Arne Claussen

# Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen

— 1996 —

Experimentelle Physik

# Einsatz des Bleiglaskalorimeters LEDA zur Untersuchung ultrarelativistischer bleiinduzierter Schwerionenreaktionen in Hinblick auf die Produktion inklusiver Photonen

Inaugural-Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

vorgelegt von
**Arne Claussen**
aus Löningen

— 1996 —

| | |
|---|---|
| Dekan: | Prof. Dr. F.-K. Holtmeier |
| Erster Gutachter: | Prof. Dr. R. Santo |
| Zweiter Gutachter: | Prof. Dr. K.-H. Kampert |

Tag der mündlichen Prüfung:
Tag der Promotion:

# Inhaltsverzeichnis

**1 Einleitung** **7**

**2 Physik ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen** **9**

2.1 Beschreibung subatomarer Prozesse . . . . . 9

2.2 Übergang zum Quark-Gluon-Plasma . . . . . 11

2.3 Signaturen des Plasmazustandes . . . . . 18

2.3.1 Erhöhte Strangeness-Produktion . . . . . 19

2.3.2 Unterdrückung von J/$\psi$-Teilchen . . . . . 21

2.3.3 Produktion von Dileptonen . . . . . 22

2.3.4 Bildung eines disorientierten chiralen Kondensats . . . . . 23

2.3.5 Erzeugung direkter Photonen . . . . . 25

2.4 Kosmologische Aspekte . . . . . 27

2.5 Bleistrahl . . . . . 28

**3 WA98-Experiment** **31**

3.1 Generelle Ziele . . . . . 31

3.2 Detektoren des WA98-Experimentes . . . . . 31

3.2.1 Kalorimeter . . . . . 33

3.2.2 Messung geladener Teilchen . . . . . 34

3.2.3 Multiplizitätsmessungen geladener und neutraler Teilchen . . . 35

3.2.4 Spektroskopie geladener Teilchen in der Targetregion . . . . . 36

3.2.5 Triggersystem . . . . . 37

3.2.6 Datenerfassung . . . . . 38

**4 Bleiglasdetektor LEDA 41**

4.1 Grundkonzeption . . . . . 41

4.2 Detektionsmechanismus . . . . . 41

4.3 Supermodul . . . . . 44

4.3.1 Mechanischer Aufbau . . . . . 44

4.3.2 Hochspannungsversorgung . . . . . 46

4.3.3 Referenzsystem . . . . . 47

4.3.4 Auslesesystem . . . . . 50

4.4 Aufbau im WA98-Experiment . . . . . 57

**5 Kalibration des Bleiglasdetektors 61**

5.1 Problematik . . . . . 61

5.2 Kalibrationsstrahlzeit . . . . . 62

5.3 Vorkalibration . . . . . 67

5.3.1 Bestimmung der Elektronen-Peaklagen . . . . . 67

5.3.2 Bestimmung der Referenz-Peaklagen . . . . . 73

5.4 GAMS-Kalibration . . . . . 75

5.4.1 Einleitende GEANT-Simulationen . . . . . 75

5.4.2 GAMS-Algorithmus . . . . . 77

5.4.3 Qualitätskontrolle . . . . . 80

5.5 Absoluteichung . . . . . 83

5.6 Alternativer Kalibrationsansatz . . . . . 84

**6 Leistungsmerkmale des Detektors 87**

6.1 Auflösungsvermögen . . . . . 87

6.1.1 Energieauflösung . . . . . 88

6.1.2 Ortsauflösung . . . . . 91

6.2 Linearität der Antwortfunktion . . . . . 93

6.3 Leistungsfähigkeit des Referenzsystems . . . . . 95
6.4 Teilchenidentifizierung . . . . . 95

**7 Erfahrungen mit dem ADC-System 99**
7.1 Fehler auf ADC-Ebene . . . . . 99
7.2 Fehler auf Einzelmodulebene . . . . . 102
7.3 Schwankungen der ADC-Offsets . . . . . 104
7.4 Erfahrungen aus der Strahlzeit 1995 . . . . . 112
7.4.1 Zukünftige Aufgaben . . . . . 112

**8 Analysemethoden 115**
8.1 Treffererkennung . . . . . 116
8.2 Rekonstruktion neutraler Mesonen . . . . . 121
8.3 Akzeptanzrechnungen . . . . . 123
8.3.1 Photonenakzeptanz . . . . . 125
8.3.2 Akzeptanzen neutraler Mesonen . . . . . 127
8.4 Effizienzrechnungen . . . . . 130

**9 Auswertung der Schwerionendaten 133**
9.1 Triggerauswahl und Statistik . . . . . 133
9.1.1 Einfluß des Spektrometermagneten . . . . . 135
9.2 Globale Größen . . . . . 139
9.2.1 Null-Grad-Energie . . . . . 140
9.2.2 Transversale Energieverteilung . . . . . 140
9.2.3 Globale Multiplizitätsabhängigkeiten . . . . . 154
9.3 Multiplizitätsmessungen im Bleiglas . . . . . 164
9.3.1 Multiplizitäten minimal ionisierender Teilchen . . . . . 164
9.3.2 Rapiditätsverteilungen von Photonen . . . . . 168
9.4 Transversalimpulsverteilungen inklusiver Photonen . . . . . 174
9.4.1 Parametrisierung der Transversalimpulsspektren . . . . . 175

9.4.2 Zentralitätsabhängigkeit . . . . . 176
9.4.3 Targetabhängigkeit . . . . . 181
9.4.4 Rapiditätsabhängigkeit . . . . . 185
9.4.5 Photonen aus $\pi^0$-Zerfällen . . . . . 187
9.5 Mittlerer Transversalimpuls . . . . . 190
9.5.1 Targetabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses . . . . . 193
9.5.2 Rapiditätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses . . . 195
9.5.3 Multiplizitätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses . 196
9.5.4 Mittlerer Transversalimpuls von Pionen . . . . . 199
9.6 Stand der Analyse zur Produktion direkter Photonen . . . . . 201

**10 Zusammenfassung und Ausblick** **205**

**A Variablen der Schwerionenphysik** **209**

**Literaturverzeichnis** **211**

**Danksagung** **219**

**Lebenslauf** **223**

**Westmoreland** *O that we now had here*
*But one ten thousand of those men in England*
*That do no work to-day!*

**King Henry V** *What's he that wishes so?*
*My cousin Westmoreland? No, my fair cousin;*
*If we are mark'd to die, we are enow*
*To do our country loss; and if to live,*
*The fewer men, the greater share of honour.*
*God's will! I pray thee, wish not one man more.*
*By Jove, I am not covetous for gold,*
*Nor care I who doth feed upon my cost;*
*It yearns me not if men my garments wear;*
*Such outward things dwell not in my desires.*
*But if it be a sin to covet honour,*
*I am the most offending soul alive.*
*No, faith, my coz, wish not a man from England.*
*God's peace! I would not lose so great an honour*
*As one man more methinks would share from me*
*For the best hope I have. O, do not wish one more!*
*Rather proclaim it, Westmoreland, through my host,*
*That he which hath no stomach to this fight,*
*Let him depart; his passport shall be made,*
*And crowns for convoy put into his purse;*
*We would not die in that man's company*
*That fears his fellowship to die with us.*
*This day is call'd the feast of Crispian.*
*He that outlives this day, and comes safe home,*
*Will stand a tip-toe when this day is nam'd,*
*And rouse him at the name of Crispian.*
*He that shall live this day, and see old age,*
*Will yearly on the vigil feast his neighbours,*
*And say 'To-morrow is Saint Crispian'.*
*Then will he strip his sleeve and show his scars,*
*And say 'These wounds I had on Crispian's day'.*
*Old men forget; yet all shall be forgot,*
*But he'll remember, with advantages,*
*What feats he did that day. .....* [Sha94]

# 1. Einleitung

Bereits im antiken Griechenland hatten die Philosophen Leukipp (fünftes Jahrhundert v. Chr.) und sein Schüler Demokrit (470-360 v. Chr) die Vorstellung entwickelt, die sichtbare Welt sei aus kleinen, nicht mehr teilbaren Untereinheiten zusammengesetzt, den Atomen[1]. Diese Atome, so ist den Schriften Demokrits zu entnehmen, unterscheiden sich nicht in ihrem Material, wohl aber in Größe und Form und bilden, je nachdem, wie sie zusammengesetzt werden, immer neue Dinge aus. Demokrit ging in seiner Lehre sogar über die eigentliche physikalische Welt hinaus. Nach seiner Vorstellung setzt sich nämlich nicht nur die Materie, sondern auch die Seele aus Atomen, den „Seelenatomen“, zusammen.

Wie so viele wissenschaftliche Erkenntnisse, so geriet auch diese Lehre am Ende der Antike, mit Aufkommen des christlichen Weltsystems, in Vergessenheit.
Erst nach Überwindung des Mittelalters und der Entstehung einer neuen Naturwissenschaft, die auch die Erde auf den ihr gebührenden Platz in der Welt zurückstellte (Nikolaus Kopernikus (1473-1543), Johannes Kepler (1571-1630), Galileo Galilei (1564-1642) und René Descartes (1596-1650), um nur einige zu nennen), kamen die Ideen der alten griechischen Denker wieder ins Bewußtsein der Forscher zurück. Insbesondere Gottfried Wilhelm Leibniz (1646-1716) griff in seiner „Monadentheorie“ auf die Idee eines unteilbar Kleinsten zurück, aus dem alles auf der Welt Befindliche aufgebaut ist. Wiederum, wie schon das Atom bei den antiken Denkern, so hat auch die Monade nicht nur einen physikalischen, sondern auch einen geistigen Aspekt und ist somit Grundbaustein sowohl der greifbaren wie auch der immateriellen Welt.

Erste experimentelle Hinweise darauf, daß sich diese Welt der kleinsten Bausteine anders verhält als die direkt beobachtbare makroskopische Welt, erhielt man im Laufe des 19. Jahrhunderts, als man bei der Untersuchung von Lichtspektren unterschiedliche, klar definierte Linien fand anstatt kontinuierlicher spektraler Verteilungen.
Der theoretische Übergang in die Welt der Atome geschah mit Max Plancks (1858-1947) Erklärung der Spektren schwarzer Strahler im Jahre 1900, wo er zum ersten Mal das Prinzip der Quantelung einführte, d.h. der Beschränkung des möglichen Wertebereiches einer Größe auf einen festgelegten, nur in diskreten Größen veränder-

[1] vom griechischen $\alpha\tau\grave{o}\mu o\varsigma$, „unteilbar“.

lichen Bereich. Im Laufe der ersten Jahrzehnte dieses Jahrhunderts entwickelte sich aus diesem Grundstein und der grundlegenden Arbeit Albert Einsteins (1879-1955) zur Erklärung des photoelektrischen Effektes eine neue Physik der mikroskopischen Materie, die Quantenphysik.
Im weiteren Verlauf dieses Jahrhunderts wurde klar, daß die kleinsten Bausteine nicht die Atome der chemischen Elemente sind, sondern daß unter diesen noch weitere Strukturen zu finden sind. So legten die Experimente Ernest Rutherfords (1871-1937) die Vermutung nahe, daß die Atome im wesentlichen aus leerem Raum bestehen, in deren Zentrum sich ein winziger Kern befindet, der den allergrößten Teil der Masse des Atoms beherbergt. Doch auch der Kern ist weiter teilbar in Protonen und Neutronen, und selbst diese, so belegten Streuexperimente mit sehr hochenergetischen Teilchen, bestehen aus weiteren Untereinheiten, den „Quarks“[2].

Es hat sich aber nicht nur gezeigt, daß die Aufteilung der Materie bei den Atomen nicht halt macht, sondern auch, daß gerade das Verständnis der mikroskopisch kleinen Welt entscheidend für das Verstehen der größten Strukturen des Universums und für seine Entstehung ist. So zeigte sich, daß der unter extremen Bedingungen auftretende Zustand der Kernmaterie, das „Quark-Gluon-Plasma“ (s. nächstes Kapitel) zu bestimmten Zeiten oder Bereichen das Universum dominiert haben kann. Auf diese kosmologischen Gesichtspunkte werde ich kurz in Abschnitt 2.4 eingehen.

[2]dieser recht ungewöhnliche Name stammt aus James Joyce Werk „Finnegans Wake“.

# 2. Physik ultrarelativistischer Schwerionenkollisionen

Die Beschäftigung mit der Welt der kleinsten Teilchen hat die Neugier geweckt, Materie unter extremen Zuständen zu untersuchen. Die Theorien zur Beschreibung dieser Bereiche (s. Sektion 2.1) hat die Möglichkeit aufgezeigt, daß bei sehr hohen Drücken und Temperaturen die nukleare Materie einen Phasenübergang zu einem Quark-Gluon-Plasma vollziehen kann (Abschnitt 2.2). Es zeigte sich, daß dieser Übergang nicht nur von Interesse beim Verstehen der mikroskopischen Welt ist, sondern daß auch im kosmischen Maßstab Bereiche existieren/existiert haben, die von diesem Plasmazustand erfüllt waren/sind (s. hierzu Kapitel 2.4). Der Welt des Experimentators wird dieser Materiebereich durch Untersuchung von Stößen schwerer Kerne bei ultrarelativistischen Energien eröffnet, wie sie am europäischen Kernforschungszentrum CERN[1] seit 1986 durchgeführt werden. Der Abschnitt 2.3 soll sich mit den Möglichkeiten beschäftigen, die dem Experimentator für das Erkennen und die Diagnose des Plasmazustandes zur Verfügung stehen.

## 2.1 Beschreibung subatomarer Prozesse

Nach heutigem Verständnis sind die Bausteine der Materie zum einen Leptonen und zum anderen Quarks. Die folgende Tabelle listet alle Teilchen auf, die (zusammen mit ihren Antiteilchen) als elementar angesehen werden.

Die Welt, wie wir sie kennen, ist lediglich aus einer der drei sogenannten „Teilchenfamilien“ aufgebaut. Diese besteht aus dem u- und dem d-Quark, dem Elektron und seinem zugehörigen Neutrino $\nu_e$. Die beiden anderen Teilchenfamilien sind nur unter Einsatz hoher Energien in Teilchenbeschleunigern oder durch Beobachtung hochenergetischer Höhenstrahlungsereignisse zugänglich. So konnte erst im Jahre 1995 bei Messungen am Fermilab mit sehr großen Energien ein deutlicher Hinweis auf das schwerste der Quarks, das top, gefunden werden.

[1] **C**onseil **E**uropéen de la **R**echerche **N**ucléaire

| Quarks | Leptonen |
|---|---|
| **u**p | e |
| **d**own | $\nu_e$ |
| **c**harm | $\mu$ |
| **s**trange | $\nu_\mu$ |
| **t**op | $\tau$ |
| **b**ottom | $\nu_\tau$ |

**Tabelle 2.1:** Die drei Teilchenfamilien.
Das jeweils erste Quark einer Familie trägt die Ladung $+\frac{2}{3}$e, das zweite Quark $-\frac{1}{3}$e. Die jeweils ersten Leptonen sind einfach negativ geladen, die zugehörigen Neutrinos tragen keine elektrische Ladung.

Das Verhalten der Quarks ist deutlich unterschiedlich zu dem der Leptonen. Während nämlich letztere ohne weiteres frei beobachtet werden können, ist dies bei Quarks bisher noch nicht gelungen. Es scheint auch in der Tat eine der grundlegenden Eigenschaften dieser Teilchen zu sein, daß sie stets zu mehreren auftreten. Das Wechselwirkungspotential zwischen zwei Quarks, welches mit zunehmendem Abstand unendlich groß wird, ist in folgender Gleichung dargestellt:

$$V(r) = -\frac{4}{3}\frac{\alpha_s}{r} + kr \qquad . \tag{2.1}$$

Die in Gleichung 2.1 auftretende Kopplungskonstante $\alpha_s$ ist keine richtige Konstante, sondern hängt vom Impulsübertrag $q$ gemäß

$$\alpha_s(q) = \frac{1}{B \ln(\frac{q^2}{\Lambda^2_{QCD}})} \tag{2.2}$$

ab. Der lineare Term in Gleichung 2.1 bewirkt ein stetes Ansteigen der Kraft zwischen zwei Quarks. Durch ihn wird mit wachsendem Abstand die Energie im Feld zwischen den beiden Quarks so sehr ansteigen, daß ab einem bestimmten Punkt ein Quark-Antiquark-Paar gebildet werden kann, welches mit den sich entfernenden Quarks andere Teilchen bildet. Dieser Zustand wird auch als „Einschluß“ oder englisch „Confinement“ bezeichnet.
Zur Beschreibung der Wechselwirkung zwischen den Quarks wird zusätzlich der

Begriff der sogenannten „Farbladung“ eingeführt. Ein Quark kann danach drei unterschiedliche Farben[2] (ein Antiquark entsprechend die „Antifarben“) haben, die allgemein als rot, blau und grün bezeichnet werden[3]. Die Übertragung der Wechselwirkung zwischen zwei Quarks geschieht über sogenannte „Gluonen“, die, im Gegensatz zu den Wechselwirkungsteilchen der Quantenelektrodynamik, den Photonen, selber Farbladungen tragen können. Die Theorie fordert, daß als freie Teilchen stets nur „farbneutrale“ Teilchen auftreten können. Bei Baryonen, die aus drei Quarks aufgebaut sind, bedeutet dies, daß jede der drei Farben bei genau einem der Quarks vertreten sein muß. Mesonen, die aus einem Quark und einem Antiquark aufgebaut sind, müssen entsprechend die Farbe und die zugehörige Antifarbe tragen, um Farbneutralität zu erreichen.

Eine weitere Konsequenz aus den Gleichungen 2.1 und 2.2 ist, daß bei kleinen Abständen und großen Impulsüberträgen das Potential verschwindet, die Quarks können sich in einem solchen Regime quasi frei bewegen[4]. Gelingt es also, eine große Menge von Quarks bei hohen Energien auf sehr kleinem Raum zusammenzufassen, so sollten die einzelnen Verbände aufbrechen („Deconfinement“) und die Quarks in einem bestimmten Volumen frei beweglich beobachtbar sein. Man spricht im Zusammenhang mit einem solchen Prozeß vom Phasenübergang von normaler Kernmaterie zum „Quark-Gluon-Plasma“.

## 2.2 Übergang zum Quark-Gluon-Plasma

Im Grundzustand eines Kerns befinden sich die Nukleonen in einer Packung geringer Dichte, sie nehmen nur etwa ein Drittel des Kernvolumens ein. Entsprechend ist auch die Energiedichte der Kernmaterie mit 0,16 GeV/fm$^3$ relativ gering im Vergleich zu derjenigen des Nukleons mit $\sim$ 0,45 GeV/fm$^3$. Komprimiert man den Kern um einen Faktor drei, so sollten die Konstituentennukleonen beginnen, sich zu überlappen und somit eine Änderung des Verhaltens erkennbar sein. Eine weitere Kompression auf einen Faktor von fünf bis zehn sollte dann nach theoretischen Überlegungen bei einer kritischen Energiedichte im Bereich von 1-2 GeV/fm$^3$ zu einem Übergang von hadronischer Materie zu einem Quark-Gluon-Plasma führen. Ab diesen Dichten überlappen dann die Nukleonen derart, daß das Confinement aufgehoben sein

[2] Aufgrund dieses Farbansatzes heißt die Theorie zur Beschreibung dieser Prozesse auch „**Q**uanten-**C**hromo-**D**ynamik“ oder kurz QCD.

[3] Diese Farben sind der additiven Farbtheorie entlehnt, wo eine Mischung der drei Farben weiß ergibt.

[4] Man spricht hierbei von der „asymptotischen Freiheit“.

sollte, so daß sich alle Quarks in einem gemeinsamen See bewegen. Man spricht entsprechend von „Deconfinement“.

Zur Beschreibung der Reaktionen wurden verschiedene Modelle entwickelt. Das einfachste, das sogenannte „Feuerballmodell“, unterscheidet zwischen Projektil- bzw. Targetnukleonen, die sich innerhalb der geometrischen Überlappzone der Reaktionen befinden („Participants“, d.h. Teilnehmer der Reaktion), und solchen, die außerhalb dieses Bereiches liegen („Spectators“, d.h. „zuschauende“ Teilchen). Die Größe des Überlappvolumens und damit auch die Zahl der partizipierenden Nukleonen ist dabei durch den Stoßparameter der Reaktion, $b$, bestimmt. Während sich nach dem einfachsten Modell die zuschauenden Teilchen unbeeinflußt weiterbewegen werden, bilden die Participants einen sogenannten „Feuerball“ aus, eine Zone hoher Dichte und Temperatur, die durch die Bewegungsenergie der Projektilnukleonen aufgeheizt wird (siehe hierzu auch Abbildung 2.1).

Untersucht man die Rapiditätsverteilungen[5] der Teilchen nach der Reaktion, so sollten die nicht an der Reaktion beteiligten Spectators an den beiden möglichen Grenzen des Spektrums jeweils eine Anhäufung ergeben, die der Rapidität des Target- bzw. des Projektilkerns entspricht. Je zentraler die Reaktion war, d.h. je mehr Teilnehmer an der Reaktion vorhanden waren, desto schwächer ausgeprägt sollten diese Anhäufungen sein. Der Bereich zwischen den beiden Extrembereichen wird über Produkte aus der Reaktionszone, dem Feuerball, bevölkert.
Für die Gestalt dieser Verteilung gibt es zwei Modelle, die sich durch das nukleare Bremsvermögen („Stopping“) unterscheiden. Ist dieses sehr groß, d.h. wird die gesamte kinetische Energie der Reaktionsteilnehmer in thermische Energie umgewandelt, so ist eine Rapiditätsverteilung zu erwarten, die ihr Maximum bei der Schwerpunktsrapidität hat („Landau-Bild“).
Ist dagegen das Bremsvermögen nur begrenzt (man spricht hierbei von „Transparenz“ der Kerne), so wird ein Teil der Baryonen weiterhin im Rapiditätsbereich des Targets bzw. des Projektils anzutreffen sein. Zwischen diesen beiden Extremen wird eine mehr oder weniger flache Verteilung ausgebildet sein („Bjørken-McLerran-Bild“). Die Zone bei der Schwerpunktsrapidität sollte eine Verarmung an Baryonen aufweisen, da sich diese weiterhin primär in den Rapiditätsbereichen von Target und Projektil konzentrieren werden.
Im unmittelbaren Zusammenhang mit dem nuklearen Bremsvermögen steht die in der Reaktionszone deponierte Energie. Die Größe des Bremsvermögens ist damit entscheidend für die Frage, ob beim Stoß Energiedichten erreicht werden können, die den kritischen Wert für den Übergang zur Plasmaphase überschreiten. Experimentell

[5]Die Rapidität entspricht der Bewegungskomponente in Strahlrichtung, Gleichung A.5.

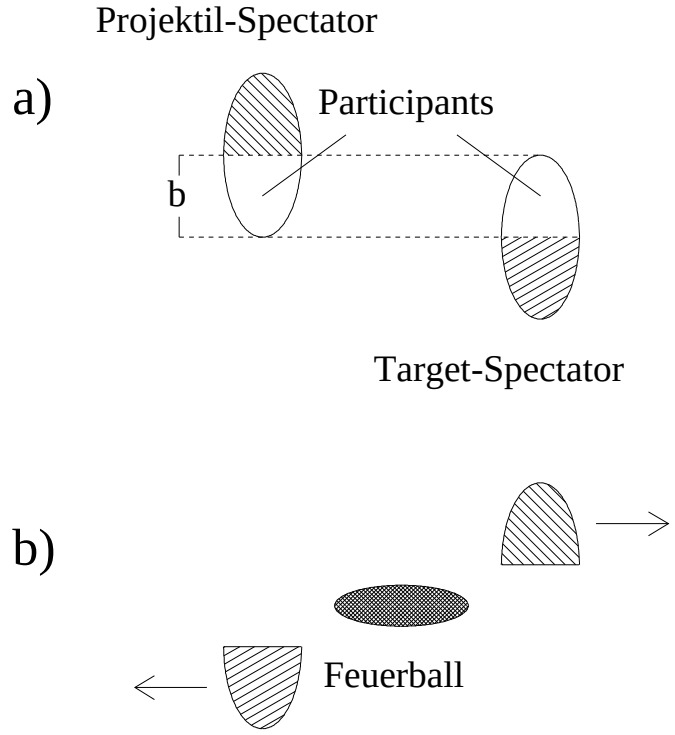


**Abbildung 2.1:** Das „Feuerballmodell“.
Vor dem Stoß laufen (im Schwerpunktssystem) Projektil und Target mit einem Stoßparameter $b$ aufeinander zu.
Nach dem Stoß (unteres Bild) laufen die sich außerhalb der Reaktionszone befindlichen Nukleonen von Projektil- und Targetkern weiter („Spectator“), während die Teilchen innerhalb der Überlappzone („Participants“) einen „Feuerball“ ausbilden, welcher sich allmählich ausdehnt und Teilchen abstrahlt.

sollte die Größe des Bremsvermögens durch Bestimmung der Rapiditätsverteilung der Baryonen zugänglich sein, da ja je nach Größe der Transparenz die Baryonenzahl in der Mitte des Rapiditätsspektrums kleiner oder größer sein sollte. Allgemein wird erwartet, daß bei kleinen Energien (einige GeV pro Nukleon) die Kerne gestoppt werden, während ab etwa 100 GeV/Nukleon (Schwerpunktsenergie) die Kerne zum großen Teil transparent sind. Bei den Schwerpunktsenergien der Schwerionenexperimente am CERN von 15-20 GeV/Nukleon ist ein Bereich zwischen den beiden Extremen zu erwarten. Eine Zusammenfassung dieser Überlegungen ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

Eine wichtige Größe in Hinblick auf die Teilchenproduktion ist die sogenannte „Formationszeit“. Wird beispielsweise ein Quark-Antiquark-Paar gebildet, so müssen sich diese beiden Quarks zunächst bis zu einen bestimmten Abstand entfernen, bevor sie ihren endgültigen Bindungszustand eingehen und damit ein Teilchen auf der Massenschale bilden (d.h. hadronisieren). Bis zu diesem Zeitpunkt erfährt das gebildete Teilchen noch keine Wechselwirkung mit der umgebenden Materie. Streuexperimente haben gezeigt, daß der typischer Bindungsabstand $10^{-15}$ m = 1 fm beträgt. Da sich die Teilchen mit nahezu Lichtgeschwindigkeit bewegen, vergeht für die Teilchenbildung entsprechend eine Zeit $\tau_0 = 1$ fm/c, die als Formationszeit bezeichnet wird. Dieser Prozeß hat Auswirkungen auf die Wechselwirkungen der Teilchen nach der Hadronisierung. Da aufgrund der relativistischen Zeitdilatation hochenergetische Teilchen zumeist erst außerhalb des Targetkerns hadronisieren, werden sie keine Reaktionen mit der dichten Materie der Kerns machen. Haben die Teilchen dagegen nur eine geringe Energie, so wird die Hadronisierung noch innerhalb des Kerns erfolgen, so daß die so gebildeten Teilchen eine Reihe von Stößen mit anderen Teilchen erleiden können, bevor sie letztlich (wenn überhaupt) den Targetkern verlassen. Diese als „Innen-Außen-Kaskade“ bezeichneten Prozesse haben einen Einfluß auf die Gestalt der gemessenen Teilchenspektren. Der Einfluß ist naturgemäß im Targetfragmentationsbereich höher, da die dort gebildeten Teilchen im Mittel eine niedrigere Energie aufweisen. In Zeichnung 2.3 sind schematisch die oben beschriebenen Effekte dargestellt.

Das besondere Interesse gilt der zeitlichen Entwicklung der heißen Reaktionszone, dem Feuerball. In Bild 2.4 wurde schematisch versucht, die einzelnen Phasen des Stoßprozesses und dem damit jeweils verbundenen Materiezustand darzustellen.

Unmittelbar nach der Kollision der Kerne, wo noch nicht genügend Zeit für die Bildung eines thermischen Gleichgewichts verstrichen ist, ist die sogenannte „Vorgleichgewichtsphase“ zu erwarten. Nach einer genügend großen Zahl an Stößen zwischen den beteiligten Teilchen bei entsprechender Dichte und Temperatur wird

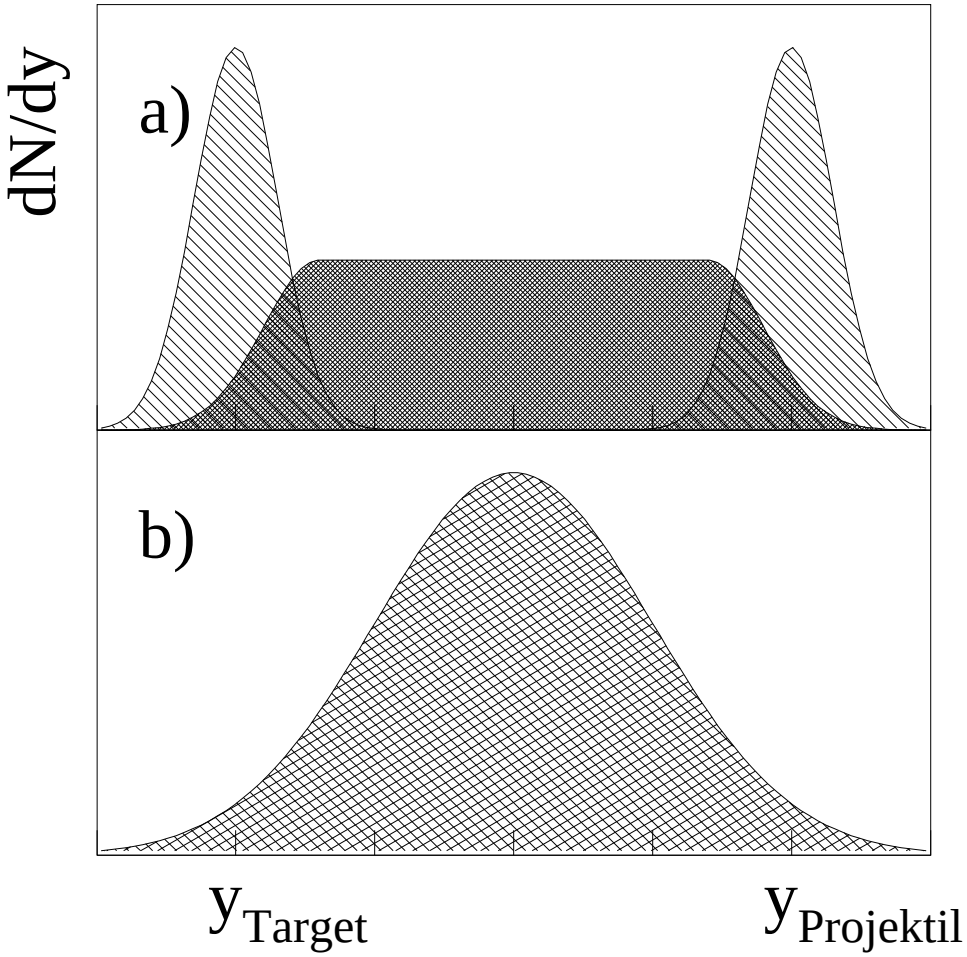


**Abbildung 2.2:** Mögliche Verläufe einer Schwerionenreaktion. Vor dem Stoß sind Projektil und Target bei den entsprechenden Rapiditäten konzentriert. Unterschieden werden zwei unterschiedliche Möglichkeiten der Reaktion:
Das obere Bild zeigt die Situation bei Annahme eines nur begrenzten Bremsvermögens der Kernmaterie („Bjørken-McLerran-Bild“). Im Ausgangskanal sind im Bereich der Target- bzw. Projektilrapidität Fragmente der stoßenden Kerne zu finden. Die produzierten Teilchen bilden ein (mehr oder weniger ausgeprägtes) Plateau zwischen den beiden Extremen. Das untere Bild zeigt die Situation nach einem zentralen Stoß unter Annahme eines völligen Stoppings (Landau-Bild). Die gemessene Rapiditätsverteilung hat ihr Maximum bei der Schwerpunktsrapidität der Stoßpartner.

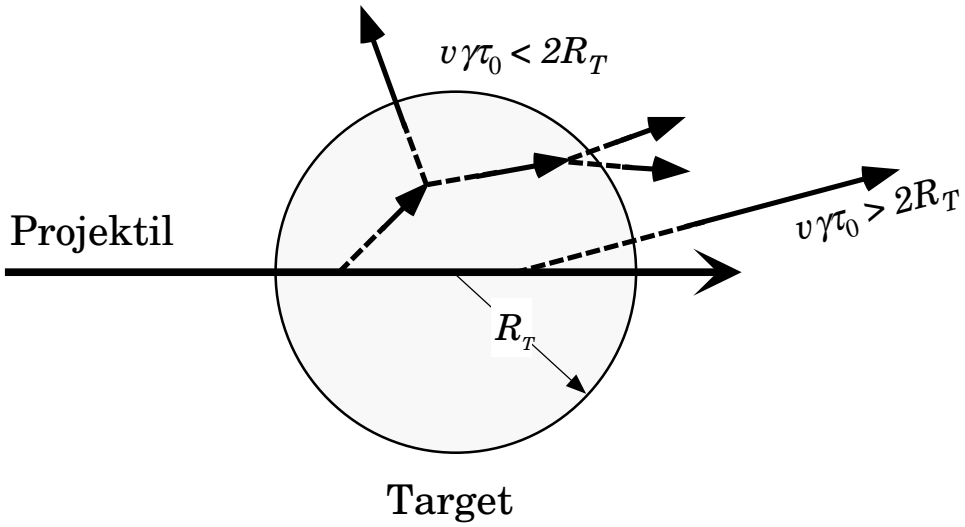


**Abbildung 2.3:** Schematische Darstellung der möglichen Wechselwirkungen produzierter Teilchen mit der Materie des Targetkerns („Innen-Außen-Kaskade“).
Aufgrund der relativistischen Zeitdilatation kann die Formationszeit von schnellen Teilchen soweit vergrößert werden, daß sie erst außerhalb des Targetkerns (mit dem Radius $R_T$) auf die Massenschale gelangen und demzufolge keine Wechselwirkung mit der Targetmaterie erfahren ($v\gamma\tau_0 > 2R_T$).
Langsame Sekundärteilchen, die innerhalb des Targetkerns materialisieren, können dagegen noch eine Reihe von Reaktionen mit der Targetmaterie vollführen und damit bereits innerhalb des Kerns weitere Teilchen bilden oder aber zumindestens abgebremst und abgelenkt werden ($v\gamma\tau_0 > 2R_T$).

---

der Übergang in die Quark-Gluon-Plasmaphase stattfinden. Im Laufe der Ausdehnung und weiteren Abkühlung des Feuerballs wird die Bildung einer gemischten Phase einsetzen (die dem Phasenübergang weg von der Plasmaphase entspricht), die schließlich nach genügend langer Zeit in ein Hadronengas übergehen wird. Im Laufe der weiteren Expansion sinkt die Dichte und die Temperatur des Hadronengases weiter ab, bis eine Schwelle erreicht ist, an der die Teilchen keine Wechselwirkung mehr untereinander vollführen. Ab diesem Punkt endet die zeitliche Entwicklung der Reaktion mit der Aussendung der Teilchen. Man spricht hierbei auch vom „Ausfrieren“, oder englisch „Freeze-Out“.

Die Analyse einer großen Menge von Daten einer Reihe von Schwerionenexperimenten konnte zeigen, daß insbesondere die globalen Parameter einer Kollision zweier Kerne qualitativ recht gut mit den einfachen Annahmen des Feuerballmodells erklärt

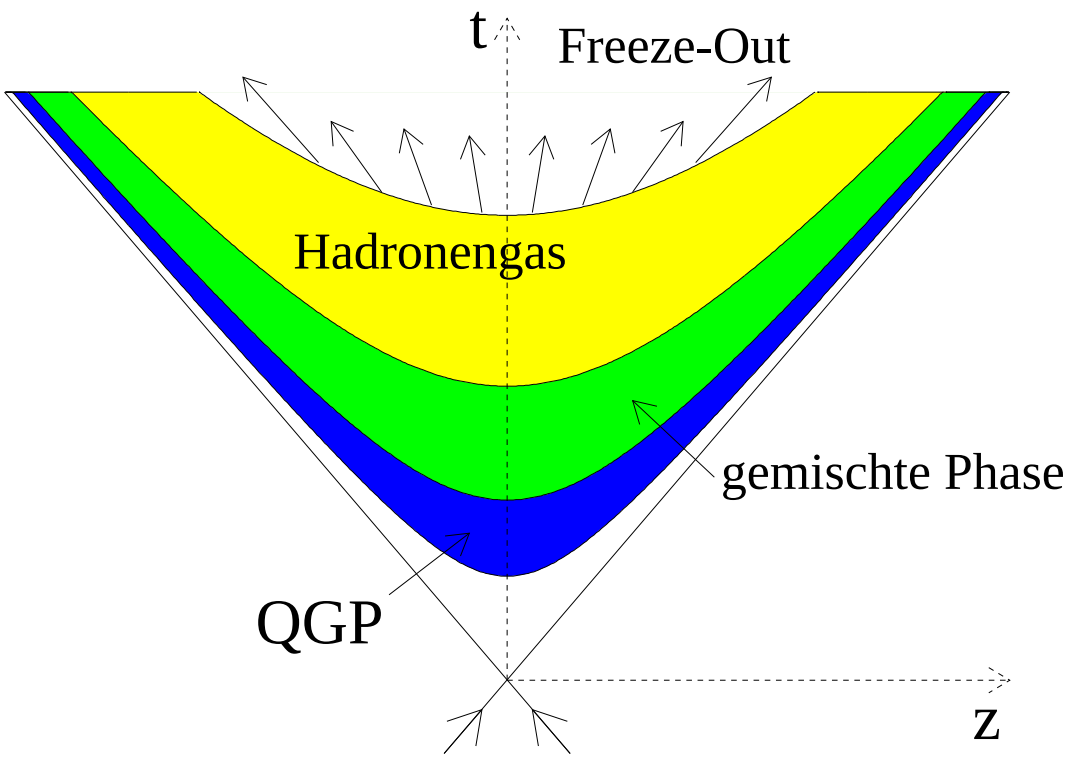


**Abbildung 2.4:** Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenkollision. Dargestellt sind die unterschiedlichen Materiezustände, die sich nach dem Stoß der beiden einlaufenden Kerne im Laufe der Zeit ausbilden werden.

werden können. Probleme stellen allerdings die Quantifizierung einer Reihe von Größen dar, so daß eine Reihe weiterer, komplexerer Modelle entwickelt wurde, um zu einer genaueren Beschreibung zu kommen (z.B. „Stringmodelle“ wie das VENUS-Modell [Wer90] oder das RQMD-Modell [Sor89]). Insbesondere hat sich bei der Entwicklung dieser Modelle gezeigt, daß die oben erwähnten Streuung von langsameren Sekundärteilchen innerhalb der Targetmaterie mit berücksichtigt werden muß, um die gemessenen Teilchenspektren korrekt reproduzieren zu können.

## 2.3 Signaturen des Plasmazustandes

Hat das System nach der Kollision der Kerne den Übergang in die Plasmaphase vollzogen, so stellt sich dem Experimentator die Frage, wie sich dieser Übergang in den experimentell zugänglichen Größen bemerkbar machen sollte. In diesem Zusammenhang ist zudem von besonderem Interesse, von welcher Ordnung der zu erwartende Phasenübergang ist.

Bei einem Übergang erster Ordnung sollte man, analog zum Phasenübergang beim Kochen oder Gefrieren von Wasser, eine latente Wärme nachweisen können. Bemerkbar machen sollte sich diese, im Fall einer Schwerionenreaktion, in einem Plateau in der Temperatur bei gleichzeitiger Erhöhung der Energie- oder Entropiedichte des Systems im Bereich des Übergangs. Außerhalb des Übergangsbereiches sollte dagegen die Temperatur mit wachsender Energie-/Entropiedichte ansteigen.
Es stellt sich die Frage, wie die Temperatur der Reaktionszone bestimmt werden kann. Bei einem thermalisierten System mit einem rein thermischen Verhalten sollte sich eine Transversalimpulsverteilung (siehe Gleichung A.2) ergeben, die mittels eines exponentiellen Ansatzes beschrieben werden kann:

$$\frac{dN}{dp_T} = k\ e^{-\frac{p_T}{T}} \qquad . \tag{2.3}$$

Der Steigungsparameter $T$ ist dabei – für die thermische Verteilung – mit der Temperatur des Systems identisch. Um diesen Steigungsparameter zu extrahieren, ist es also notwendig, die gemessenen Verteilungen entsprechend Gleichung 2.3 anzupassen. Da sich diese Größe aufgrund diverser Detektoreffekte nicht immer leicht bestimmen läßt, wurde nach einer alternativen Methode zur Bestimmung der Temperatur gesucht. Es kann gezeigt werden ([Alb88], [Pur90]), daß für rein exponentielle Verteilungen der mittlere Transversalimpuls

$$< p_T >= \frac{\int_0^\infty p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T}{\int_0^\infty \frac{dN}{dp_T} dp_T} \tag{2.4}$$

gleich dem Steigungsparameter $T$ und damit auch gleich der Temperatur ist. Desweiteren kann gezeigt werden, daß für exponentielle Verteilungen der mittlere Transversalimpuls $< p_T >$ gleich dem mittleren beschränkten Transversalimpuls[6] $< p_T >_c$ (Gleichung 2.5) ist.

$$< p_T >_c = \frac{\int_c^\infty p_T \frac{dN}{dp_T} dp_T}{\int_c^\infty \frac{dN}{dp_T} dp_T} - C \tag{2.5}$$

[6] Im Englischen auch als „truncated mean $p_T$“ bezeichnet.

Diese Größe ist dem reinen mittleren Transversalimpuls vorzuziehen, da die Transversalimpulsspektren experimentell nur schwer bis hinunter zum Nullpunkt zugänglich sind.
Die Annahme, die Reaktionszone verhalte sich wie eine rein thermische Quelle, ist nicht vollständig richtig. So konnte u.a. ein kollektiver Teilchenfluß (englisch „Flow“) nachgewiesen werden, der sich ebenfalls in $< p_T >_c$ widerspiegelt. Entsprechend ist diese Größe kein reines Maß mehr für die Temperatur des Reaktionssystems. Untersucht man $< p_T >_c$ in Abhängigkeit von der Energiedichte, so sollte sich im Bereich der gemischten Phase kein Plateau in dieser Größe, sondern ein Gebiet schwächerer Steigung (die durch die Flußeffekte bewirkt wird) ausbilden. Hydrodynamische Rechnungen [Bla87] zeigten, daß unter Berücksichtigung von Effekten wie einer radialen Ausdehnung des Reaktionssystems ebenfalls ein Anstieg des mittleren Transversalimpulses mit wachsender Entropiedichte zu erwarten ist.

Neben diesen globalen Variablen sind weitere, speziellere Anzeichen für die Entdeckung des Übergangs zum Quark-Gluon-Plasma vorgeschlagen worden. Ich möchte hier zunächst eine Reihe von Signalen ansprechen, die nicht direkt mit dem WA98-Aufbau gemessen werden können (Abschnitt 2.3.1, 2.3.2 und 2.3.3). Anschließend möchte ich dann auf diejenigen Signale eingehen, die zum einen mit dem WA98-Experiment allgemein gemessen werden sollen (2.3.4) und zum anderen speziell auch mit Hilfe des Bleiglasdetektors, der Hauptgegenstand dieser Arbeit ist, vermessen werden sollen (2.3.5).

### 2.3.1 Erhöhte Strangeness-Produktion

Materie ist unter normalen Bedingungen nur aus zwei Arten von Quarks, dem u- und dem d-Quark, aufgebaut. Allein in sehr hochenergetischen Prozessen wie Beschleunigerexperimenten oder Reaktionen von Teilchen aus der Höhenstrahlung können auch Teilchen produziert werden, die Quarks aus den anderen beiden Familien tragen. Hiervon wiederum das leichteste ist das sogenannte s-Quark. Teilchen, die s-Quarks tragen, werden allgemein auch „seltsame Teilchen“ bezeichnet.
In Hinblick auf die Produktion von seltsamen Teilchen sollte es Unterschiede zwischen einer Produktion im Hadronengas und im Quark-Gluon-Plasma geben. Während nämlich im Hadronengas jeweils mehrere Strangeness tragende freie Teilchen gebildet werden müssen, was bei der Produktion der leichtesten Teilchen in einem Nukleonenstoß der Reaktion

$$\mathrm{p} + \mathrm{n} \longrightarrow \Lambda^0 + \mathrm{K}^+ + \mathrm{n}$$

mit einer Mindestenergie von 700 MeV entspricht, reicht in der Plasmaphase bereits eine Energie von 300 MeV (entsprechend der Masse des Paares) für die Produktion eines $s\overline{s}$-Paares aus.
Nach Erreichen des thermischen Gleichgewichtes wird aufgrund der zunehmend steigenden Fermienergie die Produktion der leichteren Quarks ($u\overline{u}$ und $d\overline{d}$) unterdrückt. Entsprechend sollte die Produktion der schweren Quarkpaare ansteigen. Nach außen hin sollte sich dies durch eine erhöhte Anzahl Seltsamkeit tragender Teilchen in den Ausgangskanälen, im Vergleich zu den (mit der Anzahl an der Reaktion beteiligten Teilchen skalierten) Produktionsraten von pp-Reaktionen, bemerkbar machen.

Experimentell konnte in der Tat ein solches Signal nachgewiesen werden. So wurde beispielsweise von der E802-Kollaboration am AGS-Beschleuniger in Brookhaven bei (Si + Au)-Stößen bei 14,6 GeV pro Nukleon ein im Vergleich zu Protonenreaktionen erheblich erhöhtes $K^+/\pi^+$-Verhältnis bei niedrigen Rapiditäten nachgewiesen. Gleichzeitig war die Erhöhung im $K^-/\pi^-$-Verhältnis erheblich kleiner. Dies kann u.a. durch eine sehr baryonenreiche Zone im Plasma in den entsprechenden Rapiditätsbereichen erklärt werden. In einem solchen Fall ist die Produktion von $K^+$ (die ja aus einem u- und einem $\overline{s}$ aufgebaut sind) aufgrund der höheren Anzahl an u-Quarks im Gegensatz zu den $\overline{u}$ tragenden $K^-$ deutlich begünstigt. Dies Verhalten kann zwar auch qualitativ in einem Hadronengasmodell erklärt werden, allerdings ist für eine quantitative Wiedergabe der Daten eine spezielle Anpassung der Modelle nötig ([Ko89], [Bro91], [Pan92], [Mat91], [Sor90]).
Ein weiterer interessanter Aspekt in Hinblick auf eine erhöhte Produktion von $K^+$-Mesonen ist die Untersuchung der übrigbleibenden Restzone. Da aufgrund des Überschusses an u-Quarks die Bildung der $K^+$-Teilchen bevorzugt ist, sollte im Laufe der Zeit eine Zone übrigbleiben, in der es aufgrund fehlender Partner für die Mesonenbildung zu einer Anreicherung von s-Quarks kommt. Zerfällt diese Zone nach einer gewissen Zeit, so sollte sie sich (aufgrund der höheren Masse des s-Quarks) durch ein besonders großes Verhältnis von Masse zu Ladung auszeichnen ([Liu84], [Gre87], [Gre91], [Cra92]).
Das NA35-Experiment konnte zeigen, daß bei CERN-Energien (Kollisionen von Schwefelionen bei 200 GeV pro Nukleon) ebenfalls ein Anstieg der Produktionsrate seltsamer Teilchen im Vergleich zu den aus Protonendaten extrapolierten Raten zu verzeichnen ist [Bar90]. Eine Anreicherung von $\Lambda$-Hyperonen im Verhältnis zu ihren Antiteilchen ($\overline{\Lambda}$) deutet wiederum auf eine hohe Baryonendichte im zentralen Rapiditätsbereich hin. Erste Analysen von Bleidaten zeigen eine weitere Verkleinerung des $\overline{\Lambda}/\Lambda$-Verhältnisses im Vergleich zu Schwefeldaten, was auf eine noch höhere Baryonendichte in Bleireaktionen hindeutet [Bor96].

### 2.3.2 Unterdrückung von J/$\psi$-Teilchen

Paare schwererer Quarks (bei den SPS[7]-Energien vor allem c-Quarks) werden in den ersten harten Stößen der Schwerionenkollision gebildet. Bildet sich ein Plasma aus, so kann es aufgrund der hohen Farbladungsdichte zu einer Abschirmung ähnlich der Debye-Abschirmung der Quantenelektrodynamik kommen. Ist die Abschirmungslänge kleiner als die Bindungslänge des c$\overline{\text{c}}$-Paares, so wird dies Paar getrennt, es kann nicht mehr als Teilchen (das J/$\psi$) nachgewiesen werden. Das c bzw. $\overline{\text{c}}$ wird sich im späteren Verlauf mit leichteren Quarks zusammentun und entsprechend leichtere charm-tragende Mesonen bilden (wie D, $\overline{\text{D}}$, $\text{D}_s$ und $\overline{\text{D}}_s$). Aufgrund der Tatsache, daß die Abschirmungslänge umgekehrt proportional zur Temperatur des Plasmas ist [Gro81], sollte die Unterdrückung der J/$\psi$-Bildung mit steigender Temperatur stärker werden. Da die Bindungslänge für die angeregten Zustände des c$\overline{\text{c}}$-Paares, z.B. des $\psi$'-Mesons, größer ist als diejenige des J/$\psi$, ist eine noch stärkere Unterdrückung der Produktion der angeregten Zustände zu erwarten, insbesondere schon bei noch tieferen Temperaturen.
Da andererseits die Formationszeit von 1 fm/c vergehen muß, bevor ein Teilchen „materialisiert“, gibt es für c$\overline{\text{c}}$-Paare mit einem höheren transversalen Impuls die Möglichkeit, daß sie bereits die Plasmazone verlassen haben, bevor sie die Massenschale erreichen, d.h. Wechselwirkungen mit anderen Teilchen ausführen können (während der Formation ist der Wirkungsquerschnitt gleich Null). Diese werden entsprechend keine Abschirmung erfahren und als J/$\psi$-Teilchen nachweisbar sein. Entsprechend sollte also die Unterdrückung insbesondere bei kleinen Transversalimpulsen sichtbar sein.

Auch für diese Probe der Existenz eines Plasmazustandes gibt es Erklärungen auf der Basis eines heißen Hadronengases. Hier wird durch hochenergetische Stöße das c$\overline{\text{c}}$-Paar zerstört, und durch Austausch von leichten Quarks werden die leichteren c-tragenden Mesonen gebildet. Ebenfalls wird in diesen Modellen eine stärke Unterdrückung der angeregten Zustände vorhergesagt, so daß der Nachweis der Unterdrückung (der von der NA38-Kollaboration am CERN-SPS durchgeführt werden konnte) keine eindeutige Aussage über die Bildung eines Plasmazustandes erlaubt.

[7] **S**uper **P**roton **S**ynchrotron

### 2.3.3 Produktion von Dileptonen

Die beiden oben angesprochenen Proben haben den Nachteil, daß die nachgewiesenen Teilchen aufgrund ihrer starken Wechselwirkung mit der ausfrierenden hadronischen Materie beeinflußt werden. Diese als sogenannte „Final-State-Interactions“ bezeichneten Reaktionen müssen genau untersucht werden, um die gemessenen Spektren und die daraus extrahierte Temperatur interpretieren zu können. Insbesondere können diese Wechselwirkungen auch dazu führen, daß gebildete Teilchen aufgrund hochenergetischer Stöße zerstört werden.
Interessant sind demzufolge Proben, die nicht mehr oder doch nur noch schwach mit der umgebenden Materie reagieren. Insbesondere wären dies elektromagnetische Proben, Dileptonen und direkte Photonen (auf die ich in Sektion 2.3.5 genauer eingehen werde).

Dileptonen werden im Plasma vor allem über den Zerfall eines bei der Annihilation eines Quark-Antiquark-Paares gebildeten virtuellen Photons erzeugt:

$$q + \overline{q} \longrightarrow \gamma^* \longrightarrow l^+ + l^- \qquad .$$

Als Leptonen $l$ kommen bei den bisherigen Experimenten Elektronen/Positronen und Myonen/Antimyonen in Betracht. Bei den vorhandenen Energien ist die Bildung von $\tau$-Leptonen sehr unwahrscheinlich.
Die Produktionsraten der Leptonenpaare und ihre Verteilungen hängen entscheidend von der Impulsverteilung der Quarks im Plasma ab, welche wiederum durch die thermodynamischen Eigenschaften des Plasmas bestimmt werden. Eine Vermessung der Dileptonenspektren sollte demzufolge einen Zugang zu den thermodynamischen Variablen der Plasmaphase, insbesondere der Temperatur und der Thermalisierungszeit, geben [Kap92].

Das vornehmliche Problem bei der Benutzung von Leptonenpaaren als Meßgröße für Plasmaparameter ist der hohe Untergrund an Paaren aus anderen, nichtplasmaspezifischen Prozessen.
Im hohen invarianten Massenbereich der Dileptonen dominieren Prozesse aus der sehr frühen Phase der Kollision. Die in diesem sehr hochenergetischen Bereich gebildeten sogenannten „Drell-Yan-Paare“ entstehen durch die Zerstrahlung eines Valenzquarks eines Nukleons mit einem See-Antiquark eines anderen Nukleons.
Bei niedrigeren Massen tragen vor allem Zerfälle von Resonanzen (z.B. $\rho$, $\omega$, $\phi$), die Vernichtung von geladenen Teilchen und ihren Antiteilchen (wie $\pi^+$ und $\pi^-$), oder Dalitz-Zerfälle von $\pi^0$- und $\eta$-Mesonen zum Untergrund bei.
Letztendlich sind auch Leptonen in Betracht zu ziehen, die aus dem Zerfall von

charm-tragenden Quarks entstehen. So zerfällt das bereits oben angesprochene J/$\psi$ direkt in ein Leptonenpaar, während ein $D^+D^-$-Paar neben anderen Zerfallsprodukten auch ein Leptonenpaar bildet.
Um ein klares Signal von Dileptonen aus der Plasmaphase zu haben, sollte die Produktionsrate zumindestens die gleiche Größe wie die Rate der Untergrundprozesse erreichen. Da die Produktionsrate vor allem von der Temperatur der Plasmazone abhängt, ist eine klare Abgrenzung der verschiedenen Bereiche nicht einfach. Als grobe Abschätzung gilt aber folgendes: Die bei invarianten Massen kleiner als 1 GeV/$c^2$ liegenden Resonanzen werden in diesem Bereich die Suche sehr erschweren. Oberhalb von 4 GeV/$c^2$ wiederum werden (bei SPS-Energien) die Drell-Yan-Prozesse dominierend [Gei93], so daß als vielversprechender Bereich das Intervall von 1 - 3 GeV/$c^2$ übrigbleibt (der bei etwa 3 GeV/$c^2$ liegende Zerfallspeak des J/$\psi$ macht den Energiebereich weiter oben uninteressant) ([Ruu91], [Ruu92]).

Ein weiterer interessanter Gesichtspunkt bei der Untersuchung von Leptonenpaaren ist die Möglichkeit, den Zerfall von sehr kurzlebigen Vektormesonen, etwa des $\rho$, gezielt zu untersuchen. Aufgrund der sehr kurzen Lebensdauer (in der Größenordnung von 1 fm/c) zerfallen diese Mesonen bereits innerhalb der Plasmaphase. Diese Tatsache erlaubt das Studium von In-Medium-Effekten, etwa die mögliche Verschiebung der Masse und eine Vergrößerung der Breite der Resonanz innerhalb eines dichten Mediums ([Gal87], [Kar95]).

Mehrere Kollaborationen am CERN-SPS haben sich auf die Suche nach Leptonenpaaren gemacht. So versucht das NA45-Experiment Elektron/Positron-Paare nachzuweisen, während die NA38-Kollaboration sich auf die Suche nach Di-Myonen gemacht hat. Ergebnisse von Schwefelreaktionen zeigen eine erhöhte Produktion von Paaren in invarianten Massenbereichen zwischen etwa 1 - 3 GeV/$c^2$, neueste Auswertungen deuten aber auch auf eine Erhöhung unterhalb der Masse des $\rho$-Mesons hin.

### 2.3.4 Bildung eines disorientierten chiralen Kondensats

Nach einer Schwerionenkollision kann es in bestimmten Bereichen der Reaktionszone zu einer extrem schnellen Abkühlung kommen. Ähnlich wie im Fall von Magnetismus, wo bei Abkühlung große Domänen gleicher magnetischer Ausrichtung auftreten können („Weiss'sche Bezirke“), können Bezirke entstehen, in denen sich nach einer zeitweiligen Wiederherstellung der chiralen Symmetrie ein sogenanntes „disorientiertes chirales Kondensat“ bildet. Äußern könnte sich eine solche Zone nach außen hin durch eine sehr ungleichmäßige Teilchenemission.

Im physikalischen Vakuum steht der Isospinvektor $\vec{M} = (\sigma, \vec{\pi})$ in Richtung des Vakuumzustandes, d.h. in Richtung $(\sigma, 0, 0, 0)$, da die Masse der Pionen nicht verschwindend ist. Aufgrund der relativ kleinen Pionenmasse ist der Energiebetrag, der zur Verkippung von $\vec{M}$ aus der Vakuumlage nötig ist, nur recht gering. Ist das Pionenfeld innerhalb des Bezirkes kohärent, so sollte der Vektor in eine beliebige Richtung des Isospinraumes zeigen und experimentell zugängliche Observablen liefern. Ein solcher Bestand würde nämlich dazu führen, daß die Rate an produzierten Pionen deutlich von der aufgrund der Isospinsymmetrie zu erwartenden Rate von $N_{\pi^0} : N_{\pi^+} : N_{\pi^-} = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$ abweicht. Ein über

$$R = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^0} + N_{\pi^+} + N_{\pi^-}} \tag{2.6}$$

definierter Asymmetrieparameter (der aufgrund der Massenüberlegung gleich $\frac{1}{3}$ sein sollte), könnte im Fall eines verdrehten Isospinvektors einen gänzlich anderen Wert annehmen. Mißt man diese Größe, so sollte sich eine weit über mögliche statistische Schwankungen hinausgehende Wahrscheinlichkeit ergeben, Ereignisse mit einem sehr hohen Überschuß einer Pionensorte messen zu können [Krz94].
In der Tat gibt es Hinweise für solche Ereignisse in Messungen mit kosmischer Strahlung. Dort hat man hierfür den Namen „Centauro-Ereignis“ geprägt [Lat80].

Im WA98-Experiment soll ein disorientiertes chirales Kondensat über die Bestimmung der Multiplizitäten geladener und neutraler Teilchen erfolgen. Die Bestimmung der Multiplizität geladener Teilchen kann über die beiden im Experiment befindlichen Siliziumdetektoren erfolgen (die Hauptzahl geladener Teilchen sind $\pi^+$ und $\pi^-$). Die Anzahl der neutralen Pionen soll aus der Anzahl der mit dem Photonen-Multiplizitäts-Detektor gemessenen Photonen rekonstruiert werden (die technischen Einzelheiten werden in Abschnitt 3.2.3 erläutert), kann aber natürlich auch mit dem Bleiglaskalorimeter mit einer höheren Genauigkeit (das Bleiglaskalorimeter erlaubt eine eindeutigere Identifizierung von Photonen) bestimmt werden. Letzteres ist möglich, da die Zerfallsphotonen aus dem $\pi^0$-Zerfall die Hauptanzahl an Photonen liefern.
Zeigt die auf Einzelereignisbasis erstellte Verteilung Photonenmultiplizität gegen Multiplizität geladener Teilchen eine deutliche Verbreiterung bei hohen Multiplizitäten (d.h. sehr zentralen Stößen, bei denen am ehesten ein Phasenübergang zu erwarten ist), so ist dies ein Indiz für die Ausbildung eines disorientierten chiralen Kondensats in der Reaktion.

### 2.3.5 Erzeugung direkter Photonen

Neben der Untersuchung der Bildung virtueller Photonen im Quark-Gluon-Plasma (die in die Produktion von Dileptonen mündet) ist die Untersuchung reeller Photonen aus der Plasmaphase (sogenannter „thermischer direkter Photonen“) ein weiteres Werkzeug, möglichst von der Hadronisierung unbeeinflußte Signale aus der heißen Reaktionszone zu erhalten. Innerhalb des Plasmas sind die Hauptbildungsprozesse direkter Photonen die Quark-Gluon-Comptonstreuung und die Paarvernichtung von Quark und Antiquark:

$$\begin{aligned} q/\overline{q} + g &\longrightarrow q/\overline{q} + \gamma \quad , \\ q + \overline{q} &\longrightarrow g + \gamma \quad . \end{aligned}$$

Selbstverständlich können auch im Hadronengas Photonen gebildet werden. Ein wichtiger Kanal hierfür ist ([Kap91], [Kap93])

$$\pi + \rho \longrightarrow \rho + \gamma \quad .$$

Ähnlich wie bereits bei den Leptonenpaaren sollte die Untersuchung der Transversalimpulsverteilungen der Photonen ein direktes Maß für die Temperatur der emittierenden Zone liefern.
Nach [Har96] sollte in der Nähe der Übergangstemperatur die Produktionsrate von Photonen aus der Plasma- und der Hadronengasphase ähnlich groß sein. Ist die Temperatur des Plasmas sehr hoch, so ist bei großen Transversalimpulsen im Bereich von 2 - 5 GeV/c eine signifikant höhere Rate zu erwarten [Har96]. Auf dem Bjørken-McLerran-Modell beruhende Rechnungen in [McL85], die Temperaturen im Bereich von 200 - 300 MeV/c voraussagen, legen nahe, die Photonen im Transversalimpulsbereich von 1 - 4 GeV/c zu suchen.
Photonen mit höheren Transversalimpulsen ab etwa 4 GeV/c werden in der frühen Phase der Reaktion, vor der eigentlichen Thermalisierung des Systems zum Plasma, durch harte Stöße von Quarks und Gluonen produziert (sogenannte „harte direkte Photonen“).

Das Hauptproblem bei der Analyse des Photonensignals ist der extrem große Untergrund an Zerfallsphotonen neutraler Hadronen. Die Hauptbeiträge liefern dabei [Agu94]

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow 2\,\gamma \quad \text{zu } (98{,}798 \pm 0{,}003)\% \quad \text{und} \\ \eta &\longrightarrow 2\,\gamma \quad \text{zu } (38{,}8 \pm 0{,}5)\% \quad . \end{aligned}$$

Eine weitere Störquelle für Photonen ist die hadronische Bremsstrahlung. Diese Strahlung wird durch Projektilprotonen und produzierte Teilchen während der Ausdehnung der Reaktionszone gebildet und ist vor allem im Bereich kleiner Photonenenergien wichtig [Neu89].
Insgesamt ist zu erwarten, daß die Anzahl der im Plasma entstandenen Photonen um eine bis zwei Größenordnungen kleiner sein wird als die Photonenanzahl aus den Zerfällen der Hadronen [Won94]. Eine genaue Analyse des Photonenuntergrundes aus den hadronischen Kanälen ist deshalb zwingend erforderlich. Die Analysemethode zur Extraktion der Anzahl von Photonen aus $\pi^0$- und $\eta$-Zerfällen wird in Kapitel 8 genauer erörtert.
Sind die Verteilungen dieser beiden Mesonen ausreichend gut bekannt, so können unter Annahme der Gültigkeit der sogenannten „$m_T$-Skalierung“[8] auch die Verteilungen anderer Teilchen, die einen Photonenbeitrag liefern, abgeschätzt werden. Der zu erwartende Anteil liegt allerdings nur bei etwa 2%.
Einen weiteren Beitrag für den Photonenuntergrund liefern schließlich Konversionsprozesse. Auf dem Weg vom Target können Photonen durch Wechselwirkung mit der durchflogenen Materie ein Elektron-Positron-Paar bilden. Ist der Öffnungswinkel zwischen beiden groß genug, so können beide einzeln nachgewiesen und, bei fehlender Erkennung geladener Teilchen, als zwei Photonen mißidentifiziert werden.
Nach Abschätzung aller Beiträge ist man schließlich in der Lage, aus den gemessenen inklusiven Photonenspektren die Anzahl direkter Photonen zu extrahieren.
WA80-Analysen von Schwefel-Gold-Kollisionen zeigen einen mittleren Überschuß von direkten Photonen über dem Untergrund von $(5,0 \pm 0,8(\text{statistischer Fehler}) \pm 5,8(\text{systematischer Fehler}))\%$ bei zentralen Reaktionen in einem Bereich von 0,5 GeV/c $\leq p_T \leq$ 2,5 GeV/c [Alb95]. Dies ist innerhalb eines Fehlerbereiches von einer Standardabweichung konsistent mit einem fehlenden Überschuß direkter Photonen.

[8] Diese besagt, daß die gegen die „transversale Masse“ $m_{T,h} = \sqrt{p_T^2 + m_h^2}$ aufgetragenen Wirkungsquerschnitte verschiedener Teilchen $h$ ein gleiches Verhalten zeigen. Insbesondere sollte der exponentielle Steigungsparameter $T$ der Parametrisierung

$$E\frac{d^3\sigma}{dp^3}(h) = e^{-m_{T,h}/T} \tag{2.7}$$

gleich sein.

## 2.4 Kosmologische Aspekte

Es stellt sich die Frage, ob das Quark-Gluon-Plasma, dieser Materiezustand extremer Temperatur und Dichte, nur im Labor erzeugbar ist, oder ob auch in der Natur eine solche Phase existiert oder existiert hat. Diagramm 2.5 stellt das heutige Verständnis vom Phasendiagramm der Kernmaterie und den möglichen Kandidaten für eine Plasmaphase in der Natur dar.

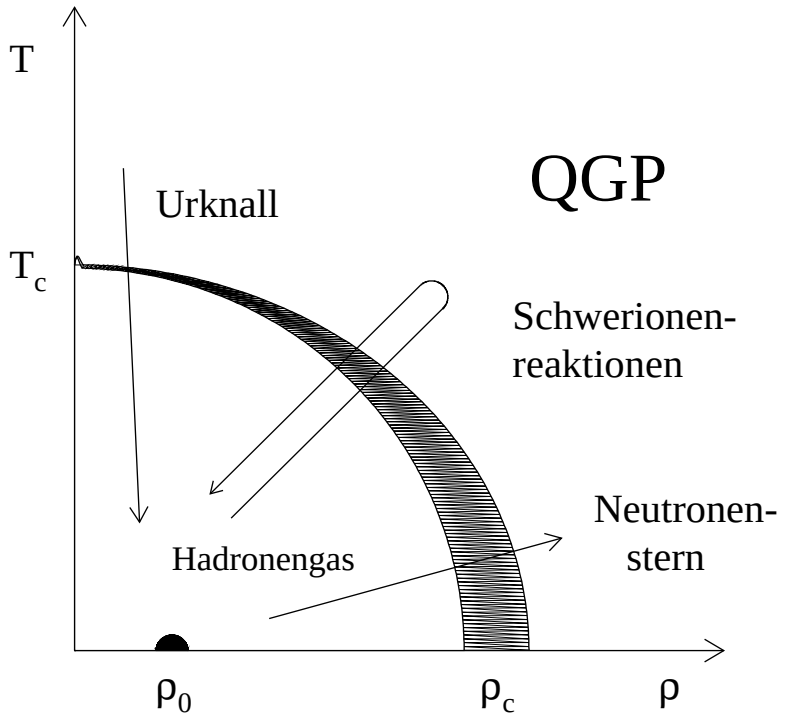


**Abbildung 2.5:** Phasendiagramm der Kernmaterie.
Dargestellt sind in Abhängigkeit von Dichte (in Einheiten der Dichte normaler Kernmaterie $\rho_0$ und Temperatur T) die möglichen Wege vom und ins Quark-Gluon-Plasma.

Normale Kernmaterie weist eine Dichte von $\rho_0$ bei einer niedrigen Temperatur $T$ auf. Die Phasengrenze, innerhalb derer Hadronengas und Quark-Gluon-Plasma zusammen existieren, ist als grauer Bereich eingezeichnet mit den Extremwerten für einen Phasenübergang $\rho_c$ (kritische Dichte, etwa fünf bis zehnmal größer als $\rho_0$) und $T_c$ (kritische Temperatur, etwa 200 MeV). Man vermutet, daß im Inneren von Neutronensternen bei sehr hohen Drücken, aber nur vergleichsweise niedrigen Temperaturen, ein Quark-Gluon-Plasma auch heute noch existiert. Im frühen

Universum, in dem die Materiedichte noch sehr niedrig, aber die Temperaturen ungeheuer groß waren, soll einige Mikrosekunden nach dem Urknall ebenfalls eine Plasmaphase existiert haben. Versucht man heutzutage, mittels ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen einen Phasenübergang zu erreichen, so wird man einen Weg zwischen beiden Extremen nehmen.

## 2.5 Bleistrahl

Bis 1992 wurden im Schwerionenprogramm des CERN Sauerstoff- und Schwefelionen (Massenzahl 16 bzw. 32) bei einer Projektilenergie von 200 GeV pro Nukleon untersucht. Es konnten für verschiedene Signaturen (siehe den obigen Paragraphen 2.3) Indizien gefunden werden, eine abschließende Aussage über die Existenz des Phasenübergangs war aber bisher noch nicht möglich.
Die Ergebnisse lassen zwar den Schluß zu, daß die Projektilenergie von 200 GeV pro Nukleon hoch genug war, um die für den Phasenübergang nötigen Energiedichten von etwa 3 GeV/fm$^3$ bereitzustellen. Aufgrund der kleinen bisher benutzten Projektile war, so wird vermutet, die Plasmazone selbst aber so klein, daß die erreichte Signalrate für eine klare Identifizierung nicht ausreichte. Es liegt deshalb nahe, die Reaktionszone durch die Wahl eines möglichst großen Projektilkerns so weit als möglich zu vergrößern.
Eine Erhöhung der Einschußenergie würde zu einer Erhöhung der im Reaktionssystem deponierbaren Energie und damit der Energiedichte führen. Da aber bereits die Messungen am CERN gezeigt haben, daß das Stopping nicht mehr vollständig ist, wird mit einer Erhöhung der Einschußenergie die Energiedichte nicht im gleichen Maße steigen, da die Transparenz steigen wird.

Im Rahmen der Erweiterung des Schwerionenprogramms des CERN wurde Anfang der 90er Jahre beschlossen, den SPS-Beschleuniger soweit umzustellen, daß er nicht nur Sauerstoff- und Schwefelionen, sondern auch vollständig ionisierte Bleikerne beschleunigen kann. Entsprechend der Beschleunigungsenergie des SPS von 400 GeV pro Ladung ergibt sich eine Energie des Bleiions von 32,8 TeV oder 158 GeV pro Nukleon. Die Energie pro Projektilteilchen ist damit um 20% niedriger als bei den vorher benutzten symmetrischen Projektilkernen, die Gesamtenergie, die in der Reaktionszone deponiert werden kann, ist aber erheblich höher. Die entsprechende Schwerpunktsenergie ist (für ein Reaktionssytem Blei auf Blei) also $\sqrt{s} = 17{,}2$ GeV pro Nukleon im Gegensatz zu $\sqrt{s} = 19{,}4$ GeV pro Nukleon für das bei WA80 hauptsächlich eingesetzte Reaktionssystem Schwefel-Gold.

Zu diesem Zweck wurden eine neue Schwerionenquelle und ein neuer Vorbeschleuniger entwickelt. Hier wird zunächst die komplette Elektronenhülle von den Bleikernen entfernt. Die entstandenen Ionen werden dann auf Energien beschleunigt, die für die folgenden Beschleuniger, das PS[9] und schließlich das SPS, ausreichen.

Aufgrund der erwarteten klareren Signale, die sich vor allem in einer erhöhten Multiplizität von interessanten Teilchen bemerkbar machen, ermöglicht die erhöhte Statistik auch den Zugang zu Größen auf Einzelereignisbasis, die bisher nur global (eingeteilt in unterschiedliche Zentralitätsklassen) zur Verfügung standen. So sollte neben der bereits weiter oben angesprochenen Suche nach Fluktuationen im Verhältnis von geladenen zu neutralen Teilchen auch eine Temperaturbestimmung über die Berechnung von $< p_T >_c$ möglich sein. Ein Zugang auf Einzelereignisbasis eröffnet u.a. die Möglichkeit, explizit nach Ereignissen mit einer sehr hohen Temperatur zu suchen. Auch ist interessant, ob die gemessene $< p_T >_c$-Verteilung eine charakteristisch andere Gestalt als eine reine thermische Verteilung aufweist. Anhäufungen von Ereignissen mit einer hohen Temperatur sind ein Mittel, Fluktuationen aufgrund von Inhomogenitäten in der Plasmazone zu suchen.

Aus der Sicht der Suche nach direkten Photonen sollte der Übergang zum Bleisystem vor allem durch Erhöhung der Statistik pro Ereignis zu einer Reduktion der relativ großen Fehler der WA80-Analyse führen, die bisher noch keine klare Aussage über einen Photonenüberschuß zulassen. Der zu erwartende Überschuß selbst sollte im Vergleich zu den WA80-Messungen kaum größer sein [Buc96a].

[9] **P**roton **S**ynchrotron

# 3. WA98-Experiment

## 3.1 Generelle Ziele

Die Zielsetzung beim Aufbau des WA98-Experimentes ist es, möglichst universelle Aussagen über den Verlauf einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion treffen zu können. Insofern wurde versucht, eine möglichst große Akzeptanz für die Messung sowohl von Photonen als auch von Hadronen zu erzielen [WA98]. Durch die Kombination der Signale verschiedener Detektoren soll es dabei möglich sein, unterschiedliche Charakteristika der Stoßprozesse parallel zu untersuchen und eine Reihe von Signaturen für den Übergang zum Quark-Gluon-Plasma parallel zu analysieren.

## 3.2 Detektoren des WA98-Experimentes

In Hinblick auf den möglichst globalen Ansatz des Experimentes werden eine Reihe von Detektoren eingesetzt. Einen schematischen Gesamtüberblick über das Experiment und seine Nachweisgeräte gibt Abbildung 3.1.

Ein Teil der Detektoren ist bereits in zum Teil abgewandelter Form bei den Vorgängerexperimenten WA80 und WA93 zum Einsatz gekommen. Beispiele hierfür sind z.B. das Kalorimeter MIRAC (**MI**d **RA**pidity **C**alorimeter) und der Plastic-Ball-Detektor. Andere Detektoren sind erst explizit neu für den Einsatz im WA98-Experiment entwickelt worden, so u.a. die Flugzeitwand hinter den Spurkammern. Auch der Bleiglasdetektor LEDA (**LE**adglass **D**etector **A**rray) wurde komplett neu konzipiert. Zwar fanden auch in WA80 und WA93 Bleiglaskalorimeter ihren Einsatz, allerdings wurden die Subsysteme (Hochspannungsversorgung, Referenz- und Auslesesystem) neu aufgebaut. Auf diesen Detektor wird im Detail im Kapitel 4 eingegangen.

Im folgenden sollen die einzelnen Detektoren, geordnet nach ihrem Einsatzbereich, vorgestellt werden. Im letzten Teilabschnitt wird dann noch kurz auf die Datenerfassung des Experimentes eingegangen.

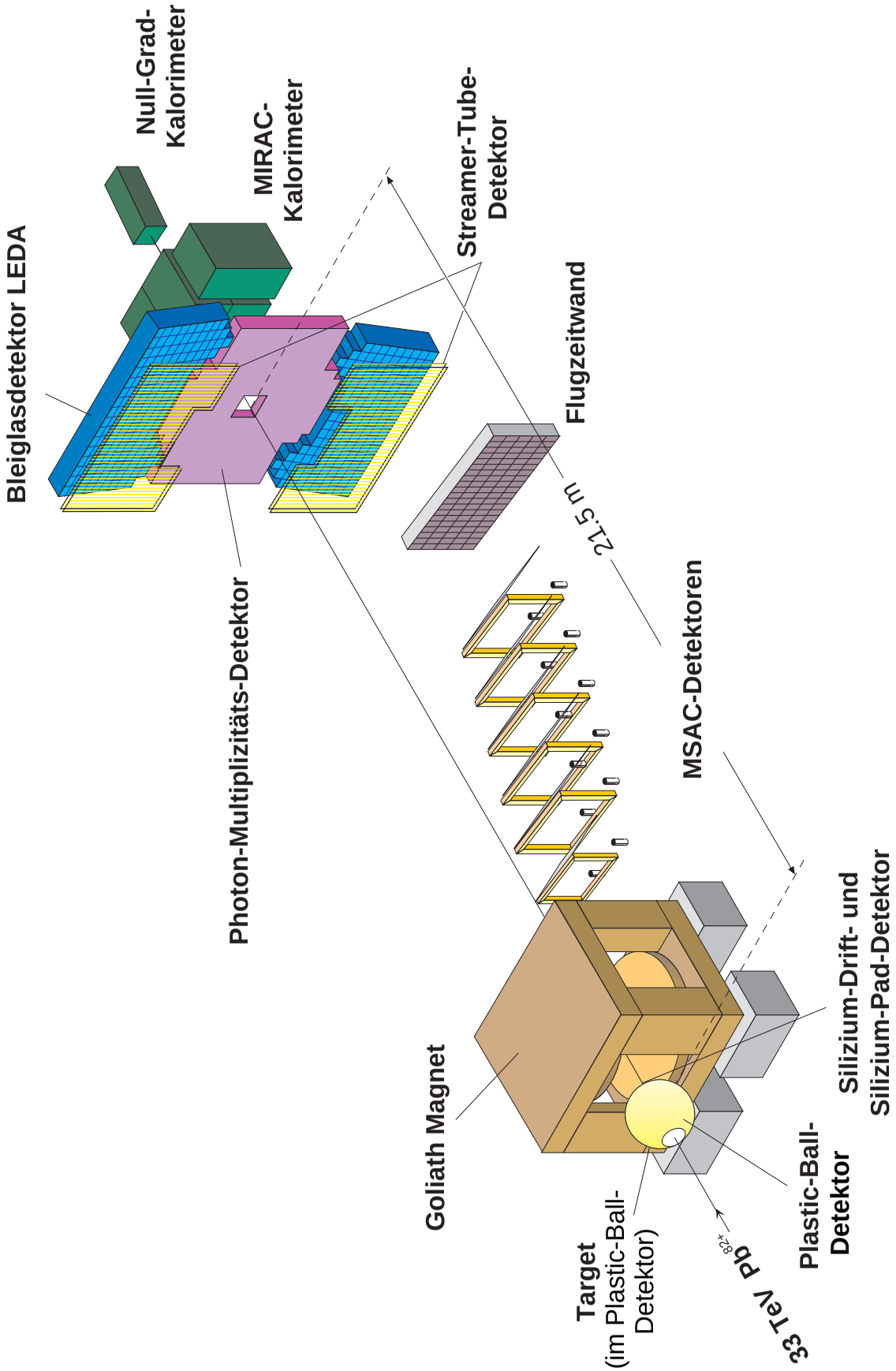


**Abbildung 3.1:** Aufbau des WA98-Experimentes.

### 3.2.1 Kalorimeter

Zur Klassifizierung eines Stoßereignisses ist es hilfreich, den Anteil der Einschußenergie zu messen, der in der Reaktionszone zur Teilchenproduktion aufgewendet wurde. Dies kann dadurch geschehen, daß die Restenergie in Projektilrichtung („Null-Grad-Energie“) oder aber die seitlich emittierte Energie („Transversalenergie“), die ein Maß für die Energie in der Reaktionszone ist, vermessen wird.

Zu diesen Zwecken gibt es bei WA98 drei getrennte Detektorsysteme.

- Die Restenergie von Projektilfragmenten in Vorwärtsrichtung wird vom sogenannten ZDC (**Z**ero **D**egree **C**alorimeter) gemessen [Vod93a]. Es deckt den Winkel von kleiner als $0,3^\circ$ um die Strahlachse ab (dies entspricht einer Pseudorapidität $\eta > 5.9$) und ist dafür ausgelegt, die gesamte Restenergie der in Strahlrichtung fliegenden Teilchen zu registrieren. Das Kalorimeter ist aus insgesamt 35 Modulen (in einer $7 \times 5$er Anordnung) zusammengesetzt. Jedes dieser Module besteht aus einer Abfolge von einerseits Bleiplatten als Konverter (in dem sich hadronische Schauer ausbilden können) und andererseits Szintillatorplatten als Nachweismedium („Sandwich-Bauweise“). Das in den Szintillatorplatten durch die Schauerteilchen erzeugte Licht wird mit wellenlängenschiebenden Lichtleitern zu Photovervielfachern am Ende jedes Moduls transportiert, wo es letztendlich ausgelesen wird. Bei entsprechender Dimensionierung ist es zu erreichen, daß die Energie der Hadronen vollständig im Detektormaterial deponiert wird. Die am Ende aufgezeichnete Lichtmenge ist dann ein Maß für diese Energie.

- Die transversal emittierte Teilchenenergie (in einem Pseudorapiditätsbereich von $3,7 \leq \eta \leq 5,5$) wird mit dem bereits erwähnten MIRAC bestimmt ([Awe89], [You89]). Grundsätzlich ist es ebenfalls in der bereits beschriebenen Sandwich-Bauweise aufbebaut. Neben der hadronischen Sektion (mit Stahlplatten als Konverter) weist es noch zusätzlich einen elektromagnetischen Teil auf, welcher aus abwechselnden Lagen von Blei- und Szintillatorplatten besteht. Hier soll die Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen, d.h. Elektronen und Photonen, nachgewiesen werden. Um eine Information über den transversalen Energiefluß zu erhalten, ist der gesamte Detektor in Untereinheiten aufgeteilt, in denen die Energie getrennt registriert wird. Die transversale Energie $E_T$ ergibt sich dann aus der Kombination von Winkel $\theta$ und nachgewiesener Energie in der Zelle $i$:

$$E_T = \sum_i E_i \sin\theta_i \quad . \tag{3.1}$$

- Neben dem MIRAC wird noch ein weiteres Kalorimeter, das sogenannte FNC (**F**orward **N**eutral **C**alorimeter) zur Energiemessung unter Seitwärtswinkeln eingesetzt [Pow96]. Auch dieses ist modular in Sandwich-Bauweise konstruiert, ihm fehlt allerdings die elektromagnetische Sektion.

### 3.2.2 Messung geladener Teilchen

Zur Spektroskopie geladener Teilchen wurde das bereits im WA93-Experiment eingesetzte Magnetspektrometer erweitert. Ein besonderes Augenmerk bei dieser Teilchenspektroskopie ist auf die Möglichkeit gelegt worden, HBT-Korrelationen zwischen den geladenen Teilchen zu untersuchen, um damit Rückschlüsse auf die Größe und Dynamik der teilchenemittierenden Reaktionszone ziehen zu können.
Das Spektrometer besteht aus dem Dipolmagnet GOLIATH, sechs hintereinander angeordneten MSAC-Spurkammern (**M**ulti **S**tep **A**valanche **C**ounter) ([Cha88], [Iży91]) und einer Flugzeitwand [Vod93b].

Der Magnet lenkt geladene Teilchen entsprechend ihrer Impulse ab. Die Spurkammern des WA98-Experimentes sind derart plaziert, daß sie die negativen Teilchen nachweisen.
Passieren die Teilchen nach Verlassen des Magnetfeldes die MSAC-Kammern, so bilden sie in diesen eine Gasentladung aus. Durchlaufen die in der Gasentladung freigesetzten geladenen Teilchen die letzte Stufe der Kammer, so erzeugen sie dort UV-Licht, welches letztendlich nach Umsetzung in Lichtquanten des sichtbaren Spektrums mit CCD-Kameras aufgenommen wird. Die Kombination der Teilchensignale in den einzelnen, hintereinander angeordneten Kammern erlaubt dann die Rekonstruktion der Spur des abgelenkten Teilchens und damit letztendlich durch Berechnung des Ablenkwinkels die Bestimmung des Teilchenimpulses.
Zur Charakterisierung unterschiedlicher geladener Teilchen wird in der Flugzeitwand die Zeit zum Durchlaufen durch die davorstehende Apparatur bestimmt. Unter Berücksichtigung des im Impulsspektrometer gemessenen Teilchenimpulses ist es dann möglich, auf die Masse des Teilchens und damit auf seine Identität rückzuschließen. Diese Flugzeitwand besteht aus einer Anordnung von schnellen langen Szintillatorstreifen, die über Photovervielfacher zu beiden Seiten ausgelesen werden. Die Laufzeitdifferenz der Signale der beiden korrespondierenden Photovervielfacher erlaubt eine Rekonstruktion des Einfallsortes auf dem Streifen.

In der folgenden Ausbaustufe des WA98-Experimentes soll neben dem bereits existierenden Spektrometerarm für negativ geladene Teilchen ein weiterer Arm für positiv geladene Teilchen aufgebaut werden. Zum Spurnachweis ist hier geplant, Streamer-Tube-Detektoren und MSAC-Kammern mit Ladungsauslese („Padkammern“) einzusetzen. Die Teilchenunterscheidung soll wiederum über eine Flugzeitmessung erfolgen.

### 3.2.3 Multiplizitätsmessungen geladener und neutraler Teilchen

Neben der Spektroskopie von Hadronen und Photonen ist es ebenfalls ein erklärtes Ziel des WA98-Experimentes, Multiplizitäten von Photonen und geladenen Teilchen mit möglichst guter Winkelabdeckung zu bestimmen. Aus der Untersuchung von Schwankungen im Verhältnis der Multiplizitäten von neutralen und geladenen Teilchen auf Basis von Einzelereignissen hofft man, Aufschluß über die Ausbildung eines Quark-Gluon-Plasmas zu erhalten (Abschnitt 2.3.4).

Die Messung geladener Teilchen erfolgt über Silizium-Detektoren. Während bei der ersten Schwerionenstrahlzeit 1994 nur ein Silizium-Drift-Detektor ([WA93], [Ste94]) zum Einsatz kam, wurde dieser während der Strahlzeit des Jahres 1995 noch durch einen Silizium-Pad-Detektor ergänzt.

Im Silizium-Drift-Detektor erzeugen durch eine Siliziumscheibe passierende, geladene Teilchen eine Anzahl freier Elektronen. Durch eine angelegte Hochspannung driften diese zum äußeren Rand der Schleife und werden dort mit 360 Elektroden registriert, die den Rand ringförmig umgeben. Aus der Laufzeit der Elektronen kann auf den Abstand des Entstehungsortes zurückgeschlossen werden (r-Koordinate), aus der Lage der aufnehmenden Elektroden auf die Winkelkoordinate. Im Experiment stehen zwei dieser Detektoren dicht hintereinander in unmittelbarer Nähe zum Target, in einem Abstand von etwa 12,5 bzw. 28 cm. Der überdeckte Pseudorapiditätsbereich beträgt dabei $2,5 \leq \eta \leq 3.8$
Beim Silizium-Pad-Multiplizitäts-Detektor (kurz SPMD) wird ebenfalls durch einfallende geladene Teilchen eine Ladungslawine in einer Siliziumscheibe erzeugt. Die Auslese erfolgt hier allerdings nicht von außen nach Drift der Ladungswolke im elektrischen Feld, sondern über viele kleine Kontakte („Pads“) direkt am Entstehungsort des Teilchens. Der Detektor hat etwa 1000 Pads. Bei einer erwarteten Multiplizität geladener Teilchen von etwa 1000 in zentralen Ereignissen ist die Wahrscheinlichkeit für Doppeltreffer auf einem Pad recht hoch. Um diese Treffer von Einzeltreffern

unterscheiden zu können, wird die Höhe des Padsignals analysiert. Entspricht diese dem N-fachen der Signalhöhe eines Einzeltreffers, so wird angenommen, daß die Anzahl an Teilchen, die das Pad getroffen haben, gleich N ist. Dieser steht etwas weiter entfernt vom Target, bei einem Abstand von ca. 33 cm.

Obwohl für die bereits vergangenen Schwerionen-Strahlzeiten geplant, wird doch erst in der nächsten Ausbaustufe des Experimentes, voraussichtlich für die Hadronenstrahlzeit im Frühjahr 1996, der Streamer-Tube-Detektor zum Einsatz kommen [Rey95]. Auch in den Vorgängerexperimenten wurden bereits ähnliche Geräte eingesetzt, für den jetzigen Einsatz wurde allerdings die Ausleseelektronik verändert. Der Detektor ist unmittelbar vor dem Bleiglasdetektor postiert und dient neben der Multiplizitätsmessung geladener Teilchen gleichzeitig auch als Vetodetektor für geladene Teilchen im Bleiglas. Hiermit soll die Unterdrückungsrate für geladene Hadronen noch weiter verbessert und die Möglichkeit geschaffen werden, Elektronen/Positronen von Photonen zu unterscheiden.

Die Messung der Photonen erfolgt mittels des PMD (**P**hotonen-**M**ultiplizitäts-**D**etektor) [Agg96]. Das Detektionsprinzip für Photonen beruht darauf, daß Photonen zunächst in einem Bleikonverter einen elektromagnetischen Schauer erzeugen. Die im Schauer entstandenen geladenen Teilchen (Elektronen und Positronen) generieren dann in sehr vielen kleinen Szintillatorscheiben Licht, welches mittels optischer Fasern auf CCD-Kameras zur Signalaufzeichnung geleitet wird. Der hohe Untergrund an geladenen hadronischen Teilchen wird dadurch unterdrückt, daß diese aufgrund ihrer erheblich geringeren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Konverter keinen Schauer erzeugen und somit auch nur zu einem im Verhältnis erheblich kleineren Lichtsignal in den Szintillatoren führen. Eine Schwelle auf die Höhe des Signals sollte also zu einer hohen Unterdrückungseffizienz der Hadronen führen. Der Abstand vom Target beträgt etwa 20 m, in der Pseudorapidität wird ein Bereich von $2,8 \leq \eta \leq 4,4$ abgedeckt. Damit schließt dieser Detektor unmittelbar an den Pseudorapiditätsbereich des Bleiglaskalorimeters LEDA an.

### 3.2.4 Spektroskopie geladener Teilchen in der Targetregion

Der bereits erfolgreich bei Experimenten am BEVALAC[1] am Lawrence-Berkeley-Laboratorium [Bad82] und später im WA80-Experiment eingesetzte Plastic-Ball-Detektor kommt auch bei WA98 wieder zum Einsatz. Der aus 655 $\Delta$E-E-Teleskopen

[1] dies ist ein Kunstwort aus BEVAtron und Super HiLAC

($CaF_2$ und Plastikszintillator in Phoswich-Bauweise) kugelförmig aufgebaute Detektor erlaubt eine Energiemessung vom Hadronen im Energiebereich bis 300 MeV. Eine Teilchenidentifizierung (bis hinauf zum $^4$He) ist aufgrund der Messung des Energieverlustes der Teilchen im Vergleich zu ihrer Gesamtenergie möglich. Zur Verbesserung der Teilchentrennungseffizienz von positiven Pionen wird ein Zeitsignal aufgenommen, um nach dem Zerfall des Pions den zeitlich verzögerten Zerfall des schließlich entstehenden Positrons bestimmen zu können.

Mit dem Plastic-Ball-Detektor ist man damit vor allem in der Lage, die Teilchenproduktion im Targetbereich ($-1,7 \leq \eta \leq 1,3$) zu überwachen (das Target befindet sich innerhalb des Gerätes). Da allerdings aufgrund der extrem hohen Dichte im Stoß produzierter Teilchen die Detektormodule in Strahlrichtung stets mehrere Treffer erhalten werden, ist ihre Einsatzfähigkeit nur sehr begrenzt. Demzufolge wird der Plastic-Ball-Detektor vornehmlich für die Untersuchung des Energieflusses in Rückwärtsrichtung und für eine Bestimmung von Quellradiengrößen durch Teilcheninterferometrie in hinteren Detektorteil eingesetzt werden können.

### 3.2.5 Triggersystem

An das Triggersystem [Lee94] werden unterschiedliche Aufgaben gestellt. So soll nicht nur das Eintreffen eines Strahlteilchens und eine möglicherweise stattfindende Reaktion an die Datenerfassung weitergemeldet werden, sondern auch eine Klassifizierung des Ereignisses stattfinden. Dies ist besonders wichtig, um die gemessene Anzahl an interessanten Ereignissen mit bestimmten Charakteristika, vor allem mit bestimmten Stoßparametern, im aufgenommenen Datensatz anreichern zu können. Desweiteren muß der Trigger ein fest definiertes zeitliches Startsignal liefern, um eine möglichst gute Zeitauflösung der Detektoren zu gewährleisten, die eine Teilchentrennung über die Laufzeit des Teilchens von seiner Entstehung im Target bis zu seinem Nachweis ermöglichen.

Vor Erreichen der Targetfolie passiert der Strahl einige Detektoren, die zum einen das schnelle und präzise Startsignal (mittels eines für die Herbststrahlzeit 1995 neu eingesetzten Gas-Čerenkov-Detektor) liefern und zum anderen überprüfen, ob es sich bei dem Strahlteilchen um ein gewünschtes Teilchen, d.h. ein Bleiion, handelt. Sogenannte „Veto-Detektoren“ werden eingesetzt, um Ereignisse zu verwerfen, bei denen Reaktionen bereits vor dem Target stattgefunden haben. Um auch Effekte durch strahlbegleitende Teilchen ausschalten zu können, werden „Halo-Zähler“ eingesetzt, die Teilchen außerhalb des Strahlrohres registrieren.

Die Klassifizierung des Ereignisses nach seinem Stoßparameter (nach der „Zentralität“ des Ereignisses) erfolgt über die beiden bereits erwähnten Kalorimeter MIRAC und ZDC. Eine hohe nachgewiesene Energie im MIRAC oder analog eine niedrige Restenergie in Strahlrichtung weisen auf ein zentrales Ereignis mit kleinem Stoßparameter hin.

### 3.2.6 Datenerfassung

In Hinblick auf die Vielzahl von Detektoren und die große zu erwartende Datenmenge aus den Detektoren ist an die Datenerfassung des Experimentes eine besondere Aufgabe gestellt [Pur96]. Da es das Ziel des Experimentes ist, eine möglichst hohe Statistik aufzunehmen, um (aus der Sicht des Bleiglasdetektors) die statistischen Fehler insbesondere für den Nachweis der direkten Photonen möglichst klein zu machen, ist eine hohe Datenrate eine grundlegende Anforderung.

Angesetzt war als Strahlzeit für 1995 eine Dauer von etwa sechs Wochen. Das SPS liefert in einem sogenannten „Spill“ von etwa vier Sekunden Länge eine Anzahl von etwa einer Millionen Bleiionen. Die Spill-Wiederholungszeit entspricht etwa 19 Sekunden.

Bei einer Massenbelegung der Bleitargetfolie von 250 mg/cm$^2$ ergibt sich eine Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von ca. 0,12%. Bei einer Teilchenrate von $10^6$/s ist demzufolge mit etwa 4000 Ereignissen pro Spill zu rechnen.
Die Totzeit des Datenerfassungssystems, welche sich aus den Verzögerungszeiten für die Triggerentscheidung, der Konversionszeit der verschiedenen ADCs[2], der Übertragungsdauer der Daten der einzelnen Detektoren an die zentralen Prozesse und den Schreibzeiten auf die Ausgabemedien zusammensetzt, beläuft sich minimal auf etwa 10 ms, kann aber auch bei großen Ereignissen bis zu 25 ms betragen, wenn alle Detektoren ausgelesen werden. Um die Datenrate der schnelleren Detektoren (Kalorimeter, Bleiglas, Plastic-Ball) nicht unnötig herabzusetzen, wird nur etwa bei jedem zehnten Ereignis der komplette Detektorsatz ausgelesen. Bei den übrigen Ereignissen fehlen insbesondere die MSAC-Kammern und der PMD in der Auslese. Um die Totzeit möglichst wenig von der Kommunikation zwischen den einzelnen Unterprozessoren (die jeweils für die Steuerung und Sammlung von Daten einer bestimmten Detektorgruppe zuständig sind) und dem Hauptprozessor (der die Datenpakete der Unterprozessoren zu einem Ereignis zusammensetzt und auf das Ausgabeband schreibt) abhängig zu machen, wurde eine optische Verbindung zwi-

[2] **A**nalog **D**igital **C**onverter

schen den einzelnen Komponenten der Datenerfassung gewählt. Dieser erlaubt eine Übertragungsrate von maximal 25 MByte/s (durch Zugriffszeiten reduziert auf acht bis zwölf MByte/s) und beeinflußt damit die Totzeit nur geringfügig. Entsprechend ist die maximal pro Spill auslesbare Zahl von Ereignissen auf etwa 400 beschränkt. Die Triggerselektion ist dabei so gewählt, daß besonders zentrale Ereignisse (die 10% zentralsten) angereichert werden. Von den 400 ausgelesenen sollten nach Anwendung der Selektion etwa 250 zentrale Ereignisse weggeschrieben werden. Hinzu kommt noch die Anreicherung peripherer Daten (10% periphersten). Diese Zahl wird noch durch die Tatsache verkleinert, daß weder die Datenerfassung zu hundert Prozent der Zeit zur Verfügung steht, noch daß der Beschleuniger oder die Detektoren die ganze Zeit einsatzfähig sind. Die hieraus resultierende „äußere Totzeit“ beträgt maximal 50% und schränkt so die maximal aufzeichenbare Datenmenge erheblich ein.

Die typische Größe eines physikalischen Ereignisses liegt zwischen 50 und 260 kByte, je nach Zentralität und Auswahl der ausgelesenen Detektoren. Um hierbei nicht an die Leistungsgrenze der Schreibrate der eingesetzten Bandlaufwerke zu kommen, die eine Bandbreite von etwa einem MByte/s haben, wurden zum Teil zwei der Laufwerke eingesetzt. Auch macht es diese begrenzte Bandbreite nötig, daß die Zeit zwischen den Teilchenspills zum Schreiben benutzt wird, so daß ein großer Teil der während des Spills genommenen Werte zunächst gespeichert werden muß.
Zwischen den Spills werden zusätzlich eine Reihe von Referenzdaten genommen. Die Triggerrate der Referenzsignale ist zwar erheblich kleiner als diejenige von physikalisch interessanten Ereignissen, allerdings ist die Datenmenge größer. Dies liegt daran, daß normalerweise während eines physikalischen Ereignisses nur ein kleiner Teil der Einheiten anspricht (z.B. wurde der Bleiglasdetektor so positioniert, daß die maximale Anzahl an ansprechenden Modulen bei höchster Zentralität 10% nicht überschreiten sollte). Bei Referenzereignissen hingegen spricht im Normalfall der komplette Detektor an und liefert entsprechend auch eine (im Fall des Bleiglases) zehnfach größere Menge an zu verarbeitenden Daten. Auch diese Werte müssen so weggeschrieben werden, daß während des Spills die Datenerfassung nicht noch mit der Bearbeitung von Referenzereignissen beschäftigt ist und möglichst alle Speicherplätze zur Aufnahme neuer Daten frei sind.

# 4. Bleiglasdetektor LEDA

## 4.1 Grundkonzeption

Es ist geplant, das Bleiglaskalorimeter LEDA nicht nur am CERN im Rahmen des WA98-Experimentes einzusetzen, sondern es darüber hinaus auch am Schwerionencollider RHIC[1] in Brookhaven ab voraussichtlich 1998 zum Einsatz zu bringen. Dort soll es Teil des elektromagnetischen Kalorimeters des PHENIX-Experimentes[2] werden [Nag93].

Um den unterschiedlichen Anforderungen der beiden Experimente gerecht zu werden, war es ein wichtiges Designziel, einen möglichst modularen Detektor zu entwickeln. Dies bedeutet, daß der Detektor in kleine autarke Untereinheiten zerlegbar sein muß, die je nach Einsatzort neu zusammengestellt werden können. Dabei war es erstrebenswert, eine Lösung zu finden, bei der ein Minimum an zusätzlicher Stützstruktur ausreicht, um einen stabilen Aufbau des Gesamtdetektors zu erreichen. Weiterhin muß gewährleistet sein, daß auch nach dem Transport der Substrukturen solch zeitaufwendige Arbeiten wie die Kalibration des Detektor nicht wiederholt werden müssen. Demzufolge ist es erforderlich, ein modulares Referenzsystem für den Detektor zu entwickeln, welches so robust ist, daß ein Umbau die Kalibration nicht verändert.

## 4.2 Detektionsmechanismus

Tritt ein hochenergetisches, elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen (Elektron, Positron oder Photon) in ein Medium ein, so kann es einen elektromagnetischen Schauer ausbilden. Hierbei erzeugen Photonen im Kernfeld durch Paarbildungsprozesse ein Elektron-Positron-Paar, während Elektronen/Positronen ihrerseits hochenergetische Photonen durch Bremsstrahlung erzeugen können. Auch diese sekundär erzeugten Teilchen können wiederum auf dieselbe Weise weitere Teilchen bilden, so daß letztendlich eine ganze Kaskade von Sekundärteilchen entsteht: der

[1] **R**elativistic **H**eavy **I**on **C**ollider

[2] **PH**oton **E**lectron **N**ew **EX**periment

„elektromagnetische Schauer“. Die Bildung des Schauers endet, wenn die mittlere Energie der geladenen Schauerteilchen die kritische Energie $E_c$ unterschreitet. Diese Schwellenenergie ist dann erreicht, wenn das Verhältnis der Energieverluste durch Bremsstrahlung einer- und Ionisation andererseits gleich groß werden. Als einfache Parametrisierung für die kritische Energie eines Materials mit der Ordnungszahl $Z$ gilt

$$E_c = \frac{580\text{MeV}}{Z} \qquad . \tag{4.1}$$

Letztendlich ist die Anzahl der im Schauer kreierten Teilchen proportional zur im Detektor deponierten Energie.
In unmittelbarem Zusammenhang mit der Ausbildung elektromagnetischer Schauer steht die sogenannte „Strahlungslänge“ $X_0$. Diese Größe ist definiert als die durchlaufene Strecke Material, nach der die Energie eines Elektrons durch Strahlungsprozesse auf 1/e seiner ursprünglichen Energie abgefallen ist [Leo87]. Diese Strecke entspricht der Wegstrecke, nach der ein hochenergetisches Photon mit einer Wahrscheinlichkeit von exp(-7/9)$\approx$ 54% einen Paarbildungsprozeß durchlaufen hat. Ebenfalls im Zusammenhang damit steht der sogenannte Moliére-Radius $R_m$. Dieser beschreibt die seitliche Ausdehnung des Schauers im Material, wobei innerhalb eines Gebietes von $2R_m$ der Schauer ca. 95% seiner Energie deponiert.

Im Gegensatz zu den oben beschriebenen elektromagnetischen Teilchen sind die Wechselwirkungsmechanismen hadronischer Teilchen (Pionen, Nukleonen, etc.) deutlich unterschiedlich. Zwar sind auch sie in der Lage, einen Schauer auszubilden, durch ihre unterschiedlichen Wechselwirkungsmechanismen sind dies allerdings sogenannte „hadronische Schauer“, bei denen die stark wechselwirkenden Primärteilchen inelastisch mit dem Detektormaterial streuen. Dabei werden sekundäre Hadronen (vornehmlich Pionen) erzeugt, welche wiederum über inelastische Prozesse weitere Hadronen erzeugen können. Die Produktion weiterer Teilchen endet, wenn die Energie der Schauerteilchen so klein ist, daß sie vollständig im Material abgebremst werden. Aufgrund der geringeren Wirkungsquerschnitte für diese Prozesse ist die Wahrscheinlichkeit für die Ausbildung eines solchen Schauers erheblich geringer. Ein Maß für die Schauerbildung ist die nukleare Absorptionslänge $\lambda$, die in unmittelbarem Zusammenhang mit dem inelastischen Wirkungsquerschnitt $\sigma_i$ steht [Kle84]. Nach Durchlauf einer Absorptionslänge ist die Intensität eines einfallenden Hadronenstrahls auf 1/e seiner Ursprungsintensität abgefallen. Da $\lambda$ erheblich größer ist als $X_0$ (beim Bleiglas TF1 38 cm im Gegensatz zu 2,78 cm), ist die mittlere Energiedeposition in einem 40 cm langen Detektor bei einem elektromagnetischen Teilchen erheblich größer als bei einem hadronischen. Letztere werden mit großer

Wahrscheinlichkeit nicht viel mehr als die für minimal ionisierende Teilchen[3] zu erwartende Energie im Detektor deponieren, so daß die Signale der Hadronen sich vornehmlich im niederenergetischen Teil des Spektrums anreichern werden. Erzeugt ein Hadron doch einen Schauer und deponiert dabei einen erheblich größeren Teil seiner Energie, so hat sich herausgestellt, daß diese Schauer mit großer Effizienz durch Analyse der Breite von ihren elektromagnetischen Gegenparts unterschieden werden können. Hierauf wird aber noch näher im Abschnitt 6.4 eingegangen werden.

Nachdem das hochenergetische Teilchen im Material einen Schauer erzeugt und dabei eine große Menge sekundärer Teilchen gebildet hat, gilt es, ein für die Auslese verwertbares Signal zu erhalten. Haben die Teilchen eine Geschwindigkeit, die höher ist als die Phasengeschwindigkeit des Lichtes $v_P = c/n$ im durchquerten Material (mit dem Brechungsindex $n$), so werden Photonen erzeugt. Man spricht hierbei von der Emission von Čerenkovlicht. Die Emission der Lichtquanten erfolgt unter einem charakteristischen Winkel $\theta$, der gemäß

$$cos\theta = \frac{1}{\beta n} \qquad (\text{mit } \beta = \tfrac{v}{c}) \tag{4.2}$$

von der Geschwindigkeit der Teilchen abhängt.
Die Entstehung von Čerenkovlicht ist bereits durch die klassische Elektrodynamik erklärbar. Durchfliegt ein Teilchen Materie, so polarisiert es die Atome des Mediums, welche sich zum Coulombfeld des Teilchens hin ausrichten. Ist die Geschwindigkeit $v > v_P$, so kann diese Ausrichtung (aufgrund der begrenzten Phasengeschwindigkeit) nur in einem Winkel von $2\theta$ um die Flugbahn erfolgen. Es resultiert eine konstruktive Überlagerung der erzeugten Dipolstrahlung der Atome, die letztendlich als Čerenkovlicht beobachtet wird. Die spektrale Verteilung des Lichtes kann mittels Gleichung 4.3 bestimmt werden [Loh83]. Nach dieser gilt für die Anzahl $dN$ der im Wellenlängenintervall $d\lambda$ um $\lambda$ erzeugten Photonen

$$dN = 2\pi\alpha sin^2\theta \frac{d\lambda}{\lambda^2}. \tag{4.3}$$

Bei der endgültigen Bestimmung des Photonenspektrums, welches am Ende des Bleiglasmoduls mit dem Photovervielfacher registriert wird, ist zu beachten, daß dieses stark beim Durchgang durch das Bleiglasmodul verändert wird. Insbesondere wirkt sich hier die extrem hohe Absorption des Bleiglases im Bereich des UV-Lichtes aus. All die hierbei zu berücksichtigenden Effekte wurden ausführlich in [Kee95] untersucht. Insbesondere wurde in dieser Referenz der Einfluß der Erzeugung und Ausbreitung des Čerenkovlichtes auf die Linearität der Antwortfunktion (d.h. die

[3] Diese Teilchen bilden keinen Schauer aus.

Zuordnung von gemessener ADC-Kanalzahl zur im Detektor deponierten Energie) untersucht. Hierauf wird im Abschnitt 6.2 noch gesondert eingegangen.

## 4.3 Supermodul

Die in Abschnitt 4.1 erwähnten Grundgedanken in Betracht ziehend, wurde beschlossen, den Bleiglasdetektor in kleine, 24 einzelne Bleiglasmodule beinhaltende Untereinheiten, die „Supermodule“, aufzuteilen. In den folgenden Abschnitten sollen die verschiedenen Aspekte beim Aufbau eines Supermoduls näher erläutert werden.

### 4.3.1 Mechanischer Aufbau

Die Forderung nach einer möglichst einfachen Handhabbarkeit der Untereinheiten des Detektors gebot es, nur eine relativ kleine Anzahl an Bleiglasmodulen zusammenzufassen. Schließlich wurde beschlossen, aus 24 einzelnen Modulen (Abmessungen $4 \times 4 \times 40$ cm$^2$) eine $6 \times 4$er Matrix aufzubauen. Der prinzipielle Aufbau einer solchen Einheit ist in Abbildung 4.1 zu sehen.

Zur Aufnahme der Photovervielfacher wurde zunächst an das Ende jedes der Module ein Kunststoffgehäuse aufgeklebt. Desweiteren wurde auf dem anderen Ende eine kleine glasfaserverstärkte Kunststoffplatte („GFK“) angebracht, die zunächst für die Befestigung einer Lichtfaser gedacht war. In diese wurde später ein größeres Loch gebohrt, um Licht aus dem Verteilersystem in das Modul zu lassen.

Um einen möglichst großen Teil des durch die Schauer erzeugten Čerenkovlichtes in den Photovervielfachern am Ende des Moduls zu messen, sollte eine möglichst gute Lichtleitung gewährleistet sein. Zu diesem Zweck wurde jedes der Bleiglasmodule mit einer Lage aluminisierter Mylarfolie umwickelt. Zur Vermeidung von Übersprechen des Lichtes in Nachbarmodule und zur mechanischen Stabilisierung wurde das Modul noch in schwarzen Schrumpfschlauch eingepackt.

Die mechanisch möglichst stabile Struktur, die gleichzeitig aber so wenig inaktives Material wie möglich zwischen die Module bringen soll, wird durch Benutzung von Kohlefasermatten und Epoxidharz erreicht. Zwischen jede Lage von Bleiglasmodulen und außen um den gesamten Block wurden beim Zusammenbau Kohlefasermatten gewickelt und mit dem Harz getränkt, so daß nach dem Aushärten eine feste Struktur aus den Modulen entstand. Diese Materialien bieten den Vorteil, bei schon bei kleinen Dicken eine hohe Beanspruchbarkeit zu gewährleisten. Zusätzlich bestehen

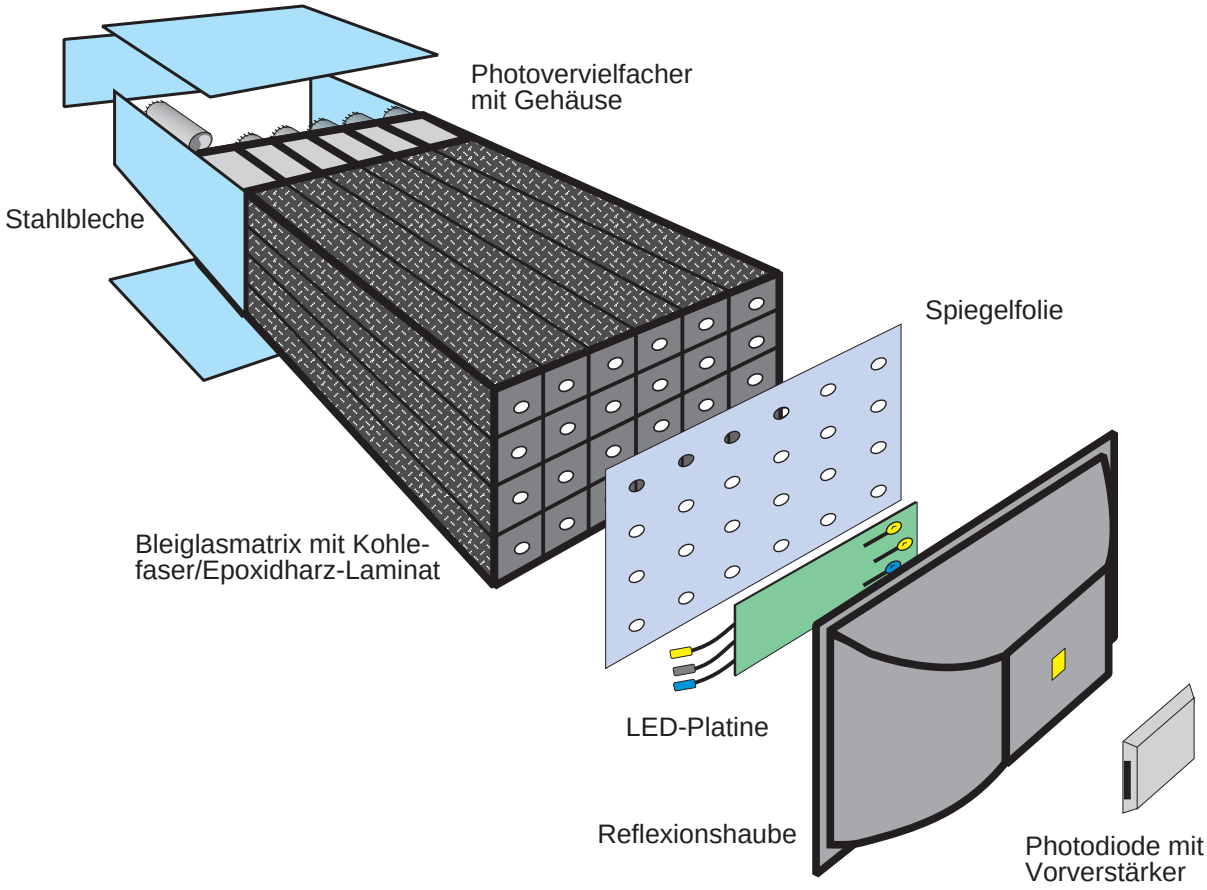


**Abbildung 4.1:** Mechanischer Aufbau eines Supermoduls. Auf die einzelnen Komponenten wird im Verlauf des Textes näher eingegangen.

sie aus relativ leichten Materialien (d.h. in diesem Fall Materialien mit kleiner Kernladungszahl $Z$), in denen nur vergleichsweise wenig Energie deponiert wird.

Zum Schutz der Photovervielfacher am Ende des Bleiglases und zur Abschirmung der Elektronik der hochspannungserzeugenden Basen bilden Stahlbleche ein geschlossenes Gehäuse. Hierfür wurden zwei Bleche fest in die Struktur des Supermoduls eingeklebt, während zwei weitere zusammen mit der Rückwand aufgeschraubt wurden.

Insgesamt ergibt sich ein kompakter Block mit einer Abmessung von $246 \times 164 \times 850\text{mm}^3$ (ohne Referenz- und Auslesesystem ) mit einem Gewicht von etwa 70 kg.

### 4.3.2 Hochspannungsversorgung

Die Photovervielfacher (des russischen Typs FEU84), die zur Auslese des vom Teilchenschauer erzeugten Lichtes dienen, benötigen für ihren Betrieb eine Hochspannung von maximal 2000 V. Beim bisherigen Einsatz der Bleiglaskalorimeter (WA80 und WA93) wurde diese über konventionelle Hochspannungsquellen erzeugt und über einen passiven Spannungsteiler („Base“) auf die einzelnen Verstärkungsstufen („Dynoden“) des Vervielfachers verteilt. Diese Methode hat mehrere entscheidende Nachteile, so

- die hohen Kosten für die Hochspannungsquellen,
- die Notwendigkeit zur Benutzung von (sehr teuren) Hochspannungskabeln,
- eine z.T. geringe Stabilität der Hochspannung,
- eine hohe Wärmeerzeugung auf den passiven Basen (ca. 50 W pro Supermodul) und
- eine sehr langsame Reaktionszeit des Systems.

Die Gesamtkosten für einen Hochspannungskanal belaufen sich bei diesem konventionellen System auf etwa 400,- DM.

Für den WA98-Bleiglasdetektor sollte ein System gefunden werden, welches zum einen erheblich billiger ist und zum anderen eine niedrigere Wärmeabgabe aufweist. Außerdem ist auch eine schnellere Kontrollmöglichkeit des Systems wünschenswert.

Die Entscheidung fiel auf ein System mit aktiven Basen. Das bedeutet, daß die Hochspannung nicht extern erzeugt und mittels Kabeln auf die Spannungsteiler geleitet wird, sondern direkt auf der Base mit den notwendigen Spannungsabständen für die einzelnen Dynoden erzeugt wird. Konkret realisiert wurde dieses Konzept durch den Aufbau einer Base, die die Hochspannung mittels eines Cockcroft-Walton-Generators erzeugt [Neu95]. Da bei diesem System nicht ein Großteil der Leistung bei der passiven Spannungsteilung auf den Widerständen thermisch verbraucht wird, ist die zu erwartende Wärmeentwicklung deutlich niedriger. Die Zuleitung der Versorgungsspannung, die Steuerung und Kontrolle erfolgt über ein Bussystem, welches auf VME-Basis aufgebaut ist und einen schnellen Zugriff auf die Betriebsparameter und schnelle Änderungen erlaubt. Demzufolge sind keine Hochspannungskabel mehr nötig, das ganze System kann mittels billiger Flachbandkabel betrieben werden.
Die Leistungsabgabe der Hochspannungsversorgung eines kompletten Supermoduls

reduziert sich bei Benutzung dieser Technik auf ca. 2 W. Auch die Hochspannungsstabilität konnte durch Benutzung dieses Systems deutlich verbessert werden. Der Systempreis für einen Hochspannungskanal beläuft sich mit der neuen Technik auf etwa 180,- DM, was eine Kostenreduktion um mehr als die Hälfte bedeutet.

### 4.3.3 Referenzsystem

Wie bereits angedeutet war es ein wichtiges Designziel, den Detektor so aufzubauen, daß er problemlos an verschiedenen Orten neu aufgebaut werden kann, ohne daß die Kalibration verändert werden muß. Es war also eine Aufgabe, ein Referenzsystem zu finden, welches leicht und reproduzierbar zu montieren ist, oder aber direkt mit den Supermodulen als eine Einheit transportiert werden kann.
Die Benutzung des bei WA80 und WA93 eingesetzten Systems (zentraler Stickstofflaser mit Lichteinkopplung in die Module durch Glasfaserkabel) fällt aufgrund dieser Überlegungen aus, da keine erschwinglichen und genügend reproduzierbaren Einkopplungsstücke (mit einer Genauigkeit von besser als 1%) auf dem Markt zu bekommen sind.

Neben der „Supermodularität“ soll das Referenzsystem noch einige weitere Anforderungen erfüllen. Hierunter fallen folgende Aspekte:

- Zeitverhalten der Referenzlichtpulse „ähnlich“ denen physikalischer Teilchen;
- Wellenlängen der Lichtpulse an den Wellenlängenbereich des zu erwartenden Čerenkovspektrums angepaßt;
- Möglichkeit zur Variation der Intensität des Lichtes;
- Redundantes System;
- Möglichkeit zur Kontrolle der Lichtintensität;
- Möglichkeit zur Temperaturüberwachung;
- Preiswertes System.

Die Entscheidung fiel auf ein fest am Supermodul montiertes System, welches in Abbildung 4.2 dargestellt ist.

Als Lichtquelle für ein solches System konnten keine Stickstoff-Laser mehr genommen werden. Diese bieten zwar den Vorteil schneller Pulse im interessanten

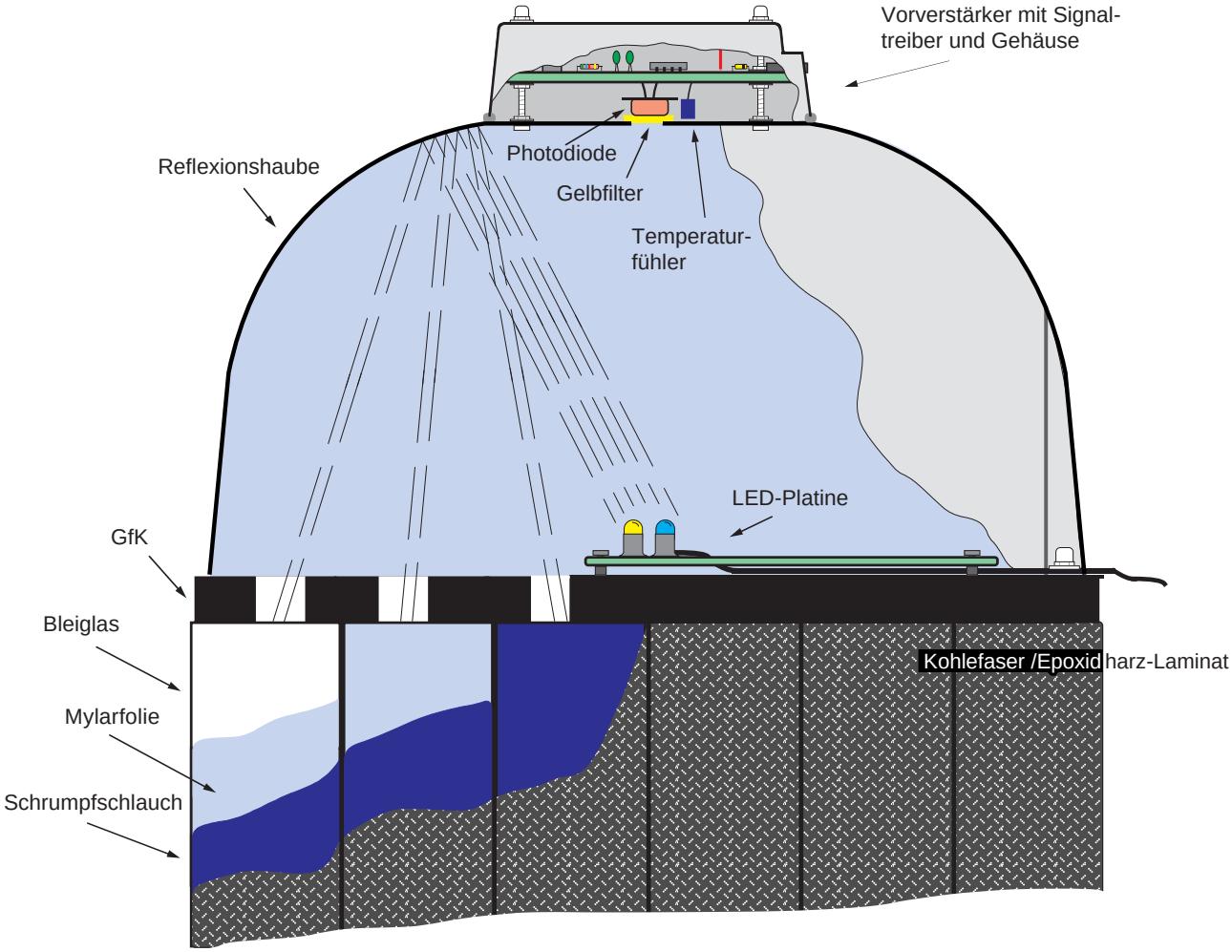


**Abbildung 4.2:** Referenzsystem des Bleiglasdetektors, von der Seite gesehen. Die einzelnen Komponenten werden näher im Text erklärt.

Wellenlängenbereich, sind aber auf eine externe Montage mit Lichtzuführung durch Lichtfasern angewiesen.
Statt dessen wurde ein auf Leuchtdioden („LED“) basierendes System entwickelt. Diese bieten neben ihrer sehr kompakten Bauweise und der einfachen Handhabbarkeit und ihren sehr geringen Intensitätschwankungen auch den Vorteil, entsprechend den Anforderungen an Pulslänge, Intensität und Wellenlänge verfügbar zu sein. Allerdings konnte keine LED gefunden werden, die alle Erfordernisse simultan erfüllte, so daß die Entscheidung auf die Benutzung von insgesamt drei LEDs fiel. So war insbesondere der Wunsch nach einer möglichst kleinen Wellenlänge bei gleichzeitig möglichst kurzen Pulsen nicht erfüllbar. Zur Zeit der Entwicklung waren nämlich

nur langsame (Antwortzeiten im Bereich von 500 ns) und intensitätsschwache blaue LEDs auf dem Markt erhältlich, während die schnellsten LEDs im gelben und roten Wellenlängenbereich lagen.
Die blaue LED wird über einen Pulser betrieben, der einen Lichtpuls von ca. 2 $\mu$s Länge liefert und der es erlaubt, eine Intensitätsvariation vorzunehmen. Eine der beiden gelben LEDs erzeugt mittels des sog. „Avalanche-Pulsers“ einen sehr kurzen (ca. 50 ns langen) Puls, der in seiner Form dem Čerenkovlicht sehr ähnlichen ist. Dieser Pulser kann allerdings nur eine feste Intensität liefern. Zum Zweck der Intensitätsvariation über einen großen Bereich wird noch ein dritter Pulser eingesetzt, der Pulse von ca. 150 ns Länge liefert.
Jeweils 16 Kanäle jedes Pulsers wurden in einem Standard-NIM-Einschub zusammengefaßt, so daß die Versorgung mit den Pulsersignalen für jedes Detektorviertel („Quadrant“) ein NIM-Crate einnimmt. Genaueres zum Aufbau und zur Funktionsweise dieser Impulsgeneratoren findet sich in [Pei95] und in [Boh96].

Um das Licht in die Bleiglasblöcke zu leiten, wurde ein Reflexionssystem konstruiert. Hierbei strahlt die LEDs in eine mit hochreflektierender weißer Farbe lackierte Kunststoffhaube, den „Hut“, der an der Vorderseite des Supermoduls auf den Bleiglasmodulen montiert ist. Die Vorderseite der Bleiglasmodule ist, bis auf ein Lichteinlaßloch für jedes Modul, mit einer reflektierenden Spiegelfolie geklebt. Durch die mehrfache Reflexion an Hut und Folie soll die Lichtverteilung möglichst homogenisiert werden, ähnlich der Homogenisierung in einer Ulbricht'schen Kugel. Um die Amplitudenverteilung noch besser anzupassen, wurden die Einlaßlöcher für das Licht in die einzelnen Module unterschiedlich groß gestaltet. Diese Maßnahmen sollen letztendlich eine möglichst gleichmäßige Intensitätsverteilung in den einzelnen Blöcken bewirken.

Zur Überwachung der Lichtintensität der einzelnen Leuchtdioden ist schließlich auf der Spitze des Hutes eine photosensitive PIN-Diode zusammen mit einem Teil ihrer Ausleseelektronik montiert. Diese schaut durch ein kleines Loch in der Hutvorderseite auf die LEDs und mißt so vor allem die Primärintensität. Um das Licht der blauen LED für die PIN-Diode abzuschwächen, befindet sich vor dieser ein Gelbfilter. Dies ist notwendig, da die PIN-Diode ein anderes Integrationsverhalten als die Photovervielfacher aufweist und ohne Einsatz des Filters der lange Lichtpuls das Signal völlig übersteuern würde. Zur Kontrolle der elektronischen Verstärkung der PIN-Diodenelektronik gibt es die Möglichkeit, direkt einen elektronischen Testpuls auf den Vorverstärker zu geben. Die verstärkten PIN-Diodensignale werden außerhalb des Detektors in einer Verteilerbox zusammengeführt, die zusammen mit den Pulsgeneratoren direkt in einem Elektronikschrank an jedem Quadranten steht.

Von dort aus werden die Signale zu den Hauptverstärkern geleitet und schließlich mit spannungssensitiven ADC aufgezeichnet.
Zur Temperaturkontrolle ist neben der Diode noch ein Temperatursensor montiert. Dies geschah, um eventuell auftretende temperaturabhängige Signalschwankungen der PIN-Diode korrigieren zu können. Die Registrierung der temperaturäquivalenten Spannungswerte, die der Sensor liefert, erfolgt nach einer Verstärkung über einen sogenannten „Scanning-ADC“, der zur Aufzeichnung von Gleichspannungssignalen benutzt wird.
Auch der Aufbau dieses Systems wird in den Referenzen [Pei95] und [Boh96] näher erläutert.

Der Preis für dieses Referenzsystem beläuft sich auf ca. 300,- DM pro Supermodul. Der zu erwartende Preis eines herkömmlichen Systems mit externen Lichtquellen mit Lichtzuführung über Lichtfasern, welches die gleichen Anforderungen hinsichtlich der Reproduzierbarkeit nach einem Umbau erfüllen könnte, läge vermutlich erheblich höher. Allein eine reproduzierbare Lichtkopplung zu den Supermodulen, so zeigte sich in der Planungsphase, hätte im oben genannten Preisrahmen gelegen.

### 4.3.4 Auslesesystem

Die bisher eingesetzten Bleiglasdetektoren wurden über ladungsempfindliche ADCs der Firma LeCroy (Baureihe 2280, [LeC80]) ausgelesen. Neben den hohen Kosten pro Kanal ergibt sich hierbei noch der Nachteil, sehr lange (und damit wiederum teure!) Signalkabel benutzen zu müssen, um das Signal der Photovervielfacher solange zu verzögern (für mehrere 100 ns), bis der zentrale Experimenttrigger das Ereignis als interessantes Ereignis klassifiziert und damit zur Auslese durch die Elektronik freigegeben hat. Ein weiterer Nachteil der langen Signalkabel wäre der große zusätzliche Verkabelungsaufwand am Detektor selbst gewesen, der eine umfangreichere Stützstruktur erfordert hätte, um die Kräfte durch die schweren Kabel mechanisch am Supermodul abzufangen.
Auch muß gewährleistet werden, daß die Auslesezeiten der Elektronik an die unterschiedlichen zeitlichen Anforderungen eines Colliderexperimentes wie des PHENIX-Experiments angepaßt sind.
Eine wichtige Überlegung aufgrund der unterschiedlichen Energiebereiche, die beim WA98-Experiment einer- und beim PHENIX-Experiment andererseits zu erwarten sind (fehlender energetischer Boost bei Collider-Experimenten im Gegensatz zu solchen mit festem Target), war, einen möglichst großen dynamischen Bereich der Auslese zu garantieren.

Neben diesen grundsätzlichen Überlegungen kam der zusätzliche Wunsch bei der Konzeption des elektronischen Auslesesystems ins Spiel, von jedem Teilchensignal ebenfalls eine Zeitinformation über dessen Eintreffen erhalten zu wollen. Hierüber soll eine weitere Möglichkeit zur Teilchenerkennung, insbesondere zur Identifizierung minimal ionisierender Teilchen, ermöglicht werden. Von letzteren nimmt man an, daß deren Signal zeitlich früher am Photovervielfacher eintreffen sollte als dasjenige von schauerbildenden Photonen (siehe auch Abschnitt 6.4).

Letztendlich wurde entschieden, auch das ADC-System neu zu designen. Einen genauen Einblick in die Funktionsweise und den Aufbau dieses neuen Systems erhält man in Referenz [You94]. An dieser Stelle seien der grundlegende Aufbau und die Ideen erläutert, die hinter der Funktion stehen.
Ein Prinzipbild dieses System findet man in Abbildung 4.3.

Das Signal des Photovervielfachers gelangt auf einen Ladungsintegrator. Das integrierte Signal wird in zwei Zweige aufgespalten und einem Verstärker zugeführt, der eines der beiden Teilsignale um etwa einen Faktor acht erhöht. Anschließend folgt eine analoge Pipeline (auch als „AMU“, **A**nalog **M**emory **U**nit, analog Speichereinheit, bezeichnet), in der das Signal solange verweilt, bis entweder das Ereignis von der Datenerfassung als interessant eingestuft oder wieder gelöscht wird. Dieses Bauteil nimmt die Stelle der bisher für die Verzögerung eingesetzten langen Signalkabel ein. Hat die Pipeline eine positive Information vom Trigger erhalten, so werden an ihrem Ende die beiden Teilsignale dem ADC (mit einer Auflösung von zehn Bit, entsprechend 1024 Kanälen) übergeben. Auf seine Funktionsweise werde ich weiter unten noch näher eingehen.
Neben der Möglichkeit der Bestimmung der Signalhöhe kann auch noch gleichzeitig der Eintreffzeitpunkt erfaßt werden. Dafür wird bereits vor dem Integrator eine Signalspaltung vorgenommen und ein Teil einem Diskriminator zugeführt. Dieser erzeugt einen logischen Puls, welcher verzögert und schließlich als STOP für einen „TAC“[4] herangezogen wird. Den START-Puls erhält der TAC zentral vom Trigger des Experimentes. Der Ausgang des TACs ist letztendlich mit einem weiteren Eingang des bereits oben erwähnten ADCs verbunden.
Insgesamt werden acht Photovervielfacherspannungen mit einer solchen auf zwei integrierten Bausteinen zusammengefaßten Mimik verarbeitet. Dabei befinden sich die Ladungsintegration, Verstärkung und Diskriminierung auf dem Verstärker-Chip. Zusätzlich wird auf diesem Bauteil noch jeweils die Summe von jeweils $2 \times 2$ benachbarten Modulen bestimmt (der Übersichtlichkeit halber ist die zugehörige Schaltung nicht in Bild 4.3 aufgenommen). Diese Information soll bei einer Er-

[4] **T**ime to **A**mplitude **C**onverter

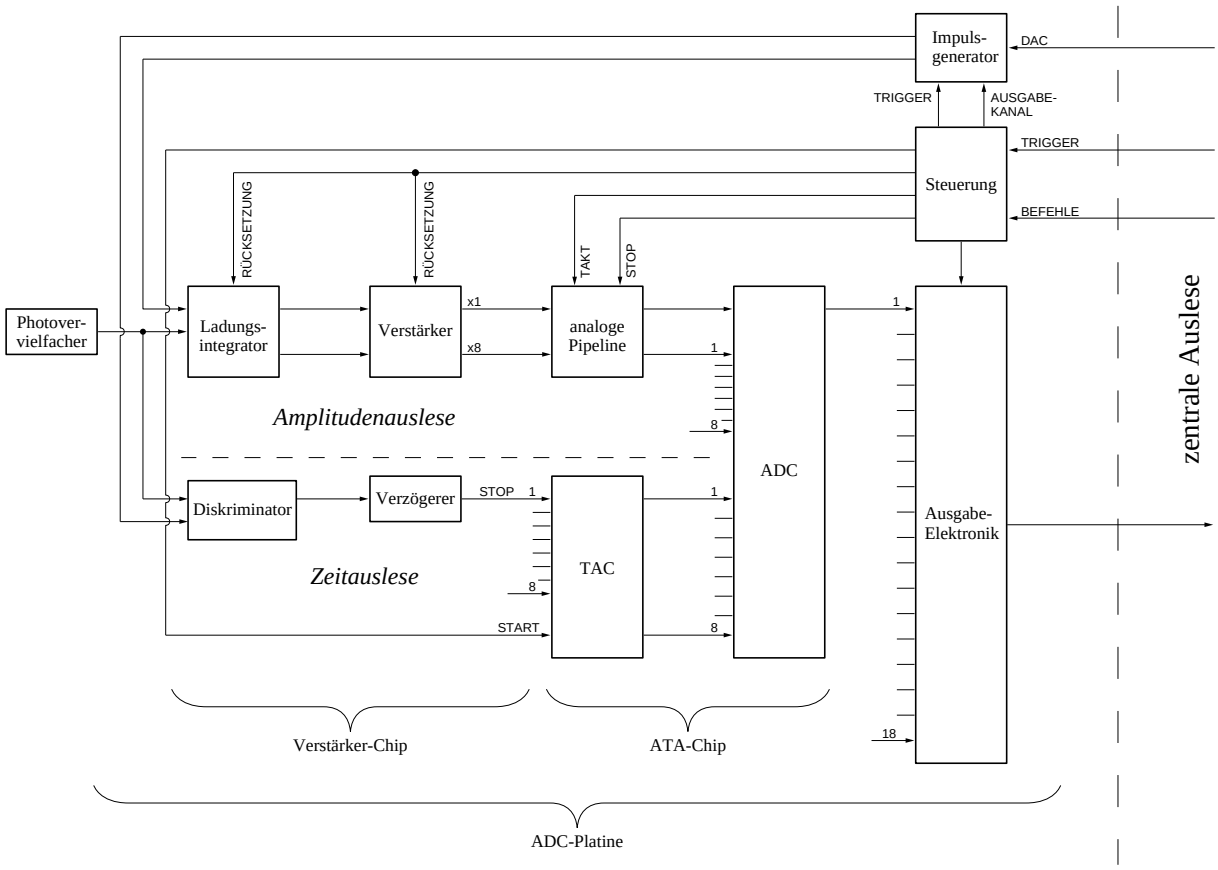


**Abbildung 4.3:** Schematischer Aufbau des Auslesesystems des Bleiglasdetektors.
Dargestellt ist die Verarbeitung des Signals eines Photovervielfachers im Amplituden- und Zeitauslesekreis. Jeweils acht Eingangssignale werden mit einer Kombination von Verstärker- und „ATA“-Chip (Erläuterung siehe Text) verarbeitet. Die Ausgangssignale der insgesamt 18 Untereinheiten (d.h. von 144 Photovervielfachern) werden von der platineneigenen Ausgabeelektronik zusammengefaßt und an die zentrale Auslese übergeben (siehe auch Abbildung 4.4).
Die Befehle, Triggerinformationen und die Höhe des auf der Platine generierten elektronischen Pulsersignals („DAC“) gelangen von der zentralen Steuerung des ADC-Systems auf jede Platine und werden dort an die jeweiligen Untereinheiten weiterverteilt.

weiterung des Triggersystems die Möglichkeit bieten, gezielt Ereignisse mit einem hochenergetischen Signal im Bleiglasdetektor zu selektieren. Die nachfolgenden Bauteile wie die analoge Pipeline, der TAC und der ADC befinden sich auf dem sogenannten „ATA“-Chip[5].

[5]ATA steht für **A**MU, **T**AC und **A**DC

Um weitere Testmessungen durchführen zu können (z.B. die Bestimmung des exakten Verstärkungsfaktors), gehört zu jeder dieser Untereinheiten noch ein elektronischer Pulser, der einen Testpuls entweder auf den Eingang des Integrators (für den Energiemeßkreis) oder des Diskriminators (für den Zeitmeßkreis) legen kann.

Insgesamt sind 18 solcher Baugruppen auf einer größeren Platine, einem sogenannten „ADC-Board“, vereint. Die Signale von sechs Supermodulen werden also auf ihr registriert. Die zentrale Elektronik des Boards faßt die Ausgänge der einzelnen ADC-Chips zusammen und gibt diese dann an die nachfolgende Auslesekette weiter, die in Abbildung 4.4 dargestellt ist. Auch werden von hier aus die Steuercodes an die einzelnen Gruppen verteilt und, dem Konzept der $2\times2$-Summen folgend, die Summe von jeweils 16 benachbarten Modulen gebildet, wiederum zum Zweck der Selektion hochenergetischer Bleiglasereignisse.

Die Montage der Platinen erfolgte auf einem stabilen Metallrahmen direkt am hinteren Ende der Supermodule. Im Normalfall nimmt ein ADC-Board die Signale von $3 \times 2$ Supermodulen auf. Die Signale jedes einzelnen Bleiglasmoduls werden mittels LEMO-Kabeln (RG174, $50\omega$) auf die entsprechenden Stecker auf der Platine geführt.

Die digitalisierten Signale von den einzelnen ADC-Boards werden über Flachbandkabel an die Empfängerkarten („Receiver“) weitergeleitet und dort gesammelt. Insgesamt ist eine dieser Karten für die Verarbeitung von sechs Boards verantwortlich. Je zwei der Receiver versorgen dann ein sogenanntes „MIZAR-Board“[6], welches vor allem für die Datenreduktion und die Kommunikation mit der zentralen Elektronik des Experimentes über den VME-Bus verantwortlich ist. Ein MIZAR-Board kann also die Daten von zwölf ADC-Boards verarbeiten. Im aktuellen Betrieb war allerdings einer der zwölf Eingänge zur Kommunikation benutzt worden, so daß nur elf Eingangskanäle für die Datenaufnahme zur Verfügung stehen. Insgesamt wird der Detektor von 72 ADC-Boards ausgelesen. Das heißt zur Weiterführung aller Daten ist der Einsatz von sieben MIZARs notwendig.
Die Signalverarbeitung im MIZAR-Board erfolgt für jeweils drei ADC-Platinen mit einem „DSP“-Baustein[7]. Dieser legt die einkommenden Daten von den Empfängerkarten in seinen lokalen Speicher ab. Von den dort gesammelten Daten der einzelnen Bleiglasmodule werden nur diejenigen in den globalen Speicher geschrieben, die oberhalb einer von außen für jedes Modul individuell vorgebbaren Schwelle liegen („Null-Unterdrückung“). Dies ist vor allem deshalb notwendig, um die auftretende

[6] benannt nach der Herstellerfirma

[7] **D**igital **S**ignal **P**rozessor

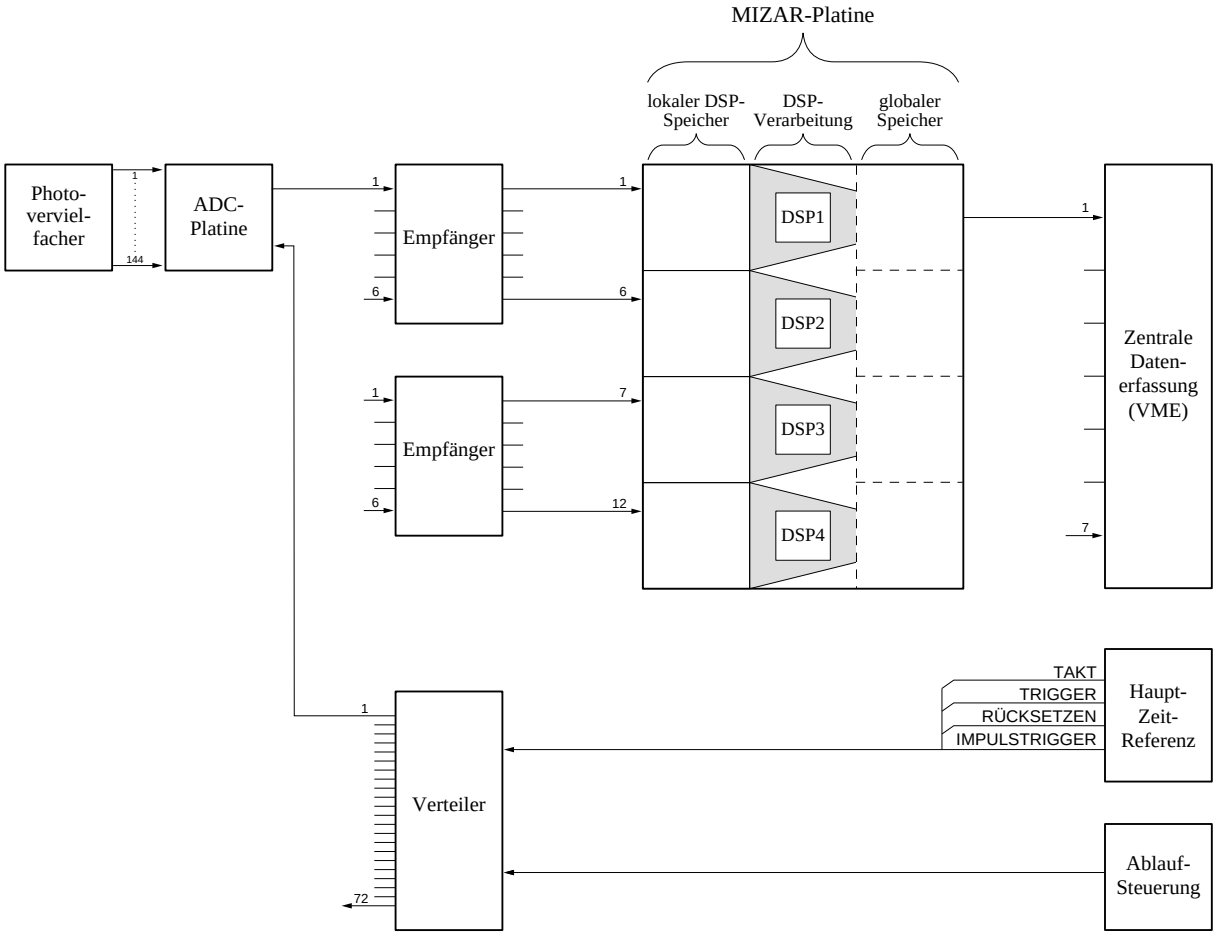


**Abbildung 4.4:** Skizze des zentralen Auslesesystems der ADC-Boards.
Die Signale der insgesamt 72 ADC-Platinen werden in Empfängerkarten zusammengefaßt und an die „MIZAR“-Platinen übergeben, die eine weitere Verarbeitung der Daten (siehe Text) vornehmen. Vom globalen Speicher, auf den die zentrale Datenerfassung über den VME-Bus Zugriff hat, werden die Daten des Bleiglases übernommen und zusammen mit den Informationen der anderen Detektoren abgespeichert.
Die zum Betrieb des ADC-Systems notwendigen Parameter und Triggerinformationen gelangen über den Verteiler von der zentralen Steuerungseinheit zu den ADC-Platinen.

Datenmenge in physikalischen Ereignissen zu reduzieren. Der Detektor wurde in der Konzeption ja in der Art ausgelegt, daß die Trefferwahrscheinlichkeit bei 3% pro Modul liegt. Wenn man zusätzlich die Tatsache in Betracht zieht, daß ein Teilchenschauer mehr als nur ein, im Mittel aber selten mehr als drei Module erfaßt, so ist pro (zentralem) Ereignis mit dem Ansprechen von etwa 10% der Bleiglasmodule zu rechnen. Nur diese Module tragen eine physikalisch interessante Information, so

daß es unnötig ist, die Datenerfassung mit 90% Nullen zu belasten. Für bestimmte Zwecke wird aber auch die nichtkomprimierte Information im globalen Speicher zur Verfügung gestellt. Der VME-Prozessor, der für die Auslese der Bleiglaselektronik verantwortlich ist, entscheidet, welcher der beiden Datensätze aus dem globalen Speicher der MIZAR-Boards übernommen wird.
Neben den Informationen über ADC- und TAC-Wert werden weitere Statusinformationen zur Auslese zur Verfügung gestellt. Aus diesen kann man schließen, ob die Konvertierung der Daten und die Übertragung erfolgreich waren oder nicht. Gegebenenfalls können bei bestimmten auftretenden Fehlern (s. Abschnitt 7.1) in der Zukunft hieraus die Daten, die nicht korrekt übertragen wurden, rekonstruiert werden.

Neben der Auslese der Daten aus den ADC-Boards sendet die zentrale Steuereinheit des Auslesesystems wichtige Parameter zu den ADCs. Dies sind unter anderem Triggerinformationen, die dem ADC mitteilen, daß die gerade anliegenden Signale ausgelesen werden sollen. Desweiteren wird auch das Triggersignal für die elektronischen Pulser auf den ADC-Platinen generiert und verschickt. Darüberhinaus hat man die Möglichkeit, bestimmte Betriebsparameter der ADCs gezielt zu verändern. Schließlich werden die Programme für die Auslese übertragen. All diese Informationen werden zentral gesammelt und von einem Verteiler zu den einzelnen ADCs weitergeleitet.

Die Kosten für dieses komplett neu entwickelte Auslesesystem der Bleiglasmodule belaufen sich (inklusive der Entwicklungskosten) auf etwa 1,2 Millionen US$, was einem Preis von etwa 100 US$ pro ADC-Kanal entspricht [You96]. Im Vergleich zu herkömmlichen Systemen ist dieses System erheblich kostengünstiger, nicht zuletzt auch deshalb, weil der sonst sehr hohe Posten für die langen Verzögerungskabel wegfällt.

Da das eigentliche Ausleseprinzip der benutzten ADCs grundlegend verschieden ist von dem in früheren Experimenten benutzten System, möchte ich an dieser Stelle nach der Erläuterung des Aufbaus auf die Arbeitsweise genauer eingehen. In Abbildung 4.5 ist schematisch dargestellt, wie die Elektronik aus dem einlaufenden Impuls des Photovervielfachers den letztendlich ausgelesenen Wert bestimmt und auf welche Gegebenheiten zu achten ist, um die besten Ergebnisse extrahieren zu können.

Das Ladung des einkommenden Signals vom Photovervielfacher (mit einer Länge von ca. 100 ns) wird zunächst durch den Integrator aufakkumuliert und verstärkt. Die Höhe des integrierten Signals wird kontinuierlich alle 50 ns in eine der 16 Zellen

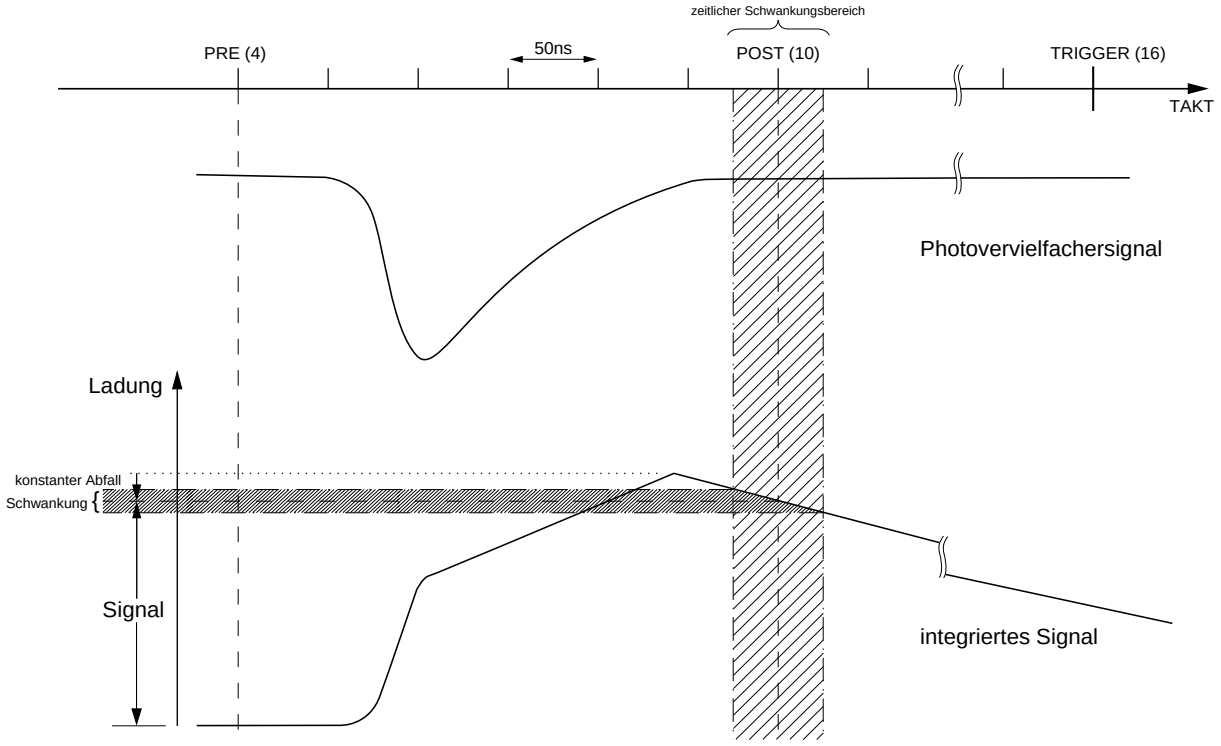


**Abbildung 4.5:** Funktionsprinzip der ADCs, verdeutlicht an der Auslese eines Teilchensignals. Die Einzelheiten dieser Abbildung werden im Text erklärt.

des analogen Speichers geschrieben. Zur Bestimmung der Signalhöhe wird dann der Inhalt von zwei Zellen vom ADC digitalisiert. Bei einem festen zeitlichen Abstand zwischen dem Eintreffen der Triggerinformation (die die Auslese bewirkt) und dem eigentlichen Signal ergibt sich dessen Höhe als Differenz der Ladung innerhalb einer Zelle, die nach Ende des Signals („Post-Sample“, Zelle 10) und einer Zelle, die vor Beginn desselben („Pre-Sample“, Zelle 4) gefüllt wurde (wenn der Trigger zeitlich gesehen bei Zelle 16 eintrifft). Entsprechend werden pro Signal und Verstärkungsstufe vom ADC zwei Werte digitalisiert. Die Höhe des Signals kann dann später in den Auswerteprogrammen durch Differenzbildung ermittelt werden. Auch muß bei der späteren Analyse ermittelt werden, welcher der beiden Verstärkungsbereiche verwendet wird. Der Bereich mit dem zusätzlichen Verstärkungsfaktor acht ist für die präzisere Messung niederenergetischer Ereignisse bestimmt, wird also für größere Signale schnell in die Sättigung laufen. Andererseits ist die Auflösung des nichtverstärkten ADC-Wertes im kleinen Signalbereich entsprechend schlecht. Es gilt, den Übergangsbereich genau zu bestimmen und auch den genauen Verstärkungsfaktor zwischen den beiden Bereichen für jeden Kanal individuell zu bestimmen.

Jede Zelle der analogen Speichereinheit ist einer Entladung mit einer endlichen Entladungszeit im Bereich von etwa 2$\mu$s unterworfen. Demzufolge ist auch der digitalisierte Wert, der im wesentlichen vom Inhalt der Post-Zelle bestimmt wird (die Pre-Zelle gibt ja nur die Offsetspannung an), von diesem Abklingen betroffen. Das heißt der digitalisierte Wert ist niedriger als der in die Zelle eingefüllte Wert (bei einer Zeitdifferenz von etwa 200 ns entspricht dies einem Signalabfall von etwa 9%). Zu diesem konstanten Signalabfall aufgrund der Differenz von Füll- und Auslesezeitpunkt, der prinzipiell durch den Einsatz des Referenzsystems korrigiert werden kann (Physik- und Referenzsignal erleiden bei gleicher Höhe den gleichen Abfall, bei stark unterschiedlichen Höhen ist aber evtl. noch eine Korrektur anzubringen), kommt aber noch ein problematischer variabler Abfall. Die Abtastrate läuft asynchron zum einlaufenden Signal (durch einen Taktgenerator bestimmt), d.h. kontinuierlich wird der am Ausgang des Photovervielfachers anliegende Spannungswert aufgezeichnet. Demzufolge ist auch der zeitliche Abstand zwischen den Zellen und dem Trigger (der mit dem eigentlichen Signal korreliert ist) unterschiedlich. Die mögliche Schwankungsbreite ist über die Zeit zwischen zwei Zellen, also 50 ns, bestimmt. Die hieraus resultierende Zeitschwankung von $\pm$ 25 ns um den Triggerzeitpunkt herum führt zu einem unterschiedlichen Signalabfall (aufgrund der oben erwähnten Entladung des analogen Speichers), der letztendlich zu einer Unsicherheit von etwa 2% führt. Um auch diesen schwankenden Abfall korrigieren zu können, ist es notwendig, die relative Lage zwischen der Abtastskala und dem Triggerzeitpunkt zu messen und die Größe des relativen Abfalls festzulegen.
Zu den Statusinformationen, die zusammen mit den Daten gespeichert werden, gehören auch solche über die entsprechenden Zellennummern, in denen der digitalisierte Pre- und Postwert entnommen worden ist, und der Zellennummer, zu dessen Zeitpunkt der Auslesezeitpunkt stattgefunden hat. Da der Signalabfall in den Zellen von der relativen Lage der Zellen zueinander abhängt, ist eine Auslese mit falschen Zellenabständen zu verwerfen oder zumindestens getrennt zu behandeln.

## 4.4 Aufbau im WA98-Experiment

Bei Kollisionen hochenergetischer Bleiionen sind sehr hohe Teilchenmultiplizitäten zu erwarten. Dementsprechend sollte bei der Konzeption des Detektors abgeschätzt werden, wie hoch die zu erwartende Multiplizität auf der Oberfläche ist und ob die Analyse nach den bisherigen Erfahrungen in der Lage sein wird, eine Trennung der z.T. sich überlagernden Informationen erfolgreich durchführen zu können. Andererseits will man mit dem Detektor aber auch eine möglichst hohe Winkelabdeckung

erreichen, um eine möglichst große Akzeptanz für die zu messenden Teilchen (u.a. $\pi^0$, die in zwei Photonen zerfallen) zu haben. Desweiteren mußte in die Überlegungen mit einbezogen werden, daß der Rapiditätsbereich, den das Kalorimeter bedeckt, den Bereich mittlerer Rapidität bei $y = 2,9$, was einem Winkel $\theta$ von etwa $6,3°$ entspricht, beinhalten sollte. Letztendlich waren auch einige äußere Gegebenheiten wie die Höhe der Strahlachse, der maximal seitlich und in der Höhe zur Verfügung stehende Platz und die Positionen der anderen Detektoren des WA98 (um einen Überlapp so weit als möglich zu vermeiden) zu berücksichtigen.

Diese Abschätzungen wurden bereits lange vor dem eigentlichen Aufbau des Detektors mit Hilfe von Simulationen gemacht. Zum Einsatz kamen das Detektor-Simulationspaket GEANT [GEA93] und das Schwerionen-Simulationsprogramm VENUS [Wer90] zur Abschätzung der zu erwartenden Teilchenverteilungen auf dem Detektor. Als Forderung in den Aufbau des Detektors ging in die Analysen ein, daß die maximale Trefferwahrscheinlichkeit eines einzelnen Bleiglasmoduls nicht höher als 3% sein darf. Da der Magnet eine große Menge geladener Teilchen zur Seite ablenkt, wurde schnell klar, daß im Bereich seitlich der Strahlachse eine zu hohe Anzahl an Teilchen zu erwarten ist, so daß dieser Bereich ausgespart bleiben muß. Um eine möglichst große und gleichmäßige Winkelabdeckung zu erreichen, wurde entschieden, den Detektor in zwei Teile aufzuteilen und ihn grob zwischen die Winkelkreise zu plazieren, die einem Winkelbereich von $6° \leq \theta \leq 12°$ entsprechen (Abbildung 4.6). Der Praktikabilität halber folgt der Detektor nicht idealen Kreisringen. So wäre hierzu zum einen eine umfangreichere Stützstruktur notwendig gewesen, zum anderen wäre die Anzahl der Randmodule durch viele schräge Seiten stark erhöht worden, was Einfluß auf die spätere Auswertbarkeit dieser Module gehabt hätte.

Der Abstand des Bleiglasdetektors vom Target wurde auf etwa 21,50 m festgelegt. Die untere Hälfte weist eine Reihe an Supermodulen weniger auf als die obere. Dies liegt vor allem an der Begrenzung durch den Boden der Halle. Der Abstand der Strahlachse vom Boden der Halle liegt bei etwa 3,65 m. Der Abstand der beiden Detektorhälften von dieser Achse beträgt bei 6° etwa 2,20 m, der maximale Abstand entsprechend 3,30 m (unten) bzw. 3,50 m (oben). Die untere Hälfte ist etwa 35 cm vom Hallenboden entfernt. Die Gesamthöhe des Gesamtaufbaus beträgt etwa 6,80 m, die Breite annähernd 6 m.
Um die Abweichung des mittleren Einfallswinkels der Teilchen von der Senkrechten gering zu halten, wurden beide Hälften um einen Winkel von $8,17°$ zum Target hin geneigt. Dies ist vor allem deshalb sinnvoll, weil sich gezeigt hat, daß die später angewandten Routinen zur Teilchenerkennung bei einer großen Abweichung vom

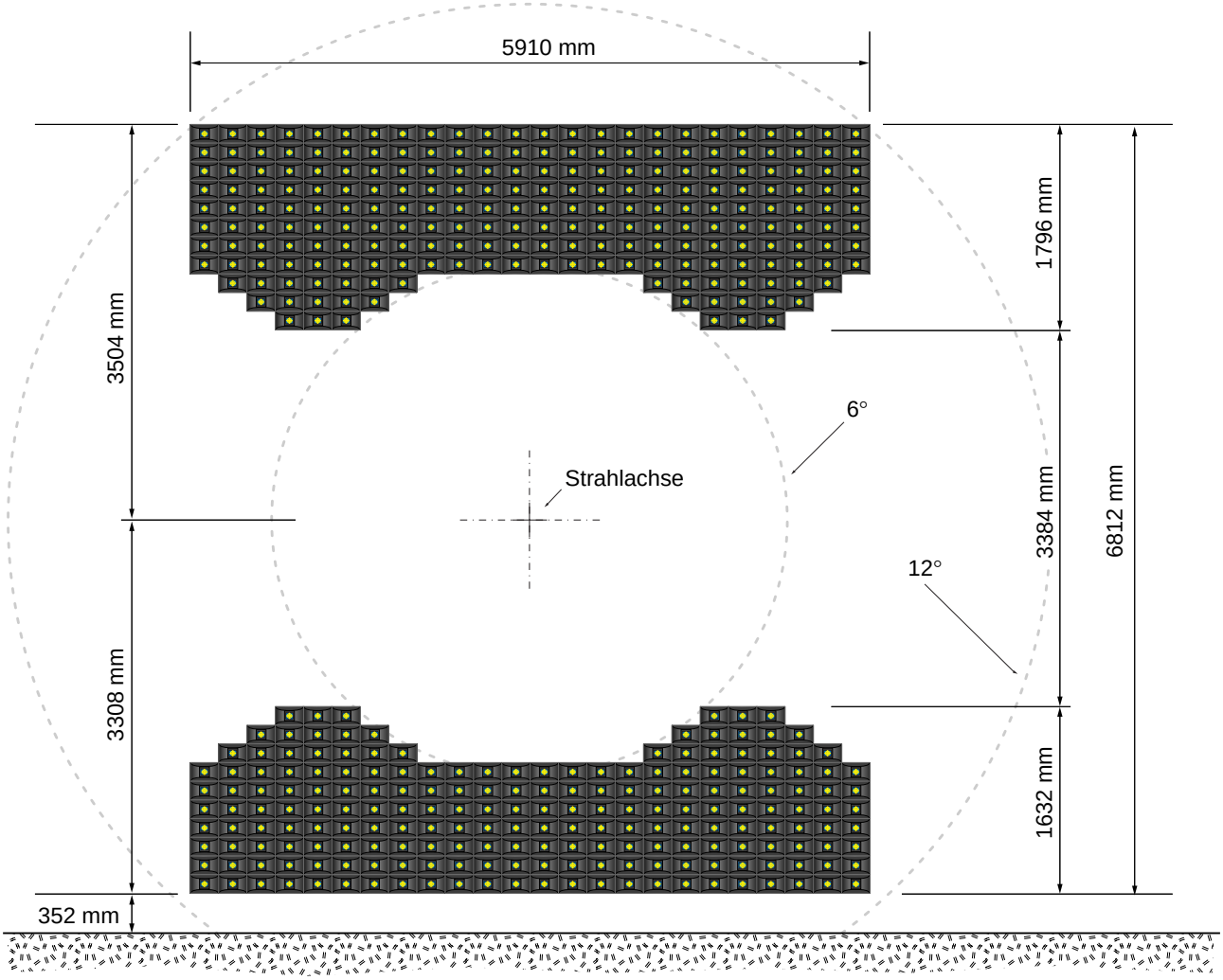


**Abbildung 4.6:** Aufbau des Bleiglaskalorimeters LEDA im WA98-Experiment. Eingezeichnet sind die Abmessungen des Detektors in Bezug auf den Hallenboden der Westhalle des CERN und in Bezug auf die Strahlachse. Zusätzlich eingetragen sind die Polarwinkelkreise, zwischen denen der Detektor angeordnet ist.

nicht senkrechten Einfall schlechtere Trennungsergebnisse zwischen Elektronen und Hadronen liefern. Durch diese Maßnahme wird der maximal auftretende Eintreffwinkel in den äußeren Randbereichen des Detektors auf etwa 8° beschränkt. Auch wird der Teilcheneintreffort ungenauer rekonstruiert und die Energieauflösung nachteilig beeinträchtigt.

Die Stützstruktur konnte beim Aufbau relativ einfach gehalten werden, da ja bereits die einzelnen Supermodule stabile Untereinheiten darstellen, die ohne weitere Veran-

kerung aufeinandergestapelt werden können. Anderseits mußte sie so stabil sein, um ein Detektorgewicht von etwa 16 t (obere Hälfte) unter einem Kippwinkel von 8° aufnehmen zu können. Diese Struktur besteht aus einem unteren, dicken horizontalen Stahlträger zur Aufnahme der Supermodule, an beiden Seiten vertikale Stahlträger zur Begrenzung und einem oberen Träger zum Abfangen der Querkräfte. Von den Seiten und von oben kann mittels Stempeln Druck auf einzelne Supermodulreihen ausgeübt werden, um diese einerseits auszurichten und andererseits so zu pressen, daß diese trotz der Neigung nicht herausfallen. Zur zusätzlichen Rutschsicherung befindet sich zwischen jeder Supermodullage eine 0,5 mm dicke Silikonmatte. Auf weitere vertikale Unterstützungen zwischen den Supermodulspalten (die zusätzliches inaktives Material bedeutet hätten) konnte verzichtet werden.
Die obere Hälfte wurde dann in 5,3 m Höhe auf ein Gerüst gesetzt. Das Gerüst bietet zusätzlich noch eine Plattform, um Zugang zu den Supermodulen haben zu können. Außerdem sind hier an jeder Seite Schränke mit der Elektronik für das Referenzsystem befestigt.
Die untere Hälfte steht auf Füßen, mit denen der Kippwinkel eingestellt werden kann. Die Elektronikschränke sind hierbei aus Platzgründen hinter dem Detektor aufgestellt.

Bei der Konzeption des Gesamtaufbaus des Kalorimeters wurde der Einfluß von am Hallenboden gestreuten Teilchen auf die Multiplizität in der unteren Hälfte untersucht. Es zeigte sich, daß diese aufgrund von niederenergetischen geladenen Teilchen in den unteren Reihen leicht erhöht ist. Diese Erhöhung liegt aber in einem Rahmen, der eine zeitweilig geplante Entfernung von Betonteilen des Hallenbodens vor dem Detektor nicht nötig werden ließ.

# 5. Kalibration des Bleiglasdetektors

## 5.1 Problematik

Um das digitalisierte Signal, welches von der Datenerfassung von den ADCs aufgezeichnet wird, in die äquivalente physikalische Information, d.h. die im Detektor deponierte Energie, umrechnen zu können, ist eine umfangreiche Kalibration notwendig.
Hierbei wird mit Teilchen bekannter Energie in bestimmte Teile des Detektors eingeschossen und das resultierende ADC-Signal extrahiert. Zusätzlich ist es zu einem solchen Zeitpunkt notwendig, Referenzdaten zu bestimmen, um die Kalibration auch bei der Veränderung von Parametern, etwa der Hochspannung, zu erhalten.
Im Normalfall wird eine solche Kalibration mit monoenergetischen Teilchen (zumeist Elektronen) an einem Beschleuniger durchgeführt. Für eine erfolgreiche Kalibration benötigt man eine bestimmte Anzahl von Ereignissen in jedem Modul des Detektors, um das Signal im Modul mit einer bestimmten Genauigkeit zu bestimmen. Demzufolge ist es notwendig, den Teilchenstrahl in jedes einzelne Modul zu lenken. Da der Teilchenstrahl stets nur eine bestimmte Zeit zur Verfügung steht, die Aufnahmerate der Elektronik beschränkt ist und auch die Zeit zum Verfahren des Detektors von einer Modulposition zur nächsten eine gewisse Zeit in Anspruch nimmt, ist bei einer zu kalibrierenden Anzahl von immerhin 10080 Modulen notwendig, sich einige gezielte Gedanken über die Kalibrationsmethode zu machen. Folgende Punkte sind dabei in Erwägung zu ziehen:

- die zur Verfügung stehende Strahlzeit ist eingeschränkt;
- die von der Elektronik aufnehmbare Datenrate ist auf etwa 100 Ereignisse pro Sekunde begrenzt;
- die Verstärkungsfaktoren sollen genauer als 0,5% bestimmt werden.

- die Referenzpositionen in Photovervielfacher und PIN-Diode sollen für alle vier Referenzen (drei LEDs und das elektronische Pulsersignal) genauer als 0,5% bekannt sein;

- die Anzahl der anzufahrenden Positionen muß zur Reduktion der Verfahrzeit möglichst klein gehalten werden;

- während der Strahlzeit sollen möglichst viele Testdaten zur Bestimmung der Leistungsfähigkeit des Detektors genommen werden.

Simulationen zur Entwicklung und zum Test möglicher Kalibrationsverfahren wurden angestellt. Um möglichst realistische Ergebnisse aus den Simulationen ziehen zu können, wurde versucht, ein Supermodul so genau wie möglich mit dem GEANT-Simulationspaket nachzubilden (siehe Abbildung 5.1). Außerdem wurden Untersuchungen angestellt, um die Simulationsergebnisse (GEANT liefert die in den definierten Detektorvolumina deponierte Energie) an die real zu erwartenden Daten anzupassen. Hierzu gehört zum einen eine künstliche Umrechnung in ganzzahlige ADC-Werte und eine Verrauschung. Die Simulationsergebnisse wurde mit den unterschiedlichen Parametern so angepaßt, daß die Werte für Energieauflösung, mittlere Modulmultiplizität und Schauerbreite der experimentell zugrunde gelegten Daten reproduziert werden konnten. Die hauptsächlich eingesetzten Anpassungsparameter hierbei waren die ADC-Schwelle und das Pedestalrauschen.
Eine Beschreibung der zur Untersuchung der Kalibration durchgeführten Simulationsrechnungen findet sich im Unterabschnitt 5.4.1.

Es wurde letztendlich entschieden, zur Bestimmung der Verstärkungsfaktoren eine an die „GAMS“-Methode ([Mou85], [Cle93]) angelehnte Methode zu benutzen (Abschnitt 5.4). Das angestrebte Ziel einer Genauigkeit von besser als 0,5% ist, wie die Simulation zeigte, bei Einsatz von ca. 5000 Elektronenereignissen in vier benachbarten Modulen zu erreichen, wenn die Einzelmodule bereits vorher genauer als 10% vorkalibriert sind. Hierzu sind mehrere Methoden entwickelt worden, die im Teilkapitel 5.3 vorgestellt werden. Die zur genauen Bestimmung der Peakpositionen der Lichtreferenzen benutzten Methoden werden ebenfalls dort behandelt.

## 5.2 Kalibrationsstrahlzeit

Die Kalibration des Detektors wurde in zwei Strahlzeiten im Herbst 1993 und Frühjahr 1994 am X1-Teststrahl des CERN durchgeführt. Zu diesem Zweck wurden

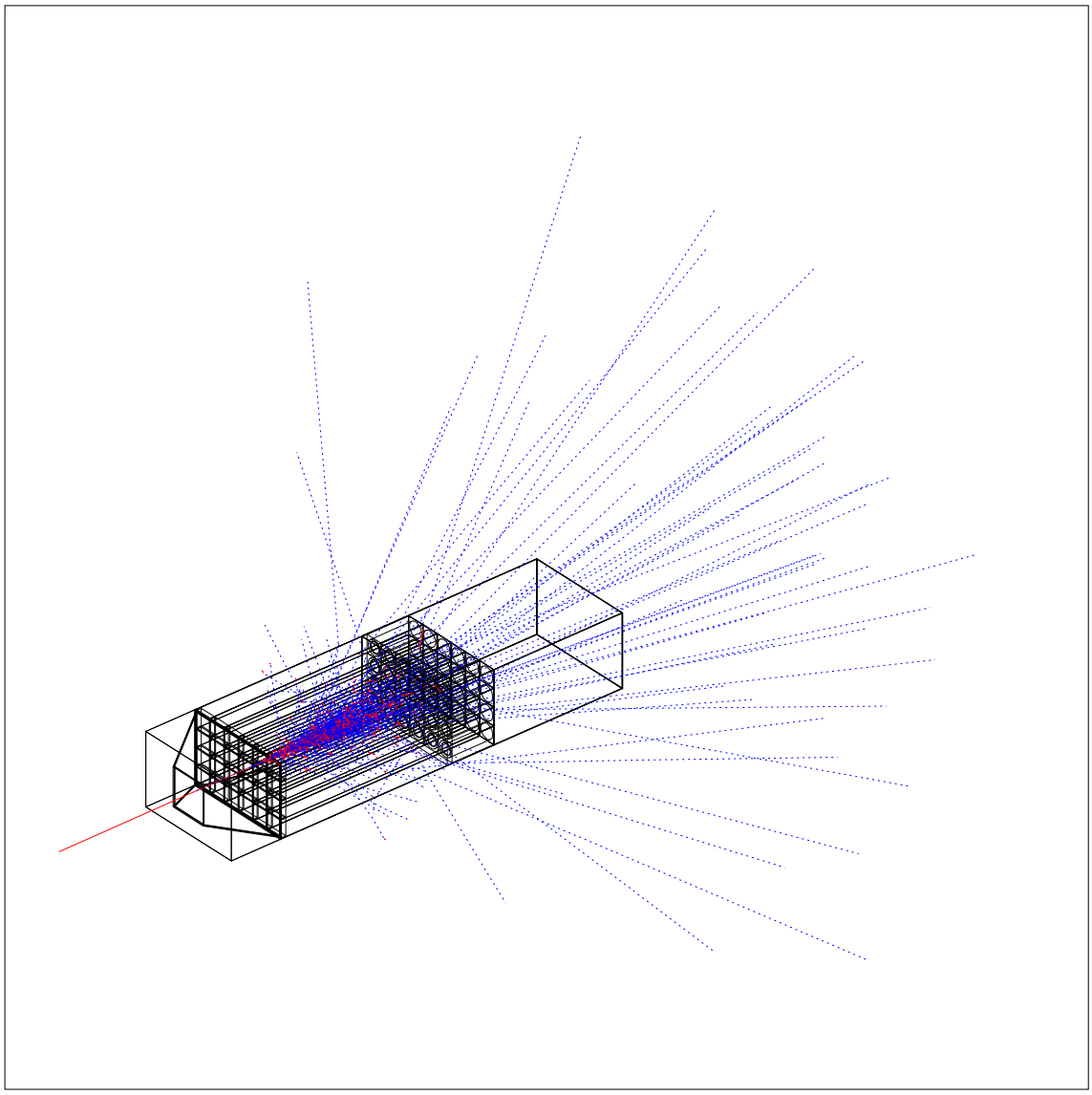

**Abbildung 5.1:** Simuliertes 10 GeV Elektronenereignis (das Elektron läuft von links unten ein, durchgezogene Linie). Dargestellt ist der in GEANT implementierte Detektoraufbau, der benutzt wurde, um die für den Test der Kalibrationsmethoden notwendigen Daten zu extrahieren.

Elektronen mit Teilchenimpulsen von 10 GeV/c benutzt.
Der X1-Teststrahl liefert als Tertiärstrahl Teilchen im Energiebereich von 3-70 GeV/c. Dafür wird der primäre Protonenstrahl des SPS-Beschleunigers ($p = 450$ GeV/c) auf ein erstes Produktionstarget gelenkt, wo sekundäre Elektronen und Hadronen erzeugt werden. Ein Teil dieses Sekundärstrahls wird dann auf ein weiteres Target geführt, welches den X1-Strahl versorgt. Über die Wahl des Targets kann die Teilchenzusammensetzung des Strahls beeinflußt werden. So liefert ein dünnes Bleitarget einen fast reinen Elektronenstrahl, während ein dickes Kupfertarget nahezu alle Elektronen absorbiert und so einen Hadronenstrahl bietet. Zur Unterscheidung zwischen Elektronen und Hadronen befinden sich in der Strahlführung zwei Gas-Čerenkovdetektoren. Durch Veränderung des Fülldruckes des Gases kann die Geschwindigkeit verändert werden, bei der diese Schwellenzähler ein Signal liefern. Da bei Teilchen mit gleichen Impulsen die schweren Teilchen wie Protonen eine niedrigere Geschwindigkeit als die Elektronen haben, kann über die Geschwindigkeit eine Unterscheidung vorgenommen werden. Neben diesen Schwellenzählern wurde speziell für dieses Experiment hinter dem eigentlichen Detektoraufbau noch eine Veto-Detektorkombination für Hadronen und Myonen angebracht. Diese bestand aus großen Szintillatorplatten, die vor und hinter (für die Myonenseparation) einem dicken Stahlblock im Teilchenstrahlengang aufgestellt waren.
Über Magnetanordnungen im weiteren Verlauf der Strahlführung wird die gewünschte Teilchenenergie selektiert. Die Impulsauflösung des Strahls liegt bei etwa 1%. Bei Benutzung eines in der Strahlachse eingebauten Spektrometers (aus jeweils zwei ortsauflösenden Drahtkammern vor und hinter einem Ablenkmagneten) kann der leicht unterschiedliche Teilchenimpuls nachträglich korrigiert werden. Außerdem konnte über den Einsatz von Kollimatoren die Strahlauflösung auf Kosten der Teilchenrate verbessert werden, da ja die Teilchen mit einer größeren Impulsabweichung auch weiter außerhalb der idealen Strahlbahn fliegen. Die Strahlfokussierung erfolgt wie üblich über Quadrupolmagnete.
Die genaue Position der Teilchen kann über Vieldraht-Proportionalkammern mit „Delay-Line“-Auslese (kurz DWC) bestimmt werden (siehe hierzu z.B. [Net91]). Zur Generierung eines Triggers für die Ausleseelektronik befinden sich zudem noch eine Reihe von Szintillationszählern im Strahlengang, die über kurze Kabel ein möglichst schnelles Signal liefern sollen.

Da zur Zeitersparnis vier benachbarte Module ($2 \times 2$er Anordnung) gleichzeitig bestrahlt werden sollten, wurde es notwendig, den X1-Teststrahl aufzuweiten. Dies gelang, so daß mit einer Strahlgröße von etwa $5 \times 5$ cm$^2$ gearbeitet werden konnte. Bei einer Strahlposition in der Mitte der vier Module gelangen so auch Teilchen in

das Zentrums jedes der vier Module.

Um alle Detektorteile in den Strahl positionieren zu können, wurde jeweils ein Quadrant auf ein Fahrgestell gesetzt. Dieses erlaubt es, den Detektor mit einer Genauigkeit von etwa 0,1 mm zu verfahren und die Position mit Hilfe einer am Stand angebrachten Ausleseelektronik abzuspeichern. Mit Hilfe dieser dem Steuerungscomputer bekannten Standposition und der Möglichkeit, die Positionierungsmotoren direkt über eine Computerschnittstelle anzusteuern, konnte eine automatische Kalibrations- und Verfahrroutine erarbeitet werden, die nach einer bestimmten Anzahl von akkumulierten Teilchenereignissen selbsttätig den Detektor in die nächste Position verfährt.

Während der Kalibrationsstrahlzeiten war es möglich, mit einer Rate von etwa 100 Hz Daten aufzunehmen. Bei einer Strahldauer des SPS von $2\frac{1}{2}$ Sekunden („Burst“) bei einer Wiederholzeit von 14,4 Sekunden bedeutet dies etwa eine mögliche Datenmenge von 1000 Teilchen pro Minute. Dies entspricht einer notwendigen Meßzeit von etwa fünf Minuten pro Position, um die oben genannten Anforderungen an die Genauigkeit der Kalibrationsfaktoren zu erfüllen.
Während der Pausen von zwölf Sekunden zwischen zwei Bursts blieb genügend Zeit, die notwendigen Referenzdaten aufzuzeichnen. Bei einer Rate von etwa 10 Hz für jeden der vier Referenztrigger ergab dies jeweils etwa 2000 Pulserereignisse. Dies reicht aus, um die Position mit hoher Genauigkeit festzulegen. Die typische Statistik eines „Runs“[1] ist in Tabelle 5.1 zusammengefaßt. Insbesondere erkennt man die niedrige Rate an Hadronen im Vergleich zu den Elektronen und die sehr hohen Referenzpulserraten, die während der folgenden Schwerionenstrahlzeiten aufgrund der sehr hohen Datenmengen drastisch verkleinert werden mußten.

Zusätzlich zu der eigentlichen Meßdauer ist noch die Verfahrzeit zwischen den Positionen und die Dauer, die die Datenerfassung benötigt, um eine alte Messung zu beenden und eine neue zu starten, hinzuzurechnen, so daß die komplette Messung einer Position etwa zehn Minuten in Anspruch nahm.

Da die Entwicklung des neuen ADC-Systems während der Kalibrationsstrahlzeiten noch nicht abgeschlossen war, war es nötig, die Daten mit dem bereits in Kapitel 4.3.4 erwähnten alten ADC-System für die Bleiglasauslese aufzunehmen. Aufgrund des großen Verkabelungsaufwandes mit den alten 70 m langen 12fach-Signalkabeln, der Notwendigkeit, Adapter für den Anschluß der LEMO-Stecker an die Stecker der 12fach-Kabel zu fertigen und der nur begrenzten Zahl zur Verfügung

[1] als Run bezeichnet man die Zeitperiode, in der ein bestimmter Datensatz mit festen Parametern aufgenommen wird.

| Trigger | Anzahl der Ereignisse |
|---|---|
| Gesamtzahl | 15488 |
| Elektronen | 7148 |
| Hadronen | 9 |
| Myonen | 0 |
| Avalanche-Gelb | 2083 |
| Variabel Gelb | 2084 |
| Blau | 2083 |
| elektr. Puls | 2081 |

**Tabelle 5.1:** Typische Ereignisstatistik eines Kalibrationsruns.

stehender funktionstüchtiger ADC-Kanäle, wurden nur jeweils 20 Supermodule, die in einem möglichst kompakten Block angeordnet waren, ausgelesen. Dies zwang allerdings dazu, während der Kalibration eines Quadranten je nach dessen Größe mindestens achtmal umzukabeln.

Rechnet man die Zeiten für die Umkabelung und die Tatsache hinzu, daß aufgrund von Problemen bei der Datenerfassung oder beim Betrieb des Beschleunigers effektiv maximal 50% der Zeit für die Messungen zur Verfügung stehen, so dauerte die Kalibration eines Quadranten etwa 14 Tage.

Zusätzlich zu den Reihenmessungen zur Festlegung der Verstärkungsfaktoren wurden umfangreiche weitere Messungen gemacht. Hierzu zählen

- Messungen mit unterschiedlichen Energien zur Bestimmung der Energie- und Ortsauflösung,

- Messung bei nicht-senkrechtem Teilcheneinfall zum Test der winkelabhängigen Orts- und Teilchenrekonstruktion,

- Untersuchungen des Detektorsignals bei unterschiedlichen Teilchen zur Bestimmung der Teilchentrennungseffizienz,

- Zeitmessungen des Bleiglassignals (mit zusätzlichen Einbau von TDCs[2]),
- diverse Messungen mit unterschiedlichen Pulsereinstellungen zur Untersuchung der Detektorlinearität, Festlegung diverser Parameter wie ADC-Offsets, und Test alternativer Kalibrationsmethoden.

## 5.3 Vorkalibration

Die Simulationen zur Entwicklung der Kalibrationsmethode zeigten, daß eine Vorkalibration mit einer Genauigkeit von etwa 10% nötig ist, um innerhalb von etwa 5000 Ereignissen in $2 \times 2$ Modulen mit der iterativen Methode die gewünschte Genauigkeit zu erzielen. Es galt also Methoden zu finden, aus den vorhandenen Daten eine vorläufige Abschätzung des Faktors zu erhalten (siehe Abschnitt 5.3.1). Zum weiteren sollte während des ersten Datendurchlaufs die Lage der Referenzpositionen in den Bleiglasmodulen ermittelt werden (Abschnitt 5.3.2).

### 5.3.1 Bestimmung der Elektronen-Peaklagen

Analysiert man die Energiedeposition während eines Kalibrationsruns, so erhält man ein Bild wie links in Abbildung 5.2. Die Verteilung ist deutlich von den Einträgen bei sehr niedrigen Kanalzahlen dominiert, die von Treffern in benachbarte Module herrühren (die entsprechend im betrachteten Modul nur einen kleinen Betrag deponieren). Die Einträge im hochenergetischen Teil rühren von Treffern zentral in das analysierte Modul her.

Die relative Lage der Maxima kann als Maß für die Verstärkungsfaktoren der Module benutzt werden. Es gilt also, diese mit der geforderten Genauigkeit aus den zur Verfügung stehenden Daten zu gewinnen.
Bereits bei früher durchgeführten Kalibrationen [Cle93] hat sich dabei die Fourierentwicklung der Energieverteilungen von Elektronen im zentral beschossenen Modul als erfolgreich erwiesen. Insbesondere weist die Entwicklung im Vergleich zu einem Fit des Spektrums mittels Gaußfunktionen eine erheblich höhere numerische Stabilität auf, was bei einer Untersuchung von mehr als 10000 Modulen von Vorteil ist.
Allerdings waren früher die Bedingungen insofern anders, als daß zentral in jedes der Module eingeschossen wurde und die resultierende Verteilung entsprechend

[2] **T**ime to **D**igital **C**onverter

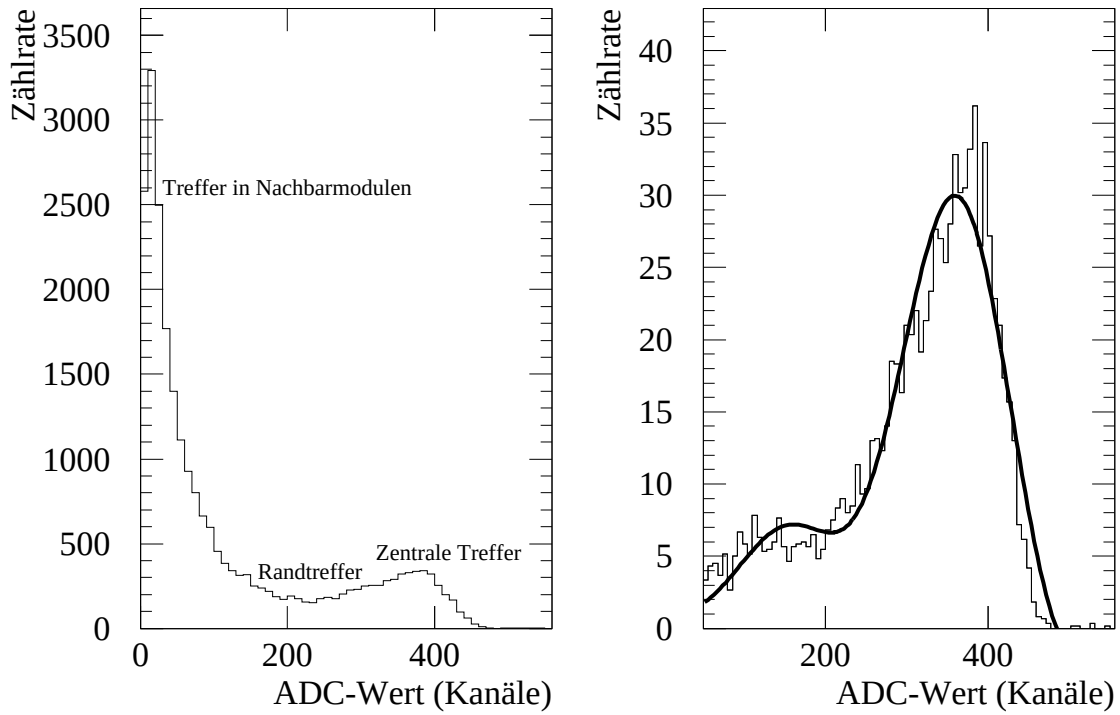


**Abbildung 5.2:** Elektronenspektrum eines Kalibrationsruns in einem Modul.
Das linke Spektrum zeigt die Verteilung ohne Anwendung weiterer einschränkender Bedingungen. Deutlich ist die dominierende Verteilung bei niedrigen Kanalzahlen zu sehen, die von Treffern in Nachbarmodule herrührt. Die Verteilung für zentrale Treffer in das Modul ist eher unscheinbar.
Rechts ist die Verteilung nach Anwendung eines Ortsfensters zu sehen, welches nur Ereignisse mit Treffer direkt in das Modul zuläßt. Zusätzlich durch eine dicke Linie hervorgehoben ist eine Fourierentwicklung fünften Grades an das Spektrum eingezeichnet , welche im folgenden benutzt wurde, um die Position des Maximas zu extrahieren.

nicht den stark überhöhten Anteil bei kleinen Kanalzahlen aufwies. Tests mit der Methode an den vorliegenden Daten zeigten auch in der Tat, daß sie auf das linke Teilbild von Abbildung 5.2 nicht anwendbar ist. Eine Selektion von Treffern in das interessierende Modul, die durch Benutzung der Ortsinformation aus der DWC möglich ist, kann diese Situation erheblich verbessen (siehe rechtes Spektrum in Bild 5.2). Die Punkte im Maximum werden im Vergleich zum Restspektrum stark angereichert, insbesondere verschwindet der große Beitrag bei kleinen Kanalzahlen.

Gleichung (5.1) zeigt die Fourierreihe einer Verteilung $H(x)$ mit dem Entwicklungsgrad $m$ im Entwicklungsintervall $X$.

$$\begin{aligned} f(x) &= \frac{C_0}{2} + \sum_{n=1}^{m} \left(S_n \sin(n\omega x) + C_n \cos(n\omega x)\right) \qquad (5.1) \\ S_n &= \frac{2}{x} \int_X H(x) \sin(n\omega t) dt \\ C_n &= \frac{2}{x} \int_X H(x) \cos(n\omega t) dt \end{aligned}$$

Die Position des Maximums wird durch Berechnung des Nullpunktes der ersten Ableitung der Fourierreihe bestimmt.
Bereits in [Cle93] stellte sich heraus, daß die Benutzung eines Entwicklungsgrades von fünf am sinnvollsten ist. So zeigte sich, daß bei einer niedrigeren Ordnung die Schwankung in der ermittelten Peakposition zwischen den verschiedenen Ordnungen z.T. noch erheblich war, während die Position beim Übergang von der fünften zur sechsten Ordnung nahezu konstant blieb. Die Benutzung höherer Ordnungen wurde aufgrund zweier Tatsachen nicht für die Kalibration herangezogen. So steigt zum einen mit höheren Ordnungen die Rechenzeit, was bei einem Satz von 10080 Modulen einen merklichen Einfluß hat. Zum anderen stellte sich heraus, daß die Häufigkeit für Nebenmaxima bei höheren Ordnungen ansteigt, so daß es dadurch z.T. zu einer falschen Peakidentifizierung kommen kann. Als Beispiel für ein fourierentwickeltes Spektrum ist im rechten Teil der Figur 5.2 die entsprechende Reihe bis zum fünften Entwicklungsgrad miteingetragen. Man sieht deutlich, daß die Position des Maximums gut (in den erforderlichen Grenzen) mit dem Maximum der Fourierreihe übereinstimmt.

Um die so erhaltenen Maximumpositionen überprüfen zu können, wurden zwei weitere Methoden zur Peakbestimmung eingesetzt und diese mit dem Ergebnis der Fourierentwicklung verglichen.

- Als erste redundante Alternativmethode wurde ein „halbseitiger Gaußfit“ auf die hochenergetische Flanke der Verteilung angewandt. Diese Flanke ist deshalb interessant, da sie durch die Elektronen hervorgerufen wird, die das Modul zentral treffen und so maximal viel Energie deponieren können.
  Der Fit wurde durchgeführt, indem nach vorheriger grober Suche des Maximums nur der Teil des Spektrums mittels einer Gaußfunktion angepaßt wurde, der oberhalb des Mittelwertes minus $\frac{1}{4}$ der Sigmabreite lag. Dies wurde iterativ gemacht, bis die resultierende Position um nicht mehr als $0,5\%$ von der alten

Position abwich. Ein Beispiel für eine solche Anpassung ist in Figur 5.3 zu sehen. Um für eine möglichst hohe numerische Stabilität zu sorgen, wurden nur solche Spektren dieser Behandlung unterzogen, die über genügend Einträge im interessanten Bereich verfügten.

- Die zweite Methode ist nicht vollständig redundant, da sie die Peak-Information der oben beschriebenen Methode benutzt. Hierbei wird in einem Fenster von $\pm 6\sigma$ um die Mittenposition der Gaußfunktion eine Fourierentwicklung an das Elektronenspektrum durchgeführt.

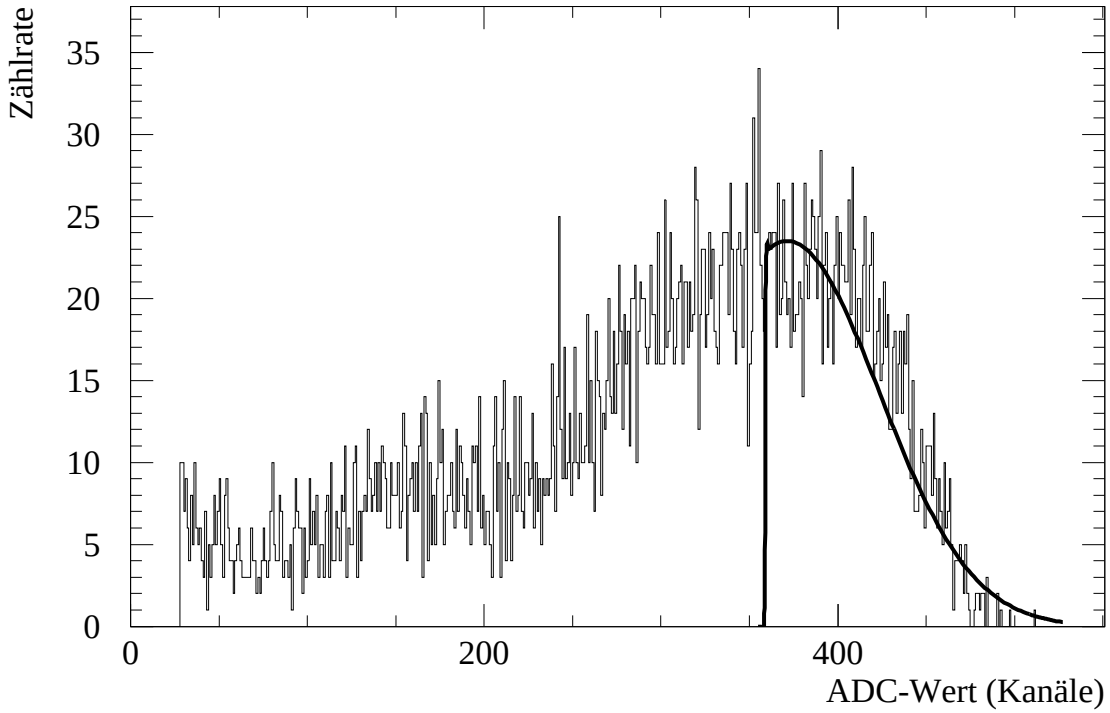


**Abbildung 5.3:** Beispiel für einen halbseitigen Gaußfit an ein Einzelmodul-Elektronenspektrum. Die angepaßte Funktion ist als dicke Linie im Diagramm hervorgehoben.

Abbildung 5.4 zeigt den graphischen Vergleich der Maxima-Positionen der drei verschiedenen Analysearten am Beispiel des vierten Quadranten. Für einen Großteil der Module sind die Ergebnisse klar korreliert.

Wie zu erwarten, weist die Peakbestimmung über den halbseitigen Gaußfit eine größere Diskrepanz zu den Ergebnissen der Fourierentwicklung (linkes Teilbild) auf

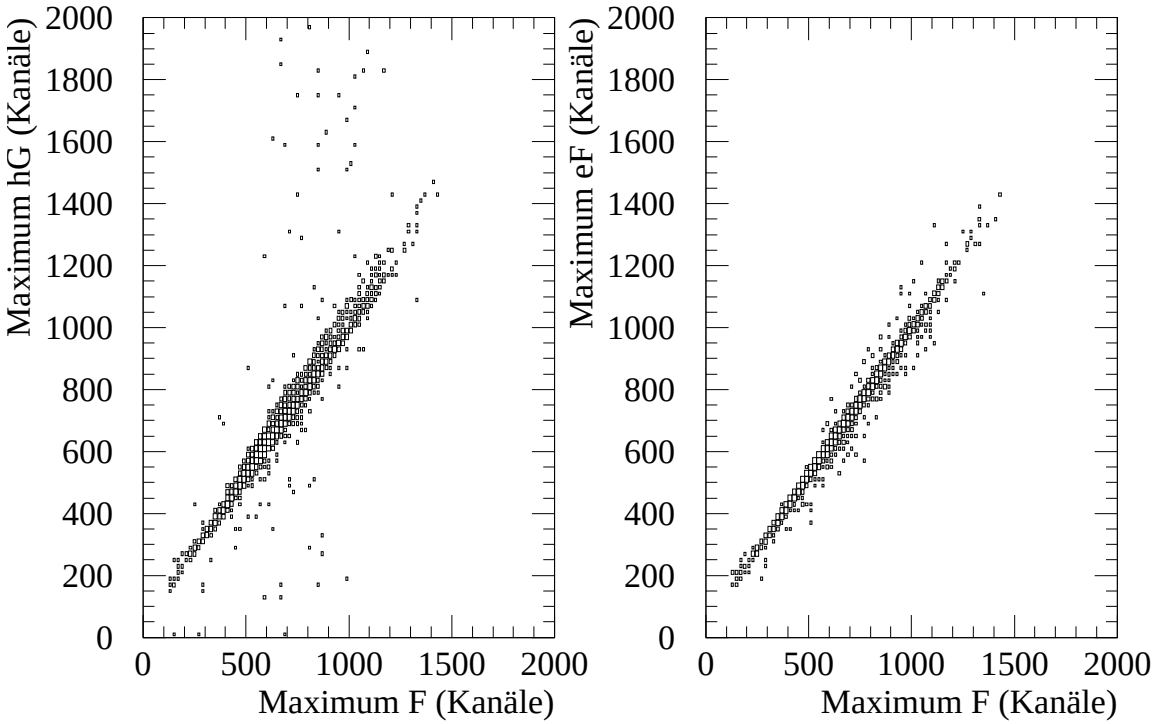


**Abbildung 5.4:** Gegenüberstellung der mit den drei Analysemethoden bestimmten Werte der Maxima (F: Fourierentwicklung, hG: halbseitiger Gaußfit, eF: eingeschränkte Fourierentwicklung) am Beispiel der Daten eines Quadranten (logarithmische Darstellung in z-Richtung).

als die Daten der eingeschränkten zu der kompletten Entwicklung (rechtes Teilbild). Zur weiteren Kontrolle wurden aus diesen Abbildungen all die Module herausgesucht, die außerhalb der Hauptverteilung lagen (Verhältnis der beiden Positionen weicht um mehr als 15% von der 1 ab). Im allgemeinen stellte sich bei diesen Modulen heraus, daß die numerisch unsicherere Gaußanpassung die Verteilung nicht richtig wiedergab. Nur in wenigen Fällen hatte entweder die Fourierentwicklung nicht zufriedenstellend gearbeitet (zumeist weil durch falsche Ortsfensterpositionierung der niederenergetische Ausläufer des Spektrums zu hoch wurde), oder aber das Eingangsspektrum war aufgrund anderer Parameter nicht sinnvoll zu bearbeiten. Dies lag zumeist an einer zu geringen Statistik im Spektrum oder an einer sehr falsch eingestellten Hochspannung, die die Verteilung entweder in den unteren Kanälen konzentrierte oder aber den ADC übersteuerte.

Abbildung 5.5 zeigt einen Gesamtüberblick über die Vorkalibrationsfaktoren aller Module des Detektors. Der Vorkalibrationsfaktor $g_V(i)$ des $i$ten Moduls bestimmt sich durch Normierung der Elektronen-Peakposition $P(i)$ auf die Position in einem (willkürlich ausgewählten) Referenzmodul:

$$g_V(i) = \frac{P(i)}{375,49} \tag{5.2}$$

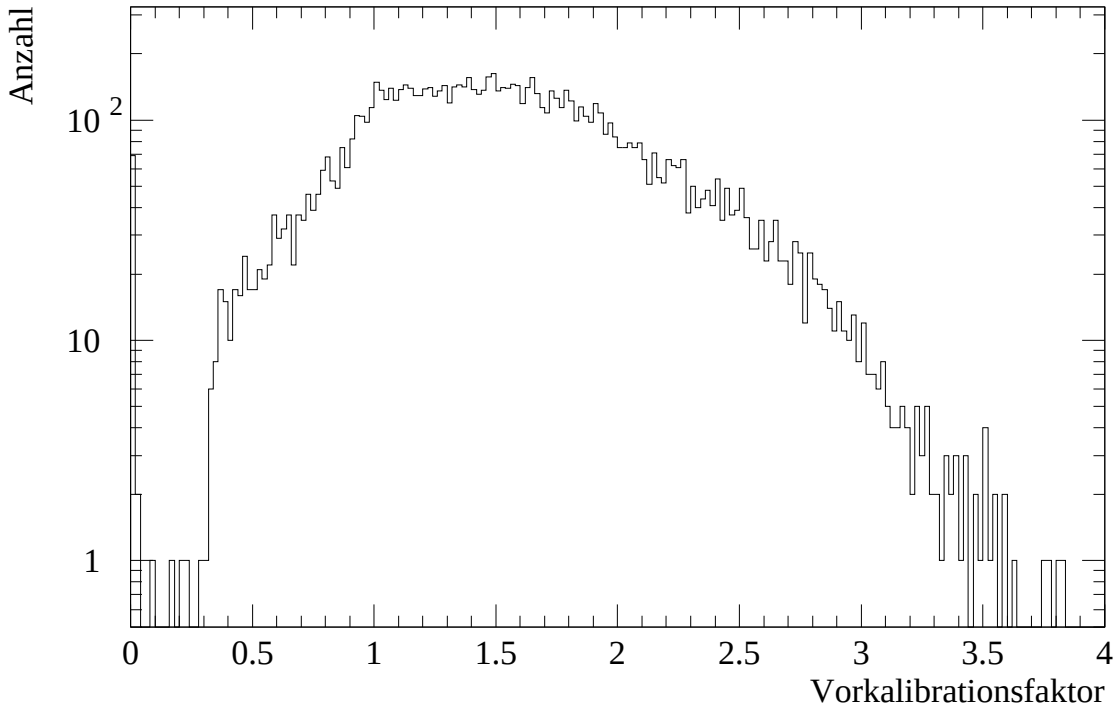


**Abbildung 5.5:** Verteilung der Vorkalibrationsfaktoren der Bleiglasmodule.

Es ergibt sich eine breite Verteilung der Maxima mit einem Maximum bei etwa 2. Es zeigt sich aus diesem Bild, daß nur für etwa 70 Module aufgrund verschiedener Gründe (hauptsächlich aufgrund der Tatsache, daß die Datenkassetten mit den notwendigen Runs nicht mehr lesbar waren) kein Vorkalibrationsfaktor bestimmt werden konnte.

### 5.3.2 Bestimmung der Referenz-Peaklagen

Zur späteren Kontrolle der Verstärkung der Bleiglasmodule ist, wie bereits erwähnt, die Bestimmung von Referenzwerten während der Kalibration erforderlich. Um dies zu ermöglichen, wurde das Referenzsystem mit seinen drei LEDs und dem zusätzlichen elektronischen Pulser gebaut. Es galt jetzt, die ADC-Werte der Positionen dieser Referenzen in den Bleiglasmodulen und den PIN-Dioden zu bestimmen.
Um auch hierfür eine Kontrolle der extrahierten Ergebnisse zu haben, wurde mittels zweier unterschiedlicher Verfahren die Bestimmung vorgenommen.

- „Drei-Sigma-Mittelwert“: iterativ wird der Mittelwert des Referenzspektrums bestimmt, indem stets die Berechnung auf den Bereich um $\pm 3\sigma$ um die alte Mittelwertposition eingeschränkt wird. Ändert sich die Peakposition zwischen zwei Iterationsschritten um weniger als 0,5%, so wird die Iteration beendet. Diese Methode wird angewandt, um Ausreißer im Spektrum (v.a. Nulleinträge) nicht zur Mittelwertbildung zuzulassen.

- „Drei-Sigma-Gaußfit“: Ähnlich wie bei der oben beschriebenen Methode wird hierbei eine Gaußfunktion an ein auf $\pm 3\sigma$ eingeschränktes Spektrum iterativ angepaßt. Beispielhaft ist in Bild 5.6 der Fit an die Verteilung einer variablen gelben LED in einer PIN-Diode gezeigt. Um eine möglichst hohe numerische Stabilität im Hinblick auf die Massenberechnung der Positionen aller Module zu erreichen, wurde zudem darauf geachtet, daß innerhalb des zu fittenden Spektrenbereiches eine genügend große Anzahl an Datenpunkten zu finden war.

Ähnlich wie bereits bei der Kontrolle der Maximapositionen der Elektronen wurden auch in diesem Fall die beiden unabhängig bestimmten Werte miteinander verglichen und bei stärkeren Abweichungen eine genauere Analyse der Spektren eingeleitet. Da aber die zugrundeliegenden Verteilungen sehr schmal waren (und dadurch einen sehr genau definierten Wert lieferten), gab es nur wenige Fälle, die einer nachträglichen Betrachtung bedurften. Zumeist waren dies Fälle, bei denen entweder eine der LEDs nicht funktionierte oder aufgrund extrem schlecht eingestellter Hochspannungen die Peaks aus dem Spektrum herauswanderten.

In Abbildung 5.7 ist die Verteilung der Peakpositionen der mit dem Avalanche-Pulser betriebenen LED in allen Modulen (links) und den PIN-Dioden (rechts) zu sehen. Diese Daten wurden mit den Kalibrationsfaktoren abgespeichert und werden später, bei der Analyse der Schwerionendaten, mit den aktuellen Positionen verglichen. Eine Veränderung des Verhältnisses zwischen dem LED-Wert im Modul $i$ und dem

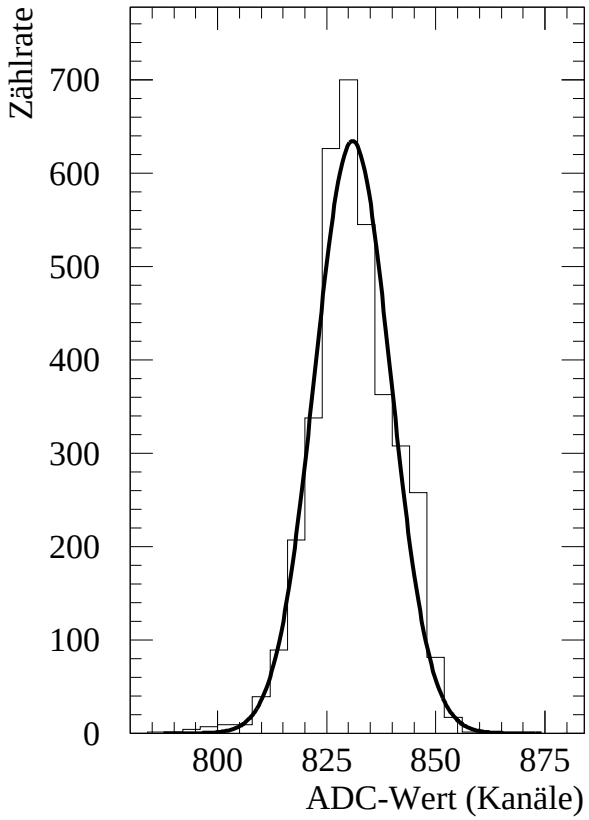


**Abbildung 5.6:** Spektrum einer mit dem variablen gelben Pulser betriebenen LED in einer PIN-Diode. Als breite Linie eingezeichnet ist die mittels des Drei-Sigma-Gaußfits an die Verteilung angepaßte Funktion.

zugehörigen PIN-Dioden-Wert deutet auf eine Schwankung in der Verstärkung des Photovervielfachers hin.

Um die Information der PIN-Diode nutzen zu können, ist als letzter Schritt die Bestimmung der „Offsets“[3] der peaksensitiven ADCs und der zugehörigen Verstärker, die das PIN-Dioden- und das Referenz-Signal registrieren, notwendig.
Um dies zu tun, wurden spezielle Pulserruns aufgenommen, bei denen die Amplitude des elektronischen Pulsers kontinuierlich variiert wurde. Zusätzlich wurde entweder vor den Auslesezweig des Referenz- oder PIN-Dioden-Signals ein Spannungsabschwächer gesetzt, um bei verschiedenen Runs mit unterschiedlichen Kombinationen unterschiedlich resultierende Geraden zwischen diesen beiden Größen zu erhalten.

[3]Der Offset ist der ADC-Wert, der gemessen würde, wenn das Eingangssignal Null wäre, stellt also eine Verschiebung des Nullpunktes der ADC-Skala dar.

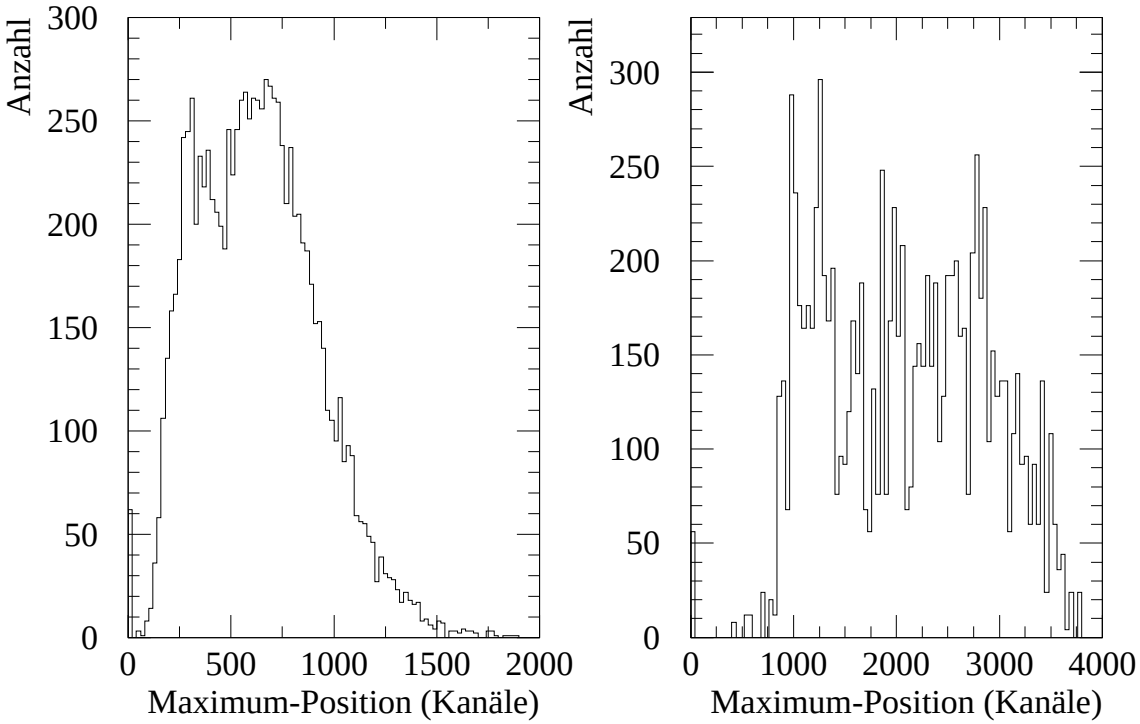


**Abbildung 5.7:** Verteilung der Maxima der mit dem Avalanche-Pulser betriebenen LED in den Bleiglasmodulen (links) und den PIN-Dioden (rechts).

Der Offset ergab sich dann als x- bzw. y-Abschnitt des Schnittpunktes all dieser Geraden. Weitere Informationen zu dieser Methode sind in [Cla92] zu finden. Dieser Prozeß ist bei jeder Strahlzeit und insbesondere auch bei der Kalibration neu durchzuführen, um Schwankungen im Offset zwischen den Zeitpunkten der Datenaufnahme ausgleichen zu können.
Wird im weiteren Verlauf von einem PIN-Dioden-Signal gesprochen, so ist stets das mit dem entsprechenden Offset korrigierte Signal gemeint.

## 5.4 GAMS-Kalibration

### 5.4.1 Einleitende GEANT-Simulationen

Wie zu Beginn des Kapitels erwähnt, dient die sogenannte GAMS-Methode der genauen Kalibration des Detektors mit einer Genauigkeit von besser als 0,5%.

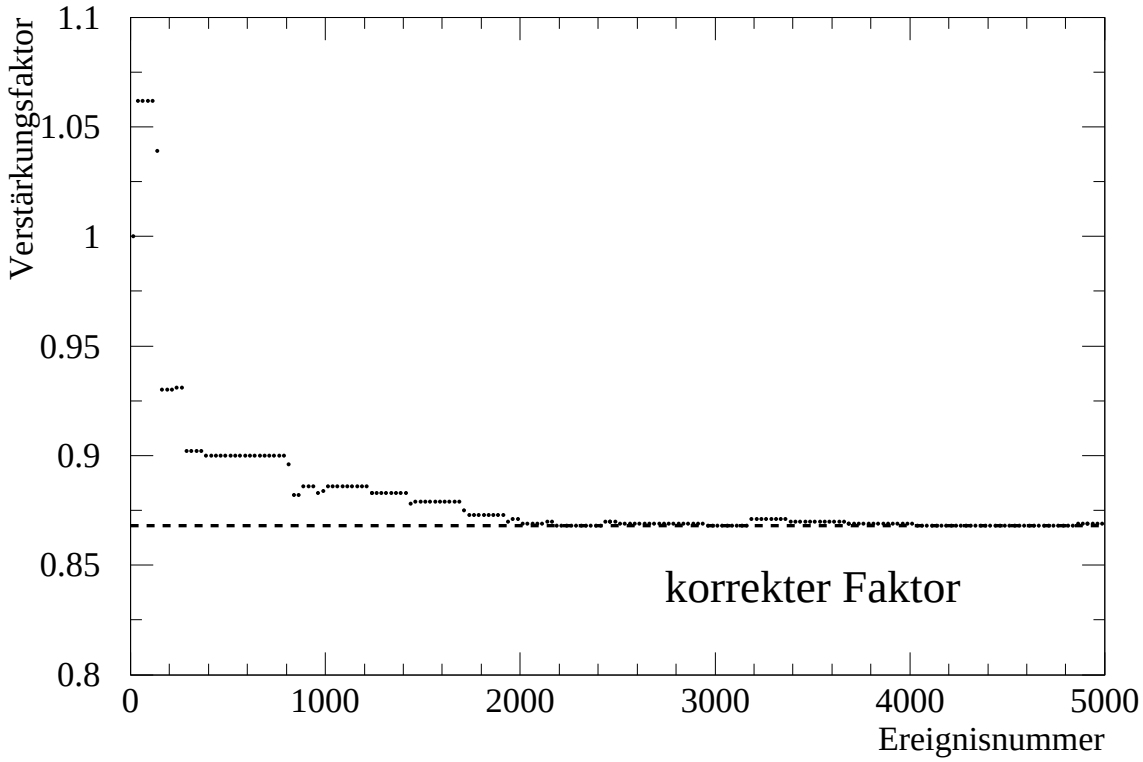


**Abbildung 5.8:** Iterative Bestimmung des Verstärkungsfaktors eines Bleiglasmoduls mit der GAMS-Methode. Als gestrichelte Linie ist der wahre Wert des Faktors eingezeichnet. Nach insgesamt etwa 5000 Ereignissen hat sich der iterierte Faktor mit großer Genauigkeit dem wahren Wert angenähert.

Die bereits angesprochenen GEANT-Simulationen wurden dazu benutzt, die Leistungsfähigkeit und die notwendigen Randbedingungen zu untersuchen, um die gewünschte Qualität zu erreichen. Abbildung 5.8 zeigt die iterative Annäherung eines um ca. 13% falsch kalibrierten Moduls an seinen tatsächlichen Faktor (die Methode wird im folgenden ausführlicher behandelt). Bereits nach ca. 2000 Ereignissen erreicht der Verstärkungsfaktor in etwa den korrekten Wert, der als gestrichelte Linie angedeutet ist. Er unterliegt aber noch gewissen Schwankungen, die nach 5000 Ereignissen nahezu verschwunden sind.
Um die Verläßlichkeit der Simulation abschätzen zu können, wurde die Iteration mit unterschiedlichen simulierten Datensätzen durchgeführt. Auch hierbei zeigte sich, daß der Endwert der Iteration stets (im Rahmen der gewünschten Genauigkeit) der gleiche war.

Die Simulationen zeigten weiterhin, daß auch die Module noch erfolgreich mit der GAMS-Methode kalibriert werden können, bei denen der Verstärkungsfaktor um 20% vom richtigen Wert abweicht. Bis die Iteration den gewünschten Wert erreichen konnte war allerdings die nötige Anzahl an Ereignissen höher, sie lag bei mindestens 10.000. Alternativ zur Iteration über 10000 Ereignisse konnte der gleiche Datensatz auch mehrfach analysiert werden, jeweils unter Einbeziehung der Ergebnisse des vorhergehenden Iterationsschrittes als Startparameter.

### 5.4.2 GAMS-Algorithmus

Die iterative Bestimmung der Verstärkungsfaktoren beruht auf einer Anpassung der ADC-Summe der Module auf einen festen Summenwert $E_0$, der die Strahlenergie repräsentiert. Der Vorteil der Methode ist, daß zum einen bei einer größeren Anzahl gleichzeitig bestrahlter Module (in unserem Fall insgesamt vier) all diese bei einem Durchgang durch die Daten kalibriert werden können. Die Methode hat aufgrund der Summenbildung weiterhin den Vorteil, anders als die Vorkalibration nicht auf den Einfallsort der Teilchen sensitiv zu sein.

Die für die Anwendung des GAMS-Algorithmus notwendigen Größen werden im folgenden Formelteil definiert.

$$w_{i,n} = \left(\frac{E_{i,n}}{E_0}\right)^2 \tag{5.3}$$

$$E_{i,n} = g_n(i) \cdot ADC_{i,n} \tag{5.4}$$

$$E^n_{sum} = \sum_{i=1}^{16} E_{i,n} \tag{5.5}$$

$i$ : Modulnummer
$n$ : Ereignisnummer
$w_{i,n}$ : Gewichtungsfaktor
$E_{i,n}$ : Modulenergie
$E_0$ : Strahlenergie
$g_n(i)$ : Verstärkungsfaktor
$ADC_{i,n}$ : ADC-Wert des Moduls
$E^n_{sum}$ : Summenenergie

Der Verstärkungsfaktor eines Moduls $i$ wird gemäß folgender Gleichung bestimmt:

$$g_n(i) = g_{n-1}(i)\frac{\sum_{k=1}^{n} w_{i,k}}{\sum_{k=1}^{n-1} w_{i,k} + w_{i,n}E^n_{sum}/E_0} \quad . \tag{5.6}$$

In unserem Fall liegt hier im Normalfall die sogenannte $\sum_{16}$ zugrunde, d.h. die Summe über die vier zentralen plus die angrenzenden zwölf Module. Die Iteration wird für ein Modul aber nur dann gemacht, wenn die im Modul deponierte Energie oberhalb einer Schwelle (30% der Summenenergie) liegt. Diese Einschränkung ist nötig, um der Tatsache Rechnung zu tragen, daß das Energieauflösungsvermögen eines Bleiglasdetektors mit abnehmender Energie schlechter wird und somit auch ein bei kleinen deponierten Energien festgelegter veränderter Faktor nur ungenau bestimmt ist. Aus diesem Grunde wird nur der resultierende Verstärkungsfaktor der zentralen vier Module abgespeichert. Auch wenn gelegentlich die in einem Randmodul deponierte Energie das Kriterium erfüllen sollte, so ist die Anzahl dieser Ereignisse doch so gering, daß die Iteration nicht auf den richtigen Wert konvergieren wird.
Nicht zuletzt aus der Notwendigkeit der Setzung einer Energieschwelle wird klar, daß die Verstärkungsunterschiede nach der Vorkalibration nicht sehr unterschiedlich sein dürfen. Wäre der Verstärkungsfaktor eines Moduls erheblich zu hoch bestimmt, so würde in einem größeren Teil der Fälle dieses Modul zur Iteration herangezogen. Entsprechend würde die für die anderen Module zur Verfügung stehende Statistik erheblich reduziert. Dies kann sogar so weit führen, daß ein Modul aufgrund eines allzu niedrigen Faktors ganz aus der Iteration herausfällt und so auch nicht kalibriert wird.

Eine nähere Betrachtung der Gleichung 5.6 zeigt die Besonderheiten der Methode.

- Je kleiner der Anteil der im Modul deponierten Energie an der „gewünschten“ Energie $E_0$ ist, desto kleiner ist der Gewichtsfaktor $w_{i,n}$, mit dem das Ereignis in die Bestimmung des neuen Verstärkungsfaktors eingeht. Dies trägt zum einen nochmals der Tatsache Rechnung, daß bei kleinen Energiebeiträgen die schlechtere Energieauflösung die Bestimmung des Faktors ungenauer macht. Zum anderen ist natürlich klar, daß bei einer hohen Energiedeposition der Verstärkungsfaktor des Moduls den größten Anteil an der gebildeten Summe hat.

- Je größer die Abweichung der aktuellen Summenenergie von der geforderten Energie ist, desto stärker wird auch der alte Verstärkungsfaktor $g_{n-1}(i)$ verändert. Dies spiegelt die proportionale Anpassung der Summen an den Wert $E_0$ wider.

- Aufgrund der Einbeziehung aller bereits vorher benutzten Ereignisse durch die Summation über alle Gewichtsfaktoren wird der Einfluß späterer Ereignisse kleiner sein als der Einfluß mehr zu Anfang liegender.

Als resultierender Verstärkungsfaktor $g_{GAMS}(i)$ wird den Modulen der Wert zugewiesen, der am Ende des Iterationsvorgangs steht ($g_n(i)$).

Zur erfolgreichen Bestimmung aller Kalibrationswerte sind noch weitere Gesichtspunkte in die Überlegungen mit einzubeziehen.
So gibt es aufgrund der Tatsache, daß der Detektor Ränder aufweist, bestimmte Positionen im Detektor, an denen keine vollständige $\sum_{16}$ bestimmt werden kann. Zwar wurde bei der Kalibration des Detektors während der unterschiedlichen Abschnitte darauf geachtet, daß aufgrund der Beschränkung auf 20 Supermodule entstehende Randmodule (zum nicht ausgelesenen Detektorteil) in späteren Verkabelungsabschnitten anders angeschlossen wurden, doch kann damit das Problem der „echten“ Randmodule nicht behoben werden. Werden solche Randmodule auf die gleiche Art behandelt wie die übrigen Module, so wird sich bei diesen ein zu hoher Verstärkungsfaktor ergeben. Dies liegt daran, daß aufgrund der fehlenden Module auch nur eine geringere Energie in der Summe über die verbliebenen Module der $\sum_{16}$ nachgewiesen wird, ein Teil der Schauerenergie geht seitlich verloren. Entsprechend wird die Prozedur, da sie angewiesen ist, die Summenenergie stets auf einen festen Wert zu ziehen, jedem verbleibenden Modul einen im Mittel höheren Verstärkungsfaktor zuweisen. Aus diesem Grunde wurde das Verfahren in der Form modifiziert, daß zum einen nur über die zentralen vier Module („$\sum_4$“) iteriert wurde und zum anderen der zu erreichende Wert für die Zielsumme auf einen den Gegebenheiten angepaßten Wert verkleinert wurde.
Weiterhin ist gedanklich die Tatsache mit einzubeziehen, daß die zur $\sum_{16}$ gehörigen äußeren Module zum Teil zu sehr unterschiedlichen Zeitpunkten kalibriert werden. Dies kann zur Folge haben, daß aufgrund von Hochspannungsschwankungen der Verstärkungsfaktor dieser äußeren Module z.T. beträchtlich vom ursprünglichen Wert abweicht und somit die gesamte GAMS-Iteration beeinträchtigen kann. Um dem vorzubeugen, wurde die Verstärkung dieser äußeren Module mittels Vergleich der Referenz-LED-Positionen zum aktuellen Zeitpunkt und zum Kalibrationszeitpunkt des Moduls überwacht. Zu diesem Zweck wurde eine laufende Mittelung (englisch „Running Mean“) über die Referenzpositionen durchgeführt. Diese Methode bietet den Vorteil, schnell auf Verstärkungsänderungen (Sprünge, Drifts, etc.) reagieren zu können. Genaueres zur Entwicklung der entsprechenden Computerprogramme lese man in [Boh96] nach.
Schließlich muß, aus ähnlichen Gründen wie bereits oben erwähnt, damit gerech-

net werden, daß gerade beim ersten Kalibrationsdurchlauf, bei dem die GAMS-Verstärkungsfaktoren zu Beginn auf 1,0 initialisiert sind, Einflüsse von noch nicht bearbeiteten Modulen eine Rolle spielen können. Es erschien deshalb sinnvoll, den Iterationsprozeß unter Einbeziehung der bereits im ersten kompletten Durchlauf bestimmten Werte zu wiederholen.

In Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse von drei Iterationen zusammengefaßt. Als Startwert des jeweils nächsten Iterationsdurchlaufs geht das Produkt der GAMS-Faktoren der vorhergehenden Durchläufe ein.

Man erkennt deutlich schmalere Verteilungen bei den späteren Durchläufen. Während das Maximum der Verteilung des ersten Durchlaufs noch deutlich von 1,0 entfernt liegt und eine Breite von 3,1% aufweist, siedeln sich die Verteilungen für die beiden höheren Durchläufe jeweils wie zu erwarten dicht um 1,0 an. Die Breite der Verteilung im zweiten Fall ist 0,3%, im dritten Fall 0,2%. Die relativ große Breite der Verstärkungsfaktorenverteilung nach der ersten Datenanalyse spiegelt noch die relativ große Schwankungsbreite der Vorkalibration wider. Die im Vergleich kleine Breite der Verteilung nach dem zweiten Iterationsschritt weist auf eine bereits sehr zufriedenstellende Berechnung während des erstes Schrittes hin. Ein Großteil der Module, die zunächst noch weiter außerhalb der Verteilung lagen, zeigen nach dem dritten Durchlauf ebenfalls einen Faktor sehr nahe an 1,0. Dies läßt darauf schließen, daß die Anzahl der Ereignisse für diese Module noch zu gering war, um schon zu einer vollen Konvergenz zu gelangen.

### 5.4.3 Qualitätskontrolle

Zur Kontrolle der Qualität der berechneten Verstärkungsfaktoren wurde neben der Analyse der Faktoren an sich (Konvergenz gegen 1,0 von Durchlauf zu Durchlauf) vornehmlich die Untersuchung der sogenannten „Clustersumme“ herangezogen.
Bei der „Clusteranalyse“ wird im Detektor nach zusammenhängenden Modulbereichen gesucht, die auf die Schauerausbildung durch ein einfallendes Teilchen zurückzuführen sind. Die Clustersumme stellt die Summe der (energiekalibrierten) ADC-Einträge aller zu diesem Gebiet gehörigen Module dar. Der Vorteil der Clusterbildung gegen die Summation über eine feste Anzahl von Modulen ist derjenige, daß alle Module mit ihrer Information zur Gesamtsumme beitragen. Bei einem fest begrenzten Gebiet kann stets noch ein gewisser Teil der Energie herauslecken und so nicht in die Summation aufgenommen werden. Andererseits wird aber bei einer festen Summe auch unnötigerweise über Module summiert, die keinen nennenswerten Energieanteil erhalten haben. Dies führt i.a. dazu, daß aufgrund der

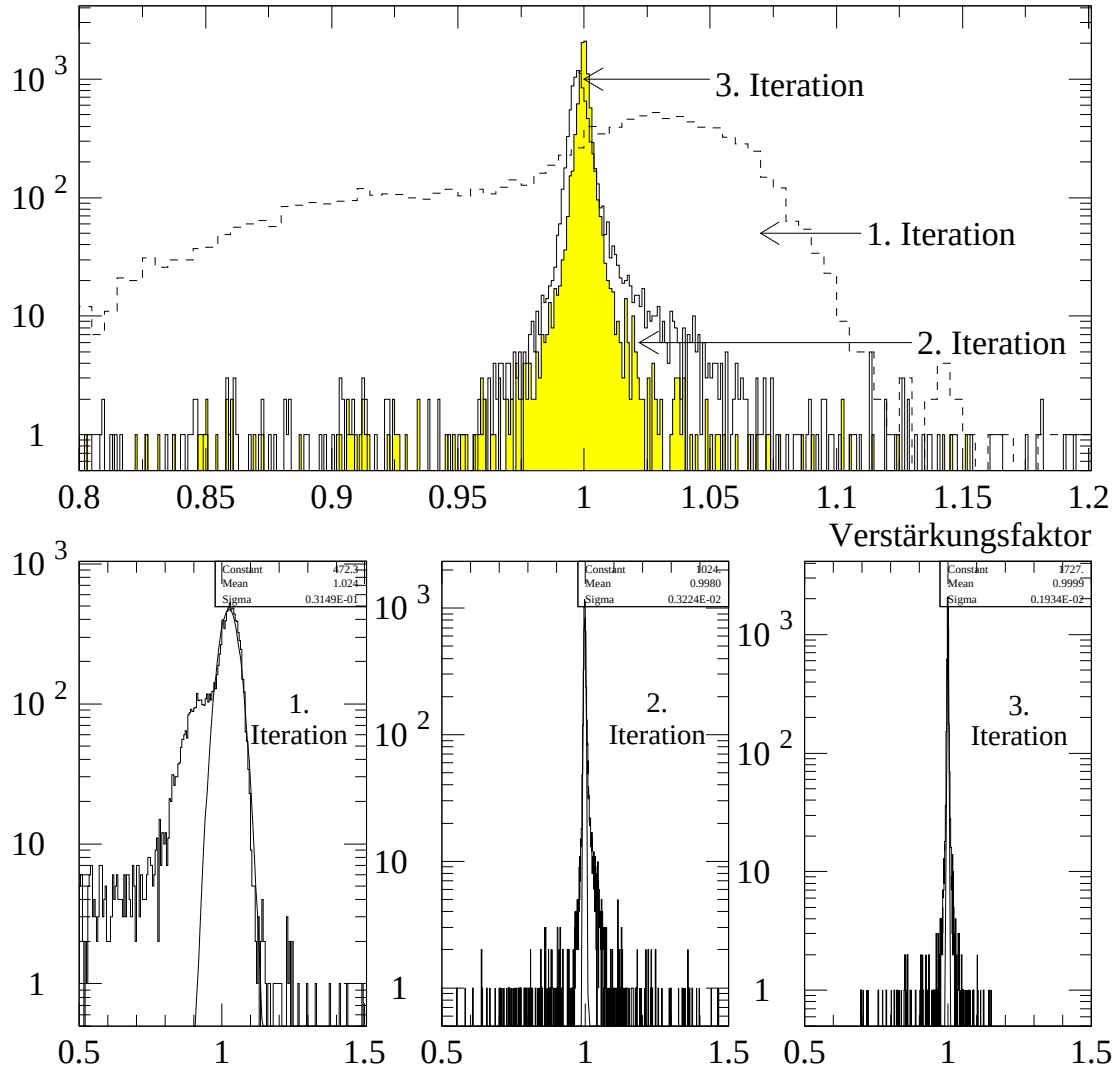


**Abbildung 5.9:** Mittels der GAMS-Methode gewonnene Verstärkungsfaktoren. Gezeigt sind die resultierden Faktoren des ersten, zweiten und dritten Datendurchlaufs. In der unteren Reihe wurde eine Gaußanpassung an die einzelnen Verteilungen vorgenommen.

Summation von Rauschen die Energieauflösung verschlechtert wird.
Spektrum 5.10 zeigt die Clustersummen aller Module nach erfolgter zweiter GAMS-Iteration.

Die neben dem zentralen Peak bei etwa 500 Kanälen zu erkennenden kleinen Maxima rühren von einigen wenigen Modulgruppen her, bei denen der Verstärkungsfaktor noch nicht richtig bestimmt ist. Diese Module bedürfen einer genaueren

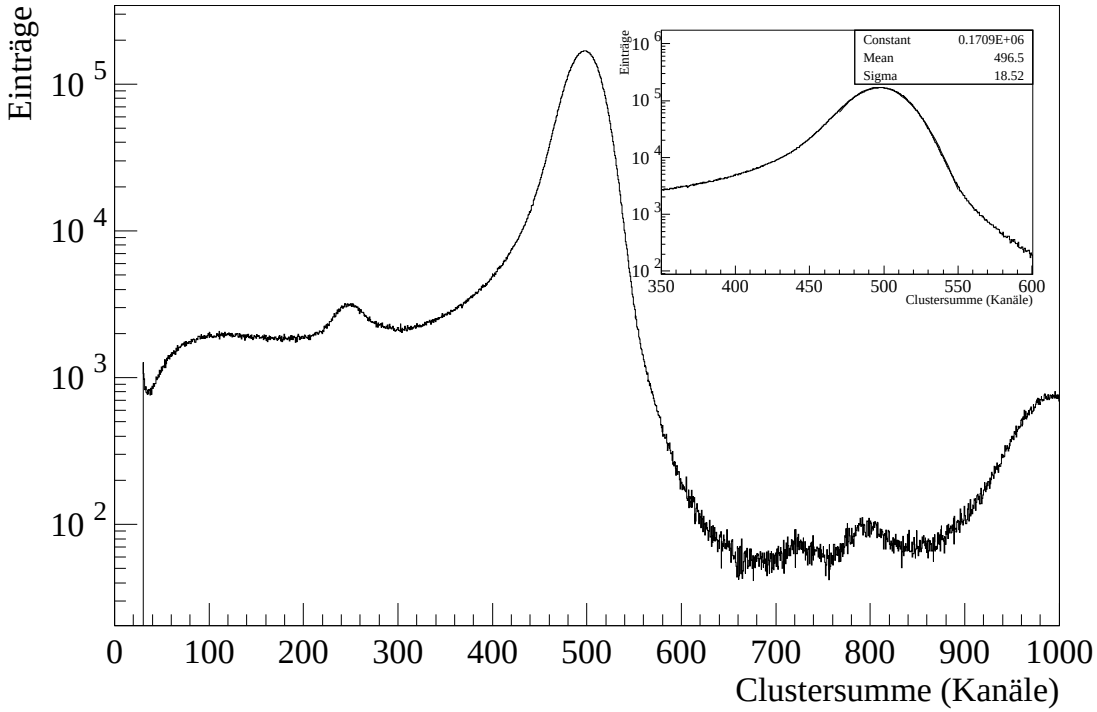


**Abbildung 5.10:** Akkumulation aller Clustersummenspektren aller Module für die gesamte Kalibration. Als Einsatz eingezeichnet ist eine Gaußanpassung an die Verteilung, die zur späteren Extraktion des Energie-Eichfaktors verwendet wird.

Untersuchung. Die stärker auftretende Erhöhung bei der doppelten Kanalzahl des eigentlichen Maximums rührt von Doppeltreffern her, d.h. von Ereignissen, wo zwei Elektronen mit jeweils 10 GeV Energie den Detektor gleichzeitig trafen und somit insgesamt die doppelte Energie deponiert wurde.
Eine gesonderte Analyse der Randmodule zeigte, daß sie mit der Methode genauso erfolgreich kalibriert werden konnten wie die übrigen Module. Auch diese zeigten das gleiche Verhalten der Clustersummen wie die anderen Module und fielen nicht im erhöhten Maße durch falsche Summenpositionen oder erhöhte Breiten der Spektren auf.

Insgesamt konnten 92 Module nicht kalibriert werden. Zum größten Teil waren dies solche, bei denen keine Daten mehr zur Verfügung stehen (defekte Magnetbänder). Desweiteren zeigt die Analyse der Clustersummenspektren Abweichungen bei etwa 500 Modulen. Zumeist sind dies nur kleine Verbreiterungen des Summenpeaks

(Auflösung schlechter als 4,5%) oder leichte Verschiebungen der Position gegenüber der mittleren (Peakposition außerhalb dreier Standardabweichungen). In einigen Fällen sind allerdings auch die Verstärkungsfaktoren so schlecht, daß größere Differenzen auftreten (zusätzlicher Peak in Abbildung 5.10 bei etwa 300 Kanälen). Diese Module bedürfen einer genaueren Analyse unter Heranziehung weiterer Daten wie der Photonenspektren der Bleistrahlzeit.

## 5.5 Absoluteichung

Nach erfolgter Angleichung aller Module aneinander fehlt noch die Zuordnung der bisher extrahierten Kanalzahl zu einer physikalischen Energie.
Hierzu zieht man die Energie der eingeschossenen Elektronen heran, die im Detektor etwa den Betrag der Strahlenergie, in unserem Fall also 10 GeV, deponieren sollten. Dementsprechend ordnet man der Summenposition des Clustersummenspektrums $\sum_{Cluster}$ (siehe Einsatzbild in Abbildung 5.10) die Energie von 10 GeV zu und erhält so den Eichfaktor $g_E$:

$$g_E = \frac{10\text{GeV}}{\sum_{Cluster}} \quad . \tag{5.7}$$

Nimmt man alle bisher bestimmten Verstärkungsfaktoren zusammen, so bestimmt sich der Gesamteichfaktor $g(i)$ zu

$$g(i) = \frac{g_{GAMS}(i)}{g_V(i)} g_E \quad . \tag{5.8}$$

Um Verstärkungsänderungen während des Betriebes erkennen und ausgleichen zu können, ist das Referenzsystem konzipiert worden. Eine Schwankung der Verstärkung eines Photovervielfachers macht sich dadurch bemerkbar, daß das Verhältnis von PIN-Diodensignal und Bleiglassignal schwankt. Zum Zweck der Verstärkungsanpassung muß entsprechend mit diesem Verhältnis in Relation zum Verhältnis während der Kalibration korrigiert werden, um die Kalibration aufrechtzuerhalten. Um Schwankungen des PIN-Diodensignals aufgrund von Veränderungen der Verstärkung erkennen zu können, gibt es noch die Möglichkeit, mittels eines elektronischen Testpulses den PIN-Dioden-Verstärker direkt zu überwachen. Auch hier liegt wiederum dann eine Schwankung vor, wenn sich das Verhältnis von PIN-Dioden- und Referenz-ADC-Signal im Vergleich zur Kalibration verschiebt. All diese Faktoren gehen in den zeitabhängigen Verstärkungsfaktor $g_M$ ein, der in Gleichung 5.9 definiert wird.

$$g_M(i) = \frac{PV^0_{AY}(i)}{PIN^0_{AY}} \frac{PIN_{AY}}{PV_{AY}(i)} \frac{PIN^0_{EP}}{PD^0_{EP}} \frac{PD_{EP}}{PIN_{EP}} \tag{5.9}$$

mit

| | | |
|---|---|---|
| $AY$ | : | mit Avalanche-Pulser betriebene gelbe LED, |
| $EP$ | : | elektronischer Testpuls, |
| $PV$ | : | aktuelles Photovervielfachersignal, |
| $PV^0$ | : | Photovervielfachersignal zur Zeit der Kalibration, |
| $PIN$ | : | aktuelles PIN-Dioden-Signal, |
| $PIN^0$ | : | PIN-Dioden-Signal zur Zeit der Kalibration. |

Der schwankungskorrigierte Kalibrationsfaktor errechnet sich damit zu

$$g_{korr}(i) = g(i) g_M(i) \quad . \tag{5.10}$$

## 5.6 Alternativer Kalibrationsansatz

Neben dem oben ausführlich erläuterten Ansatz wurde zusätzlich von der Gruppe des Kurchatov-Instituts in Moskau eine alternative Methode zur Gewinnung der Verstärkungsfaktoren entwickelt und eingesetzt[4] [Fok94].
Hierbei wird für jedes Ereignis für das Modul eines Schauers mit der höchsten Energiedeposition die kalibrierte Summe über die neun zentralen Module (auch als $\sum_9$ bezeichnet) gebildet. Als Kalibrationsfaktor dient für den ersten Durchlauf ein gemeinsamer Wert, der die Summenenergie grob auf 10 GeV aneicht, und ein zeitabhängiger Faktor, der dem laufenden Mittelwert des Verhältnisses aus PIN-Dioden- und Photovervielfacher-Signal über die letzten zehn Referenzereignisse entspricht (zur Korrektur von Verstärkungsschwankungen). Mit dieser Summe wird für jedes Detektormodul ein Histogramm gefüllt, jedesmal dann, wenn das Maximum des Schauers in dem Modul gelegen hat.
Nach Durchgang durch die Daten der kompletten Strahlzeit wurden dann Gaußkurven an alle gewonnenen einzelnen Spektren angepaßt. Die Position des Summenmaximums geht in die Bestimmung des Kalibrationsfaktors als Korrektur des Faktors des vorherigen Durchlaufs nach Gleichung 5.11 ein.

[4]Der Einfachheit halber werden die mit dieser Methode ermittelten Faktoren auch als „Kurchatov-Faktoren“ bezeichnet.

$$g_R^N(i) = g_R^{N-1}(i)\frac{10}{\sum_9(i)} \tag{5.11}$$

mit

$N$ : Nummer des Datendurchlaufs

Nach einer Reihe von Iterationen, jeweils unter Benutzung der im vorhergehenden Durchlauf ermittelten Verstärkungswerte, konvergieren die Faktoren im Normalfall. Der momentan benutzte Faktor stellt das Ergebnis der fünften Iteration dar.

Ein Vergleich der Kalibrationsergebnisse der GAMS-Kalibration und der Kalibration mit der oben beschriebenen Methode wurde wiederum durch Analyse der Clustersummenspektren gemacht. Eine Gegenüberstellung der Ergebnisse findet sich in Abbildung 5.11.
Es ist zu bemerken, daß die Parameter zum Betrieb der Clusterroutine für dieses Bild anders gewählt wurden als bei der Analyse der Schwerionendaten. Insbesondere wurde die Maximaschwelle (siehe hierzu Abschnitt 8.1) auf 1,5 GeV gesetzt, um minimal ionisierende Teilchen zu unterdrücken. Hierher rührt die hohe untere Energieschwelle in Abbildung 5.11. Da der Parameter für die Aufnahme eines Moduls in den Cluster aber demjenigen der Schwerionenanalyse entsprechen sollte, sind die Auflösungen als solches vergleichbar.

Die Hauptpeaks, die die jeweiligen Sätze an Kalibrationsfaktoren liefern, ähneln sich zunächst einmal sehr. Was auffällt, ist die Tatsache, daß der mit den Kurchatov-Faktoren gewonnene Summenpeak doch deutlich oberhalb der angestrebten 10 GeV liegt. Dies ist durch die Tatsache zu erklären, daß die Methode die $\sum_9$-Energie auf 10 GeV anpaßt und nicht berücksichtigt, daß ein bestimmter Anteil der Schauerenergie noch außerhalb der Grenzen der $\sum_9$ deponiert wird. Entsprechend sind die gewonnenen Faktoren zu hoch und müssen noch mit einem konstanten Faktor auf 10 GeV angeglichen werden. Da auch für den GAMS-Verstärkungsfaktorsatz eine Abweichung von etwa 0,7% vom erwarteten Wert von 10 GeV vorliegt, ist durch Anwendung eines Korrekturfaktors sicherzustellen, daß eine genaue Anpassung an die Energieeichung vorgenommen wird.
Die Auflösung des Summenpeaks liefert in beiden Fällen sehr ähnliche Ergebnisse. Der Wert für die GAMS-Faktoren ist dabei mit $(3,671 \pm 0,002)\%$ ein wenig besser als derjenige für die Kurchatov-Faktoren mit $(3,835 \pm 0,001)\%$. Was allerdings mehr ins Gewicht fällt, ist die an Abbildung 5.11 festzustellende Gegebenheit, daß der Untergrund neben dem Hauptpeak im Fall der Kurchatov-Faktoren höher ist als für die GAMS-Faktoren. Dies deutet auf eine größere Menge nicht oder zumindest

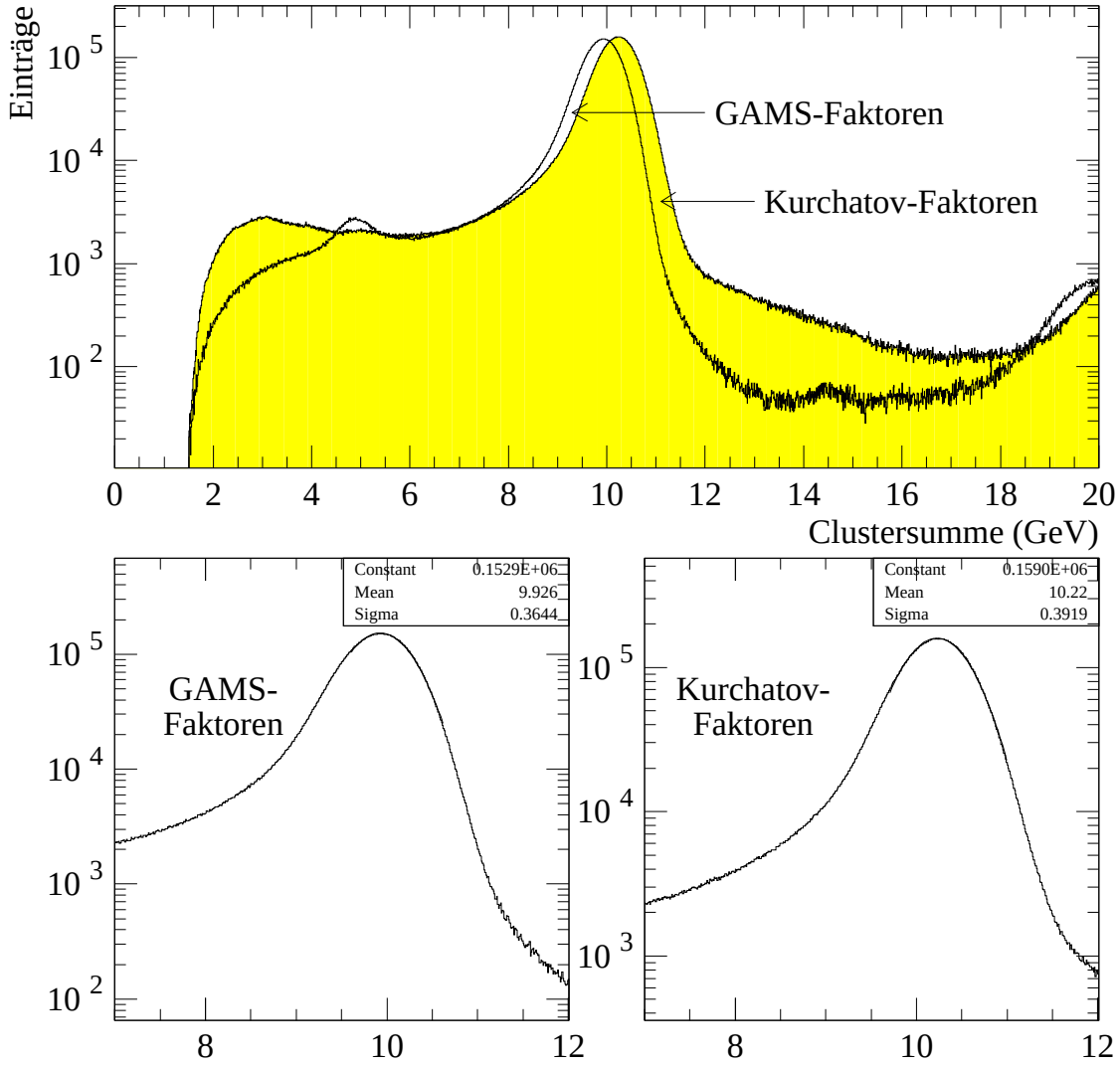


**Abbildung 5.11:** Vergleich der Ergebnisse der GAMS-Kalibration und der Kalibration mit der Kurchatov-Methode anhand der Clustersummenspektren. Im oberen Teil sind die Spektren in einem Bild gegenübergestellt, während bei den beiden unteren Spektren jeweils eine Gaußfunktion an die einzelnen Verteilungen angepaßt wurde.

schlechter bestimmter Faktoren hin. Tatsächlich waren zum Zeitpunkt dieser Arbeit die Kalibrationswerte von 851 Modulen nicht bekannt und diejenigen von etwa 600 Modulen wiesen die Notwendigkeit für eine weitere Untersuchung auf.
Legt man diese letzten Ergebnisse zugrunde, so scheint die Benutzung der GAMS-Verstärkungsfaktoren für die weiteren Arbeiten am sinnvollsten zu sein.

# 6. Leistungsmerkmale des Detektors

Zur Einordnung der Leistungsfähigkeit wurden während der beiden Kalibrationsstrahlzeiten eine Reihe weiterer Messungen durchgeführt. Im folgenden wird kurz auf die Ergebnisse dieser Messungen und die zur Analyse herangezogenen Methoden eingegangen.

## 6.1 Auflösungsvermögen

Zwei entscheidende Größen beim Betrieb eines Bleiglasdetektors sind die Auflösungsvermögen bei der Energie- und Ortsbestimmung.
Insbesondere spielen diese Größen bei der Rekonstruktion von $\pi^0$-Mesonen aus den Zerfallsphotonen eine wichtige Rolle. Diese erfolgt über die Berechnung der invarianten Masse aller möglichen Paare von im Detektor gemessenen Photonen. Die Photonen, die aus dem Zerfall eines $\pi^0$ stammen, bilden dabei eine Erhöhung bei der Ruhemasse des Mesons (im folgenden als „$\pi^0$-Peak“ bezeichnet) auf dem kombinatorischen Untergrund . Die Formel für die invariante Masse zweier Photonen lautet

$$m_{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma 1}E_{\gamma 2}(1-\cos\phi)} \tag{6.1}$$

mit

$E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2}$ : Energien der beiden Zerfallsphotonen,
$\phi$ : Öffnungswinkel zwischen den Photonen .

In die Breite des $\pi^0$-Peaks geht sowohl die Energie- als auch die Ortsauflösung gemäß Gleichung 6.2 ein.

$$\frac{\sigma_{m_{\gamma\gamma}}}{m_{\gamma\gamma}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_{E_{\gamma 1}}}{2E_{\gamma 1}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{E_{\gamma 2}}}{2E_{\gamma 2}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\phi}}{2\tan\left(\frac{\phi}{2}\right)}\right)^2} \tag{6.2}$$

mit

$\sigma_{m_{\gamma\gamma}}$ : Unsicherheit der invarianten Masse,

$\sigma_{E_{\gamma 1}}, \sigma_{E_{\gamma 2}}$ : Unsicherheiten der beiden Photonenenergien,

$\sigma_{\phi}$ : Unsicherheit der Winkelmessung.

Die Unsicherheit der Energiemessung der Zerfallsphotonen ist durch das Energieauflösungsvermögen des Detektors bestimmt. Die Unsicherheit der Winkelmessung wird über die Unsicherheit der Ortsmessung, d.h. die Ortsauflösung, festgelegt.

### 6.1.1 Energieauflösung

Das Energieauflösungsvermögen des Detektors bestimmt sich aus der Breite der Clustersummenverteilung und wird über die Breite der angepaßten Gaußfunktion berechnet. Wie bereits in Abschnitt 5.6 erwähnt, liegt das Auflösungsvermögen des Gesamtdetektors, bestimmt während der routinemäßigen Kalibration, bei etwa $3,7\%$. Bei der Bestimmung dieser Werte wurde die Auswahl der benutzten Daten nicht weiter eingeschränkt (in Hinblick auf Einfallsort oder aktuelle Strahlenergie). Engt man den Strahl weit ein, so daß nur Teilchen unmittelbar auf der Strahlachse die Kollimatoren passieren können, so kann die Strahlauflösung erheblich verbessert werden, was sich auch entscheidend in der Energieauflösung bemerkbar macht. Desweiteren kann noch eine leichte Verbesserung der Auflösung dadurch erreicht werden, daß eine zusätzliche Einschränkung auf zentralen Einfall in ein Modul vorgenommen wird (in unserem Fall wurde ein Ortsfenster mit einer Größe von $\pm 8$ mm um die Zentralposition eingesetzt). Durch diese Beschränkung wird die Größe der Cluster kleiner und entsprechend aufgrund der geringeren aufsummierten Modulzahl die Auflösung besser, da auch weniger Rauschen aufakkumuliert wird (welches sich besonders bei den Randmodulen des Schauers mit ihren nur kleinen Energieeinträgen stärker bemerkbar macht).
Analysiert man die Energieauflösung für verschiedene Einschußenergien und verschiedene Schwellenparameter, so ergibt sich Figur 6.1 (um Verstärkungsschwankungen auszugleichen, wurden die Energien mit einem Faktor multipliziert, der die Verstärkungsveränderung relativ zum Kalibrationsrun widerspiegelt).

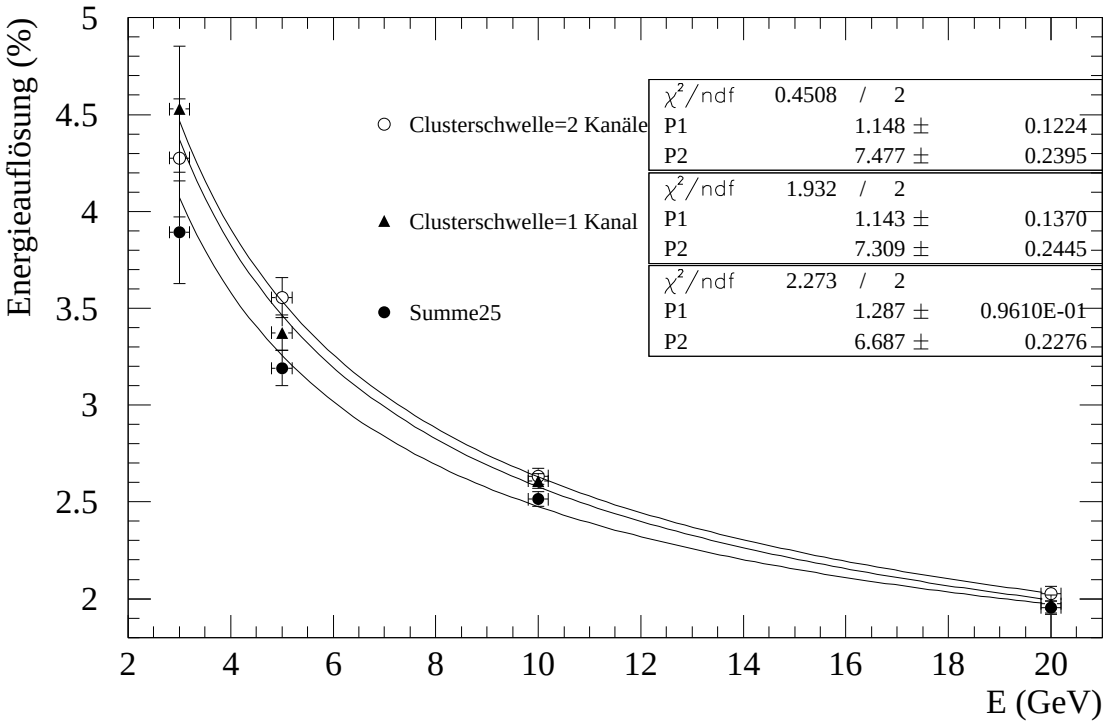


**Abbildung 6.1:** Energieauflösungsvermögen des Detektors für diverse Einschußenergien. Um die verschiedenen Möglichkeiten zur Bestimmung einer Trefferenergie vergleichen zu können, sind einerseits die Energieauflösung bei Summation über ein festes Gebiet ($5 \times 5$ benachbarte Module) und andererseits bei Anwendung der Clusterroutine (s. Abschnitt 8.1) dargestellt. Um die Veränderung der Auflösung bei Variation des Schwellenparameters zu illustrieren, sind die Daten für zwei verschiedene Parameter in das Diagramm aufgenommen worden. Zur Parametrisierung wurde Gleichung 6.4 benutzt.

Im Fall der Abbildung wurden Energien von 3 bis 20 GeV analysiert. Neben der Energiebestimmung durch die Clusterroutine sind zum Vergleich diejenigen Werte eingetragen, die sich bei Summation über eine feste Anzahl von Modulen ($5 \times 5$ benachbarte Module) ergeben. Im Experiment wurde die als Schwellenwert für die Clusterbildung ein Wert von 2,0 Kanälen benutzt. Es fällt auf, daß die Summenbildung der Clusterroutine in Hinblick auf die erzielbare Energieauflösung überlegen ist. Die Ergebnisse zwischen den beiden Clusterschwellen variieren dagegen kaum, die bestimmten Punkte sind im Rahmen ihrer Fehler gleich.

Die auf die Daten angewandte Anpassungsfunktion für die Energieauflösung lautet:

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} \oplus \beta \tag{6.3}$$

$$= \sqrt{\left(\frac{\alpha}{\sqrt{E}}\right)^2 + \beta^2} \tag{6.4}$$

mit

$E$ : Energie in GeV,

$\sigma_E$ : Auflösung,

$\alpha,\ \beta$ : Anpassungsparameter .

Die Werte für die Anpassungsparameter $\alpha$ und $\beta$ sind in Tabelle 6.1 zu finden. Zum Vergleich sind die Ergebnisse verschiedener Messungen gegenübergestellt, wobei bei den Vergleichsmessungen die Energieauflösung nicht durch quadratische Addition der beiden Terme (wie in Gleichung 6.4), sondern durch einfache Addition gewonnen wurden. Hierdurch unterscheiden sich die Werte etwas und sind, der Kenntlichkeit halber, in verschiedenen Spalten eingetragen (Parameter $\alpha$' und $\beta$').

| Detektor | $\alpha(\%)$ | $\beta(\%)$ | $\alpha$' (%) | $\beta$' (%) |
|---|---|---|---|---|
| LEDA (Summe 25) | $6,7 \pm 0,2$ | $1,3 \pm 0,1$ | – | – |
| LEDA (Schwelle 1 Kanal) | $7,3 \pm 0,2$ | $1,1 \pm 0,1$ | – | – |
| LEDA (Schwelle 2 Kanäle) | $7,5 \pm 0,2$ | $1,1 \pm 0,1$ | – | – |
| Supermodul Prototyp | – | – | $4,9 \pm 0,2$ | $0,8 \pm 0,1$ |
| Tower | – | – | $7,4 \pm 0,2$ | $1,4 \pm 0,1$ |

**Tabelle 6.1:** Anpassungsparameter für die Energieauflösung für unterschiedliche Detektoraufbauten mit TF1. Gegenübergestellt sind die Daten unseres Detektors (bestimmt mit verschiedenen Berechnungsmethoden), die Daten der ersten Teststrahlzeit mit Supermodulen [Sch93] und diejenigen der Tower-Detektoren, die bei WA80 und WA93 ihren Einsatz fanden [Rot91].

Im Vergleich zum ersten Test mit Supermodulen im Jahre 1992 sind die Ergebnisse etwas schlechter, bleiben aber noch im gleichen Rahmen (bei der quadratischen Addition treten zudem stets höhere Parameter auf). Eine deutliche Diskrepanz fällt zu den Parameterwerten der Tower-Detektoren auf. Dies ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß zum einen bei der Bestimmung der Auflösung schlechtere

Strahlbedingungen vorgelegen haben, zum anderen aber auch ein schlechter arbeitendes Referenzsystem benutzt worden ist.
Die relativ deutliche Diskrepanz zwischen der Energieauflösung der Kalibration von 3,67% im Vergleich zu dem hier gezeigten Wert von nur 2,63% (Clusterschwelle zwei Kanäle) kann unter anderem auf die schlechtere Energieauflösung des verbreiterten Strahls zurückgeführt werden. Bei der Bestimmung der Referenzdaten wurde durch Einsatz sehr enger Kollimatoren die Auflösung des Strahls stark verbessert. Diese unterschiedliche Strahlauflösung sollte sich unmittelbar in der Energieauflösung des Bleiglasdetektors niederschlagen ($\sigma^2_{gemessen} = \sigma^2_{LEDA} + \sigma^2_{Strahl}$). Zum anderen wird sich hier wiederum die Selektion von Daten mit zentralen Einfall auf den Detektor bemerkbar machen.

### 6.1.2 Ortsauflösung

Da sich während der Bleistrahlzeit vor dem Bleiglasdetektor kein ortsempfindlicher Detektor befindet, ist man genötigt, auf eine andere Art und Weise die Position des Teilcheneinfalls zu bestimmen.
Ein standardmäßiger Ansatz hierfür ist die Berechnung des energiegewichteten Schwerpunktes des Modulclusters $C$ gemäß Gleichung 6.5 in horizontaler ($\overline{x}$) bzw. vertikaler Richtung ($\overline{y}$).

$$\overline{x} = \frac{\sum_{i \in C} E_i x_i}{\sum_{i \in C} x_i} \qquad \text{und} \qquad \overline{y} = \frac{\sum_{i \in C} E_i y_i}{\sum_{i \in C} y_i} \tag{6.5}$$

Trägt man diese Mittelwerte gegen den mit einem ortsempfindlichen Detektor gemessenen Einfallsort auf, so ergibt sich eine S-förmige Kurve (siehe hierzu den entsprechenden Abschnitt in [Sch94]). Dies liegt darin begründet, daß die Schauergestalt sich bei Variationen des Einschußortes in der Nähe der Modulmitte nur wenig ändert. Erst wenn der Treffer näher am Rand liegt, breitet sich der Schauer verstärkt auch in die Nachbarmodule aus. Hieraus resultiert eine höhere Sensitivität des Schwerpunktes. Um den wahren Einfallsort $x$ aus dem Schwerpunkt $\overline{x}$ zu bestimmen, wird im allgemeinen eine nichtlineare Korrekturfunktion benutzt, die die Verteilung gemäß eines Sinus-Hyperbolikus anpaßt. Die Einfallsposition läßt sich dann durch Benutzung der Umkehrfunktion der angepaßten Kurve (mit den Fitparametern $a$, $b$ und $c$) errechnen:

$$x = \frac{arsinh\left(\frac{\overline{x}}{a}\right)}{b} + c \qquad . \tag{6.6}$$

Um die bei schrägem Einfall auftretende Verschiebung des Schauerschwerpunktes gegenüber dem Einfallsort zu berücksichtigen, muß eine weitere Korrekturfunktion angebracht werden, die in [Rot91] beschrieben ist.

Definiert man die Ortsauflösung als Breite der an das Differenzspektrum von wahrem zum rekonstruierten Ort angepaßten Gaußkurve, so sieht man eine Energieabhängigkeit dieser Größe. Dies liegt daran, daß mit zunehmender Teilchenenergie die Schauer breiter werden und somit mehr Module erfassen. Demzufolge ist auch durch die größere Zahl berücksichtigter Clustermitglieder der Schwerpunkt genauer zu bestimmen. Weiterhin ist natürlich die mittlere relative Fluktuation in den äußeren Modulen aufgrund der höheren Energie kleiner.
Es zeigte sich (siehe wiederum [Sch94]), daß die Energieabhängigkeit der Ortsauflösung mit einer ähnlichen Kurve wie die Energieabhängigkeit der Energieauflösung zu parametrisieren ist (Energie $E$ wieder in GeV):

$$\sigma_x = \frac{\alpha}{\sqrt{E}} + \beta \qquad . \tag{6.7}$$

Wendet man diese Parametrisierung ebenfalls auf die bereits oben untersuchten Vergleichsdaten von vorangegangenen Experimenten an, so ergeben sich die in Tabelle 6.2 aufgelisteten Werte.

| Detektor | $\alpha$ (mm) | $\beta$ (mm) |
|---|---|---|
| LEDA | $8,35 \pm 0,25$ | $0,15 \pm 0,07$ |
| Supermodul Prototyp | $7,16 \pm 0,30$ | $0,68 \pm 0,10$ |
| Tower | $7,15 \pm 0,15$ | $0,38 \pm 0,03$ |

**Tabelle 6.2:** Anpassungsparameter für die Ortsauflösung für unterschiedliche Detektoraufbauten mit TF1. Wiederum werden die bereits in Abschnitt 6.1.1 benutzten Ergebnisse früherer Messungen als Vergleichsdaten herangezogen.

Auch in diesem Fall liegen die Ergebnisse etwa bei den gleichen Größen. Der etwas schlechtere $\alpha$-Parameter des LEDA-Aufbaus wird durch den etwas besseren $\beta$-Wert in etwa ausgeglichen.

Nimmt man die Ergebnisse für Energie- und Ortsauflösungsvermögen zusammen, so kann man die zu erwartende Breite des $\pi^0$-Massenpeaks abschätzen. Ausgehend von einem symmetrischen Zerfall in zwei Photonen mit einer Energie von jeweils 1 GeV erhält man etwa eine Massenauflösung von 6,6%. Aufgrund der kleiner werdenden

Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen bei höheren Energien dominiert ab einem bestimmten Punkt der Winkelterm in Gleichung 6.2 die Massenauflösung. Dies kann soweit führen, daß bei einem symmetrischen Zerfall in zwei 5 GeV Photonen (aufgrund des kleinen Öffnungswinkels von nur noch $1,5°$) die zu erwartende Massenauflösung bei annähernd 50% liegt. Da allerdings die Anzahl höherenergetischer Teilchen annähernd exponentiell abnimmt, ist die Wahrscheinlichkeit für eine solche Kombination eher gering und trägt kaum zur Gesamtbreite des Peaks bei.

## 6.2 Linearität der Antwortfunktion

Es ist nicht selbstverständlich, daß auf dem gesamten zu untersuchenden Energiebereich (einige 100 MeV bis 40 GeV) der Zusammenhang zwischen deponierter Energie und resultierender ADC-Antwort linear ist. In der Tat ist zu erwarten, daß aufgrund der Unterschiede der Schauerausbreitung bei unterschiedlichen Energien grundlegende Abweichungen von der Linearität zu erwarten sind. So sollte

- bei kleinen Energien, bei denen die Čerenkovphotonen relativ weit vorne im Modul gebildet werden, im Mittel ein größerer Teil der Photonen auf dem Weg zum Photovervielfacher absorbiert werden
  und

- bei sehr großen Energien ein Teil des gebildeten Teilchenschauers hinten aus dem Modul herauslecken[1], wodurch effektiv weniger Energie deponiert wird.

Trägt man in einem Diagramm das Verhältnis von Einschuß- zu gemessener Energie gegen die gemessene Energie auf, so ergibt sich das in Diagramm 6.2 gezeigte Verhalten.

Man sieht ein deutlich nichtlineares Verhalten des Detektors. Insbesondere im Bereich kleiner Energien nimmt das Verhältnis stark zu. Gerade hier wäre eine genauere Kenntnis des Kurvenverlaufes interessant. Da experimentell zur Zeit keine weiteren verläßlichen Daten zur Verfügung stehen, wurde damit begonnen, das Verhalten im unteren Energiebereich mit Hilfe von simulierten Daten zu untersuchen. Ein Anfang hierzu wurde in [Kee95] gemacht, es sind aber noch weitere Untersuchungen zum gleichen Gesichtspunkt in Arbeit.

[1] auch als „Leakage“ bezeichnet.

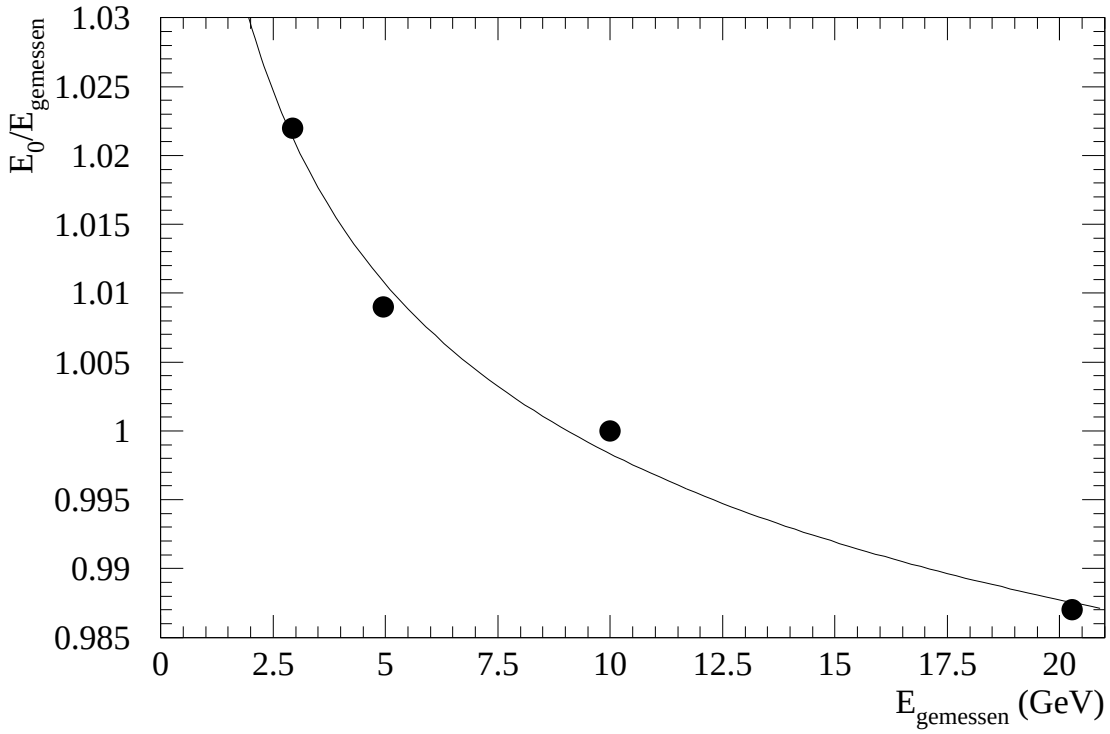


**Abbildung 6.2:** Linearität der Antwortfunktion des Detektors. Aufgetragen ist das Verhältnis von Einschußenergie zu gemessener gegen die gemessene Energie. Es ist ein deutlich nichtlinearer Verlauf feststellbar. Als Kurve eingezeichnet ist die angepaßte Linearitätskurve (siehe Text). die zur Korrektur der gemessenen Energiewerte auf die „wahren“ Energien benutzt wird.

An die Datenpunkte wird die sogenannte „Linearitätsfunktion“ (Gleichung 6.8) angepaßt.

$$E = E_g \left(1,03875 - 0,01622 \ \ln E_g - 0,00018101 \ (\ln E_g)^2\right) \tag{6.8}$$

Diese Funktion wird im späteren Verlauf der Auswertung von Schwerionendaten dazu benutzt, von gemessenen ($E_g$) auf tatsächliche Energien ($E$) der eingefallenen Teilchen umzurechnen. Die bereits erwähnten Ergebnisse der Simulationen gehen noch nicht in diese Funktion ein. Dies wird passieren, wenn die Arbeiten am Simulationsprogramm, insbesondere weitere Anpassungsarbeiten der simulierten an die experimentellen Ergebnisse, erfolgreich durchgeführt worden sind.
Ein Vergleich dieser Linearitätsfunktion mit zum einen vorläufigen Ergebnissen

der Simulationsrechnungen und zum anderen der Linearitätskorrektur, die bei der Analyse der WA80-Daten benutzt wurde [Bar92], findet sich in Referenz [Boh96].

## 6.3 Leistungsfähigkeit des Referenzsystems

Zur Bestimmung der Fähigkeit des Referenzsystems, Verstärkungsschwankungen auszugleichen, wurden Daten aufgenommen, bei denen die Verstärkung der Photovervielfacher bewußt durch Verstellung der Hochspannung verändert wurde. Die Frage war nun, mit welcher Genauigkeit es das Referenzsystem gestattet, die richtige Energie zu rekonstruieren. Im Hinblick darauf wurden die in Kapitel 5.5 vorgestellten Gleichungen 5.9 und 5.10 benutzt.
Es zeigt sich, daß eine Rekonstruktion der korrekten Energie (bei Benutzung der gelben LED mit dem Avalanche-Pulser) mit einer Genauigkeit von besser als 0,4% bei Verstärkungsschwankungen von etwa $-35$ bis $+25\%$ um den normalen Wert hin möglich ist. Die Korrekturleistungen der anderen beiden LEDs sind dabei leicht schlechter, halten sich aber im vertretbaren Rahmen. Eine genauere Betrachtung dieses Gesichtspunktes findet sich in [Boh96].

## 6.4 Teilchenidentifizierung

Ein wichtiger Gesichtspunkt für den Nachweis direkter Photonen ist die Notwendigkeit, die auf den Detektor einfallenden Teilchen identifizieren zu können. Insbesondere bilden Hadronen, die den Detektor treffen und dort ein nennenswertes Signal erzeugen, ein Problem.
Bereits in 4.2 ist kurz auf die unterschiedlichen Wechselwirkungsmöglichkeiten der einfallenden Teilchen mit dem Detektormaterial und den dabei entstehenden Signalen Bezug genommen worden. In diesem Abschnitt möchte ich nochmals einige Gesichtspunkte der Teilchendiskriminierung, die u.a. in [Ber92] genauer behandelt worden sind, eingehen.

Ein größerer Teil der auf den Detektor einfallenden Hadronen wird aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit[2] keinen Schauer ausbilden. Das Signal, das diese Teilchen erzeugen, ist unabhängig von ihrer Energiedeposition. Es repräsentiert vornehmlich das vom schnellen Teilchen selbst erzeugte Čerenkovlicht und zu

[2] Aufgrund der im Vergleich zur elektromagnetischen Strahlungslänge großen hadronischen Wechselwirkungslänge $\lambda$.

einem gewissen Teil noch Licht, welches durch erzeugte $\delta$-Elektronen emittiert wird. Das Energieäquivalent des Signals selbst ist gering.
Dies bedeutet, daß ein großer Teil der Hadronen bereits durch eine untere Energieschwelle erfolgreich unterdrückt werden kann, allerdings auf Kosten der Tatsache, daß unterhalb von etwa 750 MeV auch prinzipiell keine Photonen mehr nachweisbar sind. Die Anwendung dieser unteren Energieschwelle wird obsolet, wenn man in der Lage ist, neutrale von geladenen Treffern durch Benutzung der Streamer-Tube-Detektors (welcher zum Zeitpunkt der Datennahme 1995 noch nicht einsatzbereit war) zu unterscheiden.

Zur Identifizierung von Hadronen, die einen Schauer im Bleiglas ausbilden und somit eine größere Energiedeposition aufweisen, wird die Gestalt der Schauer im Modulraster analysiert. Zur Analyse der Schauerform wird allgemein die Breite der Cluster $C$ (seine „Dispersion“) $D_x$ nach folgender Formel bestimmt:

$$D_x = \overline{x^2} - \overline{x}^2 \tag{6.9}$$

mit

$$\overline{x^n} = \frac{\sum_{i \in C} E_i x_i^n}{\sum_{i \in C} E_i} \quad . \tag{6.10}$$

$\overline{x}$ stellt dabei den Clusterschwerpunkt dar und ist somit ein Maß für den Eintreffort des Teilchens (siehe Abschnitt 6.1.2).
Wie bereits an anderer Stelle dargestellt (siehe u.a. [Ber92]) zeigt die Dispersion eine Ortsabhängigkeit, sie ist nach unten durch einen minimalen Wert $D_x^{min}$ mit

$$D_x^{min} = -(\overline{x} - x_R)(\overline{x} - x_L) \tag{6.11}$$

begrenzt. $x_R$ und $x_L$ stellen dabei die Position des rechten bzw. linken Modulrandes dar. Diese minimale Dispersion rührt von der minimal möglichen Dispersion für eine Ausdehnung von zwei Modulen in einer Richtung her. Ist die Ausdehnung größer, so ist auch stets die Dispersion größer. Die Ortsabhängigkeit läßt sich leicht durch Subtraktion der minimalen Dispersion herauskorrigieren, so daß

$$D_x^{korr} = D_x - D_x^{min} \tag{6.12}$$

eine ortsunabhängige Größe darstellt.

Zahlreiche Untersuchungen haben gezeigt, daß aufgrund einer definierteren Schauerform die korrigierte Dispersion $D_x^{korr}$ für elektromagnetische Teilchen im Mittel kleiner ist als für hadronische. Auch sind die Unterschiede der Dispersion in horizontaler und vertikaler Richtung für hadronische Teilchen häufig deutlich unterschiedlich. Eine Schwelle auf die Dispersion kann zu einer effektiven Teilchenunterscheidung

benutzt werden. Teilchen mit kleinen Dispersionen werden als elektromagnetische Teilchen klassifiziert, während Teilchen mit einer Dispersion oberhalb des Schwellwertes als hadronische verworfen werden. Durch eine Variation der Schwelle kann der jeweils verworfene Hadronenanteil im Hinblick auf den gleichzeitig fälschlich als Hadronen klassifizierten Elektronenanteil ausgewählt werden. Abbildung 6.3 zeigt die Abhängigkeit des Anteils erkannter Hadronen in Abhängigkeit der Elektronenverlustrate am Beispiel von Teilchen mit einer Energiedeposition von 10 GeV.

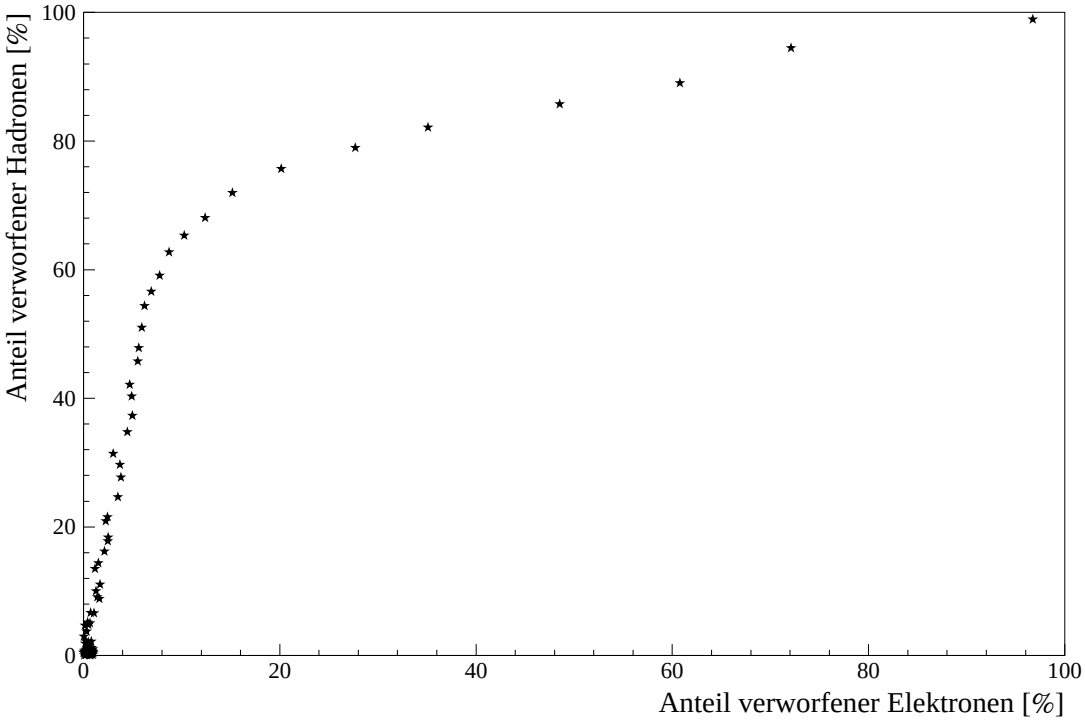


**Abbildung 6.3:** Anteil mittels der Dispersionsanalyse verworfener Hadronen in Abhängigkeit vom Elektronenverlust am Beispiel von Teilchen, die eine Energie von 10 GeV im Detektor deponiert haben. Jeder Datenpunkt repräsentiert eine andere Schwelle in der korrigierten Dispersion [Shl94].

Eine Untersuchung der Energieabhängigkeit der Schauergröße (und damit der Dispersion) zeigt, daß diese Größe keinesfalls unabhängig ist, sondern sowohl für die Hadronen als auch für die Elektronen mit steigender Energie ansteigt. Dies ist durch die weitere Ausbreitung der Schauer bei größeren Energien zu erklären. Momentan

ist die Energieabhängigkeit der Schwelle $S(E)$ folgendermaßen parametrisiert:

$$S(E) = \begin{cases} 0,267 & \text{, falls } E \leq 10 \text{ GeV} \\ 0,167 + E \cdot 10^{-5} & \text{, falls } E > 10 \text{ GeV } (E \text{ in MeV}) \end{cases} . \tag{6.13}$$

Ein Treffer auf dem Detektor wird für die spätere Analyse als Photonentreffer klassifiziert, wenn die korrigierte Dispersion in beiden Richtungen unterhalb der Schwelle liegt. Außerdem ist eine untere Energieschwelle notwendig, um die nicht aufschauernden Hadronen zu verwerfen. Diese sind nämlich nicht über ihre Schauergröße erkennbar. Im Normalfall wird ein solches minimal ionisierendes Teilchen im Detektor nur ein Modul passieren, so daß die Dispersion gar nicht sinnvoll definiert ist und demzufolge auf Null gesetzt wird. Da auch Photonentreffer in den kleinen Energiebereichen nur sehr kleine Schauer ausbilden, ist eine Trennung über die Schauergröße hier nicht möglich.

Um eine Teilchentrennung auch im unteren Energiebereich erreichen zu können, wurde die Möglichkeit der Zeitmessung in den neuen ADCs vorgesehen. Die Überlegung ist, daß das Energiesignal minimal ionisierender Teilchen im Mittel vor dem aufschauernder Teilchen auf den Photovervielfacher trifft. Eine zusätzliche Schwelle auf die Laufzeit des Signals sollte also eine Diskriminierung erlauben. Die Analysen zu diesem Gesichtspunkt sind allerdings zu diesem Zeitpunkt noch nicht weit genug fortgeschritten, um diese Methode schon einsetzen zu können.
Vorstellbar ist die Möglichkeit, durch Messung der Laufzeit der Teilchen insbesondere langsame Teilchen erkennen zu können. Besonders langsame Antineutronen, die durch ihre Annihilation eine hohe Energie im Detektor deponieren, wären geeignete Kandidaten für diese Methode, die bei den bisherigen Zeitauflösungen im Bereich von 400 ps noch erkannt werden könnten.

# 7. Erfahrungen mit dem ADC-System

In Kapitel 4.3.4 wurde bereits die Funktionsweise und der Aufbau des für das WA98-Experiment neu entwickelten Auslesesystems ausführlich behandelt. Dies Kapitel soll sich mit den Erfahrungen beschäftigen, die mit dem System insbesondere im Laufe der Auswertung der im Herbst 1994 genommenen Schwerionendaten gemacht wurden.
Da die Elektronik damals aufgrund von Verzögerungen im Entwicklungs- und Produktionsprozeß erst nach Beginn der Strahlzeit montiert und in Betrieb genommen werden konnte, gab es noch keine praktischen Erfahrungen im Betrieb eines so großen Systems. Tatsächlich zeigten sich bereits im Laufe der Strahlzeit und dann vor allem während der Analyse der bei der Strahlzeit gewonnenen Daten eine Reihe von Fehlern, die aber zum allergrößten Teil nicht mehr während der Periode der Datenaufnahme, sondern erst im Verlauf des Jahres 1995, vor Beginn der zweiten Schwerionenstrahlzeit behoben werden konnten.
Die folgenden Abschnitte behandeln einige der entdeckten Probleme und die Lösungsversuche, die zunächst auf der Software- und später auch auf der Detektorseite unternommen wurden.

## 7.1 Fehler auf ADC-Ebene

Bei der Übertragung von Daten von den ADC-Boards hin zu den MIZARs können Fehler auftreten, sogenannte „Byte-Error“. Diese können sich darin äußern, daß entweder ein Teil der Daten verloren geht oder aber verfälscht ankommt. Um die Daten zu kontrollieren, werden bei der Verarbeitung in den MIZARs eine Reihe von Tests durchgeführt, und falls Inkonsistenzen vorliegen, wird eine entsprechende Signalzahl gesetzt, die bei der späteren Auswertung dekodiert werden kann.
Bisher wird in einem solchen Fall auf die Benutzung der Daten der betroffenen ADC-Platine verzichtet. Prinzipiell soll es aber bei einer späteren Auswertung möglich sein, die Daten bis auf den Verlust der Information nur eines Moduls zu rekonstruieren [Sta96].

Ein weiterer möglicher Fehler ist die Rückgabe der falschen ADC-Adresse. Auch dies kann die Folge eines gravierenderen Fehlers sein, so daß bei einem solchen Fall auf die weitere Auswertung der Information des ADCs verzichtet wird.

Zur Kontrolle der erfolgreichen Wandlung in den ADCs werden als Kontrollinformationen die Nummern der Speicherzellen ausgegeben, in denen die digitalisierten Ladungen abgespeichert wurden. Außerdem wird die Nummer der Zelle geliefert, deren Inhalt digitalisiert wurde.
Stimmen die Abstände zwischen der Pre- und Postzelle oder zwischen der Pre- und der Auslesezelle nicht mit den Werten überein, die vorher bei der Programmierung der ADCs eingegeben wurden, so werden ebenfalls die Daten des ADCs verworfen. Auch hier gilt, daß die Nummer durch eine falsche Übertragung verändert wurde, welche sich auf die übrigen Daten ausgewirkt haben kann. Sollten sich die Zellenabstände tatsächlich von den normalerweise benutzten Abständen unterscheiden, so muß zumindest aufgrund der unterschiedlichen Abfallzeiten oder einer noch nicht vollständig abgeschlossenen Integration des Signals eine Korrektur des ausgelesenen ADC-Wertes vorgenommen werden. Dies geschieht zum jetzigen Zeitpunkt der Auswertung noch nicht und bedarf vor einer erfolgreichen Anwendung noch weiterer Untersuchungen.

Abbildung 7.1 zeigt die Fehlerhäufigkeit jeder einzelnen ADC-Platine pro Ereignis im Vergleich der beiden großen, bisher mit dem System durchgeführten Strahlzeiten im Herbst 1994 und 1995.
Deutlich ist die sehr inhomogene Verteilung der 1994er Strahlzeit zu erkennen, bei der bei einigen ADC-Boards Fehlerhäufigkeiten bis an die 10% heran auftraten. Außerdem zeigte die Analyse der Daten, daß das Auftreten der Fehler unkorreliert passierte, so daß bei jedem Ereignis stets eine andere Zahl von Modulen ausgelesen wurde. Dies erleichtert die Auswertung der Daten insbesondere in Hinblick auf die geometrische Akzeptanz des Detektors keineswegs. Das sehr homogene Grundfehlerniveau der 1995er Strahlzeit von etwa 0,015%/Ereignis rührt von Ereignissen her, bei welchen im kompletten Detektor ein Fehler aufgetreten ist. Dies ist insofern nicht problematisch, als daß für diese Ereignisse die Akzeptanz gleich Null ist. Diese fallen demnach vollständig aus der Analyse heraus.

Untersuchungen konnten zeigen, daß die hier angesprochenen Probleme auf ein Signalübersprechen zwischen den Empfängern und den MIZARs zurückzuführen sind [Awe96]. Um dieses Problem zu beseitigen, wurden vor der Strahlzeit des Jahres 1995 die signalführenden Flachbandkabel mit Aluminiumfolie abgeschirmt.
Die Resultate der 1995er Strahlzeit (rechtes Teilbild in Abbildung 7.1), vor der neben den oben angesprochenen Änderungen noch weitere Umbau- und

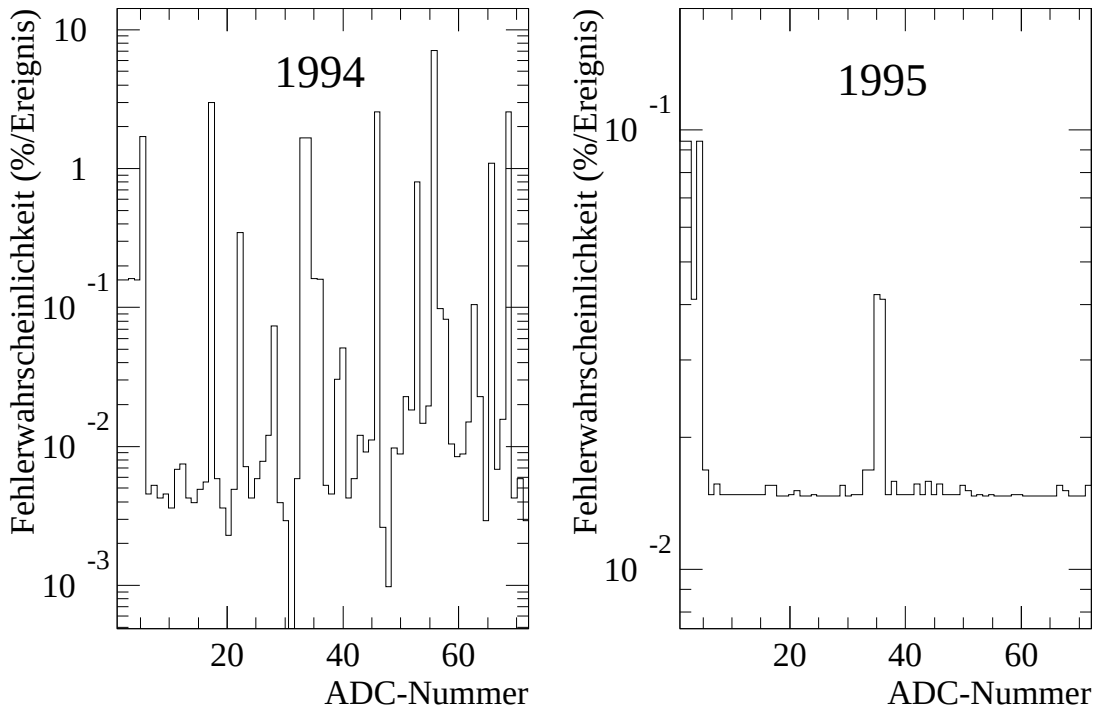


**Abbildung 7.1:** Fehlerhäufigkeit der ADC-Boards im Vergleich der beiden Schwerionenstrahlzeiten im Herbst 1994 (links) und 1995 (rechts).
Deutlich zu sehen ist die bei einer großen Anzahl von ADC-Platinen auftretende hohe Fehlerwahrscheinlichkeit von bis zu 10% pro Ereignis bei der 1994er Strahlzeit.
Die 95er Strahlzeit weist sich durch ein sehr homogenes Fehlerverhalten aus. Das konstante Fehlerniveau, welches sich über alle ADCs hinzieht, rührt von einigen Ereignissen her, bei denen der gesamte Detektor einen Fehlerstatus aufwies.

Umprogrammierungsmaßnahmen stattgefunden haben, liefern ein gänzlich anderes Bild. Nur wenige ADC-Boards zeigen jetzt noch stark von der Norm abweichende Fehlerwahrscheinlichkeiten, die Grundfehlerhäufigkeit von etwa 0,015%/Ereignis ist für fast jeden ADC konstant. Dies Grundlevel rührt von Ereignissen her, bei denen der komplette Detektor ausgefallen ist, so daß die oben angeführten Probleme mit stets von Ereignis zu Ereignis massiv veränderter Akzeptanz nicht ins Gewicht fallen. Nicht zuletzt auch dieses Bild zeigt den Erfolg der Reparaturmaßnahmen.

## 7.2 Fehler auf Einzelmodulebene

Neben den im obigen Abschnitt angesprochenen Fehlern, die die Auslese einer kompletten ADC-Platine betreffen, können auch Probleme bei der Auslese einzelner Module auftreten, die die Auslese der restlichen Module des ADCs unbeeinflußt lassen.

Im Analyseprogramm werden dabei im wesentlichen zwei verschiedene Kontrollen durchgeführt:

- Liegt der Wert der Pre-Zelle (für einen der beiden Verstärkungsbereiche) unterhalb einer bestimmten Schwelle, so wird die Information des Moduls verworfen.

- Man trägt den resultierenden ADC-Wert für den oberen und unteren Verstärkungsbereich gegeneinander auf (im folgenden auch als „Verstärkungsdiagramm“ bezeichnet). Liegt er außerhalb der normalen Verteilung, die beispielhaft in Abbildung 7.2 gezeigt ist, so wird das Modul verworfen.

Die Abfrage auf den Wert der Pre-Zelle erfolgt, da dieser Wert die integrierte Spannung vor dem eigentlichen Signal repräsentiert und demzufolge nur einer durch Rauschen hervorgerufenen Ladung entsprechen sollte. Da die ADCs so arbeiten, daß der Null-Wert bei 950 Kanälen liegt und höhere Eingangssignale ein kleineres Signal liefern sollten, bedeutet eine Schwelle, die ein Wert nicht unterschreiten darf, nichts anderes als eine Begrenzung des zugehörigen Signals nach oben. Ist der ADC-Wert der Pre-Zelle also zu niedrig, so wurde dieser entweder falsch ausgelesen oder aber ein internes Problem, wie z.B ein nicht erfolgtes Löschen des Zelleninhaltes vor einer erneuten Auffüllung, liegt vor.
Die oben genannten Kontrollen können im Falle der blauen LED nicht angewandt werden. Hier liegt der Sachverhalt insofern anders, als seine Funktionsweise der Arbeitsweise des ADCs entgegenläuft. Da das Photovervielfachersignal dieser LED etwa 2 $\mu$s lang ist, liegt der Aufnahmezeitpunkt sowohl der Pre- als auch der Post-Zelle im Bereich des Signalplateaus (zu den Signalformen siehe [Boh96] und [Sch94]). Demzufolge muß bereits die Ladung, die zum Zeitpunkt der Pre-Zelle akkumuliert wurde, deutlich von Null verschieden sein. Die Subtraktion der ADC-Werte von Pre- und Post-Zelle gibt zwar immer noch einen Wert, der proportional zur Ausgangsspannung des Photovervielfachers ist, eine Analyse des Pre-Wertes selbst sagt aber nichts mehr über die Funktion des ausgelesenen ADC-Kanals aus.

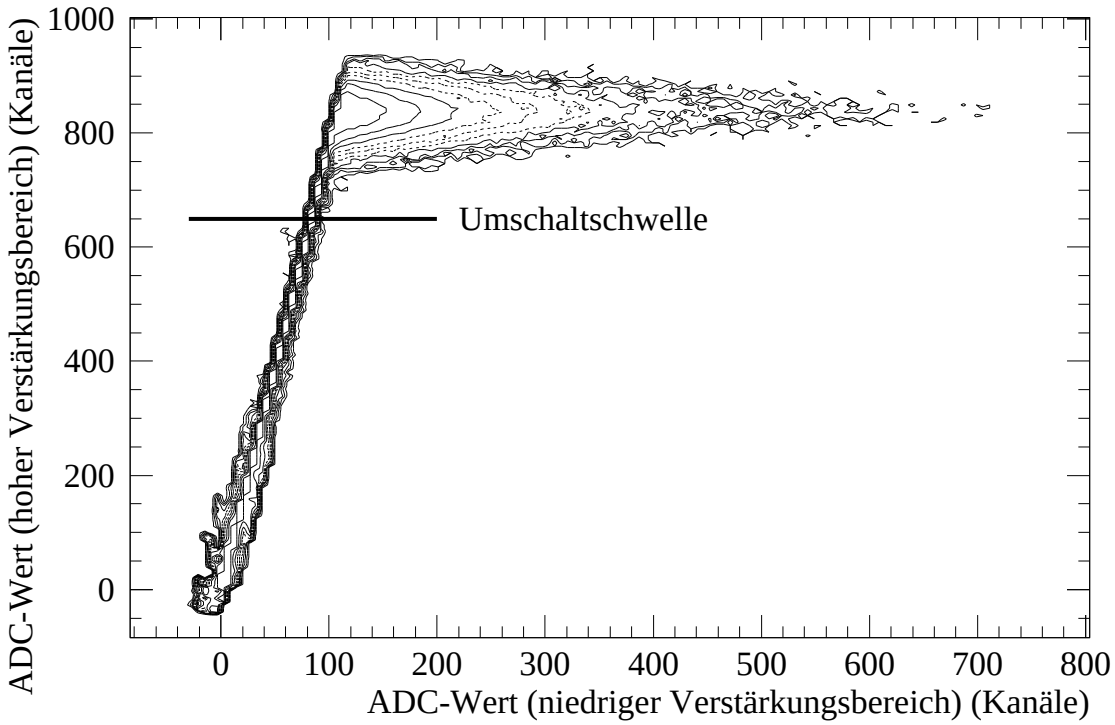


**Abbildung 7.2:** Abhängigkeit der beiden ADC-Werte aus den beiden Verstärkungsbereichen („Verstärkungsdiagramm“).
Für jedes Modul wird geprüft, ob der entsprechende Datenpunkt innerhalb der Hauptverteilung liegt. Ist dies nicht der Fall, so wird die Information des Moduls verworfen.
Zusätzlich ist als breite Linie die Umschaltschwelle eingezeichnet, oberhalb derer auf den ADC-Wert mit der niedrigen Verstärkung zurückgegriffen wird.

Das Verstärkungsdiagramm weist vornehmlich zwei klar erkennbare Äste auf: einen stark ansteigenden Ast bei kleinen ADC-Werten niedriger Verstärkung und einen Ast parallel zur horizontalen Achse bei konstantem ADC-Wert hoher Verstärkung. Der ansteigende Ast repräsentiert das normale Verhalten des ADCs für niedrige Eingangssignale. Die Signale sind noch so gering, daß der hohe Verstärkungsbereich nicht übersteuert. Die Steigung der Kurve in diesem Bereich entspricht dem Verstärkungsfaktor zwischen den beiden dynamischen Bereichen des ADCs und liegt im Detektormittel bei 7,729 (dieser Wert wurde aus der Analyse des Verstärkungsdiagramms gewonnen). Dieser Wert wird in der weiteren Analyse der Schwerionendaten als globaler Faktor angewandt. Zum Teil zeigen einzelne ADC-Platinen eine geringfügig andere Steigung, so daß eine weiter verbesserte Analyse

einen individuellen Faktor für jeden ADC beinhalten wird.
Der parallele Ast wird von all den Daten geformt, bei denen das Signal den dynamischen Bereich des hohen Verstärkungsbereiches überschreitet, so daß dieser sättigt und der Wert demzufolge nicht mehr sinnvoll ist. Als horizontale Linie in Abbildung 7.2 ist die Umschaltschwelle angegeben, oberhalb derer ausschließlich die Werte des niedrigen Verstärkungsbereiches benutzt werden.
Neben einer festen Schwelle ist in die Analyse der Schwerionendaten auch ein „weicher“ Übergangsbereich eingebaut worden, innerhalb dessen der ADC-Wert von oberem und unterem Verstärkungsintervall gemischt wird. Die beiden Zahlen werden dabei unterschiedlich gewichtet, d.h. je näher der Sättigungsbereich rückt, desto niedriger wird der ADC-Wert der hohen Verstärkung gewichtet. Die Breite des Übergangsbereiches beträgt 100 Kanäle im hohen Bereich, die Umschaltschwelle entspricht derjenigen, die bereits angesprochen worden ist. Ein Vergleich der mittels harter einerseits und weicher Umschaltung andererseits gewonnenen Datensätze läßt bisher keinen Vorteil bei einer der beiden Methoden erkennen.
Fällt das Wertepaar für ein Modul nicht in die in Abbildung 7.2 klar erkennbare Hauptverteilung, so lag bei der Datenaufnahme ein Fehler bei der Konversion zumindestens in einem der beiden Verstärkungsbereiche vor. Da nicht klar ist, ob und wenn ja, welcher der beiden Werte richtig ist, wird ein solches Modul für das entsprechende Ereignis verworfen.
Auch in diesem Fall ist die Bedingung nicht auf die Signale der mit dem blauen Pulser betriebenen LED anwendbar. Da aufgrund der sehr langen Pulsdauer eine sehr hohe Ladungsmenge akkumuliert wird, wird der Bereich hoher Verstärkung auf jeden Fall übersteuert. Für die blaue LED ist demzufolge nur das Signal niedriger Verstärkung verwertbar.

## 7.3 Schwankungen der ADC-Offsets

Wie sich im Verlaufe der Analyse der 1994er Strahlzeitdaten zeigte, gab es nicht nur die oben genannten Probleme. Hinzu kamen plötzliche Änderungen von Offsets während des Betriebes des Detektors, die die ADC-Signale simultan für ganze ADC-Einheiten verschoben. Wie sich später zeigte, waren diese Drifts auf den Verlust von Betriebsparametern (den „seriellen Daten“ der ADCs) zurückzuführen, die sich im Laufe der Zeit ereigneten. Die Verschiebung der Pedestals zu größeren Werten nach Verlust der Daten äußerte sich u.a. in einer starken Änderung der Treffermultiplizitäten und einer Verschiebung der Schauerbreite, was zu einer starken Beeinträchtigung der Funktionsfähigkeit der Teilchenerkennung führen kann.

Im Hinblick auf diese Tatsachen wurden eine Reihe von Methoden entwickelt, um zum einen den Zeitpunkt der Drifts zu bestimmen und zum anderen den Auswirkungen dieser entgegenzuwirken.

Zur Bestimmung der Offsetverschiebungen wurden die Referenzpositionen aller Module eines Runs gegen diejenigen eines Bezugsruns aufgetragen. Der Bezugsrun wurde vorher dahingehend ausgewählt, daß zum Zeitpunkt seiner Messung ein unkomprimierter Datensatz aufgenommen wurde, d.h. ohne Nullunterdrückung, so daß zu diesem Zeitpunkt zum einen der absolute Offset bestimmt werden kann und zum anderen sichergestellt ist, daß unmittelbar vor der Datennahme die Betriebsparameter neu geladen wurden.
Eine typische Verteilung (aufgenommen in der 1994er Strahlzeit) ist in Bild 7.3 dargestellt für das Beispiel der Peakpositionen der mit dem Avalanche-Pulser betriebenen gelben LED. Die Positionen sollten im Normalfall streng korreliert sein, d.h. sie sollten auf einer Geraden mit der Steigung 1,0 und dem Achsenabschnitt 0,0 liegen. Im Falle einer Offsetverschiebung ist eine Parallelverschiebung dieser Geraden zu erwarten, so daß der resultierende Achsenabschnitt ein Maß für die Größe der Drift darstellt.

Neben mehreren parallelen Verteilungen ist auch noch deutlich ein Ast zu sehen, der eine erheblich andere Steigung aufweist. Hier ist zwischen den beiden untersuchten Runs für einen ADC zusätzlich noch eine Verstärkungsänderung aufgetreten, die aber durch Einsatz des Referenzsystems korrigierbar ist.
Da deutlich wird, daß zwischen zwei Runs nicht der komplette Detektor seine Ausleseparameter ändert, sondern sowohl noch ursprüngliche als auch bereits verschobene Verteilungen zu finden sind, ist es notwendig, das Verhalten des Detektors in seinen Untereinheiten zu analysieren, um individuelle Verschiebungswerte erhalten zu können. So zeigte sich, daß bis hinunter zur Vorverstärkerebene (wo acht Module zusammengefaßt werden) Unterschiede auftreten können. Um die Offsets mit möglichst hoher Genauigkeit errechnen zu können, wurden die Werte der unterschiedlichen Hierarchiestufen (siehe unten) miteinander verglichen. Für ein bestimmtes Modul wurde der Offsetwert derjenigen höchstmöglichen Hierarchiestufe gewählt, der sich nur unwesentlich von demjenigen der untersten Stufe, zu der das Modul gehört, unterschied. Dieses recht komplizierte Auswahlverfahren mußte benutzt werden, um dem unterschiedlichen Verhalten jeder einzelnen Untergruppe Rechnung zu tragen. Die betrachteten Stufen sind hierbei (von der Stufe mit den wenigsten beteiligten Modulen ab gerechnet):

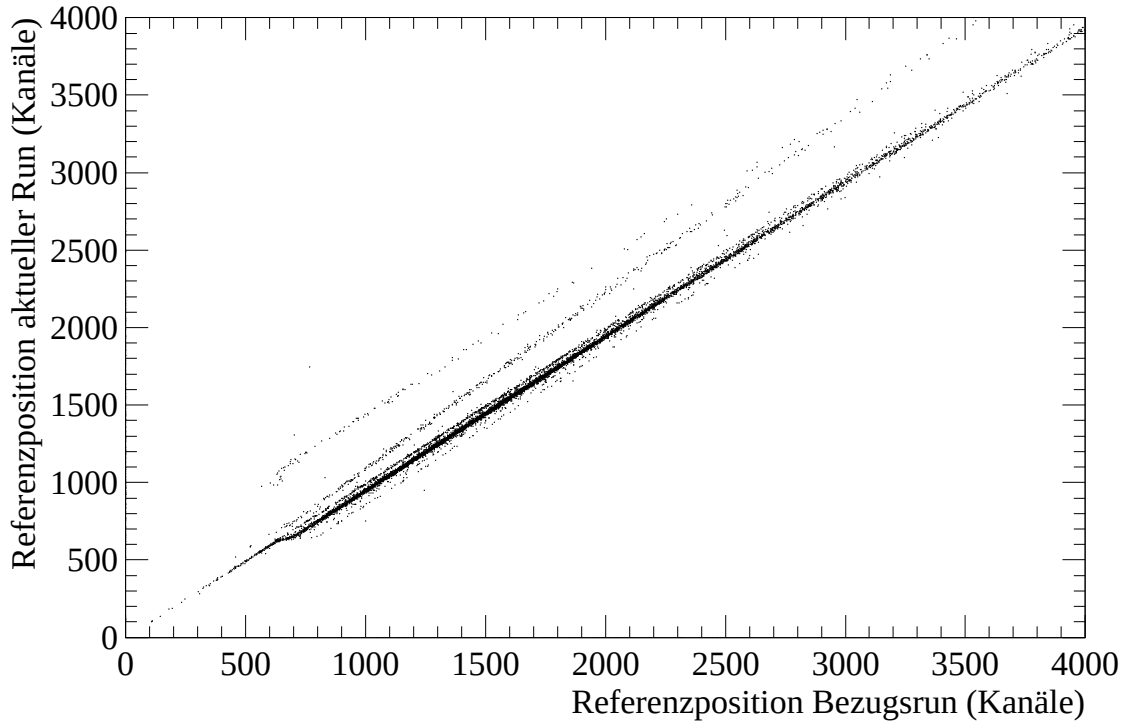


**Abbildung 7.3:** Bestimmung der Offsetverschiebungen. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Referenzpositionen der mit dem Avalanche-Pulser betriebenen gelben LED von einem ausgewählten Run und dem Bezugsrun für jedes Modul.

---

- Vorverstärker,
- Supermodul,
- ADC-Platine,
- MIZAR und
- der kompletter Detektor.

Bevor allerdings die Daten aller Module für die Bestimmung der Verschiebungen herangezogen werden konnten, mußten sie einer umfänglichen Kontrolle unterzogen werden. Insbesondere war es wichtig, solche Untereinheiten zu erkennen, bei denen während des Runs eine Verschiebung aufgetreten war. Zur sicheren Bestimmung solcher Module und Gruppen wurde nicht nur der Mittelwert der Referenzposition und deren Breite in jedem Modul für jeden Datenrun berechnet, sondern auch die

höheren Momente der Verteilung.
Das $n$-te Moment $M_n(x)$ einer Verteilung $x$ ist wie folgt definiert:

$$M_n(x) = \frac{1}{N-1}\sum_i^N \frac{(x_i - \overline{x})^n}{\sigma^n} \qquad (7.1)$$

*mit*

$N$ : Anzahl der Ereignisse,
$\overline{x}$ : Mittelwert der Verteilung,
$\sigma$ : Breite der Verteilung.

Die Breite $\sigma$ der Verteilung ist hier gleich der Standardabweichung, welche sich wiederum als Wurzel der Varianz der Verteilung bestimmt.
Das dritte Moment, auch als „Schiefe“ bezeichnet, ist ein Maß für die Asymmetrie. Weist die Verteilung einen Ausläufer zu höheren Werten auf, so ist die Schiefe positiv, bei Ausläufern zu kleineren Werten ist sie entsprechend negativ.
Das vierte Moment, der „Exzess“, ist ein Maß für die Abweichung einer Verteilung von der Form einer idealen Gaußkurve. Ein negativer Exzess weist auf eine abgeplattete Kurve hin, ein positiver Exzess auf einen spitzeren Verlauf.
Um die Empfindlichkeit der Momente auf Veränderungen in der Verteilung, die durch Sprünge oder Drifts hervorgerufen wurden, zu untersuchen, wurden neben den Fehlerbetrachtungen auch Verteilungen mit Drifts und Sprüngen simuliert (Bild 7.4). Die Ungenauigkeit der Schiefe ist (bei einer idealen Gaußkurve) über $\sqrt{15/N}$ bestimmt, wobei $N$ die Anzahl der Datenpunkte der Verteilung angibt. Die Signifikanz des Exzesses ist schon aufgrund der größeren Unsicherheit von $\sqrt{96/N}$ erheblich kleiner, so daß zu erwarten ist, daß nur bei sehr gravierenden Veränderungen der Verteilungen der Exzess als Erkennungsmaß heranzuziehen ist.
Die Simulationen liefern ein ähnliches Bild. So ist in Abbildung 7.4 eine gaußförmige Verteilung der Breite fünf simuliert worden, bei der nach der Hälfte der simulierten Ereignisse (in diesem Fall 200) ein Sprung von unterschiedlicher Stärke auftritt (gekennzeichnet durch die Nummer des Parametersatzes). Die Lage der unveränderten Verteilung bei Parametersatz 500 und das dazugehörige Moment ist durch dicke Linien gekennzeichnet. Zu den Rändern hin nimmt die Stärke des Sprungs linear zu, bis er an den Außenrändern eine Höhe von +10% (Parameter Null) bzw. −10% (Parameter 1000) aufweist. Entsprechend weisen die Mittelwerte außen auch einen Wert von 105 bzw. 95 auf. Als schmalere vertikale Linien sind im Diagramm die Grenzen eingetragen, außerhalb derer die Veränderung der Verteilung anhand der Momente klar erkennbar wird. Während die Standardabweichung erst ab einer Veränderung von ±4% signifikante Ergebnisse liefert, bringt die Analyse der Schiefe

schon ab Sprüngen im Bereich von $\pm 2\%$ klare Resultate. Die Analyse des Exzesses ist dagegen, nicht zuletzt wegen des großen Fehlers, erst ab Sprunghöhen von $\pm 6\%$ als brauchbar zu erachten. Simulationen von Drifts, die hier nicht separat dargestellt werden sollen, liefern ähnliche Ergebnisse. Im allgemeinen scheinen die Momente ein wenig schwächer auf eine Drift als auf einen Sprung gleicher Stärke zu reagieren.

Nach Bestimmung der Momente der jeweiligen Untergruppen und der Selektion derjenigen Teile, die keine Veränderung der Spektren während des betrachteten Runs erfahren haben, wurden durch Anpassung von Geraden an die in Abbildung 7.3 gezeigten Spektren die Offsets extrahiert. War eine solche Bestimmung aufgrund der Tatsache, daß eine Drift der Module innerhalb einer Untergruppe aufgetreten war, nicht möglich, so wurde der entsprechende Teil für die Analyse des Runs nicht herangezogen. Im Laufe der Untersuchung zeigte sich, daß Veränderungen auf Supermodulebene so gut wie nicht zu verzeichnen waren. Dies verwundert auch nicht weiter, da ein Supermodul im Sinne der Auslese keine eigenständige Einheit bildet. Klar feststellbar sind dagegen Schwankungen sowohl auf Vorverstärker- als auch auf ADC-Niveau.
Dies führt erneut zu dem Problem einer zeitlich stark veränderlichen Akzeptanz, ist aber aufgrund des nicht korrelierten Verhaltens der einzelnen Detektorabschnitte nicht zu vermeiden, um die Qualität der nicht veränderten Daten nicht zu beeinträchtigen. Weiterhin bedeutet dies aufgrund der Notwendigkeit, neben ausgeschalteten Modulen auch noch deren unmittelbare Nachbarmodule für einen Treffer unsensitiv zu machen (dies wird noch näher in Kapitel 8.1 erläutert), so daß die eigentliche für einen Treffer sensitive Detektorfläche dramatisch heruntergeht. Schaltet man zusätzlich zu Modulen mit schlechten Momenten noch solche aus, die ständig ein erhöhtes Signal zeigen (sogenannte „Sänger“), so blieb am Ende weniger als die Hälfte der Detektorfläche als treffersensitive Fläche zurück.

Abbildung 7.5 zeigt ein typisches Beispiel für die Entwicklung des aus den Daten des kompletten Detektors bestimmten Offsets für etwa einhundert Runs, jeweils relativ zum Bezugsrun #1924. Diese Werte wurden bei der Auswertung der Daten der Herbststrahlzeit 1994 gewonnen. Die z.T. großen Lücken zwischen den Datenpunkten weisen auf Runs hin, die aufgrund der unterschiedlichen Selektionskriterien komplett verworfen wurden. Entsprechend sinkt die nutzbare Statistik noch weiter ab.

Deutlich zu sehen ist, daß der Offset im wesentlichen zwei Werte annimmt. Dies deutet darauf, daß die Ausleseelektronik zwei verschiedene Zustände eingenommen hat. Eine genauere Untersuchung der elektronischen Komponenten einer- und der Vorgänge bei Verlust der seriellen Daten andererseits zeigte, daß bei Verlust dieser Daten die Schwelle für die Diskriminatoren des Zeitauslesekreises auf Null gestellt

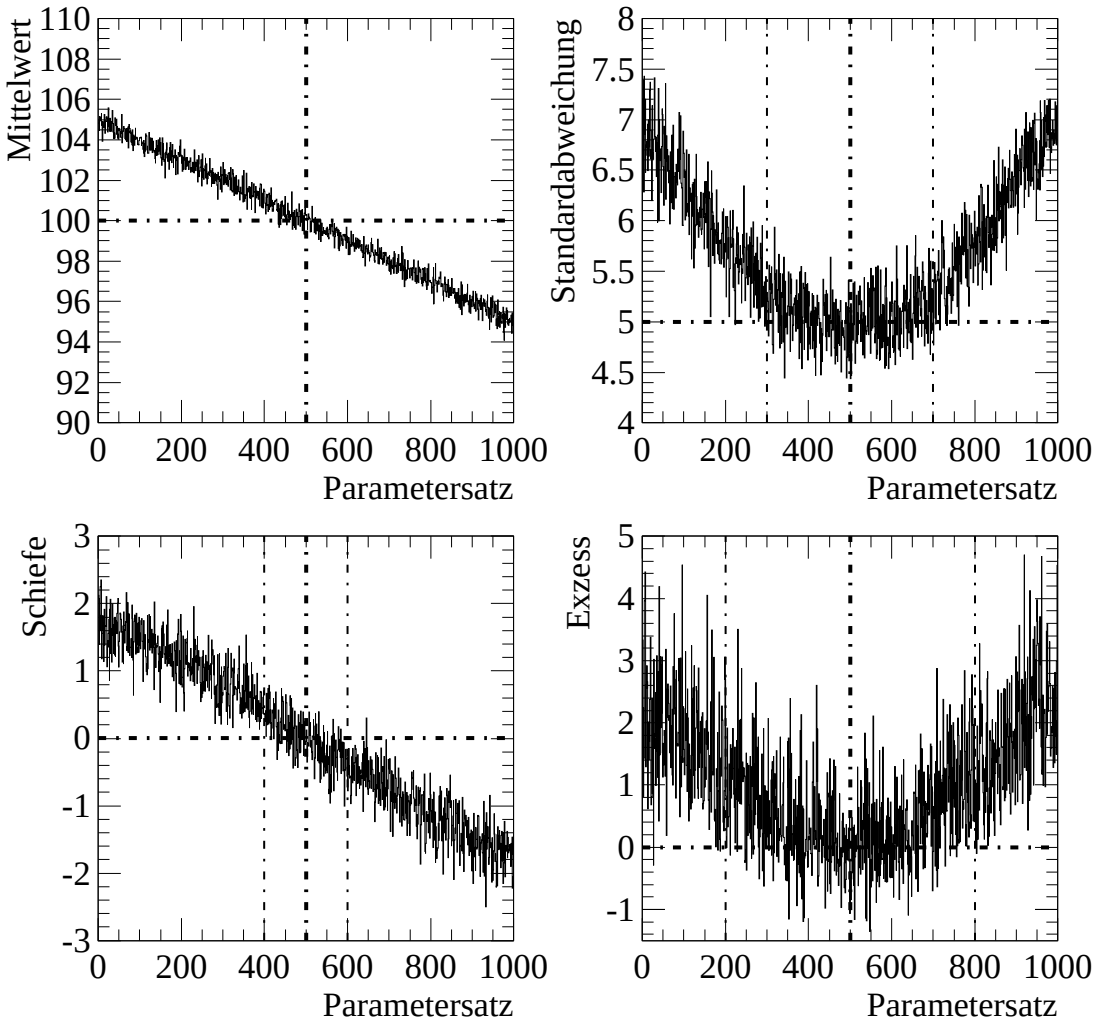


**Abbildung 7.4:** Momente der simulierten Verteilungen.
Dies Bild soll das Verhalten der Momente auf einen Sprung in den Daten darstellen. Simuliert wurde eine Gaußverteilung der Breite fünf mit 200 Ereignissen, bei der nach 100 Ereignissen ein Sprung auftritt. Der Parametersatz 500 (durch eine dicke, strichpunktierte Linie in allen Abbildungen gekennzeichnet) entspricht den Momenten einer ungestörten Verteilung. Jeweils zu den Rändern hin nimmt die Höhe des Sprungs zu, bis bei Null ein Sprung um +10%, bei Parameter 1000 ein Sprung um −10% erreicht ist.
Als dünne, vertikale, strichpunktierte Linien sind die Grenzen des Bereiches angegeben, innerhalb derer die höheren Momente keine signifikante Aussage über eine Veränderung der Verteilung erlauben.

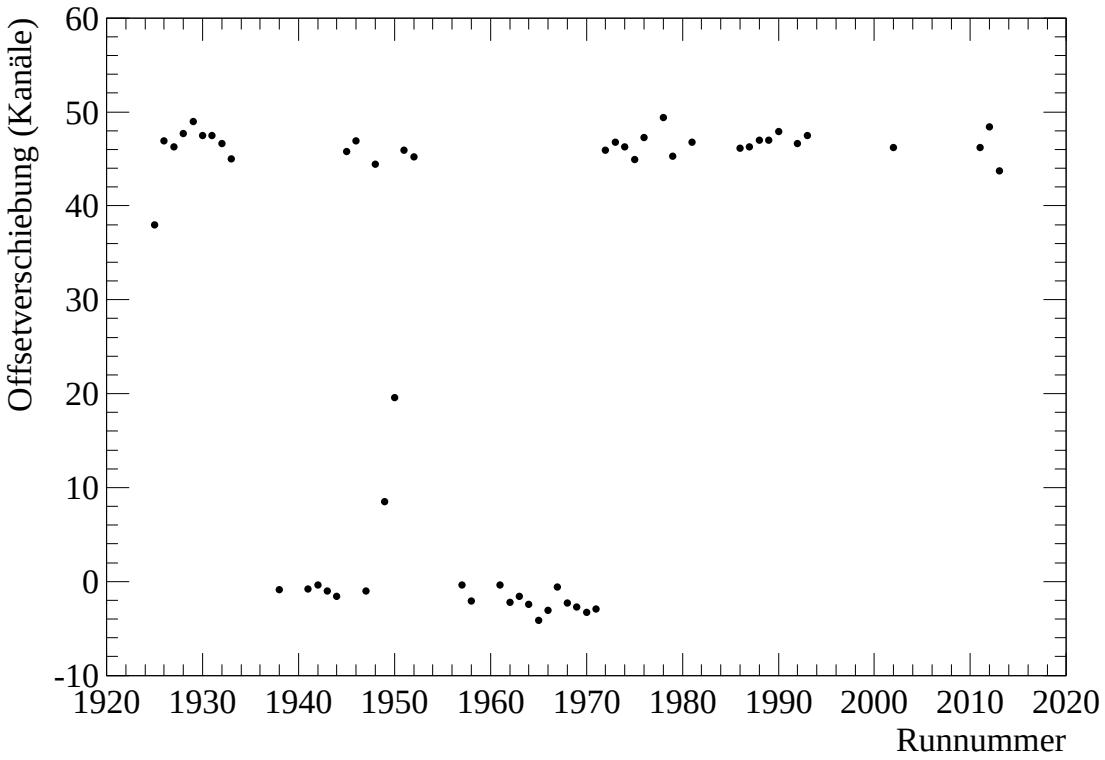


**Abbildung 7.5:** Entwicklung der Offsetverschiebungen im Rahmen von etwa einhundert Runs relativ zu Run #1924.
Deutlich zu erkennen ist, daß im wesentlichen zwei unterschiedliche Werte für die Offsetverschiebung auftreten. Dies deutet darauf hin, daß sich das System in zwei diskreten Zuständen befinden kann.

wurde. Ab diesem Augenblick gaben die Diskriminatoren für jedes Modul bei jedem Ereignis einen Stoppimpuls ab, da ja auch ein Null-Ereignis jetzt bereits mit der Schwelle konform war. Da die Elektronik nicht dafür ausgelegt war, daß der komplette Detektor simultan einen Wert zeigt, wurde ein zu hoher Strom verbraucht. Dies führte zu einem Abfall der Versorgungsspannung. Dieser Abfall wiederum bewirkte letztendlich bereits am Anfang des Auslesekreises, also bei der Verstärkungsstufe, die Verschiebung des Offsets.

Nach Bestimmung der Offsetdrifts in bezug auf einen Run war noch die Bestimmung des absoluten Pedestals notwendig. Zu diesem Zweck mußte der Bezugsdatensatz ohne Nullpunktsunterdrückung aufgenommen werden. Eine Analyse des Bleiglassignals unter einer „detektorfremden“ Bedingung (z.B. einem Referenztrigger eines anderen WA98-Detektors) liefert die Information über diese Nullpunktverschiebung.

Die Verteilung der Werte für die niedrige Verstärkungsstufe für den Bezugsrun ist in Histogramm 7.6 gezeigt. Die Anpassung einer Gaußfunktion liefert einen mittleren Wert von 2,9 Kanälen. Die Breite dieser Verteilung liegt bei etwa 0,6 Kanälen.

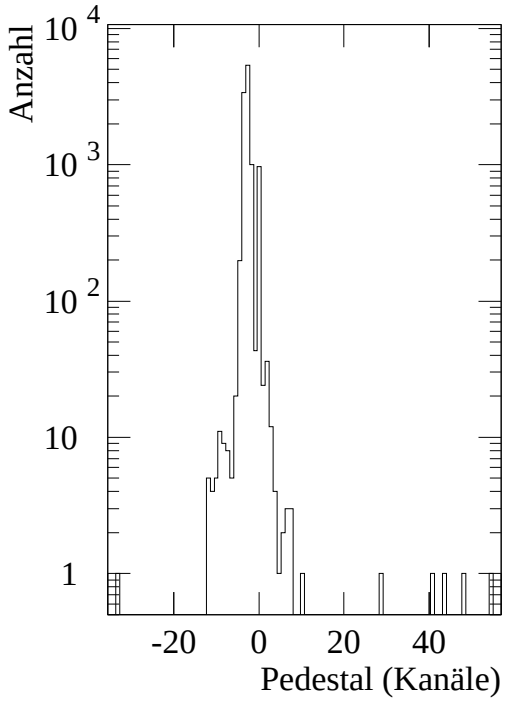


**Abbildung 7.6:** Pedestalwerte des Bezugsruns #1924.

Eine Untersuchung der Pedestalbreite für die ADC-Werte mit hoher Verstärkung zeigte eine sehr breite Verteilung (mit etwa 10 Kanälen). Dies deutete auf eine starke Rauschquelle hin, die die Auflösung des Detektors erheblich verschlechterte und so quasi drei Bits unbrauchbar machte. Die Quelle dieses starken Rauschens konnte in einem Fehldesign der ADC-Platinen gefunden werden. Hier wurde durch eng zusammenlaufende Signalleitungen Rauschen im analogen Teil der Auslesekette induziert wurde.

Bei der Vorbereitung der Strahlzeit im November/Dezember 1995 wurde in Hinblick auf die im Verlauf der Analyse der 1994er Daten erkannten Probleme eine Reihe von Umstellungsmaßnahmen vorgenommen.
Um das Problem mit dem Verlust der seriellen Daten in den Griff zu bekommen, wurde die Logik insofern geändert, als daß das erneute Einlesen von seriellen

Daten nicht mehr durch eine Signalflanke, sondern nur durch einen langen logischen Puls eingeleitet werden kann. Diese Änderung verhindert, daß bei einem zufälligen Rauschimpuls auf der entsprechenden Steuerleitung der Einlesevorgang gestartet wird. Da bei einem zufälligen Prozeß undefinierte Daten an der Einleseleitung anliegen, würde sonst das Programm mit unsinnigen Informationen überschrieben. Nach dieser Änderung sollte der Verlust der seriellen Daten nicht mehr auftreten und damit auch nicht mehr der Verlust der Diskriminatorschwelle, der ja die Drift des Offsets bewirkt hat. Um dem Offsetdrift auf noch andere Arten vorbeugen zu können, wurde zusätzlich die Programmierung der ADCs dahingehend geändert, daß der Initialisierungswert der Diskriminatorschwellen auf einen Wert größer als Null gesetzt wird. Um außerdem die Versorgungsspannung konstant zu halten, wurde auf jeder Platine ein zusätzlicher Kondensator zur Pufferung aufgelötet. Schließlich wurden mehrere Platinen, die ein besonders schlechtes Verhalten in Hinblick auf ADC-Fehler zeigten, ausgewechselt.

## 7.4 Erfahrungen aus der Strahlzeit 1995

Das Verhalten des Detektors während der Herbststrahlzeit des Jahres 1995 zeigte in der Tat, daß die vorgenommenen Änderungen zu einem erheblich gleichmäßigeren und fehlerfreieren Betrieb beigetragen haben. So ist, wie bereits im rechten Teil von Figur 7.1 gezeigt, die Fehlerrate auf ADC-Ebene deutlich zurückgegangen. Insgesamt zeigen nur noch sechs Boards eine erhöhte Fehlerrate, während bei der Strahlzeit ein Jahr vorher noch mehr als 25 Platinen eine erheblich höhere Rate aufwiesen. Auch die Rate an Einzelmodulfehler ging von der einen zur anderen Strahlzeit drastisch zurück. Insgesamt bedeutet dies eine erheblich größere und vor allem eine erheblich homogenere Detektorakzeptanz im Vergleich zu der 1994er Strahlzeit. Nach Abzug der Randmodule zu nicht ausgelesenen Detektorbereichen steht so etwa noch 85% der Oberfläche für die Registrierung von Teilchentreffern zur Verfügung.

### 7.4.1 Zukünftige Aufgaben

Im Rahmen der weiteren Verbesserung der Analysemethoden sind noch eine Reihe von Untersuchungen im Programm, die zum Zeitpunkt dieser Schrift noch nicht mit in die Auswertung einbezogen werden konnten. Hierzu zählen:

- eine individuelle Bestimmung des Verstärkungsfaktors zwischen den beiden Verstärkungsstufen für jeden Auslesekanal;
- eine Korrektur des vom Auslesezeitpunkt abhängigen Signalabfalls;
- eine Korrektur des unterschiedlichen Verhaltens des Detektors bei physikalischen Ereignissen und bei Referenzereignissen.

Zur Bestimmung des individuellen Verstärkungsfaktors muß für jeden einzelnen Auslesekanal jeweils der lineare Ast der Verteilung 7.2 mit einer Geraden angepaßt werden. Die Steigung dieser Geraden entspricht dem Verstärkungsfaktor zwischen den beiden Verstärkungsbereichen.

Der Signalabfall, der mit dem Zeitpunkt der Auslese relativ zum Signal variiert, ist abhängig von der Amplitude des Signals. Dieser wird bestimmt, indem die Signalamplitude (für eine zeitlich konstante Signalquelle, z.B. eine bestimmte LED) abhängig vom Auslesezeitpunkt analysiert wird.
Der Zeitpunkt der Auslese ist mittels eines TACs festgehalten worden, der die Zeit zwischen Trigger und internem ADC-Takt mißt.

Abbildung 7.7 zeigt den kompletten Zeitverlauf des Signals. Zur Erzeugung dieses Bildes wurde der gesamte mögliche Zeitbereich vermessen, indem der Abstand zwischen Pre- und Postzelle variiert wurde. Der steile Anstieg bei kleinen Zeiten entspricht dabei Messungen, bei denen sich die Postzelle noch auf dem ansteigenden Ast des Eingangssignals befand. Erst wenn das Signal wieder abfällt, ist das eigentliche Eingangssignal beendet. Nun setzt der sichtbare Abfall durch die Entladung des Kondensators ein.
Um eine Korrektur des entladungsbedingten Abfalls vornehmen zu können, wird die Steigung des fallenden Teils der Kurve bestimmt. Wie Analysen zeigten, ist diese Steigung abhängig von der Höhe des Signals. Bei höheren Eingangsimpulsen macht sich eine größere Steigung bemerkbar. In [Dou95] wurde beschrieben, daß die Abhängigkeit von der Signalhöhe exponentiell parametrisierbar ist. Insgesamt beläuft sich die Korrektur auf etwa zwei bis drei Prozent, da nur Schwankungen in einem im Vergleich zu Abbildung 7.7 kleineren Zeitfenster auszugleichen sind.

Die Problematik eines unterschiedlichen Verhaltens des Detektors zwischen physikalischen Ereignissen und Referenzereignissen ist folgende: bei letzteren sprechen im Normalfall alle Module des ADCs gleichzeitig mit einer vergleichsweise hohen Amplitude an, während bei einem Physikereignis nur selten alle Module ein Signal zeigen und dann vor allem auch nur in wenigen Modulen hohe Signale zu erwarten sind. Entsprechend ist die Belastung des ADCs bei einem Referenzereignis höher,

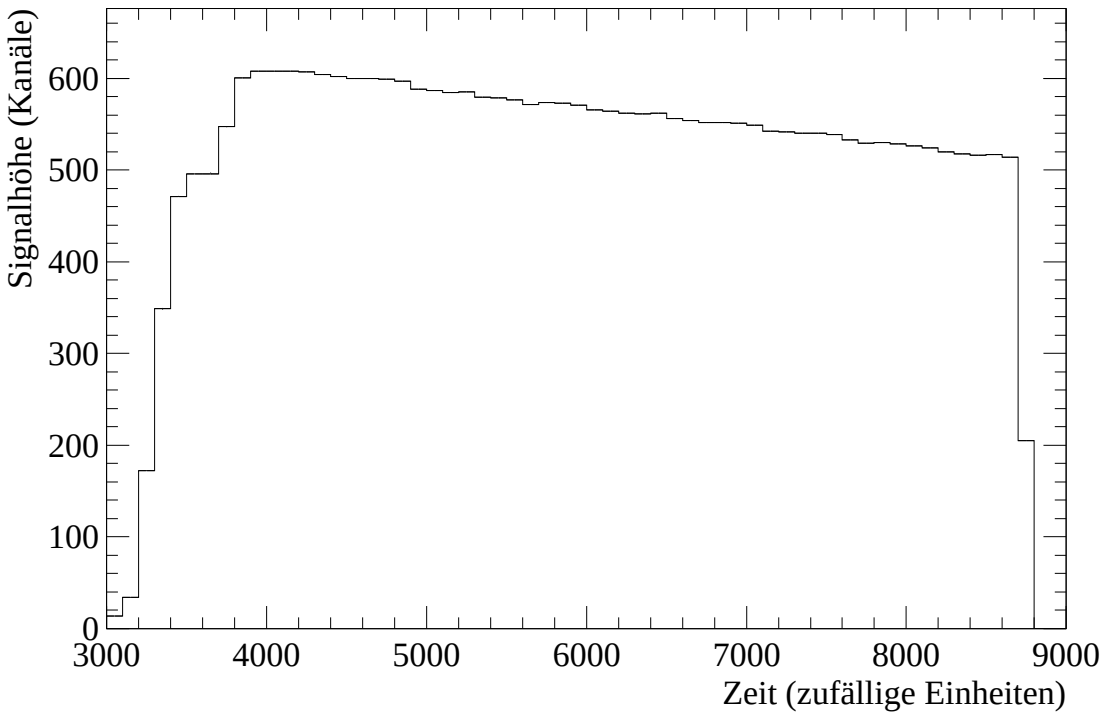


**Abbildung 7.7:** Zeitlicher Abfall eines ADC-Signals. Dargestellt ist die gemittelte Photovervielfacheramplitude für alle Module in einem bestimmten Signalhöhenbereich (gelbe LED mit Avalanche-Pulser) in Abhängigkeit vom Aufnahmezeitpunkt [Blu96]. Eine genauere Erläuterung zur Entstehung dieses Diagramms findet sich im Text.

---

was letztendlich wiederum die Versorgungsspannung und damit die registrierte Signalhöhe herabsetzen kann. Eine fälschlicherweise niedrigere registrierte Höhe eines Referenzereignisses bewirkt, daß der Verstärkungsfaktor nachgeregelt wird, so daß dieser letztendlich bei der Anwendung auf physikalische Daten zu hoch ist. Erste Analysen [Buc96b] haben gezeigt, daß dieser Effekt zu einem um maximal 5% falsch bestimmten Verstärkungsfaktor führen kann. Nach einer individuellen Analyse dieses Verhaltens für jeden Kanal wäre dann ein entsprechender Korrekturfaktor an den zeitabhängigen Verstärkungsfaktor zu multiplizieren.
Bisher sind noch keine systematischen Untersuchungen bezüglich des Übersprechens zwischen benachbarten ADC-Kanälen vorgenommen worden. Es gibt aber Hinweise, daß bei einer hohen Signalamplitude in einem Modul auch geringe Signale in Nachbarmodulen registriert werden konnten, die durch Abschaltung der Hochspannung der entsprechenden Photovervielfacher ausgeschaltet waren [Buc96b] .

# 8. Analysemethoden

Bevor ich auf die Diskussion der Schwerionendaten komme, möchte ich in diesem Kapitel zunächst einige grundlegende Analyseschritte erläutern, die zur Extraktion der Ergebnisse nötig sind.

Die Datenanalyse (im Fall eines physikalischen Ereignisses) läuft in folgenden Schritten ab:

- Triggeranalyse;
- Dekodierung der ADC-Werte und Verwerfung schlechter Module;
- Kalibration der Module;
- Trefferanalyse:
  - Clustersuche;
  - Aufspaltung von Clustern;
  - Energieeichung, Linearisierung (s. Abschnitt 5.5 und 6.2);
  - Bestimmung des Einfallsortes (Abschnitt 6.1.2);
  - Teilchenerkennung (Abschnitt 6.4);
  - Berechnung von Trefferparametern;
- Abspeichern der Trefferinformationen („DST“[1]);
- Physikalische Analyse:
  - Zweiteilchenkombinationen (mit „Ereignis-Mischung“);
  - Photonenspektren;
  - Hadronenspektren;
  - Bestimmung globaler Größen.

[1] **D**ata **S**ummary **T**ape

Die Untersuchung von neutralen Mesonen kann erst nach den obenstehenden Analyseschritten der Daten erfolgen. Die in Abschnitt 8.3 angesprochenen Akzeptanzrechnungen erfolgen unabhängig von der Untersuchung der bei der Strahlzeit gemessenen Daten. Eine Akzeptanzkorrektur ist notwendig, da der Detektor nicht den kompletten Raumwinkelbereich abdeckt, was u.a. die Transversalimpulsspektren neutraler Mesonen beeinflußt. Außerdem muß zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte von der vorhandenen Detektorfläche auf den vollständigen Raumwinkel extrapoliert werden.

## 8.1 Treffererkennung

Nach der Dekodierung der Daten und der Energiekalibration erhält man in jedem Ereignis in der Detektormatrix Informationen über diejenigen Module, in denen durch Teilchen ein Signal im Photovervielfacher erzeugt wurde. Ein typisches Beispiel für die Energiedeposition im Bleiglasdetektor bei einem zentralen Schwerionenkollision ist in Bild 8.1 gezeigt.

Aus diesem verwirrenden Bild gilt es zunächst, die Informationen der einzelnen Module derart zusammenzufassen, daß man die Teilchen, die im betrachteten Ereignis den Detektor getroffen haben, rekonstruieren kann. Die Ermittlung der physikalischen Treffer erfolgt dabei in mehreren Stufen.
Bei der „Clustersuche“ werden zunächst alle Einträge auf dem Detektor zusammenhängenden Gebieten, den „Clustern“, zugeordnet. Dies erfolgt für jedes Modul, welches einen Energieeintrag von mehr als 40 MeV aufweist. Gleichzeitig werden die Maxima eines jeden zusammenhängenden Gebietes gesucht. Ein Cluster wird nur weiterverfolgt, wenn er ein Maximum mit einer Energie von mindestens 120 MeV hat. Dies geschieht, um sehr niederenergetische Einträge, deren Aussagekraft aufgrund der schlechten Energieauflösung des Detektors im unteren Energiebereich nur sehr begrenzt ist, zu verwerfen.
Bei Auftreten mehrerer Maxima im Cluster schließt sich die Aufspaltung in mehrere einzelne Bereiche an, für jedes Maximum ein eigenes Gebiet, welches letztendlich jeweils einem Treffer entspricht. Die Aufspaltung erfolgt in der Art, daß, ausgehend vom typischen Profil eines elektromagnetischen Schauers, jedem neuen Einzelcluster ein bestimmter Anteil an der Energie eines jeden Moduls im großen Gesamtcluster zugeordnet wird ([Ber92], [Höl93]). Problematisch ist in diesem Fall die Annahme von elektromagnetischen Schauern bei der Aufspaltung. So wird im Fall der Überlagerung mit hadronischen Schauern oder minimal ionisierenden Teilchen auch diesen

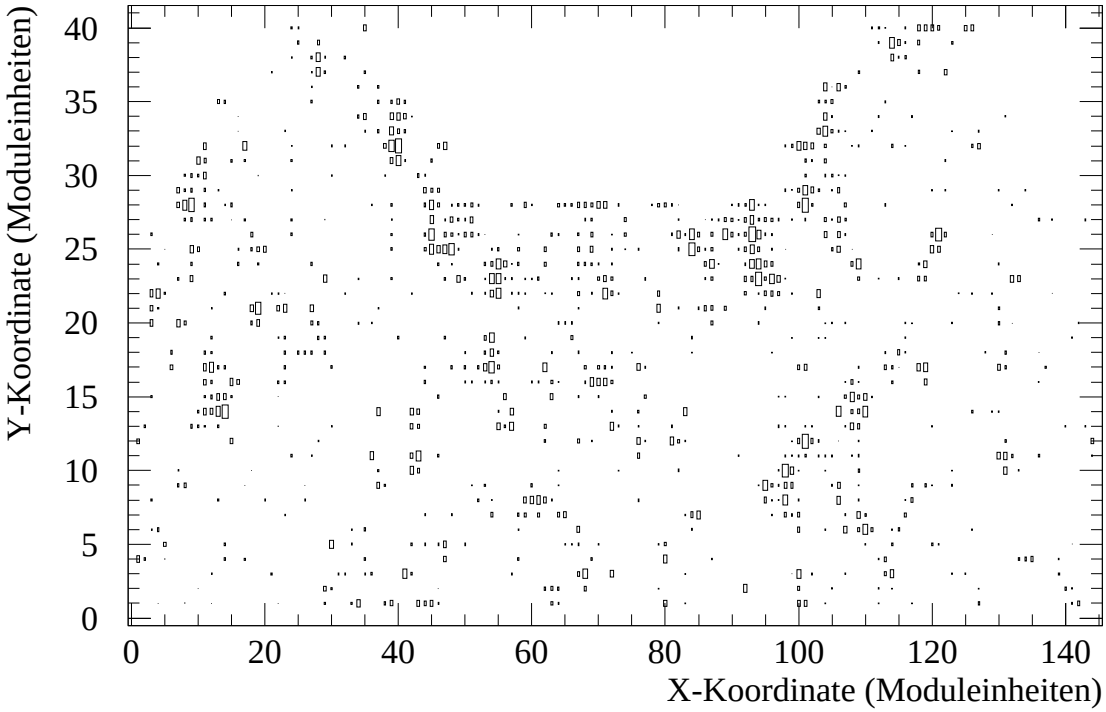


**Abbildung 8.1:** Energieverteilung nach einem typischen zentralen Schwerionenereignis (Blei-Blei, Magnet ausgeschaltet) in der unteren Detektorhälfte. Jedes Viereck zeigt die Position eines Bleiglasmoduls, in welchem ein Signal nachgewiesen wurde. Die Größe der Vierecke ist proportional zur logarithmischen Energiedeposition im jeweiligen Bleiglasmodul.

das Profil eines elektromagnetischen Teilchens aufgezwungen. Entsprechend kann es zu einer falschen Energieaufteilung kommen. Diese Effekte, die u.a. zu einer falschen Teilchenerkennung führen können, müssen in späteren Effizienzrechnungen (siehe Abschnitt 8.4) genau untersucht werden, um korrekte Zahlen für die tatsächlichen Treffer von Photonen und neutralen Mesonen erhalten zu können.
Abbildung 8.2 zeigt am Beispiel von peripheren und zentralen Blei-Blei-Ereignissen (ausgeschalteter Magnet) die Clusterspektren.

Tabelle 8.1 gibt die mittleren Anzahlen der verschiedenen bei der Clusteranalyse auftretenden Größen für die beiden untersuchten Ereignisklassen an.

Im Vergleich zwischen den peripheren und zentralen Daten sieht man deutlich, daß neben einem zu erwartenden Anstieg der Anzahl der Cluster auch die Anzahl der

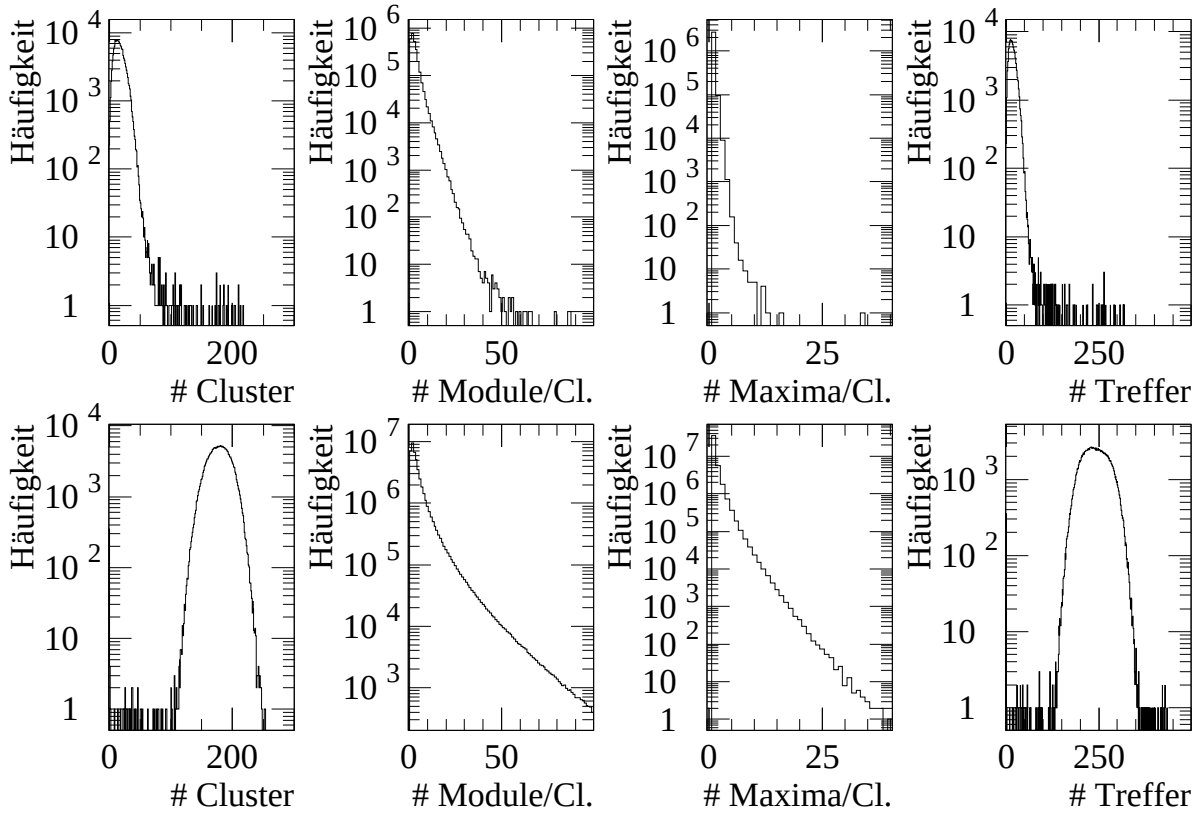


**Abbildung 8.2:** Ergebnisse der Clusteranalyse anhand von Daten der Schwerionenstrahlzeit 1995. Gezeigt sind die Spektren für periphere (obere Reihe) und zentrale Reaktionen (untere Reihe).
Das linke Bild gibt die Anzahl der Cluster pro Ereignis an. Die beiden folgenden Bilder stellen die Anzahl von Modulen bzw. Maxima pro Cluster dar. Das rechte Bild schließlich zeigt die aus der Clusteranalyse resultierende Trefferzahl pro Ereignis.

Module und Maxima pro Cluster ansteigt. Hier wirkt sich, aufgrund der höheren Multiplizität in den zentralen Ereignissen, die Überlagerung von Treffern stark aus. Besonders deutlich wird dies am Anstieg der mittleren Anzahl von Maxima pro Cluster. Während bei den peripheren Reaktionen bei nur 1,04 Maxima/Cluster auftreten, steigt dieser Wert bei den zentralen Ereignissen auf 1,36 an, was auf eine wesentlich höhere Überlagerungswahrscheinlichkeit hindeutet. In diesem Zusammenhang ist zu bedenken, daß die Trefferdichte bei kleinen Polarwinkeln größer als in den weiter außen liegenden Bereichen ist, und die Überlagerungswahrscheinlichkeit hier somit noch höher ist. Da Cluster mit wenigen Maxima aber bei weitem dominieren, sollte einer erfolgreichen Analyse nichts im Wege stehen.

| Trigger | Cluster/Ereignis | Module/Cluster | Maxima/Cluster | Treffer/Ereignis |
|---|---|---|---|---|
| peripher | 16,9 | 3,2 | 1,04 | 17,6 |
| zentral | 177,9 | 5,5 | 1,36 | 241,2 |

**Tabelle 8.1:** Ergebnisse der Clusterroutine.

Nach der Clusteraufspaltung ergibt sich für die zentralen Ereignisse eine mittlere Treffermultiplizität von etwa 250, was (bei Berücksichtigung von ausgeschalteten Modulen und Randmodulen) einer Okkupanz von kleiner als 3% entspricht. Dieser Wert entspricht den beim Design des Detektors gemachten Simulationen und liegt in einem Rahmen, der einen erfolgreichen Betrieb des Detektors auch in den zentralsten Ereignissen gewährleistet.

Nicht alle Treffer, die durch diese Prozeduren gefunden werden, können allerdings für die weitere Analyse benutzt werden. Problematisch sind insbesondere Treffer, die im Randbereich des Detektors nachgewiesen werden. Trifft ein Teilchen ein Modul des Detektorrandes, so wird sich auch ein Teil des Teilchenschauers in Bereiche ausdehnen, die der Auslese nicht mehr zugänglich sind. Die entsprechende Energieinformation ist verloren und führt, würde man solche Treffer mit in die Analyse einbeziehen, zu einer Verfälschung des Signales. Um dies zu verhindern, werden Treffer, die ihr Maximum am Detektorrand haben, nicht für die weitere Analyse akzeptiert. Gleiches gilt auch für Treffer, die neben einem „internen Detektorrand“ liegen. Hierunter sind solche Module zu verstehen, die aufgrund von defekten Auslese-, Hochspannungs- oder Referenzkanälen keine verwertbaren Informationen liefern können, oder die, z.B. aufgrund einer schlechten Kalibration, in vielen Ereignissen ein hohes Signal zeigen (sogenannte „Sängermodule“). Auch für Teilchen, die neben solchen Randzonen eintreffen, gelten ähnliche Überlegungen wie die oben geschilderten, auch diese sind zu verwerfen.
Nach erfolgreicher Durchführung dieser beiden Schritte ist für jeden Treffer eine Zone ermittelt worden, welche die Energieeinträge eines Teilchens enthalten sollte. Ausgehend von diesen Informationen wird durch Summierung über die Energieeinträge der Clustermodule und anschließende Linearisierung die Teilchenenergie bestimmt. Es folgt die genaue Bestimmung des Trefferortes (mit zusätzlicher Korrektur auf den Einfallswinkel), der Teilchenart (über Bestimmung der Dispersion) und weiteren Parametern wie Transversalimpuls und (Pseudo-)Rapidität. Das Ergebnis all' dieser Schritte ist, am Beispiel des bereits oben gezeigten Ereignisses (s. Abbildung 8.1), in Abbildung 8.3 zu sehen. Hier sind auf das bereits oben gezeigte Bild die Positionen

von Photonen- (Rauten) und Hadronentreffern (ausgefüllte Quadrate) eingetragen. In den Bereichen, wo trotz Energiedeposition keine dieser beiden Trefferarten erkannt werden konnte, handelt es sich zum größten Teil um Treffer, bei denen ein Hadron den Detektor lediglich als minimal ionisierendes Teilchen passiert hat. Bei einem solchen Treffer ist die Summenenergie unterhalb der Photonenschwelle von 750 MeV und die Schauerbreite klein.

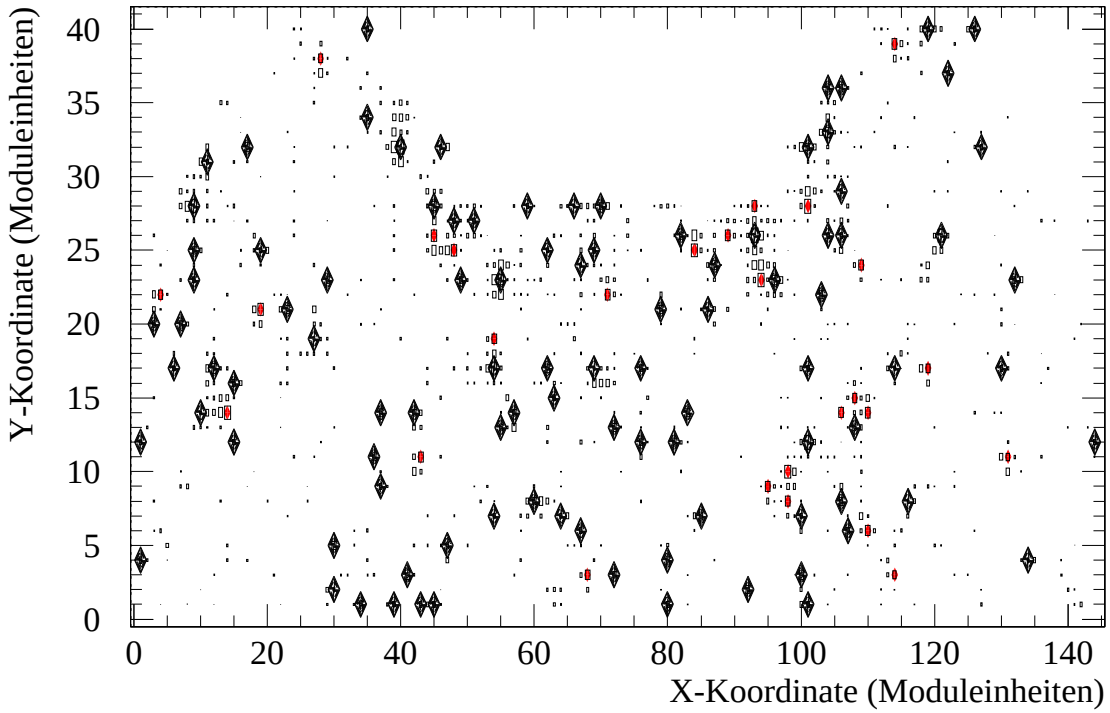


**Abbildung 8.3:** Einzel-Ereignis-Spektrum nach erfolgter Treffererkennung.
Die leeren Quadrate geben wiederum die Energiedepositionen in den einzelnen Modulen an. Die Positionen der erkannten Teilchentreffer sind durch Symbole an den rekonstruierten Eintrefforten eingetragen (Raute: Photonentreffer, ausgefülltes Quadrat: Hadronentreffer).

---

Von den Kombinationen aller Photonentreffer auf dem Detektor wird gemäß Gleichung 6.1 die invariante Masse berechnet und zusammen mit dem zugehörigen Transversalimpuls des Photonenpaars in ein zweidimensionales Histogramm gefüllt. Dieses dient im folgenden Analyseschritt der Rekonstruktion von $\pi^0$- und $\eta$-Mesonen. Schließlich wird der mittlere eingeschränkte Transversalimpuls (Gleichung 2.5) für Photonen berechnet.

## 8.2 Rekonstruktion neutraler Mesonen

Ausgehend von den während der Ereignisanalyse gefüllten zweidimensionalen Spektren (invariante Masse gegen Transversalimpuls eines jeden Photonenpaares) wird die Rekonstruktion der neutralen Mesonen vorgenommen.
Zunächst wird dies Histogramm in äquidistante $p_T$-Bereiche aufgeteilt. Abbildung 8.4 zeigt ein typisches invariantes Massenspektrum für zwei unterschiedliche $p_T$-Bereiche für zentrale Ereignisse.

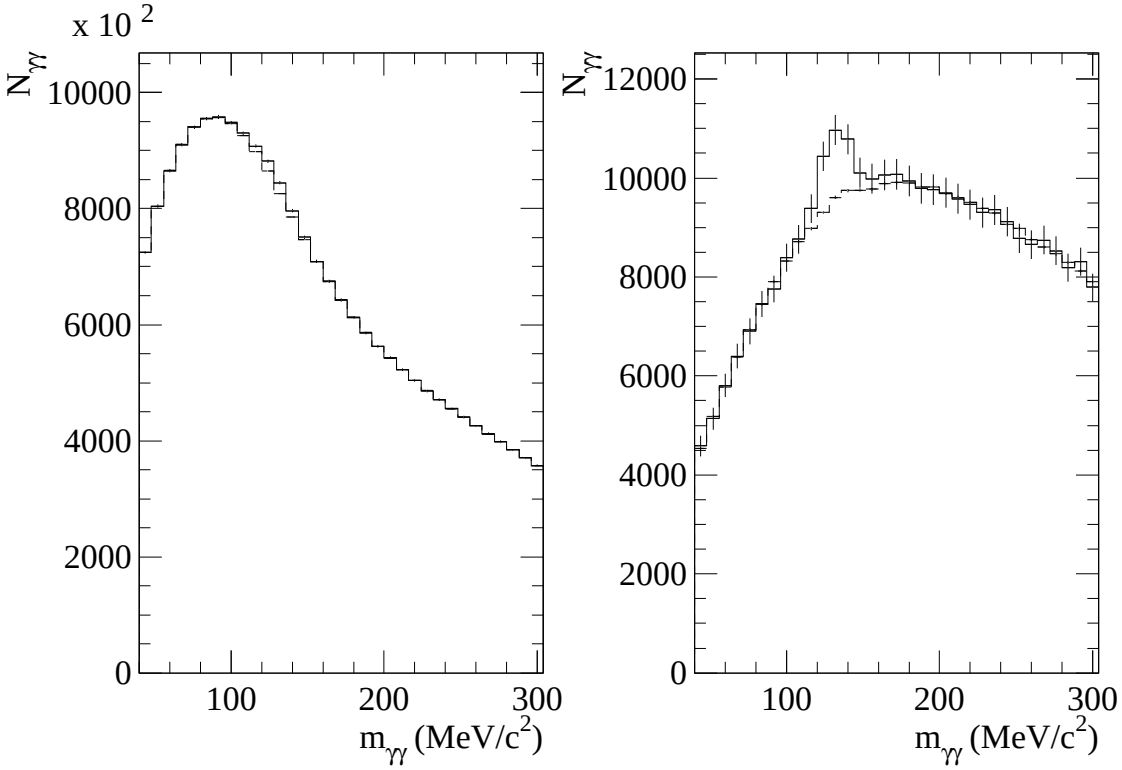


**Abbildung 8.4:** Spektrum von $\pi^0$-Mesonen für zentrale Ereignisse. Zur Verdeutlichung der Lage des $\pi^0$-Maximums ist der mit der Ereignis-Mischungs-Methode gewonnene Untergrund gestrichelt eingezeichnet.
Links: 600 MeV/c $\leq p_T \leq$ 800 MeV/c, rechts: 1600 MeV/c $\leq p_T \leq$ 1800 MeV/c.

Je nach $p_T$-Intervall ist der $\pi^0$-Peak mehr oder weniger gut über dem „kombinatorischen Untergrund“ zu erkennen. Da der Peak proportional zur Anzahl der Photonen $N_\gamma$, der Untergrund aber proportional zum Quadrat der Photonenzahl wächst, ist insbesondere in Bereichen mit hoher Multiplizität (zentrale Ereignisse, kleine Transversalimpulse) das Verhältnis von Peak zu Untergrund sehr klein. Die

Zahl der Kombinationen pro Ereignis beträgt, bei einer Photonenzahl $N_\gamma$ von 55 bei zentralen Ereignissen, nach

$$N_{\gamma\gamma} = \frac{N_\gamma \, (N_\gamma - 1)}{2} \tag{8.1}$$

756 (bei Kombinationen nur innerhalb der Detektorhälften).

Um diesem großen Untergrund Herr zu werden, wurden unterschiedliche Methoden entwickelt.
Der direkte Ansatz versucht, den Untergrund durch ein Tschebyscheff-Polynom zu beschreiben, welches außerhalb des $\pi^0$-Peakbereiches an das invariante Massenspektrum angepaßt wird. Der Peak des $\pi^0$ selbst wird mittels einer asymmetrischen Gaußfunktion gefittet [Höl95]. Simulationen haben gezeigt, daß die Form des invarianten Massenspektrums der $\pi^0$ durch drei Effekte beeinflußt wird:

- Energie- und Ortsauflösung;
- Leakage, d.h. Schauerausbreitung über das Modul hinaus;
- Überlapp, d.h. Effekte durch die Schauerentfaltung.

Die Energie- und Ortsauflösungen führen zu einer Verschmierung der Teilcheninformationen und bestimmen so hauptsächlich die Breite des $\pi^0$-Peaks. Da das Leakage zu Energieverlusten führt, bewirkt es eine verstärkte Flanke hin zu niedrigeren invarianten Massen. Überlappeffekte führen insbesondere bei hochenergetischeren Photonen zumeist zu einem Energiegewinn, was sich im invarianten Massenspektrum durch einen Ausläufer zu höheren Werten bemerkbar macht. Eine genauere Beschreibung der Fitfunktion und der Anpassungen auf die oben genannten Effekte ist in Referenz [Höl95] zu finden.

Es hat sich herausgestellt, daß diese Methode, besonders bei kleinen Transversalimpulsen mit den sehr kleinen Peak/Untergrund-Verhältnissen, ihre Grenzen hat [Höl93].

Gerade im unteren Transversalimpulsbereich ist die sogenannte „Mixed-Event-Methode“ erfolgreicher. Hierbei werden Photonen aus verschiedenen Ereignissen kombiniert, um sicherzustellen, daß einerseits keine der Kombinationen von einem $\pi^0$-Zerfall herrührt, andererseits aber die richtigen Einteilchen-Verteilungen benutzt werden. Entsprechend sollte sich eine Verteilung ergeben, die den kombinatorischen Untergrund widerspiegelt. Es hat sich gezeigt, daß die Form des durch Ereignismischung gewonnenen Untergrundes nicht vollständig identisch mit dem Untergrund des $\pi^0$-Spektrums ist. Eine abschließende Erklärung hierfür konnte bisher noch nicht

gefunden werden.
Um den Untergrund korrekt abziehen zu können, muß das Untergrundspektrum mit einem Skalierungspolynom angepaßt werden, bevor es abgezogen werden kann. Bestimmt wird das Polynom, indem das Verhältnis von invariantem Massenspektrum und Untergrundspektrum mittels der Summe eines Tschebyscheff-Polynoms und der oben erwähnten asymmetrischen Gaußfunktion angefittet wird. Das Tschebyscheff-Polynom stellt dann die Skalierungsfunktion für die Untergrundverteilung dar. Nach Abzug des skalierten Untergrundspektrums wird die verbleibende Verteilung wiederum mit der asymmetrischen Gaußfunktion angepaßt. Das Integral unter der Gaußkurve gibt die Anzahl der gemessenen Pionen im betrachteten Transversalimpulsbereich an.
Abbildung 8.5 zeigt die oben beschriebenen Prozesse.

Erfahrungen bei der Analyse der WA80-Daten zeigen, daß durch Benutzung der Ereignismischung noch verläßliche Aussagen bis herab zu Transversalimpulsen von 300 MeV/c gemacht werden können [Höl93]. Hier zeigte sich aber auch, daß bei höheren Transversalimpulsen aufgrund der geringeren Anzahl an hocherenergetischen Photonen und der daraus resultierenden geringen Statistik im Untergrundspektrum die Mixed-Event-Methode an ihre Grenzen stößt. Aus diesem Grunde wurde bei den WA80-Analysen für große Transversalimpulse wieder die Fitmethode benutzt wurde. Um eine höhere Statistik auch in den oberen $p_T$-Bereichen zu haben, wurde für diese Analysen nicht nur jeweils ein Ereignis mit dem aktuellen Ereignis kombiniert (wie in den in [Höl93] beschriebenen WA80-Analysen), sondern jeweils pro Ereignis eine Kombination mit fünf anderen Ereignissen vorgenommen. Die in dieser Arbeit vorgestellten $\pi^0 - Spektren$ wurden alle mit der Mixed-Event-Methode analysiert. Weitere Details zur $\pi^0$-Extraktion aus den WA98-Daten sind [Boh96] zu entnehmen. Insbesondere wird dort näher die Transversalimpuls- und Zentralitätsabhängigkeit der Peakposition und der Peakbreite diskutiert und der Einfluß des Spektrometermagneten untersucht.

## 8.3 Akzeptanzrechnungen

Da der LEDA-Detektor nicht den kompletten Raumwinkelbereich, in den Teilchen der Reaktion emittiert werden, abdecken kann, ist die Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Treffer stets nur ein Bruchteil der Gesamtzahl aller produzierten Teilchen.
Zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte, vor allem aber zur korrekten

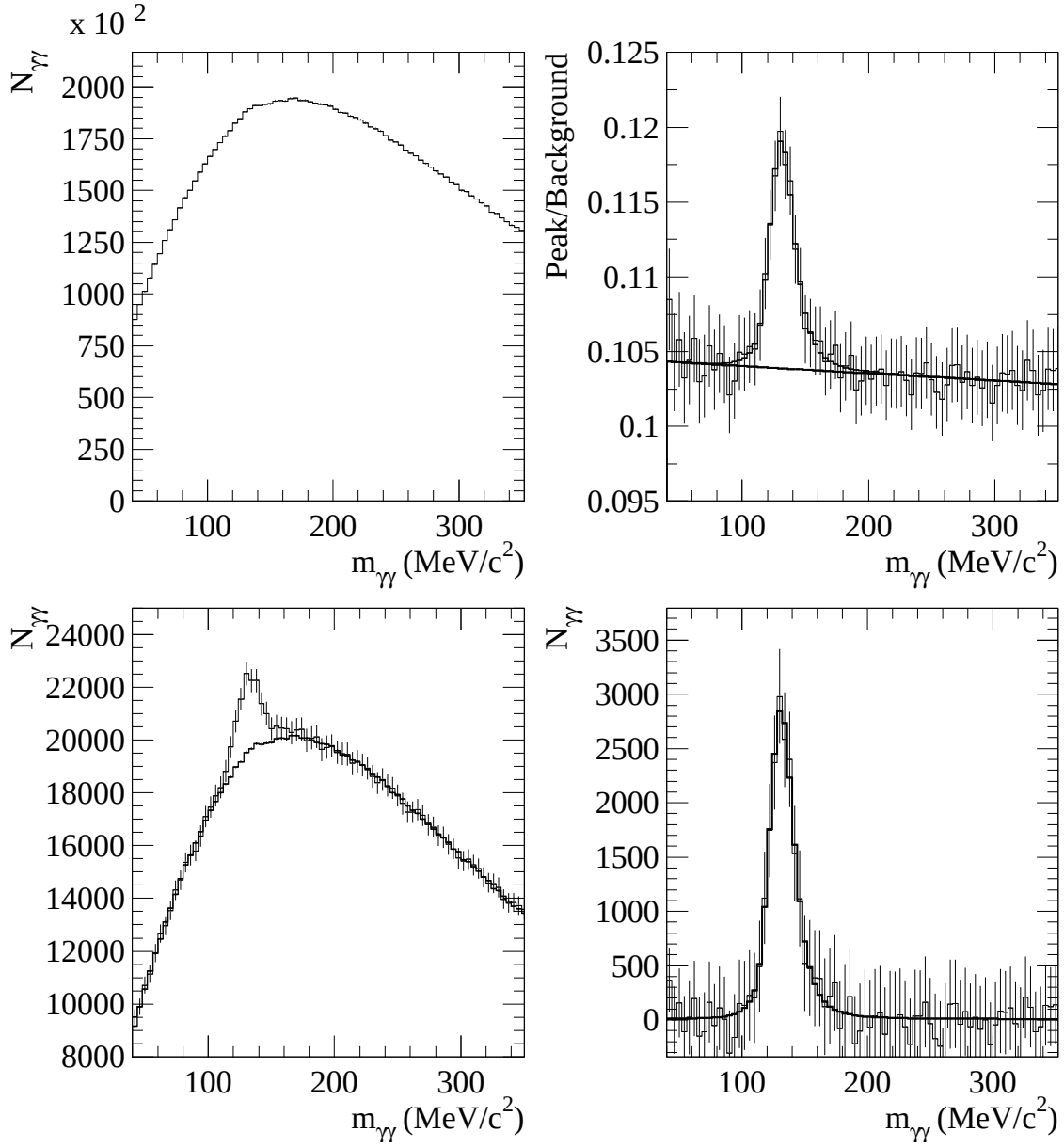


**Abbildung 8.5:** Mixed-Event-Analyse des $\pi^0$-Peaks, am Beispiel eines invarianten Massenspektrums für den Transversalimpulsbereich 1400 MeV/c $\leq p_T \leq$ 2400 MeV/c für zentrale Ereignisse.

Das obere linke Teilbild zeigt das generierte Untergrundspektrum.

Oben rechts ist das Verhältnis zwischen invariantem Massenspektrum und Untergrundspektrum dargestellt. Zusätzlich, mit dicken Linien hervorgehoben, sind die angepaßte asymmetrische Gaußfunktion für den Peak und das Polynom für den Untergrund eingezeichnet.

Die untere linke Abbildung stellt das ursprüngliche invariante Massenspektrum zusammen mit der (durch eine breite Linie hervorgehobenen) skalierten Untergrundverteilung dar.

Als Resultat ergibt sich nach der Subtraktion des Untergrundspektrums das untere rechte Bild. Mit eingezeichnet ist der Fit an den $\pi^0$-Peak.

Wiedergabe der Verteilung von Photonen und neutralen Mesonen, sind „Akzeptanzrechnungen“ vorgenommen worden, die neben den rein geometrischen Einflüssen (d.h. Raumwinkelabdeckung) auch Effekte der Datenanalyse miteinbeziehen.

### 8.3.1 Photonenakzeptanz

Die Akzeptanz für Photonen ist im wesentlichen durch das Verhältnis von aktiver Detektorfläche zum gesamten Raumwinkel gegeben. Bei der Bestimmung der sensitiven Detektorfläche müssen zwei Punkte mitbedacht werden, nämlich

- Randeffekte

  und

- Effekte, die durch aufgrund von Ausleseproblemen zeitweise ausgeschalteten Modulen auftreten.

Der erste Punkt wurde bereits in Abschnitt 8.1 angesprochen und verringert durch die zusätzliche Randreihe die geometrisch sensitive Oberfläche des Detektors.
In Hinblick auf die besonders in der 1994er Strahlzeit aufgrund von ADC-Problemen häufig und sehr inhomogen aufgetretenen Auslesefehler stellt der zweite Punkt das bei weitem größere Problem dar. Hierdurch wird, von Ereignis zu Ereignis wechselnd, die Akzeptanz des Detektors verändert. Einem solchen Fall Rechnung zu tragen, ist nur schwer möglich und kann nur geschehen, wenn für jedes Ereignis die Effekte auf die Akzeptanz berücksichtigt werden. Diese wurde bestimmt, indem für jedes Pseudorapiditätsintervall pro Ereignis das Verhältnis von eingeschalteten Modulen[2] zur Gesamtzahl von Modulen, die notwendig gewesen wären, um das komplette Intervall abzudecken, berechnet wurde. Eine Mittelung über dieses Verhältnis über alle Ereignisse, die ausgewertet wurden, gibt dann ein Maß für die im Mittel aktive Detektorfläche.
Aufgrund der erheblich geringeren Ausleseprobleme bei der Herbststrahlzeit des Jahres 1995 konnte auf diese umfangreiche Analyse verzichtet werden. Hier reicht es aus, lediglich, nach Abzug von Modulen, die aufgrund diverser Effekte komplett ausgeschaltet werden müssen, den verbliebenen abgedeckten Bereich in Relation zum Gesamtbereich zu setzen. Die Bestimmung der Faktoren für die einzelnen Pseudorapiditätsbereiche geschah über Simulationsrechnungen mit Testteilchen. Nach Einbau

[2] Auch in diesem Fall müssen wieder Effekte ausgeschalteter auf benachbarte Module berücksichtigt werden, Stichwort „interner Detektorrand“.

der Detektorgeometrie (unter Berücksichtigung ausgeschalteter Bereiche innerhalb des Detektors) in ein Simulationsprogramm, wurde der interessierende Raumwinkel mit Teilchen beschossen und gezählt, welcher Prozentsatz aller Teilchen auf die aktive Detektoroberfläche trifft. Diese Nachweiswahrscheinlichkeit ist im linken Teilbild von Abbildung 8.6 zu sehen. Sie stellt unmittelbar den Korrekturfaktor für die Akzeptanz dar.

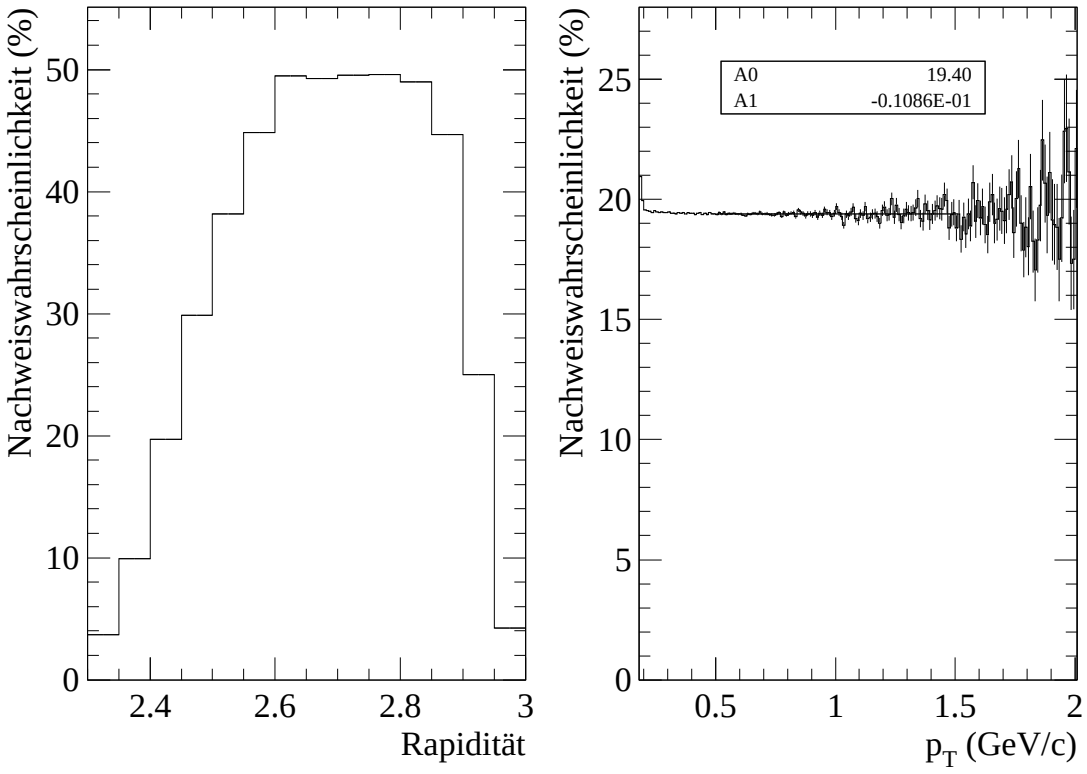


**Abbildung 8.6:** Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen.
Das linke Teilbild stellt die prozentuale Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit von der Photonenrapidität dar.
Rechts ist die Nachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Photonen zu sehen. Deutlich ist der sehr homogene Verlauf der Verteilung zu erkennen, der nur bei kleinen Transversalimpulsen durch Schwelleneffekte beeinflußt wird. An die Verteilung wurde eine Gerade angepaßt, die zusätzlich mit in das Bild integriert wurde.

---

Das rechte Teilbild von Abbildung 8.6 zeigt die Photonennachweiswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit vom Transversalimpuls. Das Bild ist nur bis zu einem Transversalimpuls von 2 GeV/c gezeigt, setzt sich aber prinzipiell gleich auch für die höheren Transversalimpulse fort. Über einen weiten $p_T$-Bereich ist die Nachweiswahrschein-

lichkeit konstant bei etwa 20%. Eine zur Quantifizierung an die Verteilung im Bereich von $0,5GeV/c \leq p_T \leq 1,5GeV/c$ angepaßt Gerade zeigt deutlich durch die kleine Steigung von -0,011 die Konstanz der Akzeptanz. Zur späteren Korrektur der Transversalimpulsspektren wird deshalb lediglich ein konstanter Faktor von 5,15 benutzt. Nur im Bereich sehr kleiner Transversalimpulse (kleiner als 250 MeV/c) gibt es einen stärkeren Anstieg in der Kurve. Dieser Anstieg ist ein Effekt der bei der Analyse notwendigen Energieschwelle. Bei einer Schwelle von 750 MeV, die notwendig ist, um minimal ionsierende Teilchen zu unterdrücken, ergibt sich aus der Energieschwelle in den unterschiedlichen Rapiditätsbereichen (aufgrund des unterschiedlichen Polarwinkels $\theta$ der Bereiche) eine unterschiedliche effektive Transversalimpulsschwelle (siehe hierzu auch Kapitel 9). Hierdurch steigt in einigen Rapiditätsbereichen bei kleinen Transversalimpulsen die Nachweiswahrscheinlichkeit an, was letztendlich auch den Anstieg der Akzeptanz im unteren $p_T$-Bereich bewirkt.

### 8.3.2 Akzeptanzen neutraler Mesonen

Die Akzeptanzrechnungen für die neutralen Mesonen gestalten sich schwieriger als diejenigen für einzelne Photonen. Dies liegt daran, daß für die Rekonstruktion eines solchen Teilchens gleichzeitig zwei Photonen im Detektor gemessen und auch als solche erkannt werden müssen. Aufgrund der im Mittel unterschiedlichen Zerfallswinkel in den unterschiedlichen Transversalimpulsbereichen[3] ist bei höheren $p_T$ die Wahrscheinlichkeit größer, daß beide Photonen den Detektor treffen und dort registriert werden. Das verbessert letztlich die Nachweiswahrscheinlichkeit.
Weiterhin spielen in die Akzeptanzberechnungen, neben den bereits angesprochenen Randeffekten, analysebedingte Gegebenheiten mithinein. Dies ist zum einen die untere Energieschwelle für Photonen bei 750 MeV, die die größten Auswirkungen wiederum in den unteren $p_T$-Intervallen hat. Um die Leistung des Detektors widerzuspiegeln, wurden einige Detektorparameter mitaufgenommen. So wird die Energie- und Ortsauflösung auf die entsprechenden Treffer angewandt. Im Bereich der unteren Energieschwelle können so auch noch Photonen mit einer höheren Energie unter die Schwelle fallen und umgekehrt. Die Ortsauflösung wirkt sich zum einen an den Randbereichen des Detektors aus (Teilchen innerhalb der sensitiven Fläche können aus dieser herausfallen), zum anderen aber auch auf nahe zusammenfallende Photonen. Um die nur endliche Schauertrennungseffizienz des

[3] Aufgrund der nur geringen Winkelvarianz von $6° - 12°$ im Detektorbereich steigt im Mittel bei höheren Transversalimpulsen auch die Energie der Photonen an, was wiederum zu einem kleineren Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen führt.

Detektors widerzuspiegeln [Ber92], werden Photonen, die sehr nahe beieinander auf den Detektor fallen, als nicht mehr trennbar klassifiziert und verworfen (es hat sich gezeigt, daß ein Mindestabstand von eineinhalb Modulen notwendig ist, um eine Trennung prinzipiell zu ermöglichen, eine hundertprozentige Trennung ist erst ab einem Abstand von etwa drei Modulen möglich). Da beim LEDA-Detektor mit seinem Targetabstand von etwa 21,5 m der entsprechende Winkel aber nur etwa $0,3^\circ$ beträgt und dies (bei einem symmetrischen Zerfall des $\pi^0$) einer Energie der Photonen von mehr als 20 GeV entspricht, ist dieser Effekt für die WA98-Analysen nur von sehr untergeordneter Bedeutung für die Akzeptanz.
Schließlich wird berücksichtigt, daß der rekonstruierte Schauerschwerpunkt bei einem sehr schrägen Einfall auf den Detektor relativ zum Eintreffort verschoben ist.

Das Akzeptanzprogramm ([Pei96], [Stü96a]) bestimmt zunächst zufällig die Richtung und Energie des zerfallenden Mesons. Anschließend wird mit Hilfe des JETSET-Programmpaketes [Ben87] der Zerfall durchgeführt, d.h. die beiden Zerfallsphotonen werden entsprechend den Bewegungsvariablen des zerfallenden Mesons generiert. Die entstandenen Photonen werden weiterverfolgt, um festzustellen, ob beide im Detektor nachgewiesen werden oder nicht (unter Berücksichtigung der oben angesprochenen Detektoreffekte). Passiert dies, so wird es für den entsprechenden Transversalimpulswert gespeichert. Die Akzeptanz ergibt sich aus dem Verhältnis von nachgewiesenen Mesonen zur Gesamtzahl aller simulierten Mesonen im $p_T$-Intervall.

Das Ergebnis der Akzeptanzrechnung für $\pi^0$ und $\eta$-Mesonen zeigt Abbildung 8.7. Dargestellt sind die prozentualen Nachweiswahrscheinlichkeiten im Transversalimpulsbereich von 0 - 5 GeV/c.

Im Fall der $\pi^0$ ist der zu erwartende starke Anstieg der Akzeptanz bei kleinen Transversalimpulsen bis etwa 1,5 GeV/c zu sehen. Unterhalb von etwa 200 MeV/c ist die Nachweiswahrscheinlichkeit praktisch Null. Dies liegt vor allem am großen Öffnungswinkel und an den niedrigen Energien der beiden Zerfallsphotonen. Der Maximalwert liegt bei etwa 23%. Die Fehler der Akzeptanzen verschwinden beinahe in den Symbolen. Der Fehler ist vor allem durch die für die Simulation benutzte Mesonenstatistik bestimmt und kann somit durch Erhöhung der Anzahl auf sehr kleine Werte gebracht werden.
Die Akzeptanzen für $\eta$-Mesonen (rechtes Teilbild) sind allgemein etwas kleiner als diejenigen für $\pi^0$'s, da die Ruhemasse der $\eta$'s mit 548,8 MeV/c$^2$ deutlich höher ist als diejenige der $\pi^0$'s mit 135,0 MeV/c$^2$ und daraus bei gleichem Transversalimpuls ein größerer Öffnungswinkel zwischen den Zerfallsphotonen resultiert. Das Maximum

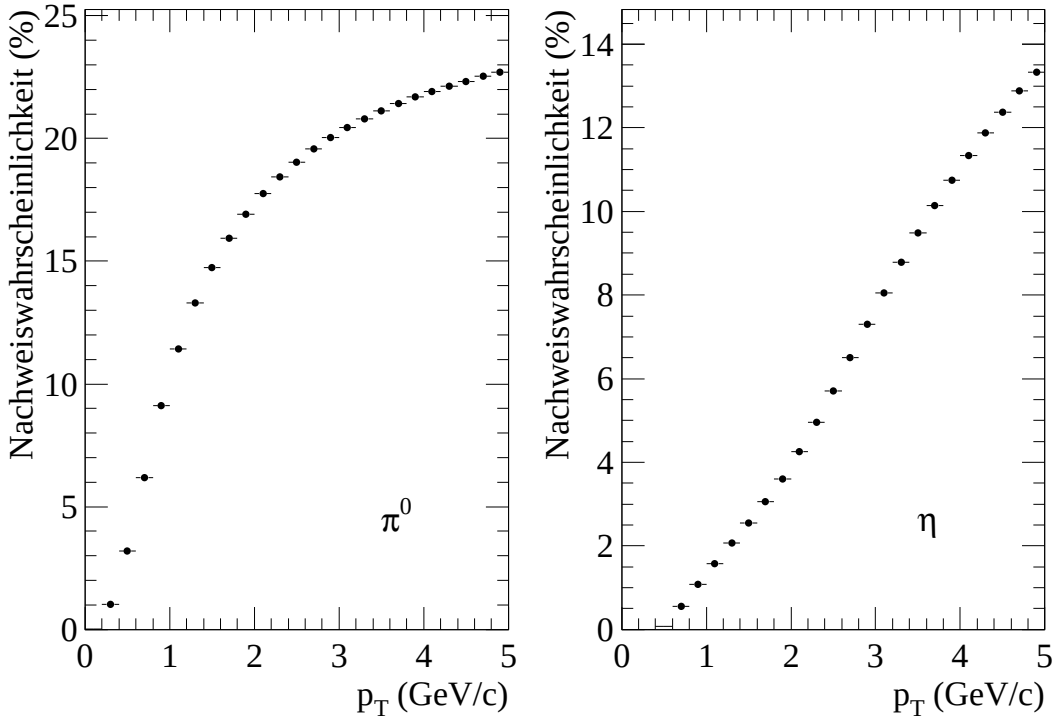


**Abbildung 8.7:** Prozentuale Nachweiswahrscheinlichkeit von $\pi^0$- (links) und $\eta$-Mesonen (rechts) in Abhängigkeit vom Transversalimpuls.

liegt bei etwa 13,5%.
Würde man auch Photonenkombinationen aus zwei Detektoren mit zur Analyse heranziehen, so würde die Akzeptanz für $\eta$-Mesonen bei kleinen Transversalimpulsen wieder ansteigen. Dies rührt von Zerfällen her, bei denen der Öffnungswinkel zwischen den Photonen so groß ist, daß je eines in einer Detektorhälfte nachgewiesen wird. Für $\pi^0$-Mesonen ist diese Wahrscheinlichkeit so gering, daß sie nicht ins Gewicht fällt.
Zusammen mit der Tatsache, daß die Zerfallswahrscheinlichkeit der $\eta$-Mesonen in den $\gamma\gamma$-Kanal nur etwa 32% beträgt und die Produktionsrate aufgrund der höheren Masse erheblich kleiner ist, ist die Suche nach diesen Teilchen deutlich erschwert und bedarf einer höheren Datenstatistik. Erfahrungen der WA80-Auswertung zeigten, daß die $\eta$-Rekonstruktion erst ab Transversalimpulsen von 0,5 GeV/c gelingt [Cle93].

## 8.4 Effizienzrechnungen

Neben den geometrischen Effekten der Teilchenmessung, die im vorigen Abschnitt erörtert wurden, hat auch die Analysemethoden selbst einen Einfluß auf die nachgewiesenen Teilchenspektren. Da zum Zeitpunkt dieser Schrift die Analysen zur Bestimmung der Rekonstruktionseffizienz für den WA98-Aufbau noch nicht abgeschlossen waren, mußten Effizienzen herangezogen werden, die zur Analyse der WA80-Daten bestimmt worden sind. In diesem Abschnitt soll nur kurz umrissen werden, wie der prinzipielle Gang der Bestimmung der Effizienzkorrektur ist. Nähere Informationen zum Vorgehen bei den Berechnungen sind u.a. [Cle93] zu entnehmen.

Die Problematik bezieht sich im wesentlichen auf die Methoden zur Erkennung und Entfaltung von überlagerten Schauern auf dem Detektor. Weiterhin haben aber auch eine nur ungenügend arbeitende Teilchenerkennung sowie Energie- und Ortsauflösung einen Einfluß auf die resultierenden Ergebnisse.
Zwei Schauer, die einen Cluster bilden, können nur getrennt werden, wenn jeder ein eigenständiges Maximum ausbildet. Bereits im vorangegangenen Abschnitt wurde erwähnt, daß der Mindestabstand hierfür 1,5 Moduleinheiten beträgt. Für eine erfolgreiche Trennung in allen Fällen ist sogar ein noch größerer Abstand notwendig. Bei einem kleineren Abstand verschmelzen die beiden Trefferinformationen. Gleichzeitig hat die Trennungsroutine die Eigenart, bei Überlagerungen mit einem sehr hochenergetischen Treffer diesem eine anteilsmäßig zu große Energie zuzuweisen, was zu einer Verfälschung der Trefferenergien insgesamt führt. Aufgrund der Tatsache, daß bei der Entfaltung jedem Schauer ein elektromagnetisches Profil aufgeprägt wird, kann es zudem zu einer Fehlidentifikation von Hadronen kommen.
Da die Überlagerungswahrscheinlichkeit mit wachsender Multiplizität (und damit steigender Zentralität) steigt, ist zudem die Zentralitätsabhängigkeit der Anzahl der falsch zugeordneten Teilchen zu analysieren.

All dies geschieht durch Überlagerung von simulierten Teilchen (Photonen, $\pi^0$'s oder geladenen Hadronen) auf ein real gemessenes Schwerionenereignis. Hierzu ist es nötig, die vom Simulationspaket GEANT gelieferte Information über die im Detektorvolumen deponierte Energie in eine realistische Detektorantwort für das entsprechend simulierte Teilchen zu übersetzen. Zur Zeit werden im Hinblick hierauf, unter Einbeziehung von Absorptionseffekten der durch die Schauerteilchen emittierten Čerenkovphotonen, entsprechende Analysen vorgenommen, die die bereits in [Kee95] gewonnenen Erkenntnisse erweitern sollen. Die in WA80 benutzten Anpassungsparameter für die simulierten Teilchenschauer wurden ohne eine explizite Simulation des Čerenkovlichtes gewonnen [Bar92].

Nach erfolgter Überlagerung wird untersucht, wieviele der auf das Schwerionenereignis addierten Teilchen nach Durchlauf durch die Analyseprogramme wiedergefunden werden können, und wieviele inwieweit ihre Charakteristika (Energie, Ort und Teilchenart) geändert haben. Insbesondere in Hinblick auf die Analyse direkter Photonen ist hierbei die Anzahl an Photonen interessant, die nach der Analyse durch Verluste einerseits und Fehlidentifikation von geladenen Hadronen andererseits übrigbleibt. Als Ergebnis erhält man, transversalimpuls- und zentralitätsabhängig, eine Korrekturfunktion, die die gemessenen Verteilungen entsprechend korrigiert. In Abbildung 8.8 sind die hier für Photonen und $\pi^0$-Mesonen benutzten Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten für periphere und zentrale Ereignisse dargestellt.

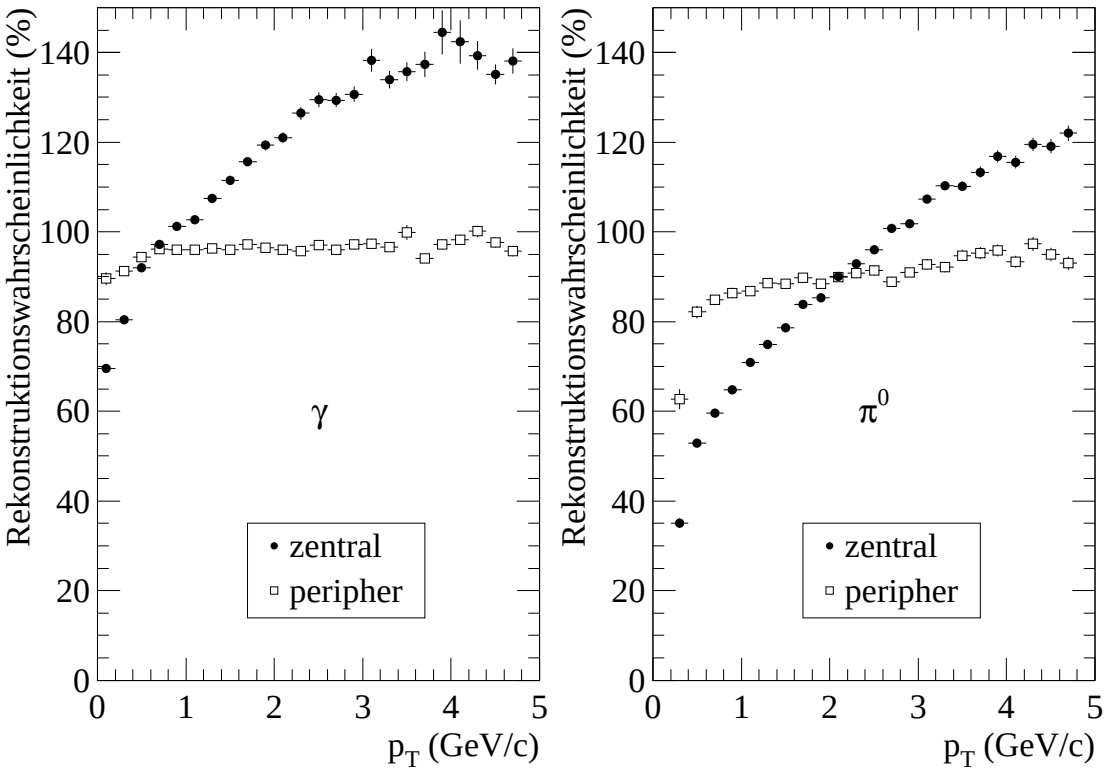


**Abbildung 8.8:** Prozentuale Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für Photonen (links) und $\pi^0$-Mesonen (rechts), abhängig vom Transversalimpuls und der Zentralität der Reaktion [Stü96b].

Man sieht deutlich den Einfluß der Zentralität auf Rekonstruktionswahrscheinlichkeit der Teilchen. Während bei peripheren Ereignissen aufgrund der geringen Überlagerungswahrscheinlichkeit die Wahrscheinlichkeit nur sehr schwach vom Transversalimpuls abhängt, ist bei den zentralsten Reaktionen ein deutlicher Anstieg

zu verzeichnen. Bei den zentralen Reaktionen ist zunächst (für Photonen bis ca. 1 GeV/c, für $\pi^0$-Mesonen bis etwa 3 GeV/c) die Wahrscheinlichkeit unter 100%, d.h. unterhalb der Schwelle werden weniger Teilchen nachgewiesen als auf das Ereignis überlagert wurden. Dies ist vor allem ein Effekt von Verschmelzungen von zwei Clustern mit einem zu geringen Abstand, die dann häufig als ein Treffer mit der Summenenergie identifiziert werden. Der zu beobachtende Anstieg über 100% bei den höheren Transversalimpulsen spiegelt genau dies wieder. Hier werden durch die Verschmelzung mehr Treffer mit hohen rekonstruiert, als eigentlich vorhanden waren.

# 9. Auswertung der Schwerionendaten

In diesem Kapitel sollen die im Verlaufe der Auswertung der Daten der Schwerionenstrahlzeit 1995 gewonnenen Ergebnisse vorgestellt werden. Zunächst werden in Abschnitt 9.1 die während der Strahlzeit benutzten Triggersetzungen und die gewonnene Statistik vorgestellt. Im darauffolgenden Abschnitt werden die Abhängigkeiten verschiedener globaler Größen diskutiert. In Teilkapitel 9.3 wird spezieller auf Multiplizitätsmessungen im Bleiglas und die Rapiditätsabhängigkeit der Photonenmultiplizitäten eingegangen. Der Abschnitt 9.4 beschäftigt sich mit der Analyse der Transversalimpulsverteilungen inklusiver Photonen, der daran anschließende Abschnitt 9.5 hat die Zentralitäts- und Rapiditätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses zum Thema. Im letzten Teilkapitel 9.6 wird schließlich ein kurzer Überblick über den derzeitigen Stand der Analysen zur Produktion direkter Photonen im WA98-Experiment gegeben.

## 9.1 Triggerauswahl und Statistik

Im Laufe der zweiten Strahlzeit am CERN mit Bleiionen hat die WA98-Kollaboration von Anfang November bis Mitte Dezember 1995 insgesamt etwa 20 Millionen physikalische Ereignisse aufgezeichnet. Neben dem hauptsächlich benutzten Bleitarget wurden auch zwei leichtere Targets (Nickel und Niob) eingesetzt. Um die Anzahl der Wechselwirkungen ohne Target abschätzen zu können, wurden zudem noch Daten ohne Einsatz eines Targets genommen.

Um einen Begriff von den unterschiedlichen physikalischen Triggerbedingungen zu bekommen, sind in Abbildung 9.1 anhand der MIRAC-Messungen Verteilungen der Transversalenergie für die drei hauptsächliche benutzten Triggerklassen dargestellt (der physikalische Aspekt der $E_T$-Verteilungen wird in Abschnitt 9.2.2 diskutiert).

Die Betrachtung der Transversalenergiespektren ist interessant, da anhand der Information des MIRAC während der Datenaufnahme die Zuteilung eines Ereignisses in die drei Klassen

- „Peripher“ (PER): $E_T \leq 50$ GeV ,
- „Nicht so zentral“ (NSC): 50 GeV $< E_T \leq 400$ GeV und
- „Zentral“ (CEN): 400 GeV $< E_T$

erfolgte. Die in Abbildung 9.1 erkennbare Vermischung der Triggerklassen an den Grenzbereichen liegt vor allem darin begründet, daß nicht die hier gezeigte Größe von $E_T$ (die Ergebnis einer aufwendigeren nachträglichen Computeranalyse ist) bei der Triggerdefinition benutzt werden konnte, sondern das sogenannte „Hardware $E_T$“. Hierbei handelt es sich um eine Größe, welche elektronisch durch winkelgewichtete Summation der Ausgangssignale der Photovervielfacher des MIRAC direkt gewonnen wird. Allein dies Signal ist schnell genug, um für die Triggerentscheidung genutzt werden zu können.
Um eine Anreicherung von Daten in den extremen Reaktionsbereichen (peripher und zentral) gegenüber dem mittleren Bereich zu erreichen, wurden bei der Datenaufnahme sogenannte „Triggergewichte“ gesetzt (sogenannte „Scale-Downs“). Von den weniger interessanten Ereignissen wurde dadurch nicht jedes aufgezeichnet, sondern nur ein bestimmter Bruchteil. Dies macht sich deutlich im linken Teilbild von Abbildung 9.1 bemerkbar. Hier ist im Bereich der nicht so zentralen Ereignisse ein deutlicher Einbruch der Häufigkeit im Vergleich zu den beiden benachbarten Bereichen festzustellen. Diese bei der Datenaufnahme vorgenommene Selektion muß zur Bestimmung der korrekten Spektren wieder herauskorrigiert werden. Zu diesem Zweck wird für die jeweiligen Klassen an jedes Ereignis der Scale-Down-Faktor anmultipliziert. Das Ergebnis sieht man im rechten Teilbild der Abbildung 9.1. Hier schließen die Daten der drei Triggerklassen nahtlos aneinander an. Um den gemeinsamen Verlauf der Transversalenergieverteilung darzustellen, ist ebenfalls das Summenspektrum aus den drei Triggerklassen als unausgefülltes Histogramm miteingezeichnet.

Tabelle 9.1 gibt einen Überblick über die mit den einzelnen Targets während der Strahlzeit 1995 gemessene Statistik für die drei Triggerklassen. Da bis zur Fertigstellung dieser Schrift nur ein Teil der vorhandenen Statistik analysiert werden konnte, ist die zur Gewinnung der hier vorgestellten Ergebnisse benutzte Statistik mitaufgeführt.

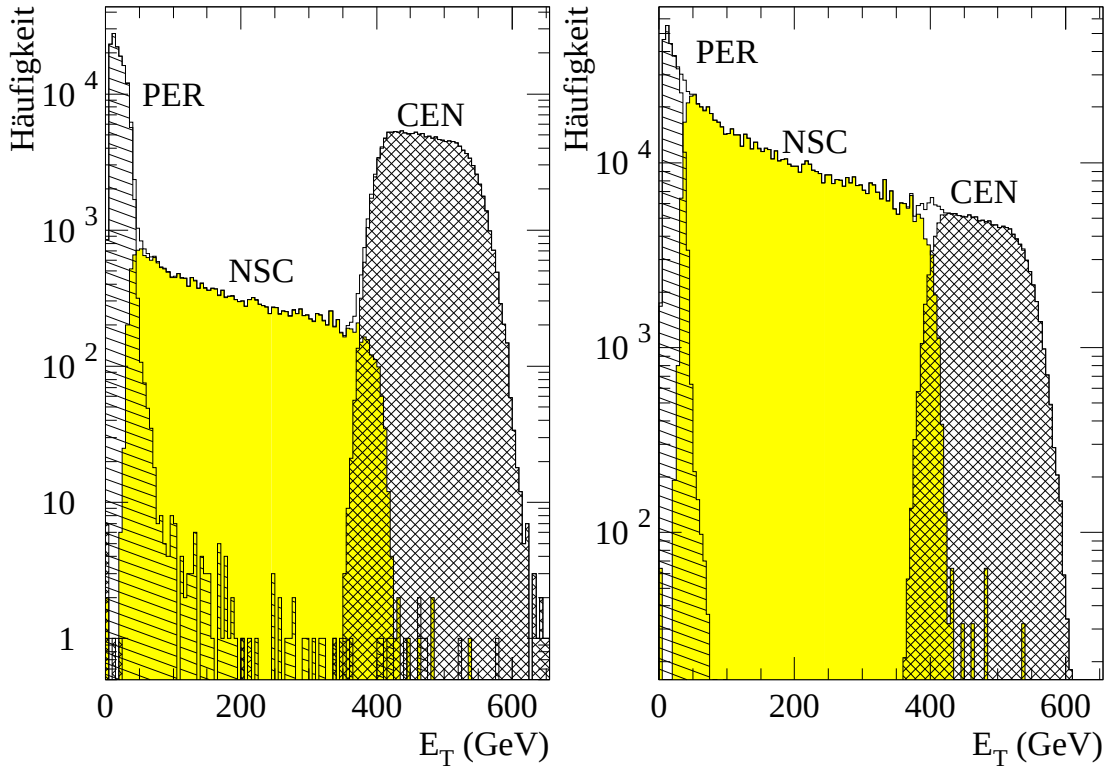


**Abbildung 9.1:** Einteilung der Triggerklassen, dargestellt anhand der Transversalenergieverteilungen für Blei-Blei-Stöße bei eingeschaltetem Magneten.
Das linke Spektrum zeigt das direkt aus den Daten extrahierte Spektrum. Graphisch voneinander abgehoben sind dabei die drei unterschiedlichen Physik-Triggerklassen:
• PER (einfach gestrichelt): „peripher“;
• NSC (grau hinterlegt): „nicht so zentral“;
• CEN (doppelt schraffiert): „zentral“.
Das linke Spektrum zeigt, ebenfalls für die drei Klassen, das entsprechende Spektrum unter Einbeziehung der Triggergewichte (s. Text).
Als unausgefülltes Histogramm ist zusätzlich in beiden Bildern das Summenspektren eingetragen.

### 9.1.1 Einfluß des Spektrometermagneten

Wie aus Tabelle 9.1 ersichtlich ist, wurden nicht nur Daten mit eingeschaltetem Spektrometer-Magneten aufgezeichnet, sondern auch solche mit ausgeschaltetem Magneten. Da das Bleiglas für die Photonenanalyse das Magnetfeld des Spektrometers nicht benötigt, sollten vom Standpunkt der Photonenanalyse aus prinzipiell

| Komplette Statistik | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Target | Trigger | | | |
| | zentral | nicht so zentral | peripher | insgesamt |
| Blei | 8.231.556* | 2.879.115* | 7.393.865* | 18.947.887 |
| Niob | 115.949* | 260.310* | 115.084* | 505.777 |
| Nickel | 134.113* | 260.346* | 130.353* | 531.040 |
| kein Target | 8.825 | 41.203 | 28.636 | 101.616 |
| **Analysierte Statistik** | | | | |
| Target | Trigger | | | |
| | zentral | nicht so zentral | peripher | insgesamt |
| Blei (Magnet an) | 616.357 | 400.509 | 608.921 | 1.625.787 |
| Blei (Magnet aus) | 253.459 | 429.657 | 164.792 | 847.908 |
| Niob (Magnet aus) | 51.523 | 120.779 | 52.873 | 225.175 |

**Tabelle 9.1:** Statistik der in der Herbststrahlzeit 1995 aufgenommenen Ereignisse und die im Rahmen dieser Arbeit analysierte Statistik. Die aufgeführten Zahlen enthalten sowohl Daten für ein- als auch für ausgeschalteten Magneten.
Da zum Zeitpunkt der Drucklegung dieser Arbeit die komplette Datenstatistik der 1995er-Strahlzeit noch nicht analysiert worden ist, wurden die Statistiken für die einzelnen Trigger entsprechend der bis zu diesem Zeitpunkt ermittelten Zahlen skaliert. Die entsprechenden Zahlen sind mit * gekennzeichnet.
Die auftretenden Differenzen zwischen der Summe der unter den drei Triggerbedingungen aufgeführten Zahlen und der Gesamtzahl entspricht im wesentlichen der Anzahl an Ereignissen, die unter Strahlbedingung ohne Forderung weiterer Bedingungen aufgenommen wurden.

keine Unterschiede zwischen den beiden Datensätzen bestehen. Da aber der Bleiglasdetektor ohne zusätzlichen Vetodetektor nicht in der Lage ist, geladene von neutralen Treffern zu unterscheiden, gibt es doch gewisse Unterschiede. So werden bei eingeschaltetem Magneten die geladenen Teilchen nach außen hin abgelenkt und erhalten

einen zusätzlichen Transversalimpuls von 0,6 GeV/c [WA98]. Entsprechend wird der Teil des Detektors ober- und unterhalb der Strahlachse freier von geladenen Teilchen sein, während in den äußeren Bereichen die Dichte zunehmen kann. Dies hat Einfluß auf den Grad an Trefferüberlagerungen in den unterschiedlichen Detektorbereichen, aber auch in gewissem Maße auf die Teilchenspektren. Dies liegt wiederum an der Tatsache, daß aufgrund des bisher fehlenden Vetodetektors geladene, elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen (Elektronen und Positronen) nicht von Photonen unterschieden werden können. Diese werden ebenfalls wie Photonen behandelt werden müssen. Da die Elektronen und Positronen aber im Magnetfeld abgelenkt werden, bei der vorhandenen Detektorgeometrie hin zu größeren Polarwinkeln, wird in diesen Bereichen eine Anreicherung in den Spektren feststellbar sein. Insbesondere ist auch zu erwarten, daß eine Verschiebung zu höheren Transversalimpulsen durch die Erhöhung der Transversalimpulse der geladenen Teilchen stattfinden wird.

Abbildung 9.2 zeigt, am Beispiel zentraler Blei-Blei-Ereignisse, den Einfluß des Magneten auf die gemessenen Treffermultiplizitäten.

Deutlich ist der Anstieg der Gesamttreffermultiplizität (linke Spalte) von im Mittel 195,9 (Magnet an) zu 241,2 (Magnet aus) zu sehen. Im Gegensatz hierzu ist der Anstieg der Multiplizität elektromagnetischer Treffer (rechte Spalte) nur sehr gering, von 55,3 (an) zu 56,2 (aus). Dies bestätigt die Annahme, daß der Magnet einen Teil der geladenen (hadronischen) Teilchen aus dem Detektor heraustreibt.
Abbildung 9.3 vergleicht die Energiespektren von Treffern im unteren Energiebereich.

Aus diesem Bild wird deutlich, daß insbesondere im Bereich der minimal ionisierenden Teilchen ein starker Trefferverlust zu verzeichnen ist. Im dividierten Spektrum sieht man einen deutlichen Einbruch im Energiebereich der minimal ionisierenden Teilchen, während hin zu höheren Energien das Verhältnis wieder zunimmt, um sich bei noch höheren Energien der 1,0 anzunähern. Dies zeigt, wie bereits Abbildung 9.2, daß vornehmlich geladene Hadronen aus dem Detektor herausgetragen werden. Weiterhin wird klar, daß Treffer im höherenergetischen Bereich vornehmlich von elektromagnetischen Teilchen herrühren. Dies leuchtet unmittelbar ein, da aufgrund der erheblich geringeren Wechselwirkungswahrscheinlichkeit hadronischer Teilchen deren Energiedeposition im Mittel erheblich geringer ist.
Insgesamt sollten diese Ergebnisse dazu beitragen, daß die Analyse von Photonen bei eingeschaltetem Magneten leichter fallen sollte, da der Anteil der nur schwer identifizierbaren Überlagerungen mit minimal ionisierenden Teilchen reduziert wird. Deswegen ist es allerdings ebenfalls nötig, getrennte Effizienzrechnungen für den ein- und den ausgeschalteten Magneten anzustellen, da der Grad an Trefferüberlagerungen

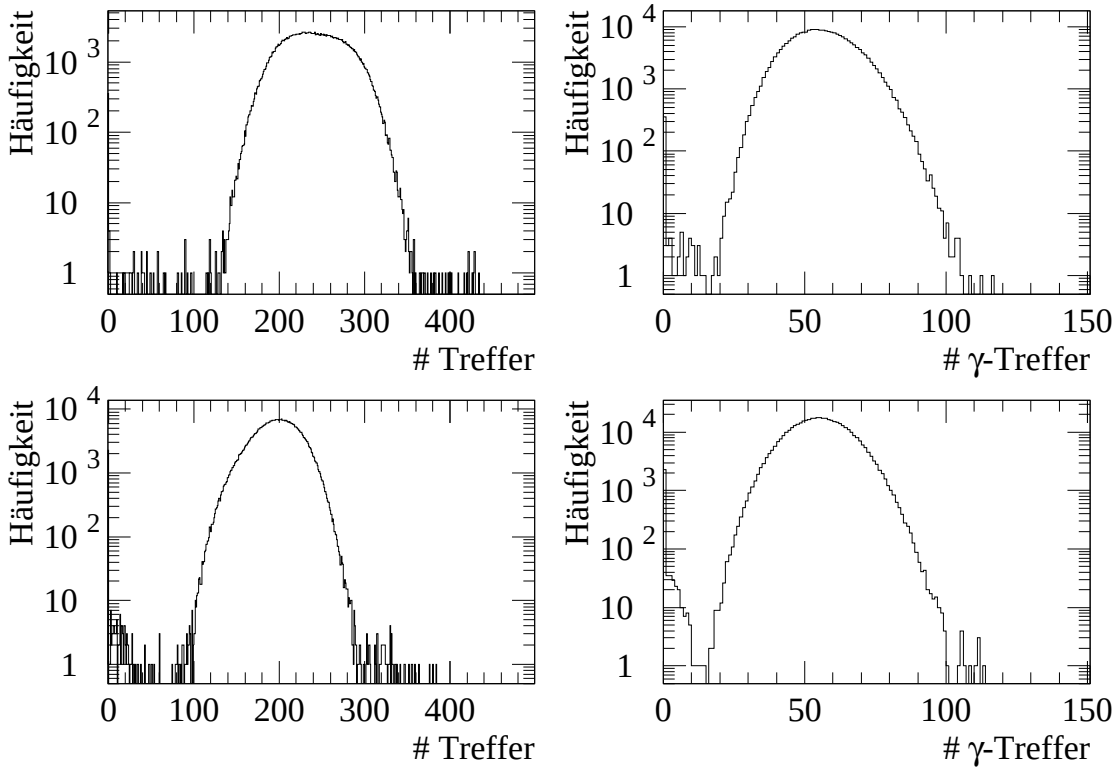


**Abbildung 9.2:** Einfluß des Magnetfeldes auf die Treffermultiplizitäten zentraler Blei-Blei-Kollisionen. In der oberen Reihe sind Spektren mit ausgeschaltetem, in der unteren Reihe mit eingeschaltetem Magneten gezeigt.
Die jeweils linken Spektren zeigen die Multiplizität aller im Detektor nachgewiesenen Treffer. Man erkennt deutlich eine Abnahme der Trefferzahl bei Benutzung der Spektrometermagneten.
Die rechten Bilder stellen die Multiplizität aller elektromagnetischen Treffer dar. Hier sinkt die Multiplizität, im Gegensatz zur Gesamttreffermultiplizität, nur geringfügig ab. Die Erhöhung bei niedrigen Trefferzahlen in den unteren Bilder rührt von falschen Triggerinformationen her.

unterschiedlich ist.
Der Einfluß des Magnetfeldes auf die Rekonstruktion neutraler Mesonen wird in [Boh96] eingehender diskutiert. Aufgrund der geringeren Multiplizität ist eine Reduktion des kombinatorischen Untergrundes bei eingeschaltetem Magneten zu erwarten. Da die Photonenmultiplizität gleichzeitig nicht stark fällt, ist zudem eine Verbesserung des Verhältnisses von Peak zu Untergrund vorstellbar.

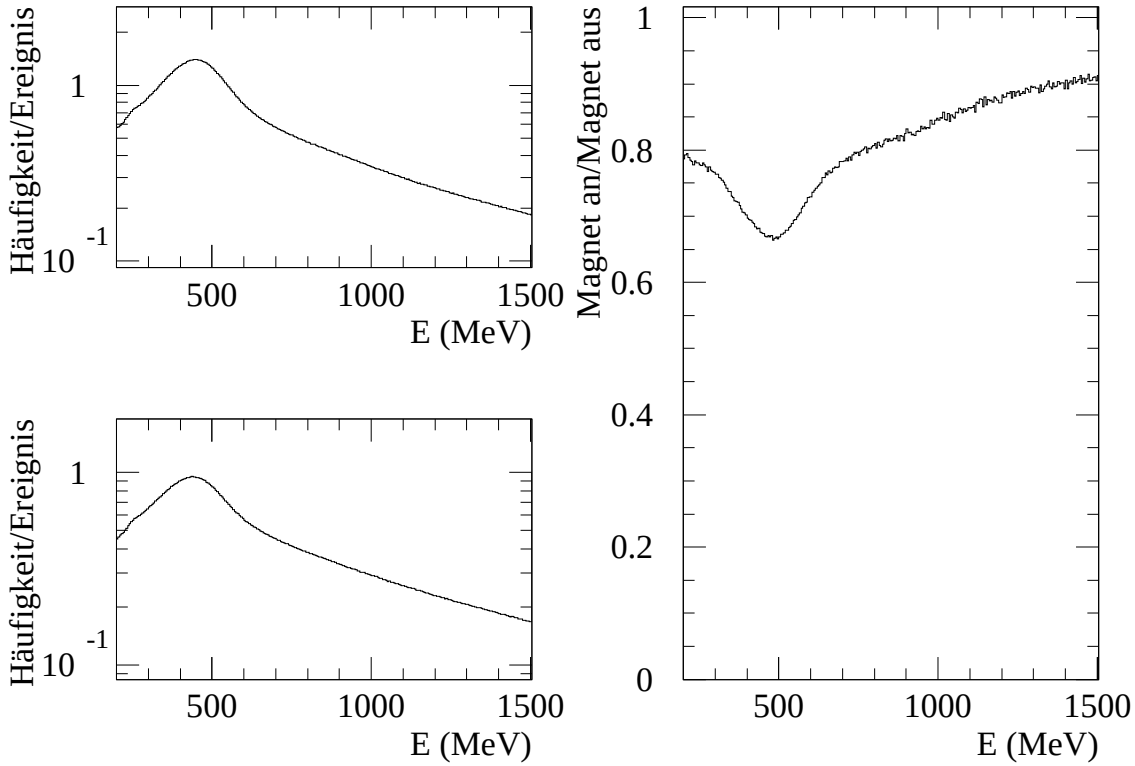


**Abbildung 9.3:** Einfluß des Magnetfeldes auf die Energiespektren im unteren Energiebereich.
Das linke obere Bild zeigt das Energiespektrum, normiert auf die Anzahl der Ereignisse, im Fall des ausgeschalteten Spektrometermagneten, das untere linke Bild dasjenige im eingeschalteten Zustand. Deutlich ist jeweils das durch minimal ionisierende Teilchen hervorgerufene Maximum zu erkennen.
Die rechte Abbildung stellt die Division der beiden linken Bilder dar (Magnet an/Magnet aus). Im Bereich der minimal ionisierenden Teilchen ist ein klarer Einbruch zu verzeichnen. Hin zu höheren Energien nimmt das Verhältnis stetig zu.

## 9.2 Globale Größen

Interessant im Zusammenhang mit der Betrachtung des globalen Ablaufs einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion ist die Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit verschiedener Variablen und die Bestimmung absoluter Multiplizitäten und Transversalenergien.

### 9.2.1 Null-Grad-Energie

Als Maß für die Zentralität kommt, wie bereits vorher erwähnt, die transversale Energie in Frage. Man kann zudem auch die Restenergie der Fragmente in Projektilrichtung heranziehen, die mit dem Null-Grad-Kalorimeter gemessen wird. Beide Größen sollten streng antikorreliert sein, denn je mehr kinetische Energie in der Reaktionszone umgesetzt wird, desto geringer sollte die in Strahlrichtung meßbare Energie sein.
In Abbildung 9.4 ist die Abhängigkeit der beiden Größen dargestellt. Wie erwartet ist die Antikorrelation klar ausgeprägt, was auch die angepaßte Gerade zeigt. Lediglich in den äußersten Punkten weichen die als Punkte eingezeichneten Mittelwerte im entsprechenden Bereich ein wenig vom linearen Zusammenhang ab, was hauptsächlich auf den Einfluß von Auslesefehlern zurückzuführen ist. Die angepaßte Gerade ist dabei folgendermaßen parametrisiert:

$$E_{ZDC} = (32,86 \pm 0,01)\text{TeV} + (-0,05279 \pm 0,00003)\frac{\text{TeV}}{\text{GeV}} E_T \quad . \tag{9.1}$$

Bei sehr peripheren Reaktionen, bei denen nur ein sehr kleiner Teil der Bewegungsenergie in der Reaktionszone deponiert wird, mißt man fast die komplette Projektilenergie von 32,86 TeV im Null-Grad-Kalorimeter bei gleichzeitig sehr kleinen Transversalenergien. Bei extrem zentralen Reaktionen, bei denen die komplette Strahlenergie in der Reaktion umgesetzt wird, ergibt Gleichung 9.1 eine maximale transversale Energie von $(622,4 \pm 0,5)$ GeV.

### 9.2.2 Transversale Energieverteilung

Über die Messung der totalen transversalen Energie ist man in der Lage, Rückschlüsse über die Energie zu ziehen, die in der Reaktionszone für die Produktion von Teilchen zur Verfügung stand. Über einen Vergleich mit der totalen Schwerpunktenergie ist man überdies in der Lage, Aussagen über den Grad des nuklearen Bremsvermögens zu treffen.

Das nukleare Bremsvermögen $S$ ist folgendermaßen definiert [Kam93]:

$$S = \frac{E_T^{tot}}{E_T^{FB}} \quad . \tag{9.2}$$

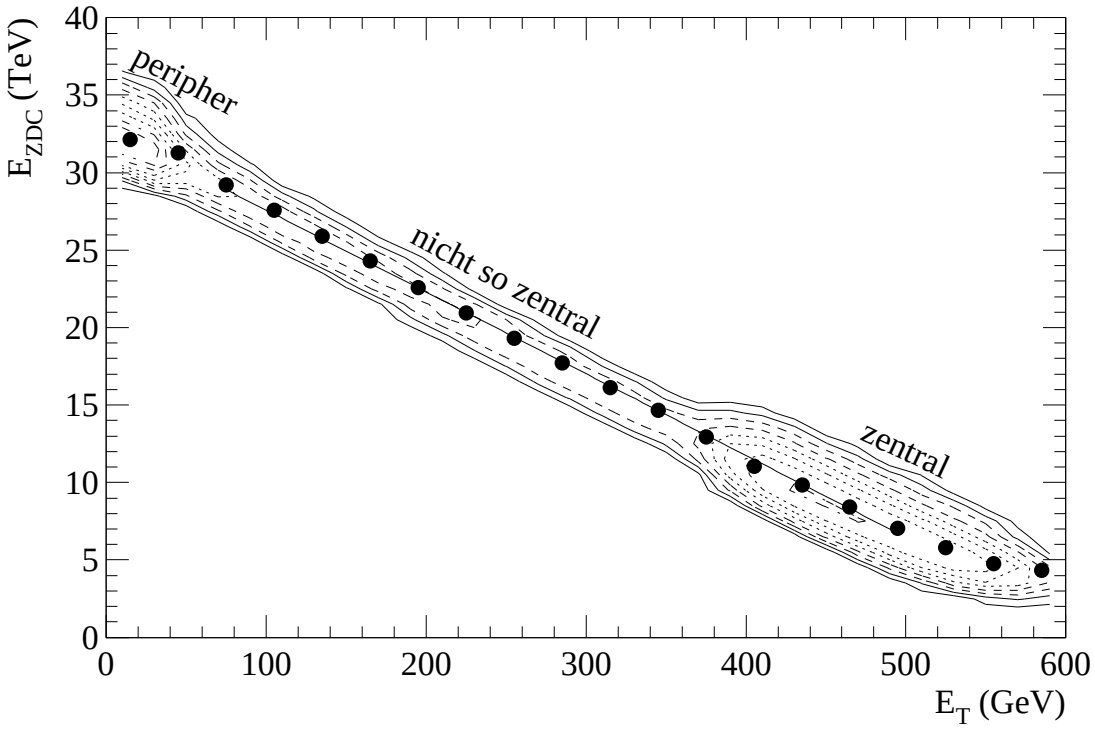


**Abbildung 9.4:** Höhenliniendarstellung der Abhängigkeit der unter Vorwärtswinkel im Null-Grad-Kalorimeter gemessenen Energie $E_{ZDC}$ von der Transversalenergie $E_T$ (logarithmische Darstellung der z-Richtung). Als Punkte eingezeichnet sind die Mittelwerte der Null-Grad-Energie bei Schnitten (Breite 30 GeV) in der Transversalenergie.
Bei der Erzeugung dieses Bildes wurden bereits durch Auslesefehler des Null-Grad-Kalorimeters bedingte zufällige Einträge (ca. 1,8% der Statistik) herausgeschnitten.
Zur Parametrisierung wurde eine Gerade an die Mittelwerte angepaßt (s. Gleichung 9.1), die, wie erwartet, den Kurvenverlauf sehr gut wiedergibt. Man erkennt, daß bei sehr peripheren Ereignissen praktisch die komplette Strahlenergie bei verschwindender Transversalenergie nachgewiesen wird, während bei den zentralsten Reaktionen die Null-Grad-Energie auf sehr kleine Werte abfällt.

---

$E_T^{tot}$ stellt dabei die totale gemessene Transversalenergie (integriert über den kompletten Pseudorapiditätsbereich) dar,

$$E_T^{tot} = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}\eta} \mathrm{d}\eta \quad , \tag{9.3}$$

während $E_T^{FB}$ ein Maß für die maximal aus einem thermischen Feuerball zu erwar-

tende Transversalenergie ist:

$$E_T^{FB} = \frac{\pi}{4}\left(E_{cm} - \overline{W} \cdot m_N c^2\right) \quad (9.4)$$

mit

$$E_{cm} = \sqrt{(W_P \cdot m_N c^2)^2 + (W_T \cdot m_N c^2)^2 + 2 \cdot E_{Strahl} W_P \cdot W_T m_N c^2} \quad (9.5)$$

$$\overline{W} = W_T + W_P \quad \text{(Nukleonenzahl in der Reaktionszone)} \quad (9.6)$$

$W_T$ : Anzahl der Target-Participants

$W_P$ : Anzahl der Projektil-Participants

$E_{Strahl}$ : Strahlenergie pro Projektilnukleon

$m_N \cdot c^2 = 0,939$ GeV (Nukleonenmasse)

Für zentrale Blei-Blei-Reaktionen bei einer Projektilenergie von 158 GeV/Nukleon ergibt sich hiermit für die Schwerpunktenergie ein Wert von

$$E_{cm} = \sqrt{s} = 3594 \text{ GeV} = 17,2 \text{ GeV/Nukleon} \quad .$$

Hieraus folgt nach Gleichung 9.4 für die totale Transversalenergie des Feuerballs (mit $\overline{W} = 2 \cdot A_{\mathrm{Pb}} = 416$)

$$E_T^{FB} = 2516 \text{ GeV} \quad .$$

Die Energiedichte $\epsilon$, eine entscheidende Größe für den Übergang zum Quark-Gluon-Plasma, läßt sich (unter Annahme der Gültigkeit des Bjørken-Bildes), aus der maximalen Transversalenergie bestimmen [Bjø83]:

$$\epsilon = \frac{1}{\pi R_P^2 \cdot \tau_0 c} \left.\frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}\eta}\right|_{max} \quad . \quad (9.7)$$

In diese Annahme gehen dabei zur Abschätzung des Reaktionsvolumens der Durchmesser des Projektilkerns ($\pi R_P^2$) und die longitudinale Ausdehnung der Reaktionszone mit ein, die über die Formationszeit $\tau_0$ abgeschätzt wird (s. Abschnitt 2.2).

Um die Transversalenergiespektren interpretieren und die verschiedener Targetsysteme vergleichen zu können, ist eine Untersuchung der Magnetfeldabhängigkeit der Verteilungen notwendig. In Abbildung 9.5 ist dieser Vergleich anhand triggergewichteter Verteilungen für Blei-Blei-Reaktionen durchgeführt. Die beiden Verteilungen wurden dabei jeweils auf die Anzahl der Ereignisse im Spektrum normiert.

Beide Spektren zeigen denselben globalen Verlauf. Man erkennt eine Überhöhung des Spektrums bei kleinen Transversalenergien, ein breites Plateau und einen steilen

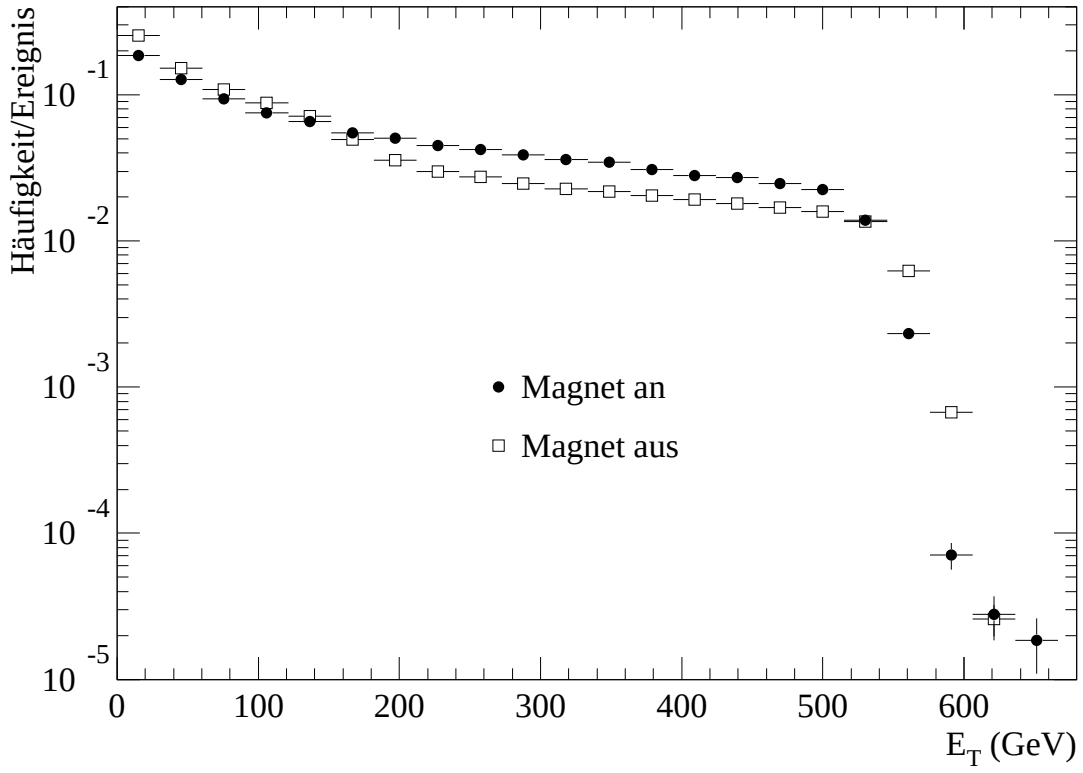


**Abbildung 9.5:** Vergleich der mit dem MIRAC gemessenen, triggergewichteten Transversalenergieverteilungen für Blei-Blei-Stöße, mit ein- bzw. ausgeschaltetem Magneten. Um den Vergleich der Spektren zu erleichtern, sind beide Histogramme jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

Abfall ab etwa 520 GeV. Das Maximum der transversalen Energie liegt bei etwa 620 GeV. Im Bereich hinab zu Transversalenergien von etwa 200 MeV liegt dabei die Verteilung für den ausgeschalteten Magneten unterhalb der Verteilung für den eingeschalteten Magneten. Unterhalb von 200 MeV ist im Falle des ausgeschalteten Magneten eine Erhöhung festzustellen. Dies liegt daran, daß durch das Magnetfeld geladene Teilchen einen zusätzlichen Impuls von 0,6 GeV erhalten, was bewirkt, daß die insgesamt gemessene Transversalenergie bei eingeschaltetem Magneten höher ist. Dies führt zu einer Abreicherung der Ereignisse mit kleinem $E_T$ und entsprechend einer Anreicherung bei höheren Transversalenergien, wie es auch in der Abbildung deutlich zu sehen ist.

Die Form dieses Spektrums ist durch Betrachtung der Reaktionsgeometrie gut nachzuvollziehen. So ist der überhöhte niederenergetische Teil auf periphere Reaktionen

zurückzuführen, die zwar den größten Wirkungsquerschnitt haben, aber aufgrund ihrer geringen Zahl an der Reaktion teilnehmender Nukleonen nur zu einer geringen Energie in der Reaktionszone führen. Bei einer Verkleinerung des Stoßparameters und der damit verbundenen Vergrößerung der Überlappzone der beiden stoßenden Kerne erhöht sich auch stetig die transversale Energie, bis sie ihr Maximum bei den zentralsten Reaktionen erreicht. Während bei asymmetrischen Stößen (wie bei den in WA80 untersuchten Schwefel-Gold-Systemen, s. [Alb91]) bei den zentralen Reaktionen ein deutliches Maximum in der transversalen Energie zu bemerken ist, fehlt dieses bei den zentralen Blei-Blei-Reaktionen. Auch dieses Phänomen ist mit der Geometrie der Reaktion zu erklären. Bei Reaktionen kleiner Projektile mit großen Targetkernen (wie z.B. Schwefel-Gold) liegt in einem relativ großen Stoßparameterbereich zentraler Reaktion bereits eine vollständige Überschneidung von Target- und Projektilkern vor. In diesem Bereich ändert sich die Anzahl der an der Reaktion teilnehmenden Nukleonen kaum noch, was sich in einer annähernd gleichbleibenden Transversalenergie in diesem Bereich niederschlägt. Dies bewirkt letztlich die Überhöhung des Wirkungsquerschnitts bei den hohen Transversalenergien. Bei symmetrischen Systemen wie dem hier betrachteten Blei-Blei-Reaktionen ist die Lage eine andere. Hier erhöht sich auch bei einer kleinen Änderung des Stoßparameters im zentralen Bereich noch die Zahl der Participant-Nukleonen und damit die in der Reaktionszone deponierte Energie, was sich in einer weiteren Erhöhung der gemessenen Transversalenergie widerspiegelt. Nur bei einem Stoßparameter $b = 0$ fm liegt der maximale Überlapp und damit auch der maximal mögliche Wert für $E_T$ vor.

Abbildung 9.6 zeigt den Vergleich unterschiedlicher Targets. Da im Falle der hier betrachteten Niobdaten nur solche mit ausgeschaltetem Magneten vorliegen, sind diese den Blei-Blei-Daten bei ausgeschaltetem Magneten gegenübergestellt.

Die Verteilung für Blei-Niob-Reaktionen liegt im Bereich bis 220 GeV oberhalb derjenigen für Blei-Blei-Stöße, läuft bis ca. 400 GeV in etwa parallel und knickt dann ab. Insgesamt ist der Abknickbereich bei hohen Transversalenergien breiter ausgebildet als im Fall von Blei-Blei-Reaktionen. Die erreichte Maximalenergie liegt bei etwa 520 GeV und liegt damit etwa 100 GeV unterhalb derer für das Blei-Blei-System. Der im Vergleich stärkere Anstieg der Ereignisrate bei kleinen Transversalenergien deutet auf die Tatsache hin, daß aufgrund des kleineren Niobkerns die Wahrscheinlichkeit für ein Ereignis mit weniger teilnehmenden Nukleonen höher ist als im Blei-Blei-System. Entsprechend ist die bei der Reaktion deponierte Energie geringer. Auch der breitere Abfallbereich bei den zentralen Reaktionen ist durch die Geometrie des Stoßes zu verstehen. So gibt es bei den Reaktionen, bei denen

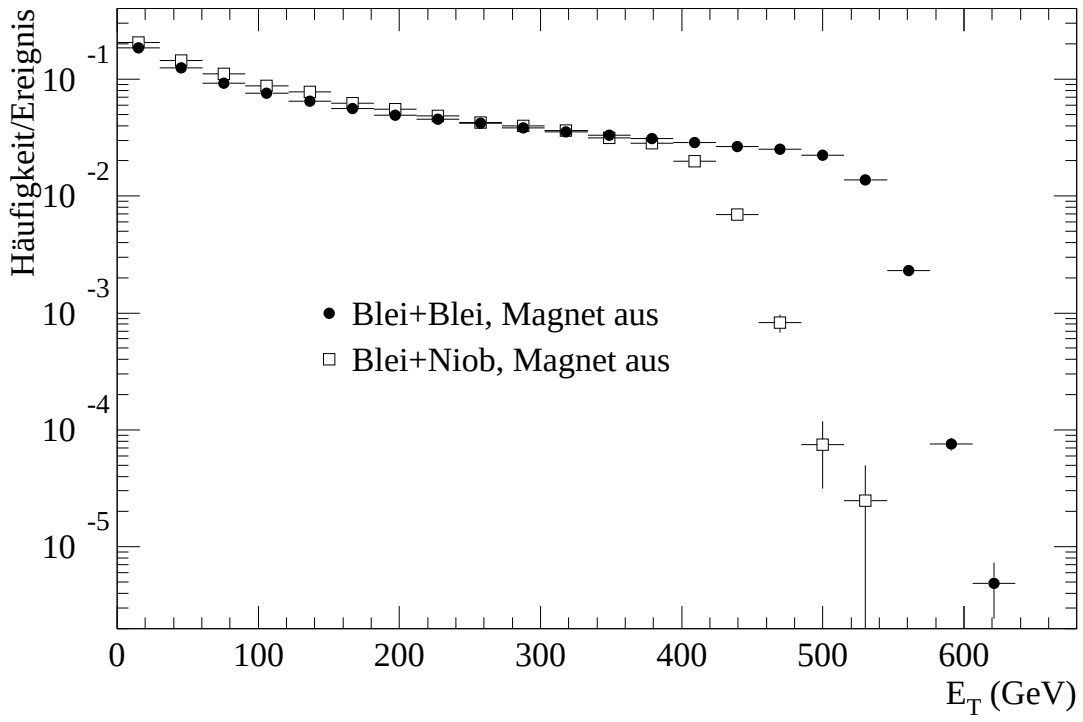


**Abbildung 9.6:** Vergleich der mit dem MIRAC gemessenen, triggergewichteten Transversalenergieverteilungen für Blei-Blei- und Blei-Niob-Stöße mit ausgeschaltetem Magneten. Beide Histogramme sind jeweils auf die Anzahl der Ereignisse normiert.

der Niobkern bereits vollständig vom Bleikern überdeckt ist, noch einen größeren Spielraum für die Erhöhung der Projektil-Participants, was aufgrund eines weiteren Anstiegs der Energie in der Reaktionszone zu einer ansteigenden Transversalenergie führt. Entsprechend ist es auch nicht verwunderlich, daß sich im Fall eines kleineren Targets kein Maximum ausbildet, wie es bei Stößen von kleinen Projektilen mit großen Targets (z.B. Schwefel-Gold) deutlich zu sehen ist. Beim Schwefel-Gold-System wird nach Erreichen der vollständigen Überdeckung des Schwefelkerns nicht mehr Energie im Reaktionssystem deponiert, was das Maximum bei hohen Transversalenergien bewirkt.
Der Unterschied im Maximum der Transversalenergie zwischen beiden betrachteten Systemen läßt sich durch die Untersuchung der unterschiedlichen Anzahl an Projektil-Participants (die die Energie in die Reaktionszone tragen) verstehen. Um die Anzahl der Projektil-Participants $W_P$ im Fall des Blei-Niob-Systems abschätzen zu können, kann ein einfaches geometrisches Modell zu Rate gezogen

werden [Kam93]. Man betrachtet hierzu die Anzahl der Teilchen in einem Zylindervolumen, welches bei einer zentralen Reaktion vom kleineren Kern (dem Niob) aus dem größeren Kern (dem Blei) herausgeschnitten wird. Unter Benutzung der üblichen Faktoren für den Radius eines Kerns ($r = r_0 \cdot A^{1/3}$ mit $r_0 = 1,1\text{fm}$) und die Nukleonendichte ($\rho_0 = 0,17\ \text{fm}^{-3}$) ergibt sich analog zu Gleichung (4.2) in [Kam93]

$$W_P = \rho_0 \cdot 2\pi r_0^3 \cdot A_P^{1/3} A_T^{2/3} \quad . \tag{9.8}$$

Für das Blei-Niob-System ($A_T = 93$, $A_P = 208$) ist die Anzahl der Projektil-Participants demnach gleich 172,9. Ein Vergleich mit der entsprechenden Zahl im Falle des Blei-Blei-Stoßes ($W_P = 208$) ergibt so einen Skalierungsfaktor $172,9/208 = 0,83$, der das Verhältnis der maximal nachgewiesenen Transversalenergien von $520/620 = 0,84$ sehr gut widerspiegelt. Demzufolge wird auch dieser Aspekt der Transversalenergieverteilungen gut durch einfache geometrische Überlegungen erklärt.

Da das MIRAC nur einen begrenzten Raumwinkelbereich abdeckt und insbesondere bei den zentralen Blei-Blei-Reaktionen nicht den mittleren Rapiditätsbereich überdeckt, ist die gemessene Transversalenergie nicht mit der totalen identisch. Um diese Größe zu erhalten und damit mittels Gleichung 9.2 das nukleare Bremsvermögen abschätzen zu können, ist es notwendig, die pseudorapiditätsabhängige Verteilung der Transversalenergie zu untersuchen. Entsprechende Verteilungen sind in Abbildung 9.7 für Blei-Blei- und Blei-Niob-Reaktionen bei verschiedenen Triggerklassen und beiden Magnetfeldzuständen zu sehen.

Man erkennt einen Anstieg der differentiellen Transversalenergie bei kleiner werdenden Pseudorapiditäten. Im betrachteten Bereich steigen die Verteilungen für zentrale Reaktionen von 90 auf 300 GeV (dies entspricht einem Anstieg um 233%), für nicht so zentrale Reaktionen von 40 auf 100 GeV (entsprechend 150%) und für periphere Reaktionen schließlich von 6 auf 13 GeV (117%). Dieses Verhalten entspricht der bereits im WA80-Experiment gewonnenen Erkenntnis, daß die Breite der differentiellen $E_T$-Verteilung mit steigender Zentralität kleiner wird [Alb91]. Wie bereits aus Abbildung 9.6 zu vermuten ist, liegt die Verteilung für zentrale Blei-Niob-Daten unterhalb derer der Blei-Blei-Reaktionen. Im Fall des Niob-Targets ist ein Anstieg von ca. 90 auf 225 GeV (150%) zu verzeichnen.
Ein Vergleich der beiden Datensätze für zentrale Blei-Blei-Reaktionen zeigt für die Magnet-An-Daten einen deutlichen Anstieg von $E_T$ für kleine Pseudorapiditäten, während für kleine $\eta$ die Transversalenergie geringer ist. Dies ist ein Effekt der Ablenkung geladener Teilchen hin zu größeren Winkeln (und damit größeren $\eta$). Insbesondere verändert dieser Effekt die Verteilung so stark, daß die im folgenden

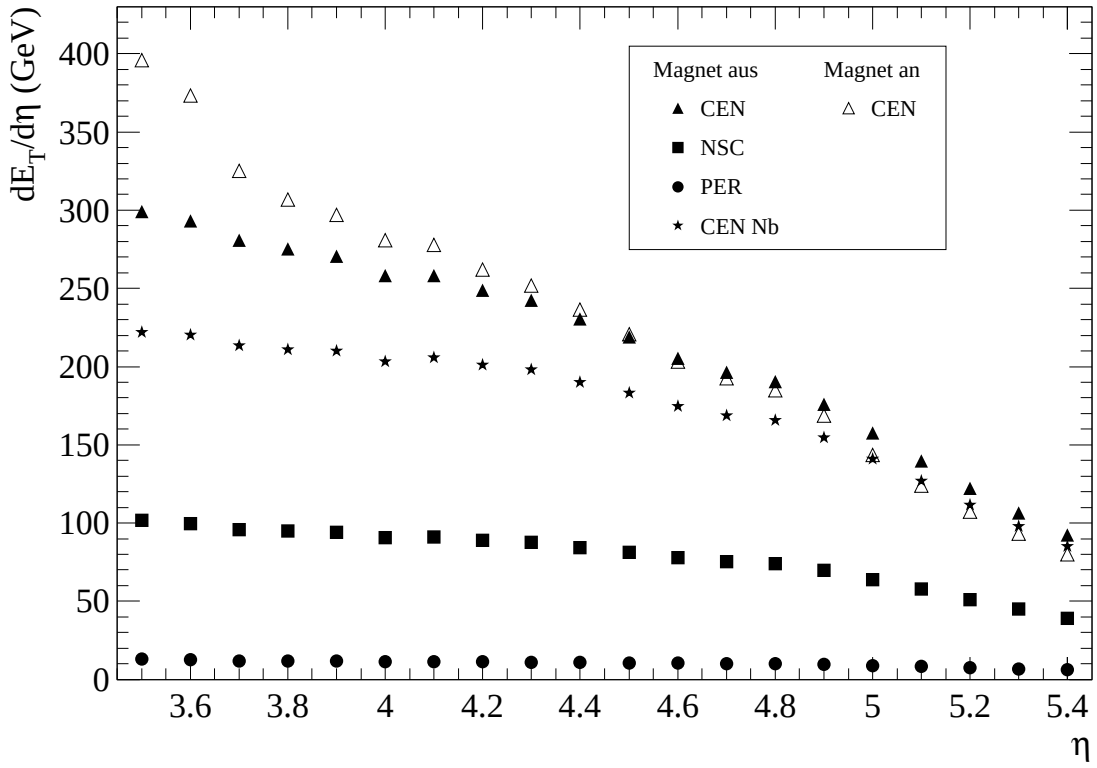


**Abbildung 9.7:** Differentielle Transversalenergieverteilung (abhängig von der Pseudorapidität $\eta$) für Blei-Blei-Stöße und Blei-Niob-Stöße. Eingezeichnet sind die drei verschiedenen Triggerklassen im Fall der Blei-Blei-Daten für den ausgeschalteten Spektrometermagneten. Zum Vergleich sind ebenfalls die Verteilungen für zentrale Blei-Blei-Stöße bei eingeschaltetem Magneten (unausgefüllte Quadrate) und zentrale Blei-Niob-Stöße bei ausgeschaltetem Magneten (ausgefüllte Sterne) mit in das Bild aufgenommen.

besprochene Parametrisierung der Verteilung wenig sinnvoll erscheint und entsprechend für Magnet-An-Daten nicht durchgeführt wird.

Um mittels Gleichung 9.7 auf die Energiedichte rückschließen zu können, gilt es, die gefundene Verteilung zu parametrisieren, um die maximale Transversalenergie zu erhalten. Da, wie bereits mehrfach erwähnt, vom MIRAC nur ein Pseudorapiditätsbereich von $3,7 \leq \eta \leq 5,5$ vollständig abgedeckt wird, sind für die Bestimmung der Transversalenergie am Maximum zusätzliche Annahmen notwendig. Wie in [Alb91] gezeigt wurde, lassen sich sowohl für sauerstoff- als auf für schwefelinduzierte Schwerionenreaktionen (bei Projektilenergien von 60 und 200 GeV/Nukleon) die differentiellen Transversalimpulsverteilungen mit einer Gaußfunktion anpassen. Da

der Rapiditätsbereich des Schwerpunktes nicht im vom MIRAC abgedeckten Intervall liegt, scheint es ratsam, die Position des Maximums als festen Parameter für die anzupassende Gaußfunktion zu benutzen. Bestimmt werden kann die Schwerpunktrapidität unter Zuhilfenahme der Schwerpunktsenergie über folgende Gleichung:

$$y_{cm} = \ln\left(\frac{\sqrt{s}}{W_T \cdot m_N c^2}\right) \quad . \tag{9.9}$$

Für zentrale Blei-Blei-Kollisionen (mit $W_T = A_{\mathrm{Pb}} = 208$) ergibt sich demnach eine Schwerpunktrapidität von $y_{cm} = 2,91$. Beim unsymmetrischen Blei-Niob-System ist die Schwerpunktrapidität weiter in Richtung der Projektilrapidität verschoben. Hier ergibt sich bei Benutzung von Gleichung 9.5 eine Schwerpunktenergie von $E_{cm} = 2192$ GeV und damit eine Schwerpunktrapidität von $y_{cm} = 3{,}22$. Die Transversalenergie des Feuerballs errechnet sich hiermit zu $E_T^{FB} = 1526$ GeV.
Abbildung 9.8 zeigt differentielle Transversalenergiespektren für zentrale Blei-Blei- und Blei-Niob-Kollisionen, zusammen mit der Gaußfunktionsanpassung zur Bestimmung von $\mathrm{d}E_T/\mathrm{d}\eta|_{max}$.

Die Gaußfunktionsanpassungen wurden dabei nur in einem begrenzten Bereich von $4,0 \leq \eta \leq 5,0$ (Blei-Blei) bzw. $4,2 \leq \eta \leq 5,0$ (Blei-Niob) an die Datenpunkte vorgenommen. Dies erschien notwendig, da die bei größeren Winkeln (und damit kleineren Pseudorapiditäten) auftretenden stärkeren Abweichungen von Problemen in der Detektorakzeptanz herrühren können. Da die Fitparameter stark bei einer Änderung der oberen Fitgrenze variierten, wurde die Variation in den Ergebnissen bei einer Verschiebung von $\Delta\eta = 0,2$ als Fehler für die ermittelten Größen angesetzt. Die ermittelten Fitparameter sind in Tabelle 9.2 aufgeführt. Es fällt insbesondere auf, daß die ermittelten Breiten (für die totalen $E_T$-Verteilungen) deutlich über den in WA80 (Schwefel-Gold, 200 GeV pro Nukleon) ermittelten Werten von typischerweise 1,5 liegen [Alb91]. Im Vergleich der beiden hier analysierten Systeme ist kein systematischer Unterschied innerhalb der Fehlerbereiche feststellbar.

Hiermit ergeben sich durch Anwendung von Gleichung 9.7 Energiedichten von

$$\begin{aligned} \epsilon_{\mathrm{Pb+Pb}} &= 2,41^{+0,15}_{-0,06}\ \mathrm{GeV/fm^3} \quad \text{und} \\ \epsilon_{\mathrm{Pb+Nb}} &= 3,02^{+0,18}_{-0,07}\ \mathrm{GeV/fm^3} \quad . \end{aligned}$$

Dies steht den in WA80 ermittelten Werten von $(2,0 \pm 0,1)$ GeV/fm$^3$ für zentrale Schwefel-Gold-Reaktionen [Alb91] gegenüber. Insgesamt liegt dieser Wert etwas oberhalb der WA80-Werte. Auch ist die Energiedichte beim Blei-Niob-Stoß höher als bei den zentralen Blei-Blei-Kollisionen. Dies ist vor allem durch die gleiche

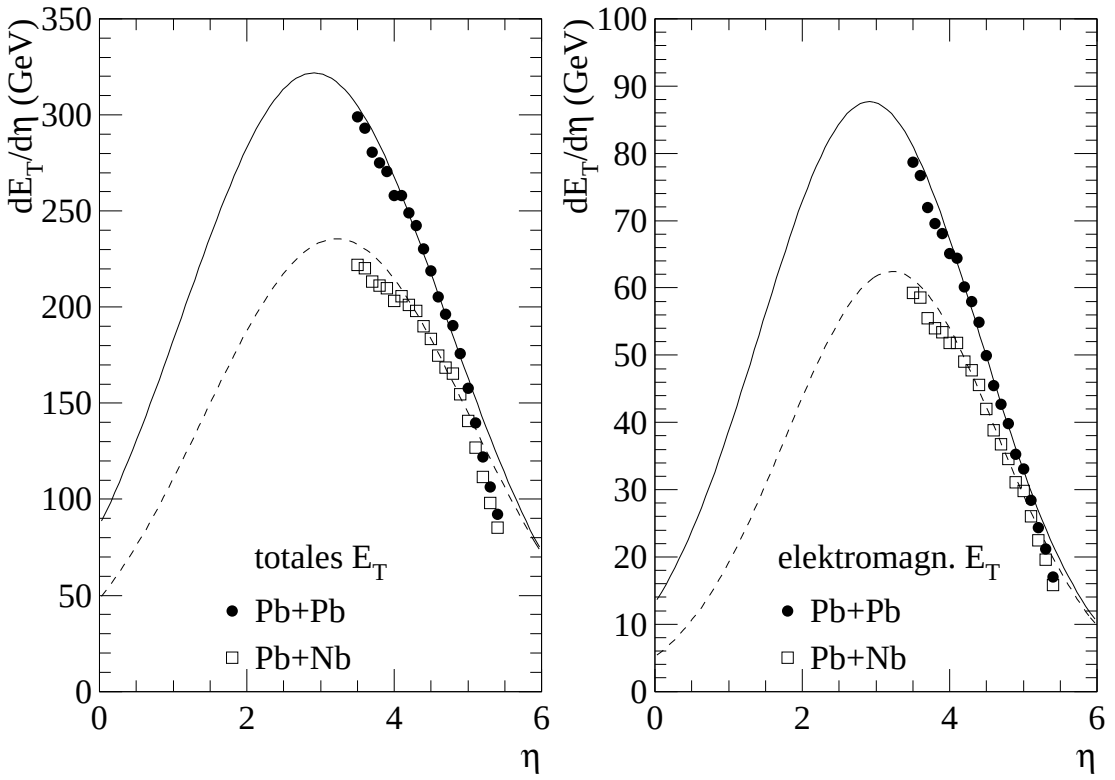


**Abbildung 9.8:** Differentielle Transversalenergieverteilungen für Reaktionen von Blei-Blei- und Blei-Niob-Systemen bei zentralen Stößen (ausgeschalteter Magnet). Neben der Verteilung für die totale transversale Energie (linkes Bild) ist diejenige für die transversale Energie elektromagnetischer Teilchen (rechts) dargestellt.
Die Verteilungen wurden mittels einer Gaußfunktion mit festgelegtem Maximum parametrisiert (s. Text). Die Kurve für die Blei-Blei-Daten ist als durchgezogene, die für die Blei-Niob-Daten als gestrichelte Linie gezeichnet.

---

feste Triggerschwelle für zentrale Ereignisse begründet. Aufgrund der festgelegten Triggersetzung durch eine feste Schwelle in der Transversalenergie des MIRAC ist der Niob-Datensatz im Mittel „zentraler“ als der Blei-Blei-Datensatz, da nur Blei-Niob-Ereignisse mit kleineren Stoßparameter genügend viele Partizipanten in der Reaktion aufweisen, um eine entsprechend hohe transversale Energie zu erzeugen. Bei Blei-Blei-Reaktionen können schon bei periphereren Reaktionen aufgrund der insgesamt größeren Flächen der Kerne gleiche Transversalenergien erreicht werden. Bei den zentralsten Blei-Niob-Stößen wird der Niobkern also vollständig vom Bleikern überdeckt, so daß entsprechend jedes Nukleon eine große Zahl an Stößen vollführt (was zu einer höheren Energiedeposition pro Nukleon führt und damit einer höheren

| System | $\left.\frac{\mathrm{d}E_T}{\mathrm{d}\eta}\right\|_{max}$ (GeV) | $y_{max}$ | $\sigma$ |
|---|---|---|---|
| Pb + Pb (total) | $322^{+20}_{-9}$ | 2,91 | $2,54^{+0,13}_{-0,19}$ |
| Pb + Nb (total) | $236^{+14}_{-6}$ | 3,22 | $2,56^{+0,14}_{-0,24}$ |
| Pb + Pb (elektromagn.) | $88^{+3}_{-1}$ | 2,91 | $2,11^{+0,03}_{-0,06}$ |
| Pb + Nb (elektromagn.) | $62 \pm 2$ | 3,22 | $2,04^{+0,06}_{-0,07}$ |

**Tabelle 9.2:** Parameter der an die $\mathrm{d}E_T/\mathrm{d}\eta$-Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen.

Energiedichte führt). Bei peripheren Blei-Blei-Stößen kann dagegen aufgrund der im Mittel größeren Zahl an Partizipanten viel Energie deponiert werden, die Anzahl der Stöße pro Nukleon wird aber aufgrund der geringeren Durchdringungstiefe kleiner sein. Dies führt zu einer kleineren deponierten Energie pro Volumeneinheit und demzufolge zu einer geringeren Energiedichte. Untersuchungen, bei denen nur solche Blei-Blei-Stöße ausgewählt wurden, die in etwa denselben Stoßparameterbereich wie die zentralen Blei-Niob-Stöße aufweisen, haben dies bestätigt [Mor96]. Die in dieser Ereignisklasse erreichten Energiedichten entsprechen in etwa denjenigen der zentralen Blei-Niob-Stöße. Ebenfalls in dem Rahmen gemachte Analysen von Blei-Nickel-Stößen haben Energiedichten ergeben, die ebenfalls denen des Blei-Niob-Systems entsprechen.
Durch Integration der an die differentielle $E_T$-Verteilung angepaßten Gaußkurve über den gesamten Pseudorapiditätsbereich kann zusätzlich der Wert der totalen transversalen Energie bestimmt werden. Dieser ergibt sich zu

$$E_T^{tot}(\mathrm{Pb{+}Pb}) = 1450^{+170}_{-150}\ \mathrm{GeV}$$

für Blei-Blei und

$$E_T^{tot}(\mathrm{Pb{+}Nb}) = 1070^{+120}_{-130}\ \mathrm{GeV}$$

für Blei-Niob. Unter Anwendung von Gleichung 9.2 erhält man hiermit die Größe des nuklearen Bremsvermögens in zentralen Stößen:

$$
\begin{aligned}
S_{\mathrm{Pb+Pb}} &= 0,58^{+0,07}_{-0,06} \\
S_{\mathrm{Pb+Nb}} &= 0,70 \pm 0,08 \quad .
\end{aligned}
$$

Im WA80-Experiment wurde für zentrale Schwefel-Gold-Reaktionen bei Projektilenergien von 200 GeV/Nukleon ein Bremsvermögen $S = (0,49 \pm 0,04)$ bestimmt [Alb91]. Insgesamt stimmt also der hier ermittelte Wert für Blei-Blei-Reaktionen noch im Rahmen der Fehler mit dem Wert von WA80 überein. Tendenziell ist aber das Bremsvermögen im Fall des Blei-Blei-Systems größer als dasjenige des Schwefel-Gold-Systems, was sich auch in der höheren Energiedichte widerspiegelt. Die Ursache hierfür ist sowohl in der geringfügig größeren Tiefe des Targetkerns ($d_{\mathrm{Au}} = 12,8$ fm, $d_{\mathrm{Pb}} = 13,0$ fm) als auch in der geringeren Projektilenergie pro Nukleon zu suchen. Durch die größere Dicke des Bleikerns führen die Projektilnukleonen im Mittel mehr Stöße mit den Targetnukleonen durch, was das Maß der Energieabgabe erhöhen kann. Aufgrund der geringeren Projektilenergie geben die Projektilnukleonen, bei Annahme einer mittleren Energieabgabe pro Stoß, einen größeren Anteil ihrer Energie an die Targetmaterie ab. Das Bremsvermögen für die zentralen Blei-Niob-Reaktionen weicht deutlich von dem in den WA80-Messungen ermittelten ab und liegt oberhalb desjenigen für die Blei-Blei-Reaktionen. Eine Erklärung kann wiederum in der im Mittel höheren Anzahl von Stößen beim Blei-Niob-Stoß gesucht werden.

Neben der Messung der totalen transversalen Energie aller Teilchen ist das WA98-Experiment auch in der Lage, die totale transversale Energie elektromagnetischer Teilchen durchzuführen. Das Kalorimeter MIRAC besitzt dazu einen elektromagnetischen Teil, in dem durch Benutzung dünnerer Konverter der elektromagnetische Schauer genauer erfaßt werden kann. Da auch Hadronen im elektromagnetischen Teil einen gewissen Teil ihrer Energie deponieren, muß anhand der Daten des hadronischen Teils die deponierte Energie der Hadronen im elektromagnetischen Teil abgeschätzt und von der gemessenen Energie abgezogen werden. So ist man dann in der Lage, die transversale Energie von elektromagnetischen Teilchen zu bestimmen. Die Parameter der ebenfalls analog an die differentielle Transversalenergiekurve elektromagnetischer Teilchen angepaßten Gaußfunktion sind in Tabelle 9.2 zu finden. Im Rahmen der Fehler stimmen die Breiten für beide Targetsysteme überein. Damit ist die Verteilung schmaler als diejenige für die totale transversale Energie. Um beide Verteilungen noch besser vergleichen zu können, ist in Bild 9.9 das Verhältnis beider Verteilungen dargestellt.

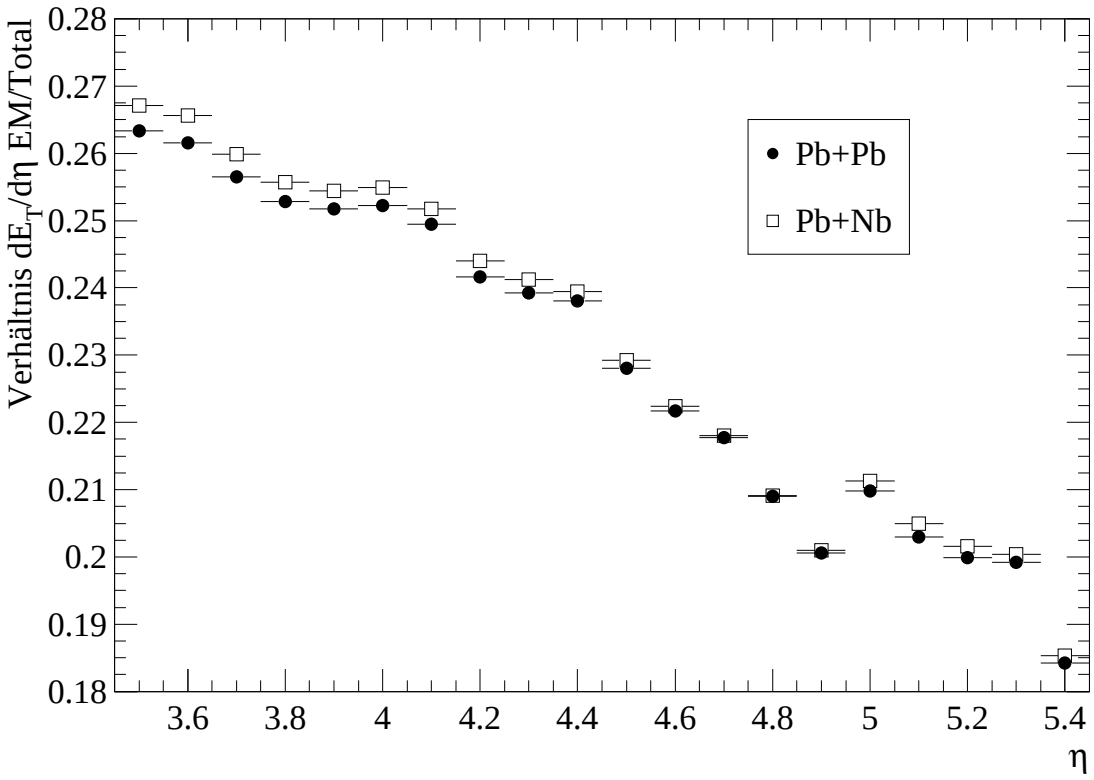


**Abbildung 9.9:** Verhältnis von elektromagnetischem zu totalem differentiellen $E_T$ des MIRAC für zentrale Blei-Blei- bzw. Blei-Niob-Ereignisse (ausgeschalteter Magnet)

Im Mittel ist die elektromagnetische Transversalenergie etwa 23% von der totalen Transversalenergie. Die Spektren für Blei-Blei und Blei-Niob unterscheiden sich nicht wesentlich. Tendenziell liegen die Blei-Niob-Verhältnisse ein wenig über den Blei-Blei-Daten, sie nähern sich aber zu höheren Rapiditäten an. Dies beruht wohl vor allem auf der unterschiedlichen Akzeptanz im Bereich kleiner $\eta$ für die beiden Systeme, da aufgrund der höheren Schwerpunktrapidität beim Blei-Niob die Akzeptanz des elektromagnetischen Teils des MIRAC im Vergleich zum hadronischen Teil noch größer ist als für Blei-Blei-Ereignisse.
Dieser Wert liegt im Rahmen der WA80-Ergebnisse von etwa 25%, tendiert aber insgesamt zu kleineren Werten. Der Grund für diese Diskrepanz kann eine Absorption elektromagnetischer Energie im sich vor dem MIRAC befindlichen PMD sein. Der PMD wurde ja gerade so konzipiert, daß elektromagnetische Teilchen in den 3,8 Strahlungslängen dicken Bleiplatten an seiner Front einen elektromagnetischen Schauer ausbilden. Hierdurch geht ein Teil der Energie elektromagnetischer Teilchen verloren, die nicht mehr im MIRAC nachgewiesen werden kann. Während bei den

WA80-Messungen das Verhältnis von elektromagnetischem zu totalem $E_T$ im Rahmen der Fehler im betrachteten $\eta$-Bereich konstant war, weist das in Abbildung 9.9 gezeigte Verhältnis einen deutlichen Abfall bei wachsendem $\eta$ auf (von etwa 2,6 bei $\eta = 3,5$ zu 2,0 bei $\eta = 5,4$). Eine Begründung hierfür kann in einer noch nicht vollständigen Anpassung der Detektorakzeptanzen von elektromagnetischem und hadronischem Teil gesucht werden. Da der elektromagnetische Teil näher zur Strahlachse steht als der hinten liegende hadronische Teil, ist der Akzeptanzbereich des elektromagnetischen Teils im Bereich größerer Winkel (und damit kleinerer Pseudorapiditäten) höher, was ein größeres Verhältnis erwarten läßt.

Prinzipiell sollte auch das Bleiglaskalorimeter zu einer Bestimmung der transversalen Energie elektromagnetischer Teilchen in der Lage sein. In Hinblick hierauf sind allerdings zwei Gesichtspunkte zu beachten:

- zur Erkennung elektromagnetischer Teilchen ist eine untere Energieschwelle von 750 MeV notwendig;

- da sich in den unterschiedlichen Rapiditätsbereichen die Energieschwelle unterschiedlich auf die Transversalimpulsverteilung der Teilchen auswirkt, ist es notwendig, eine untere $p_T$-Schwelle von 180 MeV/c einzuführen (siehe hierzu auch Abschnitt 9.3.2).

Beides hat zur Folge, daß die im Bleiglas nachgewiesene transversale Energie elektromagnetischer Teilchen nur einen Teil der tatsächlichen Energie ausmachen wird. Da der Bleiglasdetektor den Rapiditätsbereich von $2,3 \leq y \leq 3,0$ nur unvollständig abdeckt, muß zur Korrektur auf den gesamten Raumwinkel die in Kapitel 8.3.1 angesprochene Photonenakzeptanz zur Korrektur der Spektren herangezogen werden. Bild 9.10 zeigt den Verlauf der Verteilung für die gleichen Reaktionen, bestimmt mit LEDA.

Wie die Abbildung zeigt, liegt – wie erwartet – der Datensatz des Bleiglasdetektors unterhalb der Kurve für den MIRAC. Auch liegen die Werte für das Blei-Niob-System (Maximum etwa bei 47 GeV) unterhalb derer für das Blei-Blei-System (Maximum bei 60 GeV). Das Verhältnis der beiden Maximalhöhen von 1,28 stimmt dabei recht gut mit dem Verhältnis der $\mathrm{d}E_T/\mathrm{d}\eta\Big|_{max}$ der MIRAC-Untersuchungen von 1,27 überein. Allerdings stimmt die Form der Verteilung in keinem der beiden untersuchten Fälle mit der bei den MIRAC-Daten recht gut passenden Gaußform überein. Der dies bedingende Effekt ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht geklärt, es ist aber zu vermuten, daß Inkonsistenzen im Bereich der Akzeptanzberechnungen einen

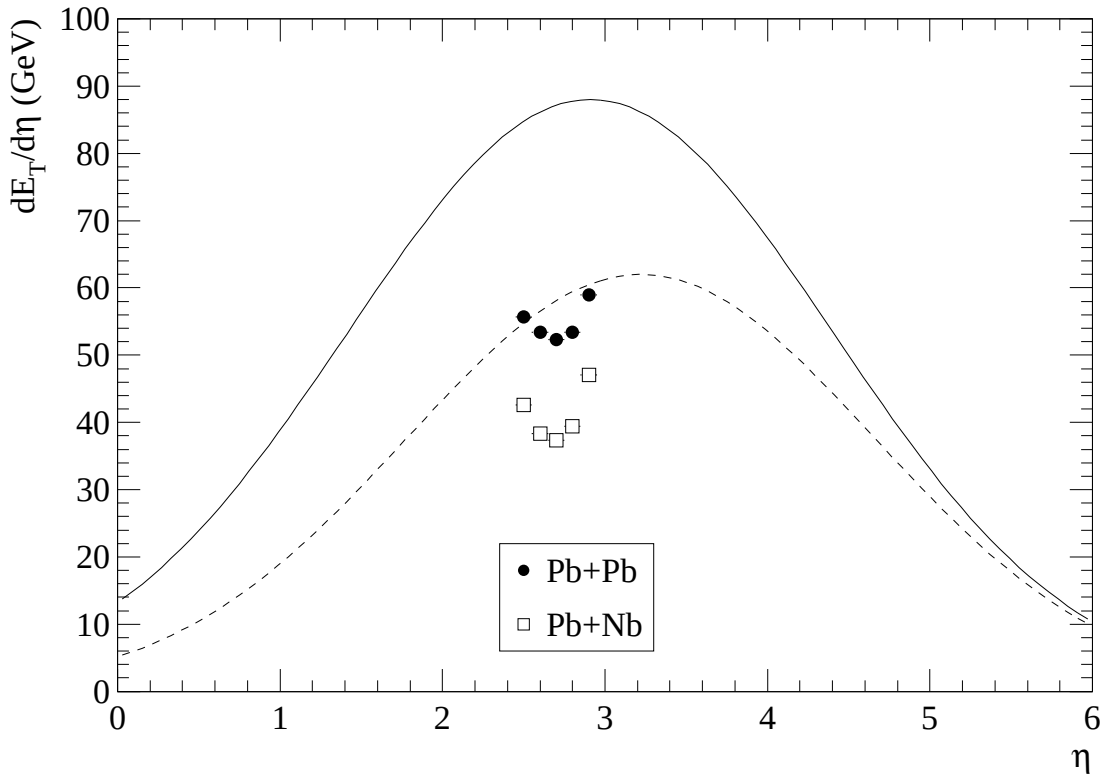


**Abbildung 9.10:** Differentielle Transversalenergieverteilung elektromagnetischer Teilchen für zentrale Blei-Blei- und Blei-Niob-Stöße (Magnet aus) im Bleiglasdetektor LEDA. Zum Vergleich sind die aus Abbildung 9.8 bestimmten Parametrisierungen für die analoge Verteilung des MIRAC eingetragen (Blei-Blei durchgezogene, Blei-Niob gestrichelte Kurve).

Einfluß haben. Da aufgrund der Form der Verteilung eine Gaußparametrisierung wenig sinnvoll erscheint, wird auf eine solche im Fall der Bleiglasdaten verzichtet.

### 9.2.3 Globale Multiplizitätsabhängigkeiten

Eine Reihe von Detektoren des WA98-Experimentes ist in der Lage, Multiplizitätsanalysen durchzuführen. Neben dem Bleiglaskalorimeter LEDA, welcher Gesamttreffer- und Photonenmultiplizitäten messen kann, sind hier der Silizium-Pad- (für geladene Teilchen) und der Photonen-Multiplizitätsdetektor (für Photonen) zu nennen.
Dieser Abschnitt soll den globalen Verlauf der Multiplizitäten in Abhängigkeit von

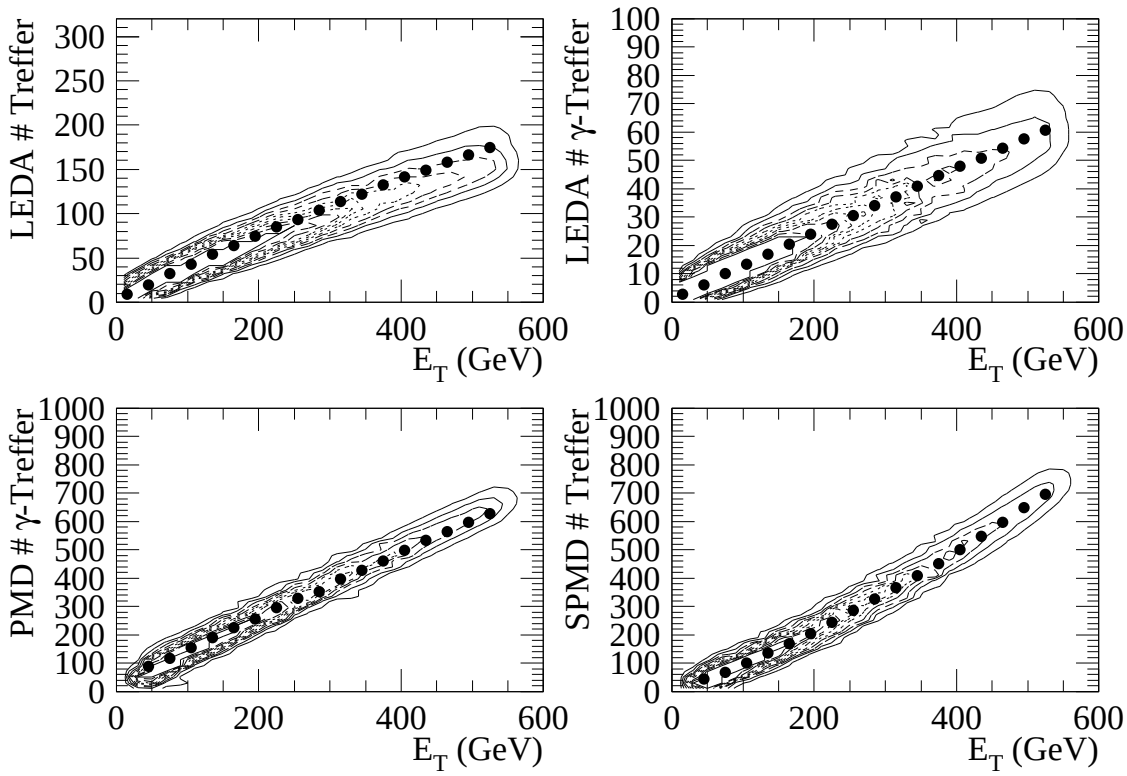


**Abbildung 9.11:** Höhenliniendarstellung der Zentralitätsabhängigkeit von Teilchenmultiplizitäten, gemessen in Blei-Blei-Reaktionen bei eingeschaltetem Dipolmagneten (triggergewichtete Spektren). Als runde Symbole sind jeweils die Mittelwerte der Multiplizitäten in verschiedenen $E_T$-Intervallen eingezeichnet (die Fehler verschwinden in den Symbolen). Die obere Reihe zeigt mit LEDA bestimmte Multiplizitätsverteilungen für alle Treffer (links) bzw. Photonentreffer (rechts).
Unten links ist die $E_T$-Abhängigkeit der Photonenmultiplizität im PMD zu sehen, unten rechts diejenige der Multiplizität geladener Teilchen im Silizium-Pad-Detektor. Bei der Darstellung dieser beiden Spektren sind zum größten Teil bereits die Einträge herausgenommen worden, die durch Auslesefehler bedingt wurden.
Allen Multiplizitätsverteilungen ist der mehr oder weniger lineare Anstieg mit steigender Transversalenergie gemein.

---

der Zentralität (festgelegt durch die mit MIRAC gemessene Transversalenergie) für die verschiedenen Größen zeigen. In Abbildung 9.11 sind diese Größen für Blei-Blei-Reaktionen (Magnet eingeschaltet) dargestellt.

Allen Verteilungen gemein ist der mehr oder weniger lineare Multiplizitätsanstieg

mit ansteigender transversaler Energie im MIRAC. Die Treffermultiplizität in LEDA zeigt dabei auch bei den höchsten Zentralitäten keine Sättigung (starkes Abknicken der Kurve). Dies ist ein weiteres Indiz dafür, daß der Detektor auch bei den höchsten Multiplizitäten noch einwandfrei funktionstüchtig ist. Allerdings ist eine schwache Krümmung der Treffermultiplizität bei den höchsten Transversalenergien zu erkennen. Da in diesem Bereich aber die Multiplizität von Photonentreffern weiterhin einem streng linearen Verlauf folgt, ist zu vermuten, daß aufgrund des erhöhten Teilchenüberlapps bei sehr zentralen Ereignissen ein Teil der geladenen Treffer durch Überlagerungen verlorengehen. Es ist zu vermuten, daß es sich hierbei um minimal ionisierende Teilchen handelt, die aufgrund ihrer geringen Energie leicht in benachbarten hochenergetischen Clustern verlorengehen. Dieser Effekt kann insbesondere dazu führen, daß die letztendlich nachgewiesenen Cluster eine zu hohe Energie haben. Eine Korrektur dieses Effektes bedarf genauer Effizienzrechnungen (siehe Abschnitt 8.4).
Auffällig an der SPMD-Multiplizität ist der leicht überproportionale Anstieg bei sehr hohen Transversalenergien. Dies scheint darin begründet sein, daß der SPMD tatsächlich den zentralen Rapiditätsbereich abdeckt, während das MIRAC erst ab Rapiditäten von 3,7 mißt. Hierdurch sind die Sensitivitäten vom SPMD und MIRAC auf Variationen der Pseudorapiditätsverteilung unterschiedlich.
Zur besseren Quantifizierung der Ergebnisse zeigt Diagramm 9.12 die eindimensionalen, triggergewichteten Multiplizitätsverteilungen.

Die Spektren haben jeweils eine ähnliche Gestalt wie die globalen Transversalenergiespektren, d.h eine Erhöhung bei kleinen Multiplizitäten, ein anschließendes Plateau und bei hohen Multiplizitäten schließlich einen steilen Abfall. Auch dies weist darauf hin, daß die Anzahl der aus der Reaktion emittierten Teilchen durch die Geometrie der Reaktion bestimmt ist. Wiederum fehlt, wie bereits bei den Transversalenergieverteilungen, das Maximum bei zentralen Reaktionen, welches bei zentralen Sauerstoff- und Schwefel-Gold-Reaktionen auch in der Multiplizität geladener Teilchen ausgeprägt ist (Messungen mit den Streamer-Tube-Detektoren in WA80 [Ber90], [Kam93]).
Die maximalen Multiplizitäten auf Trefferebene liegen im Bleiglasdetektor bei fast 300, die Photonenmultiplizität pro Ereignis erreicht in den zentralsten Reaktionen Werte von annähernd 100.
Die Multiplizitätsverteilung des Photonen-Multiplizitätsdetektors ist aufgrund von Auslesefehlern, die bei der Erstellung dieser Abbildung nicht aus den Daten aussortiert werden konnten, im oberen Bereich relativ unsauber, so daß eine klare Quantifizierung der maximalen Multiplizität nur schwer möglich ist. Extrapoliert

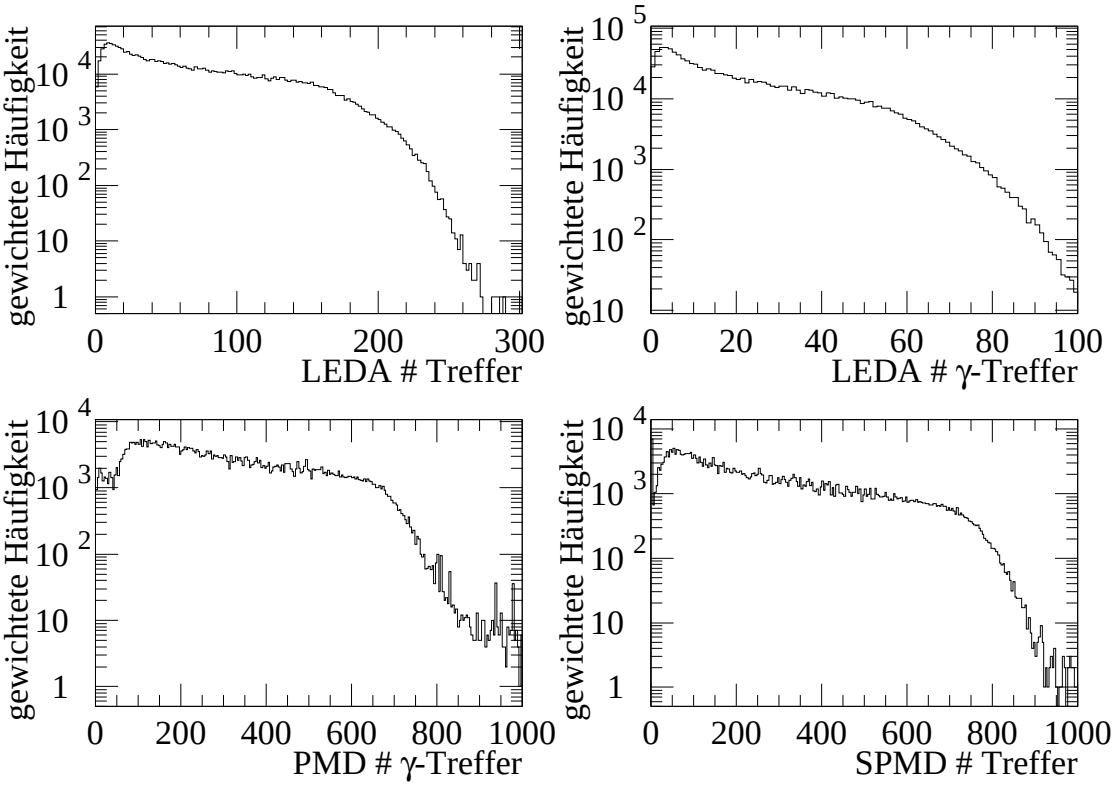


**Abbildung 9.12:** Globale, triggergewichtete Multiplizitätsverteilungen für Blei-Blei-Reaktionen (eingeschalteter Magnet). Wiederum sind die vier Größen gezeigt, die bereits in Abbildung 9.11 in ihrer Zentralitätsabhängigkeit vorgestellt wurden.

man den Kurvenverlauf, so gelangt man aber zu maximalen Photonenmultiplizitäten von 800. Die maximale Treffermultiplizität des SPMD liegt bei etwa 1000.

Neben der Untersuchung der zentralitätsabhängigen Multiplizitäten ist es auch möglich, die Multiplizitätsabhängigkeiten der einzelnen Detektoren untereinander zu untersuchen. Abbildung 9.13 stellt, wiederum für Blei-Blei-Stöße bei eingeschaltetem Magneten, die Abhängigkeit der Bleiglas-Photonenmultiplizität von der Photonenmultiplizität im PMD bzw. der Multiplizität geladener Teilchen im SPMD dar (Ereignisse mit Auslesefehlern im PMD bzw. SPMD wurden z.T. aussortiert).

Auch diese Größen zeigen eine Korrelation. Allerdings ist, insbesondere in den Mittelwerten der LEDA-Photonen-Multiplizität, deutlich eine Abweichung von einer linearen Abhängigkeit im Bereich hoher SPMD-Multiplizitäten zu verzeichnen. Während bis zu SPMD-Multiplizitäten von etwa 400 ein lineares Verhalten zu erkennen ist, knickt die $\gamma$-Multiplizität bei höheren Multiplizitäten nach unten

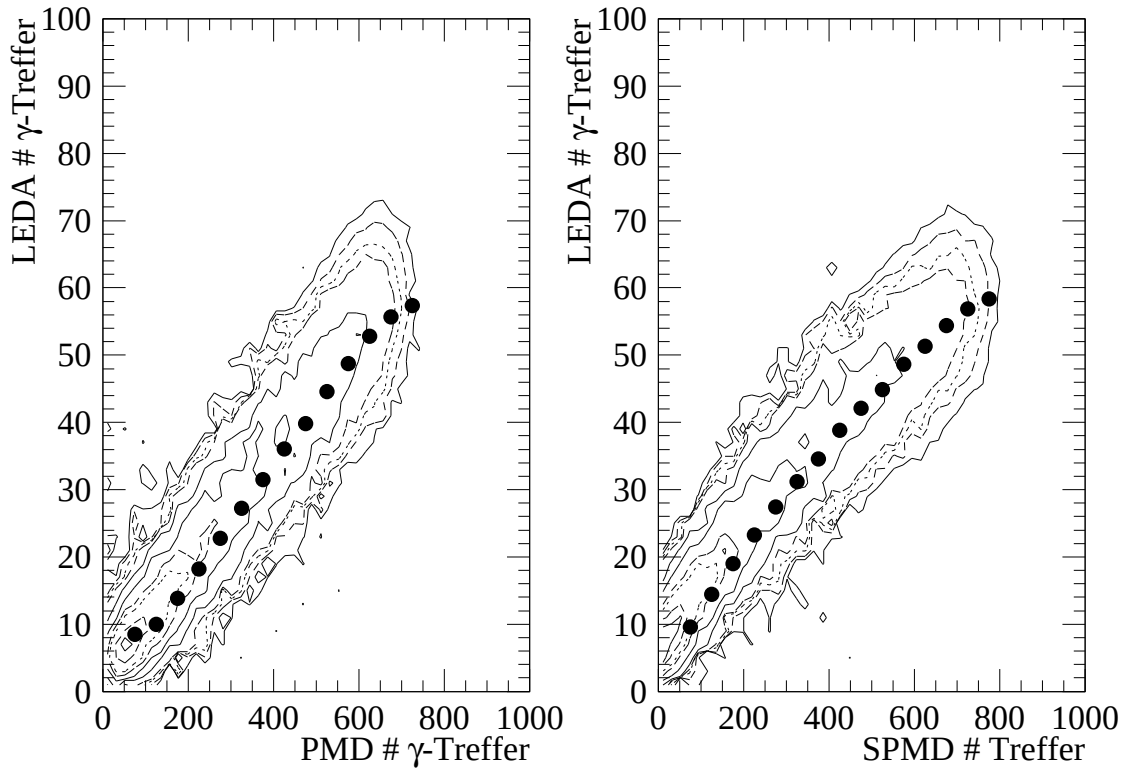


**Abbildung 9.13:** Abhängigkeit der Bleiglas-Photonenmultiplizität von der mit dem PMD gemessenen Photonenmultiplizität (linkes Bild) bzw. von der Multiplizität geladener Teilchen im SPMD (rechts). Bestimmt wurden diese Daten wiederum in Blei-Blei-Reaktionen bei eingeschaltetem Magneten (triggergewichtet, Mittelwerte der LEDA-$\gamma$-Multiplizität als Symbole eingezeichnet).

hin ab. Eine Erklärung könnte wiederum der unterschiedlich überdeckte Pseudorapiditätsbereich der Detektoren sein, der schon seinen Einfluß auf die Zentralitätsabhängigkeit der SPMD-Multiplizität hatte. Zwar erfaßt der Bleiglasdetektor noch mit seinem inneren Bereich den Bereich der Schwerpunktrapidität, allerdings deckt er doch vornehmlich den Bereich kleiner Rapiditäten ab. Demzufolge sind die Sensivitätsverläufe von LEDA und SPMD unterschiedlich.
Die Analyse der Abhängigkeit der LEDA-$\gamma$-Multiplizität von der PMD-Multiplizität ist im PMD-Multiplizitätsbereich von 200 bis etwa 700 linear. Bei niedrigeren Multiplizitäten ist ein überproportionaler Anstieg der Bleiglas-$\gamma$-Multiplizität zu verzeichnen, was vornehmlich auf Ausleseprobleme des PMD zurückzuführen ist, die die Mittelwertbildung im unteren Bereich beeinflußt haben können. Der Einbruch der LEDA-Photonenzahl bei den höchsten PMD-Multiplizitäten ist noch nicht

vollständig geklärt, kann aber zum Teil wiederum auf PMD-Auslesefehler oder eine fehlende Effizienzkorrektur zurückgeführt werden.

Interessant im Zusammenhang mit der Ausbildung eines disorientierten chiralen Kondensats (Abschnitt 2.3.4) ist die Untersuchung der Gestalt der Photonenmultiplizitätsverteilung bei hohen Multiplizitäten geladener Teilchen. Gerade in diesen Bereichen, die ja bei den zentralsten Ereignissen auftreten (Abbildung 9.11), ist die Wahrscheinlichkeit für die Ausbildung des Kondensats am größten. Wie in Abschnitt 2.3.4 erläutert, ist eine Möglichkeit, die Entstehung eines disorientierten chiralen Kondensates zu erkennen, die Untersuchung des Verhältnisses von geladenen zu neutralen Pionen auf Einzelereignisbasis. Aufgrund der Einschränkung, daß die Rekonstruktion neutraler Pionen nur mit statistischen Methoden möglich ist (Abschnitt 8.2), ist der Zugang zur $\pi^0$-Multiplizität im einzelnen Ereignis nicht möglich. Da allerdings der größte Teil der im Bleiglasdetektor gemessenen Photonen aus $\pi^0$-Zerfällen stammt, sollte die Untersuchung der Photonenmultiplizitäten im Bleiglas ein brauchbares Werkzeug darstellen, um zumindest grobe Aussagen treffen zu können.
Abbildung 9.14 zeigt die Untersuchung der Photonenmultiplizitätsspektren bei jeweils konstanten SPMD-Multiplizitäten.

An jedes der Multiplizitätsspektren wurde eine Gaußfunktion angefittet. Wie bereits ein Blick auf die Bilder zeigt, beschreibt die Gaußfunktion die Verteilungen sehr gut, es sind keine charakteristischen Asymmetrien oder Ereignisse mit besonders niedriger oder hoher $\gamma$-Multiplizität zu erkennen. Lediglich beim letzten Spektrum ist, aufgrund der geringen Statistik, die Gaußfunktionsanpassung nur bedingt passend. Eine deutliche Abweichung von der Gaußform könnte aber gerade ein Indiz für die Ausbildung eines disorientierten chiralen Kondensats sein.
In Bild 9.15 sind die Parameter der Gaußfunktionsanpassungen in Abhängigkeit von der zugehörigen Multiplizität geladener Teilchen dargestellt und mit den entsprechenden Werten einer Mittelwertbildung verglichen.

Wie bereits im Fall der Mittelwerte der Multiplizität, so zeigen auch die Positionen der Gauß-Maxima eine Abweichung vom linearen Verhalten bei hohen SPMD-Multiplizitäten (Bild links oben). Eine weitere Untersuchung dieses Effektes wird in Abbildung 9.16 durchgeführt. Wie sich zeigt, sind die Fit-Maxima und die entsprechenden Mittelwerte der Spektren nahezu identisch.
Die absolute Breite der Gaußfunktionen steigt mit steigender SPMD-Trefferzahl moderat an. Lediglich die Verteilung am höchsten Punkt, die aufgrund ihrer geringen Statistik nur schlecht angepaßt werden konnte, zeigt eine deutliche Abweichung von der Tendenz. Die relative Breite der Verteilung sinkt zunächst mit wachsender

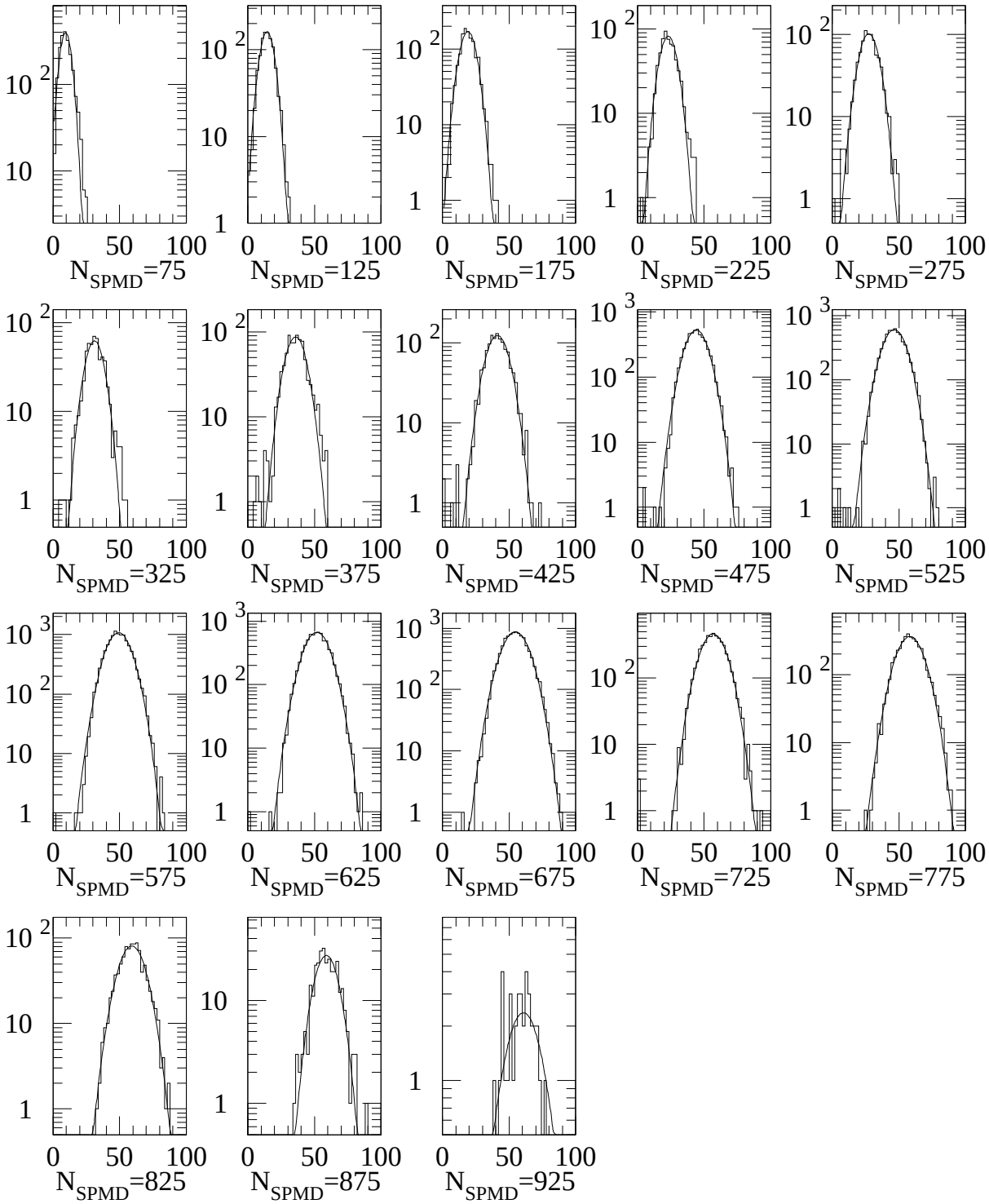


**Abbildung 9.14:** Untersuchung der LEDA-Photonenmultiplizitäten bei jeweils konstanter SPMD-Multiplizität (Intervalle mit einer Breite von 50). An jedes der Spektren wurde zur Analyse eine Gaußfunktion angepaßt.

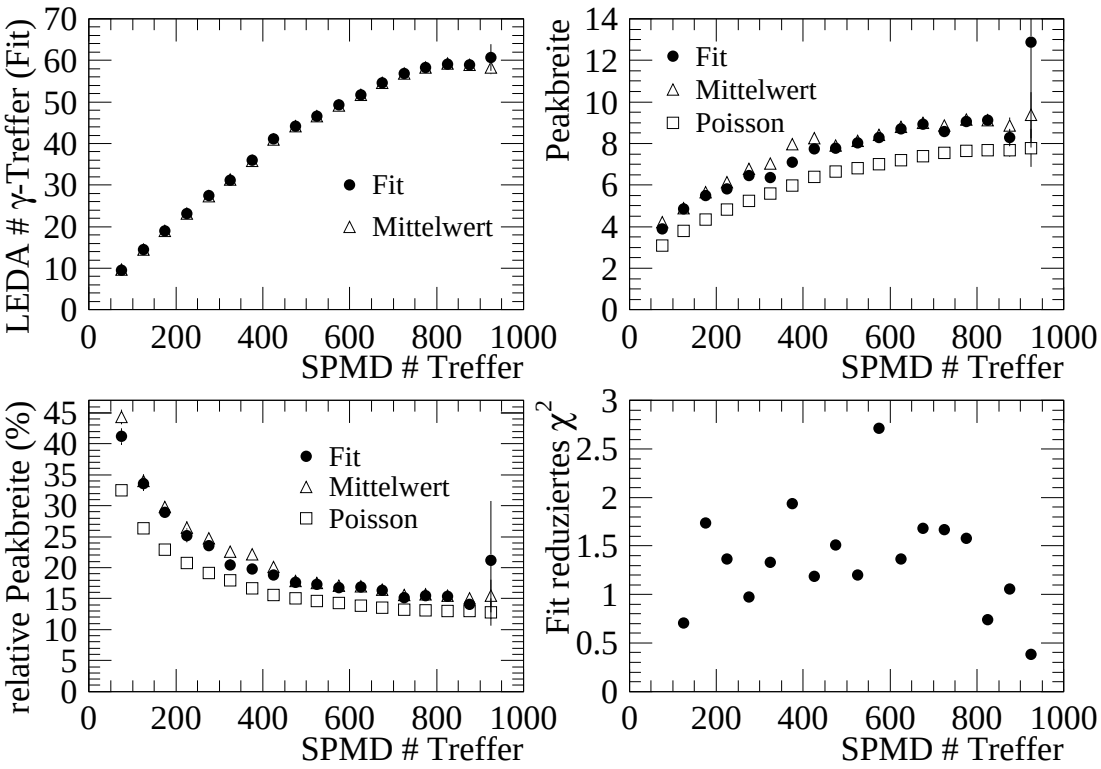


**Abbildung 9.15:** Parameter der Gaußfunktionsanpassungen an die Multiplizitätsspektren, im Vergleich mit den entsprechenden Mittelwerten der Spektren.
Das obere linke Bild stellt die Abhängigkeit der resultierenden Maximumposition von der Multiplizität im SPMD dar. Das obere rechte Bild zeigt die (absolute) Breite der Gaußfunktion, die Abbildung links unten zeigt die entsprechende relative Breite der Funktion. Zusätzlich sind, als unausgefüllte Quadrate, die Breiten entsprechender reiner Poisson-Verteilungen bei den korrespondierenden Photonenmultiplizitäten eingezeichnet. Schließlich sieht man rechts unten die Abhängigkeit des reduzierten $\chi^2$ des Gaußfits.

Zentralität stark ab, um dann ab einer SPMD-Multiplizität von etwa 400 bei ca. 15% annähernd konstant zu bleiben. Lediglich der letzte Punkt weist eine deutlich höhere Breite auf, liegt aber innerhalb seines Fehlers noch im durch die anderen Werte vorgegebenen Rahmen. Die aus der Mittelwertbildung gewonnenen Breiten der Verteilungen stehen dabei mit den Breiten der Gaußfits in guter Übereinstimmung. Neben den Breiten der Fits und Mittelwerte sind zum Vergleich die Breiten von Poisson-Verteilungen miteingezeichnet, die bei den entsprechenden Photonenmultiplizitäten zu erwarten wären. Es zeigt sich, daß der Verlauf der Kurven annähernd übereinstimmt, nur daß die aus den Gaußanpassungen extrahierten Peakbreiten

jeweils geringfügig über den zugehörigen Breiten der Poisson-Verteilungen liegen. Die Diskrepanz ist, zumindest im Bereich peripherer Reaktionen, durch die Tatsache zu erklären, daß das $\gamma$-Multiplizitätsspektrum nicht komplett ausgebildet ist, sondern durch die y-Achse nach unten begrenzt ist. Dies hat einen Einfluß auf die extrahierten Breiten der Gaußfunktionen und zeigt sich besonders in der relativ großen Abweichung der relativen Breiten, die mit zunehmender Multiplizität abnimmt. Im Bereich der höchsten Multiplizitäten fallen die Symbole praktisch ineinander, was bedeutet, daß die Werte hier mit denen einer Poisson-Verteilung annähernd identisch sind.
Das reduzierte $\chi^2$, welches ein Maß für die Übereinstimmung der Fitfunktion mit den zugrundeliegenden Daten darstellt, zeigt für keines der SPMD-Multiplizitätsintervalle eine deutliche Abweichung. Für Verteilungen, die Punkte weit außerhalb der Hauptverteilung haben, wären erheblich höhere Werte für das reduzierte $\chi^2$ zu erwarten.
Da zum Zeitpunkt der Drucklegung dieser Arbeit noch keine Modellrechnungen vorlagen, aus denen man eine Abschätzung der zu erwartenden Effekte eines disorientierten chiralen Kondensats auf die Photonenspektren im Bleiglas hätte gewinnen können, muß die hier gesehene leichte Verbreiterung der Spektren relativ zu reinen Poisson-Verteilungen unkommentiert bleiben. Es bleibt allerdings die Tatsache, daß die Photonenmultiplizitäten auch bei den höchsten SPMD-Multiplizitäten gut durch eine Gaußkurve beschrieben werden. Eine vermutete merkliche Abweichung von dieser Form, die durch ein disorientiertes chirales Kondensat bedingt sein könnte, ist hier nicht feststellbar.

Um den nichtlinearen Zusammenhang der Bleiglas-Photonenmultiplizität von der SPMD-Multiplizität näher zu untersuchen, wurden in Abbildung 9.16 nur diejenigen Treffer auf dem SPMD gezählt, die im Überschneidungsbereich mit dem Bleiglas liegen.

Zur besseren Quantifizierung wurden wiederum Schnitte in festen SPMD-Intervallen mittels Gaußverteilungen angefittet. Die Punkte im Spektrum stellen die resultierenden Maximapositionen dar. Wiederum ist ein Anstieg der Bleiglas-$\gamma$-Multiplizität mit steigender SPMD-Multiplizität zu erkennen. Allerdings ist ebenfalls ein Abknicken bei hohen SPMD-Trefferzahlen auszumachen. Um dies noch klarer zu machen, wurde eine lineare Regression der Maximapositionen im SPMD-Trefferbereich von 50 bis 300 vorgenommen. Die resultierende Geradengleichung lautet:

$$N_\gamma = (2,46 \pm 0,03) + (0,1542 \pm 0,0002) N_{\mathrm{SPMD}} \quad . \tag{9.10}$$

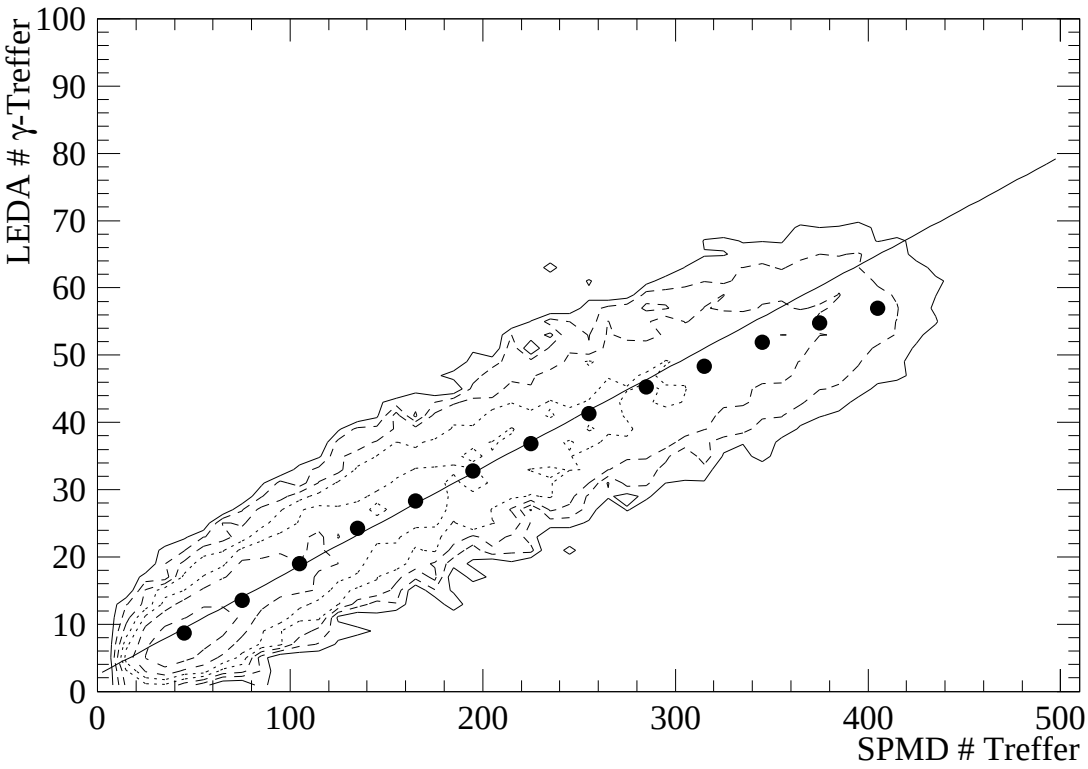


**Abbildung 9.16:** Abhängigkeit der Bleiglas-Photonenmultiplizität von der Teilchenmultiplizität im SPMD, wobei nur diejenigen Teilchen im SPMD berücksichtigt wurden, die im Überschneidungsbereich beider Detektoren liegen. Als Symbole sind die gaußgefitteten Maximapositionen für Schnitte in festen SPMD-Multiplizitätsbereichen eingezeichnet. Zur Parametrisierung wurden diese Positionen mittels einer Geraden angepaßt.

Ein Vergleich des Geradenverlaufs mit den Datenpunkten zeigt, daß das Abknicken im Vergleich zu Abbildung 9.13 schwächer ausgeprägt ist, was ein Effekt des jetzt gleichen, abgedeckten Rapiditätsbereiches sein sollte. Daß trotzdem noch ein Abknicken zu verzeichnen ist, könnte an Effizienzeffekten im Bleiglas bei hohen Multiplizitäten liegen. Dies sollte den Effekt aber noch nicht völlig erklären.
Die grobe Abschätzung der Abhängigkeit der Treffermultiplizitäten durch Gleichung 9.10 zeigt, daß die Trefferrate von Photonen im Bleiglas etwa 15% derjenigen von geladenen Teilchen im SPMD ist. Hier muß allerdings berücksichtigt werden, daß die SPMD-Daten im kompletten Raumwinkelbereich mit $2,3 \leq \eta \leq 3,0$ bestimmt wurden, während der Bleiglasdetektor nur (im Mittel) etwa 19% dieses Bereiches abdeckt. Setzt man diesen globalen Faktor zur Korrektur an, so mißt der Bleiglasdetektor etwa 80% der im SPMD gemessenen Teilchen. Eine grobe

Abschätzung der zu erwartenden Multiplizitäten würde erwarten lassen, daß etwa gleich viele Photonen wie geladene Teilchen gemessen werden[1]. Die Diskrepanz zu diesem Wert ist zum einen in den unterschiedlichen Schwellen zu suchen (die untere Energieschwelle für Photonen ist 750 MeV) und zum anderen in der Tatsache, daß ein Teil der Photonen auf ihrem Weg zum Bleiglas in geladene Teilchen konvertieren können, die dann mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit durch den Magneten aus dem Bereich des Bleiglasdetektors getragen werden.

## 9.3 Multiplizitätsmessungen im Bleiglas

Neben den bereits im vorigen Unterkapitel angesprochenen Abhängigkeiten globaler Multiplizitäten, soll dieses Kapitel sich zum einen mit den zentralitäts- und targetabhängigen Multiplizitäten minimal ionisierender Teilchen und zum anderen mit der Rapiditätsabhängigkeit der Photonenmultiplizitäten im Bleiglasdetektor beschäftigen.

### 9.3.1 Multiplizitäten minimal ionisierender Teilchen

Da aufgrund des Fehlens eines Detektors für geladene Teilchen vor dem Bleiglaskalorimeter eine direkte Erkennung von Treffern geladener Teilchen nicht möglich ist, ist auch eine direkte Erkennung von minimal ionisierenden Teilchen auf Einzelereignisbasis nicht möglich. Es ist nur möglich, nach Akkumulation aller Daten durch Analyse des Summenspektrums die Rate minimal ionisierender Teilchen zu ermitteln.
In Figur 9.17 ist, für Blei-Blei-Reaktionen mit eingeschaltetem Magnetfeld, das Energiespektrum von Treffern im Energiebereich bis hinauf zu 1000 MeV für die drei verschiedenen Triggerklassen gezeigt. Zur besseren Vergleichbarkeit wurde das Spektrum dabei auf die Anzahl der Ereignisse in der jeweiligen Triggerklasse normiert.

Man erkennt eine deutliche Erhöhung auf einem zu kleineren Energien hin ansteigenden Untergrund im Bereich von etwa 200 bis 600 MeV. Dieser „Peak“ wird durch

[1] Alle gemessenen Teilchen sind Pionen, das Verhältnis der Pionen untereinander ist gleich, d.h.

$$N_{\pi^0} = \frac{1}{2}\left(N_{\pi^+} + N_{\pi^-}\right) \quad ,$$

was wiederum bedeutet, daß die Anzahl der Zerfallsphotonen gleich der Anzahl an $\pi^+$ und $\pi^-$ sein muß.

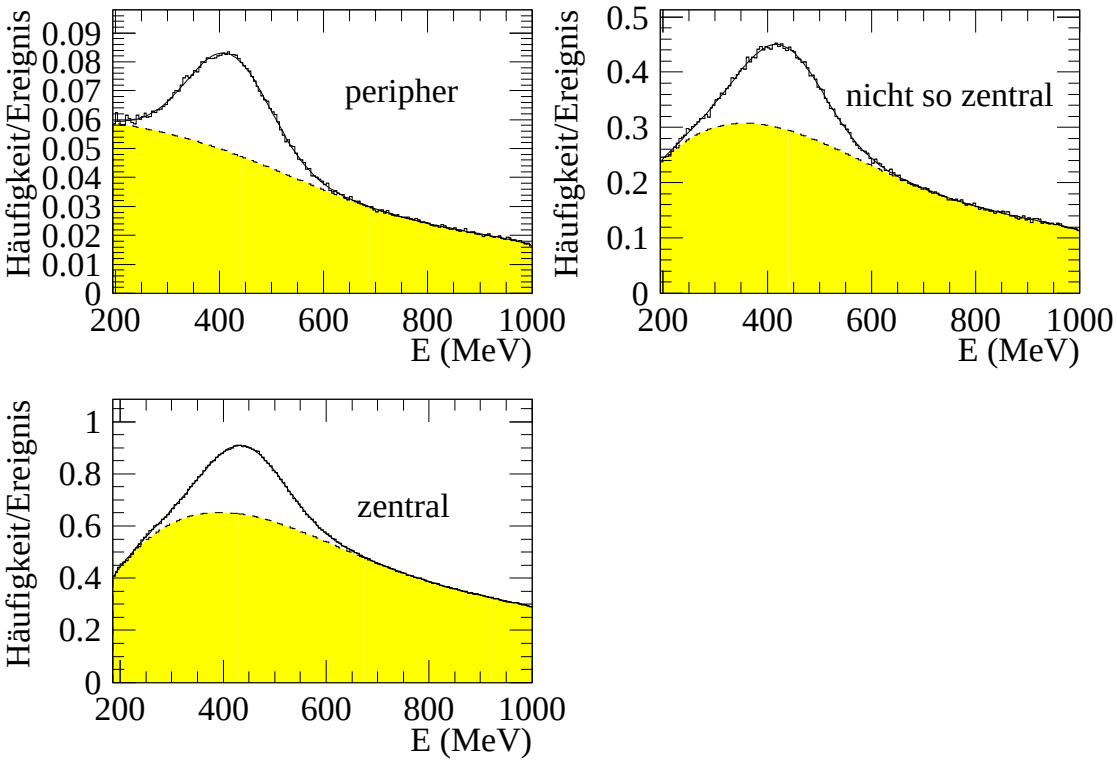


**Abbildung 9.17:** Energiespektrum im Bereich minimal ionisierender Teilchen für die drei Triggerbedingungen in WA98 (Magnet an). Zur besseren Vergleichbarkeit wurden die Spektren jeweils auf die Anzahl der Ereignisse in der Ereignisklasse normiert (Kanalbreite: 5 MeV).
Zusätzlich eingezeichnet sind die Anpassungsfunktion und das zugehörige Untergrundpolynom (grau unterlegt), welche zur Bestimmung des Peakinhaltes benutzt wurden.

die den Detektor nur minimal ionisierend passierenden Teilchen bewirkt.
Um eine Aussage über die Anzahl der minimal ionisierenden Teilchen pro Ereignis machen zu können, ist es notwendig, das Integral unter dem Peak zu bestimmen. Da im betrachteten Energiebereich nicht nur minimal ionisierende Teilchen zum Spektrum beitragen, sondern u.a. auch niederenergetische Photonen (wodurch der Untergrund unter dem Peak entsteht), ist es notwendig, eine Parametrisierung für den Untergrund zu finden. Zu diesem Zweck wurde hier eine ähnliche Methode angewandt, wie sie auch bei der Extraktion von $\pi^0$-Peaks Verwendung findet. Der Untergrund unter dem Peak wird mit einem Tschebyscheff-Polynom angepaßt, der Peak selbst mit einer asymmetrischen Gaußfunktion gefittet. Wäre man in der Lage, die tatsächliche Energiedeposition eines minimal ionisierenden Teilchens im Detektor

zu messen, so wäre die Anwendung einer Landaufunktion für die Parametrisierung des Peaks notwendig. Da der Bleiglasdetektor allerdings für minimal ionisierende Teilchen nicht die Energiedeposition messen kann (aufgrund der unterschiedlichen Depositionsmechanismen von elektromagnetischen und minimal ionisierenden Teilchen), sondern im wesentlichen das direkt vom durchlaufenden Hadron emittierte Čerenkovlicht aufzeichnet, ist auch die Form der Energieverteilung nicht mehr notwendig landauförmig. Entsprechend ist die Parametrisierung durch die (numerisch stabilere) Gaußfunktion vorzuziehen.
Das Ergebnis dieser Prozedur ist ebenfalls in Abbildung 9.17 dargestellt. Dabei ist der Untergrund, der durch das Polynom bestimmt ist, dunkler unterlegt. Man sieht, daß die angepaßte asymmetrische Gaußfunktion den Verlauf des Peaks sehr gut beschreibt. Ein wenig problematisch ist der Verlauf des Untergrundpolynoms. Da zu noch tieferen Energien die Verteilung aufgrund der Clusterschwelleneffekte einbricht, ist für die Anpassung des Polynoms nur der Bereich oberhalb des Peaks und in wenigen Kanälen unterhalb des Peaks benutzbar. Die Krümmung des Polynoms im Peak-Bereich der minimal ionisierenden Teilchen ist demzufolge nur ungenau bestimmt und macht die größte Fehlerquelle für die Bestimmung des Integrals unterhalb des Maximums aus. Da der reine statistische Fehler des Fits diese Unsicherheiten nicht erfassen kann, wurden die Fehler von Maximumposition, Peakbreite und -inhalt durch Vergleich der Fitergebnisse bei Anwendung mehrerer Polynomgrade des Untergrundpolynoms bestimmt.
Abbildung 9.18 zeigt die zentralitätsabhängigen Ergebnisse der Untersuchungen mit Blei- und Niob-Targets, mit ein- und ausgeschaltetem Magnet.

Die Position des Peaks im Energiespektrum liegt bei etwa 440 MeV. Man erkennt bei allen Daten einen Anstieg der ermittelten Maximumposition des Fits mit steigender Zentralität um maximal 5%. Dies kann u.a. durch eine Erhöhung der Clusterenergie nach Entfaltung überlagerter Treffer zustande kommen. Einen Einfluß hat allerdings auch die unterschiedliche Form der Untergrundverteilung, die zu einer Verschiebung der Maximumposition führen kann. Die Breite des Peaks läßt keine systematische Abhängigkeit von $E_T$ erkennen.
Die Anzahl an minimal ionisierenden Teilchen pro Ereignis steigt mit steigender Zentralität der Ereignisse an. Da lediglich für die Blei-Blei-Daten bei eingeschaltetem Magneten bisher Punkte für alle drei Zentralitätsklassen vorliegen, kann auch nur in diesem Fall der Verlauf des Anstiegs genauer analysiert werden. Eine lineare Regression der drei Datenpunkte ergibt eine Gerade mit der Parametrisierung

$$N_{\mathrm{MIP}} = (1,2 \pm 1,0) + (0,020 \pm 0,005) E_T/\mathrm{GeV} \quad . \tag{9.11}$$

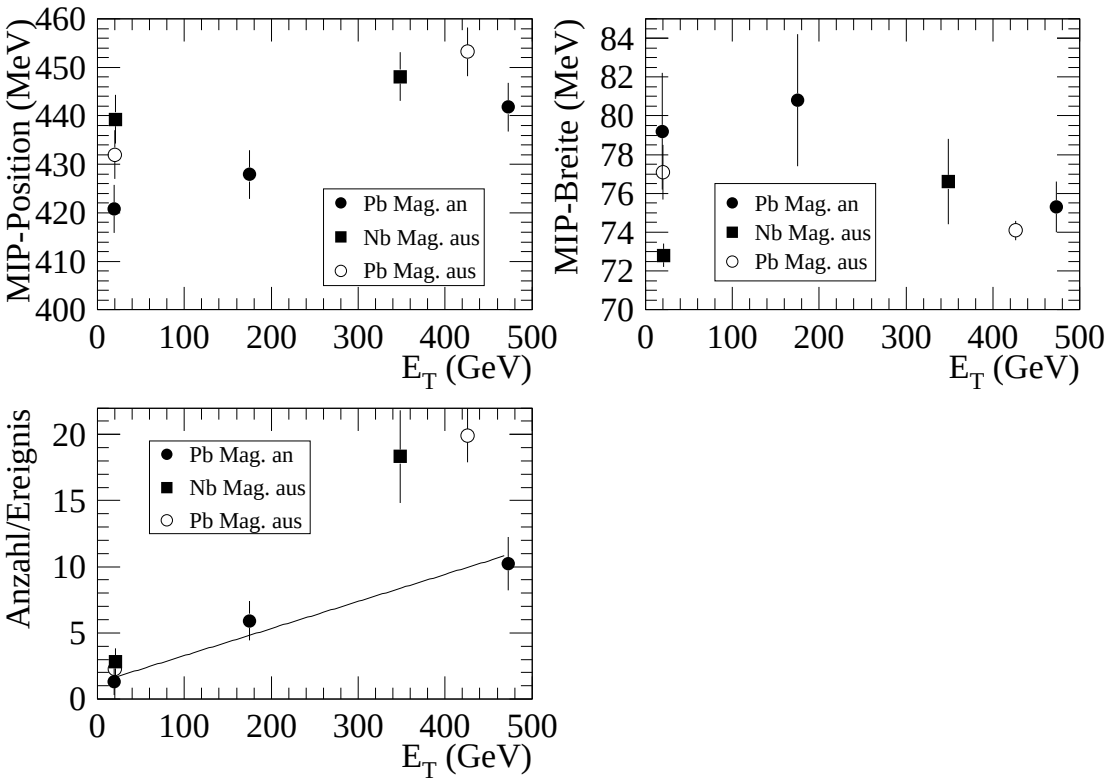


**Abbildung 9.18:** Ergebnisse der Fits an die Energiespektren im Bereich minimal ionisierender Teilchen in Abhängigkeit von der mittleren Transversalenergie des MIRAC in den drei betrachteten Triggerklassen.
Das obere linke Bild zeigt den Verlauf der ermittelten Peakposition, das rechte denjenigen der Peakbreite. Das untere linke Bild stellt den Verlauf des (auf die Anzahl der Ereignisse normierten) Integrals unter dem Peak dar. Die Fehlerabschätzung erfolgte durch Variation des Grades des Untergrundpolynoms.

Die Gerade beschreibt im Rahmen der Fehler die Lage der Datenpunkte. Ein Vergleich mit den Blei-Blei-Punkten bei ausgeschaltetem Magneten zeigt die zu erwartende, deutlich höhere Ausbeute. Bereits in Abschnitt 9.1.1 konnte gezeigt werden, daß der Magnet die Anzahl der Treffer im Energiebereich minimal ionisierender Teilchen stark reduziert. Dies spiegelt sich auch in diesem Bild wider. Die Ausbeute der minimal ionisierenden Daten im Fall der Niobdaten zeigt die gleiche Tendenz wie die entsprechender Blei-Blei-Daten mit ausgeschaltetem Magneten.

### 9.3.2 Rapiditätsverteilungen von Photonen

Für ein genaueres Verständnis der Teilchenemission aus der Reaktionszone einer Schwerionenkollision ist die Untersuchung der Rapiditätsabhängigkeit produzierter Sekundärteilchen ein geeignetes Werkzeug. In diesem Abschnitt soll für verschiedene Targets und Zentralitäten die Rapiditätsabhängigkeit von inklusiven Photonen[2] untersucht werden.

Bevor man an die eigentliche Analyse der Spektren gehen kann, sind einige Vorüberlegungen notwendig. Da der Bleiglasdetektor nur einen Teil des Rapiditätsbereiches von $2,3 \leq y \leq 3,0$ abdeckt, ist die Zahl der gemessenen Photonen auf den gesamten Raumwinkel zu extrapolieren. Hierzu wird die bereits in Abschnitt 8.3.1 eingeführte Akzeptanz für Photonen herangezogen.
Es auch wichtig, die Auswirkung der für die Photonenanalyse benutzten Schwellen auf die Form der y-Verteilungen genau zu studieren. Insbesondere ist der Einfluß der für die Verwerfung minimal ionisierender Teilchen notwendigen unteren Energieschwelle von 750 MeV in diesem Zusammenhang zu untersuchen. In unterschiedlichen Winkelbereichen bewirkt diese Schwelle eine unterschiedliche untere Schwelle im Transversalimpuls $p_T$, da der in der Transversalimpulsberechnung auftauchende Term $\sin\theta$ in unterschiedlichen $y$-Intervallen einen unterschiedlichen Wert annimmt. Illustrieren läßt sich dies anhand von Photonen-$p_T$-Spektren, die jeweils nur in einem festgelegten $y$-Fenster aufgenommen wurden (Abbildung 9.19).

Deutlich ist der für die verschiedenen $y$-Intervalle unterschiedliche Beginn der Spektren zu sehen. Für kleine Rapiditäten setzen (aufgrund des größeren Polarwinkels) die Spektren später ein als für näher zur Strahlachse liegende Rapiditätsintervalle. Um einen Einfluß dieser Schwellen zu vermeiden, wird deshalb für die folgende Analyse der Photonen-Rapiditätsspektren stets eine untere $p_T$-Schwelle von 180 MeV/c angewandt (in Abbildung 9.19 als dicke vertikale Linie dargestellt), die oberhalb aller durch die Energieschwelle verursachten $p_T$-Schwellen liegt. Ab diesem Transversalimpuls ist die Form der Transversalimpulsverteilung für alle Rapiditäten gleich.

Nach der Akzeptanzkorrektur, der Normierung auf die Anzahl der Ereignisse und die Breite der $y$-Kanäle erhält man die differentiellen Photonenmultiplizitätsspektren in Abbildung 9.20.

Neben den experimentell gewonnenen Daten sind im Fall der zentralen Reaktionen

[2]Bei diesen handelt es sich um alle im Detektor nachgewiesenen Photonen, d.h. die Zerfallsphotonen aus Zerfällen von Mesonen sind im Datensatz enthalten. Tatsächlich stellen die Zerfallsphotonen des $\pi^0$ auch den größten Anteil aller gemessenen Photonen.

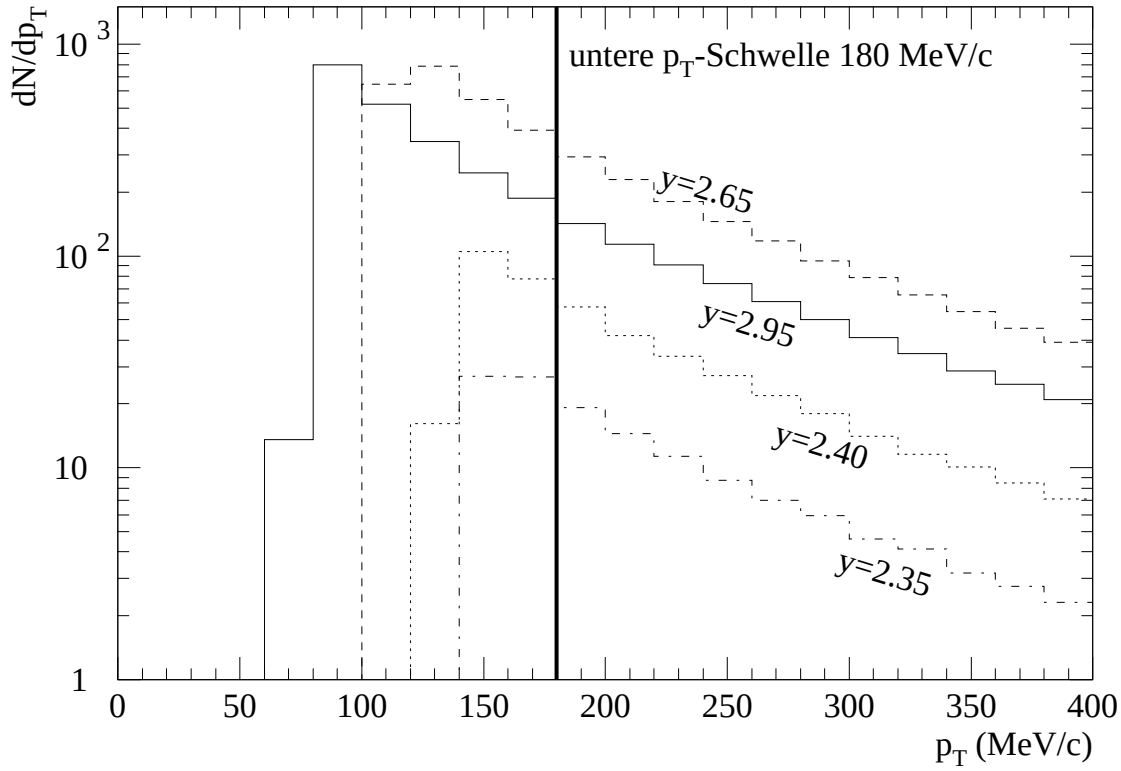


**Abbildung 9.19:** Rapiditätsabhängigkeit von Photonen-$p_T$-Spektren für zentrale Blei-Blei-Kollisionen. Als vertikale Linie eingezeichnet ist die untere $p_T$-Schwelle, die bei der Untersuchung der $\gamma$-Rapiditätsspektren ihre Anwendung findet.

zum Vergleich Ergebnisse von VENUS-Simulationen [Wer90] (Version 4.12) für einen Stoßparameterbereich $0 \leq b \leq 4$ fm eingetragen. Die VENUS-Daten wurden mit einer normalen Gaußfunktion gefittet. Die experimentellen Daten wurden, wie bereits oben beschrieben, mit einer Gaußfunktion parametrisiert, bei der der $y_{max}$-Parameter auf die Schwerpunktrapidität fixiert wurde. Die ermittelten Parameter der Gaußfunktionen sind in Tabelle 9.3 zusammengefaßt.
Da für die peripheren Blei-Niob-Reaktionen die Schwerpunktrapidität weniger leicht zu bestimmen ist, war die Parametrisierung der Kurve mit einem festgelegten Maximum nicht möglich. Um trotzdem einen Anhaltspunkt für den Verlauf der Kurve zu bekommen, wurde ein normaler Gaußfit durchgeführt.

Es zeigt sich, daß die mit VENUS ermittelte Verteilung die Daten um ca. 20% überschätzt. Außerdem ist das simulierte Spektrum um ca. 35% schmaler als die zugehörige experimentell gewonnene Verteilung. Da der benutzte VENUS-

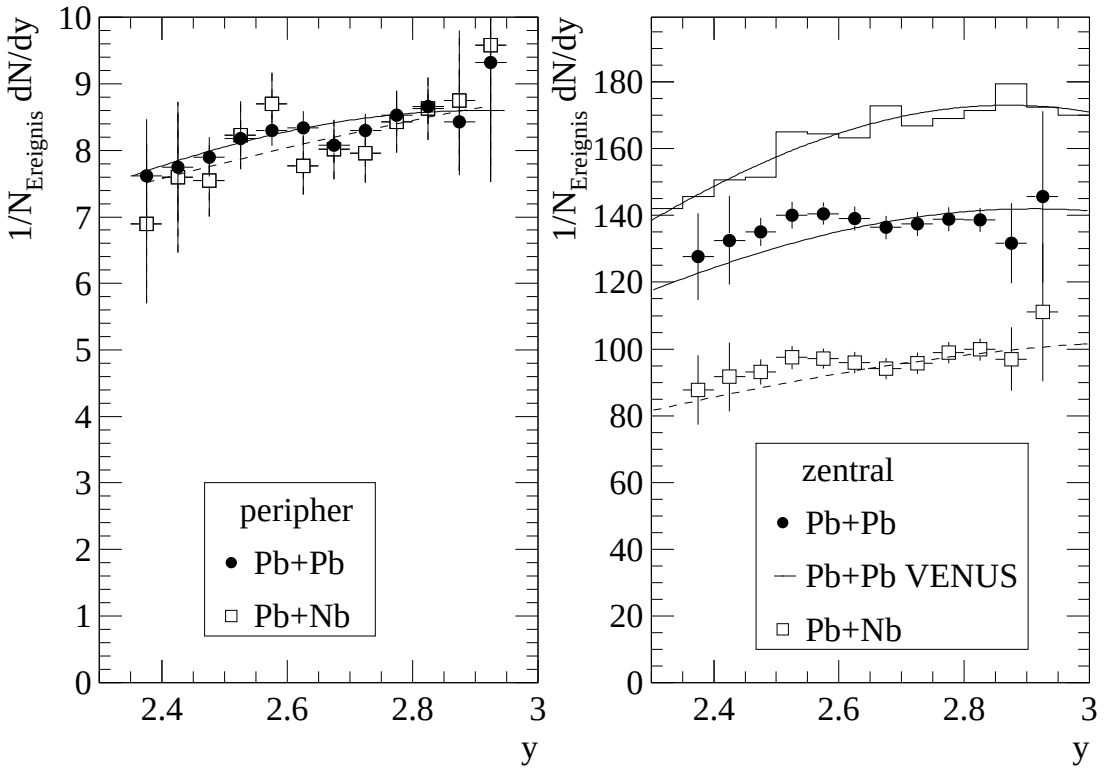


**Abbildung 9.20:** Rapiditätsabhängigkeit von Photonenmultiplizität für Blei-Blei- und Blei-Niob-Kollisionen für periphere (links) und zentrale Reaktionen (rechts). Im rechten Bild ist außerdem als Histogramm eine mit dem VENUS [Wer90] erzeugte Verteilung eingetragen. Die relativ großen Fehler rühren von systematischen Fehler bei der Bestimmung der Photonenakzeptanz her.
Zur Parametrisierung wurden Gaußfunktionen angepaßt (s. Text). Für die Blei-Blei-Systeme sind diese als durchgezogene, für das Blei-Niob-System als gestrichelte Kurve eingetragen.

---

Datensatz dem Bereich der 7,5% Daten mit der höchsten Zentralität entspricht (Experiment: 10%), ist eine Diskrepanz zu erwarten, die sich sowohl in der Höhe als auch in der kleiner werdenden Breite der Verteilung, wie hier gesehen, bemerkbar machen sollte. Die hier gemessene Erhöhung deckt sich auch mit Untersuchungen der SPMD-Daten. Hier wurde explizit ein zentralerer Datensatz (7,5%) untersucht. Es konnte festgestellt werden, daß die Anzahl der gemessenen Teilchen um etwa 15% gegenüber der Anzahl bei der 10%-Selektion ansteigt [Ste96].
Ein Vergleich zwischen den experimentellen Blei- und Niobtargetdaten für zentrale Reaktionen ergibt, neben der zu erwartenden geringeren Photonenausbeute im Fall

| System | $\left.\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}y}\right\|_{max}$ | $y_{max}$ | $\sigma$ |
|---|---|---|---|
| Pb + Pb PER | $8,6 \pm 0,7$ | $2,91^*$ | $1,6 \pm 0,7$ |
| Pb + Nb PER | $9,4 \pm 1,7$ | $3,7 \pm 1,1$ | $2,0 \pm 1,1$ |
| Pb + Pb CEN | $142 \pm 12$ | $2,91^*$ | $1,4 \pm 0,3$ |
| Pb + Nb CEN | $103 \pm 15$ | $3,22^*$ | $1,9 \pm 0,4$ |
| Pb + Pb CEN (VENUS) | $173 \pm 6$ | $2,91 \pm 0,3$ | $0,9 \pm 0,5$ |

**Tabelle 9.3:** Parameter der an die $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$-Verteilungen angepaßten Gaußfunktionen (*: festgelegte $y_{max}$-Position).

des Niobs, eine Verbreiterung der $\mathrm{d}N/\mathrm{d}y$-Kurve um etwa 50%.
Für die peripheren Daten ist eine Auswertung der Anpassungskurven aufgrund der noch größeren Fehler noch schwieriger. Im Rahmen der Fehler stimmen die ermittelten Fitparameter überein. Im Vergleich zu den zentralen Daten tendiert die Breite sowohl bei den Blei-Blei- als auch bei den Blei-Niob-Reaktionen zu größeren Werten. Bei der Blei-Niob-Parametrisierung sieht man zudem eine Verschiebung der Rapidität des Maximums von 3,22 (zentral) zu 3,7 (peripher), die aber ebenfalls aufgrund der großen Fehler nur als Tendenz aufzufassen ist. Allgemein passen aber die Tendenzen der peripheren Daten mit denjenigen zusammen, die bei der Auswertung der Pseudorapiditäten geladener Teilchen gesehen wurden. Nämlich daß bei abnehmender Zentralität die Breite des Spektrums zunimmt und daß (im Fall des nicht symmetrischen Systems) die Lage des Maximums der Verteilung zu größeren Rapiditäten wandert [Kam93].
Ein Vergleich der hier bestimmten Photonenspektren mit den in [Höl93] vorgestellten ist nur begrenzt möglich, da in der Referenz zwar die gleiche Energieschwelle, aber keine $p_T$-Schwelle bei der Extraktion der Photonenraten angewandt wurde. Wie sich aber bei der Untersuchung der WA98-Daten gezeigt hat, hat das Fehlen der $p_T$-Schwelle nicht nur einen Einfluß auf die absolute Höhe der Rapiditätsverteilung, sondern auch auf die Form der Spektren. Ein Fehlen der Schwelle bewirkt einen steileren Abfall der Rate hin zu kleineren $y$. Da der in WA80 abgedeckte Rapiditäts-

bereich ein anderer war als im jetzigen Experiment, ist auch ein Vergleich mit nicht $p_T$-beschränkten WA98-Spektren nicht sinnvoll.
Um die Relationen zwischen den beiden Targetsystemen besser vergleichen zu können, sind in Abbildung 9.21 die Verhältnisse der Spektren von Niob- und Bleitargets dargestellt.

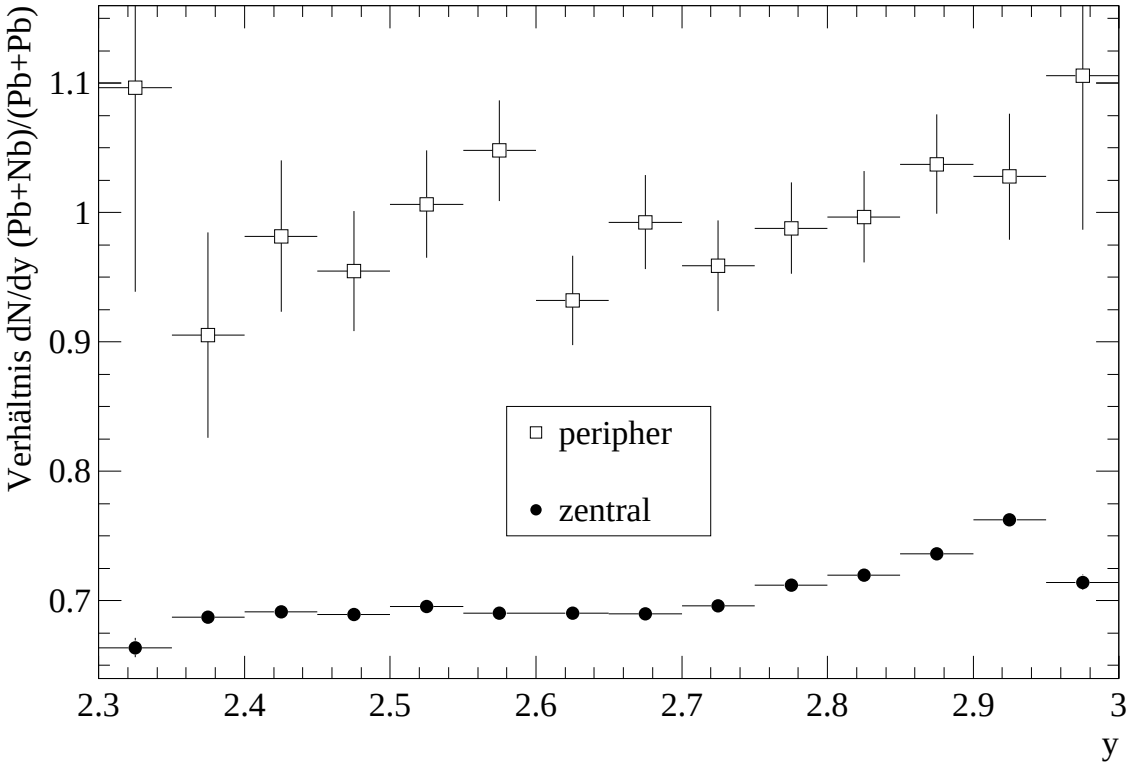


**Abbildung 9.21:** Verhältnisse der in Bild 9.20 gezeigten Rapiditätsverteilungen für periphere und zentrale Ereignisse. Die großen Fehlerbalken bei den Datenpunkten der peripheren Reaktionen rühren von der erheblich kleineren Photonenstatistik in diesem Datensatz her, der besonders im Fall des Niob zu Buche schlägt.

---

Bei zentralen Reaktionen beträgt die gemessene inklusive Photonenrate des Blei-Niob-Systems nur etwa 70% derjenigen des Blei-Blei-Systems. Man erkennt einen Anstieg der Datenpunkte mit größer werdender Rapidität, der u.a. durch die Verschiebung der Schwerpunktrapidität zwischen beiden Systemen erklärt werden kann.
Ein Blick auf die Verhältnisse bei den peripheren Reaktionen liefert ein anderes Bild. Der mittlere Wert des Verhältnisses liegt etwa bei 1,0 , was der bereits fixierten Feststellung entspricht. Im Rahmen der relativ großen Fehler ist keine

klare Aussage über einen Anstieg im untersuchten Rapiditätsbereich möglich. Die Übereinstimmung zwischen den beiden peripheren Datensätzen zeigt aber, daß in beiden Fällen die Anzahl der in der Reaktionszone produzierten Teilchen annähernd gleich war. Dies läßt wiederum auf ein nur geringfügig anderes Reaktionsvolumen in beiden Systemen zurückschließen.

Wie in [Boh96] genauer ausgeführt wird, ist es ebenfalls gelungen, Rapiditätsverteilungen für neutrale Pionen aus den Daten für zentrale Blei-Blei-Reaktionen zu extrahieren. Hierzu wurden für verschiedene Rapiditätsbereiche getrennt $\pi^0$-Rekonstruktionen durchgeführt. Die sich ergebenden Transversalimpulsspektren der $\pi^0$ in den Rapiditätsbereichen wurden dann, nach Anwendung einer für jedes $\eta$-Intervall individuell bestimmten Akzeptanzkorrektur, mittels einer modifizierten Besselfunktion angepaßt (Gleichung 9.12).

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T} = C p_T m_T K_1 \left(m_T/T\right) \tag{9.12}$$

mit

| | | |
|---|---|---|
| $C$ | : | Normierungskonstante |
| $m_T$ | : | transversale Masse |
| $T$ | : | Steigungsparameter |

Diese Parametrisierung erlaubte es, obwohl die Transversalimpulsspektren experimentell nur sinnvoll bis 400 MeV/c bestimmt sind, eine Extrapolation zu $p_T = 0$ MeV/c vorzunehmen, um so die komplette Zahl an pro Ereignis produzierten $\pi^0$ zu berechnen.
Da bei der Bestimmung der Photonenspektren eine untere Transversalimpulsschwelle notwendig ist, um die korrekte Form nach Anwendung einer Energieschwelle beizubehalten, sind die Photonenergebnisse auch mit im Transversalimpuls beschränkten $\pi^0$-Rapiditätsspektren zu vergleichen. Da die Zerfallsphotonen eines $\pi^0$-Mesons im Mittel beim halben Transversalimpuls des $\pi^0$ nachgewiesen werden( [Pur90], Abschnitt 9.4.5), ist, zumindest als erste Abschätzung, das entsprechende $\pi^0$-Rapiditätsspektrum ab einer unteren Schwelle von 400 MeV/c zu betrachten. Abbildung 9.22 zeigt die resultierende Verteilung für zentrale Blei-Blei-Reaktionen.

Aufgrund der geringen Statistik war eine Bestimmung der $\pi^0$-Teilchenrate nur in den inneren Detektorbereichen von $2,4 \leq \eta \leq 2,9$ möglich. Die Fehler der einzelnen Punkte sind auch in diesen von einem größeren Teil des Detektors abgedeckten Bereichen noch sehr groß. Eine Aussage über die generelle Tendenz der Kurve ist deshalb nicht möglich. Lediglich die absolute Höhe der Verteilung von etwa $62 \pm 10$

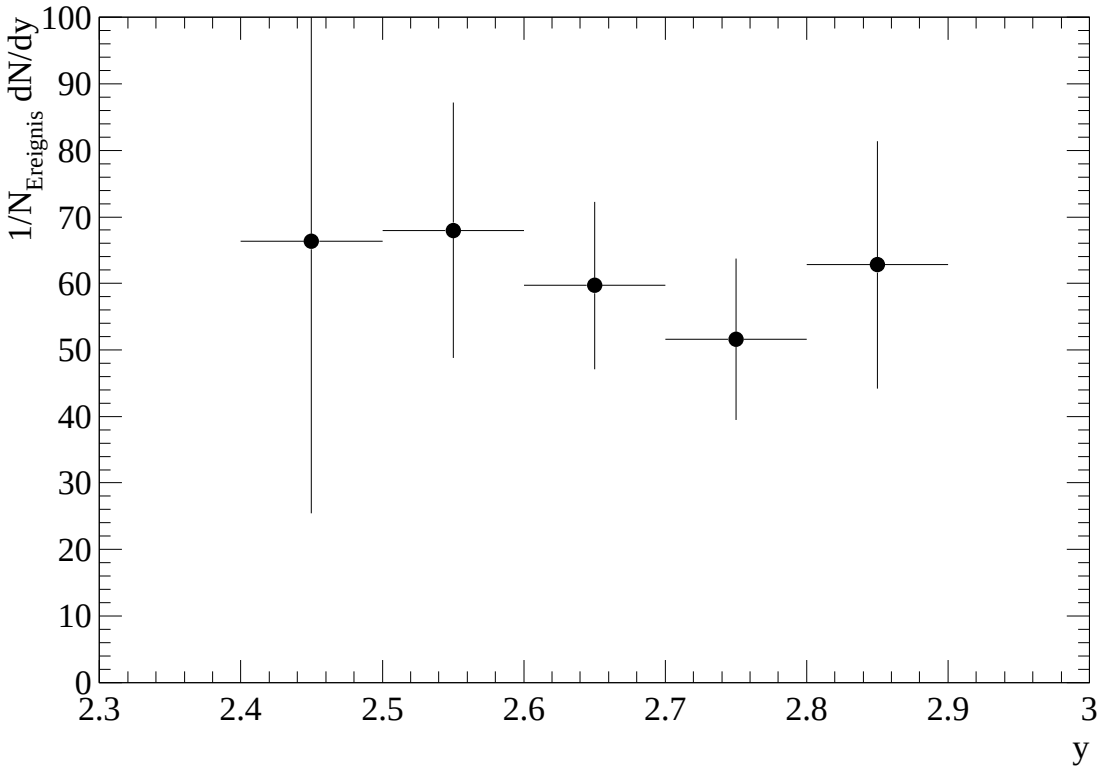


**Abbildung 9.22:** Rapiditätsverteilung für $\pi^0$-Mesonen für zentrale Blei-Blei-Reaktionen, bestimmt für eine untere $\pi^0 - p_T$-Schwelle von 400 MeV/c.

kann mit den Photonendaten verglichen werden. Nimmt man das Maximum der an die zentralen Blei-Blei-Daten angepaßten Gaußkurve von 142 zur Hand, so ergibt sich ein Verhältnis

$$\frac{N_{\pi^0}}{N_\gamma} = 0,43 \pm 0,11 \quad ,$$

welches zumindest grob mit der Annahme, der Großteil der gemessenen inklusiven Photonen stamme aus Zerfällen von $\pi^0$-Mesonen, übereinstimmt.

## 9.4 Transversalimpulsverteilungen inklusiver Photonen

Nachdem bisher vornehmlich Multiplizitäten von Photonen betrachtet worden sind, soll dieser Abschnitt die Abhängigkeit des Transversalimpulses inklusiver Photonen

von verschiedenen Parametern wie Zentralität, Rapidität und Targetmasse behandeln.

Die in diesem Abschnitt aufgeführten Analysen beinhalten die in Abschnitt 8.3.1 bzw. 8.4 behandelten Korrekturen auf die Akzeptanz und die Rekonstruktionseffizienz der Photonen. Für die verschiedenen Zentralitätsklassen sind dabei unterschiedliche Effizienzkorrekturen vorzunehmen, je nach Trefferdichte im betreffenden Datensatz. Um die Spektren verschiedener Systeme miteinander vergleichen zu können, wurden darüber hinaus alle Spektren auf die Anzahl der Ereignisse im jeweiligen Datensatz und auf eine Kanalbreite von 1 MeV/c normiert.

### 9.4.1 Parametrisierung der Transversalimpulsspektren

Zur Beschreibung einer Schwerionenreaktion wurde bereits in Kapitel 2.2 das sogenannte Feuerballmodell eingeführt. Dieses geht davon aus, daß die in die Reaktionszone eingebrachte Strahlenergie in thermische Energie umgewandelt wird. Der Feuerball wird also entsprechend aufgeheizt und strahlt in der Folge Teilchen ab. Legt man eine solche thermische Quelle zugrunde, so sollte das lorentzinvariante Impulsspektrum folgender Relation gehorchen [Kam93]:

$$E\frac{\mathrm{d}^3N}{\mathrm{d}p^3} = \frac{gV}{(2\pi)^3}Ee^{-(E-\mu)/T} \quad . \tag{9.13}$$

Die Größe $g$ gibt den Spin/Isospin-Entartungsfaktor der Teilchen an, $V$ entspricht dem Volumen der thermischen Quelle und $\mu$ steht für das großkanonische chemische Potential.
Nach Annahme einer $\phi$-symmetrischen Teilchenproduktion und einer Integration über die Rapiditätsvariablen ergibt sich hieraus für die im Detektor zu messende Transversalimpulsverteilung die Gleichung

$$\frac{1}{p_T}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T} = Cm_TK_1(m_T/T) \quad , \tag{9.14}$$

wobei $K_1$ die bereits oben (Gleichung 9.12) angesprochene Besselfunktion und $m_T$ die transversale Masse aus Gleichung 2.7 darstellen. $C$ entspricht dem Normierungsfaktor, der alle nicht explizit aufgeführten Größen enthält, die für die Untersuchung bei höheren Transversalimpulsen nur von untergeordneter Bedeutung sind.
Unter der Annahme $m_T \gg T$ geht Gleichung 9.14 über in

$$\frac{1}{p_T}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T} = C'\sqrt{m_T}e^{-m_T/T} \tag{9.15}$$

$$= C''\sqrt{p_T}e^{-p_T/T} \quad . \tag{9.16}$$

Die letzte Umformung wurde unter der Annahme gemacht, daß die Teilchenmasse klein gegenüber dem Transversalimpuls ist.
Strenggenommen gelten diese Überlegungen zunächst nur für direkt produzierte Teilchen wie etwa $\pi^0$-Mesonen. Da die Spektren von Pionen und Photonen aber sehr ähnlich sind, wird im folgenden die gleiche Parametrisierung auch für Photonen benutzt. Entsprechend sollte auch der extrahierte Steigungsparameter ähnliche physikalische Effekte widerspiegeln.
Im Fall der im folgenden untersuchten Photonenspektren ist die oben gemachte Umformung exakt richtig, da die Ruhemasse des Photons gleich Null ist.
Im weiteren werden die Transversalimpulsspektren gemäß

$$\begin{aligned} \frac{1}{p_T}\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}p_T} &= Ae^{-Sp_T} \\ &= Ae^{-p_T/T} \end{aligned} \tag{9.17}$$

parametrisiert. Hier geht die Näherung in die Überlegungen ein, daß die Änderung des Terms $\sqrt{p_T}$ vernachlässigbar klein gegenüber der Veränderung der Exponentialfunktion ist. Für eine rein thermische Verteilung (Boltzmann-Gas) kann der inverse Steigungsparameter $T$ mit der Temperatur des teilchenemittierenden Zone identifiziert werden. Auch wenn diese Identifizierung für nicht rein thermische Systeme nicht völlig richtig ist, so wird doch der Einfachheit halber im folgenden im Zusammenhang mit $T$ von der Temperatur des Systems gesprochen.
Da die Verteilungen nur in einem sehr begrenzten Bereich durch die reine Exponentialfunktion angenähert werden können, werden die in den folgenden Kapiteln angewandten Fits nur in einem Transversalimpulsbereich von $600 \leq p_T \leq 2000$ MeV/c durchgeführt.

### 9.4.2 Zentralitätsabhängigkeit

Zunächst soll die Abhängigkeit der Transversalimpulsspektren vom Zustand des Magneten näher betrachtet werden. Wie bereits in Abschnitt 9.1.1 ausgeführt wurde, werden durch den Magneten vornehmlich bei niedrigen Energien die Teilchenspektren merklich verändert. Wie sich gezeigt hat, ist der Haupteinfluß im Energiebereich minimal ionisierender Teilchen festzustellen, während bei größer werdenden Energien sich die Energiekurven immer mehr annähern. In Abbildung 9.23 sind für periphere und zentrale Blei-Blei-Ereignisse die Verteilung mit an- und ausgeschaltetem Magneten gegenübergestellt.

Es fällt auf, daß trotz der nur beschränkten analysierten Statistik die Transversalimpulsspektren bis hinauf zu 4 GeV/c sinnvoll bestimmbar sind. Der abgedeckte Be-

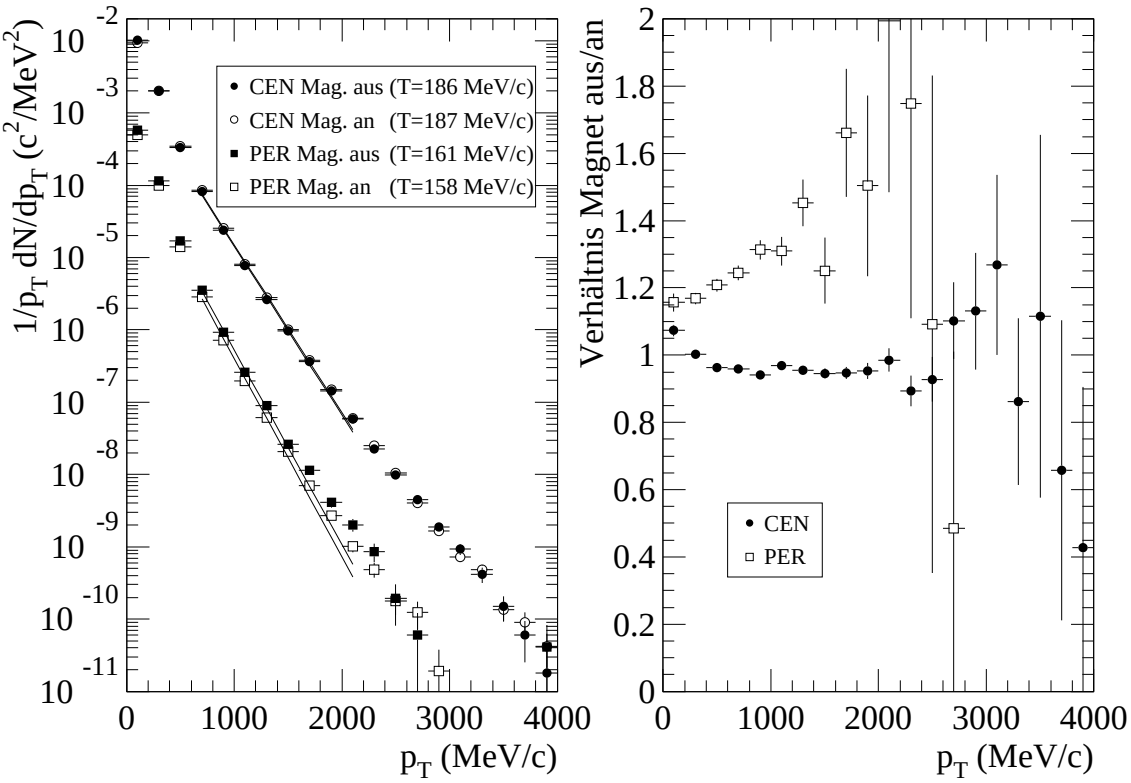


**Abbildung 9.23:** Transversalimpulsspektren von Photonen aus Blei-Blei-Reaktionen aus peripheren (quadratische Symbole) und zentralen (runde Symbole) Reaktionen. Verglichen werden die Datensätze von aus- (ausgefüllte Symbole) bzw. eingeschaltetem (freie Symbole) Spektrometermagneten. Zusätzlich dargestellt sind die im Bereich $600 \leq p_T \leq 2000$ MeV/c angepaßten Exponentialfunktionen mit ihren inversen Steigungsparametern T.
Das rechte Teilbild zeigt, für die beiden Triggerklassen, die Division der Verteilungen (ausgeschalteter/eingeschalteter Magnet).

reich im Wirkungsquerschnitt umfaßt immerhin neun Größenordnungen. Allerdings wird bei der Betrachtung der Verteilungen auch klar, daß die benutzte Parametrisierung durch die Exponentialfunktion die Daten nur in einem sehr begrenzten Rahmen beschreibt. Sowohl hin zu niedrigeren als auch hin zu höheren Transversalimpulsen ist eine Abweichung vom exponentiellen Verlauf nach oben hin feststellbar. Dieser Sachverhalt deutet auf ein „low“ bzw. „high $p_T$ enhancement“ ([Sch91], [Sta92]) hin, welches auch in früheren Experimenten beobachtet wurde. Diese Effekte sind von daher aber etwas willkürlich, weil sie vom gewählten Fitbereich abhängen und man entsprechend eine Erhöhung relativ zum benutzten Fitbereich feststellt. Eine

Erklärung für diese Effekte ist nicht trivial. Man vermutet aber, daß im Bereich hoher Transversalimpulse durch ein verstärktes Maß an harten, hochenergetischen Stößen während der sehr frühen Phase der Reaktion im verstärkten Grad hochenergetische Teilchen unter großen Winkeln produzieren. Die Erhöhung im niederen Transversalimpulsbereich könnte mit kollektiven Effekten in Zusammenhang stehen. Die Abweichung vom thermischen Verhalten ist im Fall der peripheren Daten stärker als bei den zentralen Daten. Dies kann darauf zurückgeführt werden, daß der in den zentralen Reaktionen erlangte Grad an Thermalisierung höher ist als bei den peripheren Reaktionen. Das wiederum deckt sich mit der Vorstellung, daß bei einer zentralen Reaktion die Nukleonen erheblich mehr Stöße untereinander durchführen, wobei sie ihre Energie in stärkerem Maße in der Reaktionszone deponieren und diese aufheizen.
Bei peripheren Reaktionen unterscheidet sich das Verhältnis beider Verteilungen (rechtes Teilbild) besonders drastisch. Der Anstieg der Einträge bei ausgeschaltetem Magneten ist hier vornehmlich auf unterschiedliche Triggerzusammensetzungen zurückzuführen. Dies wird klar, wenn man Abbildung 9.5 mit zu Rate zieht. Hier wird ersichtlich, daß bei eingeschaltetem Magneten im Mittel weniger periphere Ereignisse aufgezeichnet werden. Der Grund hierfür dürfte darin liegen, daß durch die Impulserhöhung der geladenen durch den Magneten um 0,6 GeV die gemessene Transversalenergie erhöht ist. Hierdurch werden bei gleichbleibenden Triggerschwellen ein Teil der peripheren Ereignisse in den Bereich der „nicht so zentralen“ Ereignisse geschoben. Der übrigbleibende periphere Datensatz ist demzufolge „peripherer“ als der Datensatz mit eingeschaltetem Magneten. Da aber im Bereich peripher Reaktionen der Temperaturparameter mit steigender Energie ansteigt (siehe Abbildung 9.24), ist auch zu erwarten, daß der gemessene Wert für $T$ bei den Daten mit eingeschaltetem Magneten kleiner ist. Der Einfluß auf die zentralen Daten sollte indes nicht mehr so groß sein, da der zugehörige $E_T$-Bereich deutlich größer ist als bei den peripheren Daten und die Änderung des Wirkungsquerschnitts im Gegensatz zu den peripheren Daten nur moderat ist. Hierdurch sollte sich der Einfluß auf den inversen Steigungsparameter nicht mehr stark bemerkbar machen. Der Anstieg des Verhältnisses bei den zentralen Ereignissen bei sehr niedrigen Transversalenergien ist vermutlich auf den bereits erwähnten Effekt zurückzuführen, daß der Magnet einen Teil der geladenen Teilchen bei niedrigen Energie aus dem Detektor ablenkt. Wurden hier geladene Teilchen fälschlicherweise als Photonen klassifiziert (was im unteren Energiebereich häufiger passiert), so wird ein Teil dieser, die im Fall des ausgeschalteten Magneten zum $p_T$-Spektrum beigetragen haben, aus dem Spektrum entfernt.

Die Steigungsparameter der an die vier Spektren angepaßten Exponentialfunktionen sind in Tabelle 9.4 zusammengestellt.

| Datensatz | Steigung $S$ (1/(MeV/c)) | $T$ (MeV/c) |
|---|---|---|
| Pb + Pb CEN (Magnet aus) | $-0,00539 \pm 0,00001$ | $185,6 \pm 0,3$ |
| Pb + Pb PER (Magnet aus) | $-0,00621 \pm 0,00006$ | $161 \pm 2$ |
| Pb + Pb CEN (Magnet an) | $-0,00535 \pm 0,00001$ | $187,0 \pm 0,2$ |
| Pb + Pb PER (Magnet an) | $-0,00632 \pm 0,00003$ | $158,0 \pm 0,7$ |

**Tabelle 9.4:** Steigungsparameter und inverser Steigungsparameter der in Abbildung 9.23 gezeigten Exponentialfits an die Blei-Blei-Daten mit aus- bzw. eingeschaltetem Spektrometermagneten.

Die inversen Steigungsparameter für zentrale Ereignisse sind im Rahmen der Fehler für beide Datensätze gleich, d.h in diesem kann ohne Probleme sowohl auf Daten mit ein- und ausgeschaltetem Magneten zurückgegriffen werden. Der Anstieg des Verhältnisses beider peripherer Spektren spiegelt sich auch in den Steigungsparametern wider. Der Parameter für den eingeschalteten Magneten ist signifikant niedriger als für den ausgeschalteten Magneten. Bei der Analyse der peripheren Daten muß also genauer darauf geachtet werden, welche Daten man vergleicht.

Zur genaueren Analyse der Zentralitätsabhängigkeit des Steigungsparameters wurde in Abbildung 9.24 der Datensatz in kleinere $E_T$-Bereiche unterteilt (insgesamt zwölf). Für jede der daraus resultierenden Verteilungen wurde dann die Anpassung mittels der Exponentialfunktion vorgenommen. Die resultierenden Werte des inversen Steigungsparameters sind im rechten Teilbild gegen die zugehörige Transversalenergie des Datensatzes aufgetragen. Zum Vergleich sind die bereits gewonnenen Werte für periphere und zentrale Reaktionen miteingezeichnet, bei den mittleren Transversalenergien des entsprechenden Zentralitätsbereiches.

Aufgrund der kleineren Statistik in jedem einzelnen Intervall, sind die daraus resultierenden statistischen Fehler erwartungsgemäß erheblich höher. Man erkennt aber trotzdem zunächst einen deutlichen Anstieg des $T$-Wertes, der ab $E_T = 300$ GeV in einem mehr oder weniger ausgeprägten Plateau endet. Im unteren Bereich ist

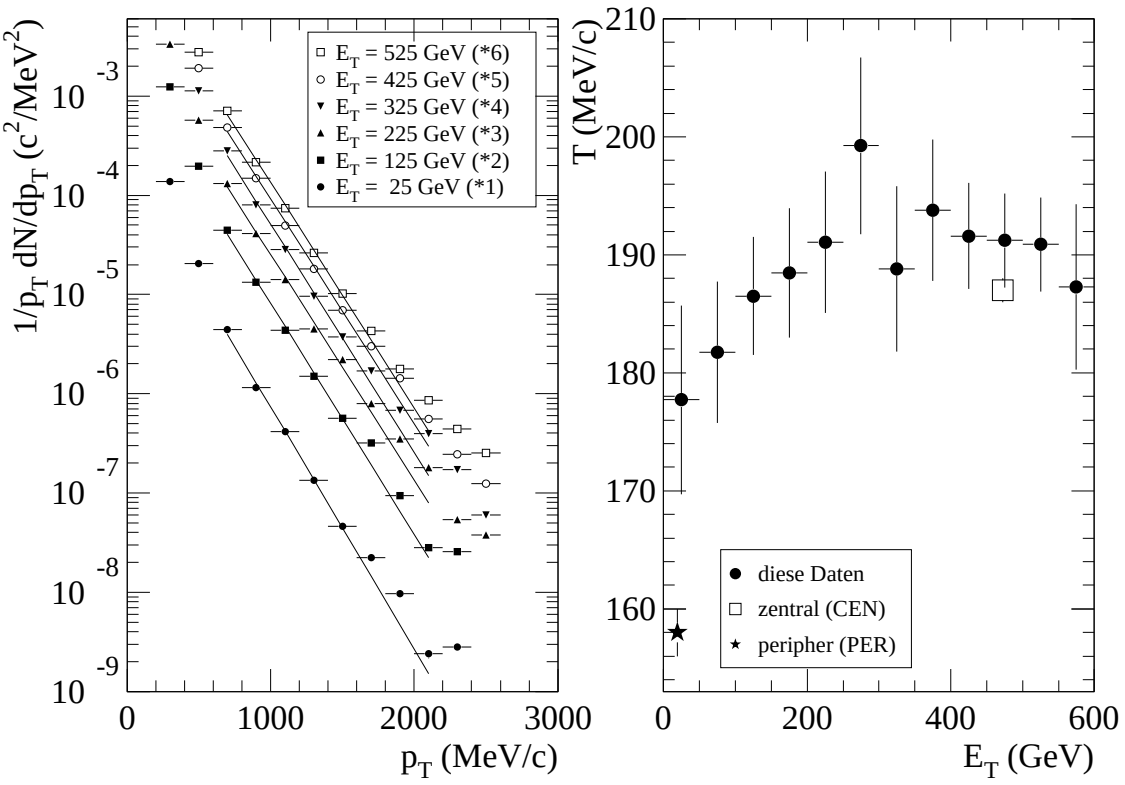


**Abbildung 9.24:** Zentralitätsabhängigkeit der $\gamma$-Transversalimpulsspektren (Blei-Blei, Magnet an). Im linken Bild sind sechs der insgesamt zwölf ausgewerteten $p_T$-Spektren in unterschiedlichen Zentralitätsbereichen (klassifiziert durch die Mitte des selektierten $E_T$-Bereiches) dargestellt. Zur besseren Kenntlichkeit wurden die $p_T$-Spektren mit dem angegebenen Faktor skaliert. An jede der Verteilungen wurde der bereits oben benutzte Exponentialfit angesetzt.
Im rechten Bild ist die Zentralitätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters $T$ der Exponentialfunktion zu sehen. Zur Einordnung sind ebenfalls die beiden aus Diagramm 9.23 bestimmten Steigungsparameter für die periphere und zentrale Ereignisklasse gegenübergestellt.

eine deutliche Abweichung vom Parameter der peripheren Reaktionen festzustellen, die aber zum Teil daher rühren mag, daß aufgrund der relativ geringen Statistik der entsprechende Fehler groß ist. Die Datenpunkte im höherenergetischen Bereich liegen indes im Bereich des für zentrale Reaktionen gewonnenen $T$-Parameters. Eine mögliche Schlußfolgerung aus diesem Bild mag die sein, daß schon ab einer Transversalenergie von etwa 300 GeV weitere ins System gebrachte Energie nicht mehr zu einer Erhöhung der Temperatur führt. Ab diesem Bereich wird die Re-

aktionszone zwar weiter vergrößert, aber nicht unbedingt weiter aufgeheizt. Für genauere Aussagen in Hinblick auf einen Phasenübergang ist es aufgrund der relativ großen statistischen Fehler noch zu früh. Dennoch ist das hier gesehene Verhalten kompatibel mit der Existenz eines Phasenübergangs ab einer Transversalenergie von 300 GeV.

Eine alternative Möglichkeit zur Klassifizierung eines Ereignisses ist die Unterscheidung nach der Anzahl von im Bleiglas nachgewiesenen Photonen. Für Abbildung 9.25 wurden die drei Klassen gewählt, mit Photonenmultiplizitäten von 40-59, 60-79 und 80 und mehr. Wiederum wurde an die Verteilungen die bereits oben benutzte Parametrisierung durch die Exponentialfunktion angesetzt. Die extrahierten Steigungsparameter sind in Tabelle 9.5 zusammengestellt. Um ein Bild von der Statistik in den einzelnen Klassen zu gewinnen, ist zudem die Anzahl der Ereignisse pro Klasse aufgeführt.

Während in den beiden ersten Multiplizitätsbereichen eine Temperatur gemessen wird, die mit derjenigen der global betrachteten zentralen Reaktionen in Einklang steht, weist der Bereich ab $\gamma$-Multiplizitäten von 80 eine signifikante Erhöhung des $T$-Parameters auf. Gleichzeitig ist die Abweichung des Transversalimpulsspektrums vom thermischen Verlauf für große $p_T$ hier besonders drastisch. Die im dritten Bereich vereinte Statistik entspricht dabei etwa 0,3 % der kompletten Statistik. Es wurde also für diese Analysen eine sehr kleine Untermenge ausgewählt.
Wie schon bei der oben beobachteten $E_T$-Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters, so ist auch hier die Statistik für eine endgültige Aussage noch zu gering. Auch müssen in einer feineren Analyse die Einflüsse von Detektoreffekten ausgeschlossen werden, die evtl. den Bereich hoher Transversalimpulse kontaminieren und entsprechend bei der sehr kleinen hier betrachteten Statistik stärker ins Gewicht schlagen. Geht man dennoch von der Richtigkeit der Beobachtung aus, so ist dieser Effekt durchaus kompatibel mit dem Bild eines Quark-Gluon-Plasma-Phasenübergangs, bei dem man (im Übergangsbereich) eine mehr oder weniger konstante Temperatur erwarten würde, die nach vollzogenem Phasenübergang, bei einer weiteren Zuführung von Energie wieder drastisch ansteigt.

### 9.4.3 Targetabhängigkeit

Nach Analyse der Zentralitätsabhängigkeit sollen in diesem Abschnitt die Ergebnisse der Messungen mit verschiedenen Targets denen von WA80 und den Vorhersagen des Reaktionssimulationsprogramms VENUS gegenübergestellt werden.
In Abbildung 9.26 werden WA98-Messungen für Blei-Blei und Blei-Niob (peripher

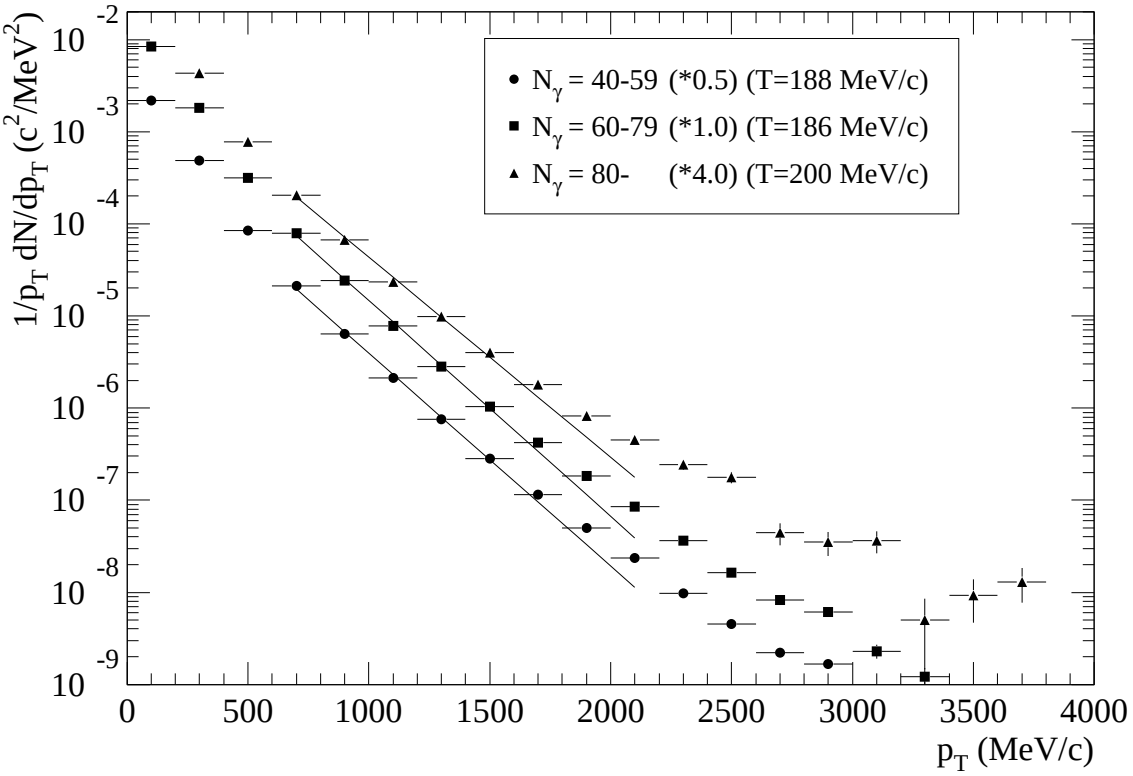


**Abbildung 9.25:** Transversalimpulsspektren von Photonen aus Blei-Blei-Reaktionen (eingeschalteter Magnet). In diesem Fall wurden die drei gezeigten Datensätze nicht über Benutzung der Zentralitätsinformation vom Trigger selektiert, sondern über die Bestimmung der Anzahl an im Bleiglasdetektor gemessenen Photonen ($N_\gamma$). Zur Parametrisierung wurde wieder eine Exponentialfunktion an jedes der drei Spektren angepaßt.

und zentral) mit den aktuellsten WA80-Ergebnissen für Schwefel-Gold bei einer Projektilenergie von 200 GeV pro Nukleon gegenübergestellt [Stü96c]. Da zu diesem Zeitpunkt noch keine absoluten Wirkungsquerschnitte für die WA98-Daten berechnet werden konnten, wurden die Schwefel-Gold-Punkte an die Blei-Blei-Punkte bei 500 GeV/c annormiert. Um alle Daten ohne weiteres vergleichen zu können, wurden von WA98 nur Daten verwendet, die mit ausgeschaltetem Spektrometermagneten aufgezeichnet wurden. Zu beachten ist, daß die Einteilung der Triggerklassen bei WA80 eine andere war. So wurden in diesem Fall für die zentralen bzw. peripheren Ereignisse nicht jeweils 10% vom Minimum-Bias-Querschnitt[3], sondern lediglich 7,5% ausgewählt. Der hier gezeigte VENUS-Datensatz (Blei-Blei, 2000 Ereignisse)

[3]Mit „Minimum Bias“ bezeichnet man alle Reaktionen, die das minimale Triggerkriterium erfüllen.

| Datensatz | Anzahl an Ereignissen | Steigung $S$ (1/(MeV/c)) | $T$ (MeV/c) |
|---|---|---|---|
| $N_\gamma = 40 - 59$ | 81564 | $-0,00532 \pm 0,00002$ | $188,0 \pm 0,7$ |
| $N_\gamma = 60 - 79$ | 43755 | $-0,00539 \pm 0,00002$ | $185,5 \pm 0,7$ |
| $N_\gamma > 80$ | 4664 | $-0,00500 \pm 0,00005$ | $200 \pm 2$ |

**Tabelle 9.5:** Steigungsparameter und inverser Steigungsparameter der in Abbildung 9.25 gezeigten Exponentialfits an die Blei-Blei-Daten mit eingeschaltetem Spektrometermagneten. Zur Einordnung der benutzten Statistik ist die Anzahl der Ereignisse pro $N_\gamma$-Intervall angegeben.

entspricht ebenfalls einer Auswahl der 7,5% zentralsten Ereignisse.

Die Fitparameter der in Abbildung 9.26 angewandten Exponentialfunktionen sind in Tabelle 9.6 zusammengefaßt.

Für zentrale Reaktionen ist von den experimentellen Daten der Temperaturparameter der Blei-Blei-Stöße der höchste. Sowohl die bei zentralen Niob-Blei- als auch bei Schwefel-Gold-Stößen erreichten Temperaturen sind deutlich geringer (14 bzw. 9 MeV/c). Die Höhe der Verteilung ist im Fall von Blei-Blei deutlich oberhalb derer von Blei-Niob. Ein Vergleich mit den WA80-Daten in Hinblick auf den absoluten Wirkungsquerschnitt ist zu diesem Zeitpunkt noch nicht möglich. Die von VENUS gelieferten Datenpunkte passen, unter Berücksichtigung der Tatsache, daß der simulierte Datensatz einem etwas zentraleren Bereich entspricht, nahtlos ins Bild der Verteilung. So verwundert auch nicht der etwas erhöhte $T$-Parameter von 190 MeV/c. Lediglich die deutlich stärkere Abweichung vom thermischen Verlauf bei höheren $p_T$ fällt im Vergleich mit den gemessenen Blei-Blei-Punkten auf. Über die Signifikanz dieser Abweichung sollte allerdings aufgrund der geringen Statistik an untersuchten VENUS-Ereignissen noch keine weitere Aussage gemacht werden.
Der Vergleich der Temperaturen für periphere Reaktionen liefert im Vergleich der Blei-Blei- und Blei-Niob-Daten ein weniger drastisches Bild. Hier beträgt der Temperaturunterschied lediglich 5 MeV/c und ist, unter Berücksichtigung der relativ großen Fehler, in etwa von derselben Größe. Dies ist auch nicht weiter verwunderlich, wenn man sich u.a. die Ergebnisse der peripheren Rapiditätsverteilungen beider

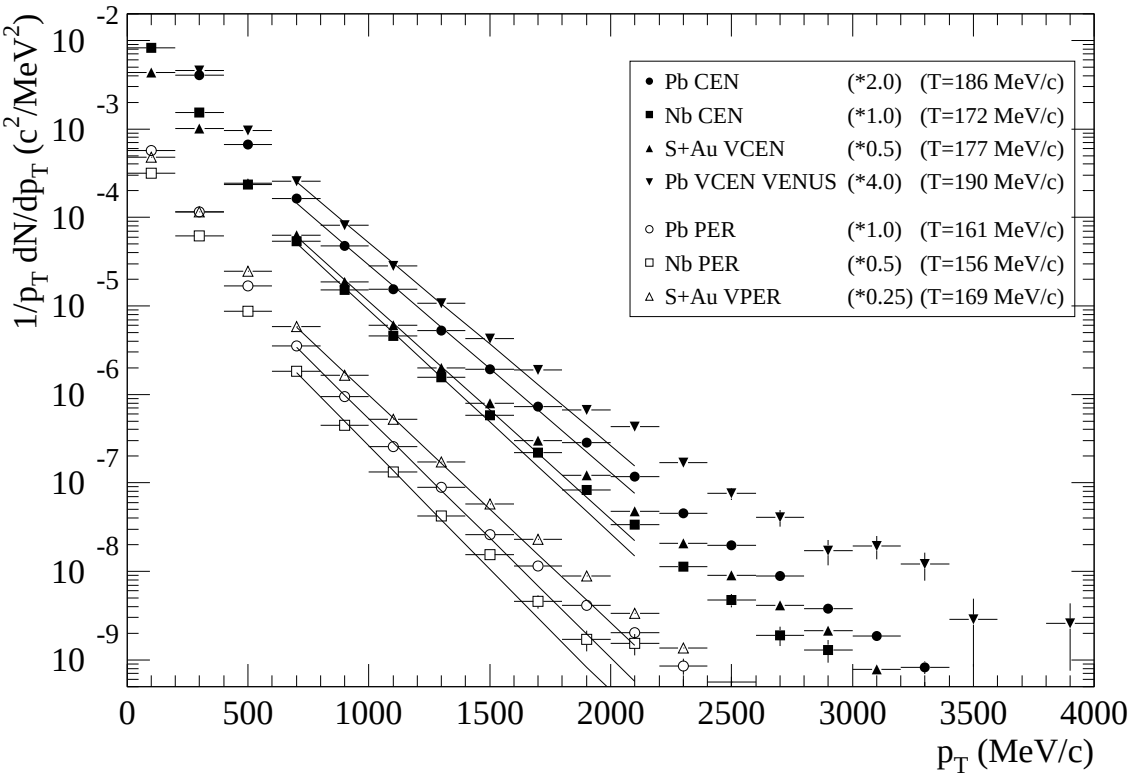


**Abbildung 9.26:** Vergleich der Transversalimpulsspektren verschiedener Reaktionssysteme (Magnet aus). Neben den WA98-Daten (Blei-Blei bzw. Blei-Niob bei 158 GeV pro Nukleon) sind Daten von WA80 (Schwefel-Gold, 200 GeV pro Nukleon, sehr peripher bzw. sehr peripher) und VENUS-Daten (Blei-Blei, 158 GeV pro Nukleon, sehr zentral) gegenübergestellt. Zur einfacheren Darstellung wurden einzelne Spektren mit dem angegebenen konstanten Faktor normiert, um sie voneinander abzuheben. Es wurde die übliche Parametrisierung mittels einer Exponentialfunktion benutzt.

Systeme ins Gedächtnis ruft. Auch diese waren im Bereich des vom Detektor abgedeckten Rapiditätsintervalls annähernd gleich, so daß zu vermuten ist, daß bei beiden Systemen die entsprechenden Reaktionsvolumina gleich groß waren und in beiden der gleiche Energieinhalt deponiert wurde, was letztendlich zu ähnlichen Transversalimpulsspektren führen sollte. Deutlich fällt die Abweichung des Parameters der Schwefel-Gold-Messungen auf. Der bei 169 MeV/c gelegene Wert liegt deutlich oberhalb der Blei-Blei-Temperatur für periphere Ereignisse und fügt sich nicht ins obige Bild ein. Eine Erklärung könnte allerdings sein, daß aufgrund der höheren Projektilenergie pro Nukleon (200 GeV im Gegensatz zu 158 GeV) auch bei peripheren Stößen in kleinen Reaktionsgebieten eine größere Energie deponiert

| Datensatz | Steigung $S$ (1/(MeV/c)) | $T$ (MeV/c) |
|---|---|---|
| Pb + Pb CEN | $-0,00539 \pm 0,00001$ | $185,6 \pm 0,3$ |
| Pb + Nb CEN | $-0,00582 \pm 0,00003$ | $171,9 \pm 0,8$ |
| Pb + Pb VCEN (VENUS) | $-0,00527 \pm 0,00003$ | $190 \pm 1$ |
| S + Au VCEN | $-0,00565 \pm 0,00001$ | $176,9 \pm 0,2$ |
| Pb + Pb PER | $-0,00621 \pm 0,00006$ | $161 \pm 2$ |
| Pb + Nb PER | $-0,00640 \pm 0,00007$ | $156 \pm 2$ |
| S + Au VPER | $-0,00591 \pm 0,00001$ | $169,3 \pm 0,4$ |

**Tabelle 9.6:** Steigungsparameter und inverser Steigungsparameter der in Abbildung 9.26 gezeigten Exponentialfits an die Transversalimpulsspektren verschiedener Reaktionssysteme.

wird, die zu einer verstärkten Aufheizung führt.

### 9.4.4 Rapiditätsabhängigkeit

Wie schon im Fall der detaillierteren Zentralitätsanalyse der Transversalimpulsspektren kann ebenfalls die Abhängigkeit der Verteilungen von der Rapidität der Photonen untersucht werden. Hierzu wurden die Daten in sieben Rapiditätsklassen unterteilt und mit der individuellen Akzeptanzkorrektur für jedes Rapiditätsintervall korrigiert. Das Ergebnis dieser Prozedur ist in Abbildung 9.27 zu sehen (eingeschalteter Magnet, zentrale Reaktionen). Zur Bestimmung der Temperaturparameter (rechtes Teilbild) wurden die Akzeptanzkorrektur nicht benutzt, da diese hierfür nicht notwendig ist und die Fitfehler nur unnötig erhöhen würde.

Aufgrund der Aufteilung der Statistik auf die sieben Intervalle ist der Fehler der Punkte größer als bei der Benutzung des kompletten zentralen Datensatzes. Dies begründet auch, warum der erreichbare Maximalwert im Transversalimpuls kleiner als bei den vorher gezeigten Verteilungen ist. Eine Untersuchung des Temperaturparameters (rechtes Teilbild) zeigt von der Tendenz her einen Anstieg hin zu größeren Rapiditäten. Die in diesem Bereich ermittelten Temperaturen korrespondieren,

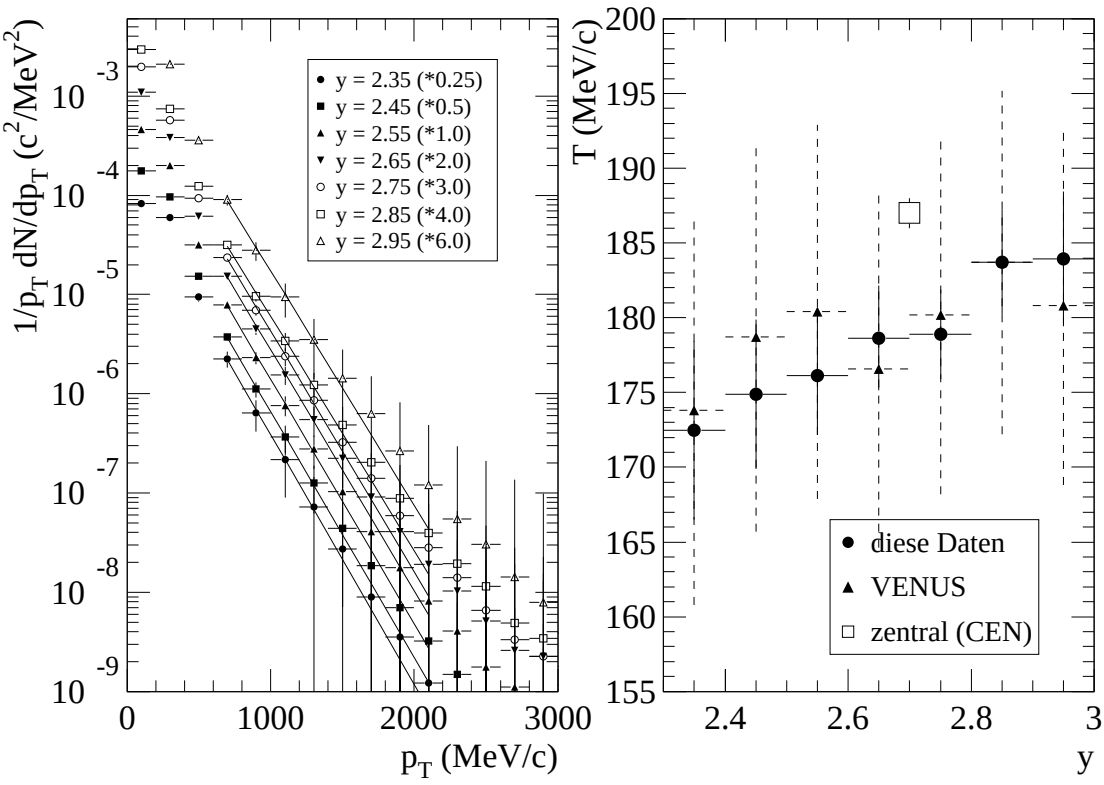


**Abbildung 9.27:** Vergleich der Transversalimpulsspektren inklusiver Photonen in unterschiedlichen Rapiditätsintervallen für zentrale Ereignisse (Magnet an). Zur Verdeutlichung wurden die verschiedenen Rapiditäten mit einem Faktor multipliziert, damit sie sich auf der Graphik besser voneinander abheben. Das rechte Teilbild zeigt den Verlauf des inversen Steigungsparameters $T$ mit wachsender Rapidität. Als Vergleichspunkt ist der Steigungsparameter für den kompletten Datensatz zentraler Ereignisse eingezeichnet. Als kleine Dreiecke sind die Parameter eingezeichnet, die sich bei der Analyse sehr zentraler VENUS-Daten ergeben.

im Rahmen der Fehler, mit dem für den kompletten Satz zentraler Ereignisse bestimmten Wert. Der Verlauf der Verteilung wird auch durch die Analyse der VENUS-Spektren bestätigt. Hier ist allerdings die Statistik noch erheblich geringer, was die sehr hohen Fehler begründet.
Die Beobachtungen sind durch zwei Überlegungen zu erklären. Zum einen können durch unterschiedliche Effizienzen in den unterschiedlichen Bereichen die Steigungen der Transversalimpulsspektren beeinflußt werden. Da zur Korrektur mangels vorhandener genauerer Effizienzdaten der Parametersatz für zentrale Ereignisse benutzt wurde, werden hierdurch vor allem die Spektren bei kleineren $y$, die eine

kleinere Trefferdichte aufweisen, beeinflußt. Insgesamt könnte eine detailliertere Betrachtung der Effizienzen dazu führen, daß die Steigungen bei kleinen Rapiditäten ein wenig nach oben hin korrigiert werden müssen. Von der physikalischen Seite her ist der Anstieg mit der simplen Annahme eines isotrop emittierenden Feuerballs bei der Schwerpunktrapidität zu erklären (dies entspricht dem Landau-Bild). Bei der Schwerpunktrapidität von 2,91 sollte die maximale Temperatur zu sehen sein. Abseits dieses Wertes sollte, da neben der transversalen auch die longitudinale Abstrahlkomponente immer stärker ins Gewicht fällt, die Temperatur entsprechend sinken. Im Bjørken-Bild mit der angenommenen flachen Rapiditätskurve sollte dagegen keine Änderung des Temperaturparameters zu verzeichnen sein.

### 9.4.5 Photonen aus $\pi^0$-Zerfällen

Der größte Teil der gemessenen Photonen im Bleiglasdetektor stammt aus $\pi^0$-Zerfällen. Aufgrund dessen sollen in diesem Teil den Transversalspektren der Photonen diejenigen von neutralen Pionen gegenübergestellt werden. Die resultierende Verteilung für periphere und zentrale Blei-Blei-Reaktionen ist in Abbildung 9.28 gezeigt. Um ein Maximum an Statistik für die Rekonstruktion zu erhalten, wurden hierbei sämtliche Daten, d.h. mit ein- und ausgeschaltetem Magneten, aufaddiert.

An die Daten wurde die bereits für die inklusiven Photonenspektren benutzte Exponentialfunktion im Bereich von 600 bis 2000 MeV/c angepaßt. Eine genauere Analyse der Parametrisierung ist in [Boh96] zu finden. Hier werden auch Vergleiche der Daten mit verschiedenen Targets durchgeführt und anderen Systemen gegenübergestellt. Insbesondere wird dort Gleichung 9.14 als sinnvollere Parametrisierung der Daten angewandt, die in der Lage ist, die Transversalimpulsspektren über einen erheblich weiteren $p_T$-Bereich erfolgreich zu beschreiben.
Für die beiden betrachteten Zentralitätsintervalle ergeben sich folgende inverse Steigungsparameter:

$$\begin{aligned} T_{\mathrm{CEN}} &= 206 \pm 14 \text{ MeV/c} \\ T_{\mathrm{PER}} &= 173 \pm 13 \text{ MeV/c} \quad . \end{aligned}$$

Die erzielten Temperaturparameter liegen höher als die Photonenparameter der vergleichbaren Zentralitäten, sind allerdings aufgrund der naturgemäß erheblich geringeren Statistik mit einem größeren Fehler behaftet. Ein Vergleich der thermischen Anpassung zeigt, daß auch diese die Daten nicht völlig beschreiben kann. So kommt es insbesondere im Bereich höherer $p_T$ zu Abweichungen. Allerdings scheinen diese Abweichungen im Vergleich zu den Photonenspektren geringer zu sein. Dies könnte

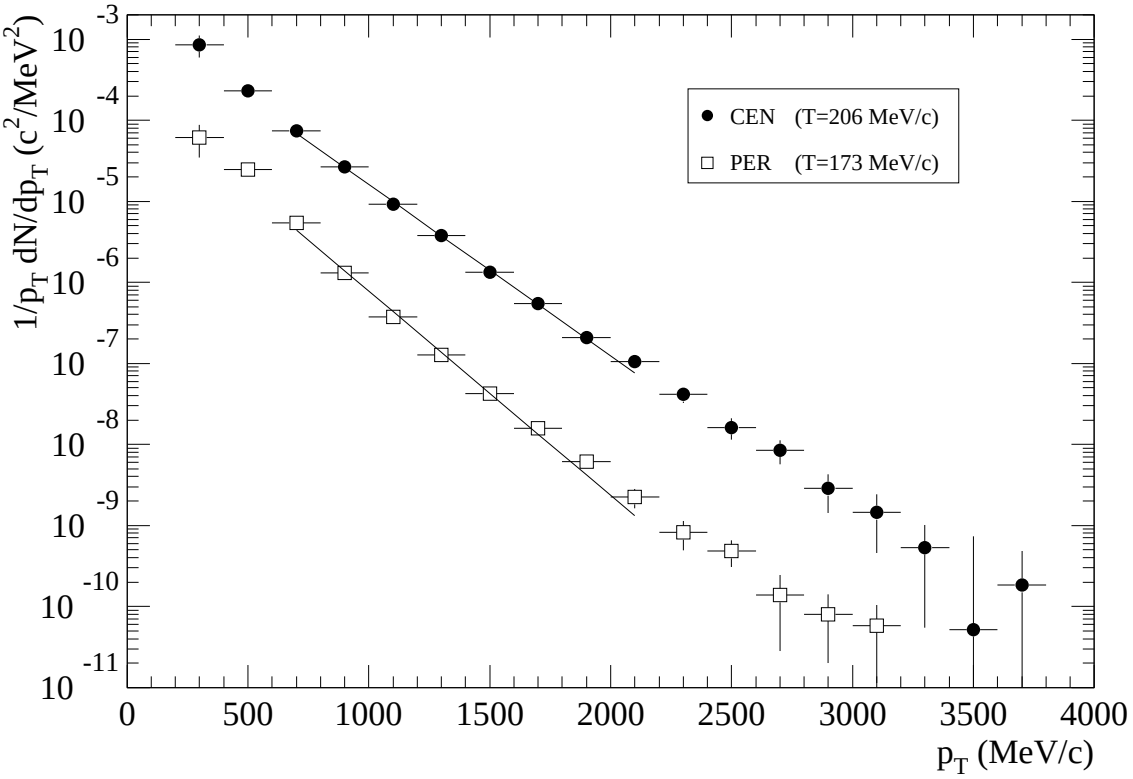


**Abbildung 9.28:** Transversalimpulsverteilung von $\pi^0$-Mesonen aus Blei-Blei-Kollisionen für periphere und zentrale Reaktionen. Bei diesem Spektrum wurden Daten mit ein- und ausgeschaltetem Magneten aufaddiert. Zur Parametrisierung wurde der bereits bei den Photonen eingesetzte Exponentialfit benutzt.

möglicherweise durch einige defekte Bleiglasmodule verursacht werden, die in einem erhöhten Maß (nicht durch Teilchen ausgelöste) höhere Signale ausgeben. Aus dem $\pi^0$-Spektrum werden solche „Sängermodule“ durch die Rekonstruktionsmethode zu einem Großteil entfernt, während sie relativ ungehindert zum Photonenspektrum beitragen. Gegen diese Erklärung spricht vor allen Dingen, daß auch die $\gamma - p_T$-Verteilungen einen relativ glatten Verlauf aufweisen. Durch Sängermodule sollte dagegen in einigen Kanälen ein überdurchschnittlich hoher Inhalt sichtbar sein. Hier besteht auf jeden Fall noch Klärungsbedarf.

Um einen Eindruck von den zu erwartenden Photonenspektren aus $\pi^0$-Zerfällen zu bekommen, wurde mit Hilfe des bereits angesprochenen Akzeptanzprogramms [Stü96a] die Transversalimpulsverteilung der Zerfallsphotonen simuliert. Hierbei wurde, um eine ausreichende Statistik in allen Bereichen zu bekommen,

eine Gleichverteilung der $\pi^0$-Transversalimpulse angenommen. Beispielhaft für fünf verschiedene Transversalimpulse von Pionen sind in Abbildung 9.29 die Transversalimpulsverteilungen der zugehörigen Zerfallsphotonen dargestellt.

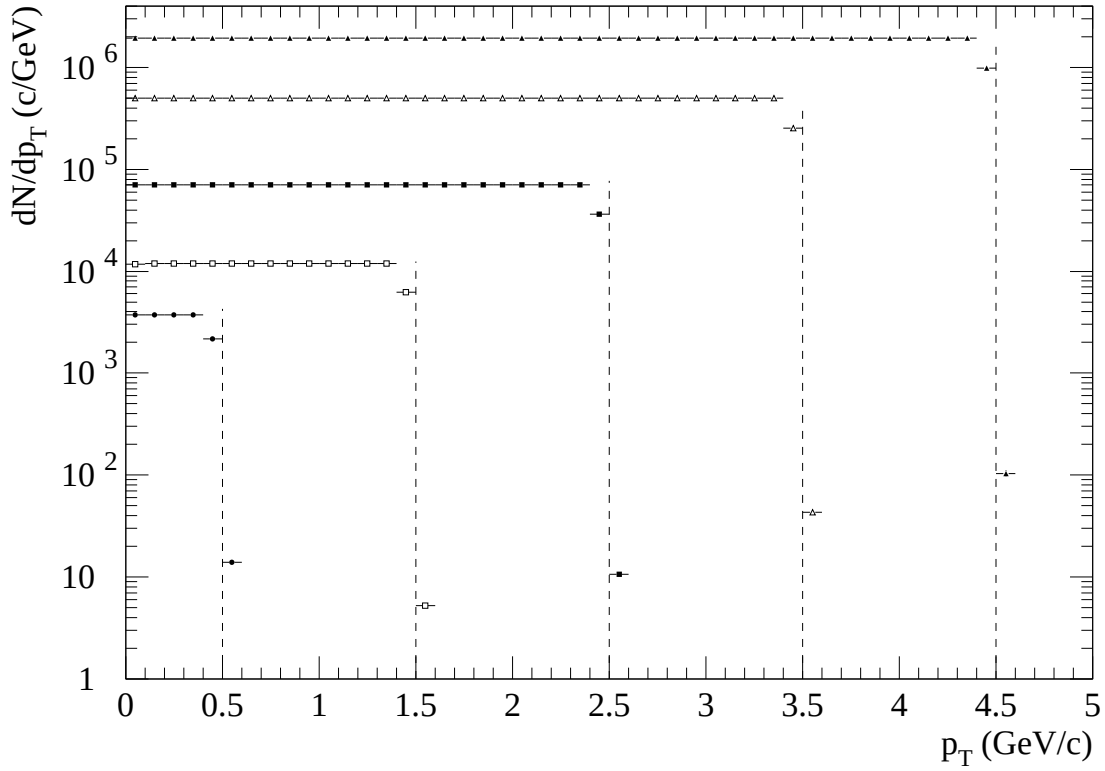


**Abbildung 9.29:** Für fünf verschiedene Transversalimpulse von $\pi^0$-Mesonen (durch eine gestrichelte vertikale Linie gekennzeichnet) sind die Transversalimpulsverteilungen der zugehörigen Zerfallsphotonen dargestellt. Man erkennt deutlich, daß der Transversalimpuls der Photonen von Null bis zum Transversalimpuls des zerfallenen Pions praktisch gleichverteilt ist.

Man erkennt, daß über den allergrößten Bereich die $\gamma - p_T$ von Null bis zum vom Ursprungs-$pi^0$ vorgegebenen maximalen Transversalimpuls gleichverteilt sind. Lediglich bei Null und beim Maximalwert ist ein Einbruch in der Verteilung feststellbar. Aus diesen Verteilungen wird klar, daß die weiter oben gemachte Annahme, daß im Mittel der Transversalimpuls der Zerfallsphotonen gleich dem halben Transversalimpuls des $\pi^0$ ist, zutrifft.

Unter Benutzung dieses Spektrums und der entsprechenden Spektren für höhere Mesonen, die ebenfalls (zumindest zum Teil) in Photonen zerfallen, kann dann bei einer bekannten $\pi^0 - p_T$-Verteilung die $p_T$-Verteilung der Zerfallsphotonen simuliert

werden. Vergleicht man die resultierende Untergrundverteilung mit den gemessenen inklusiven Photonenspektren, so kann man letztlich einen möglichen Überschuß an Photonen versuchen zu extrahieren.

## 9.5 Mittlerer Transversalimpuls

Nachdem bereits in Kapitel 2.3 darauf hingewiesen wurde, daß der beschränkte mittlere Transversalimpuls von Teilchen ein Werkzeug sein kann, den Verlauf der Temperatur eines thermischen Systems während des Phasenübergangs zu untersuchen, soll in diesem Abschnitt die Analyse anhand von Photonen und in Teil 9.5.4 auch von $\pi^0$-Mesonen vorgestellt werden.

Die Besonderheit bei WA98 ist es, daß aufgrund der hohen Multiplizitäten von Photonen eine Bestimmung des mittleren Transversalimpuls auf Basis einzelner Ereignisse möglich ist. Dies bringt, neben der Möglichkeit zur Analyse der Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses an sich, auch diejenige zur Untersuchung der Form der $< p_T >_c$-Spektren mit sich. Will man die $< p_T >_c$-Abhängigkeiten selbst untersuchen, so stellt sich freilich die Frage, wie man am sinnvollsten die Größe aus den vorhandenen Daten auf Einzelereignisbasis extrahiert. Am Beispiel der Zentralitätsabhängigkeit (bei ausgeschaltetem Magneten) sollen die beiden Möglichkeiten, nämlich die Berechnung des Mittelwertes oder des Maximums einer Gaußfunktion des $< p_T >_c$-Spektrums bei fester Transversalenergie, vorgestellt werden. Gleichzeitig sind die Kurven für zwei unterschiedliche Schwellenparameter $C$, nämlich 180 MeV/c und 250 MeV/c, dargestellt.

Bei allen Größen ist ein klarer Anstieg von $< p_T >_c$ mit wachsender Transversalenergie festzustellen. Der Anstieg ist dabei im Bereich peripherer Ereignisse größer als bei zentralen. Insgesamt ist der steilere Anstieg bis zu einer Transversalenergie von etwa 300 GeV zu verzeichnen, während darüber die Steigung abnimmt. Diese Beobachtung deckt sich auch mit der in Abbildung 9.24 gezeigten Zentralitätsabhängigkeit des inversen Steigungsparameters der Transversalimpulsspektren. Im Bereich des flacheren Anstiegs (ab etwa 300 GeV) ist noch ein Anstieg um etwa 15 MeV/c zu verzeichnen. Dieser Anstieg des mittleren Transversalimpulses für inklusive Photonen wurden bereits in [Pur90] beobachtet und steht mit den Erwartungen im Einklang, die in Abschnitt 2.3 in Hinblick auf den Einfluß von kollektivem Teilchenfluß auf den mittleren Transversalimpuls geäußert wurden. Ein erneuter stärkerer Anstieg am Ende der Kurve, d.h. bei hohen Transversalenergien, der auf einen vollzogenen Phasenübergang mit einem erneuten starken Temperaturanstieg

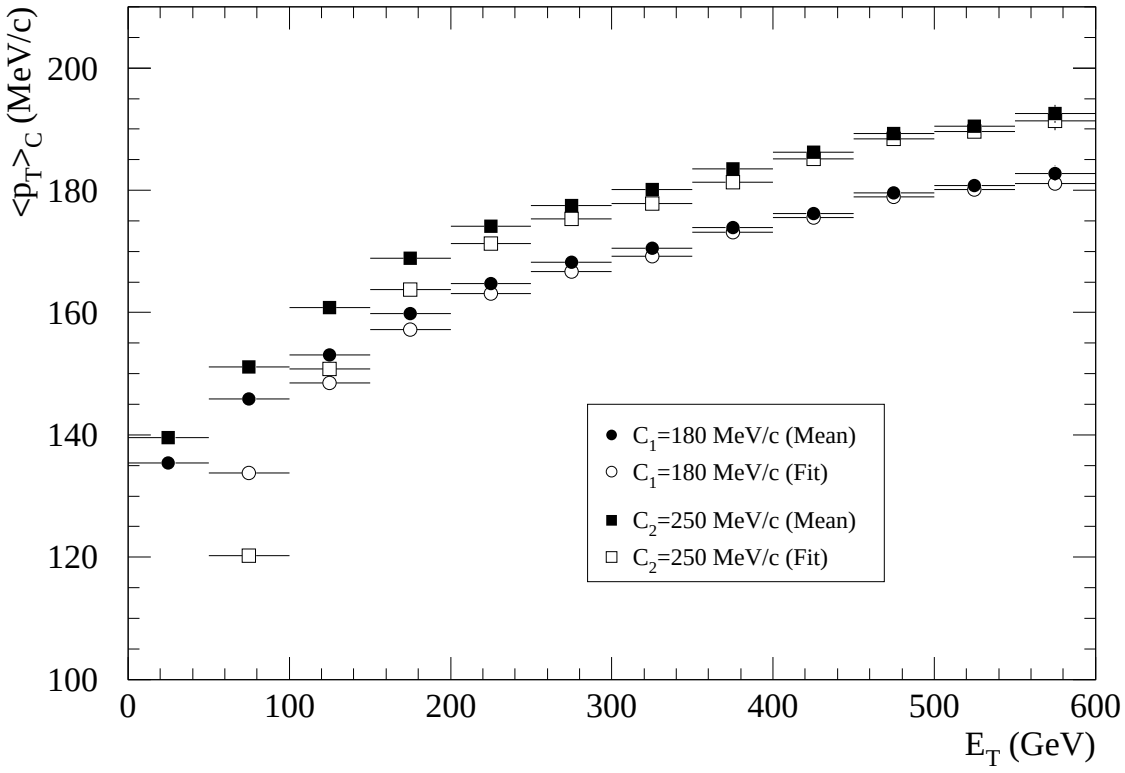


**Abbildung 9.30:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ von der Transversalenergie $E_T$ für Blei-Blei-Reaktionen bei ausgeschaltetem Magneten. Zum Vergleich sind die Verteilungen mit zwei Beschränkungsparametern $C$ dargestellt. Für die Bestimmung der Daten aus zweidimensionalen Spektren kann sowohl der Mittelwert als auch das Maximum eines Gaußfits an in $E_T$-Intervallen projizierten Spektren benutzt werden. Zum Vergleich sind die mit diesen beiden Berechnungsmethoden (Mittelwert: ausgefüllte Symbole, Maximum des Gaußfits: freie Symbole) bestimmten Werte gegenübergestellt.

in der Reaktionszone bei einer weiteren Zuführung von Energie hindeuten würde, ist nicht zu verzeichnen.
Im Bereich hoher $E_T$ fallen die mit der Anpassung einer Gaußfunktion gewonnenen Maxima-Positionen praktisch mit den Ergebnissen der Mittelwertbestimmung zusammen, während es im Bereich kleinerer Transversalimpulse größere Abweichungen gibt. Diese rühren vor allem daher, daß hier die $< p_T >_c$-Verteilung nicht mehr sinnvoll durch die Gaußfunktion beschrieben werden kann, so daß der Fit relativ willkürliche Werte liefert. Demzufolge scheint es geraten, für die folgenden Analysen auf die Mittelwerte zurückzugreifen.

Betrachtet man die Kurven für beide Schwellenparameter, so zeigen diese tendenziell den gleichen Verlauf. Allerdings liegen die für den Schwellenparameter 250 MeV/c gewonnenen Datenpunkte stets um etwa 30 MeV oberhalb derer bei kleinerem $C$. Dies scheint daher zu rühren, daß im Bereich sehr kleiner $p_T$ die Verteilung stärker nach oben hin von der thermischen Verteilung abweicht, was sich in der Mittelung durch ein Absinken von $< p_T >_c$ bemerkbar macht. Insgesamt scheint für die höhere Schwelle der ermittelte Wert näher an den Steigungen der Transversalimpulsspektren zu liegen. Da sich aber der Kurvenverlauf in beiden Fällen sehr ähnlich darstellt und zum Zeitpunkt der Erstellung dieser Schrift nicht in allen im folgenden untersuchten Fällen die Spektren für eine Schwelle von 250 MeV/c vorgelegen haben, wird für die weiteren Untersuchungen auf die mit der kleineren Schwelle extrahierten Daten zurückgegriffen.

Im Rahmen der Untersuchung des mittleren transversalen Impulses von Photonen ist die Suche nach ungewöhnlichen Ereignissen interessant, die sich durch eine starke Abweichung von der zu erwartenden Form des $< p_T >_c$-Spektrums auszeichnen. Insbesondere ist die Suche nach einer Häufung von Ereignissen interessant, die sich durch einen besonders hohen mittleren Transversalimpuls auszeichnen. Eine solche Klasse von Ereignissen könnte ein Hinweis auf Fluktuationen innerhalb der Reaktionszone bei hohen Zentralitäten sein.
Um ein Vergleichsmaß für die Form der Verteilung zu haben, wird dem experimentell gemessenen Spektrum in Abbildung 9.31 eine Verteilung gegenübergestellt, die aus einer Simulation einer rein thermischen Quelle stammt. Hierbei wurde, ausgehend von einem gemessenen Transversalimpulsspektrum inklusiver Photonen bei hoher Zentralität, eine $< p_T >_c$-Verteilung generiert, die die gleiche Anzahl an Photonen und Ereignissen (etwa 50.000) simuliert, wie die zum Vergleich herangezogene experimentelle $< p_T >_c$-Verteilung enthält.

Ein Vergleich zwischen dem experimentellen (links) und dem simulierten Spektrum (rechts) zeigt, daß die Breiten der Verteilungen exakt gleich sind. Auch die Mittelwerte der Spektren stehen, ist im Rahmen der Unsicherheiten, miteinander in Einklang. Die Gleichheit der Breiten bedeutet, daß auf der Basis der untersuchten Anzahl an Ereignissen noch keine spezielleren Ereignisklassen gefunden werden können, die sich durch ein besonders hohes mittleres $p_T$ auszeichnen.

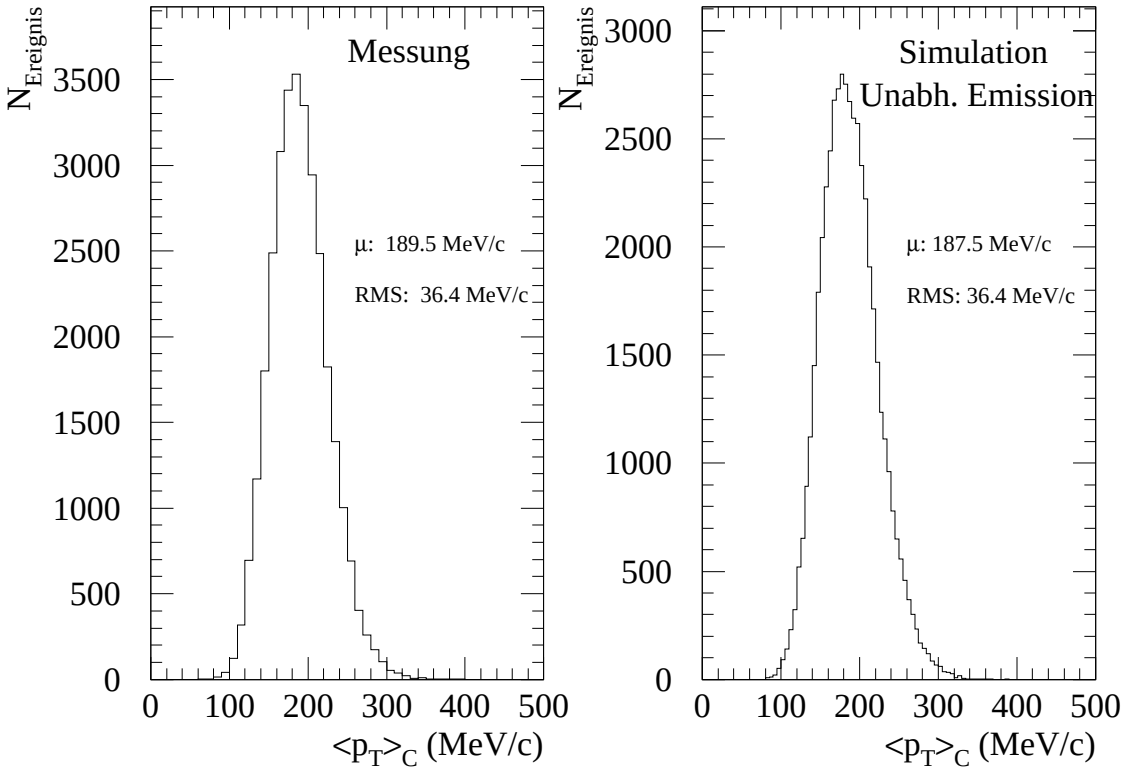


**Abbildung 9.31:** Untersuchung der Breite einer $< p_T >_c$-Verteilung bei hoher Zentralität ($E_T$=550 GeV). Verglichen wird die Form des experimentell ermittelten $< p_T >_c$-Spektrums mit einer aus einer Simulation resultierenden Verteilung, bei der auf Basis eines gemessenen zentralen Transversalimpulsspektrums mittels einer zufälligen Verteilung die gleiche Anzahl an Photonen generiert wurde, von denen dann auf Ereignisbasis der mittlere Transversalimpuls berechnet wurde.

### 9.5.1 Targetabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses

Die nächste Frage, die sich stellt, ist die nach dem Einfluß verschiedener Targets und verschiedener Magnetfeldzustände auf den beschränkten mittleren Transversalimpuls. In Abbildung 9.32 sind für Blei-Blei-Reaktionen die beiden Magnetfeldzustände gegenübergestellt und die Blei-Niob-Daten bei ausgeschaltetem Magnetfeld hinzugenommen.

Bei niedrigen Transversalenergien bis 100 GeV liegen die Datenpunkte eng beieinander, laufen dann aber auseinander. Es fällt auf, daß die Kurve für den eingeschalteten

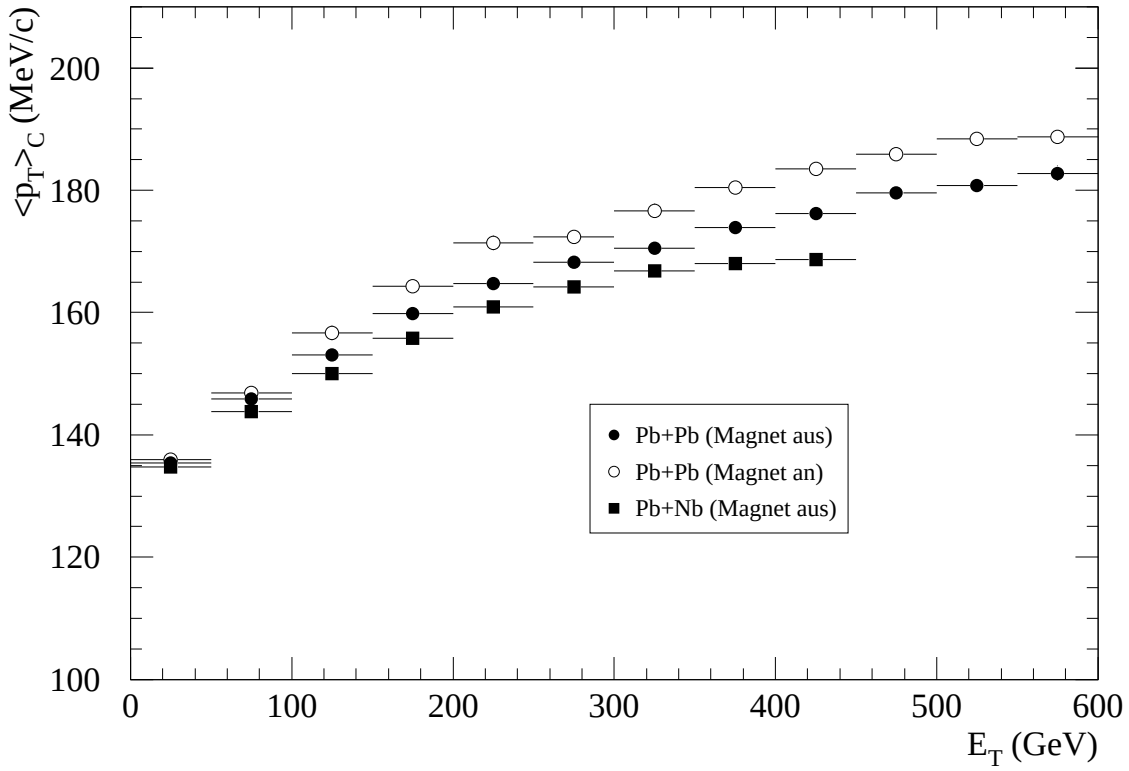


**Abbildung 9.32:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ (Mittelwert, $C = 180$ MeV/c) von der Transversalenergie $E_T$. Verglichen werden Blei- und Niob-Targets und die beiden Magnetfeldzustände.

Magneten deutlich oberhalb derjenigen für den eingeschalteten Magneten liegt (bei $E_T = 575$ GeV um etwa 6 MeV/c). Dies rührt vermutlich daher, daß der Einfluß von hadronischen Teilchen im niederenergetischen Bereich durch den Magneten durch Aussonderung geladener Teilchen reduziert wird. Im Fall der Untersuchung der Steigungsparameter ist der Einfluß dieser niederenergetischen Teilchen zu vernachlässigen, da die Exponentialfits erst ab 600 MeV/c angesetzt wurden, in denen die Teilchen im Bereich der unteren Energien keine Rolle mehr spielen. Im Fall der Berechnung mittlerer Transversalimpulse indes kommt der Einfluß sehr wohl zum tragen, da schon ab niedrigen Transversalimpulsen integriert wird.
Die Blei-Niob-Kurve läuft allgemein etwas unterhalb der Blei-Blei-Daten und bricht früher ab. Am Punkt mit dem maximalen $E_T$ des Blei-Niob-Systems liegt der Wert für $< p_T >_c$ etwa 7 MeV/c unterhalb dem Blei-Blei-Punkt mit der gleichen Transversalenergie. Dies korrespondiert mit der in Abschnitt 9.26 festgestellten Abhängigkeit des inversen Steigungsparameters $T$. Es fällt auf, daß für die drei

zentralsten Blei-Niob-Punkte die Kurve flacher zu verlaufen scheint als für die zentralsten Blei-Blei-Daten. Ob es sich hier um Effekte der geringen Statistik in den letzten Punkten handelt oder um einen systematischen Effekt ist noch zu klären.

### 9.5.2 Rapiditätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses

Wie bereits bei der Untersuchung der Transversalimpulsverteilungen, so kann auch für die hier betrachtete Größe die Abhängigkeit von der Rapidität der Photonen untersucht werden. Hierzu wurde bei festgelegter Rapidität der mittlere beschränkte Transversalimpuls für zentrale Blei-Blei-Reaktionen berechnet und gegen die Rapidität aufgetragen (s. Abbildung 9.33).

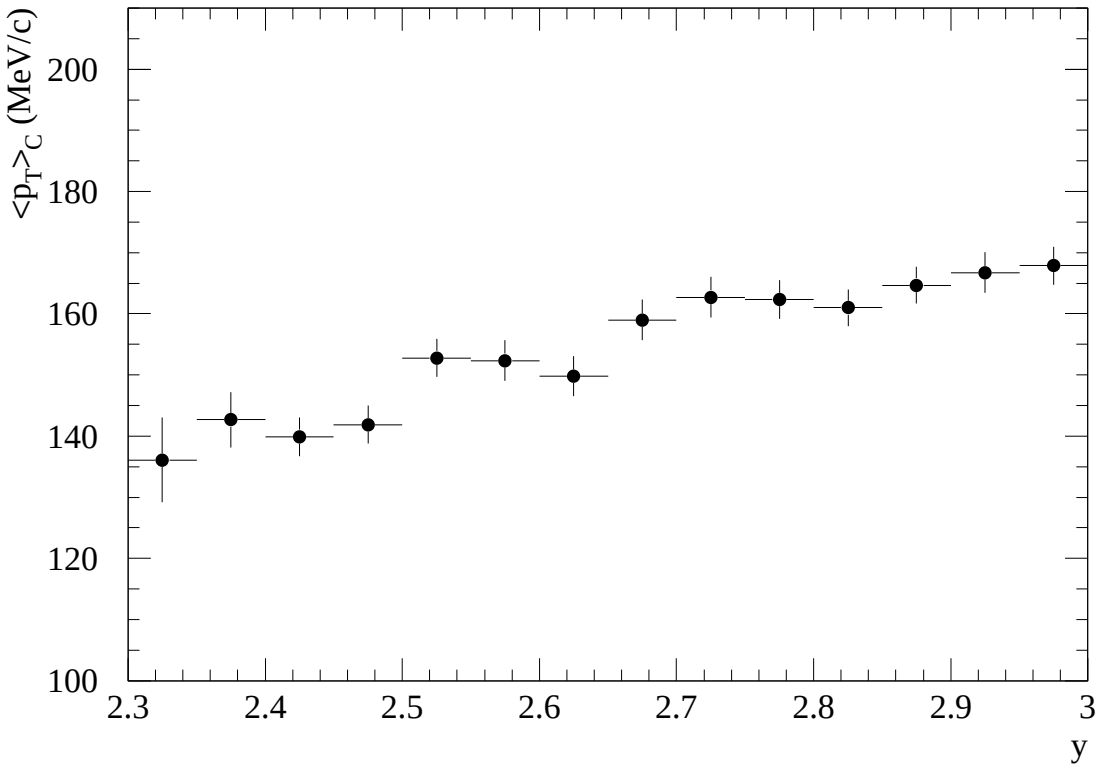


**Abbildung 9.33:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ (Mittelwert, $C = 180$ MeV/c) von der Rapidität für zentrale Blei-Blei-Ereignisse (Magnet aus).

Hin in Richtung der Schwerpunktrapidität steigt der mittlere Transversalimpuls der Photonen an. Die Variationsbreite über das gesamte Spektrum beträgt dabei 42 MeV/c. Der erreichte Maximalwert liegt, da der zentrale Datensatz alle Daten im Bereich 400 GeV $\leq E_T \leq$ 620 GeV zusammenfaßt, etwa bei dem Wert, der sich aus Diagramm 9.32 für Transversalenergien von 450 GeV ergibt. Der Anstieg gibt qualitativ den bei der Betrachtung der Rapiditätsabhängigkeit der Transversalimpulsspektren beobachteten Anstieg des $T$-Parameters wieder. Auch dieser Effekt sollte analog dem beobachteten Anstieg der inversen Steigungsparameter erklärbar sein.

### 9.5.3 Multiplizitätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses

Schon die Analyse der Transversalimpulsspektren hat gezeigt, daß nicht allein die Selektion von Ereignissen aufgrund ihrer Transversalenergie zu interessanten Ergebnissen führen kann. Demzufolge soll im folgenden kurz die Zentralitätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses für drei Datensätze vorgestellt werden, bei denen die Ereignisse, analog zu Abschnitt 9.4.2, hinsichtlich ihrer Photonenmultiplizität im Bleiglas selektiert wurden (Abbildung 9.34).

Man erkennt deutlich im Vergleich zu der mit freien Symbolen eingezeichneten globalen Transversalenergieabhängigkeit, daß für alle Klassen mit eingeschränkter Photonenmultiplizitäten die $E_T$-Abhängigkeit deutlich abnimmt. Im Bereich der höchsten Transversalenergien stimmen die Werte der Klasse $N_\gamma = 60 - 79$ in etwa mit den Werten der globalen Verteilung überein, während diejenigen für höhere Photonenmultiplizitäten deutlich darüber liegen (bei etwa 200 MeV/c), für niedrigere darunter.
Eine Schlußfolgerung aus der hier beobachteten kleinen $E_T$-Abhängigkeit von $< p_T >_c$ könnte sein, daß der mittlere Transversalimpuls pro Photon zum größten Teil unabhängig von der Zentralität der Reaktion ist, so daß eine Steigerung von $< p_T >_c$ mit steigender Transversalenergie bei den globalen Reaktionen nur durch die erhöhte mittlere Anzahl an Photonen zustande kommt. Allerdings skaliert der mittlere Wert des mittleren Transversalimpulses nicht mit der mittleren Anzahl der Photonen im betrachteten Datensatz, so daß in diesem Rahmen noch genauere Analysen mit einer erheblich erhöhten Statistik vonnöten sind, um zu klareren Aussagen zu kommen.

Neben der Untersuchung der Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von

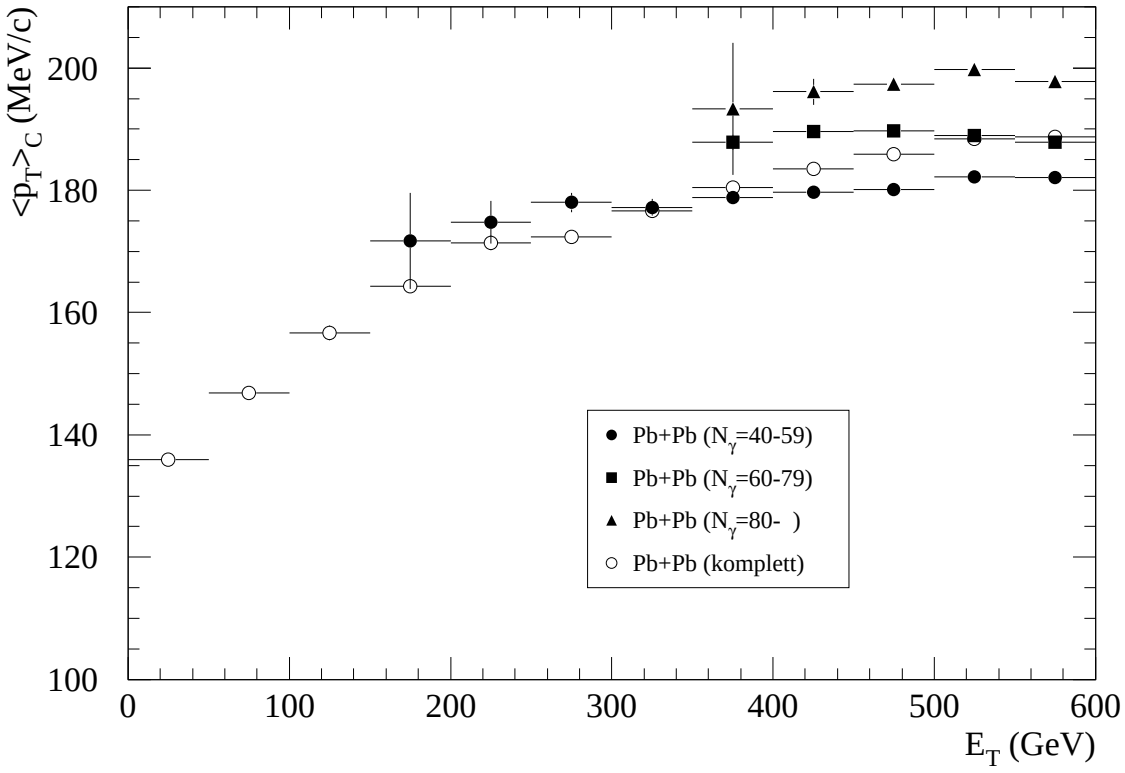


**Abbildung 9.34:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ (Mittelwert, $C = 180$ MeV/c) von der Transversalenergie $E_T$ (Magnet an). Neben der bereits gezeigten Kurve für den kompletten Datensatz (leere Symbole) sind hier speziell die bereits in Abbildung 9.25 untersuchten Photonenmultiplizitätsklassen hinsichtlich ihres $< p_T >_c$ betrachtet worden (ausgefüllte Symbole).

der transversalen Energie, die als einfaches Maß für die Energiedichte angesehen werden kann, ist auch eine Untersuchung der Größe in Relation zur Entropiedichte des Systems interessant [Bla87]. In [Hov85] und [Gor87] wurde vorgeschlagen, die Entropiedichte durch die Teilchenmultiplizität der Reaktion gemäß

$$S = \frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}y} \cdot A_{min}^{-2/3} \tag{9.18}$$

abzuschätzen. $A_{min}$ stellt dabei die Masse des leichteren Reaktionspartners dar.
Es hat sich in Abschnitt 9.2.3 gezeigt, daß die im SPMD gemessene Anzahl geladener Teilchen ein geeignetes Maß für die Bestimmung der in der Reaktion produzierten Teilchen darstellt. Da zu diesem Zeitpunkt noch keine rapiditätsabhängigen SPMD-Multiplizitäten vorliegen, soll hier als erster Ansatz die Abhängigkeit des $< p_T >_c$ der Photonen von der Gesamtzahl der im SPMD gemessenen geladenen Teilchen

untersucht werden. Auch hier stellt sich wieder die Frage, ob ein Anstieg der durch den mittleren Transversalimpuls repräsentierten Temperatur (in der groben Näherung) des Systems bei sehr hohen Multiplizitäten und damit auch Entropiedichten auszumachen ist, was wiederum als Indiz für einen vollzogenen Phasenübergang betrachtet werden kann.

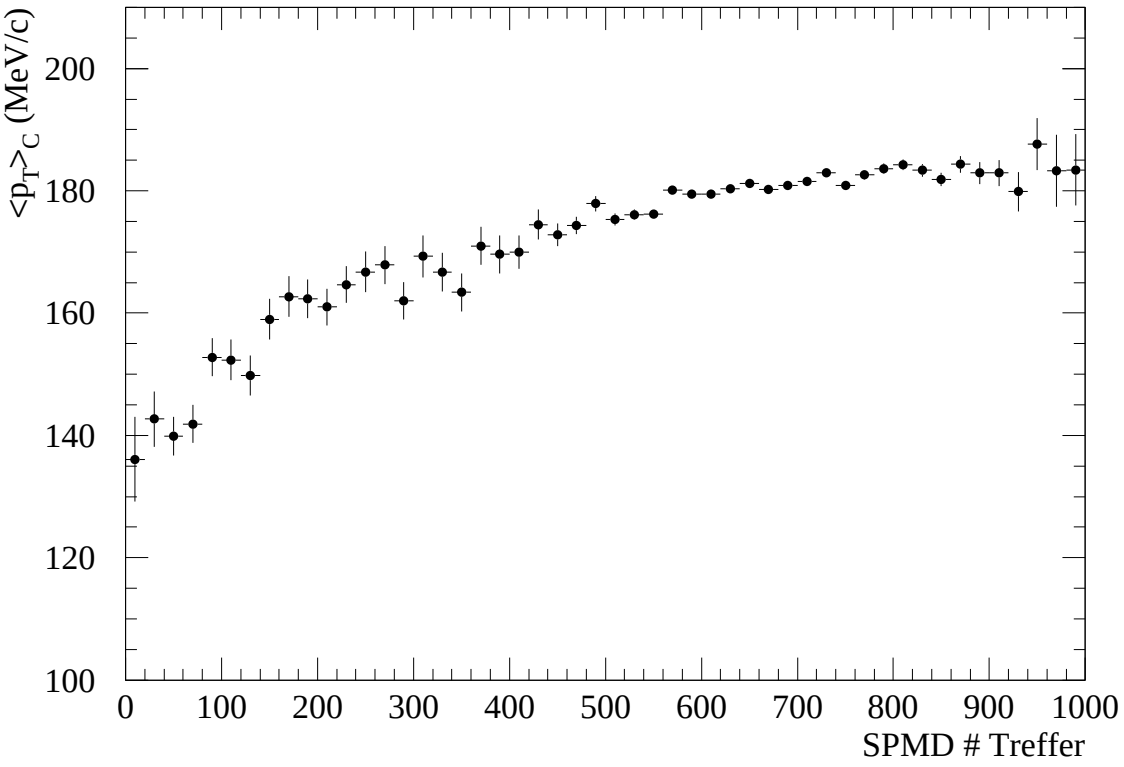


**Abbildung 9.35:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ (Mittelwert, $C = 180$ MeV/c) von der Anzahl geladener Teilchen im SPMD (eingeschalteter Spektrometermagnet).

Abbildung 9.35 zeigt, für Blei-Blei-Kollisionen mit eingeschaltetem Magneten, die Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses von der Anzahl der geladenen Teilchen. Es ist zunächst für kleine Multiplizitäten ein deutlicher Anstieg zu verzeichnen, der bei größeren Zahlen geladener Teilchen abnimmt. Dies korrespondiert mit der Zentralitätsabhängigkeit des mittleren Transversalimpulses. Der Verlauf der Kurve setzt sich dabei auch bis zu den höchsten Multiplizitäten fort, der das Ende eines Phasenübergang ankündigende steilere Anstieg ist nicht zu sehen. Der Verlauf dieser Kurve liegt dabei im Rahmen der in [Pur90] und [Höl93] gemachten

Untersuchung an Sauerstoff- und Schwefel-induzierten Schwerionenreaktionen, weist allerdings im Vergleich eine größere Steigung auf.

### 9.5.4 Mittlerer Transversalimpuls von Pionen

In [Höl93] konnten in WA80 zum ersten Mal auch Untersuchungen in Hinblick auf den beschränkten mittleren Transversalimpuls der direkt produzierten $\pi^0$-Mesonen gemacht werden. Als besonders interessant an der Abhängigkeit des dort bestimmten $< p_T >_{\pi,\ 400}$ von der Photonenmultiplizität stellte sich dabei der steile Anstieg im Bereich der größten Photonenmultiplizitäten heraus.
In diesem Kapitel soll nun anhand der WA98 -$\pi^0$ $-$ $p_T$-Spektren die Zentralitätsabhängigkeit von $< p_T >_{\pi,\ 400}$ begutachtet werden. Die Analyseschritte gestalten sich hierbei allerdings etwas anders als bei der Extraktion der mittleren Transversalimpulse aus den inklusiven Photonendaten. Im Fall der $\pi^0$ muß nämlich zunächst eine Rekonstruktion der Teilchen aus den invarianten Massenspektren erfolgen. Eine Analyse auf Einzelereignisbasis ist dadurch von vornherein ausgeschlossen.
Der mittlere Transversalimpuls der $\pi^0$-Mesonen wird anhand der Transversalimpulsspektren bestimmt, die für verschiedene Zentralitätsbereiche (d.h. verschiedene, durch $E_T$ klassifizierte Bereiche) berechnet werden. Da die invarianten Massenspektren nur bis zu einem bestimmten minimalen $p_T$ noch sinnvoll zu analysieren sind, sind auch die Transversalimpulsspektren nur bis zu einem minimalen $p_T$ von etwa 300 MeV/c zu extrahieren. Da auch dieser unterste Punkt noch mit großen Fehlern behaftet ist (s. z.B. Abbildung 9.28) und aufgrund der auf mehrere Zentralitätsklassen verteilten Statistik die Fehler noch größer werden, ist eine untere Schwelle von 400 MeV/c angeraten. Bei den im folgenden gezeigten Analysen wurden die (akzeptanz- und effizienzkorrigierten) $\mathrm{d}N/\mathrm{d}p_T$-Spektren ab der Schwelle entsprechend Gleichung 2.5 integriert (Abbildung 9.36). In [Boh96] wird außerdem die Möglichkeit diskutiert, die mittels Gleichung 9.12 parametrisierten $\mathrm{d}N/\mathrm{d}p_T$-Spektren bis zu $p_T = 0$ MeV/c hin zu extrapolieren und den gesamten $p_T$-Bereich zur Integration heranzuziehen.

Die Datenpunkte zeigen einen stetigen Anstieg mit wachsender Transversalenergie. Bei den beiden letzten Punkten ist ein schwächerer Anstieg der Kurve festzustellen, was in etwa dem Verlauf der Verteilungen der inklusiven Photonen entspricht. Der erreichte Maximalwert bei $E_T = 550$ GeV liegt bei etwa 270 MeV/c. Da die WA80-Daten in [Höl93] nur in ihrer Abhängigkeit von der Photonenmultiplizität im Bleiglas untersucht wurden, ist der direkte Vergleich mit den WA98-Daten nicht möglich. Da aber u.a. in Abbildung 9.11 gezeigt werden konnte, daß die Multiplizität der

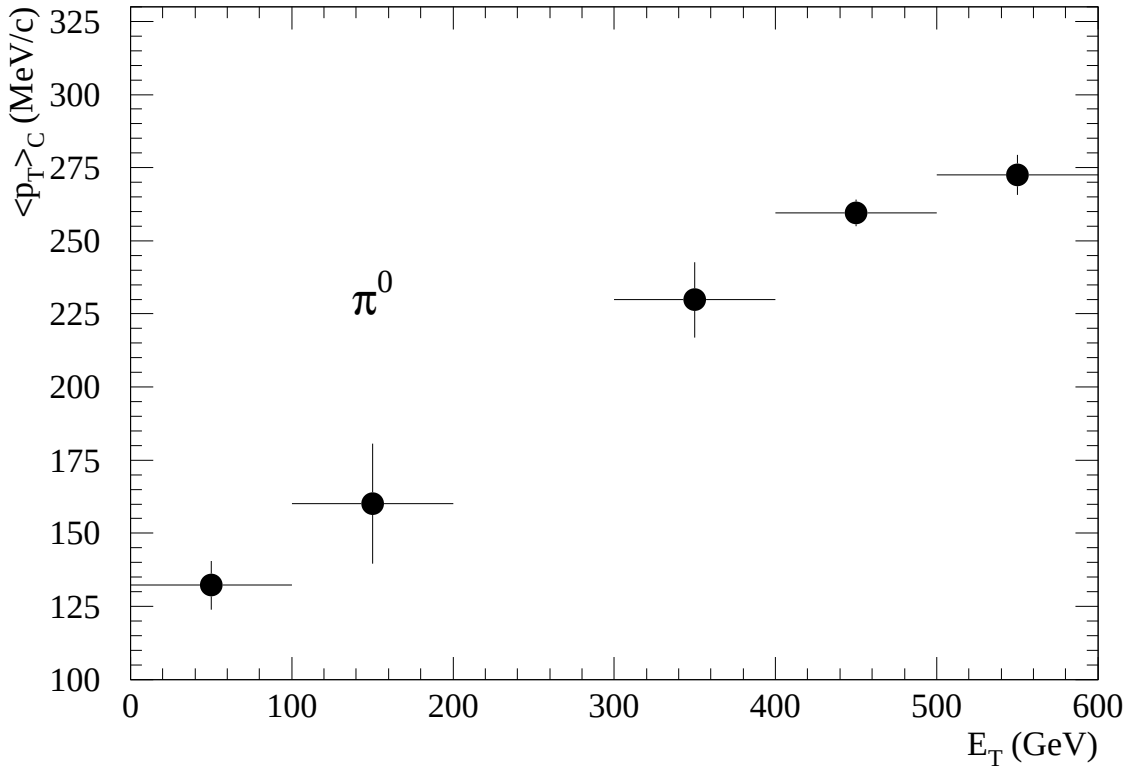


**Abbildung 9.36:** Abhängigkeit des beschränkten mittleren Transversalimpulses $< p_T >_c$ (Mittelwert) von $\pi^0$-Mesonen von der Transversalenergie (Magnet an und Magnet aus). Zur Bestimmung dieses Spektrums wurde eine untere Schwelle $C = 400$ MeV/c benutzt.

Photonen mehr oder weniger linear mit der Transversalenergie ansteigt, ist ein Vergleich mit den WA80-Daten grob durchführbar. Der Maximalwert liegt noch im Rahmen der in [Höl93] gezeigten Abhängigkeit des mittleren Transversalimpulses von der Anzahl der Teilchen in den WA80-Daten. Allerdings weisen die hier gemessenen Daten eine erheblich stärkere Zentralitätsabhängigkeit als die WA80-Daten auf. Auch der erneute Anstieg bei sehr hohen Entropiedichten ist im Bild der Transversalenergieabhängigkeit bei WA98 nicht zu sehen. Allerdings könnte sich dieser Anstieg noch hinter der sehr geringen Statistik in den zentralsten Ereignissen verbergen, die eine Auswertung für noch größere Transversalenergien verhinderten.

## 9.6 Stand der Analyse zur Produktion direkter Photonen

Eines der Haupteinsatzziele des Bleiglaskalorimeters LEDA besteht in der Messung von direkten Photonen aus der Quark-Gluon-Plasmaphase. Die Extraktion dieser Photonen aus den Daten bedarf einer großen Anstrengung in Hinblick auf die Korrektur der Daten und die Abschätzung der Einflüsse diverser Effekte, die zur Produktion von Photonen beitragen. Bis zu diesem Zeitpunkt konnte eine Reihe der Analysen für den WA98-Aufbau noch nicht zur Genüge gemacht werden. Es besteht aber die Möglichkeit, unter Benutzung der im WA80-Experiment gemachten umfangreichen Untersuchungen, eine erste Abschätzung vorzunehmen.

Im allgemeinen wird, um den Photonenüberschuß zu beschreiben, das sogenannte „$\gamma/\pi^0$“-Verhältnis abhängig vom Transversalimpuls betrachtet. Um dies zu ermitteln, muß zunächst der Photonenuntergrund abgeschätzt werden, der vornehmlich auf Zerfälle diverser Teilchen zurückgeht. In [Dra89], [Cle93] und [Kam93] wurden die Photonenbeiträge diverser Zerfälle in Hinblick auf die Anzahl an erzeugten Untergrundphotonen untersucht. Es zeigte sich, daß für eine weitere Analyse lediglich die folgenden vier Zerfälle einen nennenswerten Beitrag liefern:

$$\begin{aligned} \pi^0 &\longrightarrow 2\gamma \\ \eta &\longrightarrow 2\gamma \\ \omega &\longrightarrow \pi^0\gamma \\ \eta' &\longrightarrow 2\gamma \quad . \end{aligned}$$

Die anderen Zerfälle fallen entweder aufgrund nur sehr geringer Photonenproduktionsraten oder aber einer geringen Produktionsrate des Teilchens an sich nicht ins Gewicht.
Da im WA98-Experiment bisher nur die Messung der Transversalimpulsspektren von $\pi^0$-Mesonen gelungen ist und auch im WA80-Experiment mit der kompletten Statistik lediglich noch Spektren von $\eta$-Mesonen bestimmt werden konnten, ist eine Annahme zur Bestimmung der Produktionsraten anhand der gemessenen Raten der $\pi^0$ notwendig. In [Cle93] konnte anhand des Vergleiches der $\pi^0$- und $\eta$-Daten gezeigt werden, daß die $m_T$-Skalierung erfüllt ist. Diese besagt, daß die Transversalmassenverteilungen von $\pi^0$- und anderen Mesonen parallel verlaufen, so daß aus dem gemessenen $\pi^0$-Transversalimpulsspektrum auf diejenigen der höheren Mesonen zurückgeschlossen werden kann. Sind diese Verteilungen aber bekannt, so kann analog zu den in Abbildung 9.29 gezeigten Untersuchungen der Photonenuntergrund

aus den Resonanzzerfällen simuliert werden ( [Dra89], [Cle93], [Kam93]).
Um die so erhaltenen Transversalimpulsspektren in Hinblick auf einen möglichen Überschuß an direkten Photonen untersuchen zu können, wird das Verhältnis von gemessenem inklusiven Photonenspektrum und aufgrund der gemessenen $\pi^0$-Raten simulierten Zerfallsphotonenspektrum berechnet. Diese Größe stellt das $\gamma/\pi^0$-Verhältnis dar. Ein Vergleich mit dem $\gamma/\pi^0$-Verhältnis unter alleiniger Berücksichtigung der Photonen aus den Resonanzzerfällen ermöglicht den Rückschluß auf eine mögliche Produktion direkter Photonen.

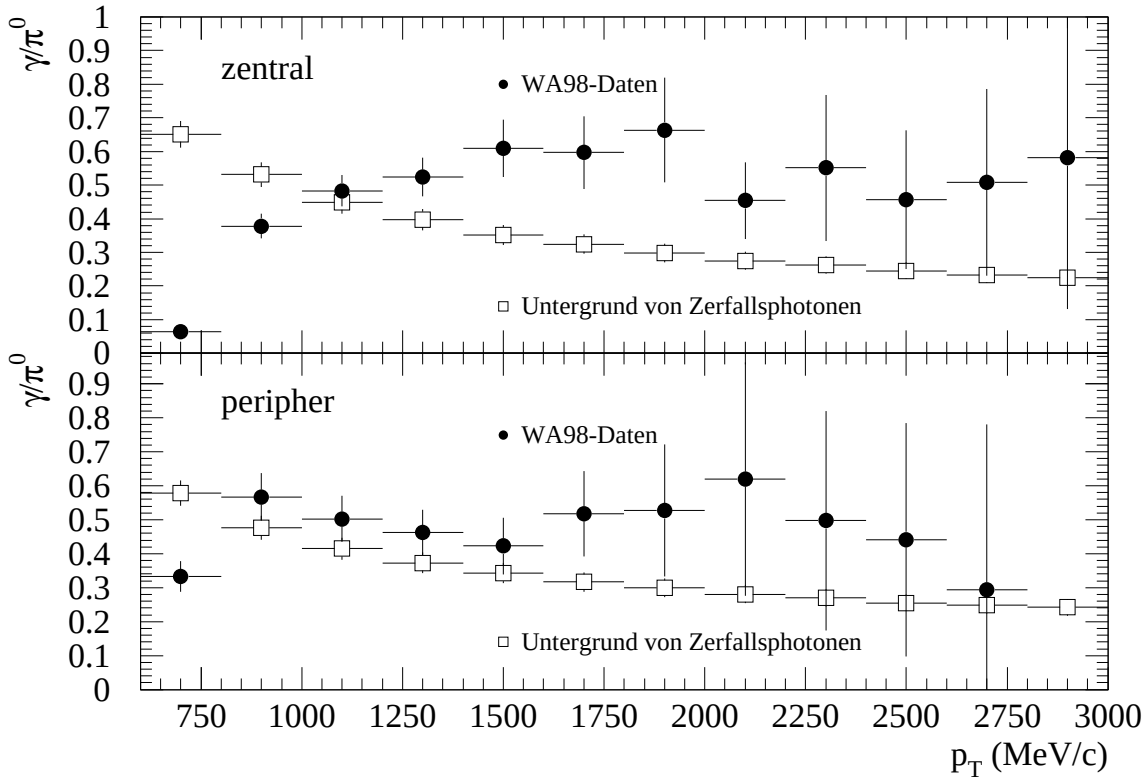


**Abbildung 9.37:** Vorläufiger Stand der Untersuchungen zum $\gamma/\pi^0$-Verhältnis (eingeschalteter Magnet) für zentrale (oben) bzw. periphere Reaktionen (unten). Als freie Symbole ist der aus den gemessenen Mesonenspektren berechnete, zu erwartende Untergrund an Zerfallsphotonen dargestellt. Die ausgefüllten Symbole zeigen die in WA98 gemessenen Verhältnisse.

In Abbildung 9.37 sind unter Benutzung der bei der WA80-Analyse bestimmten Korrekturen und der ebenfalls dort angepaßten Funktion für die $m_T$-Skalierung die $\gamma/\pi^0$-Verhältnisse für periphere und zentrale Reaktionen gegenübergestellt. Man

erkennt zunächst einen Einbruch des gemessenen Verhältnisses bei kleinen Transversalimpulsen (kleiner 1000 MeV/c), der auf die nur ungenügend bestimmten Hadronenkontamination der Photonendaten für WA98 zurückzuführen ist. Im Bereich von etwa 1300 MeV/c bis 2300 MeV/c ist dann für zentrale Ereignisse eine signifikante Erhöhung des Verhältnisses über dem Untergrund aus Zerfallsphotonen festzustellen. Die ebenfalls noch oberhalb von 2300 MeV/c feststellbare Erhöhung ist aufgrund der hohen Fehler mit dem Untergrund verträglich. Der Fehler, der in diesem Bereich noch durch die oben erwähnte ungenügend bekannte Hadronenkontamination bewirkt wird, ist sehr klein, da die Hadronen hauptsächlich im Bereich niedriger Energien (und damit auch Transversalimpulsen) zu einer Verfälschung führen. Der ebenfalls in den peripheren Daten auszumachende Überschuß ist deutlich geringer und aufgrund der sehr großen Fehlerbalken noch mit Null verträglich.
Eine weitere Analyse in Hinblick auf die Transversalimpulsverteilungen des Photonenüberschusses und ein Vergleich mit Vorhersagen theoretischer Rechnungen sollen an dieser Stelle indes nicht gemacht werden. Dennoch sind diese ersten sehr vorläufigen Ergebnisse ein vielversprechender Startpunkt auf der Suche nach direkten Photonen in den WA98-Daten.

# 10. Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Entwicklung des Bleiglasdetektors LEDA vorgestellt, der im Rahmen der WA98-Kollaboration am CERN zur Messung von Photonen aus ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen eingesetzt wird.
In Kapitel 4 wurde gezeigt, wie das modulare Konzept zum Aufbau des Detektors im Bereich der Mechanik, der Hochspannungsversorgung, des Referenzsystems und des Auslesesystems realisiert wurde. Hierbei wurde insbesondere auf den Aufbau und die Funktionsweise des vollständig neu entwickelten Auslesesystems eingegangen, welches durch analoge Signalspeicherung den Verzicht auf lange und teure Verzögerungskabel gestattet. Auch wurde in diesem Rahmen darauf hingewiesen, daß zur Verbesserung des Auflösungsvermögens im niederenergetischen Bereich besondere Maßnahmen getroffen wurden, indem das elektrische Signal der Photovervielfacher in zwei Zweige aufgespalten und unterschiedlich verstärkt aufgezeichnet wird. Aufgrund von Problemen im Design der ADCs kam es während der 1994er Strahlzeit zu größeren Schwierigkeiten bei der Analyse der Daten, die letztlich dazu führten, daß zur Extraktion physikalischer Ergebnisse lediglich die Daten der Schwerionenstrahlzeit des Jahres 1995 herangezogen wurden. In Kapitel 7 wurden die vielfältigen Ausleseprobleme untersucht und die gezogenen Konsequenzen in Hinblick auf die Analyse und die Verbesserung des ADC-Systems an sich vorgestellt.
Aufgrund der großen Ausmaße des Bleiglasdetektors, insbesondere aufgrund seiner großen Anzahl an auszulesenden Modulen, mußte ein effektives und schnelles Kalibrationsverfahren erarbeitet werden. Dies mußte es gestatten, in einem Minimum an Strahlzeit (insgesamt wurden etwa drei Monate benötigt) eine Kalibration mit einer Genauigkeit von besser als einem Prozent durchzuführen. In Kapitel 5 wurde das auf die Erfordernisse abgestimmte Analyseverfahren vorgestellt und die Qualität der gewonnenen Verstärkungsfaktoren anhand von Vergleichen mit einer alternativen Analysemethode und anhand von Energiespektren begutachtet. Es zeigte sich, daß bis auf etwa 0,1% aller Module die gesetzten Erwartungen erfüllt wurden.
Im Rahmen der Kalibrationsmessungen wurde überdies eine Reihe von Daten aufgezeichnet, die zur Beurteilung der Leistungsfähigkeit des Detektors dienen sollten.

In Kapitel 6 wurde gezeigt, daß die Anforderungen hinsichtlich des Energie- und Ortsauflösungsvermögens des Detektors erfüllt werden konnten. Desweiteren wurde anhand der Kalibrationsdaten die Linearitätsfunktion des Detektors analysiert. Hier wurde herausgestellt, daß für eine genauere Analyse der Daten im niederenergetischen Bereich eine weitere Untersuchung des Verhaltens der Linearitätsfunktion vonnöten ist. Es konnte gezeigt werden, daß das neu entwickelte Referenz- und Hochspannungssystem des Detektors äußerst zufriedenstellend funktioniert. Die sich noch im WA80-Experiment äußert störend bemerkbar machenden Schwankungen der Hochspannung treten in WA98 kaum noch auch. Außerdem gelingt es bei auftretenden Schwankungen, diese mittels des Referenzsystems sehr präzise zu korrigieren. Zur Teilchenidentifizierung werden bei der WA98-Analyse die Methoden verwendet, die sich bereits bei der Analyse früherer Bleiglasdetektor als sehr erfolgreich erwiesen haben [Ber92].
Kapitel 8 beschäftigt sich eingehend mit den bei der Analyse der Bleiglasdaten benutzten Methoden. Neben den bereits in ähnlicher Form früher angewandten Methoden zur Treffererkennung wurden die Verfahren zur Rekonstruktion neutraler $\pi^0$-Mesonen aus den Photonendaten und zur Berechnung der geometrischen Akzeptanz für Photonen und Pionen besprochen. Die insbesondere zur korrekten Bestimmung der Transversalimpulsspektren von Photonen und Pionen notwendigen Effizienzrechnungen wurden kurz umrissen. Zu diesem Zeitpunkt muß noch auf die im Rahmen der WA80-Analyse bestimmten Effizienzkorrekturfaktoren zurückgegriffen werden.
Die Analyse der physikalischen Daten konnte bisher nur mit einem Teil der aufgenommenen Statistik durchgeführt werden. In Kapitel 9 konnte dennoch gezeigt werden, daß bereits die Untersuchung dieses relativ kleinen Datensatzes vielversprechende erste Ergebnisse liefert. Die Analyse globaler Variablen wie der transversalen Energie konnte zeigen, daß in Blei-Blei-Kollisionen etwa gleiche Energiedichten wie in Schwefel-Gold-Kollisionen erreichbar sind, mit der Tendenz zu größeren Werten bei einer Beschränkung auf zentralere Daten. Zur Untersuchung der globalen Multiplizitätsabhängigkeiten konnte insbesondere die im SPMD gemessene Multiplizität geladener Teilchen als nützliche Vergleichsmarke herangezogen werden. Im Rahmen der Multiplizitätsanalysen von Photonentreffern im Bleiglas wurden die Breiten der $\gamma$-Multiplizitätsverteilungen in Abhängigkeit von der Multiplizität geladener Teilchen untersucht. Ein besonderes Interesse galt dabei der Suche nach Verteilungen bei sehr zentralen Ereignissen, die sich in ihrer Form deutlich von denjenigen bei peripheren Ereignissen unterschieden. Im Rahmen der hier untersuchten Statistik konnten hier bisher noch keine Auffälligkeiten festgestellt werden. Die Analysen der Rapiditätsspektren von Photonen wurden insbesondere durch eine nur ungenau bestimmte Photonenakzeptanz erschwert. Es konnte allerdings im

Vergleich mit verschiedenen Targets und den Ergebnissen von VENUS-Simulationen gezeigt werden, daß sich die gemessenen Verteilungen im vorgegebenen Rahmen bewegen. Einer der Hauptgesichtspunkte der Datenanalyse war die Untersuchung der Transversalimpulsverteilungen inklusiver Photonen. Besonders herauszustellen ist hier der gefundene Anstieg des inversen Steigungsparameters $T$ mit steigender Transversalenergie bei peripheren und semiperipheren Ereignissen und die annähernde Konstanz ab einer Transversalenergie von etwa 300 GeV. Außerdem stellte sich heraus, daß die Selektion von Ereignissen mit besonders hoher Photonenmultiplizität zu interessanten neuen Gesichtspunkten führen kann. So wurde gefunden, daß bei Ereignissen mit mehr als 80 Photonen im Bleiglasdetektor der $T$-Parameter einen merklichen Anstieg im Vergleich zu den zentralen Ereignissen erfährt. Schließlich wurden beschränkte mittlere Transversalimpulsverteilungen in Abhängigkeit von der Zentralität einer- und der Anzahl geladener Teilchen andererseits unter verschiedenen Gesichtspunkten ausgewertet. Man kann einen zunächst starken Anstieg der Größe mit wachsender Zentralität ausmachen, der mit zunehmendem $E_T$ abflacht. Ein erneuter Anstieg bei den höchsten Zentralitäten, der unter Umständen auf einen vollzogenen Phasenübergang erster Ordnung hindeuten würde, konnte bisher nicht nachgewiesen werden. Allerdings war hierzu auch die Statistik noch zu niedrig. Weiterhin stellte sich heraus, daß die Form der Spektren denen von Systemen mit einer unabhängigen Photonenemission entsprechen. Auch der beschränkte mittlere Transversalimpuls wurde für Ereignisse untersucht, die durch die Anzahl der Photonen selektiert wurden. Hier konnte gezeigt werden, daß die Größe bei Veränderung der Zentralität über einen $E_T$-Bereich von immerhin 200 GeV annähernd konstant bleibt. In Abschnitt 9.6 wurde schließlich der vorläufige Stand der Analysen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Blei-Blei-Kollisionen vorgestellt. Es konnte gezeigt werden, daß trotz der momentan noch sehr vorläufigen Analyse vielversprechende Ergebnisse zu erwarten sind.

Im Mittelpunkt einer weitergeführten Auswertung der Daten steht vor allem die Benutzung der kompletten Statistik. Bei der Benutzung aller vorhandenen Daten können die ersten Ergebnisse, die hier vorgestellt wurden, genauer charakterisiert und durch Reduktion des statistischen Fehlers in ihrer Aussagekraft verbessert werden. Vor allem im Bereich sehr zentraler Ereignisse und im Bereich von Ereignissen mit hoher Photonenmultiplizität sind hier interessante Ergebnisse zu erwarten.
Zudem sollte durch eine weitere Verbesserung der Analysemethoden (z.B. in Hinblick auf die Korrektur des zeitlichen Signalabfalls der ADCs oder in Hinblick auf eine genauer bestimmte Linearitäts- und Effizienzkorrektur) die Genauigkeit der Analysen weiter gesteigert werden können, was letztendlich zu einer exakteren

Bestimmung des $\gamma/\pi^0$-Verhältnis beitragen kann. Aber auch eine Analyse der Form der Photonenmultiplizitätsspektren bei den zentralsten Ereignissen könnte, in bezug auf die Suche nach einem disorientierten chiralen Kondensat, zu einem geeigneten Werkzeug werden. Um die zu erwartenden Signale besser abschätzen zu können, sind hierzu allerdings noch umfangreichere Modellrechnungen notwendig.

# A. Variablen der Schwerionenphysik

Zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen ist es sinnvoll, eine Reihe von Variablen zu definieren, die den Problemen angepaßt sind.

Ausgehend vom Viererimpulsvektor

$$\vec{p} = \left(\frac{E}{c}, p_x, p_y, p_z\right) \tag{A.1}$$

und der Definition, daß der Projektilstrahl sich in z-Richtung bewegen möge, kann man den Bewegungsvektor in eine Komponente senkrecht ($p_T$) und eine Komponente parallel zur Strahlrichtung ($p_\parallel$) aufteilen.

$$\begin{aligned} p_T &= p\sin\theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} && (A.2)\\ p_\parallel &= p\cos\theta = p_z && (A.3)\\ &\text{mit} \\ p &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2} \qquad \text{(Betrag des Impulses);} && (A.4)\\ \theta &: \text{ Polarwinkel bzgl. der Strahlachse.} \end{aligned}$$

Der Transversalimpuls $p_T$ hat den Vorteil, invariant gegenüber Lorentztransformationen in z-Richtung zu sein, $p_\parallel$ dagegen nicht.
Um für die Beschreibung der Bewegungskomponente in Strahlrichtung eine Größe zu haben, die ein einfaches Verhalten bei Lorentztransformationen zeigt, wird die „Rapidität“ eingeführt:

$$y = \frac{1}{2}\ln\frac{E + p_\parallel}{E - p_\parallel} \quad . \tag{A.5}$$

Diese Größe ist additiv bei Lorentztransformationen.
Experimentell ist diese Größe häufig nur schwer zugänglich, da zu ihrer Bestimmung die Masse des Teilchens und damit die Kenntnis über die Teilchenart notwendig ist. Für Energien, die groß gegen die Ruhemasse des Teilchens sind, läßt sich zeigen, daß die Rapidität in die sogenannte „Pseudorapidität“ $\eta$ übergeht:

$$\eta = -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right) \quad . \tag{A.6}$$

Da diese Näherung in den hier betrachteten Fällen zumeist gut erfüllt ist, kann ohne einen zu großen Fehler zu machen auf die Beschreibung mittels der Pseudorapidität zurückgegriffen werden. Im Spezialfall von Photonen, die ja eine Ruhemasse von Null haben, ist die Pseudorapidität sogar identisch mit der Rapidität.

Zur Beschreibung des globalen Verlaufes von Schwerionenreaktionen wird häufig die „Transversalenergie“ benutzt:

$$E_T = \sum_i^N E_i \sin\theta_i \tag{A.7}$$

mit

$N$ : Gesamtzahl der gemessenen Teilchen;

$E_i$ : Energie des Teilchens $i$;

$\theta_i$ : Polarwinkel des Teilchens $i$.

Diese Größe wird zumeist mit Kalorimetern bestimmt (eine konkreter an einen Detektor angepaßte Berechnung ist in Gleichung 3.1 gezeigt), die einen großen Raumwinkel abdecken, und die in der Lage sind, sowohl die Energie von elektromagnetischen als auch von hadronischen Teilchen zu bestimmen. Allgemein ist eine hohe Transversalenergie ein Zeichen für Reaktion, an der viele Reaktionspartner beteiligt waren, was zu einer hohen Energie innerhalb der Reaktionszone geführt hat. Dies entspricht einem kleinen Stoßparameter, also einer zentralen Reaktion.

# Literaturverzeichnis


[Agg96] M. M. Aggarwal et al., Nucl. Instr. and Meth. **A372** (1996) 143.

[Agu94] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Rev. **D50** (1994) 1173.

[Alb88] R. Albrecht et al., Phys. Lett. **B201** (1989) 390.

[Alb91] R. Albrecht et al., Phys. Rev. **C44** (1991) 2736.

[Alb95] R. Albrecht et al., *Limits on the Production of Direct Photons in 200 AGeV* $^{32}$*S+Au Collisions*, akzeptiert von Phys. Rev. Letters, (1989).

[Awe89] T. C. Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479.

[Awe96] T. C. Awes, private Mitteilung, (1996).

[Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189.

[Bar90] J. Bartke et al., Zeitschrift für Physik. **C48** (1990) 191.

[Bar92] C. Barlag, *GEANT-Simulationen der Bleiglasdetektoren und des Vetos für geladene Teilchen im WA80-Experiment*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1992).

[Ben87] H. U. Bengtsson et al., Comp. Phys. Commun. **46** (1987) 43.

[Ber90] F. Berger, *Multiplizitäts- und Pseudorapiditätsverteilungen geladener Teilchen in ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1990).

[Ber92] F. Berger et al., Nucl. Instr. and Meth. **A321** (1992) 152.

[Bjø83] J. D. Bjørken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.

[Bla87] J. P. Blaizot und J. Y. Ollitrault, Phys. Lett. **B191** (1987) 21.

[Blu96] C. Blume, private Mitteilung, (1996).

[Boh96] E.-M. Bohne, *Einsatz eines Bleiglasdetektors zur Untersuchung der Produktion neutraler Pionen in ultrarelativistischen bleiinduzierten Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1996).

[Bor96] C. Bormann et al., *Produktion seltsamer Hadronen in zentralen Pb-Pb-Kollisionen bei 158 GeV/Nukleon*, Tagungsbeitrag bei der Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Stuttgart, (1996).

[Bro91] G. E. Brown et al., Phys. Rev. **C43** (1991) 1881.

[Buc96a] D. Bucher, private Mitteilung, (1996).

[Buc96b] D. Bucher, private Mitteilung, (1996).

[Cha88] G. Charpak et al., Nucl. Instr. and Meth. **A269** (1988) 142.

[Cla92] A. Claussen, *Kalibration eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters und sein Einsatz bei der Teilchenidentifizierung*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1992).

[Cle93] G. Clewing, *Untersuchungen zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200 AGeV*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1993).

[Cra92] H. J. Crawford et al., Phys. Rev. **D45** (1992) 857.

[Dou95] Y. Doubovik, *Signal decay correction*, interner Bericht, Kurchatov-Institut, Moskau, (1995).

[Dra89] L. Dragon, *Produktion neutraler Pionen und direkter Photonen in ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1989).

[Fok94] S. Fokin, private Mitteilung, (1994).

[Gal87] C. Gale und J. Kapusta, Phys. Rev. **C35** (1987) 2107.

[GEA93] Application Software Group, *GEANT Detector Description and Simulation Tool*, CERN Program Library Long Writeup W5013, CERN, Genf, (1993).

[Gei93] K. Geiger und J. Kapusta, Phys. Rev. Letters **70** (1993) 1920.

[Gor87] M. I. Gorenstein, O. P. Pavlenko und G. M. Zinovjev, Phys. Lett. **B188** (1987) 283.

[Gre87] C. Greiner et al., Phys. Rev. Letters **58** (1987) 1109.

[Gre91] C. Greiner und H. Stöcker, Phys. Rev. **D44** (1991) 3517.

[Gro81] D. Gross et al., Rev. Mod Phys. **53** (1981) 43.

[Har96] J. W. Harris und B. Müller, *The Search for the Quark-Gluon Plasma*, CERN-Preprint HEP-PH/9602235, CERN, Genf, (1996).

[Höl93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1993).

[Höl95] G. Hölker, *Extraction of the $\pi^0$ Peak Content*, interner Bericht, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1995).

[Hov85] L. van Hove, Nucl. Phys. **A477** (1985) 443c.

[Iży91] M. Iżycki et al., Nucl. Instr. and Meth. **A310** (1991) 98.

[Kam93] K.-H. Kampert, *Hochenergetische Schwerionenreaktionen – Studium heißer dichter Kernmaterie –*, Habilitation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1993).

[Kam94] K.-H. Kampert et al., Nucl. Instr. and Meth. **A349** (1994) 81.

[Kap91] J. Kapusta et al., Phys. Rev. **D44** (1991) 2774.

[Kap92] J. Kapusta et al., Phys. Lett. **B283** (1992) 145.

[Kap93] J. Kapusta et al., Phys. Rev. **D47** (1993) 4171.

[Kar95] F. Karsch et al., Zeitschrift für Physik. **C60** (1995) 519.

[Kee95] S. Kees, *Untersuchung des nichtlinearen Anteils der Antwortfunktion eines Bleiglasdetektors durch eine Computersimulation*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1995).

[Kle84] K. Kleinknecht, *Detektoren für Teilchenstrahlung*, Teubner-Verlag, Stuttgart, (1984).

[Ko89] C. M. Ko und L. H. Xia, Nucl. Phys. **A498** (1989) 561c.

[Krz94] A. Krzywicki, *Disoriented Chiral Condensates*, CERN-Preprint HEP-PH/9405244, CERN, Genf, (1996).

[Lat80] C. M. G. Lattes et al., Phys. Rep. **65** (1990) 151.

[LeC80] LeCroy Research Systems Corp., *Model 2280 High-Density ADC Data Acquisition System Processor*, technisches Handbuch, Spring Valley, (1980).

[Lee94] Y. Y. Lee, *Trigger System for WA98*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, (1994).

[Leo87] W. R. Leo, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, (1987).

[Liu84] H. Liu und G. L. Shaw, Phys. Rev. **D44** (1984) 1137.

[Loh83] E. Lohrmann, *Einführung in die Elementarteilchenphysik*, Teubner-Verlag, Stuttgart, (1983).

[Mat91] R. Matiello et al., Nucl. Phys. **B24** (1991) 221.

[McL85] L. D. McLerran und T. Toimela, Phys. Rev. **D31** (1985) 545.

[Mor96] D. Morrison, private Mitteilung, (1996).

[Mou85] T. Mouthuy et al., *Analysis fo GAMS 4000*, interner Bericht der NA12-Kollaboration, CERN-Preprint CERN/EP/NA12/AP/jr, CERN, Genf, (1985).

[Nag93] S. Nagamiya et al., Proceedings zur Quark-Matter-Konferenz 1993, Nucl. Phys. **A** (1993).

[Net91] P. Nettebrock, *Konstruktion und Test einer Vieldrahtproportionalkammer*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1991).

[Neu89] M. Neubert, Zeitschrift für Physik. **C42** (1989) 231.

[Neu95] S. Neumaier et al., Nucl. Instr. and Meth. **A360** (1995) 593.

[Pan92] Y. Pang et al., Phys. Rev. Letters **18** (1992) 2743.

[Pei95] T. Peitzmann et al., eingereicht bei Nucl. Instr. and Meth. **A** (1995).

[Pei96] T. Peitzmann, private Mitteilung, (1996).

[Pow96] B. Powell et al., *Forward Neutral-Hadron Calorimeter Counters for European Hybrid Spectrometer*, UDC 539.1.074, CERN, (1996).

[Pur90] M. Purschke, *Transversalimpulsverteilungen von Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1990).

[Pur96] M. Purschke, private Mitteilung, (1996).

[Rey95] K. Reygers, *Aufbau eines Streamer-Tube Detektors mit Pad-Auslese durch einen integrierten Schaltkreis*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1995).

[Rot91] B. Roters, *Untersuchung von Ortsrekonstruktionsmethoden und Teilchenidentifizierung bei einem segmentierten Kalorimeter*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1991).

[Ruu91] P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **B525** (1991) 255c.

[Ruu92] P. V. Ruuskanen, Nucl. Phys. **B544** (1992) 169c.

[Sch91] J. Schukraft, in *Quark Gluon Plasma Signatures*, Edition Frontiers (1991) 127.

[Sch93] M. Schnittker, *Entwicklung eines modularen Bleiglaskalorimeters und seiner Kalibrationsmethode*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1993).

[Sch94] G. Schepers, *Entwicklung und Erprobung eines LED-gestützten Monitorsystems für ein modulares Bleiglasspektrometer*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1994).

[Sha94] W. Shakespeare, *King Henry the Fifth*, entnommen aus *Complete Works of William Shakespeare*, HarperCollins *Publisher*, Glasgow(1994).

[Shl94] H. Schlagheck, *Konstruktion und Kalibration eines Bleiglaskalorimeters für ultrarelativistische Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Inst. für Kernphysik, Universität Münster, (1994).

[Sor89] H. Sorge et al., Nucl. Phys. **A498** (1989) 567c.

[Sor90] H. Sorge et al., Phys. Lett. **B243** (1990) 7.

[Sta92] J. Stachel und G. R. Young, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **42** (1992) 537.

[Sta96] P. Stankus, private Mitteilung, (1996).

[Ste94] P. Steinhaeuser, *Der Siliziumdriftdetektor im WA93-Experiment*, Dissertation, Fachbereich Physik, Universität Frankfurt am Main, (1994).

[Ste96] P. Steinberg, private Mitteilung, (1996).

[Stü96a] D. Stüken, private Mitteilung, (1996).

[Stü96b] D. Stüken, private Mitteilung, (1996).

[Stü96c] D. Stüken, private Mitteilung, (1996).

[Vod93a] A. S. Vodopianov, *ZDC Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, (1993).

[Vod93b] A. S. Vodopianov, *TOF Status Report*, interner Bericht, GSI, Darmstadt, (1993).

[Vod95] A. S. Vodopianov et al., JINR Rapid Communications 2[70]-95, Dubna, (1995).

[Wer90] K. Werner, *Comparision of String Models for Heavy Ion Collisions*, CERN-TH-5701/90, CERN, Genf, (1990).

[WA93] WA93-Kollaboration, GSI-Scientific Report 1992, I-93, S. 386, (1993).

[WA98] WA98-Kollaboration, *Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer*, CERN/SPSLC 91-17, SPSLC/P260, CERN, Genf, (1991).

[Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World-Scientific, Singapur, (1994).

[You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503.

[You94] G. R. Young et al., *Monolithic Circuits for Lead-Glass Calorimetry*, Konferenzbeitrag zur „Electronics for Future Colliders Conference“, Montvale, (1994).

[You96] G. R. Young, private Mitteilung, (1996).

# Danksagung

Zum Schluß möchte ich mich bei allen bedanken, die mich auf dem Weg meiner Promotion begleitet haben und die hilfreich an der Entstehung dieser Arbeit beteiligt waren.

- Herrn Professor Dr. R. Santo danke ich für die Ermöglichung der Arbeit im Institut für Kernphysik und innerhalb der WA98-Kollaboration.
- Herrn Dr. T. Peitzmann sage ich Dank für die vielen hilfreichen Anregungen und das stets offene Ohr bei der Diskussion und Klärung der vielen Fragen im Laufe der Arbeit.
- Herrn Prof. Dr. K.-H. Kampert möchte ich an dieser Stelle nochmals für die Betreuung der Arbeiten mit dem BGO-Detektor danken, die während meiner Promotionszeit durch die Veröffentlichung des BGO-Papers [Kam94] ihren glorreichen Abschluß fanden.
- Bei Herrn Dipl.-Phys. E.-M. Bohne bedanke ich mich herzlich für die inzwischen über fünfjährige hervorragende Zusammenarbeit, zunächst bei der Arbeit am guten alten BGO-Detektor und dann bei der Entwicklung, beim Aufbau und Betrieb des LEDA-Detektors und schließlich bei der Analyse der Daten.
- Den Herren Dipl.-Phys. C. Barlag, Dipl.-Phys. C. Blume, Dipl.-Phys. D. Bucher, H. Büsching, Dipl.-Phys. H. Feldmann, Dipl.-Phys. S. Kees, Dipl.-Phys. G. Schepers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck und Dr. K. Steffens für die vielfältige Hilfe beim Aufbau des Bleiglasdetektors, bei der Kalibration des Detektors und der Analyse der Schwerionendaten.
- Herrn N. Heine und W. Verhoeven danke ich besonders für die unverzichtbaren Dienste bei der Entwicklung und beim Aufbau der verschiedenen Detektorsysteme. Herrn N. Heine bin ich überdies für die Erstellung einer Reihe von Graphiken dieser Arbeit dankbar.
- Den Mitgliedern der mechanischen und Elektrowerkstatt des Institutes für Kernphysik danke ich für die Fertigung der vielen Teile, aus denen der LEDA-Detektor zusammengesetzt wurde.

- Bei Dipl.-Phys. D. Bock, Dipl.-Phys. U. Denningmann, Dr. S. Garpman, Dr. X. He, Dipl.-Phys. J. Meintgens, Dr. F. E. Obenshain, Dr. F. Plasil, Dipl.-Phys. K. Reygers, Dipl.-Phys. A. Röhring und Dr. G. R. Young bedanke ich mich für die Unterstützung bei den diversen Strahlzeiten am CERN in Genf.

- All den guten Geistern in Genf, die nicht nur bei den Strahlzeiten unschätzbare Dienste geleistet haben, sei ebenfalls Dank gesagt: Dr. T. C. Awes, Dipl.-Phys. B. Dockhorn-Neumaier, Prof. Dr. H. H. Gutbrod, Dr. B. W. Kolb, Dipl.-Phys. I. Langbein, Dr. S. Neumaier, Dr. M. L. Purschke, A. Przybyla, Dr. P. Stankus und C. Urra.

- Weiterhin danke ich allen übrigen Mitgliedern der Bleiglascrew, die an Entwicklung und Aufbau von LEDA beteiligt waren: V. Antonenko, R. Cherbatchev, Y. Doubovik, Dr. S. Fokin, Dr. M. Ippolitov, Dr. K. Karadjev, Dr. A. Lebedev, Dr. V. Manko, G. Mgebrichvili, A. Nianine, Dr. S. Nikolaev, I. Sibariak, A. Tsvetkov und A. Vinogradov

- Auch allen anderen (ehemaligen) Mitgliedern der münsteraner Arbeitsgruppe möchte ich, neben den bereits erwähnten, für das gute Arbeitsklima danken: S. Bathe, Dr. F. Berger, Dr. G. Clewing, Dr. H. Dombrowski, Dr. R. Glasow, Dr. G. Hölker, Dipl.-Phys. A. Khoukaz, S. Köhler, Dipl.-Phys. T. Lister, Dipl.-Phys. J. Mantaj, Dipl.-Phys. R. Ottenhues, C. Quentmeier, Dipl.-Phys. M. Schnittker, S. Sewerin und Dipl.-Phys. D. Stüken.

- Frau M. Latt, U. Mayer und A. Wagstaff danke ich für geduldige Hilfe bei den täglich anfallenden Dingen im Institut für Kernphysik.

- Frau U. van Jüchems und Herrn Dipl.-Phys. D. Bock danke ich für die freundliche Unterstützung bei der Durchsicht dieser Arbeit. Außerdem sei Herrn Dipl.-Phys. J. Langheinrich nochmals für seine Hilfen bei der Umschiffung aller LaTeX-Klippen ein ganz besonderer Dank ausgesprochen.

- Ein ganz besonderes Dankeschön gilt meiner Frau Elke Claussen, die mir während meines Werdeganges stets zur Seite stand, und meinen Eltern Hildegard und Sönke Claussen, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben.

- Und schließlich möchte ich allen übrigen Mitgliedern der WA98-Kollaboration meinen Dank für die gute Zusammenarbeit aussprechen.

# WA98-Kollaboration

M. M. Aggarwal[13], A. Agnihotri[14], A. L. S. Angelis[1], V. Antonenko[15], V. Arefiev[6], V. Astakhov[6], V. Avdeitchikov[6], T. C. Awes[12], S. K. Badyal[5], A. Baldine[6], L. Barabach[6], B. Batiounia[6], C. Barlag[10], S. Bathe[10], T. Bernier[16], C. Blume[10], V. S. Bhatia[13], K. B. Bhalla[14], D. Bock[10], R. Bock[2], E.-M. Bohne[10], D. Bucher[10], H. Büsching[10], A. Buijs[19], E.-J. Buis[19], L. Carlen[8], V. Chalyshev[6], S. Chattapadhyay[20], K. E. Chenawi[8], R. Cherbatchev[15], T. Chujo[18], A. Claussen[10], A. C. Das[20], Devanand[5], M. P. Decowski[19], P. Donni[1], V. Djordjadze[6], I. Doubovik[15], N. v. Eindhoven[19], S. Eliseev[11], K. Enosawa[18], P. Foka[1], V. Frolov[6], H. Feldmann[10], S. Fokin[15], M. S. Ganti[20], S. Garpman[8], O. Gavrishchuk[6], B. Guskov[6], F.J.M. Geurts[19], T.K. Ghosh[20], R. Glasow[10], H. H. Gutbrod[16], H. Å. Gustafsson[8], W. H. v. Heeringen[19], R. Higuchi[18], I. Hrivnacova[11], M. Ippolitov[15], H. Kalechofsky[1], R. Kamermans[19], K.-H. Kampert[10], K. Karadjev[15], S. Kato[18], K. Karpio[3], S. Kees[10], H. Kim[12], B. W. Kolb[2], I. Kosarev[6], I. Koutcheryaev[15], P. Kulinich[9], A. Kugler[11], V. Kumar[14], M. Kurata[18], K. Kurita[18], N. Kuzmin[6], I. Langbein[2], A. Lebedev[15], Y. Y. Lee[2], H. Löhner[7], D. P. Mahapatra[4], J. Maharana[4], M. D. D. Majumdar[20], V. Manko[15], M. Martin[1], A. Maximov[6], R. Mehdiyev[6], Y. Miake[18], D. Mikhalev[6], G. C. Mishra[4], I. S. Mittra[13], Y. Miyamoto[18], G. Mgebrichvili[15], S. Mookerjee[14], D. Morrison[17], V. Myalkovski[6], D. S. Mukhopadhyay[20], H. Naef[1], G. K. Nandi[4], S. K. Nayak[4], T. K. Nayak[2], S. Neumaier[2], A. Nianine[15], G. J. v. Nieuwenhuizen[9], V. Nikitine[6], S. Nikolaev[15], P. Nomokov[6], S. Nishimura[18], J. Nystrand[8], F. E. Obenshain[17], A. Oskarsson[8], I. Otterlund[8], M. Pachr[11], A. Parfenov[6], S. Pavliouk[6], S. C. Phatak[4], M. L. Purschke[2], T. Peitzmann[10], V. Petracek[11], F. Plasil[12], J. Rak[11], V. S. Ramamurthy[4], N. K. Rao[5], S. Raniwala[14], B. Raven[19], G. Roland[9], K. Reygers[10], F. Retiere[16], L. Rosselet[1], I. Roufanov[6], J. Rubio[1], S. S. Sambyal[5], R. Santo[10], S. Sato[18], P. Saxena[13], H.-R. Schmidt[2], H. Schlagheck[10], K. Singh[13], N. Solomey[1], P. Steinhaeuser[2], G. Shabratova[6], I. Sibariak[15], T. Siemiarczuk[3], B. C. Sinha[20], N. Slavine[6], K. Söderström[8], S. P. Sørensen[17], G. Stefanek[3], P. Steinberg[9], E. Stenlund[8], D. Stüken[10], P. Stankus[12], M. Sumbera[11], T. Svensson[8], M. D. Trivedi[20], A. Tsvetkov[15], C. Twenhöfel[19], L. Tykarski[3], J. Urbahn[2], A. Vinogradov[15], Y. P. Viyogi[20], A. Vodopianov[6], M. A. Vos[11], B. Wyslouch[9], K. Yagi[18], Y. Yokota[18] und G. R. Young[12]

[1])Universität Genf, CH-1211 Genf 4, Schweiz
[2])Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI), D-64220 Darmstadt, BRD
[3])Institute for Nuclear Studies, PL-00681 Warschau, Polen
[4])Institute of Physics (IOP), Bhubaneswar 751005, Indien
[5])Universität Jammu, Jammu 180001, Indien
[6])Joint Institute for Nuclear Research (JINR), 141980 Dubna, Rußland
[7])KVI, Universität Groningen, NL-9747 AA Groningen, Niederlande
[8])Universität Lund, S-223 62 Lund, Schweden
[9])Massachusetts Institute of Technology (MIT), Cambridge MA 02139, USA
[10])Universität Münster, D-48149 Münster, BRD
[11])Nuclear Physics Institute of ASCR, CZ-25068 Řež, Tschechien
[12])Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, Tennessee 37831-6372, USA
[13])Universität Panjab, Chandigarh 160014, Indien
[14])Universität Rajasthan, Jaipur 302004, Rajasthan, Indien
[15])Kurchatov Institut, RU-123182 Moskau, Rußland
[16]) SUBATECH, Nantes, Frankreich
[17])Universität von Tennessee, Knoxville, Tennessee 37996, USA
[18])Universität Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan
[19])Universität Utrecht, NL-3508 TA Utrecht, Niederlande
[29])VECC, Calcutta 700 064, Indien

Lebenslauf und Bildungsgang:

| | | |
|---|---|---|
| Name: | Arne Claussen | |
| geboren: | in Löningen, Kreis Cloppenburg | am 01.03.1967 |
| Familienstand: | verheiratet mit | |
| | Frau Dipl.-Bibl. Elke Claussen | geb. 03.07.1963 |
| Eltern: | Hildegard Claussen geb. Kunze | geb. 23.04.1929 |
| | Sönke Claussen | geb. 02.04.1930 |
| Schulbildung: | Grundschule Löningen | 1973 - 1977 |
| | Orientierungsstufe Löningen | 1977 - 1979 |
| | Kopernikus-Gynasium in Löningen | 1979 - 1986 |
| Hochschulreife: | | am 09.06.1986 |
| Studium: | Universität Münster, Physik | 01.10.1986 - 17.06.1992 |
| Prüfungen: | Vordiplom | am 04.10.1988 |
| | Diplom | am 17.06.1992 |
| Tätigkeiten: | studentische Hilfskraft | 01.10.1991 - 31.12.1991 |
| | wissenschaftl. Hilfskraft | 01.07.1992 - 30.06.1993 |
| | wissenschaftl. Mitarbeiter | seit 01.07.1993 |
| Beginn der Dissertation: | Institut für Kernphysik bei Prof.Dr. R. Santo | 01.07.1992 |