Aufbruchtemperaturen hochangeregter Kerne in relativistischen Schwerionenreaktionen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

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

von
Tariq Odeh
aus
Erlenbach am Main

Frankfurt am Main
1999
(D F 1)

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

Dekan:	Prof. Dr. R. Jelitto
Gutachter:	Prof. Dr. U. Lynen
	Prof. Dr. R. Stock
Datum der Disputation:	9. Juli 1999

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis

Tabellenverzeichnis

1 Einleitung

Dank moderner Beschleunigeranlagen hat sich die Schwerionenphysik in den letzten 30 Jahren als eigenständiges Teilgebiet der Kernphysik etabliert. Schwerionenkollisionen bieten eine einzigartige Möglichkeit, Kernmaterie unter extremen Dichten und Temperaturen zu betrachten. Dabei ergeben sich physikalische Fragestellungen, die über das Gebiet der Kernphysik hinaus Verbindungen zur Hochenergiephysik, statistischen Physik und Astrophysik herstellen.

Eines der Hauptmotive vieler Experimente ist die Suche nach der Zustandsgleichung für Kernmaterie. Letztere kann aufgrund der Komplexität der starken Wechselwirkung und der ihr unterliegenden hadronischen Materie (Quarks, Gluonen bzw. Hadronen) in verschiedenen Phasen vorliegen [Sie84, Tam93]. In Abbildung 1 sind die postulierten Phasen nuklearer Materie in einem Temperatur-Dichte-Phasendiagramm dargestellt. Ziel der Schwerionen-Reaktionsphysik ist es, die experimentell zugänglichen Bereiche des Phasendiagramms 'abzutasten'. Dabei sind Phasenumwandlungen von besonderem Interesse.

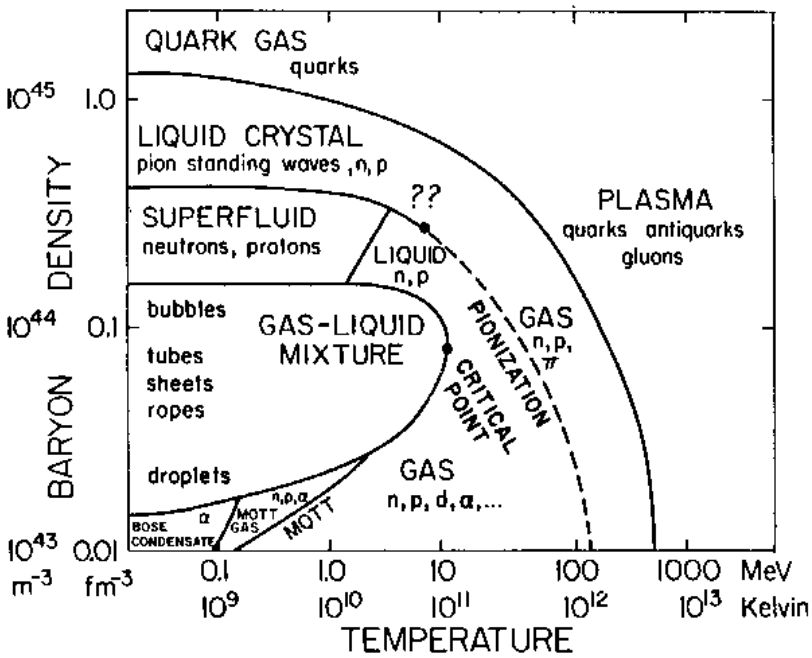

Abbildung 1: Temperatur-Dichte-Phasendiagramm nuklearer Materie [Sie84].

Bei höchsten Dichten und Temperaturen erwartet man einen Zustandswechsel der Kernmaterie von einem Hadronengas in ein Quark-Gluon-Plasma, ein Zustand, der in der prähadronischen Phase des frühen Universums vorherrschte und vielleicht immer noch im Inneren von Neutronensternen existiert [Gle92]. Die Suche nach diesem Phasenübergang ist Ziel der Untersuchung von Schwerionenkollisionen bei höchsten Energien.
Atomkerne im Grundzustand weisen Eigenschaften auf, die von Flüssigkeiten bekannt sind, und lassen sich im Modell gut als Flüssigkeitstropfen beschreiben [Wei35]. Ein Aufheizen der Kernmaterie in den Bereich der Bindungsenergie oder eine Verringerung der Dichte unter die Saturationsdichte der Kerne führt direkt oder über eine Flüssig-Gas-Mischphase zu einem Hadronengas. Beim Studium von relativistischen Schwerionenreaktionen bewegt man sich im Phasendiagramm an der Phasengrenze zwischen flüssigem und gasförmigem Zustand. Hier stellt sich die Frage, wie ein System bei einer schrittweisen Erhöhung der Anregungsenergie von der flüssigen in die gasförmige Phase gelangt. Aufgrund der Ähnlichkeit [Jaq83] der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung und der Van-der-Waals-Kraft erwartet man einen Phasenübergang [Sie83, Lam78], bei dem das Phasenverhalten durch das Zusammenspiel der starken Wechselwirkung mit der langreichweitigen Coulombkraft zwischen den geladenen Kernbausteinen bestimmt wird.

Die Beobachtung der Multifragmentation in relativistischen Schwerionenkollisionen deutete erstmals auf die Erzeugung heißer Systeme niedriger Dichte hin. Dies ermutigte die Experimentatoren nach Signalen eines Phasenübergangs zu suchen.
Bei der Multifragmentation zerfällt der hochangeregte Kern, der sich im Grundzustand wie eine nukleare Fermiflüssigkeit verhält, in mehrere mittelschwere Fragmente und einzelne Nukleonen [Bon85, Gro85, Tro89]. Dieser Zerfallskanal für Kerne wurde als ein Übergang in die Flüssig-Gas-Koexistenzregion im Phasendiagramm nuklearer Materie interpretiert, was in Analogie zu einem makroskopischen System einem nuklearen Dampf entspricht. Eine weitere Erhöhung der Anregungsenergie zeigt, daß ein Kern im Bereich der Bindungsenergie vollständig in seine Konstituenten (Protonen und Neutronen) zerlegt wird, was einem nuklearen Fermigas entspricht.
Der Ablauf von Schwerionenstößen bei relativistischen Einschußenergien kann anhand des *Participant–Spectator*–Modells [Wes76] beschrieben werden. Nur Nukleonen in der Überlappungszone von Projektil und Target wechselwirken miteinander und bilden eine

hochangeregte Reaktionszone. Die Nukleonen in den verbleibenden Target- und Projektilrestkernen verspüren zunächst wenig von der Kollision. Die Restkerne werden durch das Entfernen von Nukleonen aus dem Potentialtopf und durch hineingestreute Nukleonen angeregt. Aus der Reaktion entwickeln sich drei Quellen: Der nahezu ruhende Targetrestkern (Targetspektator), die Reaktionszone (Fireball bzw. intermediäre Quelle), aus der (bei symmetrischen Systemen) Teilchen mit etwa halber Strahlrapidität emittiert werden, und der Projektilrestkern (Projektilspektator), der nur wenig abgebremst wird.
Die Anregungsenergie und Größe der Spektatoren, deren geringe Kompression eine Vernachlässigung kollektiver Effekte erlaubt, hängt vom Stoßparameter und der damit verbundenen Größe des Fireballs ab. Die Anregungsenergie des Fireballs ist durch die Einschußenergie festgelegt. Abhängig von ihr wird aber ein Teil der Energie nicht in thermische sondern in Kompressionsenergie umgewandelt, was nach der Kollision zu einer Expansion des Systems führt.
Während die Multifragmentation im Energiebereich um 100 A·MeV in zentralen Reaktionen schwerer Kerne den stärksten Zerfallskanal darstellt, findet man bei Energien um 400 A·MeV den maximalen Wirkungsquerschnitt der Fragmentproduktion in peripheren Reaktionen [Kun94]. Hier werden die Fragmente zum größten Teil von den angeregten Target- und Projektilrestkernen emittiert, die während der Reaktion kaum komprimiert wurden.
Die in vielerlei Hinsicht erfolgreiche theoretische Beschreibung der Multifragmentation in peripheren Reaktionen durch statistische Modelle [Gro90, Bon95, Bot95], aber auch die über einen großen Bereich beobachtete Target- und Energieunabhängigkeit der gemessenen Fragmentverteilungen des Projektilaufbruchs [Sch96a], deuten darauf hin, daß Kerne vor dem Aufbruch eine Gleichgewichtsphase durchlaufen.
In Abbildung 2 ist die bei der Projektilfragmentation gemessene Zahl mittelschwerer Fragmente M_{IMF}[1] bei verschiedenen Einschußenergien als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Z_{bound} ist als die Summe aller Projektilfragmente mit Ladung Z $\geq$ 2 definiert und ist ein Maß für den Stoßparameter. Die hier gezeigte Korrelation zwischen der Fragmentmultiplizität M_{IMF} und Z_{bound} ist ein Beispiel für eine Reihe gemessener Ladungskorrelationen, die unabhängig von der Einschußenergie und von den Projektil-Target-Kombinationen sind. Diese Z_{bound}-Universalität ist ein weiterer Hinweis dafür, daß bei der Reaktion ein

[1]engl.: Intermediate Mass Fragment (3≤Z≤30)

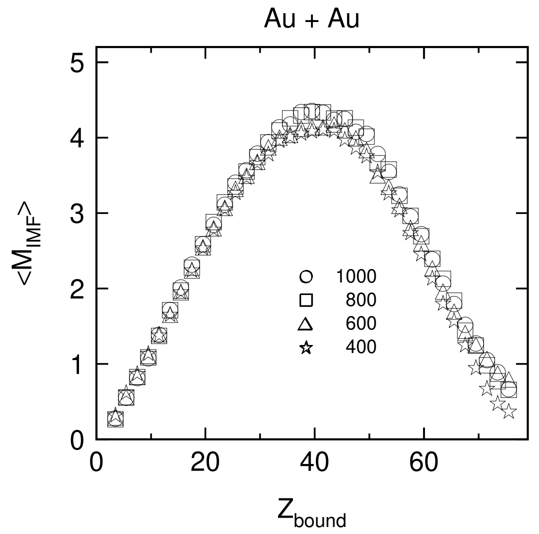

Abbildung 2: Multiplizität mittelschwerer Fragmante M_{IMF} als Funktion von Z_{bound} in der Reaktion Au+Au bei E/A = 400, 600, 800 und 1000 MeV [Sch96a].

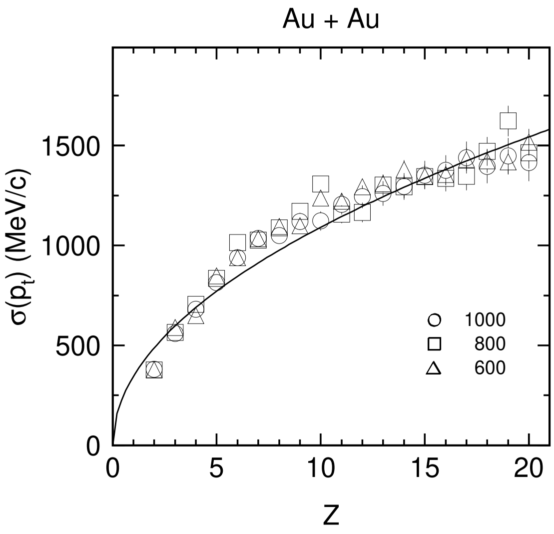

Abbildung 3: Breite der Transversalimpulsverteilung $\sigma(p_t)$ als Funktion der Fragmentladung Z in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV für $20 \leq Z_{bound} \leq 60$. Die Linie ist proportional zu $\sqrt{Z}$ [Sch96a].

äquilibrierter Zwischenzustand durchlaufen wird. Der Ausgangskanal der Reaktion hat die Erinnerung an den Eingangskanal verloren. Abbildung 3 zeigt die gemessenen Transversalimpulsbreiten der Projektilfragmente bei verschiedenen Einschußenergien als Funktion ihrer Ladung. Die Transversalimpulsbreite $\sigma(P_t)$ ist unabhängig von der Einschußenergie und steigt annähernd proportional zu $\sqrt{Z}$ an. Dies zeigt, daß die mittleren transversalen Energien unabhängig von der Ladung Z sind, was bei der Fragmentemission aus einer thermisch äquilibrierten Quelle erwartet wird.

In der Annahme, daß ein thermischer Gleichgewichtszustand vor der Fragmentation erreicht wird, bietet der Zerfallskanal der Multifragmentation in peripheren Reaktionen somit die Möglichkeit, das Phasendiagramm nuklearer Materie unter Beobachtung thermodynamischer Größen abzutasten. Die zur Bestimmung einer nuklearen Zustandsgleichung benötigten Größen wie Druck, Temperatur und Volumen sind im Experiment allerdings nicht direkt zugänglich, sondern müssen, sofern dies möglich ist aus experimentellen Observablen bestimmt werden. Außerdem wird man bei der Suche nach Signalen eines Phasenübergangs in Kernmaterie mit weiteren Komplikationen konfrontiert:

1. Atomkerne haben nur eine begrenzte Anzahl von Konstituenten. Für endliche Systeme erwartet man neben einem Ausschmieren des Phasenübergangs [Imr80, Lab90] auch eine Reduktion der kritischen Temperatur, die für 'unendliche' Kernmaterie mit 15-20 MeV vorhergesagt wird [Jaq83, Lab90, Boa90, Wan94, Zhe94].

2. Kerne sind geladen. Man erwartet, daß aufgrund der langreichweitigen Coulombabstoßung Instabilitäten entstehen [Lev85], die zu einer Reduktion der kritischen Temperatur bis zu Werten um 5 MeV führen [Bon85, Gro93, Sat89].

3. Kerne sind transiente Systeme ohne kontrollierbares äußeres Feld (z.B. Druck) und werden vor ihrem Aufbruch expandieren [Boa86, Ber83, Lop84, Fri90, Bel94, Pap94]. Die Aggregation in Fragmente führt zu einer effektiven Zustandsgleichung [Pei91].

4. Kerne sind geschlossene Systeme ohne Wärmebad. Die Temperatur des Systems ist deshalb nicht einstellbar, sondern muß aus experimentellen Observablen bestimmt werden.

Erste Hinweise auf die Existenz eines Phasenübergangs zweiter Ordnung glaubte man in der Potenzabhängigkeit der Produktionswirkungsquerschnitte von Fragmenten gefunden zu haben [Fis67, Fin82, Jaq83, Sie83, Pan84]. Aber auch makroskopische Systeme wie z.B. Kieselsteine, Asteroide und Meteorite, deren Entstehung nicht auf rein thermische Prozesse zurückgeführt werden kann, zeigen ein Potenzgesetz in der Fragmentgrößenverteilung [Hüf86]. Somit kann eine solche Abhängigkeit nur als notwendige Voraussetzung für eine Phasenübergang zweiter Ordnung gewertet werden. Tiefergehende Untersuchungen des kritischen Verhaltens in der Kernfragmentation lieferten keine eindeutige Signatur für die Existenz eines Phasenüberganges zweiter Ordnung, da die kritischen Exponenten für die untersuchten kleinen Systeme ($N<200$) nicht eindeutig festgelegt werden konnten [Ell94, Gil94, Wör95, Mül96].

Eine Möglichkeit, den Flüssig-Gas-Phasenübergang zu untersuchen, besteht in der Vermessung der kalorischen Kurve, d.h. die Bestimmung der Temperatur der Kernmaterie in Abhängigkeit von der Anregungsenergie. Die Aufbruchtemperatur von Kernen kann unter Annahme eines thermischen- und chemischen Gleichgewichts aus dem Verhältnis

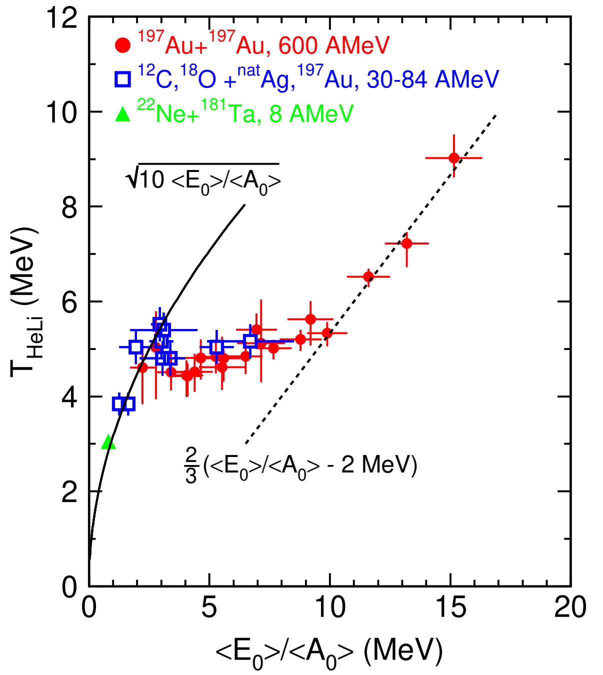

Abbildung 4: Die kalorische Kurve für Kerne, welche die Abhängigkeit der Isotopentemperatur T_{HeLi} von der Anregungsenergie pro Nukleon zeigt [Poc95].

relativer Ausbeuten benachbarter Isotope oder Isotone bestimmt werden [Alb85]. Mit dieser Methode wurden aus dem Doppelverhältnis der Isotopenausbeuten von ^{3}He,^{4}He und ^{6}Li,^{7}Li die Aufbruchtemperaturen hochangeregten Projektilrestkerne in peripheren Au+Au-Reaktionen bei 600 A·MeV bestimmt [Poc95, Möh95, Möh96]. Die Anregungsenergie wurde über die Variation des Stoßparameters verändert und über eine Massen- und Energiebilanz bestimmt. Außerdem wurde der Einfluß sequentieller Zerfälle auf die Temperatur mit Hilfe von Modellrechnungen korrigiert.

In Abbildung 4 ist die so gewonnene kalorische Kurve für Kerne aufgetragen. Man sieht deutlich drei Abschnitte: Einen Anstieg der Temperatur im Evaporationsbereich unterhalb von 2 MeV (Flüssigkeit), ein Plateau zwischen 2 und 10 MeV (Flüssig-Gas-Mischphase) und einen weiteren Anstieg oberhalb von 10 MeV (Gasphase). Das Plateau in der kalorischen Kurve deutet auf einen Flüssig-Gas-Phasenübergang erster Ordnung hin.

Die Veröffentlichung der kalorischen Kurve löste weitgefächerte Diskussionen aus, in denen die Methode zur Bestimmung der Kurve, aber vor allem ihre Interpretation kritisiert wurden [Nat95, Mor96, Tsa96, Cam96, Kol97, Tsa97, Ma97, Wad97].

- Eine Interpretation der kalorischen Kurve als Phasenübergang ist nur möglich bei gleichzeitiger Kenntnis des Volumens und Druckes des zerfallenden Systems. Außerdem erwartet man bei festem Volumen (statt festem Druck) kein Plateau [Mor96].

- Der Bereich der Coulombinstabilität eines nuklearen Systems ändert sich über die Systemgröße und über das N/Z-Verhältnis. Bei der Messung der kalorischen Kurve variierte die Systemgröße gleichzeitig mit der Anregungsenergie. Die gemessenen Temperaturen könnten somit die Grenztemperaturen des Systems zum Bereich der Coulombinstabilität sein, die bei kleineren Systemen aufgrund der geringeren Ladung höher liegt [Nat95].

- Bei der Korrektur der Temperaturen auf die Einflüsse sequentieller Zerfälle wurden Modellrechnungen verwendet, die keine Kontinuumszustände enthalten. Andere Modellrechnungen zeigen, daß gerade die Kontinuumszustände starke Einflüsse auf die Temperaturen haben [Xi96, Xi98b].

- ^{3}He verhält sich im Vergleich zu anderen Isotopen in mancher Hinsicht seltsam. So zeigt ^{3}He in vielen Experimenten ein härteres Energiespektren als ^{4}He, was als Hinweis auf eine zeitlich frühere Emission der ^{3}He-Isotope gesehen werden kann [Tsa96, Xi98a]. Da die Temperaturänderung der kalorischen Kurve im wesentlichen aus einer Veränderung des ^{3}He/^{4}He Verhältnisses resultiert, könnte dieses Verhalten als weitere ^{3}He-Anomalie gesehen werden [Xi98c].

Zur Überprüfung der kalorischen Kurve und ihrer Kritikpunkte wurden zwei weitere Experimente durchgeführt, in denen die Fragmentation der Spektatoren und der Reaktionszone in peripheren bzw. zentralen Reaktionen gemessen wurden. Die Untersuchung von Leichtteilchenkorrelationen ermöglichte neben der Bestimmung von Größe und Dichte der teilchenemittierenden Quelle [Fri97] auch eine Temperaturmessung über die Besetzungsverhältnisse teilcheninstabiler angeregter Zustände [Ser97]. Die Untersuchung zentraler Reaktionen erlaubte es zudem, die Temperatur bei variierender Einschußenergie, aber konstanter Systemgröße zu studieren.

Die Daten der letzten Experimente und die daraus gewonnenen zusätzlichen Ergebnisse sollen in dieser Arbeit im Hinblick auf die kalorische Kurve und die daran geäußerte Kritik diskutiert werden.

In der vorliegenden Arbeit werden Daten von drei Experimenten der ALADiN[2]-Kollaboration, in denen der Aufbruch von Projektilrestkern, Targetrestkern und der Reaktionszone untersucht wurden, analysiert und diskutiert.
In Kapitel 2 werden die Experimentaufbauten, die Meßgrößen und die ereignischarakterisierenden Observablen vorgestellt. Die wichtigsten Methoden der Bestimmung nuklearer Temperaturen werden in Kapitel 3 erläutert. Mit Hilfe von Modellrechnungen wird der Einfluß sequentieller Zerfälle abgeschätzt und die Temperaturskala der vorgestellten Isotopenthermometer kalibriert. Die Isotopenausbeuten und die daraus berechneten Temperaturen werden in Kapitel 4 präsentiert und mit den Ergebnissen anderer Messungen verglichen. Außerdem wird eine systematische Untersuchung der aus den Projektilfragmenten bestimmten Isotopentemperaturen bei einer Variation der Reaktionsparameter (Targetkerne und Einschußenergie) dargelegt. Die Energiespektren der Targetfragmente und die daraus extrahierten kinetischen Temperaturen werden in Kapitel 5 vorgestellt und mit den kinetischen Energien der Projektilfragmente verglichen. Mit Hilfe von Modellrechnungen werden die Einflüsse der Coulombenergie und der Quellgeschwindigkeit auf die kinetischen Temperaturen abgeschätzt. Eine Diskussion und Interpretation der nach den verschiedenen Meßmethoden bestimmten Temperaturen erfolgt in Kapitel 6. Dabei werden die experimentellen Ergebnisse mit den Vorhersagen eines statistischen Modelles verglichen und der Einfluß einer Vorgleichgewichtsemission leichter Teilchen mit Hilfe von intranuklearen Kaskaderechnungen abgeschätzt. Zur Beschreibung der Ergebisse wird das Goldhaber-Modell [Gol74] herangezogen. Die Ergebnisse der Temperaturmessungen werden diskutiert. Sie führen zu einer neuen kalorischen Kurve.

[2]engl.: A Large Acceptance DIpole magNet

2 Die Experimente

Im Rahmen der ALADiN-Kollaboration wurden zwischen 1993 und 1995 drei Experimente am Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI in Darmstadt zur Untersuchung der Fragmentation von Spektatoren und der Reaktionszone durchgeführt. Im Folgenden werden die Experimente beschrieben und einige der verwendeten Detektorsysteme vorgestellt.

2.1 Periphere Reaktionen: Fragmentation der Spektatoren

Mit dem ALADiN-Spektrometer, das für die Untersuchung der Multifragmentation des Projektilrestkerns bei Schwerionenreaktionen in inverser Kinematik bei Energien oberhalb von 400 A·MeV konzipiert worden ist [Ala88], wurde 1993 der Projektilaufbruch für die Projektile Au und U unter Verwendung der Targets Be, C, Al, Cu, In, Au und U systematisch bei Einschußenergien von 600, 800 und 1000 A·MeV untersucht. Bei diesen Einschußenergien sind nach der Reaktion die Projektilquelle, Targetquelle und intermediäre Quelle kinematisch getrennt. Während die Targetquelle annähernd ruht, bewegen sich die Fragmente der zerfallenden Projektilquelle etwa mit Strahlgeschwindigkeit und sind kinematisch stark nach vorn fokussiert. Dies führte zu einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit, da alle Teilchenenergien oberhalb der Detektorschwelle lagen. Außerdem konnten die Projektilfragmente mit $Z \geq 2$ mit nahezu vollständiger Akzeptanz nachgewiesen werden. Durch die gleichzeitige Bestimmung von Ladung, Impuls und Masse aller Fragmente konnten einzelne Ereignisse fast vollständig rekonstruiert werden. Die Bestimmung der dynamischen Observablen der Projektilfragmente stellte jedoch hohe Anforderungen an die Zeit- und Winkelauflösung des Detektorsystems, da kleine Geschwindigkeiten im Projektilsystem aus der Differenz großer Geschwindigkeiten im Laborsystem bestimmt werden mußten. Eine genaue Beschreibung des Experiments und der eingesetzten Detektorkomponenten findet man in [Sch96, Möh96, Wör95, Zud95].
Zum Nachweis der Targetfragmente werden Detektoren mit möglichst großem Raumwinkel bei niedriger Detektorschwelle benötigt. Der Aufbruch des Targetspektators wurde im Frühjahr 1995 für das System Au+Au bei einer Einschußenergie von 1000 A·MeV untersucht. Dazu wurde der ursprüngliche Experimentaufbau des ALADiN-Spektrometers um eine Vielzahl von Detektoren erweitert, die um den Targetbereich installiert worden

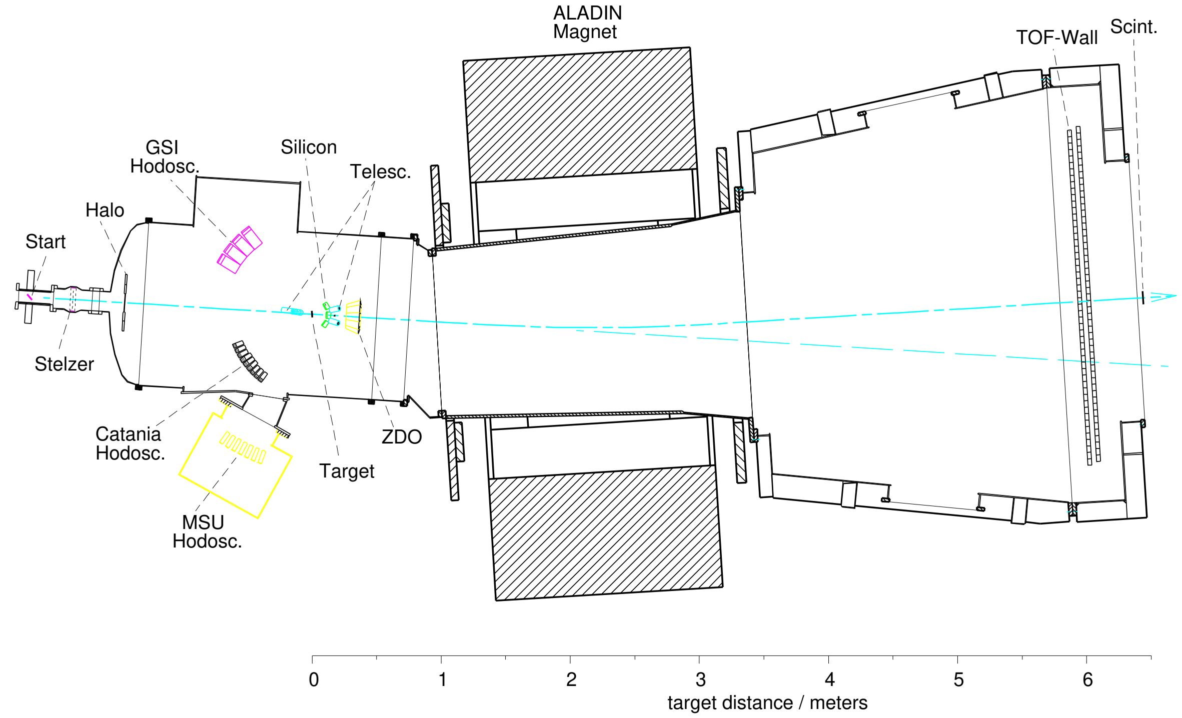

Abbildung 5: Der ALADiN-Experimentaufbau beim Experiment S117, das im Frühjahr 1995 stattfand. Der Strahl kommt von links, durchquert die Strahlzähler und trifft auf das Target. Während geladene Teilchen vorwiegend aus der Wechselwirkungszone im ZDO nachgewiesen werden, dienen Hodoskope und Teleskope dem Nachweis der vom Targetspektator emittierten Teilchen. Die Zerfallsprodukte des Projektilrestkerns fliegen durch das Joch des Dipolmagneten und werden von der Flugzeitwand nachgewiesen.

waren. Um insbesondere Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen zu messen, wurden Detektorsysteme mit hoher Granularität eingesetzt. Bei der Untersuchung des Targetspektatoraufbruchs wurden gleichzeitig die Fragmente des Projektilspektators gemessen, was einen späteren Vergleich der Daten beider Experimente ermöglichte. In beiden Experimenten wurde die Ereignisklasse nicht im System des mit geringer Akzeptanz gemessenen Targetspektators, sondern in dem im Mittel symmetrischen System des Projektilspektators bestimmt. Abbildung 5 zeigt einen horizontalen Schnitt durch den Aufbau des Experiments. Die einzelnen Detektorsysteme werden in den folgenden Abschnitten beschrieben.

2.1.1 Das Strahldiagnosesystem, das ZDO und die Siliziumstreifenzähler

Bevor der Strahl auf das Target trifft, durchläuft er den Startzähler und die Öffnung des Halozählers [Kle96]. Der Startzähler besteht aus einer 10 μm dicken, in 45^o zur Strahlachse gerichteten Szintillatorfolie, die von 2 Fotovervielfachern ausgelesen wird. Er diente zur absoluten Strahlnormierung und zur Erzeugung eines scharfen Startzeitpunktes. Ein Szintillatorplatte mit 2 cm großer kreisrunder Öffnung diente als Halozähler. Dieser Zähler wurde mit Fotovervielfachern ausgelesen und half Reaktionen im Startzähler zu unterdrücken. Zur Kontrolle der Ortsverteilung des Strahls konnte eine Vieldrahtproportionalkammer (Stelzerzähler) in den Strahlgang gebracht werden.
Unmittelbar hinter dem Target befanden sich in einem Winkel von 32^o zur Strahlachse 6, in je 16 Streifen unterteilte und 300 μm dicke Silizium-Sperrschichtdetektoren, die der Multiplizitätsmessung geladener Teilchen dienten. Dahinter befand sich das ZDO (Zero Degree Outer Hodoskop) [Rab86]. Seine 36 Detektormodule waren in 3 Ringen azimuthal um die Strahlachse angeordnet und deckten einen Polarwinkelbereich von 6.5 bis 21.5° ab. Bei den Detektormodulen handelt es sich um Phoswich-Zähler. Sie bestehen aus einem 2 mm dicken Kalziumfluoridkristall und einem 10 cm langen Plastikszintillator, die mittels einer Fotovervielfacherröhre ausgelesen wurden. Das ZDO diente dem Nachweis von Kern-Kern Kollisionen im Target und war Bestandteil des Triggers.

2.1.2 Die Hodoskope

Den Hauptteil des Experimentes bildeten drei Leichtteilchen-Hodoskope ähnlicher Bauweise, deren hohe Granularität die Messung von Winkelkorrelationen leichter Teilchen ermöglichte. Sie befanden sich in Strahlrichtung vor dem Target, also unter Rückwärtswinkeln. In dieser Position ist die Targetquelle gut separiert und der Untergrund an δ-Elektronen, die vom Projektil aus dem Target geschlagen werden minimal. In Strahlrichtung gesehen rechts vom Strahl in einem Abstand von 60 cm vom Target befand sich das Catania-Hodoskop, welches den Polarwinkelbereich von 23 bis 57° abdeckte. Seine 96 Detektoren, die schachbrettartig in der Geometrie einer Kugelschale aufgebaut waren, bestanden aus quadratischen 3$\times$3 cm^2 großen und 300 μm dicken Si-Kristallen sowie 6 cm langen CsI(Tl)-Kristallen gleichen Querschnittes, die mit Photodioden ausgelesen wurden. Links vom Strahl in einem Abstand von 67 cm zum Target war das GSI-Hodoskop [Pin89] im Polarwinkelbereich von 26 bis 51° installiert. Seine 64 Detektoren bestanden

ebenfalls aus 300 μm dicken Si-Kristallen sowie 6 cm langen CsI(Tl)-Kristallen. Hier waren jeweils vier Teleskope zu einem Modul mit einer Querschnittsfläche von 5×5 cm^2 zusammengefaßt. Beide Hodoskope deckten zusammen einen Raumwinkel von 368 msr ab. Zusätzlich war auf der rechten Seite das MSU-Hodoskop [Gon88, Mur89, Gon90] im Polarwinkelbereich von 59 bis 74° installiert. Es setzte sich aus 56 Detektoren zusammen, die jeweils aus einem runden Si-Kristall mit einem Durchmesser von 2.5 cm und einer Dicke von 300 μm sowie einem $3\times3\times10$ cm^3 großen CsI(Tl)-Kristall bestanden. Der Abstand zum Target betrug 110 cm.
Für die Energiekalibration der Hodoskope wurden zunächst die Si-Zähler unter Berücksichtigung der individuellen Zählerdicken mit Hilfe von Eichpunkten einer α-Quelle und den Durchstoßpunkten der Wasserstoffisotope kalibriert. Während man ein lineares Verhalten der Si-Zähler annahm, wurde die CsI-Kalibrierung für jede Teilchensorte einzeln durchgeführt. Aus der Kenntnis des Energieverlustes eines Teilchens im Si-Zähler und seiner genauen Dicke konnte man für jedes Isotop die im CsI-Kristall deponierte Energie errechnen und den CsI-Kristall kalibrieren [Ock97, Fri97]. Zur Isotopenidentifizierung wurden in den ΔE-E-Spektren der einzelnen Zähler Stützpunkte auf die Maxima der einzelnen Teilchenäste gelegt, um sie danach durch eine nichtlineare Transformation zu linearisieren [Gro97]. Für die Hodoskope wurde eine gute Isotopenauflösung bis Beryllium erreicht. Die Energieauflösung konnte anhand der Verbreiterung des 24 KeV breiten Zustandes der d-α-Korrelationsfunktion zu etwa 5% abgeschätzt werden [Schw98].

2.1.3 Die Teleskope

Zur Messung der Produktionsraten von leichten geladenen Teilchen und Fragmenten wurden sieben hochauflösende Teleskope eingesetzt. Sie setzten sich aus jeweils drei Siliziumsperrschichtzählern mit einer Dicke vom 50 μm, 300 μm und 1000 μm und einem 4 cm dicken CsI-Kristall zusammen. Dieser wurde über eine Photodiode ausgelesen. Vier Teleskope waren symmetrisch zur Strahlachse in einem Abstand von 21.7 cm vom Target unter einem Polarwinkel von 40 Grad montiert. Zur Messung des Targetaufbruchs waren drei Teleskope unter Rückwärtswinkeln (110, 130 und 150^0) in einem Abstand von 17 cm vom Target befestigt. Somit deckten die Teleskope je einen Raumwinkel von 4.3 bzw. 7 msr ab. Um die Teleskope vor δ-Elektronen aus dem Target zu schützen, aber gleichzeitig die Nachweisschwelle niedrig zu halten (um die sehr gute Energie- und Isotopenauflösung

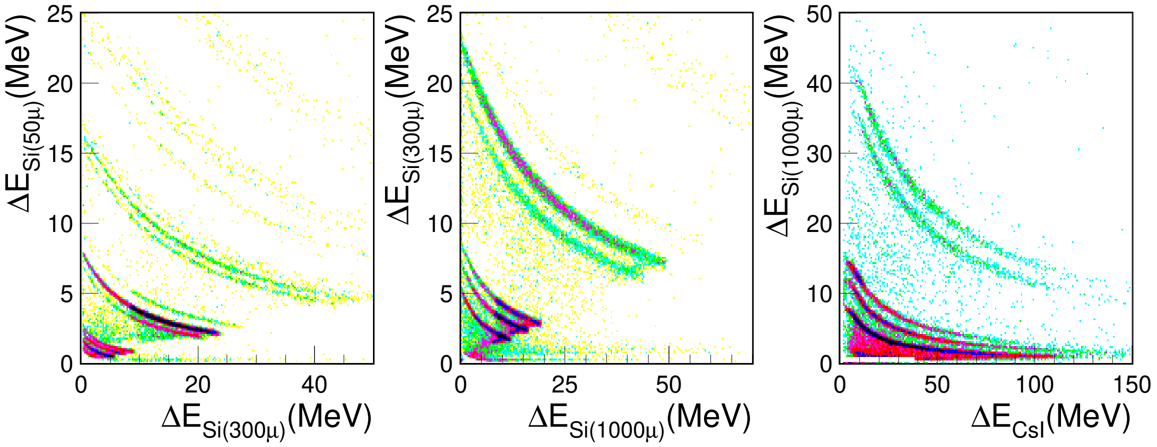

Abbildung 6: ΔE-E-Spektren der verschiedenen Zählerpaare eines Telekopes, die unter der Bedingung erzeugt wurden, daß im jeweils folgenden Zähler kein Signal gemessen wurde.

nicht zu verschlechtern), wurden oberhalb und unterhalb der Eintrittskollimatoren starke Permanentmagnete befestigt, deren Feld die Elektronen ablenkte.
Die Energieeichung der Teleskope erfolgte in mehreren Schritten. Zuerst wurde mit einer während des Experimentes durchgeführten Pulsereichung die Elektronik von den Vorverstärkern bis zu den ADC's auf mögliche Nichtlinearitäten und Nullpunktsverschiebungen überprüft. Die Nichtlinearität der Elektronik lag bei etwa 1% und konnte vernachlässigt werden. Anschließend wurden die Siliziumzähler geeicht. Dazu wurden die Durchstoßpunkte der verschiedenen identifizierten Isotope in den jeweiligen ΔE-E-Spektren für die 50 μm, 300 μm und 1000 μm dicken Si-Zähler und den CsI-Kristall bestimmt, und den entsprechenden, in Energieverlustrechnungen bestimmten Energiewerten zugeordnet. Außerdem wurde während des Experimentes zu Eichzwecken anstelle des Targets eine aus drei Elementen bestehende α-Quelle [3] eingesetzt, was zu weiteren Eichpunkten im Energiebereich um 5.5 MeV führte. Die ersten zwei Spektren in Abbildung 6 zeigen jeweils Teilchen, die im 300 μm bzw. 1000 μm dicken Si-Zähler gestoppt wurden. Man sieht deutlich Teilchenäste der Isotope bis Li und vereinzelte Be. Die Endpunkte dieser Teilchenäste geben die Durchstoßpunkte der jeweiligen Isotope wieder. Im zweiten Spektrum sind allerdings auch Teilchen zu sehen, die den 1000 μm Si-Zähler

[3] $^{241}_{95}\mathrm{Am}\rightarrow \begin{array}{ll} 5.443MeV & 13\% \\ 5.486MeV & 85\% \end{array}$ $^{244}_{96}\mathrm{Cm}\rightarrow \begin{array}{ll} 5.763MeV & 24\% \\ 5.805MeV & 76\% \end{array}$ $^{252}_{98}\mathrm{Cf}\rightarrow \begin{array}{ll} 6.076MeV & 15\% \\ 6.118MeV & 82\% \end{array}$

Isotop	$E_{Si(50\ \mu m)}$ (MeV)	$E_{Si(300\ \mu m)}$ (MeV)	$E_{Si(1000\ \mu m)}$ (MeV)	$E_{CsI(4\ cm)}$ (MeV)
p	2.1	6.1	12.2	114.
d	2.7	8.1	16.4	152.
t	3.1	9.5	19.4	180.
^{3}He	6.9	21.3	42.9	403.
^{4}He	7.5	23.9	48.6	453.
^{6}He	8.3	28.5	57.3	537.
^{6}Li	14.0	45.6	91.5	865.
^{7}Li	14.6	48.7	97.6	922.
^{8}Li	15.1	51.5	103.6	976.
^{7}Be	21.0	67.9	135.4	1297.
^{9}Be	22.4	73.4	150.7	1438.
^{10}Be	22.9	77.5	157.5	1502.

Tabelle 1: Theoretisch bestimmte Durchstoßenergien der verschiedenen Zähler eines Teleskopes.

durchflogen haben, aber kein Signal im CsI-Kristall erzeugt haben. Dies spricht für eine Totschicht im CsI-Kristall, da die 2 μm dicke Mylarfolie, die sich zwischen dem Si-Zähler und dem CsI-Zähler befindet, für einen solchen Energieverlust nicht ausreicht. Tabelle 1 zeigt die aus Energieverlustrechnungen bestimmten Durchstoßpunkte für die verschiedenen Zähler eines Teleskopes. Die Energieschwellen eines Teleskopes für die identifizierten Isotope sind durch die Durchstoßenergien im Si-Zähler von 50 μm Dicke gegeben, die Maximalenergien durch die Durchstoßpunkte im CsI-Kristall. Für die Kalibration der Teleskope wurden die individuellen Zählerdicken und sämtliche Totschichten berücksichtigt. Die Si-Zähler sprechen elementunabhängig linear an. Im Gegensatz dazu zeigen die CsI-Kristalle je nach Teilchensorte einen unterschiedlichen Zusammenhang zwischen Lichtausbeute und deponierter Energie, so daß die Kalibrierung für jede Teilchensorte einzeln durchgeführt werden muß.

Da die Teilchen zunächst identifiziert werden mußten, wurde für jedes Zählerpaar eines Teleskopes die Summe der Logarithmen des Energieverlustes im ersten Zähler und des gesamten Energieverlustes im Zählerpaar als Funktion des Energieverlustes im zweiten

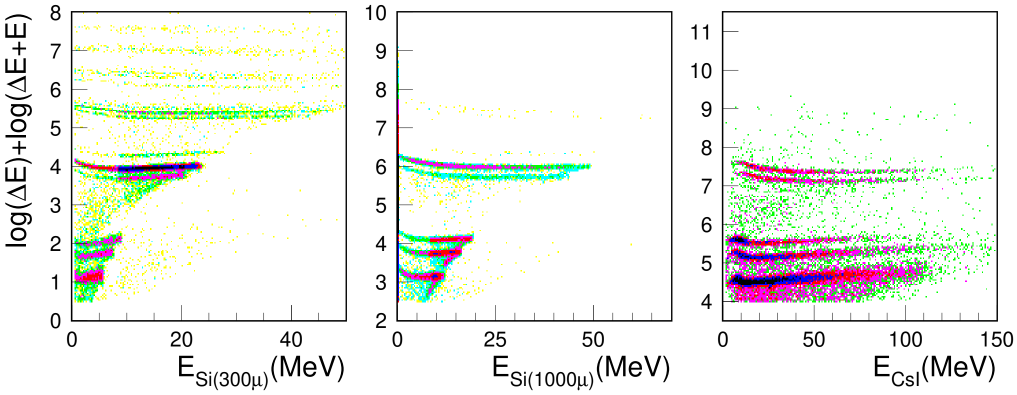

Abbildung 7: Linearisierte Darstellung der ΔE-E Spektren eines Teleskopes.

Zähler dargestellt. Die so erhaltenen Spektren der Zählerpaare eines Teleskopes werden in Abbildung 7 gezeigt. In dieser Form der Darstellung sind die Isotopenlinien fast linearisiert und ihr Abstand untereinander ist für jedes Zählerpaar gleich [Shi79]. Dann wurden für jede Isotopenlinie einige Stützpunkte bestimmt und linear miteinander verbunden. Für jeden Punkt der zweidimensionalen Spektren läßt sich nun die Teilchenidentifikation (PID[4]) aus dem relativen Abstand zu den benachbarten Isotopenlinien berechnen. Dies entspricht einer eindimensionalen Transformation der in Abbildung 7 gezeigten Spektren. Da die Isotope je nach Energie in einem anderen Detektor steckenbleiben, wurde zur Teilchenidentifikation je nach Reichweite der optimale Energieverlustzähler ausgewählt. Abbildung 8 zeigt die so erhaltene PID für die in dem jeweiligen Zählerpaare eines Teleskopes identifizierten Teilchen. Niederenergetischen Teilchen, die im 1. Zählerpaar (50 μm Si, 300 μm Si) gestoppt wurden, sind oben aufgetragen. Teilchen, die das 3. Zählerpaar (1000 μm Si, CsI) erreicht haben, sind unten aufgetragen. Es zeigt sich in allen Zählerpaaren eine gute Isotopenauflösung. Auch die Position der Maxima stimmt gut überein, wie es die gepunkteten Linien verdeutlichen.

Bei der Kalibration der CsI-Zähler müssen zwei Vorgänge getrennt berücksichtigt werden. Durchquert ein Teilchen den Kristall, so entsteht abhängig von der Teilchensorte und vom Energieverlust Licht, das mit einer Photodiode gemessen wurde. Im ersten Schritt

[4]engl:Particle Identification

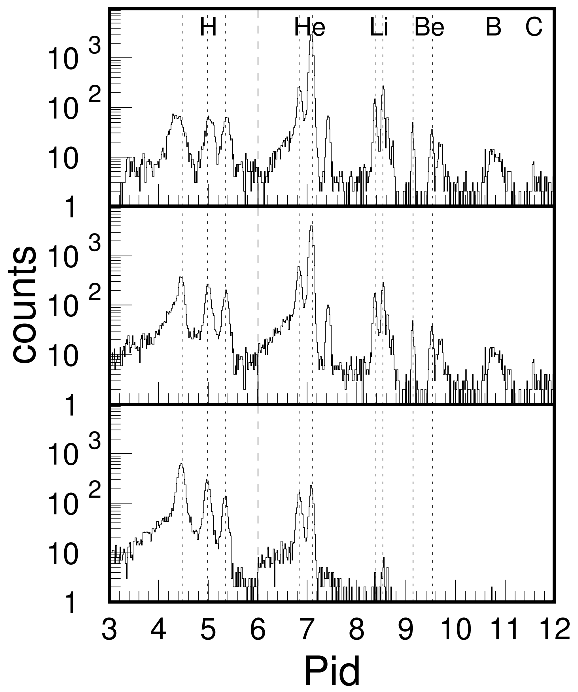

Abbildung 8: Isotopenauflösung der verschiedenen Zählerpaare eines Teleskopes. Die gepunktete Linie verdeutlicht die nahezu identischen PID-Werte der Isotope in den drei Zählerpaaren. Die gestrichelte Linie trennt die unter einer anderen Triggerbedingung gemessenen Wasserstoffisotope von den schwereren Teilchen.

wurde der lineare Zusammenhang zwischen der Lichtausbeute im CsI-Kristall und dem Signal der Photodiode bestimmt. Somit konnten die CsI-Zähler der verschiedenen Teleskope relativ zueinander kalibriert werden. Für die Lichtausbeute eines CsI-Zählers gilt,

$$L_{CsI} = a * ADCE + b$$

wobei ADCE die Kanalzahl des ADC's bezeichnet, mit dem die Photodiode des CsI-Zählers ausgelesen wird. Dabei sind a und b Proportionalitätskonstanten, die im wesentlichen den Verstärkungsfaktor und den Nullpunkt der Elektronik wiedergeben.
Im zweiten Schritt wurde der Zusammenhang zwischen Lichtausbeute L_{CsI} und Energieverlust E_{CsI} bestimmt. Dazu wurden die Isotopeninformation und die Energieverlustwerte der bereits geeichten Si-Zähler herangezogen. Es wurden Tabellen mit Energieverlustrechnungen nach [Zie77a, Zie77b] angelegt, die für jede Teilchensorte den Energieverlust in den Si-Zählern und die entsprechende Restenergie im CsI-Zähler enthielten. Die so erhaltene Restenergie E_{CsI} kann nun gegen die Lichtausbeute L_{CsI} aufgetragen und für jedes

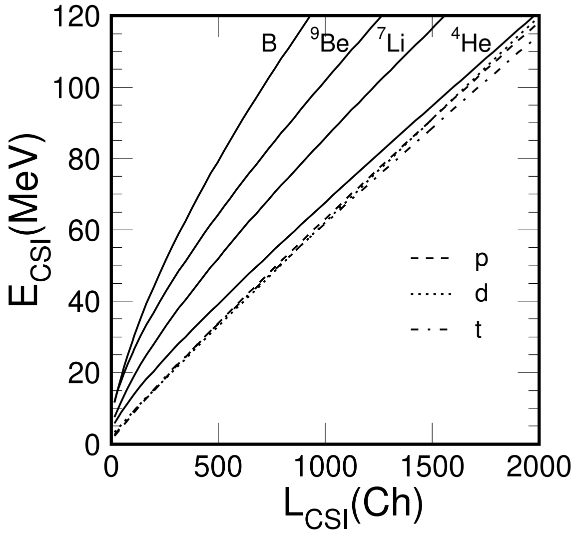

Abbildung 9: Kalibrierung der CsI-Kristalle der Teleskope.

Isotop einzeln wie folgt beschrieben werden,

$$E_{CsI} = \alpha * L_{CsI} + (\beta * L_{CsI})^{\gamma}$$

mit den zu bestimmenden Konstanten α, β und γ. Abbildung 9 zeigt die parametrisierten Lichtausbeutekurven für verschiedene Teilchensorten.
Der Gesamtenergieverlust eines Teilchens ergibt sich nun aus der Summation aller Energieverluste in den Zählern und Totschichten eines Teleskopes.

$$E_{Teleskop} = \Delta E_{50\mu m Si} + \Delta E_{300\mu m Si} + \Delta E_{1000\mu m Si} + E_{CsI}$$

Weitere Informationen zu den Teleskopen und genaue Beschreibungen zur CsI-Kalibration sind in [Kun90, Mil91, Ock97] zu finden.

2.1.4 Die Flugzeitwand

Zur Messung der Fragmente des Projektilrestkernes wurde die Flugzeitwand (TOF-Wall) eingesetzt [Schü91, Hub92a, Kre92, Ock93, Ser93]. Sie bestand aus zwei Lagen von je

96, 110 cm langen, 2.5 cm breiten und 1 cm dicken Plastikszintillatorstäben, die an beiden Enden von Photomultipliern ausgelesen wurden. Um Akzeptanzlücken zu vermeiden, waren beide Ebenen um eine halbe Stabbreite gegeneinander versetzt. In der Mitte der Flugzeitwand befand sich eine 2.5·7.5 cm^2 große Aussparung für den direkten Strahl.
Die Flugzeitwand befand sich 6 m vom Target entfernt, hinter dem ALADiN-Magneten, der alle geladenen Teilchen gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit $\vec{R} = \frac{\vec{p}}{Z} = \frac{m\gamma\vec{\beta}c}{Z}$ ablenkte. Sie deckte in horizontaler Richtung den Polarwinkelbereich bis 4.5^o ab. Mit ihr konnten sowohl die Flugzeit der Fragmente relativ zum Startdetektor, als auch deren Ladung und Ort gemessen werden. In diesem Experiment diente sie der Ereignischarakterisierung.
Im Experiment S114 wurde zur Messung des Projektilaufbruchs zusätzlich eine Ionisationskammer (TP-MUSIC III)[5] eingesetzt, mit der Ort, Ladung und Winkel der Teilchenspuren bestimmt werden konnten. Aus der magnetischen Steifigkeit der Fragmente und ihrer Ladung konnte dann der Impuls $\vec{p}$ und mit der Geschwindigkeit auch die Masse der Fragmente berechnet werden. Zum Nachweis der Neutronen diente der LAND-Detektor (Large Area Neutron Detektor) [Zud95].

2.1.5 Stoßparameter und Anregungsenergie

Nach dem geometrischen Participant-Spectator-Modell nimmt mit kleiner werdendem Stoßparameter die Größe der Überlappungszone von Target- und Projektilteilchen monoton zu und die Größe der Spektatoren entsprechend ab. Die Anregungsenergie pro Nukleon der Spektatoren steigt mit abnehmendem Stoßparameter, und bei ihrem Zerfall treten sehr unterschiedliche Phänomene auf, vom Abdampfen leichter Teilchen bei peripheren Stößen bis zur vollständigen Zerlegung des Präfragments in einzelne Nukleonen bei zentralen Stößen.
Zur Charakterisierung der Ereignisse bei relativistischen Einschußenergien eignet sich, wie in früheren Experimenten gezeigt wurde [Hub91], die Größe Z_{bound} sehr gut als Maß für den Stoßparameter, weil der Zusammenhang sowohl monoton, als auch nahezu linear ist. Z_{bound} ist die Ladungssumme aller Projektilfragmente mit Ausnahme der Wasserstoffisotope:

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

[5]engl.: Time Projektion - MUltiple Sampling Ionization Chamber

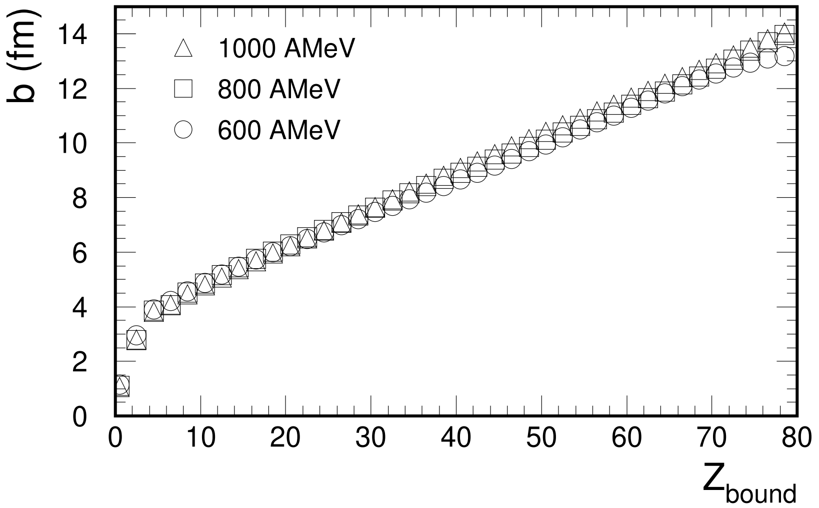

Abbildung 10: Stoßparameter b als Funktion der Größe Z_{bound} in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV [Sch96].

Abbildung 10 zeigt den nahezu linearen Zusammenhang zwischen Stoßparameter und Z_{bound}, der von der Einschußenergie unabhängig ist. Durch den Vergleich der Wirkungsquerschnitte der Z_{bound}-Intervalle konnte der Stoßparameter der Reaktion nach der Methode des äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnittes [Sch78, Cav90] rekonstruiert werden [Sch96]. Diese Methode wird in Kapitel 2.2.1 näher erläutert. Innerhalb eines Z_{bound}-Intervalls kann man zusätzlich eine Unterscheidung der Ereignisse bezüglich des schwersten Fragments Z_{max} vornehmen, was bei der Bestimmung der Anregungsenergie sinnvoll ist [Kun94, Zud95]. Zur Bestimmung von Z_{bound} und Z_{max} wurde ausschließlich die Ladungsinformation der Flugzeitwand benutzt.
Die ereignischarakterisierenden Observablen Z_{bound} und Z_{max} wurden in den Experimenten S114 und S117 in fast gleicher Weise bestimmt. Dies erleichterte den späteren Vergleich der Daten. Beim Experiment S117 mußte jedoch beachtet werden, daß Teilchen, die durch das Loch der Flugzeitwand geflogen sind, für die Analyse verloren waren. Daher konnte aus der Flugzeitwandinformation alleine nicht entschieden werden, ob es sich bei kleinem Z_{bound} tatsächlich um ein zentrales Ereignis mit kleinem Projektilrestkern handelte, oder ob es ein peripheres Ereignis war, bei dem das schwerste Fragment nicht gemessen wurde. Als weitere Observable wurde die Multiplizität der geladenen Teilchen im ZDO und den Hodoskopen hinzugenommen.

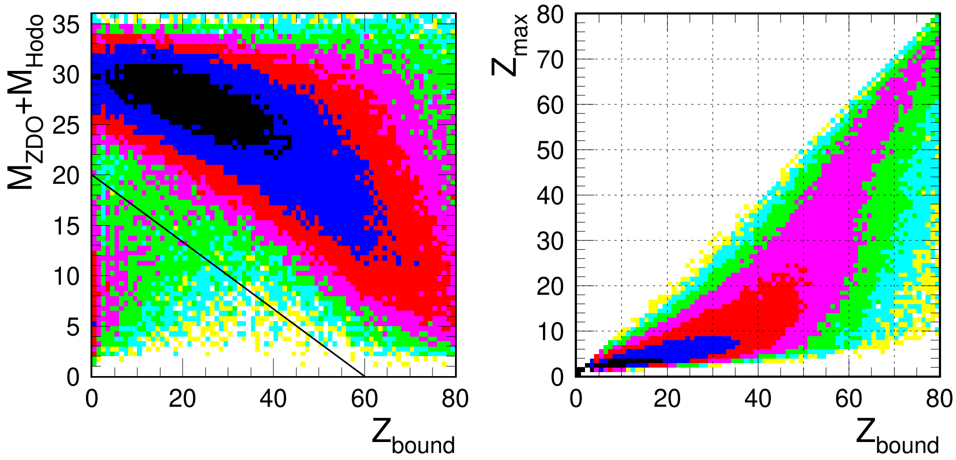

Abbildung 11: Summe der Teilchenmultiplizität aus ZDO und Hodoskopen als Funktion von Z_{bound} (links). Ereignisse unterhalb der Linie werden in der Analyse verworfen. Ladung des schwersten Fragments Z_{max} als Funktion von Z_{bound} (rechts). Die gepunkteten Linien zeigen die Einteilung in verschiedene Ereignisklassen. Beide Abbildungen beziehen sich auf die Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV. Die Ausbeute wurde in 6 Graustufen logarithmisch dargestellt.

Abbildung 11 (links) zeigt die gemessene Teilchenmultiplizität als Funktion von Z_{bound}. Es ist eine deutliche Antikorrelation zu erkennen. Die Multiplizität im ZDO-Detektor, der hauptsächlich Teilchen der Reaktionszone mißt, steigt mit der Zentralität, saturiert aber bei zentralen Stößen aufgrund der niedrigen Granularität. Ereignisse, die mit der Flugzeitwand unvollständig rekonstruiert wurden finden sich im unteren linken Bereich und konnten verworfen werden. Abbildung 11 (rechts) zeigt die Ladung des schwersten Fragments Z_{max} als Funktion von Z_{bound}. Man sieht für große und kleine Z_{bound}-Werte eine schmale Korrelation, die aber zu mittleren Werten breiter wird. Das Raster aus gepunkteten Linien zeigt die für die Bestimmung der Anregungsenergie gewählte Ereignisselektion.

Über eine vollständige Energie- und Massenbilanz des zerfallenen Spektatorkerns kann dessen Größe und Anregungsenergie bestimmt werden [Cam94, Zud95, Gro97]. Die Bilanzgleichung für die Energie lautet:

$$E_0 = (\sum_i m_i + \sum_i K_i) - (m_0 + K_0)$$

Die Summe läuft über alle Fragmente eines Ereignisses. Dabei sind m_i und K_i Masse und kinetische Energie eines Fragments. m_0 und K_0 sind die entsprechenden Werte des Spektatorkerns vor dem Zerfall. Weiterhin werden entsprechende Gleichungen für die Massen- und Ladungserhaltung aufgestellt:

$$Z_0 = \sum_i Z_i = Z_{bound} + (N_p + N_d + N_t)$$

$$A_0 = \sum_i A_i = A_{bound} + (N_p + 2 \cdot N_d + 3 \cdot N_t) + N_n$$

Dabei bezeichnet N_p, N_d und N_t die Anzahl der Protonen, Deuteronen und Tritonen eines Ereignisses. Alle Teilchen mit Ladung $Z \geq 2$ werden im Experiment mit nahezu 100% Akzeptanz vom ALADiN–Spektrometer nachgewiesen. Neutronen von der Projektilquelle werden im LAND-Detektor stoßparameterabhängig zu 50–70% registriert. Die einzigen Unbekannten auf den rechten Seiten der Gleichungen sind die Häufigkeiten der H–Isotope N_p, N_d und N_t. Gibt man das Verhältnis von p/d/t vor, so reduziert sich die die Anzahl der Unbekannten auf die Häufigkeit von Teilchen mit Ladung Z=1. Durch weitere Annahme eines N/Z–Verhältnisses für das Präfragment läßt sich dann das Gleichungssystem eindeutig lösen.

In [Zud95] wurde die Anregungsenergie für das System Au+Au bei einer Einschußenergie von E/A= 600 MeV unter Annahmen zum p/d/t-Verhältnis und N/Z Verhältnis bestimmt. Dabei wurde der Zusammenhang $A_i(Z_i)$ für die leichten He- und Li-Fragmente aus dem Mittelwert der gemessenen Isotopenverhältnisse, für schwerere Fragmente aus der halb-empirischen EPAX-Parametrisierung [Süm90] entnommen. Bei dieser Analyse wurde über eine durch Z_{bound} und Z_{max} gegebene Ereignisklasse gemittelt [Hub91]. Dadurch erhält man Mittelwerte für die Masse $\langle A_0 \rangle$ und die Anregungsenergie $\langle E_0 \rangle$ des Präfragments. In Abbildung 12 sind die über individuelle Bereiche in Z_{bound} und Z_{max} gemittelten Werte von Massenzahl $\langle A_0 \rangle$ und Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ aufgetragen. Übereinstimmend mit Campi et al. [Cam94] nimmt die Anregungsenergie pro Nukleon mit abnehmendem Z_{bound} bis zu etwa 17 MeV zu. Darüber hinaus gibt es noch eine zusätzliche leichte Abhängigkeit von Z_{max}. Im allgemeinen nimmt die Anregungsenergie für einen gegebenen Wert von Z_{bound} zu größeren Z_{max}-Werten hin ab. Die Masse des Präfragments hängt nahezu linear von Z_{bound} ab und zeigt keine zusätzliche Abhängigkeit von Z_{max}.

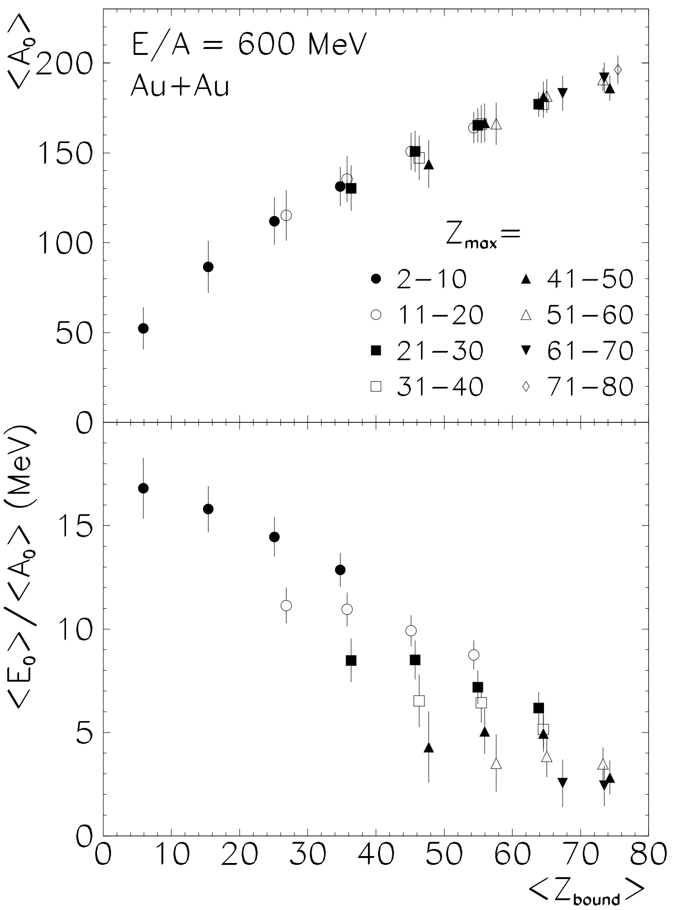

Abbildung 12: Massenzahl $\langle A_0 \rangle$ und Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ des Projektilspektators gemittelt über individuelle Bereiche in Z_{bound} und Z_{max} aus der Au+Au-Reaktion bei E/A = 600 MeV [Zud95].

Bei einer späteren Analyse von Groß [Gro97] wurden die Anregungsenergien für die Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV nach dem gleichen Verfahren bestimmt. Dabei ging das aus dem Targetaufbruch gemessene p/d/t-Verhältnis als weitere Information ein. Außerdem wurden die Einflüsse der Seitwärtsbewegung der Spektatorquelle (Bounce) berücksichtigt. Während die Anregungsenergien für E/A = 600 MeV im Rahmen von 10% gut mit den hier gezeigten Werten übereinstimmen, zeigen die Anregungsenergien für E/A = 800 und 1000 MeV mit steigender Einschußenergie zunehmende Werte, was in Abbildung 46 zu sehen ist. Diese Energiezunahme resultiert ausschließlich aus der Zunahme der kinetischen Energien der Protonen und Neutronen, und wird in

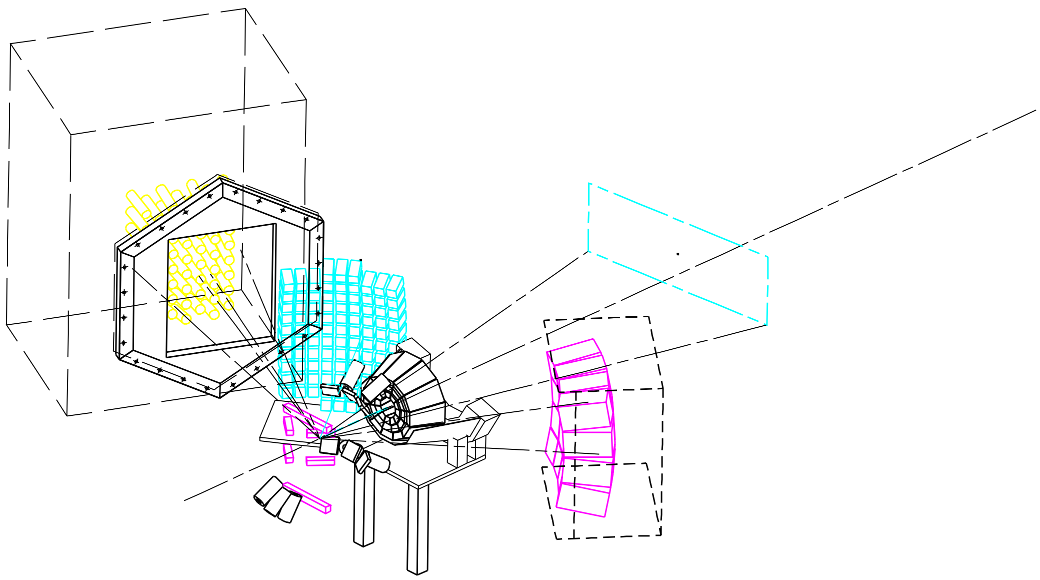

Abbildung 13: Der Au-Strahl (50, 100, 150 und 200 A·MeV) kommt von links und trifft, nachdem er die Strahlzähler durchquert hat, auf das Target (75 $\frac{mg}{cm^2}$ Au). Zum Nachweis von Teilchen mittlerer Rapidität dienen drei Hodoskope und vier Teleskope. Zur Messung der Teilchenmultiplizität wurden ZDO und Siliziumstreifenzähler eingesetzt.

Kapitel 6 diskutiert.

2.2 Zentrale Reaktionen: Fragmentation der Reaktionszone

Zur Untersuchung der Wechselwirkungszone schwerer symmetrischer Systeme wurde im Frühjahr 1995 am SIS der GSI ein weiteres Experiment durchgeführt. Dabei wurde das System Au+Au bei Einschußenergien von 50, 100, 150 und 200 A·MeV untersucht.

Die Teilchen aus der Reaktionszone bewegen sich etwa mit halber Strahlgeschwindigkeit und sind daher vor allem unter Vorwärtswinkeln nachweisbar. Zur Messung der Teilchen aus der Reaktionszone (90^0 im CM-System) wurde die Detektorkammer des zuvor beschriebenen Experimentieraufbaus lediglich um 180^0 gedreht, sodaß die Hodoskope unter Vorwärtswinkeln standen. Links vom Strahl befanden sich jetzt das Catania- und das MSU-Hodoskop, rechts vom Stahl das GSI Hodoskop. Zusätzlich zu den Hodoskopen waren vier Teleskope unter einem Vorwärtswinkel von 40 ^{0} symmetrisch zur Strahlachse montiert, drei weitere unter Rückwärtswinkeln. Während mit den Hodoskopen Korrelationen leichter Teilchen gemessen wurden, dienten die Teleskope zur Bestimmung von Isotopenverhältnisse leichter Teilchen. Das ZDO und die Siliziumstreifenzähler dienten zur Multiplizitätsmessung, die zur Bestimmung des Stoßparameters nötig war. Ein Problem bei der Messung der Reaktionszone lag in den vielen δ-Elektronen, die neben den Reaktionsprodukten die Zähler erreichten. Deshalb wurden bei den Hodoskopen dünne Messingfolien und bei ZDO und Siliziumstreifenzähler Aluminiumplatten als Absorber befestigt. Zum Schutz der Teleskope vor Elektronen wurden wie schon beschrieben starke Permanentmagnete aus CoSm vor die Zähler montiert.

2.2.1 Stoßparameter und Anregungsenergie

Zur Bestimmung eines reduzierten Stoßparameters $\hat{b}$ wurde auch hier die Methode des *äquivalenten geometrischen Wirkungsquerschnitts* [Sch78, Cav90] angewendet. Dieses Verfahren setzt eine monotone Beziehung zwischen Stoßparameter und experimenteller Variable voraus und wurde bereits in früheren Experimenten der ALADiN-Kollaboration angewandt [Hub91]. Als experimentelle Variable diente in unserem Fall die Leichtteilchenmultiplizität aus ZDO und Silizumzählern. Bei diesem Verfahren ordnet man durch integralen Vergleich des experimentellen mit dem geometrischen Wirkungsquerschnitt jedem Multiplizitätsintervall ein Stoßparameterintervall zu.

$$\frac{b(Mul)}{b_{max}} = \hat{b}(Mul) = \sqrt{\frac{\int_{Mul}^{\infty} \frac{dP(Mul')}{dMul'} dMul'}{\int_{0}^{\infty} \frac{dP(Mul')}{dMul'} dMul'}}$$

Ereignissen mit der höchsten Multiplizität wurde ein Stoßparameter von null und den Ereignissen mit Multiplizität null ein Stoßparameter von eins zugeordnet. Für die weitere Analyse der Daten wurden ausschließlich zentrale Ereignisse mit einem reduzierten Stoßparameter $\hat{b} \leq 0.3$ verwendet [Fri97].

Mit Hilfe des Participant-Spectator-Modells [Wes76] können für dieses Stoßparameterintervall obere und untere Grenzen für die Systemgröße abgeschätzt werden. Die größte Quelle (394 Nukleonen) erhält man, wenn man davon ausgeht, daß sämtliche Nukleonen beider Goldkerne die Zone mittlerer Rapidität bilden. Aus dem geometrischen Modell erhält man die mittlere Masse des Feuerballs in Abhängigkeit vom reduzierten Stoßparameter. Eine untere Grenze ergibt sich aus der Faltung der experimentellen Stoßparameterverteilung mit der aus dem Modell erhaltenen Nukleonenzahl. Hierbei ergibt sich für den zentralen Bereich unabhängig von der Strahlenergie eine Nukleonenzahl von 310 [Ock97].

Die Anregungsenergie des Feuerballs hängt von der Einschußenergie ab. Allerdings wird nur ein Teil der Einschußenergie in thermische Energie umgesetzt. Da der Feuerball bei der Reaktion komprimiert wird, geht ein Teil der Energie in kollektive Energie über, was sich in dem Auftreten von radialem Teilchenfluß zeigt. Außerdem kommt es vor der eigentlichen Fragmentation des Feuerballs zur Vorgleichgewichtsemission leichter Teilchen. Für die Anregungsenergie kann folgende Abschätzung gemacht werden:

$$E^* = E_{CM} - E_{Coll} - E_{PE}$$

Die kollektive Energie E_{Coll} kann nach Reisdorf et al. [Rei97] im Energiebereich von 50-400 MeV mit 40-60 % von E_{CM} angegeben werden. Der Energieanteil E_{PE}, der durch die frühe Emission leichter Teilchen berücksichtigt werden muß, konnte von Bondorf [Bon94] aus NMD-Rechnungen (Nukleare Molekulardynamik) für die Reaktion Au+Au bei E/A = 100 MeV zu etwa 30 % der verbleibenden Energie (E_{CM}-E_{coll}) abgeschätzt werden.

3 Temperaturen und der Einfluß sequentieller Zerfälle

Für die Beschreibung hochangeregter Kernmaterie stellt die Temperatur eine wichtige Größe dar, deren Bestimmung eine Vorraussetzung zum Verständnis der Zerfallsmechanismen ist. Da die nukleare Temperatur im Experiment nicht direkt zugänglich ist, muß sie aus experimentellen Beobachtungsgrößen bestimmt werden.
Diese Beobachtungsgrößen werden z.T. stark von sequentiellen Zerfällen beeinflußt, was sich auch auf die extrahierten Temperaturen auswirkt. Eine Möglichkeit, die experimentellen Beobachtungsgrößen zu korrigieren, besteht darin, mit Hilfe möglichst vollständiger Besetzungs- und Zerfallsmodelle für Kernmaterie die Einflüsse sequentieller Zerfälle zu berechnen.

3.1 Methoden der Temperaturbestimmung

Bei der Temperaturdefinition werden idealisierte Bedingungen wie thermisches oder auch chemisches Gleichgewicht vorausgesetzt. Bei Schwerionenreaktionen stellt sich die Frage, ob die Zeit zwischen dem Stoß und der darauf folgenden Fragmentation ausreicht, ein äquilibriertes System zu bilden. Inwiefern die angeregten Spektatoren oder auch die Wechselwirkungszone als thermisch oder auch chemisch äquilibrierte Systeme betrachtet werden können, ist daher im Einzelfall zu diskutieren.

Kerne sind endliche abgeschlossene Systeme, was eine mikrokanonische Beschreibung nahelegt. In einem mikrokanonischen Ensemble ist die Temperatur T eines Systems mit der Gesamtenergie E über die Zustandssumme $\Omega(E)$ definiert. Durch die Bestimmung der Zustandssumme ist das System thermodynamisch vollständig beschrieben. Die Entropie S ergibt sich daraus als $S(E) = ln\Omega(E)$. Der Kehrwert der Temperatur ist dann definiert als die Ableitung von $S(E)$ nach der Energie:

$$\frac{1}{T(E)} = \frac{\partial S(E)}{\partial E} \tag{1}$$

Diese Temperaturdefinition ist bei endlicher Teilchenzahl anwendbar. Sie gilt aber auch für jedes sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindliche Untersystem, falls sich im Gesamtsystem noch kein globales Gleichgewicht eingestellt hat. Die Berechnung der

Zustandssumme und ihre Energieabhängigkeit ist bei Kernen zwar prinzipiell möglich [Gro90], aber experimentell sind diese Größen nicht direkt zugänglich. Auch die zur Temperaturbestimmung makroskopischer Systeme erfolgreiche Methode, bei der ein kleines externes Testsystem (Thermometer) genügend lange in einen thermischen Kontakt mit dem zu untersuchenden System gebracht wird, ist bei Kernen aufgrund ihrer Abgeschlossenheit nicht unmittelbar anwendbar. Daher muß die nukleare Temperatur indirekt aus beobachtbaren Größen wie den Zerfallsprodukten abgeleitet werden.

Beim Aufbruch eines hochangeregten Kerns entsteht ein Ensemble von nuklearen Fragmenten. Betrachtet man diese Fragmente als Testsysteme, die von einem genügend großen Gesamtsystem emittiert werden, so kann man das emittierende System als Reservoir für Energie bzw. Teilchen betrachten, was der Rolle eines Wärmebades im klassischen Sinne entspricht. Zur Beschreibung des Ensembles nuklearer Fragmente kann man die kanonische bzw. die großkanonische Gesamtheit heranziehen.

Die Energie der emittierten Fragmente setzt sich aus kinetischer Energie ϵ_k, Separationsenergie ϵ_s und interner Energie ϵ_i zusammen.

$$\epsilon = \epsilon_k + \epsilon_s + \epsilon_i \tag{2}$$

Zur nuklearen Temperaturbestimmung haben sich drei Verfahren etabliert, die von den verschiedenen Energietermen aus Gleichung (2) Gebrauch machen. Dabei wird die Temperatur entweder aus den kinetischen Energiespektren, den relativen Produktionswahrscheinlichkeiten oder den Populationen angeregter Zustände bestimmt:

(1) Temperaturen aus kinetischen Energiespektren: In einem kanonischen Ensemble ist die Wahrscheinlichkeit ein Teilchen mit einer bestimmten Energie vorzufinden durch den Boltzmannfaktor exp(-E/T) bestimmt, der die Temperatur T des Systems enthält.
Die kinetischen Energiespektren von Teilchen zeigen in klassischer Betrachtung eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung:

$$N(E_{kin}) \propto \sqrt{E_{kin}} \cdot e^{-E_{kin}/T} \tag{3}$$

Liegt ein Energiespektrum vor, das sich durch diese Verteilung beschreiben läßt, so liegt es nahe, den Temperaturparameter T als die Temperatur des emittierenden bzw. zerfal-

lenden Systems zu interpretieren.
Diese Methode der Temperaturbestimmung wurde bei der Analyse von Verdampfungsspektren aus Compoundkern-Reaktionen erfolgreich angewendet [Fab87]. Da es sich bei einem Verdampfungsspektrum aber um eine Summation von Teilchen über die gesamte Verdampfungssequenz handelt, und sich die Temperatur längs der Kaskade ändert, müssen die extrahierten Temperaturen als Mittelwerte aufgefaßt werden.
Problematisch bei der Untersuchung experimentell gemessener kinetischer Energiespektren ist, daß diese meist ins Ruhesystem der emittierenden Quelle zurücktransformiert werden müssen, was zu hohen Unsicherheiten in der Bestimmung der Temperaturparameter führt. Außerdem werden die kinetischen Energien durch andere Beiträge wie z.B. Coulombabstoßung, sequentieller Zerfall, radialer Fluß und Drehimpuls beeinflußt. Auf die Möglichkeit, daß Teilchenspektren durch die Fermibewegung der Nukleonen im Kern beeinflußt werden, wird in Kapitel 6.2.1 eingegangen.

(2) Temperaturen aus angeregten Zuständen: In einem kanonischen Ensemble werden auch die inneren Freiheitsgrade eines Systems, also z.B. die diskreten Kernzustände thermisch besetzt. Die Besetzungswahrscheinlichkeit der Zustände in einem Kern folgt einem Boltzmanngesetz:

$$Y \propto (2J+1) \cdot e^{-\frac{E_x}{T}} \tag{4}$$

Die Verteilung enthält den Spinfaktor und die Bindungsenergie des betreffenden Zustandes. Die Temperatur eines Kerns kann dann aus den Quotienten der Besetzungswahrscheinlichkeiten zweier Zustände bestimmt werden.
Als geeignete Zustandsthermometer gelten z.B. teilcheninstabile Kerne wie ^{5}Li und ^{8}Be, da sie scharfe Zustände besitzen, die gut aufgelöst werden können. Außerdem unterliegt die Besetzung ihrer Zustände nur wenig dem Einfluß sequentieller Zerfälle. Die Besetzung unterschiedlicher Zustände eines Kerns wird mit Hilfe von Teilchenkorrelationen bestimmt, bei der Relativimpulse zwischen den beim Zerfall dieser Zustände auftretenden Teilchen gemessen werden [Poc85]. Mit dieser Methode konnte die thermische Besetzung der diskreten Kernzustände experimentell bewiesen werden [Nay89, Schw93]. Allerdings scheint man mit dieser Methode die Temperaturen einer späten Phase der Kernreaktion, nach einer adiabatischen Expansion der Kernmaterie zu messen, wie eine Analyse von Serfling [Ser98] zeigt. Eine genaue Beschreibung dieser Methode und der Ergebnisse für

die in Kapitel 2 vorgestellten Experimente findet man bei Serfling [Ser97] und Fritz [Fri97].

(3) Relative Ausbeute leichter Isotope: Wenn neben dem thermischen Gleichgewicht zusätzlich chemisches Gleichgewicht vorausgesetzt wird, gilt für die großkanonische Zustandsbesetzung eines Isotops unter Vernachlässigung aller Spin- und Massenfaktoren:

$$Y_{Z,N} \propto e^{\frac{\mu_{N,Z}}{T}} \tag{5}$$

Dabei ist $\mu_{N,Z}$ das chemische Potential des Isotopes (N,Z). Die Temperatur des Systems kann dann über ein Doppelverhältnis benachbarter Isotope bzw. Isotone bestimmt werden (siehe Gleichung (12)).
Mit dieser Methode wurden die in der kalorischen Kurve von Atomkernen [Poc95, Möh95] veröffentlichten Temperaturen bestimmt. Da die meisten in der vorliegenden Arbeit angegebenen Temperaturwerte auf der Anwendung dieser Methode beruhen, wird der von Albergo et. al. [Alb85] vorgeschlagene statistische Ansatz zur Bestimmung von Temperaturen aus Isotopenverhältnissen ausführlich dargestellt.

3.1.1 Temperaturen aus Isotopenverhältnissen

Bei der Bestimmung der Temperatur aus Isotopenverhältnissen [Alb85] wird die Fragmentverteilung unter der Annahme eines chemischen Reaktionsgleichgewichts zwischen freien Nukleonen und zusammengesetzten Fragmenten, welche bei einer bestimmten Temperatur T in einem bestimmten Volumen V eingeschlossen sind, bestimmt. In der Annahme, daß ein thermisches Gleichgewicht besteht, kann man die großkanonische Gesamtheit zur Beschreibung heranziehen. Wenn die Temperatur genügend hoch und die Dichte klein gegenüber der Grundzustandsdichte ist, kann statt der Quantenstatistik die Boltzmannstatistik verwendet werden. Außerdem kann man bei niedriger Dichte die Wechselwirkung der Konstituenten vernachlässigen.

Die Anzahldichte $\rho(Z,N)$ einer Fragmentsorte mit Z Protonen und N Neutronen kann dann wie folgt geschrieben werden:

$$\rho(Z,N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3}\omega(Z,N)e^{\mu(Z,N)/T} \tag{6}$$

$A = Z + N$ ist die Masse des Fragments und wurde aus der thermischen Wellenlänge des Fragments der Masse A$\cdot m_0$ herausgezogen. Das verbleibende $\lambda = h/\sqrt{2\pi m_0 T}$ ist die thermische Nukleonen-Wellenlänge mit der Masse m_0 eines Nukleons. $\mu(Z,N)$ ist das chemische Potential des Fragments. $\omega(Z,N)$ ist die Zustandssumme, welche die Besetzung der inneren Freiheitsgrade des Fragments beschreibt:

$$\omega(Z,N) = \sum_j [2s_j + 1] e^{-E_j(Z,N)/T} \tag{7}$$

Sie enthält die Spins s_j des Grundzustandes und sämtlicher angeregter Zustände des Fragments, sowie deren Energieniveaus E_j. Das chemische Potential des Fragments $\mu(N,Z)$ läßt sich durch die entsprechenden chemischen Potentiale der freien Protonen μ_p und freien Neutronen μ_n und der Bindungsenergie $B(N,Z)$ ausdrücken:

$$\mu(Z,N) = Z\mu_p + N\mu_n + B(Z,N) \tag{8}$$

Wird $\mu(Z,N)$ in der Formel (6) durch diesen Ausdruck ersetzt, sowie die proto- und neutrochemischen Potentiale μ_p und μ_n durch die Nukleonendichten ρ_p und ρ_n ausgedrückt, so erhält man für die Dichte:

$$\rho(Z,N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^A \omega(Z,N) \rho_p^Z \rho_n^N e^{B(Z,N)/T} \tag{9}$$

Im Exponenten steht nun die Bindungsenergie des Fragments. Die Formel enthält aber außerdem noch die unbekannten Dichten der freien Nukleonen ρ_p und ρ_n.

Die relative Ausbeute zweier beliebiger Fragmentsorten sollte gleich dem Verhältnis der Anzahldichten dieser Fragmente sein:

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{\rho(Z_1,N_1)}{\rho(Z_2,N_2)} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1-A_2} \frac{\omega(Z_1,N_1)}{\omega(Z_2,N_2)} \rho_p^{Z_1-Z_2} \rho_n^{N_1-N_2} e^{(B_1-B_2)/T} \tag{10}$$

Um eine der beiden unbekannten Nukleonendichten ρ_p oder ρ_n zu eliminieren, verwendet man Fragmente mit entweder gleicher Protonen- oder gleicher Neutronenzahl. So ergibt z.B. das Verhältnis von zwei Fragmenten mit gleicher Protonenzahl (Isotope):

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1-A_2} \frac{\omega(Z_1,N_1)}{\omega(Z_2,N_2)} \rho_n^{N_1-N_2} e^{(B_1-B_2)/T} \tag{11}$$

Weil zur Bildung der Fragmente jeweils die gleiche Protonenzahl erforderlich ist, hängt die relative Ausbeute nicht mehr von der Dichte ρ_p der freien Protonen im Gesamtsystem ab. Um auch noch ρ_n zu eliminieren, bildet man ein weiteres Isotopenverhältnis mit der gleichen Differenz der Neutronenzahlen $N_1 - N_2$. Man erhält wieder einen Ausdruck wie Formel (11) mit dem gleichen ρ_n. Durch Bildung des Doppelverhältnisses aus vier Fragmentausbeuten kürzt sich ρ_n ebenfalls heraus, und man erhält:

$$\frac{Y_1/Y_2}{Y_3/Y_4} = const. \frac{\omega(Z_1,N_1)/\omega(Z_2,N_2)}{\omega(Z_3,N_3)/\omega(Z_4,N_4)} e^{[(B_1-B_2)-(B_3-B_4)]/T} \tag{12}$$

Die andere Möglichkeit zur Eliminierung der unbekannten Dichten ρ_p und ρ_n besteht in der Bildung zunächst eines Verhältnisses von zwei Fragmenten mit gleicher Neutronenzahl (Isotone):

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1-A_2} \frac{\omega(Z_1,N_1)}{\omega(Z_2,N_2)} \rho_p^{Z_1-Z_2} e^{(B_1-B_2)/T} \tag{13}$$

Hier kürzt sich wegen der gleichen Neutronenzahl der beide Fragmente zunächst die Dichte ρ_n heraus. Zur Eliminierung von ρ_p bildet man ein weiteres Isotonenverhältnis mit der gleichen Differenz der Protonenzahlen Z_1-Z_2, und durch Bildung des Doppelverhältnisses kommt man wieder auf Formel (12).

Die Gleichung (12) liefert einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem experimentell bestimmbaren Doppelverhältnis und der Temperatur. Sie kann jedoch nicht analytisch nach T aufgelöst werden, da die Zustandssummen $\omega(Z_i, N_i)$, welche die inneren Freiheitsgrade der Fragmente berücksichtigen, im allgemeinen sehr viele Summanden mit jeweils verschiedenen Boltzmannfaktoren (siehe Gleichung (7)) enthalten. Eine numerische Bestimmung von T aus dem Doppelverhältnis ist aber möglich.

Aus zwei Gründen muß eine Korrektur an Formel(12) vorgenommen werden: Erstens sind die meisten angeregten Zustände teilcheninstabil. Sie werden zwar gemäß der Boltzmannstatistik besetzt, liefern aber durch den Zerfall keinen Beitrag zur Ausbeute des jeweiligen Fragments (drain). Zweitens wird die Ausbeute einer Fragmentsorte durch sekundäre Zerfälle primär angeregter Fragmente vergrößert (feed). Dabei kann es sich sowohl um teilcheninstabile als auch um teilchenstabile Zustände, die durch γ-Emission zerfallen, handeln. Beide Effekte sind überlagert und kompensieren sich teilweise.

Vernachlässigt man alle angeregten Zustände und nimmt an, daß nur Grundzustände besetzt werden, so kann man die gesamte Summe $\omega(Z_i, N_i)$ in Gleichung (7) auf den ersten Summanden reduzieren, d.h. $\omega = 2s_0 + 1$, wobei s_0 der Grundzustandsspin des jeweiligen Fragments ist. Somit läßt sich für die Grundzustände eine exakte Temperaturformel hinschreiben:

$$T_{app} := \frac{b}{ln(aR)} \tag{14}$$

Dabei ist R das Doppelverhältnis. Die Konstanten a und b, in welche Bindungsenergien, Massen und Spinfaktoren der einzelnen Fragmente eingehen, sind durch die folgenden Ausdrücke gegeben:

$$b = [(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)] \tag{15}$$

$$a = \left(\frac{A_3/A_4}{A_1/A_2}\right)^{3/2} \frac{\omega_0(Z_3, N_3)/\omega_0(Z_4, N_4)}{\omega_0(Z_1, N_1)/\omega_0(Z_2, N_2)} \tag{16}$$

Solange die Energiedifferenz vom Grundzustand zum ersten angeregten Zustand für alle verwendeten Nuklide groß im Vergleich zur Temperatur ist, kann man annehmen, daß Gleichung (14) eine gute Näherung für die Gesamtpopulation ist, denn nach Boltzmann nimmt die Besetzungswahrscheinlichkeit eines angeregten Zustandes im Vergleich zum Grundzustand exponentiell mit der zur Anregung des Niveaus aufzuwendenden Energie ab.

Die mit Hilfe dieser Näherung (Gleichung (14)) berechneten Temperaturen werden im folgenden mit T_{app}[6] bezeichnet. Inwieweit die Näherung gerechtfertigt ist, wird sich später bei der Kalibrierung der Temperaturskala durch Vergleich mit geeigneten Modellvorhersagen zeigen. Gegebenenfalls kann T_{app} erst nach Einführung einer Korrektur zur Temperaturbestimmung verwendet werden.

3.1.2 Auswahl der Isotope

Bei der Auswahl der zur Temperaturbestimmung geeigneten Isotope müssen mehrere Kriterien erfüllt sein:

- Das aus den vier Isotopenausbeuten gebildete Doppelverhältnis muß genügend sensitiv auf die Temperatur sein. Dazu muß die Differenz der Bindungsenergien der Fragmente groß sein.

[6]engl.: apparent, scheinbar

- Um den Einfluß von kinematischen Effekten und Coulombbarrieren bei der Teilchenproduktion niedrig zu halten, sollte man nur unmittelbar benachbarte Isotope ($\Delta N = 1$) verwenden. Das gleiche gilt für Isotonenenpaare ($\Delta N = 0$), wenn $\Delta Z = 1$ gewählt wird.
- Die verwendeten Isotope müssen mit möglichst hohem Wirkungsquerschnitt gebildet werden, damit man Temperaturen auch in verschiedenen Ereignisklassen bestimmen kann.
- Die Zahl der angeregten Isotopenzustände, welche durch γ-Emission zerfallen, sollte klein bzw. deren Energiedifferenz zum Grundzustand groß sein.

In Tabelle 2 sind die in den jeweiligen Experimenten gemessenen Isotope mit Bindungsenergien und Spins aufgelistet. Die vierte und fünfte Spalte gibt die Bindungsenergiedifferenzen der möglichen Isotopen- (ΔN=1) und Isotonenpaare (ΔZ=1) wieder. Die letzten drei Spalten zeigen in welchem System (P = Projektilspektator, T = Targetspektator, F = Feuerball) das Isotop gemessen werden konnte. Dabei kennzeichnen die Klammern die Isotope, die aufgrund von Detektorschwellen nur mit Einschränkungen gemessen werden konnten. Die Isotopenthermometer, die sich mit den in Tabelle 2 aufgelisteten Isotopenverhältnissen bilden lassen, sind in Tabelle 3 aufgelistet. Es wurden neben der Bedingung, daß die Bindungsenergiedifferenz b$\geq$10 MeV ist, nur Teilchensorten verwendet, die mit genügender Statistik, niedrigen Energieschwellen und geringem Untergrund gemessen wurden. Für das Isotopenthermometer T_{HeLi}, welches bei der kalorischen Kurve verwendet wurde, ergibt sich folgender Ausdruck:

$$T_{HeLi(app)} := \frac{13.33MeV}{\ln(2.18 \cdot \frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{3He}/Y_{4He}})} \tag{17}$$

Eine einfache Möglichkeit, den Einfluß γ-instabiler Zustände abzuschätzen und die Gültigkeit der in Formel(14) gemachten Näherung für die verschiedenen Isotopenthermometer zu testen besteht darin, für die verschiedenen Isotopenkombinationen neben der Grundzustandssumme auch die Zustandssumme unter Einbeziehung aller γ-instabilen Zustände bis zu einer bestimmten Energie zu berechnen. Die Ergebnisse dieser Berechnungen sind in Abbildung 14 dargestellt. Vernachlässigt man die angeregten Zustände und betrachtet nur die Grundzustände, so bleiben die Quotienten der Zustandssummen

Isotop	B (MeV)	Spin	$\Delta B_{(N-1,Z)}$(MeV)	$\Delta B_{(N,Z-1)}$(MeV)	P	T	F
p	0.000	0.5			-	x	-
d	2.224	1.0	2.224		-	x	(x)
t	8.481	0.5	6.256		-	x	(x)
^{3}He	7.718	0.5		5.494	x	(x)	x
^{4}He	28.295	0.0	20.577	19.814	x	(x)	x
^{6}He	29.269	0.0			x	(x)	x
^{6}Li	31.994	1.0			x	(x)	x
^{7}Li	39.244	1.5	7.250	9.973	x	(x)	x
^{8}Li	41.277	2.0	2.033		x	-	x
^{9}Li	45.339	1.5	4.063		x	-	x
^{7}Be	37.600	1.5		5.605	x	-	x
^{9}Be	58.163	1.5		16.886	x	-	x
^{10}Be	64.975	0.0	6.811	19.635	x	-	x
^{10}B	64.748	3.0		6.585	x	-	(x)
^{11}B	76.203	1.5	11.454	11.228	x	-	(x)
^{12}B	79.571	1.0	3.369		x	-	(x)
^{11}C	73.439	1.5		8.689	x	-	(x)
^{12}C	92.160	0.0	18.720	15.955	x	-	(x)
^{13}C	97.106	0.5	4.946	17.532	x	-	(x)
^{14}C	105.275	0.0	8.176		x	-	(x)

Tabelle 2: Bindungsenergie und Spin der veschiedenen Isotope, Bindungsenergiedifferenz der möglichen Isotopen- und Isotonenpaare und das System, in dem die jeweilige Teilchensorte gemessen wurde. P, T und F stehen für Projektilspektator, Targetspektator und Feuerball. Die Klammern in diesen Spalten bedeuten, daß das Isotop nur mit Einschränkungen gemessen werden konnte.

als Funktion der Temperatur konstant. Dies sind die gestrichelten Linien in Abbildung 14. In dem Maße, in dem angeregte Zustände zur Isotopenausbeute beitragen, ändern sich die Zustandssummen. Dies sind die vollen Linien. Während die Quotienten der Grundzustandssummen und der erweiterten Zustandssummen bei T=0 übereinstimmen, weichen sie bei höheren Temperaturen voneinander ab. Im Bereich über 5 MeV kompensieren

Thermometer	R	a	b (MeV)	P	T	F
T_{Hepd}	$\frac{Y_p/Y_d}{Y_{3He}/Y_{4He}}$	5.51	18.35	-	x	-
T_{Hedt}	$\frac{Y_d/Y_t}{Y_{3He}/Y_{4He}}$	1.59	14.32	-	x	x
T_{HeLi}	$\frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{3He}/Y_{4He}}$	2.18	13.33	x	x	x
$T_{tHeLiBe}$	$\frac{Y_{6Li}/Y_{7Be}}{Y_t/Y_{4He}}$	2.18	14.21	-	-	x
T_{BeLi}	$\frac{Y_{9Be}/Y_{8Li}}{Y_{7Be}/Y_{6Li}}$	1.76	11.28	x	-	x
T_{CLi}	$\frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{11C}/Y_{12C}}$	5.90	11.47	x	-	x
T_{CC}	$\frac{Y_{12C}/Y_{13C}}{Y_{11C}/Y_{12C}}$	7.92	13.77	x	-	x

Tabelle 3: Mögliche Isotopenthermometer nach Formel (14) mit R als Doppelverhältnis, a als Konstante der Spin- und Massenfaktoren nach Formel (16) und b als Bindungsenergiedifferenz nach Formel (15). Die letzten drei Spalten geben an, für welches System die zur Temperaturbestimmung nötigen Isotope gemessen werden konnten.

sich die Einflüsse der γ-instabilen Zustände, so daß sie dann nahezu konstant bleiben. Lediglich die Abweichungen des Zustandssummenquotienten von ^{11}C/^{12}C nehmen über den gesamten Temperaturbereich zu. Dieses Verhalten setzt sich bei der Berechnung der Größe a nach Formel (16) fort. Berücksichtigt man hier die in Abbildung 14 gezeigten Quotienten, die alle γ-instabilen Zustände bis 10 MeV beinhalten, so ergeben sich für einige Isotopenkombinationen je nach Temperatur z.T. große Variationen von a. Ein Vergleich der neu berechneten temperaturabhängigen Größe a(T) mit den nur aus Grundzuständen bestimmten und daher konstanten Werten aus Tabelle 14, ist in Abbildung 15 dargestellt. Danach lassen sich die in Tabelle 3 aufgelisteten Thermometer in drei Gruppen aufteilen: Die Thermometer T_{Hepd} und T_{Hedt} bleiben von diesen Maßnahmen unberührt, da weder die Wasserstoffisotope, noch ^3He oder ^4He energetisch niedrig liegende γ-instabile Zustände haben. Bei den Thermometern T_{HeLi}, $T_{tHeLiBe}$, T_{BeLi} betragen die Abweichungen der neu berechneten Größe a(T) gegenüber der Konstante a zwar 20-90%, aber im interessanten Temperaturbereich über 5 MeV sind die Werte nahezu konstant. Diese Va-

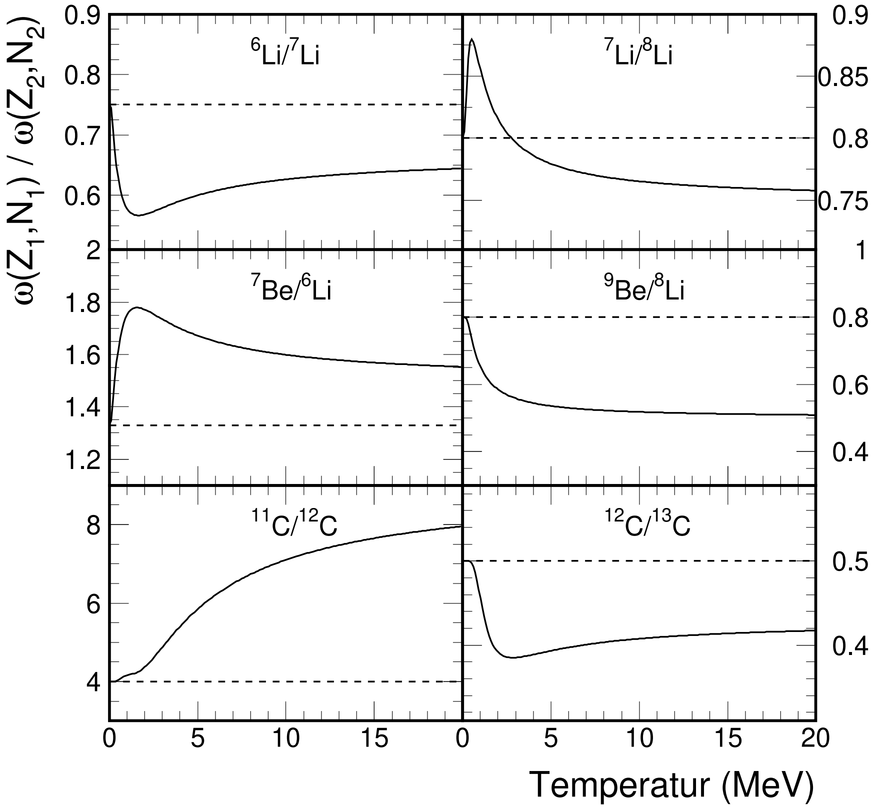

Abbildung 14: Quotient der inneren Zustandssummen verschienener Isotope als Funktion der Temperatur. Die Zustandssummen wurden unter Berücksichtigung aller $\gamma-instabilen$ Zustände bis zu einer Energie von 10 MeV berechnet. Die gestrichelten Linien zeigen die Quotienten der Grundzustandswerte.

riationen können bei der späteren Kalibrierung der Temperaturskala durch Anwendung konstanter Korrekturfaktoren berücksichtigt werden. Die Größen a(T) für die Thermometer T_{CLi} und T_{CC} zeigen über den gesamten Temperaturbereich starke Veränderungen. Nach den zuvor definierten Kriterien müssen diese Thermometer unter Vorbehalt betrachtet werden, da die Feeding-Einflüsse γ-instabiler Zustände groß und vor allem temperaturabhängig sind. Die in Formel (14) gemachte Näherung scheint für diese Thermometer nicht berechtigt zu sein.

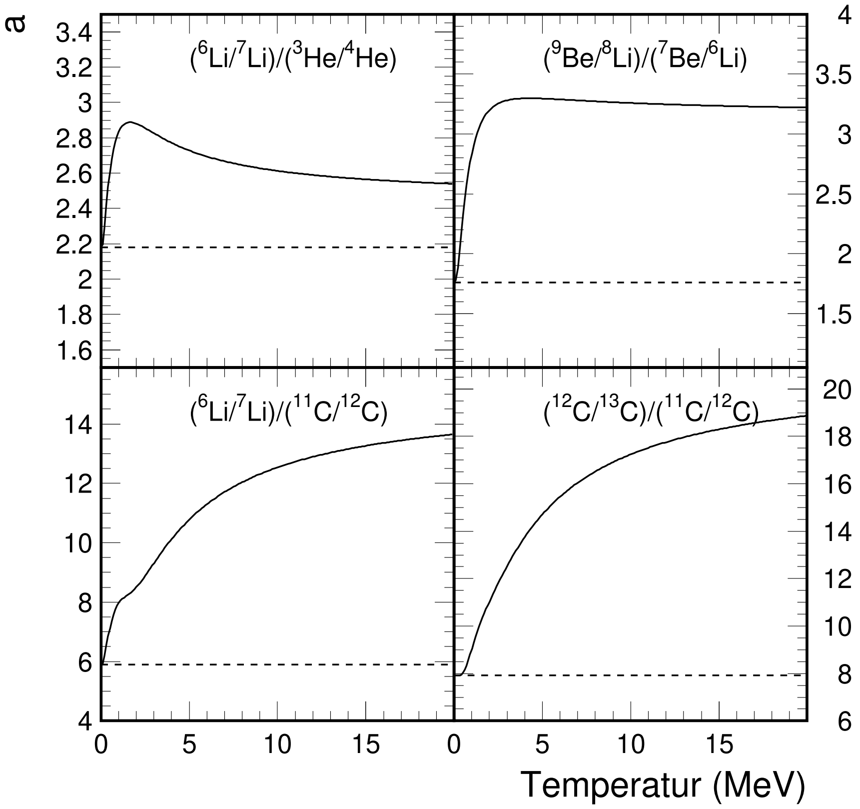

Abbildung 15: Die Größe a aus Formel (16) für verschiedene Isotopenthermometer unter Berücksichtigung aller $\gamma-instabilen$ Zustände bis 10 MeV. Die gestrichelten Linien zeigen die in Tabelle 3 aufgelisteten Konstanten a, in die nur die Grundzustände der jeweiligen Isotope eingehen.

Zur Korrektur der Isotopenthermometern müssen neben den γ-instabilen Zuständen auch die teilcheninstabilen Zustände berücksichtigt werden. Dies wird im folgenden Abschnitt dargelegt.

3.2 Modellstudien mit QSM

Um den Einfluß sequentieller Zerfälle auf die verschiedenen nuklearen Thermometer abzuschätzen, ist man auf die Vorhersagen möglichst vollständiger Besetzungs- und Zer-

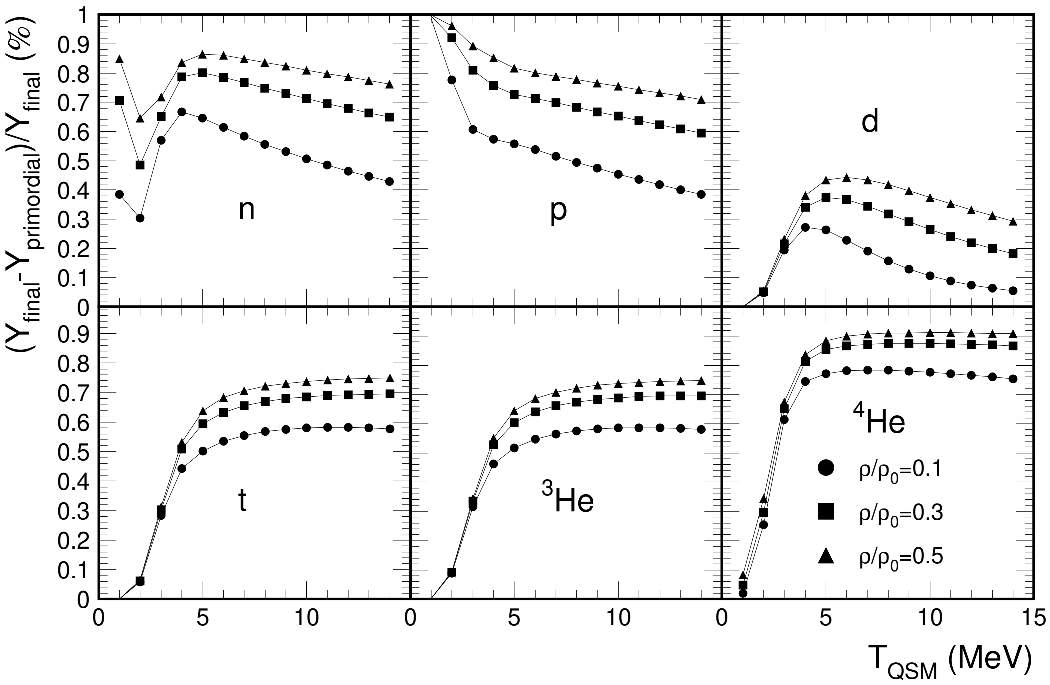

Abbildung 16: QSM-Vorraussagen für den Anteil der aus sequentiellen Zerfällen schwerer Kerne stammenden Teilchen als Funktion der Temperatur. Die Aufbruchdichte ρ wurde variiert.

fallsmodelle angewiesen.

Ein solches ist das von Hahn und Stöcker entwickelte quantenstatistische-Modell (QSM) [Hah88, Hah88a, Kon94]. Ausgehend von idealisierten Bedingungen ähnlich den vorherigen, herrscht in unendlich ausgedehnter Kernmaterie, d.h. einem Gemisch von Nukleonen und Fragmenten, thermisches und chemisches Gleichgewicht. Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß je nach Teilchensorte die Bose- oder Fermiverteilung anstelle der Boltzmannverteilung verwendet wird, und daß die Besetzung angeregter Zustände und deren Zerfall explizit berücksichtigt wird. Allerdings werden in QSM nur für Fragmente bis zur Massenzahl A = 20 die wichtigsten stabilen und instabilen angeregten Zustände berücksichtigt. Alle schwereren Fragmente liegen nur im Grundzustand vor [Kon94]. In diesem großkanonischen Modell ist neben dem N/Z-Verhältnis und der Aufbruchdichte ρ die Temperatur T ein frei wählbarer Eingangsparameter. Die im folgenden gezeigten Ergebnisse wurden mit einer in Frankfurt weiterentwickelten QSM-Version gerechnet [Kon94]. Erwähnt seien hier auch die QSM-Modelle von Majka et al. [Maj96] und von Gulminelli

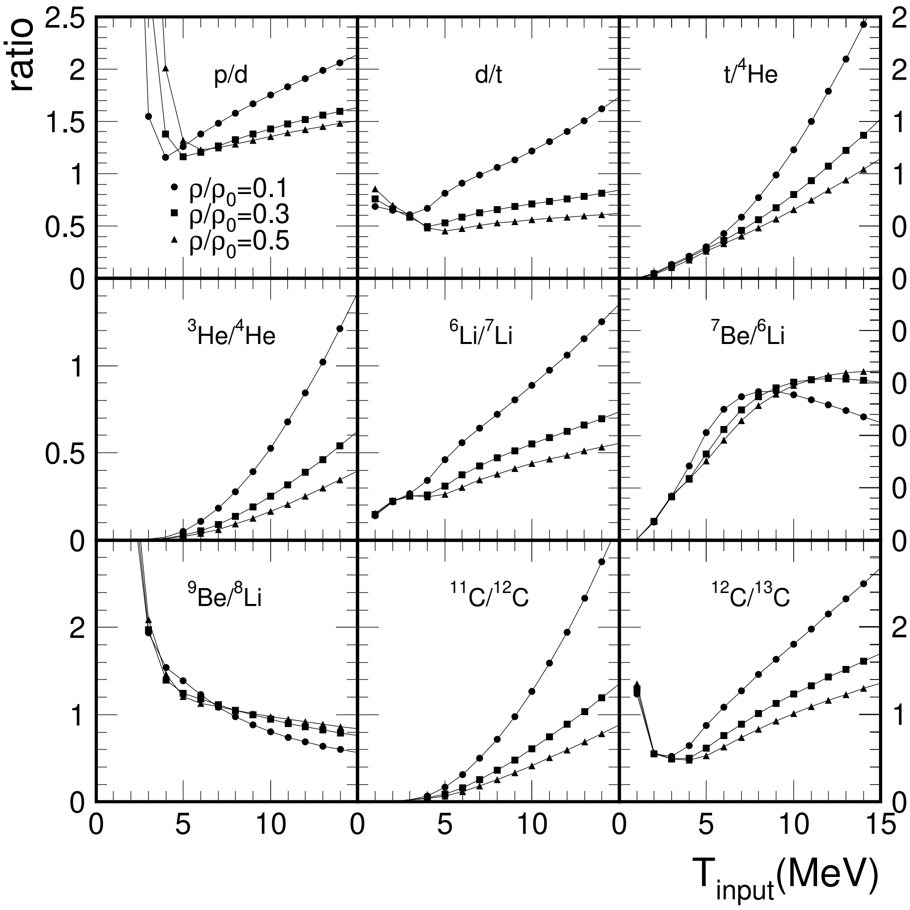

Abbildung 17: Isotopen und Isotonenverhältnisse als Funktion der Modelltemperatur T_{input} im quantenstatistischen-Modell (QSM). Das N/Z-Verhältnis beträgt 1.49, die Aufbruchdichte ρ wurde variiert.

und Durand [Gul97].

In Abbildung 16 ist der Anteil leichter Teilchen, die durch den Zerfall schwerer Fragmente gebildet wurden, bei einem N/Z-Verhältnis von 1.49 als Funktion der Temperatur für verschiedene Aufbruchdichten dargestellt. Nach diesen Vorraussagen sind ab einer Temperatur von etwa 4 MeV alle Teilchenspektren durch sequentielle Zerfälle dominiert. Für niedrige Temperaturen, d.h. peripheren Reaktionen in denen auch schwere Kerne beobachtet werden, müssen die QSM Voraussagen aufgrund der Vernachlässigung schwerer angeregter Fragmente in Frage gestellt werden. Unter den geladenen Teilchen stammen sowohl ^{4}He als auch Protonen zu einem besonders großen Anteil aus sequentiellen Zerfällen. Die Deuteronen dagegen unterliegen im Vergleich zu den anderen Teilchen nur geringen Einflüssen. Neutronen, Protonen und Deuteronen zeigen eine starke Dichteabhängigkeit und eine Abnahme der sequentiellen Komponente mit steigender Temperatur. Die Anteile sequentieller Komponenten bei Tritonen, ^{3}He und ^{4}He hängen dagegen nur wenig von der Dichte ab und zeigen ab einer Temperatur von ca. 4 MeV nahezu konstante Werte. Abbildung 17 zeigt Vorhersagen des QSM-Modells für die in Tabelle 3 vorkommenden Isotopenverhältnisse, die für verschiedene Aufbruchdichten als Funktion der Modelltemperatur aufgetragen sind. Die Isotopen- bzw. Isotonenverhältnisse mit den größten Bindungsenergiedifferenzen (t/^{4}He, ^{3}He/^{4}He und ^{11}C/^{12}C) zeigen qualitativ dasselbe Verhalten. Sie steigen über den gesamten Temperaturbereich monoton an, und sind somit für die Messung von Temperaturen geeignet. Allerdings ist die Sensitivität abhängig von der Aufbruchdichte, und nimmt zu kleineren Aufbruchdichten hin zu. Die Isotopenverhältnisse p/d, d/t, ^{6}Li/^{7}Li und ^{12}C/^{13}C zeigen erst oberhalb von etwa 5 MeV eine mit abnehmender Aufbruchdichte steigende Sensitivität. Die H-Isotopenverhältnisse bleiben auch bei hohen Aufbruchdichten weitgehend temperaturunabhängig. Lediglich die Isotonenverhältnisse ^{9}Be/^{8}Li und ^{7}Be/^{6}Li bleiben von der Variation der Aufbruchdichte nahezu unberührt, zeigen jedoch bei Temperaturwerten oberhalb von 5 MeV einen flachen Verlauf.

3.2.1 Kalibration der Isotopenthermometer

Wie schon in Kapitel 3.1.2 am Beispiel γ-instabiler Zustände gezeigt wurde, sind die in Tabelle 3 aufgelisteten Isotopenthermometer z.T. stark vom Einfluß sequentieller Zerfälle betroffen. Pochodzalla et al. [Poc95] und Möhlenkamp [Möh96] korrigierten die Temperatur $T_{HeLi(app)}$ über den gesamten Energiebereich mit einem Faktor 1.2 auf die Einflüsse sequentieller Zerfälle. Dieser Faktor wurde aus den von QSM vorhergesagten Fragmentverteilungen errechnet. Die Gültigkeit dieses Korrekturfaktors wurde bei niedrigen Anregungsenergien mit dem sequentiellen Verdampfungsmodell GEMINI [Cha88] und bei mittleren Energien mit dem mikrokanonischen Multifragmentationsmodell SMMM [Gro90] verifiziert.

Auch in der vorliegenden Arbeit wurden zur Kalibration der in Tabelle 3 aufgelisteten Thermometer Korrekturfaktoren bzw. Funktionen mit Hilfe von QSM Vorhersagen be-

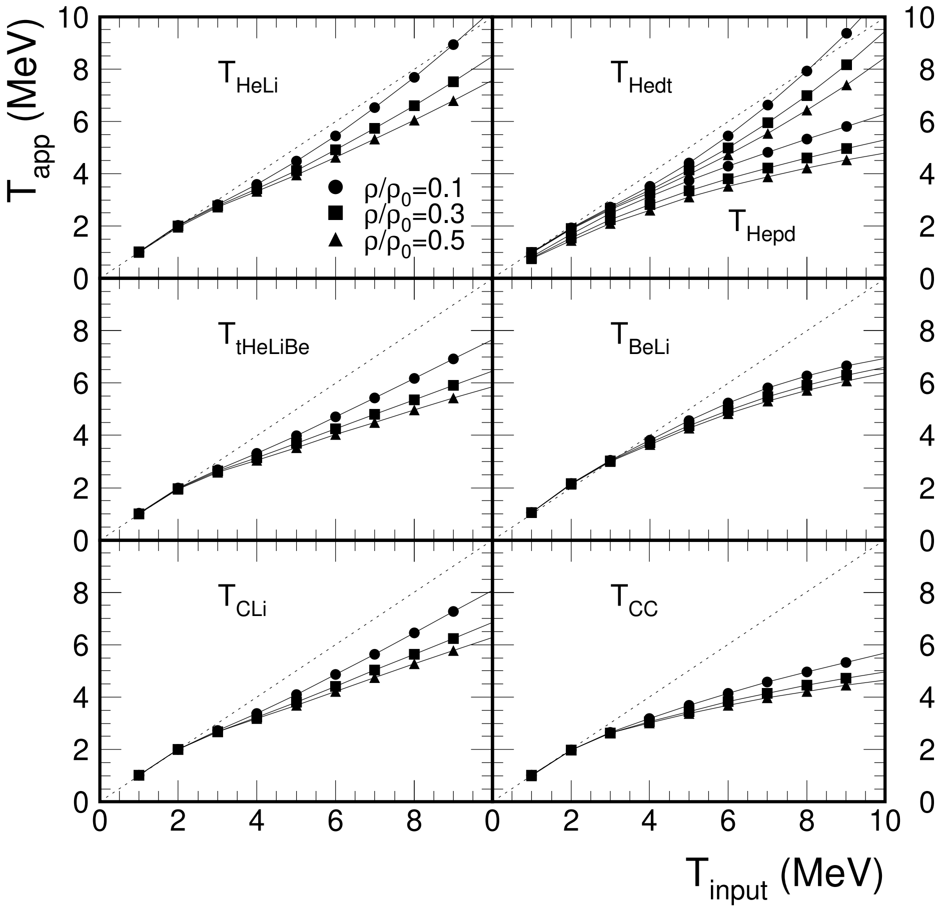

Abbildung 18: Aus den Fragmentverteilungen des QSM-Modells berechnete Isotopentemperaturen als Funktion der Modelltemperatur T_{input}. Das N/Z-Verhältnis beträgt 1.49, die Aufbruchdichte ρ wurde variiert. Die Diagonale (gepunktete Linie) zeigt den idealen Fall $T_{input} = T_{app}$.

stimmt. In Abbildung 18 sind die von QSM vorhergesagten Temperaturwerte der verschiedenen Isotopenthermometer als Funktion der Modelltemperatur dargestellt. Die Fragmentverteilungen wurden bei einem konstanten N/Z-Verhältnis für verschiedene Aufbruchdichten berechnet. Auf eine Variation des N/Z-Verhältnisses wurde verzichtet, da bereits von Möhlenkamp [Möh96] gezeigt wurde, daß sich die große Abhängigkeit der Isotopenverhältnisse vom N/Z-Verhältnis bei der Bildung eines Doppelverhältnisses fast vollständig eliminiert, und die Temperaturen daher nahezu unabhängig davon sind. Dieser Sachverhalt wurde durch Kunde und Mitarbeiter experimentell bestätigt [Kun96]. Auch die bei den Isotopenverhältnissen beobachtete starke Dichteabhängigkeit wird bei der Bildung des Doppelverhältnisses zu einem großen Teil kompensiert. Die geringe Abhängigkeit vom N/Z-Verhältnis und vor allem von der meist unbekannten Aufbruchdichte sind im Vergleich zu anderen Methoden der nuklearen Temperaturbestimmung ein großer Vorteil der Isotopenthermometer. Die gepunkteten Linien in Abbildung 18 illustrieren, wie weit die verschiedenen Isotopentemperaturen von der tatsächlichen Temperatur abweichen. Nach den Voraussagen des Modells sind T_{HeLi} und T_{Hedt} besonders gute Thermometer, da sie über den gesamten Temperaturbereich gleichbleibend sensitiv sind, und nur wenig von der Modelltemperatur abweichen. Auch T_{Hedt}, $T_{tHeLiBe}$ und T_{CLi} zeigen einen linearen Verlauf, sind aber deutlich insensitiver, wodurch größere Korrekturen notwendig werden. Die Thermometer T_{BeLi} und T_{CC} flachen zu höheren Temperaturen hin ab, so daß sie in diesem Bereich nicht mehr sensitiv sind. Nach diesen Modellvorhersagen ist es nicht möglich mit T_{BeLi} und T_{CC} Temperaturwerte T_{app} oberhalb von etwa 6-7 MeV zu messen.

Die Korrekturfunktionen der verschiedenen Isotopenthermometer wurden aus den Abweichungen der vorhergesagten Temperaturwerte von der Modelltemperatur bestimmt. Aus der Analyse von Leichtteilchenkorrelationen, konnte die Aufbruchdichte der Targetspektatoren in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV bestimmt werden [Fri97]. Die Aufbruchdichten variieren von etwa $0.1{\cdot}\rho_o$ bei zentralen bis $0.4{\cdot}\rho_o$ bei peripheren Ereignisklassen. Aufgrund der geringen Dichteabhängigkeit wurden die Korrekturen an den Isotopentemperaturen der Spektatoren nur für eine mittlere Aufbruchdichte von $0.3{\cdot}\rho_o$ bestimmt.

Eine weitere Methode zur Korrektur der Einflüsse sequentieller Zerfälle wurde von Tsang und Mitarbeitern vorgestellt [Tsa97, Xi98b]. Folgende empirische Beziehung zwischen der Temperatur des zerfallenden Systems und der gemessenen Isotopentemperatur wurde aufgestellt:

$$T = (\frac{1}{T_{app}} - \frac{ln\kappa}{B})^{-1} \tag{18}$$

B bezeichnet die Bindungsenergiedifferenz gemäs Gleichung (15). Der Korrekturfaktor lnκ/B wurde für verschiedene Isotopenkombinationen aus den Fragmentverteilungen zentraler Reaktionen bestimmt. Für die untersuchten Reaktionen [Hir84] war lnκ/B weder vom untersuchten System noch von der Anregungsenergie abhängig. Abbildung 19 zeigt einen Vergleich der Isotopentemperaturen aus QSM und dem von Tsang entwickelten

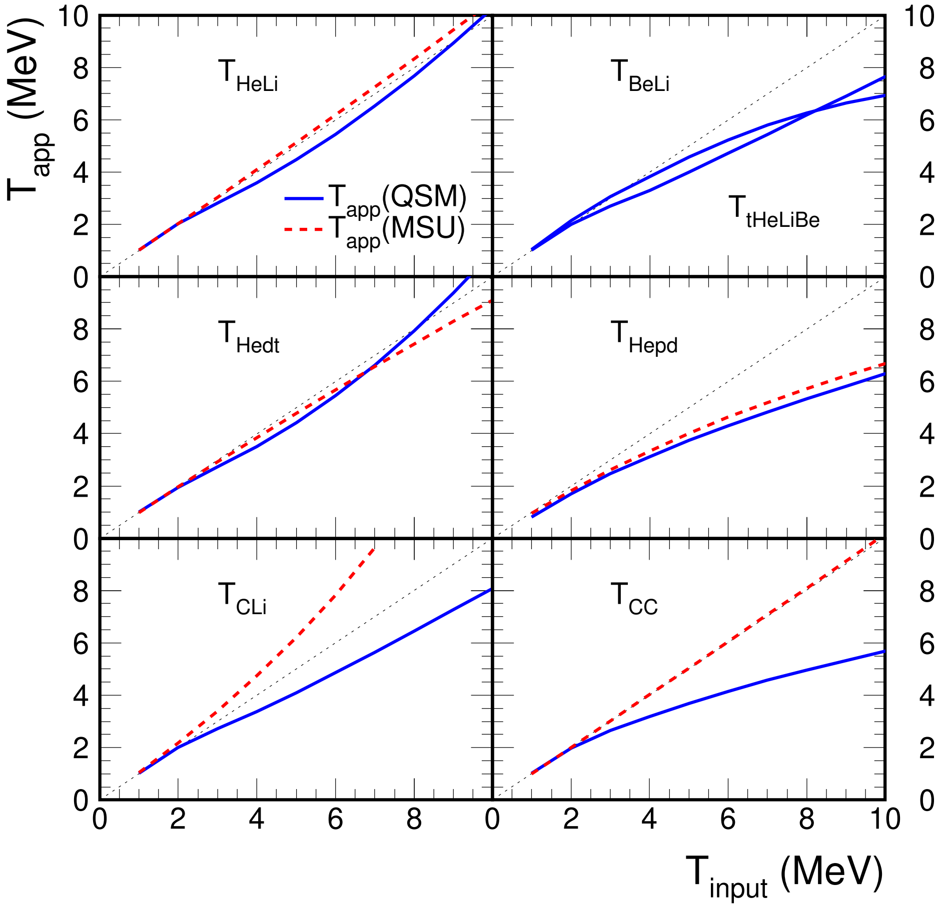

Abbildung 19: Isotopentemperaturen aus den Fragmentverteilungen des QSM-Modells (durchgezogene Linien) und Vorraussagen aus [Tsa97, Xi98b] (gestrichelte Linien). Die Diagonale (gepunktete Linie) zeigt den idealen Fall $T_{input} = T_{app}$. Bei den QSM-Rechnungen wurde eine Aufbruchdichte $\rho = 0.1 \cdot \rho_0$ benutzt.

Korrekturverfahren, als Funktion der Eingabetemperatur. Zum besseren Vergleich der Modellvorhersagen wurden die hier gezeigten QSM-Werte mit einer Aufbruchdichte von $\rho = 0.1 \cdot \rho_0$ berechnet, was den niedrigen Aufbruchdichten in zentralen Reaktionen möglicherweise näher kommt [Ock97].

Während es bei den Thermometern T_{HeLi},T_{Hedt} und T_{Hepd} über den gesamten Energiebereich nur sehr geringe Unterschiede gibt, unterscheiden sich die Modellvorhersagen bei T_{CC} und vor allem T_{CLi} zu höheren Temperaturen hin fundamental. Die QSM Voraussagen zeigen, daß bei diesen Thermometern der Einfluß sequentieller Zerfälle zu höheren

Temperaturen hin stark zunimmt, was zu einer systematischen Absenkung der Temperaturwerte führt. Nach dem Verfahren von Tsang müssen die Werte von T_{CLi} aber nach unten korrigiert werden, während die Werte von T_{CC} keine Korrektur brauchen. Für die Thermometer T_{BeLi} und $T_{tHeLiBe}$ lagen keine Werte für $\ln\kappa/\mathrm{B}$ vor.
Der Einfluß sequentieller Zerfälle auf die Isotopentemperaturen wurde auch von Xi et al. [Xi98b] untersucht. Im von Xi benutzten Modell zur Berechnung der Einflüsse sequentieller Zerfälle wurden neben Grundzuständen und angeregten Zuständen der Fragmente auch Kontinuumszustände berücksichtigt. Hier zeigte sich, daß der Beitrag der Kontinuumszustände zu den Isotopenthermometern, welche das ^{3}He/^{4}He-Verhältnis beinhalten, nur gering ist. Im Gegensatz dazu werden Isotopenthermometer, in welche das ^{11}C/^{12}C-Verhältnis eingeht stark beeinflußt. Die Berücksichtigung der Kontinuumszustände im Modell senkt die Temperaturwerte dieser Isotopenthermometer systematisch ab, was den Voraussagen von QSM qualitativ entspricht. Quantitative Unterschiede zwischen den Voraussagen von QSM und anderen Modellen liegen meist in der unterschiedlichen Handhabung von angeregten Zuständen und Kontinuumszuständen begründet, die im QSM nicht berücksichtigt werden. Die Diskrepanz zwischen den Modellvorhersagen und den von Tsang bestimmten Korrekturen für die Isotopenthermometer T_{CLi} und T_{CC} sind unverstanden. Sie verdeutlichen die Problematik der Korrektur von Isotopenthermometern.

4 Die chemischen Temperaturen

Die Anwendung der im vorhergehenden Kapitel vorgestellten Gleichung zur Bestimmung der chemischen Temperaturen erfordert die Kenntnis der Verhältnisse energieintegrierter Produktionsraten verschiedener Isotopen- bzw. Isotonenpaare. Die experimentelle Anforderung besteht nun darin, bei guter Isotopenauflösung möglichst vollständige Energiespektren oder zumindest äquivalente Teile der Spektren zu messen.

4.1 Experimentelle Bestimmung der Isotopenverhältnisse

Im Falle der Targetfragmente waren möglichst niedrige Detektorschwellen wichtig, da die Spektren zu kleinen Energien hin extrapoliert werden mußten. Die Projektilfragmente und die Fragmente der Wechselwirkungszone konnten dagegen aufgrund ihrer hohen Energien im Laborsystem schwellenfrei gemessen werden. Die Problematik beim Nachweis der Projektilfragmente lag neben der Ladungszuordnung in der unvollständigen Akzeptanz für leichte Teilchen, was zu einem Abschneiden hoher Teilchenenergien führte. Auch die leichten Fragmente der Wechselwirkungszone konnten aufgrund zu geringer oberer Energieschwellen der Detektoren nicht vollständig nachgewiesen werden, was eine Extrapolation der Energiespektren zu höheren Energien hin erforderte.

4.1.1 Targetspektator

Abbildung 20 zeigt das Teilchenspektrum eines Telekopes, das zur Messung des Targetaufbruchs unter 150^0 zur Strahlachse montiert war. Man sieht eine gute Isotopenauflösung von p bis ^{10}Be. Die gestrichelte Linie markiert die Grenze der mit unterschiedlichen Triggerbedingungen gemessenen Teilchensorten. Die Wasserstoffisotope wurden unter der Bedingung gemessen, daß die Hodoskope den Trigger ausgelöst haben. Dies führte zu Teilchenspektren, deren Energieschwellen durch die Detektorschwellen der Teleskope festgelegt waren. Schwerere Teilchen wurden unter der Bedingung gemessen, daß die Teleskope selbst den Trigger ausgelöst haben. Dazu mußten die Teilchen eine im 300 μm Si-Zähler eingestellte Triggerschwelle überschreiten, was für die verschiedenen Teilchensorten zu einer gegenüber der Detektorschwelle erhöhten Energieschwelle führte.

Zur Bestimmung der Produktionsraten der einzelnen Teilchensorten wurde zunächst der Untergrund bestimmt. Dazu wurden Gaußveteilungen an die Isotopenspektren der Wasserstoff- und Heliumisotope angepaßt. Gleichzeitig wurde der Untergrund mit Polynomen angenähert. Bei den Li- und Be-Isotopen wurde der Untergrund als Mittelwert des Untergrundes rechts und links der jeweiligen PID-Grenzen bestimmt. Die Produktionsraten der jeweiligen Isotope wurden nach Subtraktion der Untergrundverteilungen durch Integration bestimmt.
Da die Anzahl der Teilchen, die nicht im CsI-Kristall des Teleskopes gestoppt wurden gering war, konnte der Einfluss der oberen Energieschwelle vernachlässigt werden. Die Kontamination von Lithium durch das gleichzeitige Auftreten von zwei ^{4}He-Kernen (^{8}Be-Zerfall) wurde auf etwa 2% abgeschätzt und ebenfalls vernachlässigt. Dann wurden die Einflüsse der Triggerschwellen auf die jeweiligen Isotopenverhältnisse untersucht. Abbildung 21 zeigt die Energiespektren der Wasserstoff- und Heliumisotope für unterschiedliche Z_{bound}-Intervalle. Die Triggerschwelle der He-Isotope lag bei etwa 12 MeV und ist durch eine gestrichelte Linie gekennzeichnet. Die Energiespektren wurden, wie die eingezeichneten Linien zeigen, durch Maxwell-Spektren angepaßt und zu niedrigen Energiewerten hin extrapoliert. Da die ^{3}He- und ^{4}He-Spektren verschiedene Steigungen besitzen, wurde der Einfluß der extrapolierten Teile der Energiespektren auf die Isotopenverhältnisse

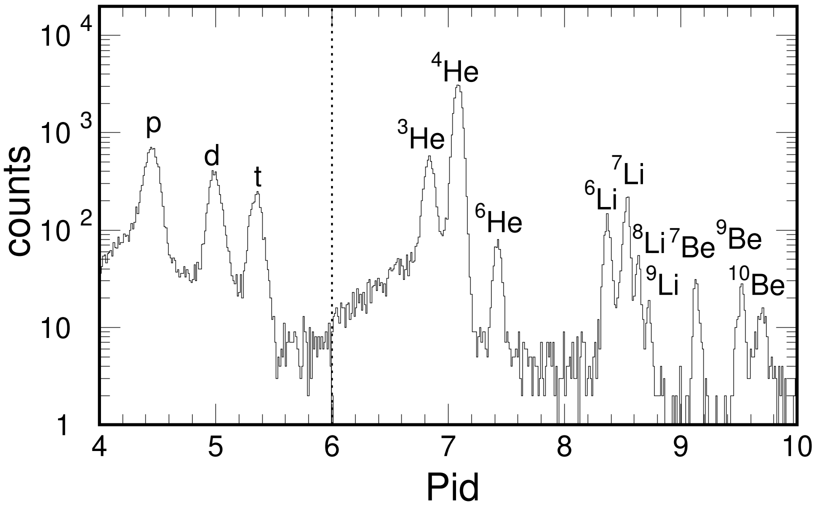

Abbildung 20: PID-Spektrum für ein Teleskop bei $\theta_{lab} = 150^0$. Die gepunktete Linie unterteilt das Spektum in zwei mit unterschiedlichen Triggerbedingungen gemessene Bereiche.

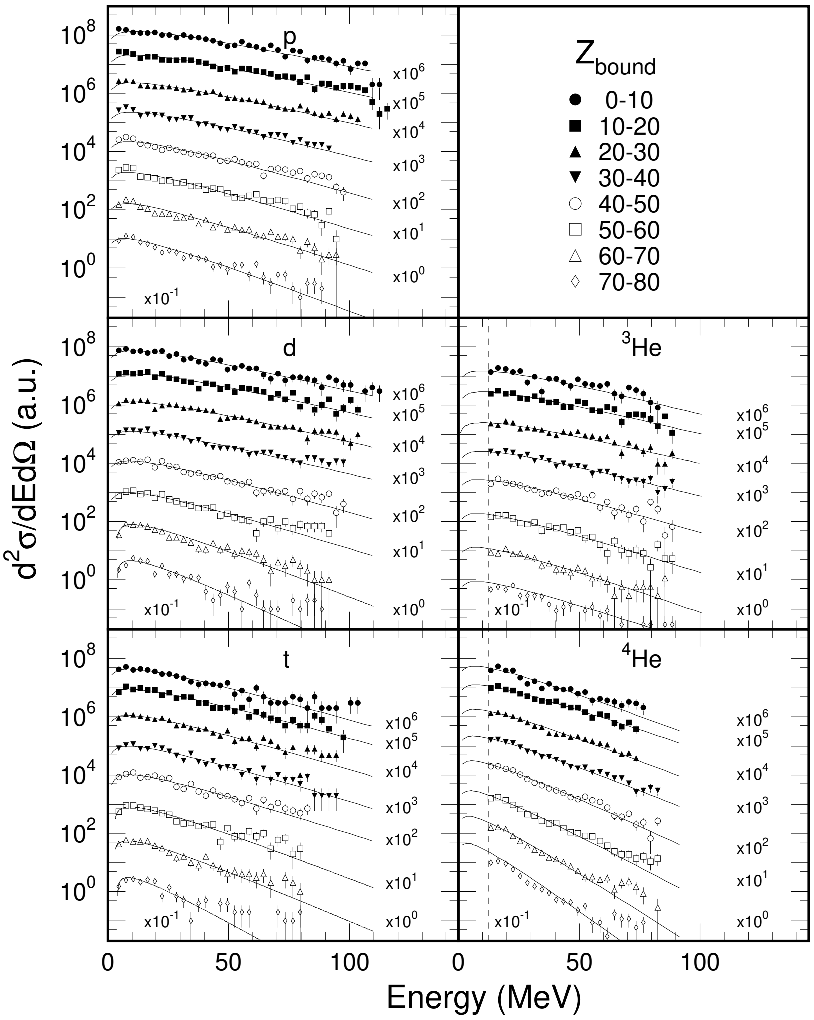

Abbildung 21: Energiespektren der Wasserstoff- und Heliumisotope unter $\theta_{lab} = 150^0$ unterteilt in verschiedene Z_{bound}-Bereiche. Zur besseren Darstellung wurden die Spektren mit den angegebenen Faktoren multipliziert. Die durchgezogenen Linien sind die Ergebnisse von Maxwell-Boltzmann-Anpassungen, die gestrichelten Linien zeigen die Triggerschwelle der Teleskope für Heliumisotope.

abgeschätzt. Dazu wurden unterschiedliche Annahmen zu den extrapolierten Teilen der Energiespektren gemacht und Korrekturfaktoren bestimmt. Abbildung 22 (links) zeigt das ^{3}He/^{4}He-Verhältnis für verschiedene Z_{bound}-Intervalle als Funktion der Energieschwelle. Eine untere Grenze für das Verhältnis wird durch die Extrapolation der Werte zu einer Energieschwelle von 0 MeV erreicht. Dies wird durch die gestrichelte Linie gezeigt. Da die

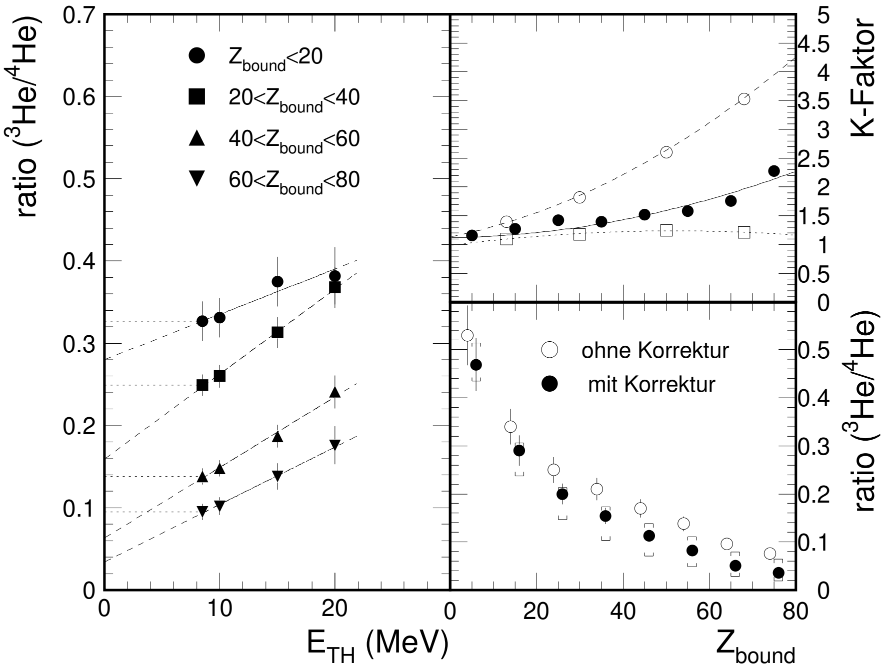

Abbildung 22: Das Verhältnis der Produktionsraten von ^{3,4}He als Funktion der Energieschwelle für unterschiedliche Z_{bound}-Intervalle (links). Untergrenze (gestrichelte Linie), Obergrenze (gepunktete Linie) und verwendete Abschätzung (durchgezogene Linie) der Korrekturfaktoren für das ^{3}He/^{4}He-Verhältnis als Funktion von Z_{bound} (oben rechts). ^{3}He/^{4}He-Verhältnis mit und ohne Anwendung der Korrekturfaktoren als Funktion von Z_{bound} (unten rechts).

Teilchenintensitäten zu kleineren Energien hin abnehmen sollten, wird der Schwelleneffekt durch die Extrapolation der Spektren überbewertet. Eine obere Grenze ist durch das gemessene Verhältnis bei einer Energieschwelle von etwa $E_{TH} = 8$ MeV gegeben (gepunktete Linie). Bei diesen Daten wurde der Trigger durch die Hodoskope erzeugt, folglich war die Energieschwelle durch die Detektorschwelle gegeben. Da die Statistik dieses Datensatzes nur für eine Einteilung in vier Z_{bound}-Intervalle ausreichte, wurden diese Daten zur Korrektur des mit guter Statistik aber hoher Triggerschwelle (12 MeV) gemessenen Datensatzes herangezogen. In Abbildung 22 (oben rechts) sind die so ermittelten Korrekturfaktoren als Funktion von Z_{bound} aufgetragen, und durch Polynome angenähert worden. Während obere und untere Grenze der Korrekturfaktoren durch gestrichelte und gepunktete Linien dargestellt sind, zeigt die durchgezogene Linie das Verhältnis der Summen aus

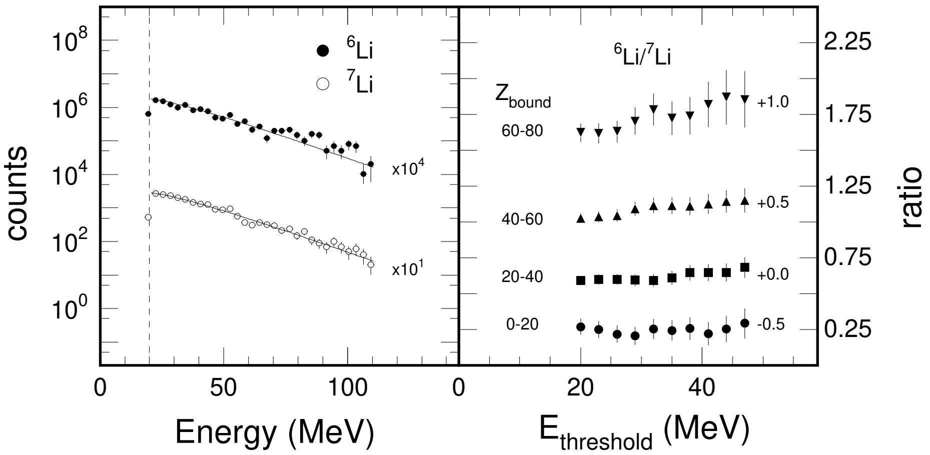

Abbildung 23: Energiespektren von ^{6,7}Li (links) und das Verhältnis ihrer Produktionsraten als Funktion der Energieschwelle für unterschiedliche Z_{bound}-Intervalle (rechts). Die durchgezogenen Linien in den Li-Spektren zeigen eine Maxwell-Bolzmann-Anpassung für das ^{7}Li-Spektrum, die mit einem Faktor multipliziert auch in das ^{6}Li-Spektrum eingezeichnet wurde. Die gestrichelte Linie zeigt die Triggerschwelle des 300μ Si-Zählers des Teleskopes.

gemessenen und durch Maxwell-Boltzmann-Anpassungen extrapolierten Bereichen der Energiespektren. Abbildung 22 (unten rechts) zeigt schließlich die unkorrigierten und die korrigierten Isotopenverhältnisse. Die durch die Unsicherheit in den Korrekturfaktoren stammenden systematischen Fehler sind durch Häkchen dargestellt. Bei den H-Isotopen war eine Korrektur der Isotopenverhältnisse aufgrund der niedrigen Detektorschwellen nicht nötig. Auch beim Verhältnis der Produktionsraten von ^{6}Li und ^{7}Li konnte trotz der hohen Triggerschwelle auf eine Korrektur verzichtet werden. Die Energiespektren zeigen einen sehr ähnlichen Verlauf und sind in Abbildung 23 (links) dargestellt. An das ^{7}Li-Spektrum wurde eine Maxwell-Boltzmann-Verteilung angepaßt. Das skalierte Ergebnis wurde ebenfalls in das ^{6}Li-Spektrum eingezeichnet, um die Ähnlichkeit der Spektren zu illustrieren. In Abbildung 23 (rechts) sind die Isotopenvehältnisse als Funktion der Energieschwellen für verschiedene Z_{bound}-Bereiche aufgetragen. Auch hier sieht man für alle Energieschwellen eines Z_{bound}-Intervalles konstante ^{6}Li/^{7}Li-Verhältnisse.

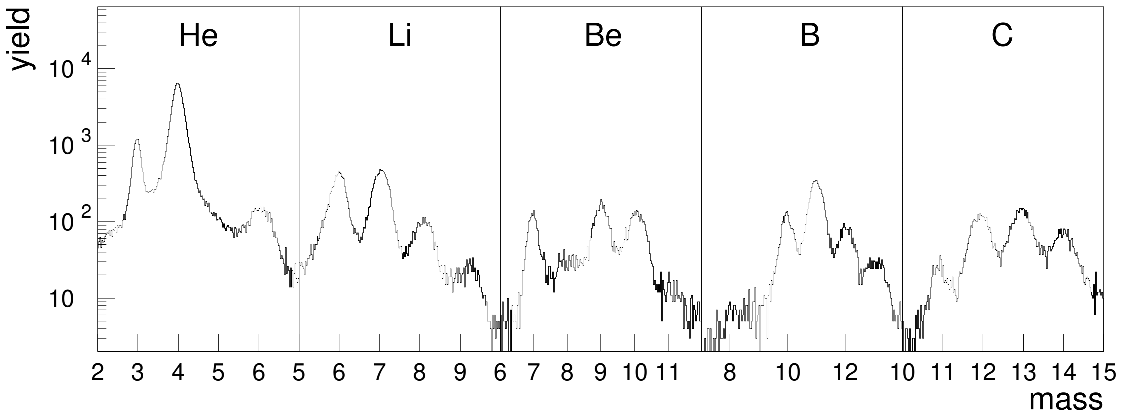

Abbildung 24: Massenspektren der Elemente He bis C aus der Reaktion Au+Au bei E/A = 600 MeV. Die Massen wurden durch Spurrekonstruktion und Flugzeit bestimmt.

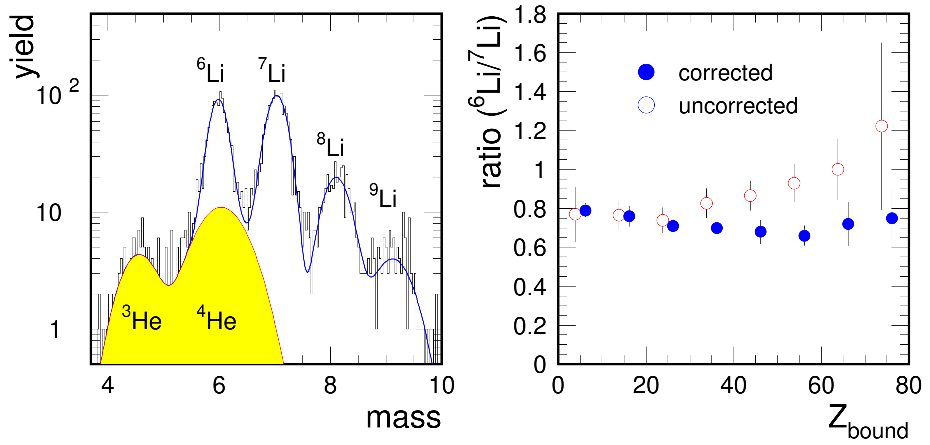

Abbildung 25: Massenspektrum der Lithiumisotope mit angepaßten Gaußverteilungen (links). Der schraffierte Bereich kennzeichnet falsch zugeordnete Heliumisotope. Verhältnis der Produktionsraten aus [Möh96] und mittels neuer Untergrundbehandlung korrigierte Raten (rechts).

4.1.2 Projektilspektator

Die Fragmentverteilung des Projektilspektators wurde mit dem ALADiN-Spektrometer gemessen. Die Teilchen wurden gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit $\vec{R}$ vom ALADiN-Magneten ablenkt.

$$\vec{R} = \frac{\vec{p}}{Z} = \frac{m\gamma\vec{\beta}c}{Z} \tag{19}$$

Aus der magnetischen Steifigkeit und der Ladung kann der Impuls $\vec{p}$, aus der Flugzeit die Geschwindigkeit und folglich die Masse der Fragmente berechnet werden. Abbildung 24 zeigt die Massenspektren der Elemente von He bis C. In dieser Arbeit wurden die von Möhlenkamp [Möh96] analysierten Fragmentverteilungen des Projektilspektators erneut untersucht. Dabei wurde eine detaillierte Analyse des Untergrundes vorgenommen:
Kommt es bei der Bestimmung der Ladung zu einer Fehlidentifikation, so setzt sich dieser Fehler bei der Massenbestimmung fort. Wird z.B. einem Heliumkern fälschlicherweise die Ladung 3 zugeordnet, so wird gemäß Gleichung 19 ein ^{3}He-Kern als Lithiumkern der Masse 4.5 und ein ^{4}He als ^{6}Li eingeordnet. Solche fehlidentifizierten He-Kerne konnten in den Massenspektren der Lithiumisotope gefunden werden. In Abbildung 25 (links) ist ein Massenspektrum für Lithium dargestellt. Die eingezeichnete Linie zeigt, daß sich die Lithiumisotope nahezu perfekt durch eine Summe von Gaußverteilungen beschreiben lassen, die im Massenbereich von etwa 4 - 7 auf einem Untergrund aus falsch eingeordneten Heliumisotopen sitzen. Der Untergrund aus Heliumisotopen wurde in Abbildung 25 durch den schraffierten Bereich gekennzeichnet. Er läßt sich ebenfalls durch Gaußkurven annähern, die im Gegensatz zu den Kurven der Lithiumisotope etwas verbreitert sind, und deren Peakpositionen bei 4.5 und 6 liegen. Die Verhältnisse der Intensitätsverteilungen des Heliumuntergrundes entsprechen in etwa den zuvor bestimmten ^{3}He/^{4}He-Verhältnissen. Der Einfluß fehlidentifizierter ^{4}He-Isotope auf das ^{6}Li/^{7}Li-Verhältnis ist in Abbildung 25 (rechts) dargestellt. Im Gegensatz zu den unkorrigierten Werten [Möh96] bleiben die korrigierten Werte als Funktion von Z_{bound} nahezu konstant. Die genaue Kenntnis des Untergrundes ermöglichte es, die systematischen Fehler im Vergleich zu früheren Analysen um bis zu 70% zu reduzieren.

4.1.3 Reaktionszone

Die Fragmenteverteilung der Reaktionszone wurde mit Teleskopen gemessen, die unter Vorwärtswinkeln 40^0 zur Strahlachse montiert waren. In Abbildung 26 (links) ist ein mit einem Teleskop gemessenes Teilchenspektrum dargestellt. Man sieht eine gute Isotopenauflösung von H bis B. Um auch die mit genügender Statistik gemessenen Kohlenstoffkerne nach ihren Massen aufzulösen, mußte aufgrund des begrenzten dynamischen Bereiches der dünnen Si-Zähler eine verifizierte PID generiert werden, in die ausschließlich die In-

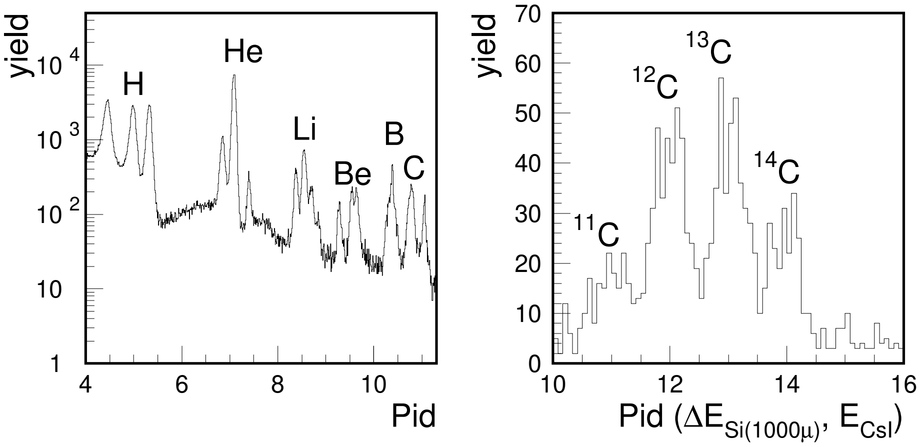

Abbildung 26: PID-Spektren in der Reaktion Au+Au bei E/A = 100 MeV für ein Teleskop bei $\theta_{lab} = 40^0$. Die PID für die C-Isotope wurde ohne die 50 μm und 300 μm dicken Si-Zähler bestimmt (rechts).

formationen des 1000μm Si-Zählers und des CsI-Zählers einging. Abbildung 26 zeigt die so erreichte sehr gute Isotopenauflösung für Kohlenstoff.

Da sich die Teilchen mit etwa halber Projektilgeschwindigkeit bewegten, wurden viele vor allem leichte Teilchen nicht im CsI gestoppt, was zu Teilchenverlusten und erhöhtem Untergrund führte. Um den Anteil der durch die zu geringe Dicke des CsI-Zählers verlorenen Teilchen abzuschätzen, wurden die Energiespektren der leichten Teilchen mit Moving-Source-Anpassungen[7] angenähert und zu höheren Energien hin extrapoliert. Aus der Integration der extrapolierten Bereiche der Spektren wurden bei den verschiedenen Einschußenergien Korrekturfaktoren für das d/t-Verhältnis von 1.14-1.19 und für das ^{3}He/^{4}He-Verhältnis von 1.0-1.2 bestimmt. Alle schwereren Teilchen wurden im CsI-Zähler gestoppt. Die Protonenspektren wurden trotz hoher Statistik aufgrund des geringen gemessenen Energiebereichs, der eine Extrapolation mit kleinem Fehler nicht zuließ, vernachlässigt. Abbildung 27 zeigt die gefitteten Energiespektren für d, t, ^{3}He und ^{4}He, und die Spektren für Li und Be aus der Reaktion Au+Au bei E/A = 100 MeV. Man sieht, daß ein größerer Anteil der H-Isotope verloren geht, während die He-Isotope und die schwereren Fragmente fast vollständig nachgewiesen werden.

[7] engl.: bewegte Quellen-Parametrisierung

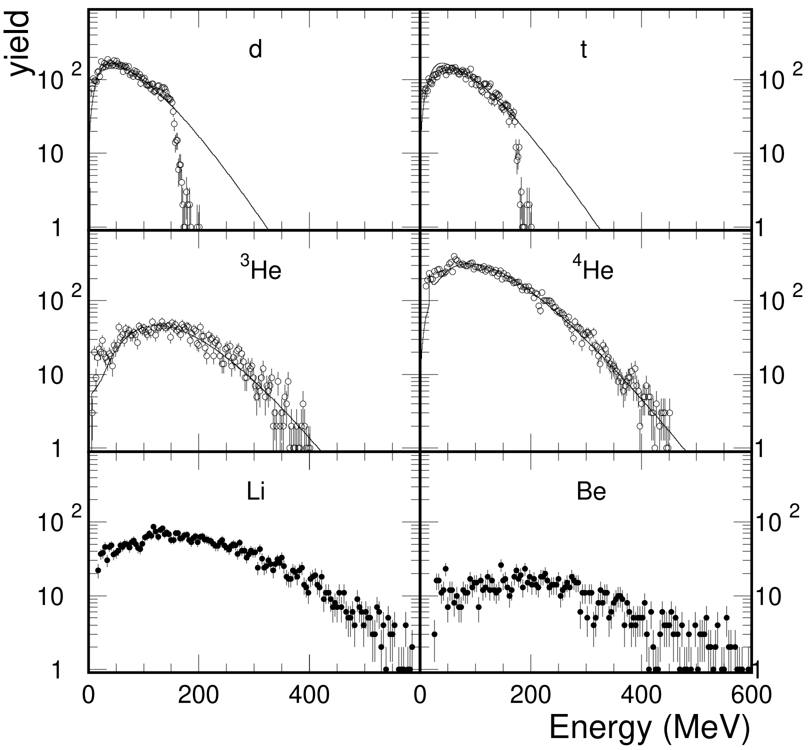

Abbildung 27: Energiespektren von H bis Be Isotopen unter $\theta_{lab} = 40^0$. Die durchgezogenen Linien zeigen Moving-Source-Anpassungen für die verschiedenen Isotope.

4.2 Experimentelle Resultate

Mit den in Tabelle 3 aufgelisteten Isotopenthermometern wurden die Temperaturen von Projektilspektator, Targetspektator und der Reaktionszone bestimmt. Die gemessenen Isotopenverhältnisse sind für periphere Reaktionen in Abbildung 28 als Funktion von Z_{bound}, und für zentrale Reaktionen in Abbildung 29 als Funktion von E_{beam} dargestellt. Qualitativ zeigen die meisten Isotopenverhältnisse aus den Spektatoren und der Reaktionszone das gleiche Verhalten. Bei den peripheren Reaktionen gibt es eine klare Korrelation zwischen den in Tabelle 2 aufgelisteten Bindungsenergiedifferenzen ΔB und der Anregungsenergie des Systems. Während die Verhältnisse von ^{3}He/^{4}He und ^{8}Li/^{9}Be mit einem ΔB von 20.6 bzw. 16.9 MeV zu größeren Anregungsenergien hin stark ansteigen, bleiben die Verhältnisse von p/d, d/t, ^{6}Li/^{7}Li, ^{7}Be/^{6}Li und ^{12}C/^{13}C mit einem ΔB unter 7.3 MeV nahezu konstant. Lediglich das ^{11}C/^{12}C-Verhältnis zeigt trotz eines hohen

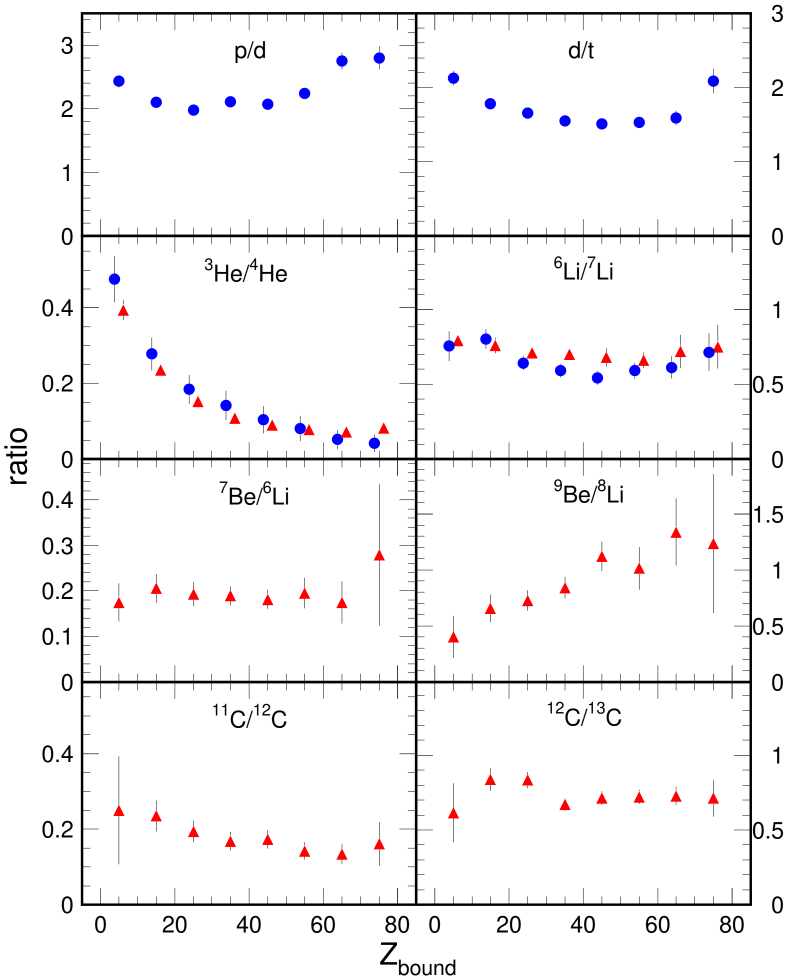

Abbildung 28: Isotopenverhältnisse verschiedener benachbarter Isotope und Isotone als Funktion von Z_{bound}. Die Punkte kennzeichnen die Isotopenverhältnisse des Targetspektators in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV, die Dreiecke die Isotopenverhältnisse des Projektilspektators bei E/A = 600 MeV.

ΔB nur eine geringe Zunahme zu kleineren Z_{bound}-Werten hin. Bei den zentralen Reaktionen steigen neben dem ^{3}He/^{4}He-Verhältnis auch das t/^{4}He-Verhältnis mit einem ΔB von 19.8 MeV zu größeren Anregungsenergien hin an, während die Verhälnisse der C, H und Li -Isotope nahezu konstant bleiben. Im Gegensatz zu den peripheren Reaktionen steigt aber das ^{7}Be/^{6}Li-Verhältis trotz eines niedrigen ΔB mit der Einschußenergie leicht an, während das ^{9}Be/^{8}Li-Verhältis konstant bleibt. Das unterschiedliche Verhalten der Isotopenverhältnisse in peripheren und zentralen Reaktionen liegt z.T. im starken

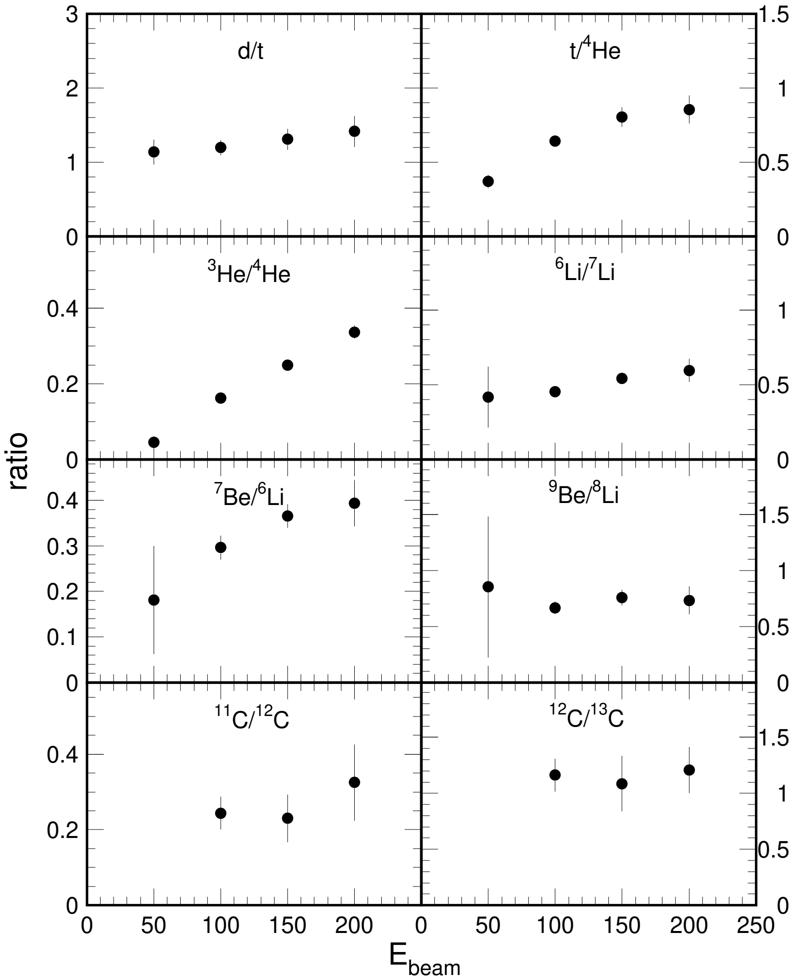

Abbildung 29: Isotopenverhältnisse verschiedener benachbarter Isotope und Isotone der Reaktionszone als Funktion der Einschußenergie E_{beam}. Als Stoßparameterbereich wurde hier $\hat{b} \leq 0.3$ gewählt.

Einfluß sequentieller Zerfälle begründet. Betrachtet man die QSM-Voraussagen für die verschiedenen Isotopenverhältnisse (siehe Abbildung 17), so zeigt sich neben dem starken Einfluß sequentieller Zerfälle auch eine Abhängigkeit der meisten Verhältnisse von der Aufbruchdichte, die sich in peripheren und zentralen Reaktionen sicherlich unterscheidet. Außerdem wird die Fragmentformation bei zentralen Reaktionen auch durch kollektive Effekte beeinflußt [Kun95].

In Abbildung 30 sind die aus den Isotopenverhältnissen extrahierten Temperaturwerte für

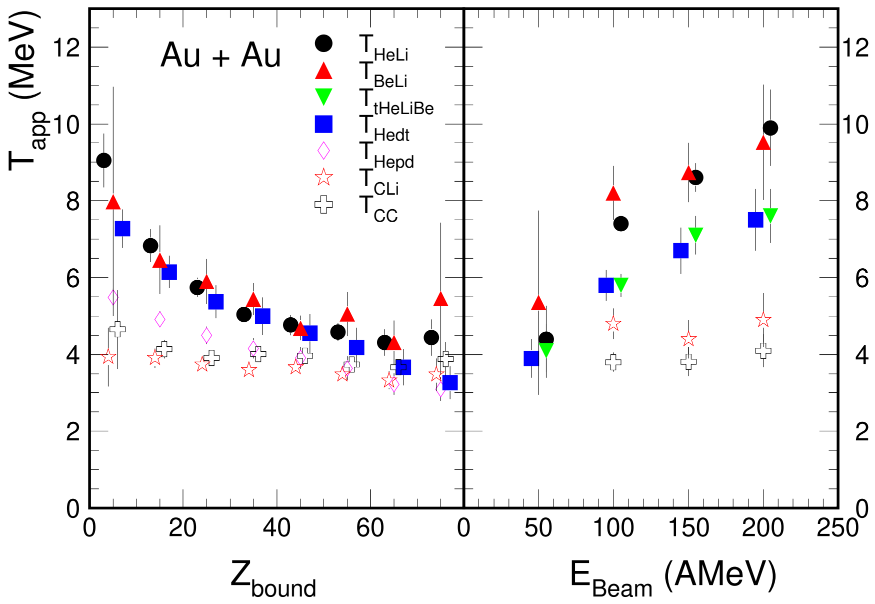

Abbildung 30: Temperaturen T_{app} der verschiedenen Isotopenthermometer für Teilchen aus dem Aufbruch der Spektatoren als Funktion von Z_{bound} (links) und für Teilchen der Reaktionszone als Funktion der Einschußenergie E_{beam} (rechts).

periphere und zentrale Reaktionen dargestellt. Die Werte der einzelnen Isotopenthermometer verhalten sich sowohl als Funktion von Z_{bound} in peripheren Reaktionen, als auch als Funktion von E_{beam} in zentralen Reaktionen qualitativ gleich. Während die Temperaturwerte der Thermometer T_{CLi} und T_{CC} in beiden Systemen über den gesamten Bereich von Z_{bound} bzw. E_{beam} nahezu konstant bei 4-5 MeV liegen, steigen die Werte der anderen Thermometer zu höheren Einschußenergien bzw. niedrigeren Z_{bound}-Werten hin von etwa 4 MeV auf bis zu 10 MeV an. Auch die Reihenfolge in der Sensitivität der Thermometer ist in beiden Reaktionstypen identisch.

Das qualitativ übereinstimmende Verhalten der Temperaturwerte verschiedener Isotopenthermometer in zentralen und peripheren Reaktionen deutet auf eine Unabhängigkeit bzw. nur geringe Abhängigkeit der chemischen Temperaturen von der Systemgröße hin. Ein Vergleich der Ergebnisse verschiedener Experimente [Pog95, Xi98c] ist in Abbildung 31 für die Thermometer T_{HeLi}, T_{Hedt} und T_{CLi} dargestellt. Im Rahmen der Fehler stimmen die Temperaturen T_{HeLi} und T_{CLi} aus den Reaktionen Au+Au und Kr+Nb trotz der unterschiedlichen Systemgrößen gut miteinander überein. Auch die Temperaturen T_{Hedt},

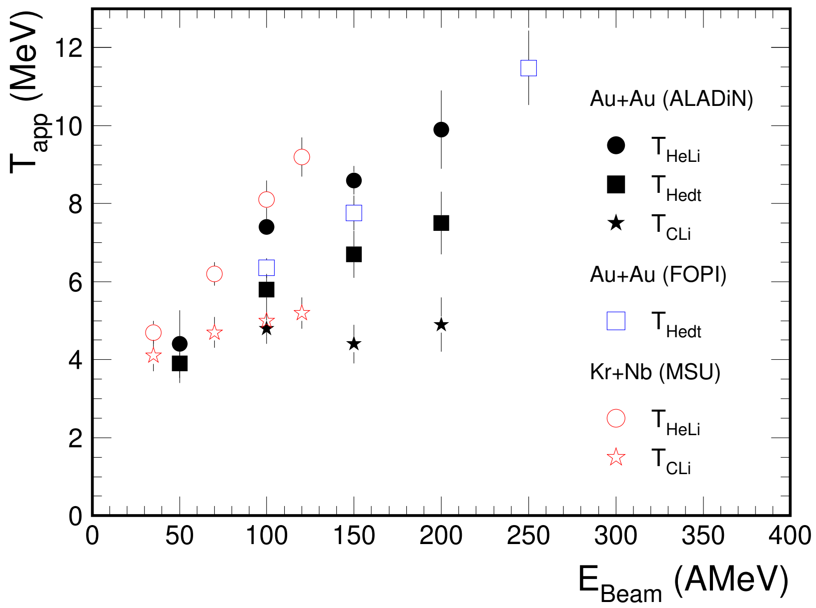

Abbildung 31: Temperaturen T_{app} der Thermometer T_{HeLi}, T_{Hedt} und T_{CLi} aus den Reaktionen Au+Au und Kr+Nb als Funktion der Einschußenergie E_{beam} [Pog95, Xi98c]. Die Meßwerte dieser Arbeit wurden für zentrale Stöße mit $\hat{b} \leq 0.3$ ermittelt. Für die Reaktion Kr+Nb wurde der Stoßparameter mit $\hat{b} \leq 0.45$ angegeben.

die aus unterschiedlichen Experimenten für die Reaktion Au+Au bestimmt wurden, stimmen im Rahmen der Fehler überein. Die Abweichungen der Temperaturwerte, die sich in der unterschiedlich starken Zunahme der Temperaturen mit der Einschußenergie zeigen, könnte aus dem unterschiedlich gewählten Stoßparameter- und Winkelbereich resultieren.

4.2.1 Korrekturen mit QSM

Bei den bisher gezeigten Temperaturwerten handelte es sich ausschließlich um unkorrigierte, vom Einfluß sequentieller Zerfälle verschobene Temperaturwerte. Auf diese Temperaturwerte wurden die mit QSM bestimmten Korrekturfunktionen (siehe Abbildung 18) angewendet. In Abbildung 32 sind die korrigierten Temperaturwerte für periphere Reaktionen dargestellt. Bei der Korrektur wurde für den gesamten Z_{bound}-Bereich eine Aufbruchdichte $\rho = 0.3 \cdot \rho_0$ angenommen. Bis auf die Werte der Thermometer, die das Isotopenpaar $^{11}C/^{12}C$ beinhalten, zeigen alle Thermometer konsistent zu kleineren

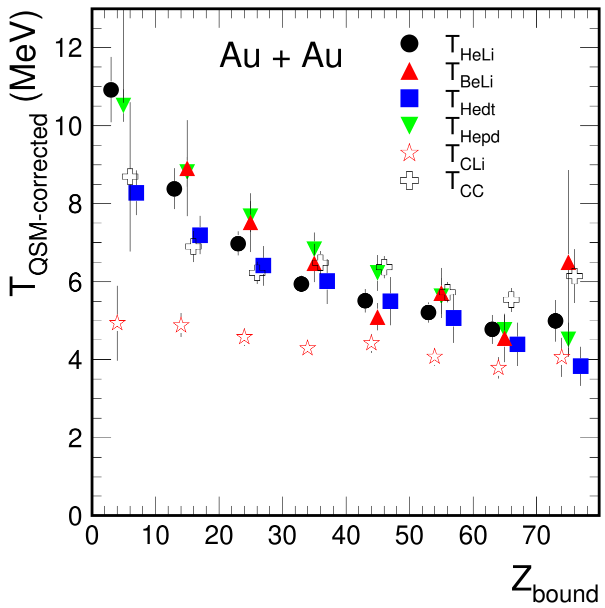

Abbildung 32: QSM-korrigierte Isotopentemperaturen verschiedener Isotopenkombinationen aus dem Aufbruch der Spektatoren als Funktion von Z_{bound}. Für die QSM-Korrektur wurde über den gesamten Z_{bound}-Bereich eine Dichte von $\rho/\rho_0 = 0.3$ gewählt.

Z_{bound}-Werten hin einen Temperaturanstieg von 4.5±1 MeV auf etwa 10±2 MeV. Die Werte von T_{CLi} zeigen dagegen nur einen leichten Anstieg von 4 MeV auf etwa 5 MeV, und auch die Werte von T_{CC}, deren Korrektur am stärksten ausfällt, zeigen mit starken Fluktuationen und großen Unsicherheiten lediglich einen Anstieg von 6±1 MeV auf etwa 8.5±2 MeV.

Untersuchungen der Einflüsse sequentieller Zerfälle durch Xi und Mitarbeiter [Xi98b] haben gezeigt, daß das $^{11}C/^{12}C$-Verhältnis im Gegensatz zum $^{3}He/^{4}He$-Verhältnis stark durch Kontinuumszustände beeinflußt wird, was eine Unterschätzung der QSM-Voraussagen für diese Thermometer erklärt. Die geringe Sensitivität dieser Thermometer ist somit zum großten Teil auf den starken Einfluß sequentieller Zerfälle zurückzuführen. Zudem erscheinen Kohlenstoffisotope zur Messung der Temperatur einer Gasphase ungeeignet zu sein. Kohlenstoffisotope entsprechen im makroskopischen Bild kleinen Flüssigkeitströpfchen. In einem nuklearen Gas aus freien Nukleonen bzw. leichten gebundenen Teilchen besteht zwar immer die Möglichkeit auch Kohlenstoffisotope vorzufinden, allerdings sind die Verteilungen der Kohlenstoffisotope sicherlich starken Fluktuationen ausgesetzt, da sich die Gasphase in unserem Falle nur auf kleine Systeme mit relativ wenigen Konstituenten

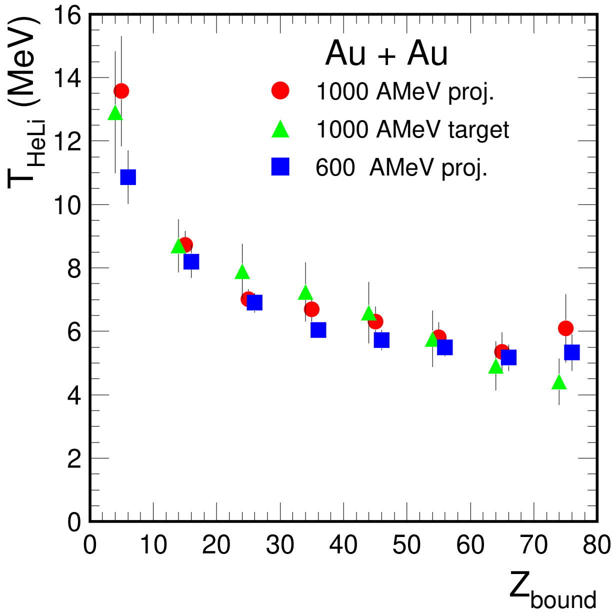

Abbildung 33: T_{HeLi} als Funktion von Z_{bound} in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600 und 1000 MeV. Bei E/A = 1000 MeV wurde T_{HeLi} aus den Fragmenten der Projektil- und Targetspektatoren bestimmt.

beschränkt.

In den weiteren Abschnitten dieser Arbeit werden für die Temperaturwerte der Isotopenthermometer nur noch QSM-korrigierte Temperaturwerte gezeigt !

4.2.2 Universalität von T_{HeLi}

Mit dem Isotopenthermometer T_{HeLi} konnten Aufbruchtemperaturen sowohl für Projektil- und Targetspektator, als auch für die Reaktionszone bestimmt werden. Da T_{HeLi} von den hier vorgestellten Isotopenthermometern das sensitivste ist, wurde es systematisch für unterschiedliche Reaktionen und Einschußenergien untersucht. In Abbildung 33 sind die Temperaturwerte für die Projektil- und Targetspektatoren bei E/A = 1000 MeV und für den Projektilspektator bei E/A = 600 MeV als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Die nahezu perfekte Übereinstimmung der Werte von T_{HeLi} aus Projektil- und Targetspektator bei E/A = 1000 MeV zeigen die gute experimentelle Übereinstimmung der mit unterschiedlichen Methoden gemessenen Isotopenraten. Außerdem zeigen auch die Tem-

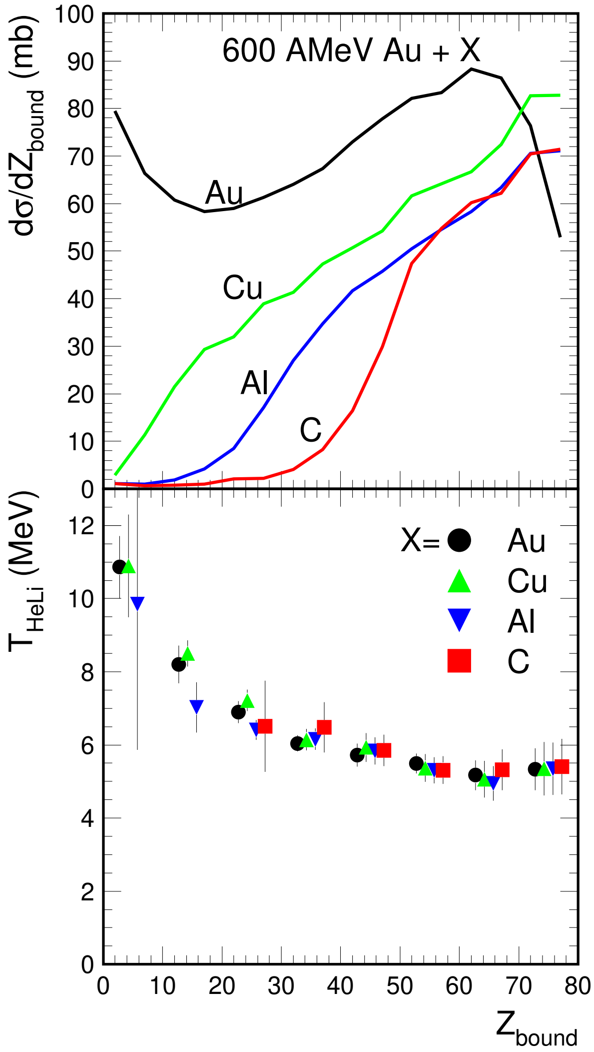

Abbildung 34: Reaktionswirkungsquerschnitte $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Z_{bound}$ und T_{HeLi} als Funktion von Z_{bound} für die Reaktionen Au+Au, Cu, Al, C bei E/A = 600 MeV.

peraturwerte der Projektilfragmente bei E/A = 600 und 1000 MeV, abgesehen von geringen Unterschieden beim kleinsten Z_{bound}-Wert, ebenfalls eine gute Übereinstimmung. In Abbildung 34 werden die Temperaturwerte von T_{HeLi} in den Reaktionen Au+Au, Cu, Al, C bei E/A = 600 MeV als Funktion von Z_{bound} verglichen. Auch hier stimmen die T_{HeLi}-Werte unabhängig vom Target nahezu perfekt überein. Da die Reaktionswirkungsquerschnitte zu leichteren Targets und kleineren Z_{bound}-Werten stark abnehmen, ist mit

leichten Targetkernen eine Temperaturbestimmung für kleine Z_{bound}-Werte nicht mehr möglich. Eine Analyse der IMF-Produktion zeigte, daß die Bereiche niedriger Reaktionswirkungsquerschnitte zudem stark durch Fluktuationen dominiert sind [Ku96]. Die Reaktionswirkungsquerschnitte der verschiedenen Reaktionen als Funktion von Z_{bound} sind in Abbildung 34 oben dargestellt.
Die in den Abbildungen 33 und 34 dargestellten Ergebnisse zeigen, daß T_{HeLi} als Funktion von Z_{bound} unabhängig von der Projektilenergie und auch unabhängig von der Masse des Targets ist. Dieses Verhalten erweitert die Liste der Observablen, die sich auf die Partitionierung des Systems beziehen, und diese Z_{bound}-Universalität [Sch96a] aufweisen.

5 Die kinetischen Temperaturen

5.1 Energiespektren der Targetfragmente

Zur Bestimmung der Temperaturparameter aus Energiespektren wurden die aus dem Targetaufbruch stammenden Spektren leichter geladener Teilchen bis ^{10}Be herangezogen. Dabei beschränkte man sich auf die Untersuchung der unter 150^0 gemessenen Energiespektren, da dieser Winkelbereich neben einer sauberen Quellenzuordnung nur geringen Einflüssen einer seitlichen Quellbewegung (Bounce) unterliegt [Gro97].

Die Energiespektren der Teilchensorten p, d, t, ^{3}He und ^{4}He wurden für verschiedene Z_{bound}-Intervalle untersucht. Sie sind in den Abbildungen 21, 36 und 38 dargestellt. Ausgehend von einer einzigen Targetspektatorquelle wurden die Spektren in Abbildung 21 mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der Form

$$dN/dE \sim \sqrt{E - V_c} \cdot e^{(-(E-V_c)/T)} \tag{20}$$

angenähert. Dabei ist V_c die effektive Coulombbarriere und T die Temperatur.

Da der Einfluß der endlichen Targetdicke nur den niederenergetischen Teil der Spektren verändert, und die Einflüsse der Quellgeschwindigkeit und der Coulombenergie sich im betrachteten Fall unter Rückwärtswinkeln weitgehend kompensieren, was in Kapitel 5.2.1 erläutert wird, konnten diese Einflüsse bei der Bestimmung der Temperaturparameter vernachlässigt werden. Während sich die Spektren von d, t und ^{3}He gut mit einer einzigen Quelle beschreiben lassen, weisen die Energiespektren von Protonen und ^{4}He bei hohen Z_{bound}-Werten deutlich Anteile einer zweiten kälteren Komponente auf. In Abbildung 35 sind die Energiespektren von p bis ^{10}Be für das Z_{bound}-Intervall 20-60 dargestellt. Alle Spektren zeigen die Form einer einzigen Maxwell-Boltzmann-Verteilung, lediglich die Spektren von Protonen, ^{4}He und ^{6}He haben bei niedrigen Energien eine zweite kältere Komponente, die sich ebenfalls nach Maxwell-Boltzmann beschreiben läßt. Daher wurde an diese Energiespektren eine Summe aus zwei Maxwell-Boltzmann-Verteilungen mit einer hohen und einer niedrigen Temperatur angepaßt.

Die Energiespektren für Protonen und ^{4}He sind für verschiedene Z_{bound}-Intervalle in Abbildung 36 dargestellt. Bei Protonen bleiben die Temperaturparameter über den gesamten Z_{bound}-Bereich konstant bei etwa 26 MeV für die heiße Komponente und etwa 5 MeV für

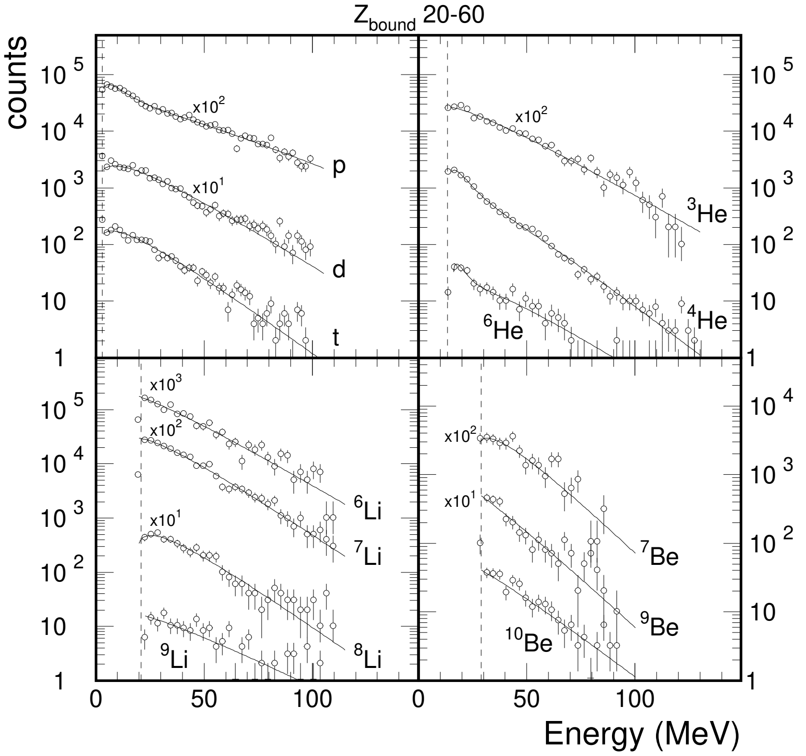

Abbildung 35: Energiespektren von p - ^{10}Be für das Z_{bound} Intervall 20-60. Die durchgezogenen Linien zeigen die Maxwell-Boltzmann-Anpassungen. Zur besseren Übersicht wurden die Spektren mit einem Faktor multipliziert. Die gestrichelten Linien markieren die unterschiedlichen Triggerschwellen der Isotope.

die kalte Komponente, was zu ebenfalls nahezu konstanten mittleren kinetischen Energien der beiden Komponenten führt. Auch bei den ^{4}He-Spektren bleibt der Temperaturparameter der kalten Komponente konstant bei etwa 5 MeV, während die Temperatur der heißen Komponente zu peripheren Stößen hin von etwa 17 MeV auf etwa 10 MeV abnimmt. Der Anteil der kalten Komponente am Gesamtanteil der gemessenen Teilchen steigt bei Protonen mit zunehmendem Z_{bound} linear von etwa 10% auf bis zu 60% an. Bei ^{4}He ist nur eine geringe Zunahme des Anteils der kalten Komponente zu beobachten, vielmehr fluktuieren die Werte zwischen 30 und 80%. Die beiden Komponenten wurde für Protonen auch in Abhängigkeit vom größten gemessenen Fragment untersucht. In Abbildung 37 ist ein Energiespektrum für Protonen unter der Bedingung, daß ein Fragment mit Z>50 nachgewiesen wurde, dargestellt. Die durchgezogene Linie zeigt das Resultat

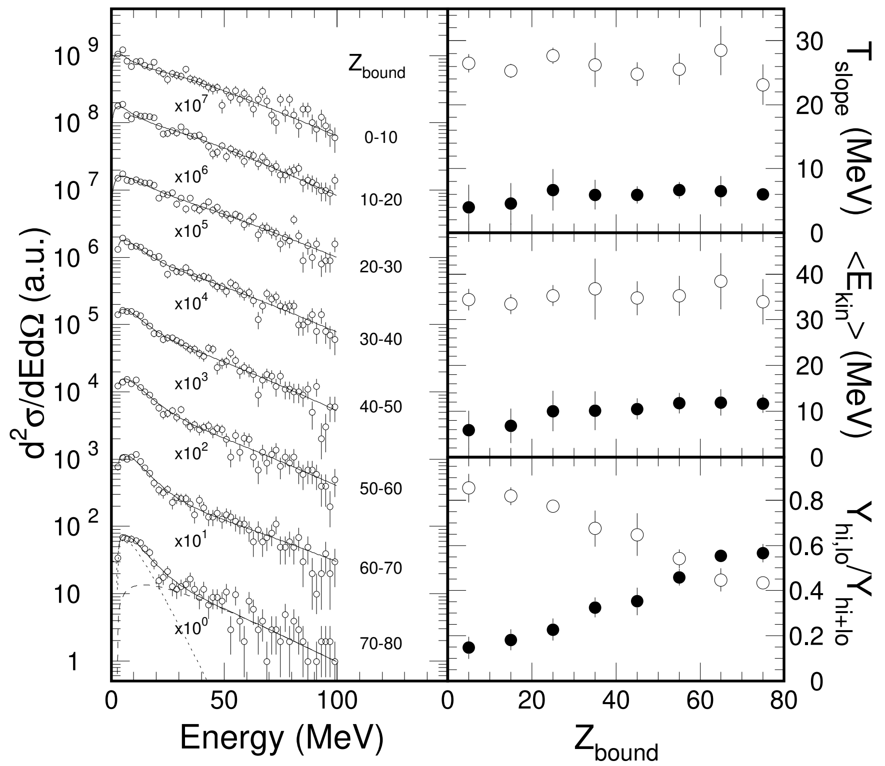

Abbildung 36: Energiespektren von Protonen für verschiedene Z_{bound} Intervalle (links). Die durchgezogegenen Linien zeigen die Zwei-Quellen-Anpassungen. Die gepunktete und die gestrichelte Linie repräsentieren die Anteile der beiden Quellen. Temperaturen, mittlere kinetische Energien und die Verhältnisse der Anteile von heißer und kalter Komponente (rechts).

der Zwei-Quellen-Anpassungen. Die gepunktete und die gestrichelte Linie repräsentieren wiederum die Anteile der kalten und der heißen Komponente. Im rechten Teil der Abbildung 37 ist der Anteil der heißen Komponente am Gesamtteil der gemessenen Protonen dargestellt. Hier steigt der Anteil der kalten Komponente mit Z_{max} von etwa 20 auf nahezu 80% an. Im mittleren Z_{max}-Bereich, in dem die Fragmentproduktion ihr Maximum erreicht, bleibt der Anteil allerdings konstant bei etwa 40% und steigt dann bei $Z_{max} \geq 50$ sprunghaft auf etwa 70% an.

Die Tatsache, daß die kalte Komponente, die mit Z_{bound} und noch stärker mit Z_{max} zunimmt, ausschließlich in den Spektren von Protonen und ^{4}He beobachtet wird, ist ein Hinweis darauf, daß die Teilchen aus Evaporationsprozessen angeregter schwerer Fragmente stammen. Faßt man die beobachteten Temperaturparameter der kalten Kompo-

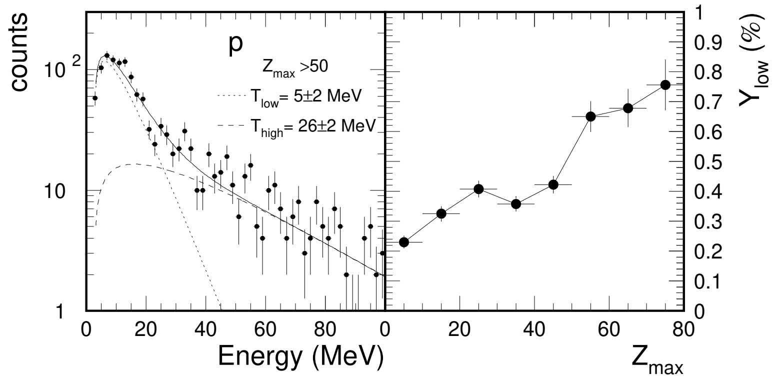

Abbildung 37: Energiespektrum von Protonen für $Z_{max} \geq 50$ (links), und die Verhältnisse der Anteile von heißer und kalter Komponente für verschiedene Z_{max} Intervalle (rechts). Die durchgezogegene Linie im Energiespektrum zeigt die Zwei-Quellen-Anpassung, die gepunktete und die gestrichelte Linie zeigen die Anteile der beiden Quellen.

nente (5±2 MeV) als Mittelwerte einer Verdampfungssequenz auf, so stimmen sie gut mit den in Compoundkernreaktionen bestimmten Werten überein [Fab87].

5.2 Temperaturparameter der Spektatorfragmente

In den folgenden Abbildungen werden die Temperaturwerte der heißen Komponente, die dem thermischen Aufbruch des Targetspektators zugeordnet wurde, vorgestellt.
In Abbildung 39 (links) sind die Temperaturparameter der Isotope von p bis ^{4}He als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Während die Temperaturparameter der Protonen über den gesamten Z_{bound}-Bereich einen konstanten Wert von etwa 26±3 MeV aufweisen, steigen die Temperaturparameter der restlichen Isotope von etwa 12±2 MeV zu kleineren Z_{bound}-Werten hin auf etwa 18±2 MeV an. Die Temperaturparameter der Fragmente bis zu einer Massenzahl 10 sind in Abbildung 39 (rechts) für das Z_{bound}-Intervall 20-60 dargestellt. Mit Ausnahme der Protonen zeigen alle Isotope konsistent zu einer thermisch äquilibrierten Quelle den gleichen Temperaturparameter, der etwa 17±3 MeV beträgt. Die konstant hohe Temperatur der Protonen deutet darauf hin, daß sie nicht aus der gleichen Quelle stammen. Eine mögliche Erklärung für ihr Verhalten ist, daß ein großer Anteil der Protonen zu einem früheren Zeitpunkt aus der noch nicht äquilibrierten aber heißeren Quelle emittiert wurde bzw. aus der heißen Reaktionszone stammt.
Um die Temperaturwerte der unter Rückwärtswinkeln gemessenen Energiespektren der

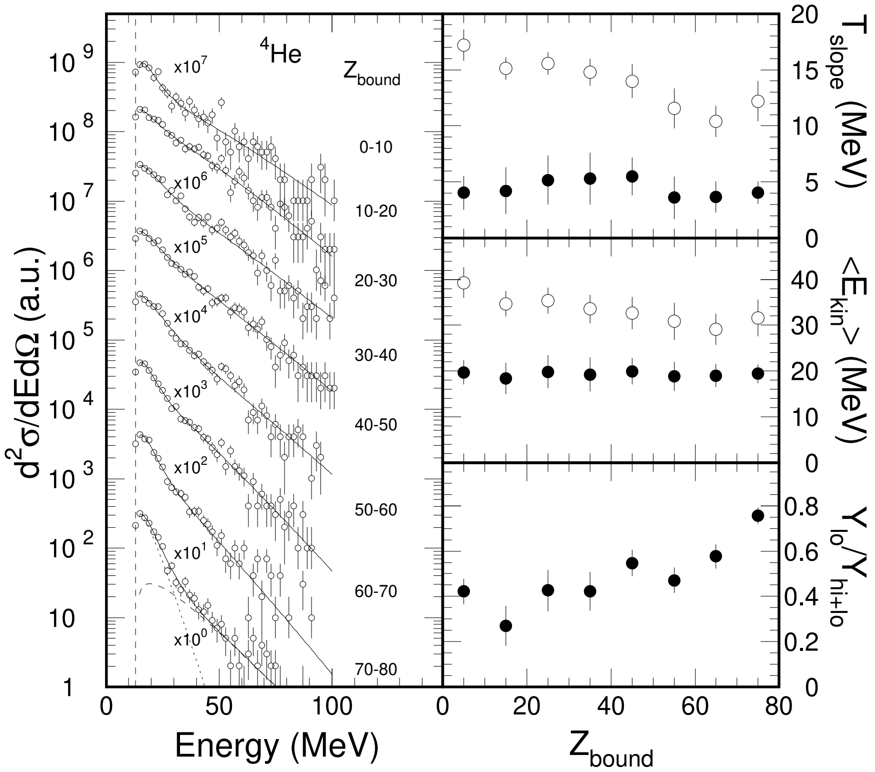

Abbildung 38: Energiespektren von ^{4}He für verschiedene Z_{bound} Intervalle (links), Temperaturen, mittlere kinetische Energien und die Verhältnisse der Anteile von heißer und kalter Komponente (rechts). Die durchgezogegenen Linien zeigen Zwei-Quellen-Anpassungen, die gepunktete und die gestrichelte Linie zeigen die Anteile der beiden Quellen.

Targetfragmente mit den Temperaturwerten der Projektilfragmente vergleichen zu können, wurden aus den in Abbildung 34 dargestellten mittleren Transversalimpulsbreiten der Fragmente [Sch96] nach der folgenden Beziehung kinetische Energien berechnet:

$$E_{kin} = \frac{3 \cdot (\sigma(P_t)/\sqrt{2})^2}{2 \cdot A \cdot m_0} \tag{21}$$

Für den thermischen Anteil der kinetischen Energie der Projektilfragmente wurde folgende idealisierte Annahme gemacht :

$$E_{therm} = E_{kin} - E_{Coulomb} \tag{22}$$

Der Anteil der Coulombenergie wurde, wie in Kapitel 5.2.1 dargelegt wird, mit Hilfe von Coulombtrajektorienrechnungen abgeschätzt. In Abbildung 40 sind die so bestimmten

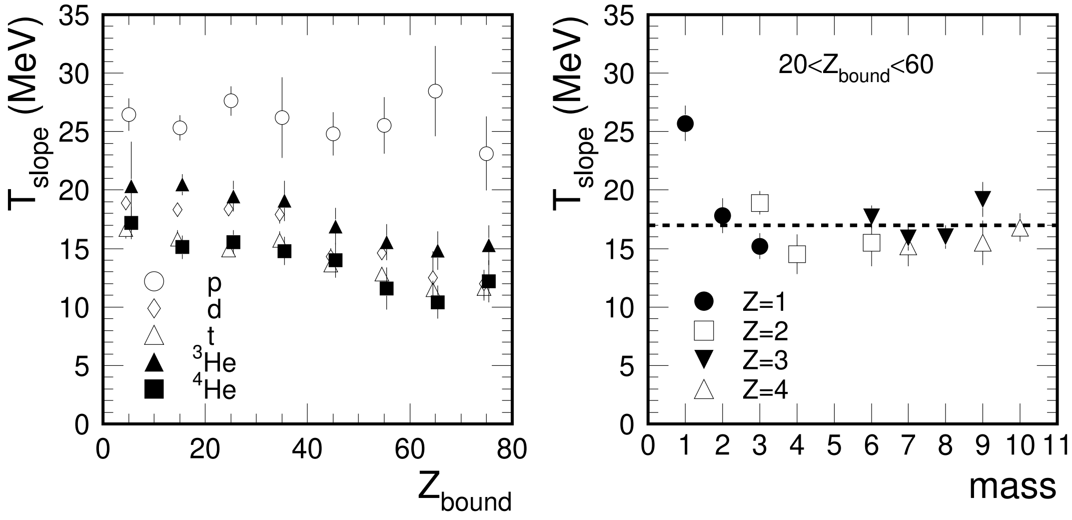

Abbildung 39: Temperaturparameter der Isotope des Targetspektators als Funktion von Z_{bound} (links) und als Funktion der Masse (rechts) in der Reaktion Au+Au bei E/A=1000 MeV. Die gestrichelte Linie zeigt den mittleren Temperaturparameter der Fragmente mit den Massen 2-10.

thermischen Energieanteile pro Nukleon als Funktion der Fragmentladung Z für das Z_{bound}-Intervall 20-60 dargestellt. Der von der kinetischen Energie subtrahierte Anteil der Coulombenergie ist durch die durchgezogene Linie gekennzeichnet. Die gestrichelte Linie zeigt die für ein thermisches Bild erwartete Proportionalität zu 1/A, und entspricht einem Temperaturparameter von 20 MeV. Da es in der Flugzeitwand Akzeptanzlücken für die Ladungen 2 und 3 gab, wurden diese Fragmente bei der Bestimmung des Temperatur nicht berücksichtigt. Da die mittleren Transversalimpulsbreiten sicherlich durch Beiträge sequentieller Zerfälle oder durch Fluktuationenen in einer möglichen Seitwärtsbewegung der Quelle verbreitert wurden, stellt der extrahierte Temperaturparameter von 20±3 MeV eine Obergrenze der kinetischen Temperatur dar. Auch die Temperaturparameter der Targetfragmente sind von den Beiträgen sequentieller Zerfälle beeinflußt. Im Gegensatz zu den Projektilfragmenten kann aber der Bounce aufgrund des Detektionswinkels ($\Theta_{lab}=150^0$) vernachlässigt werden [Gro97]. Somit stimmen die Temperaturparameter der Targetfragmente mit 17±3 MeV und der Projektilfragmente mit maximal 20±3 MeV gut überein.

Die Bestimmung der Temperaturen aus den Energiespektren der Targetfragmente ist vermutlich der genauere und mit Sicherheit der einfachere Weg.

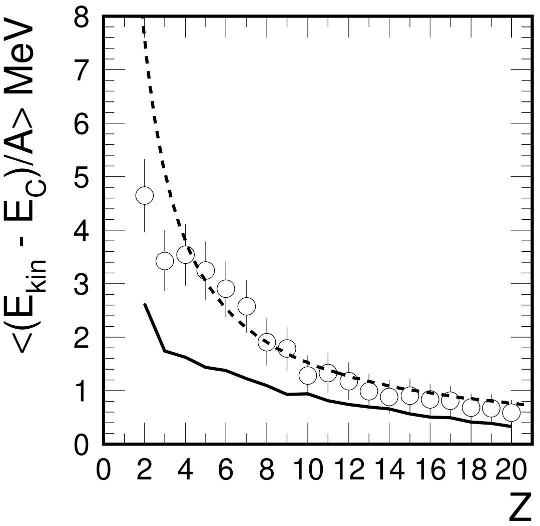

Abbildung 40: Mittlere thermische Energie pro Nukleon der Projektilfragmente als Funktion ihrer Ladung Z in der Reaktion Au+Au bei E/A=1000 MeV. Die durchgezogene Linie zeigt den Anteil der Coulombenergie, der von der kinetischen Energie subtrahiert wurde. Die gestrichelte Linie ergibt sich aus der Annahme eines thermischen Bildes mit $\langle E_{therm}\rangle$/A $\sim$ 1/A.

5.2.1 Einflüsse der Coulombenergie und der Quellbewegung

Zur Untersuchung verschiedener Einflüsse auf die Bestimmung der Temperaturparameter wurde zunächst nach einer geeigneten Parametrisierung von Energiespektren gesucht. Anschließend wurden die Einflüsse der Coulombbarriere und einer möglichen Quellbewegung auf die Temperaturparameter abgeschätzt. Dazu wurden mit Hilfe von Modellrechnungen verschiedene Energiespektren generiert. Das hier verwendete Modell generierte die Spektren in folgenden Schritten:

Für ein vorgegebenes Z und eine vorgegebene Quelldichte wurde ein Volumen mit Teilchen gefüllt. Hierzu wurden bis Z=6 die gemessene Massenverteilung [Möh96] eingesetzt, für Z$\geq$6 wurde die EPAX-Parametrisierung [Süm90] benutzt. Dann wurde den Teilchen nach einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung mit vorgegebenem Temperaturparameter eine kinetische Energie zugeordnet. Anschließend ließ man die Quelle zerfallen und berechnete die Coulombtrajektorien.

Die generierten Spektren lassen sich gut mit einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung der

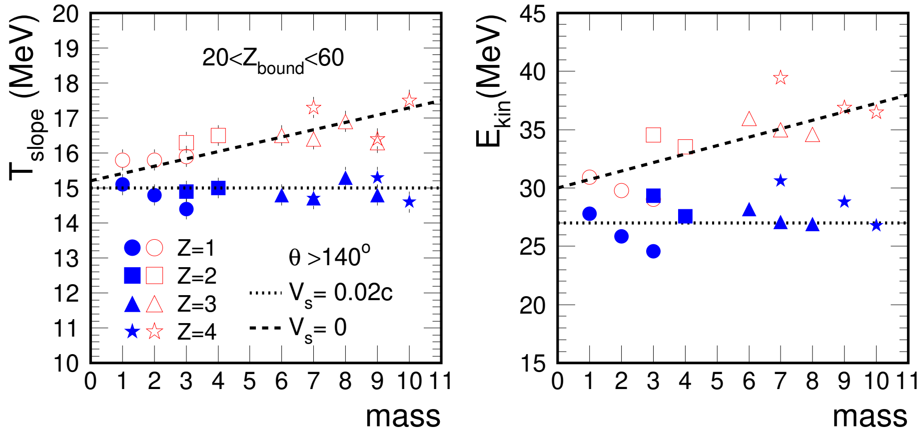

Abbildung 41: Temperaturparameter T_{slope} (links) und mittlere kinetische Energien (rechts) als Funktion der Masse für Teilchen, die aus einer ruhenden Quelle und einer bewegten Quelle unter einem Winkel von $\Theta > 140^0$ emittiert wurden.

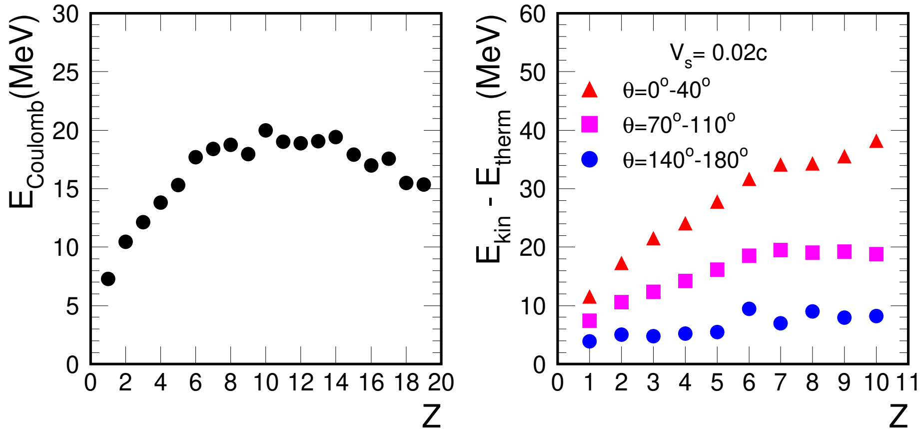

Abbildung 42: Mittlere Coulombenergie für das Z_{bound} Intervall 20-60 als Funktion der Ladung Z (links). Einfluß der Quellbewegung auf die mittlere kinetische Energie als Funktion von Z (rechts). Der Detektionswinkel wurde variiert.

Form

$$dN/dE \sim \sqrt{E - V_c} \cdot e^{(-(E-V_c)/T)} \tag{23}$$

beschreiben. Dabei ist V_c die effektive Coulombbarriere und T die Temperatur. Da bei den experimentellen Spektren der niederenergetische Teil aufgrund von Detektorschwellen oft fehlt bzw. durch die Einflüsse einer endlichen Targetdicke, der Coulombbarriere oder durch sequentielle Zerfälle beeinflußt ist, wurde auch bei den generierten Spektren nur der hochenergetische Teil der Spektren angenähert. Abbildung 41 (links) zeigt die aus generierten Spektren bestimmten Temperaturen für Protonen bis ^{10}Be. Die vorgegebene Quelltemperatur betrug 15 MeV. Die offenen Symbole geben die Temperaturen einer ruhenden Quelle wieder. Man sieht, daß die extrahierten Temperaturparameter aufgrund der Coulombkräfte mit der Ladung Z von etwa 15 MeV auf etwa 17 MeV ansteigen. Die zugehörigen mittleren kinetischen Energien sind in Abbildung 41 (rechts) dargestellt. Hier zeigen die offenen Symbole einen Anstieg der Energien von etwa 30 MeV auf 38 MeV. Aufgrund des Beitrages der Coulombenergie kann man die Temperatur nicht wie bei einer reinen Maxwell-Boltzmann-Verteilung über einen Faktor 3/2 mit der Energie verknüpfen. Wie in Abbildung 41 gezeigt wird, bewirkt eine Zunahme der Coulombkräfte im wesentlichen nur eine Verschiebung der Spektren zu höheren Energien hin, ohne den Temperaturparameter stark zu beinflussen. Gibt man der emittierenden Quelle noch eine Geschwindigkeit in Strahlrichtung, was von Milkau [Mil91] und Zude [Zud95] beobachtet wurde, so kompensieren sich die Effekte der Coulombkräfte und der Quellbewegung z.T., wenn der Detektor unter Rückwärtswinkeln steht. Abbildung 42 (links) zeigt die aus den generierten Spektren berechnete Coulombenergie für eine ruhende Quelle als Funktion der Ladung Z für das Z_{bound} Intervall 20-60. In Abbildung 42 (rechts) wurde für eine bewegte Quelle die Differenz der gesamten kinetischen Teilchenenergie und der thermischen Energie als Funktion der Ladung Z für verschiedene Winkelbereiche aufgetragen. Während der Einfluß der Quellbewegung die Coulombenergie unter Rückwärtswinkel fast vollständig aufhebt, werden die Energien unter Vorwärtswinkeln stark erhöht.

6 Diskussion

6.1 Vergleich mit Modellvorhersagen

Zur Beschreibung der Multifragmentation von Spektatoren haben sich statistische Modelle bewährt [Gro90, Bon95, Bot95]. Mit ihnen können vor allem Fragmentverteilungen und Korrelationen, welche die Partitionierung des Systems betreffen, erfolgreich reproduziert werden.
Im Rahmen dieser Arbeit stellt sich die Frage, ob auch Größen wie die chemische Temperatur T_{HeLi} oder die kinetischen Energien bzw. Temperaturen durch statistische Modelle richtig beschrieben werden. Als Modell wurde das statistische Multifragmentationsmodell SMM in der Version von A. Botvina gewählt [Bon95].
Während die kinematischen Observablen schwerer Spektatorfragmente unabhängig von der Einschußenergie einen thermisch äquilibrierten Zustand widerspiegeln [Sch96], weist das Verhalten einiger leichter Teilchen auf die Existenz einer Vorgleichgewichtskomponente hin. So zeigen z.B. die Energiespektren der Protonen deutlich höhere kinetische Temperaturen als andere Teilchen. Auch die Einschußenergieabhängigkeit der Anregungsenergien der Spektatoren wird fast ausschließlich durch die Beiträge der Neutronen und H-Isotope verursacht [Gro97].
Mit Hilfe von intranuklearen Kaskaderechnungen kann die aus der frühen Phase der Kernreaktion stammende Vorgleichgewichtskomponente simuliert werden. Dabei stellt sich die Frage, ob diese Komponente bei Spektatorrapiditäten in den Positionen der Detektoren meßbare Beiträge liefert kann. Als Modell wurde die GUDIMA-Kaskade in der Version von A. Botvina verwendet [Ton83].

6.1.1 Vorhersagen des Statistischen Multifragmentationsmodells SMM

Im statistischen Multifragmentationsmodell SMM werden alle Teilchen bei der Fragmentation einer vollständig äquilibrierten Quelle erzeugt. Als Eingabeparameter werden die Systemgröße A_0, die Anregungsenergie E_x/A, das N/Z-Verhältnis und die Aufbruchdichte ρ vorgegeben. Zur Anpassung der Modellparameter an die Daten der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV wurde das Neutron zu Proton Verhältnis von Gold

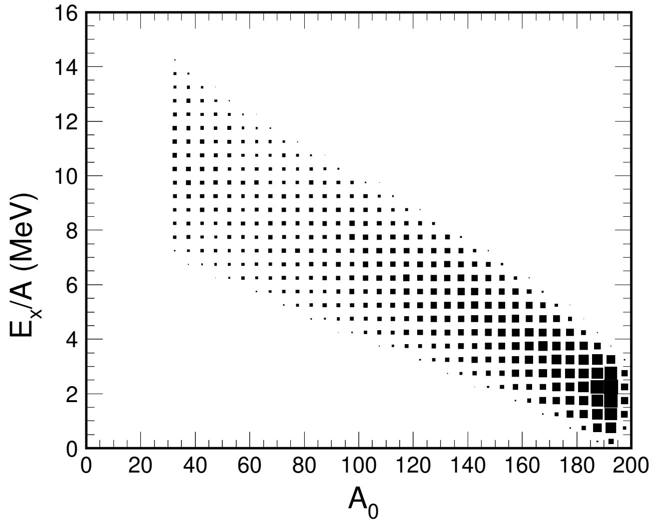

Abbildung 43: SMM-Eingabe : Anregungsenergie E_x/A als Funktion der Systemgröße A_0 für ein Ensemble angeregter Spektatorkerne. Die Fläche der Quadrate ist proportional zu ihrer Intensität.

und eine konstante Aufbruchdichte $\rho = 0.3{\cdot}\rho_0$ gewählt. Eine Variation der Aufbruchdichte im Bereich der experimentell bestimmten Dichten (0.1 bis $0.4{\cdot}\rho_0$ [Fri97]) beeinflußte die Ergebnisse der Modellrechnungen nur geringfügig. Für die Systemgröße A_0 wurde eine Verteilung gewählt, die den gemessenen Reaktionswirkungsquerschnitt $\mathrm{d}\sigma/\mathrm{d}Z_{bound}$ reproduzierte. Anschließend wurde zu einer vorgegebenen Systemgröße eine Gaußverteilung von Anregungsenergien generiert, deren Breite proportional zur Wurzel der mittleren Anregungsenergie ist. Der funktionale Zusammenhang zwischen Anregungsenergie und Systemgröße, sowie die Breite der Verteilung wurden darauf optimiert, gemessene Ladungskorrelationen der mittleren Multiplizität mittelschwerer Fragmente M_{imf} und der mittleren Ladungsasymmetrie a_{12} mit Z_{bound} zu reproduzieren. Die Ladungsasymmetrie a_{12} der zwei schwersten Fragmente ist definiert als a_{12}=(Z_{max}-Z_2)/(Z_{max}+Z_2). Zur Berechnung des Mittelwertes wurden nur Ereignisse mit $Z_{max} \geq Z_2 \geq 2$ berücksichtigt.
Abbildung 43 zeigt die Korrelation der Anregungsenergie und der Systemgröße für ein Ensemble angeregter Spektatorkerne, die als Eingabewerte für die Modellrechnungen generiert wurden. Die Ladungskorrelationen, die zur Festlegung der Eingabewerte dienten, sind in Abbildung 44 dargestellt. Während die mittlere Fragmentmultiplizität M_{imf} die mittlere Anregungsenergie des Ensembles angeregter Spektatoren für den Z_{bound}-Bereich

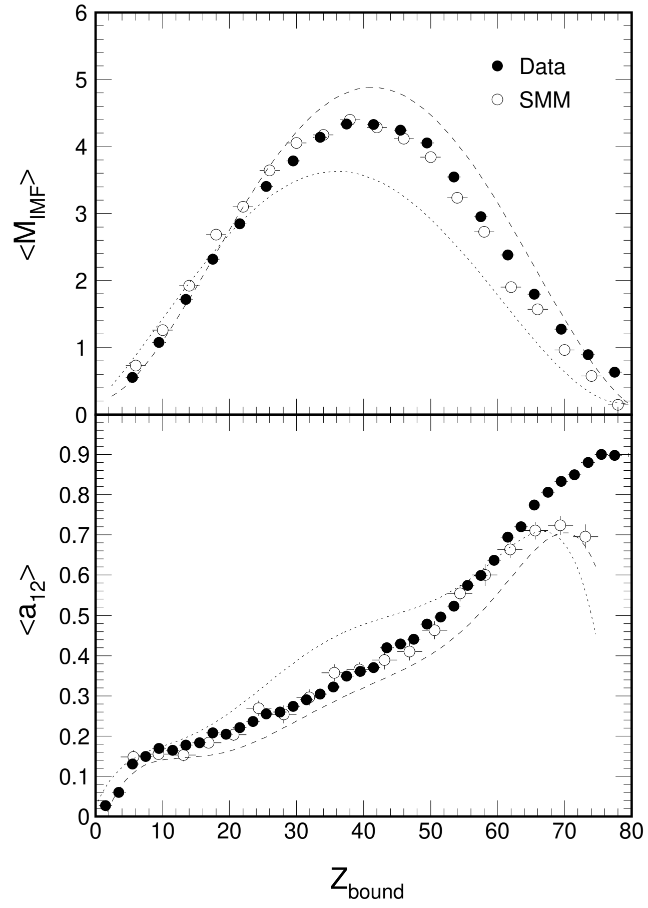

Abbildung 44: Mittlere Multiplizität mittelschwerer Fragmente M_{imf} (oben) und mittlere Ladungsasymmetrie a_{12} (unten) als Funktion von Z_{bound} im Vergleich zwischen Experiment [Sch96] und SMM-Vorhersagen. Die gestrichelten und gepunkteten Linien deuten die Resultate der Modellrechnungen mit um 15% erhöhter bzw. verringerter Anregungsenergie E_x/A an. Die experimentellen Daten aus Referenz [Sch96] sind für Z_{bound}-Werte $\geq$65 durch die Triggerschwelle verfälscht.

über 30 stark einschränkt, stellt die Ladungsasymmetrie a_{12} vor allem im Z_{bound}-Bereich um 30 und niedriger eine einschränkende Größe dar. Bei niedrigen Z_{bound}-Werten sind weder die Multiplizität noch die Ladungsasymmetrie sensitiv auf die Anregungsenergie. Die gestrichelten und gepunkteten Linien illustrieren die Empfindlichkeit dieser Größen auf eine Erhöhung bzw. Verringerung der mittleren Anregungsenergie um 15%.

Die so ermittelten Anregungsenergien liegen über denen früherer Anpassungen statistischer Modelle [Des96, Bot92, Bar93] an Daten der Reaktion Au+C bei E/A = 600 MeV

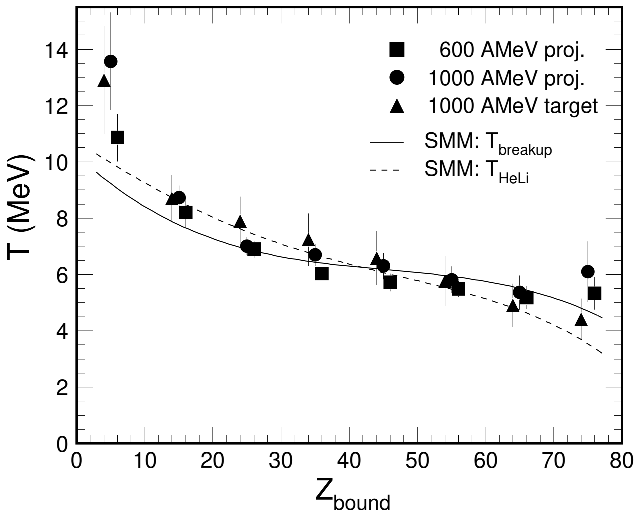

Abbildung 45: Temperatur T_{HeLi} des Projektilspektators bei E/A = 600 und 1000 MeV und des Targetspektators bei E/A = 1000 MeV als Funktion von Z_{bound}. Zur verbesserten Darstellung wurden die Symbole um eine Einheit in Z_{bound} versetzt. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie zeigen die SMM-Vorhersagen für die Aufbruchtemperatur und die chemische Temperatur T_{HeLi}.

[Kre92]. Die Unterschiede in den Anregungsenergien unterstreichen die Sensitivität der Fragmentmultiplizität, da in neueren Experimenten mit verbesserter Akzeptanz etwas höhere Fragmentmultiplizitäten bestimmt wurden [Sch96].
Nachdem Masse, Ladung, Dichte und Anregungsenergie des Systems festgelegt sind, wird im Modell zunächst die Zustandssumme und dann die Temperatur T = $\langle T_f \rangle$ als Mittelwert der Temperatur der einzelnen Zustände des Ensemles berechnet. Die Temperatur T_f eines Zustandes f wird in der mikrokanonischen Näherung über die Energiebilanz des Systems bestimmt.

$$E_f(T_f, V) = E_0 \tag{24}$$

Dabei ist E_f die Energie des Systems bei der Temperatur T_f mit dem Volumen V. E_0 ist die dem System zur Verfügung stehende Anregungsenergie [Bon95]. Die Temperatur T_f ist bei hohen Anregungsenergien, bei denen das System in viele Fragmente zerfällt, der großkanonischen Temperatur sehr ähnlich.

In Abbildung 45 ist die im Modell berechnete thermodynamische Temperatur T$_{breakup}$ als Funktion von Z_{bound} aufgetragen. Sie ist durch eine durchgezogene Linie dargestellt

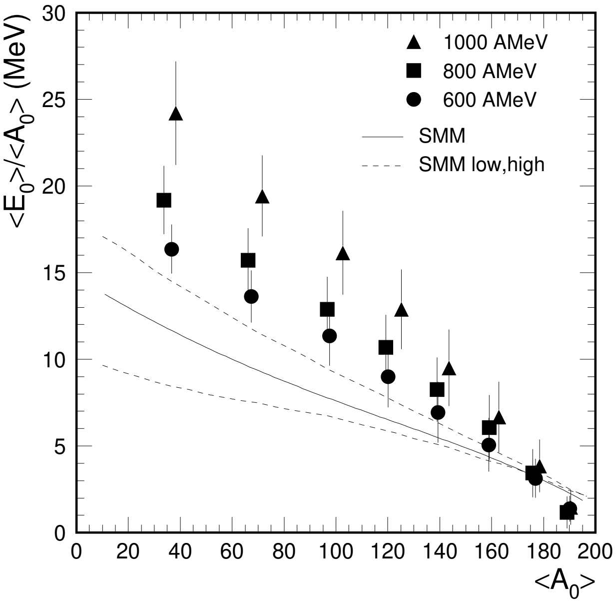

Abbildung 46: Mittlere Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion der Systemgröße in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV. Die durchgezogene Linie zeigt die mittlere SMM-Anregungsenergie, die gestrichelten Linien deuten Grenzen der möglichen Modellenergien an.

und steigt mit abnehmendem Z_{bound} monoton von etwa 5 MeV auf 9 MeV an. Im Z_{bound}-Bereich 20-60 weist die in Abbildung 44 dargestellte Multiplizität ein Maximum in der Fragmentproduktion auf. In diesem Bereich bleibt die Temperatur nahezu konstant bei 6 MeV, und spiegelt das mit SMM-Rechnungen bei fester Systemgröße vorhergesagte Plateau im Energiebereich von 3-10 MeV wider [Bon95]. Die vom Modell vorhergesagte chemische Temperatur T_{HeLi} ist in Abbildung 45 durch die gestrichelte Linie dargestellt. Da sie sich aufgrund sequentieller Zerfälle von der thermodynamischen Temperatur unterscheidet, wurde sie, wie auch die aus dem Projektil- und Targetaufbruch bei E/A = 600 und 1000 MeV bestimmten Temperaturwerte, mit Hilfe von QSM-Vorraussagen korrigiert. Die Werte für T_{HeLi} aus Modell und Experiment zeigen im Gegensatz zur thermodynamischen Temperatur kein ausgeprägtes Plateau, stimmen aber sehr gut miteinander überein. Lediglich im niedrigsten Z_{bound}-Intervall weichen die Temperaturwerte des Modells von den gemessenen Werten ab. Hier wird die Anregungsenergie des Modells aufgrund der fehlenden Sensitivität der Ladungkorrelationen bei kleinen Z_{bound}-Werten unterschätzt. Die gute Übereinstimmung der thermodynamischen Temperatur und der

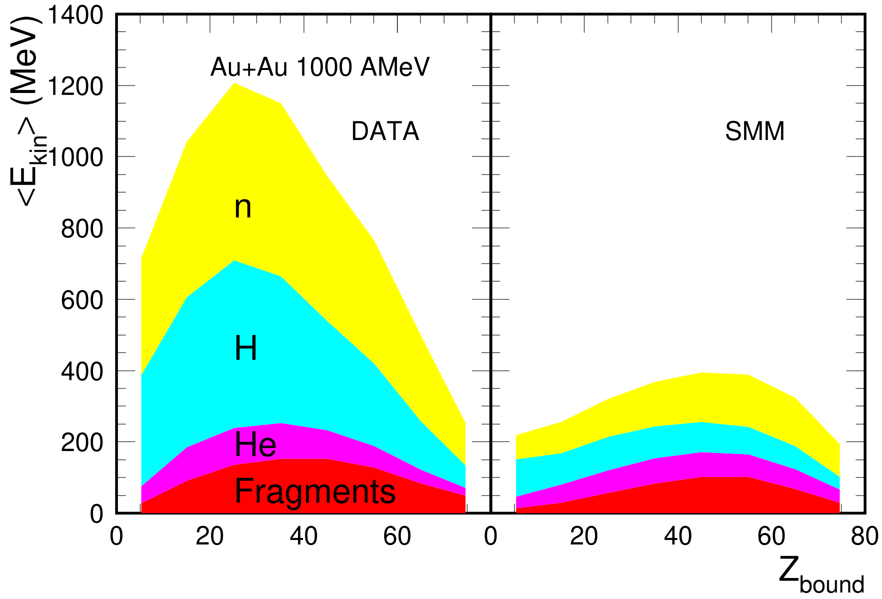

Abbildung 47: Anteile der verschiedenen Teilchensorten an der gesamten kinetischen Energie als Funktion von Z_{bound} in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV (links) und SMM-Vorhersagen (rechts).

mit QSM-Voraussagen korrigierten chemischen Temperatur zeigt, daß sich die Einflüsse sequentieller Zerfälle bei SMM und QSM qualitativ ähneln.
Mit den beschriebenen Eingabeparametern kann SMM die Ladungskorrelationen der Fragmentmultiplizität M_{imf}, der Ladungsasymmetrie a_{12} und auch der temperatursensitiven Observable T_{HeLi} mit Z_{bound} reproduzieren. Ein Vergleich der mittleren Anregungsenergien zeigt aber, daß die SMM-Anregungsenergien deutlich unter den durch Kalorimetrie bestimmten experimentellen Werten liegen.

In Abbildung 46 sind die SMM-Anregungsenergien (durchgezogene Linie) und die experimentell bestimmten Anregungsenergien der Reaktionen Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV als Funktion der Systemgröße A_0 dargestellt. Die experimentell beobachtete Zunahme der Anregungsenergien mit der Erhöhung der Einschußenergie resultiert fast ausschließlich aus der Zunahme des Energieanteils von Neutronen, die auch auf eine Zunahme des Energieanteils der H-Isotope schließen läßt [Gro97]. Die aus Modellvorhersahen und dem Experiment (E/A = 1000 MeV) bestimmten Anteile der verschiedenen Teilchensorten an der Anregungsenergie des Systems werden in Abbildung

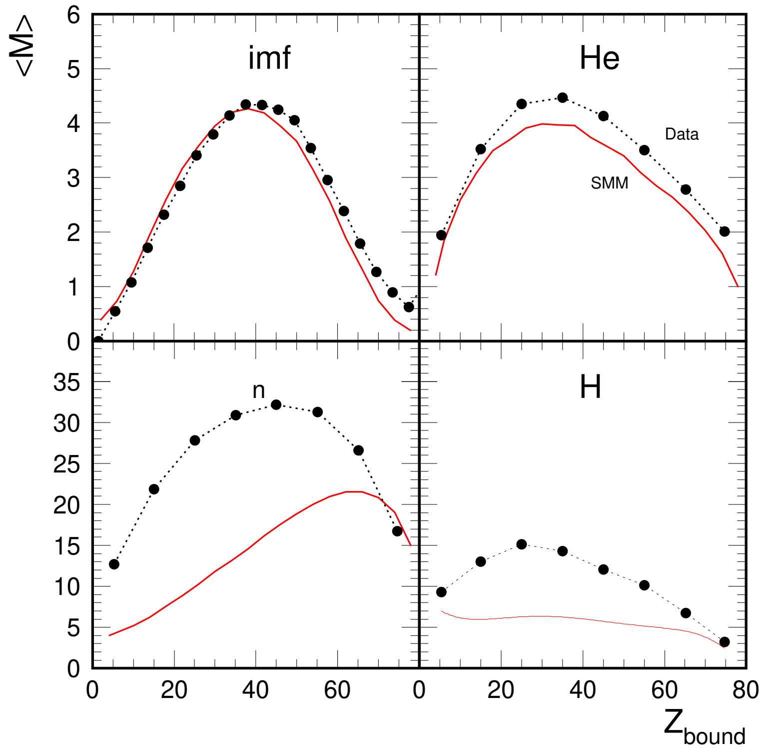

Abbildung 48: Vergleich verschiedener mittlerer Teilchenmultiplizitäten als Funktion von Z_{bound}. Die Datenpunkte wurden in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV bestimmt. Die SMM-Vorhersagen sind durch Linien dargestellt.

47 als Funktion von Z_{bound} verglichen. Hier zeigen die Anregungsenergien von Neutronen und H-Isotopen den größten Unterschied. Da sich der Anteil der Anregungsenergie einer Teilchensorte aus dem Produkt seiner mittleren Multiplizität und der mittleren kinetischen Energie berechnet, wurden auch die Multiplizitäten der Teilchensorten und ihre kinetischen Energien untersucht. Die durchgezogenen Linien in Abbildung 48 zeigen die Modellvorhersagen für die mittleren Multiplizitäten der verschiedenen Teilchensorten. Die SMM-Multiplizitäten mittelschwerer Fragmente und der He-Isotope stimmen gut mit den experimentell bestimmten Werten überein. Im Gegensatz dazu weichen die Neutronen- und H-Multiplizitäten stark ab. Auch die relativen Häufigkeiten der Wasserstoffisotope werden von SMM vollkommen anders vorhergesagt. Die Verhältnisse der H-Isotopenausbeuten p/d und d/t sind in Abbildung 49 als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Während im Modell das d/t-Verhältnis nahezu invertiert ist, wird vor allem die

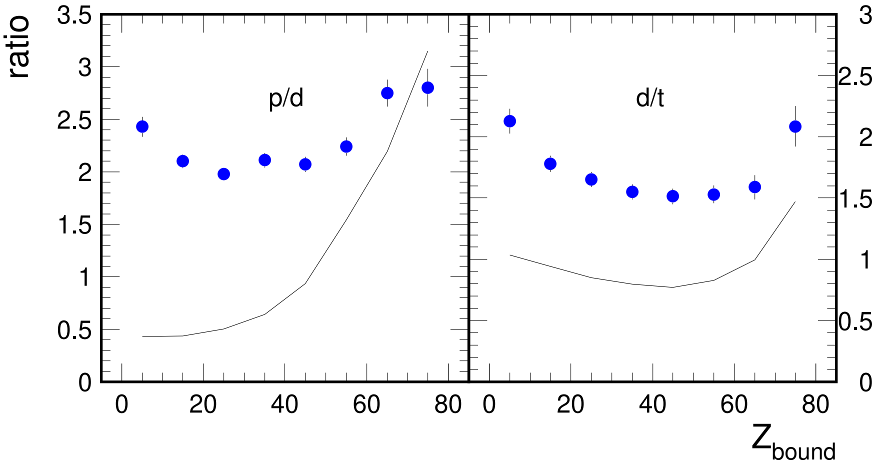

Abbildung 49: Vergleich der Verhältnisse von p, d und t als Funktion von Z_{bound}. Die Datenpunkte wurden in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV bestimmt. Die SMM-Vorhersagen sind durch Linien dargestellt.

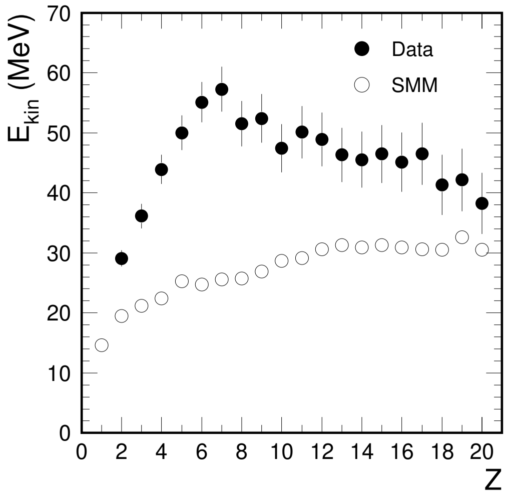

Abbildung 50: Mittlere kinetische Energie der Projektilfragmente mit Z≥2 als Funktion der Fragmentladung bei E/A = 1000 MeV (Punkte) und SMM-Vorhersagen (offene Kreise).

Protonenhäufigkeit zu kleinen Z_{bound}-Werten hin massiv unterschätzt.

Neben der, zu kleinen Massen hin zunehmenden systematischen Unterschätzung der Multiplizitäten im Modell, weichen auch die vorhergesagten mittleren kinetischen Energien der Fragmente z.T. stark von den experimentell bestimmten Werten ab. Sie sind in Abbildung 50 als Funktion der Ladung aufgetragen. Während die Energien aus dem Modell bis

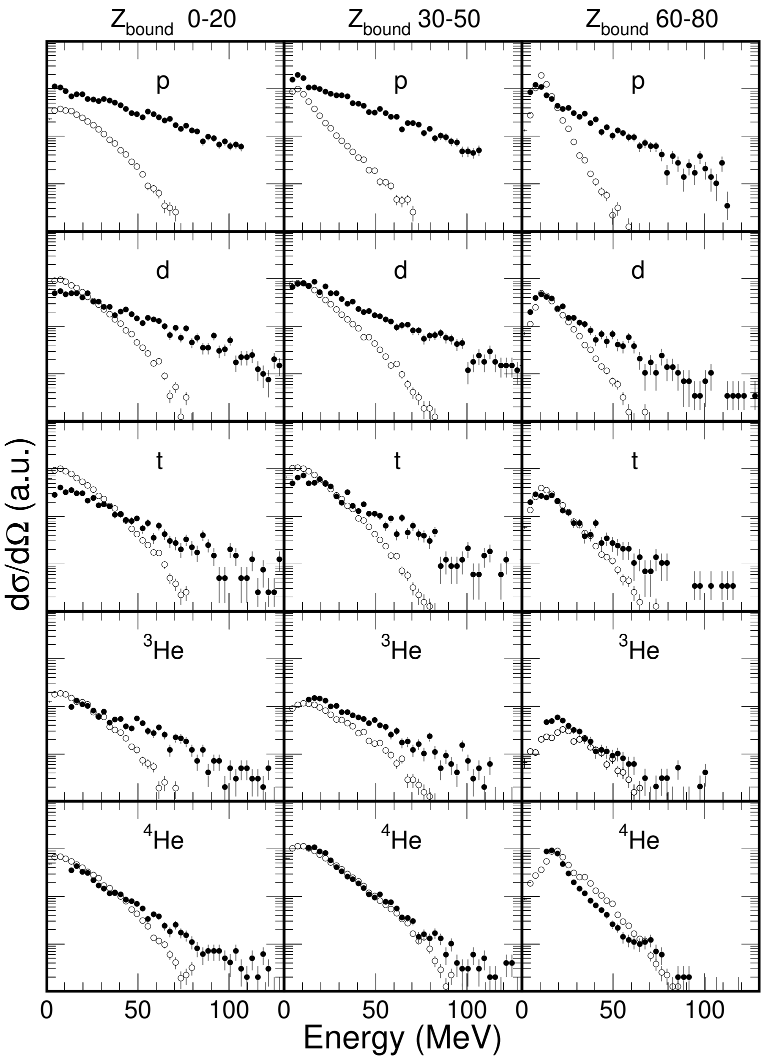

Abbildung 51: Energiespektren leichter geladener Teilchen für drei verschiedene Z_{bound}-Intervalle. Die Punkte zeigen die unter θ_{lab}=150^0 gemessenen Spektren, die offenen Kreise zeigen die SMM-Vorhersagen. Die Spektren wurden wie im Text beschrieben normiert.

Z=12 von etwa 15 auf 30 MeV ansteigen und dann konstant bleiben, steigen die gemessenen Energiewerte von etwa 30 MeV bei Z=2 auf etwa 60 MeV bei Z=7 an, und nehmen dann langsam wieder ab. Diese Diskrepanzen werden in einem Vergleich der Spektren leichter geladener Teilchen deutlich. In Abbildung 51 sind die kinetischen Energiespektren von p bis ^{4}He für verschiedene Z_{bound}-Intervalle dargestellt. Sowohl die gemessenen, als auch die vom Modell vorhergesagten Energiespektren wurden mit jeweils einem Faktor normiert. Dieser Faktor wurde über die Anpassung der Zählraten an die ^{4}He-Spektren bestimmt, da die gemessenen Heliummultiplizitäten vom Modell gut reproduziert werden. Der Vergleich der Spektren zeigt eine mit abnehmender Teilchenmasse zu kleinen Z_{bound}-Werten hin zunehmende Abweichung der Temperaturen und der Zählraten. Vor allem die Temperaturen und die Zählraten der Protonenspektren werden im Modell stark unterschätzt.

Obwohl SMM die Partitionierung des Systems für Fragmente mit Z≥2 gut beschreiben kann, was sich in der guten Reproduktion verschiedener Ladungskorrelationen mit Z_{bound} zeigt, gibt es große Differenzen bei den Anregungsenergien. Diese resultieren zum einen aus einer systematischen Unterschätzung der kinetischen Energien im Modell, zum anderen aus völlig unterschiedlichen Multiplizitäten für Neutronen und H-Isotope. Eine Möglichkeit die z.T. großen Unterschiede in den Multiplizitäten und z.T. auch in den mittleren kinetischen Energien leichter Teilchen zu erklären besteht in der Annahme einer Vorgleichgewichtskomponente bei leichten Teilchen. Diese Komponente könnte auch der Grund für die experimentell beobachtete Einschußenergieabhängigkeit der Anregungsenergien sein.

6.1.2 Untersuchung der Vorgleichgewichtsemission mit Kaskaderechnungen

Im Kaskade-Modell wird eine Kernreaktion als eine Abfolge von unabhängigen Nukleon-Nukleon Stößen mit freien Nukleon-Nukleon Wirkungsquerschnitten angesehen. Dabei wird im Unterschied zu moderneren mikroskopischen Modellen wie BUU und QMD [Gos97, Ber84, Aic85] kein Kernpotential propagiert. Projektil- und Targetkern werden zunächst als kalte Fermigase beschrieben, die in ihren Potetialtöpfen eingebunden sind. Wird durch Nukleon-Nukleon Wechselwirkung ein Nukleon aus dem Kernverband herausgeschlagen, verbleibt an dieser Stelle ein Loch im Potentialtopf, was zu einer Erhöhung der Anregungsenergie des Restkerns führt. Ebenso können Nukleonen, die durch sukzessive Stöße mit anderen Nukleonen genügend kinetische Energie verloren haben, vom Restkern eingefangen werden. Technisch werden im Kaskade-Modell nur die Teilchen zum Kernverband gezählt, die sich im Ortsraum des Kerns aufhalten und eine definierte Abschneideenergie nicht überschreiten.

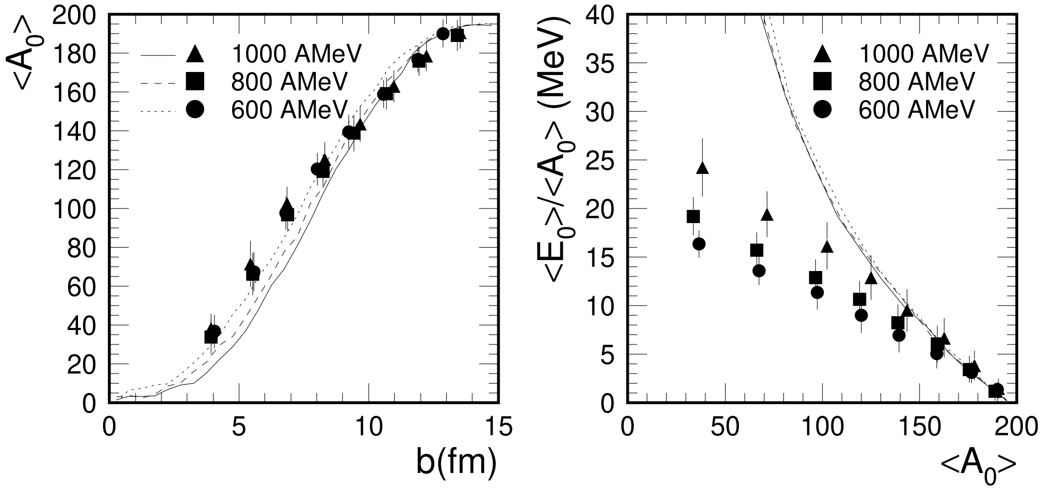

Abbildung 52: Mittlere Systemgröße als Funktion des Stoßparameters (links) und mittlere Anregungsenergie pro Nukleon als Funktion der mittleren Systemgröße (rechts) in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV. Die Daten sind durch Symbole, die Voraussagen von Kaskaderechnungen durch Linien dargestellt.

Mit Hilfe von Kaskaderechnungen wurde die Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV simuliert. Abbildung 52 zeigt einen Vergleich der im Modell und im Experiment bestimmten mittleren Systemgrößen der Spektatoren und ihrer Anregungsenergien als Funktion des Stoßparameters bzw. der Systemgröße. Die vom Modell berechneten Systemgrößen stimmen bei E/A = 600 MeV gut mit den experimentell bestimmten Werten überein, weichen aber mit steigender Einschußenergie zu kleineren Stoßparametern hin zunehmend ab. Die Differenz der Systemgrößen zwischen Modell und Experiment ist klein, aber die Tendenz der Unterschätzung der experimentellen Werte bei kleinen Stoßparametern ist konsistent damit, daß ein Teil der den Spektatoren zugeordneten Nukleonen eigentlich Kaskade-Nukleonen mit hohen kinetischen Energien sind. Die Anregungsenergien in Abbildung 52 stimmen lediglich bei peripheren Reaktionen, also großen Systemgrößen gut mit den experimentell bestimmten Werten überein, weichen aber zu kleineren Systemgrößen und zu niedrigeren Einschußenergien hin zunehmend stark ab. Diese starke Überschätzung der Anregungsenergien im Kaskade-Modell beruht darauf, daß sich die Anregungsenergie der Restkerne aus der Summe der gebildeten Löcher und der Summe der kinetischen Energien eingefangener Nukleonen relativ zur Oberkante des Fermitopfes zusammensetzt. Somit wird unabhängig von der Systemgröße für jedes her-

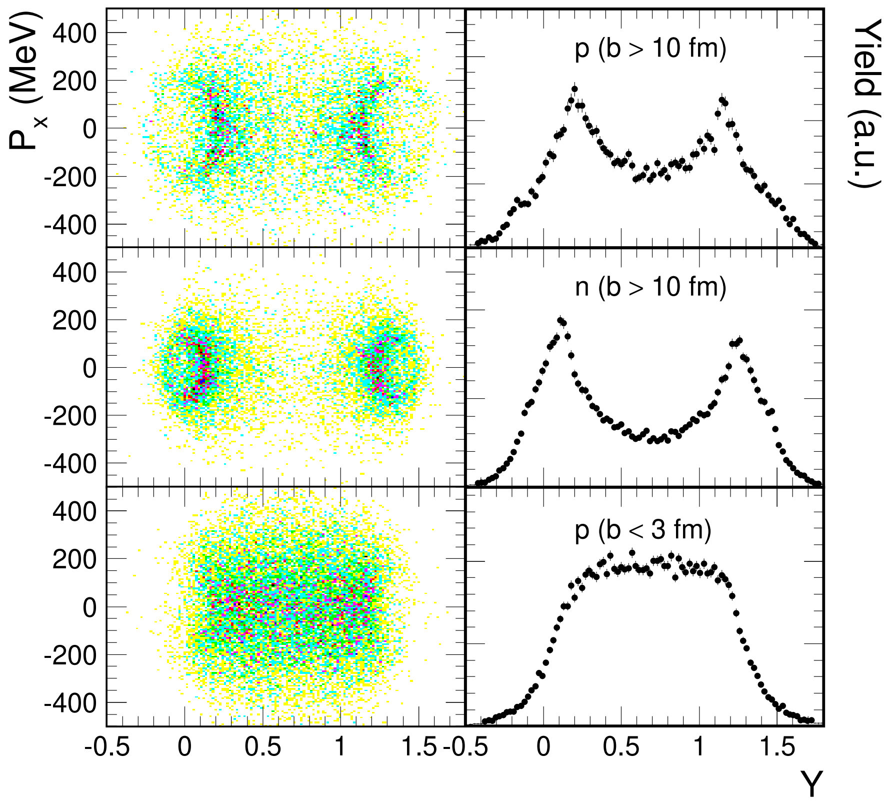

Abbildung 53: Kaskade-Voraussagen: Impuls (links) und Anzahl (rechts) freier Nukleonen als Funktion der Rapidität für verschiedene Stoßparameterintervalle.

ausgeschlagene Nukleon im Mittel eine konstante Energiemenge im Restkern deponiert. Diese Energiemenge beträgt nach Abbildung 52 (rechts) etwa 23 MeV.

Da die Anregungsenergien der Spektatoren im Modell weit überhöht und damit nur wenig nützlich zu sein scheinen, werden im weiteren nur noch die Kaskade-Nukleonen betrachtet. Zur Abschätzung der Vorgleichgewichtskomponente im Experiment, bei der es sich um Teilchen handelt, die fälschlicherweise der Fragmentation der Spektatoren zugesprochen wurden, sind vor allem Kaskade-Nukleonen bei Projektil- oder Targetrapidität interessant. Abbildung 53 zeigt die Impulsverteilung und Zählrate freier Nukleonen als Funktion der Rapidität für verschiedene Stoßparameterintervalle. In peripheren Reaktionen sieht man sowohl für Protonen als auch für Neutronen deutliche Maxima im Bereich der Projektil- bzw. Targetrapidität. Dazwischen liegen die Nukleonen der intermediären Quelle, die vor allem bei zentralen Stößen ausgeprägt ist. Die Anhäufung von Nukleonen

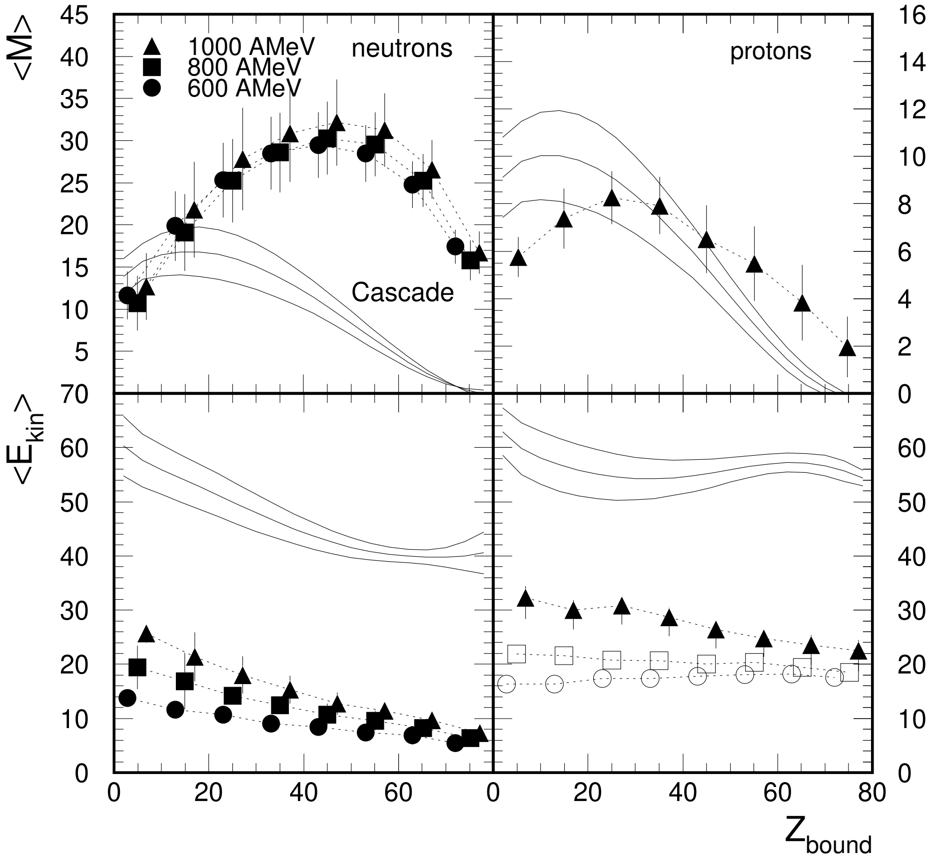

Abbildung 54: Mittlere Multiplizitäten (oben) und mittlere Energien (unten) von Protonen und Neutronen als Funktion von Z_{bound} aus Experiment und Kaskaderechnungen in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600, 800 und 1000 MeV.

im Rapiditätsbereich von Projektil und Target wird von Teilchen aus der Überlappungszone verursacht, die in die Spektatoren hineingestreut werden, aber wegen ihrer hohen kinetischen Energie nicht im Kernverband bleiben bzw. nicht dazugerechnet werden. Die aufgrund der Coulombenergie für Protonen und Neutronen unterschiedlich definierten Abschneideenergien werden in den Verteilungen der Impulse P_x und der Rapidität Y vor allem in peripheren Reaktionen sichtbar.

Zur Bestimmung des Einflusses der Vorgleichgewichtskomponente auf die Multiplizitäten bzw. kinetischen Energiespektren leichter Teilchen müssen im Modell die Nukleonen ausgewählt werden, die im Experiment vom Detektor registriert und nach verschiedenen Bedingungen in Rapidität, Transversalimpuls etc. dem Projektil- bzw. Targetspektator

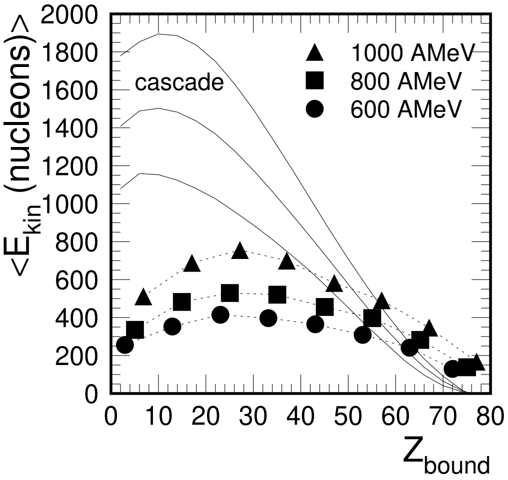

Abbildung 55: Summe der mittleren kinetischen Energien der Nukleonen als Funktion von Z_{bound} aus Experiment (Symbole) und Kaskaderechnungen (Linien).

zugerechnet worden wären. Daher wurden nur Protonen im Winkelbereich um 150^0 (Teleskop), und Neutronen im Winkelbereich bis 3.5^0 (LAND-Detektor) und im Rapiditätsbereich oberhalb $0.75 \cdot y_P$ [Sch96] berücksichtigt. Aus den unter diesen Bedingungen bestimmten Multiplizitäten wurde die Gesamtmultiplizität hochgerechnet.

In Abbildung 54 werden die mittleren Multiplizitäten und kinetischen Energien aus Modell und Experiment für verschiedene Einschußenergien verglichen. Die vom Modell vorausgesagten Multiplizitäten zeigen eine deutliche Einschußenergieabhängigkeit und steigen zu kleineren Z_{bound}-Werten hin an. Die Neutronenmultiplizitäten unterscheiden sich qualitativ und quantitativ stark voneinander. Die Modellwerte liegen systematisch unter den experimentellen Werten, lediglich bei kleinen Z_{bound}-Werten, wo die Modellwerte ein Maximum aufweisen, kommt es zu einer Überschneidung. Im Gegensatz dazu zeigen die Protonenmultiplizitäten qualitativ einen ähnlichen Verlauf, liegen bei kleineren Z_{bound}-Werten aber deutlich über den experimentellen Werten. Dabei werden die Multiplizitäten der Nukleonen im hier benutzten Kaskade-Modell sogar überschätzt, da die Fragmentbildung z.B. durch Koaleszenz, bei der etliche freie Nukleonen gebunden werden, vernachlässigt wird. Die mittleren kinetischen Energien zeigen ähnlich den gemessenen Energien eine deutliche Einschußenergieabhängigkeit, liegen aber systematisch weit über diesen.

Mit Hilfe der Multiplizitäten und der kinetischen Energien kann der Energieanteil der

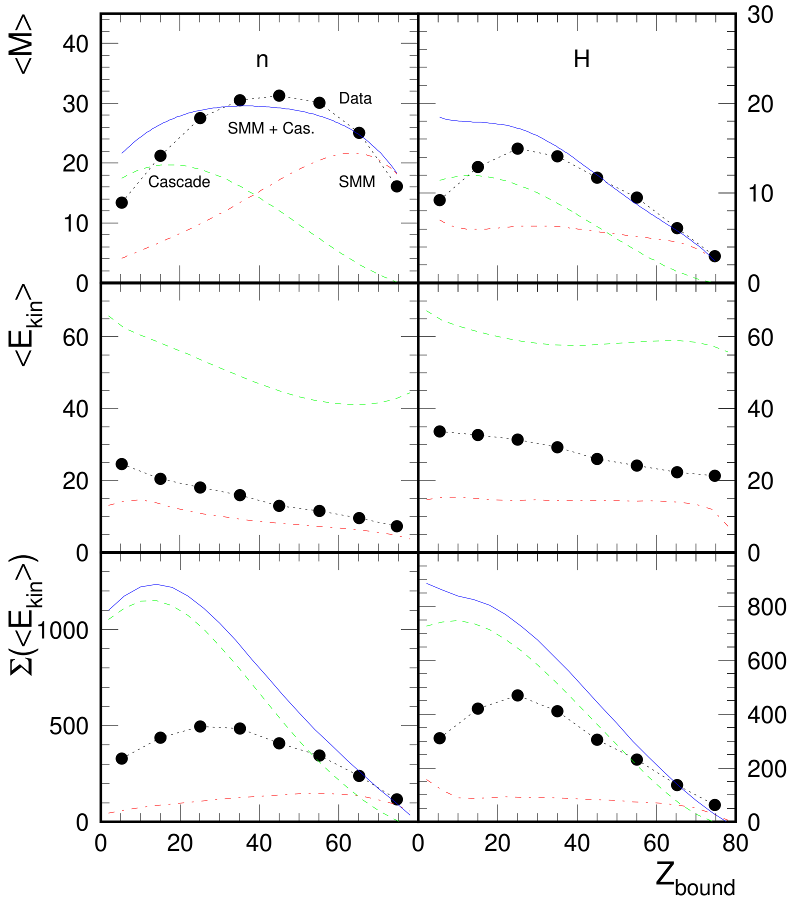

Abbildung 56: Mittlere Multiplizitäten, mittlere kinetische Energie pro Teilchen und Summe der mittleren kinetischen Energien der Neutronen (links) und Wasserstoffisotope (rechts) als Funktion von Z_{bound} in der Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV. Die Daten sind die mit gepunkteten Linien verbundenen Symbole, die SMM-Vorhersagen sind die gestrichelten Linien. Die gestrichpunkteten Linien zeigen die Kaskade-Vorhersagen. Die Summen aus SMM- und Kaskade-Vorhersagen sind durch durchgezogene Linien dargestellt.

Nukleonen an der gesamten Anregungsenergie berechnet werden. In Abbildung 55 ist die Summe der Anregungsenergie der Nukleonen aus Modell und Experiment dargestellt. Die Anregungsenergie der Nukleonen werden im Modell aufgrund der hohen Nukleonmultiplizitäten und der ebenfalls zu hohen Energien massiv überschätzt, zeigen aber ähnlich den experimentell bestimmten Anregungsenergien eine starke Einschußenergieabhängigkeit. Da die beobachteten Diskrepanzen zwischen den experimentell bestimmten H-Isotopenver-

hältnissen und SMM-Vorhersagen auf Beiträge einer Vorgleichgewichtskomponente in allen H-Isotopen hindeuten, und im Kaskade-Modell lediglich freie Nukleonen produziert werden, scheint es sinnvoll anstelle der Protonenmultiplizitäten die H-Multiplizitäten zu vergleichen. In Abbildung 56 sind die Multiplizitäten, die mittleren kinetischen Energien und die Summe der kinetischen Energien von Neutronen und H-Isotopen für Kaskade, SMM und Experiment für die Reaktion Au+Au bei E/A = 1000 MeV zusammengestellt. Die Summen aus Kaskade- und SMM-Voraussagen sind durch durchgezogene Linien dargestellt.
Die Multiplizitäten der Kaskade-Teilchen steigen mit zunehmender Systemgröße der intermediären Quelle zu kleinen Z_{bound}-Werten hin an. Die Multiplizitäten der SMM-Teilchen werden durch die Systemgrößen der Spektatorquelle, durch sequentielle Zerfälle und durch die Fragmentformation bestimmt. Addiert man die Kaskade- und SMM-Multiplizitäten, so zeigen diese mit Ausnahme der kleinen Z_{bound}-Werte gute qualitative und quantitative Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Werten. Die experimentell bestimmten mittleren kinetischen Energien liegen zwischen den niedrigen SMM-Werten und den sehr hohen Kaskade-Werten, was aufgrund der in den Multiplizitäten sichtbaren starken Komponente von Kaskadeteilchen erwartet wird. Allerdings sind die Kaskade-Energien sehr hoch, was in der Summe der kinetischen Energien der Teilchen sichtbar wird. Sowohl die Energieanteile der Neutronen als auch der H-Isotope zeigen bei Z_{bound}-Werten unterhalb von 60 völlig überhöhte Werte. Lediglich bei peripheren Reaktionen gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen den Daten und der Summe aus SMM- und Kaskade-Voraussagen.

Die Kaskade produziert eine Nukleonenkomponente, die bei peripheren Stößen im Bereich der Spektatorrapiditäten Maxima aufweist, und deren kinetische Energie mit der Einschußenergie wächst. Durch die Beiträge dieser Vorgleichgewichtskomponente kann zumindest qualitativ die Einschußenergieabhängigkeit der experimentell bestimmten Anregungsenergien und damit die große Differenz zu den Anregungsenergien aus SMM erklärt werden. Die Summe der von SMM und Kaskade vorausgesagten Multiplizitäten beschreibt die Daten über weite Stoßparameterbereiche sehr gut. Die Summe der kinetischen Energieanteile aus SMM und Kaskade führen aber aufgrund der völlig überhöhten Kaskadeenergien zu großen Differenzen vor allem bei kleinen Stoßparametern.

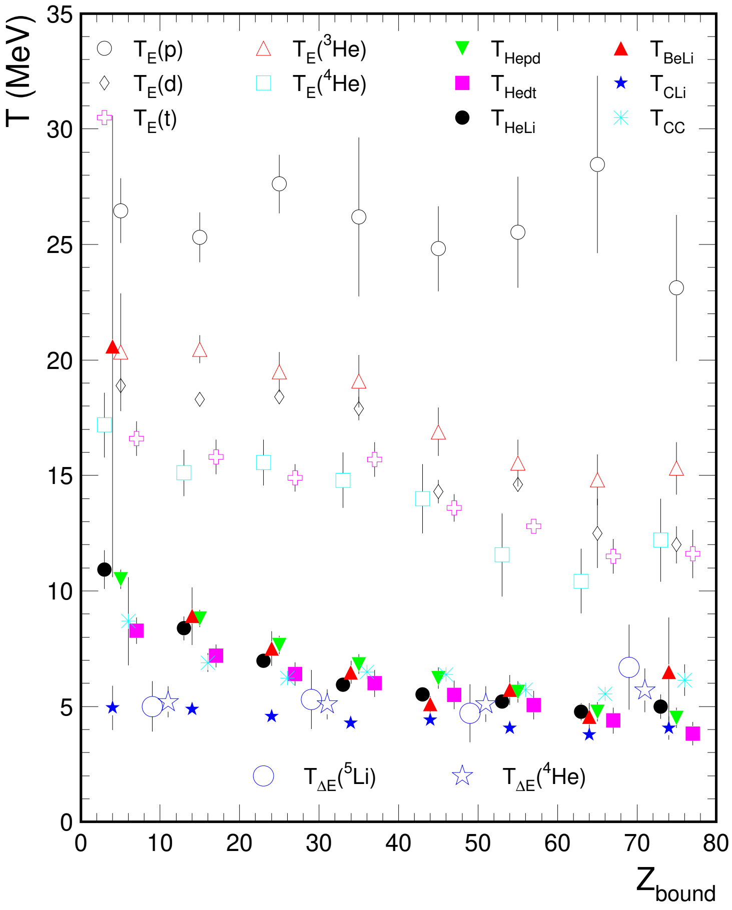

Abbildung 57: Vergleich der Spektatortemperaturen aus Isotopenthermometern, Energiespektren und Zustandsthermometern in der Reaktion Au+Au bei E/A = 600 und 1000 MeV als Funktion von Z_{bound}. Die Temperaturen der Zustandsthermometer wurden aus [Fri97] entnommen.

6.2 Vergleich der Thermometer

Vergleicht man die Ergebnisse der verschiedenen Temperaturmessungen, so zeigen sich systematische Unterschiede für die chemischen Temperaturen, die kinetischen Temperaturen und die Temperaturen aus Zustandsthermometern.
In Abbildung 57 sind die mit den verschiedenen Methoden extrahierten Temperaturen des Targetspektators aus der Reaktion Au+Au bei E/A = 600 und 1000 MeV als Funktion

von Z_{bound} dargestellt. Wie Untersuchungen von Fritz [Fri97] zeigen, bleiben die Temperaturen der Zustandsthermometer unabhängig von der Anregungsenergie konstant bei etwa 5 MeV. Die chemischen Temperaturen steigen dagegen bis auf die Werte der Thermometer, die das Isotopenpaar $^{11}C/^{12}C$ beinhalten, zu kleineren Z_{bound}-Werten hin von 4.5±1 MeV auf etwa 10±2 MeV an. Die unterschiedliche Sensitivität der Isotopenthermometer, und insbesondere die geringe Sensitivität der Kohlenstoffthermometer kann auf den starken Einfluß sequentieller Zerfälle, und dabei vor allem auf den Einfluß von Kontinuumszuständen, die bei der hier verwendeten QSM-Korrektur nicht berücksichtigt wurden, zurückgeführt werden [Xi98b].
Der Unterschied der chemischen Temperaturen und der Temperaturen aus Zustandsthermometern wurde bereits von Serfling et al. [Ser97, Ser98] diskutiert. Unter der Annahme, daß die chemischen Zusammensetzung der Isotope zeitlich früher festgelegt wird als die Besetzung der Isotopenzustände, kann diese Temperaturdifferenz durch adiabatische Expansion der Kernmaterie erklärt werden.
Vergleicht man die chemischen Temperaturen mit den kinetischen Temperaturen der gleichen stabilen Isotope, so liegen die kinetischen Temperaturen systematisch etwa 8-10 MeV über den chemischen Temperaturen. Die Temperaturparameter der Isotope d bis ^{4}He steigen von etwa 12±2 MeV bei peripheren Reaktionen zu kleineren Z_{bound}-Werten hin auf etwa 18±2 MeV an. Auch der Mittelwert der aus den Energiespektren der Isotope d bis ^{10}Be extrahierten kinetischen Temperaturen liegt im Z_{bound}-Bereich 20-60 (Plateaubereich der kalorischen Kurve) bei etwa 17±3 MeV, während die Werte des Isotopenthermometers T_{HeLi} bei etwa 7±1 MeV liegen. Die Temperaturparameter der Protonen liegen deutlich höher und zeigen über den gesamten Z_{bound}-Bereich einen konstanten Wert von etwa 26±3 MeV.
Durch Kaskaderechnungen konnte gezeigt werden, daß ein großer Teil der Protonen nicht aus der Spektatorquelle stammt, sondern zu einem früheren Zeitpunkt aus der noch nicht äquilibrierten aber heißeren Quelle bzw. aus der heißen Reaktionszone emittiert wurde. Betrachtet man die kinetischen Temperaturen separat, so kann das konsistente Verhalten der verschiedenen Isotope als Indiz für eine thermisch äquilibrierten Quelle gesehen werden. Übrig bleibt die Frage, warum sich die kinetischen Temperaturen quantitativ so stark von den chemischen Temperaturen unterscheiden, die sich im Modell (SMM) gut durch die Fragmentation einer äquilibrierten Quelle beschreiben lassen, während beide

Temperaturen bei einer Variation der Anregungsenergie qualitativ ein ähnliches Verhalten zeigen.

6.2.1 Die kinetischen Temperaturen und das Goldhaber-Modell

Die hohen kinetischen Teilchenenergien bei schnellen Fragmentationsprozessen wurden schon vor vielen Jahren von Goldhaber [Gol74] mit den Einflüssen der Fermiimpulse der Nukleonen vor dem Aufbruch in Verbindung gebracht.
In dem von Goldhaber aufgestellten statistischen Modell wird die Fragmentation kalter Kernmaterie unter Beachtung der Fermibewegung beschrieben. Dabei wird angenommen, daß ein Kern aus A Nukleonen besteht, die sich mit Impulsen $\vec{P}_i$ bewegen. Unter der Annahme statistisch unabhängiger Impulsvektoren $\vec{P}_i$ gilt die Randbedingung, daß sich die Summe der Impulse aller A Nukleonen zu 0 addieren. Greift man nun F Nukleonen zufällig aus den A Nukleonen heraus und betrachtet die F Nukleonen als Fragment, so folgt für die Breite einer kartesischen Komponente der Impulsverteilung des Fragmentes mit F Nukleonen :

$$\sigma(P_{x,y,z}, F) = \sigma_0 \cdot \sqrt{\frac{F \cdot (A-F)}{(A-1)}} \tag{25}$$

Hierbei ist σ_0 der rms-Wert der Impulsverteilung der Nukleonen.
Legt man eine Fermiverteilung der Einzelimpulse zugrunde, so ist σ_0 bei einer Temperatur T=0 nach der Beziehung $\sigma_0 = P_F/\sqrt{5}$ mit dem Fermiimpuls verknüpft. Da die analytische Form von Gleichung 25 identisch mit einer thermischen Verteilung ist, kann σ_0 anstelle des Fermiimpulses auch mit einer Temperatur verknüpft werden:

$$T_F = {\sigma_0}^2/m_N \tag{26}$$

Der Fermiimpuls wurde aus quasielastischer Elektronenstreuung bestimmt und beträgt für Gold 265±5 MeV/c [Mon71], was zu einem σ_0 von 119±3 MeV/c führt. Im Goldhaber-Modell ergibt sich somit für die Fragmente eines kalten Goldkern (T=0) ein Temperaturparameter von 15±1 MeV, der im Rahmen der Fehler sehr gut mit dem in dieser Arbeit bestimmten Mittelwert von 17±3 MeV übereinstimmt.
Dieses Modell wurde von Bauer erweitert [Bau95], indem er Goldhabers Idee für den

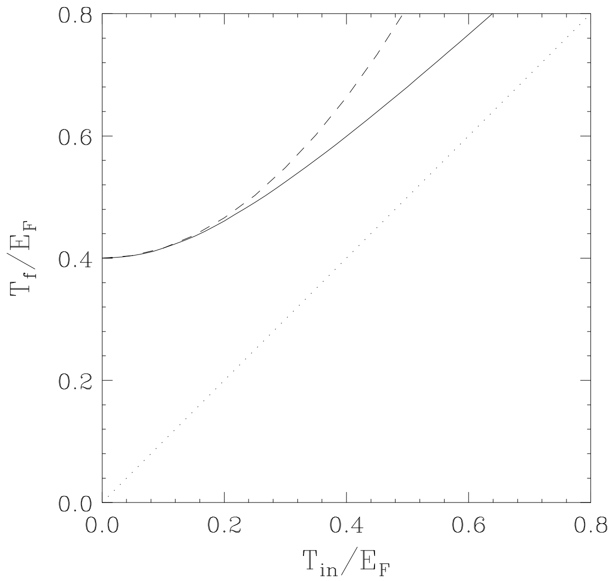

Abbildung 58: Temperaturen T_f der Energiespektren (in Einheiten der Fermienergie) als Funktion der Temperatur T_{in} eines Fermigases. Die durchgezogene und die gestrichelte Linie zeigen numerisch bzw. analytisch genäherte Lösungen der von Bauer aufgestellten Gleichungen [Bau95].

Fall endlicher Temperaturen behandelte. Dies führte zu einer numerisch lösbaren Beziehung zwischen der Temperatur eines Fermigases und der scheinbaren Temperatur der kinetischen Energiespektren. Abbildung 58 zeigt den von Bauer aufgestellten Zusammenhang zwischen den Temperaturparametern der kinetischen Energiespektren und der Temperatur eines Fermigases. Zur Benutzung der gezeigten Vorschrift müssen sowohl die Temperatur, als auch die Dichte des Systems zum Zeitpunkt der Fragmentation festgelegt werden.

Die gemessenen kinetischen Temperaturen der Isotope d, t, ^{3}He und ^{4}He, die chemische Temperatur T_{HeLi} und die nach Bauers Vorschrift mit den T_{HeLi}-Werten als Fermigastemperaturen T_{in} errechneten kinetischen Temperaturen T_f sind in Abbildung 59 als Funktion von Z_{bound} dargestellt. Die Temperaturen wurden bei einer Dichte von $\rho = 0.5 \cdot \rho_0$ berechnet und sind als verbundene Punkte dargestellt. Sie liegen zwischen 11 und 17 MeV und stimmen sowohl quantitativ, als auch qualitativ gut mit den gemessenen kinetischen Temperaturen überein.

Die berechneten Temperaturen hängen allerdings von der gewählten Dichte ab, die in der

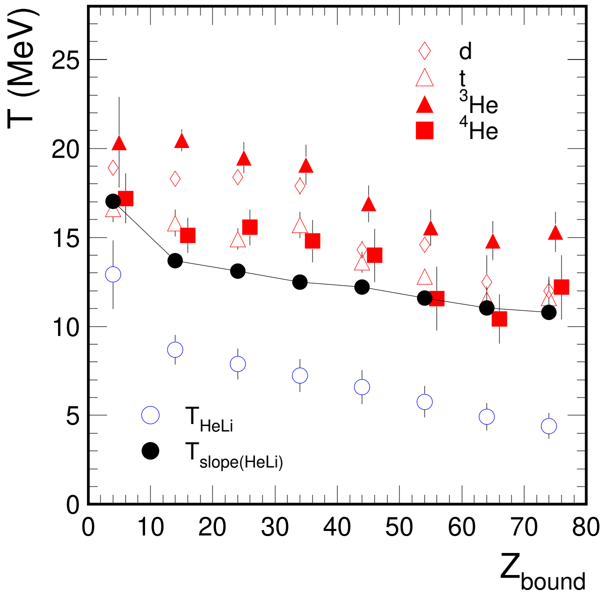

Abbildung 59: Kinetische Temperaturen leichter geladener Teilchen der Massen 2≤A≤ 4 (Quadrate, Dreiecke und Rauten) und Isotopentemperatur T_{HeLi} (Kreise) als Funktion von Z_{bound}. Die verbundenen Punkte zeigen die nach Bauer [Bau95] berechneten kinetischen Temperaturen bei der schnellen Fragmentation eines Fermigases der Temperatur T_{HeLi}.

Regel in Multifragmentationsprozessen niedriger angenommen wird. Niedrigere Dichten bewirken eine Reduktion der Fermibewegung der Nukleonen und führen zu einer Verringerung der Temperatur. Es ist aber nicht klar, welche Dichte gewählt werden soll. So werden nach Voraussagen von NMD-Rechnungen (Nukleare Molekulardynamik) [Bar96] und QMD-Rechnungen (Quanten-Molekulardynamik) [Gos97] die Fragmente schon in einer frühen Phase der Kernreaktion bei höheren Dichten gebildet. Außerdem konnten mit dem QMD-Modell, das die Fermibewegung der Nukleon explizit berücksichtigt, die gemessenen Energiespektren reproduziert werden [Gos97]. Die in diesen Modellen vorausgesagte Zeit zur Bildung von Fragmenten paßt mit etwa 40 fm/c zwar gut in das Bild eines schnellen Fragmentationsprozesses, scheint aber zu gering zu sein um ein Äquilibrieren der kinetischen Freiheitsgrade zuzulassen.

Es verbleibt die Frage, warum mit statistischen Fragmentationsmodellen, in denen alle Freiheitsgrade als äquilibriert angenommen werden, die Partitionierung des Spektatorzerfalls beschrieben werden kann, obwohl die kinetischen Größen nicht reproduziert werden.

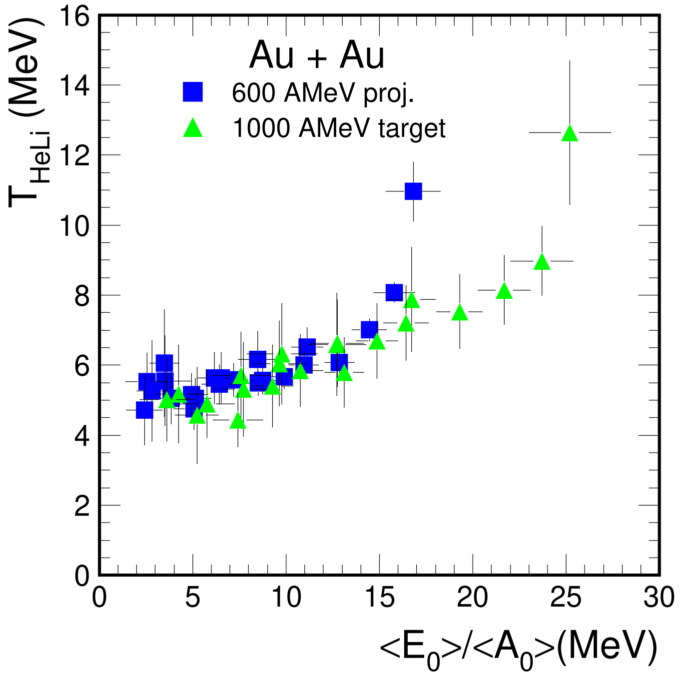

Abbildung 60: Kalorische Kurven der Spektatoren für die Reaktionen Au+Au bei E/A = 600 und 1000 MeV.

6.3 Die kalorische Kurve von Atomkernen

Betrachtet man die Isotopentemperatur T_{Heli} als Funktion der durch Kalorimetrie ermittelten Anregungsenergie, so setzt sich die bei Z_{bound} beobachtete Universalität bei unterschiedlichen Einschußenergien nicht fort, da die Anregungsenergien der Spektatoren nach Groß [Gro97] von der Einschußenergie abhängen. In Abbildung 60 sind die nach Z_{bound} und Z_{max} eingeteilten Werte von T_{HeLi} für die Projektilfragmente bei E/A = 600 MeV und die Targetfragmente bei E/A = 1000 MeV als Funktion der Anregungsenergie dargestellt. Die kalorischen Kurven beider Systeme zeigen qualitativ den gleichen Verlauf. Einem breiten Plateaubereich mit Temperaturwerten von etwa 5-7 MeV folgt ein sprungartiger Temperaturanstieg auf Werte von etwa 11-13 MeV. Allerdings ist die Anregungsenergieachse bei E/A = 1000 MeV gegenüber der bei E/A = 600 MeV um etwa 40% gedehnt, was zu einen breiteren Plateau und zu einem um etwa 10 MeV verschobenen Temperaturanstieg führt.

Die Einschußenergieabhängigkeit der Anregungsenergien beruht zum größten Teil auf den Beiträgen der Neutronen und H-Isotope. Sie kann mit Hilfe von Kaskaderechnungen auf eine mit der Einschußenergie zunehmende Vorgleichgewichtskomponente zurückgeführt werden. Die Anregungsenergien der Projektilspektatoren bei E/A = 600 MeV, die von Pochodzalla et al. [Poc95] als Energieachse der kalorischen Kurve veröffentlicht wurden, sind im Vergleich zu den Anregungsenergien bei höheren Einschußenergien nur wenig beeinflußt, beinhalten aber auch geringe Beiträge einer Vorgleichgewichtskomponente. Diese Werte liegen dennoch etwa 30% über den von SMM vorrausgesagten Anregungsenergien, was nicht ausschhließlich durch die Beiträge einer Vorgleichgewichtskomponente erklärt werden kann. Obwohl SMM die Partitionierung des Systems für Fragmente mit Z≥2 gut beschreibt, was sich in der guten Übereinstimmung verschiedener Ladungskorrelationen und auch der chemischen Temperatur T_{HeLi} mit Z_{bound} zeigt, werden kinematische Observablen, wie die kinetische Energie der Fragmente und die Anregungsenergien nicht reproduziert.
Die Differenz der kinetischen Energien kann möglicherweise, wie schon die Differenz der kinetischen und chemischen Temperaturen, nach Goldhaber [Gol74] durch die fermionische Natur der Nukleonen und der damit verbundenen Beiträge der Fermiimpulse bzw. Energien, die bei der Fragmentbildung konserviert werden, beschrieben werden. Danach beinhalten die experimentell bestimmten Anregungsenergien neben einer Vorgleichgewichtskomponente auch einen Beitrag, der von der Fermibewegung der Nukleonen herrührt. Beide Anteile haben ihren Ursprung im speziellen Reaktionsablauf und sind nicht eigentlicher Bestandteil der Anregungsenergien eines äquilibrierten Systems. Es stellt sich nun die Frage welche Anregungsenergieachse zur Darstellung der kalorischen Kurve geeignet ist.
Da in SMM alle Freiheitsgrade, auch die kinetischen und inneren Freiheitsgrade der Fragmente nach der eigentlichen Fragmentbildung äquilibriert sind, scheinen die von SMM vorausgesagten Anregungsenergien, die frei von Vorgleichgewichtsbeiträgen und von Beiträgen der Fermienergien sind, zur Darstellung einer universellen kalorischen Kurve für Kerne die geeignetste Energieachse zu bilden. In Abbildung 61 sind die chemischen Temperaturen T_{HeLi} des Projektil- und Targetspektators bei E/A = 600 und 1000 MeV als Funktion der SMM-Anregungsenergien dargestellt. Die Temperaturwerte der Projektil- und Targetspektatoren aus Au+Au-Reaktionen bei unterschiedlichen Einschußenergien

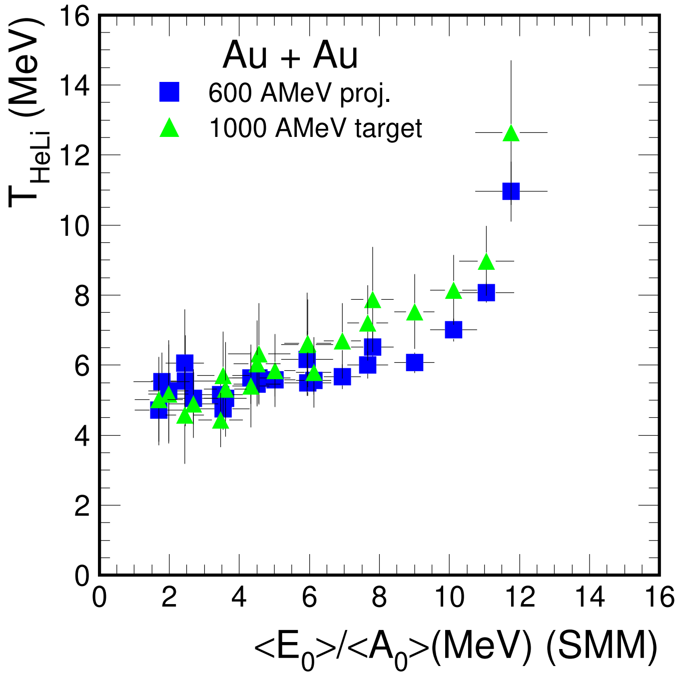

Abbildung 61: Kalorische Kurve der Spektatoren für das System Au+Au. Chemische Temperatur T_{HeLi} des Projektilspektators bei E/A = 600 MeV und des Targetspektators bei E/A = 1000 MeV als Funktion der von SMM vorhergesagten Anregungsenergie pro Nukleon.

stimmen im Rahmen der Fehler gut überein. Im Vergleich zu der veröffentlichten kalorischen Kurve gibt es allerdings einige Unterschiede, die neben der um etwa 20 % komprimierten Energieachse auch auf veränderten Temperaturwerten beruhen. Eine detailliertere Behandlung des Untergrundes führte bei den Daten des Projektilaufbruchs bei E/A = 600 MeV zu einer Erhöhung der meisten Temperaturwerte um etwa 10-20 %. Die neue kalorische Kurve zeigt ein breites Plateau von etwa 2-9 MeV/A. Hier steigen die Temperaturen langsam von etwa 5 MeV auf etwa 7 MeV an. Die dem System zugeführte Energie wird für den Aufbruch von internuklearen Bindungen aufgewendet, was zu einer Erhöhung der Zahl der Fragmente führt. In diesem Bereich wird auch das Maximum der Fragmentmultiplizität M_{imf} erreicht. Bei etwa 9 MeV Anregungsenergie ist schließlich der Punkt erreicht, an dem sich das System in seine Konstituenten zerlegt hat und in die Gasphase übergegangen ist. Im Anregungsenergiebereich über 9 MeV steigen die Temperaturen sprunghaft auf Werte über 11 MeV an. Eine weitere Fragmentation des Systems ist nur unter hohem Energieaufwand möglich, da es in Form leichter Fragmente mit hoher Bindungsenergie, z.B. α-Teilchen oder einzelnen Nukleonen, die nicht weiter fragmentiert werden, vorliegt. Da diese Fragmente und Nukleonen weit über den ursprünglichen Potentialtopf angeregt wurden, spüren sie diesen und auch die anderen Teilchen nur wenig. Weiterhin hat aufgrund der hohen Temperatur die thermische Wellenlänge soweit abgenommen, daß dieses Gemisch aus leichten Fragmenten und Nukleonen als klassisches ideales Gas behandelt werden kann. Im Unterschied zum Fermigas, dessen Temperatur mit $E^*=a \cdot T^2$ ansteigt, liegt beim klassischen idealen Gas ein linearer Anstieg mit $E^*=3/2 \cdot kT$ vor. Für den Idealfall unendlicher symmetrischer Kernmaterie (N=Z) bei festem äußeren Druck findet der Übergang zwischen flüssiger und gasförmiger Phase bei einer scharf definierten Temperatur statt. Für die kalorische Kurve ergibt sich in diesem Fall ein flaches Plateau. In endlichen dynamischen Systemem ohne äußerem Druck wird der Phasenübergang in einem endlichen Temperaturbereich erwartet, was zu einer weniger ausgeprägten Form der Kurve führt.

Alle diese Signaturen, die bereits von statistischen Fragmentationsmodellen vorhergesagt wurden [Bon85a, Gro90], finden sich auch in der kalorischen Kurve für Kerne wieder und legen den experimentellen Befund eines Flüssig-Gas-Phasenübergangs nahe.

7 Zusammenfassung

Zur Überprüfung der kalorischen Kurve und ihrer physikalischen Interpretation wurden chemische und kinetische Temperaturen für den Spektatorzerfall in der Reaktion Au+Au bei 1000 A·MeV bestimmt. Für eine systematische Untersuchung der chemischen Temperaturen wurden darüberhinaus auch die Isotopenverteilungen des Projektilaufbruchs in den Reaktionen Au+Au, Cu, Al, C bei 600 A·MeV, und die der Reaktionszone für Au+Au bei Einschußenergien zwischen 50 und 200 A·MeV analysiert.
Das Maß, in dem unterschiedliche Isotopentemperaturen auf eine Veränderung der Anregungsenergie reagieren, ist für den Spektatorzerfall und für die Reaktionszone bei zentralen Stößen sehr ähnlich. Daraus folgt, daß die beim Spektatorzerfall veränderliche Systemgröße eine untergeordnete Rolle spielt. Neben den Thermometern, in die das ^{3}He/^{4}He-Verhältnis eingeht, zeigen auch T_{BeLi} und T_{HeLiBe} einen deutlichen Temperaturanstieg mit steigender Anregungsenergie. Diese Thermometer scheinen für die Bestimmung chemischer Temperaturen geeignet zu sein, zumal sie der beim ^{3}He/^{4}He-Verhältnis diskutierten Emissionszeitfolge weniger stark unterliegen. Dagegen sind die Thermometer, die auf dem ^{11}C/^{12}C-Verhältnis basieren, nur wenig empfindlich auf eine Variation der Anregungsenergie. Dies wird auf den starken Einfluß sequentieller Zerfälle zurückgeführt. Ein wichtiges Ergebnis der Untersuchung ist die Unabhängigkeit der Isotopentemperaturen als Funktion von Z_{bound} bei verschiedenen Einschußenergien und unterschiedlichen Targets (Universalität).
Die Energiespektren der Targetfragmente haben die Form von Maxwell-Boltzmann-Verteilungen. Sie lassen sich gut mit der Annahme einer einzigen Quelle beschreiben. Lediglich die Energiespektren der Protonen und ^{4}He-Isotope zeigen eine zusätzliche kältere Verdampfungskomponente. Konsistent zu einer thermisch äquilibrierten Quelle sind die Temperaturparameter von der Fragmentmasse unabhängig. Sie steigen zu höheren Anregungsenergien hin an. Nur die Temperaturparameter der Protonen liegen deutlich höher und bleiben über den gesamten Bereich der Anregungsenergie fast konstant. Bei der Bestimmung der Temperaturparameter wurden die Einflüsse der Coulombenergie und der Quellbewegung berücksichtigt. Sie wurden mit Modellrechnungen abgeschätzt.
Das statistische Multifragmentationsmodell SMM kann die Partitionierung des Systems für Fragmente mit der Ladungszahl Z$\geq$2, folglich auch die Isotopentemperatur T_{HeLi}, gut reproduzieren. Allerdings liegen die Anregungsenergien des Modells deutlich unter den

durch Kalorimetrie bestimmten experimentellen Werten. Ursache ist eine systematische Unterschätzung der kinetischen Energien einerseits, der Neutronen- und Wasserstoffmultiplizitäten andererseits. Mit Kaskaderechnungen kann diese Diskrepanz einer Vorgleichgewichtskomponente zugeschrieben werden, die mit der Einschußenergie anwächst. Sowohl die experimentell beobachtete Zunahme der Anregungsenergie bei wachsender Einschußenergie, als auch die hohen Temperaturparameter der Protonen erklären sich aus der Existenz dieser Komponente.

Die beobachtete Differenz zwischen kinetischen und chemischen Temperaturen findet im Goldhaber-Modell eine natürliche Ursache, die auf der fermionischen Natur der Nukleonen fußt: Bei der Fragmentation bleiben die Beiträge der Fermiimpulse zur kinetischen Energie erhalten und werden direkt auf die Fragmente übertragen. Die Konservierung der Fermiimpulse deutet an, daß die Spektatorfragmentation ein schneller Prozess ist. Die Zeit reicht nicht aus die kinetischen Freiheitsgrade nach der Fragmentbildung zu äquilibrieren. Die gute Übereinstimmung der chemischen und kinetischen Temperaturen nach Berücksichtigung der Fermiimpulse weist auf ein gleichzeitiges Ausfrieren kinetischer und chemischer Freiheitsgrade hin. Im Gegensatz dazu kann man annehmen, daß die inneren Freiheitsgrade nach einer adiabatischen Expansion, also später festgelegt werden. Dies drückt sich in den konstant niedrigen Temperaturen der Zustandsthermometer aus. Auch die mit SMM vorhergesagten niedrigen Teilchenenergien und Anregungsenergien können durch die im Modell vernachlässigten Beiträge der Fermienergien erklärt werden. Es verbleibt jedoch die Frage, warum mit SMM, in dem alle Freiheitsgrade als äquilibriert angenommen werden, die Partitionierung des Spektatorzerfalls beschrieben werden kann, obwohl die kinetischen Größen nicht reproduziert werden.

Die in dieser Arbeit bestimmten Temperaturwerte bestätigen im wesentlichen die früheren T_{HeLi}-Werte der kalorischen Kurve. Bei der Anregungsenergieachse bleibt allerdings das Problem, daß zu den gemessenen Anregungsenergien sowohl die Vorgleichgewichtskomponente der Nukleonen, als auch die von der Fermibewegung dominierten Fragmentenergien beitragen. Beide Anteile haben ihren Ursprung im speziellen Reaktionsablauf und sind nicht eigentlicher Bestandteil der kinetischen Bewegung eines fragmentierten Systems im Gleichgewicht. Eine Möglichkeit zur Darstellung einer universellen kalorischen Kurve besteht in der Verwendung der von SMM vorhergesagten Anregungsenergien. Diese kalorische Kurve zeigt deutliche Signaturen eines Flüssig-Gas-Phasenübergangs.

Literatur

[Aic85] J. Aichelin, G. Bertsch
Phys. Rev. C **31**, 1730 (1985)

[Ala88] The ALADIN Collaboration
Proposal for a Forward Spectrometer at the 4π Detector
GSI-Report 88-08 (März 1988) ISSN 0171-4546, GSI-Nachrichten 02-89 (1988)

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

[Bar93] H.W. Barz, W. Bauer, J.P. Bondorf, A.S. Botvina, R. Donangelo, H. Schulz, and K. Sneppen
Nucl. Phys. A **561**, 466 (1993)

[Bar96] H.W. Barz et al.
Phys. Lett. B **382**, 343 (1996)

[Bau95] W. Bauer
Temperatures of fragment kinetic energy spectra
Phys. Rev. C **51**, 803 (1995)

[Bel94] M. Belkacem, V. Latora, and A. Bonasera
Dynamics of unstable matter
Phys. Lett. B **326**, 21 (1994)

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

[Ber84] G. Bertsch, H. Kruse, S. Das Gupta
Phys. Rev. C **29**, 673 (1984)

[Boa86] D.H. Boal and A.L. Goodman
Fragmentation in the mechanical instability region
Phys. Rev. C **33**, 1690 (1986)

[Boa90] D.H. Boal and J.N. Glosli
Fluctuation growth and spinodal decomposition in heavy ion reactions
Phys. Rev. C **42**, R502 (1990)

[Bon85] J.P. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei
Nucl. Phys. A **444**, 460 (1985)

[Bon85a] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei
Nucl. Phys. A **444**, 460 (1985)

[Bon94] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, I.N. Mishustin, S.R. Souza
Formation and Breakup of Extra-Large Composite System in Central Au+Au Collisions
Phys. Rev. Lett. **73**, 628 (1994)

[Bon95] J.P. Bondorf, A.S. Botvina, A.S. Iljinov, I.N. Mishustin, and K. Sneppen
Phys Rep. 257, 133 (1995)

[Bot92] A.S. Botvina and I.N. Mishustin
Phys. Lett. B **294**, 23 (1992)

[Bot95] A.S. Botvina, I.N. Mishustin, M. Begemann-Blaich, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, Th. Rubehn, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann, A. Wörner
Multifragmentation of spectators in heavy-ion reactions
Nucl. Phys. A **584**, 737 (1995)

[Cam94] X. Campi, H. Krivine and E. Plagnol
Size and excitation energy distributions of projectile spectators in ALADIN multifragmentation data
Phys. Rev. C **50**, R2680 (1994)

[Cam96] X. Campi, H. Krivine, and E. Plagnol
Remarks on determination of the nuclear caloric curve
Phys. Lett. B **385**, 1 (1996)

[Cav90] C. Cavata, M. Demoulins, J. Gosset, M.-C. Lemaire, D.L'Hôte, J. Poitou and O. Valette
Determination of the impact parameter in relativistic nucleus-nucleus collisions
Phys. Rev. C **42**, 1760 (1990)

[Cha88] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantities, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K.D. Hildenbrand
Systematics of complex fragment emission in niobium-induced reactions
Nucl. Phys. A **483**, 371 (1988)

[Des96] P. Désesquelles, J.P. Bondorf, I.N. Mishustin, and A.S. Botvina
Nucl. Phys. A **604**, 183 (1996)

[Ell94] J.B. Elliot, M.L. Gilkes, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E. Hjort, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.K. Srivastava, M.L. Tincknell, P.G. Warren
Extraction of critical exponents from very small percolation lattices
Phys. Rev. C **49**, 3185 (1994)

[Fab87] D. Fabris, K. Hagel, J.B. Natowitz, G. Nebbia, R. Wada et al.
α-Emission Temperatures, Coulomb Instabilities and Nuclear Cracking
Phys. Lett. B **196**, 429 (1987)

[Fis67] M.E. Fisher
The theory of condensation and the critical point
Physics **Vol.3 No.5**, 255 (1967)

[Fin82] J.E. Finn, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow
Nuclear fragment mass yield from high-energy proton-nucleus interactions
Phys. Rev. Lett. **49**, 1321 (1982)

[Fri90] W.A. Friedman
Rapid massive cluster formation
Phys. Rev. C **42**, 667 (1990)

[Fri97] S. Fritz
Bestimmung der Aufbruchtemperaturen und -radien aus Leichtteilchenkorrelationen in Au+Au Kollisionen bei 1 AGeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Gil94] M.L. Gilkes, S. Albergo, F. Bieser, F.P. Brady, Z. Caccia, D.A. Cebra, A.D. Chacon, J.L. Chance, Y. Choi, S. Costa, J.B. Elliott, J.A. Hauger, A.S. Hirsch, E.L. Hjort, A. Insolia, M. Justice, D. Keane, J.C. Kintner, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, U. Lynen, H.S. Matis, M. McMahan, C. McParland, W.F.J. Müller, D.L. Olson, M.D. Partlan, N.T. Porile, R. Potenza, G. Rai, J. Rasmussen, H.G. Ritter, J. Romanski, J.L. Romero, G.V. Russo, H. Sann, R. Scharenberg, A. Scott, Y. Shao, B.K. Srivastava, T.J.M. Symons, M. Tincknell, C. Tuve, S. Wang, P. Warren, H.H. Wieman, K. Wolf
The determination of critical exponenets from the multifragmentation of gold nuclei
Phys. Rev. Lett. **73**, 1590 (1994)

[Gle92] N.K. Glendenning
First-order transition with more than one conserved charge : Consequences for neutron stars
Phys. Rev. D **46**, 1274 (1992)

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

[Gon88] W.G. Gong, Y.D. Kim, G. Poggi, Z. Chen, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M.R. Maier, T. Murakami, M.B. Tsang, and H.M. Xu
Resolution tests of CsJ(Tl) scintillators read out by pin diodes
Nucl. Instr. Methods A **268**, 190 (1988)

[Gon90] W.G. Gong, N. Carlin, and C.K. Gelbke
Quality tests of CsJ(Tl) scintillators
Nucl. Instr. Methods A **287**, 639 (1990)

[Gos97] P.B. Gossiaux et al.
Nucl. Phys. A **619**, 379 (1997)

[Gro85] D.H.E. Gross, Xiao-ze Zhang
Fragmentation of big nuclei by protons at high energies - Monte Carlo sampling of

the open phase space
Phys. Lett. B **161**, 47 (1985)

[Gro90] D.H.E. Gross
Statistical decay of very hot nuclei - the production of large clusters
Rep. Prog. Phys. **53**, 605 (1990)

[Gro93] D.H.E. Gross
Multifragmentation link between fission and the liquid-gas phase-transition
Prog. Part. Nucl. Phys. **30**, 155 (1993)

[Gro97] C. Groß
Energie- und Massenbilanz der Multifragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Gul97] F. Gulminelli, D. Durand
Theoretical comparison of different thermometers for the determination of the nuclear caloric curve
Nucl. Phys. A **615**, 117 (1995)

[Hah88] D. Hahn and H. Stöcker
Multifragmentation and dissociation in heavy ion collisions
Phys. Rev. C **37**, 1048 (1988)

[Hah88a] D. Hahn and H. Stöcker
The quantum statistical model of fragment formation
Nucl. Phys. A **476**, 718 (1988)

[Hir84] A.S. Hirsch et al.
Phys. Rev. C **29**, 508 (1984)

[Hub91] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Fragmentation of gold projectiles: From evaporation to total disassembly
Z. Phys. **340**, 263 (1991)

[Hub92a] J.C. Hubele
Untersuchung der Multi-Fragment-Produktion in asymmetrischen Schwerionenreaktionen bei E/A=600MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1992)

[Hüf86] J. Hüfner and D. Mukhopadhyay
Fragmentation of Nuclei, Stones and Asteroids
Phys. Lett. B **173**, 373 (1986)

[Imr80] Y. Imry
Finite-size rounding of a first-order phase transition
Phys. Rev. B **21**, 2042 (1980)

[Jaq83] H. Jaqaman, A.Z. Mekjian, L. Zamik
Nuclear condensation
Phys. Rev. C **27**, 2782 (1983)

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

[Kol97] A. Kolomiets, V.M. Kolomietz, and S. Shlomo
Phys. Rev. C **55**, 1376 (1997)

[Kon94] J. Konopka, H. Graf, H. Stöcker and W. Greiner
Observable consequences of chemical equilibration in energetic heavy ion collisions
Phys. Rev. C **50**, 2085 (1994)

[Kre92] P. Kreutz
Ladungskorrelationen beim Aufbruch von Goldprojektilen in Reaktionen bei E/A = 600 MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1992)

[Kun90] G.J. Kunde
Korrelationen leichter Teilchen in der Reaktion 40Ar auf 197Au bei E/A = 200MeV
Diplomarbeit, Universität Heidelberg (1990)
GSI-Report August 1990, ISSN 0171-4546

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

[Kun95] G.J. Kunde, W.C. Hsi, W.D. Kunze, A. Schüttauf, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, W.G. Lynch, U. Lynen, M. Mang, T. Möhlenkamp, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, G.F. Peaslee, J. Pochodzalla, G. Raciti, T. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Fragment flow and the multifragmentation phase space
Phys. Rev. Lett. **74**, 38 (1995)

[Kun96] G.J. Kunde et al.
Multifragmentation Production in Reactions of ^{112}Sn+^{112}Sn *and* ^{114}Sn+^{114}Sn *at E/A = 40 MeV*
Phys. Rev. Lett. **77**, 14 (1996)

[Ku96] W.D. Kunze
Energie- und Targetabhängigkeit der Projektilfragmentation in asymmetrischen Schwerionenstößen
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1996)

[Lab90] P. Labastie and R.L. Whetten
Statistical thermodynamics of the cluster solid-liquid transition
Phys. Rev. Lett. **65**, 1567 (1990)

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

[Lev85] S. Levit and P. Bonche
Coulomb instability in hot compound nuclei approaching liquid-gas transition
Nucl. Phys. A **437**, 426 (1985)

[Lop84] J.A. Lopez and P.J. Siemens
Nuclear fragmentation
Nucl. Phys. A **431**, 728 (1984)

[Ma97] Y.-G. Ma, A. Siwek, J. Péter, F. Gulminelli, R. Dayras, L. Nalpas, B. Tamain, E. Vient, G. Auger, Ch.O. Bacri, J. Benlliure, E. Bisquer, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, J.L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, E. De Filippo, A. Demeyer, D. Doré, D. Durand, P. Ecomard, P. Eudes, E. Gerlic, D. Gourio, D. Guinet, R. Laforest, P. Lautesse, J.L. Laville, L. Lebreton, J.F. Lecolley, A. Le Fèvre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, J. Lukasik, N. Marie, V. Métivier, A. Quatizerga, M. Parlog, E. Plagnol, A. Rahmani, T. Reposeur, M.F. Rivet, E. Rosato, F. Saint-Laurent, M. Squalli, J.C. Steckmeyer, M. Stern, L. Tassan-Got, C. Volant, and J.P. Wieleczko
Phys. Lett. B **390**, 41 (1997)

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

[Mil91] U. Milkau
Emission mittelschwerer Fragmente in asymmetrischen Schwerionenstößen bei mittleren und relativistischen Einschußenergien
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Möh95] T. Möhlenkamp for the ALADIN/LAND-Collaboration
Isotope ratios of light fragments as thermometers in heavy ion reactions
Proceedings of the XXXIII international winter meeting on nuclear physics, Bormio (Italy) January 23-27, (1995)

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

[Mor96] L.G. Moretto, R. Ghetti, L. Phair, K. Tso, and G.J. Wozniak
Comment on probing the nuclear liquid–gas phase transition
Phys. Rev. Lett. **76**, 2822 (1996)

[Mon71] E.J. Monitz et al.
Nuclear Fermi Momenta from Quasielastic Electron Scattering
Phys. Rev. Lett. **26**, 448 (1971)

[Mül96] W.F.J. Müller
Determination of critical exponents in nuclear systems
GSI-Preprint-96-26 (1996)

[Mur89] T. Murakami, T.K. Nayak, W.G. Lynch, K. Swartz, Z. Chen, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, M.R. Maier, J.Pochodzalla, M.B. Tsang, H.M. Xu and F. Zhu
A position sensitiv high resolution hodoscope for particle unstable intermediate mass fragments
Nucl. Instr. Methods A **275**, 112 (1989)

[Nat95] J.B. Natowitz, K. Hagel, R. Wada, Z. Majka, P. Gonthier, L. Li, N. Mdeiwayeh, B. Xiao, Y. Zhao
Limiting Temperatures of Neutron Rich Nuclei; a possible interpretation of the ALADIN data
Comment on Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995)

[Nay89] T.K. Nayak, T. Murakami, W.G. Lynch, K. Swartz, D.J. Fields, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, J. Pochodzalla, M.B. Tsang, F. Zhu, and K. Kwiatkowski
Phys. Rev. Lett. **62**, 1021 (1989)

[Ock93] Burkhard Ocker
Kalibrierung der ALADiN Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Ock97] Burkhard Ocker
pp-Korrelationen in der Reaktion Au+Au bei Einschußenergien von 100, 150 und 200 AMeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Pan84] A.D. Panagiotou, M.W. Curtin, H. Toki, D.K. Scott, P.J. Siemens
Experimental evidence for a liquid gas phase transition in nuclear systems
Phys. Rev. Lett. **52**, 496 (1984)

[Pap94] G. Papp and W. Nörenberg
The path of hot nuclei towards multifragmentation
Proceedings of the International Workshop XXII on Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations, Hirschegg 1994, p. 87, GSI-Preprint 95-30, subm. to Heavy Ion Physics

[Pei91] G. Peilert, J. Randrup, H. Stöcker, and W. Greiner
Clustering in nuclear matter at subsaturation densities
Phys. Lett. B **260**, 271 (1991)

[Pin89] C.H. Pinkenburg
Entwicklung eines Hodoskops zur Messung von Kleinwinkelkorrelationen leichter Teilchen aus Schwerionenreaktionen
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1989)

[Poc85] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregóire, A. Kyanowski, W. Mittig, A. Péghaire, J. Pèter, F. Saint - Laurent, Y.P. Viyogi, B. Zwieglinski, G. Bizard, F. Lefèbvres, B. Tamain, and J. Quebert
Nuclear Temperatures and the Population of Particle-Unstable States of ^{6}Li *in* ^{40}Ar*-Induced Reactions on* ^{197}Au *at* $E/A = 60$ *MeV*
Phys. Rev. Lett. **55**, 177 (1985)

[Poc95] J. Pochodzalla, T. Möhlenkamp, T. Rubehn, A. Schüttauf, A. Wörner, E. Zude, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, C. Gross, H. Emling, A. Ferrero, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, B. Ocker, G. Raciti, H. Sann, C. Schwarz, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, A. Trzcinski, W. Trautmann, A. Tucholski, G. Verde, B. Zwieglinski
Probing the nuclear liquid-gas phase transition
Phys. Rev. Lett. **75**, 1040 (1995), GSI-Preprint GSI-95-13, Feb. 1995

[Pog95] G. Poggi for the FOPI-Collaboration
Evidence for collective expansion in light-particle emission following Au+Au collisions at 100, 150 and 250 AMeV
Nucl. Phys A 586, 755 (1995)

[Rab86] H.J. Rabe
Untersuchung peripherer Schwerionenreaktionen bei 84MeV/Nukleon
Doktorarbeit, Universität Heidelberg (1986)
GSI-Report 86/08

[Rei97] W.Reisdorf, D.Best, A.Gobbi, N.Herrmann, K.D.Hildenbrandt, B.Hong, S.C.Jeong, Y.Leifels, C.Pinkenburg, J.L.Ritman, D.Schüll, U.Sodan, K.Teh, G.S.Wang, J.P.Wessels, T.Wienold, J.P.Alard, V.Amouroux, Z.Basrak, N.Bastid, I.Belyaev, L.Berger, J.Biegansky, M.Bini, S.Boussange, A.Buta, R.Caplar, N.Cindro, J.P.Coffin, P.Chrochet, R.Dona, P.Dupieux, M.Dzelalija, J.Erö, M.Eskef, P.Fintz, Z.Fodor, L.Fraysse, A.Genoux-Lubain, G.Goebels, G.Guillaume, Y.Grigorian, E.Häfele, S.Hölbing, A.Houari, M.Ibnouzahir, M.Joriot, F.Jundt, J.Kecskemeti, M.Kirejczyk, P.Koncz, Y.Korchagin, M.Korolija, R.Kotte, C.Kuhn, D.Lambrecht, A.Lebedev, I.Legrand, C.Maazouzi, V.Manko, T.Matulewicz, P.R.Maurenzig, H.Merlitz, G.Mgebrishvili, J.Mösner, S.Mohren, D.Moisa, G.Montarou, I.Montbel, P.Morel, W.Neubert, A.Olmi, G.Pasquali, D.Pelte, M.Petrovici, G.Poggi, P.Pras, F.Rami, V.Ramillien, C.Roy, A.Sadchikov, Z.Seres, B.Sikora, V.Simion, K.Siwek-Wilczynska, V.Smolyankin, N.Taccetti, R.Tezkratt, L.Tizniti, M.Trazaska, M.A.Vasiliev, P.Wagner, K.Wisniewski, D.Wohlfarth and A.Zhilin
Central collisions of Au on Au at 150,250 and 400 AMeV
Nucl. Phys A **612**, 493 (1997)

[Sat89] L. Satpathy, M. Mishra, and R. Nayak
Nuclear liquid-gas phase transition with finite range force
Phys. Rev. C **39**, 162 (1989)

[Shi79] T. Shimoda, M.Ishihara, K. Nagatani, T.Nomura
Simple ΔE*-E Particte Idetification with a wide dynamic range*
Nucl. Instr. Methods **165**, 261 (1979)

[Sch78] W.U. Schröder, J.R, Birkelund, J.R. Huizenga, K.L. Wolf, V.E. Viola Jr.
Mechanisms of very heavy-ion collisions: The $^{209}Bi +^{136} Xe$ *reaction at* $E_{Lab} = 1130 MeV$
Phys. Rep. 45, 301 (1978)

[Schü91] A. Schüttauf
Entwicklung eines Lasersystems für die Flugzeitwand des ALADIN-Spektometers
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1991)

[Sch96] A. Schüttauf
Untersuchung der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1996)

[Sch96a] A. Schüttauf, W.D. Kunze, A. Wörner, M. Begemann-Blaich, T. Blaich, D.R. Bowman, R.J. Charity, A. Cosmo, A. Ferrero, C.K. Gelbke, C. Groß, W.C. Hsi, J. Hubele, G. Immé, I. Iori, P. Kempter, P. Kreutz, G.J. Kunde, V. Lindenstruth, M.A. Lisa, W.G. Lynch, U. Lynen, M. Mang, T. Möhlenkamp, A. Moroni, W.F.J. Müller, M. Neumann, B. Ocker, C.A. Ogilvie, G.F. Peaslee, J. Pochodzalla, G. Raciti, F. Rosenberger, T. Rubehn, H. Sann, W. Seidel, V. Serfling, L.G. Sobotka, J. Stroth, L. Stuttge, S. Tomasevic, W. Trautmann, A. Trzinski, M.B. Tsang, A. Tucholski, G. Verde, C.W. Williams, E. Zude, B. Zwieglinski
Universality of spectator fragmentation at relativistic bombarding energies
Nucl. Phys. A **607**, 457 (1996)

[Schw93] C. Schwarz, W.G. Gong, N. Carlin, C.K. Gelbke, J.D. Kim, W.G. Lynch, T. Murakami, G. Poggi, R.T. de Souza, M.B. Tsang, H.M. Xu, D.E. Fields, K. Kwiatkowski, V.E. Viola,Jr., S.J. Yennello
Emission temperatures from widely separated states in ^{14}N*- and* ^{129}Xe*-induced reactions*
Phys. Rev. C **48**, 676 (1993)

[Schw98] C. Schwarz
Persönliche Mitteilung (1998)

[Ser93] Volker Serfling
Mehrfachtreffer in der Flugzeitwand des ALADIN-spektrometers
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1993)

[Ser97] V. Serfling
Temperaturbestimmung in zentralen ^{197}Au + ^{197}Au *Reaktionen bei Energien zwischen 50 und 200 AMeV*
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1997)

[Ser98] V. Serfling , C. Schwarz , R. Bassini , M. Begemann-Blaich , S. Fritz , S. Gaff , C. Groß, G. Imme , I. Iori , U. Kleinevoß, G.J. Kunde , W.D. Kunze , U. Lynen , V. Maddalena , M. Mahi , T. Möhlenkamp , A. Moroni , W.F.J. Müller , C. Nociforo , B. Ocker , T. Odeh , F. Petruzzelli , J. Pochodzalla , G. Raciti , G. Riccobene , F.P. Romano , A. Saija , M. Schnittker , A. Schüttauf , W. Seidel , C. Sfienti , W. Trautmann , A. Trzcinski , G. Verde , A. Wörner , Hongfei Xi , B. Zwieglinski
Temperatures of Exploding Nuclei
Phys. Rev. Lett. **80**, 3928 (1998)

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

[Sie84] P.J. Siemens
Nuclear fog
Nucl. Phys. A **428**, 189c (1984)

[Süm90] K. Sümmerer, W. Brüchle, D.J. Morrissey, M. Schädel, B. Szweryn, Y. Weifan
Target fragmentation of Au and Th by 2.6 GeV protons
Phys. Rev. C **42**, 2546 (1990)

[Tam93] R. Tamagaki
Chapter I in
Progress of theoretical physics supplements No. 112, (1993)

[Ton83] V.D. Toneev and K.K. Gudima
Partice emission in light and heavy ion reactions
Nucl. Phys. A **400**, 173c (1983)

[Tro89] R. Trockel, K.D. Hildenbrand, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Wada, E. Eckert, P. Kreutz, A. Kühmichel, J. Pochodzalla, D. Pelte
Onset of multifragment emission in heavy-ion collisions
Phys. Rev. C **39**, 729 (1989)

[Tsa96] M.B. Tsang, F. Zhu, W.G. Lynch, A. Aranda, D.R. Bowman, R.T. de Souza, C.K. Gelbke, Y.D. Kim, L. Phair, S. Pratt, C. Williams, H.M. Xu, and W.A. Friedman
Cross comparison of nuclear temperatures determined from exited state populations and isotope yields
Phys. Rev. C **53**, 1057 (1996)

[Tsa97] M.B. Tsang, W.G. Lynch, H. Xi, and W.A. Friedman
Nuclear thermometers from isotope yield ratios
Phys. Rev. Lett. **78**, 3836 (1997)

[Wad97] R. Wada, R. Tezkratt, K. Hagel, F. Haddad, A. Kolomiets, Y. Lou, J. Li, M. Shimooka, S. Shlomo, D. Utley, B. Xiao, N. Mdeiwayeh, J.B. Natowitz, Z. Majka, J. Cibor, T. Kozik, and Z. Sosin
Phys. Rev. C **55**, 227 (1997)

[Wan94] Wang Neng-ping, Yang Shan-de, and Xu Gong-ou
The liquid-gas phase transition in finite nuclear matter with the Skyrme force
J. Phys. G **20**, 101 (1994)

[Wei35] C.F. von Weizsäcker
Z. Phys. **96**, 431 (1935)

[Wes76] G.D. Westfall, J. Gosset, P.J. Johansen, A.M. Poskanzer, W.G. Meyer, H.H. Gutbrod, A. Sandoval, R. Stock

Nuclear Fireball Model for Proton Inclusive Spectra from Relatistic Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **37**, 1202 (1976)

[Wör95] A. Wörner
Kritisches Verhalten in der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

[Xi96] H. Xi, W.G. Lynch, M.B. Tsang, W.A. Friedman
Secondary decays and the helium lithium isotope termometer
Phys. Rev C **54**, 2163 (1996)

[Xi98a] H. Xi, M.J. Huang, W.G. Lynch, S.J. Gaff, C.K. Gelbke, G.J. Kunde, L. Martin, C.P. Montoya, S. Pratt, M.B. Tsang, W.A. Friedman, P.M. Milazzo, M. Azzano, G.V. Margagliotti, R. Rui, G. Vannini, N. Colonna, L. Celano, G. Tagliente, M. D'Agostino, M. Bruno, M.L. Fiandri, F. Gramegna, A. Ferrero, I. Iori, A. Moroni, F. Petruzzelli, P.F. Mastuni
Examining the cooling of hot nuclei
Phys. Rev C **57**, 462 (1998)

[Xi98b] H. Xi, W.G. Lynch, M.B. Tsang, W.A. Friedman, D. Durand
Influence of secondary decay on isotoperatio temperature measurement
Phys. Lett. B **431**, (1998)

[Xi98c] H. Xi, G.J. Kunde, O.Bjarki, C.K. Gelbke, R.C. Lemmon, W.G. Lynch, D. Magestro, R. Popescu, R. Shomin, M.B. Tsang, A.M. Vandermolen, G.D. Westfall, G. Imme, V. Maddalena, C. Nociforo, G. Raciti, G. Riccobebe, F.P. Romano, A. Saija, C. Sfienti, S. Fritz, C. Groß, T. Odeh, C. Schwarz, A. Nadasen, D. Sisan, K.A.G. Rao
Dynamical emission and isotope thermometry
Phys. Rev C **58**, 2636 (1998)

[Zhe94] G.T. Zheng
Liquid-gas phase diagrams and Gibbs free energy per nucleon
Phys. Rev C **50**, 771 (1994)

[Zie77a] H.H. Andersen and J.F. Ziegler
Hydrogen Stopping Powers and Ranges in all Elements Vol. 3
Pergamon Press (1977)

[Zie77b] H.H. Andersen and J.F. Ziegler
Helium Stopping Powers and Ranges in all Elements Vol. 4
Pergamon Press (1977)

[Zud95] E. Zude
Masse und Anregungsenergie von Projektilrestkernen im System 600 AMeV Au+Au
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen danken, die direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben. Mein besonderer Dank gilt:

- Meinen Eltern, die mir das Studium ermöglicht haben.
- Meiner Frau und meiner Tochter Miriam für die stete Unterstützung und die vielen Aufmunterungen.
- Herrn Prof. Dr. U. Lynen für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe, die Themenstellung und die von ihm ermöglichten großzügigen Arbeitsmöglichkeiten an der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt.
- Herrn Dr. habil. W. Trautmann für die vielen Anregungen und Diskussionen und für sein beständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit.
- Herrn Dr. C. Schwarz für die vielfältige Unterstützung bei der Anfertigung dieser Arbeit.
- Meinen Kollegen in der Abteilung Kernphysik III an der GSI für die gute Zusammenarbeit.

  Dr. M. Begemann-Blaich, Dr. S. Fritz, Dr. D. Gourio, Dr. C. Groß, U. Kleinevoß, Dr. W.D. Kunze, J. Lühning, Dr. M. Mahi, Dr. T. Möhlenkamp, Dr. W.F.J. Müller, Dr. B. Ocker, Dr. habil. J. Pochodzalla, Dr. habil. H. Orth, M. Schnittker, Dr. A. Schüttauf, Dr. V. Serfling, K. Turzo, Dr. A. Wörner, Dr. H. Xi
- Allen externen Mitarbeitern am Experiment S117:

  R. Bassini, S. Gaff, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, V. Maddalena, A. Moroni, C. Nociforo, F. Petruzzelli, G. Raciti, G. Riccobene, F.P. Romano, A. Saija, W. Seidel, C. Sfienti, A. Trzcinski, G. Verde, B. Zwieglinski

Lebenslauf

Tariq Odeh

Geburtsdatum	31. Oktober 1966
Geburtsort	Erlenbach am Main
Familienstand	verheiratet
Staatsangehörigkeit	deutsch
Private Anschrift	Graf Adolf Str. 12 42119 Wuppertal

1972-1974	Grundschule in Ramallah, Jordanien
1974-1977	Grundschule Hahnerberg, Wuppertal
1977-1986	Wilhelm-Dörpfeld-Gymnasium, Wuppertal; Abschluß: Abitur
1986-1987	Wehrdienst
1987-1994	Studium der Physik an der Bergischen Universität Wuppertal; Abschluß: Diplom Diplomarbeit am Lehrstuhl für Hochenergieastrophysik, Wuppertal Thema: Unterdrückung zufälliger Myonen im HEGRA-Experiment, Roque de los Muchachos Observatorium, La Palma, Spanien
seit 1994	Promotions-Studium in Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt
seit 1994	Wissenschaftlicher Mitarbeiter der Gesellschaft für Schwerionenforschung mbH, Darmstadt