

Experimentelle Physik

Produktion niederenergetischer Photonen in Experimenten der Hochenergiephysik

Diplomarbeit

vorgelegt von
Thomas Krümpel

Westfälische Wilhelms-Universität
Münster
Institut für Kernphysik

Juni 1998

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
1.1	Grundlagen zur Quantenchromodynamik	3
1.2	Das Quark-Gluon-Plasma	5
1.2.1	Signale eines Quark-Gluon-Plasmas	8
2	Messung von Photonen in Hadron-Hadron Reaktionen	12
2.1	Experimente ohne Überschuß an Photonen	12
2.2	Experimente mit Überschuß an Photonen	15
2.3	Das WA93-Experiment	17
2.3.1	Das inklusive Photonenspektrum im WA93-Experiment	22
3	Die hadronische Bremsstrahlung	26
3.1	Bremsstrahlung	26
3.1.1	Klassische Berechnung im Grenzfall niedriger Frequenzen .	26
3.1.2	Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt	30
4	Simulationen ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen	33
4.1	Das Stringmodell	33
4.1.1	Der Eventgenerator VENUS	35
4.1.2	Der Eventgenerator FRITIOF	36
5	Ergebnisse der Simulation des WA93-Experimentes	38
5.1	Anteil der hadronischen Bremsstrahlung am inklusive Photonenspektrum	38
5.2	Herkunft der Photonen im Venusspektrum	40
5.3	GEANT-Simulationen	48
5.3.1	Der Simulationsvorgang	48
5.4	Integration des BGO-Kalorimeters in die WA93-Simulation	49
5.5	Analyse der GEANT-Simulation	52
5.5.1	Bestimmung von lokalen Maxima	54
5.5.2	Entflechtung von Clustern mit mehreren Maxima	55
5.5.3	Klassifizierung der Hits	56

5.5.4	Die Dispersionsmethode	56
5.5.5	Die Forward/Total-Methode	59
5.5.6	Zuordnung von Teilchen aus der Simulation zu lokalen Ma- xima	60
5.6	Das simulierte Photonenspektrum	62
5.6.1	Spektrum der GEANT-Teilchen	63
5.6.2	Anwendung der Clusteranalyse auf die Simulationsdaten .	69
6	Zusammenfassung	75
A		77
A.1	Variablen der Schwerionenphysik	77

1 Einleitung

1.1 Grundlagen zur Quantenchromodynamik

Die Welt der Elementarteilchen lässt sich heute durch das Standardmodell recht gut erklären. Nach diesem Modell besteht die Materie aus zwei Arten von Teilchen. Hierbei handelt es sich zum einen um die sogenannten Fermionen, das sind Teilchen mit einem halbzahligen Spin ($\frac{1}{2}\hbar, \frac{3}{2}\hbar, \dots$), zum anderen sind es die Bosonen, Teilchen mit einem ganzzahligen Spin ($\hbar, 2\hbar, \dots$). Die Fermionen unterliegen dem Pauli-Verbot. Es besagt, daß zwei dieser Teilchen nie in allen ihren Quantenzahlen übereinstimmen dürfen. In einem Zustand großer Dichte besitzen sie eine Mindestenergie, die sogenannte Fermi-Energie. Diese Grundbausteine der Materie kann man in zwei Gruppen einteilen, die Leptonen und die Quarks (s.a. Tabelle (1.1)).

Gruppe	Teilchen	Name	Ladung	Masse(MeV c^{-2})
Leptonen	e^{-}	Elektron	-1	0,511
	ν_e	Elektron-Neutrino	0	$< 4,6 \cdot 10^{-6}$
	μ^{-}	Myon	-1	105,658
	ν_μ	Myon-Neutrino	0	$< 0,17$
	τ^{-}	Tau	-1	$1777,2 \pm 3,2$
	ν_τ	Tau-Neutrino	0	< 24
Quarks	u	Up	$+\frac{2}{3}$	2-8
	d	Down	$-\frac{1}{3}$	5-15
	c	Charm	$+\frac{2}{3}$	$(1 - 1,6) \cdot 10^3$
	s	Strange	$-\frac{1}{3}$	100-300
	t	Top	$+\frac{2}{3}$	$(180 \pm 12) \cdot 10^3$
	b	Bottom	$-\frac{1}{3}$	$(4,1 - 4,5) \cdot 10^3$

Tabelle 1.1: Standardmodell der Elementarteilchen [Par96]. Die Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben.

Die Leptonen und die Quarks unterscheiden sich in der Art der Wechselwir-

kungen, denen sie unterliegen. Träger dieser Wechselwirkung sind die Bosonen. Die Kräfte, die sie vermitteln, sind die Gravitation, die auf alle Teilchen wirkt, die schwache Kraft, die die Fermionen beeinflusst, die elektromagnetische Kraft, der alle geladenen Teilchen unterliegen und die starke Kraft, die auf die Quarks und Gluonen wirkt. Die Überträger dieser Kraft sind in Tabelle (1.2) aufgeführt.

Wechselwirkung	Boson	Ladung	Ruhemasse (GeVc ⁻²)	Reichweite (cm)	rel. Stärke
starke	8 Gluonen	0	0	10 ⁻¹³	1
elektromagnetische	γ	0	0	∞	10 ⁻²
schwache	W^+	+1	80,33±0,15	< 10 ⁻¹⁶	10 ⁻¹³
	W^-	-1	80,33±0,15		
	Z^0	0	91,187 ±0,007		
Gravitation	Graviton	0	0	∞	10 ⁻³⁹

Tabelle 1.2: Eichbosonen. Die Ladung ist in Einheiten der Elementarladung angegeben [Par96].

Die Quarks haben die Eigenschaft, daß sie niemals einzeln auftreten, sondern stets in gebundenen Zuständen. Diese Beobachtung wird auch als „Confinement“¹ bezeichnet. Den Quarks innerhalb dieser Zustände wird eine sogenannte Farbladung zugeordnet (rot,blau,grün), wobei sie entweder ein aus drei verschiedenfarbigen Quarks bestehendes Baryon, oder durch die Kombination Quark-Antiquark ein Meson bilden. Hierbei herrscht Farbsymmetrie, d.h. die Stärke der Kraft ist unabhängig von der Farbe der Quarks. Nach außen hin erscheinen diese als Hadronen bezeichneten Teilchen farbneutral. Eine Eigenart der starken Wechselwirkung ist auch, daß ihre Vermittler, die Gluonen, im Gegensatz etwa zu den Photonen bei der elektromagnetischen Kraft, selber eine Farbladung tragen. Insgesamt gibt es acht verschiedene Gluonen. Die formale Eichtheorie, die die starke Wechselwirkung beschreibt, ist die Quantenchromodynamik (QCD).

Die konkrete Form des Potentials der starken Wechselwirkung zwischen den Quarks lautet:

$$V = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + kr \quad . \quad (1.1)$$

Für beide Terme der Formel gibt es direkte experimentelle Hinweise [Per91]. Die Größe α_s in (1.1) ist keine echte Konstante, sondern sie hängt vom Impulsübertrag q ab:

$$\alpha_s(q) = \frac{1}{B \ln(\frac{q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad . \quad (1.2)$$

¹Im Deutschen spricht man auch von Quarkeinschluß.

Der Faktor B in Formel (1.2) hängt von der Anzahl der verschiedenen Quarksorten ab, Λ_{QCD} ist der Skalenfaktor der QCD und beträgt ungefähr 100 MeV. Für kleine Abstände nimmt das Potential in (1.1), in Analogie zum Elektromagnetismus, die Form einer coulombartigen Wechselwirkung an. Für große Abstände sorgt der lineare Term dafür, daß das Potential immer weiter ansteigt, d.h. die Kraft zwischen zwei Quarks immer größer wird. Bei dem Versuch, zwei Quarks voneinander zu trennen, wird die aufgebrachte Energie dazu verwendet, ein Quark-Antiquark-Paar zu bilden, welches dann wiederum mit den sich voneinander entfernenden Quarks neue Teilchen bildet. Dieser Effekt ist eine Konsequenz des bereits beschriebenen „Confinements“. Aus den Gleichungen (1.1) und (1.2) folgt aber auch, daß das Potential bei kleinen Abständen und großen Impulsüberträgen verschwindet. Als Konsequenz folgt, daß sich die Quarks frei bewegen könnten². Bringt man eine große Anzahl von Quarks bei hohen Energien auf kleinstem Raum zusammen, könnten die Hadronen, die sie bilden, aufbrechen und es würde sich ein Phasenübergang von normaler Kernmaterie zum sogenannten „Quark-Gluon-Plasma“ (QGP) vollziehen³.

1.2 Das Quark-Gluon-Plasma

Die Dichte der normalen Kernmaterie beträgt $0,16 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Auch die Dichte der Nukleonen ist mit $\sim 0,45 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ noch zu gering, um den oben erwähnten Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma zu vollziehen. Modellrechnungen zeigen, daß erst bei Energiedichten von $2\text{-}3 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ ein solcher Übergang theoretisch möglich ist. In diesem Fall überlappen sich die Nukleonen so stark, daß das „Confinement“ aufgehoben wird. Dieses könnte z.B. in Neutronensternen der Fall sein. Auch in der heißen Phase nach dem Urknall könnte für einen kurzen Zeitraum dieser Zustand vorgeherrscht haben. Die uns bekannte Materie wäre dann durch einen Phasenübergang vom QGP zur hadronischen Materie entstanden. In Abbildung (1.1) ist das Phasendiagramm stark wechselwirkender Materie dargestellt. Diese beiden Möglichkeiten scheiden zur Untersuchung eines Quark-Gluon-Plasmas aus.

In den letzten Jahren sind Beschleuniger in Betrieb genommen worden, bei denen Projektile bis in den TeV-Bereich beschleunigt werden können. Die dabei erreichbaren Energiedichten könnten ausreichen, den erwähnten Phasenübergang zu erzeugen.

Um den Verlauf einer solchen hochenergetischen Schwerionen-Reaktion zu beschreiben, wurde unter anderem das relativ einfache „Feuerballmodell“ entwickelt. Hierbei wird zwischen den Target- bzw. Projektilnukleonen unterschieden. Da die Compton-Wellenlänge der beteiligten Kerne klein gegenüber der

²Man bezeichnet dieses auch als „asymptotische Freiheit“.

³Das Aufbrechen der Quarkverbände wird auch als „Deconfinement“ bezeichnet.

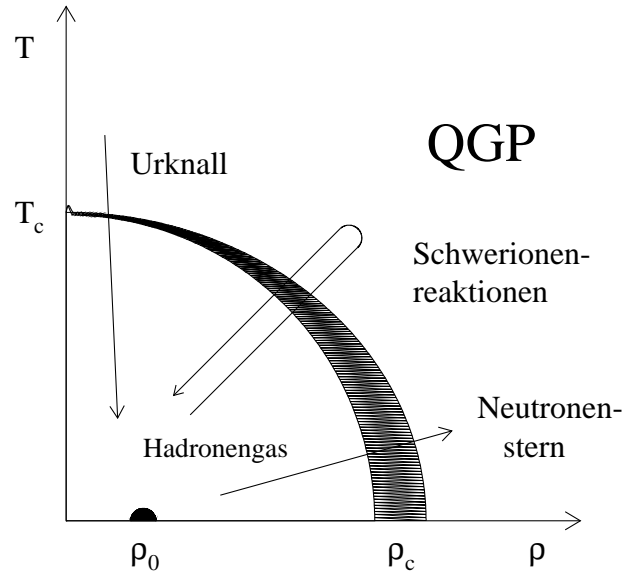


Abbildung 1.1: Phasendiagramm für stark wechselwirkende Materie. Mit ρ_o ist die Dichte der normalen Kernmaterie bezeichnet. T_c und p_c geben die kritische Temperatur bzw. Dichte für einen Phasenübergang erster Ordnung an. Das Hadronengas und das Quark-Gluon-Plasma werden durch ein Gebiet mit gemischter Phase getrennt. Zusätzlich ist noch die Entwicklung des frühen Universums, eines Neutronensterns und der Verlauf einer Schwerionenreaktion gezeigt.

Reichweite der starken Wechselwirkung ist, liefern schon geometrische Modelle eine gute Beschreibung des Reaktionsverlaufs. Treffen die beiden Kerne aufeinander, entsteht je nach Zentralität des Stoßes eine geometrische Überlappzone, die mit der Bezeichnung „Feuerball“ dem Modell seinen Namen gab. Nukleonen, die innerhalb dieser Zone liegen bezeichnet man als „Participants“ die anderen als „Spectators“⁴. In Abbildung (1.2) ist dieses noch einmal grafisch gezeigt. In der durch Nukleonenstöße aufgeheizten Zone werden die sekundären Teilchen erzeugt. Innerhalb der sogenannten Formationszeit τ_0 , die in etwa 1 fm/c beträgt, materialisieren die Teilchen aus und können die Reaktionszone verlassen oder mit anderen Teilchen in dieser Zone wechselwirken.

In Abbildung (1.3) ist der raum-zeitliche Verlauf einer solchen Reaktion dargestellt. Nach der Kollision der Kerne liegt zuerst eine Vergleichgewichtsphase vor, d.h., daß die Zeit noch nicht ausgereicht hat, um ein thermisches Gleichgewicht zu bilden. Sobald durch Stoßprozesse genügend kinetische Energie des

⁴Im Deutschen könnte man sie als „Teilnehmer“ bzw. „Zuschauer“ bezeichnen.

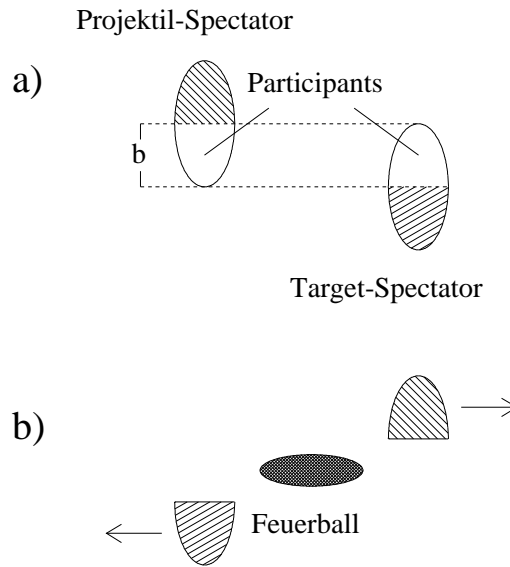


Abbildung 1.2: Schematische Darstellung einer Schwerionenreaktion (Feuerballmodell). a) zeigt die Situation vor und b) nach der Reaktion.

Projektils, bei ausreichend hoher Dichte, in thermische Energie umgeformt wurde, kann der Übergang zum Quark-Gluon-Plasma stattfinden. Bei zunehmender Ausdehnung des Systems wird sich der Feuerball abkühlen und über die gemischte Phase zum Hadrongas übergehen. Ab einer bestimmten Schwelle findet keine Wechselwirkung zwischen den Teilchen mehr statt, das Ausfrieren beginnt.

Ob in einer solchen Reaktion ein Phasenübergang in ein Quark-Gluonen-Plasma stattfindet, hängt davon ab, ob genug kinetische Energie der Projektil-Nukleonen in thermische Energie umgewandelt wird. Auch für diese Umwandlung gibt es verschiedene Modelle. Das Landau-Bild geht davon aus, daß die Kerne durch die Kollision vollständig gestoppt werden. In diesem Bild sollte sich eine Rapiditätsverteilung (A.4) ergeben, bei der je nach Zentralität des Stoßes mehr oder weniger Spectator-Nukleonen im Target- bzw. Projektil-Rapiditätsbereich liegen. Der Bereich dazwischen wird von den erzeugten Teilchen bevölkert. Dieses nukleare Bremsvermögen wird auch als „Stopping“ bezeichnet. Ist das Bremsvermögen aber nur begrenzt, geht man von der Situation des Björken-McLerran-Bildes aus. Bei hinreichend hohen Energien zeigen die Kerne eine gewisse Transparenz, d.h. sie durchdringen einander ungehindert. Hier würde sich auch bei zentralen Stößen

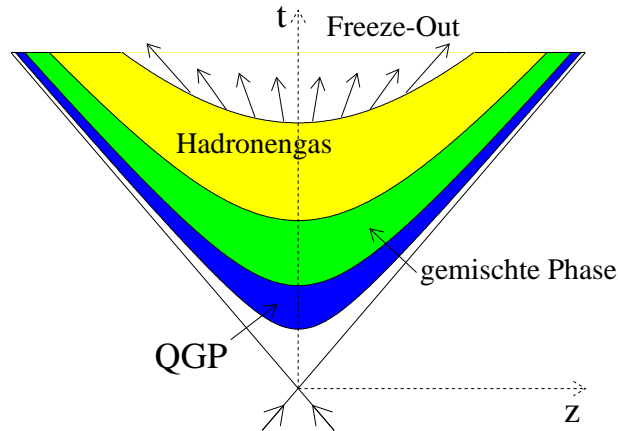


Abbildung 1.3: Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion im Bjorken-McLerran-Bild. Es sind die einlaufenden Teilchen dargestellt und die nach dem Stoß vorliegenden Materiezustände.

eine Konzentration der Teilchen in den Target- bzw. Projektilrapiditybereichen zeigen. Der Bereich der Schwerpunktsrapidity würde im Gegensatz zum ersten Bild eine Verarmung an Baryonen zeigen. In Abbildung (1.4) sind beide Bilder dargestellt.

Es stellt sich nun die Frage, wie das Entstehen eines Quark-Gluon-Plasmas innerhalb eines solchen „Feuerballs“ nachgewiesen werden könnte.

1.2.1 Signale eines Quark-Gluon-Plasmas

Das Erkennen eines Quark-Gluon-Plasmas ist aufgrund der Tatsache, daß es nur für sehr kurze Zeit (10^{-23} s) existieren könnte und sich nur über einen kleinen Raumbereich ($<10 \text{ fm}^3$) ausdehnen würde, nur indirekt möglich. Experimentell zugängliche Signale sind:

- **Unterdrückung der J/ψ Produktion**

In den ersten Stößen einer Schwerionenreaktion werden Paare schwerer Quarks erzeugt. Bildet sich ein Plasma aus, wird es aufgrund der hohen Farbladungsdichte zu Abschirmungseffekten⁵ kommen. Dieses würde zur Unterdrückung der J/ψ -Produktion führen, da die Wechselwirkung des c

⁵Analog der Debye-Abschirmung in der Quantenelektrodynamik (QED).

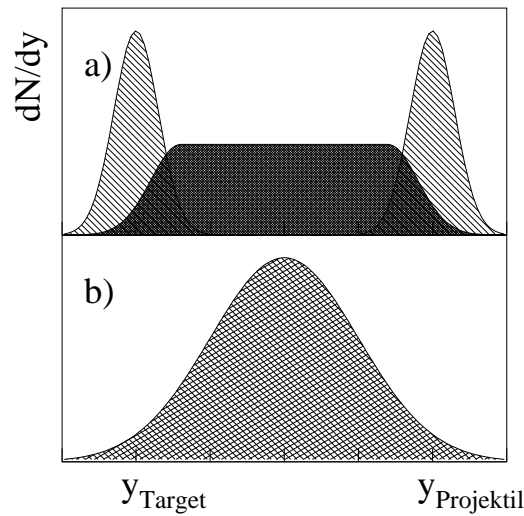


Abbildung 1.4: Rapidityverteilung der an einer Schwerionenreaktion beteiligten/erzeugten Teilchen im (a) Bjorken-McLerran-Bild und (b) Landau-Bild.

und des \bar{c} Quarks, aus denen dieses Meson besteht, abgeschirmt wird und diese Quarks im Laufe der weiteren Reaktion mit leichteren Quarks andere Teilchen erzeugen würden [Mat86].

- **Erhöhte Strangeness-Produktion**

Bei den hier betrachteten Schwerionenreaktionen wird eine vermehrte Produktion von seltsamen Teilchen⁶ vorhergesagt. Im Gegensatz zu einem Hadronengas, bei dem jeweils mehrere Strangeness tragende Teilchen erzeugt werden müssen, so z.B. bei der Reaktion $p+n \rightarrow \Lambda^0 + K^+ + n$, wozu eine Energie von 700 MeV nötig ist, benötigt man in der Plasmaphase nur eine Energie von etwa 300 MeV, was der Masse eines $s\bar{s}$ -Paares entspricht.

- **Fluktuationen der Teilchenproduktion**

Nach der Ausbildung eines QGP könnten als Folge des anschließenden Phasenübergangs zur hadronischen Materie Fluktuationen in der Anzahl der produzierten Teilchen und deren Rapidityverteilungen entstehen, die nicht durch statistische Schwankungen erklärbar wären. Ein solcher Effekt hängt von der Ordnung des Phasenübergangs ab.

- **Bildung eines disorientierten chiralen Kondensates (DCC)**

Im Plasmazustand sollte nach der Gittereichtheorie die chirale Symmetrie

⁶Hiermit sind Teilchen gemeint, die ein s bzw. \bar{s} enthalten (s.a. Tabelle 1.1).

wieder hergestellt sein. In bestimmten Bereichen kann beim Übergang zum Hadronengas durch schnelle Abkühlung ein sogenanntes „disorientiertes chirales Kondensat (DCC)“ entstehen. Das ist ein Effekt, wie er analog beim Magnetismus beobachtet wird, wo sich bei der Abkühlung große Domänen gleicher magnetischer Ausrichtung, die sogenannten „Weiss’schen Bezirke“, bilden. Beobachtbar wäre dieser Vorgang in einer Veränderung des Verhältnisses von geladenen zu neutralen Pionen, welches aufgrund der Isospinsymmetrie $N_{\pi^+} : N_{\pi^-} : N_{\pi^0} = \frac{1}{3} : \frac{1}{3} : \frac{1}{3}$ betragen sollte. Hinweise auf solche Ereignisse mit einem Überschuß einer Pionensorte gibt es in Experimenten mit kosmischer Strahlung. Man bezeichnet diese als „Centauro-Ereignisse“ [Lat80].

- **Dileptonen und direkte Photonen**

Als weitere Signatur gelten Dileptonen⁷ und direkte Photonen, die über die Prozesse der Quark-Antiquark-Annihilation und über die Quark-Gluonen-Comptonstreuung gemäß

$$q + \bar{q} \longrightarrow g + \gamma$$

bzw.

$$q(\bar{q}) + g \longrightarrow q(\bar{q}) + \gamma$$

entstehen. Die Produktion ist stark von der Temperatur des Quark-Gluon-Plasmas abhängig. Ein Vorteil dieses Signals ist es, daß diese Teilchen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, und somit das Reaktionszentrum fast ungehindert verlassen können. Als problematisch erweist sich aber, daß Photonen auch in harten Streuprozessen entstehen bzw. im Hadronengas erzeugt werden. Den größten Beitrag liefern zudem die Photonen, die aus den Mesonenzerfällen ($\pi^0, \eta, \eta', \omega$) stammen. Da erwartet wird, daß der Anteil von direkten Photonen aus der Plasmaphase etwa ein bis zwei Größenordnungen kleiner ist als der aus den o.g. Zerfällen [Won94], ist es erforderlich, diesen Untergrund am Photonenspektrum zu bestimmen. Einen weiteren Beitrag zum Photonenuntergrund liefern auch Elektron-Positron-Paare, die durch Konversionsprozesse von Photonen in der Materie zwischen Target und Detektor, bzw. im Target selbst entstehen. Bei einem zu großem Öffnungswinkel und fehlendem Veto⁸ würden diese als zwei Photonen identifiziert werden. Eine zusätzliche Quelle, auf die in dieser Arbeit noch genauer eingegangen wird, ist der Beitrag von Photonen aus der hadronischen

⁷Die über die Bildung sogenannter virtueller Photonen mit anschließender Leptonenpaarbildung, gemäß $q + \bar{q} \longrightarrow l^+ + l^-$ entstehen.

⁸Hiermit ist ein Detektor gemeint, der sie als geladene Teilchen identifiziert.

Bremsstrahlung der in der Reaktion erzeugten geladenen Teilchen. Diese Strahlung liefert vorallem im niedrigen p_T -Bereich zusätzliche Photonen. Besonders im Hinblick auf die Messungen im WA93-Experiment, bei dem eine signifikante Erhöhung in diesem Bereich gemessen wurde, ist diese Untersuchung wichtig.

In dieser Arbeit werden verschiedene Reaktionen betrachtet, bei denen das inklusive Photonenspektrum gemessen wurde. Auf die Bestimmung des Untergrundes aus Photonen, die nicht aus der primären Reaktion stammen, soll besondere Rücksicht genommen werden. Dieses ist wichtig, da man in diesem Fall die direkten Photonen als Signal für ein Quark-Gluon-Plasma verwenden möchte. Von der Theorie wird vorausgesagt, daß die Energiedichten für diesen Materiezustand ausreichen sollten. Insbesondere soll auf die Ergebnisse des WA93-Experimentes⁹ eingegangen werden, bei dem als Target Gold und als Projektil Schwefel mit einer Energie von 200 AGeV verwendet wurde. Bei diesem Experiment ist keines der in Abbildung (1.4) gezeigten Modelle exakt anwendbar. Betrachtet man die Rapiditätsverteilungen der Teilchen, so wird das von Björken-McLerran-Bild vorhergesagte Plateau nicht beobachtet, anderseits werden auch bei zentralen Reaktionen Teilchen im Target- bzw. Projektil Rapiditätsbereich gemessen, was nicht mit dem Landau-Bild vereinbar ist [Hol93].

Es wird versucht, den Überschuß an Photonen im niedrigen p_T -Bereich, der mit bisherigen Simulationen nicht richtig wiedergegeben werden konnte, zu erklären. Hierzu wird eine Näherung zur Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung (HBS) benutzt. Außerdem sollen Überlegungen angestellt werden, ob in den für bisherige Simulationen verwendeten Eventgeneratoren eine falsche Annahme in der Produktion von Mesonenresonanzen vorliegt, der zu den Diskrepanzen zwischen Messung und Simulation führt, oder ob ein nicht vernachlässigbarer Anteil von Photonen aus sekundären Reaktionen innerhalb von Komponenten des Versuchsaufbaues vorhanden ist.

⁹Bezeichnung für das 93. Experiment in der „West Area“ des CERN de la Recherche Nucléaire (CERN).

2 Messung von Photonen in Hadron-Hadron Reaktionen

Viele Experimente der Hochenergiephysik beschäftigen sich mit der Messung von Photonenspektren, wobei auch anomale Quellen, wie sie bei der Ausbildung eines QGP zu erwarten wären, untersucht werden. Das WA93-Experiment ist ein Vertreter der Experimente, die versuchen, das QGP auch über das Signal der direkten Photonen nachzuweisen.

Der Nachweis solcher Photonen wird durch den hohen Anteil aus Zerfallsphotonen erschwert. Um konkrete Aussagen machen zu können, muß dieser Untergrund bekannt sein. Zu niedrigen Energien hin darf auch eine weitere Quelle von Photonen, die hadronische Bremsstrahlung, nicht mehr vernachlässigt werden. Die jeweils benutzten experimentellen Aufbauten produzieren zudem sekundäre Photonen, die bei den Analysen mitberücksichtigt werden müssen.

Im folgenden werden Vertreter von Experimenten vorgestellt, die Hinweise auf eine theoretisch nicht beschreibbare Quelle von Photonen fanden, aber auch solche ohne diese Hinweise. Eine eindeutige Aussage, ob ein Signal für das QGP vorhanden ist, kann hier nicht gemacht werden, es werden aber Überlegungen angestellt, um die gemessenen inklusiven Photonenspektren zu erklären, und die verschiedenen Quellen für Photonen werden diskutiert.

2.1 Experimente ohne Überschuß an Photonen

In diesem Abschnitt werden einige Vertreter von Experimenten vorgestellt, die keinen Überschuß von Photonen im inklusiven Photonenspektrum gefunden haben, der nicht aus theoretisch beschreibbaren Quellen stammte.

Eines der ersten Experimente zur Untersuchung des p_T -Bereichs bis ca. 1 GeV/ c wurde 1979 am Linearbeschleuniger in Stanford durchgeführt [Gos79]. Hier wurden π^+ p-Reaktionen bei einer Schwerpunktsenergie von 10,5 GeV untersucht. Als Detektor diente eine Blasenkammer, die mit einem Gemisch aus Wasserstoff und Neon gefüllt war. Man konzentrierte sich auf die Ereignisse, bei denen ein π^+ mit einem freien Proton wechselwirkte. Die bei solchen Reaktionen entstandenen Photonen konnten über das von ihm gebildete e^+e^- -Paar nachgewiesen werden. Quellen für sekundäre Photonen waren neben den Zerfallsphotonen aus den Mesonen, die Bremsstrahlung von Sekundärelektronen und Positronen, Da-

litz Zerfälle (z.B. $\pi^0 \rightarrow e^+ + e^- + \gamma$) und zufällige hadronische Wechselwirkungen in der Blasenkammer. Durch die Analyse der Blasenkammerspuren konnten die Photonen aus solchen Quellen identifiziert werden.

Von dem Gesamtspektrum wurden alle so gefundenen Photonen abgezogen. Das Spektrum der Photonen aus dem π^0 -Zerfall konnte unter der Annahme gewonnen werden, daß die Spektren vom π^- - und π^0 -Meson einander entsprechen. Das π^- -Spektrum war im Experiment über die Spuren in der Kammer bestimmt worden. Die Zerfälle der schweren Resonanzen wurden mit einer Simulation bestimmt.

Der Vergleich des simulierten und des gemessenen Spektrums ergab eine Abweichung von etwa vier Standardabweichungen im Feynman-x-Bereich (A.7) $0 \leq x \leq 0.01$. Zusätzlich wurde die p_T -Verteilung der Photonen in diesem Bereich ermittelt. Unterhalb von $(20 \text{ MeV}/c)^2$ ergab sich ein relativer Überschuß von etwa 1% vom Gesamtphotonenspektrum.

Ob es sich hierbei um direkte Photonen handelt, erforderte noch die Bestimmung der hadronischen Bremsstrahlung (HBS). Die in der Reaktion entstandenen geladenen Teilchen erzeugen über diesen in Kapitel 3 beschriebenen Prozeß ebenfalls Photonen, die bei den simulierten Daten berücksichtigt werden müssen. Die Berechnung ist mit der Methode von F.E. Low [Low58] klassisch möglich und ergab, daß der Überschuß an Photonen innerhalb der statistischen Fehler durch die HBS erklärt wird.

Weitere Experimente, die ein ähnliches Ergebnis brachten, sind unter anderem in [Ake88, Ant93, Tin96] beschrieben. Hier wurden Reaktionen bei verschiedenen Energien betrachtet. In [Ant93] wurden 450 GeV/c p-Be Kollisionen am CERN SPS¹ untersucht. Es wurden zwei Methoden für die Photonenmessung benutzt. Zum einen eine Kombination von Proportionalkammern, Konverterplatten und einer BGO-Matrix² zur Bestimmung über die Konversionsmethode, zum anderen eine BaF₂-Detektor Anordnung für eine Flugzeitmessung (Time-of-Flight). Diese Messung diente dazu sicherzustellen, daß die gemessenen Photonen wirklich vom Target stammten, da die Zeitmessung der Messung der Flugstrecke Target-Detektor äquivalent ist. Insgesamt ergab sich ein Anteil von 50% an sekundär produzierten Photonen mit einer Energie unterhalb von 100 MeV, was einem $p_T < 6 \text{ MeV}/c$ bei der Schwerpunktsrapidität $y_{cm} = 0$ entspricht.

Anhand von Messungen mit Targets unterschiedlicher Dicke erwies sich der Anteil sekundärer Photonen, die im Target produziert wurden, als vernachlässigbar. Über einen Time-of-Flight Cut und einer Analyse der Schauerform³ konnte der Untergrund aus neutralen Hadronen (n, K⁰) weitestgehend unterdrückt werden. Bei der Messung mit dem BGO-Detektor konnten die Photonen über ihre Konversion in zwei dünnen Eisenfolien, die jeweils zwischen zwei Proportionalkam-

¹Super-Protonen-Synchrotron

²Die Beschreibung eines solchen Detektors findet sich im nächsten Abschnitt.

³Ein solches Verfahren wird in Kapitel 5 vorgestellt.

mern in einer sogenannten „Sandwich“-Bauweise angeordnet waren, identifiziert werden. Die Energie wurde in einer 6×6 BGO-Matrix gemessen. Diese Bauweise ermöglichte unter Verwendung von zwei Trigger-Bedingungen ebenfalls die Identifikation geladener Teilchen, die im Gegensatz zu Photonen ein Signal in den insgesamt drei Proportionalkammern erzeugen sollten.

Minimal ionisierende Teilchen wurden durch eine Analyse der Schauerform unterdrückt und sekundäre Photonen, die nicht vom Target stammten, konnten über die Rekonstruktion der Tracks in den Proportionalkammern ausgesondert werden.

Der Anteil von Photonen aus dem Zerfall von mesonischen Resonanzen wurde ebenfalls bestimmt. Mit einer Monte Carlo Simulation erhielt man das π^0 -Spektrum und über die aus Experimenten bekannten Teilchenzahlverhältnissen ($\eta/\pi = 0,55$, $\eta'/\pi = \omega/\pi = 0,9$) die Spektren der schwereren Mesonen.

Eine Untersuchung der baryonischen Zerfälle (Σ^0, Σ^+) ergab nur einen geringe Relevanz für das Gesamtspektrum. Der Vergleich mit den Spektren aus Eventgeneratoren wie etwa VENUS 3.11⁴ zeigte eine geringe Abweichung in der Form der Spektren in Abhängigkeit von der Rapidität und dem Transversalimpuls. Insgesamt kam man zu dem Schluß, daß das Photonenspektrum weitestgehend unbeeinflußt von Zerfallsphotonen aus hadronischen Zerfällen ist, außer von den Pionen, die einen Anteil von ca. 80% an den Photonen im Bereich $p_T < 200 \text{ MeV}/c$ haben.

Als weitere Quelle von Photonen wurde auch hier die hadronische Bremsstrahlung untersucht. Eine Modellabhängigkeit der Berechnung wurde durch die Verwendung verschiedener Eventgeneratoren als gering befunden. Insgesamt ergab das Photonen p_T -Spektrum keine auffällige Erhöhung über den zu erwartenden Anteilen aus den Zerfällen von Mesonen und der HBS. Für eine „anomale“ Quelle ergab sich eine Grenze von 30-50% des Anteils der Bremsstrahlungsphotonen im Bereich $p_T < 3 \text{ MeV}/c$, die auf einen Faktor zwei bei $p_T \approx 10 \text{ MeV}/c$ anstieg. Über die Messung der Transversalenergie der in der Reaktion entstandenen Teilchen, was gemäß (A.6) einer Zentralitätsbestimmung entspricht, zeigte sich keine Abhängigkeit des Überschusses von der Zentralität der Reaktion.

Ein aktuelleres Experiment am Brookhaven AGS ⁵ [Tin96] beschäftigte sich ebenfalls mit p-Be sowie auch mit p-W Reaktionen bei einer Energie von $18 \text{ GeV}/c$. Auch hier wurden BaF₂-Detektoren benutzt, von denen einer aus dem o.g. Experiment stammte. Ein Time-of-Flight Cut identifizierte die sekundären Photonen und ein Veto-Detektor die geladenen Teilchen.

Für die Untersuchung konzentrierte man sich auf den p_T -Bereich bis $0.05 \text{ GeV}/c$. Die Rekonstruktion des π^0 -Spektrums war nur bedingt möglich, da hierzu der Nachweis beider Zerfallsphotonen (Gleichung (5.1)) erforderlich ist, die Akzeptanz der Detektoren aber sehr limitiert war. Aufgrund der geringen Statistik war

⁴Eine Vorstellung von Eventgeneratoren findet sich in Kapitel 4.

⁵Alternating-Gradient-Synchrotron

eine genaue Untersuchung der π^0 - p_T - bzw. Rapiditätsspektren nicht möglich. Diese Spektren erhielt man über eine Funktion $f_{\pi^0}(y, p_T)$, unter der Annahme, daß sie für neutrale Pionen analog zu geladenen Pionen ist. Spektren geladener Pionen sind in ähnlichen Energiebereichen bereits gemessen worden. Eine detaillierte Beschreibung ist in [Ant86] zu finden. Mit dieser Funktion war es möglich, das Photonen p_T -Spektrum der Zerfallsphotonen in einem beliebigen Rapiditätsbereich zu bestimmen.

Auch hier ergab der Vergleich der Zerfallsphotonenspektren eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten. Den Anteil von Photonen aus höheren Resonanzen ($\eta, \eta', \omega, \Sigma^0$) wurde mit einer Monte-Carlo Rechnung abgeschätzt, da es an experimentellen Daten für die Wirkungsquerschnitte dieser Teilchen fehlte. Der Anteil von Photonen aus Zerfällen dieser Teilchen war im Bereich <50 MeV/c vernachlässigbar.

Als weitere Quelle wurden die im Target durch Konversion von Zerfallsphotonen produzierten Sekundärelektronenpaare, die ihrerseits niederenergetische Photonen über den Bremsstrahlungsprozeß erzeugen, mit einer GEANT-Simulation untersucht. Nur im Falle des Wolfram-Targets und nur bei Laborwinkeln nahe 90° war ein nennenswerter Anteil zu beobachten, da hier die Weglänge durch das Target in etwa 2 Strahlungslängen entsprach. Der Anteil an Photonen aus sekundär produzierten π^0 -Mesonen und Kernwechselwirkungen war von geringer Bedeutung.

Die Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung erfolgte wiederum klassisch. Der Untergrund durch Neutronen, die im BaF₂-Kristall ein photonenähnliches Signal erzeugten, wurde ebenfalls untersucht. Es zeigte sich auch hier, daß dieser im betrachteten p_T -Bereich keine Rolle spielte. Dem Anteil von Photonen aus der thermischen Strahlung hochangeregter nukleonischer Fragmente kam ebenfalls keine große Bedeutung zu.

Das korrigierte inklusive Photonenspektrum zeigte keinen Überschuß im Bereich $12 \leq p_T \leq 52$ MeV/c. Für die p-W Daten wurde noch ein Faktor ermittelt, um den möglichen Überschuß an Photonen als Vielfaches der HBS auszudrücken. Für diesen Faktor wurde ein Limit von 2.65 mit einer statistischen Sicherheit von 99% angegeben. Der Vergleich mit [Ant93] zeigt auch, daß es keine Energie-Abhängigkeit, und der Vergleich der p-Be und der p-W Daten, daß es keine Abhängigkeit von der Ordnungszahl des Targets geben sollte.

Das Ergebnis dieser Experimente machte die Suche nach einer neuen Quelle für Photonen, neben denen aus dem dem π_0 -Zerfall und der HBS, nicht erforderlich.

2.2 Experimente mit Überschuß an Photonen

Ein Experiment, welches hingegen einen Überschuß an Photonen in den gemessenen Daten fand, untersuchte die Reaktion K^+ -p bei einer Energie von 70 GeV/c [Chl84]. Der Nachweis von Photonen erfolgte mit einer Blasenkammer

über die durch Konversion erzeugten e^+e^- -Paare. Für den inklusiven Photonen-Wirkungsquerschnitt ergab sich ein Wert von $(86,0 \pm 2,3)$ mb. Eine Kontamination durch Photonen, die im Eingangsfenster der Blaskammer entstanden sind, konnte durch die Untersuchung der Teilchenspuren ausgeschlossen werden. Der Anteil von Zerfallsphotonen, die nicht von neutralen Pionen stammten, wurde mit Hilfe von gemessenen Spektren und außerdem durch eine Simulation bestimmt. Für den Wirkungsquerschnitt ergab sich ein Wert von ca. 5 mb.

Der Anteil aus dem π^0 -Zerfall wurde wiederum durch eine Fitfunktion ermittelt, hierbei wurde eine Prozedur benutzt, wie sie in [Ell78] beschrieben wird. Das so erhaltene Spektrum stimmte mit dem aus der Rekonstruktion von Photonenpaaren erhaltenen gut überein.

Es wurde ein deutlicher Überschuß an gemessenen Photonen deutlich, der $(4,5 \pm 0,9)$ mb betrug. Die Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung konnte nur etwa 20% dieses Überschusses erklären, der sich in einem p_T -Bereich unterhalb 0,06 GeV/c konzentrierte.

Zur Verifizierung dieses Ergebnisses wurde untersucht [Ake87], ob der Anstieg in der Photonenproduktion eine Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aufweist. Motivation hierfür waren die Ergebnisse von [Gos79] und [Chl84].

Dieses Experiment fand am AFS⁶ am CERN ISR⁷ mit p-p Kollisionen bei einer Schwerpunktsenergie von 63 GeV/c statt. Der Nachweis von Photonen erfolgte wiederum über zwei Methoden, der Erkennung des durch Konversion erzeugten e^+e^- -Paares, und der direkten Messung mit Hilfe von NaJ-Detektoren.

Ein Vorteil der ersten Methode ist, daß die HBS-Photonen entlang der Spuren geladener Teilchen erzeugt werden, als solche erkannt, und aus der Analyse herausgenommen werden konnten. Um Teilchen aus der kosmischen Strahlung und aus Wechselwirkungen innerhalb der Detektoren zu unterdrücken, wurde ein Volumen definiert, in dem der Vertex für die Bildung von e^+e^- -Paaren liegen mußte, um sie Photonen zuzuordnen, die in der Reaktion entstanden sind.

Bei der Analyse wurde das π^0 -Spektrum unter der Annahme von Isospininvarianz ($\pi^0 = (\pi^+ + \pi^-)/2$) aus den Spektren der geladenen Pionen bestimmt. Das η -Spektrum wurde ebenfalls ermittelt. Die Photonen aus höheren Resonanzen vielen nicht ins Gewicht. Die HBS lieferte bei der Konversionsmethode einen Beitrag von ca. 1%. Insgesamt ergab sich ein Überschuß zu den Photonenspektren aus bekannten Zerfällen von etwa 4% bei der Konversionsmethode und 8% bei dem direkten Nachweis. Dieses Ergebnis ist im guten Einklang mit [Chl84], es schließt aber einen Anstieg des direkten Photonensignals in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie aus.

Die Untersuchungen von K^+ -p und π^+ -p Reaktionen bei Energien von 250 GeV/c wurden im NA22 Experiment am CERN SPS analysiert [Bot91]. Als Detektoren

⁶Axial Field Spectrometer

⁷Intersection Storage Ring

dienten hier das EHS⁸ und das RCBC⁹, welches als Vertex Detektor diente. Die Photonen in der Analyse wurden wiederum über die e^+e^- -Paare nachgewiesen. Auch hier konnte ein deutlicher Anstieg der gemessenen Photonen in einem Bereich $|x_F| \leq 0.02$ bzw. $p_T \leq 0,04 \text{ GeV}/c$ beobachtet werden. Bei der Untersuchung wurden die Spektren der Hadronen, sofern sie nicht gemessen wurden, mit dem Eventgenerator FRITIOF simuliert. Der Anteil der Photonen aus dem π^0 -Zerfall wurden analog zu [Chl84] bestimmt. Der Gesamtwirkungsquerschnitt für die Produktion von Photonen ergab einen Wert von $(29,5 \pm 1,6)$ mb für K^+p und $(35,1 \pm 1,6)$ mb für die π^+p Daten. Insgesamt ergab sich ein Überschuß von ca. $(6,3 \pm 1,6)$ mb bzw. $(8,2 \pm 1,5)$ mb, was innerhalb der Fehler mit den Ergebnissen von [Chl84] übereinstimmt. Auch hier konnte die Berechnung der HBS nur etwa 20% der Erhöhung erklären.

Erstmals wurde hier eine spekulative Abschätzung über den Beitrag einer neuen Quelle von niederenergetischen Photonen gemacht, die in [Lic90] vorgeschlagen wird. Hierbei handelt es sich um den Mechanismus des sogenannten „cold quark-gluon plasmas“ (CQGP), Gebilde aus bis zu einigen hundert Quarks, Antiquarks und Gluonen, die bei der Hadronisierungsphase für eine gewisse Zeit erhalten bleiben und für die sich aus der Unschärferelation Impulse im Bereich bis etwa $50 \text{ MeV}/c$ ergeben. Als Signal dieses CQGP wurde die Produktion von Photonen über den Effekt der Gluon-Compton-Streuung und der Quark-Antiquark-Annihilation vorgeschlagen. Berechnungen zeigten, daß dieser Beitrag den Überschuß in [Chl84] richtig wiedergeben würde.

2.3 Das WA93-Experiment

Ein Experiment, das unter Beteiligung der Universität Münster in den Jahren 1991-1994 durchgeführt wurde, ist das WA93-Experiment. Dieses Experiment wurde zum Nachweis thermischer direkter Photonen konzipiert. Als Projektil dienten Schwefelionen, die am CERN SPS auf eine Energie von 200 AGeV beschleunigt wurden. Das Target bestand aus Gold. Der Aufbau ist in Abbildung (2.1) wiedergegeben.

Im weiteren soll kurz auf den Versuchsaufbau eingegangen werden. Der BGO-Detektor, auf dessen Daten sich diese Arbeit weitestgehend stützt, wird etwas detaillierter beschrieben.

Bei den betrachteten Kollisionen ist die Zentralität der Reaktion eine wichtige Größe. Im hier betrachteten Experiment wird sie unter Verwendung von zwei Detektoren ermittelt. Hat ein Strahlteilchen aus dem SPS die beiden Startzähler passiert, wird gleichzeitig geprüft, ob bei dem betrachteten Event eine Abweichung von der korrekten Strahlführung oder eine Reaktion in den Startzählern stattgefunden hat, in einem solchen Fall wird das Event verworfen.

⁸European Hybrid Spectrometer

⁹Rapid Cycling Bubble Chamber

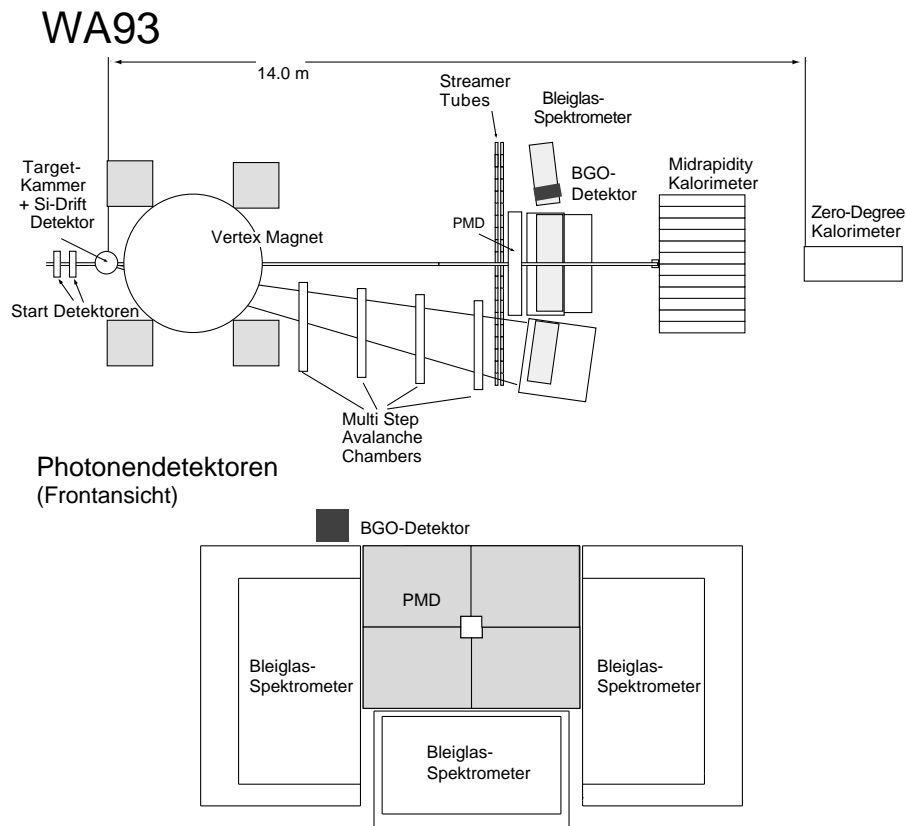


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des WA93-Experimentes am CERN. Die Detektoren werden im Text näher erläutert. Bei den Bleiglas-Spektrometern handelt es sich um die Tower1 und Tower2, und den SAPHIR-Detektor, der sich direkt unterhalb des PMD befindet.

Mit dem MIRAC¹⁰ wird die transversale Energie (A.6) der in der Reaktion emittierten Teilchen bestimmt. Je zentraler die Reaktion, d.h. je kleiner der Stoßparameter, umso mehr Energie wird in diesem Kalorimeter deponiert. Für die Messung der longitudinalen Energie, d.h. der Energie der in Vorwärtsrichtung gestreuten Teilchen und der Spectator-Nukleonen, wird das ZDC¹¹ verwendet. Die in diesem Kalorimeter gemessene Energie ist um so geringer, je zentraler der Stoß war. Überschreitet die Transversalenergie eine minimale Energieschwelle, bzw. unterschreitet die gemessene Longitudinalenergie eine vorgegebene Schwelle, so setzte der Trigger die Datenaufnahme ein. In der Strahlzeit vom Herbst 1992 wurden nur zentrale Reaktionen für die Datenaufnahme verwendet.

¹⁰Mid Rapidity Calorimeter.

¹¹Zero Degree Calorimeter

Der Ablenkmagnet GOLIATH, der sich direkt hinter dem Target befindet, und die MSAC-Detektoren¹² dienen dazu, den Impuls geladener Teilchen zu bestimmen. Ihre Spuren können in diesen Gasdetektoren rekonstruiert werden, und mit der Kenntnis des Bahnkrümmungsradius, der Ladung und der Stärke des Magnetfeldes erhält man den Impuls des betrachteten Teilchens.

Ein in dem Experiment verwendeter photonensensitiver Detektor ist der PMD¹³. Dieser ermöglicht es, durch Verwendung von insgesamt 15000 sogenannter Pads unterteilten Plastik-Szintillatoren, die Orte und die Multiplizität der in der Reaktion erzeugten Photonen zu bestimmen. Er deckt einen Bereich von ca. $1^\circ < \Theta < 6^\circ$ ab.

Eine große Bedeutung zum Nachweis von Photonen im WA93-Experiment kommt den Bleiglas-Detektoren zu. Diese lateral segmentierten und in 3798 Modulen U-förmig um die Strahlachse angeordneten Kalorimeter decken einen Raumwinkel von $6^\circ < \Theta < 12^\circ$ ab. Neben der Orts- und Energiebestimmung von Photonen, ist dieser Detektor noch in der Lage, andere Teilchen über ihre Schauerform teilweise zu unterdrücken. Hochenergetische Photonen und Elektronen lösen in dem Bleiglas elektromagnetischen Schauer aus, deren laterale Ausdehnung im statistischen Mittel viel geringer ist, als die durch Hadronen ausgelösten hadronischen Schauer. Außerdem wird die Teilchenidentifizierung dadurch begünstigt, daß die Länge des Bleiglases nur 1,1 hadronischer Wechselwirkungslängen λ_{Had} entspricht. Mit hoher Wahrscheinlichkeit verlieren die Hadronen nur einen geringen Teil ihrer Energie durch Ionisation, und können als sogenannte MIP's¹⁴ durch eine Energieschwelle unterdrückt werden.

Insgesamt finden in dem Experiment zwei Typen von Bleiglas-Detektoren Verwendung, die sich im Aufbau und Materialeigenschaften unterscheiden [Cla92]. Zum einen die an den beiden Seiten der Strahlachse aufgebauten TOWER1- und TOWER2-Detektoren und zum anderen der zwischen diesen Detektoren unterhalb der Strahlachse stehende SAPHIR¹⁵. Durch paarweise Kombination der gemessenen Photonen können mit Kenntnis ihrer Energie und dem Öffnungswinkel zwischen ihnen, auch die in der Reaktion erzeugten neutralen Mesonen (π^0, η) nachgewiesen werden. Ein Nachteil dieses Detektors ist, daß zur Messung von Photonen der Čerenkov-Effekt ausgenutzt wird und somit Photonen im p_T -Bereich unterhalb von ca. 150 MeV nicht mehr nachgewiesen werden können.

Bei Schwerionenreaktionen werden neben den Photonen auch eine Vielzahl von Hadronen (π^+, π^-, p, n etc.) erzeugt. Diese Teilchen treffen auch auf die elektromagnetischen Kalorimeter, und es besteht eine gewisse Wahrscheinlichkeit, daß sie dort als Photonen fehlidentifiziert werden. Aus diesem Grund wird ein Veto-Detektor für geladene Teilchen vor den photonensensitiven Detektoren ange-

¹²Multi Step Avalanche Chamber

¹³Photon Multiplicity Detector

¹⁴Minimum Ionizing Particle

¹⁵Single Arm Photon detector for Heavy Ion Reactions

bracht. Hierzu dienen die STD¹⁶, Gasdetektoren, die im sogenannten Streamer-Modus arbeiten. Geladene Teilchen erzeugen in den aus Röhren bestehenden Detektoren einen solchen Streamer, indem die freigesetzten Elektronen in einem starken elektrischen Feld eine Lawine auslösen. Auf den Röhren sind sogenannte Pads aufgebracht, auf die durch die Entladung ein Signal influenziert wird. Durch Auslesen der insgesamt 43000 Pads ist eine Ortsbestimmung der geladenen Teilchen möglich.

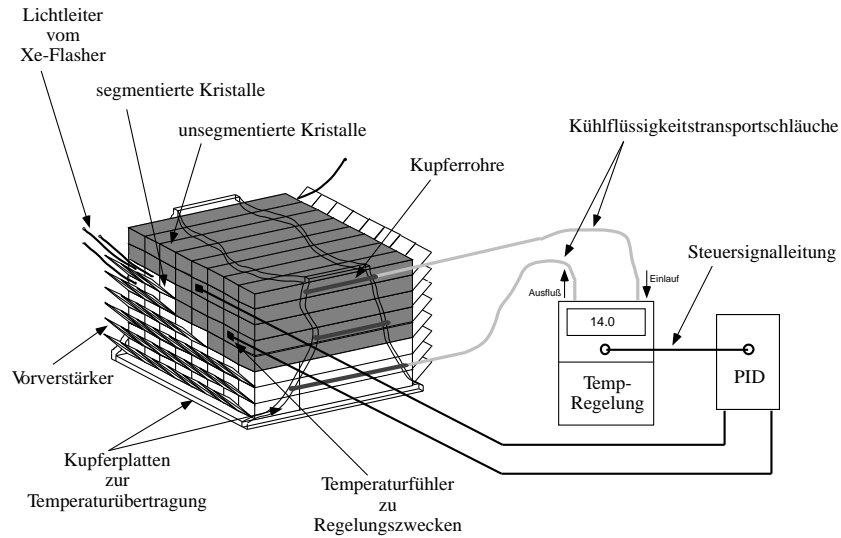


Abbildung 2.2: Schematischer Aufbau des BGO-Detektors mit dem Regelkreislauf zur Temperaturstabilisierung und Teile des Referenzsystems.

Der für diese Arbeit wichtigste Detektor ist das in Abbildung (2.2) dargestellte BGO-Kalorimeter. Hierbei handelt es sich um einen anorganischen Szintillator, der aus Wismutgermanat ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$) besteht. Der Detektor deckt einen kleinen Akzeptanzbereich ab, der im Pseudorapiditätsbereich (A.5) $2,35 < \eta < 2,45$ liegt und einen Azimutalwinkelbereich von etwa 7° einbezieht. Er ist ca. 10 m vom Target entfernt positioniert. Ein Plan zum Einsatz eines größeren Detektors mußte aus Kostengründen verworfen werden. Das Szintillatormaterial hat aufgrund seiner Bänderstruktur den Vorteil, daß eine zusätzliche Dotierung des Kristalls, wie etwa beim NaJ(Tl)-Szintillator, nicht erforderlich ist. Dieser Detektor hat noch weitere Vorteile gegenüber den Bleiglasdetektoren:

- Durch den kleinen Molière-Radius R_M ist eine feinere laterale Segmentierung des Detektors möglich, was zu einer Verbesserung der Ortsauflösung

¹⁶Streamer-Tube-Detektor

führt. Die Größe R_M entspricht dem Radius eines Zylinders, in dem 95% der Schauerenergie deponiert werden.

- Beim Szintillationsprozeß ist die Ausbeute an erzeugten Photonen um ein Vielfaches größer als beim Čerenkov-Effekt. Dieses bedingt eine bessere Energieauflösung.
- Die kürzere Strahlungslänge ermöglicht eine kompaktere Bauweise.

Der Detektor besteht aus 64 Modulen, die in einer 8x8-Matrix angeordnet sind. Alle Module haben eine Stirnfläche von 25x25 mm². Von diesen sind 29 unsegmentiert mit einer Länge von 25 cm, das entspricht 22 Strahlungslängen X_0 . Die restlichen 35 Module bestehen aus einem 7 cm langen vorderen und einem 18 cm langen hinteren Segment. Beide Segmente sind optisch isoliert und werden separat ausgelesen. Diese Bauweise ermöglicht eine Methode zur Teilchenidentifizierung, die darauf beruht, daß man die Unterschiede der Energiedeposition bei elektromagnetischen Schauern zum einen und hadronischen Schauern bzw. minimal ionisierenden Teilchen zum anderen betrachtet. Aufgrund der Strahlungslänge von etwa 1 cm deponieren die Photonen ihre Energie vorwiegend im vorderen Teil. Hadronen hingegen schauern häufiger im hinteren Teil auf, bzw. MIP's deponieren mehr Energie in diesem längeren Segment. Aus dem Verhältnis der Energien im vorderen Teil des Detektors zu der im gesamten Modul deponierten ist ein Schluß auf die Art des Teilchens möglich. Dieses Verfahren wird als Forward/Total- oder kurz F/T-Methode bezeichnet. Die andere Methode ist die analog im Bleiglas verwendete Dispersionsmethode, d.h. Analyse der Schauerform zur Teilchenidentifizierung. Beide Methoden werden in Kapitel 5 näher beschrieben. Ein Kühlsystem sorgt für eine Stabilisierung der Temperatur mit einer Schwankung von weniger als 0.1 K. Das ist erforderlich, da die Lichtausbeute eine starke Temperaturabhängigkeit zeigt [Boh92].

Die hohe Lichtausbeute ermöglicht den Einsatz von Photodioden zur Auslese der Module. Es werden je zwei PIN-Dioden für jedes Modul bzw. Modulsegment verwendet. Diese haben Vorteile, wie etwa die der kompakten Bauweise des Detektors angepaßten Größe, die geringe Materialdicke der Dioden verbunden mit einer geringeren Wahrscheinlichkeit einer verfrühten Photonenkonversion, einfache Spannungsversorgung im Bereich 15-20 V und einen verhältnismäßig geringen Kostenfaktor. Zur Überwachung der analog elektronischen Signalverarbeitung dient ein Referenzsystem [Lan93].

Auf die Ergebnisse der Messung und einen Vergleich mit berechneten inklusiven Photonenspektren wird im folgenden eingegangen.

2.3.1 Das inklusive Photonenspektrum im WA93-Experiment

Die Ergebnisse der Messung des inklusiven Photonenspektrums im WA93-Experiment sollen im folgenden kurz referiert werden. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Agg97]. Für die Untersuchungen wurden die 22% zentralsten 200 AGeV/c S-Au Reaktionen verwendet. Die Zentralitätsbestimmung erfolgte mit dem oben beschriebenen MIRAC. Zur Identifizierung von Photonen dienten die Dispersionsmethode und die F/T-Methode, wobei durch beide Methoden bzw. durch eine Kombination von ihnen 80-99% der Hadronen unterdrückt werden konnten.

Die Effizienz des Detektors wurde mit Hilfe von GEANT-Simulationen¹⁷ ermittelt. Insgesamt wurden ca. 30000 geladene Pionen und 40000 Photonen mit gleichverteilter Transversalimpulsverteilung simuliert, die den Detektor trafen. Die Impulsverteilung wurde dann mit den aus dem Eventgenerator VENUS 3.11 ermittelten Teilchenverteilungen gewichtet. Die Analyse der simulierten Teilchen erfolgte analog zu den Daten. Um die Effektivität des Detektors zum Nachweis von Photonen zu bestimmen, wurden den simulierten Teilchen reale Events überlagert und mit den gleichen Routinen ausgewertet. So wurde auch das Detektorrauschen mitberücksichtigt. Insgesamt erhielt man die Wahrscheinlichkeiten, daß ein Photon als solches identifiziert wird, und das ein Hadron fälschlicherweise als Photon erkannt wird. Mit diesen Wahrscheinlichkeiten wurden die gemessenen Daten korrigiert. Der Beitrag an Hadronen an den gemessenen Spektren betrug nur wenige Prozent, nur im niedrigsten p_T -Bin (0-68 MeV/c) erreichte er einen Wert von 50-70% .

Als Quellen für systematische Fehler in der Messung wurden unter anderem sekundäre, innerhalb des experimentellen Aufbaus erzeugte Teilchen vermutet¹⁸ . Um diesen Fehler zu minimieren wurden in der Analyse keine Schauer verwendet, die den Großteil ihrer Energie in einem der Randmodule deponierten. Teilchen, die den Detektor an den Seiten trafen, konnten so unterdrückt werden. In einer weiteren GEANT-Simulation wurden Teile des Aufbaus integriert. In diesem Fall stieg die Anzahl der im untersten Bin gemessenen Teilchen um etwa 50%. Als Eingabe dienten mit VENUS 4.12 simulierte S-Au Reaktionen. Der in der Analyse verwendete Energie-Cut reduzierte diesen Untergrund auf etwa 10%. Im nächst höheren Bin war der Beitrag ähnlich hoch, er sank aber auf unter 5% zu höheren p_T -Werten hin. Weitere Fehlerquellen waren unter anderem der Energie-Cut und die Energieauflösung, die Unsicherheit im Beitrag an Hadronen zum Spektrum und die systematischen Fehler bei der Teilchenidentifizierung. Insgesamt ergab sich ein systematischer Fehler von 17% für das unterste Bin, 13% für das nächst höhere und weniger als 8% für den höheren p_T -Bereich. Der endgültige

¹⁷Das Programmpaket GEANT wird in Kapitel 5.3 kurz vorgestellt.

¹⁸Siehe auch Kapitel 5

Wirkungsquerschnitt ergab sich als Mittelwert der verschiedenen Nachweismethoden unter Einbeziehung der statistischen und systematischen Fehler. Das so erhaltene inklusive Photonenspektrum ist in Abbildung (2.3) dargestellt.

Ein Vergleich mit dem im Vorgängerexperiment WA80 mit den Bleiglas Detektoren gemessenem inklusiven Photonenspektrum zeigt eine gute Übereinstimmung. Zu niedrigen p_T -Werten konnte die Messung aufgrund der bereits beschriebenen Eigenschaften des BGO-Detektors erweitert werden.

Die Motivation des Experimentes, nämlich der Suche nach direkten Photonen als Signal eines Quark-Gluonen-Plasmas, bedingt nun die Frage, inwieweit das gemessene Spektrum theoretisch beschrieben werden kann. Um diese Frage zu beantworten, wurden verschiedene Ansätze gemacht. Zum einen verwendete man das im WA80-Experiment gemessene π^0 -Spektrum und berechnete die Zerfallsphotonen von den Mesonen ($\pi^0, \eta, \eta', \omega$). Die Spektren der schwereren Mesonen wurden mit der Methode des m_T -scaling¹⁹ bestimmt. Das π^0 -Spektrum wurde noch zu niedrigeren p_T -Werten extrapoliert. Die Normierung der Zerfallsphotonen an das gemessene Spektrum erfolgte bei $p_T = 0,3 \text{ GeV}/c$. In Abbildung (2.3) ist das Ergebnis dieser Berechnung als Histogramm enthalten (simulation 1). Im Bereich $p_T > 0,2 \text{ GeV}/c$ ist eine gute Übereinstimmung mit dem gemessenen Spektrum zu erkennen. Im niedrigeren Bereich liegt die gemessene Rate an Photonen deutlich über der Simulation. Auch das aus einer VENUS 4.12 Simulation erhaltene Spektrum zeigt dieses Verhalten. Unter Berücksichtigung von Ergebnissen des NA44-Experimentes [Bog96] bei dem man eine Erhöhung der Pionenproduktion von ca. 11% im Bereich 0-240 MeV beobachtete, wurde hier unter Annahme einer Erhöhung von 20% eine modifizierte Funktion an das Spektrum angefitet und ist als grau unterlegtes Histogramm enthalten (simulation 2). Dieses Spektrum gibt das gemessene besser wieder, aber auch hier ist eine Erhöhung im untersten p_T -Bin zu erkennen. Den relativen Überschuß an Photonen definierte man nun als das Verhältnis der Anzahl der gemessenen Photonen in einem bestimmten p_T -Bereich zu der mit der jeweiligen Simulation erhaltenen Anzahl. Selbst bei der Simulation, die eine deutliche Erhöhung in der Pionenproduktion beinhaltete, ist im untersten p_T -Bin ein Überschuß von 175% an gemessenen Photonen zu beobachten, was einem Überschuß von 40% an der Gesamtrate an Photonen entspricht. Ein Vergleich mit einem ähnlichen Experiment bei dem S-W- und S-Pt-Reaktionen untersucht wurden [Ake90] zeigte, daß die Ergebnisse im Bereich $p_T > 100 \text{ MeV}/c$ übereinstimmen, was ein Indiz dafür ist, daß sich der Überschuß an Photonen im Bereich niedriger Transversalimpulse konzentriert.

Im folgenden stellt sich nun die Aufgabe, den Ursprung dieser Photonen zu ermitteln. Als mögliche Quelle sind der Beitrag aus der hadronischen Bremsstrah-

¹⁹Im Deutschen die m_T -Skalierung. Sie besagt, daß die transversale Massenverteilung von π^0 - und anderen Mesonen parallel verlaufen, so daß aus dem m_T -Verteilung des π^0 's auf die der höheren Resonanzen geschlossen werden kann.

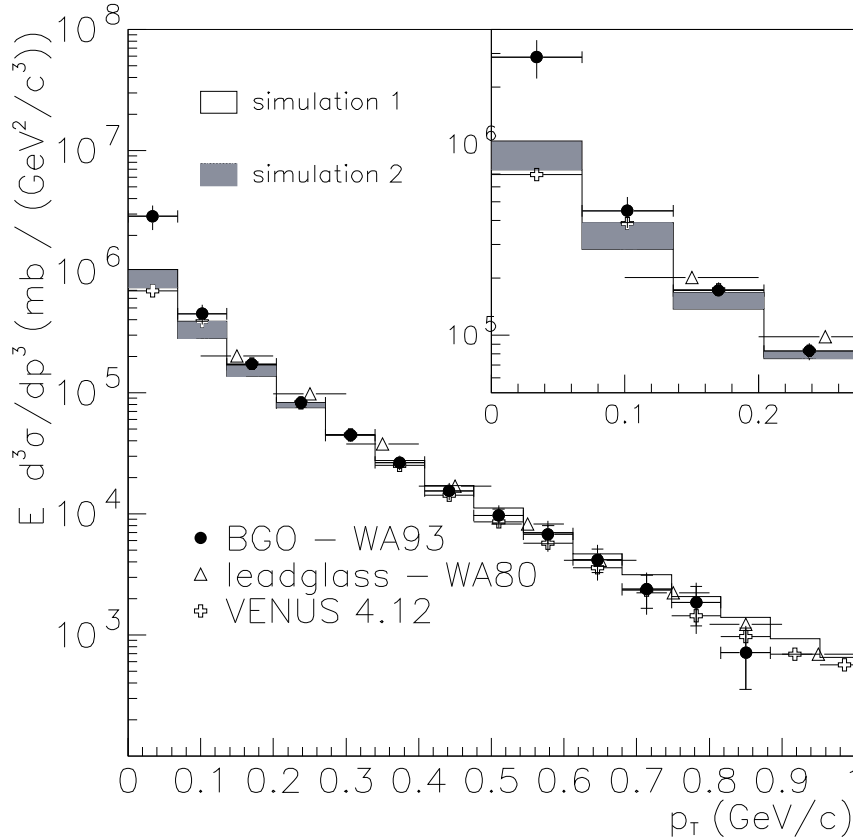


Abbildung 2.3: Inklusives Photonenspektrum für zentrale 200 AGeV/c S-Au Reaktionen. Gezeigt wird das mit dem BGO-Detektor im WA93 und zum Vergleich das mit dem Bleiglas Detektoren im Vorgängerexperiment WA80 gemessene Spektrum. Bei den Photonen aus der VENUS 4.12 Simulation handelt es sich nicht um einen Wirkungsquerschnitt, sondern um eine dazu proportionale $\frac{1}{p_T} dN/dp_T$ -Verteilung, die mit einem Skalierungsfaktor an die Wirkungsquerschnitte angepaßt wurden.

lung zu untersuchen, die γ -Zerfälle von schweren Resonanzen ($\eta, \eta', \Delta, \Sigma$) oder in den bisherigen Simulationen nicht berücksichtigte Aufbauten, die einen Beitrag zum inklusiven Photonenspektrum liefern.

3 Die hadronische Bremsstrahlung

Eine Quelle von niederenergetischen Photonen¹ ist die hadronische Bremsstrahlung. Diese wird hervorgerufen durch Streuung der an der Reaktion beteiligten geladenen Teilchen. Das sind zum einen die Protonen des Projektils bzw. des Targets, zum anderen die bei der Reaktion erzeugten bzw. gestreuten geladenen Teilchen. Ihr Anteil an der Gesamtproduktion von Photonen kann klassisch berechnet werden.

3.1 Bremsstrahlung

Teilchen, die auf Materie auftreffen erleiden Zusammenstöße mit den Elektronen und Kernbausteinen dieses Targets. Bei solchen Stößen werden sie beschleunigt und emittieren elektromagnetische Strahlung, sofern sie geladen sind. Diese, bei subatomaren Prozessen ausgesandte Strahlung bezeichnet man auch als Bremsstrahlung. Der damit verbundene Energieverlustes, der bei nichtrelativistischen Teilchen nur einen geringen Anteil ausmacht, spielt in ultrarelativistischen Experimenten, wie den hier behandelten, eine wichtige Rolle.

Man betrachte hier die Situation, daß beide Teilchen geladen sind, d.h., beide Stoßpartner sind Quellen elektromagnetischer Strahlung, deren Strahlungsfelder kohärent überlagert werden müssen. Unterscheiden sich die Ladungen der beiden Teilchen nicht zu sehr, so sendet das leichtere Teilchen mehr Strahlung aus als das schwerere, da die Amplitude der Strahlungsfelder von dem Produkt aus Ladung und Beschleunigung abhängt. Ist die Masse eines Stoßpartners noch gravierend größer als die des anderen, so kann der Stoß als Wechselwirkung des leichteren Teilchens mit einem ruhenden Kraftfeld des schwereren Teilchens angesehen werden.

3.1.1 Klassische Berechnung im Grenzfall niedriger Frequenzen

Ausgangspunkt für die Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung ist die Formel für die Intensität der von dem Teilchen der Ladung ze bei dem Stoßprozeß

¹In der Literatur findet man auch die Bezeichnungen „weiche“ Photonen, „soft photons“ oder „low- p_T -photons“.

in das Raumwinkelement Ω ausgesandten Strahlung [Jac82]:

$$\frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{z^2 e^2}{4\pi^2 c} \left| \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{d}{dt} \left[\frac{\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{\beta})}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}} \right] e^{i\omega(t - \vec{n} \cdot \vec{r}(t)/c)} dt \right|^2. \quad (3.1)$$

Hierbei ist \vec{n} der Normalen-Vektor in Richtung des Detektors (Strahlrichtung des Projektils), $\vec{\beta}$ ist der Geschwindigkeits-Vektor des Teilchens mit der Ladung z und Bahn $\vec{r}(t)$. Im weiteren werden nur niedrige Frequenzen ω betrachtet. Im Gegensatz zu mittleren Frequenzen, bei denen das Strahlungsspektrum von dem detaillierten Verlauf des Stoßprozesses abhängt, sind hier nur die Anfangs- und Endgeschwindigkeiten relevant. Diese Näherung ist hier zulässig, da der Anteil der durch die hadronische Bremsstrahlung erzeugten niederenergetischen Photonen, die sich durch niedrige Frequenzen auszeichnen, bestimmt werden soll.

Man betrachte den Limes $\omega \rightarrow 0$. Der Exponentialfaktor in Gleichung (3.1) ergibt dann Eins und der Integrand ist ein totales Differential. Für das Spektrum der mit der Polarisation ϵ emittierten Strahlung folgt unter Verwendung von:

$$\vec{a} \times (\vec{b} \times \vec{c}) = \vec{b} (\vec{a} \cdot \vec{c}) - \vec{c} (\vec{a} \cdot \vec{b}) \quad (\text{Entwicklungssatz}), \quad (3.2)$$

$$\lim_{\omega \rightarrow 0} \frac{d^2 I}{d\omega d\Omega} = \frac{z^2 e^2}{4\pi^2 c} \left| \vec{\epsilon}^* \cdot \left(\frac{\vec{\beta}'}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}'} - \frac{\vec{\beta}}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}} \right) \right|^2. \quad (3.3)$$

Hierbei sind $\vec{\beta}$ bzw. $\vec{\beta}'$ die Geschwindigkeitsvektoren des Teilchens vor und nach dem Stoß. Diese Formel gilt sowohl klassisch als auch quantenmechanisch. Um den quantenmechanischen Zusammenhang hervorzuheben, und im Hinblick auf die bei der Berechnung verwendeten und hier abzuleitenden Formel, wird der obige Ausdruck in ein Photonenspektrum umgewandelt. Ein Photon der Frequenz ω besitzt die Energie $\hbar\omega$. Dividiert man nun (3.3) durch $\hbar^2\omega$, so folgt:

$$\lim_{\hbar\omega \rightarrow 0} \frac{d^2 N}{d(\hbar\omega) d\Omega} = \frac{z^2 \alpha}{4\pi^2 \hbar \omega} \left| \vec{\epsilon}^* \cdot \left(\frac{\vec{\beta}'}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}'} - \frac{\vec{\beta}}{1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta}} \right) \right|^2. \quad (3.4)$$

Hierbei wurde die Feinstrukturkonstante $\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137}$ eingeführt. Es ist nun möglich, (3.4) auf relativistisch kovariante Form zu bringen. Dazu werden die vierdimensionalen Energie-Impuls-Vektoren des Photons und des Teilchens eingeführt. Diese lauten:

$$k^\mu = \frac{\hbar}{c}(\omega, \omega \vec{n}) \quad (3.5)$$

und

$$p^\mu = Mc(\gamma, \gamma\vec{\beta}) \quad . \quad (3.6)$$

Außerdem benutzt man noch das lorentzinvariante Phasenraumelement d^3k/k_0 und definiert den invarianten Ausdruck:

$$\frac{d^3N}{(d^3k/k_0)} = \frac{c^2}{h\omega} \frac{d^2N}{d(h\omega)d\Omega} = \frac{c^2}{h(h\omega)^2} \frac{d^2I}{d\omega d\Omega} \quad . \quad (3.7)$$

Somit geht (3.4) über in:

$$\lim_{h\omega \rightarrow 0} \frac{d^3N}{(d^3k/k_0)} = \frac{z^2\alpha}{4\pi^2} \left| \frac{\epsilon^* \cdot p'}{k \cdot p'} - \frac{\epsilon^* \cdot p}{k \cdot p} \right|^2 \quad . \quad (3.8)$$

Bei den Produkten in (3.8) handelt es sich um Produkte von Vierervektoren. Außerdem wurde die Coulomb- oder auch Strahlungseichung $\epsilon^\mu = (0, \vec{\epsilon})$ verwendet [Jac82]. Der Photonen-Polarisationsvektor ϵ muß im Hinblick auf die weiteren Berechnungen gesondert betrachtet werden, denn bei den Messungen im WA93-Experiment war die Polarisation von Photonen nicht meßbar. Auch ist in den später verwendeten Simulationen die Polarisation nicht bekannt. Aus diesem Grunde muß über alle Polarisationszustände der Photonen summiert werden. In [Bjo64] findet man für Gleichung (3.8) den analogen Ausdruck:

$$\left| \frac{\epsilon \cdot p'}{k \cdot p'} - \frac{\epsilon \cdot p}{k \cdot p} \right|^2 = \epsilon_\mu \epsilon_\nu J^{\mu\nu} \quad . \quad (3.9)$$

J ist hier die Vierer-Stromdichte. Für diese folgt:

$$J = \frac{p'}{k \cdot p'} - \frac{p}{k \cdot p} \quad . \quad (3.10)$$

Nun erfolgt die Summation von $\epsilon_\mu \epsilon_\nu J^{\mu\nu}$ über die beiden unabhängigen transversalen Polarisationszustände des Photons:

$$\sum_{pol. Zustand} \epsilon_\mu \epsilon_\nu J^{\mu\nu} = -J_\mu^\mu \quad . \quad (3.11)$$

In dieser Notation ist J_μ^μ das Skalarprodukt des Vierervektors J mit sich selbst. Es handelt sich um eine Verknüpfung des kovarianten Vektors J^μ mit dem kontravarianten Vektor $J_\mu = g_{\mu\nu} J^\nu$, wobei es sich bei $g_{\mu\nu}$ um den metrischen Tensor handelt mit $g_{11} = g_{22} = g_{33} = -1$ und $g_{44} = +1$. Für das Skalarprodukt ergibt sich somit:

$$J_\mu^\mu = J^\mu J_\mu = J_4^2 - (J_1^2 + J_2^2 + J_3^2) \quad . \quad (3.12)$$

Man beachte das Minuszeichen vor dem Klammerausdruck auf der rechten Seite. Berücksichtigt man nun den Grenzfall $\hbar\omega \rightarrow 0$ und führt die Summation über die Polarisationszustände durch, ergibt sich aus (3.8), wenn man noch den Faktor $1/k_0$ ausmultipliziert:

$$k_0 \frac{d^3 N}{d^3 k} = \frac{z^2 \alpha}{4\pi^2} [-J^\mu J_\mu] \quad . \quad (3.13)$$

Hierbei handelt es sich um die Teilchenzahldichte der Photonen, die bei der Kollision eines einzelnen geladenen Teilchens im Anfangszustand sowie eines einzelnen geladenen Teilchens im Endzustand erzeugt wird. Da bei den genannten Experimenten, je nach Target- und Projektilwahl, mehrere Teilchen im Eingangskanal und bei den beobachteten Multiplizitäten eine sehr viel größere Anzahl im Ausgangskanal vorkommen, muß dieser Ausdruck (3.13) auf dieses Vielteilchensystem erweitert werden. Hierfür wählt man einen Satz von Teilchen i im Anfangszustand, sowie einen Satz von Teilchen f im Endzustand. Die Summation erfolgt jetzt über alle o.g. Zustände, und es folgt:

$$k_0 \frac{d^3 N}{d^3 k} = \frac{z^2 \alpha}{4\pi^2} \left[- \sum_{i,f} J^\mu J_\mu \right] \quad (3.14)$$

mit

$$\sum_{i,f} J^\mu J_\mu = \sum_{i,f} \frac{q_f p_f}{k \cdot p_f} - \frac{q_i p_i}{k \cdot p_i} \quad . \quad (3.15)$$

Die Summation erfolgt über alle an der Reaktion beteiligten geladenen Teilchen mit den Ladungen q . Aufgrund des Experimentes ist es sinnvoll, die Gleichung (3.15) mit den experimentell leichter zugänglichen Größen Φ (Azimutalwinkel) und y (Rapidität) der involvierten Teilchen auszudrücken. Hierzu verwendet man die Beziehung [Par96]:

$$k_\mu = \left(k_T \cosh(\eta), k_T \sinh(\eta), \vec{k}_T \right) \quad (3.16)$$

und

$$p_\mu = (m_T \cosh(y), m_T \sinh(y), \vec{p}_T) \quad . \quad (3.17)$$

Daraus ergibt sich für das Skalarprodukt:

$$k \cdot p = k_T m_T (\cosh(y) \cosh(\eta) - \sinh(y) \sinh(\eta)) - \vec{k}_T \cdot \vec{p}_T \quad . \quad (3.18)$$

Hierbei ist y die Rapidität der Teilchen im Anfangs- und Endzustand, und $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$ ist die transversale Masse. Für das Photon ist die Pseudorapidität und der Transversalimpuls durch η bzw. k_T gegeben. Für die weiteren

Berechnungen definiert man den Azimutalwinkel des geladenen Teilchens als ϕ und den des Photons als Φ . Damit ergibt sich für die Transversalimpulse:

$$\vec{k}_T = k_T (\hat{x} \cos(\Phi), \hat{y} \sin(\Phi)) \quad (3.19)$$

$$\vec{p}_T = p_T (\hat{x} \cos(\phi), \hat{y} \sin(\phi)) \quad (3.20)$$

und für das Skalarprodukt:

$$\vec{k} \cdot \vec{p} = k_T p_T [\cos(\phi) \cos(\Phi) + \sin(\phi) \sin(\Phi)] \quad (3.21)$$

Desweiteren verwendet man noch die Identitäten [Bro91]:

$$\cosh(y) \cosh(\eta) - \sinh(y) \sinh(\eta) = \cosh(y - \eta) \quad (3.22)$$

$$\cos(\phi) \cos(\Phi) + \sin(\phi) \sin(\Phi) = \cos(\phi - \Phi) \quad (3.23)$$

Für (3.18) ergibt sich nun:

$$k \cdot p = k_T [m_T \cosh(y - \eta) - p_T \cos(\phi - \Phi)] \quad (3.24)$$

Somit kann der Vierervektor J als Funktion der Photonenparameter η und Φ ausdrückt werden. Diese Funktion wird dann über alle geladenen Teilchen mit den Parametern y und ϕ summiert:

$$J(\eta, \Phi) = \frac{1}{k_T} \sum_{i,f} \frac{q_f p_f}{[m_{T_f} \cosh(y_f - \eta) - p_{T_f} \cos(\phi_f - \Phi)]} - \frac{q_i p_i}{[m_{T_i} \cosh(y_i - \eta) - p_{T_i} \cos(\phi_i - \Phi)]} \quad (3.25)$$

Dieser Ausdruck ist nur von der Differenz zwischen der Rapidität bzw. des Azimutalwinkels der beobachtbaren Photonen und den beteiligten geladenen Teilchen abhängig.

3.1.2 Der doppelt differentielle Wirkungsquerschnitt

Mit (3.25) ist es nun möglich, die Verteilung der durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen mit Hilfe der meßbaren Größen der Photonen und geladenen Teilchen zu bestimmen. Um aber diese Verteilung direkt mit dem Experiment vergleichen zu können ist es noch erforderlich, sie in einen doppelt differentiellen Wirkungsquerschnitt $d^2 N / dk_T dy$ zu überführen. Hierfür ist eine Umformung nötig, wie sie etwa in [Byc73] vorgeschlagen wird. Es gilt:

$$\frac{E d^3 \sigma}{d^3 k} = \frac{1}{2\pi k_T} \cdot \frac{d^2 \sigma}{dy dk_T} \quad (3.26)$$

daraus folgt:

$$\frac{d^2\sigma}{dydk_T} = 2\pi k_T \frac{Ed^3\sigma}{d^3p} \quad . \quad (3.27)$$

Der Faktor 2π , der in diesem Ausdruck vorkommt, ist unter der Annahme, daß keine Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Azimutalwinkel besteht, durch Integration über diesen Winkel entstanden. Für den Fall, daß eine solche Abhängigkeit bestehen sollte, wird anstelle der Multiplikation mit diesem konstanten Faktor eine Integration von (3.27) über den Winkel Φ durchgeführt.

$$\frac{d^2\sigma}{dydk_T} = k_T \int_0^{2\pi} \frac{Ed^3\sigma}{d^3p} d\Phi \quad . \quad (3.28)$$

Identifiziert man nun den Ausdruck $k_0 d^3N/dk^3$ aus (3.14) mit dem invarianten Wirkungsquerschnitt $Ed^3\sigma/dk^3$, dann erhält man für die Verteilung der Photonen:

$$\frac{d^2N}{dydk_T} = k_T \int_0^{2\pi} \frac{k_0 d^3N}{d^3k} d\Phi \quad . \quad (3.29)$$

Betrachtet man nun den Faktor k_T in (3.29) und berücksichtigt den Faktor $1/k_T$ in (3.25), der bei der Skalarproduktbildung in (3.14) zu $1/k_T^2$ wird, ergibt sich durch Kürzen die typische $1/k_T$ Abhängigkeit des Transversalimpuls-Spektrums der hadronischen Bremsstrahlung. Die Berechnung des Spektrums reduziert sich also auf die Berechnung des Integrals in (3.29). Als Endergebnis erhält man die Formel:

$$\frac{d^2N}{dydk_T} = \frac{\alpha k_T}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \sum_{i,f} [-J^\mu J_\mu(\eta, \Phi)] d\Phi \quad . \quad (3.30)$$

Für J gilt die Definition in Gleichung (3.25). Die Integration erfolgt über den Azimutalwinkel Φ der Photonen und die Summation über die Teilchen im Anfangszustand i und die im Endzustand f . Diese Formel ermöglicht es nun, den Anteil der hadronischen Bremsstrahlung am Photonen-Spektrum bei Schwerionenenexperimenten zu bestimmen. Die Berechnung beinhaltet die Bestimmung der in Gleichung (3.31) definierten Größe $D2N$.

Der Übersichtlichkeit halber ist die in der Simulation verwendete Formel noch einmal in geschlossener Form angegeben.

$$\frac{d^2 N}{dy dk_T} = \frac{\alpha k_T}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \sum_{i,f} [-J^\mu J_\mu(\eta, \Phi)] d\Phi \equiv \frac{1}{k_T} \cdot \mathbf{D2N} \quad (3.31)$$

mit

$$J^\mu(\eta, \Phi) = \frac{1}{k_T} \sum_{i,f} \frac{q_f p_f^\mu}{[m_{T_f} \cosh(y_f - \eta) - p_{T_f} \cos(\phi_f - \Phi)]} - \frac{q_i p_i^\mu}{[m_{T_i} \cosh(y_i - \eta) - p_{T_i} \cos(\phi_i - \Phi)]} \quad .$$

Bei den Variablen handelt es sich um:

- p^μ = Viererimpuls
- q = Ladung
- m_T = Transversale Masse
- p_T = Transversalimpuls
- y = Rapidity
- ϕ = Azimutalwinkel

der Teilchen im Anfangs- und Endzustand und

- η = Pseudorapidity
- Φ = Azimutalwinkel
- k_T = Transversalimpuls

des Photons.

4 Simulationen ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen

In Schwerionenexperimenten, wie etwa dem WA93-Experiment, sind die erzeugten Teilchen und deren Eigenschaften wie Impuls- und Energieverteilungen von besonderem Interesse. Zur Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung sind diese Größen für jedes einzelne Teilchen erforderlich. Da sie experimentell nicht komplett zur Verfügung stehen, müssen sie auf anderem Wege bestimmt werden. Dazu sind Modelle nötig, welche die beobachteten Reaktionen simulieren. Diese sollten in den Bereichen, die experimentell zugänglich sind, eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten zeigen, und somit eine sinnvolle Vorhersage über die nicht meßbaren Bereiche zulassen.

Ein sich in der Vergangenheit als sehr sinnvoll erwiesenes Modell, das auch Schwerionenreaktionen gut beschreibt, ist das Stringmodell, das im folgenden kurz vorgestellt werden soll.

4.1 Das Stringmodell

Es gibt verschiedene Monte-Carlo Modelle, die es ermöglichen, als sogenannte Teilchen- oder Eventgeneratoren die in einer Schwerionenreaktion entstandenen Teilchen und deren Viererimpulse zu simulieren. Den Stringmodellen, die hierzu zählen, liegt das Prinzip zugrunde, daß man versucht, elementare Prozesse, wie etwa Nukleon-Nukleon und e^+e^- Reaktionen, unabhängig zu überlagern. Kann man diese elementaren Prozesse gut beschreiben, ist es möglich, eine Schwerionenreaktion unter Berücksichtigung der Stoßgeometrie aus solchen Reaktionen zusammensetzen.

Unter einem String stellt man sich ein Gebilde vor, das etwa im Falle von Mesonen einen dünner Schlauch darstellt, an dessen beiden Enden sich jeweils ein masseloses Quark befindet. Bei den Baryonen befindet sich an dem einen Ende ein Quark, am anderen Ende ein Diquark. Diese Quarks werden durch die Farbfeldlinien zusammengehalten. Im Unterschied zu elektrischen Feldlinien weisen die Farbladung tragenden Gluonen eine starke Selbstwechselwirkung auf. Hierdurch werden die Feldlinien zwischen den Quarks zusammengezogen, und es ergibt sich ein Objekt, das mit der Bezeichnung Flußschlauch oder String dem Modell seinen Namen gab.

Der Ansatz zu diesem Modell ist auf eine experimentelle Beobachtung beim Studium von Mesonen- und Baryonenresonanzen zurückzuführen. Bei der sogenannten Chew-Frautschi-Darstellung trägt man den Spin J gegen das Massenquadrat von Baryonenresonanzen mit gleichem Isospin und gleicher C-Parität auf. Für die einzelnen Baryonenfamilien ergeben sich Geraden. Gemäß [Per91] ergibt sich für die lokale Geschwindigkeit beim Radius r unter der Annahme, daß die Enden des Strings mit Lichtgeschwindigkeit rotieren:

$$\frac{v}{c} = \frac{r}{r_0} \quad . \quad (4.1)$$

Hier entspricht r_0 der halben Länge des Strings. Definiert man k als Energiedichte pro Einheitslänge eines Strings, kann man die Gesamtmasse und den Bahndrehimpuls des Systems relativistisch berechnen:

$$E = Mc^2 = \int_0^{r_0} \frac{kdr}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = kr_0\pi \quad (4.2)$$

$$J = \frac{2}{\hbar c^2} \int_0^{r_0} \frac{krvdr}{\sqrt{1 - v^2/c^2}} = \frac{kr_0^2\pi}{2\hbar c} \quad . \quad (4.3)$$

Eliminiert man r_0 aus diesen Gleichungen findet man den beobachteten Zusammenhang zwischen Energie und Drehimpuls:

$$J = \alpha' E^2 + const. \quad . \quad (4.4)$$

Dieses Resultat folgt aus der Annahme eines Potentials der Form:

$$V = kr, \quad (4.5)$$

das dem linearen Term des QCD-Potentials in Gleichung (1.1) entspricht.

Aus der Steigung $\alpha' = 1/(2\pi k\hbar c)$ der gemessenen Geraden ergibt sich für k ein Wert von ca. 0,85 GeV/fm, der sich in den Dimensionen der Hadronen widerspiegelt, die typischerweise eine Masse von 1 GeV und einen Radius in der Größenordnung von 1 fm aufweisen. Gemäß dem oben angegebenen Potential wird die Energie des Strings durch seine Länge repräsentiert.

Der strukturelle Aufbau ist allen geläufigen Eventgeneratoren auf Basis des Stringmodells gemeinsam. Hierbei handelt es sich um:

1. Geometrie
2. Stringformation
3. Stringfragmentierung

Bei der Geometrie geht man davon aus, daß sich die Verteilung der Nukleonen im Kern gemäß einem Wood-Saxon-Potential verhält. Die Nukleonen bewegen sich auf geraden Bahnen aufeinander zu, wobei sie innerhalb des Kerns eine feste Position haben. Treffen die Kerne aufeinander, so durchdringen sie sich nach dem bereits beschriebenen Björken-McLerran-Bild. Kommen sich nun ein Target- und ein Projektilnukleon näher als eine vorgegebene Grenze, so wechselwirken sie miteinander. Diese Wechselwirkung führt zur Stringformation, der Bildung der Strings, die im letzten Schritt über die Stringfragmentation in beobachtbare Hadronen zerfallen. Die letzten beiden Punkte hängen von dem jeweiligen Stringmodell ab. Es werden nun zwei Vertreter, die in dieser Arbeit Verwendung finden, kurz vorgestellt.

4.1.1 Der Eventgenerator VENUS

Der Eventgenerator VENUS¹ ist ein Monte-Carlo Programm, mit dem man nach dem oben vorgestellten Stringmodell ultrarelativistische Schwerionenreaktionen simulieren kann. Die Hadronen laufen mit einem Stoßparameter b aufeinander zu. Die Kerne überlappen sich teilweise und es entsteht eine Wechselwirkungszone, in der sich die Strings bilden können. Reaktionen zwischen Nukleonen innerhalb dieser Zone finden dann statt, wenn sie sich in einem Abstand von weniger als $\sqrt{\sigma_{NN}/\pi}$ [Wer89] befinden, σ_{NN} entspricht dem inelastischen Wirkungsquerschnitt für Nukleon-Nukleon-Streuung. In diesem Modell erfolgt die Stringformation über den Mechanismus des Farbladungsaustausches². Die Hadronen, deren Quarks in Strings eingebettet sind, können während der Wechselwirkung Farbladung austauschen. Dieses ist vergleichbar damit, daß z.B. bei einer Mesonen-Reaktion das Projektilquark(-antiquark) $q_p(\bar{q}_p)$ mit dem Targetantiquark(-quark) $\bar{q}_t(q_t)$ einen neuen String bildet:

$$string(\bar{q}_p q_p) + string(\bar{q}_t q_t) \longrightarrow string(\bar{q}_p q_t) + string(\bar{q}_t q_p) \quad . \quad (4.6)$$

In Abbildung (4.1) ist dieser Sachverhalt für die Baryonen grafisch dargestellt.

Die Stringfragmentierung erfolgt nach dem Artru-Mennessier (AM) Modell. Hier wird ein anfänglicher String an einem zufällig gewählten Punkt in Teilstrings zerfallen. Diese Strings werden solange weiter zerfallen, bis alle Fragmente eine bestimmte Masse unterschritten haben. An diesem Punkt werden die Fragmente mit hadronischen Resonanzen identifiziert.

¹Very Energetic Nuclear Scattering

²auch „String Flip“ oder „Colour Exchange“

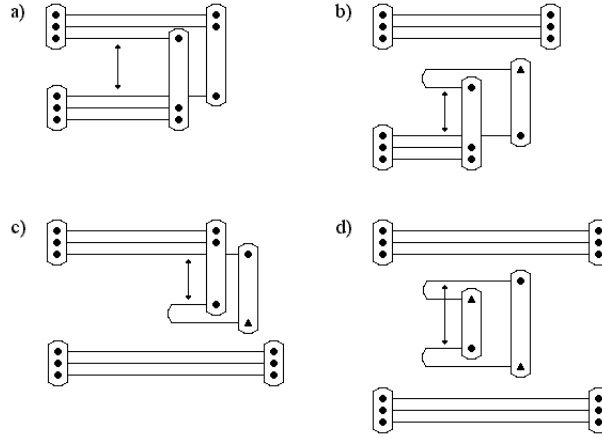


Abbildung 4.1: Der bei VENUS zur Stringformation verwendete Mechanismus des Farbladungsaustausches. Punkte stellen die Quarks und Dreiecke die Antiquarks dar. Auf der rechten (linken) Seite befindet sich der Aus- (Ein-)gangskanal. Geschlossene Linien deuten die Strings und Pfeile den Ladungsaustausch an. Figur a) zeigt den Farbladungsaustausch zwischen einem Projektil- und einem Target-Nukleon, in b) und c) ist ein String durch ein $q\bar{q}$ -Paar und eine Baryon („surviving baryon“) ersetzt, in d) entstehen zwei $q\bar{q}$ -Paare, die beiden Baryonen bleiben unbeeinflusst.

4.1.2 Der Eventgenerator FRITIOF

Ein weiteres Stringmodell, das zum Vergleich bei der Berechnung der HBS Verwendung findet, ist das FRITIOF³ Modell [Nil87]. Bei der Geometrie wird vom gleichen Ansatz ausgegangen, wie beim Eventgenerator VENUS. Bei der Stringformation gibt es aber im Unterschied keine Änderung der Quarkstruktur, sondern eine longitudinale Anregung der Strings. Damit ist gemeint, daß bei der Wechselwirkung von Hadronen mit einem großen Impuls Longitudinalimpuls ausgetauscht wird, was zur Bildung zweier longitudinal angeregter Objekte führt, den Strings (s. Abbildung (4.2)). Der Quarkinhalt dieser Strings ist aber der gleiche, wie der der Hadronen, aus denen sie gebildet wurden. Es findet kein Farbladungsaustausch statt.

Die Fragmentierung zeigt auch Unterschiede zwischen beiden Modellen. FRITIOF benutzt hier den LUND-Ansatz [And83]. Bei diesem Modell werden bei der Fragmentation nur solche Teilstrings gebildet, deren Massen mit bekannten Resonanzen übereinstimmen. Ein Vergleich dieser beiden Modelle findet sich zu-

³Held der nordischen Mythologie.

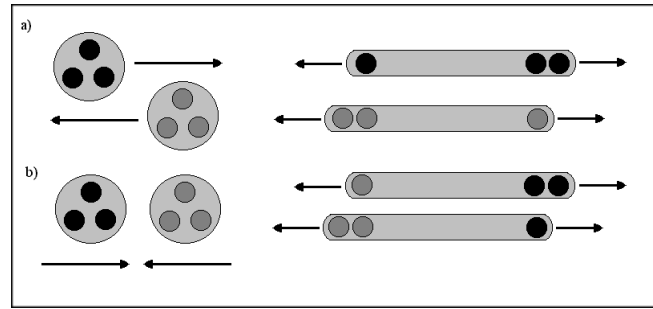


Abbildung 4.2: a) Prinzip der longitudinalen Anregung. Die Quarks in den Strings stammen aus jeweils einem Baryon. In b) ist noch einmal der Farbladungsaustausch dargestellt.

sammen mit weiteren Eventgeneratoren in [Wer90].

5 Ergebnisse der Simulation des WA93-Experimentes

In diesem Kapitel soll auf die Ergebnisse der Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung eingegangen werden. Es wird das Photonenspektrum des Eventgenerators VENUS 4.12 vorgestellt, und es wird untersucht, ob sekundär produzierte Teilchen einen erkennbaren Anteil am Spektrum haben.

5.1 Anteil der hadronischen Bremsstrahlung am inklusiven Photonenspektrum

Die in Kapitel 3 hergeleitete Formel für die Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung ist in ein mit der Programmiersprache Fortran77 verfaßtes Programm umgesetzt. Die Simulation der S-Au Reaktionen erfolgt mit dem Eventgenerator Venus 4.12. Sie beinhaltet die Berechnung der erforderlichen Viererimpulse der geladenen Teilchen. Da während der Strahlzeit im Herbst 1992 nur zentrale Reaktionen gemessen wurden, und sich die Datenaufnahme nur auf diesen Reaktionstyp beschränkte, sind die Simulationsparameter entsprechend diesen Events ausgewählt. Die Parameter sind in der Tabelle (5.1) wiedergegeben. Die Auswertung des WA93-Experimentes beinhaltete die 22,6% zentralsten Events, was einem Wirkungsquerschnitt von 812 mb entsprach. Die Selektion der Events erfolgte mit dem MIRAC-Kalorimeter.

Reaktionstyp	S - Au
Energie	200AGeV
System	Laborsystem
Stoßparameterbereich	0.0 - 4.1 fm

Tabelle 5.1: In der Simulation verwendete Venusparameter

Zum Test des Programmes werden analog zu [Ant93] 450 GeV/ c p-Be Reaktionen simuliert. Das Ergebnis der Berechnung ist in Diagramm (5.1) dargestellt. Außerdem ist zum Vergleich das Photon p_T -Spektrum der für die Simulation verwendeten VENUS-Events im Pseudorapiditätsbereich $(3, 43 \pm 0, 1)$ und

($2,93 \pm 0,1$) gezeigt. Anhand des Schnittpunktes der Kurve mit dem VENUS-Zerfallsspektrum, die in dem oben erwähnten Experiment jeweils bei etwa 7 MeV liegt, zeigt sich, daß das Programm die HBS richtig berechnet. Der Beitrag von Photonen aus der HBS übersteigt erst unterhalb dieses Wertes den der Zerfallsphotonen.

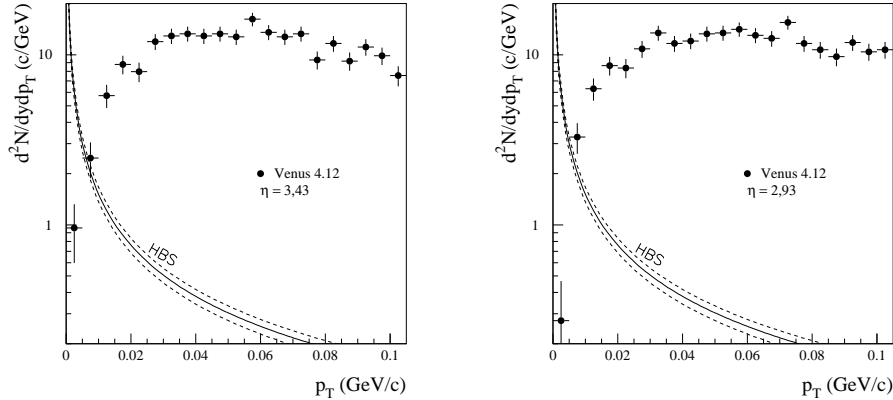


Abbildung 5.1: Berechnung der Hadronischen Bremsstrahlung. Zum Vergleich mit den Ergebnissen aus [Ant93] wird die Berechnung für 450 GeV/c p-Be Reaktionen bei einer Pseudorapidität von 2,93 bzw. 3,43 durchgeführt. Als Vergleichspunkt dient der Schnittpunkt der HBS-Kurve mit dem Spektrum von VENUS 4.12 Zerfallsphotonen.

Die Berechnung der hadronischen Bremsstrahlung für die 200 AGeV S-Au Reaktionen erfolgt analog. Dem Pseudorapiditätsbereich des BGO-Detektors (2,35 - 2,45) entsprechend wird eine Pseudorapidität von 2,4 verwendet. Insgesamt beinhaltet die Berechnung 3000 VENUS 4.12 Events. Als Ergebnis erhält man einen festen Wert, der gemäß Kapitel 3 als $D2N$ bezeichnet wird. In Diagramm (5.2) ist die Verteilung dieses Wertes für die verwendeten Events angegeben.

Als Mittelwert $\overline{D2N}$ erhält man 0,6 und als Standardabweichung 0,4. Die gestrichelten Kurven geben einen angenommenen Fehler von $\pm 7\%$ an, den man aus dem Vergleich mit Events aus FRITIOF 7.02 erhält. Ein statistischen Fehler von $\pm 2\%$ ist mitberücksichtigt. Der Anteil der Photonen aus der hadronischen Bremsstrahlung ist in Abbildung (5.3) wiedergegeben. Er übersteigt unterhalb eines Wertes von etwa 8 MeV das VENUS-Spektrum. Ein direkter Vergleich mit Experimenten mit ähnlich schweren Teilchen bzw. hohen Energien ist nicht möglich, aber der Verlauf der Kurve erscheint sinnvoll, da die HBS durch geladene Teilchen entsteht, wobei es sich hauptsächlich um geladene Mesonen (π^+ , π^-) handelt. Das

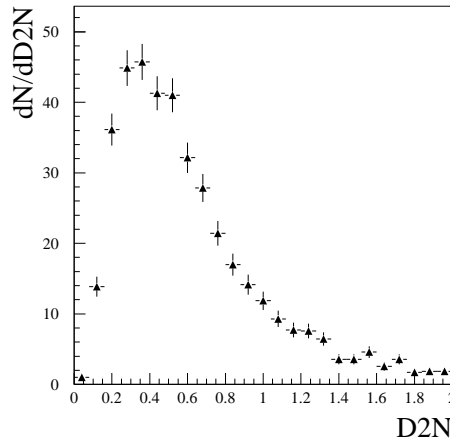


Abbildung 5.2: Verteilung des Wertes $D2N$. Der Wert wurde für 3000 S-Au Events bei einer Pseudorapidität von 2,4 berechnet.

Zerfallsphotonen-Spektrum stammt zum größten Teil vom π^0 -Meson.

Um einen Vergleich mit dem Experiment herstellen zu können, ist in Abbildung (5.4) der Photonenanteil aus der HBS für die einzelnen p_T -Bins auf den Anteil der Photonen aus der VENUS 4.12 Simulation aufaddiert und den Meßwerten des BGO-Detektors gegenübergestellt. Die HBS liefert nur einen merklichen Beitrag im Bereich von 0-68 MeV. Der gemessene Überschuß im inklusiven Photonenspektrum kann hiermit nicht erklärt werden.

Es stellt sich die Frage, ob andere Erklärungsmöglichkeiten für die Erhöhung in diesem Bereich zu finden sind. Ein wichtiger Punkt wäre festzustellen, ob der Eventgenerator VENUS 4.12 das Photonen p_T -Spektrum in diesem Bereich richtig wiedergibt. Es besteht auch die Möglichkeit, daß die schweren Resonanzen falsch berechnet werden, und somit auch die von ihnen stammenden Zerfallsphotonen ein von der Realität abweichendes Bild wiedergeben. Eine qualitative Untersuchung der von VENUS erzeugten Teilchen findet sich im nächsten Abschnitt.

5.2 Herkunft der Photonen im Venusspektrum

Beim Vergleich mit den Ergebnissen vieler Experimente hat der Eventgenerator VENUS 4.12 gezeigt, daß er die Wirklichkeit gut wiedergibt. Doch gerade für den niederenergetischen Bereich und bei den schweren Resonanzen gibt es nur wenig Vergleichsmöglichkeiten mit Meßdaten. Es ist also ein berechtigter Zweifel an der

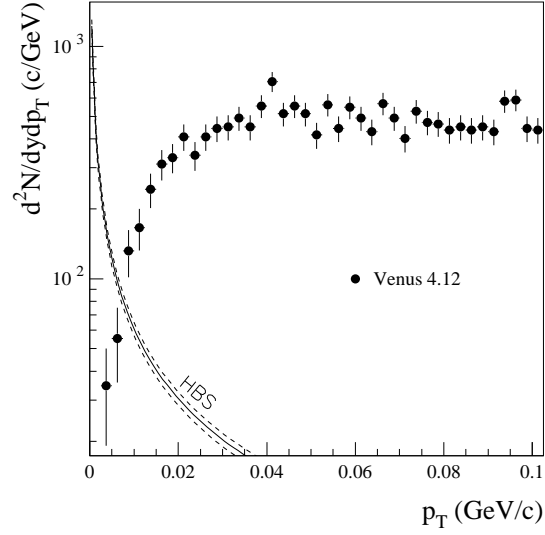


Abbildung 5.3: Vergleich des Anteils von Photonen aus der HBS und aus dem Eventgenerator VENUS 4.12 für S-Au Reaktionen bei einer Pseudorapidity von 2,4 .

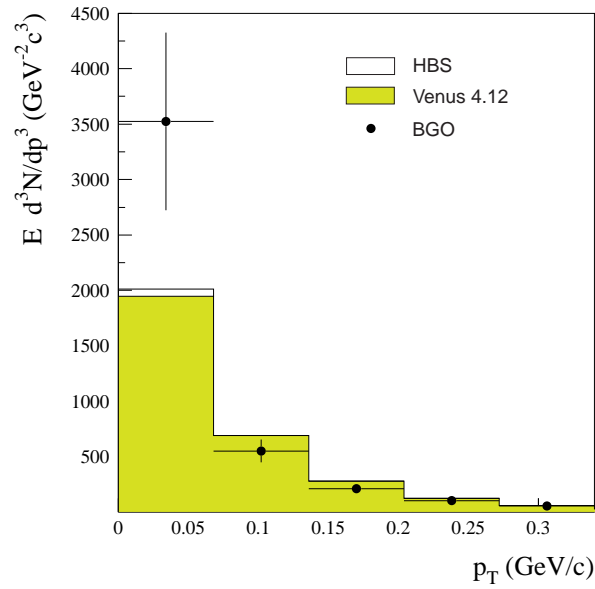


Abbildung 5.4: Summe der Photonen aus der HBS und der VENUS-Simulation im Vergleich zu den BGO-Daten.

Richtigkeit der Spektren dieser Teilchen und den aus diesen Teilchen stammenden Photonen gegeben. Um eine Abschätzung zu erhalten, wie groß die Abweichungen sein müßten, um die Ergebnisse des WA93-Experimentes wiederzugeben, soll untersucht werden, aus welchen Zerfällen die Photonen in der VENUS Simulation stammen. In Tabelle (5.2) sind die betrachteten Zerfallsreaktion und die relative Häufigkeit des jeweiligen Zerfallkanals angegeben. Da viele dieser Reaktionen über die Bildung von π^0 -Mesonen erfolgen, sind diese Reaktionen separat mit aufgeführt.

Zerfallsteilchen	Reaktion	Häufigkeit
Photonen	$\pi^0 \longrightarrow 2\gamma$	98,8%
	$\eta \longrightarrow 2\gamma$	39,3%
	$\eta \longrightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	4,8%
	$\eta' \longrightarrow \rho\gamma$	30,2%
	$\eta' \longrightarrow \omega\gamma$	3,0%
	$\eta' \longrightarrow 2\gamma$	2,1%
	$\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	8,5%
π^0 -Mesonen	$\eta \longrightarrow 3\pi^0$	31,1%
	$\eta \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	23,2%
	$\eta' \longrightarrow \pi^0\pi^0\eta$	20,8%
	$\omega \longrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$	88,8%
	$\omega \longrightarrow \pi^0\gamma$	8,5%
	$\Delta \longrightarrow N\pi$	99%
	$\Lambda \longrightarrow \pi^0 n$	35,8%
	$\Sigma^+ \longrightarrow \pi^0 p$	35,8%

Tabelle 5.2: Auswahl an Reaktionen bei denen Photonen und π^0 -Mesonen entstehen [Par96].

Wiederum werden mit VENUS 4.12 S-Au Reaktionen simuliert, doch diesmal werden nicht nur die Teilchen am Ende der Reaktion betrachtet, sondern alle während der Reaktion entstandenen Teilchen. Das Programm gibt für spätere Untersuchungen die Möglichkeit, den Ursprung¹ aller am Ende der Reaktion stabilen Teilchen zu ermitteln. Im folgenden wird nur die unmittelbare „Mutter“ der Photonen und π^0 -Mesonen betrachtet. In Abbildung (5.5) sind die p_T -Spektren dieser Teilchen angegeben. Der Übersichtlichkeit halber sind sie nach ihrer Herkunft aus Mesonen und Baryonen getrennt aufgetragen. Bei den Photonen gibt es keine bedeutenden Beiträge aus Baryonen, deshalb wird dieser Anteil weggelassen.

Die Frage, ob eine erhöhte Produktion von bestimmten Teilchen im niedrigen

¹Im VENUS-Sprachegebrauch die Eltern eines Teilchens, bzw. Mutter, wenn das Teilchen bei einem Zerfall entstanden ist.

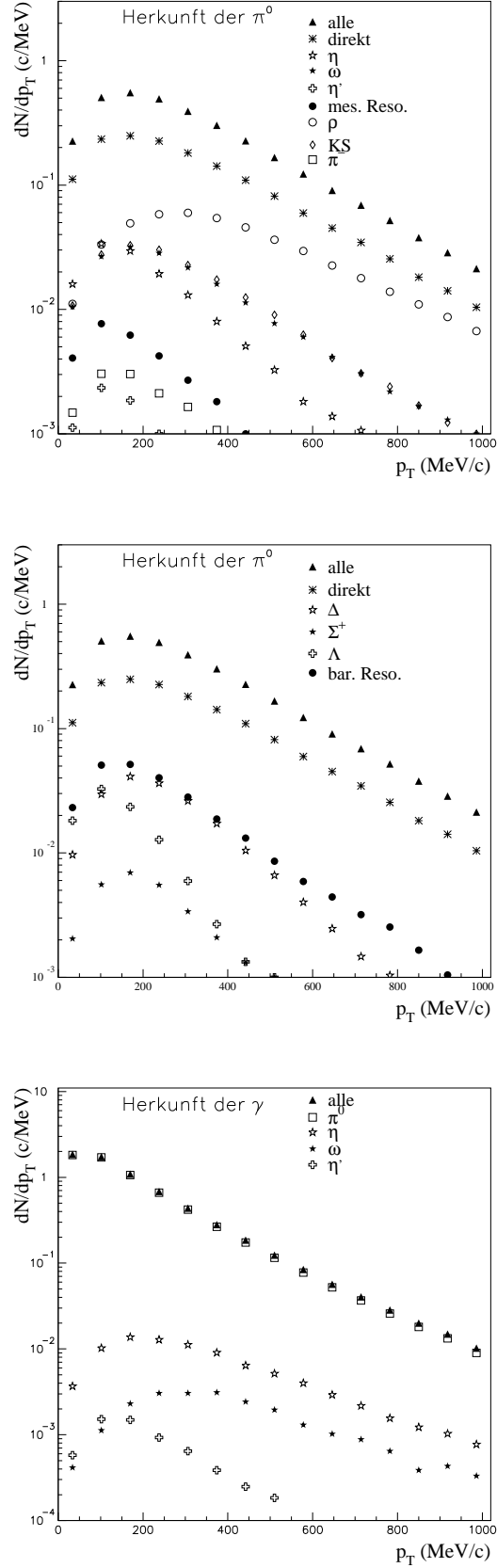


Abbildung 5.5: Herkunft der Photonen und π^0 -Mesonen in ultrarelativistischen S-Au Reaktionen. Es ist das p_T -Spektrum dieser aus dem Zerfall von mesonischen- und baryonischen Resonanzen stammenden Teilchen aufgetragen.

Impulsbereich das p_T -Spektrum der Photonen derart ändern kann, so daß die im WA93-Experiment beobachtete Erhöhung im Transversalimpulsbereich bis 68 MeV erklärbar wird, läßt sich qualitativ dadurch untersuchen, daß man die Änderung des Photonenspektrums in Abhängigkeit der Änderung des p_T -Spektrums der Mutterteilchen beobachtet. In Diagramm (5.6) sind hierfür die Transversalimpulse des η -, η' - und des ω -Mesons gegen die Transversalimpulse der aus diesen Teilchen stammenden Photonen und π^0 -Mesonen aufgetragen.

Eine Änderung in den p_T -Spektren der Mutterteilchen würde sich in jedem Fall auf die Photonen- und π^0 -Spektren niederschlagen. Der Unterschied kann dadurch untersucht werden, indem man die Transversalimpulse separat für die einzelnen p_T -Bins dieser Teilchen betrachtet. Eine Erhöhung in der Produktion der Mutterteilchen um einen konstanten Faktor in einem Bin entspricht dann einer Multiplikation des Photonen- bzw. π^0 -Spektrums dieses Bins mit diesem Faktor. Zur Veranschaulichung sind in Abbildung (5.7) die Transversalimpulsspektren für die ersten 9 Bins, was einem Impulsbereich von 0-0,612 GeV entspricht, für das η -Meson wiedergeben. Dieses Meson wurde für diese qualitative Untersuchung gewählt, da es einen relativ hohen Anteil am Gesamtphotonen- und π^0 -Mesonenspektrum hat. Eine Änderung sollte also einen erkennbaren Effekt an den Gesamtspektren verursachen.

Um eine Abschätzung über die Art der Änderung der Gesamtspektren zu bekommen, werden im folgenden zwei extreme Annahmen gemacht. Zum einen soll eine Erhöhung der η -Mesonen-Produktion im p_T -Bereich von 0-68 MeV um einen Faktor 100 angenommen werden. Zum anderen wird eine Erhöhung im Bereich von 0-340 MeV um einen Faktor 10 gewählt. In Abbildung (5.8) sind für die Photonen und die π^0 -Mesonen die betroffenen Transversalimpulsbereiche vor und nach der Manipulation wiedergegeben. Außerdem ist noch die Auswirkung auf die jeweiligen Gesamtspektren gezeigt.

Diese Überlegungen zeigen, daß eine einfache Erhöhung der Mesonenproduktion im Bereich niedriger Impulse nicht die deutliche Erhöhung im Photonen p_T -Spektrum verantwortlich sein kann. Zum einen zeigt sich, daß die Manipulationen einen größeren Einfluß auf den höheren Transversalimpulsbereich hat, zum anderen würde sich bei Mesonen, die einen Zerfall über das π^0 -Meson zum Photon vollziehen, auch eine Änderung des π^0 -Spektrums ergeben. Eine solche Änderung würde aber in den Analysen zur Rekonstruktion des π^0 -Mesons erkannt werden. Bei diesen Untersuchungen werden alle in einem Event nachgewiesenen Photonen paarweise kombiniert und die invariante Masse der Kombination gemäß:

$$m_{inv} = \sqrt{2E_1E_2(1 - \cos\Phi)} \quad (5.1)$$

berechnet.

Bei E_1 und E_2 handelt es sich um die deponierten Energien, bei Φ um den Öffnungswinkel zwischen den Photonen. Sollten die beiden kombinierten Photonen aus dem gleichen π^0 -Zerfall stammen, so ergibt sich $m_{inv} = 135 \text{ MeV}/c^2$,

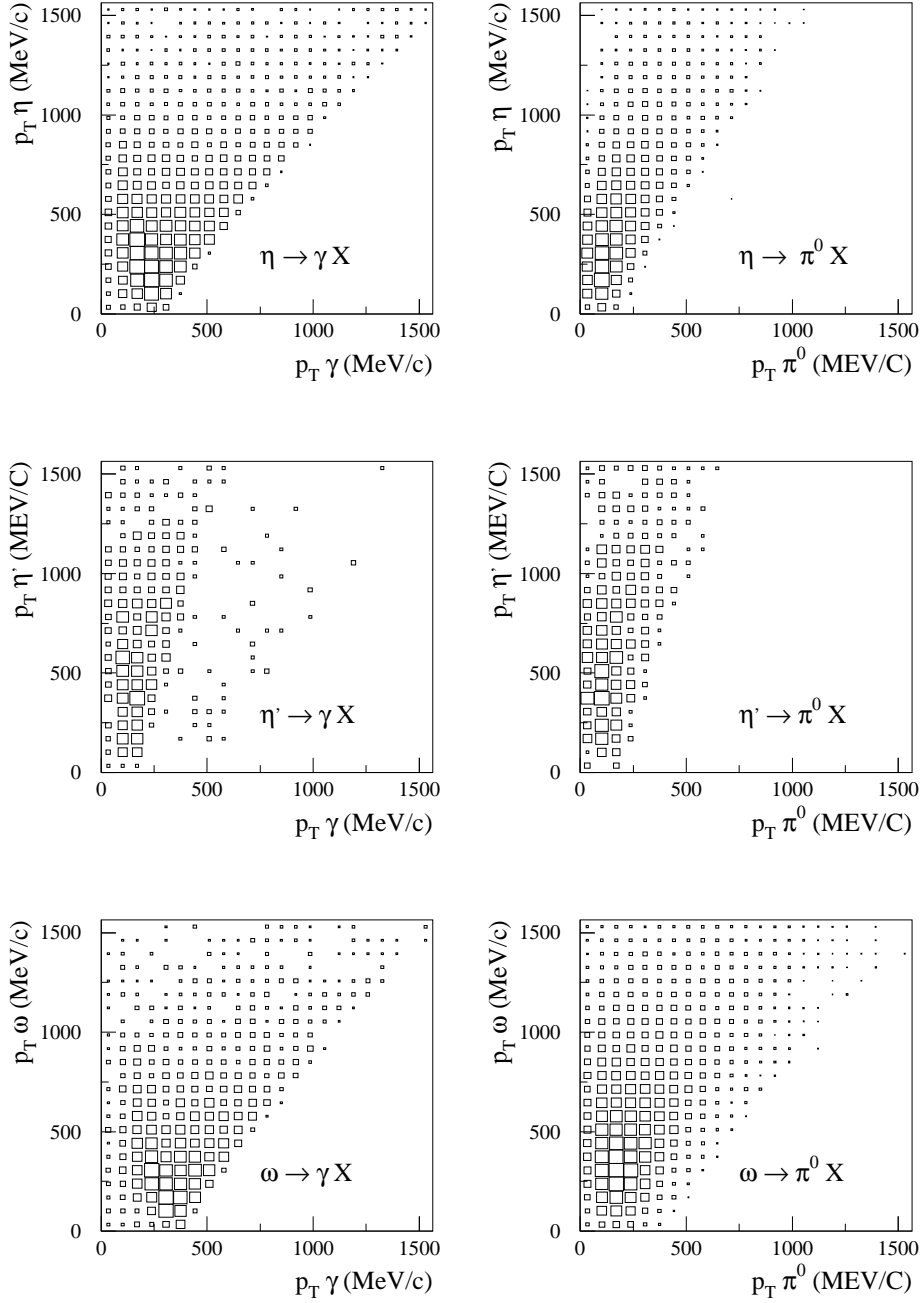


Abbildung 5.6: Transversalimpuls der Mutterteilchen gegen den Transversalimpuls der Tochterteilchen.

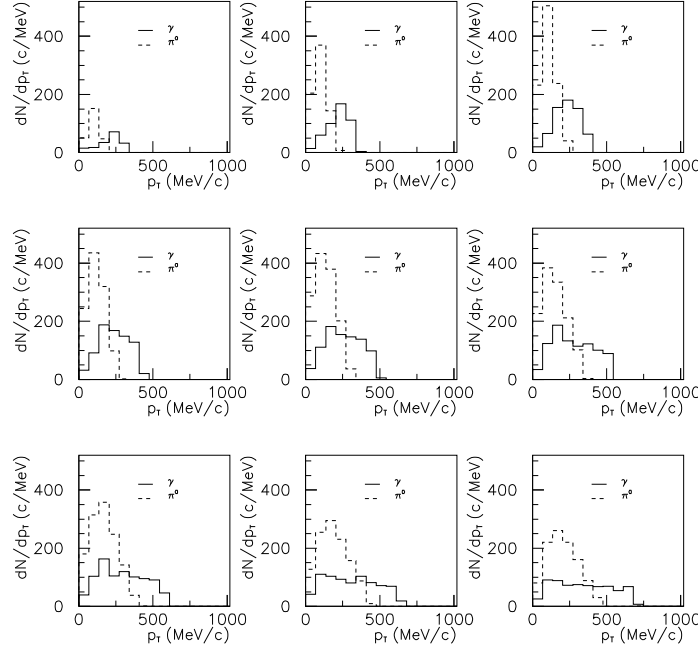


Abbildung 5.7: Transversalimpulsspektren der Photonen und π^0 -Mesonen aus dem Zerfall des η -Mesons. Die Spektren geben die Verteilung für die Teilchen aus den ersten 9 je 68 MeV umfassende Bins des Mutterteilchens wieder. Die Numerierung verläuft von oben links nach unten rechts.

was der Ruhemasse des Mesons entspricht.

Anhand der qualitativen Überlegungen im letzten Abschnitt, kann davon ausgegangen werden, daß eine einfache Änderung der Spektren schwerer Mesonen nicht für eine auf das unterste Bin beschränkte Erhöhung des Photonenspektrums verantwortlich sein kann. Bei schwereren Resonanzen, die erst zu höheren Impulsen hin einen merklichen Beitrag liefern, wird sich der beim η -Meson beobachtete Effekt noch verstärken. Es bleibt die Frage, ob man bei den π^0 -Mesonen einen noch größeren Beitrag im niedrigen Impulsbereich erwarten kann, als der im NA44-Experiment beobachtete. Baryonen tragen kaum zum Photonenspektrum bei.

Es stellt sich die Frage, welche Mechanismen noch für eine Erhöhung gefunden werden können. Eine Möglichkeit ist die Produktion sekundärer Teilchen in den vorhandenen Materialien des experimentellen Aufbaus.

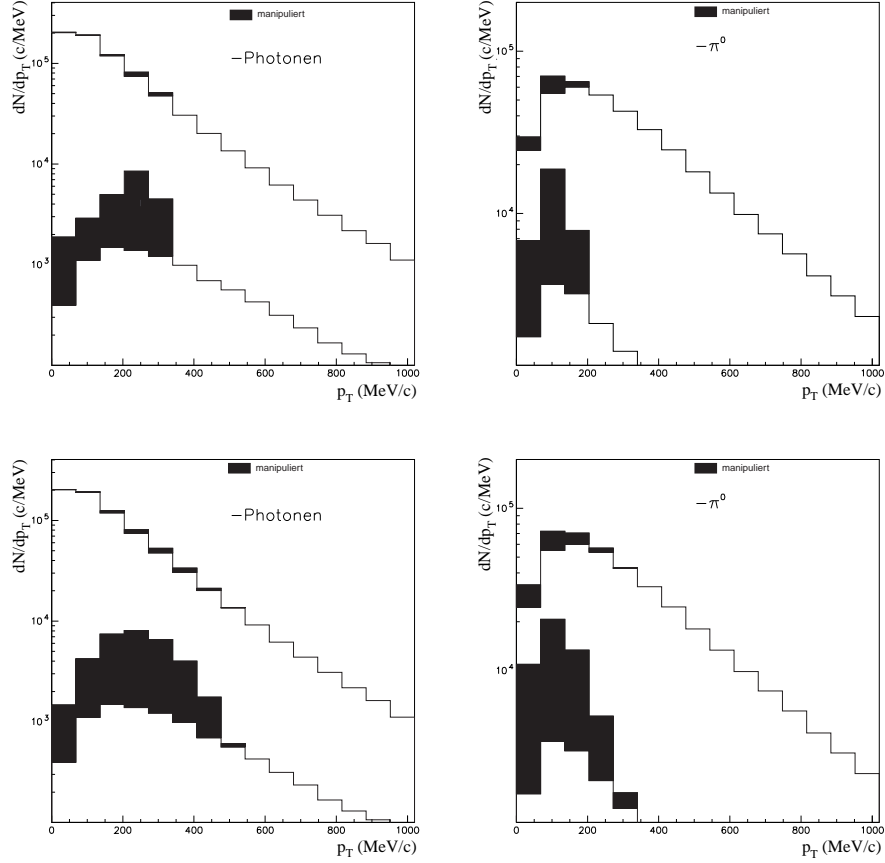


Abbildung 5.8: Manipulierte Transversalimpulsspektren der Photonen und π^0 -Mesonen aus dem Zerfall des η -Mesons. Es wird die Änderung der Spektren durch eine erhöhte η -Meson-Produktion im Bereich 0-64 MeV (oben) und im Bereich von 0-340 MeV (unten) sowie die Auswirkung auf das Gesamtspektrum gezeigt.

5.3 GEANT-Simulationen

Das Programmpaket GEANT², das am CERN entwickelt wurde, ist ein Monte-Carlo Simulationsprogramm für die Hochenergiephysik [Gea94]. Es gibt dem Experimentator die Werkzeuge in die Hand, um einzelne Detektoren oder ganze experimentelle Aufbauten virtuell zu erzeugen. Er kann dem Programm dann Teilchen bzw. Teilchenverteilungen vorgeben, die durch den Aufbau geschickt werden und dort die bekannten physikalischen Prozesse durchlaufen. Es besteht also die Möglichkeit, Experimente noch vor ihrer Realisierung auf dem Computer zu entwickeln, Analyseverfahren zu erproben oder dem Experiment entsprechend zu optimieren. Außerdem können beim Vergleich der simulierten und gemessenen Daten Abweichungen zwischen Experiment und Theorie erkannt und untersucht werden.

5.3.1 Der Simulationsvorgang

GEANT ermöglicht die Nachbildung experimenteller Aufbauten mit einfachen geometrischen Objekten, wie etwa Quader, Kugeln oder Zylinder. Man beginnt mit der Definition eines übergeordneten Raumbereichs³. Dieser Bereich ist der Größe des zu simulierenden Experimentes anzupassen. Danach erfolgt der Einbau der verwendeten Detektoren und experimentellen Aufbauten in Form der zu Verfügung stehenden geometrischen Objekte. Den einzelnen Volumina wird das entsprechende Material zugeordnet, welches durch seine Dichte, Kernladungszahl und Massenzahl definiert ist. Alle physikalischen Prozesse sind von diesen Parametern abhängig. Zusammengesetzte Materialien definiert man über die prozentuale Gewichtung der Elemente, aus denen dieses Material besteht. Hier wird ein Schwachpunkt von GEANT deutlich, denn die durch die Struktur der Atomhülle bedingten physikalischen Effekte, und Effekte, die durch Inhomogenitäten der Verbindung hervorgerufen werden, können von GEANT nicht richtig wiedergegeben werden. Bei elektromagnetischen Prozessen unterhalb von 10 keV wird dieses beobachtet.

Aus den Volumina und den dazugehörigen Materialien wird ein sogenanntes Tracking Medium festgelegt. Für diese Medien definiert man die Parameter, die GEANT für die Verfolgung eines Teilchens benötigt, wie etwa die minimale Schrittweite oder den maximalen Energieverlust pro Schritt.

Sind die oben beschriebenen Schritte ausgeführt, ist GEANT in der Lage, das sogenannte Tracking der Teilchen durch den Aufbau auszuführen. Ein Teilchen wird dann solange verfolgt, bis es zerfällt, den definierten Raumbereich verläßt oder unter eine für ein bestimmtes Medium definierte Energieschwelle fällt, also gestoppt wird. Die Restenergie des Teilchen wird dann in dem entsprechenden Medium deponiert. Alle physikalischen Eigenschaften des betrachteten Teil-

²Aus dem französischen: géant = Riese

³Im GEANT-Sprachgebrauch ein sogenanntes Muttervolumen.

chens, wie etwa Ladung, Masse, Lebenszeit und mögliche Zerfallskanäle, sind von GEANT vordefiniert. Als Eingangsinformation ist nur die Teilchenart, der Ort und der Impuls des Teilchens erforderlich. Die während des Trackings neu produzierten sekundären Teilchen werden vom Programm standardmäßig in eine LIFO⁴-Speicherstruktur geschrieben, um sie später ebenfalls zu verfolgen.

Bei den Wechselwirkungen, denen ein Teilchen beim Tracking unterliegt, kann man zwei Arten unterscheiden. Zum einen sind es diskrete Prozesse, bei denen bereits vor Simulationsbeginn die mittlere freie Weglänge der Teilchen in den entsprechenden Medien als Funktion der kinetischen Energie zwischen 10 keV und 10 TeV mit 90 Werten tabelliert wird. Während der Simulation wird auf diese Werte zurückgegriffen, was zu einer starken Reduzierung der Rechenzeit führt. Die kontinuierlichen Prozesse werden nach jedem Simulationsschritt berechnet. Zwar erfolgt die Berechnung an einem diskreten Ort, es wird aber eine Integration über die Länge des letzten Schritts durchgeführt, was einer Kontinuierung gleichkommt.

5.4 Integration des BGO-Kalorimeters in die WA93-Simulation

Der WA93-Aufbau wurde bereits vor Beginn des Experimentes in eine GEANT-Simulation integriert. Es besteht die Möglichkeit, einzelne Detektoren an- oder abzuschalten, also nur das Material aus denen sie bestehen zu betrachten, oder sie können auch vollständig aus dem Aufbau entfernt werden.

Es ist also möglich, nach sekundär produzierten Photonen zu suchen, die in einer beliebigen Komponente des Versuchsaufbaues entstanden sind. Im Hinblick auf die in Abbildung (2.3) vorgestellten Ergebnisse, sind vor allem die sekundären Photonen interessant, die den BGO-Detektor treffen, in den Analysen als Photon erkannt, und so fälschlicherweise als primär in der S-Au Reaktion entstandenes Photon interpretiert werden. Auch kann der Anteil der als Photonen identifizierten Hadronen bestimmt werden.

Für diese Untersuchung muß der BGO-Detektor in das bestehende WA93-GEANT-Programm integriert werden. Für die Untersuchungen, wird auf eine zu detaillierte Implementierung verzichtet. Das Hauptinteresse liegt in der in Abbildung (5.9) dargestellten 8x8-Detektormatrix.

Das Modulschema wird dadurch erzeugt, indem ein Quader, der der Gesamtgröße des BGO-Detektors entspricht, in kleinere, den einzelnen Modulen entsprechende Teilstücke zerlegt wird⁵. Den einzelnen Modulen werden dann die dem BGO-Material ($\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$) entsprechenden Parameter zugewiesen.

Die Tabelle (5.3) gibt die bei der Simulation verwendeten Energieschwellen für Teilchen innerhalb des BGO-Kalorimeters an. Hierbei handelt es sich um Er-

⁴Last In First Out.

⁵Dieses Verfahren empfiehlt sich aus Rechenzeitgründen bei GEANT-Simulationen.

1	2	3	4	5	6	7	8
9	10	11	12	13	14	15	16
30 65	31 66	32 67	17	18	19	20	21
33 68	34 69	35 70	22	23	24	25	26
36 71	37 72	38 73	39 74	40 75	27	28	29
41 76	42 77	43 78	44 79	45 80	46 81	47 82	48 83
49 84	50 85	51 86	52 87	53 88	54 89	55 90	56 91
57 92	58 93	59 94	60 95	61 96	62 97	63 98	64 99

Abbildung 5.9: Schematischer Aufbau der Detektormatrix von vorne aus gesehen. Die Nummern 1-29 stehen für die unsegmentierten Kristalle die Nummern 30-99 für die segmentierten. Bei den segmentierten stehen die kleineren Nummern für den hinteren Kristall, die größeren für den Vorderen. Die innere 6x6-Matrix ist extra gekennzeichnet.

fahrungswerte aus früheren Simulationen der Bleiglasdetektoren, wie sie etwa in [Bar92] beschrieben werden.

Neben der Simulation in [Agg97] werden bei diesen Untersuchungen neue Aufbaukomponenten mit berücksichtigt. So ist ein Teil der Bleiglasdetektoren, ein Teil des Betonbodens und das MIRAC-Kalorimeter in den Aufbau integriert. Aufgrund mangelnder Kenntnis über die genaue Zusammensetzung des Betonbodens werden in der Simulation die Werte für ein Standard-Abschirmmaterial verwendet, die Parameter sind in Tabelle (5.4) enthalten. Für die Wahl der zu integrierenden Aufbauten stehen geometrische Überlegungen im Vordergrund. So sollen alle Möglichkeiten berücksichtigt werden, bei denen Teilchen produziert werden, die die Vorder- oder Rückseite des BGO-Detektors treffen können. Aufgrund der Analysemethode, die im nächsten Abschnitt besprochen wird, sollten Treffer an den Seiten des Detektors kaum ins Gewicht fallen, da Hits, deren Energieschwerpunkte in einem Randmodul liegen, verworfen werden. Bei Photonen, die wegen der geringen Strahlungslänge des BGO mit hoher Wahrscheinlichkeit bereits in den Randmodulen aufschauern, ist dies der Fall.

Um Rechenzeit zu sparen, sind die Energie-Cuts für den Betonboden und den GOLIATH-Magneten auf 50 MeV gesetzt, was dadurch gerechtfertigt ist, daß Teilchen, die weniger Energie als 50 MeV im BGO deponierten, in der Auswertung

Bezeichnung	Energieschwelle für	Wert (GeV)
CUTGAM	Photonen	10^{-3}
CUTELE	Elektronen und Positronen	10^{-3}
CUTNEU	Neutronen	10^{-3}
CUTHAD	Hadronen	10^{-3}
CUTMUO	Myonen	10^{-3}
BCUTE	Elektron Bremsstrahlung	10^{-3}
DCUTE	Deltaelektronenerzeugung	10^{-3}

Tabelle 5.3: In der Simulation benutzte Energieschwellen.

Element	Anteil
O ₂	54%
Si	32,5%
Ca	6%
Na	1,5%
Fe	2%
Al	4%

Tabelle 5.4: Zusammensetzung des Materials für den Betonboden [Par96].

der experimentellen Daten nicht berücksichtigt wurden.

Die Komponenten, die in der Simulation verwendet werden, sind:

- Das Au-Target.
- Der GOLIATH-Magnet
- Die MSAC-Detektoren.
- Die Streamer-Tube-Detektoren.
- Der TOWER 1.
- Der PMD.
- Das MIRAC-Kalorimeter.
- Der BGO-Detektor.
- Teile des Betonbodens.

In Abbildung (5.10) sind die in GEANT verwendeten Komponenten noch einmal dargestellt. Die Bezeichnung für die Detektoren kann Abbildung (2.1) entnommen werden. Der Betonboden befindet sich 3,60 m unterhalb der Strahlachse.

5.5 Analyse der GEANT-Simulation

In der GEANT-Simulation (Version 3.21) werden die deponierten Energien aller Teilchen eines Events, die den Detektor treffen, modulweise aufsummiert. Aus diesen Informationen sind nun die Teilchen zu rekonstruieren. Die Möglichkeit, sämtliche Informationen eines Teilchen, wie etwa seine Art, den Auftreffort und die Energie, bereits während des Simulationsvorgangs wegzuschreiben, wird ebenfalls ausgenutzt. Diese Zusatzinformationen sind aber im Experiment nicht verfügbar und dienen nur als ergänzende Information. Vielmehr besteht das Interesse, die in der Simulation erhaltenen Daten mit den selben Analysemethoden zu untersuchen wie die Meßdaten.

Bei der Analyse müssen die physikalischen Teilchen rekonstruiert werden. Hierzu werden zuerst Module gesucht, in denen Energie deponiert wurde. Hierbei kann es sich um ein einzelnes Modul handeln, aber auch um zusammenhängende Gebiete von Modulen. Im weiteren wird hierfür die Bezeichnung Cluster verwendet. Da nicht davon ausgegangen werden kann, daß ein Cluster durch einen einzelnen Treffer entsteht, werden in diesen Clustern zuerst lokale Maxima gesucht. Aus solchen Maxima werden dann physikalische Teilchen rekonstruiert, sowie deren Energiedeposition und Schauerverteilung in lateraler und longitudinaler Richtung ermittelt. Das Eintreffen eines physikalischen Teilchens, das mit einer Energiedeposition oberhalb einer Nachweisgrenze im Detektor verbunden ist, wird allgemein auch als Hit bezeichnet. Es ist zu beachten, daß man aus der deponierten Energie eines Teilchens nicht ohne weiteres auf seine Einschußenergie schließen kann. Vor allem Hadronen werden wegen der hadronischen Wechselwirkungslänge ($\lambda_{BGO}=23$ cm) den BGO-Detektor vorwiegend als minimal ionisierende Teilchen durchfliegen, und nur einen Bruchteil ihrer Energie deponieren. Photonen, Elektronen und Positronen hingegen werden den Großteil der Einschußenergie abgeben. Abbildung (5.11) zeigt die deponierte Energie in Abhängigkeit von der Einschußenergie für Photonen bis 10 GeV bei senkrechtem Einschuß in die Detektormitte. In diesem Bereich ist ein linearer Zusammenhang zu beobachten. Die gesamte Energie wird in der Matrix deponiert. Zu höheren Energien zeigen sich Abweichungen von diesem Verhalten. Da dieser Bereich nicht Bestandteil der Untersuchungen ist, wird auch hier ein linearer Zusammenhang angenommen. In den Randmodulen des Detektors ist mit starken Abweichungen zu rechnen, da nicht die gesamte Energie des elektromagnetischen Schauers in der Matrix verbleibt. Solche Treffer werden in der Analyse verworfen.

WA93

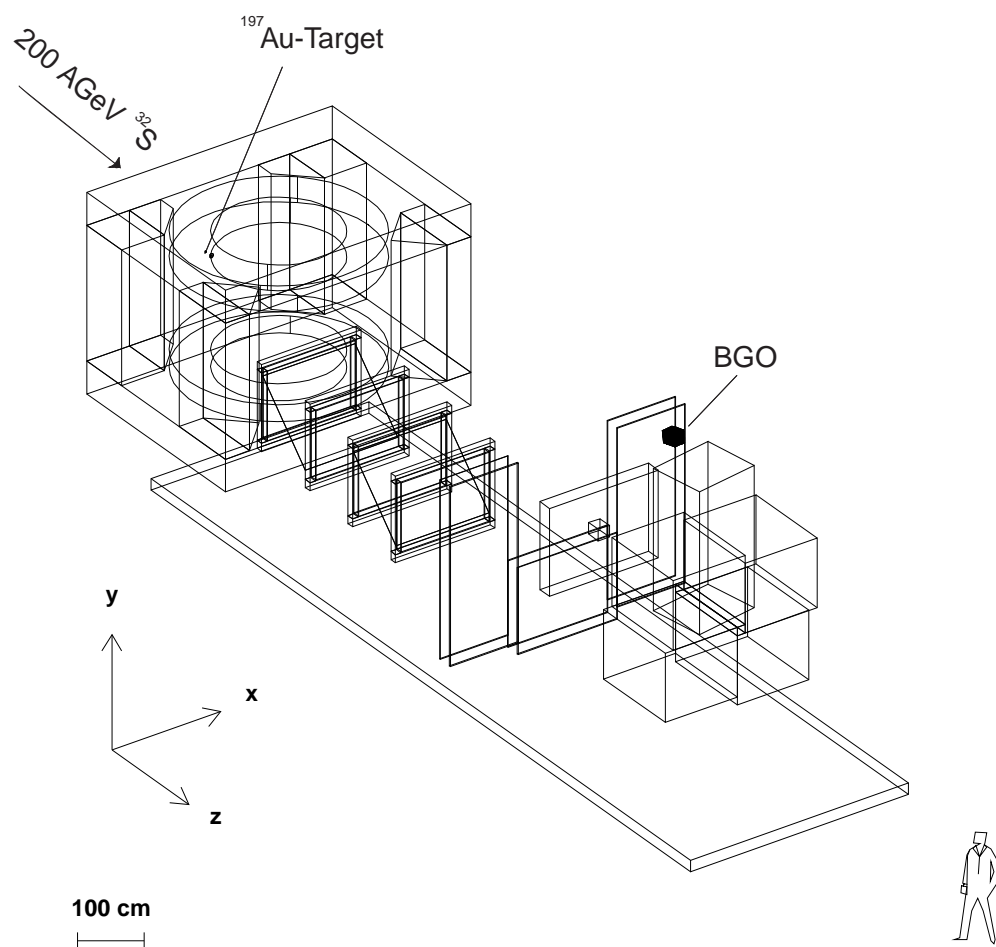


Abbildung 5.10: In der GEANT-Simulation verwendeter Teilaufbau des WA93-Experimentes.

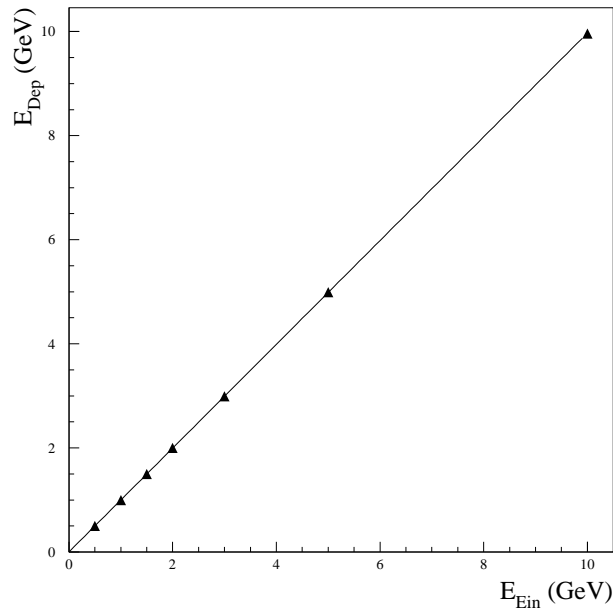


Abbildung 5.11: Abhängigkeit der deponierten Energie E_{Dep} von der Einschußenergie E_{Ein} für simulierte Photonen bei senkrechtem Einfall in die Detektormitte.

5.5.1 Bestimmung von lokalen Maxima

Die gefundenen Cluster stellen einen möglichen Hit dar. Es kann sich aber auch um die Überlagerung von zwei oder mehreren Hits handeln. Es ist daher erforderlich, die lokalen Maxima des Clusters zu finden, die dann als Hit interpretiert werden. Hierbei handelt es sich um Module innerhalb eines Clusters, die ein Energiemaximum in einer 3x3 Matrix bilden. Es ist nicht erforderlich, daß es sich um ein globales Maximum innerhalb des Clusters handelt.

In früheren Analysen [Cla92, Lan93] wurden verschiedene Maximabedingungen zugelassen. In diesen Untersuchungen wird ein Kriterium empfohlen, welches die Maximumbedingung von der deponierten Energie abhängig macht. Für Energien, die nahe an der Rauschschwelle⁶ liegen wird eine absolute Differenz ΔE gefordert. Ein Modul mit der deponierten Energie E wird nur dann als Maximum akzeptiert, wenn es eine Energie E_{max} gemäß:

$$E_{max} > \max(E_i) + \Delta E \quad (5.2)$$

⁶In den simulierten Daten ist kein Rauschen enthalten, d.h. die Rauschschwelle liegt bei 0 GeV.

besitzt. Für Modulenergien oberhalb von $\zeta = 100$ MeV wird auf eine Mindestdifferenz verzichtet. Der Bereich dazwischen wird so angepaßt, daß die Mindestdifferenz für größere Energien kleiner wird. Die in den Analysen verwendete Maximumbedingung lautet nun:

$$E_{max} > \begin{cases} \frac{2}{3}(\max(E_i) - \zeta) + \zeta & ; \max(E_i) < \zeta \\ \max(E_i) & ; \max(E_i) \geq \zeta \end{cases} .$$

In den Auswertungen zu [Lan93] erfuhr dieses Kriterium eine gute Bestätigung.

Den so gefundenen Hits müssen nun physikalische Teilchen zugeordnet werden.

5.5.2 Entflechtung von Clustern mit mehreren Maxima

Wie bereits erwähnt, werden lokale Maxima eines Clusters als physikalische Hits interpretiert. Besitzt ein Cluster mehr als ein lokales Maximum, muß die im Cluster deponierte Energie auf die einzelnen Hits verteilt werden. Dieses leistet eine Entflechtungsroutine durch iterative Anpassung elektromagnetischer Schauerprofile. Zu Beginn werden als erste Näherung die Positionen \bar{X}_{Hit} und die Energien E_{Hit} den Orten und den Energien der für den Cluster ermittelten lokalen Maxima gesetzt. Die Energie der restlichen Module wird dann auf die Hits verteilt. Die Gewichtung der Modulenergien E_i am Ort X_i wird über die Kenntnis der Antwortfunktion $\omega(E_{max}, |X_i - \bar{X}_{Hit}|)$ des Detektors mit dem Energiewert des jeweiligen Maximums ermittelt. Diese Funktion gibt den Anteil der deponierten Energie in einer lateralen Entfernung X vom Eintreffort des Teilchens an. Mit den neuen Energieinhalten E_{Hit} der Maxima werden dann die neuen Schwerpunkte \bar{X}_{Hit} berechnet:

$$\begin{aligned} \bar{X}_{Hit} &= \frac{\sum_{Cluster} \omega_i(E_{Hit}, \Delta r) E_i X_i}{\sum_{Cluster} \omega_i(E_{Hit}, \Delta r) E_i} \\ E_{Hit} &= \sum_{Cluster} \omega_i(E_{Hit}, \Delta r) E_i \\ \Delta r &= |\bar{X}_{Hit} - X_i| \end{aligned} \quad (5.3)$$

Dieses iterative Verfahren wird abgebrochen, wenn der neu berechnete Schwerpunkt weniger als 0,01 Moduleinheiten vom alten abweicht oder wenn 20 Iterationsschritte erreicht sind.

Im weiteren werden Längeneinheiten in Moduleinheiten (ME) angegeben. Die Modulmitten liegen bei dem ganzzahligen Werten.

Die Antwortfunktion des BGO-Detektors wurde in [Lan93] ermittelt.

5.5.3 Klassifizierung der Hits

Das Verfahren, mit dem bestimmt wird, um welches physikalische Teilchen es sich bei einem Hit handelt, ist in dem Flußdiagramm in Abbildung (5.12) wiedergegeben. Zu Beginn werden Informationen wie der Eintreffort, die laterale Ausbreitung, die Dispersion, die deponierten Energien im segmentierten und unsegmentierten Bereich sowie der Anteil in den Frontmodulen berechnet. Für die einzelnen Hits wird dann überprüft, ob das Dispersionskriterium (s.u.) anwendbar ist. Dazu muß sich die laterale Ausbreitung eines Schauers über mehr als zwei Modullängen erstrecken. Hierbei ist es egal, ob es sich um eine Ausbreitung in x - oder y -Richtung handelt. Wird der Hit als Photon identifiziert, wird überprüft, ob sich mindestens 85% der deponierten Energie in den segmentierten Modulen befindet. In einem solchen Fall wird eine Forward/Total-Analyse (s.u.) durchgeführt, die gegebenenfalls ein Teilchen, das als Photon identifiziert wurde, als Hadron verwirft. Die F/T-Analyse wird ebenfalls für Hits angewendet, die aufgrund einer zu geringen lateralen Ausbreitung nicht mit der Dispersionsmethode untersucht werden können.

5.5.4 Die Dispersionsmethode

Das n te Moment eines Teilchenschauers ist definiert als:

$$\overline{x^n} = \frac{\sum_{Cluster} A_i x_i^n}{\sum_{Cluster} A_i} . \quad (5.4)$$

Die Größe A_i steht für die Energiedeposition im Modul i . Physikalisch kann man das erste Moment \bar{x} als Schätzwert für die x -Koordinate⁷ des Einfallortes eines Teilchens ansehen. Über das zweite Moment kann ein Maß für die laterale Ausbreitung σ_x des Schauers und die sogenannte Dispersion D_x bestimmt werden:

$$\sigma_x = \sqrt{\overline{x^2} - \bar{x}^2} \quad (5.5)$$

$$D_x = \overline{x^2} - \bar{x}^2 . \quad (5.6)$$

Nach dieser Definition ergibt sich $D_x = 0$ für Einzelmodultreffer bzw. für Schauer, deren laterale Ausbreitung nur in y -Richtung größer als zwei Module ist. Für Schauer mit einer Breite von zwei ME in x -Richtung ergibt sich gemäß [Lan93]:

⁷Diese, und alle weiteren Überlegungen gelten analog in y -Richtung.

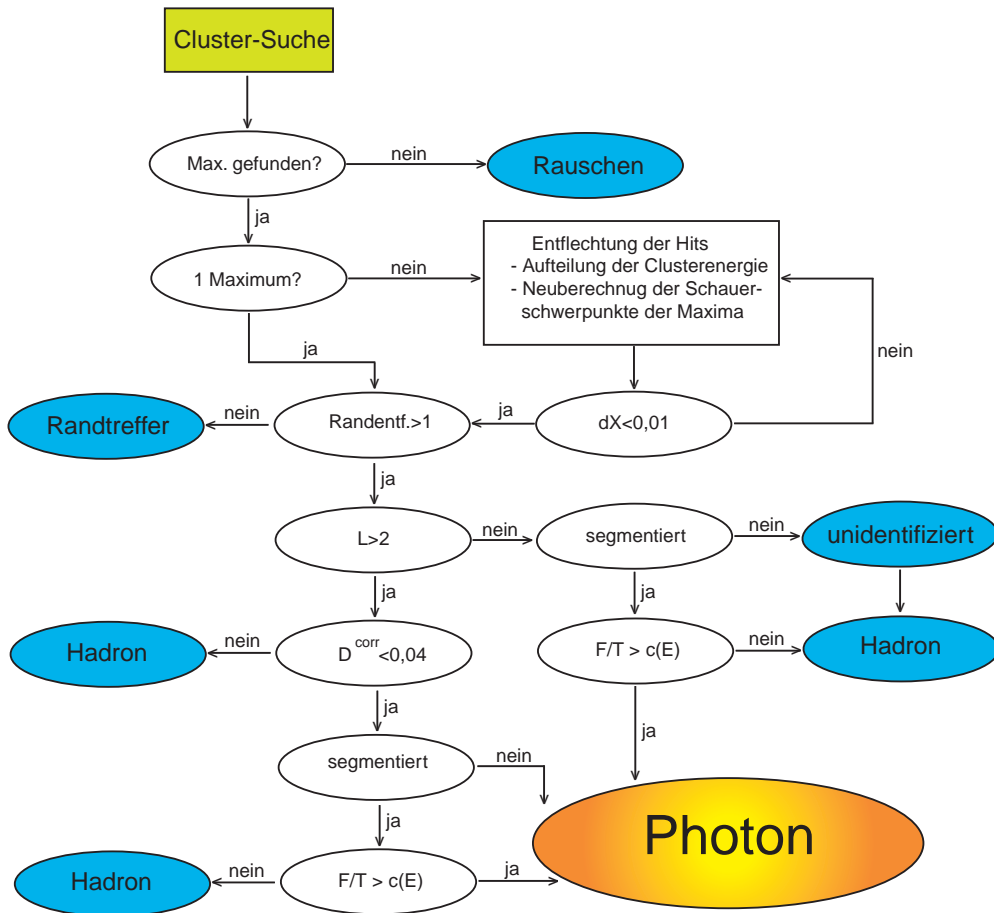


Abbildung 5.12: Flußdiagramm zur Teilchen-Klassifizierung. Die Abkürzungen bedeuten: dX = Schwerpunktsänderung pro Iterationsschritt, L = Maximale laterale Ausdehnung des Clusters, D^{corr} = korrigierte Dispersion, F/T = Forward/Total-Verhältnis. Alle Längen sind in Moduleinheiten gegeben. Die Begriffe werden im Text näher erläutert.

$$\begin{aligned}
D_x^{min} &= -(\bar{x} - x_R)(\bar{x} - x_L) \\
x_R &= [\bar{x}] \\
x_L &= [\bar{x}] + 1 \quad .
\end{aligned} \tag{5.7}$$

Die eckigen Klammern bedeuten hier das Gaußklammersymbol, d.h. die größte ganze Zahl, die kleiner oder gleich \bar{x} ist. Für laterale Ausbreitungen über zwei ME liegt der Dispersionswert immer über diesem Minimum. In Abbildung (5.13) ist D_x gegen die x -Koordinate des Schauerschwerpunktes aufgetragen. Unterhalb von D_x^{min} ergibt sich eine Fläche ohne Einträge. Elektromagnetische Schauer bilden meist einen Dispersionswert in der Nähe des Minimalwertes aus. Hadronische Schauer sind über die gesamte Ebene verteilt. Hits mit einem Dispersionswert D_x^{min} können nicht klassifiziert werden.

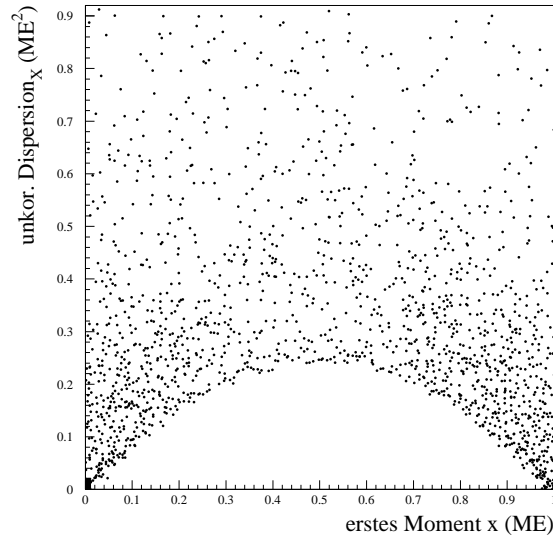


Abbildung 5.13: Dispersion_x gegen das erste Moment_x. Es handelt sich um Werte aus der Simulation „nur BGO“ (s.u.).

Um ein Dispersionskriterium einzuführen, mit dessen Hilfe sich Hadronen in der Auswertung wirksam unterdrücken lassen und gleichzeitig ein hoher Prozentsatz an Photonen richtig nachgewiesen wird, sollte nach Abbildung (5.13) ein ortsabhängiger Schwellenwert verwendet werden. Nach [Cla92] wird dazu eine modifizierte Funktion D_x^{corr} eingeführt:

$$D_x^{corr} = D_x - D_x^{min} \quad . \tag{5.8}$$

Für die Definition eines Schwellenwertes müssen sowohl die x - als auch die y -Richtung berücksichtigt werden. In der Vergangenheit lieferte die Einführung eines Schwellenradius gemäß folgender Gleichung gute Ergebnisse:

$$D^{corr} = \sqrt{(D_x^{corr})^2 + (D_y^{corr})^2} \quad (\text{Betragsskriterium}) \quad . \quad (5.9)$$

Untersuchungen [Cla92, Lan93] haben zudem gezeigt, daß die Wahl einer von der Energie unabhängigen Dispersionsschwelle sinnvoll erscheint. Ein Wert von $D^{corr} = 0,4 \text{ ME}^2$ ergab bei Testdaten mit einer deponierten Energie von 1 bzw. 2 GeV jeweils eine Hadronenerkennungsrate von 66% bei zu erwartenden Photonenverluste von 2% und 9%.

In den hier durchgeführten Untersuchungen wird diese Dispersionsschwelle gewählt. In Abbildung (5.14) sind als Beispiel die Cluster eines 2 GeV Photons und eines 2 GeV Protons aufgetragen. Es ist zu erkennen, daß sich der elektromagnetische Schauer auf einen kleineren Raumbereich verteilt als der hadronische Schauer.

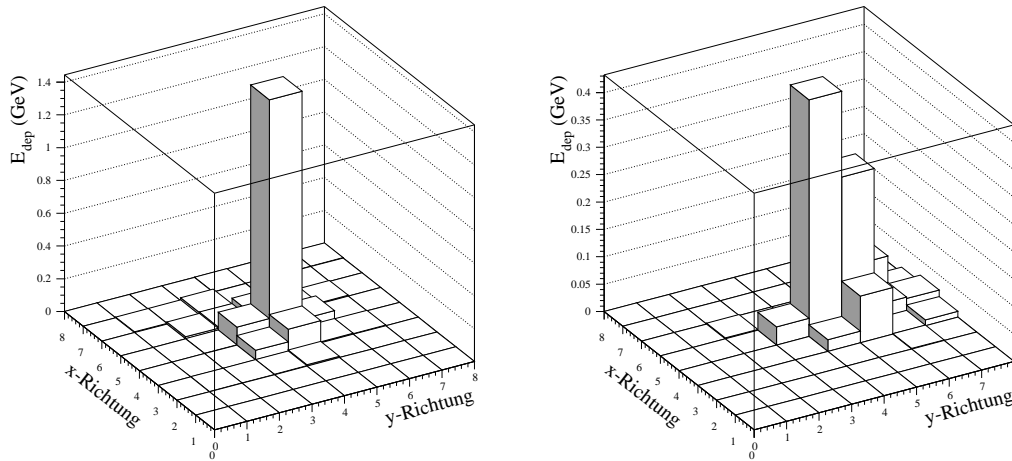


Abbildung 5.14: Clusterformen bei der Simulation eines 2 GeV Photons (links) und eines 2 GeV Protons (rechts) Bei einem Einschuß in die BGO-Detektormitte. Zu Orientierung sind die Richtungen im Aufbau angedeutet.

5.5.5 Die Forward/Total-Methode

Die longitudinale Segmentierung des BGO-Detektors bietet noch eine weitere Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung. Wegen der Strahlungslänge des BGO von

ca. 1 cm schauen elektromagnetische Teilchen bevorzugt in den vorderen Modulen auf. Ein Großteil der Energie wird dementsprechend in diesem Segment deponiert. Hadronen mit einer hadronischen Wechselwirkungslänge von 23 cm werden den Detektor entweder als minimal ionisierendes Teilchen durchfliegen, was zu einer erhöhten Energiedeposition in den hinteren Segmenten führt, oder einen hadronischen Schauer ausbilden. Aus geometrischen Gesichtspunkten heraus werden Hadronen, wenn sie aufschauern, dieses 2,5 mal häufiger in den längeren hinteren Modulen tun.

In dieser Auswertung wird die Forward/Total-Methode auf Cluster angewendet, deren deponierte Energie zu mindestens 85% im segmentierten Detektorbereich liegt. Ein Photon wird dann als solches identifiziert, wenn das Forward/Total-, oder kurz F/T- Verhältnis den von der deponierten Energie abhängigen Wert

$$F/T_{Photon} \geq -\frac{1}{14} \ln \left(\frac{E_{Hit}}{130 GeV} \right) \quad (5.10)$$

überschreitet [Lan93].

5.5.6 Zuordnung von Teilchen aus der Simulation zu lokalen Maxima

Eine wichtige Frage bei der Identifizierung ist es, wie effektiv die Teilchen erkannt werden. Die beiden oben vorgestellten Teilchenerkennungsmethoden sind nicht im gesamten Detektor anwendbar. Wie in Abbildung (5.9) zu sehen ist, befinden sich 13 der 29 unsegmentierten Module am Rand des Detektors. Bei den segmentierten sind es 15 von 35. Das bedeutet das 45,5% der für die Auswertung verwendeten 6x6-Matrix aus Modulen besteht, bei denen die Teilchenidentifizierung nur mit der Dispersionsmethode möglich ist. Bei den restlichen 55.5% ist zusätzlich noch die F/T-Methode anwendbar. Es ist zu erwarten, das Hadronen in den segmentierten Modulen sehr viel besser erkannt werden können. In Abbildung (5.15) ist der Anteil der durch die Clusterroutine identifizierten Photonen angegeben. In der Simulation, die hier Verwendung findet, ist der Gesamtaufbau aus Abbildung (5.10) berücksichtigt. Zu sehen ist die Multiplizität pro Event. Es wird eine Korrektur auf die Akzeptanz durchgeführt, um die unterschiedlichen Größen des segmentierten, bzw. unsegmentierten Bereichs zu berücksichtigen. Im unteren Diagramm ist für den segmentierten Bereich das Ergebnis der Dispersionsmethode gezeigt. Bei fehlendem F/T-Cut ist zu sehen, daß die Dispersionsmethode erwartungsgemäß dasselbe Ergebnis in den beiden Bereichen liefert. Im oberen Diagramm ist aber zu erkennen, das in den unsegmentierten Modulen im p_T -Bereich unterhalb von ca. 0,2 GeV sehr viel mehr Photonen erkannt werden. Nach [Lan93] identifiziert die Dispersionsmethode allein sehr viele Hadronen in diesem Bereich fälschlich als Photonen. Durch den F/T-Cut wird dieser Anteil minimiert. Auf der rechten Seite der Abbildung ist das jeweilige Verhältnis vom

unsegmentierten zum segmentierten Bereich angegeben.

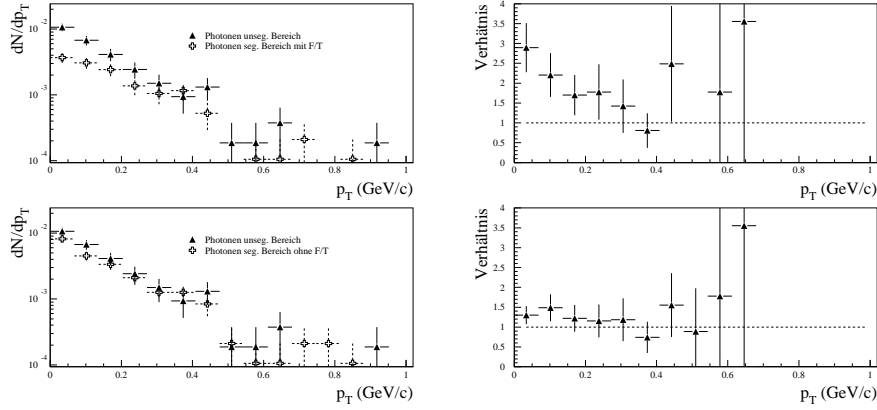


Abbildung 5.15: Effizienz der Identifikationsmethoden. Auf der linken Seite ist oben der identifizierte Photonenanteil für die beiden Detektorbereiche angezeigt. Im Bild links unten wird im segmentierten Bereich nur die Dispersionsmethode angewendet. Auf der rechten Seite ist das Verhältnis un-seg./seg. Bereich aufgetragen.

Um ein von den beiden bisherigen Methoden unabhängiges Identifikationsverfahren zu erhalten, wird ausgenutzt, daß die Art der Teilchen in den GEANT-Simulationen bekannt ist. Bei der Simulation wird neben der pro Event in die einzelnen Module deponierten Energien zusätzlich ermittelt, welche Teilchen den BGO-Detektor in dem jeweiligen Event treffen. Für diese Teilchen wird der GEANT eigene Code, sowie deren kinetische Energie und deren Eintrefforte in den Detektor gespeichert. Mit diesen Informationen ist es möglich, den von der Clusteranalyse gefundenen lokalen Maxima ein entsprechendes GEANT-Teilchen zuzuordnen. Dazu muß zuerst ermittelt werden, wann ein Cluster zu einem solchen GEANT-Teilchen gehört. In den weiteren Auswertungen wird dazu ein Radius benutzt. Nur Teilchen, die innerhalb einer kreisförmigen Fläche mit diesem Radius um ein gefundenes lokales Maximum liegen, sind möglicherweise Auslöser des Schauers, der als dieser Hit interpretiert wird. Sollten in einem Event mehrere Teilchen innerhalb dieser Fläche liegen, so wird das Teilchen gewählt, dessen kinetische Energie die geringste Differenz zu der dem lokalen Maximum zugeordneten Energie hat.

Um den Radius zu bestimmen werden GEANT-Daten verwendet, die in einer Simulation, die nur der BGO-Detektor im Aufbau berücksichtigt, erhalten werden. Alle anderen Komponenten des Experimentes sind entfernt, und der gesamte Muttervolumen ist mit Vakuum „gefüllt“. An der Stelle, wo sich das Target be-

funden hätte, werden die mit VENUS 4.12 für S-Au-Reaktion erhaltenen Teilchen in die Simulation eingegeben und durch den Aufbau geführt. Bei den gewählten Simulationsbedingungen ist gewährleistet, daß sich die Teilchenmultiplizität im BGO-Detektor bei etwa 1 Teilchen pro Event bewegt. So ist sichergestellt, daß ein von der Cluster-Routine gefundenes lokales Maximum auch zu dem entsprechenden GEANT-Teilchen gehört. Der Radius wird nun dadurch bestimmt, daß man die Differenz aller in einem Event gefunden Maxima-Schwerpunkte zu den Eintrefforten der GEANT-Teilchen bildet. In Abbildung (5.16) ist zu sehen, daß sich bis etwa 2 cm eine deutliche Korrelation zwischen Eintreffort und Schwerpunkt der Maxima ausbildet. Zu größeren Radien hin handelt es sich um kombinatorischen Untergrund aus Events mit mehr als einem Treffer. Um diesen Untergrund zu ermitteln, können mit Hilfe der Methode der „Mixed-Events“ die gefundenen Maxima mit GEANT-Teilchen aus anderen Events kombiniert werden. Hierbei sind nur zufällige Korrelationen zu erwarten. Der so ermittelte Untergrund ist von der erhaltenen Verteilung abgezogen worden. Die so erhaltene Verteilung ist in Abbildung (5.16) als gestricheltes Histogramm enthalten. Im folgenden wird ein Radius von 2,5 cm gewählt. Nur Teilchen, die sich innerhalb dieses Radius um ein lokales Maximum befinden, können diesem Maximum zugeordnet werden. Bei Teilchen, die nicht senkrecht den Detektor treffen, ist eine größere Differenz zwischen Eintreffort und Energieschwerpunkt zu erwarten. Hier kann es passieren, daß die Differenz die 2,5 cm überschreitet, und somit dem lokalen Maximum kein GEANT-Teilchen zugeordnet werden kann.

5.6 Das simulierte Photonenspektrum

Die GEANT-Simulation beinhaltet insgesamt drei verschiedene Versuchsaufbauten. Zum einen wird nur der von Vakuum umgebene BGO-Detektor berücksichtigt. Hier werden nur die aus der VENUS-Simulation erhaltenen Teilchen in den Versuchsaufbau geschickt, wobei die Produktion von sekundären Teilchen außerhalb des BGO vernachlässigbar ist.

In einer zweiten Simulation ist das Magnetfeld, so wie es im Experiment vermessen wurde, mitberücksichtigt. Das Material des Magneten wird weggelassen. Durch das Magnetfeld werden geladene Teilchen abgelenkt, so daß eine von der ersten Simulation abweichende Anzahl von Hadronen den BGO-Detektor treffen könnten, was wiederum zu einer Abweichung in der Anzahl der als Photonen fehlidentifizierten Hadronen führen kann. Frühere Untersuchungen [Lan93] haben gezeigt, daß keine Änderung der Gesamtzahl an geladenen Teilchen in Abhängigkeit vom eingeschalteten Magnetfeld zu erwarten ist, aber unterhalb eines p_T -Wertes von etwa 0,3 GeV/c zeigte sich ein steiler Abfall in den p_T -Verteilungen. Das Magnetfeld ist also stark genug, um geladene Teilchen mit niedrigem Impuls aus dem BGO-„Ortsfenster“ zu entfernen.

Die dritte Simulation umfaßt den ganzen in Abschnitt (5.4) beschriebenen Auf-

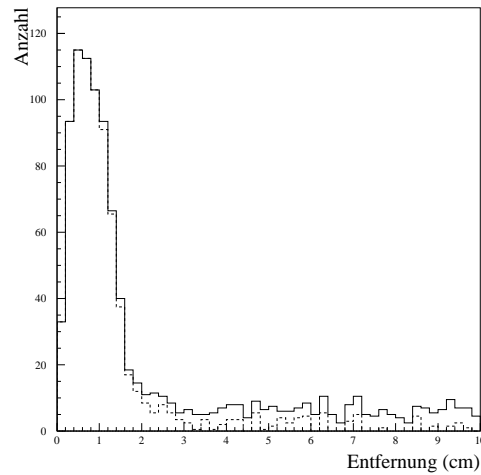


Abbildung 5.16: Bestimmung des Radius für die Zuordnung von Teilchen aus der Simulation zu gefundenen Hits. Aufgetragen ist die Differenz des Eintreffortes eines GEANT-Teilchens und den Schwerpunkten der lokalen Maxima. Das gestrichelte Histogramm gibt die Verteilung nach Abzug des kombinatorischen Untergrundes wieder.

bau, das Magnetfeld ist eingeschaltet.

Sollte es einen Anstieg an identifizierten Photonen im untersten p_T -Bin von 0-68 MeV geben, der aus der Produktion von Teilchen im Versuchsaufbau stammt, sollte ein Vergleich der Ergebnisse der drei Simulationen dieses zeigen.

5.6.1 Spektrum der GEANT-Teilchen

Als erstes soll das p_T -Spektrum der in die Simulation hineingesteckten VENUS-Teilchen bzw. der in der Simulation erzeugten Teilchen untersucht werden, diese Teilchen werden im weiteren als GEANT-Teilchen bezeichnet. Hier wird ausgenutzt, daß die Teilchenarten, deren Impuls und Aufenthaltsorte in der Simulation immer verfügbar sind. Trifft ein Teilchen während des Simulationsvorganges den BGO-Detektor, wird diese Information separat weggeschrieben. Bei der Auswertung wird dann für jedes Photon aus diesen GEANT-Teilchen berechnet, ob es den Detektor im aktiven Bereich, d.h. innerhalb der inneren 6x6-Matrix, getroffen hat, wobei der hintere Teil des Detektors mitberücksichtigt wird.

In der Simulation werden sehr viele Photonen mit einer Energie von wenigen MeV produziert. In den Auswertungen der realen Daten sind nur Hits mit einer deponierten Energie von über 50 MeV berücksichtigt, daher wird hier der Anteil

der in der Simulation entstandenen Photonen untersucht, die den Detektor mit einer kinetischen Energie über 50 MeV getroffen haben. In der Clusteranalyse im nächsten Abschnitt wird dieser Cut auf einzelne Photonen nicht gemacht, dort wird die von allen Teilchen in die Module deponierte Energie untersucht. Aus den Ortsinformationen sind die Polarwinkel bzgl. der Strahlachse berechnet und mit Hilfe der kinetischen Energie gemäß Gleichung (A.2) die Transversalimpulse der Photonen. Das Ergebnis für die drei Simulationen ist in Abbildung (5.17) wiedergegeben.

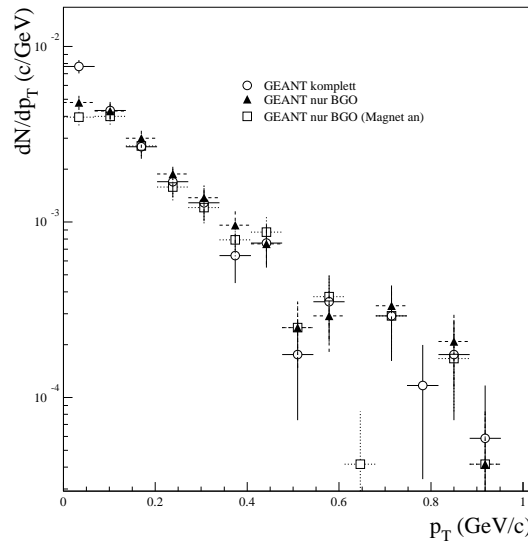


Abbildung 5.17: Transversalimpulsspektrum der GEANT-Photonen mit einer Energie über 50 MeV. Gezeigt ist das Ergebnis der Simulation mit dem gesamten Aufbau (GEANT komplett) und der mit dem BGO-Detektor ohne (GEANT nur BGO) und mit (GEANT nur BGO (Magnet an)) Magnetfeld.

Erwartungsgemäß zeigt sich innerhalb der statistischen Fehler kein Unterschied in den beiden Simulationen, die nur den BGO-Detektor enthalten, da die Photonen durch das Magnetfeld nicht beeinflusst werden und die Simulationsbedingungen ansonsten gleich sind. Der Vergleich mit der Simulation des Gesamtaufbaus zeigt aber im untersten p_T -Bin einen deutlichen Anstieg. Aus Abbildung (5.18) kann abgelesen werden, daß im untersten Bin das Verhältnis „Gesamtaufbau/BGO“ etwa das 1,5-fache und das Verhältnis „Gesamtaufbau/Magnetfeld“ etwa das 1,9-fache beträgt. Zu beachten ist, daß zu diesem Zeitpunkt nur eine begrenzte Statistik vorhanden ist, was sich in den großen Fehlern widerspiegelt.

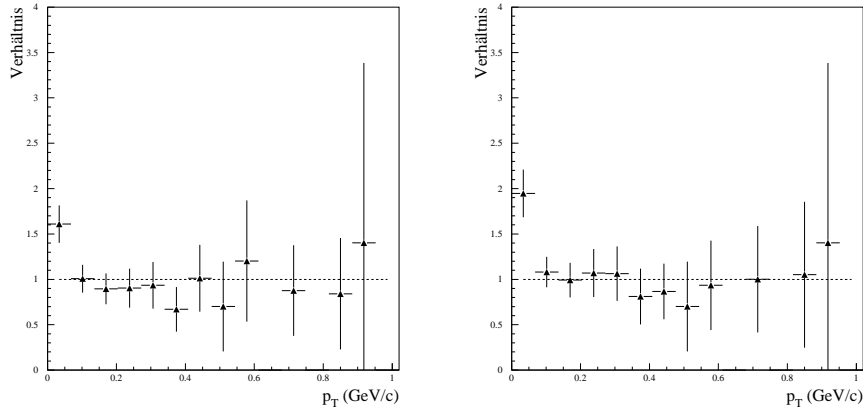


Abbildung 5.18: Verhältnis der simulierten GEANT-Photonen. Auf der linken Seite ist das Verhältnis „Gesamtaufbau/BGO“ und auf der rechten „Gesamtaufbau/Magnetfeld“ aufgetragen.

Die Ergebnisse dieser Simulation zeigen einen Anstieg im untersten p_T -Bin, wie auch die Ergebnisse der Auswertung der Meßdaten in [Agg97]. Ein direkter Vergleich ist aber nicht zulässig, da bei der Auswertung der Daten nicht die selben Informationen wie in dieser Simulation zu Verfügung standen. Die Identifizierung der Teilchen hängt von der Effektivität der Analysewerkzeuge ab. Im nächsten Abschnitt wird darauf genauer eingegangen.

Das Ergebnis dieser Simulation berechtigt aber die Frage nach der Quelle der Photonen die zu der Erhöhung im Bereich 0-68 MeV führt. Dazu wird während der Simulation der Entstehungsort aller Teilchen ermittelt. Der Übersichtlichkeit halber ist der Gesamtaufbau dazu in 11 Bereiche eingeteilt, die den einzelnen Detektoren entsprechen. Jedem dieser Bereiche ist eine Identifikationsnummer (ID) zugeordnet. Bei der Simulation wird überprüft, in welcher Komponente ein Teilchen entstanden ist, und als Information wird die entsprechende ID mit abgespeichert. In den Abbildungen (5.19) und (5.20) ist für alle drei Simulationsbedingungen der Entstehungsort der Photonen und Hadronen aufgetragen, bei den Photonen ist das unterste Bin zusätzlich separat angegeben. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, ist die Multiplizität pro Event gezeigt. Bei den beiden Simulationen, in denen nur der BGO-Detektor enthalten ist, entspricht der Entstehungsort „Vacuum“, dem Ort an dem das Tracking der VENUS-Teilchen beginnt, die Prozentangaben beziehen sich auf die Simulation mit dem Gesamtaufbau. Der Entstehungsort „Target“ entspricht hier der Summe der VENUS-Teilchen und der im Target produzierten sekundären Teilchen. Die Bezeichnung der GEANT-Medien entspricht den Namen der in Kapitel 2 vorgestellten Detektoren.

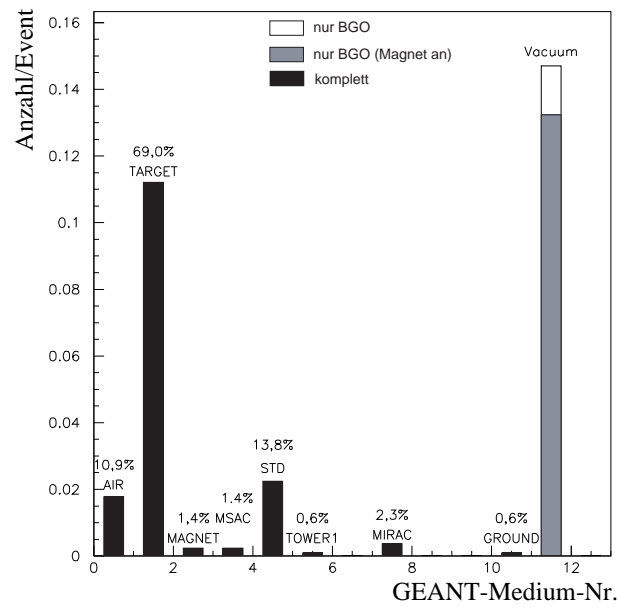
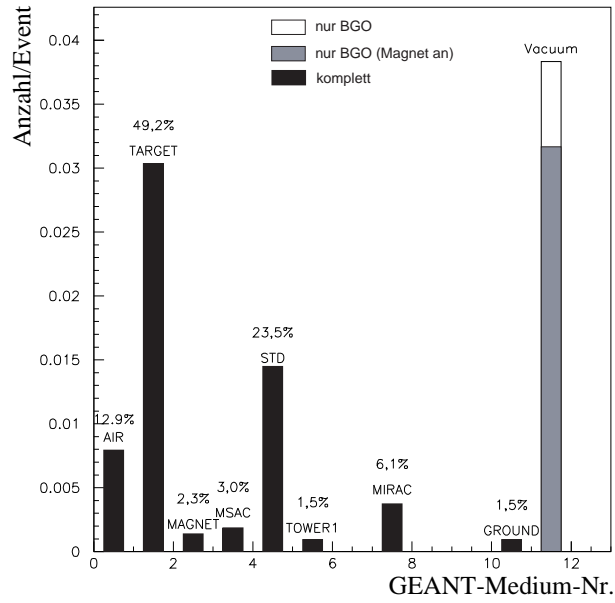


Abbildung 5.19: Entstehungsort der GEANT-Photonen im p_T -Bereich 0-68 MeV (oben) und 0-1024 MeV (unten).

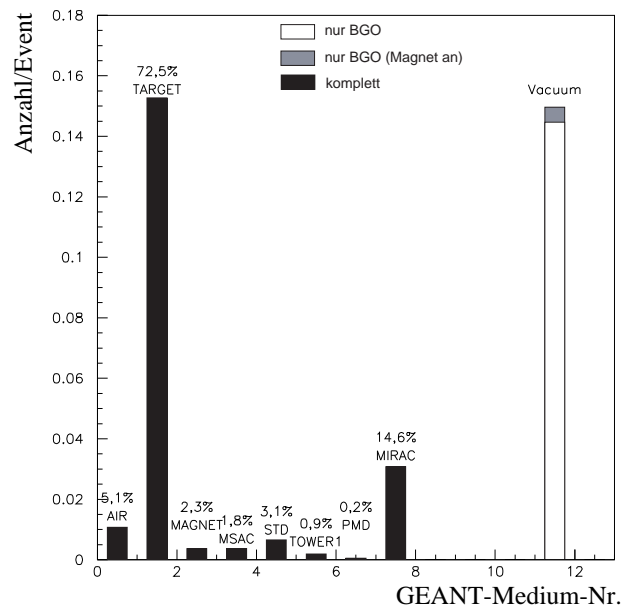


Abbildung 5.20: Entstehungsort der GEANT-Hadronen im p_T -Bereich 0-1024 MeV.

In den Abbildungen ist zu erkennen, daß bei der Simulation des Gesamtaufbaus weniger Teilchen vom Target zu kommen scheinen als bei den Simulationen die nur den BGO enthält. Der Unterschied zum eingeschalteten Magnetfeld ist unverständlich, aber es muß berücksichtigt werden, daß die angegebenen Werte noch einen großen Fehler beinhalten, der in den Diagrammen nicht mit angegeben ist. Auffällig ist die hohe Anzahl von Photonen, die im STD-Detektor produziert werden. Hier ist eine Tendenz zu niedrigen Impulswerten zu erkennen. Auch die in der Luft zwischen Target und Detektor produzierten Teilchen sind nicht zu vernachlässigen. Zusätzlich ist ein Anteil von niederenergetischen Photonen zu erkennen, die vom MIRAC-Kalorimeter zurückgestreut werden und die Rückseite des Detektors treffen. Bei den Hadronen ist ebenfalls ein relativ hoher Anteil von Teilchen zu erkennen, die im MIRAC entstanden sind. Die Anteile der vom Target (Vacuum) stammenden Hadronen bleibt fast unverändert.

Diese Ergebnisse zeigen, daß im Aufbau ein deutlicher Anteil von Photonen im niedrigen Transversalimpulsbereich erzeugt wird. Ein Vergleich mit experimentellen Ergebnissen ist aber nur bedingt möglich, denn Photonen mit Energien um 50 MeV werden von der Clusteranalyse nur schlecht erkannt [Lan93].

Um zu überprüfen, ob ein Photon aus der Simulation von der Clusteranalyse als Hit interpretiert wird, kann untersucht werden, den gefundenen Clustern ein Photon zuzuordnen. Wird ein Cluster von der Clusterroutine gefunden, wird nach

Teilchen innerhalb eines Radius von 2,5 cm um den Clusterschwerpunkt gesucht. Ist ein Teilchen vorhanden, so wird dem Cluster die jeweilige Teilchenart zugeordnet. Sind mehr als ein Teilchen innerhalb des Radius, wird das mit der geringsten Energiedifferenz zur Clusterenergie gewählt. Für die so gefundenen Cluster kann dann der Transversalimpuls berechnet werden. In Abbildung (5.21) ist das p_T Spektrum der so erhaltenen Photonen wiedergegeben. Der Unterschied im untersten Bin bei den einzelnen Simulationen ist hier kaum noch zu erkennen. Obwohl bei der Simulation des Gesamtaufbaus sehr viel mehr Photonen den BGO treffen, wird etwa gleich vielen Clustern ein Photon zugeordnet wie bei der Simulation ohne den Aufbau. Bei der Simulation mit eingeschaltetem Magnetfeld liegt der Wert etwas niedriger, was auf eine Verstärkung des in der Abbildung (5.17) zu erkennenden Effektes sein könnte, bei dem die Werte tendenziell leicht unterhalb der Simulation „nur BGO“ liegen.

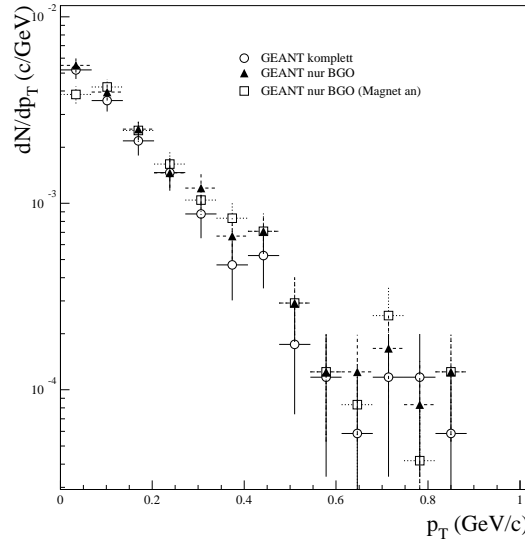


Abbildung 5.21: Transversalimpulsspektrum der Photonen aus der Zuordnung Simulation zu Clusteranalyse. Gezeigt ist das Ergebnis der Simulation mit dem gesamten Aufbau (GEANT komplett) und der mit dem BGO-Detektor ohne (GEANT nur BGO) und mit (GEANT nur BGO (Magnet an)) Magnetfeld.

Bei der Simulation des Gesamtaufbaus scheinen viele Photonen den Detektor so zu treffen, daß sie einen Schauer erzeugen, der einen Schwerpunkt in einer Entfernung von mehr als 2,5 cm vom Eintreffort ausbildet, so daß die Zuordnung nicht gelingt. Solche Hits sollten aber nur von Photonen verursacht werden, die den Detektor nicht senkrecht treffen, also nicht vom Target stammen. Es besteht

auch die Möglichkeit, daß die Schauer vieler Photonen von der Clusteranalyse nicht als Hit interpretiert werden können.

5.6.2 Anwendung der Clusteranalyse auf die Simulationsdaten

In Analogie zum Experiment werden in der Simulation die entsprechenden Informationen gespeichert. Hierbei handelt es sich um die in den Modulen deponierten Energien pro Event. Im Experiment erhielt man einen ADC-Wert für jedes Modul, der auf eine Energie umgerechnet werden muß. Auch ist bei den Simulationsdaten kein Rauschen enthalten. Aus zeitlichen Gründen war die Überlagerung der Daten mit künstlichem Rauschen nicht möglich, so daß an der Clusterroutine die Energiecuts, die für die einzelnen Module bei der Kalibration bestimmt wurden, auf Null gesetzt sind. Ansonsten werden die gleichen Methoden, wie bereits beschrieben, verwendet. Die Identifizierung eines lokalen Maximums erforderte gemäß Kapitel 5.5.1 eine Modul-Mindestenergie von 33 MeV. Es werden nur Hits zugelassen, denen nach der Entflechtung eine Energie von mindestens 50 MeV zugesprochen wird. Das Ergebnis der Analyse ist in Abbildung (5.22) dargestellt. Die Abbildung (5.23) zeigt die entsprechenden Verhältnisse.

Der Überschuß im untersten p_T -Bin ist weniger signifikant, liegt aber innerhalb der statistischen Fehler bei einem Wert größer eins. Es ist aber zu berücksichtigen, daß nach [Lan93] in diesem Bereich mit einer erheblichen Kontamination durch falsch identifizierte Photonen zu rechnen ist. In diesem Energiebereich fallen auch viele Photonen unter die Dispersionsschwelle und können nur noch über die F/T-Methode identifiziert werden. Diese Effekte treten aber bei allen drei verwendeten Simulationsbedingungen auf und sollten sich kompensieren. Ob eine Erhöhung im untersten p_T -Bin vorhanden ist, kann durch einen Vergleich der simulierten Spektren ermittelt werden.

Das Verhältnis im untersten Bin des linken Diagramms in Abbildung (5.23) liegt bei $1,26 \pm 0,17$ im rechten bei $1,36 \pm 0,20$. Um eine bessere Interpretation zu ermöglichen, kann das Signifikanz-Niveau dieser Werte berechnet werden. Hierzu wird angenommen, daß der Fehler um den jeweiligen Wert einer Normalverteilung gehorcht. Mit einer Koinzidenzschätzung nach [Bro91] ist eine obere Grenze zu bestimmen, so daß das zu erwartende Verhältnis mit 90%iger Wahrscheinlichkeit unterhalb dieser Grenze liegt. Solche Werte liegen tabelliert vor. Für den ersten Wert ergibt sich eine Obergrenze von 1,48, bei dem zweiten von 1,62.

Diese Werte liegen weit unterhalb der Werte aus [Agg97]. Sie besagen, daß eine Erhöhung des Verhältnisses auf einen Faktor 2,75 durch sekundär in der Reaktion entstandene Teilchen sehr unwahrscheinlich ist.

Um eine Abschätzung zu erhalten, welche Teilchen die Clusteranalyse als niederenergetisches Photon erkennt, werden die GEANT-Teilchen aller Events, in denen die Clusteranalyse ein Photon im untersten p_T -Bin findet, untersucht. In

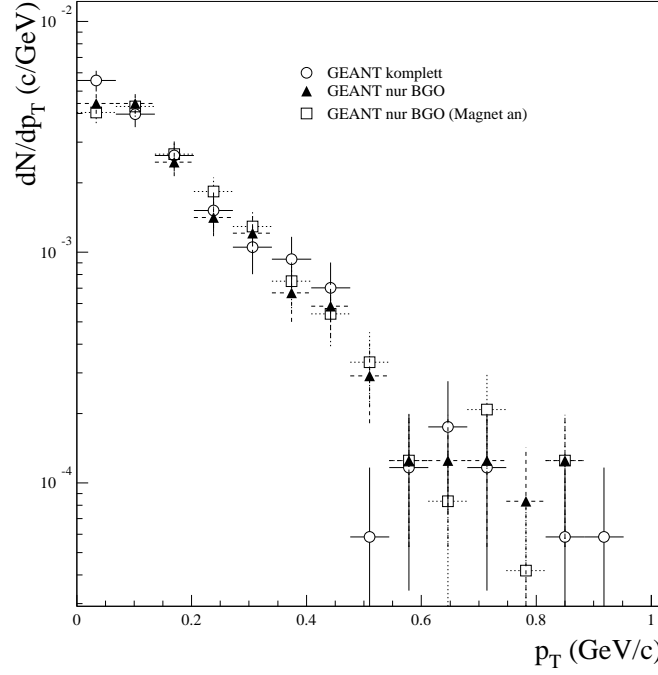


Abbildung 5.22: Transversalimpulsspektrum der Photonen aus der Clusteranalyse. Gezeigt ist das Ergebnis der Simulation mit dem gesamten Aufbau (GEANT komplett) und der mit dem BGO-Detektor ohne (GEANT nur BGO) und mit (GEANT nur BGO (Magnet an)) Magnetfeld.

Abbildung (5.24) sind diese Teilchen nach ihrem Entstehungsort aufgetragen. Es werden wieder nur Teilchen berücksichtigt, die eine Energie über 50 MeV haben und die aktive Detektorfläche treffen. Die Prozentangaben beziehen sich wieder auf die Simulation des Gesamtaufbaues.

In Tabelle (5.5) sind zusätzlich die absoluten Zahlen wiedergegeben. Es zeigt sich, daß bei der Simulation des Gesamtaufbaues weniger Teilchen die aktive Detektorfläche treffen, als Photonen von der Clusterroutine im untersten p_T -Bin nachgewiesen werden. Ein Teil der Hits, die als Photon identifiziert werden, muß von Teilchen stammen, die den Detektor außerhalb der inneren 6x6-Matrix treffen, aber einen Schauer mit einem Energieschwerpunkt innerhalb dieser Matrix verursachen. Hierfür sollten aber nur Teilchen verantwortlich sein, die nicht senkrecht in den Detektor eintreffen, also nicht vom Target stammen. Es kann auch sein, daß die Überlagerung von Schauern, die von Teilchen mit einer Energie unterhalb von 50 MeV erzeugt werden, von der Clusteranalyse als ein Hit interpretiert wird. Für eine präzise Aussage sind weitere Untersuchungen nötig.

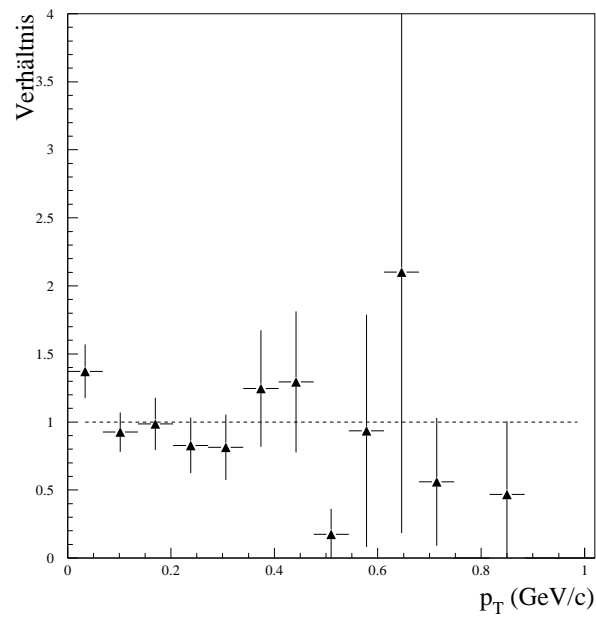
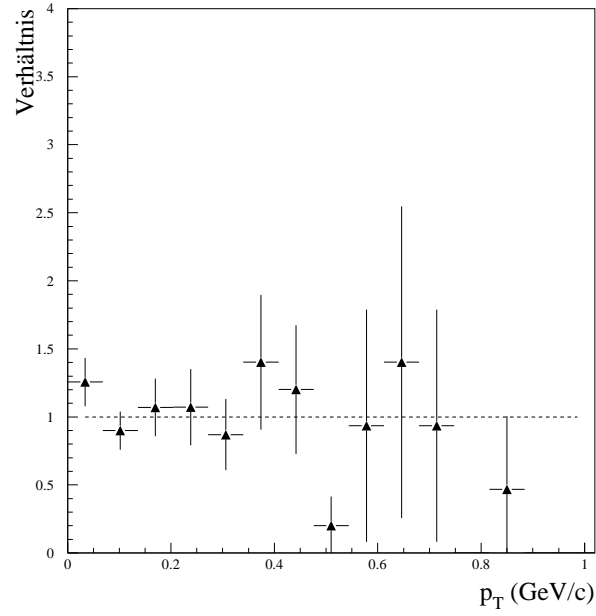


Abbildung 5.23: Verhältnis der Photonen aus der Clusteranalyse. Oben ist das Verhältnis „Gesamtaufbau/BGO“ und unten „Gesamtaufbau/Magnetfeld“ aufgetragen.

Simulation	Events	Photonen (Cluster)	Photonen (GEANT)	Hadronen (GEANT)	Bilanz (GEANT-Cluster)
komplett	2141	95	36	42	-17
nur BGO	3000	106	85	45	+24
nur BGO (Magnet an)	3000	90	72	25	+7

Tabelle 5.5: Bilanz: (GEANT-Teilchen) - (Cluster-Photonen) im 1. p_T -Bin. Bei der Simulation des Gesamtaufbaues treffen weniger Teilchen mit einer Energie über 50 MeV die aktive Detektorfläche als Photonen von der Clusteranalyse erkannt werden.

Auch bei den Simulationen, die nur den BGO-Detektor enthalten, sind weniger GEANT-Photonen vorhanden, als die Clusteranalyse nachweist. Hier wird deutlich, daß in diesem Bereich Hadronen nur schlecht erkannt werden. Der Einfluß des Magnetfeldes deutet aber an, daß weniger Hadronen den BGO-Detektor treffen. Für genauere Angaben wäre wiederum eine höhere Statistik erforderlich.

Die Untersuchungen in diesem Kapitel haben gezeigt, daß eine bisher unbekannte Quelle von Photonen im WA93-Experiment vorhanden sein muß. Ob es sich hierbei um direkte Photonen aus einem QGP handelt, kann nicht ausgeschlossen werden. Weitere Experimente könnten einen Aufschluß liefern.

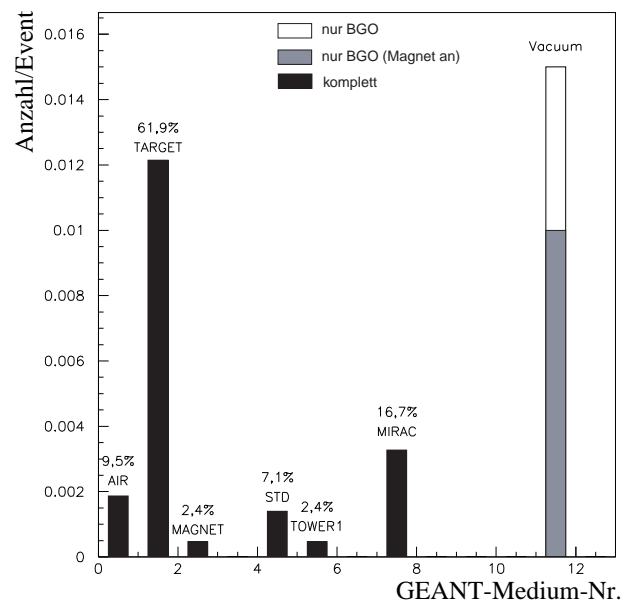
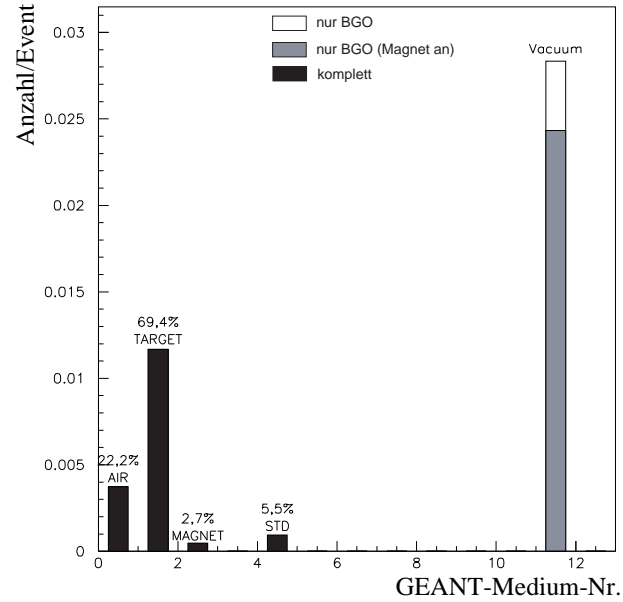


Abbildung 5.24: Entstehungsort der GEANT-Photonen (oben) und GEANT-Hadronen (unten) aus Events mit identifizierten Photonen im Bereich 0-68 MeV.

6 Zusammenfassung

Diese Arbeit beschäftigt sich mit den Quellen von niederenergetischen Photonen in hochenergetischen Hadron-Hadron Reaktionen. Es werden verschiedene Experimente vorgestellt, in denen inklusive Photonenspektren gemessen wurden. Diese Spektren werden theoretisch beschrieben, um Aussagen über unbekannte Quellen von Photonen machen zu können. Insbesondere wird auf die Ergebnisse des WA93-Experimentes eingegangen. Hier wurde das Spektrum mit einem BGO-Kalorimeter ermittelt. Es ist eine deutliche Erhöhung der Photonenproduktion im einem p_T -Bereich bis 68 MeV zu beobachten. Mit den Zerfallsphotonen aus Mesonen kann dieser Überschuß nicht erklärt werden. Da dieses Experiment auch nach direkten Photonen aus einem möglichen Quark-Gluon-Plasma sucht, müssen mögliche andere Quellen für einen Überschuß auszuschließen sein.

Eine Quelle von Photonen, die in bisherigen Analysen zum WA93-Experiment nicht behandelt wurde, ist die hadronische Bremsstrahlung der an der Reaktion beteiligten geladenen Teilchen. Die Berechnung ist unter Verwendung einer Näherung klassisch möglich. Sie liefert vorallem im Bereich niedriger Transversalimpulse einen nicht zu vernachlässigen Beitrag. Die Ergebnisse zeigen aber, daß der im Experiment beobachtete Überschuß durch diese neue Quelle nicht erklärt werden kann.

Als Vergleich mit experimentellen Daten dienen Eventgeneratoren. Hier wird auf das Photonenspektrum aus VENUS 4.12 eingegangen. Es werden qualitative Überlegungen angestellt, inwieweit die Änderung der Spektren von schweren Mesonen sich auf die Spektren der Zerfallsphotonen auswirken würden und ob die Ergebnisse der Auswertung zum WA93-Experiment reproduziert werden können. Es zeigt sich, daß solche Änderungen sich stärker auf einen höheren Transversalimpulsbereich auswirken. Die Beiträge in dem betrachteten p_T -Intervall sind zu vernachlässigen.

Eine weitere Quelle in dem betrachteten p_T -Bereich sind sekundäre Photonen, die in den Komponenten des Versuchsaufbaus entstehen, bzw. Hadronen, die als Photonen identifiziert werden. Die Integration des BGO-Detektors in eine GEANT-Simulation des WA93-Experimentes ermöglicht die Untersuchung dieses Anteils. Es zeigt sich, daß sehr viele sekundäre Teilchen im Versuchsaufbau entstehen und den BGO-Detektor treffen. Der Vergleich der Daten aus einer Simulation mit und einer ohne Aufbau liefert ebenfalls eine Erhöhung im niedrigen Impulsbereich. Unter Verwendung der Auswertemethoden aus dem Experiment

ergibt sich mit 90%iger Sicherheit als obere Grenze für die Erhöhung durch sekundäre Teilchen ein Faktor von 1,62 im Bereich bis 68 MeV. Im Experiment liegt dieser Faktor bei 2,75.

Die in dieser Arbeit untersuchten Quellen können das Ergebnis des WA93-Experimentes nicht erklären.

A

A.1 Variablen der Schwerionenphysik

Zur Beschreibung ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen werden im folgenden einige dem Problem angepaßte Variablen definiert.

Ausgangspunkt sind zum einen der Viererimpulsvektor

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

und die Festlegung, daß die Richtung des Projektilstrahls der z-Richtung entspricht. Den Impuls eines Teilchens kann man nun in zwei Komponenten aufteilen, die eine Komponente liegt senkrecht (p_T) und die andere parallel ($p_{||}$) zur Strahlrichtung. Es gilt:

$$p_T = p \sin \theta = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{A.2})$$

und

$$p_{||} = p \cos \theta = p_z \quad . \quad (\text{A.3})$$

Hierbei ist $p = \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ der Betrag des Impulses und θ ist der Polwinkel bzgl. der Strahlachse.

Der Transversalimpuls p_T hat im Gegensatz zum Longitudinalimpuls $p_{||}$ die Eigenschaft, invariant gegenüber einer Lorentztransformation zu sein. Als weitere Größe wird noch die sogenannte „Rapidität“ y eingeführt, die sich additiv unter einer Lorentztransformation verhält. Der Übergang vom Schwerpunkt- zum Laborsystem erfolgt durch Addition von $Y/2 = \ln(\frac{E_{cm}}{m})$ zur Rapidität y . Die kinetischen Grenzen von y sind $-\frac{Y}{2} < y < \frac{Y}{2}$ im Schwerpunktsystem und $0 < y < Y$ im Laborsystem. Sie dient der Beschreibung der Bewegungskomponente in Strahlrichtung und ist besonders gut geeignet, die Teilchen zu beschreiben, die im Schwerpunktsystem der Reaktion relativ langsam sind. Für sie gilt:

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_{||}}{E - p_{||}} \quad . \quad (\text{A.4})$$

Die Rapidity ist experimentell nicht immer leicht zugänglich, da zur ihrer Berechnung unter anderem die Masse, also die Teilchenart bekannt sein muß. Ist aber die Energie des Teilchens groß gegenüber der Ruheenergie, kann gezeigt werden, daß die Rapidity in die sogenannte „Pseudorapidity“ η übergeht:

$$\eta = -\ln \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad . \quad (\text{A.5})$$

In den hier betrachteten Reaktionen ist die Beschreibung mit Hilfe der Pseudorapidity zumeist eine gute Näherung. Für den Spezialfall von Photonen, die keine Ruhemasse besitzen, sind die beiden o.g. Größen sogar äquivalent.

Zur Unterscheidung der Zentralität von Schwerionenreaktionen wird die Größe „Transversalenergie“ eingeführt:

$$E_T = \sum_{i=1}^N E_i \sin \theta_i \quad . \quad (\text{A.6})$$

Hier steht N für die Zahl der gemessenen Teilchen, E_i und θ_i sind die jeweilige Energie bzw. der Polarwinkel des Teilchens i . Diese Größe wird häufig mit Kalorimetern bestimmt, wobei eine hohe Transversalenergie ein Indiz für eine zentrale Reaktion ist, bei der die Zahl der Participants sehr hoch war.

Um Teilchen mit großen Longitudinalimpulsen zu beschreiben führt man noch die Feynman-x Variable ein:

$$x_F = \frac{p_{\parallel}}{p_{max}} \approx \frac{2p_{\parallel}}{E_{cm}} \approx \frac{2E}{E_{cm}} \quad . \quad (\text{A.7})$$

Die kinetischen Grenzen von x_F sind $0 \leq |x_F| \leq 1$.

Tabellenverzeichnis

1.1	Standardmodell	3
1.2	Eichbosonen	4
5.1	Venusparamter	38
5.2	Auswahl an Reaktionen bei denen Photonen und π^0 -Mesonen entstehen	42
5.3	Energieschwellen für den BGO	51
5.4	Zusammensetzung des Materials für den Betonboden.	51
5.5	Bilanz: (GEANT-Teilchen) - (Cluster-Photonen) im 1. p_T -Bin. .	72

Abbildungsverzeichnis

1.1	Phasendiagramm für stark wechselwirkende Materie	6
1.2	Das Feuerballmodell	7
1.3	Raum-zeitliche Entwicklung einer Schwerionenreaktion.	8
1.4	Björken-McLerran- und Landau-Bild.	9
2.1	Schematische Darstellung des WA93-Experimentes	18
2.2	Schematischer Aufbau des BGO-Detektors	20
2.3	Inklusives Photonenspektrum für zentrale 200 AGeV/ c S-Au Reaktionen	24
4.1	Farbladungsaustausch	36
4.2	Longitudinale Anregung	37
5.1	Photonen aus HBS in 450GeV/ c p-Be Reaktionen	39
5.2	Verteilung des Wertes $D2N$	40
5.3	Photonen aus HBS in 200AGeV/ c S-Au Reaktionen	41
5.4	Vergleich des gemessenen S-Au Spektrums mit der Simulation der HBS	41
5.5	Herkunft der Photonen und π^0 -Mesonen	43
5.6	Photonen- und π^0 -Transversalimpulsspektren in Abhängigkeit vom Transversalimpuls der Muttermesonen	45
5.7	Photonen- und π^0 -Mesonenspektrum aus dem Zerfall des η -Meson.	46
5.8	Manipulierte Photonen- und π^0 -Mesonenspektrum aus dem Zerfall des η -Meson	47
5.9	Schematischer Aufbau der Detektormatrix	50
5.10	In der GEANT-Simulation verwendeter Aufbau des WA93-Experimentes	53
5.11	Abhängigkeit der deponierten Energie E_{Dep} von der Einschußenergie E_{Ein}	54
5.12	Flußdiagramm zur Teilchen-Klassifizierung	57
5.13	Dispersion $_x$ gegen das erste Moment $_x$	58
5.14	Clusterformen eines Photons und eine Protons	59
5.15	Effizienz der Identifikationsmethoden.	61
5.16	Zuordnung von Simulationsteilchen und gefundenen Hits.	63
5.17	Transversalimpulsspektrum der GEANT-Photonen.	64

5.18	Verhältnis der simulierten GEANT-Photonen.	65
5.19	Entstehungsort der GEANT-Photonen im p_T -Bereich 0-68 MeV und 0-1024 MeV.	66
5.20	Entstehungsort der GEANT-Hadronen im p_T -Bereich 0-1024 MeV.	67
5.21	Transversalimpulsspektrum der Photonen aus der Zuordnung Si- mulation zu Clusteranalyse.	68
5.22	Transversalimpulsspektrum der Photonen aus der Clusteranalyse.	70
5.23	Verhältnis der Photonen aus der Clusteranalyse.	71
5.24	Entstehungsort der GEANT-Teilchen aus Events mit identifi- zierten Photonen im Bereich 0-68 MeV.	73

Literaturverzeichnis

- [Agg97] M. M. Aggarwal et al., Phys. Rev. C56 (1997) 1160
- [Ake87] T. Åkesson et al., Phys. Rev. D36 (1987) 2615
- [Ake88] T. Åkesson et al., Phys. Rev. 38 (1988) 2687
- [Ake90] T. Åkesson et al., Z. Phys. C46 (1990) 369
- [And83] B. Anderson et al., Phys. Rep. 97 (1983) 31
- [Ant86] J. Antos et al., Nucl. Instrum. Methods A249 (1986) 241
- [Ant93] J. Antos et al., Z. Phys. C59 (1993) 547
- [Bar92] C. Barlag, *GEANT-Simulation der Bleiglasdetektoren und des Vetos für geladene Teilchen im WA93-Experiment*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Bjo64] J.D. Bjorken, S.D. Drell, *Relativistic Quantum Mechanics*, McGraw-Hill, New York-London, 1964
- [Bog96] H. Bøggild et al., Z. Phys. C69 (1996) 621
- [Boh92] E.-M. Bohne, *Entwicklung und Erprobung eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Bot91] F. Botterweck et al., Z. Phys. C51 (1991) 541
- [Bro91] I.N. Bronstein, *Taschenbuch der Mathematik*, Nauka Moskau, 1991
- [Byc73] E. Byckling and K. Kajantie, *Particle Kinematics*, John Wiley & Sons, New York, 1973
- [Chl84] P.V. Chliapnikov et al., Physics Letters 141B (1984) 276
- [Cla92] A. Claussen, *Kalibration eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters und sein Einsatz bei der Teilchenidentifizierung*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1992

- [Cle93] G. Clewing, *Untersuchung zur Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen bei 200 AGeV*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Ell78] J.R. Elliot et al., Phys. Rev. D17 (1978) 83
- [Gea94] Application Software Group, *GEANT Detektor Description and Simulation Tool, CERN Program Library Long Writeup W1013*, CERN, GENF, 1994
- [Gos79] A.T. Goshaw et al., Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1065
- [Hol93] G. Hölker, *Produktion inklusiver Photonen und neutraler Pionen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1992
- [Jac82] J.D. Jackson, *Klassische Elektrodynamik -2., verb. Aufl.*, de Gruyter, 1982
- [Lan93] J. Langheinrich, *Einsatz eines longitudinal segmentierten BGO-Kalorimeters zur Photonenmessung in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Diplomarbeit, Institut für Kernphysik, Münster, 1993
- [Lat80] C.M.G. Lattes, Phys. Rep. 65 (1980) 151
- [Lic90] P. Lichard, L. van Hove, Phys. Lett. B245 (1990) 605
- [Low58] F.E. Low, Phys. Rev. 110 (1958) 974
- [Mat86] T.Matsui und H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416
- [Nil87] B. Nilson, E. Stenlund, Comp. Phys. Com. 43 (1987) 387
- [Par96] R.M. Barnett et al., *Particle Physics Booklet*, American Institut of Physics, 1996
- [Per91] D.H. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley (Deutschland) GmbH, 1991
- [Tin96] M.L. Tincknell et al., Phys. Rev. C54 (1996) 1918
- [Wer89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 62 (1989) 2460
- [Wer90] K. Werner, Comparison of String Models for Heavy Ion Collision, CERN-TH-5701/90, CERN, Genf 1990
- [Won94] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Colissions*, World-Scientific, Singapur, 1994

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben.

Herrn Prof. Dr. R. Santo danke ich für die interessante Aufgabenstellung, einen lehrreichen Aufenthalt am CERN und die Ermöglichung der Mitarbeit in einer internationalen Kollaboration.

Bei Herrn Dr. habil. T. Peitzmann bedanke ich mich für die Betreuung meiner Arbeit, die Klärung vieler Fragen und die sehr hilfreichen Anregungen.

Bei der Lösung vieler Probleme standen mir Dipl.-Phys. S. Bathe, Dipl.-Phys. H. Büsching und Dipl.-Phys. K. Reygers stets zur Seite. Bei ihnen möchte ich mich besonders bedanken.

Ebenso möchte ich mich bei Dipl.-Phys. C. Barlag, Dipl.-Phys. C. Blume, Dr. Ernst-Michael Böhne, Dipl.-Phys. D. Bucher, Dr. Arne Claussen, Dr. S. Chattopadhyay, Dr. R. Glasow, S. Gorus, N. Heine, Dipl.-Phys. S. Joerrens, Dr. A. Khoukaz, Dipl.-Phys. H. Köhncke, Dipl.-Phys. J. Langheinrich, Dipl.-Phys. T. Lister, Dipl.-Phys. C. Quentmeier, Dipl.-Phys. G. Schepers, Dipl.-Phys. H. Schlagheck, Dipl.-Phys. D. Stüken und Dipl.-Phys. C. Thomas für ihre Unterstützung und Zusammenarbeit bedanken.

Auch alle Freunde, die mich während meines Studiums begleitet haben, sollen hier nicht unberücksichtigt bleiben.

Meiner Schwester Dipl.-Ing. Ulrike Krümpel danke ich für die Durchsicht der Arbeit.

Ein ganz besonderer Dank gilt natürlich meinen Eltern, die mir das Studium der Physik erst ermöglicht haben.

Für die moralische Unterstützung während des Zusammenschreibens danke ich meinen Brüdern Lothar und Guido.

Hiermit bestätige ich, daß ich diese Arbeit selbständig verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, den 30. Juni 1998

Thomas Krümpel