Trigger, der andere Lichtleiter führte stark abgeschwächtes Licht auf einen 2"×2"-NAJ-Kristall, der als absoluter Kalibrator des Lichtpulsers diente. An diesem 2"×2"-NAJ-Kristall wurde auch eine ²²Na-Strahlungsquelle angebracht.

Die Xenon-Blitzröhre wurde mit einer Rate von 5/sec betrieben, damit betrug der Abfall der Lichtintensität nur ca. 1% pro Woche. Die Lichtintensität der Xenon-Blitzröhre schwankte zwischen 2 und 4% .

Durch Variierung von Filter und Diaphragma konnte der gesamte energieäquivalente Bereich von 20...1000 MeV überdeckt werden, was sehr wichtig für Linearitätstests der 54 NAJ-Module war.

Der Algorithmus der Aufnahme der Lichtpulserdaten im Zusammenhang mit den echten Meßruns wird in Kapitel 3.6. und 3.7. beschrieben. Die off-line Korrektur der individuellen zeitlichen Schwankungen der NAJ-Module hatte folgende Beziehung zur Grundlage :

$$E_v(t) = N_v(t) \cdot a_v(t=0) \cdot \frac{E^{source}(t=0)}{E^{source}(t)} \cdot \frac{P_{Ref}^{LP}(t)}{P_{Ref}^{LP}(t=0)} \cdot \frac{P_v^{LP}(t=0)}{P_v^{LP}(t)} \quad (A1B)$$

$$v = 1, \dots, 54$$

Darin ist E_v die im Modul v deponierte Energie, N_v ist der Kanalinhalt des ADC's v und a_v ist der Kalibrationsfaktor des Moduls v . E^{source} ist das mit einer ²²Na-Quelle gemessene analoge Signal des Referenz-PM, P_{Ref}^{LP} ist das Lichtpulsersignal des Referenz-PM und P_v^{LP} ist das Lichtpulsersignal des Moduls v .

* angefertigt von EGG Electro Optics Division, Salem, Mass. USA

+ angefertigt von Fiberoptik-Heim AG, CH 8707 Uetikon am See, Schweiz

Wie auch in Kapitel 3.7. beschrieben wird, wurden die Daten E^{source} , $P_{\text{Ref}}^{\text{LP}}$ und P_{v}^{LP} in einem ca. 4 stündigen Rhythmus auf Magnetband abgespeichert und danach gemäß Gleichung (A1B) zur off-line Korrektur der individuellen Kalibrationsfaktoren der NAJ-Module verwendet. Für Ereignisse, die zeitlich zwischen den Lichtpulserruns lagen, wurden interpolierte Korrekturfaktoren benutzt.

In diesem Stabilisierungsalgorithmus ist als einzig Annahme über Stabilität enthalten, daß die Lichtausbeute eines kleinen NAJ-Moduls (des 2"×2"-NAJ-Referenzmoduls) über Monate konstant bleibt.

Die Ergebnisse der Lichtpulsstabilisierung sind in Abbildung 38 dargestellt. Ohne Benutzung der Lichtpulsstabilisierung (durchgezogene Linie) verschlechtert sich die Energieauflösung des modularen NAJ-Sektors auf ca. 11% bei 129.4 MeV und die Energieeichung verschiebt sich um ca. 2% im Vergleich zur ursprünglichen Eichung.

Jedoch mit Benutzung der Lichtpulsstabilisierung (s. Abb. 38, Punkte) können die ursprünglichen Parameter des NAJ-Sektors auch nach Monaten nahezu vollständig rekonstruiert werden : Als Energieauflösung werden dann 7% bei 129.4 MeV erreicht (vergl. 5.5% am Anfang) und die Eichung verschiebt sich um weniger als 1% im Vergleich zur ursprünglichen.

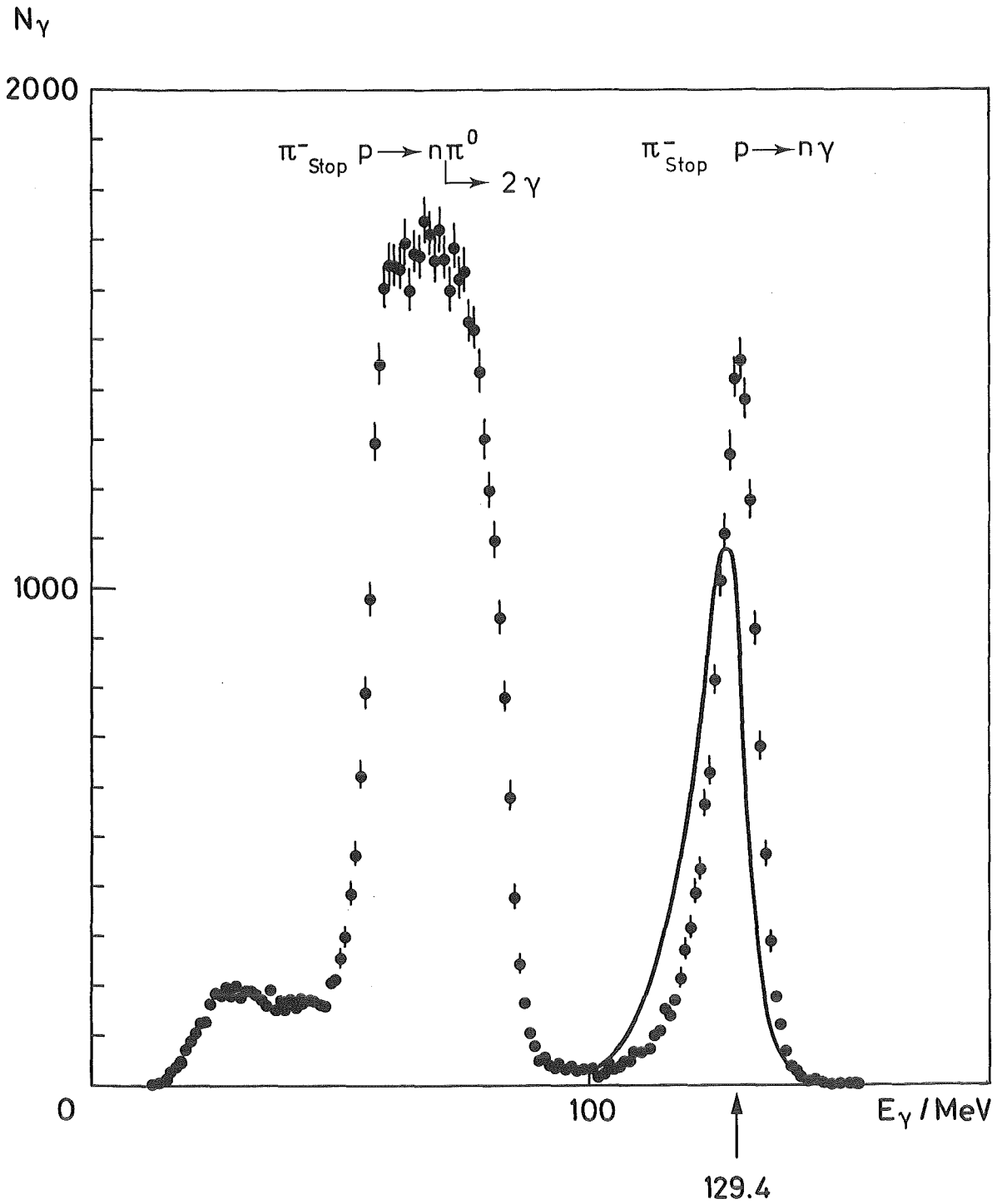


Abbildung 38.: Das Photoneneichspektrum des modularen NAJ-Sektors mehrere Monate nach der ursprünglichen Eichung; ohne (Kurve) und mit Lichtpulsers stabilisierung (Punkte).

A2. Teilchenunterscheidung im modularen NAJ-Sektor

Für eine Messung von inklusiven γ -Spektren der Reaktion \bar{p}_{stop}^p ist es von großem Interesse, verschiedene Teilchenarten (π^\pm , n) und doppelte γ -Ereignisse von einzelnen Photonen zu unterscheiden und damit den Untergrund der inklusiven γ -Spektren zu reduzieren. Das Vorhandensein von Ortsinformation innerhalb des Sektorkristallvolumens macht es lohnenswert, Methoden zur Teilchenunterscheidung zu entwickeln. Sie beruhen im wesentlichen auf Vergleichen der analogen Information bestimmter Teilcluster benachbarter Module innerhalb des Sektors. Eine vollständige Topologie des Energieinhalts der einzelnen NAJ-Module wurde wegen der zu großen Ereigniszahl und damit zu hoher Rechenzeit nicht entwickelt.

Die physikalische Grundlage der Unterscheidung sind die verschiedenen Arten von Wechselwirkungen, die Photonen, geladene Pionen und Neutronen im NAJ-Volumen durchführen. Photonen erzeugen einen elektromagnetischen Schauer, negativ geladene Pionen können ionisieren, an den Kernen des Detektors gestreut oder eingefangen werden, wobei letzteres zur Registrierung der neutralen und geladenen Sekundärprodukte der Kernreaktion in einem kleinen Volumenbereich (i.a. nur in einem NAJ-Modul) des Sektors führt. Positiv geladene Pionen werden von den Kernen nicht eingefangen, sie können aber an diesen gestreut werden, was zu einer unregelmäßigen Verteilung der Energie zwischen benachbarten Modulen im Vergleich zu einem elektromagnetischen Schauer führt.

Für Neutronen sollte eine ähnliche Aussage wie für negative Pionen gelten, es wurden aber für Neutronen in Vorbereitung dieses Experiments keine Messungen durchgeführt.

Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß die Unregelmäßigkeit einerseits und der hohe Anteil der in einem NAJ-Modul deponierten Energie andererseits Charakteristika für geladene Pionen sind (/51/).

In Kapitel 4.1.2. (s.Abb.22) wurde ausgeführt, daß der Modul mit der maximalen Energie zwei konzentrische Ringe von benachbarten NAJ-Modulen besitzt, die in Abhängigkeit von der Art der Wechselwirkung einen charakteristischen Anteil der Gesamtenergie enthalten. Somit ist es sinnvoll, die Verhältnisse $E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}}$, $E_{\Sigma 13}/E_{\text{Gesamt}}$ und $E_{\Sigma 37}/E_{\text{Gesamt}}$ für die Teilchenunterscheidung zu benutzen.

Die Ergebnisse der Abhängigkeit $E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}}$ von der Einschußenergie für e^{\pm} und π^{\pm} , die in Abbildung 39 dargestellt sind, entstammen Quelle /51/, für die Verhältnisse $E_{\Sigma 13}/E_{\text{Gesamt}}$ und $E_{\Sigma 37}/E_{\text{Gesamt}}$ wurden γ -Ereignisse der Reaktion \bar{p}_{stop}^p untersucht (/65/).

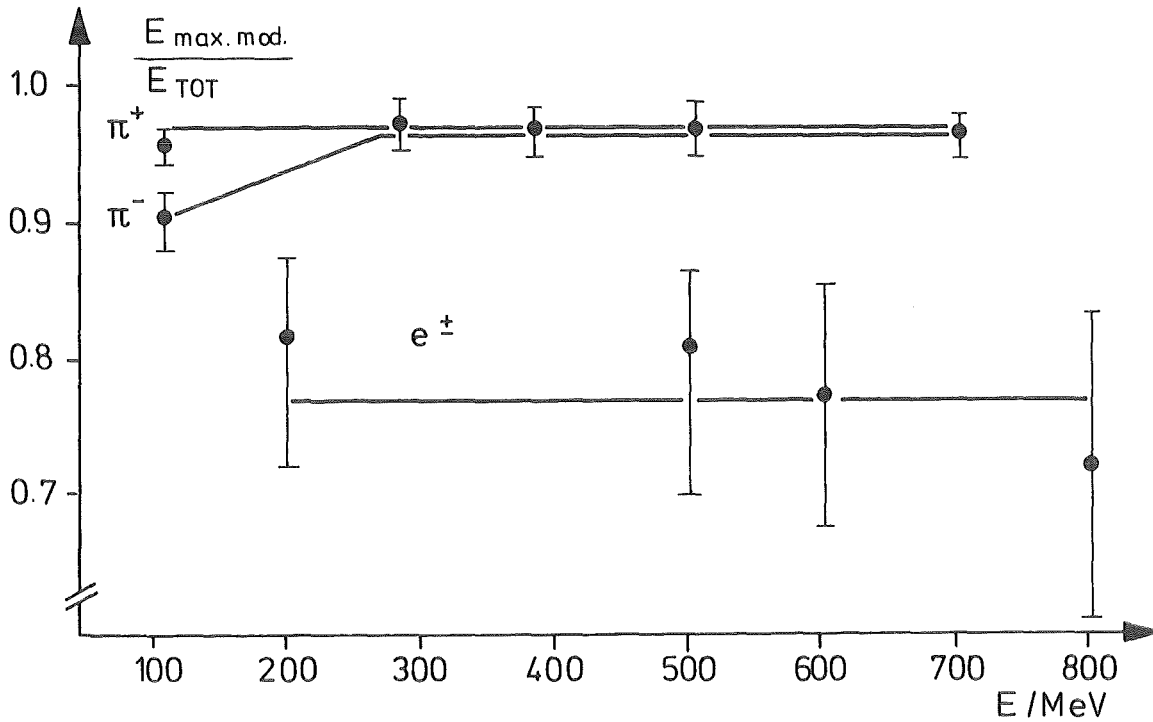


Abbildung 39 : Das Verhältnis $E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}}$ in Abhängigkeit von der Einschußenergie

Aus Abbildung 39 geht hervor, daß die Trennung von Pionen und Elektronen (und damit Photonen) schon durch Verwendung der einfachen Beziehung $E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}}$ funktioniert, mit Ausnahme von niederenergetischen negativen Pionen, deren neutrale Reaktionsprodukte noch in umliegenden NAJ-Modulen wechselwirken können. Zur Unterscheidung dieser Teilchen müssen zusätzlich die zwei anderen Verhältnisse herangezogen werden.

Prinzipiell muß festgestellt werden, daß ein Schnitt auf ein Teilsummenverhältnis nicht zur vollständigen Teilchendiskriminierung ausreicht, sondern daß nur Schnitte auf alle drei Teilsummenverhältnisse eine wirkungsvolle Teilchendiskriminierung gewährleisten.

Die für die Auswertung der inklusiven γ -Spektren verwendeten phänomenologisch definierten Schnitte auf Teilsummenverhältnisse sind in Tabelle 11 zusammengefaßt. Die gemeinsame Auswirkung der Teilsummenschnitte auf das inklusive γ -Spektrum zeigt Abbildung 40.

Teilsummenschnitt	akzeptierter Bereich	Diskriminierung von :	Einfluß auf γ -Spektr.
$E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}}$	$\geq .31+a \cdot \exp(-E_{\text{Gesamt}}/b)$ $\leq .84+c \cdot \exp(-E_{\text{Gesamt}}/d)$	schiefe γ 's π^-, n	Niederenerg. Niederenerg.
$E_{\Sigma 13}/E_{\text{Gesamt}}$	$\geq .84$ $> -e \cdot E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}} + f$ $> g \cdot E_{\text{Max.En.}}/E_{\text{Gesamt}} + h$	schiefe und doppelte γ 's π^\pm, n π^\pm, n	Niederenerg. Niederenerg. Niederenerg.
$E_{\Sigma 37}/E_{\text{Gesamt}}$	$> .95, > 1-k/E_{\text{Gesamt}}$	doppelte γ 's	Hoch-/ Niederenerg.

Die Größen der verwendeten Konstanten sind dabei : $a=0.05$, $b=150$ MeV, $c=0.23$, $d=52$ MeV, $e=1.41$, $f=1.33$, $g=0.54$, $h=0.46$, $k=5$ MeV

Tabelle 11 : Die angewendeten Teilsummenschnitte

Aus Abbildung 40 geht hervor, daß die hier angegebenen Teilsummenschnitte 3 Wirkungen auf verschiedene Bereiche des γ -Spektrums des modularen NAJ-Sektors haben : Im Niederenergiebereich ($E_\gamma \leq 100$ MeV) wird der Untergrund um den Faktor 3...4 verringert, was im wesentlichen durch die Diskriminierung von geladenen Pionen und Neutronen erreicht wird. Im mittleren Energiebereich ($E_\gamma = 200 \dots 600$ MeV) wird der Untergrund um den Faktor 1.5 reduziert und im Hochenergiebereich ($E_\gamma \geq 700$ MeV), wo doppelte γ -Ereignisse einen großen Beitrag zum Untergrund liefern, ist der Faktor der Unterdrückung desselben ca. 2...3.

Durch die gemeinsame Anwendung der Teilsummenschnitte gelingt es für den NAJ-Sektor, eine γ -Spektrumsform zu erzeugen, die nahezu ausschließlich durch den Zerfall von Annihilations- π^0 's bestimmt wird (s. Abb. 24).

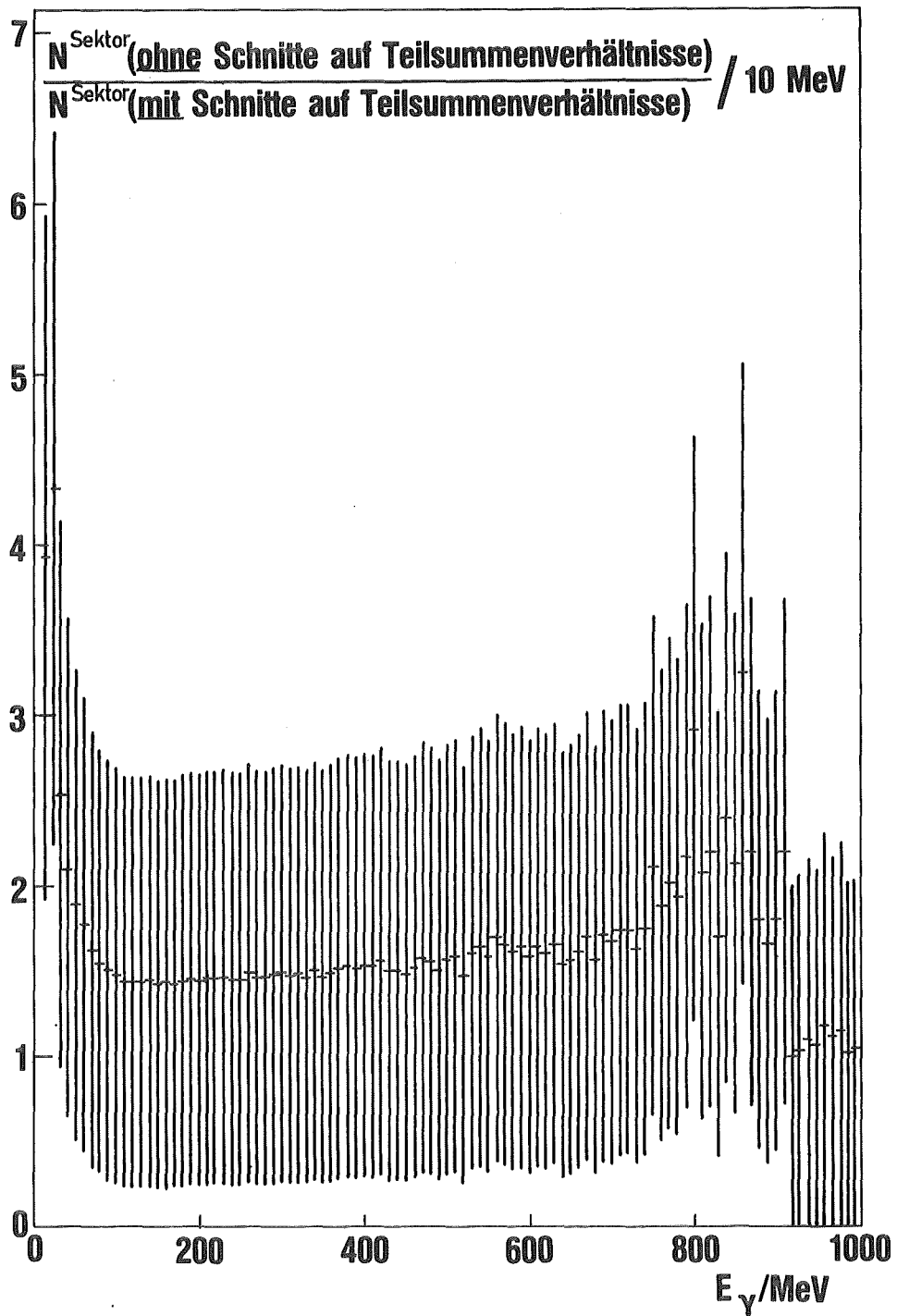


Abbildung 40 : Die Auswirkung der phänomenologischen Teilsummenschnitte auf das inklusive γ -Spektrum des modularen NAJ-Sektors

Literaturverzeichnis

- /1/ A.S.Wightman, Phys.Rev. 77, 521, (1950)
- /2/ A.S.Wightman, Thesis in Princeton University, 1949
- /3/ T.B.Day, C.A.Snow und J.Sucher, Phys.Rev.Lett. 3, 61, (1959)
- /4/ M.Leon und H.A.Bethe, Phys.Rev. 127, 636, (1962)
- /5/ M.Izycki et al., Z.Physik A297, 1 (1980)
- /6/ H.Bethe und R.Hamilton, Nuovo Cim. 4, 1, (1956)
- /7/ A.M.Afrikyan, Sov.Phys., JETP, 3, 503, (1956)
- /8/ J.S.Ball, A.Scotti und D.Y.Wong, Phys.Rev. 142, 1000, (1966)
- /9/ R.A.Bryan und R.J.N.Phillips, Nucl.Phys. B5, 201, (1968)
- /10/ O.D.Dalkarov, V.B.Mandelzweig und I.S.Shapiro, JETP Letters 10, 257, (1969); Sov.J.Nucl.Phys. 11, 496, (1970); Sov.Phys.JETP 32, 744, (1971); Nucl.Phys. B21, 88, (1970)
- /11/ I.S.Shapiro, Sov.Phys.USp 16, 173, (1973)
- /12/ L.N.Bogdanova, O.D.Dalkarov und I.S.Shapiro, Ann. of Physics 84, 261, (1974)
- /13/ F.Gross, Phys.Rev. 10D, 223, (1974)
W.Buch und F.Gross, Phys.Lett. 63B, 286, (1976)
- /14/ J.Fleischer und J.A.Tjou, Nucl.Phys. 84B, 375, (1975)
- /15/ C.B.Dover, Proc. 4th Int. Symposium on $\bar{N}N$ interactions, Syracuse University, (1975), eds. T.E.Kalogeropoulos und K.C.Wali, Syracuse University, NY (1975), Vol. 2, Kap. 8, S. 37-91
- /16/ I.S.Shapiro, Phys.Rep. 35, Nr. 2 (1978), 129-185
- /17/ J.M.Richard, M.Lacombe, R.Vinh-Mau, Phys.Lett. 64B, 121, (1976)
W.N.Cottingham et al., Phys.Rev. D8, 800, (1973) und
Phys.Lett. 44B, 1, (1973)
- /18/ F.Myhrer und A.W.Thomas, Phys.Lett. B64, 59, (1976)
- /19/ F.Myhrer und A.Gersten, Nuovo Cim. 37A, 21, (1977)
- /20/ L.Montanet, Phys.Rep. 63, 3, (1980), 201
- /21/ E.Borie und F.Gross, " $\bar{N}N$ Interaction in a Three Dimensional Relativistic Equation", Proc. LEAR Workshop, Erice, Italien, Mai 1982, in Vorbereitung
- /22/ O.D.Dalkarov, V.M.Samailov und I.S.Shapiro, Sov.J.Nucl.Phys. 17, 566, (1973)
- /23/ L.B.Bogdanova, O.D.Dalkarov, B.O.Kerbikov und I.S.Shapiro, Proc. 4th Int. Symposium on $\bar{N}N$ interaction, Syracuse University, Vol. 2, 1, (1975)

- /24/ C.B.Dover und J.M.Richard, Ann.Phys. (N.Y.) 121, (1979), 70
- /25/ G.C.Rossi, G.Veneziano, Phys.Rep. 63, 3, (1980), 149
- /26/ O.V.Maxwell, J.M.Richard und W.Weise, Nucl.Phys. A362, (1981), 301
- /27/ D.B.Lichtenberg, Phys.Rev. 178, 2197, (1968)
- /28/ Dual Theory, Phys.Rep.Reprint Book Series, Vol. 1, (1976)
- /29/ S.L.Glashow, Physica A, Vol. 96, (1979), 27
- /30/ G.F.Chew, LBL Preprint 5391 (1976); Proc. 3rd Europ.Symp. on $\bar{N}N$ Interactions, Stockholm (1976), eds. G.Ekspong und S.Nilson (Pergamon, New York, 1977)
- /31/ H.M.Chan und H.Hogaasen, Phys.Lett. 72B, (1977) 121,400;
Nucl.Phys. B136, (1978), 401
- /32/ H.M.Chan, Proc. 4th European Antiproton Symposium, Barr, (Strasbourg), 1978, Vol.2, 477; eds. A.Fridman, CNRS Paris, 1979
- /33/ A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson, C.B.Thorn und V.F.Weisskopf, Phys.Rev. D9, (1974), 3471
A.Chodos, R.L.Jaffe, K.Johnson und C.B.Thorn, Phys.Rev. D10, (1974), 2599
T.de Grand, R.L.Jaffe, K.Johnson und J.Kiskis, Phys.Rev. D12, (1975), 2060
- /34/ R.L.Jaffe, Phys.Rev. D15, (1978), 267; Phys.Rev. D15, (1977), 281;
Phys.Rev. D17, (1978), 1444
- /35/ K.Johnson und C.B.Thorn, Phys.Rev. D13, (1976), 1934
- /36/ J.P.Ader, B.Bonnier und S.Sood, PTB-112 (Univ. Bordeaux), (1980),
J.P.Ader, 5th European Symposium on $\bar{N}N$ Interaction, Bressanone, 1980, 261; eds. M.Cresti, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova
- /37/ S.Okubo, Phys.Lett. 5, 165, (1963)
G.Zweig, CERN-Report S419/TH412, (1964)
J.Iizuka, K.Okada und O.Shito, Progr.Theor.Phys 35, (1966), 1061
- /38/ J.L.Rosner, Phys.Rev.Lett. 21, (1968), 950;
Phys.Rep. 11C, (1974), 189
- /39/ B.Niculescu, Nucl.Phys. B134, (1978), 495
- /40/ B.R.Weber, Phys.Lett. 62B, (1976), 449; Nucl.Phys. B117, (1976), 445
- /41/ R.Guigas, Dissertation Universität Karlsruhe, 1981
- /42/ H.J.Glückner, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1980
- /43/ P.H.Garbincius und L.G.Hyman, Phys.Rev. A2, (1970), 1834

- /44/ CERN-Targetgruppe, unveröffentlicht
- /45/ H.Poth, private Mitteilung und Programm "Shower" des DESY
- /46/ Th.Köhler, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1980
- /47/ Crystal Ball Notes, SLAC (Stanford), unveröffentlicht
- /48/ M.Suffert et al., Proc. 4th European Antiproton Symposium, Barr, (Strasbourg), Vol.1, 1978, 23; eds. A.Fridman, CNRS Paris 1979
- /49/ P.Pavlopoulos, Dissertation Universität Karlsruhe, 1978
- /50/ M.Suffert et al., " A Modular NAI(TL)-Detector for 20...1000 MeV Photons ", in Vorbereitung für Nucl.Instr. & Meth.
- /51/ D.Tröster, Diplomarbeit Universität Basel, 1980
- /52/ On-line Programmsystem der CERN-Computer-Division für PDP 11 Mini-computer unter dem Betriebssystem RSX 11-M, unveröffentlicht
- /53/ G.Raffi und R.Guigas, on-line Programm "Gamma", unveröffentlicht
- /54/ L.Tauscher, Fortran Programm "Sector", unveröffentlicht
- /55/ P.Pavlopoulos et al., Phys.Lett. 72B, (1978), 415
- /56/ G.Ihle, Diplomarbeit Universität Karlsruhe, 1982
- /57/ L.Adiels und B.Richter, Fortran Programm "Singles", unveröffentlicht
- /58/ H.Genz und G.Ihle, private Mitteilung
- /59/ R.Bertini et al., " Search for Narrow Baryonium States near the $\bar{N}N$ -Threshold ", in Vorbereitung für Nucl.Phys.B
- /60/ B.Delcourt, J.Layssac und E.Pelaquier, LAL-Preprint 82/17, (1982)
- /61/ J.S.Cohen, R.L.Martin und W.R.Wadt, Phys.Rev. A24, (1981), 33
- /62/ J.A.Tjon, Phys.Rev. D18, (1978), 2565
- /63/ C.J.Crannell, Phys.Rev. 161, (1967), 310
- /64/ E.Borie und M.Leon, Phys.Rev. A21, Vol.21, Nr.5, (1980), 1460
- /65/ L.Tauscher, private Mitteilung
- /66/ J.Diaz et al., Nucl.Phys. B16, (1970), 239
- /67/ U.Gastaldi, Proc. 4th European Antiproton Symposium, Barr, (Strasbourg), 1978, 607; eds. A.Fridman, CNRS Paris, 1979
- /68/ A.M.Green, " A Review of $\bar{N}N$ Annihilation Potentials at low Energies and the Shift and Widths of \bar{p} -Nucleus Atomic Bound States ", Proc. LEAR Workshop, Erice, Italien, 1982, in Vorbereitung
- /69/ C.Bromberg et al., (E-708 Kollaboration), "Search for Monoenergetic γ -Rays produced in $\bar{p}p$ Annihilation at Rest", Proc. 6th Europ.Sympos. on $\bar{N}N$ Interaction, Santiago di Compostela, 1982, in Vorbereitung
- /70/ C.Baltay et al., Phys.Rev.Lett. 11, 346, (1963) und Phys.Rev.Lett. 11, (1963), 32

- /71/ R.Armenteros und B.French, High Energy Physics, Vol.4, (Academic Press), New York, 1969
- /72/ MINUIT Programmbeschreibung, CERN Computer Center, Program Library
- /73/ L.Tauscher, Fitprogramm, unveröffentlicht
- /74/ S.Devons et al., Phys.Rev. 27, (1971), 1614
- /75/ L.Tauscher et al. " Measurement of the Inclusive γ -Spectrum from the Reaction $\bar{p}_{\text{stop}}^4\text{He}$ ", in Vorbereitung für Phys.Lett.
- /76/ Proposal PSCC/P 36 (1981) der Basel-Stockholm-Thessaloniki-Kollaboration des CERN, unveröffentlicht
- /77/ L.Adiels, private Mitteilung
- /78/ A.Bettini et al., Nuov.Cim. 47, (1967), 642
- /79/ M.Foster et al., Nucl.Phys. B6, (1968), 107
- /80/ L.Tauscher, Proc. 5th Europ.Symposium on $\bar{N}N$ Interaction, Bressanone, 1980, 575; eds. M.Cresti, Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova
- /81/ L.Cray et al., Phys.Rev.Lett. 26, (1971), 1491
- /82/ C.Amsler et al., Phys.Rev.Lett. 44, (1980), 853
- /83/ B.Esposito et al., Phys.Lett., 68B, (1977), 389
- /84/ C.Bacci et al., Phys.Lett. 68B, (1977), 393
- /85/ G.Barbiellini et al., Phys.Lett. 68B, (1977), 397
- /86/ G.Cosme et al., Nucl.Phys. B152, (1979), 215
- /87/ B.Delcourt et al., Proc. Int.Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Batavia, 1979, eds. T.B.W.Kirk, H.D.I.Abarbanel, (Fermilab, Batavia, 1980), 499
- /88/ T.E.Kalogeropoulos et al., Phys.Rev.Lett. 35, (1975), 824
- /89/ Proposal PSCC/P 27 (1981) des CERN und Proposal PSCC/P 45 (1981) der Karlsruhe-Strasbourg-Kollaboration des CERN, unveröffentlicht
- /90/ P.Anninos et al., Topical Conf. Resonances, Ohio Univ., Athens, Ohio, 1965
- /91/ G.Bassompierre et al., Proc. 4th European Antiproton Symposium, Barr, (Strasbourg), 1978, 139; eds. A.Fridman, CNRS Paris, 1979