Energie- und Targetabhängigkeit der Projektilfragmentation in asymmetrischen Schwerionenstössen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Wolf-Dietrich Kunze
aus Hamburg

Frankfurt am Main
1996

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

Dekan:	Prof. Dr. H. Haug
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputation:	25. Juni 1996

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

Der Nachweis von primären Teilchen mit der Ladung $Z \geq 2$ in der kosmischen Strahlung in den späten vierziger Jahren dieses Jahrhunderts bestätigte eine Vorhersage von Alfvén und ebnete den Weg für die Untersuchung von Kern-Kern–Stößen bei relativistischen Energien [Gol 78] (und Literaturhinweise dort). Bradt und Peters [Bra 48] führten in den kommenden Jahren nach einer systematischen Studie der Reaktionen von kosmischen Teilchen im Ladungsintervall $2 \leq Z \leq 26$ mit Emulsionskernen das Konzept von peripheren und zentralen Kollisionen ein. Bei peripheren Stößen wird der Teil des Projektilkerns, der mit dem Targetkern überlappt, abgeschert. Der Projektilrestkern fliegt mit der ursprünglichen Geschwindigkeit weiter und evaporiert Nukleonen und α–Teilchen. In zentralen Kollisionen werden sowohl der Projektil– als auch der Targetkern vollständig zertrümmert; eine große Zahl von sekundären Fragmenten kann beobachtet werden. Der Reaktionswirkungsquerschnitt von kosmischen Teilchen mit Emulsionskernen zeigte dabei in dem Energieintervall zwischen 0.1 und 30 AGeV eine bemerkenswerte Konstanz und führte zu der Idee, daß Kern-Kern–Stöße durch eine Überlagerung von unabhängigen Nukleon-Kern– bzw. Nukleon-Nukleon–Stößen beschrieben werden können. Da jedoch die Statistik der Ereignisse klein war, mußte eine gezielte Suche mit kontrollierbaren Experimenten begonnen werden, um genaueres Wissen über den komplexen Kern-Kern-Reaktionsprozeß zu erhalten.

Erste Experimente zur Projektilfragmentation an Beschleunigern wurden in den frühen siebziger Jahren gemacht. Es waren jedoch zunächst nur leichte Projektile wie ^{12}C und ^{16}O, deren Fragmentationsverhalten in Reaktionen mit sehr leichten (^{1}H) bis sehr schweren (^{292}Pb) Targetkernen inklusiv untersucht wurde. Bei der Interpretation der Daten wurden zwei grundsätzliche Begriffe verwandt, die aus der Hochenergiephysik entlehnt waren: das *limiting fragmentation*–Verhalten und die Faktorisierung. Der erste Begriff beschreibt die Tatsache, daß Observablenverteilungen von (Projektil)–Fragmenten, etwa Impulsverteilungen oder Produktionswirkungsquerschnitte, unabhängig werden von der Strahlenergie. Der zweite Begriff ist anwendbar, wenn der Produktionswirkungsquerschnitt von (Projektil)–Fragmenten durch Faktoren zu beschreiben ist, die zum einen nur von der Targetmasse, zum anderen nur von der Projektil- und Fragmentmasse abhängen. Können Fragmentverteilungen mit diesen Begriffen beschrieben werden, ist die alte Idee von Bohr gerechtfertigt, daß der angeregte Kern, der Fragmente emittiert, kaum oder gar keine Erinnerung mehr an den Formations- und Anregungsprozeß hat.

Es zeigte sich bei der Untersuchung von Isotopenwirkungsquerschnitten in der Fragmentation leichter Projektile ein Faktorisierungs– und *limiting fragmentation*–Verhalten bei Energien zwischen 1 und 2 AGeV [Hec 72]. In den Impulsverteilungen der Fragmente konnte zwischen 0.4 und 1.05 AGeV noch eine Energieabhängigkeit beobachtet werden. Kaufmann und Mitarbeiter testeten in Reaktionen von Kohlenstoff- und Neonprojektilen mit einem Goldtarget bei 0.4 und 2.1 AGeV Strahlenergie den Produktionswirkungsquerschnitt von Targetfragmenten auf die Hypothese der Faktorisierung [Kau 80]. Es zeigte sich dort, daß diese Hypothese für schwere Targetfragmente ($A_F > 30$) gilt, nicht jedoch für leichte. Fragmente mit $A_F < 30$ wurden in Kohlenstoff- und Neon-Reaktionen mit dem Goldtarget relativ häufiger produziert als in Proton-induzierten Reaktionen. Es wurde daraus der Schluß gezogen, daß schwere Targetfragmente in peripheren, leichte jedoch vor allem in nahezu zentralen Stößen produziert werden. Um diese Frage quantitativ beantworten zu können, wurden Experimente benötigt, die es erlauben, die Stoßgeometrie eines Ereignisses zu rekonstruieren und möglichst alle produzierten Teilchen einer Kollision nachzuweisen.

Bei diesen Experimenten zeigte sich, daß hochangeregte Kerne durch den Aufbruch in mehrere mittelschwere Fragmente (die sogenannte Multifragmentation) zerfallen können. Das Interesse an diesem Zerfallskanal rührt nun zum einen daher, daß mittelschwere Fragmente (*intermediate mass fragments*, IMFs) sehr empfindlich auf kollektive Impulskomponenten (den sogenannten *flow*) sein sollen, zum anderen daher, daß in den Fragmentverteilungen Signaturen des in Kernmaterie erwarteten Flüssig–Gas–Phasenübergangs erwartet werden.

Das erste Experiment mit dem ALADIN-Spektrometer an der GSI, in dem Goldprojektile mit einer Einschußenergie von 600 AMeV auf verschiedene Targets geschossen wurden, zeigte, daß bei geeignet gewählten Stoßparametern der Projektilrestkern dominant durch Multifragmentation zerfällt [Hub 91a]. Die größte Zahl mittelschwerer Fragmente wurde in peripheren Reaktionen mit schweren Targetkernen und in zentralen Stößen mit leichten Targets beobachtet.

Weiterhin wurde gefunden, daß unabhängig von der Targetmasse eine universelle Beziehung zwischen der Multiplizität der Fragmente und der Größe des auslaufenden Restkerns bzw. der Zahl der im Stoß aus dem Projektil herausgeschlagenen Nukleonen besteht. Solange der Restkern groß ist, d.h. nur wenige Nukleonen entfernt wurden, wächst die Multiplizität der mittelschweren Fragmente fast linear mit der Zahl der aus dem Projektilkernverband gelösten Nukleonen an. Die maximale Zahl von mittelschweren Fragmenten wird erreicht, wenn etwa ein Viertel der Nukleonen aus dem Projektil herausgeschlagen wurde. Für noch zentralere Stöße sinkt die Multiplizität der mittelschweren Fragmente wieder ab. Dies wird so verstanden, daß der ansteigende Ast des Zusammenhangs von Fragmentmultiplizität und Restkerngröße durch die auf den Restkern übertragene Anregungsenergie bestimmt ist, wohingegen der abfallende Ast zum einen durch die zu hoch gewordene Anregungsenergie, zum anderen durch eine Autokorrelation mit der kleiner werdenden Systemgröße erklärt wird. Für das Verständnis der Multifragmentation ist es daher vor allem im ansteigenden Ast der Fragmentmultiplizität wichtig, die Anregungsenergie zu kennen. In diesem Teil sollte die Fragmentmultiplizität eine sehr empfindliche Sonde für die im Präfragment vorhandene Anregungsenergie sein.

Um die Multifragmentation von schweren Kernen zu untersuchen, ist es nötig, genügend Anregungsenergie in den Restkern zu übertragen. In Schwerionenkollisionen bieten sich dafür zwei Wege an: Reaktionen zwischen einem schweren Projektil- und einem schweren Targetkern oder sehr asymmetrische Reaktionen zwischen einem sehr schweren und einem sehr leichten Kern.

In symmetrischen Gold-Reaktionen wird die maximale Multiplizität von mittelschweren Fragmenten in zentralen Kollisionen bei ca. 100 AMeV beobachtet [Kund 94]. Gold–Targetkerne, die mit Argon-Projektilen beschossen wurden, fragmentieren zwischen 35 und 110 AMeV in eine monoton mit der Strahlenergie ansteigende Anzahl von IMFs [Des 91]. Die Anregungsenergie, die zu einer bestimmten Fragmentmultiplizität führt, ist jedoch schwierig zu bestimmen, da in diesem Einschußenergiebereich kollektive Effekte der

Nukleonen den thermischen Anteil der Anregungsenergie überlagern. Bei einer Erhöhung der Strahlenergie wird das Maximum der IMF–Produktion in schweren und symmetrischen Goldreaktionen bei peripheren Stößen beobachtet [Tsa 93, Hub 91a]. Je höher die Strahlenergie ist, desto besser lassen sich die intermediäre und die Projektilquelle trennen, so daß der Zerfall des angeregten Projektilrestkerns genauer studiert werden kann. Es zeigt sich also, daß die Anregungsenergie des Projektilrestkerns in Reaktionen mit schweren Targetkernen stark von dem Stoßparameter b abhängig ist. Der Stoßparameter kann aber aus den experimentellen Daten nur verhältnismäßig ungenau bestimmt werden. Darüber hinaus gibt es bei peripheren Reaktionen zweier schwerer Kerne einen Übertrag von Drehimpuls. Die Rotation des Projektilrestkerns trägt zur Anregungsenergie bei und macht eine Bestimmung des rein thermischen Anteils schwerer.

In sehr asymmetrischen Reaktionen von leichten Projektilkernen wie ^{3}He oder ^{4}He mit schweren Targetkernen wird die Multifragmentation auch bei relativistischen Strahlenergien in zentralen Stößen beobachtet [Lip 94, Kwi 94]. Das selbe gilt für Reaktionen von Goldprojektilen mit leichten Targetkernen [Ogi 91]. Hier ist der übertragene Drehimpuls vernachlässigbar. Ebenso ist die intermediäre Quelle so klein, daß eine Beimischung zur Projektilquelle eine sehr untergeordnete Rolle spielt. Daher sollte der größte Beitrag zur Anregungsenergie rein thermischen Ursprungs sein. Nun sollten alle Kollisionen der Goldprojektile, bei denen der Targetkern vollständig überlappt wird, zu weitgehend gleichen experimentellen Ergebnissen und auch Anregungsenergien führen. Aus diesem Grund sollte eine relativ ungenaue Bestimmung der zentralen Stöße (etwa $b < 3$ fm) ausreichen, um experimentelle Observablen mit Modellrechnungen vergleichen zu können. Die Mittelwerte von Fragmentmultiplizität und Restkerngröße für diese Stöße sollten denen von sehr zentralen Stößen ähnlich sein.

Weiterhin kann man aus der Untersuchung von zentralen Stößen schwerer Projektile mit sehr leichten Targetkernen lernen, wie die Anregungsenergie mit der Zahl der stoßenden Nukleonen anwächst und wie sie von der Einschußenergie abhängt. Dabei sind Einschußenergien zwischen 400 und 1000 AMeV von besonderem Interesse, da die Anregung der Δ-Resonanz in diesem Energiebereich beginnt. Letztendlich soll versucht werden, durch eine systematische Darstellung der Projektilfragmentationsdaten etwas besser zu verstehen, wie die Anregungsenergie auf schwere Projektilkerne übertragen wird und bei welchen Einschußenergien und Targetmassen die Fragmentation in mittelschwere Fragmente ein unveränderliches Verhalten annimmt.

In Kapitel 2 wird der experimentelle Aufbau des ALADIN-Spektrometers gezeigt. In Kapitel 3 werden wesentliche Observablen vorgestellt, und es wird gezeigt, wie sichergestellt wurde, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für mittelschwere Fragmente und α-Teilchen bei allen Energien und verwendeten Targetkernen im Spektrometer gleich war. Es folgt in Kapitel 4 die Darstellung der gemessenen Fragmentmultiplizitäten von Gold– und Uranprojektilen nach Reaktionen mit leichten Targetkernen und der Vergleich mit der nach Reaktionen mit schweren Targetkernen gefundenen Fragmentations–Universalität. Nur wenn die Multiplizitäten aus asymmetrischen Reaktionen der gleichen universalen Systematik wie der aus symmetrischen Reaktionen folgen, ist es im weiteren sinnvoll, berechnete Anregungsenergien von Projektilrestkernen nach Kollisionen mit leichten Targetkernen mit gemessenen Anregungsenergien aus symmetrischen Reaktionen zu vergleichen. Bevor in Kapitel 6 die Stoßgeometrie der Multifragmentationsereignisse bestimmt wird, werden zunächst in Kapitel 5 Modellrechnungen vorgestellt. Das Ziel dieser Rechnungen war zum einen, Voraussagen für die Anregungsenergie und die Masse des Präfragments in zentralen Stößen mit leichten Targetkernen zu bekommen. Dafür wurden intranukleare Kaskaderechnungen durchgeführt. Zum anderen wurde eine Modellvorhersage benötigt, die erklärt, wie experimentelle Größen in eine Anregungsenergie übersetzt werden können. Es zeigte sich, daß die Multiplizität von mittelschweren Fragmenten in Statistischen Multifragmentationsmodellen ein gutes Maß für die Anregungsenergie pro Nukleon ist. Mit den Vorhersagen der Kaskade wird in Kapitel 6 und 7 die Anregungsenergie der Projektilrestkerne in zentralen Stößen verglichen, wenn zuvor mit der Vorhersage des Fragmentationsmodells aus den beobachteten Fragmentmultiplizitäten eine Anregungsenergie bestimmt wurde. Das Kapitel 8 beendet die Arbeit mit einer Zusammenfassung und einem Ausblick. Im Anhang wird das in dieser Arbeit verwandte Kaskademodell etwas näher untersucht.

Kapitel 2

Das ALADIN Spektrometer

Bei relativistischen Strahlenergien lassen sich die in einer Schwerionenreaktion produzierten Teilchen drei Quellen zuordnen, der Target–, der intermediären und der Projektil–Quelle. Nukleonen des Targetkerns, die bei der Reaktion mit dem Projektilkern keine Stöße erfahren haben, bilden den Targetspektator. Nukleonen des Projektils, die keine Stöße mit Targetnukleonen hatten, bilden entsprechend den Projektilspektator. Die an der Reaktion beteiligten Nukleonen von Target und Projektil sind die Partizipanten, sie bilden die intermediäre Quelle. Je höher die Strahlenergie pro Nukleon ist, um so besser greift dieses Bild vom *participant–spectator*–Modell [Wes 76].

Es zeigte sich, daß auch der Target- und der Projektilspektator durch die unmittelbare Kern-Kern–Kollision angeregt sind. Nach verschiedenen Modellvorstellungen resultiert die Anregungsenergie daher, daß der Spektatorkern deformiert ist, Nukleonen aus seinem Kernverband herausgeschlagen wurden und Nukleonen aus der Reaktionszone absorbiert wurden [Gai 93], [Hue 86]. Daher zerfällt der Spektator - abhängig von der Höhe der Anregungsenergie - in Nukleonen und komplexe Fragmente.

Das ALADIN Spektrometer ist darauf ausgelegt, bei relativistischen Strahlenergien ($E_{beam} \geq 200$ MeV) den Projektilspektator zu untersuchen; es ist also ein Spektrometer für inverse Kinematik [Ala 88],[Ala 89].

Der Anspruch an das Spektrometer ist, die Ladung, die Masse und den Impuls <u>aller</u> Fragmente des zerfallenden Projektilspektators nachzuweisen. Damit ist eine <u>vollständige</u> kinematische Rekonstruktion der Projektilfragmentation möglich. Eine vollständige Rekonstruktion stellt strenge Anforderungen an die beteiligten Detektorsysteme: niedrige

Nachweisschwellen, nahezu 100 % Akzeptanz, große dynamische Bereiche und hohes relatives Auflösungsvermögen.

Die Fragmente des zerfallenden Projektilspektators haben Geschwindigkeiten von ungefähr 2-3 cm/ns im System des Projektils [Lin 93]. Bei Projektilgeschwindigkeiten von $\approx$ 20 cm/ns (400 AMeV) sind die Fragmente im Laborsystem in einem engen Kegel um die Strahlachse vorwärtsfokussiert. Im Laborsystem haben sie nahezu alle Projektilgeschwindigkeit. Daher ist eine untere Energieschwelle der Detektoren unkritisch; der Nachweis der Projektilfragmente ist - mit Ausnahme der Wasserstoff-Isotope - schwellenfrei. Die Vorwärtsfokussierung der Fragmente erfordert nur einen relativ kleinen Raumwinkel, den das Spektrometer abdecken muß, um eine sehr hohe Nachweisakzeptanz zu erhalten. Das Magnetfeld, das zur Rekonstruktion der Impulse von Projektilfragmenten angelegt wurde, bewirkt darüber hinaus, daß vor allem Projektilfragmente die Detektoren erreichen, Fragmente der intermediären und der Targetquelle jedoch abgelenkt werden.

Bei dem Zerfall des Projektilspektators werden alle Fragmentladungen beobachtet, von Wasserstoffisotopen bis zu schweren Restkernen, bei denen nur einzelne Nukleonen durch die Kern-Kern–Kollision herausgeschlagen wurden. Die Ladungsbestimmung erfordert daher einen hohen dynamischen Bereich der Detektoren. Bei der Impulsrekonstruktion muß die Flugzeit- und Winkelauflösung der Fragmentspuren so gut sein, daß auch Relativgeschwindigkeiten bezüglich des Ruhesystems des zerfallenden Projektilrestkerns bestimmt werden können.

2.1 Das Spektrometer im Experiment

Das erste Experiment (S031) zur Untersuchung der Projektilfragmentation mit dem ALADIN-Spektrometer wurde im Sommer 1990 am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt durchgeführt. Es wurden Reaktionen von Goldprojektilen mit C-, Al-, Cu- und Pb-Targets bei 600 AMeV [Hub 91, Kre 92, Lin 93] gemessen.

Die für diese Arbeit analysierten Daten wurden in den zwei nachfolgenden Experimenten (S022, S114) gewonnen. Alle Detektorkomponenten des Spektrometers wurden für diese Experimente gegenüber dem ersten Experiment verändert: es wurden neue Leichtteilchenhodoskope zur Messung der Multiplizität von Nukleonen aus der Reaktionszone

Experiment	Projektil	Energie E/A(MeV)	Target Be	C	Al	Cu	In	Au	U
S022	Au	100						○	
		250						○	
		400	○	○	○	○		○	
		600			○			○	
S114	Au	600	○	○	○	○	○	○	
		800		○	○	○		○	
		1000	○	○	○	○	○	○	
	U	600	○	○	○	○	○	○	○
		1000	○	○	○	○	○	○	○
	Xe	600	○	○	○	○	○	○	

Tabelle 2.1: *Untersuchte Systeme in den Experimenten S022 und S114*

eingesetzt, der Spurdetektor TP-MUSIC wurde in seinem aktiven Volumen vergrößert und neu aufgebaut und die Flugzeitwand TOF wurde in ihrer Fläche verdoppelt.

Im Experiment S022 wurde zusätzlich der Targetdetektor MINIBALL/WALL der Michigan State University/Washington University eingesetzt, um den zerfallenden Targetspektator zu untersuchen. Der MINIBALL-Detektor ist in [Des 90] beschrieben, die Daten von S022 wurden mit dem MINIBALL/WALL in der Doktorarbeit von G. Kunde [Kun 94] analysiert. Der Neutronendetektor LAND der LAND-Kollaboration der GSI wurde verwandt, um die Neutronenmultiplizität des zerfallenden Projektilspektators zu messen.

Das Experiment S114 zeigte einen nahezu identischen Aufbau wie S022, nur wurde ohne Targetdetektor gemessen. Dazu kam ein neuer 0^o-Detektor (ZDF) zur Messung der Position des Projektils, das keine Reaktion mit einem Targetkern hatte. Der ZDF stellte im Zusammenspiel mit den Leichtteilchenhodoskopen und der Flugzeitwand den Experimenttrigger [Gro 94]. Der Großteil der Daten, die in dieser Doktorarbeit untersucht wurden, sind im Experiment S114 aufgenommen worden. Daher wird hier der Experimentaufbau von S114 beschrieben.

Eine Übersicht der untersuchten Systeme in den Experimenten S022 und S114 gibt

Tabelle 2.1.

Der Aufbau des Experiments S114 mit dem ALADIN-Spektrometer und dem Neutronenzähler LAND, das 1993 in der GSI am Schwerionensynchrotron SIS durchgeführt wurde, wird in Abbildung 2.1 gezeigt. Der Strahl kommt von links und passiert zunächst

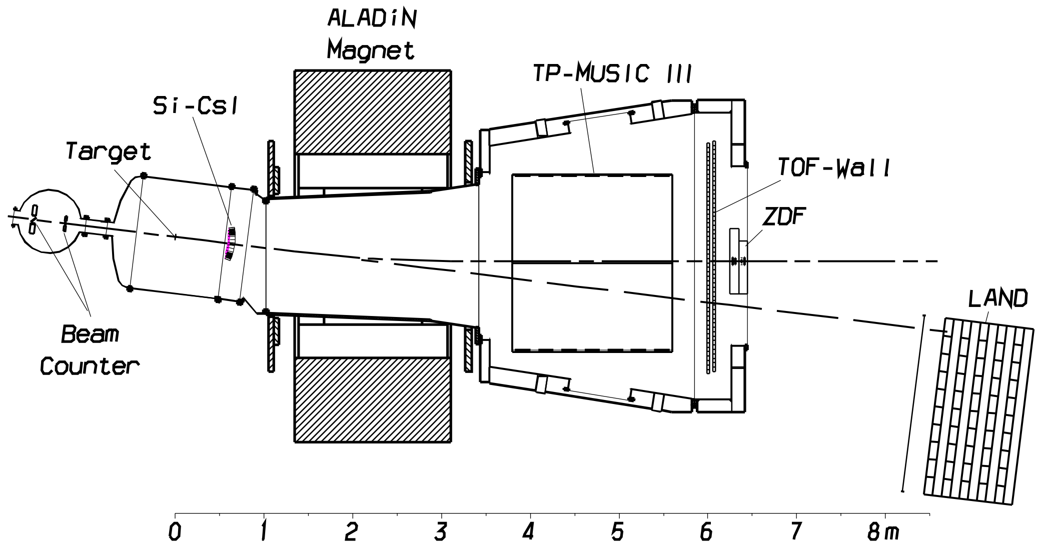

Abbildung 2.1:
Skizze des experimentellen Aufbaus. Der Strahl kommt von links und trifft nach der Durchquerung des Start- und Ortszählers auf das Target. Im ALADIN Dipolmagneten werden die Teilchen nach ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Der Strahl wird um ca. 8^o abgelenkt. Die Spur der Teilchen kann in dem Spurdetektor TP-MUSIC III nachgewiesen werden. Die Flugzeit der Teilchen wird von der Flugzeitwand (TOF) gemessen. An dem Ort, wo der Strahl auf die Flugzeitwand treffen würde, befindet sich ein 0^o - Zähler (ZDF). Zum Nachweis leichter Teilchen, meist aus mittlerem Rapiditätsbereich, befinden sich SiCsJ-Hodoskope um das Magnetjoch. Die in der Reaktion erzeugten Neutronen werden mit dem Neutronendetektor LAND nachgewiesen.

einen Startzähler, der den Zeitnullpunkt des Strahlteilchens mißt, und danach den Ortszähler, der den Ort des Strahlteilchens bestimmt [Kem 93]. Es wurde eine Zeitauflösung von $\Delta t = 100$ ps (FWHM) und eine Ortsauflösung von $\Delta x = 2$ mmm (FWHM) erreicht. Die Massenbelegung der Szintillatorfolien von Start- und Ortszähler zusammen ist 18 mg/cm^2 und damit zusammen ca. 10% des leichtesten Targets.

Die verwendeten Targets sind in Tabelle 2.2 aufgeführt. Die Reaktionswahrscheinlichkeit für die verschiedenen Systeme wurde aus den geometrischen Reaktionsquerschnitten berechnet und gilt für Au+X-Reaktionen.

Target	Be	C	Al	Cu	In	Au	U
$\langle A \rangle$	9	12	27	63	115	197	238
Z	4	6	13	29	49	79	92
m [mg/cm^2]	187 ±2	195 ±8	392 ±3	418 ±2	800 ±10	478 ±9	483 ±9
p_{reac} [%]	3.5	2.9	3.1	1.7	2.1	0.9	0.8

Tabelle 2.2:
Mittlere Massenzahl $\langle A \rangle$, Kernladungszahl Z, Massenbelegung m und Reaktionswahrscheinlichkeit p_{reac} der verwendeten Targets. Die Reaktionswahrscheinlichkeit wurde für Au+X-Reaktionen geometrisch ausgerechnet.

Es folgt ein Feld aus 84 Leichtteilchenhodoskopen, die aus Silizium-Zählern zur ΔE–Messung und aus CsJ-Kristallen zur Energiemessung bestehen. Die Abbildung 2.2 zeigt die Anordnung der 84 Hodoskopelemente um das Joch des ALADIN–Magneten. Der Akzeptanzbereich des Leichtteilchenhodoskopes liegt zwischen $5^o - 15^o$ (vertikal) und $10^o - 15^o$ (horizontal) im Laborsystem. Der Bau und die Betreuung der Hodoskopdetektoren wurden von Mitarbeitern aus Catania (Dipartimento di Fisica dell' Universitá und I.N.F.N., Catania, Italien) ausgeführt, die Ausleseelektronik wurde in Mailand entwickelt (Dipartimento di Fisica, Universitá id Milano und I.N.F.N., Milano, Italien). Das Leichtteilchenhodoskop erweitert die Akzeptanz des experimentellen Aufbaus und mißt sowohl die leichten Fragmente der intermediären Quelle als auch die des aufplatzenden Projektilspektators.

Der Dipolmagnet des ALADIN-Spektrometers hat ein Biegevermögen von maximal 2.3 Tm und eine Apertur von 1.5 x 0.5 m^2 (Breite x Höhe). Ein Goldstrahl wird bei 400 AMeV dadurch um maximal ca. 16^o abgelenkt. Im Experiment wurde der Magnetstrom auf $\approx$ 1000 A eingestellt, das entspricht einem Biegevermögen von $\approx$ 1.2 Tm - der Goldstrahl wurde somit ca. 8^o abgelenkt, um den Zentraldetektor ZDF zu treffen.

Die durch den Magneten abgelenkten Teilchen durchqueren den Spurdetektor TP-MUSIC III. Den schematischen Aufbau zeigt Abbildung 2.3. Die TP–MUSIC III ist eine Kombination aus einer Ionisationskammer und aus Vieldrahtproportionalzählern

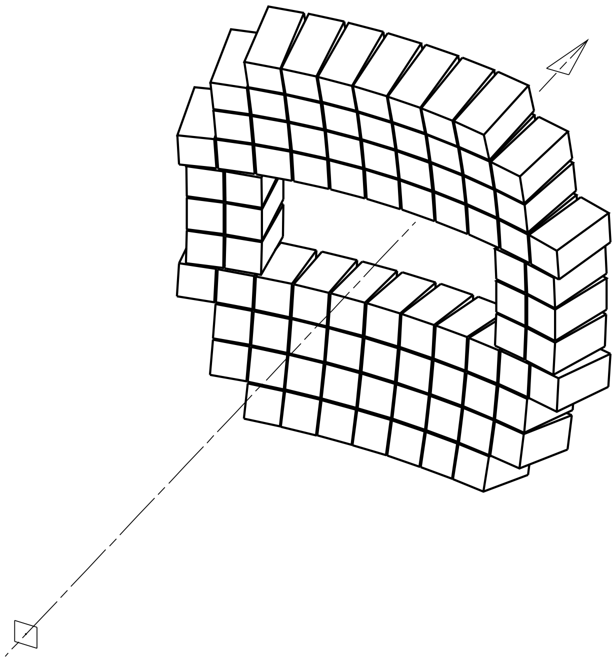

Abbildung 2.2:
Schematische Skizze des Aufbaus der 84 Hodoskopelemente.

(MWPC). Der Strahl kommt von hinten und fliegt parallel zu der in der Mitte befindlichen Kathode durch die in Strahlrichtung linke Kammerhälfte (z–Richtung). Der Feldkäfig der Ionisationskammer hat ein aktives Volumen von 2 x 1 x 1.8 m^3. Als Zählgas wurde eine Mischung aus 90 $\%_{vol}$ Argon und 10 $\%_{vol}$ Methan (P10) bei Atmosphärendruck im Durchflußbetrieb verwandt. Zwischen der Kathode und dem Frisch-Gitter bestand eine Feldstärke von 18 kV/m, die Elektronen driften daher mit einer Geschwindigkeit von $v_{drift} \approx 5cm/\mu s$. Die pro Weglänge x des ionisierenden Teilchens mit der Ladung Z freigesetzte Anzahl von Gaselektronen ist nach Bethe-Bloch proportional zu Z^2/β^2, wobei β die Geschwindigkeit des Teilchens ist. Die untere Nachweisgrenze der Ionisationskammer ist durch das Eigenrauschen der Vorverstärker und die Kapazität der Anodenstreifen bedingt und liegt etwa bei $Z > 8$. Fragmente mit kleineren Ladungen wurden durch die MWPCs nachgewiesen. Da die Energiedeposition eines Teilchens entlang der z–Richtung durch 24 Anodenstreifen individuell gemessen wird, nennt man die Ionisationskammer *multiple sampling ionisation chamber* (MUSIC). Die Driftzeit der durch die ionisierenden Teilchen freigesetzten Elektronen wird gemessen und in eine x–Ortisinformation umgerechnet. Daher heißt die Ionisationskammer zusätzlich *time projecting - multiple sampling ionisation chamber* (TP-MUSIC). Um die y–Koordinate einer Teilchenspur zu messen, wurden 6 MWPC-Module mit jeweils drei Zählern eingebaut, je drei Module auf einer

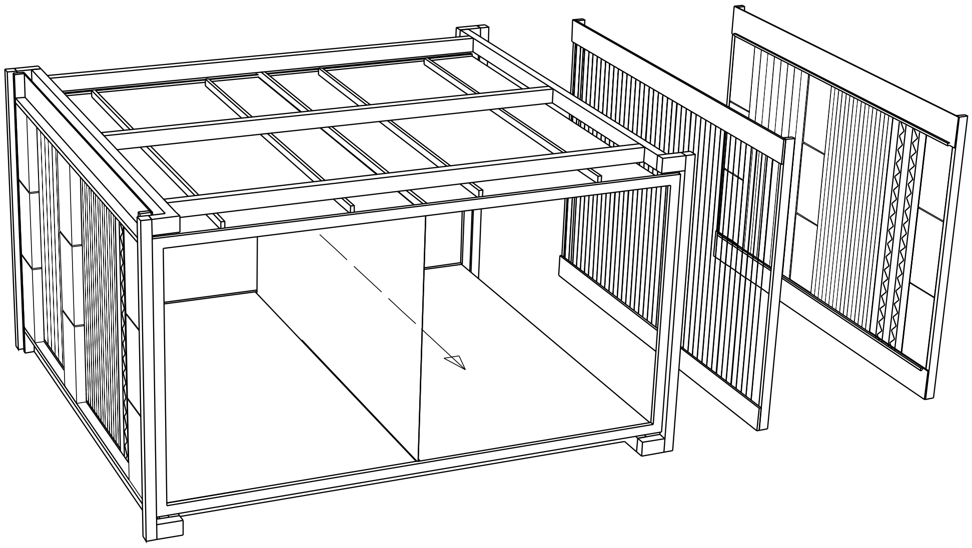

Abbildung 2.3:
Schematische Skizze des Aufbaus der Ionisationskammer TP-MUSIC mit 2 x 24 Anodenstreifen, 2 x 9 Proportionalzählern (MWPC) und 2 x 2 Sägezahnanoden. Der Strahl kommt von hinten und durchquert die in Strahlrichtung linke Ionisationskammerhälfte parallel zur in der Mitte liegenden Kathode. Der Aufbau der TP-MUSIC III ist symmetrisch zur Strahlachse: er beginnt (in Strahlrichtung) mit einem Modul aus drei übereinanderliegenden MWPCs, es folgen 8 Anodenstreifen, deren Breite (jeweils 6 cm) doppelt so groß war wie die der restlichen. Danach kommt das zweite MWPC-Modul, es folgen 16 Anodenstreifen. Zwei Doppelsägezahnanoden schließen sich an, die zur Kalibration der y-Position der Proportionalzähler verwandt wurden. Das dritte MWPC-Modul beendet eine Auslesefläche der TP-MUSIC. Das Frisch-Gitter liegt ca 1.5 cm vor der Anodenfläche.

Anodenseite der TP-MUSIC [Ros 92].

Die Driftgeschwindigkeit der positiven Zählgasionen ist ungefähr 10^4 mal kleiner als die der Elektronen. Daher verbleiben die Gasionen viel länger im aktiven Volumen und führen zu Feldverzerrungen. Um diese Störungen klein zu halten, wurde die Strahlrate auf einige tausend Teilchen pro Sekunde beschränkt. Der Strahl wird dicht an der Kathode vorbeigeführt, um die Driftstrecke der Gasionen möglichst klein zu machen. Bei höheren Strahlraten kann eine Strahlabschirmung eingesetzt werden [Neu 92]. Um zu verhindern, daß die durch die Sekundärionisation in den MWPCs entstandenen Gasionen in den Driftraum der Ionisationskammer gelangen und dort Feldverzerrungen erzeugen

[Man 92], wurden die MWPCs mit einem Schaltgitter versehen, das nur bei einer positiven Trigger-Entscheidung ein Öffnen der MWPCs für eine bestimmte Auslesezeit gewährleistete [Möh 95]. Die Flugzeitwand [Hub 91] besteht aus zwei Wänden (*front*, *back*), die

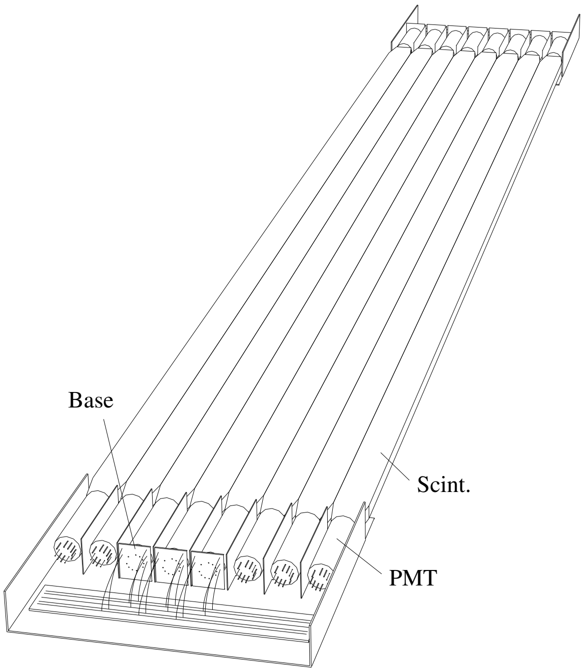

Abbildung 2.4:
*Schematische Skizze eines Flugzeitmoduls. Die Flugzeitwand besteht aus 24 Modulen, zwölf bilden die vordere Wand (*front*), die anderen zwölf die hintere (*back*). Ein Flugzeitmodul besteht aus acht Plastikszintillatorstäben (*slat*), die jeweils an beiden Enden mit Photovervielfachern ausgelesen werden.*

hintereinander aufgebaut sind. Jede Wand besteht aus 12 Flugzeitmodulen, jedes Modul besteht aus acht vertikal stehenden Plastikszintillatorstäben (*slat*). Die hintere Wand ist um eine halbe Stabbreite horizontal gegenüber der vorderen versetzt. Damit wird erreicht, daß Teilchen, die zwischen zwei Stäbe der vorderen Wand fliegen, zumindest einen Stab der hinteren Wand treffen. Alle Stäbe werden an beiden Enden mit Photomultipliern ausgelesen. Jeder Photomultiplier liefert eine Lichtmengen- und eine Zeitinformation, aus der kombinierten Information beider Röhren (*top, bottom*) läßt sich eine Ladungs-, Flugzeit- und y–Ortsinformation des den *slat* treffenden Teilchens angeben. Die Methode der Flugzeitwandkalibrierung wird in [Sch 96], [Ock 93] erklärt. Der Aufbau eines Moduls zeigt Abbildung 2.4. Die Länge eines Stabes beträgt 1100 mm, die Breite 25 mm und die Tiefe 10 mm. Die vordere und hintere Wand wurde jeweils mit einer 0.5 mm dicken Messingblech-Abschirmung versehen, um δ-Elektronen abzustoppen.

Der 0^o–Zähler [Gro 94] stand an der Stelle, wo der abgelenkte Strahl die Flugzeitwand treffen würde. In die zwei zentralen *slats* der vorderen und der hinteren Flugzeitwand wurde mittig ein 5 cm langes Loch geschnitten, hinter das der 0^o–Zähler gesetzt wurde. Die so entstandenen Lücken der durchtrennten *slat*s wurden mit einer dünnen, verspiegelten Kevlarfolie überbrückt, wodurch die Funktionsfähigkeit der *slats* nicht eingeschränkt wurde. Der 0^o–Zähler bestand aus einer 4 mm dicken Plastikszintillatorplatte, die an allen vier Kanten durch Photomultipliern ausgelesen wurden, einem 300 μm dicken Siliziumstreifenzähler und einem aus 2 mm starken Szintillationsfasern aufgebauten Faserzähler. Es wurde nur die gemittelte Amplitude des Plattenzählers verwandt, um eine Ladungsinformation der Teilchen zu erhalten, die durch das Loch in der Flugzeitwand geflogen sind.

Die Multiplizität der in der Schwerionenreaktion freigesetzten Projektil-Neutronen wurde mit dem Neutronendetektor LAND (*large area neutron detektor*) der LAND-Kollaboration an der GSI gemessen. Der LAND stand ca. 8 m hinter dem Target in 0^o-Richtung. Der von LAND abgedeckte Winkelbereich beträgt $[-2.2^O, +11.0^o]$ in horizontaler und $\pm 4.1^o$ in vertikaler Richtung. Der Aufbau und die Kalibration des LAND wird in [Bla 92],[Zud 95] beschrieben.

Der Experimenttrigger bestand in der Koinzidenz eines im Strahlzähler nachgewiesenen Strahlteilchens und einer im ZDF nachgewiesenen Ladunginformation, die kleiner als die des Strahls war. Wurde im ZDF eine Ladung nachgewiesen, die einem Strahlteilchen entsprach, in den um den ZDF liegenden Flugzeitstäben jedoch gleichzeitig eine große Ladung, wurde ebenfalls eine positive Triggerentscheidung herbeigeführt. Da sich Flugzeitwand und ZDF teilweise überdeckten, wurde dadurch sichergestellt, daß ein schweres Fragment, das erst durch einen Szintillatorstab fliegt und dann in den ZDF trifft, nicht fälschlicherweise als Strahlteilchen verworfen wird. In einem *fast clear*-Entscheidungsprozeß wurde zudem verlangt, daß mindestens ein Detektor der Leichtteilchenhodoskope angesprochen hatte. Alle Ereignisse, bei denen diese Bedingungen nicht zutrafen, wurden nur mit unterdrückter Zählrate aufgenommen.

Kapitel 3

Observablen der Einzeldetektoren

Die zentrale Aufgabe dieser Arbeit war es, die Fragmentation von schweren Projektilen (Au,U) zu untersuchen, die bei verschiedenen kinetischen Energien (400 bis 1000 AMeV) mit unterschiedlich großen Targetkernen (^{9}Be bis ^{238}U) kollidierten. Um Gemeinsamkeiten und Unterschiede im Fragmentationsverhalten herauszufinden, war es notwendig, einen vollständigen Nachweis aller Fragmente der Projektilquelle nach einer Kern–Kern–Reaktion zu erreichen. Mit Ausnahme der Protonen ist dieser Anspruch umgesetzt worden.

In dieser Arbeit werden Analysen gezeigt, in die ausschließlich die Ladungsinformation Z der Fragmente eingeht. Impulse, kinetische Energien und Massen der Fragmente werden in anderen Arbeiten analysiert [Möh 95, Sch 96].

Bei einer Strahlenergie von 1000 AMeV reichte die Akzeptanz der Flugzeitwand alleine aus, um die Ladung aller Projektilfragmente - mit Ausnahme der Protonen - zu rekonstruieren. Bei den niedrigeren Energien wurden die Leichtteilchenhodoskope hinzugezogen, um eine (nahezu) vollständige Akzeptanz zu erreichen.

Die wichtigsten Detektoren für diese Arbeit sind daher die Flugzeitwand und die Leichtteilchenhodoskope. Die wichtigsten Observablen, die mit ihnen bestimmt wurden, sind die Multiplizität von mittelschweren Fragmenten $\langle M_{imf} \rangle$ und die Ladungssumme Z_{bound}.

3.1 M_{imf} und Z_{bound}

Die Größe und Anregungsenergie des Projektilrestkerns hängen von der Masse des Targetkerns und von der Zentralität der Reaktion ab. Der Projektilspektator zerfällt - abhängig vom Grad der Anregung - in Nukleonen und komplexe Fragmente [Hub 91a]. Durch Vergleich mit BUU–Rechnungen zeigte sich, daß die Ladungssumme Z_{bound} aller Fragmente des Projektilrestkerns mit $Z \geq 2$

$$Z_{bound} = \sum_{i=1}^{N} Z_i, \qquad Z_i \geq 2 \tag{3.1}$$

ein Maß für den Stoßparameter b, die Anregungsenergie pro Nukleon E_x/A und die Größe Z_0 des Präfragments ist [Ogi 91, Hub 91a]. Hier ist N die innerhalb eines Ereignisses bestimmte Anzahl aller zum zerfallenden Projektilrestkern gehörenden Fragmente mit $Z \geq 2$. Der Ausschluß der Protonen liegt darin begründet, daß bei ihnen die Trennung von Präequilibriumsemission durch den angeregten Restkern und statistischer Multifragmentation nicht mehr klar zu ziehen ist. Darüber hinaus ist die Nachweisakzeptanz der Flugzeitwand für Protonen - im Vergleich mit α-Teilchen und Fragmenten - sehr viel kleiner. Die im Vergleich mit den Fragmenten nur halb so große Steifigkeit der Protonen bewirkt, daß der ALADIN–Magnet die meisten Protonen so stark ablenkt, daß sie die Flugzeitwand nicht treffen. Nach einem Vorschlag von A. Botvina [Bot 95] sollten sogar die Fragmente mit $Z = 2$ aus der Summenladung Z_{bound} ausgeschlossen werden, da auch bei ihnen die Trennung von Präequilibriumsemission und Multifragmentation nicht eindeutig ist. Dieser Weg wurde in dieser Arbeit allerdings nicht gegangen.

Z_{bound} ist ein Maß für die Ladung des Projektilrestkerns vor dem Zerfall. Periphere Reaktionen ergeben große Z_{bound}–Werte, zentrale kleine. Der Verlust von Nukleonen des Projektilkerns durch die Kern–Kern–Reaktion, der zu einem bestimmten Z_{bound} führt, ist mit der Deposition von Energie im Restkern verbunden. Je mehr Nukleonen entfernt werden, je kleiner Z_{bound} also wird, desto größer wird die Anregungsenergie E_x des Restkerns. Diese Korrelationen zwischen Z_{bound} und der Ladung und Anregungsenergie des Projektilrestkerns gelten jedoch nur im Mittel. Der Einfluß von Fluktuationen im Zerfall muß berücksichtigt werden.

Der (Vielfach-) Aufbruch des angeregten Restkerns in mittelschwere Fragmente (*intermediate mass fragments*, *IMF*s) stellt einen neuen Abregungskanal dar. Um diesen

Kanal genau zu untersuchen, muß eine klare Trennung zwischen IMFs und Verdampfungsteilchen getroffen werden. Als mittelschwere Fragmente werden alle Teilchen mit der Kernladung $3 \leq Z_{imf} \leq 30$ definiert [1]. Die mittlere Anzahl von IMFs, $\langle M_{imf} \rangle$, in die ein angeregter Restkern zerfällt, ist im Rahmen von Statistischen Multifragmentationsmodellen (SMM) ein weiteres Maß für seine Anregungsenergie.

Um also die IMFs zu zählen und als Funktion von Z_{bound} darzustellen, ist es notwendig, zwischen Fragmenten mit $Z = 1, 2, 3$ und $Z \leq 30$ so genau wie möglich zu unterscheiden. Da der Produktionswirkungsquerschnitt von Fragmenten der Ladung Z, $\sigma(Z)$, ungefähr einem Potenzgesetz $\sigma(Z) = Z^{-\tau}$, mit $\tau \approx 2.2..2.5$ gehorcht [Hub 91, Kre 92, Wör 95], ist die obere Schwelle $Z_{imf} \leq 30$ für die Bestimmung von $\langle M_{imf} \rangle$ von untergeordneter Bedeutung.

3.1.1 Ladungsauflösung der Flugzeitwand

Die Auflösung der gesamten Flugzeitwand für Fragmentladungen Z zeigt Abb.3.1. Links ist ein eindimensionales Fragmentladungsspektrum bei 400 AMeV Au+Al–Reaktionen gezeigt. Bis zur Ladung $Z \approx 10$ zeigt sich eine Einzelladungsauflösung. Es ist zu erkennen, daß der Wirkungsquerschnitt von Fragmenten mit $Z = 4$ – relativ zu denen mit $Z = 3$ und $Z = 5$ – unterdrückt ist. Hier zeigt sich der Einfluß des instabilen Isotops ^{8}Be, das in zwei α–Teilchen zerfällt. Die $Z = 1$–Ausbeute ist – im Vergleich mit dem Wirkungsquerschnitt von Heliumfragmenten – zu gering. Dieses liegt in der Akzeptanz für Protonen begründet. Rechts in Abb. 3.1 ist die Korrelation der Flugzeit ToF und der im Szintillatorstab erzeugten Amplitude der Fragmente gezeigt. Die Amplitude ist proportional zur Szintillationslichtmenge, die ein Teilchen beim Durchfliegen des Plastikszintillators durch Energieverlust erzeugt. Die Szintillationslichtmenge ist für kleine Fragmentladungen Z ($Z < 10$) proportional zu Z^2. Bei größeren Kernladungen steigt die Lichtmenge nur noch schwächer als Z^2 an. Hier wird die Ladungsinformation der Ionisationskammer MUSIC benutzt, um die Lichtmengeninformation der Flugzeitwand zu kalibrieren. Aus den Größen ToF und Amplitude wird die Fragmentladung Z nach der ΔE–t–Methode bestimmt.

In der Abbildung ist zu erkennen, daß die Verteilung der beobachteten Flugzeiten

[1] Bei dem Vergleich der IMF–Multiplizitäten in der Fragmentation unterschiedlicher Projektile wird ein IMF durch $3 \leq Z_{imf} \leq Z_{Proj}/3$ definiert. Z_{Proj} ist die Kernladungszahl des Projektils.

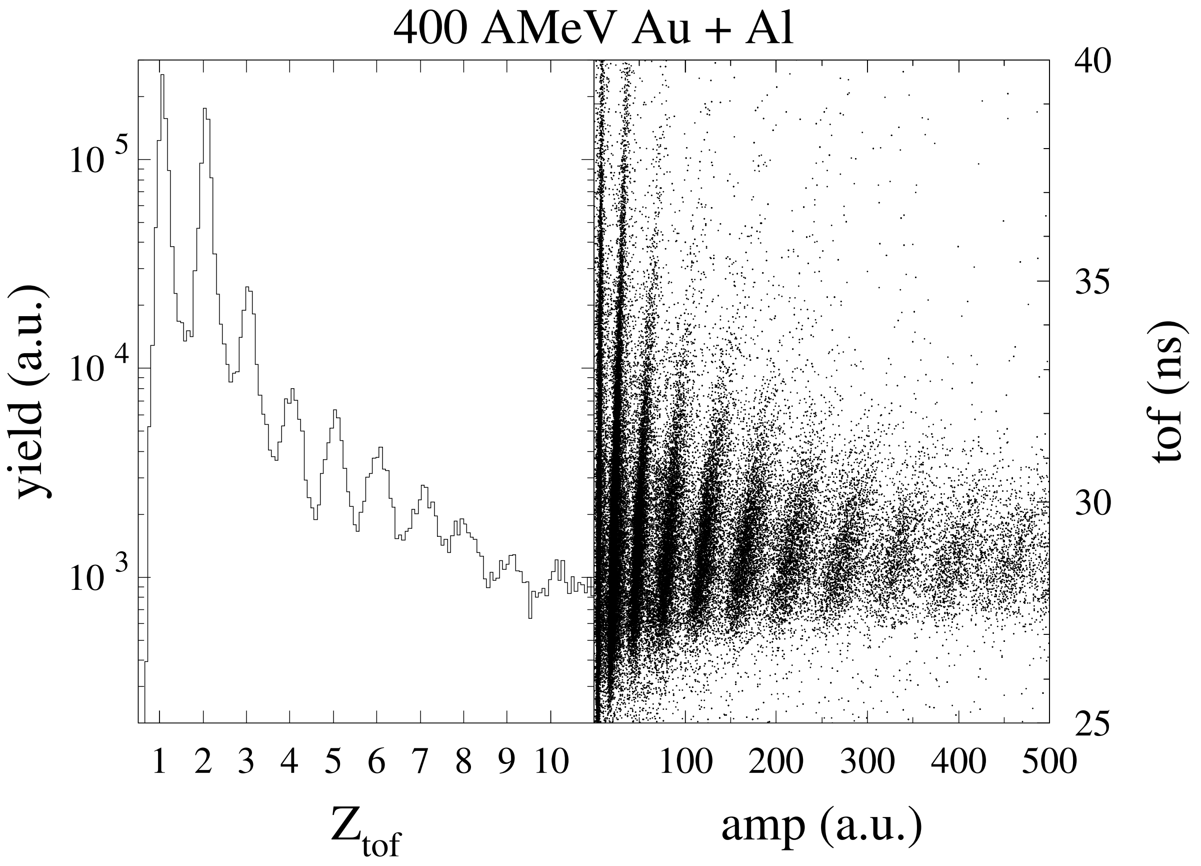

Abbildung 3.1:
Teilchenidentifikation der Flugzeitwand bei 400 AMeV.
Links: Ladungsspektrum.
Rechts: Korrelation von der Flugzeit und der Amplitude des Szintillationslichts.

immer schmaler wird, je größer die Fragmentladung ist. Die Projektilflugzeit betrug bei 400 AMeV ToF =28 ns. Das Maximum der beobachteten Flugzeiten liegt für alle Fragmente sehr dicht bei der Projektilflugzeit, wie in Abb. 3.7 gezeigt wird.

Die Ionisationskammer TP-MUSIC ordnet den Amplituden der schweren Fragmente in der Flugzeitwand eine Ladung zu. Das Ladungsspektrum der TP-MUSIC ist in Abb. 3.2 gezeigt. Die Einzelladungsauflösung der Flugzeitwand bis $Z \approx 10$ zusammen mit der der Ionisationskammer ab $Z > 8$ erlaubt es, die Ladungen aller Projetilfragmente zu bestimmen.

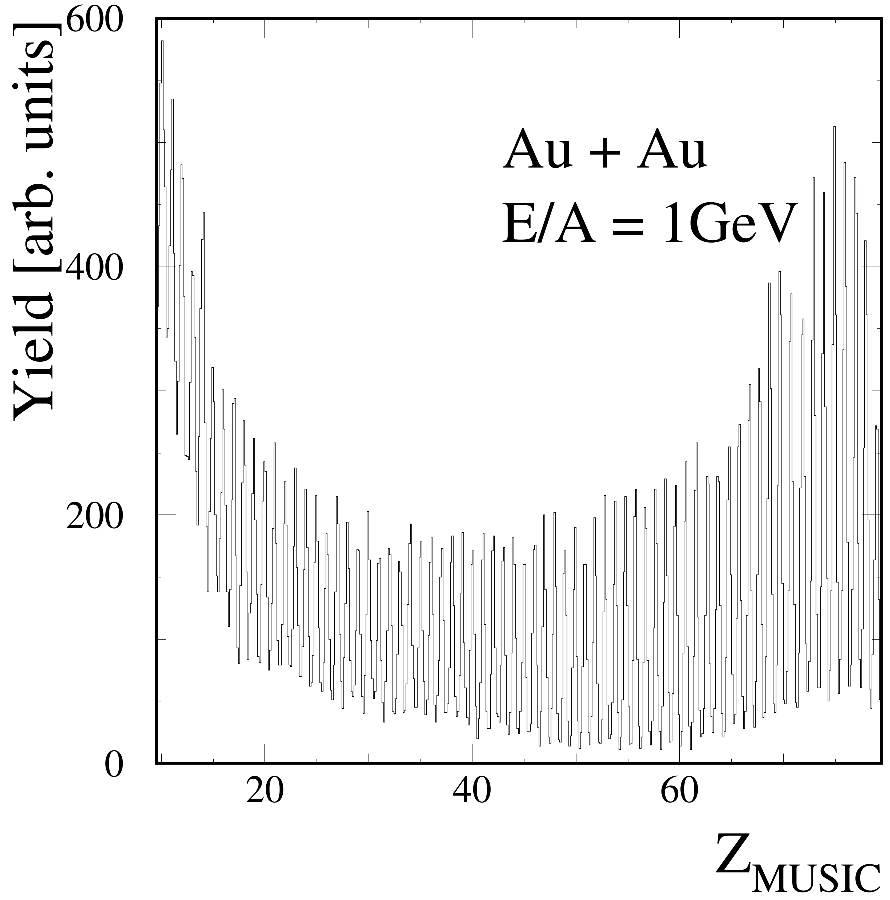

Abbildung 3.2: *Ladungsidentifikation der TP-MUSIC bei 1000 AMeV.*

3.1.2 Akzeptanz der Flugzeitwand

Die Akzeptanz der Flugzeitwand ist auf die Laborwinkel $0 \leq \Theta_{lab} \leq 5^o$ (vertikal) und $0 \leq \Theta_{lab} \leq 10^o$ (horizontal) beschränkt. In der Abb. 3.3 ist die Akzeptanz der Flugzeitwand als Funktion der Fragmentladung Z für Au+Au-Reaktionen bei den vier verwendeten Strahlenergien gezeigt. Die gewählten Bereiche in Z_{bound} entsprechen dabei halbzentralen - ($Z_{bound} < 30$, $2 \leq b < 8$ fm), halbperipheren - ($30 < Z_{bound} < 50$, $8 \leq b < 10$ fm) und peripheren ($Z_{bound} > 50$, $10 \leq b < 14$ fm) Kollisionen. Die Rekonstruktion des Stoßparameters aus Z_{bound} wird in Kapitel 6 behandelt.

Die Akzeptanz wurde bestimmt, indem an die $x-$ und $y-$Ortsverteilungen der Fragmente auf der Flugzeitwand eine Gaußverteilung angepaßt und integriert wurde [Wör 95].

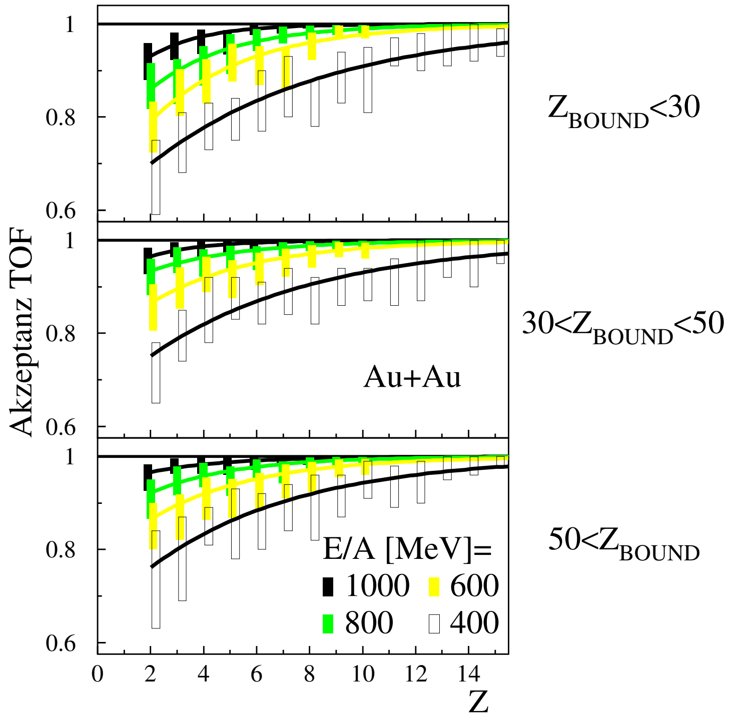

Abbildung 3.3:
Akzeptanz der Flugzeitwand zwischen 400 und 1000 AMeV für halbzentrale (Z_{bound} < 30) (oben), halbperiphere (30 < Z_{bound} < 50) (Mitte) und periphere (Z_{bound} > 50) (unten) Au+Au–Reaktionen.

Die durchgezogenen Linien stellen die beste Anpassung durch die Mittelwerte der Akzeptanzen dar, die vertikalen Balken zeigen die Fehler in der Akzeptanzbestimmung.

Bei 1000 AMeV ist die Akzeptanz für alle Fragmente mit $Z \geq 2$ größer als 92 %; für halbperiphere und periphere Reaktionen ist sie größer als 95 %. Bei dieser Energie sind die Fragmente so stark vorwärtsfokussiert, daß sie fast alle die Flugzeitwand treffen. Bei 400 AMeV liegt die Akzeptanz für Heliumfragmente bei halbzentralen Reaktionen nur bei 65 %. Lithiumfragmente werden für diese Reaktionen nur zu 75 % nachgewiesen, und auch bei peripheren Reaktionen vergrößert sich die Akzeptanz für sie nur auf 80 %.

Um für die niedrigen Energien eine Akzeptanz zu erreichen, die mit der von 1000 AMeV vergleichbar ist, wurde die Ladungsinformation einer bestimmten Anzahl von inneren Hodoskopelementen für die Bestimmung von M_{imf} und Z_{bound} mitgezählt. Die geringen Akzeptanzverluste bei 1000 AMeV wurden nicht mehr ausgeglichen.

Motiviert wurde diese Mitnahme einer (energieabhängigen) Anzahl von inneren Hodoskopelementen durch die experimentelle Beobachtung, daß bei Au+Au–Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV die Breiten der y–Ortsverteilung der Fragmente mit dem Kehrwert des Longitudinalimpuls p_l/A des Projektils skalieren [Sch 96], [Wör 95]. Der mittlere Transversalimpuls der Fragmente scheint sich bei einer Erhöhung der Strahlenergie nicht mehr zu ändern, daher werden die Fragmente bei einer Vergrößerung des Longitudinalimpulses p_l/A stärker auf die Flugzeitwand fokussiert.

Die Methode der Projektilquellendefinition wird im Abschnitt 3.3 erklärt.

3.2 Observablen der Leichtteilchenhodoskope

Die Leichtteilchenhodoskope stehen unter einem Winkel von $5 \leq \Theta_{lab} \leq 15^o$ (vertikal) und $10 \leq \Theta_{lab} \leq 15^o$ (horizontal) vor dem ALADIN-Magneten. Die Ladungsauflösung der

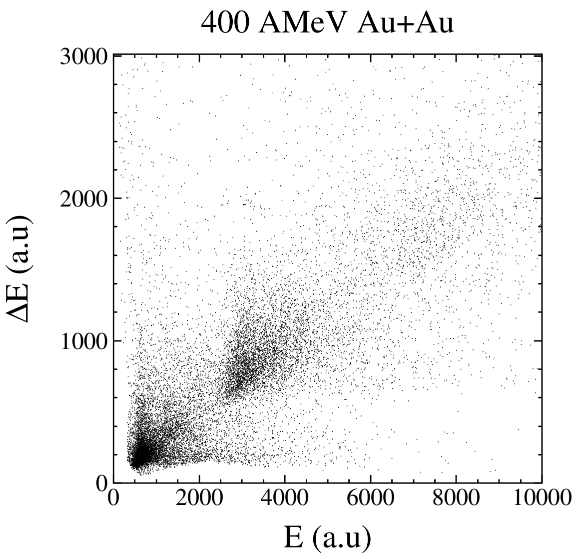

Abbildung 3.4:
Korrelation von ΔE und E eines Hodoskopelementes bei 400 AMeV Au+Au.

Hodoskope wird in Abb. 3.4 in der $\Delta E - E$–Korrelation für ein Hodoskopelement gezeigt. Eine Trennung zwischen Protonen, α-Teilchen und IMFs ist noch möglich.

Da zwischen 400 und 1000 AMeV die meisten Fragmente so schnell sind, daß sie die Cäsium-Jodid–Kristalle durchfliegen, ist eine Energiekalibration der Detektoren nur sehr eingeschränkt möglich. Daher kann zunächst nicht entschieden werden, ob ein Fragment zur intermediären oder zur Projektilquelle gehört. Die räumliche Verteilung der Fragmente in den Hodoskopelementen soll mehr Klarheit schaffen.

In Abb. 3.5 wird für Au+Au– und Au+Be–Reaktionen bei 400 AMeV die räumliche Verteilung der Fragmente in den Leichtteilchenhodoskopen gezeigt, oben für Protonen, in

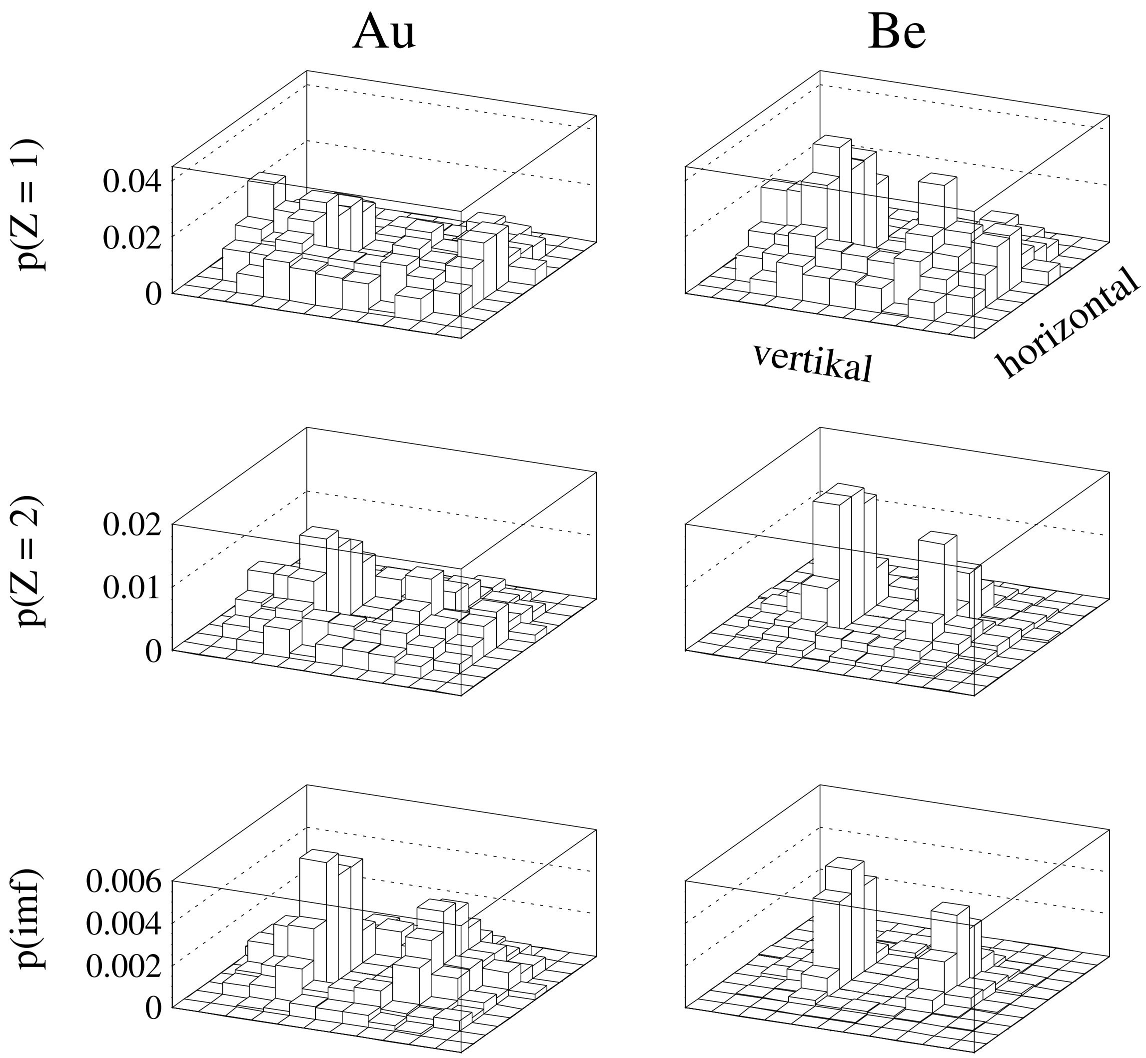

Abbildung 3.5:
x–y–Verteilung bei 400 AMeV Au+Au– bzw. Au+Be–Reaktionen für Protonen, α–Teilchen und IMFs in den Leichtteilchenhodoskopen.

der Mitte für α–Teilchen und unten für IMFs. Die Häufigkeit der Protonen ist bei beiden Targets über alle Hodoskopelemente fast gleich verteilt. Die Häufigkeitsverteilung von α–Teilchen ist für die zentralen, innersten Hodoskope am größten, und dieser Effekt ist für das Be-Target erheblich stärker ausgeprägt als für das Au-Target.

Dieser Trend verstärkt sich, wenn die Verteilung der IMFs betrachtet wird. Sowohl in Au+Au– als auch in Au+Be–Reaktionen sehen die innersten Hodoskopelemente die meisten IMFs. Werden bei Au+Au–Kollisionen auch in äußeren Hodoskopelementen noch IMFs nachgewiesen, ist die IMF–Verteilung bei Au+Be–Reaktionen praktisch nur auf die innersten Elemente beschränkt. Die Wahrscheinlichkeitsverteilung der IMFs über die Hodoskopelemente ist ein Hinweis darauf, daß vor allem die Projektilquelle in den innersten Elementen zu sehen ist. Die intermediäre Quelle sollte vor allem aus freien Nukleonen und α–Teilchen zusammengesetzt sein.

3.3 Die Projektilquelle

Das Skalieren der y–Breiten der Fragmente auf der Flugzeitwand mit dem Kehrwert des Longitudinalimpulses $p_l(E_{beam})/A$ des Projektils definierte den ersten Analyseschnitt in der Abtrennung der Projektilquelle. Alle Fragmente, die bei einer Strahlenergie E_{beam} in einem Laborwinkel $\Theta_{lab}(E_{beam})$

$$\Theta_{lab}(E_{beam}) \leq \frac{p_l(1000AMeV)}{p_l(E_{beam})} \cdot \Theta_{lab}(1000AMeV) \qquad (3.2)$$

nachgewiesen werden, werden dem zerfallenden Projektilrest zugeordnet [Sch 96]. Hier ist $\Theta_{lab}(1000\ \mathrm{AMeV}) = 5^o$ der maximale Laborwinkel, den der Akzeptanzbereich der Flugzeitwand vollständig erfaßt. Bei einer Strahlenergie von 400 AMeV wurden daher alle Teilchen aus den Hodoskopen zur Projektilquelle gezählt, die bis zu einem Laborwinkel von $\Theta_{lab} \leq 9.5^o$ nachgewiesen wurden. Die entsprechenden Hodoskopelemente sind in Abb. 3.6 grau schattiert. Dort ist die räumliche Verteilung der Zählraten $P(\alpha)$ und $P(imf)$ für α–Teilchen und IMFs gezeigt, links für Au+Au–, rechts für Au+Be–Reaktionen. Der relative Anteil von Flugzeitwand- und Hodoskopfragmenten an der Berechnung von M_{imf} und Z_{bound} wird exemplarisch für 400 AMeV in Abb. 3.8 am Ende des Kapitels gezeigt.

In Abb. 3.7 sind für die Reaktion Au+Be bei 400, 600 und 1000 AMeV Rapiditätsspektren der Fragmente mit $Z = 2, 3, 4$ gezeigt. Zwei Beobachtungen fallen ins Auge: zum einen liegen für die drei Energien bei allen Fragmenten die Maxima des Wirkungsquerschnitts sehr dicht bei den Projektilrapiditäten, zum anderen zeigt sich in den Spektren mit zunehmender Einschußenergie ein wachsender Beitrag von kleineren Rapiditäten. Dieses sind Beiträge der intermediären Quelle, die mit einer Erhöhung der Energie ebenfalls

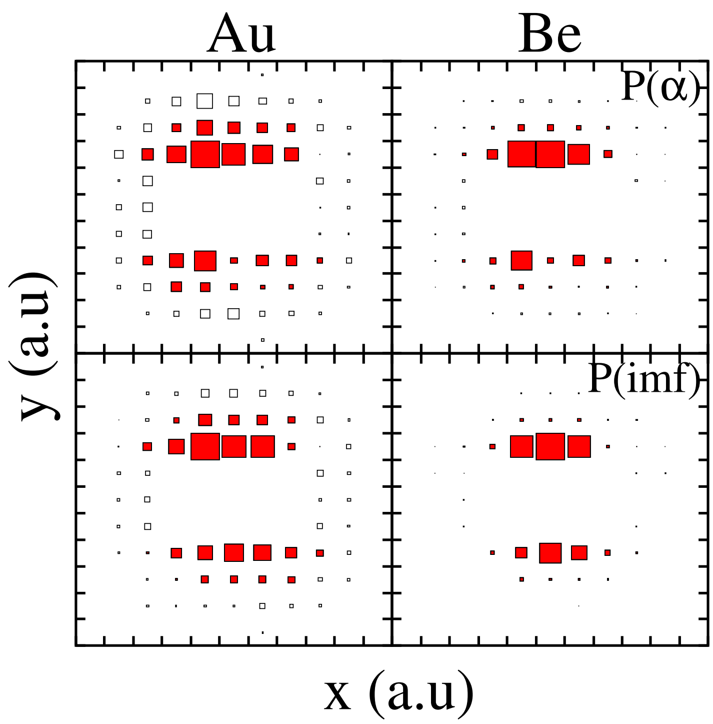

Abbildung 3.6:
Räumliche Verteilung der Zählraten von α–Teilchen (oben) und IMFs (unten) bei 400 AMeV Au+Au– (links) bzw. Au+Be–Reaktionen (rechts) in den Leichtteilchenhodoskopen. Die Flächen der Kästchen sind proportional zur Zählrate. Aus Darstellungsgründen sind die Zählraten für α–Teilchen und IMFs nicht vergleichbar. Die Fragmente in den grauschattierten Hodoskopelementen werden bei dieser Energie zur Projektilquelle gerechnet.

stärker auf die Flugzeitwand fokussiert werden. Bei 1000 AMeV konnten beide Quellen für Au+Au-Kollisionen experimentell getrennt werden, bei den niedrigeren Strahlenergien war dies nicht mehr möglich. Simulationsrechnungen von thermischen Quellen, die Fragmente mit einer Boltzmannverteilung emittieren, zeigten, daß für jede Energie eine Rapidität $Y_{PF}(E_{beam})$ berechnet werden kann, bei der die Beiträge der intermediären und der Projektilquelle integral gleich groß sind [Sch 96]. Diese Rapidität $Y_{PF}(E_{beam})$ ließ sich nach

$$Y_{PF}(E_{beam}) = 0.75 \cdot Y_{Proj}(E_{beam}) \tag{3.3}$$

für symmetrische Gold-Reaktionen parametrisieren [Sch 96]. Der Wert von $Y_{PF}(E_{beam})$ müßte eigentlich für jede Projektil-Target-Kombination bestimmt werden, da die Größen-

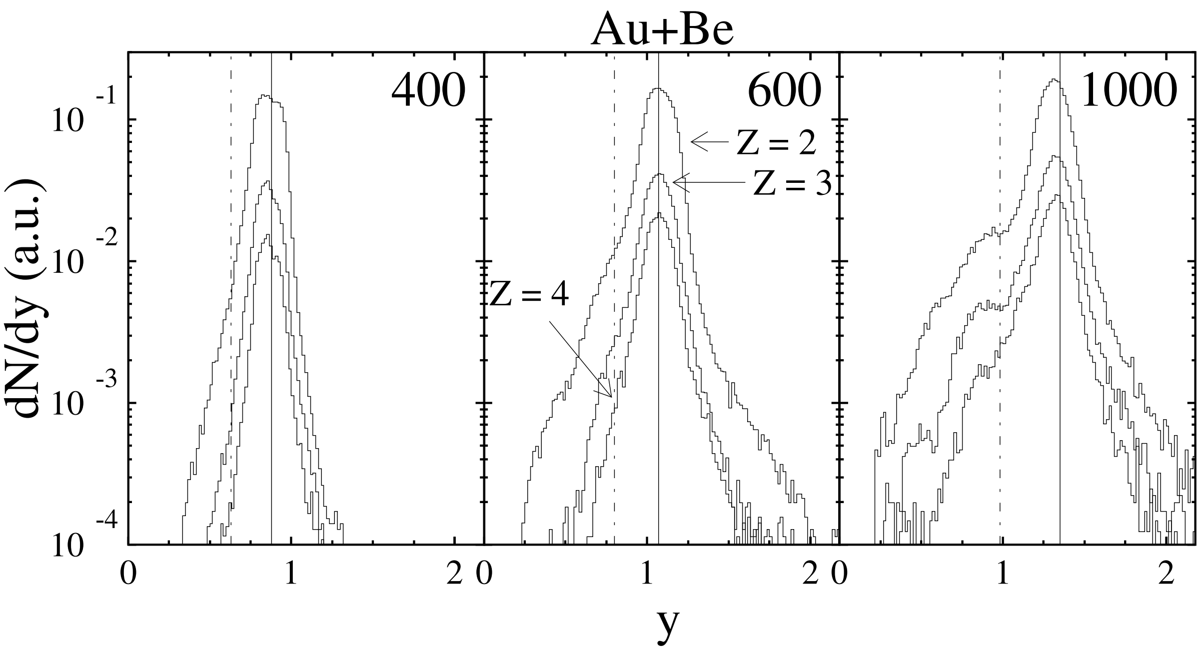

Abbildung 3.7:
Rapiditätsspektren von in der Flugzeitwand nachgewiesenen leichten Fragmenten bei 400, 600 und 1000 AMeV Au+Be–Reaktionen. Als durchgezogene Linie ist die Rapidität des Projektils eingezeichnet, als strich-punktierte Linie ist der Analyseschnitt gekennzeichnet, der die Projektilquelle abtrennt.

verhältnisse von Projektil- zu intermediärer Quelle von der Targetmasse abhängen; hier ist jedoch nur der Wert der Au+Au-Reaktion verwandt worden.

Eine konsistente Analyse aller Daten zur Projektilfragmentation zwischen 400 und 1000 AMeV wurde so angefertigt, daß alle Fragmente, deren Rapididäten der Bedingung $Y \geq Y_{PF}$ genügten, zur Projektilquelle gezählt wurden. So wird erreicht, daß - gestützt auf die Simulationsrechnungen - der Anteil der Projektilfragmente, der kleinere Rapiditäten als Y_{PF} hat und damit nicht zur Projektilquelle gezählt wird, und der Anteil der Fragmente aus der intermediären Quelle mit $Y > Y_{PF}$, der damit zur Projektilquelle gezählt wird, gleich groß sind. Diese Bedingung stellt den zweiten Analyseschnitt zur Definition der Projektilquelle dar.

Die mittlere Anzahl der im Hodoskop und in der Flugzeitwand nachgewiesenen IMFs und α-Teilchen als Funktion der Fragmentladungssumme Z_{bound} zeigt Abb. 3.8 für die Reaktionen 400 AMeV Au+Au und Au+Be. Es werden sowohl die mittlere Fragmentmultiplizität aller Hodoskopelemente (ausgefüllte Symbole) als auch nur die der Projektilquelle zugeordnete (offene Symbole) gezeigt. In der Abbildung ist zu erkennen, daß im Bereich

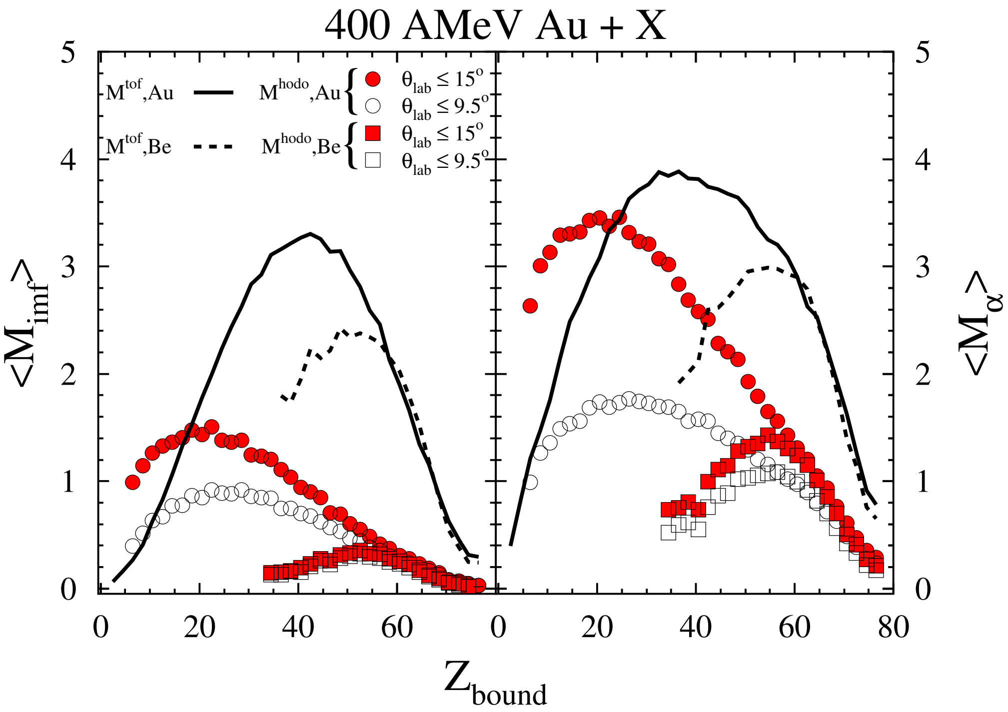

Abbildung 3.8:
Die mittlere Anzahl der im Hodoskop und in der Flugzeitwand nachgewiesenen mittelschweren Fragmente und Helium-Kerne als Funktion von Z_{bound}. Die ausgefüllten Symbole zeigen Fragmentmultiplizitäten, die mit allen Hodoskopelementen bestimmt wurden, die offenen zeigen Multiplizitäten, die der Projektilquelle zugeordnet werden. Die Kreise bezeichnen die Reaktion Au+Au, die Rechtecke die Reaktion Au+Be. Die Linien zeigen die Fragmentmultiplizitäten der Projektilquelle in der Flugzeitwand, die durchgezogene für Au+Au-, die gestrichelte für Au+Be-Reaktionen.

von großen Z_{bound} ($55 \leq Z_{bound} \leq 80$) die Fragmentmultiplizitäten in den Hodoskopen für beide Targets ungefähr gleich groß sind. Ebenso ist der Analyseschnitt im Laborwinkel dort unbedeutend. Im Bereich von mittleren Z_{bound} ($20 \leq Z_{bound} < 55$) wird der Unterschied zwischen den Reaktionen Au+Au und Au+Be deutlich. Während in Au+Be–Kollisionen die Fragmentmultiplizitäten in den Hodoskopen für kleiner werdendes Z_{bound} wieder abnehmen und der Analyseschnitt in Θ_{lab} unbedeutend bleibt, steigen die entsprechenden Multiplizitäten bei Au+Au–Kollisionen mit kleiner werdendem Z_{bound} an. Der Analyseschnitt in Θ_{lab} macht sich bemerkbar. Die Größe der intermediären Quelle wächst mit zunehmender Zentralität. Dadurch kann das Anwachsen der Fragmentmultiplizitäten aller Hodoskope (ausgefüllte Symbole) erklärt werden. Für noch kleinere Z_{bound}–Werte ($Z_{bound} < 20$) fallen die Multiplizitäten in den Hodoskopen wieder. Die intermediäre Quelle wird bei diesen Stößen so groß, daß zusehends Teilchen dem Akzeptanzbereich der Hodoskope verloren gehen.

Der Beitrag der Hodoskope zur Projektilquelle (offene Symbole) steigt ebenfalls mit wachsender Zentralität der Reaktion. Die Anregungsenergie des Projektilrestkerns steigt mit kleiner werdendem Z_{bound}, die Projektilquelle wird heißer und der mittlere Transversalimpuls der Fragmente größer. Damit gehen mit wachsender Zentralität der Reaktion immer mehr Fragmente dem konstanten Akzeptanzbereich der Flugzeitwand verloren und treffen die Hodoskope.

Die durchgezogenen Linien zeigen die mittleren Fragmentmultiplizitäten, die bei 400 AMeV in Au+Au–Reaktionen in der Flugzeitwand nachgewiesen werden. Die gestrichelten Linien zeigen diese Multiplizitäten für Au+Be–Reaktionen an. Es wurden nur Fragmente berücksichtigt, die zur Projektilquelle gezählt werden. Der Rapiditätsschnitt ist jedoch bei 400 AMeV unbedeutend und wird erst bei den höheren Strahlenergien sichtbar.

Ein wesentlicher Unterschied in der Gold-Fragmentation fällt sofort auf: bei Au+Au–Kollisionen sieht die Flugzeitwand ein Maximum der IMF–Multiplizität von $\langle M_{imf}^{tof} \rangle \approx 3.4$; dort werden in den Hodoskopen im Mittel ≈ 1 IMF gesehen, von dem ≈ 0.7 Einheiten zur Projektilquelle gezählt werden. Bei Au+Be–Kollisionen wird das Maximum der IMF–Multiplizität, das in Au+Au–Reaktionen beobachtet wird, nicht erreicht. Der Beitrag der Hodoskope ändert bei Au+Be–Reaktionen nichts an dieser Beobachtung.

Generell kann gesagt werden, daß bei der niedrigen Energie die Berücksichtigung der Hodoskope, bei der hohen Energie der Rapiditätsschnitt die größte Quelle des systematischen Fehlers bei der Multiplizitätsbestimmung der Projektilfragmente darstellt. Die Akzeptanzbestimmungen wurden zunächst für das Au+Au-System ausgeführt, da die Trennung zwischen intermediärer und Projektilquelle hier deutlich die Fragmentmultiplizitäten des Projektilrestkerns beeinflußt. Alle anderen Systeme wurden wie das Au+Au-System behandelt, da ein universeller Zerfall des Goldrestkerns beobachtet wird. Der kollektive Transversalimpulsübertrag (*bounce*) ist jedoch in Au+Au–Reaktionen sicherlich größer als in Au+Be–Kollisionen. Werden daher asymmetrische Au+X-Reaktionen betrachtet, bedingt die Definition der Projektilquelle, daß systematisch etwas zu viel Fragmente mit zur Projektilquelle gezählt werden. Es würde daher eine kleinere Anzahl von mitberücksichtigten Hodoskopelementen ausreichen, um eine konstante Akzeptanz für den Goldrestkern zu erlangen. Da die quantitative Bestimmung des *bounce* für Reaktionen von Gold-Projektilen mit unterschiedlichen Targets Gegenstand der jüngsten Analysen ist [Sch 96], wurde in dieser Arbeit jedes System so wie das Au+Au-System behandelt. Die Fehler, die dabei gemacht werden, sind klein: werden bei 400 AMeV (1000 AMeV) Au+Be-Reaktionen alle IMFs bzw. α-Teilchen aus Flugzeitwand und Hodoskope addiert und mit der Multiplizitätsbestimmung durch die Flugzeitwand alleine verglichen, ergibt sich eine Variation des jeweiligen Maximums von ca. 5 % (2%) für die IMFs bzw. 33 % (18%) für die α-Teilchen. Der Rapiditätsschnitt ist vernachlässigbar. Die Akzeptanz für die Projektilquelle ist bei Au+Be-Reaktionen also bei allen Energien nahezu vollständig durch die Flugzeitwand gegeben. Je schwerer der Targetkern wird, desto empfindlicher wird die Definition der Projektilquelle in den Variationen der maximalen Fragmentmultiplizitäten spürbar. Eine identische Analyse wie für das Au+Be-System kann auf Au+Al-Kollisionen angewandt werden, und es ergeben sich Variationen der maximalen IMF–Multiplizitäten von 20 % (6%) und von 60 % (50 %) für die maximalen α-Multiplizitäten.

Schließlich wurde ein Analyseschnitt vorgenommen, der die Multifragmentations–Ereignisse von der binären Spaltung abtrennt. Als Spaltung wurden alle Ereignisse angesehen, für die

$$Z_{max} \cdot Z_2 \geq (Z_{Proj}/3)^2 \tag{3.4}$$

gilt [Wör 95]. Z_2 ist das zweitschwerste Fragment in einem Ereignis, Z_{Proj} ist die Ladung des Projektils. Dieser Analyseschnitt macht sich nur bei großen Z_{bound}–Werten bemerkbar. In Au+X–Reaktionen ist der Einfluß dieses Analyseschnitts auf die Mittelwerte von Multiplizitäten und Ladungskorrelationen unbedeutend, in U+X–Reaktionen ist er jedoch spürbar [Wör 95].

Eine allgemeine Aussage über die Qualität der Daten soll dieses Kapitel beschließen. Das gesamte ALADIN-Spektrometer mit Strahlzählern, Ein- und Austrittsfenster der Ionisationskammer und Zählgas bildet ein nicht zu vernachlässigendes Target für das Projektil. Messungen, bei denen der Strahl ohne Target durch das Spektrometer flog (*empty target run*), zeigten, daß durch die gewählten Triggerbedingungen nur ein sehr kleiner Untergrund entstand. Er ist für die leichten Targets integral kleiner als 5 % des Reaktionswirkungsquerschnitts. Subtraktionen dieses Untergrunds von den Produktionsmessungen mit Target ergaben keinen signifikanten Unterschied. Ebenso sind Wechselwirkungen von

Strahlteilchen und schweren Fragmenten mit dem Ionisationskammergas vorhanden, die die nachgewiesene Ladung Z_{tof} in der Flugzeitwand - im Vergleich mit der identifizierten Ladung Z_{mus} aus der TP-MUSIC - verfälschen können. Eine Abschätzung dieser Fehlerquelle wurde gemacht, indem nur Ereignisse für die Bestimmung von $\langle M_{imf} \rangle$ und Z_{bound} zugelassen wurden, bei denen die Ladungsdifferenz aus Z_{tof} und Z_{mus} für alle Fragmente mit $Z_{mus} > 15$ kleiner als ± 4 Ladungseinheiten war. Auch diese strengere Analyse ändert die qualitativen und quantitativen Aussagen dieser Arbeit nicht signifikant.

Kapitel 4

Z_{bound}–Universalität und ihre Grenzen

Im ersten Experiment mit dem ALADIN-Spektrometer, in dem die Fragmentation von Goldprojektilen in Kollisionen mit C,Al,Cu und Pb-Targetkernen bei 600 AMeV untersucht wurde, zeigte sich ein von der Stoßgeometrie unabhängiger Zerfall des Goldrestkerns [Hub 91, Kre 92, Lin 93, Ogi 91]. Multiplizitäten und Ladungskorrelationen von Fragmenten zeigten einen universalen Verlauf, wenn sie gegen die Größe Z_{bound} aufgetragen wurden. Keine dynamische Observable (von Projektilfragmenten mit Kernladung $Z > 8$) zeigte - gegen Z_{bound} aufgetragen - eine Abhängigkeit von der Targetkernmasse. Rekonstruierte Stoßparameter für die vier untersuchten Systeme zeigten, daß maximale IMF–Multiplizitäten in zentralen Kollisionen des Goldprojektils mit dem Kohlenstoffkern und in peripheren Reaktionen mit dem Bleikern beobachtet werden.

Die nächsten beiden Experimente an dem ALADIN-Spektrometer hatten daher die Aufgabe, diese Universalität systematisch für verschiedene Einschußenergien zwischen 100 und 1000 AMeV und für verschiedene Projektile (Xe,Au,U) zu untersuchen.

4.1 Gold-Fragmentation in symmetrischen Reaktionen

Die Untersuchung der Produktion mittelschwerer Fragmente in symmetrischen Au+Au-Reaktionen zeigte, daß bei einer Erhöhung der Einschußenergie von 400 AMeV auf 1000 AMeV die maximale IMF-Anzahl als Funktion der Größe Z_{bound} innerhalb der systematischen Fehler konstant bleibt [Sch 96, Sch 96]. Der Zusammenhang von $\langle M_{imf} \rangle$ und Z_{bound} ist bei den vier Strahlenergien universal, wie in Abb. 4.1 oben zu sehen ist. Die (in *barn*) normierten Z_{bound}–Spektren sind in Abb. 4.1 unten gezeigt. Die Spektren sehen für die vier Strahlenergien ähnlich, aber nicht gleich aus. Für größere Werte als $Z_{bound} \approx 65$ schneidet der experimentelle Trigger in die Verteilung ein, dessen Schwelle nicht für jede Strahlenergie gleich hoch war. Es ist bei der Betrachtung der Spektren ein Trend zu beobachten, daß mit einer Erhöhung der Einschußenergie der Wirkungsquerschnitt im Z_{bound}–Intervall hoher IMF–Multiplizitäten vergrößert wird. Darüber hinaus vergrößert sich auch der Wirkungsquerschnitt für kleine Werte von Z_{bound} ($Z_{bound} < 10$) mit der Strahlenergie. Dieses könnte ein Anzeichen dafür sein, daß bei einer Erhöhung der Strahlenergie mehr Anregungsenergie im Goldrestkern deponiert werden kann, die Fragmentation also stärker wird. In der beobachteten mittleren IMF–Multiplizität läßt sich dagegen kein signifikantes Anzeichen erkennen, daß mit einer Erhöhung der Strahlenergie mehr Anregungsenergie im Goldspektator verblieben ist. Dieser scheinbare Widerspruch kann dadurch aufgelöst werden, daß mit Z_{bound} ein Stoßparameter b rekonstruiert wird. Eine Erhöhung des Wirkungsquerschnitts für mittlere und kleine Z_{bound}–Werte hat dann zur Folge, daß einem bestimmten Z_{bound}–Wert ein immer größerer Stoßparameter zugeordnet wird. Dann wird das Maximum der Fragmentation von Goldprojektilen in symmetrischen Reaktionen mit einer Erhöhung der Strahlenergie bei immer periphereren Kollisionen beobachtet. Quantitativ wird das im Kapitel 6 gezeigt werden.

Auf der Suche nach den Grenzen dieser Z_{bound}–Universalität wurde zunächst die niedrigste Strahlenergie (400 AMeV) untersucht, bei der Reaktionen von Goldprojektilen mit Be-, C-, Al-, Cu- und Au-Targetkernen gemessen wurden. Bei dieser Strahlenergie kann die Projektilquelle noch gut definiert werden.

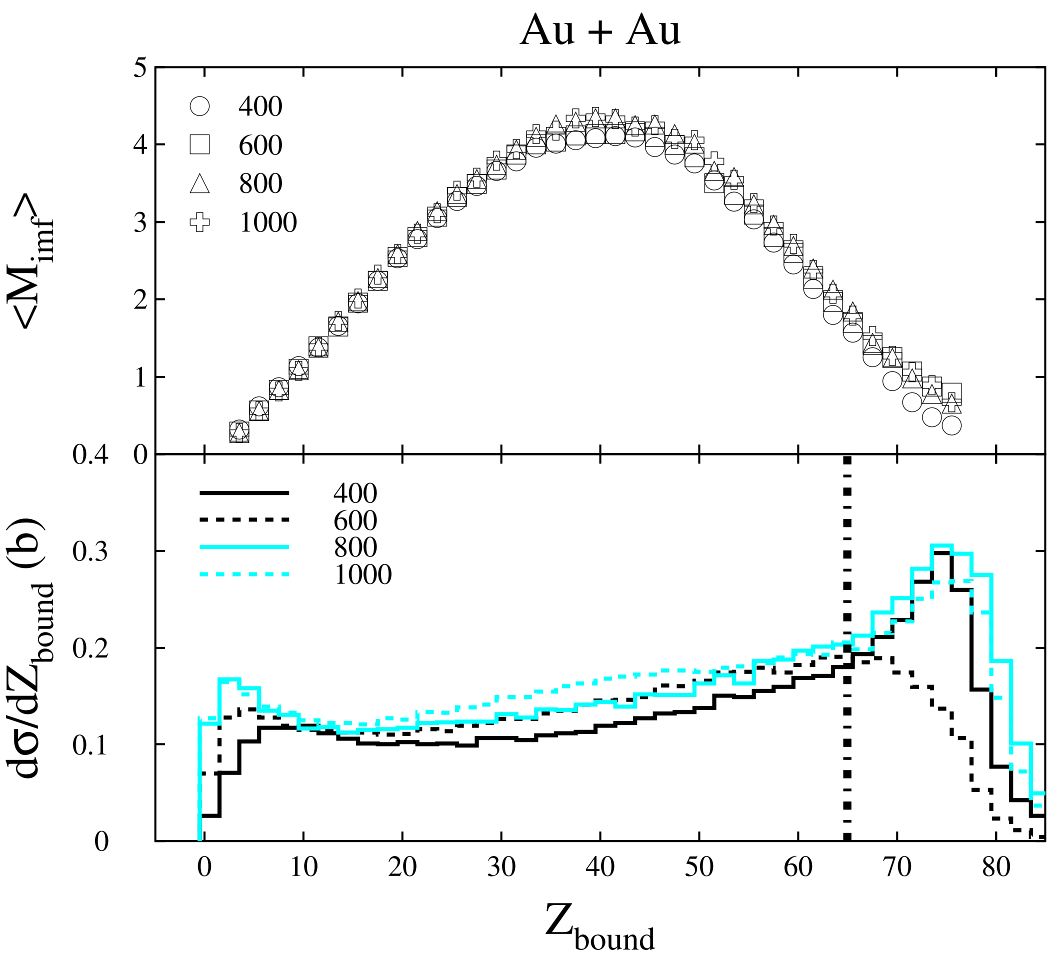

Abbildung 4.1:
oben: Mittlere IMF–Multiplizität als Funktion von Z_{bound} in 400 bis 1000 AMeV Au+Au–Reaktionen.
unten: Normierte Z_{bound}–Spektren bei 400 bis 1000 AMeV Au+Au–Reaktionen. Für größere Werte als $Z_{bound} \approx 65$ schneidet die Triggerschwelle in die Verteilungen ein, die nicht bei jeder Strahlenergie gleich hoch war.

4.2 Grenzen der Z_{bound}–Universalität bei 400 AMeV

In allen Abbildungen dieser Arbeit wurden - solange nicht anders im Text erwähnt - die ersten zwei Prozent vom gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt weggelassen, um die Fehler der Observablen nicht zu groß werden zu lassen. In den Ausläufen von Verteilungen wird also erst dann ein Datenpunkt eingezeichnet, wenn dort mindestens zwei Prozent des Reaktionswirkungsquerschnitts vorhanden sind. So ist sichergestellt, daß bei einem Vergleich der Multiplizitäten und Ladungskorrelationen von unterschiedlichen Systemen immer ein konstanter Bruchteil vom gesamten gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt vorliegt. Die Korrelation der IMF–Multiplizität und der Ladung des schwersten Fragments

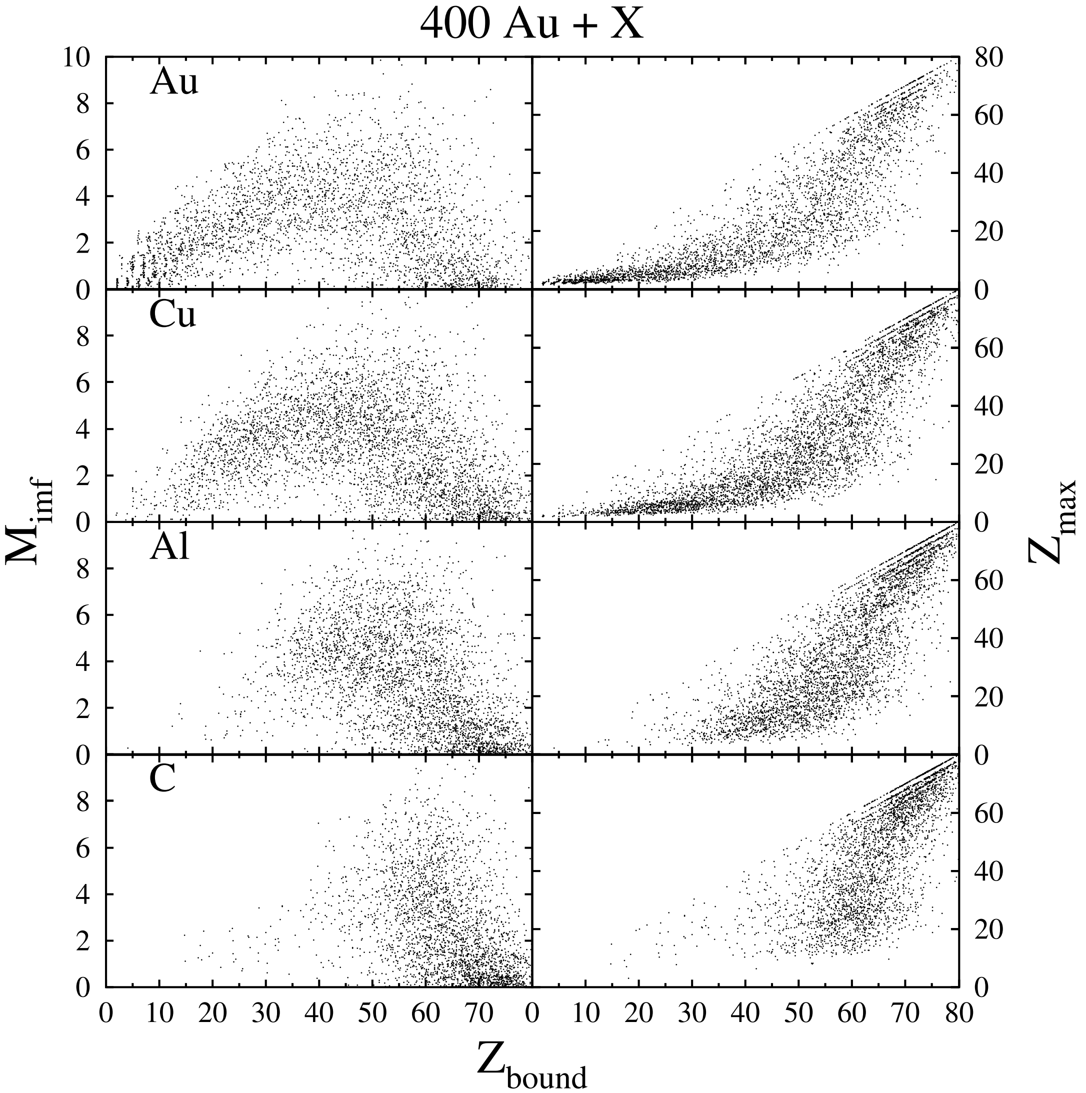

Abbildung 4.2:
Korrelation der IMF–Multiplizität und der Ladungs des schwersten Fragments mit Z_{bound} bei 400 AMeV Au+X. Jeder Punkt entspricht einem Ereignis.

innerhalb eines Ereignisses mit Z_{bound} ist in der Abb.4.2 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß mit größer werdender Targetmasse die Fragmentation des Goldrestkerns zunimmt - das gesamte Z_{bound}–Intervall wird mit größer werdender Statistik populiert.

In Abb. 4.3 wird gezeigt, wie die Mittelwerte von Fragmentmultiplizitäten, -ladungen und -ladungskorrelationen in Abhängigkeit von Z_{bound} verlaufen. In der linken Spalte werden Observablen gezeigt, bei denen Goldkerne in Reaktionen mit den leichten Targetkernen Be und C unterhalb eines bestimmten Z_{bound}–Wertes Abweichungen von dem Fragmentationsverlauf zeigen, der durch Kollisionen mit schweren Targetkernen vorgegeben ist. In der rechten Spalte sind Observablen gezeigt, bei denen Goldkerne keine Targetabhängigkeit in der Fragmentation zeigen. Im Fall der mittleren Ladung $\langle Z_{imf} \rangle$ eines IMFs (rechts oben) kann das Abweichen durch eine Korrelation zwischen zwei Observablen erklärt werden (Z_{max} wird zu einem IMF, s.u.).

Links oben in Abb.4.3 ist die mittlere IMF–Multiplizität für alle Targets gegen Z_{bound} aufgetragen. Während mit dem Au-,Cu- und Al-Target bei einem $Z_{bound} \approx 40$ das Maximum erreicht wird, bewirken Reaktionen mit dem C- und Be-Target nur ein IMF-Maximum von ≈ 3.4 bzw. ≈ 2.5. In dem Z_{bound}–Intervall $60 \leq Z_{bound} \leq 80$ zeigt sich ein targetunabhängiger Zusammenhang von der IMF–Multiplizität und der Systemgröße Z_{bound}. Dort ist eine Abnahme von Z_{bound} nahezu linear mit einem Anstieg der mittleren IMF–Multiplizität verbunden. Bei einem $Z_{bound} \approx 60$ knickt dieser Zusammenhang für das leichteste Target Be von dem Verlauf ab, der durch die schweren Targets vorgegeben wird. Eine Verkleinerung von Z_{bound} führt bei dem Be-Target ab dort zu einer Erniedrigung der IMF–Multiplizität. Bei einem $Z_{bound} \approx 55$ ist dieses Verhalten für das zweitleichteste Target C zu erkennen. Die leichten Targets Be und C zeigen also bei 400 AMeV unterhalb eines bestimmten Z_{bound}–Wertes eine Abweichung von der zuvor beobachteten Targetunabhängigkeit der Multifragmentation. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß bei diesem Z_{bound}–Wert der Targetkern gerade vollständig vom Goldprojektil überlappt wird. Für noch zentralere Stöße des Goldprojektils mit dem Be- bzw. C-Targetkern ändert sich die Heftigkeit der Fragmentation nicht mehr entscheidend. Im Kapitel 6 zeigt sich, daß die Abweichungen vom universalen Fragmentationsverhalten bei einem rekonstruierten Stoßparameter $b \approx 2 - 3$ fm beginnen.

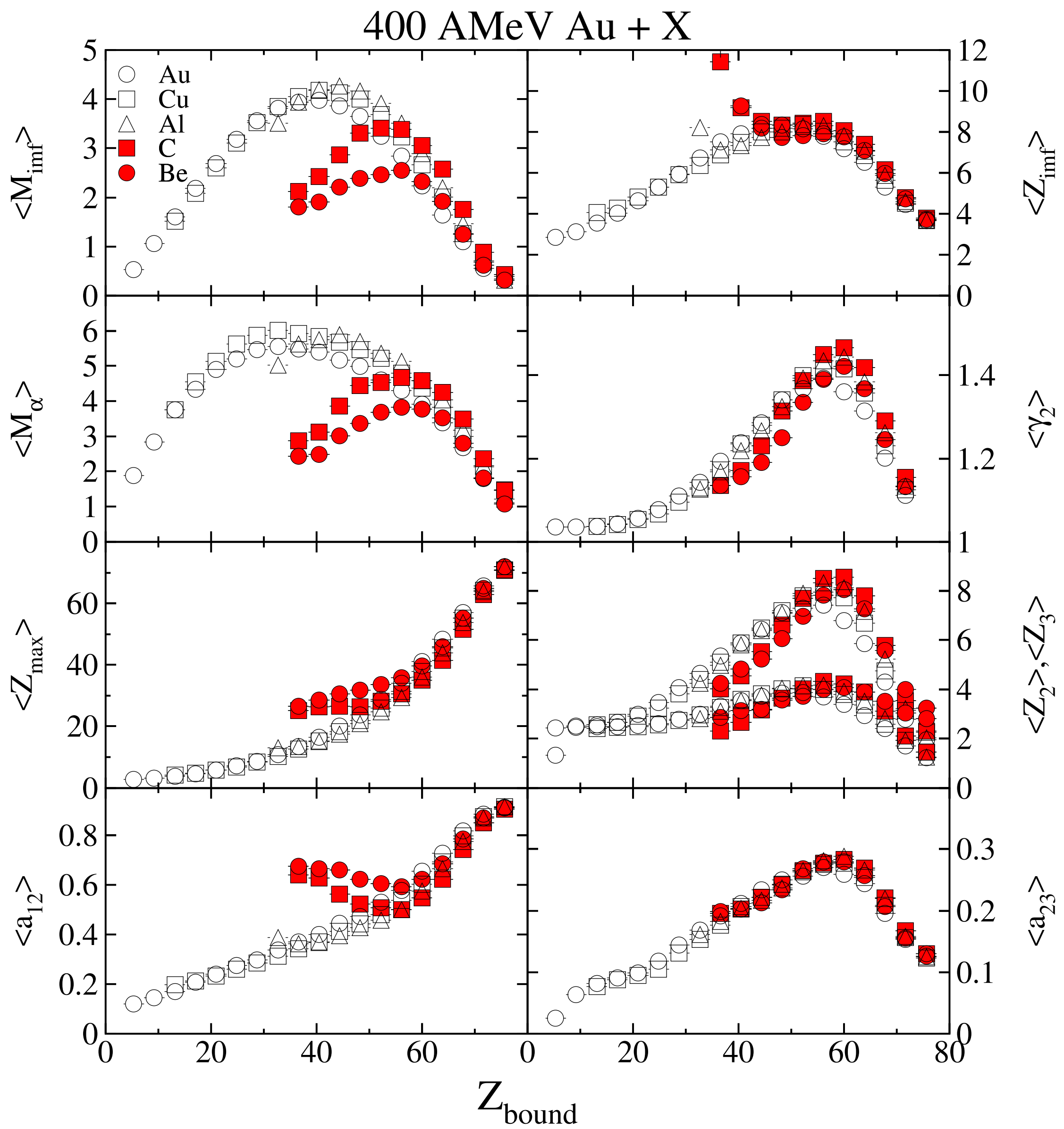

Abbildung 4.3:
Ladungsobservablen als Funktion von Z_{bound} bei 400 AMeV Au+X.
Linke Spalte von oben nach unten:
Mittlere IMF–Multiplizität; mittlere α-Multiplizität; mittlere Ladung des schwersten Fragments und mittlere Ladungsasymmetrie zwischen dem schwersten und zweitschwersten Fragment innerhalb eines Ereignisses;
Rechte Spalte von oben nach unten:
Mittlere Ladung eines IMFs; mittlere normierte Breite der Fragmentverteilung (siehe Text); mittlere Ladung des zweit- und drittschwersten Fragments innerhalb eines Ereignisses und mittlere Ladungsasymmetrie zwischen dem zweit- und drittschwerstem Fragment.

Bei dem Z_{bound}–Wert, an dem die IMF–Multiplizität in Reaktionen mit den leichten Targetkernen vom universalen Verlauf gegen Z_{bound} abweicht, zeigen auch die Multiplizität von α-Teilchen, die Ladung des schwersten Fragments und die Ladungskorrelation zwischen dem schwersten und zweitschwersten Fragment im Mittel zum ersten Mal Abweichungen gegen Z_{bound}. Die mittlere Multiplizität von α-Teilchen wächst in Au+Be,C-Reaktionen unterhalb der genannten Z_{bound}–Werte nicht mehr an, sondern wird wieder kleiner. Die mittlere Ladung des schwersten Fragments bleibt bei diesen Reaktionen um ca. 10 Ladungseinheiten größer als bei den gleichen Z_{bound}–Werten in Kollisionen mit schweren Targetkernen. Die Ladungsasymmetrie

$$a_{12} = \frac{Z_{max} - Z_2}{Z_{max} + Z_2} \tag{4.1}$$

wird bei den zentralen Au+Be- und Au+C-Kollisionen im Mittel sogar wieder größer - im Unterschied zu Reaktionen mit schweren Targetkernen, bei denen a_{12} mit wachsender Zentralität monoton kleiner wird. Der Verlauf von a_{12} bei Au+Be,C-Reaktionen könnte so erklärt werden, daß bei zentralen Kollisionen der Goldrestkern im wesentlichen in ein schweres Fragment (Z_{max}) zerfällt, dessen Größe sich nicht mehr wesentlich ändert. Das zweitschwerste Fragment Z_2 ändert seine Ladung bei diesen Stößen im Mittel noch von ungefähr 8 auf ungefähr 4 (siehe in der Abbildung rechte Spalte zweites Bild von unten). Bei der Goldfragmentation in Reaktionen mit schweren Targetkernen ändert das schwerste Fragment mit wachsender Zentralität schneller seine Größe als das zweitschwerste - daher wird in diesen Reaktionen die mittlere Ladungsasymmetrie a_{12} monoton kleiner. Dieses wird anschaulich auch im Multifragmentationsszenario erwartet, bei dem der Kern in viele Fragmente zerfällt, deren Größen nicht sehr unterschiedlich sind.

Bei der Berechnung der mittleren Ladung eines IMFs wurde gefordert, daß mindestens ein IMF im Ereignis vorlag. Bei einem Z_{bound} von ca. 55 wird die mittlere IMF-Ladung maximal mit $\langle Z_{imf} \rangle \approx 8$. Bei einem $Z_{bound} \approx 40$ weicht für die Systeme Au+Be und Au+C die mittlere IMF-Ladung von dem Verlauf der schweren Targets ab. Ab dort wird $\langle Z_{imf} \rangle$ für kleinere Z_{bound}–Werte wieder größer - im Unterschied zu den schweren Systemen. Bei diesem Z_{bound}–Wert unterschreitet bei Au+Be,C–Kollisionen Z_{max} im Mittel zum ersten Mal die obere Ladungsschwelle der IMF–Definition, $Z_{imf} \leq 30$. Für die schweren Targets Al, Cu und Au ist schon bei $Z_{bound} \approx 55$ das schwerste Fragment im Mittel so klein, daß es zu einem IMF wird. In diesem Z_{bound}–Bereich wächst die mittlere Ladung eines IMF noch leicht mit kleiner werdendem Z_{bound} - daher ist hier eine Änderung der mittleren IMF-Ladung durch die Mitberücksichtigung von Z_{max} nicht so deutlich zu sehen.

Die mittlere normierte Breite $\langle\gamma_2\rangle$ der Fragmentverteilung

$$\gamma_2 = \frac{M_0 M_2}{M_1^2} \quad , \tag{4.2}$$

mit

$$M_m = \sum_{i=1}^{N} Z_i^m, \quad m = 0, 1, 2, \cdots, \ Z_i \neq Z_{max} \tag{4.3}$$

wurde nach einem Vorschlag von X. Campi [Cam 88] eingeführt, um die Suche nach einem kritischen Verhalten in den beobachteten Fragmentverteilungen anzuleiten, siehe hierzu die Doktorarbeit von A. Wörner [Wör 95]. Hier ist N die Multiplizität der Fragmente in einem Ereignis, M_m sind die Ladungsmomente m-ter Ordnung. Das schwerste Fragment Z_{max} wird nicht berücksichtigt, da es durch die Momentenbildung die Verteilung der normierten Fragmentbreiten dominieren und daher einen Phasenübergang unkenntlich machen würde. In der Anwendung der Momentenanalyse auf die Daten wurden die Protonen von der Summation ausgenommen, da die Nachweisakzeptanz für sie zu klein ist [Kre 92]. Hier soll γ_2 nur deshalb interessieren, da es sich, ausgedrückt als Produkt des normalisierten nullten und zweiten Moments, $S_0 = M_0/M_1$, $S_2 = M_2/M_1$ (mit $S_0 = 1/\langle Z\rangle$ als der Kehrwert der mittleren Fragmentladung),

$$\gamma_2 = \frac{M_2 \cdot M_0}{M_1^2} = S_2 \cdot S_0 = \frac{S_2}{\langle Z\rangle} = (\frac{\sigma}{\langle Z\rangle})^2 + 1 \ , \tag{4.4}$$

als die auf die mittlere Fragmentladung $\langle Z\rangle$ normierte Varianz der Fragmentladungen Z_i herausstellt. Wie sich in der Abbildung zeigt, ist die normierte Varianz γ_2 für alle Targets eine universelle Funktion von Z_{bound}. Bei einem $Z_{bound} \approx 55$ wird γ_2 maximal.

Die mittlere Ladung des zweit- und drittschwersten Fragments, Z_2 und Z_3, zeigt ebenso einen targetunabhängigen Verlauf gegen Z_{bound}. Hier wurden nur Ereignisse gemittelt, in denen mindestens drei Fragmente ($Z \geq 1$) nachgewiesen wurden. Bei einem $Z_{bound} \approx 55$ wird die mittlere Ladung des zweitschwersten Fragments mit ca. 8 und die des drittschwersten Fragments mit ca. 4 maximal.

Die Ladungsasymmetrie a_{23} schließlich quantifiziert das Verhältnis von der zweit– zur drittgrößten Fragmentladung in einem Ereignis. Wird diese Ladungsasymmetrie a_{23}

$$a_{23} = \frac{Z_2 - Z_3}{Z_2 + Z_3} \tag{4.5}$$

betrachtet, so zeigt sich erneut die Universalität als Funktion von Z_{bound}.

Targetabhängige Abweichungen im Zerfall des Goldspektators sind bei 400 AMeV also dann zu beobachten, wenn Multiplizitäten betrachtet werden oder das schwerste Fragment Z_{max} berücksichtigt wird (Z_{max}, a_{12}). In den Ladungskorrelationen, in denen das schwerste Fragment ausgeschlossen ist (γ_2, a_{23}), zeigen sich keine Abweichungen von der Universalität. Diese Abweichungen zeigen sich nur in Gold-Reaktionen mit Beryllium- und Kohlenstoff-Kernen in zentralen Kollisionen. Für 600 AMeV Au+Au–Kollisionen ist es gelungen, die Präfragmentmasse $\langle A_0 \rangle$ und -anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$ als Funktion von Z_{bound} zu bestimmen [Zud 95], [Poc 95]. Es zeigte sich bei diesem System, daß für relativ große Z_{bound}–Werte ($Z_{bound} \geq 40$) die Anregungsenergie auch von Z_{max} abhängt. Ein konstantes Z_{max} bedeutet bei diesen Systemgrößen ungefähr eine konstante Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$. Diese Diskussion wird im Abschnitt 4.5 vertieft.

4.3 Gold–Fragmentation in asymmetrischen Reaktionen

4.3.1 Energieabhängigkeit der IMF–Multiplizität

Die Korrelation der IMF–Multiplizität und der Ladung des schwersten Fragments mit Z_{bound} ist in Abb. 4.4 für Au+C-Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV gezeigt. Die zunehmende Zertrümmerung des Goldprojektils in Reaktionen mit dem Kohlenstoffkern zeigt sich darin, daß der Wirkungsquerschnitt für Ereignisse mit kleinen Z_{bound}–Werten bei einer Erhöhung der Strahlenergie zunimmt.

In Abb. 4.5 sind die mittleren IMF–Multiplizitäten für Gold–Reaktionen mit Be-, C- und Al-Targets gegen Z_{bound} aufgetragen. Die mittleren IMF–Multiplizitäten in Abhängigkeit von Z_{bound} können so für Au+Be– und Au+C–Kollisionen bei drei Strahlenergien (400,600,1000 AMeV) mit der von Au+Al–Reaktionen bei 1000 AMeV verglichen werden. Die Erhöhung der Strahlenergie bewirkt eine Erhöhung des Abknickpunktes der Kurve $\langle M_{imf} \rangle$ gegen Z_{bound} von dem universalen Zusammenhang, der durch die gestrichelte Linie angedeutet wird. Die IMF–Multiplizitäten für Au+Al–Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV ändern sich nur noch wenig mit Z_{bound}, so daß hier nur das System 1000 AMeV Au+Al gezeigt wird.

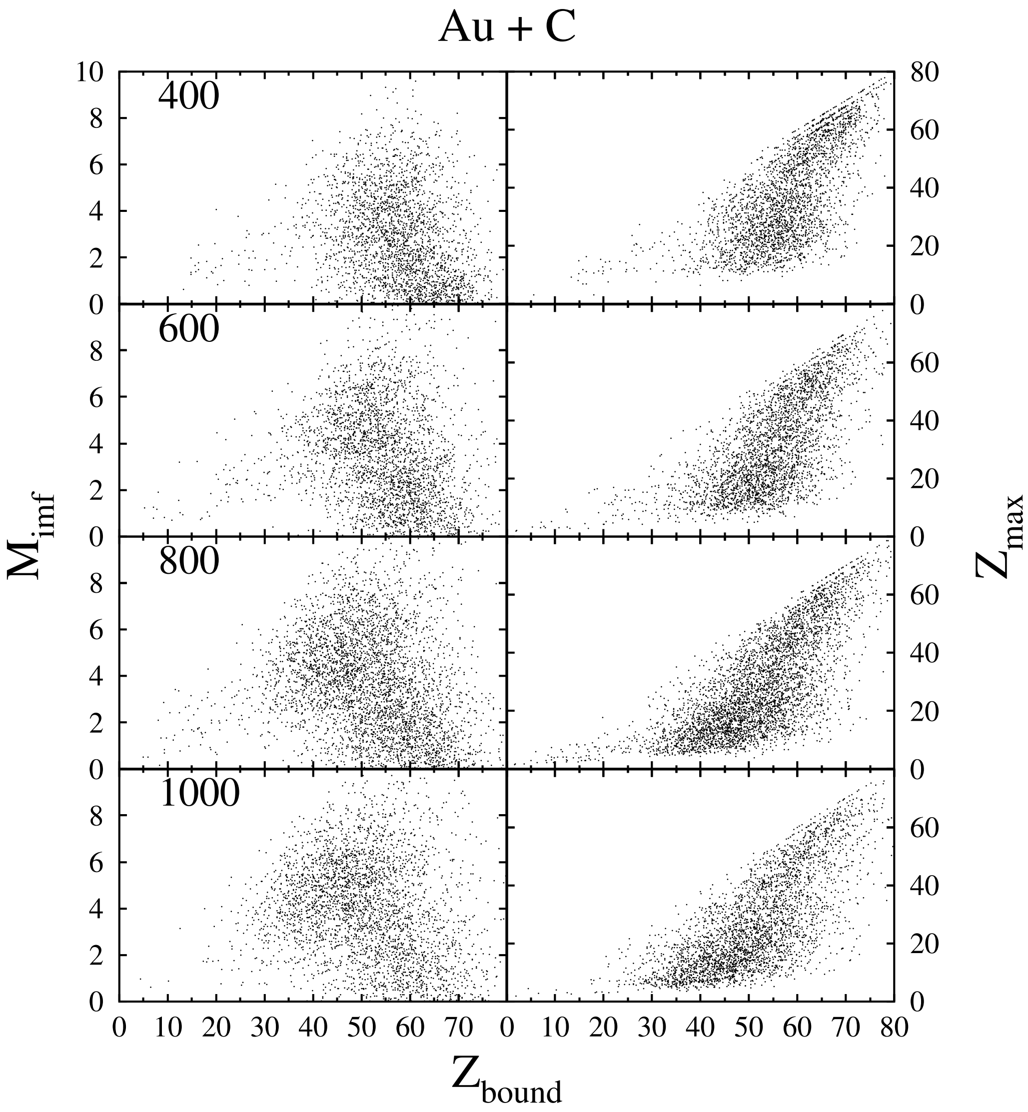

Abbildung 4.4:
Korrelation von M_{imf} und Z_{max} mit Z_{bound} in 400 bis 1000 AMeV Au+C Reaktionen.

Am deutlichsten ist die Zunahme der IMF–Multiplizität in Au+Be–Reaktionen zu erkennen. Eine Vergrößerung der Strahlenergie von 400 auf 600 AMeV (600 auf 1000 AMeV) erhöht die maximale mittlere Multiplizität um ungefähr ein Fragment. In Au+C–Reaktionen erhöht sich das Maximum zwischen 400 und 1000 AMeV um ungefähr eine halbe Einheit. Die maximale IMF–Multiplizität in 800 AMeV Au+C-Kollisionen entsprach

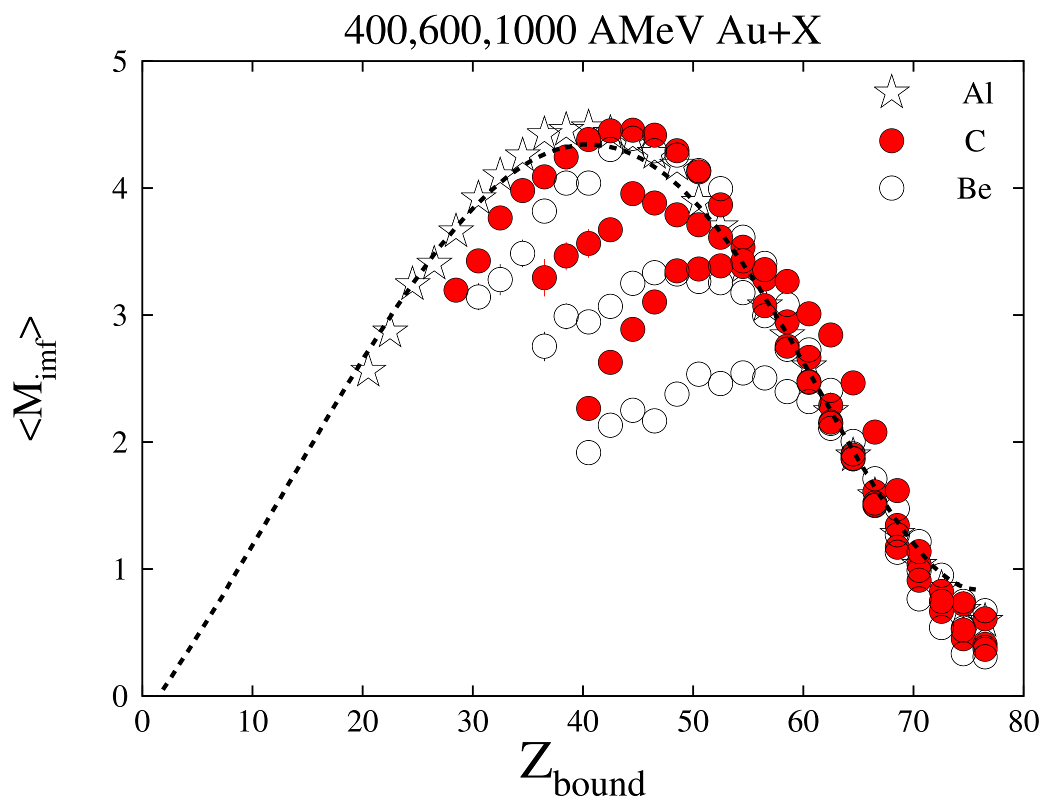

Abbildung 4.5:
Mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragamente als Funktion von Z_{bound} bei 400 bis 1000 AMeV Gold–Reaktionen mit Be-, C- und Al-Targetkernen.
Der Einfluß der Strahlenergieerhöhung zeigt sich bei Gold–Reaktionen mit Be- und C-Targets durch eine Erhöhung des Abknickpunktes der jeweiligen $\langle M_{imf}\rangle$ gegen Z_{bound}–Kurve von der durch eine gestrichelte Linie angedeuteten universalen Kurve. Alle schweren Systeme liegen auf dieser Kurve, Au+Al–Reaktionen bei 1000 AMeV folgen diesem Verlauf.

der von 1000 AMeV. Leider wurde das System Au+Be bei 800 AMeV nicht gemessen.

Die Erhöhung des Maximums von $\langle M_{imf}\rangle$ wird für die sehr asymmetrischen Systeme also dadurch erreicht, daß die Einschußenergie des Goldprojektils vergrößert wird. Dabei zeigt sich, daß der universale Zusammenhang $\langle M_{imf}\rangle$ gegen Z_{bound}, der durch die symmetrischen Systeme vorgegeben wird, auch von den asymmetrischen Systemen - bis zu einem bestimmten Z_{bound}–Wert - gefolgt wird. Das Anwachsen der IMF–Produktion ist im Intervall $50 \leq Z_{bound} \leq 80$ nahezu linear mit einer Abnahme von Z_{bound} verbunden. Im Mittel führt dort eine Verkleinerung von $\Delta Z_{bound} \approx 8$ zu einer Erhöhung der mittleren

IMF–Multiplizität um ungefähr ein Fragment.

4.3.2 Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts

Eine Erhöhung der Strahlenergie ändert bei den asymmetrischen Gold-Reaktionen auch signifikant die Z_{bound}– und Z_{max}–Spektren, wie in Abb. 4.6 gezeigt ist. Werden zunächst die Z_{bound}–Spektren betrachtet, ist zu erkennen, daß eine Erhöhung der Strahlenergie eine deutliche Verschiebung des Wirkungsquerschnitts hin zu kleineren Werten bewirkt. Oberhalb von $Z_{bound} \approx 65$ schneidet der Experimenttrigger in die Verteilungen ein. Bei den Systemen Au+Be und Au+C wird der Wirkungsquerschnitt innerhalb des Intervalls $30 \leq Z_{bound} \leq 60$ verschoben. In diesem Intervall werden die meisten IMFs produziert. In den Spektren für Au+Be– und Au+C–Reaktionen zeigt der schraffierte Bereich ungefähr den Wirkungsquerschnitt an, in dem Abweichungen der Fragmentation im Vergleich mit symmetrischen Gold-Reaktionen auftreten. Bei Au+Al–Reaktionen verschiebt sich der Wirkungsquerschnitt vor allem zwischen $20 \leq Z_{bound} \leq 40$. Schon bei 400 AMeV Au+Al–Kollisionen ist soviel Wirkungsquerschnitt im Z_{bound}–Intervall der maximalen IMF–Multiplizität, daß das Maximum von $\langle M_{imf} \rangle$ erreicht wird. Eine Verschiebung des Wirkungsquerschnitts zu kleineren Z_{bound}–Werten bewirkt keine Veränderung des beobachteten IMF-Maximums $\langle M_{imf} \rangle$ - es werden bei 1000 AMeV in Au+Al-Kollisionen im Maximum genausoviel IMFs gesehen wie bei 400 AMeV.

Die Z_{max}–Spektren zeigen eine Verschiebung des Wirkungsquerschnitts in dem Intervall $10 \leq Z_{max} \leq 30$. Die Verschiebung ist für die Systeme Au+Be und Au+C am ausgeprägtesten. Dieses Intervall wird im Maximum der IMF–Produktion am wahrscheinlichsten bevölkert. Bei Au+Al–Reaktionen zeigt sich nur eine deutliche Veränderung im Wirkungsquerschnitt bei sehr kleinen Z_{max}–Werten ($0 < Z_{max} < 10$). Für die Ausbildung des IMF-Maximums ist dieser Bereich des Spektrums nicht entscheidend.

Eine zweidimensionale Darstellung der Entwicklung des Wirkungsquerschnitts $\sigma(Z_{max}, Z_{bound})$ bei einer Erhöhung der Einschußenergie zeigt Abb. 4.7. Die Histogramme sind gleich normiert, Linien verbinden gleiche Wahrscheinlichkeiten für ein Ereignis. Es ist zu erkennen, wie sich mit einer Erhöhung der Einschußenergie die charakteristische Form des Z_{max} gegen Z_{bound}–Verlaufs - ein flach-liegendes „S“ - bei den Systemen Au+C und Au+Al ausbildet, bzw., bei Au+Au–Reaktionen schon ausgebildet hat. Eine Erhöhung der Strahlenergie verschiebt den Wirkungsquerschnitt allmählich über den Bereich der

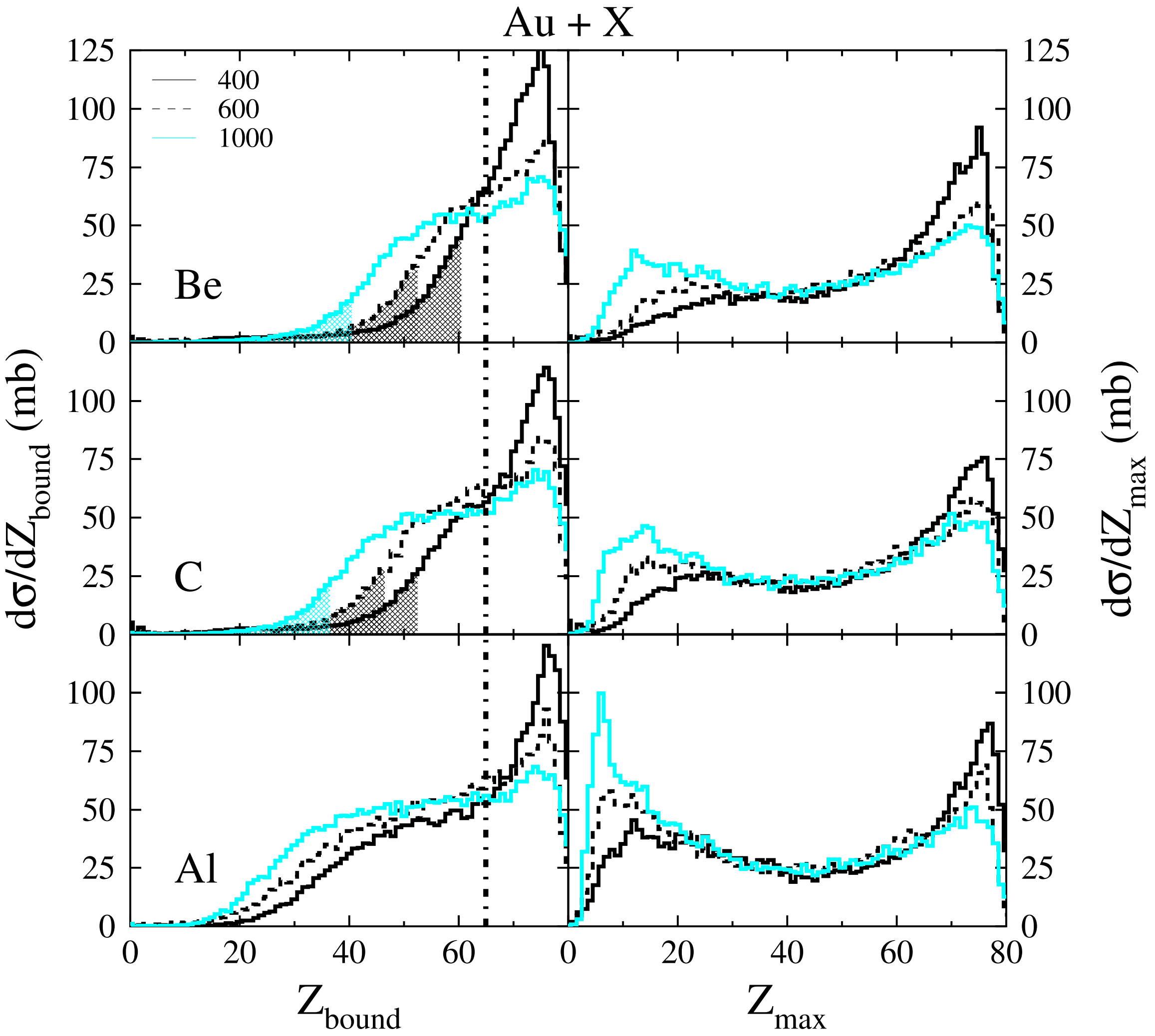

Abbildung 4.6:
links: Normierte Z_{bound}–Spektren bei 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al–Reaktionen.
rechts: Normierte Z_{max}–Spektren.
Schraffiert ist bei den Z_{bound}–Spektren aus Au+Be– und Au+C–Reaktionen der Wirkungsquerschnitt, in dem Abweichungen von universalen Zerfall beobachtet werden. Die vertikale Linie zeigt ungefähr die Triggerschwelle an.

maximalen IMF–Produktion.

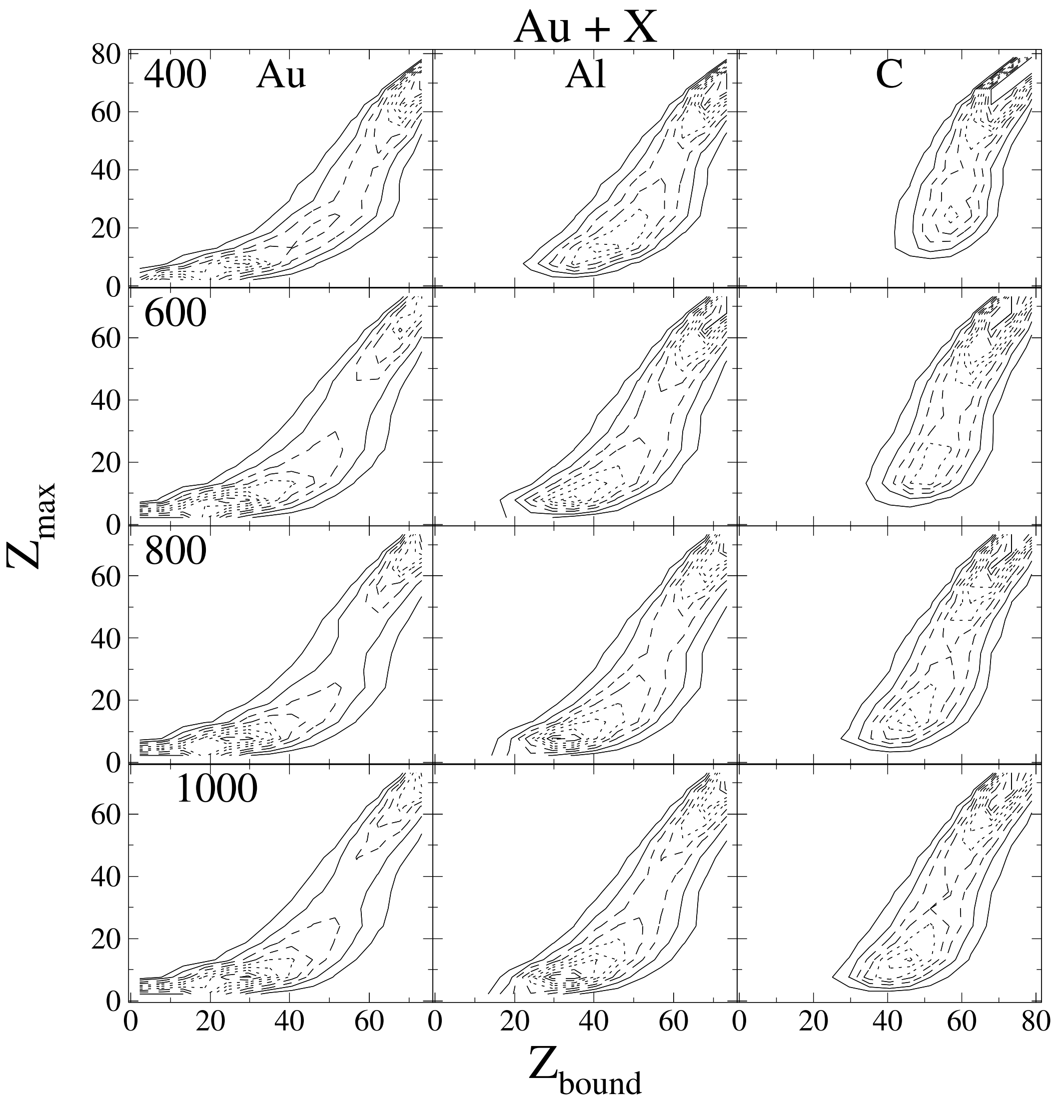

Abbildung 4.7:
Z_{max} gegen Z_{bound} im contour-plot *für 400 bis 1000 AMeV Au+Au,Al,C–Reaktionen. Die Linien verbinden gleiche Wahrscheinlichkeiten für ein (Z_{max}, Z_{bound})–Ereignis.*

4.3.3 Energieabhängigkeit der Ladungskorrelationen

Die Veränderungen von Fragmentmultiplizitäten, -ladungen und -ladungskorrelationen bei einer Erhöhung der Einschußenergie sind in Abb. 4.8 für Au+Be-Reaktionen als Funktion von Z_{bound} gezeigt. Das Au+Au–System bei 1000 AMeV steht exemplarisch für alle

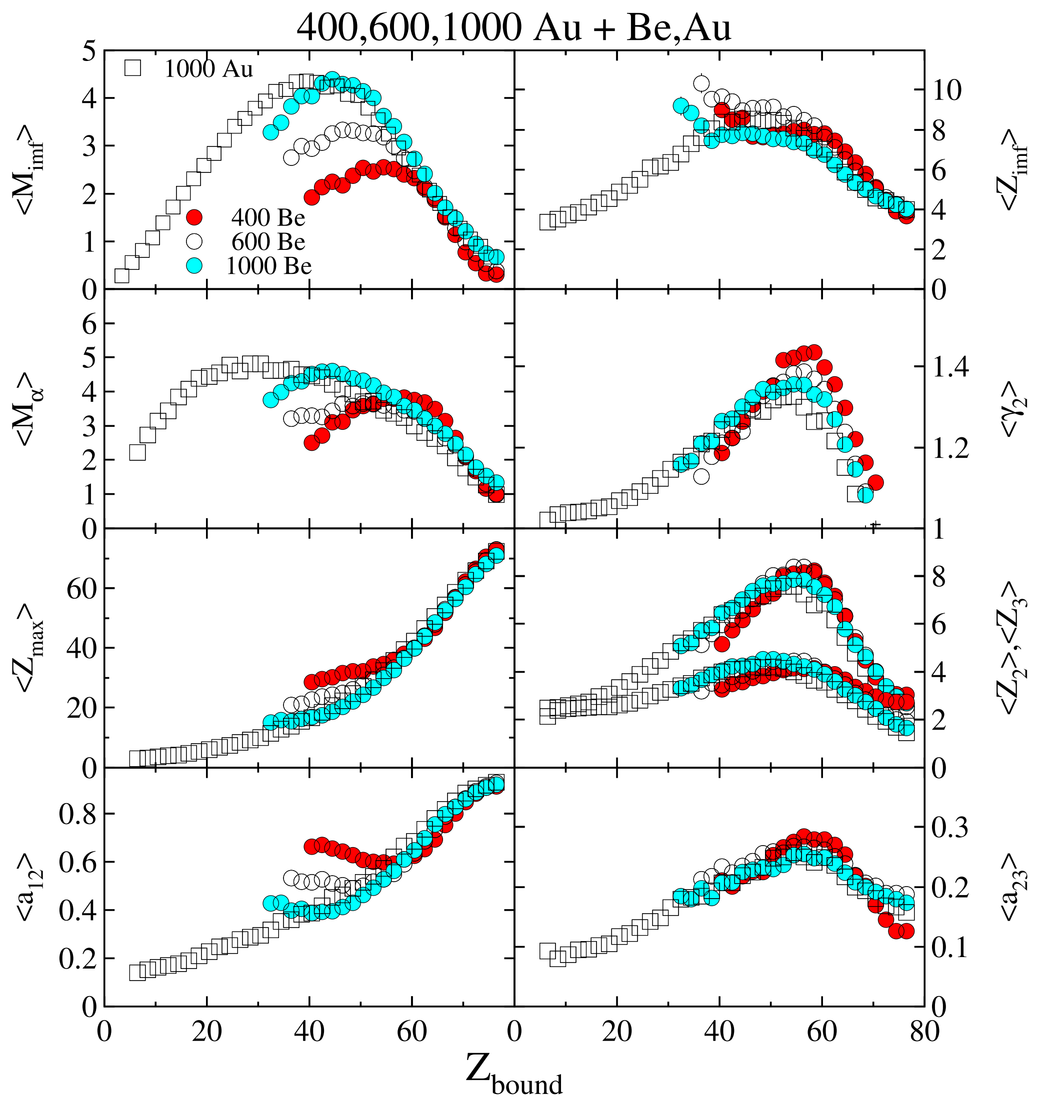

Abbildung 4.8:
Mittlere Fragmentmultiplizitäten, -ladungen und -ladungskorrelationen als Funktion von Z_{bound} in Au+Be–Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV und für die Au+Au–Reaktion bei 1000 AMeV. Siehe Abb. 4.3 zur genaueren Erklärung.

schweren und symmetrischen Systeme, bei denen in keiner Observablen Energie- und Targetabhängigkeiten gefunden wurden [Sch 96].

Werden die Ladungskorrelationen bei Au+Be–Kollisionen beobachtet, zeigt sich, daß diejenigen Größen, die als Funktion von Z_{bound} Abweichungen bei 400 AMeV zeigten, bei einer Erhöhung der Strahlenergie dem Verlauf der schweren Systeme immer ähnlicher werden. Eine Erhöhung von $\langle M_{imf} \rangle$ in dem Intervall $40 < Z_{bound} < 60$ führt zu einer Erniedrigung von $\langle Z_{max} \rangle$. Die Ladungskorrelationen, die bei 400 AMeV keine Abweichungen zeigen, zeigen auch bei einer Erhöhung der Strahlenergie - im Rahmen der Meßgenauigkeit - keine Abweichungen im Vergleich mit den schweren Systemen.

Es stellt sich also heraus, daß es im Zerfall von Goldrestkernen eine Universalität als Funktion der Größe Z_{bound} gibt, die in Kollisionen mit schweren Targetkernen schon bei relativ niedrigen Energien zu beobachten ist. In 400 AMeV Au+Al–Reaktionen zeigt sich bereits ein nahezu universeller Zerfall. Nur bei sehr asymmetrischen Reaktionen mit Beryllium- und Kohlenstoff–Targets sind noch deutliche Abweichungen im Zerfall zu beobachten. Mit einer Erhöhung der Einschußenergie wird offensichtlich noch mehr Anregungsenergie im Goldrestkern deponiert, so daß die mittlere *IMF*–Multiplizität wächst. Da bei diesen Systemen die ansteigende Flanke von $\langle M_{imf} \rangle$ gegen Z_{bound} immer stärker populiert wird, sind kleine Variationen in der Anregungsenergiedeposition gut zu erkennen.

4.4 Projektilabhängigkeit der *IMF*–Multiplizität

Läßt sich diese Systematik fortführen, wenn die Fragmentation des Uran–Projektils mit der von Gold verglichen wird? Eine erste Antwort soll Abb. 4.9 geben. Dort werden bei 600 und 1000 AMeV Gold–Reaktionen mit Be-,C- und Al-Targets mit entsprechenden Uran–Reaktionen verglichen. Es ist für diese Abbildung sowohl die IMF–Multiplizität als auch die Größe Z_{bound} für jedes Ereignis mit der Projektilladung Z_{Proj} skaliert worden. Die obere Ladungsgrenze eines IMFs wurde dabei auf $Z_{imf} \leq Z_{Proj}/3$ verändert [Sch 96]. Wurde der Zusammenhang von skalierter IMF–Multiplizität und Systemgröße für Gold- und Uran-Reaktionen mit dem Gold-Target bei 600 und 1000 AMeV verglichen, zeigte sich erneut eine universale Kurve. Sogar Xe+Au-Reaktionen bei 600 AMeV lagen nach der Skalierung auf dieser Kurve. Die Variation in der Systemgröße des zerfallenden Projektilrestkerns läßt sich also - in Reaktionen mit dem Gold-Target- durch eine Skalierung mit Z_{Proj} ausgleichen. Werden asymmetrische Reaktionen der Gold- und Uran-Projektile verglichen, ist zu erkennen, daß das Maximum der skalierten IMF–Multiplizität in Reaktionen mit dem Al-Target bei 1000 AMeV etwa gleich hoch ist. Auch liegt das Maximum bei der gleichen skalierten Systemgröße $Z_{bound}/Z_{Proj} \approx 0.5$. Wird der Zusammenhang von

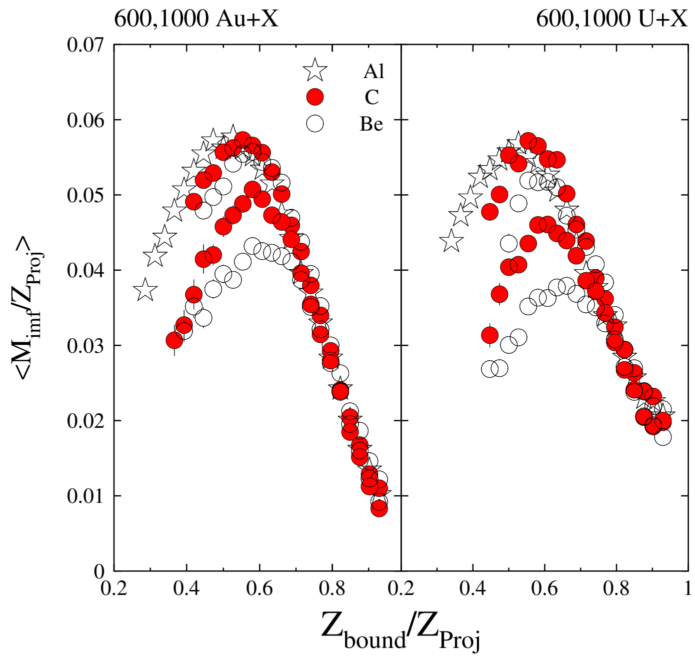

Abbildung 4.9:
Mittlere, auf die Projektilladung skalierte IMF–Multiplizität als Funktion der skalierten Systemgröße für Au+Be,C,Al– (links) und U+Be,C,Al–Reaktionen (rechts). Eine Erhöhung der Strahlenergie bewirkt eine Erhöhung der maximalen IMF–Multiplizität für jedes System.

$\langle M_{imf}/Z_{Proj}\rangle$ und Z_{bound}/Z_{Proj} für beide Projektile genau verglichen, zeigt sich ein Trend, daß die maximale skalierte IMF–Multiplizität von U+Be– und U+C–Reaktionen systematisch tiefer liegt als die von entsprechenden Gold–Reaktionen. Hier zeigt sich, daß das größere Uran–Projektil bei gleicher Einschußenergie und Targetkernmasse nicht ganz so stark fragmentiert wie das Gold–Projektil. Da dieser Effekt nicht groß ist, ist er deutlich nur auf der ansteigenden Flanke der IMF-Produktion zu sehen. Bei sehr peripheren Reaktionen ($Z_{bound}/Z_{Proj} \approx 0.9$ für beide Projektile) ist die skalierte IMF–Multiplizität in Uran-Reaktionen höher als die von Gold. Hier ist der Analyseschnitt zu spüren, der die Spaltung von der Multifragmentation trennt. Das Uran-Projektil spaltet in peripheren Reaktionen sehr viel häufiger als Gold - ein Abtrennen dieser Ereignisse selektiert verstärkt die reine Multifragmentation. Schon die elektromagnetische Wechselwirkung des Uran-Projektils mit dem Targetkern führt bei relativistischen Energien zur Spaltung [Rub 95], wenn auch dieser Spaltungskanal bei den leichten Targets nicht so stark ausgeprägt ist wie bei den schweren.

Im Kapitel 7 wird mit Hilfe von Modellrechnungen eine Abschätzung der Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilspektators angegeben. Dort wird vor allem die Anregungsenergie in zentralen Stößen und ihre Abhängigkeit von der Projektil- und Targetmasse untersucht. Vorwegnehmend kann gesagt werden, daß die Interpretation der Fragmentationsdaten, wonach in U+X–Reaktionen etwas weniger Anregungsenergie (pro Nukleon) im Projektilrestkern deponiert wird als in vergleichbaren Au+X–Reaktionen, qualitativ in Einklang steht mit Vorhersagen von intranuklearen Kaskaderechnungen.

Es hat sich hier bei asymmetrischen Gold– (und Uran–) Reaktionen gezeigt, daß das IMF-Maximum als Funktion von Z_{bound} bei niedrigen Strahlenergien nicht erreicht wird. Wird die IMF–Multiplizität als Maß für die Anregungsenergie angesehen, die (im Mittel) im Projektilrestkern deponiert wird, bedeutet das, daß die Anregungsenergie in asymmetrischen Kollisionen - unterhalb eines bestimmten Z_{bound}–Wertes - kleiner ist als die in symmetrischen Reaktionen bei vergleichbaren Z_{bound}–Werten. Auch Z_{max} zeigte unterhalb dieses Z_{bound}–Wertes Abweichungen in Gold-Reaktionen mit leichten Targetkernen. Bei einer Erhöhung der Strahlenergie zeigte sich bei den asymmetrischen Systemen eine signifikante Erhöhung von M_{imf} gegen Z_{bound}. Das mittlere Z_{max} für ein gegebenes Z_{bound} wurde dabei kleiner. Die Z_{bound}– und Z_{max}–Spektren verschieben sich zu kleineren Werten. In schweren und symmetrischen Systemen zeigte sich dagegen keine Energieabhängigkeit der IMF–Multiplizität und Ladungskorrelationen gegen Z_{bound}. Dies legt die Interpretation nahe, daß die IMF–Multiplizität und Z_{max} zusammen ein Maß für die Anregungsenergie sind. Ein Zuwachs von M_{imf} geht mit einer Verminderung von Z_{max} für ein gegebenes Z_{bound} einher. Dieses soll mit einer zweidimensionalen Verteilung der für das System 600 AMeV Au+Au gemessenen Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ als Funktion von Z_{max},Z_{bound} untermauert werden.

4.5 Anregungsenergie und Größe des Präfragments

Für diese Reaktionen ist es gelungen, die Größe A_0, die Ladung Z_0 und die Anregungsenergie E_x des Projektilrestkerns zu bestimmen [Zud 95],[Poc 95]. Voraussetzungen dafür waren, daß neben den Fragmenten auch die Neutronen des Goldspektators gezählt werden konnten. Wurden Erhaltungssätze für Ladung, Masse und Energie angewandt, konnte unter bestimmten Annahmen über das Neutron-Proton-Verhältnis des Präfragments und über das $p : d : t$–Verhältnis der emittierten Wasserstoffisotope das Gleichungssystem für $\langle Z_0 \rangle$,$\langle A_0 \rangle$ und E_x gelöst werden. Die so rekonstruierte, auf die mittlere Massenzahl normierte Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$, die mittlere Präfragmentladung und -masse $\langle Z_0 \rangle$

und $\langle A_0 \rangle$ sind in Abb. 4.10 als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Es wurden acht Analyse-

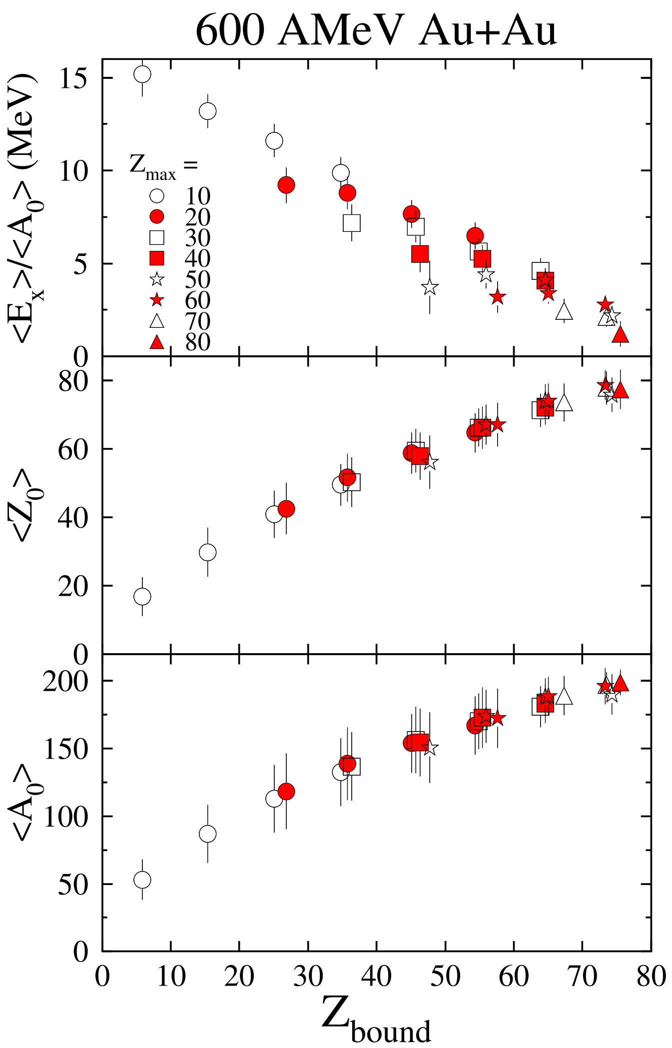

Abbildung 4.10: *Mittlere Anregungsenergie $\langle E_x \rangle$, normiert auf die mittlere Präfragmentgröße $\langle A_0 \rangle$, mittlere Präfragmentladung $\langle Z_0 \rangle$ und mittlere Präfragmentgröße $\langle A_0 \rangle$ als Funktion von Z_{bound} in 600 AMeV Au+Au–Reaktionen.*

schnitte in Z_{bound} gewählt - pro Schnitt wurden zehn Z_{bound}–Einheiten zusammengefaßt. Zusätzlich wurden für jeden Schnitt in Z_{bound} acht Schnitte in Z_{max} der gleichen Intervall–Größe ausgeführt. Diese Z_{max}–Schnitte sind durch die unterschiedlichen Symbole in Abb. 4.10 angedeutet.

Wird zunächst der mittlere und untere Teil von Abb. 4.10 betrachtet, fällt auf, daß Z_{bound} ein sehr gutes Maß für die mittlere Präfragmentladung und -größe $\langle Z_0 \rangle$ und $\langle A_0 \rangle$ ist. Die Analyseschnitte in Z_{max} für ein gegebenes Z_{bound} lassen kaum Variationen in $\langle Z_0 \rangle$ und $\langle A_0 \rangle$ erkennen.

Wichtiger werden die Analyseschnitte in Z_{max}, wenn die mittlere Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ - als Funktion von Z_{bound} - im oberen Teil von Abb. 4.10 aufgetragen wird. Hier zeigen sich große Fluktuationen für periphere Reaktionen, bei denen Z_{max} und Z_{bound} noch nicht zu klein sind. Für Z_{bound}–Werte größer als ca. 45, also für Goldrestkerne, die - im Mittel - noch nicht vollständig in IMFs zerfallen sind, zeigt sich, daß Z_{max} die mittlere Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ zu bestimmen scheint. Es zeigt sich die Tendenz, daß in den peripheren Au+Au–Reaktionen $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ ungefähr proportional ist zu $(1/Z_{max})$. Ein konstantes Z_{max}m bedeutet - ungefähr - eine konstante Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$.

Das Z_{bound}–Intervall, das in Au+Au–Reaktionen halbzentralen bis peripheren Kollisionen entspricht, entspricht in Goldreaktionen mit den leichten Targets Be und C dem Wirkungsquerschnitt für zentrale Reaktionen. In diesem Z_{bound}–Intervall zeigten sich auch am deutlichsten Auswirkungen der Energieerhöhung.

Um eine Verbindung der Anregungsenergie für Au+Au–Reaktionen mit den beobachteten IMF–Multiplizitäten in Au+Be–Reaktionen herstellen zu können, werden im folgenden Abschnitt IMF–Multiplizitäten als Funktion von (Z_{max},Z_{bound}) dargestellt.

4.6 *IMF*–Multiplizitäten unter Schnitten in Z_{max} und Z_{bound}

In Abb. 4.11 ist die IMF–Multiplizität gegen Z_{bound} unter sechs Schnitten in Z_{max} für 400 und 1000 AMeV Au+Be– und Au+Au–Kollisionen gezeigt. Es wurden relativ scharfe Schnitte in Z_{max} und Z_{bound} ausgeführt: beide Größen wurden auf ± 2.5 Ladungseinheiten festgelegt. Es fällt auf, daß die mittlere IMF–Multiplizität monoton mit Z_{bound} wächst bei einem konstanten Z_{max}. Wird eine konstante Systemgröße Z_{bound} betrachtet, ist die IMF–Multiplizität um so größer, je kleiner Z_{max} ist. Sind diese Korrelationen auch bedingt trivial, da die Gesamtladung erhalten bleiben muß, so sind die gezeigten Korrelationen durch die Tatsache, daß die α-Teilchen in der Systemgröße Z_{bound} enthalten sind, nicht selbstverständlich.

Die Korrelationen sehen für die Au+Be- und Au+Au-Reaktionen sehr ähnlich aus und unterscheiden sich dort, wo der Wirkungsquerschnitt sehr klein wird (kleine Z_{bound}– und Z_{max}–Werte in Au+Be-Reaktionen, große Z_{bound}– und kleine Z_{max}–Werte in beiden Systemen)

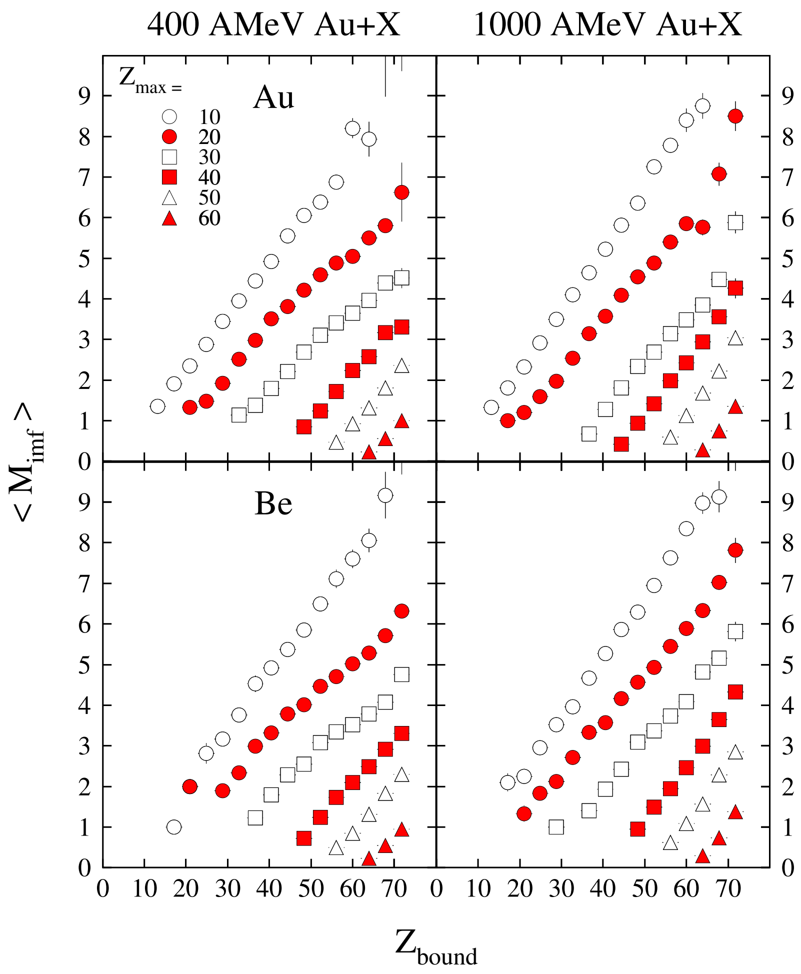

Abbildung 4.11: *Mittlere Multiplizität von IMFs gegen Z_{bound} unter sechs Schnitten in Z_{max} für 400 und 1000 AMeV Au+Be,Au Reaktionen.*

In dieser zweidimensionalen Darstellung von $\langle M_{imf} \rangle$ als Funktion von Z_{max} und Z_{bound} zeigt sich auch bei den niedrigen Strahlenergien ein Universalität. Z_{bound} und Z_{max} zusammen geben die mittlere IMF–Multiplizität vor - unabhängig von der Targetmasse und Einschußenergie. Die Verteilung des Reaktionswirkungsquerschnitts auf Z_{max} und Z_{bound} ist dann entscheidend für die mittlere IMF–Multiplizität, die als Funktion der Systemgröße Z_{bound} beobachtet wird.

Kapitel 5

Modellrechnungen

In diesem Kapitel sollen Rechnungen mit zwei Modellen gezeigt werden, die - dem einfachen Bild folgend, daß hochenergetische Schwerionenreaktionen durch einen Zwei-Stufen-Prozeß beschreibbar sind - jeweils eine Entwicklungsstufe der Reaktion simulieren sollen.

Die erste Stufe der Kern-Kern–Reaktion ist durch unmittelbare Nukleon-Nukleon-Stöße in der Überlappzone von Projektil- und Target-Kern gekennzeichnet. Diese Überlappzone ist im relativistischen Energiebereich sehr gut durch geometrische Näherungen zu beschreiben [Wes 76]. Nukleonen innerhalb der Überlappzone bilden den *fireball*, alle anderen den Target- und Projektilspektator. Nukleon-Nukleon-Stöße im *fireball* führen dazu, daß Nukleonen den entsprechenden Kernverband des Targets bzw. Projektils verlassen. Dabei wird Anregungsenergie im Restkern deponiert. Nach der ersten Stufe der Reaktion, die nur einige $10^{-23}s$ dauert, bleiben angeregte Target- und Projektil-Präfragmente übrig, deren Größe $\langle Z_0 \rangle$,$\langle A_0 \rangle$ und Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$ von der Zentralität der Reaktion abhängen. Dieses relativ einfache Bild von Kern-Kern-Stößen bei relativistischen Energien wurde schon 1947 von R. Serber aus Analysen von ersten Deuteron-Kern– und Helium-Kern–Experimenten gezeichnet [Ser 47].

Die zweite Stufe der Kern-Kern–Reaktion ist durch die - relativ langsame - Abregungsphase der angeregten Präfragmente gekennzeichnet. Abhängig vom Grad der deponierten Anregungsenergie emittiert der Restkern Neutronen, Protonen, α–Teilchen und komplexe Fragmente. Diese Abregungsphase dauert ungefähr $10^{-20}...10^{-22}$ s, so daß die Annahme gemacht werden kann, daß die Evaporations- und Fragmentationsphase - verglichen mit der ersten Reaktionsphase - zeitlich entkoppelt ist. Allerdings besteht über genauere Zeitskalen der Fragmentbildung in angeregten Präfragmenten noch keine Einigkeit.

Zur Beschreibung der ersten Reaktionsstufe wurde in dieser Arbeit ein intranukleares Kaskadenmodell verwandt. Die zweite Phase der Reaktion wurde durch ein statistisches Multifragmentationsmodell simuliert.

5.1 1. Stufe: Intranukleare Kaskaderechnungen

Für die in dieser Arbeit untersuchten Systeme U,Au+X zwischen 400 und 1000 AMeV sind intranukleare Kaskaderechnungen mit dem ISABEL-Modell [Yar 79],[Yar 81] durchgeführt worden. Die ISABEL–Kaskade zeigte sich u.a. als sehr brauchbar, um die Projektilfragmentation in sehr peripheren Reaktionen zu beschreiben [Fau 92],[Sch 92]. Es zeigte sich dort, daß die Vorhersagen der ISABEL–Kaskade in Reaktionen, bei denen nur wenige Nukleonen vom Projektil entfernt wurden, sehr gut mit den Daten übereinstimmen. Daher wurden für die hier vorgestellten Rechnungen Eingabeparameter des Modells nach Empfehlungen von [Sue 94],[Sch 92] und nach Voreinstellungen der Autoren des Modells [Fra 94] gewählt. Eine Diskussion wichtiger Modellparameter findet sich im Anhang.

Die ISABEL-Kaskade ist ein mikroskopisches Modell zur Simulation von Kern-Kern-Stößen und entstand aus einer Verallgemeinerung eines Modells für Hadron-Kern-Wechselwirkungen [Che 68]. Unterschiedliche Kaskadeversionen sind in der Literatur zu finden, eine Übersicht liefert [Cun 82]. Es finden sich zwei Klassen von Kaskademodellen: die eine simuliert die Wechselwirkung zweier Ansammlungen von Nukleonen (Target - und Projektilnukleonen) und kann „*particle-particle*“–Methode genannt werden [Fra 84]. Die zweite Klasse beinhaltet alle Modelle, die mit der „*particle-density*“–Methode arbeiten. Dabei wird die Wechselwirkung von diskreten Nukleonen mit einer kontinuierlichen Teilchendichte-Verteilung simuliert. Alle Nukleonen des Target- und Projektilkerns, die noch keine Wechselwirkung erfahren haben, werden zu der Teilchendichte-Verteilung gezählt. Unterschiede zwischen den beiden Modell-Klassen werden in [Fra 84] diskutiert. Die ISABEL-Kaskade gehört zur zweiten Modell-Klasse.

Erste Rechnungen mit Kaskademodellen finden sich in den frühen Arbeiten von N. Metropolis [Met 58a],[Met 58b], der dort die Reaktionen von Protonen und Neutronen mit verschiedenen Targets zwischen 82 MeV und 1.8 GeV simulierte. Die ISABEL–Kaskade ist ein klassisches Modell, d.h. alle Orte und Impulse der Nukleonen sind bekannt. Die Kern-Kern–Reaktion wird als ein Abfolge von unabhängigen Nukleon-Nukleon-Stößen angesehen. Die Stöße werden in relativistischer Kinematik und mit freien Nukleon-Nukleon–Wirkungsquerschnitten berechnet. Kollektive Effekte der Nukleonen aufgrund der Kompression der Kernmaterie werden vernachlässigt. In der Anfangsphase der Reaktion werden der Target– und Projektil–Kern durch kalte Fermi–Gase beschrieben, die in ihren Potentialtöpfen eingebunden sind. Nur Nukleonen, die eine Wechselwirkung hatten, werden als diskrete Teilchen weiterverfolgt, wodurch der Rechenaufwand - im Unterschied zu moderneren mikroskopischen Modellen wie BUU und QMD - klein bleibt. Da der größte Wirkungsquerschnitt bei Kern-Kern-Reaktionen in periphere Stöße geht, müssen nur einige Nukleonen individuell in ihren Trajektorien verfolgt werden, da es nur wenige Nukleon-Nukleon-Stöße gibt. Der Hauptunterschied zu BUU- oder QMD-Modellen liegt jedoch darin, daß in der ISABEL-Kaskade kein Kernpotential propagiert wird, d.h., die Nukleonen fliegen auf geraden Bahnen.

Wurden in der ersten Version von ISABEL keine weiteren Wechselwirkungen zwischen Nukleonen, die bereits einmal gestoßen haben, erlaubt [Yar 79], sind diese sogenannten *cascade cascade interactions* in einer späteren Version implementiert worden [Yar 81]. Das Pauli-*blocking* wurde in der ISABEL–Kaskade - wie in fast allen Kaskade-Versionen - dadurch eingeführt, daß alle Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen verboten werden, deren Impulse im Endzustand kleiner als der Fermi-Impuls p_F sind. Diese Simulation des Pauli-Ausschließungsprinzips hat sich in der Hadron-Kern-Kollision als ausreichend herausgestellt, da die Anzahl der Nukleon-Nukleon-Stöße dort klein und die Fermi-Kugel des Kerns kaum entvölkert ist [Fra 84]. Bei zentralen Kern-Kern-Stößen überschätzt dieses Stoßverbot jedoch das Pauli-*blocking* und führt zu einer künstlichen Erhöhung der mittleren freien Weglänge λ_f der Nukleonen. In zentralen Stößen von Kernen finden so viele Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen statt, daß die Fermi-Kugeln der beteiligten Kerne stark entvölkert sind, so daß dort Löcher für die stoßenden Nukleonen zur Verfügung stehen. In der ISABEL–Kaskade ist deshalb ein *partial Pauli blocking* eingeführt worden, das die ursprüngliche Entscheidung, eine Wechselwirkung zu verbieten, mit einem zeit- (und isospin-) abhängigen Faktor

$$R_{sc} = \frac{N_i(t)}{N_i(t=0)}, \qquad i = n, p \tag{5.1}$$

unterdrückt. $N_i(t)$ ist die Anzahl von Neutronen und Protonen im „Fermi-See“ zum Zeitpunkt t der Reaktion.

Dieser Ansatz für die Simulation des *Pauli blocking* führt dazu, daß bei Au+Be-Kollisionen im Stoßparameterintervall $b < 3$ fm (also für den Fall des vollständigen Überlapps zwischen Au-Projektil- und Be-Targetkern) das mittlere Verhältnis der Gesamtzahl unterdrückter Stöße $N^{tot}_{blocked}$ zu der Gesamtzahl aller versuchten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen N^{tot}_{all} eine Funktion der Einschußenergie pro Nukleon ist, wie in Tabelle 5.1 gezeigt wird. Werden nur *first collsions* N^{first} betrachtet - mindestens eines der beiden

$b(INC) < 3$ fm	100	200	400	1000
$\langle N^{tot}_{blocked}/N^{tot}_{all}\rangle$	0.8	0.55	0.40	0.25
$\langle N^{first}_{blocked}/N^{first}_{all}\rangle$	0.55	0.1	0.05	0.01

Tabelle 5.1: *Durch das Pauli–Prinzip verbotene Zahl $N^{tot}_{blocked}$ aller Nukleon-Nukleon–Stöße und $N^{first}_{blocked}$ der ersten Nukleon-Nukleon–Stöße, normiert auf die Gesamtzahl aller Stoßversuche. Die Strahlenergie ist in MeV pro Nukleon angegeben.*

Nukleonen einer möglichen Wechselwirkung hat noch keinen Stoß erfahren - dann werden die Verhältnisse $\langle N^{first}_{blocked}/N^{first}_{all}\rangle$ sehr viel kleiner mit einer Erhöhung der Strahlenergie. Es werden also bei hohen Strahlenergien im wesentlichen *cascade cascade interactions* durch das Pauli-Verbot unterdrückt. Diese *blocking*-Verhältnisse sind recht ähnlich wie in der QMD [Pei 94].

5.1.1 Die Nukleon-Nukleon-Streuung in der ISABEL-Kaskade

Die Parametrisierung des Nukleon-Nukleon–Wirkungsquerschnitts in der ISABEL–Kaskade ist in Abb. 5.1 gezeigt. Dort wird der totale und der inelastische Streuquerschnitt für die Neutron-Neutron– und Proton-Proton–Streuung (ii) und für die Neutron-Proton–Streuung (ij) als Funktion der kinetischen Energie des Projektilnukleons im Laborsystem gezeigt. Ab einer Energie, die ungefähr der doppelten Pionenmasse entspricht, beginnt der inelastische Streuquerschnitt anzuwachsen und erreicht bei ca. 800 MeV ein Plateau, das sich bis zu sehr hohen Energien nicht mehr ändert. Der totale Streuquerschnitt σ^{tot}_{ii} ändert sich oberhalb 800 AMeV nur noch sehr wenig und beträgt ungefähr 45 mb. Der totale Streuquerschnitt der Proton-Neutron– (Neutron-Proton–) Streuung steigt oberhalb

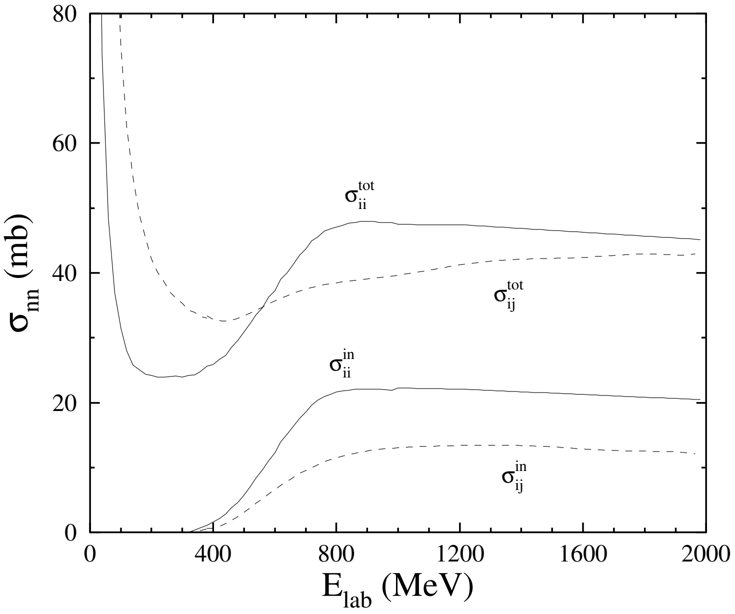

Abbildung 5.1: *Parametrisierung der Nukleon-Nukleon-Streuung als Funktion der Laborenergie in der ISABEL–Kaskade.*

von 800 AMeV nur noch schwach von ungefähr 38 auf 43 mb an. Der inelastische Streuquerschnitt σ_{ii}^{in} ist oberhalb von 800 AMeV nahezu konstant bei ca. 20 mb, also etwa 40 - 45 % des totalen Wirkungsquerschnitts. Der inelastische (ij)– Streuquerschnitt ist in diesem Energiebereich mit ca 12 mb kleiner als der inelastische (ii) Wirkungsquerschnitt, jedoch ebenso nahezu konstant. Er entspricht ab dieser Energie zwischen 28 und 32 % des totalen (ij)– Streuquerschnitts.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der elastischen Nukleon-Nukleon–Streuung $d\sigma_{ii,ij}^{el}/d\Omega$ parametrisiert in der ISABEL–Kaskade - ähnlich wie die Cugnon–Parametrisierung in anderen Modellen [Cun 81], [Ber 88] - die zunehmende Vorwärtsfokussierung der gestreuten Nukleonen in ihrem Schwerpunktsystem.

Ab einer Strahlenergie von ca. 400 AMeV öffnet sich in der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung der inelastische Streukanal, und ab einer Energie von ca. 800 AMeV ist der inelastische Wirkungsquerschnitt konstant fast genauso groß wie der elastische. Pionenproduktion und Nukleonenresonanzen werden zunehmend dominanter.

5.1.2 Resonanzen in der ISABEL-Kaskade

Die Pionenproduktion bei Kern-Kern-Stößen ist in der ISABEL-Kaskade durch die Möglichkeit von Nukleonenresonanzen gegeben. In der ISABEL-Kaskade wird angenommen, daß alle Pionen über die Reaktion

$$N + N \to \Delta + N \to \pi + N + N \tag{5.2}$$

gebildet werden [Fra 84]. Das Δ wird in der Kaskade als Teilchen mit begrenzter Lebensdauer behandelt, die - abhängig von der Projektilgeschwindigkeit - relativistisch verlängert ist. Der Zerfall des Δ ist durch das Pauli-Ausschließungsprinzip beeinflußt. Außerdem kann das Δ auch an einem weiteren Nukleon streuen oder kann durch die Reaktion

$$\Delta + N \to N + N \tag{5.3}$$

eingefangen werden. Der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß kann nicht direkt gemessen werden, er läßt sich jedoch nach dem *detailed balance*–Prinzip aus den experimentellen Wirkungsquerschnitten von Gl. 5.2 errechnen. Da ein Δ auch durch eine resonante elastische Streuung eines Pions an einem Nukleon gebildet werden kann, ist in der Kaskade über die Reaktion

$$N + N \leftrightarrow \Delta + N \leftrightarrow N + N + \pi \tag{5.4}$$

ein Pion-Absorptionsprozeß implementiert. Die Reaktion 5.4 ist der einzige Pion-Absorptionsprozeß in der ISABEL-Kaskade. Schließlich wird die Reaktion

$$N + \Delta \to N + \Delta \tag{5.5}$$

genauso wie die Nukleon-Nukleon-Streuung behandelt.

Die Δ-Resonanz spielt bei den hier betrachteten asymmetrischen Reaktionen zunächst keine auffällige Rolle. Dieses wird im Anhang in A.4 gezeigt. Es wurde für Au+Be-,C-,Al-Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV der extreme Fall gerechnet, daß die Δ-Produktion vollkommen ausgeschaltet ist, d.h. es gibt keine inelastischen Nukleon-Nukleon–Kollisionen. Die Unterschiede in den Rechnungen mit und ohne Δ zeigen sich am deutlichsten in zentralen Stößen des Goldprojektils mit dem Al-Target bei der höchsten Strahlenergie. Die von ISABEL vorhergesagte Anregungsenergie des Goldrestkerns verringert sich dort um ca. 10 %, wenn die Δ-Produktion ausgeschaltet ist. Quantitativer wird das in Kapitel 7 behandelt.

Anzumerken bleibt allerdings, daß die geringen Unterschiede in der Anregungsenergie, die von Kaskade-Rechnungen für asymmetrische Goldreaktionen mit und ohne Δ-Resonanz vorhergesagt werden, eine größere Bedeutung bekommen könnten, wenn IMF–Multiplizitäten im nachfolgenden Zerfall verglichen werden. Gerade im Z_{bound}–Intervall, in dem die IMF–Multiplizität mit kleiner werdendem Z_{bound} ansteigt, haben kleine Änderungen in der Anregungsenergie durchaus beobachtbare Änderungen in den IMF–Multiplizitäten zur Folge. Das bedeutet für die hier untersuchten Systeme, daß nur in Gold- oder Uran-Reaktionen mit Be- oder C-Targets der Einfluß der Δ-Resonanzproduktion auf die IMF-Produktion studiert werden könnte. Diese soll in Kapitel 7 versucht werden.

5.1.3 Vorhersagen für $\langle E_x/A \rangle$ gegen $\langle A_0 \rangle$ des Präfragments

Die Berechnung der Anregungsenergie des Restkerns in ISABEL verläuft -ähnlich wie in allen Kaskade–Modellen - nach folgendem Ansatz: Wird durch eine Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung ein Nukleon aus dem Kernverband des Targets oder Projektils herausgeschlagen, verbleibt an der ehemaligen Stelle dieses Nukleons ein „Loch“ im Potentialtopf. Dieses Loch hat, abhängig von seiner Lage, eine Energie ϵ_h relativ zur oberen Kante des Fermi-Potentialtopfes. Die Summe aller während einer Kern-Kern-Reaktion gebildeten Löcher stellt den ersten Beitrag zur Anregungsenergie des Präfragments dar. Der zweite Beitrag wird von freien Nukleonen geleistet, die durch sukzessive Stöße mit anderen Nukleonen soviel kinetische Energie verloren haben, daß sie vom Restkern eingefangen werden können. Technisch wird das in ISABEL so umgesetzt, daß eine sogenannte *cutoff*–Energie definiert wird, so daß alle Nukleonen, deren Energie unterhalb dieses *cutoffs* liegt, zum Kernverband gezählt werden, wenn sie sich im Ortsraum des Kerns aufhalten. Die Summe der kinetischen Energien ϵ_t - relativ zur Oberkante des Fermi-Topfes - dieser eingefangenen Nukleonen stellt dann den zweiten Beitrag zur Berechnung der Anregungsenergie dar. Es ist also

$$E_x = \sum_{i}^{N_{holes}} \epsilon_h(i) + \sum_{j}^{N_{trapped}} \epsilon_t(j) \quad . \tag{5.6}$$

Die *cutoff*-Energie wird folgendermaßen angesetzt:

- : Für Neutronen ist sie die Summe aus der Tiefe des Fermi-Topfes und der zweifachen Neutronenbindungsenergie.

- : Für Protonen ist sie entweder die Summe aus der Tiefe des Fermi-Topfes und der zweifachen Protonenbindungsenergie oder die Summe aus der Tiefe des Fermi-Topfes, der Protonenbindungsenergie und der Coulombenergie, je nachdem welche Energie höher ist.

Die Zeit, nach der ISABEL die Nukleon-Nukleon-Kollisionen abbricht, ist - wie in allen mikroskopischen Modellen - etwas willkürlich. Es wird gewartet, bis alle Nukleonen der Wechselwirkungszone weggestreut sind und die Projektil- und Targetrestkerne sich nicht mehr berühren.

Der von ISABEL vorhergesagte Zusammenhang von Anregungsenergie pro Nukleon und Masse der Goldrestkerne ist in Abb. 5.2 gezeigt. Wird zunächst das kleine Bild rechts oben in Abb. 5.2 betrachtet, so fällt auf, daß die ISABEL–Kaskade einen universellen Zusammenhang zwischen $\langle E_x/A \rangle$ und $\langle A_0 \rangle$ des Goldrestkerns voraussagt, unabhängig von der Einschußenergie, dem Stoßparameter b und der Masse des Targets. Eine Anpassung des Zusammenhang $\langle E_x/A \rangle$ gegen $\langle A_0 \rangle$ mit

$$E_x = \epsilon \cdot \Delta A \tag{5.7}$$

ergibt einen mittleren Zuwachs der Anregungsenergie von $\epsilon \approx 25$ MeV pro herausgeschlagenem Goldnukleon.

Zum Vergleich wurde der experimentell ermittelte Zusammenhang von $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ gegen $\langle A_0 \rangle$ (siehe Abb. 4.10 und [Zud 95],[Poc 95]) für das 600 AMeV Au+Au-System ebenfalls eingezeichnet. Deutlich ist zu erkennen, daß bis zu einer Restkerngröße von $\langle A_0 \rangle \approx 150$ die ISABEL–Vorhersagen ungefähr mit den gemessenen Werten übereinstimmen. Für kleiner werdende Präfragmentgrößen wird dann jedoch die Anregungsenergie in ISABEL stark überschätzt. Eine mögliche Erklärung für die Überschätzung der Anregungsenergie könnte darin liegen, daß der relativ einfache Ansatz, mit der die Anregungsenergie in der Kaskade berechnet wird, nur begrenzt gültig ist. Die Annahme, daß - unabhängig von der Präfragmentgröße - für jedes herausgeschlagene Nukleon eine konstante Menge ϵ an Energie im Restkern deponiert wird, ist sicherlich zu einfach. Hat das Goldprojektil bereits eine bestimmte Anzahl ΔA von Nukleonen durch primäre Nukleon-Nukleon-Stöße verloren, sollte sich der Verlust eines weiteren Nukleons nicht mehr durch dieselbe konstante Erhöhung der Anregungsenergie zeigen. Es kann erwartet werden, daß die Anregungsenergie des Restkerns dann schwächer anwächst. Der Ein-

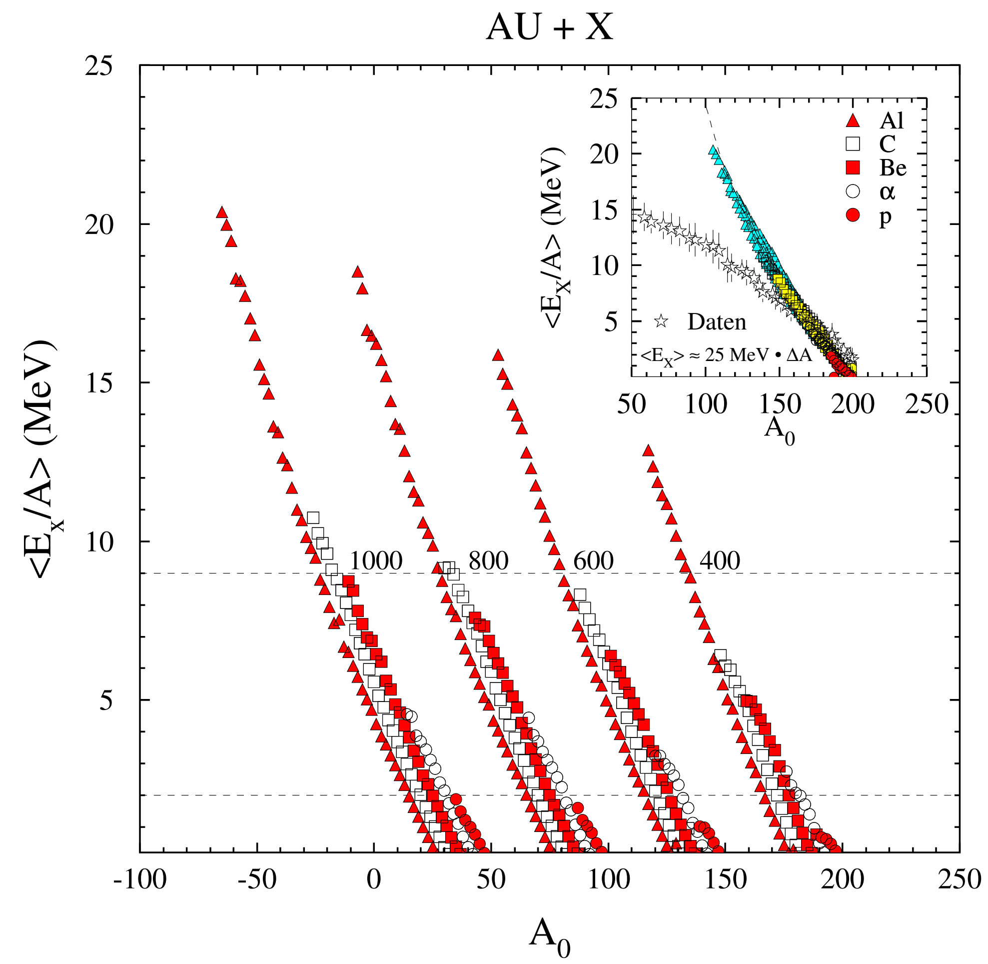

Abbildung 5.2:
Mittlere Anregungsenergie pro Nukleon des Goldrestkerns als Funktion seiner Größe für 400 bis 1000 AMeV Reaktionen mit p-, α-, Be-, C- und Al-Kernen nach ISABEL–Kaskaderechnungen. Zur besseren Übersicht wurden in dem großen Bild die Präfragmentgrößen um 50 Einheiten verschoben, um die Einschußenergien graphisch voneinander zu trennen, als auch um weiteren 5 Einheiten, um innerhalb einer Einschußenergie die Targets zu unterscheiden.
Der von ISABEL vorhergesagt Zusammenhang von $\langle E_x/A\rangle$ gegen $\langle A_0\rangle$ ohne Verschiebungen zeigt die kleine Abbildung rechts oben. Es ergibt sich ein mittlerer Zuwachs der Anregungsenergie von $\epsilon \approx 25$ MeV pro herausgeschlagenem Nukleon. Zum Vergleich ist der experimentell ermittelte Zusammenhang $\langle E_x\rangle/\langle A_0\rangle$ gegen $\langle A_0\rangle$ für 600 AMeV Au+Au–Reaktionen mit in die kleine Abbildung eingetragen.

fluß der Präequilibriums-Emission von Nukleonen auf die Anregungsenergie $\langle E_x/A\rangle$ des Präfragments ist in der Kaskade nicht berücksichtigt.

In dem großen Bild von Abb. 5.2 sind die Kurven Anregungsenergie pro Nukleon gegen Restkerngröße verschoben worden, um die Kurven für verschiedene Energien und Targets graphisch trennen zu können. In dem großen Bild von Abb. 5.2 zeigt sich, daß die maximale Anregungsenergie, die im Goldrestkern deponiert wird, bei konstanter Einschußenergie von der Größe des Target-Kerns abhängt. (In allen Abbildungen, die Kaskaderechnungen zeigen, sind die ersten 2 % des Wirkungsquerschnitts weggelassen worden, um die statistischen Fehler nicht zu groß werden zu lassen. Diese Darstellung der Rechnungen folgt der der Daten.) Die vertikalen gestrichelten Linien sollen zur Orientierung andeuten, bei welcher Anregungsenergie - nach Vorhersagen von statistischen Multifragmentationsmodellen (SMM) - die Fragmentation in IMFs beginnt ($\langle E_x/A\rangle \approx 2$ MeV) und bei welcher Energie das Maximum der IMF–Multiplizität erwartet wird ($\langle E_x/A\rangle \approx 9$ MeV). Wird die Projektilenergie erhöht, zeigt sich, daß für ein betrachtetes Target die maximale Anregungsenergie in zentralen Stößen wächst. Wird als Beispiel die Reaktion von Goldprojektilen mit einem Wasserstoff-Target herangezogen (p), sagt ISABEL für 400 AMeV Projektilenergie bei zentralen Stößen im Mittel eine Anregungsenergie von ≈ 1 MeV voraus, und erst bei 1000 AMeV wird bei diesen Stößen eine Anregungsenergie von $\langle E_x/A\rangle \approx 2$ MeV erwartet, so daß die ansteigende Flanke der IMF–Produktion gerade beobachtet werden sollte. Wird diese Betrachtungsweise für das Be– und C–Target durchgeführt, zeigt sich, daß ungefähr bei 800 AMeV Au+C– und bei 1000 AMeV Au+Be–Kollisionen das Maximum der IMF–Multiplizität erreicht werden sollte.

Der Zusammenhang $\langle E_x/A\rangle$ gegen $\langle A_0\rangle$ erscheint in ISABEL zwar als universell, er ist jedoch von der Wahl der Eingangsparameter abhängig, wie im Anhang gezeigt wird. Hier soll nur angemerkt werden, daß die Größe der Anregungsenergie im wesentlichen von drei Parametern bestimmt wird: von dem *rearrangement* der Kernmaterie nach einem Nukleon-Nukleon-Stoß (bleiben „Löcher“ im Kernverband für die gesamte Dauer des Kern-Kern-Stoßes erhalten oder werden sie wieder durch Kernmaterie aufgefüllt?), von der Wahrscheinlichkeit für Nukleon-Nukleon–Stöße und von der Größe der *cutoff*–Energie. Es zeigt sich im Anhang, daß alle Parametereinstellungen, die Einfluß auf die absolute Größe von $\langle E_x\rangle$ und $\langle A_0\rangle$ haben, nichts daran ändern, daß es in der Kaskade einen linearen Zusammenhang zwischen der Anregungsenergie und der Anzahl ΔA der herausgeschlagenen Nukleonen gibt.

5.2 2. Stufe: Statistische Multifragmentation

Die Übersetzung einer Anregungsenergie in eine mittlere Fragmentmultiplizität $\langle M_{imf} \rangle$ wird mit statistischen Multifragmentationsmodellen (SMM) ausgeführt. Dabei wird im wesentlichen auf die SMM-Version von A.Botvina zurückgegriffen [Bot 85, Bot 87, Bot 92], das Multifragmentationsmodell MCFRAG von D. Gross [Gro 90] wurde nur zum Vergleich herangezogen.

Um die große Vielfalt von Projektil-Target–Systemen (U,Au,Xe+X) und die gleichzeitig beobachtete Universalität im Zerfall als Funktion der Größe Z_{bound} (und der Größe Z_{bound}/Z_{Proj}) möglichst allgemein beschreiben zu können, wurden beide statistischen Multifragmentationsmodelle für vier konstante Systemgrößen $A_0 = 84, 131, 197, 238$ in einem Anregungsenergieintervall $E_x/A = 1 \cdots 20$ MeV gerechnet. Unterschiede der IMF–Multiplizitäten, die die Modelle aufgrund der unterschiedlichen Kerngrößen vorhersagen, sollen dadurch ausgeglichen werden, daß die IMF–Multiplizität M_{imf} auf die Systemgröße Z_{bound} normiert wird. Im Experiment liegt eine ähnliche Situation vor: abhängig von der Zentralität der Reaktion ändert sich die Präfragmentgröße $\langle A_0 \rangle$ und die Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$. Mit der Normierung von M_{imf} auf Z_{bound} soll einerseits versucht werden, IMF–Multiplizitäten als Maß für die erreichte Anregungsenergie (pro Nukleon) zu verwenden, andererseits sollen triviale Effekte aufgrund von Systemgrößenunterschieden unterdrückt werden.

5.2.1 $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ als Funktion der Anregungenergie in SMM

In Abb. 5.3 wird die auf Z_{bound} normierte mittlere IMF–Multiplizität $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ gegen die Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$ aufgetragen, so wie sie links vom Botvina–, rechts vom Gross–Modell der SMM vorhergesagt wird. Die Rechnungen sind bei einer konstanten Aufbruchsdichte ρ_B/ρ_0 von 1/3 (Botvina) bzw. 1/6 (Gross) durchgeführt worden. (Die Modelle unterscheiden sich u.a. in der Voreinstellung der Aufbruchsdichte.) Die Auswirkung einer Variation der Aufbruchsdichte wird später diskutiert. Die Normierung von M_{imf} auf Z_{bound} wird innerhalb jeder simulierten Kernfragmentation vollzogen.

Unabhängig von der Systemgröße $\langle A_0 \rangle$ ergibt sich ein universeller Zusammenhang der normierten IMF–Multiplizität $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ als Funktion der Anregungsenergie. Obwohl beide Modelle relativ unterschiedlich sind [Gro 93], sehen die vorhergesagten Zu-

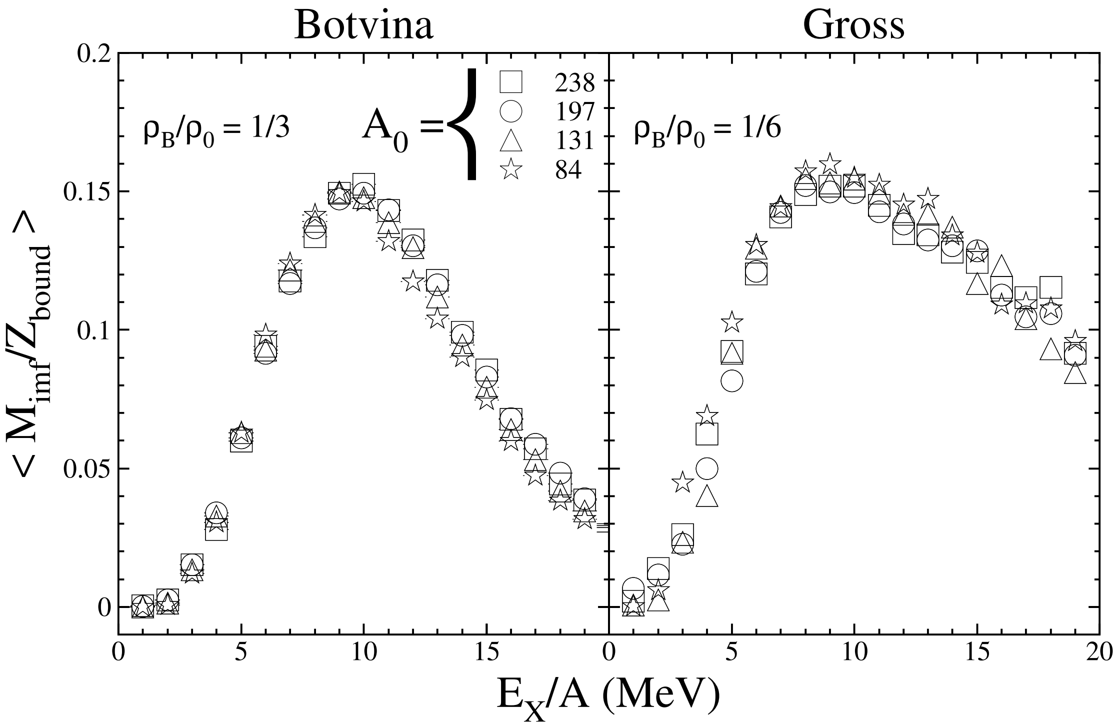

Abbildung 5.3:
Vorhersagen zweier statistischer Multifragmentationsmodelle (SMM) (links: Botvina) (rechts: Gross) für die normierte mittlere IMF–Multiplizität $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen die AnregungsenergieE$_X/A$ bei vier verschiedenen, konstant gehaltenen Systemgrößen A_0.

sammenhänge recht ähnlich aus. Wie sich herausstellen wird, ist das von beiden Modellen vorhergesagte Maximum von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle \approx 0.15$ sehr dicht am experimentell bestimmten Wert.

Wird die Abbildung genauer betrachtet, gibt es Unterschiede in den beiden SMM–Vorhersagen: Das Maximum der normierten IMF–Multiplizität wird im Gross-Modell bei einer etwas niedrigeren Anregungsenergie ($\langle E_x/A\rangle \approx 8-9$ MeV) erreicht als im Botvina–Modell ($\langle E_x/A\rangle \approx 9-10$ MeV). Dies ist auf die unterschiedlich gewählten Aufbruchsdichten ρ_B/ρ_0 des Präfragments zurückzuführen. Die abfallende Flanke von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ für Anregungsenergien $\langle E_x/A\rangle > 10$ MeV ist im Botvina–Modell steiler als in der Gross–Version. Dieses könnte daran liegen, daß es in der SMM-Version von Botvina einen sekundären Zerfall von angeregten Fragmenten gibt, die in der ersten Zerfallsphase gebildet wurden. Dieser sekundäre Zerfall fehlt im Gross–Modell. Angeregte Fragmente, die im

Gross-Modell bei hohen Anregungsenergien ($\langle E_x/A\rangle > 10 MeV$) zur IMF–Multiplizität beitragen, zerfallen im Botvina-Modell aufgrund des sekundären Zerfalls - und daher fällt $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ steiler ab.

Im weiteren wird nur mit der SMM-Version von Botvina gearbeitet, da zum einen die ansteigende Flanke von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen $\langle E_x/A\rangle$ in beiden Modellen sehr ähnlich aussieht, zum anderen mit dem Botvina-Programm schneller eine größere Anzahl von Ereignissen gerechnet werden konnte.

5.2.2 Variation der Aufbruchsdichte

Die Veränderung der normierten IMF–Multiplizität als Funktion der Anregungsenergie bei einer Variation der Aufbruchsdichte ρ_B/ρ_0 ist in Abb. 5.4 gezeigt. Dort wurde für vier verschiedene Aufbruchsdichten die Fragmentation von Goldkernen berechnet. Eine

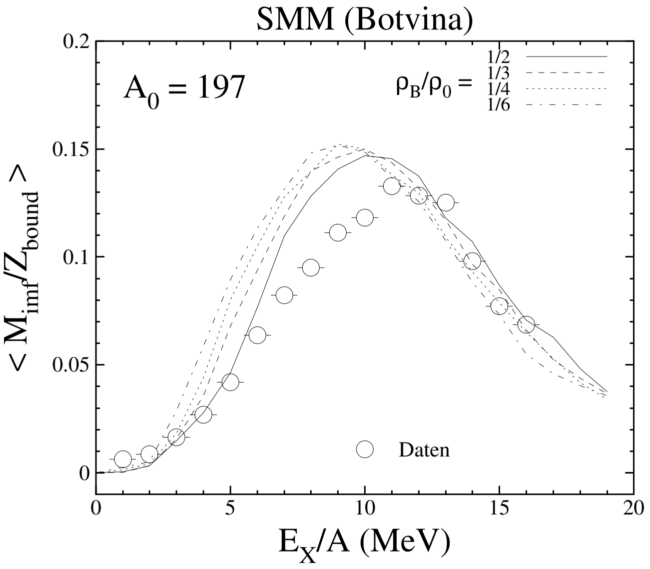

Abbildung 5.4:
SMM–Vorhersagen für $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen $\langle E_x/A\rangle$ zerfallender Goldkerne bei vier verschiedene Aufbruchsdichten ρ_B/ρ_0. Mit Symbolen ist der gemessene Zusammenhang für das System 600 AMeV Au+Au eingezeichnet.

Verkleinerung der Aufbruchsdichte führt zu einer leichten Verschiebung des Maximums von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ zu kleineren Anregungsenergien und zu einer kleinen Erhöhung des Maximums um ca. 10 %. Dieses ist anschaulich so zu verstehen, daß bei einer niedrigeren Aufbruchsdichte - was einem größeren Aufbruchsvolumen entspricht - weniger Energie benötigt wird, um den Kern vollständig in IMFs fragmentieren zu lassen. Das Aufbruchsvolumen ist größer, daher gibt es mehr Möglichkeiten, Fragmente in ihm entstehen zu lassen. Es ist jedoch fraglich, ob die SMM–Modelle bei Aufbruchsdichten ≥ 0.5

zuverlässig arbeiten. Nach einer privaten Mitteilung von A. Botvina wird nicht empfohlen, sein Modell bei größeren Dichten als $\rho_B/\rho_0 = 0.5$ rechnen zu lassen, da die gebildeten Fragmente nicht in das zu kleine Aufbruchsvolumen passen. Andererseits sind gerade die relativ hohen Aufbruchdichten interessant, wie jüngste Rechnungen von Papp und Nörenberg [Pap 95] zeigen. Dort werden Modellrechnungen präsentiert, die eine Abhängigkeit der Aufbruchsdichte von der Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle$ aufzeigen. Bei kleinen Anregungsenergien $\langle E_x/A \rangle$ ist ρ_B/ρ_0 ungefähr gleich 1, d.h. es gibt kaum thermale Expansion. Bis zu einer Anregungsenergie $\langle E_x/A \rangle \approx 8$ MeV verringert sich ρ_B/ρ_0 auf ≈ 0.3, um für größere Anregungsenergien konstant zu bleiben.

Zum Vergleich ist der gemessene Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ gegen $\langle E_x/A \rangle$ für das 600 AMeV Au+Au-System durch offene Symbole eingezeichnet. Der experimentelle Zusammenhang sieht ähnlich wie die SMM-Vorhersagen aus, jedoch zeigen sich Abweichungen im Intervall $6 < E_x/A < 11$ MeV. Ebenso ist das Maximum der normierten IMF–Multiplizität mit ≈ 0.13 um ca. 13 % kleiner als das von SMM vorhergesagte und wird erst bei einer größeren Anregungsenergie ($\langle E_x/A \rangle \approx 12$ MeV) beobachtet. Der Zusammenhang von $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ gegen $\langle E_x/A \rangle$ ist jedoch - oberhalb einer Schwellenergie von ≈ 2 MeV - im ansteigenden Ast der IMF-Produktion nahezu linear - ebenso wie in den SMM-Vorhersagen.

5.3 Normierung der IMF–Multiplizität in den Daten

5.3.1 $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ gegen Z_{bound} bei Goldreaktionen ....

Eine den SMM–Vorhersagen folgende Darstellung der im Experiment untersuchten Systeme Au+X ist in Abb. 5.5 gezeigt. Dort wird die normierte IMF–Multiplizität für Au+Be– und Au+C–Reaktionen bei drei Strahlenergien und für Au+Al–Reaktionen bei 1000 AMeV gegen Z_{bound} gezeigt. Wie in den SMM–Rechnungen wurde auch in den Daten für jede einzelne Kernreaktion die IMF–Multiplizität auf die Restkerngröße Z_{bound} normiert. In dieser Darstellung ist genauer als in früheren zu erkennen, was in sehr asymmetrischen Reaktionen des Goldprojektils stattfindet: mit kleiner werdendem Z_{bound} wächst zunächst die normierte IMF–Multiplizität an, um ab einem bestimmten Z_{bound}–Wert von der universalen Kurve abzuknicken und sich für kleinere Z_{bound}–Werte nur noch wenig zu ändern. Bei einer Erhöhung der Projektilenergie zeigt sich der Abknickpunkt von der

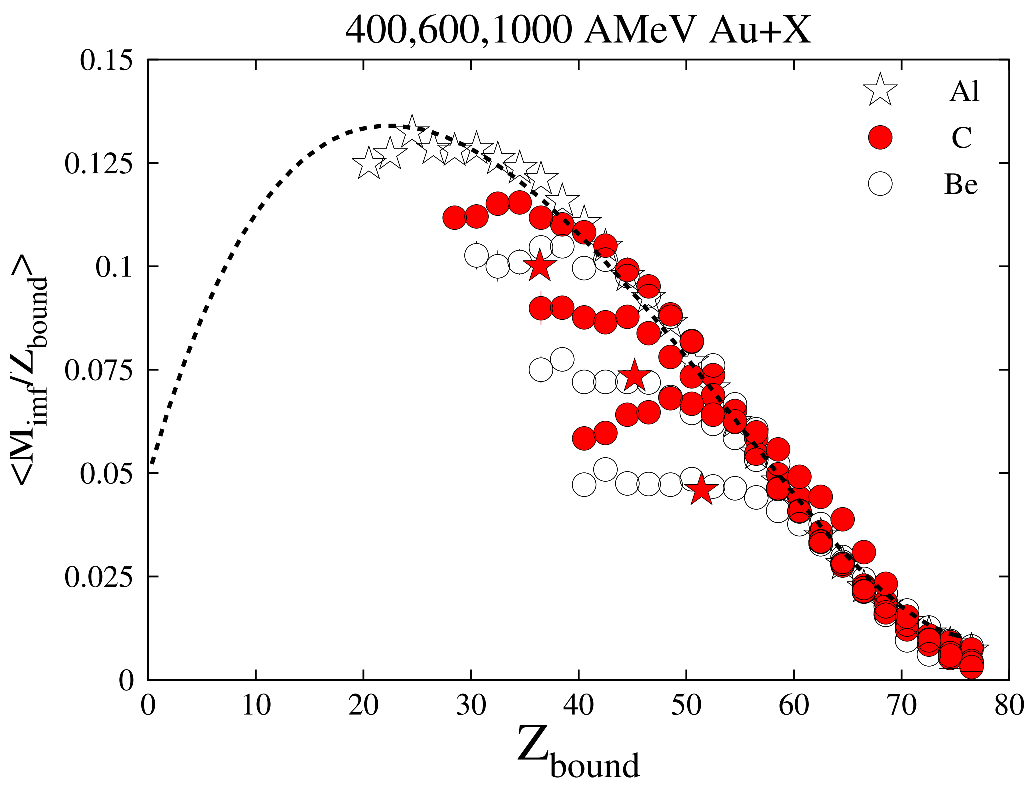

Abbildung 5.5:
Mittlere, auf Z_{bound} normierte Multiplizität mittelschwerer Fragamente als Funktion von Z_{bound}. Die drei Strahlenergien für die Au+Be– und Au+C–Reaktionen (400, 600, 1000 AMeV) zeigen sich durch eine Erhöhung der maximalen normierten IMF–Multiplizität. Der universale Verlauf von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen Z_{bound} der schweren Systeme wird durch die gestrichelte Linie angedeutet. Die ausgefüllten Sterne zeigen für Au+Be-Reaktionen die Mittelwerte von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ und Z_{bound} an, wenn der Wirkungsquerschnitt von $Z_{bound} = 0$ bis zum Abknickpunkt von der universalen Kurve integriert wird.

universalen Kurve erst bei kleineren Z_{bound}–Werten, das beinahe konstante Plateau von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ erhöht sich. In dieser Darstellung sind daher die drei Projektilenergien für die Au+Be– und Au+C–Reaktionen leicht zu erkennen. Die gestrichelte Linie gibt den Verlauf von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen Z_{bound} für schwere und symmetrische Systeme wieder. Für das Au+Al–System ist nur die Kurve für 1000 AMeV eingezeichnet, da sich eine Variationen von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ nur noch schwach gegen Z_{bound} zeigt. Die normierte IMF–Multiplizität steigt mit wachsender Zentralität, also kleiner werdender Systemgröße bis zu einem $Z_{bound} \approx 25$ an und wird dann erst kleiner. In dieser Darstellung ist erkenntlich, daß das Maximum der IMF-Produktion - normiert auf die Systemgröße - bei einem kleineren Z_{bound} - Wert beobachtet wird als das Maximum der absoluten IMF–Multiplizität. Bei dem Z_{bound}–Wert ≈ 25 ist - nach den SMM-Vorhersagen interpretiert - soviel Anregungsenergie im Restkern vorhanden, daß die Fragmentation in IMFs wieder abnimmt und die vollständige Zerlegung in α-Teilchen und Nukleonen wahrscheinlicher wird.

Sobald in Kernreaktionen das Intervall um $Z_{bound} \approx 25$ mit genügend großem Wirkungsquerschnitt populiert wird, verschwindet auch die Sensitivität der normierten IMF–Multiplizität als Maß für die Heftigkeit der Reaktion. Gold-Reaktionen mit Al-Targetkernen zwischen 400 und 1000 AMeV stellen für diese Analysen innerhalb der vorhandenen Systematik der Daten eine Grenze dar.

Die ausgefüllten Sterne in Abb. 5.5 zeigen für Au+Be–Reaktionen die Mittelwerte von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ und Z_{bound} an, wenn der gesamte Wirkungsquerschnitt von $Z_{bound} = 0$ bis zum Z_{bound}–Wert integriert wird, an dem die normierte IMF–Multiplizität von dem universalen Verlauf abknickt und konstant bleibt. Diese Mittelwerte liegen dicht an der universellen Kurve. Dieses stützt die Interpretation, daß das Abknicken durch Fluktuationen im Zerfall verursacht wird. Die Anregungsenergie ändert sich für diese Kollisionen nicht mehr entscheidend und liegt sehr nahe an dem Wert, den der Goldrestkern auf dem Abknickpunkt von der universellen Kurve hat.

5.3.2 ... und beim Vergleich zweier Projektilgrößen

Beim Vergleich der Fragmentation von Uran- und Gold-Projektilen in asymmetrischen Reaktionen soll jetzt ebenfalls die Normierung der IMF–Multiplizität angewandt werden. Es soll herausgefunden werden, ob es sich bestätigt, daß Uran-Kerne aufgrund ihrer größeren Masse in vergleichbaren Reaktionen etwas weniger stark fragmentieren als Gold-Kerne.

Dieser Vergleich wird in Abb. 5.6 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß das Maximum von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ bei Gold-Reaktionen systematisch höher liegt als das entsprechende Maximum bei Uran-Reaktionen mit einem bestimmten Target. Die beiden Projektilenergien 600 und 1000 AMeV lassen sich an jeweils erhöhten Maxima von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ für ein Target erkennen. Beim genauen Hinsehen läßt sich eine Reihenfolge in den Werten der jeweiligen Maxima für die U,Au+X–Reaktionen für eine konstante Projektilenergie erkennen: Das niedrigste Maximum der normierten IMF–Multiplizität wird bei U+Be–Reaktionen beobachtet; das nächsthöhere Maximum zeigt sich bei Au+Be–Reaktionen,

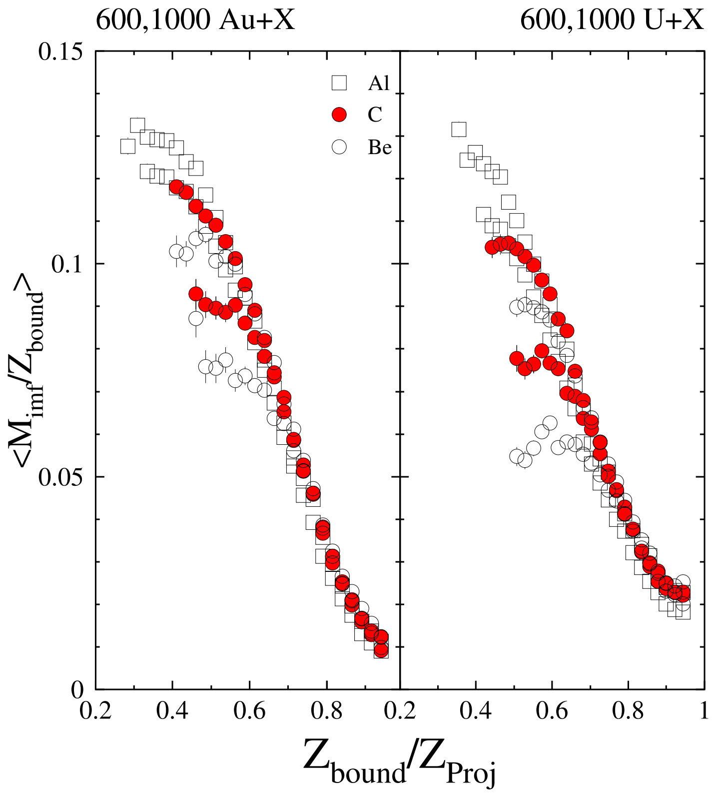

Abbildung 5.6:
Mittlere normierte IMF–Multiplizität als Funktion der auf die Projektilladung Z_{Proj} normierten Größe Z_{bound}/Z_{Proj} für Au+Be,C,Al– (links) U+Be,C,Al–Reaktionen (rechts) bei 600 und 1000 AMeV. Eine Erhöhung der Strahlenergie zeigt sich in einer Erhöhung des Maximums von M_{imf}/Z_{bound} für jedes System.

dann kommt das Maximum von U+C-, dann das von Au+C–Reaktionen. Die höchsten Maxima ergeben sich schließlich in U+Al– und Au+Al–Reaktionen. Hier soll bereits angedeutet werden, was im Kapitel 7 gezeigt wird: die Größe der Anregungsenergie, die in zentralen Stößen auf ein schweres Projektil übertragen werden kann, hängt von der Targetkerngröße A_T, der Projektilkerngröße A_P und der Strahlenergie E_{beam} ab.

Ein Ziel der SMM-Rechnungen sollte sein, eine Vorschrift zu bekommen, wie eine gemessene IMF–Multiplizität auf eine Anregungsenergie abgebildet werden kann. Systemgrößeneinflüsse sollten möglichst ausgeschlossen werden. Die IMF–Multiplizitäten in den Daten werden nun auf folgende Weise mit der Modellvorhersage verbunden: Der Verlauf der normierten IMF–Multiplizität gegen die Anregungsenergie in den SMM–Rechnungen wird mit dem gemessenen Zusammenhang zwischen der normierten IMF–Multiplizität und Z_{bound} verglichen. Dabei soll die M_{imf}/Z_{bound} –Achse in den Daten auf die M_{imf}/Z_{bound} –Achse der SMM-Rechnungen abgebildet werden. Für eine Eindeutigkeit muß nur bekannt sein, welche Flanke abgebildet werden soll: die ansteigende Flanke in den SMM-Rechnungen ($2 < E_x/A < 9$ MeV) wird mit der ansteigenden Flanke in den Daten ($20 < Z_{bound} < 70$) identifiziert, die fallenden Flanken für größere Anregungsenergie mit der fallenden Flanke für kleinere Z_{bound}–Werte. So wird jedem M_{imf}/Z_{bound} –Wert eine mittlere Anregungsenergie zugeordnet. Die Z_{bound}–Achse in den Daten ist zunächst nicht übersetzbar, da sie noch abhängig von der Projektilgröße ist.

Bevor jedoch eine Interpretation der Daten mit den SMM-Modellvorhersagen möglich ist, muß gezeigt werden, ob für das System Au+Au bei 600 AMeV, für das die Anregungsenergie $\langle E_x \rangle / \langle A_0 \rangle$ und die Restkerngröße $\langle A_0 \rangle$ experimentell bestimmt wurde, eine innerhalb der SMM-Vorhersagen konsistente Rekonstruktion der Anregungsenergie möglich ist, und wie sich eine rekonstruierte Anregungsenergie zu der experimentellen verhält.

5.3.3 SMM-Vorhersagen für Au+Au–Reaktionen bei 600 AMeV

In Abb. 5.7 sind für 600 AMeV Au+Au-Reaktionen die Anregungsenergie pro Nukleon und die absolute und normierte IMF—Multiplizität gegen Z_{bound} aufgetragen. Die ausgefüllten Kreise zeigen die experimentellen Werte an, die Linien geben SMM–Vorhersagen wieder. Die Anregungsenergien, die bei drei Aufbruchsdichten in SMM eingegeben wurden (Bild oben), konnten rekonstruiert werden, indem die gemessenen normierten IMF–Multiplizitäten für 600 AMeV Au+Au-Reaktionen (Bild unten) mit Hilfe von Abb. 5.4 in eine Anregungsenergie umgerechnet wurden. Die einzige Annahme, die gemacht wurde, war, daß das experimentell bestimmte Maximum von $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ (≈ 0.13) dem jeweiligen Maximum in den Modellvorhersagen entspricht ($\approx 0.145 - 0.15$). Die experimentellen normierten Multiplizitäten wurden daher zunächst mit einem Faktor skaliert und dann in eine Anregungsenergie umgerechnet. Der experimentell bestimmte Zusammenhang zwischen der normierte IMF–Multiplizität und Z_{bound} konnte dann direkt in einen Zusammenhang von Anregungsenergie und Z_{bound} übertragen werden. Diese Anregungsenergie als Modelleingabe sollte - unter Berücksichtigung des Skalierungsfaktor - die beobachteten IMF–Multiplizitäten gegen Z_{bound} reproduzieren. Da die statistischen Modelle als Eingabe einen Zusammenhang von Anregungsenergie und Präfragmentmasse benötigen, ist die Methode iterativ. Der Zusammenhang der Präfragmentmasse $\langle A_0 \rangle$ und der Systemgröße Z_{bound} im Modell muß berücksichtigt werden.

Die absoluten und normierten IMF–Multiplizitäten als Funktion von Z_{bound} werden qualitativ gut durch SMM reproduziert, quantitativ wird das Maximum im Vergleich

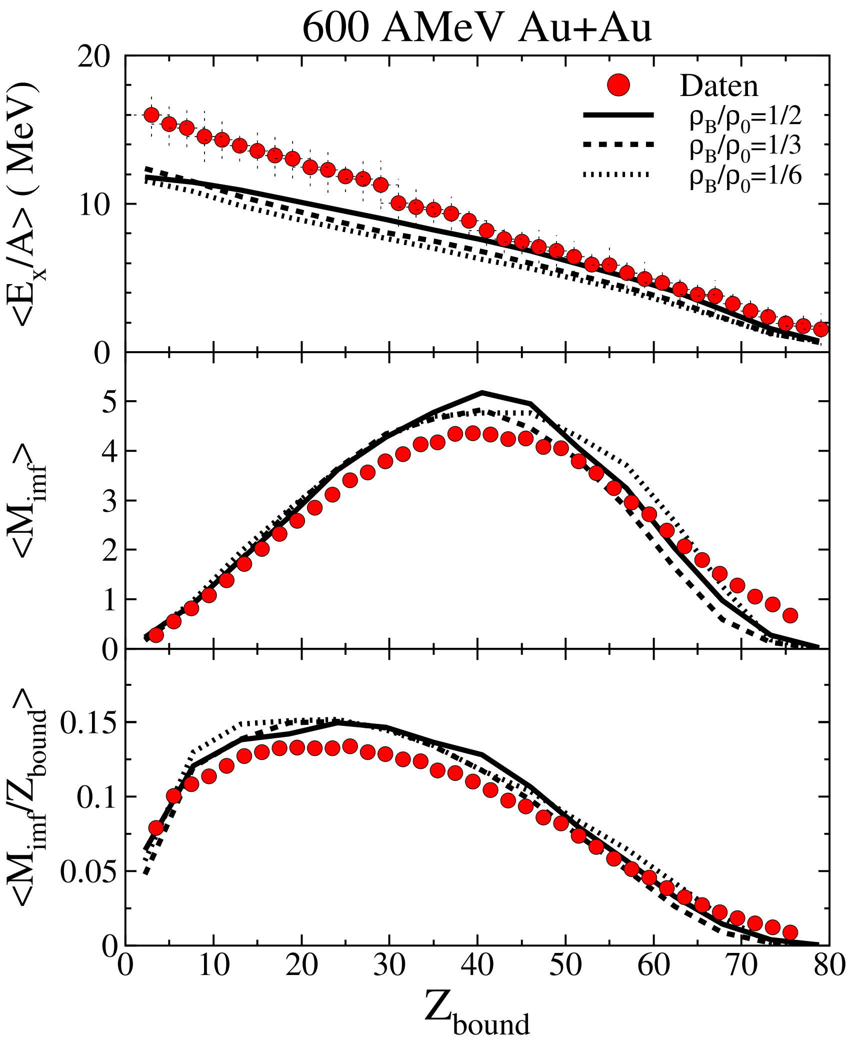

Abbildung 5.7:
SMM-Vorhersagen für $\langle M_{imf} \rangle$ und $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ gegen Z_{bound} für 600 AMeV Au+Au-Reaktionen bei drei verschiedenen Aufbruchsdichten ρ_B/ρ_0. Die rekonstruierten Anregungsenergien, die für die drei Modellrechnungen als Eingabe gewählt wurden, sind im oberen Teil gegen Z_{bound} aufgetragen. Die experimentellen Werte sind durch die ausgefüllten Kreise angezeigt.

mit den Daten um ca. 13-20 % überschätzt. Wird der Skalierungsfaktor der Multiplizitäten berücksichtigt, zeigt sich, daß die Methode der Anregungsenergiebestimmung konsistent ist: experimentelle (normierte) IMF–Multiplizitäten werden in eine Anregungsenergie übertragen, diese Anregungsenergie wird als Funktion der Präfragmentmasse $\langle A_0 \rangle$ in SMM eingegeben, und das Modell liefert IMF–Multiplizitäten gegen Z_{bound}, die sehr ähnlich sind wie die experimentellen.

Die rekonstruierten Anregungsenergien sind systematisch niedriger als die experimentell bestimmten, sie sind jedoch höher als einige publizierte Werte, die ebenfalls mit ähnlichen Modellen für zerfallende Goldkerne bestimmt wurden [Bao 93, Bot 95, Bon 85, Bon 85, Bar 86]. Die dort angegebenen Anregungsenergien saturierten z.B. bei 600 AMeV Au+Cu-Reaktionen zwischen 6 und 8 MeV pro Nukleon. Als wichtigste Erklärung für die Diskrepanz zwischen publizierten und hier rekonstruierten Anregungsenergien muß angemerkt werden, daß die IMF—Multiplizitäten und Z_{bound}–Spektren für das 600 AMeV Au+Au-System, die hier benutzt wurden, aufgrund der vergrößerten experimentellen Akzeptanz der Flugzeitwand genauer gemessen wurden als im ersten Experiment, auf das sich die publizierten Werte stützen. Die maximale IMF–Multiplizität in 600 AMeV Au+Au-Kollisionen ist mit $M_{imf} \approx 4.2 - 4.3$ [Sch 96] nahezu eine Einheit höher als früher publizierte für das System 600 AMeV Au+Pb [Kre 93],[Hub 91a]. Daher ist auch eine höhere rekonstruierte Anregungsenergie innerhalb von SMM verständlich.

Es ist also möglich, aus der mittleren normierten IMF–Multiplizität eine Anregungsenergie zu rekonstruieren. Wird diese Methode auf das System 600 AMeV Au+Au angewandt, läßt sich eine Anregungsenergie berechnen, die niedriger ist als die gemessene, die jedoch ebenfalls nahezu linear ansteigt mit kleiner werdendem Z_{bound}. Eine mögliche Erklärung für den quantitativen Unterschied könnte sein, daß die experimentell bestimmte Anregungsenergie sich aus einer Energiebilanz errechnet, in die alle Teilchen, die zum Restkern gezählt werden, beitragen, also auch Wasserstoffisotope und Neutronen. Die mit der SMM-Vorhersage bestimmte Anregungsenergie errechnet sich nur aus der Multiplizität von IMFs. Mögliche kollektive Effekte von Nukleonen und Fragmenten, die eventuell bei Au+Au-Reaktionen bei 600 AMeV in halbzentralen und zentralen Stößen noch vorhanden sind, werden in der Modell–Vorhersage nicht berücksichtigt.

Im weiteren wird diese Methode benutzt, um beobachtete normierte IMF–Multiplizitäten in zentralen Kollisionen von Gold- und Uran-Projektilen mit kleinen Targetkernen in Anregungsenergien zu übersetzten.

Kapitel 6

Die Stoßgeometrie der Multifragmentation

Eine Rekonstruktion des Stoßparameters b ist aus vielen experimentellen Observablen möglich. Prinzipiell wird immer eine Observable ausgewählt, die monoton vom Stoßparameter abhängt [Cav 81], z.B. die Gesamtmultiplizität geladener Teilchen N_C [Sto 86], die Ladungssumme Z_{bound} [Hub 91a] oder die Leichtteilchenmultiplizität N_{hodo} [Ogi 91]. Z_{bound} spiegelt die ursprüngliche Ladung Z_0 des Projektilspektators wider. Je zentraler die Reaktion ist, desto kleiner wird der nicht an der Reaktion beteiligte Projektilrestkern und damit Z_{bound} im Mittel sein. Die Größe Z_{bound} ist also monoton fallend mit kleiner werdendem b. Die Multiplizität N_{hodo} zählt die Teilchen aus der intermediären Quelle und ist daher ein Maß für die Anzahl der an der Reaktion beteiligten Nukleonen. Je kleiner der Stoßparameter ist, desto größer wird die Anzahl dieser *fireball*–Nukleonen sein. Die Größe N_{hodo} ist daher monoton steigend mit wachsender Zentralität. Das Spektrum einer Observable, aus der b bestimmt werden soll - z.B. Z_{bound} - wird dann mit der Methode der equivalenten Wirkungsquerschnitte [Cav 81] in ein Stoßparameterspektrum übersetzt. Die Verteilung der Stoßparameter wird dabei als geometrisch angesehen. Eine Entscheidung jedoch, welche Observable sich als der beste Kandidat für die Bestimmung des Stoßparameters herausstellt, liefert nur der Vergleich mit Theorierechnungen.

6.1 Wie gut lassen sich zentrale Ereignisse selektieren ?

Diese Problematik soll jetzt etwas genauer untersucht werden. Es werden in den Daten vier Observablen - Z_{bound}, N_{hodo}, Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} - zur Rekonstruktion des Stoßparameters ausgewählt. Da nicht von vornherein klar ist, welche Observable geeignet und welche ungeeignet ist, die "wahre„ Stoßgeometrie zu rekonstruieren, soll ein Weg aufgezeigt werden, wie diese Frage - durch Vergleich mit Modellrechnungen - entschieden werden kann.

Zunächst wird dargestellt, welche Ereignisse bei zentralen Stöße selektiert werden, wenn die vier Observablen zur b-Bestimmung genommen werden. Anschließend werden Modellrechnungen gezeigt - Kaskaderechnungen mit nachfolgendem Fragmentationsmodell - , und die Modelldaten wurden genauso analysiert wie die experimentellen. Innerhalb der Modelldaten soll durch einen Vergleich der aus Z_{bound}, Z_{max}, N_{hodo} und M_{imf}/Z_{bound} rekonstruierten Stoßparameter $b(X)$ mit dem "wahren„ Stoßparameter $b(\mathrm{INC})$ der Kaskade entschieden werden, welche Observablen sich zur Rekonstruktion von b anbieten.

6.1.1 Zentralitätsbestimmung in den Daten ...

In Abb. 6.1 wurden für 600 AMeV Au+Be–Reaktionen zentrale Ereignisse selektiert und in einem *contour plot* in die (Z_{max},Z_{bound})- und (M_{imf},Z_{bound})-Ebene eingezeichnet. Zentral werden im folgenden Ereignisse genannt, bei denen angenommen wird, daß der Targetkern vollständig vom Projektilkern überlappt ist. Hier wurde dafür $b(X) < 3$ fm gewählt. Die Observable X, die zur Zentralitätsbestimmung verwandt wurde, ist jeweils angegeben. Durch graue Linien ist der gesamte Wirkungsquerschnitt für 600 AMeV Au+Au-Reaktionen eingezeichnet. Dieser zweidimensionale Wirkungsquerschnitt soll anzeigen, wie die Fragmentationsereignisse verteilt sind, wenn die gesamte (Z_{max},Z_{bound})– und (M_{imf},Z_{bound})–Ebene ausgefüllt ist.

Bei der Betrachtung von Abb. 6.1 links fällt auf, daß verschiedene Ereignisse selektiert werden, wenn unterschiedliche Observablen zur b-Bestimmung verwendet wurden. Ereignisse, die mit $b(Z_{bound})$ selektiert wurden, zeigen einen scharfen Schnitt in der (Z_{max},Z_{bound})–Ebene. Hier zeigt sich unmittelbar eine Autokorrelation zwischen $b(Z_{bound})$ und Z_{bound}. Ähnliches zeigt sich bei den zentralen Ereignissen, die mit $b(Z_{max})$ selek-

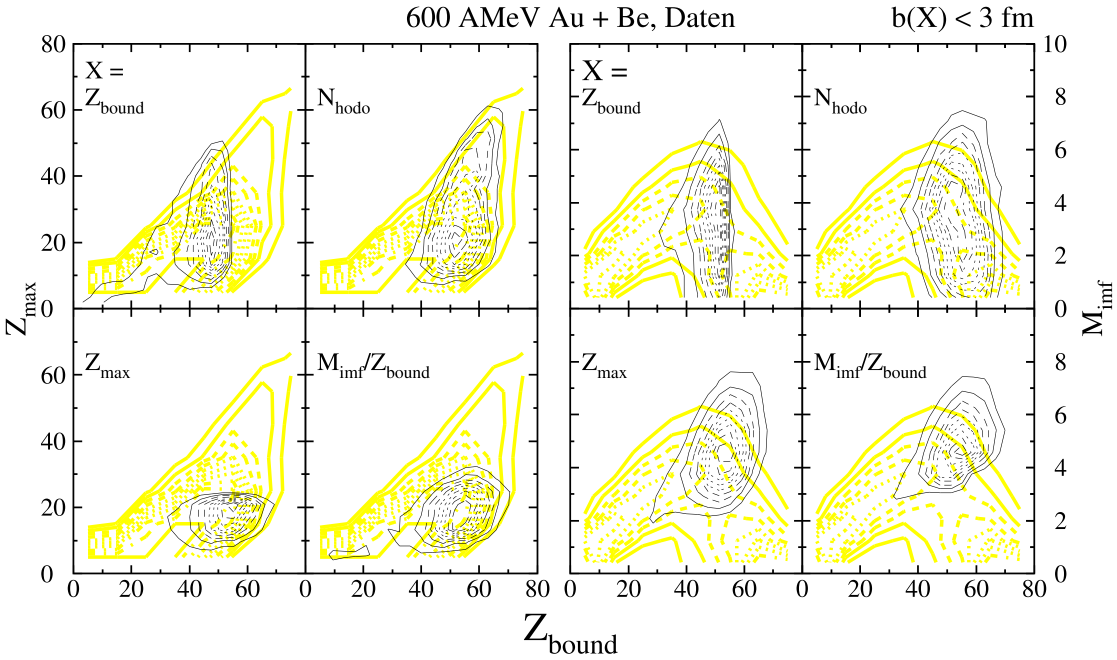

Abbildung 6.1:
Selektion von zentralen Ereignissen bei 600 AMeV Au+Be-Reaktionen in der (Z_{max}, Z_{bound})–Ebene (links) und in der (M_{imf}, Z_{bound})–Ebene (rechts). Die zentralen Ereignisse wurden mit den Observablen Z_{bound},N_{hodo},Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} ausgewählt. Die schwarzen Linien zeigen im contour plot *die ausgewählten zentralen Ereignisse, die grauen Linien zeigen den gesamten Wirkungsquerschnitt von Au+Au-Reaktionen.*

tiert wurden. Ereignisse, die mit der Leichtteilchenmultiplizität (rechts oben) und mit der normierten IMF-Multiplizität (rechts unten) ausgesucht wurden, zeigen diese scharfen Schnitte nicht. Die Form der *contour plots* für die jeweils selektierten Ereignisse ähneln sich für die mit $b(Z_{bound})$ und $b(N_{hodo})$ selektierten Ereignisse einerseits und für die mit $b(Z_{max})$ und $b(M_{imf}/Z_{bound})$ selektierten andererseits. Im ersten Fall liegen die ausgewählten zentralen Ereignisse eher parallel zur Z_{max}–Achse, im zweiten Fall eher parallel zur Z_{bound}–Achse.

Im rechten Teil der Abbildung ist zu erkennen, daß mit Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} vor allem hohe IMF-Multiplizitäten selektiert werden, während mit Z_{bound} und N_{hodo} eher eine Mittelung über alle IMF–Multiplizitäten ausgeführt wird.

Wird Z_{max} zur Rekonstruktion des Stoßparameters benutzt, werden die Ereignisse mit den kleinsten Z_{max}–Werten als die zentralsten Ereignisse interpretiert. Für ein gegebenes Z_{bound} ist jedoch die mittlere IMF-Multiplizität um so größer, je kleiner Z_{max} ist. Das zeigte sich in den zweidimensionalen IMF-Verteilungen $\langle M_{imf}(Z_{max}, Z_{bound})\rangle$ in Abb. 4.11. Daher selektiert Z_{max} - für ein gegebenes Z_{bound} - vor allem hohe IMF–Multiplizitäten. Wird die normierte IMF–Multiplizität zur b-Bestimmung herangezogen, werden Ereignisse mit den größten M_{imf}/Z_{bound} -Werten als die zentralsten Ereignisse angesehen. Hier ist sofort klar, daß hohe IMF–Multiplizitäten selektiert werden.

Wie ändern sich nun $\langle Z_{bound}\rangle$, $\langle Z_{max}\rangle$ und $\angle M_{imf}\rangle$ von Goldrestkernen in so selektierten zentralen Stößen mit leichten Targetkernen als Funktion der Strahlenergie? In der Abb. 6.2 ist zu erkennen, daß der Verlauf der Mittelwerte als Funktion der Strahlenergie unter jedem Zentralitätsschnitt sehr ähnlich aussieht. Die mittlere IMF-Multiplizität steigt in zentralen Au+Be– und Au+C–Reaktionen monoton mit der Strahlenergie. Gleichzeitig werden die mittlere Ladung des schwersten Fragments und die mittlere Systemgröße bei diesen Stößen monoton kleiner. Bei zentralen Au+Al-Reaktionen ist dieser Effekt weniger ausgeprägt. $\langle M_{imf}\rangle$ bleibt konstant oder hat - je nach Zentralitätsschnitt - einen abnehmenden Verlauf bei einer Erhöhung der Energie Das mittlere Z_{max} nimmt schwächer ab als in Au+Be,C-Reaktionen, nur das mittlere Z_{bound} ändert sich etwa in ähnlicher Weise zu kleineren Werten. Ist auch der Verlauf der Mittelwerte als Funktion der Strahlenergie ähnlich, so sind die absoluten Werte der Mittelwerte stark von der Wahl der Observablen abhängig, mit der der Stoßparameter bestimmt wurde. Um zu entscheiden, welche Observable den “wahren„ Stoßparameter am genauesten rekonstruiert, muß nun der Vergleich mit Modellrechnungen gemacht werden.

6.1.2 ... und in Modellrechnungen

In Kaskaderechnungen für 600 AMeV Au+Be-Reaktionen sind bei jedem Ereignis die Präfragmentgröße und -anregungsenergie dem Fragmentationsmodell SMM übergeben worden. Damit ist für jedes INC+SMM–Ereignis der Stoßparameter, die Präfragmentmasse und -anregungsenergie aus der Kaskade und die IMF-Multiplizität, Z_{max} und Z_{bound} aus dem anschließenden Zerfall bekannt. Die Leichtteilchenmultiplizität N_{hodo} des Experiments wurde in der Kaskade durch die Anzahl der herausgeschlagenen Teilchen mit $Z = 1$ simuliert. Ganz analog zu der experimentellen Datenanalyse ist innerhalb der Modelldaten aus Z_{bound}, Z_{max}, N_H und M_{imf}/Z_{bound} ein Stoßparameter rekonstruiert worden, der mit dem wahren Stoßparameter b(INC) der Kaskade verglichen werden kann. In Abb. 6.3

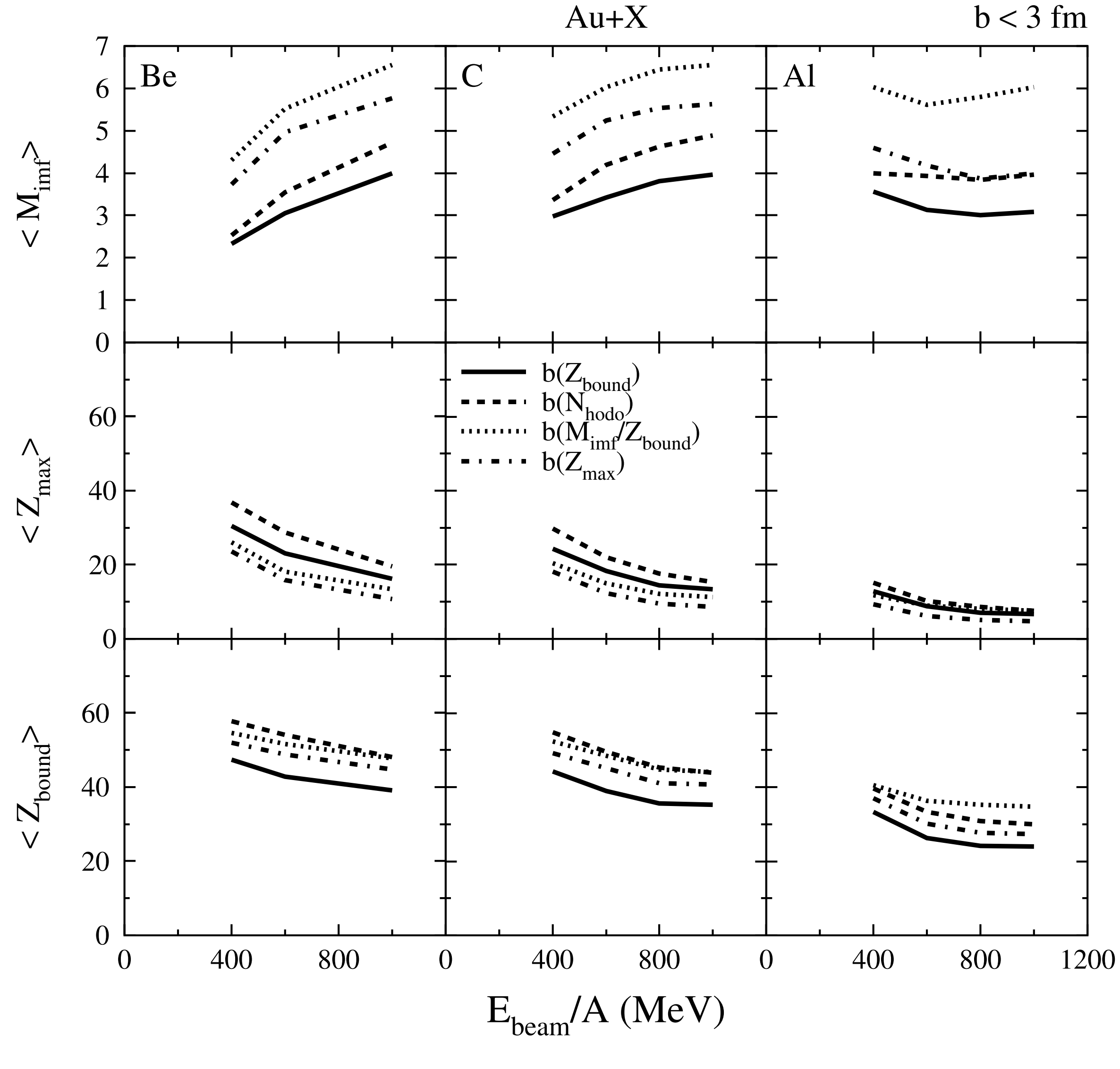

Abbildung 6.2:
$\langle M_{imf} \rangle$,$\langle Z_{max} \rangle$ und $\langle Z_{bound} \rangle$ in zentralen Au+Be,C,Al–Kollisionen als Funktion der Strahlenergie E_{beam}. Die Zentralität der Kollisionen wurde mit den Observablen Z_{bound}, N_{hodo}, Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound}ausgewählt und wird durch verschiedene Linientypen gekennzeichnet.

ist schnell zu erkennen, daß mit Z_{bound} und N_H sehr ähnliche zentrale Ereignisse selektiert werden wie mit dem wahren Stoßparameter. Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} dagegen suchen für zentrale Stöße nur eine Untermenge der wahren zentralen Ereignisse aus. In den Analysen der Modelldaten ist zu erkennen, daß N_H die beste Observable ist, um den wahren

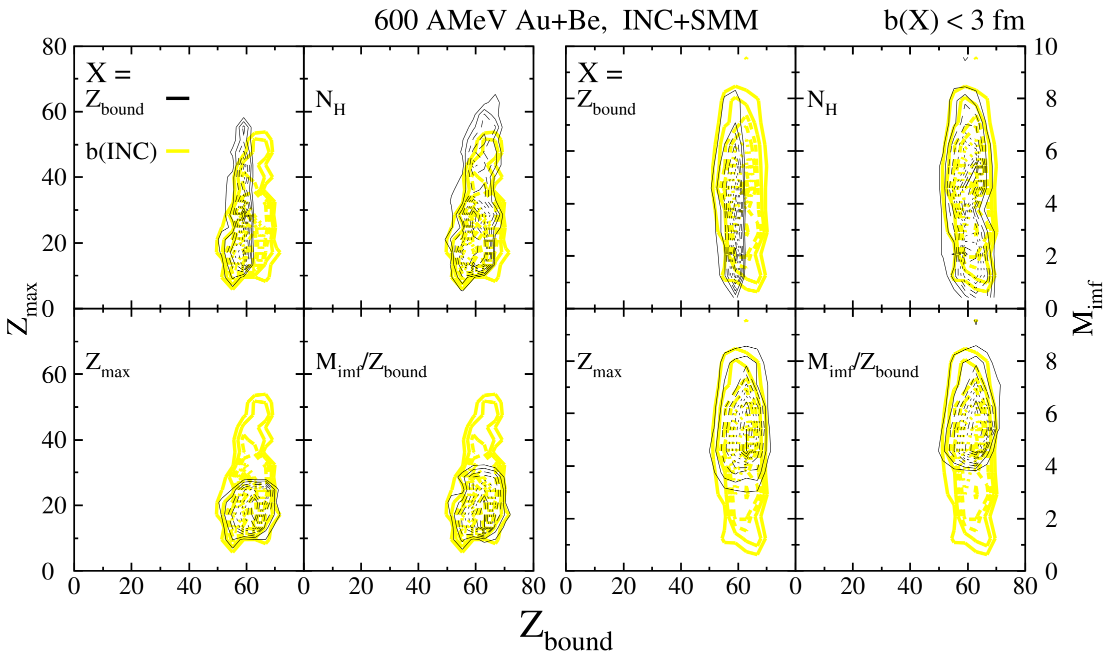

Abbildung 6.3:
INC+SMM-Rechnungen:
Selektion von zentralen Ereignissen bei 600 AMeV Au+Be in der (Z_{max},Z_{bound})– und (M_{imf},Z_{bound})–Ebene in einem contour plot *(schwarze Linie). Die Observablen, die in den Modelldaten zur Zentralitätsbestimmung verwandt wurden, sind jeweils angegeben. Die grauen Linien zeigen die mit dem wahren Stoßparameter $b(INC)$ der Kaskade selektierte Ereignisse.*

Stoßparameter zu bestimmen. Die mit N_H selektierten Ereignisse sind im *contour plot* den wahren zentralen Ereignissen am ähnlichsten.

Aus diesem Vergleich mit den Modelldaten wurde geschlossen, daß in den experimentellen Daten Z_{bound} und N_{hodo} die geeigneten Observablen sind, um zentrale Stöße zu bestimmen, Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} jedoch nicht.

6.2 Bestimmung des maximalen Stoßparameters im Experiment

Um eine absolute Stoßparameterachse innerhalb der experimentellen Daten zu erhalten, muß der maximale Stoßparameter b_{max} berechnet werden. Ist N_{event} die Anzahl der unter bestimmten Bedingungen beobachteten Ereignisse, N_{scatt} die Anzahl der streuenden

Targetnukleonen (pro Flächeneinheit) und N_{beam} die Anzahl der (vom Startdetektor) gezählten Strahlteilchen, mit denen das Target bestrahlt worden ist, so errechnet sich ein totaler Reaktionswirkungsquerschnitt, σ_{tot}^{reac}, von

$$\sigma_{tot}^{reac} = \frac{N_{event}}{N_{scatt} \cdot N_{beam}} \quad . \tag{6.1}$$

Daraus läßt sich der maximale Stoßparameter b_{max} als

$$b_{max} = \sqrt{\frac{\sigma_{tot}^{reac}}{\pi}} \tag{6.2}$$

$$= \sqrt{\frac{N_{event} \cdot A_{targ} \cdot 10^{26}}{\omega \cdot \mathcal{A} \cdot \pi \cdot N_{beam}}} \quad [fm] \tag{6.3}$$

berechnen. Hier ist A_{targ} das Atomgewicht des Targetkerns, ω die Massenbelegung des Targets und $\mathcal{A}$ die Avogadro-Konstante. In Tabelle 6.1 sind zwei maximale rekonstruierte Stoßparameter $b_{max}^{\text{no fiss}}$ und $b_{\text{max}}^{\text{with fiss}}$ angegeben. Der erste Wert ergibt sich, wenn der Analyseschnitt angewandt wurde, um Spaltungsereignisse abzutrennen. Der zweite Wert zeigt b_{max} unter minimalen Triggerbedingungen - die Spaltungsereignisse sind mit eingeschlossen. Es wurde jeweils N_{hodo} benutzt, um b_{max} zu rekonstruieren. Die Fehler von b_{max} berücksichtigen nur statistische Fehler und die Ungenauigkeit der Targetdicken. Der größte systematische Fehler wird durch die Schwelle des Experimenttriggers verursacht, der sehr periphere Reaktionen unterdrückt. Die Unterdrückung der binären Spaltung ver-

Target	$b_{max}^{\text{no fiss}}$ [fm]	$b_{max}^{\text{with fiss}}$ [fm]	$b_{max}^{geo}[fm]$
Be	7.3 ± 0.1	8.3 ± 0.1	10.3
C	7.8 ± 0.2	8.9 ± 0.2	10.5
Al	9.8 ± 0.1	10.0 ± 0.1	11.5
Cu	11.4 ± 0.1	12.1 ± 0.1	12.8
Au	14.9 ± 0.2	15.5 ± 0.2	15.1

Tabelle 6.1: *Maximaler gemessener und geometrisch errechneter ($r_0 = 1.3$) Stoßparameter bei 400 AMeV Au+X.*

mindert b_{max} bei Au+Be-Kollisionen um ca. 1 fm, bei Au+Au-Reaktionen um ca. 0.6 fm.

Die binäre Spaltung wird peripheren Reaktionen zugeordnet. Beim Vergleich des geometrischen maximalen Stoßparameters mit dem rekonstruierten maximalen Stoßparameter unter minimalen Triggerbedingungen fällt auf, daß in Au+Be–Reaktionen noch einmal ca. 2 fm an peripheren Reaktionen verloren gehen, hingegen in Au+Au-Reaktionen ungefähr der geometrisch errechnete Stoßparameter gemessen wird.

6.3 $\langle M_{imf} \rangle$ und $\langle Z_{max} \rangle$ als Funktion des Stoßparameters

In Abb. 6.4 ist für Au+Be,C,Al-Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV die mittlere IMF-Multiplizität gegen die Stoßparameter $b(N_{hodo})$ und $b(Z_{bound})$ gezeigt. Werden

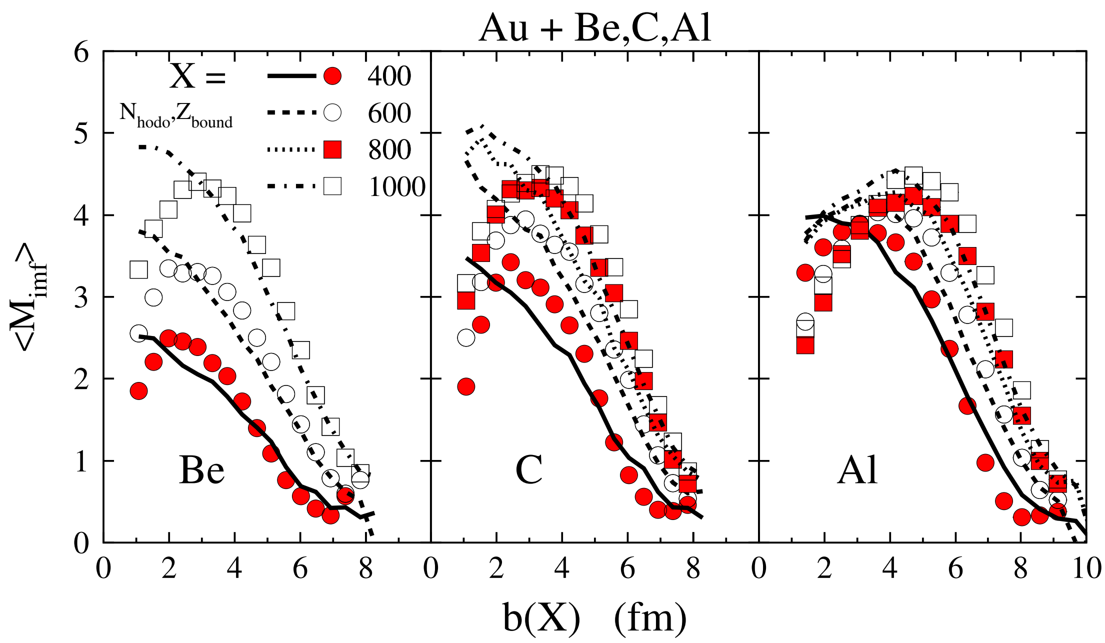

Abbildung 6.4:
Mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente gegen den Stoßparameter b bei 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al. Der Stoßparameter wurde aus Z_{bound} (Symbole) und N_{hodo} (Linien) rekonstruiert.

zunächst die IMF-Multiplizitäten als Funktion von $b(Z_{bound})$ betrachtet (ausgefüllte Symbole), ist zu erkennen, daß die maximale Multiplizität in Reaktionen mit den Be– und

C–Kernen bei zentralen Reaktionen beobachtet werden ($b \approx 2-3$ fm). Für diese Reaktionen ist eine Energieabhängigkeit der maximalen Multiplizität zu beobachten. In Reaktionen mit dem Al-Target wird bei $b \approx 4-5$ fm das IMF–Maximum erreicht. Es zeigt sich für dieses Target eine kleine, aber systematische Verschiebung zu größeren Stoßparametern, bei denen das Maximum der IMF–Multiplizität beobachtet wird. Hier ändert sich die maximale IMF–Multiplizität nur noch wenig. Weiter fällt auf, daß für sehr zentrale Stöße ($b(Z_{bound}) \leq 2-3$ fm) in Au+Be– und Au+C–Kollisionen die IMF–Multiplizität wieder kleiner wird. Anschaulich würde man dagegen erwarten, daß die größten IMF–Multiplizitäten bei sehr asymmetrischen Reaktionen in den zentralsten Stößen erreicht werden, selbst wenn das IMF-Maximum - gemessen an schweren Systemen - nicht erreicht wird. Hier zeigt sich der Beginn einer Autokorrelation zwischen M_{imf} und b, das aus Z_{bound} extrahiert wurde. In den ersten 2 fm der $b(Z_{bound})$-Achse werden für Au+Be–Reaktionen alle Ereignisse zusammengefaßt, bei denen - abhängig von der Energie - $Z_{bound} \leq 50(400)$ bzw. $Z_{bound} \leq 35(1000)$ ist. Der Wirkungsquerschnitt für kleine Z_{bound}–Werte ist bei den asymmetrischen Reaktionen so gering, daß es die Methode der equivalenten Wirkungsquerschnitte mit sich bringt, daß große Z_{bound} –Intervalle für ein b–Intervall aufsummiert werden müssen. Kleine Z_{bound}–Werte bedeuten aber - auf der fallenden Flanke von $\langle M_{imf}\rangle$ gegen Z_{bound} - kleine IMF-Multiplizitäten.

Dieser Effekt der Autokorrelation zwischen M_{imf} und $b(Z_{bound})$ wird offensichtlich, wenn die Leichtteilchenmultiplizität N_{hodo} zur Rekonstruktion von b verwandt wird. Die so bestimmten Zusammenhänge M_{imf} gegen $b(N_{hodo})$ werden als Linien gezeigt. Diese Kurven sehen, verglichen mit denen für $b(Z_{bound})$ - bis auf die zentralen 2 - 3 fm - ähnlich aus. Bei den zentralsten Stößen ist die IMF-Multiplizität gegen $b(N_{hodo})$ für Au+Be– und Au+C–Kollisionen am größten, wie es auch anschaulich erwartet wird. Werden die Kurven für Au+Al–Reaktionen verglichen, zeigt sich, daß sowohl die Lage als auch der Wert des IMF–Maximums relativ unverändert bleibt. Immer dann, wenn Ereignisse selektiert werden, für die genug Wirkungsquerschnitt vorhanden ist - die (Z_{max}, Z_{bound})–Ebene ist für diese Ereignisse genügend populiert - ist der rekonstruierte Stoßparameter relativ unempfindlich gegen eine Variation der Observablen, aus der er bestimmt wird (z.B. Z_{bound}, N_{hodo}). Liegen jedoch die ausgewählten Ereignisse in den auslaufenden Enden einer Observablen-Verteilungen (z.B. bei den kleinsten Z_{bound} –Werten) - und das ist ja bei zentralen Stößen immer der Fall - besteht die Gefahr der Autokorrelation zwischen den selektierten zentralen Ereignissen und der Observablen (Z_{bound}), aus der die Zentralität bestimmt wurde.

In Abb. 6.5 ist für Gold-Reaktionen mit Be–, C– und Al–Targets bei vier Strahlenergien die Größe des schwersten Fragments gegen den Stoßparameter aufgetragen. Ganz

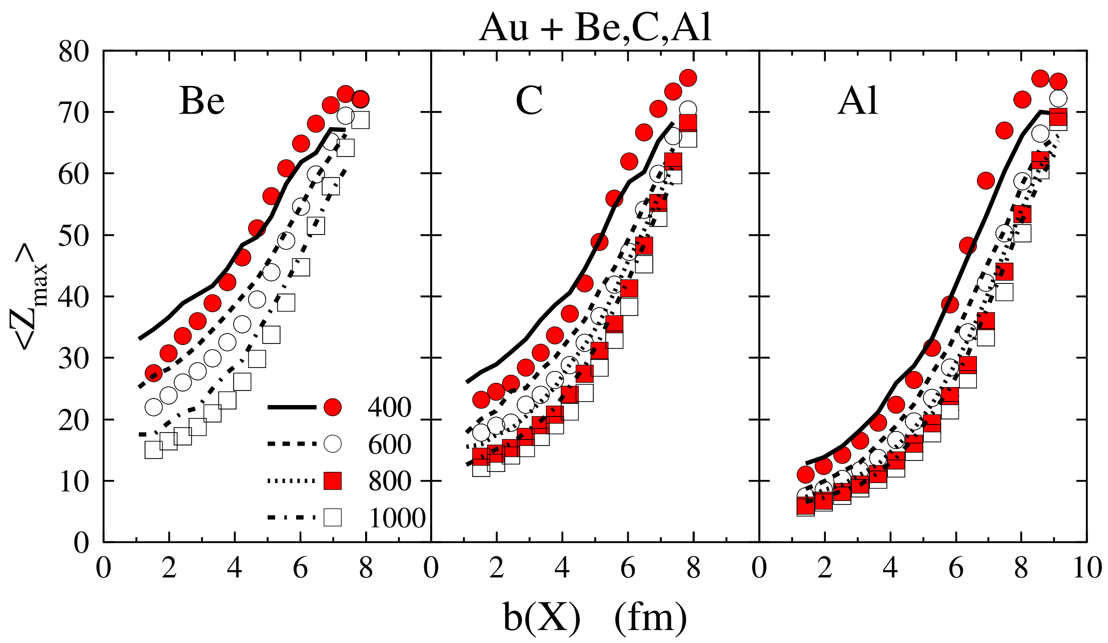

Abbildung 6.5:
Mittlere Ladung des schwersten Fragments gegen den Stoßparameter b bei 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al-Reaktionen. Der Stoßparameter wurde aus Z_{bound} und N_{hodo} rekonstruiert.

analog wie in Abb. 6.4 wurde der Stoßparameter aus Z_{bound} und N_{hodo} bestimmt. Mit einer Erhöhung der Strahlenergie wird die mittlere Ladung des schwersten Fragments in zentralen Stößen kleiner. Je kleiner das Target ist, um so deutlicher ist dieser Effekt. Auch im Zusammenhang von $\langle Z_{max} \rangle$ und dem Stoßparameter zeigt sich eine Autokorrelation: b, aus Z_{bound} rekonstruiert, ordnet die kleinsten Z_{bound}–Werte den zentralsten Stößen zu. Bei kleinen Z_{bound}–Werten ist jedoch auch Z_{max} klein - daher liegt die Kurve $\langle Z_{max} \rangle$ gegen $b(Z_{bound})$ systematisch unter der Kurve gegen $b(N_{hodo})$. Eine Möglichkeit, diese Autokorrelationen - in erster Näherung - zu reduzieren, besteht darin, in zentralen Ereignissen nur noch auf die Systemgröße Z_{bound} normierte IMF-Multiplizitäten zu vergleichen.

In Tabelle 6.3 zeigt sich, daß die normierten IMF-Multiplizitäten fast gleich groß sind, wenn zentrale Stöße einmal mit Z_{bound} und einmal mit N_{hodo} selektiert wurden. Die absoluten IMF-Multiplizitäten sind bei diesen Stößen jedoch für die mit N_{hodo} selektierten

	Au+Be		Au+C		Au+Al	
$b(Z_{bound}) < 3$ fm	400 600	800 1000	400 600	800 1000	400 600	800 1000
$\langle Z_{max}\rangle$	31.2 23.0	- 16.3	25.2 18.3	14.4 13.4	13.7 8.8	7.1 6.7
$\langle Z_{bound}\rangle$	49.0 42.8	- 39.0	46.2 40.0	35.6 35.2	37.3 26.2	24.2 24.0
$\langle M_{imf}\rangle$	2.3 3.1	- 4.0	3.0 3.4	3.8 4.0	3.6 3.1	3.0 3.1
$\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$	0.05 0.07	- 0.10	0.07 0.09	0.11 0.11	0.11 0.12	0.12 0.13
$b(N_{hodo}) < 3$ fm						
$\langle Z_{max}\rangle$	37.1 28.6	- 19.5	29.8 22.0	17.7 15.3	15.5 10.2	8.6 7.5
$\langle Z_{bound}\rangle$	60.3 54.0	- 48.2	58.0 49.5	45.3 43.8	44.7 33.2	30.9 29.9
$\langle M_{imf}\rangle$	2.5 3.6	- 4.7	3.4 4.2	4.6 4.9	4.0 4.0	3.8 4.0
$\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$	0.05 0.07	- 0.10	0.06 0.09	0.11 0.11	0.11 0.12	0.13 0.13

Tabelle 6.2: *$\langle Z_{max}\rangle$,$\langle Z_{bound}\rangle$,$\langle M_{imf}\rangle$ und $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ in zentralen 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al-Reaktionen. Die Zentralität wurde aus Z_{bound} und N_{hodo} bestimmt.*

Ereignisse systematisch höher als für mit Z_{bound} selektierte. Die mittlere Systemgröße $\langle Z_{bound}\rangle$ ist jedoch bei mit N_{hodo} ausgewählten Ereignissen ebenfalls systematisch größer als bei mit Z_{bound} ausgesuchten, so daß sich beide Effekte in der Normierung von M_{imf} auf Z_{bound} aufheben.

Die mittlere Systemgröße $\langle Z_{bound}\rangle$ verkleinert sich bei einer Erhöhung der Strahlenergie von 400 auf 1000 AMeV. um ca 10 - 14 Ladungseinheiten. Die mittlere Ladung des schwersten Fragments verringert sich dabei um ca. 7 - 17 Ladungseinheiten.

Es ist eine Tendenz zu beobachten, daß sich eine Erhöhung der Strahlenergie bei zentralen Au+Be– und Au+C–Reaktionen eher in einer Verkleinerung von Z_{max}, bei zentralen Au+Al–Reaktionen dagegen eher in einer Verkleinerung von Z_{bound} zeigt.

In Abb. 6.6 werden die asymmetrischen Reaktionen von Gold– und Uran–Projektilen mit den Be–, C– und Al–Targets gemeinsam dargestellt. Dort ist unten die normierte IMF-

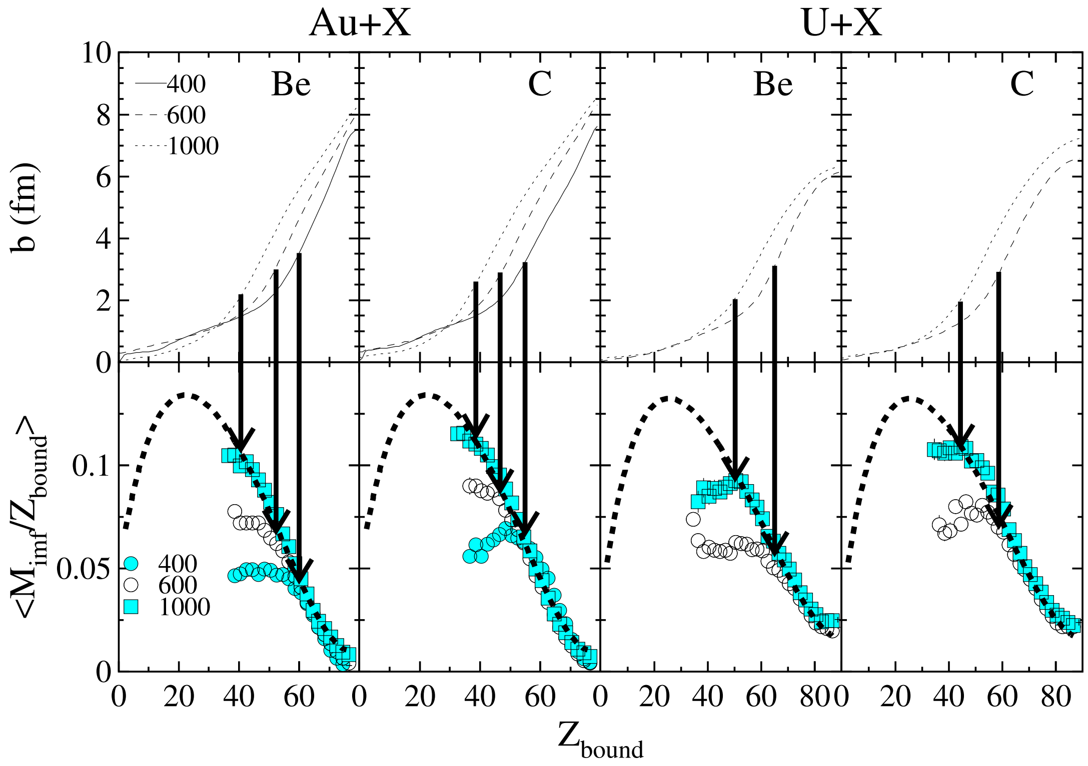

Abbildung 6.6:
oben: Mittlerer Stoßparameter b gegen Z_{bound} für 400 bis 1000 AMeV Au,U+C,Be–Reaktionen. unten: Mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen Z_{bound}. Die vertikalen Linien zeigen Z_{bound}–Werte an, bei denen Abweichungen von dem universellen Fragmentationsverhalten beginnen. Die universelle $\langle M_{imf}\rangle$ gegen Z_{bound}–Kurve ist durch die schwarze gestrichelte Linie angedeutet.

Multiplizität, oben der aus Z_{bound} rekonstruierte Stoßparameter b gegen Z_{bound} aufgetragen. Die gestrichelte Linie im unteren Teil der Abbildung zeigt den Verlauf $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen Z_{bound} an, wie er in Au+Au– und U+Au–Reaktionen beobachtet wird. Die Pfeile deuten ungefähr den Z_{bound}–Wert an, unterhalb dem die normierte IMF-Multiplizität von dem universalen Zusammenhang mit Z_{bound} abknickt und nahezu konstant bleibt. Es zeigt sich, daß es ungefähr immer ein Stoßparameter $b \approx 2 - 3fm$ ist, unterhalb dem Abweichungen auftreten.

Für Au+Au–Reaktionen zwischen 400 und 1000 AMeV wurde der Stoßparameter aus Z_{bound} bestimmt [Sch 96]. Der Zusammenhang zwischen der IMF-Multiplizität und b wird in Abb. 6.7 gezeigt. Es ist zu erkennen, daß das Maximum von M_{imf} bei 400 AMeV bei $b \approx 8.5$, bei 1000 AMeV bei $b \approx 9.5$ fm erreicht wird. Bei der hohen Strahlenergie konnte der Stoßparameter auch aus der Leichtteilchenmultiplizität bestimmt werden, und es ergab sich ein sehr ähnlicher Wert für den Stoßparameter, an dem $\langle M_{imf}\rangle$ maximal wird. Bei den niedrigeren Strahlenergien ist N_{hodo} in symmetrischen Au-Reaktionen kein gutes Maß für die Zentralität. Die intermediäre Quelle geht bei den niedrigeren Strahlenergien zusehends dem Akzeptanzbereich der Hodoskope verloren - N_{hodo} saturiert ab einer bestimmten Zentralität. Bei 400 AMeV konnte der Stoßparameter jedoch aus der Multiplizität N_{mini} des MINIBALL bestimmt werden, der bei dieser Energie um das Target stand und im wesentlichen den aufbrechenden Targetkern sah. Der mit N_{mini} rekonstruierte Stoßparameter für das Maximum der IMF-Produktion lag sehr dicht bei dem aus Z_{bound} bestimmten. Es ist also auch bei dem Au+Au-System - ähnlich wie in Au+Al-Reaktionen - im Maximum der IMF-Emission eine leichte Verschiebung zu größeren Stoßparametern zu beobachten, wenn die Strahlenergie erhöht wird. Ist auch der systematische Fehler in der Stoßparameterbestimmung sicherlich in derselben Größenordunug wie die beobachtete Verschiebung ($\Delta b \approx 1-2fm$), so ist doch der Trend der Verschiebung in den Mittelwerten zu sehen.

Eine Abschätzung der Änderung von Anregungsenergie und Präfragmentgröße in Au+Au–Reaktionen bei einer Verschiebung des Stoßparameters ist in Abb. 6.8 gezeigt. Dort sind INC-Vorhersagen für Anregungsenergie und Präfragmentgröße als Funktion des Stoßparameters gezeigt. Mit der Kaskade konnten für Au+Au-Kollisionen nur periphere Stöße gerechnet werden. Beim genaueren Hinsehen ist zu erkennen, daß die Kaskade in 400 AMeV Au+Au–Kollisionen bei einem Stoßparameter $b = 8.5$ fm eine Anregungsenergie und Präfragmentgröße vorhersagt, die denen in 1000 AMeV Reaktionen bei $b = 9.5$ fm sehr ähnlich sind. Eine Verschiebung des Stoßparameters um ca. 1 fm zu peripheren Kollisionen bewirkt zwischen 400 und 1000 AMeV, daß im Mittel ein Präfragment mit nahezu konstanter Masse und Anregungsenergie übrigbleibt. Die energieunabhängige Universalität der IMF-Multiplizität gegen Z_{bound} und die kleine, aber systematische Verschiebung der IMF-Multiplizität gegen den Stoßparameter bei einer Erhöhung der

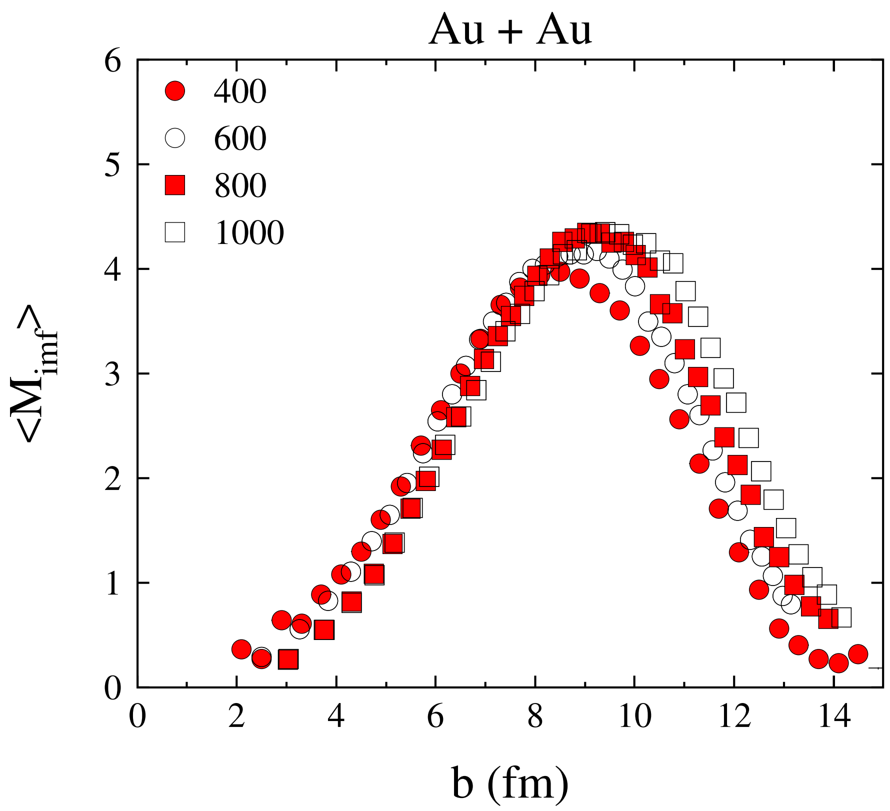

Abbildung 6.7:
Mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente gegen den Stoßparameter b bei 400 bis 1000 AMeV Au+Au. Der Stoßparameter wurde aus Z_{bound} rekonstruiert.

Strahlenergie können mit diesen Kaskadevorhersagen erklärt werden: ein Präfragment zerfällt mit im Mittel konstanter Masse und Anregungsenergie. Mit einer durchgezogenen Linie ist in der Abbildung die Vorhersage des *fireball*–Modells für die Präfragmentgröße als Funktion des Stoßparameters eingezeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt den Verlauf der Präfragmentgröße gegen b, wie sie für 600 AMeV Au+Au–Kollisionen experimentell bestimmt wurde. Die Vorhersage der Kaskade wie auch der experimentell bestimmte Zusammenhang zwischen $\langle A_0 \rangle$ und dem Stoßparameter ist dem *fireball*–Modell sehr ähnlich. Die experimentell bestimmte mittlere Anregungsenergie pro Nukleon weicht allerdings für zentralere Stöße als $b \approx 9$ fm deutlich von der Kaskadevorhersage ab. Die gemessene Anregungsenergie wächst viel schwächer mit steigender Zentralität als in der Kaskade. Bei dem Vergleich mit der experimentell bestimmten Anregungsenergie zeigt sich, daß die Kaska-

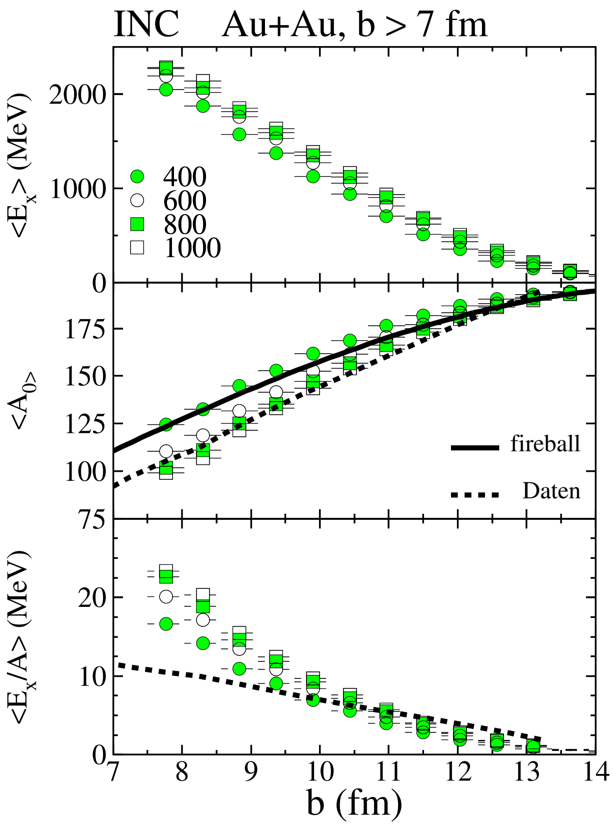

Abbildung 6.8:
INC-Vorhersagen für die mittlere Anregungsenergie, Präfragmentgröße und Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion des Stoßparameters in Au+Au- Kollisionen zwischen 400 und 1000 AMeV. Die durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage des fireball–Modells, die gestrichelte Linien zeigen die Präfragmentmasse und -anregungsenergie, die für das System 600 AMeV Au+Au experimentell bestimmt wurden.

de die totale Energie überschätzt, die in das Präfragment durch die Kern–Kern–Kollision übertragen wurde. Da sich die Präfragmentgröße in der Kaskade wie in den Daten sehr ähnlich mit dem Stoßparameter ändert, die Anregungsenergie pro Nukleon jedoch in der Kaskade überschätzt wird, muß die totale Anregungsenergie der Kaskade - im Vergleich mit den Daten - zu hoch sein.

Schematisch kann die unterschiedliche Stoßgeometrie in symmetrischen und asymmetrischen Kern-Kern-Kollisionen, bei denen maximale IMF-Multiplizitäten beobachtet werden, wie in Abb. 6.9 skizziert werden: In Au+Au-Reaktionen wird in peripheren Stößen bei $b \approx 9$ fm das Maximum der IMF-Multiplizität beobachtet. In asymmetrischen Reaktionen von schweren Au– und U–Projektilen mit leichten Be– und C–Targetkernen wird das IMF-Maximum in zentralen Stößen erreicht. Je nach der Observablen, aus der die Zentralität bestimmt wurde, knicken die absoluten IMF-Multiplizitäten bei einem $b < 2-3$ fm ab bzw. steigen bei noch zentraleren Stößen weiter an. Es zeigen sich Strahlenergie-

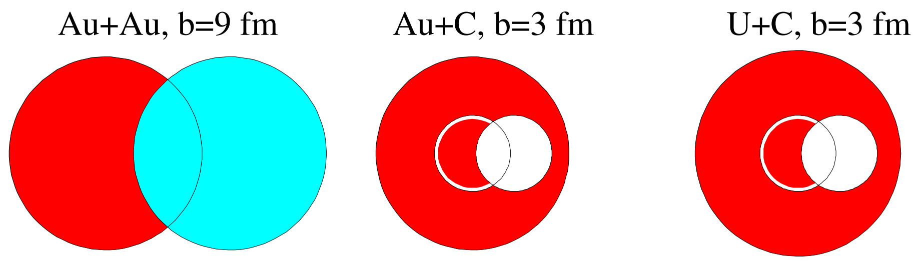

Abbildung 6.9:
Schematische Stoßgeometrie in Au+Au-, Au+C- und U+C-Kollisionen, bei denen maximale IMF-Multiplizitäten beobachtet werden.

abhängigkeiten der maximalen IMF-Multiplizitäten $\langle M_{imf} \rangle$ und $\langle M_{imf}/Z_{bound} \rangle$ und der Größe von Z_{max}.

6.4 Abhängigkeit der Anregungsenergie vom Stoßparameter

In Abb. 6.10 sind für Gold–Reaktionen mit Be–, C– und Al–Targetkernen zwischen 400 und 1000 AMeV die mittlere normierte IMF-Multiplizität und die daraus mit SMM-Vorhersagen rekonstruierte Anregungsenergie gegen den Stoßparameter b aufgetragen (Symbole). Der Stoßparameter wurde für die Daten aus Z_{bound} rekonstruiert. Verglichen werden die rekonstruierten Anregungsenergien mit Vorhersagen der ISABEL–Kaskade - der Übersichtlichkeit halber nur für 400,600 und 1000 AMeV (Linien). Deutlich ist zu erkennen, daß die normierte IMF–Multiplizität bei zentralen Stößen des Goldprojektils mit den drei Targetkernen am größten ist. Je leichter das Target ist, desto stärker ist noch die Wirkung einer Energieerhöhung zu erkennen. Die rekonstruierten Anregungsenergien liegen für diese Systeme in zentralen Stößen zwischen $\langle E_x/A \rangle \approx 5-9$ MeV. Die Fehlerbalken der Anregungsenergien stellen systematische Fehler dar. Diese wurden abgeschätzt, indem eine systematische Ungenauigkeit der normierten IMF–Multiplizitäten von 10 % angenommen und dann berechnet wurde, welche Ungenauigkeiten sich dadurch bei der Übersetzung in eine Anregungsenergie ergeben. Je dichter die mittlere normierte IMF–Multiplizität dem maximalen Wert kommt, desto ungenauer wird die Zuordnung einer Anregungsenergie.

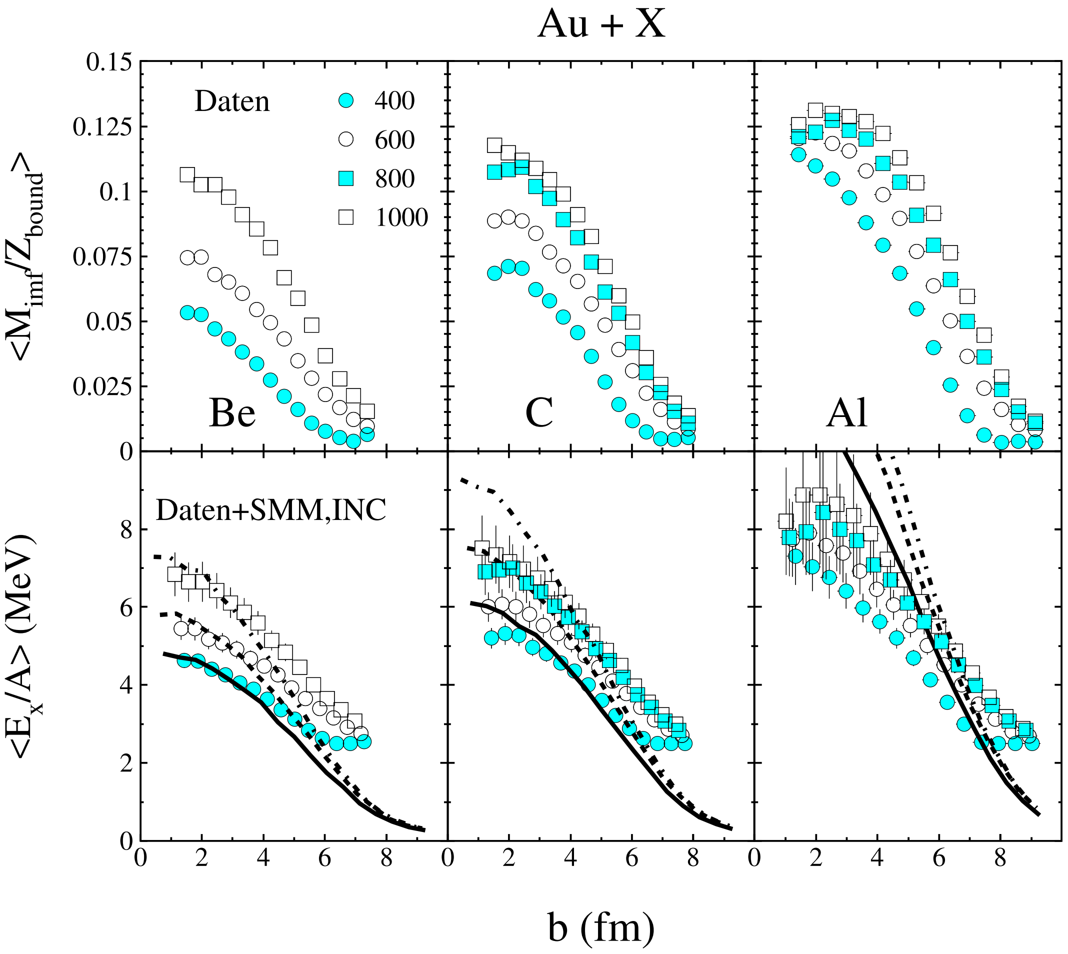

Abbildung 6.10:
oben: Mittlere normierte IMF–Multiplizität gegen den rekonstruierten Stoßparameter b für 400 bis 1000 AMeV Au+Al,C,Be–Reaktionen.
unten: Mit SMM–Vorhersagen in den Daten rekonstruierte Anregungsenergien (Symbole) und Anregungsenergievorhersagen der ISABEL-Kaskade (Linien) gegen den Stoßparameter.

Werden diese Anregungsenergien mit Vorhersagen der ISABEL–Kaskade verglichen, fallen zwei Beobachtungen ins Auge: In Gold–Reaktionen mit dem Be–Target stimmen für den Zusammenhang von Anregungsenergie und Stoßparameter Rechnungen und Daten qualitativ und nahezu quantitativ überein. Besonders die Anregungsenergie in zentralen Stößen ist konsistent, für periphere Reaktionen zeigt sich ein *offset* zwischen rekonstruierter Anregungsenergie und ISABEL-Vorhersagen. Dieser liegt darin begründet, daß innerhalb von SMM die Anregungsenergie mindestens $\langle E_x/A\rangle \approx 2$ MeV sein muß, damit der Zerfall in IMFs beginnt. Beim Betrachten von Au+C–Reaktionen zeigt sich eine Tendenz, die bei Au+Al–Reaktionen noch viel deutlicher zu Tage tritt: Die Anregungsenergie der ISABEL–Rechnungen ist für zentrale Stöße im Vergleich mit SMM-Vorhersagen zu hoch.

Es bieten sich einige Erklärungen für diese Nicht-Übereinstimmung an: zum einen überschätzt ISABEL die Anregungsenergie für Reaktionen, bei denen dem Projektil mehr als $\Delta A \approx 40 - 50$ Nukleonen herausgeschlagen wurden. Dies wurde aus dem Vergleich vom experimentell bestimmten Zusammenhang $\langle E_x\rangle/\langle A_0\rangle$ gegen $\langle A_0\rangle$ für das 600 AMeV Au+Au–System und dem universellen Zusammenhang von Anregungsenergie und Präfragmentgröße in der Kaskade schon früher deutlich. Zum anderen verliert die Methode, aus den beobachteten normierten IMF-Multiplizitäten mit SMM-Vorhersagen eine Anregungsenergie zu bestimmen, zusehends an Empfindlichkeit, wenn in den Daten das Maximum von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ gegen Z_{bound} erreicht wird. Dieses Maximum ist relativ breit, daher wird die Zuordnung einer Anregungsenergie ungenau. Gleichzeitig zeigte sich, daß die innerhalb des SMM-Modells rekonstruierte Anregungsenergie für das System 600 AMeV Au+Au im Vergleich mit der gemessenen zu niedrig ist.

Im nächsten Kapitel soll dieser Vergleich der Anregungsenergiebestimmung quantifiziert werden. Die Idee dort wird sein, nicht absolute Größen der Anregungsenergie zu vergleichen, sondern nur relative Änderungen. Werden in der Methode, Anregungsenergien innerhalb der Daten zu bestimmen und mit Modellvorhersagen zu vergleichen, systematische Fehler begangen, kann die Annahme gemacht werden, daß diese Fehler bei dem Vergleich von zwei Systemen, etwa Au+Be mit Au+C, gleich groß sind.

Kapitel 7

Zentrale Stöße

In diesem Kapitel werden die Projektil–Target–Kombinationen bei den vier untersuchten Einschußenergien in einer quantitativeren Form zusammengefaßt. Dabei wurde versucht, einen möglichst einfachen Zusammenhang herauszufinden, aus dem hervorgeht, wie groß die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon von Projektilrestkernen werden kann, wenn die Targetmasse A_T, die Projektilmasse A_P und die Strahlenergie E_{beam} bekannt sind und wenn zentrale Stöße selektiert werden. Die Anregungsenergien wurden aus den mittleren normierten IMF–Multiplizitäten bestimmt.

Diese mittlere Multiplizität steigt in zentralen Stößen als Funktion der Strahlenergie, wie in Abb. 7.1 gezeigt wird. Die zentralen IMF–Multiplizitäten wurden einmal mit Z_{bound}, einmal mit N_{hodo} selektiert. Die Mittelwerte der normierten IMF–Multiplizitäten sind unter beiden Zentralitätsschnitten sehr ähnlich und ändern sich am stärksten bei dem Be-Target mit der Strahlenergie. Uran-Reaktionen zeigen in zentralen Stößen mit den leichten Targets deutlich niedrigere normierte IMF–Multiplizitäten. Um die Anregungsenergie pro Nukleon in Abhängigkeit von der Target- und Projektilmasse und von der Einschußenergie zu berechnen, wurde ein Faktorisierungsansatz gewählt:

$$\langle E_x/A \rangle = \epsilon_0 \cdot A_T^{\alpha} \cdot A_P^{\beta} \cdot E_{beam}^{\gamma} \quad . \tag{7.1}$$

Hier ist E_{beam} immer die Strahlenergie pro Nukleon. ϵ_0 ist nach diesem Ansatz die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon, die ein Projektil A_P in zentralen Reaktionen mit einem Proton bei einer Strahlenergie E_{beam} erhält. Ein anschaulicher Wert für den Targetfaktor wäre $\alpha = 1$ - eine Verdopplung der Targetmasse bewirkt doppelt so viele Nukleon-

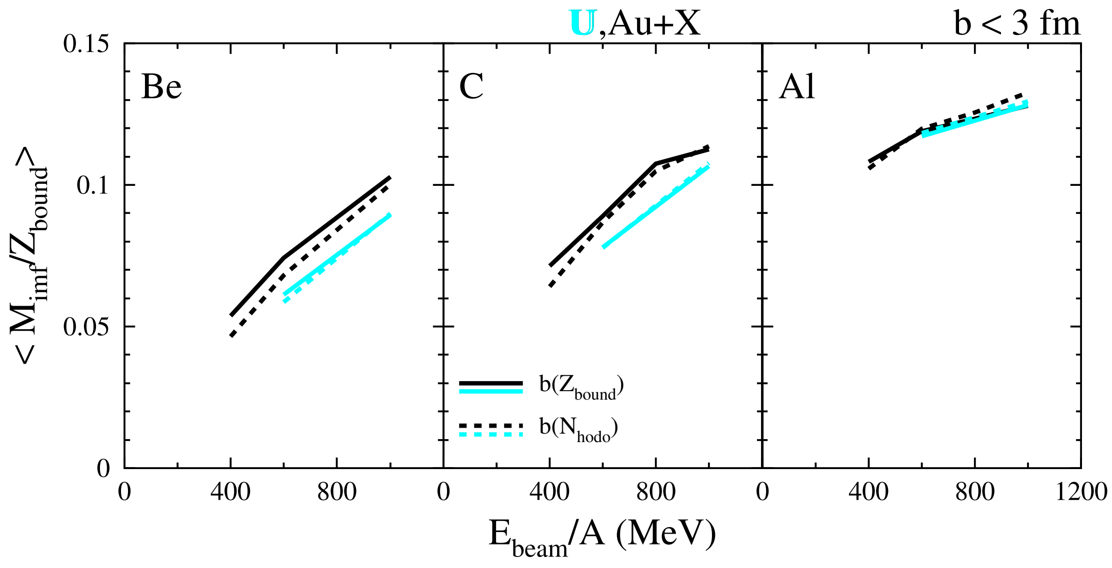

Abbildung 7.1:
Mittlere normierte IMF–Multiplizität als Funktion der Strahlenergie in zentralen Gold– und Uran–Reaktionen mit Be–, C– und Al–Targetkernen. Die Zentralität wurde aus Z_{bound} und N_{hodo} bestimmt. Gold-Reaktionen sind mit schwarzen, Uran-Reaktionen mit grauen Linien eingezeichnet.

Nukleon-Wechselwirkungen mit dem Projektil und daher doppelt so viel deponierte Anregungsenergie im Projektilrest. Für β könnte $-2/3$ erwartet werden - die Wechselwirkungsstrecke zwischen Target- und Projektilnukleonen vergrößert sich mit $A_P^{1/3}$ und das Volumen des Projektils mit A_P, daher müßte sich für die Anregungsenergie pro Nukleon eine $A_P^{-2/3}$–Abhängigkeit zeigen. Da die Anregungsenergien aus den normierten IMF–Multiplizitäten bestimmt werden, wird mit demselben Ansatz auch überprüft, ob die IMF–Multiplizitäten faktorisiert werden können.

7.1 Bestimmung des Targetfaktors α

Den Targetfaktor erhält man, indem in zentralen Reaktionen eines Projektile A_P mit zwei unterschiedlichen Targetkernen A_{T1} und A_{T2} bei einer bestimmten Strahlenergie die IMF–Multiplizitäten und Anregungsenergien verglichen werden. Der Targetfaktor der

Anregungsenergie errechnet sich aus

$$\alpha(E_x/A) = \frac{ln(\langle E_x/A\rangle_{A_P+A_{T1}}/\langle E_x/A\rangle_{A_P+A_{T2}})}{ln(A_{T1}/A_{T2})} \tag{7.2}$$

für die Projektile Gold und Uran. Hier meint $\langle E_x/A\rangle_{A_P+A_{T1}}$ die mittlere Anregungsenergie, die das Projektil A_P in zentralen Stößen mit dem Targetkern A_{T1} erhält. Entsprechend wird der Targetfaktor der normierten IMF–Multiplizität bestimmt, wenn anstelle der Anregungsenergie die IMF–Multiplizität $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ ins Verhältnis zu der Targetmasse gesetzt wird. Die so bestimmten Targetfaktoren für die normierte IMF–Multiplizität und die Anregungsenergie sind in Abb. 7.2 gezeigt. Mit den Symbolen sind die Targetfaktoren bezeichnet, die mit den Daten bestimmt wurden. Die durchgezogenen und gestrichelten Linien geben die Targetfaktoren wider, die nach INC+SMM-Vorhersagen berechnet wurden. Die Fehler der Targetfaktoren für die Anregungsenergie ergeben sich, wenn ein systematischer Fehler der mittleren normierten IMF-Multiplizitäten von 10 % angenommen und fortgepflanzt wird. Es zeigt sich, daß $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ als Funktion der Strahlenergie in den Daten einen deutlich anderen Verlauf hat als von den Rechnungen vorhergesagt. Darüber hinaus gibt es weder in den Daten noch in den Rechnungen einen konstanten Faktor.

Werden zunächst die Modellvorhersagen betrachtet, ist zu erkennen, daß der Faktor $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$, der aus dem Vergleich von Au,U+Be– und Au,U+C–Reaktionen ermittelt wurde, systematisch größer ist als der entsprechende Faktor aus dem Vergleich von Au,U+C– und Au,U+Al–Reaktionen. Der Grund hierfür ist, daß nach Kaskadevorhersagen in zentralen Au,U+Al-Kollisionen soviel Anregungsenergie im Restkern deponiert wird, daß der Zerfall bevorzugt in Nukleonen und α-Teilchen stattfindet. Für diese Kollisionen wird der fallende Ast der Funktion $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ bevölkert. Bei Strahlenergien $E_{beam} > 600 - 700$ AMeV werden nach INC+SMM-Vorhersagen in zentralen Au,U+Al-Reaktionen weniger IMFs produziert als in Au,U+C-Kollisionen, daher ist der Targetfaktor für diese Systeme ab dort negativ. Weiterhin zeigen die Modellrechnungen, daß sich der Faktor $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ mit der Strahlenergie ändert. Der Targetfaktor zeigt einen monoton fallenden Verlauf bei einer Erhöhung der Strahlenergie. Die von den Modellrechnungen vorhergesagten normierten IMF–Multiplizitäten werden also bei einer Erhöhung der Strahlenergie immer unempfindlicher von der Größe der Targetkernmasse abhängen. Diese Abhängigkeit des Faktors $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ von der Strahlenergie ist

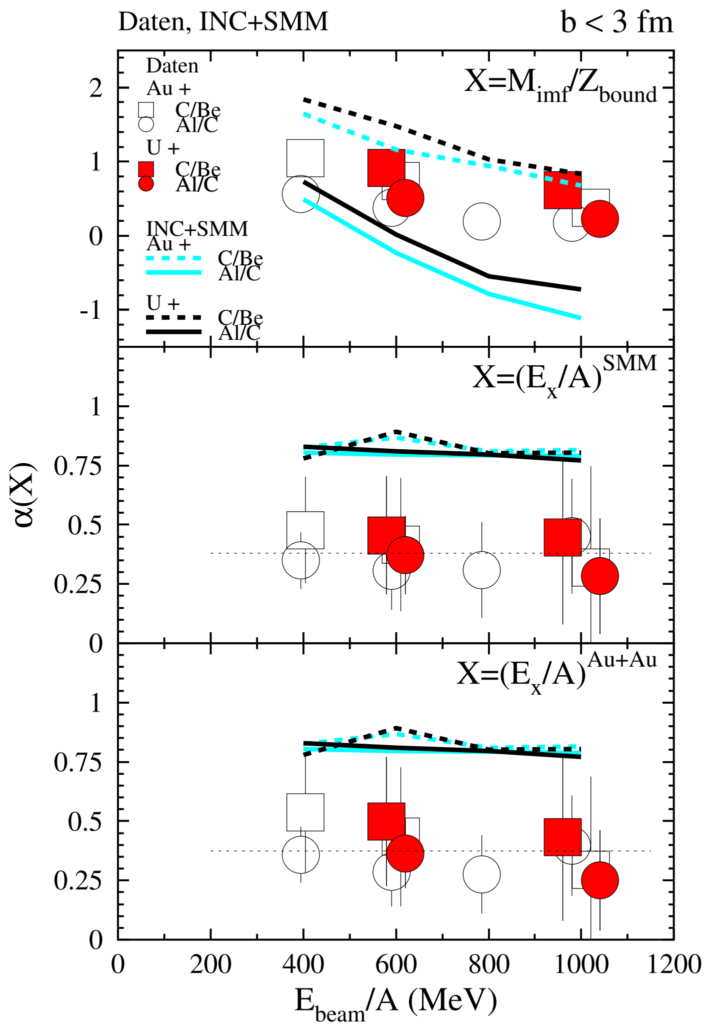

Abbildung 7.2:
Innerhalb der Daten und der Modellvorhersagen berechnete Targetfaktoren der normierten IMF–Multiplizität (oben) und der aus ihr rekonstruierten Anregungsenergien (Mitte und unten) für zentrale Au,U+Be,C,Al–Kollisionen. Der Mittelwert der in den Daten bestimmten Targetfaktoren ist als gepunktete Linie eingezeichnet. Die Symbole bezeichnen die Daten, die durchgezogenen und gestrichelten Linien Vorhersagen von INC+SMM–Rechnungen.

verständlich, wenn berücksichtigt wird, daß im SMM-Modell erst bei einer Anregungsenergie pro Nukleon von ≈ 2 MeV der Zerfall in IMFs beginnt. Oberhalb dieser Schwellenenergie ist eine Erhöhung der Anregungsenergie bis zu einem Wert von $E_x/A \approx 9$ MeV mit einer monoton steigenden normierten IMF–Multiplizität verbunden (siehe dazu noch einmal Abb. 5.3). Es muß daher in zentralen Gold- und Uran-Reaktionen mit den betrachteten Targetkernen erst die Schwelle in der Anregungsenergie erreicht werden, damit der Zerfall in IMFs beginnt. Diese Schwelle wird - abhängig von der Targetmasse - im Mittel bei jeweils einer anderen Strahlenergie überschritten, so daß es die Abhängigkeit $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ von E_{beam} gibt.

In den Daten zeigt sich ein ähnlicher Verlauf von $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ als Funktion der Strahlenergie, nur daß die Variationen nicht so stark sind wie vom Modell vorhergesagt. Auch in den Daten fällt $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ monoton mit wachsender Strahlenergie, die Unterschiede im Vergleich des Be– und C–Targets einerseits und des C– und Al–Targets andererseits sind jedoch viel schwächer. Es ergibt sich in den Daten die Proportionalität

$$\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle \propto A_T^{0.25\cdots1.0} \tag{7.3}$$

bei Strahlenergien zwischen 400 und 1000 AMeV.

Die Änderung der Anregungsenergie in Au- und U-Restkernen bei einer Änderung der Targetkernmasse wird im mittleren und unteren Teil von Abb. 7.2 gezeigt. Hier meint $(E_x/A)^{SMM}$ die Anregungsenergie, die sich nach SMM-Vorhersagen aus dem Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ herleiten läßt; $(E_x/A)^{Au+Au}$ ist die Anregungsenergie, die sich aus diesem Zusammenhang für 600 AMeV Au+Au-Reaktionen mit gemessenen normierten IMF-Multiplizitäten und Anregungsenergien ergibt (siehe nocheinmal Abb. 5.4). Dieser experimentell bestimmte Zusammenhang wird als universell gültig für alle Systeme angesehen. Der Faktor $\alpha(E_x/A)$ der Modellrechnungen beschreibt, wie sich die von der Kaskade vorhergesagte Anregungsenergie mit der Targetkernmasse ändert. Der Targetfaktor $\alpha(E_x/A)$ innerhalb der Daten ist deutlich <u>kleiner</u> als von den Modellrechnungen vorhergesagt. Der funktionale Zusammenhang, mit dem aus $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ eine Anregungsenergie bestimmt wird, ist dabei unbedeutend. Gleichzeitig zeigt sich, daß die Faktorisierung der mittleren Anregungsenergie in zentralen Stößen sehr gut funktioniert. Es läßt sich ein von der Strahlenergie und von der Wahl der zu vergleichenden Reaktionen nahezu unabhängiger Faktor $\alpha(E_x/A)$ bestimmen. Innerhalb der Daten zeigt sich die Proportionalität

$$\langle E_x/A\rangle \propto A_T^{0.25\cdots0.55}, \tag{7.4}$$

während sich die Anregungsenergie in zentralen Stößen nach Kaskade-Vorhersagen fast direkt proportional zur Targetmasse verhält ($\propto A_T^{0.8}$). Die gepunktete Linie im mittleren und unteren Teil von Abb. 7.2 zeigt den Mittelwert der in den Daten bestimmten Targetfaktoren an, der für die weitere Faktorisierung verwandt wurde.

Wird die Targetabhängigkeit aus der Kaskade genauer betrachtet, ergibt sich - was hier nicht in Abbildungen gezeigt wird -, daß die Gesamtzahl aller Nukleon-Nukleon-Stöße, N_{tot}, für alle untersuchten Systeme zwischen 400 und 1000 AMeV fast genau der Proportionalität $\langle N_{tot} \rangle \propto A_T$ folgt. Dies gilt auch für Gold– und Uran–Reaktionen mit Wasserstoff– und Heliumkernen.

Werden nur sogenannte *first collisions* betrachtet - mindestens eines der beiden stoßenden Nukleonen hatte vorher noch keine Wechselwirkung - , so zeigt diese Stoßzahl N_{first} eine größere Streuung in Abhängigkeit von der Einschußenergie und von der Targetkernmasse. Werden Gold– und Uran–Reaktionen mit Wasserstoff- und Heliumkernen verglichen, ergibt sich bei 400 AMeV die Proportionalität $\langle N_{first} \rangle \propto A_T^{0.95}$, bei 1000 AMeV $\langle N_{first} \rangle \propto A_T^{0.85}$. Hier ändert sich diese Stoßzahl noch nahezu proportional mit der Targetmasse. Beim Vergleich von zentralen Gold– und Uran–Kollisionen mit C- und Al-Targetkernen ergibt sich bei 400 AMeV für N_{first} eine Proportionalität $\propto A_T^{0.80}$, bei 1000 AMeV $\propto A_T^{0.60}$. Die Anzahl der ersten Stöße wächst also deutlich schwächer bei einer Vergrößerung der Targetkernmasse an, und dieser Effekt verstärkt sich bei einer Erhöhung der Strahlenergie.

Ein sehr ähnliches Verhalten zeigt die totale Anregungsenergie E_x, die bei zentralen Stößen im Gold– und Uran–Restkern deponiert wird. Je größer der Targetkern und je höher die Strahlenergie ist, desto schwächer wächst die totale Anregungsenergie des Restkerns an. Beim Vergleich von Au+^{1}H– mit Au+α–Reaktionen bei 400 AMeV zeigt sich ein Zusammenhang $\langle E_x \rangle \propto A_T^{0.90}$, also noch nahezu proportional mit der Targetmasse. Werden bei 1000 AMeV Au+C– mit Au+Al–Kollisionen verglichen, zeigt sich eine deutlich schwächere Abhängigkeit der totalen Anregungsenergie von $\propto A_T^{0.50}$. In der Kaskade ist die Anzahl der ersten Nukleon-Nukleon–Stöße also ein besseres Maß für die totale Anregungsenergie als die Anzahl aller Stöße.

Da jedoch die Projektilrestkerngröße A_0 ebenfalls Target– und Strahlenergieabhängigkeiten zeigt - je größer die Targetmasse und je höher die Strahlenergie, desto kleiner ist die Restkerngröße des Projektils nach zentralen Reaktionen - ergibt sich in der Kaskade für die Anregungsenergie pro Nukleon der Projektilrestkerne ein nahezu konstanter Targetfaktor von ≈ 0.8. Die Vorhersagen des *fireball*–Modells für die Änderung der Projektilrestkerngröße A_0 mit der Targetmasse werden in der Kaskade ungefähr bei einer Strahlenergie von

800 AMeV beobachtet. BUU-Rechnungen, die für 400 AMeV Au+X beim Stoßparameter $b = 0$ durchgeführt wurden, sagten für sehr leichte Targetkerne sogar exakt einen Faktor $\alpha(E_x/A) = 1$ voraus [Ogi 90].

Der deutliche Unterschied in der Targetabhängigkeit der Anregungsenergie, der beim Vergleich von experimentellen und Modelldaten gefunden wurde, wird im Abschnitt 7.4 zu erklären versucht. Zuvor muß jedoch gezeigt werden, daß die Anregungsenergien, die hier verglichen werden - mikroskopisch berechnete in der Kaskade einerseits, aus mittleren normierten IMF–Multiplizitäten abgeleitete in den Daten andererseits - überhaupt vergleichbar sind. Dazu wurde in den INC+SMM–Modelldaten die Anregungenergie in zentralen Stößen - ganz analog wie bei den experimentellen Daten - aus den mittleren normierten IMF–Multiplizitäten berechnet. Diese Rechnungen sind in Abb. 7.3 gezeigt. Dort ist oben der Targetfaktor $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ gegen die Strahlenergie aufgetragen. Die Symbole zeigen hier die Targetfaktoren, die errechnet wurden, wenn eine Mittelung von $b(Z_{bound})$ und $b(N_H)$ zur Zentralitätsbestimmung verwandt wurde. Die Linien geben den Verlauf der Targetfaktoren für mit dem Eingabestoßparameter b(INC) selektierte Ereignisse wieder. Im unteren Teil der Abbildung ist der Faktor $\alpha(E_x/A)$ gegen die Strahlenergie gezeigt, der errechnet wurde, wenn innerhalb der Modelldaten die Anregungsenergie ebenfalls aus IMF–Multiplizitäten bestimmt wird. Zwei Aussagen können gemacht werden: zum einen zeigen zentrale Ereignisse, die in den Modelldaten mit Z_{bound} und N_H selektiert wurden, sehr ähnliche Targetabhängigkeiten wie Ereignisse, die mit dem Stoßparameter $b(INC)$ der Kaskade ausgewählt wurden. Die Tatsache, daß – im Modell – Z_{bound} und N_H gute Observablen sind, um den wahren Stoßparameter zu beschreiben, bestätigt sich hier. (Werden Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} innerhalb der Modelldaten verwandt, um zentrale Ereignisse zu selektieren, werden – was hier nicht gezeigt wird – Targetabhängigkeiten verfälscht wiedergegeben. Mit Z_{max} und M_{imf}/Z_{bound} ausgewählte zentrale Ereignisse zeigen deutlich <u>kleinere</u> Targetabhängigkeiten.) Zum anderen sind die in den Modelldaten bestimmten Targetfaktoren der Anregungsenergien, die aus IMF–Multiplizitäten bestimmt wurden, quantitativ sehr ähnlich zu den Faktoren, die direkt aus dem Vergleich der Anregungsenergien der Kaskade bestimmt wurden. Die neu bestimmten Targetfaktoren für die Änderung der Anregungsenergie in zentralen Stößen zeigen ungefähr die Proportionalität

$$\langle E_x/A(\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle)\rangle \propto A_T^{0.7\cdots1.1}. \qquad (7.5)$$

Es zeigt sich also in den Modelldaten, daß mittlere normierte IMF–Multiplizitäten

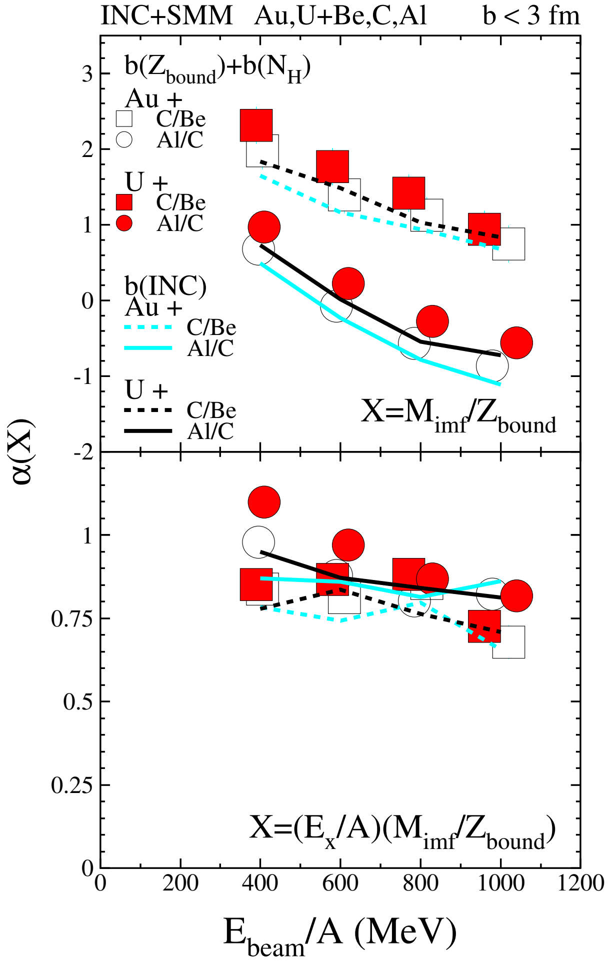

Abbildung 7.3:
Vorhersagen von INC+SMM-Rechnungen für den Targetfaktor als Funktion der Strahlenergie. Der Faktor der normierten IMF–Multiplizität (oben) und der aus ihr rekonstruierten Anregungsenergie (unten) ist gegen die Strahlenergie aufgetragen. Die Symbole zeigen die α-Faktoren, die man erhält, wenn in den Rechnungen Z_{bound} und N_H als Zentralitätskriterien verwandt wurden und dann gemittelt wurde. Die Linien zeigen die Targetfaktoren, wenn der Eingabestoßparameter b(INC) der Kaskade benutzt wurde, um zentrale Ereignisse zu selektieren.

als Maß für die Anregungsenergie von Projektilrestkernen verwandt werden können. Auch Änderungen der Anregungsenergien bei einer Variation der Targetmasse werden richtig beschrieben.

7.2 Der Projektilfaktor β

Ganz analog wie die Bestimmung des Targetfaktors erfolgt die des Projektilfaktors. Der Faktor, der die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon skaliert, wenn in zentralen Reaktionen mit leichten Targetkernen die Projektilmasse verändert wird, errechnet sich aus

$$\beta(E_x/A) = \frac{ln(\langle E_x/A\rangle_{A_{P1}+A_T}/\langle E_x/A\rangle_{A_{P2}+A_T})}{ln(A_{P1}/A_{P2})}. \tag{7.6}$$

Die so innerhalb der experimentellen und Modelldaten bestimmten β-Faktoren sind in Abb. 7.4 gegen die Strahlenergie aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Kaskade eine

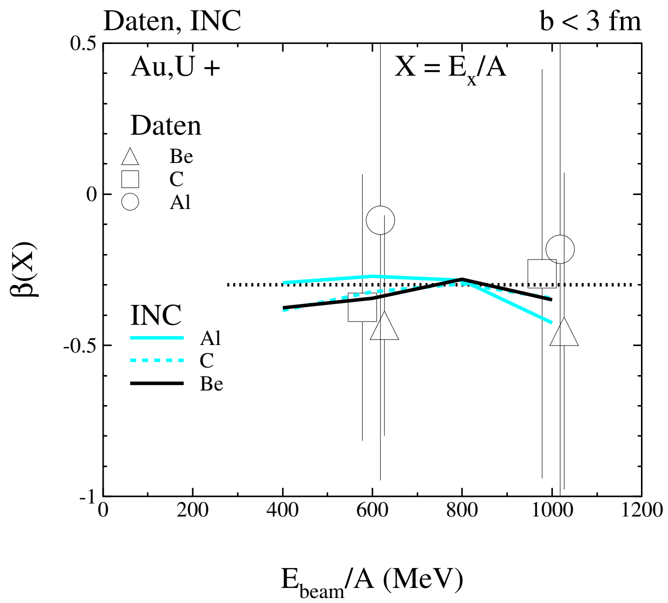

Abbildung 7.4:
Innerhalb der Daten (Symbole) und nach INC+SMM-Vorhersagen (durchgezogene und gestrichelte Linien) bestimmte Projektilfaktoren der Änderung der Anregungsenergie für zentrale Au,U+Be,C,Al–Kollisionen. Der Mittelwert aller Projektilfaktoren ist als gepunktete Linie eingezeichnet.

Proportionalität

$$\langle E_x/A\rangle \propto A_P^{-(0.3\cdots0.4)} \tag{7.7}$$

vorhersagt, die innerhalb der Daten recht gut wiedergefunden wird. Die Fehler der β-Faktoren sind - besonders für das Al-Target - sehr groß. Hier zeigt sich zum einen, daß die Variation der untersuchten Projektilmassen zwischen Gold und Uran nicht groß ist. Daher ist eine Faktorisierung der Anregungsenergie ungenau. Zum anderen stößt die Methode, aus IMF–Multiplizitäten Anregungsenergien zu bestimmen, in Au+Al– und U+Al–Reaktionen an ihre Grenzen. Die mittleren normierten IMF-Multiplizitäten sind sehr nahe am Maximum, und dort wird eine Abbildung in eine Anregungsenergie unsicher. Wird die Kaskade genauer untersucht, ergibt sich, was hier nicht gezeigt wird, daß die mittlere totale Anregungsenergie $\langle E_x\rangle$ in den hier untersuchten zentralen Kollisionen ungefähr der Proportionalität

$$\langle E_x\rangle \propto A_P^{0.9} \tag{7.8}$$

folgt, die mittlere Präfragmentmasse $\langle A_0 \rangle$ jedoch die Abhängigkeit

$$\langle A_0 \rangle \propto A_P^{1.2} \tag{7.9}$$

aufweist. Die totale Anregungsenergie wächst also etwas schwächer bei einer Erhöhung der Projektilmasse als die Projektilrestkerngröße, so daß für die Anregungsenergie pro Nukleon im Mittel ein -betragsmäßig kleiner - negativer Projektilfaktor vorhergesagt wird. Wird die Projektilrestkernmasse mit dem *fireball*-Modell berechnet, ergibt sich für die hier untersuchten Reaktionen ein $\beta(A_0) \approx 1.1 \cdots 1.3$, also ein Wert, der dem der Kaskade sehr ähnlich ist.

Die einfache Anschauung, daß in Reaktionen mit einem Targetkern konstanter Masse ein größerer Projektilkern weniger stark zertrümmert wird als ein kleinerer - also weniger Anregungsenergie pro Nukleon übertragen bekommt -, zeigt sich durch die Modellvorhersagen und innerhalb der Daten bestätigt.

7.3 Der Strahlenergiefaktor γ

Um den Strahlenergiefaktor in zentralen Au,U+Be,C,Al-Reaktionen zu bestimmen, wurden die Einflüsse von Targetkern- und Projektilkernmasse auf die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon durch eine Korrektur mit einem mittleren Target- und Projektilfaktor ausgeglichen. Für den mittleren α-Faktor wurde 0.38, für den mittleren β-Faktor -0.30 benutzt. Der Strahlenergiefaktor ergibt sich dann aus der Steigung des Zusammenhanges

$$ln(\langle E_x/A \rangle \cdot A_T^{-\langle\alpha\rangle} \cdot A_P^{-\langle\beta\rangle}) \propto \gamma \cdot ln(E_{beam}). \tag{7.10}$$

Der so bestimmte γ-Faktor wird in der Abb. 7.5 in der linken Spalte gezeigt, oben innerhalb der Daten, unten nach Kaskade-Vorhersagen bestimmt. Innerhalb der Daten konnte ein $\gamma = 0.39 \pm 0.17$ bestimmt werden, die Kaskade sagt ein $\gamma = 0.47$ voraus, wenn Nukleonenresonanzen vollständig berücksichtigt werden, ein $\gamma = 0.31$, wenn die Δ-Produktion vollständig unterdrückt wurde. Der Strahlenergiefaktor innerhalb der Daten liegt zwischen den beiden Kaskade-Vorhersagen.

In der mittleren und rechten Spalte ist zur Übersicht die Bestimmung des Target- und Projektilfaktors auf die gleiche Weise gezeigt, mit der der Strahlenergiefaktor bestimmt wurde. Die Güte der Faktorisierung kann in dieser Darstellung erkannt werden, allerdings sind die Skalen der einzelnen Bilder nicht gleich groß.

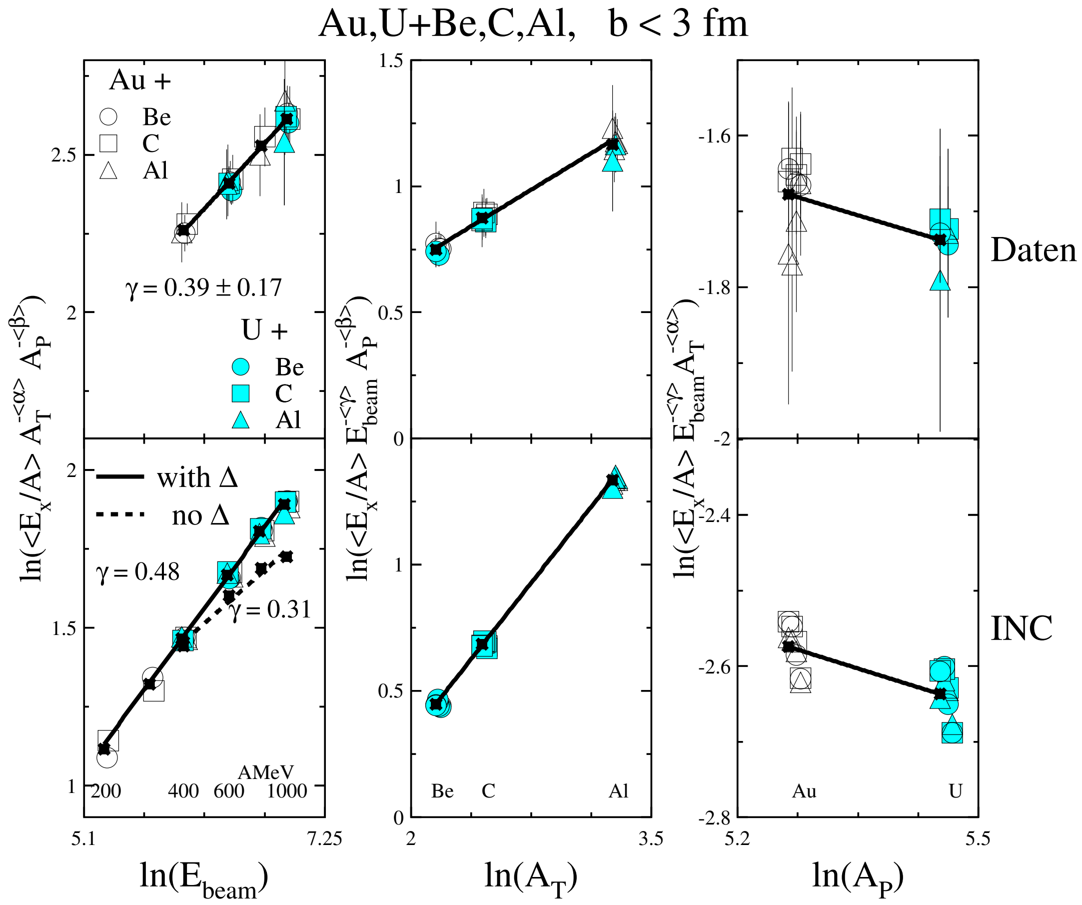

Abbildung 7.5:
Faktorisierung der Anregungsenergie in den Daten (oben) und nach Kaskade-Vorhersagen (unten) für zentrale Au,U+Be,C,Al-Kollisionen.
Linke Spalte: Der Strahlenergiefaktor γ.
Mittlere Spalte: Der Targetfaktor α.
Rechte Spalte: Der Projektilfaktor β.

In zentralen Reaktionen mit leichten Targetkernen wird eine Änderung der Strahlenergie im Mittel ungefähr zu 40 % auf die Anregungsenergie pro Nukleon der Projektilrestkerne weitergegeben. Werden die Kaskade-Vorhersagen für den Strahlenergiefaktor betrachtet, zeigt sich, daß bei vollständiger Unterdrückung der Δ–Resonanz die mittlere Anregungsenergie der Projektilrestkerne mit einer Erhöhung der Strahlenergie schwächer anwächst. In der Kaskade-Version von J. Cugnon [Cun 81, Cun 82], die allerdings nicht identisch ist mit der ISABEL-Kaskade, wurde die Rolle der Δ-Resonanz untersucht, allerdings auf Observablen des *fireballs* und nicht der Spektatoren. Es zeigte sich dort, daß die Produktion von Nukleonenresonanzen die Kompression der Kernmaterie fördert, da kinetische Energie in Masse umgewandelt wird. Gleichzeitig beschleunigt die Δ-Resonanz den Prozeß der Äquilibrierung der Nukleonen, die in der Wechselwirkungszone miteinander reagieren. Den Einfluß, den die Formation von Nukleonenresonanzen auf den Projektilrestkern hat, ist zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit nicht genau verstanden und soll hier nur gezeigt werden. Interessant wäre es, die hier untersuchten asymmetrischen Systeme auch bei niedrigeren Strahlenergien (100 bis 300 AMeV) zu messen und die dann bestimmten mittleren IMF–Multiplizitäten und Anregungsenergien in die hier gezeigte Systematik einzufügen. Dann würde sich vielleicht zeigen, ob der zusehends stärker werdende inelastische Kanal der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung Auswirkungen auf die Fragmentation des Spektators hat.

Bei den in Abb. 7.5 gezeigten Faktorisierungen der Anregungsenergie ist zu erkennen, daß diese Methode relativ gut angewandt werden kann. Die Mittelwerte der in den Daten und in der Kaskade bestimmten Faktoren werden in der Tabelle 7.1 gezeigt. Der

	α	β	γ
Daten	0.38 $\pm$ 0.07	-0.30 $\pm$ 0.15	0.39 $\pm$ 0.17
Kaskade	0.82 $\pm$ 0.03	-0.33 $\pm$ 0.05	0.48 (0.31)

Tabelle 7.1: *α-, β-, γ-Faktoren in den Daten und der Kaskade*

Projektilfaktor in den Daten ist nur mit großen Fehlern zu bestimmen, sein Mittelwert ist jedoch in recht guter Übereinstimmung mit dem Kaskadewert. Der Strahlenergiefaktor in den Daten liegt zwischen den Faktoren der Kaskade mit und ohne Δ–Produktion. Nur der Targetfaktor ist deutlich kleiner in den Daten, so daß nun versucht wird, dafür Erklärungen zu finden.

7.4 Interpretation des Targetfaktors α

Mögliche Erklärungen für eine deutlich kleinere Targetabhängigkeit der Anregungsenergie in den Daten könnten sein:

- Variationen der Modellparametern in der Kaskade, die die Anregungsenergie beeinflussen, bewirken andere Targetfaktoren.

- Fluktuationen der experimentellen Anregungsenergie, $\sigma(E_x/A)$, sind deutlich größer als von der Kaskade vorhergesagt und führen zu einer „Verschmierung" des Targetfaktors.

- Der Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ ist deutlich anders als von SMM vorhergesagt.

7.4.1 Der Einfluß von Kaskade-Modellparametern

Die Parameter der ISABEL-Kaskade, die die Größe der Anregungsenergie beeinflussen, sind im wesentlichen die Wahl der *rearrangement*-Option der Kernmaterie nach einem Nukleon-Nukleon-Stoß, die Wahrscheinlichkeit für aufeinanderfolgende Nukleon-Nukleon-Stöße und die Abschneideenergie E_{cutoff}, die reguliert, wann ein Nukleon im Kernverband eingefangen wird.

Wird der Targetfaktor innerhalb der Kaskade für 400 AMeV Au+Be,Al-Reaktionen berechnet, bei denen alle möglichen Parameterkombinationen der *rearrangement*-Option und der Stoßwahrscheinlichkeit der Nukleonen gewählt wurden, ergeben sich Werte von $0.81 \cdots 0.98$. Die einzige Ausnahme ergibt sich, wenn gefordert wird, daß aufeinanderfolgende Nukleon-Nukleon-Stöße nur dann erlaubt sind, wenn der Abstand zwischen zwei Kollision größer als $\rho(t)^{-1/3}$ ist, wobei $\rho(t)$ die aktuelle Kerndichte an diesem Ort ist. Mit dieser Parameterkombination wird die Stoßwahrscheinlichkeit von Nukleonen am stärksten beschränkt, es ergibt sich ein Targetfaktor von ≈ 0.55.

Wird die Abschneideenergie um ca. ± 20 % des Voreinstellungswerts variiert, schwankt der Targetfaktor zwischen $0.87 \cdots 0.81$. Eine kleinere Abschneideenergie hat einen leicht größeren α-Faktor zur Folge.

Es zeigt sich also, daß nur eine sehr strenge Beschränkung der Wahrscheinlichkeit von Nukleon-Nukleon-Stößen innerhalb der ISABEL-Modellparameter eine Verkleinerung des Targetfaktors auf einen Wert ergeben würde, wie er in den Daten beobachtet wird.

7.4.2 Fluktuationen der Anregungsenergie

Welchen Einfluß haben Fluktuationen in der Anregungsenergie auf die von INC+SMM vorhergesagten mittleren IMF–Multiplizitäten ?

Zur Klärung dieser Frage wurden SMM-Rechnungen für eine konstante Systemgröße A_0 durchgeführt, wobei die gewählten mittleren Anregungsenergien den jenigen von INC-Vorhersagen für 400 und 1000 AMeV Au+Be– und Au+C–Reaktionen entsprachen. Die Breiten σ_{SMM} der normalverteilten Anregungsenergien wurden so variiert, daß sie zwischen 0 % und 200 % der entsprechenden Breiten σ_{INC} der Anregungsenergie der Kaskade lagen. Die Kaskade sagt für zentrale Gold–Reaktionen mit Be–, C– und Al–Targets eine Breite σ von $\approx$ 20% der mittleren Anregungsenergie voraus. Diese Rechnungen sind in Abb. 7.6 gezeigt. Dort sind unten normierte IMF–Multiplizitäten, oben für diese Multi-

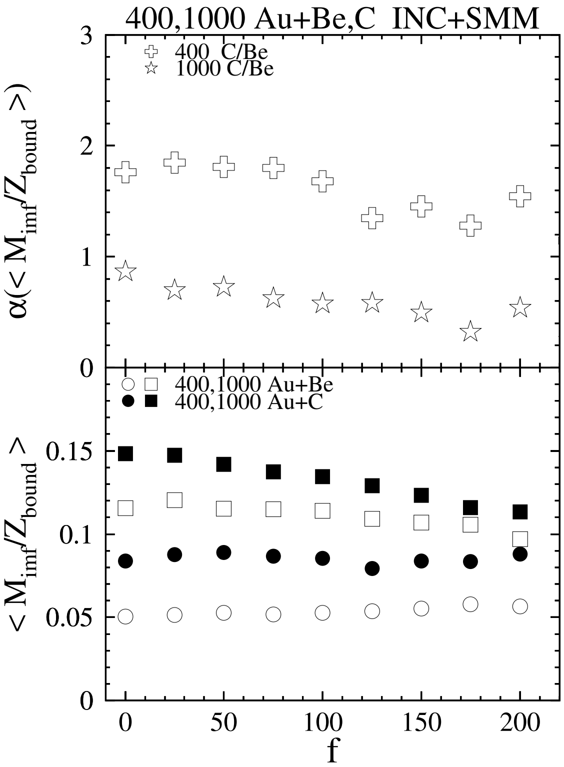

Abbildung 7.6:
Aus SMM–Rechnungen bestimmter Targetfaktor $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ und mittlere normalisierte IMF–Multiplizität bei einer Variation f der Breite σ der Anregungsenergieverteilung zwischen 0 und 200 % des Kaskadewertes. Die Präfragmentmasse wurde konstant gehalten, die mittleren Anregungsenergien entsprachen denen von zentralen 400 und 1000 AMeV Au+Be– und Au+C–Kollisionen.

plizitäten berechnete Targetfaktoren gezeigt. Die Variation f der Breite der Anregungsenergieverteilung ist in Prozent der von ISABEL vorhergesagten Breite angegeben.

Werden zunächst die normierten IMF–Multiplizitäten betrachtet, fällt auf, daß mit einer Vergrößerung von f die Unterschiede der Mittelwerte für die beiden Targets und

Einschußenergien kleiner werden. Am deutlichsten ausgeprägt ist dieser Effekt für 1000 AMeV. Dort wird bei einer zunehmenden Verschmierung der Anregungsenergie mehr und mehr der Einfluß des fallenden Astes des Zusammenhangs $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ spürbar.

Die Targetfaktoren dieser IMF–Multiplizitäten werden daher kleiner. Die in den Daten beobachteten Targetfaktoren $\alpha(M_{imf}/Z_{bound})$ ändern sich jedoch deutlich schwächer bei einer Variation von Targetmasse und Strahlenergie, so daß größere Fluktuationen der Anregungsenergie, als sie von der Kaskade vorhergesagt werden, keine ausreichende Erklärung für die Diskrepanz zwischen Modell und Beobachtung sind.

7.4.3 Der Zusammenhang von $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle$ und Anregungsenergie

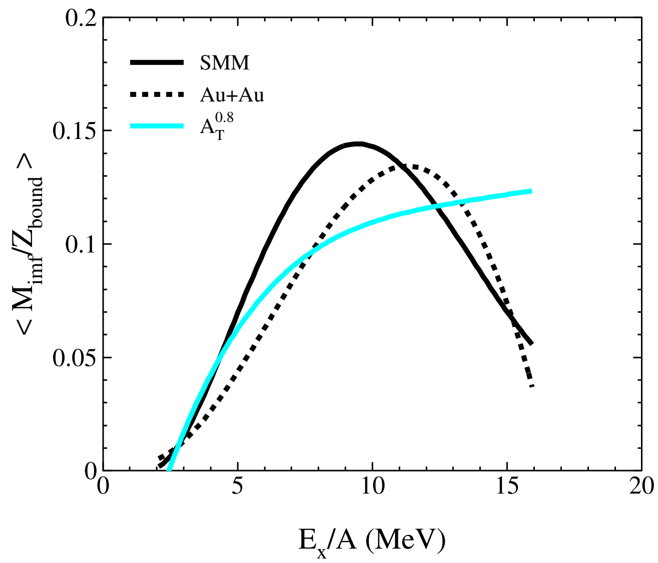

Abbildung 7.7: *Der Zusammenhang von normierter IMF–Multiplizität und Anregungsenergie im Vergleich: die schwarze durchgezogene Linie zeigt die Vorhersage von SMM, die schwarze unterbrochene Linie die aus dem System 600 AMeV Au+Au experimentell bestimmte Funktion. Die graue durchgezogene Linie zeigt einen möglichen Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$, der für die beobachteten normierten IMF–Multiplizitäten in zentralen Au+Be,C,Al-Kollisionen rekonstruierte Anregungsenergien ergäbe, die proportional zu $A_T^{0.8}$ sind.*

Eine dritte mögliche Erklärung für den in den Daten beobachteten kleinen Targetfaktor ist, daß der Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ anders aussieht als von SMM vorhergesagt. Wie müßte dieser funktionale Zusammenhang aussehen, damit aus den gemessenen mittleren normierten IMF–Multiplizitäten eine Proportionalität der rekonstruierten Anregungsenergie $\langle E_x/A\rangle \propto A_T^{0.8}$ folgern würde ?

Ein möglicher Zusammenhang $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$, der diese Proportionalität innerhalb der Daten zeigen würde, ist in Abb. 7.7 gezeigt. Dort ist als schwarze durchgezogene Linie die SMM-Vorhersage und als schwarze unterbrochene Linie der aus dem System 600 AMeV Au+Au experimentell bestimmte Zusammenhang für $\langle M_{imf}/Z_{bound}\rangle = f(E_x/A)$ eingezeichnet. Als graue durchgezogene Linie ist ein möglicher funktionaler Zusammenhang eingezeichnet, der mit den beobachteten normierten IMF–Multiplizitäten in zentralen Au+Be,C,Al-Reaktionen Anregungsenergien ergeben würde, die proportional zu $A_T^{0.8}$ sind. Es zeigt sich, daß die Krümmung dieses rekonstruierten Zusammenhangs stärker ist als bei dem Zusammenhang, der von SMM vorhergesagt, beziehungsweise der experimentell bestimmt wurde. Bis zu einer Anregungsenergie von $\approx$ 16 MeV wäre die normierte IMF–Multiplizität eine monoton steigende Funktion der Anregungsenergie. Der wahre *fall* der IMF-Produktion würde also erst bei größeren Anregungsenergien beginnen.

Kapitel 8

Zusammenfassung und Ausblick

Beim Zerfall von Gold- und Uran-Projektilen nach Kollisionen mit Beryllium-, Kohlenstoff- und Aluminium-Targetkernen konnte in dem Einschußenergiebereich zwischen 400 und 1000 AMeV eine Energie- und Targetabhängigkeit der maximalen IMF-Multiplizität festgestellt werden. In Stößen, bei denen der Target- und Projektilkern noch nicht vollständig überlappen, zeigt der Zusammenhang zwischen der mittleren IMF-Multiplizität und der Systemgröße Z_{bound} für diese Reaktionen eine Universalität, die auch in Au+Au-Reaktionen gefunden wurde. Bei einem rekonstruierten Stoßparameter von $b \approx 3$ fm knicken die Verteilungen in den asymmetrischen Reaktionen vom universellen Verlauf gegen Z_{bound} ab. Hier zeigt sich eine Mittelung über alle Kollisionen, bei denen der Targetkern vom Projektilkern überlappt wurde. Genauer kann für diese Systeme die Stoßgeometrie nicht bestimmt werden.

In Reaktionen mit dem Be- und C-Target sind es diese zentralen Stöße, bei denen eine monoton wachsende Anzahl von IMFs und eine monoton kleiner werdende Ladung des größten Fragments Z_{max} gefunden werden, wenn die Strahlenergie erhöht wird. Die maximale Anzahl von IMFs, die in Gold-Reaktionen mit schweren Targetkernen wie z.B. Kupfer schon bei 400 AMeV beobachtet wird, wird in Au+C–Kollisionen bei 800 AMeV, in Au+Be–Reaktionen erst bei 1000 AMeV erreicht. Die Masse des Al–Targets zeigt in dieser Systematik den Übergang zu den schweren Targets an. Eine Erhöhung der Strahlenergie bewirkt bei Au+Al-Reaktionen, daß der Stoßparameter, bei dem die maximale IMF-Multiplizität beobachtet wird, leicht zu größeren Werten verschoben wird. Dieser Trend konnte auch bei Au+Au-Kollisionen festgestellt werden.

Wurde als weitere ereignisklassifizierende Observable das schwerste Fragment Z_{max} betrachtet, stellte sich heraus, daß die mittlere IMF–Multiplizität eine universelle Funktion von Z_{max} und Z_{bound} ist. Diese Universalität zeigte sich in asymmetrischen Reaktionen auch schon bei 400 AMeV.

Als Maß für die im Projektilrestkern vorhandene Anregungsenergie pro Nukleon wurde die auf die Systemgröße Z_{bound} normierte IMF-Multiplizität benutzt. Rechnungen mit einem Fragmentationsmodell zeigten, daß diese normierte IMF-Multiplizität - unabhängig von der Größe des Präfragments - direkt ein Maß für die Anregungsenergie pro Nukleon ist. Mit dieser neuen Observable war es möglich, die Heftigkeit der Fragmentation von Gold- und Uran-Projektilen zu vergleichen und den Einfluß einer Systemgrößenvariation auf die beobachteten IMF-Multiplizitäten zu untersuchen. Die normierte IMF-Multiplizität steigt mit kleiner werdender Systemgröße, also wachsender Zentralität, bis zu einem $Z_{bound} \approx 25$ an und wird dann für noch zentralere Stöße wieder kleiner. Der *fall* der IMF-Produktion zeigt sich in der neuen Observable also erst unterhalb dieses Z_{bound} - Wertes.

Mit Z_{bound} und der Leichtteilchenmultiplizität N_{hodo} wurden zentrale Ereignisse selektiert. Der mittleren normierten IMF-Multiplizität dieser Ereignisse konnte mit Modellannahmen eine Anregungsenergie zugeordnet werden. Mit einem Faktorisierungsansatz wurde versucht, die Einflüsse zu entkoppeln, die eine Variation der Target- und Projektilkernmasse und der Einschußenergie auf die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon der Projektilrestkerne haben. Änderungen der Projektilgröße und der Einschußenergie zeigten Auswirkungen auf die Anregungsenergie, die den von Kaskaderechnungen vorhergesagten sehr ähnlich waren. Die Targetabhängigkeit der Anregungsenergie zeigte sich in den Daten deutlich schwächer als im Modell. In den Kaskaderechnungen kann eine deutlich geringere Targetabhängigkeit nur dann erreicht werden, wenn die Stoßwahrscheinlichkeit der an der Kernreaktion beteiligten Nukleonen im Vergleich zum Voreinstellungswert reduziert wird. Fluktuationen der Anregungsenergie bei zentralen Stößen, die deutlich größer sind als von der Kaskade vorhergesagt, führen zu einer „Verschmierung“ der Targetabhängigkeit. Die mittleren IMF–Multiplizitäten in zentralen Kollisionen würden sich dann schwächer mit einer Variation der Targetmasse ändern, und so auch die aus den IMF–Multiplizitäten berechneten Anregungsenergien. Allerdings zeigen die im Experiment beobachteten IMF–Multiplizitäten eine so deutlich andere Targetabhängigkeit als die von den Rechnungen vorhergesagte, daß ein Unterschied der Anregungsenergiefluktuation in den Daten und im Modell keine ausreichende Erklärung für die Diskrepanz in der Targetabhängigkeit ist. Schließlich könnte der Zusammenhang zwischen der Anregungsenergie pro Nukleon und der mittleren normierten IMF-Multiplizität deutlich nicht-linearer sein als durch das Fragmentationsmodell vorhergesagt. Mit einem solchen Zusammenhang könnte erreicht werden, daß die Targetabhängigkeit aus der Kaskade mit den beobachteten IMF-Multiplizitäten zusammenpaßt.

Die Rolle der Δ-Resonanz wurde untersucht, indem in Kaskaderechnungen die inelastische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung abgeschaltet wurde. Die mittlere Anregungsenergie des Projektilrestkerns verkleinerte sich dabei in zentralen Stößen um bis zu 10 %. Der Effekt wird am deutlichsten bei der höchsten Strahlenergie (1000 AMeV), für die diese Rechnungen gemacht wurden. Ob die zunehmende Anregung der Δ-Resonanz feststellbare Auswirkungen auf die im Experiment gemessenen IMF-Multiplizitäten hat, kann mit der in dieser Arbeit gezeigten Systematik nicht entschieden werden. Dazu müßte die Systematik zu kleineren Strahlenergien ausgeweitet werden.

Welche Vorhersagen können aus der Systematik gemacht werden ? Wird die normierte IMF-Multiplizität als Maß für die im Projektilspektator deponierte Anregungsenergie pro Nukleon genommen, so zeigt sich, daß das Maximum der Fragmentation von Gold- und Uranprojektilen in Reaktionen mit Be- und C-Targets auch bei 1000 AMeV nicht erreicht wird. Um abzuschätzen, welche Strahlenergie dafür nötig wäre, wurde in Abb. 8.1 die mittlere normierte IMF-Multiplizität in zentralen Stößen gegen die kinetische Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem aufgetragen. Bis zu einer kinetischen Energie von $\approx$ 50 AMeV im Schwerpunktsystem wächst die normierte IMF-Multiplizität in zentralen Stößen deutlich an, zwischen 50 und 100 AMeV dann nur noch schwach. Für noch größere kinetische Energien wird die normierte IMF–Multiplizität wieder kleiner werden, der „wahre“ *fall* der IMF–Produktion würde dann beobachtet werden. Nach dieser Systematik würde bei einer Strahlenergie von $\approx$ 2.4 AGeV Gold nach Reaktionen mit dem Be-Target so stark fragmentieren, daß der *fall* der IMF-Produktion beginnen könnte. Bei einer Strahlenergie von $\approx$ 2.9 AGeV würde dies bei Uran-Reaktionen mit dem Be-Target zu sehen sein. Die im Restkern deponierte Anregungsenergie pro Nukleon, die aus der normierten IMF–Multiplizität rekonstruiert wurde, wächst monoton bei einer Erhöhung der kinetischen Energie im Schwerpunktsystem bis ca. 100 AMeV. Allerdings wächst die Anregungsenergie nur noch sehr schwach im Intervall $50 \leq E_{kin}^{CM}/A \leq 100$ MeV; die Methode der Anregungsenergierekonstruktion bekommt größere systematische Fehler.

Ein Vergleich der über alle Stoßparameter gemittelten IMF-Multiplizität der in die-

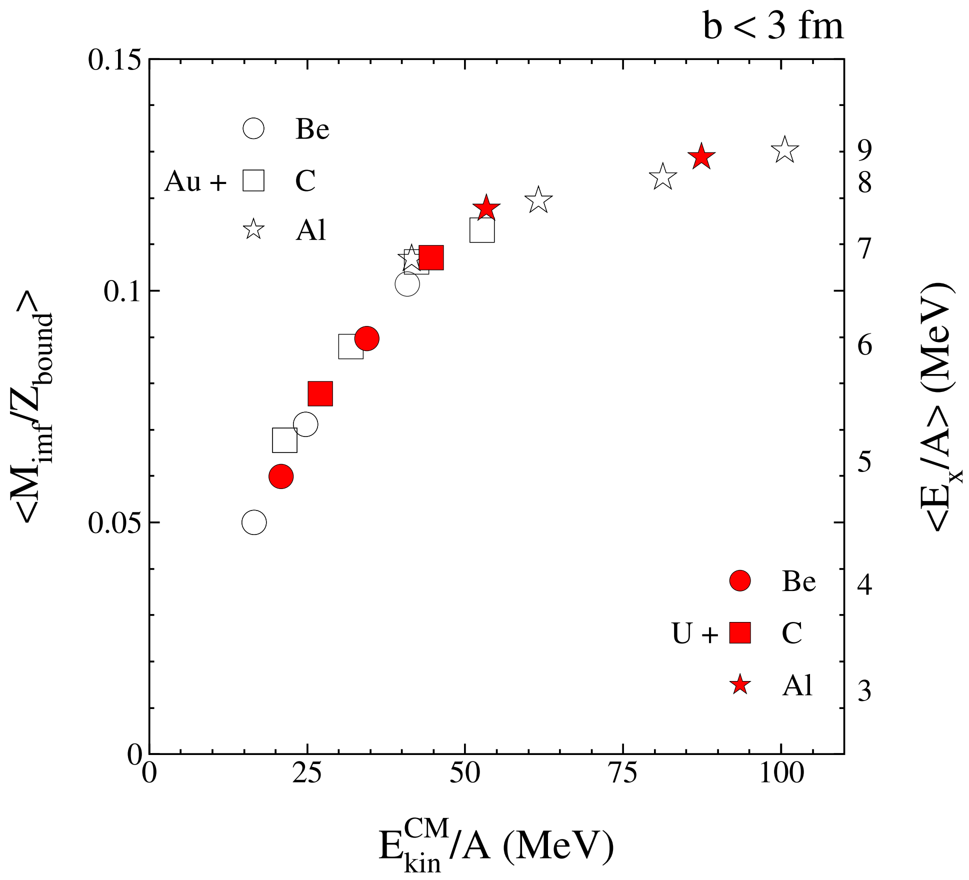

Abbildung 8.1:
Mittlere normierte IMF-Multiplizität und rekonstruierte Anregungsenergie gegen die kinetische Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem in zentralen Au,U+X–Kollisionen.

ser Arbeit untersuchten Systeme mit veröffentlichten Werten aus Targetfragmentations-experimenten (^{3}He+Au,Ag [Kwi 94], C,O,Ne+Au,Ag [Tro 89]) ist in Abb. 8.2 gezeigt. Dort wurde die mittlere IMF-Multiplizität aller Ereignisse, in denen mindestens ein IMF beobachtet wurde, bestimmt und durch die Masse des fragmentierenden Projektil- oder Targetkerns geteilt. Diese Normierung ist notwendig, um publizierte Multiplizitäten anderer Fragmentationsexperimente, bei denen die Größe Z_{bound} nicht gemessen wurde, mit der hier aufgestellten Systematik vergleichen zu können. Diese so skalierte Multiplizität saturiert schon bei einer kinetischen Energie von ca. 50 AMeV im Schwerpunktsystem. Bei einer Vergrößerung der kinetischen Energie wächst die absolute IMF-Multiplizität nicht mehr weiter an - es wird dann Wirkungsquerschnitt in die Z_{bound}-Intervalle ver-

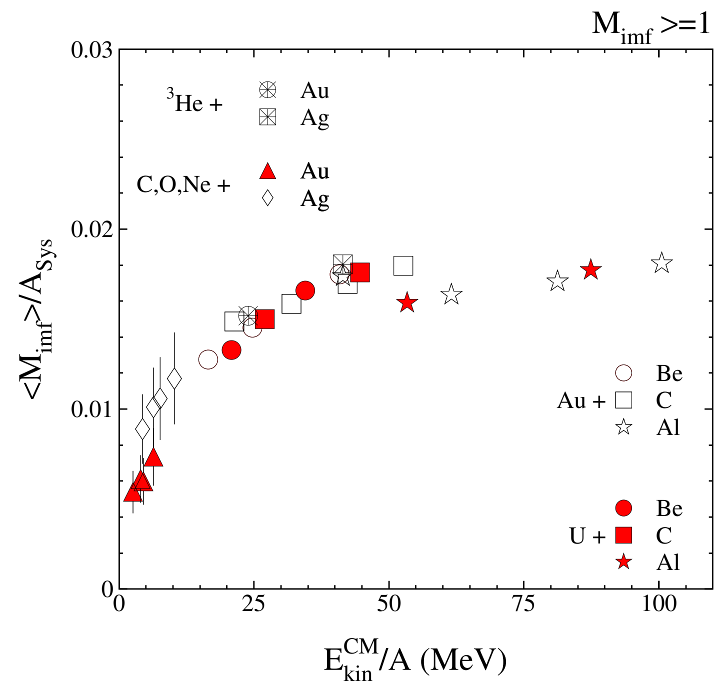

Abbildung 8.2:
Mittlere, über alle Stoßparameter integrierte IMF-Multiplizität, normiert auf die Masse des zerfallenden Kerns, gegen die kinetische Energie pro Nukleon im Schwerpunktsystem. Es wurde gefordert, daß mindestens ein mittelschweres Fragment im Ereignis vorlag. In Au,U+X-Reaktionen ist A_{sys} die Projektilmasse, in X+Ag,Au-Reaktionen die Targetmasse.

schoben, in denen die absolute IMF-Multiplizität wieder fällt und nur noch die auf die Systemgröße Z_{bound} normierte IMF-Multiplizität anwächst. Die Multiplizitäten aus den Targetfragmentationsexperimenten passen sehr gut in die Systematik.

Was läßt sich über die Multifragmentation von schweren Kernen bei noch höheren Strahlenergien sagen? In Reaktionen von Goldprojektilen mit Kernemulsionen bei 10.6 AGeV [Jai 91] zeigte sich ein qualitativ sehr ähnlicher Verlauf der mittleren IMF-Multiplizität und der Ladung des schwersten Fragments gegen die Systemgröße Z_{bound}. Wurden die Gold-Reaktionen durch Analyseschnitte in Kollisionen mit leichten (H,C,N,O) und schweren (Ag,Br) Emulsionskernen unterschieden, zeigte sich kein unterschiedlicher Zerfall der Gold-Restkerne. Die Universalität des Zerfalls als Funktion der Größe Z_{bound} ist also bis zu hohen Energien gegeben. Ist bei der Projektilfragmentation in Reaktionen mit einem bestimmten Target die gesamte (Z_{max},Z_{bound})–Ebene mit genügend großem Wirkungsquerschnitt populiert, so wird sich bei einer Erhöhung der Strahlenergie keine signifikante Abweichung des mittleren Fragmentationsverhaltens als Funktion von Z_{bound} zeigen. Gleichzeitig wird eine Stoßparameterrekonstruktion ergeben, daß die Kollisionen immer peripherer werden, bei denen die maximale IMF-Multiplizität beobachtet wird. Werden sehr asymmetrische Gold–Reaktionen betrachtet, kann erwartet werden, daß der Wirkungsquerschnitt für die Z_{max}– und Z_{bound}–Observable mit einer Erhöhung der Strahlenergie dem von symmetrischen Gold–Reaktionen bei niedrigen Energien immer ähnlicher wird. Die Verteilungen des Reaktionswirkungsquerschnitts in der (Z_{max},Z_{bound})–Ebene werden oberhalb einer bestimmten Strahlenergie zwar noch Unterschiede zwischen symmetrischen und stark asymmetrischen Reaktionen aufzeigen, nicht jedoch die Mittelwerte von Fragmentladungen und -multiplizitäten als Funktion der Systemgröße Z_{bound}.

Sollte diese Systematik auch für hohe Strahlenergien gültig sein, könnte die mittlere IMF-Multiplizität von schweren Restkernen nach Kollisionen mit einem bestimmten Target vorhergesagt werden, wenn es möglich wäre, den Produktionswirkungsquerschnitt für Intervalle in Z_{max} und Z_{bound} zu messen. Die mittlere IMF-Multiplizität wäre dann berechenbar, da sie eine universale Funktion von Z_{max} und Z_{bound} für alle Targets ist.

Anhang A

Modellparameter in der ISABEL–Kaskade

Die Größe der Präfragmentanregungsenergie und –masse sind in der ISABEL–Kaskade im wesentlichen von drei Parametern abhängig: von NP, der die Flexibilität der Kernmaterie beschreibt, auf Nukleon-Nukleon-Stöße zu reagieren (*rearrangement option*), von KNP, der die Wahrscheinlichkeit von Nukleon-Nukleon-Stößen bestimmt, und von der Abschneideenergie E_{cutoff}, die bestimmt, unterhalb welcher kinetischen Energie ein freies Nukleon im Kernverband eingefangen werden kann. Die ersten beiden Parameter sind nicht unabhängig voneinander, daher werden sie zusammen diskutiert und in einer Abbildung gezeigt.

A.1 Nukleon-Nukleon-Stöße in der Kaskade

Die Kaskade bietet zwei Optionen an, wie Kernmaterie auf ein Loch im Kernverband durch ein herausgeschlagenes Nukleon reagiert: das *fast* und das *slow rearrangement*–Verhalten (Parameter NP=0,1). Beim *fast rearrangement* wird ein Loch sofort wieder aufgefüllt, indem die Dichte der (verbleibenden) Kernmaterie abgesenkt wird; der Ort des Lochs steht daher für weitere mögliche Wechselwirkungen während einer Kernreaktion zur Verfügung. Die *slow rearrangement*-Variante dagegen „friert" ein Loch für die Dauer der gesamten Kernreaktion ein - der Ort steht daher nicht mehr für weitere Nukleon-Nukleon–Wechselwirkungen zur Verfügung. Es zeigt sich, daß die *fast*–Option die höheren

Anregungsenergien voraussagt. Dieses ist im Einklang mit veröffentlichten Rechnungen [Kwi 94].

Die Wahrscheinlichkeit KNP von Nukleon-Nukleon-Stößen wird durch bestimmte Bedingungen an den räumlichen Abstand d zwischen zwei aufeinanderfolgende Wechselwirkungen eines Nukleons beeinflußt. Möglich sind

- KNP=1 : Abstand d muß größer sein als 1.1 fm (Voreinstellung);
- KNP=2 : Abstand d muß größer sein als $(\frac{3}{4\pi \cdot \rho(t)})^{1/3}$, mit $\rho(t)$ als der Kerndichte zum Zeitpunkt t;
- KNP=3 : Abstand d muß größer sein als $\rho(t)^{-1/3}$;

Der Einfluß der Parameter NP und KNP auf die Anregungsenergie ist in Abb. A.1 für 400 und 1000 AMeV Au+Be-Reaktionen gezeigt. Dort sind für sechs Variationen

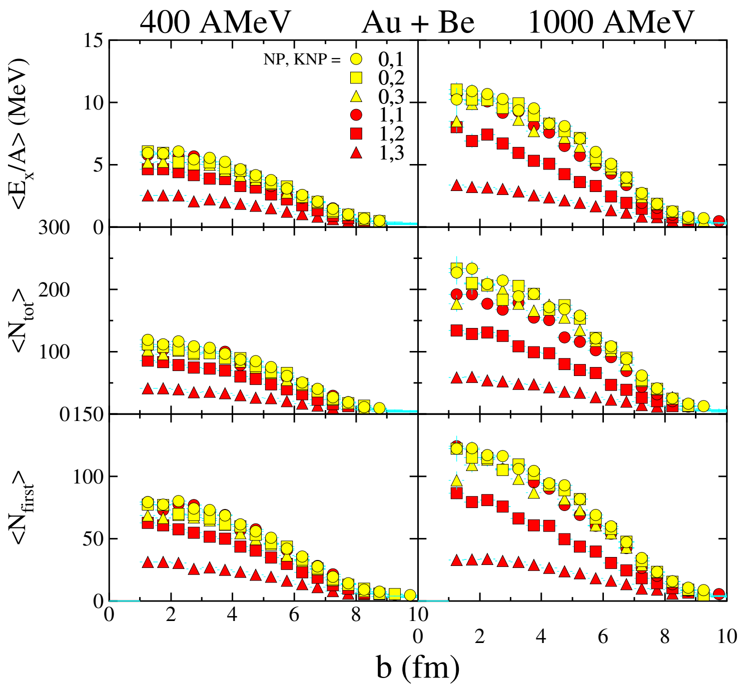

Abbildung A.1: *ISABEL–Vorhersagen für 400 und 1000 AMeV Au+Be–Reaktionen bei Variationen der Parametern NP,KNP.*

der (NP,KNP)-Parameter Vorhersagen der Anregungsenergie $\langle E_x/A\rangle$, der Anzahl aller Nukleon-Nukleon-Stöße $\langle N_{tot}\rangle$ und der Anzahl aller ersten Stöße $\langle N_{first}\rangle$ als Funktion des Stoßparameters b aufgetragen. Beim Vergleich der Stoßparameter- und Energieabhängigkeit dieser Observablen fällt auf, daß nur die Kombinationen (NP=1,KNP=2) und (NP=1,KNP=3) deutlich andere Ergebnisse liefern. Die Parameterkombination (1,3) zeigt kaum Energieabhängigkeit und sagt die niedrigsten Anregungsenergien des Projektilspektators vorher. Die in dieser Arbeit verwandte Kombination (1,2) bewirkt eine Energieabhängigkeit der Observablen, die etwa in der Mitte zwischen dem Extrem (1,3) und allen anderen Kombinationen (0,1 $\cdots$ 1,1) liegt.

Den Einfluß der Parameter NP,KNP auf den Zusammenhang zwischen der mittleren Präfragmentanregungsenergie pro Nukleon und der Präfragmentgröße zeigt Abb. A.2 für 400 und 1000 AMeV Au+Be–Reaktionen. Der Zusammenhang sieht für alle gewählten

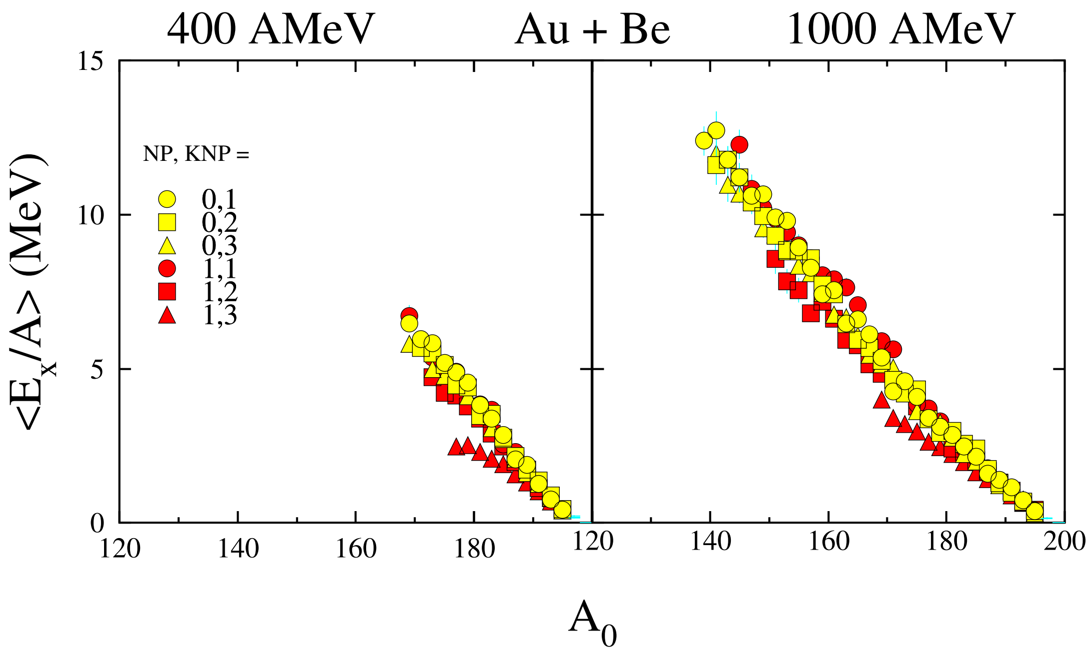

Abbildung A.2:
Vorhersagen der mittleren Anregungsenergie pro Nukleon des Präfragments gegen seine Größe für 400 und 1000 AMeV Au+Be–Reaktionen bei einer Variation der Parameter NP,KNP.

Parameterkombinationen sehr ähnlich aus. Die Unterschiede zeigen sich bei den zentralen Stößen (kleinste A_0–Werte) für die Kombinationen (1,2),(1,3).

A.2 Die Abschneideenergie E_{cutoff}

Der Einfluß der Abschneideenergie auf die Präfragmentanregungsenergie und -masse ist in Abb. A.3 gezeigt. Die Abschneideenergie ist um +25 % bzw. -15 % variiert worden.

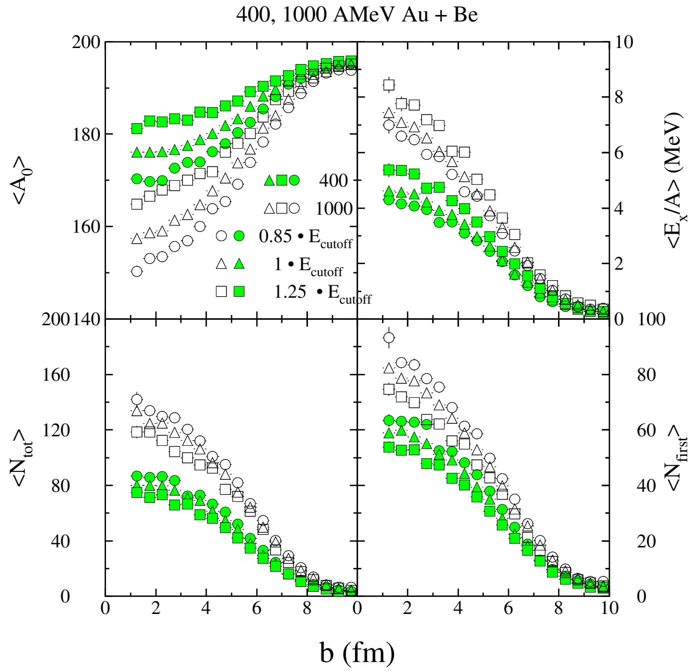

Abbildung A.3: *ISABEL–Vorhersagen der Präfragmentgröße, der Anregungsenergie pro Nukleon und der Nukleon-Nukleon-Stoßzahlen N_{tot}, N_{first} für 400 und 1000 Au+Be–Reaktionen bei einer Variation der Abschneideenergie E_{cutoff}.*

Es zeigt sich, daß eine Vergrößerung (Verkleinerung) von E_{cutoff} die Präfragmentmasse um ungefähr 5 % vergrößert (verkleinert), wie es auch erwartet werden konnte. Je höher die Abschneideenergie ist, um so mehr freie Nukleonen aus der Kaskade können vom Restkern eingefangen werden. Die totale Anregungsenergie des Präfragments wächst durch die eingefangenen Nukleonen ebenfalls, da ihre Energie zu der Anregungsenergie addiert wird. Das gleichzeitige Anwachsen von Präfragmentmasse und -anregungsenergie bei einer Erhöhung der Abschneideenergie resultiert in einem Anwachsen der Anregungsenergie pro Nukleon um ca. 20 % bei 400 AMeV bzw. 10 % bei 1000 AMeV. Der Zugewinn an totaler Anregungsenergie bei einer Erhöhung der Abschneideenergie überwiegt also den Massenzuwachs des Präfragments.

Werden die Nukleon-Nukleon-Stoßzahlen betrachtet, ist zu erkennen, daß eine Erhöhung (Erniedrigung) der Abschneideenergie die mittleren Stoßzahlen senkt (hebt). Je mehr

Nukleonen in den Restkern gebunden (eingefangen) sind, desto weniger Nukleonen stehen für Wechselwirkungen während eines Kern-Kern-Stoßes zur Verfügung.

A.3 Universalität in der Kaskade

Der Zusammenhang zwischen der Anregungsenergie pro Nukleon und der Masse des Präfragments stellte sich in der ISABEL-Kaskade als energie- und targetunabhängig heraus. Zentrale Au+Be- und periphere Au+Au-Kollisionen zeigten in der Kaskade einen universellen Zusammenhang zwischen Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_x/A \rangle$ und Restkernmasse $\langle A_0 \rangle$. Werden jedoch die Modellvorhersagen genauer betrachtet, ist eine schwache Energieabhängigkeit dieses Zusammenhangs zu erkennen. Dieses ist in Abb. A.4 gezeigt. Dort ist der Zusammenhang von $\langle E_x/A \rangle$ und $\langle A_0 \rangle$ für die Systeme Au+Be,C,Al bei 400, 600 und 1000 AMeV gezeigt, links als Funktion der Einschußenergie, rechts als Funktion der Targetmasse. In der linken Spalte ist zu erkennen, daß der Zusammenhang von Anregungsenergie und Präfragmentmasse flacher wird, je höher die Einschußenergie wird. Je größer die Targetmasse ist, desto stärker ist der Effekt sichtbar. In der rechten Spalte ist zu sehen, daß bei einer gegebenen Einschußenergie die Targetmasse keine Unterschiede im Zusammenhang von $\langle E_x/A \rangle$ gegen $\langle A_0 \rangle$ bewirkt. Eine Anpassung dieses Zusammenhangs mit der Funktion $E_x = \epsilon \cdot \Delta A$ ergibt den Trend, daß der Zugewinn der Anregungsenergie bei jedem herausgeschlagenen Nukleon kleiner wird, wenn die Strahlenergie erhöht wird. Die Anpassung ist jedesmal in dem gleichen Intervall ausgeführt worden. Eine mögliche Erklärung dafür ist, daß bei einer Erhöhung der Strahlenergie die Wahrscheinlichkeit, daß kaskadierende Nukleonen im Spektator eingefangen werden, kleiner wird, da die meisten Nukleonen nach Stößen noch soviel kinetische Energie haben, daß sie den Spektator verlassen können. Dieser Effekt ist zwar nicht groß, jedoch signifikant: ein Präfragment der Masse $A_0 = 150$ hat in Au+Al-Reaktionen bei 400 AMeV im Mittel ≈ 10, bei 1000 AMeV ≈ 8 MeV Anregungsenergie pro Nukleon.

A.4 Resonanzen in der ISABEL–Kaskade

Der Einfluß von Nukleonenresonanzen auf die Anregungsenergie und Masse des Präfragments ist schließlich in den letzten beiden Abbildungen gezeigt. Es wurden für die Systeme

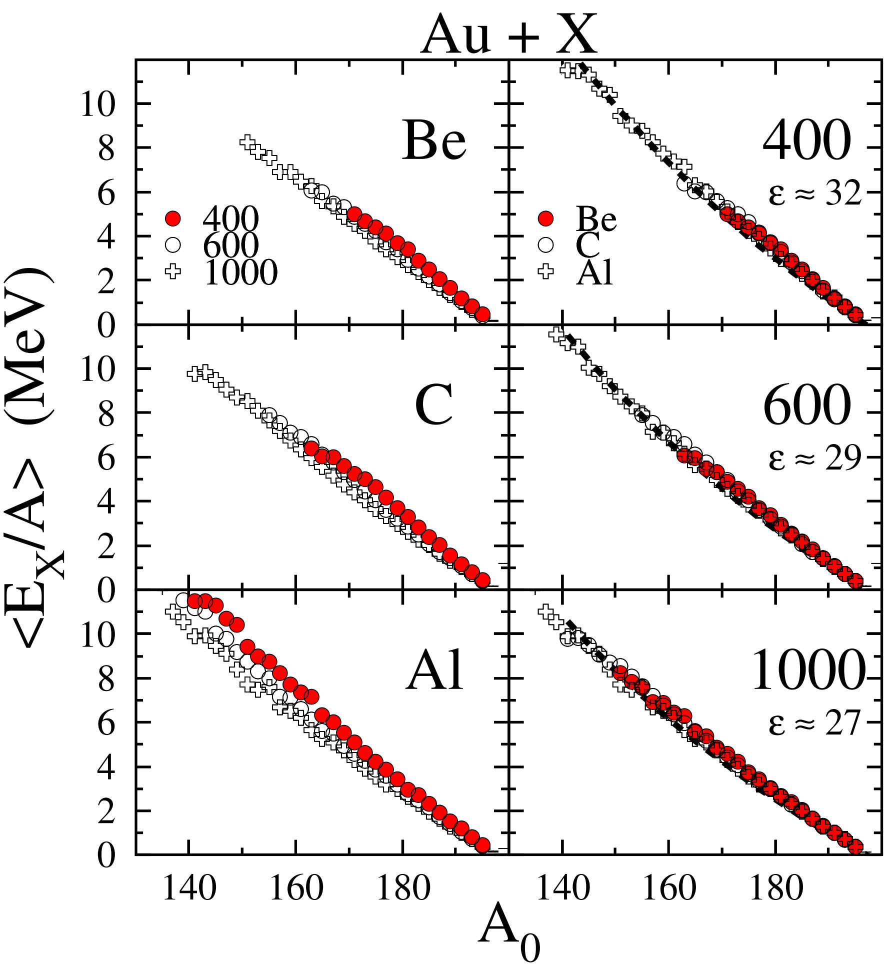

Abbildung A.4:
ISABEL–Vorhersagen für die Anregungsenergie pro Nukleon gegen die Masse des Präfragments bei 400,600,1000 AMeV Au+Be,C,Al–Reaktionen.
linke Spalte: Energieabhängigkeit;
rechte Spalte: Targetabhängigkeit;
Der ϵ–Wert entspricht dem mittleren Zuwachs der Anregungsenergie (in MeV) pro herausgeschlagenem Nukleon.

Au+Be,C,Al zwischen 400 und 1000 AMeV Kaskaderechnungen gemacht, bei denen die inelastische Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung vollkommen unterdrückt wurde. Die mittlere Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion des Stoßparameters ist in Abb. A.5 gezeigt. Die Unterdrückung der Δ-Produktion zeigt sich darin, daß der Zuwachs der Anregungsenergie pro Nukleon in zentralen Stößen schwächer ausfällt bei einer Erhöhung der Ein-

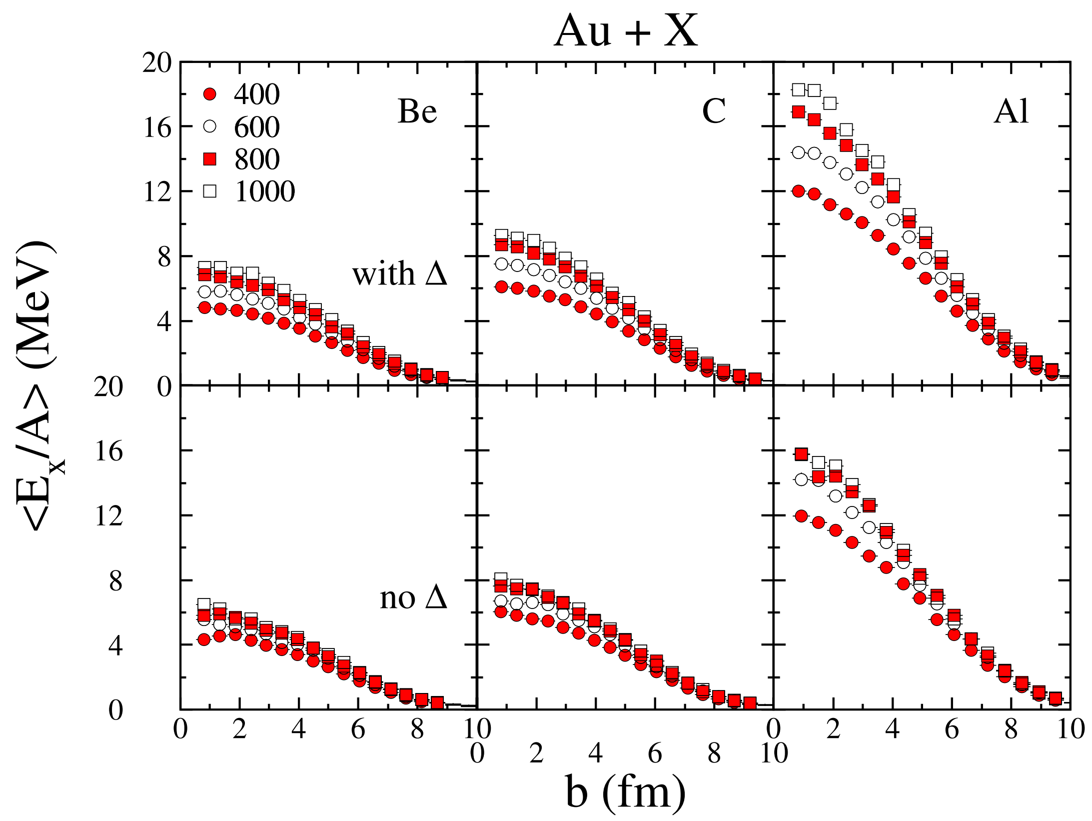

Abbildung A.5:
Präfragmentanregungsenergie pro Nukleon gegen den Stoßparameter für 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al–Reaktionen in ISABEL.
oben: mit Δ–Resonanzen.
unten: ohne Δ–Resonanzen.

schußenergie. Die Energieabhängigkeit der Anregungsenergie, die sich bei den Rechnungen mit Nukleonenresonanzen gerade in den zentralen Stößen zeigt, wird in den Rechnungen ohne Resonanzen „ausgewaschen". ISABEL-Vorhersagen für die Reaktion ^{3}He+^{nat}Ag bei 300 bis 1200 AMeV zeigten einen sehr ähnlichen Effekt [Kwi 94]. Dort zeigte sich ebenfalls, daß gerade die hohen Anregungsenergien in zentralen Stößen weniger wahrscheinlich vorhergesagt werden, wenn die Δ-Produktion um einen Faktor 10 reduziert wurde. In den hier gezeigten Rechnungen erniedrigt sich die Anregungsenergie pro Nukleon in zentralen Stößen bei 1000 AMeV um ca. 10 %, wenn die Resonanzen vollkommen unterdrückt wurden. Werden die Kaskade-Werte der Präfragmentanregungsenergie und -masse dem Fragmentationsmodell SMM übergeben, haben die relativ kleinen Änderungen der Anre-

$b(INC) < 3$ fm	Au+Be		Au+C		Au+Al	
	400	800	400	800	400	800
	600	1000	600	1000	600	1000
$\langle M_{imf}\rangle^{\text{with }\Delta}$	3.6	5.9	5.4	6.9	5.8	1.9
	5.0	6.1	6.3	6.5	3.3	1.4
$\langle M_{imf}\rangle^{\text{no }\Delta}$	3.3	4.9	5.2	6.5	5.7	2.8
	4.4	5.2	6.3	6.6	4.0	2.5

Tabelle A.1: Mittlere IMF–Multiplizitäten in zentralen Au+Be,C,Al–Reaktionen nach INC+SMM–Vorhersagen, einmal mit, einmal ohne Δ–Produktion.

gungsenergie bei vollkommener Unterdrückung der Δ–Produktion durchaus beobachtbare Auswirkungen auf die mittlere IMF–Multiplizität, wie in Tabelle A.1 gezeigt wird. Die mittlere IMF–Multiplizität steigt bei zentralen Au+Be–Kollisionen schwächer an bei einer Erhöhung der Strahlenergie, wenn Nukleonenresonanzen vollkommen ausgeschaltet werden. Die maximale Multiplizität unterscheidet sich bei 800 und 1000 AMeV um nahezu ein IMF. Werden auch die absoluten IMF–Multiplizitäten in SMM überschätzt, so zeigt doch der Vergleich der SMM-Vorhersagen für Kaskadeeingaben mit und ohne Δ–Resonanzen, wie empfindlich auf dem ansteigenden Ast der IMF–Produktion die IMF–Multiplizität von der Anregungsenergie abhängt. Die Unterschiede in den Multiplizitäten werden für Au+C– und Au+Al–Reaktionen schwächer. Ist das Maximum der IMF–Multiplizität erst einmal erreicht, schwindet die Empfindlichkeit, die die absolute IMF–Multiplizität als Maß für die Anregungsenergie hat.

In der Abb. A.6 ist dabei zu erkennen, daß der Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Präfragmentmasse nicht verändert wird, wenn die Δ-Produktion unterdrückt wird. In der Abbildung sind die Kurven der Modellrechnungen ohne Resonanzen um 25 Masseneinheiten verschoben worden. Der Zusammenhang von $\langle E_x/A\rangle$ und $\langle A_0\rangle$ ist bei einer gegebenen Energie unabhängig davon, ob die Resonanzbildung berücksichtigt wurde. Unterschiede zeigen sich in den Anregungsenergien und Massen der Präfragmente in den zentralen Stößen, also im Datenpunkt, der zur jeweils kleinsten Präfragmentmasse gehört.

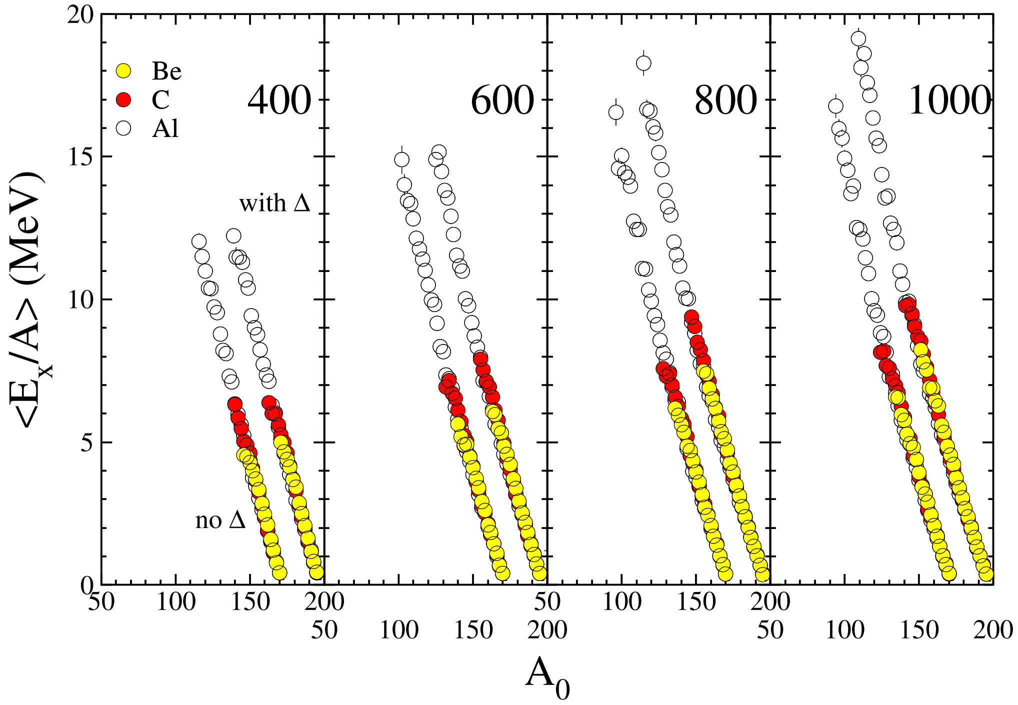

Abbildung A.6:
ISABEL–Vorhersagen für die Anregungsenergie pro Nukleon des Präfragments als Funktion seiner Größe für 400 bis 1000 AMeV Au+Be,C,Al–Reaktionen, einmal mit, einmal ohne Δ–Produktion. Zur Verdeutlichung sind die Modellvorhersagen ohne Resonanzen in der Abbildung um 25 Masseneinheiten nach links verschoben worden.

Literaturverzeichnis

[Ala 88] The ALADIN Collaboration
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π Detector,
GSI-Report **08-88**, (1988)

[Ala 89] The ALADIN Collaboration
The Forward Spektrometer ALADIN
GSI-Nachrichten **02-89**, (1989)

[Bao 93] Bao-An Li, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross
Statistical model analysis of ALADIN multifragmentation data
Phys. Lett. B **303**, 225, (1993)

[Bar 72] V. S. Barashenkov, V. D. Toneev
Interaction of high-energy particles and atomic nuclei with nuclei
Moscow, Atomizdat, 1972 (in Russisch)

[Bar 86] H.W. Bartz, J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical Multifragment of nuclei
(II). Decay of the fragments
Nucl. Phys. **A448**, 753, (1986)

[Ber 88] G.F. Bertsch, S. Das Gupta
A guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions
Phys. Rep. **160,4** , 189, (1988)

[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. **A314**, 136, (1992)

[Bon 85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick, H. Schulz, K. Sneppen
Statistical Multifragment of nuclei
(I). Formulation of the model
Nucl. Phys. **A4434**, 321, (1985)

[Bon 85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical Multifragment of nuclei
(II). Application of the model to finite nuclei disassebbly
Nucl. Phys. **A444**, 460, (1985)

[Bot 85] A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin
Multifragment of nuclei at excitation energies ≈ 10 *MeV/nucleon*
Sov. J. Nucl. Phys. **42,5**, 713, (1985)

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

[Bot 90] A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin
Multifragment break-up of nuclei by intermediate-energy protons
Nucl. Phys. **A507**, 649, (1990)

[Bot 92] A.S. Botvina und I.N. Mishustin
Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions
Phys. Lett. **B 294**, 23, (1992)

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

[Bra 48] H. L. Bradt, B. Peters
Phys. Rev. 74, 1828, (1948)
Phys. Rev. 75, 1779, (1949)
Phys. Rev. 77, 54, (1950)
Phys. Rev. 80, 943, (1950)

[Cam 88] X. Campi
Signals of a phase transition in nuclear multifragmentation
Phys. Lett. **B208**, 351, (1988)

[Cav 81] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D.L'Hôte, J. Poitou, O. Valette
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions
Phys. Rev.C **42**, 1760, (1990)

[Che 68] K. Chen, Z. Fraenkel, G. Friedlander, J.R. Grover, J.M. Miller, Y. Shimamoto
VEGAS: A Monte Carlo Simulation of Intrnuclear Cascades
Phys. Rev **166,4**, 949, (1968)

[Col 81] C.D. Cole and N.T. Porile
Enhanced fragment emission in the interaction of 18.5 GeV ^{12}C ions with complex nuclei
Phys. Rev.C **24,5**, 2038, (1981)

[Cun 81] J. Cugnon, T. Mizutani, J. Vandermeulen
Equilibration in relativistic nuclear collisions: A Monte Carlo calculation
Nucl. Phys. **A352**, 505, (1981)

[Cun 82] J. Cugnon
Intranuclear cascade model. A Review
Nucl. Phys. **A387**, 191c, (1982)

[Des 90] R.T. De Souza, N. Charlin, Y.D. Kim, J. 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 4 π fragment detection array,
Nucl.Instr. and. Methods in Phy.R. **1295**, 109, (1990)

[Des 91] R.T. De Souza, L. Phair, D.R. Bowman, N. Charlin, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y. D. Kim, M. A. Lisa, W.G. Lynch, G. F. Peaslee, M.B. Tsang, H.M. Xu, F. Zhu
Multifragmentaion emission in the reaction $^{36}Ar+^{197}Au$ at E/A=35, 50, 80 and 110 MeV
Phys. Lett. B **268**, 6, (1991)

[Fau 92] M. Fauerbach
Untersuchung zur Projektilfragmentation relativistischer Schwerionen anhand eines Kaskadenmodells
Diplomarbeit, TH Darmstadt (1992)

[Fra 94] Z. Fraenkel,
Kommentar zum ISABEL-Programmpaket
GSI, 1994

[Fra 84] Z. Fraenkel
Review of the intranuclear cascade model for heavy ion reactions
Nucl. Phys.**A428**, 377c, (1984)

[Gai 93] J.J. Gaimard, K.H. Schmidt
A reexamination of the abraison-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction
Nucl. Phys. **A531**, 709, (1991)

[Gol 78] A. S. Goldhaber und H. H. Heckman
High energy interaction of nuclei
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **28**, 161, (1978)

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

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

[Gro 93] D. H. E. Gross, K. Sneppen
Statistical multifragmentation, comparison of two quite successful models
Preprint HMI 1993/P1, Berlin, (1993)

[Gud 79] K.K. Gudima, H. Iwe, V.D. Toneev
High-energy nuclear collisions: Evolution of the compressed zone
J. Phys. G: Nucl. Phys.**5,2**, 229, (1979)

[Hec 72] H.H. Heckmann, D.E. Greiner, P.J. Lindstrom und F.S. Bieser
Phys. Rev. Lett **28**, 926, (1972)

[Hub 91] J. Hubele
Untersuchung der Multi-Fragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei E/A=600 MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Hub 91a] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R. J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C. 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**, 263, (1991)

[Hub 92] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAangelis, H.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, HR.J. Charity
Statistical Fragmentation of Au Projectiles at E/A = 600 MeV
Phys. Rev. **C46**, R1577, (1992)

[Hue 86] J. Hüfner
Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies
Phys. Rep. **125,4**, 129, (1985)

[Jai 91] P. L. Jain, G. Singh und A. Mukhopadyay
Intermediate mass fragment emission by ^{197}Au projectiles at relativistic energfy in nuclear emulsion
Phys.Rev. C **50,2**, 1085, (1994)

[Kau 80] S.B. Kaufmann, E.P. Steinberg, B.D. Wilkins and D.J. Henderson
Target fragmentation of ^{197}Au by relativistic ions
Phys.Rev. C **22,5**, 1987, 1980

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

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

[Kre 93] P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindensruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C. 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. **A556**, 672, (1993)

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

[Kund 94] G. J. Kunde, W.C. Hsi, W.D. Kunze, A. Schüttauf, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, D.R. Bowman, R. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, S. Leray, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, Z. Liu, 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** , 38, (1995)

[Kwi 94] K. Kwiatkowski, W.A. Friedman, L.W. Woo, V.E. Viola, E.C. Pollarco, C. Volant, S.J. Yennello
Energy dissipation and multifragmentation decay in the $^3He +^{nat} Ag$ system
Phys. Rev. C **49,3**, 1516, (1994)

[Bla 92] The LAND detektor
Proposal for a large area neutron detektor,
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546
GSI-Nachrichten 02-89 (1988)

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

[Lip 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 und E. Norbert
Multifragmentation induced by relativistic α projectiles
Phys. Rev. Lett. **72,11**, 1604, (1994)

[Llo 95] W.J. Llope, J.A. Conrad, C.M. Mader, G. Peilert, W. Bauer, D. Craig, E. Gualtieri, S. Hannuschke, R. A. Lacey, J. Lauret, T. Li, A. Nadasen, E. Norbeck, R. Pak, N.B.T. Stone, A.M. Vander Molen, G.D. Westfall, J. Yee and S.J. Yenello
Autocorrelation and intermediate-mass-fragment multiplicities in central heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **51,3**, 1325, (1995)

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

[Met 58a] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm
Monte Carlo Calculation on Intranuclear Cascades. I. Low-energy Studies
Phys. Rev. **110,1**, 185, (1958)

[Met 58b] N. Metropolis, R. Bivins, M. Storm
Monte Carlo Calculation on Intranuclear Cascades. I. High-energy Studies
Phys. Rev. **110,1**, 204, (1958)

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

[Neu 92] M. Neumann
Entwicklung und Effizienzberechnung einer Strahlabschirmung fr Ionisationskammern
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1992)

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

[Ogi 90] C.A. Ogilvie
Proposal for an experiment at GSI, Darmstadt, S022
GSI, Darmstadt, (1990)

[Ogi 91] G.A. Ogilvie, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R. J. Meijer, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngo, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, A. Tucholski
The rise and Fall of Multifragment emission
Phys. Rev. Lett. **67,10**, 1214, (1991)

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

[Pei 94] G. Peilert, H. Stöcker, W. Greiner
Physics of high-energy heavy-ion collisions
Rep. Prog. Phys. **57**, 603, (1994)

[Pha 92] L. Phair, D.R. Bowmann, C.K. Gelbke, W.G. Gong, Y.D. Kim, M.A. Lisa, W.G. Lynch, G.F. Peaslee, R.T. de Souza, M.B. Tsang, F. Zhu, et al.
Impact parameter filters for $^{36}Ar +^{197} Au$ collisions at E/A = 50,80, and 110 MeV
Nucl. Phys. **A548**, 489, (1992)

[Poc 95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wöerner, E. Zude, M.L. Begemann-Blaich, T. Blaich, C. Groß, H. Emling, A. Ferreo, G. Imme, I. Iori, G. 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. Trcinski, W. Trautmann, A. Tucholski, G. Verde. B. Zwieglinski
Probing the nuclear Liquid-Gas Phase Transition
Phys. Rev. Lett. **75,6**, 1040, (1995)

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

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

[Sch 92] K. H. Schmidt, K. Smmerer, H. Geissel, G. Münzenberger, F. Nickel, M. Pfützner, M. Weber
Proton removal in peripheral nuclear collisions at relativistic energies
Nucl. Phys.**A542** , 699, (1992)

[Sch 96] A. Schüttauf,
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1996),
(in Vorbereitung)

[Sch 96] A. Schüttauf, W.D. Kunze, A. Wörner, M.L. 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, P. Kreutz, G. 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, Th. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, A. Trcinski, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude und B. Zwieglinski
Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies
(in Vorbereitung)

[Ser 47] R. Serber
Nuclear Reactions at High Energies
Phys. Rev. **A72**, 1114, (1947)

[Sue 94] K. Sümmerer, private Mitteilung
GSI, 1994

[Sto 86] R. Stock
Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions
Phys. Rep. **135**, 259, (1986)

[Tro 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 collisions
Phys. Rev. C **39**, 729, (1989)

[Tsa 93] M.B. Tsang, W.C. Hsi, W.G. Lynch, D.R. Bowman, C.K. Gelbke, M.A. Lisa, G.F. Peaslee, G.J. Kunde, M.L. Begemann-Blaich, T. Hofmann, J. Hubele, J. Kempter, P. Kreutz, V. Lindenstruth, U. Lynen, M. Mang, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, F. Rosenberger, H. Sann, A. Schüttauf, V. Serfling, J. Stroth, W. Trautmann, A. Tucholski, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski, S. Aiello, G. Imme, V. Pappalardo, G. Raciti, R.J. Charity, L.G. Sobotka, I. Iori, A. Moroni, R. Scardoni, A. Ferreo, W. Seidel, Th. Blaich, L. Stuttge, A. Cosmo, W.A. Friedman, G. Peilert
Onset of Nuclear Vaporization in $^{197}Au +^{197} Au$ *Collisions*
Phys. Rev. Lett. **71**, 1502, (1993)

[Wes 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 Induced Spectra from Relativistic Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **37**, 1202, (1976)

[Wör 95] A. Wörner,
Kritisches Verhalten in der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Yar 79] Y. Yariv, Z. Fraenkel
Intranuclear cascade calculation of high-energy heavy-ion interactions
Phys. Rev. C **20,6**, 2227, (1979)

[Yar 81] Y. Yariv, Z. Fraenkel
Intranuclear cascade calculation of high-energy ion collisions: Effect of interaction between cascade particles
Phys. Rev. C **24,2**, 488, (1981)

[Zud 95] E. Zude,
Masse und Anregungsenergie von Projektilrestkernen im System 600 AMeV Au+Au
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

Danksagung

- Meiner Familie Wolfgang, Heidi, Ulrike und Albrecht Kunze danke ich dafür, daß sie die Geduld nie verloren hat und immer zur Unterstützung bereit war. Meinem Vater danke ich für die Finanzierung des Studiums.
- Herrn Prof. Dr. Uli Lynen danke ich für die Aufnahme in seine Arbeitsgruppe an der GSI in Darmstadt, für die von ihm gebotenen Arbeitsmöglichkeiten sowie für die kritische Diskussion bei der Anfertigung der Doktorarbeit.
- Meinen Zimmerkollegen Jost Lühning, Theo Möhlenkamp, Michael Schnittker und Mohammed Mahi danke ich für eine ruhige und arbeitsintensive Stimmung im Raum, die manchmal von viel Spaß abgelöst wurde.
- Mein besonderer Dank gilt meinen Kollegen Dr. Andreas Wörner und Andreas Schüttauf für lange, intensive Diskussionen über Datenanalyse, Physik und die restlichen Dinge des Lebens.
- Herrn Priv. Doz. Dr. habil. Josef Pochodzalla danke ich für das Interesse an meiner Arbeit, für viele Anregungen bei der Analyse der Daten sowie seine kritische Durchsicht des Manuskripts.
- Frau Dr. Marie-Luise Begemann-Blaich danke ich zum einen für ihre Rechnungen mit dem Statistischen Multifragmentationsmodell MCFRAG von D. Gross, die meinen Rechnungen mit dem SMM-Modell von A. Botvina eine Vergleichsmöglichkeit gaben, zum anderen für eine überaus gründliche Korrektur des Manuskripts.
- Herrn Dr. Walter F.J. Müller danke ich für seine einführende Unterstützung beim Umgang mit der ISABEL–Kaskade und der Durchsicht des Manuskripts. Herrn Priv. Doz. Dr. habil. Wolfgang Trautmann danke ich für sein Interesse an meiner Arbeit. Herrn Dr. Klaus Sümmerer danke ich für seine Kommentare zu meinen Rechnungen mit der ISABEL–Kaskade. Dr. Alexander Botvina danke ich für die Hilfsbereitschaft beim Umgang mit seinem Statistischen Multifragmentationsmodell.
- Frau Doris Nitsch danke ich für eine letzte, gründliche Durchsicht des Manuskripts.
- Allen nicht namentlich aufgeführten Mitgliedern der ALADIN-Kollaboration soll hiermit gedankt werden.
- Den Mitgliedern der GSI-Fußballgruppe danke ich für den wöchentlichen *kick*, der das Arbeiten an der GSI auffrischte.