

Tamara

Thesis-1980-Kohler

MONTE-CARLO-SIMULATION  
EINES 4- $\pi$ -DETEKTOR-SYSTEMS  
FÜR  
ANTIPROTON-PROTON-ANNIHILATIONSPRODUKTE

Diplomarbeit  
von  
Thomas Köhler

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00081026

CERN LIBRARIES, GENEVA

Institut für experimentelle Kernphysik  
der Universität Karlsruhe  
und  
Kernforschungszentrum Karlsruhe  
Institut für Kernphysik  
1980



## INHALT:

EINLEITUNG	1
1. DAS EXPERIMENT	5
1.1 Der Strahl	5
1.2 Der experimentelle Aufbau	7
2. ERZEUGUNG DER ANNIHILATIONS- UND ZERFALLSKANÄLE	11
2.1 Antiprotonen	11
2.1.1 Allgemeines	11
2.1.2 Erzeugung der Annihilationsdaten	12
2.1.3 Die einzelnen $\bar{p}$ -Kanäle	15
2.2 $K^+$ -Zerfälle	44
2.2.1 Gründe für die Wahl des $K^+$ -Zerfalles	44
2.2.2 Erzeugung der Zerfallsdaten	45
2.2.3 Die einzelnen $K^+$ -Kanäle	45
2.3. Pionen-Reaktionen	51
3. ENTWURF UND AUSFÜHRUNG DES SIMULATIONSPROGRAMMES	52
3.1 Allgemeine Überlegungen	52
3.2 Ausführung des Monte-Carlo-Simulationsprogrammes ZULP	52
3.3 Ablauf des Programmes ZULP	53
3.4 Tests des Programmes	55
3.4.1 Tests der einzelnen Unterprogramme	55
3.4.2 Tests auf physikalisch sinnvolles Verhalten	55
3.4.3 Direkte Verfolgung der Bearbeitung	56
4. SIMULATIONSLÄUFE UND -AUSWERTUNG	57
4.1 Antiprotonen-Läufe	57
4.2 Kaonen-Läufe	80
4.3 Pionen-Läufe	94

5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK	96
ANHANG	98
LITERATURVERZEICHNIS	115
DANKSAGUNG	117

## EINLEITUNG

Die Untersuchung von Antinukleon-Nukleonsystemen ( $\bar{N}N$ ) bei niedrigen Energien bietet Information für die Kern- sowie für die Elementarteilchenphysik. Die starke Wechselwirkung läßt sich in der Kernphysik durch verschiedene Ansätze beschreiben, wobei das Modell des "Ein-Boson-Austauschpotentials" den Vorteil hat, daß vom Nukleon-Nukleonsystem ( $NN$ ) ausgehend über eine G-Paritäts-Transformation Aussagen über  $\bar{N}N$  möglich sind.

Zu diesem reellen Potentialanteil kommt bei  $\bar{N}N$  als überaus wichtiger Beitrag die Annihilation hinzu, die einen imaginären Anteil liefert.

Ähnlich dem Deuteron in  $NN$  erwartet man gebundene Zustände in  $\bar{N}N$ . Diese Erwartung begründet sich darauf, daß der abstoßende Anteil im  $NN$ -Potential (z.B. der Omega-Austausch) bei der Transformation in  $\bar{N}N$  anziehend wird. Ungeklärt ist allerdings bisher, inwieweit die Annihilation die Form (Energie und Lebensdauer) der Zustände beeinflußt oder ihrer Bildung entgegensteht.

Dieser Annihilationsbeitrag, der im Potentialmodell rein phänomenologisch verstanden wird, läßt sich auch mikroskopisch als Wechselwirkung von punktförmigen Bestandteilen (den sogenannten Quarks) der Reaktionspartner beschreiben. In diesem Modell kann die Annihilation als Umordnung der beteiligten Quarks und Antiquarks ( $N$  besteht aus drei Quarks,  $\bar{N}$  aus drei Antiquarks), oder als Vernichtung und Wiedererzeugung von Quark-Antiquark-Paaren, die im Endzustand als Mesonen in Erscheinung treten, erklärt werden.

Ein Zustand, der aus einer Quark-Antiquark-Annihilation entstanden ist und aus  $qq$  und  $\bar{q}\bar{q}$  besteht, wird als Baryonium-Zustand angesehen. Bei einem großen räumlichen Abstand der beiden Paare ist die Umordnung in Quark-Antiquark-Systeme erheblich erschwert, sodaß der Zerfall in Mesonen stark unterdrückt, die Rückbildung des  $\bar{N}N$  hingegen bevorzugt ist. Daraus ergibt sich seine recht hohe Lebensdauer.

Sofern dieser Zustand unter Aussendung eines Gamma-Quants gebildet wird, und seine Bildung in Ruhe stattfindet (dies ist eine der wenigen Möglichkeiten, ein solches System überhaupt zu erzeugen) reicht die Gesamtmasse des verbliebenen Systems nicht mehr zur Rückbildung in ein  $\bar{N}N$  aus, so daß es nur über die an sich stark unterdrückte Annihilation zerfallen kann. Aus der daraus folgenden hohen Lebensdauer ergibt sich eine sehr geringe Bandbreite der Gamma-Energie.

Die Beobachtung eines solchen monoenergetischen Gammas wäre ein Indiz für die Existenz eines solchen Baryonium-Zustandes und würde somit eine Überprüfung der Vorhersagen von Quark- und Potentialtheorie erlauben.

Das Experiment am CERN in Genf wurde aufgebaut, um dieses Gamma zu finden.<sup>1,2)</sup>

Nun gibt es aber Effekte, die den experimentellen Nachweis dieser Gammas erschweren. Vor allem entsteht durch die Häufigkeit von Annihilationskanälen mit einem oder mehreren neutralen Pionen, die in ca.  $10^{-16}$  Sekunden in zwei Gammas zerfallen, ein hoher Gamma-Untergrund.

Da die Annihilation sowohl mit Bildung von Baryonium-Zuständen als auch ohne sie auftritt, ist der Untergrund besonders störend. Eine Möglichkeit der Verringerung des Untergrundes ist die Bestimmung des Annihilationskanales durch Nachweis aller Reaktionsprodukte. Zu diesem Zweck ist es nötig, möglichst den gesamten Raumwinkel mit einem Detektor zu überdecken. Außerdem ermöglicht die Beobachtung der Gammas zusammen mit bestimmten Zerfallskanälen Rückschlüsse auf die Eigenschaften der gebildeten Zustände.

Für den zu diesem Zweck gebauten  $4\text{-}\pi$ -Detektor ("Tonne") des Experimentes am CERN wurden von mir Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt, die folgende Ziele hatten:

1. Untersuchung des zu erwartenden Untergrundes.
2. Untersuchung der Signalmuster der Tonne durch die Annihilationsprodukte.
3. Untersuchung zur Unterdrückung des Untergrundes durch bestimmte Tonne-Bedingungen und Auswahl einzelner Annihilationskanäle zur genaueren Bestimmung der Eigenschaften des Baryonium-Zustandes.
4. Untersuchung des Auftretens von künstlichen Strukturen im Annihilations-Spektrum, die durch bestimmte Auswahlbedingungen oder geometrische Effekte erzeugt wurden und nicht von einem gebundenen Zustand stammen.

Die vorliegende Arbeit, die diese Simulationsrechnungen beschreibt, gliedert sich wie folgt:

Zuerst wird im Kapitel 1 der experimentelle Aufbau erläutert.

Dann erfolgt im 2. Kapitel die Beschreibung des Erzeugungsvorganges für die Annihilations- und Zerfalls-Kanäle.

Im Kapitel 3 erkläre ich dann den Entwurf und die Ausführung des Simulations-Programmes und dessen Tests.

Darauf werden im 4. Kapitel die Simulationsrechnungen für die einzelnen Teilchentypen vorgestellt.

Im Kapitel 5 findet sich die Zusammenfassung der Ergebnisse und ein Ausblick auf die Zukunft und den weiteren Ausbau des Programmes.

Vervollständigt und beendet wird die Arbeit durch den Anhang.

## 1. DAS EXPERIMENT

### 1.1 Der Strahl

Das Experiment wird am K 23-Strahl des CERN-Protonensynchrotrons (PS) durchgeführt.

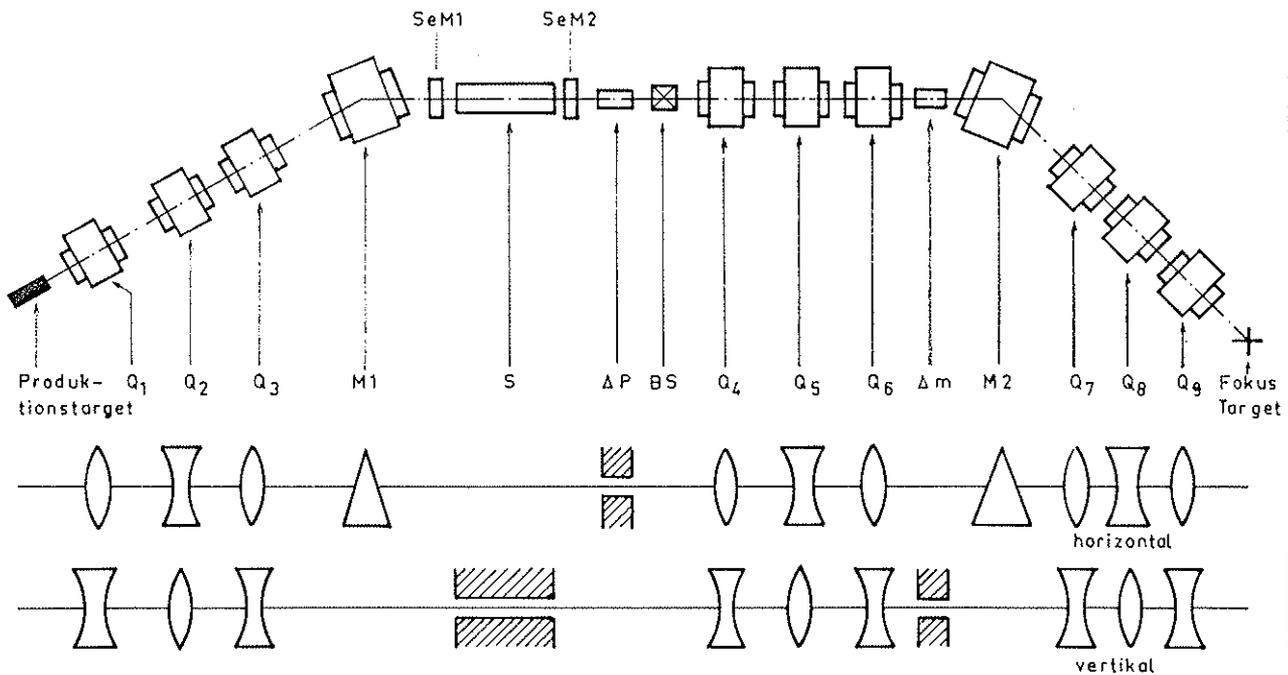


Abb. 1: Schematische Darstellung des K 23-Strahles

Die im PS auf 26 GeV beschleunigten Protonen (p) werden aus dem Ring ausgelenkt und auf ein 25 mm langes Wolframtarget (das sogenannte Produktionstarget) geschossen.

Es entstehen u.a. Antiprotonen, Pionen und Kaonen, die für Sekundärstrahlen verwendet werden können. Dazu trennt ein erster Ablenkmagnet (M1) Teilchen gleicher Ladung und gleichen Impulses ab. Die Impulsunschärfe läßt sich durch einen vertikalen Schlitz ( $\Delta p$ ) festlegen. Um die unterschiedlichen Teilchen zu trennen, wird in

einem elektrostatischen Separator (S) der Sekundärstrahl nach Massen zerlegt und in einem nachfolgenden horizontalen Schlitz (M) die gewünschte Masse ausgewählt.

Ein zweiter Ablenkmagnet (M2) säubert den Strahl von Untergrundreaktionsprodukten, die am Impuls- und Massenschlitz erzeugt wurden. Dennoch enthält der 600 MeV/c Antiproton-Strahl 400 mal mehr Pionen als gestoppte Antiprotonen. Deshalb muß eine endgültige Trennung von Pionen und den Antiprotonen im Zähler-Teleskop und durch eine Flugzeitmessung (TOF) erfolgen. Die Quadrupole (Q) haben die Aufgabe, das Produktionstarget zunächst auf den Massenschlitz und dann auf das Target abzubilden.

1.2 der experimentelle Aufbau

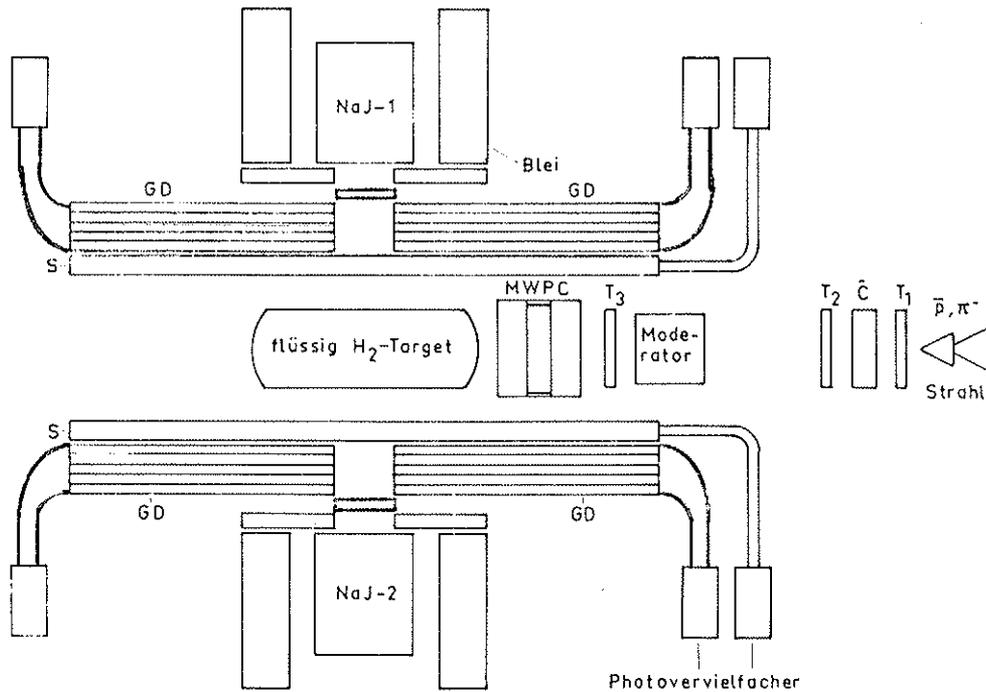


Abb. 2: Aufbau des Experimentes

Die Plastiksziintillationszähler T1, T2 und T3 bilden zusammen mit dem Cerenkovzähler Č (der dann ein Signal abgibt, wenn ihn ein Teilchen durchfliegt, dessen Geschwindigkeit über seiner Schwelle liegt) das Teleskop. Die Flugzeit (Time Of Flight = TOF) wird zwischen dem Szintillationszähler T0, der sich beim Massenschlitz befindet und einem Zähler des Teleskops gemessen.

Der Trigger für einlaufende  $\bar{p}$  ist somit folgendermaßen aufgebaut:

$$\bar{p}: T1 * T2 * T3_1 * \checkmark * TOF_{\bar{p}}$$

wobei für T1, T2 und T3 eine niedere Schwelle gesetzt wird. (l=low)

Um die Teilchen in einem 25 cm langen  $H_2$ -Target zu stoppen, wird Graphit als Moderator eingefügt.

Der  $\bar{p}$ -Stopp-Trigger ist definiert durch:

$$\bar{p}_{\text{Stopp}}: T1 * T2 * T3^h * \chi * TOF_{\bar{p}}$$

hier besitzt T3 eine hohe Schwelle. (h=high)

Der vom  $\bar{p}$ -Stopp-Trigger definierte Strahl besteht zu fast 100 % aus  $\bar{p}$ .

Zwischen dem Target und T3 sind Vieldraht-Proportional-Kammern (MWPC)<sup>3)</sup> angebracht, die die Richtung der einlaufenden  $\bar{p}$  bestimmen.

Um das Target herum ist der schon in der Einleitung erwähnte 4- $\pi$ -Detektor, die Tonne, aufgebaut. Er besteht aus einem inneren ("innere Tonne") und einem äußeren ("äußere Tonne") Teil. Die innere Tonne enthält 30 zylinderförmig um das Target und parallel zur Strahlachse angeordnete 1 cm dicke und 1 m lange Szintillatorstreifen, die über einen Lichtleiter an der Schmalseite mit einem Photomultiplier (PM) verbunden sind. Mit diesem Detektor lassen sich geladene Teilchen nachweisen.

Über jedem Streifen der inneren Tonne ist auf einem Eisenhohlzylinder die äußere Tonne aufgebaut. Dieser Detektor ist geometrisch entsprechend der inneren Tonne aufgebaut, der einzige Unterschied besteht darin, daß statt einem 1 m langen Streifen zwei durch Wolframblech getrennte, jeweils 50 cm lange verwendet werden, die in der Mitte zusammenstoßen und am anderen Ende jeweils an einen PM angeschlossen sind. Er ist ein sogenannter "Blei-Sandwich-Szintillationszähler", da er aus 10 Schichten Szintillator abwechselnd mit 9 Schichten Blei besteht. Dieses Blei bildet zu-

sammen mit dem tragenden Eisen eine Konversionsschicht für Gamma-Strahlung, sodaß mit diesem Zähler der Nachweis von Gamma-Quanten (und geladenen Teilchen) möglich ist. Um den in einem Element entstehenden elektromagnetischen Schauer nicht in ein benachbartes Modul übersprechen zu lassen, wurden die Streifen auch an ihrer Längsseite durch 2 mm dicke Wolframbleche voneinander abgeschirmt.

Die äußere Tonne hat außer den Löchern an den beiden Enden für den ein- und auslaufenden  $\bar{p}$ -Strahl noch links und rechts jeweils ein Fenster von ungefähr 15 cm Durchmesser, durch das die NaJ-Detektoren das Target sehen. Diese NaJ-Detektoren sollen mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit und guter Auflösung die Energie der Gammas messen, die vom Target kommen. Da aus dieser Richtung nicht nur Gammas, die man messen möchte, sondern auch andere Teilchen kommen, ist vor jedem NaJ-Kristall ein Plastik-Szintillationszähler angebracht, der mit einem Signal anzeigt, daß ein geladenes Teilchen durch ihn hindurch in den NaJ-Detektor geflogen ist. Damit ist es möglich, Signale der Kristalle, die nicht von Gammas, sondern von geladenen Teilchen herrühren, zu verwerfen. Abb. 3 zeigt einen Schnitt durch eines der 30 Tonnenelemente. Ebenso sind die Radien von Targetzylinder und -einfassung angedeutet. Abb. 4 ist eine räumliche Skizze der Tonne.

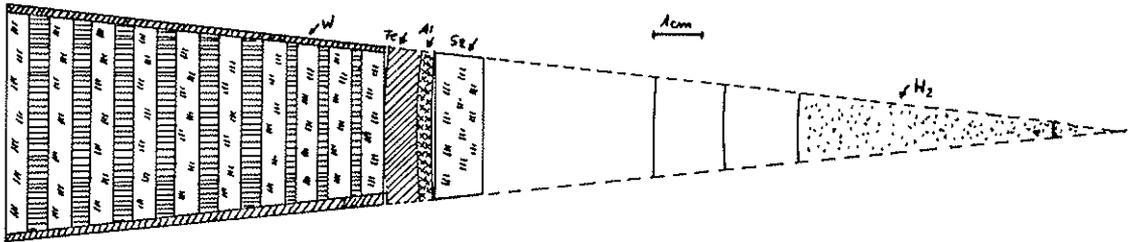


Abb. 3: Schnitt durch ein Tonnensegment

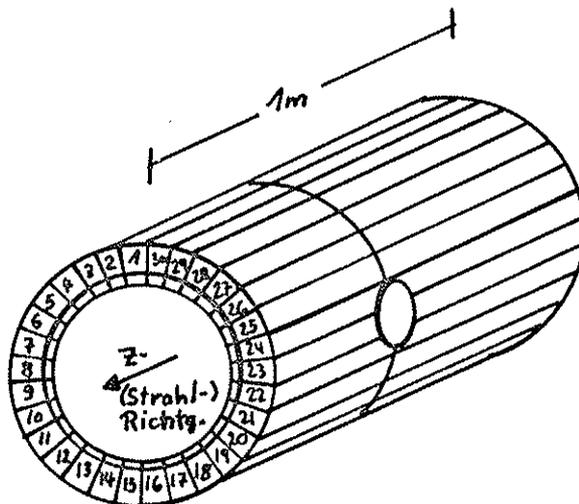


Abb. 4: Räumliche Skizze der Tonne

2. ERZEUGUNG DER ANIHILATIONS- UND ZERFALLSKANÄLE

2.1 Antiprotonen

2.1.1 Allgemeines

Bevor ich die Erzeugung der Anihilationskanäle beschreibe, möchte ich einen groben Überblick über die Antiproton-Proton-Annihilation geben.

Ein mit niedriger Geschwindigkeit in einen Behälter mit flüssigem Wasserstoff (H<sub>2</sub>-Target) einlaufendes Antiproton wird von einem Wasserstoff-Kern auf einer atomaren Bahn eingefangen, wobei es das Elektron aus seiner Bahn wirft und den nun frei gewordenen Platz einnimmt. Das System regt sich durch externen Auger-Effekt und unter Aussendung von Röntgenstrahlung ab, wobei das Antiproton auf niedrigere atomare Zustände "herunterfällt". Von allen Zuständen ist die Annihilation möglich, bevorzugt jedoch von den S-Nivaus.

Abhängig vom atomaren Zustand des  $\bar{p}p$ -Systems, von dem aus die Annihilation stattfindet, sind bestimmte Zerfälle in Pionen (oder auch Kaonen, die hier allerdings nicht behandelt werden) erlaubt, oder aufgrund von Auswahlregeln verboten. Beispiele dafür finden sich in Tabelle I.

SELECTION RULES FOR  $\bar{p}p \rightarrow m\pi$  ( $m \leq 5$ )<sup>a</sup>

State	$J^P$	C	I	G	$2\pi^0$	$\pi^+\pi^-$	$3\pi^0$	$\pi^+\pi^-\pi^0$	$4\pi^0$	$\pi^+\pi^- + 2\pi^0$	$2\pi^+ + 2\pi^-$	$5\pi^0$	$\pi^+\pi^- + 3\pi^0$	$2\pi^+2\pi^-\pi^0$
$^1S_0$	$0^-$	+1	0	+1	X	X	Z	Z	—	—	—	Z	Z	Z
			1	-1	X	X	—	—	Z	Z	—	—	—	—
$^3S_1$	$1^-$	-1	0	-1	X	Z	X	—	X	Z	Z	X	—	—
			1	+1	X	—	X	Z	X	—	—	X	—	—
$^1P_1$	$1^+$	-1	0	-1	X	X	X	—	X	Z	Z	X	—	—
			1	+1	X	X	X	Z	X	—	—	X	Z	Z
$^3P_0$	$0^+$	+1	0	+1	—	—	X	X	—	—	—	Z	Z	Z
			1	-1	Z	Z	X	X	Z	Z	Z	Z	—	—
$^3P_1$	$1^+$	+1	0	+1	X	X	Z	Z	—	—	—	Z	Z	Z
			1	-1	X	X	—	—	Z	Z	Z	Z	—	—
$^3P_2$	$2^+$	+1	0	+1	—	—	Z	Z	—	—	—	Z	Z	Z
			1	-1	Z	Z	—	—	Z	Z	Z	Z	—	—

<sup>a</sup> From Lee and Yang (1956). X means strictly forbidden, i.e., by P and C conservation. Z means forbidden by G parity conservation.

Tabelle I: Auswahlregeln für  $\bar{p}p$  - Annihilation <sup>4)</sup> (J: Gesamtdrehimpuls des atom. Systems; C: Ladungskonjugation; I: Isospin; G: G-Parität; P: Parität)

Die Annihilationskanäle mit pionischen Endzuständen sind in Tabelle II aufgelistet. Jedem einzelnen Kanal wurde eine Identifikation (ID) mitgegeben, die ihn eindeutig kennzeichnet und zu diesem Zweck auch in der Simulation verwendet wurde.

### 2.1.2 Erzeugung der Annihilationsdaten

Zur Erzeugung der Annihilations-Kinematiken mit dem Computer wurde das Unterprogramm GENBOD (CERN-Programmbibliothek W505)<sup>5)</sup> von F. James verwendet, das Zerfälle von Teilchen in ihrem Ruhesystem in  $n$  ( $n < 19$ ) andere Teilchen berechnet. Bei Vorgabe der totalen Energie des zerfallenden Teilchens in seinem Ruhesystem, der Anzahl und den Massen der Teilchen in die es zerfällt, liefert ein Aufruf von GENBOD folgende Werte für jedes Teilchen des Endzustandes (siehe auch Anhang A12):

1. Die drei Impulskomponenten.
2. Die totale Energie.
3. Den totalen Impuls.

sowie das Phasenraumgewicht des erzeugten Ereignisses.

Da aber das neutrale Pion eine so kurze Lebensdauer hat, daß es praktisch am Ort seines Entstehens wieder zerfällt, wurde sein Zerfall in zwei Gammas mit dem Unterprogramm PIODEC gerechnet und seine Kinematik durch die seiner Zerfallsgammas ersetzt. Jedem Teilchen wurde dann noch eine Zahl mitgegeben, die seinen Typ beschreibt, sodaß es später wieder erkannt werden kann. Alle diese Daten wurden auf Magnetband geschrieben.

Bei den Kanälen, die resonante Zwischenzustände haben, wurde das Verfahren wie folgt abgeändert: Zuerst wurden die Zerfälle der Resonanz in ihrem Ruhesystem erzeugt. Danach wurde die  $\bar{p}p$ -Annihilation in die Resonanz und Pionen gewürfelt. Mit dieser so erhaltenen Kinematik der Resonanz wurde ihr Zerfall in das  $\bar{p}p$ -Ruhesystem umgerechnet (Lorentz-Transformation mit Unterprogramm LORTRN, Beschreibung siehe Anhang), sodaß alle

Endzustand	resonanter Zwischenzustand	rel. Häufigkeit	ID
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$		9.3 %	1 ✓
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$		23.3 %	2 ✓
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$		2.8 %	3 ✓
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$		16.6 %	4 ✓
$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$		4.2 %	5 ✓
$2\pi^0$		$\sim 4 \cdot 10^{-2}$ %	6 *
$n\pi^0, n > 2$		3.2 %	7 *
$\pi^+ \pi^- \pi^0$		3.7 %	8 ✓
	$\rho^0 \pi^0$	1.4 %	9 ✓
	$\rho^+ \pi^- / \rho^- \pi^+$	2.7 %	10 ✓
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$\omega \pi^+ \pi^-$	3.8 %	11 ✓
	$\omega \rho^0$	0.7 %	12 *
	$\rho^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$	7.3 %	13
	$\rho^+ \pi^- \pi^+ \pi^- / \rho^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$	6.4 %	14
	$\eta \pi^+ \pi^-$	1.2 %	15
	$\eta \rho^0$	0.2 %	16 *
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	$\omega 2\pi^+ 2\pi^-$	1.3 %	17 ✓
	$\eta 2\pi^+ 2\pi^-$	0.6 %	18
$\pi^+ \pi^-$		0.3 %	19 *
$2\pi^+ 2\pi^-$	$\rho^0 \pi^+ \pi^-$	5.8 %	20 *
$3\pi^+ 3\pi^-$		1.9 %	21 *

Tabelle II: Antiproton-Proton-Annihilationskanäle  
 (Quelle: Ref. 1, der Stern bezeichnet die nicht erzeugten Kanäle,  
 Grund dafür: zu selten oder kein Trigger- $\gamma$  im Endzustand)

Teilchen des Endzustandes zur Verfügung standen, mit denen wie geschildert weiter verfahren wurde. Das Gesamtgewicht des Ereignisses ergab sich als Produkt aus  $\bar{p}p$ -Annihilations-Gewicht und Resonanz-Zerfalls-Gewicht.

Von jedem Kanal wurden 500 000 Ereignisse erzeugt und in einer Magnetbanddatei abgespeichert.

Diese Banddatei wurde in Sätze zu je 22 Bytes eingeteilt. Jedem Ereignis wurde ein Kennsatz vorangestellt, der die Ereignis-identifikation, die Anzahl der Teilchen für dieses Ereignis, die totale Energie des Zerfalls in seinem Schwerpunktsystem und sein Gewicht beinhaltete. Für jedes Teilchen des Ereignisses gab es einen "Teilchen-Kinematik-Satz", der die Impuls-Komponenten in x-, y- und z-Richtung, seine Energie, den totalen Impuls und den Teilchentyp enthielt. Beendet wurde die Magnetbanddatei durch einen Abschlusssatz, der die Anzahl der Ereignisse in der Datei angab.

Da die von GENBOD gelieferten Gewichte bezüglich der Verzweigungsverhältnisse der Annihilation unnormiert waren, wurden alle Ereignisse nochmal kopiert, wobei ihre Einzelgewichte mit einem konstanten Faktor multipliziert wurden, sodaß die Summe aller 500 000 Einzelgewichte den Wert 500 000 ergab.

Nun mußten die einzelnen Kanäle nur noch zu einem Summenkanal zusammengemischt werden. Die einzelnen Ereignisse wurden in sogenannte Ereignisfolgen zusammengefaßt, die folgendes Aussehen hatten:

```
+-----+
2 Ereignisse | ID= 1, GEWICHTSFAKT.: 1.32 |
+-----+
5 Ereignisse | ID= 2, GEWICHTSFAKT.: 1.32 |
+-----+
1 Ereignis  | ID= 3, GEWICHTSFAKT.: 0.792 |
+-----+
4 Ereignisse | ID= 4, GEWICHTSFAKT.: 1.18 |
+-----+
|                                     |
```

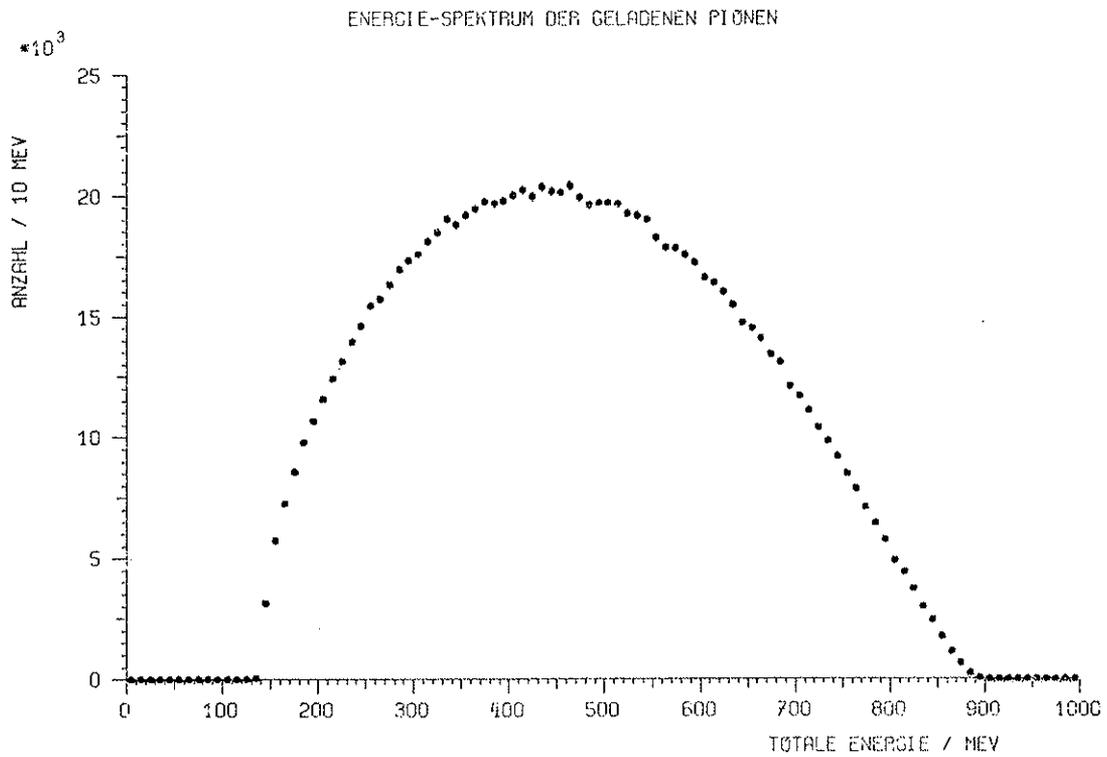
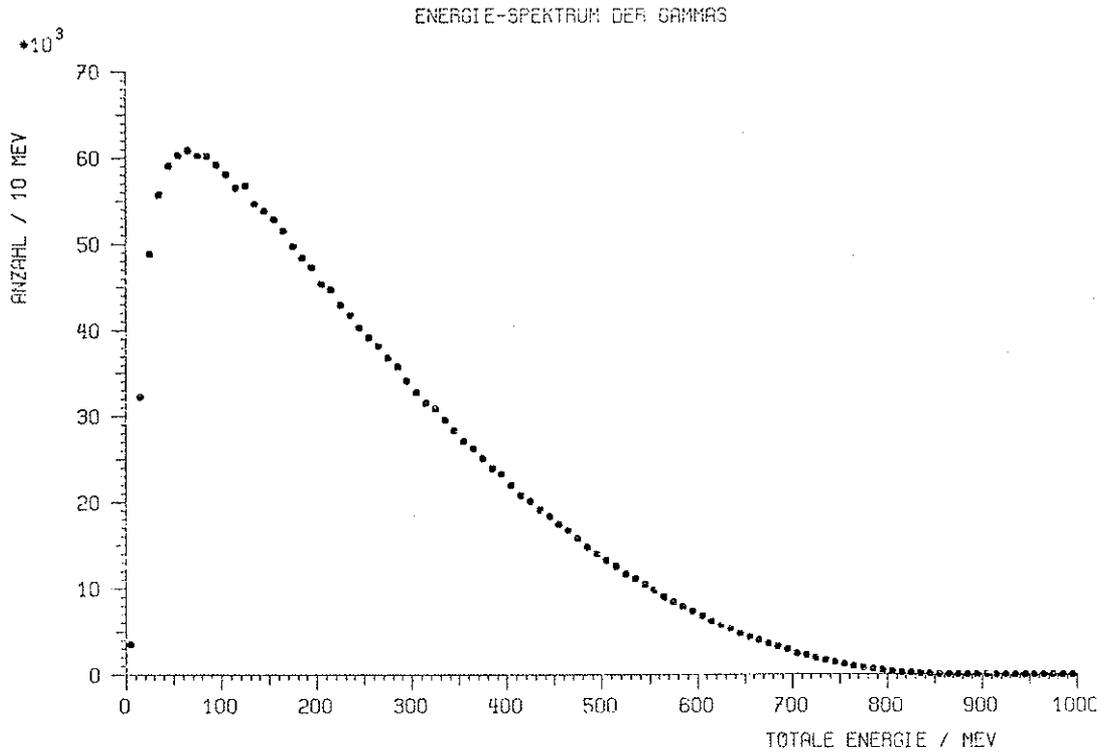
1 Ereignis	ID= 5, GEWICHTSFAKT.: 1.20	
1 Ereignis	ID= 8, GEWICHTSFAKT.: 1.06	
1 Ereignis	ID= 9, GEWICHTSFAKT.: 0.408	
1 Ereignis	ID=10, GEWICHTSFAKT.: 0.768	
1 Ereignis	ID=11, GEWICHTSFAKT.: 1.08	
2 Ereignisse	ID=13, GEWICHTSFAKT.: 1.03	
2 Ereignisse	ID=14, GEWICHTSFAKT.: 0.910	
1 Ereignis	ID=15, GEWICHTSFAKT.: 0.336	
1 Ereignis	ID=17, GEWICHTSFAKT.: 0.360	
1 Ereignis	ID=18, GEWICHTSFAKT.: 0.168	

Auf diese Weise wurde erreicht, daß eine Ereignisfolge von 24 Ereignissen den kleinsten (fast) vollständigen Annihilationssatz mit allen Einzelkanälen und Verzweigungsverhältnissen darstellt.

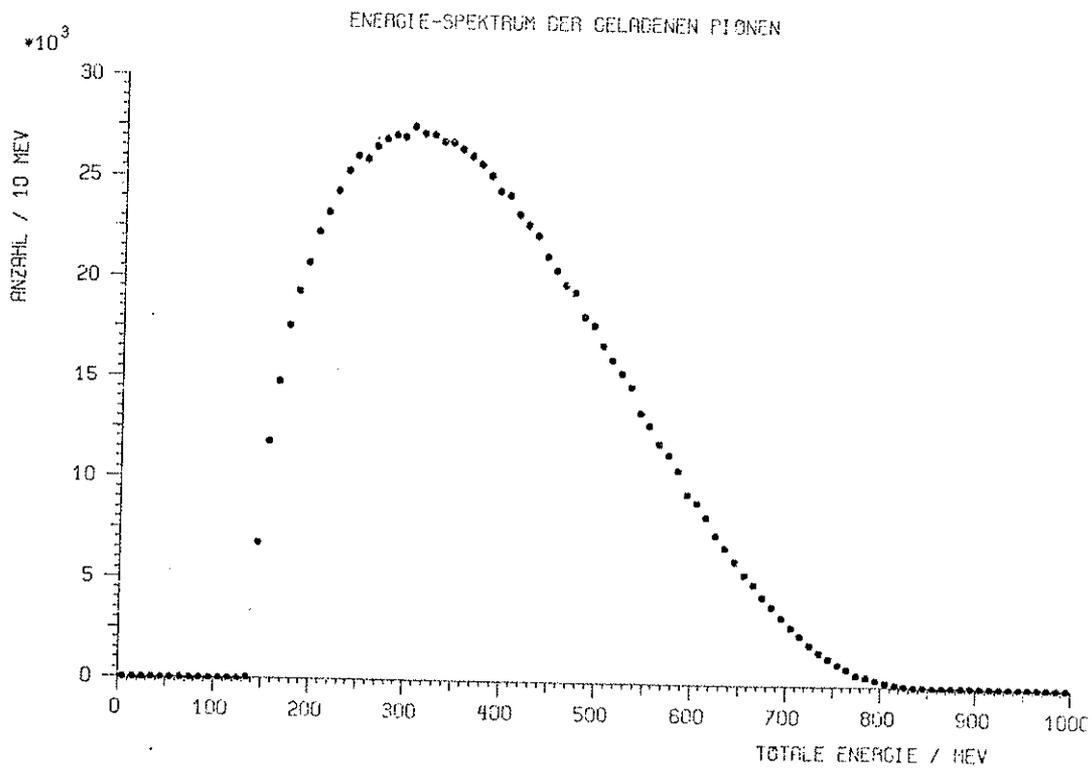
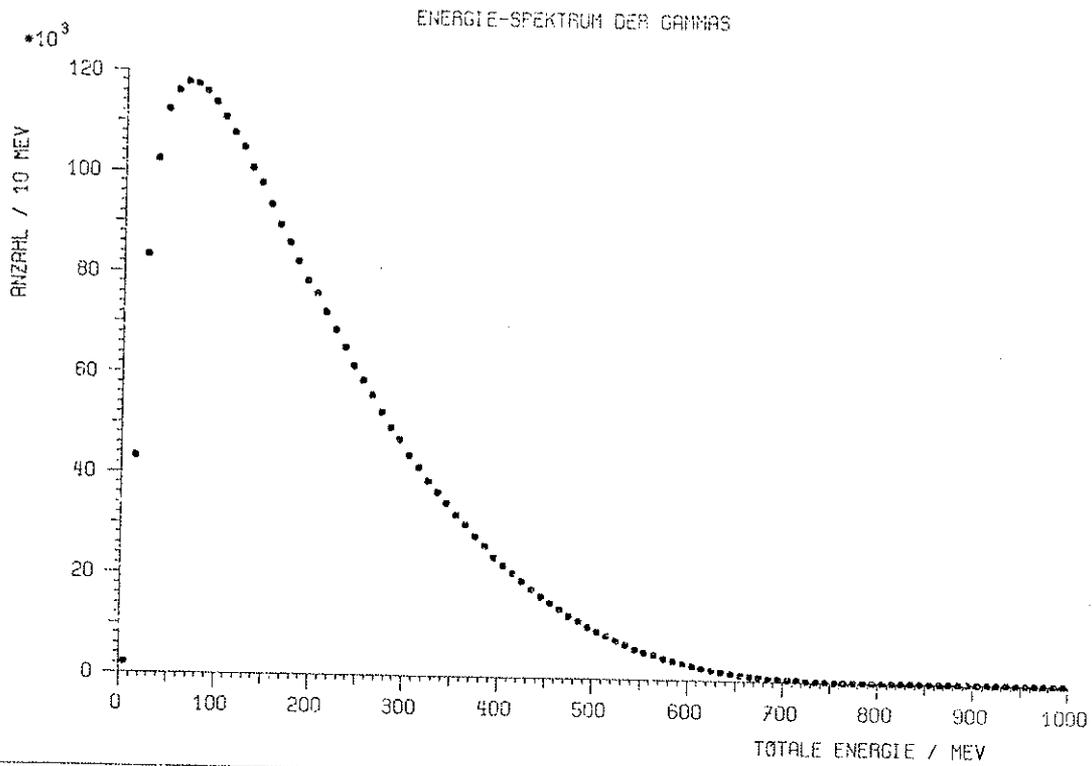
### 2.1.3 Die einzelnen $\bar{p}$ -Kanäle

Ich möchte nun die einzelnen  $\bar{p}p$ -Annihilations-Kanäle mit ihren Energiespektren der Gammas und geladenen Pionen vorstellen. Bei Kanälen, die über resonante Zwischenzustände laufen, sind weitere Spektren abgebildet, die in diesen besonderen Fällen von Interesse sind und jeweils gesondert erklärt werden. In den Spektren sind die Energien sämtlicher im Endzustand der Annihilation auftretenden Teilchen einsortiert. Die Statistik entspricht 500 000 Ereignissen bei den Einzelkanälen und 1 200 000 Ereignissen beim Summenkanal.

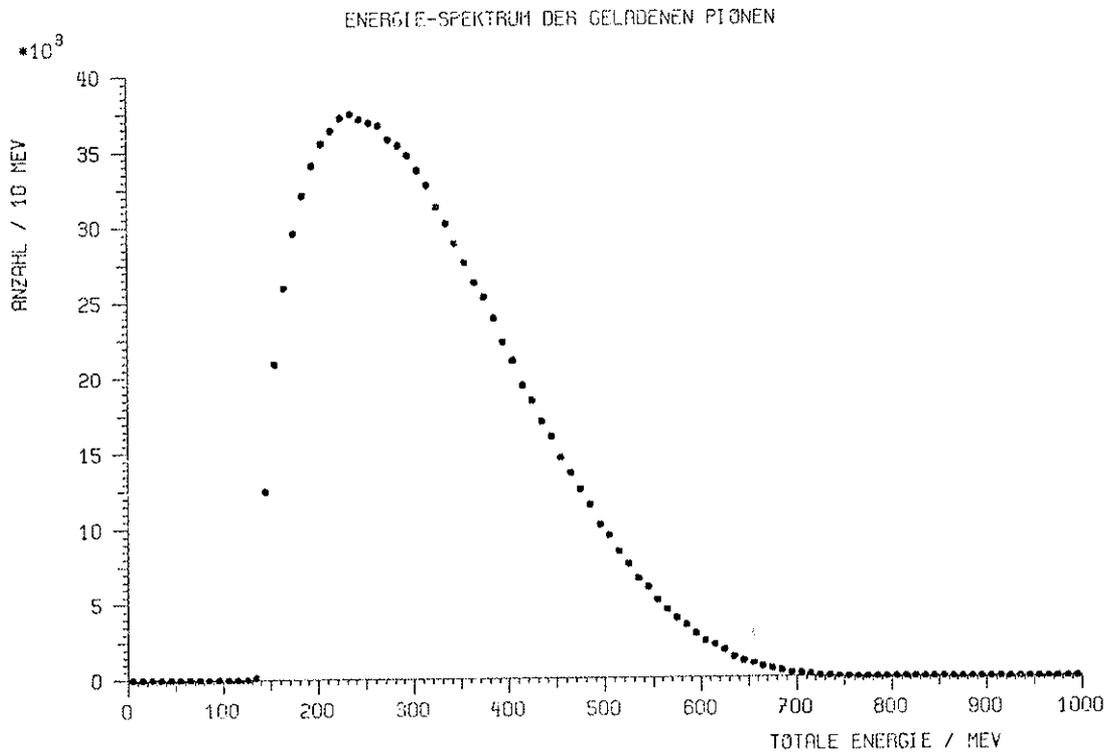
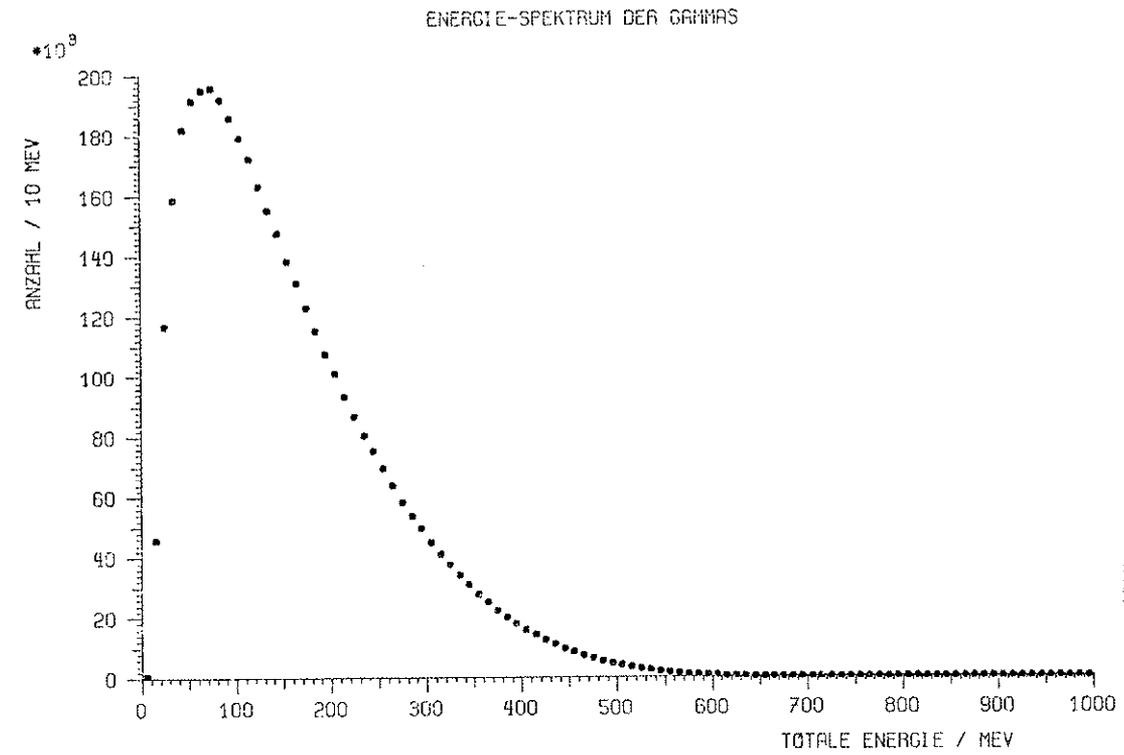
ID = 1, Endzustand  $\pi^+ \pi^- 2\pi^0$  (Abb. 5a, 5b)



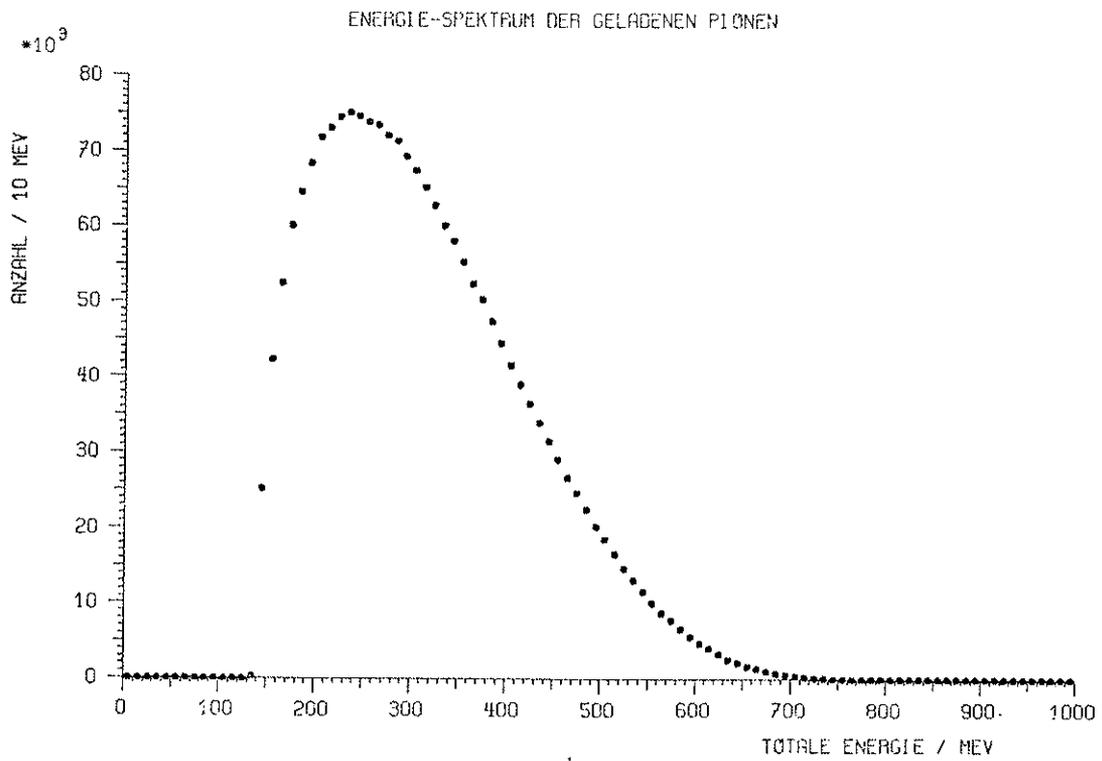
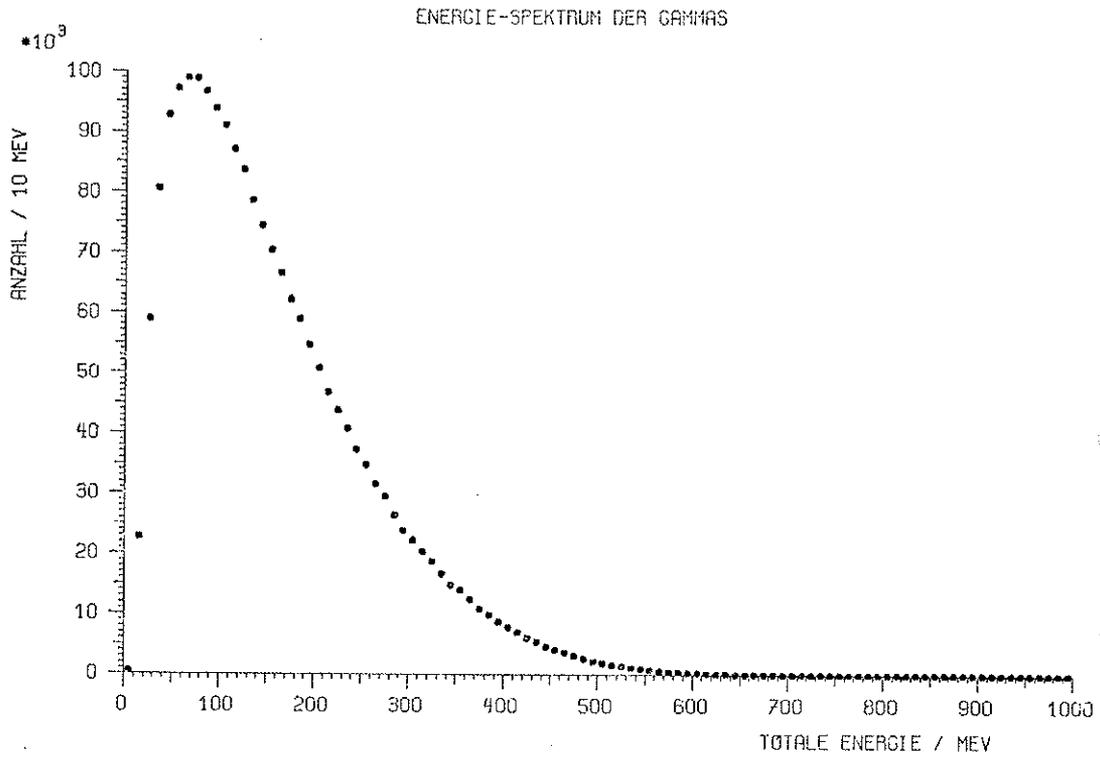
ID = 2, Endzustand  $\pi^+ \pi^- 3\pi^0$  (Abb. 6a, 6b)



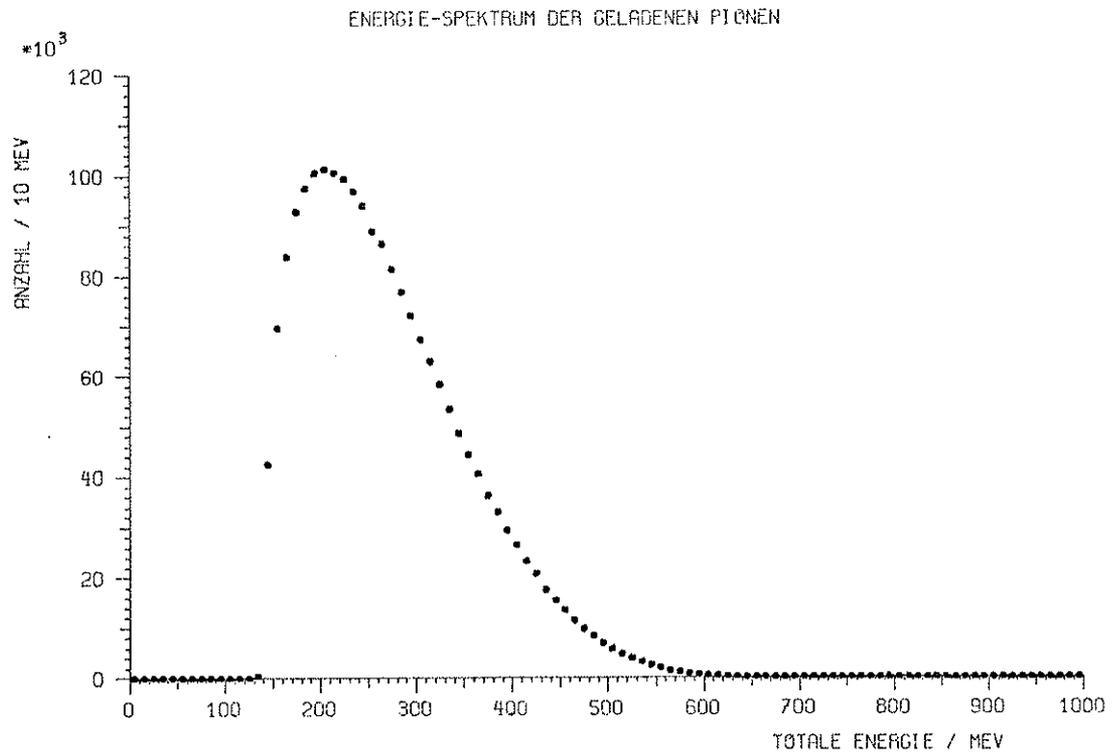
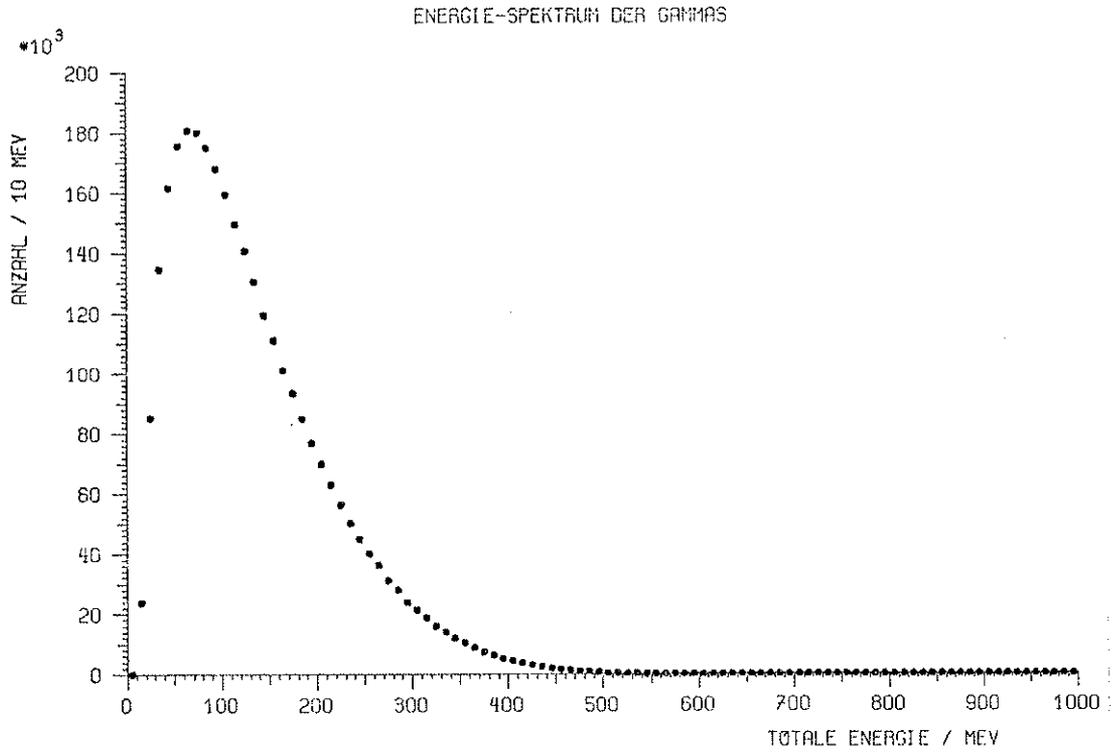
ID = 3, Endzustand  $\pi^+ \pi^- 4\pi^0$  (Abb. 7a, 7b)



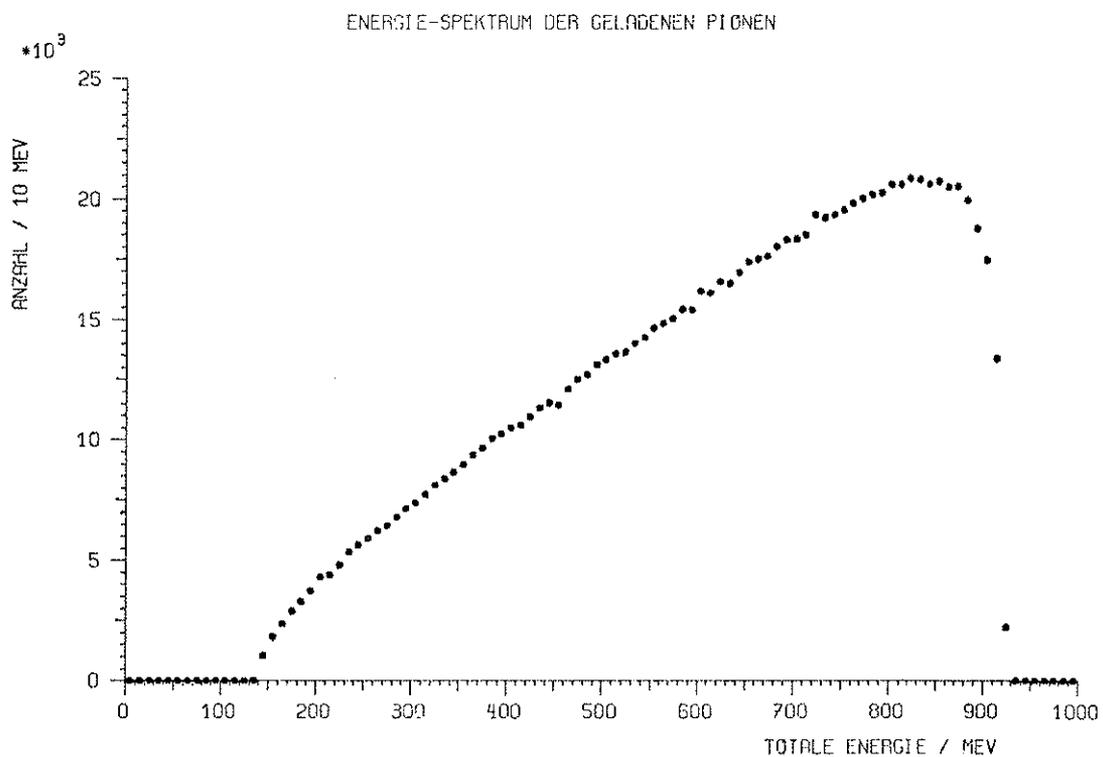
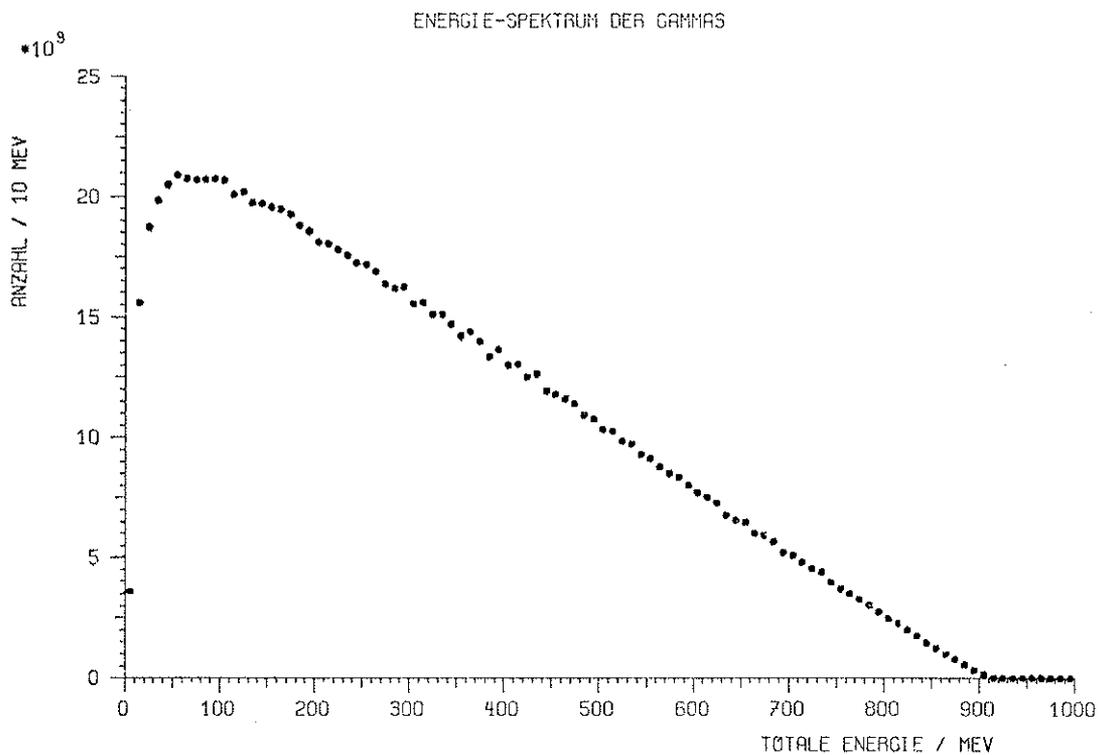
ID = 4, Endzustand  $2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$  (Abb. 8a, 8b)



ID = 5, Endzustand  $3\pi^+ 3\pi^- 2\pi^0$  (Abb. 9a, 9b)



ID = 8, Endzustand  $\pi^+ \pi^- \pi^0$  (Abb. 10a, 10b, 10c)



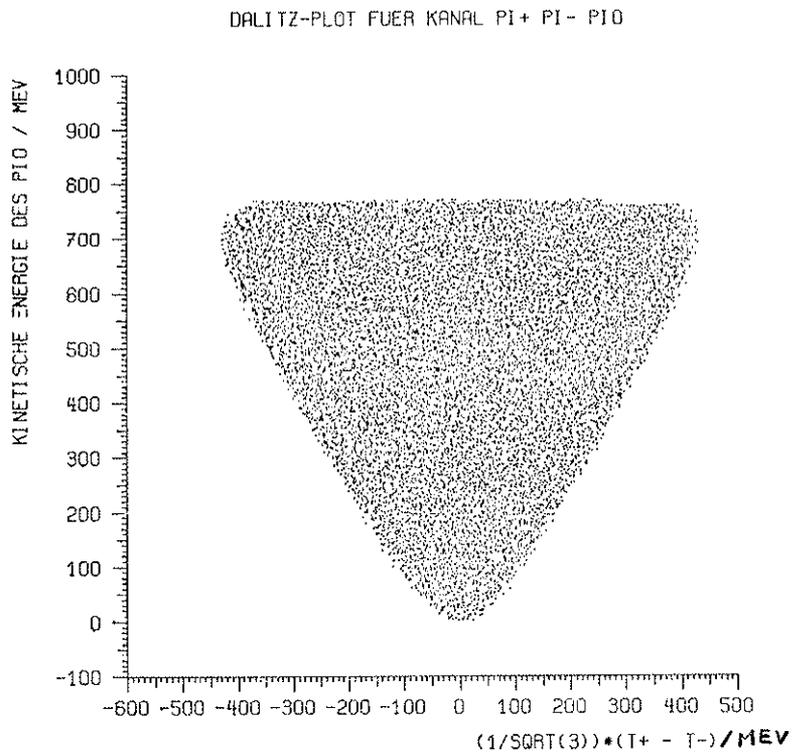
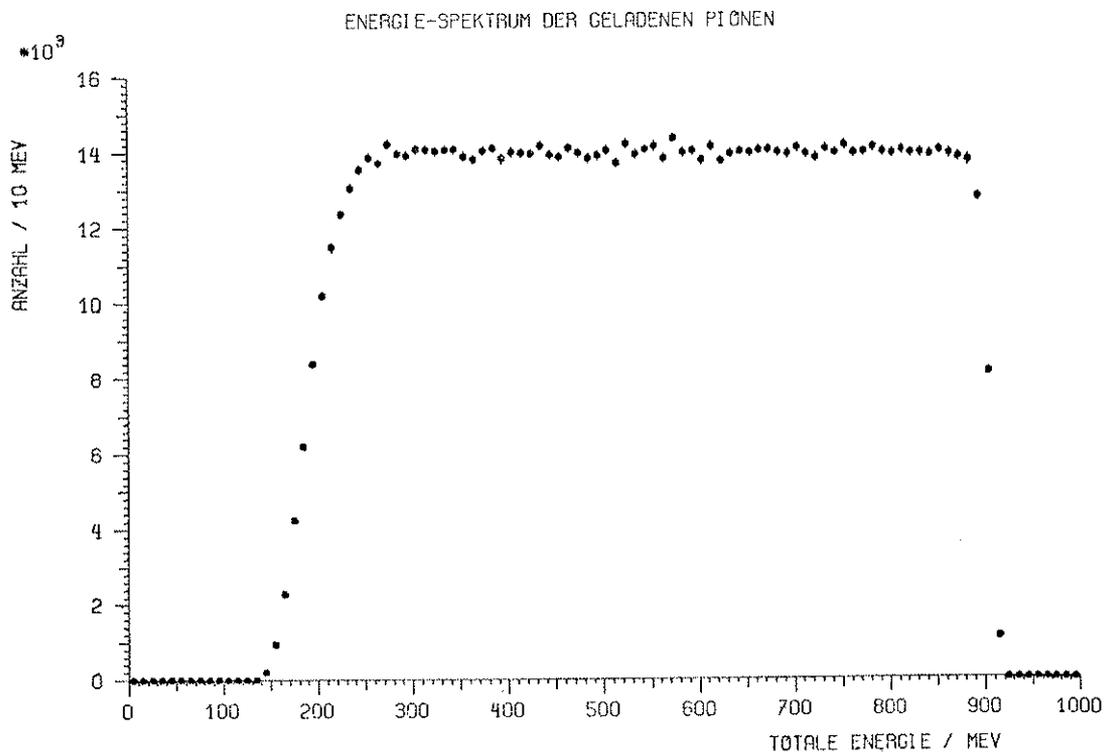
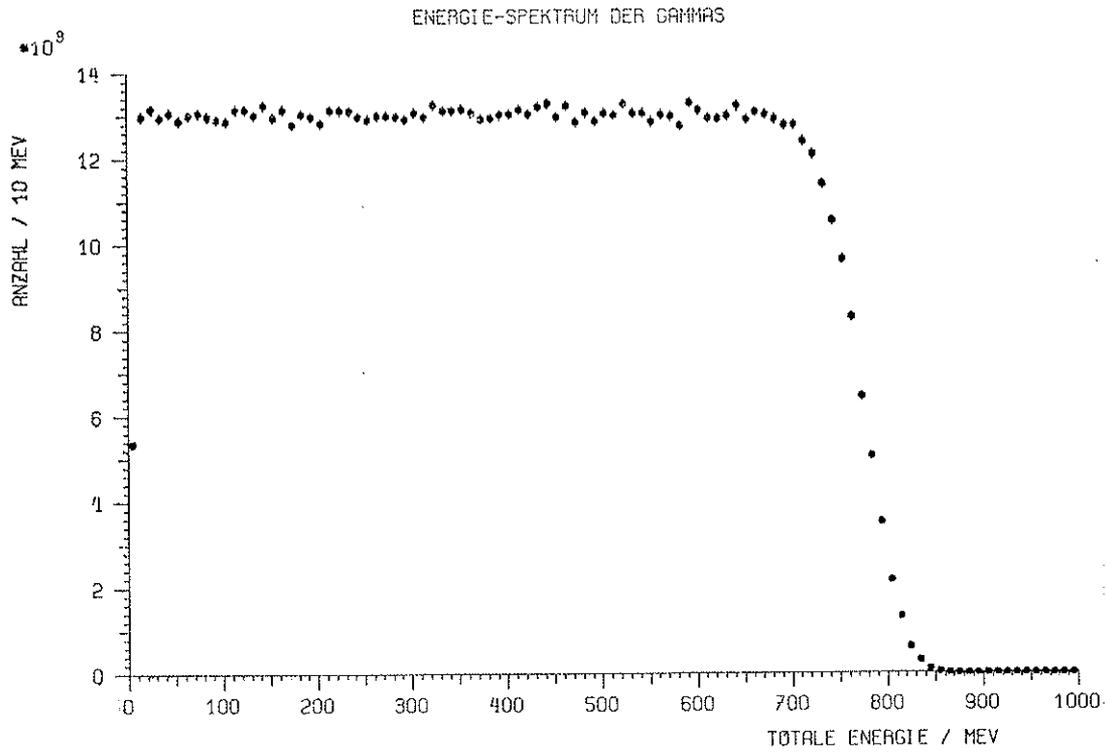


Abb. 10c: Kinetische Energie des  $\pi^0$  gegen die der beiden geladenen Pionen

Der oben abgebildeten Dalitz-Plot (Abb. 10c) in dem die kinetische Energie eines  $\pi^0$  gegen die Differenz der kin. Energien der beiden geladenen Pionen aufgetragen ist, ist insofern von Bedeutung, da dieser Endzustand auch über Zwischenzustände mit  $\rho$ -Resonanzen erreicht wird (ID=9,10). Auch bei diesen Kanälen ist der entsprechende Dalitz-Plot abgebildet. Der Unterschied zwischen dem isotropen Zerfall wie hier und resonanten Zwischenzuständen wie dort ist deutlich zu erkennen.

ID  $\approx$  9, Endzustand  $\pi^+ \pi^- \pi^0$   
über  $\rho^0 \pi^0$  (Abb. 11a, 11b, 11c)



DALITZ-PLÖT FUER KANAL PI+ PI- PI0

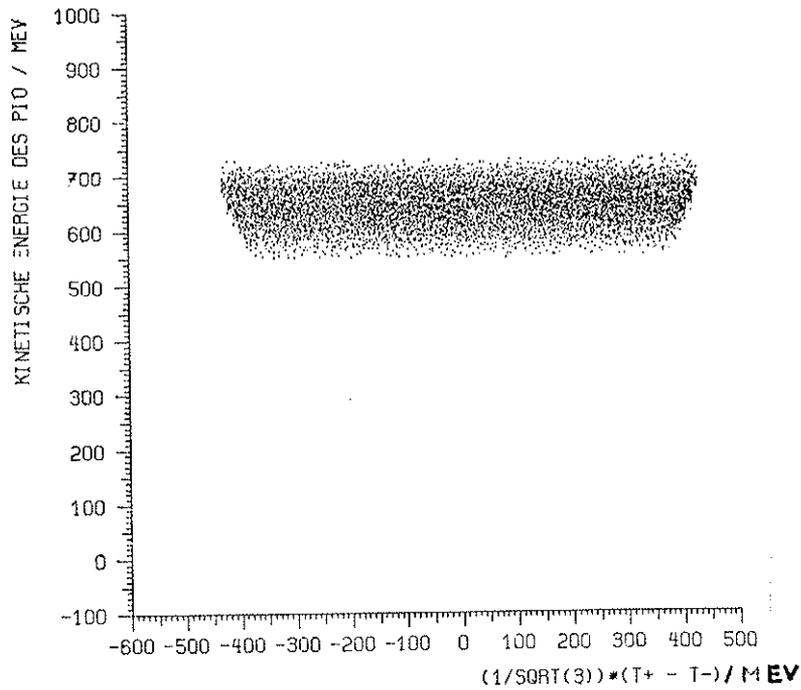


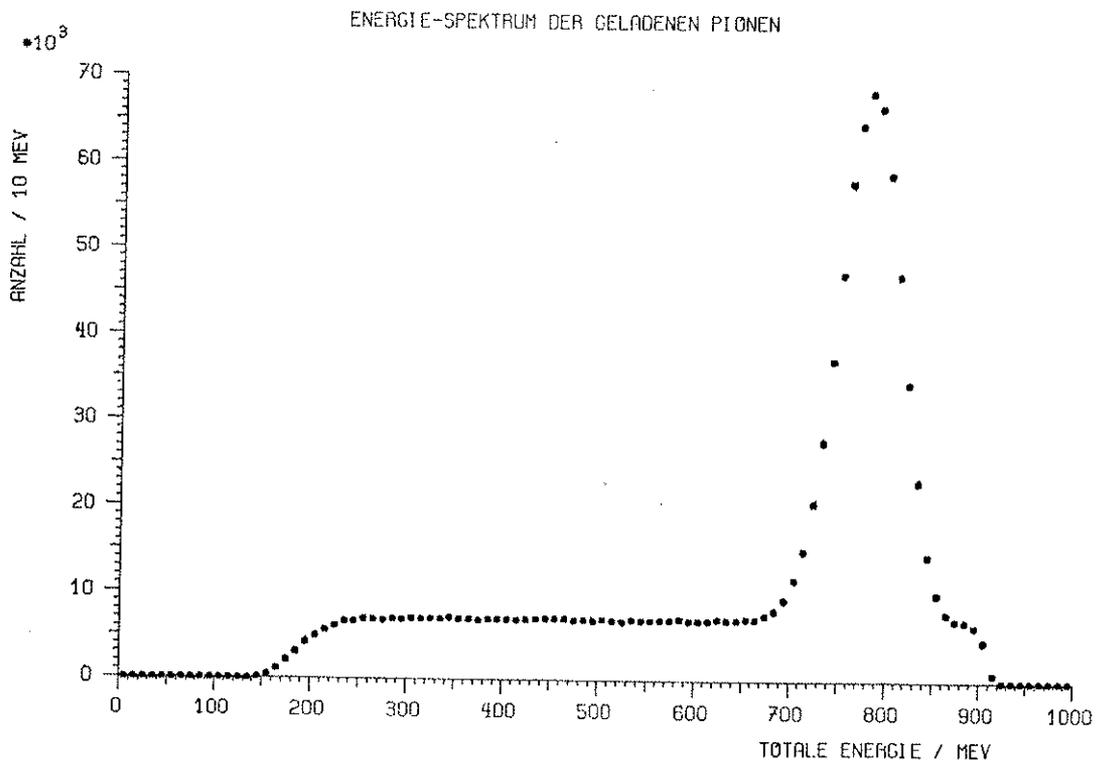
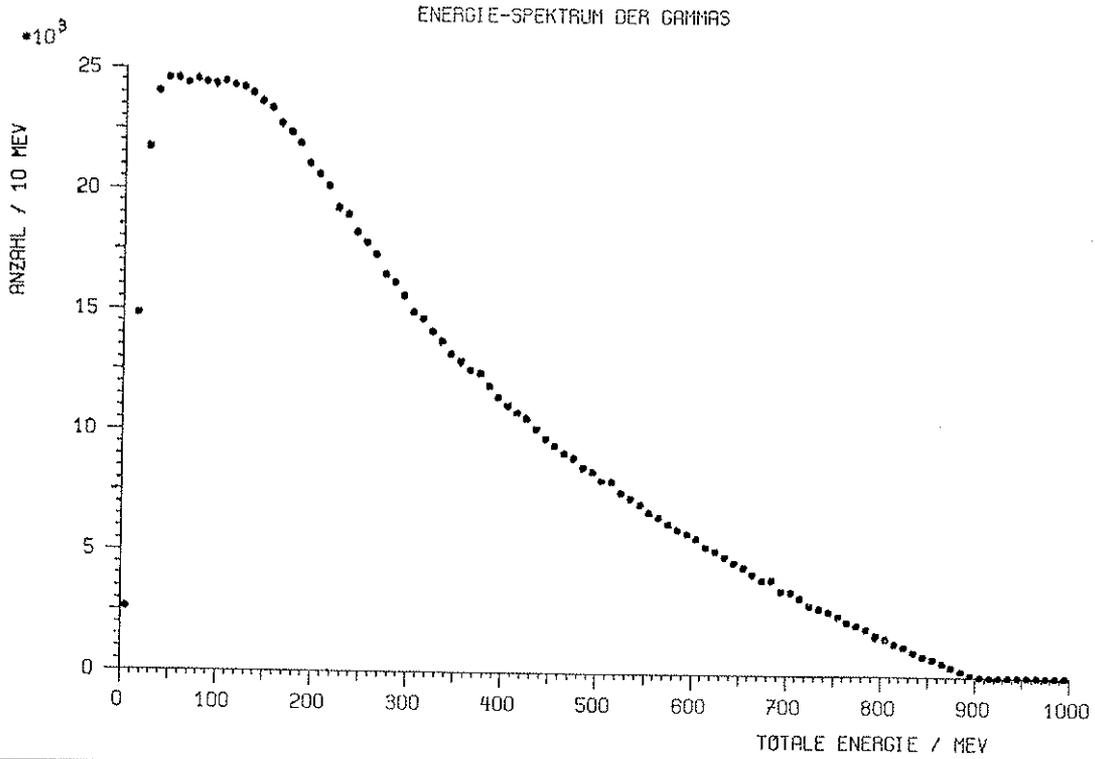
Abb. 11c: Kinetische Energie des  $\pi^0$  gegen die der beiden geladenen Pionen

Der hier abgebildeten Dalitz-Plot (Abb. 11c) zeigt deutlich das von der Annihilation kommende monoenergetische  $\pi^0$ . Eigentlich wäre eine waagrechte Linie zu erwarten, die allerdings durch die Energieunschärfe des  $\rho^0$  ( $\Gamma \sim 158$  MeV) zu dem sichtbaren breiten Balken führt.

Das  $\gamma$ -Spektrum (Abb. 11a) zeigt die Kastenverteilung, die sich aus dem Zweikörperzerfall des monoenergetischen  $\pi^0$  ergibt. Aufgrund der schon erwähnten Energieunschärfe des  $\rho^0$  fällt das Spektrum bei 700 MeV nicht senkrecht ab. Für das Spektrum der geladenen Pionen gilt ähnliches, da sie vom monoenergetischen  $\rho^0$  stammen.

ID = 10, Endzustand  $\pi^+ \pi^- \pi^0$

über  $\rho^+ \pi^- / \rho^- \pi^+$  (Abb. 12a, 12b, 12c)



DALITZ-PLOT FUER KANAL PI+ PI- PI0

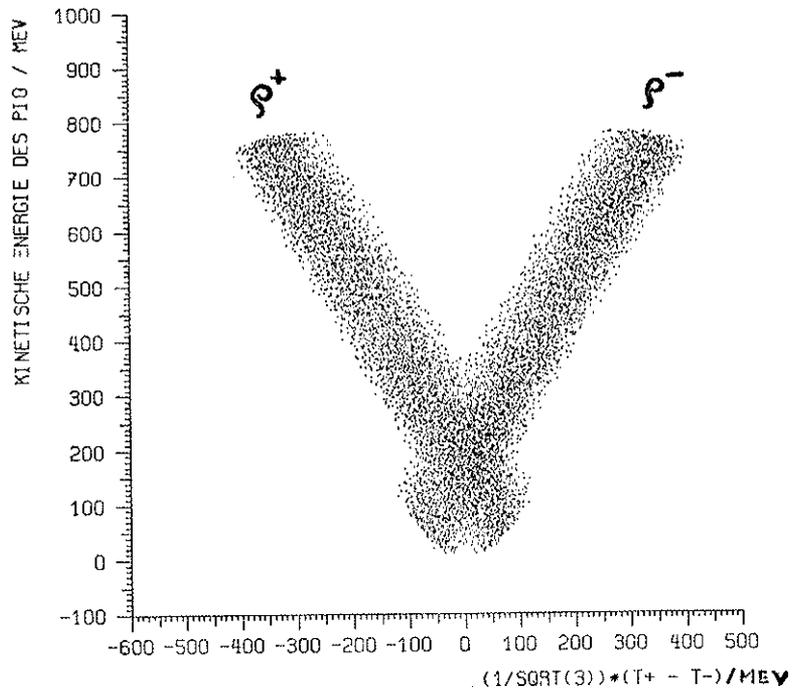


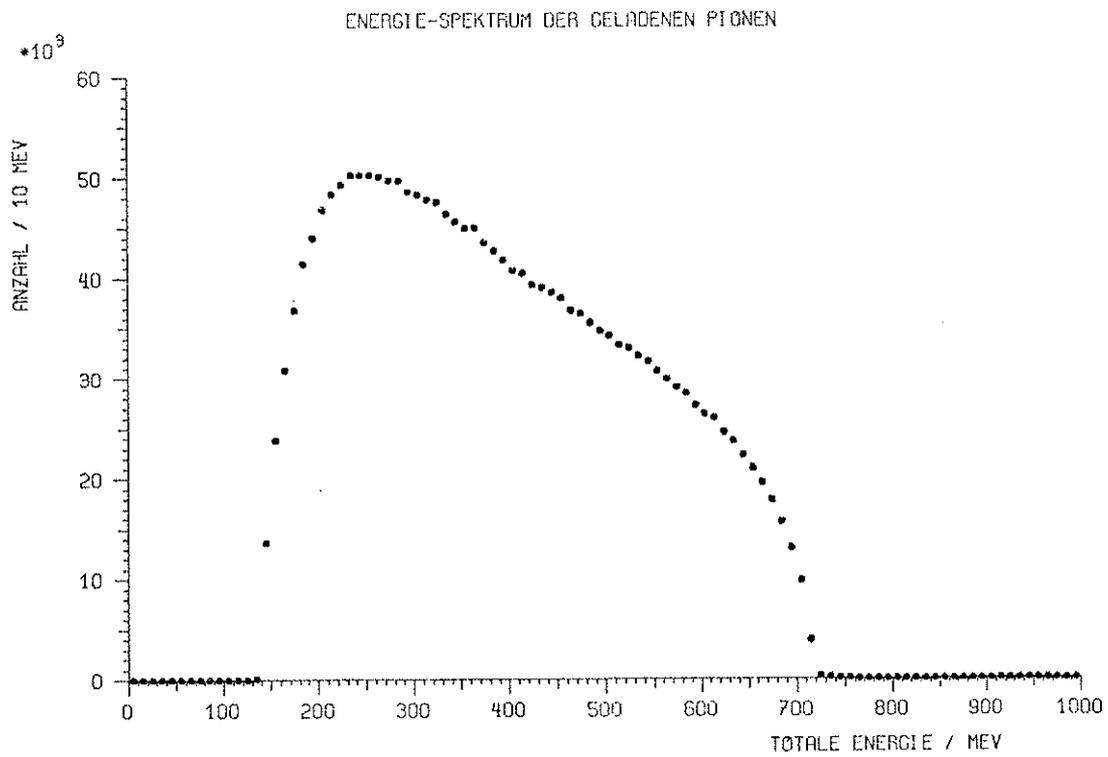
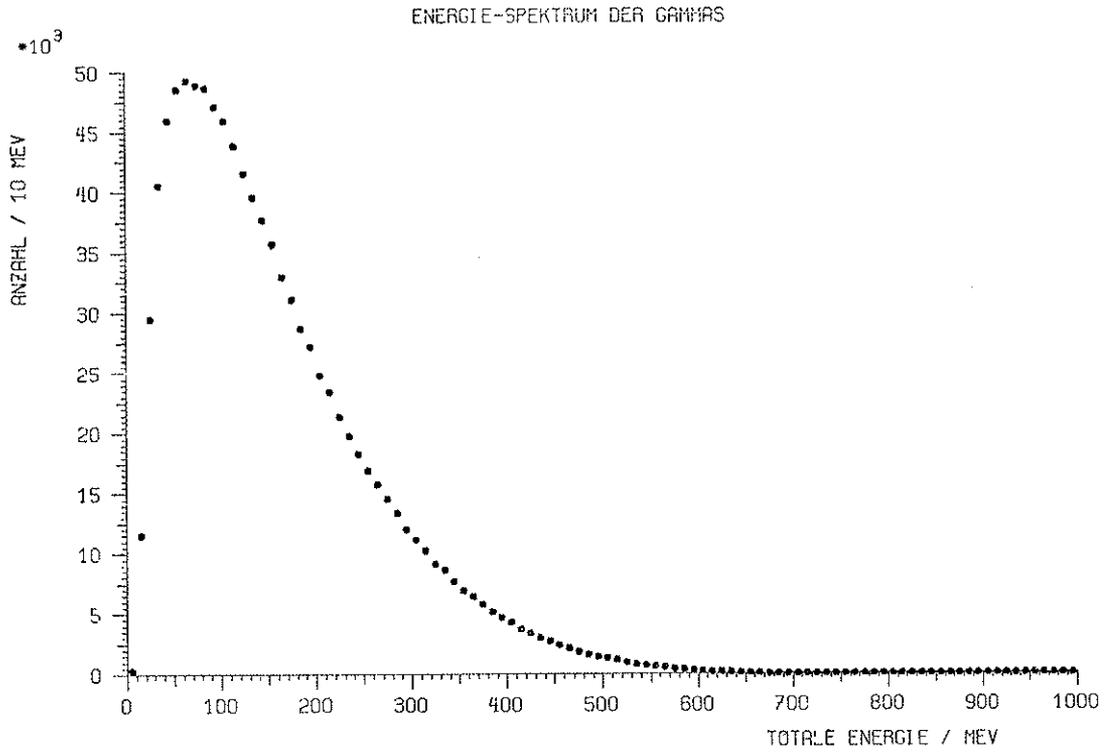
Abb. 12c: Kinetische Energie des  $\pi^0$  gegen die der beiden geladenen Pionen

Hier zeigt der Dalitz-Plot (Abb. 12c) die beiden von der Annihilation kommenden geladenen Pionen. Die Breite der beiden Balken hat den gleichen Grund wie bei Kanal 9.

Das Spektrum der geladenen Pionen (Abb. 12b) besteht aus den Pionen, die vom Zweikörperzerfall des monoenergetischen  $\rho$ -Mesons (Kastenverteilung von 200-900 MeV) und den monoenergetischen Pionen von der Annihilation (bei 800 MeV).

ID = 11, Endzustand  $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

über  $\omega \pi^+ \pi^-$  (Abb. 13a, 13b, 13c)



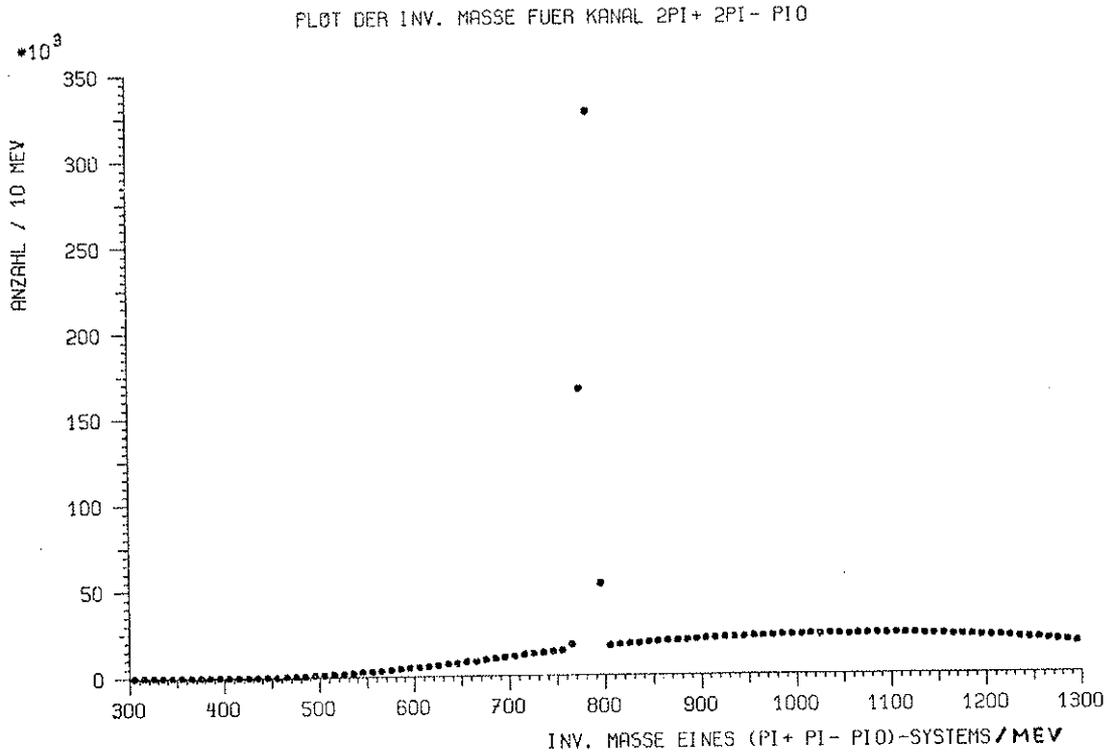


Abb. 13c: Plot der invarianten Masse für Kanal 11

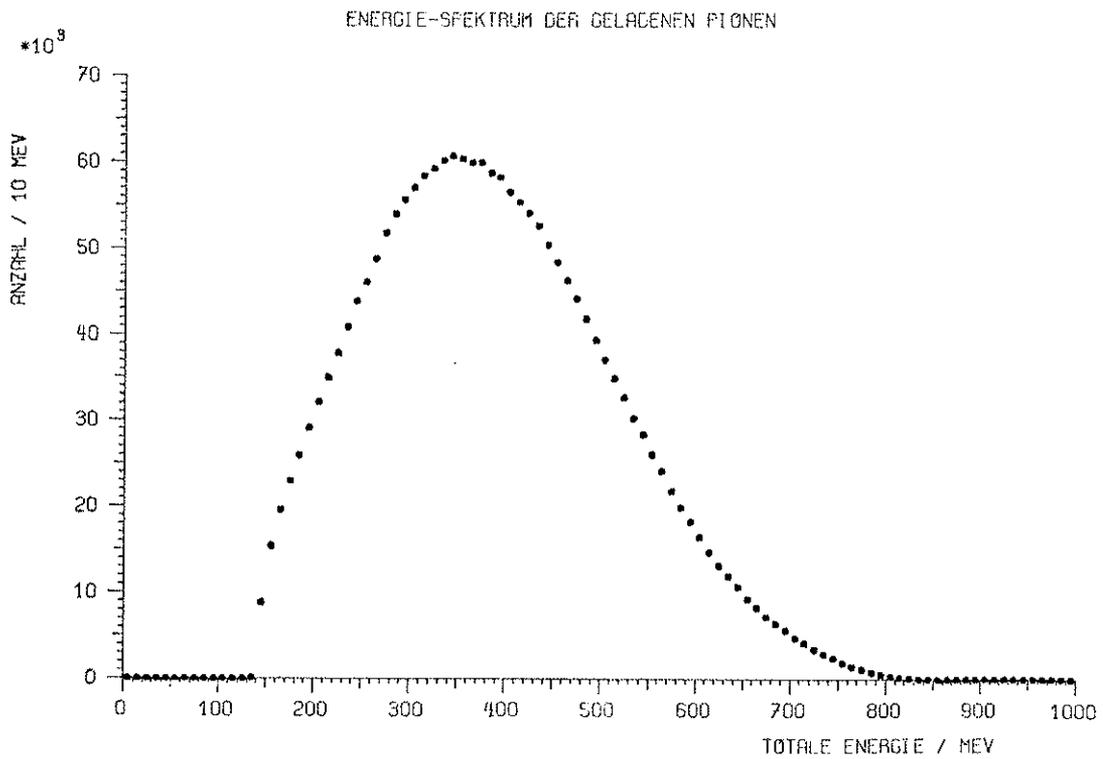
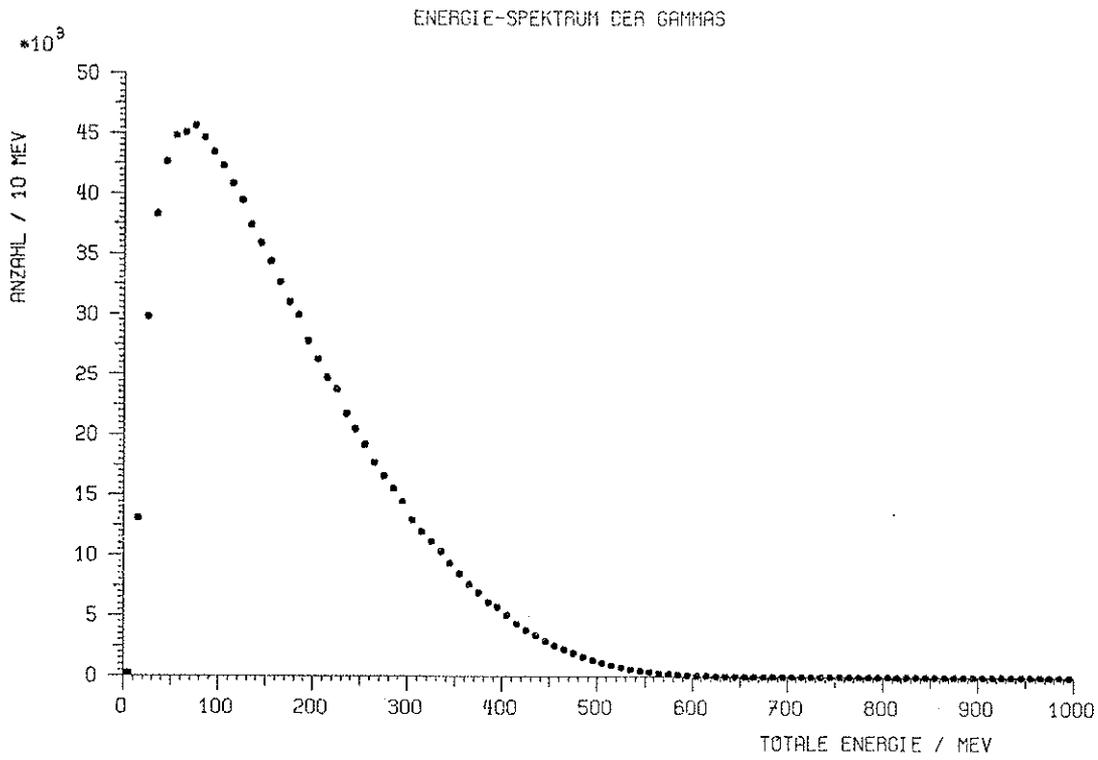
Anstelle des Dalitz-Plots bei den Kanälen mit drei Teilchen im Endzustand sind bei diesem und den folgenden Kanälen die invarianten Massen der von den Resonanzen stammenden Teilchen aufgetragen. Entsprechend der Beschriftung der Energie- bzw. Massenachse wurden alle möglichen Kombinationen einsortiert.

Deutlich über dem Untergrund der isotropen  $\bar{p}p$ -Annihilation erscheint die  $\omega$ -Resonanz bei 782.6 MeV mit einer Breite von 10.1 MeV.

Das Spektrum der geladenen Pionen setzt sich zusammen aus dem der Pionen aus der Annihilation (Verlauf ähnl. Abb. 10b) das bei  $\sim 540$  MeV sein Maximum erreicht und dem der Pionen von der Resonanz (ähnl. Abb. 8b, Maximum bei  $\sim 220$  MeV).

ID = 13, Endzustand  $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

über  $\rho^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$  (Abb 14a, 14b, 14c)



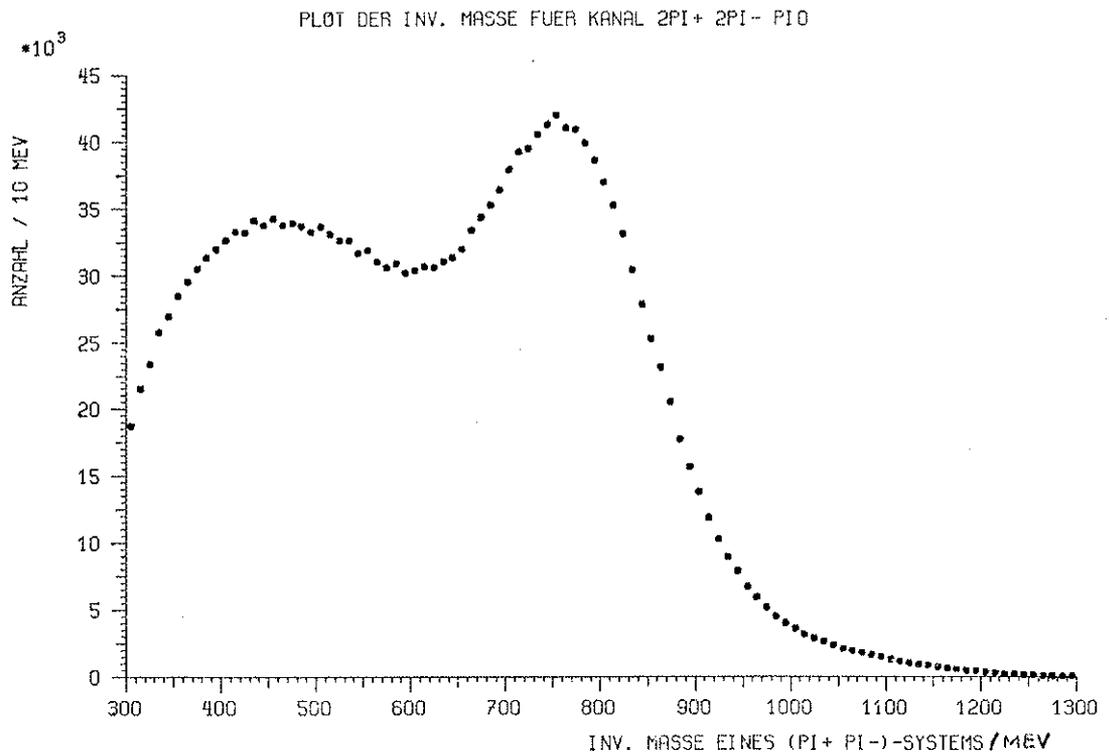


Abb. 14c: Plot der invarianten Masse für Kanal 13

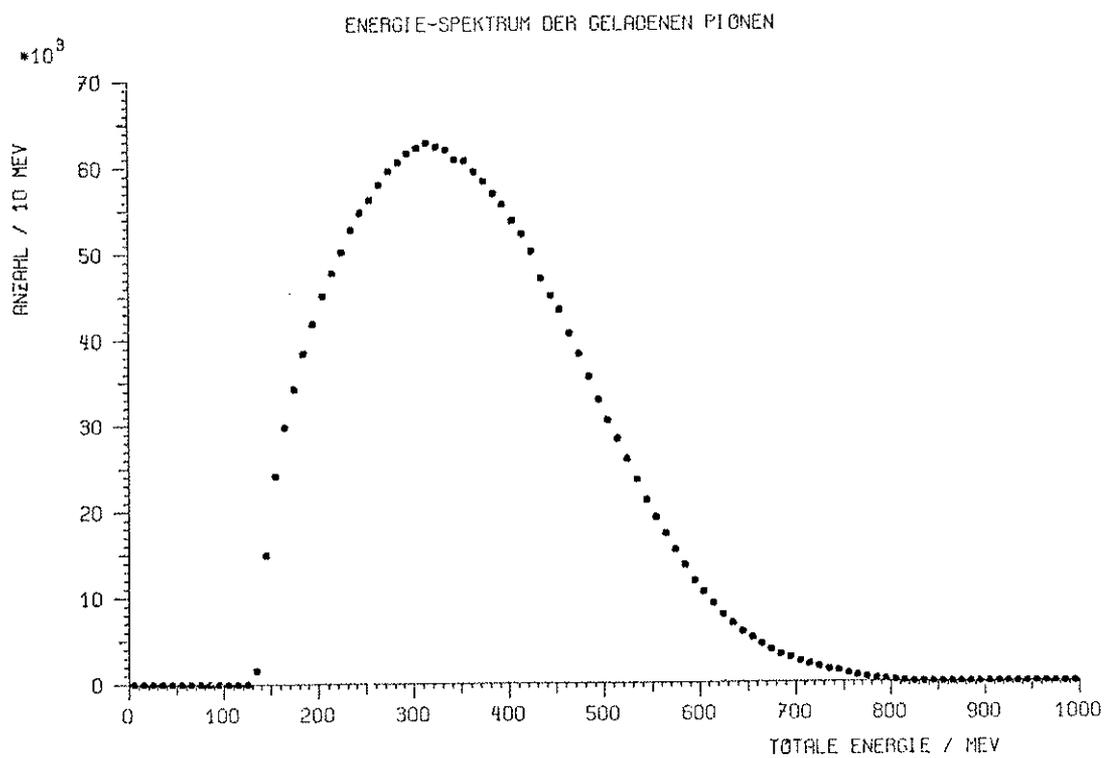
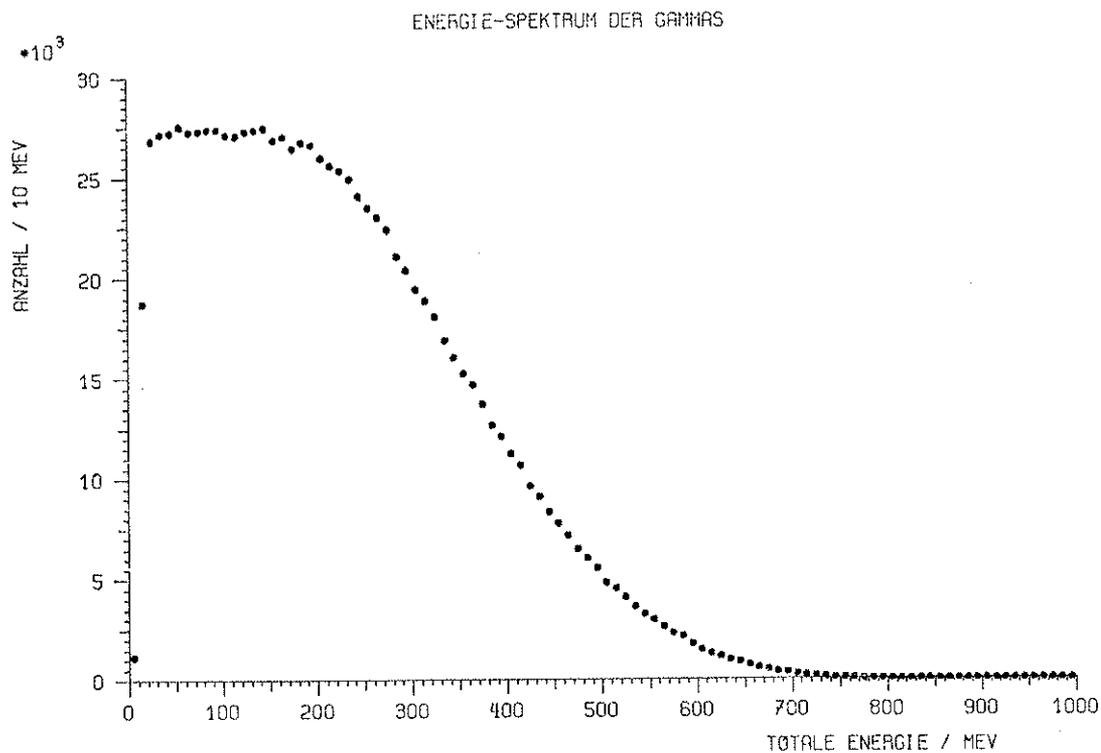
Bei diesem Plot der invarianten Masse zeigt der Höcker bei 776 MeV die  $\rho^0$ -Resonanz, die 155 MeV breit ist. Der Rest der Verteilung stammt von direkt aus der Annihilation kommenden Pionen.

Die Zusammensetzung der Spektren der geladenen Pionen ist ähnlich der bei Kanal 11 (Abb. 13b). Allerdings erreicht der Anteil der von der Resonanz stammenden Pionen sein Maximum bei  $\sim 300$  MeV, während es bei den von der Annihilation herrührenden Pionen bei  $\sim 410$  MeV liegt.

Die Gammaspektren haben einen ähnlichen Verlauf.

ID = 14, Endzustand  $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

über  $\rho^+ \pi^- \pi^+ \pi^- / \rho^- \pi^+ \pi^+ \pi^-$  (Abb. 15a, 15b, 15c)



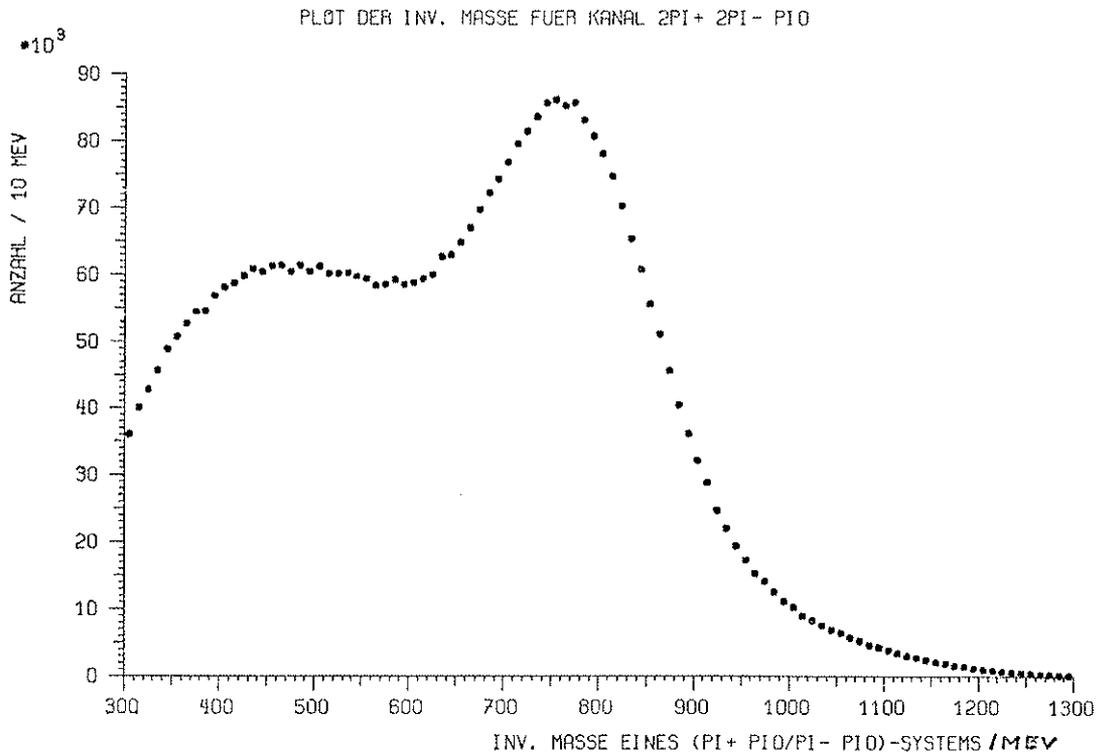


Abb. 15c: Plot der invarianten Masse für Kanal 14

Bei diesem Plot der invarianten Masse zeigen sich die beiden  $\rho$ -Resonanzen. Das Verhältnis  $\rho$ -Signal zu Untergrund ist hier besser als bei Kanal 13, da weniger Annihilations-Pionen zur invarianten Masse kombinieren können (Es wird jeweils ein  $\pi^0$  benötigt).

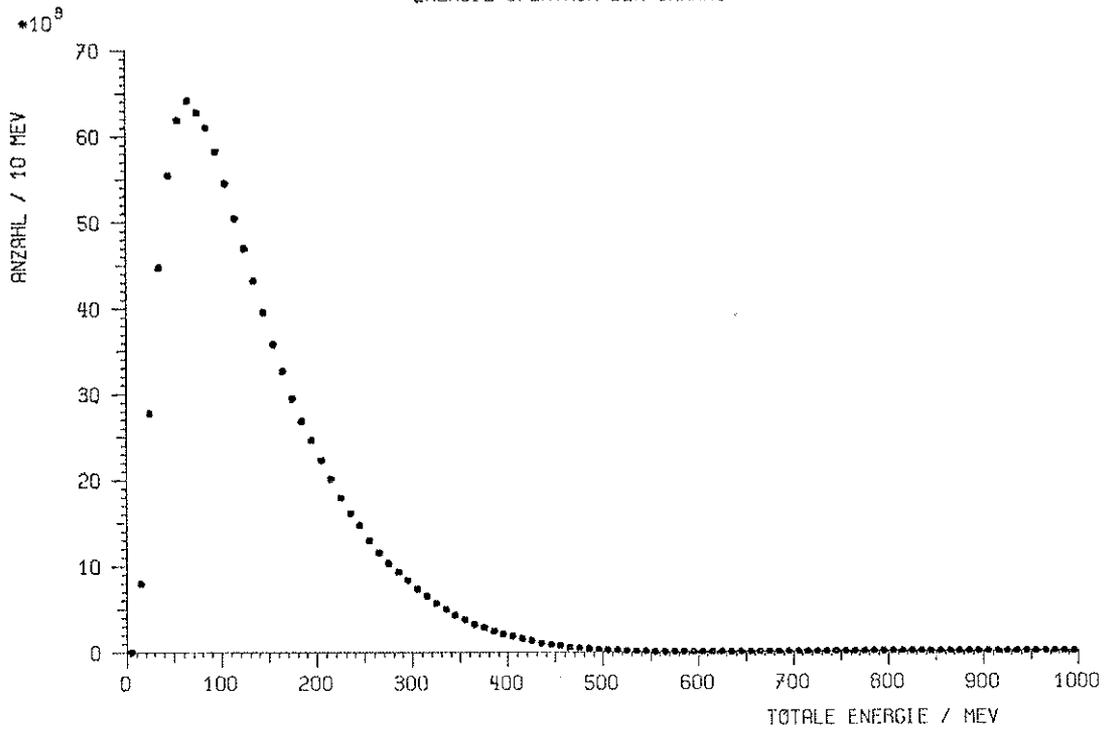
Der deutliche Unterschied des Gammaskpektrums (Abb. 15a) zu dem des Kanals 13 (über  $\rho^0$ ) erklärt sich aus dem Ursprung des  $\pi^0$ 's aus der Resonanz, während es dort direkt aus der Annihilation stammt.

Die Spektren der geladenen Pionen verlaufen ähnlich.

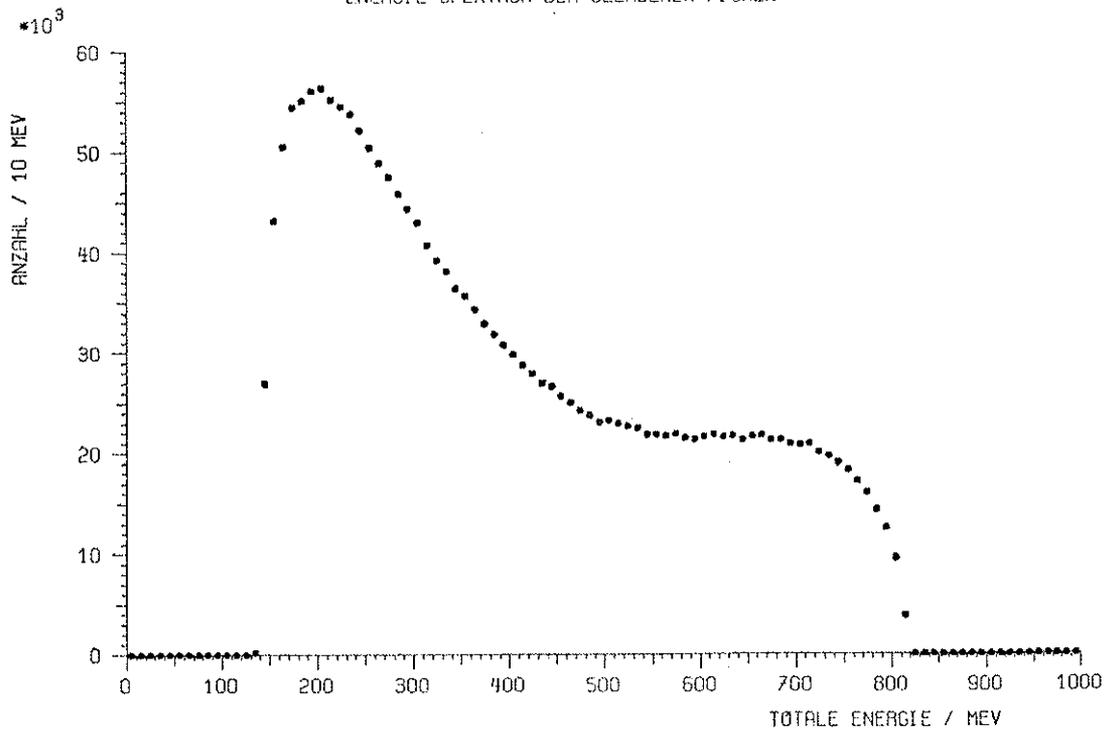
ID = 15, Endzustand  $2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$

über  $\eta \pi^+ \pi^-$  (Abb. 16a, 16b, 16c)

ENERGIE-SPEKTRUM DER GAMMAS



ENERGIE-SPEKTRUM DER GELADENEN PIONEN



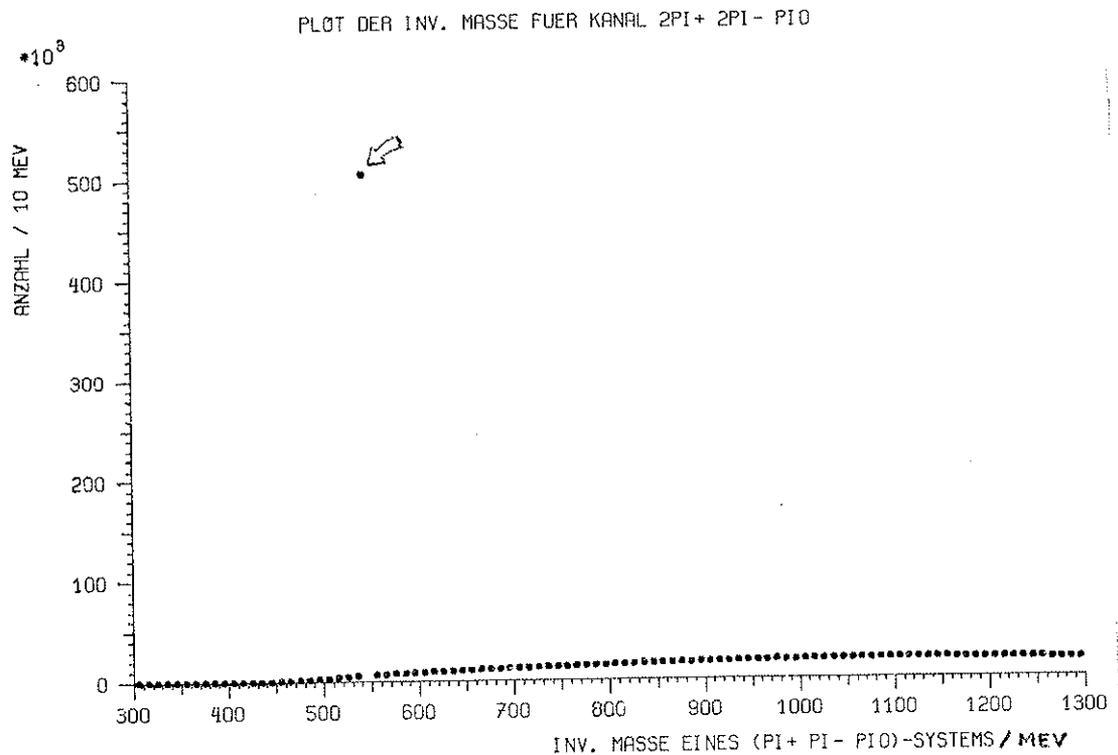


Abb. 16c: Plot der invarianten Masse für Kanal 15

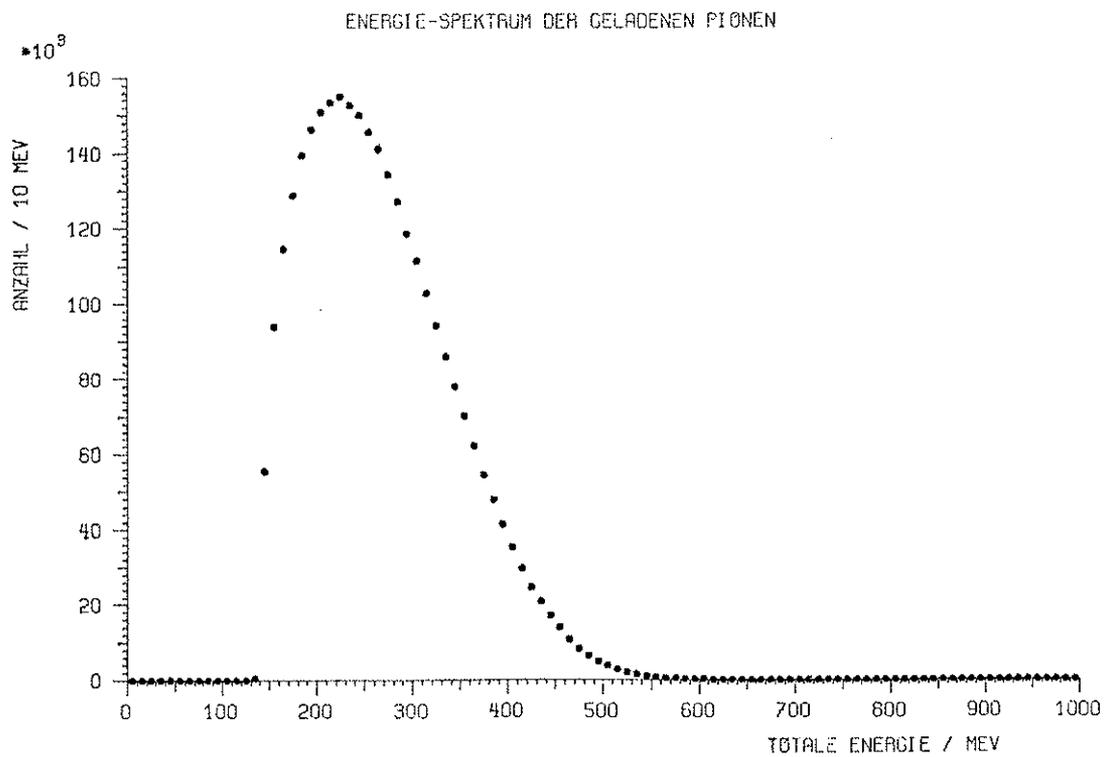
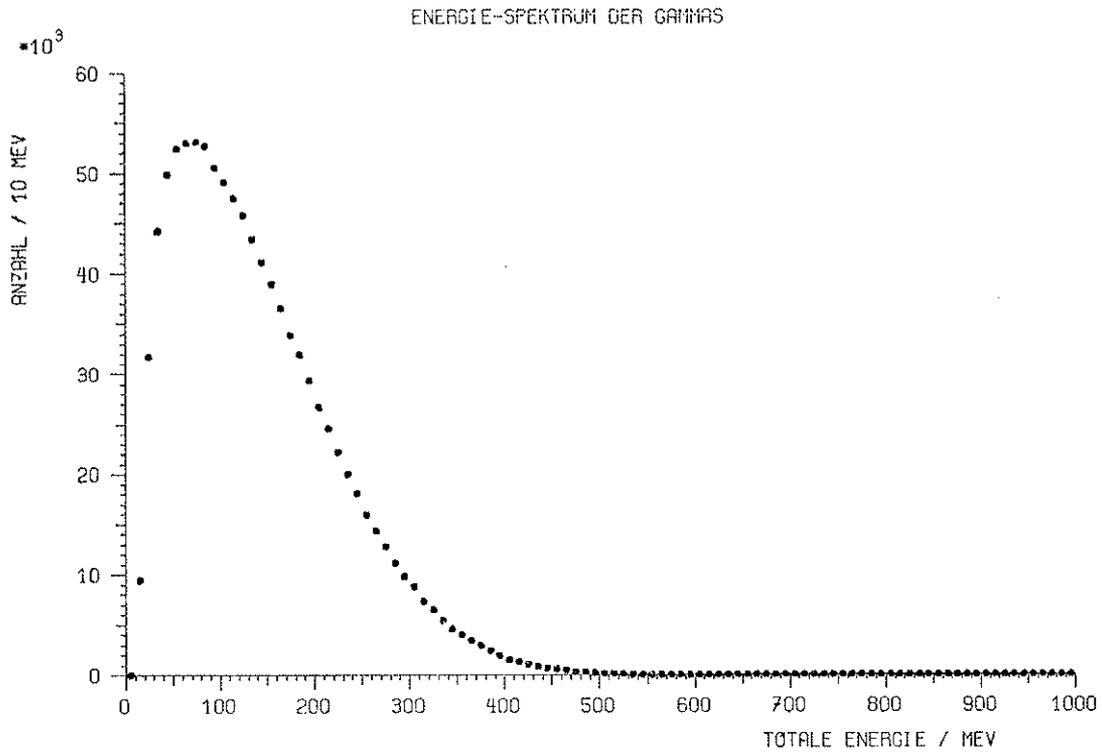
Bei diesem Plot der invarianten Masse gilt das gleiche wie bei Kanal 11. Nur zeigt sich hier eine schmale Linie (das  $\eta$  ist nur 850 eV breit) bei 548 MeV.

Das  $\gamma$ -Spektrum dieses Kanals ist ähnlich dem des Kanals 11 (Abb. 13a). Da das  $\eta$  eine geringere Masse als das  $\omega$  hat, ist es allerdings zu niedrigeren Energien verschoben.

Für das Spektrum der geladenen Pionen gilt das gleiche wie bei den Kanälen 11 und 13. Das Maximum der Resonanz-Pionen liegt hier allerdings bei  $\sim 200$  MeV, das der Annihilationspionen bei  $\sim 610$  MeV.

ID = 17, Endzustand  $3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

über  $\omega 2\pi^+ 2\pi^-$  (Abb. 17a, 17b, 17c)



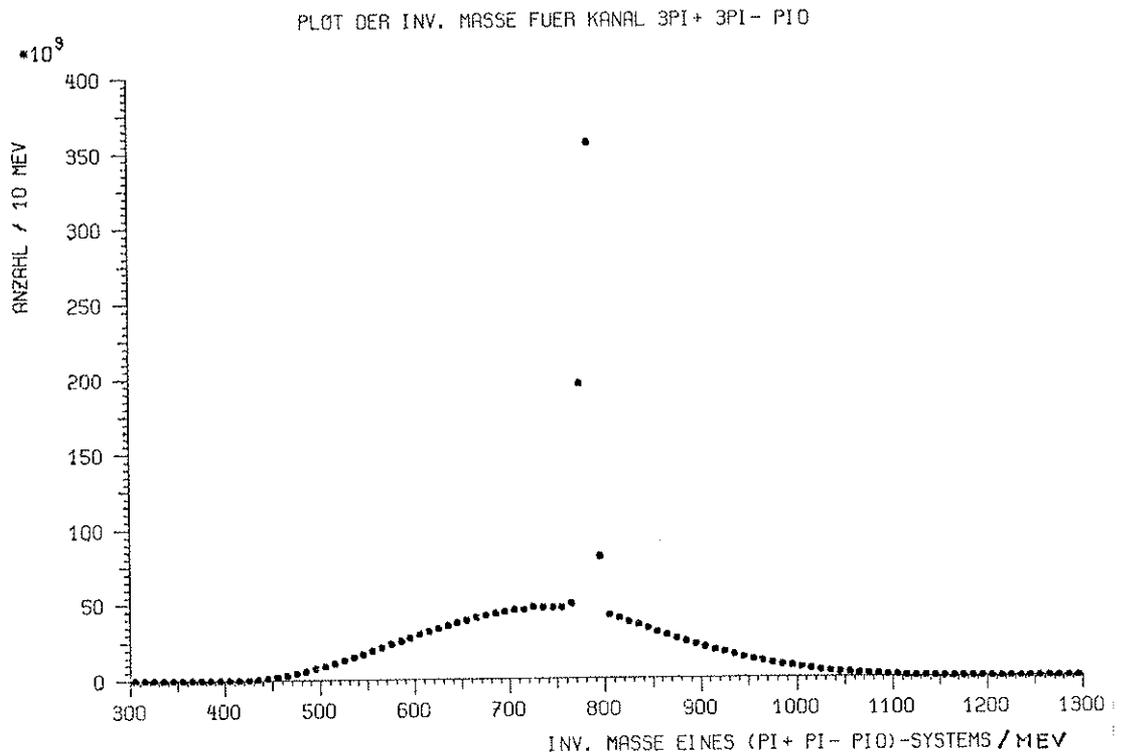


Abb. 17c: Plot der invarianten Masse für Kanal 17

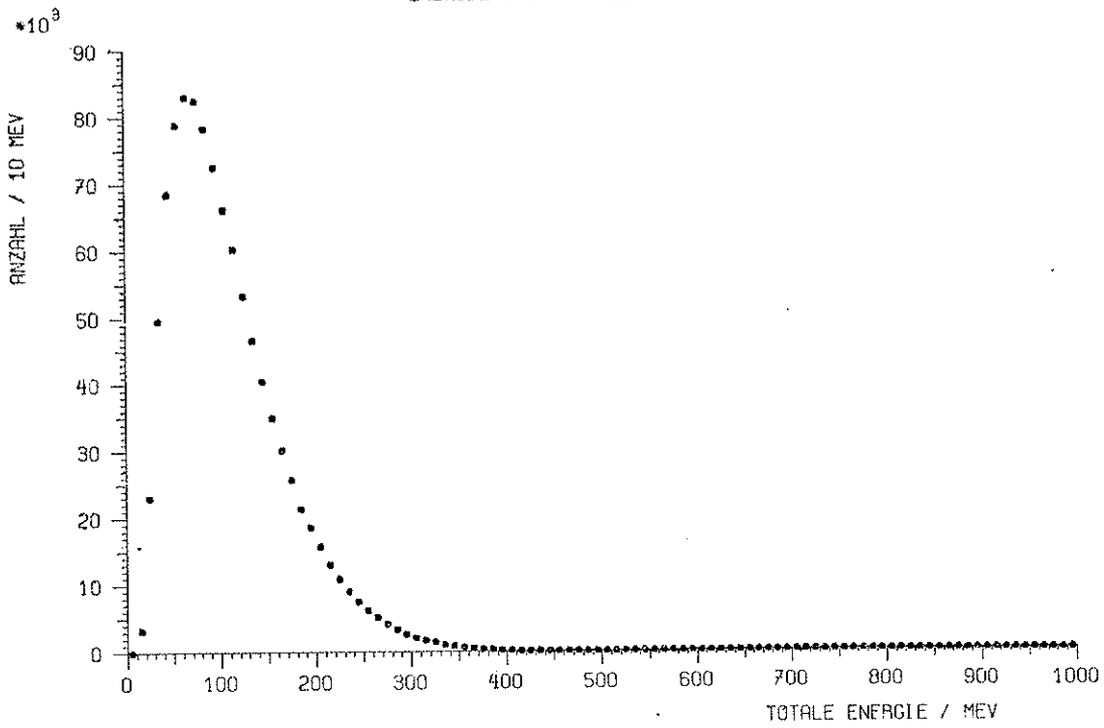
Es gilt das gleiche wie bei Kanal 11. Allerdings ist hier der Untergrund höher und erreicht sein Maximum in der Nähe der  $\omega$ -Resonanz.

Aufgrund der hohen Anzahl geladener Teilchen in diesem Endzustand verschmieren die Unterschiede zwischen Resonanz- und Annihilations-Pionen.

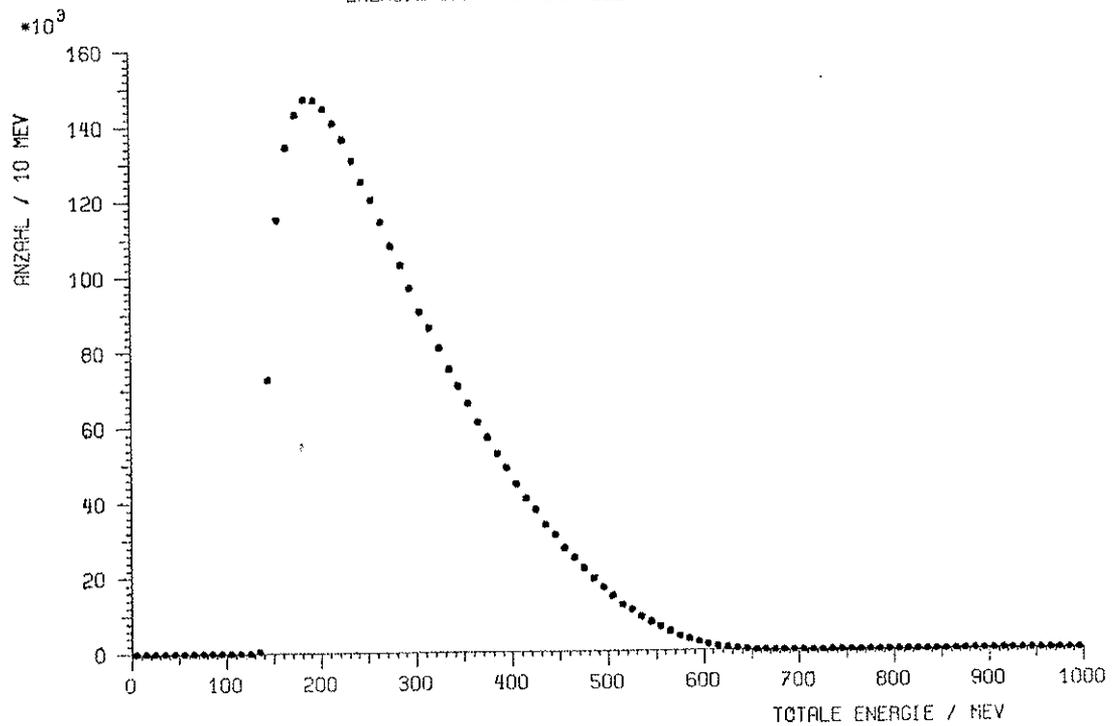
ID = 18, Endzustand  $3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$

über  $\eta 2\pi^+ 2\pi^-$  (Abb 18a, 18b, 18c)

ENERGIE-SPEKTRUM DER GAMMAS



ENERGIE-SPEKTRUM DER GELADENEN PIONEN



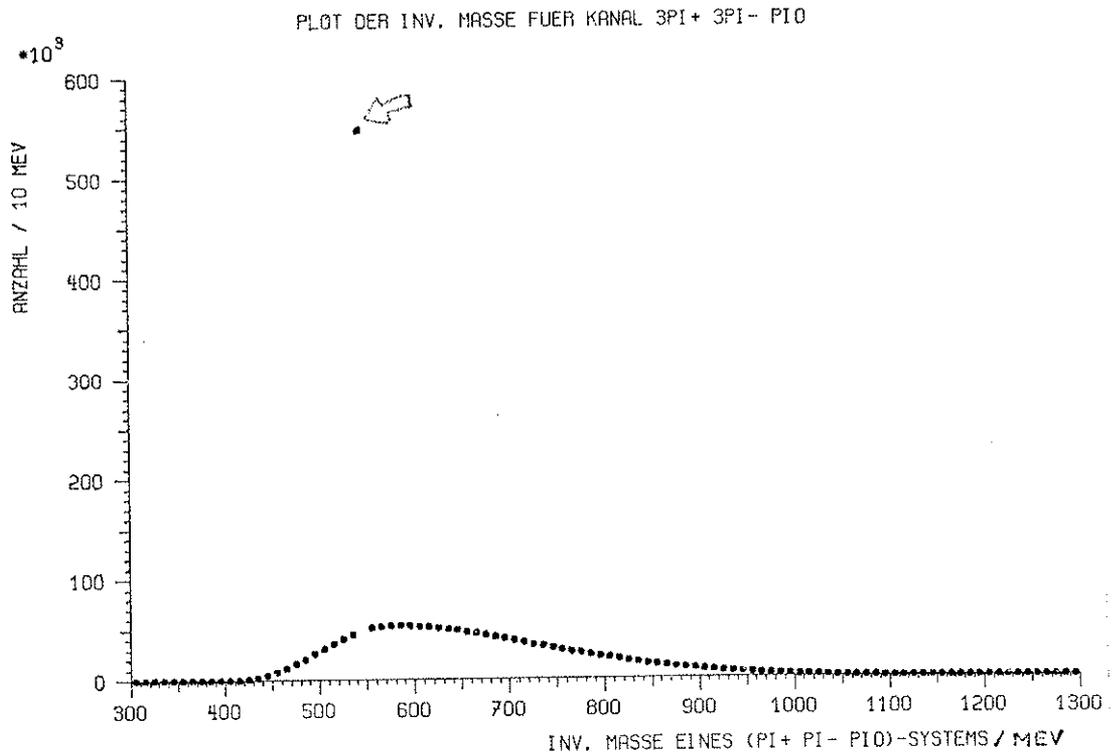


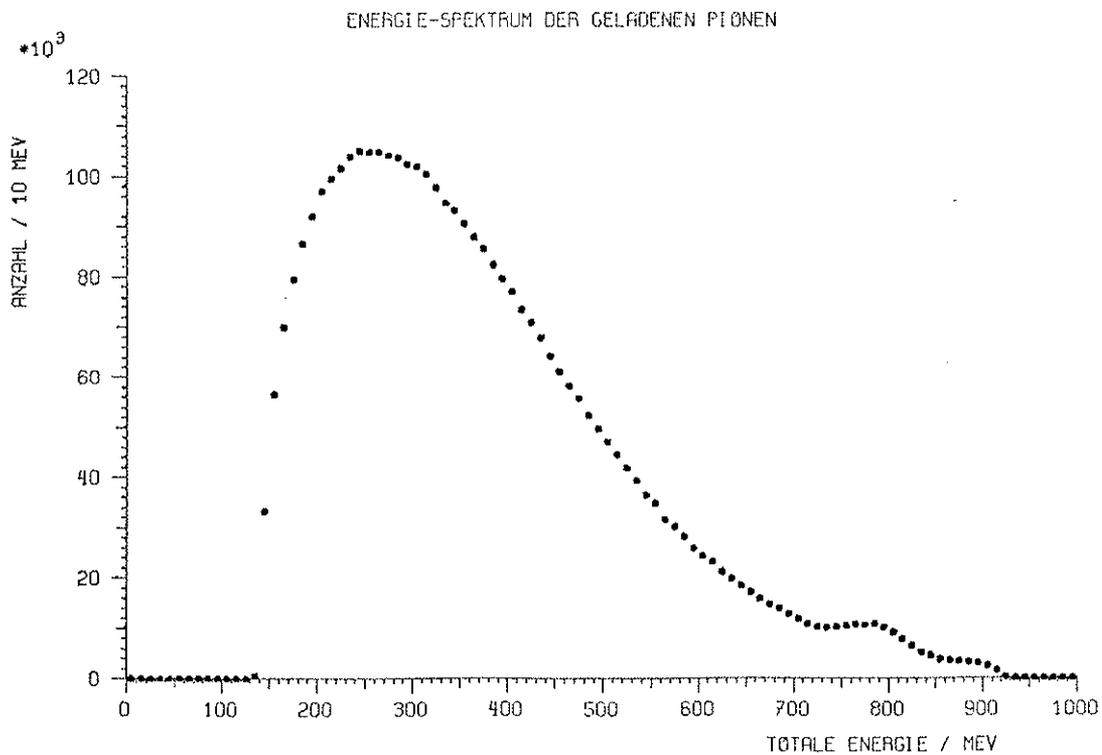
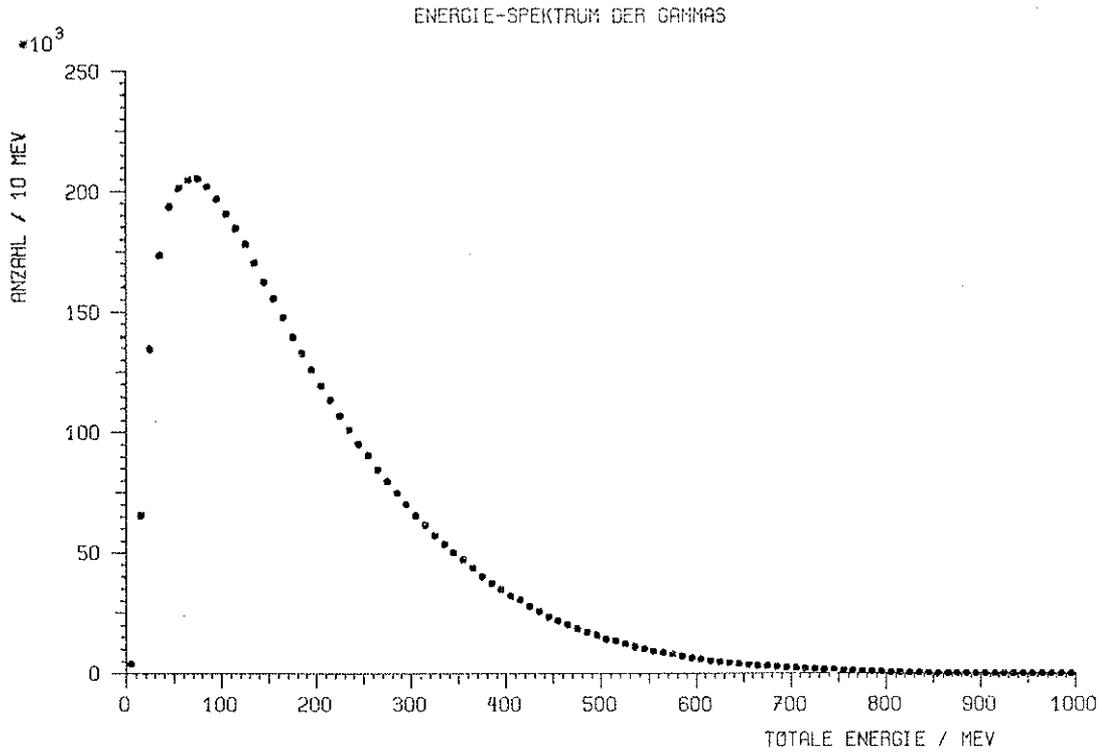
Abb. 18c: Plot der invarianten Masse für Kanal 18

Der einzige Unterschied zwischen diesem Plot der invarianten Masse und dem des Kanals 15 (Abb. 16c) ist der stärkere Untergrund da hier mehr Teilchen im Endzustand vorhanden sind.

Für die Spektren der  $\gamma$ 's gelten die gleichen Ausführungen wie bei Kanal 17 (Abb. 17a, 17b). Wegen der geringeren Masse des  $\eta$  ist allerdings das  $\gamma$ -Spektrum leicht nach niedrigeren Energien, das der geladenen Pionen leicht nach höheren Energien verschoben.

Spektren des Summenkanals (Kanäle zu Ereignisfolgen gemischt)

(Abb. 19a, 19b, 19c, 19d, 19e, 19f, 19g, 19h)



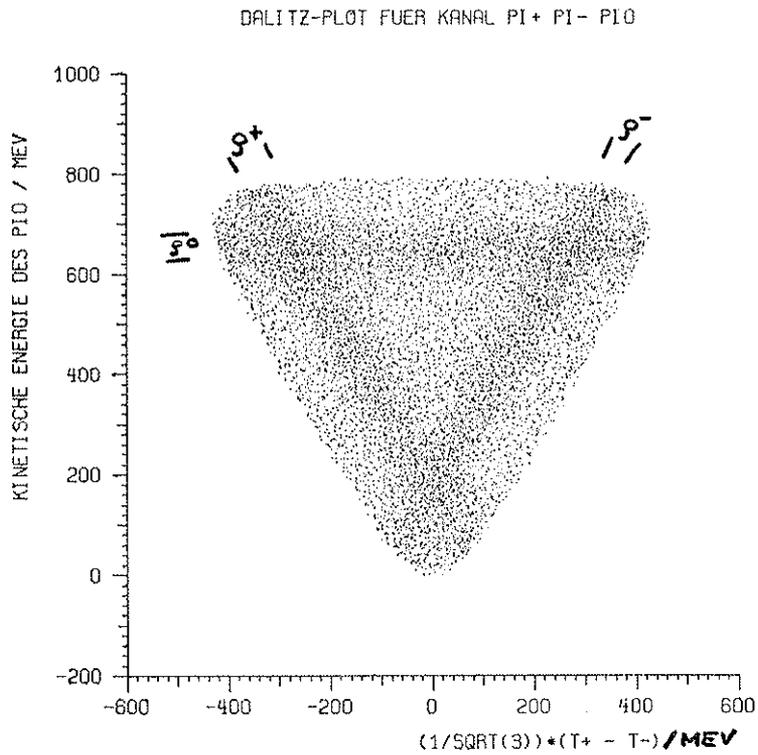


Abb. 19c: Dalitz-Plot (vergl. Abb. 10c, 11c, 12c)

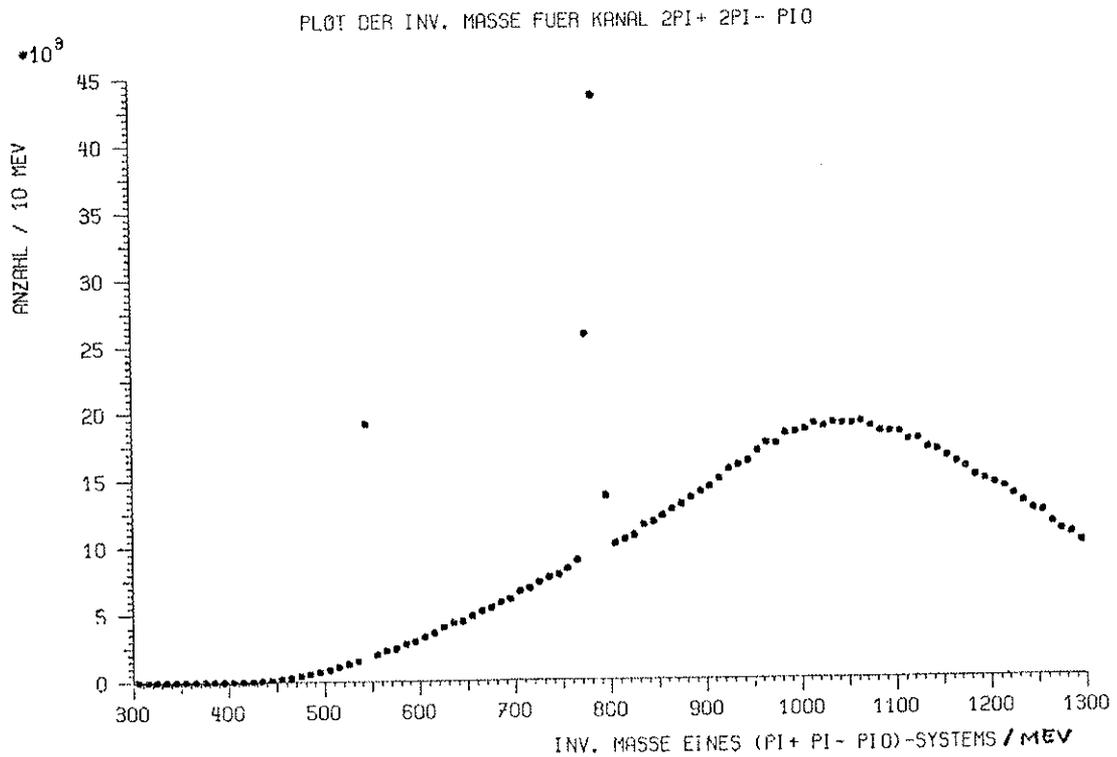


Abb. 19d: Plot der invarianten Masse (vergl. Abb. 13c, 16c)

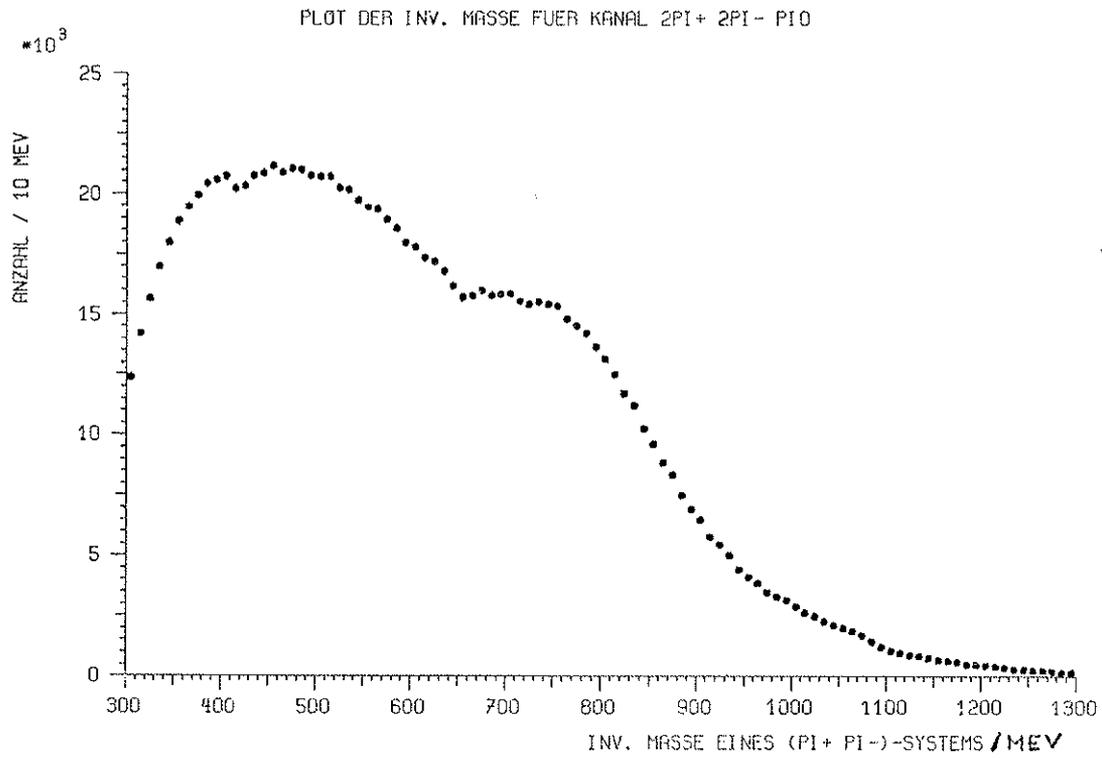


Abb. 19e: Plot der invarianten Masse (vergl. Abb. 14c)

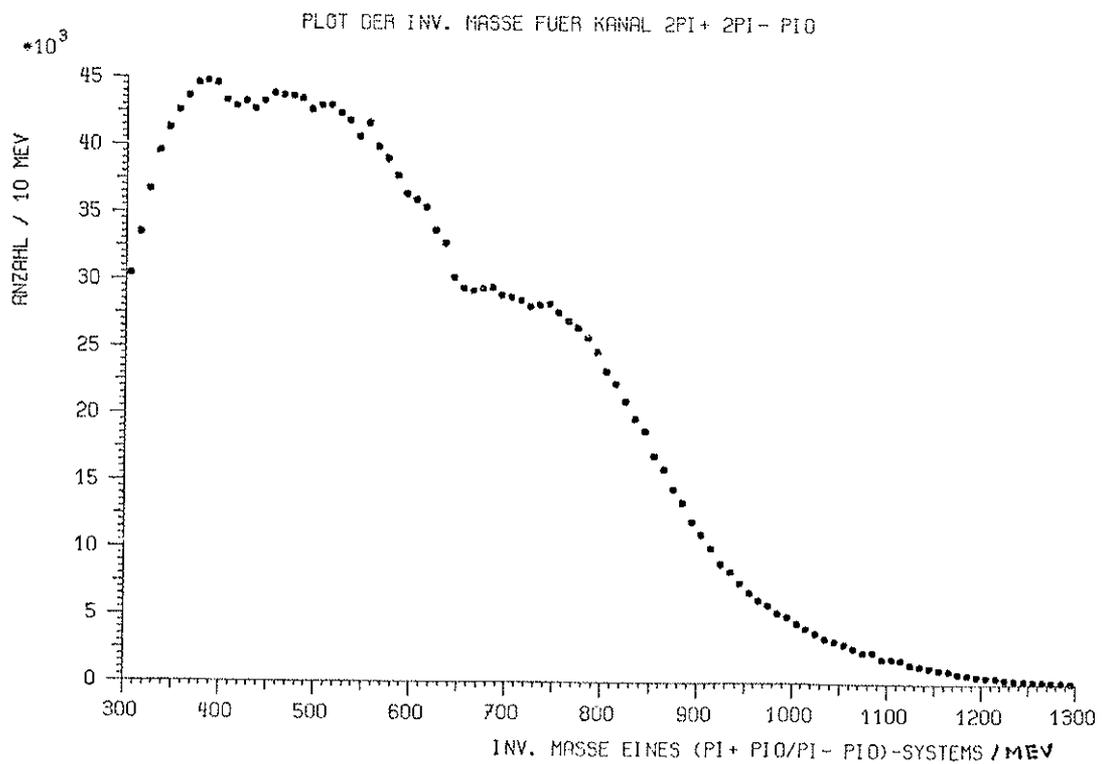


Abb. 19f: Plot der invarianten Masse (vergl. Abb. 15c)

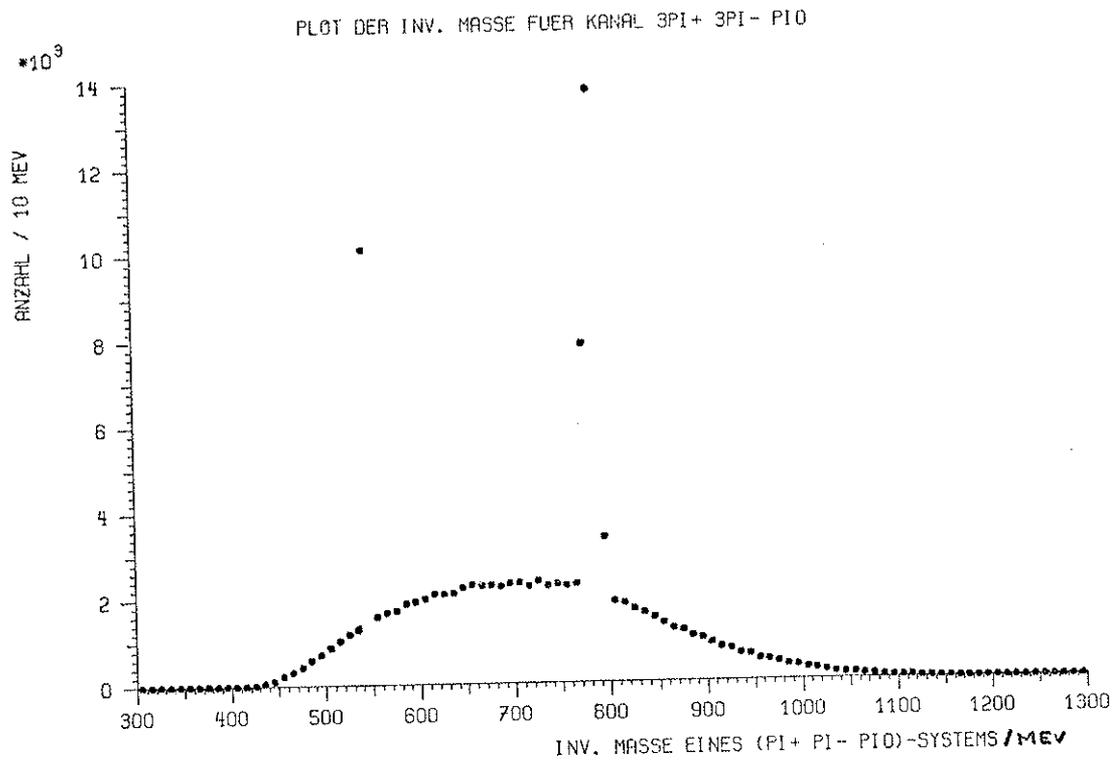


Abb. 19g: Plot der invarianten Masse (vergl. Abb. 17c, 18c)

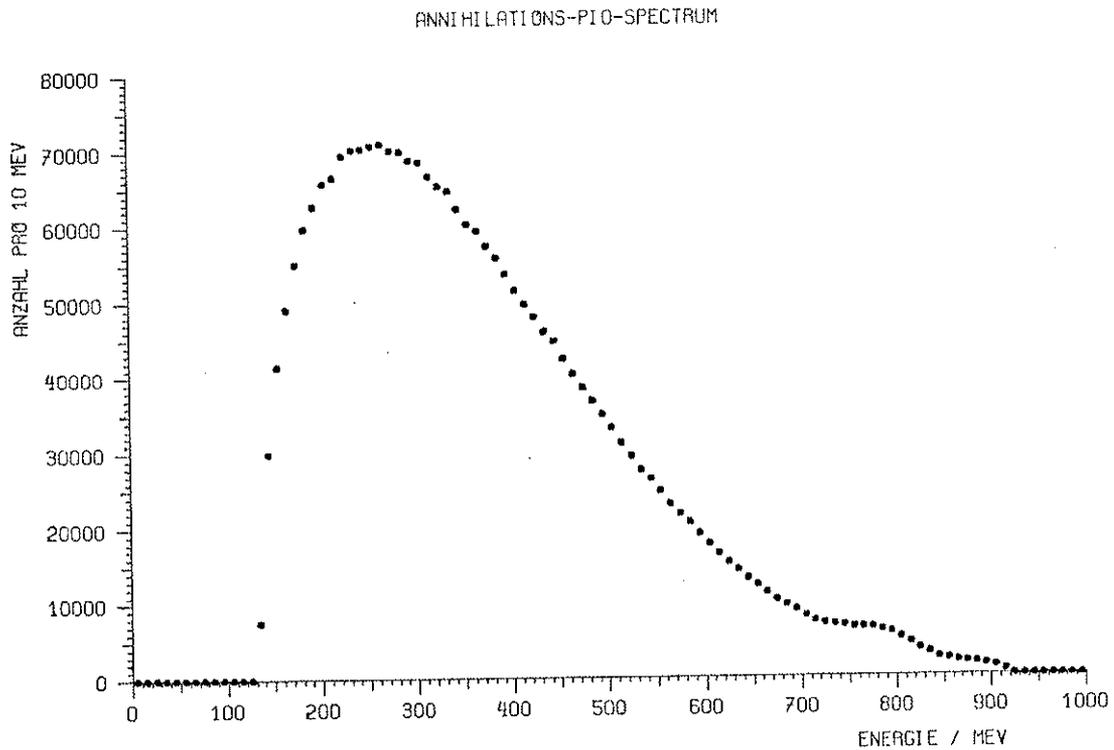


Abb. 19h: Energie-Spektrum der neutralen Pionen

Für die Spektren des Summenkanals gilt das gleiche wie für die der einzelnen Kanäle. Interessant sind bei dem Spektrum der geladenen Pionen (Abb. 19b) die beiden Stufen bei 800 und 900 MeV. Sie rühren von den Kanälen 8, 9 und 10 her. Bei Kanal 9 haben wir ein monoenergetisches  $\rho^0$  und ein daraus folgendes Kastenspektrum der Pion-Energien bis  $\sim 900$  MeV (Abb. 11b). Das ergibt die rechte Kante. Die linke Kante entsteht aus der Überlagerung der Spektren der Kanäle 8 und 10. Der Kanal 8 steuert eine breite "Beule" bei 820 MeV bei (Abb. 10b), Kanal 10 eine Spitze bei 770 MeV im Kanals 10 (Abb. 12b), der auch leicht im Summenspektrum zu erkennen ist. Die gleiche Begründung gilt für das entsprechende Aussehen des Spektrums der neutralen Pionen (Abb. 19h)

## 2.2. K<sup>+</sup>-Zerfälle

### 2.2.1 Gründe für die Wahl des K<sup>+</sup>-Zerfalles

Um die Tonne einem genaueren Test zu unterziehen wurden mit ihr die Endprodukte von K<sup>+</sup>-Zerfällen untersucht. Tabelle III gibt die möglichen Zerfälle mit ihren Verzweigungsverhältnissen an.

Endzustand	rel.Häufigkeit	ID	
$\mu^+ \nu_\mu$	62.9 %		$P = 236 \text{ MeV}/c, T_\mu = 153 \text{ MeV}$
$\pi^+ \pi^+ \pi^-$	5.6 %		
$\pi^+ \pi^0$	21.1 %	31	$P = 205 \text{ MeV}/c, T_{\pi^0} = 108 \text{ MeV}$
$e^+ \nu_e \pi^0$	4.8 %	32	
$\mu^+ \nu_\mu \pi^0$	3.2 %	33	
$\pi^+ \pi^0 \pi^0$	1.7 %	34	

Tabelle III: Verzweigungsverhältnisse des K<sup>+</sup>-Zerfalls<sup>6)</sup>

Die Wahl fiel auf den Zerfall von K<sup>+</sup>, da bei diesem mit recht hoher Wahrscheinlichkeit ein Zwei-Körper-Zerfall auftritt (ID = 31).

Dieser Zerfall hat im Endzustand je ein positiv geladenes und ein neutrales Pion, die beim Zerfall in Ruhe beide monoenergetisch sind. Aufgrund ihres Ursprungs von einem monoenergetischen Pion gibt es eine feste Beziehung zwischen den Energien der beiden entstehenden Gammas und dem Winkel zwischen ihren Flugbahnen.

Bei genauer Messung der Energie und damit des Impulses eines Gammas in einem NaJ-Kristall lassen sich Aussagen über Energie und Flugbahn des zweiten Photons machen. Diese Flugbahn muß auf der Oberfläche eines Kegels mit der Spitze im Vertex des K<sup>+</sup>-Zerfalles liegen. Daraus lassen sich die Detektorstreifen der äußeren Tonne bestimmen, die von diesem Gamma getroffen werden können.

### 2.2.2 Die Erzeugung der $K^+$ -Zerfälle

Die Zerfalls-Kinematiken wurden in der gleichen Weise erzeugt, wie die der Antiprotonen ohne resonante Zwischenzustände. Ausgewählt wurden die Zerfallskanäle der Tabelle III, die mindestens ein neutrales Pion im Endzustand haben, da auf eines der entstehenden Gammas im Experiment getriggert wurde. Die Ereignisfolgen hatten ein anderes Format:

```
+-----+
| ID=31, Gewichtungsfakt.: 1.20 |
+-----+
| ID=32, Gewichtungsfakt.: 1.09 |
+-----+
| ID=33, Gewichtungsfakt.: 0.727 |
+-----+
| ID=34, Gewichtungsfakt.: 0.386 |
+-----+
```

### 2.2.3 Die einzelnen $K^+$ -Kanäle

Ähnlich den  $pp^-$ -Annihilationskanälen sind im folgenden die Energiespektren von Gammas und geladenen Teilchen für die erzeugten  $K^+$ -Zerfälle abgebildet. Eventuell bei den Zerfällen entstehende Neutrinos wurden bei der Erzeugung zwar berücksichtigt, in den Spektren und der Simulation tauchen sie allerdings nicht mehr auf. Insgesamt spiegeln die Spektren 875 000  $K^+$ -Zerfälle wieder.

ID = 31, Endzustand  $\pi^+ \pi^0$

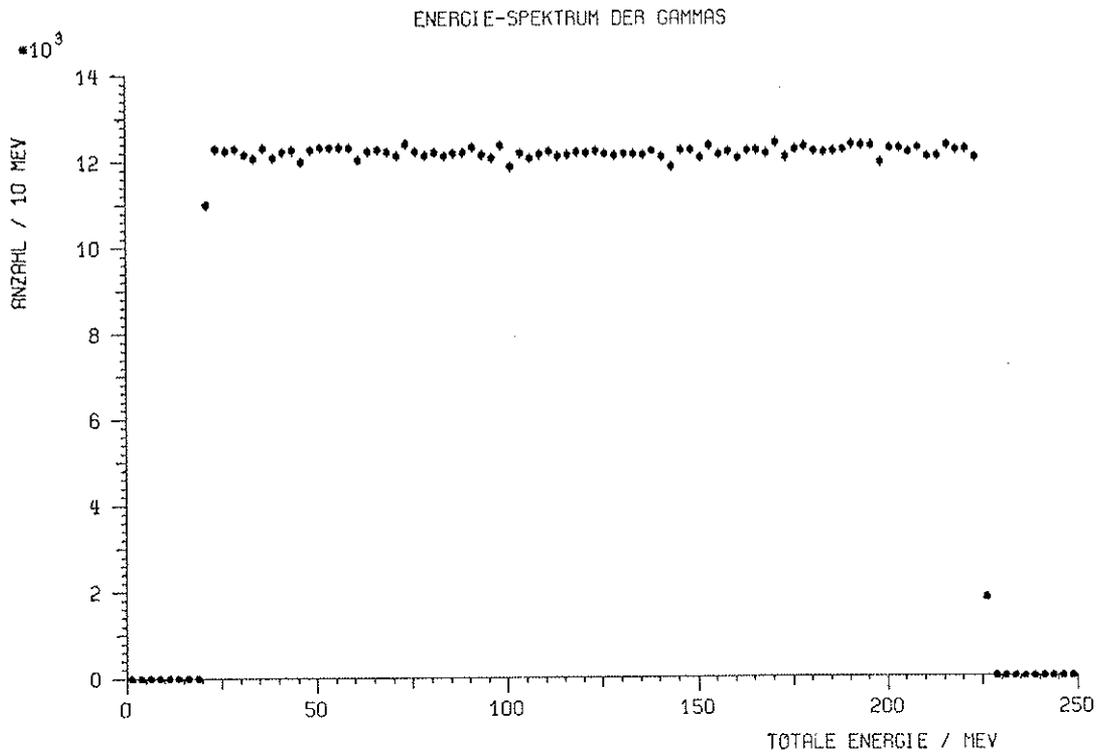
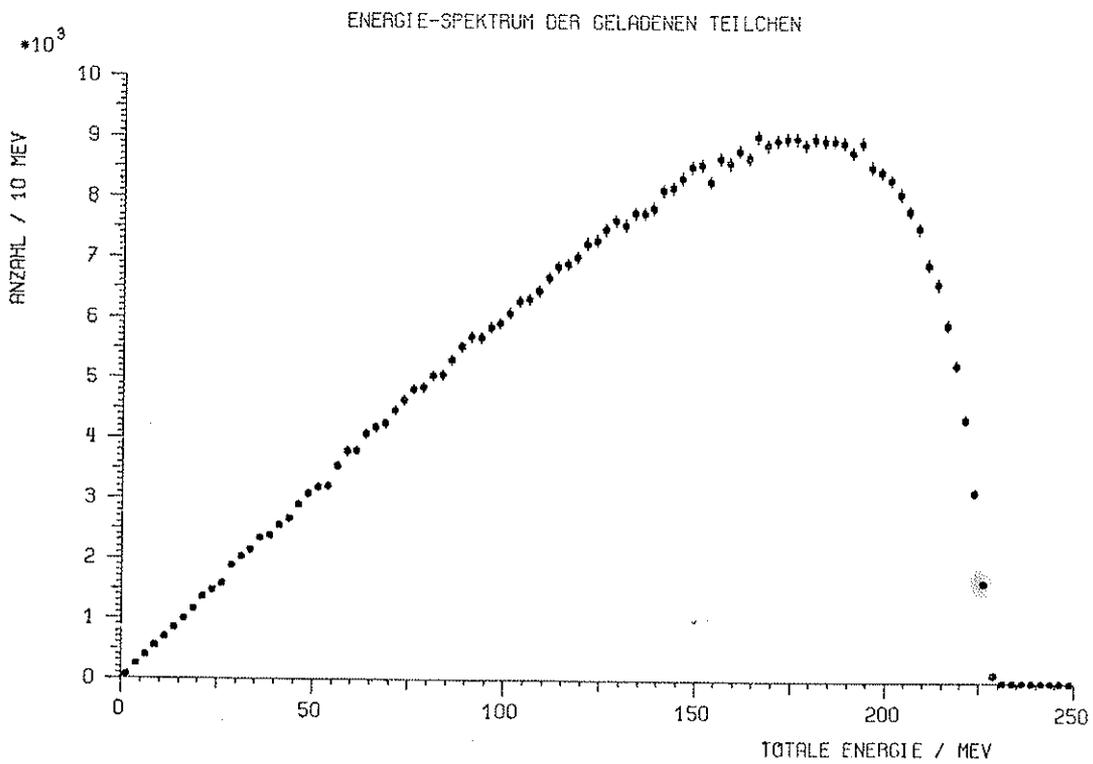
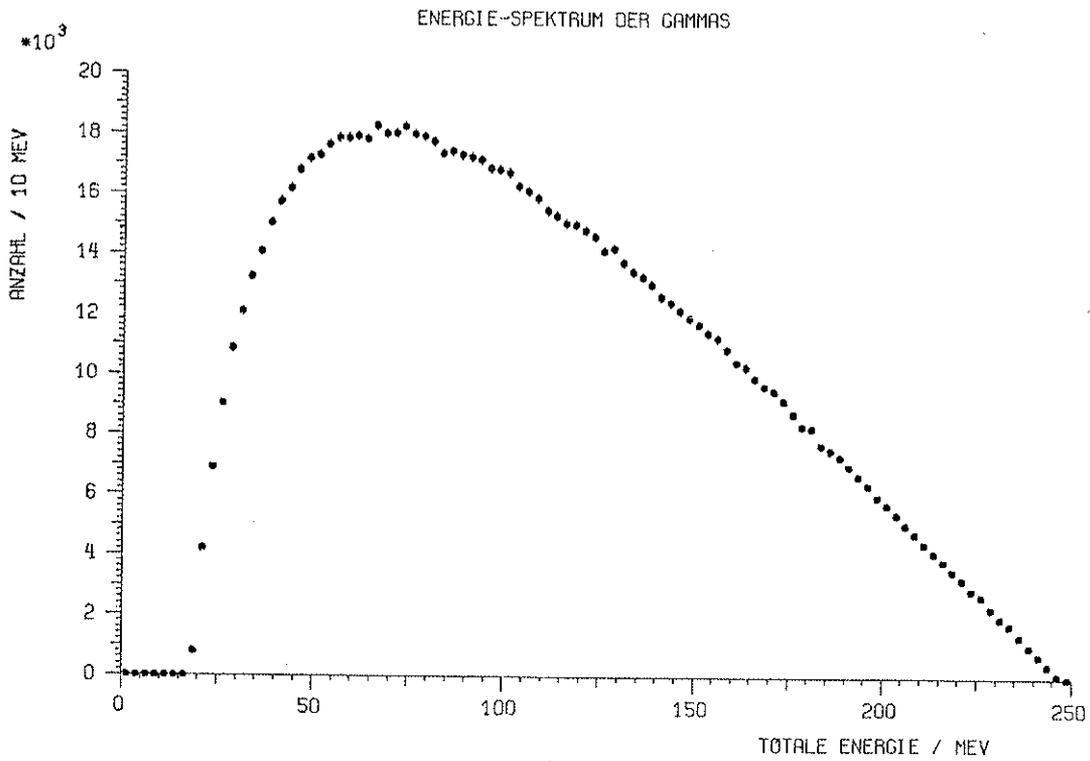


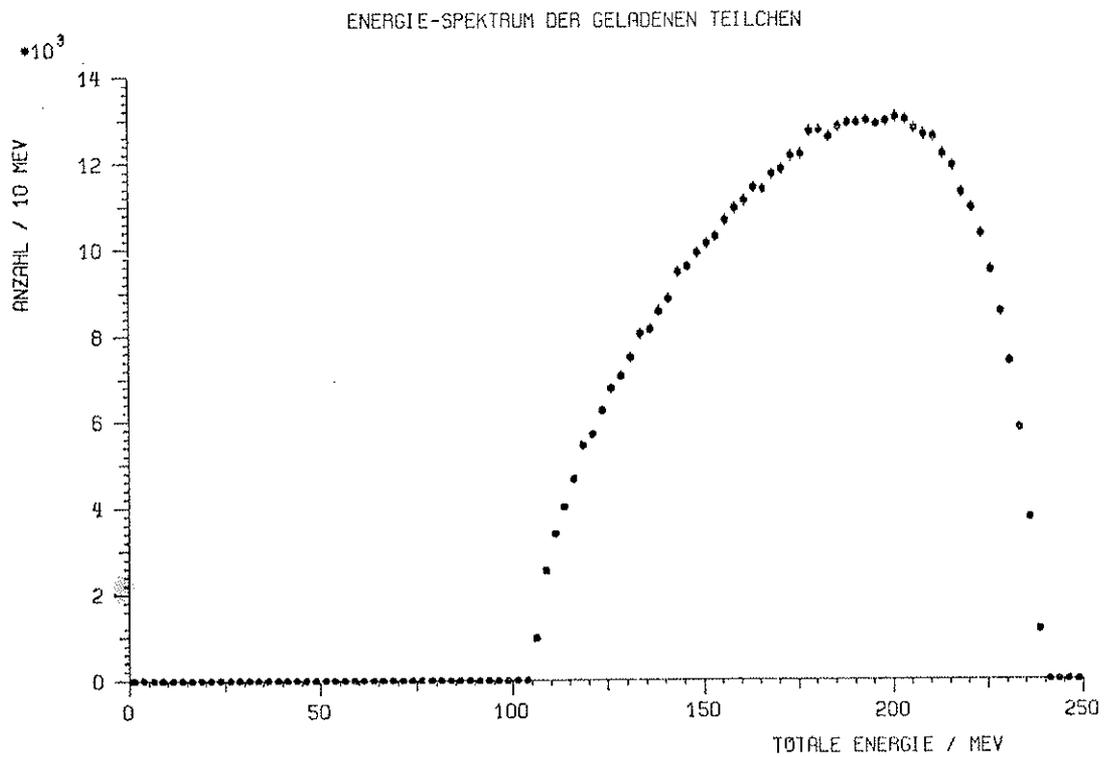
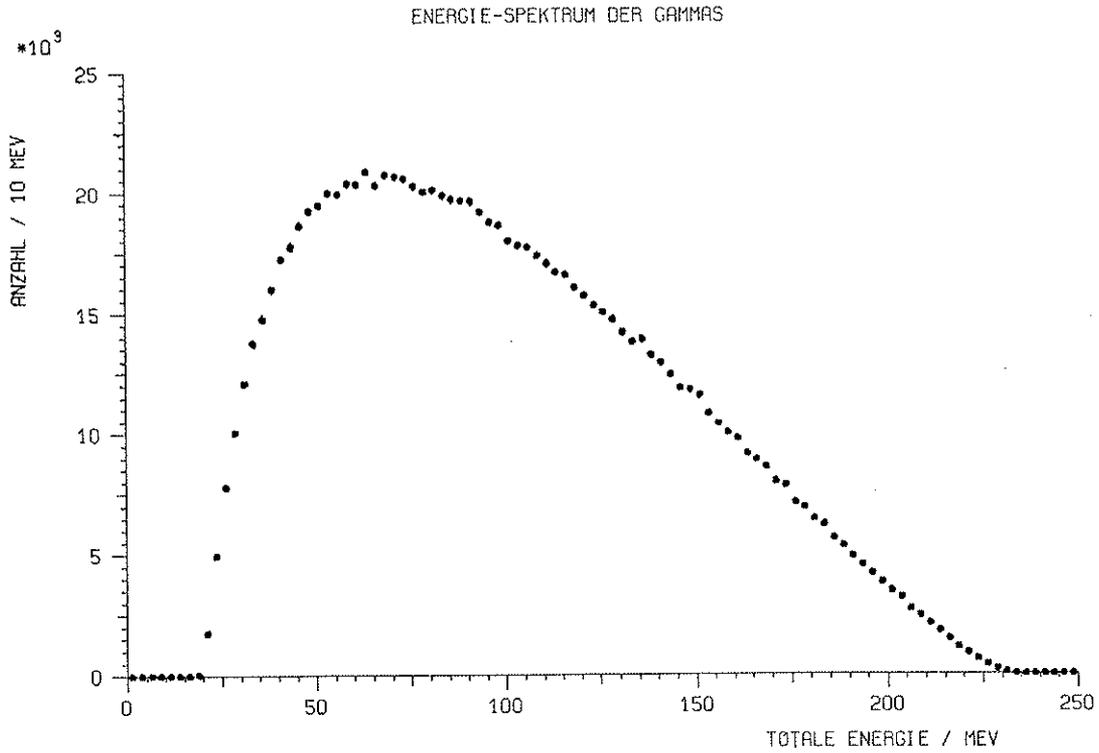
Abb. 20: Energie-Spektrum der Gammas

Das  $\gamma$ -Spektrum zeigt die typische Kastenverteilung der von einem monoenergetischen  $\pi^0$  (ohne Vorzugsrichtung) herkommenden Gammas. Das Spektrum der geladenen Teilchen ist hier nicht abgebildet, da es sich um ein monoenergetisches Pion handelt, und es nur einen Kanal bei 247 MeV auffüllen würde.

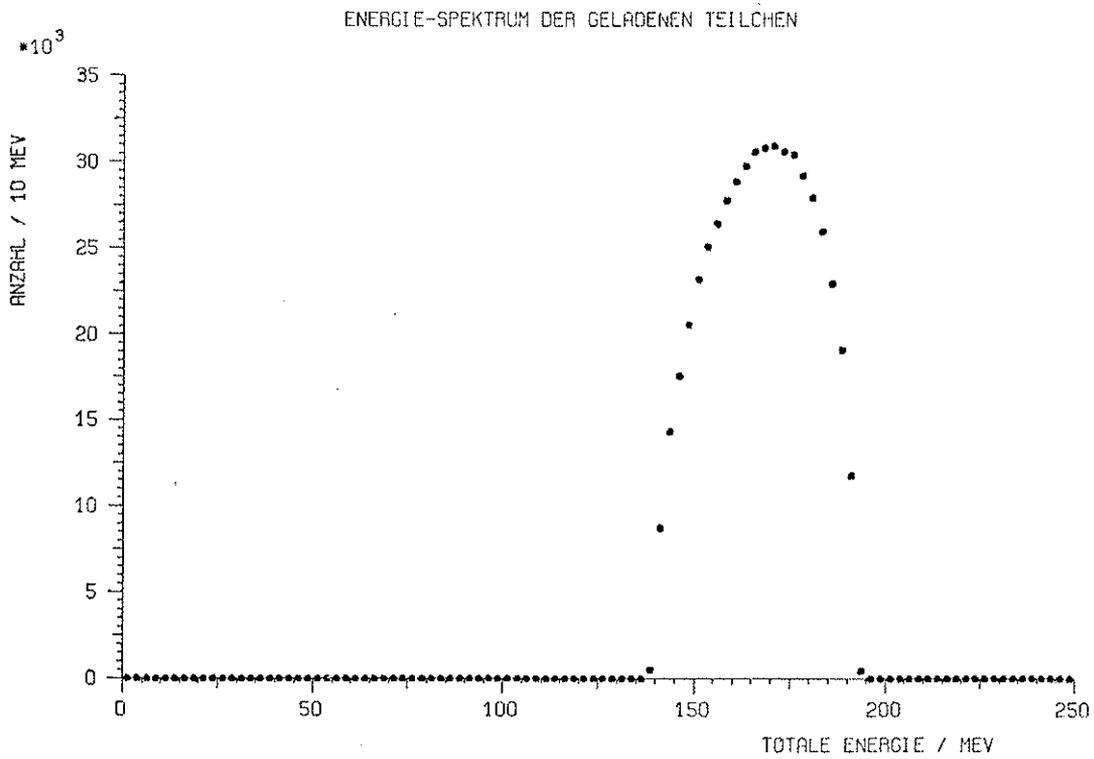
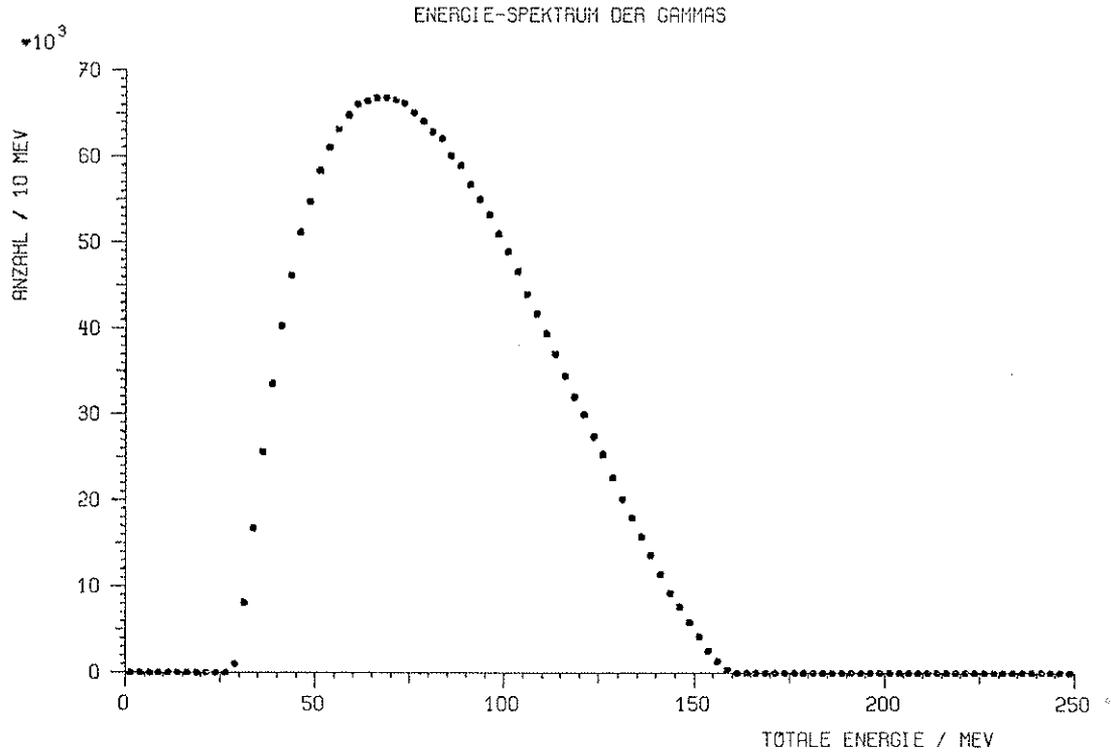
ID = 32, Endzustand  $e^+ \nu_e \pi^0$  (Abb. 21a, 21b)



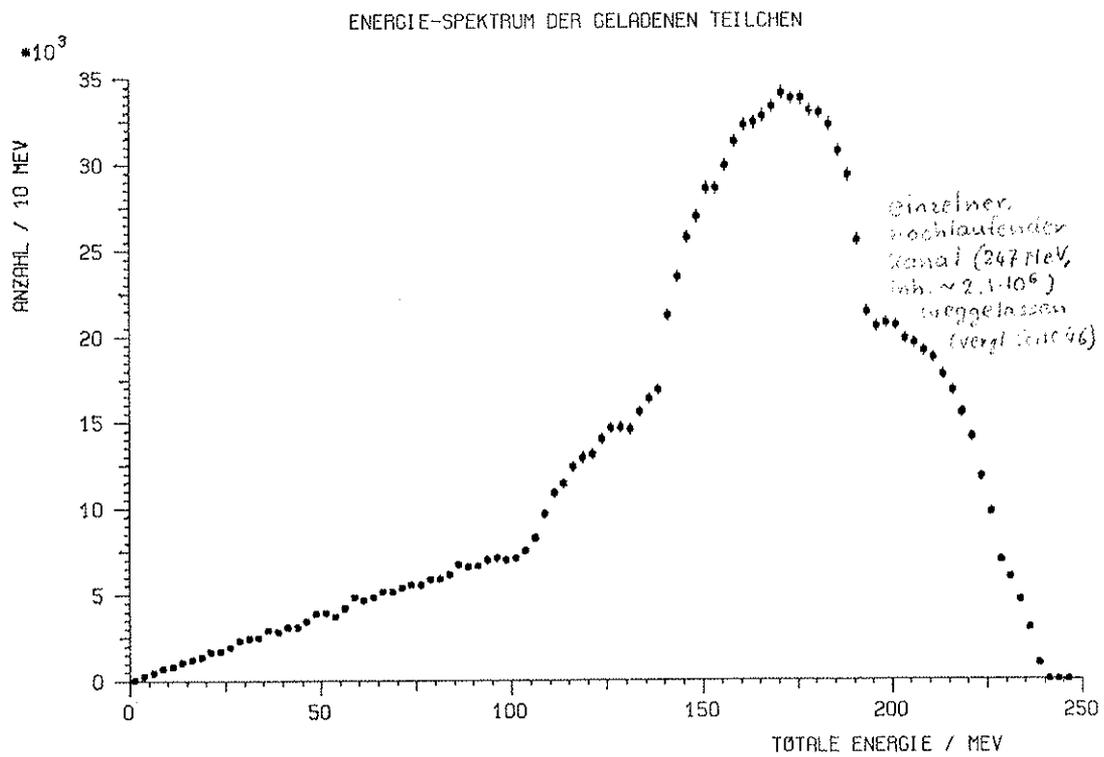
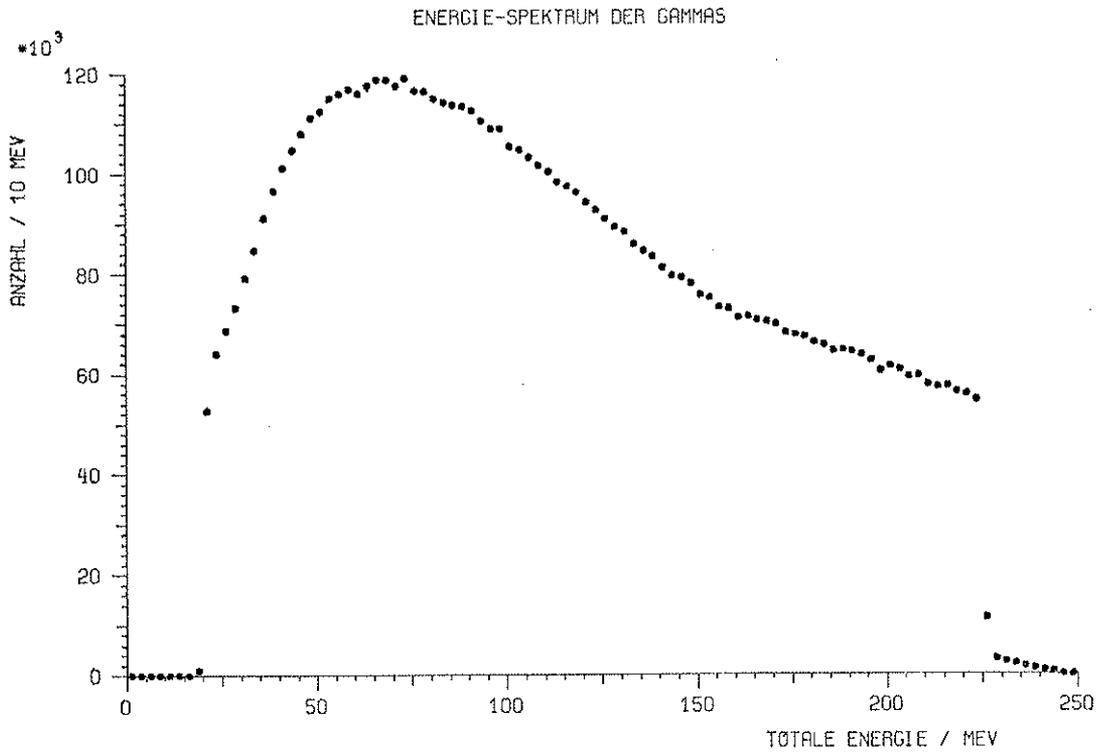
ID = 33, Endzustand  $\mu^+ \nu_\mu \pi^0$  (Abb. 22a, 22b)



ID = 34, Endzustand  $\pi^+ \pi^0 \pi^0$  (Abb. 23a, 23b)



Summenkanal, ID's 31,32,33,34 zu Ereignisfolgen gemischt  
(Abb. 24a, 24b)



### 2.3 Pionen-Reaktionen

Die Reaktion negativer Pionen mit Wasserstoff sei hier nur der Vollständigkeit halber erwähnt, denn es wurden hierfür keine Magnetbänder mit Reaktionsdaten erzeugt. Es wurde vielmehr der Mechanismus des Pionenstops im Target des Simulationsprogramms verwendet (siehe Anhang, Unterprogramm PIMSTP). Das Unterprogramm NXTEVT, das ein Ereignis bereitstellt, wurde so verändert, daß das "Ereignis" nur aus einem einzelnen ruhenden negativen Pion bestand. Im Simulationsprogramm wurde ein solches Teilchen wie ein im Target zur Ruhe gekommenes Pion behandelt und entsprechend bearbeitet. Ein solcher "Pionen-Lauf" ermöglichte einen guten Vergleich mit den experimentell gemessenen Ergebnissen. Daraus ließen sich u. a. Aussagen über die Auflösung der simulierten "NaJ-Kristalle" machen.

### 3. ENTWURF UND AUSFÜHRUNG DES SIMULATIONSPROGRAMMES

#### 3.1 Allgemeine Überlegungen

Bei dem Entwurf eines Monte-Carlo-Simulationsprogrammes für einen Computer gehen mehrere Überlegungen ein. Da wird zum einen eine genaue Nachbildung der experimentellen Wirklichkeit gefordert, zum anderen muß sich die Rechenzeit für ein einzelnes Ereignis in Grenzen halten, da in jedem Lauf mehr als zwei Millionen davon bearbeitet werden müssen. Ebenso muß schon bei der Planung des Programmes die Möglichkeit eines späteren Ausbaues offen gehalten werden, damit es den geplanten oder durchgeführten Änderungen des experimentellen Aufbaues angepaßt werden kann.

Zum ersten Punkt sei auf die Beschreibung des Programmablaufes verwiesen, in der erläutert wird, in wieweit die Wirklichkeit auf das Programm abgebildet wurde (siehe Anhang, A1)

Um die Rechenzeit möglichst gering zu halten, wurde versucht, frühzeitig festzustellen, ob das einzelne Ereignis verworfen werden soll, sodaß weitere Rechenschritte gespart werden können. Auch wurde ein Teil der Auswertung zeitlich von der Simulation getrennt, indem die "Meßdaten" der akzeptierten Ereignisse aufgezeichnet wurden. Das Format für diese Aufzeichnung war gleich sowohl für die Simulation als auch für die wirkliche Messung, sodaß beider Daten mit dem gleichen Auswerteprogramm bearbeitet werden konnten.

Die Möglichkeiten eines späteren Ausbaues des Programmes sind im Kap. 6 angedeutet.

#### 3.2 Ausführung des Monte-Carlo-Simulationsprogrammes ZULP

Das Simulationsprogramm ZULP wurde in der höheren Programmiersprache FORTRAN<sup>7)</sup> geschrieben und an der IBM 3033-370/168-Rechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe entwickelt und getestet. Zur Erstellung der Histogramme wurde das Unterprogrammpaket HBOOK (CERN-Programmbibliothek Y 250) verwendet.

### 3.3 Ablauf des Programmes ZULP

Die einzelnen Schritte im Ablauf des Programmes ZULP möchte ich im folgenden kurz umreißen. Im Anhang finden sich ausführlichere Erläuterungen zur Programmlogik sowie die Flußdiagramme der wichtigsten Unterprogramme.

Zuerst muß das Programm vorbereitet werden. Dazu wird das Unterprogramm SETUP aufgerufen. Es dient vor allem dazu, einen festgelegten Ausgangszustand herzustellen, indem z.B. Zähler, die im Programm Verwendung finden, auf Null gesetzt werden.

Das Unterprogramm CONTRL, das danach ausgeführt wird, liest die Eingabe des Benutzers ein und bereitet sie für die spätere Verwendung im Programm auf. Der Einfluß des Benutzers erstreckt sich von der Targetgeometrie über Strahlverteilung, Schwellen und Geometrie der Nachweisgeräte, Vertexverteilung usw. bis hin zur Anzahl der Ereignisse, die bearbeitet werden sollen. Im Anhang sind die Eingabemöglichkeiten und -Formate ausführlicher beschrieben (siehe Anh. A2).

Es folgt das Anlegen der gewünschten Histogramme. Dieses geschieht in dem Unterprogramm HBOOK, in dem zur besseren Übersicht die entsprechenden Aufrufe des Histogramm-Unterprogramm-Pakets zusammengefaßt sind.

Nun ist das Programm bereit, die auf Magnetband gespeicherten Ereignisse zu bearbeiten. Die Schleife, in der das geschieht, wird erst dann verlassen, wenn die gewünschte Anzahl von Ereignissen verarbeitet ist, oder nicht mehr genügend Rechenzeit zur Verfügung steht.

Sie beginnt mit einem Aufruf des Unterprogrammes RESET, das den Zustand vor dem zuletzt bearbeiteten Ereignis wieder herstellt.

Dann wird das Unterprogramm NXTEVT aufgerufen. Seine Aufgabe ist die Bereitstellung des nächsten Ereignisses für die Bearbeitung.

Die Angaben, die benötigt werden sind Anzahl, Flugrichtung und Typ der Teilchen sowie das Gewicht des Ereignisses.

Das Unterprogramm CPTRC1, das nun aufgerufen wird, bearbeitet den ersten Teil der Verfolgung geladener Teilchen. Hier werden im Target stoppende Pionen behandelt, und es wird festgestellt, ob die NaJ-Detektoren durch geladene Teilchen blockiert werden.

Die Verfolgung der Gammas ist Aufgabe des Unterprogrammes GAMTRC. Dazu wird zuerst festgestellt, ob ein Gamma einen der NaJ-Kristalle trifft. Ist dies der Fall, wird es dort, wenn nicht, in der Tonne weiter verfolgt. Sollte kein NaJ-Kristall von einem Gamma getroffen worden sein, wird die Bearbeitung des Ereignisses sofort abgebrochen.

Die geladenen Teilchen, die noch nicht vollständig verfolgt sind, werden nun in der Tonne verfolgt. Dieses geschieht mit dem Unterprogramm CPTRC2.

Nun sind alle Teilchen des Ereignisses verarbeitet, und es ist an der Zeit, die gesammelten Daten auszuwerten. Dazu wird das Unterprogramm ANALYS aufgerufen. Dieses entscheidet endgültig, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll (Auswahlkriterien siehe Anhang A10). In diesem Fall füllt es die entsprechenden Histogramme und zeichnet die "Meßdaten" zur späteren Auswertung auf Magnetband auf. Aufgezeichnet werden z. B. Vertex-Koordinaten, NaJ-Energien, Informationen der Tonne sowie ID und Gewicht des Ereignisses.

Sind nun alle Ereignisse bearbeitet, so wird mit dem Unterprogramm OUTPUT die Druckausgabe aufbereitet und zusammen mit den Histogrammen ausgedruckt.

Mit dem Ausdruck einer Abschlußzeile wird die Programmausführung beendet.

### 3.4 Tests des Programmes

Ein aufwendiges und großes Computerprogramm wie das hier beschriebene muß auf eventuelle Fehler überprüft werden. Solche Tests lassen sich auf viele Arten durchführen. Eine Möglichkeit ist, durch gezielte Änderungen der Eingabedaten die Programmausführung zu beeinflussen. Die daraus entstehenden neuen Ausgabedaten müssen physikalisch sinnvoll sein. Zum Zweiten bietet sich an, alle wichtigen Zwischenergebnisse während des Laufes auszudrucken und die Rechenschritte "von Hand" nachzuvollziehen. Schließlich können Probelaufe der einzelnen Unterprogramme für sich die Tests des Gesamtprogrammes unterstützen.

Das Programm ZULP wurde mit allen drei oben beschriebenen Testmöglichkeiten auf Fehler untersucht.

#### 3.4.1 Tests der einzelnen Unterprogramme

Der erste Test galt den verwendeten Zufallszahlen-Generatoren. Zu diesem Zweck wurden die von ihnen erzeugten Zufallszahlen in Histogramme einsortiert und die flache bzw. Gauss-förmige Verteilung überprüft. Weiterhin wurden die Unterprogramme HITCOR, PIMSTP, INHOLE, INNAI (Beschreibung im Anhang) und GAMCOS daraufhin geprüft, ob sie bei bestimmten Eingabedaten das geforderte Verhalten zeigten.

#### 3.4.2 Tests auf physikalisch sinnvolles Verhalten

Für diese Tests wurden gezielt die Simulationsbedingungen geändert. So wurden z.B. die NaJ-Detektoren "näher an das Target gestellt", oder ihre Öffnungsradien verändert und die daraus folgenden Änderungen der Ergebnisse geprüft. Ein weiterer Test war die Erhöhung der Dichte des Target-Wasserstoffs. Dadurch änderte sich die Rate der im Target stoppenden geladenen Pionen, was die gewünschten Änderungen in den Spektren bewirkte. Andere Startwerte für die Zufallszahlen-Generatoren brachten keine bedeutende Änderung der Ergebnisse. Diese und andere Tests brachten keine Hinweise auf Fehler.

### 3.4.2 Direkte Verfolgung der Ereignisse

Der vielleicht anschaulichste Test ist die direkte Verfolgung der Bearbeitung eines Ereignisses. Dazu wurde schon beim Entwurf des Programmes eine Möglichkeit vorgesehen, durch einfache Angabe eines Schlüsselwortes in der Eingabe einen Testausdruck einzuschalten, der alle wichtigen Zwischenergebnisse während der Rechnungen protokolliert. Ein Beispiel für einen solchen Testausdruck befindet sich im Anhang (A11).

#### 4. SIMULATIONS-LÄUFE UND -AUSWERTUNG

##### 4.1 Antiprotonen-Läufe

Mit den in Kap. 2.1 beschriebenen Daten wurden nun Simulationen gerechnet.

Dazu wurden 4 800 000 Ereignisse von Magnetband gelesen, deren Gewichtssumme 4 863 824 (Unterschied durch Normierung) betrug. Als Target wurde ein Zylinder der Länge 23 cm mit einem Durchmesser von 15 cm angenommen. Die Vertices wurden entsprechend der realen Strahlverteilung erzeugt, wobei Orte außerhalb des Targets verworfen und durch neu erzeugte innerhalb des Targets ersetzt wurden. In den Abbildungen 25 und 26 ist die verwendete Targetverteilung graphisch dargestellt.

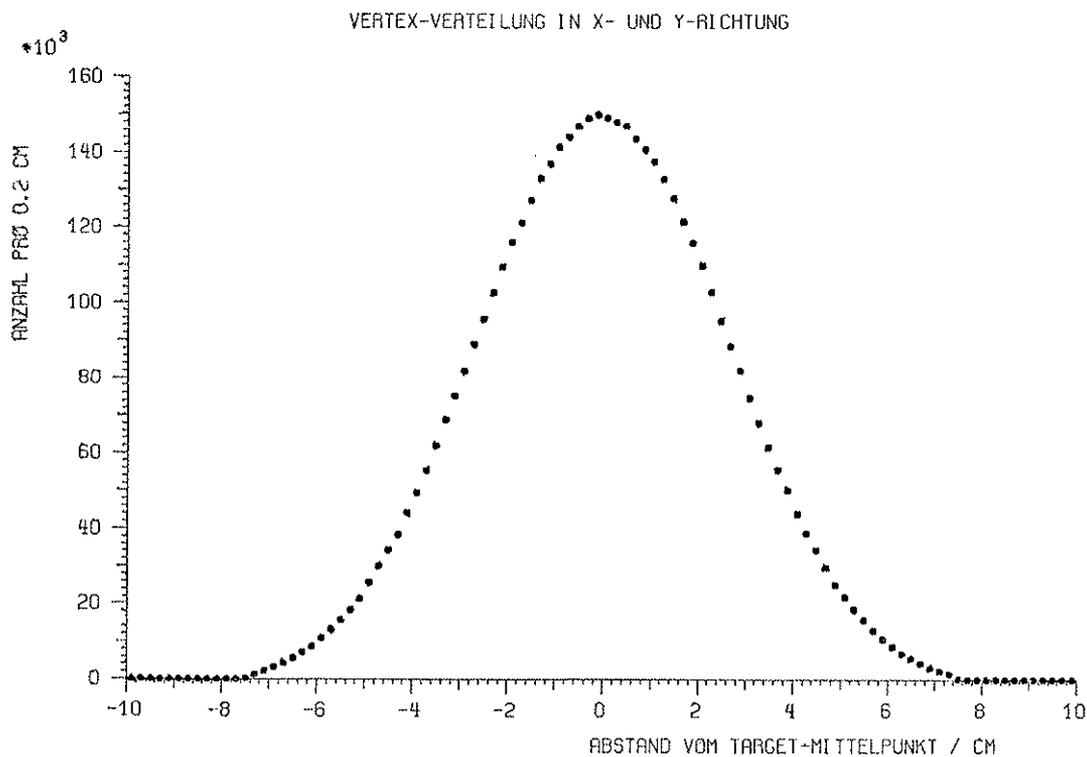


Abb. 25: Vertex-Verteilung in x- bzw. y-Richtung<sup>3)</sup>  
(vergl. auch Abb. 48 im Anhang)

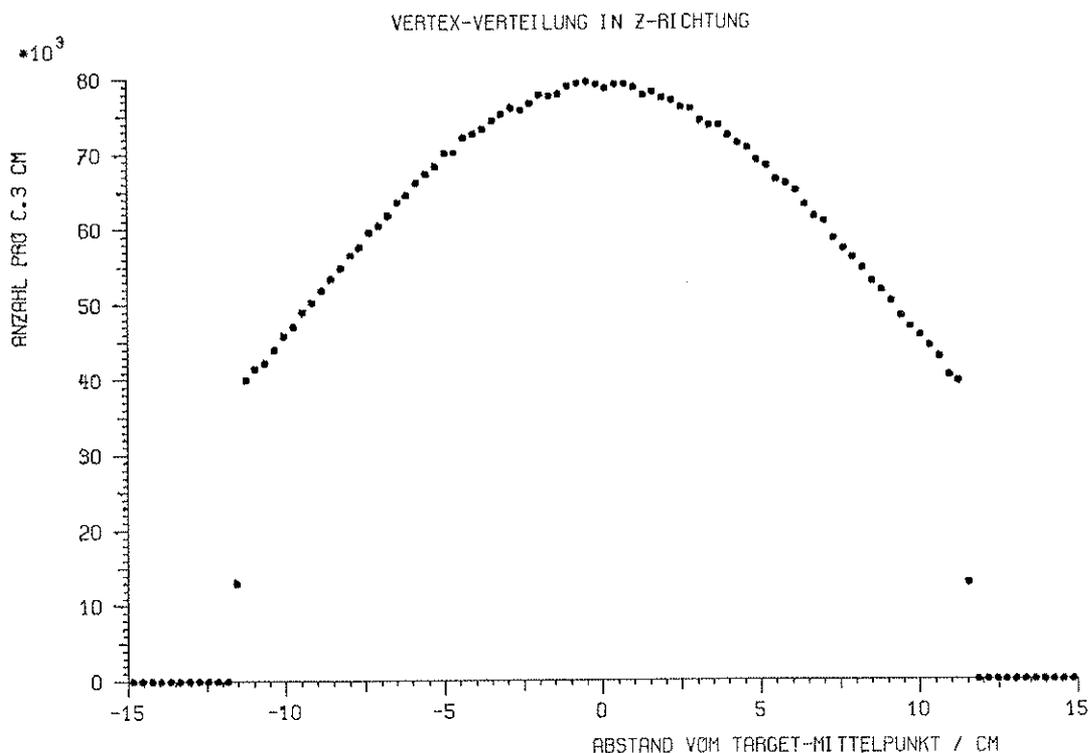


Abb. 26: Vertex-Verteilung in z- (Strahl-) Richtung

Nun gibt es u.a. eine Reaktion der  $\bar{p}p$ -Annihilations-Sekundärteilchen, die erneut Gammas produziert. Es ist dies die Reaktion von  $\pi^-$  mit den Protonen des Targetwasserstoffs, die dann eintritt, wenn  $\pi^-$ -Teilchen im Target zur Ruhe kommen. Die beiden häufigsten Reaktionszweige sind:



wobei das Häufigkeitsverhältnis der beiden Reaktionen 1)/2) sich ungefähr wie 1./1.55<sup>8)</sup> verhält. Im Fall 1) hat das Gamma eine Energie von 129.41 MeV. Im Fall 2) erhalten wir ein Kastenspektrum von 56 bis 86 MeV (siehe auch Abb. 46). Bei der angenommenen Targetgeometrie fand bei 2.6 % aller Annihilationen mindestens eine der oben beschriebenen Reaktion statt.

Um diese Reaktion in die Simulation mit einzubeziehen wurde für jedes Pion seine Reichweite in flüssigem Wasserstoff berechnet und festgestellt, ob es im Target stoppte. War dies der Fall und war es ein  $\pi^-$ , so wurden die oben erwähnten Reaktionszweige im Unterprogramm PIMSTP berechnet und die entstandenen Gammas (Neutronen wurden vernachlässigt,  $\pi^+$ 's gleich in zwei  $\gamma$ 's zerfallen gelassen) für die weitere Bearbeitung bereit gestellt. Die Abbildungen 27 und 28 zeigen die Stoppverteilung im Target, Abb. 29 das Energiespektrum der stoppenden  $\pi^-$ . In Abb. 30 ist das effektive  $\gamma$ -Spektrum, d.h. Gammas von der Annihilation und von der  $\pi^-p$ -Reaktion dargestellt. Deutlich ist die Linie des monogetischen  $\gamma$ 's bei 129 MeV von der Reaktion 1) und die Vergrößerung der  $\gamma$ -Anzahl im Energiebereich von 60 - 80 MeV zu erkennen.

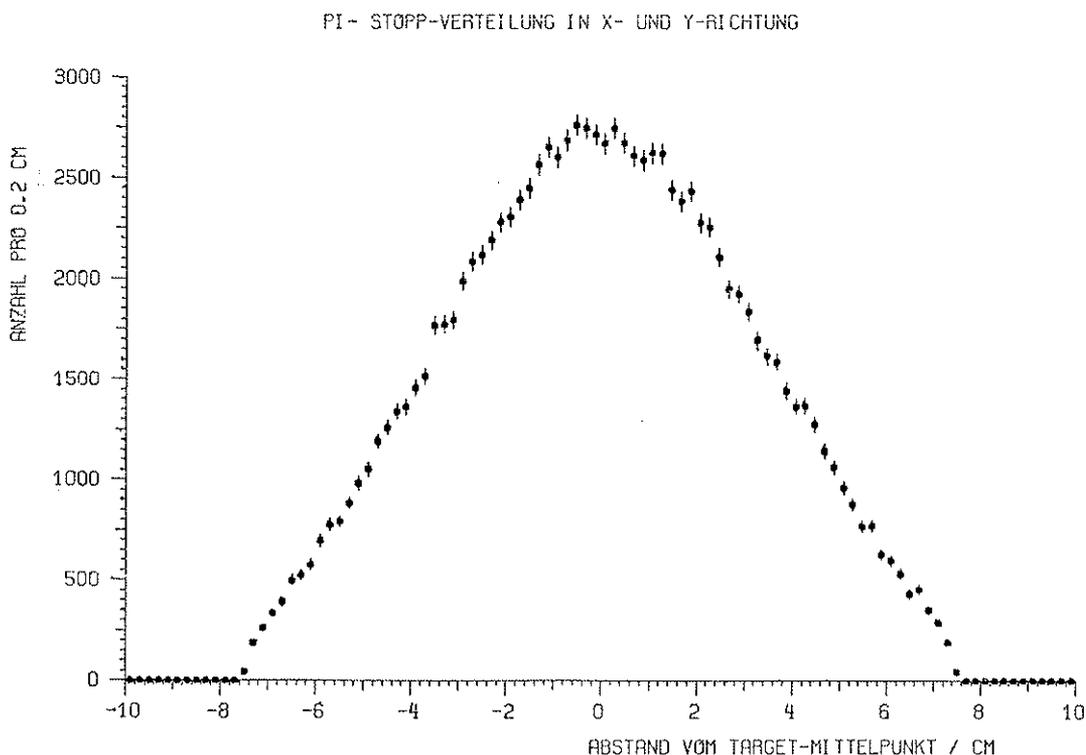


Abb. 27: Target-Stoppverteilung der negativen Pionen (x-,y-Richtung)

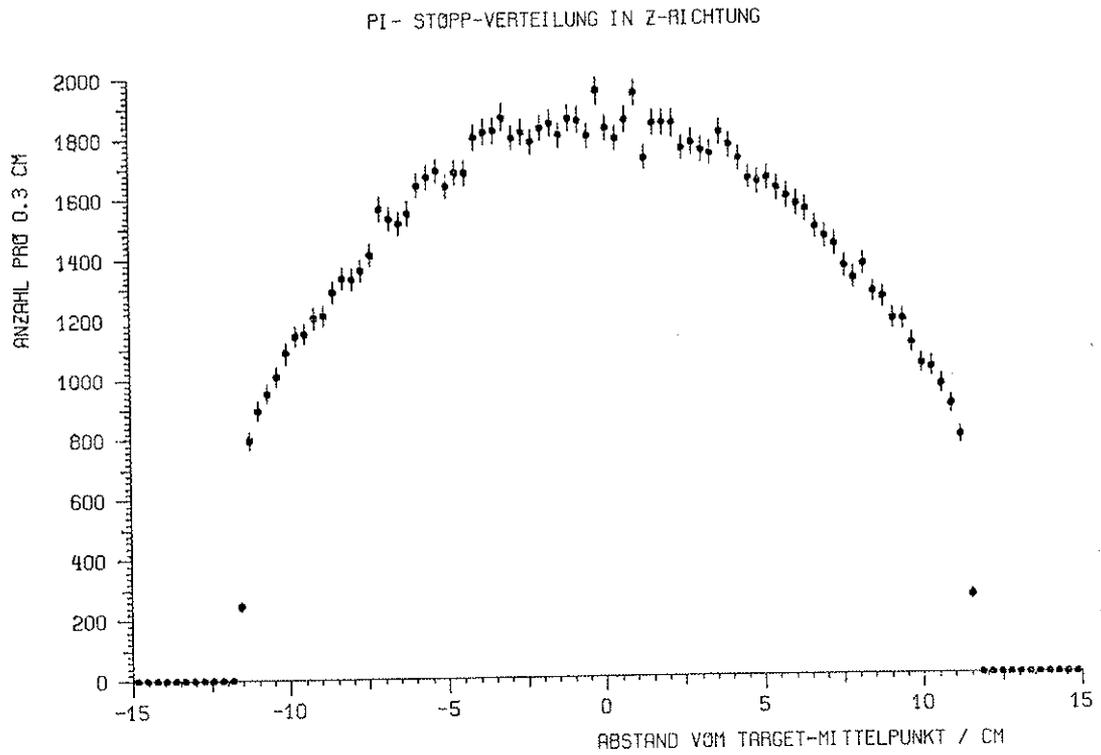


Abb. 28: Target-Stoppverteilung der negativen Pionen (z-Richtung)

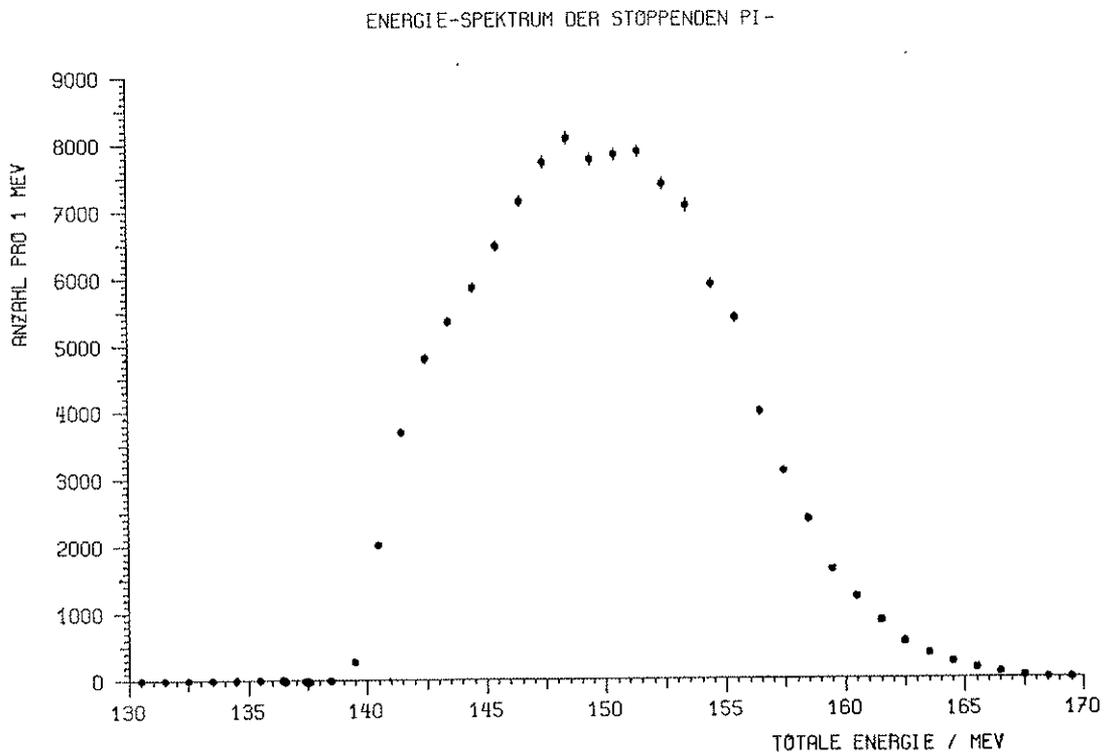


Abb. 29: Energie-Spektrum der im Target stoppenden neg. Pionen (vergl. auch Abb. 19b)

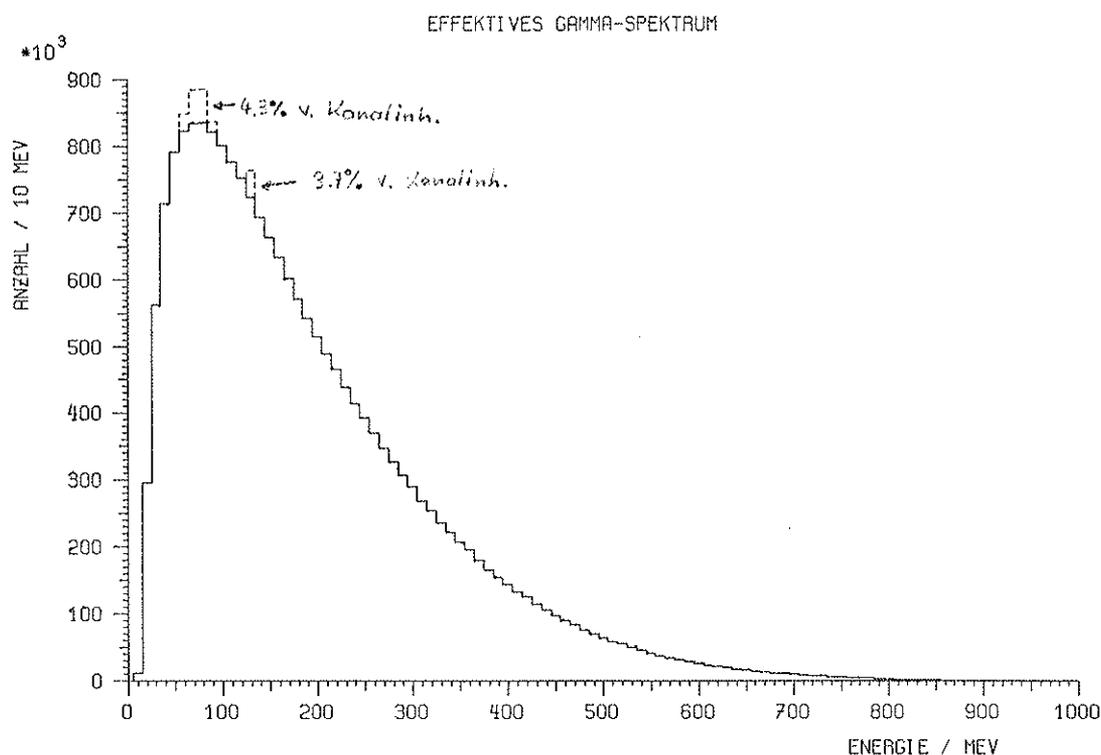


Abb. 30: Effektives Gamma-Spektrum, durchgezogen:  $\gamma$ 's von Annihilation, gestrichelt: zusätzlicher Beitrag der  $\gamma$ 's von  $\pi^-$ -Stopp.

Da die Grundbedingung für das Akzeptieren eines Ereignisses ein  $\gamma$ -Treffer in einem der NaJ-Detektoren war, mußten auch sie, d.h. ihr Raumwinkel und Auflösung in die Simulation mit einbezogen werden. Dazu wurde ihr Abstand von der Targetmitte (und damit auch Strahlmitte) mit 48 cm (NaJ) und 47.5 cm (Sektor), sowie ihr Durchmesser mit jeweils 15 cm angenommen, was einen geometrischen Raumwinkel von zusammen  $5.99 \cdot 10^{-3}$  (NaJ) +  $6.11 \cdot 10^{-3}$  (Sektor) =  $1.21 \cdot 10^{-2}$  (vergl. auch Abb. 48 im Anhang) ergab. Unter den angegebenen Bedingungen (Geometrie) führte dies zu 4.6 % akzeptierten Ereignissen (absolut 221 992). Von diesen waren 1.4 % (absolut 2 996) sogenannte Koinzidenz-Ereignisse, also Ereignisse, in denen in beiden NaJ-Detektoren ein Gamma nachgewiesen wurde. Als Auflösung wurden 8 % FWHM (NaJ) und 5 % FWHM (Sektor) angenommen.

Für die äußere Tonne wurde eine Gammanachweiswahrscheinlichkeit entsprechend Abb. 31 verwendet. Sie wurde mit dem Programm SHOWER vom DESY<sup>9)</sup> errechnet und den realen Tonnemultiplizitäten angepaßt. Für geladenen Teilchen war die Nachweiswahrscheinlichkeit 100 %.

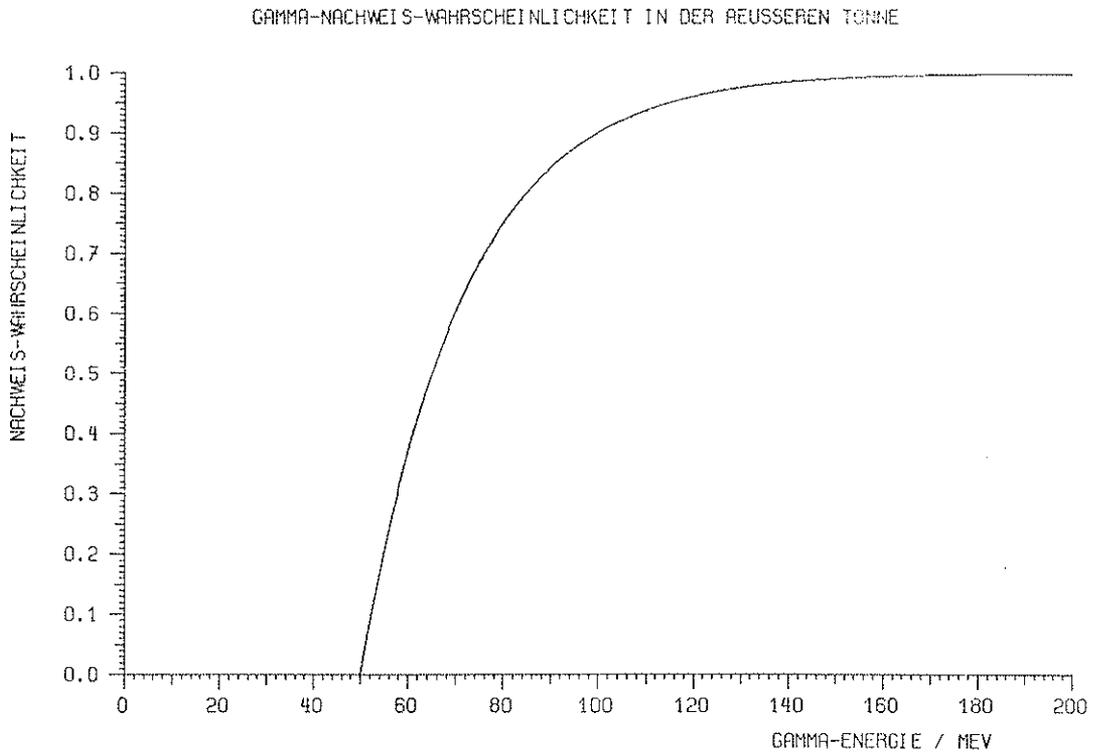


Abb. 31: Nachweiswahrscheinlichkeit der äußeren Tonne für Gammas  
(Verlauf der Funktion:  $1 - e^{-a(E-T)}$  mit E als Energie)

Die sich daraus ergebenden Zählratenhistogramme für die innere und die äußere Tonne sind in den Abb. 32-34 dargestellt. Hierbei ist zu bemerken, daß unter der "gesamten äußeren Tonne" (Abb. 34) der Begriff zu verstehen ist, bei dem ähnlich der inneren Tonne die Trennung in zwei jeweils 50 cm lange "Halbtonnen" aufgegeben wurde. Deutlich sind z.B. in der äußeren Tonne die beiden Löcher für die NaJ-Detektoren (Modul-Nummer 7 bis 9, 22 bis 24, 37 bis 39 und 52 bis 54) zu erkennen (und in der Zeichnung markiert), während die breiten Vertiefungen (Modul-Nummer 13 bis 18, 28 bis 33, 43 bis 48 und 57 bis 3) nicht sofort verständlich sind. Dieser Effekt hat zwei Ursachen, die ich im folgenden kurz darstellen möchte.

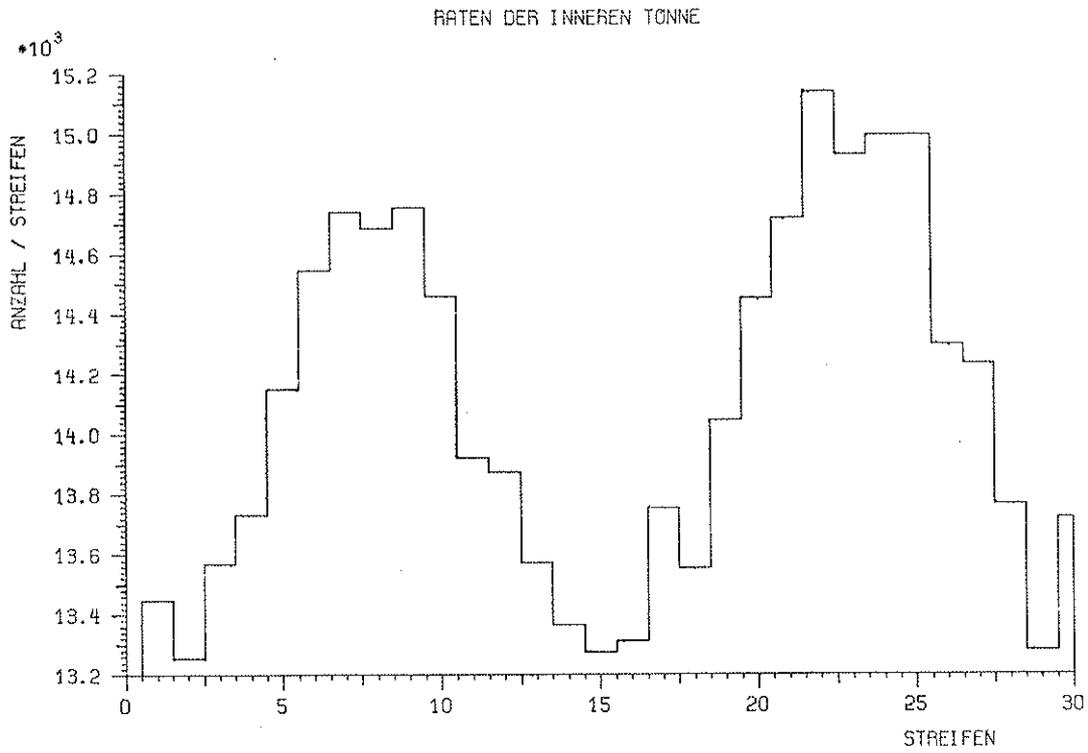


Abb. 32: Spektrum der inneren Tonne

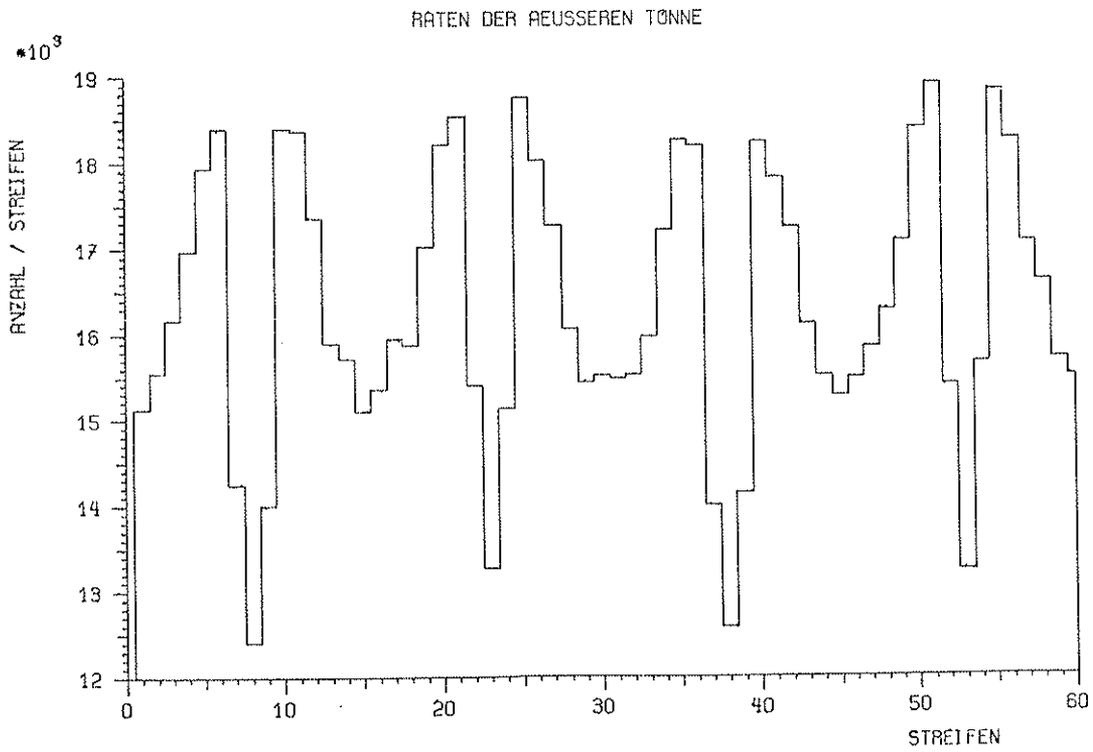


Abb. 33: Spektrum der äußeren Tonne

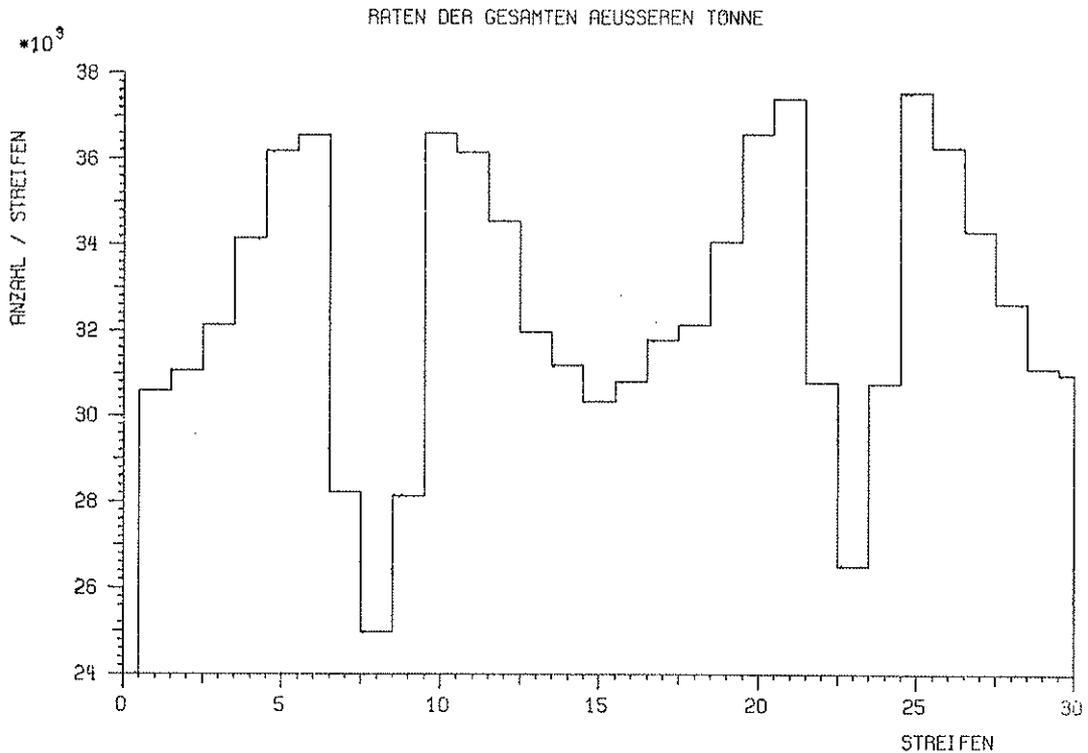


Abb. 34: Spektrum der gesamten äußeren Tonne

Grundvoraussetzung für das Akzeptieren eines Ereignisses war, wie schon erwähnt, das Auftreffen eines  $\gamma$ 's auf einem NaJ-Detektor, also die Bedingung, daß ein  $\gamma$  in einen festgelegten Raumwinkelbereich fliegt. Bei der ziemlich hohen Geschwindigkeit der  $\pi^0$ 's (Energiespektrum in Abb. 19h) fliegt das  $\pi^0$ , von dem das triggernde Gamma herkommt, in die Tonnenhälfte des entsprechenden NaJ-Detektors. Das bedeutet aber, daß der Schwerpunkt der Restteilchen in die andere Hälfte fliegt. Daraus folgt eine Häufung der Treffer dieser Teilchen in der dem NaJ entgegengesetzten Tonnenseite (Für die geladenen Teilchen deutet diesen Sachverhalt das Histogramm der inneren Tonne an, siehe Abb. 32).

Das zweite Gamma aber, das von dem "Trigger- $\pi^0$ " herkommt, fliegt hingegen wieder in die NaJ-Hälfte der Tonne. Um diese beiden Effekte voneinander zu trennen, wurde folgender Test unternommen: Zur besseren Übersicht wurde nur auf einen NaJ getriggert (der hinter Streifen 8 steht) und Abb. 35 erstellt.

Die durchgezogene Linie entsteht, nachdem das oben erwähnte  $\gamma$  "abgeschaltet" wurde, und zeigt den Effekt der Schwerpunktsbewegung. Die gestrichelte Linie zeigt den Einfluß des zum triggernden  $\gamma$  korrelierten Gammas. Die breiten Einbuchtungen, die sich schon hier andeuten, entehen durch einfache Addition der Ratenspektren für zwei sich gegenüberstehende Detektoren.

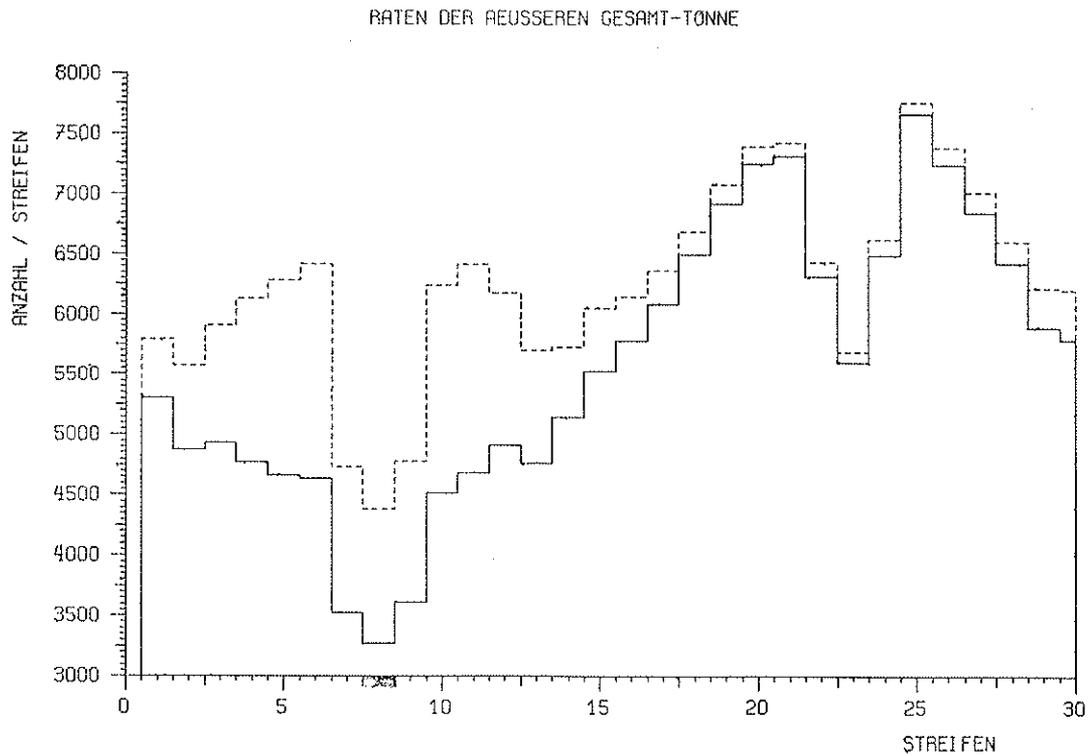


Abb. 35: Tonnenspektrum für einen NaJ als Trigger (der triggernde NaJ-Detektor steht hinter Streifen 8)

Auf der folgenden Seite sind zwei Multiplizitätenhistogramme abgebildet. Das Histogramm für die innere Tonne (Abb. 36) gibt an, wie oft eine bestimmte Anzahl von Streifen der inneren Tonne gefeuert hat. Eigentlich sollte man nach den Annihilationskanälen nur gradzahlige Multiplizitäten erwarten, aber aufgrund von Teilchenverlusten durch die Strahllöcher und Flugbahnen, die zwei oder mehr Streifen durchqueren, können auch ungradzahlige Multiplizitäten auftreten. Für die äußere Tonne (Abb. 37) gilt die gleiche Argumentation. Allerdings mit der Ausnahme, daß sie noch die beiden NaJ-Löcher und für Gammas eine Nachweiswahrscheinlichkeit entsprechend Abb. 31 hat.

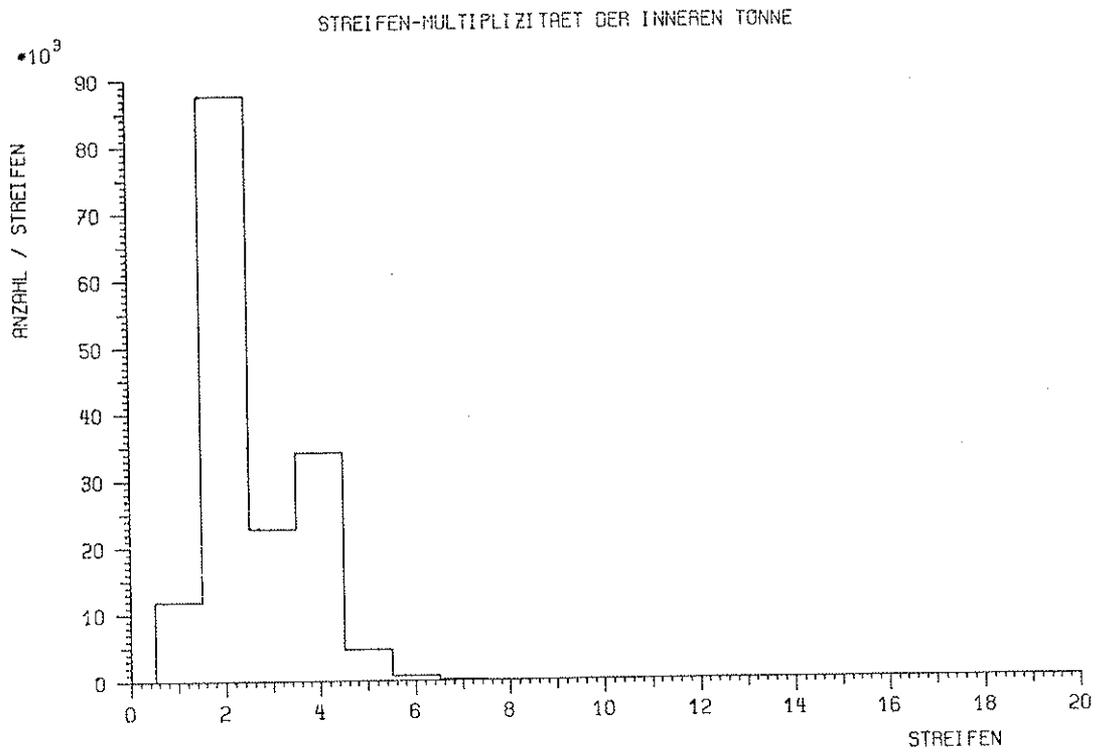


Abb. 36: Streifenmultiplizität der inneren Tonne

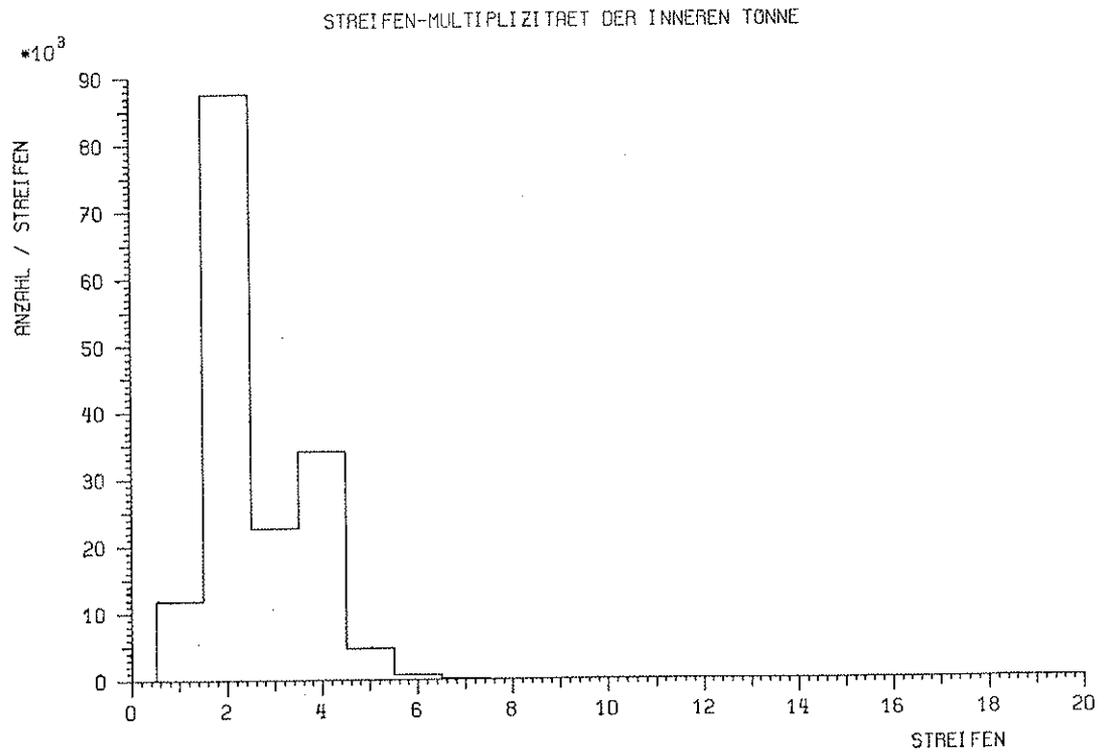


Abb. 37: Streifenmultiplizität der äußeren Tonne

Nun wurde versucht, mit der Tonne bestimmte Annihilationskanäle herauszufiltern, indem nur die Ereignisse weiterverarbeitet wurden, die eine bestimmte Tonnenmultiplizität erfüllten. Wie schon angedeutet wird die Tonnenmultiplizität nicht nur durch die Anzahl der Teilchen im Annihilations-Endzustand bestimmt, sondern auch durch geometrische Effekte. Wenn zum Beispiel ein Gamma so schräg in die Tonne einfällt, daß es durch zwei nebeneinander liegende Tonnenstreifen fliegt, so täuscht es eine zu hohe Multiplizität vor. Um diesem Umstand abzuhelpfen, wurden sogenannte "Tonnenmuster" festgelegt. Diese Muster sind bestimmte Kombinationen von signalgebenden Streifen der inneren und der "gesamten äußeren Tonne". Es wurden folgende zwanzig Muster festgelegt, von denen man annahm, daß sie durch die Flugbahn eines einzelnen Teilchens entstünden (Tabelle III)<sup>10</sup>):

Muster-Nummer	1	2	3	4	5	
ges. äußere Tonne	0XX00	0XX0	00XX0	0X000	0X00	
innere Tonne	00XX0	0XX0	0XX00	00XX0	0XX0	
Muster-Nummer	6	7	8	9	10	
ges. äußere Tonne	00X0	000X0	0XX00	0XX0	00XX0	
innere Tonne	0XX0	0XX00	000X0	0X00	0X000	
Muster-Nummer	11	12	13	14	15	
ges. äußere Tonne	00XX0	0X00	0X0	00X0	0000	
innere Tonne	0X000	00X0	0X0	0X00	0XX0	
Muster-Nummer	16	17	18	19	20	
ges. äußere Tonne	0XX0	000	0X0	0XXX0	0XXX0	
innere Tonne	0000	0X0	000	00000	00X00	

Tabelle III: festgelegte Tonnenmuster (X: Streifen gab ein Signal, 0: Streifen gab kein Signal)

Die Muster mit den Nummern 16,18,19 werden als "neutrale" Muster angesehen, d.h. man nimmt an, daß sie von einem neutralen Teilchen stammen, da die fast ausschließlich auf geladene Teilchen ansprech-

ende innere Tonne kein Signal abgegeben hat. Alle anderen Muster heißen dementsprechend "geladene" Muster. Das Auftreten eines "neutralen" Musters galt als Nachweis eines Gammas, ein "geladenes" wurde als nachgewiesenes geladenes Pion betrachtet.

Um eindeutige Bedingungen zu haben, wurden nur die Ereignisse weiterverarbeitet, bei denen alle Muster zu den zwanzig festgelegten gehörten. Die Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllten war 162 873 (83 %). Das Spektrum eines NaJ für diese Ereignisse zeigt Abb. 38.

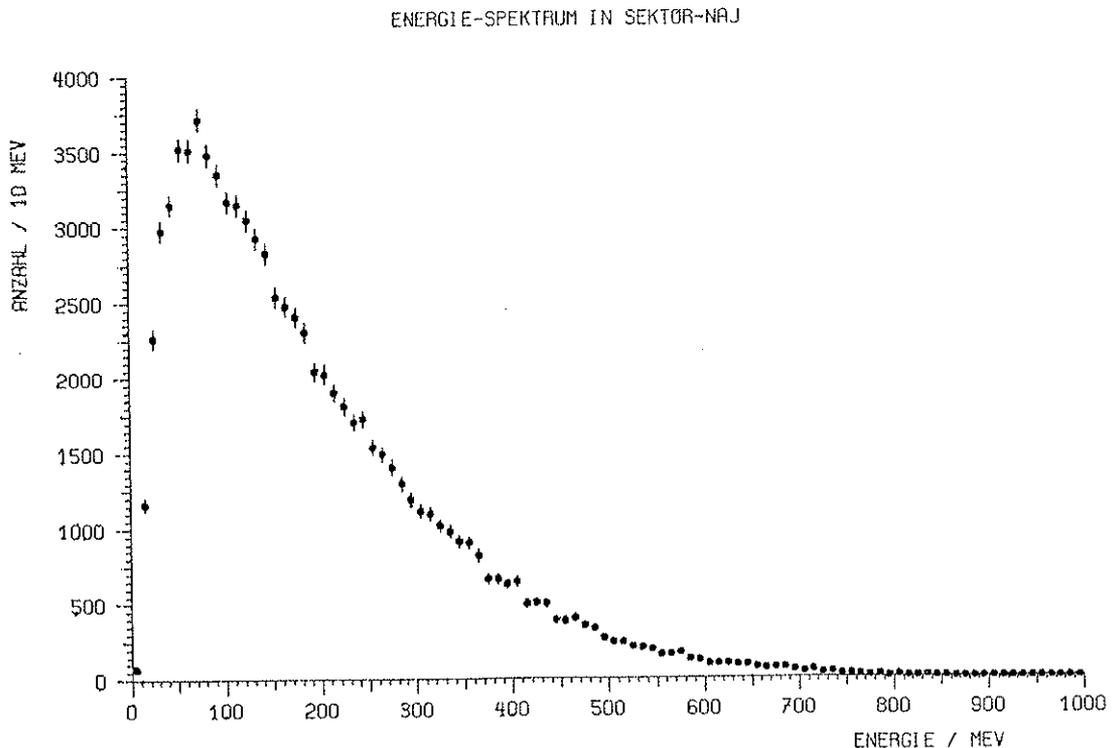


Abb. 38: Energie-Spektrum in einem NaJ für Ereignisse mit ausschließlich bekannten Tonnenmuster.

Im folgenden sind die Wirkungen der Tonnebedingungen dargestellt, mit denen versucht wurde, bestimmte Kanäle herauszufiltern. Hierbei gilt, daß sich die Anzahl der nachgewiesenen Gammas zusammensetzt aus der Anzahl der "neutralen" Muster zuzüglich der Anzahl der signalgebenden NaJ-Detektoren. Für jede Bedingung ist ein NaJ-Spektrum sowie die Verhältnis der einzelnen Annihilations-Kanäle angegeben.

Tonnenbedingung: A1

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 1, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 1-2

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

3 317 (also 2.0 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
17.2	7.7	< 0.1	2.9	< 0.1

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
63.5	9.1	< 0.1

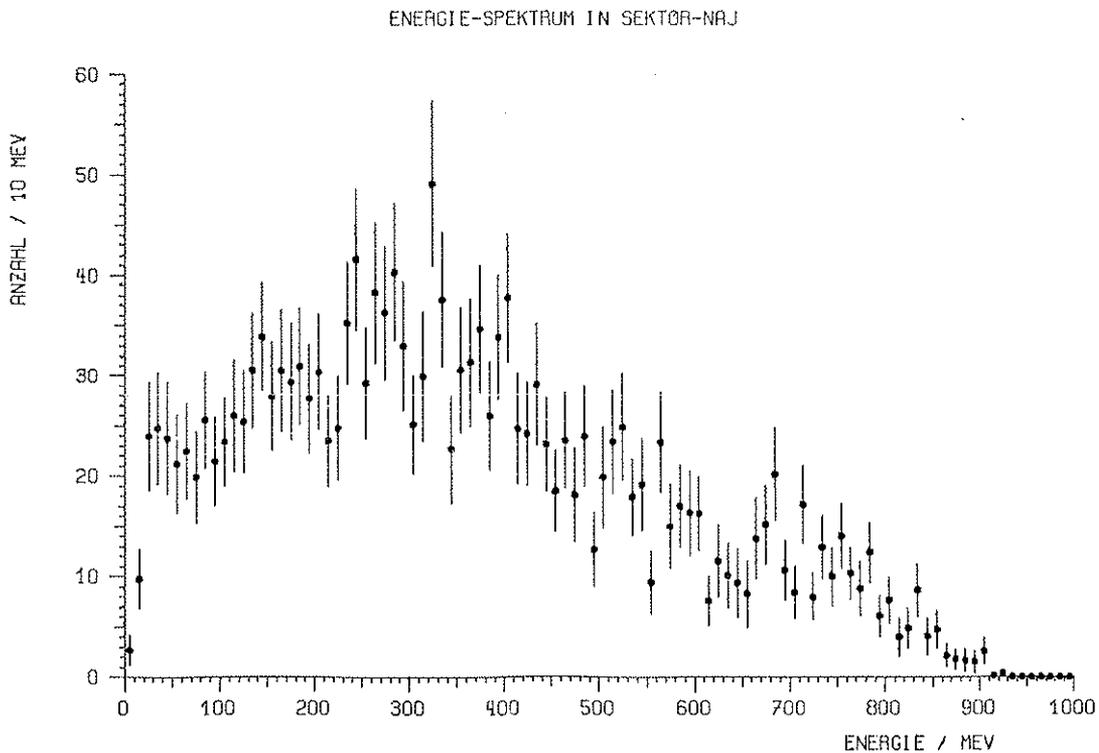


Abb. 39a: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A1

Tonnenbedingung: A2

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 1, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 3-4

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

10 525 (also 6.5 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.0	0.0	0.0	26.2	2.3

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
0.0	68.9	2.6

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

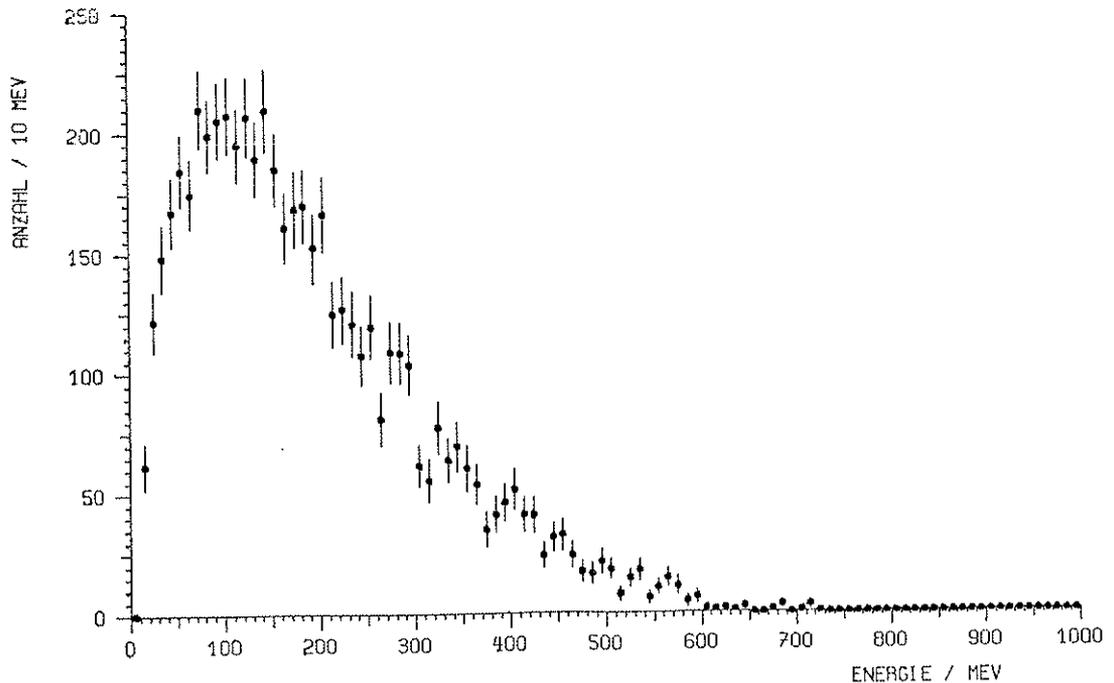


Abb. 39b: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A2

Tonnenbedingung: A3

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 1-2, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 1-2

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

21 583 (also 13.3 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
26.4	24.0	0.9	3.5	0.3

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
40.0	4.8	< 0.1

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

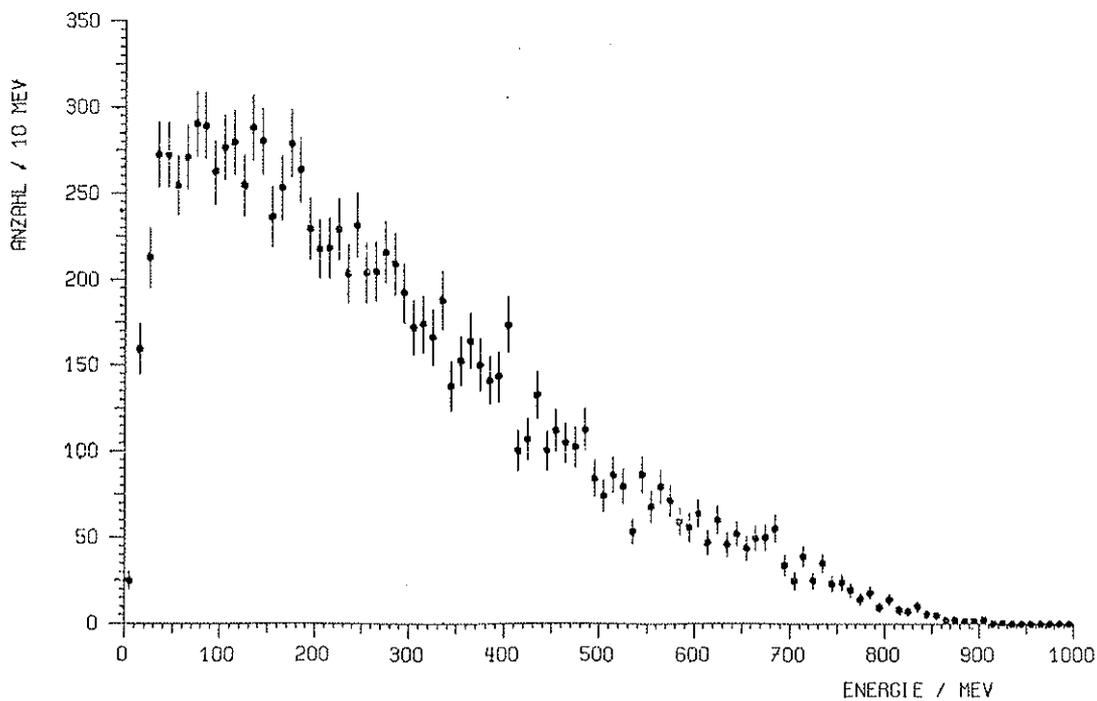


Abb. 39c: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A3

Tonnenbedingung: A4

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 1-2, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 3-4

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

33 321 (also 20.5 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.0	0.0	0.0	41.5	6.1

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
0.0	50.7	1.72

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

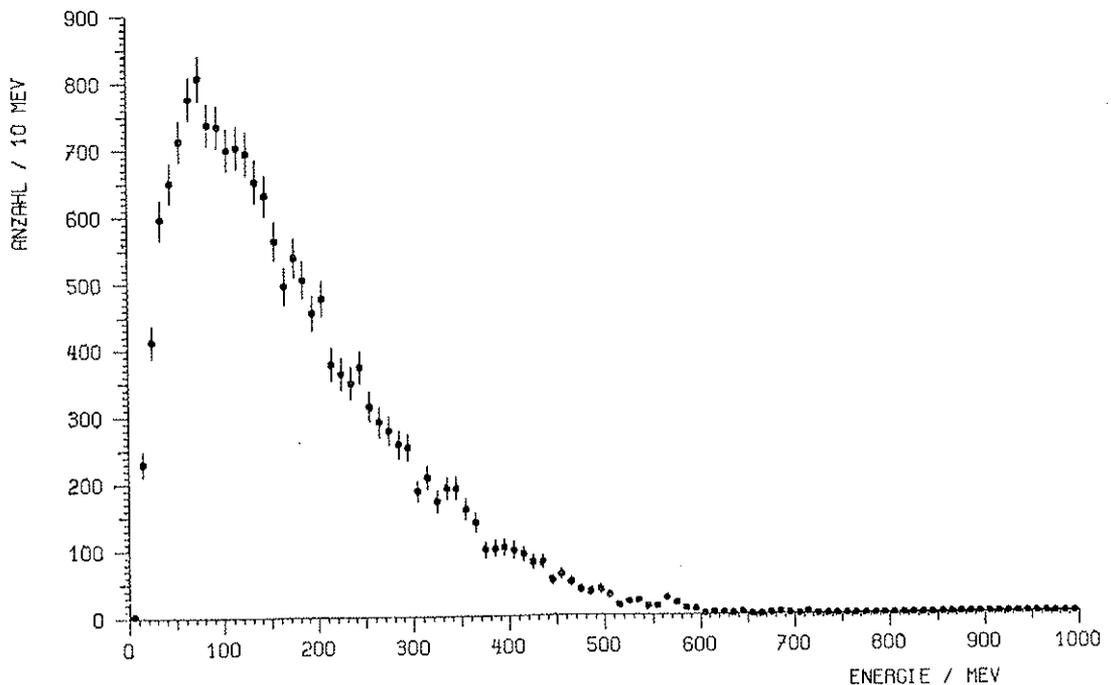


Abb. 39d: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A4

Tonnenbedingung: A5

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 3-4, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 1-2

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

68 075 (also 41.8 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
19.6	70.0	6.9	2.3	1.1

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
< 0.1	0.2	< 0.1

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

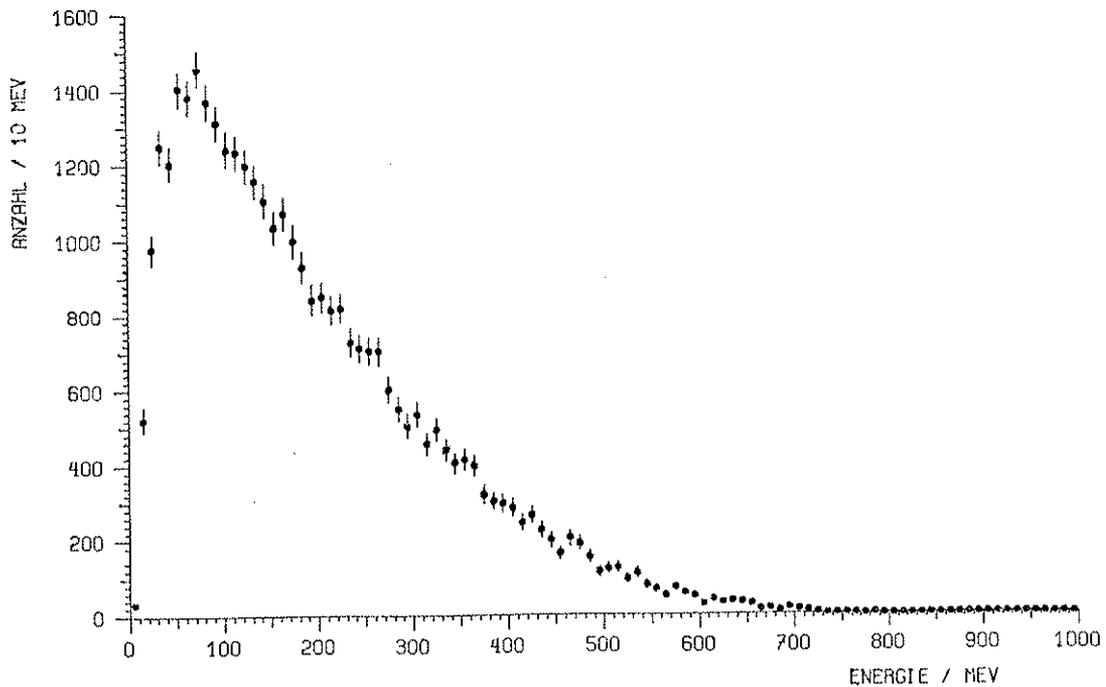


Abb. 39e: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A5

Tonnenbedingung: A6

nachgewiesene  $\gamma$ 's: 3-4, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 3-4

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

18 545 (also 11.4 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.0	0.0	0.0	67.3	31.4
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$		
0.0	1.1	0.3		

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

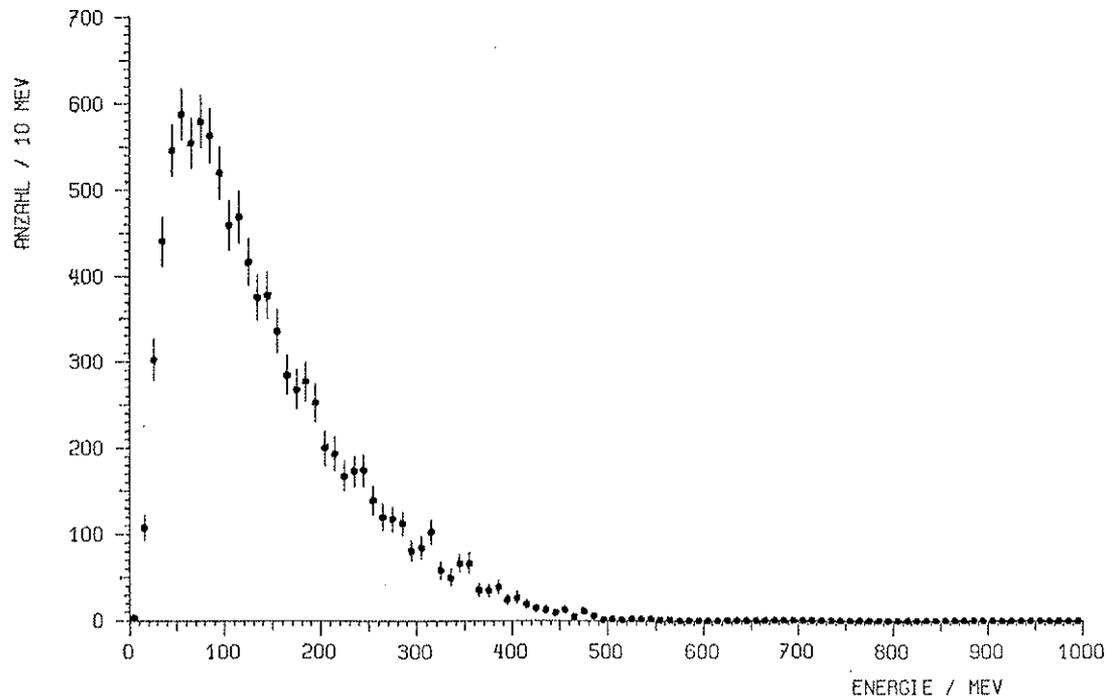


Abb. 39f: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A6

Tonnenbedingung: A7

nachgewiesene  $\gamma$ 's: > 4, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 1-2

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

19 550 (also 12.0 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.1	73.1	23.4	0.3	1.1

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
0.0	0.0	0.0

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

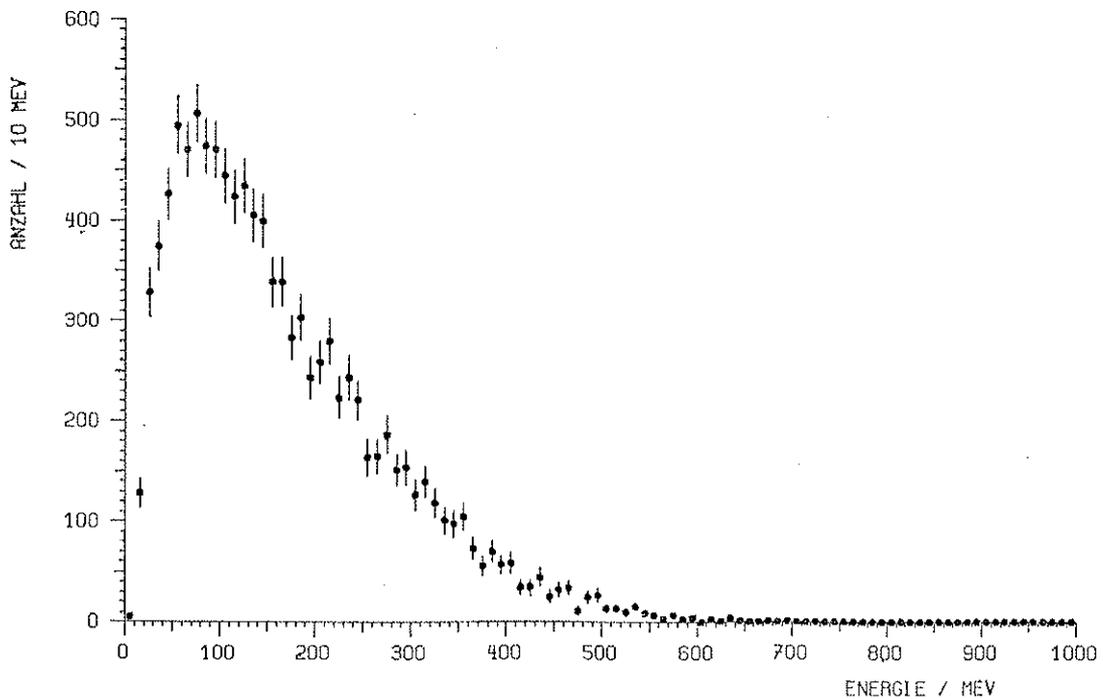


Abb. 39g: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A7

Tonnenbedingung: A8

nachgewiesene  $\gamma$ 's: > 4, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: 3-4

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

737 (also 0.5 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.0	0.0	0.0	12.3	87.7

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
0.0	0.0	0.0

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

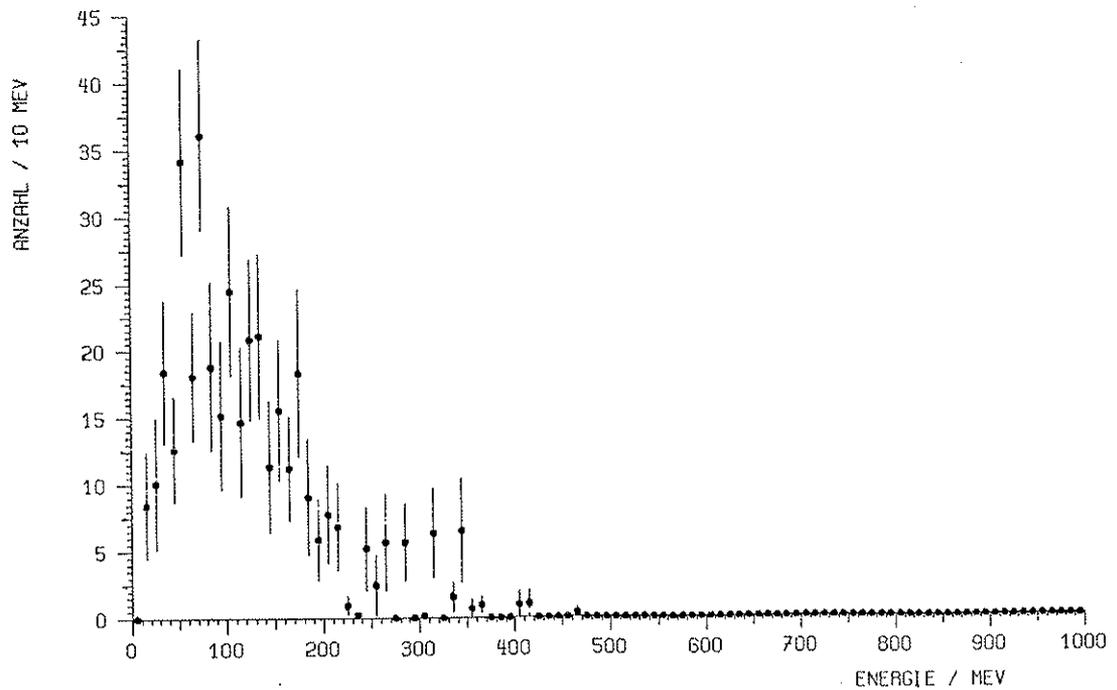


Abb. 39h: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A8

Tonnenbedingung: A9

nachgewiesene  $\gamma$ 's: > 0, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: > 4

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

866 (also 0.5 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$		
0.0	0.0	100.		

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

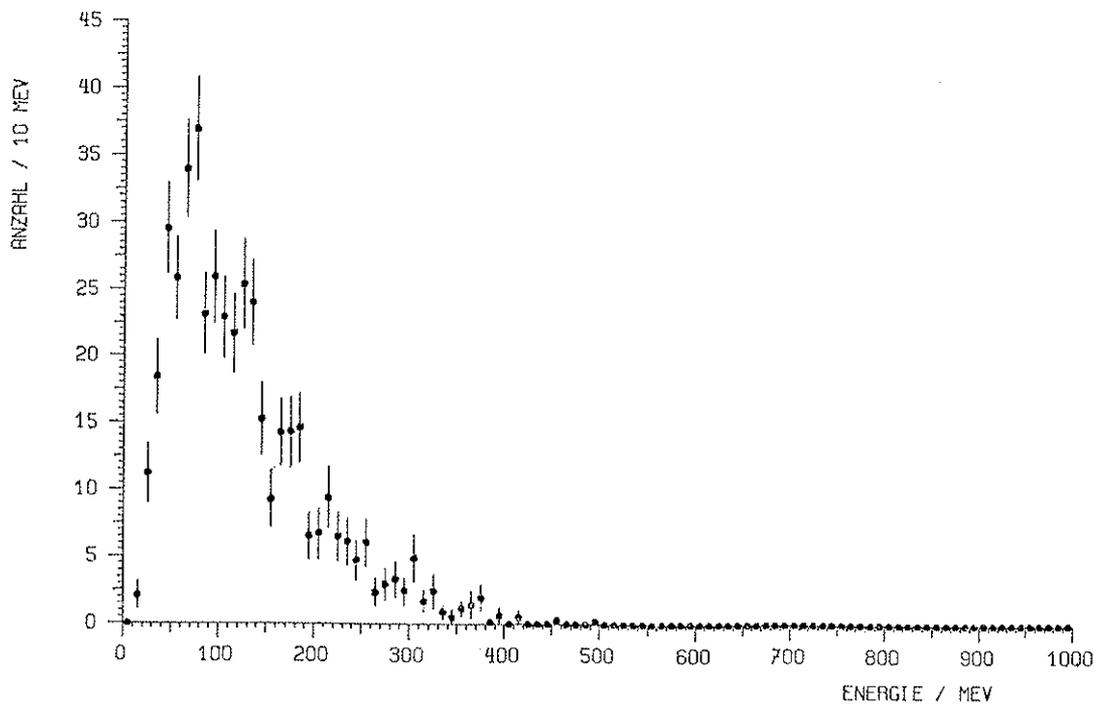


Abb. 39i: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A9

Tonnenbedingung: A10

nachgewiesene  $\gamma$ 's: > 0, nachgewiesene geladene  $\pi$ 's: keine

Anzahl der Ereignisse, die diese Bedingung erfüllen:

283 (also 0.2 % der Ereignisse mit ausschl. gült. Tonnenmuster)

Zusammensetzung nach den einzelnen Endzuständen sortiert (in Prozent):

$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$
14.1	61.8	16.6	0.0	0.0

$\pi^+ \pi^- \pi^0$	$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0$	$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$
7.4	0.0	0.0

ENERGIE-SPEKTRUM IN SEKTOR-NAJ

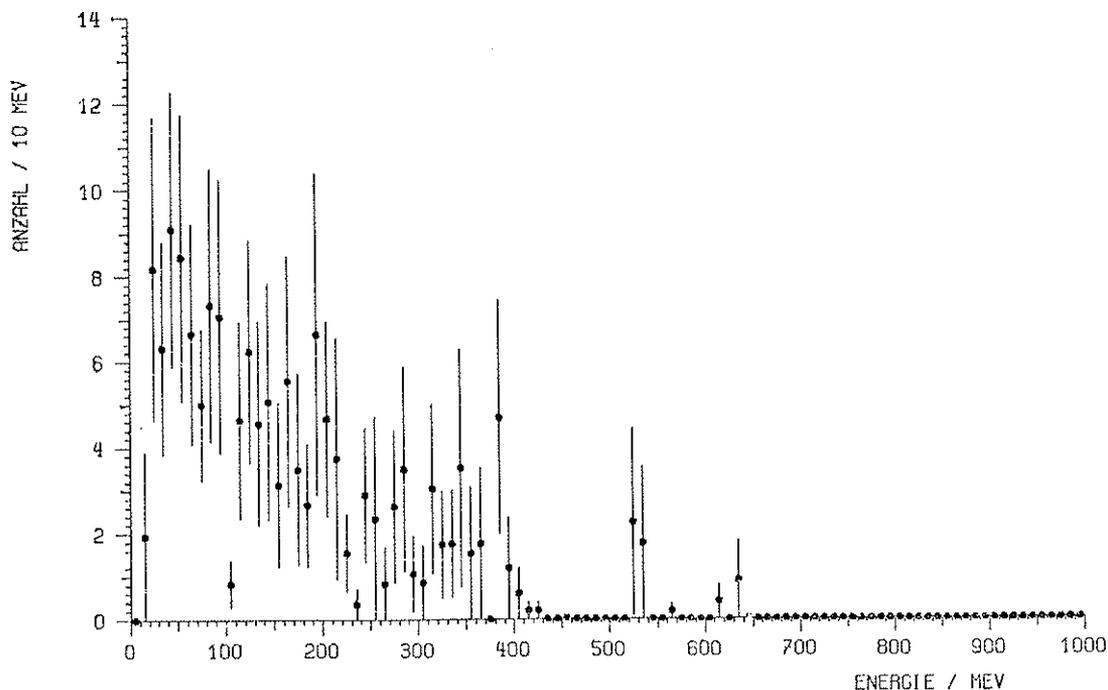


Abb. 39j: Energie-Spektrum eines NaJ-Detektors für die vorgegebene Tonnenbedingung A10

Aus den auf Seite 68-77 dargestellten Ergebnissen läßt sich entnehmen, daß es mit der Tonne bis zu einem gewissen Grade möglich ist, bestimmte Kanäle auszufiltern. Wie zu erwarten, gelingt dies bei den Annihilationskanälen mit vielen Teilchen im Endzustand (den "höheren" Kanälen) besser als bei denen mit weniger Teilchen (den "niederen" Kanälen). Wenn Teilchen der höheren Kanäle nicht detektiert werden, sei es, daß sie durch eines der Tonnenlöcher fliegen, oder aufgrund der Nachweiswahrscheinlichkeit der Tonne nicht "gesehen" werden, täuschen die restlichen, nachgewiesenen Teilchen einen niederen Kanal vor und verunreinigen ihn so. Der gleiche Umstand bewirkt die Ratenminderung über das erwartete hinaus, wenn höhere Kanäle ausgefiltert werden sollen.

Das Modell, das die Tonne nachbildet, ist vereinfachend und idealisierend. Das bedeutet, die "experimentelle" Tonne trennt die einzelnen Kanäle schlechter voneinander, als der simulierte Detektor. Allerdings zeigen erste Vergleiche der Simulationsergebnisse mit den experimentellen Daten eine gute Übereinstimmung der entsprechenden Spektrumsformen.

#### 4.2 Kaonen-Läufe

Bei den Kaonen wurde die Simulation mit 3 492 044 Ereignissen durchgeführt. Das Target hatte andere Abmessungen, nämlich einen Durchmesser von 9 cm und eine Länge von 1 cm. Dies entspricht der im Experiment verwendeten Scheibe aus Kohlenstoff. Die Vertices wurden entsprechend der Strahlverteilung der  $K^+$ -Strahles am CERN-PS erzeugt. In den Abb. 40 und 41 ist die verwendete Vertex-Verteilung dargestellt. Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß Vertices, die zwar der Strahl-Verteilung entsprachen, nicht aber im Target lagen, entsprechend den Antiprotonen-Läufen verworfen wurden.

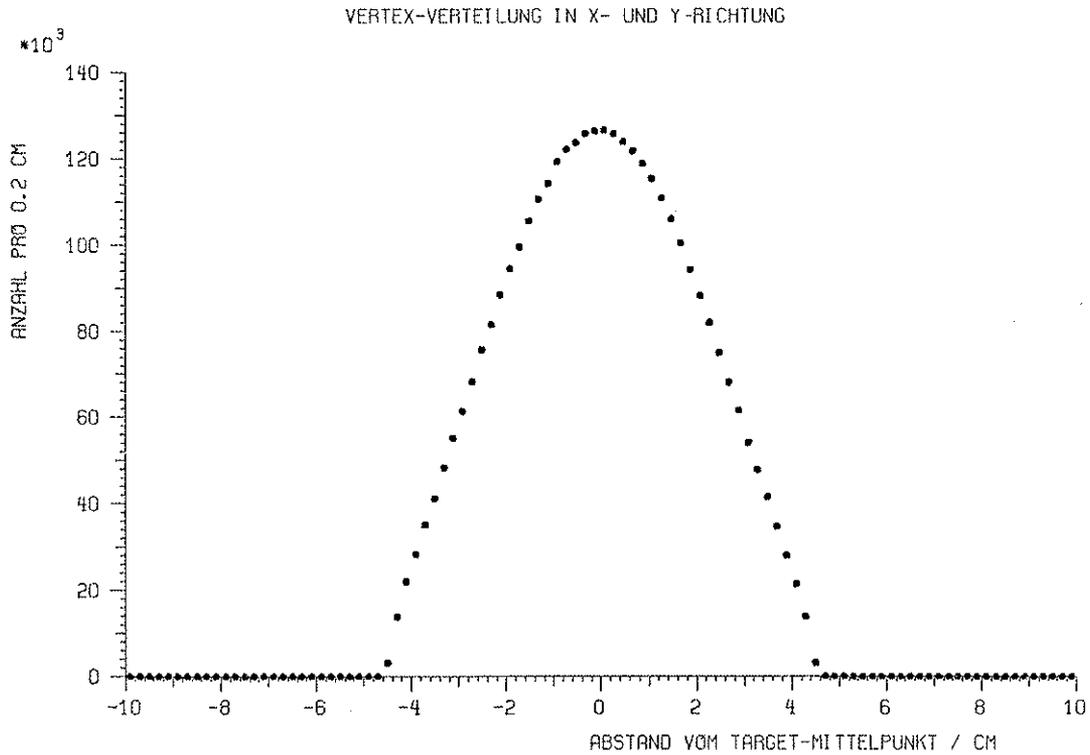


Abb. 40: Vertex-Verteilung in x- bzw. y-Richtung

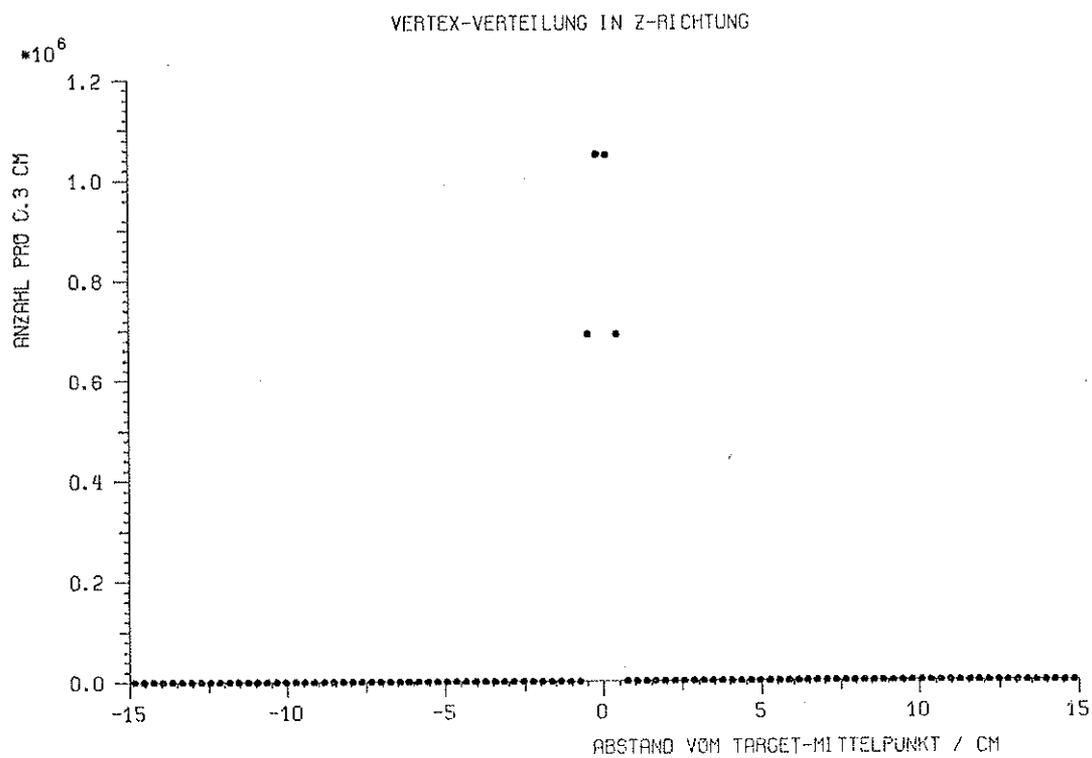


Abb. 41: Vertex-Verteilung in z- (Strahl-) Richtung

Die Anzahl der akzeptierten Ereignisse - bei gleicher Geometrie des Experimentes wie bei den Antiprotonen-Läufen - betrug 91 057 (2.6 %). Von diesen waren 207 (0.2 %) sog. Koinzidenz-Ereignisse. Für alle 91 057 Ereignisse sind in den Abbildungen 42 bis 44 die Tonnenspektren im gleichen Format wie bei den Antiprotonen dargestellt. Die triggernden NaJ-Detektoren hatten die gleiche Aufstellung, die auch bei den Antiprotonenläufen Verwendung fand. Sie ist in den Abbildungen angedeutet.

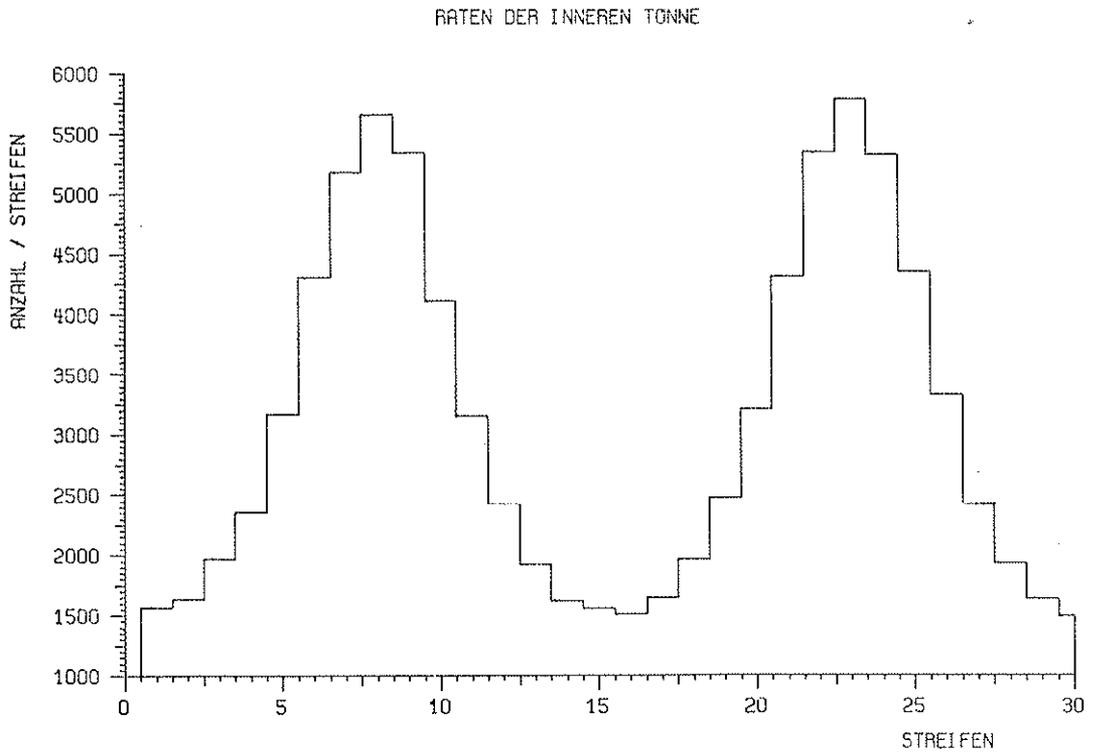


Abb. 42: Spektrum der inneren Tonne

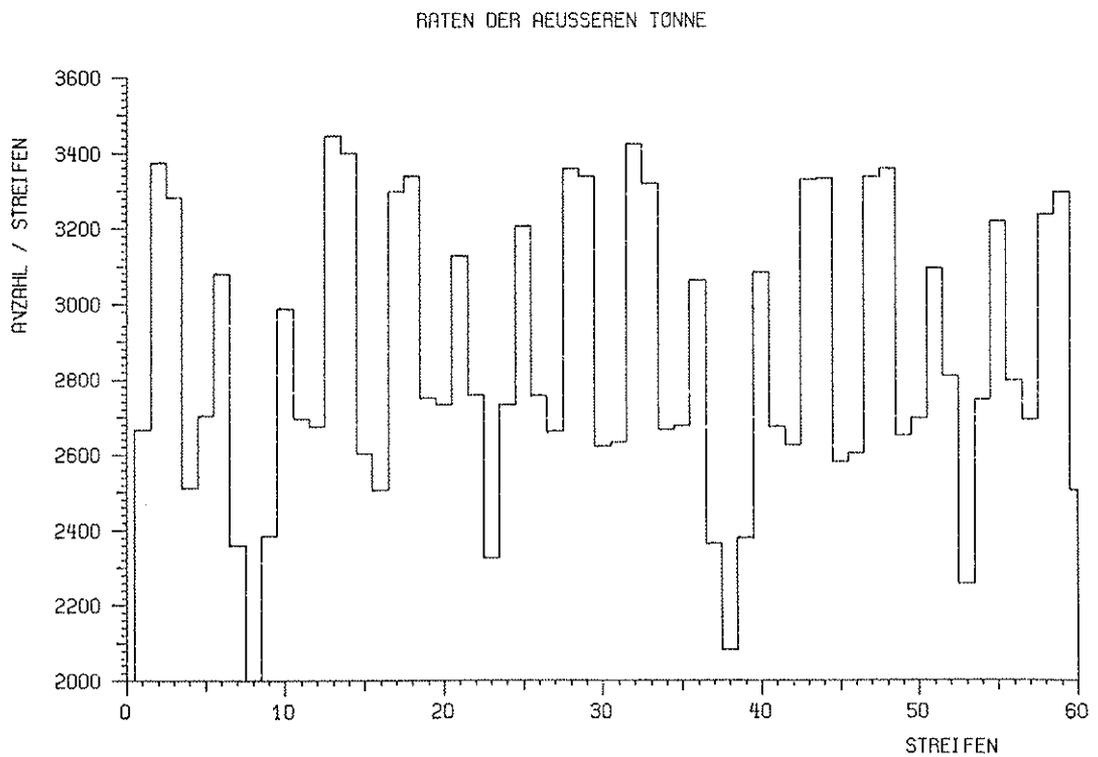


Abb. 43: Spektrum der äußeren Tonne

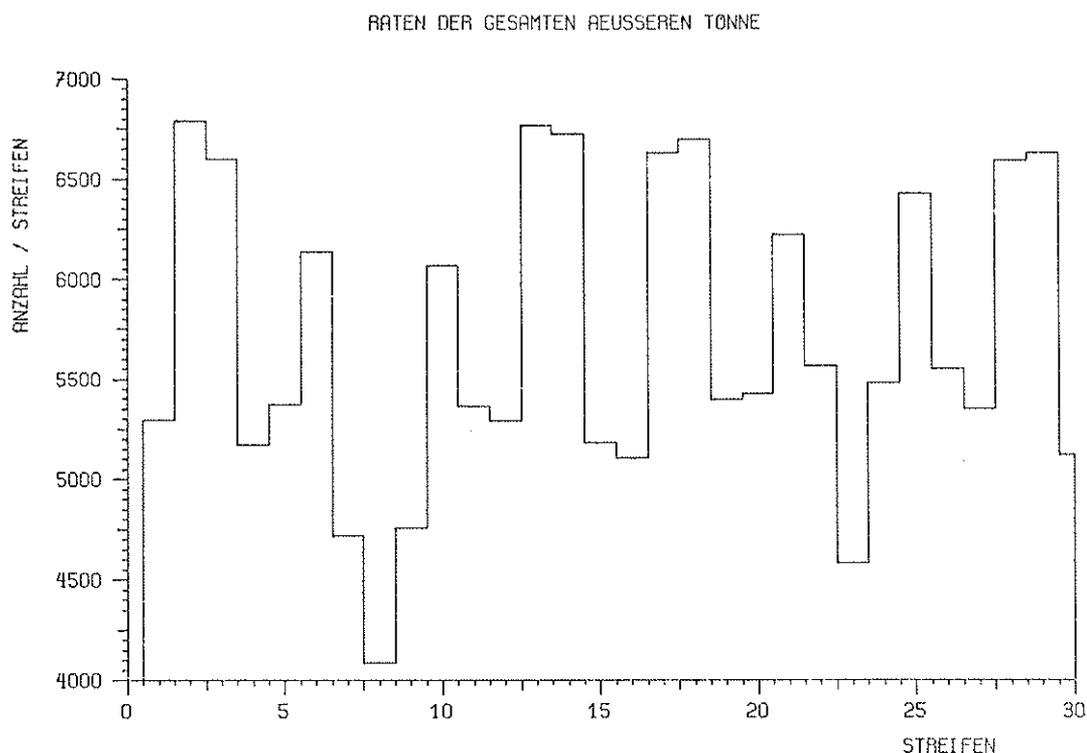


Abb. 44: Spektrum der gesamten äußeren Tonne

Um das Verhalten der Tonne bei diesem Zerfall besser zu verstehen, wurde im folgenden ein "Energie-Fenster" durch einen NaJ-Detektor geschoben, d.h. es wurden nur Ereignisse weiterverarbeitet, bei denen die in einem Detektor gemessene Energie innerhalb eines bestimmten Bereiches lag. Der Grund für dieses Vorgehen lag in dem Versuch, durch Verwendung des Kanals .31 ( $\pi^+ \pi^0$ ) und Bestimmung einer  $\gamma$ -Energie in einem NaJ-Detektor, den Verlauf der  $\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit der Tonne zu bestimmen. Es wurden insgesamt acht Fenster festgelegt, für die in den folgenden Abbildungen die Spektren der inneren Tonne und der "neutralen" Muster angegeben sind. Für das letztere gilt, daß dort der Ort der Tonne, in der das "neutrale" Muster angetroffen wurde, eingetragen wurde. In allen folgenden Bildern sind nur Ereignisse angenommen, bei denen genau ein Streifen der inneren Tonne und mindestens ein Streifen der äußeren Tonne ein Signal abgab. Die Verminderung der Rate ergibt sich einerseits aus der Tonnenbedingung, andererseits aus dem Umstand, daß nur ein NaJ-Detektor verwendet wurde. Der triggernde Detektor stand hinter Modul 23 (der Standort ist in den Abbildungen angedeutet).

Energie-Bereich: 1-1000 MeV, Anzahl Ereignisse: 29 787 (32.7 %)

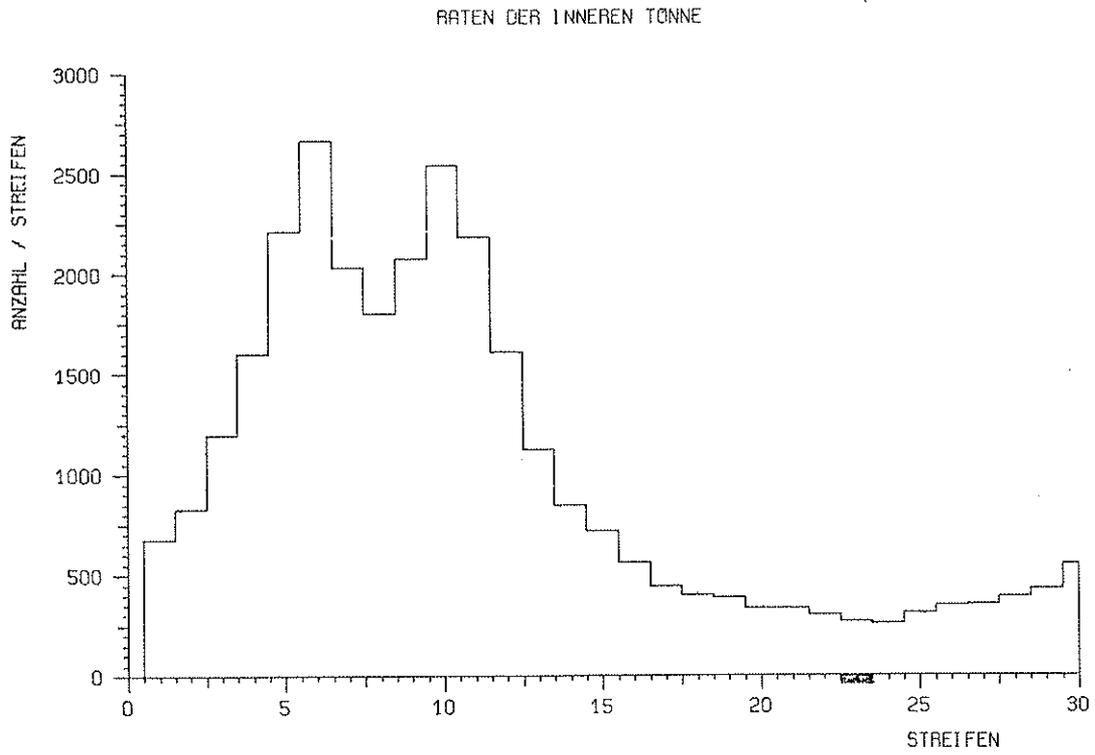


Abb. 45a(I): Spektrum der inneren Tonne (vergl. auch Abb. 35)

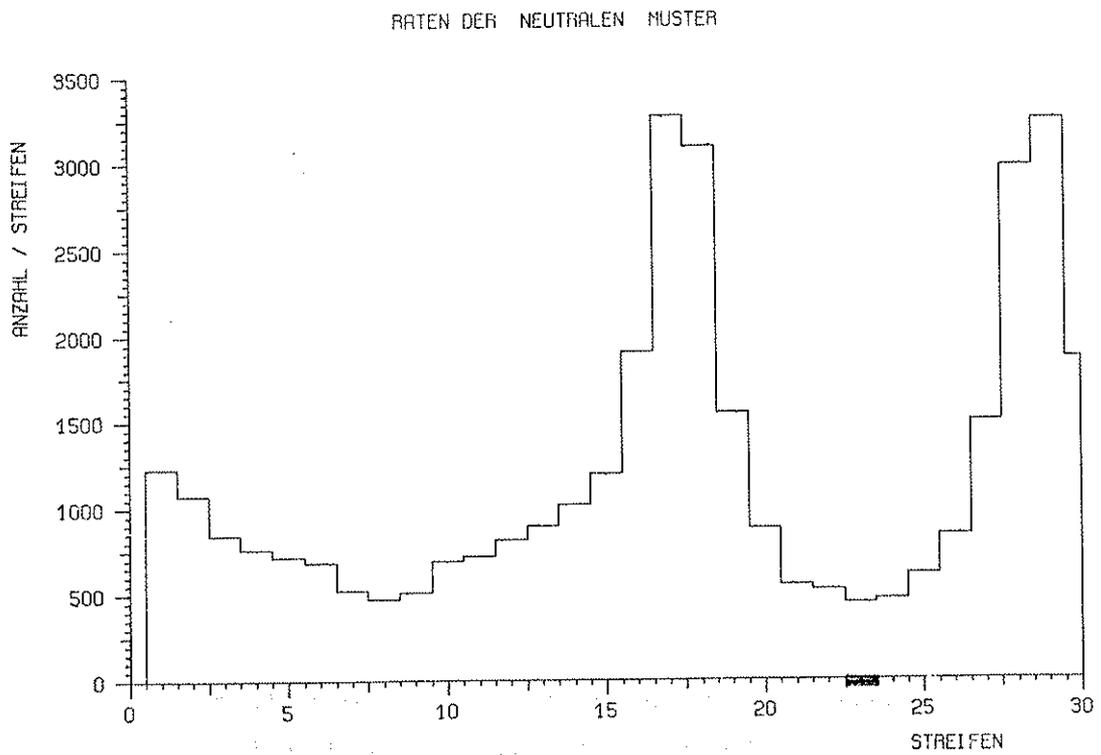


Abb. 45a(II): Auftreten der "neutralen" Muster (vergl. auch Abb. 35)

Energie-Bereich: 1-40 MeV, Anzahl Ereignisse: 3 285 (3.6 %)

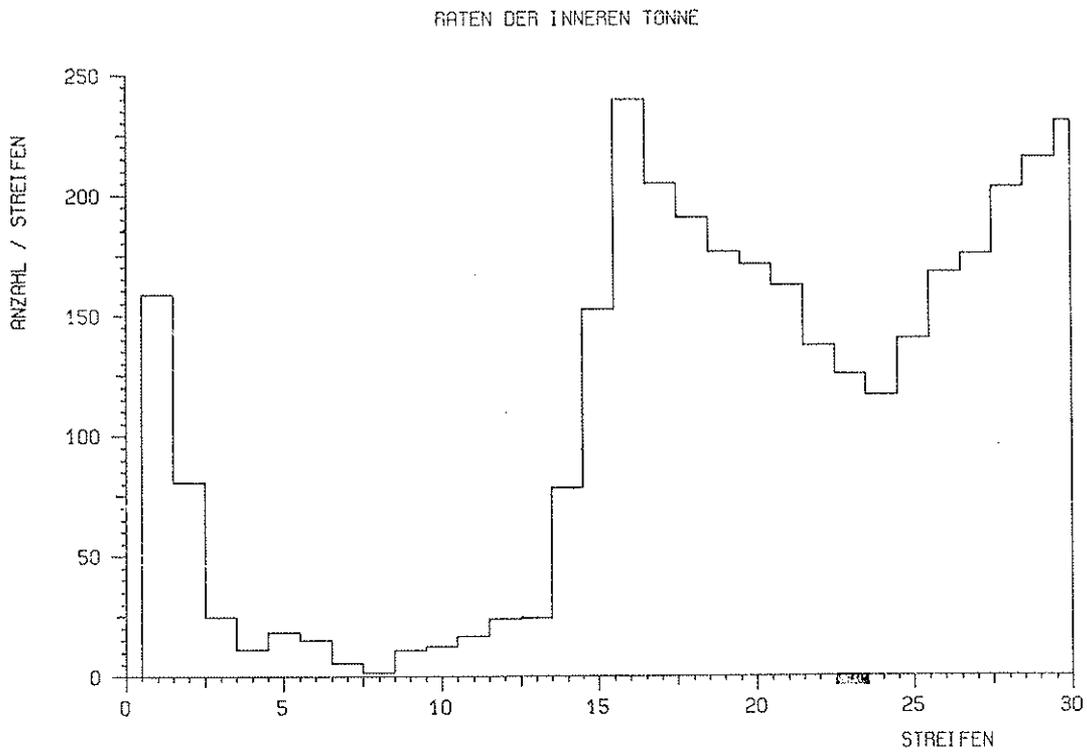


Abb. 45b(I): Spektrum der inneren Tonne

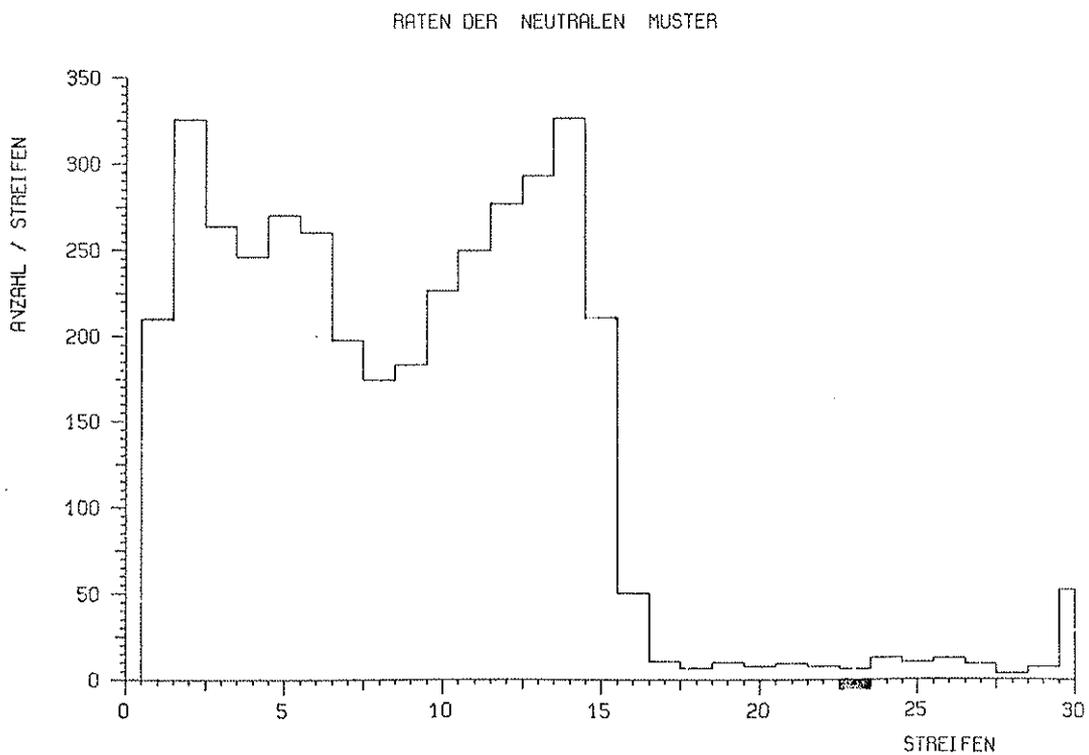


Abb. 45b(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 40-60 MeV, Anzahl Ereignisse: 4 410 (4.8 %)

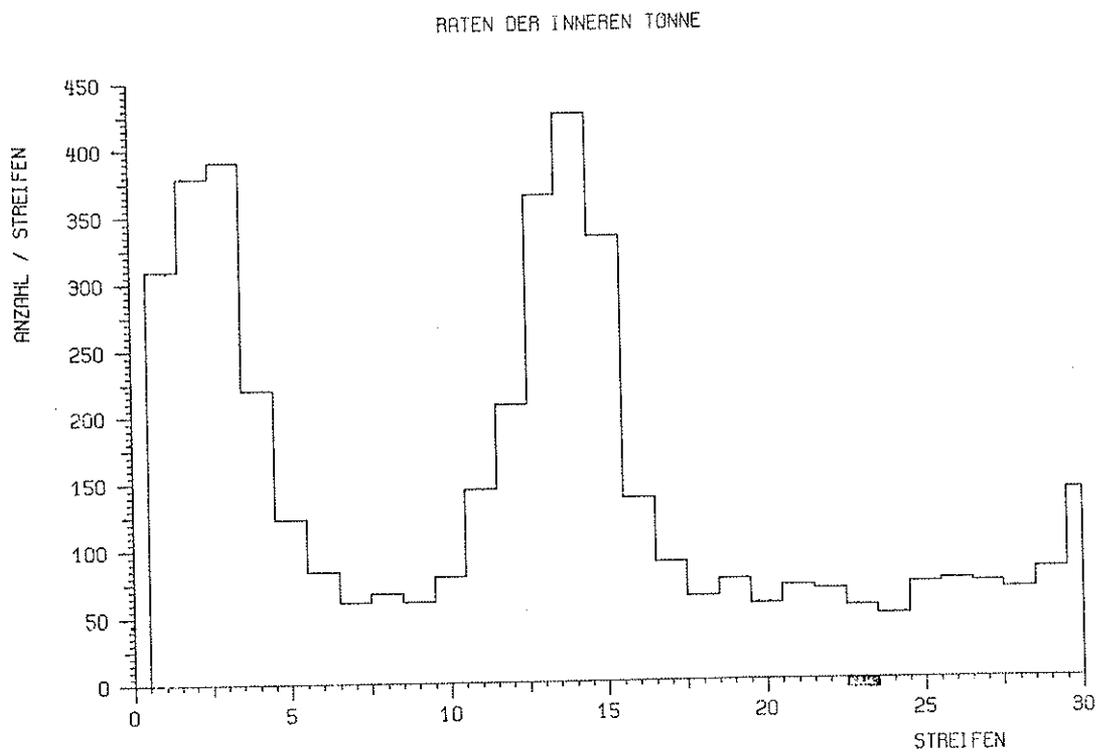


Abb. 45c(I): Spektrum der inneren Tonne

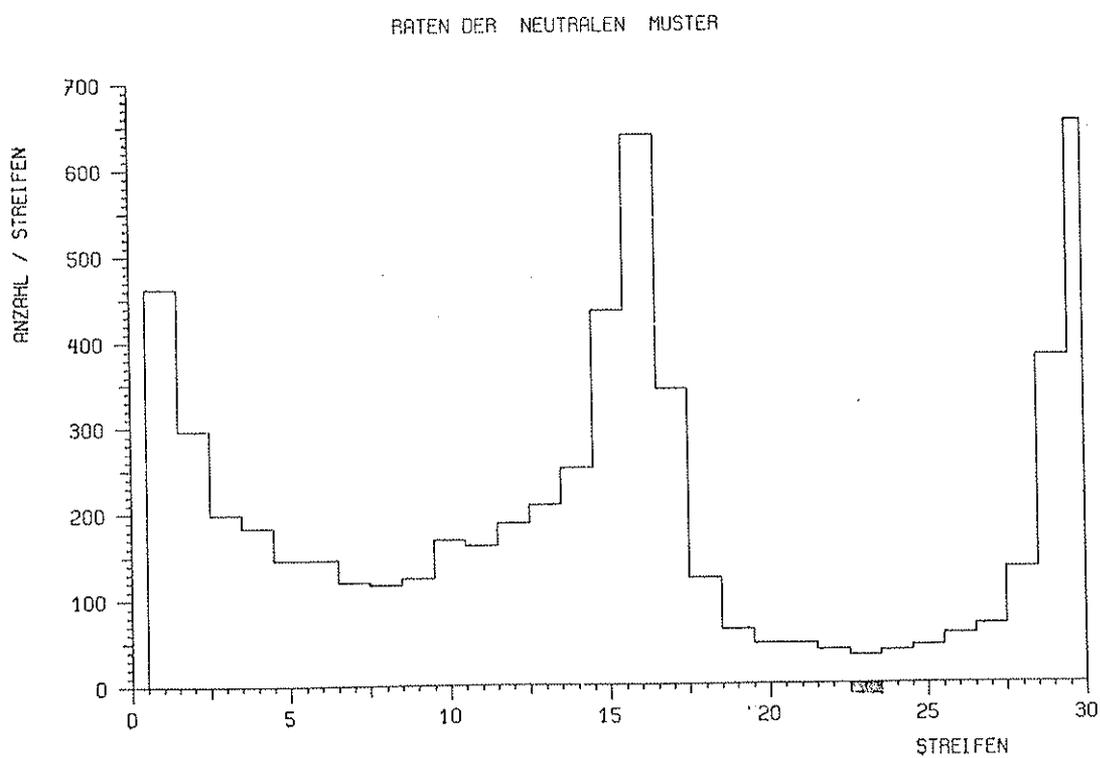


Abb. 45c(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 60-80 MeV, Anzahl Ereignisse: 4 734 (5.2 %)

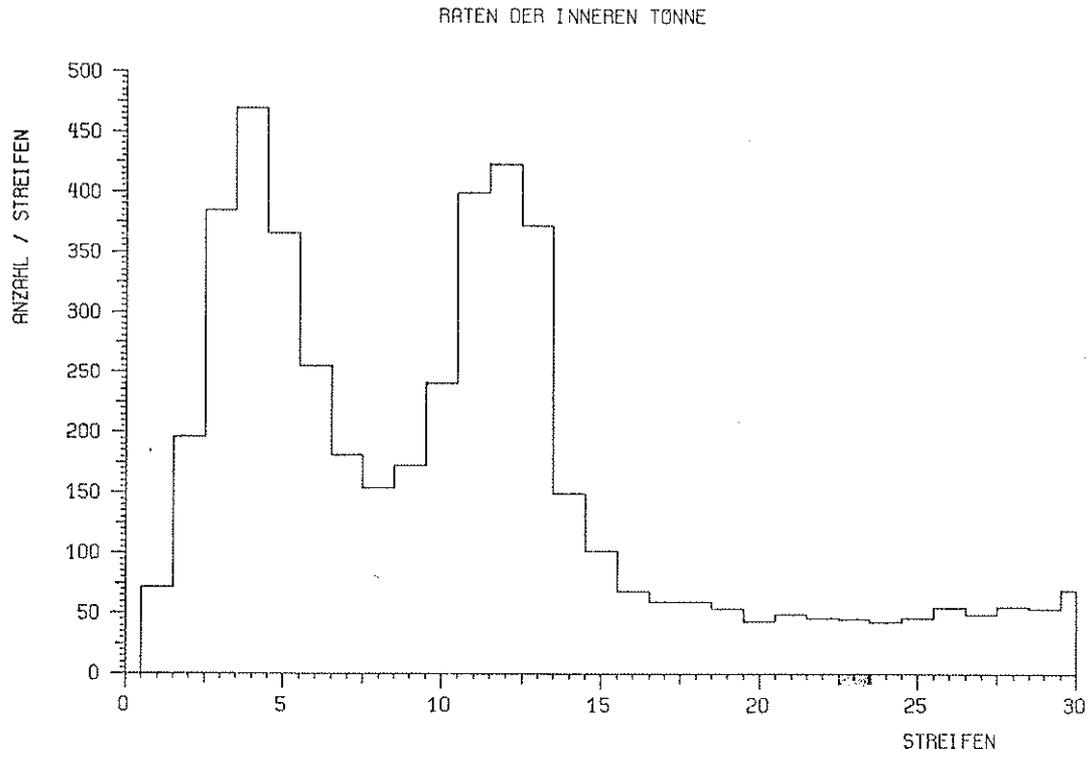


Abb. 45d(I): Spektrum der inneren Tonne

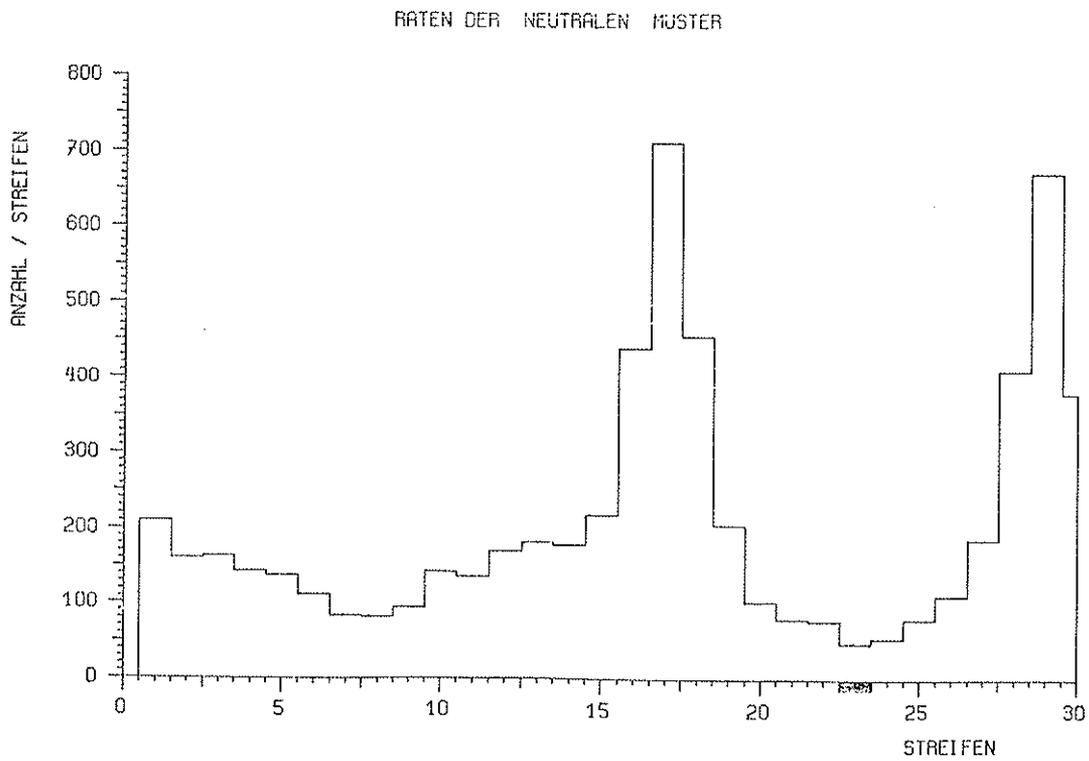


Abb. 45d(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 80-110 MeV, Anzahl Ereignisse: 6 865 (7.5 %)

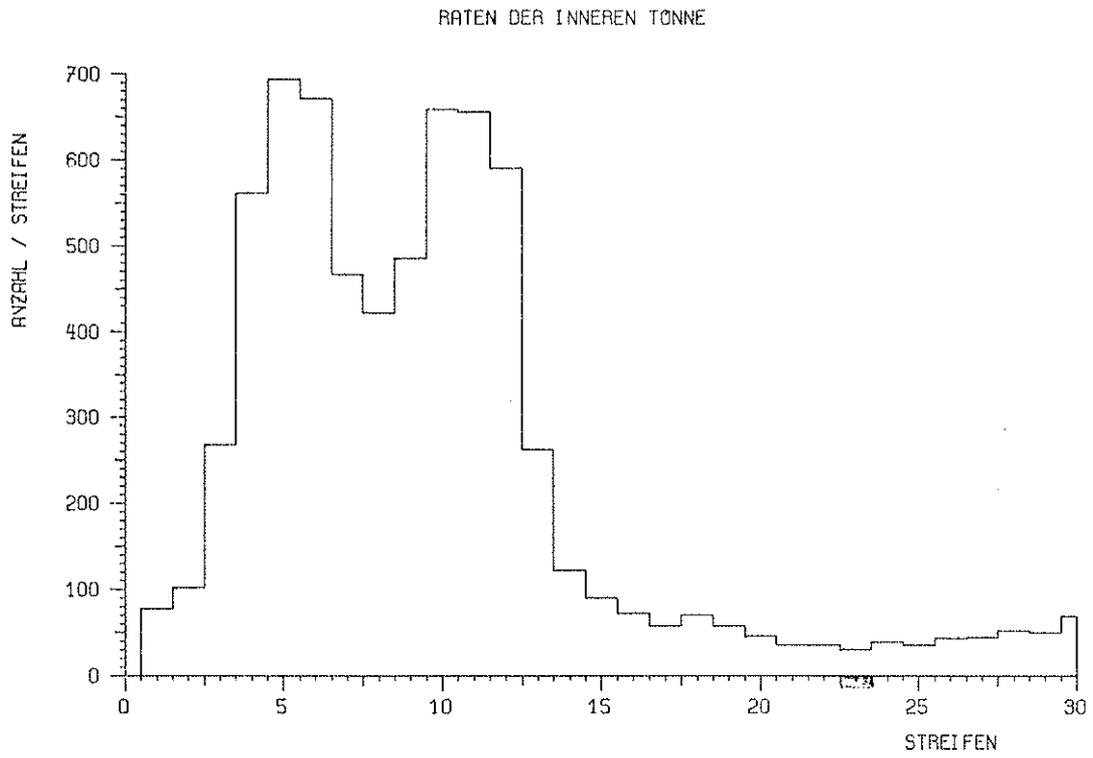


Abb. 45e(I): Spektrum der inneren Tonne

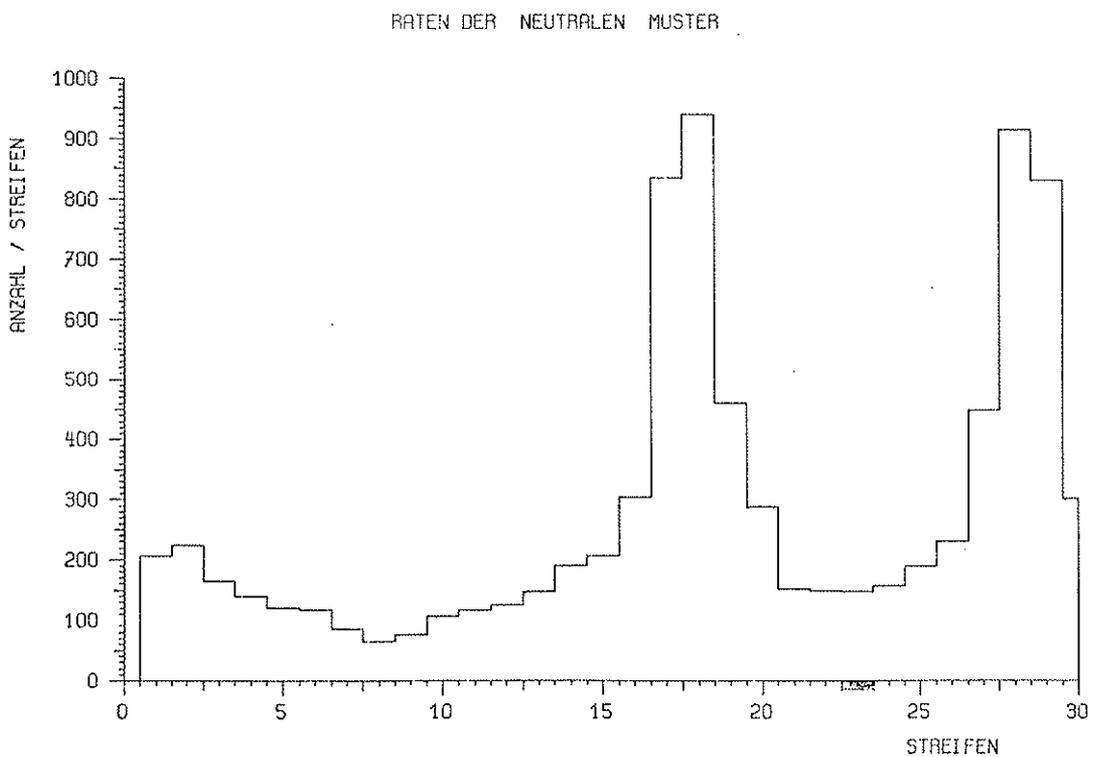


Abb. 45e(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 110-130 MeV, Anzahl Ereignisse: 3 725 (4.1 %)

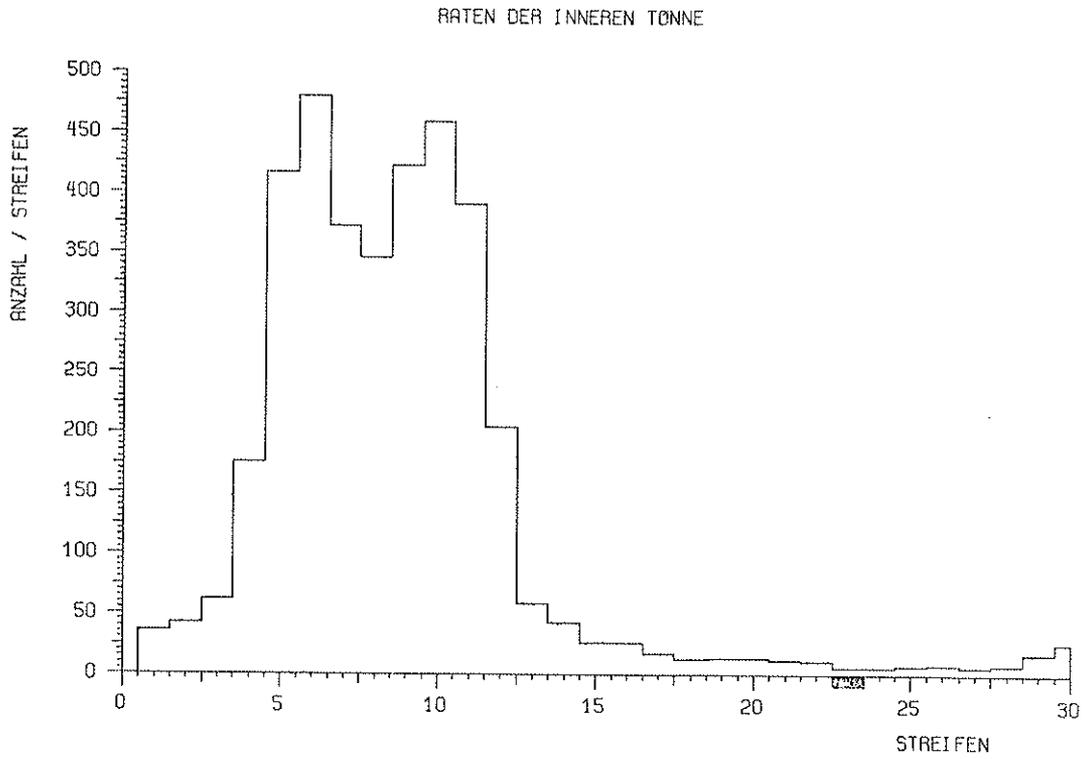


Abb. 45f(I): Spektrum der inneren Tonne

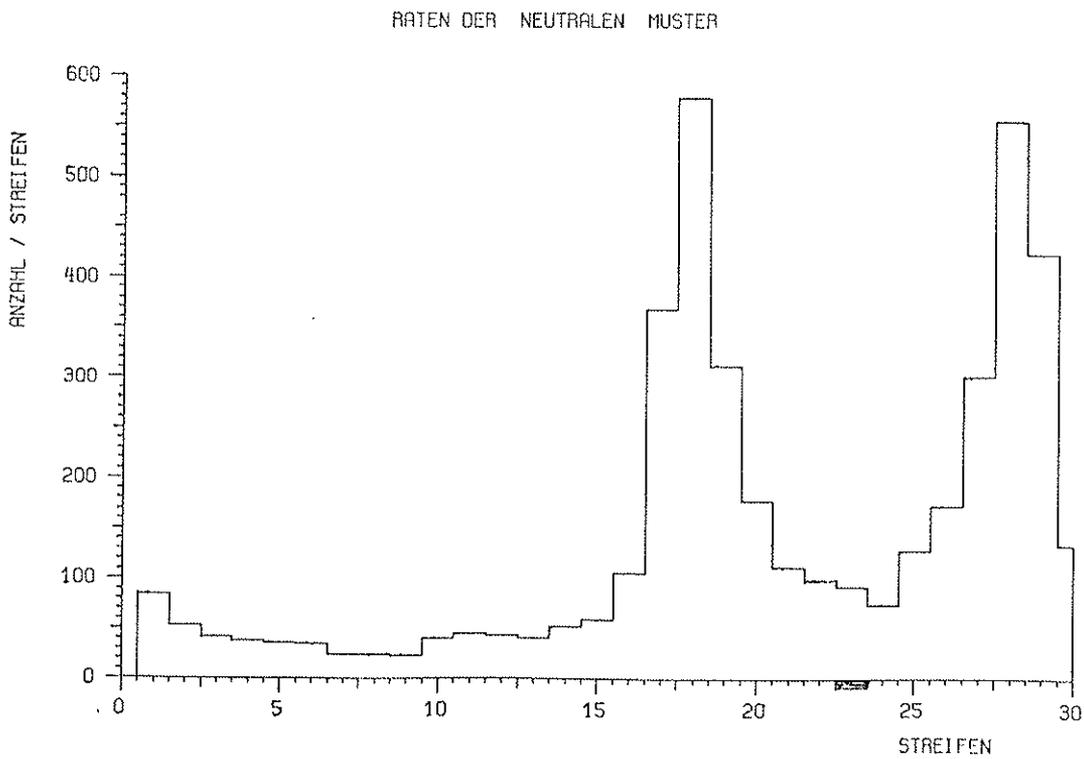


Abb. 45f(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 130-160 MeV, Anzahl Ereignisse: 4 406 (4.8 %)

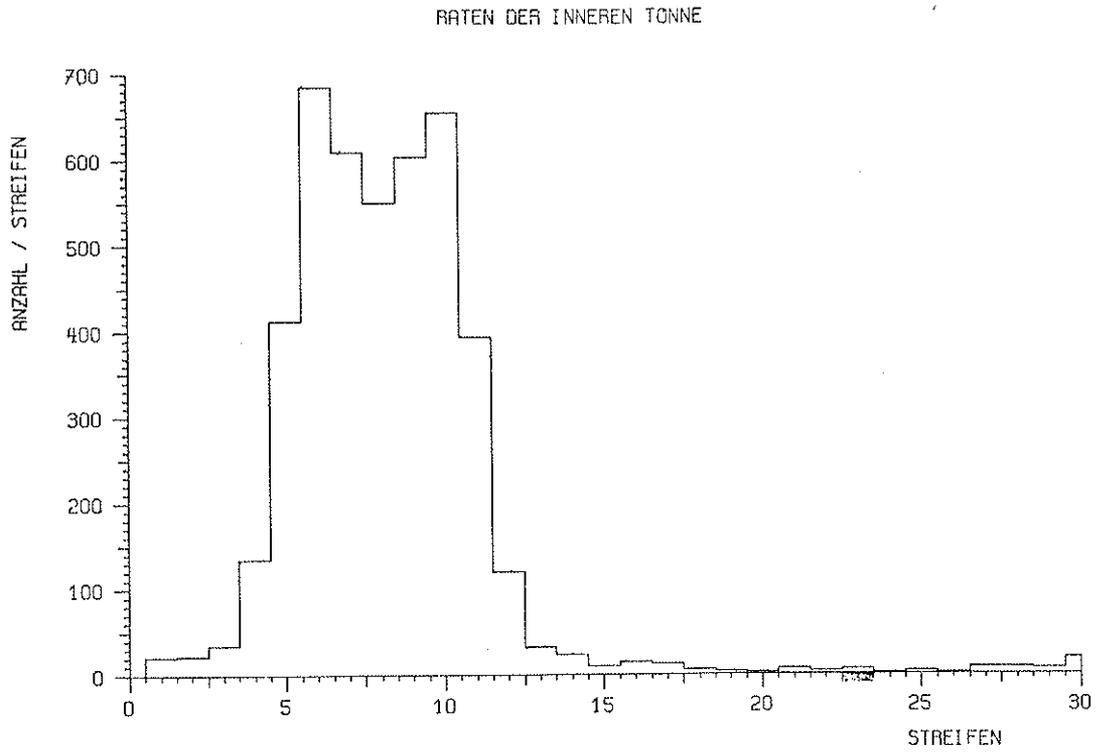


Abb. 45g(I): Spektrum der inneren Tonne

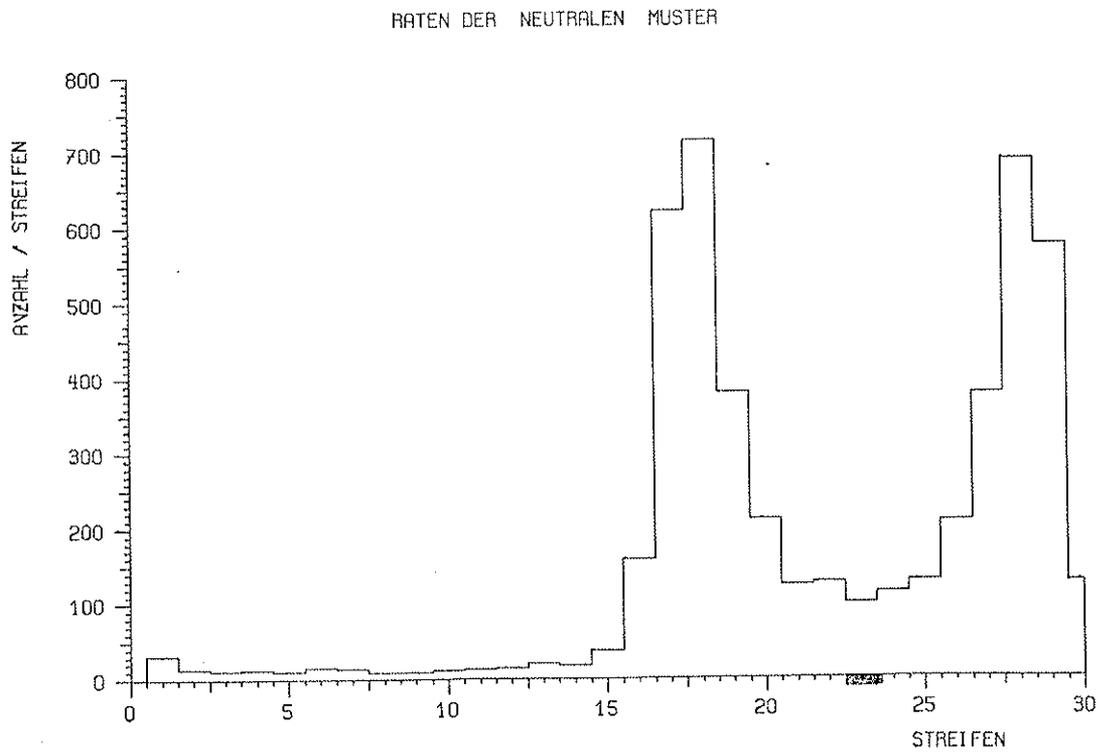


Abb. 45g(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 160-200 MeV, Anzahl Ereignisse: 2 180 (2.4 %)

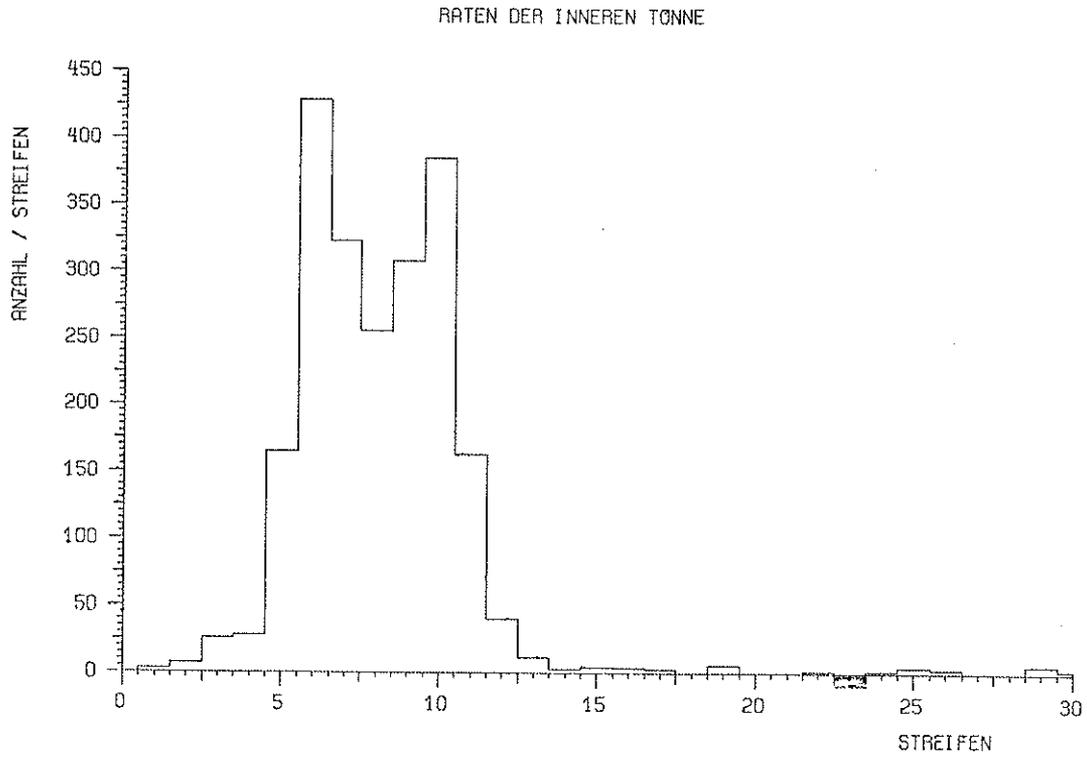


Abb. 45h(I): Spektrum der inneren Tonne

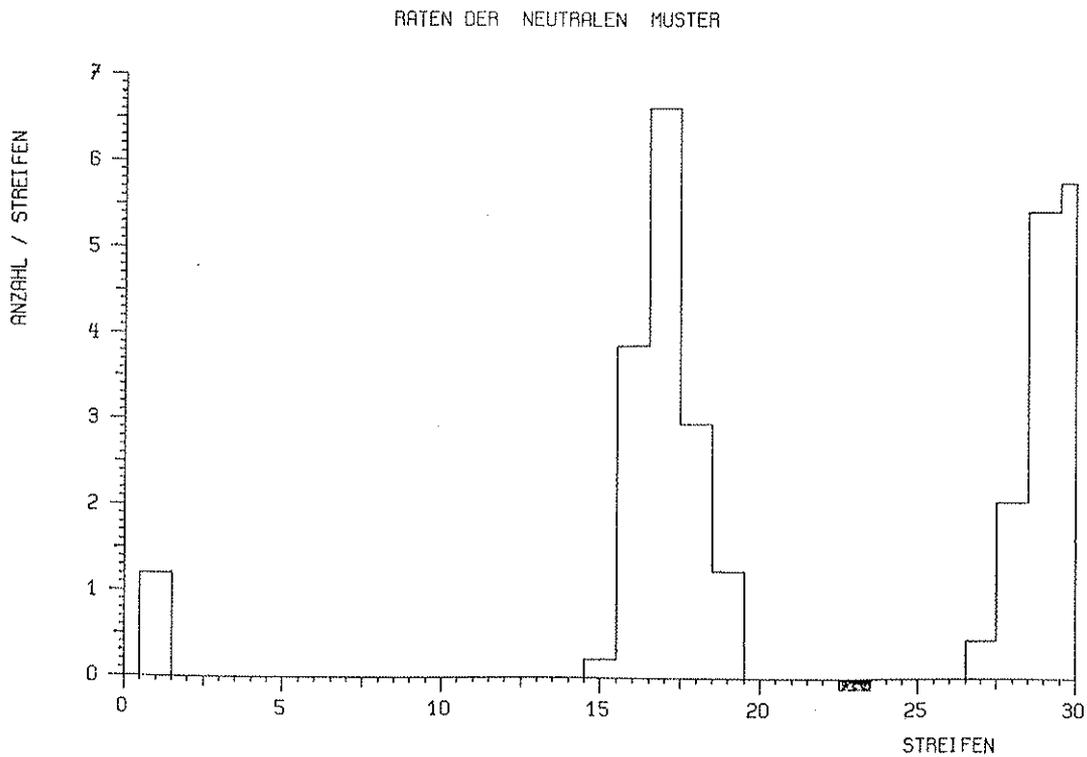


Abb. 45h(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Energie-Bereich: 200-1000 MeV, Anzahl Ereignisse: 188 (0.2 %)

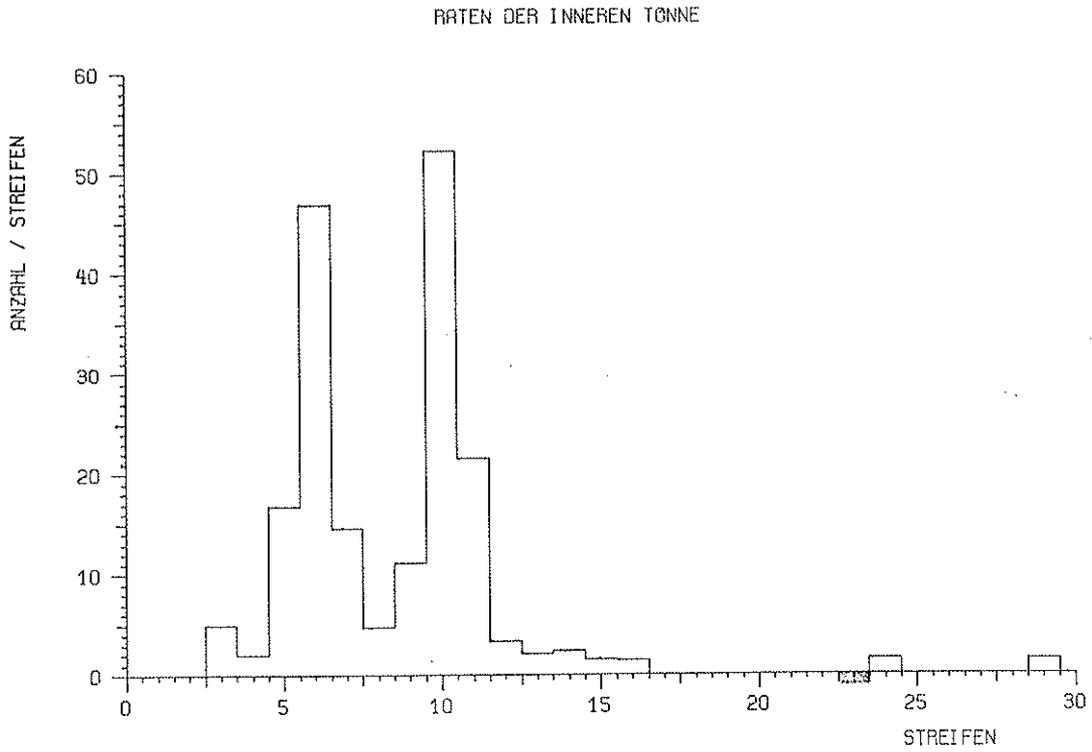


Abb. 45i(I): Spektrum der inneren Tonne

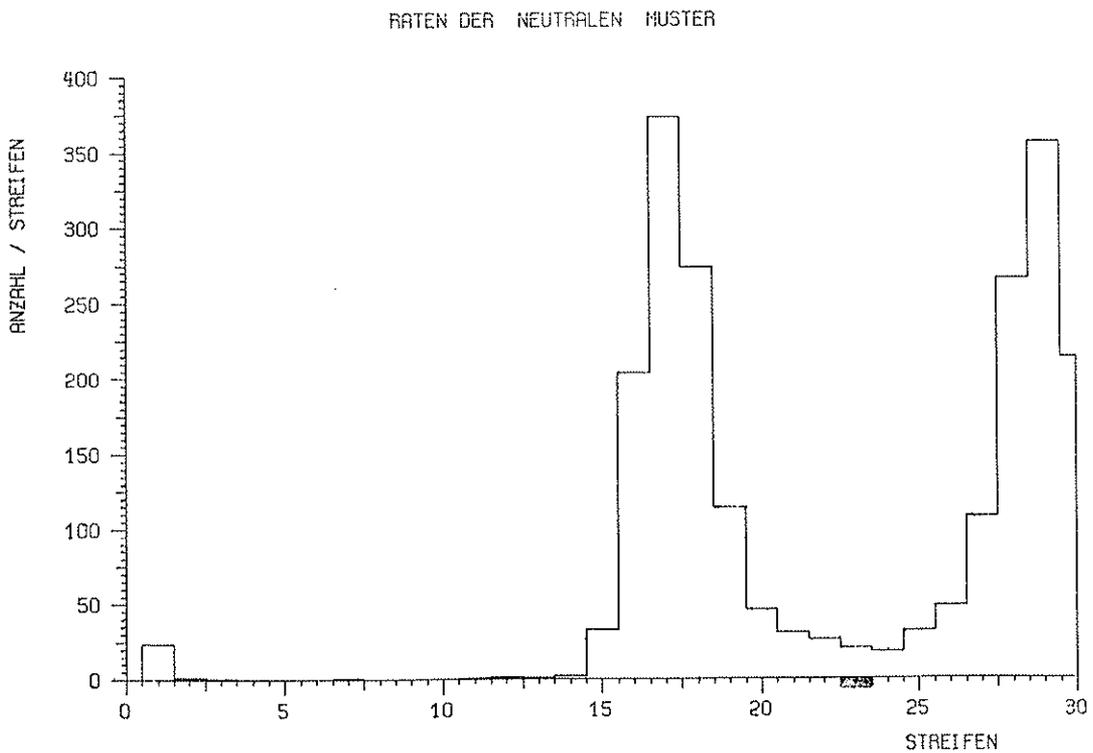


Abb. 45i(II): Auftreten der "neutralen" Muster

Aus den auf den Seiten 85-92 abgebildeten Spektren der Tonne kann man ebenfalls einen anschaulichen Beweis für die Ausführungen auf Seite 64 und 65 entnehmen. Für eine niedrige Energie des nachgewiesenen Gammas kann man einen großen Winkel zwischen ihm und seinem vom gleichen Pion herstammenden "Partner"-Gamma annehmen (Abb. 45b(II), vergl. Tab. III). Das  $\pi^+$  fliegt in die entgegengesetzte Richtung zum  $\pi^0$  (es ist hier nur der mit Abstand am häufigsten auftretende Kanal 31 betrachtet, alle anderen geben nur einen mehr oder weniger gleichmäßigen Untergrund), das heißt in den Halbzylinder der Tonne, hinter dem auch der triggernde NaJ-Detektor steht (Abb. 45b(I)). Liegt die Energie des nachgewiesenen Gammas höher, so vertauschen sich die Verhältnisse schlagartig (Abb. 43c(I), 43c(II)). Für eine recht hohe  $\gamma$ -Energie nimmt das triggernde  $\gamma$  nahezu den gesamten Impuls des zerfallenden Pions mit und spiegelt damit praktisch dessen Flugrichtung wieder. Das  $\pi^+$  fliegt also in die, dem triggernden NaJ gegenüberliegende Richtung (Abb. 45i(I)).

In den oben dargestellten Ergebnissen zeigt sich die gute Eignung dieser Reaktion, die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit der realen äußeren Tonne zu bestimmen.

### 4.3 Pionen-Läufe

Bei den Pionen (siehe auch Seite 58 ) wurde die Simulation mit 1 200 000 Ereignissen durchgeführt. Das Target und die verwendete Strahlverteilung war die gleiche wie bei den Antiprotonen-Läufen. Von den erzeugten Ereignissen wurden 1.7 % (absolut 20 890) für die weitere Verarbeitung akzeptiert. Von diesen waren 3.5 % (absolut 739) sogenannte Koinzidenz-Ereignisse. Da der Pionen-Lauf hauptsächlich dazu verwendet wurde, die "Auflösung" der NaJ-Detektoren zu überprüfen, sind im folgenden nur ein NaJ-Spektrum (das vom Sektor-NaJ mit 5 % FWHM Auflösung) und ein Tonnen-Spektrum abgebildet.

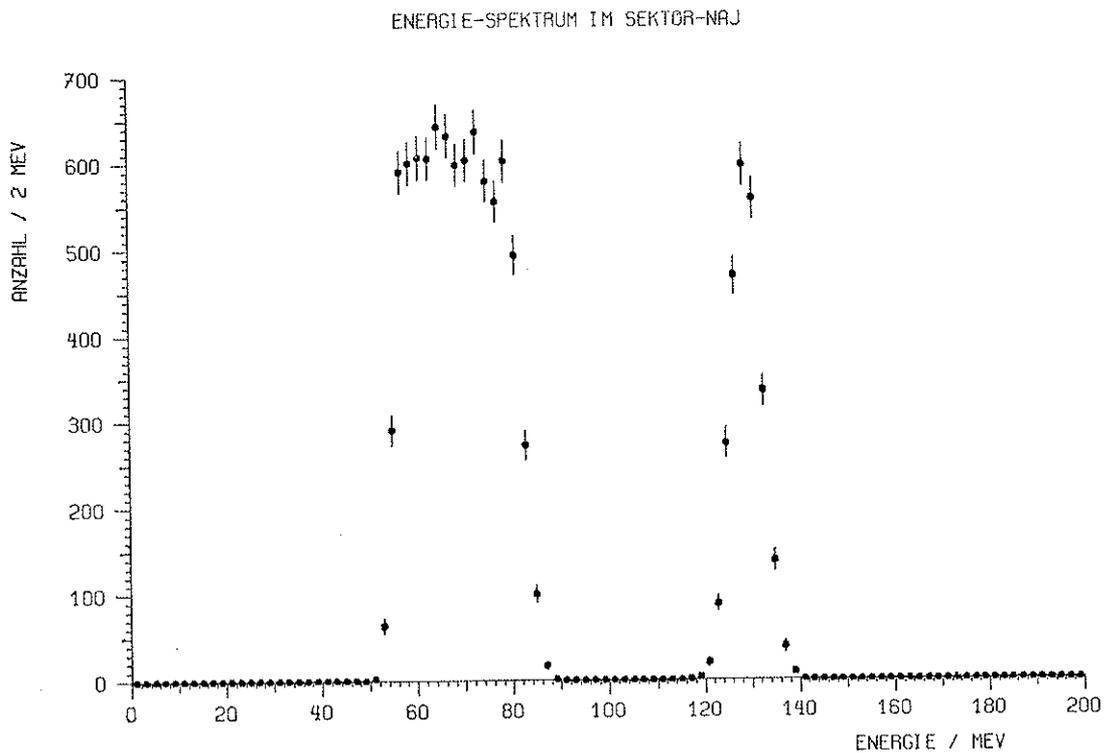


Abb. 46: Energiespektrum in einem NaJ-Detektor

Sehr schön ist hier (Abb. 46) die nachgebildete Auflösung des simulierten NaJ-Detektors zu erkennen. Bei 129 MeV ist eigentlich eine einzelne Linie durch das monoenergetische  $\gamma$  zu erwarten, die aber durch die Auflösung zu einer "gaussförmigen" Verteilung verbreitert wird.

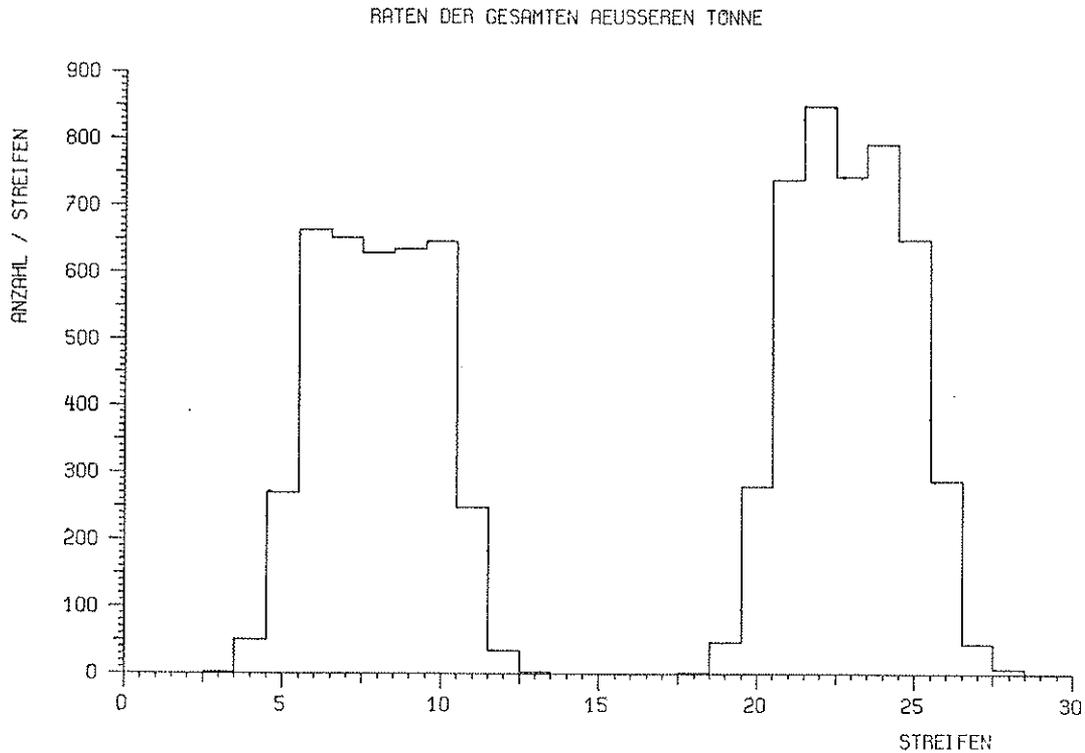


Abb. 47: Raten der äußeren Tonne

Da bei dieser Reaktion kein geladenes Teilchen entsteht, spricht die innere Tonne auch nicht an. Wenn diese Reaktion im Experiment beobachtet wird, und die innere Tonne gibt Signale ab, so können diese nur von Neutronen oder konvertierten Gammas stammen. Stellt man die Bedingung, daß die Energie des gemessenen Gammas bei 129 MeV liegt ( $n\gamma$ -Reaktion), so muß das Neutron in die entgegengesetzte Richtung fliegen. Dort können dann Aussagen über die Nachweiswahrscheinlichkeit von Neutronen in der Tonne gemacht werden. Wählt man die andere Reaktion ( $n\pi^0$ ), dann kann auf der Seite des triggernden NaJ-Detektors etwas über die Neutron-Nachweiswahrscheinlichkeit, auf der gegenüberliegenden Seite etwas über die der inneren und äußeren Tonne für Gammas im Energiebereich 60-80 MeV gesagt werden.

## 5. ZUSAMMENFASSUNG UND AUSBLICK

In der vorliegenden Arbeit werden Monte-Carlo-Rechnungen für ein gegebenes Detektorsystem beschrieben.

Das Ziel dieser Rechnungen war, eine Vorstellung davon zu geben, welchen Verlauf die  $\gamma$ -Spektren der einzelnen, für das Experiment wichtigen Annihilationskanäle haben (Annihilationsuntergrund), und wie der verwendete 4- $\pi$ -Detektor ("Tonne") auf die Annihilationsprodukte reagiert. Weiterhin wurde untersucht, wie gut die verschiedenen Kanäle durch gewisse Tonnebedingungen (Trigger) getrennt und damit der Untergrund unterdrückt werden kann. Für zehn ausgewählte Trigger wurde dies anschaulich gezeigt. Ferner ergab sich, daß von einem  $\pi^0$  stammende  $\gamma$ 's zu einer bestimmten Verteilung in der Tonne führen. Unter Ausnutzung dieses Verhaltens wird der Annihilationsuntergrund weiter vermindert werden können (wichtig bei der Suche nach monoenergetischen Gammas). Es wurden weiterhin quantitative Aussagen über Zähl- und Koinzidenzraten, sowie die Häufigkeit von  $\pi^0$ -Stopps im Target und der daraus resultierenden 130 MeV-Linie in den NaJ-Detektoren (wichtige experimentelle Eichlinie) gemacht. Für den  $K^+$ -Zerfall wurde die Eignung dieser Reaktion, zum besseren Verständnis der Detektoren (Tonne und NaJ-Kristalle) beizutragen, gezeigt, und es wurden die zu erwartenden Ergebnisse vorgestellt.

Die mit der Simulation gewonnenen Daten zeigen eine gute Übereinstimmung mit den ersten Resultaten der noch im Fluß befindlichen Auswertung des Experiments. Dies ist eine Bestätigung des gewählten Weges und zeigt die Qualität des gewählten Programm-Modells (siehe Anhang A1). Das Programm ZULP ist eine große Hilfe bei der Auswertung und erleichtert erheblich das Verständnis experimentell beobachteter Phänomene. Insbesondere kann es zur Verbesserung der Triggerbedingungen, die den Untergrund vermindern und die Annihilationskanäle trennen sollen, herangezogen werden.

Der auf zukünftige Anwendungen hin geplante Programmaufbau unterstützt sowohl die einfache Einführung neuer Geometrien und Detektoren, als auch eine genauere Nachbildung deren Eigenschaften. So sind zum Beispiel programmtechnische Vorkehrungen getroffen worden, um den von  $\gamma$ 's ausgelösten elektromagnetischen Schauer mit dem "Electron Gamma Shower"-Programm<sup>11,12)</sup> zu rechnen.

Um das Programm weiter zu verallgemeinern, wären die Daten der noch nicht betrachteten Annihilationskanäle und zusätzliche Resonanzzerfälle bereitzustellen. Für weiterreichende Aussagen über die Verbesserung des Untergrundverhältnisses beim Nachweis singulärer Gammas müßten noch Annihilationen mit solchen monoenergetischen  $\gamma$ 's erzeugt werden. Weiterhin besteht die Möglichkeit, mehr Untergrundreaktionen mit einzubeziehen.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß das Programm ZULP nicht nur beim gegenwärtigen Experiment eine große Hilfe ist, sondern in einer sachkundigen Hand auch die Konzeption neuer Experimente unterstützen kann.

ANHANG:

A1: Nachbildung des Experimentes im Programm ZULP	99
A2: Eingabeformat für das Programm ZULP	101
A3: Beschreibung der Unterprogramme INHOLE, INNAI	104
A4: Beschreibung des Unterprogrammes HITCOR	104
A5: Beschreibung des Unterprogrammes LORTRN	106
A6: Beschreibung des Unterprogrammes PIMSTP	107
A7: Flußdiagramm des Unterprogrammes CPTRC1	108
A8: Flußdiagramm des Unterprogrammes GAMTRC	109
A9: Flußdiagramm des Unterprogrammes CPTRC2	100
A10: Kriterien für das Akzeptieren eines Ereignisses	111
A11: Testausdruck für ein Ereignis	112
A12: Erzeugung der Zerfälle durch GENBOD	113

A1: Nachbildung des Experimentes im Programm ZULP

Für die Simulation mußte das Experiment in vereinfachter Weise nachgebildet werden. Dies betraf alle Teile des experimentellen Aufbaues mehr oder weniger.

Das Target wurde durch einen  $H_2$ -Zylinder dargestellt, also ohne Targetbehälter und -einfassung.

Um zu berechnen, welche Moduln der inneren Tonne beim Durchflug eines Teilchens ansprechen, wurde wie folgt verfahren: Es wurden die Auftreffpunkte der Flugbahn des Teilchens auf zwei zur Strahlachse konzentrische Zylinder (der eine mit dem Innenradius, der andere mit dem Außenradius der inneren Tonne) berechnet und bestimmt, in welches Segment der Tonne diese Koordinaten fielen. Die entsprechenden Moduln wurden als "gefeuert" markiert.

Das Verfahren für die äußere Tonne war dem für die innere Tonne gleich bis auf den Unterschied, daß aus programmtechnischen Gründen zusätzlich noch die Auftreffpunkte auf einen Zylinder mitten zwischen Innen- und Außenradius der äußeren Tonne bestimmt wurden.

Zur Simulation der NaJ-Detektoren wurden sie durch einfache Scheiben nachgebildet, die ihren Öffnungen entsprachen. Wenn ein Teilchen bei seinem Flug diese Scheibe traf, galt es als nachgewiesen und seine Energie wurde abgespeichert. Abb. 48 zeigt eine Zeichnung des "Programm-Modells".

NaJ

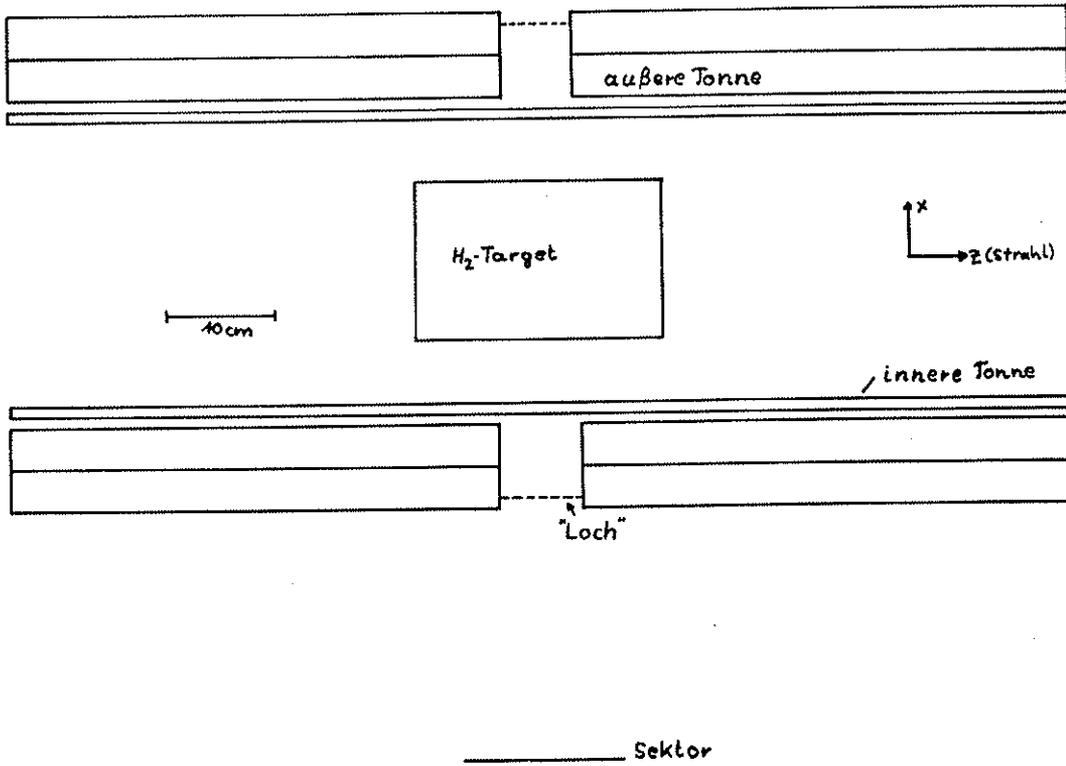


Abb. 48: Aufsicht auf das "Programm-Modell" von oben

A2: Beschreibung der Eingabe für das Programm ZULP

Mit der Eingabe für das Programm kann der Benutzer in gewisser Weise Einfluß auf den Ablauf des Programmes nehmen. Das Eingabe-Format ist eine Mischung zwischen Schlüsselwort und der FORTRAN-NAMELIST-Eingabe<sup>7)</sup>. Grundsätzlich wird mit einem Schlüsselwort die gewünschte Variablengruppe ausgewählt, während mit der nachfolgenden NAMELIST-Eingabe den einzelnen Variablen Werte zugewiesen werden. Allgemein hat die Eingabe für das Programm ZULP folgendes Format:

```
V=Spalte 1 der Lochkarte  
SSSSSSSS....  
&NNNNNN .... Wertzuweisung an Variable(n) .... &END
```

hierbei ist "SSSSSSSS" das Schlüsselwort, bei dem die ersten 4 Zeichen für die Unterscheidung der Variablengruppen herangezogen werden. Der Name der NAMELIST "NNNNNN" muß vollständig angegeben werden. Die NAMELIST-Eingabe kann sich auch über mehrere Lochkarten erstrecken.

Im folgenden wird aufgeführt, welche Variablen von allgemeinem Interesse mit der Eingabe verändert werden können.

Variablen-Gruppe A: Angabe der Target-Dimensionen (Das Target wird durch einen Zylinder mit dem Durchmesser "TGT DIA" und der Länge "TGT LEN" dargestellt.

Schlüsselwort: TARGET

Name der NAMELIST: TARGET

Variablen und ihre Bedeutung:

TGT DIA: Durchmesser des Targets in cm

TGT LEN: Länge des Targets in cm

TGT DEN: Dichte des Targets (bei H<sub>2</sub>-Target)

Variablen-Gruppe B: Angabe der Strahl-Dimensionen (Der Vertex der Ereignisse wird entsprechend einer Gauss-Kurve mit dem Hauptwert "BMEANx" und der Standardabweichung "BDEVx" erzeugt.

Schlüsselwort: BEAM

Name der NAMELIST: BEAM

Variablen und ihre Bedeutung:

BMEANX: Hauptwert der Gausskurve für die x-Richtung

BDEVX: Standardabweichung für die x-Richtung

BMEANY: Hauptwert der Gausskurve für die y-Richtung

BDEVY: Standardabweichung für die y-Richtung

BMEANZ: Hauptwert der Gausskurve für die z-(Strahl-) Richtung

BDEVZ: Standardabweichung für die z-(Strahl-) Richtung

Variablen-Gruppe C: Angabe über Anzahl und Herkunft der einzulesenden Ereignisse.

Schlüsselwort: EVENTS

Name der NAMELIST: EVENTS

Variablen und ihre Bedeutung:

MXEVTS: max. Anzahl der von "INUNIT" zu lesenden Ereignisse

INUNIT: FORTRAN-Unit-Nummer von der die Ereignisse gelesen werden sollen.

Variablen-Gruppe D: Angaben über Größe und Eigenschaften der NaJ-Detektoren.

Schlüsselwort: NAI

Name der NAMELIST: NAI

Variablen und ihre Bedeutung:

DISNAJ: Entfernung des NaJ-Detektors von der Strahlachse in cm

RNAJ: Radius der Detektor-Öffnung

RESNAJ: Energieauflösung des Detektors in Prozent

DISECT: wie "DISNAJ" aber für Sektor-NaJ

RSECT: wie "RNAJ" aber für Sektor-NaJ

RESSEC: wie "RESNAJ" aber für Sektor-NaJ

Variablen-Gruppe E: Angaben über verwendete Schwellen.

Schlüsselwort: THRESHOLD

Name der NAMELIST: THRESH

Variablen und ihre Bedeutung:

THRSIT: Energieschwelle der inneren Tonne in MeV

THRSOT: wie "THRSIT" aber für die äußere Tonne

THRNAJ: Energieschwelle des NaJ-Detektors in MeV

THRSEC: wie "THRSEC" aber für Sektor-NaJ

Eine Ausnahme zum oben angeführten Eingabeformat bildet das Debug-Kommando. Es hat keine NAMELIST-Eingabe und die Test-Möglichkeit wird durch das Schlüsselwort "DEBUG" eingeschaltet.

Beispiel:

V=Spalte 1 der Lochkarte

EVENTS

&EVENTS MXEVTS=1200000,INUNIT=1 &END

TARGET

&TARGET TGT DIA=15.0,TGTLEN=23.0 &END

NAI

&NAI DISNAJ=48.,RNAJ=7.5,DISECT=-47.5,RSECT=7.5,

RESSEC=0.05,RESNAJ=0.08 &END

THRESHOLD

&THRESH THRSIT=0.,THRSOT=0.,THRNAJ=0.,THRSEC=0. &END

BEAM

&BEAM BDEVX=2.6,BDEVY=2.6,BDEVZ=9.4 &END

Karten 1+2: Es sollen 1 200 000 Ereignisse von Unit 1 gelesen werden.

Karten 3+4: Die Länge des Targets beträgt 23 cm, sein Radius 15 cm.

Karten 5+9: Die NaJ-Detektoren haben beide einen Radius von 7.5 cm, ihr Abstand vom Target beträgt 47.5 bzw. 48 cm (Vorzeichen gibt Standort auf x-Achse an); Auflösungen: 5 bzw. 8 %.

Karten 10+11: Die Energieschwellen der NaJ-Detektoren und der Tonne stehen auf 0. MeV.

Karten 12+13: Die Standardabweichung des Strahles in x- und y-Richtung betraegt 2.6 cm, in z-Richtung 9.4 cm.

A3: Beschreibung der Unterprogramme INNAI, INHOLE

Problem: Berechnung des Auftreffpunktes einer Teilchenflugbahn auf eine senkrecht zur x-Achse stehende Scheibe.

Gegeben: Anfangspunkt der Flugbahn  $x_0, y_0$  und  $z_0$  (z.B. Vertex der Annihilation) und ihre Richtung (Richtungskosinus  $c_x, c_y$  und  $c_z$ ), sowie Radius  $R$  und Abstand  $D$  der Scheibe vom Targetmittelpunkt.

Gesucht: Koordinaten des Auftreffpunktes  $x_t, y_t$  und  $z_t$

Verfahren:  $T = \frac{D-x_0}{c_x}$

$$x_t = D \quad (\text{denn es gilt } x_0 + Tc_x = D)$$

$$y_t = y_0 + Tc_y$$

$$z_t = z_0 + Tc_z$$

Wenn  $\sqrt{x_t^2 + y_t^2} < R$  : Scheibe getroffen, ansonsten verfehlt

A4: Beschreibung des Unterprogrammes HITCOR

Problem: Berechnung des Auftreffpunktes einer Teilchenflugbahn auf einen zur z- (Strahl-) Achse konzentrischen Zylinder mit dem Radius R.

Gegeben: Anfangspunkt der Flugbahn  $x_0, y_0$  und  $z_0$  (z.B. Vertex der Annihilation) und ihre Richtung (Richtungskosinus  $c_x, c_y$  und  $c_z$ ), sowie der Radius R des Zylinders.

Gesucht: Koordinaten des Auftreffpunktes  $x_t, y_t$  und  $z_t$ .

Verfahren: Es soll gelten  $\sqrt{x_t^2 + y_t^2} = R \Rightarrow x_t^2 + y_t^2 = R^2$   
sowie  $x_t = x_0 + Tc_x, y_t = y_0 + Tc_y$

$$\text{also gilt: } (x_0 + Tc_x)^2 + (y_0 + Tc_y)^2 = R^2$$

$$\Rightarrow T_{1/2} = -p \pm \sqrt{p^2 - q}$$

$$\text{wobei } p = \frac{x_0 c_x + y_0 c_y}{c_x^2 + c_y^2}$$

$$\text{und } q = \frac{x_0^2 + y_0^2 - R^2}{c_x^2 + c_y^2}$$

Die Auftreffpunkte berechnen sich dann zu:

$$x_t = x_0 + Tc_x$$

$$y_t = y_0 + Tc_y$$

$$z_t = z_0 + Tc_z$$

A5: Beschreibung des Unterprogrammes LORTRN

Problem: Lorentz-Transformation eines Teilchenzerfalles aus seinem Ruhesystem in das Laborsystem.

Gegeben: Masse des zerfallenden Teilchens  $m$ , seine Gesamtenergie  $E$ , und sein Impuls  $\vec{p}$ .

Für jedes Sekundärteilchen  $E_{cm}$  und  $\vec{p}_{cm}$  im Schwerpunktsystem des zerfallenden Teilchens.

Gesucht: Für jedes Sekundärteilchen  $E_{Lab}$  und  $\vec{p}_{Lab}$  im Laborsystem.

Verfahren: Es wurden folgende Formeln programmiert:

$$\gamma = \frac{E}{m}; \quad \vec{\eta} = \frac{\vec{p}}{m}$$

$$E_{Lab} = \gamma E_{cm} - \vec{\eta} \vec{p}_{cm}$$

$$\vec{p}_{Lab} = \vec{p}_{cm} - \vec{\eta} \left( \frac{E_{Lab} + E_{cm}}{\gamma + 1} \right)$$

A6: Beschreibung des Unterprogrammes PIMSTP

Problem: Simulation eines im  $H_2$ -Target stoppenden  $\pi^-$ .

Verfahren: 1. Auswahl der entsprechenden Reaktion über eine Zufallszahl (zur Reaktion vgl. Seite 58).

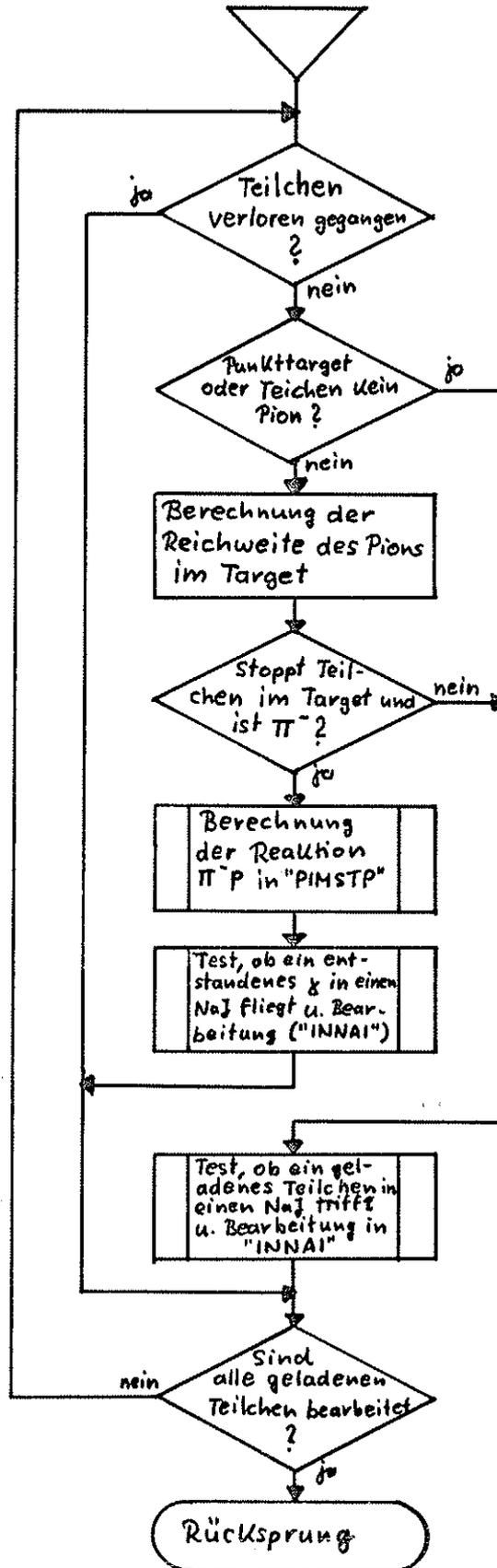
2. Für Endzustand  $n+\gamma$ :

Erzeugung einer Richtung für das monoenergetische  $\gamma$  und zusätzlich Bereitstellen von Energie und Impuls.

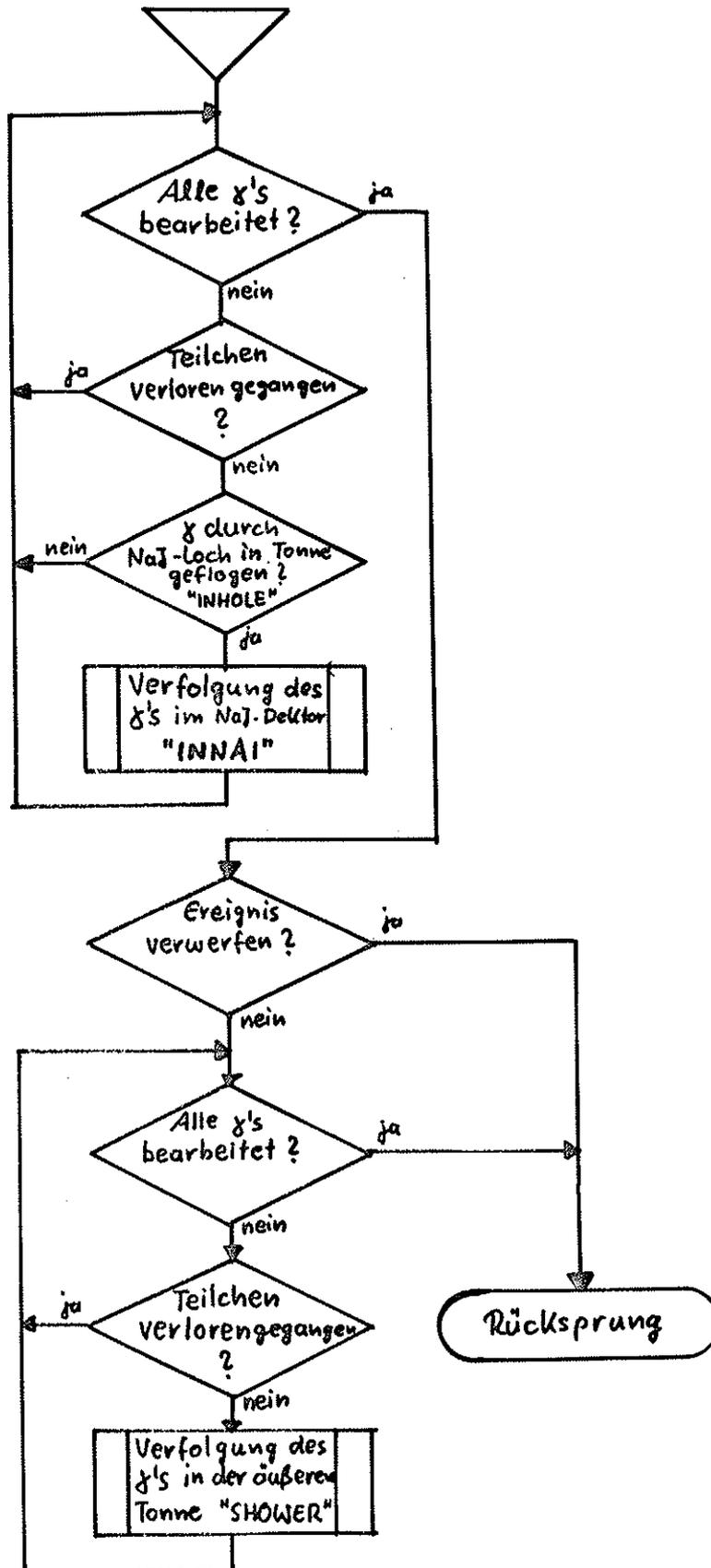
3. Für Endzustand  $n+\pi^0$ :

Erzeugung einer Richtung für das monoenergetische  $\pi^0$ . Berechnung seines Zerfalls in 2  $\gamma$ 's im  $\pi^0$ -Ruhesystem. Danach werden Energie und Impuls der  $\gamma$ 's ähnlich dem Unterprogramm LORTRN (siehe A5) in das Laborsystem transformiert und zur weiteren Verwendung bereitgestellt.

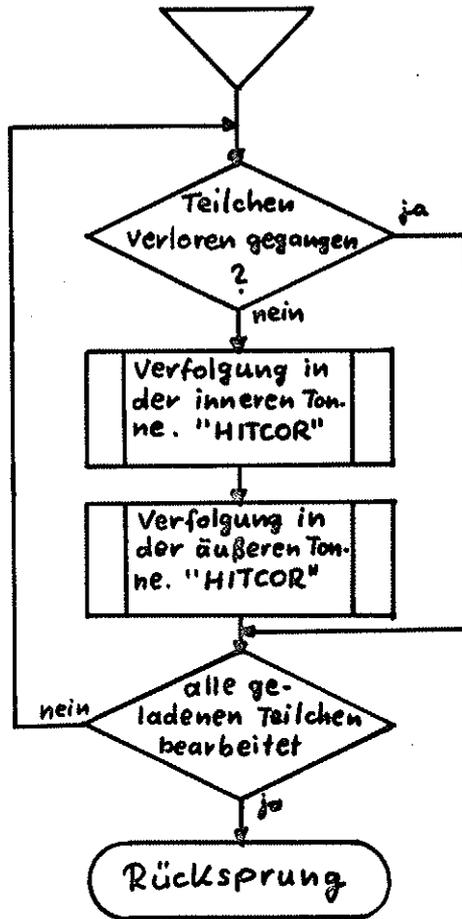
A7: Flußdiagramm des Unterprogrammes CPTRC1



A8: Flußdiagramm des Unterprogrammes GAMTRC



A9: Flußdiagramm des Unterprogrammes CPTRC2



A10: Kriterien für das Akzeptieren eines Ereignisses

Ein Ereignis wurde dann für die weitere Verarbeitung akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt waren:

1. NaJ-Trigger: Es mußte mindestens in einem NaJ-Detektor eine Gamma-Energie über der vorgegebenen Schwelle gelegen haben und der Detektor durfte nicht von einem geladenen Teilchen getroffen worden sein.

2. Tonne-Trigger: Das Ereignis mußte eine bestimmte Bedingung in der Tonne erfüllen.

Bemerkung: In allen hier beschriebenen Läufen wurde keine Tonnebedingung gesetzt.



A12: Erzeugung der Zerfälle durch GENBOD

Das Spektrum einer physikalischen Größe  $g$  des Zerfallssystems wird gegeben durch:

$$f(g) = \frac{d}{dg} (|M.E.|^2 R_n)$$

hierbei ist M.E. das Matricelement, mit dem die physikalische Wechselwirkung der Teilchen beschrieben wird und das für die hier beschriebenen Zerfälle als konstant angenommen wird (entspricht der experimentellen Beobachtung), während  $R_n$  den Phasenraum darstellt.

Das Phasenraum-Integral sei definiert als

$$R_n = \int \delta^4 \left( \underline{P} - \sum_{j=1}^n p_j \right) \prod_{i=1}^n \delta(p_i^2 - m_i^2) d^4 p_i$$

wobei  $\underline{P}$  der Gesamt-Vierervektor des  $n$ -Teilchen-Systems,  $p_i$  der Vierervektor der Einzelteilchen und  $m_i$  deren Masse ist. Als Basis des "M-Generators" in GENBOD diene folgende rekursive Formel:

$$R_n = \frac{1}{m_1} \iint \prod_{i=1}^{n-1} \{ 2M_i R_2(M_{i+1}; M_i, m_{i+1}) \} dM_{n-1} \dots dM_2$$

wobei  $R_2(\dots)$  der invariante 2-Körper-Phasenraum ist.

Das Problem kann also als Folge von 2-Körper-Zerfällen gesehen werden, wie in Abb. 49 dargestellt.

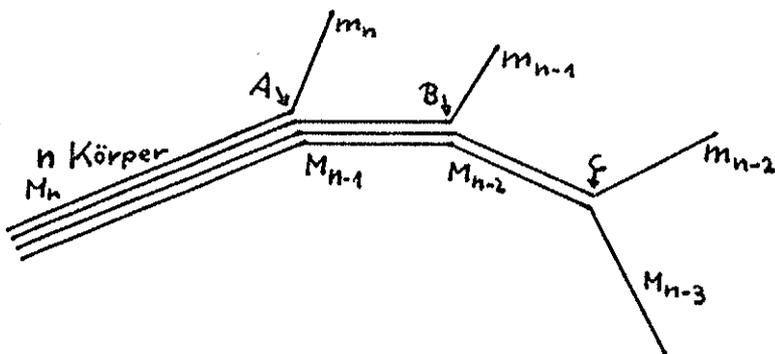


Abb. 49: Folge von 2-Körper-Zerfällen

Die invarianten Massen werden nach folgender Beziehung gewählt:

$$M_j = r_j \left( M_n - \sum_{i=1}^n m_i \right) + \sum_{i=1}^j m_i$$

wobei  $r_j$  eine Zufallszahl im Bereich 0...1 ist. Werden die  $r_j$  in steigender Reihenfolge sortiert, gilt:

$$0 < r_1 < \dots < r_j < r_{j+1} < \dots < r_{n-2} < 1$$

Dann ist auch die Bedingung erfüllt, nach der jeder 2-Körper-Zerfall (A,B,C...) exotherm sein soll und der Beziehung

$$M_{j-1} + m_j < M_j < M_{j+1} - m_{j+1}$$

gehört.

Ausführlichere Erläuterungen über die verwendete Methode und die Herleitung der Formeln finden sich in Ref. 5.

LITERATURVERZEICHNIS

1. P.Pavlopoulos  
"Suche nach tiefgebundenen Zuständen im Antiproton-Proton-System"  
KfK-Ext. 3/78-4
2. Basel-Karlsruhe-Stockholm-Straßburg-Thessaloniki-Kollaboration  
"Search for strongly bound states of the  $\bar{p}p$ ,  $\bar{p}d$  and  $\bar{p}(NN..)$ -states"  
CERN PSCC 78-28/M 12
3. H.J.Glöckner  
"Bestimmung der Trajektorien einlaufender Antiprotonen in einem  
Experiment zur Untersuchung gebundener Zustände im Antiproton-  
Proton-System"  
KfK 2916B
4. E.H.S Burhop (Hrsg.)  
"High Energy Physics IV"  
Pure And Applied Physics 25-IV
5. F.James  
"Monte-Carlo-Phase-Space"  
CERN 68-15
6. G.Källen  
"Elementarteilchenphysik"  
Mannheim
7. "IBM System/360 and System/370 Fortran IV Language"  
IBM GC28-6515-10
8. J.Spuller et al.  
"A remeasurement of the Panofsky-Ratio"  
Phys.Let. 67B (1977) 479-482
9. H.Poth  
Private Mitteilung

10. I. Bergström  
Private Mitteilung
  
11. W.R. Nelson  
Private Mitteilung
  
12. R.L. Ford, W.R. Nelson  
"The EGS Code System"  
SLAC-210, 1978

DANKSAGUNG

Zuerst möchte ich Herrn Helmut Poth, meinem Betreuer, danken für intensivste Diskussionen, unermüdlichen Ansporn und das stete Eröffnen neuer Perspektiven, ohne dabei meine Selbständigkeit einzuschränken.

Sodann möchte ich den Herren A. Citron und H. Koch dafür Dank sagen, daß sie mir diese Arbeit ermöglichten. Letzterem fühle ich mich für seine Bemühungen, mich zu unterstützen, tief verpflichtet.

Meinem Freund Hansjörg Glöckner möchte ich meinen besonderen Dank für die umfassende Hilfe aussprechen.

Überhaupt möchte ich mich bei allen anderen Karlsruher Gruppenmitgliedern für ihre Kameradschaft und ihr Wohlwollen bedanken, vor allem bei den Herren Peter Blüm, Martin Dörr und Detlev Gotta.

Nicht zuletzt möchte ich den Herren J. Buschmann und K. Gogg für ihre wertvolle Unterstützung beim Erstellen der Computer-Bilder danken.

