

DIE EICHUNG EINES BGO-DETEKTORS UND
DER VERGLEICH DES INKLUSIVEN γ -SPEKTRUMS
DER $p\bar{p}$ -ANNIHILATION IN RUHE
MIT EINER MONTECARLO-SIMULATION

Diplomarbeit

Unter Anleitung von Prof.G.Backenstoss und Dr.L.Tauscher

Andreas Schopper

Universität Basel

Mai/August 1985

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung

- 1.1 Baryonium im Quarkmodell
- 1.2 Die Suche nach Baryonium

2. Das Experiment

- 2.1 Aufbau der Apparatur
- 2.2 Die BGO-Detektoren
- 2.3 Homogenität der Kristalle
- 2.4 Elektromagnetische Schauer in BGO
- 2.5 Schwere geladene Teilchen in BGO
- 2.6 Energieauflösung der BGO-Kristalle
- 2.7 Elektronikschema

3. Eichung der BGO-Detektoren

- 3.1 Eichung mit einer Th-Quelle vor Datennahme
- 3.2 Interkalibration der Rohspektren anhand verschiedener Methoden
 - 3.2.1 Endpunkt der Spektren
 - 3.2.2 Geladene Teilchen
 - 3.2.3 Spektrenform
 - 3.2.4 Diskussion
- 3.3 Absolute Kalibration

4. Inklusive γ -Spektren bekannter Zerfallskanäle

- 4.1 Bekannte Zerfallskanäle
- 4.2 MC-Simulation
- 4.3 Fit und Normalisierung



5. Erster Vergleich der MC-Simulation mit Daten vom Mai'85

5.1 Das inklusive γ -Spektrum

5.2 Subtraktion der MC-Simulation

5.3 Diskussion

6. Danksagung

7. Referenzen

1. EINLEITUNG

1.1 Baryonium im Quarkmodell

Das gegenwärtig allgemein akzeptierte Modell zur Beschreibung stark wechselwirkender Teilchen, den Hadronen, ist das Quarkmodell. Es hat bisher allen experimentellen Nachprüfungen standgehalten und zudem im Rahmen der SU(3) neue Teilchen (z.B. Ω^-) theoretisch vorhergesagt, deren Existenz daraufhin experimentell bestätigt wurde.

Nach heutigen Vorstellungen existieren sechs Quarks (q), von denen fünf experimentell nachgewiesen wurden, und ihre Antiquarks ($\bar{q}$). Sie haben Drittel Ladungen, unterliegen der starken, elektromagnetischen und schwachen Wechselwirkung, haben Spin $1/2$ und sind somit Fermionen. Quarks können auf verschiedene Weise miteinander zu einem halbzahligen oder ganzzahligen Gesamtspin koppeln und bilden so die Gruppe der Hadronen. Die Hadronen gliedern sich in zwei Gruppen, die Baryonen und Mesonen.

Die Mesonen bestehen aus einem Quark und einem Antiquark ($q\bar{q}$), haben somit ganzzahligen Spin und sind demnach Bosonen. Die Baryonen setzen sich aus drei Quarks zusammen (qqq), sind also Teilchen mit halbzahligem Spin und folglich Fermionen.

Für die Baryonen-Zustände stellt sich im Rahmen dieses Modells das Problem, dass die Kombination dreier Quarks zu einer symmetrischen Gesamtwellenfunktion führt, was nach dem Pauliprinzip für Fermionen verboten ist. Diese Schwierigkeit wurde durch Einführung eines weiteren Freiheitsgrades, der Farbladung, umgangen.

Die Wechselwirkung von Teilchen mit Farbe beschreibt die Quantenchromodynamik (QCD). Diese Theorie postuliert drei Farben, die Ladungen der starken Wechselwirkung. Jedes Quark trägt demnach neben seiner elektromagnetischen Ladung auch Farbladung; Antiquarks tragen Antifarbe. Sowie das Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, das Photon, eine Kraft zwischen geladenen Teilchen bewirkt, so führt auch ein Austauschteilchen der starken Wechselwirkung, das Gluon, zur starken Kraft. Beide, sowohl das Photon als auch das Gluon, sind masselose Teilchen und haben Spin 1. Während jedoch das Photon keine elektrische Ladung trägt, hat das Gluon Farbladung. Es existieren acht Gluonen, die untereinander wechselwirken können.

Bis heute wurden keine freien Farbladungen, sondern ausschliesslich farbneutrale Quarkverbände beobachtet. Die Mesonen sind aufgrund der Kombination von Farbe und Antifarbe insgesamt farbneutral. Die Baryonen bestehen aus drei verschiedenfarbigen Quarks, die zusammen ein farbneutrales System bilden. Die Tatsache, dass keine freien Quarks beobachtet werden nennt man Confinement.

Da die QCD alle bekannten Mesonen- und Baryonenzustände richtig beschreibt, stellt sich die Frage, ob nicht andere, bisher unbekannte, theoretisch mögliche Quarkkombinationen in der Natur existieren.

So ist es zum Beispiel durchaus denkbar und mit der Theorie verträglich, dass ein farbneutrales Diquark-Diantiquark-System ($q\bar{q}q\bar{q}$) existiert. Die Beobachtung dieses sogenannten Baryoniums (B) und die Kenntnis seiner Masse, wären für die weitere Entwicklung der Theorie von Bedeutung.

1.2 Die Suche nach Baryonium

Die Untersuchung von Nukleon-Antinukleon Systemen ($N\bar{N}$) bietet eine gute Möglichkeit nach Baryonium-Zuständen zu suchen.

Betrachtet man speziell ein Proton-Antiproton System ($p\bar{p}$) in Ruhe, welches durch Annihilation in alle möglichen Kanäle zerfallen kann, so könnte sich insbesondere auch ein Baryonium-Zwischenzustand bilden. Die Existenz dieses Zustandes kann entweder direkt durch Nachweis seiner möglichen Zerfallskanäle oder indirekt durch Messung der übrigen Reaktionsprodukte bei seiner Entstehung, überprüft werden.

Solche Untersuchungen von $p\bar{p}$ -Annihilationsprozessen in Ruhe werden am niederenergetischen Antiproton-Speicherring LEAR am CERN durchgeführt. Man sucht speziell nach folgenden möglichen Reaktionen [ADI84].



Im Quarkmodell wäre Gl.(1.2.1) durch Quarkumordnung, Gl.(1.2.2) durch Quarkannihilation zu erklären.

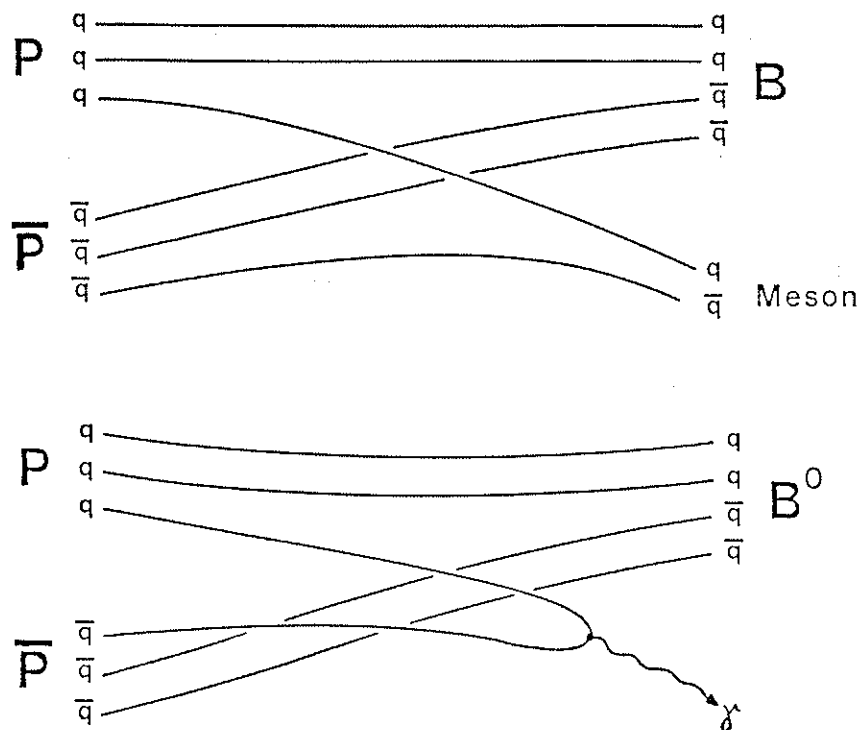


Fig.(1.2.1) : Beispiele für Baryoniumproduktion

Da es sich bei diesen $p\bar{p}$ -Annihilationsprozessen um Zweikörper-Prozesse handelt, entstünden monoenergetische π^0 bzw. γ .

Der Nachweis eines π^0 erfolgt durch Messung der Energien E_{γ_1} , E_{γ_2} und des Winkels $\Theta_{\gamma_1\gamma_2}$ der zwei γ 's, in die es zerfällt. Aus allen bei der $p\bar{p}$ -Annihilation entstehenden unkorrelierten $\gamma\gamma$ -Paaren werden, die aus einem π^0 -Zerfall stammenden γ 's durch Rekonstruktion der invarianten Masse bestimmt, wobei immernoch ein gewisser Untergrund von unkorrelierten γ -Paaren akzeptiert wird. Es gilt [BAC83] :

$$m^2 = 2 \cdot E_{\gamma_1} \cdot E_{\gamma_2} \cdot (1 - \cos \Theta_{\gamma_1\gamma_2}) \quad \text{Gl. (1.2.3)}$$

Durch die Messung der γ -Energien und die Kenntnis der π^0 -Masse kann die Energie der einzelnen ungeladenen Pionen bestimmt werden. In einem so aufgenommenen π^0 -Spektrum müsste bei der Existenz von Reaktion Gl.(1.2.1) eine monoenergetische Linie auftauchen, die sich durch keinen bekannten Zerfallskanal erklären lässt.

Zum Nachweis monoenergetischer γ 's aus dem Prozess Gl.(1.2.2) werden alle, durch die $p\bar{p}$ -Annihilation erzeugten γ 's registriert um in solchen inklusiven γ -Spektren nach unbekannten Linien zu suchen.

In dieser Diplomarbeit wurde die Energieeichung des zur Aufnahme inklusiver γ -Spektren verwendeten BGO-Detektorsystems durchgeführt. Weiterhin wurden bekannte Zerfallskanäle der $p\bar{p}$ -Annihilation mit einem bereits existierenden, leicht zu modifizierenden Monte-Carlo-Programm simuliert, um einen ersten Vergleich mit den gemessenen Daten vom Mai'85 zu ermöglichen.

2. DAS EXPERIMENT

2.1 Aufbau der Apparatur

Die im niederenergetischen Antiproton-Speicherring LEAR gespeicherten Antiprotonen treten aus dem Strahlrohr mit einem Impuls von 330 MeV/c aus, werden von einem Plastiksziellator-Teleskop gezählt und durchlaufen einen 2 mm dicken Moderator, so dass sie nach 10 cm im flüssigen Wasserstoff des 20 cm langen Targets gestoppt werden. Die Extraktion der Antiprotonen erfolgt während ca. einer Stunde, während ein erneutes Füllen von LEAR nur etwa 10 min. beansprucht. Die maximale Teilchenrate betrug im Mai'85 $\approx 5 \cdot 10^4$ $\bar{p}$ /s.

Die bei der $p\bar{p}$ -Annihilation entstehenden, aus den verschiedensten Kanälen stammenden Photonen werden mit folgendem Detektorsystem, bestehend aus Bleiglas-Schauer-Detektoren und zwei identischen BGO-Detektoren registriert.

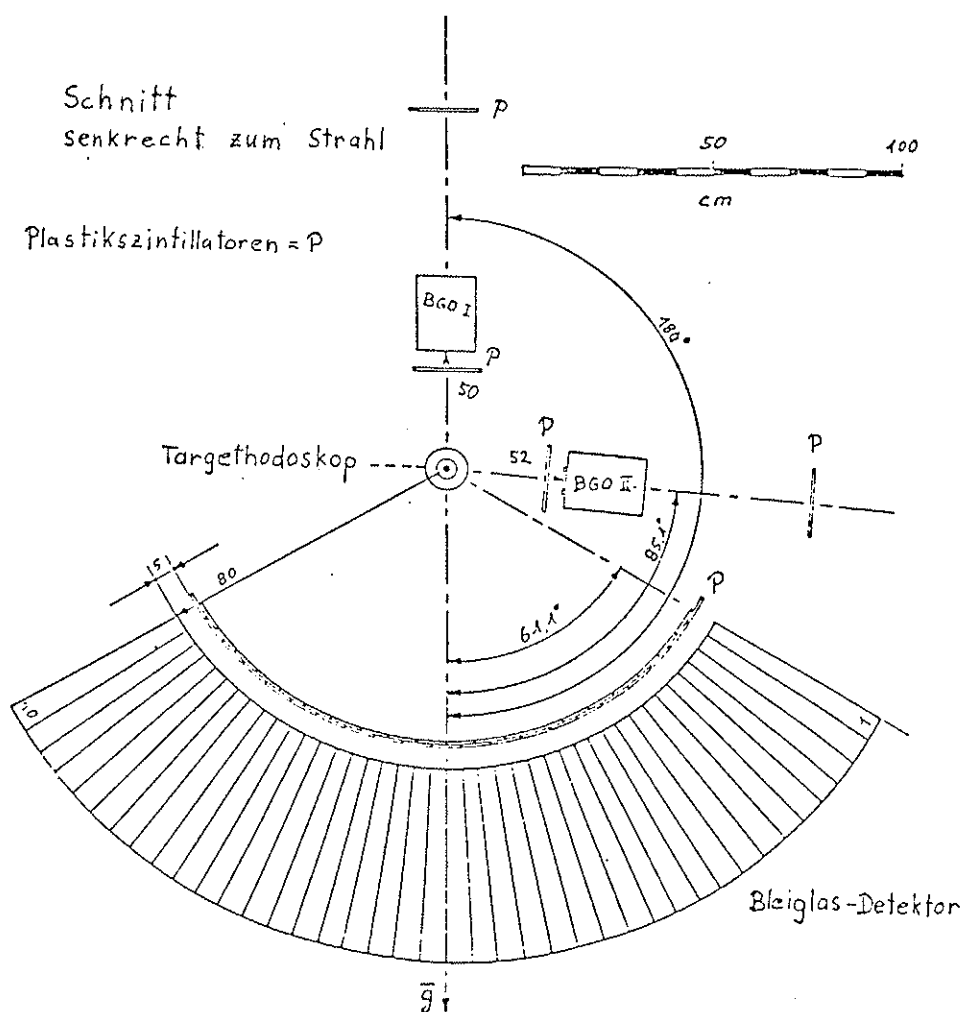


Fig. (2.1.1) : Aufbau der Apparatur

Die 160 Bleiglas-Cerenkov-Zähler sind unter dem Target in vier hintereinanderliegenden Schichten kreisförmig um die Strahlachse angeordnet. Sie haben im Vergleich zu BGO eine schlechte Energieauflösung, decken jedoch einen grossen Raumwinkel ab und liefern eine gute Winkelauflösung. Die Bleigläser werden ausschliesslich zur π^0 -Spektroskopie verwendet, da dort nach Gl.(1.2.3) die Winkelauflösung empfindlicher eingeht als die Energie.

Die beiden BGO-Detektoren sind senkrecht zur Strahlrichtung montiert und sowohl radial als auch azimuthal verschiebbar. Sie werden dank ihrer guten Energieauflösung sowohl zur hochauflösenden π^0 -Spektroskopie, als auch zur Aufnahme inklusiver γ -Spektren verwendet.

Plastikszintillatoren vor und hinter den BGO-Detektoren, sowie vor den Bleigläsern, dienen zusammen mit dem Targethodoskop zur Unterscheidung geladener Teilchen von Photonen. Durch Koinzidenzschaltungen können geladene Teilchen, die aus dem Target kommen und einen BGO-Detektor nur zum Teil, oder auch vollständig durchlaufen, registriert werden.

2.2 Die BGO-Detektoren

Da in dieser Arbeit insbesondere die Eichung der BGO-Detektoren durchgeführt wurde, soll nun speziell auf den Aufbau und die Eigenschaften des BGO-Detektorsystems eingegangen werden.

Die beiden BGO-Systeme sind identisch und bestehen jeweils aus sieben hexagonalen BGO-Kristallen, jeder mit einem Photomultiplier des Typs HAMAMATSU R1306-01 [HAM] bestückt. Folgende Figuren zeigen die Anordnung und die Numerierung der hexagonalen Kristalle bezüglich des Strahls.

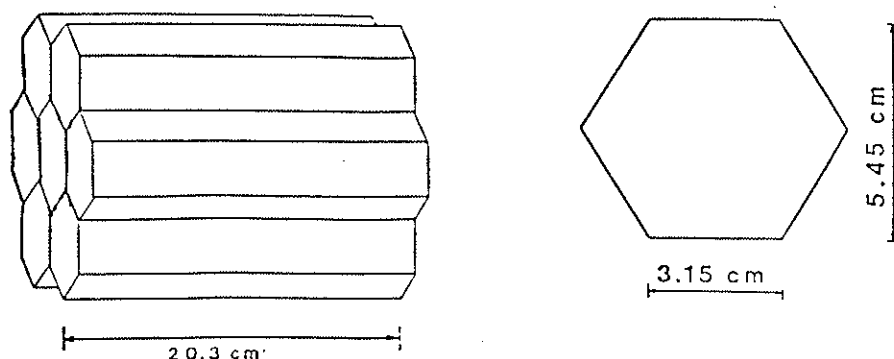


Fig.(2.2.1) : Anordnung und Grösse eines BGO-Detektors

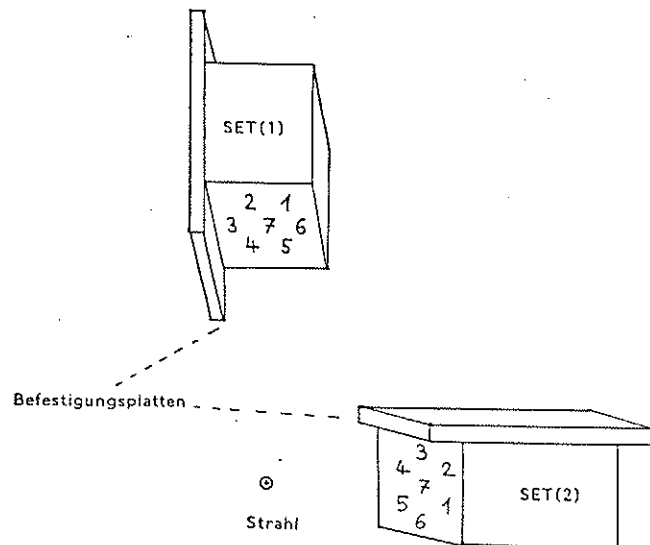


Fig.(2.2.2) : Positionierung der BGO-Detektoren

Die Kristalle haben eine Länge von 20.3 cm. Nur der mittlere Kristall(7) von Set(2) ist aus historischen Gründen um 2 mm kürzer. Die Distanz zwischen zwei parallelen Flächen der Hexagone beträgt 5.45 cm [Fig.(2.2.1)]. Eine Kristallfläche ergibt sich somit zu 25.75 cm², die Detektorfläche eines Sets zu 180.26 cm². Da die BGO-Sets auf einen Abstand von $r_1=50$ cm [Set(1)] und $r_2=52$ cm [Set(2)] vom Targetzentrum justiert wurden, beträgt der pro Detektor abgedeckte Raumwinkel:

$$\Omega = [100\% \cdot 180.26 \text{ cm}^2] / [4\pi \cdot (r_i [\text{cm}])^2] \quad \text{Gl.(2.2.1)}$$

$$\Omega_1 = 0.57\% \quad ; \quad \Omega_2 = 0.53\% \quad \text{Gl.(2.2.2)}$$

BGO steht für Wismuth-Germanium-Oxid ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$), ein neuartiges Szintillatormaterial, dessen Eigenschaften am besten mit denen von NaI(Tl) verglichen werden können. Die Dichte des BGO beträgt 7.13 g/cm³ gegenüber nur 3.67 g/cm³ des NaI(Tl). Dies bewirkt, zusammen mit der grossen mittleren Kernladungszahl Z , in BGO eine 2.3 mal kleinere elektromagnetische Strahlungslänge X_p als in NaI(Tl) und ermöglicht daher eine wesentliche

Volumenverkleinerung des Detektors. Zudem ist BGO-Kristall im Gegensatz zu NaI(Tl) nicht hygroskopisch und ändert somit durch Einfluss der Luftfeuchtigkeit seine Eigenschaften nicht. Wismuth-Germanium-Oxyd ist ein Szintillator, ohne dotiert zu sein, besitzt allerdings eine schlechtere Photonenstatistik als NaI(Tl). Die Lichtausbeute von BGO ist relativ stark temperaturabhängig, was bei der Eichung des Detektors berücksichtigt werden muss. Der Temperaturkoeffizient, also die Abweichung der Lichtausbeute in % pro °C, beträgt -1.0 [siehe Tab.(2.2.1)].

Die wichtigsten Eigenschaften von BGO im Vergleich zu NaI sind in folgender Tabelle zusammengestellt [MPI81].

	NaI(Tl)	BGO	Comment
Density	3.7	7.13	[G/CCM]
Effective atomic number	50	74	
Rad. length X_0	2.59	1.12	[CM]
Hadronic absorption			
Length Λ_0	41.3	23	[CM]
Λ_0/X_0	0.063	0.049	
Hygroscopic	Yes	No	BGO dissolves in HCl, not attacked by acetone, alcohol.
Hardness	2	5	[MOHS] Ref. [7]
Mechanical/thermal stability	poor	good	
Fluorescence signal	1	0.08	Depends on geometry, PM coupling, surface treatment
Emission peak	400-420	480	[NM]
Emission temp. gradient	-0.4	-1.0	% per °C at 20°C
Fluorescence decay time	230	350	nsec at 20°C
Decay time temp. grad.		-4.7	nsec/°C
Resolution	$\frac{2-5}{4\sqrt{E}}$	$\frac{0.3-1}{\sqrt{E}}$	%/GeV Theoretical value for BGO
Resolution Cs137	7%	10%	Ref. [8]
Refractive index	1.85	2.15	
Radiation resistance	poor	fair	
afterglow	0.5-5	0.005	% after 3 msec, Ref. [8]
de/dx min	4.85	9.2	[MeV/CM]

Tab.(2.2.1) : Eigenschaften von BGO im Vergleich mit NaI(Tl)

2.3 Homogenität der Kristalle

Ein sauber gewachsener BGO-Kristall ist idealerweise völlig transparent. Häufig bilden sich jedoch bei der Züchtung Trübungen oder lokale gelbliche Schleier. Solche Inhomogenitäten führen zu einer erhöhten Lichtabsorption und bewirken so im Energiespektrum eine Linienverschiebung zu kleineren Energien. Da es sich bei der Absorption um statistische, energieabhängige Prozesse handelt, kommt es auch zu einer Linienverbreiterung.

Nach der Züchtung wird zunächst jeder der Kristalle vollständig in weisse Folie gewickelt. Durch verstärkte Rückstreuung wird so die Lichtausbeute erhöht. Lokale Inhomogenitäten werden dann durch selektives Entfernen von Folienteilen kompensiert, wodurch sich allerdings die Energieauflösung verschlechtert.

Fig.(2.3.1) zeigt die prozentuale Abweichung der Position der Photolinie, die mit Hilfe einer kollimierten ^{137}Cs -Quelle entlang der longitudinalen Achse des besten und schlechtesten Hexagons aufgenommen wurde [SPO83]. Die beiden besten Kristalle wurden für die beiden zentralen Module verwendet. Die Kristallhälfte mit der schlechteren Homogenität wurde bei allen Hexagonen an den Photomultiplier geklebt.

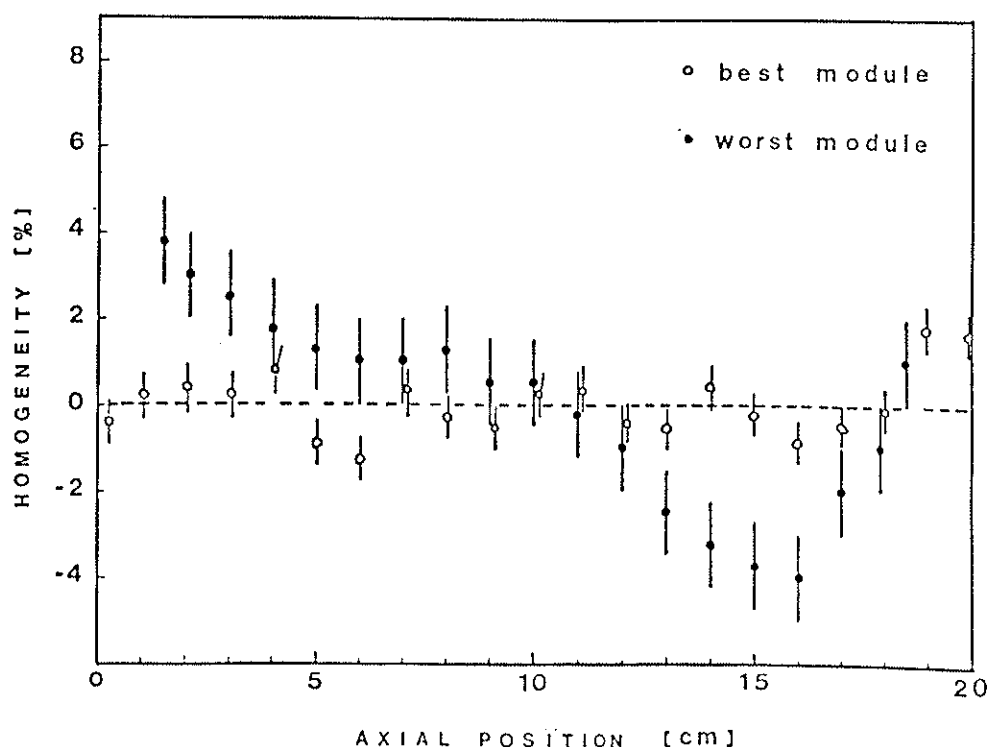


Fig.(2.3.1) : Longitudinale Homogenität der BGO-Kristalle

Die Konsistenz der verschiedenen, in Kap.(3) erläuterten Eichmethoden der BGO's hängt entscheidend von der longitudinalen Homogenität der Kristalle ab. Um zu verstehen, inwieweit sich Inhomogenitäten auf die verschiedenen Eichmethoden unterschiedlich auswirken können, wird im folgenden kurz auf den Nachweis von Strahlung in BGO eingegangen.

2.4 Elektromagnetische Schauer in BGO

Treffen γ 's mit einer Energie E_γ von einigen MeV bis einigen hundert MeV auf Szintillationsmaterial, so treten sie im wesentlichen in Wechselwirkung mit dem Coulombfeld des Kernes und bewirken Paarbildung. Der Wirkungsquerschnitt wächst mit steigender Energie und ist proportional zu Z^2 , dem Mittel des Quadrats der Ladung der Atome des Materials. Ist m_e die Masse eines e^- (e^+), so haben das erzeugte Elektron und Positron eine mittlere kinetische Energie :

$$E_{\text{kin}} = (E_\gamma - 2m_e)/2, \quad \text{mit } 2m_e = 1.02 \text{ MeV} \quad \text{Gl. (2.4.1)}$$

Bei so hohen Energien verliert das Elektron bzw. Positron seine Energie in Materie vor allem durch Bremsstrahlung. Die durchschnittliche Distanz in der die Energie eines Elektrons um $1/e$ abgenommen hat, heisst Strahlungslänge X_r und ist gegeben durch [FAM84]:

$$1/X_r = 4\alpha \cdot N_A \cdot Z(Z+1) \cdot r_e^2 \cdot \log(183 \cdot Z^{-1/3}) \quad \text{Gl. (2.4.2)}$$

$$\alpha = 1/137$$

$$N_A = 6.022 \cdot 10^{23} / \text{mol}$$

Z = mittlere Kernladungszahl des durchlaufenen Materials

$$r_e = 2.818 \cdot 10^{-13} \text{ cm} = \text{Elektronenradius}$$

BGO hat eine Strahlungslänge $X_r = 1.12 \text{ cm}$. Der mittlere Energieverlust eines Elektrons ist durch Gl.(2.4.3) gegeben und nimmt demnach mit fallender Energie ab [FAM84].

$$-(dE/dx)_{\text{brems}} := E/X_r \quad \text{Gl. (2.4.3)}$$

Unter einer kritischen Energie $E_c = 550 \text{ MeV}/Z$ gewinnt der Energieverlust der Elektronen durch Ionisation der Atome an Bedeutung. Dann ist $-(dE/dx)$ durch die Bethe-Bloch-Formel gegeben [Verlauf siehe auch Fig.(2.5.1)] und proportional zu $(Z/A) \cdot \rho \cdot z^2$ [FAM84], mit:

z = Ladung des Elektrons

A = Atomgewicht des Materials

ρ = Dichte des Materials

Möller-Streuung, Bhabha-Streuung, und Positron-Annihilation spielen erst bei Elektron-Energien unter $\approx 10 \text{ MeV}$ eine Rolle [REV84].

Fractional Energy Loss for Electrons and Positrons in Lead

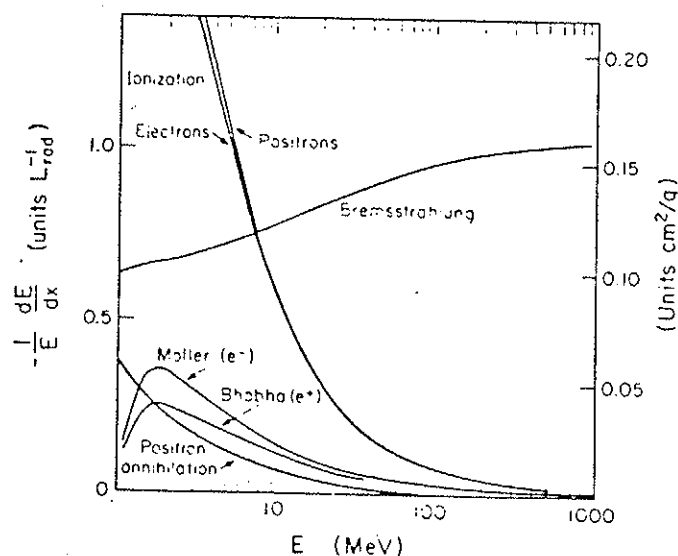
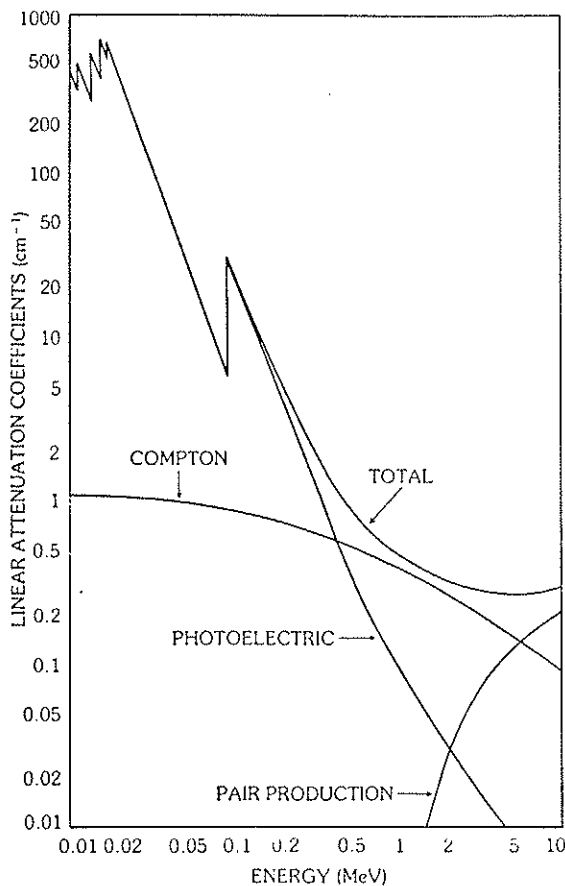


Fig.(2.4.1) : Energieverlust von e^+ , e^- in Blei

Die durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen können ihrerseits wieder in e^+e^- -Paare konvertieren, sofern ihre Energie ausreicht. Die Wahrscheinlichkeit für die Konversion eines γ 's ist pro Strahlungslänge $7/9$ [FAM84].

Bei γ -Energien unter $\approx 100 \text{ MeV}$ gewinnt in BGO die Absorption durch Compton-Streuung an Bedeutung und dominiert unter $\approx 10 \text{ MeV}$ [siehe Fig.(2.4.2)] [HAR].

BGO



Specific mass = 7130 kg/m³
 Atomic number: Z (Bi) = 83
 Z (Ge) = 32
 Electron Binding Energies:
 K-edge (Bi) = 90.53 keV
 L_I-edge (Bi) = 16.39 keV
 L_{II}-edge (Bi) = 15.71 keV
 L_{III}-edge (Bi) = 13.42 keV
 K-edge (Ge) = 11.10 keV
 Average K X-Ray Energy (Bi) = 78.9 keV

Fig.(2.4.2) : Absorptionskoeffizient für Photonen in BGO

Die abwechselnden Prozesse von Paarbildung und Bremsstrahlung führen zur Entwicklung eines elektromagnetischen Schauers. Es ist bekannt, dass für $E_Y < 1\text{ GeV}$ im Mittel $\approx 90\%$ des Schauers in 10 Strahlungslängen enthalten ist. Da die Kristalle eine Länge von 18.1 Strahlungslängen haben, sind die Energieverluste in longitudinaler Richtung vernachlässigbar. Die Breite des Schauers wird im wesentlichen durch statistische Prozesse der Vielfachstreuung bestimmt [PER82] und ergibt sich aus Simulationsrechnungen. Für diesen Detektor existiert ein Algorithmus, der dem in Kap.(4.2) besprochenen MC-Simulationsprogramm zugrunde liegt.

Die bei den Wechselwirkungsprozessen durch γ -Strahlen erzeugten Sekundärelektronen wandern zu Wirkungszentren im Szintillator, wo durch Rekombination Photonen emittiert werden. Zwischen absorbierter Energie und Lichtausbeute besteht eine lineare Beziehung [AD185].

2.5 Schwere geladene Teilchen in BGO

Treffen schwere geladene Teilchen, in diesem Fall im wesentlichen Pionen, auf den Detektor, so verlieren sie ihre Energie durch Ionisation der BGO-Atome. Diese Ionisationsverluste $-(dE/dx)$ werden durch die Bethe-Bloch-Formel beschrieben, deren Verlauf in Fig.(2.5.1) skizziert ist.

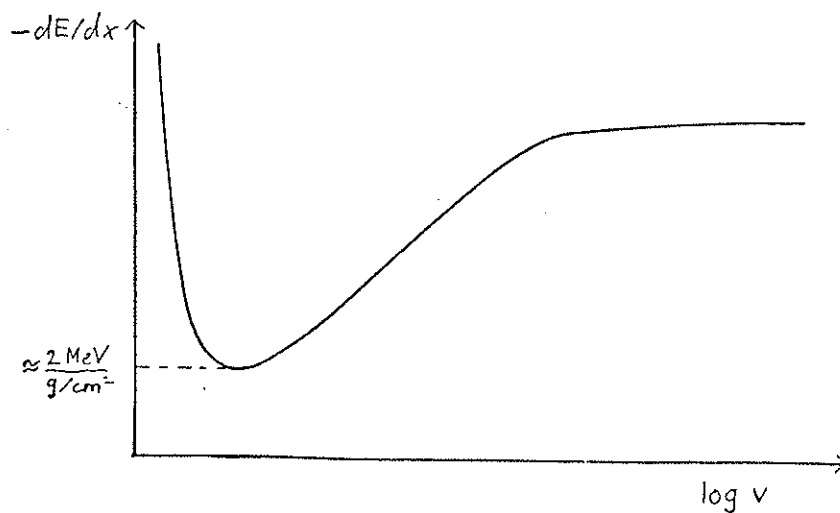


Fig.(2.5.1) : Verlauf der Bethe-Bloch-Formel

$-(dE/dx)$ ist in guter Näherung proportional zur Elektronendichte des durchlaufenen Materials, gegeben durch $(\rho \cdot Z \cdot N_A / A)$ und zum Quadrat der Ladung des ionisierenden Teilchens [FAM84]. Der Energieverlust fällt mit $1/\beta^2$ für zunehmende Geschwindigkeit, bis zu einem Minimum bei $\beta \cdot \gamma = 3$ bis 4 (minimalionisierendes Teilchen) und wächst dann logarithmisch (relativistischer Anstieg) bis zu einem konstanten Wert, dem Fermi-Plateau. In Fig.(2.5.2) kann der Energieverlust von Pionen in verschiedenen Materialien abgelesen werden [REV84].

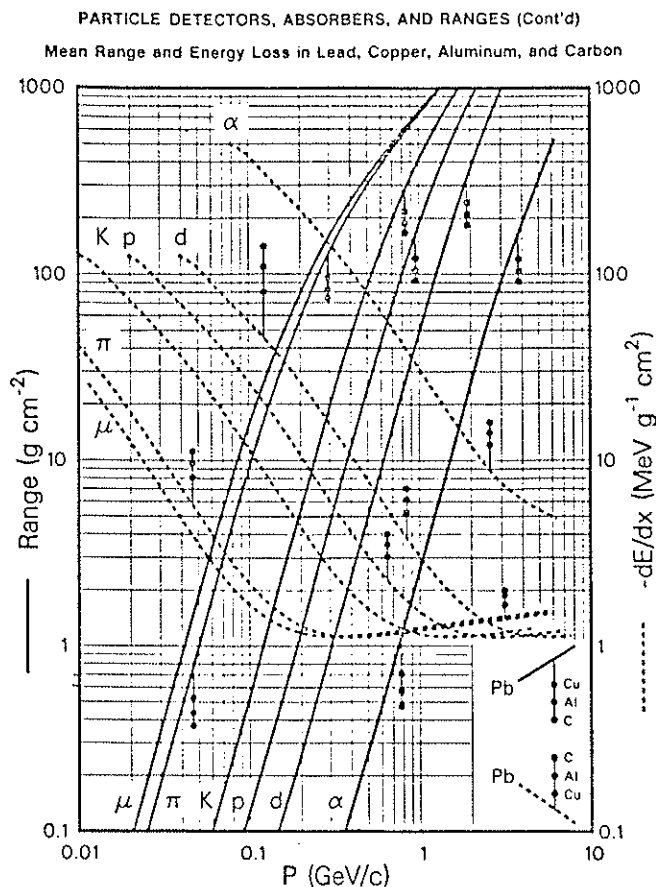


Fig.(2.5.2) : Energieverlust von geladenen Teilchen in verschiedenen Materialien

Da diese geladenen Teilchen keinen elektromagnetischen Schauer entwickeln, wird ihre Energie innerhalb eines kleinen Radius entlang ihrer Einfallsrichtung deponiert.

Die Ionisationsverluste eines Teilchens bestimmter Energie sind statistisch verteilt und entsprechen für dicke Absorber approximativ einer Gaussverteilung [FAM84].

Durch die in Kap.(2.1) erwähnten Plastiksintillatoren vor und hinter dem BGO-Detektor, die ausschliesslich auf geladene Teilchen ansprechen, kann ein den ganzen Detektor durchlaufenes geladenes Teilchen identifiziert werden. Fig.(2.5.3) zeigt ein solches Energiespektrum des zentralen Kristalls von BGO1. Da 2000 ADC-Kanäle einer Energie von ca. 1.4 GeV entsprechen, liegt das Maximum der Verteilung bei $E \approx 180 \text{ MeV}$. Es handelt sich hier um annähernd minimalionisierende Teilchen [siehe Fig.(2.5.2)], die im BGO $\approx 9 \text{ MeV pro cm}$ deponieren.

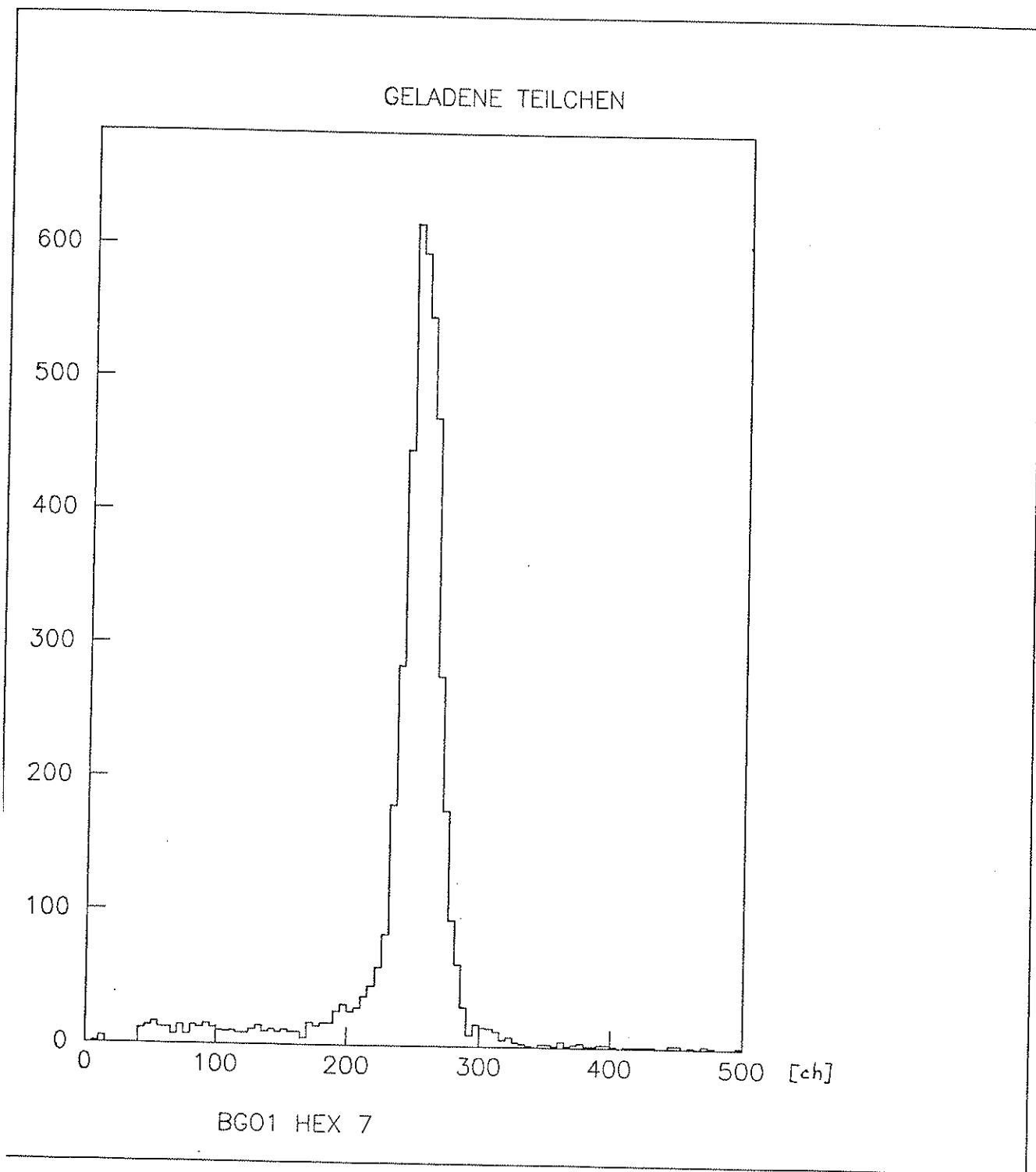


Fig. (2.5.3) : Geladene Teilchen in BGO

2.6 Energieauflösung der BGO's

Die Energieauflösung des gesamten Detektorsystems setzt sich aus verschiedenen Faktoren zusammen.

Energieverluste des elektromagnetischen Schauers durch die endliche Ausdehnung des Detektors führen zur Verschiebung der Energie zu kleineren Werten, bewirken aber auch einen grossen Beitrag zur Verbreiterung der Linie. Wie in Kap.(2.4) erwähnt, sind die Verluste in longitudinaler Richtung vernachlässigbar. Wieviel Energie durch die Schauerbreite verloren geht, soll durch MC-Rechnungen simuliert werden.

Um die lateralen Verluste möglichst gering zu halten, werden folgende Cut-Bedingungen definiert. Trifft ein Photon den BGO-Detektor, so müssen X% der im gesamten Detektor deponierten Energie im zentralen Modul enthalten sein. Enthält einer der sechs äusseren Kristalle die meiste Energie, so muss mindestens die Hälfte der restlichen Energie im mittleren Kristall liegen. Mit verschiedenen Werten für X wurden MC-Rechnungen durchgeführt, um einen Kompromiss zwischen Energieauflösung und Nachweiswahrscheinlichkeit zu finden. Folgende Tabelle zeigt den Einfluss verschiedener Cuts auf die Anzahl akzeptierter Ereignisse und die Energieauflösung.

Anzahl akzeptierter Ereignisse in %

E_Y	X(Cut)	15 %	25 %	50 %	75 %
50 MeV		36.9	33.5	30.0	24.3
200 MeV		34.9	32.4	30.3	26.3
300 MeV		34.8	32.2	30.3	26.7
500 MeV		34.9	32.3	30.6	27.1
900 MeV		34.6	32.1	30.3	27.0

Energieauflösung Γ (FWHM) in MeV

$E_\gamma \setminus X(\text{Cut})$	15 %	25 %	50 %	75 %
50 MeV	13.28	12.83	12.60	12.46
200 MeV	17.73	17.50	17.33	17.17
300 MeV	21.90	22.96	22.65	22.25
500 MeV	34.10	33.00	32.47	31.46
900 MeV	53.81	52.02	51.17	49.76

Tab.(2.6.1) : Einfluss von Cuts auf die Anzahl verworfener Ereignisse und die Energieauflösung

Es zeigt sich, dass die Anzahl verworfener Ereignisse nur geringfügig von der Grösse des Cuts abhängt. Dies ist nur dadurch zu verstehen, dass die Schauerbreite in der Grössenordnung der Kristalle ist und somit der grösste Energieverlust bereits durch den 15%-Cut auf das zentrale Modul unterdrückt wird. Für die Auswertung der Daten wurde schliesslich auf Grund der geringen Unterschiede in der Statistik $X=50\%$ gewählt.

Bei kleinen γ -Energien von einigen MeV wird die Energieauflösung hauptsächlich durch die Photonenstatistik bestimmt. Die durch Ionisation erzeugten Photonen, mit einer Wellenlänge von $\lambda \approx 480 \text{ nm}$, treffen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von typischerweise 15% auf die Photokathode des Photomultipliers. Hiervon erzeugen höchstens 20% mindestens ein Photoelektron in der Kathode [HAM]. Da es sich hier um statistische Prozesse handelt, erwartet man bei kleinen γ -Energien eine verschlechterte Energieauflösung. Um den Datenfluss bereits während der Messung zu reduzieren wurde ein elektronischer Cut bei 20 MeV vorgenommen.

MC-Simulationen, in denen die erhöhte Lichtabsorption durch Inhomogenitäten berücksichtigt wurde, haben gezeigt, dass die Inhomogenitäten der Kristalle nicht wesentlich die Energieauflösung verschlechtern [REP84].

Das elektronische Rauschen von Verstärkern und die durch Induktion erzeugten Störungen auf die Signalkabel tragen zur Verschlechterung der Energieauflösung bei. Diese Beiträge können durch das Auslesen der Konversionswerte der ADC's (Analog to Digital Converter) ohne Eingangssignal (den sogenannten Pedestals) abgeschätzt werden.

Eine sehr wesentliche Bedingung für eine gute Energieauflösung ist die saubere Interkalibration des Detektors. Ein Photon bestimmter Energie sollte, unabhängig davon in welchem Kristall es schauert, immer zum gleichen Konversionswert in den ADC's führen. Kommt es zu Linienverschiebungen im Spektrum der verschiedenen ADC's, so führt dies beim Aufsummieren der sieben Hexagone zu einer verbreiterten Linie, also zu einer schlechteren Energieauflösung. Wie die Interkalibration vor und nach der Datennahme durchgeführt wird, ist in Kap.(3) beschrieben.

Der Einfluss von Verlusten eines Schauers in den Detektoren wurde in einem Elektronenstrahl als Funktion des Elektronenimpulses gemessen. Es ergab sich unter diesen Bedingungen eine Energieauflösung [ADI85]:

$$\Gamma/E = 3\% / \sqrt[4]{E(\text{GeV})} \quad \text{Gl. (2.6.1)}$$

2.7 Elektronikschema

Zum Verständnis der unterschiedlichen Eichmethoden ist die Kenntnis des Elektronikschemas, soweit es die BGO-Detektoren betrifft, notwendig [siehe Fig.(2.7.1)].

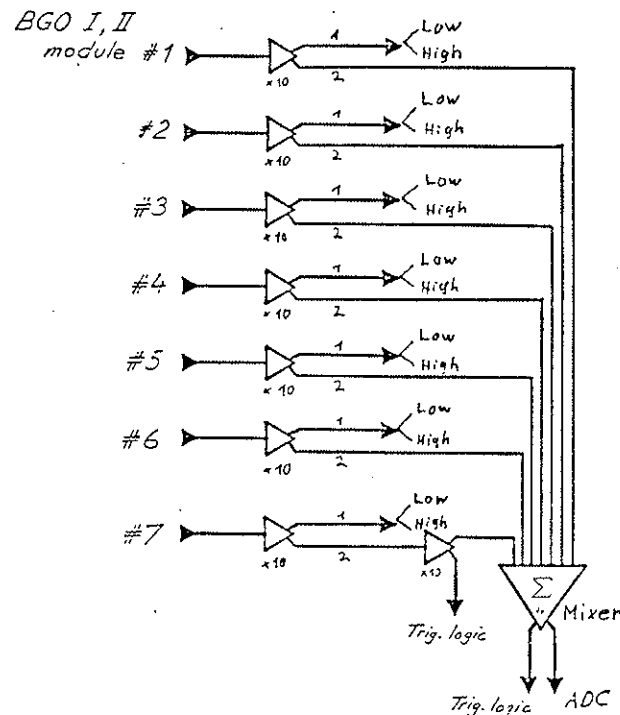


Fig.(2.7.1) : Elektronikschema für einen BGO-Detektor

Das Signal des Photomultipliers jedes einzelnen BGO-Kristalls wird 10-fach verstärkt und geteilt. Die erste Leitung die das Analogsignal trägt, wird abermals geteilt und nach verschiedenen Verstärkungsstufen in einem "Low"- und einem "High"-ADC ausgelesen. Im "Low"-ADC wird nur der Bereich von 0→140 MeV in 2000 Kanälen eingelesen, während im "High"-ADC die 2000 Kanäle einen Bereich von etwa 0→1.4 GeV abdecken. In den ADC's werden nur solche Ereignisse registriert, die diversen Trigger- und Cut-Bedingungen genügen.

Die zweite Signalleitung nach der 10-fachverstärkung läuft in einen "Hardware"-Mixer, wo alle sieben Signale der Hexagone elektronisch aufsummiert werden. Ein Ausgang des Mixers wird über eine Verzögerungsleitung in einem 8000-Kanal ADC ausgelesen, während das Signal eines zweiten Ausgangs für das "Gate" zum Auslesen aller ADC's benutzt wird.

Zur Auswertung der Daten steht also die Information von drei ADC's, dem "Low", "High", und der "Hardware"-Summe zur Verfügung. Das Elektronikschema der beiden BGO-Detektorsysteme ist identisch.

3. EICHUNG DER BGO-DETEKTOREN

3.1 Eichung mit einer Th-Quelle vor Datennahme

Die erste Eichung der beiden BGO-Detektoren geschieht vor der Datennahme mit Hilfe von Thorium-Quellen, die an jedem einzelnen Hexagon an der gegenüberliegenden Seite des Photomultipliers angebracht sind. Die Zerfallsreihe des ^{228}Th weist einen γ -Übergang von 2.6 MeV auf, der einen Schauer in den ersten Centimetern des BGO bewirkt. Das Signal eines Photomultipliers eines einzelnen Kristalls wird nach seiner 10-fachen Verstärkung in den ersten Kanal des Mixers geführt. Nach dem Mixer wird es nochmals zusätzlich eigens für die Quelleneichung 20-fach verstärkt und entspricht so einer ursprünglichen Photonenenergie von 520 MeV. Durch Regulierung der Hochspannung des Photomultipliers kann die im "Hardwaresummen"-ADC ausgelesene Linie in den gewünschten Kanal verschoben werden.

Diese Prozedur wird für jeden einzelnen Kristall durch Umstecken der Signalleitung in den gleichen ersten Kanal des Mixers wiederholt. Alle Signale durchlaufen somit die gleiche Elektronik, was eine saubere Interkalibration der einzelnen Kristalle für die "Hardwaresumme" garantiert. Bei der hier durchgeführten Eichung mit der Quelle ist durch einen Umsteckfehler das Signal der einzelnen Kristalle bereits nach dem Photomultiplier durch den gleichen 10-fach Verstärker gelaufen.

Fig.(3.1.1) zeigt das Spektrum einer Th-Quelle des Kristalls(7) von Detektor(2). Die Position der Linie wurde mit einem von Auge angepassten Fadenkreuz abgelesen. Nach durchgeführter Interkalibration aller Kristalle betrugen die Abweichungen der Linien relativ zueinander noch maximal $\pm 1\%$.

Dieses Resultat ist aber nicht notwendigerweise der tatsächlich in den experimentellen Daten der "Hardwaresumme" enthaltene Fehler. Berücksichtigt man die variierende longitudinale Inhomogenität der BGO-Kristalle, so kann sich diese unterschiedlich auf einen durch 2.6 MeV- γ 's erzeugten Schauer von einigen Centimetern und einen durch einige 100 MeV- γ 's erzeugten Schauer von z.B. 15 cm auswirken. Inwieweit sich diese Inhomogenitäten auswirken kann durch den Vergleich der "Hardwaresumme"-Daten mit denen der im Nachhinein interkalibrierten "High"-Daten abgeschätzt werden.

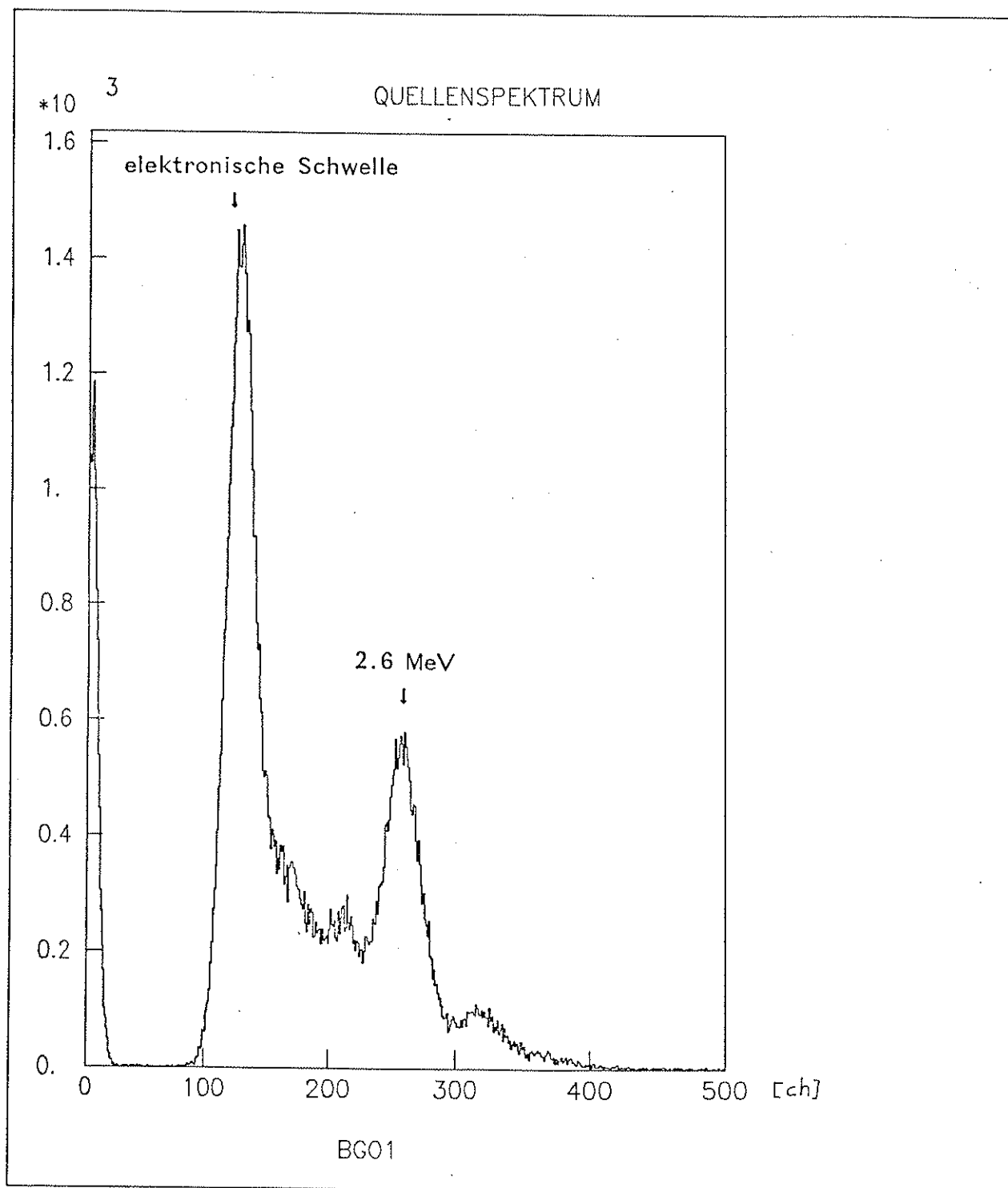


Fig.(3.1.1) : Spektrum der ²²⁸Th-Quelle

3.2 Interkalibration der Rohspektren anhand verschiedener Methoden

Die eigentliche Interkalibration der "High"- und "Low"-Daten wird erst nach vollendeter Datennahme geschehen. Dies hat den Vorteil, dass in dem reell gemessenen Energiebereich geeicht wird und Inhomogenitäten somit berücksichtigt werden. Zudem kann durch die Registrierung geladener Teilchen auf zeitliche Schwankungen während der dreitägigen Datennahme ständig korrigiert werden.

Die Interkalibration wurde auf drei verschiedene Arten durchgeführt, um die Konsistenz der Methoden zu prüfen. Die im folgenden angegebenen Ergebnisse beziehen sich auf die Interkalibration der "High"-Daten, die mit etwa 5% der gesamten Datenstatistik durchgeführt wurde. Die Daten des 2000-Kanäle-ADC's wurden in einem Spektrum von hundert Kanälen zusammengefasst.

3.2.1 Endpunkt der Spektren

Eine Möglichkeit, die jeweils sieben Hexagone eines Detektors zu interkalibrieren, bietet der Vergleich der einzelnen Spektren der Kristalle. Da dieses komplexe inklusive γ -Spektrum keine gut aufgelöste monoenergetische Linie aufweist, soll der Endpunkt des Spektrums zur Interkalibration verwendet werden.

Da es sich bei der $p\bar{p}$ -Annihilation um Zwei- und Mehrkörper-Zerfälle handelt, kann die maximale Energie eines dabei entstehenden Photons, unter Berücksichtigung von Energie- und Impulserhaltung, höchstens einer Protonenmasse ($E_p = 938.28 \text{ MeV}$) entsprechen. Eine genauere Abschätzung der maximalen γ -Energie wird zur absoluten Interkalibration in Kap.(3.3) notwendig.

Die Bestimmung des Endpunktes eines inklusiven γ -Spektrums ist wegen des, wie sich empirisch zeigt, annähernd exponentiellen Abfalls bei hohen Energien am besten im logarithmischen Massstab möglich. Oberhalb von $E_\gamma = 700 \text{ MeV}$ zeigt sich, wiederum rein empirisch, im logarithmischen Massstab ein wurzelähnliches Abfallen des Spektrums bis zur maximalen Energie E^{max} .

Der Fit einer Wurzelfunktion

$$n(E) = b \cdot \sqrt{(a-E)} \quad \text{Gl. (3.2.2.1)}$$

an das logarithmische Spektrum entspricht der Anpassung einer Funktion

$$n(E) = \exp[b \cdot \sqrt{(a-E)}] \quad \text{Gl. (3.2.1.2)}$$

an das lineare Spektrum, wobei a und b die anzupassenden Parameter sind. Fig.(3.2.1.1) zeigt den Fit der Funktion von Gl.(3.2.1.2) an das gemessene Spektrum von Kristall(7) von BGO(2), in logarithmischem Massstab.

Die Ergebnisse dieser Interkalibrationsmethode enthält Tab.(3.2.1.1). Zur Bestimmung des Endes eines Spektrums ist nur Parameter a von Bedeutung. Die Standardabweichung des Parameters a ist maximal $s=0.5$. Die grosse Abweichung des Kristalls(7)/BGO(2) von den restlichen sechs Kristallen ist wahrscheinlich auf einen falsch bezeichneten Abschwächer in der Elektronik zurückzuführen. Die Enden der Spektren liegen bei beiden Detektoren in verschiedenen Kanalbereichen, da die Daten der beiden Sets mit verschiedenen Faktoren multipliziert wurden, so dass in beiden Fällen alle Spektren in einem 100-Kanal-Spektrum zu liegen kommen.

BGO (1) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
a[ch]	79.25	74.44	76.66	76.78	78.34	81.78	78.12

BGO (2) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
a[ch]	53.63	55.60	56.99	56.88	56.26	56.69	79.48

Tab.(3.2.1.1) : Endpunkt der Spektren

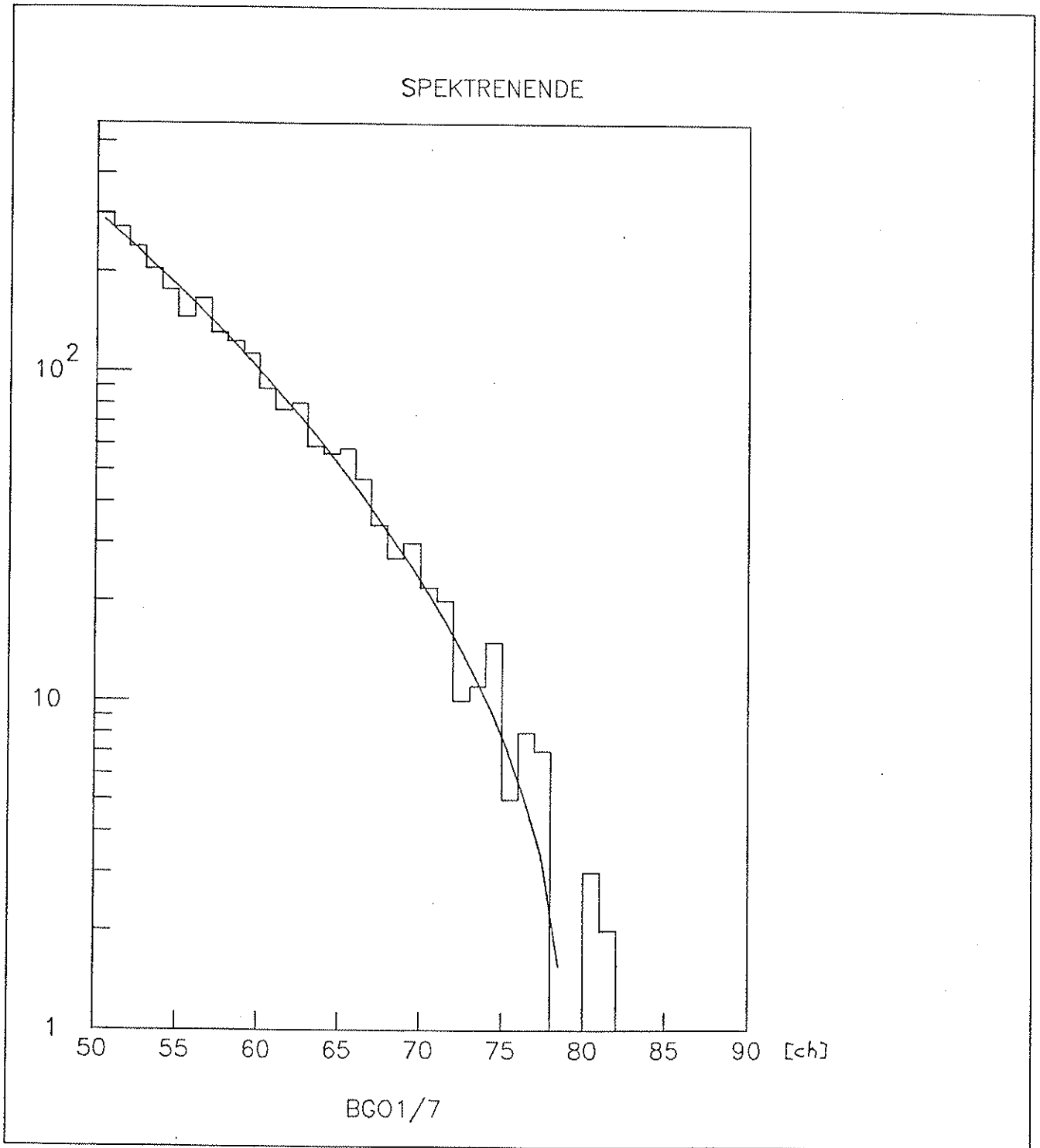


Fig.(3.2.1.1) : Fit einer Wurzel-Funktion an das Ende eines Spektrums

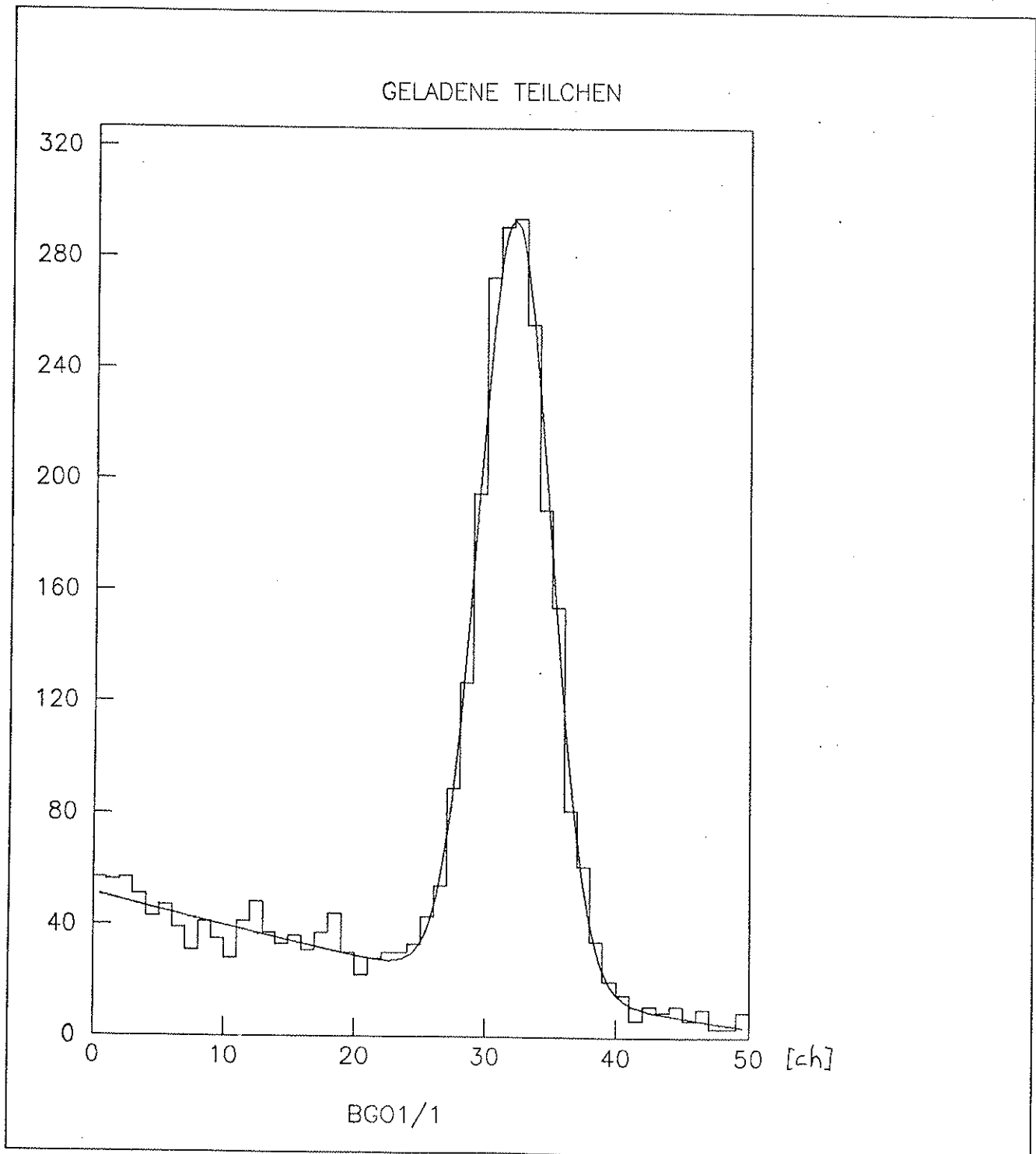


Fig.(3.2.2.1) : Fit einer Gaussfunktion mit linearem Untergrund an das Spektrum geladener Teilchen

3.2.2 Geladene Teilchen

Eine völlig andere Art der Interkalibration ist durch die Messung der Energiedeposition geladener Teilchen möglich.

Wie bereits beschrieben, können durch Koinzidenzschaltung der Plastiksintillatoren vor und hinter den Detektoren und dem Targethodoskop, die geladenen Pionen, die den ganzen BGO durchlaufen haben, registriert werden. Diese, wie in Kap.(2.5) geschildert, annähernd minimalionisierenden Teilchen hinterlassen innerhalb eines kleinen Radius eine Energie von ≈ 9 MeV pro cm. Da die Kristalle eine Länge von 20.3 cm aufweisen, beträgt die insgesamt deponierte Energie ≈ 187 MeV. Die Fehler durch schräg durch einen Kristall durchlaufende Teilchen und den um 2 mm kürzeren Kristall(7) von BGO(2) sind vernachlässigbar.

Fig.(3.2.2.1) zeigt ein Energiespektrum geladener Teilchen mit Anpassung einer Gaussfunktion mit linearem Untergrund der Form :

$$n(E) = N \cdot \exp[-(1/2) \cdot \{(E-\mu)/\sigma\}^2] + a \cdot E + b \quad \text{Gl. (3.2.2.1)}$$

Die Interkalibration wird durch Vergleich der Linienpositionen in den Spektren der einzelnen Kristalle vorgenommen.

Fig.(3.2.2.1) zeigt das Spektrum geladener Teilchen in Kristall(7) von BGO(1) mit dem Fit nach Gl.(3.2.3.1). In folgender Tabelle sind die Ergebnisse aller Kristalle zusammengefasst. Sowohl die Standardabweichung von μ , als auch die von σ beträgt maximal $s=0.07$.

BGO (1) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
$\mu[\text{ch}]$	52.10	49.26	51.55	50.64	51.85	54.45	51.50
σ	2.75	2.58	2.50	2.54	2.53	2.80	2.63

BGO (2) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
$\mu[\text{ch}]$	47.76	49.47	49.14	50.67	50.30	49.15	68.92
σ	2.52	2.51	2.45	2.52	2.37	2.54	3.45

Tab.(3.2.2.1) : Position μ und Standardabweichung σ der Linie

Diese Methode bietet einen grossen Vorteil, denn sie kann zur Korrektur von zeitlichen, z.B. temperaturbedingten Schwankungen der Lichtausbeute im Kristall dienen. Während der ganzen Datennahme wurden ständig Energiewerte von durch den ganzen Detektor hindurchfliegenden geladenen Teilchen registriert und auf Band geschrieben. Verschiebt sich das Energiemaximum durch Temperatur- oder Hochspannungsschwankungen, so kann dies beim simultanen Auslesen der γ -Energien berücksichtigt werden.

Nun stellt sich aber die Frage, ob die Information über Änderungen der Lichtausbeute durch geladene Teilchen direkt auf Prozesse die durch Photonen ausgelöst werden übertragbar ist. Inhomogenitäten im BGO-Kristall können sich z.B. anders auf einen breiten Schauer in der ersten Hälfte des Moduls auswirken als auf die dünne, den ganzen Kristall durchlaufende Ionisationsspur eines geladenen Teilchens. Deshalb ist es wichtig, die Konsistenz der verschiedenen Methoden zu prüfen.

3.2.3 Spektrenform

Eine weitere Möglichkeit, die inklusiven γ -Spektren der einzelnen Module zu vergleichen, bietet die Spektrenform.

Wie bereits erwähnt, zeigt sich empirisch, dass das γ -Spektrum in einem Bereich von ≈ 250 bis ≈ 450 MeV exponentiell abfällt. Im logarithmischen Massstab ist dieser Bereich somit linear.

Man kann davon ausgehen, dass die Spektrenform der sechs äusseren Kristalle eines BGO-Detektors in diesem Bereich guter Statistik ziemlich identisch ist, vorausgesetzt die $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe hat wirklich in der

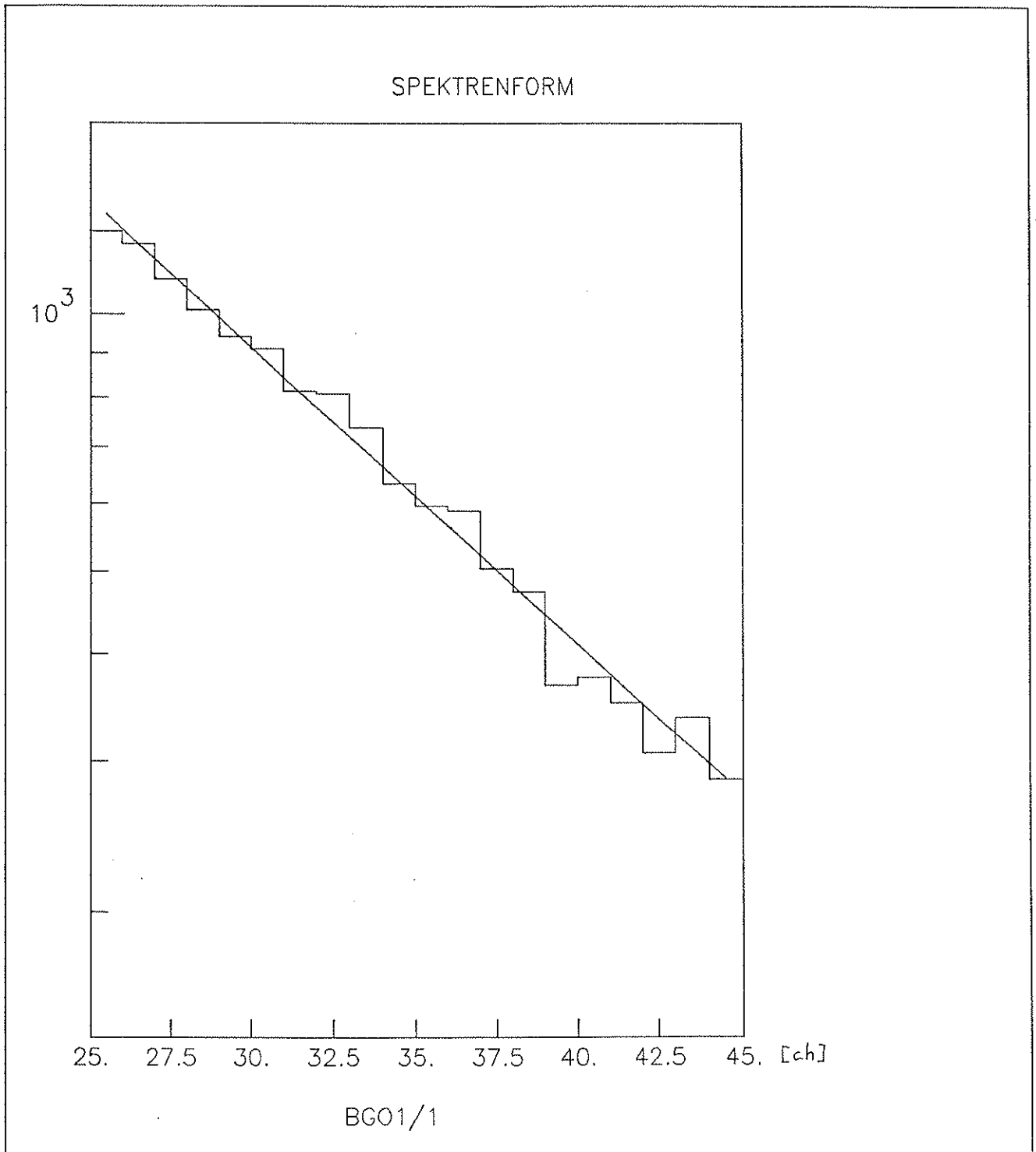


Fig.(3.2.3.1) : Fit einer Geraden an das gemessene Spektrum in logarithmischem Masstab im Bereich von ≈ 250 bis ≈ 450 MeV

Ebene, die durch die Kristalle 3-7-6 der beiden BGO's aufgespannt wird, stattgefunden [siehe Fig.(2.2.2)].

Um einen weiteren Vergleich zu den beiden vorhergehenden Interkalibrationsmethoden zu haben, wurde an diesen linearen Bereich des logarithmischen Spektrums folgende Gerade angepasst :

$$n(E) = a \cdot E + b \quad \text{Gl. (3.2.3.1)}$$

Es zeigte sich, dass der Fit an die ungeeichten Spektren zu unterschiedlichen Parametern a und b führten, dies jedoch keine Information über die Grösse der zur Korrektur notwendigen, relativen Verschiebung brachte.

Fig.(3.2.3.1) zeigt als Beispiel den Fit der Geraden an Kristall(1) von BGO(1) im Bereich von 250 bis 450 MeV.

Die Steigungen a aller bereits interkalibrierten Spektren der verschiedenen Kristalle sind in Tab.(3.2.3.1) zusammengefasst. Der Parameter b kann nicht zur Interkalibration verwendet werden, da er von der Anzahl γ 's im Spektrum abhängig ist. Die Standardabweichung der Steigung a ist maximal $s=1.6 \cdot 10^{-3}$. Wie sich zeigt stimmen die Werte für a der sechs äusseren Kristalle recht gut überein.

Interessant ist die Abweichung der Spektrenform des Kristalls(7) von den restlichen sechs, der beiden Detektoren. Dies ist auf Grund der in Kap.(2.6) besprochenen Cut-Bedingungen zu verstehen. Treffen γ 's mit relativ geringer Energie auf den umliegenden sechs Kristallen auf, so werden sie bei zu grossen Energieverlusten bereits verworfen. Treffen solche Photonen auf das mittlere Modul, so werden sie hingegen akzeptiert.

BGO (1) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
$a[\cdot 10^{-2}]$	-8.00	-7.95	-8.31	-8.36	-8.28	-7.75	-9.65

BGO (2) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
a[·10 ⁻²]	-8.20	-7.95	-7.97	-8.22	-8.25	-8.18	-9.78

Tab.(3.2.3.1) : Steigung der Spektren im Bereich von 240 bis 450 MeV

3.2.4 Diskussion

Um die Ergebnisse der Interkalibration auf Grund der Endpunkte der einzelnen Kristall-Spektren mit denen der geladenen Teilchen direkt zu vergleichen, sind in Tab.(3.2.4.1) und Fig.(3.2.4.1) die Abweichungen E_7/E_v ($v=1\dots6$) der sechs äusseren Kristalle von dem mittleren Modul für beide Detektoren zusammengefasst.

Wie sich zeigt besteht eine sehr gute Übereinstimmung zwischen den beiden Interkalibrationsmethoden. Bei BGO(2) sind die Abweichungen etwas grösser als bei BGO(1). Die Inhomogenitäten der Kristalle wirken sich somit nicht merklich auf die unterschiedlichen Interkalibrationsmethoden aus.

BGO (1) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
Maximum	0.986	1.049	1.019	1.018	0.997	0.955	1.000
geladene	0.988	1.045	0.999	1.017	0.993	0.946	1.000
Quotient	0.988	1.004	1.020	1.001	1.004	1.010	1.000

BGO (2) :

Hex.Nr.	1	2	3	4	5	6	7
Maximum	1.482	1.430	1.395	1.397	1.413	1.402	1.000
geladene	1.443	1.393	1.403	1.360	1.370	1.402	1.000
Quotient	1.027	1.027	0.994	1.027	1.031	1.000	1.000

Tab.(3.2.4.1) : Vergleich der Interkalibrationen auf Grund des Spektrenmaximums und den geladenen Teilchen (Fehler $\approx 1\%$)

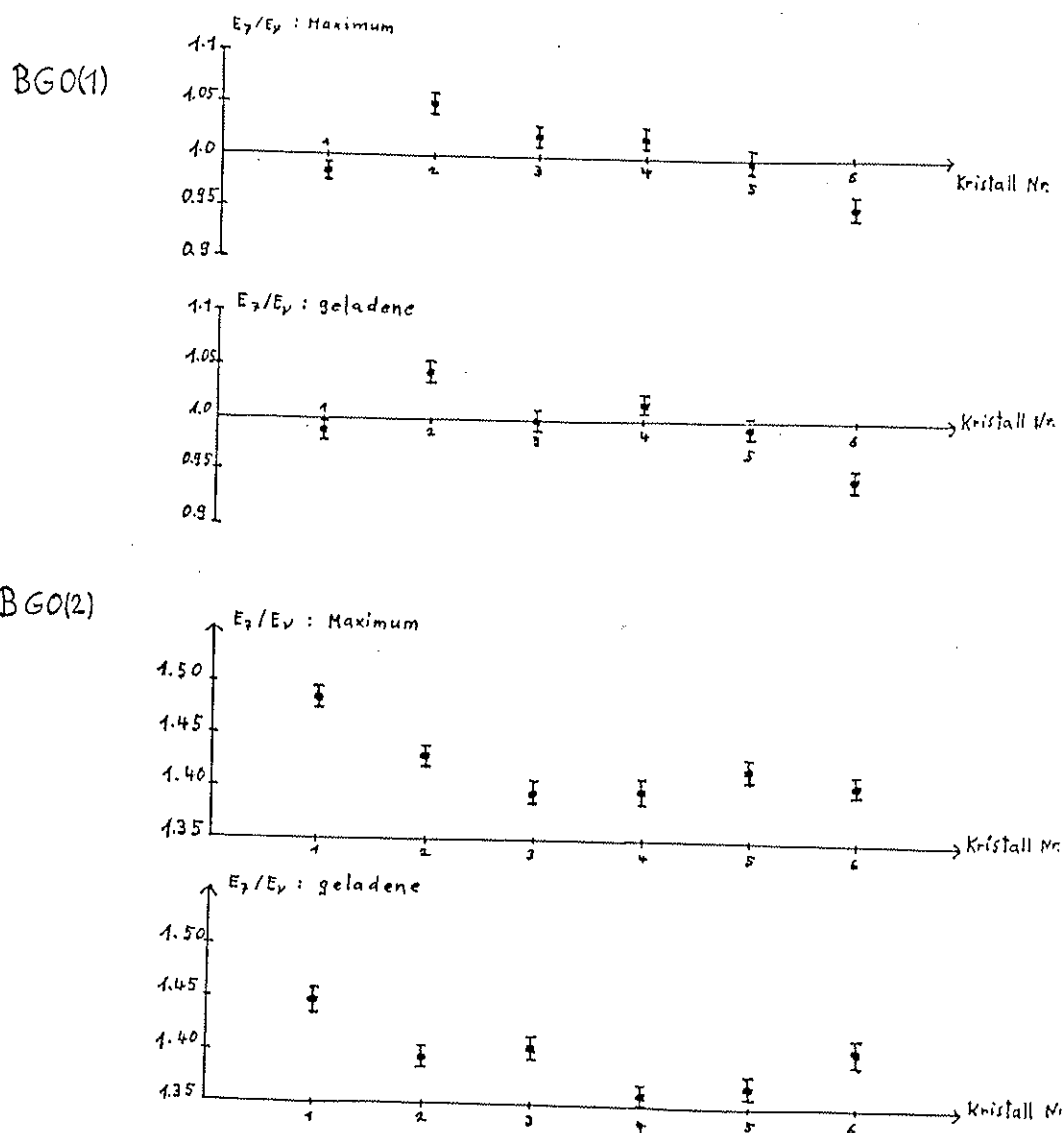


Fig.(3.2.4.1) : Abweichungen der äusseren Kristalle von den mittleren Kristallen aufgrund verschiedener Interkalibrationsmethoden

3.3 Absolute Kalibration

Nach der Interkalibration der einzelnen Kristalle eines Detektors und der beiden Detektorsysteme, muss das Energiespektrum noch absolut kalibriert werden. Der Faktor, der die Umrechnung von ADC-Kanal auf absoluten Energiewert in MeV erlaubt, wird zunächst mit Hilfe des Endpunktes des Spektrums grob bestimmt. Dabei muss natürlich die ungefähre Energieauflösung des Detektors berücksichtigt werden.

Wie in Kap.(3.2.1) erwähnt, kann die maximale Photonenenergie im inklusiven γ -Spektrum höchstens einer Protonenmasse entsprechen. Der die höchstmögliche γ -Energie erzeugende Zerfallskanal einer $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe, ist der Prozess :

$$\begin{array}{ccc} (p\bar{p})_{\text{rest}} & \rightarrow & \pi^0 \gamma_3 \\ & \downarrow & \\ & \gamma_1 \gamma_2 & \end{array} \quad \text{Gl.(3.3.1)}$$

Die insgesamt zur Verfügung stehende Energie ist $2 \cdot m_p = 2.938.28 \text{ MeV}$ (m_p =Protonenmasse). Da es sich um einen Zweikörperzerfall handelt, ist das π^0 und das γ_3 monoenergetisch. Die Energieverteilung der aus dem π^0 -Zerfall resultierenden Photonen $\gamma_1 \gamma_2$ entspricht einer Rechteckverteilung zwischen $E_{\gamma_{12}}^{\text{max}}$ und $E_{\gamma_{12}}^{\text{min}}$ gegeben durch [BAC80] :

$$E_{\gamma_{12}}^{\text{max/min}} = (1/2) \cdot E_{\pi^0} \cdot (1 \pm \beta) \quad \text{Gl.(3.3.2)}$$

E_{π^0} ist die Energie und $\beta=(v/c)$ die Geschwindigkeit des π^0 . Wegen Impuls- und Energieerhaltung gilt :

$$|\vec{p}_{\pi^0}| = |\vec{p}_\gamma| \Rightarrow E_{\gamma_3} = \sqrt{(E_{\pi^0}^2 - m_{\pi^0}^2)} \quad \text{Gl.(3.3.3)}$$

$$(2 \cdot m_p)^2 = (E_{\pi^0} + E_{\gamma_3})^2 \quad \text{Gl.(3.3.4)}$$

Mit $m_p = 938.28 \text{ MeV}$ und $m_{\pi^0} = 139.57 \text{ MeV}$ ergibt sich somit :

$$E_{\gamma_3} = 933.43 ; p_{\pi^0} = 933.43 \text{ MeV/c} ; \beta = (p_{\pi^0}/E_{\pi^0}) = 0.9897 \quad \text{Gl.(3.3.5)}$$

Es folgt mit Gl.(3.3.2) :

$$E_{\gamma_{12}}^{\text{min}} = 4.85 \text{ MeV} ; E_{\gamma_{12}}^{\text{max}} = 938.28 \text{ MeV} \quad \text{Gl.(3.3.6)}$$

Den höchsten Beitrag zum γ -Spektrum liefert also ein aus dem π^0 -Zerfall resultierendes γ mit $E_{\gamma_{12}}^{\max} = 938.28$ MeV. Folgende Tabelle zeigt die Energielimiten einiger Zwei-Körperzerfälle [BAC83].

Limits of the uniform distributions of the γ spectra for some two-body channels in $p\bar{p}$ annihilation at rest

Channel	Decaying particle	$E_{\min}^{\gamma}$ (MeV)	$E_{\max}^{\gamma}$ (MeV)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \omega$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	5.88	774.15
	$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	159.25	904.65
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \eta$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	5.31	857.57
	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	80.71	932.97
$p\bar{p} \rightarrow \eta \omega$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	99.62	755.80
	$\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$	177.05	813.70
$p\bar{p} \rightarrow \eta \eta$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	88.62	849.66
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \pi^0$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	4.88	933.40
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \gamma$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	4.85	938.28
			($E_{\gamma} = 933.43$)
$p\bar{p} \rightarrow \pi^0 \eta'$	$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	6.58	692.24
$p\bar{p} \rightarrow \eta \eta'$	$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	114.05	660.16

Tab.(3.3.1) : Einige Zwei-Körperzerfälle der $p\bar{p}$ -Annihilation

Eine weitere, von der Energieauflösung unabhängige Methode zur absoluten Interkalibration, bietet die Bestimmung des sogenannten Panowski-Peaks. Durch den Prozess

$$(p\pi^-)_{\text{rest}} \rightarrow n\gamma \quad \text{Gl. (3.3.7)}$$

entsteht ein monoenergetisches γ der Energie $E_{\gamma} = 129.4$ MeV. Das π^- wird durch eine $p\bar{p}$ -Annihilation erzeugt und im flüssigen Wasserstofftarget gestoppt.

Wird diese monoenergetische Linie im inklusiven γ -Spektrum bei genügend grosser Statistik sichtbar, so dient sie zur Kontrolle und eventuellen Korrektur der absoluten Kalibration.

4. INKLUSIVE γ -SPEKTREN BEKANNTER ZERFALLSKANÄLE

4.1 Bekannte Zerfallskanäle

Um seltene Zerfallskanäle, wie z.B. den in Gl.(1.2.2) erwähnten, möglicherweise existierenden Baryonium-Zwischenzustand, in einem inklusiven γ -Spektrum nachweisen zu können, müssen zunächst die bereits bekannten, häufig auftretenden Zerfälle der $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe, von dem gemessenen Spektrum abgezogen werden. Solche bereits gemessenen Prozesse sind mit ihrem Verzweigungsverhältnis in folgender Tabelle zusammengestellt.

Branching ratios and relative number of γ 's from $p\bar{p}$ annihilation at rest			
Channel	Branching ratio R (%)	Number of γ 's $= R(\%) \times N_\gamma$	Comment
$\pi^+ \pi^- \pi^0$	3.7	7.4	MC
$\pi^+ \pi^- \pi^0 (\rho^\pm \pi^\mp)$	2.7	5.4	MC
$\pi^+ \pi^- 2\pi^0$	9.3	37.2	MC
$\pi^+ \pi^- 3\pi^0$	23.3	139.8	MC
$\pi^+ \pi^- 4\pi^0$	2.8	22.4	MC
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\omega \pi^+ \pi^-)$	3.8	7.83	MC
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\rho^0 \pi^0 \pi^+ \pi^-)$	7.3	14.60	MC
$2\pi^+ 2\pi^- \pi^0 (\rho^\pm \pi^\mp \pi^+ \pi^-)$	6.4	12.80	MC
$2\pi^+ 2\pi^- 2\pi^0$	16.6	66.40	MC
$2\pi^+ 2\pi^- 3\pi^0$	4.2	25.20	MC
$3\pi^+ 3\pi^- \pi^0$	1.3	2.60	MC
$\pi^+ \pi^- \eta$	1.2	3.84	
$2\pi^+ 2\pi^- \eta$	0.6	1.92	
$\pi^0 \rho$	1.4	2.80	
$\eta \rho$	0.22	0.64	
$n\bar{n} \pi^0$	3.2	31.90 ^{a)}	
$\pi^+ \pi^-$	0.4	0	
$2\pi^+ 2\pi^-$	6.9	0	
$3\pi^+ 3\pi^-$	2.1	0	
$K\bar{K} n\pi (n \geq 0)$	6.82	26.95 ^{b)}	
total	104.24	409.72	

^{a)} Obtained with an average number of π^0 's of 4.99.

^{b)} Assuming 0.95 π^0 's on the average.

Tab.(4.1.1) : Bekannte Zerfallskanäle der $p\bar{p}$ -Annihilation

Die mit MC bezeichneten Zerfallskanäle wurden unter Berücksichtigung ihrer Häufigkeit simuliert. Es handelt sich hierbei nur um Dreikörper- und Mehrkörper-Zerfälle. Die Zweikörper-Zerfälle wurden, wegen der einfachen durch Gl.(3.3.2) gegebenen Rechteckverteilung im γ -Spektrum nicht simuliert, sondern können später von Hand von dem gemessenen Spektrum abgezogen werden.

4.2 MC-Simulation

Aufgabe des bereits zur Verfügung stehenden Monte-Carlo-Programms [CAR85] ist es, die $p\bar{p}$ -Annihilation in Ruhe bestimmter Zerfallskanäle, unter Berücksichtigung sämtlicher Eigenschaften des Detektorsystems, des Triggers und der Cut-Bedingungen zu simulieren. Da das Programm bisher nur für die π^0 -Spektroskopie ausgelegt war, wurde eine Routine für inklusive γ -Spektren eingefügt.

Die Schauersimulation in BGO wird aus Zeitgründen nicht mit dem im allgemeinen verwendeten EGS-Programm (Electron-Gamma-Shower) [FOR78], sondern mit einem speziell für diesen Detektor entwickelten Algorithmus [COO85] durchgeführt. Dem Programm liegt folgende Energieauflösung zugrunde :

$$\Gamma/E = 5\% / \sqrt[4]{E(\text{GeV})} \quad \text{Gl. (4.2.1)}$$

Die Akzeptanz des Detektors ergibt sich unter Berücksichtigung der Geometrie, also des effektiven Raumwinkels, den Cut-Bedingungen und den Verlusten durch gleichzeitiges Auftreffen von γ 's und geladenen Teilchen. Zur Untersuchung der Akzeptanz sei folgender Zerfallskanal mit einem Verzweigungsverhältnis von 23.3% herausgegriffen.



Bei dem Prozess entstehen insgesamt sechs γ 's pro Annihilation. Für diesen Zerfallskanal wurden zur Simulation 349500 Antiprotonen verwendet, wobei das so erhaltene γ -Spektrum insgesamt 4073 Photonen enthält. Somit ist die Akzeptanz für γ 's für einen Detektor insgesamt:

$$A = (4073/100\%) / (349500 \cdot 6) = 1.94 \cdot 10^{-3} \quad \text{Gl. (4.2.3)}$$

$$d_{\text{BGO}} = 50 \text{ cm} \rightarrow F_{\text{BGO}}^{\text{eff}} = 60.95 \text{ cm}^2 \rightarrow R_{\text{BGO}}^{\text{eq}} = 4.40 \text{ cm}$$

Aus Effizienzgründen verwendet das MC-Programm jedes Zerfallsereignis, indem es das Ereignis so dreht, dass eines der auftretenden γ 's den Detektor trifft. Anschliessend wird auf die tatsächliche Akzeptanz normiert. Dies erklärt den kleinen statistischen Fehler.

Fig.(4.3.1) zeigt die Summe der unter Berücksichtigung ihres Verzweungsverhältnisses, simulierten Drei- und Mehrkörperzerfälle. Der gesamte sich aus verschiedensten Faktoren bei der Simulation ergebende Fehler ist als Balkendiagramm im Spektrum ersichtlich.

4.3 Fit und Normalisierung

Das simulierte γ -Spektrum der bekannten Zerfallskanäle kann von dem gemessenen Spektrum nicht direkt abgezogen werden, da sonst die Gefahr besteht, Strukturen durch statistische Fluktuationen des MC-Spektrums in dem durch Subtraktion erhaltenen Spektrum zu erzeugen.

Um solche unphysikalischen Strukturen zu vermeiden, wird zunächst eine glatte Funktion an das MC-Spektrum angepasst, die dann von den gemessenen Daten subtrahiert werden kann. Als Grundlage zur empirischen Anpassung einer analytischen Funktion wurde die in [BAC83] (Gl.2) angegebene Funktion verwendet. Nach verschiedenen Anpassungen wurde für den Fit des hier simulierten Spektrums schliesslich folgende Funktion verwendet :

$$F(E) = n \cdot N \cdot [(E_0 - E)^{\alpha_1} \cdot e^{\beta_1} + (E_0 - E)^{\alpha_2} \cdot e^{\beta_2} - e^{(\alpha_3 E + \beta_3)} - e^{(\alpha_4 E^2 + \beta_4)}] \quad \text{Gl. (4.3.1)}$$

$$\begin{aligned} \alpha_1 &= 4.2166 & ; & \beta_1 = -33.755 \\ \alpha_2 &= 1.5603 & ; & \beta_2 = -19.277 \\ \alpha_3 &= -0.028022 & ; & \beta_3 = -5.0011 \\ \alpha_4 &= -0.002508 & ; & \beta_4 = -6.6295 \\ E_0 &= 917.20 & ; & N = 3.8 \end{aligned}$$

Die maximale Energie E_0 wurde fest vorgegeben. Sie ergibt sich aus dem Prozess :

$$(p\bar{p})_{\text{rest}} \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \quad \text{Gl. (4.3.2)}$$

Das hierbei entstehende π^0 zerfällt in zwei γ 's, mit einer maximalen Energie $E_{\gamma}^{\max} = 917.20$ MeV. Der Skalenfaktor n und die Parameter α_i , β_i dienen als freie Parameter zur Anpassung.

Die Funktion wurde auf eine $p\bar{p}$ -Annihilation normalisiert. Ist N die mittlere Anzahl γ 's pro Annihilation, so stellt $F(E_{\gamma})/n$ die mittlere Anzahl γ 's pro MeV und pro Annihilation dar. Die Normalisierungsbedingung ergibt sich somit zu :

$$\int_0^{E_0} F(E_{\gamma}) dE = \int_0^{E_0} [F(E_{\gamma})/(n \cdot N)] dE = 1 \quad \text{Gl. (4.3.3)}$$

Das MC-Spektrum mit angepasster Funktion ist in linearem und logarithmischem Massstab in Fig.(4.3.1) dargestellt. Fig.(4.3.2) zeigt die Differenz der Funktion und des Spektrums und somit die Güte der Anpassung.

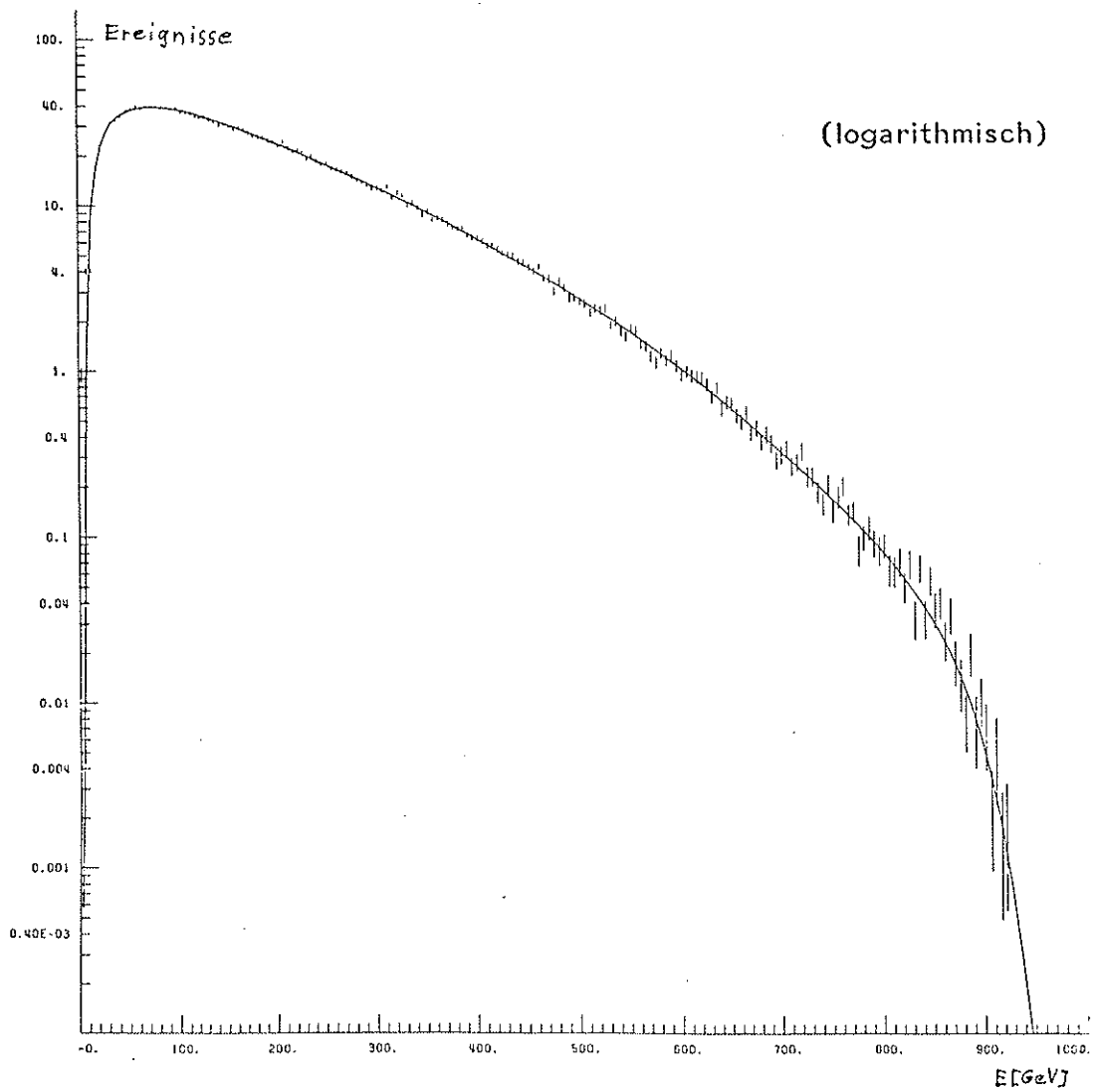
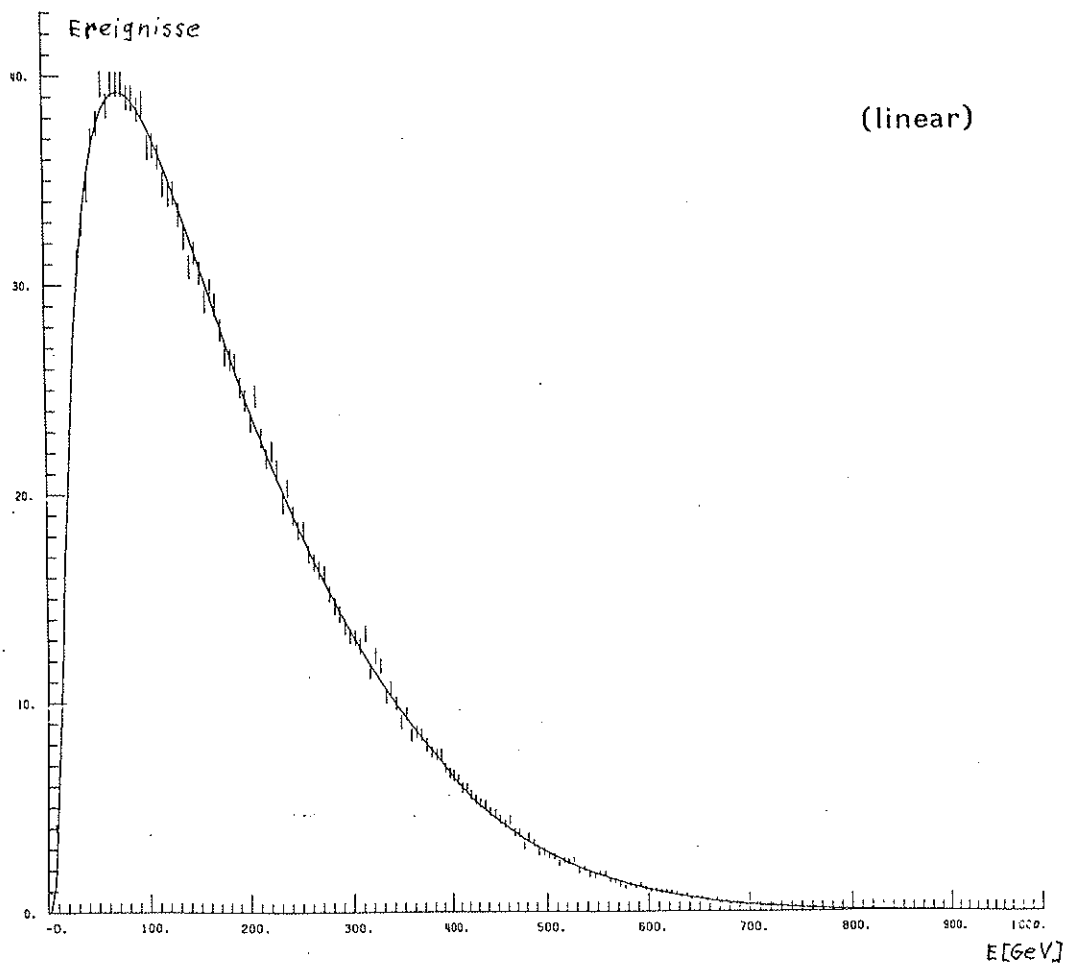


Fig.(4.3.1) : Spektrum der MC-Simulation mit angepasster Funktion

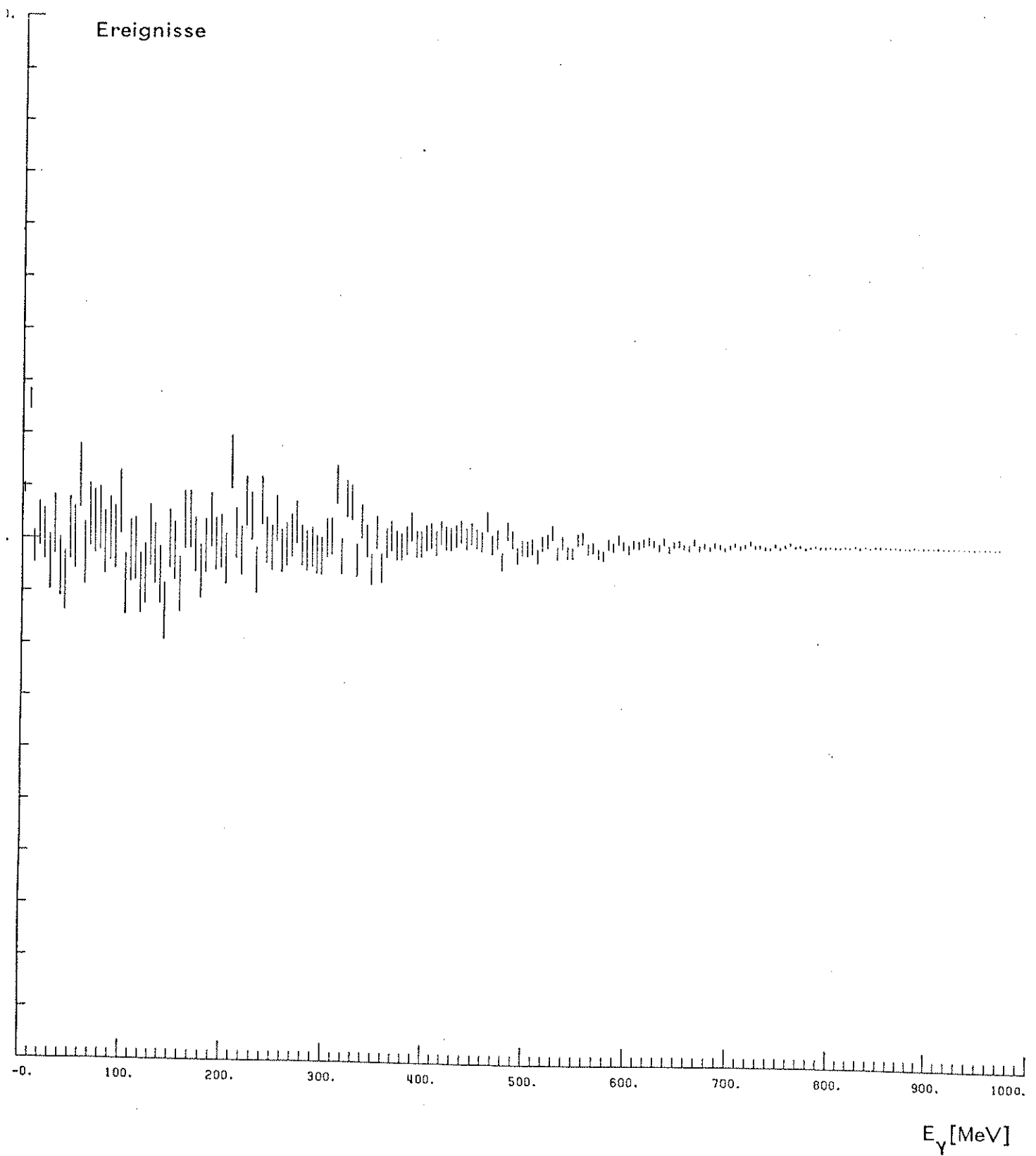


Fig.(4.3.2) : Differenz der MC-Simulation und der angepassten Funktion

5. ERSTER VERGLEICH DER MC-SIMULATION MIT DATEN VOM MAI'85

5.1 Das inklusive γ -Spektrum

Das in Fig.(5.2.1) gezeigte inklusive γ -Spektrum (gestrichelt) in logarithmischer Darstellung enthält die gesamte Statistik, der im Mai'85 mit dem BGO(1) im "Hardwaresummen"-ADC registrierten Daten. Auf der Energieskala wurden jeweils 5 MeV zu einem Punkt zusammengefasst. Das Integral über die Kurve ergibt eine Gesamtzahl von Photonen :

$$N_Y = 10.53 \cdot 10^6 \quad \text{Gl. (5.1.1)}$$

5.2 Subtraktion der MC-Simulation

Um Strukturen durch seltene Zerfallskanäle im gemessenen Spektrum erkennen zu können, wird zunächst die aus dem MC-Fit resultierende analytische Funktion aus Gl.(4.3.1) auf das gemessene Spektrum aus Fig.(5.1.1) im Bereich des Maximums normiert und schliesslich davon abgezogen.

Fig.(5.2.1) zeigt den Vergleich zwischen dem gemessenen (gestrichelten) und dem simulierten (durchgezogenen) Spektrum im Bereich von 100 MeV bis 1GeV.

In Fig.(5.2.2) ist die Differenz zwischen den gemessenen Daten und den simulierten Kanälen aufgetragen.

5.3 Diskussion

Die in der letzten Hälfte in Fig.(5.2.2) ersichtliche, zunächst ebene und im Bereich von ≈ 750 MeV abfallende Kurve kommt durch im Monte-Carlo noch nicht berücksichtigte Zweikörper-Zerfälle zustande. Sie setzt sich im wesentlichen aus folgenden beiden Kanälen zusammen :

$$(p\bar{p})_{\text{rest}} \rightarrow \pi^0 \omega \quad \text{Gl. (5.3.1)}$$

$$(p\bar{p})_{\text{rest}} \rightarrow \pi^0 p \quad \text{Gl. (5.3.2)}$$

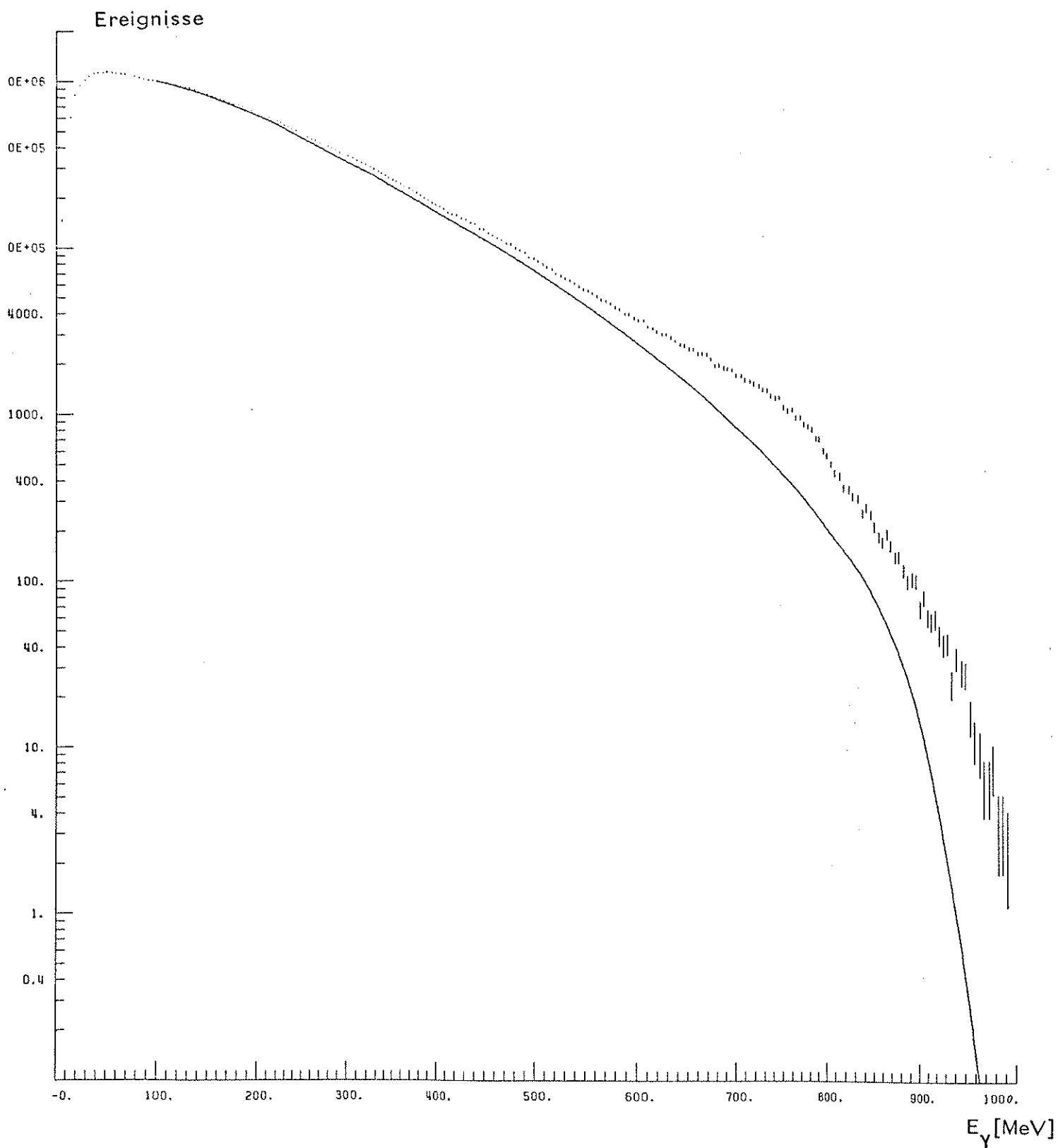


Fig.(5.2.1) : Gemessenes Spektrum und MC-Funktion in logarithmischem Massstab

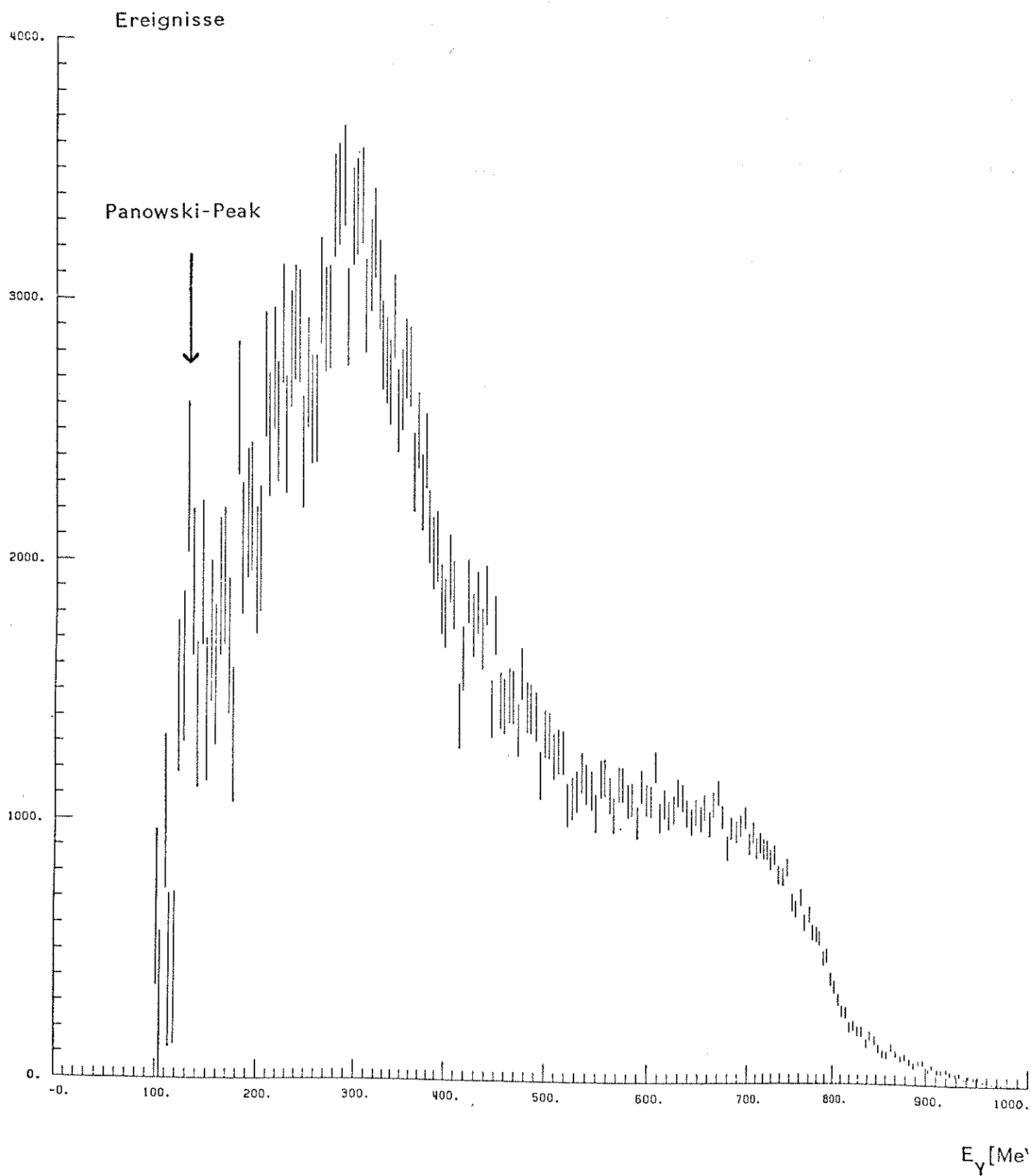


Fig.(5.2.2) : Differenz des gemessenen Spektrums und der MC-Funktion

Diese beiden Prozesse können auf Grund der fast identischen Masse von ω und ρ [REV84] nicht unterschieden werden. Wie aus Tab.(3.3.1) ersichtlich, haben die, aus dem π^0 -Zerfall resultierenden gleichverteilten γ 's nach Gl.(5.3.1), eine maximale Energie von $E_Y^{\max} = 774.15 \text{ MeV}$. Dies stimmt mit der aus Fig.(5.2.2) ersichtlichen Lage des Abfalls überein.

Dass diese durch Gl.(3.3.2) gegebene Grenze im gemessenen Spektrum verschmiert ist, kann verschiedene Gründe haben.

Eine Überlagerung mehrerer Rechteckverteilungen durch zwei Photonen (sogenannte Box-Verteilungen), die von verschiedenen Zweikörper-Zerfällen herrühren, kann wegen der unterschiedlichen maximalen γ -Energien [siehe Tab.(3.3.1)] zu einer resultierenden, verschmierten boxartigen Verteilung führen.

Der Hauptgrund liegt aber sicherlich in der Energieauflösung des Detektorsystems. Eine schlechte Energieauflösung bewirkt eine breite Linie anstelle einer scharfen Energie und verschmiert somit das scharf definierte Ende einer γ -Box.

Die Energieauflösung kann sowohl durch diese Box-Verteilung abgeschätzt werden, als auch durch den Endpunkt des Spektrums. Das Spektrum von Fig(5.2.1) ist anhand des in Fig.(5.2.2) ersichtlichen Panowski-Peaks bei $E_Y = 129.4 \text{ MeV}$ [Kap.(3.3)] absolut kalibriert. Somit ist das Ende des Spektrums bei $\approx 990 \text{ MeV}$ (anstatt bei $E_Y^{\max} = 938.28 \text{ MeV}$) auf die Energieauflösung zurückzuführen.

Die daraus erhaltene Energieauflösung ergab ungefähr :

$$\Gamma/E = 5\% / \sqrt[4]{E(\text{GeV})} \quad \text{Gl. (5.3.3)}$$

Dies ist verträglich mit der in Gl.(2.6.1) angegebenen, unter optimaleren Bedingungen gemessenen Energieauflösung.

Woher die im ersten Teil des Spektrums aus Fig.(5.2.2) ersichtliche Verteilung mit einem Maximum bei etwa 280 MeV stammt, kann hier nicht erklärt werden. Möglicherweise setzt sie sich aus nicht berücksichtigten Zerfallskanälen, dessen Verzweungsverhältnisse noch unbekannt sind, zusammen. Vielleicht können Prozesse hoher Pion-Multiplizität, bei denen zudem ein η -Teilchen ($m_\eta = 548.8 \text{ MeV}$) auftritt, eine relativ schmale Verteilung um die

280 MeV erzeugen, da das η zu 39.1% in zwei γ 's der Energie $E_{\gamma}=274$ MeV zerfällt [REV84]. Solche und andere Möglichkeiten müssen jedoch zunächst durch MC-Rechnungen geprüft werden.

Feinere Strukturen im gemessenen Spektrum können erst nach Subtraktion einiger bekannter Zweikörper-Zerfälle aus Tab(3.3.1) und der zum Zeitpunkt dieser Arbeit noch nicht vollständig nachvollziehbaren Prozesse im unteren Energiebereich des Spektrums, untersucht werden.

6. DANKSAGUNG

Herrn Prof.Dr.G.Backenstoss danke ich, dass ich diese Arbeit unter seiner Anleitung durchführen konnte.

Für die gute Zusammenarbeit und Unterstützung bedanke ich mich bei allen Mitgliedern der Basel-Stockholm-Thessaloniki Kollaboration.

Meinen besonderen Dank möchte ich Herrn Dr.L.Tauscher aussprechen, der mich bei der Interkalibration des BGO-Detektors unterstützte und mir einen ersten Vergleich der MC-Simulation mit gemessenen Daten ermöglichte.

Bei den Herren S.Carius und C.Findeisen möchte ich mich insbesondere für die Hilfe bei den MC-Rechnungen bedanken.

7. REFERENZEN

[ADI82] : L.Adiels et al., Test of an array of seven hexagonal BGO crystals for high energy gamma ray spectroscopy, presented at the international workshop on Bismuth Germanate, Princeton, Nov. 10-13, (1982)

[ADI84] : L.Adiels et al., Investigations on Baryonium and other rare $p\bar{p}$ -annihilation modes using high-resolution π^0 -spectrometers(PS182), Inst.Phys.Conf.Ser.No.73:Section 5

[ADI85] : L.Adiels et al., A π^0 and η spectrometer of lead glass and BGO for momenta up to 1 GeV/c, unpublished

[BAC83] : G.Backenstoss et al., Proton-antiproton annihilation at rest into $\pi^0\omega$, $\pi^0\eta$, $\pi^0\gamma$, $\pi^0\pi^0$, and $\pi^0\eta'$, Nuclear Physics B228 (1983) 424-438

[COO85] : M.Cooper, Private communication

[CAR85] : S.Carius, Dissertation in Vorbereitung

[FAM84] : Formulae and methods in experimental data evaluation, Vol. 1, published by the European Physical Society (1984)

[FOR78] : R.L.Ford and W.R.Nelson, Report SLAC-210 (1978)

[HAM] : Technical Data sheet No.PM-231-01, Hamamatsu TV Co., Hamamatsu, Japan, unpublished

[HAR] : The Harshaw Chemical Company, Holland radiation detectors, Harshaw chemie B.V., De Meern, Holland

[KOB81] : M.Kobayashi et al., A Bismuth Germanate scintillator as a total absorption shower detector, Nuc.Instr.Meth. 189 (1981) 629-632

[MPI81] : G.Blanar et al., Max-Planck-Institut für Physik und Astrophysik, Extended version of a Contributed Paper to the EPS International Conference on High Energy Physics, Lisbon, July 9-15, (1981)

[PAR82] : Particle Data Group, Review of Particle Properties, Phys.Lett. 111B (1982)

[PAV78] : P.Pavlopoulos, Suche nach tiefgebundenen Zuständen im Antiproton-Proton-System, Dissertation, Kernforschungszentrum Karlsruhe, KfK 3/78-4, Nov.(1978)

[PER82] : D.H.Perkins, Introduction to High-Energy Physics, (1982)

[REP84] : J.Repond, π^0 -Spektroskopie am LEAR/CERN, Dissertation, Universität Basel, (1984)

[REV84] : Review of Particle Properties, Particle Data Group, printed at CERN, Geneva, April (1984) Edition

[RIC83] : B.Richter et al., New results in the search for narrow states in the $\pi\bar{p}$ system below threshold, Phys. Lett. 126B, Nr. 3,4, 30 june (1983)

[ROB83] : N.R.Roberson et al., The absolute efficiency of a 7.6- by 7.6-cm Bismuth Germanate scintillator for 15-MeV gamma rays, Nuc.Inst.Meth. 214 (1983) 541-542

[SPO83] : S.Sposetti, Homogenitätsmessungen an BGO-Szintillatoren, Semesterarbeit, Universität Basel, 1983

[TAU80] : L.Tauscher, Bound Baryonium States, presented at the 5th. Int. European Symposium on $N\bar{N}$ Interactions, Bressanone, June 1980

[TRO84] : D.Tröster, Schnelles Datenerfassungssystem zum hochauflösenden π^0 -Spektrometer am LEAR/CERN, Dissertation, Universität Basel, 1984

