

EXPERIMENTELLE PHYSIK

Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen

Diplomarbeit

von

Christoph Blume

vorgelegt dem Fachbereich Physik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

angefertigt im Institut für Kernphysik der
Westfälischen Wilhelms-Universität Münster

Mai 1993

Wer ein System hat, hat auch keine Unsicherheiten.[Gla93]

Richard Glasow

Inhaltsverzeichnis

1	Grundlagen	3
1.1	Einführung	3
1.2	Das Standardmodell	3
1.3	Das Quark-Gluon-Plasma (QGP)	5
1.3.1	Quark-Confinement	5
1.3.2	Der Phasenübergang	7
1.4	Ultrarelativistische Schwerionenphysik	8
1.4.1	Signale des Quark-Gluon-Plasmas	8
1.4.2	Der Reaktionsverlauf	9
1.5	Das WA80-Experiment	12
1.5.1	Motivation	15
2	Teilcheninterferometrie	17
2.1	Allgemeines	17
2.1.1	Die Zwei-Photon-Korrelationsfunktion	18
2.1.2	Bose-Einstein-Korrelationen	19
2.2	Proton-Proton-Korrelationen	21
2.2.1	Die Korrelationsfunktion	22

2.2.2	Quellenverteilungen mit $\tau = 0$ fm/c	24
2.2.3	Quellenverteilungen mit $\tau \neq 0$ fm/c	27
2.2.4	Der Programmcode	31
3	Datenanalyse	33
3.1	Der Plastic-Ball	33
3.2	Auswertung der Daten	37
3.2.1	Teilchenidentifizierung	37
3.2.2	Akzeptanz	41
3.3	Messung der Korrelationsfunktion	43
3.3.1	Event-Mixing	44
3.3.2	Die experimentelle Korrelationsfunktion	46
3.3.3	Bestimmung der Radiusparameter	48
3.3.4	Systematische Unsicherheiten	49
4	Ergebnisse	51
4.1	Target- und Projektilabhängigkeit	51
4.1.1	Abhängigkeit von der Protonenmultiplizität	55
4.2	Zentralitätsabhängigkeit	56
4.2.1	Klassifizierung nach E_{ZDC}	56
4.2.2	Klassifizierung nach N_p	57
4.3	Abhängigkeiten von Teilchenvariablen	58
4.3.1	Laborwinkel θ	58
4.3.2	Schwerpunktsenergie	60
4.3.3	Transversalimpuls	61
4.4	Die Lebensdauer τ	62

4.4.1	Vergleich von C_{par} und C_{in}	62
4.4.2	Rechnung mit $\tau \neq 0$	63
4.5	Vergleich mit zwei Modellen : VENUS und RQMD	65
5	Targetfragmentation	69
5.1	Die Protonenquelle	69
5.1.1	Räumliche Ausdehnung	69
5.1.2	Zeitliche Ausdehnung	72
5.2	Andere Analysen	73
5.2.1	Die Multiplizitäts- und E_t -Verteilungen geladener Teilchen	73
5.2.2	Winkelverteilungen von Protonen im Targetbereich . . .	74
5.2.3	pp-Korrelationen der Reaktionen $^{28}\text{Si} + \text{Al}$ und Au bei 14.6 A GeV	75
5.2.4	Bose-Einstein-Korrelationen	75
5.3	Schlußfolgerungen	77
6	Zusammenfassung	79
A	Radiusparameter	81
A.1	Minimum Bias	81
A.2	Zentralitätsabhängigkeit	81
A.2.1	Klassifizierung nach E_{ZDC}	81
A.2.2	Klassifizierung nach N_p	82
A.3	Abhängigkeit von Teilchenvariablen	82
A.3.1	Laborwinkel θ	82
A.3.2	Schwerpunktsenergie	84

A.3.3	Transversalimpuls	84
A.4	Untersuchung der Lebensdauer	85
A.4.1	Vergleich von C_{par} , C_{out} und C_{in}	85
A.4.2	Rechnung mit $\tau \neq 0$ fm/c	85
B	Kinematische Variablen	87
B.1	Einteilchenvariablen	87
B.2	Zweiteilchenvariablen	88

1. Grundlagen

1.1 Einführung

Das Ziel der Hochenergiephysik ist es, die Eigenschaften und Bestandteile der Materie auf möglichst grundlegende Prinzipien zurückzuführen. Dabei sind in den letzten Jahrzehnten entscheidene Fortschritte gelungen.

In den dreißiger Jahren waren nur wenige Elementarteilchen bekannt. Diese waren das Elektron, Proton, Neutron, Neutrino und das Photon. Die Untersuchung kosmischer Strahlung und Beobachtung der Reaktionen an immer leistungsfähigeren Beschleunigern eröffnete jedoch bald den Blick auf eine enorme Vielfalt von Teilchen. Dies wird in dem Ausdruck „Teilchen-Zoo“ deutlich. Insbesondere zeigte die tief inelastische Elektron-Proton-Streuung, daß das Proton keineswegs „elementar“ ist, sondern eine Substruktur besitzt [Per90]. Diese und andere Entdeckungen führten zu einem relativ einfachen Bild der elementaren Materiebausteine und deren Wechselwirkungen, dem sogenannten Standardmodell.

1.2 Das Standardmodell

Das Standardmodell unterteilt die Elementarteilchen in zwei Familien, die Leptonen und die Quarks. Eine Übersicht gibt Tabelle 1.1. Zu jedem Teilchen existiert noch ein entsprechendes Antiteilchen. Diese Grundbausteine lassen sich in drei Generationen zusammenfassen :

$$\text{Leptonen : } \begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

$$\text{Quarks : } \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} s \\ c \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$$

	Teilchen	Ladung (e)	Masse
Leptonen :	e	-1	0.511 MeV
	ν_e	0	< 7.3 eV
	μ	-1	105.6 MeV
	ν_μ	0	< 0.27 MeV
	τ	-1	1784.1 MeV
	ν_τ	0	< 35 MeV
Quarks :	u (up)	$\frac{2}{3}$	2 - 8 MeV
	d (down)	$-\frac{1}{3}$	5 - 15 MeV
	s (strange)	$-\frac{1}{3}$	100 - 300 MeV
	c (charm)	$\frac{2}{3}$	1.3 - 1.7 GeV
	b (bottom)	$-\frac{1}{3}$	4.7 - 5.3 GeV
	t (top)	$\frac{2}{3}$	> 91 GeV

Tabelle 1.1: Die im Standardmodell enthaltenen Elementarteilchen. Hier nicht aufgeführt ist das Higgs-Boson, das durch eine spontane Symmetriebrechung die Teilchenmassen erzeugen soll, aber bisher noch nicht beobachtet werden konnte. [Par92].

Die verschiedenen Quark-Arten werden auch als „Flavour“ bezeichnet. Außerdem besitzen die Quarks noch einen inneren Freiheitsgrad, der als Farbe (color) bezeichnet wird. Dabei gibt es drei Farbzustände, üblicherweise rot, grün und blau genannt, und die entsprechenden Antifarben für die Antiquarks. Die Dynamik dieser Teilchen wird durch die folgenden Wechselwirkungen bestimmt:

- Die Gravitation. Diese ist die schwächste Naturkraft und spielt in der Hochenergiephysik keine Rolle.
- Die elektroschwache Wechselwirkung. Sie stellt eine Vereinigung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung dar und wirkt sowohl auf Leptonen als auch auf Quarks.
- Die starke Wechselwirkung. Diese wirkt auf die Quarks und wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) theoretisch beschrieben.

Die Kräfte zwischen den Elementarteilchen werden durch den Austausch von Feldquanten hervorgerufen. Im Falle der elektroschwachen Wechselwirkung sind dies das γ für den elektromagnetischen Teil und die W^+ -, W^- - und Z^0 -Bosonen für den schwachen Teil. Die QCD beinhaltet dagegen 8 sogenannte Gluonen als Austauschteilchen. Diese koppeln an die Farbladungen der Quarks. Die Quarks und die Gluonen bilden damit die Bausteine für die stark wechselwirkenden Teilchen, die Hadronen. Dabei sind diese Bindungszustände nach außen hin farbneutral, das heißt, sie enthalten entweder alle drei Farbladungen oder Farbe und Antifarbe. Die Hadronen werden noch in Baryonen und Mesonen unterteilt. Dabei setzen sich Baryonen aus drei Quarks und Mesonen aus einem Quark und einem Antiquark zusammen. So besteht das Proton aus zwei u - und einem d -Quark und das π^+ -Meson aus einem u - und einem $\bar{d}$ -Quark.

1.3 Das Quark-Gluon-Plasma (QGP)

1.3.1 Quark-Confinement

Die Stärke der starken Wechselwirkung wird durch die entsprechende Koppelungskonstante α_s bestimmt. Deren Wert ist vom Impulsübertrag q abhängig [Per90] :

$$\alpha_s(q^2) = \frac{1}{B \alpha_s(q_0^2) \ln(q^2/q_0^2)} \quad (1.1)$$

Dabei ist $B = (33 - 2f)/12\pi$ mit f als Zahl der Quarkflavours. Für große q -Werte geht $\alpha_s(q^2)$ gegen Null. Daraus folgt, daß sich die Quarks dann wie freie Teilchen verhalten. Dieses Phänomen wird als „Asymptotische Freiheit“ bezeichnet. Beobachten läßt sich dies in tief inelastischen Elektron-Proton-Stößen. Weil die Koppelungskonstante für solche Reaktionen mit hohem Impulsübertrag klein ist, lassen sich in diesem Fall die Methoden der Störungsrechnung zur Beschreibung verwenden.

Für kleinere q -Werte wird $\alpha_s(q^2)$ dagegen sehr groß. Dies äußert sich in der Tatsache, daß die Quarks nur in Hadronen eingeschlossen vorkommen, dem sogenannten „Quark-Confinement“. Dieses Verhalten läßt sich nicht mehr

störungstheoretisch behandeln. Zur näherungsweisen Beschreibung gibt es statt dessen andere Möglichkeiten.

Bag-Modelle

In diesem Modell wird das Vakuum durch eine Farbdielektrizitätskonstante $\epsilon_{Farbe} = 0$ beschrieben. Teilchen mit Farbladung schließen sich in „Bags“ ein, innerhalb deren $\epsilon_{Farbe} = 1$ ist. Von außen betrachtet muß ein solcher Bag farbneutral sein, damit er eine endliche Masse erhält.

Stringmodelle

Weil die Gluonen selber Farbladung tragen, besitzen sie eine starke Selbstwechselwirkung. Analog zur Elektrodynamik lassen sich Farbfeldlinien zwischen den Quarks vorstellen, die jedoch durch diese Selbstwechselwirkung zu einem sogenannten „String“ zusammengezogen werden. Wenn einem solchen String eine konstante Energiedichte zugewiesen wird, läßt sich das Confinement beschreiben. Laufen in einer Reaktion zwei Quarks auseinander, so steigt die Stringspannung so stark an, daß neue Quarks erzeugt werden können. Diese bilden mit den ursprünglichen Quarks wieder Hadronen.

Gitter-Eichtheorien

Durch Gitter-Eichrechnungen besteht die Möglichkeit über eine rein phänomenologische Beschreibung hinauszugehen. Die Vorgehensweise ist dabei so, daß das Raum-Zeit-Kontinuum in ein diskretes Gitter unterteilt wird. Auf jedem Gitterpunkt können nun die entsprechenden Feldgleichungen numerisch gelöst werden. Unter der Voraussetzung, daß der Grenzwert einer verschwindenden Gitterkonstanten zu einer sinnvollen Beschreibung der Realität führt, lassen sich Aussagen über Systeme aus Quarks und Gluonen gewinnen. Solche Rechnungen haben gezeigt, daß unter extremen Bedingungen ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma eintreten kann.

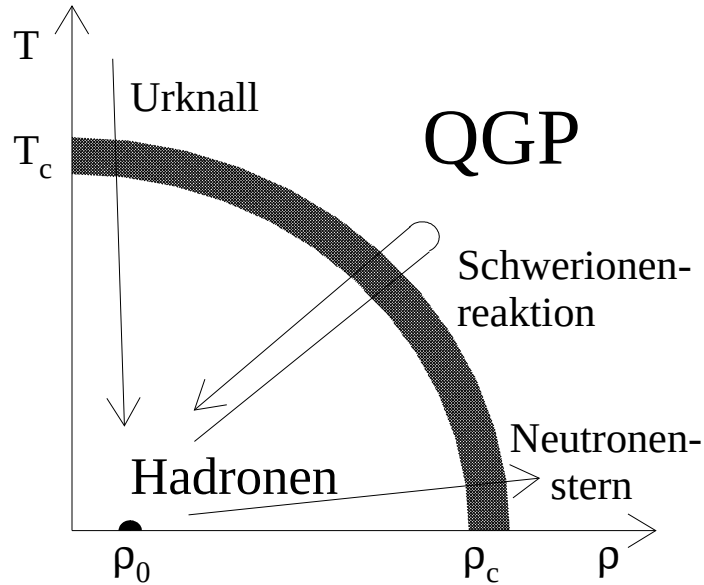


Abbildung 1.1: Das Phasendiagramm für Kernmaterie in Abhängigkeit von der Temperatur T und der Kerndichte ρ . ρ_0 bezeichnet den Grundzustand. Die Phasengrenze ist durch die kritischen Werte T_c und ρ_c gegeben.

1.3.2 Der Phasenübergang

Ein Atomkern besteht im Grundzustand aus Nukleonen und Mesonen. Dieser Zustand wird durch eine Baryondichte $\rho_0 = 0.14$ Baryonen/fm³ und eine Energiedichte $\epsilon_0 = 0.13$ GeV/fm³ beschrieben [Sin90]. Unter extremen Bedingungen jedoch wird erwartet, daß sich dieser Zustand auflöst und ein Phasenübergang zum Quark-Gluon-Plasma eintritt. Hier sind die Quarks und Gluonen nicht mehr in Hadronen gebunden, sondern befinden sich in einem größeren Volumen in einem Plasmazustand. Dies kann zum einen durch sehr hohe Temperaturen, wie sie in frühen Phasen des Universums geherrscht haben, und zum anderen durch eine Erhöhung der Kerndichte bewirkt werden. Dargestellt ist dies in Abbildung 1.1. Experimentell zugänglich ist eine Verdichtung der Kernmaterie durch hochenergetische Schwerionenstöße.

1.4 Ultrarelativistische Schwerionenphysik

Zur Untersuchung eines eventuellen Phasenüberganges zum Quark-Gluon-Plasma wurden 1985 am CERN¹ in Genf und am BNL² in Brookhaven mit ultrarelativistischen Schwerionenexperimenten begonnen. Der Beschleuniger, der am CERN für diese Experimente zur Verfügung steht, ist das SPS³. Dieses liefert ^{16}O - und ^{32}S -Ionen mit einer Energie von 200 A GeV . Nach einem Umbau sollen ab 1994 auch Experimente mit ^{207}Pb -Ionen bei 160 A GeV möglich sein.

1.4.1 Signale des Quark-Gluon-Plasmas

Sollten die experimentell erreichbaren Energiedichten hoch genug sein, wird das Quark-Gluon-Plasma allerdings nur in einem sehr kurzen Raum-Zeit-Intervall existieren. Insbesondere würde es von den darauffolgenden hadronischen Ereignissen überdeckt. Es ist daher schwierig ein eindeutiges Signal für die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas zu beobachten. Dennoch gibt es eine Reihe von Vorschlägen, die in den letzten Jahren untersucht wurden [Sin90] :

- **J/ Ψ -Unterdrückung.** In einem Quark-Gluon-Plasma sollte die Erzeugung des J/ Ψ -Teilchens aufgrund von Abschirmeffekten im Vergleich zu einem hadronischen Zustand unterdrückt werden.
- **Strangeness-Produktion.** Teilchen mit einem s - oder $\bar{s}$ -Quark sollten in einem Quark-Gluon-Plasma mit einer größeren Wahrscheinlichkeit produziert werden als in einem Hadronengas.
- **Fluktuationen.** Observablen wie die Teilchenmultiplizität könnten bei einem Phasenübergang stärkere Fluktuationen zeigen als statistisch erklärbar wäre.

¹Conseil Européen de la Recherche Nucléaire

²Brookhaven National Laboratories

³Super Proton Synchrotron

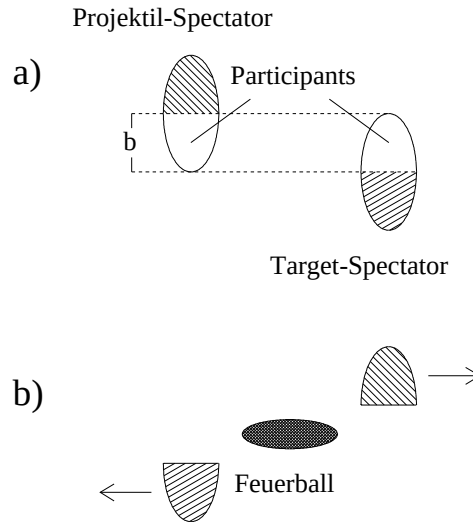


Abbildung 1.2: Das Feuerball-Modell für Schwerionenreaktionen. a) Vor der Reaktion. b) Nach der Reaktion.

- **Direkte Photonen.** Durch Bremsstrahlungsprozesse an freien Quarks und durch Quark-Antiquark-Vernichtungsstrahlung kann im Quark-Gluon-Plasma ein Überschuß an Photonen entstehen. Da diese nicht mit der umgebenden hadronischen Materie wechselwirken, würden sie ein unverfälschtes Bild der heißen Plasma-Zone liefern.
- **Dileptonen.** Ebenso wie direkte Photonen können Leptonenpaare ($e^+ + e^-$ und $\mu^+ + \mu^-$) als Signal für eine Plasmabildung dienen.

1.4.2 Der Reaktionsverlauf

Ein einfaches Modell für eine Schwerionenreaktion ist das sogenannte Feuerball-Modell. Darin werden die Nukleonen, die an der Reaktion teilnehmen („Participants“), von den übrigen („Spectator“) deutlich getrennt. In Abbildung 1.2 ist ein peripherer Stoß mit einem Stoßparameter b wiedergegeben.

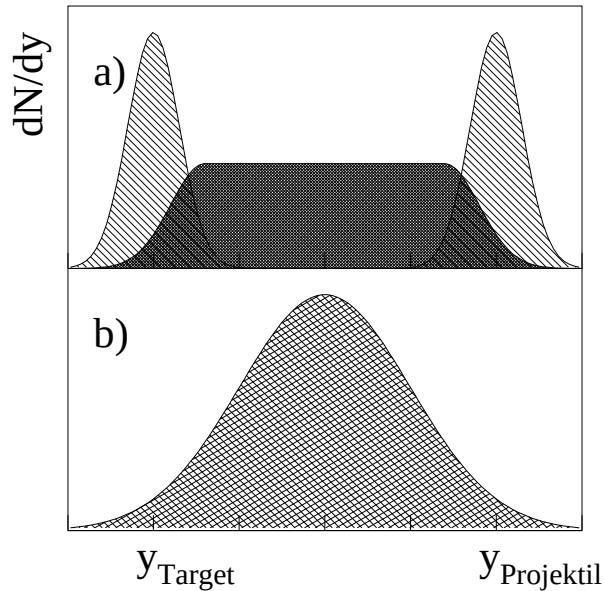


Abbildung 1.3: Die Rapidity-Verteilungen, die für die beiden Reaktionsszenarien kurz nach der Reaktion vorliegen : a) Bjorken-Bild. b) Landau-Bild.

Die Kerne sind durch die Lorentzkontraktion abgeflacht. Die Participant-Nukleonen befinden sich nach der Reaktion in einem Feuerball, während die Spectator-Nukleonen unbeteiligt bleiben.

Damit überhaupt hohe Energiedichten erreicht werden können, müssen die Participant-Nukleonen ausreichend miteinander wechselwirken. Hier sind zwei Szenarien denkbar :

- **Landau-Bild.** Die Nukleonen tauschen vollständig ihre Energie aus und es bildet sich ein isotroper Feuerball bei mittleren Rapiditäten.
- **Bjorken-Bild.** Die Kerne wechselwirken nur unvollständig miteinander. Dies wird mit einer Formationszeit erklärt, die die Nukleonen nach einem Stoß brauchen, bevor sie wieder miteinander wechselwirken können. Während dieser Zeit sind die Kerne für einander transparent. Die Teilchen bleiben nach der Reaktion um den Target- und den Projektilbereich

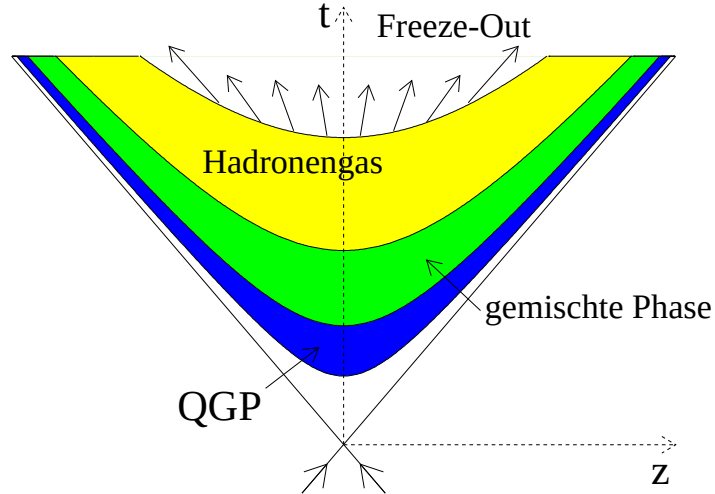


Abbildung 1.4: Der Verlauf der Reaktion in raum-zeitlicher Darstellung.

konzentriert. Im mittleren Rapiditätsbereich befinden sich die erzeugten Teilchen.

Die Rapiditätsverteilungen⁴ der beiden Szenarien sind in Abbildung 1.3 wiedergegeben.

In Abbildung 1.4 ist ein Raum-Zeit-Diagramm der Schwerionenreaktion im Bjorken-Bild dargestellt [Sat91]. Das System durchläuft nach der Plasma-Phase eine gemischte Phase, in der das Quark-Gluon-Plasma und ein Hadronengas gemeinsam vorliegen. Anschließend frieren die Hadronen aus („Freeze-Out“).

⁴Die Rapidität y ist definiert als $y = \frac{1}{2} \log \left(\frac{E+p_t}{E-p_t} \right)$. Siehe auch Anhang B.

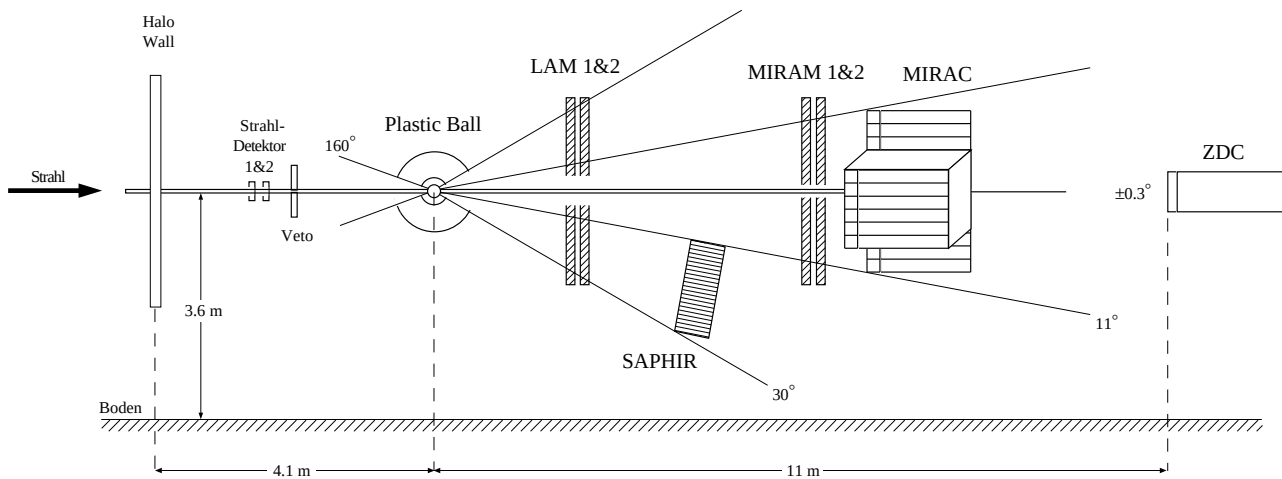


Abbildung 1.5: Der WA80-Aufbau.

1.5 Das WA80-Experiment

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden mit dem WA80-Experiment aufgenommen. Der in Abbildung 1.5 schematisch wiedergegebene Aufbau soll hier erläutert werden. Das Experiment stand in dieser Form von 1985 bis 1987 am SPS in Genf und enthielt die folgenden Detektoren :

- **Plastic-Ball**

Dieser umschließt das Target und dient zur Untersuchung des Targetbereiches. Eine Beschreibung findet sich in Abschnitt 3.1.

- **SAPHIR**⁵

Hierbei handelt es sich um ein homogenes elektromagnetisches Kalorimeter. Der SAPHIR besteht aus 1278 Bleiglasmodulen, die über je einen Photomultiplier ausgelesen werden. Er dient zur Energie- und Ortsbestimmung von Photonen, aus denen π^0 - und η -Mesonen rekonstruiert

⁵Single Arm Photon Detector for Heavy Ion Reactions

werden können. Der Hauptzweck dieses Detektors ist der Nachweis von direkten Photonen. Diese würden sich als Überschuß zu Photonen aus hadronischen Zerfällen ergeben [Bau90].

- **MIRAC**⁶

Der MIRAC setzt sich aus zwei Teilen zusammen. Der vordere besteht aus einem elektromagnetischen Blei-Szintillator- und der hintere aus einem hadronischen Eisen-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter. Der Detektor dient zur Bestimmung des transversalen Energieflusses der Reaktion [Awe89].

- **ZDC**⁷

Das ZDC deckt einen sehr kleinen Raumwinkel um die Strahlachse herum ab und dient zur Bestimmung der im Strahl nach der Reaktion verbliebenen Energie. Dadurch kann gemessen werden wieviel Energie die an der Reaktion beteiligten Teilchen tragen. Der Detektor ist als Uran-Szintillator-Sandwich-Kalorimeter aufgebaut [You89].

- **LAM**⁸, und **MIRAM**⁹

Zur Untersuchung der Teilchenmultiplizitäten befinden sich mehrere Plastik-Streamer-Tube-Wände im Aufbau. Zusammen mit dem Plastic-Ball können so geladene Teilchen über den fast vollständigen Raumwinkel nachgewiesen werden [Alb89].

- **Halo-Wall, Veto- und Start-Zähler**

Mit diesen Detektoren wird festgestellt, ob ein brauchbares Projektil-Teilchen eintrifft. Dessen Ladungszahl wird mit einem Čerenkov-Zähler bestimmt, der dann das Startsignal gibt. Falls die Veto- und Halo-Detektoren gleichzeitig kein Teilchen außerhalb des Strahls registrieren, wird das Startsignal akzeptiert. Dies definiert den sogenannten Beam-Trigger.

⁶**Mid Rapidity Calorimeter**

⁷**Zero Degree Calorimeter**

⁸**Large Angle Multiplicity Array**

⁹**Mid Rapidity Multiplicity Array**

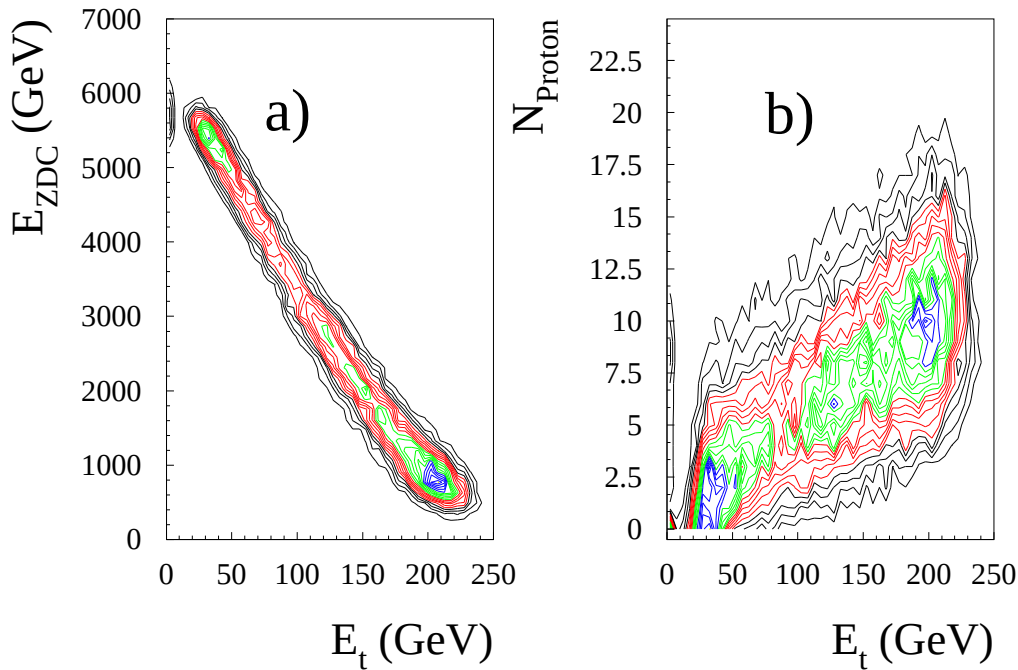


Abbildung 1.6: a) Der Zusammenhang zwischen E_{ZDC} und der im MIRAC gemessenen transversalen Energie E_t . b) Der Zusammenhang zwischen der im Plastic-Ball gemessenen Protonenmultiplizität N_p und E_t . Beides ist für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV, minimum Bias bestimmt.

Von den Millionen von Strahlteilchen reagiert nur ein kleiner Bruchteil mit dem Target. Damit nur bei interessanten Ereignissen Daten aufgenommen werden, wird ein sogenannter Minimum-Bias-Trigger definiert :

- gültiger Beam-Trigger
- mindestens ein geladenes Teilchen in den Multiplizitätsdetektoren
- weniger als 88 % der Strahlenergie im ZDC

Daneben gibt es noch andere Trigger, die zentralere Ereignisse mit Hilfe des ZDC, des MIRAC und der Multiplizitätsdetektoren selektieren.

Die in einer Reaktion frei werdende transversale Energie nimmt mit der Zentralität des Ereignisses zu. Deshalb ist die im ZDC gemessene Gesamtenergie

E_{ZDC} zur transversalen Energie E_t , wie sie im MIRAC bestimmt werden kann, antikorreliert (s. Abb. 1.6 a)). Beide Informationen können daher zur Charakterisierung eines Ereignisses herangezogen werden.

Die im Plastic-Ball gemessene Protonen-Multiplizität N_p hängt ebenfalls mit der Zentralität zusammen. Sie nimmt mit der transversalen Energie E_t zu (s. Abb. 1.6 b)).

1.5.1 Motivation

Eine grundlegende Voraussetzung für die richtige Interpretation der Observablen ist eine möglichst genaue Kenntnis der Reaktionsdynamik. Von besonderem Interesse ist dabei das Geschehen im Targetbereich. Dieses ist bereits Gegenstand mehrerer Analysen, die im 5. Kapitel kurz besprochen werden sollen [Alb92b, Alb90, Alb93, Pei93]. Dabei zeigte sich, daß der Targetkern im Gegensatz zum einfachen Feuerball-Modell durchaus am Reaktionsgeschehen beteiligt ist.

Ein ideales Werkzeug zur Untersuchung des Reaktionsverlaufes ist das der Teilcheninterferometrie. Es kann Informationen darüber liefern, wo und wann Teilchen emittiert werden, und so die Frage beantworten helfen, welche Rolle der Targetkern in einer ultrarelativistischen Schwerionenreaktion hat. Deshalb soll in dieser Arbeit der Targetfragmentationsbereich mit der Hilfe von Proton-Proton-Korrelationen untersucht werden.

2. Teilcheninterferometrie

2.1 Allgemeines

Das Verfahren der Teilcheninterferometrie hat seinen Ursprung in der Astronomie und wird dort zur Bestimmung von Sterndurchmessern verwandt.

Ein erster Versuch interferometrische Methoden in der Astronomie anzuwenden, wurde in den zwanziger Jahren von Michelson durchgeführt. Über die Bestimmung der Sichtbarkeit der Interferenzmuster im Michelson-Interferometer lassen sich im Prinzip Aussagen über den Winkeldurchmesser eines Sternes gewinnen. Da jedoch die relative Phase der beiden zur Interferenz gebrachten Lichtstrahlen nicht nur vom Winkelabstand abhängt, sondern auch durch unkontrollierbare Schwankungen in der Meßapparatur und der Atmosphäre beeinflusst wird, lassen sich solche Messungen in der Praxis nur in sehr wenigen Fällen vernünftig durchführen [Pea31].

Diese Beschränkungen konnten von Hanbury-Brown und Twiss mit Hilfe der Zwei-Photonen Intensitätsinterferometrie überwunden werden. Bei diesem Verfahren, das üblicherweise den Namen Hanbury-Brown/Twiss-Effekt (kurz: HBT-Effekt) trägt, wird die Zwei-Teilchen-Korrelationsfunktion der beiden einfallenden Photonen in Abhängigkeit vom Relativimpuls gemessen [Han74]. Da hierzu nur Intensitäten bestimmt werden müssen, ist das Verfahren gegenüber Phasenschwankungen unempfindlich und die Messung kann mit vergleichsweise einfachen Methoden durchgeführt werden. Das erste optische Interferometer, mit dem 1956 der Durchmesser des Sirius bestimmt wurde, enthielt zum Beispiel Reflektoren von Armee-Scheinwerfern als Spiegel [Han56]. Mit verbesserten Aufbauten konnten Winkeldurchmesser bis zu $\delta = 0.4110^{-3}$ Bogensekunden bestimmt werden. Das Prinzip eines Intensitätsinterferometers ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Das vom Stern ankommende Licht wird in den beiden Detektoren, bestehend aus einem Reflektor und einem Photomultiplier, wahrgenommen. Die Photomultiplierströme, die proportional zur Intensität

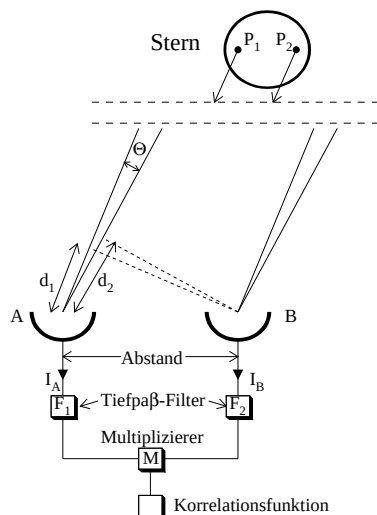


Abbildung 2.1: Schematische Zeichnung des Intensitäts-Interferometers von Hanbury-Brown und Twiss [Han74].

und damit zur Anzahl der eintreffenden Photonen sind, werden über einen Tiefpaß auf einen Multiplizierer gegeben. Auf diese Weise kann die Korrelation in den Intensitäts-Fluktuationen in Abhängigkeit vom variablen Detektorabstand gemessen werden. Diese ist proportional zum Quadrat des Kohärenzgrades des Lichtes in den beiden Detektoren und liefert, wie die Sichtbarkeit des Interferenzmusters im Michelson-Interferometer, Informationen über den Winkeldurchmesser des Sternes.

2.1.1 Die Zwei-Photon-Korrelationsfunktion

Die Zwei-Photon-Korrelationsfunktion, die im HBT-Experiment bestimmt wird, kann auf folgende Weise geschrieben werden [Bau92] :

$$C(\vec{k}_1, \vec{k}_2) = \frac{\langle n_1 n_2 \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle} - 1 \quad (2.1)$$

Dabei entspricht $\langle n_{12} \rangle$ der Wahrscheinlichkeit gleichzeitig zwei Photonen mit den Wellenzahlen $\vec{k}_1$ und $\vec{k}_2$ in den Detektoren 1 und 2 festzustellen, und $\langle n_i \rangle$ der Wahrscheinlichkeit ein Photon mit der Wellenzahl $\vec{k}_i$ im Detektor i wahrzunehmen ($i = 1, 2$). Der Ursprung der Korrelation liegt in der Quantenstatistik der Photonen begründet. Eine vereinfachende quantenmechanische Darstellung soll als Erklärung dienen. Angenommen wird eine gleichzeitige Emission der Photonen von zwei Punkten der Quelle an den Stellen $\vec{r}_a$ und $\vec{r}_b$. Die Zwei-Photon-Koinzidenzrate ist dann proportional zum Quadrat der normierten, symmetrisierten Zwei-Teilchen-Wellenfunktion.

$$\begin{aligned} n(\vec{k}_1, \vec{k}_2) &= \frac{1}{2} |\exp(i\vec{k}_1\vec{r}_a + i\vec{k}_2\vec{r}_b) + \exp(i\vec{k}_1\vec{r}_b + i\vec{k}_2\vec{r}_a)|^2 \\ &= 2 \cos^2 [\frac{1}{2}(\vec{k}_1 - \vec{k}_2)(\vec{r}_a - \vec{r}_b)] \end{aligned} \quad (2.2)$$

Die Korrelationsfunktion hängt also vom Relativimpuls der beiden Photonen, $\vec{q} = (\vec{k}_1 - \vec{k}_2)$, und vom räumlichen Abstand der beiden Quellpunkte, $\vec{r} = (\vec{r}_a - \vec{r}_b)$, ab. Um die Korrelationsfunktion für eine ausgedehnte und inkohärent emittierende Quelle zu erhalten, muß diese Gleichung über deren räumliche Ausdehnung integriert werden. Daraus ergibt sich dann, daß die Korrelationsfunktion durch die Fourier-Transformierte der Quellenverteilung, $\rho(\vec{r})$, bestimmt ist.

$$C_2(\vec{q}) = 1 + |\tilde{\rho}(\vec{q})|^2 \quad (2.3)$$

2.1.2 Bose-Einstein-Korrelationen

Das Verfahren der Teilcheninterferometrie ist nicht nur auf die Astronomie beschränkt, sondern findet auch im Bereich der Kern- und Elementarteilchenphysik Anwendung. Die Idee, Aufschluß über die Verteilung von Quellen mittels Analyse der Korrelationsfunktion der emittierten Teilchen zu gewinnen, läßt sich nicht nur auf Photonen, sondern auf beliebige, identische Teilchen übertragen. Eine Zusammenfassung findet sich in [Boa90].

In diesem Abschnitt soll kurz auf die Interferometrie identischer Bosonen, üblicherweise als Bose-Einstein-Korrelation bezeichnet, eingegangen werden. Erstmals wurde ein HBT-Effekt 1959 von Goldhaber et al. in den Winkelverteilungen von gleichnamig geladenen Pionen in Proton-Antiproton-Reaktionen

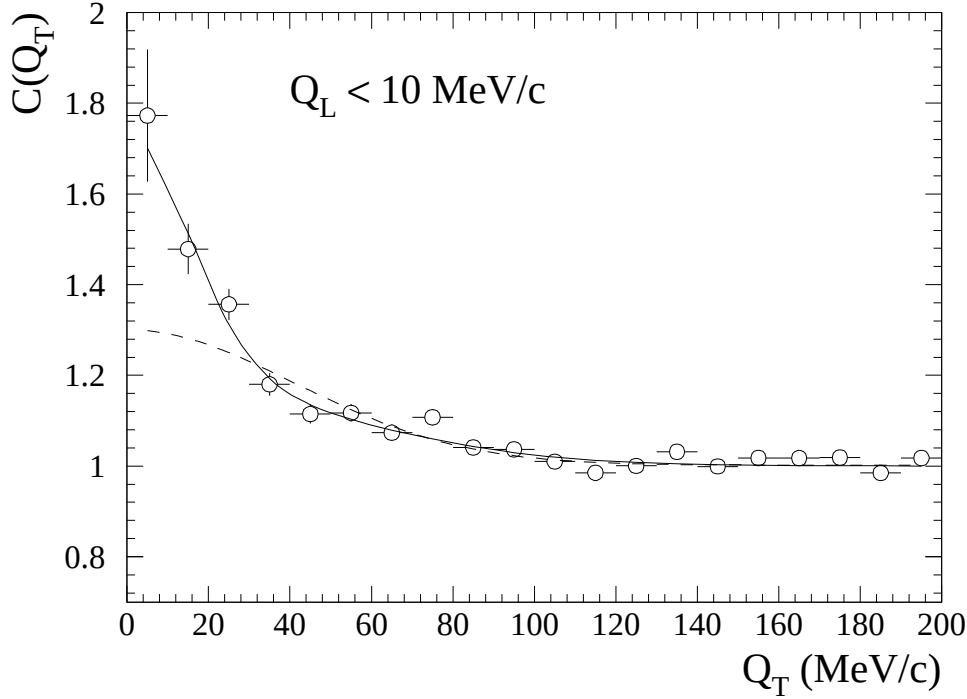


Abbildung 2.2: $\pi^+\pi^+$ -Korrelationsfunktion für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV. Die durchgezogene Linie entspricht einem Zwei-Komponenten- und die gestrichelte Linie einem Ein-Komponenten-Gaußfit [Pei93].

beobachtet [Gol60]. Es zeigte sich bei identischen Pionenpaaren eine stärkere Tendenz zu kleineren relativen Winkeln, als es bei ungleichnamig geladenen Pionen der Fall war. Diese Erscheinung wird deshalb auch als Goldhaber-Goldhaber-Lee-Pais-Effekt (kurz : GGLP-Effekt) bezeichnet. Natürlich ist im Falle von geladenen, stark wechselwirkenden Teilchen die theoretische Darstellung, die im vorangehenden Abschnitt für die Photonen angegeben wurde, nicht mehr zutreffend. Dennoch kann sie für Pionen als halbwegs brauchbare Beschreibung angesehen werden, da der Einfluß der starken Wechselwirkung für Radien über $R = 1 \text{ fm}$ vernachlässigt werden kann [Pei90]. Die Coulombabstoßung kann in relativ guter Näherung mit Hilfe des Gamov-Faktors berücksichtigt werden [Gyu79].

$$G(Q) = G(\eta) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1} \quad (2.4)$$

Dabei gilt :

$$2\pi\eta = \frac{2\pi\alpha m_\pi}{Q}$$

Hier ist α die Feinstrukturkonstante, m_π die Pionenmasse und Q der relativistisch invariante Relativimpuls, $Q = \sqrt{-(p_1^\mu - p_2^\mu)^2}$.

Die Untersuchung von Teilchen-Korrelationen hat sich zu einem vielfach angewendeten Werkzeug in der Kern- und Elementarteilchenphysik entwickelt, denn sie stellt die einzige Möglichkeit dar, Anhaltspunkte über die räumlich- zeitliche Entwicklung von subatomaren, kurzlebigen Reaktionszonen zu gewinnen [Lør89]. Dies ist für Kernreaktionen bei ultrarelativistischen Energien von besonderem Interesse, um Vorstellungen über den Verlauf der Reaktion entwickeln und bestätigen zu können [Pra84, Pra90, Pra87]. Pion-Korrelationen könnten auch möglicherweise Hinweise auf die Existenz eines Quark-Gluon-Plasmas liefern [Ber89, Sin91]. Deshalb sind in den letzten Jahren zahlreiche Analysen auf diesem Gebiet, unter anderem mit den in dieser Arbeit untersuchten Daten, durchgeführt worden [Bam88, Alb92a]. Ein Beispiel ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Es ist ein deutlichen Anstieg der Korrelationsfunktion zu kleinen Relativimpulsen sichtbar.

2.2 Proton-Proton-Korrelationen

Das Verfahren der Teilcheninterferometrie ist allerdings nicht nur auf Bosonen beschränkt, sondern läßt sich auch mit Fermionen durchführen. Wie von Steven E. Koonin vorgeschlagen wurde, kann auch die Korrelationsfunktion zweier Protonen Informationen über die Raum-Zeit-Struktur von hochenergetischen Kernreaktionen liefern [Koo77]. Für Schwerionenreaktionen im Energiebereich von ungefähr 20 A MeV bis 14.6 A GeV hat diese Methode breite Anwendung gefunden [Awe88, Lyn83, Poc87, Bau91, Gus84, Zaj92]. In dieser Arbeit sollen nun Proton-Proton-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen untersucht werden.

2.2.1 Die Korrelationsfunktion

Die Physik der Proton-Proton-Korrelationen unterscheidet sich stark von der der Bose-Einstein-Korrelationen. Während die Korrelation dort durch die Bose-Einstein Statistik der emittierten Teilchen hervorgerufen wird, muß für die Protonen das Pauli-Prinzip für Fermionen berücksichtigt werden. Dieses führt einen antisymmetrischen Anteil in die Wellenfunktion ein, der eine Anti-Korrelation für kleine Relativimpulse verursacht. Außerdem können die Coulomb- und die starke Wechselwirkung nicht vernachlässigt werden. Die Coulombabstoßung bewirkt zusätzlich zur Fermi-Dirac Statistik eine Anti-Korrelation. Wie wir sehen werden, ist der Einfluß der starken Wechselwirkung jedoch entscheidend für das Auftreten eines deutlichen Maximums in der Korrelationsfunktion.

Im Folgenden soll eine Darstellung der theoretischen Grundlagen der p-p-Korrelationen entsprechend [Koo77, Gon91] gegeben werden. Die normierte, räumlich-zeitliche Verteilung der Orte, an denen die Protonen die letzte Streuung erfahren und draufhin die Reaktionszone mit dem Impuls $\vec{p}$ verlassen, wird mit $\rho(\vec{r}, t, \vec{p})$ bezeichnet. Die zwei Protonen sollen nun unabhängig voneinander an den Punkten $(\vec{r}_1, t_1)$ und $(\vec{r}_2, t_2)$ emittiert werden. $\vec{P} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)$ ist der Gesamtimpuls des Protonen-Paares. Daraus ergibt sich mit $\vec{r}_1' = \vec{r}_1 + \vec{P}/(2m_p)(t_2 - t_1)$ für den Zweiteilchen-Wirkungsquerschnitt :

$$\Pi(\vec{p}_1, \vec{p}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho(\vec{r}_1, t_1, \vec{P}) \rho(\vec{r}_2, t_2, \vec{P}) |\Phi(\vec{r}_1', \vec{r}_2, \vec{q})|^2 \quad (2.5)$$

Wenn dieser Ausdruck auf die Einteilchen-Emissions-Wahrscheinlichkeiten $\Pi(\vec{p})$ normiert wird, ist dies die Korrelationsfunktion $C(\vec{P}, \vec{q})$:

$$\begin{aligned} C(\vec{P}, \vec{q}) &= R(\vec{P}, \vec{q}) + 1 \\ &= \frac{\Pi(\vec{p}_1, \vec{p}_2)}{\Pi(\vec{p}_1)\Pi(\vec{p}_2)} \\ &= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \rho(\vec{r}_1, t_1, \vec{P}) \rho(\vec{r}_2, t_2, \vec{P}) |\Phi(\vec{r}_1', \vec{r}_2, \vec{q})|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} dt_1 \int d\vec{r}_1 \rho(\vec{r}_1, t_1, \vec{P}) \int_{-\infty}^{\infty} dt_2 \int d\vec{r}_2 \rho(\vec{r}_2, t_2, \vec{P})} \end{aligned} \quad (2.6)$$

Für die Zweiteilchen-Wellenfunktion gilt :

$$|\Phi(\vec{r}_1', \vec{r}_2, \vec{q})|^2 = \frac{1}{4} |^1\Psi_{\vec{q}}(\vec{r}_1', \vec{r}_2)|^2 + \frac{3}{4} |^3\Psi_{\vec{q}}(\vec{r}_1', \vec{r}_2)|^2 \quad (2.7)$$

Hierbei stellt ${}^3\Psi$ die Triplett- und ${}^1\Psi$ die Singulett-Streuwellenfunktion dar. Diese sind antisymmetrisch bzw. symmetrisch in den Orts- und Impulsvariablen. Sie ergeben sich als Lösungen der Zweiteilchen-Schrödingergleichung mit Berücksichtigung des Coulomb- und des Nukleon-Nukleon-Potentials. Die Wellenfunktionen lassen sich als Produkt einer ebenen Welle für die Schwerpunktsbewegung und der Wellenfunktion für die relative Bewegung der beiden Protonen schreiben, wenn nur die Zweiteilchen-Wechselwirkung im p-p-System in Betracht gezogen wird. Die Relativwellenfunktion ist dann nur noch vom Relativimpuls $\vec{q} = (\vec{p}_1 - \vec{p}_2)$ und vom Abstand $\vec{r} = (\vec{r}_1' - \vec{r}_2)$ abhängig. q und r bezeichnen die Beträge von $\vec{q}$ und $\vec{r}$. Die beiden Spin-Anteile der Wellenfunktion wurden mit ihren statistischen Gewichten versehen, was für ein System mit vielen Protonen eine sinnvolle Annahme ist. Eventuelle Spin-Korrelationen, wie sie im Falle von ${}^3\text{He} + \text{Ag}$ vermutet wurden, [Bau92], dürften bei ultrarelativistischen Energien keine Rolle spielen.

Gleichung 2.6 läßt sich auch schreiben als :

$$C(\vec{P}, \vec{q}) = \int d\vec{r} F_p(\vec{r}) |\Phi(\vec{q}, \vec{r})|^2 \quad (2.8)$$

Dabei gilt für $F_p(\vec{r})$ die Definition :

$$F_p(\vec{r}) = \frac{\int d\vec{R} f(\vec{P}/2, \vec{R} + \vec{r}/2, t_>) f(\vec{P}/2, \vec{R} - \vec{r}/2, t_>)}{\left| \int d\vec{r}' f(\vec{P}/2, \vec{r}', t_>) \right|^2} \quad (2.9)$$

mit $\vec{R} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2)$ als Schwerpunktskoordinate der beiden Protonen. Die Wigner-Funktion $f(\vec{p}, \vec{r}, t_>)$ beschreibt die Phasenraumverteilung von Teilchen mit Impuls $\vec{p}$ am Ort $\vec{r}$ zu einem Zeitpunkt $t_>$, an dem beide Teilchen emittiert worden sind :

$$f(\vec{p}, \vec{r}, t_>) = \int_{-\infty}^{t_>} dt \rho(\vec{r} - \vec{p}(t_> - t)/m_p, t, \vec{p}) \quad (2.10)$$

Die Korrelationsfunktion ist also bestimmt durch die Phasenraumverteilung zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung oder durch die Emissionsverteilung $\rho(\vec{r}, t, \vec{p})$.

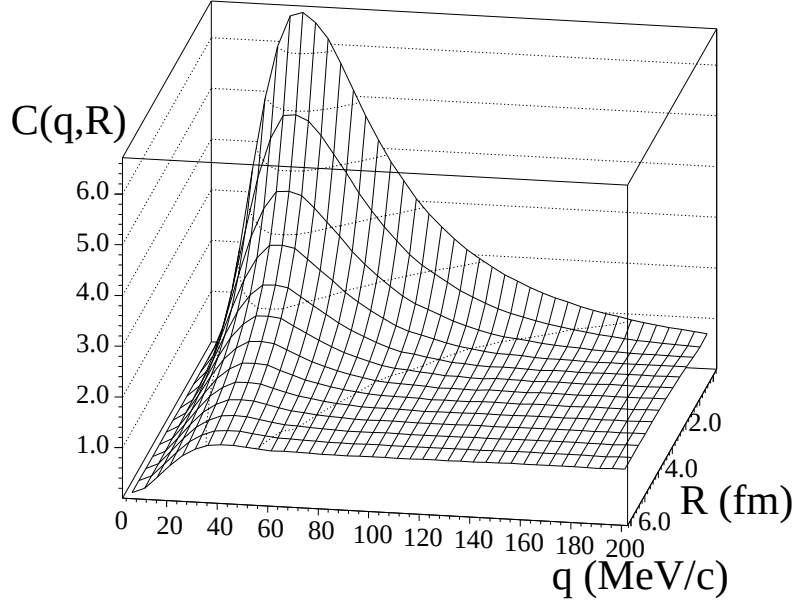


Abbildung 2.3: Die p-p-Korrelationsfunktion in Abhängigkeit vom Relativimpuls q und von Radiusparameter R .

2.2.2 Quellenverteilungen mit $\tau = 0$ fm/c

Die Stärke der Korrelation hängt in erster Linie von der Größe des emittierenden Systems ab. Um vergleichbare Aussagen über den Radiusparameter $\vec{R}$ und die Lebensdauer τ machen zu können ist es wichtig, die Quellenverteilung vernünftig zu parametrisieren. Die einfachste Möglichkeit ist die einer sphärisch-symmetrischen Gaußverteilung mit einer Lebensdauer $\tau = 0$ fm/c [Gon91].

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \exp\left\{-\frac{\vec{r}^2}{R_g^2}\right\} \delta(t - t_0) \quad (2.11)$$

Sie findet in der Praxis die häufigste Anwendung. Berechnungen der Korrelationsfunktion mit einer solchen Quellenparametrisierung zeigt Abbildung 2.3. Es ist deutlich ein Maximum für $q \approx 40$ MeV zu erkennen, dessen Höhe mit zunehmendem Radiusparameter R_g abnimmt. Für große q geht die Korrelationsfunktion gegen 1. Ab etwa $R_g \approx 7$ fm ist keine Erhöhung mehr zu

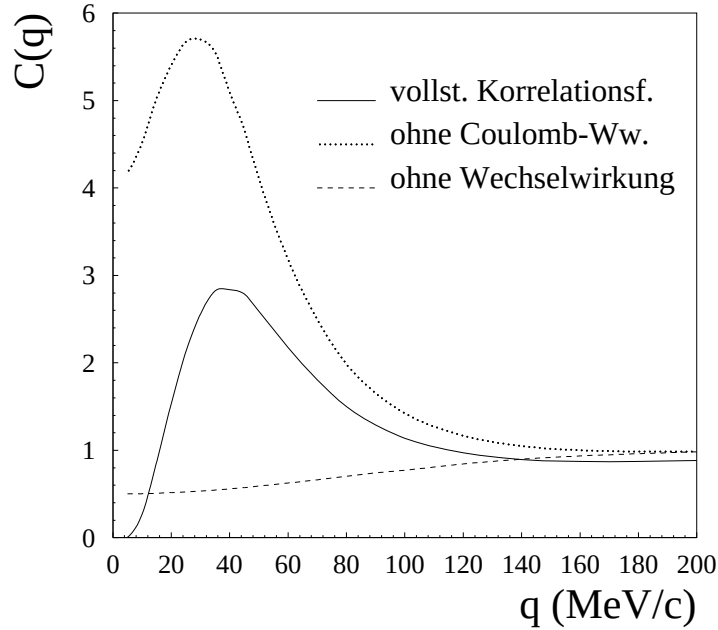


Abbildung 2.4: Die p-p-Korrelationsfunktion für $R_g = 2.5$ fm. Die Rechnung wurde vollständig (durchgezogene Linie), ohne Coulomb- (gepunktete Linie) und ohne Wechselwirkung (gestrichelte Linie) durchgeführt.

erkennen. Das Zusammenwirken von Coulomb- und starker Wechselwirkung stellt Abbildung 2.4 dar. Sie zeigt eine Rechnung, bei der erst die Coulomb-Wechselwirkung und dann die starke Wechselwirkung ausgeschaltet wurden. Erkennbar wird, daß die Ursache für das Maximum in dem Einfluß der starken Wechselwirkung liegt, denn diese wirkt für den S-Wellen-Anteil der Gesamtwellenfunktion attraktiv und es bildet sich eine ${}^2\text{He}$ -„Resonanz“. (Es handelt sich hierbei allerdings nicht um eine Resonanz im strengen Sinne, da die Phasenverschiebung nur etwa 60° beträgt.) Da die Größe des Maximums durch den Anteil der Protonenpaare bestimmt ist, der sich im Gebiet des instabilen Bindungszustandes befindet, ist die Höhe der Korrelationsfunktion ungefähr proportional zu $\propto R^{-3}$ [Gon91]. Die Coulombabstoßung, die hier mit Hilfe des Gamow-Faktors (Gl.: 2.4) herausdividiert wurde, bewirkt eine deutliche Erniedrigung des Maximums und ein Absinken der Korrelation auf 0 für $q \rightarrow 0$ MeV. Die Kurve, die nur den Einfluß der Quantenstatistik

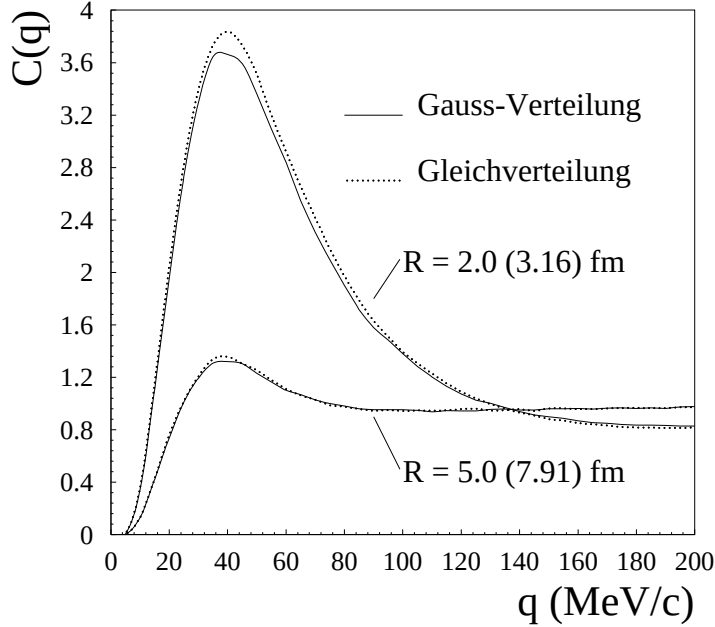


Abbildung 2.5: Die p-p-Korrelationsfunktion berechnet für eine Gauß-Verteilung (durchgezogene Linie) und eine kugelförmige Gleichverteilung (gepunktete Linie). Die Radiusparameter für die Gleichverteilung sind in Klammern angegeben.

wiedergibt, verläuft von $\frac{1}{2}$ für $q = 0$ MeV zum Wert 1 für große q .

Es zeigt sich, daß für sphärische Quellen die Form der Korrelationsfunktion weitestgehend unabhängig vom Profil der Quellenverteilung ist [Gon91]. Dies illustriert der Vergleich zweier Berechnungen, die einmal mit einer Quellenverteilung entsprechend Gleichung 2.11. und einmal mit einer kugelförmigen Gleichverteilung durchgeführt wurden :

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \Theta(r) \Theta(R_k - r) \delta(t - t_0) \quad (2.12)$$

Hierbei ist R_k der Radius der Kugel und $\Theta(x)$ die Stufenfunktion. Die Radiusparameter haben in beiden Fällen unterschiedliche Größen. Dabei besteht folgende Beziehung, die aus der Gleichsetzung der rms-Radien beider Verteilungen resultiert : $R_k = (\frac{5}{2})^{1/2} R_g$. Der Vergleich ist in Abbildung 2.5 wiedergegeben. Die Übereinstimmung der beiden Kurven ist erstaunlich gut.

2.2.3 Quellenverteilungen mit $\tau \neq 0$ fm/c

Es ist klar, daß eine sphärisch-symmetrische Quelle mit verschwindender Lebensdauer eine starke Vereinfachung der tatsächlichen Verhältnisse darstellt. Es wäre zum einen eine asymmetrische Verteilung, z. B. mit größerer Ausdehnung in longitudinaler als in transversaler Richtung, denkbar. Zum anderen wird sich der Emissionsprozeß möglicherweise über einen größeren Zeitraum ausdehnen. Eine langlebige Quelle, die sich in z-Richtung bewegt, erscheint dadurch longitudinal ausgedehnt. Die Annahme einer Quelle mit einer Lebensdauer $\tau = 0$ fm/c liefert dadurch immer nur eine obere Grenze für die räumliche Ausdehnung des Systems.

Die einfachste Möglichkeit die Lebensdauer zu berücksichtigen besteht darin, die Emissionszeiten ebenfalls als gaußverteilt anzunehmen :

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 \exp\left\{-\frac{\vec{r}^2}{R_g^2}\right\} \exp\left\{-\frac{t-t_0}{\tau}\right\} \quad (2.13)$$

Außerdem muß für eine vollständige Beschreibung auch die Impulsabhängigkeit mitberücksichtigt werden. Eine mögliche Parametrisierung ist daher folgende [Gon91] :

$$\rho(\vec{r}, t, \vec{P}) \propto \rho_0 \Theta(R_k - r) \Theta(t) p \exp\left\{-\frac{P^2}{2m_p T} - \frac{t}{\tau}\right\} \quad (2.14)$$

Hiebei bezeichnet T die konstante Quellentemperatur.

In Abbildung 2.6 sind die Korrelationsfunktionen, berechnet mit einer sphärisch-symmetrischen (Gl. 2.11) und einer longitudinal ausgedehnten Quelle, sowie mit einer Quelle mit endlicher Lebensdauer (Gl. 2.13), dargestellt. Die Parameter sind so gewählt, daß die Kurven die gleiche Höhe haben. Es wird deutlich, daß eine in z-Richtung ausgedehnte Emissionsverteilung nicht von einer Quelle mit endlicher Lebensdauer zu unterscheiden ist. Außerdem ist der Unterschied zur Korrelationsfunktion mit sphärischer Quellenverteilung sehr schwach ausgeprägt, so daß es in der Praxis kaum möglich ist auf diese Weise Aussagen über die Lebensdauer zu machen.

Es ist im Falle von endlichen Emissionszeiten zu erwarten, daß die Korrelation für Teilchen mit kleineren Impulsen und damit Energien stärker ist. Denn

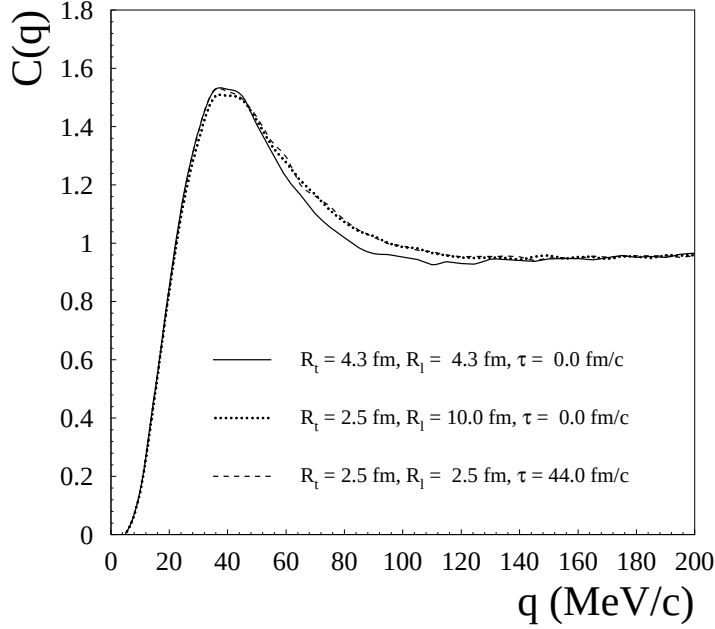


Abbildung 2.6: Die p-p-Korrelationsfunktion berechnet für eine sphärische (durchgezogene Linie) und eine longitudinal ausgedehnte (gepunktete Linie) Quelle mit $\tau = 0$ fm/c, sowie für einen sphärische Quelle mit $\tau \neq 0$ fm/c (gestrichelte Linie).

die longitudinale Ausdehnung der Wigner-Verteilung ist durch den Ausdruck $(\vec{P}/2m_p)\tau$ mitbestimmt. Für ein festes τ wird dieser Wert mit $\vec{P}$ größer und damit die Korrelation schwächer. Eine sichtbare Energieabhängigkeit kann damit als Hinweis auf eine endliche Lebensdauer interpretiert werden. Dies ist in Abbildung 2.7 demonstriert. Die Korrelationsfunktion ist hier mit einer endlichen Lebensdauer für verschiedene Schwerpunktsenergiebereiche berechnet worden (entsprechend Gleichung 2.13). Für die Schwerpunktsenergie gilt dabei : $E_{cm} = \vec{P}^2/(4m_P)$. Es ist deutlich zu sehen wie die Stärke der Korrelation mit zunehmenden E_{cm} abnimmt.

Genauere Informationen über die Emissionsdauer lassen sich gewinnen, indem die Korrelationsfunktion in Abhängigkeit vom Winkel Ψ zwischen Gesamtimpuls $\vec{P}$ und Relativimpuls $\vec{q}$ untersucht wird.

$$\Psi = \cos^{-1} (\vec{P} \cdot \vec{q}/Pq) \quad (2.15)$$

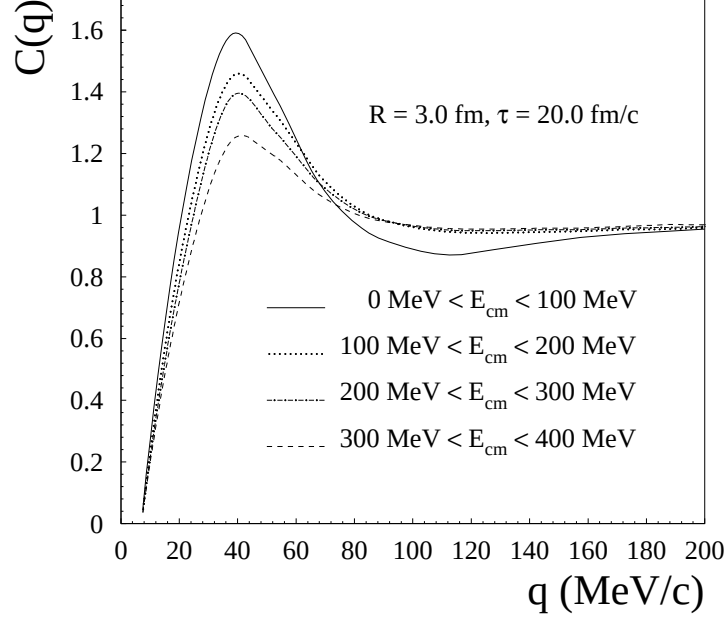


Abbildung 2.7: Die p-p-Korrelationsfunktion berechnet für die angegebenen Gaußparameter in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{cm}

Für unterschiedliche τ sollten sich die longitudinale ($|\cos \Psi| > 0.77$) und die transversale ($|\cos \Psi| \leq 0.5$) Korrelationsfunktion verschieden stark voneinander unterscheiden. Denn für eine langlebige Quelle wird sich ein größerer Abstand zwischen den Teilchen ergeben, wenn $\vec{r}$ parallel zu $\vec{P}$ liegt als im transversalen Fall [Koo77, Gon91]. Üblicherweise werden drei Komponenten des Relativimpulses untersucht :

$$\vec{q}_{par} \equiv (\vec{q} \cdot \vec{P}) \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|^2}, \quad q_{par} = |\vec{q}_{par}| \quad (2.16)$$

$$\vec{q}_{out} \equiv -\frac{\vec{P} \times \hat{z}}{|\vec{P}|} \cdot \vec{q}, \quad q_{out} = |\vec{q}_{out}| \quad (2.17)$$

$$\vec{q}_{in} \equiv \frac{1}{|\vec{P}|} \left(|\vec{P}_t| \hat{z} \cdot \vec{q} - \frac{(\vec{P} \cdot \hat{z})(\vec{P}_t \cdot \vec{q})}{|\vec{P}_t|} \right), \quad q_{in} = |\vec{q}_{in}| \quad (2.18)$$

$\vec{q}_{par}$ bezeichnet dabei die Komponente parallel zum Gesamtimpuls $\vec{P}$. Die anderen beiden Komponenten sind relativ zur Reaktionsebene, die durch die

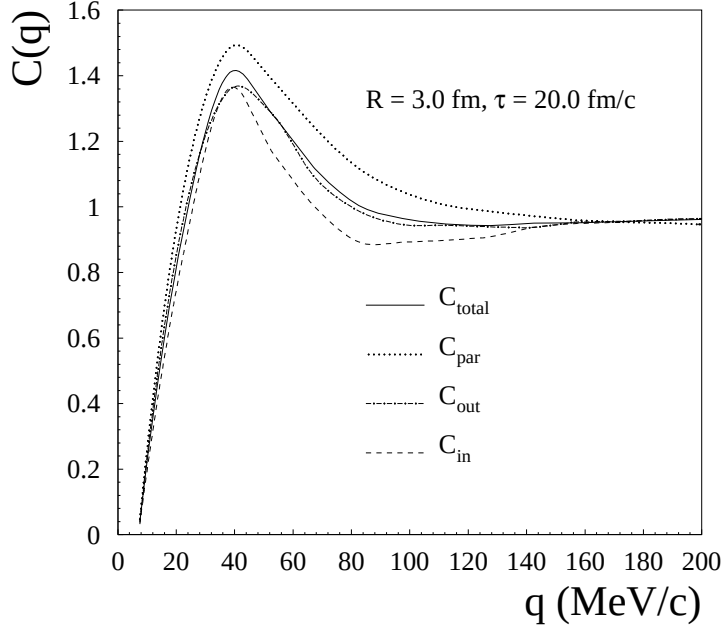


Abbildung 2.8: Die p-p-Korrelationsfunktionen berechnet für die angegebenen Gaußparameter. Die vollständige Funktion ist mit C_{tot} bezeichnet. Die drei anderen Kurven geben Korrelationsfunktionen für verschiedene Raumwinkelbereiche von $\vec{q}$ wieder.

Strahlachse und $\vec{P}$ bestimmt wird, definiert, und stehen senkrecht auf $\vec{q}_{par}$.¹ Dabei liegt $\vec{q}_{in}$ innerhalb und $\vec{q}_{out}$ außerhalb dieser Ebene. Abbildung 2.8 zeigt vier verschiedene Korrelationsfunktionen für eine Quelle mit endlicher Lebensdauer. Die mit C_{tot} bezeichnete Kurve ist die Korrelation ohne Einschränkungen im Raumwinkel von $\vec{q}$. Die anderen drei sind durch die zwischen $\vec{q}$ und den zuvor beschriebenen Komponenten von $\vec{q}$ eingeschlossenen Winkel definiert :

$$\begin{aligned} C_{par} \quad \Psi_{par} &= \cos^{-1} (\vec{q}_{par} \cdot \vec{q} / q_{par} q) \leq 30^\circ \\ C_{in} \quad \Psi_{in} &= \cos^{-1} (\vec{q}_{in} \cdot \vec{q} / q_{in} q) \leq 30^\circ \\ C_{out} \quad \Psi_{out} &= \cos^{-1} (\vec{q}_{out} \cdot \vec{q} / q_{out} q) \leq 30^\circ \end{aligned}$$

Dabei zeigt C_{par} eine stärkere und C_{in} eine schwächere Korrelation als C_{tot} .

¹Die Bezeichnungen q_{in} und q_{out} sind im Programm von Scott Pratt vertauscht.

2.2.4 Der Programmcode

Die Berechnungen, die in diesem Kapitel dargestellt sind, wurden mit einem Programm von Scott Pratt [Pra92] durchgeführt. Dieses berechnet zuerst die Differenz zwischen der reinen Coulomb-Streuwellenfunktion und der Wellenfunktion, die alle Wechselwirkungen beinhaltet. Dazu wird die Schrödinger-Gleichung für die Partialwellen $l = 0$ und $l = 1$ gelöst. Die starke Wechselwirkung wird durch Verwendung des Reid Soft-Core Potentials berücksichtigt [Rei68]. Diese Berechnung wird nur einmal zu Beginn ausgeführt und das Ergebnis gespeichert um Rechenzeit zu sparen. Für die Coulomb-Streuwellenfunktion wird der Reihen-Ansatz aus [Mes61] benutzt. In der eigentlichen Rechnung werden nun Monte-Carlo-Punkte entsprechend einer vorgegebenen Einteilchen-Phasenraumverteilung gesetzt. Dabei können Filter auf gewünschte Einteilchen- und Zweiteilchen-Eigenschaften, wie Energie-, Emissionswinkel- oder Paarenergie-Bereiche, gesetzt werden. Nun wird für eine ausreichende Anzahl von Iterationen das Quadrat der Relativ-Wellenfunktion für entsprechende Paare von Punkten berechnet und aufsummiert. Nach anschließender Normierung ergibt dies die Korrelationsfunktion.

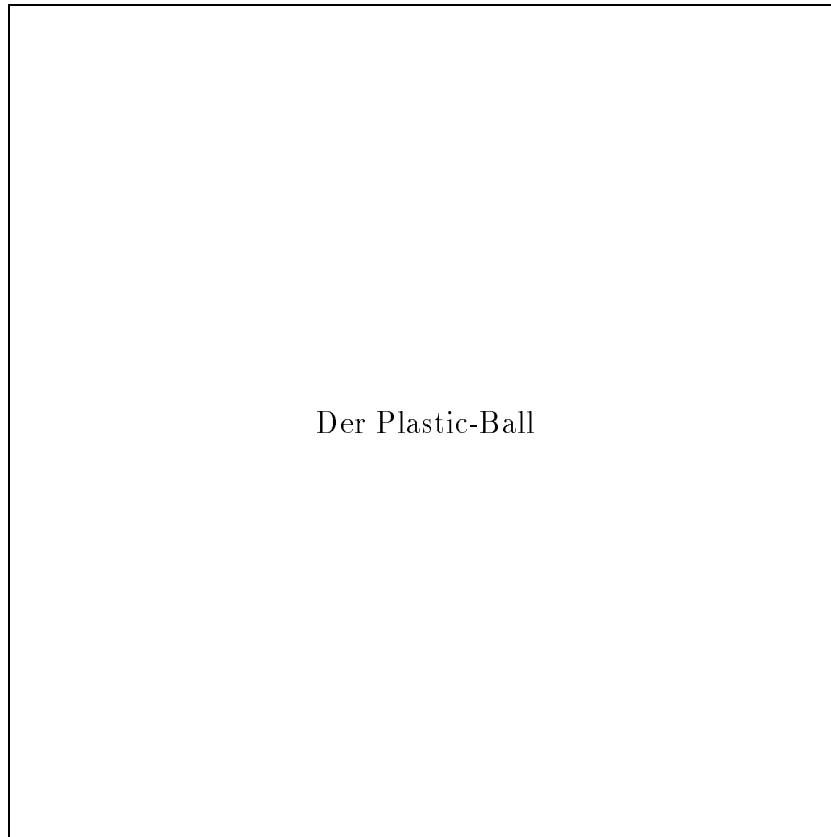
3. Datenanalyse

3.1 Der Plastic-Ball

Die in dieser Arbeit untersuchten Daten wurden mit dem Plastic-Ball-Detektor aufgenommen. Dieser wurde ursprünglich zur Untersuchung von relativistischen Schwerionenreaktionen am Bevalac in Berkeley konzipiert [Bad82]. Nach Beendigung der dortigen Experimente wurde er nach Genf transportiert und in den WA80-Aufbau am CERN integriert.

Der Plastic-Ball besteht in seiner jetzigen Konfiguration aus 655 Detektor-Modulen, die das Target im Bereich $30^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ vollständig abdecken (s. Abb. 3.1). Er ist in der Lage Wasserstoff- und Helium-Isotope, sowie positive Pionen zu identifizieren. Der Aufbau ist dem des Crystal-Ball-Detektors am **S**tanford **L**inear **A**ccelerator **C**enter (SLAC) nachempfunden. Die ursprünglich vorhandenen vorderen Module ($\theta < 30^\circ$) wurden entfernt, um den Detektor an die höheren Teilchenmultiplizitäten anzupassen.

Jedes Modul stellt ein ΔE -E-Teleskop dar. Es setzt sich daher aus zwei Szintillatoren zusammen. Der vordere besteht aus Eu-dotierten CaF_2 , ist dünner und dient zur Bestimmung des ΔE -Signales. Als E-Zähler findet dagegen ein Plastik-Szintillator Verwendung. Beide Signale werden über einen Photomultiplier ausgelesen, wobei der E-Zähler als Lichtleiter für den ΔE -Zähler dient. Dies ist aufgrund der unterschiedlichen Zeitcharakteristiken der Szintillatoren möglich. Der CaF_2 -Kristall hat eine Zeitkonstante von ungefähr $1 \mu\text{s}$. Die Lichtemission des Plastik-Szintillators ist dagegen etwa 100 mal schneller, so daß etwa 90% des Energie-Signales in 10 ns aufgenommen werden können. Durch eine Analyse der Pulsform können auf diese Weise beide Signale bestimmt werden. Die Dimensionen der Szintillatoren wurden so gewählt, daß Protonen mit einer Energie von bis zu 40 MeV im ΔE -Zähler und mit einer Energie von bis zu 240 MeV im E-Zähler gestoppt werden. Damit ist



Der Plastic-Ball

Abbildung 3.1: Schematische Zeichnung des Plastic-Ball-Detektors [Bad82].

gewährleistet, daß das Signal von Protonen mit einer Energie unter 200 MeV nicht von Deuteronen, die nicht gestoppt werden, gestört wird.

Positive Pionen werden zusätzlich zur ΔE -E-Messung über ihr Zerfallssignal identifiziert. Mit einer mittleren Zerfallszeit von $2.2 \mu s$ findet im Detektor folgender Zerfall statt :

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu \rightarrow e^+ \nu_e \bar{\nu}_\mu \nu_\mu$$

Das charakteristische Signal des Positrons wird nach einer Zeitverzögerung wahrgenommen. Die Zerfallszeit wird über einen TDC ausgelesen. Auf diese Weise können 90% aller Zerfälle in einem Zeitraum von $250 \text{ ns} \leq t \leq 10 \mu s$ festgestellt werden. Das Schema der Ausleseelektronik ist in Abbildung 3.2



Abbildung 3.2: Schema der Ausleseelektronik des Plastic-Balls [Bad82].

dargestellt.

Die Auflösung der beiden Zähler wurde für Protonen mit einer Energie von 75 MeV und für α -Teilchen mit 800 MeV bestimmt [Bad82] :

σ/E_{kin} (ADC-Werte)	E-Zähler	ΔE -Zähler
Protonen (75 MeV)	2.13 %	5.11 %
α -Teilchen (800 MeV)	0.85 %	4.26 %

Die Winkelauflösung ist durch den von einem Modul abgedeckten Raumwinkel bestimmt. Der Winkelabstand zwischen zwei Modulen beträgt $\Psi = 7^\circ$. Daraus ergibt sich eine Auflösung von $\sigma_\Psi = 2^\circ$.¹ Damit läßt sich anhand einer einfachen geometrischen Überlegung die Auflösung des Relativimpulses abschätzen [Pei90]:

$$\sigma_q^2 = \left| \frac{p_1 - p_2 \cos \Psi}{q} \right|^2 \sigma_{p_1}^2 + \left| \frac{p_2 - p_1 \cos \Psi}{q} \right|^2 \sigma_{p_2}^2 + \left| \frac{p_1 p_2 \sin \Psi}{q} \right|^2 \sigma_\Psi^2 \quad (3.1)$$

Durch die Näherungen $p_1 \approx p_2 \approx p$, $\sigma_{p_1} \approx \sigma_{p_2} \approx \sigma_p$ und $\Psi \rightarrow 0$ ergibt sich :

$$\sigma_q^2 \approx \left(\frac{\Psi^2}{4} \sigma_p^2 + p^2 \sigma_\Psi^2 \right) \frac{2p^2 \Psi^2}{q^2} \quad (3.2)$$

Die hauptsächliche Verschlechterung von σ_q wird durch die Winkelauflösung verursacht. σ_p wird dagegen kaum dazu beitragen. Es reicht also nur den zweiten Term zu betrachten :

$$\sigma_q \approx p \sigma_\Psi \frac{\sqrt{2} p \Psi}{q} \quad (3.3)$$

Für die Werte $p = 270 \text{ MeV}/c$, $q = 33 \text{ MeV}/c$, $\Psi = 7^\circ$ und $\sigma_\Psi = 2^\circ$ ergibt sich :

$$\sigma_q \approx 13 \text{ MeV}/c \quad (3.4)$$

Zum Vergleich findet sich in Abbildung 3.3 das Ergebnis einer Monte-Carlo-Simulationsrechnung. Die Protonen werden hierbei entsprechend einer gemessenen Impulsverteilung erzeugt. Die ursprünglich kontinuierlich verteilten Laborwinkel der Teilchen werden dann durch die Winkelposition des Moduls, das dem Teilchenwinkel am nächsten liegt, ersetzt. Außerdem ist eine Energieverschmierung entsprechend der gemessenen Auflösung eingebaut, wobei eine $1/\sqrt{E}$ -Abhängigkeit der Szintillator-Energieauflösung angenommen wurde. Aus der daraus resultierenden Änderung der Zweiteilchenvariablen wird deren Auflösung bestimmt. Das Ergebnis liegt über der oben vorgestellten Abschätzung. Es ist jedoch erkennbar, daß die grobe Winkelauflösung den Hauptanteil von σ_Q ausmacht.

¹Für eine Rechteckverteilung der Breite a gilt : $\sigma = a/\sqrt{12}$

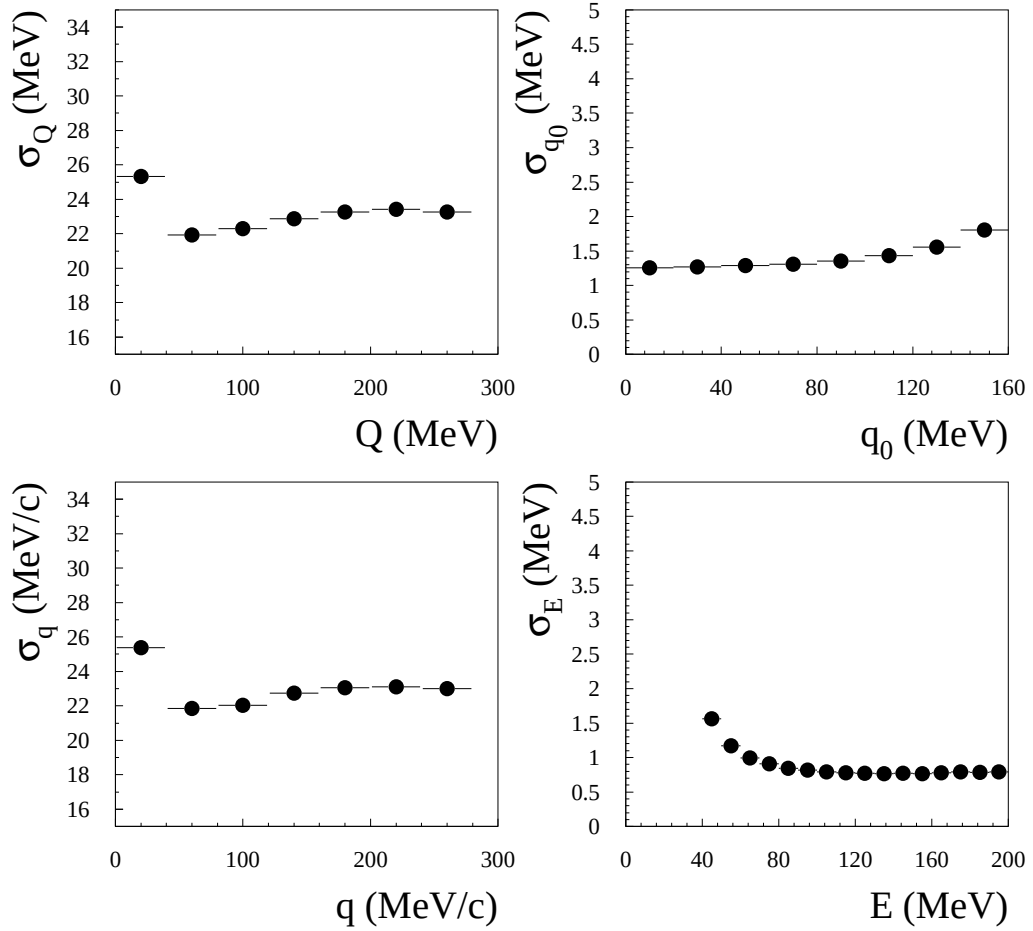


Abbildung 3.3: Monte-Carlo-Simulation des Auflösungsvermögens im Relativimpuls und der Energie.

3.2 Auswertung der Daten

3.2.1 Teilchenidentifizierung

Die Protonen werden im Plastic-Ball über ihr ΔE -E-Signal bestimmt. In Abbildung 3.4 sind beide Werte gegeneinander aufgetragen. Die Bänder für die Protonen, die Deuteronen und die Tritonen sind deutlich zu erkennen. Die Pionen sammeln sich unterhalb des Protonbandes. Die Signale der Helium-

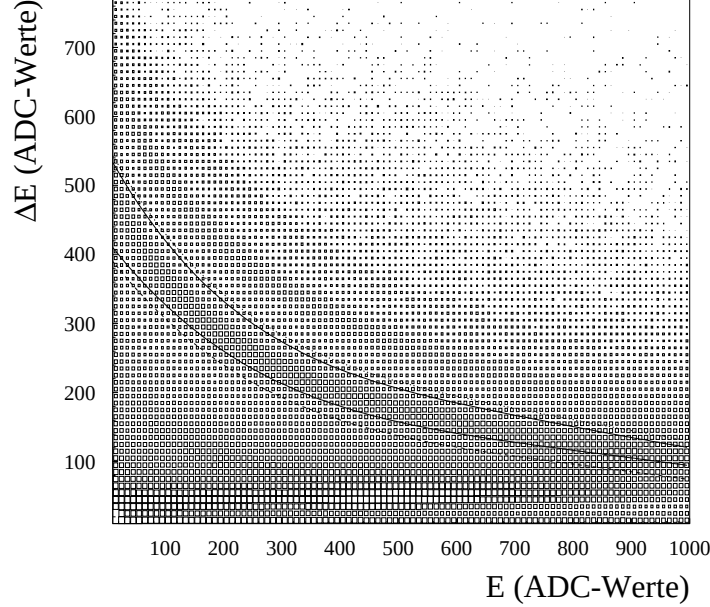


Abbildung 3.4: Das Energieverlustsignal (ΔE) aufgetragen gegen das Energiesignal (E). Die durchgezogene Linie gibt das Identifikationsfenster wieder, das für ^{16}O - und ^{32}S -induzierte Reaktionen verwendet wird. Die gestrichelte Linie markiert das Fenster für die Protonten.

Isotope liegen außerhalb des Bildes.

Das Fenster für die akzeptierten Protonen ist für ^{16}O - und ^{32}S -induzierte Reaktionen relativ schmal gehalten, um bei den hohen Teilchenmultiplizitäten eine hinreichend sichere Teilchenidentifizierung zu erreichen. Eine weitere Bedingung für ein Teilchen, um als Proton erkannt zu werden, ist ein TDC-Signal $< 0.1 \mu\text{s}$. Dadurch werden die Protonen weitestgehend von den Pionen separiert. In dieser Analyse werden nur Protonen im Energiebereich $40 \text{ MeV} \leq E_{\text{kin}} \leq 200 \text{ MeV}$ für die Analyse benutzt. Dies bedeutet eine Beschränkung auf Protonen, die im E-Zähler gestoppt werden und ein vollständiges ΔE -E-Signal liefern. Außerdem spielen Deuteronen, die nicht vollständig im Detektor gestoppt werden, unter der Energieschwelle von 200 MeV keine große Rolle mehr.

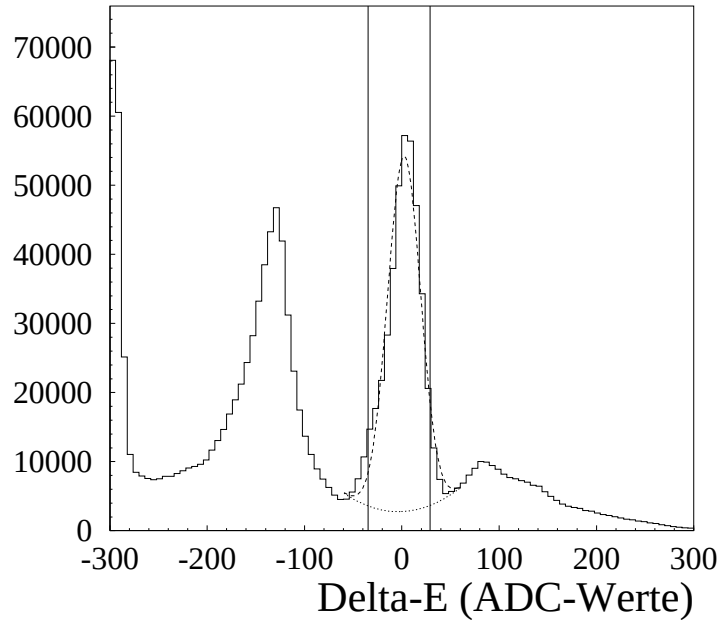


Abbildung 3.5: ΔE -Verteilung der Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$, 200 A GeV. Der Protonenpeak ist mit einem Gaußfit und der Untergrund mit einem Polynomfit dargestellt. Die beiden senkrechten Linien geben die Identifikationsgrenzen wieder, die für die ^{16}O und ^{32}S -Daten verwendet werden.

Trotzdem verbleibt ein deutlicher Untergrund von falsch identifizierten Teilchen. Dafür gibt es mehrere Ursachen :

- Mehrfachtreffer in einem Modul.
- Das Teilchen wird aus dem Modul herausgestreut und liefert nur ein unvollständiges E-Signal.
- Nicht vollständig gestoppte Teilchen (z. B. Deuteronen), die ebenfalls ein falsches E-Signal ergeben.
- Neutrale Teilchen (z. B. Neutronen).
- Pionen, deren Zerfallspositron aus dem Modul gestreut wird.

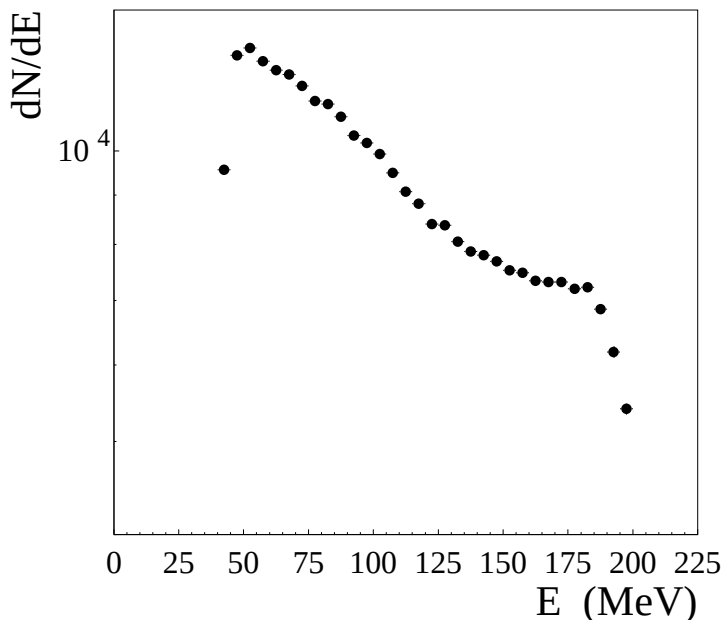


Abbildung 3.6: Das Energiespektrum der akzeptierten Protonen für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$, 200 A GeV.

Dieser Untergrund muß bei der Auswertung mitberücksichtigt werden. Abbildung 3.5 zeigt die Projektion der ΔE -E-Äste auf die ΔE -Achse, wobei der Protonenast als Bezugslinie gewählt wurde. Eingezeichnet ist ein Gaußfit für den Peak und ein Polynomfit für den Untergrund. Durch eine Integration der Kurven über den akzeptierten Bereich kann der Anteil des Untergrundes abgeschätzt werden. Dadurch ergibt sich ein Korrekturfaktor, der an der Korrelationsfunktion angebracht werden muß. Denn nur der Anteil an den Protonenpaaren, der zwei richtig identifizierte Protonen enthält, trägt zur Korrelation bei. Der Untergrund ist von vielen Parametern wie Laborwinkel, Energie der Protonen und Teilchenmultiplizität abhängig. Er muß daher in jedem Fall gesondert bestimmt werden.

Die Energie der Protonen wurde über das E-Signal des Detektors bestimmt, da der E-Zähler eine bessere Energieauflösung besitzt. In Abbildung 3.6 ist ein Energiespektrum der akzeptierten Protonen dargestellt.

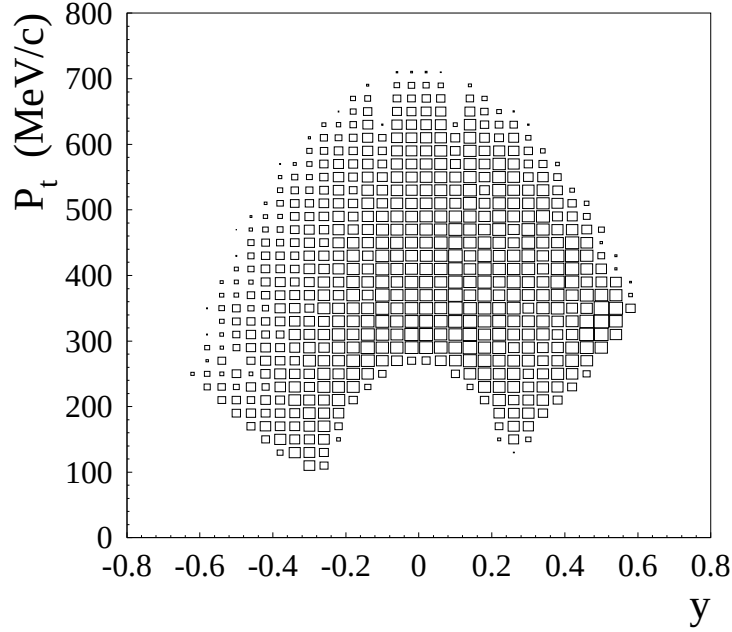


Abbildung 3.7: Akzeptanzbereich des Plastic-Balls für Protonen.

3.2.2 Akzeptanz

Die Akzeptanz für die Protonen wird durch die Beschränkung der kinetischen Energie auf $40 \text{ MeV} \leq E_{kin} \leq 200 \text{ MeV}$ und durch den vom Detektor abgedeckten Laborwinkel $30^\circ \leq \theta \leq 160^\circ$ bestimmt. In 3.7 ist die Akzeptanz in den Variablen Rapidität y und Transversalimpuls P_t abgebildet.

Korrelationen zwischen dem invarianten Relativimpuls Q und verschiedenen kinematischen Variablen sind in Abbildung 3.8 dargestellt. Der direkte Zusammenhang der Variablen q mit Q wird hier deutlich. Ebenso ist sichtbar, daß nur kleine Werte von q_0 und Ψ zu den Korrelationen beitragen können.

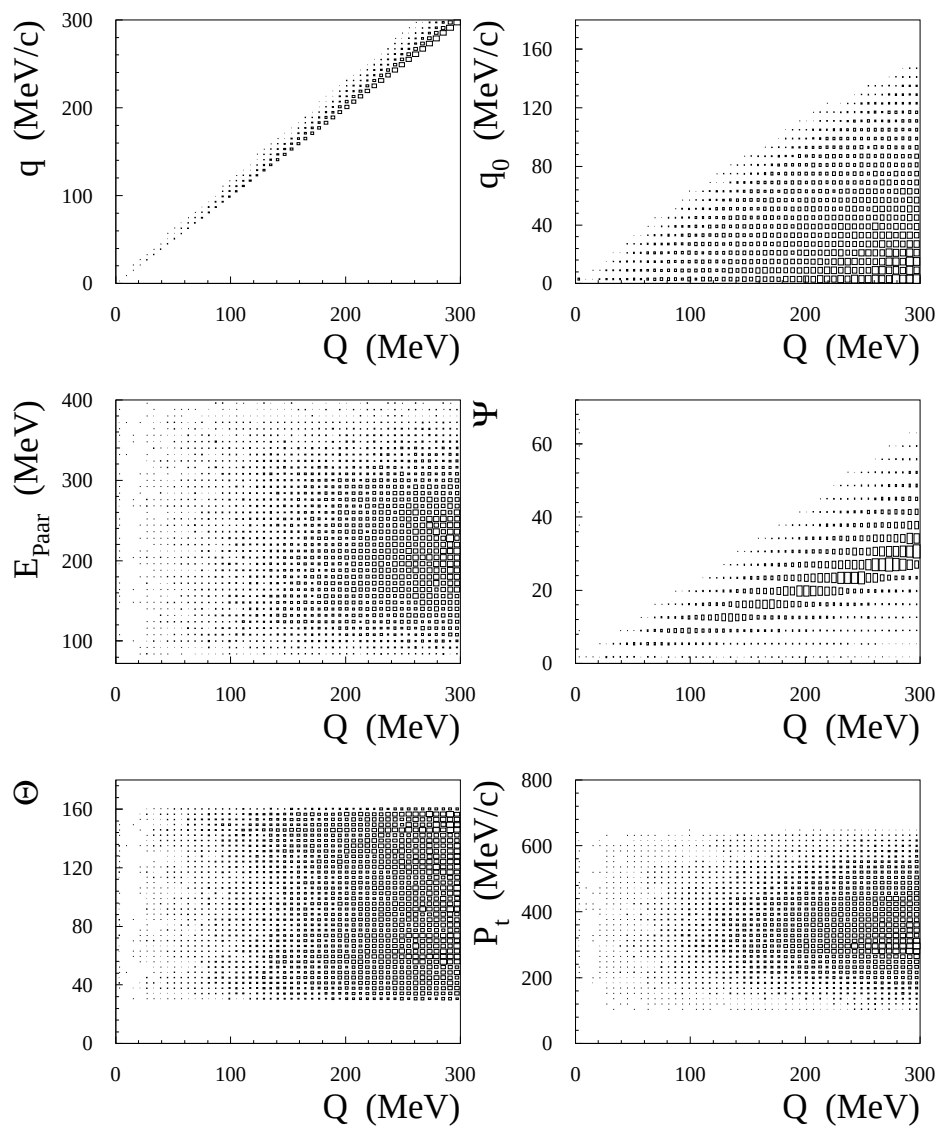


Abbildung 3.8: Korrelationen zwischen dem invarianten Relativimpuls Q und den Zweiteilchenvariablen q , $q_0 = E_1 - E_2$, $E_{\text{paar}} = E_1 + E_2$, dem Winkel Ψ zwischen den Impulsen und den Einteilchenvariablen θ und P_t .

3.3 Messung der Korrelationsfunktion

In dieser Arbeit werden die Reaktionen von Protonen und ^{16}O mit C, Cu, Ag, Au, und von ^{32}S mit Al und Au untersucht. Die Datenauswertung erfolgte mit dem Offline-Analyse-Paket SUSY.

Mit Hilfe des Zero-Degree-Calorimeters können die Reaktionen in verschiedene Zentralitätsklassen eingeteilt werden. Abbildung 3.9 zeigt die Verteilung

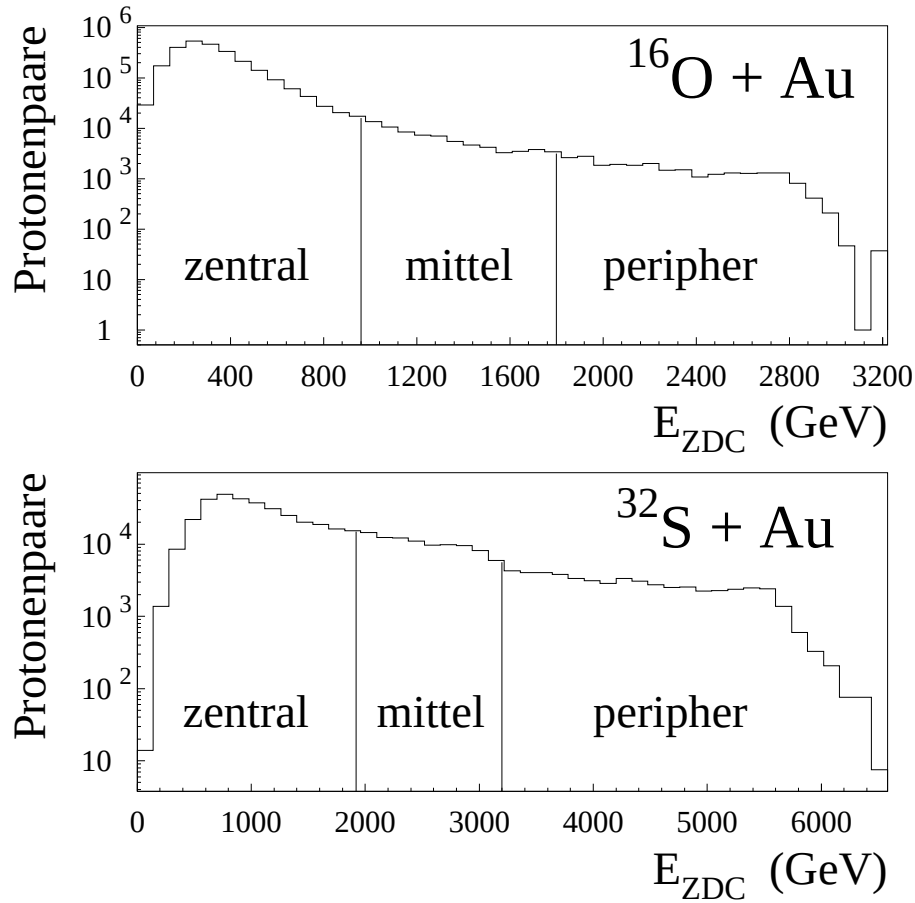


Abbildung 3.9: Die Verteilung der Protonenpaare in Abhängigkeit von der ZDC-Energie E_{ZDC} für die Reaktionen ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$ bei 200 A GeV.

der Protonenpaare in Abhängigkeit der ZDC-Energie. Dabei gilt folgende Einteilung :

Zentralität	E_{ZDC} / E_{Strahl}	E_{ZDC} -Bereich (GeV)	
		^{16}O -Strahl	^{32}S -Strahl
zentral	0-30 %	0-960	0-1920
mittel	30-50 %	960-1800	1920-3200
peripher	50-100 %	1800-3200	3200-6400

Die im ZDC gemessene Energie ist proportional zur Anzahl der Projektil-Spectator-Nukleonen, so daß sich daraus mit einem Modell der Stoßparameter b und die Zahl der an der Reaktion beteiligten Targetnukleonen P_{Target} (Target-Participants) bestimmen läßt. Dazu wird hier der Ereignis-Generator FRITIOF [And87] verwendet.

Zentralität	$^{16}\text{O} + \text{Au}, 200 \text{ A GeV}$		$^{32}\text{S} + \text{Au}, 200 \text{ A GeV}$	
	b (fm)	P_{Target}	b (fm)	P_{Target}
zentral	3.7	38.9	3.7	63.8
mittel	5.8	23.3	5.5	39.9
peripher	7.5	9.7	7.7	16.9

3.3.1 Event-Mixing

Die experimentelle Korrelationsfunktion ergibt sich aus dem Verhältnis der Paarverteilung zu einer Untergrund-Paarverteilung, die keine Wechselwirkung der Teilchen enthält. Die Paarverteilung wird hier als Funktion von $Q = \sqrt{-(p_1^\mu - p_2^\mu)^2}$ bestimmt, um ein relativistisch invariantes Ergebnis zu erhalten. Ein Beispiel ist in Abbildung 3.10 gegeben.

Als Methode zur Gewinnung des Nenners in der Korrelationsfunktion wird das sogenannte Event-Mixing gewählt. Dabei wird die Paarverteilung nicht mit Teilchen aus dem gleichen, sondern mit Teilchen aus verschiedenen Ereignissen bestimmt. Diese Teilchen erfahren keine gegenseitige Wechselwirkung und enthalten somit keine Korrelation. Damit nur Teilchen aus gleichartigen

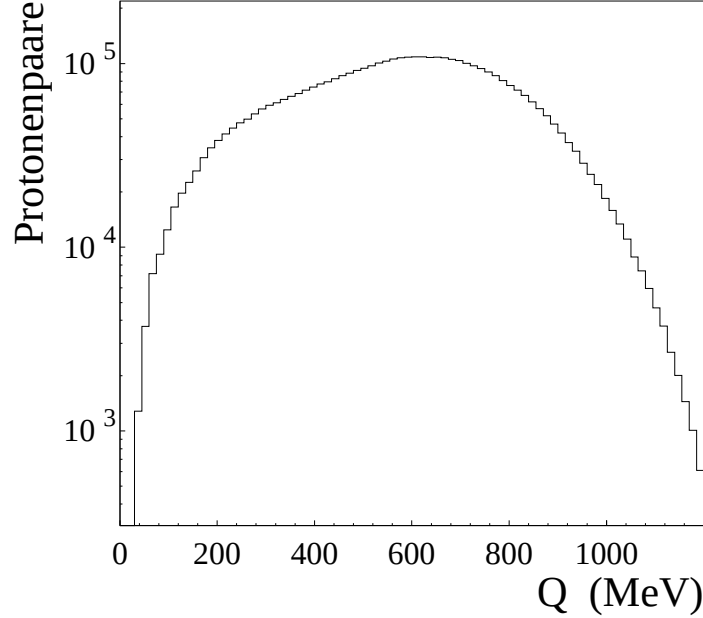


Abbildung 3.10: Protonen-Paarverteilung der Reaktion $p + \text{Au}$, 200 A GeV.

Ereignissen verwendet werden, müssen diese in Event-Klassen eingeteilt werden. Dies geschieht hier anhand der Protonenmultiplizität. Dabei werden die Ereignisse in 7 Klassen unterteilt. Durch eine größere Zahl an verschiedenen Ereignissen kann die statistische Unsicherheit klein gehalten werden. In dieser Analyse wird deshalb für die p-induzierten jedes Ereignis 10 mal und für die ^{16}O - und ^{32}S -induzierten Reaktionen jedes Ereignis 5 mal verwendet.

In [Lis91] wurde die Event-Mixing-Methode mit einer anderen verglichen, bei der der Untergrund proportional zum Produkt zweier Einteilchen-Verteilungen gewählt wurde. Es zeigte sich eine leichte Abschwächung der Korrelation im Falle des Event-Mixings in der Größenordnung von maximal 5 %. Aufgrund der Einfachheit und der kleinen statistischen Unsicherheit ist das Event-Mixing trotzdem vorzuziehen.

Eine weitere Methode, die hier noch untersucht werden soll, nutzt die Rotationssymmetrie des Detektors und des Reaktionssystems in z-Richtung aus. Da die Verteilungen keine Abhängigkeit vom Winkel φ zeigen können, wird das ursprünglich getroffene Detektormodul durch eins ersetzt, das die gleiche

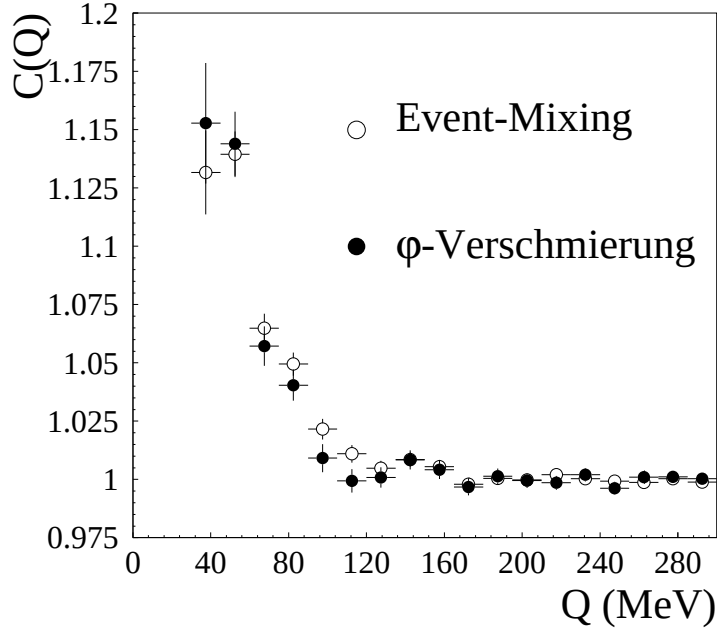


Abbildung 3.11: Vergleich der im Text beschriebenen Methode zur Untergrund-Erzeugung mit dem Event-Mixing. Dargestellt sind die entsprechenden Korrelationsfunktionen für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$, 200 A GeV.

Position bezüglich des Winkel θ hat, aber dessen φ -Winkel zufällig gewählt wird. Auf diese Weise wird die ursprüngliche Korrelation zerstört. Abbildung 3.11 zeigt einen Vergleich zum Event-Mixing. Als Radiusparameter für die Reaktion ^{16}O auf Au ergeben sich die Werte 4.7 ± 0.3 fm für das Event-Mixing und 4.6 ± 0.3 fm für die Alternativmethode. Das heißt, beide Methoden liefern im Rahmen der Meßungenauigkeit das gleiche Ergebnis.

3.3.2 Die experimentelle Korrelationsfunktion

Obwohl hier nur die Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von Q weiter untersucht werden soll, ist es interessant zu sehen, ob die Korrelation auch in anderen Variablen sichtbar ist. Als Beispiele sind in Abbildung 3.12 die Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von q_0 , dem Winkel zwischen den Impulsrichtungen Ψ , der transversalen und der longitudinalen Komponente von

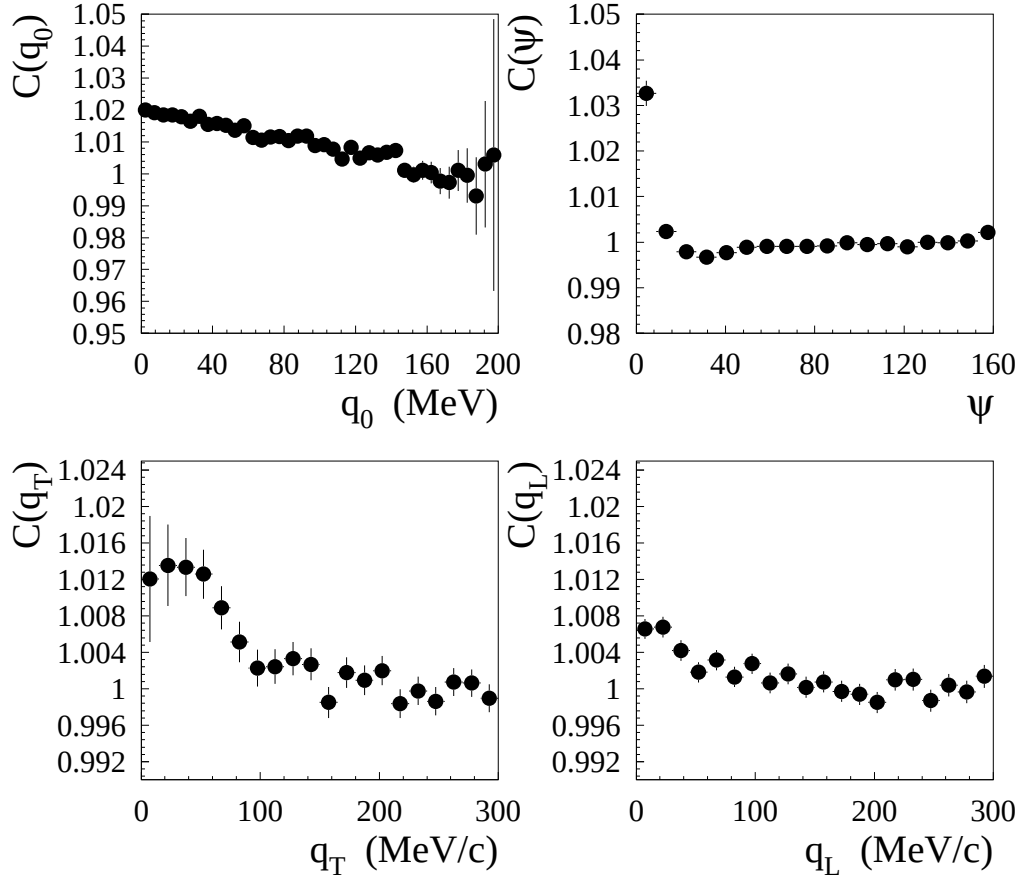


Abbildung 3.12: Korrelationsfunktionen für die Reaktion $O + Au$, $200 A \text{ GeV}$, in den Variablen Q_0 , Ψ , q_T und q_L .

q , q_T und q_L , dargestellt. Es zeigt sich allerdings in keinem Fall ein besonders ausgeprägter Anstieg. Am deutlichsten ist die Korrelation als Funktion von Ψ zu erkennen. Dagegen ist der Anstieg in Abhängigkeit von q_0 schwach und weit ausgedehnt.

3.3.3 Bestimmung der Radiusparameter

Für die p-p-Korrelationsfunktion gibt es keinen analytischen Ausdruck, der mit dem Quellenradius als Fitparameter an die experimentelle Korrelationsfunktion angepaßt werden könnte. Deshalb muß diese für jeden Radiusparameter numerisch neu bestimmt werden. Dies geschieht hier mit dem in Kapitel 2 beschriebenen Programm. Damit ein Vergleich mit dem Experiment möglich wird, ist jedoch erforderlich, die Detektoreigenschaften in der Simulation zu berücksichtigen. Besonders wichtig ist, die Winkelauflösung des Plastic-Balls mit einzuberechnen. Dazu werden zuerst Protonen entsprechend einer gemessenen Impulsverteilung und einer Quellenverteilung nach Gleichung 2.11 erzeugt. Dann wird das Quadrat der Relativwellenfunktion für ein Monte-Carlo-Paar berechnet. Anschließend werden die ursprünglichen Laborwinkel der Protonen durch die nächstliegenden Detektormodulwinkel ersetzt. Außerdem werden die Teilchenenergien entsprechend der Energieauflösung des E-Zählers verschmiert. Mit diesen Werten wird ein neuer Relativimpuls ermittelt, für den nun das vorher berechnete Quadrat der Wellenfunktion aufsummiert wird. Weiterhin enthält das Programm Akzeptanzfilter, die dem jeweils untersuchten System angepaßt werden. Die fertige Korrelationsfunktion $C(Q) = 1 + R(Q)$ wird noch im Anteil $R(Q)$ mit dem bereits erwähnten Korrekturfaktor für die Fehlidentifizierung versehen. Würde diese Korrektur nicht durchgeführt, ergäbe sich ein zu großer Radiusparameter. Dies macht sich besonders bei Systemen mit hoher Teilchenmultiplizität bemerkbar. Als Beispiel sind in der folgenden Tabelle der Untergrund und die Korrekturfaktoren für drei Reaktionen zum Vergleich wiedergegeben :

Reaktion	Untergrund %	Korrekturfaktor
p + Au (minimum Bias)	12.4 ± 0.4	0.77 ± 0.05
^{16}O + Au (minimum Bias)	12.0 ± 0.2	0.78 ± 0.05
^{32}S + Au (minimum Bias)	14.6 ± 0.3	0.73 ± 0.05
^{16}O + Au ($160^\circ > \theta > 90^\circ$)	10.5 ± 0.2	0.80 ± 0.05
^{16}O + Au ($90^\circ > \theta > 60^\circ$)	12.6 ± 0.3	0.77 ± 0.05
^{16}O + Au ($60^\circ > \theta > 30^\circ$)	14.3 ± 0.5	0.73 ± 0.05

Der Untergrund ist für p + Au und ^{16}O + Au trotz der stark verschiedenen Multiplizität wegen der unterschiedlichen Breite des Identifikationsfensters

gleich. Für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$ ergibt sich jedoch ein deutlich größerer Untergrund. Die Teilchenmultiplizität ist in den vorderen Modulen ($\theta < 90^\circ$) größer als in den rückwärtigen. Demzufolge steigt auch der Untergrund mit abnehmenden θ -Winkel an, wie in der Tabelle für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$ wiedergegeben ist.

Das Ergebnis der Rechnung wird auf den gleichen Bereich normiert wie die experimentelle Korrelationsfunktion ($195 \text{ MeV} \leq q \leq 300 \text{ MeV}$). Die Korrelationsfunktion wird nun für einen Satz von Radiusparametern berechnet und mit der experimentellen verglichen. Über die Bestimmung des χ^2 -Wertes läßt sich der beste Fit bestimmen. Der statistische Fehler ergibt sich aus der Abweichung des unreduzierten χ^2 um den Wert 1.

3.3.4 Systematische Unsicherheiten

Eine der Hauptursachen für die systematische Unsicherheit liegt in der ungenauen Kenntnis des durch die falsche Teilchenidentifikation verursachten Untergrundes. Dessen Bestimmung ist stark von der Art der angepaßten Funktion und dem Bereich, in dem der Fit durchgeführt wird, abhängig. Die Ungenauigkeit des Korrekturfaktors kann aus der Variation unter verschiedenen Bedingungen auf ≤ 0.05 abgeschätzt werden. Dies bewirkt eine Änderung des Radiusparameters von $\leq 0.1 \text{ fm}$.

Eine weitere Ursache liegt in der mit der Teilchenmultiplizität zunehmenden Wahrscheinlichkeit für Mehrfachtreffer in einem Modul. Dadurch entsteht eine zusätzliche Energieverschmierung, die in der Rechnung nicht enthalten ist. Dies wird dadurch deutlich, daß das Simulationsergebnis für Reaktionen mit höheren Multiplizitäten, wie ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, die experimentelle Korrelationsfunktion schlechter wiedergibt. Eine Möglichkeit diese Unsicherheit abzuschätzen besteht darin, die Simulation durch eine willkürlich größer gewählte Energieverschmierung der experimentellen Kurve anzupassen. Die Abweichung des so erhaltenen Radiusparameters zum ursprünglich bestimmten liefert dann die daraus resultierende Unsicherheit. Dabei ergibt sich für $^{32}\text{S} + \text{Au}$, minimum Bias, eine Differenz von 0.2 fm . und für $^{16}\text{O} + \text{Au}$, minimum Bias, eine Differenz von 0.1 fm .

Durch eine Variation der Binweite der Paarverteilungshistogramme läßt sich der Einfluß der Anzahl der Datenpunkte auf den daraus bestimmten Radiusparameter ermitteln. Daraus ergibt sich eine Unsicherheit von ≤ 0.1 fm.

Im Anhang A sind die systematischen Unsicherheiten für alle hier vorgestellten Werte aufgelistet. Sie ergeben sich als quadratische Summe aus den hier beschriebenen Einflüssen.

4. Ergebnisse

Der Vorteil eines Detektors mit elektronischer Datenauslese besteht darin, daß er große Ereignisraten bewältigen kann. Dadurch ist es möglich eine sehr gute Statistik zu erreichen. Im Falle des Plastic-Balls läßt sich so der Nachteil, daß für Protonen nur Relativimpulse $Q \geq 30$ MeV gemessen werden können, kompensieren. Die folgende Tabelle enthält die Zahl der Protonenpaare, sowie die mittlere gemessene Protonenmultiplizität $\langle N_p \rangle$ für alle in dieser Arbeit untersuchten Reaktionen :

Reaktion	Protonenpaare	$\langle N_p \rangle$
p + C	58175	0.96
p + Cu	662978	1.96
p + Ag	1317686	2.84
p + Au	4218996	3.70
$^{16}\text{O} + \text{C}$	116236	0.96
$^{16}\text{O} + \text{Cu}$	1759986	3.60
$^{16}\text{O} + \text{Ag}$	4036299	4.58
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	27315618	8.07
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	997100	1.77
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	26696069	7.75

4.1 Target- und Projektilabhängigkeit

In den Abbildungen 4.1 und 4.2 sind die gemessenen Korrelationsfunktionen für alle Reaktionen dargestellt. Das schraffierte Band gibt das Ergebnis der Simulationsrechnung für den angegebenen Radiusparameter wieder. Seine Breite entspricht der statistischen Unsicherheit der Monte-Carlo-Rechnung. Die genauen Werte, einschließlich reduzierter Chiquadrate χ^2/ν und Unsicherheiten, sind in Anhang A aufgelistet.

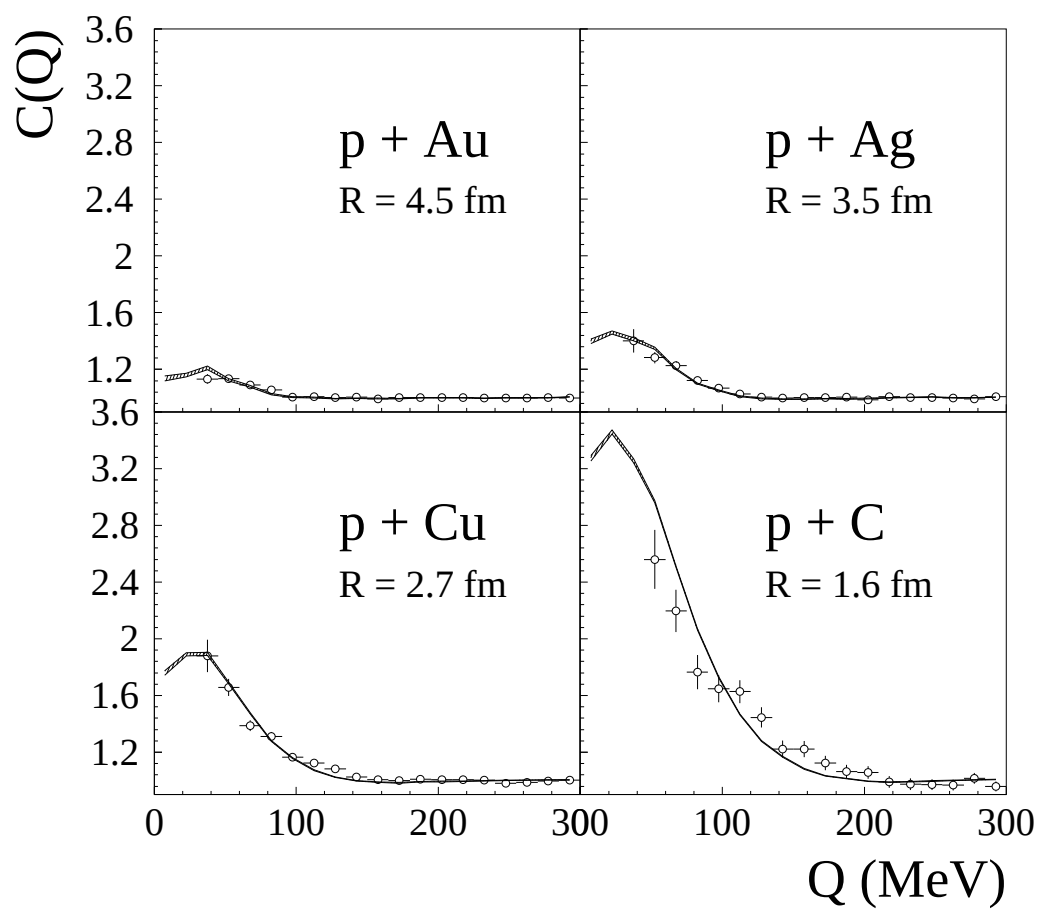


Abbildung 4.1: Korrelationsfunktionen für die Reaktionen $p + \text{C}$, Cu , Ag und Au bei 200 A GeV , minimum Bias.

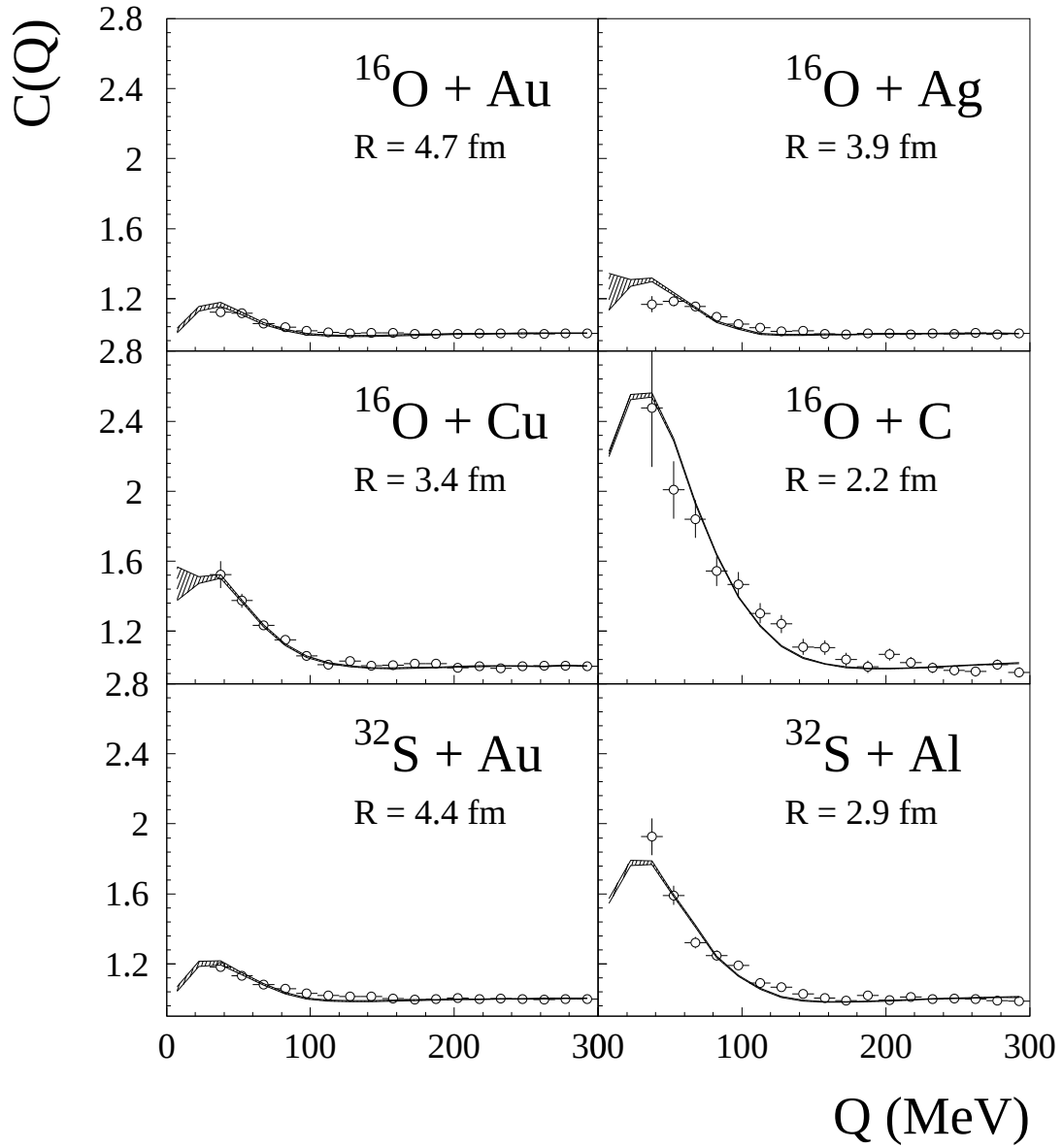


Abbildung 4.2: Korrelationsfunktionen für die Reaktionen $^{16}\text{O} + \text{C}, \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Au}$ und $^{32}\text{S} + \text{Al}, \text{Au}$ bei 200 A GeV, minimum Bias.

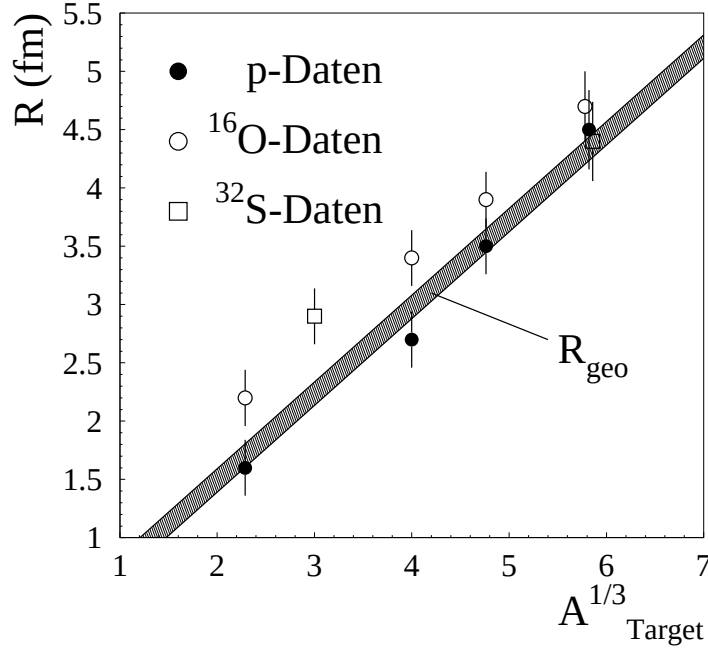


Abbildung 4.3: Targetabhängigkeit der Radiusparameter für alle untersuchten Systeme. R_{geo} entspricht dem einfachen geometrischen Kernradius.

Aus dem Vergleich dieser Werte läßt sich eine deutliche Targetabhängigkeit erkennen. Deshalb sind in Abbildung 4.3 alle Radiusparameter in Abhängigkeit von $A_{Target}^{1/3}$ dargestellt. Dabei wird eine klare Proportionalität zum Targetkernradius sichtbar. Für die p-induzierten Reaktionen stimmen die Radiusparameter sogar mit dem geometrischen Kernradius überein, während sie für die ^{16}O -Reaktionen, insbesondere bei den leichteren Targets, darüber liegen. Der rms-Kernradius ist hier auf den entsprechenden Gaußparameter umgerechnet :

$$R_{geo} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\frac{2}{3}} 1.29 A_{Target}^{1/3} \quad (4.1)$$

Noch weiter über dem Targetkernradius liegt der Wert für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Al}$. Einen Vergleich der p- und der ^{16}O -induzierten Reaktionen ermöglicht der Parameter β , der sich aus der Anpassung von A_{Target}^β an die Daten ergibt. Dieser beträgt für die p-Reaktionen $\beta = 0.39 \pm 0.15$ und für die ^{16}O -Reaktionen $\beta = 0.27 \pm 0.06$.

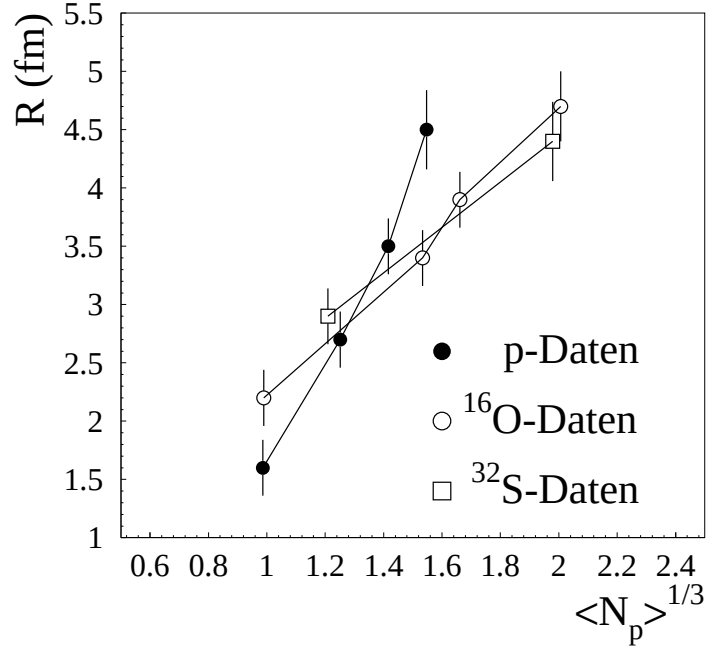


Abbildung 4.4: Abhängigkeit der Radiusparameter von $\langle N_p \rangle^{1/3}$ für alle untersuchten Systeme.

4.1.1 Abhängigkeit von der Protonenmultiplizität

Abbildung 4.4 zeigt den Zusammenhang zwischen den Radiusparametern und $\langle N_p \rangle^{1/3}$. Für die ^{16}O - und ^{32}S -Reaktionen, die sich fast auf einer gemeinsamen Linie wiederfinden, ergibt sich eine deutliche Abhängigkeit $\propto \langle N_p \rangle^{1/3}$. (Mit einem Fit läßt sich der Exponent als 0.33 ± 0.05 bestimmen.) Die p-Reaktionen zeigen dagegen eine stärkere Abhängigkeit. Hier beträgt der Exponent 0.76 ± 0.12 . Ein direkter Vergleich der Protonenmultiplizitäten zwischen den p-Daten und den übrigen Daten ist allerdings dadurch erschwert, daß in dieser Analyse für die ^{16}O - und ^{32}S -Reaktionen die Teilchenidentifizierung restriktiver ist. Dies reduziert die gemessene Protonenmultiplizität, so daß der Unterschied in den Kurven tatsächlich noch größer sein dürfte.

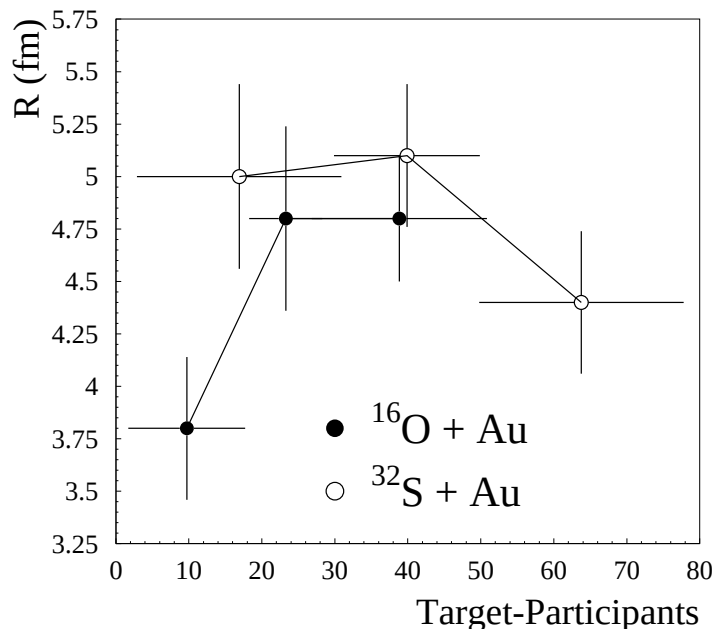


Abbildung 4.5: R in Abhängigkeit von der Zahl der Target-Participant-Nukleonen für die Reaktionen ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV.

4.2 Zentralitätsabhängigkeit

4.2.1 Klassifizierung nach E_{ZDC}

In Abbildung 4.5 ist die Abhängigkeit des Radiusparameters R von der Zentralität der Reaktion dargestellt. Hierzu wurden die Reaktionen ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$ untersucht. Um die Zentralitätsklassen in beiden Fällen vergleichen zu können, sind sie durch die Zahl der Target-Participants wiedergegeben (s. Seite 44).

Es zeigt sich dabei keine auffällige Variation, bis auf einen leicht niedrigeren Radiusparameter für periphere $^{16}\text{O} + \text{Au}$ -Ereignisse.

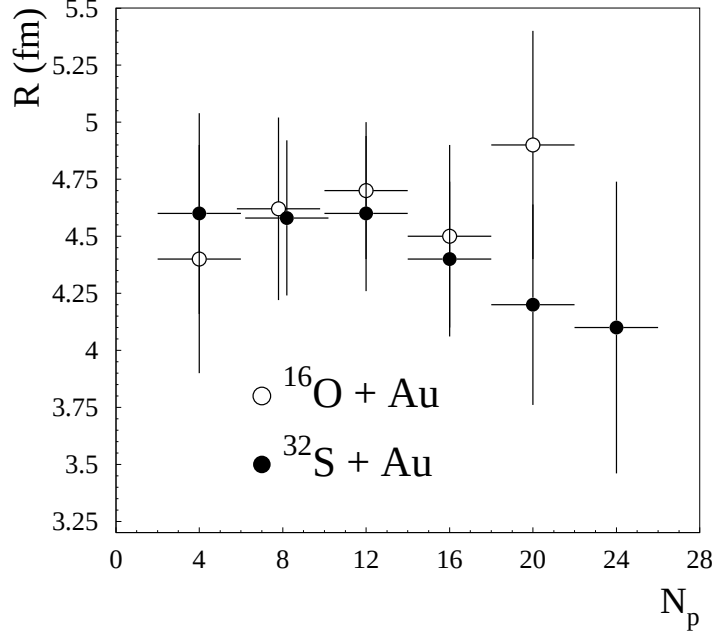


Abbildung 4.6: Abhängigkeit der Radiusparameter von der Protonenmultiplizität N_p für die Reaktionen ^{16}O , $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV, minimum Bias.

4.2.2 Klassifizierung nach N_p

Die im Plastic-Ball gemessene Protonenmultiplizität N_p ist stark mit der Zentralität der Reaktion korreliert und damit geeignet, Ereignisse entsprechend zu klassifizieren. Abbildung 4.6 zeigt die Abhängigkeit des Radiusparameters von N_p . Für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$ deutet sich zwar ein leichter Anstieg mit zunehmender Protonenmultiplizität an, innerhalb der Meßgenauigkeit ist jedoch für beide untersuchten Systeme keine eindeutige Variation erkennbar.

Zusammenfassend läßt sich also feststellen, daß die Größe der Protonenquelle auffallend zentralitätsunabhängig ist.

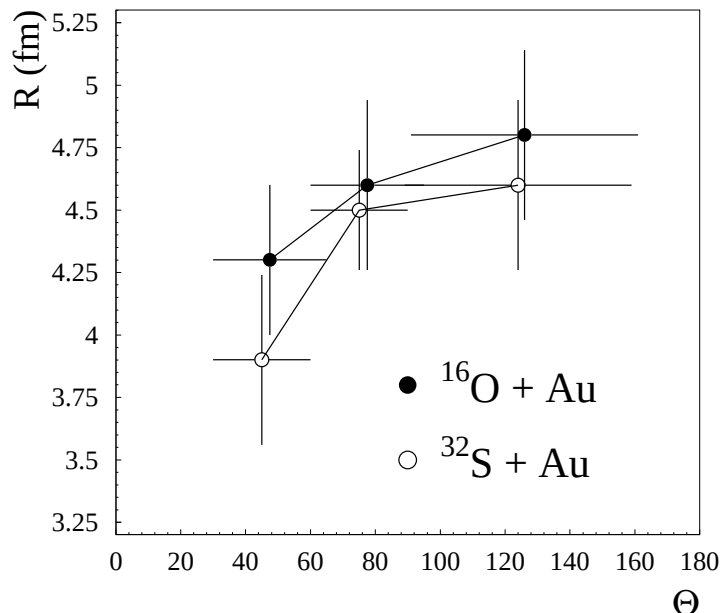


Abbildung 4.7: Abhängigkeit des Radiusparameters vom Laborwinkel θ für die Reaktionen ^{16}O , $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV, minimum Bias.

4.3 Abhängigkeiten von Teilchenvariablen

4.3.1 Laborwinkel θ

Hier soll untersucht werden, wie die Radiusparameter R variieren, wenn nur bestimmte Bereiche im Laborwinkel θ betrachtet werden. Dabei ist für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$ eine deutliche Zunahme von R mit θ zu erkennen. Dieser Effekt zeigt sich auch für das System $^{16}\text{O} + \text{Au}$, ist dort jedoch nicht so signifikant (Abbildung 4.7). Bei einem Vergleich der verschiedenen θ -Bereiche darf nicht vergessen werden, daß der vordere Teil des Detektors einer viel höheren Teilchenmultiplizität ausgesetzt ist. Eine größere Anzahl falsch identifizierter Protonen erniedrigt die Korrelationsfunktion. Dies ergäbe einen größeren Radiusparameter als der eigentlichen Quelle entsprechen würde, so daß der Korrekturfaktor für jeden Bereich einzeln bestimmt wurde (s. S. 48).

Die für die verschiedenen θ -Bereiche bestimmten Radiusparameter sind in

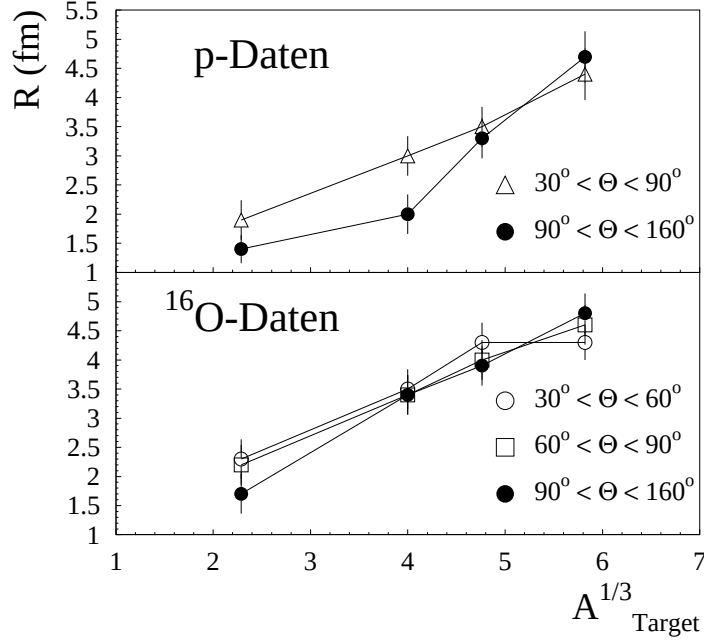


Abbildung 4.8: Verlauf der Radiusparameter in Abhängigkeit von $A_{Target}^{1/3}$ für verschiedene θ -Bereiche. Dargestellt sind die Werte für p- und ^{16}O -induzierte Reaktionen bei 200 A GeV, minimum Bias.

Abbildung 4.8 in Abhängigkeit von $A_{Target}^{1/3}$ aufgetragen. Hier läßt sich auch für die Reaktion $p + \text{Au}$ ein kleinerer Radiusparameter für den vorderen θ -Bereich erkennen. Im Falle der p-induzierten Reaktionen ändert sich jedoch bei den leichteren Targets das Bild. Hier findet sich für die vorderen Winkel ein größerer Wert für R . Aus der Anpassung von A_{Target}^{β} ergeben sich dabei die folgenden Werte :

Projektil	Winkelbereich	β
p	$30^\circ < \theta < 90^\circ$	0.30 ± 0.11
	$90^\circ < \theta < 160^\circ$	0.48 ± 0.21
^{16}O	$30^\circ < \theta < 60^\circ$	0.22 ± 0.07
	$60^\circ < \theta < 90^\circ$	0.27 ± 0.08
	$90^\circ < \theta < 160^\circ$	0.35 ± 0.13

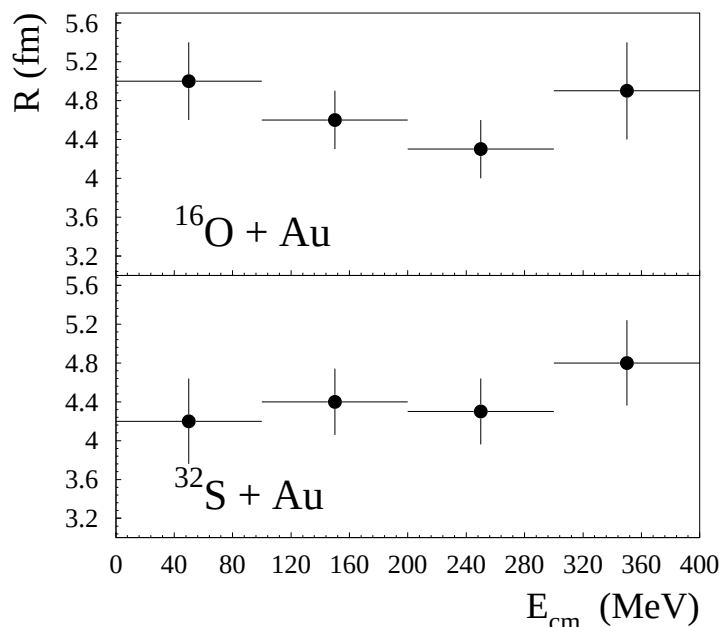


Abbildung 4.9: Die Radiusparameter R in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie E_{cm} der Protonenpaare für die Reaktionen ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, 200 A GeV, minimum Bias.

4.3.2 Schwerpunktsenergie

Auf Seite 28 wurde bereits erwähnt, daß im Falle einer endlichen Emissionszeit τ die Stärke der Korrelation energieabhängig sein kann. Deshalb soll hier untersucht werden, wie sich die Radiusparameter mit der Schwerpunktsenergie E_{cm} ändern. In Abbildung 4.9 ist diese Abhängigkeit für die Reaktionen ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$ wiedergegeben. Die Einschränkung auf die verschiedenen Schwerpunktsenergiebereiche wurde nicht in die Simulationsrechnung einbezogen, weil nur eine scheinbare Vergrößerung der Quelle sichtbar gemacht werden soll.

Für $^{16}\text{O} + \text{Au}$ fällt R zwar zunächst leicht ab, steigt für höhere E_{cm} jedoch wieder an. Das System $^{32}\text{S} + \text{Au}$ zeigt über den untersuchten Bereich einen sehr schwach ausgeprägten Anstieg. Insgesamt läßt sich daraus für beide Reaktionen jedoch keine signifikante Energieabhängigkeit erkennen.

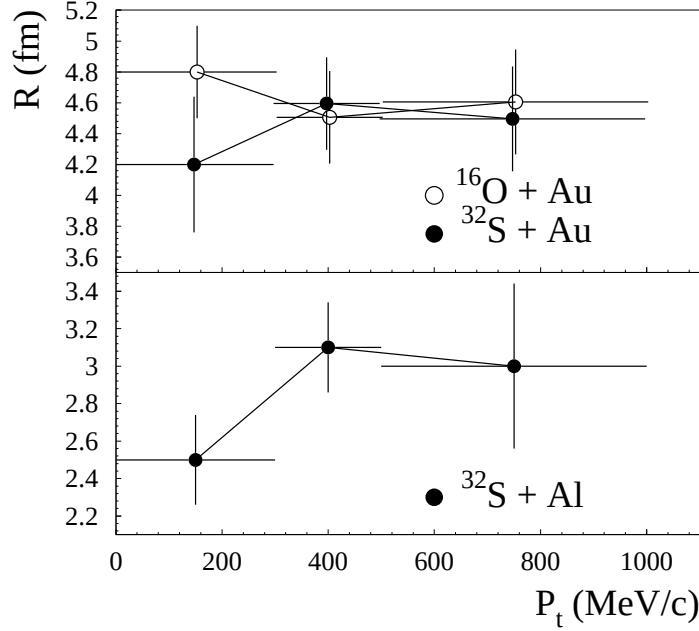


Abbildung 4.10: P_t -Abhängigkeit der Radiusparameter für die Reaktionen ^{16}O , $^{32}\text{S} + \text{Au}$ und $^{32}\text{S} + \text{Al}$, bei 200 A GeV, minimum Bias.

4.3.3 Transversalimpuls

Protonen mit unterschiedlichen Transversalimpulsen P_t können möglicherweise aus verschiedenen Bereichen der Reaktion stammen. Deshalb ist es interessant zu sehen, ob eine Abhängigkeit der Radiusparameter von P_t vorliegt. Diese ist in Abbildung 4.10 für die Reaktionen ^{16}O , $^{32}\text{S} + \text{Au}$ und $^{32}\text{S} + \text{Al}$ dargestellt.

Für das Au-Target läßt sich jedoch keine signifikante Variation erkennen. Das System $^{32}\text{S} + \text{Al}$ zeigt für kleine P_t einen nur leicht kleineren Radiusparameter. Eine Einschränkung im Transversalimpuls bedeutet allerdings gleichzeitig auch eine Einschränkung des betrachteten Winkelbereiches, so daß dadurch die Interpretation erschwert wird. Trotzdem läßt sich jedoch sagen, daß der Transversalimpuls offenbar keinen starken Einfluß auf den räumlichen Ursprung der Protonen hat.

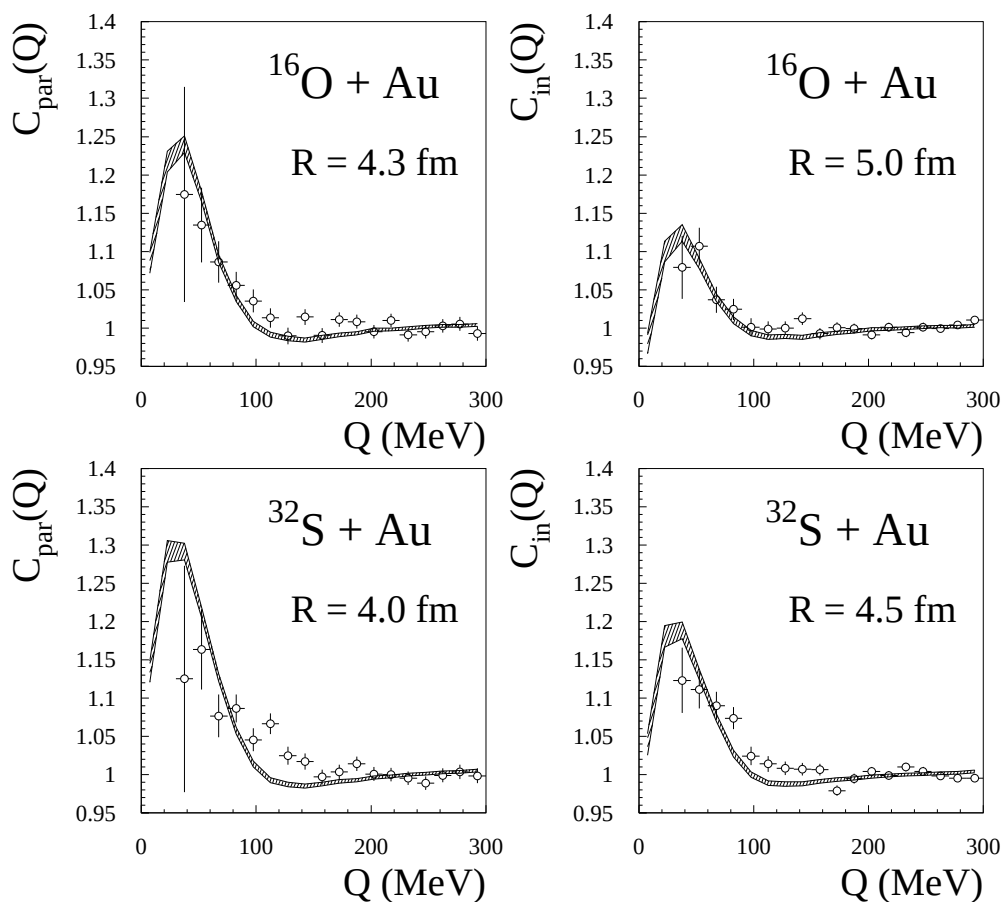


Abbildung 4.11: C_{par} und C_{in} für die Reaktionen $^{16}\text{O} + \text{Au}$, zentral, 200 A GeV, und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, minimum Bias, 200 A GeV.

4.4 Die Lebensdauer τ

4.4.1 Vergleich von C_{par} und C_{in}

In den vorigen Abschnitten wurden die untersuchten Korrelationsfunktionen immer mit Rechnungen verglichen, denen eine Quellenverteilung mit verschwindender Lebensdauer zugrunde lagen (Gleichung 2.11). An dieser Stelle soll nun versucht werden, Informationen über den Parameter τ zu gewinnen.

Wie in Abschnitt 2.2.3 bereits beschrieben, sollte sich im Falle einer endlichen Lebensdauer ein sichtbarer Unterschied in der Stärke der Korrelation für C_{par} und C_{in} ergeben.

Abbildung 4.11 zeigt C_{par} und C_{in} (Definition s. S. 30) für die Reaktionen $^{16}\text{O} + \text{Au}$, zentral, und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, minimum Bias. Diese sind hier mit Rechnungen verglichen, die keine Einschränkungen für $\vec{q}$ im Raumwinkel enthalten und für die $\tau = 0 \text{ fm}/c$ gesetzt wurde. Die so erhaltenen Radiusparameter geben einen Anhaltspunkt dafür, ob Unterschiede in der Stärke der Korrelation vorliegen. Es ergibt sich dabei für C_{par} in beiden Fällen ein kleinerer Radiusparameter als für C_{in} . Dies zeigt, daß beide Systeme eine endliche Lebensdauer besitzen. Da jedoch keine ausgeprägte Abhängigkeit von E_{cm} vorliegt (s. S. 60), ist zu erwarten, daß τ nicht sehr groß ist.

4.4.2 Rechnung mit $\tau \neq 0$

Es soll hier versucht werden, Simulationsrechnungen mit endlicher Lebensdauer den Korrelationsfunktionen anzupassen. Der Parameter τ wird dabei, entsprechend Gleichung 2.13, als gaußverteilt angenommen. Die Schwierigkeiten hierbei liegen in zwei Punkten. Erstens müssen nun zwei Parameter unabhängig voneinander variiert werden, wodurch sich der Rechenaufwand enorm erhöht. Zweitens muß in der Simulation die Quellengeschwindigkeit $\vec{V}_s$ vernünftig gewählt werden, da diese in die Lorentztransformationen eingeht. Dazu sollen hier drei Möglichkeiten in Betracht gezogen werden :

- Eine ruhende Quelle : $V_s = 0$
- Eine Quelle mit konstanter Geschwindigkeit. Nach [Csö90a] wird dafür $V_s = 0.3 c$ angenommen.
- Eine Quelle ohne longitudinale Komponente relativ zum Protonpaar : $V_s = \frac{p_{z1} + p_{z2}}{E_1 + E_2}$ Dieser Wert für V_s ist auch ursprünglich im Programm vorgesehen.

Die optimal gewählten Parameter R und τ sollten für C_{tot} , C_{par} , C_{in} und C_{out} gleichzeitig die beste Anpassung ergeben.

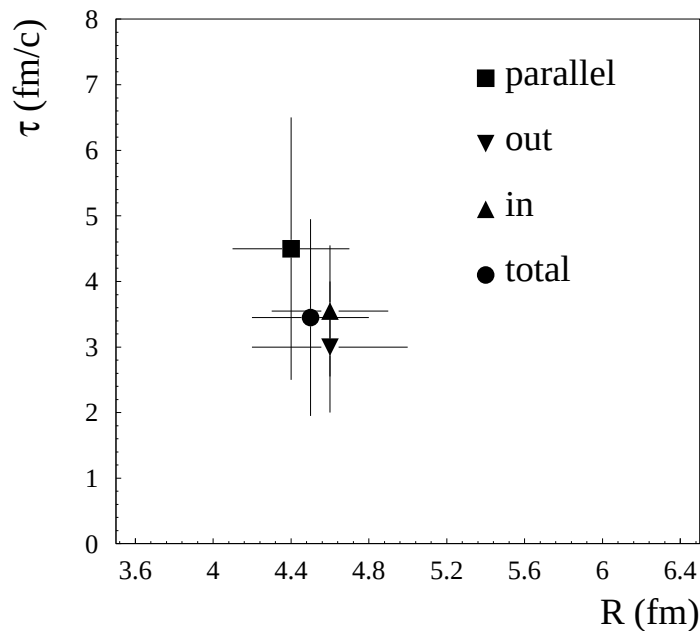


Abbildung 4.12: Radius- und Lebensdauerparameter, bestimmt für C_{tot} , C_{par} , C_{in} und C_{out} der Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$, 200 A GeV, zentral.

Dabei zeigt sich, daß für eine ruhende und eine gleichförmig bewegte Quelle kein übereinstimmendes Ergebnis erzielt werden kann. Offenbar liefert der Ausdruck $V_S = \frac{p_{z1} + p_{z2}}{E_1 + E_2}$ die beste Beschreibung der Quelle. Das Ergebnis dafür ist für die zentrale $^{16}\text{O} + \text{Au}$ -Reaktion in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Unsicherheiten sind für τ relativ groß, jedoch läßt sich eine endliche Lebensdauer erkennen.

4.5 Vergleich mit zwei Modellen : VENUS und RQMD

In diesem Abschnitt soll untersucht werden, wie gut theoretische Modelle die Messungen reproduzieren können. Dazu sollen hier die beiden Ereignis-Generatoren VENUS 4.02 [Wer89] und RQMD¹ [Sor89] verglichen werden. Ereignis-Generator heißt, daß diese Monte-Carlo-Programme ein Ereignis im Rechner möglichst realitätsnah zu simulieren versuchen. Es lassen sich auf diese Weise Datensätze wie in einem tatsächlichen Experiment erstellen und mit den gleichen Methoden analysieren.

Die physikalischen Ansätze, die den beiden Modellen zu Grunde liegen, sollen nun kurz beschrieben werden. Gemeinsam ist ihnen, daß sie eine Extrapolation gut bekannter Reaktionen ($p + p$ und $e^+ + e^-$) auf Schwerionenreaktionen darstellen. Sie beschreiben deshalb auch keine Formation zum Quark-Gluon-Plasma. In diesen Modellen bewegen sich die Projektil- und Target-Nukleonen auf geraden Trajektorien aufeinander zu. Wenn sie eine festgelegte Distanz unterschreiten, die sich aus den entsprechenden nn-Wirkungsquerschnitten ergibt, findet eine Wechselwirkung statt. Dabei wird ein String zwischen einem Quark-Antiquark- oder Quark-Diquark-Paar gebildet (s. Seite 6). Durch ein Aufbrechen des Strings werden die Hadronen erzeugt. Der Mechanismus, der zur Bildung und zum Aufbruch eines Strings führt, ist in beiden Modellen unterschiedlich :

- VENUS erzeugt Strings durch einen Austausch von Farbladungen. Dieser findet zwischen einem Target-Quark und einem Projektil-Diquark, bzw. umgekehrt, statt. Dabei wird kein Teilchen oder Impuls ausgetauscht. Die Fragmentation des Strings wird durch den Atru-Menessier Formalismus bestimmt [Atr74].
- Im RQMD-Modell werden die Strings durch einen Impuls-Austausch erzeugt. Diese spannen sich zwischen den ursprünglichen Target- und Projektil-Quarks auf. Das Aufbrechen wird hier durch den LUND-Formalismus beschrieben [And83].

¹Relativistic Quantum Molecular Dynamics

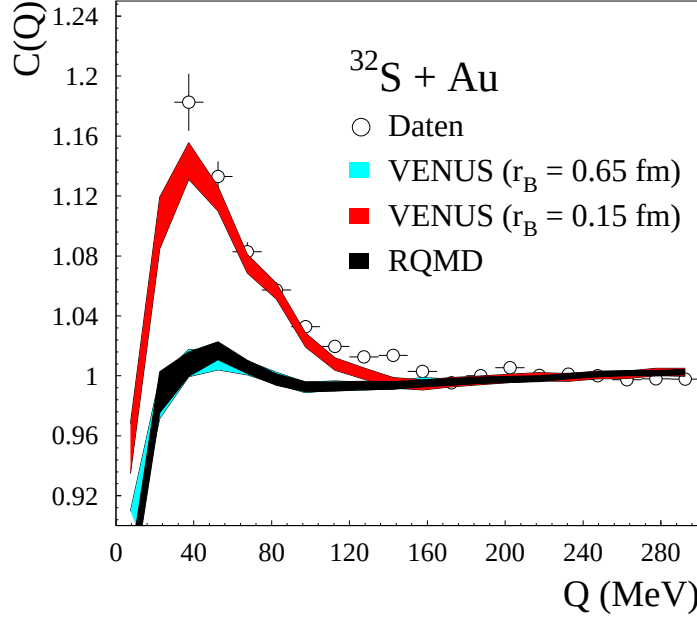


Abbildung 4.13: Vergleich der für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$ gemessenen Korrelationsfunktion mit den Ereignis-Generatoren VENUS und RQMD.

Beide Modelle beinhalten einen sogenannten Rescattering-Mechanismus. Dieser soll die Wechselwirkungen der produzierten Teilchen nach ihrer Erzeugung untereinander und an der Spectator-Materie beschreiben. Durch diese nachfolgenden Wechselwirkungen werden insbesondere die Target-Spectator-Nukleonen angeregt. Das Rescattering wird in beiden Modellen durch zwei Formationszeiten τ_c und τ_y bestimmt. τ_c bestimmt dabei den Zeitpunkt, an dem der String bricht und neue Quarks und Diquarks gebildet werden. Diese können im Zeitraum $\tau_c < t < \tau_y$ mit Hadronen wechselwirken. (τ_y wird auch als yo-yo-Formationszeit bezeichnet [Bia87].) Nach τ_y finden nur noch Hadron-Hadron-Wechselwirkungen statt. Für VENUS sind die Wirkungsquerschnitte für beide Prozesse identisch, so daß das Rescattering durch zwei Wechselwirkungsradien, r_B für Baryonen und r_M für Mesonen, bestimmt wird. Diese können den Experimenten angepaßt werden. Dagegen enthält das RQMD-Modell hierfür, soweit sie bekannt sind, gemessene Wirkungsquerschnitte.

Abbildung 4.13 zeigt den Vergleich der Korrelationsfunktion für die Reaktion

$^{32}\text{S} + \text{Au}$ mit Rechnungen, die auf VENUS- und RQMD-Daten basieren. Die Rechnungen wurden mit dem bereits beschriebenen Programm durchgeführt. Die Phasenraumverteilung der Protonen, die als Grundlage der Simulation dient, wurde jedoch in diesem Fall mit den Ereignis-Generatoren erzeugt. Es wird hier deutlich, daß sowohl RQMD als auch VENUS mit dem vorgegebenen Baryonen-Wechselwirkungsradius $r_B = 0.65 \text{ fm}$ die Phasenraumverteilung der Protonen im Targetbereich falsch wiedergeben. Die Unterschiede zwischen den beiden Modellen sind dabei gering. Da die simulierten Impulsverteilungen in beiden Fällen relativ gut mit den gemessenen übereinstimmen, liegt die Ursache für die gering ausgeprägte Korrelation eher in einem zu groß eingeschätzten Quellenvolumen.

Durch eine Reduzierung des Wechselwirkungsradius auf $r_B = 0.15 \text{ fm}$ läßt sich das VENUS-Modell allerdings recht gut mit der Messung in Übereinstimmung bringen. Der Wert für r_M ist dabei nicht verändert worden. In [Kam92] wurde das VENUS-Modell an gemessene Protonen-Ausbeuten im Targetbereich der Reaktion $p + \text{Au}$ bei 200 A GeV angepaßt. Hierbei ergab sich eine optimale Übereinstimmung für einen Baryonen-Wechselwirkungsradius $r_B = 0.85 \text{ fm}$, das heißt, der Wert wurde gegenüber der vorgegebenen Einstellung erhöht. Dies zeigt, daß das VENUS-Modell für die Protonen im Targetbereich keine konsistente Beschreibung gibt, denn dazu müßte das Modell mit einem einmalig bestimmten Wechselwirkungsradius auch alle anderen beobachteten Größen wiedergeben können. Aber auch das RQMD-Modell ergibt eine falsche Darstellung des Emissionsgebietes der Protonen. Offensichtlich sind die Rescattering-Mechanismen zu phänomenologisch um allgemeingültige Voraussagen liefern zu können.

5. Targetfragmentation

In diesem Kapitel soll nun versucht werden, die in dieser Analyse erzielten Ergebnisse zu interpretieren. Außerdem werden weitere Untersuchungen vorgestellt, die mit anderen Methoden Informationen über den Targetfragmentationsbereich erhalten haben. Es wird sich zeigen, daß sich daraus ein relativ einheitliches Bild des Reaktionsgeschehens im Targetbereich gewinnen läßt.

5.1 Die Protonenquelle

5.1.1 Räumliche Ausdehnung

Als Ursprung der Protonen sind im Targetbereich zwei Quellen denkbar. Wenn das naive Feuerball-Modell zutreffen würde, müßten sie aus dem Gebiet stammen, das direkt an der Reaktion teilnimmt (Participants). Dies bedeutet eine räumlich begrenzte Quelle bei mittleren Rapiditäten. In diesem Fall dürften im hinteren Rapiditätsintervall ($y \leq 0$) keine Protonen sichtbar sein. Im Bereich $y > 0$ sollten die Radiusparameter deutlich von den Projektildurchmessern abhängen. Für das Volumen der Quelle ergäbe sich aus einem einfachen geometrischen Bild die Proportionalität $\propto A_{Target}^{1/3} A_{Projektil}^{2/3}$, denn die Reaktionszone hätte dann die Form eines Zylinders, dessen Grundfläche durch das Projektil und dessen Höhe durch das Target bestimmt wäre.

Die andere mögliche Quelle stellen die Target-Spectator-Nukleonen dar, die durch die in der primären Reaktion erzeugten Teilchen angeregt werden (Rescattering). Diese würde einen relativ großen Radiusparameter ergeben, der hauptsächlich vom Target abhängen würde. Durch die Streuung der primären Reaktionsprodukte am Target könnten nun auch Teilchen in den rückwärtigen Rapiditätsbereich gelangen.

Die im vorigen Abschnitt vorgestellten Resultate führen nun zu dem Schluß, daß die zweite Quelle den wichtigsten Beitrag zu den im Targetbereich

sichtbaren Protonen liefert, denn in allen untersuchten Fällen zeigt sich eine deutliche Abhängigkeit des Radiusparameters zur Targetmasse $R \propto A_{Target}^{1/3}$. Der Exponent β ist für die p-Reaktion zwar etwas größer als für die ^{16}O -Reaktion, doch ist er in beiden Fällen innerhalb der Meßgenauigkeit mit dem Wert $1/3$ verträglich (s. S. 54). Dabei liegt R schon für die p-induzierten Reaktionen im Bereich des Targetkernradius und ist für das Au-Target für alle drei Projektile etwa gleich groß.

Eine Projektilabhängigkeit ist dagegen für die leichteren Targets erkennbar, wie das Verhältnis $\lambda = R(^{16}\text{O} + X)/R(p + X)$ für die verschiedenen Targets X zeigt. λ müßte für die beiden Quellentypen targetunabhängig sein aber unterschiedliche Werte haben.

Kein Rescattering :

$$\lambda = A_{^{16}\text{O}}^{2/9} \approx 1.85$$

Mit Rescattering :

$$\lambda = 1$$

Tatsächlich sinkt λ von 1.31 ± 0.35 für das C-Target auf 1.04 ± 0.12 für das Au-Target (s. Abb. 5.1). Dies zeigt, daß die Stärke des Rescatterings in erster Linie durch die Größe des Targets bestimmt wird, aber schon für ein leichtes Target eine wichtige Rolle spielt. Dafür spricht auch, daß die Größe des angeregten Gebietes für die ^{16}O und $^{32}\text{S} + \text{Au}$ Reaktionen fast zentralitätsunabhängig ist. Für ein ausreichend großes Target hat also die Größe der primären Reaktionszone einen überraschend geringen Einfluß auf die nachfolgende Targetkernanregung. Selbst eine periphere Reaktion bewirkt, daß Protonen über fast die gesamte Ausdehnung des Targets emittiert werden.

Dagegen ist die Abhängigkeit von der mittleren Protonenmultiplizität $\langle N_p \rangle$ für die p-Reaktionen deutlich verschieden von den ^{16}O - und ^{32}S -Reaktionen. Während bei den beiden letzteren eine klare Abhängigkeit zu $\propto \langle N_p \rangle^{1/3}$ vorliegt, ist der Anstieg des Radiusparameters mit $\langle N_p \rangle$ für die p-Reaktionen wesentlich stärker. Die Zahl der emittierten Protonen eignet sich also nicht zur einheitlichen Parametrisierung der Radiusparameter für alle Systeme. Die entscheidende Größe ist offensichtlich das Targetvolumen.

Die für die schweren Targets beobachtete Winkelabhängigkeit läßt sich ebenfalls in dieses Bild einfügen, denn im rückwärtigen Winkelbereich sind nur

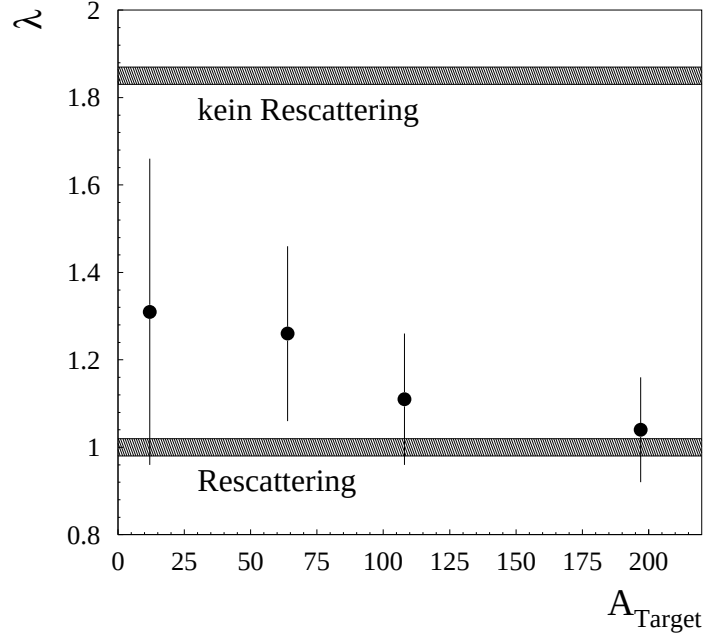


Abbildung 5.1: Die Abhängigkeit des Verhältnisses $\lambda = R(^{16}\text{O} + \text{X})/R(\text{p} + \text{X})$ von der Targetmasse (Erklärung s. Text).

die aus einer Kaskade nachfolgender Streuungen im Targetkern stammenden Protonen sichtbar. Im vorderen Winkelbereich können dagegen auch Protonen, die aus der direkten Reaktionszone kommen, beitragen. Da diese aus einem kleineren Gebiet emittiert werden, könnte dieser Effekt den für $\theta \leq 60^\circ$ gemessenen kleineren Radiusparameter erklären. Unklar bleibt jedoch, warum sich für die Systeme $\text{p} + \text{Cu}$ und $\text{p} + \text{C}$ ein umgekehrtes Verhalten zeigt. Wenn die Stärke der Kaskade für kleinere Targetmassen schwächer ausgeprägt ist, könnte sie für die p-induzierten Reaktionen zu schwach sein, um Protonen über ein größeres Gebiet in den rückwärtigen Bereich zu streuen. Der Exponent β aus der Parametrisierung $\propto A_{\text{Target}}^\beta$ nimmt mit θ sowohl für die p-, als auch für die ^{16}O -induzierten Reaktionen in der Tendenz zu (s. S. 59). Während er für die ^{16}O -Reaktionen jedoch nie stark vom Wert $1/3$ abweicht, ist er für die p-Reaktionen im Bereich $90^\circ < \theta < 160^\circ$ größer, das heißt, die Targetabhängigkeit ist dort im rückwärtigen θ -Bereich stärker. Dies könnte bedeuten, daß das Rescattering für die p-Reaktionen erst für schwere Targets

voll ausgeprägt ist, während es bei ^{16}O -Reaktionen auch schon bei leichteren Targets der Fall ist.

5.1.2 Zeitliche Ausdehnung

Es hat sich gezeigt, daß eine genaue Bestimmung der Lebensdauer relativ aufwendig ist und eine sehr gute Statistik erfordert. Allerdings läßt sich sagen, daß der Wert für τ in den beiden untersuchten Systemen $^{16}\text{O} + \text{Au}$, zentral, und $^{32}\text{S} + \text{Au}$, minimum Bias, sichtbar von 0 fm/c verschieden ist. Für die erste Reaktion kann als Wert etwa $\tau = 2 - 5$ fm/c angegeben werden, wenn der Rechnung eine gaußförmige Emissionszeitenverteilung zugrunde liegt. Die Tatsache, daß keine signifikante Energieabhängigkeit erkennbar ist, spricht ebenfalls dafür, daß die Lebensdauer nicht sehr groß ist. Daraus läßt sich schließen, daß eine sphärisch-symmetrische Quellenverteilung mit $\tau = 0$ fm/c die tatsächliche räumliche Ausdehnung der hier untersuchten Systeme nicht wesentlich überschätzt. Dafür läßt sich eine einfache Abschätzung geben, denn die longitudinale Komponente von R enthält einen τ -abhängigen Term :

$$R_{long} = R_{long0} + \sqrt{\frac{E_{cm}}{m_p}} \tau$$

Für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$ ergibt sich dabei $R_{long0} \approx 2.9$ fm mit den folgenden Werten : $E_{cm} = 130$ MeV, $R_{long} = 4.7$ fm, $\tau = 5.0$ fm/c. Der Gesamtbetrag von R reduziert sich so auf :

$$R_0 = \frac{1}{\sqrt{3}} \sqrt{2 \cdot (4.7 \text{ fm})^2 + (2.9 \text{ fm})^2} = 4.2 \text{ fm}$$

Allerdings bleibt zu bedenken, daß die Lebensdauer der Quelle für p- und für ^{16}O -induzierte Reaktionen unterschiedlich sein kann. Dies könnte vielleicht die Unterschiede bei den leichteren Targets erklären. Die Statistik der Proton-Reaktionen läßt jedoch keine genaue Klärung dieser Frage zu. Es ist jedoch anzunehmen, daß die Unterschiede nicht sehr gravierend sind, da τ schon für die ^{16}O -Reaktion relativ klein ist.

5.2 Andere Analysen

Der Targetbereich ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen ist in der letzten Zeit mit verschiedenen Methoden untersucht worden. Auch hier zeigte sich, daß die Anregung der Target-Spectator-Nukleonen durch die Wechselwirkung mit den in der Reaktion produzierten Teilchen einen wichtigen Anteil an der gesamten Reaktion hat.

An dieser Stelle sollen kurz die Ergebnisse anderer Analysen diskutiert werden, sofern sie für den Vergleich mit den in dieser Arbeit gewonnenen Resultaten von Interesse sind.

5.2.1 Die Multiplizitäts- und E_t -Verteilungen geladener Teilchen

Mit dem WA80-Aufbau wurde die Ausbeute geladener Teilchen in Abhängigkeit von der Pseudorapidität bestimmt [Alb92b]. Für diese Verteilung wurde eine Abhängigkeit von der Targetmasse entsprechend $dN/d\eta \propto A_{Target}^\alpha$ angenommen. Abbildung 5.2 zeigt nun α als Funktion der Pseudorapidität η . Im Targetfragmentationsbereich ($\eta \leq 0$) liegt der Wert bei 1, das heißt die Teilchenproduktion ist hier proportional zum Targetkernvolumen. Dies paßt zu der Beobachtung, daß eine Abhängigkeit der Radiusparameter entsprechend $R \propto \langle N_p \rangle^{1/3} \propto A_{Target}^{1/3}$ von der mittleren Protonenmultiplizität und der Targetmasse gegeben ist. Für den Bereich mittlerer Rapiditäten (y_{mid}) sinkt α auf etwa 1/3, wie es nach dem Feuerball-Modell zu erwarten wäre.

In das gleiche Bild sind die Resultate einer vergleichbaren Analyse eingezeichnet [Alb90]. Hier wurde die Targetabhängigkeit der transversalen Energie im Targetbereich ($-1.7 \leq \eta \leq 0.6$) untersucht, wobei Pionen und Baryonen getrennt behandelt wurden. Der extrahierte Wert für α liegt hier sogar über 1, reduziert sich aber auf 1.04, wenn eine realistischere Parametrisierung gewählt wird: $E_t \propto (A_{Target} - A_{Participants})^\alpha$.

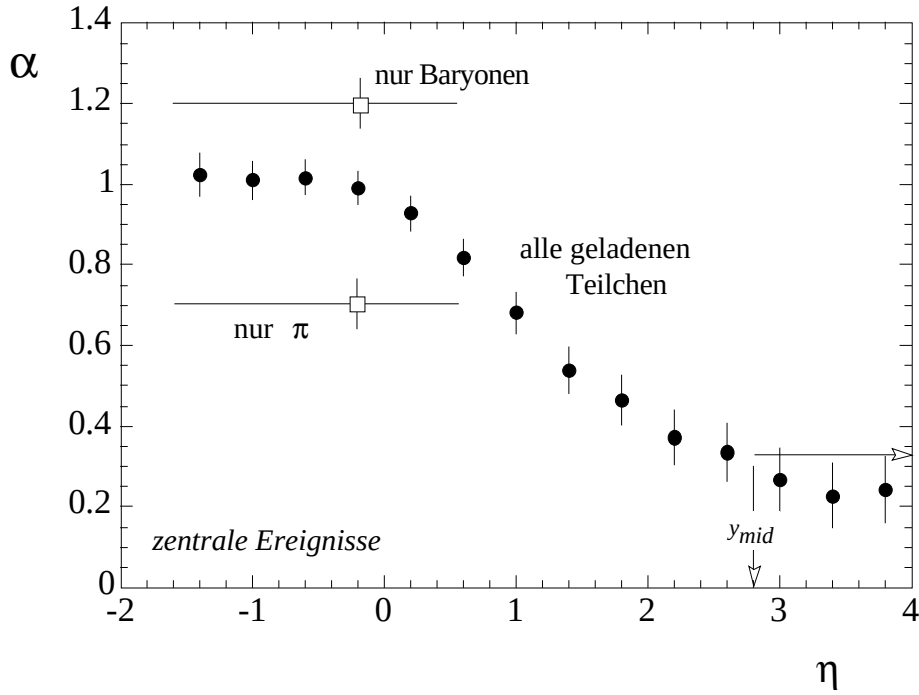


Abbildung 5.2: Die Variation des Parameters α mit der Pseudorapidität η . Dieser parametrisiert die Abhängigkeit der Ausbeute geladener Teilchen in der Form $dN/d\eta \propto A_{Target}^\alpha$. Untersucht wurden die Reaktionen $^{32}\text{S} + \text{Au}$, Ag und Cu bei 200 A GeV. Die offenen Symbole geben die Werte wieder, die aus einer Analyse der transversalen Energie ^{16}O -induzierter Reaktionen gewonnen wurden [Kam93].

5.2.2 Winkelverteilungen von Protonen im Targetbereich

In [Alb93] wurden die Winkelverteilungen von Protonen mit einer Energie $30 \text{ MeV} < E_{kin} < 400 \text{ MeV}$ mit Hilfe des Plastic-Balls gemessen. Untersucht wurden dort p- und π -induzierte Reaktionen bei 200 A GeV. Die Verteilungen ließen sich relativ gut durch den Ausdruck $\propto e^{\kappa \cos \theta}$ beschreiben. Dabei wurde der Parameter κ den Messungen angepaßt und dessen Targetabhängigkeit bestimmt.

Dabei zeigte sich, daß κ von (0.75 ± 0.01) für das Au-Target auf (1.32 ± 0.01) für C ansteigt, das heißt, die Verteilung ist für die schwereren Targets flacher. Die Folgerung hieraus ist, daß die leichteren Targets nicht groß genug sind, um

eine vollständige Kaskade auszubilden, während diese beim Au-Target deutlich sichtbar ist. Dies deckt sich mit der Beobachtung, daß für leichte Targets eine Projektilabhängigkeit des Radiusparameters feststellbar ist, für das schwere Au-Target jedoch nicht.

5.2.3 pp-Korrelationen der Reaktionen $^{28}\text{Si} + \text{Al}$ und Au bei 14.6 A GeV

Es gibt leider keine Untersuchung von pp-Korrelationen, deren Ergebnisse sich zum direkten Vergleich mit den hier vorgestellten eignen würden. Das einzige Beispiel für eine solche Analyse im ultrarelativistischen Energiebereich ist in [Zaj92] gegeben. Dort wurden von der E802-Kollaboration am AGS die zentralen Reaktionen $^{28}\text{Si} + \text{Al}$ und Au bei 14.6 A GeV bei einer Rapidität $y \approx 1.3$ untersucht.

Für die Reaktion $^{28}\text{Si} + \text{Al}$ ergab sich dabei ein Wert, der dem Durchmesser des Si-Kernes entspricht ($R = (2.06 \pm 0.10)$ fm), während sich in der $^{28}\text{Si} + \text{Au}$ -Reaktion ein größerer Radiusparameter ergab ($R = (2.74 \pm 0.08)$ fm). Diese Werte liegen deutlich unter den, in dieser Arbeit bestimmten, Radiusparametern für die Reaktionen $^{32}\text{S} + \text{Al}$ ($R = (2.9 \pm 0.24)$ fm) und $^{32}\text{S} + \text{Au}$ ($R = (4.4 \pm 0.34)$ fm). Offenbar wird die Protonenquelle in diesem Rapiditätsbereich hauptsächlich durch die Participant-Nukleonen bestimmt. Für das Au-Target macht sich eventuell der Einfluß der Target-Spectator bemerkbar.

5.2.4 Bose-Einstein-Korrelationen

Ein anderes Bild bietet sich, wenn der Targetfragmentationsbereich mit der Hilfe von $\pi^+\pi^+$ -Korrelationsfunktionen untersucht wird. Dies wurde in [Pei93] durchgeführt, wo ebenfalls Plastic-Ball-Daten der gleichen Reaktionen wie in dieser Arbeit, analysiert wurden. Ein Beispiel einer Korrelationsfunktion ist in Abbildung 2.2 dargestellt.

An die Daten wurde eine Gaußfunktion entsprechend folgender Gleichung angepaßt :

$$C(Q_T, Q_L) = 1 + \lambda \cdot \exp\left(-\frac{Q_T^2 R_T^2}{2} - \frac{Q_L^2 R_L^2}{2}\right) \quad (5.1)$$

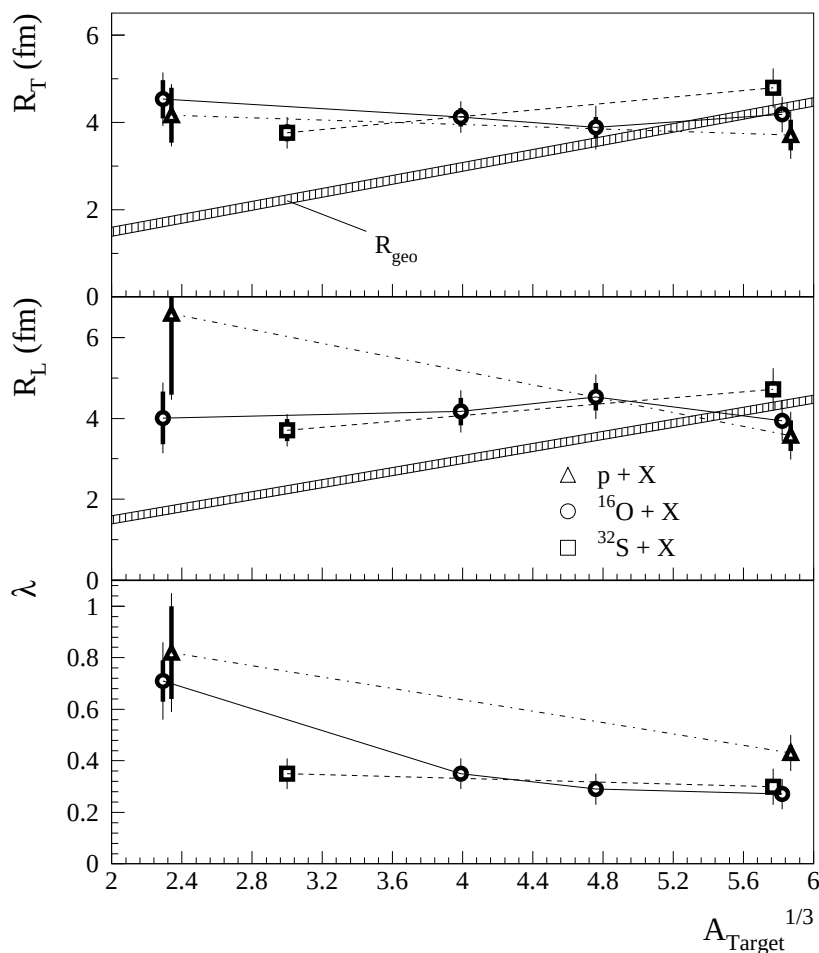


Abbildung 5.3: Die Fitparameter der $\pi^+\pi^+$ -Korrelationsfunktionen in Abhängigkeit von der Targetmasse A . Untersucht wurden die Reaktionen $(p, ^{16}\text{O}) + (\text{C}, \text{Cu}, \text{Ag}, \text{Au})$ und $^{32}\text{S} + (\text{Al}, \text{Au})$ bei 200 A GeV. R_{geo} entspricht dem geometrischen Kernradius (s. Gl. 4.1) [Pei93].

Hiebei stellen Q_T und R_T die transversale und Q_L und R_L die longitudinale Komponente von Q , bzw. R dar. Der Faktor λ beschreibt die beobachtete Korrelationsstärke. Die Coulomb-Abstoßung wurde durch Multiplikation mit dem Gamow-Faktor (Gl. 2.4) korrigiert. Abbildung 5.3 zeigt die Variation der drei Fitparameter R_T , R_L und λ mit der Targetmasse. Im Gegensatz zu den Resultaten der pp-Korrelationen zeigt sich hier keine eindeutige Abhängigkeit

für die Radiusparameter. R_T und R_L liegen beide für alle Targets um 4 fm. λ nimmt jedoch zu den schwereren Targets hin ab, für die die Einkomponenten-Fitfunktion nur eine schlechte Beschreibung der Daten gibt.

Eine bessere Anpassung an alle Systeme liefert eine zweikomponentige Gaußfunktion :

$$C(Q_T, Q_L) = 1 + \left[\lambda_1 \cdot \exp\left(\frac{-Q_T^2 R_{T_1}^2 - Q_L^2 R_{L_1}^2}{4}\right) + \lambda_2 \cdot \exp\left(\frac{-Q_T^2 R_{T_2}^2 - Q_L^2 R_{L_2}^2}{4}\right) \right]^2 \quad (5.2)$$

Hier zeigt sich ein deutlicher Anstieg der Radiusparameter für beide Komponenten mit der mittleren Protonenmultiplizität $\langle N_p \rangle$. R_T und R_L wachsen von 1 fm auf 4-5 fm für die erste und bis über 15 fm für die zweite Komponente. Die Parameter λ zeigen keine ausgeprägte Variation mehr.

5.3 Schlußfolgerungen

Aus den Ergebnissen der pp-Korrelationen ergibt sich in Verbindung mit den anderen hier vorgestellten Analysen damit ein relativ zusammenhängendes Bild. Der Targetkern bleibt nicht, wie es dem einfachen Feuerball-Modell entspräche, weitestgehend an der Reaktion unbeteiligt, sondern ist vielmehr vollständig daran beteiligt. Dies folgt aus der Abhängigkeit $R \propto A_{Target}^{1/3}$ und der Proportionalität der Teilchenmultiplizität zur Targetmasse im Targetbereich. Die Reichweite der nachfolgenden Streuungen sind für die p-induzierten Reaktionen im wesentlichen durch die Größe des Targets bestimmt. Sichtbar wird dies in der Abhängigkeit der Form der Winkelverteilungen von der Targetmasse und in der Projektilabhängigkeit der Radiusparameter für die leichteren Targets. Für ein schweres Target wie Au ist die Streu-Kaskade für alle Projektilen gleich stark ausgeprägt. Das Volumen, aus dem die Protonen emittiert werden, ist dabei nahezu unabhängig von der Größe der primären Reaktionszone, wie die Untersuchung der Zentralitätsabhängigkeit zeigt.

Die Ergebnisse der E802-Kollaboration lassen sich wegen der unterschiedlichen Reaktionsenergie nur schwer mit den hier vorgestellten vergleichen. Außerdem

wurde dort in einem Rapiditätsbereich der Reaktion gemessen, in dem hauptsächlich die Participant-Nukleonen sichtbar sind. Die Werte liegen jedoch deutlich unter den hier bestimmten.

Die Resultate der Bose-Einstein-Korrelationen im Targetfragmentationsbereich zeigen ein wesentlich komplexeres Verhalten, als die der pp-Korrelationen. Die Herkunft der Pionen und deren Verhalten in der Reaktion sind im Vergleich zu den Protonen deutlich verschieden, so daß sich hier keine Vergleiche anstellen lassen.

Der Vergleich der Korrelationsfunktion für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$ mit den Rechnungen, die mit Hilfe des VENUS- und des RQMD-Modells erstellt wurden, zeigt, daß der dort verwendete Rescattering-Mechanismus nicht in der Lage ist, eine richtige Beschreibung des Protonen-Emissionsgebietes zu geben.

6. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde der Targetfragmentationsbereich ultrarelativistischer Schwerionenreaktionen mit der Hilfe von Proton-Proton-Korrelationen untersucht.

Es wurde eine kurze Beschreibung der Physik des Quark-Gluon-Plasmas und des Reaktionsverlaufes von hochenergetischen Schwerionenstößen gegeben. Anschließend wurde der Aufbau des WA80-Experimentes, mit dem die hier ausgewerteten Daten gemessen wurden, beschrieben.

Im zweiten Kapitel wurde eine Übersicht über das Gebiet der Teilcheninterferometrie gegeben. Die theoretischen Grundlagen der Proton-Proton-Korrelationen sind anschließend ausführlich dargestellt worden. Dabei wurde der Einfluß der verschiedenen Wechselwirkungen zwischen den Protonen und der Form der Quellenverteilung untersucht. Weiterhin wurden dargestellt, welche Auswirkungen eine endliche Lebensdauer der Quelle auf die Korrelationsfunktionen hat, und auf welche Weise genauere Informationen über den Parameter τ gewonnen werden können. Außerdem wurde das Programm von Scott Pratt, mit dem die Berechnungen durchgeführt wurden, beschrieben.

Im darauf folgenden Kapitel findet sich eine genaue Beschreibung des Plastic-Ball-Detektors. Sein Auflösungsvermögen und die Güte der Teilchenidentifizierung wurden bestimmt. Es wurde versucht, alle Einflüsse des Detektors zu verstehen und in der Analyse zu berücksichtigen. Die Bestimmung der experimentellen Korrelationsfunktion und insbesondere das Verfahren des Event-Mixings mit Alternativen wurden beschrieben. Weiterhin sind die Anpassungen des Programms an die experimentellen Gegebenheiten dargestellt worden. Das Verfahren der Bestimmung der Radiusparameter und deren systematische Unsicherheiten wurden erläutert.

Das vierte Kapitel enthält die Resultate der Analyse. Dabei zeigte sich insbesondere eine deutliche Abhängigkeit der Radiusparameter von der

Targetmasse entsprechend $R \propto A_{Target}^{1/3}$. Weiterhin wurden die Winkel-, Energie-, P_t -, $\langle N_p \rangle$ - und Zentralitätsabhängigkeit untersucht. Außerdem wurde versucht für die Reaktion $^{16}\text{O} + \text{Au}$ die Lebensdauer der Protonenquelle zu bestimmen. Die Korrelationsfunktion für die Reaktion $^{32}\text{S} + \text{Au}$ wurde mit den Modellen VENUS und RQMD verglichen.

Im letzten Kapitel wurde versucht, die gewonnenen Ergebnisse zu interpretieren, und durch Vergleich mit anderen Analysen ein Bild des Reaktionsgeschehens im Targetbereich zu gewinnen. Dieses sieht demnach so aus, daß der Targetkern vollständig durch in der primären Reaktionszone erzeugte Teilchen angeregt wird und die naive Einteilung in Participant- und Spectator-Nukleonen eine grobe Vereinfachung darstellt.

A. Radiusparameter

A.1 Minimum Bias

Reaktion	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)	
p + C	1.6	± 0.1	± 0.14	2.273
p + Cu	2.7	± 0.1	± 0.14	1.802
p + Ag	3.5	± 0.1	± 0.14	0.800
p + Au	4.5	± 0.2	± 0.14	1.179
$^{16}\text{O} + \text{C}$	2.1	± 0.1	± 0.14	2.013
$^{16}\text{O} + \text{Cu}$	3.4	± 0.1	± 0.14	1.551
$^{16}\text{O} + \text{Ag}$	3.9	± 0.1	± 0.14	3.068
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	4.7	± 0.1	± 0.20	8.205
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	2.9	± 0.1	± 0.14	3.503
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	4.4	± 0.1	± 0.24	18.11

A.2 Zentralitätsabhängigkeit

A.2.1 Klassifizierung nach E_{ZDC}

Reaktion	Zentralität	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
			stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	zentral	4.8	± 0.1	± 0.20	6.919
	mittel	4.8	± 0.3	± 0.14	2.771
	peripher	3.8	± 0.2	± 0.14	2.159
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	zentral	4.4	± 0.1	± 0.24	11.51
	mittel	5.1	± 0.2	± 0.14	1.356
	peripher	5.0	± 0.3	± 0.14	1.052

A.2.2 Klassifizierung nach N_p

Reaktion	N_p	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
			stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	2 - 6	4.4	± 0.3	± 0.20	0.734
	6 - 10	4.6	± 0.2	± 0.20	2.354
	10 - 14	4.7	± 0.1	± 0.20	1.549
	14 - 18	4.5	± 0.2	± 0.20	0.878
	18 - 22	4.9	± 0.3	± 0.20	1.220
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	2 - 6	4.6	± 0.2	± 0.24	0.579
	6 - 10	4.6	± 0.1	± 0.24	5.127
	10 - 14	4.6	± 0.1	± 0.24	5.589
	14 - 18	4.4	± 0.1	± 0.24	5.031
	18 - 22	4.2	± 0.2	± 0.24	2.395
	22 - 26	4.1	± 0.4	± 0.24	1.204

A.3 Abhängigkeit von Teilchenvariablen

A.3.1 Laborwinkel θ

$160^\circ > \theta > 90^\circ$

Reaktion	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)	
p + C	1.4	± 0.1	± 0.14	1.701
p + Cu	2.0	± 0.2	± 0.14	3.596
p + Ag	3.3	± 0.2	± 0.14	0.950
p + Au	4.7	± 0.3	± 0.14	1.270
$^{16}\text{O} + \text{C}$	1.7	± 0.2	± 0.14	1.056
$^{16}\text{O} + \text{Cu}$	3.4	± 0.2	± 0.14	0.716
$^{16}\text{O} + \text{Ag}$	4.3	± 0.2	± 0.14	1.752
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	4.8	± 0.2	± 0.14	2.603
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	3.1	± 0.2	± 0.14	0.333
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	4.6	± 0.2	± 0.14	1.918

$90^\circ > \theta > 60^\circ$

Reaktion	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{C}$	2.2	± 0.2	± 0.14	0.725
$^{16}\text{O} + \text{Cu}$	3.4	± 0.2	± 0.14	0.514
$^{16}\text{O} + \text{Ag}$	4.0	± 0.2	± 0.14	1.371
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	4.6	± 0.2	± 0.14	2.797
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	2.8	± 0.2	± 0.14	1.541
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	4.5	± 0.2	± 0.14	4.692

$60^\circ > \theta > 30^\circ$

Reaktion	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{C}$	2.3	± 0.2	± 0.14	1.643
$^{16}\text{O} + \text{Cu}$	3.5	± 0.2	± 0.14	1.023
$^{16}\text{O} + \text{Ag}$	3.9	± 0.2	± 0.14	2.309
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	4.3	± 0.1	± 0.20	5.882
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	2.8	± 0.1	± 0.14	2.718
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	3.9	± 0.1	± 0.24	14.56

$90^\circ > \theta > 30^\circ$

Reaktion	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)	
$\text{p} + \text{C}$	1.9	± 0.2	± 0.14	1.592
$\text{p} + \text{Cu}$	3.0	± 0.2	± 0.14	0.965
$\text{p} + \text{Ag}$	3.5	± 0.2	± 0.14	1.318
$\text{p} + \text{Au}$	4.4	± 0.2	± 0.14	0.804

A.3.2 Schwerpunktsenergie

Reaktion	E_{cm} (MeV)	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
			stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	0 - 100	5.0	± 0.2	± 0.20	0.943
	100 - 200	4.6	± 0.1	± 0.20	6.227
	200 - 300	4.3	± 0.1	± 0.20	3.565
	300 - 400	4.9	± 0.3	± 0.20	2.065
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	0 - 100	4.2	± 0.2	± 0.24	2.011
	100 - 200	4.4	± 0.1	± 0.24	3.282
	200 - 300	4.3	± 0.1	± 0.24	4.960
	300 - 400	4.8	± 0.2	± 0.24	2.458

A.3.3 Transversalimpuls

Reaktion	P_t (MeV/c)	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
			stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{Au}$	0 - 300	4.8	± 0.1	± 0.20	3.209
	300 - 500	4.5	± 0.1	± 0.20	3.355
	500 - 1000	4.6	± 0.2	± 0.14	0.857
$^{32}\text{S} + \text{Au}$	0 - 300	4.2	± 0.2	± 0.24	2.794
	300 - 500	4.6	± 0.1	± 0.20	8.815
	500 - 1000	4.5	± 0.2	± 0.14	1.038
$^{32}\text{S} + \text{Al}$	0 - 300	2.5	± 0.1	± 0.14	1.237
	300 - 500	3.1	± 0.1	± 0.14	1.989
	500 - 1000	3.0	± 0.3	± 0.14	0.336

A.4 Untersuchung der Lebensdauer

A.4.1 Vergleich von C_{par} , C_{out} und C_{in}

Reaktion	Richtung	R (fm)	Unsicherheit		χ^2/ν
	von $\vec{q}$		stat. (fm)	syst. (fm)	
$^{16}\text{O} + \text{Au}$ zentral	parallel	4.3	± 0.2	± 0.20	1.674
	out	5.0	± 0.2	± 0.20	2.550
	in	5.0	± 0.2	± 0.20	1.234
$^{32}\text{S} + \text{Au}$ minimum Bias	parallel	4.0	± 0.2	± 0.24	4.055
	out	4.5	± 0.2	± 0.24	1.788
	in	4.5	± 0.2	± 0.24	2.992

A.4.2 Rechnung mit $\tau \neq 0$ fm/c

$^{16}\text{O} + \text{Au}$, zentral, 200 A GeV

Richtung	R (fm)	Unsicherheit		τ (fm/c)	Unsicherheit	χ^2/ν
		stat. (fm)	syst. (fm)		stat. (fm/c)	
total	4.5	± 0.1	± 0.20	3.5	± 1.5	3.531
parallel	4.4	± 0.1	± 0.20	4.5	± 2.0	1.446
out	4.6	± 0.2	± 0.20	3.0	± 1.0	3.550
in	4.6	± 0.1	± 0.20	3.5	± 1.0	5.706

B. Kinematische Variablen

B.1 Einteilchenvariablen

In der Hochenergiephysik werden Ort und Zeit, sowie Impuls und Energie eines Teilchens üblicherweise zu Vierervektoren zusammengefaßt.

$$\begin{aligned}x^\mu &= (t, x, y, z) \\ p^\mu &= (E, p_x, p_y, p_z)\end{aligned}$$

Die Länge und das Produkt zweier Vierervektoren sind invariant unter Lorentztransformationen. Diese stellen sich für die Vierervektoren bei einer Transformation in ein in z -Richtung mit Geschwindigkeit v bewegtes System auf folgende Weise dar :

$$\begin{aligned}x^{\mu'} &= \Lambda_\nu^\mu x^\nu \\ p^{\mu'} &= \Lambda_\nu^\mu p^\nu\end{aligned}$$

Dabei gilt :

$$\Lambda_\nu^\mu = \begin{pmatrix} \gamma & 0 & 0 & -\gamma\beta \\ 0 & 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ -\gamma\beta & 0 & 0 & \gamma \end{pmatrix}$$

mit :

$$\beta = v, \quad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

Dabei wurde der Wert für die Lichtgeschwindigkeit, wie in der Hochenergiephysik üblich, gleich 1 gesetzt ($c = 1$). Die Länge des Viererimpulses ergibt die invariante Masse (Ruhemasse) des entsprechenden Teilchens.

$$m_0^2 = p^\mu p_\mu = E^2 - \vec{p}_1 \cdot \vec{p}_2$$

Der Transversalimpuls P_t , das heißt, die Impulskomponente senkrecht zur Strahlrichtung (hier z-Achse), ist ebenfalls lorentzinvariant.

$$\vec{p}_t \equiv \hat{z} \times (\vec{p} \times \hat{z}), \quad p_t = |\vec{p}_t|$$

Dies gilt jedoch nicht für die longitudinale Komponente des Impulses.

$$\vec{p}_l \equiv \vec{p} \cdot \hat{z}, \quad p_l = |\vec{p}_l|$$

Deshalb wird an dessen Stelle eine Variable mit einfacheren Transformationseigenschaften gewählt, die Rapidity.

$$\begin{aligned} y &\equiv \frac{1}{2} \log \left(\frac{E + p_l}{E - p_l} \right) \\ &= \operatorname{atanh} \left(\frac{p_l}{E} \right) \end{aligned}$$

Daneben gibt es noch die sogenannte Pseudorapidity, die verwendet wird, wenn die Masse des Teilchens unbekannt ist.

$$\eta \equiv -\log \left\{ \tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right\}$$

Wenn die Energie sehr groß gegenüber der Teilchenruhemasse ist, stimmen Rapidity und Pseudorapidity annähernd überein. Eine Lorentztransformation stellt sich für die Rapidity als sehr einfach dar :

$$y' = y + \operatorname{atanh}(\beta)$$

Deshalb ändern Rapidityverteilungen unter Lorentztransformationen ihre Form nicht.

B.2 Zweiteilchenvariablen

Die zwei Teilchen sollen die Impulse p_1^μ und p_2^μ besitzen. Die Gesamtenergie einer Zweiteilchenreaktion im Schwerpunktsystem ist durch die Mandelstam-Variable $\sqrt{s}$ gegeben.

$$s \equiv (p_1^\mu + p_2^\mu)^2$$

Durch den Gesamtimpuls $\vec{P} \equiv \vec{p}_1 + \vec{p}_2$ ist die Bewegung des Schwerpunktes des Teilchenpaares gegeben. $\vec{P}_t$ stellt dessen transversale Komponente dar.

$$\vec{P}_t \equiv \hat{z} \times (\vec{P} \times \hat{z})$$

Die Differenz der beiden Impulse ergibt den Relativimpuls.

$$q^\mu \equiv p_1^\mu - p_2^\mu$$

Dieser wird häufig in zwei Teile aufgespalten.

$$\begin{aligned} q_0 &\equiv |E_1 - E_2| \\ \vec{q} &\equiv \vec{p}_1 - \vec{p}_2, \quad q = |\vec{q}| \end{aligned}$$

Von besonderem Interesse für die Teilcheninterferometrie ist der Betrag des Viererimpulses.

$$\begin{aligned} Q^2 &\equiv -q^\mu q_\mu \\ &= -(p_1^\mu - p_2^\mu)^2 \\ &= q^2 - q_0^2 \end{aligned}$$

Q ist relativistisch invariant und gleich der Dreierimpulsdifferenz q_{cm} im Schwerpunktsystem.

Für die Untersuchung von pp-Korrelationen sind noch verschiedene Projektionen von $\vec{q}$ von Interesse.

$$\begin{aligned} \vec{q}_{par} &\equiv (\vec{q} \cdot \vec{P}) \frac{\vec{P}}{|\vec{P}|^2}, \quad q_{par} = |\vec{q}_{par}| \\ \vec{q}_{out} &\equiv -\frac{\vec{P} \times \hat{z}}{|\vec{P}|} \cdot \vec{q}, \quad q_{out} = |\vec{q}_{out}| \\ \vec{q}_{in} &\equiv \frac{1}{|\vec{P}|} \left(|\vec{P}_t| \hat{z} \cdot \vec{q} - \frac{(\vec{P} \cdot \hat{z})(\vec{P}_t \cdot \vec{q})}{|\vec{P}_t|} \right), \quad q_{in} = |\vec{q}_{in}| \end{aligned}$$

Dabei bezeichnet $\vec{q}_{par}$ die Komponente, die in Richtung des Gesamtimpulses liegt. $\vec{q}_{in}$ befindet sich in, und $\vec{q}_{out}$ außerhalb der Reaktionsebene. Diese wird durch die Strahlachse und $\vec{P}$ bestimmt.

Literaturverzeichnis

- [Alb89] R. Albrecht et al., Nucl. Instr. and Meth. **A276** (1989) 131-139
- [Alb90] R. Albrecht et al. (WA80 Kollaboration), Z. Phys. **C45** (1990) 529-537
- [Alb92a] R. Albrecht et al. (WA80 Kollaboration), Z. Phys. **C53** (1992) 225-237
- [Alb92b] R. Albrecht et al. (WA80 Kollaboration), Z. Phys. **C55** (1992) 539-548
- [Alb93] R. Albrecht et al. (WA80 Kollaboration), Z. Phys. **C57** (1993) 37-42
- [And83] B. Anderson, G. Gustafson, G. Ingelman und T. Sjöstrand, Phys. Rep. **97** (1983) 31
- [And87] B. Andersson, G. Gustafson und B. Nilsson-Almqvist, Nucl. Phys. **B281** (1987) 289-309
- [Atr74] X. Atru und G. Mennessier, Nucl. Phys. **B70** (1974) 93
- [Awe88] T. C. Awes et al., Phys. Rev. Lett. **61** (1988) 2665-2668
- [Awe89] T, C, Awes et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 479-502
- [Bad82] A. Baden et al., Nucl. Instr. and Meth. **A203** (1982) 189
- [Bam88] A. Bamberger et al. (NA35 Kollaboration), Phys. Lett. **B203** (1988) 320
- [Bau90] H. Baumeister et al., Nucl. Instr. and Meth. **A292** (1990) 81-96

- [Bau91] W. Bauer et al., Phys. Rev. **C43** (1991) 1804
- [Bau92] W. Bauer, C.-K. Gelbke und S. Pratt, *Hadronic Interferometry in Heavy Ion Collisions*, preprint MSUCL-824, Februar 1992, wird veröffentlicht in Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci., **42**
- [Ber89] G. F. Bertsch, Nucl. Phys. **A489** (1989) 173c
- [Bia87] A. Bialas und M. Gyulassy, Nucl. Phys. **B291** (1987) 793
- [Boa90] D. H. Boal, C.-K. Gelbke und B. K. Jennings, *Intensity Interferometry in Subatomic Physics*, Rev. of Mod. Phys., **62** (1990) 3
- [Gla93] R. Glasow, 1993, private Mitteilung
- [Gol60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee und A. Pais, Phys. Rev. **120** (1960) 120
- [Gon91] W. G. Gong, W. Bauer, C. K. Gelbke und S. Pratt, Phys. Rev. **C43** (1991) 781
- [Csö90a] T. Csörgö, J. Zimányi, J. Bondorf und H. Heiselberg, Z. Phys. **C46** (1990) 507-512
- [Csö90b] T. Csörgö, J. Zimányi, J. Bondorf, H. Heiselberg und S. Pratt, Phys. Lett. **B241** (1990) 301
- [Gus84] H. Å. Gustafsson et al., (Plastic-Ball-Kollaboration), Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 544
- [Gyu79] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann und L. W. Wilson, Phys. Rev. **C20** (1979) 2267-2292
- [Han56] R. Hanbury-Brown und R. Q. Twiss, Nature **178** (1956) 1046
- [Han74] R. Hanbury-Brown, *The Intensity Interferometer*, Taylor and Francis Ltd, London, (1974)
- [Kam92] K. H. Kampert et al. (WA80-Kollaboration), Nucl. Phys. **A544** (1992) 183c-196c

- [Kam93] K. H. Kampert et al. (WA80-Kollaboration), Prog. Part. Nucl. Phys. **30** (1993) 171-180
- [Koo77] S. E. Koonin, Phys. Lett. **B70** (1977) 43
- [Lis91] M. A. Lisa, W. G. Gong, C. K. Gelbke und W. G. Lynch, preprint MSUCL-798, Oktober 1991
- [Lør89] B. Lørstad, *Boson Interferometry: A Review of High Energy Data and its Interpretation*, Int. Jou. of Mod. Phys. **A4** (1989) 2861-2896
- [Lyn83] W. G. Lynch et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 1850
- [Mes61] A. Messiah, *Quantum Mechanics*, Vol. 1, North-Holland, Amsterdam (1961) 485
- [Par92] Particle Data Group, *Particle Properties Data Booklet* (1992)
- [Pea31] F. G. Pease, Scient. Am. **143** (1931) 290
- [Pei90] T. Peitzmann, *Bose-Einstein-Korrelationen in ultrarelativistischen Schwerionenreaktionen*, Dissertation, Institut für Kernphysik, Münster, 1990
- [Pei93] T. Peitzmann et al. (WA80-Kollaboration), Preprint IKP-MS-93/0301, Januar 1993, wird veröffentlicht in : Proceedings of Int. Conf. on Physics and Astrophysics of the Quark-Gluon-Plasma, Calcutta (1993)
- [Per90] D. W. Perkins, *Hochenergiephysik*, Addison-Wesley, 1990
- [Pra84] S. Pratt, Phys. Rev. Lett. **53** (1984) 1219
- [Pra87] S. Pratt und M. B. Tsang, Phys. Rev. **C36** (1987) 2390
- [Pra90] S. Pratt, T. Csörgő und J. Zimányi, Phys. Rev. **C42** (1990) 2646
- [Pra92] S. Pratt, 1992, private Mitteilung
- [Poc87] J. Pochodzalla et al., Phys. Rev. **C35** (1987) 1695
- [Rei68] R. V. Reid, jr., Ann. Phys. (N. Y.) **50** (1968) 411

- [Sat91] H. Satz, preprint CERN-TH 6216/91 Oktober 1991
- [Sin90] B. Sinha, S. Pal und S. Raha, *Quark-Gluon-Plasma*, Springer (1990)
- [Sin91] Yu. M. Sinyukov, V. A. Averchenkov und B. Lørstad, Z. Phys. **C49** (1991) 417
- [Sor89] H. Sorge, H. Stöcker und W. Greiner, Nucl. Phys. **A498** (1989) 567c
- [Wer89] K. Werner, Phys. Rev. Lett. **62** (1989) 2460
- [You89] G. R. Young et al., Nucl. Instr. and Meth. **A279** (1989) 503-517
- [Zaj92] B. Zajc et al., (E802 und E859 Kollaboration), Nucl. Phys. **A544** (1992) 237c

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich bei der Erstellung dieser Arbeit unterstützt haben:

Herrn Professor Dr. Rainer Santo für die interessante Aufgabenstellung, für die lehrreichen Aufenthalte am CERN und die Ermöglichung der Teilnahme an Tagungen in Salzburg und Mainz.

Herrn Dr. Thomas Peitzmann für die Einführung in das Themengebiet der Teilcheninterferometrie und die Betreuung während meiner Arbeit.

Herrn Dipl.-Phys. Georg Clewing und Dipl.-Phys. Georg Hölker für wertvolle Tips und Hilfen.

Herrn Dr. Karl-Heinz Kampert für zahlreiche Hinweise und Diskussionen.

Allen weiteren Mitgliedern der SAPHIR-Gruppe danke ich für ihre Unterstützung und für das gute Arbeitsklima:

Dipl.-Phys. Christoph Barlag, Dipl.-Phys. Dirk Bock, Dipl.-Phys. Ernst-Michael Böhne, Damian Bucher, Dipl.-Phys. Arne Claussen, Uwe Denningmann, Dr. Richard Glasow, Jörn Langheinrich, Hubertus Schlagheck, Thomas Lister, Jens Mantaj, Georg Schepers, Michael Schnittker, Dipl.-Phys. Karsten Steffens, Dipl.-Phys. Dieter Stüken.

Allen Mitgliedern der WA80-Kollaboration, die eine erfolgreiche Durchführung des Experimentes möglich gemacht haben.

Kirsten für ihre Geduld und wertvolle Korrekturen.

Meinen Eltern, die mir dieses Studium ermöglicht haben.

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Diplomarbeit ohne fremde Hilfe verfaßt und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt habe.

Münster, den 3. März 1997

Christoph Blume