Bestimmung von Aufbruchtemperaturen und –radien aus Leichtteilchenkorrelationen in ^{197}Au + ^{197}Au Kollisionen bei 1 A·GeV

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe–Universität
in Frankfurt am Main
von

Sebastian Fritz
aus
Braunschweig

Frankfurt am Main
1997
(D F 1)

Vom Fachbereich Physik der Johann Wolfgang Goethe – Universität
als Dissertation angenommen.

Dekan:	Prof. Dr. K. Bethge
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputation:	15.10.1997

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung

Relativistische Schwerionenkollisionen bieten eine einzigartige Möglichkeit, Kernmaterie unter extremen Dichten und Temperaturen zu betrachten. Die zugrundeliegende Frage solcher Experimente ist die Zustandsgleichung der Kernmaterie, die eine Schlüsselposition in der Entstehung des Weltalls vom Urknall über Supernovae bis zu Neutronensternen und schwarzen Löchern einnimmt.

Man kann die verschieden Zustände der Kernmaterie im Temperatur–Dichte–Phasendiagramm darstellen, wie dies in Abbildung 1.1 dargestellt ist. Der Grundzustand befindet sich bei der Dichte $\rho = \rho_0$ und $T = 0$. Schwerionenkollisionen können einen weiten Be-

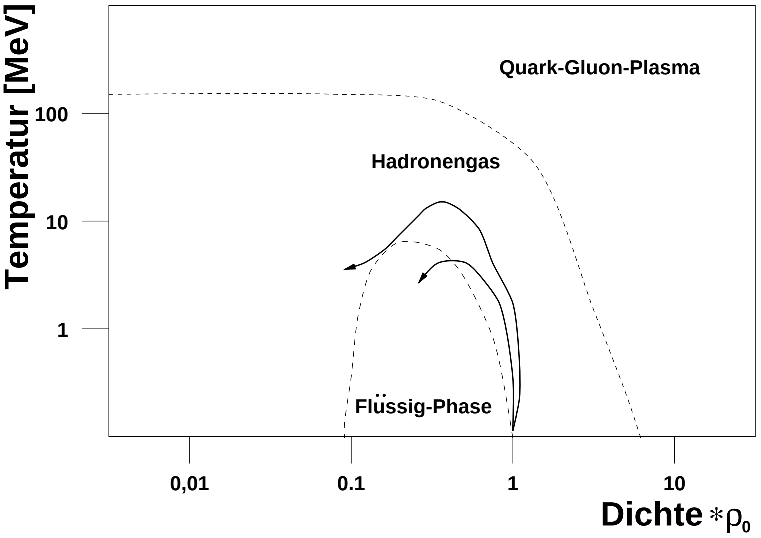


Abbildung 1.1: T–ρ–Phasendiagramm der Kernmaterie in doppelt–logarithmischer Darstellung (nach [Sie84]) — Mit den Pfeilen sind zwei mögliche Trajektorien dargestellt, die mit Spektator–Materie im Energiebereich um 1 A·GeV untersucht werden können

reich dieses Phasendiagramms 'abtasten'. Während bei den ultrarelativistischen Schwerionenkollisionen, die z.B. am AGS[1] oder SPS[2] nach dem sogenannten Phasenübergang der Kernmaterie vom Hadronengas in das Quark–Gluon–Plasma gesucht wird, bewegt man sich bei den Reaktionen um 1 A·GeV im Phasendiagramm ungefähr an der Phasengrenze vom flüssigen in den gasförmigen Zustand.

[1]Alternating Gradient Synchrotron, Brookhaven National Laboratory, Long Island, USA
[2]SuperProtonSynchrotron, CERN, Schweiz

Im Unterschied zur Zustandsgleichung unendlicher Kernmaterie sind die in Schwerionenkollisionen vorhandenen Teilchenzahlen klein (in unserem Fall 400 Nukleonen bei Au+Au) und ein großer Teil der wechselwirkenden Teilchen geladen. Diese Systeme sind zu groß, um mit angemessenem Aufwand vollständig (das heißt die Wechselwirkung jedes Teilchens mit jedem anderen) zu beschreiben, andererseits sind sie für eine statistische Beschreibung ziemlich klein.

Energieübertrag in einer Schwerionenkollision

Eine relativistische Schwerionenkollision kann man sich als einen zweiphasigen Prozeß vorstellen:

1. In der 'Kollisionsphase' (Größenordnung einige 10^{-23} s) erhalten die Reaktionspartner (Projektil und Target) durch Nukleon–Nukleon–Stöße Anregungsenergie.

2. In der langsameren 'Thermalisierungsphase' kommt es zur Reorganisation, Expansion, Thermalisierung und schließlich in Abhängigkeit von der übertragenen Anregungsenergie zum Zerfall des Systems.

Im Participant–Spectator–Modell ([Wes76]) kann man bei einer Schwerionenkollision drei kinematisch getrennte Zonen unterscheiden. Der geometrische Überlapp aus Projektil und Target bildet den sogenannten Fireball, der bei symmetrischen Reaktionen im Schwerpunktsystem ruht. Im Laborsystem bewegt er sich mit halber Projektilrapidität[3]. Der Projektilspektator (die Nukleonen des Projektils, die keinen geometrischen Überlapp mit dem Target haben und deshalb bei der Kollision nur 'zuschauen') fliegt mit der Einschußgeschwindigkeit weiter, während der Targetspektator im Laborsystem ruht.

Der Fireball wird durch Energieübertrag einzelner Nukleon–Nukleon–Kollisionen angeregt. Wie einfache Kaskadenrechnungen zeigen, durchläuft ein Nukleon im Fireball ungefähr vier Kollisionen bis zur Thermalisierung, wobei dieser Wert in erster Näherung unabhängig vom Stoßparameter ist. Die Anregungsenergie pro Nukleon ist also im Fireball vor allen Dingen von der kinetischen Energie des Projektils abhängig. Eine Variation der Anregungsenergie erreicht man im Fireball durch eine Variation der Einschußenergie. Eine Komplikation stellt die gleichzeitige Kompression des Fireballs dar, die einen Teil der Anregungsenergie in eine kollektive Expansion, den sogenannten radialen Fluß, überträgt.

Projektil– und Targetspektator werden im Vergleich zum Fireball nur moderat angeregt. Der Energieübertrag geschieht durch aus dem Fireball in den Spektator hineingestreute Teilchen, wobei die kollektiven Effekte gering sind. Die Anregung verläuft über Teilchen–Loch–Zustände im Spektator ([Hüf75, Gai91]). Jedes aus dem Spektator herausgeschlagene Nukleon erhöht die Anregungsenergie der verbleibenden Nukleonen. Weil die Anzahl der herausgeschlagenen Nukleonen mit abnehmendem Stoßparameter abnimmt, nimmt die auf

[3] Rapidität $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p}{E-p}$

den Spektator übertragene Anregungsenergie pro Nukleon zu. Die bei der Erzeugung eines Teilchen–Loch–Zustandes auf den Spektator übertragene Energie ist mit der Tiefe des Potentialtopfes im Spektator korreliert. Die Anregungsenergie pro Nukleon ist deshalb nahezu unabhängig von der Einschußenergie des Projektils. Will man also bei einer festen Einschußenergie die Evolution von Kernmaterie im Target– oder Projektilspekator bei steigender Anregungsenergie betrachten, untersucht man Reaktionen bei abnehmendem Stoßparameter (und damit zunehmender Anregungsenergie pro Nukleon). Man beachte, daß dabei gleichzeitig die Größe des Systems abnimmt.

Mit der Zunahme der Anregungsenergie verändert sich die Signatur des Kernzerfalls. Bei den Kollisionen mit der geringsten übertragenen Anregungsenergie bleibt der Kern im wesentlichen unverändert, es werden nur einige Protonen und vor allen Dingen Neutronen 'abgedampft'. Mit steigender Anregungsenergie wird die Fragmentation wahrscheinlicher. Bei einer Anregungsenergie in der Größenordnung der Kernbindungsenergie um 8 A·MeV zerfällt der Kern in mehrere mittelschwere Fragmente (sogenannte **I**ntermediate **M**ass **F**ragments, $3 \leq Z \leq 30$); der Prozess wird Multifragmentation genannt. Bei noch höherer Anregungsenergie wird der Kern vollständig in Neutronen, Protonen und leichte Fragmente zerlegt.

Der Punkt, an dem die einzelnen Fragmente des angeregten und zerfallenden Systems keine Wechselwirkung mit den anderen Fragmenten mehr spüren, wird der Freeze–out–Punkt genannt. Die aus den gemessenen Fragmentverteilungen abgeleiteten thermodynamischen Größen beziehen sich deshalb auf den Zustand des Systems zum Freeze–out.

Temperaturmessungen und Phasenübergänge in Kernmaterie

Als thermodynamische Größe zur Charakterisierung von Schwerionenkollisionen hat sich die Temperatur etabliert. Andere häufig benutzte Größen sind die Entropie und die Aufbruchdichte. Die Größen Temperatur und Entropie machen natürlich nur in einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand Sinn, der bei den sehr kurzen Zeitskalen in Schwerionenreaktionen ($\sim 10^{-23}$ s) nicht zwingend gegeben sein muß.

Kerne im Grundzustand werden hinreichend gut durch die Bethe–Weizäcker–Formel beschrieben. In diesem Modell stellt man sich Kerne analog zu Flüssigkeitstropfen vor, deren Form vom Kräftegleichgewicht aus Abstoßung (hier Ladung) und Anziehung (hier starke Wechselwirkung) abhängt. Andererseits ist bekannt, daß Kerne in zentralen Kollisionen oberhalb einiger 100 A·MeV vollständig in Neutronen, Protonen und allenfalls α–Teilchen zerlegt werden. Dieser Zustand erinnert an die Gasphase von makroskopischen Systemen und wird als Hadronengas bezeichnet. Die Frage ist nun, ob sich experimentell ein Phasenübergang zwischen der Flüssig– und der Gasphase der Kerne beobachten läßt ([Sie83]). Verschiedene Modelle haben diesen Phasenübergang postuliert (z.B. [Bon85]). Erste experimentelle Hinweise fanden sich in Ladungsverteilungen der nachgewiesenen Fragmente, die nach dem Fisher-Droplet-Modell im kritischen Bereich des Phasenübergangs einem Potenzgesetz $\sigma(Z) \propto Z^{-\tau}$ mit $\tau \approx 2-3$ gehorchen sollten ([Fis67]). Potenzgesetze in

Ladungsverteilungen sind in protoninduzierten Reaktionen tatsächlich beobachtet und als Hinweis auf einen Phasenübergang interpretiert worden ([Mah88]). Weiterführende Untersuchungen zeigten jedoch, daß die Messung eines Potenzgesetzes nur eine notwendige Voraussetzung für ein kritisches Phänomen ist und auch bei anderen Reaktionen auftritt, die keinesfalls einen Phasenübergang durchlaufen ([Hüf86, Odd93]). Man stellte außerdem fest, daß die Mischung von Reaktionen mit verschiedenen Stoßparametern ein mögliches Signal eines Phasenübergangs in den Spektren verwischen würde. Experimentell ist es deshalb wichtig, den Stoßparameter in jeder einzelnen Reaktion bestimmen zu können.

Wie statistische Modelle zeigen (z.B. **S**tatistical **M**ultifragmentation **M**odel, [Bon85]), sind Observablen, die innerhalb dieser Modelle direkt mit der Temperatur des zerfallenden Systems korreliert sind, besser zur Untersuchung des Flüssig–Gas–Phasenübergangs in Kernmaterie geeignet als Ladungsverteilungen oder Ladungskorrelationen. Dabei ist zu beachten, daß die aus experimentellen Observablen abgeleitete Temperatur nur als sogenannter Ensemble–Mittelwert definiert ist, da sie aus den Mittelwerten eines Ensembles nuklearer Reaktionen bestimmt wird. Die Genauigkeit der Temperaturmessung hängt deshalb auch empfindlich von der Statistik des jeweiligen Experiments ab.

Drei Methoden zur Temperaturmessung haben sich in den letzten beiden Jahrzehnten etabliert ([Mor94]):

1. Beschreibung der Energiespektren durch eine bzw. mehrere thermische Quellen bzw. eine Maxwell–Boltzmann–Verteilung $d\sigma/dE \propto \sqrt{E} \cdot e^{-E/T}$. Der gemessene exponentielle Abfall bei hohen Energien kann als kinetische Temperatur der jeweiligen Teilchensorte interpretiert werden.

2. Messung von Wirkungsquerschnitten zweier Isotope von zwei verschiedenen Elementen und Bildung eines Doppelverhältnisses, z.B. ^{3}He/^{4}He – ^{6}Li/^{7}Li (Albergo– oder Isotopen–Thermometer, [Alb85]).

3. Messung der Besetzungsverhältnisse von teilcheninstabilen angeregten Zuständen, z.B. ^{5}Li, das in seinem Grundzustand in $p + \alpha$, im ersten angeregten Zustand in d+^{3}He zerfällt.

Alle drei Arten der Temperaturmessungen beinhalten systematische Schwierigkeiten. [Fuc90] und später [Bau95] wiesen darauf hin, daß die Energiespektren verschiedener Teilchen bei Schwerionenkollisionen außer von der Temperatur bei der Kollision auch von der Fermibewegung der Teilchen im Kern beeinflußt werden, weshalb man immer systematisch zu hohe Temperaturen mißt. Dynamische Effekte wie z.B. der radiale Fluß führen zu flacheren Spektren mit einer scheinbar höheren Temperatur. Ein weiterer Einfluß kann durch Emission von Teilchen vor Erreichen des thermodynamischen Gleichgewichts, die sogenannte Prääquilibriumsemission zustande kommen. Die gemessenen Teilchenspektren sind durch eine Überlagerung von Teilchenemission bei verschiedenen Temperaturen entstanden und enthalten hochenergetische Anteile.

Integrale Wirkungsquerschnitte von Isotopen werden von den oben genannten drei Effekten nur schwach beeinflußt. Der jeweils wahrscheinlichste Wert des Spektrums dominiert den tatsächlichen Wirkungsquerschnitt. Das gebildete Doppelverhältnis zeigt deshalb keine Sensitivität auf die höchste, sondern auf die Temperatur zum Zeitpunkt maximaler Fragmentproduktion, also erst in der 'Thermalisierungsphase'. Die Temperaturen aus relativen Isotopenverhältnissen sind aus diesem Grund niedriger als die aus der Steigung von Teilchenspektren bestimmten Temperaturen. Bei den Isotopenverhältnissen spielt jedoch der Einfluß von sekundären Zerfällen teilcheninstabiler Zustände in stabile Endzustände eine wichtige Rolle (sogenanntes Feeding). Der absolute Wirkungsquerschnitt von ^{4}He ist stark vom Feeding schwererer instabiler Fragmente (z.B. $^{12}C^* \Rightarrow \alpha\alpha\alpha$) beeinflußt. Den Anteil des Feeding kann man durch geeignete Modellrechnungen bestimmen. Solange jedoch das gesamte Szenario der Kollision nicht vollständig bekannt ist, bleibt eine gewisse systematische Unsicherheit.

Der Anteil des Feeding ist bei der Messung der Besetzungsverhältnisse von teilcheninstabilen angeregten Zuständen leichter zu bestimmen, da in diese nur zwei Wirkungsquerschnitte eingehen. Die systematische Unsicherheit durch modellabhängige Korrekturen ist kleiner. Dafür ist diese Messung experimentell anspruchsvoll. Zur Bestimmung der Besetzungsverhältnisse werden Relativimpulsspektren gemessen, deren Güte stark von der Energieeichung sowie der Effizienz des benutzten Detektorsystems abhängt. Außerdem gibt es interessanterweise bis heute kein Experiment, das aus den relativen Ausbeuten teilcheninstabiler Zustände Temperaturen jenseits von 6 MeV gemessen hat. Diese scheinbar nicht zu überschreitende Grenze wird von einigen Autoren als Anzeichen für einen Phasenübergang interpretiert ([Mor94]).

Einen starken Einfluß auf experimentell gemessene Temperaturen hat der Zeitpunkt, an dem ein Kern aufbricht und sich Wirkungsquerschnitte und daraus extrahierte Temperaturen ausbilden. Dieser Zeitpunkt, an dem die einzelnen Fragmente eines zerfallenden Kerns nicht mehr miteinander wechselwirken, wird der Freeze–out–Punkt genannt. Ist die 'Thermalisierungsphase' vor Erreichen des Freeze–out abgeschlossen, kann sich das System analog zu einem expandierenden Gas bis zum Freeze–out abkühlen, die experimentell gemessene Temperatur entspricht dann nicht der tatsächlichen Temperatur, die sich unmittelbar nach der Kollision einstellt. Eine experimentelle Observable, mit der man die Dichte und Form bzw. den Zeitpunkt des aufbrechenden Systemes bestimmen kann, eignet sich deshalb sehr gut zur Überprüfung der 'Thermalisierungs'– bzw. Expansionshypothese. So sollte z.B. eine thermisch äquilibrierte Quelle Teilchen isotrop emittieren.

Zwei–Teilchen–Korrelationen

Seit etwa 20 Jahren sind Messungen von Zwei–Teilchen–Korrelationen und der Vergleich mit Modellen zur Bestimmung des Freeze–out–Radius etabliert ([Koo77, Bon77, Boc88]). Der Ursprung der Zwei–Teilchen–Korrelationen stammt jedoch aus der Astronomie. [Han56, Han56a] haben durch die gleichzeitige Messung der von Sternen ausgesandten Photonen unter Berücksichtigung der Bose–Einstein–Statistik einen Formalismus entwickelt, mit dem aus der Interferenz zweier Signale unter Aufgabe der Phaseninformation Sternradien gemessen werden konnten. Einige Jahre später wurde der im wesentlichen gleiche Formalismus von [Gol60] benutzt, den Einfluß der Bose–Einstein–Statistik auf das Relativimpulsspektrum gleichartig geladener Pionen in Proton–Antiproton–Kollisionen richtig zu beschreiben (sogenannter GGLP–Effekt). Aufgrund der Bose–Einstein–Statistik haben Pionen eine erhöhte Aufenthaltswahrscheinlichkeit in der gleichen Phasenraumzelle. Mißt man das Relativimpulsspektrum koinzident emittierter Pionen, stellt man bei kleinen Relativimpulsen eine Überhöhung fest. Diese Überhöhung ist umso breiter, je kleiner die Quelle ist. Aus der Bestimmung der Halbwertsbreite im Spektrum koinzident emittierter Pionen läßt sich also die Größe der Pionenquelle ableiten.

Bei Schwerionenkollisionen im Energiebereich von einigen 100 A·MeV ist die Produktionsrate von Pionen so gering, daß man zur Messung von Teilchenkorrelationen auf Protonen oder leichte Fragmente zurückgreifen muß. Der Formalismus zur Beschreibung dieser Korrelationen ist komplexer, jedoch für Protonen seit [Koo77] und [Pra87] etabliert.

Eine gute Übersicht zum aktuellen Stand der Teilcheninterferometrie bei schwerioneninduzierten Kollisionen im Energiebereich von 10 bis 1000 A·MeV gibt [Ard97].

Ziel der Arbeit

Ziel der Arbeit ist es, mit Hilfe von Korrelationen aus leichten Teilchen im System Au+Au bei 1 A·GeV den Freeze–out–Radius zu bestimmen. Mit dieser Größe soll dann unter Zuhilfenahme der in [Gro97] bestimmten Systemgröße die zugehörige Freeze–out–Dichte und im weiteren der Einfluß dieser auf die Temperaturbestimmung anhand von Modellvergleichen untersucht werden. Dazu werden Temperaturen aus teilcheninstabilen Zuständen, deren Bestimmung einen weiteren Teil dieser Arbeit bildet, und Temperaturen aus Isotopenverhältnissen ([Möh96, Ode97]) herangezogen.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert:

- In Kapitel 2 ist der Aufbau des Experiments S117 am Schwerionensynchrotron der GSI, Darmstadt, beschrieben. Konstruktion und Kalibration der im Experiment benutzten Detektorkomponenten werden dargestellt. Aus der Größe des nachgewiesenen Projektilrests in der Flugzeitwand wird ein reduzierter Stoßparameter extrahiert. Die Form der aus den Hodoskopen extrahierten Energiespektren wird für verschiedene Teilchensorten und Stoßparameterintervalle im Rahmen von Zwei–Quellen–Maxwell–Boltzmann–Anpassungen diskutiert.

- In Kapitel 3 werden die Methode der Bestimmung von Korrelationsfunktionen dargestellt, die Temperaturmessung aus angeregten Zuständen beschrieben sowie die Resultate mit anderen Thermometern verglichen.

• Inhalt von Kapitel 4 ist die Bestimmung des Reaktionsvolumens aus Leichtteilchenkorrelationen. Nach einer Darstellung des in [Koo77] entwickelten Formalismus für p–p–Korrelationen folgt die Präsentation der experimentellen Ergebnisse für p–p–Korrelationen im Vergleich zu resonanten und nichtresonanten Korrelationsfunktionen. Aus der in [Gro97] bestimmten Anzahl der Nukleonen im Spektator wird eine Freeze–out–Dichte bestimmt. Außerdem wird der Anstieg des Maximums der Korrelationsfunktion mit zunehmender Energie des Teilchenpaares diskutiert.

• In Kapitel 5 wird eine Interpretation der Ergebnisse gegeben. Im Rahmen eines quantenstatistischen Modells nach [Hah88] wird der Einfluß der Variation der Freeze–out–Dichte auf die verschiedenen Thermometer zur Bestimmung der Kerntemperatur erläutert. Der Einfluß des Feeding durch Kontinuumszustände auf die extrahierten Temperaturen wird im Rahmen einer Modellrechnung nach [Xi96] untersucht. Weitere mögliche Einflüsse auf die verschiedenen Thermometer werden im Rahmen des quantenstatischen Modells nach [Gul97] angerissen. Die qualitative Diskrepanz zwischen den verschiedenen Methoden der Temperaturmessung wird in zwei physikalischen Szenarien diskutiert.

• In Kapitel 6 sind die Ergebnisse zusammengefaßt.

• In Anhang A wird die Bestimmung des reduzierten Stoßparameters aus der Multiplizitätsmessung in ZDO und Si–Strips für das System Au+Au bei 50–200 A·MeV dargestellt.

2 Experimenteller Aufbau

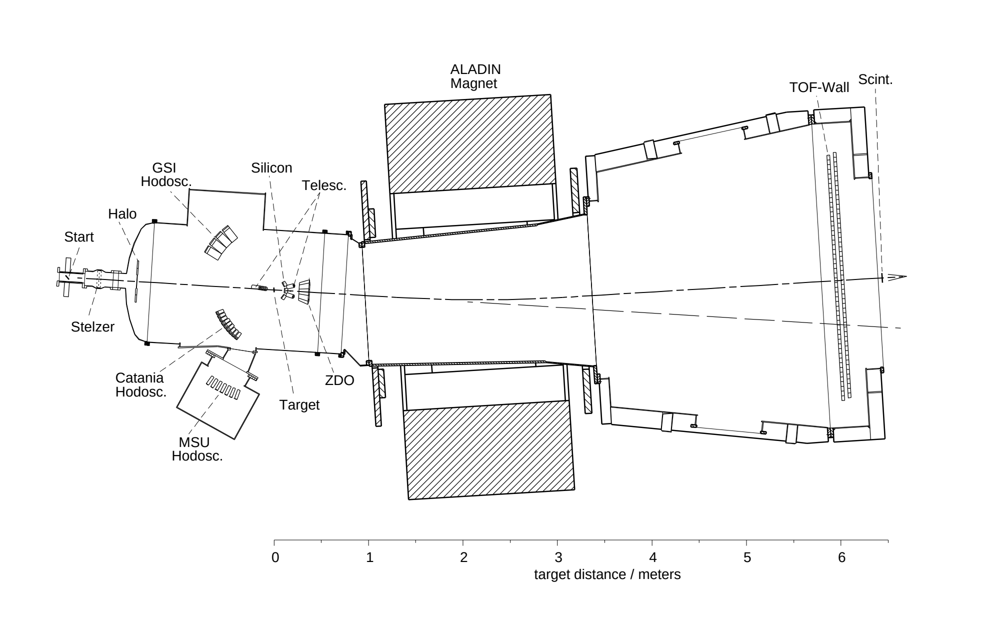


Abbildung 2.1: Experimentaufbau für 1 A·GeV

Der Experimentaufbau für das Experiment bei 1 A·GeV ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Start– und Stelzerzähler (ein gasgefüllter Streifendetektor) wurden zur Strahldiagnose verwendet. Am Eingang der Streukammer passierte der Strahl den Halo–Zähler, um dann schließlich auf das Target zu treffen (25 mg/cm^2 Au). Der ZDO–Detektor und die Silicon–Strip–Zähler sowie die Flugzeitwand TOF dienten der Ereignischarakterisierung. Da in diesem Experiment vor allen Dingen Teilchen, die aus der Targetregion stammten, nachgewiesen werden sollten, waren die drei Hodoskope unter Rückwärtswinkeln aufgebaut. Die um das Target herum aufgebauten Teleskope wurden zur Messung inklusiver Spektren und Wirkungsquerschnitte benutzt.
Im folgenden sollen der Aufbau und die Kalibration der Detektorsysteme in Richtung des Strahls beschrieben werden.

2.1 Start– und Halo–Zähler

Der Startdetektor bestand aus einem 10 μm–Plastikszintillator, der unter 45^0 zum Strahl ausgerichtet war. Das Szintillationslicht wurde beidseitig von Photomultipliern ausgelesen.

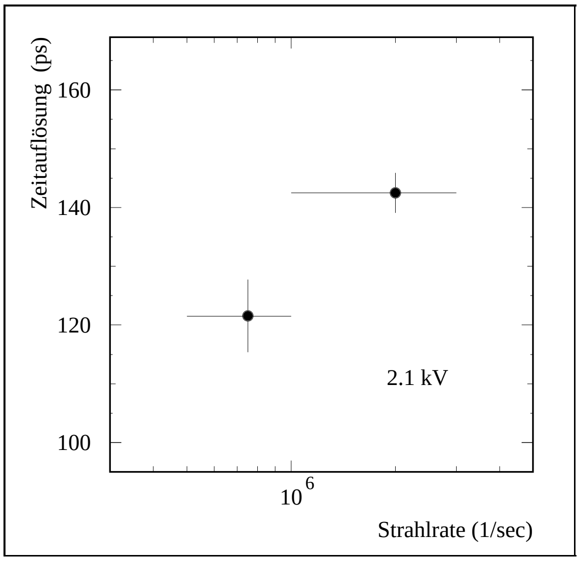


Abbildung 2.2: Zeitauflösung des Startzählers in Abhängigkeit von der Strahlrate bei Au+Au und 1 A·GeV (aus [Kle96])

Eine ausführliche Beschreibung findet sich in [Kle96].

Der Startzähler war vor allen Dingen dazu gedacht, für die Triggerstufe 1 (Zwei Signale oberhalb der Schwelle im ZDO, kein Signal im HALO–Zähler, siehe Abschnitt 2.8) einen scharfen Startzeitpunkt zu erzeugen. Die Zeitauflösung lag je nach Rate zwischen 120 und 140 ps (siehe Abbildung 2.2). Da jedoch bei diesem Experiment Flugzeiten keine große Rolle spielten[1], war für den Zeitnullpunkt der Triggerstufe 1 die Zeitauflösung des ZDO–Detektors (etwa 2 ns) ausreichend. Eine weitere wichtige Aufgabe des Startdetektors war jedoch die absolute Strahlnormierung bzw. die Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{Trig} der Triggerstufe 1. Diese ist wie folgt definiert

$$\epsilon_{Trig} = \frac{R_{ZDO}}{R_{Start} \cdot \epsilon_{Target}} \tag{2.1}$$

R_{ZDO} ist die Anzahl der Reaktionen im ZDO, R_{Start} die Anzahl der Reaktionen im Start–Zähler und ϵ_{Target} ist die Reaktionswahrscheinlichkeit im Target. Die Ansprechwahrscheinlichkeit ϵ_{Trig} lag bei $\sim$ 80% in Übereinstimmung mit Vorhersagen aus Monte–Carlo–Simulationen.

Der Start–Zähler wurde im Experiment nur sporadisch eingesetzt, da die Wahrscheinlichkeit für Kernreaktionen in der Szintillatorfolie etwa 30% der Reaktionswahrscheinlichkeit im Target betrug und er deshalb einen großen Teil zum Untergrund der in den Hodoskopen aufgenommenen Spektren beigetragen hätte. Deshalb läßt sich auch die Effizienz

[1] Die Hodoskope waren unter Rückwärtswinkeln aufgebaut und deshalb wegen der kinematischen Fokussierung vor allem auf den Target–Spektator sensitiv.

des ZDO–Triggers nicht genauer bestimmen, da ein nicht zu vernachlässigender Teil der gültigen Signale für die Triggerstufe 1 bei Einsatz des Start–Zählers von Reaktionen in der Szintillatorfolie und nicht im Target erzeugt wurde.

Untergrundreduktion des HALO–Zählers

Der HALO–Detektor bestand aus einer Folie mit einem 2 cm großen, kreisrunden Loch, die via Plexiglaslichtleiter von zwei Photomultipliern ausgelesen wurde. Mit dem HALO–Zähler sollten Ereignisse, bei denen Strahlteilchen in dem Strahlrohr Reaktionen verursachten, unterdrückt werden. Ein gültiges Signal im HALO–Zähler war als Veto in die Triggerstufe 1 integriert. Allerdings wurden mit einem starken Untersetzungsfaktor auch Ereignisse aufgenommen, bei denen der HALO-Detektor angesprochen hatte. Damit war es prinzipiell möglich, eine Beurteilung der Untergrundreduktion durch den HALO–Detektor vorzunehmen.

2.2 Silicon–Strip–Zähler (Si–Strip)

Die Si–Strip–Zähler waren in 16 Streifen unterteilte, 300 μm dicke Silizium–Sperrschicht–Detektoren mit einer aktiven Fläche von 8×8 cm^2. Die Detektoren standen unter $\theta = 32^0$. Es wurde pro Streifen jeweils ein ΔE–Signal ausgelesen, dem ein gültiger Treffer zugeordnet wurde, wenn der Energieverlust oberhalb der durch Detektorrauschen gegebenen Schwelle $E_{Thr} \sim 500$ keV lag.

Für 1 A·GeV waren die Detektoren wegen der bei dieser Energie benutzten sehr dicken Absorber (6 mm Messing zur Abschirmung der δ–Elektronen) ohne Funktion. Sie standen für diese Energie unter Winkeln, in denen vornehmlich Teilchen aus der Überlappregion und dem Target–Spektator emittiert werden. Die Energieschwelle der Absorber lag oberhalb von 40 MeV für Protonen und oberhalb 1 MeV für Elektronen. Teilchen aus dem Targetspektator blieben deshalb größtenteils im Absorber stecken. Die hochenergetischen Teilchen aus der Überlappregion lagen in ihrem Energieverlust zum großen Teil unter der durch das Detektorrauschen festgelegten Schwelle.

Für 100-200 A·MeV und dünne Absorber (25 μm Messing) erwartete man vor allen Dingen Reaktionsprodukte aus der Überlappregion in den Si–Strip–Zählern. Die Multiplizität in den Si–Strips war deshalb sowohl stark mit der des ZDO als auch mit der Hodoskopmultiplizität korreliert (siehe Abbildung A.1). Die Si–Strip–Multiplizität wurde als zusätzliche Größe bei der Bestimmung des Stoßparameters benutzt und sollte die Sensitivität auf den Stoßparameter bei zentralen Kollisionen erhöhen (siehe Anhang A).

2.3 ZDO–Detektor

Das ZDO[2] wurde als Triggerstufe 1 (siehe Kapitel 2.8) zum Nachweis von Kern–Kern–Kollisionen im Target eingesetzt. In der Analyse der Daten diente das ZDO bei 1 A·GeV zur Korrektur der Daten auf den Akzeptanzverlust unter 0^0 in der Flugzeitwand. Bei 50–200 A·MeV Strahlenergie wurde aus der Multiplizität der nachgewiesenen leichten Teilchen im Hodoskop zusammen mit der Multiplizität in den Si–Strip–Zählern ein reduzierter Stoßparameter bestimmt.

2.3.1 Konstruktion

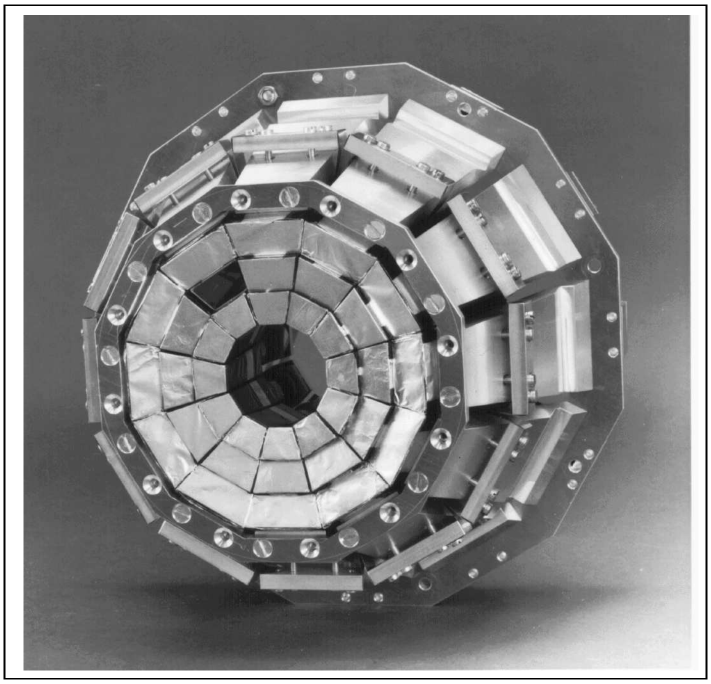


Abbildung 2.3: Der ZDO–Detektor

Das ZDO war aus 36 Modulen nach dem Prinzip des Phoswich–Detektors aufgebaut. Das ZDO bestand aus drei Ringen mit je zwölf Detektoren, die den Winkelbereich $\theta = 6,5 - 21,5^0$ abdecken. Dies ist in Abbildung 2.3 dargestellt. Ein Modul bestand aus 2 mm CaF_2 (Abklingkonstante $\tau = 1$ μs), gefolgt von 10 cm Plastikszintillator ($\tau = 20$ ns). Die Signalform sowie die benutzten Auslesegates zur Trennung des schnellen und langsamen Signals sind in Abbildung 2.4 schematisch dargestellt. Das kombinierte Signal wurde mit 6–stufigen Photomultipliern ausgelesen. Das Signal wurde im Verhältnis 1:1 in einem QDC[3]

[2] **Z**ero **D**egree **O**uter Layer, siehe [Rab86]
[3] Charge **Q** to **D**igital **C**onverter

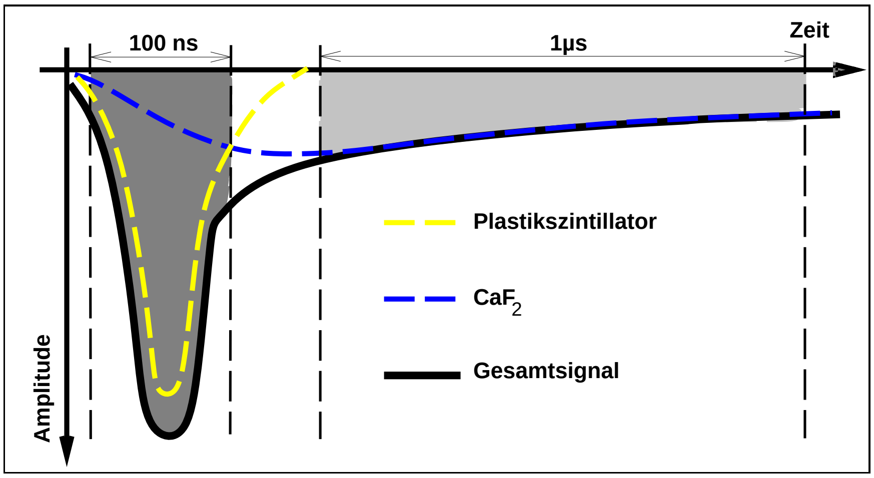


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines ZDO-Signals — Überlagerung eines kurzen Signals (hellgrau) vom Plastikszintillator und eines langen Signals (dunkelgrau) vom CaF_2 sowie Wahl der Auslesegates

mit kurzem (100 ns) und einem mit langem (1 μs) Gate digitalisiert.

2.3.2 Kalibration

Energieverlustspektren

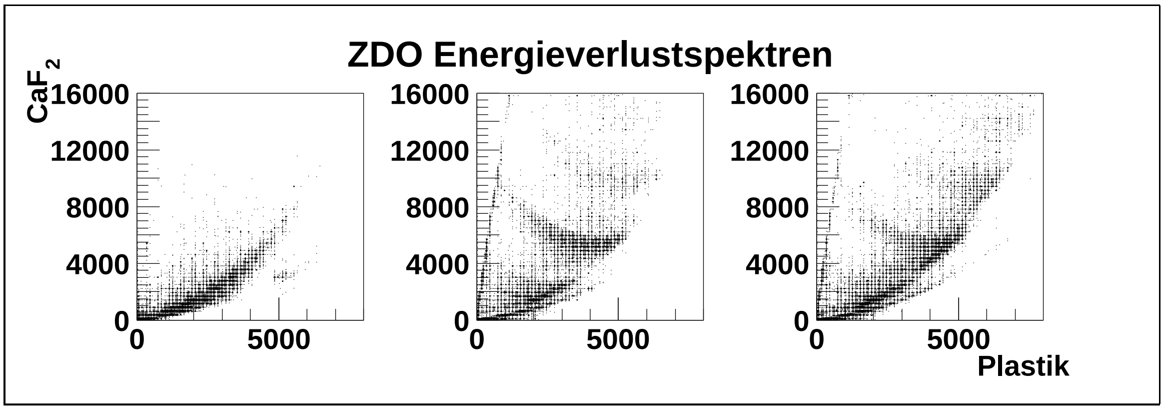


Abbildung 2.5: Energiesignal im CaF_2 gegen Energiesignal im Plastikszintillator für 1 A·GeV (links), 100 A·MeV (Mitte) und 150 A·MeV (rechts)

Der Durchstoßpunkt durch den Plastikszintillator liegt für Protonen bei ~ 120 MeV. Das bedeutet, daß man nur für 50–200 A·MeV Strahlenergie die Ladung der Teilchen unterscheiden kann. Dies ist in Abbildung 2.5 exemplarisch für ein Detektorelement dargestellt. Deutlich sieht man bei 100 A·MeV die getrennten Bereiche für neutrale Teilchen, $Z = 1$, $Z = 2$, usw. (Mitte). Bei 150 A·MeV läuft schon ein (kleiner) Teil der $Z = 2$–Teilchen in die Verteilung der $Z = 1$–Teilchen hinein (rechts).

Bei 1 A·GeV dominieren im Akzeptanzbereich des ZDO Teilchen aus der Überlappzone und dem Projektilspektator. Deren kinetische Energie ist zu hoch, um im ZDO gestoppt zu werden, weshalb das ZDO keine Ladungsauflösung in diesem Energiebereich hat (links).

Ladungsauflösung für 50–200 A·MeV

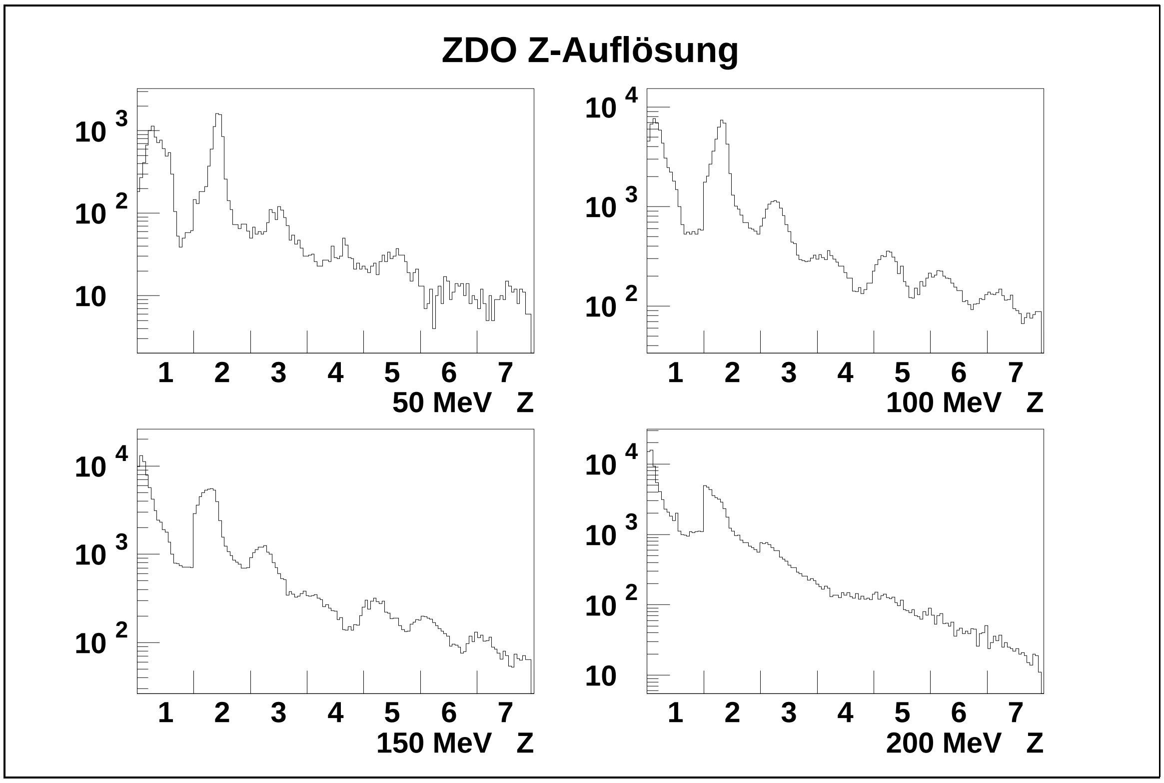


Abbildung 2.6: Z-Spektrum des ZDO für 50 A·MeV (oben links), 100 A·MeV (oben rechts), 150 A·MeV (unten links) und 200 A·MeV (unten rechts)

Es wurden bei 100 A·MeV Polygonzüge bestimmt, die im Minimum zwischen zwei Z–Verteilungen lagen. An die Polygonzüge wurden Polynome zweiten Grades angepaßt. Zwischen diesen Linien wurde mittels einer linearen Interpolation eine Funktion $Z = f(E_{CaF_2}, E_{Plastik})$ generiert. Die gleiche Funktion wurde dann auch für die Energien 50, 150 und 200 A·MeV benutzt. Das Ergebnis dieser Interpolation ist in Abbildung 2.6 dargestellt.

Eine Automatisierung der Bestimmung der Polygonzüge analog zu den Hodoskopen war wegen der sehr viel schlechteren Auflösung und des höheren Untergrunds in den Spektren nicht möglich.

Behandlung der Treffer ohne ΔE–Signal

Treffer ohne ΔE–Signal, im folgenden Neutrals genannt, erkennt man im ΔE–E–Spektrum (siehe Abbildung 2.5) durch ein sehr kleines Signal im ΔE–Gate, das man dann erhält, wenn nur der Plastikszintillator ein Signal liefert (vgl. [Gut81]). Neutrals entstehen einerseits durch Kernreaktionen oder Kleinwinkelstreuung im Plastikszintillator (nuklearer Reaktionswirkungsquerschnitt in 10 cm Plastikszintillator 12 %), andererseits durch die in solchen Reaktionen und im Target produzierten Photonen und Neutronen (Photonen liegen im CaF_2 unter der Nachweisschwelle, die Reakionswahrscheinlichkeit für Neutronen ist im CaF_2 zu vernachlässigen). Das Maximum des Energiespektrums von Neutrals verschiebt sich zu deutlich kleineren Werten, wenn man in keinem Nachbarn eines Detektors einen Treffer zuläßt, also nukleares Übersprechen ausschließt.
Die Neutrals wurden bei der Bestimmung der Multiplizität im ZDO nicht berücksichtigt.

Multiplizitätsspektren bei 50–200 A·MeV

In Abbildung 2.7 sind Multiplizitätsspektren im ZDO und den Si–Strips in der Triggerstufe 1 und im Experimenttrigger dargestellt. Deutlich sieht man, daß der Experimenttrigger Reaktionen mit kleiner Multiplizität und damit großem Stoßparameter unterdrückt. Die Form der Multiplizitätsspektren ist bei den Energien 50–200 A·MeV ähnlich, die mittlere Multiplizität nimmt jedoch stark zu. Dies ist ein Anzeichen für die zunehmende Vorwärtsfokussierung der Überlappregion, sodaß mit zunehmender Energie bei einem konstanten Stoßparameter mehr Teilchen im ZDO nachgewiesen werden. Dies führt zu einer strahlenergieabhängigen Stoßparameterverteilung (siehe auch Anhang A).

2.4 Flugzeitwand (TOF)

2.4.1 Konstruktion

Die TOF bestand aus zwei Wänden mit je 96 Szintillatorstäben, die beidseitig mit Photomultipliern ausgelesen wurden. Ihre Winkelabdeckung betrug in x–Richtung $\pm 10^0$, in y–Richtung $\pm 4,5^0$. In der Mitte der Flugzeitwand befand sich eine 2,5×7,5 cm^2 große Aussparung für den direkten Strahl. Bei früheren Experimenten wurde in diesem Winkelbereich ein sogenannter 0^0–Detektor eingesetzt, der jedoch bei den sehr hohen Raten von S117 und den damit verbundenen Strahlenschäden, die ein Szintillator durch den direkten Goldstrahl erhielt, nicht betrieben werden konnte. Deshalb mußten die Daten in einem ersten Analyseschritt auf diesen Akzeptanzverlust korrigiert werden. Für eine ausführliche Beschreibung des technischen Aufbaus und der Funktionsweise der TOF siehe z.B. [Ock93].

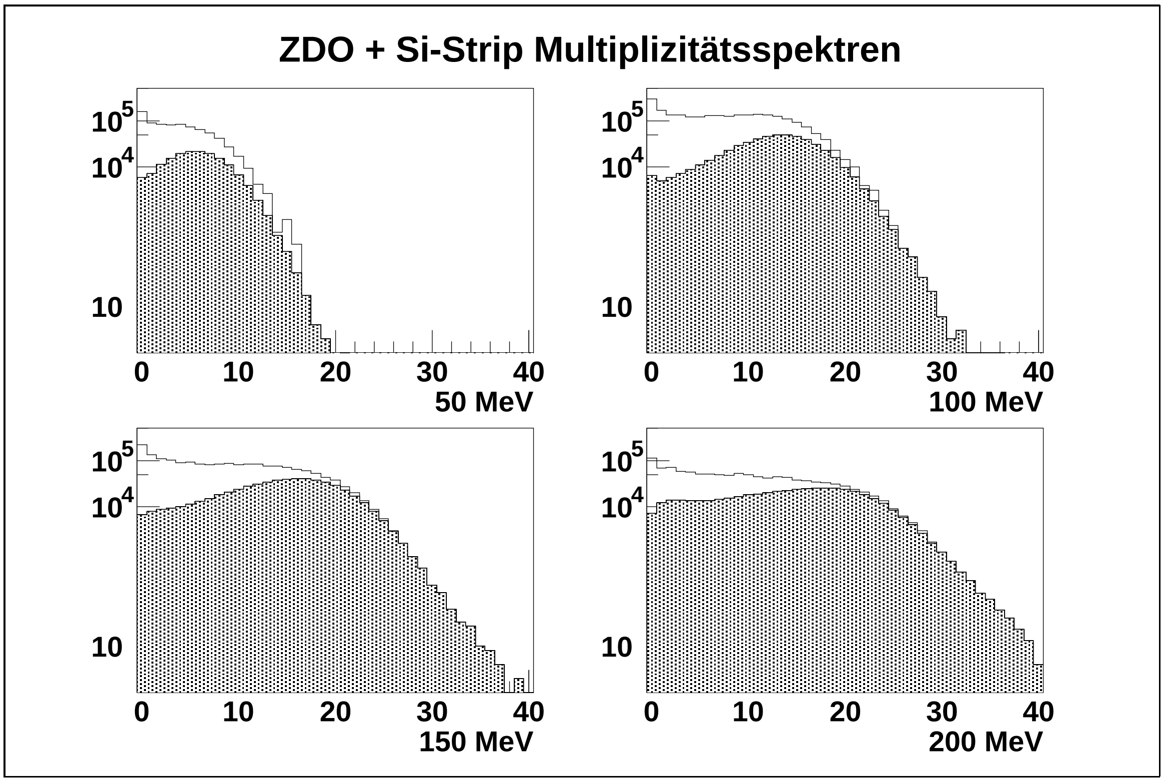


Abbildung 2.7: Multiplizitätsspektren in der Triggerstufe 1 *und im Experimenttrigger (grau unterlegt) für ZDO und Si–Strip — 50 A·MeV (links oben), 100 A·MeV (rechts oben), 150 A·MeV (links unten) und 200 A·MeV (rechts unten)*

2.4.2 Kalibration

Ausführlich ist die Kalibration der Flugzeitwand in [Gro97] beschrieben. Für jeden Stab wurde die Amplitude in Abhängigkeit von der Flugzeit aufgetragen. Die Amplituden wurden für alle Stäbe angeglichen, an die Maxima der Verteilung Zeit vs. Amplitude wurden Polygonzüge gelegt. Mittels dieser Polygonzüge wurde die Verteilung linearisiert. Vom letzten separierten Z–Maximum bis zum aus einem Sweeprun[4] bestimmten Gold–Punkt wurde mit einer Geraden extrapoliert.

Die Z–Auflösung ist für 1 A·GeV in Abbildung 2.8, links, dargestellt. Relativ deutlich ist die Auflösung von $Z = 1 - 12$ zu erkennen.

Z_{bound} und M_{IMF} konnte nach erfolgter Z–Eichung durch einfaches Abzählen bestimmt

[4] Der Strahl wird mittels Variation des ALADiN-Magnetfeldes über die Akzeptanz der TOF gelenkt

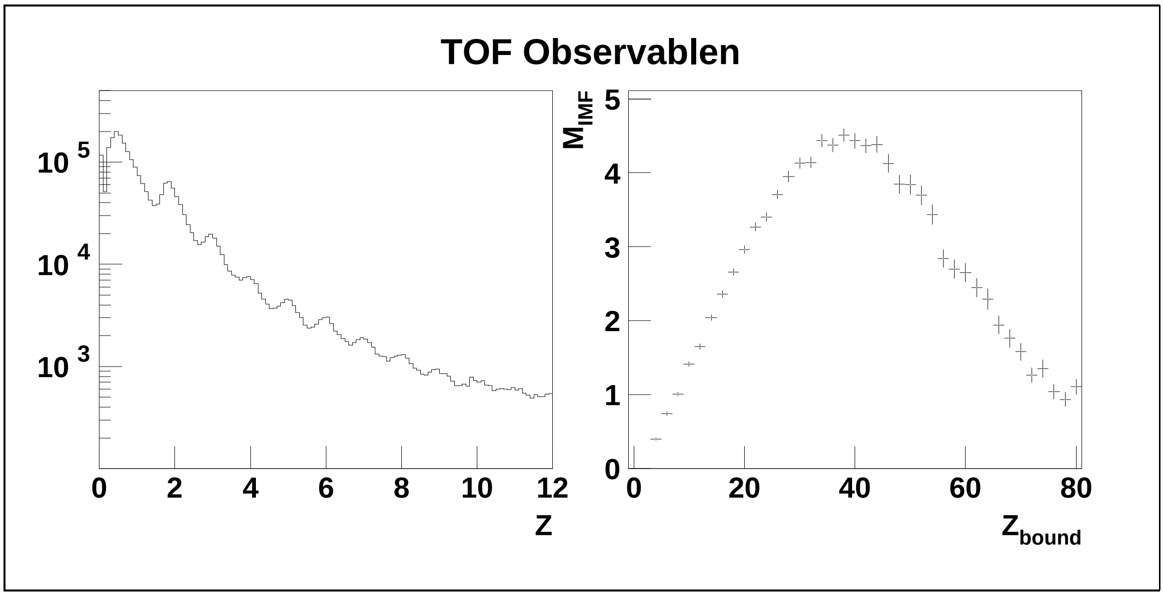


Abbildung 2.8: Z–Auflösung der TOF bei 1 A·GeV (links) sowie die Korrelation M_{IMF} vs Z_{bound} (rechts)

werden:

$$Z_{bound} = \sum_{Z=2}^{79} M_Z \cdot Z \tag{2.2}$$

$$M_{IMF} = \sum_{Z=3}^{30} M_Z \tag{2.3}$$

Die Korrelation zwischen Z_{bound} und M_{IMF} ist in Abbildung 2.8 rechts dargestellt. Sie stimmt sehr gut mit der in einem früheren Experiment gemessenen Korrelation überein ([Sch96a]).

2.5 Bestimmung des reduzierten Stoßparameters

In der oberen Reihe von Abbildung 2.9 sind die Multiplizität im ZDO (links) und die Variable Z_{bound} in der Flugzeitwand (rechts) sowohl im Experimenttrigger (zwei Signale in den Hodoskopen, grau unterlegt) als auch in der mit den inversen Untersetzungsfaktoren gewichteten Triggerstufe 1 (siehe Abschnitt 2.8) dargestellt. Man erkennt, daß der Experimenttrigger nur zu einer moderaten Wichtung der Reaktionen hin zu zentralen Ereignissen führt.

In Abbildung 2.9, links unten, ist die Korrelation zwischen der Multiplizität im ZDO und

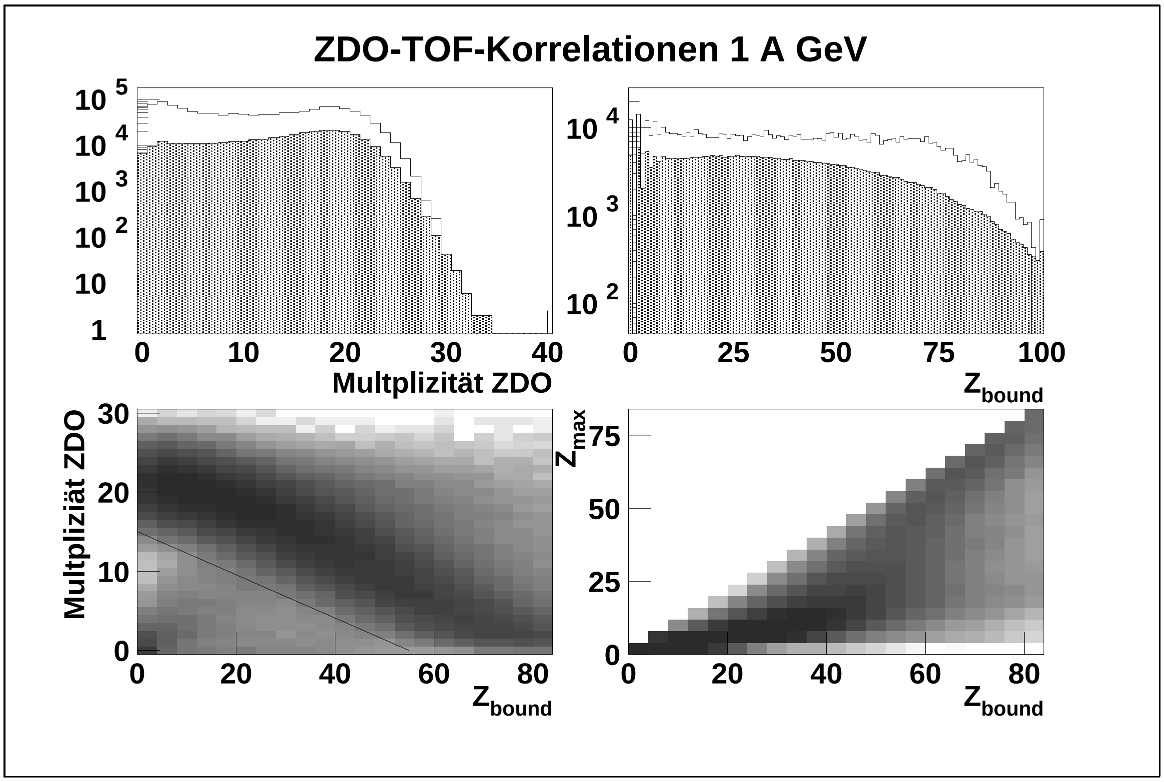


Abbildung 2.9: Multiplizität im ZDO (links oben), Z_{bound} (rechts oben) Multiplizität im ZDO vs Z_{bound} (links unten) und Z_{max} vs Z_{bound} (rechts unten)

der Variablen Z_{bound} in der Flugzeitwand gezeigt. Bei den peripheren Reaktionen (großes Z_{bound}) kann man eine deutliche Antikorrelation zwischen den beiden Observablen erkennen. Bei zentralen Stößen sieht man jedoch in den Multiplizitätsspektren des ZDO deutliche Sättigungseffekte aufgrund der Granularität von 36 im ZDO. Über den gesamten Stoßparameterbereich stellt deshalb Z_{bound} sicherlich die bessere Observable zur Bestimmung des Stoßparameters dar.

Die im Spektrum Mul_{ZDO} vs Z_{bound} (Abbildung 2.9, links unten) unterhalb der eingezeichneten Linie liegenden Ereignisse sind nur unvollständig in der Flugzeitwand nachgewiesen worden, weil z.B. ein schweres Fragment durch das Loch in der Mitte der Flugzeitwand flog, nicht nachgewiesen werden konnte und deshalb Z_{bound} in der Flugzeitwand kleiner war ([Kun94]). Diese Ereignisse wurden in der weiteren Analyse verworfen, da sie nicht eindeutig einem Stoßparameterintervall zuzuordnen waren. Alle in den folgenden Kapiteln dargestellten Ergebnisse beziehen sich nur auf Ereignisse, denen eindeutig ein Z_{bound}–Intervall zugeordnet werden konnte.

In Abbildung 2.10 ist die Methode zur Bestimmung eines reduzierten Stoßparameters nach [Sch78] und [Cav90] dargestellt. Folgende Annahmen gehen in die Bestimmung des Stoß-

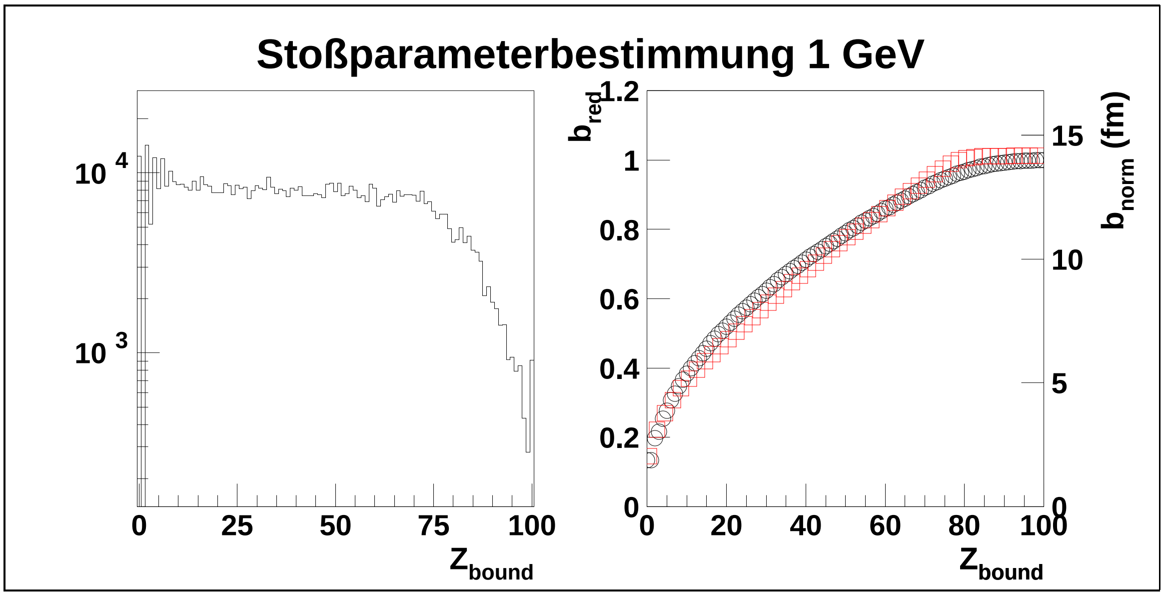


Abbildung 2.10: Z_{bound}–Spektrum in der Triggerstufe 1 *(links), daraus generierter reduzierter Stoßparameter (Kreise, rechts) und absolut normierter Stoßparameter des Experiments S114 (Quadrate, rechts)*

parameters ein:

1. Es besteht eine monotone Beziehung zwischen dem Stoßparameter und der mit dem Stoßparameter korrelierten Observablen.

2. Fluktuationen der Observablen sind geringer als die verwendeten Intervallbreiten.

Für die mit dem Stoßparameter monoton steigende Observable Z_{bound} integriert man von links nach rechts, dem kleinsten Wert von $Z_{bound} = 0$ ordnet man den reduzierten Stoßparameter $b_{red} = 0$, dem größten Wert $Z_{bound} \geq 79$ den Wert $b_{red} = 1$ zu.

$$\frac{b(Z_{bound})}{b_{max}} = b_{red}(Z_{bound}) = \sqrt{\int_0^{Z_{bound}} \frac{dP(Z_{bound}')}{dZ_{bound}'} dZ_{bound}'} \tag{2.4}$$

Die Verwendung der Observable Z_{bound} hatte unter anderem auch den Vorteil, daß die Ergebnisse dieses Experiments mit denen des Experiments S114 (siehe z.B. [Sch96, Sch96a] oder [Möh96]) verglichen werden konnten. Außerdem ist für das Experiment S114 der absolute Wirkungsquerschnitt bestimmt worden, sodaß man eine in fm normierte Stoßparameterskala erhielt ([Sch96]). Dies ist in Abbildung 2.10 dargestellt.

Folgendes ist zu beachten:

• Fluktuationen in Z_{bound} führen zu einer endlichen Auflösung im Stoßparameter. Die in den Kapiteln 3 und 4 gewählte Unterteilung in sieben bzw. vier Bereiche von Z_{bound} spiegelt nicht unbedingt die tatsächliche Auflösung im reduzierten Stoßparameter wieder, sondern die Vergleichsmöglichkeit zu den in [Möh96] extrahierten Temperaturen sowie die Statistik des Experiments im jeweiligen Z_{bound}–Intervall.

• Weil in diesem Experiment kein Startzähler verwendet wurde (siehe Kapitel 2.1), konnte man nicht auf den absoluten Wirkungsquerschnitt normieren. Die Triggerstufe 1 verlangt zwei gültige Signale im ZDO und schneidet damit bei den peripheren Reaktionen ein. Der reduzierte Stoßparameter $b_{red} = 1$ entspricht dann nicht zweier im Abstand ihrer beiden Radien aneinander vorbeifliegenden Goldkerne und $b = 14$ fm, sondern etwas kleineren Werten.

2.6 Leichtteilchen–Hodoskope

2.6.1 Konstruktion

Es wurden drei verschiedene Hodoskope benutzt:

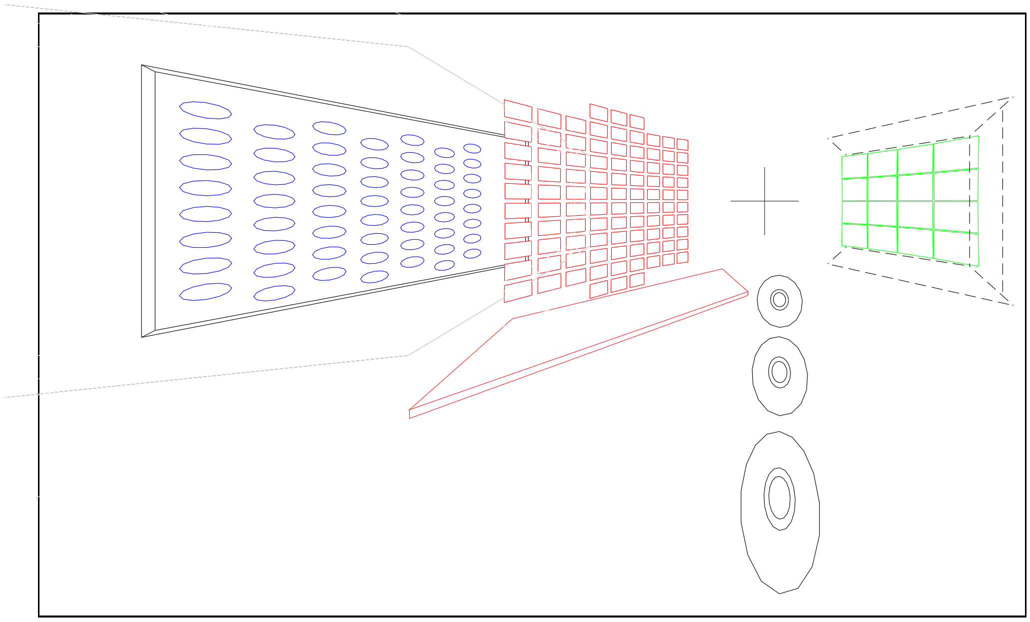


Abbildung 2.11: Blick aus der Targetposition in Richtung des Strahls auf MSU–Hodoskop (ganz links), Catania–Hodoskop (links), GSI–Hodoskop (rechts) sowie auf die drei Teleskope in Rückwärtsrichtung (unten)

Catania–Hodoskop

Die einzelnen Detektoren waren folgendermaßen aufgebaut: 300 μm Si + 6 cm CsJ, ausgelesen mit einer Photodiode. Die Si–Detektoren waren quadratisch (3×3 cm^2) und deckten die dahinter liegenden CsJ–Detektoren in den meisten Fällen vollständig ab.

Die insgesamt 96 Detekoren waren in einer 9×10–Matrix angeordnet. Der mittlere Winkel zum Strahl betrug 35^0, die Entfernung zum Target 60 cm. Der mittlere Winkel zwischen zwei Detektoren betrug $3,3^0$.

GSI–Hodoskop

Eine genaue Beschreibung der Konstruktion findet sich in [Pin89]. Analog zum Catania–Hodoskop bestand ein einzelner Detektor aus 300 μm Si + 6 cm CsJ, ausgelesen mit einer Photodiode. Vier CsJ–Kristalle waren zu einem quadratischen Modul mit einer Seitenlänge von 6 cm zusammengefaßt. Die vierfach segmentierten Silizium–Detektoren deckten eine Fläche von 5×5 cm^2 ab.

16 Module mit ingsesamt 64 Detektoren waren in einer 4×4–Matrix angeordnet. Der mittlere Winkel zum Strahl betrug 35^0, die Entfernung zum Target 70 cm. Der mittlere Winkel zwischen zwei Detektoren eines Moduls betrug $3,0^0$.

MSU–Hodoskop

Eine Beschreibung findet sich z.B. in [Gon91a] und [Gon88]. Ein Detektormodul bestand aus $300 - 400$ μm Si + 10 cm CsJ, ausgelesen mit einer Photodiode. Die runden Silizium–Detektoren hatten einen Durchmesser von $2,5$ cm.

56 Detektoren waren in einer 7×8–Matrix angeordnet. Der mittlere Winkel betrug 70^0, die Entfernung zum Target 102 cm. Der mittlere Winkel zwischen zwei Detektoren betrug $4,7^0$.

2.6.2 Teilchenidentifikation

Eine ausführliche Beschreibung zur Bestimmung der Teilchenidentifkation (**P**article **ID**) findet sich in [Gro97]. Die in der linken Spalte von Abbildung 2.12 dargestellten Spektren wurden entlang der E–Achse in Streifen aufgeteilt. In diesen Streifen wurden mittels einer halbautomatischen Routine die Maxima von Deuteronen, ^{4}He, ^{7}Li und ^{9}Be bestimmt, die Maxima der einzelnen Streifen wurden zu Polygonzügen zusammengesetzt und danach geglättet. Zwischen den Polygonzügen wurde mittels Interpolation eine neue Variable, die sogenannte Real PID oder abgekürzt RPID bestimmt. Die Variable RPID hat den Wert 1 für Deuteronen, 2 für ^{4}He, 3 für ^{7}Li und 4 für ^{9}Be, die anderen Isotope haben rationale Werte, Protonen z.B. 0,7. Trägt man RPID gegen die Energie auf, erhält man das in der Mitte von Abbildung 2.12 dargestellte Spektrum. Dieses zweidimensionale Spektrum wurde wiederum entlang der E–Achse in Streifen unterteilt. In jedem E–Streifen wurden entsprechend der

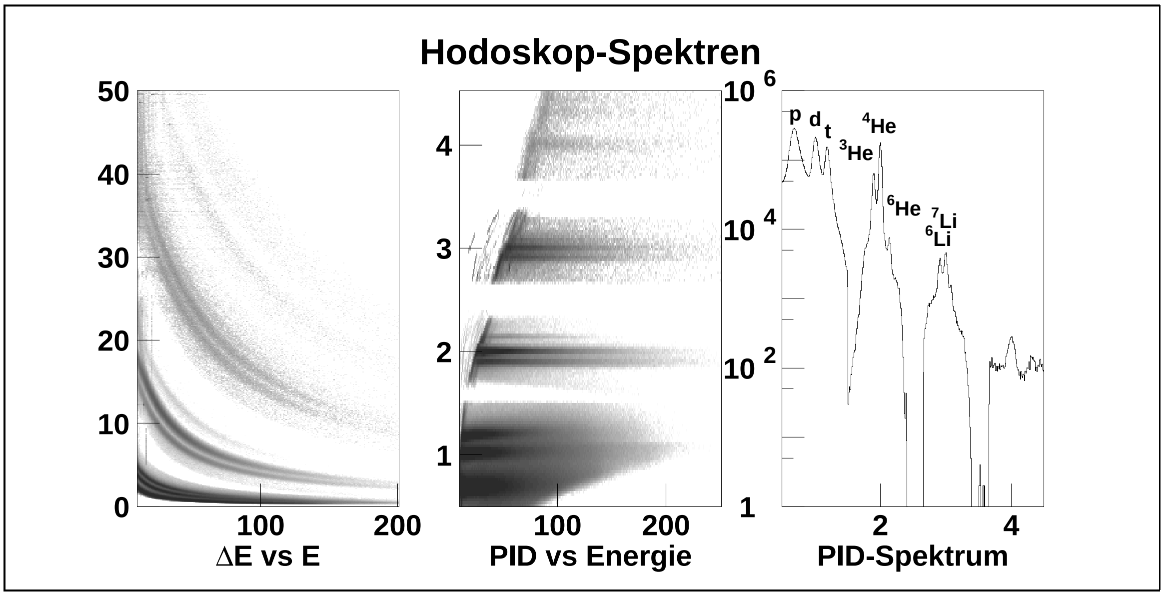


Abbildung 2.12: ΔE–E, PID–E und PID–Spektrum der Hodoskopdetektoren bei 1 A·GeV

Anzahl der Isotope, die zu einem Polygonzug gehören, Gaußverteilungen[5] angepaßt, deren Breiten ein Maß für die teilchensorten– und energieabhängige Auflösung sind. Auf diese Weise konnte einem Wert im RPID–E–Spektrum eine natürliche Zahl, die PID, und zwei rationale Zahlen im Wertebereich 0–0,5, die den Anteil der Kontamination der Nachbar–PID aus der Gaußparametrisierung angeben, zugeordnet werden. Die PID wurde bei der Erzeugung von Energiespektren und Korrelationsfunktionen benutzt.

2.6.3 Energiekalibration von Si und CsJ bei 150 A·MeV

Ausführlich wird die Energiekalibration für 150 A·MeV von [Ock97] beschrieben. Zur Energiekalibration der Si-Detektoren benutzte man ein α-Präparat[6], das ein charakteristisches Spektrum dreier Linien um 5,8 MeV produziert. Drei weitere Punkte erhielt man durch den Energieverlust im Si-Detektor bei Durchstoß von Protonen, Deuteronen und Tritonen durch den CsJ–Detektor[7]. Durch eine Geradenanpassung an diese 6 Punkte erhielt man unter Berücksichtigung der Siliziumdicke und der Annahme, daß der Energieverlust im

[5] Drei für Protonen, Deuteronen und Tritonen, der Mittelwert der Deuteronen–Verteilung war auf 1 gesetzt; drei für ^{3}He, ^{4}He und ^{6}He, der Mittelwert der ^{4}He–Verteilung war auf 2 gesetzt usw.

[6]

$^{241}_{95}$Am→	5,443 MeV	13%	$^{244}_{96}$Cm→	5,763 MeV	24%	$^{252}_{98}$Cf→	6,076 MeV	15%
	5,486 MeV	85%		5,805 MeV	76%		6,118 MeV	82%

[7] Nach Rechnungen unter Zuhilfenahme der Zieglertabelle

145 MeV	bei Protonen		310 keV	Energieverlust in einem 300 μm Siliziumdetektor
193 MeV	bei Deuteronen	⇒	420 keV	
228 MeV	bei Tritonen		500 keV	

Silizium eine lineare Funktion der Gesamtenergie und unabhängig von der Ladung Z ist, eine Energiekalibration für den Siliziumdetektor.

Die Energieeichung des CsJ wurde ermittelt, indem die aus dem Energieverlust des Teilchens im Si–Detektor rekonstruierte Gesamtenergie gegen das digitalisierte Signal im CsJ–Detektor (ADCE) für die verschiedenen Teilchenarten aufgetragen und an diese Verteilung eine Funktion nach Gleichung 2.5 angepaßt[8] wurde.

$$E = P_1 + P_2 \cdot \mathrm{ADCE} + \frac{P_3}{\mathrm{ADCE} + P_4} \tag{2.5}$$

Das Verfahren ist an das in [Kun90] und [Twe90] beschriebene angelehnt.

Die Linearität der Elektronik wurde durch einen Pulsertest überprüft.

2.6.4 Energiekalibration bei 1 A·GeV

Zwischen dem Experiment bei 1 A·GeV und dem Experiment bei 50–200 A·MeV lag ein Zeitraum von etwa vier Wochen, in dem der Großteil der Detektorelemente unverändert blieb. An einigen Detektorelementen sind jedoch die Verstärkungsfaktoren der integrierenden Verstärker bzw. Vorverstärker verändert worden. Es konnte also für 1 A·GeV nicht der gleiche Satz an Eichparametern benutzt werden. Weil bei 1 A·GeV die Detektoren in Rückwärtsrichtung aufgebaut waren, hatte man in den Spektren keine Durchstoßpunkte im CsJ. Die Si-Kalibration und in direkter Folge die Energierekonstruktion war deutlich ungenauer und führte zu einer schlechteren Energiekalibration. Als Alternative bot sich eine Bestimmung der Elektronik–Verstärkungsfaktoren beider Experimente an. Aus dem Vergleich dieser konnte auch eine mögliche Drift der Verstärkungsfaktoren in der Experimentpause bestimmt und korrigiert werden.

Die Verstärkungsfaktoren für die beiden Experimente ließen sich für die CsJ–Detektoren (ADCE) über Pulsertests bzw. für die Si–Detektoren (ADCD) über Pulsertests und Messungen mit dem schon beschriebenen α–Präparat durchführen.

Zunächst wurden die im vorherigen Abschnitt erläuterten Polygonzüge von Deuteronen und ^{4}He für alle Detektoren bei beiden Energien bestimmt. Unter der Annahme, daß im CsJ und/oder im Silizium nur der Verstärkungsfaktor geändert wurde, sollten sich die Polygonzüge des Experiments bei 1 A·GeV mit einer linearen Transformation auf die Polygonzüge bei 150 A·MeV abbilden lassen. Hat man diese Transformation durchgeführt, kann man für die endgültige Energieeichung bei 1 A·GeV den Eichparametersatz des Experiments bei 150 A·MeV benutzen.

Zur Bestimmung dieser linearen Abbildung sind zwei Verfahren angewendet worden:

[8] Es wurde bei der Eichung für alle Detektoren nur eine Funktion benutzt, diese jedoch für jeden Detektor und jede Teilchensorte angepaßt

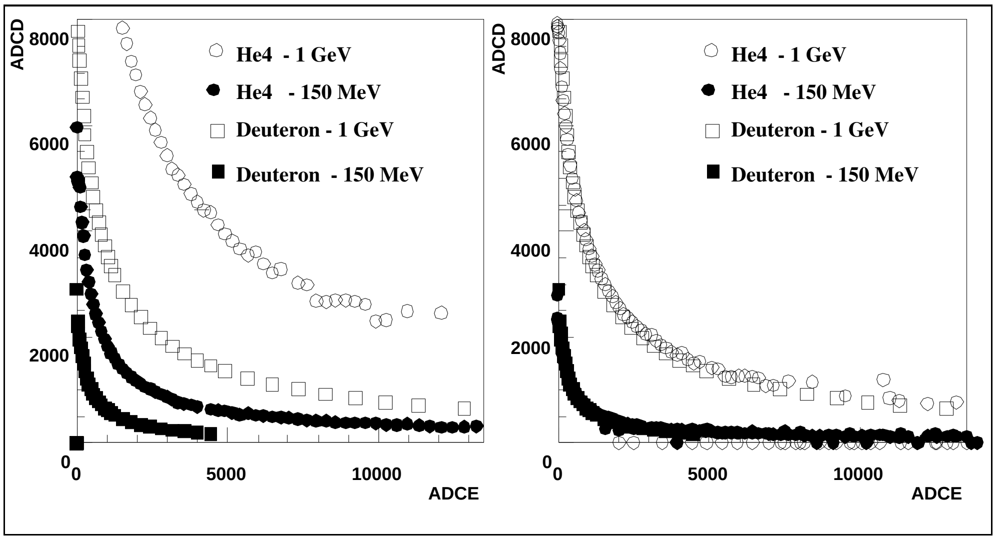


Abbildung 2.13: Schwerpunktlinien von Deuteronen und ^{4}He für 150 A·MeV (Quadrate) und 1 A·GeV (Kreise) vor und nach zweidimensionaler Anpassung

1. Zweidimensionale lineare Anpassung in logarithmischer Skala an die Polygonzüge von Deuteronen und ^{4}He (siehe Abbildung 2.13).

$$\begin{aligned} ADCD_{150} &= amp_D \cdot ADCD_{1000} + off_D \qquad \text{Si–Kanal} \\ ADCE_{150} &= amp_E \cdot ADCE_{1000} + off_E \qquad \text{CsJ–Kanal} \end{aligned}$$

Für Detektoren, bei denen entweder nur der Silizium– oder der CsJ–Verstärkungsfaktor verändert wurde, war das Verfahren numerisch stabil; dies ist in Abbildung 2.13 für einen veränderten Silizium–Verstärkungsfaktor dargestellt. Die Polygonzüge liegen nach der Anpassung aufeinander. Für Detektoren, bei denen jedoch sowohl im Silizium als auch im CsJ die Elektronik verändert wurde, war das Verfahren nicht stabil.

2. Differenz der Verstärkungsfaktoren aus der Pulsereichung für beide Experimente (siehe Abbildung 2.14). Die Verstärkungsfaktoren wurden für Silizium und CsJ unabhängig voneinander bestimmt. Als Bewertung für die Güte dieses Verfahrens galt die optische Kontrolle: Die Polygonzüge der beiden Experimente mußten nach der Korrektur deckungsgleich sein.

Die relative Pulsereichung erwies sich als das numerisch stabilere Verfahren. Sie reproduzierte auch für die zwischen den Experimenten unveränderten Detektoren die Verstärkungsfaktoren genauer als 1%.

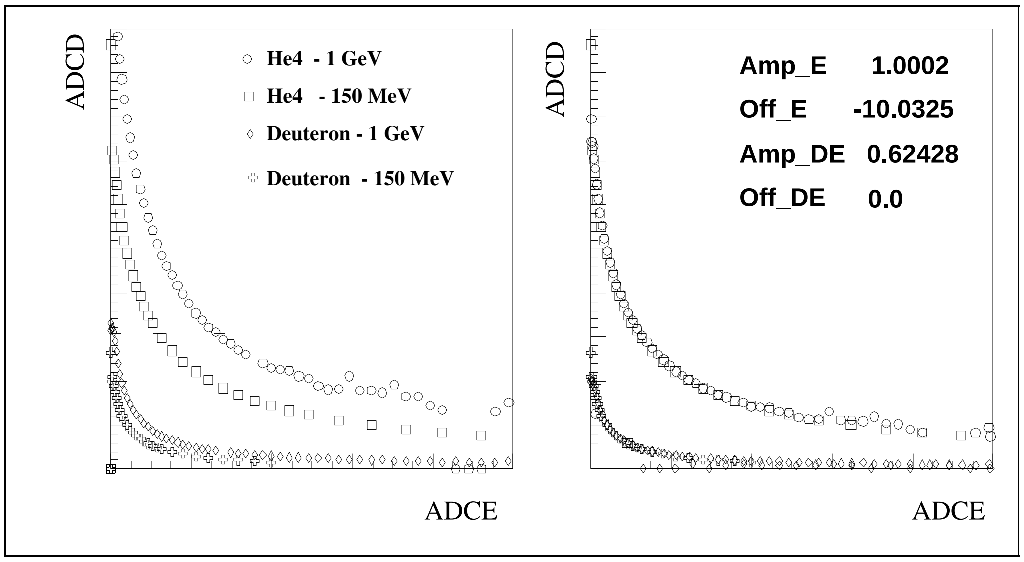


Abbildung 2.14: Schwerpunktlinien von Deuteronen und ^{4}He für 150 A·MeV (Quadrate) und 1 A·GeV (Kreise) vor und nach Pulserkalibration

2.6.5 Energiespektren für verschiedene Teilchensorten

In Abbildung 2.15 ist die Verteilung von in den Catania– und GSI–Hodoskopen nachgewiesenen Protonenpaaren in einem normierten p_T–y–Plot[9] dargestellt. Die einzelnen Kanäle im Histogramm p_T vs y sind jeweils mit $\frac{1}{p_T}$ gewichtet, sodaß die Verteilung direkt proportional zum invarianten Wirkungsquerschnitt ist. Die schwarz eingezeichneten Halbkreise zeigen die Linien konstanter Energie bei Targetrapidität. Man erkennt die Nachweisschwellen für Protonen in den Hodoskopen; 5,8 MeV als Durchstoßpunkt durch den Silizium und 145 MeV als Durchstoßpunkt durch den CsJ. Die hell eingezeichneten Kreisbögen zeigen Linien konstanter Energie bei mittlerer Rapidität. Ein Proton, das von einer Quelle bei mittlerer Rapidität emittiert wird, braucht mindestens eine kinetische Energie von 250 MeV, um überhaupt im Hodoskop nachgewiesen zu werden. Dies zeigt die fehlende Sensitivität der beiden Hodoskope auf Teilchen aus der Überlappzone. Den Beitrag der Quelle aus mittlerer Rapidität kann man gut durch die im nächsten Abschnitt beschriebenen Moving source Fits verdeutlichen.

Moving source Fit — Variation mit Z_{bound}

An die Energiespektren verschiedener Teilchensorten wurden Zwei–Quellen–Verteilungen mittels eines Moving–Source–Fitprogramms angepaßt. Eine genaue Beschreibung der Mo-

[9] $p_T \equiv$ Transversalimpuls, $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z} \equiv$ Rapidität

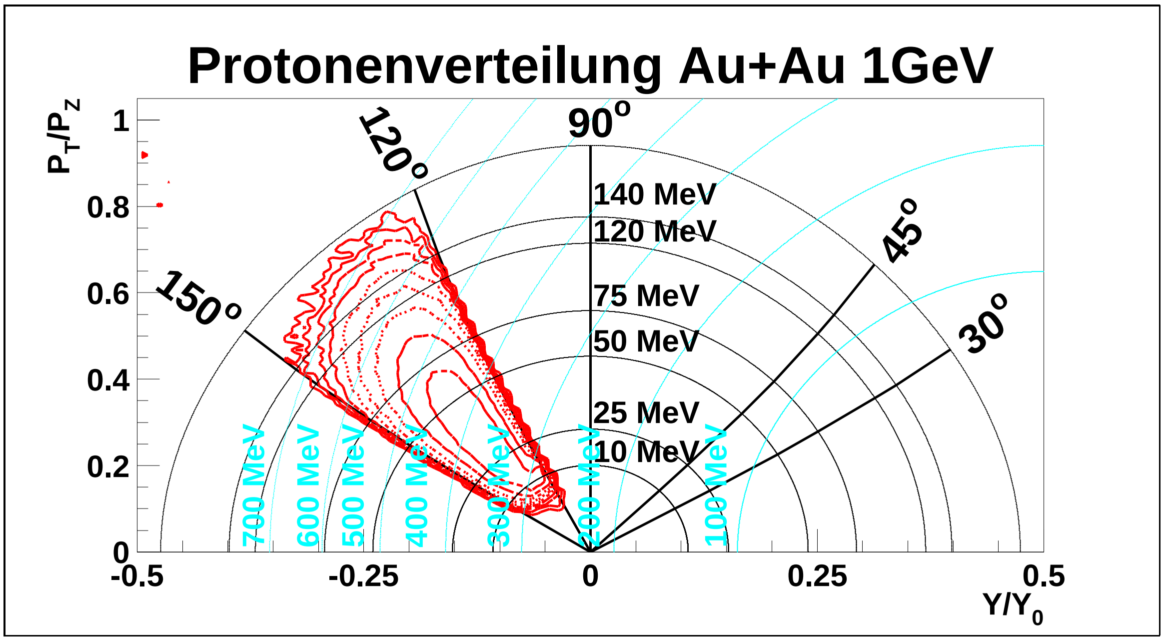


Abbildung 2.15: Akzeptanz der Hodoskope für Protonenpaare in der normierten p_T–y–Ebene — eingezeichnet sind außerdem Linien konstanter Energie im Laborsystem (dunkel) und bei mittlerer Rapididtät (hell)

Isotop	^{1}H	^{2}H	^{3}H	^{3}He	^{4}He	^{6}Li
Anpassungsbereich [MeV]	30-100	30–150	30–170	40–250	40–250	70–250

Tabelle 2.1: Anpassungsbereich im Moving source Fit

ving Source Fit–Routine findet sich in [Ser97]. Beide Quellen haben folgende Struktur

$$\frac{dP_i}{dEd\Omega}(\vec{p}, 0, V_i) = a_i\Theta(E - V_i)(E + mc^2 - V_i) \times \sqrt{(E + mc^2 - V_i)^2 - m^2c^4} \times e^{-\frac{E-V_i}{T_i}} \quad (2.6)$$

a_i ist ein Normalisierungsfaktor, V_i das effektive Coulombpotential der Quelle i, $\Theta(E - V_i)$ die Stufenfunktion, m die Isotopenmasse des Ejektils und T_i die Temperatur der i-ten Quelle. Der Geschwindigkeitparameter der Quelle bei mittlerer Rapidität wurde auf dem Wert $v_{mid} = 0{,}58 \cdot c$, das entspricht der halben Projektilrapidität bei 1 A·GeV festgehalten. Die beiden Quellen wurden nach einer Lorentztransformation linear überlagert:

$$\frac{dP(\vec{p})}{dEd\Omega} = \sum_{i=1}^{2} \frac{dP_i}{dEd\Omega}(\vec{p}, \vec{v_i}, V_i) \quad (2.7)$$

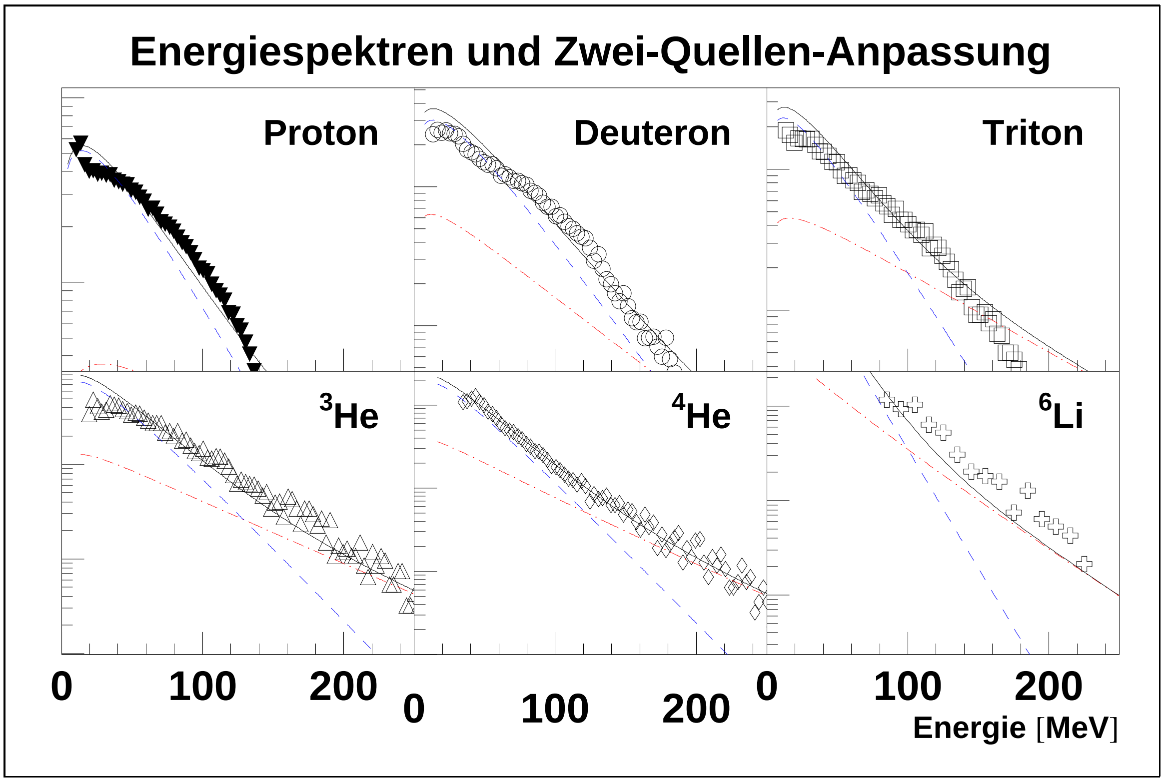


Abbildung 2.16: Energiespektren bei $\langle\theta\rangle = 35^0$ einiger leichter Isotope für 1 A·GeV und Anpassung mit einer Targetquelle (gestrichelt) und einer Quelle bei mittlerer Rapidität (strichpunktiert)

Der Fitbereich für die in Abbildung 2.16 dargestellten Energiespektren ist in Tabelle 2.1 dokumentiert. Das Abknicken im Protonen– bzw. Deuteronenspektrum kommt durch den CsJ–Durchstoßpunkt der Protonen bei 145 MeV bzw. Deuteronen bei 193 MeV zustande.

Deutlich sieht man in Abbildung 2.16 die Dominanz der Target–Quelle für alle Teilchensorten. Die Parameter für die Quelle aus mittlerer Rapidität sind mit einem großen systematischen Fehler versehen, da die Detektoren in diesem Winkelbereich auf diese Quelle nicht sensitiv sind. Der Einfluß dieser großen systematischen Fehler auf die Parameter der Target–Quelle ist untersucht worden und kann vernachlässigt werden. Wurde zur Anpassung nur eine einzige Quelle bei Target–Rapidität benutzt, erhöhte sich der χ^2–Wert um etwa einen Faktor 2.

In Abbildung 2.17 sind die Temperaturparameter der Targetquelle für verschiedene Teilchensorten in Abängigkeit von Z_{bound} dargestellt. Man erkennt deutlich das Ansteigen des Temperatur–Parameters zu kleineren Z_{bound}, bei $Z = 1$ von 20 auf 30 MeV, bei $Z = 2 - 3$ von 15 auf 20 MeV. Außerdem ist die Korrelation zwischen Masse eines Teilchens und dem

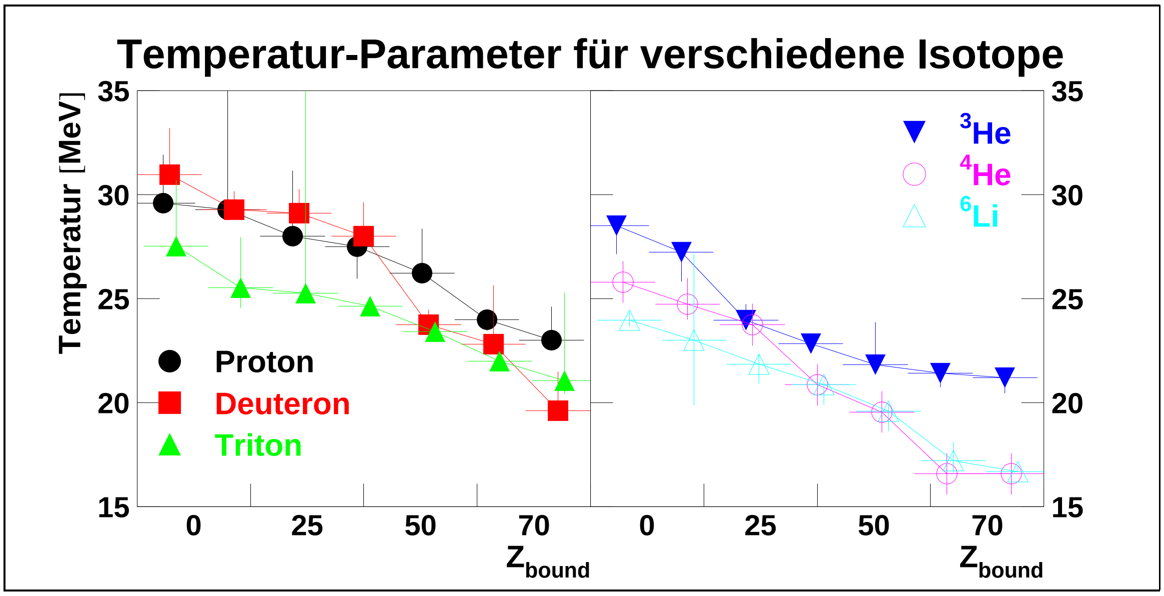


Abbildung 2.17: Temperaturparameter der Targetquelle aus Moving source Fits für Wasserstoff –(links) und Helium– bzw. Lithium–Isotope (rechts) in Abhängigkeit von Z_{bound}

Temperaturparameter zu erkennen, Protonen sind am 'heißesten', ^6Li am 'kältesten'.
Ein Vergleich dieser Temperaturwerte mit der Temperatur aus angeregten Zuständen befindet sich in Kapitel 3.

Variation mit dem Winkel $\Rightarrow$ Bounce

Aus Moving source fits kann die Kontamination der Spektren durch die Quelle bei mittlerer Rapidität als sehr klein angesehen werden (siehe z.B. Abbildung 2.16). Eine kleine Anisotropie der Energiespektren bleibt jedoch erhalten, die Spektren lassen sich nicht vollständig durch eine isotrop emittierende, thermische Quelle bei Target–Rapidität $y = 0$ erklären. Dies äußert sich z.B. in dem kontinuierlichen Anstieg der Mittelwerte und der Temperaturparameter in den Energiespektren zu kleineren Winkeln. Simulationen haben gezeigt, daß man diese Abweichungen durch einen sogenannten Bounce, einen Impulsübertrag senkrecht zur Strahlrichtung, erklären kann. Temperaturparameter und Mittelwerte aus den Spektren des Teleskops unter 150^0 sollten diesen Effekt nur schwach zeigen und sind in der Tat deutlich niedriger (siehe [Ode97]).
Ausführliche Ergebnisse der Simulationen finden sich in [Gro97]. Hier soll nur noch darauf hingewiesen werden, daß der Bounce für Reaktionen mit $Z_{bound} \leq 10$ einen Wert von $p \sim 100$ MeV/c erreichte.

2.7 Teleskope

Jedes der sieben Teleskope bestand aus vier Detektoren: 50 μm–, 300 μm–, 1000 μm–Silizium–Sperrschichtzähler + 4 cm–CsJ–Detektor (siehe [Mil91]). Die Zähler waren symmetrisch zum Target unter 40^0 in Vorwärtswinkeln bzw. unter 110, 130 und 150^0 in Rückwärtswinkeln angebracht. Damit war es möglich, bei allen Energien inklusive Spektren aufzunehmen und diese mit denen der Hodoskope zu vergleichen.

Eine ausführliche Dokumentation der Teleskop–Kalibration findet sich in [Ode97]. In Abbildung 2.18 sind exemplarisch Energieverlustspektren für ein Teleskop und die aus diesen Spektren bestimmte Teilchenidentifikation dargestellt.

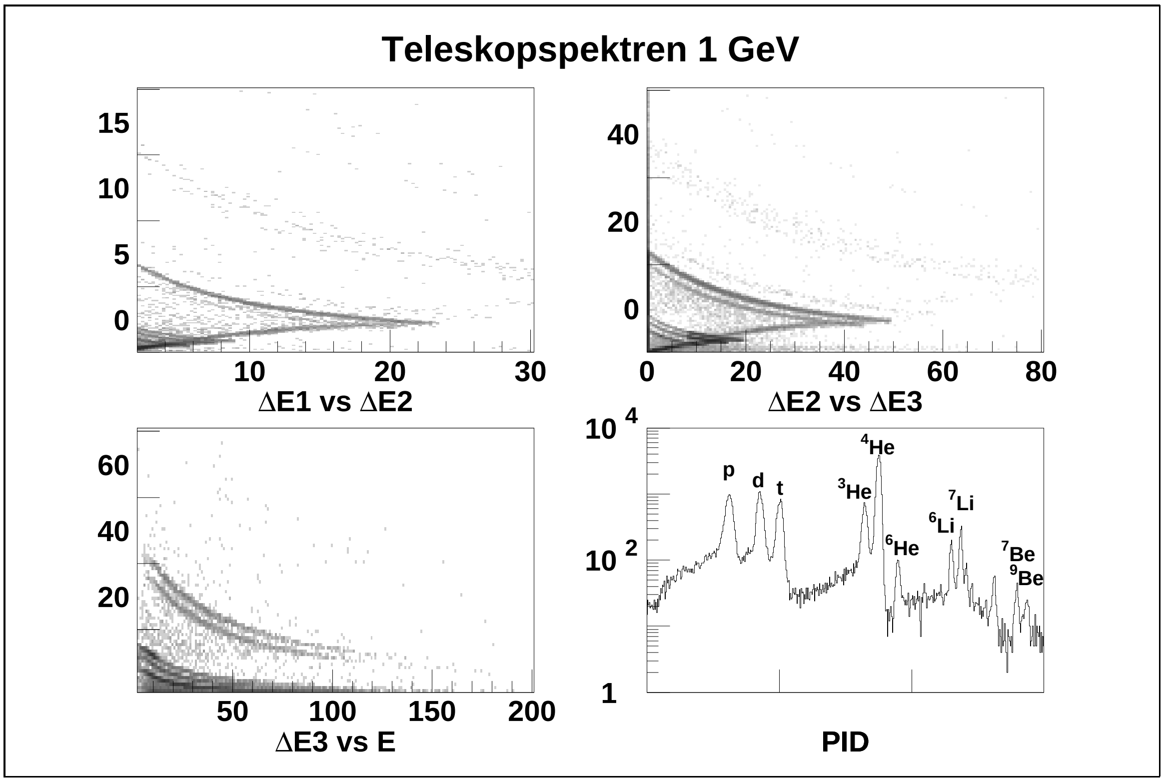


Abbildung 2.18: Energieverlust Si_1 vs Si_2 (links oben), Si_2 vs Si_3 (rechts oben), Si_3 vs CsJ (links unten) und daraus extrahierte Teilchenidentifikation (PID) des Teleskops bei $\theta = 150^0$

2.8 Trigger

Der bei diesem Experiment benutzte Trigger war zweistufig:

1. Triggerstufe 1: Dieser Trigger wies Reaktionen der Strahlteilchen mit dem Target nach. Es wurde eine Multiplizität ≥ 2 im ZDO bei einer Triggerschwelle von 60 mV im Diskriminator bei gleichzeitigem Nichtansprechen des HALO–Detektors gefordert. Die Diskriminatorschwelle war dabei so gewählt, daß kosmische Teilchen mit einem Energieverlust bis 1 MeV unterhalb der Schwelle blieben, gleichzeitig aber Protonen und schwere Fragmente eindeutig über der Schwelle lagen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Triggers auf Reaktionen lag in Übereinstimmung mit Vorhersagen aus Monte–Carlo–Simulationen bei $\sim 80\%$.

2. Triggerstufe 2 — Fast clear: Die Triggerstufe 2 diente zur Beschleunigung der Datenauslese und Reduktion der Datenmenge auf physikalisch interessante Ereignisse. Es wurden verschiedene Triggerbedingungen in den Hodoskopen bzw. den Teleskopen gefordert, die in Tabelle 2.2 aufgeführt sind. Die Triggerbedingungen wurden mit unterschiedlichen Untersetzungsfaktoren gewichtet. Bei Nichtansprechen einer Triggerbedingung sendete die Triggerlogik ein Fast Clear Signal, sodaß sämtliche ADC– und TDC–Inhalte gelöscht wurden.

Multiplizität	Untersetzungsfaktor	Triggerbit SPAT
$Mul_{Si} \geq 1$	2^8	1
$Mul_{CsJ} \geq 1$	2^6	2
$Mul_{Si} \geq 2$	2^0	8
$Mul_{CsJ} \geq 2$	2^0	128
$Mul_{Si} \geq 2.and.Mul_{CsJ} \geq 1$	2^0	16
$Mul_{Tel} \geq 1$	$2^0 - 2^4$	32

Tabelle 2.2: Bedingungen und Untersetzungsfaktoren der Triggerstufe 2

Eine ausführliche Darstellung des Triggerschaltplans findet sich in [Ock97]. Neben diesen Triggern gab es noch eine Reihe von Sondertriggern:

1. Cosmics – Energieverlust kosmischer Teilchen im ZDO während der Pause, in der das Synchrotron gefüllt und der Strahl hochbeschleunigt wurde, Multiplizität ≥ 2 bei einer reduzierten Triggerschwelle von 25 mV.

2. Pulser – Als Kalibration der Hodoskop–Elektronik während des Spills zum Test möglicher Sättigungseffekte sowie in den Strahlpausen.

3. Laser – Funktionsüberprüfung und Amplitudenkalibration der TOF

4. Time calibrator – Test von TOF und ZDO TDC–Elektronik sowie Eichung derselben.

2.8.1 Triggerschwellen und Konsequenzen

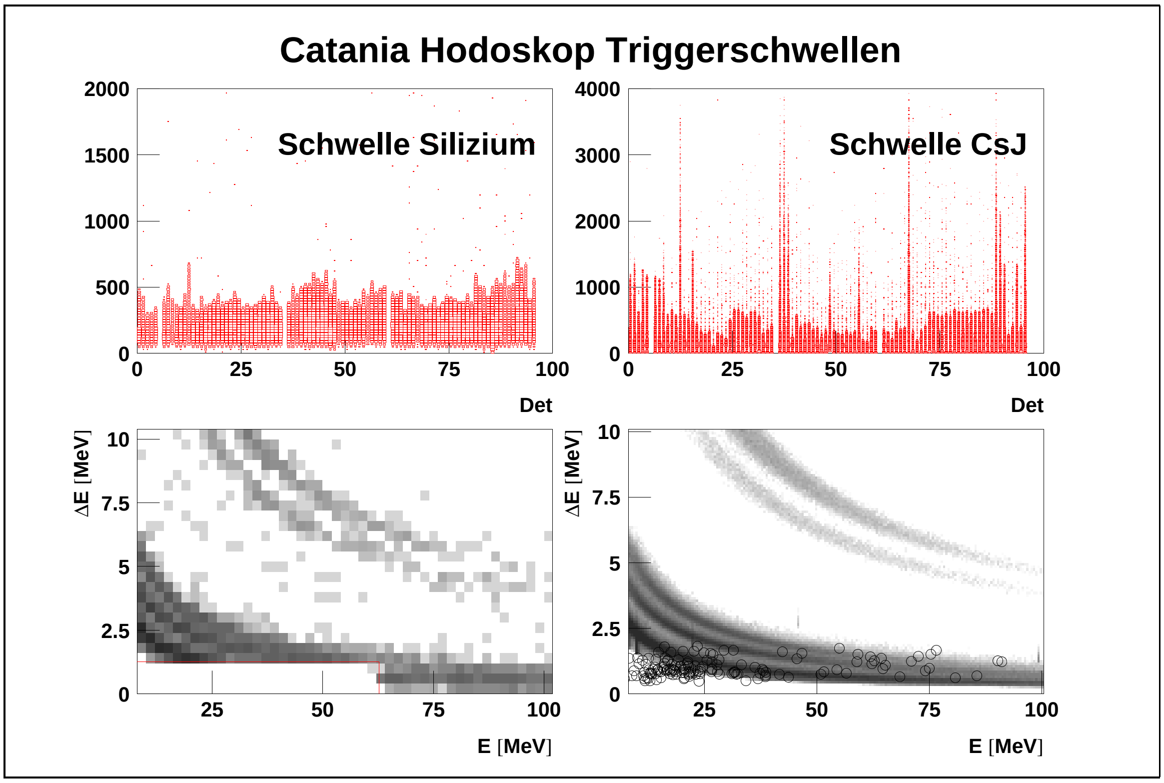


Abbildung 2.19: ADC–Triggerschwellen vs Detektornummer für das Catania–Hodoskop im Silizium (links oben) und im Cäsium Jodid (rechts oben), resultierendes ΔE–E–Spektrum für einen einzelnen Detektor bei Multiplizität 1 im Hodoskop (links unten), sowie die Eckpunkte der Schwellen im geeichten ΔE–E–Spektrum für alle Detektoren (rechts unten)

Da für einen Großteil der aufgenommenen Daten ein logisches UND zwischen CsJ– und Si–Signal verlangt wurde[10], konnte es bei einzelnen Detektoren mit hohen Triggerschwellen zu Einschnitten bzw. Effizienzverlusten kommen. Die Multiplizitäten der verschiedenen Trigger, z.B. Siliziummultiplizität ≥ 2, wurden ereignisweise mitgeschrieben und konnten zur

[10]sogenannter $Mul_{Si} \geq 2.and.Mul_{CsJ} \geq 1$-Trigger, der auf Zwei–Teilchen–Korrelationen sensitiv sein sollte

Analyse der individuellen Triggerschwellen benutzt werden. Betrachtete man z.B. Ereignisse mit einer Multiplizität von Null im Silizium–Trigger (kein Detektor hatte ein Signal oberhalb der Silizium–Triggerschwelle), konnte man in dem Silizium–ADC–Spektrum jedes Detektors die jeweilige Schwelle direkt ablesen (Abbildung 2.19 links oben). Analog wurde für die CäsiumJodid–Schwelle verfahren (Abbildung 2.19 rechts oben). Die Kombination beider Schwellen führte zu rechteckigen Einschnitten in den zweidimensionalen ΔE–E–Spektren (siehe Abbildung 2.19 links unten). Durch die Forderung, kein gültiges Triggersignal im entsprechenden Hodoskop zu bekommen, ließen sich diese rechteckigen Bereiche unterhalb der Schwelle und damit niedrigerer Effizienz herauspräparieren. Wie man der Abbildung entnehmen kann, reichten diese Einschnitte für einige Detektoren bis weit in die Protonenverteilungen hinein (oder sogar noch darüber hinaus).

Mit Hilfe der aus den Analogsignalen bestimmten Multiplizitäten in den einzelnen Trig-

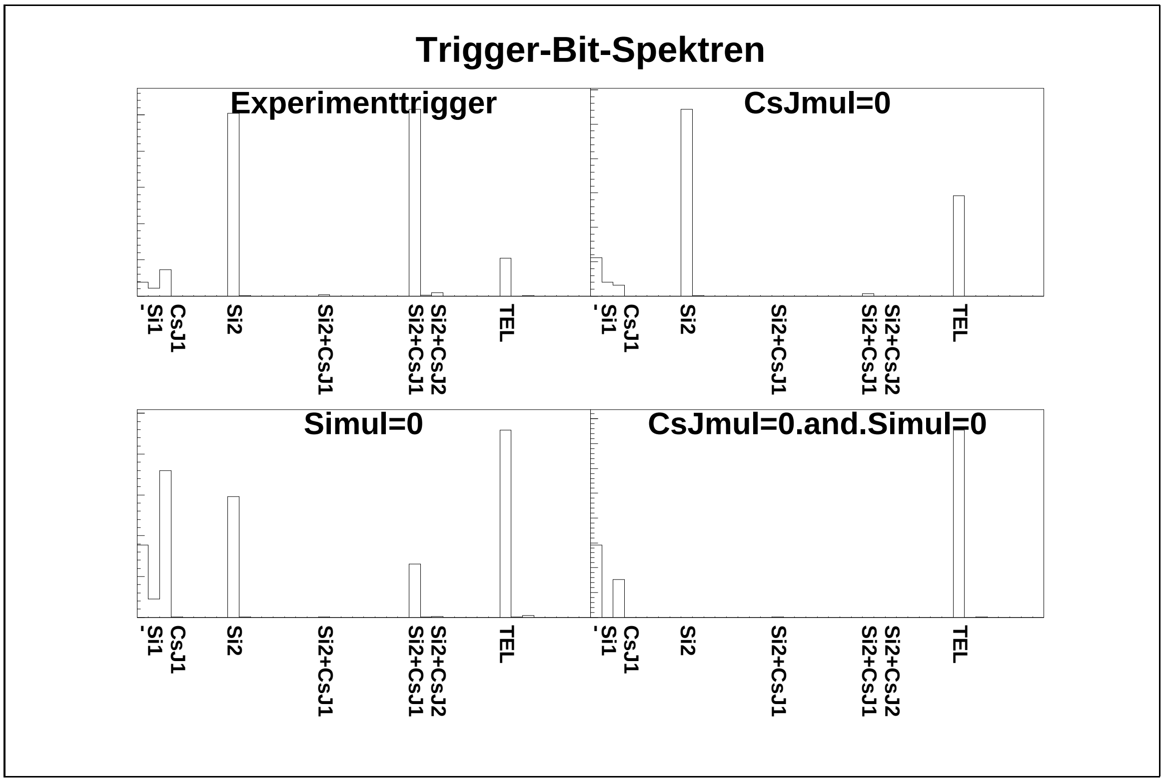


Abbildung 2.20: SPAT–Spektren für den Experimenttrigger (links oben), bei CsJ-Multiplizität=0 (rechts oben), bei Si-Multiplizität=0 (links unten) und bei CsJ+Si–Multiplizität=0 (rechts unten)

gern war es möglich, die Triggerbedingungen zu simulieren bzw. deren Korrektheit zu überprüfen. Die verschiedenen Trigger sind in ein sogenanntes SPAT–Spektrum eingetragen worden, das die Anzahl der gültigen Trigger in einem Spektrum darstellt. Jeder Kanal im SPAT–Spektrum gibt eine bestimmte Schalterstellung an der Triggerbox und damit eine spezielle Triggerbedingung wieder. SPAT=0 bedeutet, daß keine der Triggerbedingungen erfüllt ist, SPAT=2^{n-1} bedeutet, die an Schalter n angelegte Triggerbedingung ist erfüllt. Die einzelnen SPAT–Bedingungen waren noch zusätzlich mit denen in Tabelle 2.2 dokumentierten Untersetzungsfaktoren versehen. Waren verschiedene Triggerbedingungen gleichzeitig erfüllt, wurden die zugehörigen Werte einfach addiert (z.B. SPAT= $3 = 2^0 + 2^1$, Si=1 und CsJ=1). Solche SPAT–Spektren sind für verschiedene extrahierte Triggermultiplizitäten in Abbildung 2.20 dargestellt. Es ergaben sich für einige Triggerbedingungen erhebliche Diskrepanzen. Es war zum Beispiel die Bedingung SPAT=2 (CsJMul=1) auch für einige Ereignisse erfüllt, in denen kein Detektor ein Signal oberhalb der Schwelle hatte (Abbildung 2.20 rechts oben und unten). Das bedeutet, daß die an der Triggerbox angelegten Triggerbedingungen nicht in allen Fällen den physikalischen Triggerbedingungen entsprachen. Der Einfluß dieser falsch zugeordneten Triggerbedingungen auf die Konstruktion des sogenannten Minimum Bias Triggers[11] konnte aus der absoluten Zahl dieser falsch zugeordneten Triggerbedingungen abgeschätzt werden. Es zeigte sich, daß die Z_{bound}–Verteilung auch für extreme Annahmen der Fehlbelegung einzelner Triggerbits nahezu unverändert blieb. Für die Bestimmung des reduzierten Stoßparameters konnte diese Fehlbelegung deshalb vernachlässigt werden.

Für die Analyse der Temperaturen aus angeregten Zuständen (siehe Kapitel 3) wurden nur solche Teilchenpaare betrachtet, in denen beide Teilchen oberhalb der Triggerschwelle waren. Diese Einschränkung beinflußte vor allen Dingen die Teilchenausbeute im p–α–Grundzustand des ^{5}Li–Thermometers und war deshalb eine wichtige Korrektur der Temperatur in der Größenordnung von 0,5 MeV[12]. Für die ebenfalls durch diese Schwelle beeinflußten p–p–Korrelationen (siehe Kapitel 4) wurden wegen der geringen Statistik trotzdem alle Teilchenpaare berücksichtigt, weil diese im Gegensatz zu den aus den Ausbeuten extrahierten Temperaturen in keinem Quotienten benutzt wurden.

[11] Zusammensetzung aller Triggerbedingungen 2ter Stufe unter Berücksichtigung ihrer Untersetzungsfaktoren, sodaß man als Minimum Bias Trigger den Trigger 1ter Stufe erhält.

[12] V.Serfling, persönliche Mitteilung

3 Temperaturbestimmung aus teilcheninstabilen angeregten Zuständen

Bei der Bestimmung einer Temperatur in relativistischen Schwerionenkollisionen haben sich drei Methoden etabliert:

1. Temperaturbestimmung aus den kinetischen Energiespektren der Fragmente (Maxwell–Boltzmann–Fits, siehe z.B. Abbildung 2.16)

2. Temperaturbestimmung aus den Verhältnissen von Produktionswirkungsquerschnitten zweier leichter Fragmente (sogenanntes Isotopen– oder Albergo–Thermometer, [Alb85])

3. Relative Population von angeregten, teilcheninstabilen Zuständen eines Kernes ([Poc87])

Die erste Methode ist einerseits stark von kollektiven Effekten beeinflußt, andererseits spielt die Reaktionsgeometrie (Projektil–Target–Kombination, Stoßparameter, Vorgleichgewichtseffekte) eine nicht unerhebliche Rolle. Bei den aus Populationsverhältnissen bzw. gemessenen Wirkungsquerschnitten von stabilen (Isotopenthermometer) oder teilcheninstabilen Fragmenten gewonnen Temperaturen müssen dagegen Feedingkorrekturen[1] berücksichtigt werden.

Die Methode der Temperaturbestimmung aus teilcheninstabilen Zuständen eines Kerns wird in Abschnitt 3.1 beschrieben. In Abschnitt 3.2 sind die Korrelationsfunktionen und die daraus extrahierten Temperaturen der im Rahmen dieser Arbeit untersuchten vier Thermometer dargestellt. Dem schließt sich in Abschnitt 3.3 ein Vergleich der Thermometer mit Temperaturen aus Isotopenverhältnissen und Energiespektren sowie mit den Ergebnissen anderer Gruppen an.

[1] Zerfall eines schweren Fragments in den betrachteten Kanal, etwa $^{12}C \Rightarrow \alpha\alpha\alpha$

3.1 Grundlagen der Temperaturbestimmung aus teilcheninstabilen angeregten Zuständen

3.1.1 Bestimmung von Emissionstemperaturen

Die Population der Zustände im Mutterkern in einer betrachteten Ereignisklasse wird durch die Gleichung

$$\left(\frac{dn(E)}{dE}\right)_c = \frac{C}{\pi} \cdot e^{-\frac{E}{T_{Em}}} \cdot \sum_i \frac{(2J_i+1)\frac{\Gamma_i}{2}}{(E-E_i)^2+\frac{\Gamma_i^2}{4}} \cdot \frac{\Gamma_{c,i}}{\Gamma_i} \tag{3.1}$$

mit der Anregungsenergie E, der Emissionstemperatur T_{Em}, dem Drehimpuls J_i,der Energie E_i und der Resonanzbreite Γ_i des betrachteten Niveaus sowie dem Verzweigungsverhältnis $\frac{\Gamma_{c,i}}{\Gamma_i}$ der Ereignisklasse c parametrisiert.
Aus dem Populationsverhältnis zweier 'scharfer' Zustände ($\Gamma \ll E^*$) kann die Temperatur eines angeregten Kerns bestimmt werden

$$\frac{\left(\frac{dn(E)}{dE}\right)_1}{\left(\frac{dn(E)}{dE}\right)_2} \approx \frac{e^{-E_1/T_{Em}}}{e^{-E_2/T_{Em}}} \cdot \frac{2J_1+1}{2J_2+1} \propto e^{\Delta E/T_{Em}} \tag{3.2}$$

Durch sequentielle Zerfälle höherer angeregter Fragmente in den betrachteten Zustand des jeweiligen Kerns (sogenanntes Feeding) verschiebt sich das zur Temperatur gehörende Temperaturverhältnis von T_{Em} zu T_{Em}'. Nach [Poc85] kann man folgende Abschätzung ansetzen: Das primäre Populationsverhältnis R wird um einen Faktor δ modifiziert ($R' = \delta \cdot R$); somit folgt für den Fall zweier scharfer Zustände mit Niveauabstand ΔE

$$R' = \delta \cdot R \propto e^{-\frac{\Delta E}{T'_{Em}}} \tag{3.3}$$

Damit erhält man für die scheinbare extrahierte Temperatur:

$$T'_{Em} = \frac{T}{1 - T_{Em} \cdot \frac{\ln \delta}{\Delta E}} \tag{3.4}$$

Nach dieser Gleichung sind Temperaturbestimmungen aus angeregten Zuständen umso genauer, je größer der Niveauabstand ΔE und je kleiner das Feeding δ ist

$$\Delta E \gg T_{Em} \qquad \delta \approx 1 \tag{3.5}$$

Man wird deshalb im allgemeinen Thermometer benutzen, deren Energiedifferenz zwischen den beiden betrachteten Niveaus größer als 10 MeV ist, damit Temperaturen um 5 MeV zuverlässig bestimmt werden können. Andererseits sollte ΔE nicht viel größer als 20 MeV sein, damit der angeregte Zustand noch in genügend hoher Statistik gemessen werden kann. Ein gutes Beispiel dafür ist das aus dem Populationsverhältnis von Grund– und erstem angeregten Zustand von ^{5}Li gebildete Thermometer ($\Delta E = 16{,}7$ MeV, ^{5}Li ist protonenreich, weshalb Feeding schwach ist). Im Gegensatz dazu erfüllt das aus dem Populationsverhältnis im ersten und dritten angeregten Zustand von ^{6}Li gebildete Thermometer Bedingung 3.5 nicht (ΔE = 2,1 MeV).

In Tabelle 3.1 sind Energieniveaus, Zerfallskanäle, usw. der zur Temperaturmessung verwendeten teilcheninstabilen Kernzustände dargestellt (aus [Ajz84]).

Thermometer	Zerfallskanal	J^π	E^* [MeV]	Γ [kev]	q [MeV/c]
^{5}Li	p–α	$3/2^-$	G.S.	1500	54, 3
	d–^{3}He	$3/2^+$	16, 66	200	24, 7
^{6}Li	d–α	3^+	2, 17	24	41, 5
	d–α	2^+	4, 31	1700	84, 1
	d–α	1^+	5, 65	1500	99, 1
^{8}Be	α–α	0^+	G.S.	6,8 eV	18, 3
	α–α	2^+	3, 04	1500	108
	p–^{7}Li	1^+	17, 64	10, 7	27
^{4}He	p–t	0^+	20, 1	500	20, 0
	p–t	0^-	21, 2	640	42, 5
	p–t	2^-	21, 8	1260	56, 7

Tabelle 3.1: Energieniveaus und Zerfallskanäle der für die Temperaturmessung benutzten, teilcheninstabilen Kernzustände (aus [Ajz84, Til92])

3.1.2 Erzeugung der Korrelationsfunktion

Zur Bestimmung von Populationsverhältnissen teilcheninstabiler Zustände benötigt man die Methode der Korrelationsfunktionen. Die Korrelationsfunktion beschreibt den Unterschied zwischen korrelierten und unkorrelierten Raten als Funktion des Relativimpulses q:

$$\sum_{det,E} Y_{1,2}(\vec{p_1}\vec{p_2}) \quad = \quad C_{1,2}(1+R(q)) \sum_{det,E} Y_1(\vec{p_1}) \cdot Y_2(\vec{p_2}') \tag{3.6}$$

wobei $Y_{1,2}(\vec{p_1}\vec{p_2})$ die koinzidente und $Y_1(\vec{p_1})Y_2(\vec{p_2})$ die nicht–koinzidente Rate der betrachteten Teilchenkombination ist. Die Summe läuft über alle Detektor– und Energiekombinationen zu einem q. Resonanzen von teilcheninstabilen Zuständen sorgen für eine Anhäufung von Teilchenpaaren in einem gewissen Impulsintervall und damit für einen Anstieg der Korrelationsfunktion auf dem durch Kombinatorik und durch die Detektorakzeptanz gebildeten Untergrund.

Das Programm zur Erzeugung einer Korrelationsfunktion aus experimentellen Daten ist ausführlich in [Ser97] dargestellt. Am Beispiel der d–α–Korrelationsfunktion ist dies in

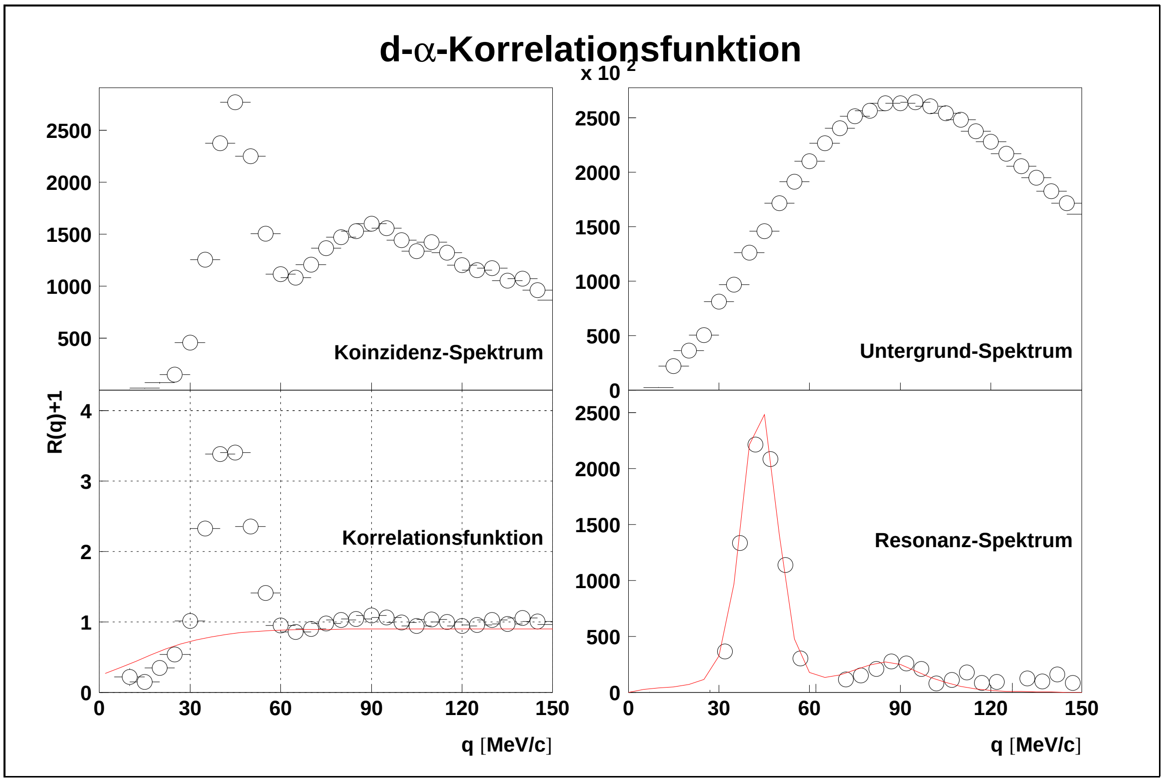


Abbildung 3.1: Koinzidenz–Spektrum *der d–α–Korrelationsfunktion (oben links), durch* Event mixing *produziertes* Untergrund–Spektrum *(oben rechts), normierte Korrelationsfunktion (unten links) und Resonanzspektrum nach Abzug des nichtresonanten Anteils (unten rechts)*

Abbildung 3.1 illustriert. Es werden alle Kombinationen einer Teilchenpaarsorte (im Bild Deuteronen und ^{4}He) eines Ereignisses bestimmt und in ein Impulsdifferenzspektrum eingetragen (Koinzidenz–Spektrum). Dieses Relativimpulsspektrum enthält neben den Resonanzen Anteile aus der Reaktionsdynamik, Kombinatorik, der experimentellen Akzeptanz usw. Diese Anteile wurden durch Bildung von Relativimpulsspektren eines Teilchens eines Ereignisses mit Teilchen aus anderen Ereignissen bestimmt, die per definitionem keine physikalischen Korrelationen enthalten können (sogenanntes Eventmixing ⇒ Untergrund–Spektrum, siehe [Kop74]). Durch Teilen der beiden Spektren erhält man eine Korrelationsfunktion. Für die Normierung der Korrelationsfunktion gibt es prinzipiell zwei Möglichkeiten: Entweder normiert man den Bereich hoher Relativimpulse, in dem keine Resonanzen erwartet werden, auf eins oder man normiert Koinzidenz–Spektrum und Untergrund–Spektrum auf die gleiche Anzahl an Teilchenpaaren. In den folgenden Analysen wurde in Anlehnung an die experimentelle Praxis ([Poc87, Boa90, Lis93, Sch93] und andere) die erste Methode verwendet. Der statistische Fehler der Korrelationsfunktion ist dominiert durch Fluktuationen im Koinzidenz–Spektrum, da die Statistik des Untergrund–Spektrums beliebig groß gewählt werden kann (je nachdem wieviele Nachbarereignisse man betrachtet).

Extrahierte Zählratenverhältnisse

Die bis hierhin bestimmte Korrelationsfunktion (Abbildung 3.1 unten links) enthält neben der Resonanz noch Anteile der Coulomb– und der starken Wechselwirkung, die die sogenannte nicht–resonante Untergrund–Korrelationsfunktion bilden. Diese kann z.B. durch an nicht–resonante Korrelationsfunktionen angepaßte Parametrisierungen (z.B. Wood–Saxon–Funktionen) beschrieben werden. Die im Rahmen dieser Analyse benutzten Wood–Saxon–Parametrisierungen waren an die nicht–resonanten Korrelationsfunktionen d–d, t–t und t–^{3}He angepaßt (siehe Abbildung 4.15). Nach Abzug dieses mit dem Integral des Untergrund–Spektrums multiplizierten Untergrunds erhielt man ein Resonanzspektrum, in dem durch einfache Integration die Zählratenverhältnisse in den verschiedenen Zuständen bestimmt wurden (siehe Abbildung 3.1 rechts unten). Aus dem Vergleich der Zählratenverhältnisse aus Grund– und angeregtem Zustand oder zwei angeregten Zuständen mit Gleichung 3.1 kann bei Kenntnis der Detektoreffizienz (siehe Abschnitt 3.1.3) eine Temperatur bestimmt werden. Der systematische Fehler dieser Temperaturextraktion wurde aus extremen Annahmen für die Untergrund–Korrelationsfunktion ermittelt. Das Zählratenverhältnis wurde bei einer mit den Daten verträglichen maximalen/minimalen nicht-resonanten Korrelationsfunktion (und damit minimaler/maximaler Ausbeute) im Grundzustand und einer minimalen/maximalen (und damit maximaler/minimaler Ausbeute) im angeregten Zustand bestimmt. Auf diese Weise erhielt man den durch systematische Fehler gegebenen Unsicherheitsbereich des Zählratenverhältnisses. Da jedoch dieses nur logarithmisch in die Temperaturbestimmung eingeht, führen selbst relativ große systematische Fehler in der Bestimmung des Zählratenverhältnisses zu akzeptablen Fehlern in der Bestimmung der Temperatur. Dies ist für ^{5}Li in Abbildung 3.3 dargestellt.

3.1.3 Monte–Carlo–Verfahren

Mit den auf diese Weise bestimmten experimentellen Zählratenverhältnissen kann man nicht direkt eine Emissionstemperatur bestimmen, da die gemessene Zählrate N'_c neben der Temperatur auch von der Detektoreffizienz abhängt. N'_c ist über die sogenannte Efficiency–Matrix $\epsilon_x(E', E)$ mit dem in den Kanal c zerfallenden Anregungsenergiespektrum $\left(\frac{dn(E)}{dE}\right)_c$ verbunden

$$N'_c = \int\limits_{E'_1}^{E'_2} \left[\int \epsilon_c(E', E) \left(\frac{dn(E)}{dE} \right)_c dE \right] dE' \tag{3.7}$$

E' ist die im Detektor gemessene Energie. Für $\frac{dn(E)}{dE}_c$ wurde Gleichung 3.1 angesetzt. Die Efficiency–Matrix wurde mit Monte–Carlo–Simulationen für jeden Zerfallskanal und für Anregungsenergien von 0–30 MeV in 1,5 MeV–Schritten bestimmt. Das Programm ist

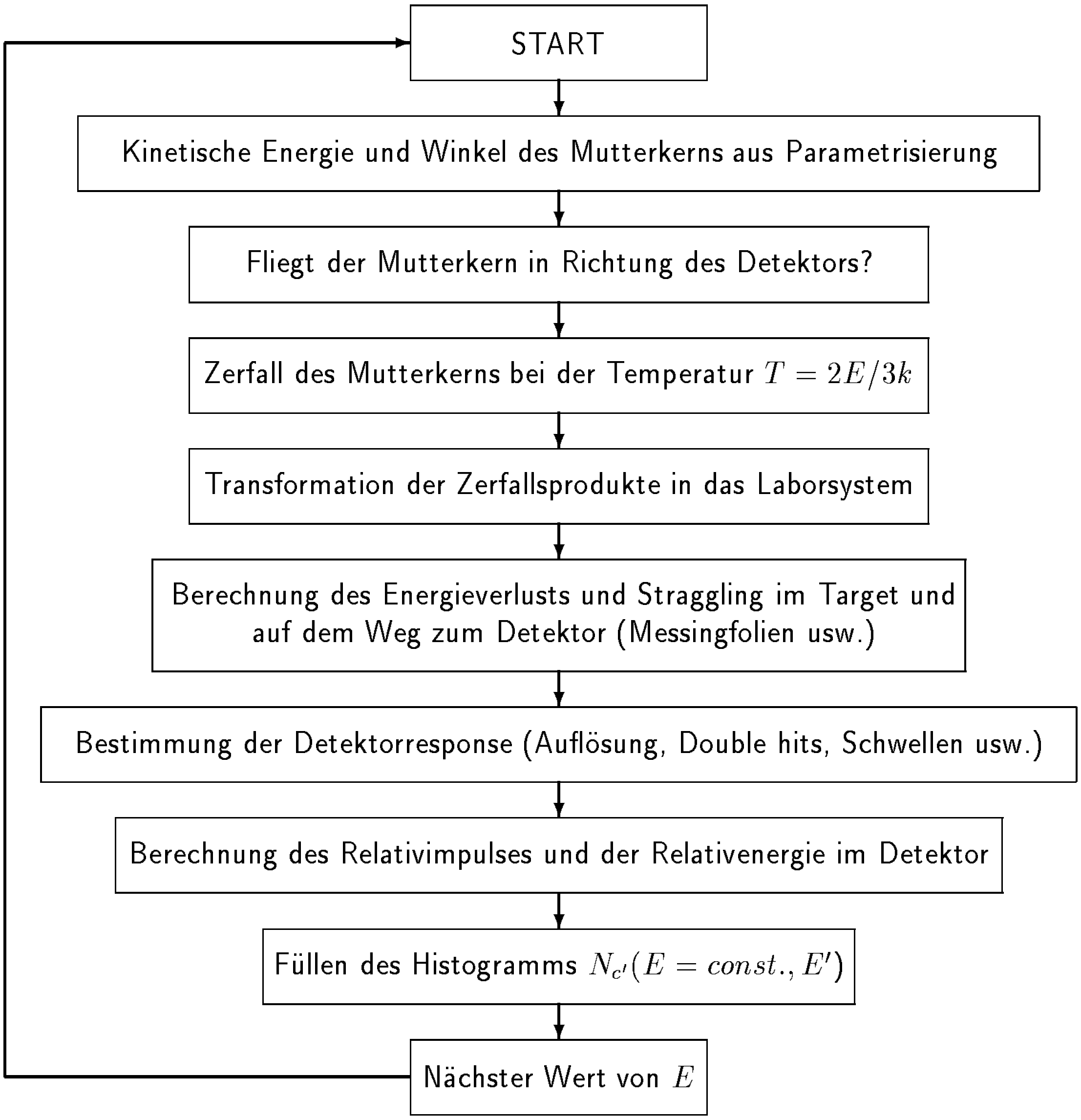


Abbildung 3.2: Flußdiagramm zur Bestimmung der Efficiency*–Matrix*

ausführlich in [Ser97] dargestellt. Nach Eingabe einiger Startwerte wie Anregungsenergie, Masse des Mutterkerns und der Tochterkerne sowie dem Bereich der kinetischen Energie des Teilchenpaares werden die Massentabellen, die Geometrie und die Detektorschwellen der Hodoskope initialisiert, danach die Anregungsenergieniveaus des Mutterkerns eingelesen, das Efficiency–Histogramm initialisiert und alle Zähler auf Null gesetzt. Anschließend werden die in Abbildung 3.2 dargestellten Schritte innerhalb einer Programmschleife abgearbeitet[2]. Die Efficiency–Matrix erhält man durch Zusammensetzen der eindimensionalen E'–Histogramme zu einem zweidimensionalen E'–E–Histogramm. Sie stellt die Effizienz des Detektors auf Nachweis eines Teilchenpaares bei einer bestimmten Anregungsenergie E und der im Detektor gemessenen Energie E' dar.

Die Resonanzverteilung wird nach dem Breit–Wigner–Formalismus berechnet[3], wobei je nach System vom ersten bis zum dritten angeregten Zustand die Zerfallskanäle, ihre Energien und Breiten nach [Ajz84] berücksichtigt werden. Diese Resonanzverteilung wird dann mit der Efficiency–Matrix für das Anregungsenergieintervall von 0–30 MeV in 1,5 MeV–Schritten gefaltet. Das innere Integral in Gleichung 3.7 wird deshalb durch eine Summation über das Anregungsenergieintervall und nachfolgende Interpolation ersetzt. Die so bestimmten simulierten Verteilungen wurden an die Ausbeuten in den experimentellen Resonanzspektren, wie sie z.B. in Abbildung 3.1, rechts unten, oder in Abbildung 3.3 dargestellt sind, angepaßt.

3.2 Experimentelle Ergebnisse

3.2.1 Statistik der Korrelationsfunktionen

In Tabelle 3.2 ist die Anzahl der Teilchenpaare der im Rahmen dieser Arbeit analysierten Korrelationsfunktionen dargestellt. Für das ^{5}Li– und das ^{4}He–Thermometer ist die Statistik für eine Selektion nach vier Bereichen von Z_{bound} ausreichend. Für das ^{6}Li– und das ^{8}Be–Thermometer wurde jeweils nur eine über alle Bereiche von Z_{bound} gemittelte Temperatur bestimmt.

3.2.2 Das ^{5}Li–Thermometer

Für das ^{5}Li–Thermometer wurde das Populationsverhältnis aus dem ersten angeregten (d–^{3}He, $E = 16,66$ MeV) und dem Grundzustand (p–α) betrachtet. Die Impulsverteilung des ^{5}Li–Mutterkerns wurde durch die parametrisierte ^{6}Li–Verteilung auf dem Hodoskop abgeschätzt.

In der obersten Reihe von Abbildung 3.4 sind Grund– und erster angeregter Zustand von ^{5}Li sowie für jede der beiden Korrelationsfunktionen eine maximale und eine minimale Untergrundfunktion dargestellt.

Die aus ^{5}Li extrahierte Temperatur ist für vier verschiedene Bereiche des Stoßparameters bzw. von Z_{bound} sowie für drei verschiedene Bereiche der Summenenergie der Teilchenpaare

[2]Die Parametrisierung wurde durch eine 2-Quellen-Anpassung (siehe z.B. Abbildung 2.16) an die experimentell gemessenen Energiespektren $\frac{d\sigma}{dE\,d\Omega}$ in den Hodoskopen bestimmt. Bei ^{5}Li bzw. ^{8}Be wurde die 2-Quellen-Anpassung von ^{6}Li bzw. ^{9}Be benutzt.

[3]Liegt die Resonanz sehr nahe an der Nachweisschwelle wie z.B. bei p–t, dann wird der sogenannte R–Matrix–Formalismus angewendet

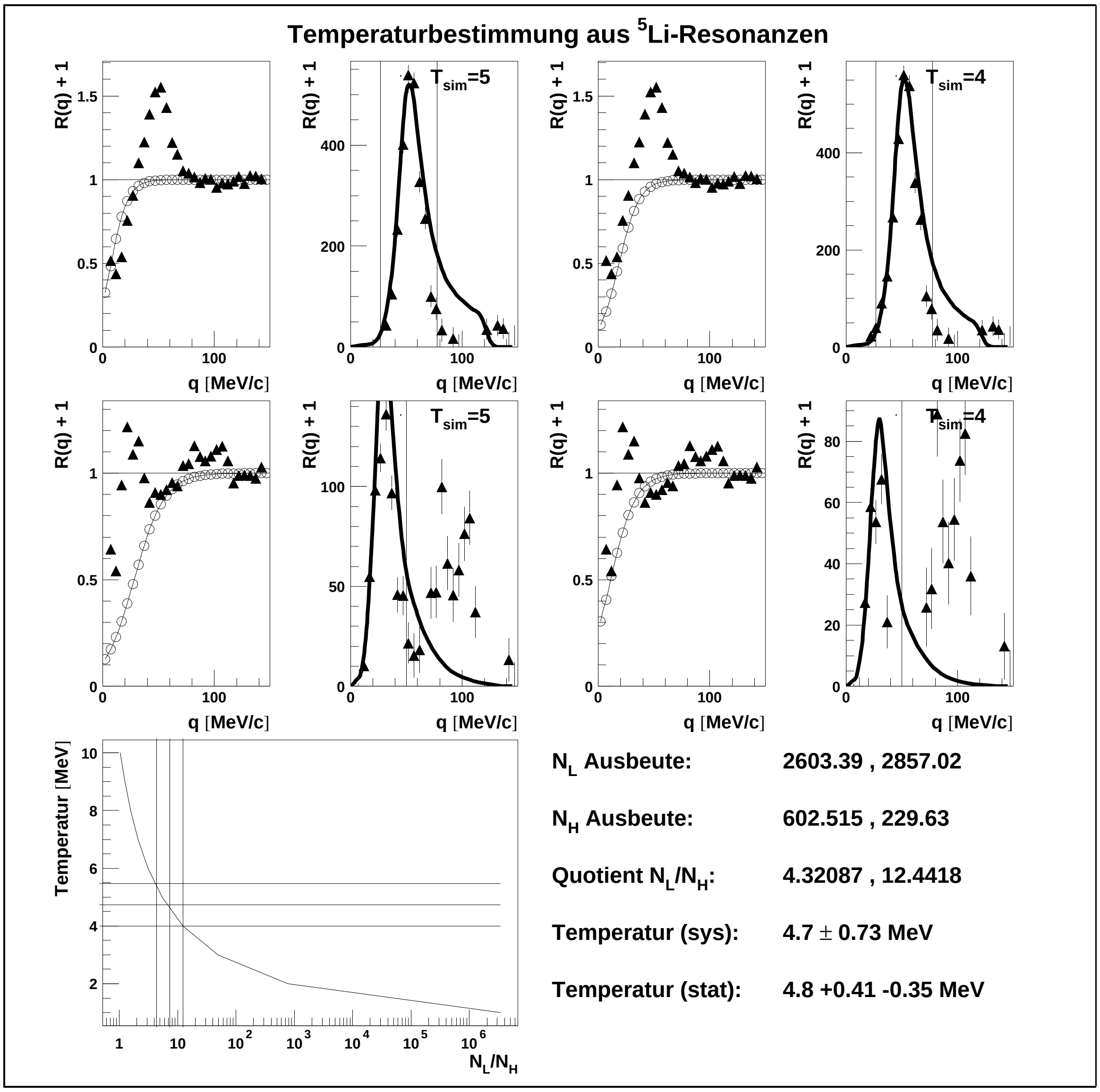


Abbildung 3.3: Temperaturbestimmung aus ^{5}Li–Resonanzen
Erste Reihe: *p–α–Korrelationsfunktion und daraus extrahierte ^{5}Li–Grundzustandspopulation bei maximaler (links) und minimaler (rechts) nicht–resonanter Korrelationsfunktion*
Zweite Reihe: *d–^{3}He–Korrelationsfunktion und daraus extrahierte Population im ersten angeregten Zustand von ^{5}Li bei minimaler (links) und maximaler (rechts) nicht–resonanter Korrelationsfunktion*
Dritte Reihe: *Bestimmung der Temperatur für das ^{5}Li–Thermometer durch Vergleich mit simuliertem Populationsverhältnis und Interpolation*

Thermometer	Teilchenpaar	$Z_{bound} \leq 20$	20–40	40–60	60–80
^{5}Li	d–^{3}He	6835	9434	4796	1525
	p–α	19758	35519	19929	6122
^{6}Li	d–α	12644	23911	13985	4315
^{8}Be	p–^{7}Li	783	1366	624	150
	α–α	2462	5802	3232	792
^{4}He	p–t	49304	70782	41132	15329

Tabelle 3.2: Statistik der Leichtteilchenkorrelationen für die Zustandsthermometer

untersucht worden. Im Rahmen der systematischen und statistischen Fehler ist weder eine Abhängigkeit vom Stoßparameter noch eine von der kinetischen Energie des Teilchenpaares erkennbar.

3.2.3 Das ^{8}Be–Thermometer

Für das ^{8}Be–Thermometer wurde das Populationsverhältnis aus erstem ($E = 3,04$ MeV, zerfällt in α–α) und viertem angeregten Zustand ($E = 18,15$ MeV, zerfällt in p–^{7}Li) betrachtet. Der Grundzustand liegt zu nahe an der minimalen Nachweisschwelle des Hodoskops $\Delta q = 15$ MeV/c, um zur Temperaturextraktion verwendet werden zu können. Die Impulsverteilung des ^{8}Be–Mutterkerns wurde durch die parametrisierte ^{9}Be–Verteilung auf dem Hodoskop abgeschätzt.

α–α– und p–^{7}Li–Korrelationsfunktionen sind in der zweiten Reihe von Abbildung 3.4 dargestellt. Wegen der geringen Statistik in p–^{7}Li ist nur eine über alle Stoßparameter gemittelte Temperatur bestimmt worden. Ihr Wert betrug $T \approx 5$ MeV. Im Vergleich zu ^{5}Li erwartet man im ^{8}Be–Thermometer einen stärkeren Einfluß durch Feeding, z.B. durch den Zerfall $^{12}C^* \Rightarrow {}^8Be+\alpha$ (siehe auch Kapitel 5.3).

3.2.4 Das ^{4}He–Thermometer

Der Grundzustand von ^{4}He ist stabil, in der p–t–Korrelationsfunktion sieht man die ersten drei angeregten Zustände von ^{4}He (Abbildung 3.4, links unten). Der zweite und dritte angeregte Zustand sind wegen ihrer Breite im Spektrum überlagert.

Für die Bestimmung der Temperatur wurde das Verhältnis aus den ersten drei angeregten ($E = 20,1 - 21,84$ MeV) zum stabilen ^{4}He–Grundzustand betrachtet, dessen Ausbeute

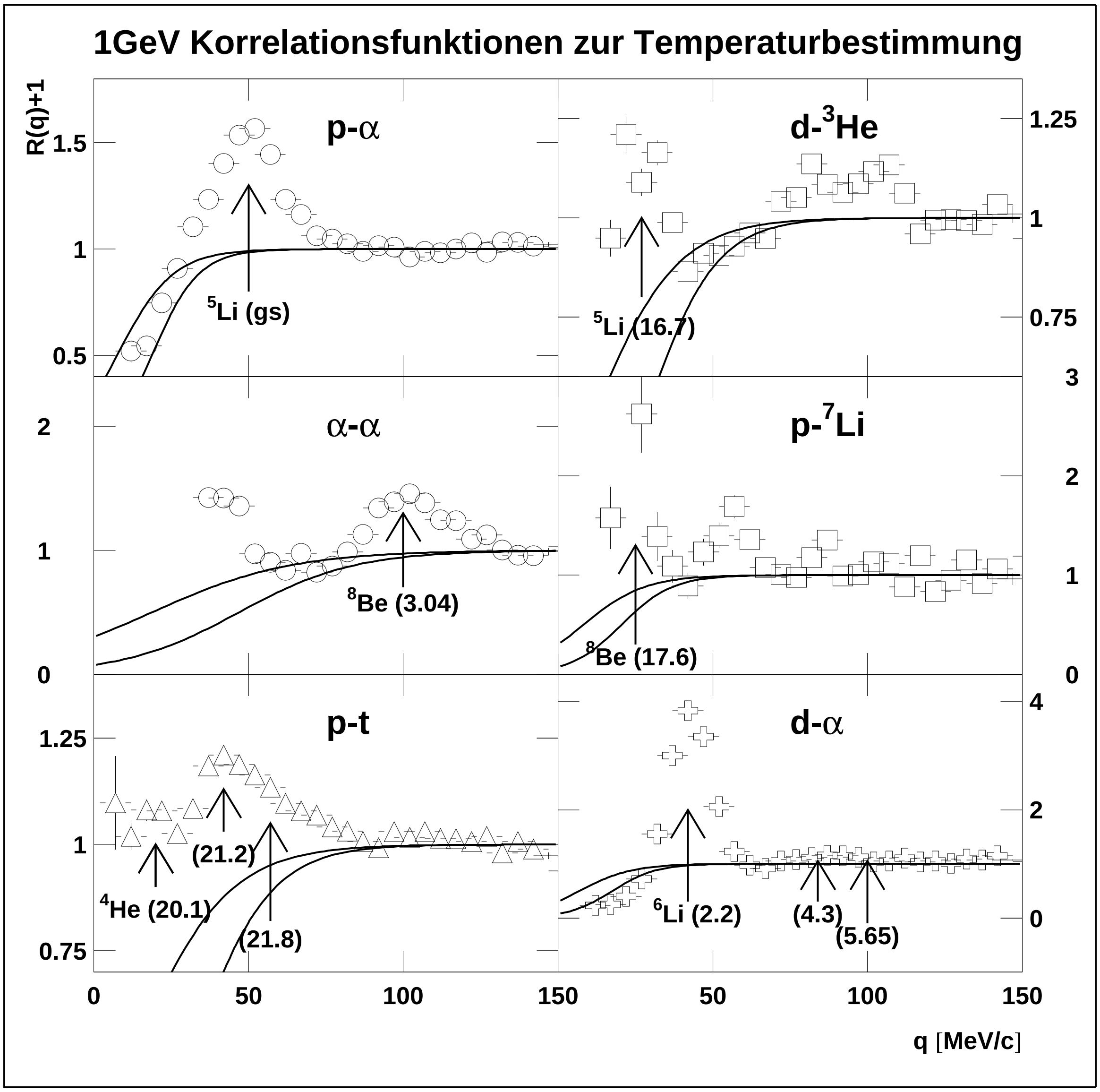


Abbildung 3.4: Korrelationsfunktionen der Zustandsthermometer
Erste Reihe: *Grundzustand (p–α) und erster angeregter Zustand (d–^{3}He) von ^{5}Li*
Zweite Reihe: *Grund– und dritter angeregter Zustand (α–α) sowie vierter bis sechster angeregter Zustand (p–^{7}Li) von ^{8}Be*
Dritte Reihe: *Angeregte Zustände von ^{4}He (p–t), Angeregte Zustände von ^{6}Li (d–α)*

direkt aus der Anzahl der nachgewiesenen ^{4}He–Fragmente im Hodoskop bestimmt wurde. Die Temperatur des ^{4}He–Thermometers ist weder von Z_{bound} noch von der Summenenergie des p–t–Teilchenpaares abhängig.

3.2.5 Das ^{6}Li–Thermometer

Der Gundzustand von ^{6}Li ist stabil. Der erste angeregte Zustand ist in der d–α–Korrelationsfunktion deutlich als scharfe Resonanz bei $q = 41,5$ MeV/c erkennbar, dritter und fünfter Zustand sind wegen ihrer relativ großen Energiebreite Γ nicht getrennt, sondern bilden eine breite Resonanz bei $q \approx 90$ MeV/c (siehe Abbildung 3.4 rechts unten).

Für die Bestimmung einer Temperatur wurde das Verhältnis vom dritten und fünften zum ersten angeregten Zustand verwendet, weil der Grundzustand sehr starkem Feeding ausgesetzt ist und man deshalb keine eindeutige Temperatur extrahieren kann ([Poc85]). Wegen der geringen Energiedifferenz von $\langle \Delta E \rangle = 2,8$ MeV führt eine kleine Variation im Populationsverhältnis zu einer großen Änderung in der extrahierten Temperatur. Im Vergleich zu den drei anderen Thermometern hat dieses Thermometer also große systematische Fehler. Es wurde deshalb nur eine über alle Stoßparameter gemittelte Temperatur bestimmt, deren Wert im Rahmen der systematischen Fehler mit den aus den anderen drei Thermometern extrahierten Temperaturen übereinstimmte.

Die relativ scharf ausgeprägte erste Resonanz im ersten angeregten Zustand macht es jedoch möglich, neben der Temperatur auch die Größe des Freeze–out–Volumens für ^{6}Li zu bestimmen (siehe Kapitel 4.4).

3.3 Vergleich der Thermometer

3.3.1 Abhängigkeit von Z_{bound}?

In Abbildung 3.5 sind die aus den im vorangegangenen Abschnitt extrahierten Temperaturen in Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt. Das schon von anderen Gruppen ([Poc87, Kun90, Sch93] und andere) erzielte Resultat von $T \sim 5 - 6$ MeV wurde in dieser Analyse reproduziert. Im Gegensatz zu den mit dem Isotopenthermometer bestimmten Temperaturen ([Ode97, Xi97]) zeigen diese Thermometer keine Abhängigkeit von Z_{bound} bzw. vom Stoßparameter.

3.3.2 Energieabhängigkeit?

In Abbildung 3.6 ist die Temperatur für das ^{5}Li– und das ^{4}He–Thermometer für drei Bereiche der kinetischen Energie des Teilchenpaares dargestellt. Für das ^{4}He–Thermometer kann man diese ‘Abhängigkeit’ mit der Analyse aus [Kun90] vergleichen, die für das System ^{36}Ar+^{197}Au bei 200 A·MeV systemtatisch steigende Temperaturen mit zunehmder

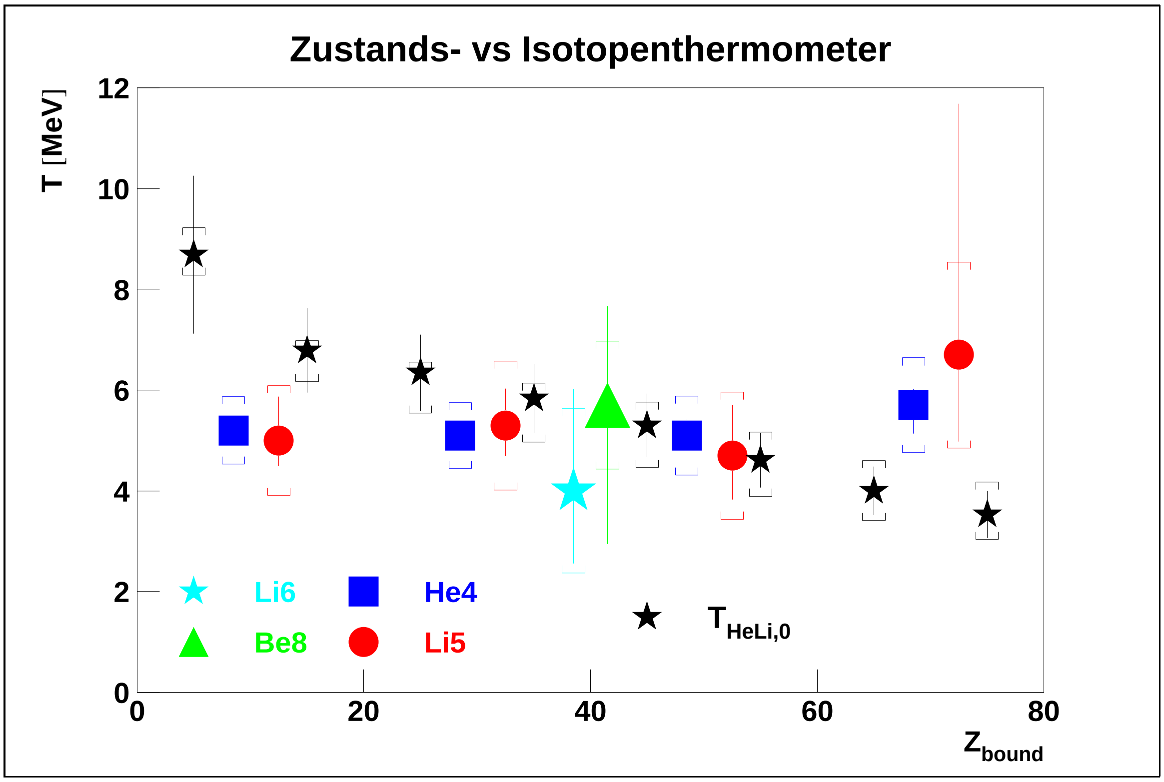


Abbildung 3.5: Temperaturen aus angeregten Zuständen von ^5Li und ^4He in Abhängigkeit von Z_{bound} sowie für ^8Be und ^6Li ohne Z_{bound}–Beschränkung und Vergleich mit HeLi–Temperaturen ([Xi97, Ode97]) aus dem Target–Spektator

Energie des Teilchenpaares fanden. Für das ^{4}He–Thermometer dieses Experiments wurde kein systematischer Anstieg der Temperatur mit der kinetischen Energie des Teilchenpaares beobachtet. Das ^{5}Li–Thermometer zeigte dagegen einen systematischen Trend zu kleineren Temperaturen für höhere kinetische Energien. Dies ist jedoch aus einer Abnahme der Zählrate im d–^{3}He–Kanal bedingt. Das d–^{3}He–Relativimpulsspektrum verschiebt sich zu größeren Relativimpulsen bei steigender Energie des Teilchenpaares und damit schließlich außerhalb der Resonanz bei $E^* = 16{,}6$ MeV ($q = 24{,}7$ MeV/c) , sodaß sich die Abnahme des Populationsverhältnisses aus dieser kinematischen Beschränkung erklären läßt.

3.3.3 Vergleich mit anderen Thermometern

Folgende Ergebnisse wurden im Experiment Au+Au bei 1 A·GeV erzielt:

1. Die aus Fits an kinetische Energiespektren bestimmten Temperaturparameter zeigen eine starke Abhängigkeit mit Z_{bound}, jedoch kein Plateau oder ein ähnliches Anzeichen für einen Phasenübergang 1ter Ordnung (siehe Abbildung 2.17). Untersuchungen von [Gro97]

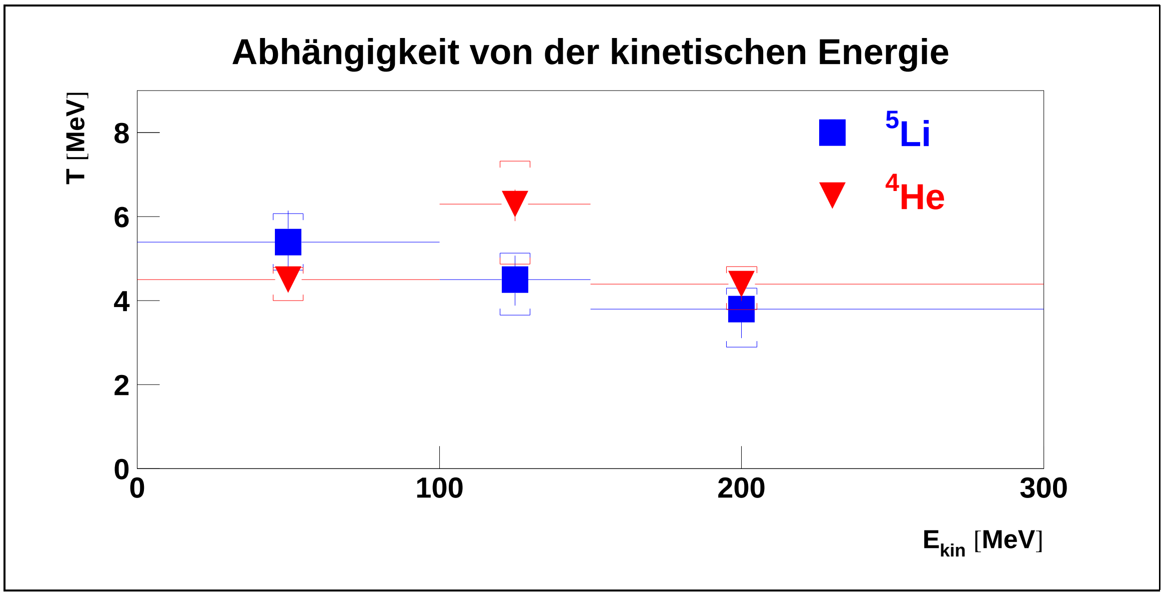


Abbildung 3.6: Abhängigkeit der Temperatur von ^5Li und ^4He von der Energie des jeweiligen Teilchenpaars

zum Bounce zeigen außerdem, daß die Abhängigkeit der Temperaturparameter stark vom Bounce und nicht nur von der tatsächlichen Temperatur beim Freeze–out beeinflußt ist, also auch kollektive Effekte bei der Kollision widerspiegelt.

2. Aus den angeregten Zuständen wurde eine Freeze–out–Temperatur von $T \approx 5$ MeV extrahiert, die unabhängig vom Stoßparameter und/oder der Anregungsenergie ist.

3. Im Gegensatz dazu stimmen die Temperaturen aus den relativen Wirkungsquerschnitten stabiler Isotope (Albergo–Thermometer) des Target–Spektators ([Ode97, Xi97]) mit bisherigen Analysen des Projektil–Spektators ([Poc95, Möh96]) überein.

4. Die scheinbare Diskrepanz zwischen den Temperaturen aus den kinetischen Energiespektren und den sehr viel niedrigeren Temperaturen aus angeregten Zuständen bzw. den Albergo–Temperaturen lassen sich nach [Bau95] in einem einfachen Modell erklären. Der Temperaturparameter läßt sich in Abhängigkeit von der kinetischen Energie E_k und der Masse m_N durch folgende Gleichung beschreiben

$$T_f = \frac{A - A_f}{A - 1} \cdot \frac{2}{3} \langle E_k \rangle \tag{3.8}$$

$$\langle E_k \rangle = \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2}}{1 + \exp\left[(\epsilon - \mu)/T_{Em}\right]} d\epsilon \Big/ \int_0^\infty \frac{\epsilon^{1/2}}{1 + \exp\left[(\epsilon - \mu)/T_{Em}\right]} d\epsilon \tag{3.9}$$

wobei der Term $\frac{A-A_f}{A-1}$ die Impulserhaltung gewährleistet (A Massenzahl aller Nukleonen, A_f Massenzahl des Fragments) und μ das chemnische Potential ist. Bei $T_{\mathrm{Em}} = 0$ zeigen die Spektren einen Abfall, der von der Fermibewegung im Kern herrührt und nach [Gol74] mit der Masse skaliert

$$T_f(T_{\mathrm{Em}} = 0) = \frac{A - A_f}{A - 1} \cdot \frac{2}{5} E_F \tag{3.10}$$

Für Temperaturen $T_{\mathrm{Em}}/E_F < 0{,}3$ kann man folgende Näherung ansetzen

$$T_f(T_{\mathrm{Em}}) \approx \frac{A - A_f}{A - 1} \cdot \frac{2}{5} E_F \cdot \left(1 + \frac{5\pi^2}{12}\left(\frac{T_{\mathrm{Em}}}{E_F}\right)^2 + O\left(\frac{T_{\mathrm{Em}}}{E_F}\right)^4\right) \tag{3.11}$$

Nach diesem Modell sollte man eine schwache Massenabhängigkeit der Temperaturparameter für periphere Reaktionen (großer Wert für A) und eine etwas stärkere Massenabhängigkeit für zentrale Reaktionen (kleiner Wert für A) sehen.

3.3.4 Vergleich mit anderen Experimenten

1. [Ser97] extrahierte aus den gleichen Thermometern teilcheninstabiler Zustände 4 bis 6 MeV für die Partizipantenregion mit einem leicht ansteigenden Trend von 50 bis 200 A·MeV in Au+Au–Kollisionen. Es wurde außerdem keine Abhängigkeit von der Summenenergie der beiden Teilchen beobachtet.

2. [Poc85, Poc85a, Poc87] extrahierte für diverse leichte und asymmetrische Systeme Temperaturen von 3 bis 5 MeV. [Kun90, Kun91] fand 5 bis 6 MeV (je nach Thermometer) für das System Ar+Au bei 200 A·MeV.

3. [Nay92, Zhu92] fanden für sehr asymmetrische Systeme 3 bis 4 MeV, bzw. einen ansteigenden Trend mit größer werdender Projektilmasse. Dies ist unmittelbar anschaulich, weil man mit der Größe des Projektils den Energieübertrag in die Partizipantenregion steuert.

4. [Sch93] fand für die Systeme ^{14}N+^{197}Au sowie ^{14}N+^{27}Al bei 75 A·MeV eine Temperatur von 4 bis 5 MeV und bei ^{129}Xe+^{27}Al und ^{129}Xe+^{112}Sn bei 31 A·MeV 3 bis 4 MeV. Der Effekt der durch die kleinere Projektilmasse kleineren übertragenen Anregungsenergie wird in diesem Fall offensichtlich durch die größere Strahlenergie überkompensiert.

5. [Ass97] fand im Aufbruch des Projektilspektators bei kleinen symmetrischen Systemen und Strahlenergien von 90 A·MeV eine ^{5}Li–Temperatur von 5 bis 6 MeV mit einem ansteigenden Trend zu höheren Anregungsenergien.

Die Ergebnisse aus ^{197}Au+^{197}Au bei 1 A·GeV liegen damit im oberen Bereich der bisher gemessenen Temperaturen aus angeregten Zuständen. In Kapitel 5.3 wird gezeigt, inwieweit die extrahierten Temperaturen auf Feeding–Einflüsse korrigiert werden können bzw. müssen. Die Abhängigkeit der extrahierten Temperaturen aus angeregten Zuständen und Isotopen von der Freeze–out–Dichte wird im Rahmen des QSM–Modells von [Hah88] in Kapitel 5.2 diskutiert.

4 Bestimmung der Raumzeitausdehnung eines emittierenden Kerns aus Leichtteilchenkorrelationen

4.1 Intensitätsinterferometrie

Mit der Methode der Interferometrie sind wichtige Erkenntnisse über die Wellennatur von Licht und Teilchen gewonnen worden. Das Doppelspaltexperiment von Young wies eindeutig die Wellennatur von Licht nach. Für die Verteilung der Intensitätsmaxima gilt dabei folgende Gleichung

$$n \cdot \lambda = d \cdot \sin \alpha_n \tag{4.1}$$

wobei λ die Lichtwellenlänge, d der Spaltabstand und α_n der Beugungswinkel des $n$ten Maximums ist. Young benutzte Gleichung 4.1, um die Wellenlänge von Licht zu bestimmen. Ist die Wellenlänge bekannt, läßt sich aus Gleichung 4.1 der Spaltabstand d bestimmen. Durch Ausmessen der Amplitudenverteilung eines lichtabstrahlenden Körpers, der sogenannten Amplitudeninterferometrie, kann man also dessen Ausdehnung bestimmen. Die Methode hat jedoch einen fundamentalen Nachteil: Je kleiner der Abstand d ist, desto größer wird der Beugungswinkel α und damit die Größe des Nachweisgeräts. Bei der Bestimmung von Sternradien mit auf der Erde stationierten Interferometern stößt man deshalb sehr schnell an fundamentale Grenzen, da man keine Präzisionsinterferometer in der Größenordnung etlicher hundert Kilometer bauen kann. Hanbury–Brown und Twiss entwickelten daher ein Interferometer auf der Basis der Intensitätsinterferometrie, das sogenannte **H**anbury–**B**rown–**T**wiss–Interferometer ([Han56, Han56a]). Im Gegensatz zu einem Amplitudeninterferometer, das die Einteilchennachweiswahrscheinlichkeit mißt, bestimmt das HBT–Interferometer die Zweiteilchennachweiswahrscheinlichkeit. Die Information über die relative Phase der beiden Wellenfronten geht dabei verloren, man erhält jedoch die Zeitstruktur der gemessenen Wahrscheinlichkeit in jedem der beiden Detektoren. Aus den gemessenen Zweiteilchenausbeuten $n_{1,2}$ und Einteilchenausbeuten n_1, n_2 erhält man die Korrelationsfunktion $C(n_1, n_2)$ durch

$$C(n_1, n_2) = 1 + R(n_1, n_2) = \frac{\langle n_{1,2} \rangle}{\langle n_1 \rangle \langle n_2 \rangle} \tag{4.2}$$

Die Korrelationsfunktion hängt nur von den Korrelationen in der Zweiteilchenausbeute ab. Für eine Messung mit Photonen erhält man diese Korrelationen aus der bosonischen

Struktur der Photonen. Ein Photon in einem bestimmten Quantenzustand erhöht die Wahrscheinlichkeit eines zweiten Photons im selben Zustand zu sein. Die Stärke dieses Effektes hängt von dem mittleren Ort–Zeit–Abstand der beiden Photonenemissionspunkte ab, also von der Größe der Photonenquelle.

Die Intensitätsinterferometrie wurde in der Kernphysik zum ersten Mal 1960 benutzt, um Winkelkorrelationen von Pionen, die in Antiproton–Proton–Kollisionen gebildet wurden, zu untersuchen. Goldhaber, Goldhaber, Lee und Pais ([Gol60]) entdeckten, daß ein statistisches Modell die Korrelationen zwischen ungleich geladenen Pionen sehr gut beschrieb, während Pionen gleicher Ladung zusätzliche Korrelationen bei kleinen Relativimpulsen enthielten. Unter der Voraussetzung, daß diese von Symmetrieeffekten der gemeinsamen Wellenfunktion stammen, waren die Autoren in der Lage, die zusätzlichen Korrelationen mit einer Quelle der Größe 5 fm zu reproduzieren. Pionenkorrelationen werden heutzutage vor allen Dingen in Experimenten zur Entdeckung und Untersuchung des Quark–Gluon–Plasmas benutzt ([Boa90]).

Weil in Schwerionenkollisionen im Energiebereich bis 1 A·GeV die Produktionswahrscheinlichkeit von Pionen zu klein ist, um Korrelationsexperimente mit vernünftiger Statistik durchführen zu können, schlug Koonin 1977 die Benutzung von p–p–Korrelationen zur Radiusextraktion vor ([Koo77]). Protonen sind Fermionen und zeigen deshalb im Gegensatz zu Photonen oder Pionen bei kleinen Relativimpulsen eine Antikorrelation in der Zweiteilchenausbeute. Die Korrelationsfunktion wird jedoch im Relativimpulsbereich um 20 MeV/c durch Coulombabstoßung und starke Wechselwirkung dominiert, deren Überlagerung zu einer positiven Korrelation führt, die zur Bestimmung der Raum–Zeit–Ausdehnung der Quelle benutzt werden kann. Die Darstellung des Formalismus für p–p–Korrelationen ist Inhalt des Abschnitts 4.2. Experimentelle p–p–Korrelationen werden in Abschnitt 4.3 dargestellt. Wie David Boal gezeigt hat, sind auch Fragment–Fragment–Korrelationen sensitiv auf die Größe der Quelle ([Boa86]). Korrelationsfunktionen aus Fragmenten, die in guter Statistik vorlagen, werden in Abschnitt 4.4 gezeigt. Der Anstieg der resonanten Korrelationsfunktionen mit der kinetischen Energie des Teilchenpaares wird in Abschnitt 4.6 einer expandierenden Quelle zugeordnet.

4.2 Das Verfahren

4.2.1 Definition der Korrelationsfunktion Plane–wave–Approximation

Die Wellenfunktion eines Teilchens wird im folgenden durch Wellenpakete beschrieben:

$$\Psi_{\bar{p}_i}(\bar{r}_i) = \frac{1}{(2\pi)^{2/3}} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i\bar{p}_i(\bar{r}_i)} a(\bar{p}_i, \bar{r}_i) d^4\bar{p}_i \qquad (4.3)$$

Die Quelldichteverteilung $g(\bar{r},\bar{p}) = a^* a$ ist die Wahrscheinlichkeit, ein Teilchen mit Impuls $\bar{p} = (E, \vec{p})$ am Ort $\bar{r} = (c \cdot t, \vec{r})$ zu erzeugen.
Mit der Normierung

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\bar{r},\bar{p}) d\bar{r} d\bar{p} = 1$$

erhält man für die Gesamtwahrscheinlichkeit eines Teilchens

$$P(\bar{p}) = \int_{-\infty}^{\infty} \phi^*_{\bar{p}}(\bar{r})\phi_{\bar{p}}(\bar{r}) g(\bar{r},\bar{p}) d^4\bar{r} = 1 \tag{4.4}$$

wobei $\phi_{\bar{p}}$ eine ebene Welle ist.
Die Gesamtwellenfunktion eines Teilchenpaares ist

$$\begin{aligned}\Psi_{\bar{p}_1,\bar{p}_2}(\bar{x}_1,\bar{x}_2,\bar{r}_1,\bar{r}_2) = & \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\infty}^{\infty} \Big(a(\bar{p}_1,\bar{r}_1) e^{i\bar{p}_1\bar{r}_1} a(\bar{p}_2,\bar{r}_2) e^{i\bar{p}_2\bar{r}_2} \\ & \pm a(\bar{p}_1,\bar{r}_2) e^{i\bar{p}_1\bar{r}_2} a(\bar{p}_2,\bar{r}_1) e^{i\bar{p}_2\bar{r}_1} \Big) d^4\bar{p}_1 d^4\bar{p}_2\end{aligned}$$

wobei $\pm$ für eine $\begin{array}{c}\text{symmetrische}\\ \text{antisymmetrische}\end{array}$ Wellenfunktion gilt.
Für das Produkt der ebenen Wellenfunktionen gilt:

$$\begin{aligned}\phi\phi^* = & \frac{1}{2}\Big[\underbrace{e^{i(p_1r_1+p_2r_2)} \cdot e^{-i(p_1r_1+p_2r_2)}}_{\text{Direkter Term}} + \underbrace{e^{i(p_1r_2+p_2r_1)} \cdot e^{-i(p_1r_2+p_2r_1)}}_{\text{Interferenzterm}}\Big] \\ \pm & \frac{1}{2}\Big[\underbrace{e^{i(p_1r_1+p_2r_2)} \cdot e^{-i(p_1r_2+p_2r_1)}}_{\text{Kreuzterm}} + \underbrace{e^{i(p_1r_2+p_2r_1)} \cdot e^{-i(p_1r_1+p_2r_2)}}_{\text{Kreuzterm}}\Big] \\ = & 1 \pm \frac{1}{2}\Big[e^{i(r_2(p_2-p_1)-r_1(p_2-p_1))} + e^{-i(r_2(p_2-p_1)-r_1(p_2-p_1))}\Big]\end{aligned} \tag{4.5}$$

Die Gesamtwahrscheinlichkeit für den koinzidenten Nachweis beider Teilchen[1] ist durch folgende Gleichung gegeben:

$$P_{1,2}(\bar{p}_1,\bar{p}_2) = \int_{-\infty}^{\infty} |\Psi_{\bar{p}_1,\bar{p}_2}(\bar{r}_1,\bar{r}_2)|^2 d^4\bar{r}_1 d^4\bar{r}_2 \tag{4.6}$$

[1] Im folgenden Korrelationsfunktion genannt

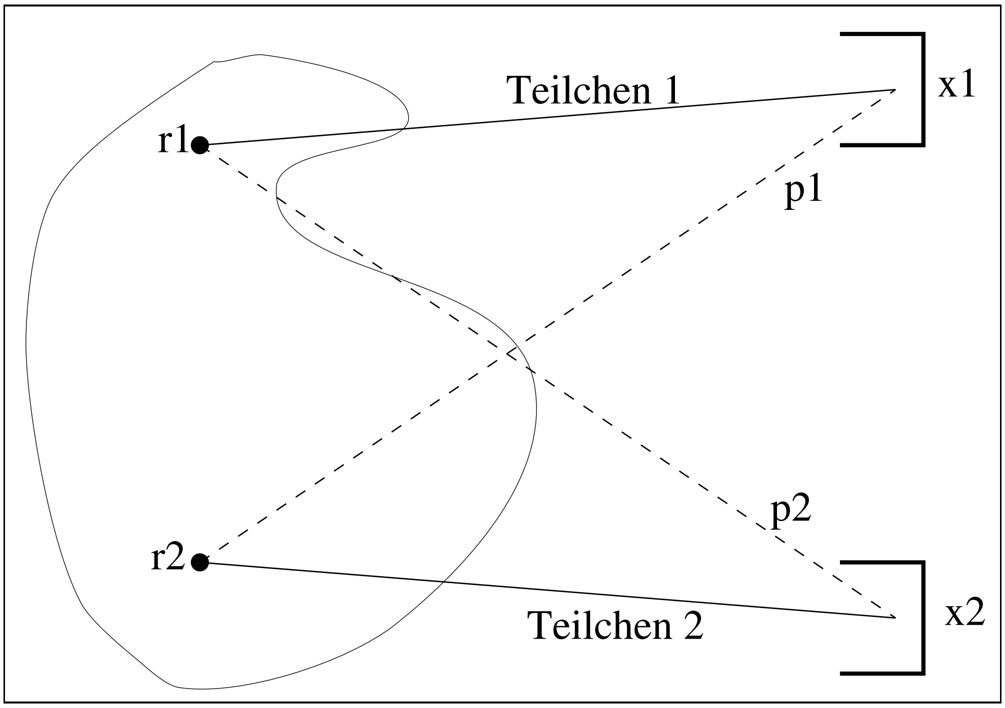


Abbildung 4.1: Zur Definition der Zweiteilchen–Wellenfunktion

Unter der Annahme, daß zwischen Radius und Impuls keine direkte Korrelation besteht[2] und unter Zuhilfenahme der Gleichung 4.5 und den folgenden Bezeichnungen

$$\begin{aligned} a(\bar{r},\bar{p}) &= b(\bar{p})c(\bar{r}) \\ c^*(\bar{r})c(\bar{r}) &= \rho(\bar{r}) \\ b^*(\bar{p})b(\bar{p}) &= P(\bar{p}) \end{aligned}$$

erhält man

$$\begin{aligned} P_{1,2}(\bar{p}_1,\bar{p}_2) &= \int_{-\infty}^{\infty} \phi\phi^* \cdot P(\bar{p}_1)P(\bar{p}_2)\rho(\bar{r}_1)\rho(\bar{r}_2)d^4\bar{r}_1 d^4\bar{r}_2 \\ &= P(\bar{p}_1)P(\bar{p}_2) \end{aligned}$$

[2]Dies ist bei konservativen Potentialen immer gegeben, wegen der geringen Dichte während des Freeze–out aber auch im aktuellen Fall erfüllt.

$$
\begin{aligned}
& \pm \quad P(\bar{p}_1)P(\bar{P})_2) \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i(\bar{p}_1-\bar{p}_2)\bar{r}_1}\rho(\bar{r}_1)d^4\bar{r}_1 \int\limits_{-\infty}^{\infty} e^{i(\bar{p}_2-\bar{p}_1)\bar{r}_2}\rho(\bar{r}_2)d^4\bar{r}_2 \\
& = \quad P_{1,2}(\bar{p}_1,\bar{p}_2)\left(1 \pm \tilde{\rho}(\bar{p}_1-\bar{p}_2)\tilde{\rho}(\bar{p}_2-\bar{p}_1)\right) \\
\tilde{\rho}(\bar{p}) & = \quad \text{Fourier–Transformierte der Quelldichte } \rho(\bar{r})
\end{aligned}
$$

Bei symmetrischen Quellen gilt außerdem $\tilde{\rho}(-\bar{p}) = \tilde{\rho}(\bar{p})$ und damit

$$\boxed{C_{1,2}(\bar{p}_1,\bar{p}_2) \;=\; 1 \pm |\tilde{\rho}(\bar{q})|^2}$$

$$\bar{q} = \bar{p}_1 - \bar{p}_2$$

Die Korrelationsfunktion ist also die Fourier–Transformierte der Zwei–Teilchen–Wellenfunktion.

Korrelationsfunktion einer Gauß'schen Quelle

Die Fourier–Transformierte einer Gauß'schen Fermionenquelle

$$\rho(\bar{r}) \;=\; e^{-2(r^2q_0^2+\tau_0 c)^2}$$

ist wieder eine Gaußverteilung

$$
\begin{aligned}
\tilde{\rho}(\bar{q}) &= e^{-q^2r_0^2+q_0^2(c\tau)^2} \\
C_{1,2}(\bar{q}) &= 1 - |e^{-q^2r_0^2+q_0^2(c\tau)^2}|^2
\end{aligned}
$$

Die Korrelationsfunktion einer Gauß'schen Quelle ist in Abbildung 4.2 dargestellt. Je größer der Radius der Quelle oder je länger deren Emissionszeit, desto schmaler wird das Tal in der Korrelationsfunktion.

Bei Berücksichtigung des Spins erhält man für die Korrelationsfunktion eine Superposition aus Singulett– und Triplett–Korrelationsfunktionen

$$
\begin{aligned}
C_{1,2}(\bar{q})_{Sing} &= 1 + |e^{-q^2r_0^2+q_0^2(c\tau)^2}|^2 \\
C_{1,2}(\bar{q})_{Trip} &= 1 - |e^{-q^2r_0^2+q_0^2(c\tau)^2}|^2 \\
C_{1,2} &= \frac{1}{4}C_{Sing} + \frac{3}{4}C_{Trip} \\
C_{1,2}(\bar{q}=0) &= 0,5
\end{aligned}
$$

Diese Überlagerung führt zu einem endlichen Wert in der Korrelationsfunktion bei einem Relativimpuls $\bar{q} = 0$ (siehe Abbildung 4.3).

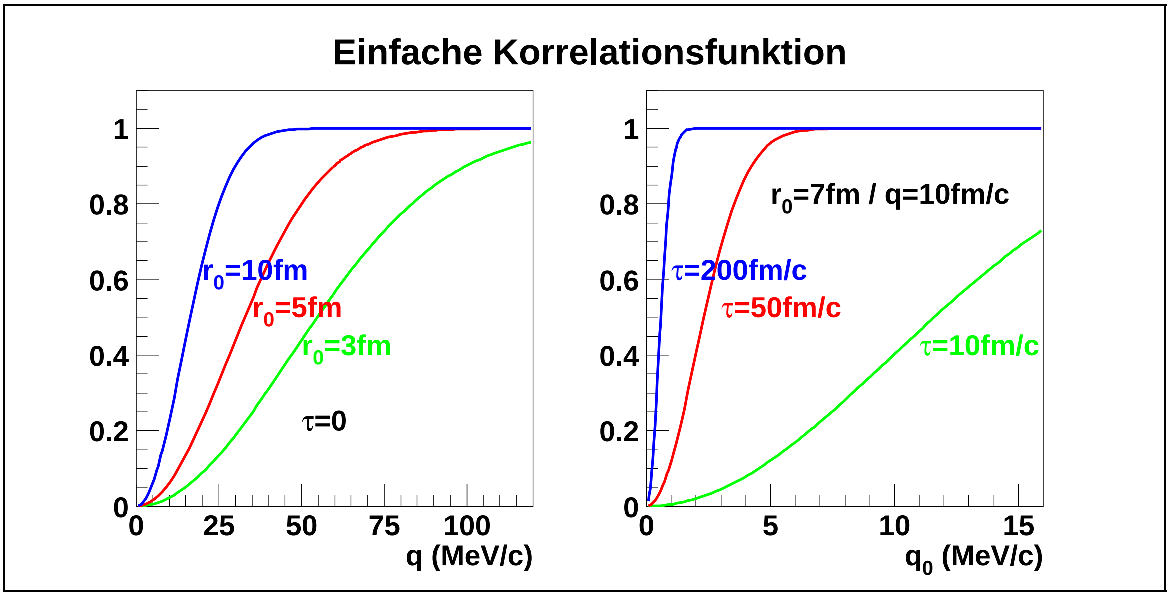


Abbildung 4.2: Korrelationsfunktion einer Gauß'schen Quelle — Variation von r_0 bei $\tau = 0$ (links) — Variation von τ bei $r_0 = 7fm$ und $q = 10fm/c$ (rechts)

4.2.2 Koonin–Pratt–Formalismus

Dieser Abschnitt beruht auf [Koo77].

$D(\vec{r}t, \vec{p})$ ist die Raum–Zeit–Verteilungsfunktion einer Schwerionen–Kollision für Erzeugung eines Protons mit Impuls $\vec{p}$ (normiert auf den Wirkungsquerschnitt), wobei Emission von zwei Protonen unabhängig voneinander mit gleichem Impuls $\vec{p}$ von den Ort–Zeit–Punkten $(\vec{r}_1, t_1)$ und $(\vec{r}_2, t_2)$ $(t_2 \geq t_1)$ gegeben ist. Es gilt für die Wahrscheinlichkeit, beide Protonen mit Impuls $\vec{p}_1$, $\vec{p}_2$ und $\vec{p} = (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)/2$ nachzuweisen, der Überlapp der beiden Einzelwellenpakete:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} &= \int\limits_{-\infty}^{\infty} dt_1 dt_2 \int\limits_{-R_0}^{R_0} d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \cdot D(\vec{r}_1 t_1, \vec{p}) \cdot D(\vec{r}_2 t_2, \vec{p}) \\ &\quad \times \left\{ \frac{1}{4} |{}^1\Psi_{\vec{p}_1\vec{p}_2}(\vec{r}_1', \vec{r}_2)|^2 + \frac{3}{4} |{}^3\Psi_{\vec{p}_1\vec{p}_2}(\vec{r}_1', \vec{r}_2)|^2 \right\} \qquad (4.7) \\ {}^1\Psi &= \text{Singulett–Wellenfunktion} \\ {}^3\Psi &= \text{Triplett–Wellenfunktion} \end{aligned}$$

In diesem Ansatz sind nukleares Mean field und Final state–Wechselwirkung vernachlässigt. Ψ ist das Produkt einer ebenen Welle im Schwerpunkt und einer Wellenfunktion der p–p–

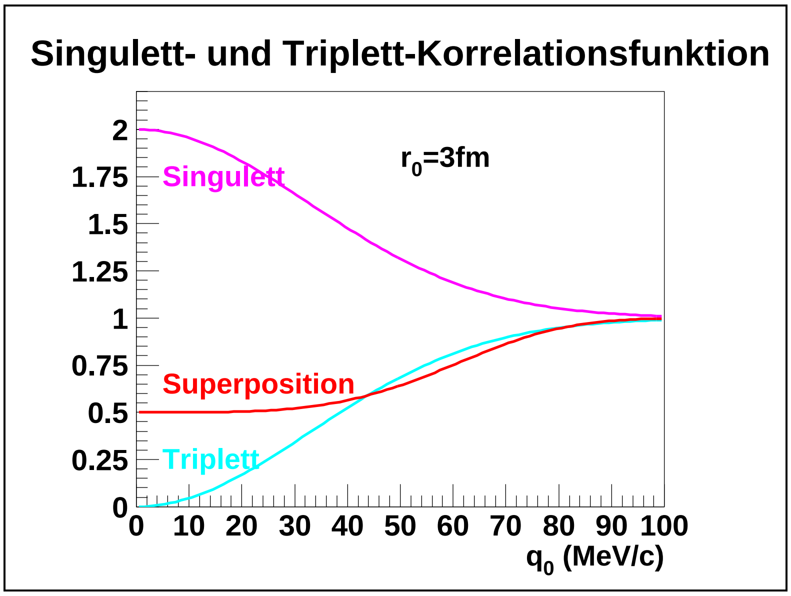


Abbildung 4.3: Fermionen–Korrelationsfunktion für Singulett– und Triplett–Zustand sowie deren Superposition

Relativbewegung.
Man parametrisiert nun D durch eine Gauß'sche Quelle:

$$D(\vec{r}t,\vec{p}) = \frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\vec{p}}\left(\frac{1}{\pi^{3/2}r_0^3}\cdot e^{-(\vec{r}-\vec{V}_0t)^2/r_0^2}\right)\cdot\left(\frac{1}{\pi^{1/2}\tau}\cdot e^{-t^2/\tau^2}\right) \tag{4.8}$$

$$r_0,\tau = \text{Größe der Reaktionszone}$$

$$\vec{V}_0 = \text{Laborgeschwindigkeit der Reaktionszone}$$

und erhält durch Integration ([Koo77])

$$\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\vec{p}_1 d\vec{p}_2} = \left(\frac{1}{\sigma}\frac{d\sigma}{d\vec{p}}\right)R(\vec{p}_1,\vec{p}_2) \tag{4.9}$$

$$R(\vec{p}_1,\vec{p}_2) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}r_0^2\rho}\int d\vec{r}\cdot e^{(r^2-(\vec{r}\cdot\vec{V}'\tau/\rho)/2r_0^2)} \times\left\{\frac{1}{4}\left|{}^1\Psi_{\Delta\vec{p}}(\vec{r})\right|^2+\frac{3}{4}\left|{}^3\Psi_{\Delta\vec{p}}(\vec{r})\right|^2-1\right\} \tag{4.10}$$

$$R = p\text{–}p\text{–Korrelationsfunktion}$$

$$\vec{V} = \frac{\vec{p}}{m}$$

$$\vec{V}' = \vec{V} - \vec{V}_0$$
$$\rho = \sqrt{r_0^2 + (\vec{V}'\tau)^2}$$

Entwickelt man die Gleichung in eine Taylorreihe nach $(\vec{r} \cdot \vec{V}'\tau/\rho)^2$ und berücksichtigt die nukleare Wechselwirkung nur bei $^1S_0$, erhält man folgende Fälle:

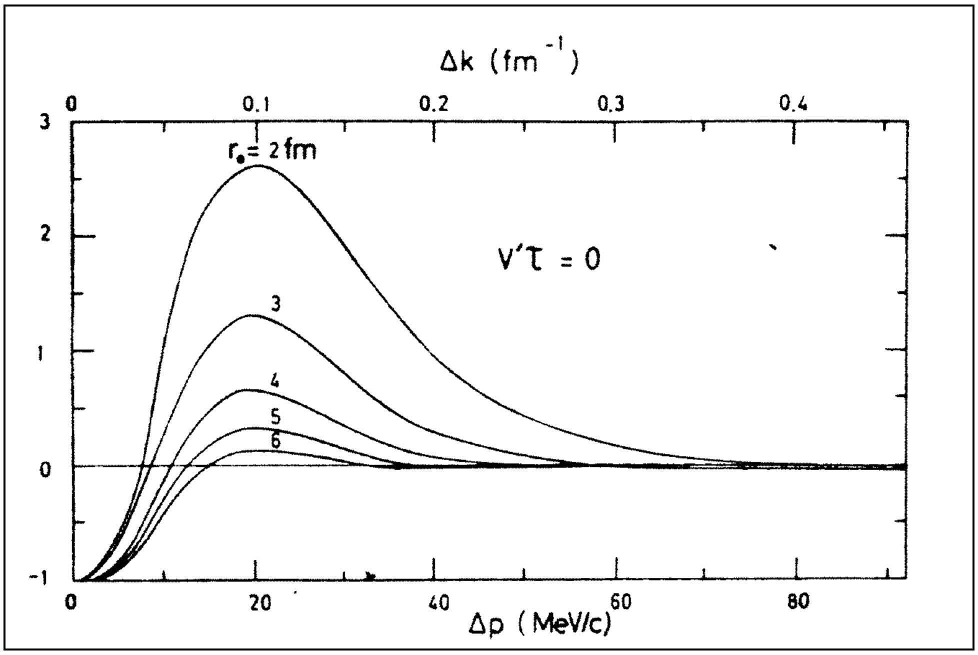


Abbildung 4.4: Berechnete p–p–Korrelationsfunktion in Abhängigkeit von r_0 bei $V'\tau = 0$ (aus [Koo77])

1. $\tau = 0$, Instantane Emission, $R = R(\Delta p)$

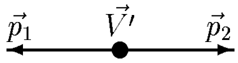
Das Maximum von R ist ein Maß für den mittleren Emissionsradius der Quelle, wobei in erster Näherung gilt

$$R \propto \langle \text{Radius} \rangle^{-3}$$

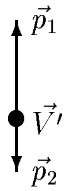
2. $\tau \neq 0$

In diesem Fall ist R nicht nur eine Funktion von Δp, sondern auch vom Winkel zwischen $\Delta\vec{p}$ und $\vec{V}'$. Man kann zwei Extremfälle betrachten:
Senkrecht (transversale Korrelationsfunktion) und parallel (longitudinale Korrelationsfunktion) zur Schwerpunktsbewegung des emittierten Protonenpaares:

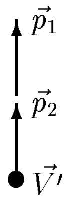
Transversal $\Delta\vec{p}\cdot\vec{V}'=0$ $\left\{\begin{array}{l} E_1 = E_2 \\ \theta_1 = \theta_2 \\ \phi_1 \neq \phi_2 \end{array}\right.$



Longitudinal $\Delta\vec{p}\times\vec{V}'=0$ Fall 1: $\left\{\begin{array}{l} E_1 \neq E_2 \\ \theta_1 = \theta_2 \\ \phi_1 = \phi_2 \end{array}\right.$



Fall 2: $\left\{\begin{array}{l} E_1 = E_2 \\ \theta_1 \neq \theta_2 \\ \phi_1 = \phi_2 \end{array}\right.$



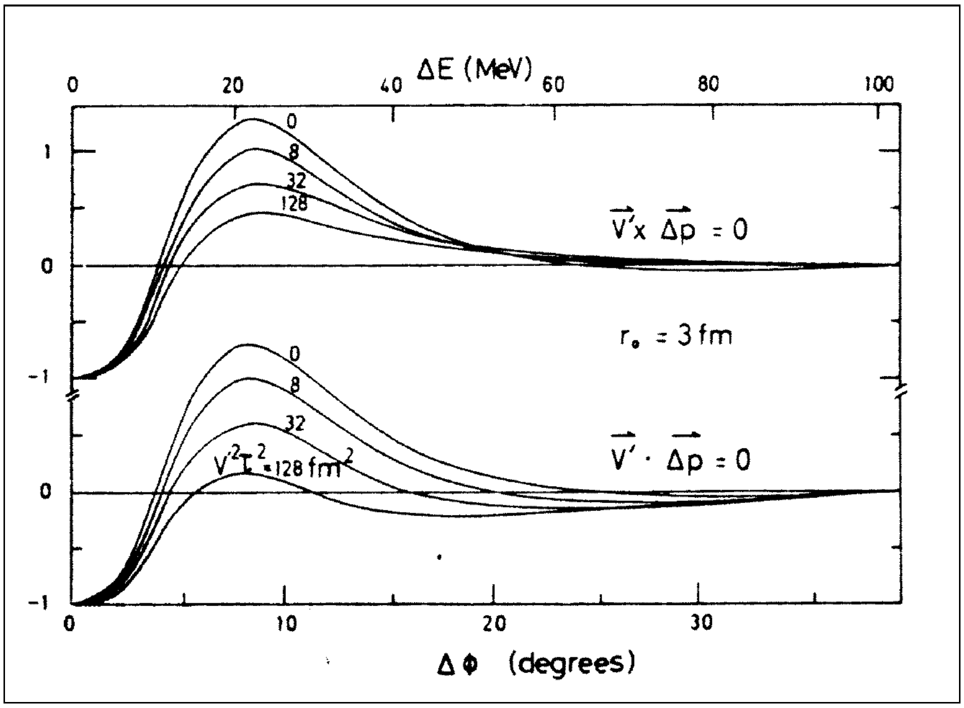


Abbildung 4.5: Berechnete longitudinale (oben) und transversale (unten) p–p–Korrelationsfunktion für $r_0 = 3fm$ bei Variation der Emissionszeit τ (aus [Koo77])

Transversal zur Schwerpunktsbewegung $\vec{V'}$ emittierte Teilchenpaare zeigen eine deutlich stärkere Sensitivität auf die Emissionszeit[3] als longitudinal emittierte (siehe Abbildung 4.5). Prinzipiell läßt sich deshalb aus dem Vergleich der experimentellen transversalen mit der longitudinalen p–p–Korrelationsfunktion sowohl der Radius R, als auch die Emissionszeit τ bestimmen.

4.2.3 Formalismus für Fragmente

Dieser Formalismus ist von David Boal entwickelt worden ([Boa86, Boa90]) und fand Anwendung auf asymmetrische Systeme bei Strahlenergien im Bereich 50 A·MeV ([Poc87]). [Boa86] zeigte, daß die Höhe des Maximums einer resonanten Korrelationsfunktion analog zur p–p–Korrelation ein Maß für das Emissionsvolumen ist. Die Boal'sche Analyse wurde für die $d\alpha$–Korrelationsfunktion des aktuellen Experiments durchgeführt (siehe Kapitel 4.4).

4.3 Experimentelle p–p–Korrelationen

4.3.1 Transversale und longitudinale Korrelationsfunktionen

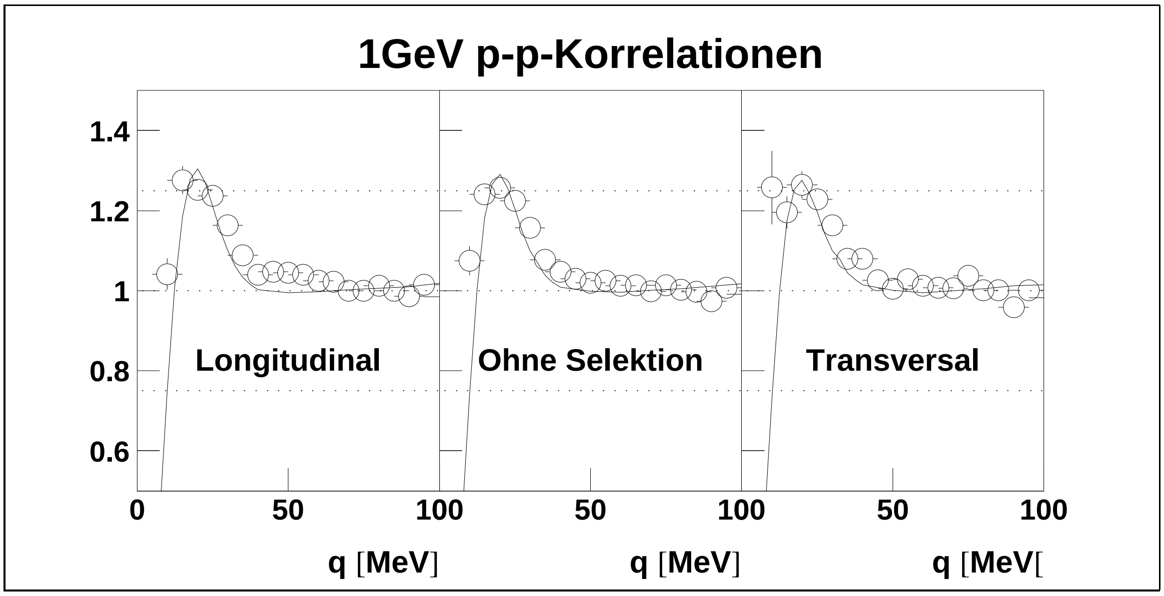


Abbildung 4.6: Longitudinale (links), transversale (rechts) und p–p–Korrelationsfunktion ohne Richtungsselektion (Mitte)

Wie schon ausgeführt ermöglicht die Selektion nach longitudinalem und transversalem Anteil der p–p–Korrelationsfunktion eine Entfaltung von Radius und Emissionszeit (siehe z.B.

[3] mittlere Zeit zwischen der Emission des ersten und des zweiten Protons

[Koo77, Lis93, Lis94, Han94]). In Abbildung 4.6 sind longitudinale, transversale und *p–p*–Korelationsfunktion ohne Richtungsselektion dargestellt. Man stellt nur einen schwachen Unterschied in der Höhe des Maximums zwischen longitudinaler und transversaler Korrelationsfunktion fest. Eine mögliche Ursache ist nach [Gon91a] eine sehr kurze Emissionszeit $\tau \approx 10$ fm/c (nach der Analyse von [FOP97]). In den Rechnungen von [Gon91a] (siehe auch [Bau92]) zeigte sich ein maximaler Unterschied von 10% zwischen longitudinaler und transversaler Korrelationsfunktion im Intervall $\tau \in [30, 100]$ fm/c. Dies entspricht auch ungefähr dem maximalen Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler Korrelationsfunktion in der Simulation für den Radiusbereich $R \in [8, 10]$ fm. Dies bedeutet, daß im Rahmen der geringen Statistik der vorliegenden Daten eine Extraktion von Emissionszeiten mit großen statistischen Fehlern behaftet ist.

4.3.2 Radien und Emissionszeiten aus χ^2-Fits

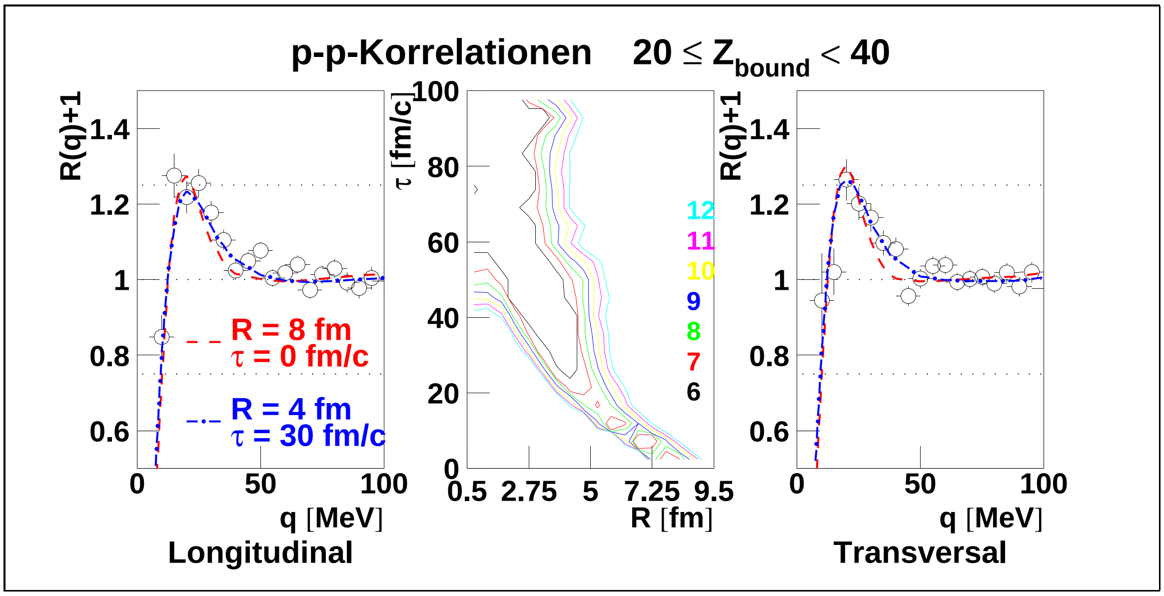


Abbildung 4.7: Experimentelle (Kreise) und simulierte (Linien) p–p–Korrelationsfunktion sowie χ^2–Werte in Abhängigkeit von R und τ

Zur Bestimmung von Radius und Emissionszeit wurde die mit den statistischen Fehlern gewichtete quadratische Differenz zwischen experimenteller longitudinaler/transversaler Korrelationsfunktion und simulierter longitudinaler/transversaler Korrelationsfunktion für Radien $R = 0,5 - 9,5$ fm und Emissionszeiten $\tau = 0 - 200$ fm/c gebildet (Abbildung 4.7). Das Minimum dieser Funktion von τ und R gibt den Radiusparameter R und Emissionszeitparameter τ, der die experimentelle *p–p*–Korrelationsfunktion am besten (das heißt mit dem kleinsten χ^2) beschreibt.

Für den in Abbildung 4.7 dargestellten Fall erhält man ein Minimum in χ^2 bei $R = 4$ fm und $\tau \approx 30$ fm/c. Man sollte jedoch beachten, daß die Differenz in χ^2 für $R = 8$ fm und $\tau = 0$ fm/c und $R = 4$ fm und $\tau = 30$ fm/c sehr gering ist, wie man auch am Vergleich mit den experimentellen Daten erkennen kann. Signifikant ist eher, welche Bereiche in der R–τ–Ebene durch diese Analyse ausgeschlossen werden können. Dabei ist zu berücksichtigen, daß der Bounce zu einer zusätzlichen Unsicherheit in der Emissionszeit führt (siehe Abschnitt 4.3.5). Im folgenden werden deshalb, wenn nicht ausdrücklich erwähnt, immer Radienanpassungen für $\tau = 0$ gezeigt, die eine obere Grenze im Radius bilden.

4.3.3 Abhängigkeit von Z_{bound}

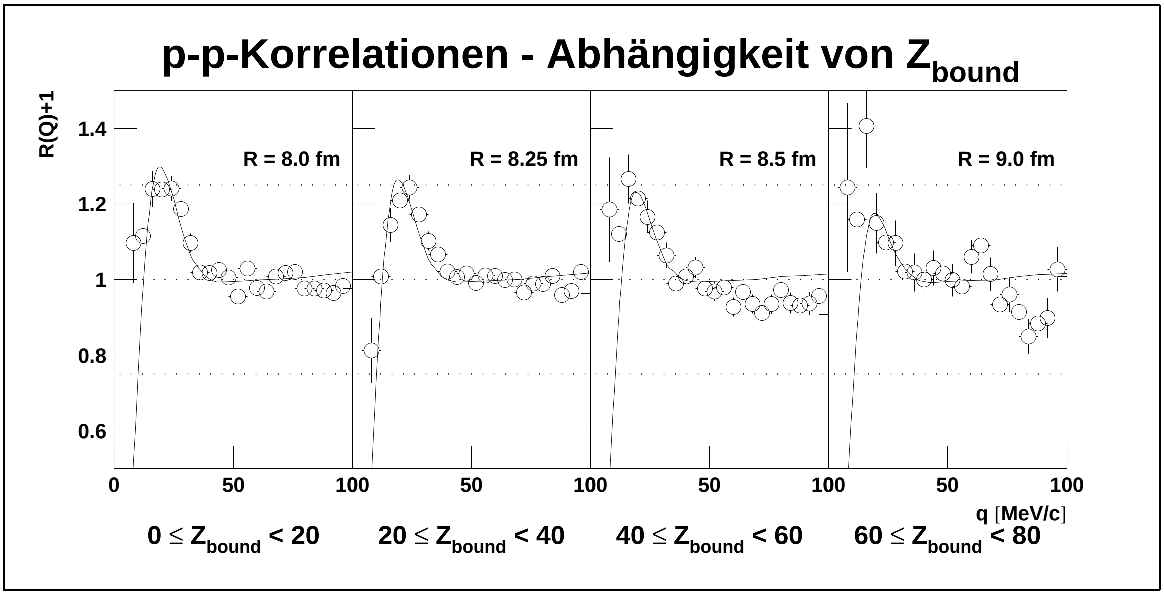


Abbildung 4.8: p–p–Korrelationsfunktion für vier Bereiche von Z_{bound}und Vergleich mit simulierter p–p–Korrelationsfunktion nach dem Koonin–Pratt–Formalismus (Linien) für $\tau = 0$ fm/

Die Analysen der vorliegenden Daten der p–p–Korrelationen ergeben einen Radius $R \approx$ 8 fm für $Z_{bound} < 20$ bzw. $R \approx 9$ fm für $Z_{bound} \geq 60$.

Die extrahierten Radien sind damit signifikant größer als der Radius eines Goldkerns im Grundzustand ($r_0 = 1,12$ fm$\sqrt[3]{197} = 6,5$ fm). Für die periphersten Reaktionen ($Z_{bound} \geq$ 60) entspricht der extrahierte Radius $R = 9$ fm einer Freeze–out–Dichte $\rho \approx 0,2\rho_0$.

4.3.4 Abhängigkeit von E_{sum}

Aus Abbildung 4.9 entnimmt man eine systematische Abhängigkeit der extrahierten Quellradien von der kinetischen Energie E_{sum} des Teilchenpaares. Dies ist auch bei anderen Experimenten schon beobachtet worden (siehe z.B. [Han95]). Dort sind allerdings meist

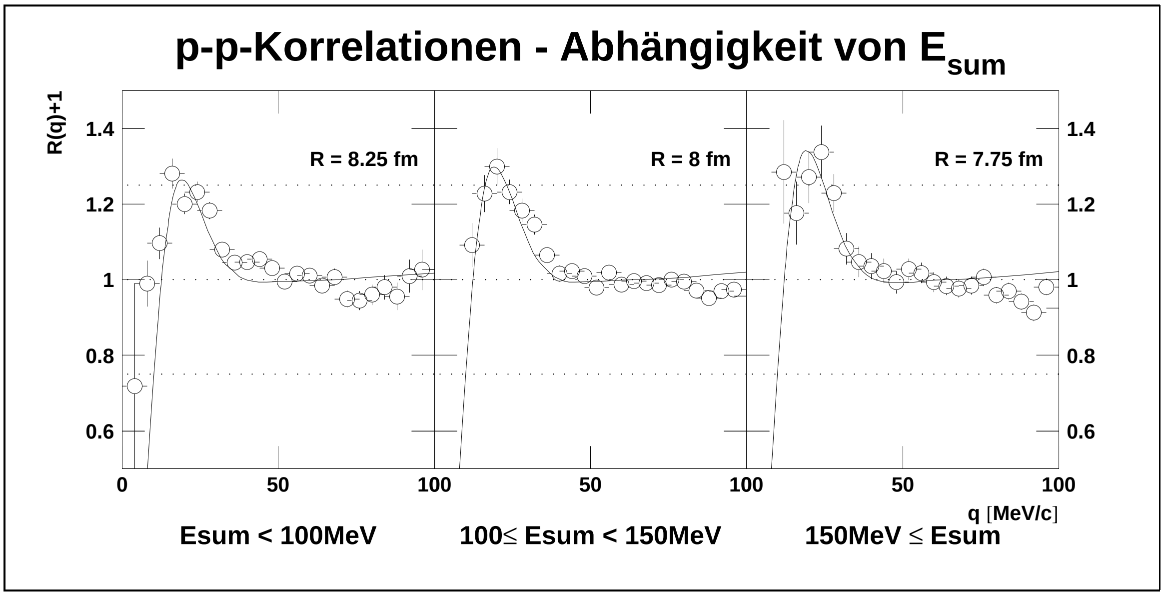


Abbildung 4.9: p–p–Korrelationsfunktion für drei Bereiche von E_{sum} (Symbole) und Vergleich mit simulierter p–p–Korrelationsfunktion nach dem Koonin–Pratt–Formalismus (Linien) für $\tau = 0$ fm/

Daten aus der Überlappzone untersucht worden, deren extrahierte Emissionszeiten in der Größenordnung einiger 100 fm/c lagen. Eine Selektion hoher Summenenergien bedeutete in diesen Daten eine Abtrennung der (schnellen und kleinen) Projektilquelle. Dies ist im aktuellen Experiment nicht der Fall, da die emittierten Teilchen fast ausschließlich aus der Targetquelle stammen, wie z.B. Moving source fits zeigen (siehe Abbildung 2.16). Die Targetquelle dominiert in allen Energiebereichen und für alle Fragmente. Schnellere Protonen scheinen eine kürzere Emissionszeit zu haben ([Boa86b]) oder aus einer kleineren Quelle und damit einer früheren Phase der Expansion zu kommen als langsamere.

4.3.5 Einfluß des Bounce auf die p–p–Korrelation

Der Einfluß des Bounce auf die Form der p–p–Korrelationsfunktion wurde mittels einer Monte–Carlo–Simulation untersucht. Dabei wurde in einem ersten Schritt die Richtung des Bounce gleichmäßig über den gesamten ϕ–Bereich der Quellverteilung gewürfelt, für den Betrag wurde ein mittlerer ($p = 50$ MeV/c) und ein maximaler Wert ($p = 100$ MeV/c) angesetzt. Die Höhe des Maximums war für die longitudinale Korrelationsfunktion fast gar nicht und für die transversale nur schwach abhängig vom Bounce. Bei einem maximalen Bounce von 100 MeV/c nimmt die Höhe des Maximums in der transversalen p–p–Korrelationsfunktion um weniger als 5% ab. Dieser Effekt sorgt in der gleichzeitigen Bestimmung von Größe und Emissionszeit der Quelle aus dem Vergleich longitudinaler mit

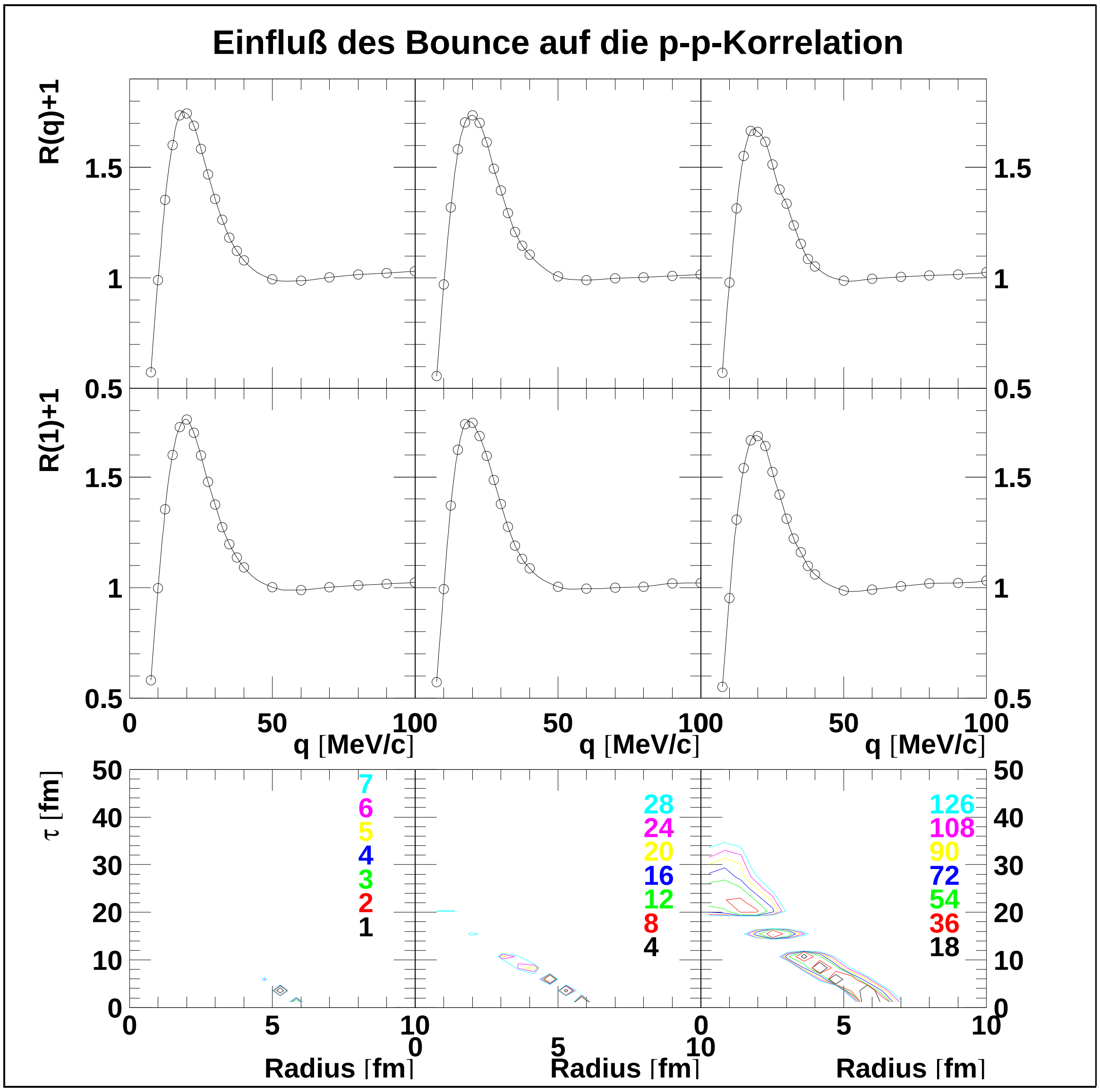


Abbildung 4.10: Simulierte p–p–Korrelationsfunktion bei $R = 6$ fm, $\tau = 0$ fm/c und einem Bounce *von 100 MeV/c in alle Richtungen (links), senkrecht zur Hodoskopebene (Mitte) und in der Ebene der Hodoskope (rechts) — Longitudinale p–p–Korrelation (oben), Transversale p–p–Korrelation (Mitte) und χ^2–Fit aus der Kombination beider (unten)*

transversalen Korrelationsfunktionen für eine 'Verschmierung' der Emissionszeit.

In einem zweiten Schritt sind zwei extreme Annahmen für die Bounce–Richtung angesetzt worden. Einmal verlief die Bounce–Richtung senkrecht zur Ebene der Hodoskope, einmal in der Ebene der Hodoskope. Für einen Bounce von 100 MeV/c in Richtung der Hodoskope konnte man Emissionszeit und Radius überhaupt nicht mehr entfalten, weil der Unterschied zwischen longitudinaler und transversaler Korrelationsfunktion vollkommen ausgewaschen wurde. Dies ist in Abbildung 4.10 dargestellt.

Da es in diesem Experiment nicht möglich war, den Bounce ereignisweise zu bestimmen, gab es auch keine Möglichkeit, diese Verschmierung zu korrigieren. Sie wurde deshalb als Beitrag zum systematischen Fehler addiert. Vergleicht man das Resultat des χ^2–Fits aus Abbildung 4.10 mit den experimentellen Ergebnissen (Abbildung 4.7), stellt man eine gewisse Ähnlichkeit fest. Bounce ist damit eine mögliche Erklärung, im beschriebenen Experiment Radius und Emissionszeit nicht entfalten zu können.

4.3.6 Einfluß der Quellenladung — Coulombeffekt

Aus Abbildung 4.8 entnimmt man nur eine schwache Abhängigkeit des aus der p–p–Korrelation extrahierten Radius von Z_{bound}. Mit der Größe von Z_{bound} steigt jedoch auch die Ladung Z_0 des Targetspektators. Der Einfluß der Ladung des Targetspektators auf Protonen–Energiespektren und p–p–Korrelationen ist in einem einfachen Modell untersucht worden. Dabei wurden Protonen von einer thermischen Quelle mit einer zusätzlichen effektiven Ladung Z_{eff} isotrop emittiert. Für die Energie, die das Proton aufgrund der Quellenladung erhält, gilt

$$E_{Coul} = 1,44 \cdot \frac{Z_{eff}}{r} \tag{4.11}$$

$$Z_{eff} = Z_0 \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^3 \tag{4.12}$$

Ein Proton, das von der Oberfläche der Quelle emittiert wird ($r = R$), 'sieht' eine größere Ladung und hat deshalb eine höhere kinetische Energie als ein Proton aus dem Inneren der Quelle ($r < R$). Für den Mittelwert des Proton-Energiespektrums gilt

$$\langle E \rangle = \frac{3}{5} \cdot 1,44 \cdot \frac{Z_0}{R} \qquad T = 0 \tag{4.13}$$

$$\begin{aligned} \langle E \rangle &\approx \langle E_{Coul} \rangle + \langle E_{Therm} \rangle \\ &= \frac{3}{5} \cdot 1,44 \cdot \frac{Z_0}{R} + \frac{3}{2} \cdot T \qquad T > 0 \end{aligned} \tag{4.14}$$

In den periphersten Kollisionen ($60 \leq Z_{bound} < 80 \Rightarrow Z_0 \approx 70$) variiert der Coulombanteil des Energiemittelwerts zwischen $\langle E_{Coul} \rangle = 6$ MeV bei $R = 10$ fm und $\langle E_{Coul} \rangle = 10$ MeV bei $R = 6$ fm. Bei einem Temperaturparameter $T = 20$ MeV verschiebt sich also der Mittelwert des Energiespektrums von $\langle E \rangle = 30$ MeV auf $\langle E \rangle = 36(40)$ MeV.

An die experimentell gemessenen Protonen–Energiespektren sind simulierte Energiespektren bei jeweils festem $Z_0 = 10, 30, 50$ und 70 und $R = 6, 7, 8, 9$ und 10 fm unter Variation von T angepaßt worden. Man erhielt damit für jedes Z_{bound}–Intervall einen mittleren Anteil der thermischen Bewegung und der Coulombabstoßung der Quelle, die mit den experimentellen Protonenspektren verträglich ist. Dies ist in Abbildung 4.11, oben, dargestellt. Mit

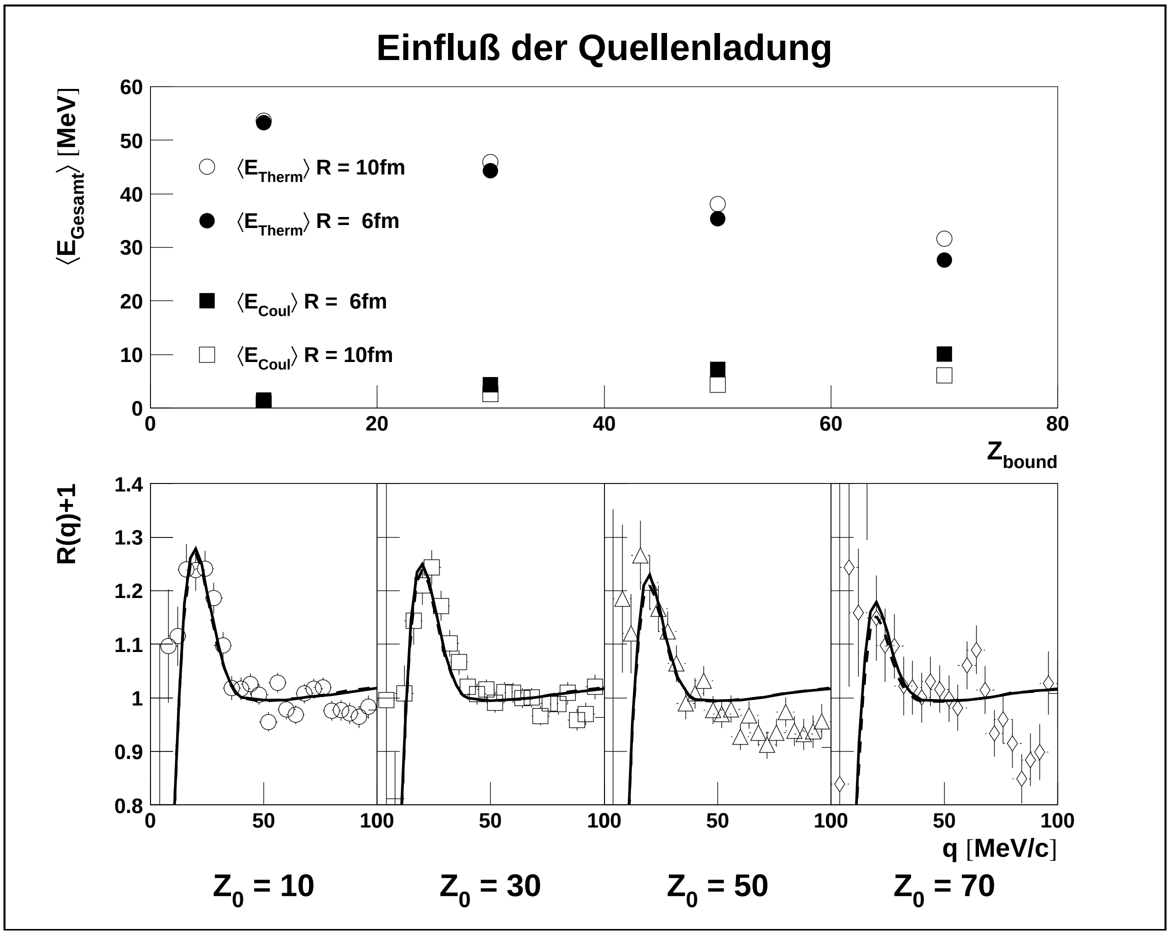


Abbildung 4.11: **Erste Reihe:** *Mittlere thermische und Coulombenergie für vier Bereiche von* Z_{bound}
Zweite Reihe: *Experimentelle (Symbole) und simulierte p–p-Korrelationen unter Berücksichtigung von* Z_0 *(durchgezogene Linien) sowie bei einer rein–thermischen Quelle (gestrichelte Linien) für vier Bereiche von* Z_{bound}

zunehmendem Radius R der Quelle nimmt der Coulombanteil der Quellverteilung ab bzw. der thermische Anteil zu. Für ein gegebenes Z_{bound}–Intervall gibt es damit für jeden Radius R der Quelle einen mit dem experimentell gemessenen Protonenenergiespektrum verträglichen Temperaturparameter T.

In Abbildung 4.11, unten, sind experimentelle und simulierte p–p–Korrelationen für vier Bereiche von Z_{bound} bzw. Z_0 verglichen. Der Einfachheit halber wurde $\langle Z_{bound}\rangle = Z_0$ gesetzt. Aus der Abbildung schließt man, daß der Einfluß der Quellenladung auf Form und

Höhe der p–p–Korrelation für $Z_{bound} < 60$ nicht sichtbar bzw. $Z_{bound} \geq 60$ klein ist und deshalb für die Radienextraktion vernachlässigt werden kann.

4.4 Fragment–Fragment–Korrelationen

Wie bereits erwähnt zeigen neben p–p– auch resonante Korrelationsfunktionen eine Sensitivität auf die Größe des Freeze–out–Volumens. Die Abhängigkeit von Z_{bound} bzw. E_{sum} ist für p–α–, d–α–, t–α– und α–α–Korrelationsfunktionen in den folgenden beiden Abschnitten dargestellt.

4.4.1 Abhängigkeit von Z_{bound}

Aus Abbildung 4.12 ist zu erkennen, daß die resonanten Korrelationen p–α, d–α, t–α und α–α eine systematische Abhängigkeit von Z_{bound} zeigen, die deutlich signifikanter ist als für p–p–Korrelationen unter gleichen Selektionskriterien (siehe Abbildung 4.8). Leider gibt es jedoch für die resonanten Korrelationsfunktionen keinen allgemein akzeptierten Formalismus, der es erlaubt, aus der Höhe des Maximums einen Radius zu extrahieren. Modelle wie das in [Boa86] beschriebene sind nicht weiterentwickelt worden; ihre Ergebnisse sind heute nur noch beschränkt verfügbar (siehe Abschnitt 4.4.3).

4.4.2 Abhängigkeit von E_{sum}

Die Abhängigkeit von der kinetischen Energie E_{sum} des Teilchenpaares ist für p–α–, d–α– und t–α–Korrelationen in Abbildung 4.13 dargestellt. Man erkennt einen systematischen Anstieg des Maximums mit zunehmendem E_{sum}, der analog zum vorherigen Abschnitt deutlich signifkanter als für p–p–Korrelationen unter gleichen Selektionskriterien ist (siehe Abbildung 4.9). Während jedoch Protonen zu einem nicht unerheblichen Teil aus der Prääquilibriumsphase kommen und man deshalb die Paare aus dieser Phase durch Selektion auf hohe kinetische Energien anreichert, ist dieser Anteil für Fragmente deutlich geringer. Will man den Anstieg der Korrelationsfunktion mit Prääquilibriumsemission aus einer zum Zeitpunkt der Emission kleineren Quelle erklären, sollte man einen umso geringeren Anstieg des Maxiums der Korrelationsfunktion mit der kinetischen Energie erwarten, je größer die Masse des Teilchenpaares ist. Dies ist jedoch nicht der Fall (siehe auch Abschnitt 4.6).

4.4.3 Vergleich mit Modellrechnungen

Die in Kapitel 3 beschriebenen Monte–Carlo–Simulationen beschreiben nur das Resonanzspektrum und nicht die eigentliche Form der Korrelationsfunktion; die Größe des Freeze–out–Volumens geht in diese Rechnungen nicht ein. David Boal hat allerdings Modell–Rechnungen zu resonanten Fragment–Fragment–Korrelationen gemacht ([Boa86]), die mit den vorliegenden Daten der p–α– bzw. d–α–Korrelationsfunktion verglichen worden sind.

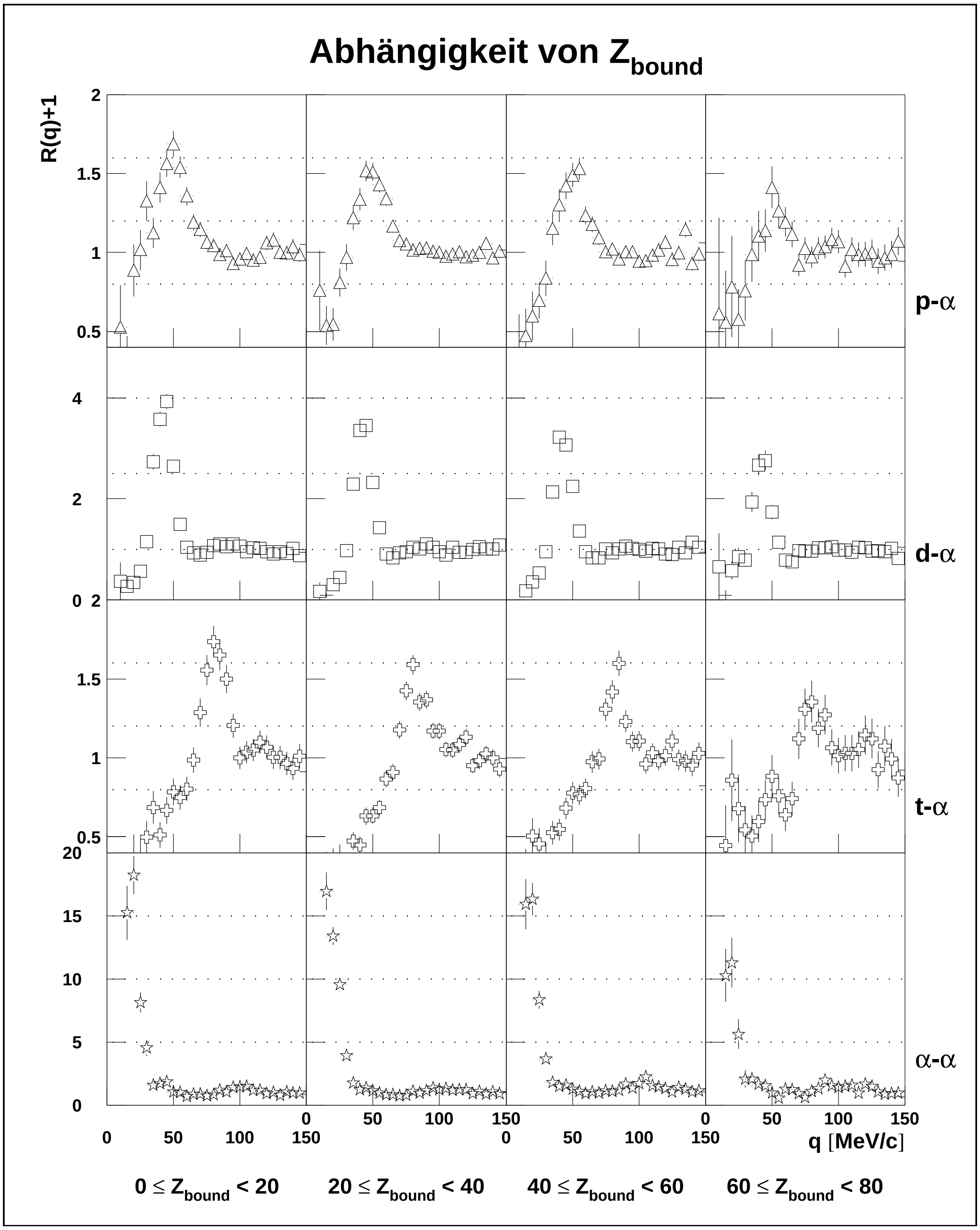


Abbildung 4.12: Resonante Korrelationsfunktionen für vier verschiedene Bereiche von Z_{bound}
p–α–Korrelationsfunktion (erste Reihe), d–α–Korrelationsfunktion (zweite Reihe), t–α–Korrelationsfunktion (dritte Reihe) , α–α–Korrelationsfunktion (vierte Reihe)

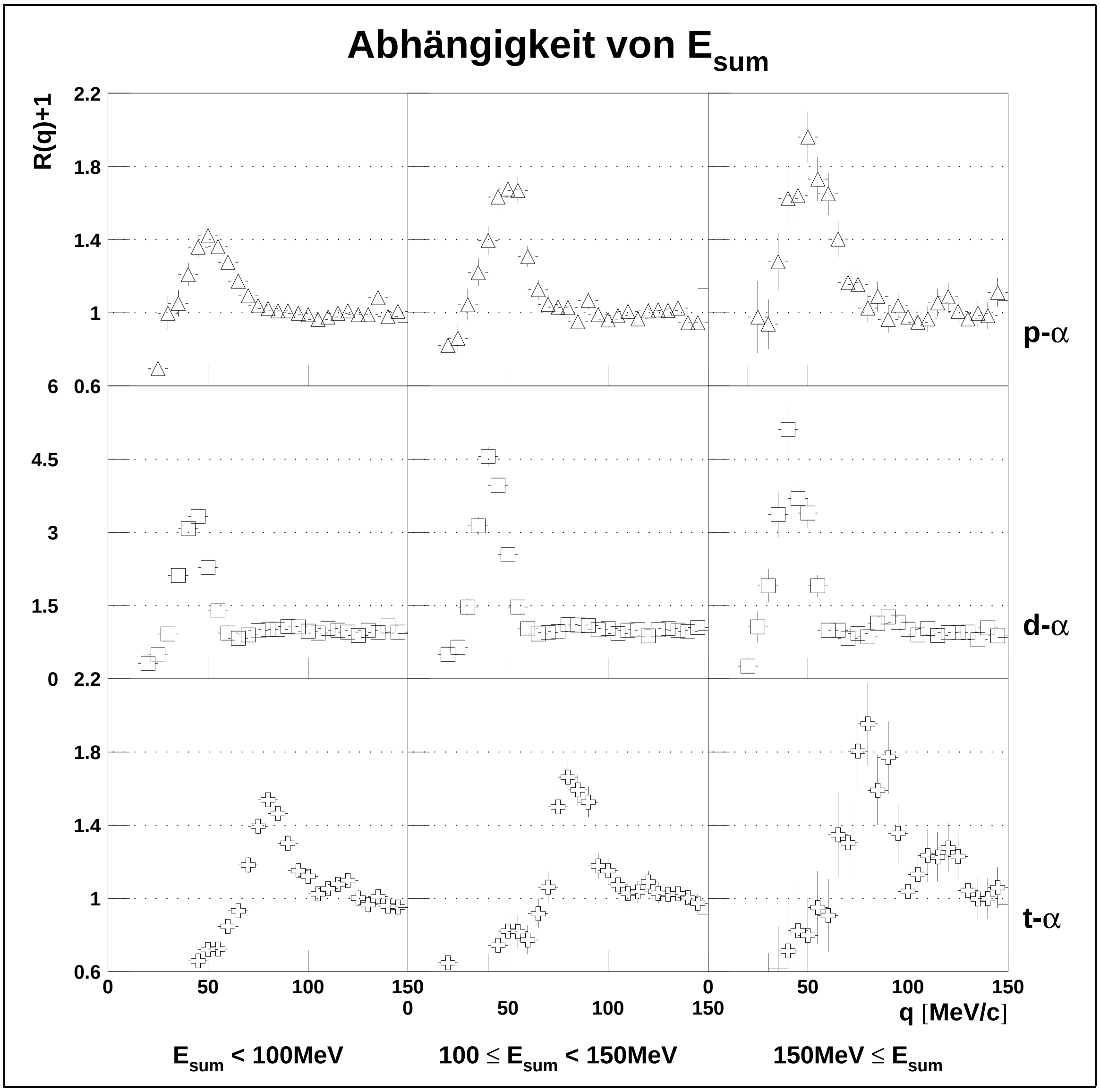


Abbildung 4.13: Resonante Korrelationsfunktionen für drei verschiedene Bereiche von E_{sum} p–α–Korrelationsfunktion (erste Reihe), d–α–Korrelationsfunktion (zweite Reihe), t–α–Korrelationsfunktion (dritte Reihe)

Durch Integration über den Bereich des Maximums der simulierten Korrelationsfunktion und Vergleich dieses mit den integrierten Maxima der experimentellen Korrelationsfunktionen konnte jeder der in Abbildung 4.12 bzw. 4.13 dargestellten p–α– und d–α–Korrelationsfunktionen ein Radius zugeordnet werden. Dies ist exemplarisch in Abbildung 4.14 dargestellt. Die mit dieser Methode extrahierten Radien sind in Tabelle 4.1

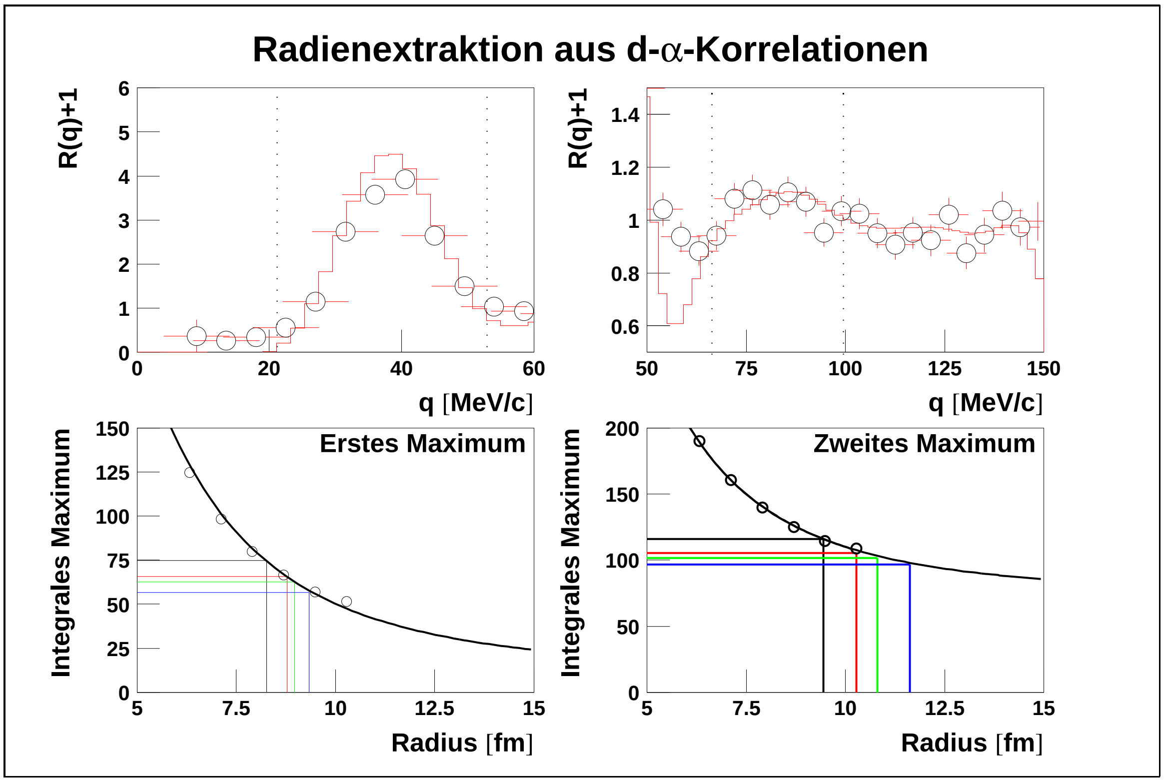


Abbildung 4.14: Vergleich von experimenteller und gerechneter dα–Korrelationsfunktion (oben) sowie Extraktion des Freeze–out*–Radius für drei Bereiche der Summenenergie aus dem Integral des ersten Maximums (unten links) und des zweiten Maximums (unten rechts)*

aufgeführt.

Für die t–α–Korrelationsfunktion wurde dem Maximum der Korrelationsfunktion bei $Z_{bound} < 20$ der Radius $R = 9{,}5$ fm zugeordnet. Unter dieser Annahme wurden dann für alle Bereiche von Z_{bound} bzw. E_{sum} die gleichen Radien wie für die p–α–Korrelationsfunktion extrahiert (siehe Abbildung 4.16 und 4.17).

4.4.4 Nichtresonante Korrelationsfunktionen

Die nichtresonanten Korrelationsfunktionen sind zur besseren Vergleichbarkeit der unterschiedlichen Massen statt gegen den Relativimpuls q gegen die Relativgeschwindigkeit $v_{rel} = \frac{q}{m_{red} \cdot m_p}$[4] aufgetragen. Im Rahmen der systematischen und statistischen Unsicherheiten zeigen die untersuchten nichtresonanten Korrelationsfunktionen eine Massenabhängigkeit (siehe Abbildung 4.15). Mit zunehmender Masse nimmt auch die Tiefe des Tals bei

[4] $m_{red} = \frac{m_1 \cdot m_2}{m_1 + m_2}$ $\quad m_p \equiv$ Protonenmasse

Z_{bound}		0 – 20	20 – 40	40 – 60	60 – 80
$R_{d-\alpha_1}$	[fm]	$8,3 \pm 0,3$	$8,8 \pm 0,5$	$9,0 \pm 0,5$	$9,3 \pm 0,5$
$R_{d-\alpha_2}$	[fm]	$9,4 \pm 0,7$	$10,3 \pm 0,5$	$10,8 \pm 0,9$	$11,6 \pm 1,1$
$R_{p-\alpha}$	[fm]	$9,5 \pm 0,5$	$9,7 \pm 0,6$	$9,8 \pm 0,8$	$10,2 \pm 0,9$
E_{sum}	[MeV]	0 – 100	100 – 150	150 – 400	0 – 400
$R_{d-\alpha_1}$	[fm]	$9,2 \pm 0,2$	$8,4 \pm 0,3$	$7,6 \pm 0,6$	$8,7 \pm 0,2$
$R_{d-\alpha_2}$	[fm]	$11,5 \pm 0,3$	$9,8 \pm 0,3$	$8,7 \pm 0,7$	$10,7 \pm 0,3$
$R_{p-\alpha}$	[fm]	$11,2 \pm 0,2$	$9,5 \pm 0,2$	$8,4 \pm 0,3$	$10,2 \pm 0,2$

Tabelle 4.1: Extrahierte Radien aus p–α– und d–α–Korrelationen

kleinen Relativgeschwindigkeiten zu (vergleiche z.B. Abbildung 4.2).
Wegen der im Vergleich zu resonanten Korrelationsfunktionen großen systematischen Fehler und der fehlenden Sensitivität auf Z_{bound} oder E_{sum} wurde auf eine weitere Analyse dieser Korrelationsfunktionen verzichtet. Sie wurden jedoch zur Bestimmung des nichtresonanten Anteils in den Korrelationsfunktionen benutzt (siehe z.B. Abbildung 3.1). Ihre Form wurde durch eine Anpassung mit einer Wood–Saxon–Funktion parametrisiert.

4.5 Extraktion der Freeze–out–Dichte

Aus den in den beiden letzten Abschnitten extrahierten Freeze–out–Radien sind mittlere Dichten bestimmt worden. Dazu einige einleitende Bemerkungen:
[Gus84] beobachteten eine starke Abhängigkeit der aus p–p–Korrelationen extrahierten Radien vom Stoßparameter der Reaktionen, der in ihrem Experiment mit der detektierten Protonen–Multiplizität antikorreliert war. Die Autoren paßten folgende Funktion an die Daten an:

$$R_G = r_0 \frac{\sqrt[3]{\frac{N_p A}{Z}}}{\sqrt{\frac{5}{2}}} \propto \sqrt[3]{N_p} = \sqrt[3]{79 - Z_{bound}} \tag{4.15}$$

wobei $r_0 = 1,9$ fm unabhängig vom System (Ca+Ca vs Nb+Nb) ist und einer Freeze–out–Dichte von $\rho \approx 0,2\rho_0$ entspricht. Die Autoren geben allerdings nicht den Winkel– und Energiebereich an, in dem sie p–p–Korrelationen bestimmt haben. Es ist jedoch anzunehmen, daß sie Korrelationen untersucht haben, die vornehmlich aus der Überlappregion stammen, deren Größe im Participant–Spectator–Modell ([Gos77, Wes76]) stark mit dem

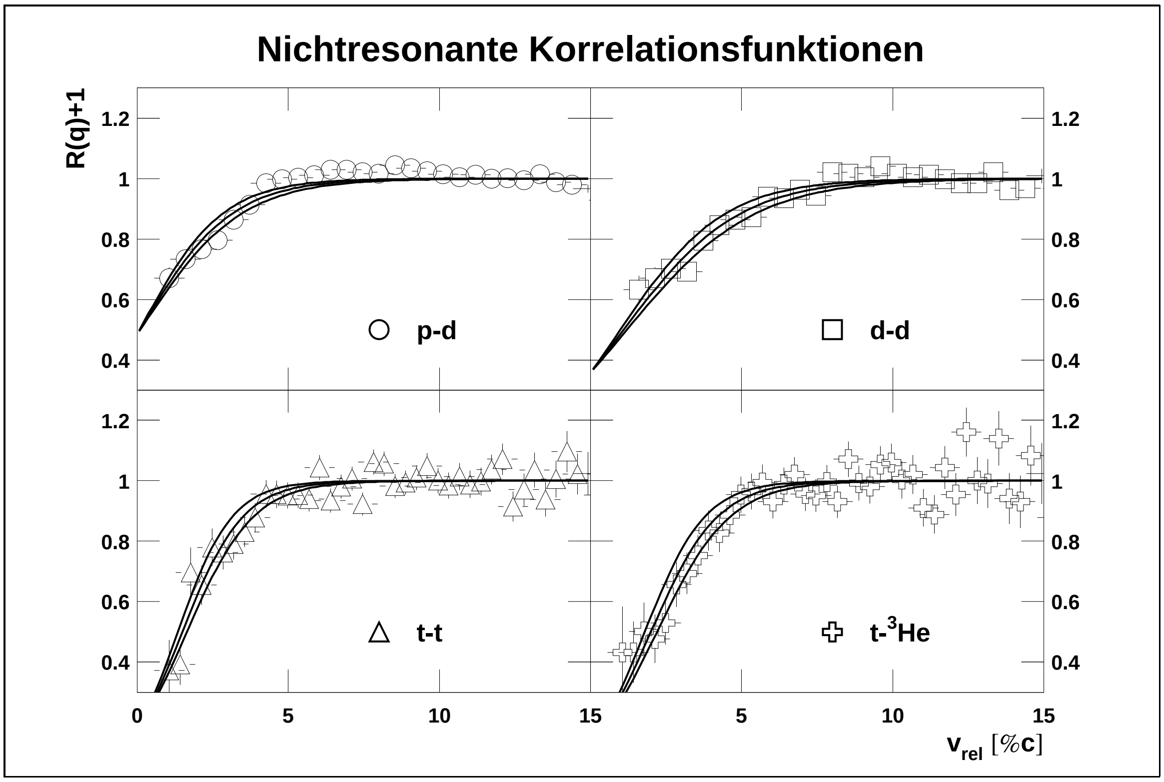


Abbildung 4.15: p–d–, d–d–, t–t– und t–^{3}He–Korrelationsfunktion

Stoßparameter variiert. Dies läßt sich vor allen Dingen aus der Zunahme der extrahierten Quellgröße mit der Zentralität der Reaktion schließen, während die Größe der Targetquelle mit zunehmender Zentralität abnimmt.

Aus der Messung des Projektilspektators bestimmte [Gro97] die Masse A_0 des Projektil–Präfragments in Abhängigkeit von Z_{bound} für das System Au+Au bei 1 A·GeV (siehe Abbildung 4.16, links). Diese Abhängigkeit ist in guter Übereinstimmung mit dem Participant–Spectator–Modell. Aus der Symmetrie der Reaktion erwartet man für eine gewählte Ereignisklasse die gleiche Masse A_0 für Projektil– und Target–Präfragment. Der Zusammenhang zwischen Masse A_0 und Freeze–out–Radius R_{G_0} bei Grundzustandsdichte ρ_0 ist

$$R_{G_0} = r_0 \cdot \sqrt[3]{A_0} \tag{4.16}$$

Bei konstantem Nukleonenradius $r_0 = 1,12$ fm, dies entspricht einer Ausfrierdichte $\rho_0 = 0,17 fm^{-3}$, erhält man für $Z_{bound} = 30$ einen Radius $R_{G_0} = 5,4$ fm, für $Z_{bound} = 60$ $R_{G_0} = 6,4$ fm. Die aus den experimentellen Korrelationsfunktionen extrahierten Radien sind jedoch deutlich größer und entsprechen damit einer kleineren als der Grundzustandsdichte.

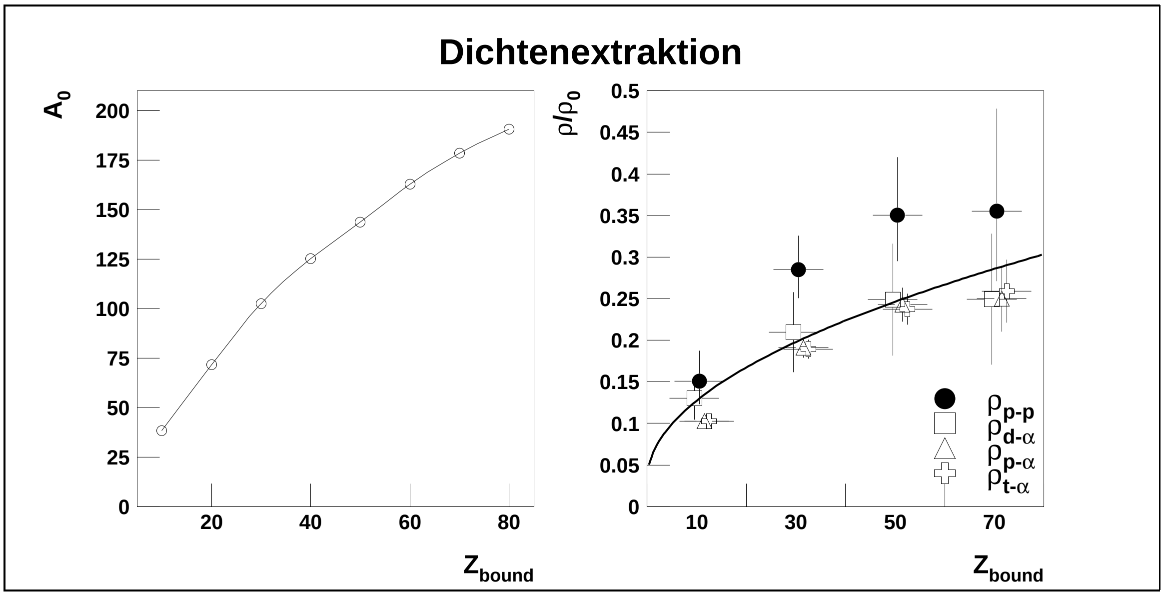


Abbildung 4.16: Abhängkeit von A_0 (links, aus [Gro97]) sowie der aus an p–p–, p–α–, d–α– und t–α–Korrelationen angepaßten Radien extrahierten Freeze–out*–Dichte von Z_{bound}*

Die Dichte bestimmt sich aus dem extrahierten Radius zu

$$\begin{aligned} \frac{\rho}{\rho_0} &= \left(\frac{R_{G_0}}{R_G}\right)^3 \\ &= \left(\frac{r_0 \cdot \sqrt[3]{A_0}}{R_G}\right)^3 \end{aligned} \tag{4.17}$$

Damit erhält man aus den aus p–p– (Abbildung 4.8) und resonanten Korrelationsfunktionen (Abbildung 4.12) extrahierten Radien die in Abbildung 4.16, rechts, dargestellte Abhängigkeit der Dichte von Z_{bound}. Der bisher in der Literatur verwendete Wert von $\rho = 0,3\rho_0$ wird dabei in peripheren Reaktionen erreicht, während die mittlere Ausfrierdichte bei zentralen Reaktionen deutlich kleiner ist.

4.6 Variation mit der Summenenergie — Expansion?

In Abbildung 4.9 bzw. 4.13 ist für alle betrachteten Korrelationsfunktionen ein Anstieg des Maximums mit der Summenenergie des Teilchenpaares zu erkennen. Der relative Anstieg des Maximums mit zunehmender Summenenergie ist für alle vier Teilchenpaare in Abbildung 4.17 dargestellt. Schnellere Teilchen(–paare) scheinen aus einer kleineren Quelle zu kommen. Dieser Effekt ist besonders ausgeprägt für d–α–Korrelationen und am

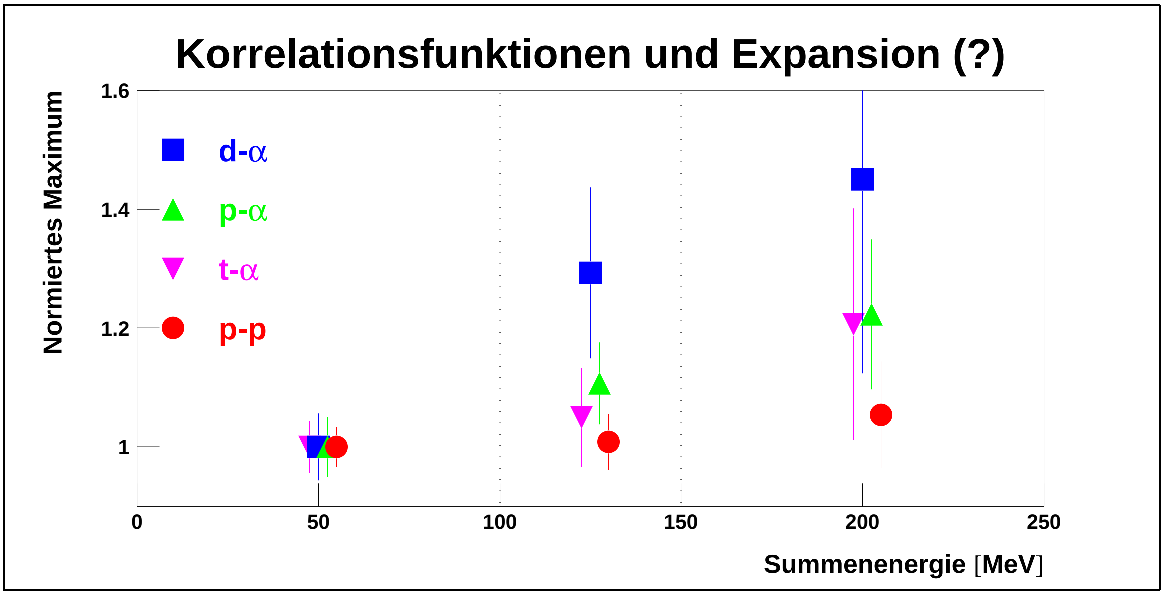


Abbildung 4.17: Anstieg des normierten Maximums in der Korrelationsfunktion mit der Energie des Teilchenpaars für p–p–, p–α–, d–α– und t–α–Korrelationen

schwächsten für p–p–Korrelationen.

Die Energieabhängigkeit steht im Widerspruch zu einer thermisch äquilibrierten und expandierenden Quelle, die zu einem bestimmten Zeitpunkt bei einem festen Radius (dem Freeze–out) zerfällt. Viel mehr erwartet man eine solche Abhängigkeit bei einer geschwindigkeitsselektierten Emission während der Expansion. Schnelle Teilchen werden als erste emittiert, langsame als letzte.

Prääquilibriumsemission scheidet als Erklärungsversuch für die starke Energieabhängigkeit aus. Der Prääquilibriumsanteil ist in den Protonen deutlich stärker als in den schwereren Fragmenten ([Gro97]). p–p–Korrelationen zeigen jedoch die bei weitem schwächste Energieabhängigkeit.

[Boa86b] erklärte die Variation des scheinbaren Radius mit einer längeren Emissionszeit der niederenergetischen Teilchenpaare. In diesem Fall mißt man mit einer Selektion auf eine hohe Summenenergie den tatsächlichen Radius bei einer Emissionszeit $\tau \approx 0$ fm/c, bei niedrigeren Summenenergien aufgrund der endlichen Emissionszeit größere scheinbare Radien. Dies ist bei der Extraktion der Freeze–out–Dichten aus den Radien zu beachten. Die in Abschnitt 4.5 extrahierten Dichten geben in diesem Sinne untere Grenzen wieder.

Für eine zusätzliche Selektion der Korrelationsfunktionen bzw. der extrahierten Radien auf Z_{bound} und E_{sum} reichte die Statistik dieses Experiments nicht. Der Trend läßt sich jedoch aus der Abhängigkeit von E_{sum} alleine abschätzen. Für p–p–Korrelationen steigt der extrahierte Radius von $R = 7,75$ fm für $E_{sum} \geq 150$ MeV auf $R = 8$ fm ohne Selektion von E_{sum}, die Dichte aus p–p–Korrelationen steigt damit um 10% an. Für die resonanten Korrelationsfunktionen ist dieser Trend wegen der deutlich signifikanteren Abhängigkeit von E_{sum} größer. So beträgt beispielsweise der aus p–α–Korrelationen extrahierte Radius $R = 8,4$ fm für $E_{sum} \geq 150$ MeV bzw. $R = 10,2$ fm ohne Selektion auf E_{sum}. Dies sorgt für einen Anstieg der Dichte um 80% und damit für Werte, die nicht mehr unterhalb, sondern oberhalb der aus p–p–Korrelationen bestimmten Dichte liegen. Man beachte jedoch die starke Modellabhängigkeit der extrahierten Radien aus resonanten Korrelationsfunktionen.

4.7 Zusammenfassung der Radienbestimmung

Die schwache Abhängigkeit der aus p–p–Korrelationen extrahierten Radien bei Variation des Stoßparameters läßt sich als Abnahme der mittleren Freeze–out–Dichte bei abnehmendem Stoßparameter interpretieren. Ein analoges Verhalten ist auch für die resonanten Korrelationsfunktionen beobachtet worden, was die These der Dichtenvariation stützt. Dieser Effekt wurde z.B. von [War96] implizit vorausgesetzt, um aus gemessenen Temperaturen des Albergo–Thermometers eine tatsächliche Freeze–out–Dichte zu bestimmen. Der potentielle Einfluß einer Variation der Dichte auf die Temperaturbestimmung im Rahmen des QSM–Modells ([Hah88]) ist in Kapitel 5.2.1 dargestellt.

Da aus den Korrelationsfunktionen **verschiedener** Fragmentsorten Radien extrahiert worden sind, stellt sich die Frage, ob man aus diesen Radien eine Zeitordnung für das Ausfrieren der verschiedenen Fragmentsorten erkennen kann. Anschaulich gilt, daß ein kleinerer Radius auf eine kürzere Zeit bis zum Ausfrieren schließen läßt. [Poc87] fand heraus, daß resonante Korrelationsfunktionen wie p–α oder d–α zu kleineren Radien führen als p–p, während man aus den nichtresonanten Korrelationsfunktionen größere Radien extrahierte. Für das vorliegende Experiment konnte der Vergleich zwischen p–α, d–α und p–p angestellt werden. Aus p–α– bzw. d–α–Korrelationen wurden systematisch größere Radien extrahiert als aus p–p–Korrelationen. Dies kann jedoch auch daran liegen, daß man für die Analyse der resonanten Korrelationsfunktionen ein Modell benutzt, das sich nicht unbedingt konsistent auf das Modell von Koonin für p–p–Korrelationsfunktionen abbilden läßt. Um diesen Effekt genauer untersuchen zu können, bräuchte man deshalb ein Modell, das nach Möglichkeit die resonanten, die nichtresonanten sowie die p–p–Korrelationsfunktionen in einem konsistenten Bild beschreibt. Dies sprengt den Rahmen dieser Arbeit.

5 Modellvergleich

5.1 Einleitung

In [Poc95] ist der Einfluß des sequentiellen Zerfalls auf die Ausbeute der im T_{HeLi}–Thermometer benutzten Isotope (das sogenannnte Feeding) mit einem konstanten Faktor 1,2 berücksichtigt worden. Dieser Faktor wurde aus dem Vergleich der Isotopentemperatur T_{HeLi} mit der wahren Emissionstemperatur T_{Em} im Modell nach [Hah88] bei einer Freeze–out–Dichte von $0,3 \cdot \rho_0$ gewonnen ([Möh96]). Feeding erhöht vor allen Dingen die Anzahl der nachgewiesenen ^{4}He–Isotope und senkt damit die Temperatur T_{HeLi}. Ein Vergleich der Modellvorhersagen mit den experimentell gemessenen Temperaturen aus Zustandsthermometern sollte zur Aufklärung des Feeding–Effekts beitragen.

Verschiedene Autoren haben einen von der Anregungsenergie, der Zentralität der Reaktion, usw. unabhängigen Feeding–Korrekturfaktor als zu grobe Korrektur beanstandet. [Cam96] stellten die Annahme einer von der Anregungsenergie unabhängigen Freeze–out–Dichte in Frage. Sie benutzten stattdessen die einzelnen Verhältnisse wie $\frac{Y_{^3\mathrm{He}}}{Y_{^4\mathrm{He}}}$, in denen nach dem Albergo–Formalismus ([Alb85]) noch eine Dichteabhängigkeit enthalten ist. Die aus diesen Verhältnissen extrahierte freie Nukleonendichte steigt mit zunehmender Anregungsenergie oder Zentralität der Reaktion an (im Widerspruch zu der in diesem Experiment extrahierten mittleren Freeze–out–Dichte). Außerdem wiesen sie darauf hin, daß man auch die γ–instabilen Zustände berücksichtigen müsse. Während eine steigende Dichte den Korrekturfaktor anhebt, senkt die Berücksichtigung der γ–instabilen Zustände den Faktor, sodaß in der Analyse von [Cam96] der von [Poc95] angesetzte Korrekturfaktor von 1,2 im wesentlichen erhalten blieb.

[Tsa95] wies darauf hin, daß QSM wegen der fehlenden Beschreibung der Kontinuumszustände das Feeding besonders bei hohen Temperaturen T_{Em} unterschätze. In einem folgenden Artikel ([Xi96]) haben die Autoren für jedes Z_{bound}–Intervall, für das die Anregungsenergie aus [Poc95] bekannt war, das primäre und das tatsächliche Besetzungsverhältnis unter Berücksichtigung der Ladungsverteilung nach [Kre93] und der daraus extrahierten Massenverteilung sowie der Größe des Präfragments (vergleiche [Zud95, Gro97]) die relativen Wirkungsquerschnitte für die vier Isotope bestimmt. Die Autoren extrahierten einen mit der Emissionstemperatur ansteigenden Feeding–Faktor. In dem Modell nimmt das Feeding in ^{4}He mit steigender Emissionstemperatur so stark zu, daß oberhalb von 7 MeV keine eindeutigen Temperaturen mehr aus T_{HeLi} bestimmt werden können. Die Autoren schlossen aus ihren Untersuchungen, daß mit dem T_{HeLi}–Thermometer kein Flüssig–Gas–Phasenübergang beobachtet werden könne. Sie schlugen stattdessen heliumfreie Isotopenthermometer vor, wie dies schon von [Möh96] und in der Folge auch von [Ode97] untersucht wurde. In einem am National Superconducting Cyclotron Laboratory, Michigan, USA, durchgeführten

Experiment wurde deshalb der Bestimmung von Emissionstemperaturen aus Isotopenthermometern besondere Aufmerksamkeit geschenkt ([Tsa96, Tsa97]).

Das vorliegende Kapitel hat den folgenden Aufbau: In Abschnitt 5.2 wird der Einfluß einer variierenden Freeze–out–Dichte auf die Temperaturextraktion für Zustands– und für Isotopenthermometer im QSM–Modell nach [Hah88] beleuchtet. In Abschnitt 5.3 werden Feeding–Rechnungen unter Berücksichtigung der kontinuierlichen Zustände im MSU–Feeding–Modell ([Xi96]) vorgestellt und auf die in Kapitel 3 extrahierten Temperaturen angewendet. Wie [Gul97] gezeigt hat, führt die Berücksichtigung eines für jeden Kernzustand charakteristischen Eigenvolumens zu weiteren Korrekturen, die wiederum stark von der Freeze–out–Dichte abhängen. Dies wird in Abschnitt 5.4 diskutiert. Die in Kapitel 3 dargestellte Insensitivität der Zustandsthermometer wird im abschließenden Abschnitt 5.5 in zwei physikalischen Szenarien diskutiert.

5.2 Das Frankfurter Quanten–Statistik–Modell

Das von Hahn und Stöcker entwickelte **Q**uantum **S**tatistical **M**odel ([Hah88]) berechnet, wie der Name schon sagt, die nach der Quantenstatistik mögliche Besetzung von Kernzuständen in Abhängigkeit von der Temperatur T_{Em}, der Dichte ρ und dem N/Z–Verhältnis.

Das Modell geht von einem thermischen und chemischen Gleichgewicht aus. Wenn die Expansionsphase adiabatisch ist, fallen Dichte und Temperatur während dieser Expansion dramatisch. Nach dem Freeze–out zerfallen die produzierten instabilen Fragmente entsprechend ihren Zerfallsbreiten. Die Besetzung jedes Fragments wird durch sein zugehöriges chemisches Potential gesteuert und gehorcht der Bose– bzw. Fermistatistik

$$\textbf{Bose} \quad n_i = \frac{g_i}{e^{-\mu_i/T_{Em}} - 1} + 2\pi g_i V \sqrt[3]{\frac{2m_i T_{Em}}{h^2}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}dx}{e^{(x-\mu_i)/T_{Em}} - 1} \tag{5.1}$$

$$\textbf{Fermi} \quad n_i = 2\pi g_i V \sqrt[3]{\frac{2m_i T_{Em}}{h^2}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{x}dx}{e^{(x-\mu_i)/T_{Em}} + 1} \tag{5.2}$$

wobei μ_i das chemische Potential, g_i das statistische Gewicht und m_i die Masse der jeweiligen Teilchensorte ist. V ist das vorhandene Volumen. Für das chemische Potential gilt

$$\begin{aligned} \mu_i &= Z_i\mu_p + N_i\mu_n + E_i \\ E_i &= Z_i m_p c^2 + N_i m_n c^2 - m_i c^2 \\ Z_i &\equiv \text{Anzahl der Protonen im Fragment } i \\ N_i &\equiv \text{Anzahl der Neutronen im Fragment } i \end{aligned}$$

Das gesamte Volumen berechnet sich aus dem besetzbaren und dem durch die Größe der Nukleonen ausgeschlossenen Volumen

$$V_t = V + V_{excl} = V + A/\rho_0 \tag{5.3}$$

Das Volumen von Fragmenten ist deshalb die Summe der Nukleonenvolumina; Schaleneffekte und Anregungszustände werden nicht berücksichtigt. Zerfallsbreiten, Energieniveaus und statistische Gewichte sind aus [Ajz84] entnommen. Die Besetzung der Tochterkerne durch Zerfall kurzlebiger Zustände wird durch eine WKB-Approximation bestimmt.

5.2.1 Einfluß der Freeze–out–Dichte auf die Temperaturextraktion

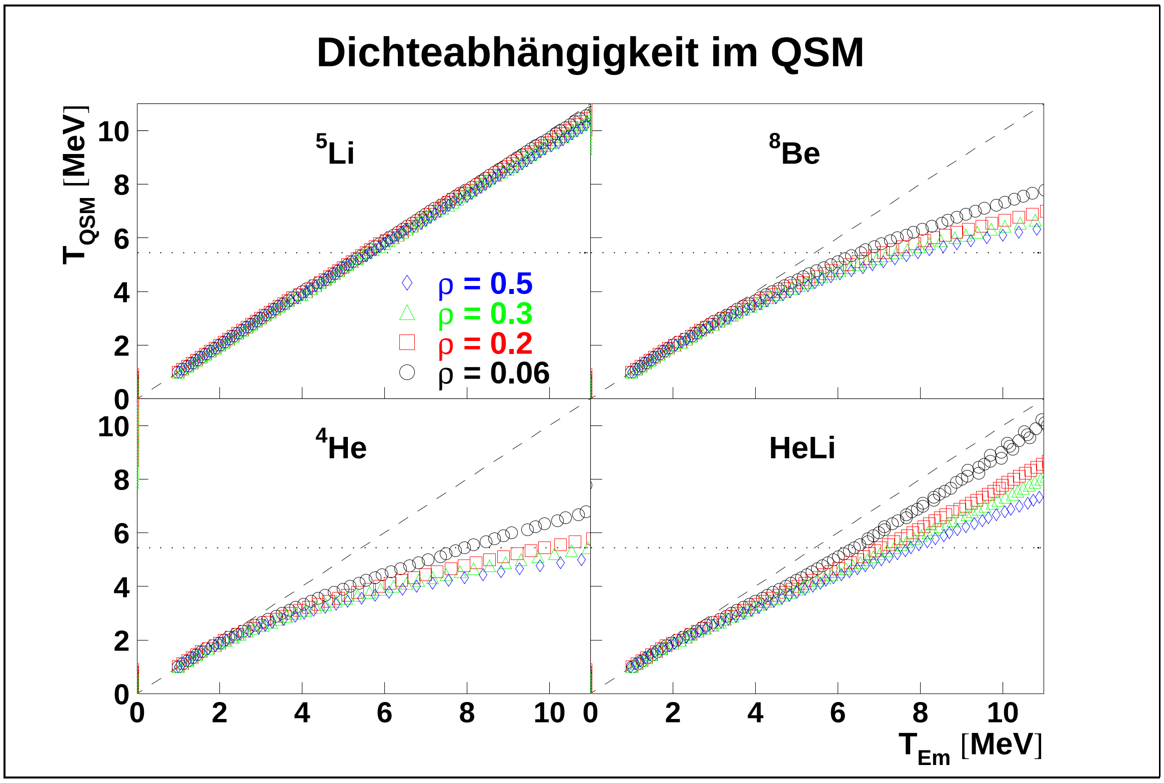


Abbildung 5.1: Abhängigkeit der aus QSM extrahierten Temperatur T_{QSM} von der Eingabetemperatur $\mathrm{T_{Em}}$ bei Variation der Dichte — ^{5}Li– (links oben), ^{8}Be– (rechts oben), ^{4}He– (links unten) und T_{HeLi}–Thermometer (rechts unten)

Allgemein gilt im quantenstatistischen Modell: Je höher die Dichte ist, desto kleiner ist die aus Isotopenverhältnissen oder angeregten Zuständen extrahierte Temperatur. Im QSM steigt deshalb der Feeding–Korrekturfaktor für die einzelnen Thermometer mit der Dichte an. Diese Abhängigkeit ist in Abbildung 5.1 für drei Zustandsthermometer und das

HeLi–Isotopenthermometer dargestellt. Man erkennt, daß der Korrekturfaktor für das Heli–Thermometer keine Abhängigkeit von T_{Em}zeigt, jedoch in Abhängigkeit der Dichte zwischen 1,05 und 1,3 variiert. Im Gegensatz dazu ist das ^{5}Li–Thermometer bei vorgegebener Temperatur nur schwach von der Dichte abhängig. Für das ^{8}Be– bzw. das ^{4}He–Thermometer ist die Abhängigkeit der Korrektur von der Dichte stärker. Beide Thermometer verlieren jedoch für $T_{\mathrm{Em}} \geq 4$ MeV an Sensitivität, weil Feeding in deren jeweiligen Grundzustand stark zunimmt.

Die in Kapitel 4.5 extrahierten Dichten in Abhängigkeit von Z_{bound} (siehe Abbildung 4.16)

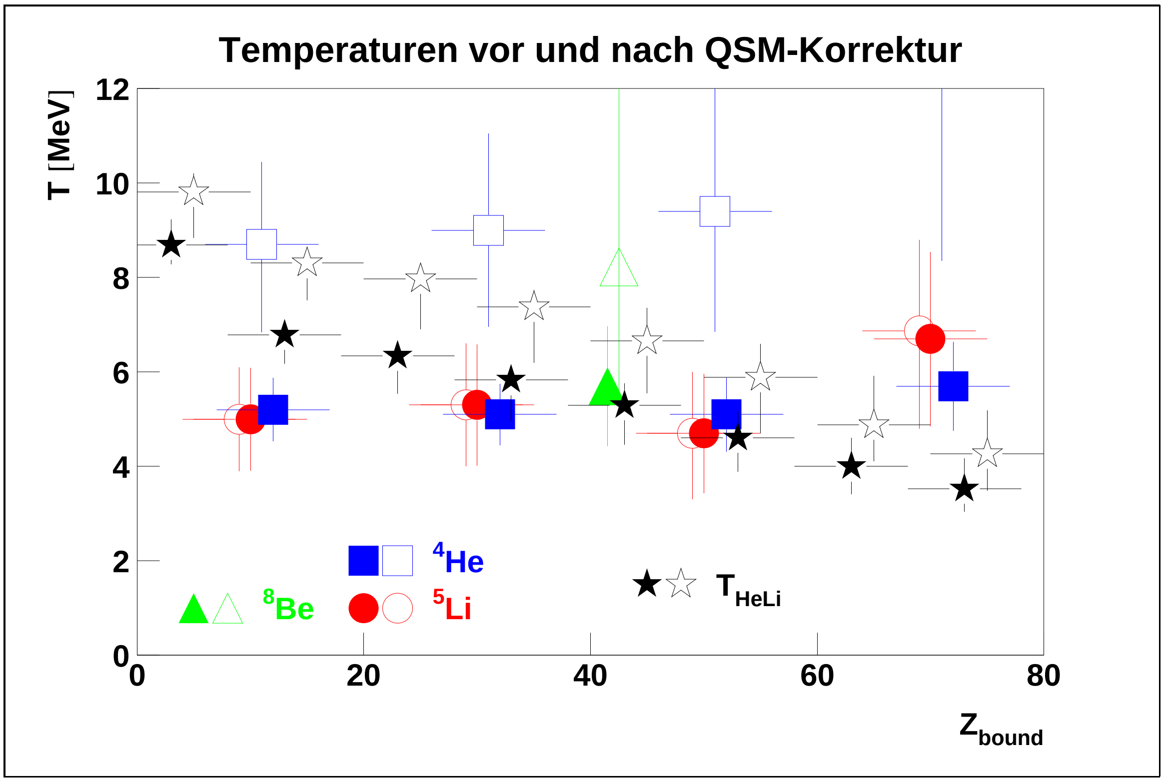


Abbildung 5.2: Zustands– und Isotopenthermometer vor (geschlossene Symbole) und nach Feeding–Korrektur im QSM (offene Symbole) — Nur systematische Fehler werden gezeigt

wurden als Eingabeparameter in QSM benutzt, um den Feeding–Korrekturfaktor für die im gleichen Experiment bestimmten Temperaturen zu bestimmen. Die unkorrigierten sowie die Feeding–korrigierten Temperaturen sind für die ^{5}Li–, ^{8}Be– und ^{4}He–Zustandsthermometer und das HeLi–Isotopenthermometer in Abhängigkeit von Z_{bound} in Abbildung 5.2 dargestellt. Man erkennt folgendes:

1. Nach der QSM–Korrektur stimmen die aus den drei Zustandsthermometern extrahierten Temperaturen nicht mehr überein. Während das ^{5}Li–Thermometer weiterhin eine Tem-

peratur $T \approx 5-6$ MeV anzeigt, tendiert die QSM–korrigierte ^{8}Be–Temperatur in Richtung $T > 7$ MeV. Das ^{4}He–Thermometer ist in diesem Modell für Temperaturen $T > 4$ MeV nicht sensitiv. Man schließt daraus, daß im QSM nur das ^{5}Li–Thermometer geeignet ist, Temperaturen im Bereich $T = 4 - 10$ MeV zu bestimmen, außerdem jedoch im QSM die experimentell bestimmten Temperaturen der Zustandsthermometer nicht konsistent mit einer einzigen Temperatur T_{Em} beschrieben werden können.

2. Das QSM–korrigierte HeLi–Isotopenthermometer zeigt einen kontinuierlichen Anstieg von $60 > Z_{bound} > 20$ und einen etwas stärkeren Anstieg für $Z_{bound} \leq 20$. Dabei wurde ein Korrekturfaktor von 1,13 ($Z_{bound} < 20$) bis 1,27 ($40 \leq Z_{bound} < 60$) angewendet.

Die Diskrepanz zwischen Zustands– und Isotopen–Thermometern bleibt damit nach der dichteabhängigen Feeding–Korrektur erhalten. Die Temperaturen der Zustandsthermometer zeigen keine Abhängigkeit von Z_{bound}; T_{HeLi} steigt kontinuierlich mit abnehmendem Z_{bound} an. Aus der Tatsache, daß QSM im Gegensatz zu den Temperaturen der Isotopenthermometer ([Xi97]) für die Temperaturen der Zustandsthermometer kein konsistentes Bild liefert, schließt man außerdem, daß im QSM entweder die teilcheninstabilen angeregten Zustände im Gegensatz zu den Grundzuständen nicht korrekt beschrieben werden oder eine Voraussetzung des Modells im Experiment nicht erfüllt ist (z.B. thermisches oder chemisches Gleichgewicht).

5.3 Das MSU–Feeding–Modell

Im Gegensatz zum Frankfurter QSM nähert sich das MSU–Feeding–Modell ([Che88, Nay92, Xi96]) von experimenteller Seite an die Temperaturbestimmung an.

Es wird der statistische Zerfall eines Kerns im thermodynamischen und chemischen Gleichgewicht betrachtet, wobei Fragmente mit $1 \leq Z \leq 13$ in Grund– und angeregte Zustände emittiert werden können. Das Spektrum der erlaubten angeregten Zustände enthält einerseits bekannte und tabellarisierte Werte ([Ajz84]), andererseits Extrapolationen der Niveaudichte in das jeweilige Kontinuum ([Nay92]). Die Emission ist zweistufig:

1. Die Anfangsbesetzung der Zustände nach Emission von Fragmenten aus dem System wird anhand der tabellarisierten Besetzungswahrscheinlichkeiten erzeugt (bei instabilen Kernen werden die Besetzungswahrscheinlichkeiten aus den tabellarisierten Zerfallsbreiten bestimmt).

2. Angeregte Fragmente zerfallen statistisch.

Die Anfangsbesetzung mit Anregungsenergie E_i^*, Spin J_i, Neutronenzahl N_i und Protonenzahl Z_i ist gegeben durch

$$P_i(N_i, Z_i, E_i^*, \mu_p, \mu_n, T_{Em}) \quad \propto \quad (2J_i + 1) \cdot \sqrt[3]{N_i + Z_i} \cdot e^{-\frac{V_I}{T_{Em}} + \frac{Q_i}{T_{Em}}}$$

$$\cdot e^{-\frac{E_i^*}{T_{Em}}} \cdot e^{-\frac{Z_i \mu_p + N_i \mu_n}{T_{Em}}} \cdot e^{-\frac{t_b}{t_i}} \tag{5.4}$$

$V_i \equiv$ Höhe der Coulombbarriere
$-Q_i \equiv$ Q–Wert zur Emission dieses Kerns von einem Restkern mit Masse A_0 und Ladung Z_0
$T_{Em} \equiv$ Emissionstemperatur

Die Werte von A_0, Z_0 und der Anregungsenergie $\langle \frac{E_0}{A_0} \rangle$ können experimentell bestimmt werden ([Gro97]) und sind damit als Eingabeparameter vorgegeben. Die chemischen Potentiale μ_p und μ_n dienen als freie Parameter, um die Ladungsverteilung $d\sigma/dZ$ bzw. τ–Werte an die experimentell gemessene Ladungsverteilung anzupassen (Für dieses Experiment siehe [Kre93, Sch96]).

Die zweite Stufe des Zerfalls wurde, wenn vorhanden, nach den tabellarisierten Verzweigungsverhältnissen und ansonsten nach dem sogenannten Hauser–Feshbach–Formalismus berechnet. Unbekannte Spins und Paritäten von tabellarisierten diskreten Zuständen wurden zufällig besetzt.

Ist die Anregungsenergie größer als das höchste diskrete Energieniveau eines Kernzustands, müssen auch die kurzlebigen Kontinuumszustände berücksichtigt werden. Da diese jedoch vor dem Aufbruch des Gesamtsystems wieder zerfallen können, ist für die Kontinuumszustände der Dämpfungsfaktor $e^{-\frac{t_b}{t_i}}$ eingeführt worden. Hierfür ist $t_i = t(E^*/A)$ die mittlere Lebensdauer eines emittierten Fragments im Weisskopf–Modell für statistischen Zerfall, t_b die Zeitskala für den Aufbruch, die für dieses Experiment zu 100 fm/c gewählt wurde. Spins und Paritäten der Kontinuumszustände wurden ebenfalls zufällig besetzt. Neben dem Dämpfungsfaktor $e^{-\frac{t_b}{t_i}}$ enthält das Programm noch einen Abschneideparameter E_{cut}, oberhalb dessen die Besetzung mit Kontinuumszuständen abgebrochen wird.

Im Rahmen dieser Analyse wurde die in [Xi96] beschriebene Programm–Version benutzt. Eine Variation der Parameter lieferte folgende Ergebnisse:

1. Die Abhängigkeit der aus teilcheninstabilen Zuständen extrahierten Temperaturen vom Parameter τ der Z–Verteilung ist für eine feste Temperatur kleiner als 10%. Dies ist für das ^{5}Li–Thermometer und verschiedene Emissionstemperaturen in Abbildung 5.3 dargestellt.

2. Durch die Mittelung über die unbekannten Spins von diskreten und Kontinuumszuständen haben die extrahierten Temperaturen einen systematischen Fehler in der Größenordnung von 5%. Dieser Wert ist deutlich kleiner als der experimentelle systematische Fehler.

3. Für Emissionstemperaturen $T_{Em} < 4$ MeV steigen die Temperaturen aller betrachteten Thermometer proportional mit T_{Em} (Abbildung 5.4). Für eine konstante Emissionstemperatur $T_{Em} > 4$ MeV sinken die extrahierten Temperaturen mit steigendem Abschneideparameter E_{cut}. Für $E_{cut} = 0$ A·MeV (kein Kontinuum) sorgt Feeding aus den diskreten

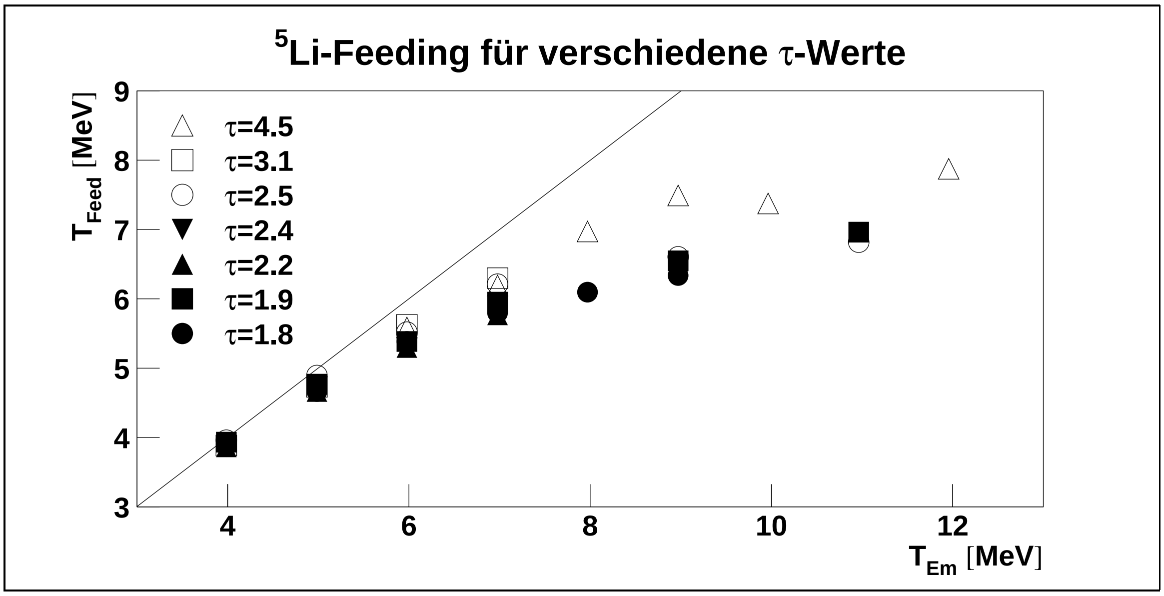


Abbildung 5.3: Abhängigkeit der aus ^5Li extrahierten Temperatur von der Emissionstemperatur bei verschiedenen τ–Werten der Z–Verteilung

Zuständen für einen Verlust an Sensitivität der Zustandsthermometer, während T_{HeLi} weiterhin proportional mit T_{Em} steigt. Bei einem Abschneideparameter $E_{cut} \geq 3$ A·MeV[1] sind die aus Zustandsthermometern extrahierten Temperaturen konstant. T_{HeLi} steigt nur noch schwach mit T_{Em} an.

5.3.1 Einfluß der Kontinuumszustände auf die Temperaturextraktion

Aus Abbildung 5.3 bzw. 5.4 ließ sich nun analog zu Abschnitt 5.2.1 für jede der extrahierten unkorrigierten Temperaturen aus angeregten Zuständen bzw. T_{HeLi} (siehe Abbildung 3.5) eine Feeding–korrigierte Temperatur angeben. Der Feeding–Code wurde dabei für jeden Datenpunkt an die experimentelle Ladungsverteilung angepaßt. Als Abschneideparameter wurde $E_{cut} = 1,5$ A·MeV[2] gewählt. Das Ergebnis der Feeding–Korrektur ist in Abbildung 5.5 dargestellt. Man erkennt daraus folgendes:

1. Die Feeding–Korrektur der Zustandsthermometer ist für ^{5}Li am schwächsten, stärker für ^{8}Be, am stärksten für ^{4}He (in Übereinstimmung zur Vorhersage des Frankfurt–QSM,

---

[1] Dies entspricht einer Lebensdauer von $\tau \geq \hbar/E_{cut} = 197\text{fm}/3{,}0c = 66$ fm/c

[2] $\tau \geq 130$ fm/c

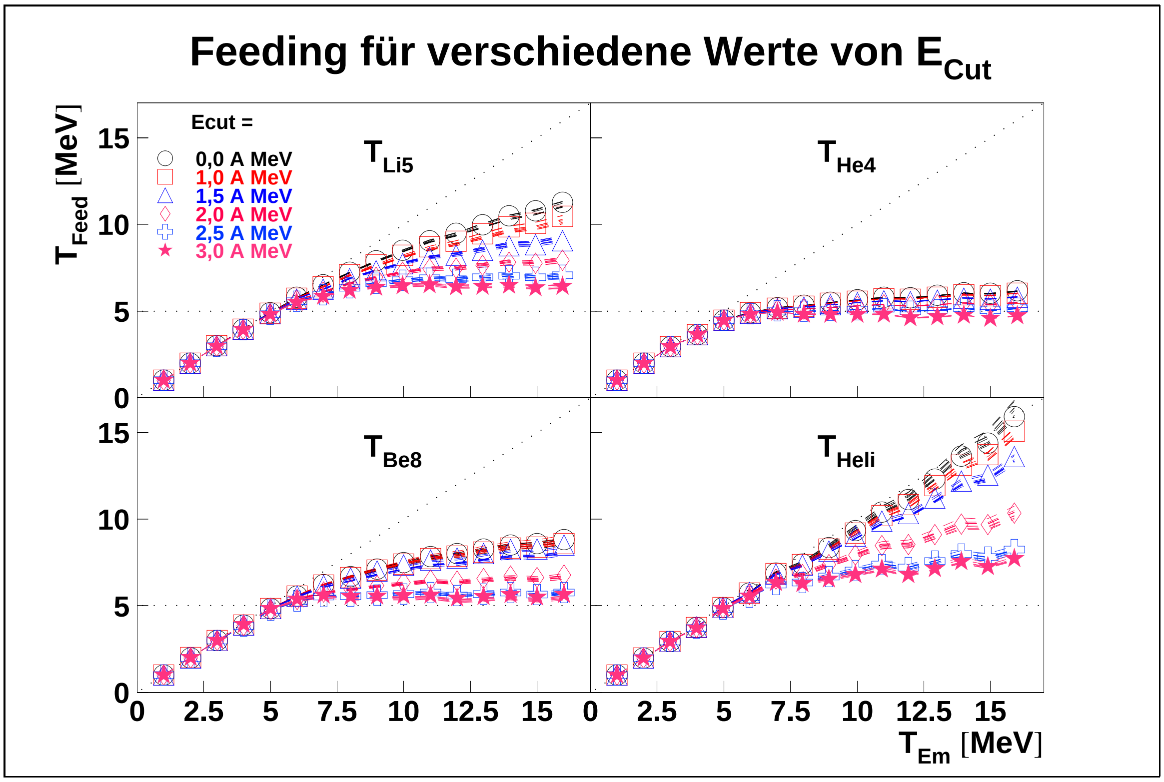


Abbildung 5.4: Abhängigkeit der extrahierten Temperatur von der Emissionstemperatur bei Variation des Abschneideparameters E_{cut} — Die gestrichelten Linien zeigen die systematische Unsicherheit durch die Mittelung über unbekannte Spins

vgl. Abbildung 5.1 und 5.4). Damit stimmen die aus den drei Zustandsthermometern extrahierten Temperaturen nach der Feeding–Korrektur nicht mehr überein.

2. Für das HeLi–Isotopenthermometer ist der Korrekturfaktor nur für $Z_{bound} < 20$ ($\tau > 3$, $E^* > 10$ MeV) deutlich von 1 verschieden.

3. Die Hinzunahme der Kontinuumszustände führt zu einem Verlust an Sensitivität aller Thermometer für $T_{Em} \geq 6$ MeV. Das 'Sättigungsverhalten' der Zustandsthermometer wird durch Feeding aus den Kontinuumszuständen noch ausgeprägter, sodaß diese Thermometer oberhalb von $T_{Em} = 6$ MeV keine Sensitivität mehr besitzen. Für T_{HeLi} führt der systematische Fehler der experimentellen Messung sowie die abnehmende Sensitivität oberhalb von $\mathrm{T_{Em}} = 7$ MeV zu einem großen systematischen Fehler der Feeding–Korrektur. Dies betrifft jedoch nur die Temperatur bei $Z_{bound} < 10$.

Die experimentell beobachtete Diskrepanz zwischen den beiden Methoden der Temperaturbestimmung wird durch die Feeding–Korrekturen nicht aufgehoben. Das Isotopenthermo-

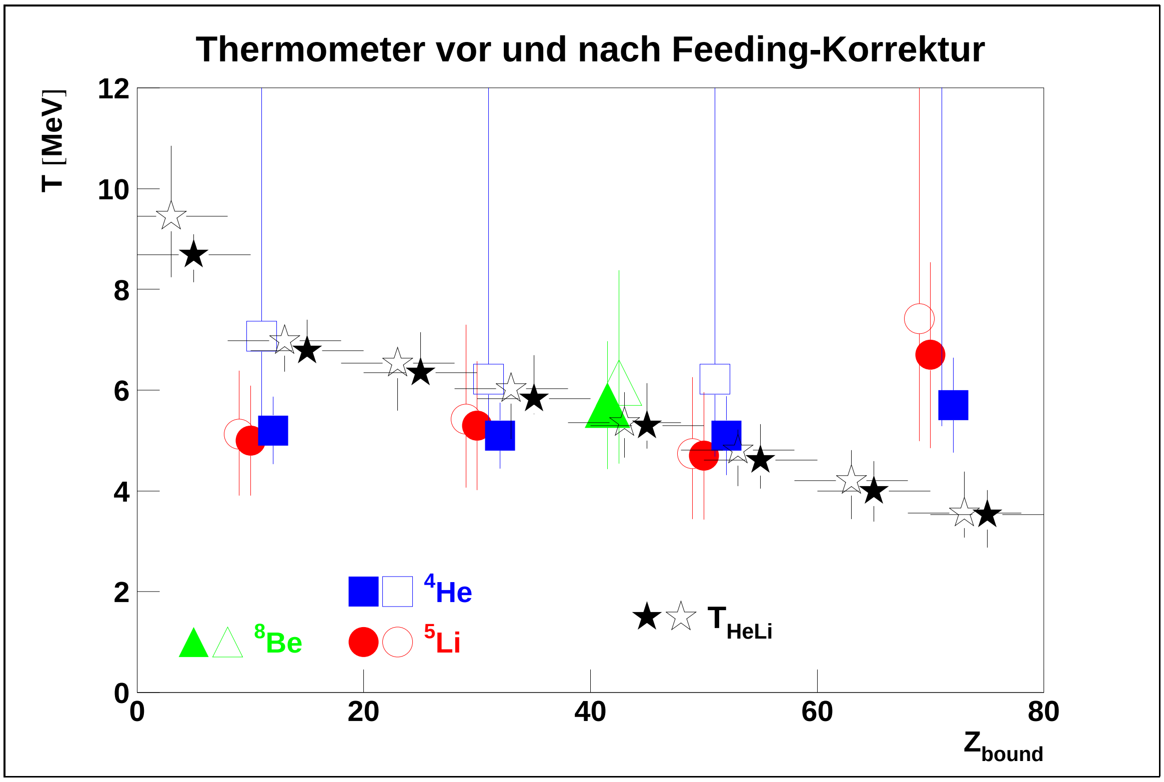


*Abbildung 5.5: Zustands– und Isotopenthermometer vor (geschlossene Symbole) und nach MSU–*Feeding*–Korrektur mit $E_{cut} = 1,5$ A·MeV (offene Symbole) — Nur systematische Fehler werden gezeigt*

meter T_{HeLi} zeigt auch nach Korrektur eine Abhängigkeit von Z_{bound}, die Zustandsthermometer zeigen keine. Das MSU–Feeding–Modell liefert damit analog zur Frankfurter QSM keine konsistente Beschreibung der experimentell bestimmten Temperaturen unter der Annahme einer einzigen Emissionstemperatur.

5.4 Weitere quantenstatistische Modelle

Weitere quantenstatistische Modelle sind das von der INDRA–Kollaboration benutzte ([Gul97]), das der Texas–A&M–Gruppe ([Maj96]) sowie ein weiterentwickeltes QSM aus Frankfurt ([Kon94]). Im folgenden sollen die Unterschiede des Modells von [Gul97] zu dem QSM von [Hah88] sowie deren Konsequenzen beschrieben werden.

- Analog zum QSM werden alle nach [Ajz84] bekannten diskreten Zustände mit $Z \leq 10$ und einer Breite $\Gamma < \Gamma_0$ (z.B. $\Gamma < 1$ MeV) berücksichtigt.

• Kontinuierliche Zustände werden für $10 \leq Z \leq 20$ mit einer effektiven Fermi–Gas–Zustandsdichte

$$\rho_{FG}(\epsilon) \;=\; kA^{-p}e^{(2\sqrt{a(A)\epsilon})}e^{-\epsilon/T_{Em}(A)} \tag{5.5}$$

und einem Abschneideparameter für besonders breite Resonanzen

$$\frac{\hbar}{\Gamma_0} \;=\; \tau \propto \frac{e^{(b(A)/T_{Em}}}{T_{Em}^2 A^{2/3}} \tag{5.6}$$

angesetzt. QSM enthält keine kontinuierlichen Zustände.

• Der Zerfall angeregter Fragmente folgt, soweit bekannt, tabellarisierten Verzweigungsverhältnissen ([Ajz84]). Sind diese nicht bekannt, wird die sogenannte Weisskopf–Theorie angewendet. QSM benutzt für unbekannte Verzweigungsverhältnisse eine WKB–Approximation.

• In QSM wird die Entropie S_0 eines idealen Fermigases berechnet. Im Gegensatz dazu wird bei [Gul97] die Entropie eines effektiven Van–der–Waals–Gases betrachtet (die Wechselwirkung zwischen Teilchen also implizit berücksichtigt):

$$S \;=\; S_0 + n \log\left(1 - \frac{b}{V}\right) \tag{5.7}$$

wobei S_0 die Entropie des idealen Gases ist. b erhält man aus dem Volumen der Komponenten im Van–der–Waals–Gas

$$b \;=\; \frac{1}{2n}\sum_{i,j}^{K} M_i M_j \left(V_i^{1/3} + V_j^{1/3}\right)^3 \tag{5.8}$$

Die Besetzung M_i jedes Kernzustands erhält deshalb eine von der Dichte abhängende Korrektur f_i:

$$M_i \;=\; \frac{g_i(m_i T_{Em})^{2/3}}{\sqrt{2}\pi^2\hbar^2}\int_0^\infty dz\sqrt{z}\frac{1}{\exp\left(z - \frac{\mu_i}{T_{Em}} + \frac{E_i}{T_{Em}} + f_i\right) \pm 1} \tag{5.9}$$

$$f_i \;=\; \frac{n}{V}\frac{\partial b}{\partial M} = \sum_{j=1}^{K}\frac{M_j}{V}\left(V_i^{1/3} + V_j^{1/3}\right)^3 \tag{5.10}$$

Für stabile Grundzustände werden die experimentell bekannten RMS–Radien verwendet. Für teilcheninstabile Zustände wird das Volumen des Zerfallskanals angesetzt, etwa für den Grundzustand von ^{5}Li das gemeinsame Volumen von Proton und α–Teilchen bzw. für den ersten angeregten Zustand das von Deuteron und ^{3}He. Die Besetzung M_i von Neutronen, Protonen und α–Teilchen wird deshalb gegenüber schwächer gebundenen Kernen wie Deuteronen, Tritonen oder teilcheninstabilen Zuständen wie ^{5}Li, ^{8}Be usw. bevorzugt.

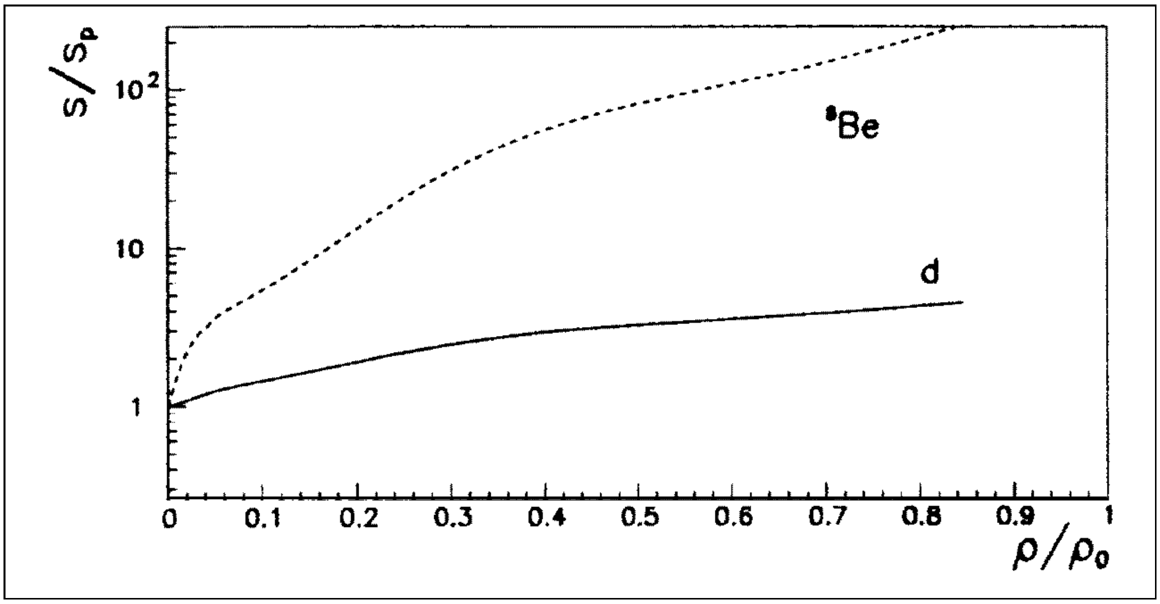


Abbildung 5.6: Unterdrückungsfaktor S/S_p für ^{8}Be und Deuteronen in Abhängigkeit von der Dichte (aus [Gul97])

Wie man aus Gleichung 5.10 erkennt, ist der Korrekturfaktor f_i stark von der Dichte $\rho \propto \frac{n}{V}$ abhängig. Für Deuteronen und ^{8}Be ist dies in Abbildung 5.6 dargestellt. Dabei ist $S_i = \exp(f_i)$ und S/S_p der relative Unterdrückungsfaktor bezogen auf das Protonenvolumen. Die relativen Populationen der leichten Teilchen sowie der zur Temperaturbestimmung benutzten Resonanzen und Isotopenverhältnisse verändern sich durch diese Unterdrückungsfaktoren drastisch.

- Im Fall von ^{5}Li führt dies z.B. zu einem stärkeren Unterdrückungsfaktor f_i für den d–^{3}He– als für den p–α–Zerfallskanal. Das für die Temperaturextraktion gebildete Populationsverhältnis wird kleiner, die extrahierte Temperatur sinkt. Dies ist in Abbildung 5.7 dargestellt. Während unter der Annahme eines idealen Gases ($\rho \ll \rho_0$) das ^{5}Li–Thermometer mit zunehmender Anregungsenergie nahezu proportional zur Emissionstemperatur (gestrichelte Linie) steigt, geht die Sensitivität des ^{5}Li–Thermometers nach Berücksichtigung des Eigenvolumens verloren und man extrahiert über den gesamten Bereich der Anregungsenergie eine mehr oder weniger konstante und niedrige Temperatur. Das ebenfalls in Abbildung 5.7 eingezeichnete Isotopenthermometer $\mathrm{T_{HeH}}$ verliert durch die Volumenkorrektur nur wenig an Sensitivität.

Für das ^{8}Be–Thermometer führt die Berücksichtigung des Eigenvolumens zu einem Anstieg der extrahierten Temperatur. Weil der α–α–Zerfallskanal bei $E^* = 3{,}04$ MeV ein größeres Eigenvolumen hat als der p–^{7}Li–Zerfallskanal bei $E^* = 17{,}64$ MeV, nimmt das gebildete

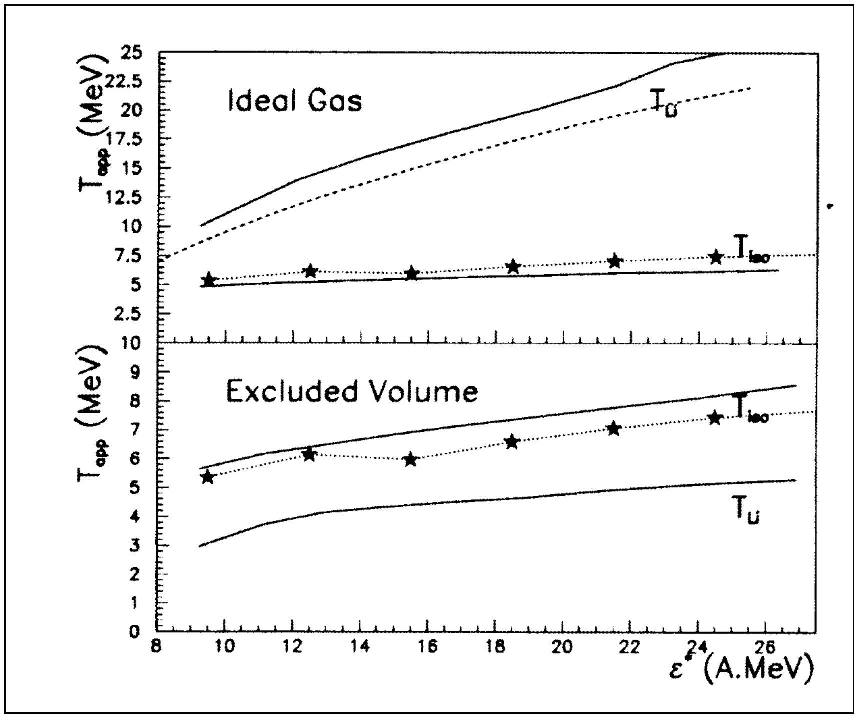


Abbildung 5.7: Vergleich des Isotopenthermometers T_{HeH} (d/t)/(^{3}He/^{4}He) mit dem Zustandsthermometer T_{Li} (^{5}Li) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie für vaporisierte Quasi–Projektile im System Ar+Ni bei 95 A·MeV (aus [Gul97]) für ein ideales Gas (oben) und ein Van–der–Waals–Gas (unten)

Populationsverhältnis zu.

Der Einfluß von Feeding und dem Eigenvolumen auf die Temperaturextraktion des ^{5}Li– und des ^{8}Be–Thermometers ist in Tabelle 5.1 schematisch dargestellt. Die Tabelle gibt einen qualitativen Hinweis darauf, weshalb trotz Berücksichtigung der für ^{8}Be deutlich stärkeren Feeding–Korrektur mit beiden Thermometern die gleiche Temperatur unabhängig von der Anregungsenergie des Systems extrahiert werden kann, während Isotopenthermometer wie z.B. das in Abbildung 5.7 dargestellte auf die Anregungsenergie des Systems sensitiv bleiben.

Thermometer	^{5}Li	^{8}Be
Population	$P_{p-\alpha}$ $P_{d-{}^3\mathrm{He}}$	$P_{\alpha-\alpha}$ $P_{p-{}^7\mathrm{Li}}$
$\Rightarrow$	$\boxed{T_{^5\mathrm{Li}} = T_{Em}}$	$\boxed{T_{^8\mathrm{Be}} = T_{Em}}$
Nach Feeding	$P^{feed}_{p-\alpha} \approx P_{p-\alpha}$ $P^{feed}_{d-{}^3\mathrm{He}} \approx P_{d-{}^3\mathrm{He}}$	$P^{feed}_{\alpha-\alpha} > P_{\alpha-\alpha}$ $P^{feed}_{p-{}^7\mathrm{Li}} \approx P_{p-{}^7\mathrm{Li}}$
$\Rightarrow$	$\boxed{T^{feed}_{^5\mathrm{Li}} \approx T_{Em}}$	$\boxed{T^{feed}_{^8\mathrm{Be}} < T_{Em}}$
Eigenvolumen	$P^{feed+vol}_{p-\alpha} < P^{feed}_{p-\alpha}$ $P^{feed+vol}_{d-{}^3\mathrm{He}} \ll P^{feed}_{d-{}^3\mathrm{He}}$	$P^{feed+vol}_{\alpha-\alpha} \ll P^{feed}_{\alpha-\alpha}$ $P^{feed+vol}_{p-{}^7\mathrm{Li}} < P^{feed}_{p-{}^7\mathrm{Li}}$
$\Rightarrow$	$\boxed{T^{feed+vol}_{^5\mathrm{Li}} < T^{feed}_{^5\mathrm{Li}} \approx T_{Em}}$	$\boxed{T^{feed+vol}_{^8\mathrm{Be}} > T^{feed}_{^8\mathrm{Be}} < T_{Em}}$

Tabelle 5.1: Schematischer Einfluß von Feeding *und Eigenvolumen auf das ^{5}Li– und das ^{8}Be–Thermometer*

5.5 Thermodynamisches Gleichgewicht ... ... oder Expansion?

Das Fazit aus dem Vergleich der Zustands– mit den Isotopenthermometern bleibt weiterhin zwiespältig. Es fehlt ein Modell, das die experimentell bestimmten Temperaturen der Zustands– und der Isotopenthermometer konsistent beschreiben kann. Recht verheißungsvoll scheint mir dafür das im letzten Abschnitt vorgestellte weiterentwickelte QSM mit kontinuierlichen Zuständen und der Berücksichtigung des Eigenvolumens zu sein. Das Modell konnte für Experimente bei niedrigen Energien Populationen und Temperaturparameter der leichten Teilchen, Isotopen– und Zustandsthermometer konsistent mit **einem (!)** Satz $(T, \rho) = f(E^*, Z_{LCP}/Z_{Tot})$ beschreiben ([Gul97a]). Ein Vergleich mit Daten dieses Experiments steht jedoch noch aus. Ließen sich sowohl die Temperaturen aus angeregten Zuständen (Kapitel 3) und aus Isotopenverhältnissen ([Ode97]), die Freeze–out–Dichten (Kapitel 4) als auch die relativen Multiplizitäten der leichten Teilchen ([Gro97]) konsistent in diesem Modell beschreiben, wäre dies ein starker Hinweis auf thermisches und chemisches Gleichgewicht zum Zeitpunkt des Kernaufbruchs.

Eine alternative Interpretation zu diesem Szenario soll im folgenden dargestellt werden. Doch dazu einige Vorbemerkungen aus der Thermodynamik.

Die Zustandsgleichung für ein Van–der–Waals–Gas lautet:

$$\bar{T} = \frac{3}{8}\left(\bar{p} + 3 \cdot \bar{\rho}^2\right)\left(\frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{1}{3}\right) \tag{5.11}$$

mit

$$\bar{p} = \frac{p}{p_{krit}}, \qquad \bar{T} = \frac{T}{T_{krit}}, \qquad \bar{\rho} = \frac{\rho}{\rho_{krit}}$$

Bei isobarer Expansion ($p = \text{const.}$) kann man in Abhängigkeit von p drei Fälle unterscheiden. Für $p > p_{krit}$ steigt die Temperatur mit abnehmender Dichte kontinuierlich an, bei $p = p_{krit}$ durchläuft die Temperatur bei $\rho = \rho_{krit}$ einen Sattelpunkt, bei $p < p_{krit}$ durchläuft das Gas während der Expansion das Gebiet der Instabilität.

Fällt der Druck während der Expansionsphase, wie er es z.B. bei einer adiabatischen Expansion tun sollte, ist der Kurvenverlauf verändert. Für diese nicht–isobare Expansion kann man nun der Einfachheit halber in die Van–der–Waals–Gleichung die Beziehung zwischen Druck und Dichte für adiabatische Expansion im idealen Gas einsetzen:

$$\begin{aligned} \bar{\rho}^{\kappa-1} = \bar{p}^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \quad &\Leftrightarrow \quad \bar{p} = \bar{\rho}^{\kappa} \\ \Rightarrow \qquad \bar{T} &= \frac{3}{8}\left(\bar{\rho}^{\kappa} + 3 \cdot \bar{\rho}^2\right)\left(\frac{1}{\bar{\rho}} - \frac{1}{3}\right) \\ \kappa &= \frac{c_p}{c_V} \end{aligned} \tag{5.12}$$

Für κ kann zur Verdeutlichung des Arguments der Wert $\frac{5}{3}$ für ein ideales Gas angesetzt werden. Dieser Expansionsterm sorgt dafür, daß unterhalb der kritischen Dichte die Temperatur mit abnehmender Dichte wieder sinkt, das Gas sich also während einer adiabatischen Expansion abkühlt. Dies ist in Abbildung 5.8 dargestellt.

Zeitentwicklung der Fragmentbildung?

Im Multifragmentationsmodell von Papp und Nörenberg ([Pap95, Pap96]) wird die Multifragmentation als ein zweistufiger Prozeß interpretiert. In der ersten Phase wird eine thermisch äquilibrierte, sphärische Quelle mit einer bestimmten Anregungsenergie E^* erzeugt. Dieser Anregungsprozeß baut auf dem in [Hüf75] entwickelten Abrasion–Ablation–Modell auf. Jedes aus dem Kern herausgeschlagene Nukleon erhöht die Anregungsenergie des Restkerns um einen bestimmten Wert $E^* = \alpha \cdot \Delta A$, wobei $\alpha = 26,6$ MeV gewählt wurde[3]. Der

[3] Dieser Wert stammt aus dem Vergleich des Abrasion–Ablation–Modells mit den experimentellen Wirkungsquerschnitten sehr peripherer Reaktionen ([Gai91]), also nur weniger Teilchen-Loch-Anregungen. Bei

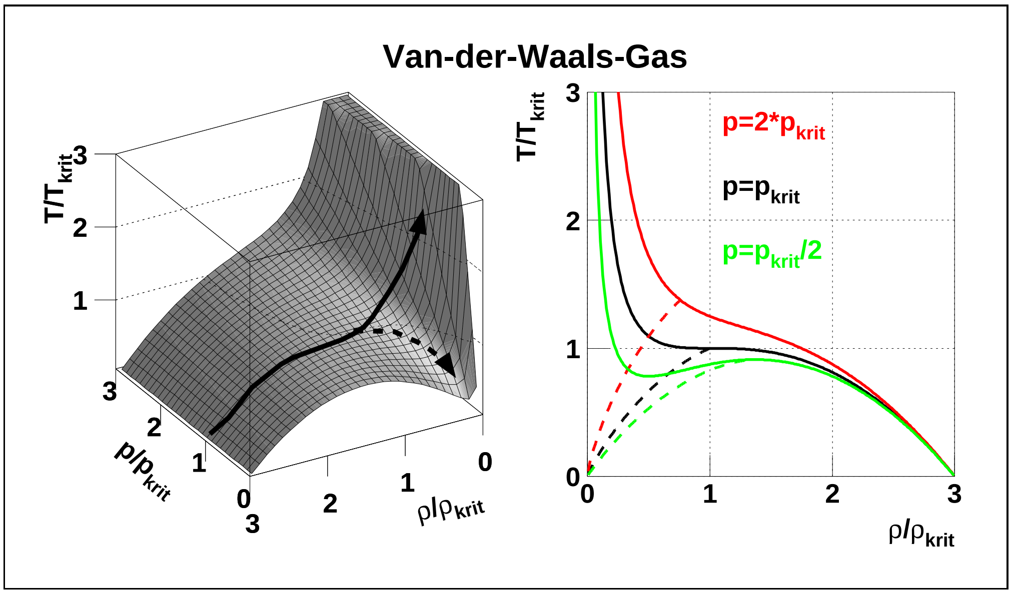


Abbildung 5.8: **Links:** *$\rho - p - T$–Ebene des Van–der–Waals–Gases nach Gleichung 5.11 sowie Verlauf einer isobaren (durchgezogenener Pfeil) und einer adiabatischen (gestrichelter Pfeil) Expansion*
Rechts: *$\rho - T$–Isobaren (durchgezogene Linien) sowie Verlauf von $\rho - T$ bei annähernd adiabatischer Expansion und $\rho \leq \rho_{krit}$ (gestrichelte Linien)*

so angeregte Kern äquilibriert schnell.

In der Expansionsphase, und hier setzt das Modell ein, emittiert die Quelle Nukleonen. Die Bewegungsgleichungen werden aus den Randbedingungen der Energie– und Entropie–Erhaltung mit jeweiligen Verlusttermen aus der Evaporation von Nukleonen aufgestellt.

Das Modell ermöglicht die Berechnung von Expansionstrajektorien des thermisch äquilibrierten Restkerns; zu jedem Zeitschritt kann die Temperatur und Dichte in Abhängigkeit von der Anregungsenergie E^* bzw. der Größe A_0 des Restkerns bestimmt werden. Diese Trajektorien unterscheiden sich von Adiabaten durch während dieser Expansion emittierte Nukleonen. In Abbildung 5.9 ist das Ergebnis dieser Modellrechnungen für den Zerfall eines Goldkerns dargestellt. Die grau unterlegte Fläche ist die Region der spinodalen Instabilität, innerhalb der kein Phasengleichgewicht zwischen Flüssig– und Gas–Phase möglich ist. Kleinste Fluktuationen führen zu einer Phasentrennung. Rechts von dieser Region liegt die Flüssig–, links die Gas–Phase. Die Expansion des Goldkkerns verläuft nun entlang der eingezeichneten Trajektorien, wobei jede Trajektorie für einen Startwert E^* zum Zeitpunkt

---

zunehmendem ΔA, das heißt zentraleren Reaktionen, sollte α abnehmen, da sonst im Extremfall $\Delta A = 196$ das verbleibende Nukleon eine Anregungsenergie von 196×26,6 MeV≈ 5 GeV erhalten würde. Im Experiment wurde jedoch eher ein linearer Anstieg der Anregungsenergie pro Nukleon gemessen ([Zud95, Gro97])

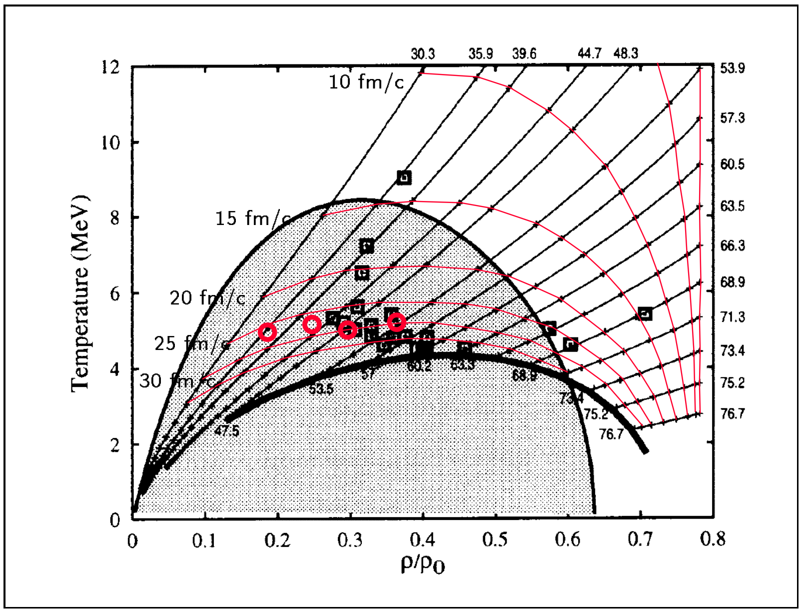


Abbildung 5.9: Zeitentwicklung in der $T-\rho$–Ebene für einen Goldkern und Trajektorien der Zeitentwicklung in 5 fm/c–Schritten (aus [Pap96]) — Eingezeichnet sind die Temperaturen T_{HeLi} aus [Poc95] (Quadrate) bzw. $T_{^5\mathrm{Li}}$ aus Abbildung 3.5 (Kreise)

der Äquilibrierung ($\tau = 0$ fm/c) in Zeitschritten $\Delta\tau = 5$ fm/c gerechnet ist.

Die eingezeichneten Quadrate zeigen die in [Poc95] publizierten, experimentell bestimmten Werte für E^* und T_{HeLi}. Die ebenfalls eingezeichneten Kreise zeigen die im Rahmen dieser Analyse extrahierten Werte für ρ_{Freeze} (Abbildung 4.16) und $T_{^5Li}$ (Abbildung 3.5). Die Wertepaare ($\rho_{\mathsf{Freeze}}, T_{^5Li}$) liegen für gleiche Selektionskriterien in Z_{bound} im wesentlichen auf den gleichen Expansionstrajektorien wie (E^*, T_{HeLi}) aus [Poc95], jedoch zu späteren Zeitschritten. Für das ^{5}Li–Thermometer erhält man unabhängig von E^* eine Expansionszeit $\tau \approx 25$ fm/c, während T_{HeLi} mit steigender Anregungsenergie bzw. fallender Systemgröße kürzeren Expansionszeiten in diesem Modell entspricht. Die Zeitdifferenz zwischen der 'Bildung' der Isotopen– und der Zustandstemperatur beträgt damit $\Delta\tau \approx 15$ fm/c für $Z_{bound} < 20$ und $\Delta\tau \approx 0$ fm/c für $Z_{bound} \geq 60$.

Im Multifragmentationsmodell nach [Pap95] kann man die Diskrepanz der aus Isotopen– und Zustands–Thermometer gemessenen Temperaturen also durch unterschiedliche Freeze-out–Zeiten erklären. Dies führt zu folgenden Konsequenzen:

1. Die aus Leichtteilchenkorrelationen bestimmten Freeze–out–Radien messen das Ende der Expansionsphase. Die Zustands–Thermometer messen die Temperatur zu diesen 'späten' Zeiten, zu denen die Dichte schon relativ niedrig und deshalb der Effekt von Feeding gering ist.

2. Die Isotopenverhältnisse liegen schon zu früheren Zeiten fest. Die Temperatur ist höher und abhängig von der Anregungsenergie. Die Freeze–out–Dichte für die Isotopenverhältnisse liegt oberhalb von $0{,}3\rho_0$ und ist nicht mit Leichtteilchenkorrelationen bestimmbar.

Man kann sich fragen, ob die aus dem Vergleich dieses dynamischen Modells mit den experimentell bestimmten Temperaturen postulierte Zeitentwicklung des Freeze–out physikalisch das gleiche bedeutet wie das im Rahmen des statistischen Modells von [Gul97] angesetzte unterschiedliche Eigenvolumen für teilcheninstabile und stabile Kernzustände. Beide Modelle gehen jedoch von einem thermodynamischen Gleichgewichtszustand aus. Wie neuere Transportrechnungen auf Basis der BUU zeigen ([Fuc97]), wird dieser Gleichgewichtszustand nicht zwingend zum Zeitpunkt des Kernaufbruchs erreicht, sondern scheint sich erst gegen Ende der Expansion auszubilden. Nach diesem Bild wäre die Temperatur des Isotopenthermometers eine 'Nichtgleichgewichts'–Temperatur, während die Temperatur des Zustandsthermometers den Aufbruch des Kerns im thermodynamischen Gleichgewicht mißt, das jedoch erst am Ende der Expansion erreicht wird.

6 Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Aufbruch des Targetspektators in Au+Au Kollisionen bei 1 A·GeV mittels Leichtteilchenkorrelationen untersucht.

Mit der Methode der Leichtteilchenkorrelationen wurden die Populationen teilcheninstabiler Kernzustände wie z.B. ^{5}Li $\Rightarrow$ p–α bestimmt. Aus den Populationsverhältnissen zweier teilcheninstabiler Kernzustände mit weit voneinander entfernt liegenden Anregungsenergieniveaus (den sogenannten Zustandsthermometern, siehe z.B. [Poc85a]) konnten Temperaturen extrahiert werden. Diese Temperaturen sind für alle betrachteten Zustandsthermometer, im Gegensatz zu Temperaturen aus Isotopenthermometern und Temperaturparametern aus Anpassungen an Energiespektren der leichten Teilchen, unabhängig von der Zentralität der Kollisionen und damit von der Anregungsenergie des Targetspektators.

Die Leichtteilchenkorrelationen wurden weiterhin zur raum–zeitlichen Charakterisierung des Kernaufbruchs verwendet. Für p–p–Korrelationen konnten aus dem Vergleich mit dem Koonin–Pratt–Formalismus ([Koo77, Pra87]) Freeze–out–Radien bestimmt werden, die zwischen 8 und 9 fm liegen und einen leicht ansteigenden Trend von zentraleren zu peripheren Reaktionen aufweisen. Die wegen des großen Radius schwach ausgeprägte Sensitivität der p–p–Korrelationen auf die Emissionszeit sowie systematische Unsicherheiten und statistische Fluktuationen ermöglichten keine eindeutige Extraktion derselben. Aus QMD–Rechnungen entnimmt man jedoch die Information, daß die Emissionszeit der Nukleonen kurz, das heißt in der Größenordnung weniger 10 fm/c, ist ([Pur96]).

Einige resonante Leichtteilchenkorrelationsfunktionen wurden an theoretisch berechnete ([Boa86, Boa86a]) angepaßt. Die dabei bestimmten Radien liegen zwischen 8,5 für die zentraleren und 10,5 fm für die peripehreren Kollisionen. Die resonanten Korrelationsfunktionen zeigen außerdem eine deutliche Abhängigkeit von der kinetischen Energie des Teilchenpaares. Schnellere Teilchenpaare werden von einer scheinbar kleineren Quelle emittiert.

Aus den extrahierten Radien konnte mittels der für jede Ereignisklasse bekannten mittleren Anzahl A_0 von Nukleonen im Spektator ([Gro97]) eine mittlere Freeze–out–Dichte bestimmt werden. Diese Dichte beträgt $\rho \approx 0{,}3\rho_0$ bei peripehreren Kollisionen und fällt zu zentraleren Kollisionen monoton auf $\rho \approx 0{,}1\rho_0$ ab. Auf zwei fundamentale Probleme bei der Extraktion der Freeze–out–Dichte soll jedoch noch hingewiesen werden:

1. Kollektive Effekte wie z.B. Bounce sorgen für eine anisotrop emittierende Quelle und können damit Form und Höhe der Korrelationsfunktionen beeinflussen. Für zukünftige Experimente folgert man daraus die Notwendigkeit einer ereignisweisen Messung der Reaktionsebene, weil nur so kollektive Effekte (wie z.B. Bounce) ereignisweise korrigiert werden können. Eine um einen Faktor 10 verbesserte Statistik würde es außerdem ermögli-

chen, quantitative Aussagen zur Abhängigkeit der Leichtteilchenkorrelationen von der kinetischen Energie des Teilchenpaares sowie zur Emissionszeit machen zu können.

2. Die aus den resonanten Korrelationsfunktionen bestimmten Radien sind stark modellabhängig. Die daraus folgende systematische Unsicherheit kann allenfalls abgeschätzt werden. Es wäre deshalb ein Formalismus analog zum Koonin–Pratt–Formalismus zu entwickeln, der die resonanten, die nichtresonanten und die p–p–Korrelationen konsistent beschreiben kann. Erste Ansätze dazu gibt es bereits[1], doch bedarf es weitergehender Untersuchungen bevor endgültige Aussagen zu den aus resonanten Leichtteilchenkorrelationen extrahierten Radien und damit den Freeze–out–Dichten gemacht werden können.

Die extrahierten Temperaturen wurden mit Vorhersagen verschiedener quantenstatistischer Modelle verglichen. Es zeigte sich, daß sowohl das Ur–QSM der Frankfurter Gruppe, als auch der Feeding–Code der Michigan State University die im Rahmen dieses Experiments extrahierten Temperaturen der verschiedenen Thermometer nicht konsistent mit **einer (!)** Emissionstemperatur beschreiben kann. Aus dem Vergleich ließ sich jedoch folgern, daß sowohl die Freeze–out–Dichte als externer Parameter der Modellanpassung als auch die Kontinuumzustände wichtige Korrekturfaktoren für die Temperaturbestimmung mittels Zustands– und Isotopenthermometern sind. Ein auf dem Ur–QSM aufbauendes Modell ([Gul97]), das sowohl Kontinuumzustände als auch das Eigenvolumen der Fragmente und Resonanzen enthält, ist ein möglicher Ausweg aus dieser durch die beiden Methoden der Temperaturmessung erzeugten Inkonsistenz.

Abschließend wurden die extrahierten Temperaturen und Freeze–out–Dichten mit den Vorhersagen des Multifragmentationsmodells von Papp und Nörenberg ([Pap95, Pap96]) verglichen. Ausgehend von einem thermisch äquilibrierten und adiabatisch expandierenden Kern, sind die extrahierten Temperaturen und Dichten aus Leichtteilchenkorrelationen konsistent mit einer konstanten Expansionszeit $\tau \approx 25$ fm/c unabhängig von der Anregungsenergie des Systems. Der Anstieg der mit dem Isotopenthermometer gemessenen Temperatur erklärt sich in diesem Modell mit einer in erster Näherung konstanten Kerndichte, bei der die Wirkungsquerschnitte der stabilen Isotope 'ausfrieren'. Dies geschieht umso früher, je mehr Anregungsenergie dem expandierenden Kern zur Verfügung steht, weshalb man mit dem Isotopenthermometer den Abkühlungsprozeß eines expandierenden Kernes 'abtastet'.

Neben den experimentellen Problemen zur Charakterisiering der dynamischen Prozesse beim Zerfall hochangeregter Kerne bleiben auch einige grundlegende physikalische Fragen offen. Die Frage: Gibt es zu irgendeinem Zeitpunkt des Kernaufbruchs thermodynamisches und/oder chemisches Gleichgewicht? kann nicht abschließend mit **ja!** oder **nein!** beantwortet werden. Dynamische Modelle, die nicht per se von einem Kern im Gleichgewicht ausgehen (z.B. [Fuc97]), sollten bei der Beantwortung dieser Frage sicherlich zu weiteren Einsichten führen.

[1] W. Barz, persönliche Mitteilung

A Stoßparameterbestimmung für 50–200 A·MeV

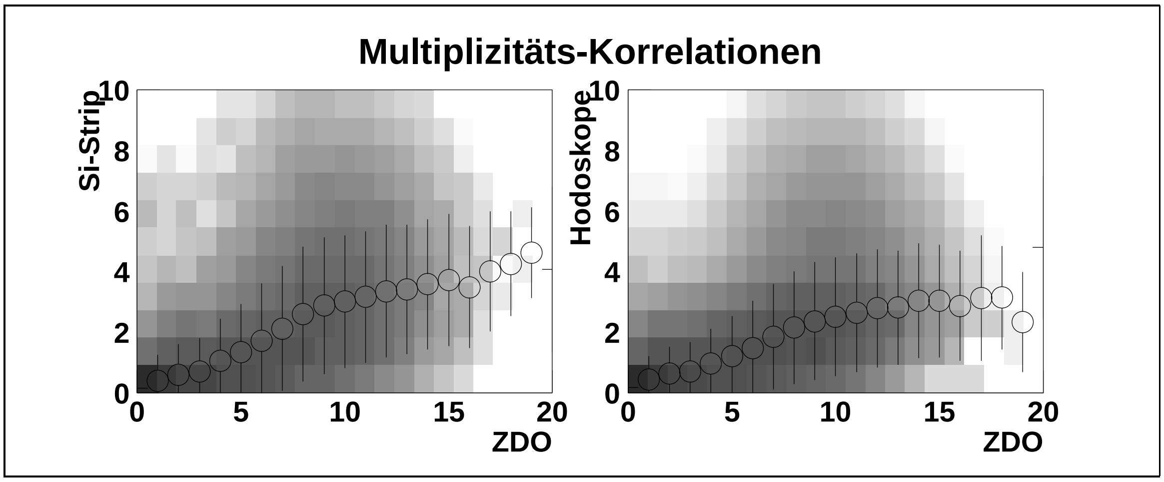


Abbildung A.1: Korrelationen zwischen Si–Strips und ZDO (links) bzw. Hodoskopen und ZDO (rechts) für 100 A·MeV im gewichteten Minimum Bias trigger

In Abbildung A.1 sind die Korrelationen zwischen der Multiplizität in den Si–Strips (links) bzw. den Hodoskopen (rechts) mit der Multiplizität im ZDO dargestellt. Wegen der positiven Korrelation zwischen der Si–Strip–Multiplizität und der ZDO–Multiplizität erwartet man eine höhere Sensitivität auf den Stoßparameter, wenn man zu seiner Bestimmung die Summe beider Multiplizitäten benutzt, wie dies in Abbildung 2.7 dargestellt ist.

Die Hodoskop–Multiplizität ist nicht so deutlich mit der ZDO–Multiplizität korreliert. Dies bedeutet, daß die Anzahl der in den Hodoskopen nachgewiesenen Teilchen nur schwach vom Stoßparameter abhängt.

Minimum–Bias–Trigger

Der Minimum bias trigger konnte aus den bekannten bzw. den aus der Analyse des Triggers bestimmten Untersetzungsfaktoren der verschiedenen Fast clear trigger der Triggerstufe 2 konstruiert werden (siehe Tabelle 2.2). Jeder Trigger wurde mit dem Kehrwert seines Untersetzungsfaktors gewichtet. Das Ergebnis dieser Wichtung ist für das Multiplizitätsspektrum von ZDO und Si–Strip in Abbildung 2.7 dargestellt. Man erkennt an der unterschiedlichen Spektrenform von Minimum–Bias– und Experiment–Trigger–Multiplizitätsverteilung deutlich, daß die Forderung zweier Signale oberhalb der Schwelle in den Hodoskopen periphere Ereignisse mit kleinen Multiplizitäten in ZDO und Si–Strip unterdrückt.

A.1 Multiplizitätsverteilungen und –korrelationen

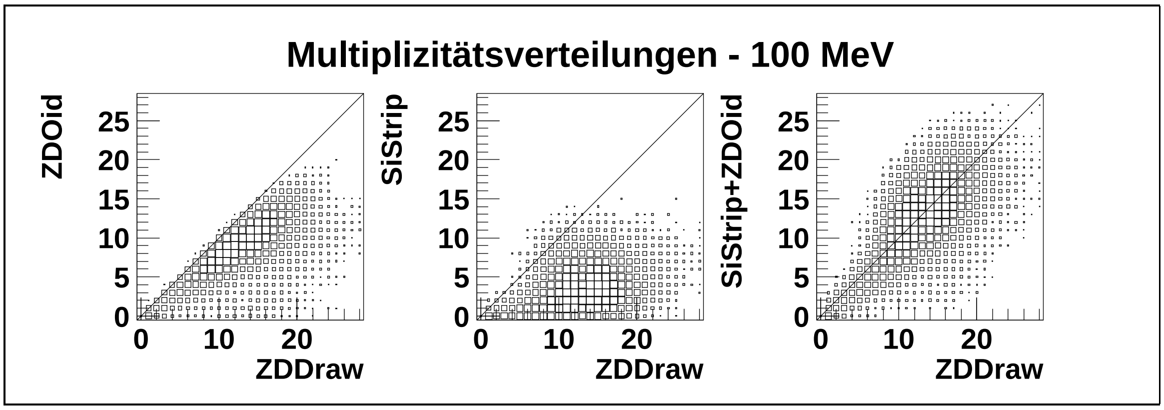


Abbildung A.2: Multiplizität identifizierter Teilchen im ZDO (links), Si–Strip–Multiplizität (Mitte) und Summe vs ZDO–Triggermultiplizität

Die Multiplizität identifizierter Teilchen im ZDO ist stark mit der gesondert aufgenommenen ZDO–Triggermultiplizität korreliert (siehe Abbildung A.2). Das ist ein Zeichen für die richtige Einstellung der Triggerschwellen im ZDO.

Die Hinzunahme der Si–Strip–Multiplizität sollte die Sensitivität zur Bestimmung des Stoßparameters erhöhen. Dies ist in Abbildung A.2 an den Punkten oberhalb der Winkelhalbierenden erkennbar.

Nach naiver Vorstellung würde eine Hinzunahme der TOF–Multiplizität die Sensitivität auf zentrale Reaktionen zusätzlich erhöhen. Ein Vergleich mit Daten aus einem Experiment bei der gleichen Energie, aber nahezu vollständiger Messung der Reaktionsprodukte (das Experiment S022, siehe Abschnitt A.2) wird jedoch zeigen, daß dem nicht so ist.

A.2 Vergleich mit einer '4π'–Messung

Es standen aus einem Experiment bei ähnlichen Energien (100, 250 und 400 A·MeV Au+Au) Daten zur Verfügung ([Kun94, Kun96]). Dieses Experiment benutzte zur Bestimmung des Stoßparameters die Multiplizität identifizierter Teilchen im Miniball-Detektor ($\theta = 19 - 160^0$, volle Abdeckung in $\phi \Rightarrow 89\%$ von 4π) und einem Hodoskop in Vorwärtsrichtung ($\theta = 5 - 22^0$) sowie der auch im aktuellen Experiment benutzten TOF ($\theta = 0 - 5^0$). Damit die beiden Experimente verglichen werden konnten, wurde ein Filter geschrieben, der die bezüglich der Sensitivität auf den Stoßparameter sicherlich besseren Daten des '4π'–Experiments auf die reduzierte Akzeptanz und Granularität des aktuellen Experiments modifiziert.

A.2.1 Sättigung in der TOF

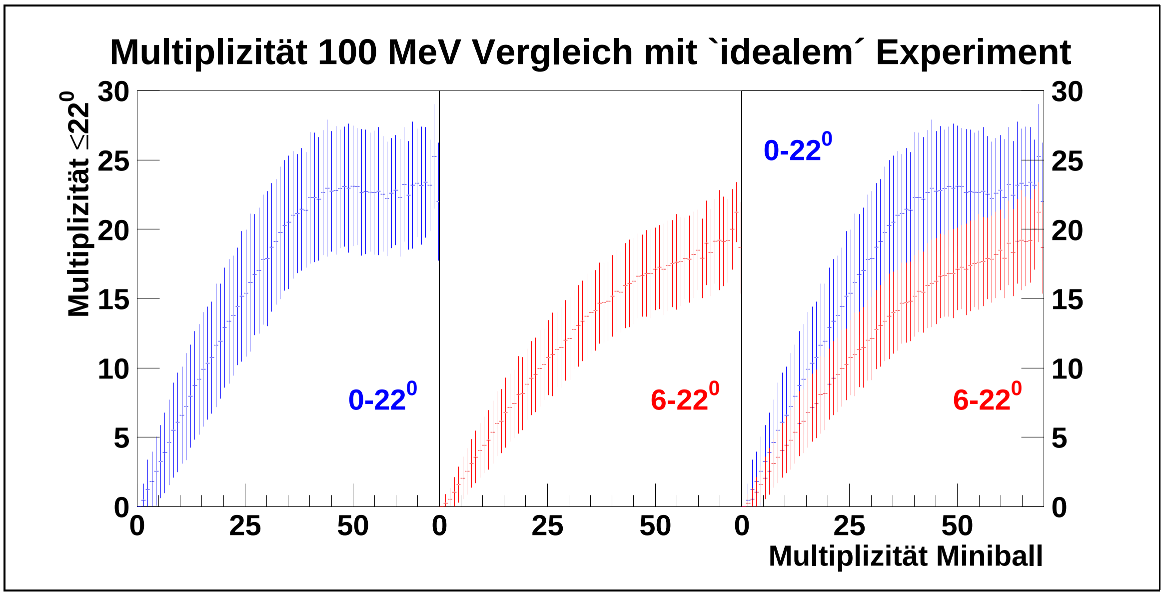


Abbildung A.3: Multiplizität im Winkelbereich $0-22^0$ *(links),* $6-22^0$ *(Mitte) und beide (rechts) vs Multiplizität im Winkelbereich* $19-160^0$

Trägt man für Daten des '4π'–Experiments die Multiplizität im Winkelbereich $\theta = 0-22^0$ gegen die Multiplizität im Miniball ($\theta = 19-160^0$) auf (TOF + Vorwärtshodoskop), sieht man für hohe Miniball–Multiplizitäten (zentrale Stöße) ein Abknicken derselben (Abbildung A.3 links). Benutzt man nur die Multiplizität des Vorwärtshodoskops ($6-22^0$, Abbildung A.3 Mitte, das entspricht in etwa der Akzeptanz des ZDO im aktuellen Experiment), ist das Abknicken zu hohen Gesamtmultiplizitäten deutlich schwächer.

A.2.2 Granularitätseffekt

In Abbildung A.4 ist der Effekt der reduzierten Granularität des ZDO (36 Detektoren) im Vergleich zum Vorwärtshodoskop des '4π'–Experiments (84 Detektoren) dargestellt. Durch die Reduktion in der Granularität knickt die Multiplizität im auf diese Weise simulierten ZDO oberhalb von 10 (Multiplizität = 40 im Miniball) deutlicher ab als bei höherer Granularität. Das bedeutet, daß man für Multiplizitäten ≥ 10 im ZDO keine Sensitivät mehr auf den Stoßparameter hat. Es gibt eine gewisse untere Grenze für den Stoßparameter, unterhalb derer man Ereignisse nicht mehr in ihrer Zentralität unterscheiden kann. Im tatsächlichen Experiment erhöhte sich jedoch die Sensitivität in den zentralsten Reaktionen durch die Hinzunahme der Si–Strip–Detektoren, die eine weitere Unterteilung in Zentralität jenseits von $Mul_{ZDO} > 10$ rechtfertigten.

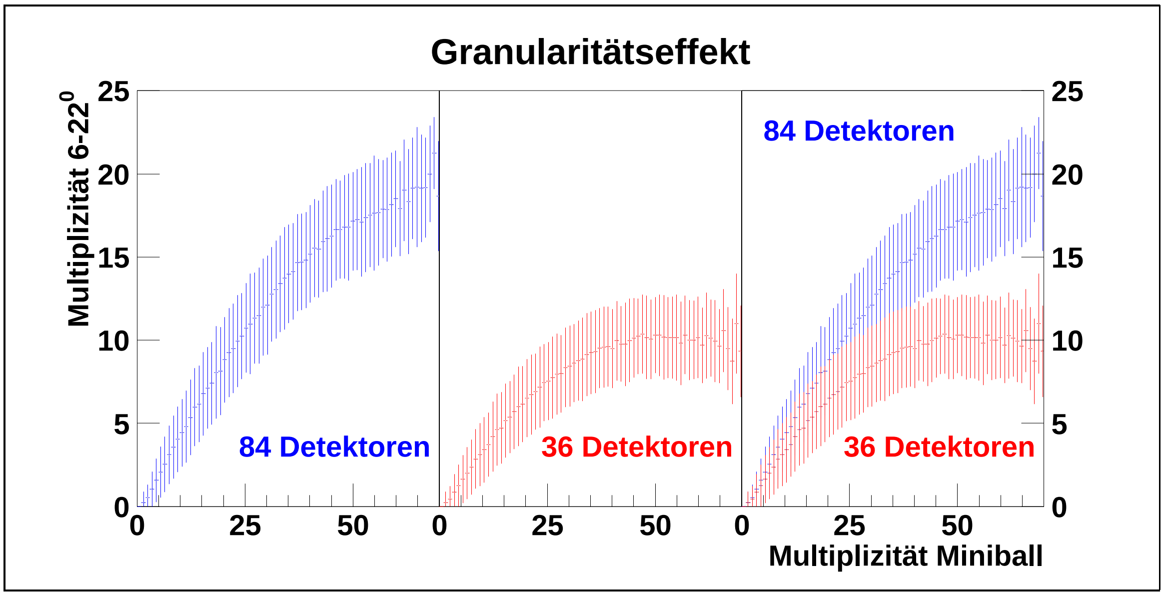


Abbildung A.4: Multiplizität im Vorwärtshodoskop bei 84 Zählern (links), Multiplizität im Vorwärtshodoskop bei 36 Zählern (Mitte) und Vergleich beider (rechts) vs Multiplizität im Miniball

A.2.3 Auflösung des reduzierten Stoßparameters

Die Methode zur Bestimmung des Stoßparameters ist eng an [Sch78] und [Cav90] angelehnt und im Abschnitt A.3 dargestellt. Fluktuationen und Sättigungseffekte sorgen für eine endliche Breite in der Auflösung zur Bestimmung des Stoßparameters. Die Auflösung des aus einer Teilchenmultiplizität bestimmten Stoßparameters ist wiederum aus '4π'–Daten ermittelt worden, wobei der Stoßparameter einmal aus der Gesamtmultiplizität im Winkelbereich $5-160^0$, einmal aus 192 Detektoren im Winkelbereich $19-160^0$, einmal aus 84 Detektoren im Winkelbereich $6-22^0$ und einmal aus dem im aktuellen Experiment vom ZDO abgedeckten Winkelbereich $6-22^0$ (inkl. reduzierter Granularität) bestimmt wurde. Aus diesen verschiedenen Stoßparametern wurde ereignisweise die Differenz gebildet. Diese Differenz ist gegen den reduzierten Stoßparameter aus der Multiplizität aller Detektoren im Winkelbereich $5-160^0$ aufgetragen (Abbildung A.5, obere Reihe). Man erkennt, daß bei zentralen Kollisionen ($b_{red} < 0.3$) für die Multiplizität aus dem Vorwärtswinkelbereich systematisch zu kleine reduzierte Stoßparameter extrahiert werden.

Aus der Projektion der Verteilungen auf ihre jeweilige Δb_{red}–Achse erhielt man eine Verteilung um den Nullpunkt, deren Breite ein Maß für die über das gesamte Stoßparameterintervall gemittelte Auflösung ist (Abbildung A.5, untere Reihe). Unter der idealisierenden Annahme, daß der Stoßparameter durch die Gesamtmultipliziät im Winkelbereich $5-160^0$ exakt bestimmt wurde, würde man für die reduzierte Winkelabdeckung und Gra-

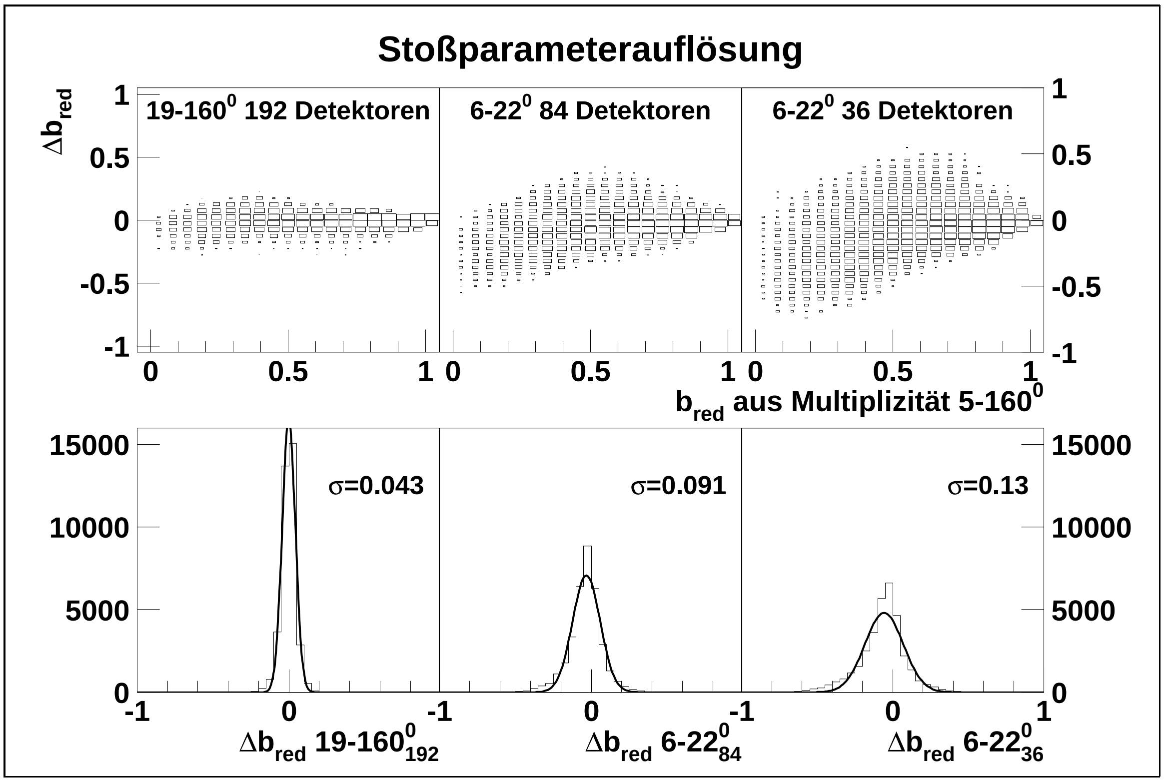


Abbildung A.5: **Oben:** *Differenz im reduzierten Stoßparameter bei Benutzung von 192 Detektoren im Winkelbereich* $19-160^0$ *(links), 84 Detektoren im Winkelbereich* $6-22^0$ *(Mitte) und 36 Detektoren im Winkelbereich* $6-22^0$ *(rechts) im Vergleich zu allen Detektoren im Winkelbereich* $5-160^0$
Unten: *Stoßparameter–'Auflösung' für die drei Winkelbereiche*

nularität eine Auflösung im Stoßparameter von $\sigma \approx 13\%$ erhalten. Untersuchungen von [Pha92] zeigten jedoch, daß die Stoßparameterauflösung des Miniball allein $\sigma \approx 10\%$ bei den zentralsten Reaktionen ist. Die tatsächliche Stoßparameterauflösung in unserem Experiment ist dann eine Faltung beider Auflösungen und, wie man aus der oberen Reihe von Abbildung A.5 erkennen kann, auch eine Funktion vom Stoßparameter selbst. Wären beide Effekte statistisch voneinander unabhängig, erhielte man eine Auflösung im Stoßparameter von $\sigma \approx \sqrt{0.13^2 + 0.10^2} \approx 16\%$. Dies ist in qualitativer Übereinstimmung mit Monte–Carlo–Simulationen der Detektorakzeptanz. Die Hinzunahme der Multiplizität aus den Si–Strips sollte diesen Wert noch etwas verbessern. Man kann also schließen, daß in diesem Experiment die Daten in drei Zentralitätsbereiche getrennt werden können.

A.3 Reduzierter Stoßparameter für 50–200 A·MeV

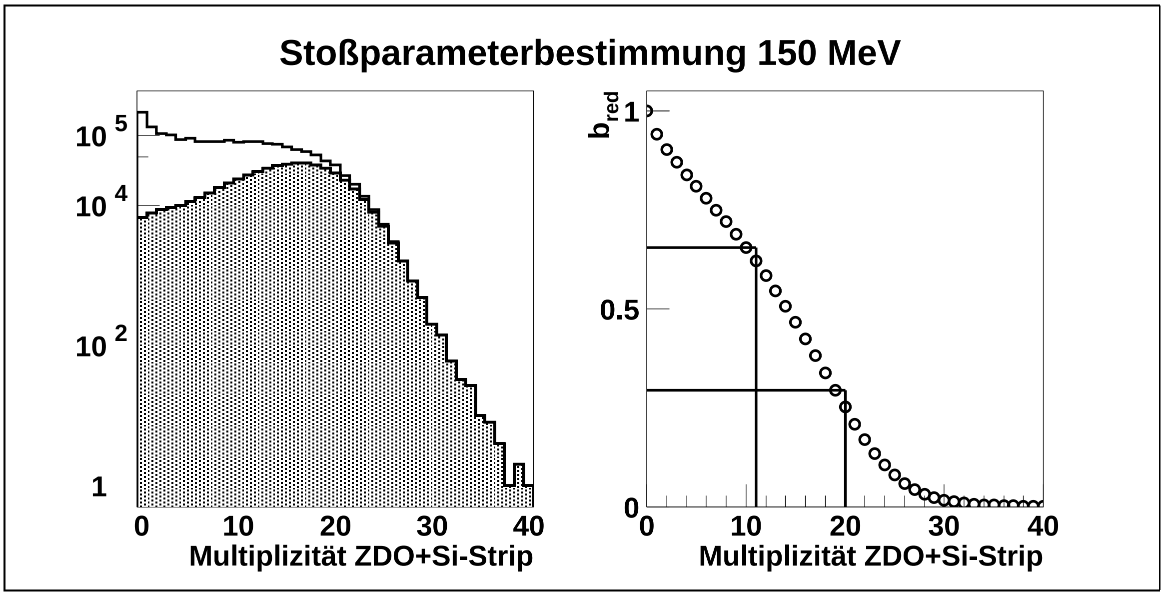


Abbildung A.6: Multiplizitätsspektrum im Minimum–Bias–Trigger (links) und im Experimenttrigger (grau unterlegt), und daraus bestimmter Stoßparameter (rechts)

Als Ergebnis von Abschnitt A.2 zeigte sich, daß die Multiplizität in ZDO und Si–Strip eine gute Größe zur Bestimmung des Stoßparameters ist. In Abbildung A.6 ist die Methode nach [Sch78] und [Cav90] exemplarisch für 150 A·MeV Strahlenergie dargestellt.

Die Multiplizität ist antikorreliert mit dem Stoßparameter. Deshalb integriert man von rechts nach links und ordnet dem Interval der kleinsten Multiplizität (hier von 0 bis 1) den reduzierten Stoßparameter $b_{red} = 1$, dem mit der größten Multiplizität (hier von 25-40) den reduzierten Stoßparameter $b_{red} = 0$ zu.

$$\frac{b(Mul)}{b_{max}} = b_{red}(Mul) = \sqrt{\int_{Mul}^{\infty} \frac{dP(Mul')}{dMul'} dMul'} \tag{A.1}$$

In Tabelle A.1 sind für die Energien 50–200 A·MeV die zu den Stoßparameterintervallen bestimmten Multiplizitätsintervalle sowie der relative Wirkungsquerschnitt im Experimenttrigger angegeben.

Energie A·MeV	$b_{red} \leq 0.3$ **zentral**		$0.3 < b_{red} \leq 0.6$ **semizentral**		$0.6 < b_{red}$ **peripher**	
50	$Mul \geq 10$	(22%)	$10 > Mul \geq 6$	(53%)	$6 > Mul$	(25%)
100	$Mul \geq 17$	(27%)	$17 > Mul \geq 12$	(58%)	$12 > Mul$	(15%)
150	$Mul \geq 20$	(40%)	$20 > Mul \geq 13$	(46%)	$13 > Mul$	(13%)
200	$Mul \geq 22$	(32%)	$22 > Mul \geq 14$	(54%)	$14 > Mul$	(15%)

Tabelle A.1: Multiplizitätsintervalle für 50–200 A·MeV in zentralen, semizentralen und peripheren Reaktionen

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Ajz84] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei A=5-10
Nucl. Phys. A413:28ff, 1984. Nucl. Phys. A490:1ff, 1988.

[Alb85] S. Albergo, S. Costa, E. Costanzo and A. Rubbino
Temperature and free-nucleon densities of nuclear matter exploding into light clusters in heavy ion collisions
Il Nuovo Cimento 89A:1ff, 1985.

[Ard97] D. Ardouin
A review on recent light particle correlation data from heavy ion collisions at intermediate and low energies
Particle Interferometery Workshop, European centre for theoretical physics, Trento (Italy), September 1996.

[Ass97] M. Assenard
Temperature measurements with relative populations of excited states in INDRA
Proceedings of the XXXV international Winter meeting on nuclear physics, Bormio, 1997.

[Bau92] W. Bauer, C.K. Gelbke and S. Pratt
Hadronic interferometry in heavy-ion collisions
Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 42:77-100, 1992.

[Bau95] W. Bauer
Temperatures of fragment kinetic energy spectra
Phys. Rev. C51,2:803-5, 1995.

[Boa86] D.H. Boal and J.C. Shillcock
Nuclear interferometry and thermal frezze out
Phys. Rev. C33,2:549-56, 1986.

[Boa86a] B.K. Jennings, D.H. Boal and J.C. Shillcock
Two–particle correlation functions in the thermal model and nuclear interferometry descriptions
Phys. Rev. C33,4:1303-6, 1986.

[Boa86b] D.H. Boal and H. DeGuise
Energy dependence of source size in nuclear interferometry
Phys. Rev. Let. 57,23:2901-4, 1986.

[Boa90] D.H. Boal, C.K. Gelbke and B.K. Jennings
Intensity interferometry in subatomic physics
Rev. of Mod. Phys. 62,3:553-602, 1990.

[Boc88] R. Bock, G. Claeson, K.G.D. Doss, H.-A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, K.-H. Kampert, B. Kolb, P. Kristiansson, H. Löhner, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, T. Siemiarczuk, H. Wieman and W. Wislicki
Bose–Einstein correlations of positive pions in collisions of Nb+Nb and Au+Au at 650 A MeV
Modern Physics Letters A3,18:1745-52, 1988.

[Bon77] R. Bond, P.J. Johansen, S.E. Koonin and S. Garpman
Break-up densities of nuclear fireballs
Phys. Let. 71B,1:43-47, 1977.

[Bon85] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei
Nucl. Phys. A444:460-76, 1985.

[Cam96] X. Campi, H. Krivine, E. Plagnol
Examining some aspects of the nuclear caloric curve
Phys. Let. B385:1-4, 1996.

[Cav90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D.L.Hóte, J, Poitou and O. Valette
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus–nucleus collisions
Phys. Rev. C42,4:2760-3, 1990.

[Che88] Z. Chen and C.K. Gelbke
Sequential feeding and temperature determinations from the relative populations of widely separated states in ^4He, ^5Li, and ^8Be nuclei
Phys. Rev. C38,6:2630-8, 1988.

[Fis67] M.E. Fisher
The theory of condensation and the critical point
Physics Vol. 3:255ff, 1967.

[FOP97] R. Kotte, Ch. Plettner, J. Bieganský, J. Mösner, W. Neubert and D. Wohlfarth for the FOPI collaboration
Proton–Proton correlations in central collisions of Ni+Ni at 1.93 A·GeV and the space–time extent of the emission source
FZ Rossendorf Preprint FZR-164, 1997 and submitted to Z. Phys. A.

[Fuc90] H. Fuchs and H. Homeyer
On the temperature concept for intermediate-velocity emission in heavy-ion reactions
Corinne I, 1990.

[Fuc97] C. Fuchs, P. Essler, T. Gaitanos, H.H. Wolter
Temperature and thermodynamic instabilities in heavy ion collisions
Nucl-Th/9705023 and submitted to Nucl. Phys., 1997.

[Gai91] J.J. Gaimard, K.H. Schmidt
A reexamination of the abrasion–ablation model for heavy ion reactions
Nucl. Phys. A531:709ff , 1991.

[Gol60] G. Goldhaber, S. Goldhaber, W. Lee and A. Pais
Influence of Bose–Einstein statistics on the antiproton–proton annihilation process
Phys. Rev. 120,1:300-12, 1960.

[Gol74] G. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Phys. Let. 53B:306-8, 1974.

[Gon88] W.G. Gong, Y.D. Kim, G. Poggi, Z. Chen, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M.R. Maier, T. Murakami, M.B. Tsang and H.M. Xu
Resolution test of CsJ(Tl) scintillators read out by pin diodes
NIM A268:190-99, 1988.

[Gon91a] W.G. Gong, W. Bauer, C.K. Gelbke and S. Pratt
Space–time evolution of nuclear reactions probed by two–proton intensity interferometry
Phys. Rev. C43,4:781-800, 1991.

[Gos77] J. Gosset, H.H. Gutbrod, W.G. Meyer, A.M. Poskanzer, A. Sandoval, R.Stock and G.D. Westfall
Central collisions of relativistic heavy ions
Phys. Rev. C16,1:629-57, 1977.

[Gro97] C. Groß
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, in Vorbereitung.

[GSI96] X. Hongfei, C. Schwarz
Investigating Temperature and space-time behaviour of fragment formation
The influence of radial flow on pp–correlations
GSI Nachrichten 01-1996

[Gul97] F. Gulminelli, D. Durand
Theoretical comparison of different thermometers for the determination of the nuclear caloric curve
Nucl. Phys. A 615:117-34, 1997.

[Gul97a] F. Gulminelli
A theoretical framework for the ultimate deexcitation mode of nuclei
Proceedings of the XXXV international Winter meeting on nuclear physics, Bormio, 1997.

[Gus84] H.A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, B. Kolb, H. Löhner, B. Ludewigt, A.M. Poskanzer, T. Renner, H. Riedesel, H.G. Ritter, A. Warwick, F. Weik and H. Wieman
Freezeout density in relativistic nuclear collisions measured by proton–proton correlations
Phys. Rev. Let. 53,6:544-7, 1984.

[Gut81] H.H. Gutbrod, M.R. Maier, H.G. Ritter, A.I. Warwick, F. Weik, H. Wieman and K.L. Wolf
Charged particle identification with modules of the plastic ball
IEEE NS-28:451-3, 1981.

[Hah88] D. Hahn and H. Stöcker
The quantum statistical model of fragment formation
Nucl. Phys. A476:718-72, 1988.

[Han56] R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss
Correlations between photons in two coherent beams of light
Nature 177:27-9, 1956.

[Han56a] R. Hanbury-Brown, R.Q. Twiss
A test of a new type of stellar interferometer on Sirius
Nature 178:1046-8, 1956.

[Han94] D.O. Handzy, M.A. Lisa, C.K. Gelbke, W. Bauer, F.C. Daffin, P. Decowski, W.G. Gong, E. Gualtieri, S. Hannuschke, R. Lacey, T. Li, W.G. Lynch, C.M. Mader, G.F. Peaslee, T. Reposeur, S. Pratt, A.M. Vander Molen, G.D. Westfall, J. Yee and S.J. Yennello
Two-proton correlation functions for $^{36}Ar + ^{45}Sc$ *at* $E/A = 80$ *MeV*
Phys. Rev. C50,2:858-70, 1994.

[Han95] D.O. Handzy, W. Bauer, F.C. Daffin, S.J. Gaff, C.K. Gelbke, T. Glasmacher, E. Gualtieri, S. Hannuschke, M.J. Huang, G.J. Kunde, R. Lacey, T. Li, M.A. Lisa, W.J. Llope, W.G. Lynch, L. Martin, C.P. Montoya, R. Pak, G.F. Peaslee, S. Pratt, C. Schwarz, N. Stone, M.B. Tsang, A.M. Vander Molen G.D. Westfall,

J. Yee and S.J. Yennello
Understanding proton emission in central heavy ion collisions
Phys. Rev. Let. 75,16:2916-19, 1995.

[Hüf75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann
Abrasion-ablation in reactions between relativistic heavy ions
Phys. Rev. C 12,9:1888-98 , 1975.

[Hüf86] J. Hüfner, D. Mukhopadhyay
Fragmentation of nuclei, stones and asteroids
Phys. Let. B173,4:373–6, 1986.

[Kle96] U. Kleinevoß
Bau eines Startdetektors für hohe Strahlraten und schwere Projektile
Diplomarbeit, Universität Münster, 1996.

[Kon94] J. Konopka, H. Graf, H. Stöcker and W. Greiner
Observable consequences of chemical equilibration in energetic heavy ion collisions
Phys. Rev. C50,4:2085-95, 1994.

[Koo77] S.E. Koonin
Proton pictures of high–energy nuclear collisions
Phys. Let. 70B,1:43-7, 1977.

[Kop74] G.I. Kopylov
Like particle correlations as a tool to study the multiple production mechanism
Phys. Lett. B50:472-3, 1974.

[Kre93] P. Kreuz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Immé, I. Iori, G.J.K. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf,W. Seidel, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann and A. Tucholski
Charge correlations as a probe of nuclear disassembly
Nucl. Phys. A556:672–96, 1993.

[Kun90] G.J.K. Kunde
Korrelationen leichter Teilchen in der Reaktion ^{40}Ar *auf* ^{197}Au *bei E/A=200 MeV*
Diplomarbeit, Universität Heidelberg, 1990.

[Kun91] G.J. Kunde, J. Pochodzalla, J. Aichelin, E. Berdermann, B. Berthier, C. Cerruti, C.K. Gelbke, J. Hubele, P. Kreutz, S. Leray, R. Lucas, U. Lynen, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.H. Pinkenburg, R. Raciti, H. Sann, W. Trautmann
Emission temperatures in $^{40}Ar+^{197}Au$ *reactions in the limiting fragmentation*

regime
Phys. Let. B272:202ff, 1991.

[Kun94] G.J.K. Kunde
Multifragmentation in der Reaktion $^{197}Au + ^{197}Au$ *in zentralen Kollisionen bei E/A = 100 MeV und peripheren Kollisionen bei E/A = 400 MeV*
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1994.

[Kun96] W.D. Kunze
Energie– und Targetabhängigkeit der Projektilfragmentation in asymmetrischen Schwerionenstößen
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1996.

[Lis93] M.A. Lisa, C.K. Gelbke, P. Decowski, W.G. Gong, E. Gualtieri, S. Hannuschke, R. Lacey, T. Li, W.G. Lynch, G.F. Peaslee, S. Pratt, T. Reposeur, A.M. Vander Molen, G.D. Westfall, J. Yee and S.J. Yennello
Observation of lifetime effects in two–proton correlation functions for well–characterized sources
Phys. Rev. Let. 71,18:2863-6, 1993

[Lis94] M.A. Lisa, W.G. Gong, C.K. Gelbke, N. Carlin, R.T. de Souza, Y.D. Kim, W.G. Lynch, T. Murakami, G. Poggi, M.B. Tsang, H.M. Xu, K. Kwiatkowski, V.E. Viola, Jr. and S.J. Yennello
Proton evaporation timescales from longitudinal and transverse two–proton correlation functions
Phys. Rev. C49,5:2788-91, 1994

[Mah88] M. Mahi, A. Bujak, D.D. Carmony, Y.H. Chung, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, G.L. Paderewski, N.T. Porile, T.C. Sangster, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow
Energy dependence of proton–induced Xenon fragmentation and the approach to liquid–gas criticality on nuclear matter
Phys. Rev. Let. 60,19:1936-9, 1988.

[Maj96] Z. Majka, P. Staszel, J. Cibor, J.B. Natowitz, K. Hagel, J. Li, N. Mdeiwayeh, R.Wada and Y. Zhao
Quantum statistical thermodynamics of hot finite nuclear systems: Temperatures and isotopic yield ratios
Texas A&M Preprint 96-03, July, 1996.

[Mil91] U. Milkau
Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1991.

[Möh96] T. Möhlenkamp
Bestimmung der Aufbruchtemperatur hochangeregter Kerne aus Isotopenverhältnissen leichter Fragmente
Doktorarbeit, Technische Universität Dresden, 1996.

[Mor94] D.J. Morrissey, W. Benenson, W.A. Friedman
Measurement of temperature in nuclear reactions
MSUCL-922, 1994.

[Nay92] T.K. Nayak, T. Murakami, W.G. Lynch, K. Swartz, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, J. Pochodzalla, M.B. Tsang, H.M. Xu, F. Zhu and K. Kwiatkowski
Emission temperatures from the decay of particle unstable complex nuclei
Phys. Rev. C45:132-61, 1992

[Ock93] B. Ocker
Kalibrierung der ALADiN–Flugzeitwand
Diplomarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1993.

[Ock97] B. Ocker
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, in Vorbereitung.

[Odd93] L. Oddershede, P. Simon, J. Bohr
Self–organized criticality in fragmenting
Phys. Rev. Let. 71:3107-10, 1993.

[Ode97] T. Odeh
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, in Vorbereitung.

[Pap95] G. Papp, W. Nörenberg
The path of hot nuclei towards multifragmentation
GSI–Preprint GSI-95-30, Mai 1995.

[Pap96] W. Nörenberg and G. Papp
Pre–cluster dynamics in multifragmentation
Nucl-Th/9612054, 1996.

[Pha92] L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, R.T. de Souza, M.A. Lisa, W.G. Lynch, G.F. Peaslee, M.B. Tsang and F. Zhu
Impact-parameter filters for $^{36}Ar+^{197}Au$ *collisions at* E/A = *50, 80 and 110 MeV*
Nucl. Phys. A548:489-509, 1992.

[Pin89] C.H. Pinkenburg
Entwicklung eines Hodoskops zur Messung von Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen
Diplomarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1989.

[Poc85] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint - Laurent, Y.P. Viyogi, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B. Tamain, and J. Quebert
Nuclear temperatures and the population of particle-unstable states of ^{6}Li *in* ^{40}Ar*-induced reactions on* ^{197}Au *at* $E/A = 60$ *MeV*
Phys. Rev. Let. 55:177-80, 1985.

[Poc85a] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint-Laurent, Y.P. Viyogi, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B. Tamain, and J. Quebert
Emission temperatures in intermediate energy nuclear collisions from the relative populations of widely separated states in ^{5}Li *and* ^{8}Be
Phys. Let. 161B:275-9, 1985.

[Poc87] J. Pochodzalla, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint - Laurent, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B. Tamain, J. Quebert, Y.P. Viyogi, W.A. Friedman and D.H. Boal
Two–particle correlations at small relative momenta for ^{40}Ar *induced reactions on* ^{197}Au *at* $E/A = 60$ *MeV*
Phys. Rev. C35,5:1695-719, 1987.

[Poc95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, C. Gross, H. Emling, A. Ferrero, G. Immé, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, B. Ocker, G. Raciti, H. Sann, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, A. Trzcinski, W. Trautmann, A. Tucholski, G. Verde, B. Zwieglinski
Probing the nuclear liquid-gas phase transition
Phys. Rev. Let. 75:1040-3, 1995.

[Pra87] S. Pratt and M.B. Tsang
Viewing the liquid–gas phase transition by measuring proton collisions
Phys. Rev. C36,6:2390-5, 1987.

[Pur96] R.K. Puri, C. Hartnack, J.Aichelin
Early fragment production in heavy–ion collisions
Phys. Rev. C 54,1:R28–31, 1996.

[Rab86] H.J. Rabe
Untersuchung peripherer Schwerionenreaktionen bei 84 MeV/Nukleon
Doktorarbeit, Universität Heidelberg, 1986.

[Sch78] W.U. Schröder, J.R. Birkellund, J.R. Huizenga, K.L.Wolf and V.E. Viola, Jr.
Mechanisms of very heavy–ion collisions: The $^{209}Bi + {}^{136}Xe$ *reaction at* $E_{lab} = 1130\ MeV$
Physics Reports 45,5:303-43, 1978.

[Sch93] C. Schwarz, W.G. Gong, N. Carlin, C.K. Gelbke, J.D. Kim, W.G. Lynch, T. Murakami, G. Poggi, R.T. de Souza, M.B. Tsang, H.M. Xu, D.E. Fields, K. Kwiatkowski, V.E. Viola,Jr., S.J. Yennello
Emission temperatures from widely separated states in ^{14}N*- and* ^{129}Xe*-induced reactions*
Phys. Rev. C48:676ff, 1993.

[Sch96] A. Schüttauf
Untersuchung der Kernfragmentation
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1996.

[Sch96a] A. Schüttauf, W.D. Kunze, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, C. Groß, W.C. Hsi, J. Hubele, G. Immé, I. Iori, P. Kempter, P. Kreutz, G.J. Kunde, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, W.G. Lynch, U. Lynen, M. Mang, T. Möhlenkamp, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, G.F. Peaslee, J. Pochodzalla, G. Raciti, F. Rosenberger, T. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, A. Trzinski, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies
Nucl. Phys. A607:457-86, 1996.

[Ser97] V. Serfling
Temperaturmessungen in $^{197}Au + {}^{197}Au$ *Reaktionen bei Energien zwischen 50 und 200* $A{\cdot}MeV$
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1997.

[Sie83] P.J. Siemens
Liquid-gas phase transition in nuclear matter
Nature 305:410-2, 1983.

[Sie84] P.J. Siemens
Nuclear fog
Nucl. Phys. A428:189-98, 1984.

[Til92] D.R. Tilley
Energy levels of light nuclei $A = 4$
Nucl. Phys. A541:1ff, 1992.

[Tsa95] M.B. Tsang, W.G. Lynch
Comment on probing the nuclear liquid–gas phase transition
MSUCL unpublished (see also [Xi96]), 1995.

[Tsa96] M.B. Tsang, W.G. Lynch, X. Hongfei, W.A. Friedmann
Nuclear temperature thermometers from isotope yield ratios
MSUCL-1035, 1996. Phys. Rev. Let. 78,20:3836-9, 1997.

[Tsa97] M.B. Tsang
Temperature measurements with alpha particles
Proceedings of the XXXV international Winter meeting on nuclear physics, Bormio, 1997.

[Twe90] C.J.W. Twenhöfel
The response function of CsJ(Ti) Scintillator with photodiode readout for light and heavy ions in the intermediate energy range
NIM B51, 58-62, 1990.

[War96] P. G. Warren, S. Albergo, J. M. Alexander, F. Bieser, F. P. Brady, Z. Caccia, D.A. Cebra, A. D. Chacon, J. L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J. B. Elliott, M. L. Gilkes, J. A. Hauger, A. S. Hirsch, E. L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J. C. Kitner, R. Lacey, J. Lauret, V. Lindenstruth, M. A. Lisa, H. S. Matis, R. L. McGrath, M. McMahan, C. McParlan, W. F. J. Mueller, D. L. Olson, M. D. Partlan, N. T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H. G. Ritter, J. Romanski, J. L. Romero, G. V. Russo, H. Sann, R. P. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B. K. Srivastava, T. J. M. Symons, M. L. Tincknell, C.Tuve, S. Wang, H. H. Wieman, T. Wienold, K. Wolf
The Evolution of Nuclear Multifragmentation in the Temperature-Density Plane
Nucl-Ex/9610008, 1996.

[Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval and R. Stock
Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy–ion collisions
Phys. Rev. Let. 37,18:1202-5, 1976.

[Xi93] Xi Hongfei et al.
Light-charged-particle correlation measurement in 46.7 MeV/u 12C-induced reactions
Nucl. Phys. A552:281-92, 1993.

[Xi96] X. Hongfei, W.G. Lynch, M.B. Tsang, W.A. Friedmann
Secondary decays and the helium lithium isotope termometer
MSUCL-1040, 1996.

[Xi97] X. Hongfei, T. Odeh, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, A.S. Botvina, S. Fritz, S.J. Gaff, C. Groß, G. Imme, I. Iori, U. Kleinevoß, G.J. Kunde, W.D. Kunze, U. Lynen V. Maddalena, M. Mahi, T. Mohlenkamp, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Nociforo, B. Ocker, F. Petruzzelli, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Riccobene, F.P. Romano, T. Rubehn, A. Saija, M. Schnittker, A. Schüttauf, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, C. Sfienti, W. Trautmann, A. Trzcinski, G. Verde, A. Wörner, B. Zwieglinski
Breakup Temperature of Target Spectators in Au + Au Collisions at E/A = 1000 MeV
Nucl-Ex/9703004, GSI–Preprint 97-20, 1997.

[Zaj84] W.A. Zajc, J.A. Bistirlich, R.R. Bossingham, H.R. Bowman,, C.W. Clawson, K.M Crowe, K.A. Frankel, J.G. Ingersoll, J.M. Kurck, C.J. Martoff, D.L. Murphy, J.O. Rasmussen, J.P. Sullivan, E. Yoo, O. Hashimoto, M. Koike, W.J. McDonald. J.P. Miller and P. Truöl
Two–pion correlations in heavy ion collisions
Phys. Rev. C29,6:2173-87, 1984.

[Zhu92] F. Zhu
Two particle correlations and excited state populations in nucleus-nucleus collisions
PhD thesis, Michigan State University, 1992.

[Zud95] E. Zude
Masse und Anregungsenergie von Projektilrestkernen im System 600 A·MeV Au+Au
Doktorarbeit, J.W.Goethe–Universität Frankfurt, 1995.

Danksagung

Ich möchte allen danken, die am Entstehen dieser Arbeit Anteil hatten. Mein besonderer Dank gilt:

- Herrn Prof. Dr. U. Lynen für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die zur Verfügung gestellten Arbeitsmöglichkeiten an der GSI sowie durch ihn ermöglichten Reisen zu diversen Tagungen und an das NSCL der MSU.
- Herrn Dr. C. Schwarz für die zahlreichen Diskussionen und das Interesse an dieser Arbeit.
- Herrn Dr. W.F.J. Müller für die bereitwillige Hilfe in Computerfragen und seinen kritischen Blick bei der Durchsicht des Manuskripts.
- Herrn Prof. Dr. C.K. Gelbke (NSCL der Michigan State University, USA) für den Aufenthalt am NSCL und sein offenes Ohr.
  Frau Prof. Dr. B. Tsang und den Herren Dr. G.J. Kunde, Prof. Dr. W.G. Lynch, Prof. Dr. S. Pratt und Dr. H. Xi für die fruchtbaren Diskussionen während meines Aufenthaltes am NSCL. Insbesondere danke ich Herrn Dr. H. Xi für den zur Verfügung gestellten Feeding–Code und der Einführung in seine Bedienung.
- Herrn Dipl. Ing. J. Lühning und Herrn W. Quick für die Hilfe in allen Fragen der Mechanik und Konstruktion.
- Meinen Kollegen Diplomphysikern C. Groß, B. Ocker, T. Odeh, M. Schnittker und V. Serfling für die gute Zusammenarbeit.
- Allen weiteren Mitarbeitern der KP3:
  Frau Dr. M. Begemann-Blaich, Dipl. Phys. U. Kleinevoß[1] Dr. W.D. Kunze[2], Dr. M. Mahi, Dr. T. Möhlenkamp[3], Dr. habil. J. Pochodzalla[4], Dr. A. Schüttauf, Dr. habil. W. Trautmann und Dr. A. Wörner.
- Allen Teilnehmern des Experiments S117.
- Den Fußballern der GSI für die wöchentliche Erfahrung im Teamsport.
- Meinen Freunden für das Ertragen meiner Launen,
  im besonderen meiner Freundin Frau Dipl. Ing. N. Ritterbusch für das Korrekturlesen des Manuskripts und die vielen Aufmunterungen.
- Meinen Eltern für die Unterstützung während des Studiums.

[1] Jetzt: Westfälische Universität Münster
[2] Jetzt: Medizinische Universität zu Lübeck, Klinik für Strahlentherapie und Nuklearmedizin
[3] Jetzt: Forschungszentrum Rossendorf
[4] Jetzt: Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg

Lebenslauf

Geburtsdatum:	16. Mai 1967
Geburtsort:	Braunschweig
Familienstand:	ledig
Staatsangehörigkeit:	Deutsch

- Juni 1986: Abitur am Gymnasium Marienhöhe, Darmstadt
- November 1986 bis Juni 1988: Zivildienst bei der Blindenhörbücherei 'Stimme der Hoffnung', Darmstadt
- Oktober 1988: Beginn des Physikstudiums an der Universität Hamburg.
- September 1990: Vordiplom–Prüfung
- September 1992: Diplom–Prüfung
- Oktober 1992 bis Dezember 1993: Diplomarbeit am 1sten Institut für Kernphysik der Universität Hamburg zum Thema:
  Signalauslese und Zeitmessung für die Außenschale des EDDA–Detektors
- Seit April 1994: Promotionsstudent an der Johann Wolfgang Goethe–Universität, Frankfurt.
- April 1994 bis Mai 1997: Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt