Inhaltsverzeichnis

Kapitel 1

Einleitung

In Kern-Kern-Stößen bei relativistischen Energien können Eigenschaften von Kernmaterie fernab des Grundzustandes untersucht werden. Dies gilt nicht nur für die hoch angeregte Reaktionszone, sondern auch für die vergleichsweise kalte Spektatormaterie aus peripheren Stößen. Die hier erwarteten Anregungsenergien sollten insbesondere die Untersuchung des Phasenübergangs von flüssiger zu gasförmiger Kernmaterie ermöglichen, der aufgrund der Ähnlichkeit der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung mit der Van der Waals-Kraft erwartet wird [Lam78] [Goo84] [Cug84] [Cur83] [Ber83]. Über das eigentliche Interesse an diesem Phasenübergang hinaus zeichnet sich dieser von anderen potentiellen Phasenübergängen in Kernmaterie [Sie83] dadurch aus, daß zumindest die Existenz der nuklearen Phasen "flüssig" und "gasförmig" gesichert ist: Kerne können als Flüssigkeitstropfen beschrieben werden, wodurch wesentliche Eigenschaften im Grundzustand sowie bei kleinen Anregungsenergien zufriedenstellend erklärt werden. Auf der anderen Seite werden in Kernreaktionen bei hohen Einschußenergien Ausgangskanäle erreicht, bei denen fast ausschließlich freie Nukleonen und leichte Kerne auftreten, d.h. ein gasförmiger Zustand vorliegt. Der Flüssig-Gas Phasenübergang stellt somit den wohl aussichtsreichsten Testfall dar, einen Phasenübergang in endlichen Kernsystemen zu identifizieren und zu charakterisieren.

Um einen Flüssig-Gas Phasenübergang in einem Kern zu induzieren, muß diesem eine thermische Anregungsenergie in der Größenordnung seiner Bindungsenergie von $\mathrm{E}_B \approx 8$ MeV pro Nukleon zugeführt werden. In zentralen, symmetrischen Schwerionenstößen wird dies bei Einschußenergien von 100 MeV pro Nukleon erreicht, wobei die Höhe der maximalen Anregungsenergie pro Nukleon etwa 1/4 der Strahlenergie pro Nukleon beträgt. Allerdings wird in diesen zentralen Reaktionen nur ein Teil der zur Verfügung stehenden Energie in thermische Energie umgesetzt. Etwa die Hälfte der Schwerpunktsenergie findet sich in dem kollektiven, radialen Fluß der Kernmaterie wieder [Rei94][Gob95][Kun95a][FOP95]. Eine Untersuchung des Zusammenhangs zwischen z.B. thermischer Anregungsenergie und

Temperatur wird so durch die mit einer Änderung der Anregungsenergie einhergehenden Variation der kollektiven Flußenergie erschwert.

Erste Experimente der ALADIN-Kollaboration deuten allerdings darauf hin, daß der in einer nicht-zentralen Reaktion erzeugte Projektilspektator – dies ist der Teil des Projektils, der sich nicht in der Überlappzone zwischen Target und Projektil befindet – ebenfalls ausreichend hoch angeregt wird, um in die Gasphase vorzustoßen. Durch die bei hohen Energien kurze Dauer des Anregungsprozesses (die Vorbeiflugszeit der beiden Kerne ist etwa 20 fm/c) sind Erzeugung und Zerfall dieser Spektatoren zeitlich getrennt. Die Targetunabhängigkeit der beobachteten Fragmentverteilungen [Kre92] und die Isotropie der Impulsverteilungen [Lin93] deuten darüber hinaus auf eine thermische Equilibrierung des Projektilrestkerns vor seinem Zerfall hin. Im Gegensatz zu der im Feuerball erzeugten Kernmaterie scheinen kollektive, radiale Flußeffekte innerhalb des (Projektil)spektators keine Rolle zu spielen [Lin93].

Für die Interpretation der beobachteten Aufbruchs-Charakteristika sind – neben Temperatur und Entropie – Masse und Anregungsenergie des Projektilrestkerns von fundamentaler Bedeutung. Eine erste, (nahezu) modellunabhängige Abschätzung von Masse und Anregungsenergie des Projektilspektators anhand der Daten für geladene Fragmente des ALADIN-Experimentes wurde von Campi und Ko-Autoren durchgeführt. Da für die in [Cam94] vorgestellte Analyse keine experimentelle Information über Multiplizität und Impulsverteilung von Neutronen und Wasserstoff-Isotopen im Endzustand vorlag, hängt diese Analyse von Annahmen darüber ab. Die Messung von Multiplizität und mittlerer kinetischer Energie der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen ermöglicht hier eine zuverlässigere Bestimmung von Masse und Anregungsenergie des Projektilrestkerns. Dies ist das hauptsächliche Ziel der vorliegenden Arbeit.

Bei der Massenbilanz ist, gerade im Hinblick auf die bei hohen Anregungsenergien große Anzahl leichter Teilchen im Ausgangskanal, die Kenntnis der Multiplizität von Neutronen und Wasserstoff-Isotopen wesentlich. Die Anregungsenergie schwerer, hoch angeregter Kerne ist eng mit der mittleren Multiplizität evaporierter Neutronen und Protonen korreliert [Gal94] [Fri90]. Die bei Neutronen im Vergleich zu geladenen Teilchen fehlende Coulomb-Barriere bewirkt, daß sich Kerne bei niedrigen Anregungsenergien hauptsächlich durch Neutronenemission abkühlen. Bei hohen Anregungsenergien werden etwa doppelt so viele Neutronen wie Wasserstoff-Isotope emittiert [Fri90].

Experimentell bereitet die Messung von Neutronen jedoch wesentlich mehr Probleme als die geladener Teilchen, was die verhältnismäßig geringe Menge an Neutronen-Daten bei Experimenten zur nuklearen Multifragmentation erklärt. In der letzten Dekade wurden in Experimenten bei intermediären Einschußenergien ($E/A \leq 100$ MeV) am HMI (Berlin), am GANIL (Caen) und am SATURNE (Saclay) 4π-Neutronenkugeln eingesetzt. Die Ergebnisse der Messungen zeigen, daß die Neutronenmultiplizität die Anregungsenergie der Target-ähnlichen Quelle widerspiegelt [Gal94]. Es ergibt sich auch ein monotoner Zusammenhang zwischen Neutronenmultiplizität und der aus der mittleren kinetischen Energie geladener Teilchen ermittelten Temperatur der Quelle. Messungen der Impulsverteilung von Neutronen, die dem Zerfall des Projektilrestkerns zugeordnet werden, zeigen eine Variation der mittleren kinetischen Energie der Neutronen um einen Faktor zwei zwischen peripheren und semi-zentralen Stößen [Mad88]. Demzufolge ist es zur quantitativen Bestimmung der Anregungsenergie des Projektilrestkerns nötig, neben der Multiplizität auch die mittlere kinetische Energie der emittierten Neutronen zu messen.

Um bei der Untersuchung des Zerfalls von Projektilrestkernen durch den gleichzeitigen Nachweis der geladenen Fragmente des Projektilrestkerns und der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen möglichst vollständige Information über den Aufbruch zu erhalten, wurde bei dem vorliegenden Experiment zusätzlich zum ALADIN-Experimentaufbau der Neutronendetektor LAND eingesetzt. Die Messung von Multiplizität und mittlerer Geschwindigkeit der Neutronen ermöglicht es, mit einfachen Annahmen eine vollständige Massen- und Energiebilanz aufzustellen. Außerdem besteht die Aussicht, aus den Transversal- bzw. Longitudinalimpulsverteilungen der Neutronen zusätzliche Erkenntnisse über die Reaktionsdynamik und eventuelle Nicht-Gleichgewichtseffekte bei leichten Reaktionsprodukten zu gewinnen.

In dieser Arbeit wird die Analyse der Neutronendaten für das System Au+Au bei 600 A·MeV vorgestellt. Mit Hilfe der Information über Neutronen und geladene Fragmente werden dann Masse und Anregungsenergie des Projektilrestkerns berechnet. Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: Kapitel 2 zeigt den experimentellen Aufbau. Im 3. Kapitel wird das Verfahren zur Messung der Neutronenmultiplizität vorgestellt. In Kapitel 4 wird die Impulsverteilung der Neutronen sowie die Abhängigkeit von Breite und Mittelwert der Impulsverteilung vom Stoßparameter gezeigt. Im 5. und 6. Kapitel wird die Massen- und Energiebilanz des Projektilrestkerns aufgestellt. Mit Hilfe von einfachen Modellvorstellungen werden in Kapitel 7 Schlußfolgerungen über Anregung und Zerfall des Projektilrestkerns gezogen.

Kapitel 2

Das Experiment

Zur Untersuchung von Projektilfragmentation in Schwerionenreaktionen bei Einschußenergien von einigen hundert MeV pro Nukleon wurde am Schwerionensynchrotron (SIS) der Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) in Darmstadt das ALADIN-Experiment aufgebaut. In diesem Einschußenergiebereich behalten Projektilfragmente weitgehend die Geschwindigkeit des Projektils bei und werden in einen engen Konus im Laborsystem fokussiert. Mit dem ALADIN-Experimentaufbau können nahezu alle Fragmente des Zerfalls des Projektilrestkerns nach Ladung und Impuls analysiert werden. Zur Bestimmung der Multiplizität und der mittleren kinetischen Energie der vom Projektilrestkern oder seiner Fragmente emittierten Neutronen wurde, ebenfalls unter extremen Vorwärtswinkeln, der großflächige Neutronendetektor LAND eingesetzt. Der Experimentaufbau ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

2.1 Detektorsysteme

Es wurden, in Strahlrichtung gesehen, folgende Detektoren verwendet:

Als *Startzähler* zur Bestimmung des Zeitnullpunktes für die Flugzeitmessung wurde ein 76 μm dicker Plastikszintillator (BC418) im Abstand von etwa 1m vor dem Target unter einem Winkel von 45^0 zur Strahlachse positioniert, der von 2 Photomultipliern ausgelesen wird. Für das Startsignal der Ausleseelektronik wird damit eine Zeitauflösung von 60 ps (FWHM) erreicht.

Der Auftreffort des Strahlteilchens auf dem Target wird mit Hilfe eines weiteren Plastikszintillators bestimmt, der sich vor dem Target befand. Er hat die Abmessungen 40·40·0.05 mm^3 und wird an allen vier Seiten von Photomultipliern ausgelesen. Aus den Verhältnis-

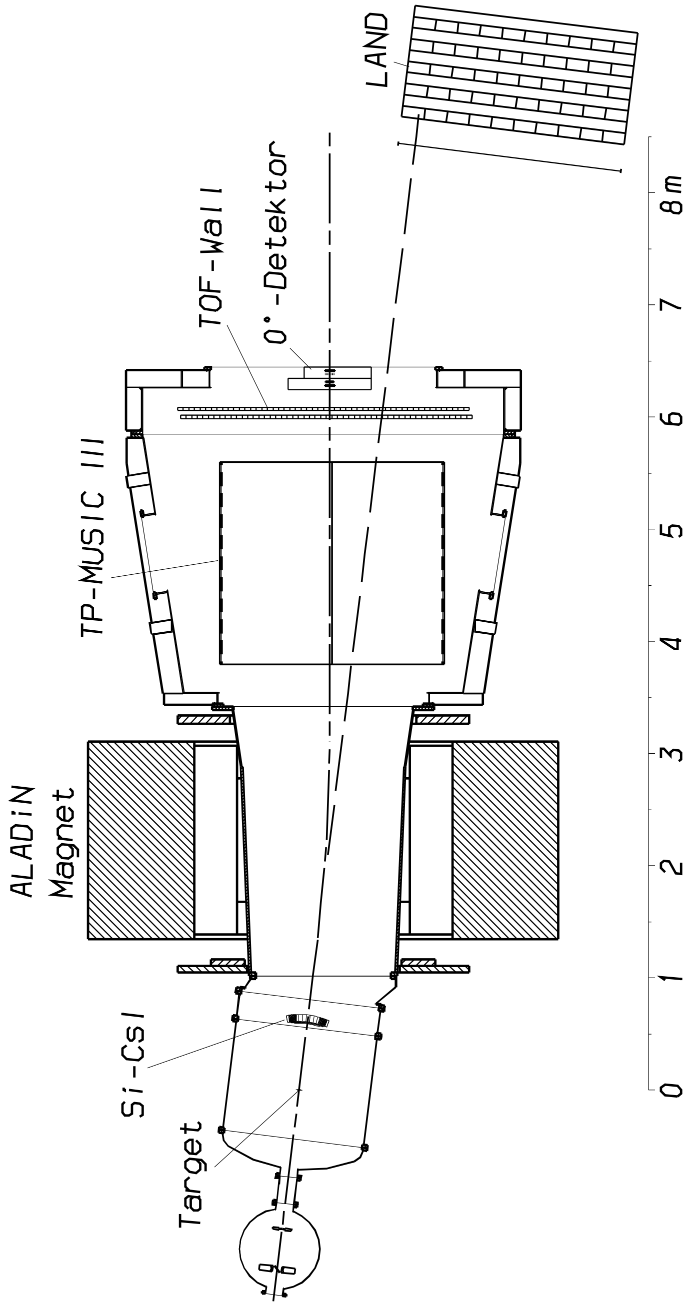

Abbildung 2.1: Aufbau des S114-Experimentes

sen der Energiesignale kann sowohl die vertikale als auch die horizontale Position des Strahlteilchens am Target mit einer Genauigkeit von 1 mm (FWHM) bestimmt werden.

Um Ereignisse zu unterdrücken, bei denen das Strahlteilchen nicht durch das Target geflogen ist, wurde ein *Halo-Detektor* verwendet. Dieser besteht aus einem Plastikszintillator mit einem kreisförmigen Loch von 26 mm Durchmesser.

Das *Si-CsJ-Detektorhodoskop* deckt den Winkelbereich $9^0 \leq \theta_{horiz} \leq 15^0$ in horizontaler Richtung, sowie $5^0 \leq \theta_{vert} \leq 16^0$ in vertikaler Richtung ab. Es ist aus 84 Modulen zusammengesetzt. Es mißt vorwiegend Teilchen vom "fireball" und ermöglicht Aussagen über dessen Größe. Mit dem Si-CsI-Detektorhodoskop wird ebenfalls der (geringe) Anteil an leichten Fragmenten des Projektilrestkerns, die nicht im Akzeptanz-Bereich des ALADIN-Magneten emittiert werden, nachgewiesen.

Im ALADIN-*Dipolmagnet* werden diejenigen geladenen Fragmente, die unter Winkeln von $-10^0 \leq \theta_{horiz} \leq 10^0$ in horizontaler Richtung bzw. $-5^0 \leq \theta_{vert} \leq +5^0$ in vertikaler Richtung emittiert werden, entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit horizontal abgelenkt. Aus der rekonstruierten Bahn, der Ladung und der Flugzeit wird die Masse der Fragmente bestimmt. Das Biegevermögen beträgt maximal 2.3 Tm. Bei der Messung wurde der Strahl um 7.3^0 abgelenkt.

In der *TP-MUSIC*-Kammer ("Time Projection MUltiple Sampling Ionisation Chamber") werden Ladung und Trajektorie der Fragmente hinter dem Magneten bestimmt. Ein die Kammer durchquerendes geladenes Teilchen ionisiert entlang seiner Bahn Atome des Zählgases. Die dabei freigesetzten Elektronen driften zu den seitlich angebrachten 48 senkrechten Anodenstreifen. Diese werden mit Hilfe von "Flash"-ADCs ausgelesen, so daß der zeitliche Verlauf der einzelnen Anodensignale gespeichert wird. Dies erlaubt die Erkennung von Mehrfachtreffern. Aus dem Amplitudenverlauf der Signale wird die Ladung Z des Fragmentes bestimmt, wobei eine Auflösung von $\Delta Z = 0.5$ (FWHM) erreicht wird [Rub95]. Die untere Ladungsschwelle des Detektors ist $Z \simeq 8$. Aus der Driftzeit wird die horizontale Position der Primärionisation bestimmt.

Zur Messung der vertikalen Position der Fragmente und zur Isotopenbestimmung leichterer Fragmente werden zusätzlich 18 *Proportionalzähler* benutzt. Die Anodendrähte sind durch Widerstände miteinander verbunden und werden am oberen und unteren Ende ausgelesen. Aus den Amplituden der beiden Signale ergibt sich die vertikale Position des Energieverlustes. Es wird eine Ladungsauflösung von $\Delta Z \simeq 0.8$ bei einer unteren Schwelle von $Z \geq 2$ erreicht [Möh95].

Die Flugzeit der geladenen Fragmente wird mit einer *TOF-Wand* ("Time of flight") gemessen. Diese besteht aus 2 Ebenen zu je 96 Detektoren. Die beiden Ebenen sind in etwa 6 m Abstand zum Target hintereinander plaziert. Jeder Detektor besteht aus einem 1.1 m hohen, 2.5 cm breiten und 1 cm dicken Plastikszintillator, der an seinen Enden von 2

Photomultipliern ausgelesen wird. Aus der Zeitdifferenz der Photomultipliersignale wird der Ort der Energiedeposition mit einer Auflösung von $\Delta y \simeq 5$ cm gemessen. Aus den Amplituden wird die Ladung des Fragmentes bestimmt. Die Ladungsauflösung ist $\Delta Z = 0.5$ für Helium-Kerne bzw. $\Delta Z = 1.4$ für $Z \geq 20$ [Wör95]. Die Flugzeit des Fragmentes ergibt sich, nach walk-Korrektur, aus dem Mittelwert der beiden Signale mit einer Auflösung von 0.2 ns (FWHM) für leichte Fragmente bzw. 0.1 ns (FWHM) für schwere. Eine durch die verwendeten CFDs ("constant fraction discriminator") gegebene untere Schwelle auf die Energiesignale beschränkt den Nachweis auf etwa 70 % der auf den Detektor auftreffenden Protonen [Sch95].

Für die Projektile, die keine Wechselwirkung im Target verursacht haben, wurde unter 7.3^0, entsprechend der Ablenkung im Magnetfeld, ein *0^0-Zählersystem* verwendet. Dazu wurden die mittleren Module des TOF-Detektors unterbrochen. Der Detektor besteht aus einem 4 mm dicken Plastikszintillator, der von 4 Photomultipliern ausgelesen wird, gefolgt von einem 300 μm starken Silizium-Streifendetektor sowie einem Gitter aus $2 \cdot 2$ mm^2 Szintillator-Fasern. Der 0^0-Zähler wird hauptsächlich für den Trigger der Datenaufnahme verwendet.

Der *Neutronendetektor* LAND war in einem Abstand von 890 cm zum Target aufgestellt, wobei der Mittelpunkt seiner Frontfläche um 69 cm seitlich zur Strahlachse versetzt war. Die Polschuhe des ALADIN-Magneten schirmen die Bereiche des Detektors, die oberhalb von +64 cm bzw. unterhalb von -64 cm bezogen auf die Mitte des Detektors liegen, vom Target ab. Der Detektor deckt einen Winkelbereich von $-2.2^o \leq \theta_{horiz} \leq 11.0^o$ in horizontaler Richtung und $-4.1^o \leq \theta_{vert} \leq 4.1^o$ in vertikaler Richtung ab. Die Funktionsweise des Neutronendetektors wird im folgenden Abschnitt ausführlicher beschrieben.

2.2 Der Neutronendetektor LAND

Zum Nachweis von Neutronen im Energiebereich 100 MeV $\leq E_n \leq$ 2 GeV bei Experimenten zur Projektilanregung in relativistischen Schwerionenreaktionen am SIS-Beschleuniger der GSI wurde 1990 der großflächige Neutronendetektor LAND ("Large Area Neutron Detector") [Bla92] in Betrieb genommen. Dieser ermöglicht die Messung der Anzahl sowie der individuellen Impulse von bis zu etwa 4 vom Projektilrestkern emittierten Neutronen, die aufgrund der hohen Einschußenergien in einen engen Vorwärtswinkelbereich fokussiert werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen mit Energien oberhalb 400 MeV ist größer als 90 %.

Der Neutronennachweis mit Hilfe des LAND-Detektors basiert auf dem Nachweis des hadronischen Schauers, der von einem hochenergetischen Neutron ausgelöst wird, wenn es auf das Detektormaterial trifft. Ein Neutron, das mit einem Atomkern des Detektormate-

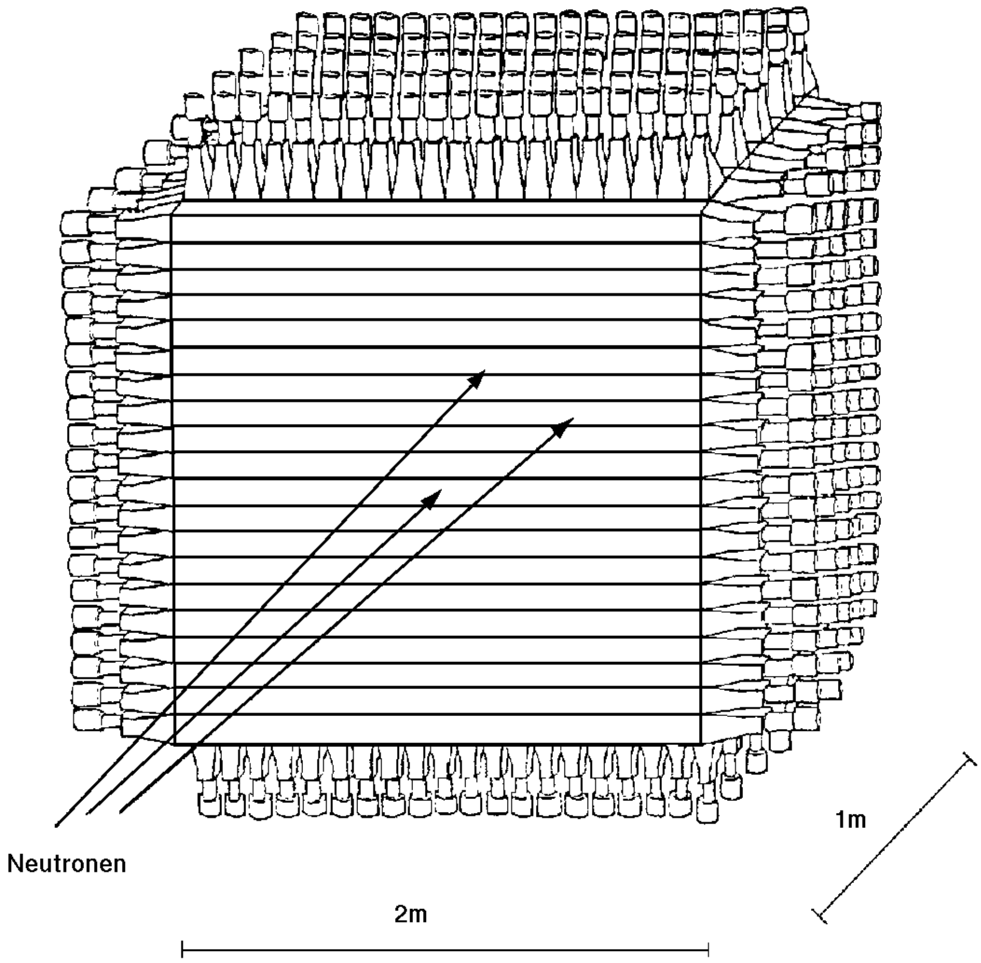

Abbildung 2.2: Aufbau des “Large Area Neutron Detectors” (LAND)

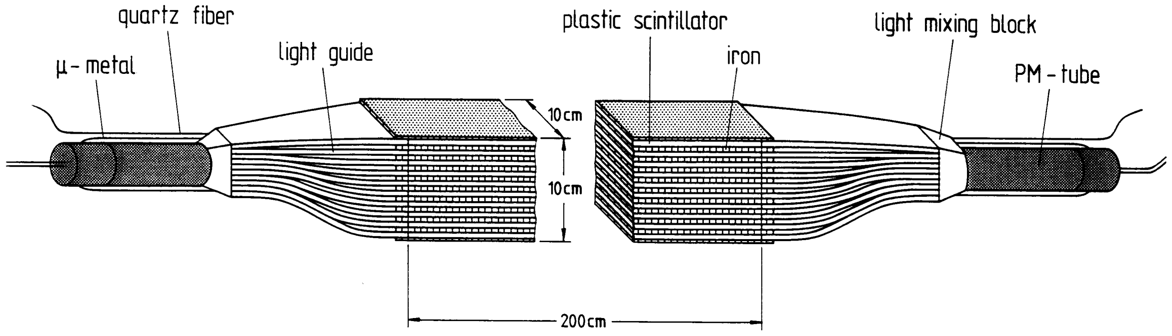

Abbildung 2.3: Ein “Paddle” des LAND-Detektors

rials wechselwirkt, schlägt geladene Teilchen sowie Sekundärneutronen aus diesem heraus. Dabei können Reaktionsprodukte der ersten Wechselwirkung an einer anderen Stelle im Detektor eine weitere hadronische Wechselwirkung verursachen. Die geladenen Teilchen werden über ihren Energieverlust in Szintillatormaterial nachgewiesen.

Ein einzelnes Modul, ein sogenanntes “Paddle”, besteht aus 9 Eisenschichten mit den Abmessungen $200 \cdot 10 \cdot 0.5$ cm^3, die zwischen 10 Schichten Plastikszintillator BC 408 mit denselben Abmessungen liegen. Diese sind über Lichtleiter mit zwei 12-stufigen Photomultipliern XP2262 (Fa. Philips) an den Enden des Paddles verbunden. Verpackt ist die aktive Fläche des Moduls mit zwei jeweils 0.25 cm dicken Eisenschichten. 20 Paddles nebeinander bilden eine Ebene mit $2 \cdot 2$ m^2 Frontfläche. Insgesamt besteht der Detektor aus 10 Ebenen, die jeweils um 90^0 relativ zur benachbarten Ebene gedreht sind, und ist somit 1m tief; dies entspricht mehr als 3 Abschwächungslängen für Neutronen mit 700 MeV kinetischer Energie. Jedes Photomultipliersignal wird aufgeteilt und über einen TDC (“time to digital converter”, FASTBUS) sowie einen QDC (“charge sensitive analog to digital converter”, FASTBUS) ausgelesen. Aus den beiden Zeitsignalen t_1, t_2 und den beiden Energiesignalen E_1, E_2 erhält man Zeit, Ort und sichtbare Energie der dazugehörigen Wechselwirkung:

$$t = \frac{1}{2} \cdot (t_1 + t_2) \tag{2.1}$$

$$x_t = \frac{c_{light}}{2} \cdot (t_1 - t_2) \tag{2.2}$$

$$E_{vis} = 2 \cdot \sqrt{E_1 \cdot E_2} \cdot exp(-\frac{l}{2\lambda}) \tag{2.3}$$

Dabei ist c_{light} die Lichtausbreitungsgeschwindigkeit und λ die Lichtabschwächungslänge im Paddle. Die Probleme, die sich aus einer zweifachen Wechselwirkung in einem Paddle ergeben, einem "Doppeltreffer", werden in Kapitel 3 erörtert. Alternativ, falls zum Beispiel eines der Zeitsignale fehlt, kann der Ort der Wechselwirkung im Paddle auch aus dem Verhältnis der beiden Energiesignale bestimmt werden:

$$x_E = \frac{\lambda}{2} \cdot ln(\frac{E_1}{E_2}) \tag{2.4}$$

Für kleine Neutronenmultiplizitäten kann man die einzelnen Paddle-Signale entsprechend ihrer Orts- und Zeitinformation hadronischen Schauern zuordnen [Kel92]. Der Impuls eines einfallenden Neutrons ist dann durch Ort und Zeit der ersten Wechselwirkung innerhalb des Schauers gegeben (TOF-Methode). Typischerweise befinden sich mehr als 80% der sekundären Wechselwirkungen eines Neutrons mit 600 MeV Energie im Detektor in einem zylinderförmigen Volumen mit einem Durchmesser von 40 cm und einer Tiefe von 60 cm nach hinten, bzw. 15 cm nach vorne, bezogen auf die zeitlich erste Wechselwirkung [Lei93a]. Für Wechselwirkungen, die sich außerhalb dieses Volumens befinden, reicht die Orts- und Zeitauflösung des Detektors aus, um festzustellen, ob es sich um die Wechselwirkung eines aus diesem Volumen quasi-elastisch gestreuten Neutrons handeln kann, das zu demselben Schauer gehört, oder ob ein weiteres Neutron den Detektor getroffen hat. Auf diese Weise können die Impulse von bis zu etwa 4 Neutronen bestimmt werden, wobei dieser Wert von Impulsverteilung und Energie der Neutronen abhängt. Im vorliegenden Experiment treten jedoch wesentlich höhere Neutronenmultiplizitäten auf, so daß eine Schauererkennung nicht möglich ist. Die hier angewandte Methode zur Messung der Neutronenmultiplizität wird in Kapitel 3 dargestellt; die Methode zur Bestimmung der Neutronenimpulsverteilung wird in Kapitel 4 erläutert.

Zur Identifizierung geladener Teilchen, die auf den Detektor treffen und ebenfalls Schauer auslösen können, wurde ein 'Veto'-Detektor aufgebaut, dessen Frontfläche die des Neutronendetektors überdeckt. Dieser besteht aus 2 Ebenen mit je 20 Szintillatorschichten mit den Maßen $200 \cdot 10 \cdot 0.5$ cm^3, die ebenfalls an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen werden. Die beiden Ebenen sind um 90^0 gegeneinander gedreht, so daß die aufgrund der Ritzen zwischen den Szintillatoren inaktive Fläche 4 % reduziert werden konnte. Für Wasserstoff- und Helium-Kerne wird Ladungstrennung erreicht [Lei93a].

Bei dem in dieser Arbeit vorgestellten Experiment wurde LAND so aufgestellt, daß geladene Fragmente, die von der Reaktion des Projektils im Target stammen, durch den ALADIN-Magnet vom Neutronendetektor abgelenkt werden. Der Untergrund an (geladenen und ungeladenen) Teilchen, die durch Reaktionen der Fragmente im Material hinter dem Target entstehen und dann auf den Neutronendetektor treffen, wird integral bestimmt und abgezogen (siehe Abschnitt 3.4), so daß auf die Analyse der Daten des "Veto"-Detektors verzichtet wurde.

Zur Untersuchung des Detektor-Response auf einzelne Neutronen wurde ein Experiment durchgeführt, bei dem die durch Coulomb-Aufbruch von relativistischen Deuteronen in einem Blei-Target freigestzten Neutronen mit LAND nachgewiesen wurden (siehe Abschnitt 3.1).

2.3 Trigger und Ereignisselektion

Mit Hilfe der Trigger-Elektronik wurden Daten unter verschiedenen Bedingungen an die Signale der einzelnen Detektoren aufgenommen, von denen hier nur der Strahl- ("good beam") und der Wechselwirkungs- ("interaction-") Trigger erwähnt seien:

- Beim Strahltrigger wird verlangt, daß ein Signal vom Startdetektor vorliegt, dessen Amplitude größer ist als 3/4 der Amplitude eines Signals vom Projektil.
- Beim Wechselwirkungstrigger wird, zusätzlich zum Vorliegen eines "good beam"-Signals, gefordert, daß im 0^0-Zählersystem kein Teilchen mit einer Ladung größer als Z≈60 nachgewiesen wurde, und außerdem mindestens ein Signal vom Si-CsI-Detektorhodoskop vorliegt. Durch diese beiden Bedingungen werden Kernreaktionen im Target selektiert, wobei sehr periphere Reaktionen unterdrückt werden.

Bei der Analyse werden Ereignisse durch zusätzliche Software-Bedingungen charakterisiert. In früheren Arbeiten wurde gezeigt, daß die Observable Z_{bound}, dies ist die Summe der Ladungen aller nachgewiesenen Fragmente des Projektilrestkerns mit Ausnahme der Protonen, gut geeignet ist, die Reaktionen entsprechend ihrem Stoßparameter zu selektieren [Hub92] [Kre92]. Es zeigt sich [Kun95], daß die zusätzliche Verwendung der größten in einem Ereignis nachgewiesenen Ladung Z_{max} der Fragmente des Projektilrestkerns die Ereignischarakterisierung verbessert.

2.4 Kalibrierung des Neutronendetektors

Zur intrinsischen Kalibrierung des Neutronendetektors werden Ereignisse benutzt, bei denen ein geladenes Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor durchquert. Diese ermöglichen die Bestimmung der Zeitnullpunkte der Photomultipliersignale relativ zu einem Referenz-Photomultipliersignal, der Verstärkungsfaktoren für die sichtbare Energie, der Lichtabschwächungslänge sowie der effektiven Lichtausbreitungsgeschwindigkeit der einzelnen Paddles. Durch Anwendung der in [Lei93a] genauer beschriebenen Analyse-Routinen konnte eine intrinsische Kalibrierung von 184 der 200 Padlles des Detektors

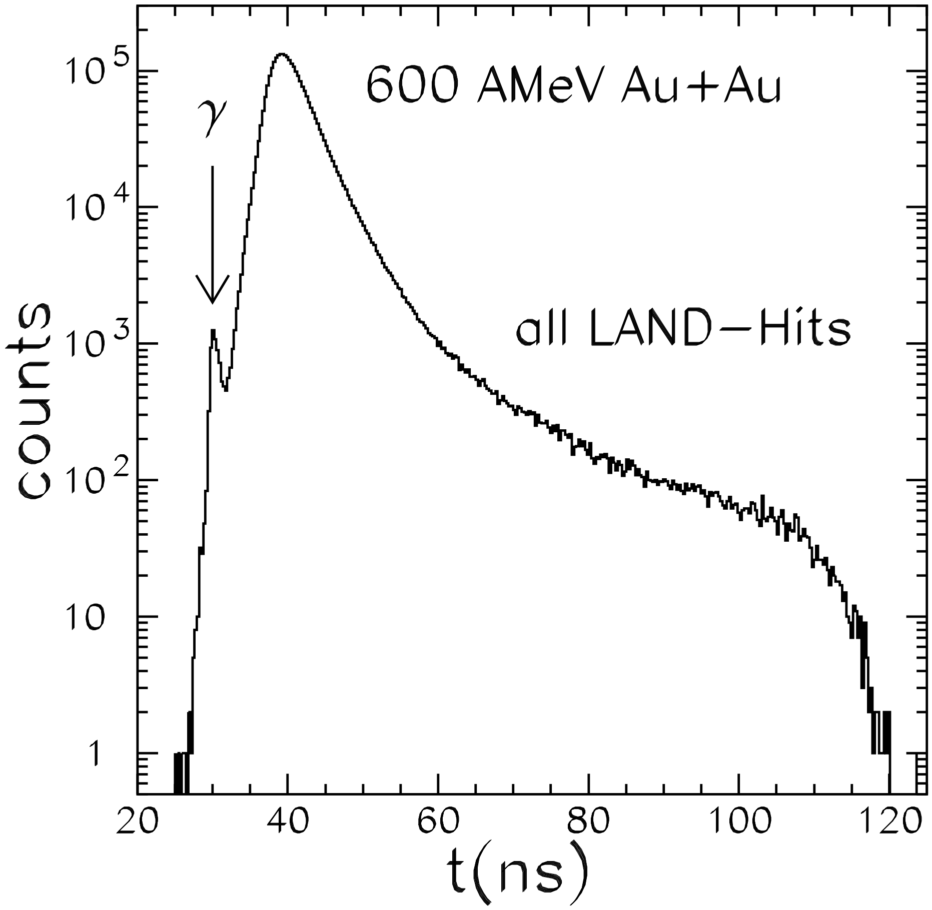

Abbildung 2.4: Zeit-Spektrum aller Treffer in LAND

durchgeführt werden. Die Verstärkungsfaktoren bzw. Zeitnullpunkte der übrigen Paddles konnten mit diesen automatischen Routinen nicht kalibriert werden, teils aus Gründen der Statistik, teils aufgrund mangelhafter oder fehlender Energie- oder Zeitsignale einzelner Photomultiplier. Hier wurden die Verstärkungsfaktoren bzw. Zeitnullpunkte durch Vergleich der Energie- bzw. Zeitspektren mit denen benachbarter Paddles bestimmt.

Die Bestimmung der Impulse der Neutronen erfordert die Kenntnis der Flugzeit zwischen der Reaktion im Target und dem Nachweis im Neutronendetektor. Der Zeitpunkt der Reaktion im Target wird mit Hilfe des Startdetektors bestimmt. Die absolute Zeiteichung wird mit Hilfe von hochenergetischen Photonen, die von der Reaktion im Target herrühren und im Neutronendetektor nachgewiesen werden, durchgeführt. Abbildung 2.4 zeigt die zeitliche Verteilung aller Treffer im LAND für das System Au+Au bei 600 A·MeV. Der absolute Zeitoffset ist so bestimmt, daß das den Photonen entsprechende Maximum im Geschwindigkeitsspektrum bei β=1 liegt. Der Anteil der Treffer im Photonen-peak ist kleiner als 0.2%. Es ergibt sich eine Zeitauflösung für Photonen von $\sigma_t^{(\gamma)}$=360 ps. Entsprechend den Ergebnissen eines Testexperimentes [Bla92] liegt die Zeitauflösung für Neutronen bei

$\sigma_t^{(n)} \simeq 400$ ps.

Kapitel 3

Bestimmung der Neutronenmultiplizität

Die Anzahl der Neutronen, die innerhalb eines Ereignisses den Neutronendetektor getroffen haben, wird bei kleinen Neutronenmultiplizitäten $M_n \leq$ 4-5 durch Anwendung eines Schauererkennungsalgorithmus bestimmt: Entsprechend ihrer räumlichen und zeitlichen Verteilung im Detektor werden die nachgewiesenen Wechselwirkungen einzelnen Neutronenschauern zugeordnet [Kel92]. Bei höheren Neutronenmultiplizitäten ist, aufgrund der überlappenden Schauer der Neutronen im Detektor, eine solche Zuordung zwischen Wechselwirkungen und hadronischen Schauern nicht möglich. Hier kann man jedoch auf die globalen Parameter des Detektoransprechverhaltens zurückgreifen: Die gesamte in einem Ereignis im Detektor nachgewiesene Energie E_{vis} ("visible energy"), sowie die Anzahl der Paddles, in denen eine Wechselwirkung nachgewiesen wurde, die "Treffermultiplizität" NHit.

Die Idee des kalorimetrischen Nachweises von Teilchen ist es, diese abzustoppen und die dabei frei werdende Energie nachzuweisen, wodurch die Gesamtenergie der einfallenden Teilchen bestimmt wird. Ist die Energie der Teilchen sehr hoch, kommt es zur Ausbildung von Schauern, bei denen das Primärteilchen bei der ersten Wechselwirkung mehrere Sekundärteilchen erzeugt bzw. aus dem Detektormaterial herausschlägt. Diese verursachen dann solange weitere Wechselwirkungen, bis die Energie der jeweiligen Sekundärteilchen zu klein wird. Bei Detektoren zum Nachweis der elektromagnetischen Schauer von hochenergetischen Photonen, Elektronen oder Positronen werden durch Paarbildung der (primären oder sekundären) Photonen im Coulomb-Feld eines Kerns Teilchen erzeugt. Bei hochenergetischen hadronischen Schauern werden Teilchen (hauptsächlich Pionen) durch hadronische Wechselwirkung des einfallenden Teilchens mit Kernen erzeugt. Hier wird der Zusammenhang zwischen der im Detektor sichtbaren Energie und der kinetischen Energie des Primärteilchens durch die Eichung mit Teilchen bekannter

Energie hergestellt. Er ist bei Energien $E_{kin} \gg 1$ GeV typischerweise linear [Kle87]. Um die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit im Detektor möglichst groß zu machen, muß zum einen der Detektor möglichst tief sein, zum anderen muß massives Material mit einer kleinen Abschwächungslänge λ_{abs} und somit einer hohen Reaktionswahrscheinlichkeit verwendet werden, das als passives "Konvertermaterial" dient. Um andererseits einen möglichst großen Anteil der im Detektor deponierten Energie nachzuweisen, wird ein hoher Anteil von aktivem Detektormaterial angestrebt, meist Plastik- oder Flüssigszintillator. Diese beiden Anfordungen werden durch eine Sandwich-Struktur aus passivem Konvertermaterial und aktivem Szintillatormaterial erfüllt. Je kleiner die Schichtdicke, um so größer ist einerseits der Anteil der im aktiven Detektormaterial nachgewiesenen niederenergetischen Reaktionsprodukte, umso schwieriger ist andererseits jedoch die Herstellung. Die Energieauflösung des Detektors ist bestimmt durch die Fluktuationen bei der Erzeugung sowie beim Nachweis der Sekundärteilchen. Bei kleineren Energien ($E \leq 1$ GeV) spielt die Erzeugung von Pionen eine untergeordnete Rolle. Der hadronische Schauer besteht hier im wesentlichen aus leichten Teilchen, die aus Kernen herausgeschlagen werden. Für den LAND-Detektor, der mit seiner Schichtdicke d = 0.5 cm und seiner Tiefe von 1m ($\geq 3\lambda_{abs}$) den Anforderungen an ein Kalorimeter für Neutronen mit Energien $E_{kin} \leq$ 2 GeV genügt, wurde eine kalorimetrische Auflösung von $\sigma(E)/E = 0.54/\sqrt{E(GeV)}$ für Neutronen mit 680 MeV Energie bestimmt [Zud91].

Ist die Energie der nachzuweisenden Neutronen bekannt, so kann die gesamte im Detektor nachgewiesene Energie dazu benutzt werden, die Anzahl der einfallenden Neutronen zu bestimmen. Da die Geschwindigkeit der Fragmente des Projektilrestkerns in peripheren Schwerionenreaktionen höchstens geringfügig von der Geschwindigkeit des Projektils abweicht, kann das gleiche auch für die vom Projektilrestkerns bzw. seinen Fragmenten emittierten Neutronen angenommen werden. Diese Annahme kann mit Hilfe der Flugzeit-Information des LAND-Detektors quantifiziert werden (Kapitel 4).

3.1 Eichdaten

Zur Untersuchung des Ansprechverhaltens des LAND-Detektors auf einzelne Neutronen wurde im Frühjahr 1992 ein Experminent mit einem Deuteronenstrahl des SIS-Beschleunigers durchgeführt. Es wurde mit Strahlenergien von (70),170,270,470,600,800 und 1050 A·MeV gemessen. Die Deuteronen trafen zuerst auf einen Strahldetektor und danach auf ein Blei- bzw. Kohlenstoff-Target. Dahinter wurde der ALADIN-Magnet benutzt, um sowohl den Primärstrahl als auch die Protonen, die beim Aufbruch des Deuterons im Target unter kleinen Vorwärtswinkeln emittiert wurden, abzulenken, so daß sie nicht auf den Neutronendetektor trafen. Dieser war in einem Abstand von 1092 cm zum Target unter 0^o zur Strahlachse aufgestellt. Protonen und Deuteronen wurden in zwei separaten Plastikszintillatoren nachgewiesen, wobei nur Ereignisse analysiert wurden, bei denen das Proton ungefähre Projektilgeschwindigkeit besaß. Ein Neutronenereignis im LAND wird charakterisiert durch ein Signal des Strahldetektors, den Nachweis eines Protons im Protonendetektor, sowie mindestens eine nachgewiesene Wechselwirkung im LAND-Detektor. Für das Blei-Target zeigt die Ortsverteilung der ersten Wechselwirkungen im Neutronendetektor, daß der überwiegende Teil der Neutronen durch Coulomb-Aufbruch der Deuteronen freigesetzt wird, was zu einer schmalen, gaußförmigen Verteilung führt. Außerdem wird eine breite Komponente von Neutronen beobachtet, die eine geringe Intensität hat und von einer nuklearen Wechselwirkung des Deuterons stammt.

Durch einen Fehler in der Ausleseelektronik wurde die Information über den Energieinhalt der Photomultipliersignale verfälscht. Die Zeitinformation ist davon unbeeinträchtigt, so daß die Orte und Zeiten der Wechselwirkungen im Detektor analysiert werden können (vgl. Glg. 2.2, Kapitel 2).

Die Daten des Eichexperimentes können zur Untersuchung der Parameter der hadronischen Schauer, die durch Neutronen bekannter Energie im Detektor ausgelöst werden, benutzt werden. So kann der bereits existierende Schauererkennungsalgorithmus optimiert werden. Zur möglichst realitätsnahen Simulation von Ereignissen mit mehreren Neutronen gleichzeitig, sowie zur Berücksichtigung der Orts- bzw. Geschwindigkeitsverteilung der einfallenden Neutronen, entsprechend den Gegebenheiten in einem speziellen Experiment, wurde ein Paket von FORTRAN-Routinen erstellt und in das Analyseprogramm eingebunden, das im folgenden Abschnitt beschrieben wird.

3.2 Eventmixing

Treffen mehrere Neutronen gleichzeitig auf den Detektor, so überlagern sich die von ihnen ausgelösten hadronischen Schauer. Um ein solches Ereignis zu simulieren, werden daher die Daten von mehreren Ereignissen mit jeweils einem Neutron im Detektor zu einem "Mehrfach-Neutronen"-Ereignis überlagert, indem die einzelnen Photomultipliersignale dieser Ereignisse zu einem neuen Ereignis zusammengefaßt werden, das dann mit der Standard-Analyse-Software analysiert werden kann. Die einzige dabei auftretende Komplikation ist die, daß ein bestimmtes Paddle jeweils in zwei verschiedenen Ereignissen angesprochen haben kann, was dem Vorliegen von zwei Wechselwirkungen, die zu unterschiedlichen Neutronen-Schauern gehören, in ein und demselben Paddle entspricht. Um für einen solchen "Doppeltreffer" aus der Energie- und Zeitinformation der einzelnen Wechselwirkungen auf die Energie- und Zeitinformation der beiden Photomultiplier beim gleichzeitigen Vorliegen beider Wechselwirkungen zu schließen, wird von folgenden Annahmen ausgegangen (siehe Abb. 3.1):

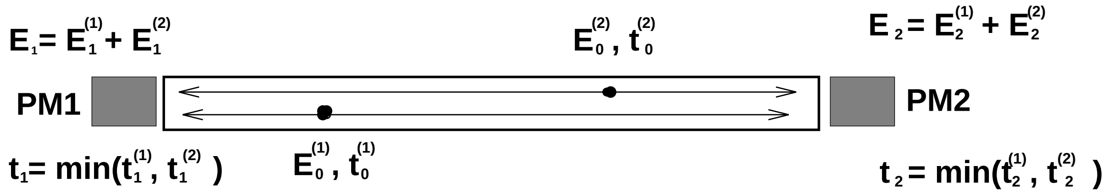

Abbildung 3.1: Doppeltreffer in einem Paddle.

- Der Energieinhalt des "gemischten" Photomultipliersignals entspricht der Summe der beiden Energien der einzelnen Photomultiplier:

$$E_i^{mix} = E_i^{1.Event} + E_i^{2.Event} \qquad ,i = 1,2 \tag{3.1}$$

  Diese Annahme ist unkritisch, da Sättigungseffekte der in einem einzelnen Paddle sichtbaren Energie erst bei sichtbaren Energien der oberhalb 30 MeV beobachtet werden [Lei93b].

- Der Zeitpunkt, der dem Auftreffen des Szintillatorlichtes auf dem Photomultiplier zugeordnet wird, entspricht dem frühesten Zeitpunkt in beiden Einzelereignissen:

$$t_i^{mix} = min(t_i^{1.Event}, t_i^{2.Event}) \qquad ,i = 1,2 \tag{3.2}$$

  Diese Annahme ist nicht trivial, da der Zeitpunkt, der einem Photomultiplier zugeordnet wird, im Experiment mit Hilfe eines CFDs ("constant fraction discriminator") bestimmt wird: Maßgebend ist der Zeitpunkt, bei dem das Signal einen bestimmten (für alle Signale gleichen, konstanten) Bruchteil seiner maximalen Amplitude besitzt. Liegt nun ein Signal vor, das die Summe zweier zeitlich versetzter einzelner Signale bildet, so ist die Reaktion des CFD schwer vorauszusagen, zumindest für Signale mit geringer zeitlicher Verzögerung.

Sowohl die Schauererkennung als auch die kalorimetrischen Parameter des Detektoransprechverhaltens hängen von der Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der einfallenden Neutronen im jeweiligen Experiment ab. Um diese berücksichtigen zu können, wird es ermöglicht, die Daten für Ein-Neutronen-Ereignisse des Eichexperimentes horizontal, vertikal und in der Zeit zu verschieben. Dies geschieht derart, daß zunächst, entsprechend einer durch Mittelwert und Standardabweichung gegebenen gaußförmigen Ortsverteilung der Auftreffort des Neutrons vorgegeben wird. Dann werden alle Wechselwirkungen im vorliegenden Ereignis um die Differenz zwischen vorgegebenem Ort und dem Ort der ersten Wechselwirkung im ursprünglichen Ereignis verschoben. Geschieht die Verschiebung entlang eines Paddles, so werden Energie- und Zeitsignale dieses Paddles entsprechend den Zusammenhängen in den Gleichungen 2.1, 2.2 und 2.3 in Kapitel 2 modifiziert. Ist die Verschiebung senkrecht zum Paddle durchzuführen, so wird lediglich die Nummer des Paddles innerhalb der Ebene verändert. Bei der Berücksichtigung der Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen wird analog vorgegangen. Es ist möglich, eine Bedingung auf den Auftreffort der Neutronen beim Eichexperiment zu setzen, so daß nur solche Ereignisse geschoben werden, bei denen der horizontale bzw. vertikale Abstand der ersten Wechselwirkung zum Rand des Detektors ein Minimum nicht unterschreitet. Dadurch wird verhindert, daß "unvollständige" Neutronenereignisse, bei denen ein Teil der Sekundärteilchen des Schauers den Detektor seitlich verlassen haben, durch Verschieben in die Mitte des Detektors zu unphysikalischen Ereignissen gemacht werden.

Die Effizienz ϵ für den Nachweis eines Neutrons wird bei der Simulation eines Mehrfach-Neutronen-Ereignisses dadurch berücksichtigt, daß mit der Wahrscheinlichkeit (1-ϵ) einzelne Neutronenereignisse verworfen werden.

Die Zeitauflösung σ_t^{exp} des Detektors wird dadurch berücksichtigt, daß bei der Simulation der gewünschten Neutronen-Geschwindigkeitsvertilung die Zeit der ersten Wechselwirkung im Detektor gaußförmig verteilt wird mit der Breite (Standardabweichung) $\sigma_t = \sigma_t^{exp}$.

Die Struktur dieser Software ist im Anhang A dargestellt.

3.3 Eichung der Neutronenmultiplizität für E_{kin} = 600 MeV

Die eigentliche Idee der kalorimetrischen Bestimmung der Neutronenmultiplizität besteht in der Verwendung der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie E_{vis}. Als weiterer Parameter steht jedoch auch die Anzahl der nachgewiesenen Wechselwirkungen ("Treffer") zur Verfügung. Für Neutronen mit kinetischer Energie E_{kin}=680 MeV wurde in einer anderen Arbeit [Zud91] eine mittlere Treffermultiplizität von NHit=2.9 bestimmt. Die Breite der Treffermultiplizitäts-Verteilung betrug σ_{NHit}=1.2. Für die gesamte sichtbare Energie E_{vis} ergab sich: E_{vis}=41 MeV und $\sigma_{E_{vis}}$=27 MeV. Die relativ zum Mittelwert geringere Breite der Verteilung bedeutet, daß — zumindest bei kleinen Neutronenmultiplizitäten — die Verwendung der Treffermultiplizität zu einer besseren Auflösung in der Neutronenmultiplizität führt. Ihr Nachteil besteht jedoch darin, daß sie unempfindlich für Doppeltreffer ist, und somit bei hohen Neutronenmultiplizitäten Sättigungseffekte zu erwarten sind. Hier ist dann die gesamte sichtbare Energie die bessere Observable. Optimal wäre es demnach, die Neutronenmultiplizität aus der Korrelation der beiden Observablen NHit und E_{vis} zu bestimmen. Die — allerdings nicht unabhängige — "doppelte" Messung verbessert die Auflösung. Bei hohen Neutronenmultiplizitäten wird E_{vis} bestimmend.

In Abbildung 3.2 ist die Korrelation von NHit und E_{vis} für das System 600 A·MeV Au+Au dargestellt. Die Korrelation ist für kleine E_{vis} zunächst linear und knickt bei grösseren E_{vis} ab, was auf Doppeltreffer zurückzuführen ist.

Da die Energiesignale bei den Eichdaten verfälscht waren, wird im Rahmen der in dieser

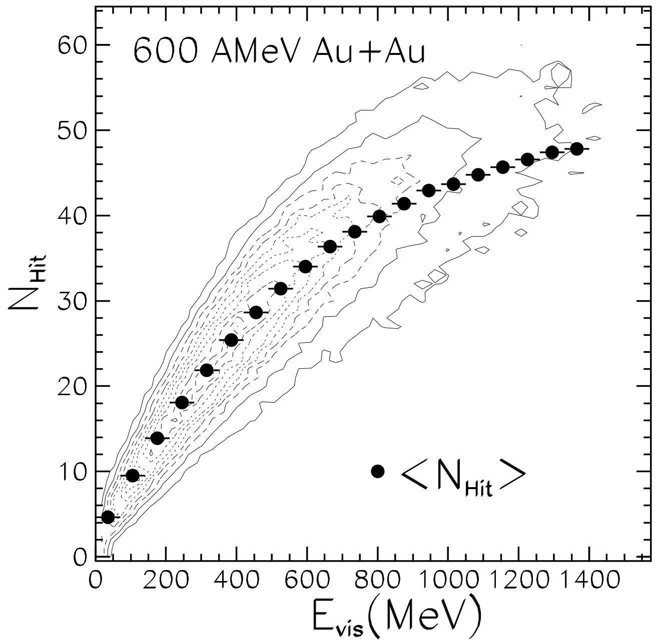

Abbildung 3.2: Treffermultiplizität NHit als Funktion der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie E_{vis}

Arbeit vorgestellten Analyse nur die Treffermultiplizität verwendet. Diese hängt von der Höhe der Schwellen der CFDs ab, die jedoch in Eichexperiment und Experiment S114 gleich waren. Zur Eichung der Neutronenmultiplizität als Funktion der Treffermultiplizität wurden mit Hilfe der Daten für Ein-Neutron-Ereignisse vom Eichexperiment und der im vorigen Abschnitt beschriebenen Software Datensätze für simulierte 1-, 2-, 5-, 10-, 15-, 20-, 25- und 30-Neutronenereignisse erstellt. Hierbei wurde die Ortsverteilung der Neutronen entsprechend den Bedingungen im Experiment berücksichtigt: Die Auftrefforte der Neutronen auf der Detektor-Frontfläche sind gaußverteilt um die Strahlachse, die um 69.5 cm seitlich von der Mitte des Detektors verschoben ist. Die von den Polschuhen des ALADIN-Magneten vom Target abgeschirmten Bereiche oberhalb von 64 cm bzw. unterhalb von –64 cm bezogen auf die Detektormitte, werden bei der simulierten Ortsverteilung abgeschnitten. Als Breite der Ortsverteilung wurde in horizontaler bzw. vertikaler Richtung (x bzw. y) der Wert $\sigma_x = \sigma_y$=47 cm gewählt. Dieser Wert ergab sich beim Fit an die experimentell bestimmte Ortsverteilung für das System 600 A·MeV Au+Au mit zwei Gaußverteilungen für die schmalere der beiden Komponenten. Selektiert man mit Hilfe der Ereignis-charakterisierenden Observable Z_{bound} auf den Stoßparameter der Reaktionen, so steigt die Breite der schmaleren Komponente von 43.5±0.4 cm (dies entspricht einem mittleren Transversalimpuls von $p_t \simeq 60$ MeV/c) für $64 \leq Z_{bound} \leq 80$ auf 64±1 cm ($p_t \simeq$ 80 MeV/c) für $1 \leq Z_{bound} \leq 16$. Die Intensität der breiteren Komponente ist vergleichsweise klein (siehe Kapitel 4), so daß die Abweichung, die durch die Anwendung nur einer Komponente entsteht, für die Eichung der Neutronenmultiplizität vernachlässigbar ist. Der Einfluß der Breite der vorausgesetzten Ortsverteilung wird weiter unten diskutiert.

Die Geschwindigkeit der einfallenden Neutronen wurde bei den simulierten Mehrfach-Neutronen-Ereignissen als konstant vorgegeben, da die zeitliche Verschiebung der Treffer für diese Eichung ohne Belang ist. Da die Anzahl der Treffer pro einfallendem Neutron jedoch mit der Energie der Neutronen variiert, beeinflußt die Energieverteilung der Neutronen den Zusammenhang zwischen Neutronenmultiplizität und Treffermultiplizität. Dies wird ebenfalls weiter unten diskutiert.

Um Randeffekte zu unterdrücken, wurden nur solche Ereignisse des Eichexperimentes benutzt, bei denen der Auftreffort des einfallenden Neutrons einen größeren Abstand als 60 cm zu jedem Rand des Detektors hatte (siehe Abschnitt 3.2).

Für die simulierten Mehrfach-Neutronen-Ereignisse wurde jeweils der Mittelwert und Breite der Verteilung der Treffermultiplizität bestimmt. Der Zusammenhang mit der Neutronenmultiplizität ist in Abbildung 3.3 dargestellt. Eingezeichnet ist ebenfalls die Parametrisierung mit einem Polynom zweiten Grades. Die Breite der Treffermultiplizität nimmt für Neutronenmultiplizitäten M_n von bis zu 10 mit der Wurzel aus der Neutronenmultiplizität zu, für größere Neutronenmultiplizitäten ist die Zunahme geringer. Als Abschätzung für den Fehler der Einzelmessung (1 Ereignis) erhält man $\sigma_{M_n} = 0.2\ M_n$. Im Rahmen dieser Arbeit werden allerdings nur über eine große Anzahl N_{evt} von Ereignissen gemittelte Neutronenmultiplizitäten betrachtet, wobei sich der Fehler berechnet zu $\sigma =$

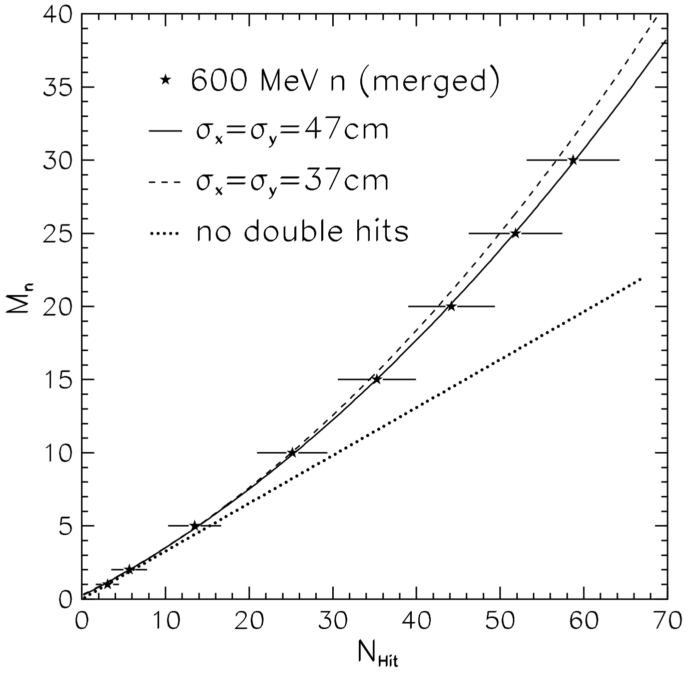

Abbildung 3.3: Anzahl der Neutronen M_n als Funktion der Treffermultiplizität NHit für gemischte 1-Neutron-Ereignisse des Eichexperimentes für eine Ortsverteilung der Breite σ_x=σ_y=47 cm

$1/\sqrt{N_{evt}} \cdot \sigma_{M_n}$. Die Anzahl der Doppeltreffer pro Ereignis in den simulierten Mehrfach-Neutronenereignissen steigt bei den hier interessierenden Neutronenmultiplizitäten linear mit der Anzahl der Treffer pro Ereignis.

Um den Einfluß der Breite der Ortsverteilung auf den Zusammenhang zwischen Treffermultiplizität und Neutronenmultiplizität abzuschätzen, wurde zusätzlich eine Eichung für eine Breite von $\sigma = 37$ cm durchgeführt, was in etwa der Breite bei sehr peripheren Ereignissen, bei denen 1-3 Protonen vom Projektil entfernt wurden, entspricht. Die dadurch erhaltene Eichkurve ist ebenfalls in 3.3 eingezeichnet. Die Abweichung beträgt 2.4% der Neutronenmultiplizität bei einer Neutronenmultiplizität von 10.

Der Zusammenhang der mit Hilfe der Treffermultiplizität bestimmten Neutronenmultiplizität mit der gesamten im Detektor nachgewiesenen Energie ist linear, wie Abb. 3.4 für mehrere Ereignisklassen mit unterschiedlich breiter Ortsverteilung der Neutronen auf dem Detektor zeigt. Die Abweichungen von bis zu 15% je nach Ereignisklasse geben eine Abschätzung für die systematischen Fehler.

Die Anzahl der Treffer pro Neutron hängt von der kinetischen Energie der Neutronen ab. Daher beeinflußt die Energieverteilung der einfallenden Neutronen auch die Bestimmung der Neutronenmultiplizität. Um die Größe dieses Effektes abzuschätzen, wurde zunächst

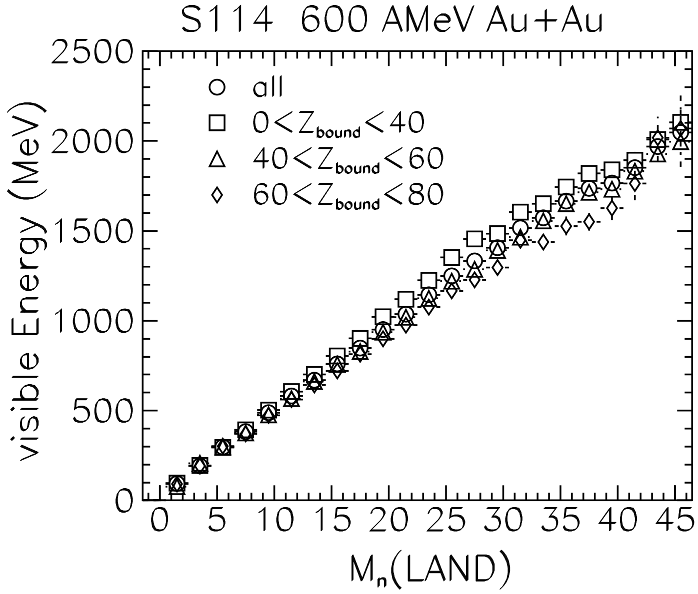

Abbildung 3.4: Gesamte im LAND-Detektor nachgewiesene Energie E_{vis} als Funktion der Neutronenmultiplizität M_n für verschiedene Ereignisklassen. Die Fehlerbalken in vertikaler Richtung stellen den Fehler des Mittelwertes dar.

für alle im Eichexperiment vorliegenden Neutronenenergien die Anzahl der Treffer pro Neutron bestimmt. Diese wurde als Funktion der Neutronenenergie parametrisiert (siehe Abb. 4.3) und anschließend mit der gemessenen Rapiditätsverteilung (siehe Abb. 4.2) gefaltet. Die Abweichung des so erhaltenen Wertes für die Treffermultiplizität eines Neutrons von dem unter Annahme einer diskreten Energie von E_{kin} = 600 MeV beträgt 1.2%.

3.4 Bestimung des Untergrundes

Bei der kalorimetrischen Bestimmung der Neutronenmultiplizität kann nicht unterschieden werden zwischen Wechselwirkungen von Neutronen im Detektor, die von der Reaktion des Projektils im Target stammen, und Wechselwirkungen, die von anderen Teilchen verursacht werden. Hierbei kann es sich einerseits um andere Teilchen als Neutronen handeln, die von der Reaktion im Target stammen, andererseits um Neutronen oder geladene Teilchen, die durch Reaktionen von Fragmenten in Materialien hinter dem Target produziert werden.

Die von Photonen der Primärreaktion im Target stammenden Wechselwirkungen sind vernachlässigbar (siehe 2.4). Geladene Teilchen, die von der Reaktion im Target stammen, werden im ALADIN-Magnet vom Neutronendetektor abgelenkt. Die Ortsverteilung der geladenen Fragmente, gemessen mit dem MUSIC-Detektor [Rub95], zeigt, daß der Anteil der Fragmente mit Ladung Z≥8, die auf den Neutronendetektor treffen, vernachlässigbar ist.

Der wesentliche Beitrag an Untergrund entsteht durch Reaktionen, die geladene Fragmente in Materialien hinter dem Target erzeugen. Die Reaktionsprodukte, die nach vorne emittiert werden, können auf den Neutronendetektor treffen und dort Wechselwirkungen produzieren. Zur Bestimmung dieses Untergrundes wurden Ereignisse analysiert, bei denen im MUSIC-Detektor noch Projektilladungen nachgewiesen wurden. Somit werden auch die Ereignisse betrachtet, bei denen das Projektil eine nukleare Reaktion im TOF-Detektor, der die höchste Massenbelegung aller Materialien hinter dem Target aufweist, verursacht hat. Ereignisse, bei denen das Projektil den 0^0-Detektor getroffen hatte, wurden verworfen. Die Anzahl der im LAND nachgewiesenen Wechselwirkungen entspricht einer Anzahl von 0.7±1.8 (rms) Neutronen.

Um die Abhängigkeit des von Fragmenten hinter dem Target produzierten Untergrundes von der Ladung der Fragmente zu untersuchen, wurde ein innerhalb der ALADIN-Kollaboration bereits vorhandenes Simulationsprogramm benutzt. Dieses beschreibt die Reaktion eines Fragmentes in den Materialien hinter dem Target mit Hilfe des participant-spectator-Modells. Die absolute Reaktionswahrscheinlichkeit wird mit Hilfe des geometrischen Wirkungsquerschnittes berechnet. Den Neutronen, die bei einer Reaktion vom Projektilrestkern bzw. vom Feuerball emittiert werden, wird eine gaußförmige Impulsverteilung der Breite $\sigma^{p_t}_{fire} = 300$ MeV/c bzw. $\sigma^{p_t}_{spec} = 60$ MeV/c zugeordnet. Entsprechend der aus dem Ort der Reaktion resultierenden Ortsverteilung wird die Anzahl der Neutronen errechnet, die pro Ereignis auf den LAND treffen. Es werden die 8 wesentlichen Materialschichten zwischen Target und Ende der Detektorkammer berücksichtigt, von denen hinsichtlich der Massenbelegung der TOF-Detektor dominiert. Für 600 A·MeV Au-Projektile ergibt sich eine mittlere Anzahl von 2.5 Neutronen pro Ereignis. Hierbei sind noch nicht andere Sekundärteilchen als Neutronen berücksichtigt. Der Vergleich mit dem Meßwert von 0.7±1.8 (rms) zeigt, daß die der Simulation zugrundeliegenden Annahmen über den Anteil von Neutronen, die von der jeweiligen Quelle (Projektil-Spektor bzw. "fireball") freigesetzt werden, zu einfach sind. Dennoch kann angenommen werden, daß die Simulation die Abhängigkeit der Neutronenmultiplizität von der Ladung der Fragmente richtig wiedergibt. Die Simulation sagt hier einen linearen Zusammenhang voraus. Zur Berechnung des Untergrundes in Ereignissen mit einer Wechselwirkung des Projektils im Target wurde daher für jedes nachgewiesene Fragment die für Au-Projektile gemessene Treffermultiplizität in LAND mit der Ladung des Fragmentes skaliert und über alle Fragmente summiert. Der Anteil des Untergrundes an der Treffermultiplizität im Neutronendetektor ist in der Größenordnung 10%-20%.

3.5 Test der Neutronenmultiplizität

Zur experimentellen Überprüfung der mit dem Neutronendetektor bestimmten Neutronenmultiplizität bietet sich die Analyse von sehr peripheren Reaktionen an, bei denen vom Projektil nur ein oder zwei Protonen entfernt wurden. Die Massenzahl des verbleibenden Fragmentes wird mit Hilfe der Daten von MUSIC- und TOF-Detektor mit einer Auflösung von 3.4 Masseneinheiten gemessen. Daraus läßt sich, für diese Klasse von Ereignissen, die Anzahl der vom Projektilfragment emittierten Neutronen durch eine einfache Abschätzung ermitteln: Da bei kleinen Anregungsenergien die Evaporation von Protonen sehr unwahrscheinlich ist, müssen die Protonen während der Wechselwirkung zwischen Projektil und Target durch starke Wechselwirkung herausgestreut worden sein. Es wird angenommen, daß pro vom Projektil entferntem Proton im Mittel auch N/Z Neutronen des Projektils eine nukleare Wechselwirkung gehabt haben. Dabei ist N die Neutronenzahl und Z die Protonenzahl des Projektils. Diese Neutronen werden aufgrund der hohen Impulsüberträge unter großen Winkeln gestreut und treffen nicht auf den Neutronendetektor. Nach dieser nuklearen Wechselwirkung ist das verbleibende Projektilfragment angeregt und emittiert weitere Neutronen, die aufgrund der hohen Geschwindigkeit des Projektils im Laborsystem in einen engen Winkelbereich fokussiert werden. Der Zusammenhang zwischen deren Anzahl M_n mit der Masse A_{Frag} des Fragmentes, bei M_p emittierten Protonen, ist also:

$$M_n = A_{proj} - M_p - \frac{N}{Z} \cdot M_p - A_{Frag} \tag{3.3}$$

Ist die geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors für diese Neutronen bekannt, so kann M_n mit der im Neutronendetektor gemessenen Neutronenmultiplizität verglichen werden.

Bei sehr peripheren Ereignissen wird die gemessene Massenverteilung der Fragmente durch den Einfluß der experimentellen Massenauflösung (σ(A)=3.4 für Au-Projektile) verfälscht, so daß sie nicht der physikalischen Verteilung entspricht. Daher wurde der in [Sch93a] veröffentlichte Wirkungsquerschnitt für die Fragmentation von ^{197}Au-Projektilen in Pt-Isotope bei 1 A·GeV, der ein starkes Abfallen mit abnehmender Fragmentmasse zeigt, mit der Massenauflösung des ALADIN-Spektrometers gefaltet. Die daraus mit Hilfe des obigen Modells errechnete mittlere Neutronenmultiplizität ist in Abb. 3.5 als Funktion der Fragmentmasse dargestellt. Dabei wurde eine geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors von ϵ = 75 % angenommen (vgl. Kapitel 4), da aufgrund mangelnder Statistik die Impulsverteilung der Neutronen nicht für die analysierte Klasse von Ereignissen bestimmt werden konnte. Die gestrichelte Linie kennzeichnet dabei die Neutronenmultiplizität, die sich ohne Berücksichtigung der Massenauflösung für Fragmente ergäbe.

Der Vergleich zwischen errechneter und gemessener Neutronenmultiplizität zeigt für große

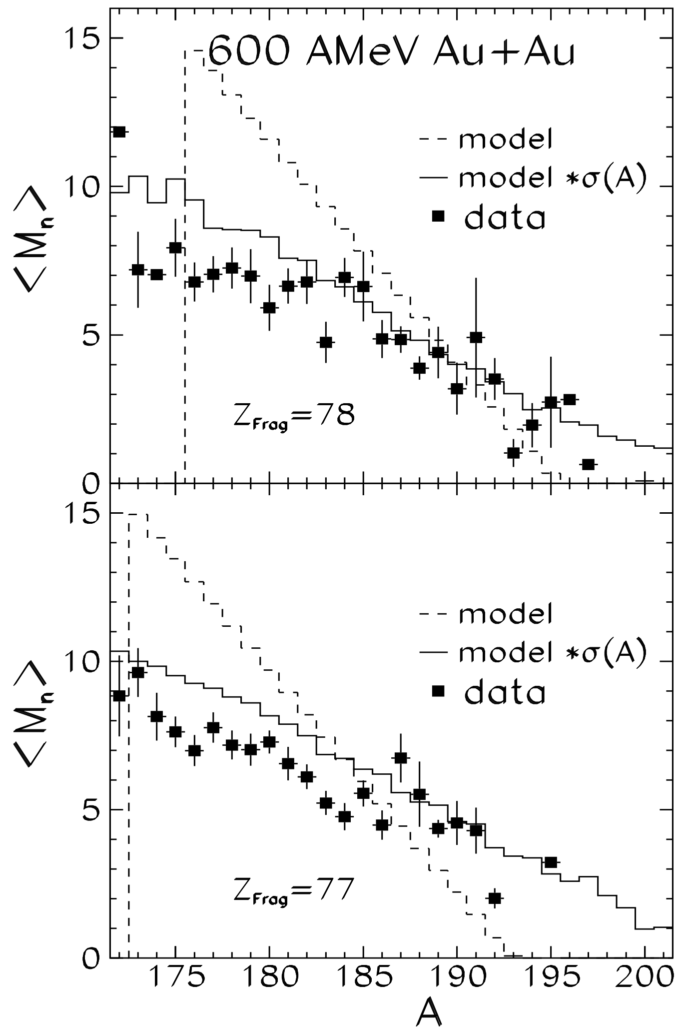

Abbildung 3.5: Anzahl der vom Projektilfragment emittierten Neutronen (Modellrechnung, durchgezogene Linie) sowie Anzahl der mit dem LAND-Detektor nachgewiesenen Neutronen als Funktion der Fragmentmasse für sehr periphere Ereignisse (siehe Text).

Fragmentmassen gute Übereinstimmung. Für Fragmentmassen unterhalb $A_{Frag} = 185$ treten Abweichungen von bis zu 25% auf. In diesem Bereich, in dem mehr als 10 Neutronen vom Projektilkern entfernt wurden, ist die oben skizzierte einfache Rechnung mit mittleren Größen jedoch nicht mehr gültig. Hier ist mit einem größeren Einfluß nuklearer Prozesse zu rechnen.

Kapitel 4

Neutronenimpulsverteilung

Thema dieses Kapitels ist die Messung der Longitudinal- und Transversalimpulsverteilung der Neutronen, die vom Pojektilrestkern oder seinen Fragmenten emittiert werden, mit Hilfe der Orts- und Zeitinformation des LAND-Detektors. Die Kenntnis der Neutronenimpulsverteilung ist mit interessanten Fragen über die Reaktion des Projektils mit dem Target und den darauffolgenden Zerfall des Projektilrestkerns verbunden:

- Wie gut ist die Trennung zwischen Neutronen aus dem "fireball" und solchen vom Projektilrestkern?
- Ist die Emission von Neutronen des Projektilrestkerns verträglich mit der Annahme eines statistischen Gleichgewichts ?
- Werden die Neutronen isotrop im Ruhesystem des Projektilrestkerns emittiert ?
- Wie groß ist die mittlere kinetische Energie eines emittierten Neutrons in Abhängigkeit vom Stoßparameter der Reaktion ?
- Variiert die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen mit dem Stoßparameter ?

Neben diesen fundamentalen, für die Untersuchung des Zerfalls des Projektilrestkerns wichtigen Fragen ist es notwendig, aus der Impulsverteilung der Neutronen die geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors zu bestimmen, um die Neutronenmultiplizität auf den Raumwinkel des Detektors zu korrigieren. Die Kenntnis der Impulsverteilung der Neutronen ist außerdem wichtig zur Bestimmung der Neutronenmultiplizität, da die Neutronen-Nachweiswahrscheinlichkeit und die Anzahl der von einem Neutron im Detektor hervorgerufenen Treffer von der Energie des Neutrons abhängt.

Da bei den vorliegenden hohen Neutronenmultiplizitäten im LAND die Anwendung eines Schauererkennungsalgorithmus nicht möglich ist, kann zwischen primären und sekundären Wechselwirkungen von Neutronen im Detektor nicht unterschieden werden. Es werden daher Spektren für die Impulsverteilung aller Treffer im Detektor akkumuliert, wobei der Impuls aus der Orts-und Zeitinformation der jeweiligen Wechselwirkung relativ zur Reaktion im Target berechnet wird. Dann wird auf das Ansprechverhalten des Detektors, d.h. den Zusammenhang zwischen Impuls der einfallenden Neutronen und den Impulsen der (primären und sekundären) Treffer im Detektor, korrigiert. Das Ansprechverhalten wird mit Hilfe der Daten des Eichexperimentes bestimmt (Abschnitt 4.2).

Da einerseits der Untergrund, bezogen auf den ganzen Detektor, in der Größenordnung 10%-20% liegt (siehe Abschnitt 3.4), andererseits aber räumlich auf den linken Rand des Detektors konzentriert ist, würden dort – ohne Unterdrückung von Untergrund – die Impulsspektren stark beeinträchtigt. Zur Unterdrückung von Untergrund und Doppeltreffern wurden bei der Selektion der Treffer Bedingungen an Orte und sichtbare Energien der Wechselwirkungen gestellt (Abschnitt 4.1).

Die Akzeptanz des Detektors wird ersichtlich, wenn man die Korrelation zwischen Transversal- und Longitudinalimpuls der Treffer betrachtet. Hier wurde anstelle des Longitudinalimpulses die - äquivalente - Rapidität verwendet (siehe Anhang B). In Abbildung 4.1 ist der invariante Wirkungsquerschnitt als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y aufgetragen. Der von der Detektor-Akzeptanz unbeeinflusste Teil in der (p_t,y)-Ebene ist nicht rechteckig, so daß es zur Bestimmung der Transversalimpuls- bzw. Rapiditätsverteilung nicht möglich ist, auf die jeweiligen Achsen zu projizieren. Daher wird, wie in Abb. 4.1 eingezeichnet, für beide Observablen jeweils ein schmaler Bereich herausgeschnitten, der von der Detektor-Akzeptanz nicht beeinträchtigt wird und möglichst nahe am Maximum liegt. Die erhaltenen eindimensionalen Verteilungen werden dann, unter der Annahme von zwei Neutronen-emittierenden Quellen (Fireball und Projektilrestkern), mit jeweils zwei Maxwellverteilungen angepaßt (Abschnitte 4.3, 4.4).

4.1 Trefferselektion

Bei der Selektion der Treffer, die bei der Akkumulierung der Impulsspektren verwendet werden, werden 4 Gesichtspunkte berücksichtigt:

(1) Effizienz der einzelnen Detektormodule (Paddles)

(2) Unterdrückung von Untergrund

(3) Unterdrückung von Doppeltreffern

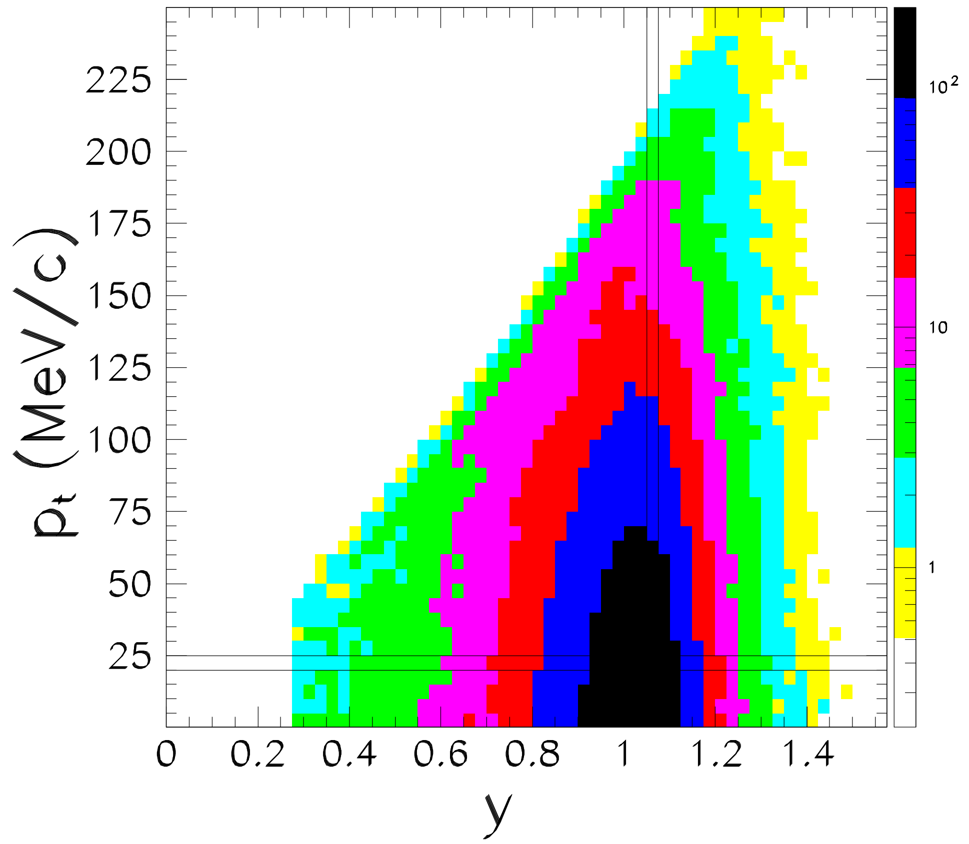

Abbildung 4.1: Invarianter Wirkungsquerschnitt für Treffer im Neutronendetektor $\frac{d^2\sigma}{p_t dp_t dy}$ als Funktion des Transversalimpulses p_t und der Rapidität y der Treffer.

(4) Auswahl eines um die Strahlachse radial symmetrischen geometrischen Bereiches

zu(1) Um zu gewährleisten, daß alle Paddles mit der gleichen Nachweiswahrscheinlichkeit für Wechselwirkungen beitragen, wurden nur Signale akkzeptiert, deren Energie ΔE größer als die höchste im gesamten Detektor auftretende untere Energieschwelle eines Paddles von ΔE_{thr}=4 MeV ist.

zu(2) Der vorhandene Untergrund tritt im wesentlichen am linken, der Flugbahn der Fragmente zugewandten Rand des Detektors auf. Dies äußert sich in einer deutlichen Überhöhung der Spektren der räumlichen Verteilung der Treffer in diesem Bereich. Es wurden daher nur Treffer zugelassen, die rechts von der Strahlachse auftraten, also mehr als 34.5 cm rechts vom linken Detektorrand. Weiterhin zeigte sich, daß diese Überhöhung in den Ortsspektren deutlich reduziert wird, wenn eine obere Grenze von ΔE_{thr}=40 MeV, die ungefähr der mittleren sichtbaren Energie eines Neutrons im gesamten Detektor entspricht, auf die Energiesignale der Treffer verwendet wird. Dies dürfte darauf zurückzuführen sein, daß geladene Teilchen, die im TOF-Detektor durch die Reaktion eines Fragmentes produziert werden und auf den Neutronendetektor treffen, in diesem mehr Energie pro Paddle deponieren als Neutronen. Deshalb wurde diese obere Grenze für die sichtbare Energie in einem Treffer zur Unterdrückung von Untergrund benutzt. Sie dient ebenfalls zur Unterdrückung von Doppeltreffern.

zu(3) Es wurde versucht, in einzelnen Paddles durch den Vergleich der Ortsinformation aus den Energiesignalen mit derjenigen aus den Zeitsignalen Doppeltreffer zu unterdrücken. Dabei wurde die Differenz der Ortsinformation aus den Zeitsignalen (Glg. 2.2) und derjenigen aus den Energiesignalen (Glg. 2.4) gebildet. Die erhaltene Häufigkeitsverteilung wurde mit einer Summe aus zwei Gaußfunktionen angepaßt. Die Intensitäten dieser beiden Komponenten stehen jedoch in keinem Zusammenhang mit der in Abschnitt 3.3 abgeschätzten Anzahl von Doppeltreffern. Dementsprechend wurde die Ortsinformation aus den Energiesignalen bei der Analyse nicht verwendet.

zu(4) Die Verteilung des invarianten Wirkungsquerschnittes $\frac{d^2\sigma}{p_t dp_t dy}$ (siehe Anhang B) wird in einem um die Strahlachse radialsymmetrischen geometrischen Bereich im Detektor akkumuliert. Da die Bereiche oberhalb bzw. unterhalb von y=$\pm$64 cm relativ zur Strahlhöhe durch die Polschuhe des ALADIN-Magneten vom Target abgeschirmt sind, wurde die Frontfläche des Detektors rechts von der Strahlachse in 2 Bereiche eingeteilt: Zum einen ein innerer Halbkreis mit Radius r_{in}=55 cm, zum anderen das Kreissegment, das definiert ist durch Abstände r zur Strahlachse von $r_{in} \leq r \leq r_{aus}$=160 cm und Polarwinkel von $-17.6^o \leq \phi \leq +17.6^o$. Es werden nur Treffer akzeptiert, die in einem der beiden Bereiche liegen, wobei keine Bedingung an die longitudinale Ortskoordinate des Treffers im Detektor gestellt wird. Treffer innerhalb des äußeren Kreissegmentes erhalten, entsprechend dem Quotienten der von äußerem Kreissegment und innerem Halbkreis eingenommenen Polarwinkelbereiche, ein statistisches Gewicht von $\frac{180^o}{2 \cdot 17.6^o}$.

4.2 Detektor-Ansprechverhalten

Das Detektor-Ansprechverhalten, d.h. der Zusammenhang zwischen Impuls eines einfallenden Neutrons und den Transversalimpulsen und Rapiditäten der durch das Neutron hervorgerufenen Treffer im Detektor, wurde mit Hilfe der Daten des Eichexperimentes für alle dort vorhandenen Neutronenenergien bestimmt. Hier ist der Impuls der Neutronen innerhalb geringer Variationen bekannt. Die Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen auf dem Detektor wurde mit Hilfe der in Abschnitt 3.1 beschriebenen Routinen simuliert, wobei die Ortsverteilung genau wie in Abschnitt 3.3 gewählt wurde. Die Geschwindigkeit der Neutronen wurde als konstant angenommen, so daß die im Eichexperiment vorliegende Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen keine Rolle spielt. Als Zeitauflösung wurde $\sigma_t = 400$ ps benutzt. Die auf diese Weise modifizierten Daten repräsentieren das Ansprechverhalten des Detektors auf einzelne Neutronen mit einer Ortsverteilung, die der beim vorliegenden Experiment entspricht.

Bei der Selektion der Treffer wurde analog wie in Abschnitt 4.1 verfahren. Der einzige Unterschied besteht in der Behandlung der Energiesignale, die beim Eichexperiment verfälscht waren. Hier wurde das Verhältnis der gesamten im Detektor sichtbarer Energie E_{vis} zur Anzahl der Treffer N_{Hit} für beide Experimente bestimmt. Die sichtbare Energie beim Eichexperiment fiel aufgrund des Fehlers in der Ausleseelektronik um einen Faktor 3.6 geringer aus. Dementsprechend wurde als untere Schwelle für die sichtbare Energie eines Treffers $\Delta E_{thr} = 1.1$ MeV gewählt (vgl. Punkt (1) in Abschnitt 4.1). Dieser Energie-Cut beeinflußt allerdings die Rapiditätsverteilung der Treffer nicht wesentlich. Abb. 4.4 zeigt den Vergleich der Rapiditätsverteilung mit und ohne diesen Energie-Cut. Eine obere Schwelle wurde nicht gesetzt, da bei den Daten für Ein-Neutron-Ereignisse im Eichexperiment keine Doppeltreffer (im oben beschriebenen Sinne) auftreten und kein nennenswerter Untergrund vorhanden ist.

Die eindimensionale Rapiditätsverteilung des Detektor-Ansprechverhaltens kann nicht im Maximum der zweidimensionalen Verteilung $\frac{d^2\sigma}{p_t dp_t dy}$ betrachtet werden, da bei Transversalimpulsen $p_t \to 0$ die Granularität des Detektors die Spektrenform beeinflußt. Es wurde daher das Band mit $20\ \frac{MeV}{c} \leq p_t \leq 25\ \frac{MeV}{c}$ aus der zweidimensionalen Verteilung herausgeschnitten.

In Abbildung 4.2 ist die Rapiditätsverteilung aller Treffer im Neutronendetektor für 1-Neutronen-Ereignisse der verschiedenen Energien im Eichexperiment dargestellt. Die Spektren wurden mit einer Gaußfunktion – für das Maximum – und einer Exponentialfunktion – für den zu kleineren Rapiditäten hin abfallenden Teil – angepaßt:

$$f(y) = A \cdot \left(e^{c \cdot y} \cdot \frac{1}{1 + exp(\frac{y-y_0}{d})} + B \cdot exp\left(-\frac{1}{2} \frac{(y-y_0)^2}{\sigma^2} \right) \right) \tag{4.1}$$

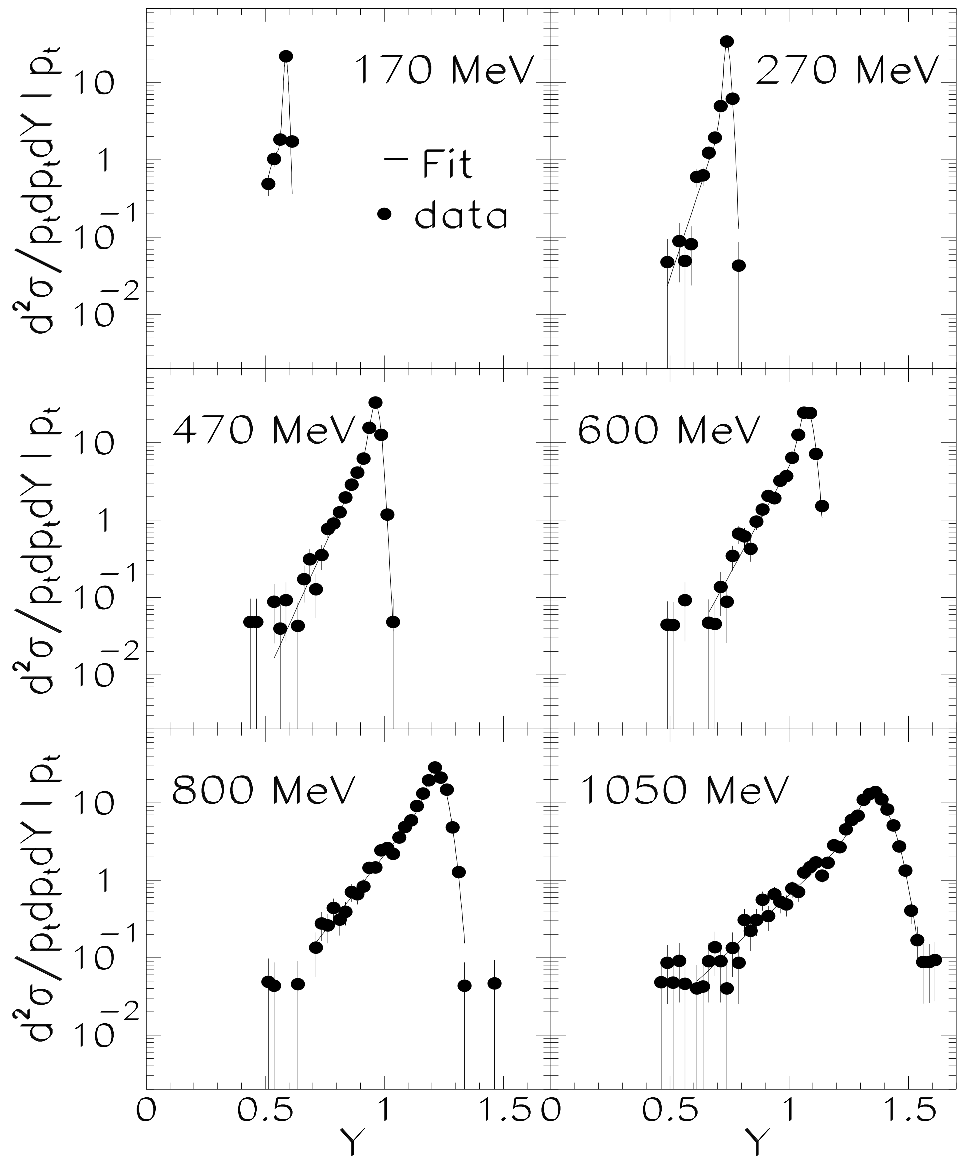

Abbildung 4.2: Rapiditätsverteilung für Neutronen vom Eichexperiment S107. Die Ortsverteilung der Neutronen wurde der in Experiment S114 angeglichen.

Die Parameter A, B, c und σ wurden dabei variiert. Der Term $\frac{1}{1+exp(\frac{y-y_0}{d})}$, mit d= 0.01, sorgt für das glatte Verschwinden der Exponentialfunktion am Maximum der Verteilung. Die Beschreibung der gemessenen Verteilungen mit dieser Parametrisierung ist bei allen Energien sehr gut, mit Ausnahme der kleinsten E_n^{kin} = 170 MeV. Hier ist die Anzahl der Datenpunkte gleich der Anzahl der Fit-Parameter. Die Standardabweichung σ der Gaußfunktion ist offensichtlich schlecht definiert.

Zum quantitativen Verständnis der Rapiditätsverteilungen im vorliegenden Experiment ist die Kenntnis des Ansprechverhaltens als *kontinuierliche* Funktion der Neutronenenergie erforderlich, da die Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen relativ breit ist. Daher wurde die Abhängigkeit der Fit-Parameter von der Neutronenenergie bestimmt. Abbildung 4.3 zeigt die Energieabhängigkeit der relativen Normierung B, der Steigung der Exponentialfunktion c und der Breite (Standardabweichung) der Gaußfunktion σ. Der gute exponentielle Zusammenhang scheint die Extrapolation zu höheren Energien zu rechtfertigen. Zu kleinen Energien hin ist, aufgrund der schlechten Beschreibung der Verteilung für E_n^{kin} = 170 MeV und der Abweichung des Fit-Wertes für σ von der Systematik, die Extrapolation nur bis etwa $E_n^{kin} \approx$ 250 MeV unkritisch. Dies entspricht einer Rapidität von y=0.72. Darunter ist die Verwendung dieser Parametrisierung spekulativ. Die absolute Normierung der Verteilung geschieht über die Treffermultiplizität N_{Hit} unter den vorliegenden Bedingungen an die einzelnen Treffer. Der lineare Zusammenhang zwischen N_{Hit} und E_n^{kin} scheint ebenfalls die Extrapolation zu höheren Energien zu erlauben. Beim Fitten der Rapiditätsverteilungen des vorliegenden Experimentes wird diese Parametrisierung im Energiebereich 100 MeV $\leq E_n^{kin} \leq$ 1500 MeV benutzt. Die Auswirkungen, die sich durch das Extrapolieren des Detektor-Ansprechverhaltens über die Energiebereiche hinaus ergeben, in denen dieses zuverlässig bestimmt ist, werden in Abschnitt 4.3 dikutiert.

Die Rapiditätsverteilung der Treffer hängt von der Anzahl der Neutronen ab, die in einem Ereignis den Detektor getroffen haben, da sich bei einem Doppeltreffer die Orts- und Zeitinformation des Signales relativ zur Orts- und Zeitinformation der beiden Einzeltreffer verschiebt. Um eine Abschätzung für die Größenordnung der dadurch verursachten Verfälschung der Rapiditätsverteilung zu erhalten, wurde diese auch für Ereignisse, bei denen – unter den gleichen Bedingungen wie oben angeführt – 20 Neutronen gleichzeitig auf den Detektor trafen, simuliert. In Abb. 4.4 ist diese, mit einem Faktor von 2 skaliert, den Verteilungen für 1-Neutron Ereignisse – mit und ohne Bedingung an die Energiesignale – gegenübergestellt. Während der exponentielle Abfall zu kleineren Rapiditäten verträglich ist mit der 1-Neutron Verteilung, zeigt sich ein schwächerer Abfall zu höheren Rapiditäten bei Werten des invarianten Wirkungsquerschnittes unterhalb $\simeq$ 10% des Maximums. Hier ist die Verteilung nicht mehr mit Glg. 4.1 beschreibbar. Dieser allein auf Doppeltreffer zurückzuführende Effekt ist zum einen spekulativ, da die Simulation der Zeitsignale bei Doppeltreffern mit Unsicherheiten behaftet ist (siehe Abschnitt 3.2). Zum anderen sollte dieser Effekt bei den Daten des vorliegenden Experimentes kleiner sein, da hier die obere Grenze auf die Energiesignale von ΔE_{thr} = 40 MeV zur Unterdrückung von

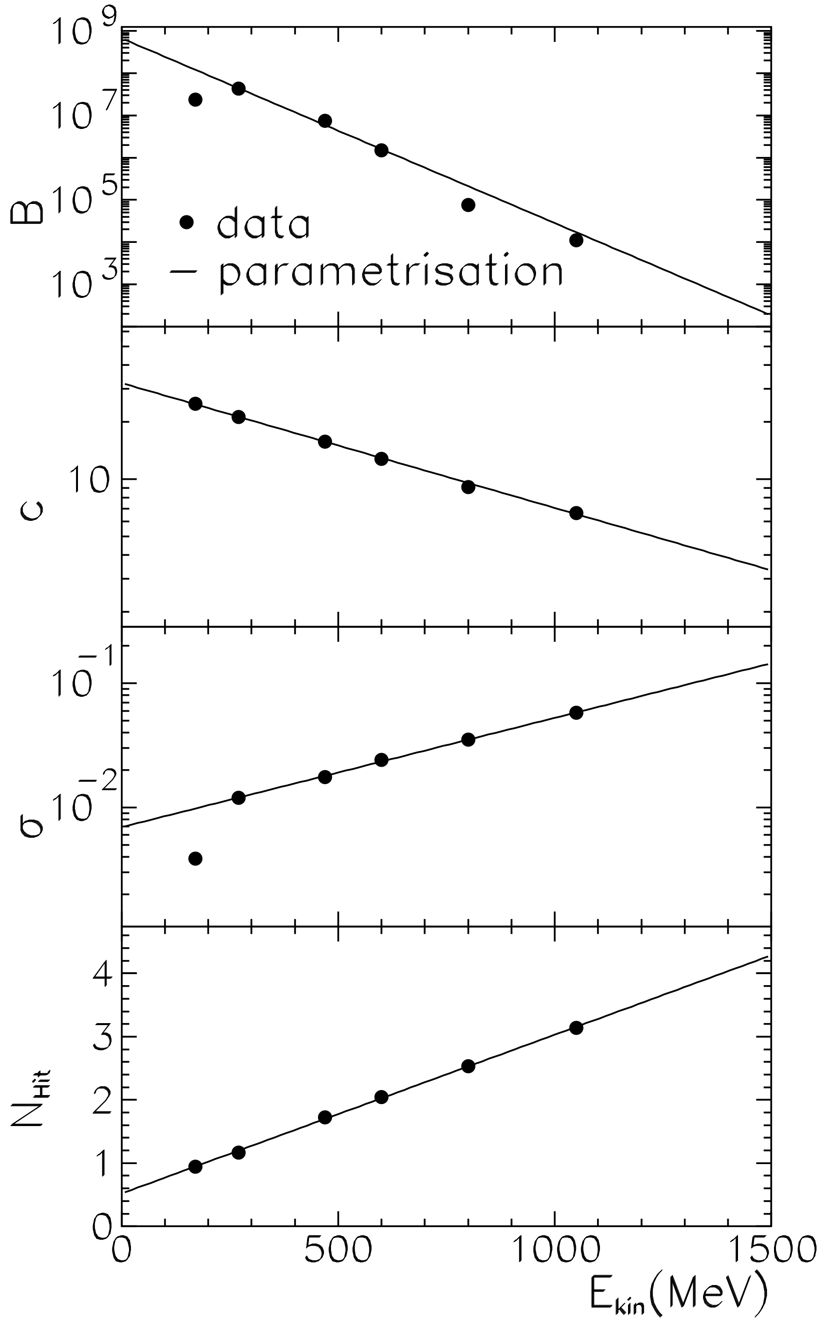

Abbildung 4.3: Parameter c und σ des Detektor-Ansprechverhaltens in der Rapidität als Funktion der Neutronenenergie, sowie die Anzahl der Treffer unter speziellen Bedingungen (siehe Text).

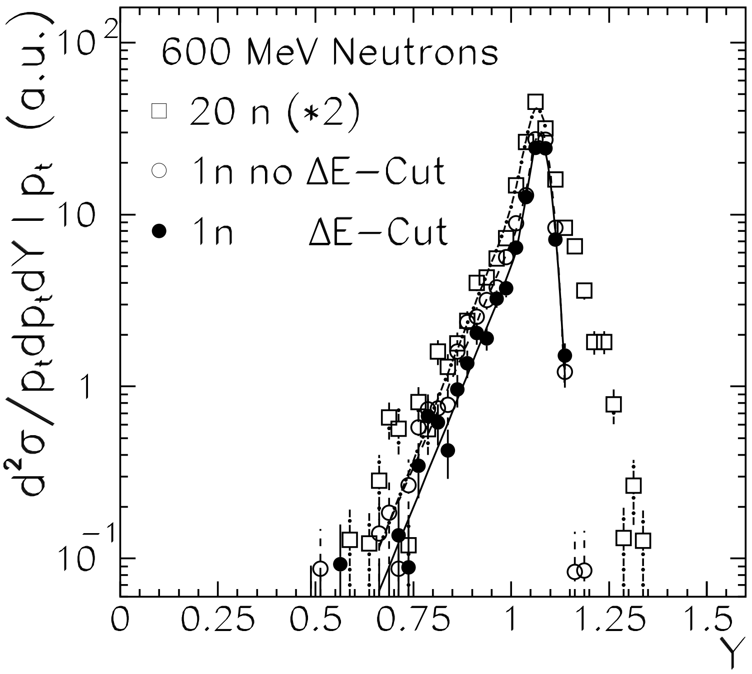

Abbildung 4.4: Detektor-Ansprechverhalten in Rapidität für 600 MeV Neutronen mit und ohne Bedingung an die Energiesignale (siehe Text), sowie für simulierte 20-Neutronen Ereignisse (skaliert mit einem Faktor 2).

Doppeltreffern verwendet wurde. Es handelt sich also hier um eine obere Abschätzung der von Doppeltreffern hervorgerufenen Verfälschung der Detektorresponse.

Zur Bestimmung des Detektor-Ansprechverhaltens bezüglich der Transversalimpulse wurde die Transversalimpulsverteilung aller Treffer für Neutronen mit einer scharfen (δ-förmigen) Orts- und Geschwindigkeitsverteilung mit den Ereignissen des Eichexperimentes simuliert. Diese ist durch eine Gaußverteilung der Breite $\sigma_{p_t}^{Det}$=(7.9±0.07) MeV/c beschreibbar. Geht man davon aus, daß die Transversalimpulsverteilung der sekundären Treffer im Detektor unabhängig ist vom Transversalimpuls des einfallenden Neutrons, so gilt für die Breite $\sigma_{p_t}^{neut}$ der Transversalimpulsverteilung der Neutronen $\sigma_{p_t}^{neut} = \sqrt{(\sigma_{p_t}^{all})^2 - (\sigma_{p_t}^{Det})^2}$, wobei $\sigma_{p_t}^{all}$ die Breite der Transversalimpulsverteilung aller Treffer im Detektor ist.

4.3 Rapiditätsverteilungen

Die Rapiditätsverteilungen der Treffer im Neutronendetektor wurden, entsprechend der in Abschnitt 4.1 erläuterten Vorgehensweise, für die verschiedenen, durch die Observablen Z_{bound} (siehe Abschnitt und Z_{max} 2.3) charakterisierten Ereignisklassen akkumuliert. Abb. 4.5 zeigt die Spektren für drei Ereignisklassen: zentrale ($11 \leq Z_{bound} \leq 20$, $1 \leq Z_{max} \leq 10$),

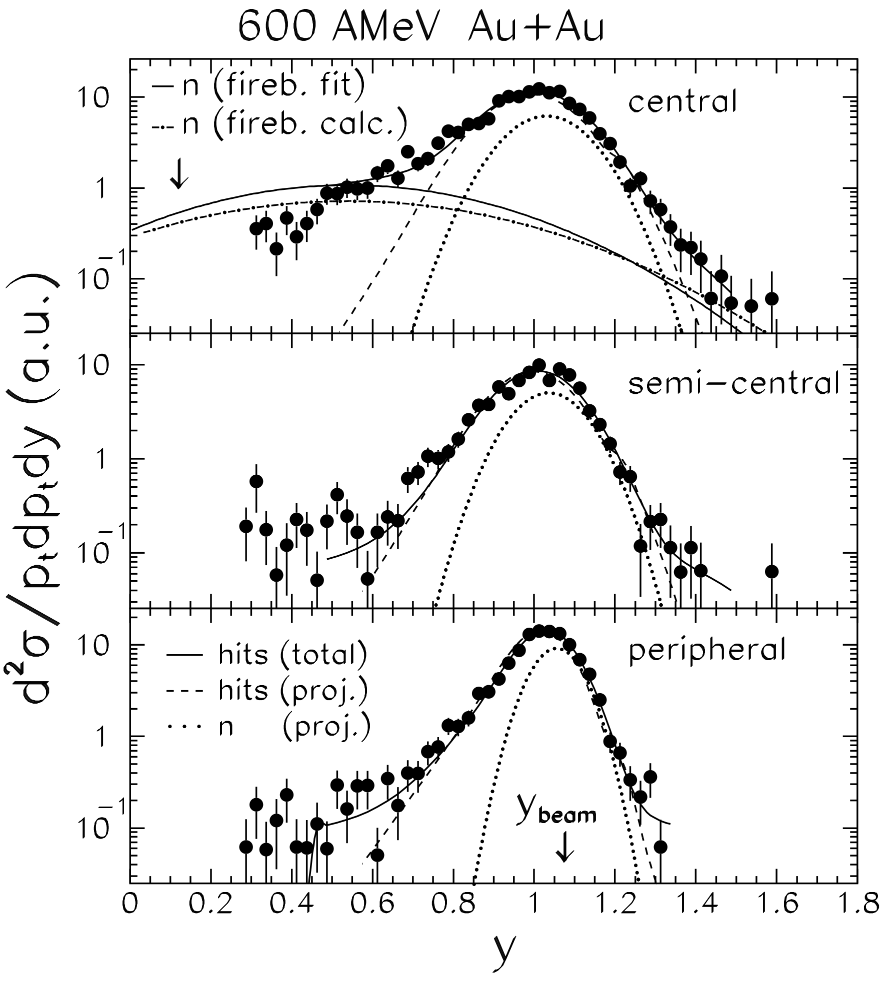

Abbildung 4.5: Rapiditätsverteilungen der Treffer in LAND mit Transversalimpuls 20 $\frac{MeV}{c} \leq p_t \leq 25 \frac{MeV}{c}$ für das System 600 A·MeV Au+Au (waagerechter Schnitt in Abb. 4.1, Erklärung der Linien siehe Text).

semi-zentrale ($41 \leq Z_{bound} \leq 50$, $21 \leq Z_{max} \leq 30$) und periphere ($61 \leq Z_{bound} \leq 70$, $61 \leq Z_{max} \leq 70$) Ereignisse. Die Spektren werden dominiert von einem Anteil, der sein Maximum bei der Projektil-Rapidität von y=1.07 hat. Der Abfall vom Maximum ist zur "mid-rapidity"-Region hin flacher als zu hohen Rapiditäten hin, was zum einen auf das asymetrische Detektor-Ansprechverhalten, zum anderen auf einen Anteil von "fireball"-Neutronen zurückzuführen ist. Dieser Anteil wird von der Akzeptanz des Detektors stark unterdrückt. Die Verteilungen werden mit abnehmendem Stoßparameter der Reaktionen breiter. Das Verhältnis zwischen Maximum und dem Wert bei halber Projektil-Rapidität steigt von 10:1 bei den dargestellten zentralen Reaktionen auf 100:1 bei den peripheren.

Zum besseren Verständnis der Spektrenform wurde eine Simulation auf der Basis des "participant-spectator"- Modells durchgeführt, die den Anteil der Neutronen, die vom "fireball" emittiert werden, beschreibt: Die Anzahl der Nukleonen, die der "fireball"-Quelle zuzuordnen sind, wurde, da eine bezüglich Target und Projektil symmetrische Reaktion vorliegt, aus der Massenzahl des Projektilrestkerns A_0 (siehe Abschnitt 5.4) abgeschätzt: A_{fire}=2·197-2·A_0. Es wurde angenommen, daß von den Neutronen, die der "fireball"-Quelle zuzuordnen sind, 1/3 als freie Neutronen emittiert werden. Als deren Temperatur-Parameter wurde T_{fire}=150 MeV benutzt, was einer Breite in der Rapidität von σ_y^{fire}=0.4 entspricht. Da die bei dieser Rechnung gemachten Annahmen über die Emission von Neutronen der "fireball"-Quelle (isotrope Emission, Temperatur-Parameter, Anteil emittierter Neutronen der Nukleonen der "fireball"-Quelle) großen Unsicherheiten unterliegen, kann es sich hier lediglich um eine Abschätzung der Größenordung dieses Anteils handeln. Die Rapiditätsverteilung der Neutronen entsprechend dieser Simulation – ohne Berücksichtigung des Detektor-Ansprechverhaltens – ist in Abb. 4.5 als durchgezogene Linie, beginnend am linken Bildrand, dargestellt.

Zur quantitativen Beschreibung der Spektren (Abb. 4.5) wurde eine Anpassung unter Annahme zweier emittierender Quellen - "fireball" und Projektilrestkern - durchgeführt. Dabei wird angenommen, daß die Emission entsprechend einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung geschieht (siehe Anhang C). Als Parameter wurden Stärke, Position des Maximums und Breite der Rapiditätsverteilung der Projektilrestkern-Neutronen sowie Stärke und Breite der Rapiditätserteilung der "fireball"-Neutronen variiert. Die Position des Maximums der "fireball"- Verteilung wurde bei halber Projektilrapidität y_{fire}=0.54 festgehalten. Die Summe dieser Gaußfunktionen wird während der Fit-Prozedur mit der Rapiditätsverteilung des Detektor-Ansprechverhaltens gefaltet. In Abb. 4.5 sind die jeweiligen Neutronenverteilungen durchgezogen ("fireball") bzw. punktiert (Projektilrestkern) dargestellt. Die entsprechenden Trefferverteilungen der Projektilrestkern-Komponente, nach Faltung mit dem Detektor-Ansprechverhalten, sind gestrichelt eingezeichnet. Die Summe der beiden Verteilungen, jeweils nach Faltung mit dem Detektor-Ansprechverhalten, ist mit einer durchgezogenen Linie, beginnend bei y=0.5, gekennzeichnet.

Die gute Beschreibung der gemessenen Spektren mit der zugrundegelegten Maxwell-Boltzmann-Impulsverteilung im Bereich der Projektil-Rapidität zeigt, daß der überwiegende Anteil der Neutronen mit ungefährer Projektil-Rapidität thermisch emittiert werden. Es sind keine Anzeichen für wesentliche Nicht-Gleichgewichtseffekte ersichtlich. Die Breite der Rapiditätsverteilung der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen spiegelt demnach die mittlere kinetische Energie der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen wider (siehe auch Abschnitt 6.1). Bezüglich des Anteils der vom "fireball" emittierten Neutronen zeigt der Vergleich der oben beschriebenen Simulation mit den Daten qualitative Übereinstimmung bei Breite und Stärke dieser Komponente. Während dieser Anteil bei den zentralen Reaktionen merklich zum hochenergetischen Teil des Spektrums beiträgt, bildet er bei den semi-zentralen und peripheren Reaktionen einen (quantitativ schwer zu bestimmenden, jedoch kleinen) Untergrund zu den vom Projektilrestkern emittierten Neutronen. Dies äußert sich auch in den aus der Anpassung resultierenden Ungenauigkeiten in der Größenordnug von $\Delta\sigma/\sigma \simeq 1$ bei der Breite σ dieser Gaußverteilungen. Demnach kann aus dieser Messung keine quantitative Aussage über Multiplizität und Impulsverteilung der vom "fireball" emittierten Neutronen

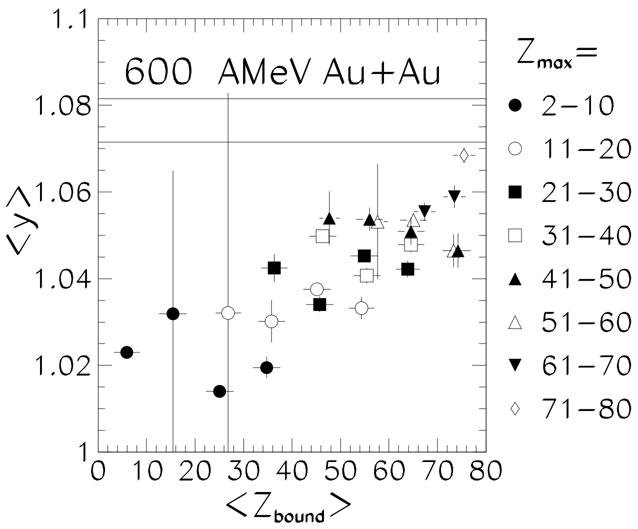

Abbildung 4.6: Mittlere Rapidität der Neutronen, die dem Projektilrestkern zugeordnet werden, als Funktion der Ereignis-charakterisierenden Observablen Z_{bound} und Z_{max}.

gemacht werden. Der Anteil der “fireball”-Neutronen an den im LAND nachgewiesenen Neutronen wird daher mit Hilfe der oben beschriebenen Simulation abgeschätzt: Es ergibt sich eine Anzahl von im Mittel 0.3 Neutronen pro Ereignis, im Vergleich zu $\sim$ 15 Neutronen des Projektilrestkerns (siehe Abschnitt 5.2). Der Anteil von Neutronen mit einer Rapidität kleiner als 2/3 der Strahlrapidität (y_{beam} = 1.07) im Neutronendetektor ergibt sich durch 2-dimensionale Integration der angepaßten Rapiditätsverteilung über den Bereich $y \leq 2/3\ y_{beam}$ zu 2%.

In Abbildung 4.6 ist die mittlere Rapidität der Neutronen, die der Projektilrestkern-Quelle zugeordnet werden als Funktion von Z_{bound} und Z_{max} dargestellt. Die Fehlerbalken bezeichnen die Fit-Ungenauigkeit. Die obere durchgezogene waagerechte Linie bezeichnet die Projektil-Rapidität, die untere kennzeichnet diese nach Berücksichtigung der elektromagnetischen Abbremsung des Projektils bis zur Mitte des Targets. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen ist zunächst, bei sehr peripheren Stößen, ungefähr gleich der Projektilgeschwindigkeit, und nimmt dann, mit abnehmendem Stoßparameter der Reaktionen, d.h. mit kleiner werdendem Z_{bound}, ab. Da es sich um Änderungen in der Größenordnung $\Delta y < 0.06$ handelt, ist die Änderung der Rapidität ungefähr gleich der Änderung der longitudinalen Geschwindigkeit im Ruhesystem des Projektils. Eine Korrelation der gemessenen mittleren Rapidität der Neutronen mit der mittleren Anzahl der im Detektor nachgewiesenen Neutronen besteht nicht: Die Multiplizität der im Detektor nachgewiesenen Neutronen steigt, ausgehend von sehr peripheren Reaktionen, zunächst steil an, erreicht ihr Maximum bei $Z_{bound} \simeq 45$ und fällt bei zentralen Stößen wieder ab (siehe Abbildung 5.3). Dies deutet darauf hin, daß die durch Doppeltreffer hervorgerufenen systematischen Meßfehler gering sind. Innerhalb eines festen Z_{bound}-Bereiches nimmt die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen mit kleiner werdendem Z_{max}, d.h. mit zunehmender Anregungsenergie (siehe Abb 6.4), ab. In Abschnitt 7.2 wird untersucht, ob aus der Abnahme der longitudinalen Geschwindigkeit mit abnehmendem

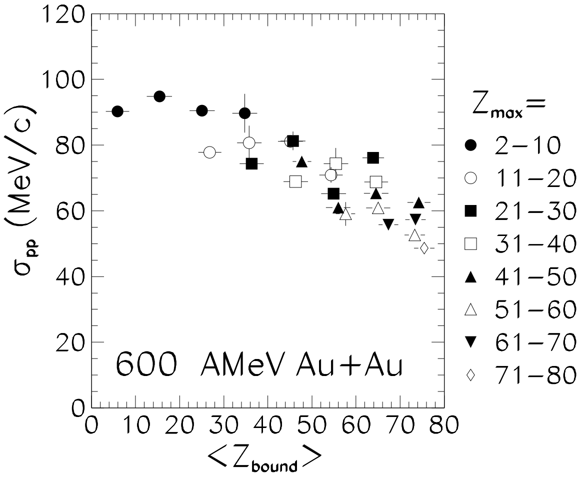

Abbildung 4.7: Breite der Longitudinalimpulsverteilung der Neutronen, die der Projektilrestkern-Quelle zugeordnet werden, im System des Projektilrestkerns, als Funktion der Ereignis-charakterisierenden Observablen Z_{bound} und Z_{max}.

Stoßparameter Schlußfolgerungen über den Anregungsmechanismus des Projektilrestkerns möglich sind.

Abbildung 4.7 zeigt die Breite der Rapiditätsverteilung der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen, umgerechnet in Longitudinalimpuls. Hier zeigt sich ebenfalls eine klare Korrelation mit dem Stoßparameter der Reaktion, sowohl über Z_{bound} als auch über Z_{max}. Eine Korrelation der gemessenen Breite der Impulsverteilung mit der Anzahl der Treffer im Detektor ist auch hier nicht gegeben. Es muß noch geklärt werden, inwieweit die Abbremsung des Projektilrestkerns bei der Reaktion und die damit verbundene Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Projektilrestkerns die Bestimmung der Breite der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen beeinflußt.

Die hier vorgestellten Ergebnisse können mit publizierten inklusiven Messungen von Neutronenimpulsverteilungen in relativistischen Schwerionenreaktionen verglichen werden. Madey und Koautoren veröffentlichten für die Systeme Au+Au und Nb+Nb bei 800 A·MeV Neutronen-Impulsverteilungen im Ruhesystem des Projektilrestkerns, die unter 0^o im Laborsystem gemessen wurden [Mad88]. Die Spektren werden dort mit einer Summe aus 3 Gaußverteilungen angepaßt, deren Maximum jeweils bei 0 MeV/c liegt. Madey und Koautoren interpretieren die schmalste dieser drei Gaußverteilungen, die bei dem System Au+Au etwa 84% der Gesamtintensität enthält, als vom Projektilrestkern evaporierte Neutronen. Die Breite dieser Komponente steigt von $\sigma_p^{(1)}$=48±5 MeV/c bei einem mittleren Stoßparameter von <b>=0.89·2R_{Au} auf 71.4±4 MeV/c bei <b>=0.43·2R_{Au}. Dabei bezeichnet R_{Au} den Radius des Goldkerns, b den Stoßparameter. Die bezüglich der Breite der Impulsverteilung mittlere Komponente interpretieren Madey und Koautoren als Neutronen, die vom Projektil fragmentiert wurden. Diese repräsentieren etwa 14% der Gesamtintensität, wobei die Breite der Impulsverteilung von $\sigma_p^{(2)}$=96±6 MeV/c bei <b>=0.89·2R_{Au} auf $\sigma_p^{(2)}$=128±15 MeV/c bei <b>=0.43·2R_{Au} ansteigt. Die Komponente mit der größten Breite der Impulsverteilung von $\sigma_p^{(3)}$=316±27 MeV/c bei $<b>=0.89\cdot 2R_{Au}$ bzw. $\sigma_p^{(3)}$=263±27 MeV/c bei $<b>=0.43\cdot 2R_{Au}$ wird angesehen als vom Target gestreute Neutronen.

Eine derartige Beschreibung der Rapiditätsverteilung der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen mit einer Summe aus drei Gaußverteilungen erscheint bei den hier vorgestellten Daten für das System 600 A·MeV Au+Au nicht gerechtfertigt. Die Form der Spektren liefert keinen Hinweis auf einen zusätzlichen signifikanten symmetrischen Beitrag. Dementsprechend kann anhand dieser Daten auch keine Aussage über die in [Mad88] dargelegten zugrundeliegenden physikalischen Prozesse der Neutronenemission gemacht werden. Der Vergleich der Intensität des Anteils von "fireball"-Neutronen in diesem Experiment mit der Intensität der Komponente mit der größten Breite der Impulsverteilung der in [Mad88] gezeigten Daten zentralen Reaktionen legt jedoch die Vermutung nahe, daß auch dort "fireball"-Neutronen einen bemerkbaren Anteil an der Intensität dieser Komponente stellen.

Der quantitative Vergleich der Ergebnisse für die Breite der Impulsverteilung von Madey und Koautoren in Abhängigkeit vom mittleren Stoßparameter der Reaktionen mit den hier gezeigten Daten erfolgt mit Hilfe der Stoßparameterrekonstruktion in [Sch95], bei der für ein gegebenes Z_{bound} der dazugehörige mittlere Stoßparameter bestimmt wird. Damit erhält man für die Breite der Impulsverteilung der thermisch emittierten Neutronen die Werte $\sigma_p \simeq 60$ MeV/c bzw. 90 MeV/c für Reaktionen mit $<b>=0.89\cdot 2R_{Au}$ ($<Z_{bound}>=69$) bzw. $<b>=0.43\cdot 2R_{Au}$ ($<Z_{bound}>=20$). Dabei ist zu berücksichtigen, daß hier, trotz des gleichen mittleren Stoßparameters, unterschiedliche Reaktionsklassen verglichen werden. Die Abweichung nach oben gegenüber den Werten von Madey und Koautoren ist darauf zurückzuführen, daß hier die vom Projektilrestkern emittierten Neutronen mit nur einer Gaußverteilung angepaßt werden.

Es bietet sich ebenfalls der Vergleich mit Daten für die Impulsverteilung von Protonen in relativistischen Schwerionenreaktionen an. In [Bas90] sind Impulsverteilungen von Protonen u.a. für das System Ne+Pb bei 800 A·MeV dargestellt, gemessen unter 3^o im Laborsystem. Die Spektren werden durch eine Summe aus zwei Komponenten gut beschrieben: Eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung, deren Maximum bei ungefähr halber Strahlrapidität liegt, und eine Fermi-Verteilung, die die Emission von Protonen vom Projektilrestkern beschreibt. Aufgrund der ebenfalls zu berücksichtigenden zusätzlichen Coulombenergie der Protonen ist ein direkter quantitativer Vergleich mit den hier gezeigten Ergebnissen für Neutronen nicht möglich. Qualitativ ist die Spektrenform derjenigen der hier gezeigten Rapiditätsverteilung der Neutronen jedoch sehr ähnlich. Ausserdem zeigt sich, analog zu der zunehmden Breite der Neutronenimpulsverteilung, ein deutlicher Trend zu höheren Temperaturparametern für die Emission von Protonen des Projektilrestkerns bei abnehmendem Stoßparameter der Reaktionen.

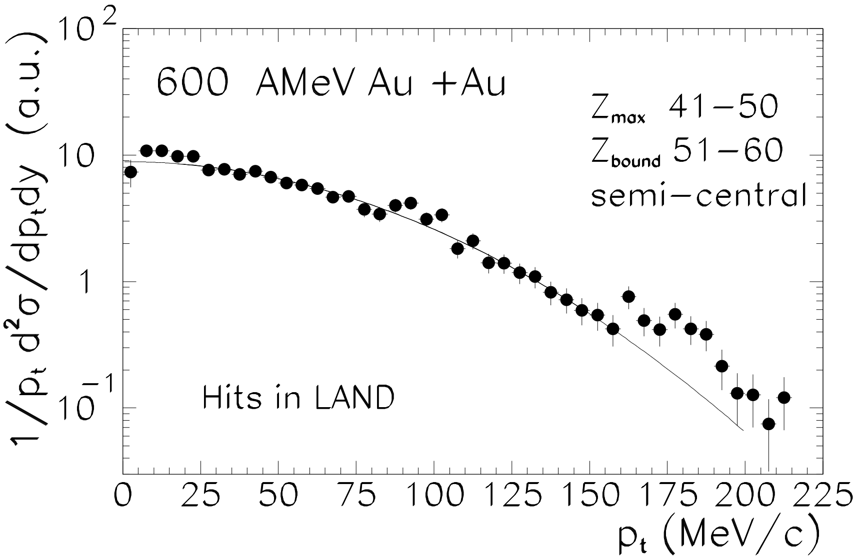

Abbildung 4.8: Transversalimpulsverteilung der Treffer in LAND für das System 600 A·MeV Au+Au. Gefittet wurde mit einer Gaußverteilung (durchgezogene Linie).

4.4 Transversalimpulsverteilungen

Der dynamische Bereich der Transversalimpulsverteilung der Treffer in LAND ist mit $p_t^{max} \simeq 200$ MeV/c, bedingt durch die Akzeptanz des Detektors, deutlich kleiner als derjenige der Longitudinalimpulsverteilung. Neutronen, die vom "fireball" emittiert werden, liefern hier einen über diesen Transversalimpulsbereich nahezu konstanten Beitrag. In Abbildung 4.8 ist ein typisches Spektrum dargestellt. Es wurde mit einer Gaußverteilung gefittet, was wiederum dem Vorliegen einer Maxwell-Boltzmann-Impulsverteilung der Neutronen bei der Emission durch den Projektilrestkern oder seine Fragmente bedeutet. Der Bereich $p_t \leq$ 20 MeV/c des Spektrums wurde nicht berücksichtigt, da bei kleinen Transversalimpulsen, $p_t \to 0$, die Granularität des Detektors die Spektrenform beeinträchtigt. Nach oben wurde der Fit-Bereich auf $p_t \leq 150$ MeV/c eingeschränkt, da hier der Anteil der Neutronen, die vom "fireball" emittiert werden, wesentlich beitragen kann. Die Beschreibung der Spektren mit 2 Gaußverteilungen, wobei das Maximum der "fireball"-Komponente entsprechend den Ergebnissen der Beschreibung der Rapiditätsverteilungen eingesetzt wurde, führte –im Rahmen der Fehler– zu den gleichen Ergebnissen wie die Beschreibung mit einer Gaußverteilung.

Die Korrektur auf das Detektoransprechverhalten (siehe Abschnit 4.2) fällt deutlich kleiner aus als die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Breite der Transversalimpulsverteilungen. Daher wurde auf diese Korrektur verzichtet.

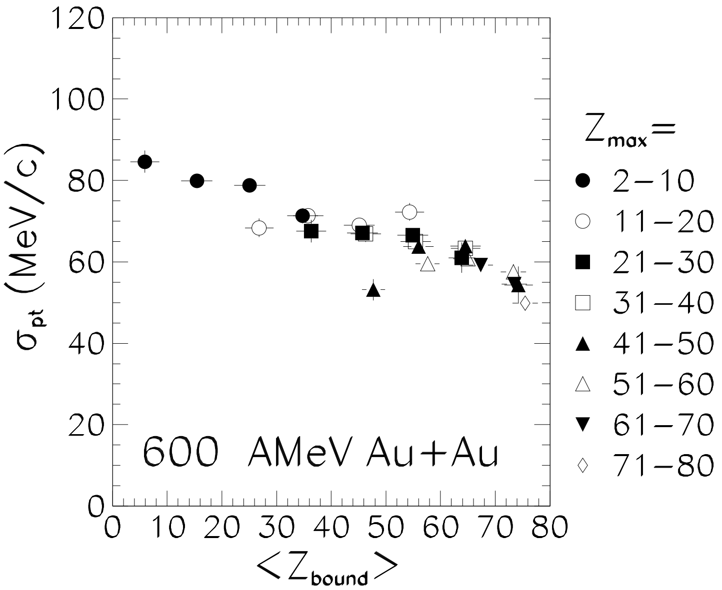

Abbildung 4.9: Breite der Transversalimpulsverteilung der Neutronen, die der Projektilrestkern-Quelle zugeordnet werden als Funktion der Ereignis-charakterisierenden Observablen Z_{bound} und Z_{max}.

Die Korrelation der Breite der Transversalimpuls-Verteilung der Neutronen mit dem Stoßparameter der Reaktion zeigt –analog wie bei den Longitudinalimpulsen– eine ansteigende Breite mit abnehmendem Stoßparameter (Abb. 4.9), wobei der Anstieg im Bereich Z_{bound} ≤ 35 hier etwas flacher ausfällt.

Bei peripheren Stößen stimmen die gemessenen Breite der Transversalimpulsverteilungen mit denen der Longitudinalimpulsverteilungen überein (Abb. 4.10), was auf die isotrope Emission der Neutronen vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten hindeutet. Bei zentralen Stößen sind die Breiten der Longitudinalimpus-Verteilungen etwas größer. Hier muß noch geklärt werden, ob ein signifikanter Einfluß der longitudinalen Geschwindigkeitsverteilung des Projektilrestkerns vorliegt: Fluktuationen der longitudinalen Geschwindigkeit des Projektilrestkerns bewirken eine Verbreiterung der Rapiditätsverteilung der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen.

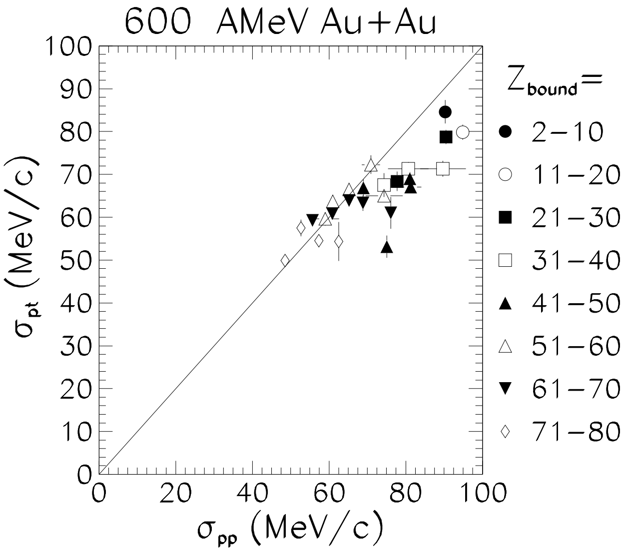

Abbildung 4.10: Korrelation zwischen der Breite der Transversalimpulsverteilung und der Breite der Longitudinalimpulsverteilung der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen.

Kapitel 5

Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns

Das in Kapitel 1 beschriebene Szenario einer peripheren Schwerionenreaktion bei relativistischen Einschußenergien und des darauffolgenden Zerfalls des Projektilrestkerns läßt sich kurz folgendermaßen zusammenfassen: Abscheren von Nukleonen für den "fireball" vom Projektil, Emission von leichten Teilchen vom Projektilspektator vor Erreichen des Gleichgewichts, Expansion und gleichzeitige Evaporation leichter Teilchen, Aufbruch in mehrere Fragmente und Evaporation von leichten Teilchen durch die angeregten Fragmente. Dieses Bild legt im Prinzip die Unterscheidung zwischen "Projektilspektator", also dem an der Reaktion unbeteiligten Anteil des Projektils unmittelbar nach dem Abscheren, und dem "Projektilrestkern" zum Zeitpunkt seines Aufbruchs, nahe. In den Geschwindigkeitsspektren der geladenen Fragmente und Neutronen ist jedoch kein signifikanter Beitrag von Teilchen, die nicht der Emission des Projektilrestkerns aus dem thermischen Gleichgewicht zuzuordnen sind, erkennbar. Daher wird im folgenden "Projektilspektator" mit "Projektilrestkern" gleichgestzt. Es können alle nachgewiesenen Neutronen und geladene Fragmente mit ungefähr Projektilgeschwindigkeit dem Zerfall des Projektilrestkerns zugeordnet werden. Somit kann durch eine Bilanz der Neutronenmultiplizität und der Massenzahl aller geladenen nachgewiesenen Fragmente des Projektilrestkerns dessen Massenzahl rekonstruiert werden.

Die erste Bilanz von Nukleonenzahl und Anregungsenergie des Projektilrestkerns in relativistischen Schwerionenreaktionen haben Campi und Ko-Autoren [Cam94] aufgestellt. Für die 600 A·MeV Au+Cu Daten des Experimentes S031 wurde aus den Ladungsverteilungen der Fragmente die Anzahl der emittierten Wasserstoff-Isotope extrapoliert. Für das A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns wurde dasjenige des Projektils A_{Au}/Z_{Au}=2.5 angenommen.

In dieser Arbeit kann die Information über die Zerfallsprodukte des Projektilrestkerns um die Neutronenmultiplizität (Abschnitt 5.2) erweitert werden. Bei der Analyse werden die mit Hilfe des TOF-Detektors gemessenen Ladungen der nachgewiesenen geladenen Fragmente des Projektilrestkerns benutzt (Abschnitt 5.1), wobei auch der geringe Anteil der Fragmente des Projektilspektators, die das CsJ-Detektorhodoskop treffen, berücksichtigt wird. [Sch95]. Die Masse der Fragmente als Funktion ihrer Ladung wird mit Hilfe einer Parametrisierung (EPAX) bestimmt, die experimentelle Daten eines früheren Experimentes (S031) gut beschreibt [Lin93]. Die Multiplizität der vom Zerfall des Projektilrestkerns stammenden Wasserstoff-Isotope stand für diese Analyse nicht zur Verfügung. Trotzdem kann mit Hilfe von Annahmen über das A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns und die relativen Häufigkeiten der Wasserstoff-Isotope eine vollständige Massen- und Ladungsbilanz des Zerfalls des Projektilrestkerns aufgestellt werden. Dies wird in den folgenden Beziehungen für Ladungszahl Z_{PS} und Massenzahl A_{PS} des Projektilrestkerns ersichtlich:

$$\begin{aligned} Z_{PS} &= Z_{bound} + M_p + M_d + M_t && (5.1)\\ A_{PS} &= A_{bound} + M_p + 2 \cdot M_d + 3 \cdot M_t + M_n && (5.2)\\ Z_{PS}/A_{PS} &=: \eta && (5.3) \end{aligned}$$

Hierbei ist $Z_{bound}=\sum_{Z\geq 2} Z_{Frag}$ die Summe der Ladungen aller nachgewiesenen Fragmente des Projektilrestkerns mit Ausnahme der Protonen und A_{bound} die Summe der durch EPAX bestimmten Massenzahlen der Fragmente mit $Z\geq 2$. M_p, M_d und M_t bezeichnen die Multiplizität von Protonen, Deuteronen und Tritonen, M_n ist die Neutronenmultiplizität. Durch die Annahmen über das A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns (Abschnitt 5.3) und die relativen Häufigkeitsverhältnisse der Wasserstoff-Isotope (Abschnitt 5.1) reduziert sich die Anzahl der Unbekannten der verbleibenden zwei Gleichungen auf zwei, nämlich A_{PS} und die Multiplizität von Wasserstoff-Isotopen M_H. Führt man für das relative Verhältniss der Multiplizitäten der Wasserstoff-Isotope die Abkürzungen $M_p/M_d/M_t=:1/\alpha/\beta$ sowie $\xi:=(1+2\alpha+3\beta)/(1+\alpha+\beta)$ ein, so ergibt sich für die Massenzahl des Projektilrestkerns:

$$A_{PS} = \frac{A_{bound} - \xi \cdot Z_{bound} + M_n}{1 - \eta \cdot \xi} \qquad (5.4)$$

und für die Multiplizität an Wasserstoff-Isotopen:

$$M_H = \frac{\eta \cdot A_{bound} - Z_{bound} + \eta \cdot M_n}{1 - \eta \cdot \xi} \qquad (5.5)$$

Diese Nukleonenbilanz wird in Abschnitt 5.4 für die Daten des S114-Experimentes aufgestellt. Die Schlußfolgerungen, die sich unmittelbar daraus auf den Zusammenhang zwischen mittlerer Multiplizität an mittelschweren Fragmenten (IMF's, 3≤Z≤30) und Z_{bound} ergeben, werden im anschließenden Abschnitt diskutiert.

5.1 Massen geladener Fragmente

Im Rahmen des hier vorgestellten Experiments wurden Multiplizität und Ladung der Fragmente des Projektilrestkerns gemessen [Sch95] [Wör95]: Es werden nur solche Fragmente dem Zerfall des Projektilrestkerns zugeordnet, deren Rapidität mindestens 75% der Rapidität des Projektils entspricht. Während die geometrische Akzeptanz des TOF-Detektors für Fragmente mit Ladung Z≥10 fast 100% beträgt, müssen für leichtere Fragmente Akzeptanzverluste in Kauf genommen werden, da diese im Mittel unter größeren Winkeln emittiert werden. Die geometrische Akzeptanz für Li-Isotope beläuft sich auf etwa 85%, die für He-Isotope ist etwa 75% [Wör95]. Diejenigen He- und Li-Fragmente des Projektilrestkerns, die unter größeren Winkeln als den vom TOF-Detektor eingenommenen emittiert werden, können mit Hilfe des CsJ-Detektorhodoskopes nachgewiesen werden [Sch95]. Für Wasserstoff-Isotope müssen Verluste in Kauf genommen werden, zum einen aufgrund der Detektorschwellen des TOF-Detektors, zum anderen wegen der größeren Breite der Verteilung. Dazu kommt, daß Protonen nur ungefähr die halbe magnetische Steifigkeit wie die anderen geladenen Fragmente haben und daher zum Teil den TOF-Detektor horizontal verfehlen. Insgesamt läßt sich die Effizienz des TOF-Detektors bezüglich des Nachweises von Protonen des Projektilrestkerns mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulation auf $\epsilon_H^{TOF} \simeq$ 50% abschätzen [Sch95].

Da die Isotopenzusammensetzung der Wasserstoff-Isotope nicht gemessen wurde, wurden typische Werte für die "fireball"-Quelle bei peripheren bzw. zentralen Stößen der Literatur entnommen. In [Dos88] wurde bei 650 A·MeV Au+Au Reaktionen die Isotopenzusammensetzung der von der "fireball"-Zone emittierten H-Isotope bestimmt. Zur Charakterisierung des Stoßparameters der Ereignisse wurde die Anzahl N_c aller nachgewiesenen geladenen Fragmente des "fireballs" benutzt. Für periphere Reaktionen (N_c=25) ergab sich ein Verhältnis der Multiplizitäten von Protonen, Deuteronen und Tritonen von $M_p/M_d/M_t$ = 1/0.3/0.1, bei zentralen Ereignissen (N_c=125) wurde $M_p/M_d/M_t$ = 1/0.6/0.4 gemessen. Im folgenden wird angenommen, daß die relativen Häufigkeiten der Wasserstoff-Isotope der "fireball"-Quelle ungefähr den Bereich abstecken, der beim Zerfall der hier untersuchten Zerfälle des Projektilrestkerns möglich ist. Bei den Werten für zentrale Reaktionen ist der Anteil an Deuteronen und Tritonen aller Wahrscheinlichkeit nach größer als bei den hier behandelten Zerfällen des Projektilrestkerns. In der vorliegenden Arbeit wurden jedoch beide Parametersätze verwendet, um den Einfluß des H-Isotopenzusammensetzung auf die gesamte Nukleonenbilanz zu untersuchen.

Die relativen Häufigkeitsverhältnisse der He- und Li-Isotope wurden im Experiment bestimmt [Möh95]. Da im hier behandelten Experiment noch keine Daten bezüglich der Massen schwererer Fragmente vorliegen, wird in dieser Analyse auf Daten des ersten Experiments (S031) zurückgegriffen, in dem die Massen der Fragmente mit Ladung Z$\geq$8 analysiert wurden [Lin93], [Tra94]. Bei peripheren Reaktionen und moderater Anregungsenergie emittiert der Projektilrestkern zunächst hauptsächlich Neutronen (vgl. Abschnitt 3.5). Deshalb liegt der Mittelwert des N/Z-Verältnisses der Fragmente als Funktion von deren Ladung auch bei Reaktionen, bei denen nur wenige Protonen vom Projektil entfernt wurden, bereits deutlich unter dem des Au-Projektils (N^{Au}/Z^{Au}=1.5). Die Mittelwerte der N/Z-Verteilung werden gut wiedergegeben von der EPAX-Parametrisierung [Süm90]. Diese ist eine Anpassung der für verschiedene Projektil-Target Kombinationen gemessen N/Z-Verteilungen der Fragmente des Targetspektators in Kern-Kern Reaktionen. Da alle bisher beobachteten Charakteristika des Aufbruchs des Projektilrestkerns lediglich von Z_{bound}, nicht aber vom Target abhängen, wird im folgenden die Massenzahl der Fragmente bei dem System 600 A·MeV Au+Au mit Hilfe von EPAX aus der gemessenen Ladung der Fragmente berechnet. Die Breiten der in [Lin93] gemessenen Verteilungen entsprechen in etwa dem 1.5-fachen derjenigen der EPAX-Parametrisierung. In der Nukleonenbilanz (Abschnitt 5.4) wird für jedes Fragment aus der mit Hilfe des TOF-Detektors gemessenen Ladung die Masse entsprechend der EPAX-Parametrisierung berechnet. Um den Einfluß der Unsicherheit der Breite σ_A Massenverteilung zu untersuchen, wurde die Nukleonenbilanz mehrfach durchgeführt, wobei als Breite die Werte σ_A=0, $\sigma_A=1\cdot\sigma_A^{EPAX}$ und $\sigma_A=2\cdot\sigma_A^{EPAX}$ benutzt wurden. Die daraus resultierende Differenz der Massenzahl des Projektilrestkerns ist deutlich kleiner als 1%.

Da die Gültigkeit der EPAX-Parametrisierung bei Multifragmentationsereignissen für Fragmente der Ladung Z$\leq$7 bisher nicht überprüft wurde, wurde zur Abschätzung des Einflusses dieser Unsicherheit auf die Nukleonenbilanz diese auch unter Verwendung der Massen der zerfallsstabilen Isotope mit Ladung 2$\leq$Z$\leq$10 aufgestellt. Die sich hierbei ergebende Änderung der Massenzahl des Projektilrestkerns ist kleiner als 1%.

5.2 Neutronenmultiplizität

Die Bestimmung der Multiplizität der Neutronen, die auf den Neutronendetektor treffen, sowie die Korrektur auf den Untergrund, der durch Reaktionen der Fragmente im TOF-Detektor hervorgerufen wird, ist in Kapitel 3 dargestellt. Die Multiplizität der im LAND nachgewiesenen Neutronen wird nun zunächst auf den Anteil von Neutronen, die dem "fireball" zuzuordnen sind, korrigiert. Danach wird die geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors für Neutronen, die vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittiert werden, berücksichtigt.

Der Anteil der Neutronen aus dem "fireball", die den Neutronendetektor treffen, kann praktisch vernachlässigt werden. Zur Abschätzung wurde die Ortsverteilung der Neutronen aus dem "fireball" entsprechend der in Abschnitt 4.4 beschriebenen Simulation über die nicht durch den Magneten vom Target abgeschirmte Frontfläche des Detektors integriert. Das Produkt der so berechneten geometrischen Akzeptanz für "fireball"-Neutronen mit der zu maximal 60 angenommenen Anzahl ungebundener Neutronen beläuft sich auf $M_{n,fire}^{LAND} \simeq 0.3$ Neutronen im LAND. Obwohl diese Abschätzung Unsicherheiten über Impuls- und Winkelverteilungverteilung sowie den Anteil ungebundener Neutronen der "fireball"-Quelle enthält, kann der Beitrag an "fireball"-Neutronen vernachlässigt werden.

Die geometrische Akzeptanz des Detektors für Neutronen, die vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittiert werden, wird mit Hilfe der in Kapitel 4 gemessenen longitudinalen und transversalen Neutronenimpulsverteilungen ermittelt, die jeweils durch eine Maxwellverteilung gut beschrieben werden. Wie der Vergleich zwischen den gemessenen Breiten der Longitudinal- und Transversalimpuls-Verteilungen zeigte (Abb. 4.10), kann von einer isotropen Emission der Neutronen im Ruhesystem des Projektilrestkerns ausgegangen werden. Die geometrische Akzeptanz ergibt sich damit durch Integrieren der durch die Breite (Standardabweichung) der Transversalimpulsverteilung gegebenen normierten Ortsverteilung der Neutronen über die nicht durch den Magneten vom Target abgeschirmte Frontfläche des Detektors. Es ergibt sich eine geometrische Akzeptanz von ϵ_{geom}^{LAND}=46% bei den Reaktioen mit den kleinsten Stoßparametern bzw. ϵ_{geom}^{LAND}=76% bei denen mit den größten Stoßparametern: In Abb. 5.1 ist die geometrische Akzeptanz als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max} dargestellt. $<Z_{bound}>$ ist dabei das mittlere Z_{bound} in einem Z_{bound}-Bereich von jeweils 10 Ladungseinheiten, wobei die gleichen Bereiche gewählt wurden, wie für Z_{max}.

Die mit LAND gemessene Neutronenmultiplizität ist in in Abb. 5.2 als Funktion von Z_{bound} dargestellt (oberes Diagramm). Das untere Diagramm zeigt die Mittelwerte der Verteilung (offene Kreise), wobei für jedes Bin in Z_{bound} die rms-Breite der Verteilung als Fehlerbalken eingetragen ist. Die geschlossenen Kreise markieren die auf den Anteil an "fireball"-Neutronen und die geometrische Akzeptanz des Detektors korrigierten Multiplizitäten. Der steile Anstieg bei peripheren Reaktionen (großes Z_{bound}) wird durch die Auflösung des TOF-Detektors ($\Delta Z \simeq 3$ Ladungseinheiten (FWHM) für schwere Fragmente) verschmiert. Zum Vergleich sind die Neutronenmultiplizitäten für Ereignisse eingetragen, bei denen die mit Hilfe des MUSIC-Detektors ($\Delta Z \simeq 0.5$ (FWHM)) gemessene Ladung des schwersten Fragmentes Z_{max}^{MUSIC}=78 betrug.

Die Multiplizität der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen ist in Abb. 5.3 als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max} dargestellt. Hier wurde für die einzelnen Intervalle von jeweils 10 Ladungseinheiten in der Z_{max}-Z_{bound}-Ebene die mittlere Neutronenmultiplizität ermittelt. Diese steigt, ausgehend von peripheren Reaktionen, zunächst steil an, erreicht ihr Maximum bei semi-peripheren Stößen ($Z_{bound} \simeq 40$) und fällt zu zentralen Reaktionen wieder ab. Dieses Verhalten, das qualitativ in Übereinstimmung

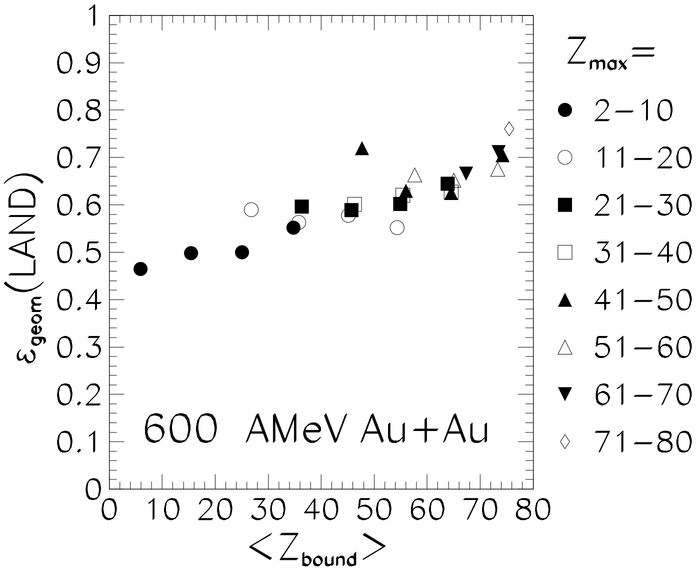

Abbildung 5.1: Geometrische Akzeptanz des Neutronendetektors als Funktion von Z_{max} und $<Z_{bound}>$.

mit dem Verständnis des Zerfalls des Projektilrestkerns als Funktion von Z_{bound} ist, kommt durch zwei Effekte zustande: Mit abnehmendem Stoßparameter der Reaktionen steigt die Anregungsenergie des Projektilrestkerns, was zu einer wachsenden Anzahl an emittierten Neutronen führt. Außerdem nimmt mit dem Stoßparameter auch die Nukleonenzahl des Projektilrestkerns ab, was zu einem Abfall in der Anzahl emittierter Neutronen führt. Bei großem Z_{bound} dominiert der erste Effekt, bei kleinen Z_{bound} der zweite. Dabei bleibt zunächst offen, wie das Verhältnis von der Anzahl emittierter Neutronen zur Nukleonenzahl des Projektilrestkerns ist. Dies wird anhand der vollständigen Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns diskutiert (siehe Abschnitt 5.4).

In Abb. 5.3 ist weiterhin eine klare Abhängigkeit der Neutronenmultiplizität von der größten innerhalb eines Ereignisses beobachteten Fragmentladung Z_{max} zu erkennen. Für einen festen Bereich in Z_{bound} steigt die Neutronenmultiplizität mit kleiner werdendem Z_{max} stark an. Im Bereich $71 \leq Z_{bound} \leq 79$ ist die Neutronenmultiplizität für Ereignisse mit $51 \leq Z_{max} \leq 60$ um etwa die Hälfte größer als für Ereignisse mit $71 \leq Z_{max} \leq 79$. Eine Abschätzung für Ereignisse mit $41 \leq Z_{bound} \leq 50$ mit Hilfe der in [Lin93] angegebenen N/Z-Verhältnisse der Fragmente ergibt, daß die Variation in der Multiplizität freigesetzter Neutronen nur etwa zur Hälfte auf die unterschiedliche Anzahl von in Fragmenten gebundenen Neutronen zurückzuführen ist: Hier ist die Differenz in der Neutronenmultiplizität $\Delta M_n=11$ zwischen Ereignissen mit $41 \leq Z_{max} \leq 50$ und Ereignissen mit $11 \leq Z_{max} \leq 20$. Die Multiplizität der in Fragmenten enthaltenen Neutronen in diesen beiden Ereignisklassen

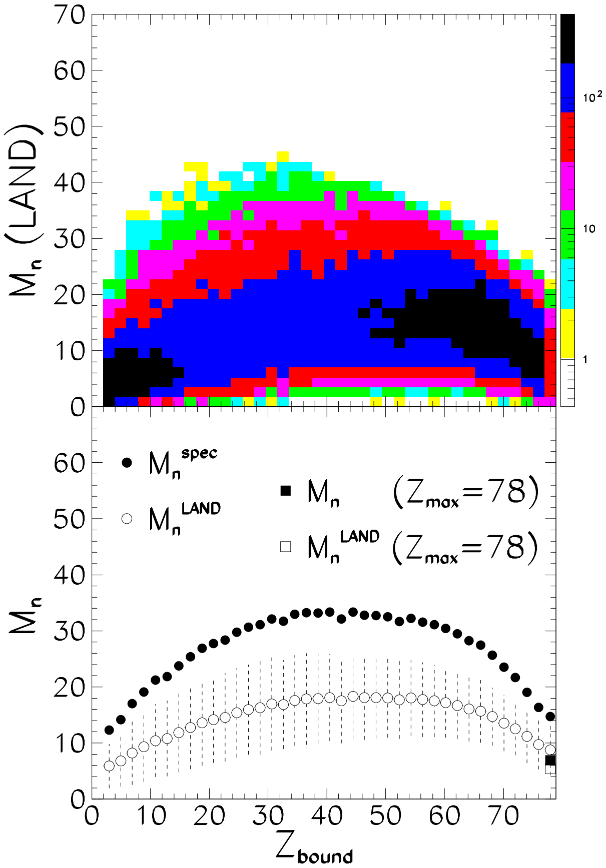

Abbildung 5.2: Neutronenmultiplizität im LAND als Funktion von Z_{bound} (oben, logarithmische Skala). Gemessene Neutronenmultiplizität vor (offene Symbole) und nach (geschlossene Symbole) Korrektur auf die geometrische Akzeptanz des LAND-Detektors als Funktion von Z_{bound} (unten).

differiert jedoch nur um $\Delta M_n^{Frag} \simeq 5.5$. In einem Ereignis mit $11 \leq Z_{max} \leq 20$ werden hier also im Mittel etwa 5.5 Neutronen mehr evaporiert als in Ereignissen mit $41 \leq Z_{max} \leq 50$. Die beobachtete Variation der Neutronenmultiplizität in Abhängigkeit von der Ladung des schwersten Fragmentes spiegelt die Variation der Anregungsenergie des Projektilrestkerns für einen festen Z_{bound}-Bereich wider. Dies bedeutet qualitativ, daß unter zusätzlicher Verwendung der Observable Z_{max} eine zusätzliche Sensitivität bezüglich der Anregungsenergie des Projektilrestkerns erreicht wird (vgl. Abschnitt 2.3), in Konsistenz mit Ergebnissen von Kunde [Kun95]. Qualitativ stimmt dies auch mit den Ergebnissen der Analyse der Geschwindigkeitsverteilung der Neutronen überein (Kapitel 4): Bei konstantem Z_{bound} steigt die Breite der Geschwindigkeitsverteilung mit abnehmendem Z_{max}, während die mittlere longitudinale Geschwindigkeit geringer wird. Quantitativ kann der Effekt zunehmender Anregungsenergie bei abnehmendem Z_{max} bei Kenntnis von Nukleonenzahl und

Anregungsenergie des Projektilrestkerns diskutiert werden (Abschnitt 6.4).

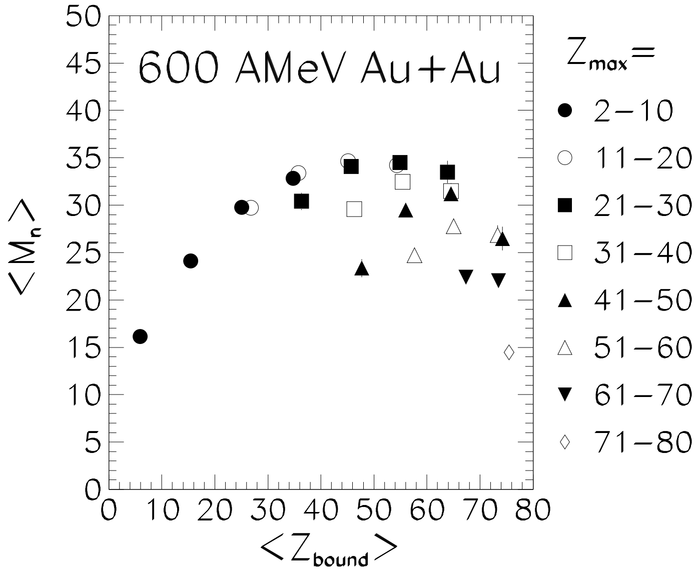

Abbildung 5.3: Multiplizität der vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittierten Neutronen als Funktion von Z_{max} und $<Z_{bound}>$.

5.3 A/Z des Projektilrestkerns

Aufgrund der kurzen Wechselwirkungszeit zwischen Projektil- und Targetkern ist nicht zu erwarten, daß sich das A/Z-Verhältnis des "Projektilspektators" von demjenigen des Projektils unterscheidet. Für die im folgenden Abschnitt aufgestellte Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns wurde daher ein Verhältnis von $A_{PS}/Z_{PS}=A_{Au}/Z_{Au}=2.5$ angenommen. Um den Einfluß dieser Annahme auf die Nukleonenbilanz zu überprüfen wurde diese ebenfalls unter der Annahme eines Verhältnisse von $A_{PS}/Z_{PS}=2.3$ durchgeführt.

5.4 Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns

Bei der Bilanz aller vom Projektilrestkern emittierten, freien oder in Fragmenten gebundenen Nukleonen kann zum gegenwärtigen Zeitpunkt nicht auf die vollständige Information über Ladungs- und Massenzahl der einzelnen Fragmente für jedes Ereignis zurückgegriffen werden: Die Information über Wasserstoff-Isotope fehlt. Die Multiplizitätsverteilung der Neutronen wird, bedingt durch die nicht vollständige geometrische Akzeptanz des Detektors und dessen geringe Auflösung, verschmiert, so daß Fluktuationen der Neutronenmultiplizität für eine feste Ereignisklasse teilweise verloren gehen. Ähnlich verhält es sich für die geladenen Fragmente, bei denen die Ladungsauflösung des TOF-Detektors für eine Verschmierung sorgt. Für deren Massenzahl muß auf die Information über die Mittelwerte als Funktion der gemessenen Ladung zurückgegriffen werden; Fluktuationen im N/Z-Verhältnis gehen für die Nukleonenbilanz also vollständig verloren.

Die Analyse wird derart durchgeführt, daß für jedes Ereignis aus den jeweils gemessenen Multiplizitäten und Ladungen der nachgewiesenen Fragmente sowie der gemessenen Neutronenmultiplizität die Ladungs- und Massenzahl des Projektilrestkerns berechnet wird. Hierbei wird die bekannte Systematik über die Massenverteilung der Fragmente und die Annahme bezüglich des A/Z-Verhältnisses des Projektilrestkerns verwendet: Die Massenzahlen der Fragmente werden dabei entsprechend der bekannten Massenverteilung, d.h. der mit Hilfe der Proportionalzähler gemessenen ^{3}He:^{4}He- und ^{6}Li:^{7}Li- Multiplizitätsverhältnissen bzw. entsprechend der EPAX-Parametrisierung für Fragmente mit Ladung Z$\geq$4, per Zufallsgenerator zugewiesen. Die so berechneten Werte für Ladungs- und Massenzahl des Projektilrestkerns und für die Multiplizität emittierter Wasserstoff-Isotope sind daher nur im Mittel gültig.

Um den Einfluß der in den vorangehenden Abschnitten erläuterten Annahmen auf die Nukleonenbilanz des Zerfalls des Projektilrestkerns zu untersuchen, wurden die verschiedenen Parameter für die Isotopenverhältnisse der Wasserstoff-Isotope, für das A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns und für die Breite der Fragmentmassenverteilung unabhängig voneinander variiert. Es wurden die in Tabelle 5.1 aufgelisteten Parameter-Kombinationen benutzt. Die Variation der berechneten Größen, je nach verwendetem Parametersatz, ermöglicht eine Abschätzung der systematischen Fehler dieses Verfahrens. Hierbei muß man jedoch in Erinnerung behalten, daß erstens die Annahme, daß das A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns gleich dem des Projektils (2.5) ist, die wahrscheinlichere der beiden verwendeten Annahmen darstellt. Zweitens sind die Multiplizitätsverhältnisse der Wasserstoff-Isotope entsprechend den peripheren Reaktionen bei den Plastik-Ball Daten (siehe Abschnitt 5.1) zumindest für die peripheren hier untersuchten Ereignisse ebenfalls die wahrscheinlicheren der beiden hier benutzten.

Das Ersetzen der EPAX-Massenzahlen für Fragmente mit Ladung 4$\leq$Z$\leq$10 durch die Massenzahlen der stabilen Isotope ergab lediglich eine Änderung der errechneten mittleren Massenzahl A_{PS} des Projektilrestkerns im Bereich unterhalb eines Prozentes, ähnlich wie die Variation der Breite der Massenverteilung aller Fragmente um einen Faktor zwei (Abschnitt 5.1). Demgegenüber zeigt sich eine starke Abhängigkeit der Größe A_{PS} von der Annahme über die relativen Multiplizitätsverhältnisse der Wasserstoff-Isotope: Die Variation von A_{PS}, geht man von Parametersatz 1 zu Parametersatz 5, beträgt 5%, gemittelt über alle mit Hilfe von Z_{max} und Z_{bound} selektierten Ereignisklassen, wobei Abweichungen von bis zu 13 Nukleonen auftreten. Vergleichbar ist der Einfluß des A/Z-Verhältnisses des

Tabelle 5.1: Parameter für die Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns

Nr.	M_d/M_p	M_t/M_p	A_{PS}/Z_{PS}	σ/σ_{EPAX}
1	0.3	0.1	2.5	1
2	0.3	0.1	2.5	2
3	0.3	0.1	2.3	1
4	0.3	0.1	2.3	2
5	0.6	0.4	2.5	1
6	0.6	0.4	2.5	2
7	0.6	0.4	2.3	1
8	0.6	0.4	2.3	2

Projektilrestkerns: Ersetzt man Parametersatz 1 durch Parametersatz 3, ergibt sich eine Änderung von im Mittel 6%.

Die Multiplizität von Wasserstoff-Isotopen, wie sie sich aus der Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns ergibt, ist in Abb. 5.4 als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max} aufgetragen. Die Punkte kennzeichnen die Werte, die sich bei Verwendung des Parametersatzes Nr. 1 ergeben, während die Fehlerbalken den Bereich zwischen minimalem und maximalem Wert bei Verwendung der verschiedenen Parametersätze markieren. Die maximalen Werte bei den periphersten Reaktionen gehören zu den Parametersätzen mit einem A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns von A_{PS}/Z_{PS}=2.3: Aufgrund der Ladungserhaltung schließen sich hier die berechnete Multiplizität von Wasserstoff-Isotopen und der Wert für Z_{bound} aus. Der Wert A_{PS}/Z_{PS}=2.5 ist hier eindeutig der wahrscheinlichere. Für zentrale Stöße kann hier über A_{PS}/Z_{PS} keine Aussage gemacht werden. Die hier berechnete Multiplizität an Wasserstoff-Isotopen ist konsistent mit der mit Hilfe von TOF-Detektor und CsJ-Detektorhodoskop gemessenen [Sch95].

In Abb. 5.5 ist das Ergebnis der Bilanz für die Ladungszahl des Projektilrestkerns als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max} eingezeichnet. Die Datenpunkte entsprechen wieder den unter Verwendung des Parametersatzes Nr. 1 errechneten Werten für Z_0, so daß der Einfluß des A/Z-Verhältnisses des Projektilrestkerns und des p/d/t-Verhältnisses ersichtlich wird: Analog zu Abb. 5.4 liefert Parametersatz Nr. 1 für alle Ereignisklassen die minimalen Werte. Für periphere Ereignisse liegen die maximalen Werte, die jeweils zu den Parametersätzen mit A_{PS}/Z_{PS}=2.3 gehören, deutlich über der Ladungzahl des Projektils, während die Parametersätze mit A_{PS}/Z_{PS}=2.5 unabhängig vom benutzten p/d/t-Verhältnis den Wert $<Z_{PS}>$=77.7 liefern. Für zentrale Ereignisse entsteht die Abweichung des maximalen Wertes von denen des Paramtersatzes Nr. 1 zu jeweils etwa 50% durch die Verwendung von A_{PS}/Z_{PS}=2.3 und des p/d/t-Verhältnis für zentrale Reaktionen.

Das Ergebnis der Ladungsbilanz des Projektilrestkerns von Campi und Ko-Autoren [Cam94]

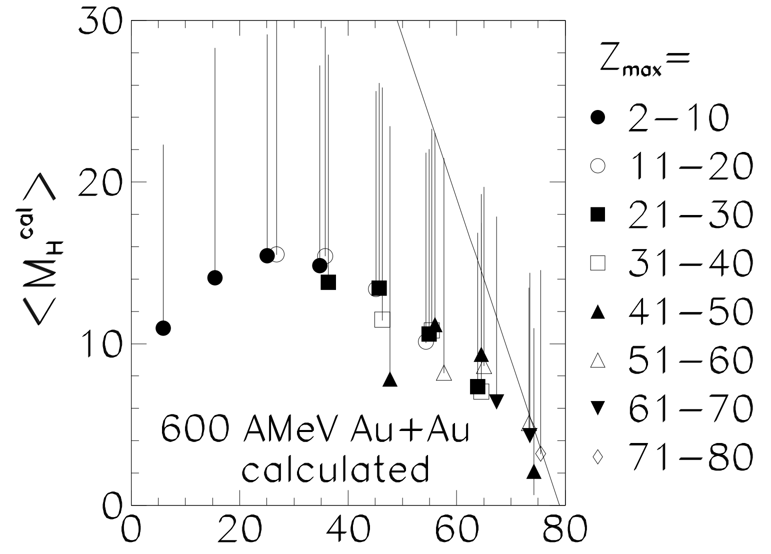

Abbildung 5.4: Multiplizität an Wasserstoff-Isotopen, errechnet aus der Nukleonenbilanz des Projektilrestkerns, als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max}. Die durchgezogene Linie bezeichnet die maximal mögliche Multiplizität an Wasserstoff-Isotopen.

ist als gestrichelte Linie in Abb. 5.5 eingezeichnet. Bei peripheren Reaktionen stimmen die Resultate überein, während Campi und Ko-Autoren bei zentralen Reaktionen eine grössere Ladungszahl des Projektilrestkerns erhalten. Dies ist auf die dort höhere Multiplizität an Wasserstoff-Isotopen zurückzuführen, die durch Extrapolieren der Häufigkeitsverhältnisse der Fragmente als Funktion ihrer Ladung bestimmt wurde.

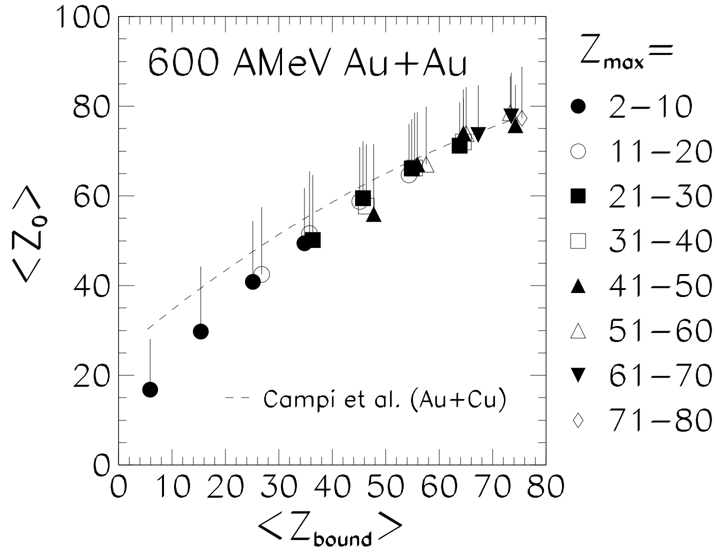

Abbildung 5.5: Ladungszahl des Projektilrestkerns als Funktion von $<Z_{bound}>$ und Z_{max}. Die Datenpunkte kennzeichnen die Ergebnisse für Parametersatz Nr. 1.

Kapitel 6

Energiebilanz des Projektilrestkerns

Die erste auf experimentellen Daten basierende Abschätzung der im Projektilrestkern deponierten Anregungsenergie in Multifragmentationsereignissen wurde in [Cam94] veröffentlicht. Bei der in Kapitel 5 erwähnten Nukleonenbilanz von Campi und Koautoren wurde die Anregungsenergie E_0 des Projektilrestkerns aus der Summe der kinetischen Energien E^{kin}_{Frag} der Fragmente des Aufbruchs und des Q-Wertes errechnet:

$$E_0 \quad = \quad Q_0 + \sum_{Frag} E^{kin}_{Frag} \tag{6.1}$$

Für die kinetischen Energien der Wasserstoff-Isotope wurden Werte entsprechend den Daten für die mittlere kinetische Energie der Wasserstoff-Isotope im Ruhesystem des Projektilrestkerns bei der Reaktion Ne+Pb bei 800 A·MeV benutzt [Bas90]. Die Neutronenenergien wurden aus denjenigen der Protonen, verringert um deren Coulomb-Energie, errechnet. Zur Bestimmung des Q-Wertes wurde angenommen, daß das A/Z-Verhältnis der Fragmente dem der stabilen Isotope entspricht. Es zeigt sich, daß die so ermittelte Anregungsenergie des Projektilrestkerns ungefähr übereinstimmt mit den Ergebnissen von BUU-Simulationen, wobei letztere bei zentralen Reaktionen zu höheren Werten führen [Cam94].

Die von Campi und Koautoren aufgestellte Energiebilanz des Projektilrestkerns soll hier verbessert werden, zum einen durch Berücksichtigung der gemessenen Multiplizität und mittleren kinetischen Energie der emittierten Neutronen, zum anderen durch Verwendung der Parametrisierung der Massen und kinetischen Energien der geladenen Fragmente als Funktion der gemessenen Ladung der Fragmente. Dazu wird allerdings weiterhin eine Annahme über die kinetische Energie von Wasserstoff-Isotopen benötigt.

Bei der so berechneten Anregungsenergie handelt es sich um die Anregungsenergie des Projektilrestkerns direkt nach der "abrasion"-Phase der Reaktion: In den Rapiditätsverteilungen der Neutronen (Kapitel 4) zeigt sich kein Hinweis für einen signifikanten

Beitrag von Neutronen, die nicht dem Zerfall des Projektilrestkerns zuzuordnen sind. Die Rapiditätsverteilung der Neutronen, die vom Projektilrestkern emittiert werden, sind wiederum konsistent mit der Emission aus einem thermischen Gleichgewicht. Anzeichen für eventuell vorhandene Vorgleichgewichtseffekte gibt es nicht. Dementsprechend erlaubt diese Energiebilanz des Projektilrestkerns keine Rückschlüsse über mögliche verschiedene Stufen der Abregung des Projektilrestkerns (Evaporation leichter Teilchen und darauffolgender Aufbruch).

In den folgenden Abschnitten werden die verschiedenen Beiträge zur Anregungsenergie des Projektilrestkerns erörtert: Kinetische Energie der Neutronen, kinetische Energie der geladenen Fragmente sowie der Aufbruchs-Q-Wert.

6.1 Kinetische Energie der Neutronen

Die mittlere kinetische Energie der Neutronen im System des Projektilrestkerns kann mit Hilfe der in Kapitel 4 bestimmten Rapiditäts- bzw. Impulsverteilungen berechnet werden. Die Rapiditätsverteilung der Neutronen, die vom Projektilrestkern emittiert werden, ist gaußförmig und daher konsistent mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung (siehe Anhang C). Das gleiche gilt für die Transversalimpulsverteilung. Der Vergleich der Breiten von Rapiditäts- und Transversalimpulsverteilung deutet auf eine isotrope Emission im Ruhesystem des Projektilrestkerns hin. Für eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung bei der Temperatur T,

$$\frac{dN}{dE} = N_0 \cdot \sqrt{E} \cdot exp(-\frac{E}{T}), \tag{6.2}$$

wobei N_0 eine Normierungskonstante und E die kinetische Energie der Neutronen bezeichnet, ergibt sich die mittlere kinetische Energie als Funktion der Breiten $\sigma^{(p)}_{x,y,z}$ der Impulsverteilungen in x-,y- und z-Richtung zu (siehe Anhang C):

$$< E > = \frac{(\sigma^{(p)}_x)^2 + (\sigma^{(p)}_y)^2 + (\sigma^{(p)}_z)^2}{2m} \tag{6.3}$$

Dabei ist m die Masse der Neutronen. Die Breite der Impulsverteilung in x- bzw. y-Richtung ist dabei gleich der Breite der Transversalimpulsverteilung: $\sigma^{(p)}_x = \sigma^{(p)}_y = \sigma^{(p)}_t$. Mit den in den Abbildungen 4.7 und 4.9 dargestellten Werten für die Breiten der Impulsverteilungen ergibt sich die in Abbildung 6.1 als Funktion von $<Z_{bound}>$ aufgetragene mittlere kinetische Energie der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen.

Die mittlere kinetische Energie der Neutronen steigt von etwa 4 MeV bei peripheren Reaktionen ($70 < Z_{bound} < 80$ und $70 < Z_{max} < 80$) auf etwa 12 MeV bei zentralen ($1 < Z_{bound} < 10$ und $1 < Z_{max} < 10$). Im Bereich $20 < Z_{bound} < 70$ zeigt sich eine klare

Abhängigkeit von der Ladung des schwersten nachgewiesenen Fragmentes: Die mittlere kinetische Energie der Neutronen ist um so größer, je kleiner die Ladung des schwersten Fragmentes des Projektilrestkerns ist.

Zum Vergleich mit bisher existierenden Daten für mittlere kinetische Energien bzw. Temperaturparameter von Neutronen, die vom Projektilrestkern in relativistischen Schwerionenreaktionen emittiert werden, können Werte für die Fragmentation von ^{136}Xe-Projektilen an Pb-, Sn-, Cu- und C-Targets bei 800 A·MeV herangezogen werden. In [Kli95] wird die Verteilung der kinetischen Energien von Neutronen im Ruhesystem des Projektils für Reaktionen, bei denen bis zu 6 Protonen vom Projektil entfernt wurden, entsprechend Gleichung 6.2 angepaßt. Der Temperaturparameter in dieser Ereignisklasse läßt sich zu T$\simeq$ 2.5$\pm$0.5 MeV abschätzen. Im Vergleich dazu ergibt sich in der vorliegenden Analyse von 600 A·MeV ^{197}Au+Au Reaktionen, bei denen bis zu 9 Protonen vom Projektil entfernt werden (71$\leq$Z$_{bound}$ $\leq$79), ein Temperaturparameter von T$\simeq$2.6 MeV.

In [Mad88] werden für das System Au+Au bei 800 A·MeV Temperaturparameter der vom Projektilrestkern evaporierten Neutronen von T=5.4$\pm$0.6 MeV für Reaktionen mit einem mittleren Stoßparameter $<$b$>$=0.43·2R$_{Au}$ und T=2.5$\pm$0.5 MeV für Reaktionen mit $<$b$>$=0.89·2R$_{Au}$ angegeben. Dabei ist R$_{Au}$ der Radius des Goldkernes. Berechnet man für die in Abb. 6.1 gezeigten mittleren kinetischen Energien den Temperaturparameter T entsprechend T=$\frac{2}{3}$E und verwendet die Stoßparameterrekonstruktion in [Sch95], bei der der mittlere Stoßparameter als Funktion von Z$_{bound}$ bestimmt wird, so ergeben sich die Vergleichswerte von T=7.7 MeV (Z$_{bound}$=20) bzw. T=3.7 MeV (Z$_{bound}$=69). Die Tatsache, daß die hier gezeigten Werte diejenigen von Madey und Koautoren um etwa 50 % überschreiten, ist darauf zurückzuführen, daß in [Mad88] die Impulsverteilungen der Neutronen mit insgesamt drei Komponenten gefittet wurden (siehe auch Kapitel 4). Dadurch wird die Breite der schmalsten Komponente unterschätzt.

6.2 Kinetische Energie der geladenen Fragmente

Für die mittleren kinetischen Energien von Wasserstoffisotopen im Ruhesystem des Projektilrestkerns liegen bei den hier behandelten Ereignisklassen noch keine Ergebnisse vor. Da jedoch die Emission von Neutronen konsistent ist mit der Emission aus einem statistischen Gleichgewicht, kann dies ebenfalls für die Wasserstoffisotope angenommen werden. Dies bedeutet, daß deren kinetische Energie E$^{(H)}$ gleich der der Neutronen E$^{(n)}$ zuzüglich der Coulomb-Energie ist:

$$< E^{(H)} > \;\; = \;\; < E^{(n)} > + E^{(H)}_{Coul} \tag{6.4}$$

Die Coulomb-Energie wird dabei unter der Annahme von Oberflächenemission des zerfallenden Systems bei einer Dichte von etwa einem Drittel der nuklearen Grundzustands-

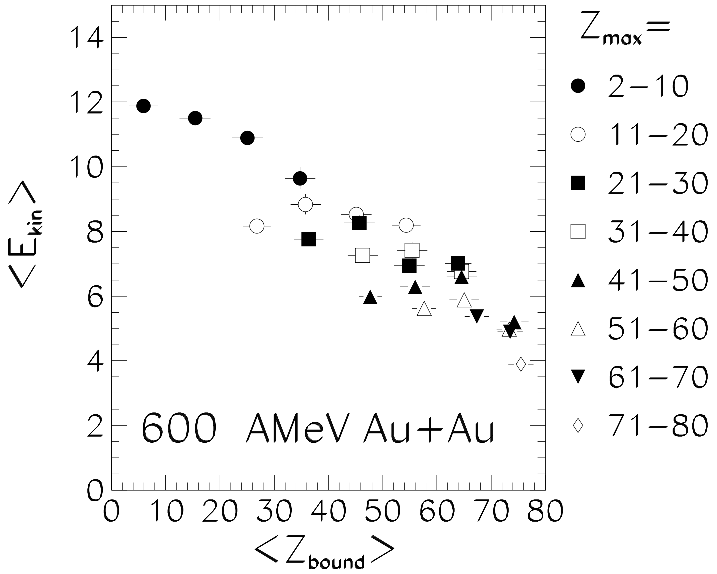

Abbildung 6.1: Mittlere kinetische Energie der vom Projektilrestkern emittierten Neutronen als Funktion von Z_{max} und Z_{bound}.

dichte [Poc95] berechnet:

$$E_{Coul}^{(H)} = 1.44\, MeV \cdot fm \cdot \frac{Z_0}{R} \tag{6.5}$$

$$R = 2.0\, fm \cdot A_0^{1/3} \tag{6.6}$$

Die mittlere kinetische Energie von Wasserstoffisotopen steigt von $<E^{(H)}> = 13$ MeV (dies entspricht einem korrespondierenden Temperaturparameter von $T^{(H)}$=8.7 MeV) für periphere Reaktionen auf $<E^{(H)}> = 16$ MeV ($T^{(H)}$=10.7 MeV) für zentrale Reaktionen an. Die Zunahme der thermischen Energie wird hier teilweise durch die Abnahme der Coulomb-Energie kompensiert. Ein Vergleich mit den Werten von Bastid und Koautoren [Bas90], bei denen für das System Ne+Pb bei 800 A·MeV die Temperaturparameter von 6.4 ± 0.4 MeV bei peripheren Reaktionen ($<b>/\sqrt{R_{Ne}^2 + R_{Au}^2} = 0.6$) auf 10.0 ± 1.0 MeV bei zentralen Stößen ($<b>/\sqrt{R_{Ne}^2 + R_{Au}^2} = 0.04$) ansteigen kann aufgrund der sehr unterschiedlichen Projektilmasse nicht quantitativ durchgeführt werden.

Die mittleren kinetischen Energien der schwereren Fragmente werden aus den Breiten ihrer Impulsverteilungen senkrecht zur Strahlachse berechnet. Lindenstruth zeigte, daß die auf die Coulomb-Wechselwirkung korrigierten Breiten der Impulsverteilungen von Fragmenten mit Ladung Z≥8 entsprechend dem Modell von Goldhaber [Gol74] parametrisiert werden können, auch wenn der dabei verwendete Parameter σ_0=160 MeV/c deutlich über dem theoretisch erwarteten von $\sigma_0 \simeq$100 MeV/c liegt [Lin93]. In Abbildung 6.2 ist die Breite der Impulsverteilung von Fragmenten mit Ladung $2 \leq Z \leq 20$, gemessen mit dem TOF-Detektor [Wör95], dargestellt. Hierbei wurde keine Korrektur auf Coulomb-Effekte durchgeführt. Eingezeichnet ist eine Parametrisierung mit Hilfe des Goldhaber-Modells mit einem σ_0-Parameter von 174 MeV/c, die die Daten zufriedenstellend wiedergibt. Die Abhängigkeit vom Stoßparameter der Reaktionen ist nur schwach und wird im folgenden vernachlässigt.

Die Bewegung des Schwerpunktes der Fragmente im Strahlsystem führt zu einer Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilungen der Fragmente und daher zur Überschätzung von deren mittlerer kinetischer Energie. In [Lin93] wurde die mittlere Geschwindigkeit des Schwerpunktes der Fragmente senkrecht zur Strahlachse im Ruhesystem des Projektils als Funktion von Z_{bound} bestimmt. Daraus ergeben sich Werte für die korrespondierende kinetische Energie in der Größenordnung von $E_{CM}^{(kin)} \simeq$0.5 MeV/u. Die mittleren kinetischen Energien aller Fragmente und Neutronen wurden entsprechend einer Parametrisierung an die in [Lin93] gezeigten Daten korrigiert.

6.3 Q-Wert

Der Aufbruchs-Q-Wert Q_0 ergibt sich aus der Summe der Massen m_{Frag} aller Fragmente des Zerfalls des Projektilrestkerns abzüglich der Masse m_{PS} des Projektilrestkerns:

$$Q_0 = \sum_{Frag} m_{Frag} - m_{PS} \tag{6.7}$$

Die Massenzahlen der Fragmente wurden entsprechend einer Parametrisierung an Daten des Experimentes S031 [Lin93] aus der mit Hilfe des TOF-Detektors gemessenen Ladung der Fragmente berechnet (siehe Kapitel 5). Die Bindungsenergie der Fragmente und des Projektilrestkerns wurden der Massentabelle in [Moe95] entnommen.

In der Analyse von Campi und Koautoren [Cam94] wurde demgegenüber angenommen, daß das A/Z-Verhältnis der Fragmente dem der stabilen Isotope entspricht.

6.4 Anregungsenergie des Projektilrestkerns

Die in den vorhergehenden Abschnitten dargestellten Meßwerte bzw. Parametrisierungen experimenteller Daten für die mittleren kinetischen Energien der Neutronen und geladenen Fragmente des Projektilrestkerns sowie deren Massen werden, da die individuellen

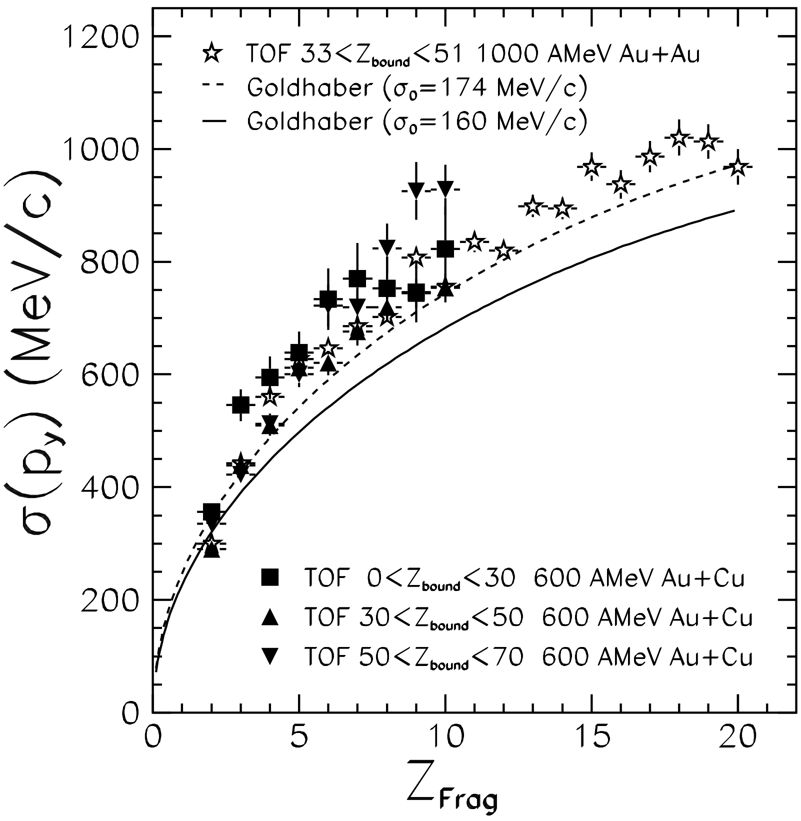

Abbildung 6.2: Breite der Transversalimpulsverteilung der Fragmente mit Ladung $2 \leq Z \leq 20$ als Funktion der Fragmentladung, gemessen mit dem TOF-Detektor [Wör95].

Werte nicht vorliegen, den einzelnen Teilchen in jedem Ereignis zugeordnet. Über Fluktuationen dieser Größen innerhalb einer durch Z_{max} und Z_{bound} gegebenen Ereignisklasse kann hier keine Aussage gemacht werden. Die Bilanz der kinetischen Energien und des Q-Wertes wird so für jedes Ereignis aufgestellt. Anschließend wird über alle Ereignisse einer Ereignisklasse gemittelt. Dieses Verfahren wird für alle acht in Kapitel 5 beschriebenen Parametersätze bezüglich p/d/t-Verhältnis, A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns und Breite der Massenverteilung der Fragmente (siehe Tabelle 5.1) durchgeführt. Bei dieser Methode sind die (systematischen) Fehler einer Observable gegeben durch die Differenz von maximalem und minimalem Wert innerhalb der acht Parametersätze. Als Meßwert wird jeweils der Mittelwert von Maximum und Minimum angegeben, wobei daran erinnert werden muß, daß die Parametersätze mit einem A/Z-Verhältnis des Projektilrestkerns von A_{PS}/Z_{PS}=2.3, zumindest für periphere Reaktionen, unwahrscheinlicher sind als die mit A_{PS}/Z_{PS}=2.5. Die für verschiedene Observablen angegebenen Fehler sind korreliert.

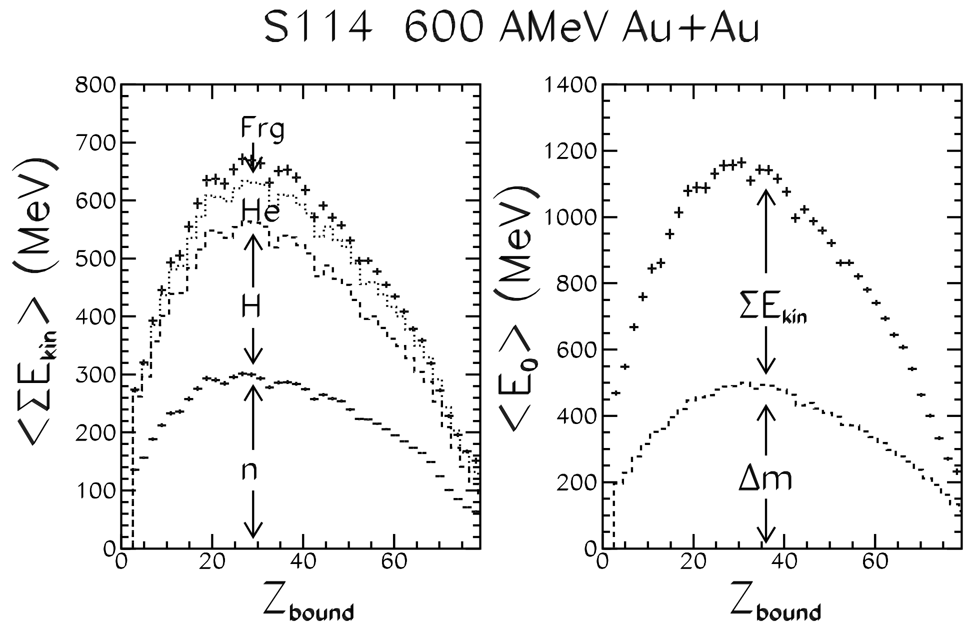

Abbildung 6.3: Summe der kinetischen Energien der Fragmente sowie Anregungsenergie des Projektilrestkerns als Funktion von Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au, berechnet mit Parametersatz 1 aus Tab. 5.1. Die Fehlerbalken kennzeichnen statistische Fehler. Systematische Fehler sind nicht eingezeichnet.

In Abbildung 6.3 sind, unterteilt in die einzelnen Beiträge, die Summe der kinetischen Energien der Fragmente des Aufbruchs sowie die Anregungsenergie des Projektilrestkerns in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Die Summe der kinetischen Energien steigt, geht man von peripheren Stößen (großes Z_{bound}) zu zentralen (kleines Z_{bound}), zunächst an, erreicht ein Maximum und fällt dann wieder ab. Der Beitrag von Neutronen und Wasserstoffisotopen an der gesamten kinetischen Energie ist jeweils ungefähr 40%, während der Anteil schwererer Fragmente nur etwa 20% beträgt. Die Variation der Anregungsenergie und des Q-Wertes in Abhängigkeit von Z_{bound} ist analog derjenigen der Summe der kinetischen Energien. Als maximaler Wert wird $<E_0>$=1150 MeV bzw. $<Q_0>$=490 MeV erreicht bei $Z_{bound} \simeq 30$, d.h. einer mittleren Massenzahl des Projektilrestkerns von etwa 120.

Die Abhängigkeit der Anregungsenergie von Z_{bound} und Z_{max} ist in Abb. 6.4 dargestellt. Die vergleichsweise großen Fehlerbalken sind auf die gleichzeitig eingehenden Variationen der kinetischen Energien und Q-Werte auf der einen Seite und der Variation der Anzahl der Protonen auf der anderen Seite zurückzuführen. In einem festen Z_{bound}-Bereich zeigt sich auch bei der Anregungsenergie eine deutliche Abhängigkeit von Z_{max}. Für den

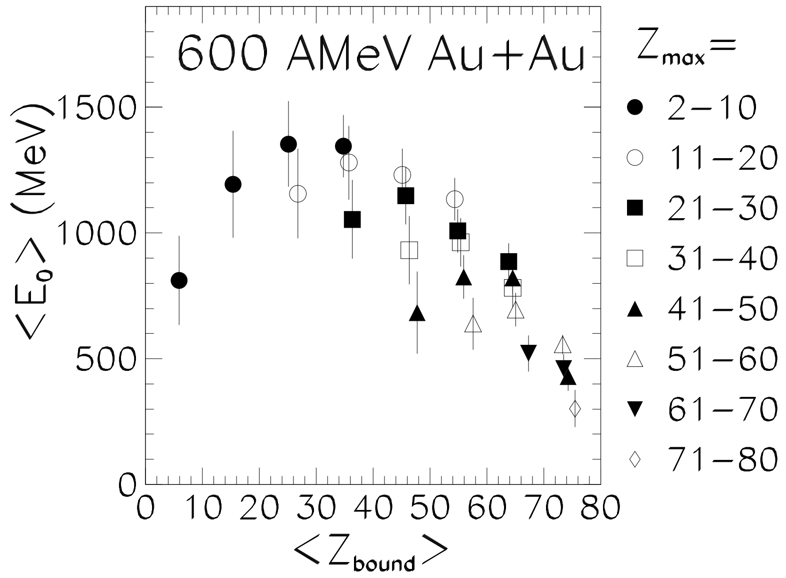

Abbildung 6.4: Anregungsenergie des Projektilrestkerns als Funktion von Z_{max} und Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au.

Bereich $40 < Z_{bound} \leq 50$ ist die Anregungsenergie bei Ereignissen mit $10 < Z_{max} \leq 20$ etwa doppelt so groß wie bei Ereignissen mit $40 < Z_{max} \leq 50$, obwohl die Massenzahl des Projektilrestkerns für beide Ereignisklassen ungefähr die gleiche ist. Diese starke Abhängigkeit rührt zum einen von der Abhängigkeit von Multiplizität und mittlerer kinetischer Energie der Neutronen von Z_{max} her, zum anderen ist sie aber auch in den Aufbruchs-Q-Werten sichtbar.

In Abschnitt 7.1 wird die auf die Masse des Projektilrestkerns normierte Anregungsenergie in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} diskutiert.

Kapitel 7

Von Evaporation zu Verdampfung

In diesem Kapitel sollen Schlußfolgerungen über den Zerfall des Projektilrestkerns gezogen werden, die sich mit Hilfe der in den vorangehenden Kapiteln aufgestellten Massen- und Energiebilanz des Projektilrestkerns ergeben.

7.1 Anregungsenergie pro Nukleon

Die Anregungsenergie des Projektilrestkerns war bei früheren Experimenten lediglich indirekt experimentell zugänglich: Die Ladungsverteilungen der Fragmente als Funktion von Z_{bound} zeigen mit kleiner werdendem Z_{bound} einen zunehmenden Anteil leichter Fragmente. Dies wird durch eine zunehmende Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilrestkerns erklärt. Mit Hilfe der in den Kapiteln 5 und 6 vorgestellten Massen- und Energiebilanz des Projektilrestkerns ist es nun möglich, eine quantitative Aussage über die Anregungsenergie pro Nukleon zu machen. Dabei stehen folgende Fragen im Vordergrund:

- Überschreitet die Anregungsenergie die nukleare Bindungsenergie?
- Wie groß sind die Variationen der Anregungsenergie pro Nukleon, betrachtet man Reaktionen mit ungefähr der gleichen Masse des Projektilrestkerns?

Die experimentellen Ergebnisse für die Anregungsenergie pro Nukleon im System 600 A·MeV Au+Au sind in Abb. 7.1 als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Dabei wurde die Anregungsenergie pro Nukleon für jedes Ereignis einzeln berechnet, entsprechend der in den Kapiteln 5 und 6 erläuterteten Massen- und Energiebilanz des Projektilrestkerns. Danach wurde über alle Ereignisse gemittelt. (Da es sich auch bei den pro Ereignis

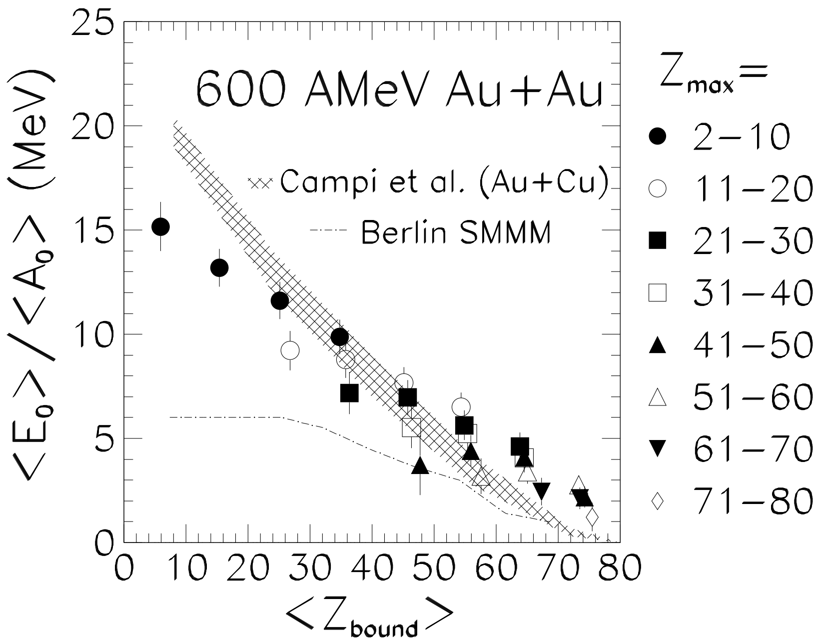

Abbildung 7.1: Anregungsenergie des Projektilrestkerns pro Nukleon in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au. Der schraffierte Bereich kennzeichnet die in [Cam94] veröffentlichten Ergebnisse. Die strich-punktierte Linie kennzeichnet eine Simulation mit dem Berliner statistischen Modell [Bao93].

berechneten Werten für Anregungsenergie und Masse des Projektilrestkerns um Mittelwerte handelt, wird für die resultierende Anregungsenergie pro Nukleon die Notation <E>/<A> benutzt.) Diese Analyse wurde für alle acht in Tab. 5.1 aufgeführten Parametersätze bezüglich der Annahmen über p/d/t-Verhältnisse, Breite der Massenverteilung der Fragmente und A/Z des Projektilrestkerns durchgeführt. Die angegebenen Fehler sind die Differenz aus maximalem und minimalem Wert, als Datenpunkt ist das Ergebnis für Parametersatz 1 eingetragen.

Der Vergleich mit der Abschätzung von [Cam94], in Abb. 7.1 schraffiert dargestellt, zeigt ungefähre Übereinstimmung im mittleren Z_{bound}-Bereich. Die Abweichungen bei sehr peripheren bzw. zentralen Stößen kommen durch folgende Unterschiede bei der Berechnung der Anregungsenergie zustande:

- In [Cam94] wird für zentrale Ereignisse nicht über den Bereich $Z_{bound} \leq 10$ gemittelt. Führt man diese Mittelung analog zu der vorliegenden Analyse durch, so ergibt sich hier eine Anregungsenergie von 21.4 MeV/u, d.h. die Differenz beträgt 6.2 MeV/u.

- In [Cam94] wird angenommen, daß die mittlere kinetische Energie $E_{kin}^{(p)}$ der Protonen von $E_{kin}^{(p)}$=18 MeV bei Z_{bound}=0 als Funktion von Z_{bound} linear abfällt auf 0 bei Z_{bound}=79. Die mittlere kinetische Energie von Neutronen wird daraus durch Abzug der Coulomb-Energie von Protonen berechnet. Die Berechnung der Coulomb-Energie ist dabei identisch mit der in dieser Arbeit durchgeführten (siehe Abschnitt 6.2). Für zentrale Reaktionen ergeben sich, nach Berücksichtigung der Mittelung über Ereignisse mit Z_{bound} $\leq$10, in der vorliegenden Analyse um 0.6 MeV/u geringere mittlere kinetische Energien von Protonen und Neutronen als in [Cam94]. Die höheren Werte für die Anregungsenergie pro Nukleon bei den ganz peripheren Reaktionen sind hauptsächlich darauf zurückzuführen, daß in diesem Bereich die TriggerbedingungEreignisse mit geringer Anregungsenergie unterdrückt.

- In der Analyse von Campi et al. wurde für die Masse der Fragmente die Masse der stabilen Isotope eingesetzt, während hier eine Parametrisierung experimenteller Daten verwendet wurde (siehe Abschnitt 5.1). Die Bindungsenergien der Fragmente in der Analyse von Campi et al. ist demnach im Mittel größer, wodurch sich dort (bezüglich der Fragmente) um ungefähr 0.3 MeV/u geringere Q-Werte ergeben.

- Durch die in [Cam94] gemachte Annahme, daß es sich bei den Wasserstoff-Isotopen lediglich um Protonen handelt, Deuteronen und Tritonen im Endzustand also nicht vorkommen, ergibt sich dort ein höherer Q-Wert, da mehr ungebunde Teilchen im Endzustand auftreten. Die dadurch entstandene Differenz im Q-Wert beträgt 1.7 MeV/u bei den Stößen mit den kleinsten Stoßparametern.

- Die durch diese Annahme in [Cam94] höhere Teilchenzahl im Endzustand bewirkt auch eine größere Summe der kinetischen Energie. Bei zentralen Reaktionen liegt diese um etwa 4 MeV/u höher als diejenige in dieser Arbeit.

Die, nach Berücksichtigung der unterschiedlichen Mittelung über Z_{bound}, in [Cam94] um etwa 6 MeV höhere Anregungsenergie pro Nukleon bei zentralen Reaktionen kommt also hauptsächlich durch die unterschiedliche Annahme über die p/d/t-Verhältnisse zustande.

Die Anregungsenergie pro Nukleon liegt bei peripheren Reaktionen (Z_{bound} $\geq$70), bei denen Teilchen-Evaporation und Spaltung die dominanten Zerfallsprozesse darstellen, bei Werten um 1-2 MeV/u. Sie steigt mit abnehmendem Stoßparameter der Reaktionen an und erreicht die nukleare Bindungsenergie E_B $\simeq$8 MeV/u im Bereich 30$\leq$$Z_{bound}$ $\leq$40. Hier zerfällt der Projektilrestkern in mehrere mittelschwere Fragmente ("intermediate mass fragments" IMFs, 3$\leq$Z$\leq$30). Zu noch kleineren Stoßparametern hin wächst die Anregungsenergie pro Nukleon weiter bis auf etwa das doppelte der nuklearen Bindungsenergie bei zentralen Reaktionen, bei denen im Ausgangskanal überwiegend leichtere Fragmente als IMFs vorkommen.

Bemerkenswert ist die große Variation der Anregungsenergie pro Nukleon im mittleren Z_{bound}-Bereich. Für Ereignisse mit 41$\leq$$Z_{bound}$ $\leq$50, bei denen ein schweres Fragment zurückbleibt (41$\leq$Z$_{max}$ $\leq$50), ist die Anregungsenergie im Mittel 3-4 MeV/u, bei Ereignissen mit 41$\leq$Z$_{bound}$ $\leq$50, bei denen das schwerste Fragment eine Ladung 11$\leq$Z$_{max}$ $\leq$20 hat, ist die Anregungsenergie im Mittel etwa doppelt so groß. Hier steht also bei ungefähr gleicher Größe des Projektilrestkerns ein weiter Anregungsenergiebereich zur Verfügung.

Die in Abb. 7.1 eingezeichnete Anregungsenergie aus Rechnungen mit dem statistischen Multifragmentations-Code von Gross und Mitarbeitern [Bao93][Tra94] liegt, besonders bei zentralen Reaktionen, deutlich unter den experimentellen Daten. Auch bei Rechnungen mit anderen statistischen Programmen überschreitet die Anregungsenergie nicht den Wert von 8 MeV/u [Bar93][Bot94][Bon85]. Neuere Rechnungen [Kun95] mit dem Programm von [Bon85] zeigen jedoch, daß dieses statistische Modell bei Anregungsenergien unterhalb 8 MeV/u keine mit den experimentellen Daten konsistente Beschreibung des Aufbruchs liefert: Der Quotient aus der Multiplizität mittelschwerer Fragmente und der Observable Z$_{bound}$, die die Masse des zerfallenden Systems widerspiegelt, steigt, geht man von peripheren Stößen zu zentralen, zunächst an, erreicht ein Maximum und fällt dann wieder ab. Dieses Abfallen zu zentralen Stößen hin kommt innerhalb der statistischen Rechnung nur dann zustande, wenn die Anregungsenergie deutlich über 8 MeV/u liegt. Bei den Rechnungen in [Kun95] beträgt die Anregungsenergie bei den zentralsten Reaktionen etwa 13 MeV/u. Hier ist es noch zu früh, ein Urteil über die Verträglichkeit der statistischen Modelle mit den experimentellen Daten bezüglich der Anregungsenergie pro Nukleon zu fällen.

7.2 Anregungsenergie und Impulsübertrag

Der Reaktionsmechanismus, der zur Anregung des Projektilrestkerns führt, ist noch nicht zufriedenstellend verstanden. Theoretische Abschätzungen der Anregungsenergie des Projektilrestkerns sind daher mit großen Unsicherheiten behaftet. Innerhalb des "participant-spectator"-Bildes sind verschiedene Beiträge zur Anregungsenergie des Projektilrestkerns denkbar:

- In der ersten Phase der Reaktion wird vom Projektil eine Kappe abgeschert, so daß ein Projektilspektator mit einer (innerhalb dieses Modells) glatten Grenzfläche entsteht. Die Differenz von dessen Oberflächenenergie und der Oberflächenenergie eines kugelförmigen Kernes der gleichen Masse kann als Anteil an dessen Anregungsenergie aufgefaßt werden [Lan88]. Für das Abscheren eines Kernes mit Massenzahl 100 von einem Au-Projektil ergibt sich eine Energiedifferenz von ΔE$_{surface}$=70 MeV, also 0.7 MeV pro Nukleon des Projektilrestkerns. Dies ist weniger als 1/10 des in Abb. 7.1 dargestellten Meßwertes bei Z$_{bound}$=25, der einer mittleren Masse des Projektilrestkerns $<A_0>$=100 entspricht. Demzufolge kann Oberflächenenergie als Beitrag zur Anregungsenergie in diesen Reaktionen vernachlässigt werden.

- In der ersten Phase der Reaktion werden Nukleonen aus dem Kernpotential des Projektils entfernt ("abrasion"). Die Anregungsenergie des Projektilrestkerns pro entferntem Nukleon bei der Fragmentation von ^{197}Au wird mit Hilfe des "abrasion-ablation"-Modells [Abu76][Gai91][Sch93a] zu 26 MeV abgeschätzt.

- Beim Abscheren des Projektilspektators kommt es zu nuklearen Wechselwirkungen zwischen Nukleonen des "fireballs" und denen des Projektilspektators. Wird ein Nukleon des Projektilspektators an einem "fireball"-Nukleon gestreut und daraufhin im Projektilspektator abgestoppt, so wird diesem Anregungsenergie und Impuls übertragen.

Zum besseren Verständnis des Anteils der Anregungsenergie, der durch "abrasion" und durch Nukleon-Nukleon Stöße zustandekommt, ist es aufschlußreich, die Korrelation zwischen Anregungsenergie pro Nukleon und mittlerer longitudinaler Geschwindigkeit des Projektilrestkerns zu untersuchen.

Eine Abschätzung der Relation zwischen Impulsübertrag und Anregungsenergie pro Nukleon bei Nukleon-Nukleon Stößen erhält man mit dem folgenden einfachen Bild: Bei der Kollision zwischen Projektil und Target werden n Nukleonen vom "fireball" in den Projektilrestkern hereingestreut und dort eingefangen, wobei sie über die kinetische Energie ϵ im Ruhesystem des Projektilrestkerns verfügen. Die Anregungsenergie E^* des Projektilrestkerns ergibt sich dann aus dem Produkt aus ϵ und der Anzahl der im Projektilrestkern abgebremsten Nukleonen:

$$E^* = n \cdot \epsilon \tag{7.1}$$

Der Impulsübertrag $\Delta p_{||}^{(PS)}$ auf den Projektilrestkern ist:

$$\Delta p_{||}^{(PS)} = n \cdot \Delta p_{||}, \tag{7.2}$$

wobei $\Delta p_{||}$ der mittlere Impulsübertrag in einem einzelnen Nukleon-Nukleon-Stoß sei. Der Zusammenhang zwischen Impulsübertrag pro Nukleon und Anregungsenergie pro Nukleon ist somit:

$$\frac{\Delta p_{||}^{(PS)}}{A} = \frac{E^*}{A} \cdot \frac{\Delta p_{||}}{\epsilon} \tag{7.3}$$

Die Proportionalitätskonstante f=$\frac{\Delta p_{||}}{\epsilon}$ kann man mit Hilfe der bekannten Systematik freier Nukleon-Nukleon Stöße abschätzen. In [Cug81] werden Parametrisierungen für die Energie- und Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für Nukleon-Nukleon-Streuung angegeben. Integriert man Impulsübertrag und kinetische Energie des gestreuten Nukleons entsprechend diesen Wirkungsquerschnitten über alle Endzustände, so erhält man für den Quotienten aus mittlerem Impulsübertrag und mittlerer kinetischer Energie pro gestreutem Nukleon f=2. Umrechnen in longitudinale Geschwindigkeit des Projektilrestkerns ergibt die strichpunktierte Linie in Abb. 7.2.

Der Zusammenhang zwischen Impulsübertrag und Anregungsenergie beim Entfernen von Nukleonen ("abrasion") kann entsprechend den Überlegungen in [Abu76] abgeschätzt werden: Die Anregungsenergie des Kerns ergibt sich aus der Differenz zwischen Energiezustand des entfernten Nukleons und der Fermienergie. Der Impulsübertrag auf den Kern ist die Differenz zwischen Impuls des freien Nukleons und dem Impuls des Nukleons im Kern. Für typische Werte der Energie des freien Nukleons erhält man als Qoutienten zwischen Impulsübertrag und Anregungsenergie pro Nukleon f=4-6.

In [Por60][Hüf85] wird eine empirische Parametrisierung an INC-Simulationen ("intranuclear-cascade") angegeben, die auch experimentelle Daten zur Target-Fragmentation [Cum81] gut beschreibt. Diese Parametrisierung ist in Abb. 7.2 als gestrichelte Linie eingezeichnet. Hier hat der Quotient f ungefähr den Wert f=4. INC-Simulaionen beschreiben eine Kern-Kern Reaktion als Summe einzelner Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen. Dies beinhaltet auch das Entfernen von Nukleonen aus dem Kernverband. Sie berücksichtigen damit sowohl den Beitrag an der Anregungsenergie durch Nukleon-Nukleon-Stöße als auch den durch "abrasion". Rechnungen mit dem INC-Code "ISABEL", der die Parametrisierung der Nukleon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte entsprechend [Cug81] enthält, führen für das System 600 A·MeV Au+Au zu dem gleichen Resultat ([Kun95], durchgezogene Linie).

Die oben erläuterte einfache Abschätzung des Anteils von Nukleon-Nukleon-Stößen führt bei gleichem longitudinalen Impulsübertrag zu größeren Anregungsenergien als die INC-Simulationen. Dies ist darauf zurückzuführen, daß in den INC-Simulationen nur die gestreuten Nukleonen vom Projektilspektator eingefangen werden, deren kinetische Energie eine bestimmte maximale Energie nicht überschreitet. In diesem Energiebereich hat der Wirkungsquerschnitt für Nukleon-Nukleon Wechselwirkungen ein stark ausgeprägtes Maximum unter kleinen Streuwinkeln. Daher werden durch diese obere Energiegrenze Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungen mit einem kleineren Energieübertrag bevorzugt.

Zur experimentellen Bestimmung der Geschwindigkeit des Projektilrestkerns sind die vom Projektilrestkern emittierten Neutronen ein gutes Hilfsmittel: Ihre Impulse werden nach der Emission nicht durch Coulombwechselwirkung beeinflußt. Die Form der Impuls- bzw. Rapiditätsverteilungen der Neutronen zeigt, daß sie zum überwiegenden Teil evaporiert werden (siehe Kapitel 4). Das bedeutet, daß die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen im Laborsystem gleich der longitudinalen Geschwindigkeit des Projektilrestkerns nach der Kollision mit dem Target ist.

In Abb. 7.2 ist die Korrelation zwischen mittlerer longitudinaler Geschwindigkeit der Neutronen und der Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilrestkerns aufgetragen. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen wurde dabei aus der mittleren Rapidität (siehe Abb. 4.6) berechnet. Die Bestimmung der beiden Observablen ist unabhängig voneinander, da in die Energiebilanz des Projektilrestkerns lediglich die Breite (Standardabweichung) der Rapiditätsverteilung der Neutronen eingeht, nicht aber die

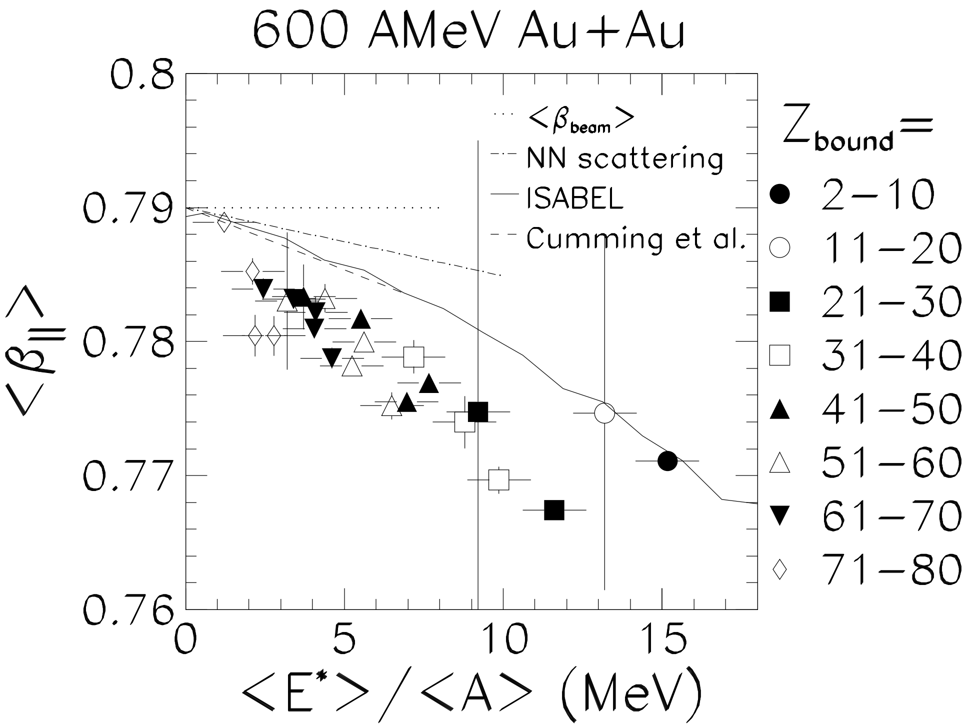

Abbildung 7.2: Mittlere longitudinale Geschwindigkeit der Neutronen in Abhängigkeit von der Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilrestkerns. Die obere gestrichelte Linie kennzeichnet die Projektilgeschwindigkeit vor der Kollision. (Erklärung der Linien siehe Text).

Position des Maximums. Die gepunktete Linie kennzeichnet die Geschwindigkeit des Projektils in der Mitte des Targets.

Es zeigt sich eine klare Korrelation zwischen mittlerer longitudinaler Geschwindigkeit und Anregungsenergie pro Nukleon. Bei sehr kleinen Anregungsenergien pro Nukleon, d.h. sehr peripheren Reaktionen ($71 \leq Z_{bound} \leq 79$ und $71 \leq Z_{max} \leq 79$), hat der Projektilrestkern ungefähr die gleiche Geschwindigkeit wie das Projektil. Zu zentralen Stößen hin fällt die mittlere longitudinale Geschwindigkeit in etwa linear mit ansteigender Anregungsenergie pro Nukleon ab. Besonders auffällig ist die Änderung von $< \beta_{||} >$ im Bereich $71 \leq Z_{bound} \leq 79$: Der Datenpunkt mit $< \beta_{||} >=0.789$ gehört zu Reaktionen mit $71 \leq Z_{max} \leq 79$, der mit $< \beta_{||} >=0.785$ zu Ereignissen mit $61 \leq Z_{max} \leq 70$, während bei Reaktionen mit $Z_{max} \leq 60$ die longitudinale Geschwindigkeit $< \beta_{||} >=0.780$ beträgt. Bei etwa gleicher Masse des Projektilrestkerns zeigt sich also schon in peripheren Reaktionen eine deutliche Änderung seiner longitudinalen Geschwindigkeit mit ansteigender Anregungsenergie pro Nukleon.

Die INC-Simulationen beschreiben nicht das Verhältnis aus longitudinalem Impulsübertrag und Anregungsenergie pro Nukleon der experimentellen Daten. Ausserdem liegen die Werte für die Anregungsenergie pro Nukleon über den experimentellen Werten [Kun95]. Hier stellt sich die Frage, ob die INC-Simulationen so verbessert werden können, daß bei einem gegebenen Stoßparameter sowohl Masse und Anregungsenergie des Projektilspektators als auch der longitudinale Impulsübertrag richtig beschrieben werden.

Da Nukleon-Nukleon-Stöße und "abrasion" zu einem unterschiedlichen Zusammenhang zwischen longitudinalem Impuls des Projektilrestkerns und seiner Anregungsenergie pro Nukleon führen, ist die Untersuchung dieser Korrelation bei verschiedenen Einschußenergien und Projektil-Target-Kombinationen interessant:

- Bei festem Z_{bound} liegt bei unterschiedlichen Targets eine unterschiedliche Stoßgeometrie vor, was möglicherweise einen verschiedenen Beitrag von Stößen zwischen "fireball"- und Projektilspektator-Nukleonen zur Anregungsenergie des Projektilrestkerns zur Folge hat. Der Vergleich der Korrelation zwischen longitudinalem Impuls und Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilrestkerns für verschiedene Targets könnte hier aufschlußreich sein.
- Aufgrund der Energieabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für Nukleon-Nukleon Streuung ist davon auszugehen, daß der Beitrag von Nukleon-Nukleon-Stößen zur Anregung des Projektilrestkerns von der Einschußenergie abhängt. Falls der Anteil an der Anregungsenergie, der durch Entfernen von Nukleonen aus dem mittleren Kernpotential des Projektilrestkerns entsteht, nicht von der Einschußenergie abhängt, läßt sich durch Vergleich der Korrelation zwischen longitudinalem Impuls und Anregungsenergie pro Nukleon bei verschiedenen Einschußenergien der Anteil beider Prozesse zur Anregungsenergie bestimmen.

Auch wenn sich das hier skizzierte Bild als zu vereinfachend erweisen wird, ist damit zu rechnen, daß diese Untersuchungen zu einem besseren Verständnis des Anregungsmechanismus führen.

7.3 Anteil leichter Teilchen

Neben der Anregungsenergie pro Nukleon bietet sich zur Klassifizierung der Zerfälle hoch angeregter Kerne auch der Anteil der Masse des zerfallenden Systems an, der in Form von leichten Teilchen (Neutronen, H- und He-Isotope) emittiert wird. Dieser spiegelt die Anregungsenergie wider.

In Abb. 7.3 ist der mittlere Quotient aus der Summe der Massenzahlen von Neutronen,

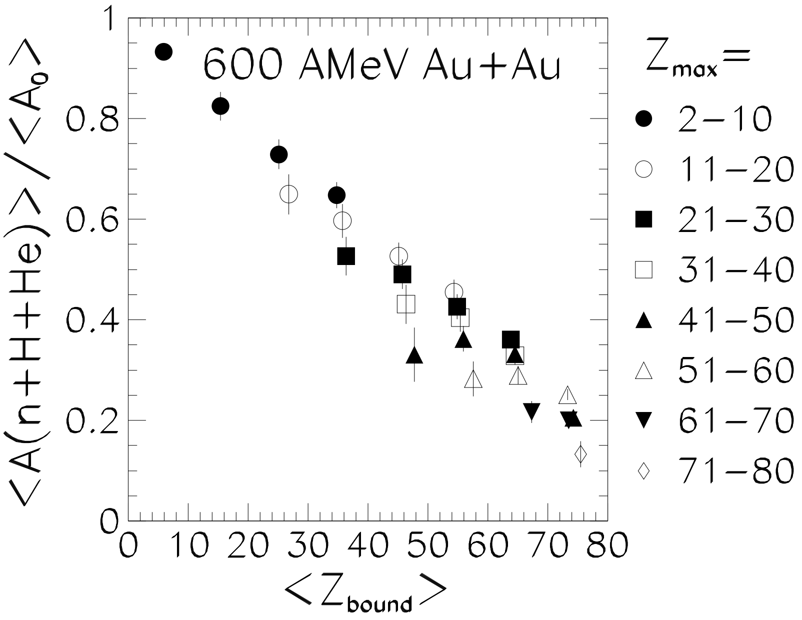

Abbildung 7.3: Relativer Anteil der als Neutronen, Wasserstoff-Isotope oder Helium-Isotope emittierten Nukleonen des Projektilrestkerns in Abhängigkeit von Z_{max} und $<Z_{bound}>$.

Wasserstoff- und Helium-Isotopen und der Massenzahl des Projektilrestkerns in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au aufgetragen. Es ergibt sich qualitativ der gleiche Zusammenhang wie zwischen Anregungsenergie pro Nukleon und Z_{max} und Z_{bound} (siehe Abb. 7.1). Auch hier zeigt sich bei konstantem Z_{bound} eine deutliche Abhängigkeit von der Ladung Z_{max} des schwersten Fragmentes. Bei Ereignissen mit mehreren kleinen Fragmenten werden mehr leichte Teilchen im Ausgangskanal beobachtet als bei Ereignissen mit einem großen Fragment. Aufschlußreich ist der Anstieg zu zentralen Stößen hin. Er soll in Abschnitt 7.5 diskutiert werden.

Die beiden Observablen "Anregungsenergie pro Nukleon" und "relativer Anteil leichter Teilchen" haben in etwa den gleichen Informationsgehalt: Neutronen, H- und He-Isotope erhalten über 90% der gesamten kinetischen Energie (siehe Abb. 6.3). Außerdem ist der Q-Wert bei der Emission dieser Teilchen aufgrund deren geringer Bindungsenergie wesentlich größer als bei der Bildung eines schwereren Fragmentes. Der Zusammenhang zwischen mittlerer Anregungsenergie pro Nukleon und mittlerer Anzahl leichter emittierter Teilchen ist daher monoton.

Mit Hilfe des relativen Anteils leichter Fragmente kann ein grober Vergleich zwischen der Anregung des Projektilrestkerns und der Anregung der "fireball"- bzw. "mid-rapidity"-Quelle in zentralen Kernreaktionen versucht werden, obwohl dort andere Effekte (Kompression, gerichteter kollektiver Fluß von Fragmenten) eine dominante Rolle spielen. In Experimenten der FOPI-Kollaboration wurde der Zerfall der "fireball"-Quelle in zentralen Reaktionen für das System Au+Au bei Strahlenergien zwischen 100 A·MeV und 400 A·MeV untersucht. Die im Schwerpunktsystem verfügbare kinetische Energie beträgt hier E_{CM}=37 MeV/u bei 150 A·MeV Strahlenergie bzw. E_{CM}=95 MeV/u bei 400 A·MeV. Sie wird jedoch zu einem großen Teil in kollektiven Fluß der Fragmente umgesetzt, so daß nur ein Teil der insgesamt verfügbaren kinetischen Energie in Form thermischer Anregung zur Verfügung steht. Hier soll der Zusammenhang zwischen dem Anteil leichter Teilchen an der Gesamtmasse und der thermischen Energie bei Zerfällen des "fireballs" demjenigen bei Zerfällen des Projektilrestkerns gegenübergestellt werden: In [Gob95] wurde eine Abschätzung über die Zusammensetzung der Teilchen im Ausgangskanal von Zerfällen des "fireballs" durchgeführt. Demzufolge ist der Anteil leichter Teilchen (Neutronen, H- und He-Isoptope) bei 150 A·MeV Strahlenergie etwa 75% und bei 400 A·MeV etwa 90%. Eine Modellrechnung ergibt für die gleichen Reaktionen eine Temperatur von T=8 MeV bei 150 A·MeV Strahlenergie bzw. T=12 MeV bei 400 A·MeV, wobei von einer freeze-out Dichte von 0.3 der nuklearen Grundzustandsdichte ausgegangen wurde [Kuh93]. Im Vergleich dazu ist beim Zerfall des Projektilrestkerns in 600 A·MeV Au+Au Reaktionen die Anregungsenergie pro Nukleon etwa 12 MeV, wenn der Anteil leichter Teilchen 75% beträgt, bzw. etwa 14.5 MeV, wenn 90% der Nukleonen als Neutronen, H- oder He-Isotope emittiert werden. Nimmt man (vereinfachend) an, daß bei den zentralen Reaktionen ein thermisches Gleichgewicht errreicht wird und der Zusammenhang zwischen Temperatur T und (thermischer) Anregungsenergie pro Nukleon E/A=3/2·T ist, so zeigt sich, daß sich die (thermische) Anregungsenergie pro Nukleon bei beiden Prozessen in ungefähr der gleichen Größenordnung bewegt.

7.4 Statistisch dominierter Zerfall?

In bisherigen Experimenten zum Aufbruch von Projektilrestkernen wurden verschiedene Anzeichen gefunden, die auf den statistisch dominierten Zerfall eines thermisch equilibrierten Systems hindeuten. Ein Hinweis darauf ist die Target-Unabhängigkeit des Zusammenhangs zwischen mittlerer Multiplizität mittelschwerer Fragmente und der Größe Z_{bound} [Hub92a]: Die mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente hängt von der Masse des Projektilrestkerns ab, nicht aber von der Stoßgeometrie bei der Reaktion des Projektils mit dem Target. Weiterhin lassen die gemessenen Ladungskorrelationen der Fragmente auf einen statistisch dominierten Zerfallsprozeß schließen [Kre92]: Alle beobachteten Ladungskorrelationen, dargestellt als Funktion von Z_{bound}, sind Target-unabhängig, was ebenfalls ein Zeichen dafür ist, daß der Projektilrestkern zum Zeitpunkt der Fragmentbildung nicht mehr von der Stoßgeometrie beeinflußt wird. Auch die in [Lin93] aufgezeigte Isotropie der geladenen Fragmente im Ruhesystem des Projektilrestkerns deutet darauf hin, daß der Projektilrestkern vor seinem Zerfall "vergißt", auf welcher Seite der zu seiner Anregung nötige Kontakt mit dem "fireball" stattgefunden hat; die übertragene Energie wird über den gesamten Kern verteilt.

Zusätzlich zu diesen Indizien wurden in der vorliegenden Arbeit anhand der nachgewiesenen vom Projektilrestkern emittierten Neutronen weitere Hinweise auf dessen Equilibrierung gefunden: Die Geschwindigkeitsspektren der Neutronen deuten auf deren im Ruhesystem des Projektilrestkerns isotrope Emission hin, die Form der Spektren wird gut beschrieben durch eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung (siehe Kapitel 4).

Die Energiebilanz des Projektilrestkerns ermöglicht nun eine weitere, indirekte Untersuchung der Verträglichkeit des Zerfalls mit dem Vorliegen eines statistisch dominierten Zerfalls: Die Aufteilung der insgesamt verfügbaren Energie des Systems in potentielle Energie Q und kinetische Energie E im Endzustand kann verglichen werden mit derjenigen, die man erwartet, wenn die möglichen Endzustände rein statistisch entsprechend ihrer Zustandsdichte im Phasenraum bevölkert werden. So wird erwartet, daß ein konstanter Anteil des Q-Wertes des Aufbruchs an der Gesamtenergie eine Signatur für einen statistisch dominierten Zerfall ist. Für den Aufbruch eines hoch angeregten Kernes wird in [Hor94], unter der Annahme spezieller Endzustandsdichten als Funktion des Aufbruchs-Q-Wertes und der Anregungsenergie, für den Quotienten R aus Q-Wert und Anregungsenergie der Wert R=0.5 abgeleitet, in Übereinstimmung mit experimentellen Ergebnissen für die Reaktion $^{35}Cl+^{12}C$ bei 35 A·MeV. Der Wert R$\simeq$0.5 ist dabei über den gesamten experimentell erreichten Anregungsenergie-Bereich konstant.

In Abb. 7.4 ist das experimentelle Ergebnis für den Quotienten aus mittlerem Q-Wert und mittlerer Anregungsenergie in Abhängigkeit von Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au dargestellt. Die Fehlerbalken stellen den Bereich zwischen minimalem und maximalem Wert bei der Verwendung der acht Parametersätze (Tab. 5.1). Die systematischen Fehler bei der Bestimmung von Q und E_0 sind dabei stark korreliert. Der Quotient aus mittlerem Q-Wert und mittlerer Anregungsenergie ist über den gesamten im Experiment erfassten Anregungsenergiebereich konstant $<Q>/<E_0>\simeq 0.4$.

Die in [Hor94] angestellten Betrachtungen sollen im folgenden etwas allgemeiner formuliert und die Abhängigkeit des Quotienten aus kinetischer und potentieller Energie von den eingehenden Endzustandsdichten untersucht werden. Ist ρ_E(E)dE die Wahrscheinlichkeit, einen Endzustand mit der gesamten kinetischen Energie E-dE$\leq$E$<$E+dE zu erhalten und ρ_Q(Q)dQ die Wahrscheinlichkeit, einen Endzustand mit dem Q-Wert Q–dQ$\leq$Q$<$Q+dQ zu erhalten, so ist $\rho_E(E)dE\rho_Q(Q)dQ\delta(E_0-E-Q)$ die Wahrscheinlichkeit, einen Endzustand

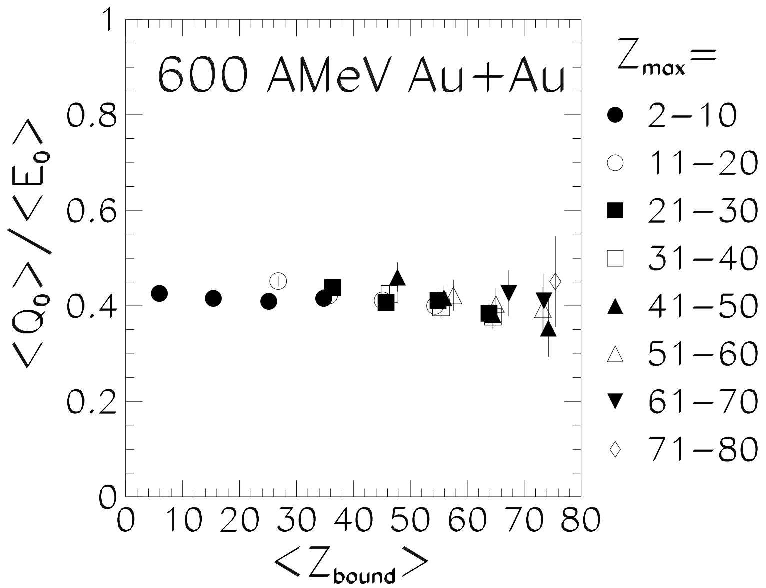

Abbildung 7.4: Anteil des Aufbruchs-Q-Wertes an der Anregungsenergie des Projektilrestkerns in Abhängigkeit von Z_{max} und Z_{bound} für das System 600 A·MeV Au+Au.

mit E und Q zu erhalten. Dabei ist E_0=E+Q die insgesamt verfügbare Anregungsenergie, δ bezeichnet die δ-Funktion. Macht man nun Annahmen über die Dichte der Endzustände als Funktion der kinetischen Energie

$$\rho_E(E) \sim E^\beta \tag{7.4}$$

und als Funktion des Aufbruchs Q-Wertes

$$\rho_Q(Q) \sim Q^\alpha, \tag{7.5}$$

so ergibt sich für den mittleren Q-Wert

$$< Q >= \frac{\int_0^{E_0} Q^{\alpha+1}(E_0 - Q)^\beta dQ}{\int_0^{E_0} Q^\alpha (E_0 - Q)^\beta dQ} \tag{7.6}$$

Nach Auswerten der Integrale erhält man, unabhängig von der Anregungsenergie, einen konstanten Anteil des Q-Wertes an der Anregungsenergie. Ist α=β, so ergibt sich der Wert <Q>/<E_0 >=0.5. Ist die Zunahme der Phasenraumdichte als Funktion des Q-Wertes größer als die Zunahme der Phasenraumdichte als Funktion der kinetischen Energie ($\alpha > \beta$), so erhöht sich auch der Anteil des Q-Wertes an der Gesamtenergie: Zum Beispiel erhält man für α=1 und β=0.5 den Wert <Q>/<E_0 >=0.57, umgekehrt ergibt sich für α=0.5 und β=1 der Wert <Q>/<E_0 >=0.43.

Diese Betrachtung liefert natürlich lediglich ein qualitatives Bild. In dieser schematischen Form ist sie nur für Anregungsenergien unterhalb 20 MeV/u sinnvoll, da Q-Werte oberhalb Q$\simeq$6-8 MeV/u nicht vorkommen. Einschränkend ist ferner die Annahme, daß die Zustandsdichten ρ_E und ρ_Q über den gesamten Anregungsenergiebereich dieselbe Form haben. Hier wäre es interessant, realistischere Zustandsdichten als Funktion der Anregungsenergie bzw. des Aufbruchs Q-Wertes einzusetzen, um so zu einer quantitativen Aussage zu kommen.

7.5 Verdampfung des Projektilrestkerns

Im ersten Experiment der ALADIN-Kollaboration wurde der "Rise and Fall of Multifragmentation" entdeckt: Die mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente $<M_{IMF}>$ nimmt, geht man von peripheren zu zentralen Stößen, zunächst zu, erreicht ihr Maximum bei $Z_{bound} \simeq 45$ und fällt dann wieder auf 0 ab [Ogi91][Hub92]. Der Anstieg bei peripheren Reaktionen ist dabei qualitativ gut verstanden: Mit zunehmender Zentralität der Reaktion wird dem Projektilrestkern mehr und mehr Anregungsenergie (pro Nukleon) zugeführt, so daß die mittlere Anzahl von IMFs beim Aufbruch zunimmt, obwohl die Masse des Projektilrestkerns zu zentralen Reaktionen hin immer kleiner wird. Die Abnahme der mittleren Anzahl von IMFs bei Reaktionen mit kleinem Stoßparameter ist demgegenüber noch nicht vollständig verstanden. Hier sind zwei unterschiedliche Effekte beteiligt: Zum einen limitiert die geringer werdende Masse des Projektilrestkerns die Anzahl mittelschwerer Fragmente, die gebildet werden können. Zum anderen erwartet man bei einem weiteren Anstieg der Anregungsenergie pro Nukleon den Aufbruch in kleinere Fragmente als IMFs, so daß deren Multiplizität ebenfalls abnimmt. Die Nukleonen- und Energiebilanz ermöglicht es nun, den "Rise and Fall of Multifragmentation" auf die Masse des Projektilrestkerns zu normieren und so auf den trivialen Effekt kleinerer Projektilrestkerne bei zentralen Stößen zu korrigieren.

In Abb. 7.5 ist die mittlere Anzahl mittelschwerer Fragmente, normiert auf die Massenzahl des Projektilrestkerns, in Abhängigkeit von Z_{bound} aufgetragen. Sie steigt, geht man von peripheren Reaktionen zu zentralen, zunächst an, erreicht ihr Maximum bei $Z_{bound} \simeq 30$ und fällt dann wieder ab. Dieses Resultat ist konsistent mit der in [Kun95] gemachten Beobachtung, daß die auf Z_{bound} normierte mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente ebenfalls, geht man von peripheren Reaktionen zu zentralen, ansteigt, ein Maximum erreicht und wieder abfällt. In der vorliegenden Analyse ist jedoch zusätzlich die Information über die Multiplizität von Neutronen und H-Isotopen im Endzustand enthalten: Zu zentralen Stößen hin steigt der Anteil der leichten Fragmente (Neutronen, H- und He-Isotope) an der Masse des Projektilrestkerns in etwa linear als Funktion von Z_{bound} an (siehe Abb. 7.3). Zu $Z_{bound} \rightarrow 0$ extrapoliert ergäbe sich ein Wert von nahezu 100 %. Die Masse des Projektilrestkerns, zu $Z_{bound} \rightarrow 0$ extrapoliert, betrüge $<A_0> \simeq 40$ (berechnet

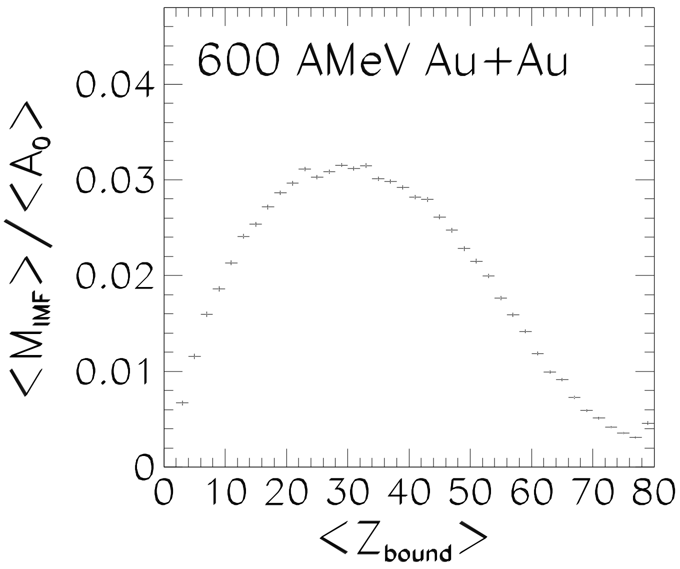

Abbildung 7.5: Mittlere Multiplizität an intermediären Fragmenten ($3 \leq Z \leq 30$), normiert auf die Massenzahl des Projektilrestkerns, in Abhängigkeit von Z_{bound}, für 600 A·MeV Au+Au.

aus Abb. 5.5). Das bedeutet das völlige Fehlen von mittelschweren Fragmenten bei dem Zerfall eines Kernes mit etwa 40 Nukleonen.

Bezüglich der Nukleonen- und Energiebilanz des Projektilrestkerns ergeben sich für den "Fall"-Teil im "Rise and Fall of Multifragmentation" folgende Schlußfolgerungen:

- Die Anregungsenergie wächst zu zentralen Stößen hin an und überschreitet deutlich die nukleare Bindungsenergie.
- Die Aufteilung der Anregungsenergie in Q-Wert und kinetische Energie ändert sich dabei nicht und ist konsistent mit einem statistisch dominierten Zerfall des Projektilrestkerns.
- Die Massenzahl des Projektilrestkerns ist bei zentralen Ereignissen ungefähr 40.
- Der Projektilrestkern zerfällt zu zentralen Stößen hin in immer kleinere Fragmente.

Diese Beobachtungen unterstützen das Szenario des Übergangs von Multifragmentation zu einem "Verdampfen" des Projektilrestkerns.

Kapitel 8

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wird die Neutronenemission beim Zerfall des Projektilrestkerns im System 600 A·MeV Au+Au untersucht. Mit Hilfe der Information über Multiplizität und mittlere kinetische Energie der Neutronen und den im gleichen Experiment erhaltenen Daten geladener Fragmente konnte nicht nur eine vollständige Energiebilanz des Projektilrestkerns aufgestellt, sondern auch seine primäre Masse rekonstruiert werden.

Mit dem als Flugzeitspektrometer konzipierten Neutronendetektor LAND ist die Erkennung einzelner hadronischer Schauer nur bei kleinen Neutronenmultiplizitäten möglich. Im Falle hoher Neutronenmultiplizitäten kann der Detektor als Kalorimeter eingesetzt werden, hierzu wäre jedoch eine neue Eichmessung erforderlich. Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit die Neutronenmultiplizität aus der Anzahl der Wechselwirkungen im Detektor ermittelt, wobei der Zusammenhang zwischen der Anzahl beobachteter Wechselwirkungen und der Neutronenmultiplizität aus dem in einem Eichexperiment gemessenen Ansprechverhalten monoenergetischer Neutronen bestimmt wurde. Die mittlere Multiplizität M_n der beim Zerfall des Projektilrestkerns emittierten Neutronen wächst mit abnehmendem Z_{bound}, d.h. mit abnehmendem Stoßparameter, zunächst an, erreicht ein Maximum von $M_n \simeq 30$ bei $Z_{bound} \simeq 45$ und fällt zu kleinerem Z_{bound} hin wieder ab. Bei festem Z_{bound} zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Neutronenmultiplizität von der Ladung Z_{max} des schwersten Fragmentes: Bei Reaktionen mit $41 \leq Z_{bound} \leq 50$ steigt die Neutronenmultiplizität von $M_n=23$ in Ereignissen mit einem schweren Fragment ($41 \leq Z_{max} \leq 50$) auf $M_n=34$ in Ereignissen mit mehreren leichteren Fragmenten ($11 \leq Z_{max} \leq 20$).

Zusätzlich zur Multiplizität wurden die Longitudinal- und Transversalimpulsverteilung der Neutronen mit Hilfe der Orts- und Zeitverteilung der Wechselwirkungen im LAND gemessen. Hierbei wurde eine präzise absolute Zeiteichung über Wechselwirkungen von Photonen im Detektor durchgeführt, die von der Reaktion im Target stammen. Bei der Beschreibung der Impulsverteilung der Wechselwirkungen von Neutronen wurde das im

Eichexperiment gemessene Detektoransprechverhalten auf monoenergetische Neutronen berücksichtigt. Die Rapiditätsverteilung zeigt, daß im LAND vorwiegend Neutronen aus dem Zerfall des Projektilrestkerns nachgewiesen werden und daß Neutronen aus der Wechselwirkungszone selbst im Falle von kleinem Z_{bound} nur einen Anteil von 4% beitragen. Der Bereich der Verteilung mit Projektilrapidität wird gut durch eine Maxwellverteilung beschrieben, Anzeichen für wesentliche Nichtgleichgewichtseffekte sind nicht ersichtlich. Es konnten Breite, Intensität und die Position des Maximums dieser Komponente bestimmt werden. Der Vergleich der Breiten von Longitudinalimpuls- und Transversalimpulsverteilung deutet auf eine nahezu isotrope Emission der Neutronen im Ruhesystem des Projektilrestkerns hin. Die mittlere kinetische Energie der Neutronen, die vom Projektilrestkern oder seinen Fragmenten emittiert werden, steigt von 4 MeV bei peripheren Stößen auf 12 MeV bei Reaktionen mit $Z_{bound} \leq 10$. Die mittlere longitudinale Geschwindigkeit dieser Neutronen nimmt mit abnehmendem Z_{bound} ab, was auf ein zunehmendes Abbremsen des Projektilrestkerns mit abnehmendem Stoßparameter hindeutet.

Die Masse des Projektilrestkerns, die für die Interpretation der beobachteten Zerfälle wichtig ist, konnte in früheren Experimenten nicht bestimmt werden. Mit Hilfe der gemessenen Neutronenmultiplizität und den Multiplizitäten und Massen der Fragmente mit Ladung $Z \geq 2$ wurde in dieser Arbeit eine vollständige Massenbilanz des Projektilrestkerns aufgestellt. Dabei gehen lediglich Annahmen über die relativen Häufigkeiten der verschiedenen Wasserstoff-Isotope ein, sowie die Annahme, daß der Projektilrestkern das gleiche A/Z-Verhältnis wie das Projektil hat. Die Masse A_0 des Projektilrestkerns ist bei sehr peripheren Stößen gleich der Masse des Projektils und fällt ab auf $A_0 \simeq 50$ bei $Z_{bound} \leq 10$. Bei konstantem Z_{bound} zeigt sich keine Variation der Masse des Projektilrestkerns als Funktion von Z_{max}.

In einem früheren Experiment wurde das Ansteigen und wieder-Abfallen der Multiplizität mittelschwerer Fragmente ($3 \leq Z \leq 30$) mit abnehmendem Z_{bound} ("Rise and Fall of Multifragmentation") beobachtet. Dabei blieb ungeklärt, ob das "Abfallen" auf eine Änderung im Zerfallsmechanismus zurückzuführen ist oder ob die geringer werdende Masse des Projektilrestkerns die Ursache ist. Die in dieser Arbeit auf die Massenzahl des Projektilrestkerns normierte Multiplizität mittelschwerer Fragmente steigt mit abnehmendem Z_{bound} an, erreicht ein Maximum bei $Z_{bound} \simeq 30$ und fällt dann wieder ab. Dies bedeutet, daß das "Abfallen" nicht nur durch die geringer werdende Masse des Projektilrestkerns verursacht wird.

Für die Suche nach Signaturen eines Flüssig-Gas Phasenübergangs ist die Bestimmung der Anregungsenergie des zerfallenden Systems wesentlich. Mit der gemessenen mittleren kinetischen Energie der Neutronen und der geladenen Fragmente mit Ladung $Z \geq 2$ wurde, unter der Annahme, daß die kinetische Energie eines Wasserstoff-Isotopes im Mittel gleich der eines Neutrons zuzüglich der Coulomb-Energie ist, eine modellunabhängige Energiebilanz des Projektilrestkerns durchgeführt. Die Anregungsenergie pro Nukleon des Projektilrestkerns beträgt 1-2 MeV bei peripheren Reaktionen, nimmt mit abnehmenden

Z_{bound} zu, überschreitet die Bindungsenergie pro Nukleon im Bereich $31 \leq Z_{bound} \leq 40$ und steigt auf 15 MeV bei $Z_{bound} \leq 10$ an. Bei festgehaltenem Z_{bound}, also fester Masse des Projektilrestkerns, zeigt sich eine klare Abhängigkeit der Anregungsenergie von der Ladung Z_{max} des größten Fragmentes: Bei Reaktionen mit $41 \leq Z_{bound} \leq 50$ steigt die Anregungsenergie pro Nukleon von 3-4 MeV in Ereignissen mit einem schweren Fragment ($41 \leq Z_{max} \leq 50$) auf etwa das doppelte in Ereignissen mit mehreren leichteren Fragmenten ($11 \leq Z_{max} \leq 20$). Hier steht also bei ungefähr gleicher Masse des Projektilrestkerns ein weiter Anregungsenergiebereich zur Verfügung.

Die hier gemachten Beobachtungen ergänzen das Verständnis des "Rise and Fall of Multifragmentation": Bei peripheren Reaktionen, also kleinen Anregungsenergien, ist Teilchenevaporation der dominante Zerfallskanal. Mit abnehmendem Z_{bound}, also zunehmender Anregungsenergie pro Nukleon, gewinnt der Zerfall in mehrere mittelschwere Fragmente zunehmend an Bedeutung. Das Maximum der Multifragmentation liegt bei Anregungsenergien in der Nähe der nuklearen Bindungsenergie. Bei höheren Anregungsenergien findet ein Übergang zur vollständigen Zerlegung in leichte Teilchen statt.

Anhang A

Simulation von Mehrfach-Neutronentreffern

Um die Überlagerung verschiedener Ereignisse im LAND-Detektor zu einem Ereignis zu simulieren wurde ein Paket von FORTRAN-Routinen erstellt und in die Standard-LAND-Analyse-Software des Eichexperimentes (S107) eingebunden. Mit Hilfe dieser Routinen können zum einen die Eichdaten des Detektoransprechverhaltens für einzelne, monoenergetische Neutronen überlagert werden, und so Mehrfach-Neutronentreffer im Detektor simuliert werden. Zum anderen ist es auch möglich, beliebige Ereignisse im Detektor zu überlagern. Die überlagerten Ereignisse können mit der Standard-LAND-Analyse-Software analysiert werden.

Die Struktur der LAND-Daten beim Überlagern von Ereignissen ist in Abb. A.1 dargestellt. Die Datenbanken NRMA (“neutron detector raw mapped data”), NCMA (“neutron detector calibrated mapped data”), und NHIT (“neutron detector hit data”) mit der pro Ereignis anfallenden Information über Treffer im Neutronendetektor werden in einem Bereich des Speicherplatztes (“Land event division”) angelegt, der nach der Analyse eines jeden Ereignisses neu initialisiert wird. Beim Überlagern von Ereignissen werden die kalibrierten Daten (NCMA) in einen anderen Bereich (“LAND merge division”) kopiert (Routine “ln_m_r1“) und dort für jedes Ereignis separat gespeichert. Die Information über Zeit und Ort des jeweils ersten Treffers im Detektor aus der Bank NHIT wird dabei in der “top”-Bank NCME (“neutron detector calibrated merge data”) aufgehoben. Sind dort ausreichend viele Ereignisse vorhanden, so werden diese zunächst entsprechend den geforderten Bedingungen an Orts- und Geschwindigkeitsverteilung der ersten Wechselwirkung im Detektor verschoben (Routine “ln_m_shft“). Dazu wird die Zeit- und Energieinformation der Photomultipliersignale entsprechend den Gleichungen 2.2 und 2.4 modifiziert. Danach werden die Daten der gespeicherten Ereignisse zu einem einzigen Ereignis zusammengefaßt. Hierzu wird die Information über die Photomultipliersignale der Paddles in den

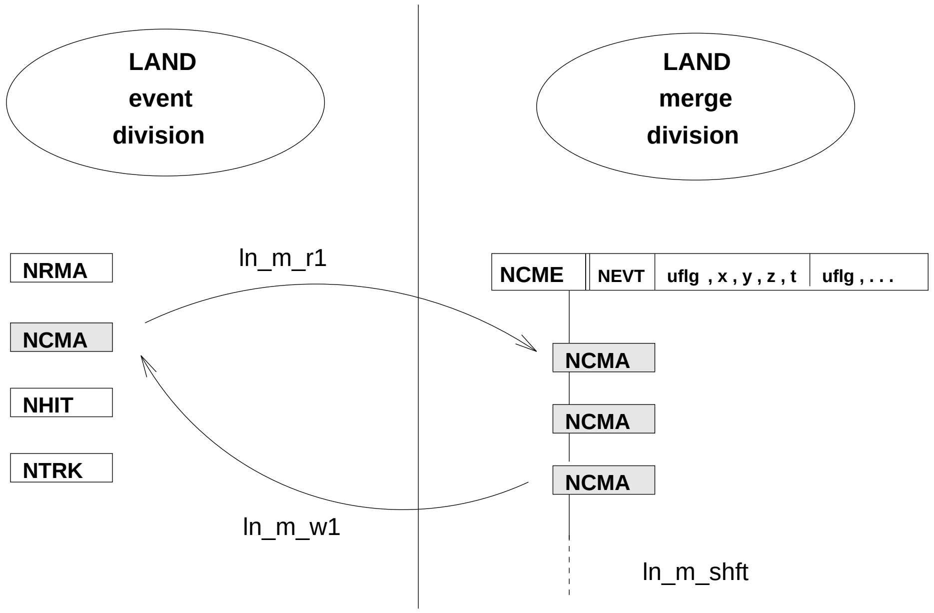

Abbildung A.1: Datenstruktur bei der Simulation von Mehrfach-Neutronentreffern. In der "Top"-Bank "NCME" wird die Anzahl NEVT der Ereignisse gespeichert sowie für jedes einzelne Ereignis ein "used-flag" (uflg) und die Information über Ort und Zeit des ersten Treffers innerhalb der Ereignisses.

unterschiedlichen Ereignissen in eine neue Bank NCMA geschrieben (Routine "ln_m_w1"). Tritt dabei ein Doppeltreffer auf, d.h. hat ein und dasselbe Paddle in verschiedenen Ereignissen angesprochen, so werden Zeit- und Energieinformation der Photomultipliersignale entsprechend den Annahmen in Glgn. 3.1 und 3.2 modifiziert. Die Information über die überlagerten Ereignisse in der neuen Nank NCMA werden anschließend mit der Standard-Land-Analyse-Software weiterverarbeitet.

Anhang B

Invarianter Wirkungsquerschnitt

Der unter einer Lorentztransformation in z-Richtung invariante differentielle Wirkungsquerschnitt bezüglich Gesamtenergie E und Impulskomponenten p_x, p_y, p_z ist:

$$\frac{E \cdot d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} \tag{B.1}$$

Benutzt man anstelle der Impulskomponente p_z die (äquivalente) Rapidität

$$y = \frac{1}{2} ln(\frac{E + p_z}{E - p_z}) = \frac{1}{2} ln(\frac{1 + \beta_z}{1 - \beta_z}), \tag{B.2}$$

wobei β_z die Geschwindigkeitskomponente in z-Richtung bezeichnet, so ergibt sich mit

$$\frac{dy}{dp_z} = \frac{1}{E} \tag{B.3}$$

und

$$dp_x dp_y = p_t dp_t d\phi \tag{B.4}$$

für den differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{E \cdot d^3\sigma}{dp_x dp_y dp_z} = \frac{d^3\sigma}{dp_x dp_y dy} = \frac{d^3\sigma}{p_t dp_t d\phi dy} \tag{B.5}$$

Nach Integration über den Azimuthalwinkel ϕ erhält man:

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{p_t dp_t dy} \tag{B.6}$$

Da in dieser Arbeit lediglich relative Wirkungsquerschnitte betrachtet werden, wird auf die Konstante 2π verzichtet.

Anhang C

Maxwell-Boltzmann-Verteilung

Die Häufgikeitsverteilung der kinetischen Energien E von klassischen, unterscheidbaren Teilchen der Masse m im thermischen Gleichgewicht bei der Temperatur T ist:

$$\frac{dn}{dE} = N_E \cdot \sqrt{E} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \tag{C.1}$$

Dabei ist k die Boltzmann Konstante, N_E ist eine Normierungs-Konstante. Die mittlere kinetische Energie ist

$$< E >= \frac{3}{2}kT \tag{C.2}$$

Die Impulsverteilung ist:

$$\frac{dn}{dp} = N_p \cdot p^2 \cdot e^{-\frac{p^2}{2mkT}} \tag{C.3}$$

Die einzelnen Impulskomponenten sind dabei Gauß-verteilt:

$$\frac{dn}{dp_{x,y,z}} \sim e^{-\frac{p_{x,y,z}^2}{2mkT}} \tag{C.4}$$

Das mittlere Quadrat der Impulskomponenten ist:

$$< p_{x,y,z}^2 >= mkT = (\sigma_{p_{x,y,z}})^2 \tag{C.5}$$

Der Zusammenhang zwischen mittlerer kinetischer Energie der Teilchen und den Standardabweichungen σ_{p_x}, σ_{p_y} und σ_{p_z} der Verteilungen der Impulskomponenten p_x, p_y und p_z ist also:

$$< E >= \frac{1}{2m} < p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 >= \frac{1}{2m}(\sigma_{p_x}^2 + \sigma_{p_y}^2 + \sigma_{p_z}^2) \tag{C.6}$$

Da bei kleinen Geschwindigkeiten die Rapidität y=$\frac{1}{2}ln(\frac{1+\beta_\parallel}{1-\beta_\parallel})$ ungefähr gleich der auf die Lichtgeschwindigkeit c normierten Geschwindigkeit ist: y $\simeq$ β = v/c $\simeq$ p/mc, ist die Rapidität bei kleinen Temperaturen in guter Näherung ebenfalls Gauß-verteilt.

Abbildungsverzeichnis

Literaturverzeichnis

[Abu76] A. Abul-Magd, J. Hüfner and B. Schürmann
Friction in heavy ion reactions at relativistic energies
Phys. Lett. **60B**(1976)327.

[Bas90] N. Bastid, J.P. Alard, J. Arnold, J. Augerat, R. Babinet, F. Biagi, F. Brochard, M. Crouau, P. Charmensat, P. Dupieux, Z. Fodor, L. Frayesse, J. Girard, P. Gorodetzky, J. Gosset, C. Laspalles, M.C. Lemaire, A. le Merdy, D. L'Hote, B. Lucas, J. Marraoncle, G. Montarou, M.J. Parizet, J. Poitou, D. Qassoud, C. Racca, A. Rahmani, W. Schimmerling, Y. Terrien and O. Valette
Exclusive measurements of light fragment production at forward angles in Ne-Pb and Ne-NaF collisions at E/A=400 MeV and 800 MeV
Nucl. Phys. **A506**(1990)637-654.

[Bao93] Bao-An Li, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross
Statistical model analysis of ALADIN multifragmentation data
Phys. Lett. **B303**(1993)225.

[Bar93] H.W. Barz, W. Bauer, J.P. Bondorf, A.S. Botvina, R. Donangelo, H. Schulz, K. Sneppen
Charged-particle correlations in 600 A·MeV gold induced disassembly reactions, a statistical multifragmentation analysis
Nucl. Phys. **A561**(1993)466.

[Ber83] G. Bertsch and P.J. Siemens
Nuclear Fragmentation
Phys. Lett. **126B**(1983)9.

[Ber88] G.F. Bertsch and S. das Gupta
A Guide to microscopic models for intermediate energy heavy ion collisions
Phys. Rep. **160**(1988)189.

[Bla49] M. Blau, M.M. Block and J.E. Nafe
Heavy Particles in Cosmic-Ray Stars
Phys. Rev. **76**(1949)860.

[Bla92] Th. Blaich, Th.W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J.G. Keller, H. Klingler, W. Kneissl, R. König, J.V. Kratz, R. Kulessa, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, M. Proft, W. Prokopowicz, R. Schmidt, C. Schütter, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Wajda, W. Walus, H.J. Wollersheim, M. Zinser, and E. Zude
A large area detector for high-energy neutrons
Nucl. Instr. and Meth. in Physics Research **A314**(1992)136.

[Bon85] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, C.J. Pethick H. Schulz and K. Sneppen
Statistical multifragmentation of nuclei (I)
Nucl. Phys. **A443**(1985)321
und:
J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin and H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei (II)
Nucl. Phys. **A444**(1985)460.

[Bot92] A.S. Botvina and I.N. Mishustin
Multifragmentation of thermalized residual nuclei in intermediate-energy heavy-ion collisions
Phys. Lett. **B294**(1992)23.

[Bot94] A.S. Botvina,I.N. Mishustin, M. Begemann-Blaich, J.C. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, Th. Rubehn, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann, and A. Wörner
Multifragmentation of Spectators in Relativistic Heavy-Ion Reactions
Nucl. Phys. **A584**(1995)737.

[Bra74] M. Brack and P. Quentin
Selfconsistent calculations for highly excited nuclei
Phys. Lett. **B52**(1974)159.

[Cam94] X. Campi, H. Krivine, and E. Plagnol
Size and excitation energy distributions of projectile spectators in multifragmentation data
Phys. Rev. **C50**(1994)R2680.

[Cas90] W. Cassing, V. Metag, U. Mosel and K. Niita
Production of energetic particles in heavy-ion collisions
Phys. Rep. **188**(1990)363-449.

[Cub94] J. Cub, K. Grimm and E.Zude for the LAND-Collaboration
GSI-Report 95-1(1995)275.

[Cug81] J. Cugnon, T. Mizutani and J. Vandermeulen
Equilibration in relativistic nuclear collisions. A Monte Carlo calculation
Nucl. Phys. **A352**(1981)505.

[Cug84] J. Cugnon
Possible fragmentation instability in a nuclear expanding fireball
Phys. Lett. **B135**(1984)374.

[Cum80] J.B. Cumming
Effects of Collectivity on Target-Fragmentation Reactions
Phys. Rev. Lett **44**(1980)17.

[Cum81] J.B. Cumming, P.E. Haustein, and H.-C. Hseuh
Momentum transfer in the fragmentation of Cu by relativistic heavy ions and protons
Phys. Rev. **C24**(1982)2162.

[Cur83] M.W. Curtin, H. Toki and D.K. Scott
Liquid-gas phase instability in nuclear systems
Phys. Lett. **B123**(1983)289.

[Dos88] K.G. Doss, H.A. Gustaffson, H.H. Gutbrod, D. Hahn, K.-H. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, and H. Stöcker
Multiplicity and bombarding energy dependence of the entropy in relativistic heavy-ion collisions
Phys.Rev.**C37**(1988)163.

[FOP95] FOPI Collaboration
Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 A·MeV
Nucl. Phys. **A586**(1995)755-776.

[Fri90] W.A. Friedman
Determining average excitation energy
Phys.Lett. **B242**(1990)309.

[Gai91] J.-J. Gaimard and K.-H. Schmidt
A Reexamination of the abrasion-ablation model for the description of the nuclear fragmentation reaction
Nucl. Phys. **A531**(1991)709-745.

[Gal94] J. Galin and U. Jahnke
Hot Nuclei as viewed through 4π neutron multiplicity filters
J.Phys.G:Nucl.Part.Phys. **20**(1994)1105-1142.

[Gob95] A. Gobbi, FOPI-Collaboration
Central Au on Au Collisions
Nucl. Phys. A583(1995)499c.

[Gol74] A.S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Phys. Lett. **53B**(1974)306.

[Goo84] A.L. Goodman, J.I. Kapusta and A.Z. Mekjian
Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions
Phys. Rev. **C 30**(1984)851.

[Han93] E. Hanelt, A. Grewe, K.-H. Schmidt, T. Brohm, H.-G. Clerc, M. Dornik, M. Fauerbach, H. Geissel, A. Magel, G. Münzenberg, F. Nickel, M. Pfützner, C. Scheidenberger, M. Steiner, K. Sümmerer, B. Voss, M. Weber, J. Weckenmann, C. Ziegler
Momentum distributions of projectile fragments produced in the cold and hot fragmentation of relativistic ^{136}Xe *and* ^{197}Au *projectiles*
Z. Phys. **A346**(1993)43-46.

[Hor94] D. Horn, G.C. Ball, D.R. Bowman, A. Galindo-Uribarri, E. Hagberg, and R.B. Walker and R. Laforest and J. Pouliot
Statistical decay of highly excited nuclear systems
Workshop on Heavy-Ion Fusion, Padova, Italien 1994
to be published: World Scientific.

[Hub92] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, and R.J. Charity
Statistical fragmentation of Au projectiles at E/A=600 MeV
Phys. Rev. **C46**(1992)R1577.

[Hub92a] J. Hubele, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1992
GSI Report **92-06**.

[Hüf85] J. Hüfner
Heavy fragments produced in proton-nucleus and nucleus-nucleus collisions at relativistic energies
Phys. Rep. **125**(1985)130.

[Kel92] J.G. Keller, E.F. Moore for the LAND-Collaboration
Shower Recognition and Particle Identification in LAND
GSI-Report **92-1**(1992)39.

[Kli95] H. Klingler, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1995.

[Kre92] P.Kreutz, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1992
GSI Report **92-22**.

[Kuh93] C. Kuhn et al.
Entropy production in the Au + Au reaction between 150 and 800 A MeV
Phys. Rev. **C48**(1993)1232.

[Kun94] G.J.K.Kunde, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1994.

[Kun95] W.D.Kunze, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1995.

[Kun95a] G.J. Kunde, W.C. Hsi, W.D. Kunze, A. Schüttauf, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, Th. 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, and B. Zwieglinski
Fragment Flow and the Multifragmentation Phase Space
Phys. Rev. Lett. **74**(1995)38.

[Kle87] K. Kleinknecht
Detektoren für Teilchenstrahlung
Teubner, 1987.

[Lan88] G. Lanzano, A. Pagano and F. Gadi
A Simplified Geometrical Approach to the Fast Abrasion Model
Il Nuovo Cimento **99A**,N.6(1998)839.

[Lam78] D.Q. Lamb, J.M. Lattimer, C.J. Pethick, and D.G. Ravenhall
Hot Dense Matter and Stellar Collapse
Phys. Rev. Lett. **41**(1978)1623.

[Lei93] Y. Leifels, Th. Blaich, Th.W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, J.G. Keller, H. Klingler, J.V. Kratz, R. Kulessa, D. Lambrecht, J.S. Lange, E. Lubkiewicz, E.F. Moore, W. Prokopowicz, R. Schmidt, C. Schütter, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, E. Wajda, W. Walus, M. Zinser, E. Zude, and the FOPI Collaboration
Exclusive Studies of Neutron and Charged Particle Emission in Collisions of $^{197}Au + {}^{197}Au$ *at 400 MeV/Nucleon*
Phys. Rev. Lett. **71**(1993)963.

[Lei93a] Y. Leifels, Doktorarbeit, Bochum 1993.

[Lei93b] Y. Leifels, private Mitteilung.

[Lin93] V. Lindenstruth, Doktorarbeit, Univ. Frankfurt 1993
GSI Report 93-18.

[Lot92] B. Lott, S.P. Baldwin, B.M. Szabo, B.M. Quednau, W.U. Schröder, and J. Töke, L.G. Sobotka, J. Barreto, R.J. Charity, L. Gallamore, D.G. Srantites, and D.W. Stracener, R.T. de Souza
Binary Character of Highly Dissipative ^{209}Bi+^{136}Xe *Collisions at* E_{lab}/A*=28.2 MeV*
Phys. Rev. Lett **68**(1992)3141.

[Mad88] R. Madey, W.-M. Zhang, B.D. Anderson, A.R. Baldwin, B.S. Flanders, W. Pairsuwan, J. Varga, and J.W. Watson
Inclusive neutron spectra at 0° from Nb-Nb and Au-Au collisions at 800 MeV/nucleon
Phys. Rev. **C**38(1988)184.

[Moe95] P. Moeller, J.R. Nix, W.D. Myers, W.J. Swiatecki
Nuclear Ground-State Masses and Deformations
to be published: "Atomic Data and Nuclear Data Tables", 1995.

[Mor94] L.G. Moretto and G.J. Wozniak
Multifragmentation in heavy-ion processes
Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **43**(1993)379.

[Mos74] U. Mosel, P.G. Zint and K.H. Passler
Selfconsistent Calculation for highly excited compound nuclei
Nucl. Phys. **A236**(1974)252.

[Möh95] T. Möhlenkamp, Doktorarbeit 1995.

[Ogi91] C.A. Ogilvie, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. 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, W. Trautmann, and A. Tucholski
Rise and Fall of Multifragment Emission
Phys. Rev. Lett. **67**(1991)1214.

[Poc95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M.L. Begemann-Blaich, Th. Blaich, C. Groß H. Emling, A. Ferrero, G. Immé, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, B. Ocker, G. Raciti, T. Rubehn, H. Sann, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, A. Trzcinski, W. Trautmann, A. Tucholski, G. Verde, and B. Zwieglinski

Probing The Nuclear Liquid-Gas Phase Transition
submitted: Phys. Rev. Lett. 1995.

[Por60] Norbert T. Porile
Momentum Imparted to Complex Nuclei in High-Energy Interactions
Phys. Rev. **120**(1960)572.

[Rei94] W. Reisdorf (FOPI collaboration)
Collective flow and cluster production in Au on Au collisions
Proc. Hirschegg 1994.

[Rub95] T.Rubehn, Doktorarbeit, Frankfurt 1995 .

[Sch91] R. Schmidt, Doktorarbeit, Mainz 1991
GSI Report 91-35.

[Sch93] R. Schmidt, Th. Blaich, Th.W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, J.G. Keller, H. Klingler, J.V. Kratz, R. Kulessa, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, E.F. Moore, Ch. Schütter, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Walus, H.J. Wollersheim, M. Zinser, and E. Zude
Electromagnetic Excitation of the Double Giant Resonance in ^{136}Xe
Phys. Rev. Lett. **70**(1993)1767.

[Sch93a] K.-H. Schmidt,T. Brohm,H.G. Clerc,M. Dornik,M. Fauerbach, H. Geissel,A. Grewe,E. Hanelt,A. Junghans,A. Magel,W. Morawek,G. Münzenberg, F. Nickel,M. Pfützner,C. Scheidenberger,K. Sümmerer,D. Vieira,B. Voss and C. Ziegler
Distribtion of Ir and Pt isotopes produced as fragments of 1 A GeV ^{197}Au *projectiles: a thermometer for peripheral nuclear collisions*
Phys. Lett. **B300**(1993)313.

[Sch95] A. Schüttauf, Dokorarbeit, Frankfurt 1995.

[Sie83] Ph. J. Siemens
Liquid-gas phase transition in nuclear matter
Nature **305**(1983)410.

[Sob75] M.I. Sobel, P.J. Siemens, J.P. Bondorf and H.A. Bethe
Shock waves in colliding nuclei
Nucl. Phys. **A251**(1975)502.

[Stö86] H. Stöcker and W. Greiner
High energy heavy ion collisions–probing the equation of state of highly excited nuclear matter
Phys. Rep. **137**(1986)277-392.

[Süm90] K. Sümmerer, W. Brüchle, D.J. Morrisey, M. Schädel, B. Szweryn, and Yang Weifan
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons
Phys.Rev.**C42**(1990)2546.

[Tra94] W. Trautmann, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, G. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, and A. Tucholski
Multifragmentation in Peripheral Nucleus-Nucleus Collisions
Acta Physica Polonica **B25**(1994)425.

[Win79] A. Winther and K. Alder
Relativistic Coulomb Excitation
Nucl. Phys. **A319**(1979)518.

[Wör95] A.Wörner, Doktorarbeit, Frankfurt 1995.

[Zud91] E.Zude , Diplomarbeit, Mainz 1991
GSI Report 91-31.