Energie- und Massenbilanz

der

Multifragmentation

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik

der Johann Wolfgang Goethe-Universität

in Frankfurt am Main

von

Claudius J. Groß

aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main

1997

(DF1)

INHALTSVERZEICHNIS

1 Einleitung

Physiker bevorzugen in der Regel kleinste Systeme mit möglichst wenigen Wechselwirkungspartnern, an denen sich elementare Prozesse studieren lassen, oder große, möglichst homogene Systeme, die so groß sind, daß das System nicht von einzelnen Konstituenten, sondern von deren statistisch gemittelten Eigenschaften bestimmt wird. Diese 'gemittelten' Eigenschaften können dabei häufig auf die in kleinsten Systemen gefundenen elementaren Wechselwirkungen zurückgeführt werden.

In der Kernphysik ist ersteres möglich, letzteres aber in einem (irdischen) Labor nicht zu erreichen. Die größten Atomkerne bestehen aus einer - im Vergleich zu der uns vertrauten Welt des Makrokosmos - geradezu lächerlich kleinen Anzahl von etwas mehr als 200 Konstituenten (das derzeit schwerste Element aus 277 Nukleonen [Hofm 96]). Aufgrund der Komplexität der Wechselwirkungen in Kernmaterie ist eine große Vielfalt an Erscheinungsformen zu erwarten (s. Abbildung 1). In relativistischen Schwerionenkollisionen ist ein großer Teil des Phasendiagrammes zugänglich, immer aber wird ein expandierendes, kleines System produziert, das sich nur für einen kurzen Moment bei hoher Dichte bzw. hoher Temperatur befindet. Diese Größen müssen daher aus experimentellen Observablen bestimmt werden, wobei verschiedene Observable, die zeitliche Entwicklung des Systemes wiedergebend, für ein System durchaus unterschiedliche Temperaturen oder Dichten anzeigen können. Diese Größen reflektieren den Zustand zum Zeitpunkt der letzten Wechselwirkung, dem *freeze-out*. Sie sind der Ansatzpunkt für die Beschreibung mit statistischen oder thermodynamischen Modellen. Für die theoretische Beschreibung ergibt sich generell das Problem - oder auch die interessante Herausforderung, auch jenseits der Kernphysik-, daß die Systeme zum einen sehr klein für eine statistische Beschreibung, zum anderen aber zu groß für eine Vielteilchenbeschreibung sind.

In der vorliegenden Arbeit wird die Eigenschaft von verdünnter ($\rho \leq \rho_0$), angeregter Kernmaterie untersucht. Die Ähnlichkeit zwischen der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und der van-der-Waals-Kraft legt in diesem Bereich einen Phasenübergang zwischen dem flüssigen und dem gasförmigen Zustand nahe [Bond 85, Hahn 88, Camp 86,88 , Groß 90, Jaqa 91]. Im Grundzustand befinden sich Kerne in der flüssigen Phase. Die gasförmige Phase ist durch ein Nukleonengas aus Neutronen, Protonen und wenigen leichten Teilchen gekennzeichnet. Bei mittleren Anregungsenergien beobachtet man das Auftreten mittelschwerer Fragmente (IMFs für *intermediate mass fragments*), die größer sind als typische Evaporationsprodukte, aber kleiner sind als Spaltungsprodukte. In Analogie zu einem makroskopischen System kann dieser Zustand als nuklearer Dampf betrachtet werden. Beide Phasen sind experimentell gut zugänglich, es stellt sich aber die Frage, ob Kernmaterie beim Übergang von der flüssigen zur gasförmigen Phase tatsächlich einen Phasenübergang durchläuft und wie dieser mit der Zustandsgleichung von Kernmaterie in Zusammenhang steht.

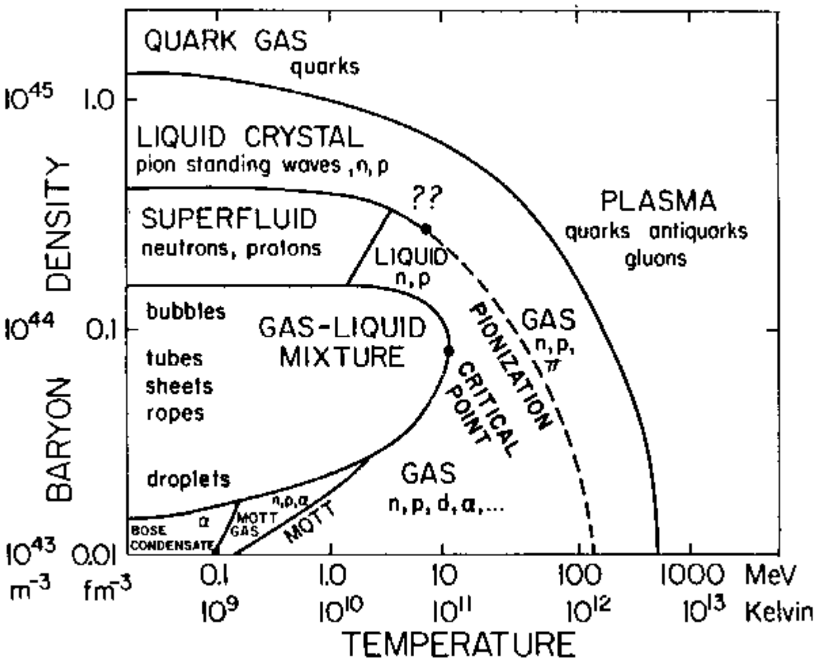

Abbildung 1: Phasendiagramm nuklearer Materie nach [Siem 84].

Erste Hinweise auf die Existenz eines Phasenüberganges zweiter Ordnung glaubte man in der Potenzabhängigkeit der Ladungswirkungsquerschnitte $\sigma(Z)\propto Z^{\tau}$ gefunden zu haben [Fish 67, Finn 82, Jaqa 83, Siem 83, Pana 84]; eine solche Abhängigkeit zeigen aber auch Systeme, die keinen Phasenübergang durchlaufen, so daß dies nur als notwendige Voraussetzung gewertet werden kann. Auch eine tiefergehende Untersuchung des kritischen Verhaltens und der Versuch der Bestimmung des kritischen Punktes lieferten keine eindeutige Signatur für die Existenz eines Phasenüberganges [Elli 94, Gilk 94, Wörn 95, Müll 96]. Die kalorische Kurve von Kernmaterie wird als weiterer Hinweis auf den Flüssig-Gas-Phaseübergang gewertet (s. Abbildung 2). Sie zeigt den für einen Phasenübergang erster Ordnung typischen Verlauf eines Temperaturanstieges bis zum Koexistenzgebiet beider Phasen, dann einen nahezu konstanten Bereich und einen weiteren Anstieg der Temperatur mit der Anregungsenergie, sobald sich das System vollständig in der Gasphase befindet. Wegen der Endlichkeit des Systemes steht dies nicht zwangsläufig im Widerspruch zu einem Phasenübergang zweiter Ordnung, der sich aus der Untersuchung statistischer Modelle ergibt.

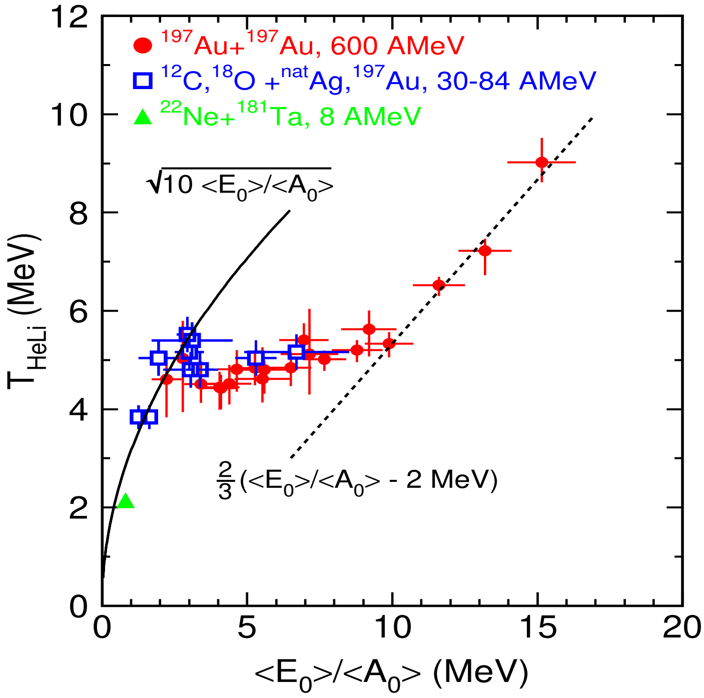

Abbildung 2: Kalorische Kurve von Kernmaterie nach [Möhl 95, Poch 95].

Neben der theoretischen Interpretation der kalorischen Kurve und der Frage, ob aus deren Topologie auf einen Flüssig-Gas-Phasenübergang zu schließen sei, sind auch auf der experimentellen Seite noch viele Fragen nicht ausreichend geklärt. Sie hängen mit den oben erläuterten prinzipiellen Problemen des ‘Abtastens des Phasenraumes’ durch Schwerionenkollisionen zusammen. In dem der Abbildung 2 zugrundeliegenden Experiment, wie auch in der vorliegenden Arbeit, wird die verdünnte, angeregte Kernmaterie in peripheren, relativistischen Schwerionenkollisionen produziert. Dabei entstehen drei kinematisch getrennte Quellen: die Überlappzone - *participant*, die sich mit mittlerer Rapidität im Laborsystem bewegt, sowie der Target- und der Projektilrestkern - die *spectators*. Der Targetrestkern ruht im Laborsystem, während sich der Projektilrestkern mit Projektilgeschwindigkeit im Labor bewegt (s. Abbildung 3). Die Überlappzone ist stark angeregt, die ‘Spektatoren’ werden über in den Restkern hinein- ober herausgestreute Nukleonen nur moderat angeregt [Abul 76, Hüfn 75, Cugn 80,81, Gaim 91, Camp 94, Haug 95]. Bei der Anregung wird der Restkern nicht komprimiert; der Zerfall von Spektatormaterie ermöglicht daher in besonders einfacher Weise die Untersuchung verdünnter Kernmaterie.

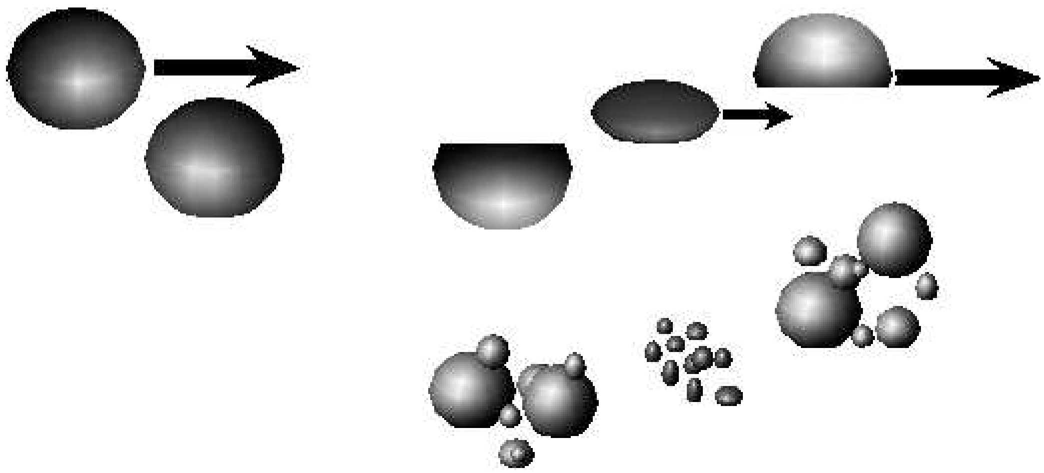

Abbildung 3: Illustration des participant-spectator Modelles.

Mit abnehmendem Stroßparameter werden immer kleinere und gleichzeitig höher angeregte Restkerne produziert. Für die Datenpunkte in Abbildung 2 heißt das, daß die Punkte bei hohen Anregungsenergien und hohen Temperaturen kleinen Systemen, die bei kleinen Temperaturen und kleinen Anregungsenergien großen Systemen entsprechen. Bei der Interpretation muß daher der Einfluß der Systemgröße sowohl auf den prinzipiellen Zusammenhang zwischen Temperatur und Anregungsenergie als auch auf die experimentellen Observablen berücksichtigt werden. Zu diesem Zweck wurde an der GSI (Gesellschaft für Schwerionenforschung) im Rahmen der ALADiN-Kollaboration (*A Large Acceptance Dipole Magnet*) ein Experiment durchgeführt, das der systematischen Untersuchung der Temperatur- und der Radienbestimmung diente. Für die Temperaturbestimmung wurden zwei verschiedene Thermometer miteinander verglichen. Aus der Bestimmung der Radien ergibt sich ferner die Dichte des Systemes. Außerdem liefert dieses Experiment Informationen über die Wasserstoffisotope, die in den vorangegangenen Experimenten unterhalb der Nachweisschwelle der Detektoren lagen.

In der vorliegenden Arbeit werden die Informationen zweier Experimente der ALADiN-Kollaboration zusammengefaßt. Damit ist es erstmals möglich, den Zerfall von Spektatormaterie experimentell vollständig zu rekonstruieren. Im Vordergrund dieser Untersuchungen steht die Ermittlung der Massen- und Energiebilanz des zerfallenden Restkernes (Kapitel 4 und 5). Die Untersuchungen werden um den Vergleich der Abhängigkeit der Ergebnisse von der Einschußenergie erweitert, mit dem Ziel, das Verständnis über die 'Anregungsenergie-Achse' der kalorischen Kurve zu erhellen. Die Abhängigkeit der Kinematik der leichten Teilchen deutet dabei auf Vorgleichgewichtseffekte hin. Es ergeben sich experimentell besser bestimmte kalorische Kurven (s. Kapitel 6). Die Ergebnisse der Analyse werden in einem weiteren Kapitel mit einem statistischen Modell verglichen. Hier wird untersucht, wie weit die experimentellen Observablen auf einen statistischen Zerfall hindeuten und wo das beobachtete Szenario von den Vorhersagen abweicht. Der Einfluß der Vorgleichgewichtseffekte wird diskutiert. Leider werden auch hier viele Fragen nicht geklärt werden können. Auf mögliche weitere Schritte bei der Untersuchung wird im letzten Kapitel eingegangen.

2 Experimenteller Aufbau

Die dieser Arbeit zugrunde liegenden experimentellen Daten entstammen zwei Experimenten, die im Rahmen der ALADiN-Kollaboration am SchwerIonenSynchrotron (SIS) der GSI durchgeführt wurden. Im ersten der beiden Experimente (S114) wurde der Aufbruch des Projektilrestkernes für verschiedene Projektil- Target-Kombinationen bei Einschußenergien zwischen 600 und 1000 AMeV untersucht. Hier bewegt sich die Quelle nahezu mit Strahlgeschwindigkeit im Laborsystem. Die Geschwindigkeit der aus der Quelle emittierten Fragmente ist klein gegenüber der Strahlgeschwindigkeit, so daß die Fragmente in einen kleinen Raumwinkel im Laborsystem 'fokussiert' werden. Dadurch können die Fragmente vollständig und schwellenfrei gemessen werden. Die Bestimmung dynamischer Observablen in inverser Kinematik stellt aber hohe Anforderungen an die Flugzeit- und Winkelauflösung des Detektorsystemes, da hier dann kleine Geschwindigkeiten im Projektilsystem aus der Differenz großer Geschwindigkeiten im Laborsystem bestimmt werden müssen. Es zeigt sich zudem, daß schwere Fragmente - die in geringem Abstand die Detektoren durchqueren - den Nachweis benachbarter leichter Fragmente erschweren und bei höheren Strahlenergien sogar verhindern.

Zur Messung von leichten Teilchen (Wasserstoff-, Helium- und Lithiumisotope) und deren Kleinwinkelkorrelationen eignet sich daher die Untersuchung des Targetspektators viel besser. Daher wurde dieser in einem weiteren Experiment (S117) untersucht. Hier wurde - unter anderem - das symmetrische System Au+Au bei einer Einschußenergie von 1AGeV vermessen. Um die Daten beider Experimente aufeinander abbilden zu können, kam in beiden Experimenten die Flugzeitwand zum Einsatz, die die Information über die Ereignisklasse liefert (s. Kapitel 3.4). Es ist hier aber zu beachten, daß im Falle der Untersuchung des Targetrestkernaufbruches die Ereignisklasse nicht im gleichen System, sondern in dem im Mittel symmetrischen System des Projetilrestkernes bestimmt wird. Die Kombination der beiden Experimente erlaubt erstmals eine vollständige Messung des Zerfalles der angeregten Spektatormaterie in Schwerionenkollisionen.

2.1 Projektilaufbruch (S114)

In diesem Experiment wurden verschiedene Target-, Projektil-, Einschußenergiekombinationen untersucht. Für die vorliegende Arbeit wurden lediglich die Systeme Au+Au bei den Einschußenergien 600, 800, 1000 AMeV analysiert. Abbildung 4 zeigt den Aufbau des Experimentes zur Vermessung des Projektilspektators. Der Aufbau der einzelnen Komponenten wurde bereits in vorangegangenen Arbeiten [Wörn 95, Zude 95, Kunz 96, Schü 96b] ausführlich beschrieben, daher soll nachfolgend nur kurz auf die Detektorkomponenten eingegangen werden.

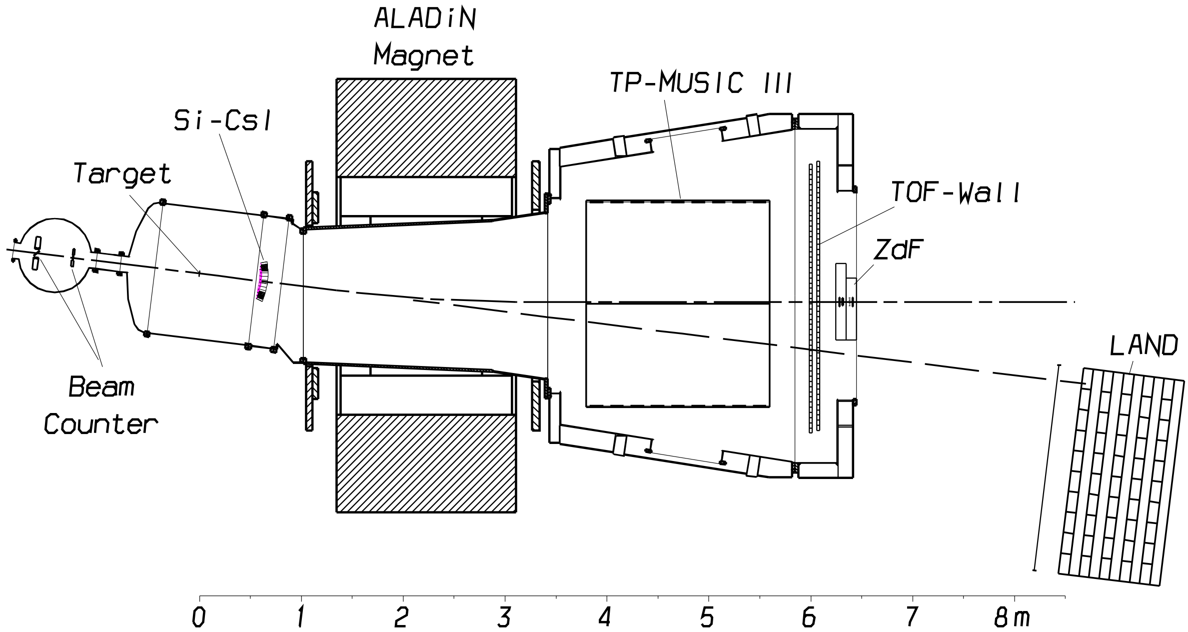

Abbildung 4: Aufbau des Experimentes zur Untersuchung des Aufbruches des Projektilrestkernes (S114). Die Richtung senkrecht zur Zeichenebene wird im Text als y-, die in der Ebene parallel zum Strahl als z- und senkrecht zum Strahl als x-Richtung bezeichnet.

- Strahldetektoren

Von links kommend trifft der Strahl zunächst auf die Strahldetektoren. Hierbei handelt es sich um einen Startdetektor, einen Ortsdetektor sowie einen Halodetektor. Der Startdetektor besteht aus einer in einem Winkel von 45° zur Strahlachse montierten Szintillationsfolie mit einer Dicke zwischen 12 und 20 mg/cm^2 deren Licht an gegenüberliegenden Seiten von zwei *photomultipliern* ausgelesen wird, wobei einer der beiden *photomultiplier* aufgrund der Geometrie keine Zeitabhängigkeit vom Auftreffort auf den Szintillator zeigt. Die Zeitauflösung ist besser als σ=35ps und somit deutlich besser als die der Flugzeitwand.

Eine weitere 50 µm dicke, von vier *photomultipliern* ausgelesene Szintillationsfolie bildet den Ortszähler. Die Amplitudenverhältnisse in den *photomultipliern* ermöglichen eine Bestimmung des Ortes mit einer Genauigkeit von 1mm.

Ein Szintillator mit einem Loch von 30 mm Durchmesser in der Mitte, der von einer Photodiode ausgelesen wird, dient als Halozähler. Ereignisse mit einem Signal in diesem Zähler werden von der Triggerlogik *online* unterdrückt. [Kemp 93]

- Leichtteilchenhodoskop

Das Leichtteilchenhodoskop befindet sich rund um das Eintrittsfenster des ALADiN-Magneten und deckt einen Winkelbereich von 5°-16° ab. Es besteht aus 84 Si-CsJ dE-E-Detektoren. Die Funktionsweise wird in Kapitel 2.2.1 genauer beschrieben. Die Aufgabe des Leichtteilchenhodoskopes ist in diesem Fall - im Gegensatz zu dem im folgenden Kapitel beschriebenen Experiment - der Nachweis leichter Teilchen, die vorwiegend aus der intermediären Quelle emittiert werden. Außerdem kann bei den kleineren Einschußenergien der nicht abgedeckte Akzeptanzbereich der Flugzeitwand um den des Hodoskopes erweitert werden. [Schü 96b]

- ALADiN-Magnet

Im ALADiN-Magneten - namensgebender Bestandteil für *A Large Acceptance Dipol Magnet*- werden die Fragmente nach ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Das Biegevermögen liegt bei maximal 2,3 Tm und wird so eingestellt, daß der Strahl auf den Zentraldetektor der Flugzeitwand trifft. Daher sind die Detektoren hinter dem Magneten um ca. 7° zur ursprünglichen Strahlachse versetzt. Bedeutsam ist dies auch für die Messung der Neutronen, da im Magnetfeld nahezu alle geladenen Teilchen von dem Neutronendetektor weggelenkt werden.[Alad 88]

- TP-MUSIC III

In der TP-MUSIC III (für *Time Projection - Multiple Sampling Ionisation Chamber*) werden die Teilchenspuren der Fragmente gemessen. Der Detektor besteht aus einem 2*1*1,8 m³ großen Feldkäfig, in dessen Mitte sich die Kathode befindet. An den Anodenseiten befinden sich auf beiden Seiten jeweils 2 Bereiche von Anodenstreifen sowie jeweils 3 in drei Segmente aufgeteilte Vieldraht-Proportionalzähler. Diese werden von einem FADC-System ausgelesen. Aus der Driftzeit kann die Position der Teilchenspuren in x-Richtung - hier die Richtung senkrecht zum Magnetfeld - bestimmt werden. Aus der Amplitude kann die Ladung der Fragmente berechnet werden. Nach Bethe Bloch ist die Energiedeposition der Teilchen im Zählergas proportional zu Z^2/β^2; da die Teilchen aber fast ausschließlich aus der Projektilquelle emittiert werden, kann die Geschwindigkeitsabhängigkeit vernachlässigt werden. Der Meßbereich der Anoden ist durch das Eigenrauschen der Vorverstärker auf Teilchen mit Z>8 begrenzt. Die Proportionalzähler erweitern den Ladungsbereich der MUSIC bis hinunter zu Z=2. Außerdem ermöglichen sie die Bestimmung der y-Position der Teilchen. [Meij 89, Seid 91, Rose 92, Mang 92, Hofm 93, Rube 95, Möhl 95]

- Flugzeitwand

Mit der Flugzeitwand kann sowohl die Flugzeit der Fragmente relativ zum Startzähler als auch deren Ladung und Ort gemessen werden. Die Flugzeitwand besteht aus zwei Wänden von je 96, 110 cm langen, 2,5 cm breiten und 1cm dicken Plastikszintillatoren, die an beiden Seiten von *photomutipliern* ausgelesen werden. Die beiden Wände sind um 1/2 Stabbreite zueinander versetzt, so daß keine toten Zonen entstehen. Vor den Wänden befinden sich 500µm dicke Messingbleche, die als δ-Elektronenabschirmung dienen. Die Signale der *photomultiplier* werden aufgeteilt. Aus dem einen Teil wird mit *constant-fraction*-Diskriminatoren und TDCs die Zeitinformation extrahiert, der andere Teil wird verzögert, und die Amplitude wird mit einem ladungsempfindlichen ADC gemessen. In den beiden zentralen Stäben wurden in der Mitte jeweils 5 cm Szintillator entfernt. Die optische Ankopplung der beiden Szintillatorhälften wurde mit einer verspiegelten, dünnen Kevlarfolie erreicht. So kann der Strahl - bei geringer Beeinträchtigung der modifizierten Stäbe - ungehindert auf den ZDF treffen. [Schü 91, Ocke 93, Schü 96b]

-ZDF

Der Zentraldetektor der Flugzeitwand besteht aus einer 4 mm dicken Szintillatorplatte, die an jeder der 4 Seiten von einem *photomutiplier* ausgelesen wird, einem Szintillatorfaserzähler und einem Siliziumdetektor. Für die Analyse des Experimentes wurde nur der Plattenzähler ausgewertet, der vor allem zum Erzeugen eines schnellen Triggersignales diente. [Groß 94]

- LAND

Zum Nachweis der Neutronen diente in S114 der LAND (*Large Area Neutron Detector*). Er besteht aus 200 10 cm breiten und 200 cm langen *paddles,* von denen je 20 in 10 Ebenen angeordnet sind. Der Detektor war in einem Abstand von 890 cm vom Target entfernt aufgebaut, so daß ein Winkelbereich von -2,2° bis 11,0° in horizontaler und -4,1° bis 4,1° in vertikaler Richtung abgedeckt wurde. Für die Analyse kann der gesamte Winkelbereich aber nicht genutzt werden (s. Kapitel 2.1.2). Der Nachweis der Neutronen erfolgt indirekt über die Messung des hadronischen Schauers, den ein hochenergetisches Neutron im Detektor erzeugt. Dazu befinden sich in jedem paddle 9 Lagen von Eisen und 10 Lagen Szintillator (BC 408). Das in den Szintillatoren erzeugte Licht wird von je einem *photomultiplier* an den Enden des *paddles* ausgelesen. [Blai 92, Leif 93, Zude 95]

- trigger

Um einen Wechselwirkungstrigger auszulösen, müssen in Koinzidenz zum Startzähler zwei Bedingungen erfüllt werden:

(1) Im ZDF wird eine Amplitude unterhalb der eines Strahlteilchens nachgewiesen, oder in den zentralen Flugzeitwandstäben wird ein Teilchen nachgewiesen. Die zweite Bedingung ist erforderlich, da ein Teilchen, das zwar kleiner als ein Strahlteichen ist, nach der Durchquerung des vor dem ZDF liegenden Bereiches der Flugzeitwand abgebremst wird und somit im ZDF aber ein größeres Signal produziert. Die Diskriminatorschwelle des ZDF liegt für den Au-Strahl im Mittel bei Z=64, daher sind Daten mit Z_{max} >64 (Z_{max} : Ladung des schwersten Fragmentes) durch den Trigger verfälscht.

(2) Die Multiplizität im Leichtteilchenhodoskop ist größer als 2. Dadurch werden Reaktionen, die nicht im Target, sondern im Zählgas der MUSIC stattfinden, unterdrückt. Da die Multiplizitätsinformation des Hodoskopes erst nach den schon verzögerten Ladungsinformationen der Flugzeitwand verfügbar ist, muß diese Bedingung in einem '*fast-clear*-Prozeß' in der Triggerlogik berücksichtigt werden.

2.1.1 Geladene Teilchen

In der vorliegenden Arbeit wurde die experimentelle Information über geladene Teichen mit Z>2 ausschließlich mit der Flugzeitwand gewonnen. Wie und wie gut dies geschieht, wird in diesem Kapitel illustriert. Auf die Kalibration der Flugzeitwand wird nicht eingegangen; hierzu sei auf [Schü 96b] verwiesen.

Die Flugzeit eines Teilchens in der Flugzeitwand ergibt sich ortsunabhängig durch den Mittelwert der Zeiten in den beiden *photomultipliern* eines Szintillatorstabes. Leider ist der Zeitnullpunkt der Röhren nicht unabhängig von der Rate und der Amplitude der Signale. Daher müssen diese Informationen in der Zeitkalibration berücksichtigt werden. Aus der Zeitdifferenz kann andererseits der Auftreffort der Teilchen in Richtung der Stäbe - im folgenden y-Richtung - bestimmt werden:

$$y = \frac{t_1 - t_2}{2} \cdot c_{Szintillator}$$

Die Ortsauflösung kann durch den Vergleich zwischen vorderer und hinterer Wand bestimmt werden (s. Abbildung 5).

Aus dem geometrischen Mittel der Amplituden ergibt sich unter der Annahme einer exponentiellen Abschwächung die ortsunabhängige Bestimmung der Amplitude. Der Energieverlust der Teichen im Szintillatormaterial ist proportional zu Z^2/β^2. Durch Saturationseffekte im Szintillatormaterial sowie in den *photomultipliern* weicht die gemessene Amplitude von diesem Zusammenhang für größer werdende Ladungen zunehmend ab. Die Auflösung reicht bis Z≈12 aus, einzelne Elemente zu identifizieren, für höhere Ladungen wird die Ladungsauflösung für jeden *photomultiplier* individuell mit der MUSIC kalibriert. Die erreichte Auflösung ist in Abbildung 5 als Funktion der Ladung dargestellt.

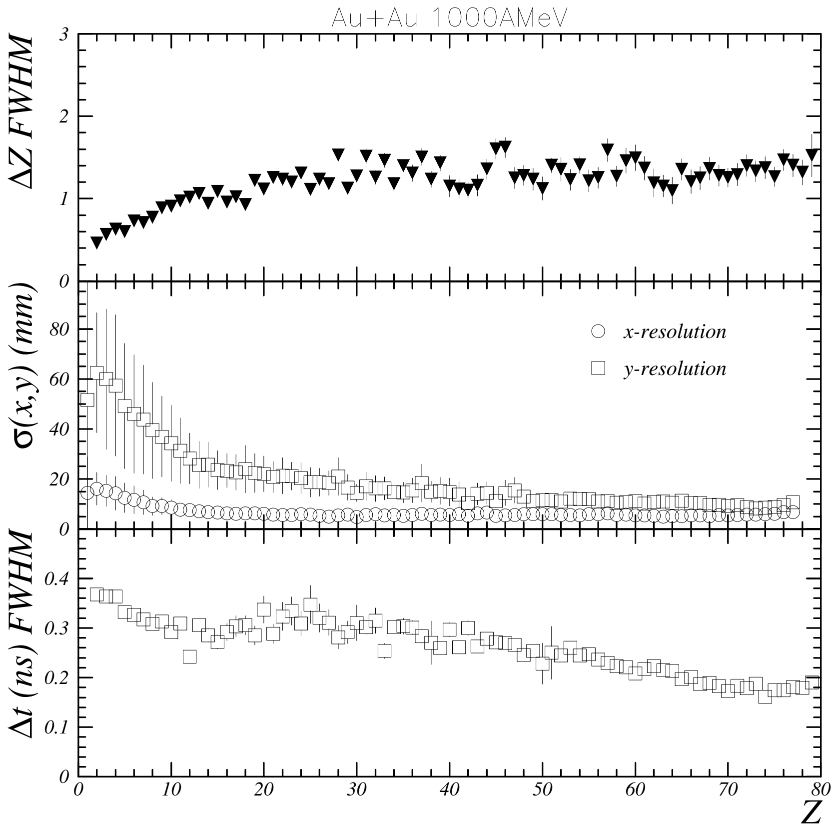

Abbildung 5: Ladungs-, Orts- und Zeitauflösung der Flugzeitwand in Abhängigkeit von der Ladung der Fragmente.

Mit der Flugzeitwand alleine läßt sich die Masse der Fragmente nicht bestimmen, die Massenbestimmung aus der Messung mit Flugzeitwand und MUSIC lag zum Zeitpunkt der Analyse für diese Arbeit noch nicht vor, daher wird für jedes Element eine mittlere Masse anhand der EPAX-Parametrisierung [Sümm 90] verwendet. Aus Auftreffort auf der Flugzeitwand und der Ladungsidentifizierung kann so die Trajektorie der Teilchen vom Target aus zurückgerechnet werden und so die Flugstrecke der Teilchen bestimmt werden (*pseudo-tracking* [Kund 94]). Es ergibt sich dann für die Rapidität:

$$y = \frac{1}{2}\ln\left(\frac{1+\beta_\parallel^{\,2}}{1-\beta_\parallel^{\,2}}\right) \qquad \text{, mit: } \beta_\parallel = \frac{s_z}{t \cdot c}$$

und für die x,y,z-Komponente des Impulses:

$$p_{x,y,z} = A \cdot \frac{s_{x,y,z}}{t \cdot c} \cdot \gamma\, m_0 \text{ , mit:}$$

- $s_{x,y,z}$: Ort
- t : Flugzeit

Abbildung 6 zeigt die Impulsauflösung der Flugzeitwand, die sich aus der Orts- und Zeitauflösung ergibt. In y-Richtung wird die Flugbahn der Fragmente von dem Magnetfeld des ALADiN nicht beeinflußt. Die Unsicherheiten des pseudeo-trackings und der Flugzeitauflösung fallen hier nicht ins Gewicht, so daß p_y hier in guter Näherung und mit dem kleinsten Fehler bestimmt werden kann. In der kinematischen Analyse wird aus diesem Grund hier nur diese Impulskomponente verwendet.

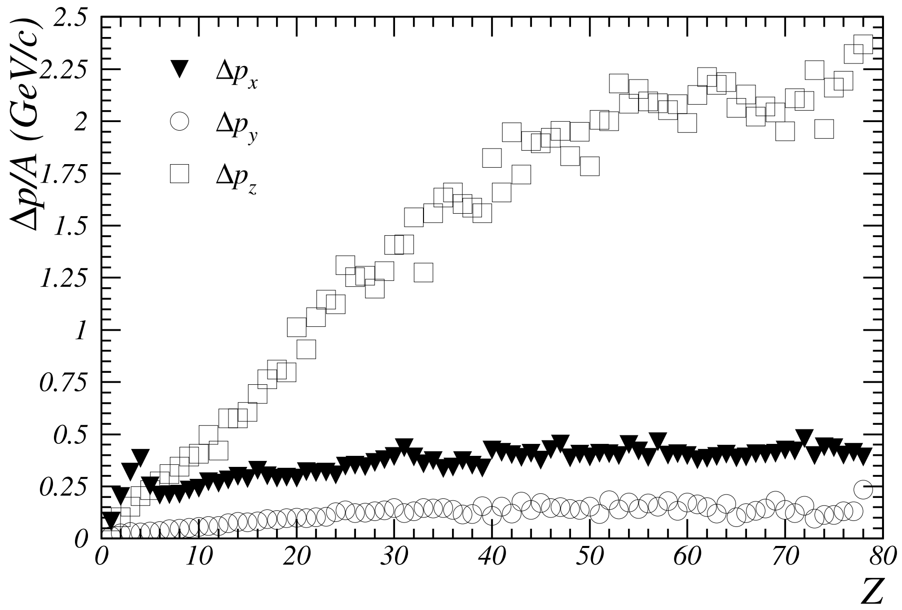

Abbildung 6:Impulsauflösung der Flugzeitwand für Au+Au bei 1000 AMeV in Abhängigkeit von der Ladung der Fragmente.

2.1.2 Neutronen

Der Neutronendetektor liefert für die nachfolgende Analyse sowohl Informationen über die Kinematik - insbesondere die mittlere kinetische Energie als auch über die Multiplizität der Neutronen. Ab einer Multiplizität von etwa 4 Neutronen im LAND überlappen die Schauer derart, daß eine Rekonstruktion einzelner Neutronen nicht mehr möglich ist. Daher kann die Analyse der Neutronen nicht ereignisweise erfolgen. Ziel der Analyse kann darum nur die Rekonstruktion der mittleren Größen für verschiedene Ereignisklassen sein.

- Kinematische Observablen

Die Bestimmung der kinematischen Observablen erfolgt indirekt aus den kinematischen Größen des hadronischen Schauers der Neutronen. Zur Verringerung von Detektoreffekten werden dabei nur Treffer im LAND berücksichtigt, die folgende Bedingungen erfüllen:

- Es wurden nur Treffer in einem Energieintervall zwischen 4 und 40 MeV zugelassen. Die untere Schwelle ergibt sich durch die höchste im gesamten Detektor auftretende untere Energieschwelle eines *paddles* und stellt sicher, daß alle *paddles* gleichmäßig zu den Verteilungen beitragen. Die obere Schwelle entspricht der mittleren sichtbaren Energie eines Neutrons im gesamten Detektor. Sie sorgt zum einen zur Unterdrückung von Doppeltreffern, zum anderen zeigt sich, daß der von geladenen Teilchen produzierte Untergrund mit dieser Schwelle reduziert wird.

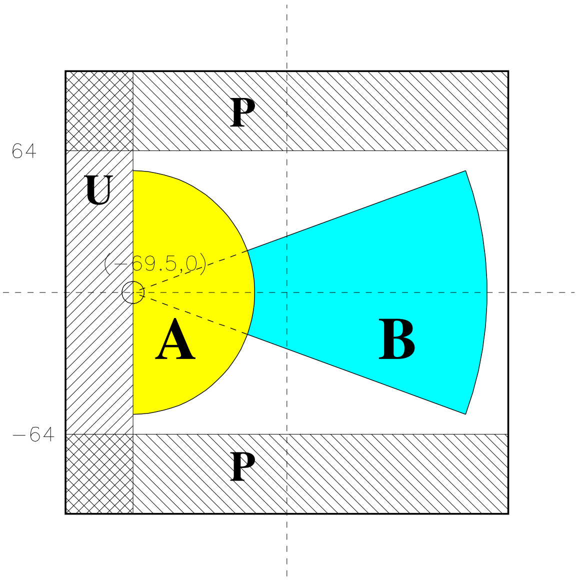

*Abbildung 7: Für die Impulsmessung berücksichtigter Bereich des LAND. In horizontaler Richtung wird nur der Bereich 'rechts' vom Strahl berücksichtigt, in vertikaler Richtung schatten die Polschuhe des ALADiN einen Teil des Detektors ab, so daß nur 2*64cm genutzt werden können.*

- Es wurde nur ein Teil der Detektorfläche für die Analyse benutzt (s. Abbildung 7). In y-Richtung werden die oberen und unteren 36cm des Detektors durch die Polschuhe des ALADiN abgeschattet. Um Randeffekte zu minimieren werden daher in dieser Richtung nur Treffer mit y≤55 cm zugelassen. Der Neutronenuntergrund ist dominiert durch geladene Fragmente, die in der Flugzeitwand oder dem sich dahinter befindenden Material Reaktionen auslösen. Dieser Untergrund ist - des Magnetfeldes wegen - im linken Teil des LAND stärker als im rechten Teil. Daher werden nur Treffer rechts von der Strahlachse ausgewählt. Die Unterdrückung von Randeffekten begrenzt den Bereich in x auf x≤160 cm.

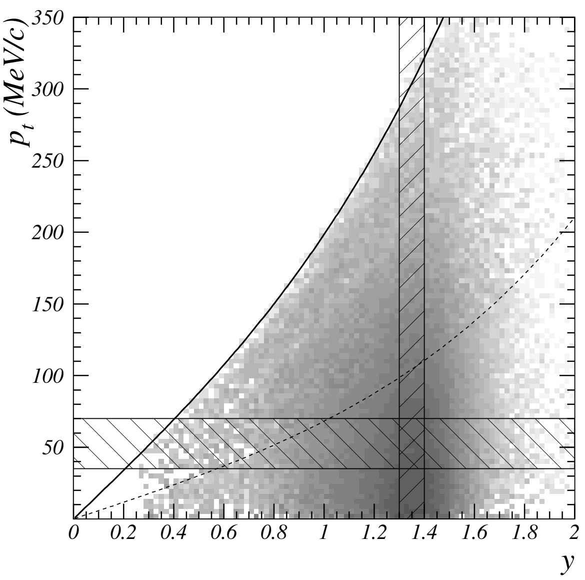

Abbildung 8: Transversalimpulsverteilung der Neutronen in Abhängigkeit von der Rapidität für Au+Au bei 1000 AMeV. Wegen der inversen Kinematik steigt die Akzeptanz des LAND mit zunehmender Rapidität. Die schraffierten Bereiche zeigen die 'Schnitte' in $p_\perp$ (y) bei der Erzeugung von y- ($p_\perp$-) Spektren. Die Linien geben die geometrische Akzeptanz in p_x bzw. $p_\perp$ (obere Linie) und in p_y (gestrichelte, untere Linie) wieder.

- Der Einfluß der geometrischen Akzeptanz des Detektors auf die Spektren wird eliminiert, indem Rapiditätsspektren nur in einem $p_\perp$-Intervall und px-, py- und $p_\perp$-Spektren nur in einem Rapiditätsintervall generiert werden (s. Abbildung 8). Da die Akzeptanz in x- und y-Richtung unterschiedlich ist, gehen in die $p_\perp$-Bestimmung zwei Kreissegmente ein, wobei Treffer in diesen Segmenten entsprechend der Fläche gewichtet werden (s. Abbildung 7).

Wie für die Flugzeitwand kann der Auftreffort zum einen aus dem Ort des *paddles*, zum anderen aus der Zeitdifferenz zwischen den zwei gegenüberliegenden *photomultipliern* eines *paddles* bestimmt werden. Die Ortsauflösung liegt in beiden Fällen bei $\sigma \approx 10$ cm. Die ortsunabhängige Bestimmung der Flugzeit ergibt sich ebenfalls aus dem arithmetischen Mittel der Zeiten beider Röhren eines *paddles*. Der relative Abgleich der Zeitnullpunkte aller Röhren wird mit Ereignissen durchgeführt, bei denen ein geladenes Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor durchfliegt [Leif 93]. Der relative Zeitnullpunkt dieser Signale zum Startzähler im Experiment wird mit in der Wechselwirkungszone produzierten, hochenergetischen Photonen ermittelt. Aus der Flugzeit und dem Auftreffort kann die Rapidität der Neutronen berechnet werden.

Zur Bestimmung der tatsächlichen Rapiditätsverteilung muß die Rapiditätsverteilung mit dem Ansprechverhalten des LAND gefaltet werden. Dazu wurde ein Eichexperiment durchgeführt, bei dem einzelne Neutronen bekannter Energie mit dem LAND vermessen wurden. Abbildung 9 zeigt für verschiedene Einschußenergien die Rapiditätsspektren im Neutronendetektor. Der Schauer erzeugt eine scharfe Überhöhung bei der der Einschußenergie entsprechenden Rapidität, die zum einen durch die Flugzeitauflösung ($\sigma \approx 400$ ps [Blai 92]) symmetrisch und zum anderen durch den Schauer zu kleineren Rapiditäten hin verschmiert ist. Um dieses Detektoransprechverhalten in der Analyse korrigieren zu können, wurden die 'Kalibrationsspektren' parametrisiert [Zude 95]; die

Parametrisierung ist als durchgezogene Linie in die Spektren eingetragen. Die Bestimmung einer Rapiditätsverteilung ergibt sch dann immer durch die Vorgabe einer Verteilung, die mit dem Ansprechverhalten gefaltet und darauf mit der gemessenen Verteilung verglichen wird. Die Parameter der Neutronenverteilung werden iterativ angepaßt.

Der Transversalimpuls bzw. dessen x- und y-Komponente ergibt sich aus:

$$p_x = \frac{x}{s} \beta \gamma m_n$$

$$p_y = \frac{y}{s} \beta \gamma m_n$$

$$p_\perp = \frac{r}{s} \beta \gamma m_n \quad , \qquad \beta = \frac{s}{t\,c}$$

mit: *x, y, r: Ort*
t: Flugzeit
s: Abstand Target Land
m_n: Neutronenmasse

Da die Schauerbreite im LAND in transversaler Richtung unterhalb der Ortsauflösung liegt, muß hier das Ansprechverhalten des Detektors nicht berücksichtigt werden.

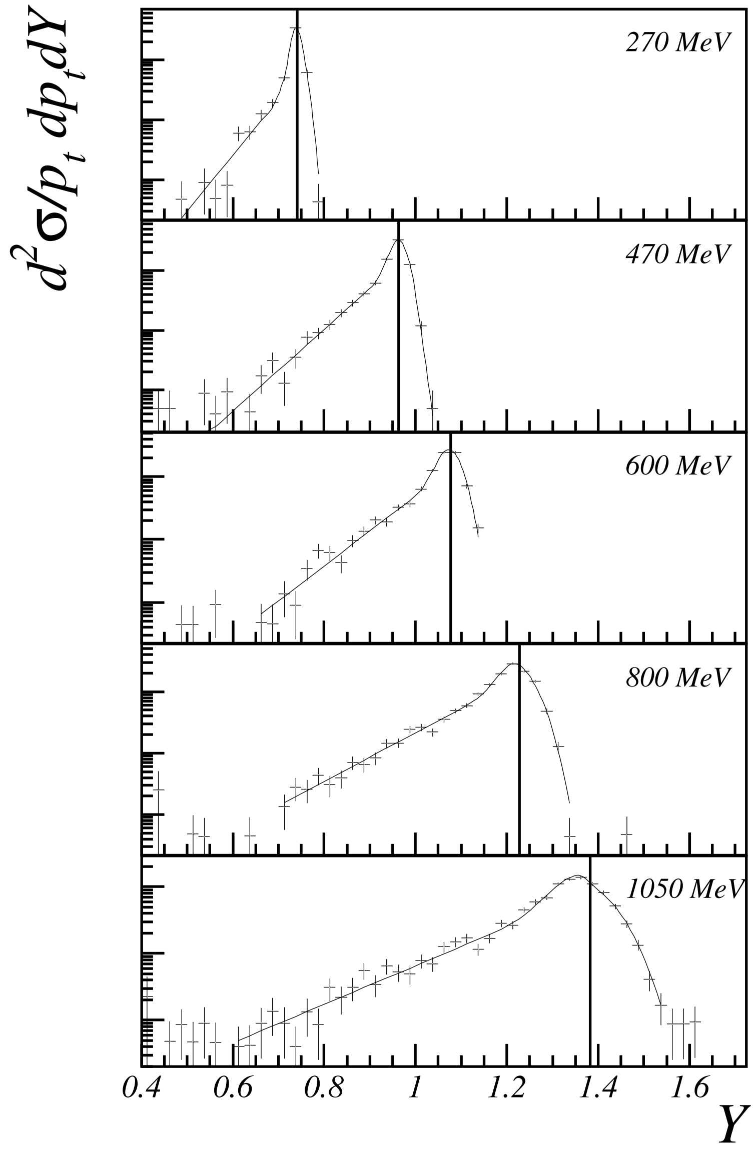

Abbildung 9: Rapiditätsspektren der 1-Neutronen-Ereignisse des Testexperimentes für verschiedene kinetische Energien der Neutronen. Die Parametrisierung dieser Spektren bildet die Grundlage der Simulation der Detektoransprechfunktion. Die durchgezogene Linie stellt die Strahlrapidität dar.

- Bestimmung der Neutronenmultiplizität

Die Bestimmung der Neutronenmultiplizität kann bei sich überlagernden Schauern nur durch einen Vergleich mit dem Eichexperiment erfolgen. Grundsätzlich gibt es hier zwei Möglichkeiten:

a) Über eine kalorimetrische Messung. Die Anzahl der Neutronen ist proportional zu der im Neutronendetektor deponierten Energie - das gilt in guter Näherung, da - wie in den nächsten Kapiteln gezeigt wird - die meisten Neutronen aus der Projektilquelle stammen und sich damit im Laborsystem mit nahezu gleicher Geschwindigkeit bewegen. Leider konnte die Energiedeposition im LAND wegen eines Fehlers in der Ausleseelektronik im Eichexperiment nicht gemessen werden, daher wird in der Analyse die zweite Möglichkeit genutzt:

b) Die Anzahl der getroffenen *paddles* ist - mit den gleichen Argumenten wie oben - proportional zu der Anzahl der Neutronen. Dabei ist zu beachten:

- Mit zunehmender Neutronenmultiplizität wächst die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern.
- Die Anzahl der angesprochenen *paddles* ist abhängig von der Einschußenergie der Neutronen.

Beide Effekte lassen sich mit den Daten des Testexperimentes simulieren. Dazu werden in einer Simulation die 1-Neutronen-Ereignisse aus dem Eichexperiment unter der Annahme einer thermischen Quelle für verschiedene Neutronenmultiplizitäten gewürfelt. Eingabeparameter sind die Rapidität der Quelle sowie deren Temperatur. In Abbildung 10 ist das Ergebnis der Simulation dargestellt. Es ist zu erkennen, daß mit größer werdender Neutronenmultiplizität und geringerer Breite der Ortsverteilung der Quelle - bei niedrigerer Temperatur - die Wahrscheinlichkeit von Doppeltreffern zunimmt. Zum anderen berücksichtigt die Simulation die ansteigende Ansprechwahrscheinlichkeit - das heißt die Wahrscheinlichkeit, daß ein Neutron einen Treffer in einem *paddle* des Neutronendetektors auslöst - mit zunehmender Rapidität der Quelle.

Die Methode kann mit der kalorimetrischen Messung verglichen werden, um die Simulation zu überprüfen. Abbildung 11 zeigt den Zusammenhang zwischen der Anzahl angesprochener *paddles* N_{hit} und der gesamten im Detektor deponierten Energie E_{vis}. Wie zu erwarten, ist der Zusammenhang für kleine Multiplizitäten linear, bei größeren Multiplizitäten saturiert N_{hit}. Nach der oben beschriebenen Korrektur auf Doppeltreffer zeigt sich ein linearer Zusammenhang zwischen der mit (a) ermittelten Neutronenmultiplizität und E_{vis} (s. Abbildung 11).

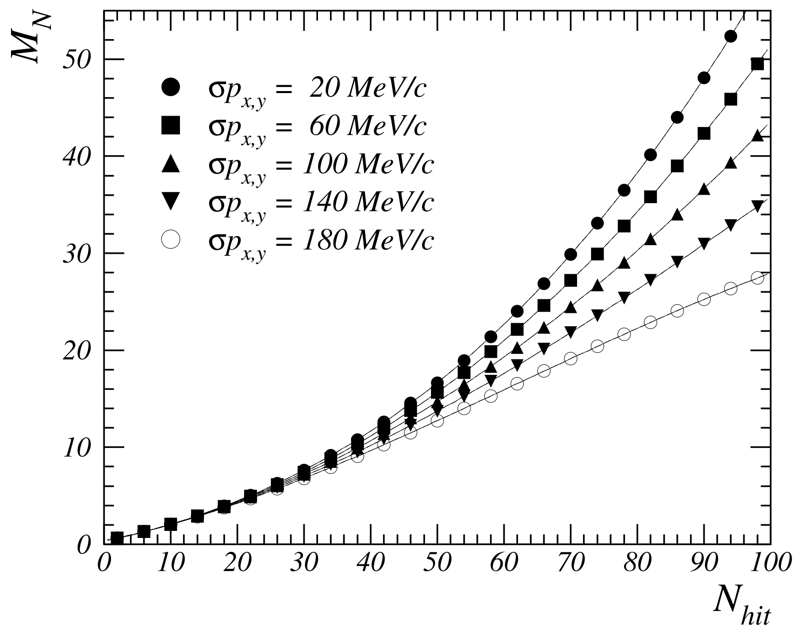

Abbildung 10: Simulation des Zusammenhanges zwischen der Anzahl der Neutronen und der Anzahl der Treffer auf dem LAND für verschiedene Impulsbreiten für Au+Au bei 1000 AMeV.

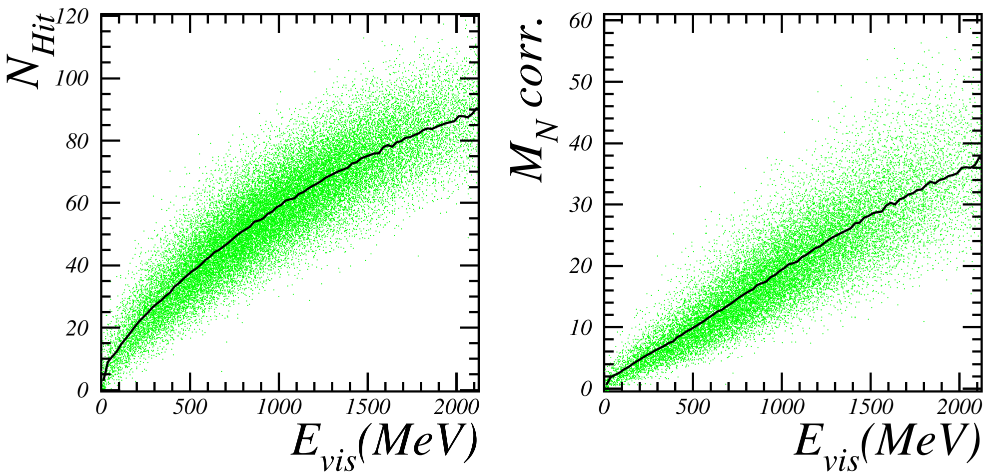

Abbildung 11: Vergleich zwischen der kalorimetrischen Multiplizitätsbestimmung und der Neutronenmultiplizität, die aus der Anzahl der getroffenen paddles bestimmt wurde für Au+Au bei 1000 AMeV.

Die Anzahl der Neutronen im Akzeptanzbereich des Neutronendetektors steht somit zur Verfügung. Am Ende der Analyse interessiert aber die gesamte Zahl der von der Projektilquelle emittierten Neutronen. Dazu muß die oben gezeigte Größe in mehreren Schritten korrigiert werden. Dabei werden folgende Faktoren berücksichtigt:

- die geometrische Akzeptanz des LAND

- die Kontamination durch die intermediäre Quelle
- der einer Vorgleichgewichtsquelle zugeordnete Anteil der Neutronen
- der Untergrund.

In einem ersten Schritt wird die Neutronenmultiplizität auf die geometrische Akzeptanz korrigiert. Wie oben gezeigt, ist der LAND nicht symmetrisch zur Strahlachse aufgebaut. In horizontaler Richtung - x-Richtung - verliert man einen großen Teil einer um die Strahlachse symmetrischen Verteilung, in y-Richtung schatten die Polschuhe des ALADiN einen weiteren Teil des Detektors ab. Die geometrische Akzeptanz des LAND hängt von der geometrischen Verteilung der Neutronen ab und daher mit der Impulsverteilung zusammen. Diese ist bei thermischer Emission in jeder der drei Raumrichtungen Gauß-förmig. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wird, können die Ortsverteilungen tatsächlich mit Gauß-Funktionen parametrisiert werden. Die Akzeptanzkorrektur wird mit der Impulsbreite $\sigma_{p\perp}$ korrigiert. Der Zusammenhang zwischen Impulsbreite und geometrischer Akzeptanz ist in Abbildung 12 dargestellt.

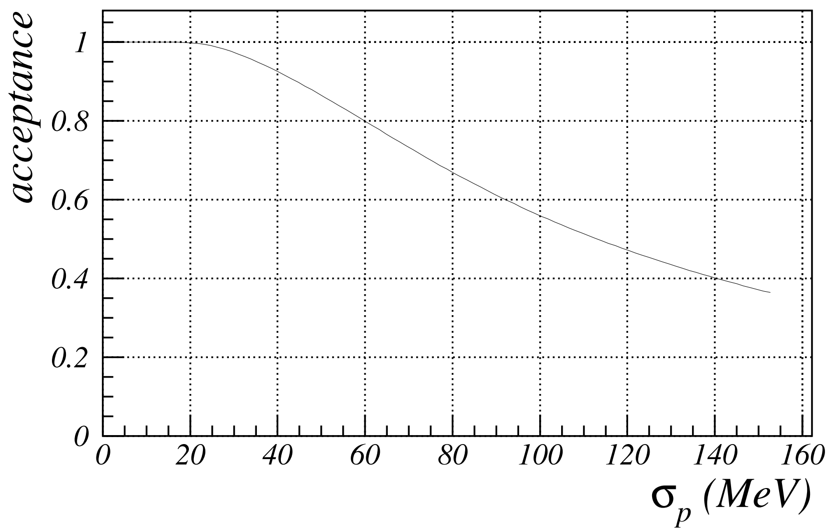

Abbildung 12: Geometrische Akzeptanz des LAND in Abhängigkeit von der Impulsbreite.

Eine weitere Korrektur ergibt sich aus den Rapiditätsspektren (s. Kapitel 3.2). Hier zeigt sich, daß bei peripheren Stößen (Z_{bound}>40) die Rapiditätsverteilungen mit einer symmetrischen Gauß-Funktion gut beschrieben werden können. Mit zunehmender Zentralität nimmt die Kontamination durch die intermediäre Quelle sowie durch die Prääquilibriumsquelle zu. Zur Bestimmung der Neutronen aus der Projektilquelle wird die gemessene Neutronenmultiplizität auf den Anteil der Treffer, die in den Rapiditätsspektren der Projektilquelle zugeordnet werden, korrigiert.

Die oben beschriebenen Methoden erlauben keine Unterscheidung von Neutronen aus der zu untersuchenden Quelle und solchen, die von anderen Teilchen - z.B. Reaktionsprodukten - erzeugt wurden. Ebenso können auch auf den LAND auftreffende geladene Teilchen im Neutronendetektor Schauer auslösen. Der größte Teil der geladenen Fragmente wird im Magnetfeld des ALADiN abgelenkt. Trotzdem verursacht der kleine Teil von geladenen Hadronen, die in Richtung des LAND fliegen, einen zu korrigierenden Untergrund. Dieser kann mit zwei Methoden bestimmt werden.

(a) Untergrundbestimmung aus '*sweep-runs*'

Für Kalibrationszwecke wurden in S114 zahlreiche sogenannte '*sweep-runs*' durchgeführt. Dabei

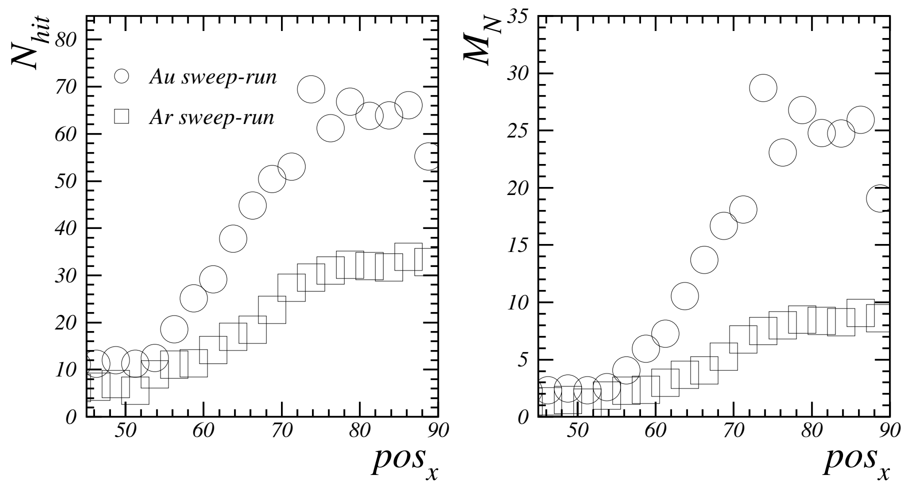

Abbildung 13: Neutronenmultiplizität im 'sweep-run' bei 1000 AMeV als Funktion des Auftreffortes des Strahles auf die Flugzeitwand. Im rechten Bild wurde aus der Anzahl der Treffer im Neutronendetektor und der Ortsverteilungsbreite die entsprechende Neutronenmultiplizität errechnet.

wird während der Messung das Magnetfeld des ALADiN verändert. So können bei ausgeschaltetem oder umgepoltem Magneten auch geladene Teilchen in Richtung des LAND gelenkt werden. Mit der MUSIC lassen sich solche Ereignisse selektieren, bei denen im Target keine Reaktion stattgefunden hat. Die mit dem Neutronendetektor nachgewiesenen Reaktionen stammen in diesem Fall also nicht von Neutronen aus dem Projektilsystem, sondern stellen Fehlidentifikationen dar - sogenannte 'Untergrundtreffer'. In Abbildung 13 ist die Abhängigkeit der getroffenen *paddles* von der Richtung der Strahlteilchen für die Ar- und Au-*sweep-runs* bei 1AGeV dargestellt. Man erkennt, daß N_{hit} stark ansteigt, wenn der Primärstrahl in Richtung des Neutronendetektors zeigt. Ab einer bestimmten Position ändert sich N_{hit} nicht mehr. Im Vergleich zu den Breiten in den 'Produktions-runs' sind die Ortsverteilungen der Neutronen kleiner, da diese in kleinerem Abstand zum LAND produziert wurden. Auf der rechten Seite der Flugzeitwand - *slat*>70 - ändert sich die Neutronenmultiplizität demnach dann nicht mehr, wenn der vollständige Emissionskegel der in und hinter der Flugzeitwand produzierten Neutronen auf den LAND trifft. Lenkt man den Strahl durch Erhöhung des Magnetfeldes weiter vom LAND ab, so ändert sich der Untergrund nicht mehr. Dieser Untergrundanteil ist vernachlässigbar klein.

Der Vergleich zwischen Ar (Z=18) und Au (Z=79) erlaubt die Bestimmung der Ladungsabhängigkeit des von geladenen Teilchen produzierten Untergrundes. In Rechnungen wird dieser als linear mit der Ladung angenommen [Zude95]. Errechnet man, wie oben beschrieben, aus N_{hit} und der Ortsverteilungsbreite die Anzahl der Untergrundneutronen, so wird diese Annahme grob bestätigt (s. Abbildung 13).

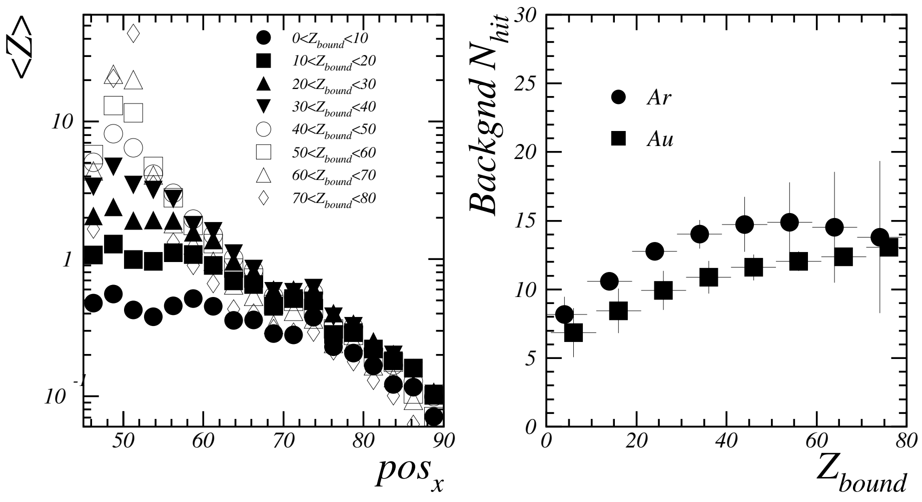

Abbildung 14: Im linken Bild ist die mittlere Ladung im rechten Teil der Flugzeitwand für verschiedene Ereignisklassen dargestellt. Damit und aus der Analyse der sweep-runs in Abbildung 13 ergibt sich der Neutronenuntergrund im rechten Bild. Die Daten beziehen sich auf das System Au+Au bei 1000 AMeV.

Zur Bestimmung des Untergrundes wird angenommen, daß der von einem geladenen Teilchen produzierte Untergrund proportional zu seiner Ladung ist. Die Ortsabhängigkeit wird mit der Flugzeitwand bestimmt. Die linke Graphik in Abbildung 14 zeigt die mittlere Ladung in Abhängigkeit der Emissionsrichtung für verschiedene Ereignisklassen. Aus der Faltung des Zusammenhanges zwischen Untergrundtreffern und der Ladung im rechten Teil der Flugzeitwand mit der Ladungsverteilung auf der Flugzeitwand ergibt sich dann der Untergrund (rechtes Bild in Abbildung 14).

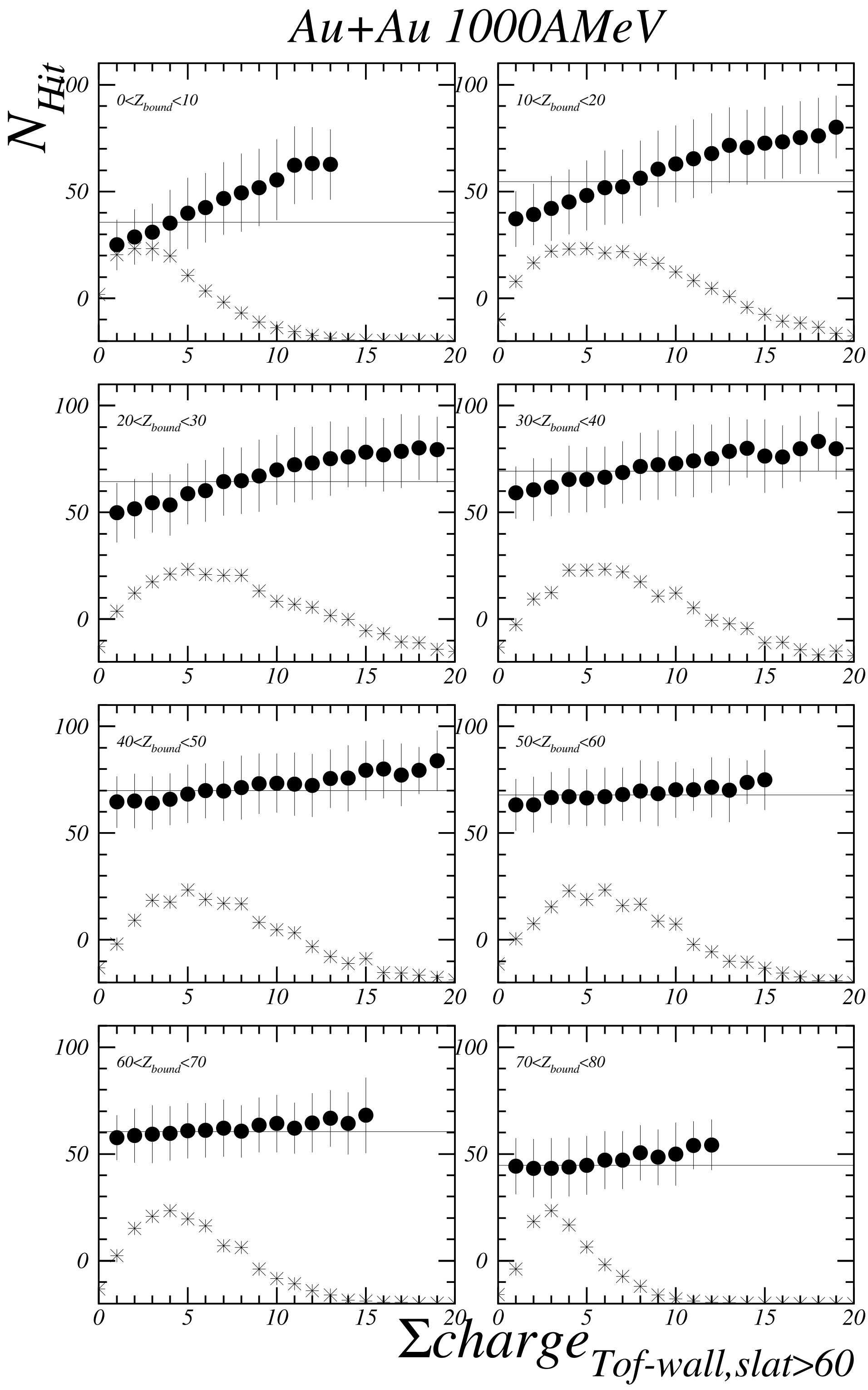

Abbildung 15: Anzahl der Treffer im LAND in Abhängigkeit von der Ladung im rechten Teil der Flugzeitwand für verschiedene Ereignisklassen. Die Sterne stellen die Ladungsverteilung auf der Flugzeitwand dar, die Kreise geben die Anzahl der Treffer N_{Hit} im LAND wieder. Die durchgezogene Linie zeigt die mittlere Treffermultiplizität in der jeweiligen Eregnisklasse.

(b) Untergrundbestimmung in Produktionsruns

Im vorangegangenen Abschnitt wurde gezeigt, daß der Untergrund im Neutronendetektor für Ereignisse, bei denen keine Teilchen in Richtung des LAND geflogen sind, vernachlässigbar klein ist. Im Magnetfeld des ALADiN wird der größte Teil der geladenen Fragmente von dem Neutronendetektor weggelenkt. Der Untergrund im LAND kann daher auch in den Produktionsruns untersucht werden. Für die verschiedenen Ereignisklassen wird dazu die Anzahl der Treffer im LAND N_{hit} als Funktion der gesamten im rechten Teil der Flugzeitwand (*slat*>60) emittierten Ladung betrachtet. Dies ist in Abbildung 15 dargestellt. N_{hit} steigt mit zunehmender Ladung im vor dem Neutronendetektor liegenden Teil der Flugzeitwand nahezu linear an. Die Extrapolation von N_{hit} zu kleiner Ladung in diesem Bereich der Flugzeitwand im Vergleich zur mittleren Treffermultiplizität ergibt den Untergrund. Für die drei zentralsten Ereignisklassen wird der Untergrund in den Neutronen mit dieser Methode überschätzt. Hier zeigt sich, daß die Eigenschaften der Ereignisklassen - z.B. IMF-, Wasserstoff-Multiplizität - nicht unabhängig von der im rechten Teil der Flugzeitwand deponierten Ladung sind.

In Abbildung 16 ist die Anzahl der Treffer im LAND in Abhängigkeit von Z_{bound} - der Zentralität der Reaktion (s. Kapitel 3.4) - sowie der mit den Methoden (a) und (b) bestimmte Untergrund-Anteil dargestellt. In der Analyse der Daten wurde der Mittelwert zwischen der Untergrundbestimmung mit Methode (a) und (b) verwendet, die Unsicherheit der Bestimmung findet sich in dem angegebenen Fehler der Neutronenmultiplizität.

Abbildung 13 faßt die verschiedenen Schritte bei der Bestimmung der Neutronenmultiplizität zusammen. Die Anzahl der Treffer (offene Kreise) wird zunächst auf den Untergrund und den Anteil von Prääquilibrium und intermediärer Quelle korrigiert (Sterne). Aus dieser Größe wird mit Hilfe der Ortsverteilung die Anzahl der auf den LAND getroffenen Neutronen berechnet (Dreiecke). Diese Anzahl wird dann auf die geometrische Akzeptanz des LAND korrigiert und ergibt die Neutronenmultiplizität des zerfallenden Projektilrestkernes (geschlossene Kreise). Der Fehler in der Multiplizitätsbestimmung wird hier von dem Fehler in der Untergrundbestimmung dominiert.

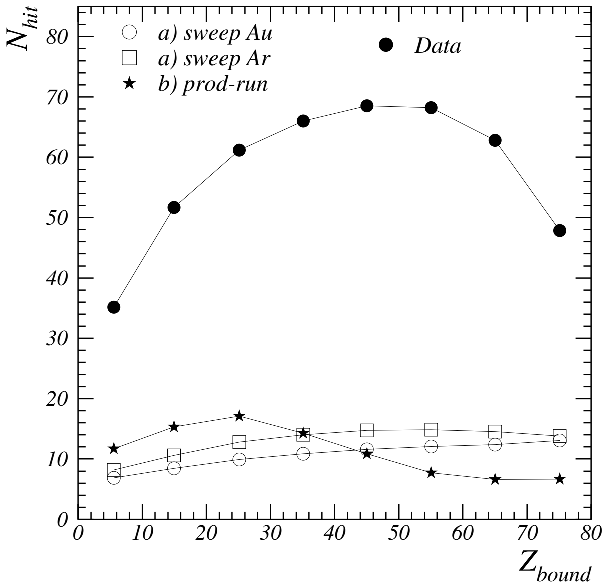

Abbildung 16: Ergebnisse der verschiedenen Methoden zur Untergrundbestimmung im Vergleich zur Gesamtzahl an Treffern im Neutronendetektor für Au+Au bei 1000 AMeV.

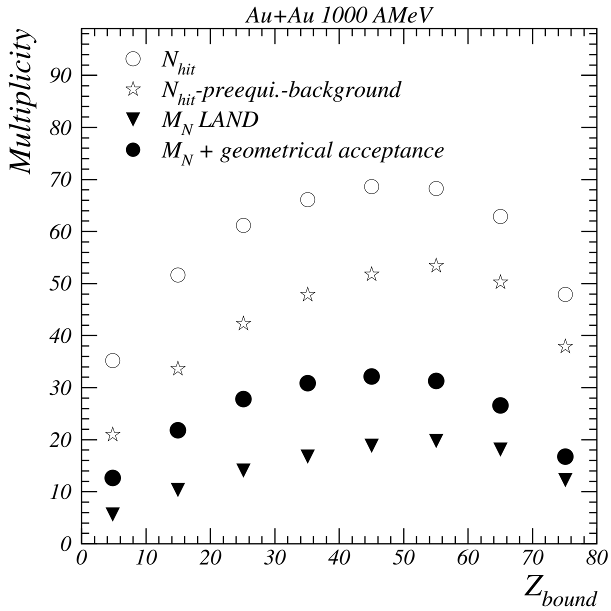

Abbildung 17: Illustration der verschiedenen Schritte zur Bestimmung der Neutronenmultiplizität mit dem LAND.

2.2 Targetaufbruch (S117)

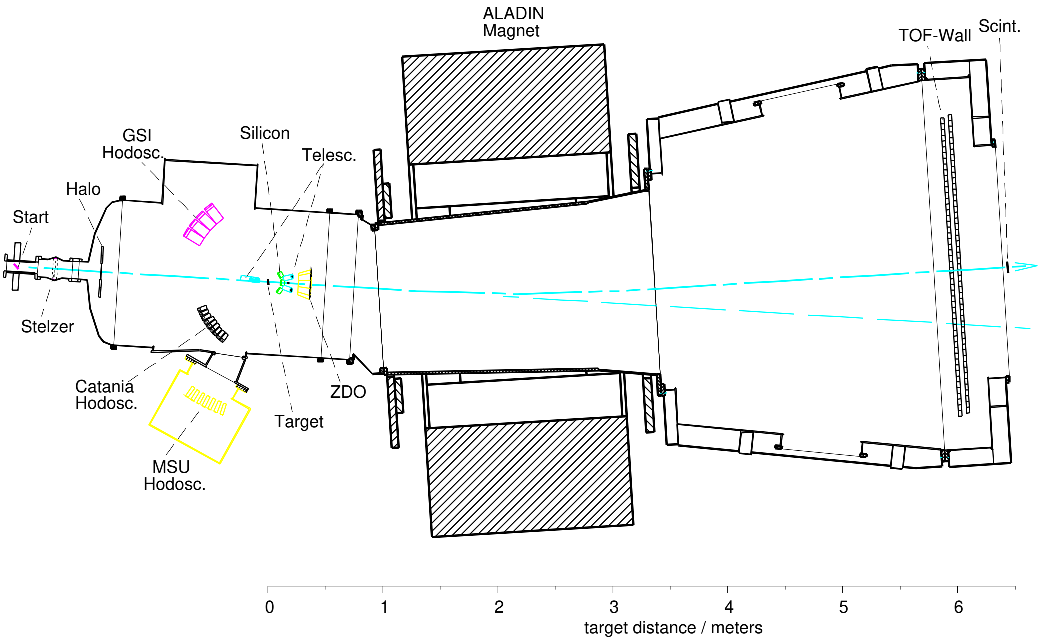

Abbildung 18: Aufbau des Experimentes zur Messung des Targetrestkernaufbruches (S117).

In dem im Frühjahr 1995 an der GSI durchgeführten Experiment lag der Schwerpunkt auf der Untersuchung des Targetaufbruches. Dabei wurde das System Au+Au bei den Einschußenergien 50, 100, 150, 200 sowie 1000 AMeV untersucht. In Abbildung 18 ist der Aufbau des Experimentes zu sehen. Der Strahl kommt von links und trifft zunächst auf den Startzähler und danach auf das Target. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Startzähler ist in diesem Experiment nicht vernachlässigbar klein zu der im Target. Der Startzähler wurde daher nur zur Einstellung des Strahles verwendet, bei der eigentlichen Messung wurde er aus dem Strahlengang entfernt. Um das Target befinden sich drei Si-CsJ-Hodoskope, in denen leichte Fragmente gemessen werden können. Die hohe Granularität ermöglicht die Messung von kleinen Winkeln, insbesondere von Kleinwinkelkorrelationsfunktionen [Frit97, Ocke97, Serf97]. 6 Teleskope erlauben die Messung von Isotopenverhältnissen und kinetischer Energie leichter Teilchen mit geringerer Schwelle als bei den Hodoskopen [Odeh 98]. Zur besseren Rekonstruktion der Zentralität der Ereignisse werden Siliziumstreifenzähler verwendet. Das ZDO -*Zero Degree Outer Layer*- dient der Erzeugung eines schnellen Triggersignales und ebenfalls der Bestimmung der Zentralität. Nachdem die Fragmente durch den ALADiN geflogen sind, treffen sie auf die Flugzeitwand. Diese unterscheidet sich nur in einer kleinen Modifikation von dem weiter oben bereits beschriebenen Aufbau. Da hier - der dünnen Targets wegen - die Strahlrate etwa hundertmal so groß gewählt werden mußte, ist die Aussparung in der Mitte der Flugzeitwand größer, nämlich 7,5 mal 7 cm^2. Teilchen, insbesondere Strahlteilchen, die dieses ‘Loch’ in der Flugzeitwand durchqueren, sind hier für die Analyse verloren. Der sich hinter dem ‘Loch’ befindende Zentraldetektor der Flugzeitwand wurde durch die hohe Strahlrate innerhalb weniger Stunden zerstört. Mit der Flugzeitwand wird die Ereignisklasse analog zu dem oben dargestellten Experiment bestimmt. Ereignisse, bei denen ein schweres Teilchen durch das Loch in der Flugzeitwand geflogen ist, können anhand der Multiplizität im ZDO identifiziert werden und werden in der Analyse verworfen (s. Kapitel 3.4).

Da in diesem Experiment der Schwerpunkt auf der Untersuchung von Kleinwinkel-Korrelationen zwischen leichten Teilchen lag, war der Trigger auf diese Ereignisse optimiert. Dazu wurde in einer ersten Triggerstufe im ZDO eine Multiplizität von mindestens zwei Treffern verlangt. Eine *fast-clear*-Logik unterdrückte in einem zweiten Schritt Ereignisse, bei denen die Multiplizität in den

Siliziumzählern der Hodoskope nicht größer als 2 oder die Mulitiplizität der CsJ-Zähler nicht größer als 2 war [Frit 97].

Im folgenden wird die Bestimmung der für die in dieser Arbeit durchgeführte Analyse relevanten Größen im Detail beschrieben. Hierbei geht es um die Vermessung der Wasserstoff- und der Heliumisotope, die mit dem oben beschriebenen experimentellen Aufbau nicht möglich war. Die Messung der schwereren Fragmente dient hier nur der Bestimmung der Ereignisklasse, um die Daten der beiden Experimente aufeinander abbilden zu können.

2.2.1 Wasserstoff- und Heliumisotope

Die Messung der Wasserstoff - und der Heliumisotope wird mit den Leichtteilchenhodoskopen sowie den Teleskopen im Targetsystem durchgeführt.

- Leichtteilchenhodoskope

Bei den Leichtteilchenhodoskopen handelt es sich um drei verschiedene Hodoskope ähnlicher Bauweise: Das Catania-Hodoskop mit 96, das GSI-Hodoskop [Pink 90] mit 64 und das MSU-Hodoskop mit 56 Si-CsJ-Modulen. Die Si-CsJ-Module des Catania-Hodoskopes bestehen aus je einem 300 µm dicken und 3*3 cm² großen Si-Zähler und je einem 6 cm langen CsJ-Kristall, das von einer Photodiode ausgelesen wird. Die Detektorelemente des GSI-Hodoskopes bestehen ebenfalls aus 300 µm dicken Si-Zählern und 6 cm langen CsJ-Kristallen. Hier sind jeweils 4 Elemente zu einem Modul zusammengefaßt, wobei dieses dann eine Fläche von 5*5 cm² abdeckt [Pink 90]. Im Unterschied dazu sind die Detektorelemente des MSU-Hodoskopes kreisförmig mit einem Durchmesser von 2,5 cm. Die Dicke der Si-Zähler beträgt hier 300-400 µm, die CsJ-Kristalle sind 10 cm lang [Gong 88].

Die Hodoskope befanden sich bei der Untersuchung des Systemes Au+Au bei 1000 AMeV unter Rückwärtswinkeln, was zum einen eine klare Separation der Targetspektatorquelle ermöglicht (s. Abbildung 26) und zum anderen das 'Verrauschen' der Signale durch δ-Elektronen vermindert.

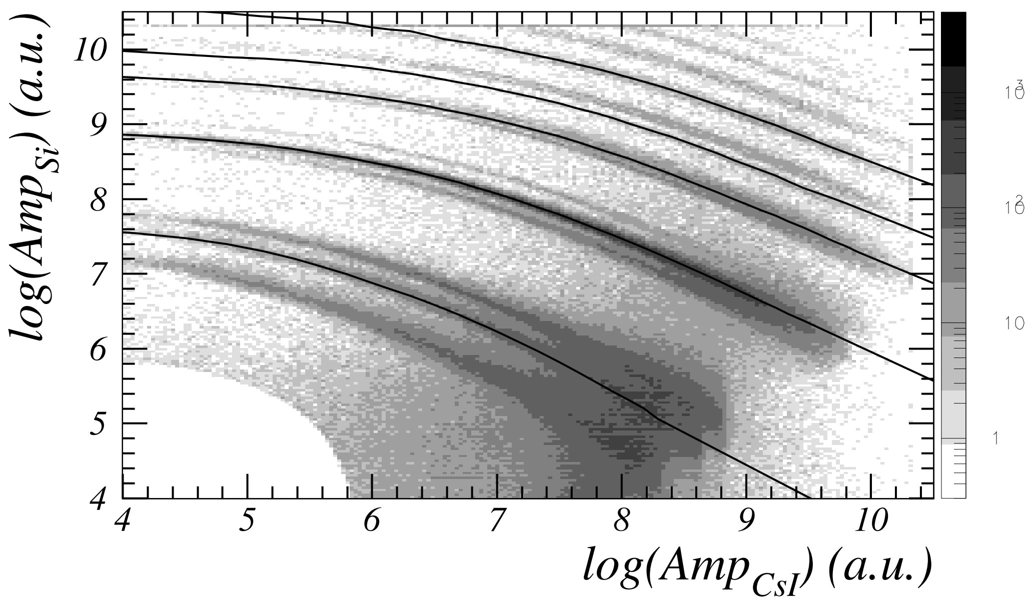

Abbildung 19: ΔE-E-Spektrum eines typischen Hodoskop-Elementes. Die Linien liegen auf den Maxima der Isotopenhäufigkeit von d, ^{4}He, ^{7}Li, ^{7}Be und Bor. Sie stellen die Stützpunkte für die Transformation in eine Dimension zur Teilchenidentifikation dar.

In Abbildung 19 ist für einen typischen Zähler bei einer Einschußenergie von 150 AMeV die Amplitude im Si-Zähler gegen die Amplitude im CsJ-Zähler aufgetragen. Bei den Messungen des Systemes Au+Au bei 1000 AMeV reicht die Statistik zur Bestimmung der Stützpunkte nicht aus, die Ergebnisse bei den niedrigen Einschußenergien sind aber übertragbar. Im wesentlichen wird nach Bethe-Bloch der Energieverlust eines geladenen Teilchens von dessen Ladung und Geschwindigkeit bestimmt:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi Z^2 e^4}{m_e c^2} \cdot \frac{N_0 Z_T}{A \beta^2} \left(\ln \frac{2 m_e c^2 \beta^2}{\left(1-\beta^2\right) I} - \beta^2 \right)$$

mit *Z, β: Ladung und Geschwindigkeit des Projektiles*
Z_T, A: Ladung und Masse des durchstrahlten Mediums
I: mittlere Ionisationsenergie

Die kleine Massenabhängigkeit des Energieverlustes ermöglicht eine Trennung der verschiedenen

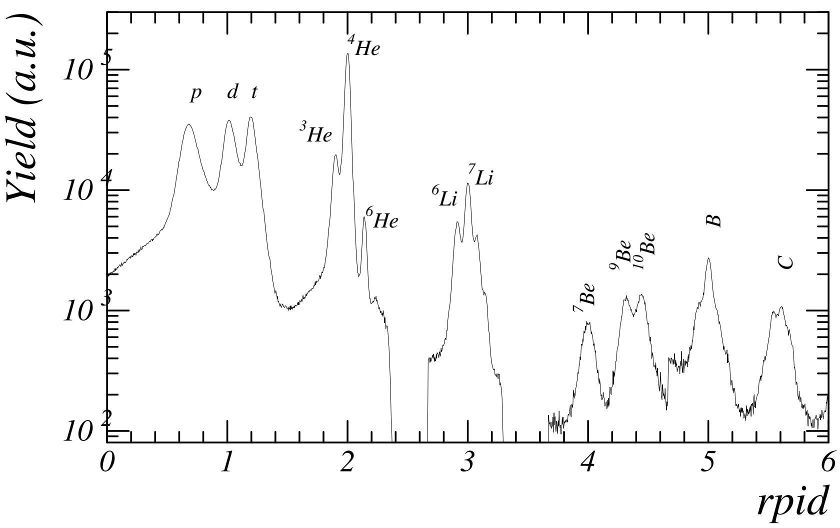

Abbildung 20: Spektrum der 1-dimensionalen Transformation zur Teilchenidentifikation eines typischen Hodoskopelementes für Au+Au bei 100 AMeV.

Isotope. In unserem Experiment erreichten wir mit den Hodoskopen eine Isotopentrennung bis hin zu den Berylliumisotopen. Die Auflösung wurde dabei von den δ-Elektronen begrenzt. Die Teilchenidentifikation (PID für Particle Identification) erfolgte in der Analyse durch eine 1-dimensionale Transformation des in Abbildung 19 gezeigten dE-E-Spektrums für jedes der 216 Hodoskopelemente. Dazu wurden 5 'charakteristische Linien' in diesen Spektren bestimmt. Für jeden Ort in diesem 2-dimensionalen Raum läßt sich ein relativer Abstand zwischen zwei dieser Linien errechnen. Dieser in unserer Analyse *rpid* (für *real** *particle identification*) genannte Wert ist in Abbildung 20 für einen Detektor gezeigt. Die *rpid*-Spektren verschiedener Detektoren sind aufeinander abbildbar, d.h. einzelne Isotope haben für verschiedene Detektoren den gleichen *rpid*-Wert (Abbildung 21).

* real hier im Sinne von reeller Zahl im Gegensatz zu ganzer Zahl

Die 1-dimensionale Abbildung ermöglicht es, die Isotopenauflösung zu quantifizieren. Zur endgültigen Identifikation der Isotope wurden daher für jeden Detektor und jedes Element, bei dem verschiedene Isotope aufgelöst werden konnten, die *rpid*-Spektren mit mehreren Gauß-Verteilungen gefittet. Diese Fitparameter ermöglichen für jedes gemessene Teichen sowohl eine Isotopenidentifikation als auch die Angabe eines Konfidenzwertes - d.h. die sich aus den Gaußverteilungen ergebende Wahrscheinlichkeit dafür, daß es sich um das entsprechende Isotop und nicht um ein benachbartes gehandelt habe.

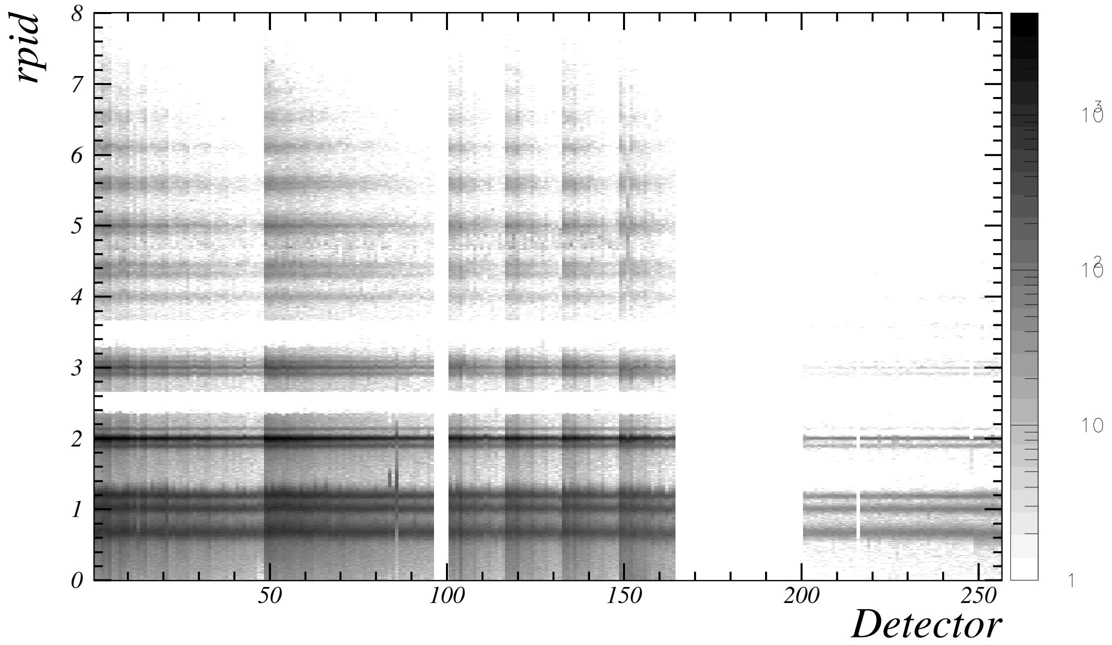

Abbildung 21: Unabhängigkeit der Teilchenidentifikation von den einzelnen Detektorelementen. Die Detektoren 1-96 sind die Elemente des Catania-Hodoskopes, 101-164 die des GSI-Hodoskopes und 201-256 die des MSU-Hodoskopes.

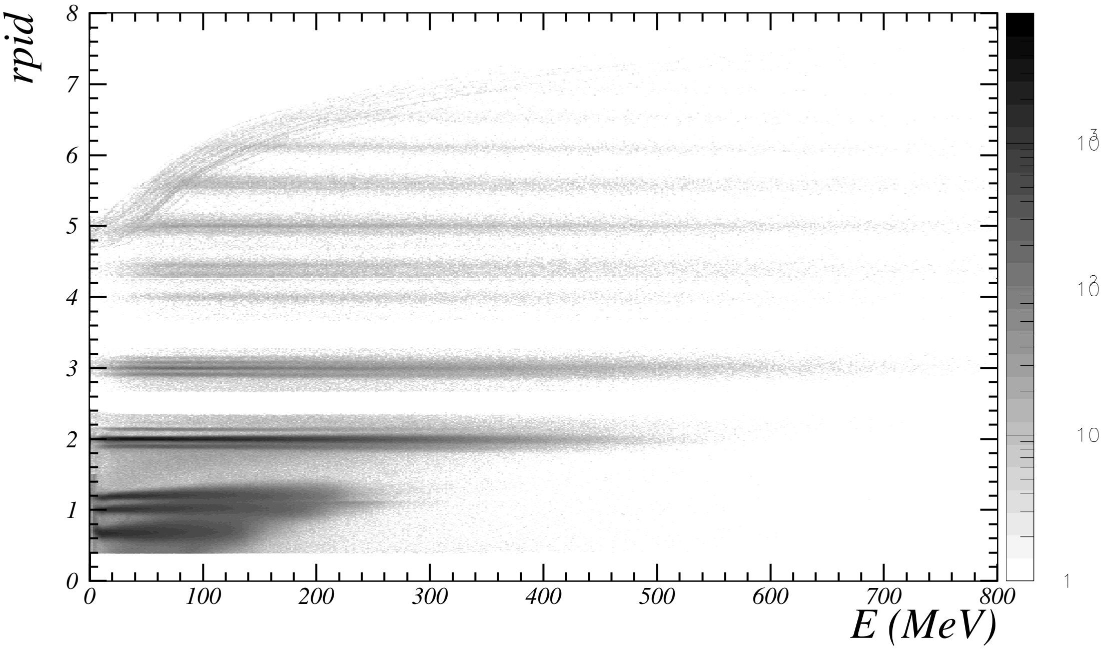

Abbildung 22: Unabhängigkeit der Teilchenidentifikation von der Energie der Teilchen. In der Abbildung sind alle Hodoskopelemente des Experimentes übereinander abgebildet.

Für die Energiekalibration wurden zunächst die Si-Zähler mit Hilfe mehrerer Eichpunkte - hochenergetische Punkte einer α-Quelle bei 5,4-6,1MeV und den Durchstoßpunkten der Protonen, Deuteronen und Tritonen bei 310, 420 und 500 keV - unter der Annahme, daß sich die Si-Zähler linear verhalten, kalibriert. Aus der Kenntnis der genauen Si-Dicke - sie liegt zwischen 270 und 300 µm - läßt sich für jedes Isotop die entsprechende im CsJ-Zähler deponierte Energie errechnen und sich dieser somit kalibrieren. Eine genaue Beschreibung findet sich in [Ocke 97].

Das oben beschriebene Verfahren wurde für die Kalibration der Detektoren in S117 bei niedrigen Energien (50, 100, 150, 200 AMeV) angewandt. Bei der Messung bei 1000 AMeV befanden sich die Hodoskope jedoch unter Rückwärtswinkeln. Wegen deutlich schlechterer Statistik konnte die oben beschriebene Methode zur Kalibration hier nicht unabhängig angewandt werden. Für die meisten Module war die Einstellung der Elektronik jedoch die gleich wie bei den niedrigeren Energien, so daß die Kalibrationskoeffizienten einfach übernommen werden konnten. Für die anderen Detektoren wurden die Kalibrationskoeffizienten mit Hilfe von Pulserdaten skaliert [Frit 97]. So konnte beispielsweise, ohne daß in einem einzelnen Detektor die Auflösung einzelner Lithiumisotope sichtbar gewesen wäre, in der Überlagerung aller Detektoren ^{5}Li und ^{6}Li separiert werden.

Besondere Bedeutung bei der Bestimmung der kinetischen Energien kommt den Nachweisschwellen der Hodoskope zu. Die intrinsischen (theoretischen) Energieschwellen ergeben sich durch die minimale Energie der Teilchen, ein Signal sowohl im dE- als auch im E-Zähler zu erzeugen. Höher liegen allerdings die Triggerschwellen des Experimentes. Bei der Energiebestimmung wird dies im folgenden berücksichtigt, so daß sich die in Tabelle 1 angegebenen - experimentellen - Energieschwellen ergeben.

Isotop	Hodoskop E_{min}(MeV) theo.	Hodoskop E_{min}(MeV) exp.	Teleskop E_{min}(MeV)
p	6,1	20	2,1
d	8,1	20	2,7
t	9,5	20	3,1
3He	21,4	30	6,7
4He	24,2	30	7,5

Tabelle 1: Energieschwellen der Hodoskope und Teleskope.

- Teleskope

Im Experiment S117 wurden zusätzlich 6 Teleskope verwendet [Milk 91, Odeh 98]. Die Teleskope bestehen aus drei Si-Zählern mit einer Dicke von 50, 300 und 1000 µm sowie einem 4 cm langen CsJ-Kristall. Die Kalibration der Teleskope erfolgte ähnlich wie die der Hodoskope. Eine detaillierte Beschreibung findet sich in [Odeh 98]. Die geringe Dicke (50µm) des ersten Si-Zählers hat eine im Vergleich zu den Hodoskopen geringere Energieschwelle zur Folge (s. Tabelle 1). Die Triggerschwelle kann hier eliminiert werden, indem nur Ereignisse berücksichtigt werden, bei denen das Hodoskop triggerte. Daher werden in dieser Arbeit die Teleskope zur Bestimmung der mittleren kinetischen Energie der Wasserstoff- und Heliumisotope sowie deren relativer Häufigkeiten eingesetzt.

2.2.2 Fragmente aus intermediärer- und Projektilquelle

Die Bestimmung der Ereignisklasse ist mit den Hodoskopen alleine nicht möglich. Diesem Zweck dienten hier die Flugzeitwand und das ZDO. Diese Detektoren 'blicken' allerdings nicht auf den Targetrestkern, sondern vor allem auf die intermediäre Quelle (ZDO) und den Projektilrestkern (Fluzeitwand). Für das symmetrische System Au+Au spielt dies bei der Bestimmung der Ereignisklasse keine Rolle.

In Ermangelung eines Startzählers wurde der Zeitnullpunkt im Experiment mit dem ZDO bestimmt. Die Fluktuationen dieses Zeitnullpunktes betragen einige Nanosekunden. Aus diesem Grund wurde auf die Analyse der Flugzeiten in diesem Experiment verzichtet. Die Kalibration beschränkte sich auf die Bestimmung der Ladung. Für die Ladungsbestimmung ist die Zeitauflösung nicht von Bedeutung. Zu diesem Zweck wurde für jeden Stab der Flugzeitwand das geometrische Mittel - dies ist bei exponentieller Abschwächung des Lichtes im Szintillator positionsunabhängig - der Amplituden in den beiden *photomultipliern* bestimmt. Für die leichten Fragmente erreicht man eine individuelle Ladungsauflösung. Insbesondere können Wasserstoff- und Heliumisotope voneinander unterschieden werden. Die Maxima der Amplituden der einzelnen Elemente dienen zum Abgleich der unterschiedlichen Verstärkungsfaktoren der *photomultiplier*. Weitere Eichpunkte ergeben sich aus den sogenannten *sweep-runs*. Hier wird das Magnetfeld des ALADiN variiert, so daß der Strahl über die Flugzeitwand streicht. Zwischen diesem Eichpunkt und der letzten individuell auflösbaren Ladung von etwa Z=10 wird dann der aus S114 bekannte funktionale Zusammenhang zwischen Ladung und Amplitude benutzt. Die erreichte Ladungsauflösung ist schlechter als bei dem in Kapitel 2.1 vorgestellten Experiment, reicht aber für die hier benötigte Einteilung der Ereignisklassen vollkommen aus (s. Kapitel 3.4).

3 Präparation der Projektilquelle

Nach dem einfachen *'participant-spectator-model'* entstehen bei einem Schwerionenstoß drei voneinander kinematisch getrennte Quellen [West 76]: Die hochangeregte Überlappzone - *fireball* - die sich mit mittlerer Rapidität im Laborsystem bewegt, sowie zwei moderater angeregte Restkerne. Der Targetrestkern ruht im Laborsystem, der Projektilrestkern bewegt sich mit Strahlgeschwindigkeit. In diesem Kapitel soll die Gültigkeit dieser geometrischen Vorstellung überprüft werden. Im ersten Abschnitt wird dies für die geladenen Fragmente mit Z>1 illustriert, in einem weiteren Abschnitt für die Neutronen. Für die Wasserstoffisotope kann mit dem hier analysierten Experiment nur indirekt eine Aussage über die Trennung der Quellen gemacht werden. Es zeigt sich, daß bei den hier untersuchten Einschußenergien die schweren Fragmente eindeutig der zerfallenden Projektilquelle zugeordnet werden können, für die leichten Teilchen ist die Zuordnung weniger deutlich. Die Charakterisierung der Quelle sowie die Einteilung in die verschiedenen Ereignisklassen ist Inhalt des letzten Abschnittes dieses Kapitels.

3.1 ... für die geladenen Teilchen

Abbildung 23 zeigt die Rapiditätsverteilungen der leichten, mit der Flugzeitwand meßbaren Teilchen für unterschiedliche Zentralitätsbereiche. Mit zunehmender Masse zeigt sich, daß die Verteilungen immer besser durch eine Gauß-Verteilung mit Maximum bei Strahlrapidität beschrieben werden können. Für die leichteren Teilchen ist eine von der Gauß-Verteilung abweichende Überhöhung zu geringeren Rapiditäten zu beobachten. Hier muß - immer noch dem *'fireball-model'* folgend - eine Kontamination durch die intermediäre Quelle berücksichtigt werden. Für geladene Fragmente wurde dies bereits in [Schü 96b] genauer beschrieben; man beobachtet:

- Mit zunehmender Einschußenergie verbessert sich die kinematische Trennung von Projektilquelle und intermediärer Quelle.
- Für Wasserstoff- und Heliumisotope lassen sich die Rapiditätsverteilungen nicht mit zwei Maxwell-Bolzmann-Quellen bei Strahl- bzw. mittlerer Rapidität beschreiben. Aus der Differenz zwischen experimenteller und simulierter Verteilung ergibt sich eine Vorgleichgewichtskontamination der Verteilungen.

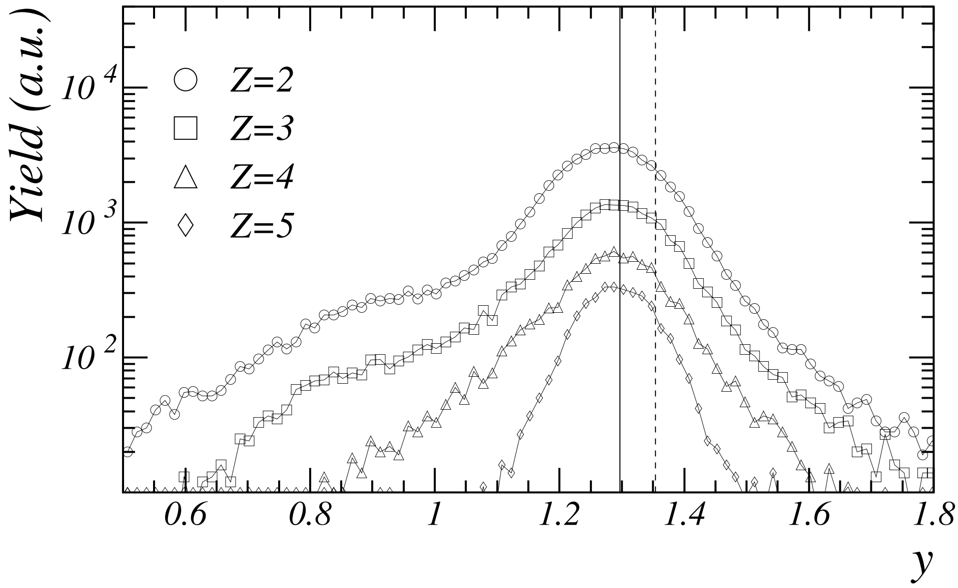

Abbildung 23: Rapiditätsverteilungen für die leichten geladenen Teilchen für Au+Au bei 1000 AMeV. Wegen des Energieverlustes im Material zwischen Target und Flugzeitwand liegt der Schwerpunkt der Verteilung unterhalb der Strahlrapidität.

In der Analyse wird die Kontamination durch die Prääquilibrium- und die intermediäre Quelle durch einen Schnitt in der Flugzeit korrigiert. Hier werden nur Teilchen mit mindestens 3/4 der Strahlrapidität dem Projektilrestkern zugeordnet. Für die Bestimmung der Teilchenmultiplizität spielt diese Bedingung jedoch keine große Rolle.

Wichtiger ist hier die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz des Detektors. Diese nimmt mit zunehmender Einschußenergie zu, da die Fragmente mehr und mehr nach vorne fokussiert werden. Die Akzeptanz ergibt sich aus den Transversalimpulsspektren, die mit Gauß-Verteilungen gut beschrieben werden können (s. Kapitel 5.3). Aus der Breite der Impulsspektren kann der Verlust bei den Öffnungswinkeln von ±10° in horizontaler und ±5° in vertikaler Richtung berechnet werden. Die Verluste in horizontaler Richtung sind hier vernachlässigbar klein. Abbildung 24 zeigt die geometrische Akzeptanz der Flugzeitwand für verschiedene Elemente und Ereignisklassen. Die Akzeptanz nimmt mit zunehmender Einschußenergie und zunehmender Ladung der Teilchen zu. Mit zunehmender Zentralität der Stöße (kleineres Z_{bound}) nimmt die kinetische Energie der Fragmente leicht zu und damit die Akzeptanz leicht ab. Für die Systeme Au+Au bei 600 und 800 AMeV wurde bei der Bestimmung der ereignischarakterisierenden Observablen (Kapitel 3.4) der Akzeptanzverlust bei den leichten Fragmenten ereignisweise durch Hinzuziehen der Information der Hodoskope korrigiert [Schü 96b].

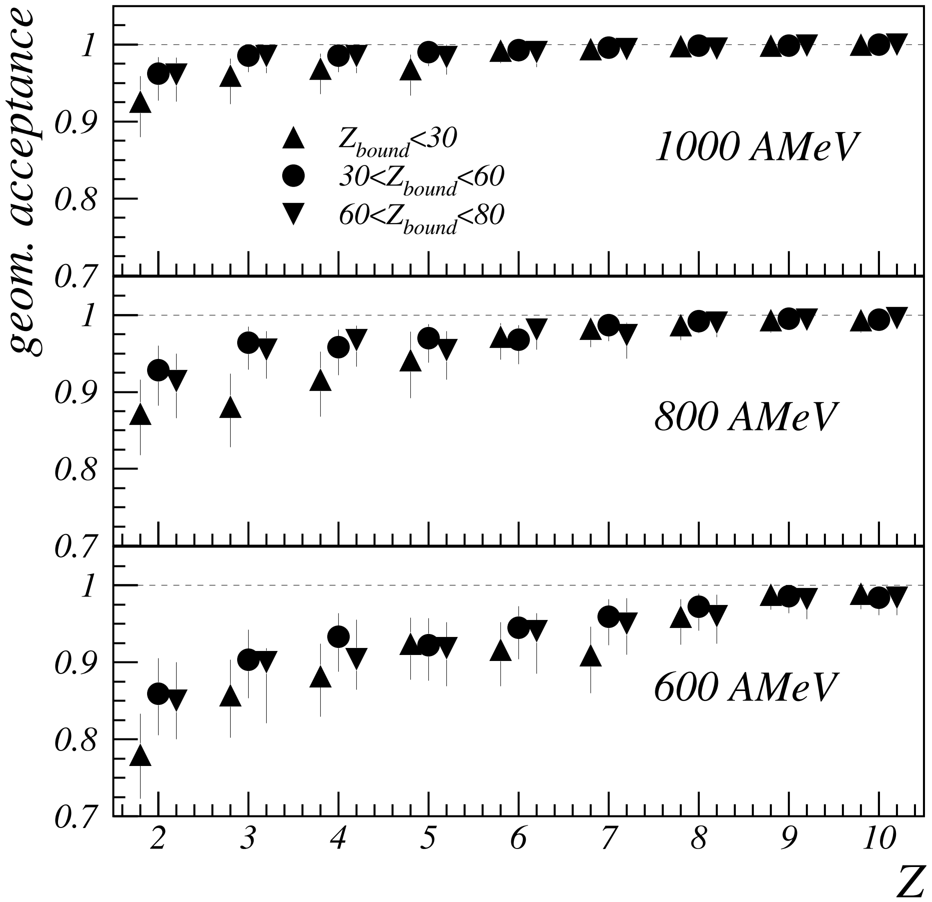

Abbildung 24: Geometrische Akzeptanz der Flugzeitwand für die drei in dieser Arbeit untersuchten Einschußenergien und verschiedene Ereignisklassen in Abhängigkeit von der Ladung der Fragmente.

3.2 ... für die Neutronen

Die Neutronen zeigen ein ähnliches Verhalten wie die leichten Fragmente. In Abbildung 25 sind die Rapiditätsverteilungen der Neutronen für verschiedene Zentralitäten und verschiedene Einschußenergien zu sehen. Die Spektren zeigen eine deutliche Überhöhung bei Strahlrapidität. Diese Teilchen werden der Projektilquelle zugeordnet. Es ergibt sich eine Gauß-Verteilung um Strahlrapidität, wobei die Gauß-Verteilung an die Flanke zu hohen Rapiditäten angepaßt wird. Die eingezeichneten Anpassungen an die Daten entsprechen hier - wie auch im folgenden - einer Faltung zwischen einer Gauß-Verteilung und dem Ansprechverhalten des Neutronendetektors (s. Kapitel 2.1.2). Die Verteilungen lassen sich mit der Projektilquelle alleine nicht beschreiben.

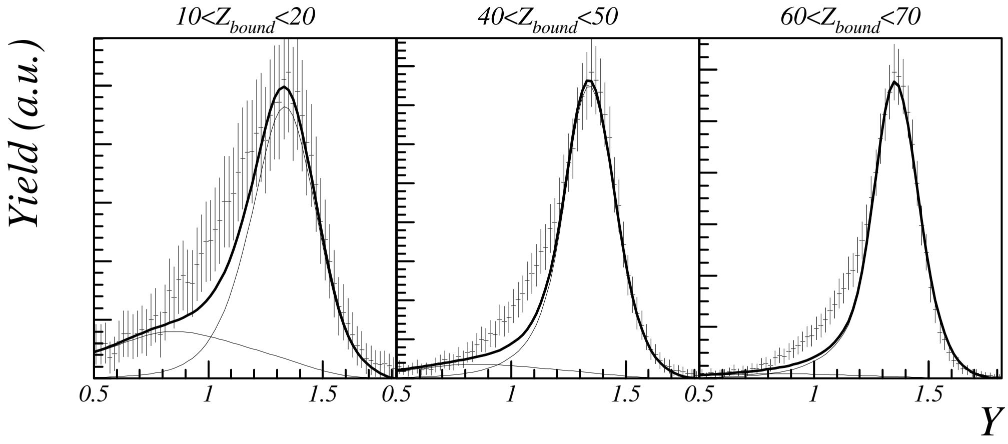

Abbildung 25: Rapiditätsspektren der Neutronen für drei verschiedene Zentralitäten für das System Au+Au bei 1000 AMeV. Die Linien stellen zwei Gauß-Verteilungen um Stahlrapidität bei 1,35 - Projektilquelle - und mittlerer Rapidität - intermediäre Quelle - sowie deren Summe dar.

Analog zur Untersuchung der leichten geladenen Teilchen muß auch bei den Neutronen die Kontamination durch die intermediäre Quelle berücksichtigt werden. Dies geschieht mit einer Simulation. Dabei wird zunächst von einer thermisch-isotropen Quelle ausgegangen. In jeder der drei Raumrichtungen folgt hier der Impuls einer Gauß-Verteilung:

$$dN = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{p_{x,y,z}^2}{2\sigma^2}} dp_{x,y,z} \qquad (*)$$

Die Bestimmung der longitudinalen Impulsbreite kann also in jedem beliebigen $p_\perp$-Intervall, die transversale Impulsbreite in jedem $p_{||}$- bzw. y-Intervall erfolgen. Hier muß dann nur noch die geometrische Akzeptanz des Detektors berücksichtigt werden. Mit abnehmender Rapidität können immer kleinere Transversalimpulsintervalle im Neutronendetektor gemessen werden, das heißt die geometrische Akzeptanz des Detektors nimmt für höhere Temperaturen und kleinere Rapiditäten ab. Die Impulsverteilung einer heißen - T>50 MeV - intermediären Quelle kann aus den Transversalimpulsspektren nicht bestimmt werden. In longitudinaler Richtung werden die Rapiditätsverteilungen in einem genügend kleinen $p_\perp$-Intervall erzeugt, so daß die Spektrenform nicht durch die Akzeptanz verzerrt wird. Hier wurde ein $p_\perp$-Intervall von $35<p_\perp<70$ MeV/c gewählt, um einerseits die Beeinflussung der Spektrenform durch die Granularität des Detektors zu minimieren, andererseits aber einen möglichst großen Rapiditätsbereich abzudecken (s. Abbildung 8). Der Anteil der Ereignisse in dem Transversalimpulsintervall ergibt sich im thermischen Bild durch Integration von (*) zu:

$$\frac{\Delta N}{N} = e^{-\frac{p_\perp^2}{2\sigma^2}} \Bigg|_{p_{\perp 1}}^{p_{\perp 2}} \quad \text{mit } \sigma = \sqrt{mT} \qquad (**)$$

In der Simulation wird die Temperatur der Projektilquelle durch die Anpassung einer Gauß-Verteilung an die Flanke zu hohen Rapiditäten bestimmt; die Anzahl der dieser Quelle zuzuordnenden Neutronen ergibt sich aus der Gesamtanzahl N der Neutronen (s. Kapitel 4.1.1) und (**). Die Temperatur der intermediären Quelle wurde anhand des *fireball*-Modelles zu 150 MeV abgeschätzt. Die Anzahl der Neutronen aus dieser Quelle ergibt sich hier durch die Differenz zwischen der Anzahl der Nukleonen in Projektil und Target und der Nukleonenanzahl der Präfragmente.

In Abbildung 25 ist das Ergebnis dieser Simulation als Linie eingezeichnet. Die Spektren lassen sich nicht vollständig mit einer *fireball*- und einer Projektilquelle beschreiben. Der nicht zu beschreibende Teil ist - analog zu der Analyse der geladenen leichten Teilchen - ein Hinweis auf die Emission leichter Teilchen vor dem Aufbruch des Restkernes in die Fragmente.

Der Anteil der Neutronen aus der intermediären Quelle nimmt allerdings mit zunehmender Zentralität zu. Bei der Bestimmung der Neutronenmultiplizität muß auf diesen Anteil korrigiert werden. Hier werden nur Treffer entsprechend ihres Anteiles in den Rapiditätsspektren berücksichtigt (s. Kapitel 2.1.2). Einen weit größeren Einfluß auf die Multiplizitätsmessung hat hier aber auch die Berücksichtigung der geometrischen Akzeptanz.

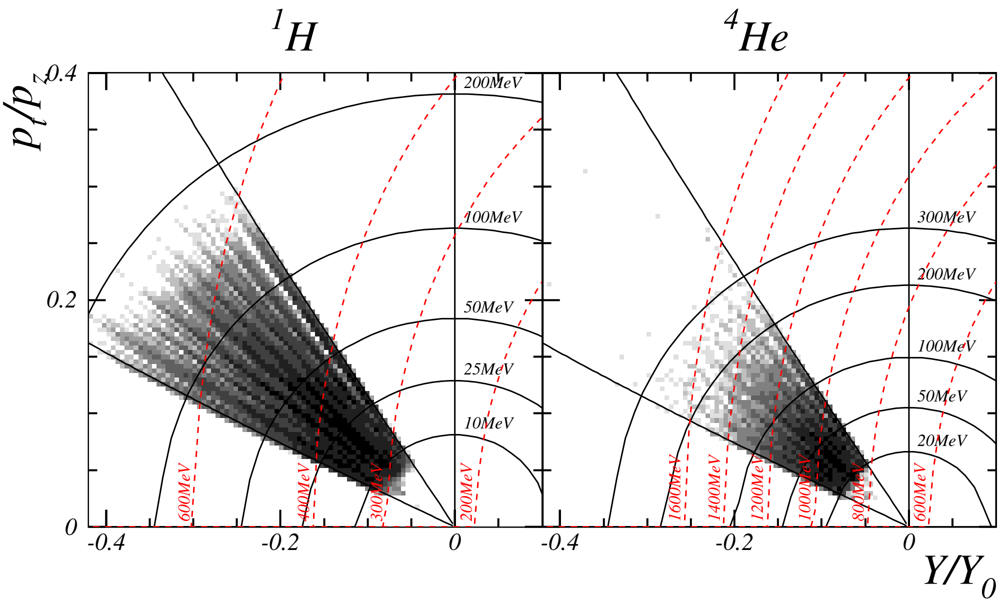

Abbildung 26: Akzeptanz der Hodoskope für Protonen und α-Teilchen dargestellt in der normierten $p_\perp$ - y-Ebene für Emission aus der Target und der intermediären Quelle.

3.3 ... für leichte Teilchen aus der Targetquelle

Die leichten Teilchen - Wasserstoff und Heliumisotope - liegen für die hier gemachte Analyse nur für die Einschußenergie 1000 AMeV vor. Aus den Energieverteilungen in einem Winkelbereich zwischen 120° und 150° zur Strahlachse kann hier nicht direkt auf die Kontamination durch die intermediäre Quelle und eine Prääquilibriumsquelle geschlossen werden.

Für die Trennung der Quellen sorgt hier aber bereits die Anordnung der Teleskope und Hodoskope unter rückwärtigen Winkeln. In Abbildung 26 ist die Akzeptanz der Detektoren für Protonen und α-Teilchen aus der Target- und der intermediären Quelle dargestellt. Es ist zu erkennen, daß nur ein kleiner, hochenergetischer Teil der Teilchen aus der intermediären Quelle die Detektoren erreicht. Für die Heliumisotope spielt dieser Anteil keine Rolle, bei den Wasserstoffisotopen gibt es aber eine Kontamination durch die intermediäre Quelle. In den zentralsten Ereignisklassen hat die Target- (Projektil-) Quelle eine Größe von etwa 40 Nukleonen (s. Kapitel 4.2), die intermediäre Quelle ist demnach mit etwa 310 Nukleonen 8 mal so groß. Aus dem *fireball*- bzw. dem *firestreak*-Modell ergibt sich hier eine maximale Kontamination von bis zu 30% in den Protonen.

Für eine thermische, intermediäre Quelle kann die geometrische Akzeptanz der Hodoskope analytisch berechnet werden (s. Abbildung 27). Es zeigt sich auch hier, daß eine Kontamination nur bei zentralen Reaktionen mit einer großen und heißen intermediären Quelle für die Protonen zu erwarten ist.

Die Kontamination durch die Prääquilibriumsquelle, die sich für die Neutronen und Heliumisotope in den vorangegangenen Abschnitten durch eine asymmetrische Rapiditätsverteilung gezeigt hat, kann hier bei der Analyse der Wasserstoffisotope nicht berücksichtigt werden, deren Einfluß wird aber ebenfalls durch die Anordnung der Detektoren unter Rückwärtswinkeln unterdrückt.

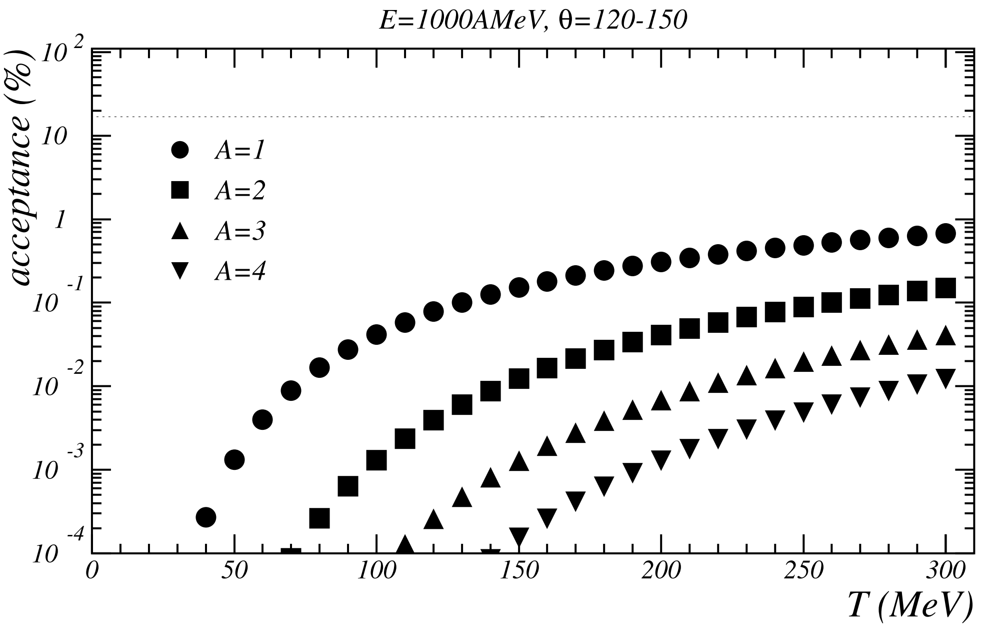

Abbildung 27: Geometrische Akzeptanz der Hodoskope für thermische intermediäre Quellen in Abhängigkeit von der Temperatur. Die gestrichelte Linie zeigt die geometrische Akzeptanz für Teilchen aus der ruhenden Targetquelle.

3.4 Ereignisklassen, Stoßparameter

Die Einteilung in verschiedene Ereignisklassen ergibt sich aus der Reaktionsgeometrie, also der Bestimmung des Stoßparameters. Hierzu müssen experimentelle Observablen gefunden werden, die eine monotone Abhängigkeit vom Stoßparameter besitzen. In [Hube 91, 92], [Kund 94] und [Schü 96b] konnte gezeigt werden, daß sich zu diesem Zwecke die Variable Z_{bound} besonders gut eignet:

$$Z_{bound} = \sum_{Z_i \geq 2} Z_i$$

Z_{bound} wird dabei mit der Flugzeitwand gemessen. Hier ist die geometrische Akzeptanz nach der Korrektur mit der Hodoskopinformation unabhängig von der Einschußenergie. Durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Z_{bound}-Intervalle kann der Stoßparameter der Reaktion rekonstruiert werden [Schü 96b]. Abbildung 28 zeigt den so bestimmten Stoßparameter für die hier untersuchten Systeme.

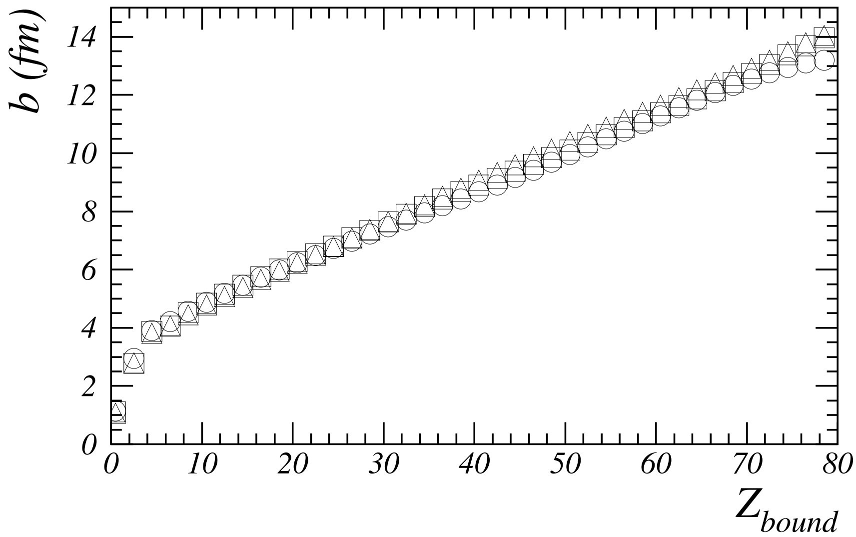

Abbildung 28: Zusammenhang zwischen Stoßparameter und Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV.

Eine feinere Einteilung der Ereignisklassen erscheint sinnvoll, wenn man die Ladung des schwersten Fragmentes Z_{max} in Abhängigkeit von Z_{bound} untersucht. Für sehr große sowie kleine Z_{bound}-Werte ist eine schmale Korrelation zu erkennen, bei mittleren Zentralitäten ist die Variation von Z_{max} in einem kleinen Z_{bound}-Intervall aber beträchtlich. Daher wurden drei verschiedene Klassen von Ereignissen konstruiert, die in Abbildung 29 dargestellt sind: Eine Klasse von Ereignissen, die auf dem Korrelationsband, eine die darüber und eine, die darunter liegt. Die Symbole kennzeichnen den Mittelwert in den einzelnen Ereignisklassen und werden gleichermaßen im weiteren verwendet.

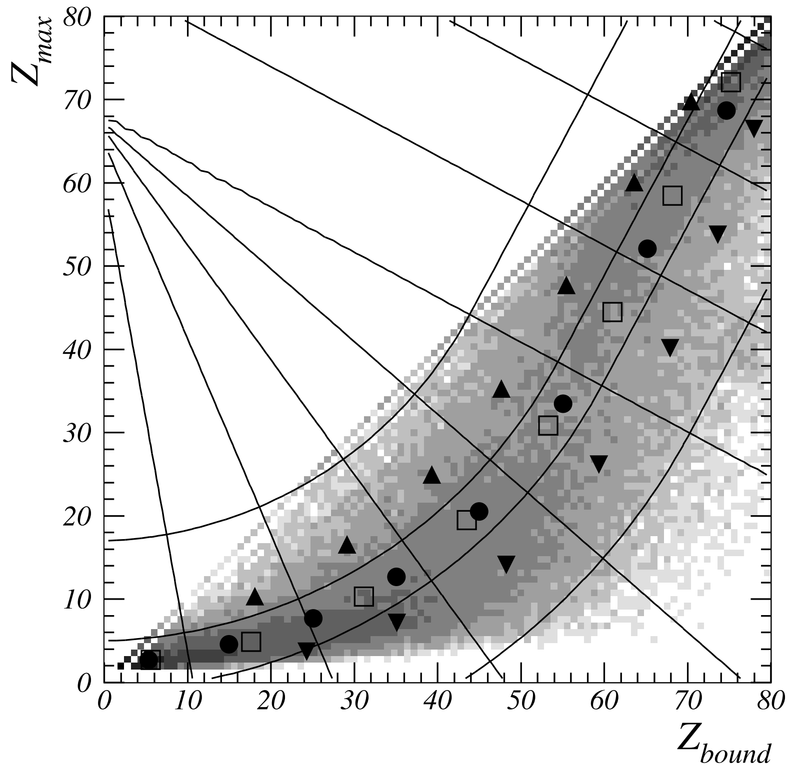

Abbildung 29: Größe des schwersten Fragmentes als Funktion von Z_{bound} für das System Au+Au bei 1000 AMeV. In diesem Raum findet die Einteilung in die Ereignisklassen statt (Linien). Die Kreise stellen den Mittelwert in 8 Z_{bound}-Intervallen, die Quadrate den Mittelwert auf dem Korrelationsband und die nach oben bzw. nach unten zeigenden Dreiecke den Mittelwert oberhalb und unterhalb des Korrelationsbandes dar. Die Symbole werden im folgenden bei der Darstellung der Ereignisklassen weiter verwendet.

Die Verwendung von Z_{bound} und Z_{max} als Ordnungsvariablen für die Einteilung in die verschiedenen Ereignisklassen hat weiterhin den Vorteil, daß diese Variablen in beiden hier analysierten Experimenten in fast gleicher Weise bestimmt werden können. Beim Vergleich der beiden Experimente muß beachtet werden:

(1) Teilchen, die durch das 'Loch' der Flugzeitwand geflogen sind, sind für die Analyse verloren. Es ist daher mit der Flugzeitwandinformation alleine nicht möglich zu entscheiden, ob es sich bei einem Ereignis mit kleinem gemessenen Z_{bound} tatsächlich um ein zentrales Ereignis mit kleinem Projektilrestkern handelt, oder ob hier ein peripherer Stoß vorliegt, bei dem das schwerste Fragment durch das 'Loch' in der Flugzeitwand flog und daher nicht gemessen wurde.

(2) Die Ladungsauflösung der Flugzeitwand ist im Targetaufbruchexperiment schlechter.

(3) Im Fall der Messung des Projektilaufbruches wird die Ereignisklasse im gleichen System, nämlich dem Projektilsystem, bestimmt, bei der Untersuchung des Targetaufbruches in dem nur im Mittel symmetrischen System des Projektiles. Die Ordungsvariablen sind demnach um die Fluktuationen zwischen Projektil- und Targetrestkern in den einzelnen Stößen verschmiert.

Um Fehlidentifikationen wegen (1) zu unterdrücken, wurde eine weitere Observable herangezogen, die Multiplizität im ZDO-Detektor. Der ZDO-Detektor mißt vor allem Teilchen, die aus der intermediären Quelle stammen, daher nimmt die Multiplizität im ZDO mit der Zentralität zu. Abbildung 30 zeigt die Multiplizität im ZDO M_{ZDO} in Abhängigkeit von Z_{bound}. Es ist eine deutliche Antikorrelation zwischen den beiden Observablen zu beobachten. Bei zentralen Stößen ist ein Saturationseffekt aufgrund der Granularität des ZDOs zu erkennen. Die wegen (1) falsch identifizierten Ereignisse sind im unteren linken Bereich zu finden. In der Analyse wurde daher bei kleinen Z_{bound}-Werten immer eine von Z_{bound} abhängige Minimalmultiplizität im ZDO verlangt (durchgezogene Linie).

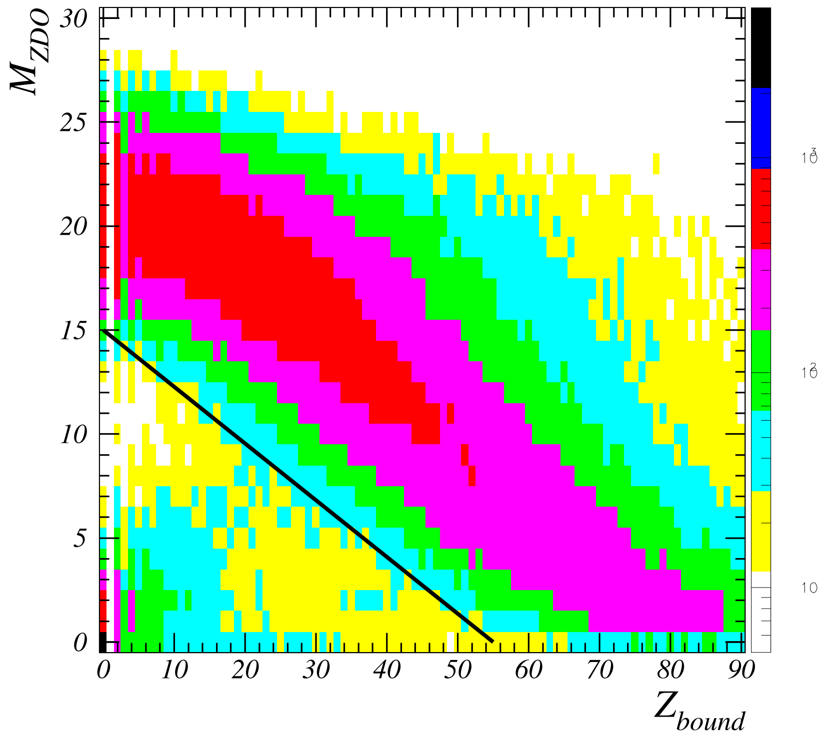

Abbildung 30: Teilchenmultiplizität im ZDO in Abhängigkeit von Z_{bound}. Ereignisse unterhalb der Linie werden in der Analyse verworfen.

Die schlechtere Ladungsauflösung der Flugzeitwand im Experiment zur Vermessung des Targetaufbruches (2) hat auf die Bestimmung der Variablen, aus denen die Ereignisklassen gebildet werden, keinen großen Einfluß. Dies zeigt sich in dem identischen Zusammenhang zwischen Z_{max} und Z_{bound} und insbesondere im Zusammenhang zwischen der mittleren IMF-Multiplizität M_{IMF} und Z_{bound} für beide Experimente (s. Abbildung 31). Auch die Bestimmung der Wasserstoffmultiplizität (s. Abbildung 34 in Kapitel 4.1.2) und die Messung der Heliumisotopenverhältnisse in Abhängigkeit von Z_{bound} [Odeh 98, Xi 97] führen in beiden Experimenten zu gleichen Ergebnissen.

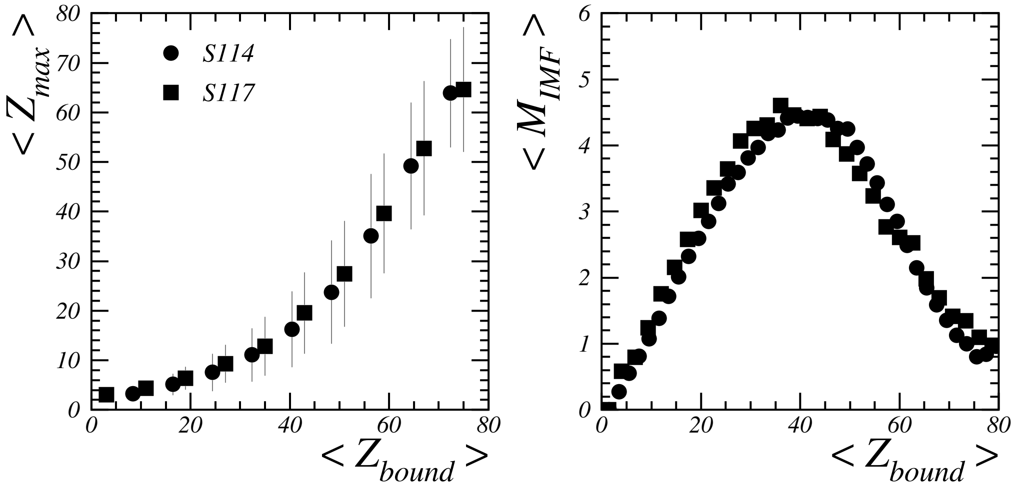

Abbildung 31: Vergleich der Ladungskorrelationen, wie sie in den beiden Experimenten S114 (Kreise) und S117 (Quadrate) gemessen wurden. Das linke Bild zeigt den Zusammenhang zwischen der Größe des schwersten Fragmentes Z_{max} in Abhängigkeit von Z_{bound}. Die Fehlerbalken geben hier die Breite der Verteilung wieder. Im rechten Bild ist die Anzahl mittelschwerer Fragmente M_{IMF} in Abhängigkeit von Z_{bound} gezeigt.

4 Multiplizitätsanalyse, Systemgröße

Im vorangegangenen Kapitel wurde gezeigt, daß in peripheren relativistischen Schwerionenreaktionen drei kinematisch voneinander getrennte Quellen produziert werden. Die Untersuchung des Multifragmentationskanales und des damit verbundenen Phasenübergangs in Kernmaterie anhand des Zerfalles des Projektilrestkernes bietet hier - im Vergleich zur Untersuchung zentraler Reaktionen - den Vorteil, daß keine wesentlichen Kompressionseffekte auftreten. Andererseits ändert sich aber bei unterschiedlicher Reaktionsgeometrie immer sowohl die Anregungsenergie als auch die Größe des Systemes. In diesem Kapitel werden zunächst die Teilchenmultiplizitäten diskutiert. Aus deren Summe läßt sich die Größe des Restkernes bestimmen, die Partitionierung ergibt den Q-Wert. Die für die Multifragmentation typischen Ladungskorrelationen können danach auf die Systemgröße normiert betrachtet werden. Sie charakterisieren den Aufbruch und werden daher in Kapitel 7 zum Vergleich mit einem statistischen Modell benutzt.

4.1 Teilchenmultiplizität, Massen

4.1.1 Neutronen

Die Bestimmung der Neutronenmultiplizität erfolgt - wie in Kapitel 2.1.2 dargestellt - über die Messung der Anzahl der Treffer im Neutronendetektor, die über den Vergleich mit einem Eichexperiment einer Neutronenzahl zugeordnet werden können. In weiteren Schritten wird dann auf die geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors, den Untergrund sowie die Kontamination durch die intermediäre und die Prääquilibriumsquelle korrigiert. Jeder dieser Korrekturschritte ist mit experimentellen Unsicherheiten behaftet, wobei die Bestimmung des Untergrundes dominiert. Die Multiplizität der Neutronen kann daher nur mit einem Fehler von etwa 20% erfolgen.

Abbildung 32 zeigt die mittlere Neutronenmultiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Einschußenergien 600, 800 und 1000 AMeV. Im Rahmen der Fehlerbalken ist keine Abhängigkeit von der Einschußenergie zu beobachten. Mit zunehmender Zentralität steigt die Neutronenmultiplizität zunächst an und wird dann - wie sich in Kapitel 4.2 zeigen wird - entsprechend der abnehmenden Größe des Projektilrestkernes kleiner.

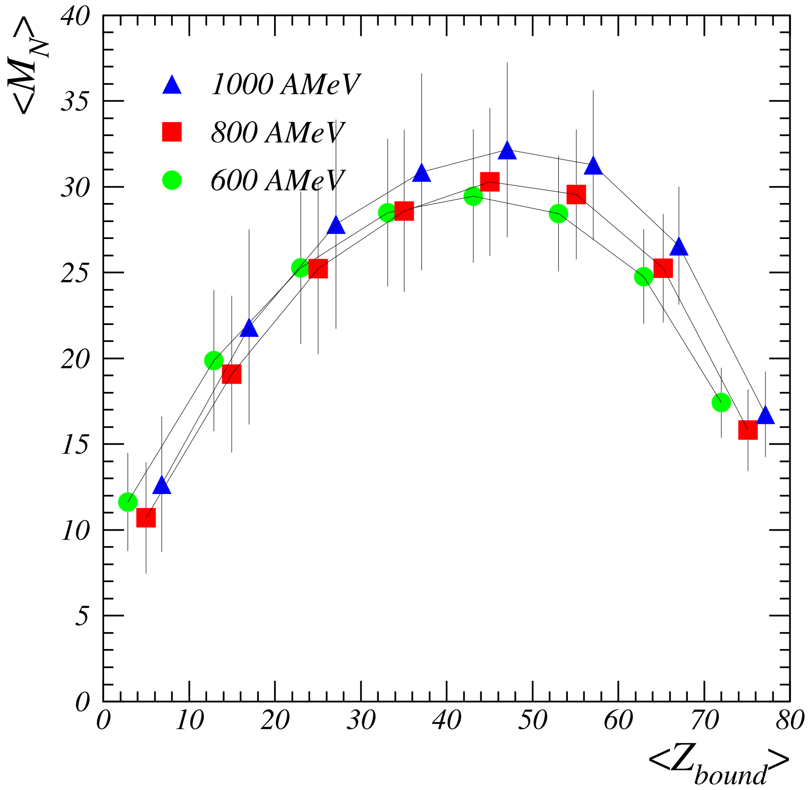

Abbildung 32: Neutronenmultiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Einschußenergien 600, 800 und 1000 AMeV.

Ein differenzierteres Bild ergibt sich bei Verwendung der in Kapitel 3.4 eingeführten 'abgestufteren' Ereignisklassen, bei denen eine zusätzliche Einteilung nach der Größe des schwersten Fragmentes Z_{max} erfolgt. Dies ist in Abbildung 33 exemplarisch für das System Au+Au bei 1000 AMeV dargestellt. Hier zeigt sich, daß die mittlere Neutronenmultiplizität bei gleichem Z_{bound} mit größer werdendem größtem Fragment abnimmt. Die hohe Neutronenmultiplizität bei den peripheren Reaktionen ist in guter Übereinstimmung zu den experimentell beobachteten Massen der schwersten Fragmente. Bereits bei kleinen Anregungsenergien werden von den schweren Fragmenten Neutronen abgedampft [Lind93]. Wie in Kapitel 5.1 gezeigt wird, lassen sich diese Neutronen einer kleinen Impulskomponente zuordnen.

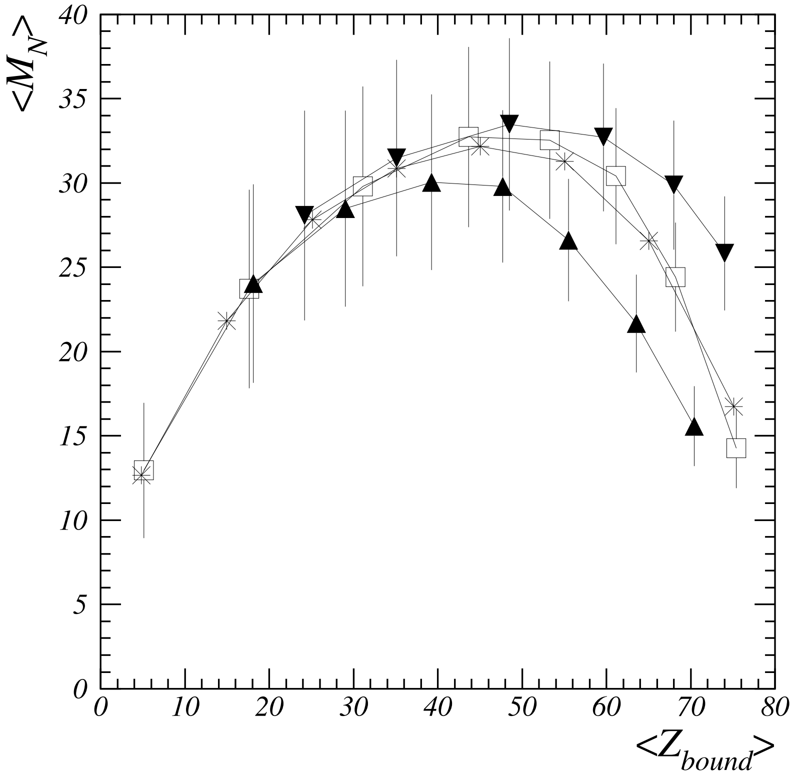

Abbildung 33: Neutronenmultiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} für das System Au+Au bei 1000AMeV. Die Symbole kennzeichnen verschieden große größte Fragmente Z_{max} (s. Abbildung 29)

4.1.2 Wasserstoff

Die Wasserstoffmultiplizitäten sind im experimentellen Aufbau des ALADiN-Spektrometers leider nur sehr schwierig zu bestimmen. In der vorliegenden Analyse werden daher mehrere Ansätze vorgenommen:

a) Bestimmung mit der Flugzeitwand

b) Bestimmung mit den Teleskopen, Normierung auf Heliummultiplizität

c) Rekonstruktion unter der Annahme konstanten N/Z-Verhälnisses.

Bei der Messung der Wasserstoffisotope mit der Flugzeitwand gibt es drei grundlegende Probleme:

- Die geometrische Akzeptanz der Flugzeitwand ist für die drei Wasserstoffisotope schon aufgrund ihrer unterschiedlichen magnetischen Steifigkeit vollkommen verschieden. In horizontaler Richtung beträgt sie für die Protonen nur etwa 50% [Schü 96b]. Die Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der Wasserstoffisotope insgesamt hängt daher empfindlich von der Bestimmung der Kinematik und der Isotopenverhältnisse ab, was mit der Flugzeitwand alleine nicht zu bestimmen ist.

- Die Einstellung der Verstärkung der *photomultiplier* wurde darauf optimiert, daß die Strahlteilchen im Meßbereich der Flugzeitwand lagen. Am ‘unteren Ende’ des Bereiches können daher die Diskriminatorschwellen in die Wasserstoffverteilungen hineinschneiden.

- Die von schweren Fragmenten in der Flugzeitwand erzeugten Signale produzieren in benachbarten Modulen Übersprecher. Diese können nicht vollständig korrigiert werden, so daß sie zu Fehlidentifikationen von Wasserstoffisotopen führen.

Bei der zweiten Methode (b) wird mit den Teleskopen zunächst das Verhältnis zwischen Wasserstoff und Heliumisotopen bestimmt. Aus der mit der Flugzeitwand gemessenen Heliummultiplizität ergibt sich daraus die Wasserstoffmultiplizität. Die größte Unsicherheit bei dieser Methode liegt in der Korrektur auf die Detektorschwellen in den Teleskopen. Hier müssen die Energieverteilungen in den Bereich unterhalb der Schwellen extrapoliert werden.

Die dritte Methode (c) geht von einem konservierten N/Z-Verhälnis nach der Reaktion aus. Die Wechselwirkungszeit ist hier so kurz, daß sich das N/Z-Verhälnis des Projektilrestkernes von dem des Projektiles nicht unterscheidet. Die Wasserstoffmultiplizität ergibt sich dann aus der Massenbilanz aller Bruchstücke ohne die Wasserstoffisotope und der relativen Häufigkeit der Wasserstoffisotope untereinander, die mit den Teleskopen bestimmt werden kann (s. Abbildung 35):

$$M_{hydrogens} = \frac{A_{bound} - 2.49\, Z_{bound}}{2.49 - \left(R_p + 2R_d + 3R_t\right)}$$

mit: A_{bound}, Z_{bound}: *Masse und Ladung des Präfragmentes*
$R_{p,d,t}$: *Anteil von Protonen, Deuteronen und Tritonen an der Wasserstoffmultiplizität*

Die experimentelle Unsicherheit dieser Methode ist durch die Unsicherheit in der Bestimmung der Neutronenmultiplizität dominiert.

Abbildung 34 zeigt die Bestimmung der Wasserstoffmultiplizität mit den oben dargestellten Methoden im Vergleich, es zeigt sich eine gute Übereinstimmung. Nur bei den peripheren Reaktionen liefert Methode (a) höhere Multiplizitäten. Dies kann durch falsch identifizierte Übersprecher von den in den peripheren Ereignisklassen zu beobachtenden schweren Fragmenten erklärt werden. Die Messungen bestätigen somit die Konservierung des N/Z-Verhältnisses bei der Reaktion. Im folgenden wird daher die Wasserstoffmultiplizität unter der Annahme des konstanten N/Z-Verhälnisses bestimmt.

Im rechten Teil von Abbildung 34 ist die mittlere Wasserstoffmultiplizität in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} aufgetragen. Im Gegensatz zu den Neutronen fallen hier die Unterschiede bei gleichem Z_{bound} aber verschiedenem Z_{max} deutlich kleiner aus.

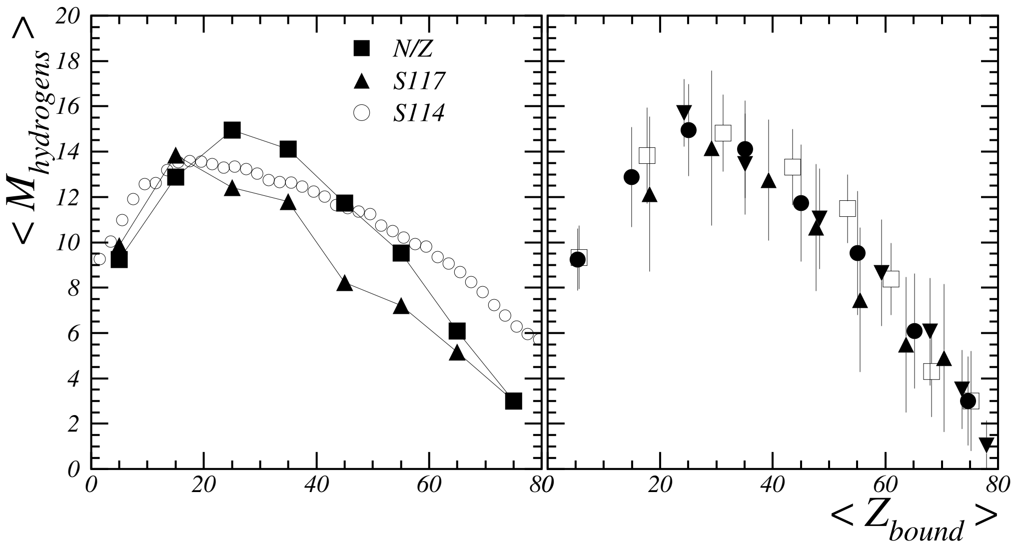

Abbildung 34: Wasserstoffmultiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound}. Das linke Bild zeigt die mit den drei verschiedenen Methoden gewonnenen Ergebnisse, im rechten Bild ist die Wasserstoffmultiplizität aus dem N/Z-Verhältnis in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} dargestellt (Symbole: s. Abbildung 29).

Die relative Häufigkeit der verschiedenen Wasserstoffisotope wurde mit den Teleskopen im Targetsystem ermittelt. Abbildung 35 zeigt die Isotopenverhältnisse in Abhängigkeit von Z_{bound} zwischen Protonen und Deuteronen einerseits und Deuteronen und Tritonen andererseits. Diese Messungen liegen nur für das System Au+Au bei 1000 AMeV vor. Es wird sich im folgenden zeigen, daß keine 'Multiplizitätsgröße' eine Abhängigkeit von der Einschußenergie zeigt. Daher werden für die Analyse der kleineren Einschußenergien diese Verhältnisse einfach übernommen. Die Werte liegen hier zwischen den extremen Annahmen in der Analyse von [Zude 95], bei der die Wasserstoffisotopenverhältnisse als zwischen p/d/t = 1/0,3/0,1 und 1/0,6/0,4 liegend angenommen wurden.

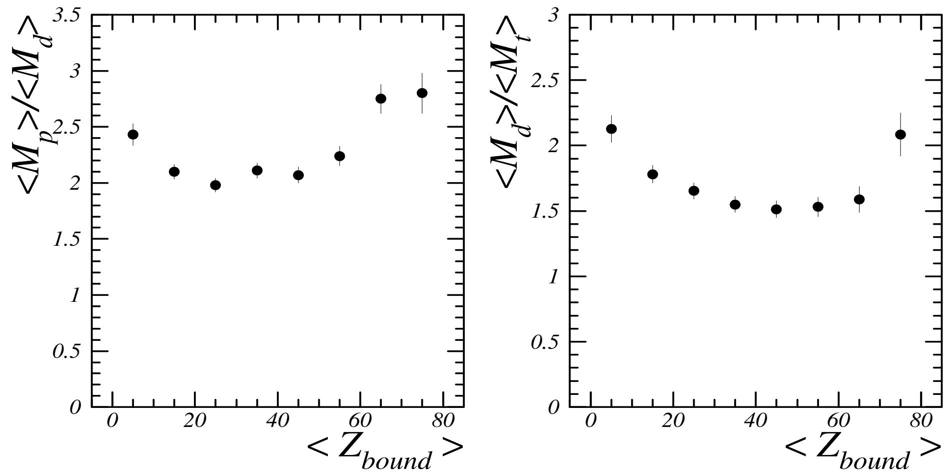

Abbildung 35: Wasserstoff-Isotopenverhältnisse als Funktion von Z_{bound}. [Odeh 98]

4.1.3 Fragmente

Die Bestimmung der Multiplizität der Fragmente ist mit einer kleinen experimentellen Unsicherheit behaftet, die sich im wesentlichen aus der Unsicherheit der Bestimmung der geometrischen Akzeptanz der Flugzeitwand ergibt. Die Akzeptanzkorrektur ist so klein, daß die Partitionierung der Fragmente im Ladungsraum ereignisweise ermittelt werden kann.

Abbildung 36 zeigt die mittlere Multiplizität der Fragmente in Abhängigkeit von ihrer Ladung für 8 verschiedene Z_{bound}-Intervalle. In den peripheren Reaktionen beobachtet man das gleichzeitige Auftreten von eines schweren Fragments und mehrerer leichter Fragmente. Mit zunehmender Zentralität verschwindet der Massenunterschied zwischen dem schwersten Fragment und den leichteren Bruchstücken. Für die periphersten Ereignisse ist eine Überhöhung bei halber maximaler Ladung zu erkennen. Diese ist auf die Spaltung des Restkernes zurückzuführen. Ziel der hier durchgeführten Analyse ist die Untersuchung der Multifragmentation, die Spaltereignisse werden daher mit der Bedingung

$$\frac{Z_1}{Z_{projektil}} \cdot \frac{Z_2}{Z_{projektil}} \leq \left(\frac{1}{3}\right)^2$$

unterdrückt [Jaqa91, Woer95].

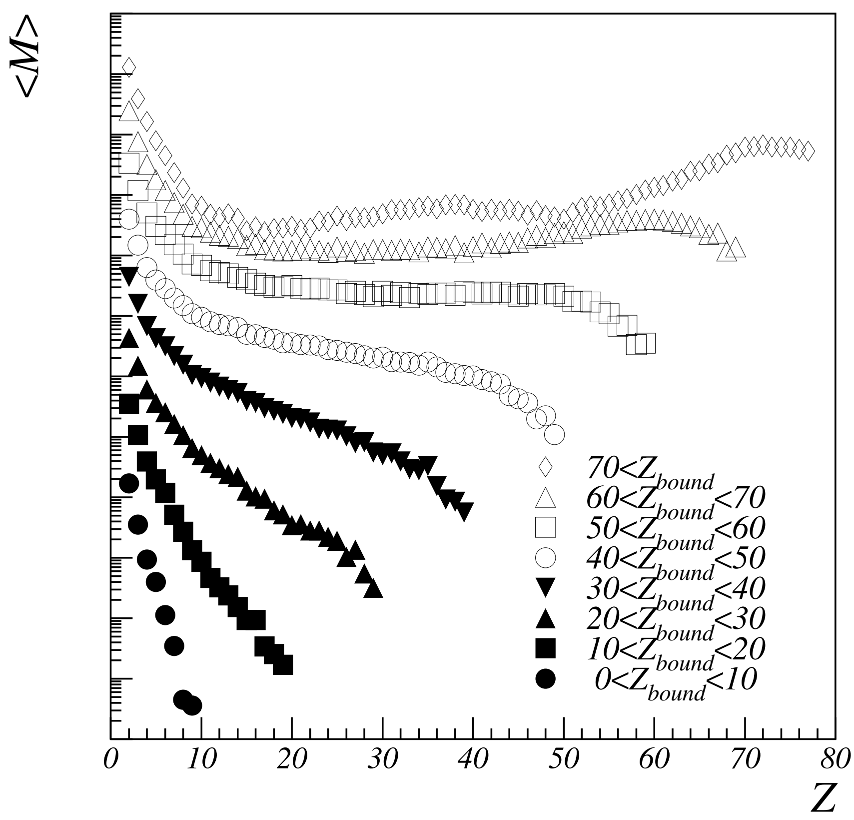

Abbildung 36: Fragmentmultiplizitäten als Funktion der Ladung der Fragmente für verschiedene Ereignisklassen für das System Au+Au bei 1000 AMeV.

Abbildung 37 zeigt die mittlere Multiplizität von Teilchen mit Z=2-5 in Abhängigkeit von Z_{bound} für die drei hier untersuchten Einschußenergien. Das Maximum der Verteilungen liegt bei mittleren Werten von Z_{bound} und steigt mit zunehmender Ladung leicht an. Eine Abhängigkeit von der Einschußenergie ist nicht zu erkennen.

Der Zusammenhang zwischen Ladung und Masse der Fragmente kann nicht ereignisweise bestimmt werden. Die Zuordnung erfolgt hier nach [Möhl 96] für Z=2-6 und für die schwereren Fragmente nach der EPAX-Parametrisierung [Sümm 90] in Übereinstimmung zu [Lind 93] für das System Au+Au bei 600 AMeV. Abweichungen ergeben sich in beiden Messungen bei der Bestimmung der Breite der Massenverteilungen, die bei [Lind93] etwa 50% über denen der EPAX-Parametrisierung liegen. Auf die Bestimmung der Systemgröße hat dies aber keinen Einfluß.

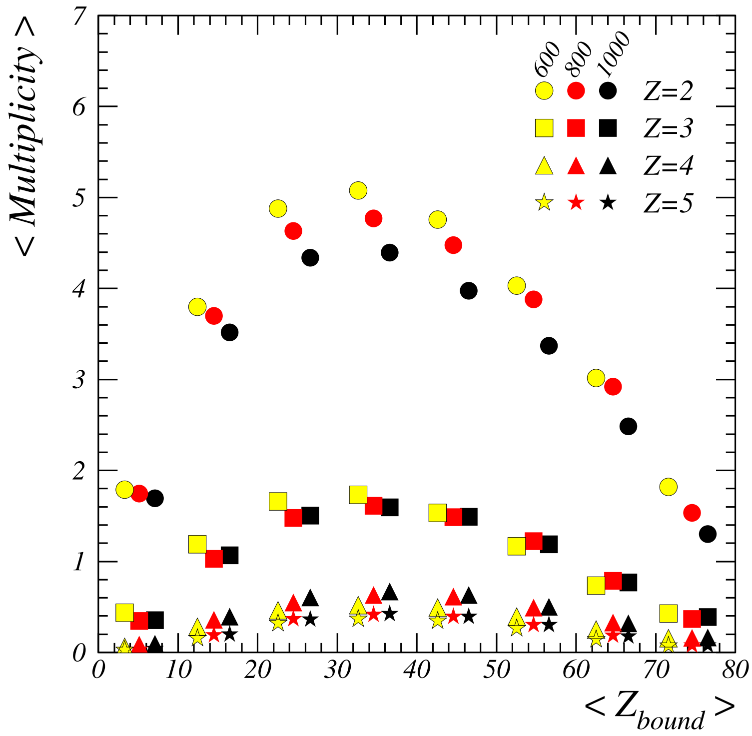

Abbildung 37: Mittlere Multiplizität der leichten mit der Flugzeitwand beobachtbaren Fragmente für die Einschußenergien 600, 800 und 1000 AMeV.

4.2 Systemgröße, Q-Wert

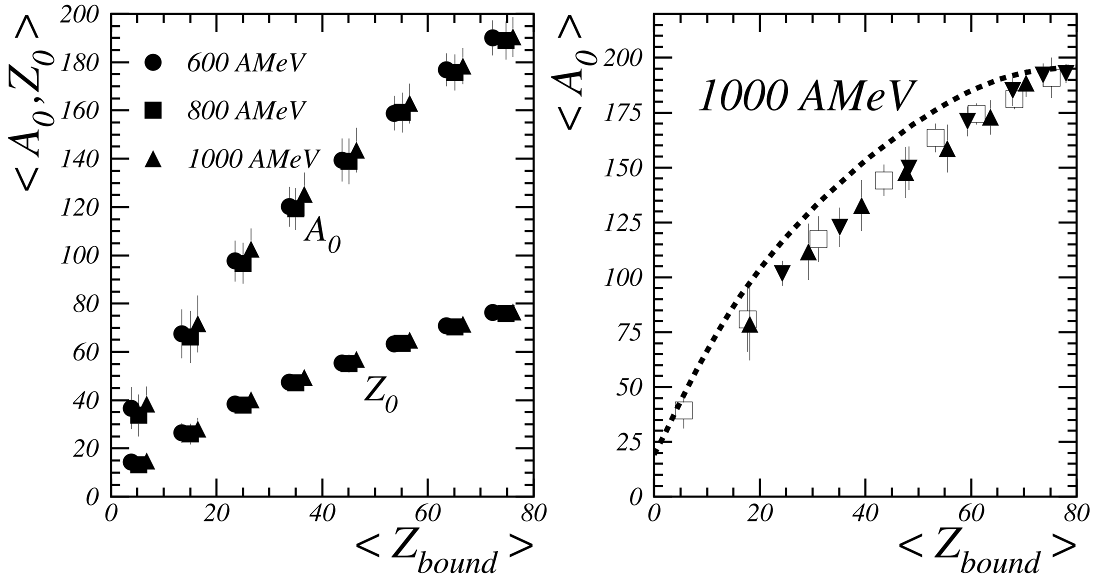

Abbildung 38: Systemgröße A_0 und Systemladung Z_0 in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV (linkes Bild). Das rechte Bild zeigt den Zusammenhang zwischen A0 und Zbound für das System Au+Au bei 1000 AMeV für die differenzierteren Ereignisklassen (Symbole s. Abbildung 29). Die gestrichelte Linie gibt die Vorhersage für die Systemgröße nach dem fireball-Modell wieder.

Den vorangegangenen Abschnitten folgend, kann hier erstmals ohne Abschätzungen oder die Zuhilfenahme theoretischer Modelle die Massenbilanz des zerfallenden Projektilrestkernes aufgestellt werden. Die Systemgröße ergibt sich aus der Summe aller Ladungen bzw. Massen in jedem Ereignis:

$$A_0 = \sum_i A_i$$

$$Z_0 = \sum_i Z_i$$

Dabei werden für die nicht ereignisweise bestimmbaren Größen - Neutronenmultiplizität sowie Massen - die Mittelwerte in den Ereignisklassen benutzt. Die Fluktuationen in den Ereignisklassen können daher nicht bestimmt werden. Im rechten Bild in Abbildung 38 ist die Masse des Projektilrestkernes sowie dessen Ladung für Au+Au bei 1000 AMeV als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Es zeigt sich ein monotoner Zusammenhang. Die Größe des Präfragmentes steigt von etwa 40 Nukleonen bei den zentralsten Reaktionen bis auf die Größe des Projektiles bei den periphersten Reaktionen an. Die Größe des Restkernes ist dabei unabhängig von der Größe des schwersten Fragmentes bei gleichem Z_{bound}. Die Vorhersage des *participant-spectator*-Modelles ist als Linie eingezeichnet und ist in guter Übereinstimmung mit den Daten. Im linken Bild von Abbildung 38 wird die Systemgröße für verschiedene Einschußenergien verglichen. Hier zeigt sich ebenfalls keine Abhängigkeit. Die Systemgröße scheint also in großem Maße durch die Geometrie des Stoßes definiert zu sein.

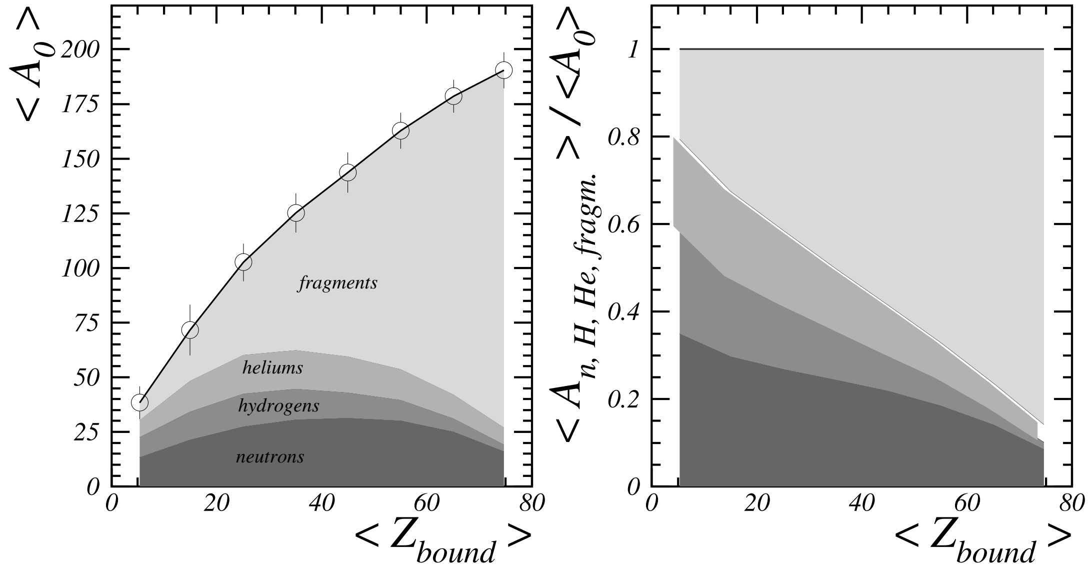

Abbildung 39: Anteil der verschiedenen Teilchenspezies am zerfallenden Restkern in Abhängigkeit von Z_{bound}.

Der Anteil der einzelnen Teilchenspezies im aufgebrochenen Projektilrestkern ist in Abbildung 39 zu sehen. Es ist zu erkennen, daß mit zunehmender Zentralität der Projektilrestkern nicht nur kleiner wird, sondern daß er auch in immer kleinere Bruchstücke zerlegt wird. Der Anteil der leichten Teilchen (Neutronen, Wasserstoff- und Heliumisotope) steigt von 15% bei den peripheren Reaktionen auf 80% in den zentralsten Ereignisklassen an. Dies spiegelt sich in der frei werdenden Bindungsenergie - dem Q-Wert - wieder. Dieser ergibt sich aus der Differenz der Massen zwischen Präfragment und der Summe der Massen der Bruchstücke:

$$Q = \sum m_{frag} - m_{präfragment}$$

Die Bindungsenergien wurden hier [Krap 79, Möll 81] entnommen. In Abbildung 40 ist der mittlere Q-Wert für die verschiedenen Ereignisklassen dargestellt. Die gestrichelte Linie kennzeichnet die Bindungsenergie des Präfragmentes. Der Q-Wert steigt monoton mit der Zentralität an und erreicht einen Wert von etwa 6 MeV/u bei der zentralsten Ereignisklasse. Die Abhängigkeit des Q-Wertes von Z_{max} bei festem Z_{bound} ist gering. Auch hier ist keine Abhängigkeit von der Einschußenergie zu beobachten.

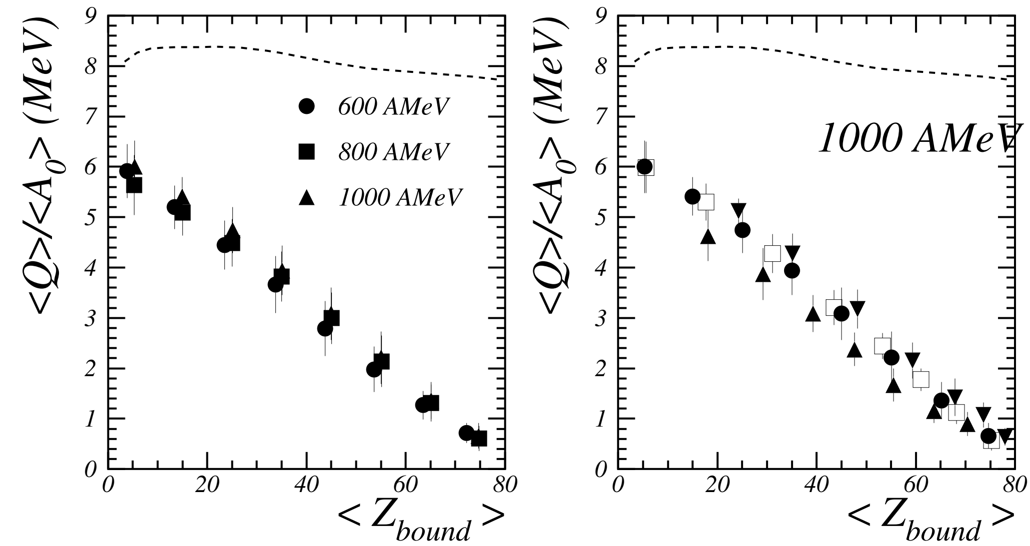

Abbildung 40: Q-Wert in Abhängigkeit von Z_{bound} für verschiedene Einschußenergien (linkes Bild) und in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} (rechtes Bild, Symbole s. Abbildung 29). Die gestrichelte Linie gibt die Bindungsenergien der Nukleonen im Präfragment wieder.

4.3 Ladungskorrelationen

Aus der Betrachtung der Teilchenmultiplizitäten ergibt sich somit folgendes Bild: Mit zunehmender Zentralität werden immer kleinere und stärker angeregte Restkerne produziert. Der Anteil der leichten Teilchen an den Bruchstücken des Projektilrestkernes nimmt zu. In diesem Kapitel soll die Zusammensetzung der Bruchstücke detaillierter untersucht werden.

Die Zahl mittelschwerer Fragmente M_{IMF} (*IMF* für *Intermediate Mass Fragments*) als Funktion von Z_{bound} ist in Abbildung 41 dargestellt. Als *IMF* werden Fragmente bezeichnet, deren Ladung größer als 2 - somit größer als typische Evaporationsprodukte - und kleiner als ein Drittel der Projektilladung ist - somit kleiner als typische Spaltungsprodukte. Die Anzahl der *IMF*s ist demnach ein Maß für die Stärke des Multifragmentationskanales. Die *IMF*-Multiplizität steigt mit zunehmender Zentralität zunächst an, erreicht bei $Z_{bound} \approx 40$ ein Maximum und fällt dann für $Z_{bound} = 0$ auf 0 ab. Dieses Verhalten ist nicht auf die sich verändernde Systemgröße alleine zurückzuführen. Wird die Anzahl der mittelschweren Fragmente auf die Größe des zerfallenden Systemes normiert, so zeigt sich noch immer ein Maximum der IMF-Produktion, das zu kleineren Z_{bound} -Werten verschoben ist. Der Restkern ist demnach jenseits dieses Maximums so hoch angeregt, daß er vor allem in leichte Teilchen zerfällt.

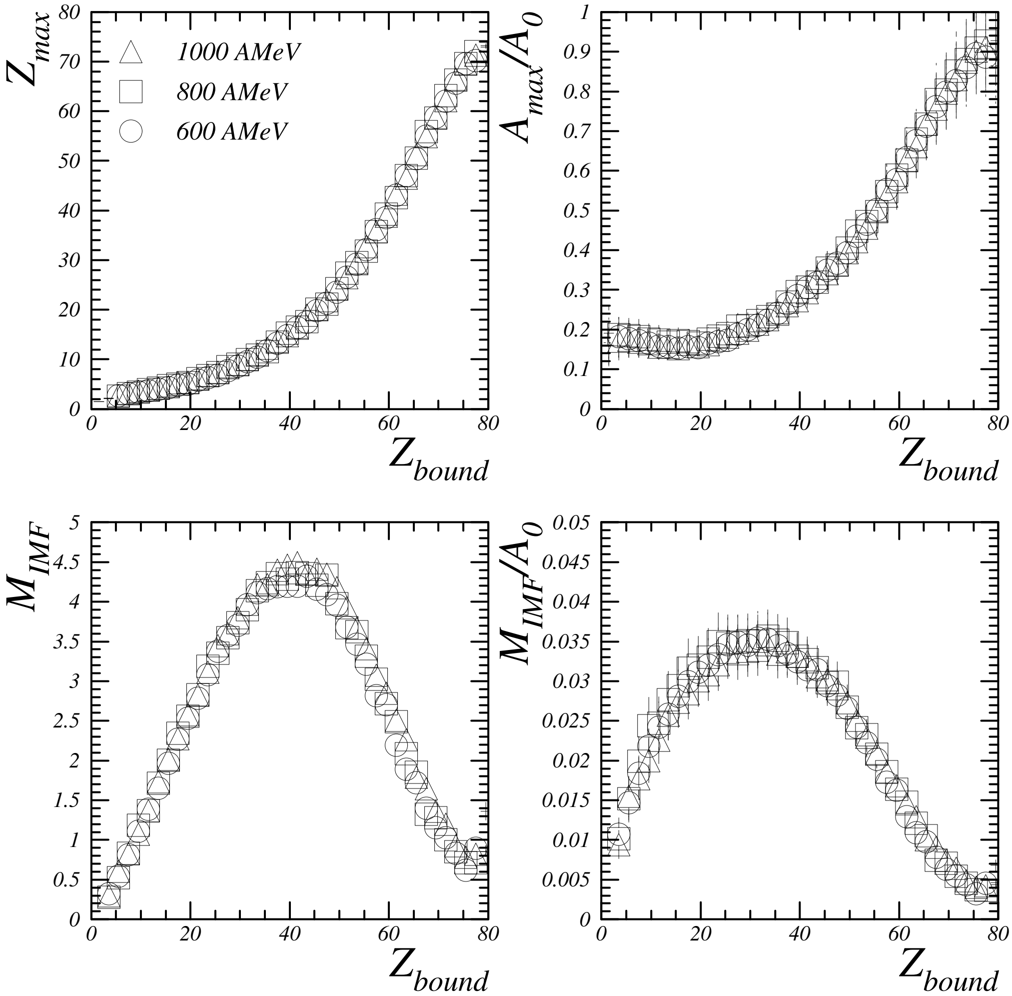

Abbildung 41: Ladung des schwersten Fragmentes und IMF-Multiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} (linke Abbildungen) und Normierung dieser Größen auf die Systemgröße A_0 (rechte Abbildungen).

Die oberen Bilder in Abbildung 41 zeigen die Ladung des schwersten Fragmentes normiert auf die Systemgröße in Abhängigkeit von Z_{bound}. Bei den peripherstem Reaktionen steckt nahezu die gesamte Masse des Systemes im schwersten Fragment, mit zunehmender Zentralität nimmt dessen Anteil linear auf etwa 20% der Gesamtmasse bei Z_{bound} =30 ab. Dies ist ebenfalls der Bereich der maximalen auf die Systemgröße normierten IMF-Multiplizität. Danach ist keine Abhängigkeit von der Zentralität mehr zu beobachten.

Dieses spiegelt sich auch in Asymmetrien wider. Sie sind folgendermaßen definiert:

$$a_{12} = \frac{Z_1 - Z_2}{Z_1 + Z_2}$$

$$a_{23} = \frac{Z_2 - Z_3}{Z_2 + Z_3}$$

$$a_{123} = \frac{\sqrt{\left(Z_1 - \overline{Z}\right)^2 + \left(Z_2 - \overline{Z}\right)^2 + \left(Z_3 - \overline{Z}\right)^2}}{\sqrt{6}\,\overline{Z}}$$

mit : *$Z_{1,2,3}$: Ladung des erst-, zweit und drittschwersten Fragmentes*[*]

$\overline{Z}$ = *$(Z_1+Z_2+Z_3)/3$*

Abbildung 42 zeigt die Asymmetriegrößen in Abhängigkeit von Z_{bound}. Mit zunehmender Zentralität (kleinerem Zbound) nimmt danach die Homogenität des Systemes zu.

Die Ladungskorrelationen zeigen - wie die Systemgröße - keine Abhängigkeit von der Einschußenergie. Dies deutet darauf hin, daß bei der Reaktion ein statistisch äquilibrierter Zwischenzustand durchlaufen wird [Ogil 91, Hube 91,92, Kreu 92,93, Schü 96]. Der Ausgangskanal der Reaktion hat die Erinnerung an den Eingangskanal verloren. In Kapitel 7 wird daher das Verhalten der Ladungskorrelationen in einem statistischen Modell (SMM) untersucht. Mit zunehmender Zentralität wird die Aussagekraft der Ladungskorrelationen in Abhängigkeit von Z_{bound} zunehmend schlechter, da die Neutronen und Wasserstoffisotope das System mehr und mehr dominieren. Diese zeigen aber - wie sich im nächsten Kapitel zeigen wird - zumindest in der Kinematik kein universelles Verhalten bei verschiedenen Einschußenergien.

[*] hier werden nur Fragmente mit $Z \geq 2$ berücksichtigt

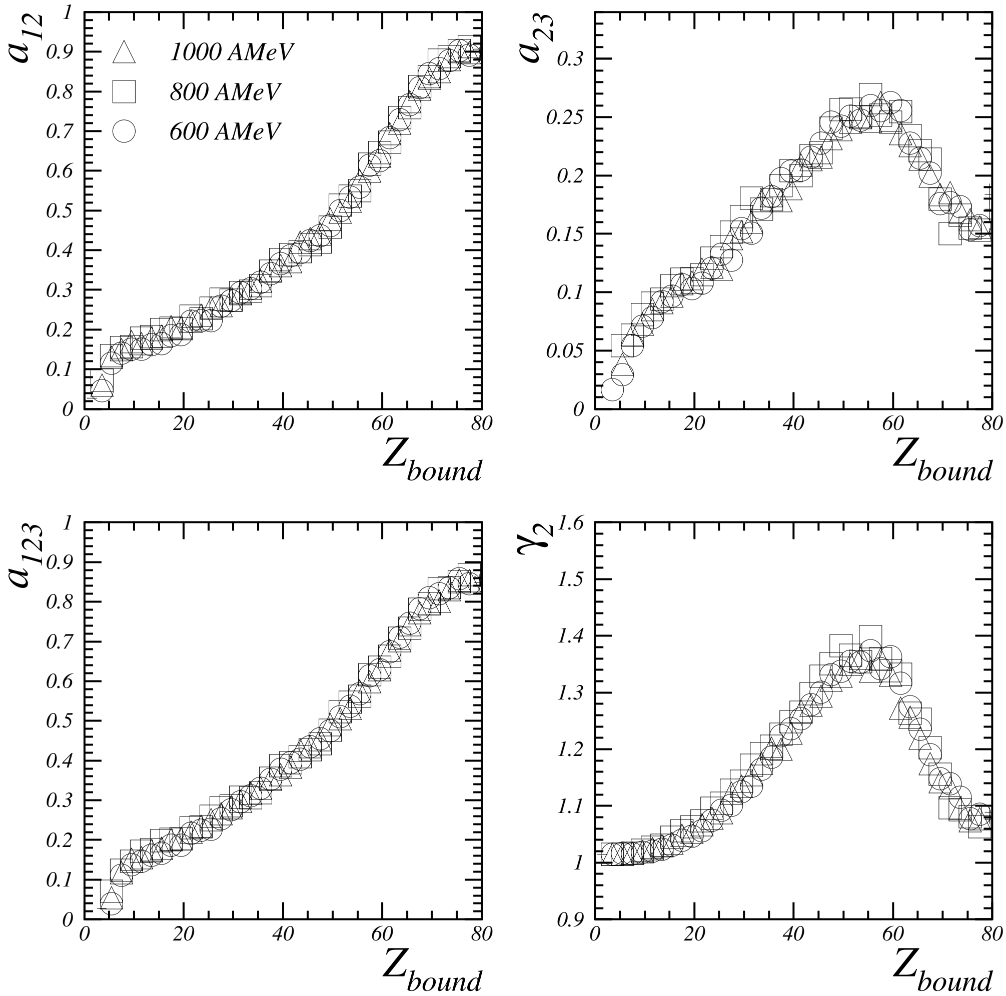

Abbildung 42: Verschiedene Ladungskorrelationen in Abhängigkeit von Z_{bound} für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV. [Schü 96b]

5 Energiebilanz, Anregungsenergie

Die Untersuchung der kinematischen Observablen erweist sich mit dem experimentellen Aufbau des ALADiN-Spektrometers als ungleich schwieriger als die Multiplizitätsanalyse. Die kinetischen Energien werden für die Neutronen aus den Ortsverteilungen auf dem Neutronendetektor LAND und für die geladenen Teilchen aus der y-Komponente (senkrecht zur Strahlachse in Richtung des Magnetfeldes) der Ortsverteilung auf der Flugzeitwand ermittelt. Für das System Au+Au bei 1000 AMeV steht ferner die Information der Leichtteilchenhodoskope und der Teleskope für den Zerfall des Targetrestkernes zur Verfügung. Für dieses System kann erstmals die vollständige Energiebilanz des zerfallenden Restkernes ohne die Zuhilfenahme von Modellen aufgestellt werden. Die kinetischen Energien können für keine dieser drei Meßmethoden im Ruhesystem des Restkernes ermittelt werden, weil der Schwerpunkt des Restkernes nicht ereignisweise rekonstruiert werden kann. In Kapitel 5.4 wird die Bestimmung der Schwerpunktbewegung in longitudinaler - *stopping* - und in transversaler Richtung - *bounce off* - für verschiedene Ereignisklassen diskutiert. Aus den kinetischen Energien und der im vorangegangenen Kapitel gezeigten Massenbilanz wird dann die Energiebilanz des zerfallenden Systemes aufgestellt.

5.1 Neutronen

Die kinetischen Energien der Neutronen stehen der Analyse wegen der geringen geometrischen Akzeptanz und der Berücksichtigung der Ansprechfunktion des Neutronendetektors nicht für jedes Ereignis, sondern nur für die verschiedenen Ereignisklassen zur Verfügung. Im folgenden wird die Kinematik der Neutronen in transversaler und longitudinaler Richtung untersucht.

In longitudinaler Richtung ist der dynamische Bereich des Detektors größer. Hier kann - wie bereits in Kapitel 3.2 gezeigt wurde - der Einfluß der intermediären Quelle bestimmt werden. Außerdem zeigte sich hier das Auftreten einer weiteren Quelle. Die longitudinalen Impulsbreiten der der Projektilquelle zugeordneten Neutronen werden aus der Flanke zu hohen Rapiditäten in den Rapiditätsspektren ermittelt. Abbildung 40 zeigt dies exemplarisch für drei verschiedene Z_{bound} - Intervalle für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV. Um den Einfluß der geometrischen Akzeptanz auf die Spektren zu unterdrücken, werden die Rapiditätsspektren unter der Bedingung $35<p_{\perp}<70$ MeV/c generiert. Für eine thermische Quelle erwartet man eine Gauß-Verteilung der Impuls- und Rapiditätsspektren. Tatsächlich lassen sich die Rapiditätsverteilungen der periphereren Ereignisklassen mit einer Gauß-Verteilung sehr gut beschreiben. Mit zunehmender Zentralität nimmt die Impulsbreite zu. Eine nahezu lineare Zunahme der longitudinalen Impulsbreite $\sigma_{p\parallel}$ als Funktion von Z_{bound} findet man in gleicher Weise für Au+Au bei 600 und 800 AMeV (Abbildung 44). Die Impulsbreite zeigt hier aber eine Abhängigkeit von der Einschußenergie!

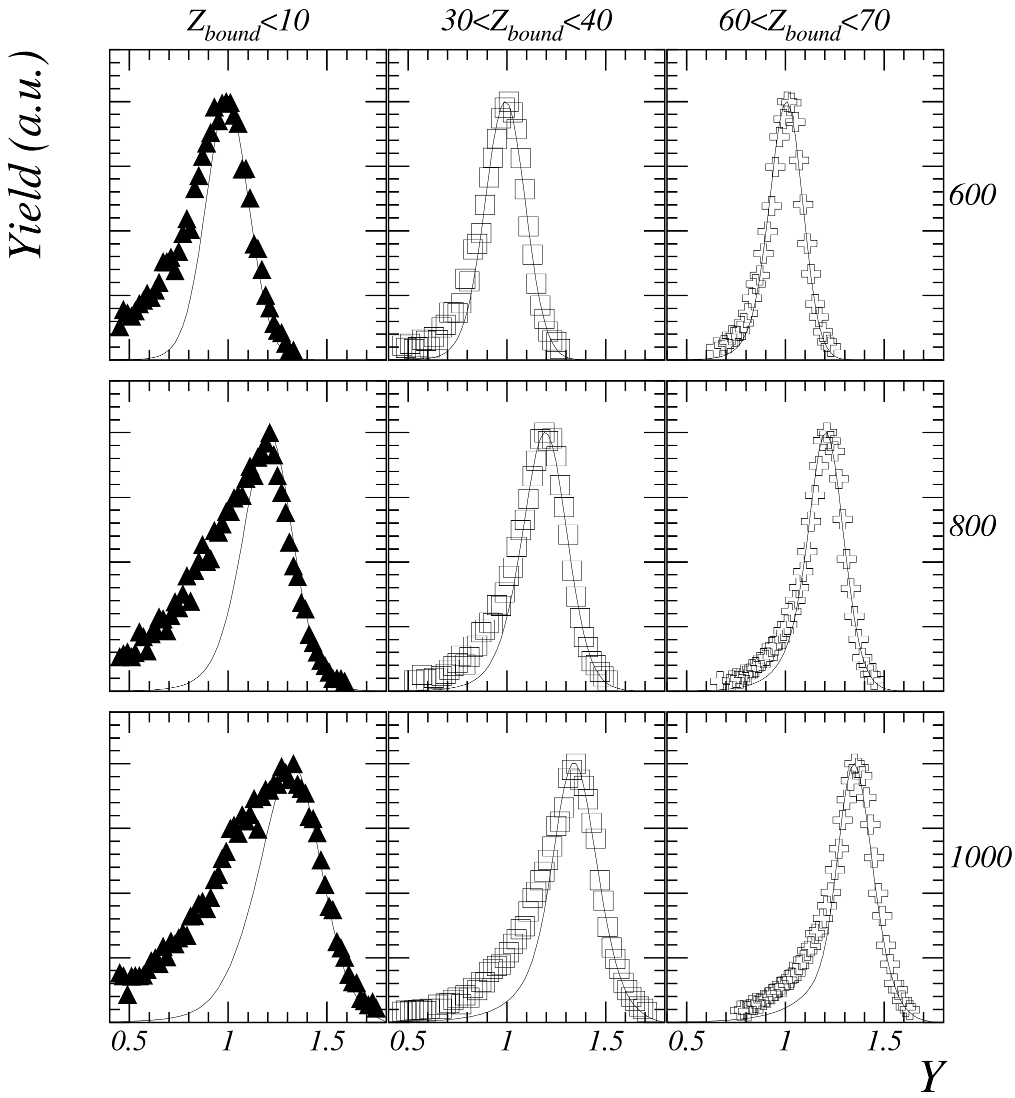

Abbildung 43: Bestimmung des Longitudinalimpulses der Neutronen für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV und drei verschiedene Ereignisklassen. Die Symbole geben die Meßwerte in einem $p_\perp$-Intervall zwischen 35 und 70 MeV/c wieder, die Linien zeigen die Anpassung an die hochenergetische Flanke der Rapiditätsverteilungen unter der Annahme einer thermischen Verteilung.

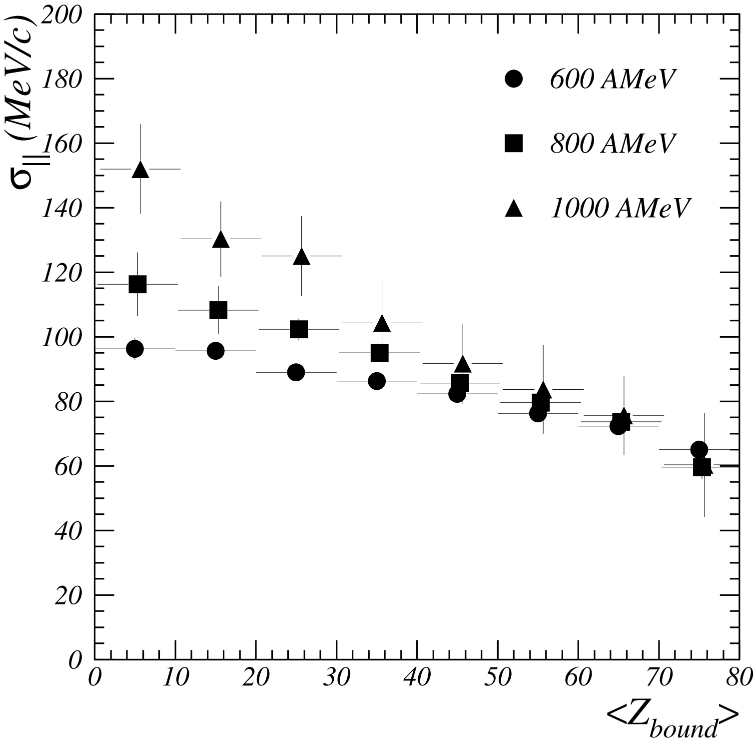

Abbildung 44: Longitudinalimpulsbreite der Neutronen in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV.

In transversaler Richtung ist die Impulsauflösung des Neutronendetektors viel besser als in longitudinaler Richtung. Abbildung 45 zeigt die Transversalimpulsverteilungen für Au+Au bei 1000 AMeV unter drei verschiedenen Zentralitätsbedingungen. Wie oben wurden zur Unterdrückung des Einflusses von Detektoreigenschaften auf die Spektrenform, die Verteilungen unter der Bedingung - diesmal in longitudinaler Richtung - $1{,}3<y<1.4$ erzeugt. Eine Gauß-Verteilung der Spektren entspricht hier ebenfalls einer thermischen Quelle. Im Gegensatz zu den longitudinalen Verteilungen lassen sich die Spektren in transversaler Richtung mit einer Überlagerung von zwei Gauß-Verteilungen deutlich besser beschreiben. Die Verteilung mit der geringeren Breite entspricht einer Quelle von $T \approx 2{,}5$ MeV. Die Temperatur dieser Quelle ist unabhängig von der Zentralität, ihr Anteil an der Verteilung nimmt aber mit zunehmender Zentralität ab. Die Temperatur der anderen Quelle nimmt mit der Zentralität linear zu.

In Abbildung 46 ist die Multiplizität der den beiden Komponenten entsprechenden Neutronen in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Die 'kalte' Komponente spielt demnach nur in den periphersten Stößen eine Rolle.

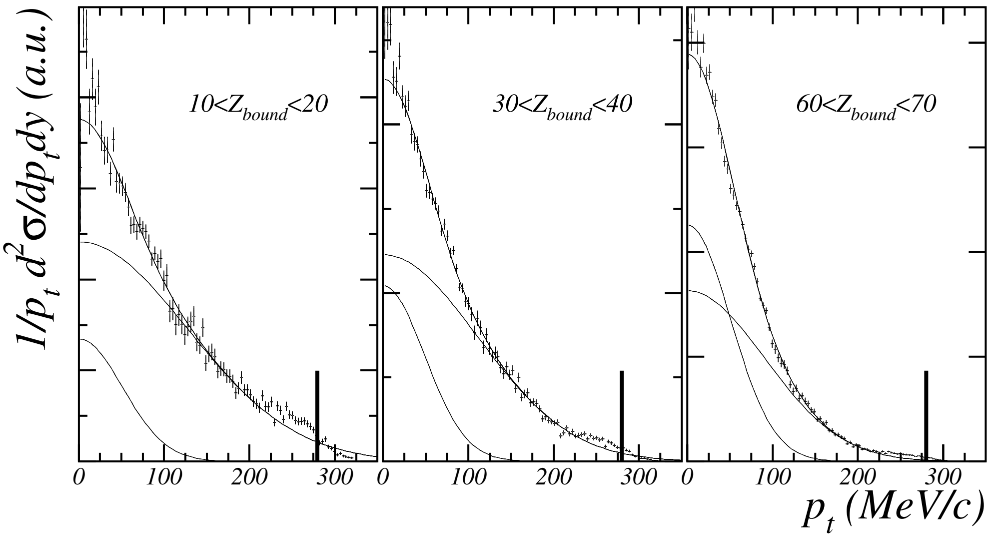

Abbildung 45: Ergebnis der Transversalimpulsbreitenbestimmung mit einem 2-Quellen-Fit für verschiedene Ereignisklassen für Au+Au bei 1000 AMeV. Der Balken stellt den Akzeptanzbereich in dem verwendeten Rapiditätsintervall dar (s. Abbildung 8).

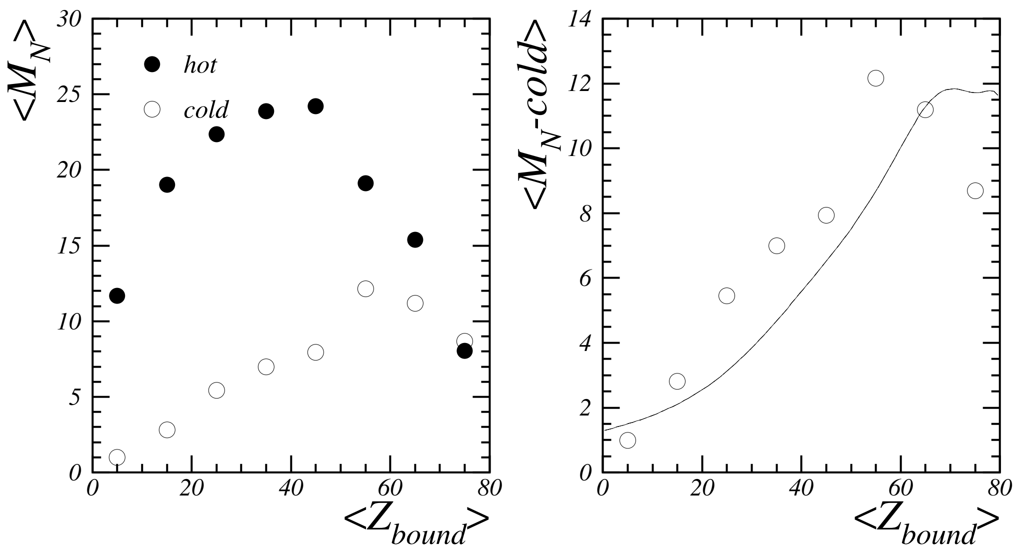

Abbildung 46: Vergleich zwischen den Multiplizitäten der 'heißen' und der 'kalten' Komponente in den Transversalimpulsverteilungen (linkes Bild). Die Multiplizität der kalten Komponente entspricht der Differenz zwischen der Zahl der Neutronen im schwersten Fragment nach der EPAX-Parametrisierung und bei konserviertem N/Z-Verhältnis des Projektiles.

Die beiden Komponenten weisen auf den verschiedenen Ursprung der Neutronen hin. Die 'kältere' Komponente entspricht demnach sekundären Zerfällen schwerer Fragmente. Wie oben bereits erwähnt, beobachtet man bereits bei niedrigen Anregungsenergien, wie sie hier bei den periphersten Stößen auftreten, die Abdampfung zahlreicher Neutronen. Dies führt zu den neutronenärmeren Nukliden der schweren Fragmente. Aus der Neutronendifferenz zwischen den schwersten Fragmenten und dem N/Z-Verhältnis des Projektiles kann die Anzahl der Neutronen in der 'kalten' Komponente abgeschätzt werden. Im linken Teil von Abbildung 46 ist das Ergebnis dieser Abschätzung gezeigt. Die Kreise geben die gemessene Anzahl der 'kalten' Neutronen wieder, die Linie stellt die Neutronendifferenz des schwersten Fragmentes zwischen N/Z des Projektiles und der EPAX-Parametrisierung für die Massen der Fragmente dar.

Die Systeme Au+Au bei 600 und 800 AMeV zeigen ähnliche Ergebnisse. Auch hier beobachtet man in den transversalen Impulsspektren zwei Komponenten, deren relative Häufigkeiten dem 1000 AMeV- System gleichen. Die Impulsbreiten der höheren Komponente sind aber, wie bereits bei den Longitudinalimpulsen beobachtet, abhängig von der Einschußenergie (s. Abbildung 47). In der Zusammensetzung, der 'Chemie' des Aufbruches, unterscheiden sich die Systeme verschiedener Einschußenergie nicht, nur die Kinematik der Neutronen behält eine 'Erinnerung' an den Eingangskanal der Reaktion.

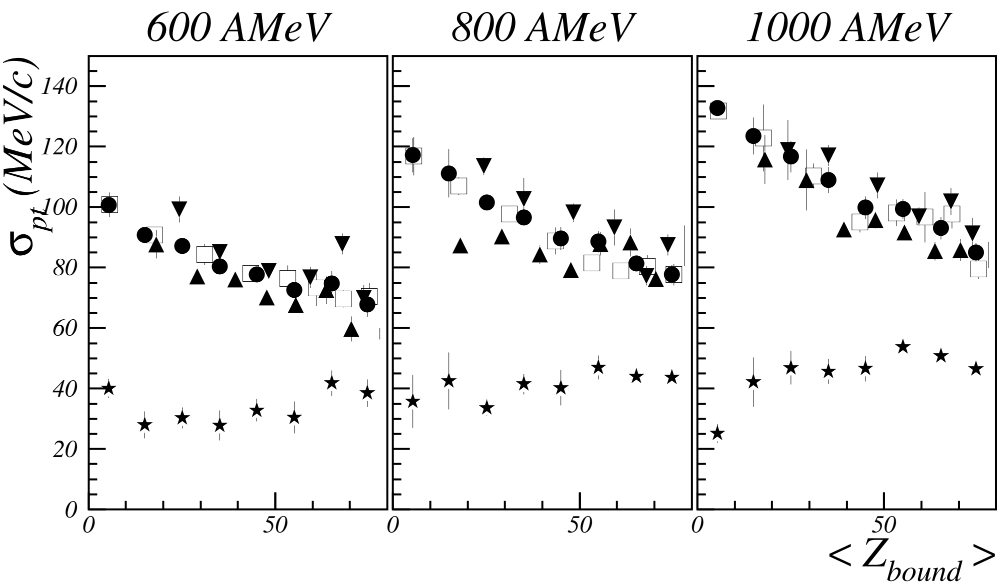

Abbildung 47: Transversalimpulsbreiten der Neutronen in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV für die verschiedenen Ereignisklassen (Symbole s. Abbildung 29). Die Sterne stellen die Impulsbreite der 'kalten' Komponente dar.

Für die im folgenden aufgestellte Energiebilanz ist die mittlere kinetische Energie der Neutronen wichtig. Die longitudinalen Impulse werden zu diesem Zweck nicht benutzt, da die Auflösung hier die Bestimmung der 'kälteren' Impulskomponente nicht ermöglicht. Für die 'heißere' Komponente kann aber die Isotropie der Emission überprüft werden. In Abbildung 48 ist die Breite des longitudinalen Impulses gegen die transversale Impulsbreite für verschiedene Ereignisklassen aufgetragen. Im Rahmen der Fehlerbalken besteht eine gute Übereinstimmung zwischen den Ergebnissen in den beiden Richtungen im Impulsraum. Die Neutronen zeigen demnach eine isotrope Emission. Die Bestimmung der mittleren kinetischen Energie kann daher aus den Impulsbreiten in transversaler Richtung alleine erfolgen (s. Abbildung 49). Für die folgende Energiebilanz wird daher die aus der transversalen Impulsanalyse errechnete kinetische Energie benutzt.

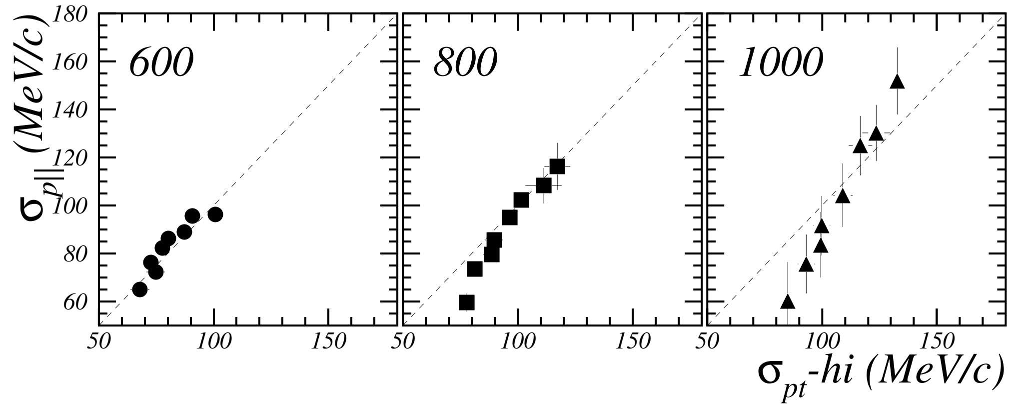

Abbildung 48: Vergleich zwischen longitudinaler und transversaler Impulsbreite der Neutronen für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV.

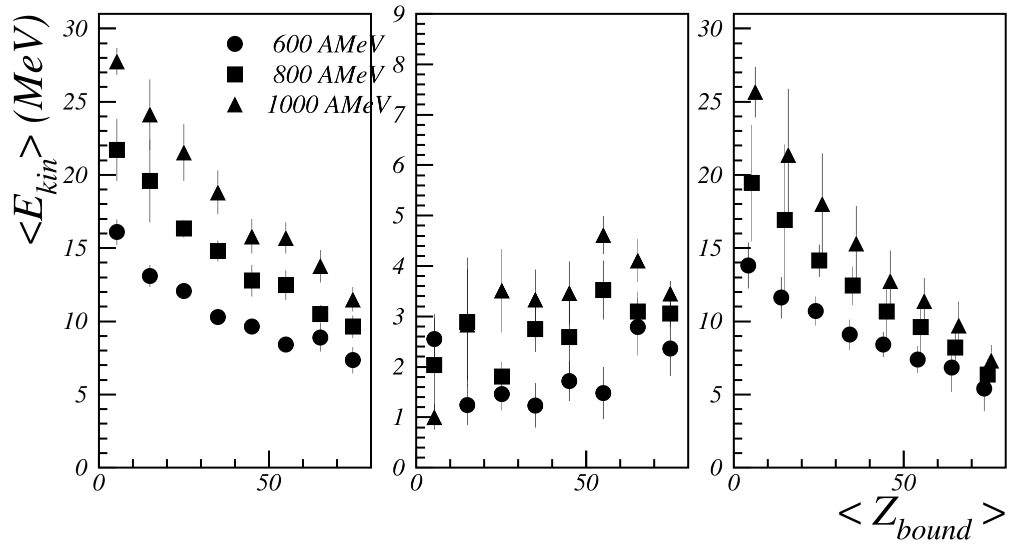

Abbildung 49: Aus transversaler Impulsbreite bestimmte mittlere kinetische Energie der Neutronen in der 'heißen' (links), 'kalten' (mitte) Komponente und mittlere kinetische Energie der Neutronen (rechtes Bild) in Abhängigkeit von Z_{bound}.

5.2 Wasserstoff- und Heliumisotope

Für die kinetischen Energien der Wasserstoffisotope liegt in der vorliegenden Arbeit nur eine

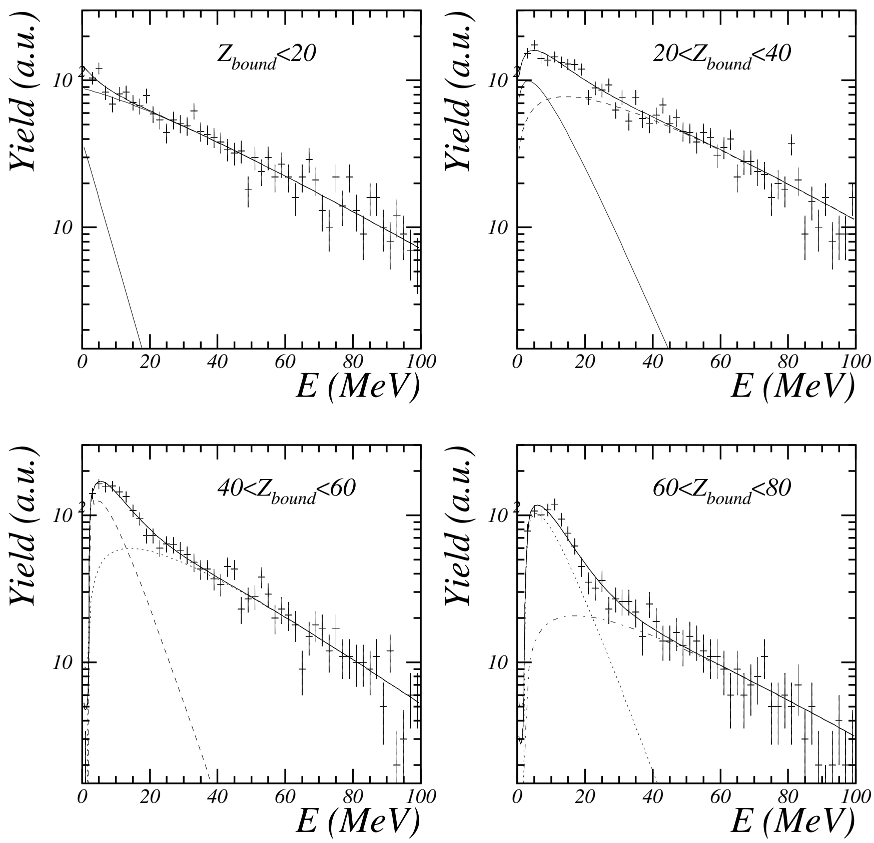

Abbildung 50: Mit den Teleskopen unter θ=150° aufgenommene Energiespektren der Protonen für verschiedene Ereignisklassen für das System Au+Au bei 1000 AMeV. Die Spektren lassen sich mit zwei Maxwell-Boltzmann-Verteilungen parametrisieren.

Messung für das System Au+Au bei 1000 AMeV vor. Für die beiden anderen hier untersuchten Systeme bei Einschußenergien von 600 und 800 AMeV wird die mittlere kinetische Energie der Wasserstoffisotope aus der kinetischen Energie der Neutronen abgeschätzt.

Abbildung 50 zeigt die mit den Teleskopen gemessenen Energieverteilungen der Protonen. Wie bei den Neutronen lassen sich auch die Protonenspektren mit einer Quelle nicht beschreiben. Auch hier beobachtet man eine 'kalte' Komponente mit einer Temperatur von T≈5MeV und eine 'heiße' Komponente mit T≈25MeV. Die Temperatur der beiden Quellen ist nahezu unabhängig von der Ereignisklasse. Mit zunehmender Zentralität nimmt die Stärke der 'kalten' Komponente im Verhältnis zur 'heißen' Komponente ab. Das Verhältnis der beiden Quellen zueinander entspricht dem Verhältnis der beiden Quellen bei den Neutronen (s. Abbildung 51). Die Protonen stammen demnach mit abnehmender Zentralität zunehmend aus sekundären Zerfällen [Odeh 98].

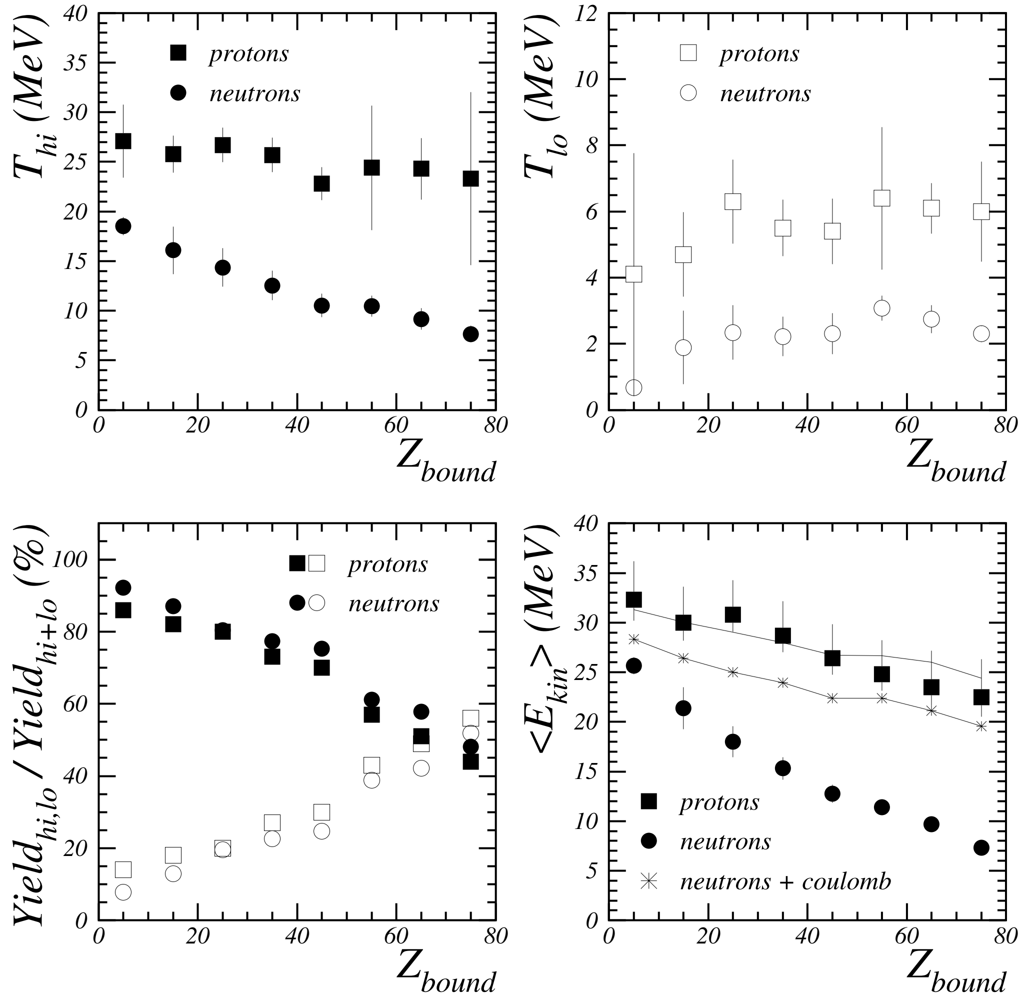

*Abbildung 51: Vergleich zwischen den Temperaturen der zwei Komponenten von Neutronen und Protonen (obere Bilder), den relativen Häufigkeiten der Komponenten (unten links) und der mittleren kinetischen Energien von Protonen und Neutronen (unten rechts). Die Linien stellen die Abschätzung der kinetischen Energie der Protonen aus der kinetischen Energie der Neutronen und der Coulomb-Energie für die Kerndichten $\rho=\rho_0/3$ (untere Linie und *) und Kerndichte $\rho=\rho_0$ (obere Linie) dar.*

Die Bestimmung der mittleren kinetischen Energie der Wasserstoffisotope erfolgt direkt aus den Mittelwerten der mit den Teleskopen gemessenen Energieverteilung, die Fehlerbalken repräsentieren dabei den maximalen Fehler aufgrund der endlichen Nachweisschwelle der Detektoren unter der Annahme einer Maxwell-Bolzmann-Verteilungsfunktion mit und ohne Coulomb-Barriere. Im rechten unteren Bild in Abbildung 51 sind die mittleren kinetischen Energien der Neutronen und der Wasserstoffisotope im Vergleich dargestellt. Die mittleren kinetischen Energien der Protonen liegen deutlich über denen der Neutronen, wobei die Differenz mit zunehmender Zentralität der Reaktionen abnimmt. In der einfachsten Annahme sollten sich die kinetischen Energien von Protonen und Neutronen nur durch die Coulomb-Abstoßung zwischen den Protonen und dem zerfallenden Restkern unterscheiden:

$$E_{coul} = \frac{Z_0}{R} \quad 1.44\,MeV\ fm$$

Die Sterne in Abbildung 51 zeigen das Ergebnis für die aus den p-p-Korrelationsfunktionen bestimmte Aufbruchsdichte von etwa $\rho=\rho_0/3$. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zu der einfachen Annahme. Die Daten lassen sich aber besser mit einer noch größeren Aufbruchsdichte bei $\rho=\rho_0$ beschreiben. Dies deutet auf eine Emission der leichten Teilchen in der frühen Phase der Reaktion hin.

Für die Einschußenergien von 600 und 800 AMeV stehen für die hier durchgeführte Analyse keine Messungen für die Wasserstoffisotope zur Verfügung. Deren mittlere kinetische Energien werden daher für diese Systeme mit der oben angeführten Annahme aus den kinetischen Energien der Neutronen für eine Dichte von $\rho=\rho_0/3$ - entsprechend der Messungen für Au+Au bei 1000 AMeV [Frit 97] - abgeschätzt. Die Abhängigkeit von der Einschußenergie, die bei allen vermessenen Observablen nur in den kinetischen Energien der Neutronen zu beobachten ist, überträgt sich somit in der Analyse auf die kinetischen Energien der Wasserstoffisotope.

Für das System Au+Au bei 1000 AMeV lassen sich die mittleren kinetischen Energien der Heliumisotope ebenfalls mit den Teleskopen bestimmen. Aufgrund der höheren Nachweisschwelle in den Detektoren können diese hier nicht direkt aus dem Mittelwert der Verteilungen bestimmt werden. Hier wurden die Verteilungen mit einer Maxwell-Bolzmann-Verteilung und einer Coulomb-Barriere angepaßt. Die sich aus der Nachweisschwelle ergebenden Unsicherheiten spiegeln sich in den unsymmetrischen - im Vergleich zu den Wasserstoffisotopen größeren - Fehlerbalken wider. Abbildung 52 zeigt die mittleren kinetischen Energien der leichten Teilchen in Abhängigkeit von Z_{bound}. Es zeigt sich eine systematische Abhängigkeit von der Masse, mit zunehmender Masse nimmt die mittlere kinetische Energie ab. ^{3}He fällt hier aus der Systematik heraus. Für ein rein thermisches Szenario erwartet man eine von der Masse der Teilchen unabhängige mittlere kinetische Energie, beim Auftreten von Kompressions- und Dekompressionseffekten und dem damit verbundenen Fluß einen proportionalen Zusammenhang zwischen Masse und mittlerer kinetischer Energie. Diese beobachtete inverse Abhängigkeit kann daher als weiteres Indiz für eine frühe Emission der leichten Teilchen aus einem Vorgleichgewichtszustand angesehen werden.

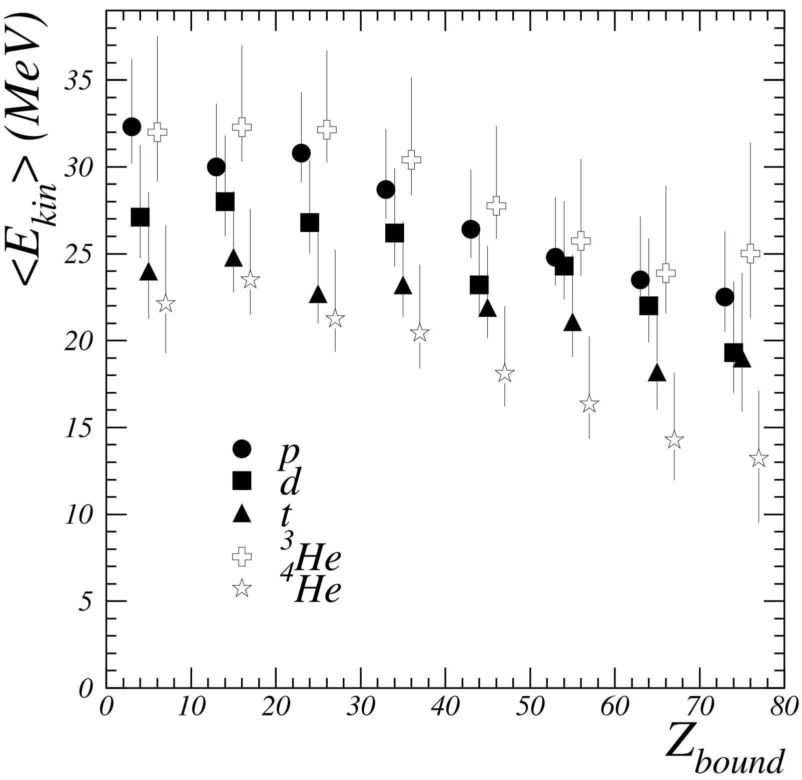

Abbildung 52: Mittlere kinetische Energie der leichten Fragmente für Au+Au bei 1000 AMeV. Die Daten wurden mit den Teleskopen bestimmt.

5.3 Fragmente

Die kinetische Energie der Fragmente ergibt sich aus ihrer y-Positionsverteilung auf der Flugzeitwand, die mit Gauß-Verteilungen parametrisiert werden kann. Die Masse ergibt sich aus der gemessenen Ladung mit Hilfe der EPAX-Parametrisierung. Die Ortsauflösung erlaubt eine Bestimmung der mittleren kinetischen Energie bis etwa Z=20, darüber hinaus ist nur die Angabe einer oberen Grenze möglich. Für die Energiebilanz des Aufbruches ist dies aber nicht von Belang, da die schweren Fragmente wegen ihrer kleinen Multiplizität in der kinetischen Gesamtenergie nur eine untergeordnete Rolle spielen. Abbildung 53 zeigt die mittlere kinetische Energie pro Nukleon als Funktion der Ladung der Fragmente. Hier ist keine signifikante Abhängigkeit von der Einschußenergie und nur eine kleine Abhängigkeit von der Ereignisklasse zu beobachten. Für die unterschiedlichen Ereignisklassen sollte sich aber zumindest der Einfluß der Coulombabstoßung, sowie die kollektive Bewegung bemerkbar machen. Die Coulombabstoßung wurde hier mit Coulomb-Trajektorienrechnungen bei einer Dichte von $\rho=\rho_0/3$ berechnet, der Einfluß der kollektiven Bewegung in transversaler Richtung wird im folgenden Kapitel diskutiert. Im unteren Teil von Abbildung 53 sind die so korrigierten mittleren kinetischen Energien dargestellt. Unter der Annahme eines thermischen Aufbruches läßt sich die Massenabhängigkeit und damit die Ladungsabhängigkeit mit einer Temperatur parametrisieren. Die assoziierte Temperatur zeigt eine Abhängigkeit von der Ereignisklasse, sie steigt mit zunehmender Zentralität der Reaktionen an.

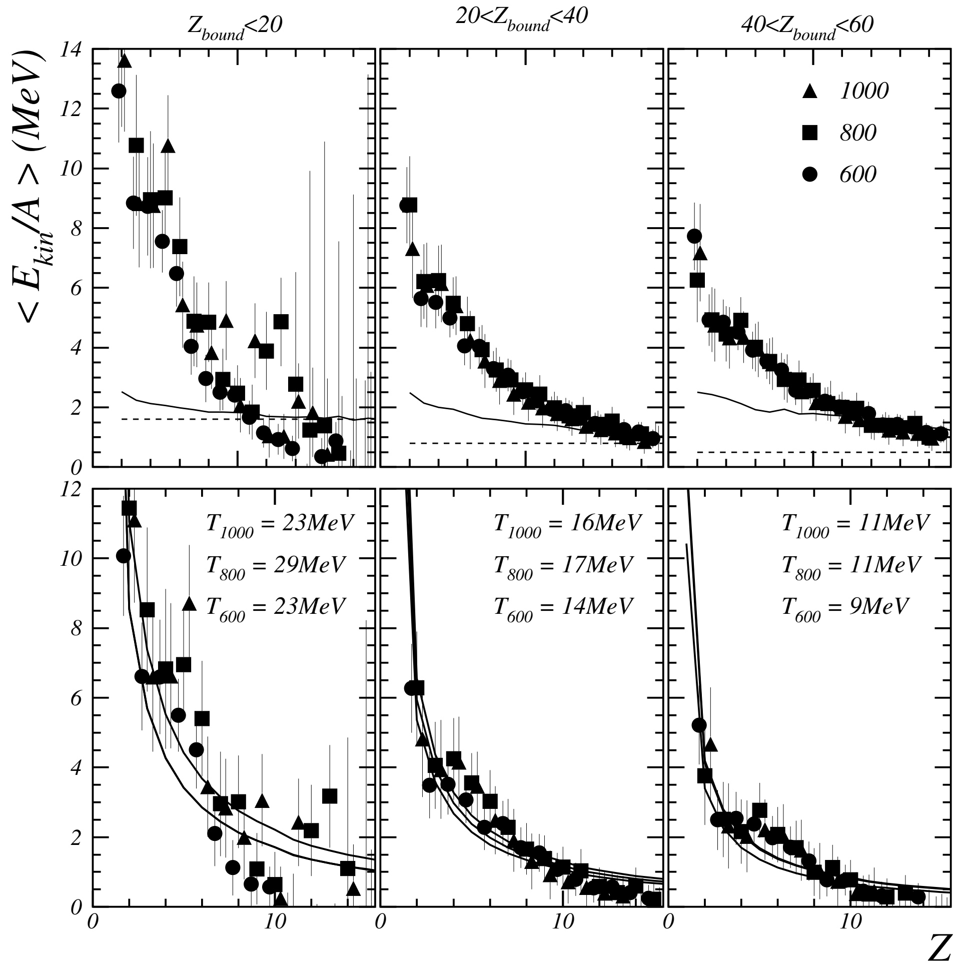

Abbildung 53: Mittlere kinetische Energie pro Nukleon der Fragmente bestimmt aus den y-Ortsverteilungen auf der Flugzeitwand in Abhängigkeit von deren Ladung für verschiedene Ereignisklassen und Einschußenergien. In den oberen Abbildungen sind die Abschätzungen für die Coulomb-Energie (volle Linie) und die kollektive Transversalbewegung (gestrichelte Linie) eingezeichnet. In den unteren Abbildungen sind die kinetischen Energien auf diese Effekte korrigiert, so daß die Energien mit einer Temperatur parametrisiert werden können (volle Linien).

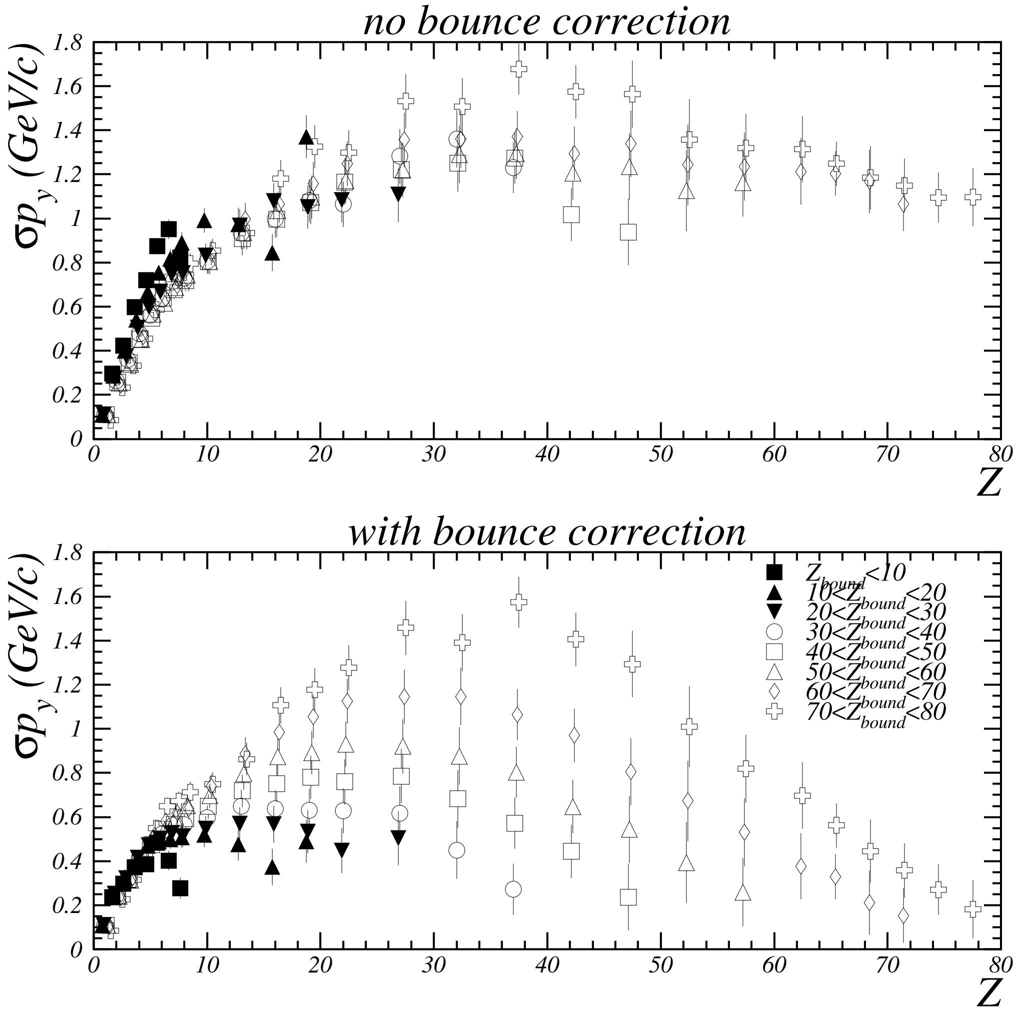

Abbildung 54: Transversalimpulsbreite der Fragmente in Abhängigkeit von der Ladung für verschiedene Ereignisklassen für Au+Au bei 1000 AMeV. Im unteren Bild sind die Transversalimpulse ereignisweise auf den Schwerpunktsimpuls korrigiert.

Eine andere Parametrisierung ergibt sich direkt aus den Transversalimpulsen. Abbildung 54 zeigt die sich aus der Anpassung einer Gauß-Funktion ergebenden Breiten der Transversalimpulsverteilungen. In der oberen Abbildung ist die unkorrigierte Breite eingezeichnet, in der unteren Abbildung wurden die Transversalimpulse auf den ereignisweise bestimmten Schwerpunktsimpuls korrigiert. Dieser läßt sich aber ereignisweise nicht vollständig rekonstruieren, da Messungen über die Wasserstoffisotope und die Neutronen nur für Ereignisklassen vorliegen; daher stellen die Verteilungen im oberen und unteren Bild, maximale und minimale Abschätzungen für die tatsächliche Impulsbreite dar (s. auch Kapitel 5.4).

5.4 Kollektive Bewegung

Die Untersuchung der kollektiven Bewegung in relativistischen Schwerionenreaktionen ist eng verknüpft mit der Frage nach der Kompressibilität von Kernmaterie. In der Überlappzone wird die zur Verfügung stehende Energie zum Teil zur Kompression der Kernmaterie genutzt, was ein Abbremsen der restlichen Projektil- und Targetmaterie zur Folge hat. Der aufgebaute Druck führt im weiteren Verlauf der Reaktion zu einer kollektiven Bewegung der Nukleonen vom Reaktionszentrum weg. Besonders interessant in diesem Zusammenhang ist der kollektive Seitwärtsfluß - *bounce-off* , da sich dieser erst im Laufe der Reaktion ausbildet [Sche 74, Stöc 80, Stöc 86, Kono 95]. Experimentell wurde mit der Untersuchung dieses Phänomens Anfang der 80'er Jahre mit dem *plastic-ball*-Detektor begonnen [Gutb 89, Stoc 89]. Der hier vorgestellte experimentelle Aufbau ist auf die Messung der kollektiven Bewegung nicht optimiert. In besonderem Maße zur Messung des kollektiven Seitwärtsflusses eignet sich ein radialsymmetrischer Detektor viel besser. Daher werden hier die kollektiven Effekte nur in dem Rahmen diskutiert, in dem sie für die Bestimmung der Anregungsenergie von Relevanz sind.

- Longitudinaler Impulstransfer (*stopping*)

Das *stopping* der Quelle kann mit dem experimentellen Aufbau hier nur für den zerfallenden Projektilrestkern bestimmt werden. Die ereignisweise Bestimmung des longitudinalen Schwerpunktimpulses macht, der begrenzten Flugzeitauflösung wegen, keinen Sinn. Das *stopping* wird aus diesem Grunde indirekt aus den Geschwindigkeitsverteilungen der leichteren Teilchen extrahiert. Es zeigt sich, daß innerhalb der Meßgenauigkeit von etwa 1% keine signifikante Abhängigkeit von der Zentralität der Ereignisse zu beobachten ist [Schü 96b].

Die mittlere Rapidität der Neutronen für die drei in dieser Arbeit untersuchten Einschußenergien zeigt Abbildung 55. Hier kann ebenfalls nur eine obere Grenze für das Abstoppen des Projektilrestkernes angegeben werden. Das Problem bei der Bestimmung der mittleren Rapidität besteht in der Abtrennung des in Kapitel 3.2 diskutierten Prääquilibriumanteiles; dessen Abschätzung beeinflußt die Bestimmung des Schwerpunktes der Rapiditätsverteilungen in größerem Maße als die Bestimmung der Breite. Der systematische Fehler ergibt sich folglich aus einer maximalen und minimalen Annahme des Prääquilibriumanteiles und der Zeitauflösung des Detektors. Im Rahmen dieser Fehler sind die Werte in guter Übereinstimmung zu den oben gezeigten für die leichten geladenen Teilchen.

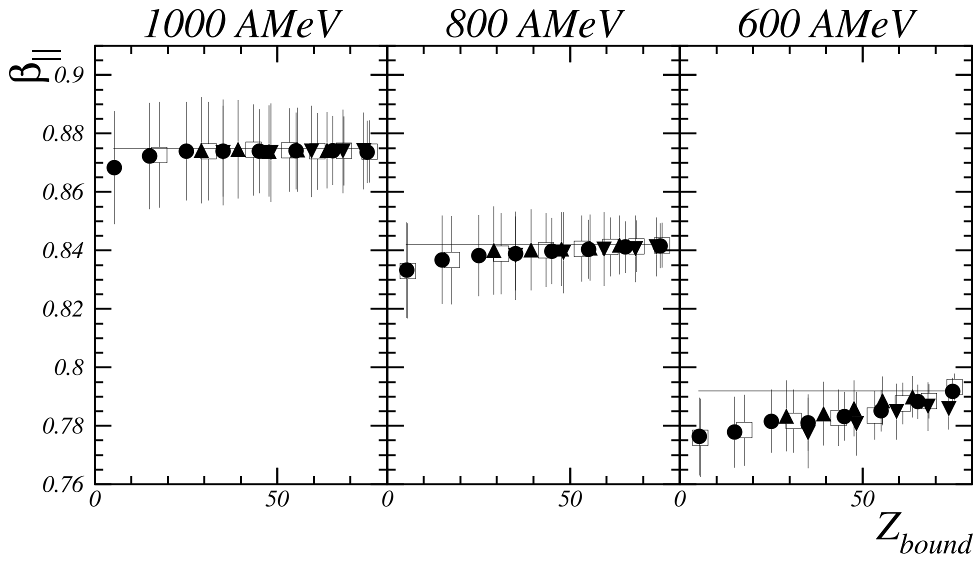

Abbildung 55: Mittlere Geschwindigkeit der Neutronen in Abhängigkeit von Z_{bound} für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV. Die Linie stellt die Strahlgeschwindigkeit dar.

- bounce off

Die in den vorangegangenen Abschnitten vorgestellten Messungen der kinetischen Energien erfolgten unter der Annahme einer ruhenden Targetquelle bzw. einer sich geradlinig mit Strahlrapidität bewegenden Projektilquelle, für die Energiebilanz interessiert aber die kinetische Energie der Fragmente im Schwerpunktsystem des zerfallenden Restkernes. Die kinetischen Energien der Fragmente wurden dabei aus der Ortsverteilung in y-Richtung - also senkrecht zur Strahlachse - bestimmt. Hier muß demnach auf den Seitwärtsfluß korrigiert werden. Bei der Bestimmung des Seitwärtsflusses werden drei verschiedene Methoden angewandt:

(a) Rekonstruktion der Reaktionsebene [Dani 85, Dani 88]. Dazu wird der Transversalimpuls des Projektilrestkernes ereignisweise rekonstruiert, wobei hier nur die Impulse von Teilchen mit Z>1 zur Verfügung stehen. In den zentralsten Reaktionen heißt das, daß nur etwa 50% der Masse des Projektilrestkernes betrachtet wird. In y-Richtung muß ferner der Einfluß der geometrischen Akzeptanz berücksichtigt werden. Die hier vorgestellten Ergebnisse stammen aus der Analyse von [Schü 96b].

Das Ergebnis der Analyse ist in Abbildung 56 zu sehen. Mit zunehmender Zentralität steigt der kollektive Transversalimpuls deutlich an. In den zentralsten Ereignissen werden Werte zwischen 3 und 5 MeV/u erreicht.

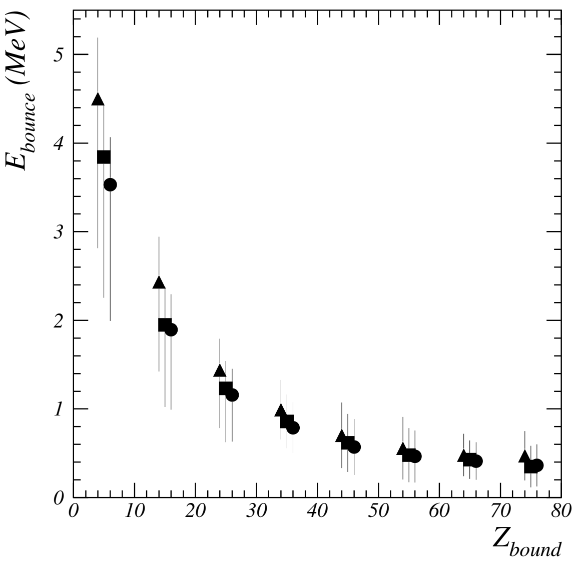

Abbildung 56: Rekonstruktion der transversalen Kollektivbewegung -bounce off - in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV. [Schü 96b]

(b) Rekonstruktion der y-Komponente des Schwerpunktsimpulses. Hier werden die y-Komponenten des Impulses ereignisweise auf den gemessenen Schwerpunktimpuls korrigiert. Es stellt sich das gleiche Problem wie bei Methode (a), in den zentralen Ereignisklassen kann nur ein kleiner Teil des Gesamtimpulses bestimmt werden, da auch hier nur Teilchen mit Z>1 in der Analyse berücksichtigt werden können. In Abbildung 54 wurden bereits die Transversalimpulsverteilungen der Fragmente mit und ohne die ereignisweise Korrektur auf den Schwerpunktimpuls gezeigt. Die Werte für den kollektiven Seitwärtsfluß liegen hier in den zentralsten Ereignisklassen etwa halb so hoch wie bei Methode (a).

(c) Rekonstruktion des transversalen Impulses aus der Winkelabhängigkeit der Energiespektren der leichten Teilchen bei der Messung des Aufbruches des Targetrestkernes. Hier wird aus den Winkelverteilungen der mittleren kinetischen Energie in den Hodoskopen, die einen Winkelbereich zwischen 120° und 150° zur Strahlachse abdecken, der mittlere Impuls in transversaler Richtung bestimmt. Bei dieser Methode muß eine Annahme über Form der Verteilung des kollektiven Transversalimpulses gemacht werden, um auf die gesamte Winkelverteilung extrapolieren zu können. Die Energiespektren in den Hodoskopen lassen sich für alle Winkel mit Maxwell-Boltzmann-Verteilungen parametrisieren, wobei - der experimentellen Schwellen in den Si-Zählern wegen - nur der exponentiell abfallende Teil in den Detektoren meßbar ist. Dies entspricht einer Gaußschen Impulsverteilung in jeder Raumrichtung. Daher wurde die Verteilung des kollektiven Transversalimpulses zur Beschreibung der Winkelabhängigkeit der Spektren so gewählt, daß die Projektion auf eine transversale Raumrichtung ebenfalls einer Gauß-Verteilung entspricht. Es ergibt sich somit:

$$E(\theta)=\frac{E_T\left(\frac{2}{3}E_T + A\,E_B\right)}{\frac{2}{3}E_T + A\,E_B\cos^2\theta} \qquad (*)$$

mit : E_T: thermische Energie 3/2 T
E_B: bounce
A : Massenzahl
θ: Winkel zur Strahlachse

Abbildung 57 zeigt die mittlere kinetische Energie der leichten Teilchen in Abhängigkeit des Winkels zur Strahlachse. Jeder Zeile entspricht ein Isotop, den Spalten entsprechen verschiedene Ereignisklassen. Für jede Isotop-Ereignisklassen-Kombination wurde die Winkelabhängigkeit mit (*) angepaßt und der entsprechende kollektive Transversalimpuls extrahiert. Die Zahlen in den einzelnen Kästchen geben die kinetische Energie des Transversalimpulsübertrages in MeV/u wieder. Es zeigt sich, daß die Winkelabhängigkeit der mittleren kinetischen Energien der leichten Teilchen sehr gut mit einer transversalen kollektiven Bewegung erklärt werden kann. Die absoluten Werte stimmen hier gut überein, wobei die Signifikanz bei den Protonen- und Deuteronen-Verteilungen nicht überzeugend ist. Die Werte liegen insgesamt viel höher als mit den oben erläuterten Methoden. Die kinetischen Energien der schwereren Fragmente (s. Abbildung 56) widersprechen derartig hohen Werten für den *bounce-off*. Für die α-Teilchen kann die Extrapolation nach 90° mit der kinetischen Energie der Heliumteilchen in y-Richtung ohne *bounce*-Korrektur in der Flugzeitwand verglichen werden. Diese sind als geschlossene Quadrate eingezeichnet. Es zeigt sich eine befriedigende Übereinstimmung, wobei die kinetischen Energien, die mit der Flugzeitwand gemessen wurden systematisch unterhalb der Extrapolation liegen.

Der Vergleich zwischen longitudinaler und transversaler Impulsbreite der Neutronen zeigt eine isotrope Emission im Laborsystem und deutet somit nicht auf eine kollektive transversale Bewegung hin (s. Abbildung 48). Die kinetische Energie der Neutronen wird daher nicht auf eine kollektive Bewegung hin korrigiert. In den zentralen Ereignisklassen, in denen die kollektive transversale Bewegung ins Gewicht fällt (Z_{bound} < 30), beherrschen gerade die Neutronen und die Wasserstoffisotope die Massen- und Energiebilanz des Systemes (s. Abbildung 39, Abbildung 58). Für das System Au+Au wird die kinetische Energie der Wasserstoff- und Heliumisotope mit den Teleskopen bestimmt. Sie befinden sich in einem Winkel von θ=150° zur Strahlachse, hier wird nach (*) also fast '*bounce*-frei' gemessen. Für die Systeme Au+Au bei 600 und 800 AMeV wird die kinetische Energie der Wasserstoffisotope aus der kinetischen Energie der Neutronen abgeschätzt, diese werden daher ebenfalls nicht mehr auf die kollektive transversale Bewegung korrigiert. Die Unsicherheit der Energiebilanz aufgrund der kollektiven Bewegung fällt daher mit 1-2 MeV/u nur gering aus (s. Abbildung 60 ff). Im folgenden wird die Maximal- und Minimalannahme des mit Methode (a) bestimmten kollektiven Transversalimpulses benutzt.

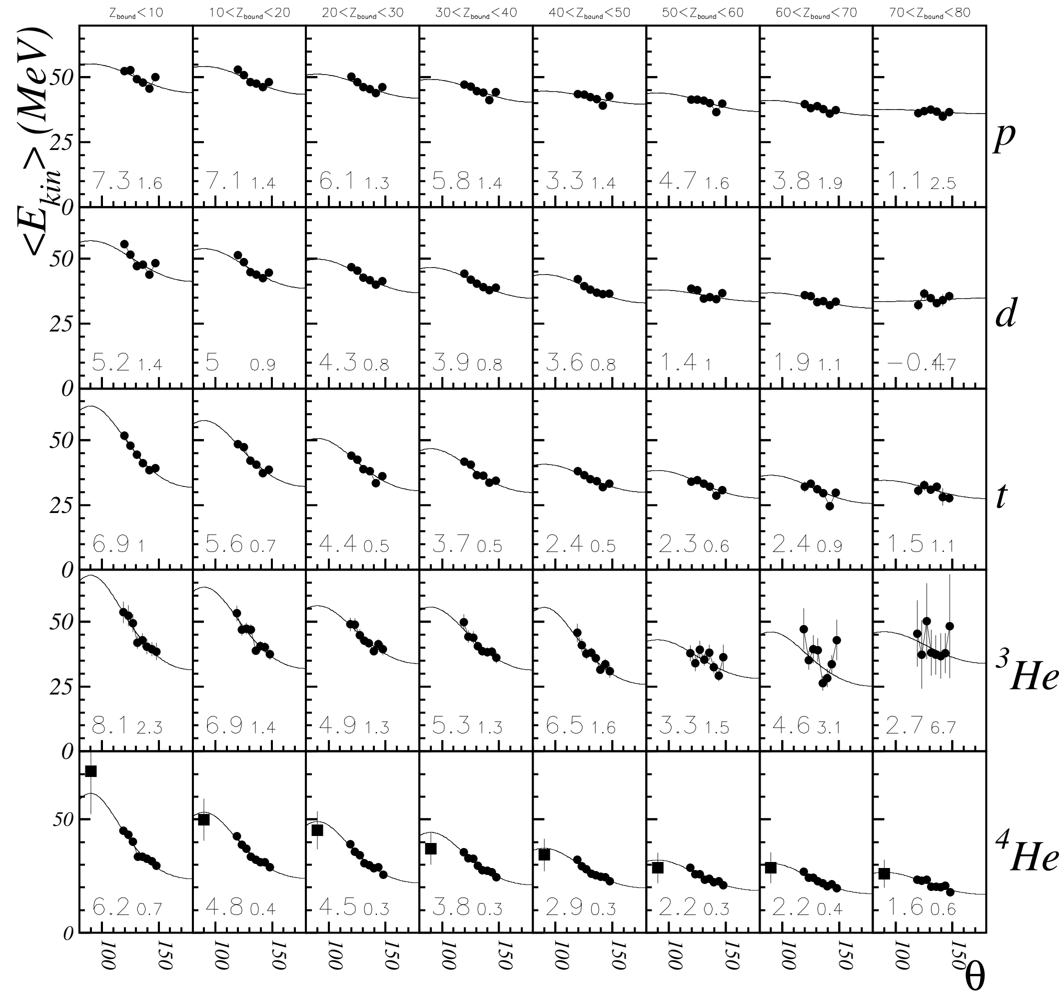

Abbildung 57: Polarwinkelabhängigkeit der mittleren kinetischen Energie der leichten Teilchen gemessen mit den Hodoskopen für Au+Au bei 1000 AMeV. Jedes Kästchen entspricht einem Winkelbereich von 80-180°. Die Abhängigkeit kann auf eine transversale Kollektivbewegung zurückgeführt werden. Damit ergibt sich für jede Abbildung ein Wert für den bounce, der in die Abbildungen eingetragen ist.

5.5 Energiebilanz, Anregungsenergie

In den beiden vorangegangenen Kapiteln wurde gezeigt, daß die Bruchstücke aus dem Projektilrestkern vollständig vermessen wurden. Ziel dieses Kapitels ist die Aufstellung der Energiebilanz des zerfallenden Spektatorrestkernes.

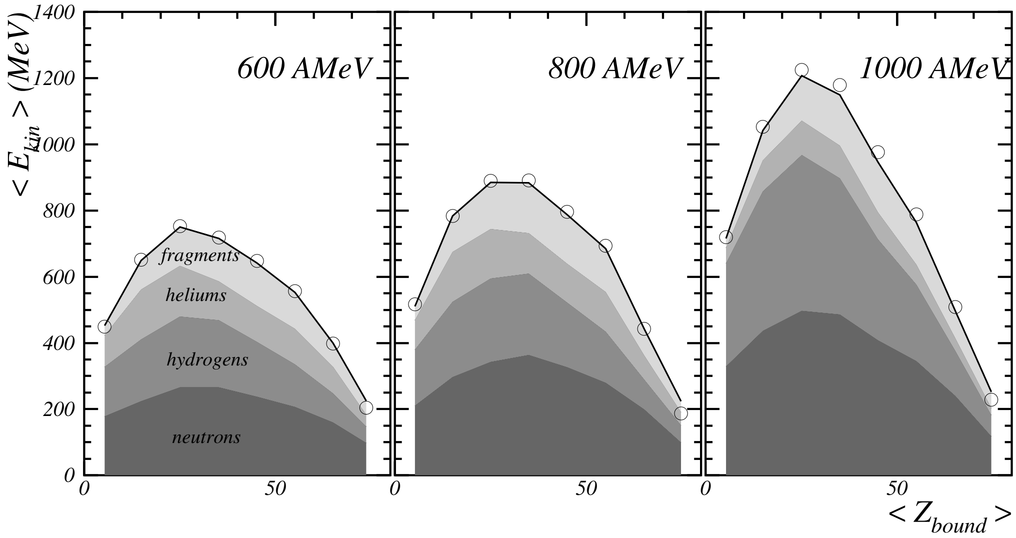

Abbildung 58: Anteil der verschiedenen Teilchenspezies an der gesamten kinetischen Energie als Funktion von Z_{bound} für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV.

Abbildung 58 zeigt die Summe der kinetischen Energien der dem Projektilrestkern zugeordneten Bruchstücke aufgeschlüsselt nach der Teilchenspezies für die 3 hier untersuchten Systeme. Die Fragmente mit Z>1 machen nur etwa 50% in der kinematischen Energiebilanz aus, ihr absoluter Betrag unterscheidet sich für die verschiedenen Einschußenergien nicht. Der Unterschied in den absoluten Beträgen folgt der Messung der Neutronen, da die kinetischen Energien der Wasserstoffisotope für 600 und 800 AMeV aus den kinetischen Energien der Neutronen abgeschätzt sind.

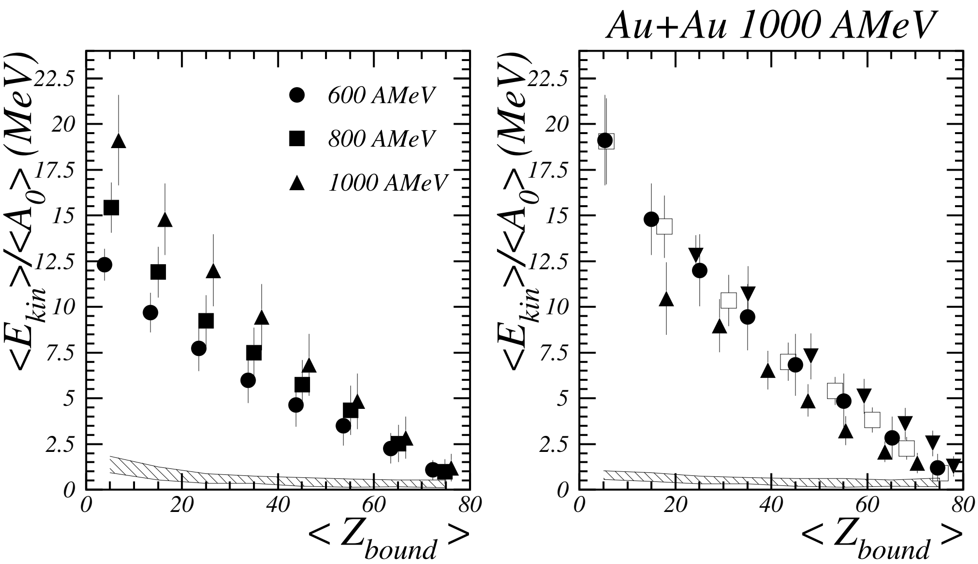

Abbildung 59: Summe der kinetischen Energien normiert auf die Systemgröße als Funktion von Z_{bound} für die Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV (linkes Bild) und für Au+Au bei 1000 AMeV in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} (rechtes Bild, Symbole s. Abbildung 29). Die schraffierten Werte stellen die - noch durchzuführende - Korrektur auf die kollektive Transversalbewegung dar.

Mit zunehmender Zentralität nimmt der Anteil der leichten Teilchen an der Gesamtmasse zu und die kinetische Energie der Neutronen steigt an. Zudem ist die kinetische Energie der leichten Teilchen größer als die der schweren Teilchen. Folglich steigt die kinetische Energie pro Nukleon mit zunehmender Zentralität an (s. Abbildung 59). Der Zusammenhang zwischen der kinetischen Energie und Z_{bound} ist für die drei Systeme nahezu linear.

Die Anregungsenergie des zerfallenden Spektatorrestkenes ergibt sich nun aus der Summe der kinetischen Energien und dem Q-Wert:

$$E_0 = \left(\sum E_{kin} + \sum m_i\right) - \left(E_{kin\,0} + m_0\right)$$

In Abbildung 60 ist die Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Die Anregungsenergie steigt mit abnehmendem Z_{bound} linear an. Ferner ist sie abhängig von der Einschußenergie. Es sei hier aber nochmals betont, daß die Einschußenergieabhängigkeit alleine in den kinetischen Energien der Neutronen zu beobachten ist. Die größten experimentellen Unsicherheiten liegen in der Messung der leichten Teilchen und der Bestimmung der transversalen Kollektivbewegung. Die Observable Z_{bound} ist demnach ein gutes Maß sowohl für die Zentralität des Stoßes (s. Kapitel 3.4), die Größe des Restkernes (s. Kapitel 4.2) als auch für die Anregungsenergie.

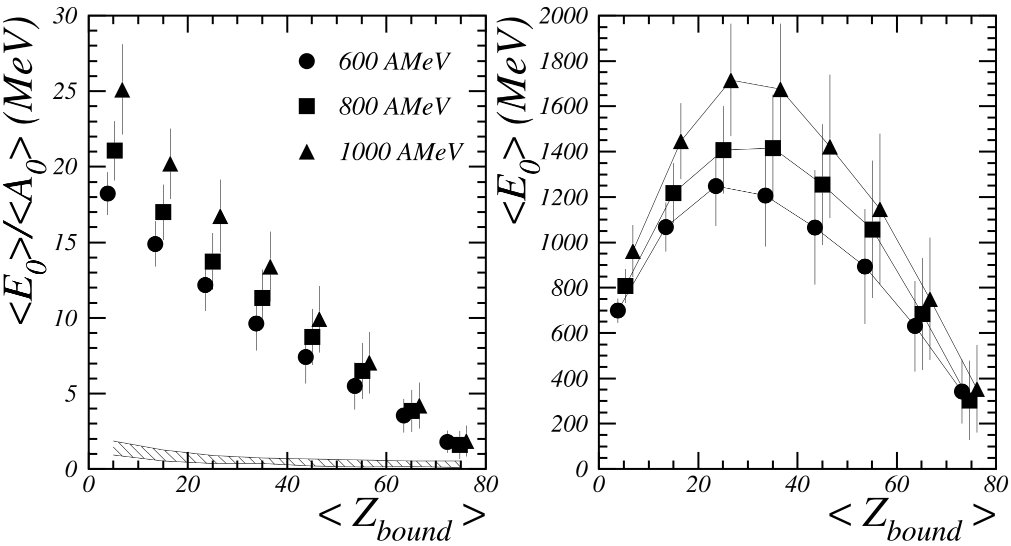

Abbildung 60: Anregungsenergie (rechtes Bild) und Anregungsenergie pro Nukleon (linkes Bild) in Abhängigkeit von Z_{bound}. Die eingezeichneten Werte sind noch nicht auf die kollektive Bewegung korrigiert (schraffierte Fläche in linker Abbildung).

Die in Kapitel 3.4 eingeführten Ereignisklassen ermöglichen auch hier eine differenziertere Betrachtung. Abbildung 61 zeigt dies exemplarisch für Au+Au bei 1000 AMeV. Innerhalb eines gegebenen Z_{bound}-Intervalles nimmt die Anregungsenergie mit zunehmender Größe des schwersten Fragmentes ab.

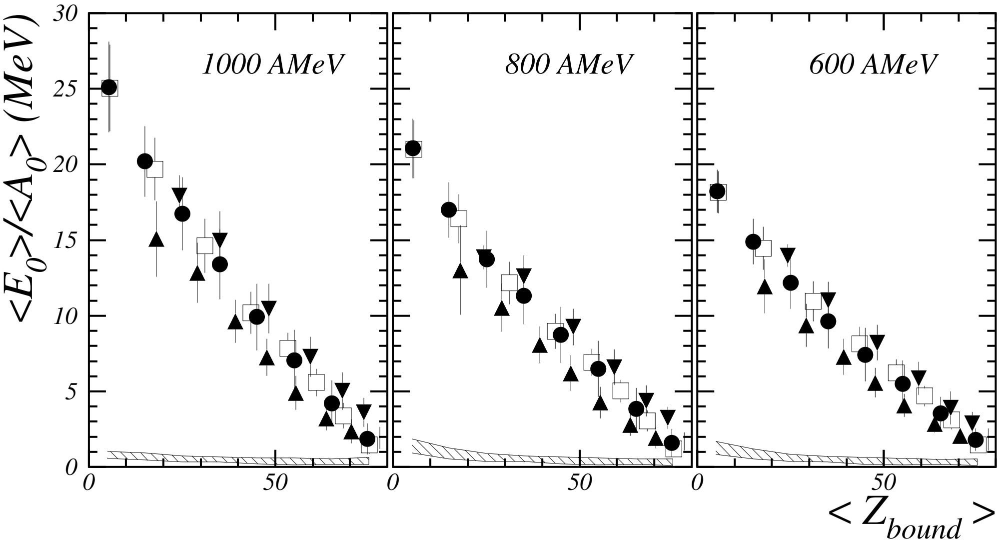

Abbildung 61: Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion von Z_{bound} für verschiedene Ereignisklassen (Symbole s. Abbildung 29)

Aus dem Blickwinkel der systematischen Analyse der Fragmente - und hier insbesondere der Ladungskorrelationen - sind diese Ergebnisse zunächst überraschend. Der Projektilrestkern scheint in den Fragmenten jegliche Erinnerung an den Eingangskanal verloren zu haben, die Fragmentmultiplizitäten sowie deren Korrelationen und kinetischen Energien sind unabhängig von der Einschußenergie. Dies spricht für eine äquilibrierte Quelle. Für die leichten Teilchen gilt dies nicht, diese dominieren aber mit zunehmender Zentralität mehr und mehr die Gesamtenergie des Systemes, daher nimmt der Unterschied in der Anregungsenergie für die verschiedenen Einschußenergien in dieser Richtung zu. Für halbzentrale Reaktionen, im Bereich der maximalen IMF-Produktion, überschreitet in allen Systemen die Anregungsenergie die Bindungsenergie der Nukleonen im Restkern des Projektiles, in den zentralsten Ereignisklassen liegt die Anregungsenergie bei mehr als dem doppelten Wert der Bindungsenergie. Der Q-Wert zeigt hier aber auch an, daß das System weitgehend in Neutronen und Protonen 'zerlegt' ist, oder anders ausgedrückt, sich in einer gasförmigen Phase befindet. Eine weitere Zuführung von Energie kann nicht mehr zum Aufbruch von Fragmenten genutzt werden. Dies deutet sich auch in dem Verhältnis des Q-Wertes an der Anregungsenergie an (s. Abbildung 62). In den drei hier untersuchten Systemen nimmt der Anteil des Q-Wertes an der Anregungsenergie mit zunehmender Zentralität ab.

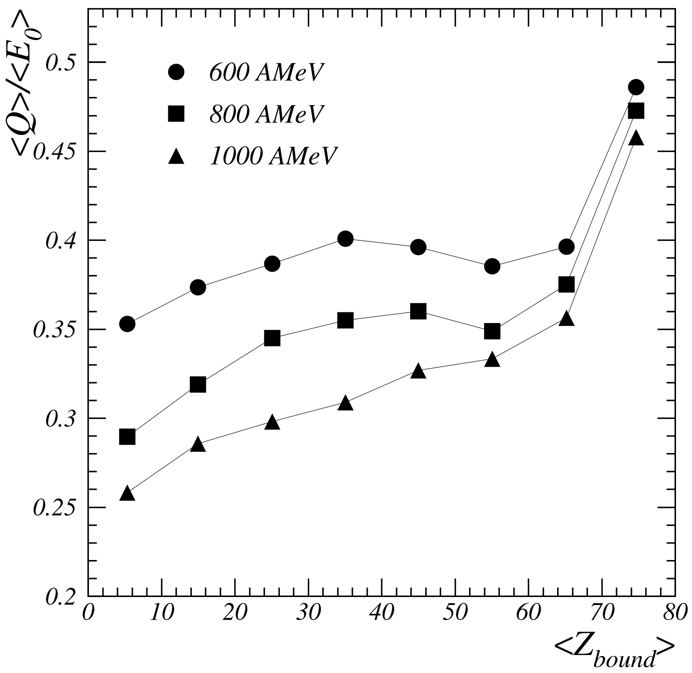

Abbildung 62: Anteil des Q-Wertes an der Anregungsenergie in Abhängigkeit von Z_{bound} für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV.

Die in diesem Kapitel vorgestellte Energiebilanz gibt nicht zwangsläufig die Anregungsenergie wieder, die zum Zeitpunkt der Bildung der Fragmente dem System zur Verfügung steht. Es stellt sich daher die Frage, ob sie als Anregungsenergie für die Multifragmentation interpretiert werden kann und, wenn nicht, welcher Anteil Vorgleichgewichtseffekten zugeordnet werden muß. Diese Fragen werden in den nächsten Kapiteln ausführlicher diskutiert.

6 Kalorische Kurve

Die ersten Messungen zu Anregungsenergie und Temperatur in zerfallender Spektatormaterie wurden von der ALADiN-Kollaboration in [Moeh 95, Poch 95] veröffentlicht und lösten eine intensive Diskussion aus[Papp 94, Nato 95, Tsan 95, Camp 96, More 96, Poch 96]. Zunächst stand hier die Frage nach der Bestimmung der Temperatur im Mittelpunkt des Interesses. Daher wurde von der ALADiN-Kollaboration ein Experiment zur systematischen Untersuchung der Temperaturbestimmung durchgeführt, in dem mehrere Thermometer miteinander verglichen wurden [Serf 97, Frit 97, Odeh 98].

In diesem Kapitel werden die Ergebnisse der Temperaturmessungen vorgestellt und der Zusammenhang mit der Anregungsenergie des Systemes hergestellt (Kalorische Kurve). Die Temperatur von hochangeregter Kernmaterie ist experimentell nicht direkt zugänglich. Unter der Annahme eines thermischen und chemischen Gleichgewichtes kann sie aber indirekt bestimmt werden. Hier soll auf drei verschiedene Methoden kurz eingegangen werden:

(1) Temperaturbestimmung aus den Energiespektren

Unter der Annahme eines globalen Gleichgewichtes können die kinetischen Energien mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung beschrieben werden. Aus der Steigung des hochenergetischen Anteiles kann die Temperatur direkt aus den Spektren bestimmt werden. Die kinetischen Energien der Fragmente werden allerdings von verschiedenen Effekten, wie Coulomb-Wechselwirkungen, Flußeffekten oder sequentiellen Zerfällen beeinflußt. Außerdem zeigt sich hier nach [Gold 74, Stok 84, Baue 95] ein weiterer Einfluß der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Präfragment. Bei den leichten Teilchen beobachtet man zudem Vorgleichgewichtseffekte. Der Vergleich dieses Thermometers mit der Anregungsenergie führt auch zu Autokorrelationen; Temperatur und Anregungsenergie können daher nicht unabhängig voneinander bestimmt werden.

(2) Temperaturbestimmung aus dem Besetzungsverhältnis angeregter Kernzustände: 'Zustandsthermometer'

Hier betrachtet man die relative Besetzung der angeregten Zustände eines Kernes. Dieses Besetzungsverhältnis wird durch einen Boltzmannfaktor beschrieben. Die Temperaturbestimmung aus den angeregten Zuständen ist um so genauer, je größer der Niveauabstand zwischen den beiden angeregten Zuständen ist. Aus Gründen der Statistik sollte er aber nicht deutlich über 20 MeV liegen. Für typische Kerntemperaturen in dem hier betrachteten Energiebereich eignen sich die Zerfälle von ^{4}He, ^{5}Li oder ^{8}Be besonders gut. Experimentell werden nur die teilcheninstabilen Zerfallskanäle untersucht [Poch 87, Kund 90, Schw 93, Serf 97, Frit 97].

(3) Temperaturbestimmung aus Isotopenverhältnissen: 'Isotopenthermometer'

Bei der Bestimmung der Temperatur aus Isotopenverhältnissen wird angenommen, daß Fragmente und Nukleonen in einer Gasphase vorliegen. Im chemischen Gleichgewicht ist dann - in Analogie zum Massenwirkungsgesetz - die Bildung von Fragmenten aus den Nukleonen unter anderem proportional zu einem Boltzmann-Faktor. Die Bildung eines Doppelverhältnisses zwischen Isotopen gleicher Neutronen- wie Protonendifferenz führt zur Eliminierung der Abhängigkeit von der Neutronen- bzw. Protonendichte [Albe 85, Poch 95, Moeh 95, Odeh 98, Xi 97].

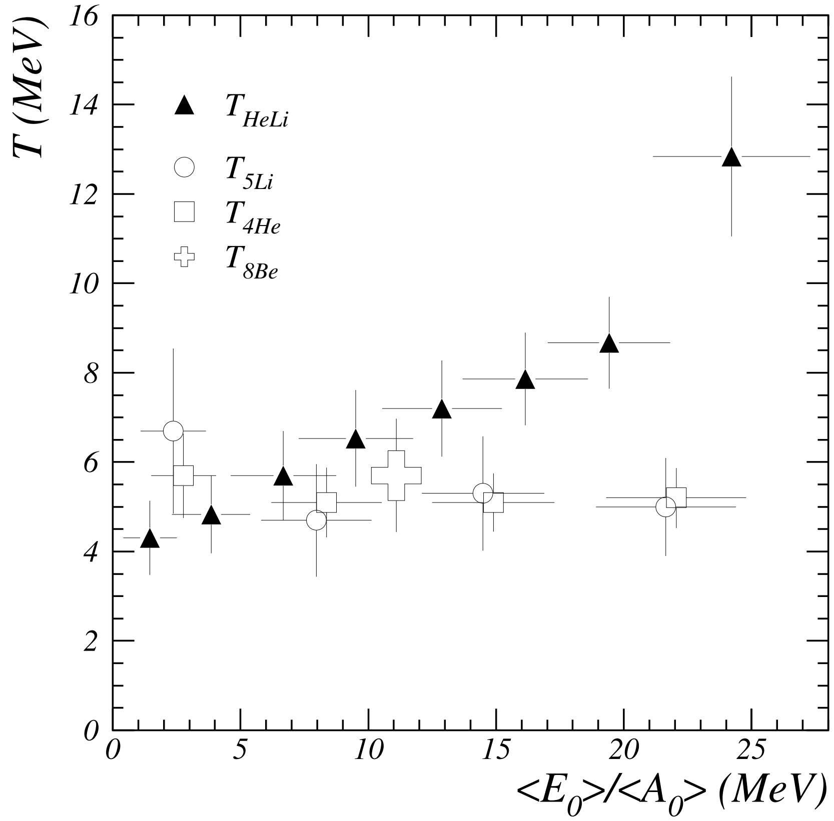

Abbildung 63: Kalorische Kurven für das System Au+Au bei 1000 AMeV. Die unterschiedlichen Symbole entsprechen verschiedenen Thermometern.

Abbildung 63 zeigt die mit Methode 2 und 3 bestimmten Temperaturen als Funktion der im vorangegangenen Kapitel aus der Energiebilanz gewonnenen Anregungsenergie für das System Au+Au bei 1000 AMeV. Es zeigt sich, daß die aus den angeregten Kernzuständen bestimmte Temperatur von der Anregungsenergie unabhängig ist, während die 'Isotopentemperatur' mit der Anregungsenergie deutlich ansteigt. Die Frage nach der Ursache dieser Diskrepanz ist noch nicht eindeutig geklärt. Der Vergleich der Temperaturen in den hier vorgestellten peripheren Reaktionen mit den in zentralen Au+Au-Reaktionen bei niedrigeren Einschußenergien bestimmten Temperaturen [Serf 97] deutet auf einen unterschiedlichen Zeitpunkt, zu dem die verschiedenen Thermometer 'ausfrieren', hin [Frit 97]. Endgültig wird dieses Problem daher nur im Rahmen dynamischer Modelle zu klären sein. Im nächsten Kapitel wird allerdings gezeigt werden, daß das Isotopenthermometer in guter Übereinstimmung zu einer statistischen Beschreibung des Präfragmentaufbruches steht. Daraus kann geschlossen werden, daß hier tatsächlich die Temperatur zum Zeitpunkt des Fragmentaufbruchs gemessen wird.

Für die verschiedenen Einschußenergien liegen Messungen nach Methode (2) nicht vor, hier können nur die Messungen mit dem Isotopenthermometer miteinander verglichen werden (s. Abbildung 64). Die mit dem Isotopenthermometer bestimmten Temperaturen zeigen im Rahmen der Meßfehler keine Abhängigkeit von der Einschußenergie, während die Anregungsenergie mit zunehmender Einschußenergie ansteigt. Folglich beobachtet man für die beiden Systeme Au+Au bei 600 und 1000 AMeV verschiedene 'kalorische Kurven'. Die Topologie der beiden Kurven ist aber gleich. In beiden Fällen ist ein 'Plateau' in der Temperatur zu beobachten, mit zunehmender Zentralität steigt die Temperatur dann stark an. Dieses Verhalten erwartet man von einem System, das einen Phasenübergang durchläuft. Das 'Plateau' wird in dem Bereich erwartet, in dem zwei Phasen gleichzeitig vorliegen. Diese Analogie zu einem Phasenübergang erster Ordnung, wie er aus makroskopischen Systemen bekannt ist, ist auf kleine Systeme, wie die hier betrachteten, aber nicht uneingeschränkt übertragbar [Wörn 95]. In Kapitel 7 wird der Einfluß der Systemgröße auf diesen Zusammenhang anhand eines statistischen Modelles daher näher untersucht.

Die Anregungsenergie, die sich hier aus der Energiebilanz des zerfallenden Restkernes ergibt, kann aber nicht zwangsläufig als die Anregungsenergie des fragmentierenden Systems interpretiert werden. Wie sich in den folgenden Kapiteln herausstellen wird, ist die Energiebilanz von Vorgleichsgewichtseffekten beeinflußt, die mit zunehmender Einschußenergie anwachsen. Die in Abbildung 64 gezeigten 'kalorischen Kurven' stellen daher in der Energieachse obere Abschätzungen einer kalorischen Kurve dar.

Die mit Methode 1 bestimmten Temperaturen sind in die Abbildungen nicht eingezeichnet. Hier zeigt bereits Abbildung 52 die Schwierigkeit der eindeutigen Extraktion ***<u>einer</u>*** Temperatur aus den kinetischen Energieverteilungen. Ein Trend zu höheren Temperaturen mit zunehmender Zentralität und damit höheren Anregungsenergien ist aber zu erkennen. Insgesamt liegen hier die Temperaturen -wegen der überlagerten Fermi-Bewegung - deutlich über denen aus Methode 1 und 2.

Die Thermometer zeigen demnach folgendes Verhalten:

- Universalität:

  Das Isotopenthermometer und die kinetischen Energien der Fragmente mit Z>2 zeigen keine Abhängigkeit von der Einschußenergie. Für das Zustandsthermometer liegen Meßergebnisse bei 600 und 800 AMeV Au+Au nicht vor.

- Abhängigkeit von der Anregungsenergie:

Sowohl die Temperaturparameter der kinetischen Energien der leichten Fragmente sowie die mit dem Isotopenthermometer bestimmten Temperaturen zeigen eine Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Mit dem Zustandsthermometer werden hier immer konstante Werte von etwa 5 MeV gemessen.

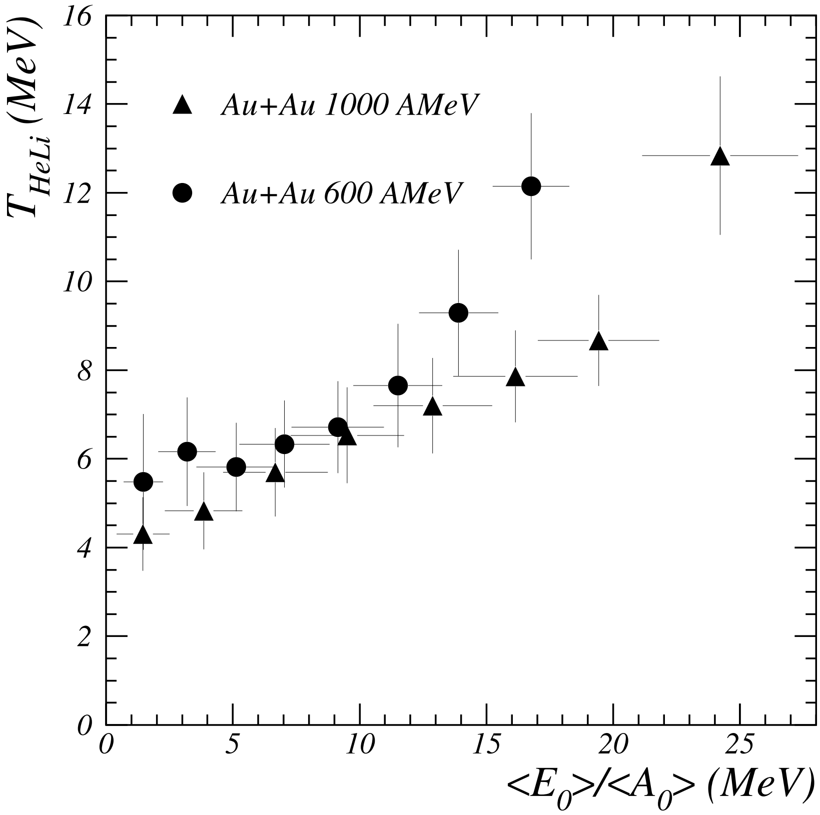

Abbildung 64: Kalorische Kurven für die Systeme Au+Au bei 600 und 1000 AMeV. Die Temperaturen wurden hier mit dem Isotopenthermometer bestimmt, die Anregungsenergie ergibt sich aus der Energiebilanz.

7 Vergleich mit SMM

Die Messung von Anregungsenergie, Systemgröße und Dichte über die Aufbruchsvolumina [Frit 97] sowie der Temperatur [Moeh 96, Frit 97, Odeh 98, Serf 97] legen den Vergleich der experimentellen Daten mit einem statistischen Modell nahe, liegen doch die für eine thermodynamische Beschreibung notwendigen Zustandsgrößen vollständig experimentell vor. Als Modell wurde hier das statistische Multifragmentationsmodell (SMM) in der Version von A. Botvina verwendet [Bond 82,85, Barz 86,87, Botv 85,87,92,95, Groß 85,90,93,96]. Im folgenden werden verschiedene Anpassungen der Rechnungen mit SMM an die experimentellen Daten diskutiert.

Zunächst wird der Einfluß der Systemgröße und der Aufbruchdichte in SMM untersucht. Danach wird eine Anpassung an die Daten vorgenommen, bei der die 'universellen' experimentellen Größen, nämlich Systemgröße einerseits und Ladungskorrelationen und Temperaturen andererseits, als Parameter dienen und die Anregungsenergie im Modell variiert wird. Dabei kann die Sensitivität der Anregungsenergie im Rahmen des Modelles für die Beschreibung der Daten überprüft werden. Der Vergleich zwischen der Anregungsenergie, die das Modell vorhersagt und der gemessenen Energiebilanz kann als Abschätzung des Vorgleichgewichtsanteiles in der Energiebilanz dienen.

7.1 Einfluß von Systemgröße und Dichte

Ein großer Nachteil der Untersuchung der Fragmentation in peripheren Stößen liegt in der gleichzeitigen Änderung von Systemgröße und Anregungsenergie. Es ist nicht möglich, das gleiche System bei verschiedenen Anregungsenergien zu untersuchen. Daher stellt sich bei der Interpretation der experimentellen Daten immer auch die Frage, ob ein Effekt bei sich verändernder Zentralität nun auf die sich ändernde Systemgröße oder die Anregungsenergie zurückzuführen sei.

Im Rahmen von SMM ist diese Untersuchung möglich. Abbildung 65a zeigt die intrinsische Temperatur in Abhängigkeit von der Anregungsenergie pro Nukleon für verschiedene Systemgrößen von A_0=40 - dies entspricht der Größe des Projektilrestkernes in der zentralsten hier betrachteten Ereignisklasse - bis A_0=190. Die Symbole geben die Werte für Isotopentemperatur T_{HeLi} im Rahmen des Modelles wieder. Es zeigt sich, daß der Einfluß der Systemgröße relativ gering ist. Mit abnehmender Systemgröße nimmt die Temperatur des Systems bei unveränderter Anregungsenergie pro Nukleon leicht zu. Geht man davon aus, daß es sich bei der Fragmentation tatsächlich um einen statistischen Aufbruch handelt, dann kann erwartet werden, daß die unterschiedliche Partitionierung in den nach der Zentralität geordneten Ereignisklassen von der sich verändernden Anregungsenergie dominiert wird.

Abbildung 65b zeigt den Einfluß der Aufbruchsdichte auf den Zusammenhang zwischen intrinsischer Temperatur und Anregungsenergie. Auch hier ist der Einfluß sehr gering. Größere Dichten als ρ/ρ_0 =1/2 sind innerhalb des Modelles nicht zu berechnen, da in diesem Fall die Fragmente nicht mehr in dem kleinen Aufbruchsvolumen 'untergebracht' werden können. Aus der Analyse von Korrelationsfunktionen zwischen leichten Teilchen - p-p, p-α, d-α, t-α - in [Frit 97] ergeben sich experimentell Aufbruchsdichten zwischen $0{,}1\rho_0$ bei den zentralen und $0{,}4\rho_0$ bei den peripheren Ereignisklassen. Auf diese Dichteschwankungen ist SMM nicht sensitiv, im folgenden wird daher immer mit einer Aufbruchsdichte von ρ/ρ_0=1/3 gerechnet.

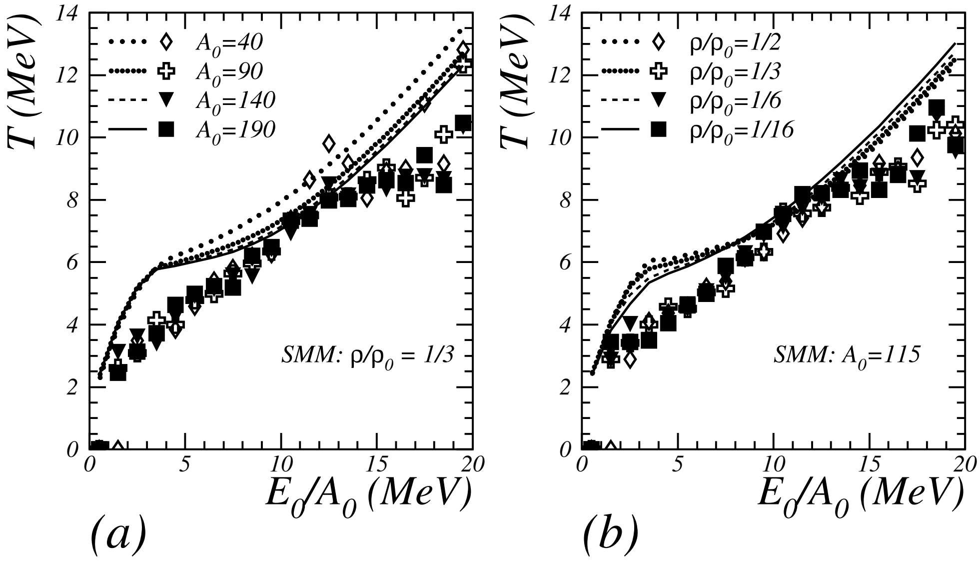

Abbildung 65: a) Systemgrößenabhängigkeit im Rahmen von SMM. b) Dichteunabhängigkeit im Rahmen von SMM. Die Linien geben die intrinsische Temperatur wieder, die Symbole zeigen die aus den Helium- und Lithiumhäufigkeiten berechneten Temperaturen T_{HeLi}.

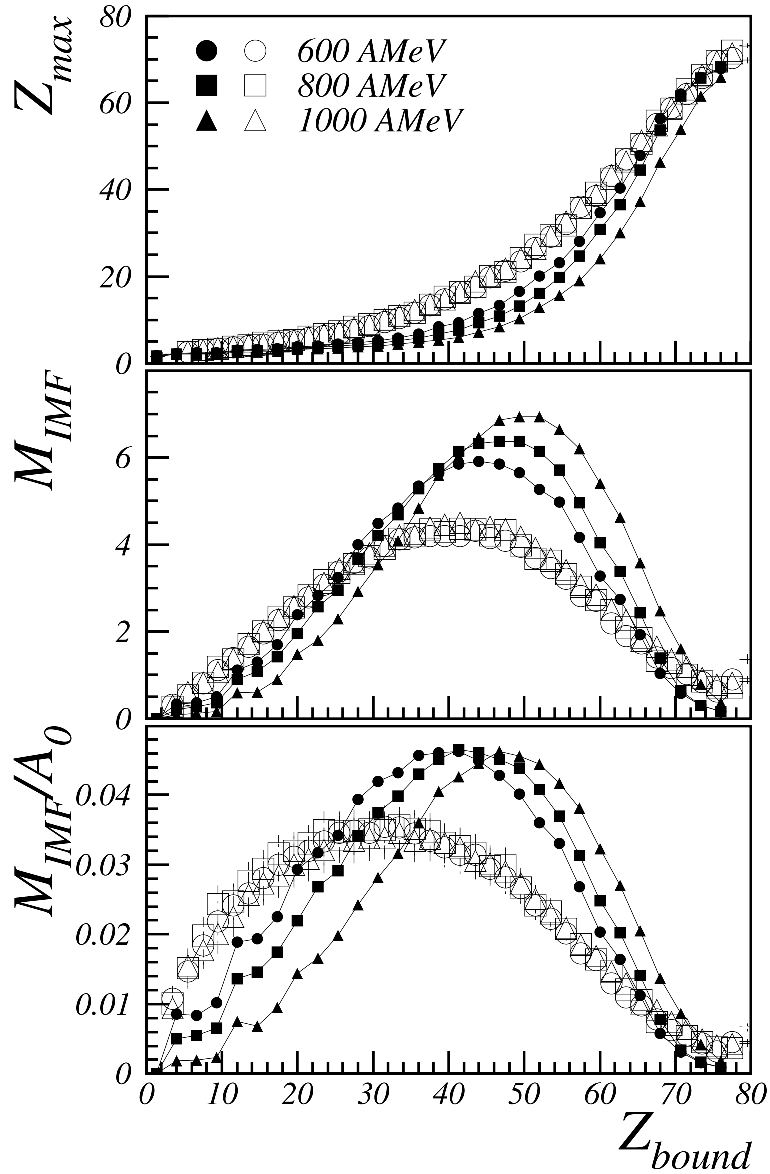

Abbildung 66: Z_{max}, IMF-Multiplizität und auf die Systemgröße normierte IMF-Multiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound}. Der universelle experimentelle Zusammenhang ist mit offenen Symbolen dargestellt, die geschlossenen Symbole kennzeichnen die Vorhersage von SMM, wobei als Eingabeparameter der gemessene Zusammenhang zwischen Systemgröße und Anregungsenergie - dieser ist abhängig von der Einschußenergie - diente.

7.2 Parametrisierung mit ‘universellen’ Observablen

Der experimentell gemessene Zusammenhang zwischen Anregungsenergie, Systemgröße und Dichte kann als ‘Input’ in SMM die Daten nicht beschreiben. In Abbildung 66 ist dies exemplarisch für die mittlere *IMF*-Multiplizität M_{IMF} und den Zusammenhang zwischen Z_{max} und Z_{bound} dargestellt. Die gemessenen Anregungsenergien sind für die Beschreibung der Ladungskorrelationen im Rahmen des Modelles zu groß. Besonders klar zeigt sich dies bei der *IMF*-Multiplizität. Wie sich im folgenden deutlicher zeigen wird, sind die Ladungskorrelationen im Modell über einen weiten Bereich sensitiv auf die Anregungsenergie. Daher können mit den verschiedenen Anregungsenergien bei den verschiedenen Einschußenergien die ‘universellen Eigenschaften’ des Aufbruches nicht erklärt werden.

In diesem Kapitel wird der umgekehrte Weg eingeschlagen. Die ‘universellen’ Größen dienen zur Anpassung des Modelles an die Daten, die Anregungsenergie wird im Modell so gewählt, daß diese Größen beschrieben werden.

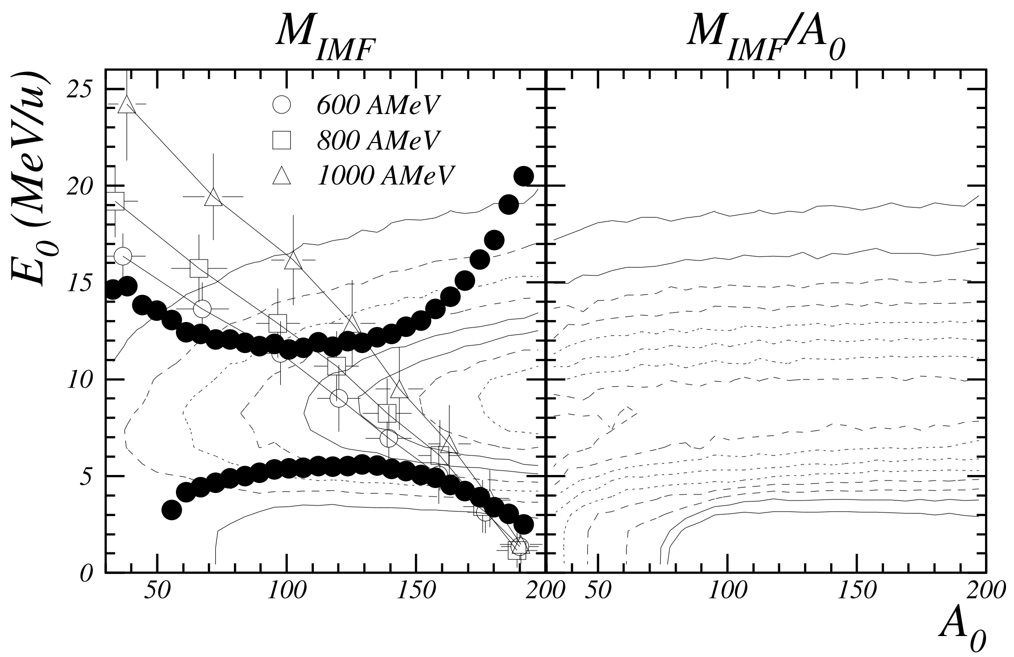

Abbildung 67: Parametrisierung der IMF-Multiplizität mit SMM. Die Linien entsprechen den Vorhersagen des Modelles für gleiche IMF-Multiplizität M_{IMF} im E_0-A_0-Raum, die geschlossenen Kreise geben die optimale Anpassung von SMM an den gemessenen Zusammenhang zwischen M_{IMF} und A_0 wieder. Zusätzlich ist der gemessene Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Systemgröße für die hier untersuchten Systeme Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV eingezeichnet (offene Symbole).

Zu diesem Zweck wird für die Modellrechnungen ein Gitter von Eingabeparametern gewählt. Bei konstanter Dichte von $\rho=\rho_0/3$ werden Systeme in einem A_0-Intervall zwischen 30 und 200 und in einem Anregungsenergie-Intervall zwischen 0 und 20 MeV/u betrachtet. Das N/Z-Verhältnis des Systemes entspricht in den Rechnungen - der experimentellen Beobachtung folgend - unabhängig von der Systemgröße dem des Projektiles - hier Gold, also N/Z=1,49. Für jeden Punkt dieses Gitters wird der mittlere Wert einer bestimmten Observable berechnet. Dargestellt wird eine solche

Rechnung durch Isolinien. Abbildung 67 zeigt dies exemplarisch für die mittlere IMF-Multiplizität M_{IMF}. Die Isolinien stellen hier - wie im folgenden - immer das Ergebnis der Modell-Rechnungen dar, die Symbole das Ergebnis der Messung. Bei den Meßergebnissen werden nur 'universelle' Größen benutzt, das heißt die Anregungsenergie wird nicht herangezogen, so daß sich die Datenpunkte aus der zu untersuchenden Observablen in Abhängigkeit von der Systemgröße ergeben. In der Messung liegen die Daten in Abhängigkeit von Z_{bound} vor (s. Kapitel 4.3), mit dem in Kapitel 4.2 gezeigten Zusammenhang zwischen Z_{bound} und A_0 ergibt sich dann der hier benötigte Zusammenhang zwischen der Observablen und A_0. Die in Abbildung 67 eingezeichneten Datenpunkte entsprechen der experimentell beobachteten Systemgröße und der aus dem Modell vorhergesagten dazugehörigen Anregungsenergie für die optimale Anpassung der mittleren IMF-Multiplizität M_{IMF}. Analog wurde die Anpassung an die anderen Ladungskorrelationen sowie die Temperatur durchgeführt (s. Abbildung 69, Abbildung 70). Es handelt sich somit um eine Anpassung der Anregungsenergie als freiem Parameter in SMM an die Daten. Ein großer Vorteil dieser Darstellung liegt darin, daß die Signifikanz der betrachteten Größe für die Anregungsenergie dargestellt werden kann.

Für die Anpassung der mittleren IMF Multiplizität zeigt sich, daß eine eindeutige Zuordnung *einer* Anregungsenergie für die Beschreibung einer Ereignisklasse nicht möglich ist. Es gibt zwei 'Bänder', eines bei hoher und eines bei niedriger Anregungsenergie, die die Daten beschreiben. Das Maximum der IMF-Produktion liegt unabhängig von der Systemgröße bei einer Anregungsenergie von etwa 8 MeV/u, der Bindungsenergie der Nukleonen. Dieses Maximum wird in den Daten nicht erreicht. Bei den Datenpunkten für große Systeme ist die bei den höheren Anregungsenergien liegende Parametrisierung physikalisch unsinnig, bei den zentralen Stößen, also den kleinen Systemgrößen, ist die 'untere' Parametrisierung in Widerspruch zu den anderen Observablen. Es ist nicht zu verstehen, wie das System von der einen zur anderen Parametrisierung 'springt'. Zwei Effekte sind bei der Interpretation von Abbildung 67 noch nicht berücksichtigt:

1. Fluktuationen im Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Systemgröße.

Fluktuationen können im Rahmen der vorliegenden Analyse nicht untersucht werden, da ein wichtiger Teil der experimentellen Information, nämlich die Daten zu Neutronen und Wasserstoffisotopen, nur für Ereignisklassen, nicht aber ereignisweise zur Verfügung stehen. Sie müßten aber unrealistisch groß sein, um zu erklären, wie das System von dem unteren zum oberen 'Band' in Abbildung 67 gelangt.

2. Ein anderer wichtiger Effekt sind Vorgleichgewichtseffekte bei den leichten Teilchen. Die Systemgröße aus der Massenbilanz stellt die Größe des zerfallenden Restkernes nicht aber zwangsläufig die Größe der statistisch äquilibrierten Quelle dar. Im folgenden zeigt sich, daß die Diskrepanz zwischen Modell und Daten für die leichten Teilchen besonders ausgeprägt ist.

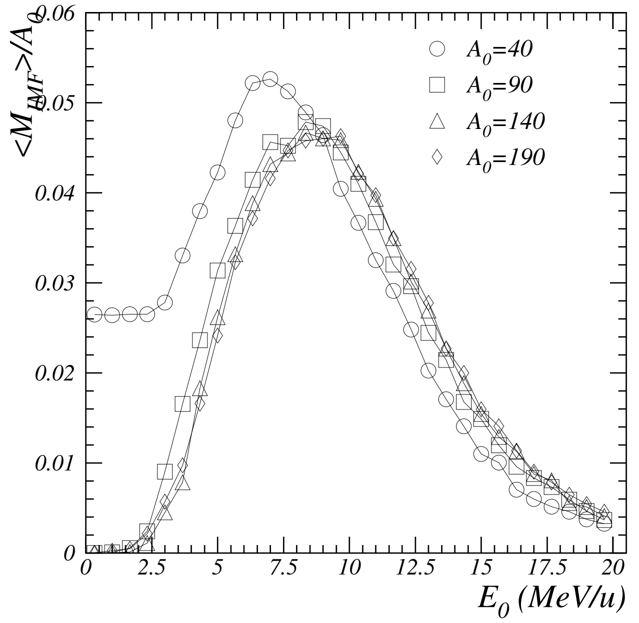

Abbildung 68: Zusammenhang zwischen IMF-Multiplizität M_{IMF} und Anregungsenergie für verschiedene Systemgrößen.

Auch wenn die absolute IMF-Multiplizität in Abhängigkeit von der Systemgröße nicht exakt wiedergegeben werden kann, so zeigt das Modell qualitativ den gleichen Trend wie die Daten. Die normierte *IMF*-Multiplizität ist ein gutes Maß für die Anregungsenergie des Systemes (s. Abbildung 68), da anhand anderer Ladungskorrelationen und der Steigung der *IMF*-Multiplizität in Abhängigkeit von Z_{bound} entschieden werden kann, ob sich das System im '*rise*' oder '*fall*' der Multifragmentation befindet.

Ein ähnliches Verhalten wie die *IMF*-Multiplizität zeigen auch die anderen Ladungskorrelationen. In Abbildung 69 sind analoge Parametrisierungen wie oben für M_{IMF} für Z_{max}, Z_{bound}, a_{12}, a_{23} und γ_2 im Vergleich dargestellt (s. auch Abbildung 39 in Kapitel 4.3). Die Asymmetriegrößen a_{12} und a_{23} sowie γ_2 zeigen wie M_{IMF} eine Mehrdeutigkeit in der Parametrisierung. Für kleine Anregungsenergien sind auch sie sensitiv auf die Anregungsenergie. Die Größe Z_{bound} ist hier sowohl von der vorgegebenen Systemgröße als auch von der Einschußenergie beeinflußt. Insgesamt lassen sich alle Ladungskorrelationen gemeinsam mit einem nahezu linearen Zusammenhang zwischen Systemgröße A_0 und Anregungsenergie E_0 - wie ihn auch die experimentelle Bestimmung der Anregungsenergie vorhersagt - gut beschreiben. In den zentralsten im Rahmen dieser Arbeit betrachteten Ereignisklassen erwartet man Anregungsenergien von etwa 15 MeV/u. Dies entspricht in etwa den gemessenen Anregungsenergien für Au+Au bei 600 AMeV.

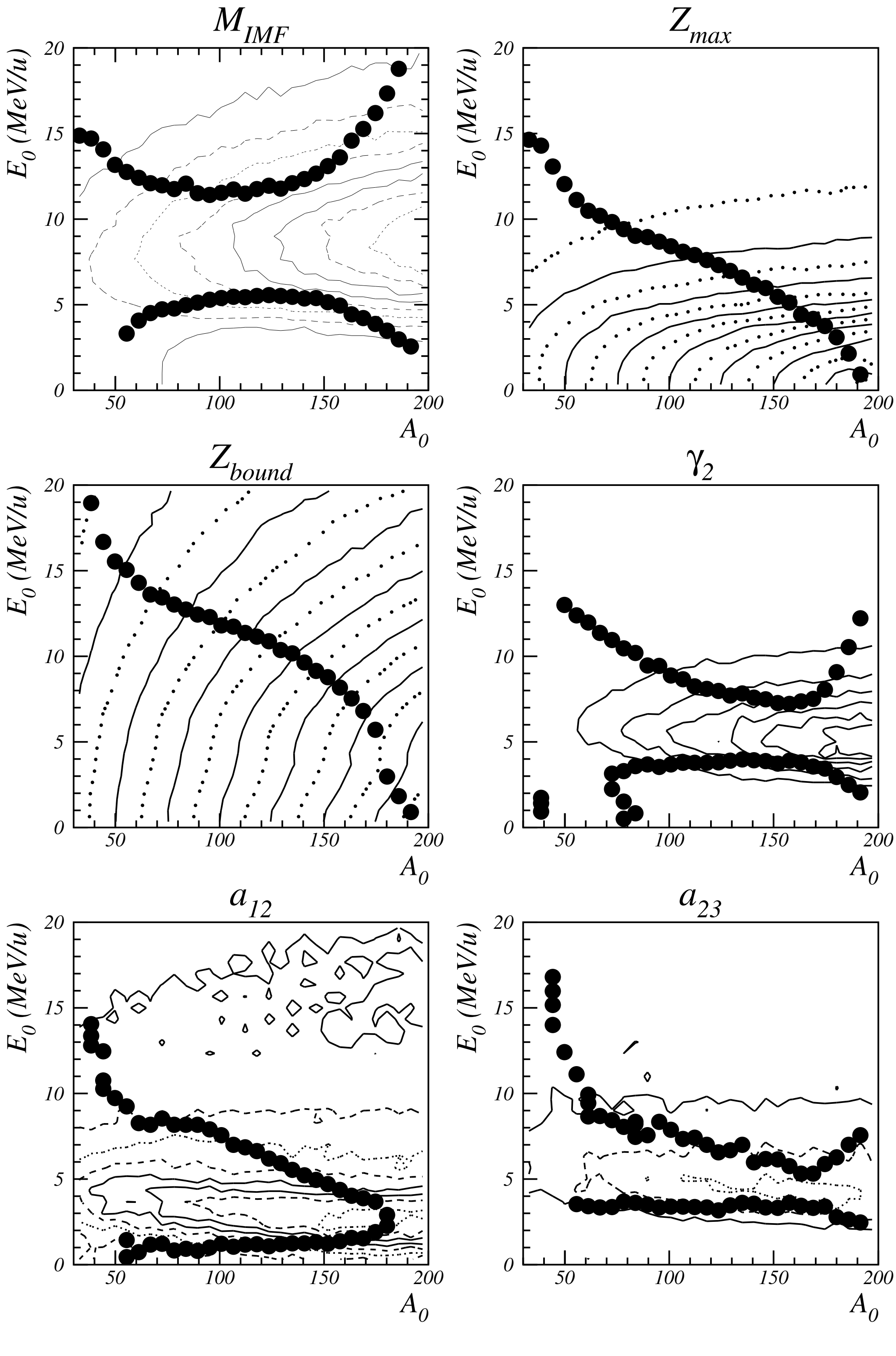

Abbildung 69: Parametrisierung des Zusammenhanges zwischen Anregungsenergie E_0 und Systemgröße A_0 zur Beschreibung der Ladungskorrelationen mit SMM.

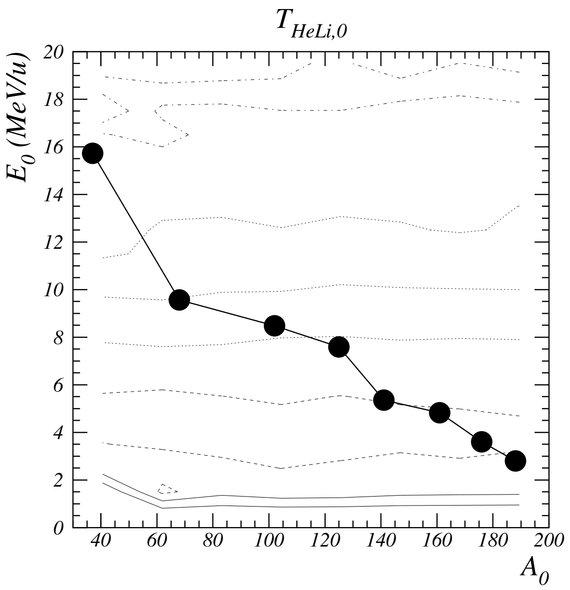

Abbildung 70: Parametrisierung des Zusammenhanges zwischen Anregungsenergie E_0 und Systemgröße A_0 zur Beschreibung von T_{HeLi} mit SMM.

Die Anpassung der Isotopentemperatur deutet ebenfalls auf Anregungsenergien bis etwa 15 MeV/u hin (s. Abbildung 70). Die Isotopentemperatur ist im Rahmen des Modelles eine besonders gute Observable für die Anregungsenergie.

Mit SMM kann demnach der Zusammenhang zwischen Systemgröße, den Ladungskorrelationen und der Temperatur (hier nur der Isotopentemperatur) konsistent beschrieben werden. Die Werte für die Anregungsenergie liegen dabei deutlich über denen früherer Anpassungen statistischer Modelle an die Daten [Bao 93, Botv 95, Kunz 96, Dése 96]. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß hier die Beschreibung der Systemgröße gefordert wird, während in den anderen Anpassungen die Ladungskorrelationen in Abhängigkeit des sich aus dem Modell ergebenden Wertes für Z_{bound} betrachtet wurden.

Die oben vorgestellte Analyse wurde daher auch in der E_0-Z_{bound}-Ebene durchgeführt. Abbildung 71 zeigt die Anpassung der Ladungskorrelationen in Abhängigkeit von Z_{bound} in der oben eingeführten Darstellung von Isolinien. Die Linien entsprechen hier wieder den Vorhersagen des Modelles, die Punkte geben die Daten in Abhängigkeit von Z_{bound} wieder. Die zu jedem Punkt gehörende Anregungsenergie entspricht der besten Übereinstimmung mit dem Modell. Die Parametrisierungen ähneln den oben gezeigten für festgehaltene Systemgröße, die zu extrahierenden Anregungsenergien sind aber deutlich niedriger. Der Zusammenhang zwischen den Ladungskorrelationen und Z_{bound} wird demnach mit SMM wiederum gut durch einen nahezu linearen Zusammenhang beschrieben, wobei in den zentralsten Ereignisklassen eine Anregungsenergie von etwa 10 MeV/u vorhergesagt wird. Die Sensitivität der Ladungskorrelationen in Abhängigkeit von Z_{bound} für die Anregungsenergie ist hier deutlich geringer, verlaufen doch unterhalb von Z_{bound}=20 die Isolinien aller Ladungskorrelationen über einen weiten Bereich parallel zur Anregungsenergieachse.

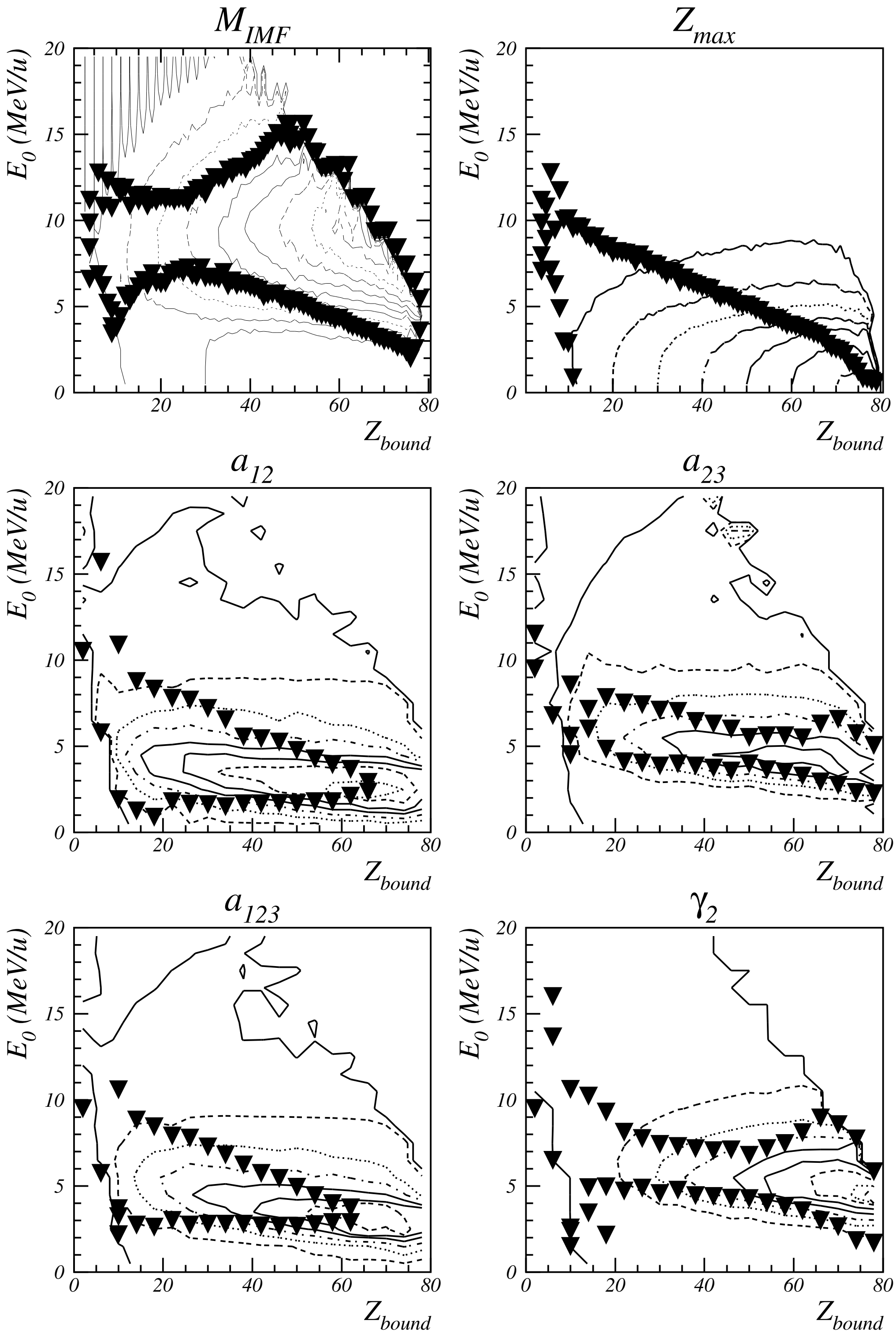

Abbildung 71: Parametrisierung des Zusammenhanges zwischen Anregungsenergie E_0 und Z_{bound} zur Beschreibung der Ladungskorrelationen mit SMM.

Der wesentliche Unterschied in den beiden Parametrisierungen liegt in der indirekten Berücksichtigung der leichten Teilchen - Neutronen und Wasserstoffisotope - bei der Parametrisierung nach der Systemgröße. Diese Teilchen spielen in den hier vorgestellten

Ladungskorrelationen und in Z_{bound} keine Rolle. In den zentralen Ereignisklassen dominieren aber die leichten Teilchen die Massenbilanz des Systemes (s. Abbildung 39). Gerade hier müssen sie daher bei der Beschreibung berücksichtigt werden! Andererseits lieferten bereits die Energiespektren in Abbildung 50 sowie die Beobachtung der ansteigenden kinetischen Energie der Neutronen mit der Einschußenergie Hinweise auf einen Vorgleichgewichtsemissionsanteil der leichten Teilchen. Diesen Anteil kann ein statistisches Modell *per constructionem* nicht beschreiben. Die leichten Teilchen sowie die Kinematik im Rahmen von SMM werden im folgenden Kapitel daher ausführlicher betrachtet.

Der Unterschied in den beiden Parametrisierungen offenbart ein prinzipielles Problem. Wird die Wiedergabe der Systemgröße verlangt, so greift man indirekt auch auf Teilchen zurück, die am ehesten von Vorgleichgewichtseffekten betroffen sind, nämlich auf die Neutronen und Protonen. In einer Parametrisierung der Daten nach Z_{bound} umgeht man dies. Z_{bound} ist aber eine Größe, die sowohl von der Systemgröße als auch von der Anregungsenergie in der Weise abhängt, daß ein bestimmter Wert von Z_{bound} von einem großen System bei hoher oder einem kleineren System bei niedriger Anregungsenergie produziert werden kann (s. Abbildung 72). Dies ist auch die Ursache für die geringere Sensitivität auf die Anregungsenergie bei der Parametrisierung nach Z_{bound} in Abbildung 71.

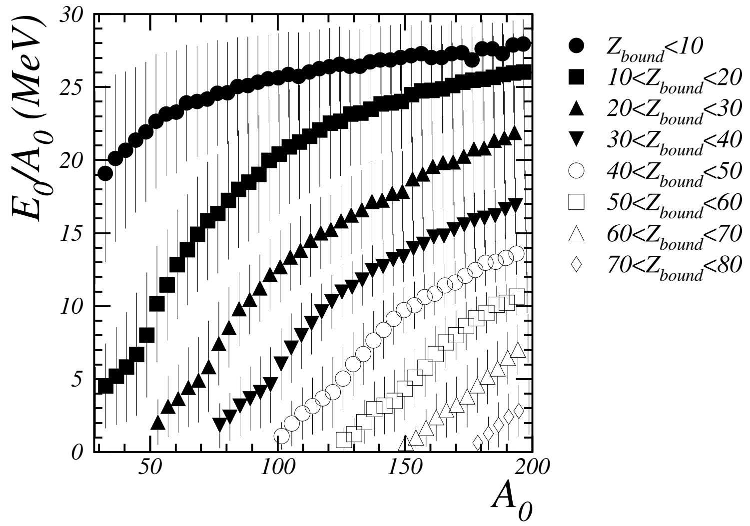

Abbildung 72: Abhängigkeit der Observable Z_{bound} von Systemgröße A_0 und der Anregungsenergie E_0 im Rahmen von SMM. Die Symbole kennzeichnen die auch in dieser Arbeit gewählten Z_{bound}-Intervalle, die Fehlerbalken geben die Standardabweichung der Fluktuationen wieder.

7.3 Grenzen der Beschreibung: Kinematik und leichte Teilchen

Im vorangegangen Kapitel wurde gezeigt, daß SMM die Partitionierung des Systemes für Fragmente mit $Z \geq 2$ beschreiben kann. Die leichteren Teilchen wurden in der Parametrisierung nach der Systemgröße ebenfalls indirekt berücksichtigt. Abbildung 73 zeigt die Parametrisierung der Leichtteilchenmultiplizitäten. Die auf die Systemgröße normierten Multiplizitäten sind - wie die

IMF-Multiplizität - ein gutes Maß für die Anregungsenergie. Für Neutronen und Protonen kann hier aber überhaupt keine Übereinstimmung zwischen Modell und Daten gefunden werden. Die gemessenen Multiplizitäten liegen weit über den Vorhersagen des Modelles. Die Deuteron-, Triton- und Helium-Multiplizitäten deuten mit zunehmender Teilchenmasse auf immer kleinere Anregungsenergien hin. Die relativen Häufigkeiten der Wasserstoffisotope werden von SMM vollkommen anders vorhergesagt. In den Daten liegt das Verhältnis von p/d/t bei etwa 9/3/1, in SMM erscheint dieses Verhältnis invertiert, es werden mehr Tritonen als Deuteronen als Protonen produziert. Die Diskrepanz deutet darauf hin, daß insbesondere Neutronen und Protonen aus einer Prääquilibriumsphase emittiert werden.

Das invertierte d/t-Verhältnis erscheint eher unwahrscheinlich und deutet auf mögliche Grenzen des Modelles hin. Die Beschreibung der Multiplizität leichter Teilchen im Rahmen eines statistischen Modelles ist deutlich komplizierter als die Beschreibung der Fragmente, da die leichten Teilchen zu einem großen Teil aus sequentiellen Zerfällen schwererer Fragmente stammen können. Dies stellt eine zusätzliche Unsicherheit im Modell dar.

Auch bei den mittleren kinetischen Energien besteht eine Diskrepanz zwischen SMM und den Daten. Abbildung 74 zeigt die mittleren kinetischen Energien in Abhängigkeit von der Ladung für verschiedene Ereignisklassen. Die SMM-Rechnungen, die hier eingezeichnet sind, entsprechen den höchsten vorhergesagten Anregungsenergien aus der Parametrisierung nach A_0 (s. Abbildung 69, maximal 15 MeV/u) und der niedrigsten Parametrisierung nach Z_{bound} in Abbildung 71 (maximal 10 MeV/u). Es zeigt sich, daß SMM mit zunehmender Zentralität die kinetischen Energien der Fragmente mehr und mehr unterschätzt. Besonders groß ist die Diskrepanz für Protonen und Neutronen, ein weiteres Indiz für die Vorgleichgewichtsemission dieser Teilchen. Die niedrigeren Anregungsenergien in SMM im Vergleich zu den Daten sind damit auf zwei Ursachen zurückzuführen. Zum einen ist die Leichtteilchenmultiplizität geringer, zum anderen sind die kinetischen Energien kleiner.

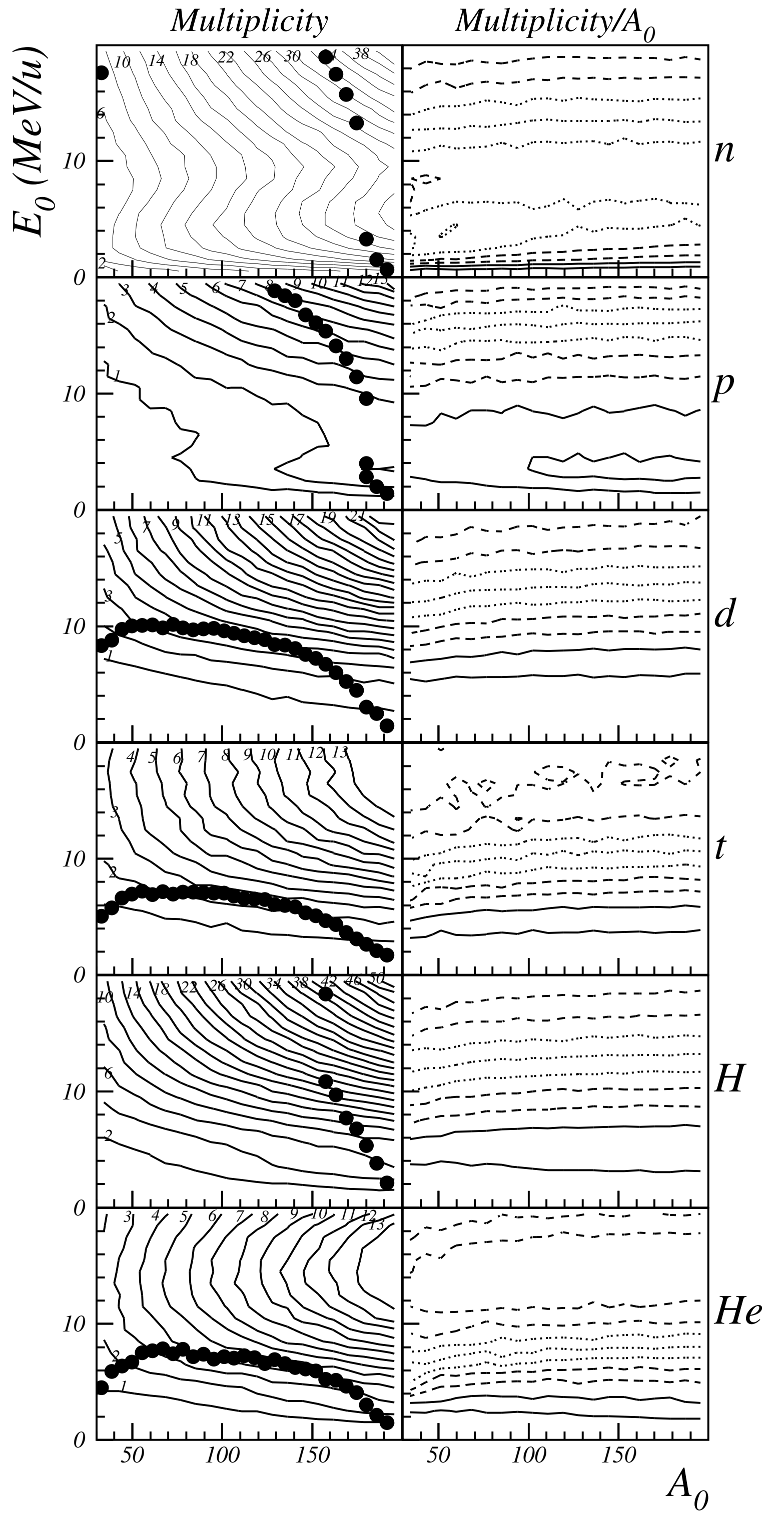

Abbildung 73: Parametrisierung der Leichtteilchenmultiplizitäten im Rahmen von SMM. Die linke Spalte zeigt die Multiplizität, die rechte Spalte die auf die Systemgröße A0 normierte Multiplizität. In den einzelnen Zeilen ist die Multiplizität für verschiedene Teilchenspezies dargestellt - Neutronen-, Protonen-, Deuteronen-, Wasserstoff- und Helium-Multiplizität (von oben nach unten).

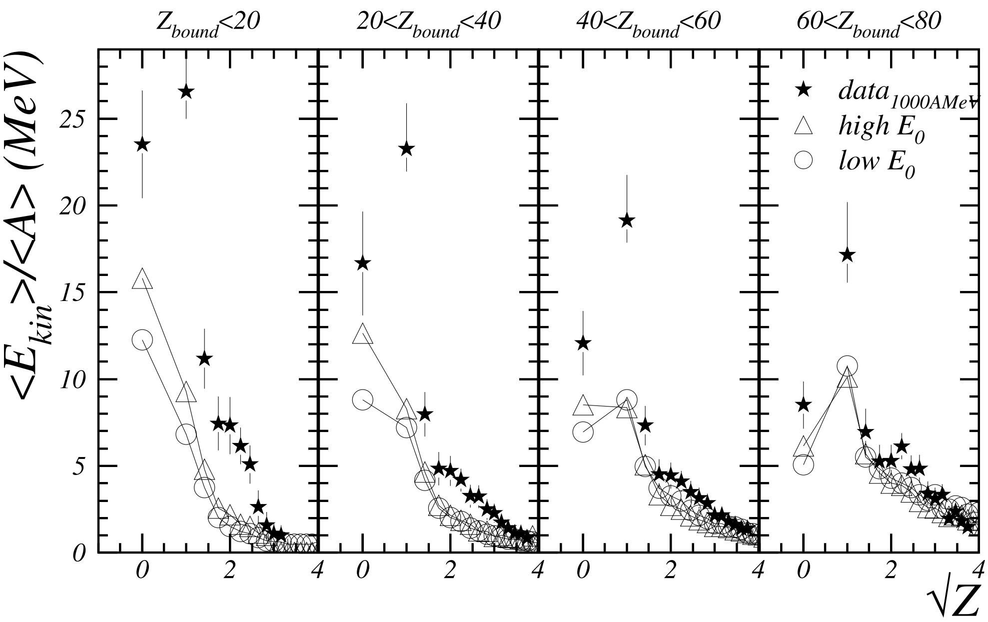

Abbildung 74: Mittlere kinetische Energie der Bruchstücke in Abhängigkeit von der Ladung. Vergleich zwischen den Daten und zwei verschiedenen Parametrisierungen von SMM (s. Text).

8 Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Zerfall von Spektatorrestkernen bei relativistischen Energien untersucht. Die schon in früheren Analysen beobachtete Universalität in Bezug auf die Unabhängigkeit der Ladungskorrelationen von der Einschußenergie konnte hier um die Universalität der Multiplizität der leichten Teilchen erweitert werden. Daraus folgt die Unabhängigkeit der Systemgröße von der Einschußenergie. Diese Systemgröße ist in guter Übereinstimmung zu der geometrischen Vorstellung des *fireball*-Modelles. In Abhängigkeit des Stoßparameters wird ein im Rapiditätsraum gut definierter Projektil- und Targetrestkern gebildet. Der Aufbruch dieser Quelle in die Fragmente läßt sich mit einem statistischen Modell beschreiben, hier wurde das statistische Multifragmentationsmodell SMM benutzt. Innerhalb des Modelles können die Ladungskorrelationen - diese werden von den Teilchen mit $Z \geq 2$ dominiert - und die Temperatur T_{HeLi} gleichzeitig beschrieben werden. Es ergeben sich aber kleine Diskrepanzen in den kinetischen Energien und massive Widersprüche zu den Daten bei den kinetischen Energien und den Multiplizitäten der leichten Bruchstücke - Neutronen und Wasserstoffisotope.

Diese leichten Teilchen weichen auch in den Daten von der für die Fragmente gefundenen Universalität (Unabhängigkeit von der Einschußenergie) ab. Hier gibt es für die kinetische Energie der Neutronen eine signifikante Abhängigkeit von der Einschußenergie. In der Analyse überträgt sich diese Abhängigkeit auf die Wasserstoffisotope, deren kinetische Energien bisher nur für das System Au+Au bei 1000 AMeV gemessen wurden; für die niedrigeren Einschußenergien - 600 und 800 AMeV - wurde die kinetische Energie der Wasserstoffisotope aus der kinetischen Energie der Neutronen abgeleitet. Die Abschätzung wurde für das gemessene System überprüft und stellte sich dort als sinnvoll heraus. In der Leichtteilchenmultiplizität konnte <u>keine</u> Abhängigkeit von der Einschußenergie beobachtet werden. Hier zeigt sich wiederum 'universelles' Verhalten, ebenso wie bei den kinetischen Energien der Fragmente. Für die Energiebilanz bedeutet das, daß diese mit zunehmender Zentralität der Reaktion mehr und mehr von der Einschußenergie abhängt, da die leichten Teilchen das System zunehmend dominieren. Die Energiebilanz wurde bisher als Anregungsenergie des Präfragmentes angesehen, es stellt sich aber die Frage, inwieweit diese als Anregungsenergie für die Fragmentation zu interpretieren ist. Hier könnte vermutet werden, daß die 'universellen' Eigenschaften, und dabei insbesondere die Ladungskorrelationen, möglicherweise nicht in ausreichendem Maße sensitiv auf die Anregungsenergie sind. Im Rahmen des statistischen Multifragmentationsmodelles zeigt sich aber eine außerordentlich große Sensitivität der Ladungskorrelationen auf die Anregungsenergie, so daß die Ursache für die verschiedenen Anregungsenergien alleine in einem Prozeß zu suchen ist, der von SMM nicht beschrieben werden kann.

Es liegt die Vermutung nahe, daß es sich um Vorgleichgewichtseffekte handelt, die von einem statistischen Modell, das als Voraussetzung von einem Gleichgewichtszustand ausgeht, nicht beschrieben werden können.

In den Daten ergeben sich mehrere Anhaltspunkte für Vorgleichgewichtseffekte in den leichtesten Bruchstücken. So sind diese in den Rapiditätsverteilungen nicht wie die Fragmente mit $Z>2$ eindeutig einer isotropen Quelle zuzuordnen, es zeigt sich hier eine asymmetrische Rapiditätsverteilung mit einer Überhöhung zwischen Strahlrapidität und mittlerer Rapidität. Dieser Effekt wurde in der Analyse korrigiert, indem nur der Anteil in den Rapiditätsspektren der Projektilquelle zugeordnet wurde, der einer isotropen Verteilung entspricht. Der Effekt kann aber nicht quantifiziert werden, da die transversale Verteilung dieser 'Prääquilibriums'- oder auch nur '*pre-breakup*'-Teilchen nicht bestimmt werden kann. Ein weiteres Indiz für einen nicht äquilibrierten Ursprung der leichten Teilchen liefern deren kinetische Energien. Hier ist zu beobachten, daß die mittlere kinetische Energie mit zunehmender Masse der Teilchen abnimmt (s. Abbildung 52). In einem thermischen Szenario erwartet man die Unabhängigkeit der kinetischen

Energie pro Teilchen von der Masse, in einem Szenario mit Fluß eine Zunahme der mittleren kinetischen Energie mit der Masse. Die kinetischen Energien der schwereren Fragmente zeigen ein Verhalten, wie man es von einer thermischen Quelle erwartet (s. Abbildung 53). Hier kann also vermutet werden, daß die leichtesten Teilchen zu einem großen Teil in einer frühen und heißen Phase der Reaktion emittiert werden. Dafür spricht auch, daß die Differenz der kinetischen Energien von Neutronen und Protonen durch Coulomb-Abstoßung bei einer großen Kerndichte, die der Grundzustandsdichte $\rho=\rho_0$ entspricht, am besten beschrieben werden kann (s. Abbildung 51).

Aus den Daten ist aber der Anteil der leichten Teilchen, die nicht der Phase des Aufbruches in die Fragmente zuzuordnen sind, nicht zu bestimmen. Die oben aufgeführten 'Indizien' lassen keine quantitative Abschätzung zu; es ist in keinem Fall eine Separation in mehrere Komponenten, die sich in irgendeiner Art und Weise einer früheren oder späteren Phase oder einem äquilibrierten oder nicht äquilibrierten Anteil zuordnen ließen, festzustellen. Dies mag auch auf die zu geringe Genauigkeit der dynamischen Observablen in der vorliegenden Analyse zurückzuführen sein. Zum einen fehlen hier Messungen zu der Kinematik der Wasserstoffisotope bei 600 und 800 AMeV, zum anderen kann bei den Fragmenten die 'Universalität' der mittleren kinetischen Energien nur mit einem großen Fehler vermutet werden. Auf die Energiebilanz hat dies allerdings keinen großen Einfluß.

Eine qualitative Abschätzung des 'Nichtgleichgewichtsanteiles' ergibt sich hier lediglich aus dem Vergleich zwischen dem Zusammenhang von Anregungsenergie und Systemgröße in den Daten einerseits und in der Beschreibung mit SMM andererseits. In Abbildung 75 ist der gemessene Zusammenhang dargestellt, wobei sich die Anregungsenergie aus der Energiebilanz und die Systemgröße aus der Massenbilanz ergibt. Die Werte nach dem statistischen Modell folgen aus der oberen und unteren Anpassung der Ladungskorrelationen im Rahmen von SMM (s. Kapitel 7.2). Die Differenz zwischen der Beschreibung des Fragmentationsaufbruches mit SMM und dem gemessenen Zusammenhang kann als 'Nichtgleichgewichtsanteil' interpretiert werden.

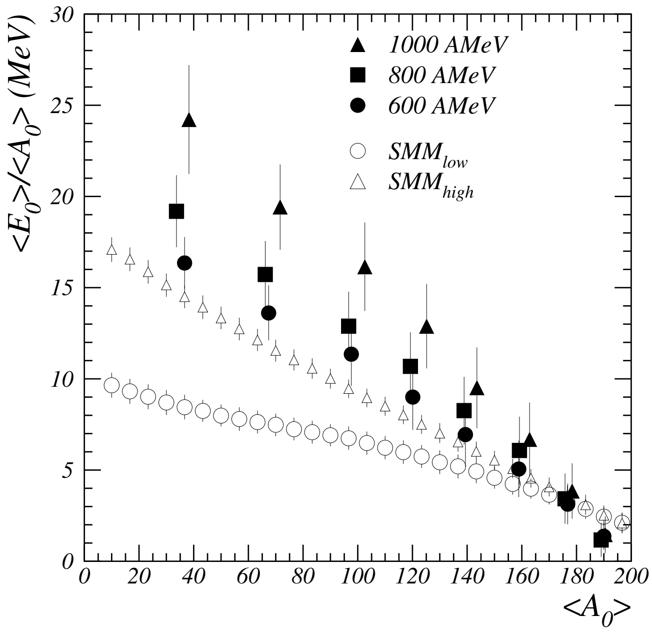

Abbildung 75: Vergleich des Zusammenhanges zwischen Anregungsenergie und Systemgröße in den Messungen für Au+Au bei 600, 800 und 1000 AMeV aus der Massen- und Energiebilanz in den Daten (geschlossene Symbole) und der Anpassung von SMM an die Ladungskorrelationen (offene Symbole).

Es ergibt sich ein unbedeutender Anteil von Vorgleichgewichtsemissionen in den periphersten Reaktionen, der mit der Zentralität einerseits und der Einschußenergie andererseits monoton anwächst. In den zentralsten Ereignisklassen, bei der höchsten Einschußenergie, dominiert die Vorgleichgewichtsemission das System. Es sei hier aber betont, daß bei diesem Vergleich die Diskrepanz alleine auf die unterschiedliche Multiplizität und Kinematik der Neutronen und Wasserstoffisotope zurückzuführen ist, die in einem großen Maße von sequentiellen Zerfällen schwererer Fragmente beeinflußt werden. Diese Teilchen lassen sich demnach am schwierigsten mit dem Modell beschreiben.

Gerade der Zerfall angeregter Zustände liefert aber auch ein weiteres Indiz dafür, daß die Dynamik der Reaktion nicht vernachlässigbar ist. Dies zeigt sich in den unterschiedlichen Temperaturen, die mit den verschiedenen Thermometern gemessen werden (s. Kapitel 6, [Frit 97, Serf 97]). Auch hier deutet sich an, daß eine Zeitabfolge in der Reaktion, zu der die verschiedenen Zustände 'ausfrieren', zu berücksichtigen ist.

Für die Beschreibung im Rahmen eines statistischen Modelles kann die Massen- und Energiebilanz am Ende lediglich eine obere Abschätzung liefern. Bei Untersuchung von Spektatormaterie kann zwar ein wohldefiniertes Stück Kernmaterie produziert werden, dessen Eigenschaften in den größeren Bruchstücken auf einen statistischen Zerfall hindeuten, die leichteren Bruchstücke lassen sich aber mit diesem Ansatz nicht beschreiben. Hier stößt man in ein Gebiet vor, das experimentell zwar gut zugänglich ist, das aber von der Theorie noch nicht in ausreichendem Maße erschlossen ist. Zur Zeit sind dynamische Modelle noch nicht in der Lage, die Fragmentation und die Eigenschaften der leichten Teilchen zu beschreiben. Die weitere Entwicklung der dynamischen Modelle wird zeigen, welche experimentellen Observablen bei dem Verständnis der Multifragmentation im Vordergrund zu stehen haben. Diese Arbeit kann dazu nur neue Fragestellungen eröffnen und keine Fragen endgültig beantworten.

Verehrtes Publikum, jetzt kein Verdruß:
Wir wissen wohl, das ist kein rechter Schluß.
...
Wir stehen selbst enttäuscht und sehn betroffen
Den Vorhang zu und alle Fragen offen.
...
Der einzige Ausweg wär aus diesem Ungemach:
Sie dächten auf der Stelle nach
Auf welche Weis' dem guten Menschen man
Zu einem guten Ende helfen kann. *B. Brecht*

Literaturverzeichnis

[Abul 76] A. Abul-Magd J. Hüfner und B. Schürmann
Friction in heavy ion reactions at relativistic energies
Phys. Lett. 60B (1976) 327

[Aich 86] J. Aichelin und H. Stöcker
Quantum molecular dynamics - A novel approach to n-body correlations in heavy ion collisions
Phys. Lett. B 176 (1986) 14

[Aich 91] J. Aichelin
Quantum molecular dynamics. A dynamical microscopic n-body approach to investigate fragment formation and the nuclear equation of state
Phys. Rep. 202 (1991) 233

[Alad 88] The ALADiN Collaboration
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π Detector
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546
GSI-Nachrichten 02-89 (1988)

[Albe 85] S. Albergo
Temperature and free-nucleon densities of nuclear matter exploding into light clusters in heavy ion collisions
Il Nuovo Cimento A 89 (1985) 1

[Baue 95] W. Bauer
Temperature of fragment kinetic energy spectra
Phys. Rev. C 51 (1995) 803

[Barz 86] H.W. Barz, J.P. Bondorf, R.Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei (III). Decay of fragments
Nucl. Phys. A 448 (1986) 753

[Barz 87] H.W. Barz, J.P. Bondorf, R.Donangelo, H. Schulz, K. Sneppen
Isotope distributions in nuclear multifragmentation
Phys. Lett. B 191 (1987) 253

[Bege 93] M. Begemann-Blaich, W.F.J. Müller, J. Aichelin, J.C. Adloff, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, P. Kreutz, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Quantum molecular dynamics simulation of multifragment production in heavy ion collisions at E/A = 600 MeV
Phys. Rev. C 48 (1993) 610

[Blai 92] T. Blaich, T.W. Elze, H. Emling, H. Freiersleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J.G. Keller, H. Klingler, W. Kneissl, R. König, R. Kulessa, J.V. Kratz, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, M. Proft, W. Prokopowicz, C. Schütter, R. Schmidt, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Walus, E. Wajda, H.J. Wollersheim, M. Zinser, E. Zude

A large area detector for high-energy neutrons
Nucl. Instr. and Meth. A 314 (1992) 136

[Bond 82] J. Bondorf,
Chaotic fragmentation of nuclei
Nucl. Phys. A 387 (1982) 22c

[Bond 85a] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethik, H. Schulz, K. Sneppen
Statistical multifragmentation of nuclei (I)
Nucl. Phys. A 443 (1985) 321

[Bond 85b] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei (II)
Nucl. Phys. A 444 (1985) 460

[Botv 85] A. S. Botvina, A. S. Iljinov, I. N. Mishustin
Multifragmentation of nuclei at excitation energies ≈ 10 MeV/nucleon
Sov. J. Nucl. Phys. 42,5 (1985) 460

[Botv 87] A. S. Botvina, A. S. Iljinov, I. N. Mishustin, J. Bondorf, R. Donangelo, K. Sneppen
Statistical simulation of the break-up of highly excited nuclei
Nucl. Phys. A457 (1987) 663

[Botv 92] A. S. Botvina, I. N. Mishustin
Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions
Phys. Lett. B294 (1992) 23

[Botv 95] A.S. Botvina, I.N. Mishustin, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou,J. Hubele,G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde,P. Kreutz,W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, T. Rubehn, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann, A. Wörner
Multifragmentation of spectators in relativistic heavy-ion reactions
Nucl. Phys. A 584 (1995) 737

[Camp 86] X. Campi
Multifragmentation: Nuclei break up like percolation clusters
J. Phys. A: Math. Gen. 19 (1986) L917

[Camp 88] X. Campi
Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation
Phys. Lett. B 208 (1988) 351

[Camp 94] X. Campi, H. Krivine and E. Plagnol
Size and excitation energy distributions of projectile spectators in multifragmentation data
Phys. Rev. C 50 (1994) R2680

[Camp 96] X. Campi, H. Krivine, E. Plagnol
Examining some aspects of the nuclear caloric curve
Phys. Lett B 385 (1996) 1

[Cugn 80] J. Cugnon
Monte Carlo calculation of high-energy heavy-ion interaction
Phys. Rev. C 22 (1980) 1885

[Cugn 81] J. Cugnon T. Mizutani J. Vandermeulen

Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation
Nucl. Phys. A352 (1981) 505

[Dani 85] P. Danielewicz und G. Odyniec
Transverse momentum analysis of collective motion in relativistic nuclear collisions
Phys. Lett. B 157 (1985) 146

[Dani 88] P. Danielewicz, H. Ströbele, G. Odyniec, D. Bangert, R. Bock, R. Brockmann, J.W. Harris, H.G. Pugh, W. Rauch, R.E. Renfordt, A. Sandoval D. Schall, L.S. Schröder, R. Stock
Collective motion in nucleus-nucleus collions at 800 MeV/nucleon
Phys. Rev. C 38 (1988) 120

[Dése 96] P. Désesquelles, J.P. Bondorf, I.N. Mishustin, A.S. Botvina
Global protocol for a comparision of simulated data with experiment
Nucl. Phys. A 604 (1996) 183

[Dors 94] C. Dorso und P.E. Balonga
Early recognition of clusters in molecular dynamics
Phys. Lett. B 301 (1991) 328

[Dors 95] C. Dorso und J. Aichelin
When and how are fragments formed in heavy ion collisions
Phys. Lett. B 345 (1995) 197

[Elli 94] J.B. Elliot, M.L. Gilkes, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E. Hjort, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.K. Srivastava, M.L. Tincknell, P.G. Warren
Extraction of critical exponents from very small percolation lattices
Phys. Rev. C 49 (1994) 3185

[Feld 90] H. Feldmeier
Fermionic molecular dynamics
Nucl. Phys. A 515 (1990) 147

[Feld 95a] H. Feldmeier und J. Schnack
Fermionic molecular dynamics: Ensembles and fluctuations therein
Nucl. Phys. A 583 (1995) 347c-352c

[Feld 95b] H. Feldmeier,K. Bieler und J. Schnack
Fermionic molecular dynamics for ground state and collisions of nuclei
Nucl. Phys. A 586 (1995) 493-532

[Finn 82] J. E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L. J. Gutay, A. S. Hirsch, R. W. Minich, N. T. Porile, R. P. Scharenberg, B. C. Stringfellow
Nuclear fragment mass yield from high-energy proton-nucleus interactions
Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1321

[Fish 67] M. E. Fisher
The theory of condensation and the critical point
Physics Vol.3 No.5 (1967) 255

[Frit 97] S. Fritz
Bestimmung von Aufbruchstemperaturen und -radien aus Leichtteilchenkorrelationen in Au+Au Kollisionen bei 1 AGeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Fuch 97] 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

[Gaim 91] J.-J. Gaimard und K.-H. Schmidt
A Reamination of the abration-ablasion model for the description of the nuclear fragmentation reaction
Nucl. Phys. A 531 (1991) 709-745

[Gilk 94] M.L. Gilkes, S. Albergo, F. Bieser, F.P. Brady, Z. Caccia, D.A. Cebra, A.D. Chacon, J.L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J.B. Elliott, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E.L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J.C. Kintner, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, U. Lynen, H.S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W.F.J. Müller, 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. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B.K. Srivastava, T.J.M. Symons, M. Tincknell, C. Tuve, S. Wang, P. Warren, H.H. Wieman, K. Wolf
The determination of critical exponents from the multifragmentation of gold nuclei
Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 1590

[Gold 74] A.S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Phys. Rev. Lett 53B (1974) 306

[Gong 88] W. G. Gong, Y. D. Kim, G. Poggi, Z. Chen, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, M. R. Maier, T. Murakami, M. B. Tsang, H. M. Xu
Resolution test of CsI (Tl) scintillators read out by pin diodes
NIM A268 (1988) 190

[Groß 85a] D.H.E. Groß, S. Ban-hao
Finite-size effects and statistical approach to nuclear fragmentation processes: Monte-Carlo simulations
Nucl. Phys. A 437B 643 (1985)

[Groß 85b] D.H.E. Groß,Xiao-ze Zhang
Fragmentation of big nuclei by protons at high energies - Monte Carlo sampling of the open phase-space
Phys. Lett. B 161, 47 (1985)

[Groß 90] D.H.E. Groß
Statistical decay of very hot nuclei - the production of large clusters
Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605

[Groß 93a] D.H.E. Groß
Multifragmentation link between fission and the liquid-gas phase-transition
Prog. Part. Nucl. Phys. 30 (1993) 155

[Groß 93b] D.H.E. Groß, K. Sneppen
Statistical multifragmentation, comparison of two quite successful models
Priprint HMI 1993/P1-Gros-4

[Groß 96a] D.H.E. Groß und A.S. Botvina
Comment on „Phase coexistence in multifragmentation“
Preprint HMI 18-July-(1996)

[Groß 96b] D.H.E. Groß
Statistical decay of very hot nuclei - the production of large clusters
Rep. Prog. Phys. 53 (1990) 605

[Groß 94] C. Groß
Entwicklung und Test eines 0°-Detektors für die ALADiN-Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Gutb 89] H.H. Gutbrod, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter
Plastic-Ball experiments
Rep. Prog. Phys.52 (1989) 1267

[Hahn 88a] D. Hahn und H. Stöcker
Multifragmentation and dissociation in heavy ion collisions
Phys. Rev. C 37 (1988) 1048

[Hahn 88b] D. Hahn und H. Stöcker
The quantum statistical model of fragment formation
Nucl. Phys. A 476 (1988) 718

[Haug 95] J.A. Hauger
Exitation energy, temperature and pre-equilibrium separation in the multifragmentation of gold nuclei
Thesis, Purdue University (1995)

[Hofm 93] T. Hofmann
Entwicklung eines Gasreinigungssystems für den TP-MUSIC
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Hofm 96] S. Hofmann, V. Ninov, F. P. Heßberger, P. Armbruster, H. Folger, G. Münzenberg, H. J. Schött, A. G. Popeko, A. V. Yeremin, S. Saro, R. Janik, M. Leino
The New Element 112
Z. Phys. A354 (1996) 229

[Hüfn 75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann
Abrasion-ablation in reaction between relativistic heavy ions
Phys. Rev. C 12 (1975) 1988

[Hüll 94] A. Hüller
First order phase transition in the canonical and the microcanonical ensemble
Z. Phys. B 93 (1994) 401

[Hube 91] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni,W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Fragmentation of gold projectiles: From evaporation to total disassembly
Z. Phys. A 340 (1991) 263

[Hube 92a] J.C. Hubele
Untersuchung der Multi-Fragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei E/A=600MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Hube 92b] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, R.J. Charity
Statistical fragmentation of Au projectiles at E/A=600MeV

Phys. Rev. C 46 (1992) R1577

[Jaqa 83] H.R. Jaqaman, A.Z. Mekjian, L. Zamick
Nuclear condensation
Phys. Rev. C 27 (1983) 2782

[Jaqa 91] H.R. Jaqaman, D.H.E. Gross
Signals of the liquid-gas phase transitions in the fragmentation of hot nuclei: Finite-size scaling
Nucl. Phys. A524 (1991) 321

[Kemp 93] J. Kempter
Analyse und Bau eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektors
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Klei 96] U. Kleinevoss
Bau eines Startdetektors für hohe Strahlraten und schwere Projektile
Diplomarbeit, Universität Münster (1996)

[Kono 93] J. Konopka, G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner
Formation and decay of highly exited nuclear clusters
Prog. Part. Nucl. Phys. 30 (1993) 301

[Kono 95] J. Konopka,
Fragmentproduktion und Teilchenfluß, in Schwerionenstößen und ihre Bedeutung für die thermodynamischen Eigenschaften von Kernmaterie
Doktorarbeit , Universität Frankfurt (1995)

[Krap 79] H. J. Krappe, J. R. Nix, A. J. Sierk
Unified nuclear potential for heavy-ion elastic scattering, fusion, fission, and ground-state masses and deformations
Phys. Rev. C20 (1979) 992

[Kreu 89] P. Kreutz
Fotodioden Auslese von CsJ-Kristallen
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)

[Kreu 92] P. Kreutz
Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektilen in Reaktionen bei E/A=600MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Kreu 93] P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde,S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Charge correlation as a probe of nuclear disassembly
Nucl. Phys. A 556 (1993) 672

[Kund 90] G.J. Kunde
Korrelation leichter Teilchen in der Reaktion ^{40}Ar *auf* ^{197}Au *bei E/A = 200 MeV*
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1990)

[Kund 94] G.J. Kunde
Multifragmentation in der Reaktion $^{197}Au+^{197}Au$ *in zentralen Kollisionen bei E/A=100MeV und peripheren Kollisionen bei E/A=400MeV*
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Kund 95] G.J. Kunde, W.C. Hsi, W.D. Kunze, A. Schüttauf, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich,D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, J. Hubele, G. Imme,I. Iori, P. Kreutz, 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, T. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Fragment flow and the multifragmentation phase space
Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 38

[Kunz 96] W.D. Kunze
Energie- und Targetabhängigkeit der Projektilfragmentation in asymmetrischen Schwerionenstössen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1996)

[Leif 93] Y. Leifels
Neutronenfluß in Schwerionenstößen bei 400 AMeV im System Au+Au
Doktorarbeit, Universität Bochum (1993)

[Lind 93] V. Lindenstruth
Dynamik der Multifragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Mang 92] M. Mang
Raumladungseffekte der Proportionalzähler in einer Vielfachionisationskammer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1992)

[Meij 89] R.J. Meijer, Z.A. Liu, J.Lühning, U. Lynen, H. Sann, W. Quick, W. Seidel
TP-MUSIC III- A new tracking detector for the ALADiN facility
GSI Scientific-Report 90-1 (1989) p. 285

[Milk 91] U. Milkau
Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Möll 81] P. Möller, J. R. Nix
Nuclear mass formula with a Yukawa-plus-exponential macroscopic model and folded-Yukawa single-particle potential
Nucl. Phys. A361 (1981) 117

[More 96a] L.G. Moretto, R. Ghetti, L. Phair, K. Tso, G.J.Wozniak
Comment on „Probing the nuclear liquid-gas phase transition“
Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 2822

[More 96b] L.G.~Moretto, R. Ghetti, L. Phair, K. Tso, G.J. Wozniak
Phase coexistence in multifragmentation
Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 372-375

[Möhl 93] T. Möhlenkamp
TP-MUSIC III : A tracking detector for all elements between He and U
GSI Scientific Report 94-1 (1993) p. 274

[Möhl 95] T. Möhlenkamp
Bestimmung der Aufbruchstemperatur hochangeregter Kerne aus Isotopenverhältnissen leichter Fragmente
Doktorarbeit, Universität Dresden (1996)

[Müll 96] W.F.J. Müller
Determination of critical exponents in nuclear systems
GSI-Preprint-96-26 Juli (1996)

[Nato 95] J. B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, Z. Majka, P. Gonthier, J. Li, M. Mdeiwayeh, B.Xiao, Y. Zhao
Limiting temperatures of neutron rich nuclei: A possible interpretation of data from isotopic yield ratios
Phys. Rev. C 52 (1995) 2322

[Ocke 93] B. Ocker
Kalibrierung der ALADiN-Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Ocke 97] B. Ocker
pp-Korrelationen in der Reaktion Au+Au bei Einschußenergien von 100,150 und 200 AMeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Odeh 98] T. Odeh
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (in Vorbereitung)

[Ogil 89] C.A. Ogilvie, D.A. Cebra, J. Clayton, S. Howden, J. Karn, A. VanderMolen, G.D. Westfall, W.K. Wilson, J.S. Winfield
Determination of the impact vector in intermediate energy heavy ion collisions
Phys. Rev. C 40 (1989) 654

[Ogil 91] C.A. Ogilvie, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, P. Kreutz, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo,J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Rise and fall of multifragment emission
Phys. Rev. Lett 67 (1991) 1214

[Pana 84] A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Toki, D.K. Scott, P.J. Siemens
Experimental evidence for a liquid gas phase transition in nuclear systems
Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 496

[Papp 94] G. Papp, W. Nörenberg
The path of hot nuclei towards multifragmentation
Preprint GSI-95-30, GSI-Darmstadt (1995)

[Peil 89] G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner, A. Rosenhauer, A. Bohnet, J. Aichelin
Multifragmentation,fragment flow, and the nuclear equation of state
Phys. Rev. C 39 (1989) 1402

[Peil 91] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker, W. Greiner
Clustering in nuclear matter at subsaturation densities
Phys. Lett. B 260 (1991) 271

[Peil 92a] G. Peilert
Eine mikroskopische N-Teilchentheorie zur Beschreibung von Clusterformation und Nicht-Gleichgewichtsphasenübergängen in stark wechselwirkenden fermionischen Systemen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Peil 92b] G. Peilert, J. Konopka, H. Stöcker, W. Greiner, M. Blann, M.G. Mustafa
Dynamical treatment of fermi motion in a microscopic description of heavy ion collisions
Phys. Rev. C 46 (1992) 1457

[Pink 90] C.H. Pinkenburg
Bau eines Leichtteichen-Hodoskopes
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1990)

[Poch 95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, C. Gross, H. Emling, A. Ferrero, G. Imme, 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. Lett. 75 (1995) 1040

[Poch 96] J. Pochodzalla
The nuclear liquid-gas phase transition present status and future perspectives
GSI-Preprint GSI-96-31, Juli 1996

[Puri 96] R. K. Puri ,C. Hartnack, J.Aichelin
Early fragment formation in heavy-ion collions
Phys. Rev. C 54 (1996)

[Rose 92] F. Rosenberger
Untersuchung und Optimierung eines Vieldraht-Proportionalzählers
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Sche 74] W. Scheid, H. Müller, W. Greiner
Nuclear shock waves in heavy ion collisions
Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 741

[Schn 96a] J. Schnack
Kurzreichweitige Korrelationen in der Fermionischen Molekulardynamik
Doktorarbeit, TH-Darmstadt (1996)

[Schn 96b] J. Schnack und H. Feldmeier
Statistical properties of fermionic molecular dynamics
Nucl. Phys. A 601 (1996) 181

[Schü 91] A. Schüttauf
Entwicklung und Bau eines Laserkalibrationssystems für die Flugzeitwand des ALADiN-Spektrometers
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Schü 96a] 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. Imme, I. Iori, J. 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,C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies
Nucl. Phys. A 607 (1996) 457

[Schü 96b] A. Schüttauf
Untersuchung der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt 1996

[Seid 91] W. Seidel, R.Rosenberger, M. Begemann-Blaich, H.W. Daues, J. Hehner,J. Hubele, G.J. Kunde,P. Kreutz, V. Lindenstruth, U. Lynen, M. Mang, R.J. Meijer, W.F.J. Müller, M. Neumann, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann
Multiwire proportional counters for the TP-MUSIC III
GSI Scientific Report 92-1 1991 p 359

[Serf 97] V. Serfling
Temperaturbestimmung bei Au + Au 100,150 und 200 AMeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Siem 83] P.J. Siemens
Liquid gas phase transition in nuclear matter
Nature (London) 305 (1983) 410

[Siem 84] P.J. Siemens
Nuclear fog
Nucl. Phys. A 428 (1984) 189c

[Stoc 89] R. Stock
The physics of dense nuclear matter from supernove to quark gluon plaama
Nuature 337 (1989) 319

[Stöc 80] H.Stöcker, J.A. Maruhn W. Greiner
Collective sideward flow of nuclear matter in violant high energy heavy ion collisions
Phys. Rev. Lett. 44 (1980) 725

[Stöc 86] H.Stöcker, W. Greiner
High energy heavy ion collision - probing the equation of state of highly exited hadronic matter
Phys. Rep. 137 (1986) 277-392

[Stok 84] R.G. Stokstad
The momentum distribution of projectile fragments
Comm. Nucl. Part. Phys. 13 (1984) 231

[Sümm 90] K. Sümmerer, W. Brüchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Y. Weifan
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons
Phy. Rev. C 42 (1990) 2546

[Tsan 95] M.B. Tsang, F. Zhu, W.G. Lynch, A. Aranda, D.R. Bowman, R.T. de Souza, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, L. Phair, S. Pratt, C.W. Williams, H.M. Xu, W.F. Friedman
Cross comparisons of nuclear temperatures determined from excited states populations and isotope yields
Annual Report NSCL MSU (1995) p. 1

[West 76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock
Nuclear fireball model for proton inclusive spectra from relativistic heavy-ion collisions
Phys. Rev. Lett. 37, 18 (1976) 1202

[Wörn 95] A.Wörner
Kritisches Verhalten in der Kernfragmenation
Doktorarbeit Universität Frankfurt/Main (1995)

[Xi 97] Hongfei Xi, T. Odeh, R. Bassini, M. Begemann-Blaich, A. S. Botvina, S. Fritz, S. J. Gaff, C. Groß, G. Immé, I. Iori, U. Kleinevoß, G.J. Kunde, W. D. Kunze, U. Lynen, V. Maddalena, M. Mahi, T. Möhlenkamp, 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
accepted by Z. Phys. A (1997)

[Zude 95] E. Zude
Bestimmung von Anregungsenergie und Prefragmentgrösse bei Au + Au 600 AMeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

Danksagung

Zum Schluß sei all jenen gedankt, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Meinen Eltern, die mich während des Studiums großzügig unterstützt haben und meiner Freundin K. Stober.

- Herrn Prof. Dr. U. Lynen für seine freundliche Unterstützung und die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsbedingungen an der GSI.

- Herrn Dr. A. Wörner für die vielen Anregungen und Diskussionen und für sein beständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.

- Herrn Dr. A. Schüttauf für die vielfältige Unterstützung bei der Analyse.

- Herrn Dr. W.F.J. Müller für die bereitwillige Hilfe besonders in Computerangelegenheiten

- Herrn Dr. W. Trautmann für die zahlreichen anregenden Diskussionen und die Durchsicht des Manuskripts.

- Meinen Kollegen B. Ocker, Dr. S. Fritz, T. Odeh, M. Schnittker und Dr. V. Serfling für die gute Zusammenarbeit und den vielen Spaß, den wir bei ‘unserem’ Experiment hatten.

- Nicht zuletzt den noch nicht genannten Mitarbeitern der KPIII:
  Dr. M. Begemann-Blaich, U. Kleinevoss, Dr. W.D. Kunze, J. Lühning, Dr. M. Mahi, Dr. T. Möhlenkamp, Dr. J. Pochodzalla, Dr. C. Schwarz.

- Allen ‘Kollaborateuren’ der Experimente S114 und S117.

Lebenslauf

Geburtsdatum:	1. Februar 1968
Geburtsort:	Frankfurt am Main
Staatsangehörigkeit:	deutsch
Familienstand:	ledig
Private Anschrift:	Neebstraße 11 60385 Frankfurt am Main

1974-1979	Diesterweg-Schule Wiesbaden, Vor- und Grundschule
1979-1987	Gutenbergschule Wiesbaden, Gymnasium
Mai 1987	Abitur
1987-1988	Wehrdienst
1988-1989	Studium der Chemie an der Johannes-Gutenberg-Universität in Mainz
1989-1991	Grundstudium der Physik an der Johannes-Gutenberg- Universität in Mainz
Mai 1991	Vordiplom
1991-1994	Hauptstudium der Physik an der Johann-Wolfgang-Goethe-Universität in Frankfurt am Main
1993-1994	Diplomarbeit an der Gesellschaft für Schwerionenforschung m.b.H. in Darmstadt, Thema: “Entwicklung und Test eines 0°-Detektors für die ALADiN-Flugzeitwand“
Mai 1994	Diplom
seit Mai 1994	Promotionsstudium an der Johann-Wolfgang-Goethe- Universität, Wissenschaftlicher Mitarbeiter an der Gesellschaft für Schwerionenforschung m.b.H. in Darmstadt