Untersuchung der Kernfragmentation

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Andreas Schüttauf
aus Fankfurt am Main

Frankfurt am Main
1996

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

Dekan:	Prof. Dr. K. Bethge
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputation:	13.02.1997

Inhaltsverzeichnis

1. Motivation

Die Untersuchung relativistischer Schwerionenreaktionen erlaubt, die Eigenschaften von Kernmaterie unter verschiedenen Randbedingungen zu studieren. Mit der Verfügbarkeit von Beschleunigeranlagen, die eine systematische experimentelle Spurensuche im Energieintervall 200 MeV $\leq$ E/A $\leq$ 2000 MeV gestatten, konnte ein bisher unerforschter Bereich der Vielteilchenphysik experimentell erschlossen werden. Die treibende Kraft hinter diesen Anstrengungen war und ist immer die Neugier der Menschheit, Einblicke in den scheinbar unendlichen Facettenreichtum des uns umgebenden Kosmos zu erhalten. Aus der Not der ¨ Unbeobachtbarkeit ¨ von Vorgängen in nuklearen Längen- und Zeitskalen (x $\leq 10^{-15}$m, t $\leq 10^{-22}$s) haben die Kernphysiker mit theoretischen und experimentellen Ansätzen Methoden etabliert, die ein Vordringen in diese Bereiche erlauben. Die Untersuchung des als Mikro-Kosmos im Labor benannten Bereichs der heißen Überlappzone einer Kernreaktion, sowie der relativ kalten Restmaterie sind deshalb ein erster Schritt zum besseren Verständnis des uns umgebenden Makro-Kosmos.

1.1 Multifragmentation

Eine der sich hierbei ergebenden Fragestellungen wurde schon Anfang der 50'er Jahre bei ersten Untersuchungen mit Emulsionstargets beobachtet, nämlich der Aufbruch von Kernen in mehrere Bruchstücke [Perk 50]. Erst in den späten 70'ern wurde es möglich, diesen Reaktionstyp, näher zu untersuchen. Dem in der Zwischenzeit gewachsenen Verständnis von Kernprozessen bei niederen Einschußenergien E/A $\leq$ 20 MeV, wie Compoundkern und tief- inelastischen Reaktionen, sowie der Kernspaltung, folgte nun die Untersuchung von Vielteilchensystemen bei relativistischen Einschußenergien (E/A $\geq$ 200 AMeV). Dies wurde vor allem motiviert mit dem Ziel, die Kernzustandsgleichung zu bestimmen, um damit die Beschreibung der hadronischen Phase nach dem Urknall [Peep 91], wie sie unter Umständen auch noch heute im Inneren von Neutronensternen herrscht [Glen 92], zu erhalten. Die Beschreibung von Vielteilchenprozessen ist mathematisch schwierig, da schon einfache Probleme aus der Mechanik im konservativen Kraftfeld analytisch nicht lösbar sind. Die ersten Beschreibungen von solchen Vielteilchensystemen verwendeten statistische und thermodynamische Ansätze, da hier nicht das einzelne Nukleon, sondern der Zustand des Systems aller Nukleonen beschrieben wird. Erst später folgten mit zunehmender Anwendung numerischer Näherungen die ersten dynamischen Einteilchenmodelle (VUU,BUU) [Krus 85, Moli 84, Bert 84, Bert 88] und Ende der 80'er die ersten dynamischen Vielteilchenmodelle (QMD,FMD) [Aich 86, Aich 91, Peil 92a, Hart 93, Kono 95, Feld 90, Feld 95a, Feld 95b, Schn 96b, Schn 96a].

Das Interessante am Vielfachaufbruch von Kernmaterie ist der aus dem Vergleich mit theoretischen Modellen aufgrund des Van-der-Waals Charakters der nuklearen Wechselwirkung [Palm 74, Jaqa 83] erwartete Phasenübergang [Siem 83, Siem 84, Stan 71] vom flüssigen- zum gasförmigen Zustand [Bond 85a, Hahn 88a, Camp 86, Groß 90, Jaqa 91]. In den statistischen Modellen, die von einem Zustand im thermodynamischen und chemischen Gleichgewicht ausgehen, sollte dies ein Phasenübergang 2. Ordnung sein [Groß 90, Groß 96a]. Als notwendige Bedingung für diese Phasenänderung sollten die Ladungsobservablen einen statistisch dominierten Zerfall zeigen, der einen gleichmäßig besetzten Phasenraum auszeichnet. Allerdings erschwert die Endlichkeit des Kernsystems (n Nukleonen) sowie die Coulombabstoßung der Protonen den direkten Vergleich mit thermodynamischen Modellen. Die sich hieran anschließende Frage lautet :¨ Ist ein Phasenübergang 1. oder 2. Ordnung [Siem 83] von maximal 450 Konstituenten des Kerns bei den gegebenen Randbedingungen mit einer eindeutigen Signatur nachzuweisen [Hüll 94]. ¨ ? Die ersten Untersuchungen zur Bestimmung des Phasenübergang, wie die Potenzgesetzabhängigkeit $\sigma(Z) \sim Z^{-\tau}$ der Ladungswirkungsquerschnitte [Pana 84], zeigten den von den Modellen vorhergesagten Verlauf in den experimentellen Daten, aber es konnte nicht eindeutig auf einen Phasenübergang zurückgeschlossen werden, da auch andere Systeme ohne Phasenübergang diese Potenzgesetzabhängigkeit zeigen. Beispiele dafür sind z.B. die Größe von Metoriten und Asteroiden im Kosmos [Donn 84, Hüfn 86]. Mit den daraufhin weiterentwickelten Analysemethoden wurden die experimentellen Daten im folgenden auf Hinweise von kritischem Verhalten untersucht. Die Methoden zur Bestimmung des kritschen Punktes von Kermaterie ergaben eine Reihe neuer Einblicke, aber es stellten sich auch Probleme dieser Analysen [Wörn 95, Elli 94, Gilk 94, Müll 96] heraus, sodaß keine eindeutige Signatur für den Phasenübergang gefunden wurde.

Während die Bestimmung der Kernzustandsgleichung bei hohen Dichten $\rho/\rho_0 \geq 1.5$ wichtig ist für die Beschreibung großer ausgebrannter Sterne, die unter dem Einfluß ihrer Gravitation über eine Super-Novae Explosion [Brown 82] isentrop [Siem 79a, Siem 79b] in einen Neutronenstern oder ein schwarzes Loch [Star 75, Sasl 91] übergehen, so ist bei zu geringer Masse des ausgebrannten Sterns die Expansion der Sterne von Intresse (Rote Riesen) [Bhas 91] bei dem die schweren Elemente im Kosmos durch s-Prozesse gebildet werden[Unsö 95]. Im Laborkosmos läßt sich das Verhalten bei verdünnter Kernmaterie $\rho/\rho_0 \leq 1.0$ durch das Studium des Aufbruchs von Spektatorenmaterie untersuchen. Die von Hubele und Mitarbeitern [Hube 92a] durchgeführte experimentelle Untersuchung des Projektilaufbruchs, die einen statistischen Zerfall des untersuchten Systems im Gegensatz zu einem Verdampfungssansatz nahe legt, sind erste Hinweise für die Existenz eines solchen moderat angeregten und expandierten Systems. Dies zeigt, daß die Multifragmentation kein

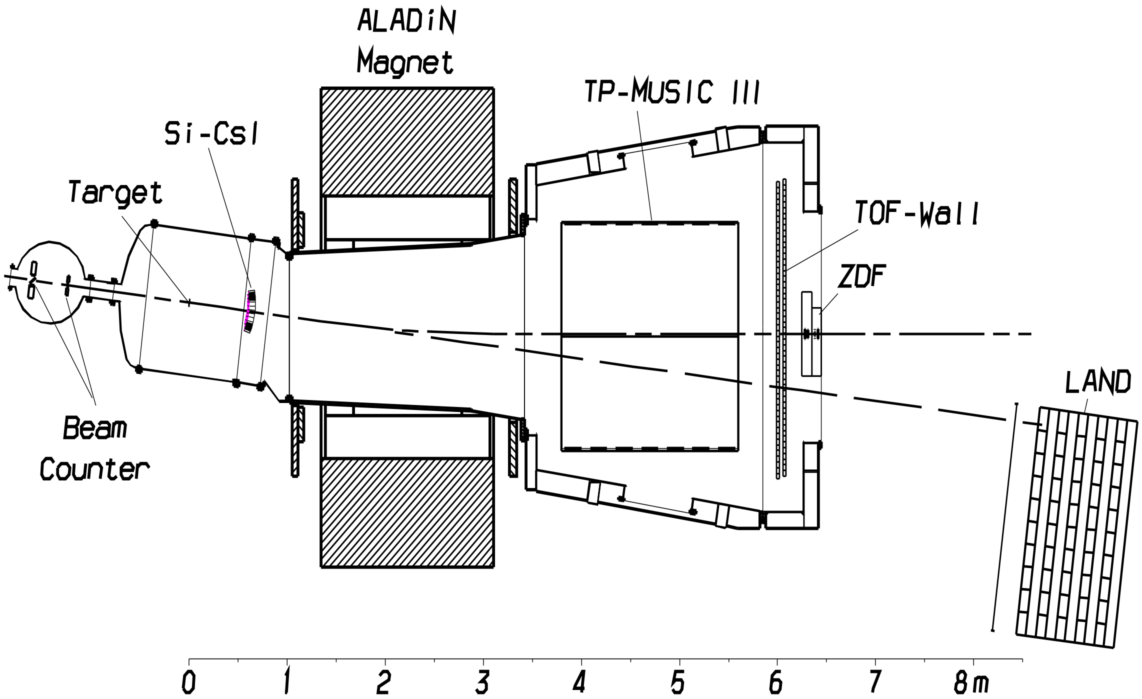

Abbildung 1.1: *Der experimentelle Aufbau des ALADIN-Vorwärtsspektrometers (zur Beschreibung siehe Text Kapitel 2).*

Spezialfall von Spaltung oder Evaporation ist, sondern ein eigenständiger Reaktionskanal, der bei Einschußenergien von E/A $\geq$ 200 MeV stark an Einfluß gewinnt. Die in einem weiteren Experiment zum Projektilaufbruch von Pochodzalla und Mitarbeitern [Poch 95, Möhl 95] beobachtete kalorische Kurve von Kernmaterie ist ein experimenteller Hinweis für die Existenz eines Phasenübergangs von flüssig nach gasförmig und zeigt, daß die Beschreibung von Kernmaterie im Rahmen thermodynamischer Ansätze möglich ist.

In den thermischen und statistischen Gleichgewichtszuständen für einen Multiclusteraufbruch wird immer von einem Zustand ausgegangen, dessen Bildungsprozeß mit diesen Ansätzen nicht zu beschreiben ist, deshalb kommt der Untersuchung der Dynamik des Aufbruchs zur Untersuchung dieses Anfangszustandes eine wichtige Rolle zu. Im Rahmen der dynamischen Modelle wird der Aufbruch tatsächlich als ein Zerbrechen des Kerns in viele Bruchstücke beschrieben. Die Ursache eines solchen Zerfalls sind Dichtefluktuationen in Verbindung mit kollektiven Eigenschaften des Kerns [Peil 92a]. Diese Dichtefluktuationen finden sich auch in dem uns umgebenden Kosmos, wie erste Untersuchungen ergaben [Cost 96]. Die Dynamik des Multifragmentaufbruchs stellt deshalb eines der wichtigsten Gebiete der Vielteilchenphysik dar.

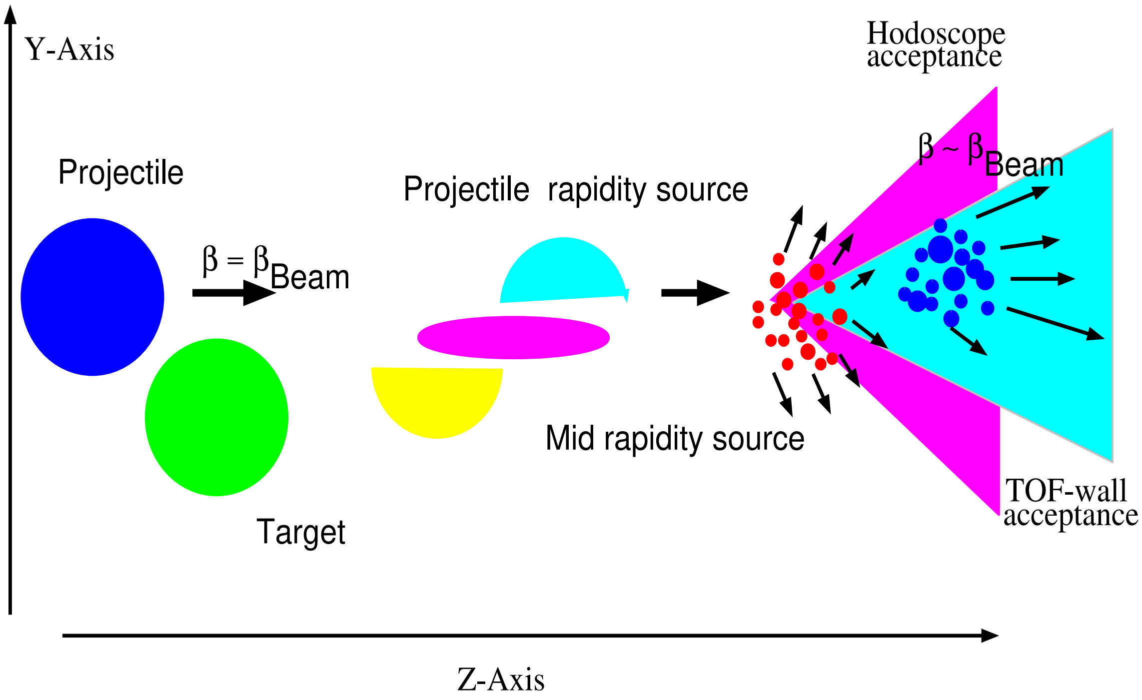

Abbildung 1.2: *Schematische Darstellung der Akzeptanz des ALADIN- Spektrometers bei einer symmetrischen Kernreaktion.*

1.2 Fragestellung unseres Experimentes

Die von uns zur Untersuchung des Multifragmentkanals durchgeführten experimentellen Untersuchungen hatten das Ziel, zum einen die Anregungsfunktion des Projektilaufbruchs in den Ladungsobservablen zu bestimmen und zum anderen den Grad der Äquilibrierung und die diesen Zustand beschreibenden dynamischen Größen quantitativ zu untersuchen. Die Experimente wurden an der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) mit den dort zur Verfügung stehenden Beschleunigern, UNILAC (Universal Linear accelerator) sowie dem SIS (Schwerionen Synchrotron), durchgeführt. Der Detektoraufbau, mit dem diese Fragestellungen angegangen wurden, ist in Abb. 1.1 schematisch gezeigt. Die Beschreibung der einzelnen Detektorkomponenten wird ausführlich im nächsten Kapitel erfolgen. Dieser Aufbau nutzt zum Nachweis der Projektilfragmente die Impulsfokussierung dieser Teilchen aus, wie in Abb. 1.2 für eine symmetrische Reaktion schematisch gezeigt wird. Der Vorteil dieses Detektors liegt im vollständigen Nachweis der Fragmente aus der Projektilquelle. Mit dieser 4 π-Information für die Projektilquelle wurde die Anregungsfunktion der mittleren IMF-Produktion und die kinematischen sowie kollektiven Eigenschaften der Projektilquelle, für die in Tabelle 1.1 aufgelisteten Projektil-Targetkombinationen untersucht.

PROJEKTIL	E/A MeV	TARGET $^{9}_{4}$Be	$^{12}_{6}$C	$^{27}_{13}$Al	$^{63}_{29}$Cu	$^{115}_{49}$In	$^{197}_{79}$Au	$^{238}_{92}$U
$^{40}_{18}$Ar	1000		•	•	•			
$^{131}_{54}$Xe	600		•	•	•	•	•	
$^{197}_{79}$Au	400	•	•	•	•		•	
	600	•	•	•	•	•	•	
	800		•	•	•		•	
	1000	•	•	•	•	•	•	
$^{238}_{92}$U	600	•	•	•	•	•	•	•
	1000	•	•	•	•	•	•	•

Targetdicke $[mg/cm^2]$		187 ± 2	195 ± 8	392 ± 3	418 ± 2	800 ± 10	478 ± 9	483 ± 9
σ_{geom} [barn]	Ar	1.37	1.46	1.85	2.48	3.07	3.85	4.17
	Xe	2.32	2.46	2.95	3.71	4.47	5.37	5.75
	Au	2.82	2.97	3.52	4.34	5.16	6.13	6.53
	U	3.10	3.26	3.83	4.68	5.53	6.53	6.95
P_{Reakt} [%]	Ar	1.6	1.3	1.5	1.0	1.3	0.6	0.5
	Xe	2.9	2.4	2.6	1.6	1.9	0.8	0.7
	Au	3.5	2.9	3.1	1.7	2.2	0.9	0.8
	U	3.9	3.2	3.3	1.9	2.3	1.0	0.8

Tabelle 1.1: Die im Experiment S114 untersuchten Projektil-Target-Kombinationen bei den verschiedenen Einschußenergien sind in der oberen Tabellenhälfte durch das Symbol • gekennzeichnet. Im unteren Abschnitt ist die Massenbelegung der im Experiment verwendeten Targets, sowie der nach $\sigma_{geom} = \pi \cdot (1.2fm \cdot (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}))^2$ berechnete geometrische Wirkungsquerschnitt für nukleare Reaktionen und die daraus resultierende Reaktionswahrscheinlichkeit P_{Reakt} aufgeführt.

2. Das Experiment

Dieses Kapitel ermöglicht es dem Leser, sich ein Bild von den experimentellen Optionen des ALADIN-Detektors zu machen. Es werden hier bewußt keine ¨ typischen ¨ Detektorauflösungen ausgewählt, sondern immer die erreichbare Auflösung des Gesamtsystems vorgestellt. Nach einer kurzen Beschreibung der einzelnen Detektorgruppen wird im Anschluß detaillierter auf die Triggerlogik zur Auswahl der aufgenommenen Reaktionsklassen sowie die Kalibration der Flugzeitwand in unserem Experiment eingegangen.

2.1 ALADIN Detektor

Das ALADIN-Spektrometer wurde für periphere Reaktionen bei inverser Kinematik entwickelt. Daraus folgt, daß die Detektoren eine hohe Granularität in Vorwärtsrichtung haben, um bei Einschußenergien bis 1.5 AGeV eine vollständige kinematische Rekonstruktion [Möhl 93] der Ereignisse zu gewährleisten.

Der überwiegende Teil der Daten in dieser Arbeit wurde mit der im folgenden vorgestellten Detektorkonfiguration gemessen. Eine Ausnahme bilden die 400 AMeV Datensätze, die in einem vorherigen Experiment aufgenommen wurden. Dazu wurde der MSU-MINIBALL [Souz 90, Schw 93] zur Untersuchung des Targetquellenbereichs mit dem GSI-ALADIN System kombiniert [Kund 94, Hsi 95, Kunz 96].

2.1.1 Strahldetektoren

Die Strahldetektoren sind unterteilt in :

Startzähler : Dieser dient zur absoluten Strahlnormierung sowie zur Flugzeitmessung für Fragmente zwischen Startzähler und Flugzeitwand. Das von ihm erhaltene logische Signal wird als Trigger für die Datenaquisition (TDAS) [Lind 93] verwendet.Der Startzähler besteht aus einer Szintillatorfolie, die unter 45^o zum Strahl steht und von zwei Fotoröhren ausgelesen wird [Kemp 93, Klei 96]. Da das Experiment bei unterschiedlichen Strahlenergien und mit verschiedenen Projektilen durchgeführt wurde, sind Szintillationsfolien mit Dicken zwischen 110-200 μm verwendet worden, was einer Massenbelegung von 12 - 20 mg/cm^2 entspricht. Die mit diesem Zähler erreichte Zeitauflösung liegt bei $\sigma_t \leq 35$ ps.

Ortszähler : Der Ort eines Projektils wird aus den Amplitudeninformationen von vier Fotoröhren bestimmt, die einen 50 μm dicken Szintillator auslesen. Dieser Zähler steht unter 90^o zum Strahl und wird mit einer zeitweise im Strahl befindlichen Proportionalkammer [Kemp 93] geeicht. Die hiermit erreichte Ortsauflösung für die Projektilladung liegt bei $\sigma_{x,y} \leq 1$ mm.

Halozähler : Der Halo befindet sich zwischen dem Startzähler und dem Target und wird zur Unterdrückung von Reaktionen in der Startfolie und von Strahlteilchen außerhalb des Fokus verwendet. Dazu wurde in eine Szintillatorplatte $100{\cdot}50{\cdot}0.5$ mm^3 zentral eine Öffnung von 30 mm Durchmesser eingebracht. Die Fragmente und Strahlteilchen werden durch das im Szintillator erzeugte Licht von Fotodioden nachgewiesen.

2.1.2 Leichtteilchen-Hodoskop

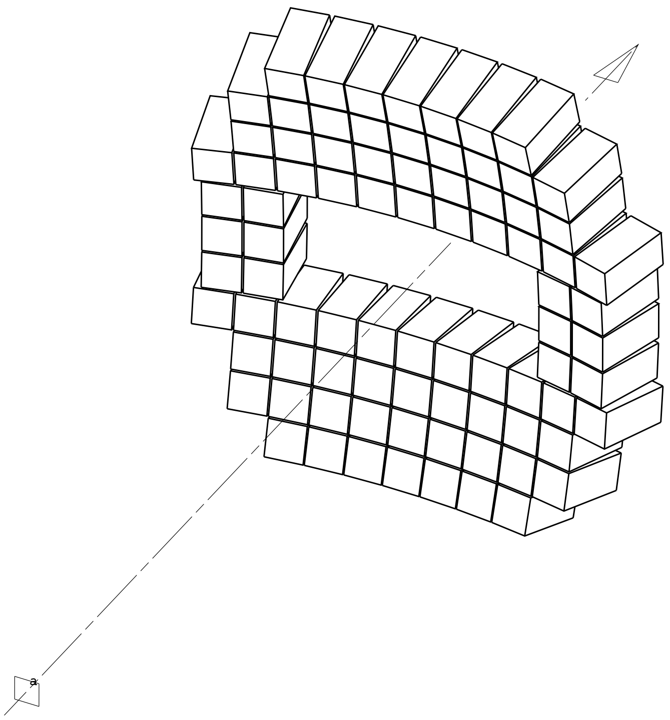

Abbildung 2.1: *Schematischer Aufbau der 84 Teleskopdetektoren des Hodoskopes. Die Targetposition ist hier als Quadrat angedeutet. Der Abstand vom Target zum Mittelpunkt des Hodoskopes betrug 0.6 m.*

Die Messung von leichten Teilchen zumeist aus der intermediären Quelle erfolgt mit einem aus 84 einzelnen Teleskopen bestehenden Detektor. In Abb. 2.1 sind die mit dieser Anordnung abgedeckten Laborwinkel von $4.9^o \leq \Theta \leq 16.3^o$ in vertikaler und $10.0^o \leq \Theta \leq 16.3^o$ in horizontaler Richtung schematisch dargestellt. Jedes der Teleskope besteht aus einem 300 μm Silizium-Halbleiterzähler sowie einem sich daran anschließenden $30 \cdot 30 \cdot 60$ mm^3 CsJ-Kristall, der mit einer Fotodiode ausgelesen wird [Pink 90, Kreu 89, Kund 90]. Die Multiplizität des Hodoskops wird verwendet zur Reaktionsklassenbestimmung sowie zur Unterdrückung von Reaktionen im Zählgas des sich anschließenden MUSIC III Detektors (siehe Abs. Triggerlogik). Wie sich noch zeigen wird, ist die Hodoskopinformation notwendig für den Vergleich der Ladungsobservablen bei verschiedenen Einschußenergien. Die mit den Teleskopen erreichte Ladungsidentifikation ist in Abb. 2.2 zu sehen. Allgemein gilt, daß Teilchen aus der Projektilquelle, die in den Akzeptanzbereich des Hodoskopes fallen, nicht im CsJ gestoppt werden, da ihre Energie über der Durchstoßenergie von 145 MeV für Protonen liegt. Weiterhin steigt mit der Strahlenergie der Anteil von hochenergetischen δ Elektronen aus dem Target an, die zu einem verstärkten Untergrund im Spektrum beitragen. Die erreichte Auflösung (siehe Abb. 2.2) ist jedoch ausreichend, um die Ladungen Z = 1,2 und die schweren zu trennen.

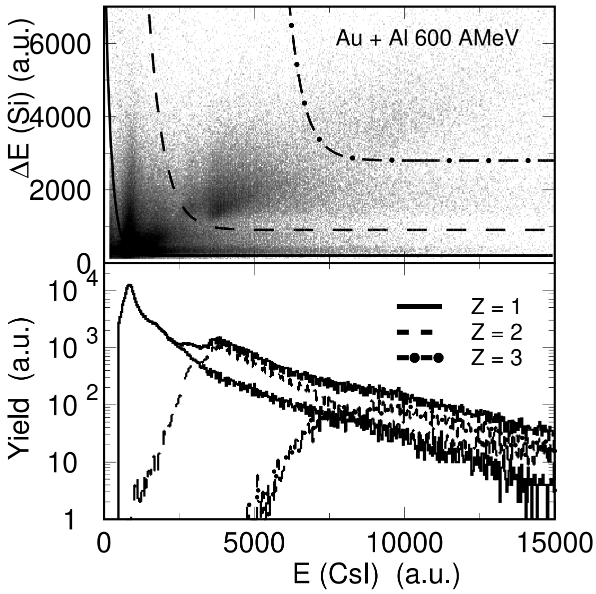

Abbildung 2.2: *Im oberen Bild ist der Energieverlust in der Siliziumschicht gegen den Energieverlust im Cäsiumjodidkristall (CsJ) aufgetragen. Die drei eingezeichneten Funktionen grenzen die Wertebereiche für die unterschiedlichen Ladungen ein. Im unteren Bild ist die relative Ausbeute der verschiedenen Ladungen eingezeichnet.*

2.1.3 Magnet

Der Namensgeber für das ALADIN - Vorwärtsspektrometer (A Large Acceptance Dipol magnet) ist ein normalleitender, wassergekühlter Dipol-Magnet. Die in einer Reaktion produzierten Fragmente werden innerhalb des Magnetfeldes ihrer Steifigkeit entsprechend abgelenkt. Demzufolge stehen die Detektoren hinter dem Magneten unter 7^o im Laborsystem. Bei einer Strahlsteifigkeit von R = 4.21 GV/c (^{197}Au bei 1AGeV) erfordert das eine Biegekraft von 1.91 Tm.

$$R = \frac{|\vec{P}|}{Z \cdot e} \tag{2.1}$$

R : Steifigkeit
$\vec{P}$: Impuls
Z : Kernladung
e : Elementarladung

Dies ermöglicht es, bei gleichzeitiger Messung von Steifigkeit (R) und Flugzeit(Δ t) die Masse (M) der Fragmente zu bestimmen (siehe Gl. 2.3).

2.1.4 TP-MUSIC III

Die hinter dem Magneten sich anschließende Detektorkammer beinhaltet den modifizierten TP-MUSIC III (Time Projection MUlti Sample Ionisation Chamber) Detektor [Meij 89, Hof 93, Rube 95]. Diese Kammer ist mit Zählgas (P10; Argon 90% - Methan 10%) gefüllt und wird bei Atmosphärendruck im Durchflußbetrieb benutzt. Der TP-MUSIC III Detektor unterteilt sich in folgende Untergruppen :

- Anodenstreifensektion (IC)
- Proportionalzähler (MWPC)

Anodensektion (IC)

Der Anodenteil besteht aus zwei Gruppen zu sechzehn 3-cm breiten (IC2) und zu acht 6-cm breiten Anodensteifen (IC1) bei 100-cm Höhe. Diese detektieren, die durch Stoßionisation produzierte Elektronenwolke ohne sekundäre Verstärkung. Die auf der Anode induzierte Ladung wird verstärkt und in einem Flash-ADC-System mit 16 MHz digitalisiert. Durch die Andensteifen ist der Nachweis von Fragmenten mit einem Energieverlust von ca. 50 keV/cm möglich. Aus der gemessenen Amplitude wird der Ladungszustand durch Gleichung 2.2 bestimmt.

$$Z \sim \sqrt{(Amp)} \tag{2.2}$$

Z : Kernladung
Amp : Amplitudenmaximum

Das daraus erhaltene Ladungsspektrum ist im unteren Bild von Abb. 2.6 zu sehen. Die in unserem Experiment erreichte untere Schwelle zum Nachweis eines Fragments liegt hier bei Sauerstoff (Z = 8) [Rube 95]. Aus der Driftzeit der Elektronen wird die Position in der horizontalen Ebene (+x,-x) des Feldkäfiges bestimmt.

Im Experiment erzielten wir Ladungauflösungen von $\sigma_c \leq 0.2$ für schwere bis zu $\sigma_c \leq 0.4$ für leichte Fragmente. Die horizontale Ortsauflösung beträgt $\sigma_x \leq 0.3$ mm.

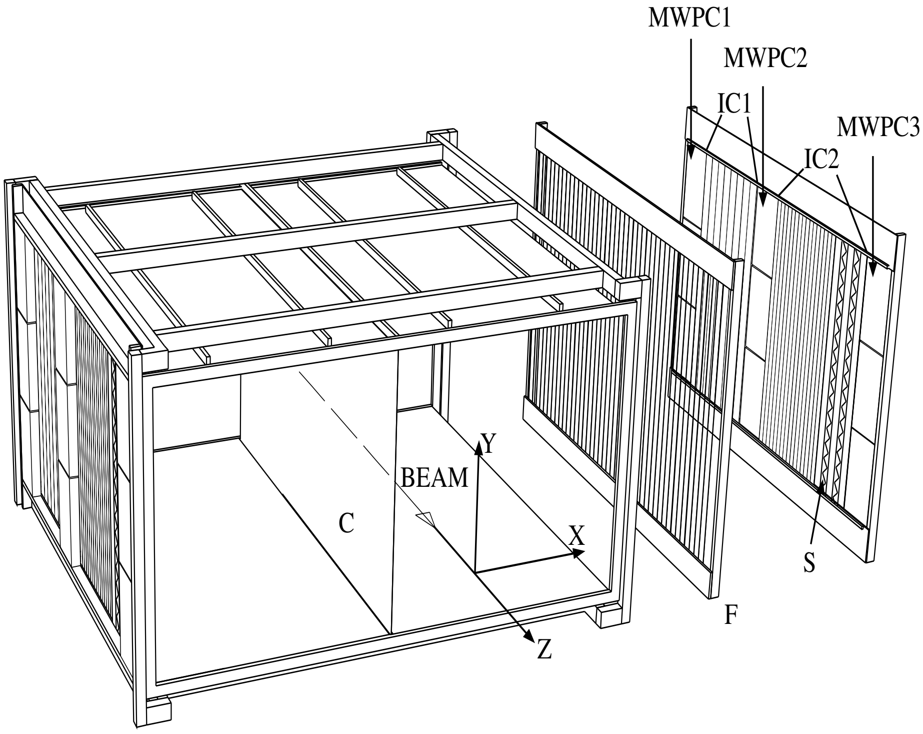

Abbildung 2.3: *Schematischer Aufbau der TP-MUSIC III. Die TP-MUSIC besteht aus zwei Feldkäfigen mit Anoden (IC1,IC2) an den Außenwänden und der Kathode (C) in der Mitte. Die durch Ionisation produzierten Elektronen driften mit ca. 4-5 cm/μs in horizontaler Richtung (+x,-x) zu den Anoden (IC1,IC2) und den MWPC (1-3).*

Proportionalzähler (MWPC)

Zur Bestimmung der Fragmentladung kleiner als Sauerstoff sowie der vertikalen Position aller Fragmente, wurden in jedem Feldkäfig neun MWPC's (Multi Wire Proportional Counter) [Seid 91, Rose 92, Möhl 95] eingesetzt. Diese gewährleisten, durch eine sekundäre Verstärkung der primär erzeugten Elektronenwolke, eine niedrigere Nachweisschwelle ($\alpha -$ Teilchen $\approx$ 35 KeV). Die MWPC's wurden dazu im Pulsbetrieb benutzt, womit vermieden wurde, daß positive Ladungsträger aus den MWPC's in das Driftfeld der primären Elektronen driften konnten [Mang 92]. Bei einem Verstärkungsfaktor von g $\approx$ 600 erreichten wir Einzelladungsauflösung bis zum Helium bei einer vertikalen Ortsauflösung für diese Fragmente von $\sigma_y \approx$ 1.0 mm [Möhl 95, Rube 95].

2.1.5 Flugzeitwand

Die Flugzeitwand (Time-Of-Flight Wall) [Hube 92a, Kreu 92] besteht aus zwei Szintillatorwänden zu jeweils 96 Einzeldetektoren, die jeweils durch zwei Fotoröhren ausgelesen werden. Wie in Abb. 2.4 zu sehen, sind diese nochmals zu achter Gruppen zusammen gefaßt.Die beiden Szintillatorwände sind relativ zueinander um 1.25 cm verschoben damit keine toten Zonen entstehen. In unserem Experiment wurde zusätzlich in der Mitte der Flugzeitwand ein Zähler (ZDF) mit höherer Granularität der Größe $3.75 \cdot 6.0$ cm^2 eingesetzt. Es stehen als aktive Detektorfläche der Flugzeitwand $100 \cdot 240$ cm^2 zur Verfügung. Dies überdeckt vollständig den von der TP-MUSIC III abgedeckten Winkelbereich der Fragmente.

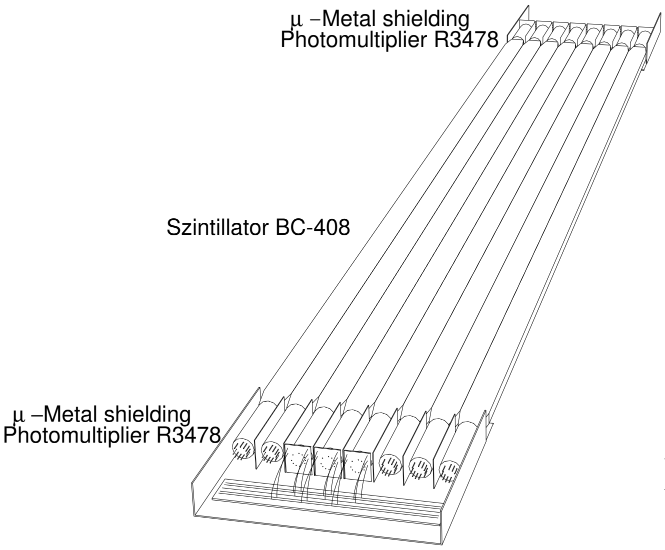

Abbildung 2.4: *Schematische Darstellung eines Flugzeitwandmodules bestehend aus acht $110 \cdot 2.5 \cdot 1.0$ cm^3 Szintillatorstäben, die an den Stirnseiten von je zwei Fotoröhren ausgelesen werden. Zur Abschirmung des Restfeldes des ALADIN-Magneten sind die Fotomultiplier in μ-Metall Gehäusen eingeschlossen.*

1

Die Flugzeitmessung wird relativ zum Startzähler durchgeführt, der 6.14 m vor der Flugzeitwand steht. Damit ergibt sich für Projektile mit einem $\beta_p \approx 0.89$ (1000 AMeV) eine Flugzeit von $\Delta t \approx 23$ ns. Die angestrebte Zeitauflösung von $\sigma_t \leq 100$ ps erlaubt bei einer Strahlenergie von 1000 AMeV eine Einzelmassenidentifikation bis A $\approx$ 40 [Hube 92a, Schü 91]. Zur Bestimmung der Massen wird der rekonstruierte Impuls und die Trajektorie aus der TP-MUSIC sowie die Flugzeit eines Fragments benutzt (siehe Gl. 2.3).

$$A = \frac{\vec{P}}{\beta \cdot \gamma \cdot m_{nucl}} \tag{2.3}$$

A : Massenzahl
$\vec{P}$: Impuls
m_{nucl} : Nukleonenmasse
β : $\frac{v}{c}$
γ : $\sqrt{\frac{1}{1-\beta^2}}$

ZDF

Der Zentrale Detektor der Flugzeitwand (ZDF) [Groß 94] besteht aus drei Teilen.

Plastikszintillator (A): Dieser besteht aus einer $90 \cdot 90 \cdot 5$ mm^3 dicken Szintillatorplatte, die über Faserbündel an den Stirnflächen mit vier Fotoröhren ausgelesen wird. Mit diesem Teil des ZDF läßt sich das $3.75 \cdot 6.0$ cm^2 Akzeptanzloch in der Mitte der Flugzeitwand schließen.

Szintillatorfaser (B): Das Fasernetz besteht aus zwei gegeneinander um 90^o gedrehte Ebenen, die von jeweils vierzig $100 \cdot 2 \cdot 2$ mm^3 Fasern gebildet werden. Die Auslese erfolgt mit zwei 64-Kanal Fotoröhren.

Siliziumarray (C): Hierzu wurden zwei $80 \cdot 40 \cdot 0.3$ mm^3 Siliziumstreifenzähler übereinander angeordnet. Jeder Siliziumstreifen hat eine Fläche von $10 \cdot 40$ mm^2. Damit läßt sich der Strahl präzise auf die Mitte der Flugzeitwand ausrichten.

2.1.6 LAND

Mit dem Large Area Neutron Detektor (LAND) [Blai 91] wurde die Multiplizität und Energie der Neutronen bestimmt [Zude 95]. Der LAND besteht aus zehn Ebenen Plastikszintillator- Eisenmodulen, die mit Fotoröhren auslesen werden. Jedes dieser Module besteht aus neun Eisenschichten und zehn Szintillatorschichten mit den Abmessungen $200 \cdot 10 \cdot 0.5$ cm^3. Zum Nachweis der Neutronen dienen die in den Eisenplatten vor den Szintillatoren produzierten Elektronenschauer. Jede der zehn Modulebenen ist gegenüber der vorherigen um 90^o gedreht, um eine zweidimensionale Schauerlokalisierung zu erhalten. Für den LAND ergibt sich als aktives Detektorvolumen $200 \cdot 200 \cdot 100$ cm^3.

2.2 Triggerlogik und Kalibration

Die experimentellen Ergebnisse dieser Arbeit beruhen mit wenigen Ausnahmen auf der Flugzeitwandinformation in Verbindung mit dem Leichtteilchen-Hodoskop. Die Meßgenauigkeit der für diese Analysen verwendeten Detektoren sowie die Ereignisselektion durch die Logikschaltung im Experiment sind deshalb entscheidende Größen für die Einordnung der folgenden Ergebnisse. Ich beschränke mich hier auf eine schematische

Darstellung der Ereignisselektion und auf die letzten Analyseschritte der Kalibration. Dieser Abschnitt wird nicht die im 6. Kapitel mit dem sogenannten Pseudo-Tracking ermittelten Observablen beschreiben, dafür verweise ich auf die Referenz [Kund 94].

2.2.1 Die Triggerlogik

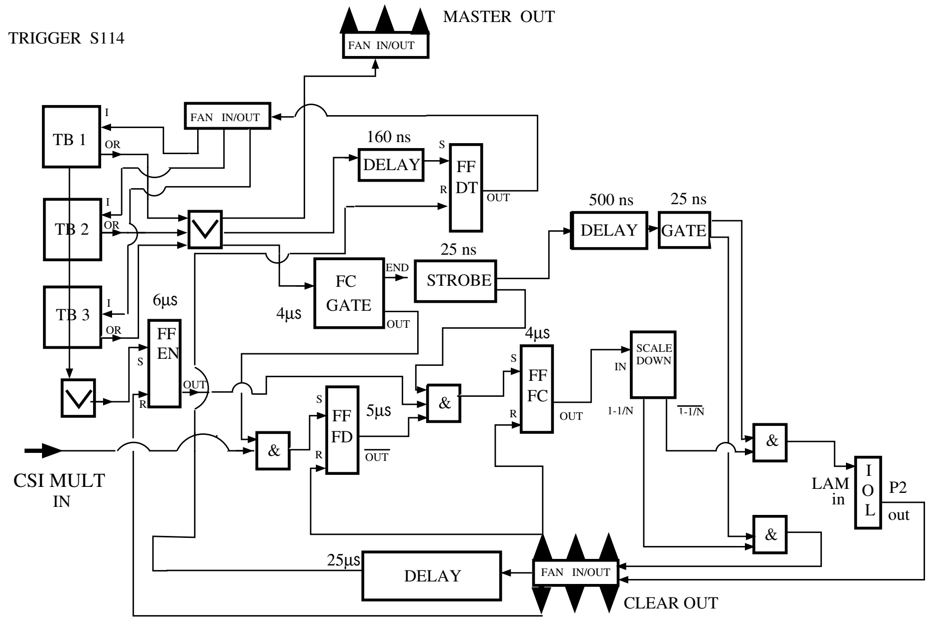

Abbildung 2.5: *Schematische Darstellung der verwendeten Logikschaltung zur Ereignisselektion im Experiment S114.*

Die in unserem Experiment verwendete Triggerlogik ist in Abb. 2.5 skizziert. Für alle Daten in diesem Experiment gilt die folgende Triggerdefinition :

- Es wurde gefordert, Start und kein Projektil im ZDF (A). Um Reaktionen im Target anzureichern wurde zusätzlich eine Multiplizität von $M_{Hod} \geq 3$ im Hodoskop gefordert. Zur Anreicherung von peripheren Reaktionen wurde die logische Entscheidung des ZDF (A) mit einem Veto (M_{TV})versehen, wenn innerhalb der acht den ZDF (A) umgebenden Szintillatoren ein Fragment über einer Diskriminatorschwelle lag.

$$\mathrm{ST} \cap (\mathrm{M}_{TV} \cup \overline{\mathrm{ZDF}}) \cap \mathrm{M}_{Hod} \geq 3$$

Da die logische Entscheidung (M_{Hod}) des Leichtteilchen-Hodoskopes 200 ns und der verzögerten Analogsignale der Flugzeitwand später verfügbar sind, als die logische

Entscheidung des Startzählers, wird jedes Ereignis, das nicht in die Totzeit der Datenaufnahme fällt und die Reaktionstrigger Bedingungen erfüllt, in der Elektronik gespeichert. Nachdem die Entscheidung vom Leichtteilchen-Hodoskop vorliegt, wird das Ereignis entweder verworfen oder aufgenommen (Fast-Clear-Trigger).

Aus der Analyse der Daten ergeben sich folgende Eigenschaften des Reaktionstriggers :

1. Die Diskriminatorschwelle im ZDF (A) variiert zwischen den einzelnen Energien um 2 bis 3 Ladungseinheiten und liegt im Mittel für die Goldprojektilsysteme bei Z$\approx$64. Für die Uran-Projektile ist sie im Mittel bei Z$\approx$68 bei gleicher Variation.

2. Für die acht den ZDF umgebenden Szintillatorstreifen (TOF-VETO) der Flugzeitwand sind sowohl die Variation als auch der Ladungsmittelwert von Energie,Target und Projektil abhängig, da die Verstärkungsvariationen der Fotoröhren zählratenabhängig ist [Ocke 93].

3. Durch die Bedingung von mindestens drei geladenen Teilchen im Hodoskop ergibt sich die Unterdrückung von sehr peripheren Reaktionen.

Die in dieser Arbeit gezeigten Observablen haben deshalb für ein $Z_{max} \geq 65$ (^{197}Au) und $Z_{max} \geq 68$ (^{238}U) eine größere systematische Unsicherheit, weshalb nicht mit physikalischen Größen oberhalb dieser Schwellen argumentiert wird. Für die in Kapitel 6 beschriebenen kinematischen Größen hat dies zur Folge, daß bei peripheren Reaktionen mit einem Fragment über den oben beschriebenen Schwellen der TOF-VETO dazu führt, daß Reaktionen mit kleinem Transversalimpuls unterdrückt worden sind.

2.2.2 Kalibration der Flugzeitwand

Die 192 Szintillatorstäbe der Flugzeitwand werden von 384 Fotoröhren ausgelesen. Die Signale werden anschließend in zwei Elektronikpfaden verarbeitet. Zum einen die Bestimmung des Energieverlustes (ΔE) der Teilchen im Szintillator und zum anderen die Flugzeit relativ zum Startzähler (Δt). Es wird im folgenden nicht jeder einzelne Kalibrationsschritt dargestellt, sondern auf methodische Unterschiede bei der von uns durchgeführten Kalibration relativ zu früheren Experimenten [Hube 92a, Kreu 92] hingewiesen. Abschließend werden die hiermit erreichten Resultate präsentiert.
Zur Digitalisierung der analogen Amplitudeninformation wurde pro Fotoröhre ein ladungsempfindlicher Analog-zu-Digitalwandler (LeCroy 1885 QDC), verwendet, die über Fastbus ausgelesen und in einem EBI (Event-Builder) zwischengespeichert werden. Von dort werden die Daten mittels eines intelligenten Controllers AEB (Aleph-Event-Builder) an die Datenaufnahme (TDAS) übergeben [Lind 93]. Die Zeitmessung wird mit einem Constant-Fraction-Disikriminator (GSI 8002) in Verbindung mit einem Zeit-zu-Digitalwandler (LeCroy 1875 TDC) durchgeführt. Der TDC wurde mit einer

Kanalbreite von 25 ps bei einem Gesamtbereich von 100 ns eingesetzt. In unserem Experiment wurden dazu die TDC's im ¨ Common stop ¨ Modus verwendet, d.h. jede Röhre startete ihren Kanal und es gab ein Stopsignal (Startzähler) für alle Kanäle. Die Auslese der TDC's erfolgte mit der gleichen Methode wie für die QDC's beschrieben.

Daraus ergeben sich zwei Kalibrationszweige für die Flugzeitwand.

- Die Energieverlustkalibration.

- Die Zeitkalibration.

Energieverlust und Ladungskalibration

Der Energieverlust (ΔE) im Szintillator ist gegeben durch :

$$\Delta\, E \sim \frac{Z^2}{\beta^2} \qquad (2.4)$$

Aufgrund von Quenching-Effekten ist das produzierte Licht (ΔL) im Szintillator nicht streng proportional zum Energieverlust der Fragmente [Birks 64]. Die Abschwächung des produzierten Lichtes im Szintillator wird berücksichtigt, indem die Wurzel des Produktes der Signale beider Fotoröhren eines Szintillators bestimmt wird. Diese Größe

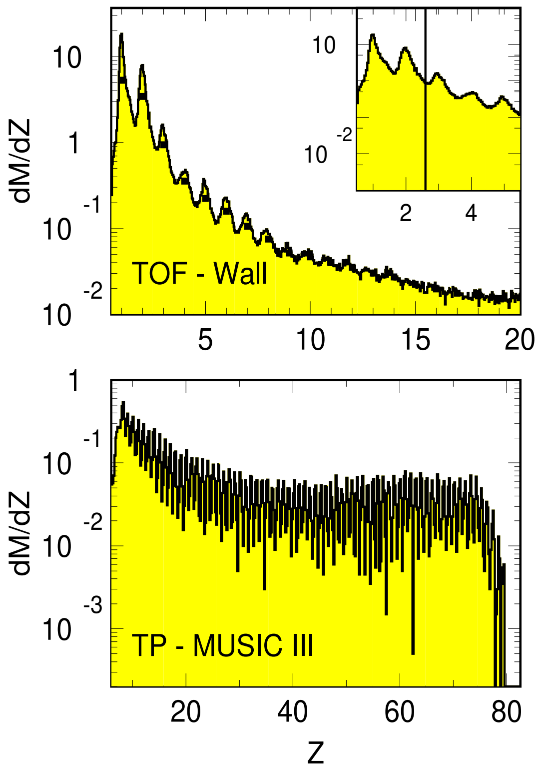

Abbildung 2.6: *Im oberen Bild ist das Ladungsspektrum der Flugzeitwand dargestellt. Die eingezeichneten Symbole geben die integrierte Zählrate dM/dZ der einzelnen Elemente wieder. Das Insert oben rechts zeigt die in Analysen verwendete Ladungsschwelle zwischen Helium und Lithium. Im unteren Bild ist die Einzelladungsauflösung der TP-MUSIC III für das symmetrische Goldsystem bei 600 AMeV dargestellt.*

ist bei einer exponentiellen Abschwächung für die produzierte Lichtmenge eines Fragments ortsunabhängig [Schü 91]. Die in der Flugzeitwand verwendeten Fotoröhren zeigen Verstärkungsvariationen zwischen einem Faktor 3-6. Diese sind zudem zählratenabhängig [Ocke 93]. Das trifft vor allem auf die Szintillatoren in Strahlnähe zu, während die restlichen Szintillatoren einer moderaten Rate ausgesetzt sind und demzufolge keine starken Variationen zeigen. Aufgrund der unterschiedlichen Verstärkung der Röhren wurde nicht versucht, eine universelle Abb. von produziertem Licht zu deponierter Energie [Kreu 92] für alle Fotoröhren zu suchen. In der von uns angewandten Methode wird die individuelle Ladungsauflösung der TP-MUSIC ausgenutzt (siehe unteres Bild Abb. 2.6), um damit die unkalibrierten Lichtmengen der einzelnen Fotoröhren aufeinander abzugleichen. Weiterhin wird im unteren Ladungsbereich $1 \leq Z \leq 15$ (siehe oberes Bild Abb.2.6) die individuelle Ladungsauflösung der einzelnen Szintillatorstreifen benutzt. Diese beiden Informationen werden zusammengesetzt, und es ergibt sich für jede Fotoröhre eine individuelle Funktion.
Die Zuweisung der Ladung erfolgt durch eine Korrektur der kalibrierten Amplitude auf die jeweilige Geschwindigkeit der Fragmente. Das obere in Abb. 2.6 gezeigte Ladungsspektrum, ist mit dieser Methode produziert worden. Durch die Korrektur auf die Fragmentgeschwindigkeit konnte im Bereich von $Z \geq 15$ die erreichte Ladungsauflösung von FWHM 3.0 - 5.0 (alt) mit der neuen Methode auf ein FWHM von 1.2 - 1.5 verbessert werden (siehe Abb. 2.8, 2.9, 2.10).

Zeitkalibration

Die Kalibration der Flugzeiten des Flugzeitdetektors sind aufwendig, da auf drei Effekte korrigiert werden mußte. Diese werden hervorgerufen durch den pulsformabhängigen ¨Walk¨ des Constant-Fraction-Discriminators (CFD) sowie die ratenabhängige Verstärkung und Laufzeitcharakteristik der Fotoröhren [Ocke 93]. Daß diese Eigenschaften einen so starken Einfluß auf die Flugzeitinformation haben liegt zum einen an dem großen dynamischen Bereich der mit einem Flugzeitwandkanal im Energieverlust abgedeckt wird (ca. 8500) und zum anderen daran, daß die Fotoröhren für große Signale weit übersteuert waren. Die Summe dieser Effekte führt dazu, daß die Flugzeit eines Fragments in Abhängigkeit vom Energieverlust verkürzt scheint und daß demzufolge eine falsche Korrektur des ¨Walk¨ vorgenommen wird. Dieses Verhalten ist unterschiedlich stark ausgeprägt zwischen den Röhren und hängt von ihrer Zählratenbelastung (Anodenstrom) ab. Für die Kalibration bestand die Aufgabe darin, diese Effekte auf ein Minimum zu reduzieren, wobei vorweggenommen sei, daß keine Trennung dieser Eigenschaften möglich ist.
Im oberen linken Bild von Abb. 2.7 ist die Abhängigkeit der Flugzeit vom Energieverlust für einen Kanal dargestellt. Die hierbei beobachtete monotone Abhängigkeit der Flugzeit vom Energieverlust liegt zwischen $\Delta t \approx$ 2.5-3.5 ns für alle Kanäle. Zur Messung dieser systematischen Verschiebung in der Flugzeit sind zwei Aluminium-Keile der Basisfläche ($25 \cdot 6$ cm^2) vor den Flugzeitwänden installiert worden. Die Aluminium-Keile lassen sich vor jedes Flugzeitwandmodul bewegen, wobei synchron das Magnet-

feld angepaßt wird, so daß der Strahl auf einen der Szintillatoren hinter dem jeweiligen Keil zeigt. Aufgrund der unterschiedlichen Massenbelegung des Keils haben die Teilchen einen unterschiedlichen Energieverlust. Zudem ist der Keil ein Target mit hoher Reaktionswahrscheinlichkeit, in dem zwischen 1-80 % der Strahlteilchen eine Kernreaktion machen.
Der Trick dieser Kalibrationsmethode besteht darin, daß die Geschwindigkeit bis zur Flugzeitwand auf ca. 6 m konstant gehalten wird und nur auf einem kleinem Bereich von ca. 2-3 cm, die durch Reaktionen im Keil hervorgerufenen Geschwindigkeitsunterschiede zum Tragen kommen. Wird z.B. ein Goldprojektil betrachtet, daß mit einer Geschwindigkeit von $\beta \approx 0.79$ (600 AMeV) bis zum Keil fliegt ($\Delta t \approx 25$ ns) und dort mit einem Aluminiumkern reagiert so ist die gemessene Flugzeit für die Reaktionsprodukte zu 99 % dominiert von der Flugstrecke bis zum Keil und nur auf 0.5 % des Weges zeigt sich, aufgrund der unterschiedlichen Geschwindigkeiten der Fragmente über viele Ereignisse eine Breite in den Flugzeiten für einen festen Energieverlust. Diese Breite ist jedoch mit einem $\sigma \leq 110$ ps klein relativ zur Korrektur des Walk wobei der Mittelwert der Verteilung in der Flugzeit, wie wir überprüft haben, mit einer Genauigkeit von ± 20 ps zu bestimmen ist. Die Walkbestimmung mit Reaktionsprodukten nutzt aus, daß die langsamen Fragmente zu großen Teilen im Keil oder in der Abschirmung vor den Flugzeitwandmodulen vollständig gestoppt werden, während die schnelleren Fragmente weiterfliegen. Das konnte überprüft werden, indem der Keil der vorderen Wand benutzt wurde, um die hintere Wand zu eichen. Dabei zeigte sich eine breitere Verteilung in der Flugzeit ($\sigma \leq 130$ ps) bei gleichem Energieverlust und dies ist verträglich mit dem größeren Flugweg bei verschiedener Geschwindigkeit. Diese zur Eichung verwendeten Fragmente haben aufgrund der unterschiedlichen Quellgeschwindigkeit und Quelltemperatur, unterschiedliche Geschwindigkeiten und erlauben es den vollständigen dynamischen Bereich eines Flugzeitwandkanals abzutasten. In den oberen beiden Bildern von Abb. 2.7 ist die damit bestimmte Walkkurve, links für den ganzen und rechts für einen Ausschnitt des dynamischen Bereichs eines Kanals dargestellt. Zur Überprüfung dieser Methode bei mittleren bis hohen Energieverlusten wurde, der durch das Abbremsen des Projektils erreichbare dynamische Bereich im Energieverlust untersucht. Dies wurde mit Argonprojektilen bei einer Strahlenergie von 200 und 250 AMeV durchgeführt. Dabei ergab sich im Rahmen der Meßgenauigkeit keine signifikante Abweichung von dem anderen Verfahren.

Mit dieser Information und in Kenntnis der Flugzeit des Strahlprojektils ist eine Korrektur dieses Effekts möglich. In der von uns durchgeführten Analyse ist diese Korrektur negativ, wie in den mittleren beiden Bildern von Abb. 2.7 zu sehen ist.
Die Extraktion dieser Korrekturfunktion wurde auf zwei unterschiedlichen Wegen durchgeführt.

Methode I : Bei diesem Verfahren wird ein Polynom bis maximal 7. Ordnung an die gemessene Walkabhängigkeit angepaßt. Für die Amplituden kleiner als 1000 Kanäle wird zwischen den Mittelwerten interpoliert und der so erhaltene Kurvenverlauf wurde an die vorherige Funktion angesetzt. Damit ist eine größere Sensitivität auf die unterschiedlichen Constant-Fraction-Schwellen erreicht worden (siehe Mitte Abb. 2.7).

Methode II : Dieses Verfahren beruht auf der Markierung von bis zu 40 Punkten für jedes der zweidimensionalen Spektren. Nach der Markierung wird zwischen den Punkten interpoliert und der funktionale Verlauf zur Kalibration verwendet. Der Vorteil dieser Methode liegt darin, daß bei der Markierung auf die unterschiedlichen Fotoröhren und CFD-Schwellen individuell besser eingegangen werden kann.

Es zeigt sich, daß Methode (I) bei niedrigen Energieverlusten, was bei gleicher Geschwindigkeit mit einer kleinen Ladungen ($Z \leq 20$) identisch ist, die bessere Kalibration liefert, während Methode (II) für die höheren Ladungen ($Z \geq 25$) geeigneter ist. Die mit dieser Kalibrationsmethode erreichte mittlere Zeitauflösung der Flugzeitwand von ($\sigma_t \leq 120$ ps) (siehe Abb. 2.8, 2.9, 2.10) ist zufriedenstellend, zeigt jedoch noch systematische Unsicherheiten von 1.0 - 1.5% bei 600 AMeV. Zur Korrektur der noch verbleibenden Unsicherheiten wäre eine weiterführende Kalibration in der Nähe der CFD-Schwelle sowie eine Änderung der Keilgeometrie nötig. Mit dieser Flugzeitinformation ist eine individuelle Massenidentifikation bis A $\approx$ 29 (^{197}Au + ^{197}Au 600 AMeV) erreicht worden [Möhl 95]. Weiterhin ist es möglich, die Rapiditätsspektren der verschiedenen Ladungen auf Vorgleichgewichtsanteile zu untersuchen, wie in Kapitel 5 gezeigt wird.

Detektorauflösungen der Flugzeitwand

Wie in der Einleitung beschrieben, wurde das Experiment mit mehreren Projektil- Target-Kombinationen bei verschiedenen Energien durchgeführt (siehe Tab. 1.1). Dabei sind alle Energieverlust- und Ladungskalibrationen für die markierten Systeme von Tabelle 1.1 mit der in Abschnitt 2.2.2 vorgestellten Methode durchgeführt worden. Die Zeitkalibration (Walk) ist für die Goldsysteme bei 600 AMeV nach der Methode (I) durchgeführt worden, während bei den übrigen Goldprojektilen und den Uranprojektilen nach Methode (II) kalibriert wurde. In den oberen Bildern der Abbildungen 2.8,2.9 und 2.10 sind jeweils die Ladungsauflösungen der Flugzeitwand gegen die Ladung aus der TP-MUSIC III aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Ladungsauflösung einen schwachen Trend zu schlechteren Ladungsauflösung bei höheren Einschußenergien hat. Bei allen Energien wird individuelle Ladungsidentifikation bis Schwefel erreicht, sowie eine Auflösung von FWHM 1.3 - 1.9 für die schweren Fragmente.
Für die in Kapitel 6 gezeigten kinematischen Observablen ist die erreichte verikale und horizontale Ortsauflösung der Flugzeitwand von Bedeutung. In den mittleren Bildern der Abbildungen 2.8,2.9 und 2.10 ist diese relativ zur TP-MUSIC III bestimmt worden. Da die TP-MUSIC III in der horizontalen Ebene eine Ortsauflösung von $\sigma_x \leq 1.0$ mm für goldähnliche und $\sigma_x \leq$ 2.0-3.0 mm für Heliumisotope hat, ist dort dominant

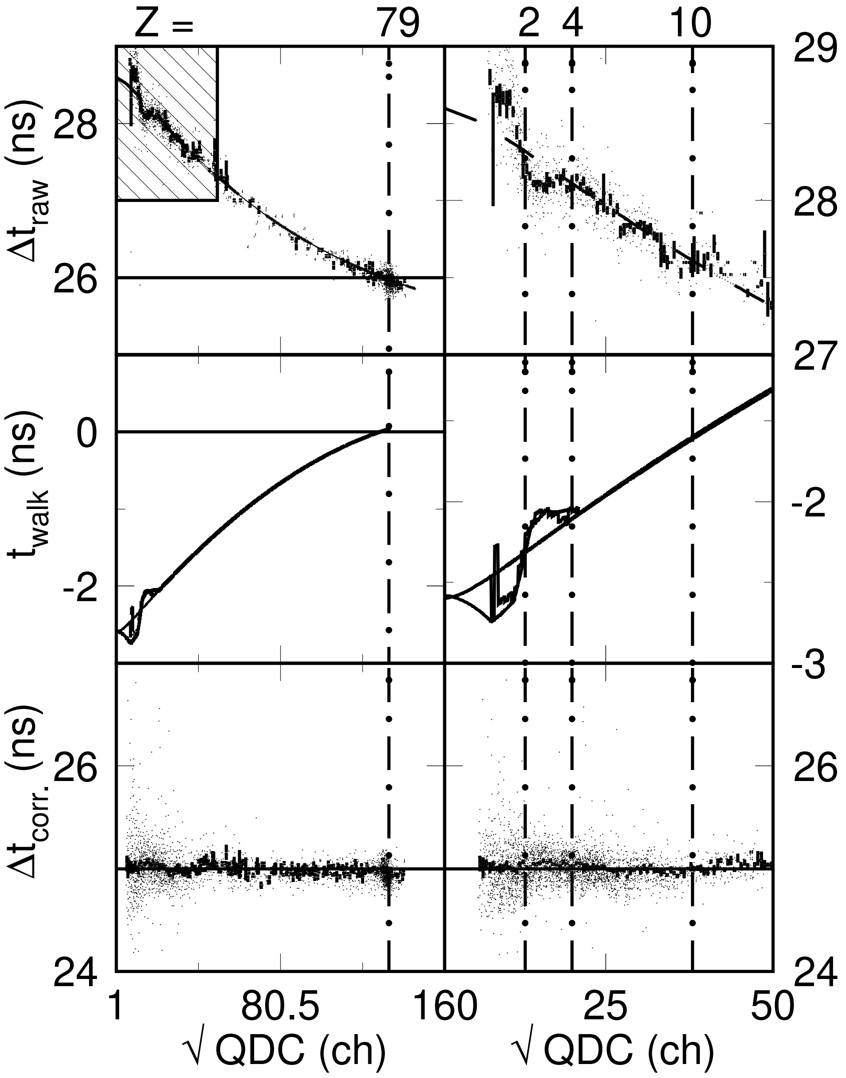

Abbildung 2.7: *Die linke Spalte zeigt den Verlauf der Walkfunktion über den gesamten dynamischen Bereich (1 ≤Z≤ 79), während die rechte Spalte den Bereich der leichten Fragmente vergrößert zeigt. Die oberen beiden Bilder geben die mit dem Aluminium-Keil bestimmte Abhängigkeit der Zeitdifferenz von der Signalgröße wieder. Die Linie bei 26 ns gibt die nominale Flugzeit eines Goldprojektils zu diesem Flugzeitwandstreifen wieder. Die gestrichelte Linie ist eine geeignete Parametrisierung für die Eichdaten.Die mittleren beiden Bilder geben den Verlauf der Korrektur für die Daten im Experiment wieder. Im rechten Bild sind zusätzlich die Bereiche für die Ladungen 2,4 und 10 eingezeichnet. In den unteren beiden Bildern sind die nach der Korrektur erhaltenen Eichdaten abgebildet. Der schraffierte Kasten oben links stellt den Ausschnitt dar, der in der rechten Spalte gezeigt wird.*

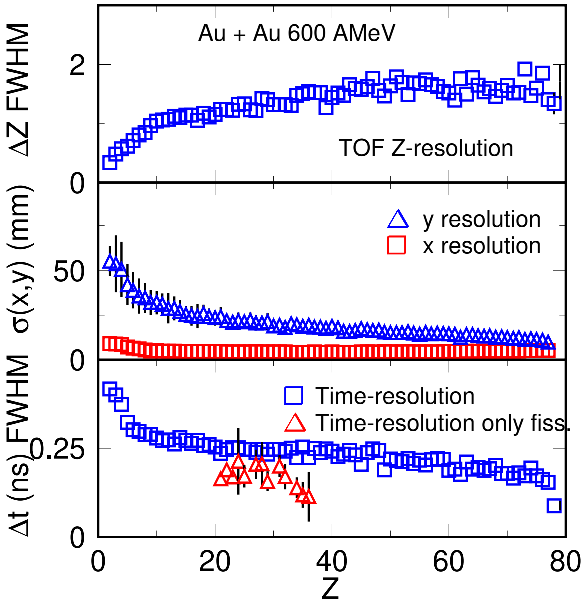

Abbildung 2.8: *Das obere Bild zeigt die Ladungsauflösung über den gesamten dynamischen Bereich der Fotoröhre. Die damit erzielte Ladungsidentifikation ist demzufolge über den gesamten Ladungsbereich kleiner als ein FWHM ≈ 1.6. Die im mittleren Bild gezeigte vertikale Ortsauflösung der Flugzeitwand liegt für leichte Fragmente bei einem $\sigma \le 50$ mm. Die horizontale Ortsauflösung wird durch die Breite eines Szintillatorstreifens bestimmt, diese wird bei kleinen Ladungen gleich der vertikalen Ortsauflösung der MWPC wodurch eine scheinbare schlechtere Ortsauflösungen erzielt wird. Im unteren Bild ist die mit der Keilmethode erzielte Flugzeitauflösung eingezeichnet. Es ergibt sich für Heliumfragmente ein FWHM ≈ 390 ps, das zu höheren Ladungen kontinuierlich auf ein FWHM ≈ 120 ps für Goldprojektile fällt. Die für Spaltprodukte eingezeichnete Flugzeitauflösung mit einem FWHM ≈ 210 ps ist wie im Text beschrieben aufgrund der geringeren Röhrenbelastung besser als für den Fragmentationskanal.*

die Flugzeitwandauflösung zu sehen. Es ergibt sich für die horizontale Ortsauflösung ladungsunabhängig die Wurzel aus der halben Szintillatorbreite ($\sigma \le 3.4$ mm).

Der vertikale Ort in der Flugzeitwand wird nach Gleichung 2.5 berechnet.

$$y = \frac{t_2 - t_1}{2} \cdot v_S \tag{2.5}$$

y : Vertikale Position
t_1 : Flugzeit PM 1
t_2 : Flugzeit PM 2
v_S : Ausbreitungsgeschwindigkeit im Szintillator

In der vertikalen Ortsauflösung spiegelt sich deshalb die ladungsabhängige Zeitauflösung

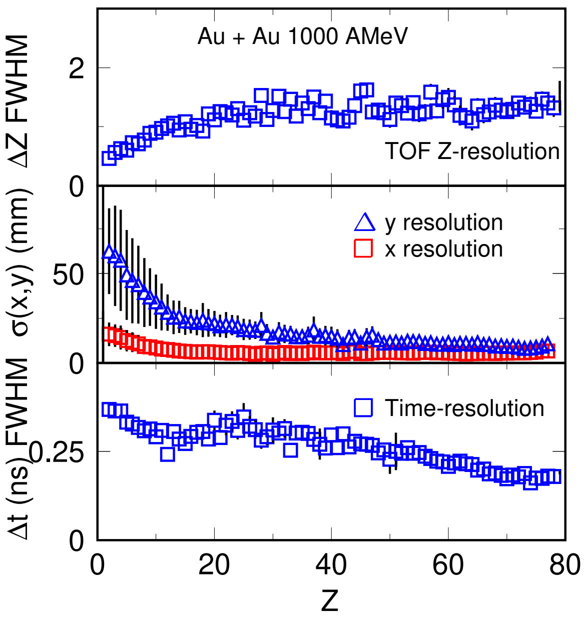

Abbildung 2.9: *Das obere Bild zeigt die Ladungsauflösung über den gesamten dynamischen Bereich der Fotoröhren. Die damit erzielte Ladungsidentifikation ist demzufolge über den vollständigen Ladungsbereich kleiner als ein FWHM $\approx$ 1.7. Die im mittleren Bild gezeigte vertikale Ortsauflösung der Flugzeitwand liegt für leichte Fragmente bei einem $\sigma \leq 60$ mm. Die horizontale Ortsauflösung wird durch die Breite eines Szintillatorstreifens bestimmt, diese wird bei kleinen Ladungen gleich der vertikalen Ortsauflösung der MWPC woduch eine scheinbar schlechtere Ortsauflösung erzielt wird. Im unteren Bild ist die mit der Keilmethode erzielte Flugzeitauflösung eingezeichnet.Es ergibt sich für Heliumfragmente ein FWHM $\approx$ 400 ps, das zu höheren Ladungen kontinuierlich auf ein FWHM $\approx$ 180 ps für Goldprojektile fällt.*

der Flugzeitwand wieder, die für alle Einschußenergien zu einer vertikalen Ortsauflösung von leichten zu schweren Fragmenten, von $\sigma_y \leq 50$ mm bis $\sigma_y \leq 10$ mm führt (siehe Abb. 2.8,2.9 und 2.10).
Die mit dem Keilverfahren kalibrierte Flugzeit hat für alle Systeme eine Zeitauflösung (siehe untere Bilder Abb. 2.8, 2.9, 2.10) zwischen FWHM 400 $\leq$ ps bei Helium Fragmenten bis FWHM $\leq$ 120 ps für Projektilladungen. Innerhalb der 600 AMeV ist die Zeitauflösung für die Spaltfragmente [Rube 95, Rube 96] gesondert eingezeichnet. Da für diese Reaktionsklassen sowohl die Ratenbelastung der Fotoröhre als auch die Multiplizität der Ereignisse gering ist, zeigt sich eine 20% bessere Zeitauflösung bei gleicher Ladung.

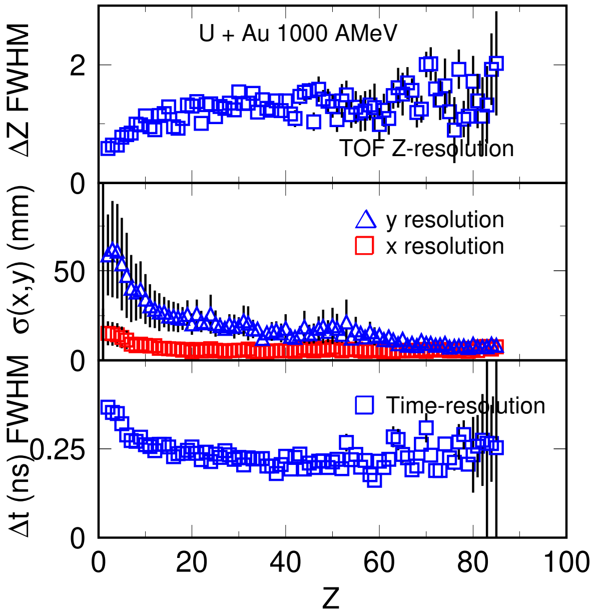

Abbildung 2.10: *Das obere Bild zeigt die Ladungsauflösung über den gesamten dynamischen Bereich der Fotoröhren. Die damit erzielte Ladungsidentifikation ist demzufolge über den gesamten Ladungsbereich kleiner als ein FWHM ≈ 1.7. Die im mittleren Bild gezeigte vertikale Ortsauflösung der Flugzeitwand liegt für leichte Fragmente bei einem $\sigma \; \leq 60$ mm. Die horizontale Ortsauflösung wird durch die Breite eines Szintillatorstreifens bestimmt, diese wird bei kleinen Ladungen gleich der vertikalen Ortsauflösung der MWPC, woduch eine scheinbar schlechtere Ortsauflösung erzielt wird. Im unteren Bild die mit der Keilmethode erzielte Flugzeitauflösung eingezeichnet.Es ergibt sich für Heliumfragmente ein FWHM ≈ 400 ps, das zu höheren Ladungen kontinuierlich auf ein FWHM ≈ 250 ps für Uranprojektile fällt.*

3. Selektion des zerfallenden Systems

Die einschußenergieabhängige Untersuchung von experimentellen Observablen ist nur sinnvoll wenn es für jede Projektil-Target Kombination (siehe Tab. 1.1) eine wohldefinierte Quelle für die Fragmente gibt. In den folgenden Abschnitten werden zuerst die verwendeten Methoden zur Identifikation des Quellsystems beschrieben und anschließend die das System beschreibenden experimentellen Observablen vorgestellt.

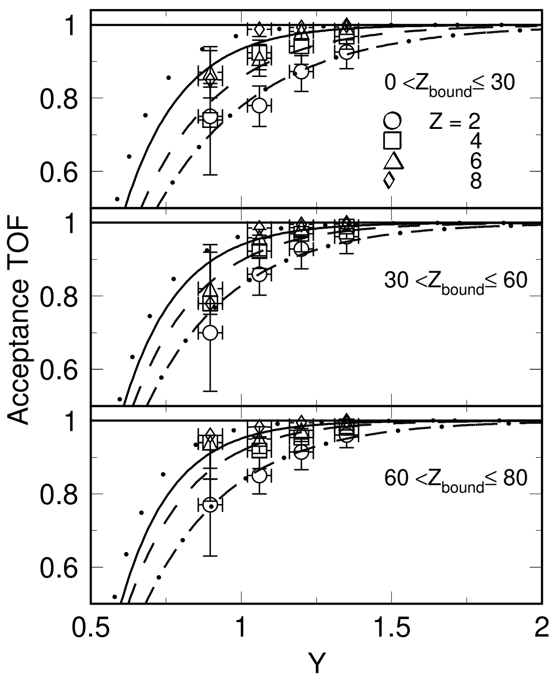

Abbildung 3.1: *Die drei Bilder zeigen von hohen (oberes Bild) zu niedriegen Quelltemperaturen (unteres Bild), die von der Quellgeschwindigkeit (Rapidität) abhängige Akzeptanz der Flugzeitwand für die verschiedenen Ladungen. Die eingezeichneten Kurven sind Anpassungen für die jeweiligen Ladungen.*

3.1 Akzeptanz der Flugzeitwand

Das ALADIN-Spektrometer ist optimiert für die Beobachtung von Fragmenten aus der Projektilquelle [Alad 88] bei Einschußenergien oberhalb von 400 AMeV. Die im Target erzeugten Fragmente der Projektilquelle spannen dabei einen Kegel auf, dessen Öffnungswinkel von Geschwindigkeit und Temperatur der Quelle abhängen. Durch die verschiedenen Quellgeschwindigkeiten ergibt sich aufgrund der Impulsfokussierung für die Fragmente eine verschiedene Akzeptanz in der Flugzeitwand. Zusätzlich führt die unter-

schiedliche Quelltemperatur bei fester Quellgeschwindigkeit zu einer unterschiedlichen Flugzeitwandakzeptanz wie in Abb. 3.1 für einige Ladungen in Abhängigkeit von der Strahlrapidität (y) dargestellt ist [Wörn 95]. Zum Beispiel zeigt sich für Heliumisotope bei einer Strahlrapidität von y = 0.8 (400 AMeV) eine Akzeptanzverbesserung von niedrigen zu hohen Quelltemperatur von 10% bei einer mittleren Akzeptanz von 70%. Mit zunehmender Strahlrapidität steigt die Akzeptanz aufgrund der Impulsfokussierung für die Heliumisotope auf über 95% bei y = 1.35 (1000 AMeV) mit kleinen Variationen in Abhängigkeit von der Quelltemperatur $\pm$ 2%.
Die aufgrund der Flugzeitwandakzeptanz nicht nachgewiesenen leichten Teilchen ($1\leq Z\leq 3$) der Projektilquelle werden nahezu vollständig im Leichtteilchen-Hodoskop detektiert. Das Leichtteilchen-Hodoskop hat eine zentrale rechteckige Öffnung von $\Theta_y \pm 4.9^o$ und $\Theta_x \pm 10^o$ (siehe Abb. 2.1). Für die mit der Flugzeitwand ermittelten Transversalimpulsverteilungen sind diese Winkelbereiche in Abb. 3.2 eingezeichnet. Hieran läßt sich erkennen, daß für mittelschwere Fragmente ab Bor bei 600 AMeV die Akzeptanz der Flugzeitwand nahezu vollständig ist. Für die 800 und 1000 (siehe rechte Spalte Abb. 3.2) AMeV wird deutlich, daß die Intensitätsverluste selbst bei Helium gering sind. Die Wasserstoffisotope bilden eine Ausnahme, während für Deuterium und Tritium keine Verluste in der horizontalen Ebene auftreten, werden ca. 48 % der Protonen, aufgrund ihren geringen Steifigkeit (R), nicht auf der Flugzeitwand nachgewiesen.

3.2 Die Projektilquelle

Bei der Bestimmung der Projektilquelle wurden die Akzeptanzverluste der Flugzeitwand durch Hinzuziehen der Ladung aus dem Hodoskop korrigiert. Weiterhin wurden die Beimischungen aus der Wechselwirkungszone minimiert. Mit diesen Kriterien lassen sich für die Ladungsobservablen der Projektilquelle energieunabhängige Akzeptanzen erzielen. Im folgenden werden diese Kriterien vorgestellt.

3.2.1 Rapiditätsspektren

Wie in den oberen Bildern von Abb. 3.3 zu sehen ist, sind alle Projektilfragmente mit steigender Ladung, bei abnehmender Breite, um die Strahlrapidität verteilt. In den unteren vier Bildern von Abb. 3.3 sind die Rapiditätsverteilungen für halbzentrale und periphere Ereignisklassen dargestellt. Im Bereich kleinerer Rapiditäten sind die Spektren von der Energie und der Stoßgeometrie abhängig. In Zusammenhang mit den in Abb. 3.1 gezeigten rapiditätsabhängigen Akzeptanzen der Flugzeitwand wird deutlich, daß die Nachweiseffizienz für Fragmente aus der intermediären Quelle, im Vergleich zu Fragmenten aus der Projektilquelle stark reduziert ist. Desweiteren ist bei 1000 AMeV die kinematische Trennung der beiden Quellen besser als bei 600 AMeV oder 400 AMeV. Dies ist in den Rapiditätsspektren daran zu sehen, daß bei 1000 AMeV zu kleineren Rapiditäten ein zweites Maximum mit deutlich geringerer Intensität zu beobachten ist. Für

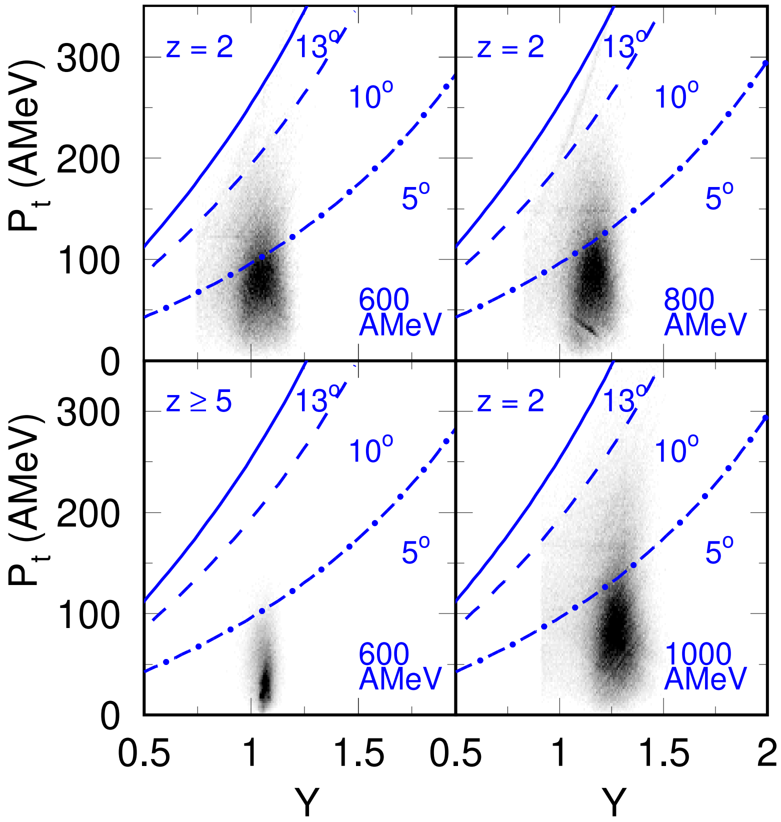

Abbildung 3.2: *Die oberen beiden sowie das untere rechte Bild zeigen die Transversalimpulsverteilung für Heliumisotope bei 600,800 und 1000 AMeV. Die eingezeichneten Linien sind die maximalen vertikalen 5°, horizontalen 10° und diagonalen 13° Öffnungswinkel für den Nachweis eines Fragmentes hinter dem ALADIN-Magneten. Es zeigt sich eine zunehmend bessere Akzeptanz für Projektilfragmente bei höheren Einschußenergien. Im linken unteren Bild ist das Transversalimpulsspektrum für Ladungen höher als Bor bei 600 AMeV zu sehen. Für diese Fragmente ist auch bei der niedrigen Einschußenergie eine vollständige Akzeptanz erreicht worden.*

die 400 und 600 AMeV Systeme ist dieses Maximum nicht zu sehen, da die Anteile der beiden Verteilungen überlappen. Diese experimentelle Beobachtung läßt sich mit zwei Annahmen gut beschreiben.

I: Die Akzeptanz der Flugzeitwand für die intermediäre Quelle ist stark energieabhängig und wird mit zunehmender Impulsfokussierung besser.

II: Aus dem Grenzbereich der beiden Quellen oder der Projektilquelle werden Teilchen vor dem Erreichen eines thermischen Gleichgewichtes emittiert (Vorgleichgewichtsemission).

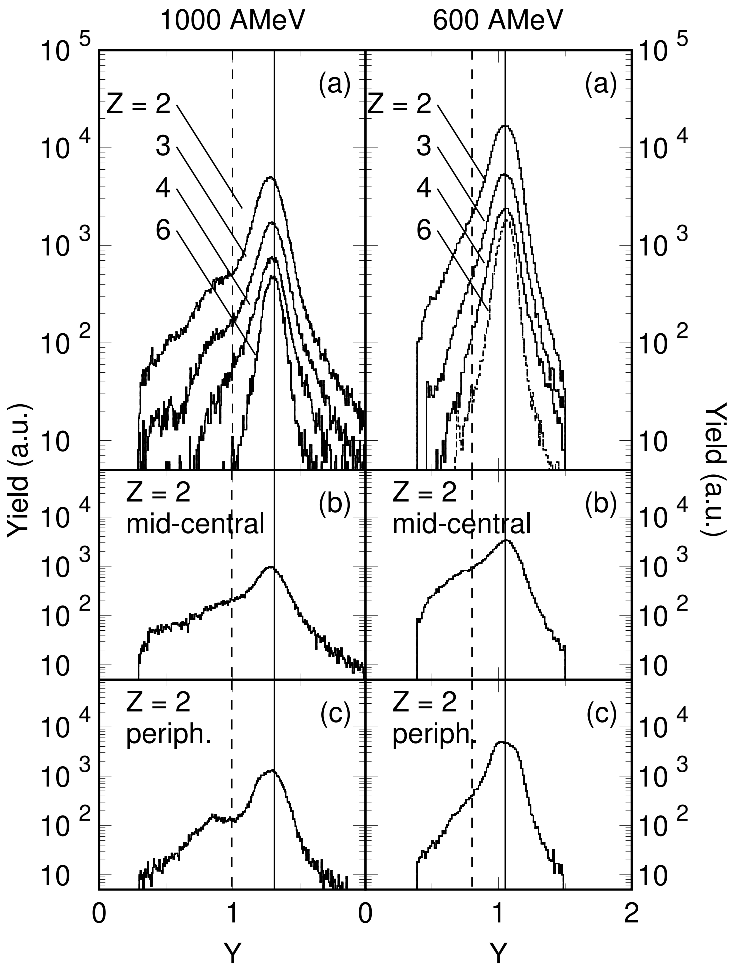

Abbildung 3.3: *In den oberen beiden Bildern (a) sind die Rapiditätsspektren für verschiedene Ladungen bei 600 und 1000 AMeV in halbperipheren Reaktionen abgebildet. Die durchgezogenen Linien zeigen die Projektilrapidität an, während die gestrichelten Linien die untere Rapiditätsschwelle für die Projektilquelle ($0.75 \cdot y_p$) andeuten. Die unteren vier Bilder (b,c) zeigen die Rapiditätsspektren für Heliumisotope für halbzentrale und periphere Reaktionen.*

Diese beiden Effekte lassen sich experimentell schwer trennen, da es in dem von unserem Experiment untersuchten Rapiditätsbereich keine zuverlässige Meßgröße für den thermodynamischen Zustand der intermediären Quelle gibt. Um die beiden Effekte quantitativ abschätzen zu können wurden Simulationen durchgeführt, die eine Beschreibung der Rapiditätsspektren erlauben (siehe Kapitel 5). In einer ersten Analyse der Rapiditätsspektren wurde das gesamte Spektrum ohne Vorgleichgewichtsanteil (Zweiquellenansatz) beschrieben. Hierbei wurde die abfallende Flanke zu hohen Rapiditäten benutzt, um die simulierten Projektilquellen anzupassen oder die gemessenen Verteilungen zu spiegeln. Die Schwelle in der Rapidität wurde bestimmt in dem gefor-

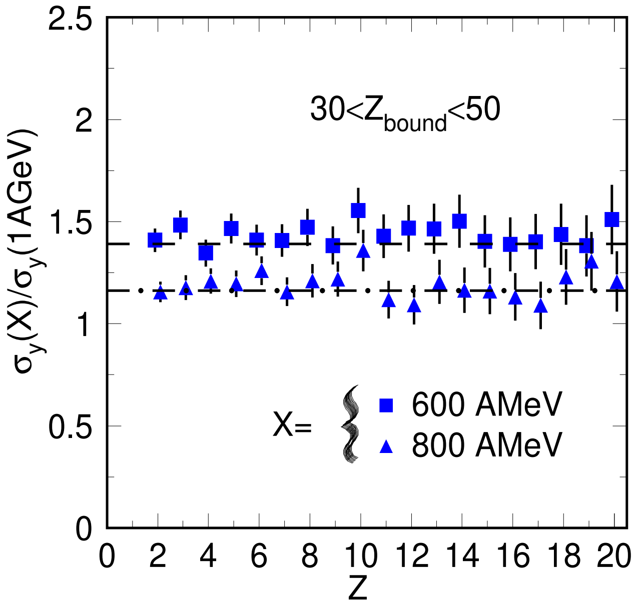

Abbildung 3.4: *Dargestellt sind die Verhältnisse der Ortsbreiten bei 600 und 800 AMeV zu 1000 AMeV, in Abhängigkeit von der Ladung für halbperiphere Reaktionen. Der beobachtete Zusammenhang skaliert mit den inversen Verhältnis der longitudinalen Strahlimpulse.Das berechnete Verhältnis der longitudinalen Strahlimpulse ist durch die jeweiligen Linien angedeutet.*

dert wurde daß im Überlappbereich des angepaßten oder gespiegelten Projektilanteils mit dem restlichen Anteil im Spektrum, beginnend bei niederen Rapiditäten, gleichviel Intensität vorhanden ist. Mit dieser Methode wurde die Projektilquelle auf einen Rapiditätsbereich von ($y_P \geq 0.75 \cdot y_B$) beschränkt. Diese Definition der Projektilquelle ist für alle Ladungsobservablen im Kapitel 4 benutzt worden. Für die Untersuchung der kollektiven Eigenschaften in Kapitel 5 und 6 wurde die in Kapitel 5 beschriebene und erweiterte Definition der Projektilquelle verwendet. In Tabelle 5.2 sind die mit beiden Analyseverfahren bestimmten unteren Rapiditätsschwellen für die Projektilquelle energieabhängig aufgelistet. Die untere Rapiditätsgrenze für die Selektion von Projektilfragmenten wird in beiden Methoden mit einer Genauigkeit von $\pm$ 1.5% bestimmt. Dieser Fehler wurde durch Variation der Integrationsbereiche im Überlappbereich bestimmt und die verwendete untere Schwelle mit einem χ^2-Verfahren bestimmt. Die Unterschiede in den beiden Methoden führen, wie wir überprüft haben, zu keinen meßbaren Änderungen in den Ladungsobservablen.

3.2.2 Hodoskopspektren

Das Hodoskop steht 0.6 m hinter dem Target und hat eine zwanzigfach geringere Granularität als ein halber Flugzeitwandstreifen. Um die Kontamination durch andere Quellbeiträge zu minimieren, wurden die maximalen Emissionswinkel für Fragmente aus der Projektilquelle mit großer Genauigkeit bestimmt. Dazu sind zwei voneinander unabhängige Verfahren verwendet worden.

Analyse I : Hierbei wurden die gemessenen Ortsbreiten senkrecht zur Ablenkung des Magneten für die verschiedenen Strahlenergien durcheinander dividiert [Wörn 95] (siehe Abb. 3.4). Dabei zeigt sich unabhängig von der Ladung und der Einschußenergie, daß diese Größe umgekehrt proportional zum Verhältnis der longitudinalen Strahlimpulse ist. Daraus folgt, daß die Transversalimpulse unabhängig von der Einschußenergie sind.

$$\frac{\sigma_y(a)}{\sigma_y(b)} \sim \frac{P_l(b)}{P_l(a)} \tag{3.1}$$

Aufgrund dieses Resultates läßt sich der einschußenergieabhängige Kegel, in dem die Fragmente der Projektilquelle emittiert werden, durch eine Skalierung mit dem oben beschriebenen Verhältnis der Strahlimpulse erhalten. Die Ergebnisse der energieabhängigen Skalierung sind in Tabelle 3.1 im Vergleich mit den aus Analyse II erhaltenen Werten dargestellt.

Analyse II : Bei diesem Verfahren wurde die Zählrate der intermediären von der Ausbeute der Projektilquelle getrennt. Dazu wurden die vertikalen Ortsverteilungen der Flugzeitwand und des Hodoskopes zusammengesetzt. Innerhalb des Hodoskops wurde hierzu der äußerste Ring von Detektoren benutzt, um eine Maxwell-Boltzmann Verteilung anzupassen, die von der Gesamtverteilung abgezogen wurde. Die nach Subtraktion der simulierten intermediären Quelle verbliebene Zählrate im Hodoskop wurde der Projektilquelle zugerechnet. In der Flugzeitwand kann durch die Flugzeitinformation die vertikale Ortsverteilung nach intermediärer und Projektilquelle getrennt bestimmt werden und die Hodoskopverteilung damit ergänzt werden. Für die Wasserstoff- und Heliumisotope wurde die Verteilung der intermediären Quelle auf die Akzeptanz korrigiert. In Abb. 3.5 sind die daraus erhaltenen Spektren für halbpheriphere Reaktionen zu sehen, es wird deutlich, daß die Fragmente aus der Projektilquelle eine wesentlich schmalere Ortsverteilung haben als die Fragmente aus der intermediären Quelle. Diese Unterschiede sind erklärbar durch die unterschiedlichen Quelltemperaturen bei verschiedenen Quellgeschwindigkeiten. Aufgrund der Vorwärtsfokussierung der Projektilquelle sind die im Hodoskop detektierten Projektilfragmente in einem kleinen Winkelbereich lokalisiert. Zur Untersuchung der Projektilquelle wurden die Hodoskopdetektoren verwendet, die folgende Bedingung erfüllten:

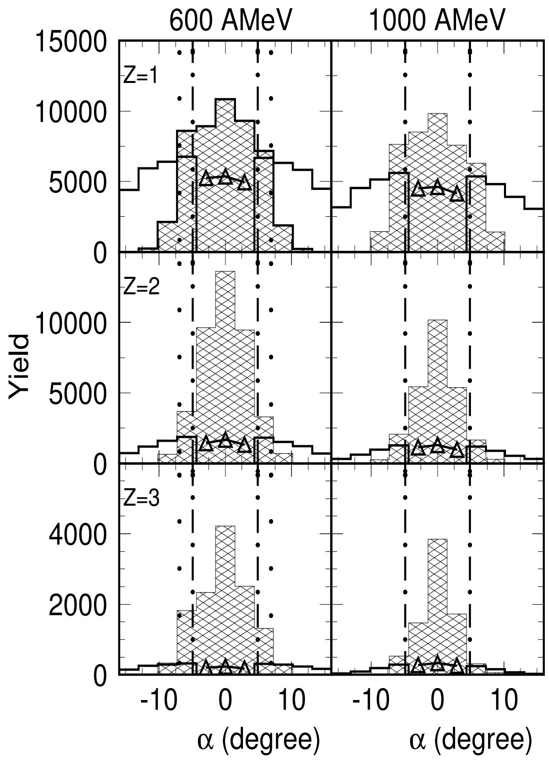

Abbildung 3.5: *Die linke und rechte Spalte zeigen für 600 und 1000 AMeV, die unter 90° im Labor gemessenen vertikalen Winkelverteilungen, getrennt für die Projektil und intermediäre Quelle. Mit den gepunkteten Linien ist der Winkelbereich angedeutet, der von den Fragmenten die Projektilquelle bevölkert wird, während die gestrichpunktete Linie die vertikale Akzeptanz der Flugzeitwand andeutet. Bei 1000 MeV sind beide Bereiche identisch, da hier die Flugzeitwand keine vertikalen Akzeptanzverluste hat. Die Symbole geben den mit der Flugzeitwand bestimmten und akzeptanzkorrigierten Anteil der intermediären Quelle wieder.*

Kernladung	Methode I [grad]	Methode II [grad]
1	8.21	7.9
2	7.07	6.9
3	5.88	5.8

Tabelle 3.1: *Vergleich der Methoden zur Bestimmung des Emissionswinkels für Projektilfragmente bei 600 AMeV*

$$N_P \geq N_I \tag{3.2}$$

N_P : Zählrate der Projektilquelle
N_I : Zählrate der intermediären Quelle

Die hierbei erhaltenen Verluste von Fragmenten aus der Projektilquelle in den Hodoskopdetektoren, für die dieses Kriterium nicht erfüllt ist, wird durch den Anteil der intermediären Quelle kompensiert. Aus beiden Analyseverfahren ergeben sich für die Projektilquelle ähnliche Winkelbereiche. Bei allen in dieser Arbeit gezeigten Ladungsobservablen wurden die maximalen Emissionwinkel der Projektilquelle nach Methode I bestimmt. Die damit erhaltenen Winkelbereiche für die unterschiedlichen Einschußenergien sind als Kreise in den Bildern von Abb. 3.6 dargestellt. Die von den Kreisen

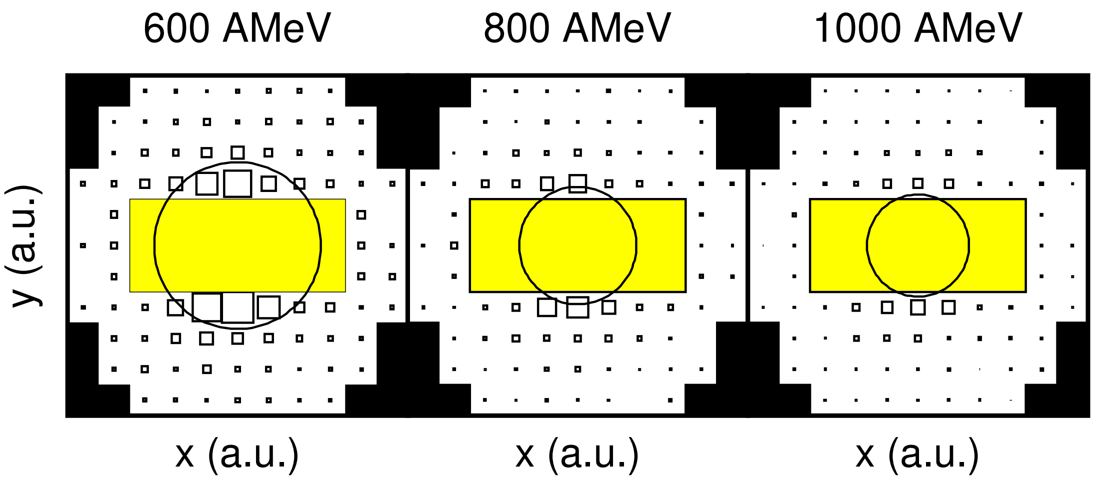

Abbildung 3.6: *In den drei Bildern ist der energieabhängige Öffnungswinkel für Projektilfragmente als Kreis eingezeichnet. Die Größe der Boxen zeigen die Zählrate von Lithiumisotopen innerhalb jedes Teleskops in Abhängigkeit von der Einschußenergie normiert auf die Gesamtintensität an.*

eingrenzten Hodoskopdetektoren wurden bei der jeweiligen Energie zur Analyse der Projektilquelle verwendet.

3.3 Reaktionsgeometrie

Die Bestimmung der Reaktionsgeometrie geht einher mit der Bestimmung des Stoßparameters für die jeweilige Reaktion. Dazu wurde ein Verfahren der äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnitte benutzt, das einen Integralvergleich von experimentell gemessenem Wirkungsquerschnitt und dem geometrischen Wirkungsquerschnitt macht [Schrö 78]. Die Anforderungen dieser Methode an die experimentelle Observable ist hierbei, daß sie einen monotonen Verlauf in Abhängigkeit vom Stoßparameter haben muß. Wie in vorherigen Arbeiten unserer Kollaboration gezeigt [Hube 92a, Kreu 92, Kund 94, Kunz 96], eignet sich hierfür die Größe Z_{bound} am besten. Sie ist definiert als :

$$Z_{bound} = \sum_{i=1,Z\geq 2}^{N} Z_i \tag{3.3}$$

Z_i : Kernladung
N : Multiplizität im Ereignis

Der Wirkungsquerschnitt wird errechnet bei bekannter Anzahl von Streuzentren im Target und gemessener Anzahl der Strahlteilchen durch :

$$\sigma_R = \frac{N_e}{N_s \cdot F_t} \tag{3.4}$$

N_e : Anzahl der Triggerereignisse auf Totzeit korrigiert
N_s : Anzahl der einlaufenden Strahlteilchen
F_t : Anzahl der Streuzentren pro Fläche

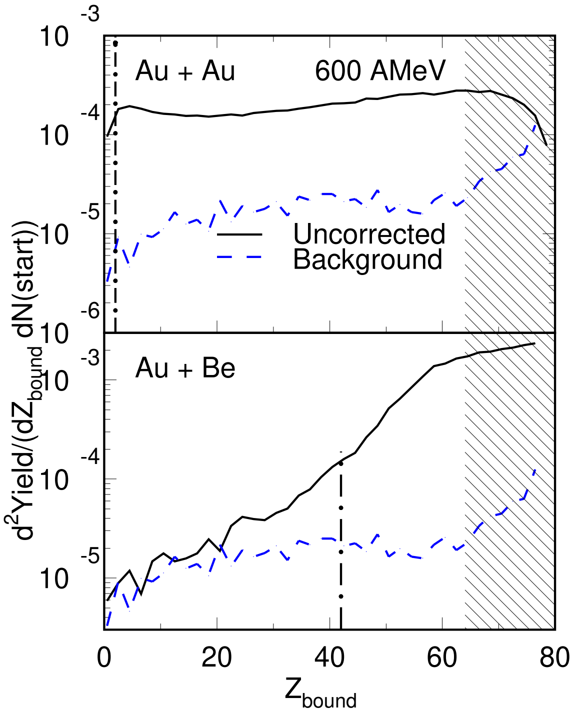

Abbildung 3.7: *Im oberen Bild ist die Kontamination der gemessenen Verteilung durch Reaktionen vor dem Target für das symmetrische Goldsystem bei 600 AMeV zu sehen. Im unteren Bild ist dies für ein stark asymmetrisches System ^{197}Au + ^{9}Be dargestellt. Das schraffierte Intervall gibt den vom Trigger beeinflußten Bereich im Spektrum wieder Die gestrichpunktete Linie zeigt 1.5% vom Wirkungsquerschnitt für das korrigierte Spektrum.*

Vor der Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurde die Kontamination des Z_{bound} -Spektrums durch Reaktionen, die nicht im Target stattfinden, untersucht. Dazu sind während des Experimentes Ereignisse unter gleichen Triggerbedingungen aber ohne Target aufgenommen worden. Die auf gleiche Anzahl von Strahlteilchen normierten Spektren sind in den Abbildungen 3.7 und 3.8 mit und ohne Target für zwei Einschußenergien zu sehen. Es wurde hierbei ein Target mit niedriger Massenbelegung (^{197}Au) sowie eines mit hoher Massenbelegung (^{9}Be) (siehe Tab. 1.2) ausgewählt, um den prozentualen Anteil des Untergrundes abschätzen zu können. Aus diesen Spektren wird ersichtlich, daß die Kontamination beim Goldtarget unabhängig von Z_{bound} insgesamt ca. 10 % des Spektrums ausmacht. Beim Berylliumtarget ist zu erkennen, daß der vordere

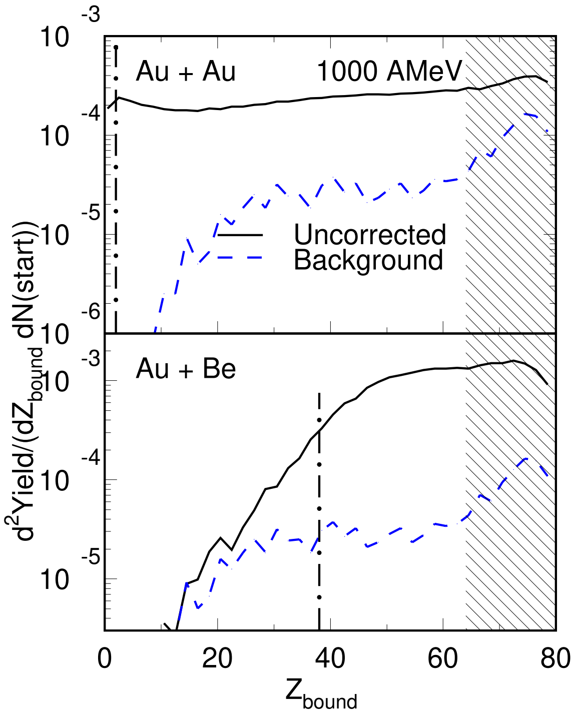

Abbildung 3.8: *Im oberen Bild ist die Kontamination der gemessenen Verteilung für das symmetrische Goldsystem bei 1000 AMeV zu sehen. Die Erhöhung des Untergrundes zu peripheren Reaktionen ist bedingt durch die Triggerselektion. Im unteren Bild ist Kontamination für das asymmetrische System ^{197}Au + ^{9}Be dargestellt. Das schraffierte Intervall gibt den vom Trigger beeinflußten Bereich im Spektrum wieder. Die gestrichpunktete Linie zeigt 1.5% vom Wirkungsquerschnitt für das korrigierte Spektrum.*

Teil des Z_{bound}-Spektrums ($Z_{bound} \leq 25$) vollständig durch den Untergrund beschrieben wird, während es bei hohen Werten ca. 2 % des Spektrums ausmacht. Insgesamt ist ein geringerer absoluter Wert für die Kontamination des Z_{bound}-Spektrums von ca. 6 % zu beobachten. Die Untergrundverteilung ist dominiert durch Reaktionen in der Start- und Ortszählerfolie [Klei 96]. Diese haben zusammmen eine Massenbelegung von 19 mg / cm^2. Werden nur die Reaktionen der Kohlenstoffkerne im Szintillator berücksichtigt und die Wasserstoffkerne vernachlässigt, so stellt die Startfolie ein Target mit einer Reaktionswahrscheinlichkeit von $P_{reak} \approx 0.28$ % dar.

Für alle Datensätze wurde deshalb folgendermaßen vorgegangen:

- Der Stoßparameter wurde in erster Näherung auf den Untergrund korrigiert.

- Für alle Observablen, die in Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt werden, sind alle Datenpunkte weggelassen für die der korrigierte Wirkungsquerschnitt kleiner als 1.5% ist. Die untere 1.5 % -Schwelle ist in den Abbildungen 3.7 und 3.8 durch die gestichpunkteten Linien dargestellt.

Unter Verwendung der in Gleichung 3.4 beschriebenen Normierung zeigen die in den Abbildungen 3.9 und 3.10 dargestellten Wirkungsquerschnitte eine starke Targetabhängigkeit von Z_{bound}. Während für die symmetrischen Systeme (^{197}Au+^{197}Au, ^{238}U+^{238}U) der vollständige Z_{bound}-Bereich bevölkert wird, fehlen für die asymmetrischen Systeme die kleinen Z_{bound}-Werte. Dieses Ergebnis bestätigt das in früheren

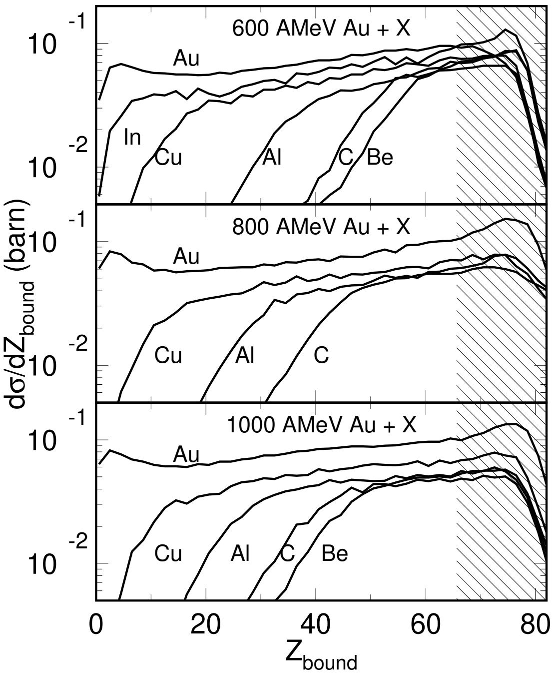

Abbildung 3.9: *Für die drei Energien 600,800,1000 AMeV ist jeweils die Targetabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes in Barn von der Größe Z_{bound} dargestellt. Das eingezeichnete schraffierte Intervall zeigt den Bereich, in dem der Trigger die Wichtung der Ereignisse beeinflußt.*

Arbeiten bei 600 AMeV [Hube 92a, Hube 91] beobachtete Verhalten auch zu höheren Energien und unterschiedlichen Projektilen. Dies läßt sich dadurch erklären, daß zentrale Reaktionen bei einem symmetrischen System zu einer kompletten Desintegration des Goldkernes mit vielen leichten Teilchen (Wasserstoff, Helium) im Endzustand führen [Gutb 89], und es bleibt kein Projektilrestkern übrig. Im stark asymmetrischen System mit schweren Projektilen bleibt auch in zentralen Reaktionen ein schwerer Restkern erhalten [Kunz 96]. Die Abbildungen 3.9 und 3.10 lassen sich dahingehend interpretieren, daß von den asymmetrischen zu den symmetrischen Systemen ein größer werdender Phasenraum für den Aufbruch zur Verfügung steht.

Dies wird durch die unterschiedliche Population des Z_{bound}-Bereiches deutlich. Dieses Verhalten bestätigt sich bei der Rekonstruktion des Stoßparameters aus den normierten Z_{bound}-Spektren. Die Bestimmung des Stoßparameters erfolgt durch die folgende Gleichung :

$$b(Z_{bound}) = \sqrt{\frac{\sum_{i=0}^{Z_{bound}} \sigma_R(i)}{\pi}} \tag{3.5}$$

$b(Z_{bound})$: Stoßparameter (fm)
σ_R : Reaktionswirkungsquerschnitt (barn)

In Abb. 3.11 sind die so ermittelten Abhängigkeiten der mittleren Multiplizität mittelschwerer Fragmente ($\langle M_{IMF} \rangle$) vom ermittelten Stoßparameter für jeweils drei Targets bei Einschußenergien von 600,800 und 1000 AMeV, zu sehen. Beim Übergang zu

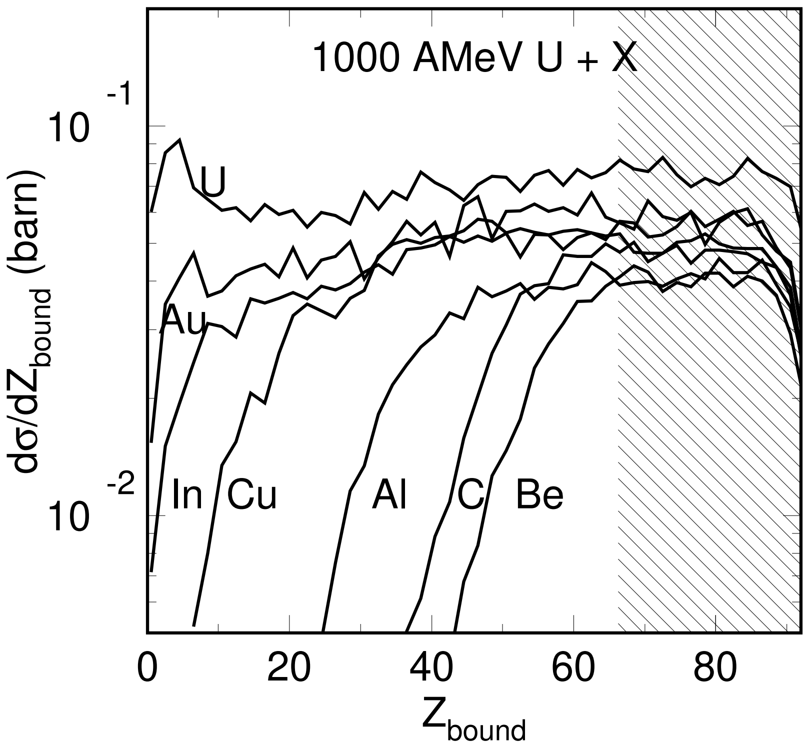

Abbildung 3.10: *Targetabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von Z_{bound} für die Systeme ^{238} U + X bei einer Einschußenergie von 1000 AMeV. Die schraffierte Zone zeigt den Bereich im Spektrum an, der triggerbedingt beeinflußt ist.*

asymmetrischen Systemen verschiebt sich das Maximum der mittleren IMF-Produktion. Der maximale Stoßparameter hängt im wesentlichen von den verschiedenen Kernradien ab. Dies läßt die Annahme zu, daß die zur Multifragmentation des Prefragmentes nötige Anregungsenergie, mit unterschiedlichen Stoßgeometrien erreicht wird. Wie sich jedoch in den Kapiteln 4 und 6 zeigen wird, ist die Größe Z_{bound} zur Beschreibung der Anregungsenergie besser geeignet als der Stoßparameter, der für einen festen Wert von Z_{bound} sowohl vom Target und für die asymmetrischen Systeme von der Einschußenergie abhängt.

Für die symmetrischen Systeme liegt die Anhängigkeit von der Einschußenergie innerhalb der Meßgenauigkeit (Δ b $\approx \pm$ 0.4 fm) zeigt aber systematisch einen Trend zu höheren Stoßparametern. Für die stark asymmetrischen Systeme (^{197}Au+^{9}Be) zeigt sich ein Trend, daß die maximale mittlere IMF-Multiplizität vom 3.11 erst in zentralen Reaktionen erreicht wird, bei hohen Einschußenergien (1000 AMeV)[Kunz 96].

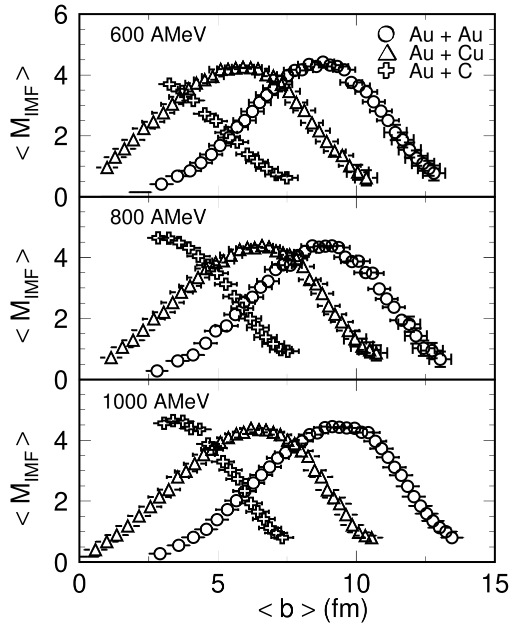

Abbildung 3.11: *Die drei Bilder zeigen die Abhängigkeit des rekonstruierten Stoßparameters bei 600,800 und 1000 AMeV für ein symmetrisches (^{197}Au+^{197}Au) sowie zwei asymmetrische Systeme (^{197}Au+^{63}Cu,^{197}Au+^{12}C) in Abhängigkeit von der mittleren Anzahl von mittelschweren Fragmenten ($\langle M_{IMF}\rangle$). Das Ladungsintervall eines M_{IMF} ist* $3 \leq Z_{IMF} \leq 30$.

3.4 Systemgröße des Prefragments

Aus den Ergebnissen der letzten Abschnitte stellt sich die Frage :

- Wie groß ist das zerfallende Prefragment (Z_o, A_o) für die unterschiedlichen Stoßparameter, und ist seine Größe energie- oder targetabghängig ?

Zur Untersuchung dieser Frage wurde für jedes Ereignis die Summe aller geladenen Teilchen gebildet, wobei auf die Akzeptanzverluste für die Wasserstoffisotope in der Fluzeitwand korrigiert wurden und die Kontamination durch die Vorgleichgewichtsfragmente (siehe Kapitel 5) minimiert worden ist. Im oberen Bild von Abb. 3.12 ist die so bestimmte mittlere Prefragmentladung ($\langle Z_o\rangle$) in Abhängigkeit von Z_{bound} zu sehen. Der Vergleich verschiedener Einschußenergien zeigt, daß die mittlere Ladung des zerfallenden Prefragments im gleichen Z_{bound}-Intervall, unabhängig von der Einschußenergie ist. Wird angenommen, daß das N/Z-Verhältnis des Prefragments sich nicht vom Projektil unterscheidet, läßt sich eine mittlere Masse ($\langle A_o\rangle$) für den Projektilspektator angeben [Zude 95]. Für die symmetrischen Goldsysteme (N/Z = 1.49) ist dies im unteren Bild von Abb. 3.12 dargestellt. Es ergibt sich eine monotone stetige Funktion

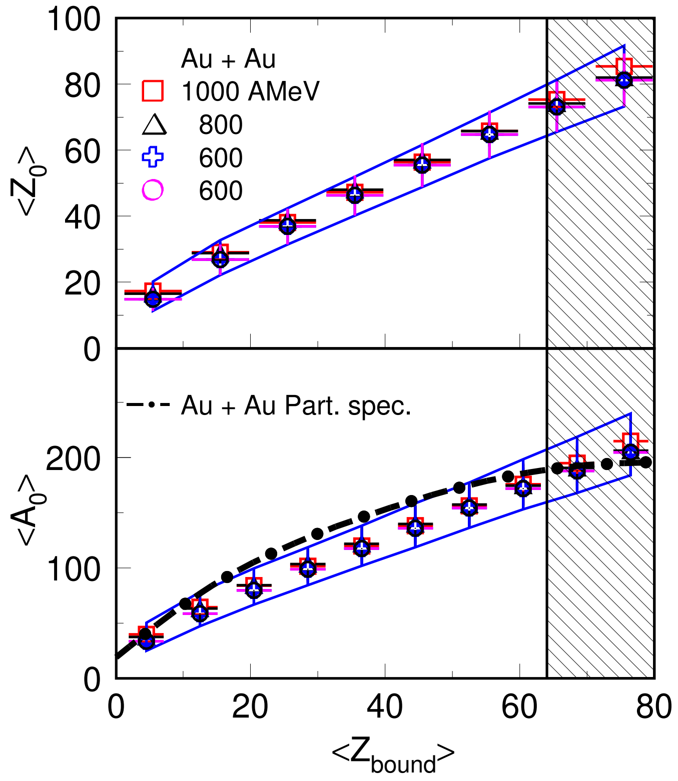

Abbildung 3.12: *Das obere Bild zeigt die mittlere ereignisweise bestimmte Ladung des Prefragments für 600, 800 und 1000 AMeV unter Verwendung der gemessenen Wasserstoffmultiplizitäten. Desweiteren ist die mittlere Ladung des Prefragmentes aus der Analyse der Neutronenmultiplizität [Zude 95] (offener Kreis) eingezeichnet. Im unteren Bild ist die mittlere Prefragmentmasse aufgetragen, unter der Annahme, daß das mittlere N/Z-Verhältnis des Projektils (1.49) erhalten bleibt. Die gestichpunktete Linie zeigt den Verlauf der Prefragmentmasse bei Verwendung des Participant-Spectator Modells [West 76].*

in Abhängigkeit von Z_{bound}, diese zeigt bei kleinen Werten von Z_{bound}, also bei kleinen Stoßparametern, eine mittlere Prefragmentmasse von $\langle A_o \rangle \approx 40$ und steigt zu peripheren Reaktionen auf die Masse des Goldprojektils ($A_o = 197$) an. Wird der mit Z_{bound} assoziierte Stoßparameter benutzt um mit dem von Westphal und Mitarbeitern vorgeschlagenen ¨Participant - Spectator¨ Modells [West 76, Stoc 86] die Prefragmentmasse zu bestimmen so ergibt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Modell und experimentellen Daten . Weiterhin zeigt Abb. 3.12, daß für einen festen Wert von Z_{bound}, die Größe des Prefragments weitgehend unabhängig von der Einschußenergie ist, dies ist ebenfalls in Übereinstimmung mit dem ¨Participant - Spectator¨ Modell das von einem einschußenergieunabhängigen Abscheren des Projektils ausgeht.

Wenn Z_{bound} ein Maß für die Anregungsenergie ist, dann sollten bei gleicher Anregungenergie und gleicher Anzahl von mittelschweren Fragmenten die Prefragmentgrößen in Abhängigkeit von Z_{bound} identisch sein. In den beiden Bildern von Abb. 3.13 ist für die 1000 AMeV Goldprojektilsysteme zu sehen, daß die Prefragmentgröße mit zunehmender Anregung targetunabhängig abnimmt. Die verschiedenen Targets weisen hierbei als einzigen Unterschied die minimal erreichbare Prefragmentgröße auf. Im ¨Paricipant - Spectator¨ Bild ergibt sich dies durch die unterschiedlichen Kernradien.

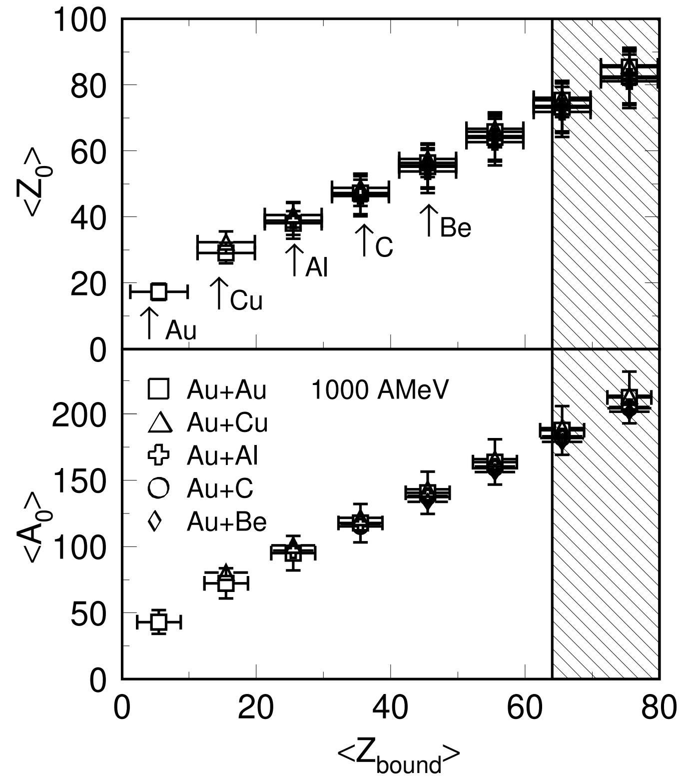

Abbildung 3.13: *Im oberen Bild ist die Targetabhängigkeit der Prefragmentladung bei 1000 AMeV dargestellt. Die Pfeile zeigen die minimalen Prefragmentgrößen für die verschiedenen Targets an. Im unteren Bild ist die Prefragmentmasse für die gegebenen Projektil-Target -Kombinationen eingezeichnet.*

4. Universalität

Die Fragestellung nach der Existenz eines Multifragmentationskanals und des damit in Verbindung gebrachten Phasenübergangs von Kernmaterie neben der Spaltung [Viola 85] und der Verdampfung [Frie 90] führte zu einer intensiven experimentellen [Finn 82, Jaca 83, Hirs 84, Wadd 85, Trok 87, Trok 89, Lips 94] und theoretischen [Cugn 81, Bond 85a, Hahn 88a, Peil 89, Groß 90] Spurensuche auf diesem Gebiet. Die mit unserem Detektoraufbau dazu begonnene Untersuchung des Projektilaufbruchs bei relativistischen Einschußenergien bestätigte in diesem Zusammenhang die Existenz eines solchen Multi-Fragmentkanals in diesem Energiebereich [Hube 91, Kreu 93, Lind 93]. Der im Rahmen dieser Analysen gefundene Anstieg sowie die Existenz eines maximums der Anzahl mittelschwerer Fragmente ($\langle M_{IMF} \rangle$) in Abhängigkeit von der Anregungsenergie und die Beobachtung, daß die IMF-Verteilung der Poissonstatistik genügt, wurde als experimenteller Hinweis auf die Multifragmentation gewertet [Ogil 91, Hube 91, Kreu 93]. Die dabei beobachtete Targetunabhängigkeit [Hube 92a] der mittleren IMF-Produktion wurde zudem als ein erstes Anzeichen angesehen, daß der Zerfall des Prefragments (A_o, Z_o) nur von der Masse und der Anregung abhängt. In einer weiterführenden Analyse der Ladungskorrelationen [Kreu 92] ergaben sich erste Anhaltspunkte für einen statistisch dominierten Zerfall des Prefragmentes.
Eine der Zielsetzungen unseres Experimentes war die systematische Fortführung dieser Untersuchungen zu höheren Einschußenergien in einem großen Bereich von Projektil-Targetkombinationen. In den folgenden Abschnitten werden die von uns dazu durchgeführten Analysen vorgestellt.

4.1 Vergleich verschiedener Reaktionsgeometrien

Bereits die ersten Experimente zeigten, daß die mittlere IMF-Produktion unabhängig vom Targetkern ist, obwohl hierbei verschiedene Stoßparameter miteinander verglichen wurden. In dieser Arbeit sollte diese Untersuchung zu den symmetrischen und stark asymmetrischen Systemen erweitert und zusätzlich die Einschußenergie variiert werden. Die Untersuchung der Targetunabhängigkeit bei Variation der Targetmassen in einem großen Bereich vom symmetrischen ^{197}Au + ^{197}Au System bis zum stark asymmetrischen ^{197}Au + ^{9}Be System wurde hier aufgrund der besseren Akzeptanz in unserem Experiment, als ein erster Test des universellen Verhaltens der Fragmentation angesehen. Als Ergebnis dieser Analyse bei 600 AMeV ergab sich ein targetunabhängiges Verhalten der mittleren IMF-Produktion von Z_{bound} für die verwendeten Projektil-Target -Kombinationen (siehe rechtes Bild Abb. 4.1). Der Vergleich mit dem Ergebnis von Hubele und Mitarbeitern (siehe linkes Bild Abb. 4.1) zeigt, daß in unseren Daten eine höhere mittlere IMF-Multiplizität, bei einer gleichzeitigen Verschiebung dieses Maximums in Z_{bound}, beobachtet wird. Daraus können zwei experimentelle Aussagen extrahiert werden.

1. Die im ersten Experiment gemessene Targetunabhängigkeit wurde bestätigt. Aufgrund der veränderten Akzeptanz der Flugzeitwand im neueren Experiment zeigt sich im Maximum der universellen Kurve eine erhöhte mittlere Anzahl von $\langle M_{IMF}\rangle \approx 4.4$ im Vergleich zu $\langle M_{IMF}\rangle \approx 3.4$. Dieses Maximum wird bei einem $\langle Z_{bound}\rangle \approx 45$ beobachtet. Die höheren $\langle M_{IMF}\rangle$- Werte sind mit den von Kreutz [Kreu 92] bestimmten Akzeptanzen für das alte Experiment von 88 % für mittelschwere Fragmente verträglich.

2. Die stark asymmetrischen Systeme erreichen beim Kohlenstofftarget den Bereich des Maximums der universellen Kurve ($\langle M_{IMF}\rangle \approx 4.4$), während die mittlere IMF-Multiplizität des Berylliumtargets nicht in diesen Bereich hineinreicht [Kunz 96].

Die systematische Untersuchung der in unserem Experiment verwendeten Projektil-Target-Kombinationen bei Einschußenergien zwischen 400 und 1000 AMeV ergab keine Abweichung von dem oben beschriebenen universellen Verhalten der mittleren IMF-Produktion. In den Abbildungen 4.2 und 4.3 ist dies exemplarisch für die Uran und Goldsysteme bei 1000 AMeV dargestellt. Im Unterschied zu den 600 AMeV Goldsystemen ergibt sich für die Uransysteme eine höhere Anzahl von $\langle M_{IMF}\rangle \approx 5.1$ bei einem $\langle Z_{bound}\rangle \approx 50$. Die verschiedenen Targets zeigen wie bei 600 AMeV den gleichen universellen Verlauf. Für die stark asymmetrischen Systeme (^{12}C,^{9}Be) zeigt sich, daß das jeweilige Maximum der universellen Kurve zu höheren Einschußenergien und leichteren Targets hin ansteigt [Kunz 96]. In Abb. 4.4 ist die der Mittelwertbildung zugrunde liegende zweidimensionale Verteilung für ein symmetrisches (oberes Bild) und ein stark asymmetrisches System (unteres Bild) abgebildet. Aus diesen läßt sich entnehmen, daß für den Bereich des M_{IMF}-Maximums Ereignisse mit 10-11 mittelschweren Fragmenten vorkommen. Diese stammen aus Zerfällen des Prefragmentes mit einem $\langle A_o\rangle \approx 180$ bei einer mittlere Ladung von $\langle Z\rangle \approx 5-8$. Das Maximum der universellen Kurve ist zu größerem Z_{bound} verschoben.

4.1.1 Variation der Einschußenergie

Durch die Variation der Einschußenergie kann der Energietransfer von der Reaktionszone in die Projektilquelle oder allgemeiner der Anregungsprozeß des Projektilspektators untersucht werden. Der Energietransfer in die Projektilquelle läßt sich zum einen durch die in den Spektator hineingestreuten Nukleonen [Cugn 80], zum anderen durch die aus dem Kernverband des Projektils herausgeschlagenen Nukleonen beschreiben. Die Differenz der Oberflächenenergie einer abgeplatteten Kugel mit $\langle A_o\rangle$ relativ zu

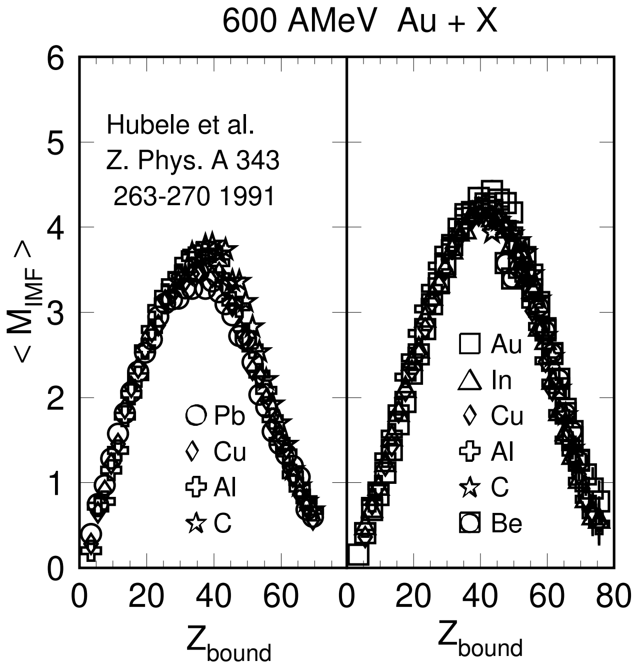

Abbildung 4.1: *Im linken Bild ist die bei geringerer Akzeptanz der Flugzeitwand beobachtete Targetunabhängigkeit der mittleren IMF-Produktion in Abhängigkeit von Z_{bound} zu sehen [Hube 91]. Im rechten Bild ist die Targetunabhängigkeit der mittleren IMF-Produktion bei 600 AMeV bei voller Akzeptanz für die Projektilfragmente abgebildet.*

einer idealen Kugel mit $\langle A_o \rangle$, steht als Anregungsenergie zur Verfügung. Um diese Oberflächenenergie für die unterschiedlichen Prefragmentgrößen abzuschätzen, wurde im Rahmen des Abrasions- Ablations-Modells [Hüfn 75, Lanz 88, Gaim 91] die zur Verfügung stehende Differenz der Oberflächenenergie in Abhängigkeit von der Prefragmentgröße bestimmt. Im Abrations-Ablations-Modell wird von einem Zweistufenprozeß der Kernreaktion ausgegangen. Dieser besteht aus dem schnellen Abscheren des Projektilrestes und dem darauffolgenden Zerfall des abgescherten Kerns [Gaim 91]. Die Oberflächenenergie wurde hier innerhalb des Abrasionsansatzes aus Referenz [Lanz 88] bestimmt.

$$\Delta E_{sp} = 2 \cdot \gamma \cdot r_o^2 \cdot A_P^{\frac{2}{3}}(1 - \kappa_p^2) \tag{4.1}$$

ΔE_{sp} :	Differenz der Oberflächenenergien
A_P :	Projektilmasse
r_o :	Nukleon Radius, 1.2 fm
κ_p :	Reduzierter Stoßparameter
γ :	Koeffizient der Oberflächenspannung, 0.95 MeV/fm^2

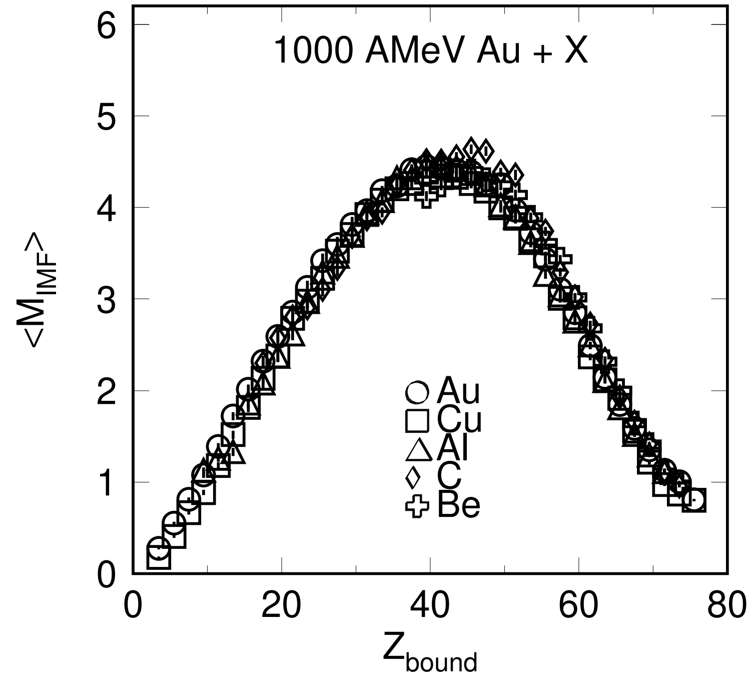

Abbildung 4.2: *Abhängigkeit der mittleren IMF-Produktion mit Goldprojektilen bei einer Einschußenergie von 1000 AMeV.*

Mit den in unserem Experiment verwendeten Projektilen sowie mit den in Abschnitt 3.4 gezeigten Prefragmentmassen ergibt sich die Oberflächenenergiedifferenz (siehe Gleichung 4.1) von halbzentralen zu peripheren Reaktionen $\Delta E_{sp} \approx 2.0 - 0.5$ AMeV. Dies ist, wie sich im Vorgriff auf Ergebnisse aus Kapitel 6 zeigt, ein geringer Beitrag im Vergleich zur Anregungsenergie und kann deshalb vernachlässigt werden.

Für den Transfer der Anregungsenergie in den Projektilrest muß es demzufolge andere Mechanismen geben. Wird die Anzahl der herausgeschlagenen Nukleonen konstant gehalten, so kann die Abhängigkeit von der Einschußenergie untersucht werden. Die experimentelle Beobachtung ergibt, wie in Abb. 4.5 zu sehen ist, daß es keine Abhängigkeit der mittleren IMF-Produktion von der Einschußenergie im Bereich zwischen 400 und 1000 AMeV gibt.

Aus der beobachteten Target- und Energieunabhängigkeit bei gleicher Prefragmentmasse und bei gleichem Stoßparameter ergeben sich für den Anregungsprozeß der Projektilquelle die folgenden drei Möglichkeiten:

1. Die zum Aufbruch des Projektilspektators nötige Anregungsenergie wird durch die Anzahl der herausgeschlagenen Nukleonen dominiert und die Anregungs-

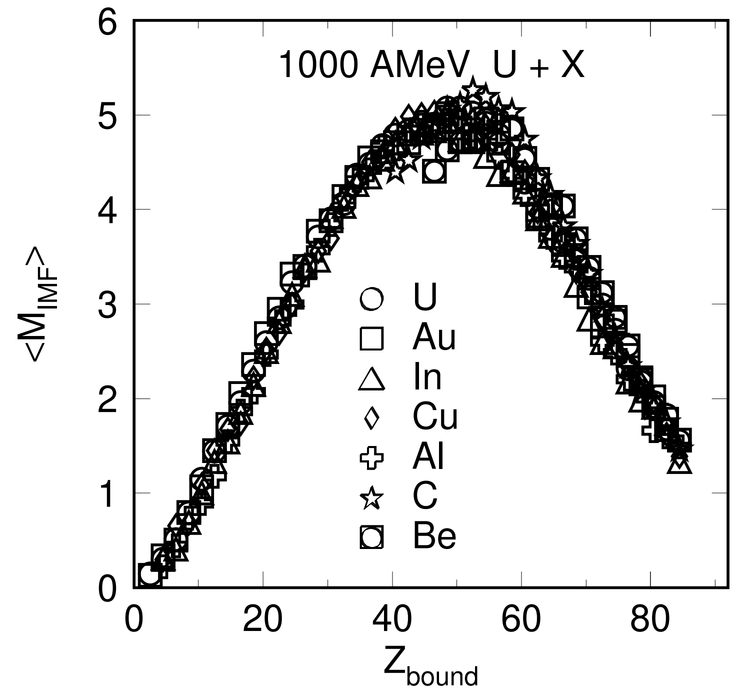

Abbildung 4.3: *Abhängigkeit der mittleren IMF-Produktion von Z_{bound} mit Uranprojektilen bei einer Einschußenergie von 1000 AMeV.*

energie skaliert in Abhängigkeit von der Anzahl der ¨ Knockout ¨ Nukleonen. Der Transfer durch die eingeschossenen Nukleonen ist in diesem Ansatz von sekundärer Bedeutung.

2. Der Anregungsprozeß der Projektilquelle wird erreicht durch die eingeschossenen Nukleonen, und der Energietransfer der herausgeschlagenen Nukleonen ist gering. In diesem Transferszenario würde aufgrund der höheren kinetischen Energie der Projektilnukleonen eine erhöhte Anregungsenergie zur Verfügung stehen.

3. Die Prozesse des Einschießens und des Herausschlagens von Nukleonen tragen zu gleichen Anteilen zum Energietransfer bei, und die mittlere IMF-Produktion in Abhängigkeit von Z_{bound} ist oberhalb einer bestimmten Schwelle in der Anregungsenergie keine sensitive Größe, da der Zerfall des Prefragments in mittelschwere Fragmente ein Schwelleneffekt ist, der dazu führt, daß beim Überschreiten dieser Anregungsenergie im Mittel der gleiche Endzustand erreicht wird.

Wie sich in den folgenden Kapiteln zeigen wird, ergibt sich aus der Energiebilanz und der ¨ Stoppping ¨ Analyse der Projektilquelle, daß der in Punkt 1 beschriebene Mechanismus am wahrscheinlichsten ist.

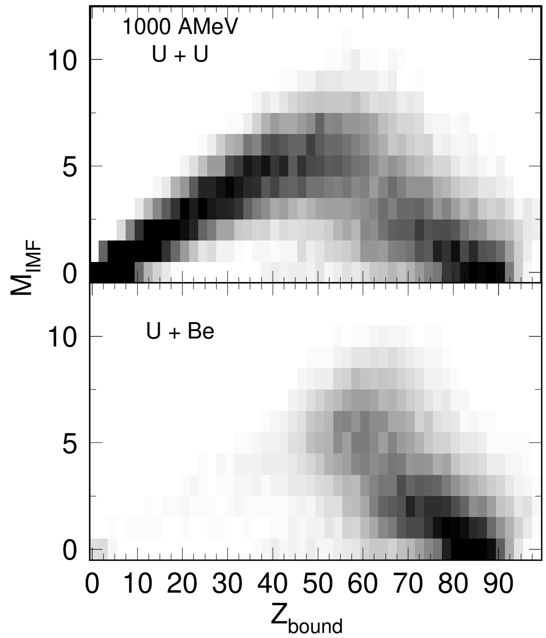

Abbildung 4.4: *Im oberen Bild ist die ereignisweise Verteilung der mittleren IMF-Produktion für das symmetrische Uran System dargestellt. Das untere Bild zeigt den gleichen Zusammenhang für das asymmetrische* ^{238}U + ^{9}Be *System bei 1000 AMeV.*

4.1.2 Variation der Projektilmasse

Nachdem die Variation der Targetmasse und der Einschußenergie keine signifikante Abweichung von der Universalität zeigte, sollte dies für verschiedene Projektilmassen überprüft werden. Dazu wurden vier Projektilarten verwendet (^{40}Ar,^{131}Xe,^{197}Au,^{238}U) mit einem N/Z-Verhältnis von 1.22/1.42/1.49/1.58 (siehe Tab. 1.1). Aufgrund der fehlenden Hodoskopinformation bei den Xenonsystemen (600 AMeV) wurde zum Vergleich der mittleren IMF-Produktion nur die Flugzeitwandinformation für alle Systeme verwendet. Der Definitionsbereich für ein IMF ist für diese Analysen :

$$3 \leq Z_{IMF} \leq \frac{Z_P}{3} \tag{4.2}$$

Z_P : Projektilladung

Die damit erhaltenen experimentellen Ergebnisse zeigen, daß die absoluten Werte für das Maximum der M_{IMF}-Verteilung stark variieren (siehe linkes Bild Abb. 4.6). Werden hingegen die mittlere IMF-Multiplizität und Z_{bound} auf die jeweilige Projektilmasse normiert, so stellt sich ein universeller Zusammenhang für diese Größen ein, wie im rechten Bild von Abb. 4.6 zu sehen ist. Wird die Einschußenergie auf 1000 AMeV erhöht, so zeigt sich das gleiche Verhalten bei den Argon, Gold und Uranprojektilen (siehe Abb. 4.7). Die Unterschiede in den absoluten Werten der skalierten Observablen zwischen 600 und 1000 AMeV sind auf die verschiedene Akzeptanz der Flugzeitwand zurückzuführen. Es wurde explizit überprüft, daß nach Addition der Hodoskopinformation für die Gold und Uransysteme bei 600 AMeV die identischen Werte für die skalier-

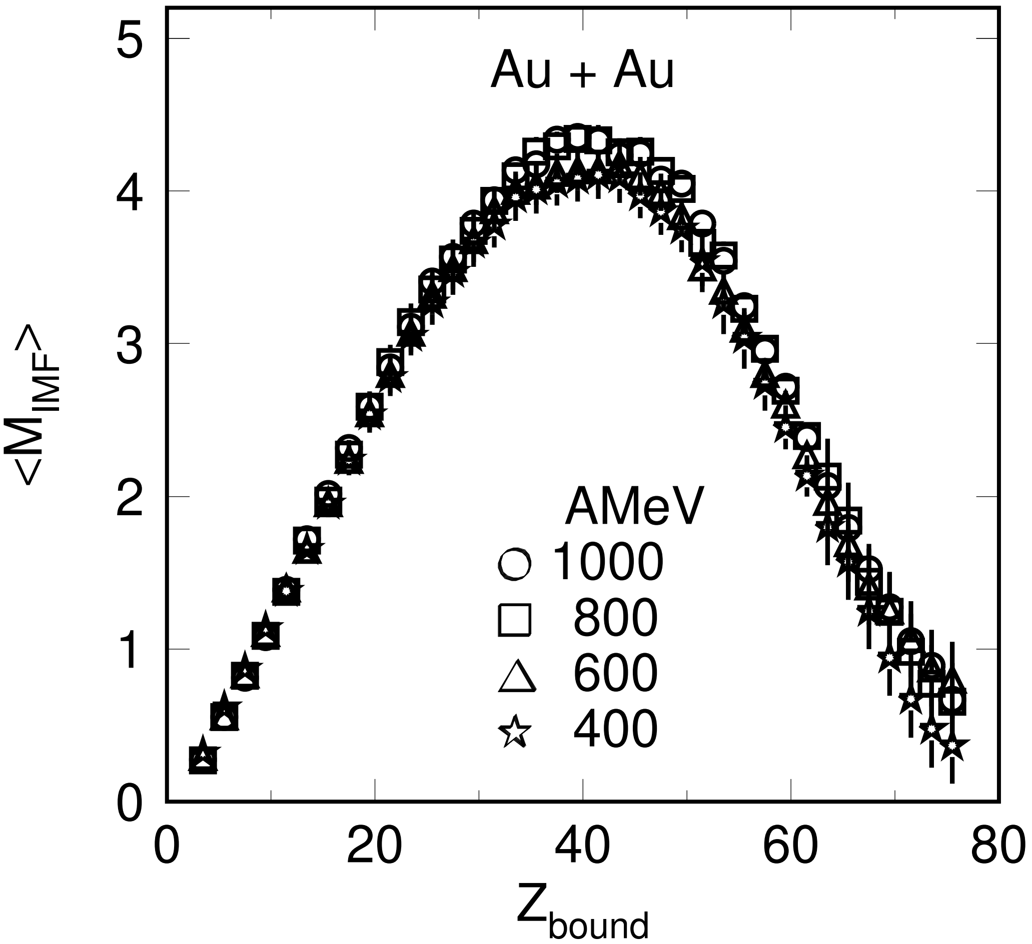

Abbildung 4.5: *Aufgetragen ist die Energieabhängigkeit der mittleren IMF-Produktion als Funktion von Z_{bound} zwischen 400-1000 AMeV für die symmetrischen Goldsysteme.*

ten Multiplizitäten erreicht werden. Aus den in diesem letzten Abschnitt präsentierten Resultaten kann geschlossen werden, daß die mittlere Anzahl der produzierten IMF's in Abhängigkeit von der auf die Projektilmasse normierten Quellgröße, energie-,target- und projektilunabhhängig ist.

4.1.3 Ladungskorrelationen

Die Betrachtung der Ladungskorrelationen ermöglicht es, die Abhängigkeit des Ausgangs- vom Eingangskanals eingehender zu untersuchen. Wenn unser bisheriges Verst-

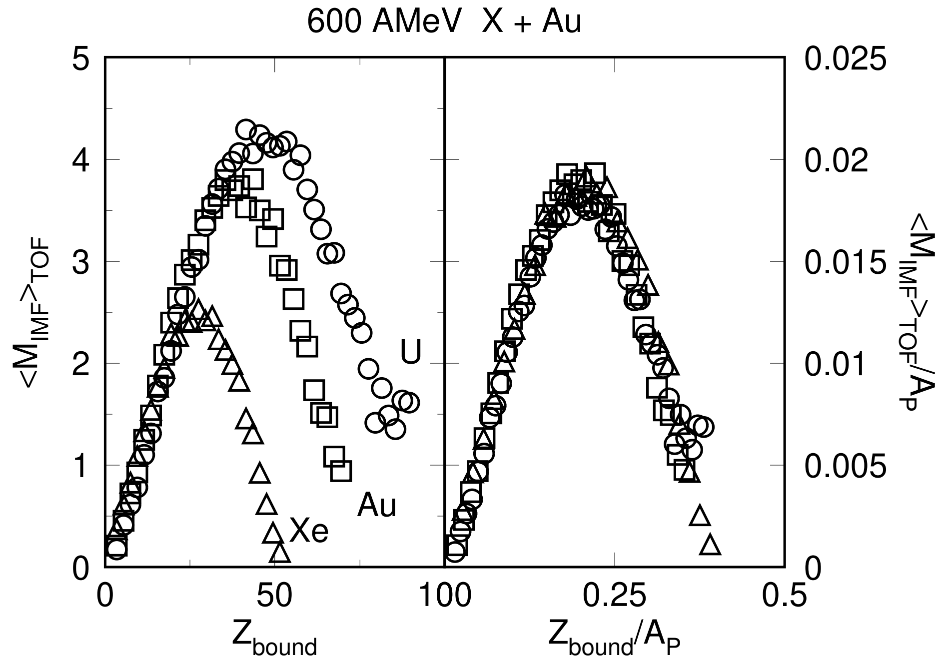

Abbildung 4.6: *Im linken Bild ist die mittlere IMF-Produktion für drei verschiedene Projektile (^{131}Xe,^{197}Au,^{238}U) in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Die experimentellen Größen sind nur aus der Flugzeitwand bestimmt worden, aus diesem Grund sind die Multiplizitäten für Gold und Uran etwas geringer, als in den Bildern 4.2 und 4.3. Im rechten Bild sind beide Achsen auf die jeweilige Projektilmasse (131,197,238) normiert .*

ändnis vom Ablauf einer solchen Reaktion richtig ist, so durchläuft die Reaktion einen statistisch äquilibrierten Zwischenzustand, so daß der Ausgangskanal vollständig seine Erinnerung an den Eingangskanal verliert. Die Ladungskorrelationen sollten dann nicht von der Einschußenergie oder vom Target abhängen. Da zusätzlich die Prefragmentmasse in Abhängigkeit von Z_{bound} weder energie- noch targetabhängig ist (siehe Abb.3.12 und 3.13), wird ein direkter Vergleich der Korrelationen bei verschiedenen Einschußenergien möglich. In den oberen vier Bildern von Abb. 4.8 sind einige ausgewählte Ladungskorrelationen für die vier Einschußenergien abgebildet. Die Abhängigkeit des schwersten Fragmentes ($\langle Z_{max} \rangle$) von $\langle Z_{bound} \rangle$ ist im linken oberen Bild dargestellt, diese Korrelation ist sensitiv auf die Anregung des Prefragments und ergibt einen monotonen Verlauf. Die im rechten oberen Bild aufgetragene Größe $\langle$ a$_{12}$ $\rangle$ (siehe Gl. 4.3) ist ein Maß für die Asymmetrie der zwei schwersten Reaktionsprodukte, sie strebt gegen eins für einen sehr asymmetrischen Endzustand und geht für symmetrische Endzustände gegen Null.

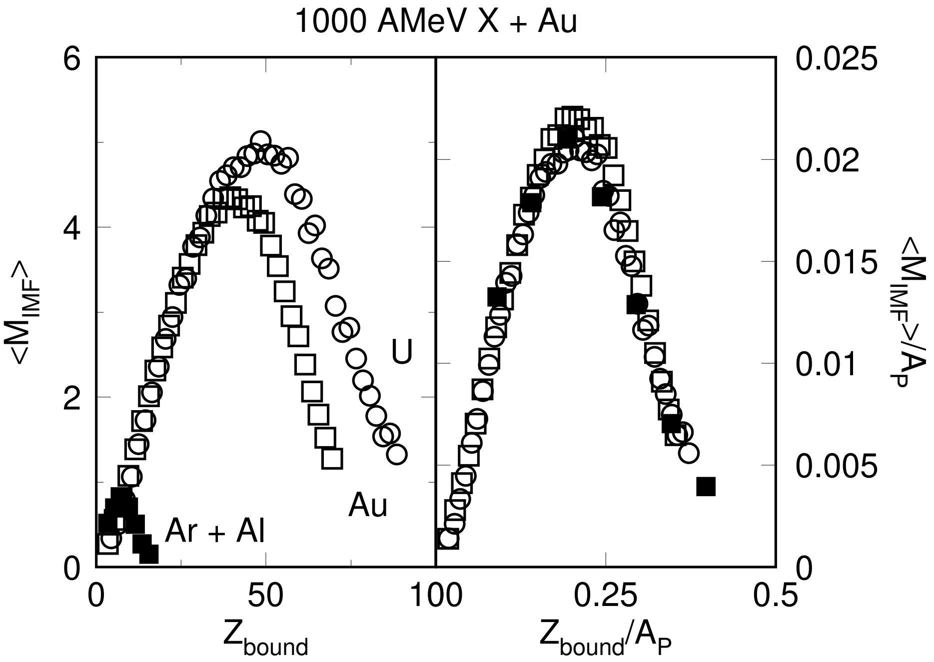

Abbildung 4.7: *Im linken Bild ist die mittlere IMF-Produktion für drei verschiedene Projektile (^{40}Ar,^{197}Au,^{238}U) in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Im rechten Bild sind beide Achsen auf die jeweilige Projektilmasse (40,197,238) normiert.*

$$a_{12} = \frac{(Z_{max} - Z_2)}{(Z_{max} + Z_2)} \tag{4.3}$$

a_{12} : Ladungsasymmetrie
Z_{max} : Ladung des schwersten Fragments
Z_2 : Ladung des zweitschwersten Fragments

Die Daten zeigen, daß mit peripehreren Reaktionen der Endzustand asymmetrischer wird. Die Asymmetrie $\langle$ a$_{23}\rangle$ zwischen dem zweit- und drittschwersten Fragment (siehe Gl.4.4) zeigt, daß der Endzustand von zentralen zu peripheren Reaktionen asymmetrischer wird, bis zu dem Bereich, in dem das schwerste Fragment die Verteilung dominiert $Z_{bound} \approx 58$ und die Größe $\langle$ a$_{23}\rangle$ zu symmetrischeren Endzuständen hinwandert.

$$a_{23} = \frac{(Z_2 - Z_3)}{(Z_2 + Z_3)} \tag{4.4}$$

a_{23} : Ladungsasymmetrie
Z_2 : Ladung des zweitschwersten Fragments
Z_3 : Ladung des drittschwersten Fragments

Werden wie in Gleichung 4.5 die drei schwersten Fragmente berücksichtigt $\langle\ \mathrm{a}_{123}\rangle$, zeigt sich der der gleiche Kurvenverlauf wie bei $\langle\ \mathrm{a}_{12}\rangle$.

$$a_{123} = \frac{\sqrt{(Z_{max} - \langle Z\rangle)^2 + (Z_2 - \langle Z\rangle)^2 + (Z_3 - \langle Z\rangle)^2}}{\sqrt{6}\cdot\langle Z\rangle} \tag{4.5}$$

a_{123} :	Ladungsasymmetrie
Z_{max} :	Ladung des schwersten Fragments
Z_2 :	Ladung des zweitschwersten Fragments
Z_3 :	Ladung des drittschwersten Fragments
$\langle Z\rangle$:	$\frac{1}{3}\cdot(Z_{max} + Z_2 + Z_3)$

Die untersuchten Ladungskorrelationen (siehe Abb. 4.8) zeigten weder eine Energie-, Projektil- noch Targetabhängigkeit.

Das linke untere Bild in Abb. 4.8 zeigt die Veränderung der durch ein Potenzgesetz ($Z^{-\tau}$) angepaßten Ladungsverteilungen als Funktion von Z_{bound}. Die Größe τ ist der Exponent dieser Anpassung, wobei der Ladungsbereich eingeschränkt wurde auf $2 \leq Z \leq 16$. Die Existenz eines Minimums dieser Verteilung wird als notwendiges, aber nicht hinreichendes Kriterium für einen Phasenübergang von Kernmaterie interpretiert [Mini 82, Hirs 84, Camp 88]. In unseren Daten sehen wir, unabhängig von der Einschußenergie, ein Minimum bei $Z_{bound} \approx 48$. Als weitere Signatur für die Existenz eines Phasenübergangs in unendlicher Kernmaterie wird die Divergenz höherer Momente der Ladungsverteilung (siehe Gl. 4.7) am kritischen Punkt angesehen [Camp 88, Groß 85, Papa 90]. Wegen der Endlichkeit des zerfallenden Systems wird die Divergenz am kritischen Punkt verschmiert [Camp 88, Imry 80]. Die von Campi und Mitarbeitern vorgeschlagene Größe γ_2 (Gl.4.7) zeigt einen solches Verhalten mit einem Maximum bei $Z_{bound} \approx 55$.

Die Verschiebung des Minimums der Observable τ gegen das Maximum von $\langle\gamma_2\rangle$ in Z_{bound}, beruht auf der Endlichkeit des Systems [Kreu 92, Wörn 95]. Beide Ergebnisse lassen einen Phasenübergang zu, sind aber keine Beweise dafür. Die Suche, nach sensitiven Observablen im Bereich des kritischen Punktes und die Bestimmung kritischer Exponenten wurde ausführlich in der Arbeit von A.Wörner anhand unserer Daten diskutiert [Wörn 95, Müll 96].

$$M_k = \sum_{i=2}^{n} Z_i^k \qquad k = 0, 1, 2, ..., N \tag{4.6}$$

$$\gamma_2 = \frac{M_2\cdot M_0}{M_1^2} = \frac{\sigma(Z)}{\langle Z\rangle} + 1 \tag{4.7}$$

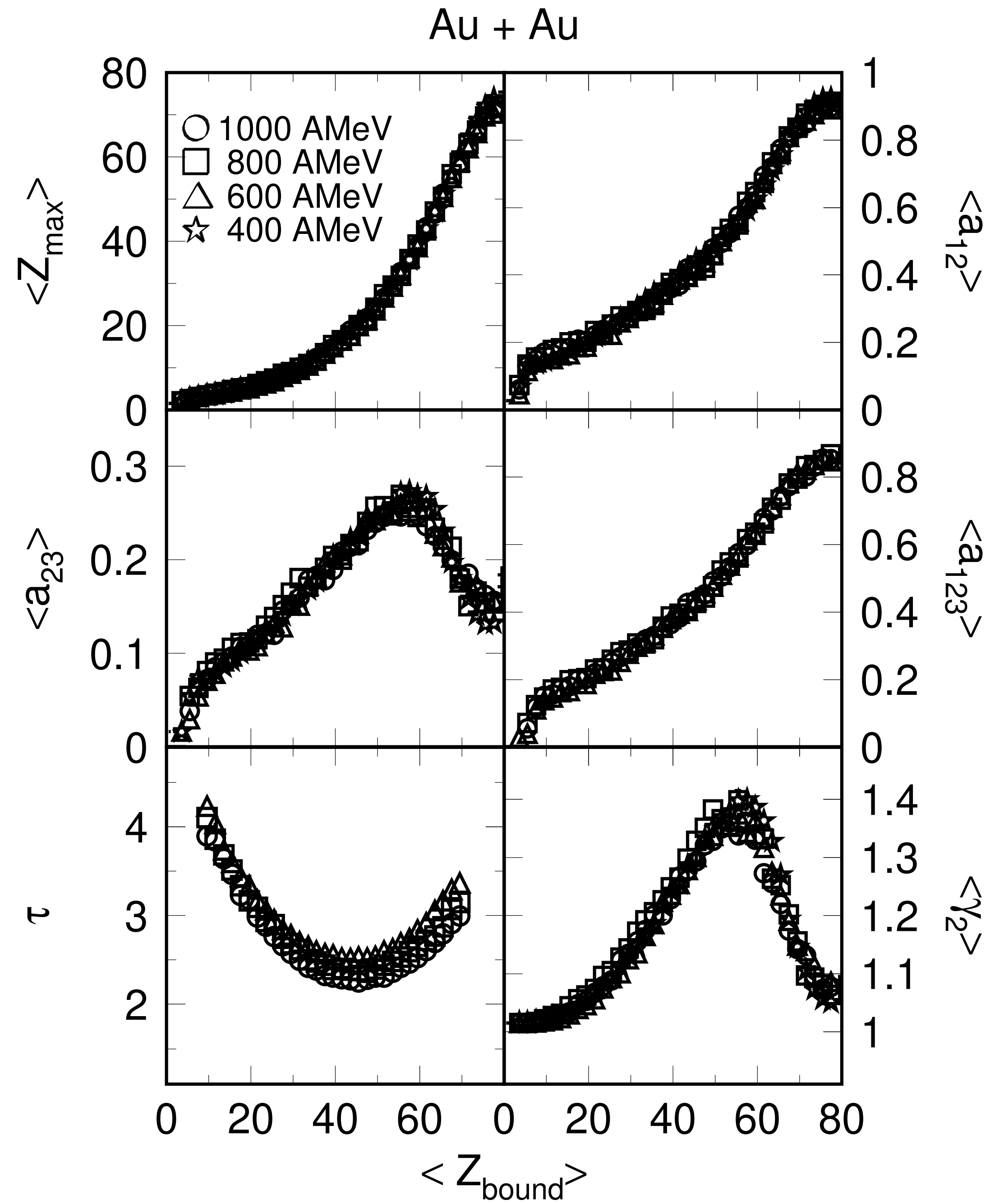

Abbildung 4.8: *Vergleich unterschiedlicher Ladungsobservablen für das symmetrische Goldsystem zwischen 400-1000 AMeV in Abhängigkeit von der Größe* $\langle Z_{bound} \rangle$.

γ_2 :	Relative Varianz der Ladungsverteilung
M_k :	k'tes Moment der Verteilung
Z_i^k :	Ladung des Fragments
$\sigma(Z)$:	Varianz der Ladungsverteilung
$\langle Z \rangle$:	Mittelwert der Ladungsverteilung

Autokorrelationen

Im letzten Abschnitt zeigte sich, daß der Endzustand in den Ladungsobservablen nur durch die Anregungsenergie und die Prefragmentgröße bestimmt ist. Die sich daran anschließende Frage nach möglichen Autokorrelationen der Ladungskorrelationen, beim Fixieren der Wertebereiche für eine oder mehrerer Ladungsobservablen ist Thema dieses Abschnittes.

Zur Untersuchung dieser Fragestellung wurde ein rein mathematischer Ansatz benutzt, in dem ein System aus N-Konstituenten in alle möglichen Partitionen zerlegt wird [Sobo 85]. Aus diesem Ansatz folgt zum einen der mathematisch erlaubte Wertebereich für die untersuchten Größen, zum anderen der durch Mittelung bestimmte wahrscheinlichste Wert. In den Bildern von Abb. 4.9 sind die mathematischen Grenzen der Ladungsobservablen als blaue Linien eingezeichnet. Die Mittelwerte sind als offene Kreise zu sehen und geben die ¨ Unconditional Partition ¨ dieser Größen wieder. Der Verlauf der Rechnung zeigt hierbei in keiner experimentellen Observablen den gleichen funktionalen Verlauf wie die Daten.
Für jede Partition wurde im nächsten Schritt der zugehörige Z_{max}- und Z_{bound}-Wert bestimmt und dann gemäß der relativen Wichtung in diesem Bereich multipliziert. Die Wichtungsparameter wurden dazu aus der zweidimensionalen Z_{max} und Z_{bound}- Wirkungsquerschnittsverteilung bestimmt. Innerhalb dieses Wichtungsbereiches wird der gleiche Faktor für alle Partitionen benutzt. Im linken oberen Bild von Abb. 4.9 ist dies für die $\langle Z_{max} \rangle$-$\langle Z_{bound} \rangle$ Abhängigkeit zu sehen. Der Wertebereich ist hier in dunkelgrau eingezeichnet und die Mittelwerte als offene Dreiecke. Da diese Observablen an die gemessenen Daten angepaßt wurden, sind Wertebereich und Mittelwert definitionsgemäß identisch. Bei den anderen Ladungsobservablen zeigt sich, daß auch beim Fixieren von zwei Observablen der Bereich für die anderen Ladungskorrelationen nur gering eingeschränkt wird.

Für $\langle M_{IMF} \rangle$'s variiert der Wertebereich bei gleicher Wahrscheinlichkeit zwischen 1 bis 8 mittelschweren Fragmenten für halbperiphere Reaktionen. Bei den anderen Ladungskorrelationen zeigen sich Wertebereiche mit dem 0.2 bis 2 fachen Wert der experimentellen Daten.
In einem weiteren Schritt wurde eine dreidimensionale Anpassung durchgeführt wobei zusätzlich die Anzahl der M_{IMF}'s fixiert wurde. In den oberen beiden Bildern von Abb. 4.9 ist der Wertebereich durch gelbe Linien dargestellt. Durch die drei fixierten Größen sind Wertebereich und Mittelwerte in diesen Bildern identisch. Auffallend ist,

daß die Wertebereiche, obwohl drei Observablen festgehalten werden, im Vergleich zur zweidimensionalen Anpassung nur geringfügig kleiner sind.

Die Frage nach dem Einfluß von Autokorrelationen läßt sich insofern beantworten, daß einfache Autokorrelationen nicht zu beobachten sind, daß aber die Mittelwerte der Observablen bei gleichem Wichtungsfaktor innerhalb ihres Anpassungsbereiches sowohl die Form als auch den absoluten Verlauf gut wiedergeben können. Dies ist, wie am Beginn dieses Abschnittes beschrieben, die Voraussetzung für einen statistisch dominierten Aufbruch der Quelle.

4.2 Experimenteller Vergleich

Der Vergleich der mittleren IMF-Produktion mit anderen Experimenten bei gleichen Energien und das Verhalten zu höheren Einschußenergien soll im folgenden näher ausgeführt werden. Die Experimente sind dabei nach den Beschleunigeranlagen getrennt beschrieben.

Experimente am Bevalac

Die Experimente zur Fragmentproduktion wurden von zwei Gruppen durchgeführt.

1. Die EOS-Kollaboration verwendet einen ähnlichen Experimentaufbau für den Nachweis von Projektilfragmenten [Ritt 88], mit einer TPC (Time-Projektion Chamber) in Kombination mit der TP-MUSIC II [Lind 93] und einer Flugzeitwand. Eines der von ihnen untersuchten Systeme ist Gold auf Kohlenstoff bei einer Strahlenergie von 1 AGeV. Für die Analysen wurde gefordert, daß im Ereignis die Gesamtladung innerhalb eines Bereiches von 79 $\pm$ 5 Ladungen rekonstruiert werden konnte [Warr 96]. Die Anzahl der nachgewiesenen Fragmente wurde gegen die Multipizität im Ereignis aufgetragen. Das damit erhaltene Resultat beginnt bei niedrigen Multiplizitäten von $\langle M_{lp} \rangle \approx 5$, also peripheren Reaktionen, mit einer Multiplizität mittelschwerer Fragmente von $\langle M_{IMF} \rangle \approx 0.1$ und steigt monoton bis zu einer Multiplizität von $\langle M_{lp} \rangle \approx 45$ auf einen Wert von $\langle M_{IMF} \rangle \approx 4.2 \pm 0.25$ für mittelschwere Fragmente an. Danach fällt der Wert für die mittelschweren Fragmente bis auf $\langle M_{IMF} \rangle \approx 2.5$ bei Multiplizitäten von über $\langle M_{lp} \rangle \geq 50$ [Warr 96]. Der Anstieg und das beobachtete Maximum der mittleren IMF-Produktion ist in Übereinstimmung mit dem von uns gefundenen universellen Verhalten in absoluten Werten als auch mit der Tatsache, daß das Maximum der mittleren IMF-Produktion, bei den sehr asymmetrischen Systemen, in zentralen Reaktionen erreicht wird [Kunz 96]. Der Bereich in dem der Abfall der mittleren IMF-Produktion auf Werte $\langle M_{IMF} \rangle \approx 2.5$ beobachtet wird [Warr 96], ist in unseren Daten nach der Korrektur des Untergrundes nicht bevölkert.

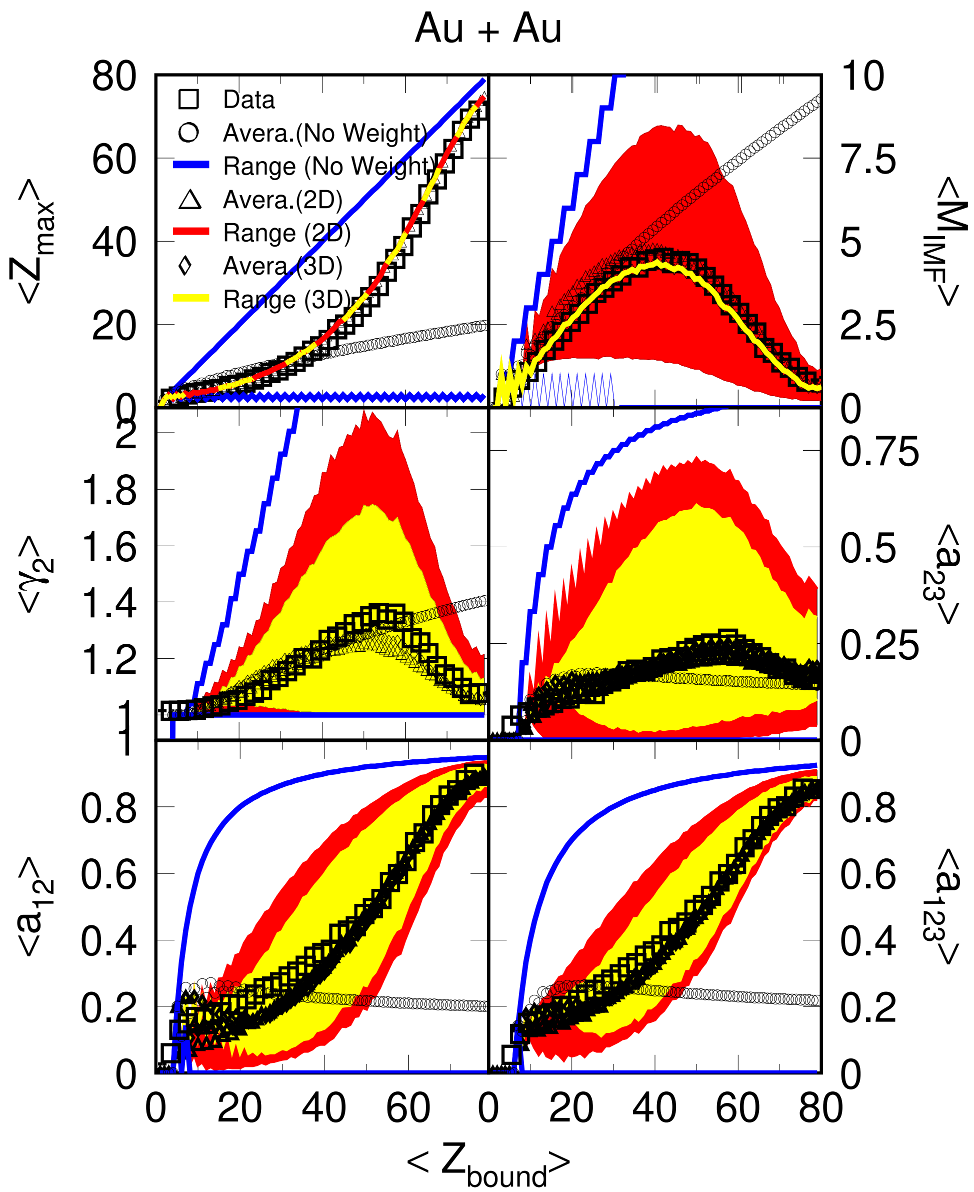

Abbildung 4.9: *Die Bilder zeigen den Einfluß von Autokorrelationen auf die untersuchten Ladungskorrelationen. Die durchgezogenen Linien zeigen den Wertebereich an, innerhalb dessen sich die jeweilige Observable befinden kann. Die dunkelgrauen Intervalle repräsentieren die Wertebereiche bei einer zweidimensionalen Fixierung in $\langle Z_{max}\rangle$ und $\langle Z_{bound}\rangle$. Der hellgraue Bereich zeigt dies für eine dreidimensionale Anpassung in $\langle Z_{max}\rangle$, $\langle Z_{bound}\rangle$ und $\langle M_{IMF}\rangle$ an. Die jeweils dazugehörigen offenen Symbole (siehe Legende im linken oberen Bild) geben den Mittelwert bei gleicher Wichtung wieder.*

2. Der Experimentaufbau der Siegener Gruppe besteht aus nuklearen Spur-Detektoren [Dreu 91], die eine einzelne Ladungsidentifikation mit einer Ladungsschwelle von Z $\geq$ 6 erlauben. Die Experimente wurden bei Strahlenergien zwischen 0.85 - 1.0 AGeV mit Goldprojektilen durchgeführt. Zum Vergleich mit diesen Daten wurden die gleichen Ladungsschwellen bei unseren Daten verwendet und damit die Größen M_{IMF6} und Z_{b6} im Ereignis bestimmt.

$$IMF6 = 6 \leq Z \leq 30 \tag{4.8}$$

$$Z_{b6} = \sum_{i=1, Z \geq 6}^{N} Z_i \tag{4.9}$$

Z_i : Kernladung

In Abb. 4.10 ist dies für die 1 AGeV Goldsysteme im Vergleich zu den Siegener Daten zu sehen [Rusch 94]. Es fällt auf, daß die leichte Targetabhängigkeit bei dem Siegener Experiment von unseren Daten nicht wiedergegeben werden kann. Die angewandte Ladungsschwelle (Z $\geq$ 6) hat für die mittleren Multiplizitäten im Rahmen der gegebenen Meßgenauigkeit von $\pm\frac{4\%}{2\%}$, im mittleren Bereich von Z_{b6} keine Änderung an den Aussagen der letzten Abschnitte gebracht. Dies zeigt sich auch bei den dahingehend untersuchten Ladungskorrelationen.

Experimente am Alternating Gradient Syncrotron (AGS)

1. Die Gruppe um Jain untersuchte die Fragmentation von Goldprojektilen bei 10.6 AGeV. Die Experimente wurden mit Emulsionstargets durchgeführt, wobei die Ladungsinformation aus dem Nachweis von δ-Elektronenschauern extrahiert wurde. Die dabei erhaltenen Resultate sind von Jain und Mitarbeitern [Jain 92, Jain 94] verglichen worden mit den Ergebnissen von Hubele und Mitarbeitern [Hube 91]. Dieser Vergleich zeigt eine qualitative Übereinstimmung mit den Hubele Ergebnissen bei 600 AMeV. Dabei ist jedoch zu berücksichtigen, daß die dort gezeigten maximalen $\langle M_{IMF}\rangle$-Werte noch mit einer geringeren Akzeptanz der Flugzeitwand des ALADIN-Detektors erzielt wurden und, wie im vorherigen Abschnitt gezeigt wurde, nicht bei $\langle M_{IMF}\rangle \approx$ 3.4 sondern bei $\langle M_{IMF}\rangle \approx$ 4.4 liegen. Die maximale Anzahl mittelschwerer Fragmente bei 10.6 AGeV von $\langle M_{IMF}\rangle \approx$ 3.4 liegt also ungefähr um eine Einheit unter unseren Ergebnissen. Es ist somit eine offene Frage, ob die universelle Fragmentproduktion zu höheren Energien den Bereich der ¨ Limiting Fragmentation ¨ verläßt [Cumm 81, Schü 96].

2. Die KLMM-Kollaboration [Cher 94, Cher 95] hat ihr Experiment bei 10.6 AGeV mit Goldprojektilen auf Emulsionstargets durchgeführt. Der Vergleich des neuen Datensatzes [Cher 95] mit unseren Daten zeigt bei den $\langle Z_{max}\rangle$ und $\langle Z_{bound}\rangle$

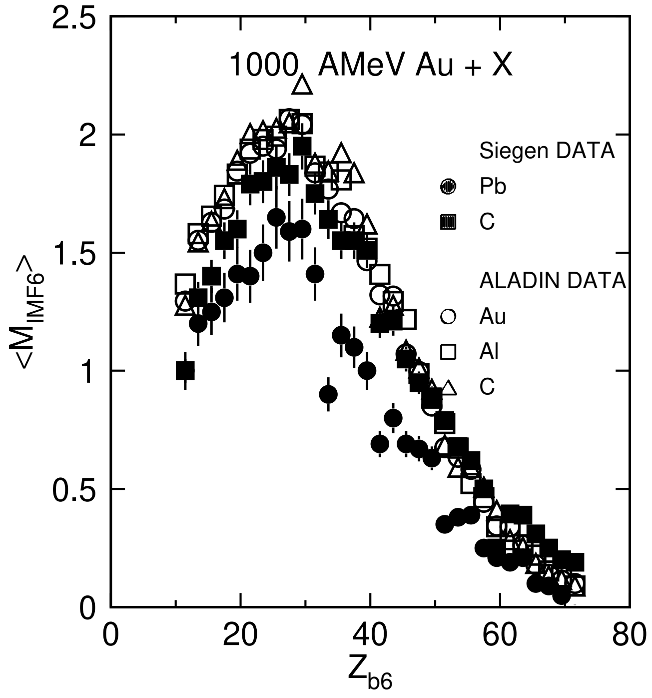

Abbildung 4.10: *Vergleich der Targetabhängigkeit der mittleren IMF-Produktion des ALADIN Experiments mit dem Siegener Experiment [Rusch 94] bei einer unteren Ladungschwelle von Z≥6.*

Verteilungen eine gute Übereinstimmung. Der maximale $\langle M_{IMF} \rangle$-Wert liegt in diesem Experiment bei $\langle M_{IMF} \rangle \approx 3.5$, ist somit identisch mit dem Jain Experiment, aber ebenfalls im Mittel um 1 IMF geringer als in unserem Experiment bei 1AGeV. Der Unterschied in den $\langle M_{IMF} \rangle$'s liegt hierbei im Bereich der leichten Fragmente mit $3 \leq$ Z ≤ 6 mit $\langle M_{IMF} \rangle \approx 1.8$ bei den KLMM-Daten, während $\langle M_{IMF} \rangle \approx 3.0$ in unserem Experiment beobachtet wird. Die Heliummultiplizität in den KLMM-Daten ist im Gegensatz dazu beim gleichen Z_{bound}-Intervall um 2 Einheiten höher als in unserem Datensatz (1AGeV). Mit den Ergebnissen von Waddigton und Freier [Wadd 85] bei 1 AGeV mit Goldprojektilen auf Emulsionstargets, die in Übereinstimmung mit beiden Emulsionsmessungen bei 10.6 AGeV sind, bleibt die Frage nach der Energieabhängigkeit zu höheren Einschußenergien offen. Diese Frage könnte die EOS-Kollaboration am AGS beantworten.

Experimente am TASCC

1. Die Untersuchung der Fragmentproduktion bei niedrigen Einschußenergien wurde von Beaulieu und Mitarbeitern [Beau 96] bei 43 und 35 AMeV in peripheren Reaktionen mit ^{35} Cl + ^{197} Au und ^{70} Ga + ^{nat} Ti durchgeführt. Aus dem Vergleich beider Datensätze ergibt sich wie in Referenz [Beau 96] beschrieben, daß nach Normierung der mittleren IMF-Produktion auf die Projektilmasse, in Abhängigkeit von der Anregungsenergie pro Nukleon, im Mittel die gleiche Anzahl von mittelschweren Fragmenten beobachtet wird. Dieses Resultat wird auch von unserer Messung bei 1 AGeV für die Argon,Gold und Uran-Projektile bestätigt.

4.3 Vergleich mit Modellen

Die experimentellen Ergebnisse wurden mit verschiedenen theoretischen Ansätzen beschrieben. Für relativistische Schwerionenkollisionen bieten sich dabei zwei grundlegende Modellansätze an.

Dynamische Vielteilchenmodelle : Diese erlauben die Beschreibung der Phasenraumtrajektorien für jedes Teilchen in der Reaktion. Mit diesen Modellen sind sowohl die kinematischen Observablen, als auch die statistischen Verteilungen gleichzeitig berechenbar. Der Vergleich mit unseren Daten wurde mit zwei Quanten-Molekular-Dynamik Codes (QMD) durchgeführt [Aich 86, Aich 91, Peil 92a, Hart 93, Kono 95]. Diese unterscheiden sich durch die verschiedene Behandlung des Pauli-Blockings innerhalb des Modells [Kono 95]. Während die im folgenden als QMD bezeichnete Version von Konopka,Stöcker und Mitarbeitern [Kono 95] das Pauli Blocking in quantenmechanisch approximativer Form behandelt sowie den Isospin der Teilchen berücksichtigt, wird in der Version von Aichelin und Mitarbeitern (QMD (SACA) <u>S</u>imulated <u>A</u>nnealing <u>C</u>lusterization <u>A</u>lgorithm) das Pauli Blocking durch eine statistische Methode für noch nicht gestoßene Teilchen gewürfelt und der Isospin nicht berücksichtigt. Für eine detaillierte Beschreibung der Modelle verweise ich auf die oben genannten Referenzen speziell, auf [Peil 92a, Hart 93, Kono 95]. Eine komplette quantenmechanische Beschreibung der Reaktion ist im Rahmen einer Fermionischen-Molekular-Dynamik (FMD) Rechnung [Feld 90, Feld 95a, Feld 95b, Schn 96b, Schn 96a] prinzipiell möglich, da in diesem Modell die quantenmechanischen Eigenschaften des Systems konsistent gelöst werden. Die derzeitigen Ergebnisse dieser Rechnungen reichen aus Gründen der Rechenzeit nur bis zu Systemgrößen von A_p = 40 (Ca) und können deshalb nicht zum Vergleich herangezogen werden.

Statistische Modelle : Die statistischen Modelle starten im Gegensatz zu den dynamischen Vielteilchenmodellen, nachdem die Reaktion stattgefunden und sich ein thermodynamisches und chemisches Gleichgewicht eingestellt hat. Die Zustände (Partitionen), in die ein solches System zerfallen kann, werden mit einer Wahrscheinlichkeit bewertet, mit der diese Partition auftreten kann, und dementsprechend gewichtet. In unseren Analysen wurde der Vergleich mit dem statistischen Modell von Groß und Mitarbeitern (MCFRAG) durchgeführt [Groß 85, Groß 90]. Dieses hat als Eingabeparameter die Anregungsenergie (E_o), die Dichte (ρ/ρ_o) und die Systemgröße (A_o), ist somit eine mikrokanonische Beschreibung eines thermodynamischen Zustandes im Gleichgewicht [Flie 93].

Für die im folgenden gezeigte Hybrid-Version der QMD + SMM wurde das statistische Modell von Botvina und Mitarbeitern (SMM) [Botv 95] benutzt, um einen statistischen Zerfall des Prefragmentes zu simulieren. Dieses Modell entstammt dem statistischen Modell von Bondorf und Mitarbeitern [Bond 82, Bond 85a, Bond 85b, Barz 86, Barz 87, Botv 95] und zeigt keine Unterschiede in den physikalischen Observablen zu dem Code von Groß und Mitarbeitern, wie Groß und Sneppen gezeigt haben [Groß 93b].

Der Vergleich der Daten mit den dynamischen Vielteilchenmodellen ist in den linken beiden Spalten von Abb. 4.11 dargestellt. Es wurde die mittlere IMF-Produktion sowie das schwerste im Ereignis vorkommende Fragment $\langle Z_{MAX} \rangle$ verwendet und gegen die Größe Z_{bound} sowie dem Stoßparameter aufgetragen. Dabei stellt sich heraus, daß beide Rechnungen den Verlauf als auch die absoluten Werte der mittleren IMF-Produktion gut beschreiben. Bei den QMD + SMM Rechnungen wird ausserdem die Targetunabhängigkeit der mittleren IMF-Produktion wiedergegeben.

Die zum Vergleich der Daten mit den QMD + SMM verwendeten Rechnungen bei 600 AMeV wurden uns von J.Konopka zur Verfügung gestellt [Kono 95]. Der Vorteil dieser Hybridversion der QMD + SMM ist, daß sie eine mikroskopische Beschreibung des Anregungsprozesses liefert. Diese Methode liefert neben den Ladungsobservablen auch die Anregungsenergie, die dem Prefragment zur Verfügung steht [Peil 92b, Kono 95]. Der funktionale Kurvenverlauf der Anregungsenergien in der QMD steigt hierbei von peripheren zu zentralen Reaktionen an und saturiert im Mittel bei einem Stoßparameter vom 4-5 fm mit einer mittleren Anregungsenergien von 7-9 AMeV für die verwendeten Systeme [Kono 95]. Im Vorgriff auf Analysen, die im letzten Kapitel dieser Arbeit vorgestellt werden, ergibt sich, daß die Anregungsenergien in den theoretischen Rechnungen für die Kupfer- und Aluminiumtargets geringer sind als die experimentell bestimmten Anregungsenergien für halbzentrale Reaktionen bei ^{197}Au + ^{63}Cu 800 AMeV von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 19-20 $\pm$ 2 MeV und von ^{197}Au + ^{27}Al mit Anregungsenergien von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 17-18 $\pm$ 1.8 MeV . Zu noch leichteren Targets zeigen die Rechnungen sowohl den Saturationseffekt als auch die absoluten Werte der Anregungsenergie $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 8-9 $\pm$ 1.5 MeV wie die Daten. Prinzipiell zeigt das Resultat, daß QMD + SMM die Anregungsenergien und die Ladungsobservablen für die asymmetrischen Reaktionen beschreiben kann, während die Anregungsenergien für die symmetrischeren Systeme unterschätzt werden, und daß die Ladungsobservablen gut wie-

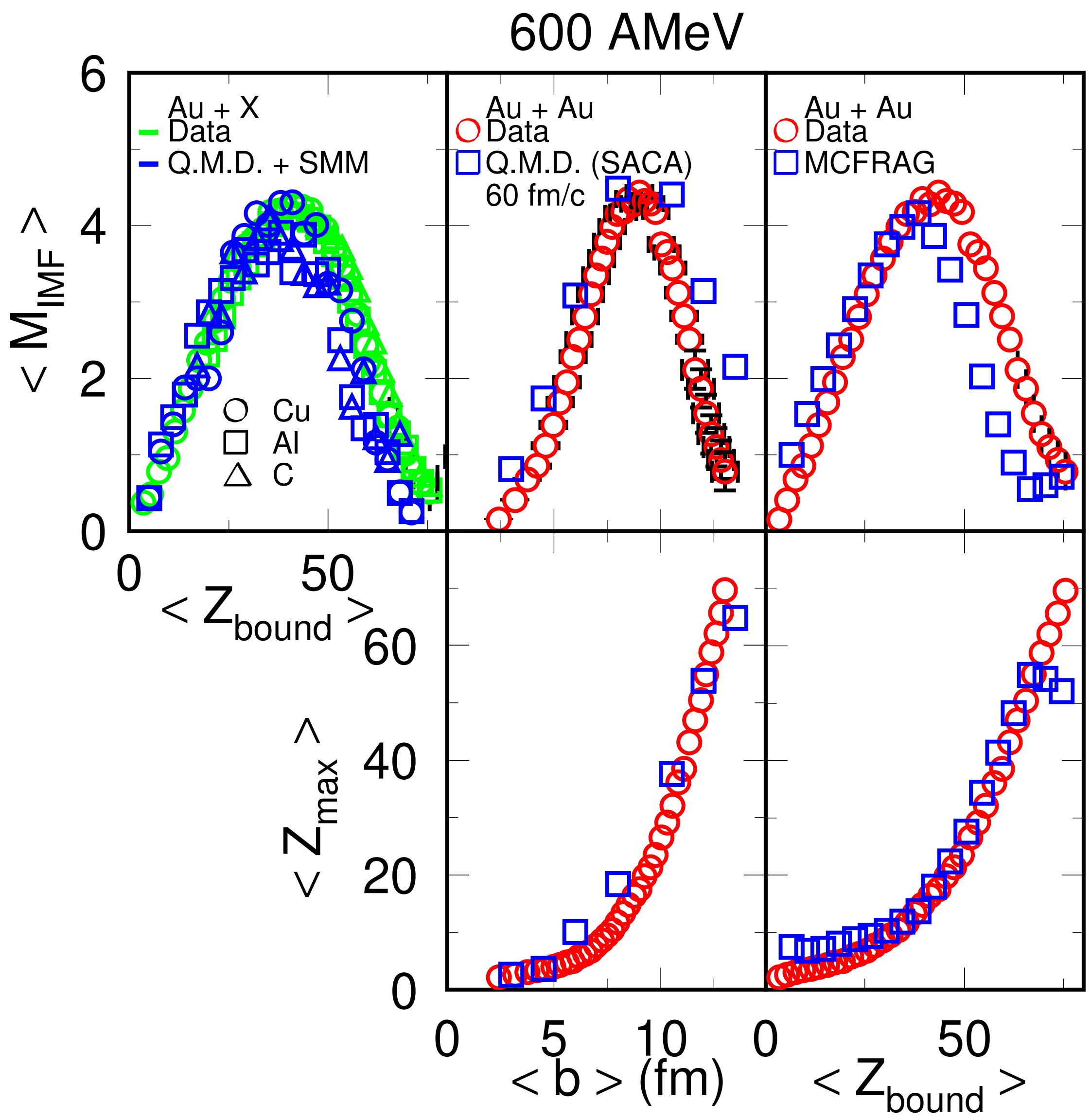

Abbildung 4.11: *Im oberen linken Bild ist die Abhängigkeit der mittleren IMF-Produktion von Z_{bound} für verschiedene Targets im Vergleich von QMD + SMM und den Daten gezeigt. Die mittlere Spalte zeigt einen Vergleich des QMD (SACA) -Modells zu experimentellen Daten für die mittlere IMF-Produktion und das schwerste Fragment im Ereignis in Abhängigkeit vom Stoßparameter für das symmetrische Goldsystem bei 600 AMeV (Erläuterung siehe Text). In der linken Spalte sind diese Größen in Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt und mit dem statistischen Modell (MCFRAG-Code) verglichen worden.*

dergegeben werden können. Daß zum Zerfall des in QMD formierten Prefragments ein statistischer Zerfallscode benutzt wurde, untermauert den von uns beobachteten statistischen Charakter der Ladungsobservablen und die damit verbundene Unabhängigkeit des Ausgangs- vom Eingangskanals [Hube 92b, Schü 96].

Der zweite Satz von theoretischen Daten QMD (SACA) wurde uns von Puri und Mitarbeitern zur Verfügung gestellt [Puri 96]. In diesen wurde ein von Dorso und Mitarbeitern [Dors 91, Dors 94, Dors 95] eingeführtes Verfahren bis zu Goldprojektilen erweitert, das zur frühen Identifikation von Fragmenten in QMD (SACA) benutzt wird [Puri 96]. Die hierbei gemachte Annahme basiert darauf, daß die Energie bezogen auf den Schwerpunkt des Fragments kleiner ist als eine minimale Bindungsenergie, im Gegensatz zu dem üblicherweise verwendeten ¨ Minimum-Spanning-Tree ¨ Verfahren (MSP). In der MSP-Methode wird nach 200 fm/c im Ortsraum der Abstand zwischen den Nukleonen überprüft und im nächsten Schritt wird ein Fragment gebildet, wenn sich im Abstand r_{min} ein weiteres Nukleon befindet [Aich 91]. Die mittlere Spalte von Abb. 4.11 werden die Ergebnisse der QMD (SACA) Rechnung dargestellt, bei denen die Simulation nach 60 fm/c abgebrochen wurde. Das hiermit erzielte Resultat erlaubt die Beschreibung der experimentellen mittlere IMF-Produktion und der $\langle Z_{MAX} \rangle$-Verteilung im gesamten Stoßparameterbereich. Der Vergleich der mittleren kinetischen Energien der Fragmente ($Z \geq 2$) innerhalb dieses Ansatzes zeigte ebenso wie in den Daten (siehe nächstes Kapitel) ein Verhalten, daß auf einen thermisch äquilibrierten Zustand hinweist.

Der Vergleich mit dem statistischen Modell von Groß und Mitarbeitern [Groß 85, Groß 90] wurde für den Zerfall des Prefragments (A_o) mit einem Radiusparameter von $r_f = 2.2$ fm und einer Variation der Anregungsenergie zwischen $\langle E_o/A_o \rangle$ 0.2-7.6 AMeV gerechnet. Die Prefragmentgröße wurde für die verschiedenen Stoßparameter aus dem Participant-Spectator Modell [West 76] entnommen. Das für diese Modellparameter erhaltene Ergebnis (siehe rechte Spalte Abb. 4.11) zeigt eine qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen. Die hierzu verwendeten Anregungsenergien von maximal 7.6 AMeV sind deutlich niedriger als die mit dem Experiment bestimmten Anregungsenergien von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 21-23 $\pm$ 2.5 MeV für das System ^{197}Au + ^{197}Au bei 800 AMeV (siehe Kapitel 6). Die Ladungsobservablen bestätigen, daß unter der Annahme einer thermisch äquilibrierten Quelle ein statistischer Zerfall des Prefragments vorliegt und daß der zur Verfügung stehende Phasenraum durch die Reaktion gleichmäßig bevölkert wird. Die Anregungsenergien werden im statistischen Modell wie in den dynamischen Modellen unterschätzt.

5. Äquilibrierung und Vorgleichgewichtsemission

Die bisherigen experimentellen Ergebnisse ergaben, daß die Ladungsobservablen mit einem statistischen Zerfall der Projektilquelle beschrieben werden können. In einem weiteren Analyseschritt wurde der allgemeine statistische Ansatz, der durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum der Reaktion (Partitionen) bestimmt wird, durch einen thermodynamischen Ansatz ersetzt, in dem ein Zustand durch intensive und extensive Größen, wie z.B. Temperatur und Druck, bestimmt ist. Die Überprüfung, ob ein thermodynamischer Ansatz für die Beschreibung der Projektilquelle die Fragmenteigenschaften im Endzustand beschreiben kann, ist wichtig, um über den Zustand der Projektilquelle vor ihrem Zerfall etwas zu erfahren. Die Bestätigung einer thermischen Äquilibrierung ist weiterhin eine notwendige Voraussetzung für die Verwendung von statistischen Modellen (MCFRAG,SMM) zur Beschreibung des Zerfalls, da diese von einer Quelle im thermischen und chemischen Gleichgewicht ausgehen. Dabei ist zu beachten, daß die Annahme einer thermisch getriebenen Reaktion mit einer Prefragmentquelle im Gleichgewicht immer voraussetzt, daß die im Endzustand gemessenen Fragmente auch tatsächlich die Beschreibung der Quelle vor dem Zerfall zulassen. Diese Problematik der im Endzustand nachgewiesenen Fragmente wurde von Konopka [Kono 95] untersucht. Er bestimmte dazu mit Hilfe von QMD-Rechnungen (Quantenmolekular Dynamik) die Fragmentverteilungen im Endzustand und berechnete anschließend rückwärts mit MD (Molekulardynamik) Rechnung das Prefragment. Dabei zeigte sich, daß nicht der gleiche Anfangszustand erreicht wurde, der vor dem Zerfall mit QMD zu beobachten war. Da für die Projektilquelle, wie sich zeigen wird die kollektiven Eigenschaften, wie radialer Fluß nicht dominant in Erscheinung treten, ist die in den Rechnungen beobachtete Verschmierung des Endzustands der intermediären Quelle für unsere Untersuchungen nicht entscheidend. In den folgenden Abschnitten wird deshalb die Projektilquelle im Rahmen eines thermodynamischen Ansatzes näher untersucht.

5.1 Thermisches Gleichgewicht

Das Gleichgewicht des Systems kann sich in verschiedenen Freiheitsgraden zeigen, so wird zwischen der thermischen und chemischen Äquilibrierung der Quelle unterschieden [Bond 85a, Siem 83, Wada 87]. Befindet sich ein System im thermischen Gleichgewicht so, werden seine Eigenschaften durch die Zustandsgleichungen beschrieben [Flie 93]. Daraus folgt für die Untersuchung der Projektilquelle, daß wenn sich das System im Gleichgewicht befindet, die thermodynamischen Freiheitsgrade alle gleichbesetzt und gleichwahrscheinlich sind. Die Isotropie in den Geschwindigkeitskomponenten ist eine notwendige Eigenschaft für einen äquilibrierten Zustand. Zur Untersuchung dieser Eigenschaft wurden die gemessenen Geschwindigkeitskomponenten der einzelnen Fragmente, unter Verwendung von Gleichung 5.1, in das Projektilschwerpunktsystem (PS) transformiert. Die transversalen Geschwindigkeitskomponenten wurden zudem ereignisweise auf den kollektiven Fluß der Baryonen (Bounce Off) korrigiert (siehe Kapitel 6). Im Projektilschwerpunktsystem sind alle Geschwindigkeiten klein gegen die Lichtgeschwindigkeit ($v \ll c$) und es darf nichtrelativistisch gerechnet werden.

$$\beta_y(PS) = \gamma_o \cdot \beta \frac{\Delta y}{\Delta z} \tag{5.1}$$

$$\beta_z(PS) = \frac{\beta - \beta_o}{(1-\beta) \cdot \beta_o} \tag{5.2}$$

$\beta_y(PS)$:	Vertikale Geschwindigkeit im Projektilsystem (PS)
$\beta_z(PS)$:	Longitudinale Geschwindigkeit im Projektilsystem (PS)
β_o :	Projektilgeschwindigkeit in Targetmitte im Laborsystem
γ_o :	γ der Projektilgeschwindigkeit in Targetmitte im Laborsystem
β :	Fragmentgeschwindigkeit im Laborsystem
Δy :	Vertikale Position
Δz :	Distanz Target - Flugzeitwand

Die Abbildungen 5.1 und 5.2 zeigen die transformierten longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeiten von Helium bis Bor bei 800 AMeV ^{197}Au + ^{197}Au und 1000 AMeV ^{238}U +^{238}U. Die Grautöne geben die Häufigkeit wieder, mit der die jeweilige Geschwindigkeit vorkommt. Die eingezeichneten Kreise entsprechen Radien von 1 bzw. $2 \cdot \sigma$ einer zweidimensionalen Gaußverteilung, die an die experimentellen Verteilungen angepaßt wurde. Diese Art der Datenpräsentation eignet sich zur Visualisierung der Isotropie für einzelne Ladungen gut, ist aber für einen Vergleich von verschiedenen Targets und Energien ungeeignet. Hierzu werden die Ergebnisse aus den Anpassungen der zweidimensionalen Gaußverteilungen verwendet. Die Verhältnisse der longitudinalen und vertikalen Geschwindigkeitskomponenten sind in Abb. 5.3 in Abhängigkeit von der Ladung für drei Einschußenergien zu sehen. Dabei wurde über alle Stoßparameter integriert. Bei einer isotrop emittierenden Quelle erwartet man für das Verhältnis einen konstanten Wert von eins ($\frac{\sigma(\beta(y))}{\sigma(\beta(z))} = 1$). Die experimentellen Daten sind im Rahmen der Meßgenauigkeit mit diesem Wert verträglich. Damit zeigt sich bei der Verwendung von dynamischen Observablen das gleiche Verhalten wie bei den Ladungsobservablen. Daraus ergeben sich zwei Fragen :

- Ist die gemessene Isotropie in den Geschwindigkeiten, stoßparameter- oder targetabhängig ?
- Sind die kinetischen Energien konsistent mit einem thermischen Bild ?

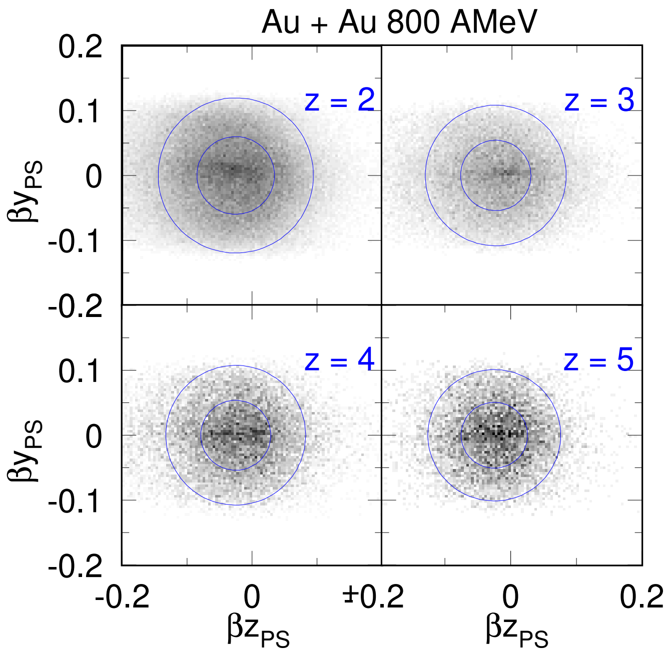

Abbildung 5.1: *In den vier Bildern ist die pro Ereignis bestimmte longitudinale (βz_{PS}) und vertikale (βy_{PS}) Geschwindigkeit im Projektil-Schwerpunktsystem für die Ladungen 2,3,4 und 5 beim System ^{197}Au+^{197}Au 800 AMeV abgebildet . Die Kreise zeigen die Ergebnisse der Anpassung einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit Radien von 1 und 2 σ an. Die innerhalb der Kreise befindliche Zählrate beträgt 40 bzw. 88 % der Gaußverteilung.*

5.1.1 Geschwindigkeitsanalysen

Die Untersuchung der isotropen Fragmentemission bei verschiedenen Targets wurde bei einer Einschußenergie von 800 AMeV mit den ^{197}Au,^{63}Cu und ^{27}Al Targets durchgeführt. Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurden hier nur Ladungen im Bereich von $2 \leq Z \leq 40$ verwendet. Diese Analyse zeigt, daß für die symmetrischen wie für die asymmetrischen Targets keine signifikante Abweichung in den Verhältnissen der Geschwindigkeitskomponenten beobachtet wird (siehe oberes Bild von Abb. 5.4). Für die Untersuchung der Sensitivität auf unterschiedliche Stoßparameter wurde das symmetrische Goldsystem verwendet. Im Gegensatz zu Abb. 5.3 sind in der unteren Abb. 5.4 die Vehältnisse der Geschwindigkeitsbreiten doppelt differenziell als Funktion der Ladung und des Stoßparameters dargestellt. Die Selektion der verschiedenen Stoßparameter, wurde aus analysetechnischen Gründen mit Z_{bound} vorgenommen. Wie im Kapitel 3 beschrieben wurde, ist diese Größe monoton vom Stoßparameter abhängig. Im unteren Bild von Abb. 5.4 sind die nach Stoßparameterbereichen getrennten Verhältnis-

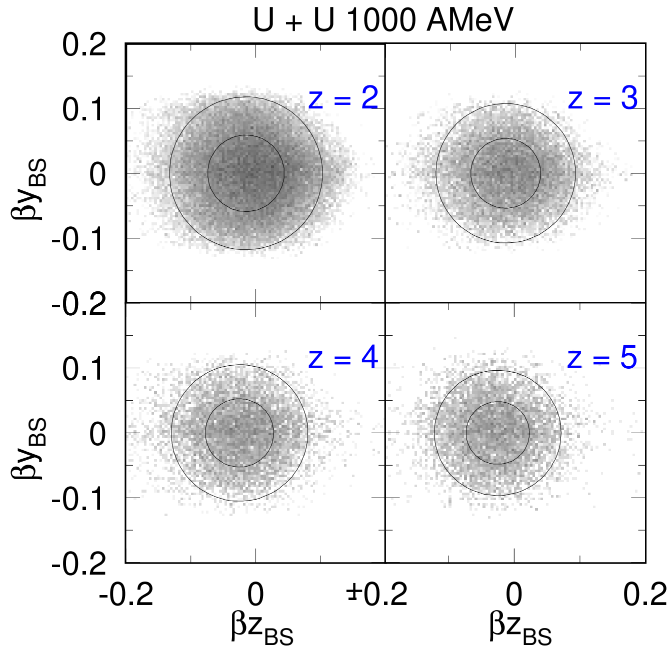

Abbildung 5.2: *In den vier Bildern ist die pro Ereignis bestimmte longitudinale (βz_{PS}) und vertikale (βy_{PS}) Geschwindigkeit im Projektil-Schwerpunktsystem für die Ladungen 2,3,4 und 5 beim System ^{238}U+^{238}U 1000 AMeV abgebildet . Die Kreise zeigen die Ergebnisse der Anpassung einer zweidimensionalen Gaußverteilung mit Radien von 1 und 2 σ an. Die innerhalb der Kreise befindliche Zählrate beträgt 40 bzw. 88 % der Gaußverteilung.*

se der Geschwindigkeitsbreiten aufgetragen. Die eingezeichneten Linien in den beiden Bildern von Abb. 5.4 zeigen das Ergebnis für eine isotrope Quelle an. Aus dieser Analyse ergibt sich ebenfalls kein Anhaltspunkt für eine Abweichung von einer isotropen Quellemission.

Die Verhältnisse der Geschwindigkeitskomponenten zeigen auch bei einer weiteren Untersuchung der gemessenen Projektil- Targetkombinationen keine Abweichungen von der hier beobachteten, thermisch äquilibrierten Projektilquelle zum Zeitpunkt des Aufbruchs. Eine isotrope Emission ist konsistent mit der Annahme, daß beim Zerfall des Prefragments die Impulskomponenten der Nukleonen äquilibriert sind. Dies wurde für die schweren Fragmente mit $Z \geq 8$ von Lindenstruth [Lind 93] bei einem vorherigen Experiment gezeigt und bestätigt sich jetzt auch für die leichten Fragmente bis zum Lithium. Das Verhalten der Wasserstoff- und Heliumisotope wird im nächsten Abschnitt behandelt.

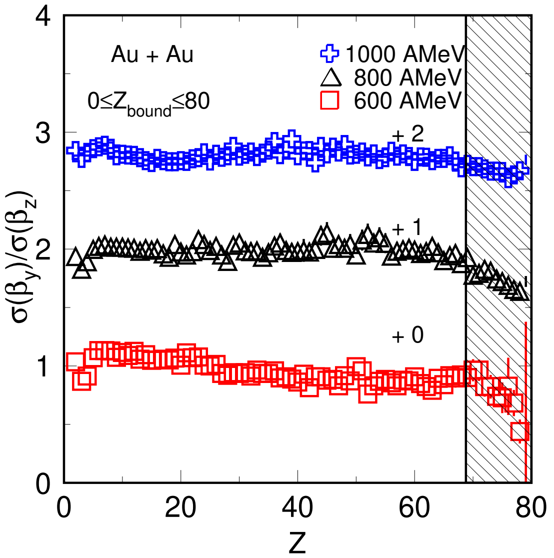

Abbildung 5.3: *In diesem Bild ist das Verhältnis der vertikalen zur longitudinalen Geschwindigkeitsbreite in Abhängigkeit von der Ladung des Fragments abgebildet. Die Geschwindigkeitsbreiten wurden im Projektil-Schwerpunktsystem bei 600,800 und 1000 AMeV für die* ^{197}*Au +* ^{197}*Au Systeme bestimmt, wobei über den gesamten Stoßparameterbereich integriert wurde. Die 800 und 1000 AMeV sind dabei jeweils um 1 bzw. 2 Einheiten versetzt.*

5.1.2 Die kinetischen Energien

Die kinetischen Energien wurden mit zwei voneinander unabhängigen Methoden bestimmt. Zum einen aus den Rapiditätsverteilungen unter Bestimmung der longitudinalen Geschwindigkeitsbreite ($\sigma(\beta_z)$), die mit Gleichung 5.3 in eine kinetische Energie umgerechnet wurde.

$$\langle E_{kin} \rangle = 3/2 \cdot m_0 \cdot A \cdot \sigma(\beta_z)^2 \tag{5.3}$$

Zum zweiten wurden die vertikalen Ortsverteilungen der Flugzeitwand mittels Gleichung 5.4, die in dieser einfachen Form für $p_y \ll p_p$ gilt, in eine vertikale Impulsverteilung umgerechnet. Die primäre Ortsverteilung der Flugzeitwand wurde zusätzlich ereignisweise auf die Schwerpunktsbewegung korrigiert. Für beide Methoden wurde angenommen, daß die drei Geschwindigkeitskomponenten gleichverteilt sind ($|\vec{p}| = \sqrt{3} \cdot |\vec{p}_y|$), dies ist anhand der Ergebnisse des vorhergehenden Abschnittes gerechtfertigt.

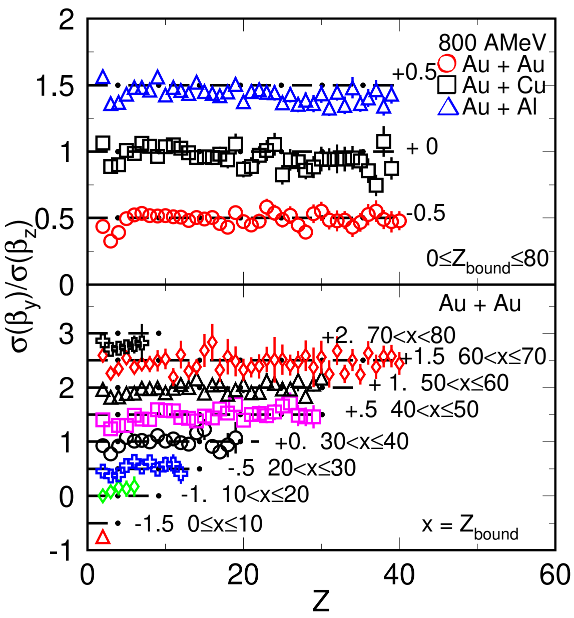

Abbildung 5.4: *Im oberen Bild ist des Verhältnis der Geschwindigkeitsbreiten für drei Targets bei 800 AMeV in Abhängigkeit von der Ladung zu sehen. Im unteren Bild wurde für das symmetrische Goldsystem die Abhängigkeit vom Stoßparameter untersucht. Die verschiedenen Z_{bound}-Bereiche sind gegeneinander um 0.5 Einheiten versetzt. Die gestrichpunkteten Linien zeigen in beiden Bildern diese Verschiebung an.*

$$\vec{p_y} = \frac{r_y}{L} \cdot A \cdot \frac{\vec{p_P}}{A_P} \tag{5.4}$$

$$E_{kin} = \frac{3 \cdot \vec{p_y}^2}{2 \cdot A \cdot m_o} \tag{5.5}$$

In Abb. 5.5 ist die damit erhaltene kinetische Energie in Abhängigkeit von der Ladung ($2 \leq Z \leq 9$) für das symmetrische Goldsystem bei 600 AMeV zu sehen. In einem thermischen Bild haben alle aus dieser Quelle emittierten Fragmente die gleiche kinetische Energie (siehe Gleichung 5.6). Hat die Quelle zusätzlich eine radiale Flußkomponente [Jeon 94, Hsi 94, Kund 95], führt dies zu einer konstanten Verschiebung in der kinetischen Energie pro Nukleon (siehe Gleichung 5.7), da die Flußenergie im Gegensatz zur kinetischen Energie im thermischen Bild mit der Fragmentmasse wächst [Kund 95]. Die gemessene kinetische Energie ist dann die Summe beider Beiträge (siehe Gleichung 5.8). Die gestrichpunkteten Linien in Abb. 5.5 entsprechen der Annahme eines rein thermischen Ansatzes (siehe Gleichung 5.6). Dabei zeigt sich, daß die gemessenen kinetischen Energien mit diesem thermischen Ansatz verträglich sind. Die-

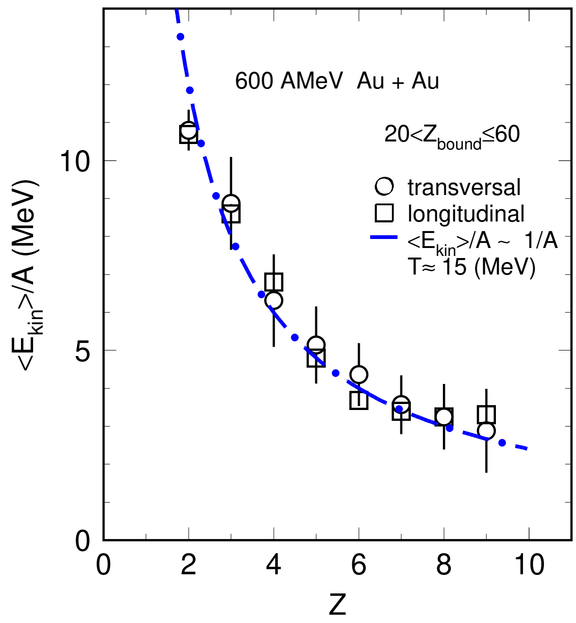

Abbildung 5.5: *Vergleich der kinetischen Energien in Abhängigkeit von der Ladung (2 $\leq$ Z $\leq$ 9) bei halbperipheren Reaktionen von* ^{197}*Au +* ^{197}*Au 600 AMeV. Die kinetische Energie wurde zum einen aus den Rapiditätsspektren zum anderen aus den vertikalen Impulsverteilungen ermittelt. Die eingezeichnete gestrichpunktete Linie ergibt sich bei der Annahme eines thermischen Bildes mit* $\langle E_{Kin} \rangle / A \sim 1/A$.

ses Verhalten bestätigt die im vorherigen Abschnitt gezeigten isotropen Geschwindigkeitsprofile der Fragmente. Die gemessene kinetische Energie der Fragmente ist zur Hälfte durch sequentielle Zerfälle von angeregten Zuständen und durch Coulombabstoßung der Fragmente in Endzustand gegeben (siehe Gl. 5.9) [Lind 93]. Wird dies auf unsere Daten angewandt so haben die Fragmente eine mittlere kinetische Energie von $E^t_{kin} \approx$ 24 MeV. Aus dieser mittleren kinetischen Energie ergibt sich mit Gleichung 5.10 eine Quelltemperatur von T $\approx$ 15 MeV. Diese Temperatur liegt deutlich höher als die aus Isotopenverhältnissen (T $\approx$ 7-8 MeV) [Albe 85, Poch 95] oder angeregten Zuständen [Kund 90, Poch 96, Serf 97] (T$\approx$ 4-5 MeV), ist aber in Übereinstimmung mit Messungen von Minich und Mitarbeitern [Mini 82] und Greiner und Mitarbeitern [Grei 75]. Eine mögliche Erklärung dieses bisher ungeklärten Rätsels wurde von Bauer vorgeschlagen, der die erhöhten kinetischen Energien und demzufolge zu hohen Temperaturen durch einen zusätzlichen Energiebeitrag aus der Überlagerung der Fermiimpulse der Nukleonen eines Fragments [Baue 95] beschreibt, so daß die Formel 5.10 im Rahmen dieses Ansatzes nicht benutzt werden darf, um eine Temperatur zu bestimmen.

Um den Einfluß des radialen Flusses abzuschätzen, wurde bei 800 AMeV für unterschiedliche Stoßparameter die kinetische Energie im Ladungsbereich von (1 $\leq$ Z $\leq$

9) bestimmt. Wird davon ausgegangen, daß für periphere Reaktionen die Flußkomponente klein ist, so sollte sich zu zentraleren Reaktionen eine Verschiebung der mittleren kinetischen Energien zeigen, falls in zentralen Stößen ein signifikanter Fluß auftritt. In den Daten ist für die Fragmente größer als Lithium kein systematischer Trend zu beobachten. Für die Heliumisotope und noch deutlicher für die Wasserstoffisotope ist eine signifikante Abhängigkeit vom Stoßparameter zu beobachten. Wird der in Gleichung 5.8 beschriebene Ansatz verwendet, um die kinetische Energie zu beschreiben, so zeigt sich, daß von peripheren zu zentralen Reaktionen der Anteil der Flußkomponente bei beiden Elementen um den gleichen prozentualen Betrag wächst.

$$\langle E^t_{kin}/A\rangle \sim \frac{1}{A} \tag{5.6}$$

$$\langle E^f_{kin}/A\rangle = const. \tag{5.7}$$

$$\langle E_{kin}\rangle = E^t_{kin} + A \cdot E^f_{kin} \tag{5.8}$$

$$\langle E^t_{kin}\rangle \sim \frac{1}{2} \cdot \langle E_{kin}\rangle \tag{5.9}$$

$$T = \frac{2}{3} \cdot \langle E^t_{kin}\rangle \tag{5.10}$$

Bei den Heliumisotopen läßt sich eine obere Grenze für den Anteil der radialen Flußkomponente an der gemessenen kinetischen Energien von $\langle E^f_{kin}/A\rangle \approx$ 1.0-1.5 MeV in unseren Daten ablesen. Bei den Wasserstoffisotopen ist dies nicht eindeutig, da hier Vorgleichgewichtsprozesse einen größeren Einfluß haben, wie sich im folgenden Abschnitt zeigen wird.

5.2 Vorgleichgewichtsemission

Die im vorherigen Abschnitt verwendeten thermischen Ansätze zur Beschreibung der Projektilquelle sind ausreichend, um die gemessenen Rapiditätsspektren für die Ladungen Z $\geq$ 4 vollständig zu beschreiben. Bei den Wasserstoff- und Heliumisotopen zeigt sich bei kleineren Geschwindigkeiten außerdem eine Beimischung aus der Wechselwirkungszone sowie ein mit thermischen Ansätzen nicht zu beschreibender Anteil im Spektrum. In diesem Abschnitt soll quantitativ untersucht werden, inwieweit die Projektilquelle oberhalb der mit Methode II bestimmten unteren Rapiditätsschwellen durch diesen Anteil beeinflußt wird. Mit der sich daran anschließenden Analyse wird die Abhängigkeit dieses Vorgleichgewichtsanteils in Abhängigkeit zum Stoßparameter untersucht.

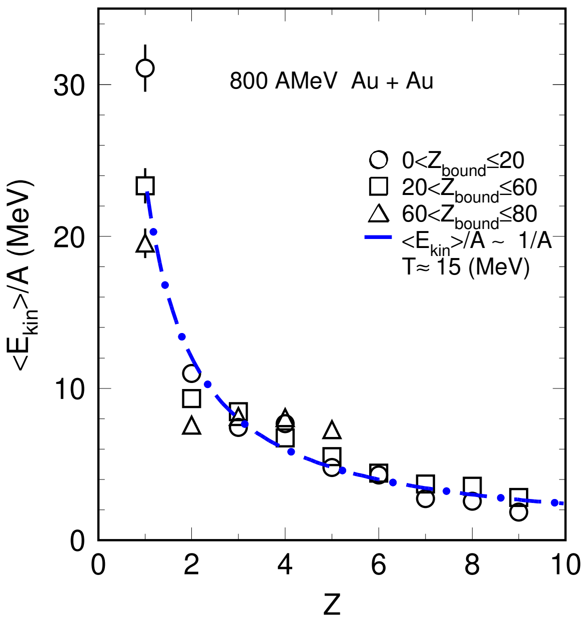

Abbildung 5.6: *Vergleich der kinetischen Energien in Abhängigkeit von der Ladung ($1 \leq Z \leq 9$) für verschiedene Zentralitätsbedingungen bei ^{197}Au + ^{197}Au 800 AMeV. Die kinetische Energie wurde hierbei aus den Rapiditätsspektren ermittelt. Die eingezeichnete gestrichpunktete Linie ergibt sich bei der Annahme eines thermischen Bildes mit $\langle E_{Kin}\rangle/A \sim 1/A$.*

5.2.1 Beschreibung der Rapiditätsspektren mit thermischen Quellen

Die Anpassung der hierfür durchgeführten Simulationen an die experimentellen Spektren erfolgte mit einem Monte-Carlo (MC), das die unterschiedlichen Quellen und Detektorakzeptanen beinhaltet. Das MC besteht aus den folgenden Komponenten :

Quellensimulation : Es wurden zwei Quellen benutzt.

1. Maxwell-Boltzmann (MB) Verteilungen im Quellschwerpunktsystem mit gegebener Temperatur (T) und Ladungsverteilung (τ).
2. Parametrierte Quellverteilungen im Quellschwerpunktsystem aus Experimenten von ^{16}O + ^{197}Au bei 84 AMeV [Trok 87] und ^{12}C + ^{197}Au bei 99 AMeV [Milk 91]

Transformation : Die Quelle wird nach Wahl der Quellgeschwindigkeit in das Laborsystem transformiert.

Quelltyp	Energie (AMeV)	Geschwindigkeit (y)	Temperatur (MeV)	τ
Projektil	577	1.05	25 - 30	4.1 - 2.0
Intermediär	100	0.502	70 - 160	5.1 - 3.0
Projektil	977	1.34	20 - 25	4.1 - 2.0
Intermediär	215	0.652	90 - 160	5.1 - 3.0

Tabelle 5.1: *Gegenüberstellung der verwendeten Quellparameter im Monte -Carlo*

Experimentfilter : Die erhaltenen Größen für jedes Teilchen in dieser Simulation in Kombination mit der benutzten Feldstärke des Magneten werden als Eingabeparameter für den Experimentfilter [Bege 95] benutzt.Dieser liefert für jedes Teilchen den Auftreffort und die Trajektorie des jeweiligen Teilchens.

Für die MB-Verteilungen der intermediären Quelle wurden die gemessenen Temperaturen und Ladungsverteilungen der FOPI-Kollaboration bei ^{197}Au + ^{197}Au 1000 AMeV benutzt [Herm 94, Jeon 94, Pink 95]. Die Projektilquellenparameter wurden aus früheren Messungen der ALADIN-Kollaboration [Lind 93] entnommen. Aus den so erhaltenen Werten konnte für jede Einschußenergie ein individueller Parametersatz generiert werden, der nach Quellen getrennt, in Tabelle 5.1 aufgeführt ist.

5.2.2 Vergleich von Simulation und Experiment

Die Anpassung der MC-Simulation an die experimentellen Rapiditätsspektren wurde folgendermaßen durchgeführt. Für die intermediäre Quelle wurde die MB-Verteilung an die experimentelle Zählrate im äußersten Ring des Hodoskopdetektors angepasst und dann an das gemessene Rapiditätsspektrum mit einem Faktor angeglichen. Bei der Projektilquelle wurde dies im Maximum des Rapiditätsspektrums durchgeführt. Wie in Abb. 5.7 für halbzentrale und periphere Reaktionen bei 600 und 1000 AMeV zu sehen ist, lassen sich die gemessenen Rapiditätsspektren für die Heliumisotope mit diesen MC-Simulationen beschreiben. Auffällig ist hierbei, daß sowohl bei 600 als auch bei 1000 AMeV ein Beitrag im Spektum übrig bleibt, der nicht mit den MC's beschrieben werden kann. Wird dieser Anteil bei der Abtrennung der Projektilquelle im Spektrum berücksichtigt, so ergeben sich die als Methode II in Tabelle 5.2 gezeigten unteren Rapiditätsschwellen. Im Vergleich zu den in Kapitel 3 bestimmten unteren Rapiditätsschwellen (Methode I), die zum Ziel hatten, die Multiplizität im Ereignis korrekt wiederzugeben, sind die mit Methode II bestimmten Werte für die Untersuchung der Energiebilanz des Prefragments korrekt, da hier die Kontamination der mit Vorgleichgewichtsprozessen in Verbindung gebrachten Komponente im Spektrum für die Wasserstoff und Heliumisotope minimiert wird. Die Änderung dieser unteren Schwelle hat für die Fragmente mit Z $\geq$ 3 keine Auswirkung auf die Multiplizitäten und demzufolge sind die Ladungsobservablen in Kapitel 4 hiervon nicht beeinflußt.

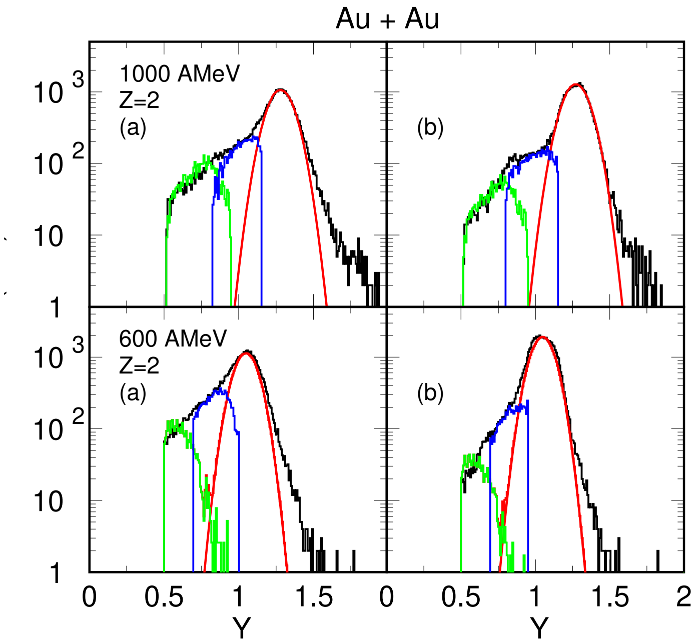

Abbildung 5.7: *In jeder der beiden Reihen sind für 600 und 1000 AMeV bei halbzentralen (a: 0 $\leq Z_{bound} \leq$20) und peripheren Reaktionen (b: 60 $\leq Z_{bound} \leq$ 80) die mit Monte-Carlo Simulationen (MC) angepaßten Quellen eingezeichnet. Die Anpassung der MC-Verteilungen erfolgte für die intermediäre Quelle bei kleinen Rapiditäten und für die Projektilquelle im Maximum der Verteilung. Die Differenz der beiden MC-Verteilungen vom gemessenen Rapiditätsspektrum wird der Vorgleichgewichtsemission von Fragmenten zugeordnet.*

Um eine quantitative Bestimmung der Kontamination der Projektilquelle für die Wasserstoff- und Heliumisotope zu erhalten, wurden bei 600 AMeV die Rapiditätsspektren für das symmetrische ^{197}Au + ^{197}Au und das asymmetrische ^{197}Au + ^{9}Be System untersucht.

In den Bildern der linken Spalte von Abb. 5.8 ist dies für die halbzentralen bis peripheren Reaktionen des symmetrischen Systems zu sehen, während in der rechten Spalte die Entwicklung von zentralen zu peripheren Reaktionen für das asymmetrische System zu sehen ist. Der als Vorgleichgewichtsanteil bezeichnete Bereich ergibt sich hierbei wieder durch die Differenz der simulierten und der gemessenen Verteilung. Um den Einfluß der rapiditätsabhängigen Akzeptanz des Flugzeitwanddetektors (siehe Kapitel 3) auf die Kontamination zu bestimmen, wurde das symmetrische Goldsystem bei 1000 AMeV für Rapiditäten größer als y $\geq$ 0.5 korrigiert. Dies ist in der rechten Spalte der Abb. 5.9 dargestellt. Mit den akzeptanzkorrigierten Verteilungen ist es möglich, einen absoluten Vergleich der Intensitäten von Projektilquelle, relativ zum Anteil der Vorgleichgewichtsfragmente, durchzuführen.

Energie	Methode I	Methode II
600	$0.75{\cdot}y_B$	$0.81{\cdot}y_B$
800	$0.75{\cdot}y_B$	$0.82{\cdot}y_B$
1000	$0.75{\cdot}y_B$	$0.83{\cdot}y_B$

Tabelle 5.2: *Vergleich der unteren Rapiditätsschwelle mit (II) und ohne Vorgleichgewichtsemission (I)*

Aus den Rapiditätsspektren läßt sich entnehmen, daß die Vorgleichgewichtsfragmente einschußenergieunabhängig im Mittel mit 13 % geringerer Geschwindigkeit fliegen als die Projektilfragmente, bei gleichzeitig ähnlicher Breite. Dies bedeutet unter einer thermischen Zweiquellenannahme, daß diese Fragmente wenige Stöße gemacht haben und demzufolge nur eine geringfügig kleinere Geschwindigkeit als die Projektilfragmente haben, während die Fragmente aus der intermediären Quelle mit im Mittel der halben Strahlrapidität ($y_i \approx \frac{y_p}{2}$) emittiert werden. Mit diesem Ansatz wären die Vorgleichgewichtsfragmente sensitiv auf die frühe Phase der Kernreaktion, da sie, im Gegensatz zu den Fragmenten aus thermisch äquilibrierten Quellen, nicht durch viele Stöße ihre reaktionsspezifische Prägung verloren haben.

Im Gegensatz zu den Heliumisotopen, die als ein gebundener Zustand den angeregten Kern verlassen, sind die Wasserstoffisotope, vorrangig die Protonen, leichter aus dem Kern herauszulösen und zeigen also auch eine höhere Temperatur der Quelle als die Fragmente. Demzufolge sind die Rapiditätsspektren der Wasserstoffisotope noch sensitiver auf Vorgleichgewichtsprozesse als die Heliumisotope. In den oberen Bildern von Abb. 5.10 ist der Transversalimpuls in Abhängigkeit von der Rapidität für Wasserstoffisotope bei 600 AMeV von halbzentralen und peripheren Reaktionen zu sehen. Darunter ist die jeweilige Projektion auf die Rapiditätsachse abgebildet. Im Vergleich zu Abb. 3.2 in Kapitel 3 zeigt sich, daß für die Wasserstoffisotope bei kleinen Transversalimpulsen ($p_t \leq 75$ MeV/c) in halbzentralen Reaktionen relativ zu Helium eine erhöhte Intensität bei kleinen Rapiditäten beobachtet wird. Der Schwerpunkt dieser Verteilung ist zu kleineren Transversalimpulsen verschoben, was z.T. durch die Akzeptanzverluste und eine höhere Quelltemperatur für die Wasserstoffisotope erklärt werden kann. Für periphere Reaktionen ist dieses Verhalten im Rahmen der Messgenauigkeit nicht zu beobachten. Dies spicht dafür, daß bei halbzentralen Reaktionen die Emission der Vorgleichgewichts-Wasserstoffisotope unter kleinen Winkeln erfolgt, ohne vorherige Äquilibrierung dieser Teilchen [Albe 85]. In Verbindung mit den im vorherigen Abschnitt bestimmten kinetischen Energien der Fragmente zeigt sich auch hier, daß die Wasserstoffisotope zu zentraleren Reaktionen hin eine starke, nicht thermisch äquilibrierte Komponente besitzten. Für die im nächsten Kapitel diskutierten Anregungsenergien ist die Abtrennung dieser Komponente für die Wasserstoff- und Heliumisotope entscheidend.

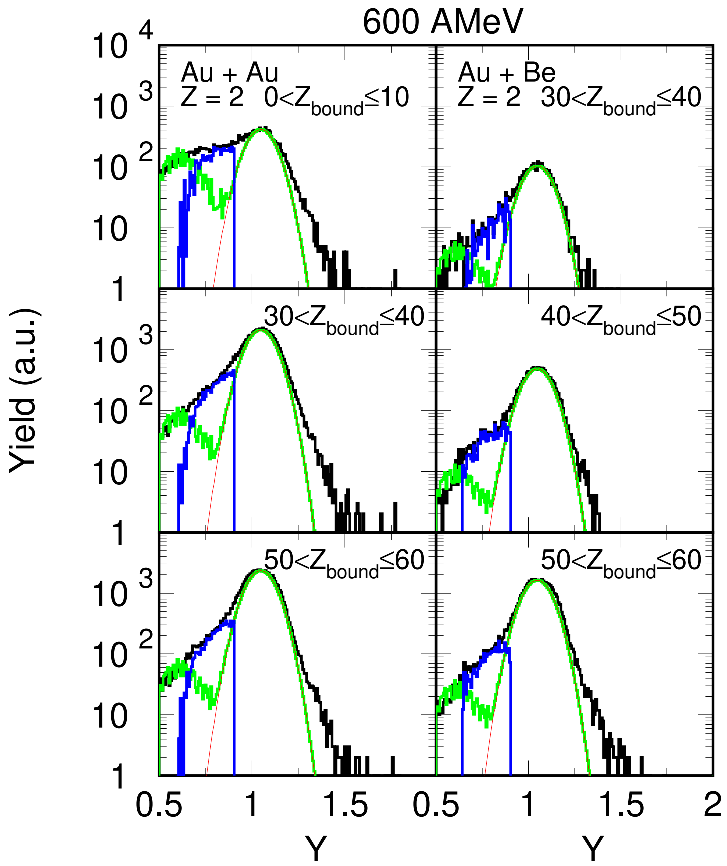

Abbildung 5.8: *Die linke Spalte zeigt die gemessenen Rapiditätsverteilungen für Heliumfragmente für halbzentrale bis periphere Reaktionen bei* ^{197}*Au +* ^{197}*Au 600 AMeV. In der rechten Spalte sind die Rapiditätsspektren für zentrale bis peripheren Reaktionen für das asymmetrische* ^{197}*Au +* ^{9}*Be abgebildet.*

5.2.3 Bestimmung des Vorgleichgewichtsanteils in Abhängigkeit von der Stoßgeometrie

Zur quantitativen Bestimmung des Vorgleichgewichtsanteils wurden die in den Abbildungen 5.8 und 5.9 gezeigten Rapiditätsspektren mit den nach Methode II bestimmten unteren Rapiditätsschwellen verwendet.

Im oberen Bild der Abb. 5.11 ist der prozentuale Anteil der Projektilquelle und der Vorgleichgewichtsemission für das symmetrische und das asymmetrische System, nomiert auf die integrierte Intensität oberhalb der Rapiditätsschwelle, abgebildet. Es zeigt sich, daß die Kontamination der Projektilquelle oberhalb der Rapiditätsschwelle in halbzentralen Reaktionen für ^{197}Au + ^{197}Au und in zentralen Reaktionen für ^{197}Au + ^{9}Be maximal 11 % beträgt. Für das symmetrische Goldsystem bei 1000 AMeV ist dies in Abb. 5.12 für die akzeptanzkorrigierten Spekten abgebildet. Innerhalb dieser Analyse

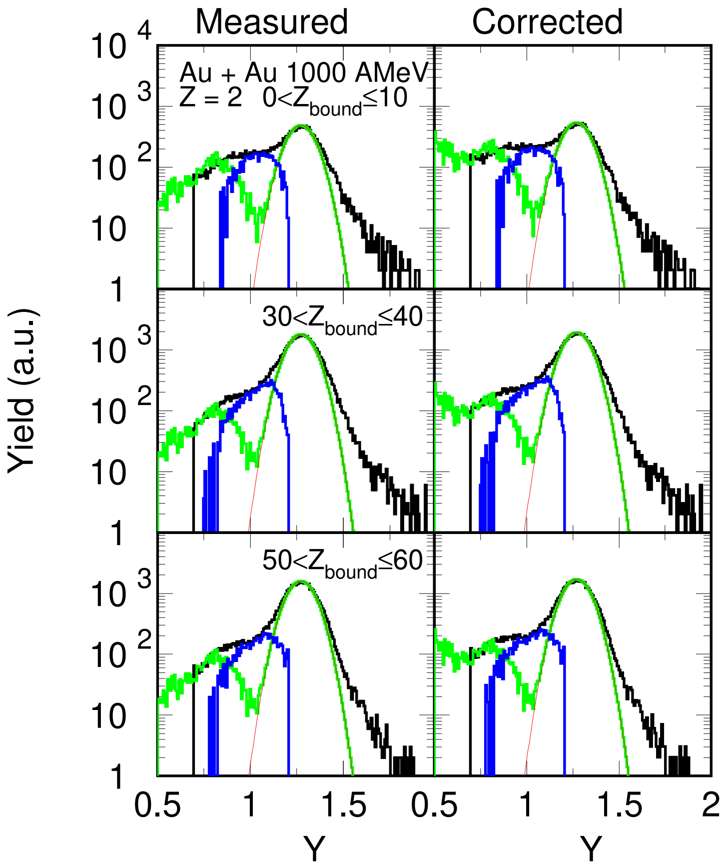

Abbildung 5.9: *Die linke Spalte zeigt die gemessenen Rapiditätsverteilungen für Heliumfragmente für halbzentrale bis periphere Reaktionen bei 1000 AMeV. In der rechten Spalte sind die mit der rapiditätsabhängigen Akzeptanz korrigierten Spektren abgebildet.*

ergibt sich keine signifikante Abweichung von der Einschußenergie für diesen Anteil in Spektrum. In den mittleren Bildern (5.11, 5.12) ist die mittlere Multiplizität von Heliumfragmenten in Abhängigkeit von der Zentralität zu sehen. Werden die Intensitäten der Quellenbeitäge nomiert auf den Projektilanteil so, erhält man die in den unteren Bildern dargestellte Wahrscheinlichkeit, ein Heliumfragment aus dem Vorgleichgewichtzustand zu beobachten (P_{He}) in Abhängigkeit vom Stoßparameter. Für die halbzentralen Reaktionen beim symmetrischen Goldsystem (600 AMeV) ergibt sich für 1 Heliumfragment aus der Projektilquelle 0.12 Heliumfragmente aus dem Vorgleichgewichtsanteil. In den halbperipheren und peripheren Reaktionen ist dieses Verhältnis 1/0.09. Der Vergleich mit dem asymmetrischen System (^{197}Au + ^{9}Be) zeigt den gleichen Kurvenverlauf in Abhängigkeit vom Stoßparameter sowie in den absoluten Werten der Wahrscheinlichkeit.

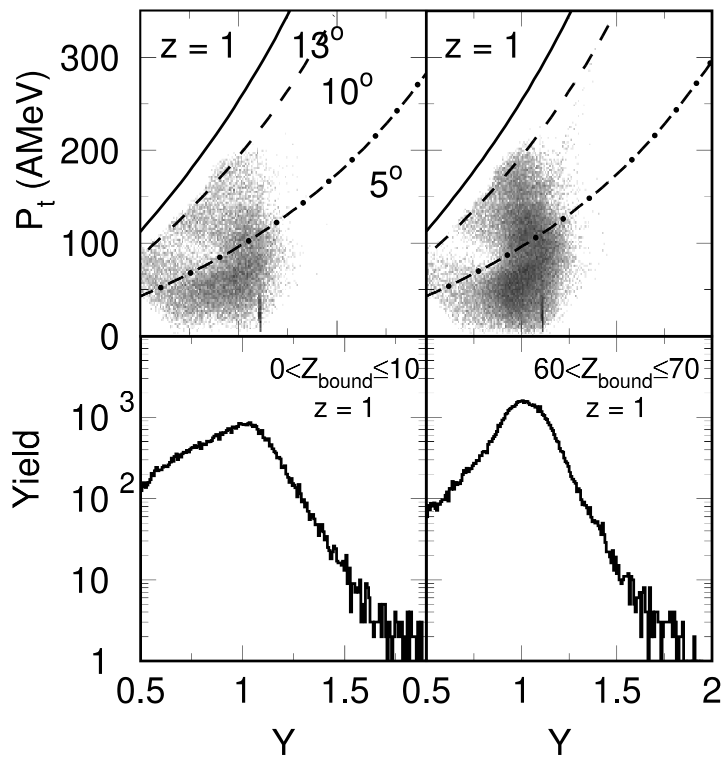

Abbildung 5.10: *Die oberen beiden Bilder zeigen für halbzentrale und periphere Reaktionen die Relation von Transversalimpuls zu Rapidität für die Wasserstoffisotope bei ^{197}Au + ^{197}Au 600 AMeV. In den unteren Bilder ist die jeweilige Projektion auf die Rapiditätsachse zu sehen.*

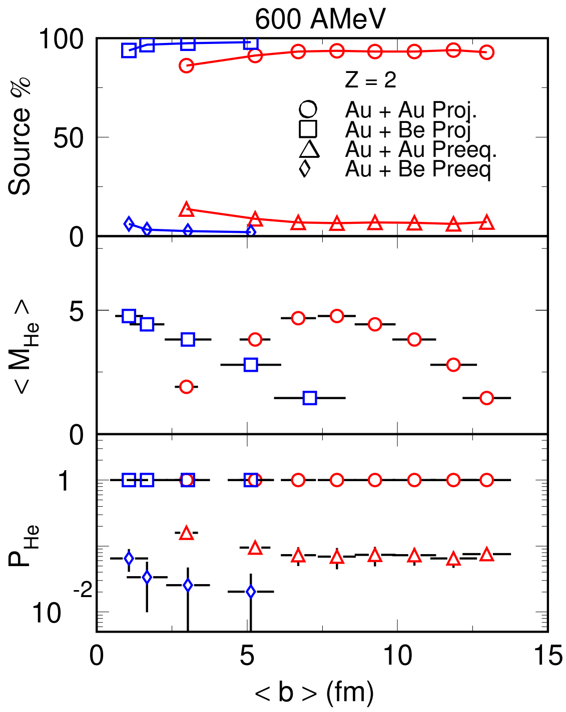

Abbildung 5.11: *Dargestellt ist für das symmetrische ^{197}Au + ^{197}Au System und das asymmetrische ^{197}Au + ^{9}Be die Kontamination für die Heliumisotope oberhalb der Rapiditätsschwelle für die Spektatorquelle. Im oberen Bild ist die prozentuale Aufteilung des Projektilanteils sowie des Vorgleichgewichtanteils zu sehen. Im mittleren Bild ist die mittlere Multiplizität der Heliumisotope in Abhängigkeit vom Stoßparameter aufgetragen. Das untere Bild gibt die Wahrscheinlichkeit der Kontamiation innerhalb des Projektilquellenbereiches wieder daß, das Heliumfragment aus dem Vorgleichgewichtsanteil kommt.*

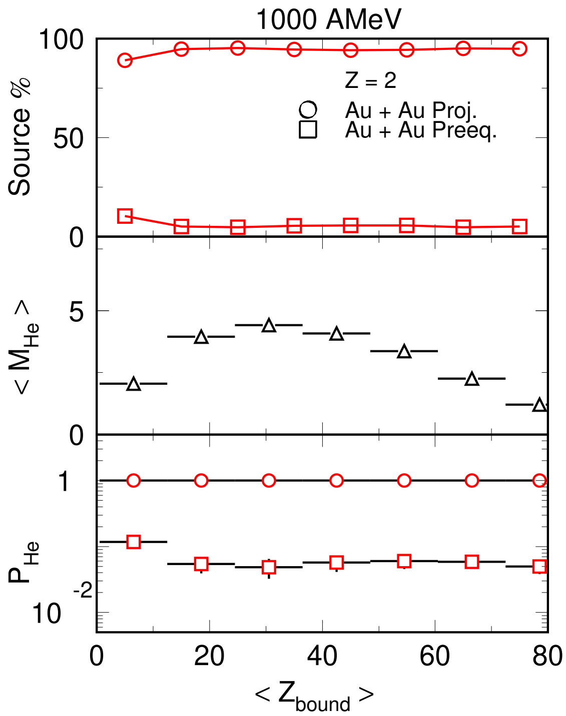

Abbildung 5.12: *Die drei Bilder zeigen für das symmetrische ^{197}Au + ^{197}Au System die Kontamination bei den Heliumisotopen oberhalb der Rapiditätsschwelle für die Spektatorquelle aus den korrigierten Rapiditätsspektren. Im oberen Bild ist die prozentuale Aufteilung des Projektilanteils sowie des Vorgleichgewichtanteils zu sehen. Im mittleren Bild ist die mittlere Multiplizität der Heliumisotope in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Das untere Bild gibt die absolute Wahrscheinlichkeit der Kontamiation innerhalb des Projektilquellenbereiches wieder daß, das Heliumfragment aus dem Vorgleichgewichtsanteil kommt bei.*

6. Kollektive Eigenschaften und Anregungsenergie

Bisher wurde gezeigt, daß sowohl die Ladungs- als auch die Geschwindigkeitsverteilungen weder von der Einschußenergie noch von der Projektil- Targetkombination abhängen. In diesem Kapitel wird untersucht, inwieweit die dynamischen Observablen des Systems, wie z.B. transversaler und longitudinaler Impulstransfer in der Reaktionsebene, bei den verschiedenen Einschußenergien, Variationen in der Reaktionskinematik, in Abhängigkeit von der zur Verfügung stehenden Anregungsenergie und Systemgröße zeigen. Desweiteren wird mit dem Quantenstatistischen Modell (QSM) von Hahn und Stöcker [Hahn 88a] versucht, eine Quelltemperatur und Aufbruchsdichte der Projektilquelle mit den Ladungsspektren bei 800 AMeV zu bestimmen.

6.1 Kollektiver Baryonenfluß

Mit der Untersuchung kollektiver Eigenschaften von Kernmaterie bei relativistischen Energien wurde Anfang der '80 er Jahre am Bevalac mit dem Plastic-Ball Detektor [Gutb 82, Renf 84, Stoc 89] begonnen. Dies hatte unter anderem zum Ziel, durch die Messung der Stärke des ¨Abprallens¨ der Spektatorenmaterie (¨Bounce Off˙) ein Maß für die Kompressibilität von Kernmaterie zu erhalten [Sche 74, Stöc 80, Stöc 86, Stoc 89]. Mit der Untersuchung dieser Eigenschaft von Kernmaterie wurde versucht, den Wertebereich der Zustandgleichung von Kernmaterie [Sche 74, Stöc 80, Stöc 86] bei hohen Dichten $\frac{\rho}{\rho_o} \geq 1.5$ einzugrenzen. In unserem Experiment ist die Bestimmung des ¨Bounce Off˙ eine wichtige Größe für die Energiebilanz des Projektilspektators. In Abb. 6.1 ist der schematische Verlauf einer Kernreaktion in der Reaktionsebene dargestellt. Der ¨ Bounce Off ¨ ist die Ablenkung der Spektatormaterie von der Strahlrichtung und definiert damit die Reaktionsebene im Ereignis. Der Prozeß, der zu dieser Richtungsänderung führt, kann zum einen durch die Coulombabstoßung der beiden Kerne erklärt werden und zum anderen durch den repulsiven Anteil des Kern-Kern Potentials [Moli 84].

Die Bestimmung des ¨ Bounce Off ¨ in unserem Experiment hatte zum Ziel, ereignisweise die kinetische Energie der Fragmente im Schwerpunktsystem des Prefragments zu erhalten. Desweiteren wurde die Abhängigkeit diese Prozesses von der Masse der beiden Reaktionspartner sowie deren kinetischer Energie untersucht. Für die im folgenden beschriebenen Analysen wurde eine Pseudo-Tracking Methode [Bege 95, Kund 94] benutzt, die einzig die Information der Flugzeitwand verwendet. Die Annahme bei dieser Methode ist, daß die mittlere Masse der nachgewiesenen Fragmente für Ladungen größer als Neon durch die Epax-Parametrisierung [Sümm 90] gege-

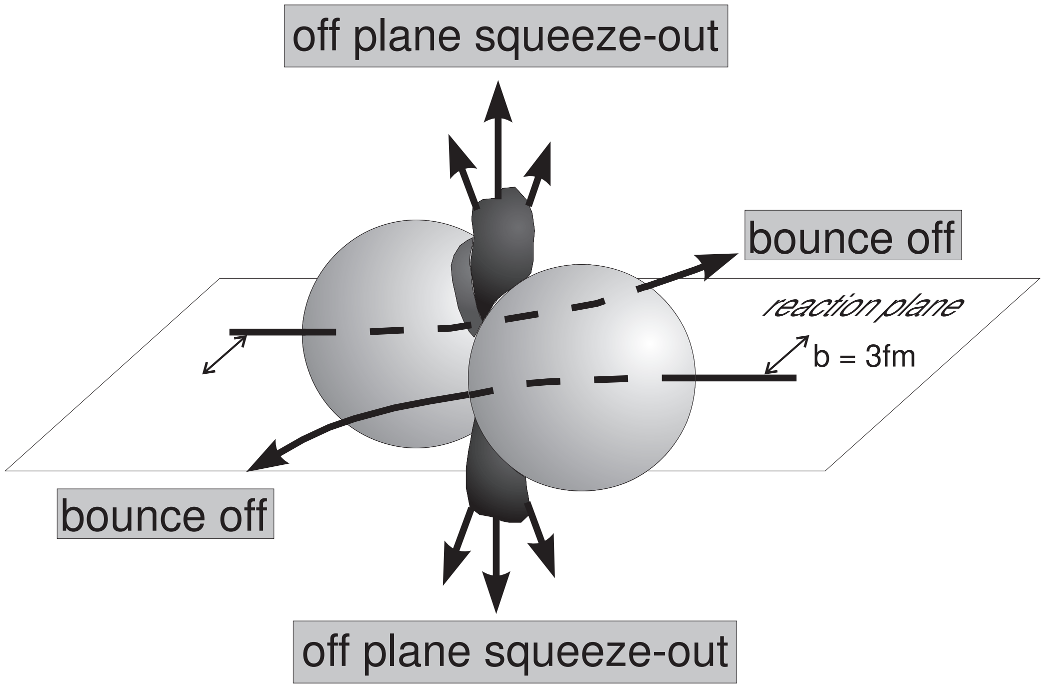

Abbildung 6.1: *Schematische Darstellung des ¨Bounce Off¨ von Projektil und Target in der Reaktionsebene.*

ben ist [Lind 93]. Für den Ladungsbereich zwischen Helium und Neon wurde angenommen, daß die Masse durch die doppelte Ladung repräsentiert wird. Die mittlere Masse der nachgewiesenen Wasserstoffisotope wurde mit Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Die hierfür verwendeten Isotopenverhältnisse wurden den experimentellen Ergebnissen von [Doss 88] und [Bast 90] entnommen.

6.1.1 Bestimmung des ¨Bounce Off¨ der Projektilquelle

Zur Bestimmung des ¨Bounce Off¨ wurden zwei verschiedene Methoden benutzt. Damit konnten die systematischen Unsicherheiten abgeschätzt werden, um eine Beschreibung des ¨Bounce Off¨ zu erhalten. Die beiden Ansätze basieren einmal auf einer Analyse der gemessenen vertikalen Impulsbreiten der Fragmente [Brad 94], und zum zweiten auf einer Transversalimpulsanalyse, die mit der Rekonstuktion der Reaktionebene einem Vorschlag von Danielewicz und Odyniec [Dani 85, Dani 88] folgte.

Untersuchung der vertikalen Impulsbreiten

Dazu wurden die mit der Flugzeitwand gemessenen vertikalen Orte y_i für jedes Fragment mit Gleichung 6.1 in einen vertikalen Impuls p_{yi} umgerechnet und sortiert nach dem Stoßparameter gegen die Ladung aufgetragen. Die Größen p_P, A_P und L_i in Gleichung 6.1 sind hierbei der Strahlimpuls, die Projektilmasse und der Flugweg des Fragments (i).

$$p_{yi} = \frac{y_i}{L_i} \cdot A_i \cdot \frac{p_P}{A_P} \tag{6.1}$$

Dabei zeigt sich, wie in den Bildern von Abb. 6.2 zu sehen ist, ein parabelförmiger Zusammenhang zwischen den vertikalen Impulsbreiten und der Ladung der Fragmente. Dieser Zusammenhang läßt sich mit der von Goldhaber, Hüfner und Swiatecki gefundenen Parametrisierung [Gold 74, Grei 75, Stok 84] bei größerem $\sigma_o \approx 155$ MeV/c beschreiben [Morr 89]. Innerhalb des Goldhaberansatzes 6.2 wird angenommen, daß die vertikale Impulsverteilung der Fragmente mit zusammen K Nukleonen beschrieben werden kann durch zwei äquivalente, anhand der Impulsbreiten nicht unterscheidbare Verteilungen. Zum ersten durch einen statistischen Ansatz der einzelnen A Nukleonen des Kerns (Fermigasverteilung) und zum zweiten durch die Annahme einer thermischen Verteilung (Maxwell-Boltzmann) der Nukleonen. Die von Goldhaber und Mitarbeitern gefundene Parametrisierung der Impulsbreiten ist außerdem gültig, wenn der Impulstransfer auf das Projektil klein ist im Verhältnis zu $\sigma_{oG} \approx 119 MeV/c$ [Gold 74].

$$\sigma(P_y, K) = \sigma_o \cdot \sqrt{\frac{K \cdot (A-K)}{(A-1)}} \tag{6.2}$$

$$\sigma_{oG} = \frac{P_F}{\sqrt{5}} = \sqrt{m_n \cdot T} \tag{6.3}$$

σ_o :	Konstante
A :	Massenzahl des zerfallenden Systems
K :	Anzahl der herausgegriffenen Nukleonen
P_y :	Vertikale Impulskomponente
P_F :	Fermi-Impuls $\approx$ 260 MeV/c
T :	Temperatur
m_n :	Masse eines Nukleons

Um den Einfluß des ¨ Bounce Off ¨ bei mittleren und hohen Ladungen zu untersuchen, wurden die Impulsbreiten mit und ohne Korrektur der Schwerpunktsbewegung im Ereignis verglichen. Die Impulsbreiten wurden in beiden Fällen auf die in Kapitel 2 gezeigten Zeitauflösungen korrigiert. In den Bildern von Abb. 6.2 ist dies durch die zwei unterschiedlichen Farben dargestellt. Die dunklen Symbole geben den unkorrigierten Verlauf wieder, während die hellen Symbole die korrigierten Impulsbreiten zeigen. In beiden Analysen wurde die Goldhaberparametrisierung an den Ladungsbereich zwischen 30$\leq$ Z $\leq$ 40 angepaßt. Als Ergebnis läßt sich feststellen, daß sowohl bei 600 als auch bei 1000 AMeV die korrigierte Verteilung in Übereinstimmung mit einem $\sigma_o \approx$ 155. MeV/c ist. Dies ist deutlich höher als das $\sigma_{oG} \approx$ 119 MeV/c innerhalb

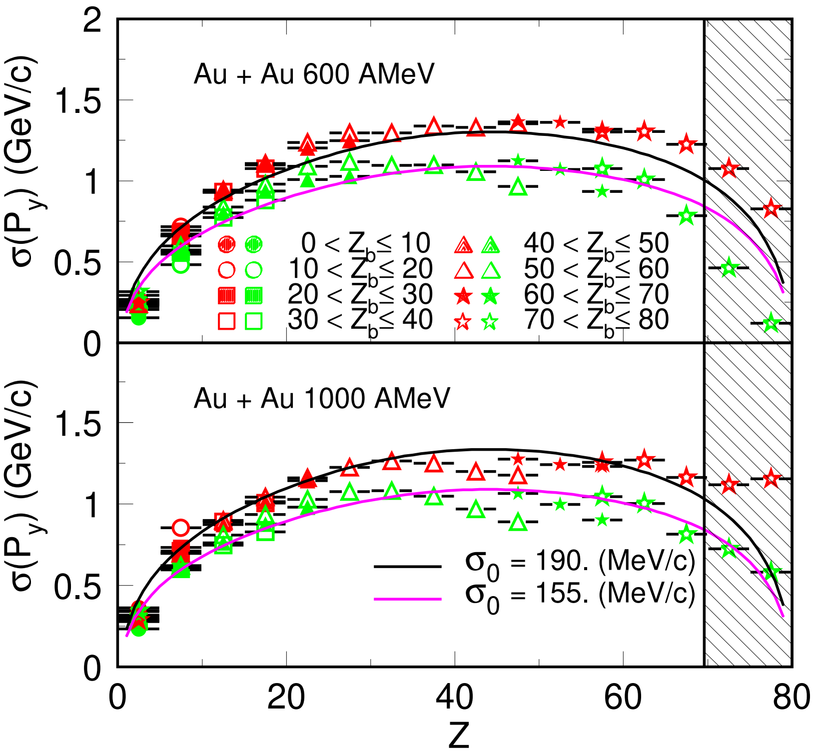

Abbildung 6.2: *Im oberen Bild sind die Breiten der vertikalen Impulsverteilung in Abhängigkeit von der Ladung und selektiert nach der Zentralität für das symmetrische Goldsystem abgebildet. Die dunklen und hellen Symbole geben die unkorrigierten sowie die auf den Schwerpunkt im Ereignis korrigierten Impulsbreiten wieder. Im unteren Bild ist die gleiche Analyse für das 1000 AMeV ^{197}Au + ^{197}Au System zu sehen. Bei beiden Energien lassen sich die unkorrigierten und korrigierten Daten mit zwei Goldhaberparametrisierungen beschreiben. Im schraffierten Intervall ist Ortsauflösung der Flugzeitwand vergleichbar mit dem Öffnungswinkel der von den Fragmenten aufgespannt wird.*

der Analysen von Goldhaber. Da Gleichung 6.2 auch mit einer Maxwell-Boltzmann Verteilung für die Nukleonen des Kerns hergeleitet werden kann, ist dies nicht im Widerspruch zum beobachteten thermischen Verhalten in den Geschwindigkeiten. Die unkorrigierten Impulsbreiten zeigen zu hohen Ladungen $Z \geq 40$ hin ein von der Goldhaberparametrisierung abweichendes Verhalten. Dies läßt sich mit der zunehmenden Coulomb-Energie beim Aufbruch der Projektilquelle erklären [Lind 93]. Für die Ladungen in der Nähe des Projektils ($Z \geq 70$) ist eine quantitative Aussage nicht möglich, da hier die Ortsauflösung der Flugzeitwand nicht ausreicht, um dies mit der nötigen Präzision zu bestimmen. Der ¨Bounce Off¨ ist in dieser Analyse gegeben durch die mittlere Schwerpunktsbewegung über alle Ereignisse oder durch die quadratischen Differenz der korrigierten und der unkorrigierten vertikalen Impulsbreite [Brad 94]. Daraus ergibt sich von peripheren zu halbzentralen Reaktionen eine mittlere ¨ Bounce Off¨ Energie von $\langle E_{bounce}/A \rangle \approx$ 0.1 - 2.7 MeV, wie in Abb. 6.7 zu sehen ist. Die Interpretation dieses Ergebnisses wird im nächsten Abschnitt zusammen mit der Transversalimpulsanalyse stattfinden.

Tranversalimpulsanalysen

Die Untersuchung des Transversalimpulstransfers auf den Projektilrest wurde mit der Methode von Danielewicz und Odyniec [Dani 85, Dani 88] durchgeführt. Bei diesem Verfahren wird die Reaktionsebene für jedes Ereignis nach Gleichung 6.4 bestimmt. Die Genauigkeit in der Bestimmung der Reaktionsebene wie auch die Unsicherheiten bei der Projektion sind bei dieser Methode abhängig von der Multiplizität im Ereignis sowie von den dabei auftretenden Autokorrelationen. Zur Bestimmung der Reaktionsebene wird, wie in Gleichung 6.4 gezeigt, über die gewichteten Transversalimpulse jedes Fragmentes im Ereignis summiert. Da in unserem Experiment nur die Projektilfragmente nachgewiesen werden, ist der Gewichtsfaktor $\omega_i = 1$.

$$\vec{Q} = \sum_{i=1}^{N} \omega_i \vec{p}_i^{\,t} \tag{6.4}$$

$$\vec{Q}_j^{\,\prime} = \sum_{i \neq j}^{N} \omega_i \vec{p}_i^{\,t} \tag{6.5}$$

$$\vec{p}_x^{\,\prime} = \vec{p}_i^{\,t} \cdot \frac{\vec{Q}_j^{\,\prime}}{\mid \vec{Q}_j^{\,\prime} \mid} \tag{6.6}$$

$$\langle \vec{p}_x \rangle = \frac{\langle \vec{p}_x^{\,\prime} \rangle}{\langle cos\Phi \rangle} \tag{6.7}$$

$\vec{Q}$: Gewichtete Summe aller p_t im Ereignis
$\vec{Q}_j^{\,\prime}$: Gewichtetes p_t pro Fragment
$\vec{p}_x^{\,\prime}$: In die abgeschätze Reaktionsebene projiziertes p_t
$\vec{p}_x$: Auf Autokorrelationen korrigierte Projektion von p_t
Φ : Winkel zwischen tatsächlicher und abgeschätzter Reaktionsebene

$$\omega_i = \begin{cases} -1 & \text{für} \quad y - \delta y \leq y_{cm} \\ \pm 0 & \text{für} \quad y_{cm} - \delta y < y < y_{cm} + \delta y \\ +1 & \text{für} \quad y + \delta y \geq y_{cm} \end{cases}$$

Es gibt bei dieser Analyse zwei Punkte, die aufgrund der endlichen Multiplizität im Ereignis zu beachten sind.

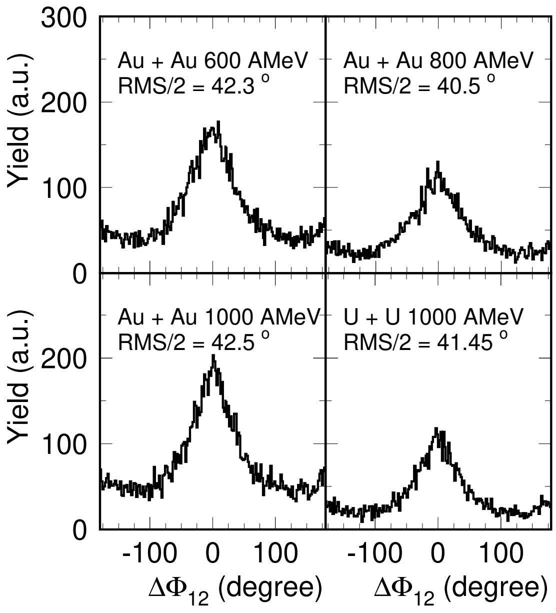

Abbildung 6.3: *Die vier Bilder zeigen für zwei Projektilarten (^{197}Au,^{238}U) bei drei Energien (600,800,1000 AMeV) für halbperiphere Reaktionen den Fehler in der Reaktionsebenenbestimmung (RMS/2).*

1. Es ergeben sich Autokorrelationen, sobald der Winkel eines Fragmentes gemessen wird bezüglich einer Reaktionsebene, für deren Rekonstruktion dieses Fragment benutzt wurde.

2. Die tatsächliche Reaktionebene weicht, abhängig von der Multiplizität im Ereignis, von der rekonstruierten um einen Winkel $\Delta\Phi$ ab.

Um die Autokorrelationen zu vermeiden, wird, wie in Gleichung 6.5 gezeigt, nicht über die gesamte Multiplizität (N) im Ereignis summiert, sondern über N-1. Der Einfluß der statistischen Fluktuationen auf die Rekonstruktion der Reaktionsebene kann mit Gleichung 6.7 im Mittel abgeschätzt werden. Dazu wird das Ereignis aufgeteilt in zwei gleich große Subereignisse, aus denen jeweils für sich eine Reaktionsebene anhand von Gleichung 6.5 bestimmt wird. Der Relativwinkel $\Delta\Phi_{12}$ zwischen diesen Reaktionsebenen ist ein Maß für die Genauigkeit der Reaktionsebenenbestimmung. In den Bildern von Abb. 6.3 sind die Histogramme mit den Relativwinkeln für einen Z_{bound}-Bereich (30-40) und für vier innerhalb dieses Bereiches untersuchten Systeme dargestellt. Die Güte der Reaktionsebenenbestimmung ergibt sich aus RMS/2 des Histogramms, da in unserem Experiment ein konstanter Untergrund im Spektrum zu beobachten ist und deshalb eine gaußförmige Parametrisierung der Verteilung nicht geeignet ist. Aus diesen Messungen ergibt sich eine energieunabhängige Güte der Reaktionsebenenbestimmung von RMS/2 $\approx$ 42^o. Für die Abhängigkeit dieser Güte von der Zentralität ergibt sich, wie im oberen Bild von Abb. 6.4 zu sehen ist, eine energieunabhängige Verschlechterung der Auflösung zu zentraleren und peripheren Reaktionen von 8^o-10^o. Bei Verringerung der Targetmasse ergibt sich für die Güte der Reaktionsebenenbestimmung für die asymmetrischen Goldsysteme bei 1000 AMeV eine Tendenz zu schlech-

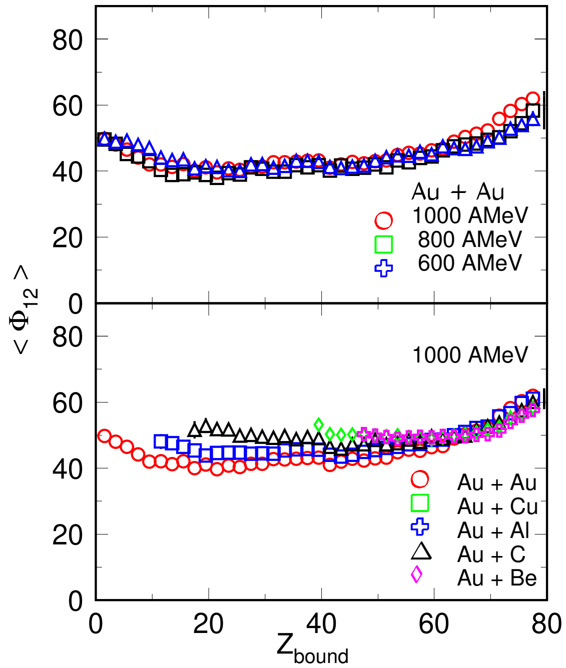

Abbildung 6.4: *Im oberen Bild ist für drei Energien (600,800,1000 AMeV) der mittlere Fehler in der Bestimmung der Reaktionsebene aufgetragen in Abhängigkeit von* Z_{bound}. *Im unteren Bild ist der mittlere Fehler der Reaktionsebene für die verschiedenen Targets des Goldprojektils bei 1000 AMeV dargestellt.*

teren Werten (siehe unteres Bild von Abb. 6.4). Dies ist mit systematischen Fehlern in der Korrektur der statistischen Fluktuationen der oben beschriebenen Methode begründet.

¨ Bounce Off ¨ Der ¨ Bounce Off ¨ wurde nach zwei Gesichtspunkten untersucht, zum einen nach der Energieabhängigkeit bei den symmetrischen Goldsystemen und zum anderen nach der Massenabhängigkeit bei den 1000 AMeV Goldsystemen. Die beiden Bilder von Abb. 6.5 zeigen den nach Gleichung 6.7 korrigierten mittleren ¨ Bounce Off ¨ des Projektilspektators. Es zeigt sich in der Analyse ein geringer Anstieg der Ablenkung zu höheren Energien bei gleichem Stoßparameter, dieser liegt aber innerhalb unserer systematischen Unsicherheiten. Der globale Verlauf der Kurven zeigt weiterhin, daß zu halbzentralen Reaktionen hin der ¨ Bounce Off ¨ des Spektators zunimmt und auf Werte von $\langle p_x/A \rangle \approx$ 90 MeV/c anwächst. Daß die Transversalimpulse für sehr periphere Reaktionen nicht ganz verschwinden $\langle p_x/A \rangle \geq$ 10 MeV/c, liegt an der in Kapitel 2 beschriebenen Triggerselektion bei diesen Ereignissen. Wird dieses Ergebnis mit den Messungen vom Plastic-Ball bei 400 AMeV mit ^{197}Au + ^{197}Au [Kamp 86, Gust 88, Schm 95] verglichen, so zeigt sich in unseren Daten eine Erhöhung der mittleren Ablenkung bei halbzentralen Reaktionen von $\langle p_x/A \rangle \approx$ 10 MeV/c. Im Vergleich mit Messungen der FOPI-Kollaboration, die bei 600 AMeV mit ^{197}Au+^{197}Au gemessen [Croc 96] haben, ergibt sich eine Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen bei 600 AMeV. Aus diesen Resultaten läßt sich ableiten, daß die Experimente verträglich sind mit einem geringen Anstieg der Ablenkung bei gleichem Stoßparameter,

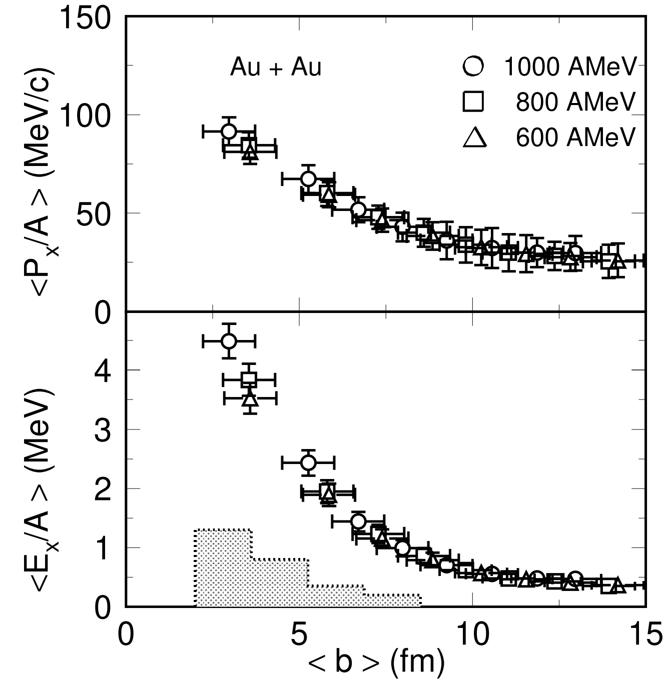

Abbildung 6.5: *Die zwei Bilder zeigen stoßparameterabhängig die Entwicklung des ¨ Bounce Off ¨ mit zunehmender Einschußenergie. Das obere Bild zeigt den mittleren transversalen Impulsübertrag in der Reaktionsebene. Im unteren Bild ist die daraus bestimmte mittlere Energie aufgetragen. Der schraffierte Bereich gibt die Unsicherheit an, die in halbzentralen Reaktionen durch die reduzierte Information im Ereignis maximal auftreten kann.*

aber ansteigender Strahlenergie (400-1000 AMeV).

Wird die Targetmasse variiert, so ändert sich zum einen die Gesamtladung, zum anderen das Reaktionsvolumen der miteinander reagierenden Kerne. Hierbei ist die Trennung des Coulomb-Anteils und des Wechselwirkungsanteils der Kern-Kern Potentiale experimentell in unserem Experiment nicht möglich. Durch die Variation des Reaktionsvolumens wird die zur Verfügung stehende Energie zur Ablenkung der Spektatorenmaterie verändert. Bei einer im Laborsystem gemessenen Ablenkung der Spektatorenmaterie erwartet man für die asymmetrischen Systeme, daß der schwere Projektilrest gering abgelenkt wird, da der Massenschwerpunkt des Systems dicht am Projektilrest liegt. In den Bildern von Abb. 6.6 ist diese Targetmassenabhängigkeit für die 1000 AMeV Goldsysteme aufgetragen. Daraus wird deutlich, daß bei gleichem Stoßparameter, aber unterschiedlichen Targets der ¨ Bounce Off ¨ zu den asymmetrischen Systemen hin verschwindet. Beim Vergleich des ^{197}Au + ^{197}Au Systems mit dem ^{197}Au

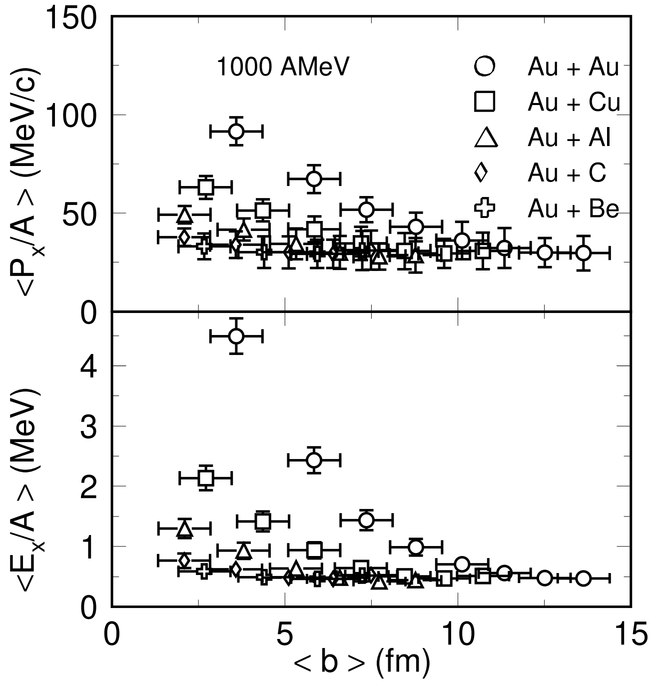

Abbildung 6.6: *Die zwei Bilder zeigen stoßparameterabhängig die Entwicklung des ¨ Bounce Off ¨ bei 1000 AMeV für verschiedene Targetmassen. Das obere Bild zeigt den mittleren transversalen Impulsübertrag in der Reaktionsebene. Im unteren Bild ist die daraus bestimmte mittlere Energie aufgetragen.*

+ ^{9}Be System zeigt sich dies besonders deutlich: Während bei dem Goldtarget zentral eine Ablenkung von $\langle p_x/A \rangle \approx 90$ MeV/c zu sehen ist, zeigt sich beim Berylliumtarget keine Ablenkung. Dies bestätigt, daß die verwendete Pseudo-Tracking Methode innnerhalb des untersuchten Impulsbereiches über die nötige Genauigkeit zur Bestimmung des ¨ Bounce Off ¨ verfügt. Wird der ¨ Bounce Off ¨ aus den Transversalimpulsanalysen verglichen mit dem der vertikalen Impulsbreitenanalyse, so zeigt sich eine quantitative Übereinstimmung beider Analysen. Die beiden Methoden sind jedoch in verschiedenen Bereichen sensitiv. Während die Transversalimpulsmethode bei hohen Multiplizitäten ohne schweren Restkern im Endzustand die bessere Methode ist (halbzentral), sind die vertikalen Impulsbreiten für Reaktionen mit geringer Multiplizität mit einem schweren Restkern im Endzustand geeigneter. Die Unterschiede in den absoluten Werten der Energien sind somit eine Abschätzung für den systematischen Fehler der Analysen.

6.2 Energiebilanz des Prefragments

In den folgenden Abschnitten werden die in unserem Experiment zur Verfügung stehenden experimentellen Observablen zusammengefügt, um ereignisweise eine mittlere Energiebilanz der Projektilquelle vorzunehmen. Das Ziel dieser Analyse ist es, den Anregungsprozeß der Projektilquelle qualitativ und quantitativ besser zu verstehen, um die in den vorherigen Kapiteln gezeigten Ergebnisse in den Ladungsobservablen sowie aus den kinematischen Größen in ein Gesamtbild dieses Reaktionstypes einbinden zu können. Die Bestimmung der Anregungsenergie des Prefragmentes in Abhängigkeit von Target und Projektil steht hierbei im Vordergrund, da mit dieser Größe ein direkter Vergleich mit Modellen möglich ist. Die Vorgehensweise dieser Analyse ist von Campi, Krivine und Plagnol vorgeschlagen worden [Camp 94] und wurde von Zude und Mitarbeitern [Zude 95] für ^{197}Au + ^{197}Au bei 600 AMeV mit unseren Daten erstmals durchgeführt. In den folgenden Abschnitten wird kurz der methodische Ansatz besprochen und im weiteren werden die Resultate präsentiert.

Die Methode Die Bestimmung der Anregungsenergie E_0 folgt aus der Energieerhaltung für den Aufbruch, diese ist gegeben, wie in Gleichung 6.8 gezeigt, durch die Summe aus frei werdender Bindungsenergie (Q-Wert) und kinetischer Energie (E_{kin}) der Fragmente, vernachlässigt wird die durch γ-Emission abgestrahlte Energie.

$$E_0 = Q + E_{kin} \tag{6.8}$$

In den Analysen von Campi und Zude wurden unterschiedliche physikalische Annahmen gemacht, da die zur Verfügung stehende Information im Ereignis nicht vollständig war. Für eine detaillierte Beschreibung dieser Analysen verweise ich auf die oben genannten Referenzen. Für die hie vorgestellte Analyse wurde folgendermaßen vorgegangen.

- Die Multiplizität und die kinetischen Energien der Wasserstoffisotope wurden mit der Flugzeitwand gemessen. Der Akzeptanzverlust vorrangig der Protonen (48 %) wurde mit Monte-Carlo's simuliert und korrigiert. Die Masse der Wasserstoffisotope wurde aus einer Kombination von experimenteller Akzeptanz des ALADIN-Detektors und gemessenen Isotopenverhältnissen von Doss und Mitarbeitern [Doss 88] entnommen und an unser Experiment angepaßt.

- Die kinetischen Energien der Neutronen wurden abhängig vom Stoßparameter aus den Analysen von Zude [Zude 95] übernommen.

- Für die Massenbilanz des Prefragments geht die Annahme ein, daß mit dem gemessenen Z_o bei konstantem N/Z - Verhältnis von 1.49 gerechnet werden kann, um daraus die Prefragmentmasse A_o zu bestimmen [Lind 93]. (siehe Kapitel 2).

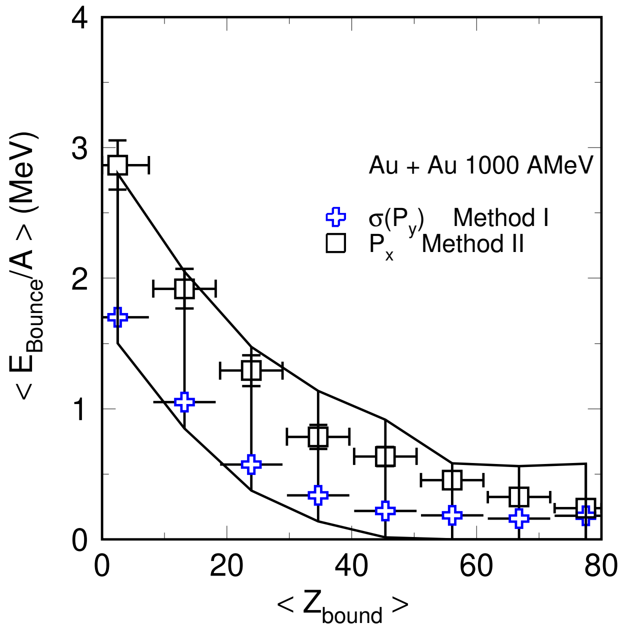

Abbildung 6.7: *Dargestellt sind die mit zwei Analysemethoden bestimmten und korrigierten ¨Bounce Off¨ Energien in Abhängigkeit von Z_{bound}. Diese Werte wurden im folgenden für die Energiebilanzanalyse verwendet.*

- Die Massen der nach dem Zerfall des Prefragments nachgewiesenen Fragmente werden für Z$\geq$11 durch die Epax-Parametrisierung [Sümm 90] wiedergegeben und mit A = $2\cdot$ Z für Ladungen $2 \leq$ Z $\leq$ 10.

- Der ¨ Bounce Off ¨ wurde mit den im vorherigen Abschnitt beschriebenen Methoden bestimmt. Es wurden die Energie im Ereignis um die in Abb. 6.6 gezeigten mittleren Energien pro Nukleon korrigiert.

- Die gesamte Analyse wurde mit denen in Abschnitt 5.2 beschriebenen energieabhängigen Rapiditätsschwellen durchgeführt.

- Für die kinetischen Energien der Neutronen bei den Uran-Projektilen wurde weitergehend angenommen, daß das Verhältnis der kinetischen Energien von Wasserstoffisotopen zu Neutronen sich im Vergleich zu den Goldprojektilen nicht ändert.

6.2.1 Die Anregungsenergie

Mit den oben aufgezählten Annahmen wurde die Analyse mit den Goldprojektilen bei 800 AMeV und mit den Uranprojektilen bei 1000 AMeV durchgeführt. In Abb. 6.8

sind in der linken Spalte die reaktionsdefinierenden Größen für das 800 AMeV ^{197}Au + ^{197}Au System dargestellt. Die im zweiten Bild von oben dargestellte mittlere Multiplizität von Neutronen zeigt hier, daß die gemessene Anzahl der Neutronen bei 600 AMeV [Zude 95] im wesentlichen identisch ist mit der in dieser Analyse berechneten Multiplizität über die Messung der Wasserstoffisotope (M_H siehe unteres Bild). Dies ist in Übereinstimmung mit den gemessenen Multiplizitäten der geladenen Teilchen und der in Kapitel 4 beschriebenen Universalität. Im folgenden wurden in der Analyse die berechneten Neutronenmultiplizitäten verwendet. Für die Wasserstoffisotope wird die experimentell bestimmte sowie die nachträglich korrigierte Multiplizität gezeigt. Die mittlere Multiplizität der Wasserstoffisotope ist um die Hälfte geringer als die Neutronenmultiplizität bei gleichem Z$_{bound}$. Dies beruht zum einen darauf, daß die schweren Fragmente eine Masse nahe dem Stabilitätstal haben und damit eine höhere Neutronen- als Protonenzahl haben mit einer Tendenz hin zu neutronenärmeren Isotopen [Lind 93] und zum anderen, daß bei geringer Anregung die Neutronen leichter den Kern verlassen können. Im rechten Bild sind die kinetischen Energien der Neutronen, der Wasserstoffisotope und der Fragmente mit einer Ladung Z $\geq$ 2 eingezeichnet. Die Einflüsse des ¨ Bounce Off ¨ auf die Energiebilanz sind für die unterschiedlichen Methoden zu sehen, diese sind ein Maß für den systematischen Fehler. Aus diesem Bild ergibt sich eine Aufteilung der unterschiedlichen Beiträge zur kinetischen Energien von 1/1.01/1.3 (n,H,Z$\geq$2). Die zur Verfügung stehende Anregungsenergie (E$_o$) ergibt sich, wie in Gleichung 6.8 beschrieben, als Summe aus den kinetischen Energien der Teilchen und des Q-Wertes der Reaktion. Aus den Analysen ergab sich für das Verhältnis $\langle Q\rangle/\langle E_o\rangle$ ein von Z$_{bound}$ unabhängiger Wert von 0.38.

Im linken Bild von Abb. 6.9 ist die so bestimmte Abhängigkeit der Anregungsenergie pro Nukleon von Z$_{bound}$ zu sehen. Der funktionale Verlauf der Daten zeigt ein monotones und stetiges Anwachsen der Anregungsenergie mit zunehmender Zentralität auf maximale Werte von $\langle E_o/A_o\rangle$ $\approx$ 21-23 MeV. Die eingezeichnete gestrichpunktete Linie zeigt unterhalb der Linie den mittleren Anteil der Bindungsenergie an und oberhalb der Linie die mittlere kinetische Energie der Teilchen in Abhängigkeit von Z_{bound}. Der mittlere Q-Wert fällt linear von $\langle Q/A_o\rangle$ $\approx$ 7.0-8.0 MeV bei halbzentralen auf $\langle Q/A_o\rangle$ $\approx$ 0.2 AMeV bei peripheren Reaktionen. Das rechte Bild von Abb. 6.9 zeigt die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten in Abhängigkeit von der Anregungsenergie pro Nukleon. Der Bereich der maximalen Fragmentproduktion wird hier bei $\langle E_o/A_o\rangle \approx$ 10-11 MeV erreicht.

Die gleiche Analyse wurde mit dem Uransystem bei 1000 AMeV durchgeführt. Bei diesem System sind die Unsicherheiten in den Annahmen innerhalb der Methode größer, da zum Zeitpunkt der Analyse noch keine verläßlichen Daten von den Neutronen zur Verfügung standen. Deshalb wurden die Neutronenenergien aus den Protonenenergien abgeleitet. Mit diesem Ansatz ergibt sich für die gesamte kinetische Energie beim Uransystem ein 50% höherer absoluter Wert. Das Verhältnis der Mittelwerte von Q-Wert zu kinetischer Energie des Systems (E_o) hat hier einen Wert von $\langle Q\rangle/\langle E_o\rangle \approx$ 0.34. Im linken Bild von Abb. 6.10 ist der Verlauf der Daten für dieses System darge-

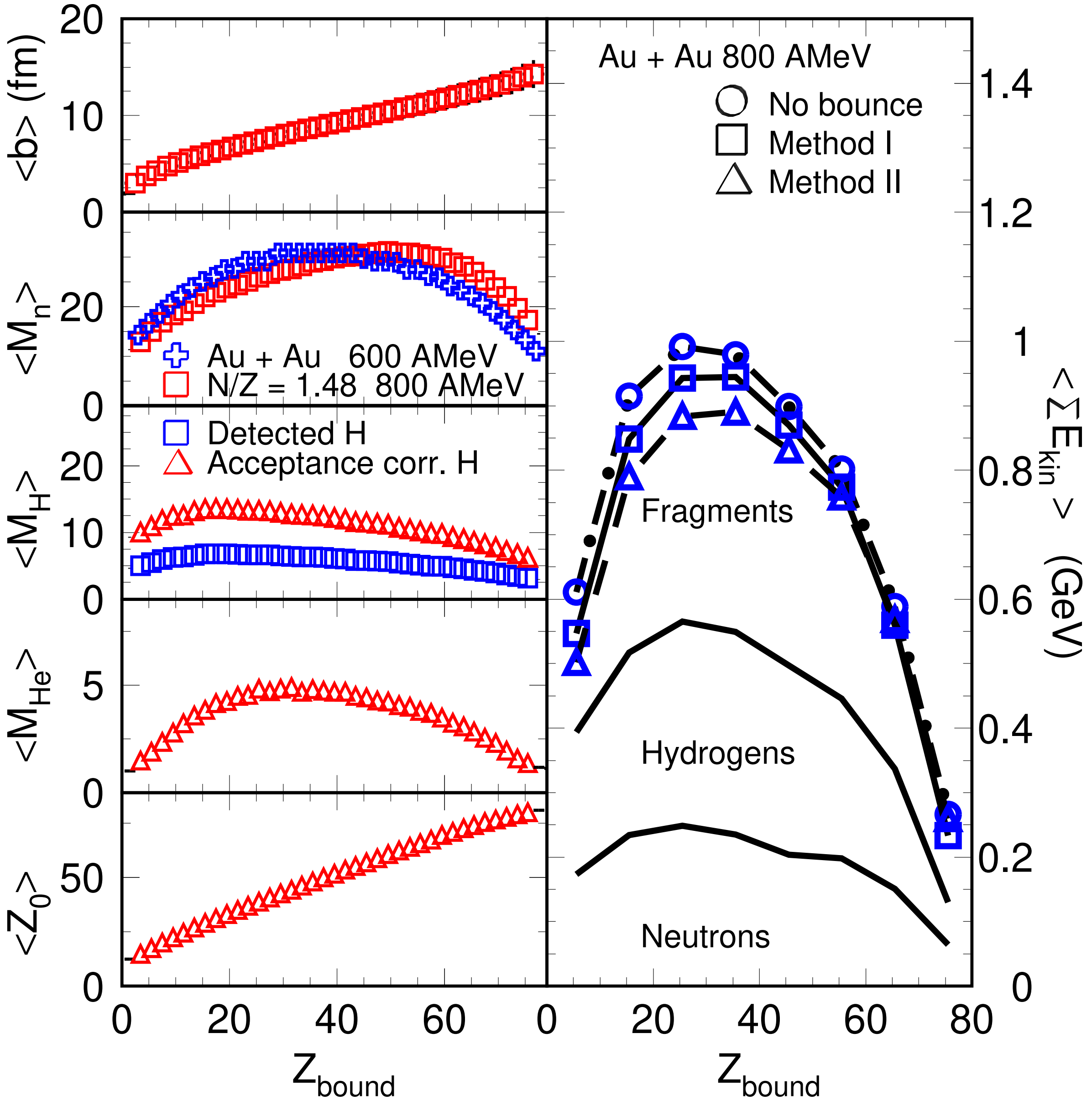

Abbildung 6.8: *Systemcharakterisierende Größen für ^{197}Au + ^{197}Au bei 800 AMeV. Die linke Spalte zeigt die Abhängigkeit des Stoßparameters, der Neutronen-, Wasserstoff- und Heliummultiplizität sowie die bei der Energiebilanz verwendete Prefragmentladung in Abhängigkeit von Z_{bound}. Das rechte Bild zeigt die nach Neutronen, Wasserstoffisotopen und Fragmenten unterteilte mittlere Summe der kinetischen Energien. Die unterschiedlichen Symbole geben die Variation wieder, die entsteht wenn die verschiedenen Bounce-Analysemethoden angewandt werden.*

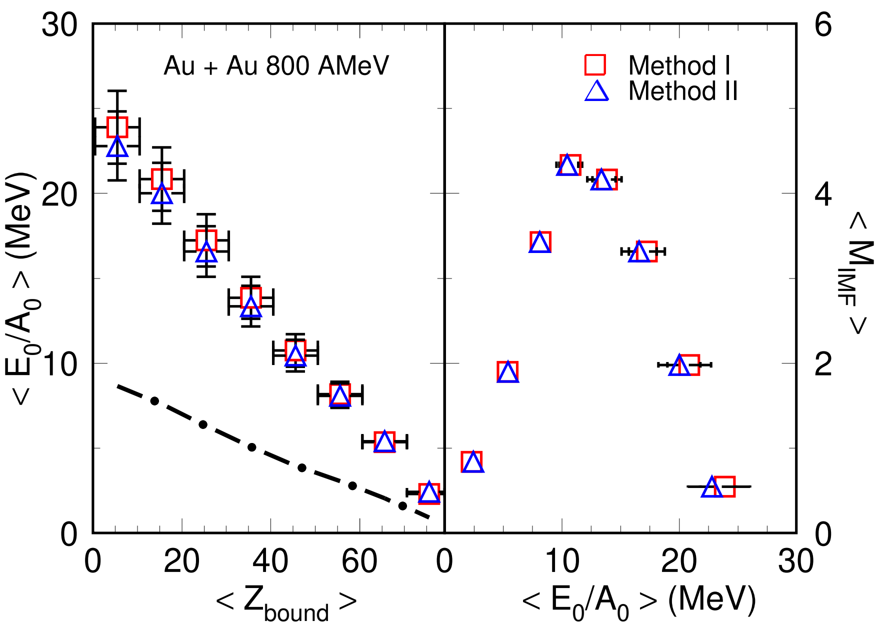

Abbildung 6.9: *Im linken Bild ist die Anregungsenergie für das Goldsystem bei 800 AMeV im Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt. Die darunterliegende Linie zeigt den Anteil des $\langle Q \rangle$-Wertes an der Anregungsenergie. Im rechten Bild ist die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten aufgetragen gegen die Anregungsenergie beim gleichen System.*

stellt. Im Gegensatz zum Goldsystem bei 800 AMeV steigt die Anregungsenergie bei zentralen Reaktionen auf Werte von 26-28 AMeV an. Der globale Verlauf der Kurve ist hingegen wie beim Goldsystem monoton und stetig. Die Abhängigkeit der Fragmentproduktion von der Anregungsenergie (siehe rechtes Bild 6.10) zeigt den in Referenz [Ogil 91] beschriebenen ¨ Rise and Fall ¨ der Multifragmentation. Überraschenderweise ist das Maximum in der mittleren IMF-Produktion wieder bei $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 10-11 AMeV.

Der sich daran anschließende Vergleich der unterschiedlichen Targets für die zwei Projektile zeigt, daß mit abnehmender Targetmasse die maximal erreichbare Anregungsenergie pro Nukleon bei zentralen Reaktionen sinkt (siehe obere Bilder Abb. 6.11). Wird der zu Z_{bound} assoziierte Stoßparameter gegen die Anregungsenergie aufgetragen, zeigt sich, daß die Anregungsenergie zu saturieren beginnt, wenn Projektil und Targetkern vollständig überlappen [Kunz 96]. Werden zusätzlich die Ladungsverteilungen mit dem in Kapitel 4 beschriebenen Verfahren im Ladungsbereich von $3 \leq$ Z ≤ 9 untersucht, so zeigt sich für die zentralen Reaktionen bei den stark asymmetrischen Systemen, daß der Ladungsparameter τ ebenfalls saturiert (untere Bilder Abb.6.11). Alles deutet darauf hin, daß die zur Verfügung stehende Anregungsenergie

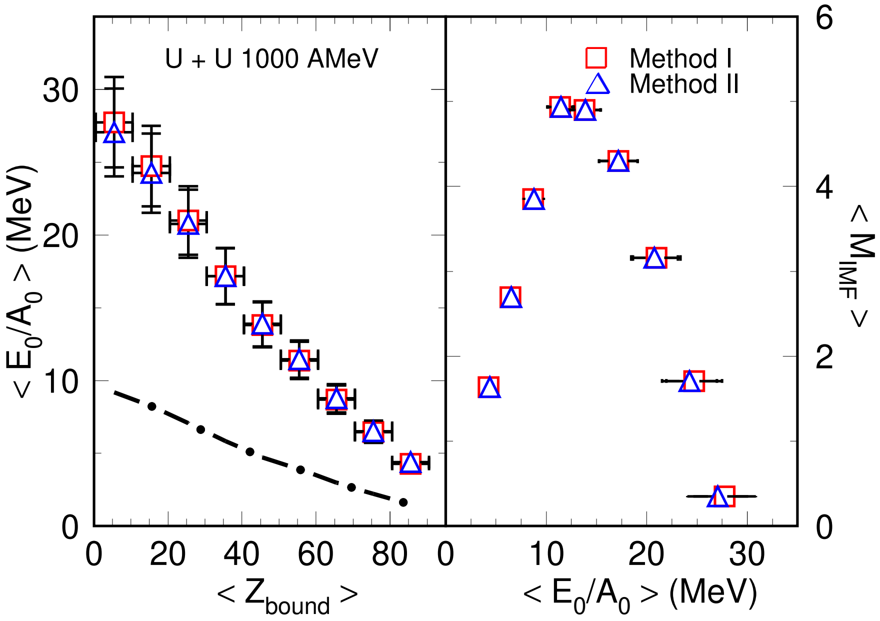

Abbildung 6.10: *Im linken Bild ist die Anregungsenergie für das Uransystem bei 1000 AMeV im Abhängigkeit von Z_{bound} dargestellt. Die darunterliegenden Linie zeigt den Anteil des $\langle Q \rangle$-Wertes an der Anregungsenergie. Im rechten Bild ist die mittlere Anzahl von mittelschweren Fragmenten aufgetragen gegen die Anregungsenergie beim gleichen System.*

eine Funktion der herausgeschlagenen Nukleonen aus dem Projektilkern ist. Die mit dem Abrasion-Ablations-Modell [Gaim 91] bestimmte Anregungsenergie pro herausgeschlagenem Nukleon von Gaimard und Schmidt von $\langle E_o/A_o \rangle \approx 26$ AMeV bei sehr peripheren Reaktionen wurde deshalb mit unseren Ergebnissen verglichen.

In Abb. 6.12 ist die mit einem solchen Ansatz sich ergebende Anregungsenergie in Abhängigkeit zur Größe des Prefragments normiert auf die Projektilmasse aufgetragen. Dabei ist gut zu erkennen, daß die ¨ Knockout ¨- Energie $\langle E_{Knock}/A \rangle$ bei peripheren Stößen unsere Daten wiedergeben kann, daß aber zu zentralen Reaktionen die Anregungsenergie, wie zu erwarten, stark überschätzt wird. Deshalb wurde die Energie pro herausgeschlagenem Nukleon solange variiert, bis die experimentellen Daten von ^{197}Au + ^{197}Au und ^{238}U + ^{115}In wiedergegeben wurden. Dies führte zu einem linearen Zusammenhang zwischen der ¨ Knockout ¨- Energie pro Nukleon und der prozentualen Größe des Prefragments. Die in Abb. 6.12 eingezeichnete Gerade parametrisiert den Verlauf der pro herausgeschlagenem Nukleonen deponierten Anregungsenergie energie- und targetunabhängig.

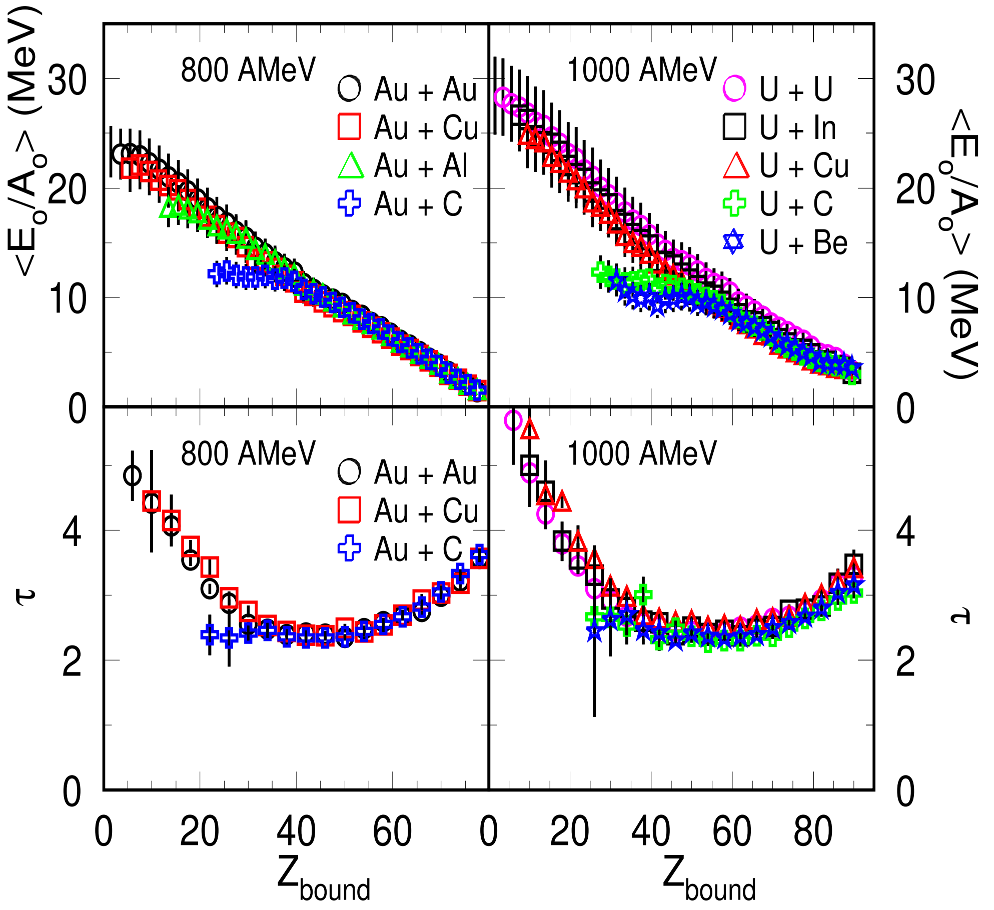

Abbildung 6.11: *Die oberen zwei Bilder vergleichen die targetabhängige Anregungsenergie bei den Goldprojektilen mit 800 AMeV mit den Anregungsenergien der Uranprojektile bei 1000 AMeV. In den unteren beiden Bildern ist der im Ladungsintervall von $3 \leq Z \leq 9$ bestimmte τ-Parameter für die gleichen Systeme abgebildet. Die Datenpunkte beginnen hier für einen Wirkungsquerschnitt von 0.5 %.*

Abremsen der Projektilquelle Bei mittleren Einschußenergien (30 AMeV) wurde ein Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und longitudinalem Impulstransfer auf den Projektilrest gefunden [Abul 76]. Um diesen Ansatz mit unseren Daten zu vergleichen wurden die Mittelwerte der Rapiditätsspektren auf einen systematischen Trend in Abhängigkeit von der Anregungsenergie (Z_{bound}) untersucht. Diese zeigte im Rahmen der Meßgenauigkeit von 1-1.5 % keine signifikante Energieabhängigkeit (siehe Abb. 6.13). Die beobachtete mittlere longitudinale Geschwindigkeit für Heliumisotope zeigt bei halbzentralen Reaktionen systematisch einen Trend zu geringeren mittleren Geschwindigkeiten im Bereich von 1.5-1.8%, hierbei ist die im vorherigen Kapitel

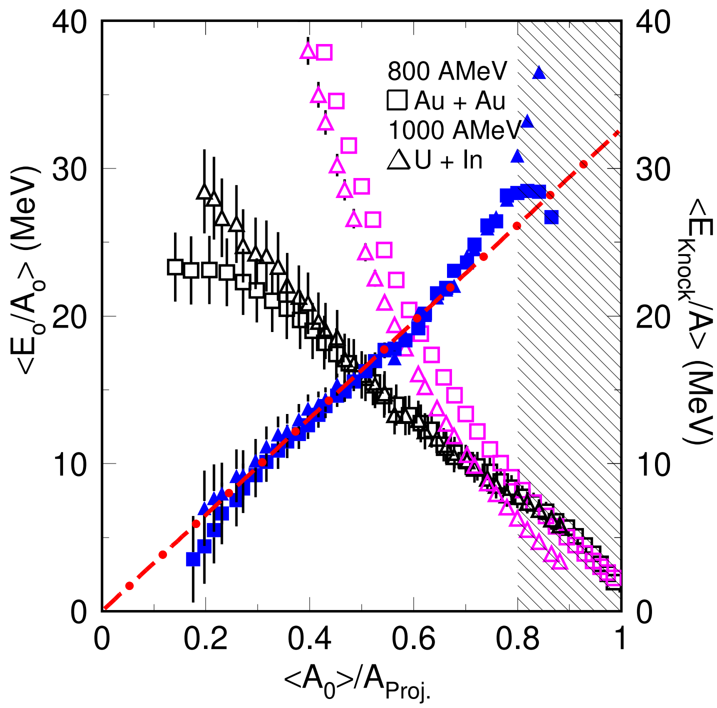

Abbildung 6.12: *Es ist die Anregungsenergie in Abhängigkeit von der auf die Projektilmasse nomierten Prefragmentmasse ($\langle A_o \rangle / A_p$) dargestellt für das System ^{197}Au +^{197} Au bei 800 AMeV und für ^{238}U + ^{115}In bei 1000 AMeV (schwarze Symbole). Die grauen Symbole zeigen den Verlauf der Anregungsenergie bei der Annahme von 26 AMeV Anregungsenergie pro herausgeschlagenem Nukleon [Gaim 91]. Die geschlossenen Symbole zeigen die ¨ Knockout¨ Energie pro Nukleon, die sich ergibt, wenn unsere experimentellen Anregungsenergien wiedergegeben werden sollen. Der schraffierte Bereich zeigt den vom Trigger dominierten Anteil der Daten.*

beschriebene Kontamination der Vorgleichgewichtsfragmente zu beachten, die für diese Reaktionsklasse zunimmt. Wird diese Analyse mit den Wasserstoffisotopen durchgeführt, so ergibt sich auch für diese ein ¨ Stopping ¨ von maximal 1.8 % bei halbzentralen Reaktionen.

Das aus dieser Analyse bestimmte ¨ Stopping ¨ des Projektilrestes wurde mit einer klassischen Näherung dieses Problems von Abul-Magdt und Mitarbeitern [Abul 76] verglichen. Der von ihr verwendete Ansatz betrachtet ein Nukleon in Relation zum Restkern. Dieses Nukleon erhält einen ¨ Kick ¨ (Impulsübertrag) zum Zeitpunkt t=0 und wird im folgenden vom Kernverband eingefangen. Mit einer klassischen Impulsbilanz vor und nach dem ¨ Kick ¨ wird dann der longitudinale Impulstransfer für den Projektilrest in Abhängigkeit von der kinetischen und der Bindungsenergie (Anregungsenergie) des eingefangenen Nukleons betrachtet. Wird diese für die Prefragmentgrößen und Anregungsenergien in unserem Experiment berechnet, ergibt sich der in Abb. 6.13 als gestrichpunktete Linie eingezeichnete lineare Zusammenhang zwischen Z_{bound} und der longitudinalen Geschwindigkeit. Dabei ist zu beachten, daß dieser Ansatz für das Einfangens von wenigen Nukleonen aus dem Kern konzipiert wurde, das hier gezeigte Ergebnis ist somit nur ein qualitativer Vergleich, um den Effekt abzuschätzen. Wird das in unserem Experiment bestimmte ¨ Stopping ¨ verglichen mit dem von Bastid und Mitarbeiten [Bast 90] bei 800 AMeV, so zeigt sich, daß diese bei den Wasserstoffisotopen für drei Stoßparameterbereiche ein mit unseren Daten vergleichbares Ergebnis von maximal 1.5-1.8% ¨ Stopping ¨ beobachten.

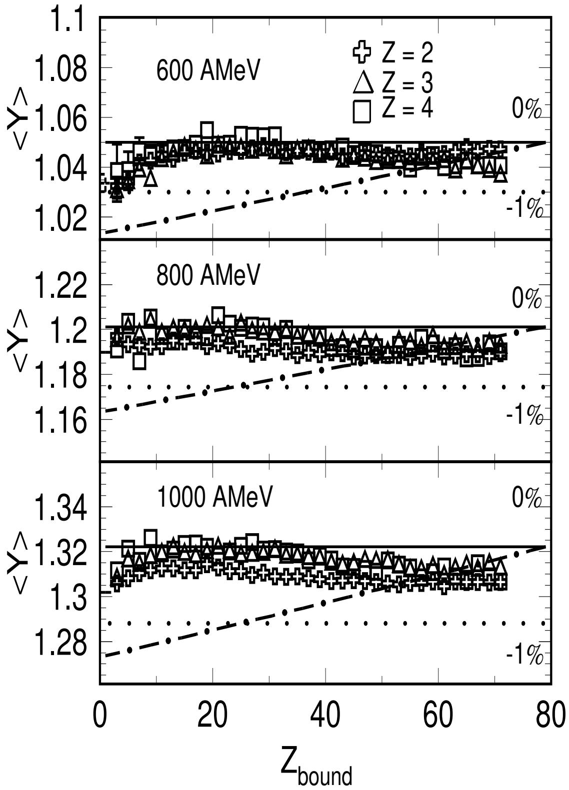

Abbildung 6.13: *Die drei Bilder zeigen die Abhängigkeit der mittleren Rapidität für Helium,Lithium und Beryllium von Z_{bound} bei drei Einschußenergien. Die eingezeichneten gepunkteten Linien zeigen ein Abbremsen von 1% in $\langle\beta\rangle$. Die gestrichpunkteten Linien ergeben sich mit der von Abul-Magdt [Abul 76] vorgenommenen Abschätzung des ¨Stopping¨ Effekts.*

6.3 Bestimmung der Quelltemperatur mit QSM

Um den thermodynamischen Zustand der Projektilquelle zu untersuchen, wurde das Quantenstatistische-Modell (QSM) von Hahn uns Stöcker [Hahn 88a, Hahn 88b] zur Bestimmung der Temperatur und der Aufbruchsdichte verwendet. Die QSM-Rechnungen wurden uns von J.Konopka [Kono 95] zur Verfügung gestellt. Diese wurden in 1 MeV - Schritten in einem Intervall von T = 1-25 MeV durchgeführt bei gleichzeitiger Änderung der Dichte im Intervall von ρ/ρ_o = 0.1-0.5 in 0.1 -Schritten. Das bei den

Rechnungen verwendete A/Z-Verhältnis von 2.4 ist mit dem des Projektils identisch. Für die Anpassung der Rechnungen wurde wie folgt vorgegangen.

- Die Ladungsverteilungen der Daten bei ^{197}Au +^{197}Au 800 AMeV wurden in Schritten von 10 Z_{bound}- Einheiten unterteilt und mit dem jeweiligen Wirkungsquerschnitten gewichtet.

- Die Wahrscheinlichkeitsverteilungen (finale) der nach Isotopen getrennten Endzustände in QSM wurden für die verschiedenen Ladungszustände (2≤Z≤9) aufsummiert.

- Im letzten Schritt sind die QSM-Spektren mit einem Faktor an die normierten Daten angepaßt worden. Die besten zweidimensionalen Anpassung, (T,ρ/ρ_o) wurden anhand einer χ^2 Methode bestimmt .

Aus der Anpassung der Rechnungen an die Daten ergibt sich, daß für ein gegebenes Z_{bound}-Intervall kein eindeutiges Minimum in der T-ρ/ρ_o Ebene für die Ladungsverteilungen gefunden wird. Dies ist im linken Bild von Abb. 6.14 für das erste Z_{bound}-Intervall zu sehen. Es existiert zwar zu einer vorgegebenen Dichte immer ein eindeutiges Minimum in der Temperatur, aber bei gleichzeitiger Variation der Dichte wird kein absolutes Minimum gefunden. Daraufhin wurde mit folgender Methode versucht, eine Aussage über die Temperatur und die Aufbruchsdichte zu erhalten. Die von Möhlenkamp [Möhl 95, Poch 95, Poch 96] extrahierten Temperaturen T_{HeLi}^{Exp} mit dem Albergo-Thermometer [Albe 85] bei 1000 AMeV wurden als zusätzliche Information verwendet. In Abb. 6.15 sind die waagerechten Linien konstante Temperaturen aus QSM. Die gestrichenen Linien sind konstante T_{HeLi}^{QSM} -Temperaturen, die aus den QSM-Rechnungen der finalen Isotopenverteilungen (He,Li) unter Anwendung der Albergo Methode (siehe Gleichung 6.9) gewonnen wurden.

$$T_{HeLi} = 1.2 \cdot \frac{13.33 MeV}{ln(2.18 \cdot \frac{Y_{6_{Li}} \backslash Y_{7_{Li}}}{Y_{3_{He}} \backslash Y_{4_{He}}})} \tag{6.9}$$

Der Vorfaktor in Gleichung 6.9 von 1.2 ergibt sich, wie in der Arbeit von Möhlenkamp beschrieben, als Anpassung des Albergo-Thermometers an die QSM-Temperaturen. Der mit gestrichpunkteten Linien gekennzeichnete Bereich ist das sich ergebende Intervall für die experimentell bestimmten Temperaturen (T_{HeLi}^{Exp} 1000 AMeV), im ersten Z_{bound}-Intervall (0-10). Werden die als ausgefüllte Symbole eingezeichneten Ergebnisse der Anpassung von QSM an die Daten eingezeichnet so ergibt sich ein Kreuzungsbereich, in dem die T_{HeLi}^{Exp}-Temperatur aus den Daten sowie die extrahierten Minima in der T-ρ/ρ_o-Ebene sich annähern. Dieser ist als schraffierter Bereich eingezeichnet und ergibt für das zentrale Z_{bound}-Intervall eine Temperatur von $T_{QSM} \approx$ 10-13 MeV bei einer Aufbruchsdichte zwischen $\rho/\rho_o \approx$ 0.3 und 0.4. Für die anderen Z_{bound}-Intervalle ist eine Bestimmung dieses Kreuzungsbereiches nicht möglich, da hier die

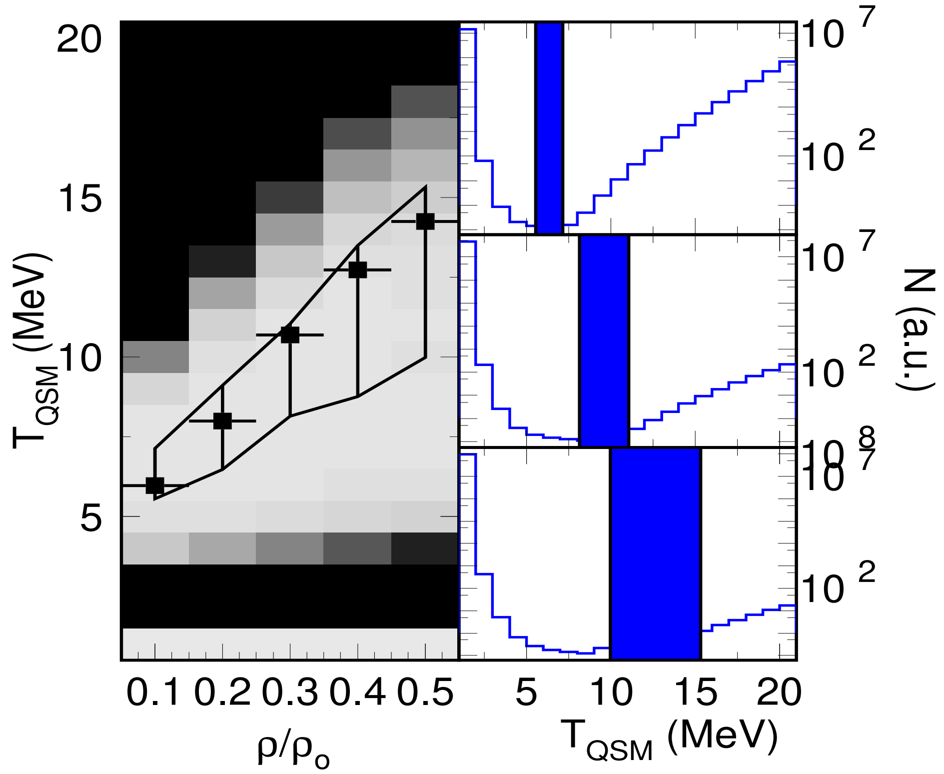

Abbildung 6.14: *Im linken Bild ist das Ergebnis der Variationsmethode zur Anpassung der QSM-Rechnungen an die Daten für das zentralste Z_{bound}-Intervall dargestellt. Die Symbole sind im Minimum der jeweiligen des χ^2-Werts eingezeichnet. Die Fehlerbalken zeigen den Bereich an, in dem dieser χ^2 Wert nur um $\pm$ 5% schwankt. In den rechten drei Bildern ist dieser Bereich für eine kleine (0.1) mittlere (0.3) und hohe Dichte ($\frac{\rho}{\rho_o}$ = 0.5) schraffiert dargestellt.*

Unterschiede in den Steigungen der verschiedenen Temperaturen zu gering sind, um eine eindeutige Aussage treffen zu können. Macht man die weiterführende Annahme, daß die Aufbruchsdichte nicht oder nur schwach von der Zentralität abhängt, so können die Temperaturen für alle Z_{bound}-Intervalle extrahiert werden.

In der Abb. 6.16 ist dies für Aufbruchsdichten zwischen ρ/ρ_o = 0.3 und 0.4 dargestellt. Die hierbei aus QSM bestimmte Temperatur zeigt in Abhängigkeit von der experimentell gewonnenen Anregungsenergie den gleichen globalen Verlauf wie die von Pochodzalla und Mitarbeitern beobachtete kalorische Kurve [Poch 95]. Der als Fehlerbalken angedeutete Bereich in den Temperaturen gibt die Genauigkeit an, mit der diese zu bestimmen sind. Die Symbole repräsentieren die jeweils geringsten Werte der χ^2-Methode.

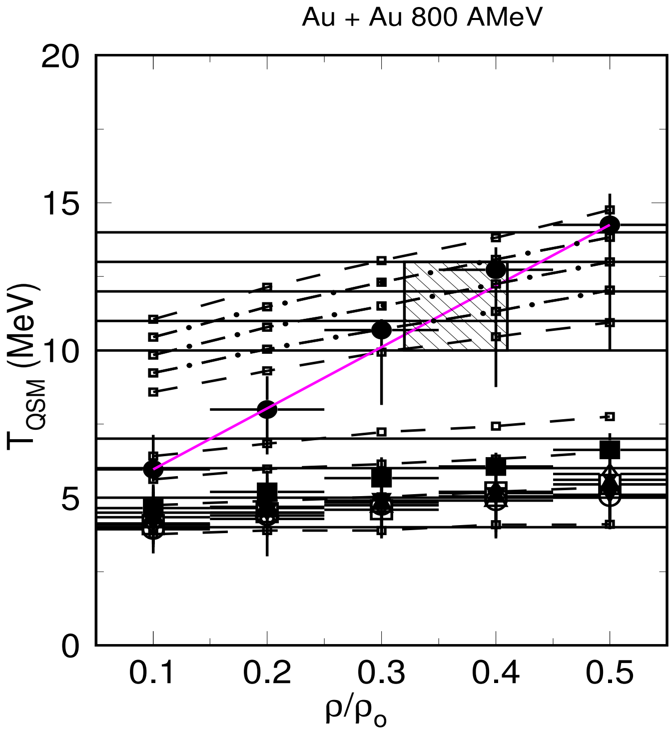

Abbildung 6.15: *Die Temperatur-Dichte Ebene zur Bestimmung der Aufbruchsdichte und der dort herrschenden Quelltemperatur. Dieser Bereich ist für das zentralste Z_{bound}-Intervall (0-10) durch den schraffierten Kasten angedeutet.*

6.4 Diskussion der Ergebnisse

Die in diesem Kapitel vorgestellten Resultate ergeben von der untersuchten Projektilquelle folgendes Bild. Der Reaktionsprozeß zeigt von peripheren zu halbzentralen Ereignissen einen ¨ Bounce Off ¨ von minimal $\langle p_x/A \rangle \approx$ 10-15 MeV/c zu maximal $\langle p_x/A \rangle \approx$ 90-95 MeV/c mit einer schwachen Abhängigkeit ($\langle p_x/A \rangle \approx$ 10-15 MeV/c) von der Energie (400-1000 AMeV). Die Targetabhängigkeit dieses Effekts ist innerhalb der Meßgenauigkeit verträglich damit, daß der Schwerpunkt des Projektilrestes von kleineren Targetmassen beim gleichen Stoßparameter weniger stark abgelenkt wird. Werden die in unserem Experiment erhaltenen ¨Bounce Off ¨ Werte mit anderen Experimenten [Gutb 89, Schm 95, Croc 96] verglichen, zeigt sich eine quantitative Übereinstimmung mit diesen Daten.

Für die Anregungsenergie des Projektilspektators ergab sich ein monotoner und stetiger Zusammenhang von Z_{bound} und bestätigt hiermit die Sensitivität dieser Größe auf den Anregungszustand der Projektilquelle. Die Anregungsenergie erreichte bei zentralen Reaktionen von ^{197} Au +^{197} Au bei 800 AMeV einen Wert von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 21-23 MeV. Im Gegensatz zu der von Zude angewandten Analyse [Zude 95] auf Basis der Neutro-

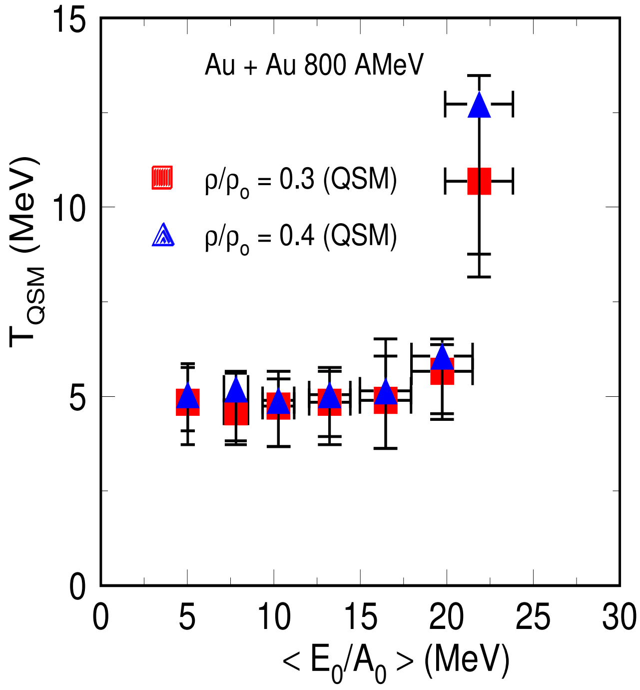

Abbildung 6.16: *Kalorische Kurve von Kernmaterie für ^{197}Au + ^{197}Au bei 800 AMeV. Die Anregungsenergie wurde aus der Energiebilanz des zerfallenden Prefragments bestimmt.Die Temperatur wurde durch Anpassung der Ladungsverteilungen aus QSM an die experimentellen Ladungsverteilungen bestimmt. Die Fehlerbalken in der Temperatur geben den Bereich an, in dem die Anpassung der Ladungsverteilung mit einer Variation des χ^2 -Tests von $\pm$ 5% gleich ist. Das eingezeichneten Symbole geben jeweils den wahrscheinlichsten Wert wieder.*

nenmessung und der daraus berechneten kinetischen Energie der Wasserstoffisotope, bei der für halbzentrale Reaktionen eine Anregungsenergie von $\langle E_o/A_o \rangle \approx 16$ MeV bestimmt wurde, sind in dieser Analyse die gemessenen kinetischen Energien der Wasserstoffisotope verwendet worden. Diese liegen im Mittel um 10 MeV höher als in der Zude Analyse durch Addition des Coulombanteils zur kinetischen Energie der Neutronen [Zude 95] angenommen wurde. Diese höheren kinetischen Energien der Wasserstoffisotope wurden in einem neueren Experiment [Serf 97, Ocke 97], bei dem die Energiespektren der Wasserstoffisotope aus dem Targetbereich gemessen wurden, bestätigt. Der Vergleich von verschiedenen Projektil-Target- Kombinationen ergab, daß je asymmetrischer die Kombination ist, desto geringer ist die maximale Anregungsenergie im Projektilspektator.

Die dabei beobachtete Saturation der Anregungsenergie für das Kohlenstofftarget zeigte sich bei vollem Überlapp beider Reaktionspartner. Dies steht im Widerspruch zu dem Ergebnis der EOS-Kollaboration, die für das asymmetrische System ^{197}Au +^{12}C bei 1 AGeV maximale Anregungsenergien von $\langle E_o/A \rangle$ 15-16 AMeV extrahiert hat [Haug 95] und keine Saturation der Anregungsenergie in Abhängigkeit von der Multiplizität im Ereignis (Zentralität) beobachtet. Unser Ergebnis wird hierbei gestützt von der beobachteten Saturation der Anregungsenergie in beiden asymmetrischen Uransystemen (^{238}U+ ^{12}C , ^{238}U + ^{9}Be) bei 1000 AMeV. Das symmetrische Uransystem (^{238}U+^{238}U) zeigt bei halbzentralen Reaktionen im Mittel eine um 6 MeV höhere Anregungsenergie als die symmetrischen Goldsysteme in diesem Bereich. Aus diesem Verhalten der Anregungsenergie ergibt sich für die Multifragmentation des Projektilspektators, daß sowohl bei den Gold- als auch bei den Uran-Systemen das Maximum in der mittleren IMF-Produktion target und energieunabhängig bei $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 10-11 MeV eintritt. Die Erhöhung der Anregungsenergie führt nicht zu einer erhöhten Anzahl mittelschwerer Fragmente. Daraus kann geschlossen werden, daß das Maximum der Multifragmentation beim Projektilspektator bei mittlerer Anregung und einer auf die Projektilmasse normierten Prefragmentgröße von ca. 65-70 % erfolgt. Mit der Skalierung der Prefragmentmasse A_o auf die Projektilmasse A_p zeigt sich, daß die Anregungsenergie ein energie- und projektilunabhängiges Verhalten hat. Wird hieraus die Anregungsenergie pro herausgeschlagenen Nukleonen bestimmt, ergibt sich ein linearer Zusammenhang in Abhängigkeit von der relativen Projektilmasse. Dies bevorzugt als Anregungprozeß der Projektilquelle das Herausschlagen von Nukleonen, im Gegensatz zum Einfangen, bei niedrigen Energien.

In Kapitel 5 wurde die Thermalisierung und Äquilibrierung der Projektilquelle betrachtet, es zeigte sich in den Daten keine Abweichung von einer thermisch äquilibrierten Quelle. Der daraufhin durchgeführte Vergleich mit dem Quantenstatistischen - Modell ergab Temperaturen bei zentralen Reaktionen von $T_{QSM} \approx$ 10-13 MeV bei einer gleichzeitigen Bestimmung der Aufbruchsdichte zwischen $\rho/\rho_o \approx$ 0.3-0.4 . Für halbperiphere und periphere Reaktionen ergibt sich eine quasi-konstante Temperatur der Projektilquelle von $T_{QSM} \approx$ 4.5-5.3 MeV. Dies bestätigt das Bild vom Aufbruch einer expandierten Quelle bei stark verdünnter Kernmaterie. Die aus diesem Modell extrahierten Aufbruchsdichten sind vergleichbar mit den von Papp und Nörenberg [Papp 94] mit einem klassischem thermodynamischen Ansatz bestimmten Aufbruchsdichten von $\rho/\rho_o \approx 0.3$ für die experimentell extrahierten Temperaturen (T^{Exp}_{HeLi}) [Möhl 95] des Projektilspektators mit der Albergo-Methode. Der Verlauf der kalorischen Kurve von ^{197}Au + ^{197}Au bei 800 AMeV mit den vorgestellten Analysen zeigt den gleichen globalen Verlauf wie für das Goldsystem bei 600 AMeV. Die beiden Ergebnisse zeigen hingegen in den absoluten Werten der Anregungsenergie Unterschiede im Bereich von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 5 MeV. Der im Zusammenhang mit dieser Kurve diskutierte Phasenübergang von Kernmaterie [Poch 95, More 96a, More 96b, Groß 96a, Tsang 95] würde bei einer Anregungsenergie $\langle E_o/A_o \rangle \geq 17$ MeV beginnen. Im Vergleich zu den $\langle E_o/A_o \rangle \leq 11$ MeV Anregungsenergie, die zur maximalen Anzahl mittelschwerer Fragmente führt, tritt der mit einem Phasenübergang assoziierte Bereich bei Anregungenergien auf, die 60% höher liegen. Weiterhin zeigen die anderen Signaturen für einen Phasenübergang, wie γ_2 und

τ ihre Maxima bzw. Minima bei geringeren Anregungsenergien von 6.0 und 9.0 AMeV beim symmetrischen Goldsystem (800 AMeV). Das bedeutet entweder, daß die Sensitivität dieser Größen aufgrund der Endlichkeit des Kernsystems sehr gering ist oder daß der mit einem Phasenübergang assoziierte Bereich in den Daten mit anderen Effekten, wie z.B. radialem Fluß, zu erklären ist. Dem entgegen steht das experimentelle Ergebnis, daß die Daten maximal eine radiale Flussenergie von 1.0-1.5 AMeV zulassen. Zum derzeitigen Stand der Analysen ist eine eindeutige Aussage zum Phasenübergang nicht möglich, da die verschiedenen Signaturen auch bei der Bestimmung der kritischen Exponenten [Wörn 95] keine konklusive Antwort bereitstellen. Allerdings hat sich gezeigt, daß mit den stark asymmetrischen Systemen der Bereich des möglichen Phasenübergangs $\langle E_o/A_o \rangle \geq 17$ MeV <u>nicht</u> untersucht werden kann, da sowohl das asymmetrische ^{197}Au + ^{12}C System bei 800 AMeV als auch das ^{238}U + ^{12}C System bei 1000 AMeV in der Anregungsenergie bei $\langle E_o/A_o \rangle \approx 10$ MeV saturieren.

7. Zusammenfassung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde der Aufbruchsmechanismus des Projektilspektators im relativistischen Energiebereich untersucht. Es zeigte sich dabei, daß die in vorherigen Experimenten beobachtete Targetunabhängigkeit der Fragmentproduktion bei 600 AMeV sich als universelle Eigenschaft des Zerfalls von angeregter und expandierter Kernmaterie erweist. Die Untersuchung von Ladungskorrelationen zeigte ebenfalls weder eine Energie- noch Projektilabhängigkeit im Rahmen der experimentellen Auflösung. Diese Ergebnisse sind im wesentlichen auch zu höheren und niedrigeren Energien von anderen Experimenten bestätigt worden. Mit diesem experimentellen Befund kann eindeutig der Beweis für die Existenz einer Multi-Fragmentproduktion bei relativistischen Energien gegeben werden. Im Rahmen von Modellen können die beobachteten Ladungsobservablen mit einem statistisch dominierten Zerfall erklärt werden. Die sich daran anschließende Frage nach dem Aufbruchsmechanismus und dessen Eigenschaften wurde weiterführend mit Ausrichtung auf kinematische und thermodynamische Eigenschaften des Systems untersucht. Dabei ergab sich, daß die kinematischen Observablen der Projektilquelle einen thermisch äquilibrierten Zustand widerspiegeln, unabhängig vom Stoßparameter und der Einschußenergie. Die hierbei beobachtete Emission von leichten Teilchen, die nicht eindeutig einer intermediären oder Projektilquelle zugeordnet werden konnten, ist hierbei Hinweis auf Nicht-Gleichgewichtsanteile, die in der frühen Phase der Reaktion gebildet werden.

Mit der Untersuchung von kollektiven Eigenschaften des zerfallenden Systems wurde versucht, einen quantitativen Einblick in die Reaktionskinematik und den damit zusammenhängenden Energietransfer in den Projektilspektator zu erhalten. Diese Analysen ergaben, daß es bei gleichem Stoßparameter eine starke Abhängigkeit des ¨Bounce Off¨ von der Targetmasse gibt, während zu höheren Energien, beim gleichen System, nur ein kleiner Effekt zu höheren Impulsüberträgen (5-10 MeV/c) beobachtet wird. Die Energiebilanz des Systems und die hieraus extrahierten Anregungsenergien zeigten zum ersten Mal in experimentellen Daten ohne Zuhilfenahme von theoretischen Modellen, daß für die stark asymmetrischen Systeme nicht der gleiche Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Z_{bound} erhalten wird wie bei den symmetrischen Systemen. Dies zeigt sich bei den asymmetrischen Systemen durch eine Saturation der Anregungsenergie mit kleiner werdendem Z_{bound}, im Gegensatz zu den symmetrischen Systemen, die einen weiteren Anstieg zeigen. Die absoluten Werte der maximalen Anregungsenergie von $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 21-23 MeV bei halbzentralen Reaktionen von ^{197}Au + ^{197}Au bei 800 AMeV und $\langle E_o/A_o \rangle \approx$ 27 MeV bei ^{238}U+^{238}U 1000 AMeV sind verschieden bei gleichem Z_{bound}. Es stellt sich jedoch heraus, daß mit Ausnahme der stark asymmetrischen Systeme die Anregungsenergie pro herausgeschlagenem Nukleon ($\langle E_{Knock}/A\rangle$) in Abhängigkeit von der prozentualen Größe des Prefragments zu peripheren Reaktionen monoton und energieunabhängig steigt. Werden die experimentell bestimmten Anregungsenergien verglichen mit denen aus theoretischen Modellen, so sind diese immer deutlich geringer. Im statistischen Modell von Botvina und Mitarbeitern, das von Désesquelles mit unseren Daten verglichen wurde [Dése 96] [Dése 95], ergaben sich maximale Anregungsenergien von $\langle E_o/A_o\rangle \approx$ 7-8 MeV in zentralen Reaktionen. Ein Vergleich mit QMD + SMM ergibt, daß für die asymmetrischen Systeme (^{197}Au+ ^{12}C) mit einer Anregungsenergien von maximal $\langle E_o/A_o\rangle \approx$ 8-9 MeV eine Beschreibung der Daten möglich ist. Für die symmetrischen Systeme zeigt sich eine zunehmende Diskrepanz mit zunehmender Targetmasse zwischen den experimentellen und theoretischen Anregungsenergien. Die Ladungsobservablen der Daten werden von der verwendeten QMD + SMM -Rechnung und der QMD (SACA)-Rechnung gut wiedergegeben.

Durch Anpassung von Rechnungen mit dem Quantenstatischen Modell [Hahn 88b] (QSM) an die experimentellen Daten ergaben sich Aufbruchsdichten bei zentralen Reaktionen von $\rho/\rho_o \approx 0.3$ bis 0.4, diese sind konsistent mit dem Aufbruch eines äquilibrierten und expandierten Systems. Die aus QSM erhaltenen Temperaturen des Quellsystems in Abhängigkeit von der Anregungsenergie geben im wesentlichen den von Pochodzalla und Mitarbeitern beobachteten Verlauf der kalorischen Kurve wieder. Die Frage, ob dieser Verlauf einen Phasenübergang von flüssig zu gasförmig darstellt, ist anhand dieser Methode nicht zu entscheiden. Die Ergebnisse der Ladungsobservablen in Verbindung mit den kollektiven Eigenschaften zeigen, daß die Anregungsenergie, die zum Erreichen des Maximums der Fragmentproduktion ($\langle$ M$_{IMF}\rangle \approx 4.4$) nötig ist $\langle E_o/A_o\rangle \approx 11$ MeV, einen geringeren absoluten Wert hat als der Bereich des möglichen Phasenübergangs $\langle E_o/A_o\rangle \geq 17$ MeV. Im Gegensatz dazu stellt sich das Maximum der mittleren IMF -Produktion energie-, target- und projektilunabhängig bei $\langle E_o/A_o\rangle \approx 11$ MeV ein.

Mit diesem Vergleich wird deutlich, daß zur näheren Untersuchung des Phasenübergangs von Kernmaterie nicht die in der Anregungsenergie saturierenden asymmetrischen Projektil-Target Kombinationen benutzt werden können. Die physikalische Fragestellung einer neuen Generation von Experimenten mit dem ALADIN-Detektor müßte in der Quantifizierung des Phasenübergangs und seiner dynamischen Observablen liegen. Dabei ist Beantwortung der Frage nach der zeitlichen Entwicklung der Fragmentproduktion über Korrelationen der Fragmente im Bereich des Phasenübergangs im Vergleich zum Maximum der universellen Kurve sowie die ereignisweise Bestimmung von dynamischen Observablen anzustreben.

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 approch 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
Nuovo Cimento A 89 (1985) 1

[Bast 90] N. Bastid, J.P. Alard, J. Arnold, J. Augerat, R. Babinet, F. Biagi, F. Brochard, M. Crouau, P. Charmensat, P. Dupieux, Z. Fodor, L. Fraysse, J. Girard, P. Gorodetzky, J. Gosset, C. Laspalles, M.C. Lemaire, A. Le Merdy, D. L'Hôte, B. Lucas, J. Marroncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, D. Qassoud, C. Racca, A. Rahmani, W. Schimmerling, Y. Terrien, O. Valette
Exclusive measurements of light fragment production at forward angles in Ne-Pb and Ne-NaF collisions at E/A = 400 MeV and 800 MeV
Phys. Rev. C 38 (1988) 1297

[Baue 88] W. Bauer
Extraction of signals of a phase transition from nuclear multifragmentation
Phys. Rev. C 38 (1988) 1297

[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

[Beau 96] L. Beaulieu, D.R. Bowman, D.Fox, S.Das Gupta, J. Pan, G.C. Ball, B. Djerroud, D.Doré, A. Galindo-Uribarri, D. Guinet, E. Hagberg, D. Horn, R. Laforest, Y. Larochelle, P. Lautesse, M. Samri, R. Roy C. St-Pierre
Source size scaling of fragment production in projectile breakup
accepted for Phys. Rev. C (1996)

[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

[Bege 95] M. Begemann-Blaich, private Mitteilung

[Bert 83] G. Bertsch und P.J. Siemens
Nuclear fragmentation
Phys. Lett. B 126 (1983) 9

[Bert 84] G. Bertsch, H. Kruse, S. Das Gupta
Boltzmann equation for heavy ion collisions
Phys. Rev. C 29 (1984) 673

[Bert 88] G. Bertsch und S. Das Gupta
A guide to microscopic models for intermediate energy heavy-ion collisions
Phys. Rep. 160 (1988) 189

[Bhas 91] R. Bhaskar, A. Nigam
Qualitative explanations of red giant formation
Astrophysical Journal 372 (1991) 592

[Birks 64] J.B. Birks
The theorie and practice of scintillation counting
Pergamon Press, Oxford (1964)

[Blai 91] 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

[Bote 94] R. Botet, M. Ploszajczak
New trends in kinetic fragmentation theory
Int. Journ. of Mod. Phys. E 3 (1994) 1033

[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

[Brad 94] F.B. Brady,W.B. Christie, J.L. Romero, C.E. Tull, J.L. Chance, G.P. Grim J.C. Young, H.J. Crawford, T. Kobayashi P.J. Lindstorm, D.L. Olson, T.J.M. Symons, I. Tanihata, H. Wieman, W.F.J. Müller, H. Sann, U.Lynen
Fragment mass dependence of p_T at GeV per nucleon energies
Phys. Rev. C 50 (1994) R525

[Brown 82] G.E. Brown, H.A. Bethe, G. Baym
Supernove theory
Nucl. Phys. A 375 (1982) 481-532

[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 88] X. Campi
Proceedings of the Scoula Internatzionali di Fiica ,Varenna (1988)

[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

[Cher 94] M.L. Cherry, A. Dabrowska, P. Deines-Jones, A.J. Dubinina, R. Holynski, W.V. Jones, E.D. Kolganova, A. Olszewski, E.A. Pozharova, K. Sengupta, T.Yu. Skorodko, V.A. Smirnitski, M. Szarska, C.J. Waddington, J.P. Wefel, B. Wilczynska, and W. Wolter
Interaction of 10.6 GeV/n gold nuclei with light and heavy target nuclei in nuclear emulsion
Z. Phys. C 63 (1994) 549

[Cher 95] M.L. Cherry, A. Dabrowska, P. Deines-Jones, R. Holynski, W.V. Jones, E.D. Kolganova, A. Olszewski, K. Sengupta, T.Yu. Skorodko, M. Szarska, C.J. Waddington, J.P. Wefel, B. Wilczynska, B. Wosiek, and W. Wolter
Fragmentation and multifragmentation of 10.6A GeV gold nuclei
Phys. Rev. C 52 (1995) 2652

[Cost 96] L.N.da Costa, W. Freundling, G. Wegner, R. Giovanelli, M.P. Haynes, J.J. Salzer
The mass distribution in the nearby universe
Astrophysical Journal 468 (1996) L5-L8

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

[Cumm 81] J.B. Cumming, P.E. Haustein, H.-C.Hsuh
Momentum transfer in fragmentation of Cu by relativistic heavy ions and protons
Phys. Rev. C 24 (1981) 2162

[Croc 96] P. Crochet
Effets collectifs dans les collisions semi-centrales Au(100-800AMeV) + Au
Docteur de l'universite louis pasteur de strasbourg (1996)

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

[Dani 88] P. Danielewicz, H. Stöbele, 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 95] P. Désesquelles, A. Lleres, A. Chabane, M. Charvet, A.J. Cole, A. Giorni, D. Heuer, and J.B. Viano
Proceedings of the XXXIII. International Winter Meeting, Bormio, (1995) edited by I. Iori, p. 173

[Dése 96] P. Désesquelles, J.P. Bondorf, I.N. Mishustin, A.S. Botvina
Global protocol for a comparaision of simulated data with experiment
Nucl. Phys. A604 (1996) 183

[Donn 84] J.R. Donnison und R.A. Sugden
The distribution of asteroid diameters
Mon. Not. R. Astron. Soc. 210 (1984) 673

[Doss 88] K.G.R. Doss, H.-A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, D. Hahn, K.-H. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, H. Stöcker
Multiplicity and bombarding energy dependence of the entropy in relativistic heavy–ion reactions
Phys. Rev. C 37 (1988) 163

[Dors 91] C. Dorso und J. Randrup
Fluctuation dynamics of fragmenting sperical nuclei
Phys. Rev. C 50 (1994) 991

[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

[Dreu 91] J. Dreute, W. Heinrich, G. Rusch, and B. Wiegel
Fragmentation of gold projectiles with energies of 200-980 MeV/nucl. I. Experimental method, chargeyield, and transverse momenta
Phys. Rev. C 44 (1991) 1057

[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

[Flie 93] T. Fließbach
Statistische Physik
B.I. Wissenschaftsverlag,Mannheim (1993)

[Frie 90] W.A. Friedman
Rapid massive cluster formation
Phys. Rev. C 42 (1990) 667

[Gaim 91] J.-J. Gaimard und K.-H. Schmidt
A Reeamination of the abration-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction
Nucl. Phys. A531 (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. Let. 73 (1994) 1590

[Glen 92] N.K. Glendenning
First-order transition with more than one conserved charge : Consequences for neutron stars
Phys. Rev. D 46 (1992) 1274

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

[Gold 78] A.S. Goldhaber
Volume versus surface sampling of maxwellian distributions in nuclear reactions
Phys. Rev. C 17 (1978) 2243

[Grei 75] D.E. Greiner et al.
Momentum distribution of isotopes produced by fragmentation of relativistic ^{12}C and ^{16}O projectiles
Phys. Rev. Lett. 42 (1975) 152

[Groß 85] D.H.E. Groß,Sa Ban-hao,
Finite -size effects and statistical approach to nuclear fragmentation processes: Monte-Carlo simulations
Nucl. Phys. A 437B 643 (1985)
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. Let. 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^o*-Detektors für die ALADIN-Flugzeitwand*
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1994)

[Gust 88] H.Å. Gustafsson, H.H. Gutbrot, K.H. Kampert, B.W. Kolb, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.G. Schmidt
Energy and multiplicity dependence of fragment flow in high energy nuclear collisions
Mod. Phys. Lett. A3 14 (1988) 1323

[Gutb 82] H.H. Gutbrod, A.I. Warwick, H. Wieman
Nuclear desintegration in relativistic heavy ion collisions
Nucl. Phys. A 387 (1982) 177c

[Gutb 89] H.H. Gutbrod, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter
Plasitc-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)

[Hart 93] Ch. Hartnack
Beschreibung von Flusseffekten und Teilchenproduktion in relativistischen Schwerionenstössen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Herm 94] N. Hermann, private Mitteilung

[Hirs 84] A.S. Hirsch, A. Bujak, J.E. Finn, L.J. Gutjay, R.W. Minich, N.T. Proile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, F. Turkot
Experimentel- results from high energy proton-nucleus interaction, critical phenomena, and the thermal drop model of fragment production
Phys. Rev. C 29, 508 (1984)

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

[Hüfn 75] J. Hüfner, K. Schäfer, B. Schürmann
Abration-ablation in reaction between relativistic heavy ions
Phys. Rev. C 12 (1975) 1888

[Hüfn 86] J. Hüfner und D. Mukhopadhyay
Fragmentation of nuclei,stones, and asteroids
Phys.Lett. B 173 (1986) 373

[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

[Hsi 94] W.C. Hsi, G.J. Kunde, J. Pochodzalla, W.G. Lynch, M.B. Tsang, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, T. Glasmacher, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, J. Kempter, P. Kreutz, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, 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, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Collective expansion in central Au + Au collisions
Phys. Rev. Lett. 73, (1994) 3367

[Hsi 95] W.C. Hsi
The onset of vaporization in ^{197}*Au* + ^{197}*Au collisions*
Doktorarbeit, Michigan State University (MSU) (1995)

[Imry 80] Y. Imry
Finite-size rounding of a first-order phase transition
Phys. Rev. B 21 (1980) 2042

[Jaca 83] B.V. Jacak, G.D. Westfall, C.K. Gelbke, L.H. Harwood, W.G. Lynch, D.K. Scott, H. Stöcker, M.B. Tsang, T.J.M. Symons
Measurement of complex fragments and clues to the entropy production from 42-137 MeV/nucleon Ar + Au
Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1846

[Jain 92] P.L. Jain and G. Singh,
Rise and fall of multifragment emission at relativistic energy
Phys. Rev. C 46, (1992) R10

[Jain 94] P.L. Jain, G. Singh, and A. Mukhopadhyay
Intermediate mass fragment emission by ^{197}*Au projectile at relativistic energy in nuclear emulsion*
Phys. Rev. C 50, (1994) 1085

[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

[Jeon 94] S.C. Jeong für die FOPI-Kollaboration
Collective motion in selected central collisions of Au on Au at 150 AMeV
Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 3468

[Kamp 86] K.H. Kampert
Kollektive Phänomene in relativistischen Schwerionenreaktionen
Doktorarbeit, Universität Münster (1986)

[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, and 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 Schwerionensößen und ihre Bedeutung für die thermodynamischen Eigenschaften von Kernmaterie
Doktorarbeit , Universität Frankfurt (1995)

[Kreu 89] P. Kreutz
Fotodioden Auslese von CiJ-Kristallen
Diplomrarbeit, 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

[Krus 85] H. Kruse, B.V. Jacak, J.J. Molitoris, G.D. Westfall H. Stöcker
Vlasov-Uehling-Uhlenbeck theory of medium energy heavy ion reaction: Role of mean field dynamics and two body collisions
Phys. Rev. C 31 (1985) 1770

[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)

[Lanz 88] G. Lanzanao, A. Pagano und F. Gadi
A simplified geometrical approach to the fast abration model
Il Nuovo Cimento 90 (1988) 839

[Land 80] Landau and Lifshitz
Statistical Physics
3rd Edition Part1 (1980)

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

[Lips 94] V. Lips, R. Barth, H. Oeschler, S.P. Avdeyev, V.A. Karnaukhov, W.D. Kuznetsov, L.A. Petrov, O.V. Bochkarev, L.V. Chulkov, E.A. Kuzmin, W. Karcz, W. Neubert, and E. Norbeck
Multifragmentation induced by relativistic α-projectiles
Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 1604

[Lope 84] J.A. Lopez und P.J. Siemens
Nuclear fragmentation
Nucl. Phys. A 431 (1984) 728

[Mang 92] M. Mang
Raumladungseffekte der Proportionalzähler in einer Vielfachionisations-kammer
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.E. Milkau
Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerio-nenstössen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Mini 82] R.W. Minich, S.Agarwal, A. Bujak, J.Chuang, J.E. Finn, L.T. Gutay, A.S. Hirsch, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Springfellow, F. Turket
Critical phenomena in hadronic matter andexperimental isotropic yields in high energy proton-nucleus collisions
Phys. Lett. B 118, (1982) 458

[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 coexistance in multifragmentation
Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 372-375

[Morr 89] D.J. Morrisey
Systematics of momentum distribution from reactions with relativistic ions
Phys. Rev. Lett. 69 (1989) 1884

[Moli 84] J.J. Molitoris, J.B. Hoffer, H. Kruse, H. Stöcker
Microscopic calculations of collective flow probing the short-range nature of the nuclear force
Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 899

[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 Isotopen-verhältnissen 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)

[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 (in Vorbereitung), Universität Frankfurt (1997)

[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

[Palm 74] R.G. Palmer und P.W. Anderson
Corresponding-states approach to nuclear and neutron-star matter
Phys. Rev. D 9 (1974) 3281

[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

[Papa 90] N.H. Papadakis, N.P.Vodinas, Y. Cassagnou, R. Dayras, R. Fonte, G. Imme,R. Lagrain, A.D. Panaggiotou, E.G. Pollacco, G. Raciti, L. Rodriguea, F.Saint-Laurent M.G. Saint-Laurent, N. Saunier
Global features of intermediate mass fragment cross sections in Ne induced interactions
Phys. Lett. B 240, 317 (1990)

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

[Peep 91] P.J.E. Peebles, D.N. Schramm, E.L. Turner, R.G. Kron
The case for the relaivistic hot big bang cosmology
Nature 352 (1991) 769

[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) 1457-1473

[Perk 50] D.H. Perkins
Emission of heavy fragments in nuclear explosions
Prog. Roy. Soc. (London) 203 (1950) 399

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

[Pink 95] C.H. Pinkenburg
Pionenfluß bei 1 AGeV
Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1995)

[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 unf J.Aichelin
Early fragment formation in heavy-ion collions
Phys. Rev. C 54 (1996)

[Ritt 88] H.G. Ritter, 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, M.L. Gilkes, 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, 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.G. Warren, H.H. Wieman, K.L. Wolf
Transverse energy and multiplicity distributions in collisions at 60 and 200 GeV per nucleon
Nucl. Phys. A488 (1988) 651c

[Renf 84] R.E. Renfordt, D. Schall, R. Bock, R. Brockman, J.W. Harris, A. Sandoval, R. Stock, H. Ströbele, D. Bangert, W. Rauch, G. Odyniecm H.G. Pugh, L.S. Schröder
Stopping power and collective flow of nuclear matter in the reaction Ar+Pb at 0.8 GeV/u
Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 763

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

[Rube 95] T. Rubehn
Elektromagnetische Spaltung und Ladungspickup von ^{238}U bei $E/A = 600$ und 1000 MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Rube 95] T. Rubehn
Total and nuclear fission cross section of ^{238}U at relativistic energies
Z. Phys. A 353 (1995) 197

[Rube 96] T. Rubehn
Charge pickup of ^{238}U at relativistic energies
Phys. Rev. C 53 (1996) 993

[Rusch 94] G. Rusch, W. Heinrich, B. Wiegel, E. Winkel, and J. Dreute,
Charge correlations and transverse momenta observed in multifragmentation of 1 GeV/nucleon Au projectiles
Phys. Rev. C 49 (1994) 901

[Sasl 91] W.C. Saslaw
Black holes and structure in an oscillating universe
Nature 350 (1991) 43

[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

[Schm 93] K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H.Geissel, A. Grewe, E. Hanelt, A. Junghans, A. Magel, W. Morawek, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Schneidenberger, K. Sümmerer, D. Viera, B. Voss, C. Ziegler
Distribution of Ir and Pt isotopes produced as fragments of 1 AGeV ^{197}Au projectiles: a thermometer for peripheral nuclear collisions
Phys. Lett. B 300 (1993) 313-316

[Schm 95] H.-R. Schmidt
Kollektive aspekte hochenergetischer Schwerionenreaktionen
Habilitation, Universität Frankfurt (1995)

[Schrö 78] W.U. Schröder,J.R.Birkelund, J.R.Huizenga, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr.
Mechanisms of very heavy-ion collisions: The ^{209}Bi + ^{136}Xe reaction at E_{Lab} = 1130 MeV
Phys. Rep 45 (1978) 301

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

[Schü 96] 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) 457-486

[Schw 93] C. Schwarz, W.C. Hsi, M.S. Huang, D.R Bowman, Y.D. Kim W.D. Lynch, L. Phair, M.B. Tsang
Energy calibration of Miniball-CSI detectors
Annual Report NSCL Michigan State University (1993) p. 248

[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 (in Vorbereitung), Universität Frankfurt (1997)

[Siem 79a] P.J. Siemens, J.O. Rasmussen
Evidence for a blast wave from compressed nuclear matter
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 880

[Siem 79b] P.J. Siemens, J.L. Kapusta
Evidence for a soft nuclear-matter equation of state
Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1486

[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

[Sobo 85] L.G. Sobotka, L.G. Moretto
Partitioning of nuclei
Phys. Rev. C 31 (1985) 668

[Souz 90] R.T. De Souza, N. Carlin, Y.D. Kim, S. Ottarson, L. Phair, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, W.G. Gong, W.G. Lynch, R.A. Pelak, T. Peterson, G. Poggi, M.B. Tsang, H.M. Xu
The MSU Miniball 4π fragment detection array
Nucl. Inst. Meth. A295 (1990) 109-122

[Stan 71] H.E. Stanlay
Introduction to phase transitions and critical phenomena
Oxford University Press (1971)

[Star 75] S. Starrfield, J.W.Turan, W.M. Sparks
Novae,supernovae and neutron sources
Astrophysical Journal 198 (1975) L113-L115

[Stoc 86] R. Stock
Partical production in high energy nucleus-nucleus collisions
Phys. Reports 135 (1986) 259

[Stoc 88] R. Stock
Properies of hadrons produced in nuclear collisions at 200 GeV per nucleon
Nucl. Phys. A488 (1988) 599

[Stoc 89] R. Stock
The physics of dense nuclear matter from supernove to quark gluon plasma
Nature 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 und 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

[Trok 87] R. Trockel
Einsetzen dynamischer Fragmentationsprozesse in Schwerionenstössen bei mittleren Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1987)

[Trok 89] R. Trockel, K.D. Hildenbrand, U.Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H.Sann, H. Stelzer, W.Trautmann, R.Wada, E.Eckert, P. Kreutz, A. Kühmichel, J. Pochodzalla, D. Pelte
Onset of multifragment emission in heavy-ion collision Phys. Rev. C 39, (1989) 729

[Tsang 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

[Unsö 95] A. Unsöld und B. Baschek
Der neue Kosmos
Springer Verlag 1995

[Viola 85] V. E. Viola, K. Kwiatkowski und M.Walker
Systematics of fission fragment total kinetic energy release
Phys. Rev. C 31 (1985) 1550

[Wada 87] R. Wada
Isotropic-yield ratios of complex fragments from intermediate-energy heavy ion reactions
Phys. Rev. Lett. 58, (1987) 1829

[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)

[Wadd 85] C.J. Waddington and P.S. Freier
Interaction of energetic gold nuclei in nuclear emulsions
Phys. Rev. C 31 (1985) 888

[Warr 96] P.G. Warren
A study of volume, density and radial flow in multifragmentation of gold-nuclei
Thesis, Purdue University (1996)

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

Bedanken möchte ich mich bei :

42: Meinen Eltern und meiner Schwester, die mich während meines Studiums immer unterstützt haben.

42: Herrn U.Lynen für die Möglichkeit zur Promotion in seiner Arbeitsgruppe, und für viele angagierte und motivierende Diskussionen wie man sich dies in der Wissenschaft vorstellt.

42: Meinen ehemaligen Mitstreitern J.Hubele,P.Kreutz und V.Lindenstruth die mir gezeigt haben das Physik Spaß machen und dabei im Team erfolgreich sein kann. Im speziellen dem uneigennützigen Einsatz von V.Lindenstruth ohne den unsere Daten nie auf einem, wie auch immer gearteten Datenträger gelandet wären.

42: Den beiden Leidensgenossen A.Wörner und W.D.Kunze für viele gemeinsame konstruktive Diskussionen bei der erfolgreichen Analyse und Auswertung der Daten sowie vielen sonstigen Aktivitäten.

42: Meiner Zimmergenossin M.L.Begemann-Blaich für zahlreiche quälende Diskussionen über relativistische Kinematik und bei der im wahrsten Sinne des Wortes Spurensuche (Tracking) in unserem Detektor. Meinen Zimmergenossen, U.Kleinevoss für die stets aufgeschlossene und realistische Einschätzung gegenüber unseren Ergebnissen und für einige gemeinsame Kletteraktionen sowie M.Mahi für eine Einführung in die arabisch-französische Mentalität.

42: Allen Mitgliedern unserer Arbeitsgruppe, die zum Erfolg der Experimente S022 und S114(7) beigetragen haben.
M.L.Begemann-Blaich, T.Blaich, S.Fritz, C.Groß, J.Hubele, W.D.Kunze, J.Kempter, P.Kreutz, G.J.Kunde, V.Lindenstruth, J.Lühning U.Lynen, M.Mang, T.Möhlenkamp, W.F.J.Müller, M.Neumann, B.Ocker, T.Odeh J.Pochodzalla, W.Quick, F.Rosenberger, T.Rubehn, H.Sann, M.Schnittker, C.Schwarz, W.Seidel, V.Serfling, W.Trautmann, A.Wörner, E.Zude.

42: Abschließen sei all denen gedankt die bei meinen sportlichen Aktivitäten gelegentlich unter (Judo) einem Physiker leiden mussten.

FINI