

**Bestimmung der Aufbruchtemperatur
hochangeregter Kerne aus Isotopenverhältnissen
leichter Fragmente**

DISSERTATION
zur Erlangung des akademischen Grades
Doctor rerum naturalium
(Dr. rer. nat.)

vorgelegt
der Fakultät Mathematik und Naturwissenschaften
der Technischen Universität Dresden

von
Dipl.-Phys. Theodor Möhlenkamp
geboren am 09.07.1963 in Sögel

Gutachter: Prof. Dr. H. Freiesleben
Prof. Dr. U. Lynen
Prof. Dr. E. Grosse
Eingereicht am: 04.04.1996
Tag der Verteidigung 10.07.1996

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Das Experiment	5
2.1	Das ALADIN-Spektrometer	5
2.2	Der TP – MUSIC III Detektor	9
2.2.1	Die Vieldrahtproportionalzähler	12
2.2.2	Das Schaltgitter	15
2.2.3	Die Sägezahnanoden	16
2.3	Kalibrierung der Proportionalzähler	18
2.3.1	Ladungskalibrierung	19
2.3.2	Kalibrierung der x-Koordinate	20
2.3.3	Kalibrierung der y-Koordinate mit den Sägezahnanoden	20
2.4	Die Rekonstruktion der Teilchenspuren	21
2.5	Impuls- und Massenbestimmung	24
2.6	Akzeptanz des Spektrometers	26
3	Eigenschaften der Projektilquelle	28
3.1	Charakterisierung der Ereignisse	28
3.2	Universalität der Ladungsverteilungen	29
3.3	Bestimmung der Anregungsenergie	30
4	Temperaturbestimmung aus Isotopenverhältnissen	33
4.1	Verschiedene Thermometer für Kerne	34
4.2	Das Fragment-Thermometer	35
4.3	Auswahl der Isotope	38
4.4	Kalibrierung der Temperaturskala	41
5	Ergebnisse der Temperaturmessung	51
5.1	Isotopenverhältnisse	51
5.2	Die kalorische Kurve von Atomkernen	55
6	Systematische Temperaturmessungen	60
6.1	Universalität von T_{HeLi} ?	60
6.2	Vergleich von T_{HeLi} und T_{BeLi}	63
7	Diskussion	66
8	Zusammenfassung	74

Abbildungsverzeichnis

1	Aufbau des ALADIN - Spektrometers	6
2	Aufbau der TP-MUSIC III	11
3	Querschnitt durch einen Proportionalzähler	13
4	Schaltplan des Pulsers	16
5	Schematischer Aufbau einer Anodenebene	17
6	Linearisierte Flash-ADC-Ausgangssignale	18
7	Linearisiertes Ladungsspektrum der Proportionalzähler	19
8	Effizienz in der Spurrekonstruktion	22
9	Ladungsspektrum eindeutig bestimmter Fragmentspuren	23
10	Magnetische Steifigkeit als Funktion der x-Position	24
11	Massenspektrum für die Reaktion Au + Au	25
12	Rapidityverteilung der He-Fragmente	26
13	Massenzahl $\langle A_0 \rangle$ und Anregungsenergie pro Nukleon	31
14	Massenspektren von He- und Li-Fragmenten	40
15	Einzelne Isotopenverhältnisse ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$	42
16	Isotopen-Temperatur berechnet aus QSM-Modell	43
17	${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis und $T_{\text{HeLi},0}$ berechnet mit GEMINI	44
18	$T_{\text{HeLi},0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Modelle	46
19	Quotient aus den internen Zustandssummen von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$	47
20	Einfluß der sequentiellen Zerfälle auf Fragmentverteilungen im QSM-Modell	48
21	$T_{\text{HHe},0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Modelle	49
22	$T_{\text{BeLi},0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Modelle	50
23	Massenspektren der Elemente He bis C	52
24	Kalorische Kurve von Kernen	56
25	Targetabhängigkeit von T_{HeLi} bei $E/A = 600$ MeV	61
26	Targetabhängigkeit von T_{HeLi} bei $E/A = 1000$ MeV	62
27	Vergleich von T_{HeLi}	63
28	Vergleich der Isotopen-Temperaturen $T_{\text{HeLi},0}$ und $T_{\text{BeLi},0}$	64
29	Mittlere Temperatur als Funktion der Anregungsenergie nach Bondorf	68
30	Summe aus thermischer und potentieller Energie eines expandierenden Fermi-Gases	71

1 Einleitung

Atomkerne im Grundzustand weisen Eigenschaften auf, wie sie uns von Flüssigkeiten vertraut sind: die Nukleonen sind dicht gepackt, ohne daß eine regelmäßige Ordnung wie in Festkörpern zu erkennen ist. In der Tat erlaubt das von C.F. von Weizsäcker vor mehr als sechs Jahrzehnten formulierte Modell [Wei35], welches Kerne als Flüssigkeitstropfen beschreibt, gute Vorhersagen zahlreicher kollektiver Eigenschaften von Atomkernen. In Anlehnung an flüssiges ${}^3\text{He}$ kann man Atomkerne bei niedrigen Anregungsenergien daher als Quantenflüssigkeiten bezeichnen.

Auf der anderen Seite beobachtet man in hochenergetischen Kern-Kernkollisionen oder nach kosmischen Katastrophen wie Supernova-Explosionen oder dem Big-Bang verdünnte Kernmaterie, welche sich wie ein Gas individueller Nukleonen - durchsetzt von geringen Beimischungen an leichten, komplexen Kernen wie He und Li - verhält. Da die Reichweitenabhängigkeit der Kernkräfte - wenn auch auf einer um fünf Größenordnungen reduzierten Längen- und Energieskala - der von Van der Waals-Kräften zwischen Molekülen ähnlich ist, liegt die Frage auf der Hand, ob bei einer schrittweisen Erhöhung der Anregungsenergie auch im Falle von Atomkernen Phänomene auftreten, welche auf einen Phasenübergang zwischen einer Flüssigkeit und Gas schließen lassen.

Der Flüssig-Gas-Phasenübergang in Kernmaterie [Lam78, Jaq83, Kap84, Goo84, Boa86, Sat89], wurde bereits vor mehr als zwei Jahrzehnten postuliert. Für den Fall ungeladener und „unendlich“ ausgedehnter Kernmaterie, wie sie in Neutronensternen existiert, werden Phasendiagramme vorhergesagt, welche einen kritischen Punkt bei einer Temperatur von etwa 16 MeV, einer Dichte entsprechend der halben Sättigungsdichte ($\rho_0=0.16 \text{ fm}^{-3}$), sowie einen Druck von ca. $0.3 \text{ MeV}/\text{fm}^3$ aufweisen. Die Neuartigkeit und die besondere Natur eines nuklearen Phasenübergangs folgt aus der Tatsache, daß - im Gegensatz zur elektromagnetischen Wechselwirkung, welche die intra-molekularen Kräfte hervorruft - hier die starke Wechselwirkung im Zusammenspiel mit der langreichweitigen Coulomb-Kraft zwischen den geladenen Kernbausteinen das Phasenverhalten bestimmt.

Besondere Relevanz gewinnt die Suche nach Signalen des Flüssig-Gas-Phasenübergangs allerdings dadurch, daß, obgleich erst bei deutlich höheren Anregungsenergien und Dichten, noch eine Reihe weiterer Phasenübergänge [Sie83] in hadronischer Materie für möglich gehalten werden. Die Suche nach dem Flüssig-Gas-Phasenübergang kann somit als Testfall angesehen werden, einen Phasenübergang in endlichen, transienten Systemen, wie sie uns in Kern-Kernreaktionen begegnen, zu identifizieren und zu charakterisieren.

Die Beobachtung eines Potenzgesetzes in den Produktionswirkungsquerschnitten von Fragmenten [Fin82] hat die Idee von einem Flüssig-Gas-Phasenübergang in Kernmate-

rie nicht nur erneut aufgeworfen, sondern sogar Spekulationen [Sie83, Pan84] genährt, es könnte ein Phasenübergang zweiter Ordnung am kritischen Punkt [Fis67] experimentell nachgewiesen werden. In den folgenden Jahren ist das Interesse an diesem Phänomen wieder abgeflaut, weil ein Potenzgesetz in der Fragmentgrößenverteilung nicht nur bei Kernen, sondern bei vielen anderen, auch makroskopischen, Körpern wie z.B. Kieselsteinen, Asteroiden und Meteoriten gefunden wurde, deren Entstehung nicht auf rein thermische Prozesse zurückgeführt werden kann. Dies ging einher mit einer entsprechenden Invarianz der theoretischen Modelle auf das Potenzgesetz und den damit verbundenen kritischen Exponenten (siehe z.B. [Chi83, Hüf86]). Seit kurzer Zeit ist erneut Interesse auf diesem Gebiet aufgekommen, gerade wegen der Ähnlichkeit von sehr verschiedenen Phänomenen [Bot94] und durch den Versuch, kritische Exponenten eines zerfallenden nuklearen Systems, die Aussagen über die Zugehörigkeit zu einer bestimmten Universalitätsklasse gestatten, aus Au + C Stößen bei 1 AGeV zu extrahieren [Gil94], bzw. aus Perkulationsrechnungen mit relativ kleinen Gittern zu bestimmen [Ell94]. Durch die Untersuchung des Aufbruchs der Goldkerne konnten kritische Exponenten, die den für einen Flüssig-Gas-Phasenübergang erwarteten Werten entsprachen, bestimmt werden. Es wurden allerdings keine Werte der kritischen Energie bzw. Temperatur angegeben. Eine vergleichbare Untersuchung wurde mit verschiedenen Kombinationen von Projektil und Target und mit höherer Statistik durchgeführt [Wör95]. In dieser ergaben sich Hinweise darauf, daß unter Berücksichtigung methodischer und systematischer Fehler kritische Exponenten von Kernmaterie mit Hilfe endlicher Kerne nicht bestimmt werden können. Es konnte jedoch die Lage des kritischen Punktes festgelegt werden.

Auf der Suche nach Hinweisen für einen nuklearen Phasenübergang stößt man immer auf drei Probleme, die in der Natur der Kerne liegen.

- (1) Atomkerne haben nur eine begrenzte Anzahl von Konstituenten. Molekulardynamische Berechnungen haben gezeigt, daß die durch die Teilchenzahl bedingten Effekte erst dann verschwinden, wenn diese einige tausend übersteigt [Tsa94]. In Systemen von der Größe eines Atomkerns wird nicht nur eine Verbreiterung des Phasenübergangs [Imr80, Lab90] und eine Reduktion der Übergangstemperatur [Jaq83, Lab90, Boa90, Wan94, Zhe94] erwartet, sondern die kritischen Exponenten können ebenfalls beeinträchtigt werden [Won90].
- (2) Kerne sind geladen. Die langreichweitige Coulomb-Abstoßung könnte Instabilitäten in diesem endlichen System verursachen [Lev85, Had94]. Dadurch kann die kritische Temperatur beträchtlich nach unten zu Werten von etwa 5 MeV verschoben werden [Gro93, Bon85, Sat89].

- (3) Kerne sind nach einem Anregungsprozeß instabile dynamische Systeme. Während ein Phasenübergang von kleinen Clustern (≈ 50 Konstituenten) im allgemeinen wohl definiert [Lab90, Che92, Hül94, Wal93] und nachweisbar [Hah88b, Blü88] ist, werden angeregte Kerne in hochenergetischen Kern-Kernstößen gebildet, wo kein externes Feld angelegt werden kann. Die dynamische Entwicklung des Systems könnte mögliche Anzeichen für einen Phasenübergang verdecken oder sogar zerstören.

Ein positiver und ermutigender Aspekt des Flüssig-Gas-Phasenübergangs in Kernmaterie ist die Tatsache, daß die Existenz der beiden Phasen als gesichert betrachtet werden kann. Offen ist nur die Frage, wie das System bei einer schrittweisen Erhöhung der Anregungsenergie von der flüssigen in die gasförmige Phase gelangt. Die zur Bestimmung einer nuklearen Zustandsgleichung benötigten Zustandsgrößen wie Druck, Temperatur und Volumen sind nämlich im Experiment nicht direkt zugänglich oder aus den oben genannten Gründen prinzipiell nicht meßbar. Versuche zur Bestimmung der Temperatur oder der Entropie des zerfallenden Systems sind aber in der Vergangenheit unternommen worden [Ber81, Dos88, Poc85]. Die Entropie wurde z. B. aus dem Verhältnis von Deuteronen zu Protonen, unter der Annahme eines chemischen Gleichgewichts bei der Bildung dieser Teilchen, abgeleitet. Zur Bestimmung der Temperatur wurde unter der Annahme eines thermischen Gleichgewichts die Steigung der abfallenden Flanke der Maxwell-Verteilung der kinetischen Energie der Fragmente benutzt. Die bei Anwendung dieser Methode erhaltenen Ergebnisse werden jedoch durch kollektive Bewegungen der Nukleonen im Kern stark beeinflußt, so daß i.a. systematisch zu große Werte beobachtet werden.

Eine von kollektiven Bewegungen (vermutlich) unbeeinflusste Methode zur Temperaturbestimmung ist die Untersuchung der relativen Besetzung angeregter Zustände eines Fragments [Poc85]. Dies setzt aber den Nachweis von Teilchenkoinzidenzen voraus. Eine unkompliziertere Technik beruht auf der Bestimmung der relativen Ausbeute von Isotopen [Alb85]. Hier geht man ähnlich wie bei der Entropiemessung von einem chemischen Gleichgewicht aus.

Die letztgenannte Methode zur Bestimmung der Temperatur soll in dieser Arbeit zur Anwendung kommen. Zu diesem Zweck wurde der Aufbruch hochangeregter Kernmaterie in mittelschwere Fragmente bei relativistischen Einschußenergien von $E/A = 600$ bis 1000 MeV untersucht. Als Projektil dienten Gold- und Urankerne, die auf unterschiedlich große Targetkerne von Be bis U geschossen wurden. Das ALADIN-Vorwärts-Spektrometer [Ala88] weist die beim Zerfall des Projektilrestkerns entstandenen Fragmente nahezu vollständig nach, während die aus der Überlappzone von Projektil- und Targetkern emittierten Teilchen kinematisch abgetrennt werden.

Wie man aus der Targetunabhängigkeit der Projektilfragmentation in diesen Reaktionen

schließen kann, hat das System jegliche Erinnerung an die Dynamik des Eingangskanals verloren [Hub91, Kre93]. Weiterhin ist bekannt, daß der radiale Fluß, der die Fragmentation beeinträchtigen kann, sehr klein ist [Lin93, Kun94]. Wenn man sich also für die thermischen Eigenschaften der Kernmaterie interessiert und kollektive Bewegungen weitgehend ausschließen will, bietet sich der Zerfall der Projektilrestkerne als geeignetes Untersuchungsobjekt an.

Die aus den Isotopenausbeuten abgeleiteten Temperaturen können zusammen mit den bereits unabhängig davon gemessenen Anregungsenergien [Zud95] in verschiedenen Ereignisklassen, d.h. für unterschiedliche Stoßparameter, bestimmt werden. Da die auf den Projektilrestkern übertragene Anregungsenergie mit kleiner werdendem Stoßparameter systematisch ansteigt, eröffnet sich damit die Möglichkeit, aus dem Temperatur-Energie-Diagramm (kalorische Kurve) neue Informationen über die Zustandsgleichung der Kernmaterie und den Flüssig-Gas-Phasenübergang zu gewinnen.

Die Arbeit ist folgendermaßen gegliedert: Im 2. Kapitel wird der experimentelle Aufbau ausführlich erklärt, da zur Bestimmung der Fragmentmassen alle Detektoren zum Einsatz kommen. Insbesondere wird die Funktion und Kalibrierung der Proportionalzähler, welche zum ersten Mal die Rekonstruktion der Spuren leichter Fragmente ermöglicht haben, beschrieben. Die Vor- und Nachteile der Projektilfragmentation und die Eigenschaften des Projektilrestkerns werden im 3. Kapitel erörtert. Im 4. Kapitel wird die hier angewandte Methode zur Temperaturmessung erklärt und durch einen Vergleich mit Modellvorhersagen eine Kalibrierung der Temperaturskala vorgenommen. Im anschließenden Kapitel 5 werden die Ergebnisse der Bestimmung von Isotopenausbeuten vorgestellt und die daraus berechnete Temperatur gegen die Anregungsenergie aufgetragen. Danach werden im 6. Kapitel systematische Untersuchungen mit verschiedenen Projektilen, Targetkernen und Einschußenergien dargelegt. Außerdem wird eine weitere Möglichkeit zur Bestimmung der Temperatur aus einer anderen Fragmentkombination vorgestellt. Ein erste - sicherlich noch nicht abschließende - Interpretation der gefundenen Ergebnisse wird im letzten Kapitel gegeben.

2 Das Experiment

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen wurden im Frühjahr 1993 mit dem ALADIN-Vorwärts-Spektrometer [Ala88] am Schwerionen-Synchrotron (SIS) der GSI durchgeführt. Es wurde der Aufbruch hochangeregter Kernmaterie in eine Vielzahl von Fragmenten in einem Magnetspektrometer in inverser Kinematik untersucht.

Als Projektil verwendet man dabei einen schweren Kern (Xe, Au, U) und schießt diesen mit relativistischer Energie ($\beta \approx 0.8$) auf unterschiedlich große Targetkerne von Be bis zu U. In diesem Energiebereich gilt für periphere Stöße das sogenannte Participant-Spectator-Modell [Wes76]: Nach der Reaktion hat man drei kinematisch gut separierte Quellen für Teilchenemission, die heiße Überlappzone (Participant) und die beiden Restkerne (Spectators) vom Target und vom Projektil. Das ALADIN-Spektrometer ist optimiert auf den Nachweis von Fragmenten, welche beim Aufbruch des Projektilrestkerns entstehen. Da sich der Projektil-Spectator fast mit Strahlgeschwindigkeit weiterbewegt, haben die Fragmente im Laborsystem schon bei ihrer Bildung einen hohen Anfangsimpuls, der vom gegenseitigen Relativimpuls überlagert wird. Dies hat den Vorteil, daß alle Teilchenenergien oberhalb der Detektorschwelle liegen, was zu einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit führt. Außerdem wird eine hohe Akzeptanz erreicht, da die Fragmente im Laborsystem in einen engen Kegel um die Strahlachse emittiert werden. Durch die gleichzeitige Bestimmung von Ladung, Impuls und Masse aller Fragmente können einzelne Ereignisse fast vollständig rekonstruiert werden. Eine Schwierigkeit dieser sogenannten inversen Kinematik ist, daß man eine sehr gute Orts- und Zeitauflösung benötigt, wenn man kinetische Größen ins Ruhesystem des Projektil-Spectators zurücktransformieren will. Außerdem führt die Fokussierung nach vorne zu einer hohen Teilchenspurdichte. Da Fragmente mit sehr unterschiedlicher Ladung auftreten, haben die Detektoren und die Ausleseelektronik einen sehr großen dynamischen Bereich abzudecken.

2.1 Das ALADIN-Spektrometer

Mit dem Magnetspektrometer ALADIN kann die Ladung, die Masse und der Impulsvektor aller Projektilfragmente mit $Z \geq 2$ bestimmt werden. Das Spektrometer besteht aus mehreren Detektorkomponenten; ein Querschnitt in horizontaler Richtung ist in Abbildung 1 dargestellt. Der Strahl kommt von links und durchquert zunächst die Strahlzähler, welche Zeitpunkt und Ort des Eintreffens eines Projektils messen. Danach trifft er auf das Target. Die Teilchen mittlerer Rapidität werden im Si-CsI-Hodoskop nachgewiesen. Der Dipolmagnet lenkt die Fragmente gemäß ihrer magnetischen Steifigkeit unterschiedlich stark horizontal ab. Dahinter befindet sich die Ionisationskammer TP-MUSIC III zur Be-

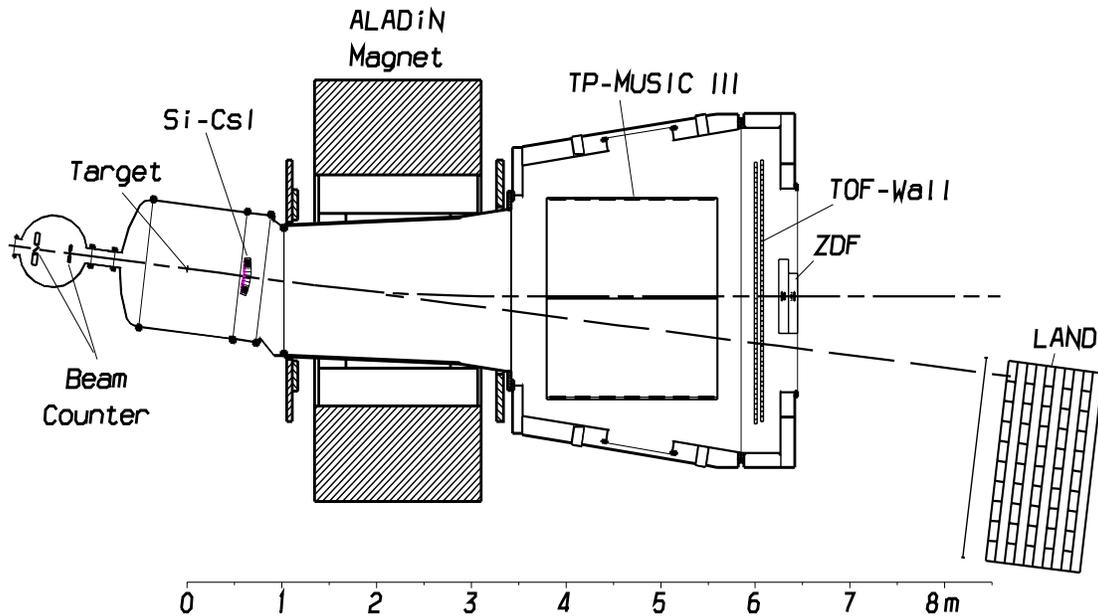


Abbildung 1: Aufbau des ALADIN - Spektrometers im Experiment S114. Der Strahl kommt von links, durchquert die Strahlzähler und trifft auf das Target. Die Fragmente werden im Dipolmagneten nach ihrer magnetischen Steifigkeit abgelenkt. Die Teilchenspuren werden in der TP-MUSIC III bestimmt. Die Flugzeit wird in der TOF-Wall gemessen. Das Si-CsI-Hodoskop weist die Teilchen mittlerer Rapidität nach. Die Neutronen werden mit dem Neutronendetektor LAND nachgewiesen.

stimmung von Ort und Ladung der Teilchen und zur Rekonstruktion des Winkels der Teilchenspuren. Die Fragmente treffen anschließend auf die Flugzeitwand, welche ebenfalls deren Ort und Ladung und zusätzlich das Stoppsignal für die Flugzeitmessung liefert. Der Neutronendetektor LAND steht hinter dem Spektrometer in der Verlängerung der ursprünglichen Strahlrichtung.

Der **Startzähler** [Kem93] diente zur Bestimmung des Zeitnullpunktes für die Flugzeitmessung und bestand aus einer $76 \mu\text{m}$ dicken Szintillatorfolie, die von zwei Photomultipliern ausgelesen wurde. Es wurde eine Zeitauflösung von 100 ps (FWHM) erreicht.

Der **Ortszähler** [Kem93] bestand aus einer $50 \mu\text{m}$ dicken Szintillatorfolie, die von vier Photomultipliern ausgelesen wurde. Aus den Signalamplituden wurde der Auftreffort des Strahlteilchens auf dem Target mit einer Auflösung von 2 mm (FWHM) bestimmt. Die Massenbelegung der beiden Strahlzähler entsprach weniger als 10% derjenigen des leichtesten Targets. Die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit liegt dabei zwischen 44% relativ zum Au-Target und 14% relativ zum C-Target. Wegen der geringen Akzeptanz für Fragmente, welche aus einer Wechselwirkung mit den Strahlzählern stammen, liefern diese Ereignisse nur einen kleinen Untergrund in der Triggerrate.

Target	${}^9_4\text{Be}$	${}^{12}_6\text{C}$	${}^{27}_{13}\text{Al}$	${}^{63}_{29}\text{Cu}$	${}^{115}_{49}\text{In}$	${}^{197}_{79}\text{Au}$	${}^{238}_{92}\text{U}$
$m \text{ [mg/cm}^2\text{]}$	187 ± 2	195 ± 8	392 ± 3	418 ± 2	800 ± 10	478 ± 9	483 ± 9
$\sigma_{geom} \text{ [b]}$	2.82	2.97	3.52	4.34	5.16	6.13	6.53
$P_{Reakt} \text{ [\%]}$	3.5	2.9	3.1	1.7	2.2	0.9	0.8

Tabelle 1: Die im Experiment verwendeten Targetkerne mit der jeweiligen Massenbelegung, dem nach $\sigma_{geom} = \pi \cdot (1.2 \text{ fm} \cdot (A_P^{1/3} + A_T^{1/3}))^2$ berechneten geometrischen Wirkungsquerschnitt bei Reaktionen mit dem Goldprojektil und der daraus folgenden Reaktionswahrscheinlichkeit P_{Reakt} .

Es wurden sieben verschiedene **Targets** (siehe Tabelle 1) verwendet. Die Wahl der Massenbelegung stellt einen Kompromiß zwischen einer genügend hohen Reaktionsrate und einer möglichst geringen Wahrscheinlichkeit für Sekundärreaktionen dar. Die Reaktionswahrscheinlichkeit lag zwischen 1% und 4%.

Hinter dem Target befindet sich im Winkelbereich von $5^\circ - 16^\circ$ ein **Si-CsI-Hodoskop**, um leichte Teilchen mittlerer Rapidität aus der heißen Überlappzone nachzuweisen. Das Hodoskop setzt sich aus 84 einzelnen ΔE -E-Teleskopen zusammen, welche jeweils aus einem $300 \mu\text{m}$ dicken Siliziumzähler und einem 60 mm dicken CsI-Kristall bestehen. H- und He-Fragmente werden im CsI-Kristall noch bis zu einer Energie von 150 AMeV gestoppt. Da in diesem Experiment mit Einschußenergien von 600 bis 1000 AMeV die meisten Fragmente mittlerer Rapidität aber eine größere Energie als 150 AMeV haben, konnte eine Ladungstrennung nur für $Z \leq 2$ erzielt werden. In die Analyse ging im wesentlichen die Zahl der Treffer ein.

Der **Dipolmagnet** des Spektrometers hat eine Apertur von $1.5 \times 0.5 \text{ m}^2$ und ein Biegevermögen von maximal 2.3 Tm . Dies wird mit einem maximalen Strom von 2500 A erreicht, wobei ein Feld von 1.6 T erzeugt wird. Die geladenen Teilchen werden entsprechend ihrer magnetischen Steifigkeit unterschiedlich stark abgelenkt. Der Magnetstrom wurde so gewählt, das der Primärstrahl um etwa 8° abgelenkt wurde und parallel zur Kathode der Ionisationskammer verlief. Aus dem Ort und dem Ablenkwinkel der Teilchen und der Feldstärke läßt sich die magnetische Steifigkeit \vec{R} der Fragmente bestimmen. Zusammen mit der unabhängig gemessenen Ladung Z ergibt sich daraus der Impuls \vec{p} . Die Länge der Teilchenspur vom Target bis zur Flugzeitwand ist ebenfalls durch Ort und Ablenkwinkel der Teilchen gegeben. Nach Messung der Flugzeit ergibt sich die Masse m des Fragments aus der Formel:

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

Hinter dem Magneten, und von diesem durch ein Druckfenster getrennt, befindet sich die Detektorkammer, welche die **Ionisationskammer** TP - MUSIC III (Time Projection Multiple Sampling Ionization Chamber) [Rub95] enthält. Der gesamte Bereich vor der Detektorkammer ist evakuiert, um Reaktionen, Kleinwinkelstreuung und Energieverlust der Fragmente zu vermeiden. Die Ionisationskammer wird mit einem Gasgemisch aus 90 % Argon und 10 % Methan unter Atmosphärendruck betrieben. Aus dem spezifischen Energieverlust wird die Ladung und aus der Driftzeit der Ort der Fragmente in der Biegeebene des Magneten bestimmt. Der Ort in der dazu senkrechten Raumrichtung und die Orts- und Ladungsinformation aller Fragmente mit $Z < 8$ werden durch zusätzlich eingebaute Vieldrahtproportionalzähler bestimmt.

Hinter der Ionisationskammer befindet sich in einem Abstand von 6 m vom Target die **Flugzeitwand** (TOF-Wall). Sie besteht aus zwei hintereinanderliegenden Ebenen mit jeweils 96 senkrecht verlaufenden Szintillatorstäben. Jeder Stab ist 1100 mm lang, 25 mm breit und 10 mm dick und wird an jedem Ende von einem Photomultiplier ausgelesen. Um Akzeptanzlücken zu vermeiden, sind vordere und hintere Ebene um eine halbe Stabbreite gegeneinander versetzt. Auf diese Weise erhält man in der Ablenkrichtung des Magneten (x-Richtung) eine Granularität von 12.5 mm. Vor jeder Ebene befindet sich zur Abschirmung von δ -Elektronen ein 0.5 mm starkes Messingblech. Zur Erhöhung der Hochspannungsfestigkeit, und um eine gleichbleibende Gasqualität in der Ionisationskammer zu gewährleisten, war die Flugzeitwand durch eine 0.1 mm dicke Folie aus Edelstahl von der übrigen Detektorkammer getrennt und wurde in einer Stickstoffatmosphäre unter Normaldruck betrieben. Von jedem Signal wird das Ladungsintegral mit einem QDC (charge to digital converter) und die Flugzeit mit einem CFD (constant fraction discriminator) und einem TDC (time to digital converter) bestimmt. Die Ladung der Fragmente wird aus dem geometrischen Mittel des oberen und unteren Ladungsintegrals und der Zeitinformation nach der ΔE -t-Methode bestimmt. Es konnte eine Einzelladungsauflösung für leichte Fragmente bis etwa $Z=10$ erreicht werden. Die senkrecht zur Ablenkrichtung des Magneten verlaufende y-Koordinate wird aus der Differenz des oberen und unteren Ladungsintegrals gewonnen, wobei eine Auflösung von $\Delta y \approx 5$ mm erreicht wird. Die Flugzeit wird aus dem Zeitmittelwert der beiden Signale gewonnen. Die Flugzeitauflösung beträgt etwa 250 ps (FWHM) für $Z=2$ und 150 ps (FWHM) für $Z \geq 10$. Aufbau und Kalibrierung der Flugzeitwand sind in den Arbeiten [Sch96, Wör95] genauer beschrieben.

Aus den beiden mittleren Stäben der vorderen und hinteren Flugzeitwand wurde ein 5 cm langes Stück in der Mitte herausgenommen und die beiden Enden wurden jeweils durch eine dünne, innen verspiegelte Mylarfolie optisch miteinander verbunden. Die nicht wechselwirkenden Strahlteilchen fliegen durch diese Folie auf den **Zentraldetektor der**

Flugzeitwand (ZDF) [Gro94], der aus einer 4 mm dicken Szintillatorplatte, die an allen vier Kanten von Photomultipliern ausgelesen wird, besteht. Die Ladungsinformation wird aus der Mittelung über die Amplitudensignale gewonnen und dient als Triggerentscheidung.

Zur Messung der beim Aufbruch des Projektilrestkerns emittierten Neutronen wurde der **Neutronendetektor** LAND (Large Area Neutron Detector) [Bla92, Zud95] in 0°-Richtung etwa 8.9 m hinter dem Target aufgebaut. Er deckt einen Winkelbereich von $[-2.2^\circ, +11^\circ]$ in horizontaler und $\pm 4.1^\circ$ in vertikaler Richtung ab und besteht aus insgesamt zehn hintereinanderliegenden Ebenen mit einer Fläche von jeweils $2 \times 2 \text{ m}^2$. Jede Ebene ist 10 cm tief und besteht abwechselnd aus einer 5 mm dicken Szintillatorschicht und einer 5 mm dicken Stahlplatte. Durch diese Sandwich-Struktur werden auftreffende Neutronen durch den hadronischen Schauer, den sie im Detektormaterial hervorrufen, nachgewiesen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt 90 % für Neutronen mit Energien von $E \geq 400 \text{ MeV}$ und die Zeitaufösung etwa 500 ps (FWHM). Der Ort wird mit einer Auflösung von etwa 5 cm (FWHM) bestimmt. In der Arbeit [Zud95] finden sich nähere Angaben zum Aufbau und zur Kalibrierung des LAND-Detektors.

In die Datenaufnahme gelangten Ereignisse, bei denen in Koinzidenz mit einem Strahlteilchen im Startzähler und mit mindestens einem Teilchen im Si-CsI-Hodoskop kein Teilchen mit einer Ladung $Z > 65$ im ZDF nachgewiesen wurde. Es wurde mindestens ein Teilchen im Si-CsI-Hodoskop gefordert, um Ereignisse, in denen Wechselwirkungen im Gas oder in den Trennfenstern stattfinden, möglichst auszuschließen. Zusätzlich wurden Ereignisse registriert, in denen neben einem strahlähnlichen Teilchen im ZDF ein schweres Teilchen in den benachbarten Flugzeitwandstäben, die sich mit dem ZDF überlappen, nachgewiesen wurde. Durch den höheren Energieverlust nach Durchqueren beider Zähler kann die Ladungsschwelle im ZDF auch für Teilchen mit $Z < 65$ überschritten werden. Ereignisse, bei denen im Si-CsI-Hodoskop kein Teilchen nachgewiesen wurde, wurden nur mit reduzierter Zählrate aufgenommen.

2.2 Der TP – MUSIC III Detektor

Der TP – MUSIC III Detektor [Rub95] ist eine Ionisationskammer mit einem aktiven Volumen von $2 \times 1 \times 1.80 \text{ m}^3$. Neben 48 Anodenstreifen sind zusätzlich 18 Proportionalzähler eingebaut, wodurch der dynamische Bereich wesentlich erweitert wird. Der Detektor erlaubt einen Nachweis von Projektilfragmenten mit $2 \leq Z \leq 92$. Beim Durchgang eines geladenen Teilchens durch das Zählgas wird eine Ionisationsspur erzeugt, die positiv geladenen Ionen driften zur Kathode und die Elektronen zur Anode. Der spezifische Energieverlust

des Teilchens ist nach Bethe-Bloch proportional zum Quadrat der Ladung Z und umgekehrt proportional zum Quadrat der Geschwindigkeit β .

$$\frac{dE}{dx} \propto \frac{Z^2}{\beta^2}$$

Da die Variation der Geschwindigkeiten für Projekttilfragmente bei Einschußenergien von 600 bis 1000 AMeV aufgrund der inversen Kinematik sehr gering ist [Lin93], kann die Abhängigkeit von β in guter Näherung vernachlässigt werden. Die Elektronen driften durch das homogene elektrische Feld auf die Anoden zu, durchqueren das Frisch-Gitter und induzieren ein Signal auf den Anoden. Die Ladung Z der Fragmente läßt sich so aus der im Zählgas freigesetzten Ladungsmenge bestimmen. Für Fragmente mit $Z \geq 8$ wird die Primärionisation direkt mit den Anodenstreifen gemessen. Die Vieldrahtproportionalzähler weisen durch Gasverstärkung auch leichtere Teilchen mit $Z \geq 2$ nach. Trotz des großen dynamischen Bereichs von 1:2000 in der Energiedeposition kann im Experiment durch Kombination der beiden Zähler eine individuelle Ladungsauflösung für alle Fragmente mit $2 \leq Z \leq 92$ erreicht werden.

Die Orte und Winkel der Teilchenspuren werden in horizontaler Richtung aus der Driftzeit der Elektronenwolke vom Entstehungsort zu den Anoden und in vertikaler Richtung durch Ladungsteilung in den Proportionalzählern bestimmt. Durch die Verwendung von insgesamt 24 Anodenstreifen pro Kammerhälfte, die separat mit Flash-ADCs (fast analog to digital converter) ausgelesen werden, läßt sich die Spur der Teilchen in der Biegeebene des Magneten rekonstruieren.

Der Aufbau der Ionisationskammer ist in Abbildung 2 gezeigt. Die Abmessungen von 1.8 m entlang der Strahlachse (z), 2 m in der Biegeebene des Magneten (x) und 1 m in vertikaler Richtung (y) bilden das aktive Volumen. Die Kathode befindet sich vertikal entlang der Strahlachse im Zentrum des Detektors. Zwei Frisch-Gitter befinden sich in einer Entfernung von 1 m auf jeder Seite der Kathode. Die Driftregion zwischen Kathode und Frisch-Gitter ist umgeben von Kapton-Folien mit aufgedampften, 10 mm breiten Aluminiumstreifen als Ein- und Austrittsfenster, und von Leiterplatten an den Ober- und Unterseiten. Die leitend miteinander verbundenen Aluminiumstreifen und Potentialstreifen der Leiterplatten bilden Äquipotentialringe um den Driftraum. Durch einen an die Aluminiumstreifen angeschlossenen Spannungsteiler (120 M Ω) wird die Spannung zwischen benachbarten Potentialringen schrittweise verändert, um ein homogenes Driftfeld zu erzeugen. Die Enden der Widerstandskette wurden an die Kathode und das Frischgitter gelegt.

Zwei Anodensektionen (IC1 und IC2) befinden sich 15 mm hinter dem Frisch-Gitter auf jeder Seite der Kammer. Die acht Anoden der ersten Gruppe sind 6 cm breit und die 16

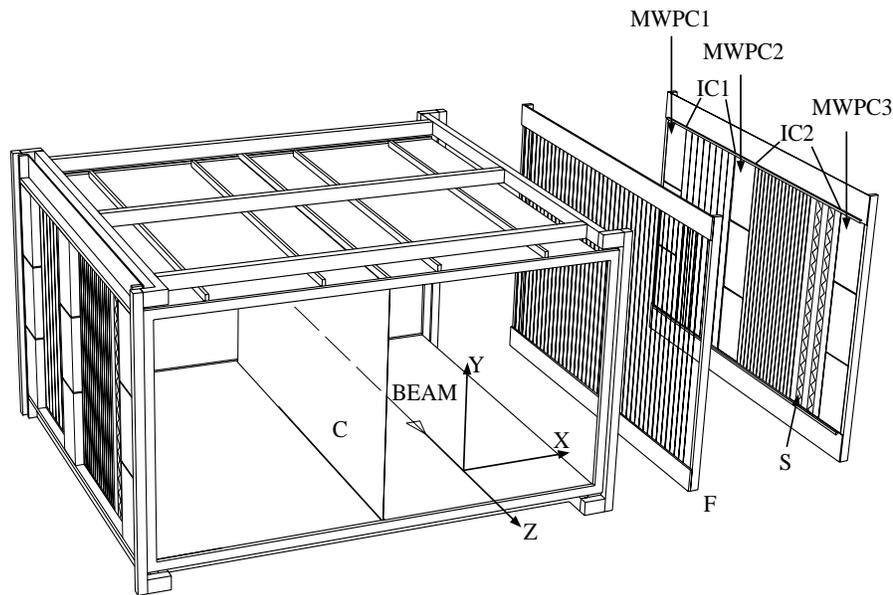


Abbildung 2: Aufbau der TP-MUSIC III : Die Kathode (C) teilt das Detektorvolumen in zwei gleich große Hälften. Der Driftraum auf beiden Seiten bis zum Frisch-Gitter (F) beträgt 1m. Dahinter befinden sich die Proportionalzählermodule (MWPC1..3) aus jeweils drei übereinander angeordneten Zählern und die Anodensektionen (IC1 und IC2) mit zwei Doppelsägezahnstrukturen (S). Die z-Achse des Koordinatensystems zeigt in Strahlrichtung und die y-Achse nach oben. Weitere Erläuterungen; siehe Text.

Anoden der zweiten Gruppe sind 3 cm breit. Alle 24 Anodenstreifen haben eine Länge von jeweils 1 m. Jeder Anodenstreifen wird durch einen ladungsempfindlichen Vorverstärker, der sich zur Verkürzung der Signalwege direkt auf der Rückseite der Anodenplatten befindet, ausgelesen. Weil das Signal-zu-Rausch-Verhältnis den Nachweis der Ladung und der x-Position auf Teilchen mit $Z \geq 8$ begrenzt, sind auf jeder Seite drei Proportionalzählermodule (MWPC1..3) zwischen die Anodengruppen gesetzt worden. Das Vorverstärkersignal jeder Anode wird über einen impulsformenden Verstärker auf einen Flash-ADC mit einer Sampling-Rate von 17 MHz und einer nichtlinearen Amplitudendiskretisierung von 8 bit gegeben. Die Signale wurden bei einer Driftgeschwindigkeit von $5.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ etwa alle 3 mm abgetastet. Dies entspricht etwa zehn Messungen pro Ladungswolke. Als Zählgas diente eine Mischung aus 90 % Ar und 10 % CH_4 . Das Methangas hat die Funktion, Energie von den Driftelektronen aufzunehmen, bis diese im sogenannten Ramsauer-Minimum mit möglichst geringem Streuquerschnitt und damit maximaler Geschwindigkeit zur Anode driften [Hof92]. Bei der verwendeten Gasmischung befindet sich das Maximum der Driftgeschwindigkeit bei einem reduzierten elektrischen Feld von $\frac{E}{P} = 0.2 \frac{\text{V}}{\text{cm}\cdot\text{mbar}}$. Da die Kammer unter normalem Atmosphärendruck betrieben wurde, ergibt sich eine optimale

Feldstärke von $E=16$ kV/m. Da der Driftweg bis zu 1 m beträgt, sind die Signalhöhe und die Driftgeschwindigkeit sehr empfindlich auf Verunreinigungen im Zählgas. Deshalb wurde die Ionisationskammer im Gas-Durchfluß betrieben. Durch ein Nadelventil wurde laufend frisches Zählgas in die Detektorkammer eingelassen. Das austretende Gas wurde durch ein Ölbad geleitet, damit keine Luft auf dem umgekehrten Weg in die Kammer gelangt.

2.2.1 Die Vieldrahtproportionalzähler

Die Proportionalzählermodule (MWPC1..3) [Ros92, Man92] befinden sich 15 mm hinter dem Frisch-Gitter in der Anodenebene des MUSIC-Detektors. Jedes Modul besteht aus drei übereinander angeordneten Zählern. In Abbildung 3 ist der Aufbau eines Vieldrahtproportionalzählers dargestellt. Die aktive Fläche von 31 cm Länge und 8 cm Breite steht senkrecht zum Driftweg. Der Driftraum liegt in dieser Darstellung über dem Zähler. Die Breite von 8 cm stellt einen Kompromiß dar: einerseits will man möglichst viel Ladung sammeln, andererseits führt die unterschiedliche Neigung der Teilchenspuren zu unterschiedlichen Signalformen. Die Länge von 31 cm ist so gewählt, daß drei übereinander angeordnete Zähler die Kammerhöhe von 1 m fast vollständig abdecken. Jeder Zähler ist in einen Rahmen mit einer Breite von 30 mm eingesetzt worden, um das Übersprechen auf die benachbarten Anoden zu verhindern. Die inaktiven Zonen zwischen den Proportionalzählern betragen 25 mm und sind in der Höhe so angeordnet, daß jedes die Kammer durchquerende Fragment von mindestens zwei hintereinanderliegende Zählern gesehen wird (siehe Abb. 5).

Jeder Zähler enthält mehrere Ebenen, die aus goldbedampftem Wolframdraht bestehen. Die **Anodendrahtebene** enthält 60 Drähte mit einem Durchmesser von $20 \mu\text{m}$ und einem Abstand von 5 mm und zwei Drähte außen mit einem Durchmesser von $50 \mu\text{m}$, um Überschläge auf den Rahmen zu verhindern. Eine Erhöhung des Drahtabstandes führt zu einem gleichmäßigeren Feldverlauf, andererseits muß die Spannung erhöht werden, um die gleiche Gasverstärkung zu erzielen, was bei zu hoher Spannung zu Überschlägen führt.

Die Anodendrahtebene ist eingebettet zwischen einer massiven **Kathode** und einer **Kathodendrahtebene**, jeweils auf gleichem Potential und mit einem Abstand von 3.2 mm, damit die Feldlinien möglichst radial von den Anodendrähten nach außen gehen.

Das **Abschirmgitter** am Eingang des Zählers liegt auf gleichem Potential wie die MUSIC-Anoden und soll das elektrische Feld zwischen dem Frisch-Gitter und der MUSIC-Anodenebene homogen halten.

Das **Schaltgitter** dahinter hat die Funktion, Driftelektronen aus der Primäronisation nur bei einer positiven Triggerentscheidung passieren zu lassen und den Zähler anson-

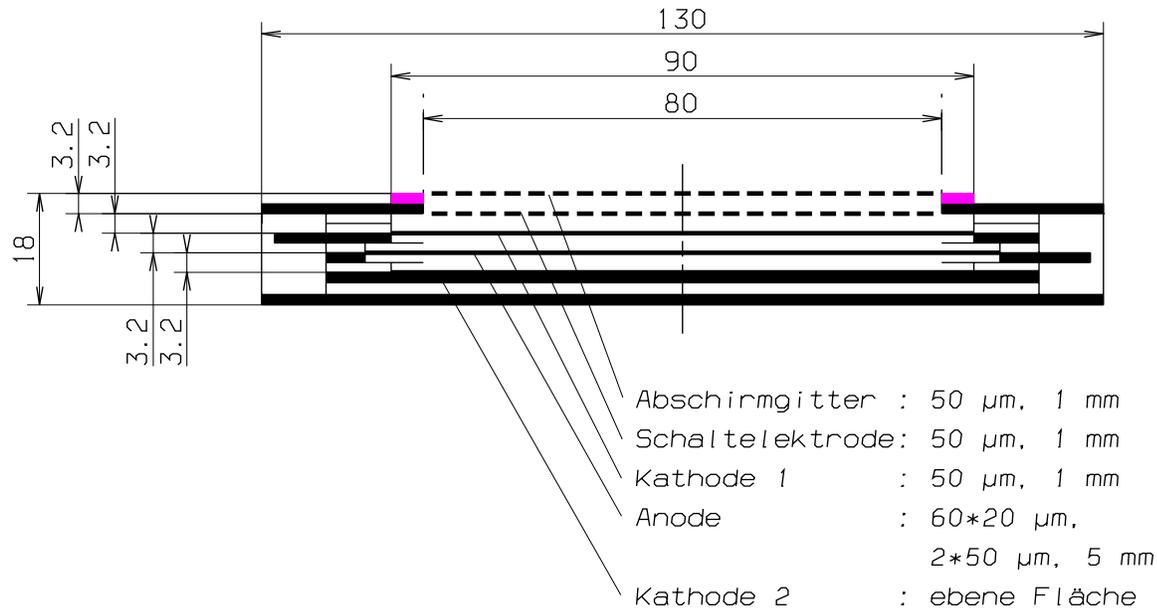


Abbildung 3: Querschnitt durch einen Proportionalzähler: Der Zähler besteht aus einer Anodendrahtebeane, die von einer massiven Kathode und von einer Kathodendrahtebeane umgeben ist. Am Eingang des Zählers befindet sich das Abschirmgitter, welches auf gleichem Potential wie die MUSIC-Anoden liegt. Dahinter liegt das Schaltgitter zum Sperren des Zählers. Senkrecht zur Schnittebene verlaufende Drahtebenen sind gestrichelt gezeichnet. Der Driftraum der MUSIC befindet sich in dieser Darstellung direkt über dem Zähler.

sten zu sperren. Es besteht aus zwei in einer Ebene gelegenen Teilgittern mit separater Spannungsversorgung, wobei benachbarte Drähte im allgemeinen auf unterschiedlichem Potential liegen. Ein Teilgitter hat im geschlossenen Zustand ein so hohes negatives Potential relativ zur Umgebung, daß Elektronen nicht mehr hindurchdriften können. Das andere Teilgitter hat immer die entgegengesetzt gleiche Spannung, damit beim Öffnen und Schließen des Zählers das Übersprechen auf die MUSIC-Anoden und die Anodendrahtebeane verringert wird. Mit abnehmender Spannung zwischen den Teilgittern wird die Drahtebeane für die Elektronen immer durchlässiger.

Damit möglichst alle Elektronen aus der Primärionisation die Anodendrahtebeane des Proportionalzählers erreichen, muß das Potential der einzelnen Gitter schrittweise erhöht werden, so daß die Feldstärke zwischen den Drahtebenen immer weiter ansteigt, d.h. es dürfen keine Feldlinien auf den Zwischengittern enden. Um auch Teilchen mit $Z=2$ nachweisen zu können, wurde eine Verstärkung von ≈ 600 gewählt. Die Potentialdifferenz zwischen Anode und Kathode betrug dabei 1200 V. Das Frisch-Gitter lag auf Erdpotential. Das Potential des Abschirmgitters entsprach demjenigen der MUSIC-Anoden. Es wurden im einzelnen folgende Spannungswerte gewählt:

U_{Frisch}	$U_{Abschirm}$	U_{Schalt}	$U_{Kathode}$	U_{Anode}
0 V	350 V	480 V	600 V	1800 V

Die 62 Anodendrähte sind durch eine Widerstandskette, die aus 100 Ω -Widerständen besteht und an beiden Enden ausgelesen wird, miteinander verbunden. Damit läßt sich nach der Methode der Ladungsteilung die y-Position des Teilchens in der Kammer bestimmen, um die volle Spurrekonstruktion zu ermöglichen. Die an einem bestimmten Anodendraht erzeugte Elektronenlawine verteilt sich in beiden Richtungen auf die Widerstandskette, wobei das Verhältnis der Signalamplituden am oberen und unteren Ende umgekehrt proportional zum Verhältnis der Gesamtwiderstände bis zu diesen beiden Enden ist. Die y-Koordinate der Teilchenspura berechnet sich näherungsweise wie folgt:

$$y \sim \frac{A_{top} - A_{bot}}{A_{top} + A_{bot}}$$

wobei A_{top} und A_{bot} die Signalamplituden am oberen bzw. unteren Ende der Widerstandskette sind.

Die Ausleseschwelle der Proportionalzähler lag unterhalb der Signalhöhe von α -Teilchen. Dadurch mußte ein dynamischer Bereich von fast 1:10000 abgedeckt werden, weil die Zähler auch für schwere Fragmente die y-Position liefern sollten. Zu den extremen Unterschieden in der Primärionisation von 1:2000 kommt ein Faktor ≈ 5 durch die Ladungsteilung. Dieser dynamische Bereich wurde von ladungsempfindlichen Vorverstärkern abgedeckt. Um das Verhältnis der Amplituden A_{top} und A_{bot} auf ≤ 5 zu begrenzen, wurde an den Enden der Widerstandskette jeweils ein 1 k Ω -Widerstand eingebaut, wodurch allerdings auch die Ortsauflösung abnimmt. Zwar haben Versuche mit stromempfindlichen Vorverstärkern gezeigt, daß die Ortsauflösung verbessert wurde, andererseits lag aber der dynamische Bereich nur bei 1:2000.

Durch die Nähe der Anodendrähte zur Kathodenebene bildet jeder Anodendraht einen Kondensator, wodurch die Wirkung der Widerstandskette vergleichbar mit einer Delay-Line ist. Die Signale werden um so stärker verformt, je länger der zurückgelegte Weg in der Widerstandskette ist. Dies führt zu Nichtlinearitäten sowohl in der Bestimmung der x- und y-Position eines Fragments, als auch in der Bestimmung der Ladung. Beides muß in der Kalibrierung berücksichtigt werden.

Die Vorverstärker waren zur Verkürzung der Signalwege direkt auf der Rückseite der Module montiert. Das Ausgangssignal jedes Vorverstärkers wurde parallel auf drei Hauptverstärker mit den relativen Verstärkungen 1:6:36 gegeben. Zusätzlich hatte der Flash-

ADC eine nichtlineare Kennlinie. Für 18 Proportionalzähler wurden insgesamt 108 ADC-Kanäle benötigt.

2.2.2 Das Schaltgitter

Die Proportionalzähler wurden mit einer Gasverstärkung von etwa 600 betrieben. Bei jeder Entladung wird durch Sekundärionisation eine große Menge an positiven Ionen produziert, die aufgrund ihrer Ladung in die Ionisationskammer in Richtung auf die Kathode zurückdriften. Dadurch kommt es auf Dauer zu Verzerrungen des elektrischen Feldes [Man92], was sich hauptsächlich in der Strahlebene auswirkt. Um diese Raumladungseffekte zu vermeiden, wurde das Schaltgitter am Eingang der Zähler (siehe Abbildung 3) benutzt. Im geöffneten Zustand liegt an beiden Teilgittern das gleiche Potential von +480 V relativ zum Frisch-Gitter an. Im geschlossenen Zustand ist das Potential des einen Teilgitters um 80 V erhöht, während gleichzeitig das Potential des anderen Teilgitters um den gleichen Betrag verringert ist. Die relativ niedrige Spannung dieses Teilgitters hindert die Driftelektronen daran, in den Zähler zu gelangen. Wird die Spannung wieder auf +480 V erhöht, können Ladungen ungestört hindurchdriften.

Da der Strahl zu etwa 98 % keine Wechselwirkung im Target macht und selbst die Kammer durchquert, ist das Gitter normalerweise geschlossen und wird nur bei einer positiven Triggerentscheidung für einen Zeitraum, der der maximalen Driftzeit der Elektronen von der MUSIC-Kathode bis zur Anodendrahtebene von $25 \mu\text{s}$ entspricht, durch einen Schalt-Pulser geöffnet. Der elektronische Aufbau des Schalt-Pulsers ist in Abbildung 4 dargestellt. Durch das Einkoppeln zweier vom Trigger kommender Rechtecksignale mit entgegengesetzter Polarität wird der Pulser und damit das Auf- und Entladen der Teilgitter geregelt. Die Länge der Rechtecksignale von $25 \mu\text{s}$ gibt den Zeitraum, in dem das Schaltgitter im geöffneten Zustand bleiben soll, und der der maximalen Driftzeit der Ladungswolke entspricht, vor.

Im linken Teil der Schaltung wird zum Schließen des Zählers die Potentialdifferenz von 160 V zwischen den Teilgittern gleichmäßig aufgebaut. Von entscheidender Bedeutung im Experiment ist aber das schnelle Entladen des Gitters, damit auch Driftelektronen, welche unmittelbar vor dem Frisch-Gitter beim Durchgang eines Fragments freigesetzt werden, noch nachgewiesen werden können. Dazu lagen ein npn- und ein pnp-Transistor in Reihe geschaltet zwischen den beiden Teilgittern. Bei Ansteuerung der Basis wird solange Strom hindurchlassen, bis die Potentialdifferenz ausgeglichen ist. Die Basis der Transistoren ist dabei über einen Koppelkondensator mit dem gegenüberliegenden Teilgitter verbunden, so daß die Potentiale beider Teilgitter gleichmäßig gegen Null gehen. Wenn dieser Prozeß einmal angestoßen wird, verstärkt er sich von selbst, durch den Stromfluß sinkt das Po-

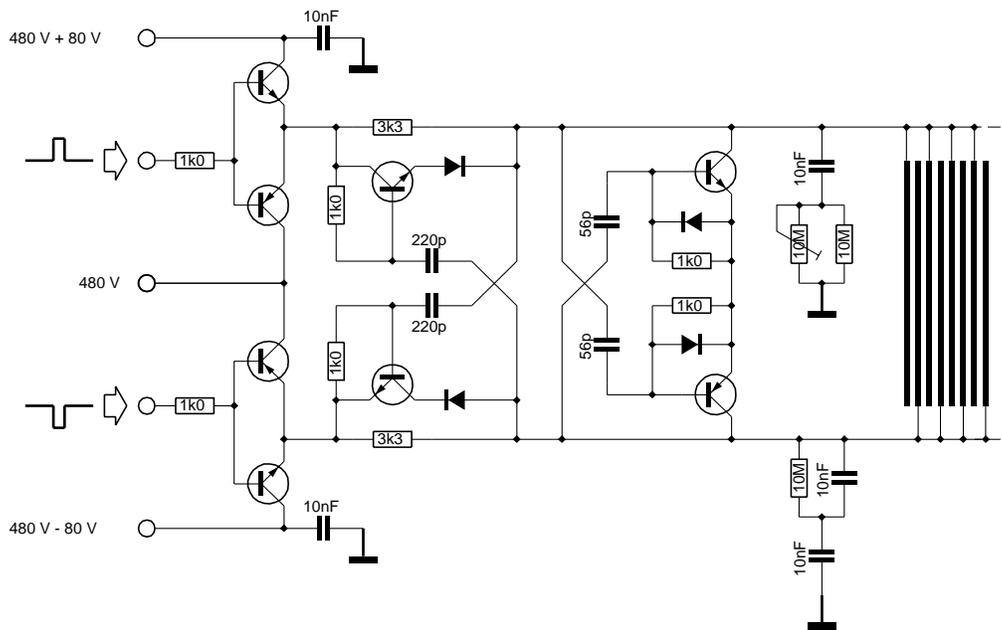


Abbildung 4: Schaltplan des Pulsers zum schnellen Öffnen und Schließen des Absperrgitters am Eingang der Proportionalzähler.

tential der Teilgitter, was über den Koppelkondensator wiederum zu einer Erhöhung des Basisstroms führt (Flip-Flop).

Die optimale Einstellung des Pulsers zum schnellen Öffnen des Gitters wurde in verschiedenen Teststrahlzeiten gefunden. Es vergeht eine Zeit von nur 200 ns zum Öffnen, wobei Ströme bis zu 500 mA fließen. Das Überkoppeln auf benachbarte MUSIC-Anoden und auf die Anodenebene des Proportionalzählers selbst bewirkt allerdings eine Störung der Vorverstärkersignale, die bis zu $2 \mu\text{s}$ andauert. Bei einer Driftzeit der Elektronen von $5.6 \text{ cm}/\mu\text{s}$ entspricht das einem Driftweg von etwa 10 cm, der auf jeder Seite der Kammer direkt vor dem Frisch-Gitter für den Nachweis sehr leichter Teilchen nicht mehr zur Verfügung steht.

2.2.3 Die Sägezahnanoden

In Abbildung 5 ist die Anordnung der Anodenstreifen und Proportionalzähler in der Anodenebene des MUSIC-Detektors dargestellt. Auf jeder Seite des MUSIC-Detektors ist die Anodensektion vor dem letzten Proportionalzählermodul durch sogenannte Sägezahn-anoden, welche zur Korrektur von Nichtlinearitäten bei der Bestimmung der y-Koordinate

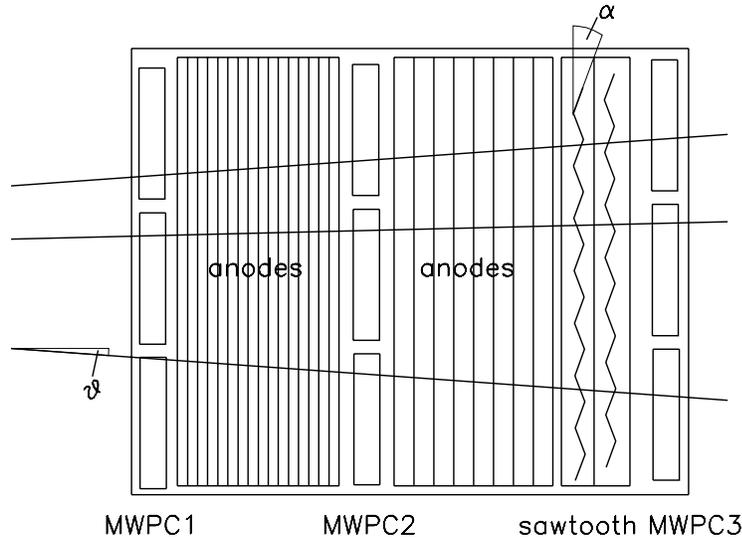


Abbildung 5: Schematischer Aufbau einer Anodenebene des MUSIC-Detektors. Die Fragmente durchqueren die Ionisationskammer von links nach rechts. Die Sägezahnanoden sind vor dem hinteren Proportionalzählermodul angeordnet.

der Teilchen dienen, ersetzt worden. Jeweils zwei parallel verlaufende Anodenstreifen von 1 m Länge und einer Gesamtbreite von 6 cm bilden eine Ausleseeinheit. Diese Anoden sind im Gegensatz zu den übrigen Anoden der MUSIC nicht durch eine gerade, sondern durch eine sägezahnförmige Verbindungslinie getrennt. Die beiden Anoden greifen 3 cm tief ineinander, wobei zwei Sägezahnspitzen einen Abstand von 12 cm haben. Durch Bestimmung der Ladungsmengen, die auf den beiden Anoden gesammelt werden, kann auf die Höhe der Spur in der Kammer geschlossen werden [Ros81]. Die y -Koordinate der Teilchenspur berechnet sich wie folgt:

$$y_{saw} \sim \frac{S_1 - S_2}{S_1 + S_2},$$

wobei S_1 und S_2 die Amplituden der beiden Sägezahnhälften sind. Diese Methode erlaubt die Bestimmung der y -Koordinate für Ladungen $Z \geq 8$ unabhängig von den Proportionalzählern zu Kalibrierungszwecken. Dabei ergibt sich allerdings für Teilchen, die 120 mm ober- oder unterhalb der Spur verlaufen, der gleiche Wert y_{saw} . Die Nichtlinearität der von den Proportionalzählern gelieferten y -Koordinate kann damit bestimmt und anschließend behoben werden. Da es an jeder Sägezahnspitze eine Mehrdeutigkeit gibt, befindet sich unmittelbar dahinter eine zweite um 3 cm nach oben versetzte Doppelanode. Wenn die Teilchenspur in der Nähe einer Spitze verläuft, wird der jeweils andere Sägezahn zur Rekonstruktion der y -Koordinate benutzt, wo die Spur auf einer Flanke verläuft.

2.3 Kalibrierung der Proportionalzähler

Zur Kalibrierung der x-Koordinate und der Ladungsinformation des Proportionalzählers wurde die bereits abgeschlossene Kalibrierung der Anodensektion des MUSIC-Detektors verwendet, eine Beschreibung derselben findet sich in [Rub95]. Durch die Verwendung einer Widerstandskette in den Proportionalzählern kommt es zu Nichtlinearitäten in der Bestimmung der Ladung und der Teilchenorte, denn die Widerstände und Kapazitäten (Anodendraht - Kathode) wirken auch als Delay-Line. In Abbildung 6 sind die linearisierten Flash-ADC-Ausgangssignale vom oberen und unteren Ende der Widerstandskette sowie das daraus gebildete Summensignal dargestellt. Die Signale werden um so stärker verformt, je länger der zurückgelegte Weg in der Widerstandskette ist. Die am oberen und unteren Ende der Widerstandskette auftretenden, unterschiedlich geformten Pulse sind auch auf der Zeitachse gegeneinander verschoben. Sie werden zu einem Summensi-

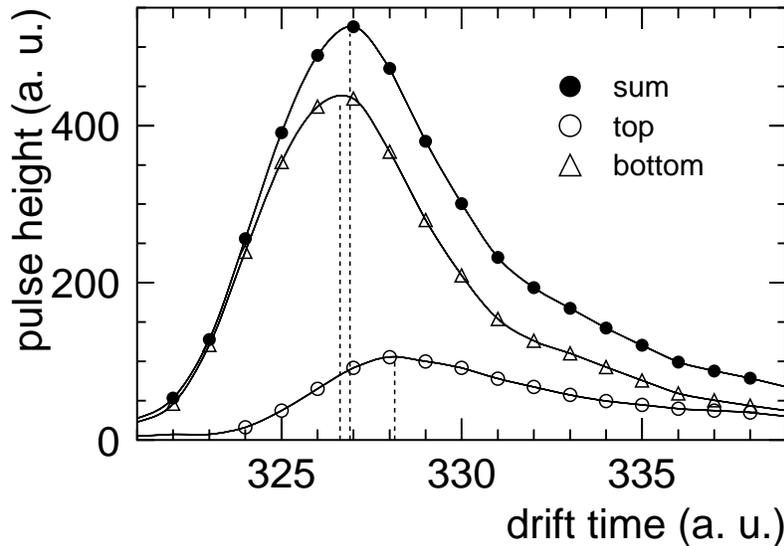


Abbildung 6: Linearisierte Flash-ADC-Ausgangssignale vom oberen und unteren Ende der Widerstandskette, sowie das daraus gebildete Summensignal.

gnal addiert. Die Amplitude des Summensignals ist dabei nicht mehr allein eine Funktion der im Zähler erzeugten Ladungsmenge. Die x-Koordinate des Teilchens, welche aus der Lage des Maximums des Summensignals bestimmt wird, ist ebenfalls eine Funktion der Höhe der Teilchenspur in der Kammer. Die Signalhöhe der Einzelpulse zur Bestimmung der y-Koordinate wird an der Stelle genommen, an der das Summensignal sein Maximum hat. Diese daraus resultierenden Nichtlinearitäten müssen in der Kalibrierung berücksichtigt werden.

2.3.1 Ladungskalibrierung

Zunächst wurden für jeden Zähler die beiden Ausgangssignale im mittleren Verstärkungsbereich, durch Einkopplung eines Pulsersignals in die Mitte der Widerstandskette, aufeinander abgeglichen. Da jedes Vorverstärkerausgangssignal auf drei Hauptverstärker mit einer jeweils etwa sechsmal höheren Verstärkung geführt wurde, mußten die Amplituden in dem Bereich, in dem sie sich überlappen, aufeinander abgeglichen werden. In einem nächsten Schritt mußten die Amplituden der Zähler untereinander, d.h. in bezug auf einen von den MUSIC-Anoden gelieferten Mittelwert abgeglichen werden. Da für Teilchen mit $Z \geq 15$ die im Zähler durch Gasverstärkung freigesetzte Ladung nicht mehr linear mit der primär erzeugten Ladung anwächst (quenching) und die MUSIC-Anoden unterhalb von $Z=8$ keine Information mehr liefern, konnte der Abgleich nur im Ladungsbereich $8 \leq Z \leq 15$ geschehen. Das Quenching der Proportionalzähler wurde ausgeglichen durch die Einführung einer sogenannten Look-up-table. Durch Vergleich mit der zur gesammelten Ladungsmenge linearen Amplitude der MUSIC-Anoden ist für jede Ladung Z der Faktor, um den man die Amplitude der Proportionalzähler erhöhen muß, um die gleiche Ladung des Teilchens in beiden Zählern zu erhalten (bis ≈ 1.6 bei $Z=80$), bekannt. Diese Faktoren werden in Abständen von einer Ladungseinheit bestimmt, und alle dazwischen liegende Werte werden durch Interpolation ermittelt. Eine weitere Nichtlinearität der Amplitude als Funktion der y -Koordinate innerhalb eines Zählers wird nach der gleichen Methode ausgeglichen. Abbildung 7 zeigt das Ladungsspektrum eines Proportionalzählers bis

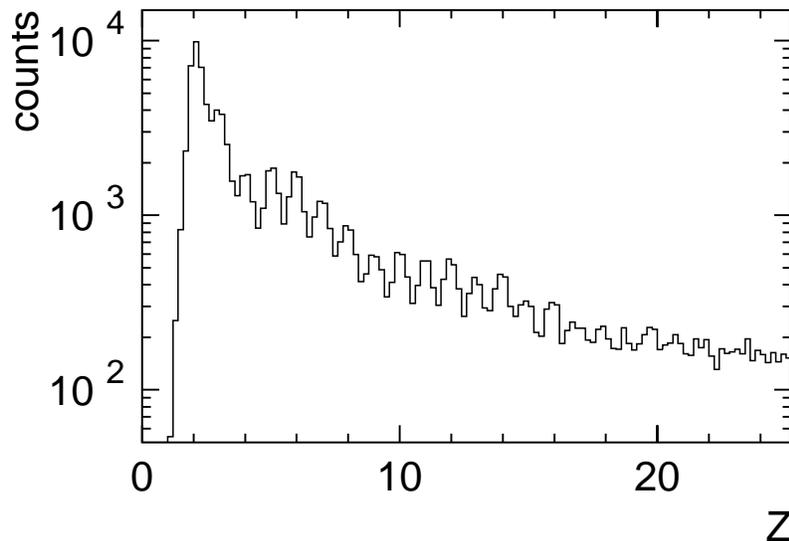


Abbildung 7: Linearisiertes Ladungsspektrum der Proportionalzähler bis $Z=25$. Die Ladungsaufösung beträgt $\Delta Z=0.8$ (FWHM) für Fragmente mit $Z \leq 15$.

$Z=25$. Die Ladungsauflösung beträgt $\Delta Z=0.8$ (FWHM) für leichte Fragmente und geht oberhalb von $Z\approx 15$ durch das Quenching der Zähler verloren. Im Experiment wird die Ladungsinformation jedoch oberhalb von $Z=8$ von der Anodensektion des MUSIC-Detektors mit einer Auflösung von $\Delta Z=0.4$ (FWHM) geliefert. Die aus der Kombination der beiden Zähler gelieferte Ladung ist nun linear und kann von oben bei $Z=79$ bis nach unten zu $Z=2$ abgezählt werden.

2.3.2 Kalibrierung der x-Koordinate

Zur Kalibrierung der x-Koordinate der Teilchen werden zunächst die Positionen der Signale in den drei Verstärkungsbereichen aufeinander abgeglichen. Anschließend wird die Abweichung der in den einzelnen Proportionalzählern gemessenen Positionen von der durch die MUSIC-Anoden bestimmten Teilchenspur ermittelt. Die Driftzeit in der MUSIC wurde vorher durch die Lage der Kathodenkante im Ortsspektrum und durch den Triggerzeitnullpunkt festgelegt [Rub95], damit konnte der Ort absolut kalibriert werden. Die x-Koordinate des einzelnen Proportionalzählers zeigt wie die Amplitude eine starke Abhängigkeit (bis zu $\Delta x=6$ mm) von der Höhe der Teilchenspur in der Kammer. Auch diese wurde mit Hilfe einer Look-up-table ausgeglichen, um die Spurrekonstruktion leichter Teilchen unterhalb der Ladungsschwelle der MUSIC-Anoden zu ermöglichen.

2.3.3 Kalibrierung der y-Koordinate mit den Sägezahnanoden

Durch die pulsformende Wirkung der Widerstandskette in den Proportionalzählern ist die y-Koordinate nicht notwendig linear mit der Höhe der Teilchenspur in der Kammer, es treten Abweichungen bis zu $\Delta y=10$ mm auf. Um die y-Koordinate kalibrieren zu können, benötigt man einen unabhängigen Referenzdetektor, der aus den Sägezahnanoden besteht. Der Ladungsschlauch einer Teilchenspur driftet senkrecht auf die Anodenebene zu, wobei es zu einer Verbreiterung durch Diffusion kommt. Durch Bestimmung der Ladungsmengen, die auf den beiden Anoden gesammelt werden, kann, wie oben beschrieben, auf die Höhe der Spur in der Kammer geschlossen werden.

Zur Abschätzung der systematischen Fehler bei der Berechnung von y_{saw} kann von der Verbreiterung der Ladungswolke durch Diffusion zunächst abgesehen werden. Rein geometrisch ergibt sich der Wert für y_{saw} aus den beiden Teillängen l_1 und l_2 der Spur bei senkrechter Projektion auf die beiden Sägezahnhälften:

$$y_{saw} \sim \frac{l_1 - l_2}{l_1 + l_2}$$

Durch Berücksichtigung der unterschiedlichen Winkel ϑ der Teilchenspur in der Kammer (siehe Abb. 5) ergibt sich der genauere Wert von:

$$y_{saw} \sim \left(2y_i \frac{\cos\vartheta}{\Delta z} \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\alpha + \vartheta)} - 1 \right)$$

Dabei ist $\Delta z=30$ mm die Länge, auf der die beiden Sägezahnhälften ineinandergreifen, y_i die Höhe der Spur an der äußeren Kante des Sägezahns und $\alpha = 26.6^\circ$ der Steigungswinkel des Sägezahns. Auf einer abfallenden Flanke ergibt sich y_{saw} entsprechend aus:

$$y_{saw} \sim \left(2y_i \frac{\cos\vartheta}{\Delta z} \frac{\sin(\alpha)}{\sin(\alpha - \vartheta)} - 1 \right)$$

Da die Anoden für Teilchen, die $n \times 120$ mm ober- oder unterhalb einer Spur verlaufen, die gleiche y-Koordinate liefern, wird die Entscheidung, in welchem Teil des Sägezahns die Spur verläuft, von den Proportionalzählern getroffen. Aus einer Vermessung der Kammer ist die genaue Lage der Sägezahnspitzen bekannt. Aus dem Verhältnis der vier Amplituden wird festgelegt, welche Flanke benutzt wird. Unter der Annahme, daß alle Spuren aus dem Target kommen und die Teilchen senkrecht zur Biegeebene des Magneten nicht abgelenkt werden, läßt sich die y-Koordinate des Sägezahns in die jeweilige Ebene des Proportionalzählers projizieren. Die y-Position der Proportionalzähler läßt sich so kalibrieren, und mit Hilfe einer Look-up-table werden Nichtlinearitäten ausgeglichen.

2.4 Die Rekonstruktion der Teilchenspuren

Die von einem Teilchen verursachten, und nacheinander in verschiedenen Detektoren registrierten Treffer müssen zu Trajektorien zusammengesetzt werden. Dazu werden die Orts- und Ladungsinformationen der drei Detektorsysteme MUSIC-Anoden, Proportionalzähler und Flugzeitwand miteinander kombiniert. Für schwere Fragmente oberhalb der Nachweisschwelle der MUSIC-Anoden von $Z=8$ wird die Ladung und der Ort und Winkel in der Biegeebene des Magneten (x-z-Ebene) mit den Anodenstreifen bestimmt. Ort und Winkel der Teilchenspur in der dazu senkrechten y-z-Ebene können nur mit den Proportionalzählern gemessen werden. Die Spurrekonstruktion leichter Fragmente mit $Z \leq 8$ kann ebenfalls nur mit den Proportionalzählern geschehen. Dazu werden drei Treffer, jeweils einer aus jeder Zählerebene (MWPC1...3) unter den folgenden Voraussetzungen zu einer Spur kombiniert:

Ausgehend von einem gefundenen Treffer im vorderen Proportionalzählermodul wird in einem Winkelbereich von ± 0.08 rad in horizontaler Richtung und ± 0.1 rad in vertikaler Richtung der entsprechende Treffer im hinteren Modul gesucht. Dabei dürfen die

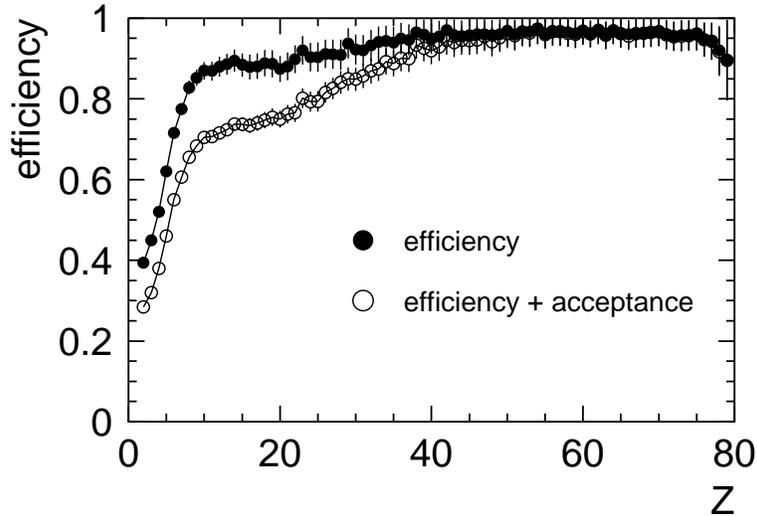


Abbildung 8: Effizienz in der Spurrekonstruktion der Proportionalzähler relativ zur Flugzeitwand als Funktion der Fragmentladung.

Ladungen nicht mehr als $\Delta Z=3$ voneinander abweichen. Teilchen, welche aus dem Target kommen, können die oben angegebenen Winkelbereiche nicht überschreiten. Wird im mittleren Proportionalzählermodul ein Treffer gefunden, dessen Ortsabweichung von der Geraden innerhalb der Grenzen $\Delta x=15$ mm und $\Delta y=80$ mm liegt, und ist die Abweichung der Ladung ebenfalls kleiner als $\Delta Z=3$, werden die drei Treffer zu einer Spur zusammengesetzt.

Die Orte der so gefundenen Spuren werden anschließend auf die Flugzeitwand projiziert, die ebenfalls von jedem gefundenen Treffer einen x- und y-Ort liefert. Die Zuordnung einer Fragmentspur des MUSIC-Detektors und eines Treffers in der Flugzeitwand geschieht wieder innerhalb bestimmter Grenzen: $|Z_{MUSIC} - Z_{TOF}| < 0.5 * Z_{MUSIC}$, $\Delta x=50$ mm, $\Delta y=200$ mm.

Dabei kommt es aus verschiedenen Gründen nicht immer zu einer eindeutigen Zuordnung: Bei Reaktionen im Zählgas kann keine Spur von drei Proportionalzählern gebildet werden, oder es fehlt ein entsprechender Treffer auf der Flugzeitwand. Bei Reaktionen in der Trennwand zwischen MUSIC und Flugzeitwand können anstelle eines schweren Fragments meist nur zwei kleinere Fragmente gemessen werden. Eine hohe Spurdichte besonders im Bereich der Fragmentation führt dazu, daß mehrere Treffer einer Proportionalzählerebene innerhalb der oben genannten Grenzen liegen. Dadurch werden Treffer aus den anderen Ebenen doppelt benutzt, was zur Bildung von Untergrund in den Massenspektren beiträgt. Dies trifft auch zu, wenn beim Durchgang eines schweren Fragments ($Z \geq 30$) sehr viele δ -Elektronen produziert werden. Wenn zu einer Fragmentspur innerhalb der Grenzen mehrere Flugzeitwandtreffer passen, oder umgekehrt, wenn mehrere Spuren

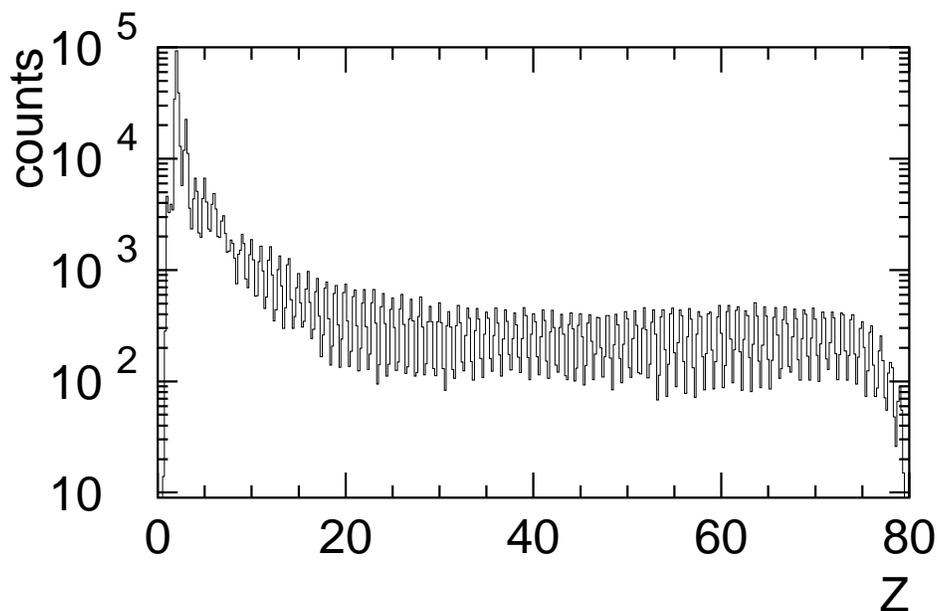


Abbildung 9: Das Ladungsspektrum eindeutig bestimmter Fragmentspuren im ALADIN-Spektrometer. Es setzt sich zusammen aus den Ladungsspektren der MUSIC-Anoden ($Z \geq 8$) und der Flugzeitwand ($Z < 8$).

auf einen Treffer in der Flugzeitwand zeigen, werden alle daraus gebildeten Kombinationen verworfen. Aus diesen Schwierigkeiten erklärt sich die relativ geringe Nachweiswahrscheinlichkeit der Proportionalzähler bei leichten Fragmenten. Abbildung 8 zeigt die als Funktion der Fragmentladung bestimmte Effizienz der Proportionalzähler pro in der Flugzeitwand nachgewiesenem Fragment. Dabei beziehen sich die geschlossenen Kreise auf die Effizienz der Zähler selbst, während die offenen Kreise zusätzlich den Verlust durch die inaktiven Zonen zwischen den Zählern berücksichtigen. Bei der späteren Bestimmung von Isotopenausbeuten geht man von der Annahme aus, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit nur von der Ladung und nicht zusätzlich von der Masse des Fragments abhängt. Es gibt keine Möglichkeit, die Gültigkeit dieser Annahme zu überprüfen, weil die Flugzeitwand, welche als Referenzdetektor zur Bestimmung der Effizienz in der Spurerkennung dient, keine Isotope trennen kann. Da aber der Energieverlust der Teilchen im Zählgas insgesamt klein im Vergleich zur gesamten kinetischen Energie ist, die Teilchen also konstante Geschwindigkeit haben, hängt der spezifische Energieverlust nur noch von der Ladung und nicht mehr von der Masse ab.

Bei eindeutiger Bestimmung einer Teilchenspur wird die Ladungsinformation der Fragmente für $Z \geq 8$ aus den MUSIC-Anoden und darunter aus der Flugzeitwand genommen, weil diese eine wesentlich bessere Ladungsauflösung als die Proportionalzähler hat. In Abbildung 9 ist ein Ladungsspektrum von eindeutig bestimmten Fragmentspuren gezeigt.

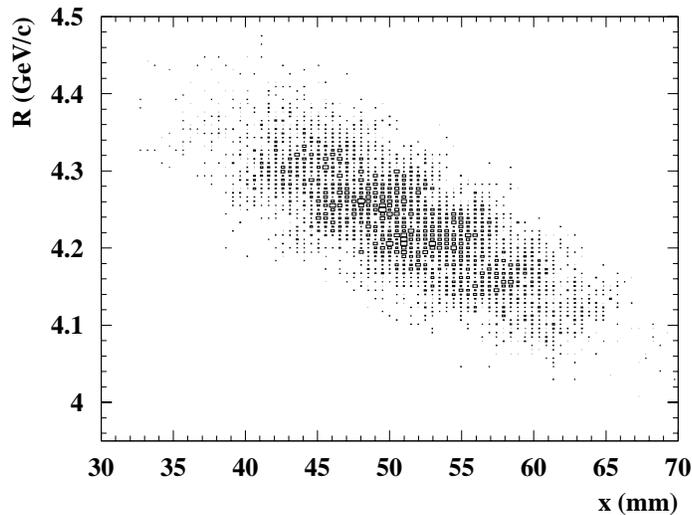


Abbildung 10: Magnetische Steifigkeit als Funktion der x-Position in der MUSIC für unterschiedliche Ladungszustände des Goldprojektils. Die relative Auflösung der magnetischen Steifigkeit kann abgeschätzt werden zu 1.5% (FWHM) [Rub95].

Es konnte über den gesamten dynamischen Bereich von $2 \leq Z < 80$ eine individuelle Ladungsauflösung erzielt werden.

Die bei der Spurrekonstruktion erreichte Orts- und Winkelauflösung hängt von der Größe der Fragmente ab. In der Biegeebene des Magneten wurde eine Ortsauflösung von $\Delta x = 1.7$ mm (FWHM) für $Z=2$ und $\Delta x = 0.7$ mm (FWHM) für $Z=10$ erzielt. Die Auflösung in y-Richtung ist geringer und beträgt noch etwa $\Delta y = 10$ mm (FWHM) für $Z=2$ und $\Delta y = 6$ mm (FWHM) für $Z=10$. Daraus ergibt sich eine Winkelauflösung in x-Richtung von 3.5 mrad und 1.3 mrad für $Z=2$ bzw. $Z=10$. Die Winkelauflösung in y-Richtung ist trotz geringerer Ortsauflösung sogar noch etwas besser, denn die Fragmente werden in dieser Richtung nicht abgelenkt, so daß der Hebelarm bis zum Target reicht.

2.5 Impuls- und Massenbestimmung

Die Impulse und Massen der Fragmente werden aus der Ablenkung im Magnetfeld des ALADIN-Spektrometers bestimmt. Durch Ort und Winkel der Fragmentspur und die Feldstärke des Magneten ist die magnetische Steifigkeit \vec{R} der Fragments bestimmt. Der Impuls \vec{p} ergibt sich daraus durch Multiplikation mit der Ladung Z . Zur Bestimmung der Masse benötigt man zusätzlich die Geschwindigkeit des Fragments, welche aus der Flugzeit berechnet wird. Da der Magnet keinen idealen Dipolcharakter hat, gibt es keine einfache analytische Funktion für die Feldstärkeverteilung. Deshalb wurde das Magnetfeld auf einer geschlossenen Oberfläche vermessen und anschließend daraus das Feld im Inneren berechnet. Danach wurde die Ablenkung von Teilchen mit verschiedenen Emissionsorten und -winkeln und magnetischen Steifigkeiten simuliert [Lin93]. Als Ergebnis

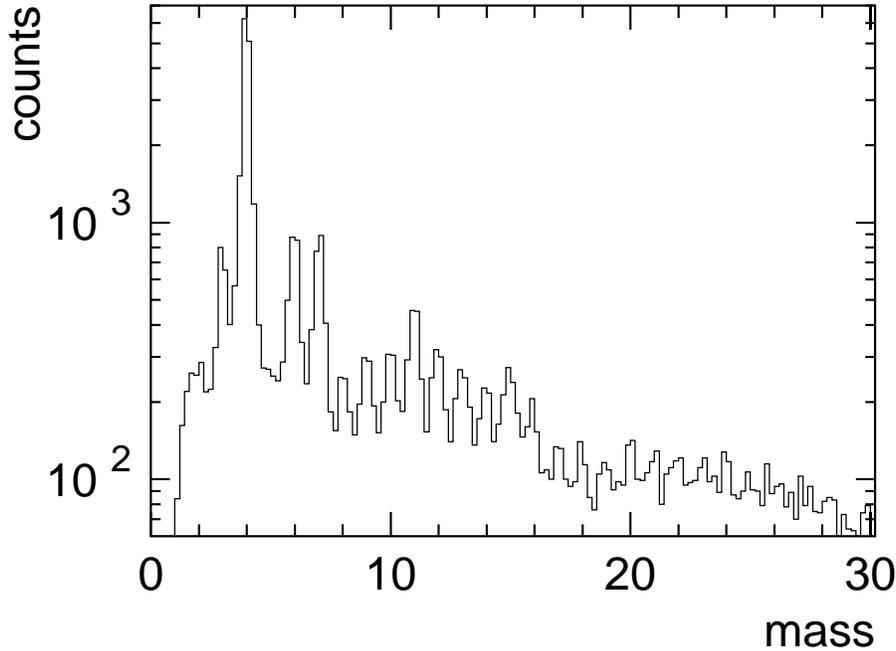


Abbildung 11: Massenspektrum des ALADIN - Spektrometers mit $A \leq 30$ für die Reaktion $\text{Au} + \text{Au}$ bei $E/A = 600$ MeV. Das Spektrum wurde noch nicht in bezug auf unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit korrigiert.

erhält man in gewissen Abständen Ort und Winkel der Spur im MUSIC-Detektor. Die Umkehrfunktion wird durch eine Reihenentwicklung mit Tschebyscheff-Polynomen an die MUSIC-Koordinaten parametrisiert. Um die Auflösung der magnetischen Steifigkeit abzuschätzen, wurden die Ladungszustände des Goldprojektils in einer Leertargetmessung untersucht. In Abbildung 10 ist die Steifigkeit des Projektils als Funktion der x-Koordinate aufgetragen. Die einzelnen Ladungszustände sind zu erkennen, die an verschiedenen Orten nachgewiesen werden. Die relative Breite der magnetischen Steifigkeit beträgt 1.5 % (FWHM).

In Abbildung 11 ist ein inklusives Massenspektrum bis $A=30$ gezeigt. Es wurde eine individuelle Massenauflösung bis $A=25$ erreicht. Dabei wurden zur Spurrekonstruktion nur die Proportionalzähler verwendet, da die MUSIC-Anoden erst ab $Z \approx 20$ eine bessere Orts- und Winkelauflösung besitzen. Durch eine verbesserte Kalibrierungsmethode der Flugzeitwand [Sch96] konnte eine Auflösung von 250 ps (FWHM) für $Z=2$ und 150 ps (FWHM) für $Z=10$ erreicht werden. Bei 600 AMeV Strahlenergie betrug die Massenauflösung 0.3 und 0.6 Masseneinheiten (FWHM) für $Z=2$ bzw. $Z=10$. Aus der Massen- und Flugzeitaufklärung ergibt sich mit der Formel

$$\left(\frac{\Delta A}{A}\right)^2 = \left(\frac{\Delta p}{p}\right)^2 + \gamma^2 \left(\frac{\Delta t}{t}\right)^2$$

eine relative Impulsaufösung leichter Teilchen von 2.1 %

2.6 Akzeptanz des Spektrometers

In dieser Arbeit soll die Aufbruchtemperatur des Projektilrestkerns aus der relativen Ausbeute leichter Fragmente bestimmt werden. U.a. wird das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis als Maß für die Temperatur verwendet. Dabei geht man von der Annahme aus, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht von der Masse des Fragments abhängt, also für beide Isotope gleich ist. Zur Abschätzung der Akzeptanz des Spektrometers für ${}^3\text{He}$ - und ${}^4\text{He}$ -Fragmente wurden die Rapidityverteilungen der beiden Isotope für unterschiedliches Z_{bound} (siehe Kapitel 3), d.h. unterschiedliche Zentralität des Stoßes, untersucht. Lücken in der Akzeptanz des MUSIC-Detektors entstehen einerseits durch die toten Zonen zwischen den Proportionalzählern, welche unabhängig von der Fragmentsorte gleich groß sind, und andererseits durch zu große Winkel in der Kammer. Dies hat folgende Ursache:

In zentralen Stößen ($Z_{bound} < 10$) treten so große Transversalimpulse auf, daß He-Fragmente teilweise aus dem Akzeptanzbereich herausfallen. Wegen der kleineren Masse von ${}^3\text{He}$ treten im Mittel größere Emissionswinkel auf. Außerdem haben ${}^3\text{He}$ -Fragmente

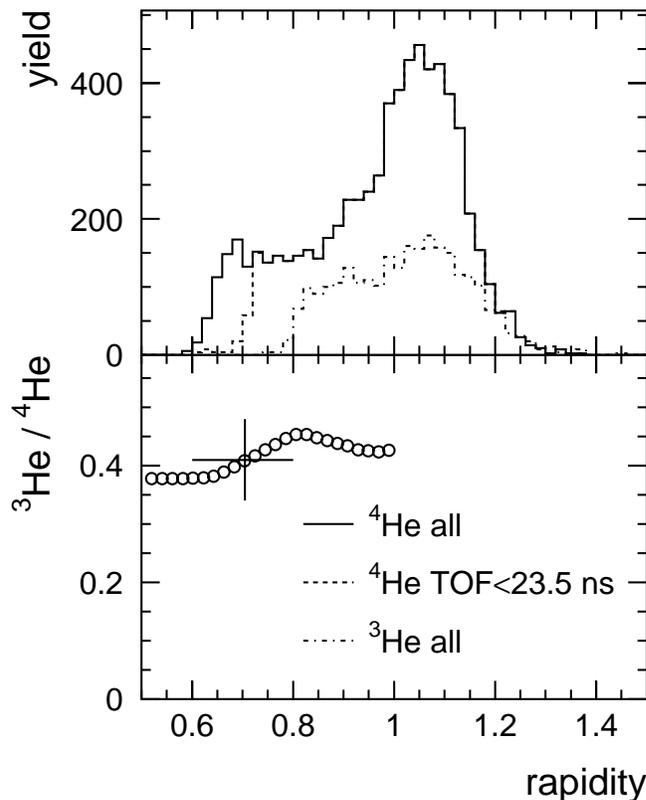


Abbildung 12: Rapidityverteilung der He-Fragmente für zentrale Stöße ($Z_{bound} < 10$) und das durch Integration über die Rapidityverteilung bestimmte ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis bei Variation der linken Integrationsgrenze.

bei gleicher Geschwindigkeit eine geringere magnetische Steifigkeit als α -Teilchen, werden also im Magnet stärker abgelenkt. Durch das Öffnen des Schaltgitters gehen die ersten 10 cm des Driftraums verloren. Deshalb fallen langsame ^3He aus dem Akzeptanzbereich heraus. In Abbildung 12 sind die Rapiditätsverteilungen von ^3He und ^4He für zentrale Stöße ($Z_{bound} < 10$) gezeigt. Man sieht in der ^4He -Verteilung neben der Projektilquelle einen Anteil der mid-rapidity, während die ^3He -Verteilung schon vorher bei größerer Rapidität aufgrund der endlichen Breite des MUSIC-Detektor abbricht. Zur Separation von Projektil- und Participant-Quelle wurde die Flugzeit nach oben hin begrenzt. Dadurch werden alle Werte für die Rapidität unterhalb von $0.7 \cdot Y_{proj}$ ausgeschlossen. Dies ist nur für die He-Fragmente von Bedeutung, da schwerere Fragmente aus der Participant-Quelle keinen Beitrag mehr liefern. Die Begrenzung der Flugzeit schneidet einen Teil der ^4He -Verteilung ab, hat aber keine Auswirkungen auf die ^3He -Verteilung, weil der endliche Winkelbereich des MUSIC-Detektors bereits ^3He -Fragmente mit noch größerer Rapidität wegschneidet. Durch Intergration über die beiden Verteilungen wurde das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis bestimmt. Dabei wurde die linke Integrationsgrenze variiert, was im unteren Teil der Abbildung 12 zu sehen ist. Das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis zeigt dabei eine Änderung von höchstens $\pm 5\%$ bezogen auf den Wert, den man durch die Begrenzung der Flugzeit erhält.

3 Eigenschaften der Projektilquelle

Die Projektilfragmentation ist eine von vielen Möglichkeiten zur Untersuchung von in Schwerionenstößen erzeugten, hochangeregten Atomkernen. Sie hat folgende Vorteile gegenüber anderen Methoden: Der Prozeß der Anregung erfolgt sehr schnell, so daß Anregung und Zerfall zeitlich voneinander getrennt sind. Der Projektilrestkern wird dabei kaum komprimiert, so daß kollektive Bewegungen beim Zerfall nur eine untergeordnete Bedeutung haben. Die auf den Projektilrestkern übertragene Anregungsenergie ist im Vergleich zu den hier verwendeten relativistischen Einschußenergien sehr klein, und trotzdem kann sie in relativ zentralen Stößen doppelt so groß wie die Bindungsenergie werden. Die Anregungsenergie reicht je nach Stoßparameter nicht nur aus, um den Kern in mittelschwere Fragmente zu zerlegen, sondern kann auch zu einer völligen Verdampfung des Kerns führen. Bei den relativistischen Energien läßt sich der Projektil-Spectator kinematisch leicht von der Überlapp-Zone und vom Target-Spectator trennen. Durch den hohen Anfangsimpuls im Laborsystem liegen alle Teilchenenergien oberhalb der Nachweisschwelle. Außerdem wird durch die Vorwärtsfokussierung vom Spektrometer nahezu der gesamte Raumwinkel (4π) abgedeckt. Die in früheren Experimenten bei der Untersuchung des Projektilrestkerns und dessen Zerfall in mittelschwere Fragmente gemachten Beobachtungen sollen hier kurz angedeutet werden.

3.1 Charakterisierung der Ereignisse

Bei der Untersuchung des Projektilrestkerns treten in Abhängigkeit vom Stoßparameter sehr unterschiedliche Phänomene auf, vom Abdampfen leichter Teilchen bei peripheren Stößen bis zur vollständigen Zerlegung des Prefragments in einzelne Nukleonen bei zentralen Stößen. Zur Charakterisierung der Ereignisse bezüglich des Stoßparameters wird deshalb eine meßbare Größe, die sich monoton mit dem Stoßparameter ändert, gesucht. Es wurden in der Vergangenheit verschiedenen Größen verwendet:

Anzahl der geladenen Teilchen $N_{geladen}$ [Sto86]

Anzahl der emittierten Neutronen $N_{Neutron}$

Summe der in Fragmenten mit $Z \geq 2$ gebundenen Ladung Z_{bound} [Hub91]

Ladung des schwersten Fragments Z_{max}

Anzahl der geladenen Teilchen in der Participant-Zone N_{HODO}

Wie in früheren Experimenten gezeigt wurde [Hub91], eignet sich bei relativistischen Einschußenergien die Größe Z_{bound} sehr gut als Maß für den Stoßparameter, weil der Zusammenhang nicht nur monoton, sondern nahezu linear ist. Z_{bound} ist die Ladungssumme

aller Projektilfragmente mit Ausnahme der Wasserstoffisotope:

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

Mit kleiner werdendem Stoßparameter nimmt nach dem participant-spectator-Modell die Größe des Überlapps von Target und Projektil monoton zu und die Größe des Projektil-Spectators entsprechend ab. 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} wird wegen der höheren Nachweiswahrscheinlichkeit ausschließlich die Ladungsinformation der Flugzeitwand benutzt.

3.2 Universalität der Ladungsverteilungen

Bei der Untersuchung der Ladungsverteilungen beim Aufbruch des Projektil-Spectators hat sich in früheren Experimenten [Hub91, Kre92] gezeigt, daß eine Auftragung gegen Z_{bound} unabhängig vom jeweiligen Targetkern ist. In den Reaktionen Au + C, Al, Cu bei $E/A = 600$ MeV war die mittlere Anzahl mittelschwerer Fragmente M_{IMF} als Funktion von Z_{bound} für alle Targets gleich. Diese Universalität gilt auch für alle höheren Momente der Ladungsverteilung. Auch die Analyse der Impulskorrelationen [Lin93] hat, bis auf die unterschiedlich starke Coulomb-Wechselwirkung zwischen Projektil und Target, keine Abhängigkeit der dynamischen Variablen vom Target gezeigt.

In diesem Experiment (S114) wurde die systematische Untersuchung des Phänomens auf drei verschiedene Projektile (Xe, Au, U), sieben verschiedene Targets (von Be bis U) und vier verschiedene Einschußenergien (von 400 bis 1000 AMeV) [Sch96, Kun96] erweitert. Die Targetunabhängigkeit der IMF-Produktion hat sich bei allen verwendeten Targets bestätigt, wobei Abweichungen nur bei sehr leichten Targets auftreten [Kun96]. Neben einer Bestätigung der Targetunabhängigkeit konnte außerdem gezeigt werden, daß die Ladungsverteilungen in einem weiten Bereich auch unabhängig von der Einschußenergie sind [Sch96]. Eine weitere Universalität zeigt sich in der Unabhängigkeit vom verwendeten Projektil, wenn man Z_{bound} auf die anfängliche Systemgröße Z_{proj} normiert. Die beim Übergang zu einem schwereren Projektil zu erwartende Zunahme von M_{IMF} ist linear mit Z_{proj} korreliert.

Die Universalität der Ladungsverteilungen, die Tatsache, daß die IMF-Produktion gut durch statistische Modelle beschrieben wird [Hub92], und die Isotropie des Zerfalls [Lin93, Zud95] lassen auf eine ausreichende Equilibrierung des Präfragments vor dem Zerfall schließen. Dies wiederum kann auf eine genügend große zeitliche Trennung von Anregung

und Zerfall zurückgeführt werden.

3.3 Bestimmung der Anregungsenergie

Die Anregungsenergie und die Größe des zerfallenden Präfragments wurde aus früheren ALADIN-Daten von Campi und Mitarbeitern [Cam94] durch eine Energiebilanz bestimmt. Diese war unvollständig aufgrund der Ladungsschwelle von $Z = 8$ in der MUSIC und weil die Neutronen nicht nachgewiesen wurden. Eine entsprechende Analyse unter Berücksichtigung der Neutronen und aller Fragmente mit $Z \geq 2$ wurde von E. Zude [Zud95] für das System Au + Au bei $E = 600$ AMeV durchgeführt. An dieser Stelle sollen daher nur die wesentlichen Annahmen und die endgültigen Ergebnisse vorgestellt werden. Die Bilanzgleichung für die Energie lautet:

$$E_0 = \left(\sum_i m_i + \sum_i K_i \right) - (m_0 + K_0) \quad (1)$$

Die Summe läuft über alle Fragmente eines Ereignisses. m_i ist die Fragmentmasse und K_i dessen kinetische Energie. m_0 und K_0 sind die entsprechenden Werte für das anfänglich zerfallende System. Weiterhin wird eine entsprechende Gleichung für die Massen- und Ladungserhaltung des Systems aufgestellt:

$$Z_0 = \sum_i Z_i = Z_{bound} + (N_p + N_d + N_t) \quad (2)$$

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

Dabei ist die Anzahl der Protonen, Deuteronen und Tritonen eines Ereignisses nacheinander mit N_p , N_d und N_t abgekürzt. Mit Ausnahme dieser Wasserstoffisotope werden alle Fragmente im Spektrometer mit nahezu 100 % und die Neutronen N_n im LAND-Detektor mit 50-70 % Effizienz nachgewiesen. Nach einigen Annahmen über die nicht direkt meßbaren Größen wie das p/d/t-Verhältnis und das N/Z-Verhältnis des Präfragments kann man das Gleichungssystem (1 - 3) eindeutig lösen. Diese Analyse kann aber nicht für jedes Ereignis separat gemacht werden, sondern es wird 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. Das p/d/t-Verhältnis wurde zwischen 1:0.3:0.1 und 1:0.6:0.4 variiert, was zentralen bzw. peripheren Stößen [Dos88] entspricht. Das N/Z-Verhältnis lag zwischen dem Wert für das Au-Projektile von 1.49 und einem Wert von 1.3. Der Zusammenhang $A_i(Z_i)$ wurde für He- und Li-Fragmente aus dem Mittelwert der gemessenen Isotopenverhältnisse und für schwerere Fragmente aus der

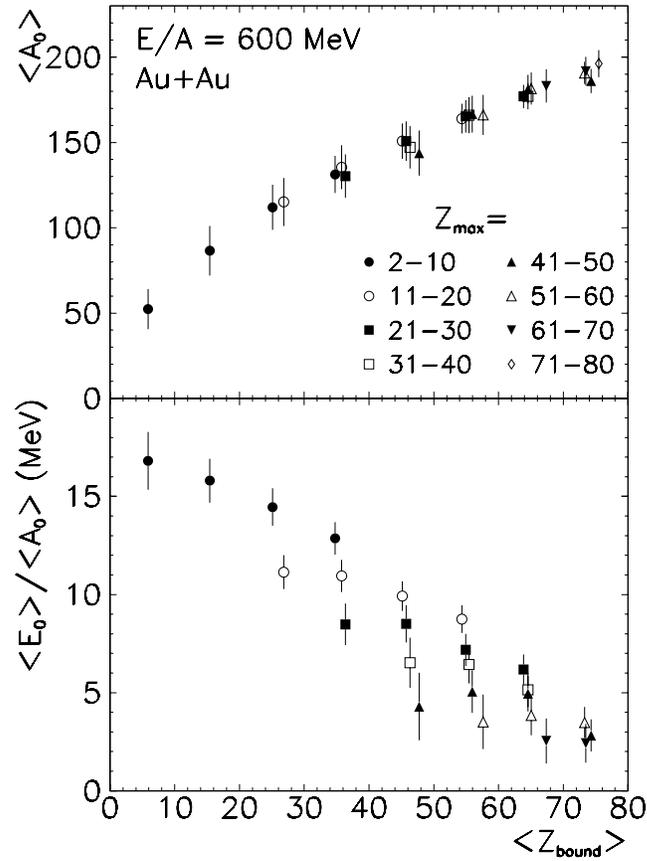


Abbildung 13: Massenzahl $\langle A_0 \rangle$ und Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ des Projektil-Spectators gemittelt über individuelle Bereiche in Z_{bound} und Z_{max} aus der Au + Au Reaktion bei $E/A = 600$ MeV (siehe [Zud95]).

halb-empirischen EPAX-Parametrisierung [Süm90] entnommen. Die Daten eines früheren Experiments, in dem die Reaktion Au + Pb bei $E/A = 600$ MeV untersucht wurde [Lin93, Bot95], haben eine gute Übereinstimmung mit dieser Parametrisierung gezeigt. Die mittlere kinetische Energie eines Fragments mit der Ladung Z wurde aus der Breite der transversalen Impulsverteilung [Gol74] berechnet. Dies setzt einen im Ruhesystem des Präfragments isotropen Zerfall voraus. Die anfänglich vorhandene kinetische Energie K_0 des Präfragments, welche in der ersten Phase der Reaktion übertragen wird und senkrecht zur Strahlachse gerichtet ist, resultiert aus der Coulomb-Abstoßung zwischen Projektil und Targetkern (bounce) und wurde entsprechend korrigiert [Lin93, Sch96]. Die Anzahl der Neutronen wird im LAND-Detektor entweder über die Anzahl der ausgelösten Wechselwirkungen oder über die insgesamt deponierte Energie bestimmt. Die mittlere kinetische Energie der Neutronen wird ebenfalls aus der Breite der transversalen Impulsverteilung bestimmt.

In Abbildung 13 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 Ref. [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 fällt die Anregungsenergie für einen gegebenen Wert von Z_{bound} zu größerem Z_{max} hin ab.

Die Masse des Präfragments hängt nahezu linear von Z_{bound} ab, und zeigt keine zusätzliche Abhängigkeit von Z_{max} . Ein weiteres Ergebnis dieser Analyse ist, daß unabhängig von Z_{bound} etwa 40 % der gesamten Anregungsenergie $\langle E_0 \rangle$ auf den Aufbruch-Q-Wert entfällt. Da die übrigen 60 % der Anregungsenergie möglicherweise nicht vollständig thermalisiert sind, kann ein unbekannter Anteil von $\langle E_0 \rangle$ auf kollektive Bewegung entfallen.

Bei der Analyse der Ladungsverteilungen und auch bei der Bestimmung der Anregungsenergie hat sich gezeigt, daß Z_{bound} ein geeigneter Parameter zur Charakterisierung der Projektilquelle ist. Die darüber hinaus vorgenommene Unterscheidung verschiedener Bereiche in Z_{max} gewährleistet eine noch bessere Einteilung in Ereignisklassen als Z_{bound} allein. Dies zeigt sich besonders deutlich in der Untersuchung der IMF-Produktion bei Verwendung leichter Targetkerne [Kun96]. Hier ist die Z_{max} -Verteilung für eine durch Z_{bound} gegebene Ereignisklasse zu größerem Z_{max} hin verschoben.

4 Temperaturbestimmung aus Isotopenverhältnissen

Die Bestimmung der Temperatur von hochangeregter Kernmaterie ist eine wichtige Voraussetzung für ein detailliertes Verständnis der Zerfallsmechanismen dieser Systeme. In einem mikrokanonischen Ensemble ist die Temperatur T eines Systems mit der Gesamtenergie E über die Phasenraumdichte $\Omega(E)$ definiert. Durch die Bestimmung der Phasenraumdichte 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:

$$\frac{1}{T(E)} = \frac{\partial S(E)}{\partial E} \quad (4)$$

Diese Temperaturdefinition ist auch und gerade bei endlicher Teilchenzahl anwendbar, und sie gilt auch für jedes sich im thermodynamischen Gleichgewicht befindliche Untersystem, falls sich im Gesamtsystem noch kein globales Gleichgewicht eingestellt hat. Die Phasenraumdichte und ihre Energieabhängigkeit lassen sich bei Kernen aufgrund der endlichen Teilchenzahl prinzipiell zwar berechnen [Gro90], aber experimentell sind diese Größen nicht zugänglich.

Zur experimentellen Bestimmung der Temperatur eines makroskopischen Systemes wird ein Thermometer genügend lange in einen thermischen Kontakt mit dem zu untersuchenden System gebracht. Dabei stellt das Thermometer nur eine kleine Störung des Systems dar. Diese Methode ist bei Kernen nicht anwendbar, weil ein Austausch von Energie nur in einem sehr kurzen Schwerionenstoß möglich ist. Aus dem gleichen Grund können Kerne auch nicht lange genug in einen thermischen Kontakt mit einem äußeren, möglichst größeren System (externes Wärmebad) gebracht werden. Dadurch wäre nämlich die Temperatur von außen einstellbar.

Die Temperatur von Kernen kann also nicht direkt bestimmt werden, weder durch Anlegen eines externen Wärmebades noch aus einer experimentellen Bestimmung der Phasenraumdichte. Vielmehr muß die Temperatur indirekt aus beobachtbaren Größen wie den Zerfallsprodukten abgeleitet werden. Man greift dabei auf die Beobachtung von einfach zu messenden Observablen zurück.

Zur Temperaturdefinition setzt man idealisierte Bedingungen wie thermisches und chemisches Gleichgewicht voraus. Diese Voraussetzungen müssen später bei der Interpretation der so ermittelten Temperaturen kritisch hinterfragt werden. Die unterschiedlichen Methoden sind immer modellabhängig und basieren sämtlich auf einer kanonischen Behandlung. Eine Beschreibung mit Hilfe der kanonischen Verteilung ist aber streng genommen nur im thermodynamischen Grenzfall bei unendlicher Teilchenzahl möglich [Lan80], wohingegen

Kerne immer eine endliche Zahl von Konstituenten haben.

4.1 Verschiedene Thermometer für Kerne

Trotz der oben genannten Schwierigkeiten werden im wesentlichen drei verschiedene Methoden, eine Temperatur für nukleare Systeme indirekt aus beobachtbaren Größen abzuleiten, angewendet:

(1) Untersuchung der kinetischen Energiespektren der Fragmente: Die kinetische Energie wird zurücktransformiert ins Ruhesystem des emittierenden Kerns. Dann ist die Anzahl der Fragmente mit der Energie E_{kin} proportional zu einem Boltzmannfaktor, der diese kinetische Energie enthält, d.h. man beobachtet eine exponentielle Abnahme des Wirkungsquerschnitts mit der kinetischen Energie:

$$N(E_{kin}) \propto e^{-E_{kin}/T} \quad (5)$$

Die Beobachtung eines solchen thermischen Spektrums setzt ein globales Gleichgewicht voraus. Die Coulomb-Wechselwirkung und kollektive Bewegungen, wie der radiale Fluß, können das Spektrum allerdings stark beeinflussen. Außerdem liefern die aus den sequentiellen Zerfällen stammenden Fragmente einen zusätzlichen Beitrag bei kleinen E_{kin} . Da man neben der Temperatur häufig auch die Anregungsenergie des zerfallenden Systems bestimmen möchte, diese aber ebenfalls aus der kinetischen Energie der Fragmente abgeleitet werden muß, kommt es zu einer gewissen Autokorrelation zwischen diesen Größen, nicht nur in zentralen Stößen.

(2) Relative Besetzung angeregter Zustände eines bestimmten Kerns [Poc85, Poc85a, Kun91, Sch93]: Hier eignen sich leichte Kerne wie z.B. ${}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}$ oder Teilchen-instabile Zustände wie ${}^5\text{Li}$ und ${}^8\text{Be}$ oder andere Resonanzen [Hah86]. Die Besetzung zweier unterschiedlicher Zustände eines Kerns wird mit Hilfe von Teilchenkorrelationen, die beim Zerfall dieser Zustände auftreten, gemessen [Poc85]. Das Besetzungsverhältnis R ist ebenfalls proportional zu einem Boltzmannfaktor, der nun anstelle der kinetischen Energie den Niveauabstand ΔE der beiden Zustände enthält.

$$R \propto e^{-\Delta E/T} \quad (6)$$

Ein Zustand, dessen Anregung einen höheren Energiebetrag erfordert, ist entsprechend seltener besetzt. Damit sich Unsicherheiten bei der Bestimmung von R nur wenig auf die Temperatur auswirken, wählt man insbesondere Kerne mit einem hohen Niveauabstand ($\Delta E \gg T$). Allerdings darf der Niveauabstand auch nicht zu groß sein, sonst wird der höherliegende Zustand nicht mehr mit ausreichender Statistik bevölkert. Zu beachten

ist, daß das Feeding der Niveaus aus dem sequentiellen Zerfall anderer Fragmente die Temperaturmessung verfälscht. Kollektive Bewegungen im Kern haben bei dieser Methode vermutlich kaum noch einen Einfluß auf die Messung.

(3) Relative Ausbeute leichter Fragmente: Wie im folgenden Kapitel näher erläutert wird, ist das Verhältnis der Produktionswirkungsquerschnitte von zwei Fragmenten, wenn ein chemisches Gleichgewicht vorausgesetzt wird, wiederum proportional zu einem Boltzmannfaktor, der nun die Differenz der Bindungsenergien der Fragmente enthält.

$$\frac{Y(Z_1, N_1)}{Y(Z_2, N_2)} \propto e^{(B_1 - B_2)/T} \quad (7)$$

Hier gilt qualitativ, daß diejenige Fragmentsorte häufiger gebildet wird, zu deren Formation weniger Energie benötigt wird, d.h. welche eine höhere Bindungsenergie hat (Q_{gg} -Systematik [Art71, Avd80]).

4.2 Das Fragment-Thermometer

Um diese Methode näher zu erläutern, wird der von Albergo et. al. [Alb85] vorgeschlagene statistische Ansatz zur Bestimmung von Temperaturen aus Isotopenverhältnissen ausführlich dargestellt. Die in der hier vorliegenden Arbeit angegebenen Temperaturwerte beruhen sämtlich auf einer Anwendung dieser Methode. Die Fragmentverteilung wird dabei unter der Annahme eines chemischen Reaktionsgleichgewichts bestimmt. Diese Idee wurde schon sehr viel früher bei der Beschreibung der Elementsynthese in Supernova-Explosionen oder im Urknall angewandt [Hoy46]. Zwischen freien Nukleonen und zusammengesetzten Fragmenten, welche bei einer bestimmten Temperatur T in einem bestimmten Volumen V eingeschlossen sind, finden chemische Reaktionen statt. Unter der Annahme, daß ein thermisches Gleichgewicht besteht, kann man die großkanonische Gesamtheit zur Beschreibung heranziehen. Vereinfachend wird angenommen, daß sowohl die Nukleonen, als auch die Fragmente in der Gasphase vorliegen. Wenn die Temperatur genügend hoch und die Dichte klein gegen die Grundzustandsdichte ist, kann das Gasgemisch als hinreichend ideal betrachtet werden. Nimmt man weiterhin an, daß das Gas nicht entartet ist, läßt sich die Boltzmannstatistik verwenden. In der Tat ist, wie sich später zeigen wird, der Einfluß der Quantenstatistik sehr gering. Die Anzahldichte $\rho(Z, N)$ einer Fragmentsorte mit Z Protonen und N Neutronen kann wie folgt geschrieben werden:

$$\rho(Z, N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3} \omega(Z, N) e^{\mu(Z, N)/T} \quad (8)$$

Dabei ist $A = Z + N$ die Masse des Fragments, und $\lambda = h/\sqrt{2\pi m_0 T}$ die sogenannte thermische Nukleonen-Wellenlänge mit der Masse m_0 eines Nukleons. $\mu(Z, N)$ ist das

chemische Potential des Fragments. $\omega(Z, N)$ ist eine Verteilungsfunktion, welche die Besetzung der inneren Freiheitsgrade des Fragments beschreibt.

$$\omega(Z, N) = \sum_j [2s_j + 1] e^{E_j(Z, N)/T} \quad (9)$$

Sie enthält die Spins s_j des Grundzustandes und sämtlicher angeregter Zustände sowie deren Energieniveaus E_j .

Weiterhin wird angenommen, daß sich dieses Gemisch aus idealen Gasen ebenfalls in einem chemischen Gleichgewicht befindet. Dann läßt sich das chemische Potential des Fragments $\mu(Z, N)$ durch die entsprechenden chemischen Potentiale der freien Protonen μ_p und freien Neutronen μ_n und die Bindungsenergie $B(Z, N)$ ausdrücken:

$$\mu(Z, N) = Z\mu_p + N\mu_n + B(Z, N) \quad (10)$$

Wenn man $\mu(Z, N)$ in der Formel (8) durch diesen Ausdruck ersetzt, erhält man für die Dichte:

$$\rho(Z, N) = \frac{A^{3/2}}{\lambda^3} \left(\frac{\lambda^3}{2} \right)^A \omega(Z, N) \rho_p^Z \rho_n^N e^{B(Z, N)/T} \quad (11)$$

Im Boltzmannfaktor steht nun die Bindungsenergie des Fragments. Die Formel enthält aber außerdem noch die unbekanntenen Anzahldichten ρ_p und ρ_n der freien Nukleonen.

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

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \frac{\rho(Z_1, N_1)}{\rho(Z_2, N_2)} = \left(\frac{A_1}{A_2} \right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2} \right)^{A_1 - A_2} \frac{\omega(Z_1, N_1)}{\omega(Z_2, N_2)} \rho_p^{Z_1 - Z_2} \rho_n^{N_1 - N_2} e^{(B_1 - B_2)/T} \quad (12)$$

Um eine der beiden unbekanntenen Anzahldichten ρ_p oder ρ_n der Nukleonen 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):

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

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 (13) mit dem gleichen ρ_n . Durch Bildung des Doppelverhältnisses aus vier Fragmentausbeuten kürzt sich ρ_n ebenfalls heraus, und man erhält:

$$\frac{Y_1/Y_2}{Y_3/Y_4} = \text{const.} \frac{\omega(Z_1, N_1)/\omega(Z_2, N_2)}{\omega(Z_3, N_3)/\omega(Z_4, N_4)} e^{[(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)]/T} \quad (14)$$

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

$$\frac{Y_1}{Y_2} = \left(\frac{A_1}{A_2}\right)^{3/2} \left(\frac{\lambda^3}{2}\right)^{A_1-A_2} \frac{\omega(Z_1, N_1)}{\omega(Z_2, N_2)} \rho_p^{Z_1-Z_2} e^{(B_1-B_2)/T} \quad (15)$$

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 die Formel (14).

Die Gleichung (14) liefert einen eindeutigen Zusammenhang zwischen dem experimentell bestimmbaren Doppelverhältnis und der Temperatur. Sie kann jedoch nicht analytisch nach T aufgelöst werden, da die Verteilungsfunktionen $\omega(Z_i, N_i)$, welche die inneren Freiheitsgrade der Fragmente berücksichtigen, im allgemeinen sehr viele Summanden mit jeweils einem Boltzmannfaktor (siehe Gleichung (9)) enthalten. Eine numerische Bestimmung von T aus dem Doppelverhältnis ist aber möglich.

Aus zwei Gründen muß an dieser Formel eine Korrektur 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). Beide Effekte sind überlagert und kompensieren sich teilweise. Um sie voneinander zu trennen, ist man auf Modellvorhersagen angewiesen. Eine einfache und pragmatische Möglichkeit, das Problem zu umgehen, besteht darin, alle angeregten Zustände zu vernachlässigen und anzunehmen, daß nur Grundzustände besetzt werden. Dies ist nur dann eine gute Näherung, wenn die Energiedifferenz vom Grundzustand zum ersten angeregten Zustand für alle verwendeten Nuklide groß im Vergleich zur Temperatur ist, denn nach Boltzmann nimmt die Besetzungswahrscheinlichkeit eines Zustandes exponentiell mit der zur Anregung des Niveaus aufzuwendenden Energie ab. In diesem Modellansatz wird also die gesamte Summe $\omega(Z_i, N_i)$ auf den ersten Summanden reduziert, d.h. $\omega = 2s_0 + 1$, wobei s_0 der Grundzustandsspin des jeweiligen Fragments ist. Die mit Hilfe dieser Näherung aus Isotopenverhältnissen berechneten Temperaturen werden im folgenden mit dem Index 0 versehen (z.B. $T_{xy,0}$). Ob die Näherung gerechtfertigt ist, wird sich später bei der Kalibrierung der Temperaturskala durch Vergleich mit geeigneten Modellvorhersagen zeigen. Gegebenenfalls kann $T_{xy,0}$ erst nach Einführung einer Korrektur zur Temperaturbestimmung verwendet werden.

4.3 Auswahl der Isotope

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

- (1) Die verwendeten Isotope müssen mit möglichst hohem Wirkungsquerschnitt gebildet werden, damit man Temperaturen auch in verschiedenen Ereignisklassen bestimmen kann.
- (2) Die Zahl der den Isotopen zugänglichen angeregten Zustände, welche durch γ -Emission zerfallen, sollte klein bzw. deren Energiedifferenz zum Grundzustand groß sein.
- (3) Obwohl sich die Dichten der freien Nukleonen z.B. durch die Forderung $\Delta Z = 0$ bzw. $\Delta N = \text{const.}$ in den einzelnen Isotopenverhältnissen herauskürzen, sollte man unmittelbar benachbarte Isotope ($\Delta N = 1$) verwenden, um den Einfluß des N/Z-Verhältnisses des zerfallenden Präfragments auf die relativen Ausbeuten klein zu halten. Das entsprechende gilt für Isotonenverhältnisse ($\Delta N = 0$), wenn $\Delta Z = 1$ gewählt wird.
- (4) Das aus den vier Isotopenausbeuten gebildete Doppelverhältnis muß genügend sensitiv auf die Temperatur sein. Dazu muß die Differenz der Bindungsenergien der Fragmente groß sein. Dies wird im folgenden näher erläutert.

Wenn man die Gleichung (14) nach T auflöst, erhält man für alle Fragmentkombinationen immer eine Beziehung der Form:

$$T_{xy,0} := \frac{b}{\ln(aR)} \quad (16)$$

Dabei ist R das Doppelverhältnis, a eine Konstante, die sich aus den Massen und Spinfaktoren der einzelnen Fragmente zusammensetzt, und b ebenfalls eine Konstante, die durch folgenden Ausdruck gegeben ist:

$$b = [(B_1 - B_2) - (B_3 - B_4)] \quad (17)$$

Wenn man die Formel (16) einmal differenziert, erhält man einen Zusammenhang zwischen den relativen Fehlern des Doppelverhältnisses und der Temperatur:

$$\frac{\Delta T}{T} = \frac{T}{b} \frac{\Delta R}{R} \quad (18)$$

Um ein geeignetes Thermometer zu erhalten, sollte man also ein Doppelverhältnis wählen, bei dem die Konstante b in der gleichen Größenordnung liegt oder sogar größer ist als die zu messende Temperatur, die typischerweise bei 5 MeV liegt. Dies ist immer dann der Fall, wenn ein Isotopen- bzw. Isotonenpaar eine große Differenz in der Bindungsenergie aufweist und das andere Paar eine sehr viel kleinere Differenz.

In Tabelle 2 sind die Konstanten a und b , übereinander angeordnet, für einige Doppelverhältnisse angegeben. Oberhalb der Diagonalen stehen die Konstanten, welche sich aus

		$\frac{2H}{3H}$	$\frac{3He}{4He}$	$\frac{6Li}{7Li}$	$\frac{7Li}{8Li}$	$\frac{9Be}{10Be}$	$\frac{10B}{11B}$	$\frac{11B}{12B}$	ratio
	a →	0.29	0.18	0.40	0.36	0.07	0.16	0.20	$\frac{1H}{2H}$
	b →	-4.03	-18.35	-5.03	0.19	-4.59	-9.23	-1.15	$\frac{2H}{3H}$
$\frac{4He}{3H}$		1.59	0.63	1.37	1.25	0.24	0.54	0.70	$\frac{2H}{3H}$
		14.32	-14.32	-0.99	4.22	-0.55	-5.20	2.89	$\frac{2H}{3H}$
$\frac{7Li}{6He}$	0.24	0.15		2.18	1.98	0.38	0.86	1.11	$\frac{3He}{4He}$
	4.48	-9.84		13.33	18.54	13.77	9.12	17.21	$\frac{4He}{3H}$
$\frac{7Be}{6Li}$	0.73	0.46	3.00		0.91	0.17	0.39	0.51	$\frac{6Li}{7Li}$
	0.11	-14.21	-4.37		5.22	0.44	-4.21	3.88	$\frac{6Li}{7Li}$
$\frac{9Be}{8Li}$	1.28	0.81	5.28	1.76		0.19	0.43	0.56	$\frac{7Li}{8Li}$
	11.39	-2.93	6.91	11.28		-4.78	-9.42	-1.34	$\frac{7Li}{8Li}$
$\frac{10B}{9Be}$	0.60	0.38	2.46	0.82	0.47		2.25	2.92	$\frac{9Be}{10Be}$
	1.09	-13.23	-3.39	0.98	-10.30		-4.64	3.44	$\frac{9Be}{10Be}$
$\frac{11B}{10Be}$	0.27	0.17	1.09	0.36	0.21	0.44		1.30	$\frac{10B}{11B}$
	5.74	-8.58	1.25	5.62	-5.66	4.64		8.09	$\frac{10B}{11B}$
ratio		$\frac{3He}{2H}$	$\frac{4He}{3H}$	$\frac{7Li}{6He}$	$\frac{7Be}{6Li}$	$\frac{9Be}{8Li}$	$\frac{10B}{9Be}$		

Tabelle 2: Die Konstanten a und b (in MeV) aus der Formel (16), jeweils übereinander angeordnet, für verschiedene Kombinationen von Isotopenverhältnissen (oben rechts) und von Isotonenverhältnissen (unten links).

jeweils zwei Isotopenverhältnissen ergeben, unterhalb entsprechend das gleiche für mögliche Isotonenverhältnisse. Hervorgehoben sind drei Doppelverhältnisse, welche im Rahmen dieser Arbeit zur Temperaturbestimmung verwendet werden. In allen drei Fällen ist die Konstante b besonders groß. In dieser Tabelle sind nur leichte Fragmente enthalten, weil nur diese mit ausreichendem Produktionswirkungsquerschnitt gebildet werden, und weil die Differenz der Bindungsenergien zu schwereren Elementen hin immer geringer wird. Besonders die in großer Zahl auftretenden, und auf die Temperatur sehr sensitiven H-Isotope bieten sich für eine Messung an. So liefert z.B. das aus den Wasserstoffisotopen $2H$ und $3H$ und den Heliumisotopen $3He$ und $4He$ gebildete Doppelverhältnis nach Einsetzen der Massen, Grundzustandspins und Bindungsenergien in Gleichung (14) folgende Größe:

$$T_{HHe,0} := \frac{14.32 \text{ MeV}}{\ln\left(1.59 \cdot \frac{Y_{4He}/Y_{3H}}{Y_{3He}/Y_{2H}}\right)} \quad (19)$$

Wegen der unteren Ladungsschwelle von $Z \geq 2$ des MUSIC-Detektors kann die Temperatur $T_{HHe,0}$ jedoch nicht verwendet werden. Es können aber andere Messungen, in denen

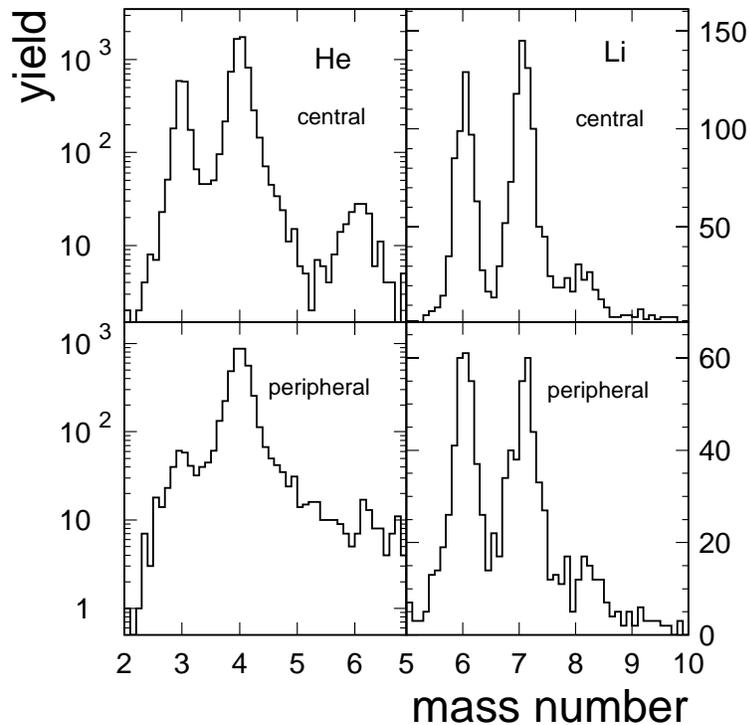


Abbildung 14: Massenspektren von He-Fragmenten (linke Spalte) und Li-Fragmenten (rechte Spalte). In der oberen Bildhälfte sind zentrale Stöße selektiert worden, die Spektren unten entsprechen peripheren Stößen.

H-Isotope nachgewiesen wurden, im Hinblick auf eine Temperaturbestimmung mit $T_{He,0}$ ausgewertet werden.

Aus den leichtesten mit dem MUSIC-Detektor gemessenen Isotopenpaaren ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}$, ${}^7\text{Li}$ läßt sich ebenfalls eine Größe bilden, welche hier zur Temperaturbestimmung verwendet wird.

$$T_{HeLi,0} := \frac{13.33 \text{ MeV}}{\ln\left(2.18 \cdot \frac{Y_{6Li}/Y_{7Li}}{Y_{3He}/Y_{4He}}\right)} \quad (20)$$

Diese Isotopenpaare erfüllen die obengenannten Voraussetzungen. Bei den Isotopen ${}^3\text{He}$ und ${}^4\text{He}$ beträgt die Differenz der Bindungsenergien etwa 20 MeV, während sie bei ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ nur noch etwa 7 MeV beträgt. Dadurch ist die Konstante b aus Gleichung (16) groß. Daß die Differenz der Bindungsenergien einen starken Einfluß auf die Isotopenverhältnisse hat, ist unmittelbar aus Abbildung 14 zu sehen. Hier ist für zentrale (obere Reihe) und periphere Stöße (untere Reihe) jeweils das Massenspektrum von He- und Li-Fragmenten gezeigt. In zentralen Stößen ist sowohl die Anregungsenergie als auch die Temperatur höher. Das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis variiert sehr stark (logarithmische Skala!), während das ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ -Verhältnis (lineare Skala!) nahezu konstant bleibt.

Aus Gleichung (18) ist ebenfalls ersichtlich, daß mit $b = 13.33 \text{ MeV}$ eine große Änderung von R zu einer kleinen Änderung von T führt. Wenn man von einer Temperatur von 5 MeV ausgeht, bewirkt eine Änderung von R um $\pm 50\%$ nur eine Änderung der Temperatur $T_{HeLi,0}$ von $\mp 19\%$ oder $\Delta T = \mp 1.0 \text{ MeV}$.

Ein großer Nachteil bei der Verwendung von He-Fragmenten ist die Tatsache, daß insbesondere ${}^4\text{He}$ ein typisches Evaporationsprodukt ist, welches also nicht nur beim Zerfall leichter Fragmente wie ${}^8\text{Be}$ entsteht, sondern auch von primär angeregten, schweren Fragmenten abgedampft wird. Der Einfluß durch sekundäre Zerfälle ist deshalb bei den He-Fragmenten besonders groß. Inwieweit sich die Abdampfung von α -Teilchen und das Feeding von ${}^3\text{He}$ teilweise kompensiert, wird im nächsten Abschnitt untersucht.

Im Hinblick auf einen späteren Vergleich mit $T_{HeLi,0}$ sei hier noch ein weiteres Temperaturmaß aus dem Doppelverhältnis zweier Isotonenpaaren ${}^7\text{Be}/{}^6\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}/{}^8\text{Li}$ angegeben:

$$T_{BeLi,0} := \frac{11.28 \text{ MeV}}{\ln\left(1.76 \cdot \frac{Y_{9Be}/Y_{8Li}}{Y_{7Be}/Y_{6Li}}\right)} \quad (21)$$

4.4 Kalibrierung der Temperaturskala

Um die Anwendbarkeit der Temperaturdefinitionen in den Formeln (19 - 21) und den Einfluß der Fermi-Dirac-Statistik sowie des sequentiellen Zerfalls primär angeregter Fragmente zu untersuchen, wurden die von verschiedenen Modellrechnungen vorhergesagten Fragmentverteilungen analysiert. Dazu wurde zunächst das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ - und das ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ -Verhältnis aus der vom Quanten-Statistischen-Modell (QSM) [Hah88, Hah88a, Kon94] vorhergesagten Fragmentausbeute berechnet. Das Quanten-Statistische-Modell geht ähnlich wie der oben beschriebene Modellansatz von idealisierten Bedingungen aus. Die Kernmaterie ist unendlich ausgedehnt, und es herrscht in einem Gemisch aus Nukleonen und zusammengesetzten Fragmenten sowohl thermisches als auch 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. In diesem großkanonischen Modell ist neben dem N/Z -Verhältnis und der Aufbruchdichte ρ die Temperatur T_{QSM} ein frei wählbarer Eingangsparameter.

In Abbildung 15 (oben) sind die Isotopenverhältnisse als Funktion von T_{QSM} für zwei verschiedene N/Z -Verhältnisse (1.00 und 1.59) und drei verschiedene Aufbruchdichten ($\rho/\rho_0 = 0.1 - 0.5$) aufgetragen. Der untere Teil der Abbildung zeigt die daraus gemäß Formel (20) berechnete Isotopen-Temperatur $T_{HeLi,0}$. Das einzelne Isotopenverhältnis zeigt sowohl eine Abhängigkeit vom N/Z -Verhältnis des emittierenden Systems als auch von

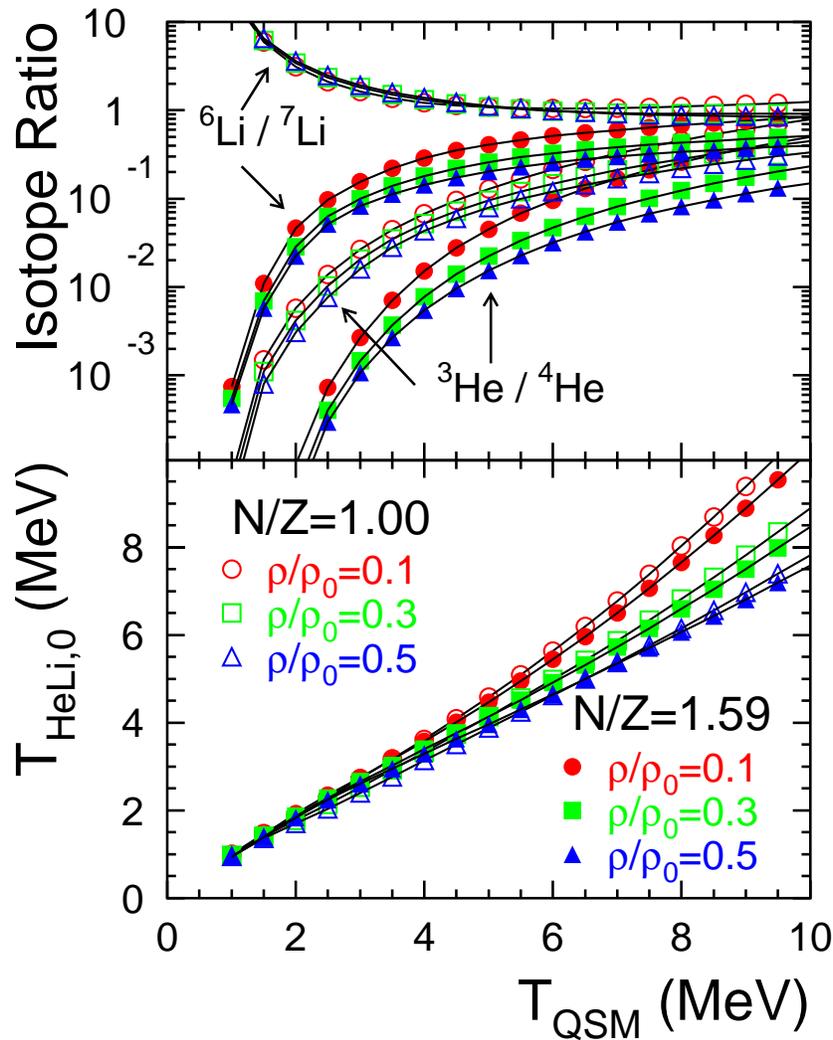


Abbildung 15: Einzelne Isotopenverhältnisse ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ (oben) und die daraus berechnete Temperatur $T_{\text{HeLi},0}$ (unten) als Funktion der Temperatur T_{QSM} im Quanten-Statistischen-Modell. Die Aufbruchdichte ρ und das N/Z -Verhältnis wurden variiert.

der Aufbruchdichte. Die Abhängigkeit von N/Z wird trotz der extrem großen Unterschiede durch die Bildung des Doppelverhältnisses (bzw. von $T_{\text{HeLi},0}$) fast vollständig eliminiert. Dies kann als ein wesentlicher Vorteil des Doppelverhältnisses gegenüber den einfachen Isotopenverhältnissen gewertet werden. Ein weiterer Vorteil liegt in der geringeren Abhängigkeit von der unbekanntem Aufbruchdichte. Möchte man z.B. T_{QSM} in Abbildung 15 aus den gemessenen Verhältnissen der Ausbeuten bestimmen, so zeigt sich, daß bei Verwendung des Doppelverhältnisses die Unsicherheit durch die unbekanntem Aufbruchdichte etwa um einen Faktor zwei im Vergleich zu dem Fall reduziert wird, in dem man T_{QSM} allein aus dem ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis bestimmt. Obwohl das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis

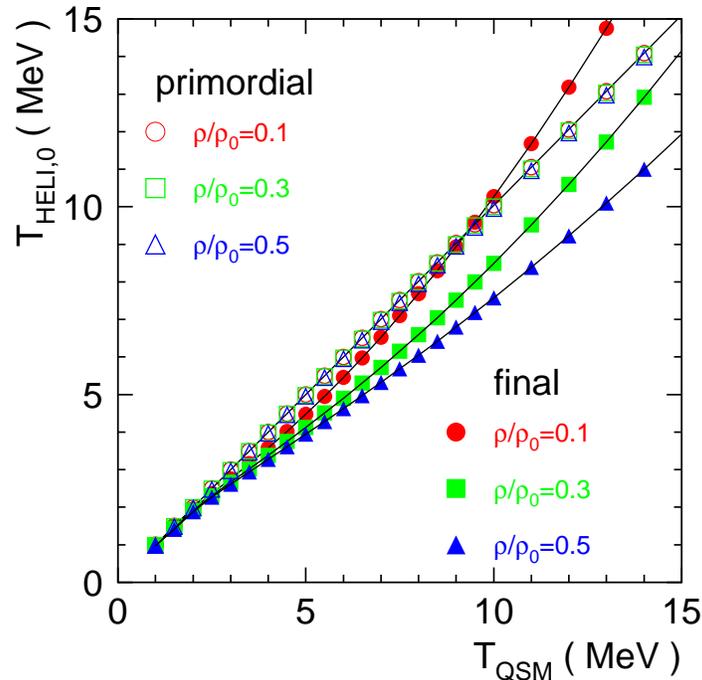


Abbildung 16: Die aus der primordialen und endgültigen Fragmentverteilung des QSM-Modells berechnete Isotopen-Temperatur $T_{HeLi,0}$ als Funktion der Modell-Temperatur T_{QSM} . Das N/Z -Verhältnis beträgt 1.49, die Aufbruchdichte liegt zwischen 0.1 und $0.5 \cdot \rho_0$.

allein schon zur Temperaturmessung ausreichen würde, ist es aus den oben genannten Gründen dennoch sinnvoll, zusammen mit dem ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ -Verhältnis, welches kaum sensitiv auf Temperaturänderungen ist, ein Doppelverhältnis zu bilden. Trotz der starken Zunahme der Ausbeute von leichten Teilchen durch den sequentiellen Zerfall primär erzeugter Fragmente (Feeding), sagt das QSM-Modell eine nahezu lineare Abhängigkeit der Isotopen-Temperatur $T_{HeLi,0}$ von der Modell-Temperatur T_{QSM} des Systems voraus. Für Temperaturen unterhalb von 10MeV variiert die relative Abweichung $T_{HeLi,0}/T_{QSM}$ zwischen 0.95 ± 0.05 und 0.75 ± 0.05 für Aufbruchsdichten von $0.1 \cdot \rho_0$ und $0.5 \cdot \rho_0$.

Der Einfluß des Feedings auf $T_{HeLi,0}$ kann, wie in Abbildung 16 zu sehen ist, durch einen Vergleich von primordialer und endgültiger Fragmentverteilung bestimmt werden. Wenn man die Besetzung angeregter Zustände und damit auch den sekundären Zerfall in QSM abschaltet (primordial), sind die beiden Temperaturen $T_{HeLi,0}$ und T_{QSM} unabhängig von der Aufbruchdichte fast identisch. Das liegt daran, daß sowohl der einfache Modellansatz von Albergo als auch QSM großkanonisch sind und auch sonst von gleichen Voraussetzungen, wie dem chemischen Gleichgewicht und einem unendlichen System, ausgehen. Selbst die Vernachlässigung der Quantenstatistik bei Albergo hat bei diesen niedrigen Aufbruchsdichten keinen Einfluß auf die Isotopen-Temperatur. Erst durch Berücksichtigung der sekundären Zerfälle (final) wird die Modell-Temperatur des Systems durch $T_{HeLi,0}$

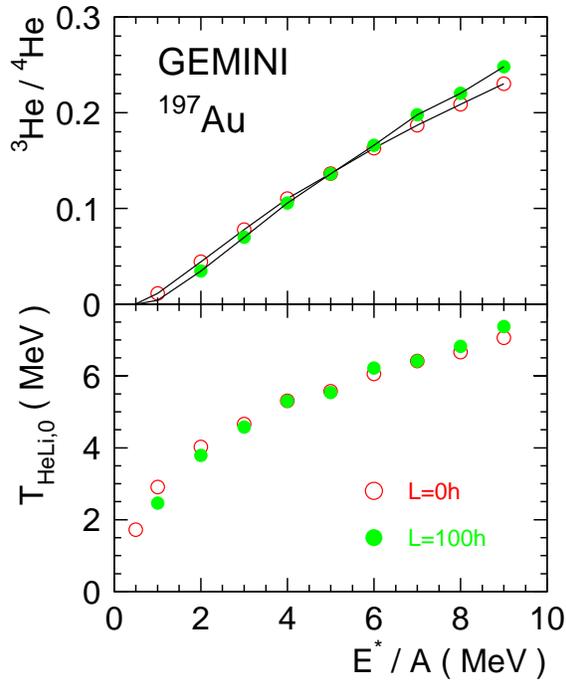


Abbildung 17: Das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis und $T_{\text{HeLi},0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen des sequentiellen Verdampfungsmodells GEMINI beim Zerfall eines Goldkerns als Funktion der Anregungsenergie pro Nukleon für zwei verschiedene Drehimpulse.

unterbewertet.

Die Anwendbarkeit des Quanten-Statistischen-Modells zur Beschreibung des Aufbruchs von Kernmaterie ist allerdings auf relativ zentrale Stöße, in denen kein Fragment mit einer Masse $A \geq 20$ übrigbleibt und in denen viel Anregungsenergie übertragen wird, begrenzt. Die Ursache ist darin zu sehen, daß in QSM nur bis zur Massenzahl $A = 20$ [Kon94] die wichtigsten stabilen und instabilen angeregten Zustände berücksichtigt wurden, während alle schwereren Fragmente nur im Grundzustand vorliegen.

Um die Gültigkeit von $T_{\text{HeLi},0}$ als Temperatur auch auf niedrigere Anregungsenergien auszudehnen, wurden Rechnungen mit dem sequentiellen Verdampfungsmodell GEMINI [Cha88] durchgeführt. Der Aufbruch des relativ moderat angeregten Systems (unter 5 A MeV) wird beschrieben durch eine Folge von binären Zerfällen, wobei die Abdampfung eines Nukleons auch als binärer Zerfall mit extremer Massenasymmetrie gilt. Ladung, Masse, Drehimpuls und Anregungsenergie des anfänglich zerfallenden Systems sind vorgegeben. Bei jeder Zerteilung verliert der Restkern Energie, die Zerfallskette wird solange verfolgt, bis die verbleibende Anregungsenergie unter der Berücksichtigung von Rotations- und Deformationsenergie nicht mehr zur Überwindung der Teilchenemissionsschwelle ausreicht. Wie bei Compound-Kern-Reaktionen ist die von der verbleibenden Anregungsenergie abhängige Niveaudichte im Endzustand der Spaltprodukte ein Maß für die Entropie und damit auch für die Temperatur. In einem Fermigas ist die Temperatur proportional

zur Wurzel aus der Anregungsenergie:

$$T = \sqrt{k \cdot \langle E^* / A \rangle} \quad (22)$$

mit einem inversen Niveaudichte-Parameter $k=A/8.5 \text{ MeV}^{-1}$.

Es wurde mit GEMINI der Zerfall eines Goldkerns für zwei verschiedene Drehimpulse $L=0\hbar$ und $L=100\hbar$ simuliert. In Abbildung 17 sind das aus der Fragmentverteilung berechnete ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis und $T_{\text{HeLi},0}$ als Funktion der anfänglichen Anregungsenergie pro Nukleon für die beiden Drehimpulse dargestellt. Der Drehimpuls hat insgesamt nur einen geringen Einfluß auf das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis. Da sich die Gesamtenergie aus der Rotations- und der inneren Anregungsenergie zusammensetzt, ist der relative Anteil der Rotation bei niedrigen Energien am größten und nimmt mit steigender Energie immer weiter ab. Die Rotationsenergie eines starr rotierenden Goldkerns mit $L=100\hbar$ beträgt rund 0.5 MeV pro Nukleon. Eine niedrige innere Anregungsenergie spiegelt sich in einem kleineren ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis wider. Die Temperatur $T_{\text{HeLi},0}$ zeigt einen Verlauf, der etwa mit der Wurzel aus der Anregungsenergie geht. Wie in Abbildung 18 zu erkennen ist, zeigen die Resultate aus diesen sequentiellen Verdampfungsrechnungen ebenfalls einen fast linearen Zusammenhang zwischen $T_{\text{HeLi},0}$ und der *anfänglichen* Temperatur T aus Gleichung 22. In Übereinstimmung mit QSM-Rechnungen bei höheren Dichten ist die relative Abweichung $T_{\text{HeLi},0}/T \approx 0.7$.

Als drittes Modell wurde das mikrokanonische Multifragmentations-Modell SMMM von Gross und Mitarbeitern [Gro90] angewendet, um die Fragmentverteilung in einem mittleren Energiebereich zu bestimmen. Im Gegensatz zu QSM ist in diesem statistischen Zerfallsmodell nicht die Temperatur, sondern die Gesamtenergie E des Systems vorgegeben. Die Zustandsdichte $\Omega(E)$, d.h. die Anzahl der Möglichkeiten, die Energie auf die vorhandenen Freiheitsgrade zu verteilen, wird explizit ausgerechnet. Die Temperatur ergibt sich aus der Ableitung der Entropie $S = \ln\Omega(E)$ nach der Energie (siehe Gleichung 4). Gerade im Hinblick auf die endliche Systemgröße bei der Untersuchung von Kernmaterie scheint die mikrokanonische Beschreibung geeigneter zu sein. Aus Abbildung 18 ist erkennbar, daß auch dieses Modell ein fast konstantes Verhältnis von 0.7 ± 0.05 zwischen $T_{\text{HeLi},0}$ und der thermodynamischen Temperatur des Systems voraussagt.

Um die systematisch zu kleinen Werte der Größe $T_{\text{HeLi},0}$ als Temperatur auszugleichen, wurde als endgültige Isotopen-Temperatur:

$$T_{\text{HeLi}} = 1.2 \cdot T_{\text{HeLi},0}. \quad (23)$$

verwendet. Dieser Zusammenhang ist in Abbildung 18 durch eine Gerade angedeutet. Damit liefert T_{HeLi} innerhalb der oben erwähnten Modelle eine geeignete Temperaturskala

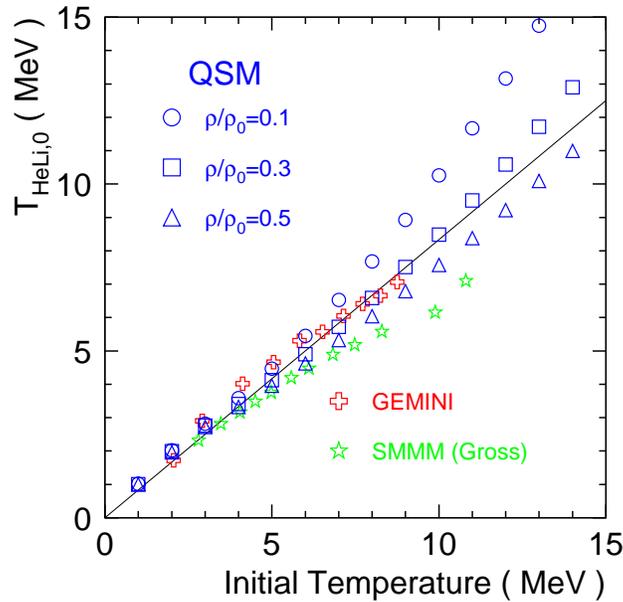


Abbildung 18: $T_{HeLi,0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Zerfallsmodelle als Funktion der Modell-Temperatur.

sowohl im Verdampfungs- (GEMINI) und Fragmentationsbereich (SMMM) als auch in der Gasphase (QSM) von Kernmaterie.

Die systematische Unterschätzung der Modell-Temperatur durch die Größe $T_{HeLi,0}$ ist sowohl auf die Vernachlässigung der Besetzung angeregter Zustände als auch auf den sekundären Zerfall zurückzuführen. Beide Effekte sind überlagert und kompensieren sich teilweise. Von Bedeutung sind dabei die meist tiefliegenden teilchenstabilen Zustände, die nur durch γ -Emission zerfallen. Den größten Einfluß auf T_{HeLi} hat dabei der erste angeregte Zustand (478 keV) im ${}^7\text{Li}$. Um den Fehler, der durch die Vernachlässigung dieses Zustandes entsteht, abzuschätzen, wird in der internen Zustandssumme $\omega(Z, N)$ (Gleichung 9) von ${}^7\text{Li}$ der erste angeregte Zustand mitgenommen.

$$\omega({}^7\text{Li}) = [2 \cdot 3/2 + 1] + [2 \cdot 1/2 + 1]e^{-0.478 \text{ MeV}/T} \quad (24)$$

Der Quotient aus den internen Zustandssummen von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$, der in der Konstanten a aus Gleichung (16) enthalten ist, wird in Abbildung 19 als Funktion der Temperatur dargestellt. Bei Berücksichtigung des 478 keV-Zustandes sinkt durch den zusätzlichen Freiheitsgrad im ${}^7\text{Li}$ der Quotient $\omega({}^6\text{Li})/\omega({}^7\text{Li})$ solange, bis der Boltzmannfaktor $e^{-0.478 \text{ MeV}/T} \approx 1$ wird. Vom ursprünglichen Wert von 0.75 bei Berücksichtigung nur der Grundzustände verringert sich der Quotient bei hohen Temperaturen um $1/3$. Im ${}^6\text{Li}$ gibt es jedoch einen weiteren, allerdings höherliegenden γ -instabilen Zustand bei 3.56 MeV

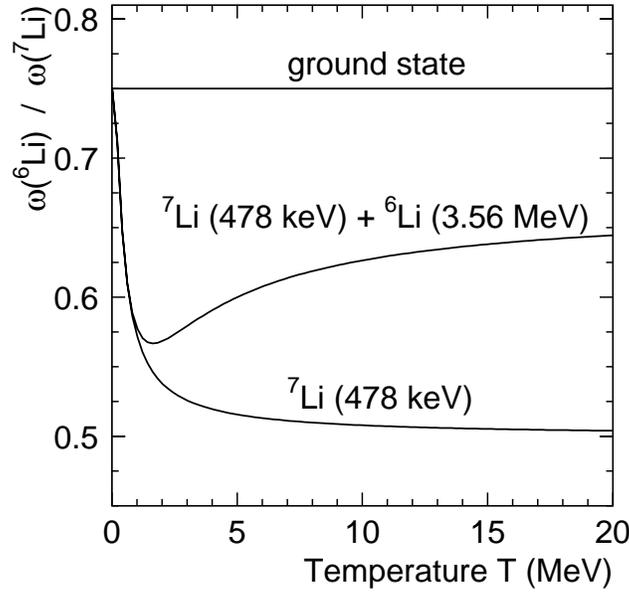


Abbildung 19: Der Quotient aus den internen Zustandssummen von ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ als Funktion der Temperatur bei Berücksichtigung unterschiedlich vieler teilchenstabiler Zustände.

[Ajz84]. Dadurch erweitert sich die Zustandssumme von ${}^6\text{Li}$ zu:

$$\omega({}^6\text{Li}) = [2 \cdot 1 + 1] + [2 \cdot 0 + 1]e^{-3.562 \text{ MeV}/T} \quad (25)$$

Der aus den Gleichungen (24) und (25) gebildete Quotient ist ebenfalls in Abbildung 19 enthalten. Die Abweichungen vom Grundzustandswert durch den 478 keV-Zustand werden durch den 3.56 MeV-Zustand des ${}^6\text{Li}$ bei hohen Temperaturen teilweise wieder kompensiert, so daß sich eine Abweichung von 16% bei einer Temperatur von 10 MeV ergibt. Da die He-Isotope keine teilchenstabilen angeregten Zustände haben, ist dies auch gleichzeitig die Abweichung der Konstante a in Gleichung (16) vom Grundzustandswert 2.18. Die daraus gebildete Temperatur $T_{\text{HeLi},1}$ ist immer kleiner als $T_{\text{HeLi},0}$. Die relative Abweichung ist um so größer, je höher die Temperatur ist. Bei $T_{\text{HeLi},0} = 5$ MeV ist $T_{\text{HeLi},1}$ um 8% kleiner und bei $T_{\text{HeLi},0} = 15$ MeV liegt $T_{\text{HeLi},1}$ bereits rund 15% darunter. Da $T_{\text{HeLi},0}$ schon systematisch zu kleine Werte liefert, wäre $T_{\text{HeLi},1}$ ein weniger gutes Temperaturmaß. Dieses Beispiel zeigt, daß angeregte Zustände einen sehr großen Einfluß auf die Temperaturbestimmung aus Isotopenverhältnissen haben, daß aber andererseits die Nichtberücksichtigung dieser zusätzlichen Freiheitsgrade allein die Abweichungen der Größe $T_{\text{HeLi},0}$ von der Modell-Temperatur nicht erklären kann.

Es muß vielmehr die zusätzliche, und für jede Fragmentsorte unterschiedlich starke Teilchenproduktion aus dem sequentiellen Zerfall primär angeregter Fragmente untersucht werden. In Abbildung 20 ist dieser Einfluß auf die Fragmentverteilung leichter Isoto-

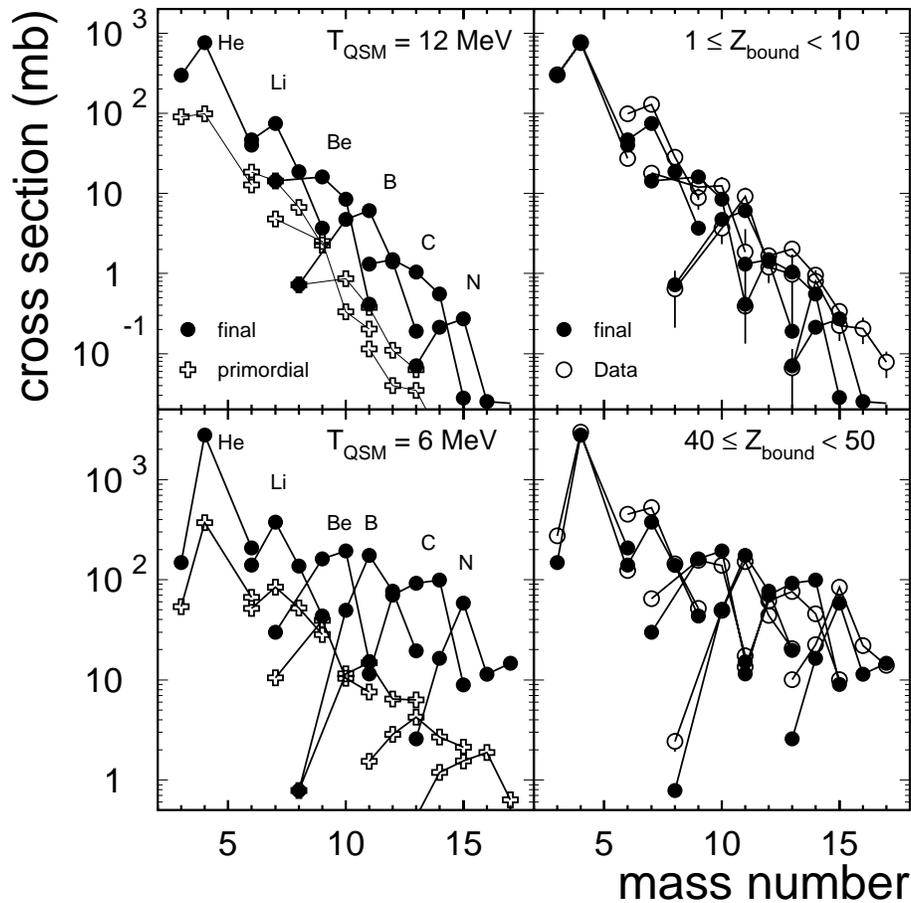


Abbildung 20: Einfluß der sequentiellen Zerfälle auf die Verteilung der leichten Fragmente von He bis N im QSM-Modell [Hah88]. Es ist für zwei Temperaturen $T_{QSM}=12$ MeV (oben) und $T_{QSM}=6$ MeV (unten) jeweils die endgültige (final) Verteilung für die häufigsten Isotope dargestellt. Dabei war $N/Z=1.49$ und $\rho/\rho_0 = 0.3$. In der linken Spalte sind zusätzlich die primordialen (primordial ground state) Verteilungen dargestellt. In der rechten Spalte sind zum Vergleich zwei in verschiedenen Z_{bound} -Bereichen gemessene Verteilungen gezeigt.

pe von He bis N am Beispiel des QSM-Modells für zwei verschiedene Temperaturen $T_{QSM}=12$ MeV (oben) und $T_{QSM}=6$ MeV (unten) gezeigt. Dazu wurden in der linken Spalte jeweils die primordiale und die endgültige Verteilung miteinander verglichen. Primordial bedeutet hier, daß angeregte Zustände zwar besetzt werden, aber es finden nur solche Fragmente Berücksichtigung, welche vor dem sekundären Zerfall im Grundzustand vorliegen (primordial ground state). Es zeigt sich im linken Teil der Abbildung 20 eine Verschiebung der relativen Ausbeuten z.B. von ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ beim Übergang von der primordialen zur endgültigen Verteilung. Aber dieser Effekt - und dies kann als glücklicher Zufall bezeichnet werden - kompensiert weitestgehend die Nichtberücksichtigung der Besetzung angeregter Zustände, so daß $T_{HeLi,0}$, wie in Abbildung 16 gezeigt wurde,

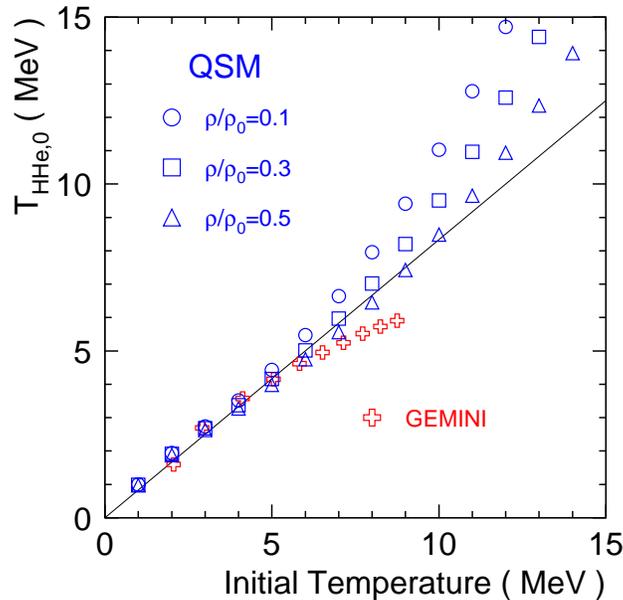


Abbildung 21: $T_{HHe,0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Zerfallsmodelle als Funktion der Modell-Temperatur.

fast linear mit der Modell-Temperatur des Systems ansteigt. Neben den verhältnismäßig kleinen Verschiebungen der relativen Ausbeuten zeigt Abb. 20 aber einen sehr ähnlichen Verlauf von primordialer und endgültiger Verteilung. Beide Verteilungen werden zu höheren Temperaturen hin steiler (siehe auch [Hir84, Min82]), wobei der Zugewinn aus dem sequentiellen Zerfall relativ gleichmäßig auf alle Isotope verteilt ist.

Ein Vergleich der endgültigen Verteilungen mit experimentell gewonnenen Fragmentverteilungen wird in der rechten Spalte von Abbildung 20 gegeben. Dazu wurde die Normierung der theoretischen Verteilung so gewählt, das die Summe der Quadrate der Abweichungen der Einzelausbeuten minimal wurde (kleinstes χ^2). Hier zeigt sich, daß die gemessene Verteilung für zentrale Stöße ($Z_{bound} < 10$) gut durch QSM-Rechnungen mit der Temperatur $T_{QSM}=12$ MeV wiedergegeben wird. In mehr peripheren Stößen ($40 \leq Z_{bound} < 50$) entspricht die gemessene Verteilung eher einer Temperatur von $T_{QSM}=6$ MeV. Die geringen Auswirkungen der sequentiellen Zerfälle auf die Form der Massenverteilungen und die Tatsache, daß die beobachteten Fragmentverteilungen durch QSM-Rechnungen mit Temperaturen im Bereich von 6-12 MeV gut beschrieben werden, lassen vermuten, daß die QSM-Rechnungen den Beitrag sequentieller Zerfälle realistisch abschätzen.

Da man das Feeding aus sequentiellen Zerfällen und die Besetzung angeregter Zustände experimentell nicht beeinflussen, bzw. voneinander trennen kann, muß jedes Isotopen-Thermometer separat durch Vorhersagen aus verschiedenen Zerfallsmodellen kalibriert werden. Die Modellvorhersagen wurden also in gleicher Weise auch zur Kalibrierung der

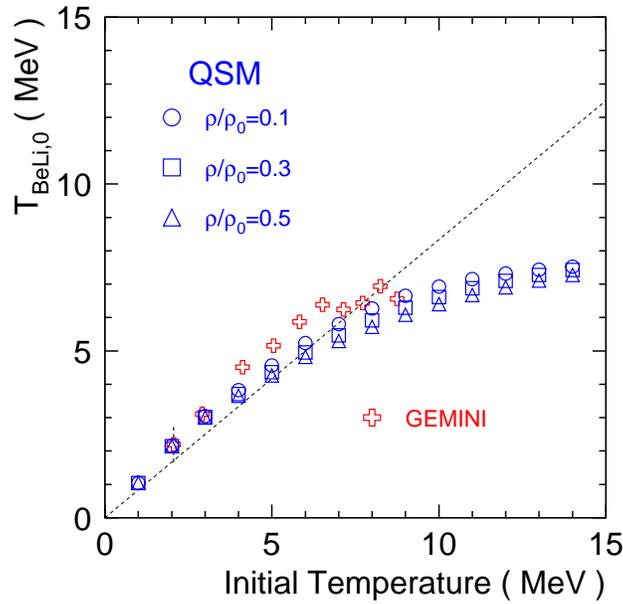


Abbildung 22: $T_{BeLi,0}$ berechnet aus den Fragmentverteilungen verschiedener Zerfallsmodelle als Funktion der Modell-Temperatur.

beiden anderen Isotopen-Thermometer T_{HHe} und T_{BeLi} benutzt. Dies ist in Abbildung 21 für T_{HHe} und in Abbildung 22 für T_{BeLi} gezeigt. $T_{HHe,0}$ zeigt dabei ganz ähnlich wie $T_{HeLi,0}$ einen fast linearen Verlauf mit der Modell-Temperatur des Systems, mit einer systematischen Unterschätzung um etwa 20 %, so daß ebenfalls ein Korrekturfaktor 1.2 zur Festlegung von T_{HHe} genügt. Der Verlauf von $T_{BeLi,0}$ weist dagegen in QSM bei Temperaturen oberhalb von etwa 8 MeV eine gewisse Sättigung auf. In diesem Modell ist also $T_{BeLi,0}$ für Temperaturen oberhalb von ca. 7 MeV sehr insensitiv auf die Modell-Temperatur.

5 Ergebnisse der Temperaturmessung

5.1 Isotopenverhältnisse

Im Experiment S114 wurden zur systematischen Untersuchung der Projekttilfragmentation verschiedene Kombinationen von Projektil- und Targetkernen bei verschiedenen Einschußenergien verwendet. In diesem Kapitel wird eine dieser vielen Kombinationen, nämlich die Reaktion $\text{Au} + \text{Au}$ bei $E/A = 600$ MeV exemplarisch ausgewertet, da für dieses System auch die Anregungsenergie zur Verfügung stand [Zud95]. Systematische Temperaturmessungen werden im nächsten Kapitel vorgestellt. Da eine individuelle Massenauflösung für leichte Elemente erzielt wurde (siehe Abbildung 11), konnte deren Ausbeute isotonen aufgelöst für verschiedene Ereignisklassen, d.h. als Funktion von Z_{bound} , bestimmt werden. In Abbildung 23 sind die Massenspektren der leichten Elemente von He bis C in der linken Spalte jeweils für zentrale Stöße und in der rechten Spalte für periphere Stöße

Z_{bound}	1-10	11-20	21-30	31-40	41-50	51-60	61-70	71-80
${}^3\text{He}$	300 ± 10	410 ± 20	370 ± 20	310 ± 20	270 ± 10	230 ± 10	170 ± 10	70 ± 10
${}^4\text{He}$	760 ± 30	1740 ± 50	2430 ± 60	2870 ± 70	2990 ± 50	2940 ± 50	2390 ± 50	860 ± 40
${}^6\text{He}$	28 ± 4	74 ± 7	102 ± 6	117 ± 11	124 ± 10	86 ± 10	48 ± 12	20 ± 7
${}^6\text{Li}$	100 ± 10	260 ± 20	340 ± 20	430 ± 30	450 ± 30	390 ± 30	270 ± 30	110 ± 30
${}^7\text{Li}$	130 ± 20	340 ± 20	460 ± 30	520 ± 30	520 ± 30	420 ± 30	270 ± 30	90 ± 20
${}^8\text{Li}$	30 ± 10	90 ± 10	150 ± 10	170 ± 10	140 ± 10	140 ± 20	80 ± 10	30 ± 10
${}^9\text{Li}$	9 ± 3	25 ± 4	46 ± 7	47 ± 7	52 ± 8	42 ± 5	22 ± 6	7 ± 4
${}^7\text{Be}$	18 ± 4	53 ± 7	63 ± 8	69 ± 6	64 ± 6	54 ± 8	34 ± 8	19 ± 9
${}^9\text{Be}$	12 ± 4	59 ± 9	109 ± 12	143 ± 14	157 ± 15	142 ± 17	107 ± 20	37 ± 14
${}^{10}\text{Be}$	12 ± 4	52 ± 7	96 ± 11	120 ± 11	139 ± 13	123 ± 14	66 ± 12	24 ± 9
${}^{11}\text{Be}$	2 ± 1	5 ± 3	13 ± 2	20 ± 3	17 ± 3	16 ± 3	11 ± 3	8 ± 6
${}^8\text{B}$	0.6 ± 0.4	1.6 ± 1.1	1.6 ± 0.6	2.9 ± 0.5	2.4 ± 0.5	2.7 ± 0.6	1.3 ± 0.4	1.3 ± 0.9
${}^{10}\text{B}$	3 ± 1	25 ± 4	42 ± 5	47 ± 6	50 ± 5	40 ± 5	22 ± 4	8 ± 3
${}^{11}\text{B}$	9 ± 3	52 ± 8	111 ± 10	143 ± 11	151 ± 11	122 ± 11	69 ± 9	20 ± 7
${}^{12}\text{B}$	1 ± 0.4	16 ± 4	28 ± 4	42 ± 5	44 ± 5	38 ± 5	19 ± 4	10 ± 5
${}^{13}\text{B}$	1 ± 0.7	5 ± 3	12 ± 2	16 ± 2	20 ± 2	16 ± 2	9 ± 2	1 ± 0.7
${}^{12}\text{C}$	1 ± 0.6	19 ± 2	44 ± 5	57 ± 8	61 ± 8	47 ± 6	27 ± 5	6 ± 2
${}^{13}\text{C}$	2 ± 0.7	19 ± 2	46 ± 6	75 ± 10	76 ± 11	63 ± 8	32 ± 7	8 ± 3
${}^{14}\text{C}$	1 ± 0.5	9 ± 1	29 ± 3	43 ± 6	46 ± 8	34 ± 5	17 ± 4	4 ± 2

Tabelle 3: Produktionswirkungsquerschnitte der leichten Fragmente in der Einheit mb als Funktion von Z_{bound} aus der Reaktion $\text{Au} + \text{Au}$ bei $E/A = 600$ MeV.

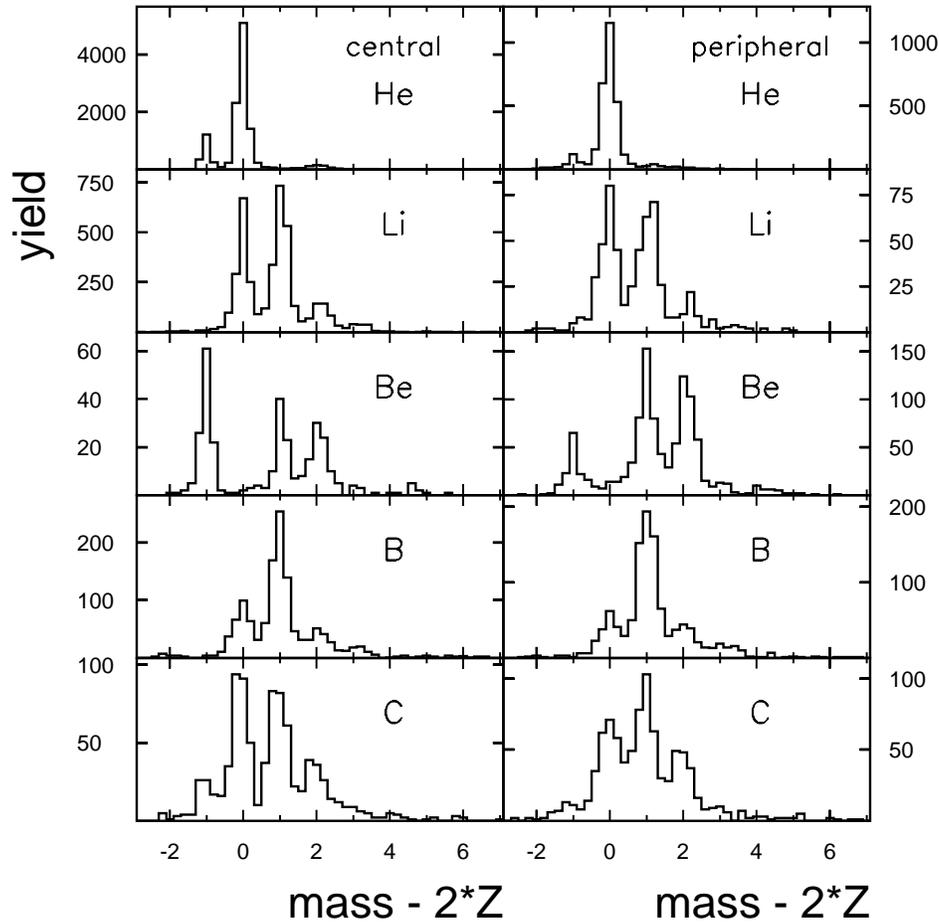


Abbildung 23: Massenspektren der Elemente He bis C aus der Reaktion Au + Au bei $E/A = 600$ MeV. Die linke Spalte zeigt die Spektren aus zentralen ($Z_{bound} < 20$), die rechte Spalte aus peripheren Stößen ($Z_{bound} > 60$).

dargestellt. Die starke Änderung des ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnisses in diesen unterschiedlichen Ereignisklassen ist in einer logarithmischen Darstellung bereits in Abbildung 14 gezeigt worden. Die Massenspektren wurden durch Gauß-Verteilungen angefitet. Nur beim He-Spektrum mußte der Untergrund, der ebenfalls durch eine Gauß-Verteilung angenähert wurde, abgezogen werden. Da die Ausbeute zu schwereren Elementen hin stark abnimmt, sind nur die leichten Fragmente bis einschließlich ${}^{14}\text{C}$ in dieser Analyse enthalten.

In Tabelle 3 sind die aus den Ausbeuten bestimmten Produktionsquerschnitte von ${}^{3,4,6}\text{He}$, ${}^{6-8}\text{Li}$, ${}^{7,9,10}\text{Be}$, ${}^{8,10-13}\text{B}$ und ${}^{12-14}\text{C}$ als Funktion von Z_{bound} aufgelistet. Um auf die unterschiedliche Nachweiswahrscheinlichkeit zu korrigieren und den Wirkungsquerschnitt absolut angeben zu können, wurden nur die relativen Ausbeuten bestimmt und anschließend die aus der Flugzeitwand bestimmten Wirkungsquerschnitte [Sch96] mit der

Z_{bound}	Z_{max}	$T_{HeLi,0}$	$\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$	$E_{neutron}$
1-10	1-10	$9.4^{+0.9}_{-0.7}$	16.8 ± 1.5	11.9 ± 1.2
11-20	1-10	$6.8^{+0.3}_{-0.3}$	15.8 ± 1.1	11.5 ± 1.1
21-30	1-10	$5.8^{+0.2}_{-0.2}$	14.5 ± 1.0	10.9 ± 1.1
	11-20	$5.3^{+0.4}_{-0.5}$	11.1 ± 0.9	8.2 ± 0.8
31-40	1-10	$4.8^{+0.2}_{-0.3}$	12.9 ± 0.8	9.6 ± 1.0
	11-20	$4.7^{+0.3}_{-0.3}$	11.0 ± 0.8	8.8 ± 0.9
	21-30	$4.9^{+0.6}_{-0.6}$	8.5 ± 1.1	7.8 ± 0.8
41-50	11-20	$4.3^{+0.2}_{-0.3}$	9.9 ± 0.8	8.5 ± 0.9
	21-30	$4.2^{+0.2}_{-0.3}$	8.5 ± 1.0	8.3 ± 0.9
	31-40	$4.4^{+0.6}_{-0.5}$	6.5 ± 1.3	7.3 ± 0.7
51-60	11-20	$4.2^{+0.3}_{-0.2}$	8.7 ± 0.7	8.2 ± 0.8
	21-30	$4.2^{+0.3}_{-0.3}$	7.2 ± 0.8	6.9 ± 0.7
	31-40	$4.1^{+0.3}_{-0.4}$	6.4 ± 1.0	7.4 ± 0.8
	41-50	$3.6^{+0.5}_{-0.2}$	5.1 ± 1.1	6.3 ± 0.6
	51-60	$4.1^{+1.1}_{-0.6}$	3.5 ± 1.4	6.3 ± 0.6
61-70	21-30	$4.2^{+0.6}_{-0.3}$	6.2 ± 0.8	7.0 ± 0.7
	31-40	$3.8^{+0.4}_{-0.4}$	5.1 ± 0.9	6.8 ± 0.7
	41-50	$3.9^{+0.5}_{-0.4}$	5.0 ± 0.9	6.6 ± 0.7
	51-60	$3.8^{+0.7}_{-0.4}$	3.8 ± 1.0	5.9 ± 0.6
	61-70	$4.7^{+2.6}_{-0.7}$	2.5 ± 1.2	5.9 ± 0.6
71-80	41-50	$3.8^{+1.8}_{-0.5}$	2.8 ± 0.8	5.2 ± 0.5
	51-60	$4.2^{+1.3}_{-0.5}$	3.5 ± 0.8	5.0 ± 0.5
	61-70	$3.6^{+1.1}_{-0.4}$	2.4 ± 1.0	4.9 ± 0.5

Tabelle 5: Temperatur $T_{HeLi,0}$, Anregungsenergie $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ und die aus den Slope-Parametern der Neutronenverteilung bestimmte Energie $E_{neutron}$ ([Zud95]), jeweils in der Einheit MeV, als Funktion von Z_{bound} und Z_{max} .

tel enthalten. Wegen der insgesamt höheren Ausbeute von He-Fragmenten konnte $T_{HeLi,0}$ nicht nur als Funktion von Z_{bound} , sondern zusätzlich in verschiedenen Bereichen von Z_{max} untersucht werden. Dies ist, wie sich bei der Bestimmung der Anregungsenergie gezeigt hat, sogar notwendig, um eine genauere Klassifizierung der Ereignisse zu erreichen. Denn die Anregungsenergie ist nicht nur mit Z_{bound} korreliert, sondern zeigt darüberhinaus eine Abhängigkeit von Z_{max} [Zud95]. Dazu wurden die Wertebereiche von Z_{bound} und Z_{max} in jeweils acht Abschnitte unterteilt und die Ausbeuten von ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$, ${}^6\text{Li}$ und ${}^7\text{Li}$ in diesen Ereignisklassen bestimmt. Es wurde die gleiche Unterteilung wie bei der Bestimmung der Anregungsenergie gewählt, um beide Größen gegeneinander auftragen zu können.

In Tabelle 4 sind wiederum die aus den relativen Ausbeuten dieser Fragmente bestimmten Produktionswirkungsquerschnitte in der Einheit mb, diesmal als Funktion von Z_{bound}

und Z_{max} , angegeben. Zur besseren Abschätzung der systematischen Fehler durch den Untergrund in den He-Spektren wurde eine obere und untere Grenze für den Untergrund angenommen. Daraus resultieren die in Tabelle 4 angegebenen asymmetrischen Fehler.

Aus diesen Einzelausbeuten wurde das Verhältnis der Ausbeuten ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ und ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ und aus dem Doppelverhältnis die Temperatur $T_{HeLi,0}$ berechnet. In Tabelle 5 ist $T_{HeLi,0}$ und die unabhängig davon bestimmte Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ als Funktion von Z_{bound} und Z_{max} aufgelistet. Für einen späteren Vergleich ist zusätzlich die aus den Slope-Parametern der Neutronenverteilung bestimmte Energie $E_{neutron}$ [Zud95] angegeben. Bereiche in der Z_{bound} - Z_{max} -Ebene, in denen die Statistik zur Bestimmung entweder der Temperatur oder der Anregungsenergie nicht ausgereichte, wurden nicht berücksichtigt. Eine Auftragung der Größen T_{HeLi} und $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ wird im nächsten Kapitel vorgenommen. Sie liefert eine Kurve, die in der Chemie als kalorische Kurve bezeichnet wird.

5.2 Die kalorische Kurve von Atomkernen

Bisher konnte man die Temperatur von angeregten Atomkernen immer nur in einem begrenzten Anregungsenergiebereich messen, bzw. war es nicht möglich, Temperatur und Anregungsenergie gleichzeitig mit ausreichender Genauigkeit zu bestimmen, um den Zusammenhang dieser beiden Größen (die kalorische Kurve) zu untersuchen.

In der $\text{Au} + \text{Au}$ Reaktion bei $E/A = 600$ MeV wurden deshalb aus dem Zerfall des Spectator-Kerns die Anregungsenergie und die Temperatur unabhängig voneinander gemessen. Dazu wurde die Z_{bound} - und die Z_{max} -Achse in jeweils acht Bereiche unterteilt und die Wertepaare somit in der gleichen Ereignisklasse bestimmt (Tabelle 5). Die Abbildung 24 zeigt die mit dem Faktor 1.2 korrigierte Isotopen-Temperatur T_{HeLi} als Funktion der gesamten Anregungsenergie pro Nukleon $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ (wie in Kapitel 3 beschrieben, siehe auch [Zud95]). Das Ergebnis dieser Messung ist durch die gefüllten Kreise dargestellt. Wegen der endlichen Breite der Anregungsenergieverteilung und der exponentiellen Abnahme der ${}^3\text{He}$ -Produktionsrate zu kleineren Anregungsenergien hin konnten im Rahmen dieser Arbeit keine Temperaturwerte für Energien unterhalb von etwa 2 MeV pro Nukleon bestimmt werden.

Um die Temperaturwerte mit bereits vorhandenen Meßdaten zu vergleichen und um den Verlauf der Kurve zu kleineren Anregungsenergien hin zu vervollständigen, wurden die Ergebnisse zweier anderer Messungen herangezogen: Schwerionenreaktionen bei mittleren Einschußenergien [Tro88] (offene Quadrate) und eine Fusionsreaktion bei noch kleinerer Energie [Bor84] (Dreieck). Beiden Messungen ist gemeinsam, daß die Anregungsenergie bestimmt werden konnte, und daß die Ausbeute sowohl von He- als auch von Li-Isotopen

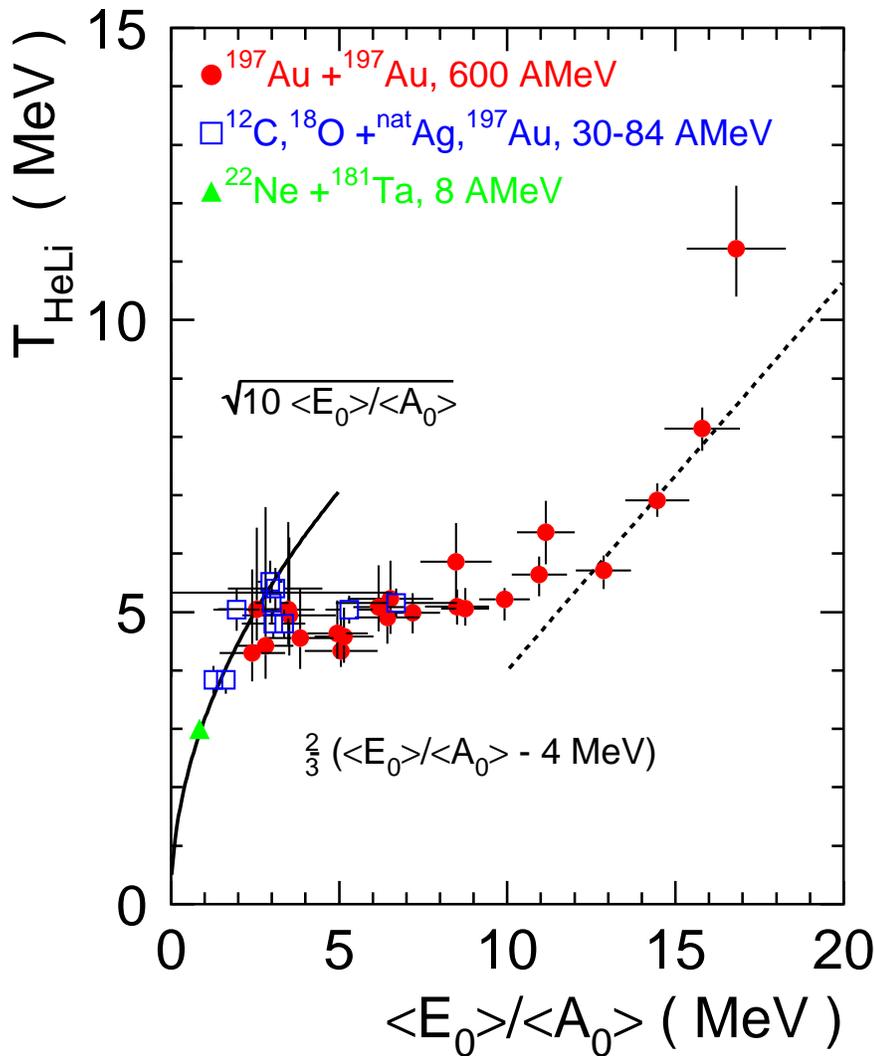


Abbildung 24: Kalorische Kurve von Kernen, welche die Abhängigkeit der Isotopentemperatur T_{HeLi} von der Anregungsenergie pro Nukleon (jeweils in der Einheit MeV) zeigt. Datenpaare aus individuellen Bereichen in Z_{bound} und Z_{max} (vergl. Tabelle 4) aus der Au + Au Reaktion bei $E/A = 600$ MeV sind durch die gefüllten Kreise gegeben. Daten von Targetrestkernen aus Schwerionenreaktionen bei mittleren Energien sind durch die offenen Quadrate angedeutet. Das Dreieck zeigt den einzigen Datenpunkt im Bereich von Compound-Kern-Reaktionen. Die einzelnen Linien werden im Text erklärt.

gemessen wurde. So konnte anhand der relativen Ausbeuten T_{HeLi} nachträglich berechnet werden.

Die Meßdaten von Trockel et al. [Tro89] wurden aus dem Zerfall von Targetrestkernen, welche in den Reaktionen $^{12}\text{C}, ^{18}\text{O}, + ^{\text{nat}}\text{Ag}, ^{197}\text{Au}$ bei Einschubenergien von $E = 30$ bis 84 A MeV entstehen, gewonnen und sind durch die offenen Quadrate dargestellt. In diesem Fall wurde die Anregungsenergie ebenfalls durch eine Energiebilanz [Tro89] bestimmt, und T_{HeLi} wurde aus der Ausbeute von koinzidenten leichten Teilchen, die aus

der Targetquelle stammen, berechnet [Tro88]. Zum Nachweis von leichten Teilchen und mittelschweren Fragmenten wurden fünf $\Delta E - E$ -Teleskope unter verschiedenen Laborwinkeln ($29^\circ - 119^\circ$) aufgestellt. Um das Target waren außerdem Parallelplattenzähler zum Nachweis von mittelschweren Fragmenten angeordnet. Damit konnte die Ausbeute von leichten Teilchen in Koinzidenz mit einem IMF gemessen werden. Die über Energie und Raumwinkel integrierten Wirkungsquerschnitte wurden durch Anpassung einer Zwei-Quellen-Parametrisierung (moving source) an die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte bestimmt [Mil93].

Um die Anregungsenergie dieser zusammengesetzten Systeme zu bestimmen, macht man die Annahme, daß leichte Teilchen ($A \leq 4$) vor dem Erreichen des thermischen Gleichgewichts emittiert werden (PELP-Emission), während mittelschwere Fragmente aus der equilibrierten Quelle stammen (IMF-Emission). Diese Annahme stützt sich auf die Beobachtung einer unterschiedlichen N/Z-Equilibrierung von PELP- und IMF-Emission [Wad87]. Die Anregungsenergie E^* des zusammengesetzten Systems zum Zeitpunkt der IMF-Emission ergibt sich aus der Einschußenergie E_{LAB} nach Abzug der Energie E_{PELP} , welche von den Teilchen aus der Vorgleichgewichtsemission weggetragen wurde, einschließlich deren Separationsenergie, und nach Abzug der Rückstoßenergie E_{recoil} :

$$E^* = E_{LAB} - E_{PELP} - E_{recoil} \quad (26)$$

Zur Bestimmung von E_{PELP} wurde ein Monte-Carlo-Modell an die Daten angepaßt.

Die Größe des aus Targetquelle und intermediärer Quelle zusammengesetzten Systems ist nicht genau bekannt, deshalb wurden die Annahmen $A=190$ für das Au-Target und $A=100$ für das Ag-Target gemacht. Die sich daraus ergebenden Werte für die Temperatur und Anregungsenergie sind in Tabelle 6 aufgelistet.

Der einzige in Abbildung 24 eingezeichnete Wert für T_{HeLi} im Verdampfungsbereich unterhalb von 2 MeV pro Nukleon [Neb86, Fab87] ist gegeben durch die $^{22}\text{Ne} + ^{181}\text{Ta}$ Fusionsreaktion bei $E/A=8.1$ MeV [Bor84] (Dreieck). Die Ausbeuten von ^3He und ^4He wurden aus den Spektren bei $\theta_{lab} = 90^\circ$ extrahiert. Das $^6\text{Li}/^7\text{Li}$ -Verhältnis wurde aus Fig. 1 in Ref. [Mag86] entnommen. Die Anregungsenergie E^* ist bei einer vollständig inelastischen Fusionsreaktion gleich der Summe aus den kinetischen Energien im Schwerpunktsystem vor dem Stoß und dem Q-Wert. Die Massenzahl des Compound-Kerns ist gleich der Summe der Massenzahlen von Target- und Projektilkern.

Die kalorische Kurve in Abbildung 24 kann in drei unterschiedliche Bereiche eingeteilt werden. In Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen [Neb86, Fab87] im Bereich der Fusion mit anschließender Verdampfung ist der Anstieg von T_{HeLi} für Anregungsenergien unterhalb von 2 MeV pro Nukleon vereinbar mit der bei niedrigen Temperaturen gültigen

Reaktion	E/A	E*	E*/A	⁶ Li/ ⁷ Li	T _{HeLi,0}	T _{HHe,0}
¹² C+Au	30	240±25	1.26±0.13	0.53±0.03	3.2±0.2	2.9±0.2
¹² C+Au	48	310±50	1.63±0.26	0.53±0.03	3.2±0.2	3.0±0.2
¹² C+Au	84	370±130	1.95±0.68	0.56±0.03	4.2±0.3	3.6±0.3
¹⁸ O+Au	84	580±180	3.05±0.95	0.53±0.03	4.0±0.3	3.3±0.2
²⁰ Ne+Au	48	560±70	2.95±0.37	0.55±0.03	4.6±0.3	4.0±0.3
⁴⁰ Ar+Au	30	640±90	3.37±0.47	0.37±0.02	4.0±0.3	3.2±0.2
¹² C+Ag	48	300±50	3.00±0.50	0.74±0.05	4.3±0.3	3.5±0.3
¹² C+Ag	84	310±140	3.10±1.40	0.73±0.05	4.5±0.3	4.1±0.3
¹⁸ O+Ag	84	670±180	6.70±1.80	0.75±0.05	4.3±0.3	3.5±0.2
²⁰ Ne+Ag	48	530±70	5.30±0.70	0.78±0.05	4.2±0.3	3.6±0.2

Tabelle 6: Die in Schwerionenreaktionen bei mittleren Einschubenergien [Tro88] gewonnenen Werte für die Anregungsenergie E^*/A in MeV, das ⁶Li/⁷Li-Verhältnis und die aus den koinzidenten He- und H-Isotopen berechneten Temperaturen T_{HeLi,0} und T_{HHe,0} in MeV.

Näherung für ein System aus Fermionen

$$T = \sqrt{k \cdot \langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle}. \quad (27)$$

Zur Orientierung zeigt die durchgezogene Kurve diese Relation (27) für einen inversen Niveaudichte-Parameter von $k=10$ MeV, welcher charakteristisch ist für Fermionen im Potential des harmonischen Oszillators. Diese Beziehung ist repräsentativ für die Verdampfung von leichten Teilchen aus einem Kern bei normaler Dichte [Civ94].

Innerhalb eines Energiebereichs $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ von 3 MeV bis 13 MeV kann ein fast konstanter Wert von T_{HeLi} bei etwa 4.5-5 MeV beobachtet werden. Dieser Übergang in ein Plateau ist aus früheren Messungen bekannt [Kun91, Sch93]. Es wurden dabei recht konstante Emissionstemperaturen, welche aus der relativen Besetzung teilcheninstabiler Zustände in He- und Li-Fragmenten abgeleitet wurden, über einen weiten Bereich von Anregungsenergien beobachtet. Außerdem stimmt die mittlere Anregungsenergie des Plateaus überein mit der Grenzenergie für die Gültigkeit der Beschreibung im Fusions- oder Verdampfungsbereich, welche bei etwa 4.5-6.4 MeV pro Nukleon liegt [Boh90].

Oberhalb einer totalen Anregungsenergie von 13 MeV pro Nukleon kann ein stetiger Anstieg von T_{HeLi} mit größer werdender $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle$ beobachtet werden. Dies kann durch die lineare Beziehung

$$T_{HeLi} = 2/3 \cdot (\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle - 4 \text{ MeV}) \quad (28)$$

mit einer Steigung von $2/3$ beschrieben werden. Dieser Zusammenhang von Temperatur und Energie ist der gleiche wie beim idealen Gas. Die Tatsache, daß der Achsenabschnitt in Gleichung (28) kleiner als die typische Bindungsenergie pro Nukleon von 8 MeV ist, ist möglicherweise ein Anzeichen dafür, daß das Ausfrieren der Kerne schon bei endlicher Dichte stattfindet, d.h. es bildet sich kein reines Nukleonengas, sondern es sind immer noch komplexe Fragmente vorhanden.

6 Systematische Temperaturmessungen

Die in Kapitel 3 erwähnte Universalität in der IMF-Multiplizität M_{IMF} als Funktion von Z_{bound} kann als ein deutliches Zeichen einer Equilibrierung des Spectators vor dem Aufbruch gewertet werden. Da der Anregungsprozeß schneller abläuft als der Zerfall, kann sich ein thermisches Gleichgewicht einstellen. In diesem Zusammenhang ist eine systematische Untersuchung der Aufbruchtemperatur von großem Interesse. Es sollen in diesem Kapitel zwei Fragen behandelt werden:

- (1) Findet man eine Universalität auch bei T_{HeLi} ?
- (2) Gibt es noch andere Thermometer, die den Verlauf von T_{HeLi} bestätigen ?

Dazu werden verschiedene systematische Temperaturbestimmungen behandelt, wie z.B. die Abhängigkeit der Größe T_{HeLi} von Target, Projektil und Einschußenergie. Und ein weiteres Thermometer T_{BeLi} , abgeleitet aus den relativen Häufigkeiten von Be- und Li-Isotopen, wird vorgestellt.

6.1 Universalität von T_{HeLi} ?

Die Target-, Projektil- und Einschußenergieabhängigkeit von T_{HeLi} kann hier nur als Funktion von Z_{bound} gezeigt werden, weil die zur Bestimmung der Anregungsenergie nötige Analyse zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch nicht für alle Systeme zur Verfügung stand. Bei der im vorherigen Kapitel beschriebenen Analyse der Au + Au Reaktion bei $E/A = 600$ MeV zeigte die Isotopen-Temperatur T_{HeLi} über einen großen Bereich von Z_{bound} einen nahezu konstanten Wert von etwa 5 MeV. Nur zu kleinen Z_{bound} -Werten hin stieg T_{HeLi} stark an, bis auf einen Wert von etwa 11 MeV. Da die Größe Z_{bound} fast linear mit der Anregungsenergie des Systems korreliert ist [Zud95, Wör95], sollte auch die Auftragung von T_{HeLi} gegen Z_{bound} im Prinzip ausreichen, ein Plateau bei mittleren und einen Anstieg von T_{HeLi} zu kleinen Z_{bound} -Werten hin zu sehen. Da einerseits sowohl die Anregungsenergie [Zud95] als auch die Temperatur eine leichte Abhängigkeit von Z_{max} zeigen, andererseits aber über alle Werte von Z_{max} innerhalb eines Z_{bound} -Bereichs gemittelt wird, ist zu erwarten, daß der im vorherigen Kapitel gezeigte Zusammenhang von T_{HeLi} und der Anregungsenergie etwas ausgeschmiert wird.

In Abbildung 25 ist zunächst die Targetabhängigkeit von T_{HeLi} gezeigt. Dabei wurde das Projektil (Au) und die Einschußenergie (600 A MeV) konstant gehalten. Es wurden die Targetkerne C, Al, Cu und Au verwendet. Es zeigt sich im unteren Teil der Abb. 25 eine nahezu perfekte Übereinstimmung der T_{HeLi} -Werte unabhängig vom Target. Da mit

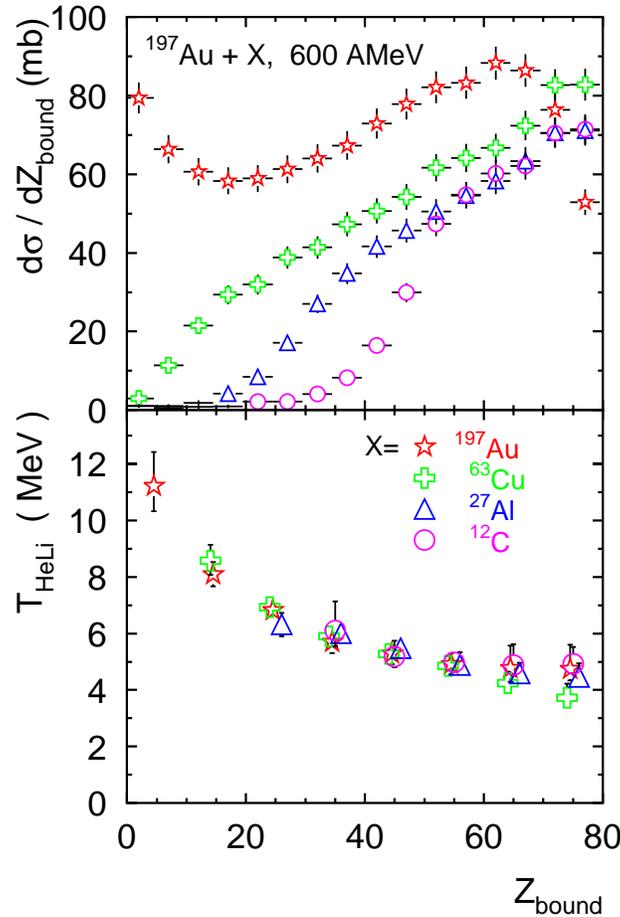


Abbildung 25: Targetabhängigkeit von T_{HeLi} bei Reaktionen mit dem Au-Projektil und einer Strahlenergie von $E/A = 600$ MeV. Im unteren Teil der Abbildung ist T_{HeLi} als Funktion von Z_{bound} für vier unterschiedlich schwere Targetkerne von C bis Au aufgetragen. Zur Orientierung sind die dazugehörigen Reaktionswirkungsquerschnitte im oberen Teil der Abbildung hinzugefügt (siehe [Kun96]).

leichten Targetkernen kleine Z_{bound} -Werte kaum noch erreicht werden, ist hier eine Temperaturbestimmung nicht mehr möglich. Außerdem hat die Analyse der IMF-Produktion [Kun96] gezeigt, daß die Ladungsverteilungen in diesem Bereich von Fluktuationen dominiert werden, was zu Abweichungen von der Universalität führt. Um dies zu illustrieren, sind die dazugehörigen Reaktionswirkungsquerschnitte ebenfalls als Funktion von Z_{bound} im oberen Teil der Abbildung hinzugefügt wurden. Während T_{HeLi} in der Au + Au Reaktion deutlich den Übergang vom Plateau in die Gasphase zeigt, wird ein entsprechender Zustand mit leichten Targets nicht mehr erreicht.

Die Targetunabhängigkeit wird auch bei einer höheren Strahlenergie von $E/A = 1000$ MeV bestätigt. Dies ist in Abbildung 26 zu sehen. Hier ist allerdings die Zählrate etwas geringer, und das Plateau liegt insgesamt etwa um ein halbes MeV höher. Dieses Ergeb-

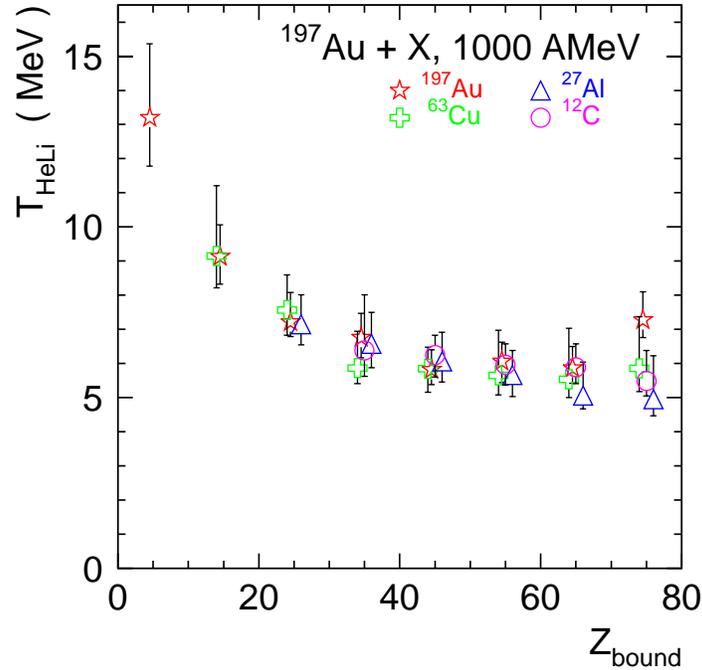


Abbildung 26: Targetabhängigkeit von T_{HeLi} bei Reaktionen mit dem Au-Projektil und einer Strahlenergie von $E/A = 1000 \text{ MeV}$.

nis zeigt, daß die Targetunabhängigkeit der Ladungsverteilungen mit einer im jeweiligen Z_{bound} -Bereich konstanten Temperatur beim Aufbruch des Präfragments einhergeht.

Im nächsten Schritt wurde als Targetkern jeweils Au verwendet und die Kombination von Projektil und Einschußenergie variiert. Die Abbildung 27 zeigt die aus den Systemen Au + Au 600 A MeV, Au + Au 1000 A MeV und U + Au 1000 A MeV extrahierten Werte von T_{HeLi} als Funktion von Z_{bound}/Z_{proj} . Um die Daten für U und Au vergleichen zu können, wird wie bei der Untersuchung der Ladungsverteilungen [Sch96] eine Normierung auf die Projektilladung Z_{proj} vorgenommen. Auch die Multiplizität der IMFs bei Reaktionen mit Au- und U-Projektilen läßt sich in einer Auftragung gegen Z_{bound}/Z_{proj} miteinander vergleichen.

Es zeigt sich, wie schon bei der Diskussion von Abb. 26 erwähnt, eine leichte systematische Erhöhung der Temperatur mit der Einschußenergie beim Vergleich der Systeme Au + Au bei 600 A MeV und 1000 A MeV. Wenn man die Projektile Au und U jeweils bei 1000 A MeV vergleicht, zeigt sich beim massereicheren Kern eine etwas höhere Temperatur. Dies spricht eher gegen die Vermutung [Nat95], daß der Anstieg von T_{HeLi} bei großem E^*/A allein auf die Systemgrößenreduktion zurückzuführen ist, wonach ein leichterer Kern (kleines Z_{bound}) eine höhere Temperatur annehmen könnte, bevor er durch Coulomb-Instabilitäten [Bon85] zerfällt. Die relative Massendifferenz zwischen Au und U

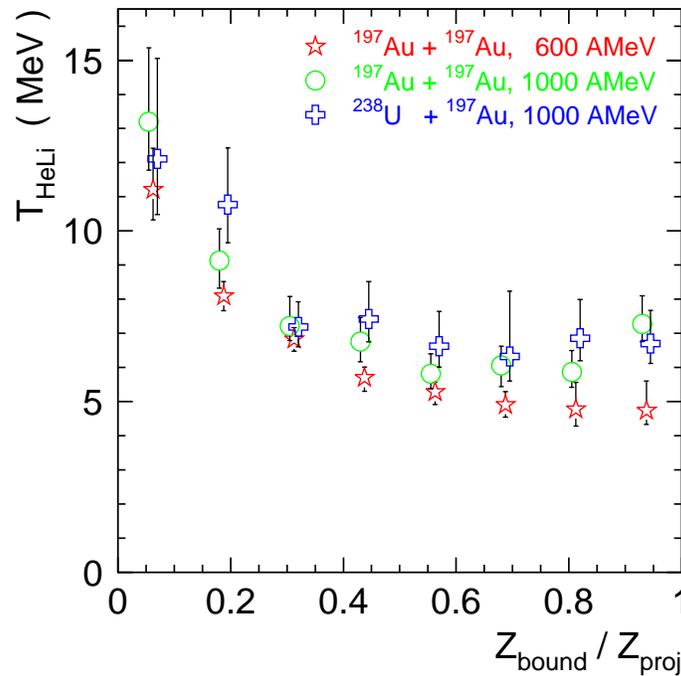


Abbildung 27: Vergleich von T_{HeLi} für drei Kombinationen von Projektil und Einschubenergie: Au 600 AMeV, Au 1000 AMeV, und U 1000 AMeV, jeweils bei gleichem Targetkern.

ist allerdings noch zu klein, um ein abschließendes Urteil abgeben zu können. Eine Untersuchung mit sehr viel leichteren Projektilkernen ist nötig, um den oben genannten Effekt zu bestätigen.

Weiterhin ist zu berücksichtigen, daß systematische Fehler bei der Bestimmung des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnisses ebenfalls als Ursache für die beobachteten Unterschiede von T_{HeLi} in Frage kommen. Im Rahmen der hier angegebenen systematischen Unsicherheiten kann jedoch von einer für alle untersuchten Systeme gleichen Aufbruchtemperatur gesprochen werden.

6.2 Vergleich von T_{HeLi} und T_{BeLi}

Die Tatsache, daß ^3He und ^4He typische Evaporationsprodukte sind, läßt die Vermutung aufkommen, daß das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis stark durch sequentielle Zerfälle angeregter Fragmente beeinflusst wird. Eine einfache Erklärung des Anstiegs von T_{HeLi} bei zentralen Stößen wäre ein geringerer Einfluß der ^4He -Abdampfung durch primär erzeugte Fragmente. He-Kerne nehmen bei der Fragmentation aufgrund ihrer außergewöhnlichen Eigenschaften eine Sonderstellung ein. Zu diesen Eigenschaften gehören z.B. die extrem hohe Bindungsenergie von ^4He und das harte Energiespektrum von ^3He . Obwohl die beiden Thermometer T_{HHe} und T_{HeLi} , welche das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis enthalten, bei der Kali-

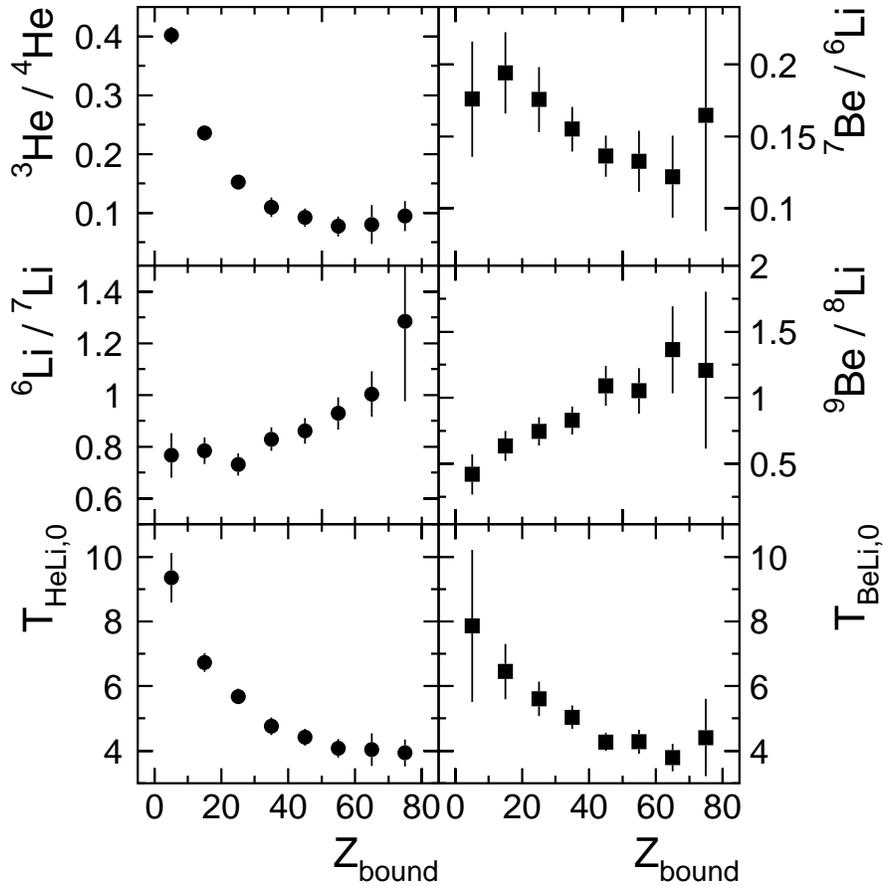


Abbildung 28: Untere Reihe: Vergleich der Isotopen-Temperaturen $T_{HeLi,0}$ (links) und $T_{BeLi,0}$ (rechts) als Funktion von Z_{bound} in der Reaktion Au + Au bei $E/A = 600$ A MeV. Oben sind die jeweiligen Isotopenverhältnisse aufgetragen.

brierung mit verschiedenen Modellrechnungen einen linearen Verlauf mit der tatsächlichen Temperatur gezeigt haben, ist es trotzdem interessant, noch ein weiteres Temperaturmaß zu haben, welches unabhängig vom ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis ist.

Auf der Suche nach anderen Isotopenverhältnissen zeigt ein Blick auf die Tabelle 2, daß das aus ${}^7\text{Be}/{}^6\text{Li}$ und ${}^9\text{Be}/{}^8\text{Li}$ gebildete Thermometer $T_{BeLi,0}$ (Gleichung 21), zumindest was die Differenz der Bindungsenergien betrifft, geeignet wäre. Allerdings ist die absolute Ausbeute der Be-Isotope schon wesentlich kleiner als die entsprechende Ausbeute von He-Fragmenten. Außerdem sagt der Modellvergleich (Abbildung 22) besonders von QSM oberhalb von 8 MeV einen nichtlinearen Verlauf von $T_{BeLi,0}$ mit der tatsächlichen Temperatur des Systems voraus.

In Abbildung 23 sind die Massenspektren der Elemente He bis C jeweils für zentrale Stöße und für periphere Stöße gezeigt worden. Hieraus läßt sich eine starke Änderung der Ausbeute von ${}^7\text{Be}$ relativ zu den benachbarten Isotopen erkennen. Schwerere Fragmente

als Be kommen wegen der insgesamt zu geringen Produktionsrate und den zunehmend geringer werdenden Differenzen in den Bindungsenergien nicht mehr in Betracht.

Aus einem Vergleich von $T_{HeLi,0}$ und $T_{BeLi,0}$ erwartet man, daß sich ein ähnlicher Verlauf als Funktion von Z_{bound} zeigt. Die zur Berechnung der Temperaturen benötigten Ausbeuten der Fragmente aus der Reaktion $Au + Au$ bei $E/A = 600$ MeV sind in Tabelle 3 enthalten. Die Abbildung 28 zeigt die einzelnen Isotopenverhältnisse und darunter die daraus abgeleitete Temperatur, auf der linken Seite für $T_{HeLi,0}$ und auf der rechten Seite für $T_{BeLi,0}$. Die Sensitivität von $T_{BeLi,0}$ ist hauptsächlich durch das ${}^9Be/{}^8Li$ -Verhältnis ($\Delta B = 16.9$ MeV) gegeben. Der Verlauf der beiden Temperaturen ist sehr ähnlich. Von einem nur sehr schwachen Anstieg für Z_{bound} zwischen 80 und 40 steigt die Temperatur in beiden Fällen zu zentralen Stößen hin stark an. Damit bestätigt sich der Anstieg der Temperatur für kleine Z_{bound} -Werte unabhängig vom ${}^3He/{}^4He$ -Verhältnis, welches durch Feeding sehr stark beeinflußt wird. D.h. es können systematische Fehler als Erklärung der kalorischen Kurve weitgehend ausgeschlossen werden.

In diesem Kapitel konnte gezeigt werden, daß die Universalität der Fragmentproduktion mit einer konstanten Aufbruchtemperatur im jeweiligen Z_{bound} -Intervall einhergeht und daß diese Temperatur als Funktion von Z_{bound} , unabhängig von der jeweils gewählten Methode zu deren Bestimmung, zumindest qualitativ den gleichen Verlauf hat.

7 Diskussion

In dieser Arbeit konnte aus den relativen Häufigkeiten der beim Zerfall des Projektil-Spectators emittierten leichten Fragmente indirekt auf die Temperatur des Kerns zum Zeitpunkt des Aufbruchs geschlossen werden. Diese Methode setzt ein thermisches und chemisches Gleichgewicht zwischen Protonen, Neutronen und den daraus gebildeten Fragmenten voraus. Aussagen darüber, inwieweit diese Voraussetzungen erfüllt sind, können nicht eindeutig getroffen werden. Viele Beobachtungen aus früheren Messungen an ähnlichen Systemen deuten darauf hin, daß die Bildung und der Zerfall der Spectator-Kerne zeitlich genügend weit auseinanderliegen, so daß sich ein thermisches Gleichgewicht entwickeln kann.

Einen größeren Einwand bezüglich der Anwendbarkeit des Isotopen-Thermometers stellt die völlige Vernachlässigung der Besetzung angeregter Zustände dar. Dadurch bleibt auch der sekundäre Zerfall und dessen Einfluß auf die Isotopenverhältnisse unberücksichtigt. Es konnte aber durch einen Vergleich mit verschiedenen Modellrechnungen gezeigt werden, daß sich beide Effekte zum größten Teil kompensieren. Dadurch bleibt der Zusammenhang mit der tatsächlichen Temperatur des Systems bis zu $T \approx 15$ MeV linear, und es reicht ein konstanter Faktor zur Korrektur aus. Obwohl die Temperatur bei Berücksichtigung der wichtigsten angeregten Zustände auch numerisch aus den Isotopenverhältnissen berechnet werden könnte, stellt die von Albergo vorgeschlagene Methode doch eine geeignete und vor allem pragmatische Lösung dar.

Die aus der Reaktion $Au + Au$ bei $E/A = 600$ A MeV bestimmten Werte für die Aufbruchtemperatur als Funktion der Anregungsenergie (kalorische Kurve) zeigen folgenden Verlauf: Von einem fast konstanten Wert der Aufbruchtemperatur von etwa 5 MeV über einen großen Bereich der Anregungsenergie von 3 bis 13 MeV pro Nukleon steigt die Temperatur oberhalb einer Anregungsenergie von 13 MeV pro Nukleon stark an und erreicht Werte bis ≈ 11 MeV. Der Anstieg der Temperatur mit der Anregungsenergie ist linear mit der Steigung $2/3$. Nur der Datenpunkt bei der höchsten Anregungsenergie liegt oberhalb dieser Geraden. Temperaturwerte unterhalb einer Anregungsenergie von 2-3 MeV konnten hier aufgrund der extrem kleinen Produktionsrate von ${}^3\text{He}$ nicht mehr bestimmt werden. Der starke Anstieg der Temperatur in diesem Energiebereich ist aber seit langem experimentell bestätigt und wird theoretisch mit dem Fermigas-Modell beschrieben.

Die Analyse der Reaktionen mit anderen Targetkernen ergibt eine in dem jeweiligen Z_{bound} -Intervall konstante Aufbruchtemperatur. Dies war aufgrund der Universalität der Ladungsspektren erwartet worden. Auch eine Änderung der Projektilgröße von Au nach U und eine Erhöhung der Einschußenergie von 600 auf 1000 A MeV ergibt keine signifikanten

Unterschiede der Aufbruchtemperatur in der jeweiligen Ereignisklasse.

Der Anstieg der Temperatur zu zentralen Stößen hin ist bei allen untersuchten Systemen zu beobachten. Daß dieser Anstieg nicht auf eine systematische Verschiebung des $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnisses durch die unterschiedlich starke Abdampfung von α -Teilchen aus sekundären Zerfällen zurückzuführen ist, konnte durch die Verwendung eines anderen Isotopen-Thermometers, welches das $^3\text{He}/^4\text{He}$ -Verhältnis nicht enthält, gezeigt werden.

Eine mögliche Interpretation der beobachteten kalorische Kurve ist folgende: Die Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung zeichnet sich durch eine kurzreichweitige Anziehung und einen repulsiven Hardcore aus. Sie hat eine starke Ähnlichkeit mit der Van der Waals-Kraft, wie sie zwischen Molekülen wirkt. Ein wesentlicher Unterschied besteht nur in der erneuten Abstoßung bei relativ großen Abständen, wenn die Coulomb-Kraft gegenüber der starken Kraft die Überhand gewinnt. Eine Folge dieser Wechselwirkung ist die Ähnlichkeit von Kernmaterie im Grundzustand mit einem Flüssigkeitstropfen. Aus der gesicherten Existenz einer im Grundzustand flüssigen und einer bei sehr hohen Anregungsenergien gasförmigen Phase von Kernmaterie folgt fast zwangsläufig, daß bei Erhöhung der inneren Energie eine Zustandsänderung in diesen Systemen ablaufen muß. Welcher Art diese Zustandsänderung sein soll, ist allerdings bis heute unklar. Eine der möglichen Hypothesen ist ein Flüssig-Gas-Phasenübergang, wie man ihn bei Wasser beobachtet. In der Tat weist die kalorische Kurve von Atomkernen eine erstaunliche Ähnlichkeit mit der kalorischen Kurve von Wasser auf. Nach einem schnellen Anstieg der Temperatur beim Erhitzen bleibt diese nach Erreichen des Siedepunktes auch bei weiterer Wärmezufuhr zunächst konstant. Es hat sich eine gasförmige Phase gebildet, welche im Gleichgewicht mit der Flüssigkeit steht (Koexistenz). Bei fortlaufender Wärmezufuhr wird die Flüssigkeit verdampft, ohne daß sich die Temperatur dabei erhöht. Die gesamte zugeführte Energie (latente Wärme) wird zur Loslösung der Moleküle von der Oberfläche verbraucht. Erst wenn die Flüssigkeit vollständig verdampft ist, steigt die Temperatur des Gases linear mit der Steigung $2/3$ an.

Der S-förmige Verlauf der kalorischen Kurve wurde schon vor mehr als einem Jahrzehnt mit Hilfe von statistischen Modellen [Bon85a, Gro90] vorausgesagt. Unter den vielen Modellen seien hier nur die beiden statistischen Zerfallsmodelle von Bondorf und Gross erwähnt. Beiden Modellen liegt die mikrokanonische Beschreibung eines thermischen Systems zugrunde. Es werden geeignete Annahmen über die Form der Nukleon-Nukleon-Wechselwirkung gemacht. Anschließend wird die Phasenraumdicke explizit berechnet, und damit die Entropie bestimmt, woraus sich alle übrigen thermodynamischen Größen ergeben. Die beiden Modelle unterscheiden sich im wesentlichen in verschiedenen Annahmen über das Aufbruchvolumen.

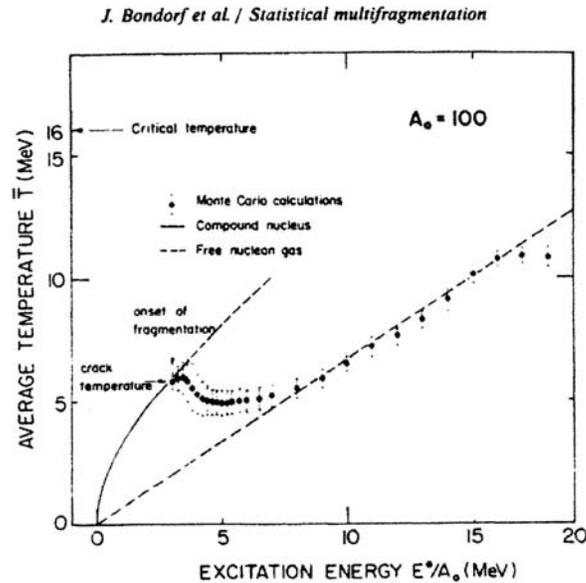


Abbildung 29: Mittlere Temperatur eines $A = 100$ Kerns als Funktion der Anregungsenergie pro Nukleon nach Bondorf et al. [Bon85a].

Diese Modelle geben einen Hinweis auf die Existenz eines Phasenübergangs durch den Zusammenhang von Temperatur und Anregungsenergie (kalorische Kurve) bzw. aus einer Auftragung der spezifischen Wärme als Funktion der Temperatur. In Abbildung 29 ist die kalorische Kurve in dem Modell von Bondorf dargestellt. Diese weist sehr viele Gemeinsamkeiten mit der gemessenen Kurve auf. Der Übergang vom steilen Anstieg der Temperatur bei kleinen Anregungsenergien zu einem Plateau ist auf eine starke Zunahme der Zustandsdichte und eine Vergrößerung des Phasenraums durch die Bildung leichter zusammengesetzter Fragmente zurückzuführen [Chb95]. Oberhalb von $E/A=2-3$ MeV Anregungsenergie, also im Bereich der Multifragmentation, stehen sehr viele neue Zerfallskanäle zur Verfügung. In der Gasphase bleibt hingegen die Anzahl der Freiheitsgrade konstant, und eine Erhöhung der Energie führt zu einem linearen Anstieg der Temperatur. Die Ableitung von E nach T , die spezifische Wärme, geht bei einem Phasenübergang erster Ordnung gegen unendlich. Nur bei einem System mit endlicher Teilchenzahl [Hül92, Hül94] ist dieses Plateau in der kalorischen Kurve ausgeschmiedet. Dies zeigt sich sowohl im Modell als auch in der experimentellen Kurve.

Sind Kerne nur ein Van der Waals-Gas ?

Die Ähnlichkeit der kalorischen Kurve von Projektilrestkernen und der wohlbekannten kalorischen Kurve von Wasser läßt eine Interpretation im Rahmen eines Phasenübergangs 1. Ordnung naheliegend erscheinen. Bei dieser scheinbaren Analogie ist jedoch zu beach-

ten, daß die eindeutige Interpretation einer kalorischen Kurve neben der Messung der Temperatur und der Anregungsenergie die Kenntnis einer weiteren thermodynamischen Zustandsvariable voraussetzt. So findet man für Wasser nur im Falle eines konstanten Drucks einen Bereich konstanter Temperatur beim Übergang von Wasser zu Wasserdampf. Hält man hingegen das Volumen konstant, steigt die Temperatur im Koexistenzbereich bei Erhöhung der Anregungsenergie leicht an.

Der Weg des Systems im Koexistenzbereich hängt vom äußeren Feld und von den Bindungsverhältnissen ab. Eine eindeutige Interpretation der kalorischen Kurve erfordert deshalb die Kenntnis des äußeren Feldes. Die Vermutung ist, daß ein Phasengleichgewicht sehr wohl in ausgedehnter Kernmaterie, d.h. in Neutronensternen, vorhanden ist, daß aber eine Beschreibung eines Phasenübergangs endlicher und selbstgebundener Systeme, wie es Kerne sind, mit den Methoden der Gleichgewichts-Thermodynamik nicht gerechtfertigt ist. Innerhalb der experimentellen Unsicherheiten ist der Verlauf der kalorischen Kurve zwischen 3 und 13 MeV Anregungsenergie konsistent mit einer konstanten Temperatur, was einem Phasengleichgewicht in Wasser bei konstantem Druck entspricht. Kerne sind dagegen wie gesagt transiente Systeme ohne äußeres Feld. Betrachtungen im Rahmen der Gleichgewichts-Thermodynamik unter Annahme eines konstanten äußeren Feldes (Druck) oder konstanter Bindungsverhältnisse (Volumen) dürfen deshalb nur als Hilfsmittel oder als Anhaltspunkt dienen, solange eine vollständige dynamische Theorie dieses Nichtgleichgewichtsprozesses fehlt.

So kann in der Tat ein leichter Anstieg des Plateaus nicht ausgeschlossen werden. Dies ließe sich als nicht-isobare Zustandsänderung deuten. Aber diese Schlußfolgerung ist wiederum nur für ein makroskopisches System gerechtfertigt. Zur Beschreibung eines endlichen Systems, das einen Expansions- und Aufbruchprozeß durchmacht, ist eine tiefergehende Erklärung nötig. Hinzu kommt die komplizierende experimentelle Situation, daß sich der Stoßparameter mit steigender Anregungsenergie verkleinert und damit auch die Systemgröße einer Änderung unterliegt. Mit abnehmender Spectator-Masse nimmt der Einfluß der Coulomb-Abstoßung, die einem inneren Druck entspricht, immer weiter ab.

Der Übergang vom Flüssig-Gas-Koexistenzbereich zum Gas ist, unabhängig vom genauen Weg, den das System dabei nimmt, von einer Abnahme der spezifischen Wärme gekennzeichnet, was zu einem Anstieg der Temperatur in der kalorischen Kurve führt. Ein Plateau, auch wenn es leicht ansteigt, gefolgt von einem linearen Anstieg ist ein deutliches Signal für den Übergang in die Gasphase. Diese Vorstellungen beruhen auf der Gleichgewichts-Thermodynamik, obwohl diese nur sehr eingeschränkt zur Interpretation der kalorischen Kurve herangezogen werden darf.

Dynamische Entwicklung des Systems:

Im Gegensatz zu makroskopischen Systemen, denen konstante Potentiale (z.B. Druck) und/oder konstante Randbedingungen (z.B. Volumen) auferlegt werden können, sind Kerne selbstgebundene Systeme. Druck und Volumen dieser Systeme sind nicht kontrollierbar. Vielmehr spiegeln diese Größen, ebenso wie die Temperatur des Systems, die dynamische Entwicklung wider. Falls - wie theoretische Betrachtungen nahelegen [Pap94] - jedoch nur wenige Nukleonen im Verlauf der Expansion hochangeregter Kerne verlorengehen, bleibt zumindest die Anregungsenergie des Systems nahezu konstant. Findet die Bildung der Fragmente dann auch noch nahezu gleichzeitig statt ('freeze-out'), so liefert uns die kalorische Kurve zumindest Momentaufnahmen des Systems zum Zeitpunkt des Ausfrierens.

Da das vorliegende Experiment keine Information über die Dichte des Systems zum Zeitpunkt des freeze-outs liefert, muß eine Deutung der kalorischen Kurve auf Modellrechnungen zurückgreifen. Die Abbildung 30 zeigt zur Illustration die Entwicklung der Summe von thermischer und potentieller Energie E/A eines isentrop expandierenden Fermi-Gases als Funktion der Dichte ρ/ρ_0 . Auf der rechten Seite der Abbildung ist zusätzlich die anfängliche Gesamtenergie des Systems bei der Dichte $\rho/\rho_0 = 1$ eingetragen. Die Differenz der beiden Energiewerte bei normaler Kerndichte entspricht gerade der in einer kollektiven Bewegung gespeicherten Energie. Für die nukleare Zustandsgleichung bei niedriger Dichte und endlicher Systemgröße [Fri92] wurde eine parabolischen Dichteabhängigkeit

$$(E/A)_{T=0} = K_c/18 \cdot (1 - \rho/\rho_0)^2 - 8MeV \quad (29)$$

mit einer Kompressibilität $K_c = 144$ MeV benutzt. Als Anregungsenergie ist die Energie eines Fermi-Dirac-Gases bei endlicher Dichte [Nif86] einzusetzen, woraus sich die ebenfalls eingezeichneten Temperaturen am Umkehrpunkt ergeben. Für die weitere Diskussion seien dissipative Prozesse jeglicher Art ausgeschlossen.

Bei anfänglichen Anregungsenergien unterhalb von 8 MeV pro Nukleon kann das System nicht bis zur Dichte Null expandieren, sondern kehrt bei einer endlichen Dichte um, um sich erneut zusammenzuziehen. Weil die Coulomb-Barriere am Umkehrpunkt am kleinsten ist und sich das System am längsten hier aufhält, ist der Aufbruch zu diesem Zeitpunkt am wahrscheinlichsten. Und tatsächlich liegen die Umkehrpunkte in diesem einfachen Modell über einen weiten Bereich von Anregungsenergien wie im Experiment bei einer Temperatur von 5-6 MeV.

Eine Anregungsenergie oberhalb von 8 MeV pro Nukleon reicht aus, um das System bis zur Dichte Null expandieren zu lassen, bevor es aufbricht. In diesem Fall würde sich die anfängliche Energie auf die potentielle Energie von 8 MeV pro Nukleon und eine kollektive Flußenergie verteilen. Im Experiment wurden aber in der Gasphase der kalorischen Kurve

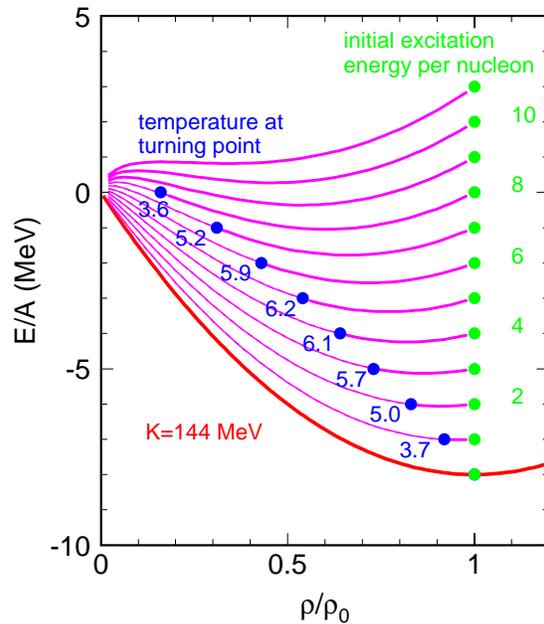


Abbildung 30: Die Summe aus thermischer und potentieller Energie pro Nukleon E/A als Funktion der Dichte eines isentrop expandierenden Fermi-Gases.

von Null verschiedene Temperaturen gemessen. Deshalb muß der Aufbruch schon bei endlicher Dichte stattfinden, was aufgrund der kurze Reichweite der starken Wechselwirkung und der relativ niedrigen Expansionsgeschwindigkeit nicht überraschend ist.

In diesem schematischen Bild können die Meßpunkte in der Gasphase bei $\langle E_0 \rangle / \langle A_0 \rangle > 10$ MeV mit einer konstanten Ausfriedichte zwischen $\rho/\rho_0 = 0.15$ und 0.3 erklärt werden, wenn die Kompressibilität K_c zwischen 144 und 300 MeV variiert wird. Geht man davon aus, daß keine Dichten unterhalb von $0.15\rho_0$ auftreten, bricht das System bei kleinen Anregungsenergien am Umkehrpunkt auf (Phasengleichgewicht), während es bei höheren Energien schon vor dem Erreichen des Umkehrpunktes fragmentiert (Explosion). Der hochenergetische Teil der kalorischen Kurve läßt deshalb kaum Rückschlüsse auf die Zustandsgleichung der Kernmaterie zu. Die Bestimmung der Systemgröße durch Teilchen-Interferometrie könnte eine Möglichkeit darstellen, diese Betrachtung modellunabhängig zu gestalten.

Phasenübergang 2. Ordnung ?

Das Plateau in der kalorischen Kurve entspricht einer latenten Wärme unter der Annahme eines Phasenübergangs 1. Ordnung. Dies scheint auf den ersten Blick die Existenz eines Phasenübergangs 2. Ordnung auszuschließen. Damit wären auch die Versuche zur Bestimmung kritischer Exponenten [Gil94, Ell94, Wör95] gegenstandslos. In einem endlichen System aus N Konstituenten ist ein Phasenübergang aber nicht durch einen einzelnen

scharfen Wert für die Übergangstemperatur T_c (kritische Temperatur) gegeben, sondern er findet in einem endlichen Temperaturintervall ΔT_c um diesen Punkt statt. Für einen Phasenübergang 2. Ordnung ist $\Delta T_c/T_c$ näherungsweise durch $\Delta T_c/T_c \sim 1/\sqrt{N}$ [Imr80] gegeben. Der Einfluß eines Phasenübergangs 2. Ordnung kann deshalb bei einer typischen Größe von Kernen von $N \approx 100$ auch bei Abweichungen der Temperatur von bis zu 10 % von der kritischen Temperatur beobachtet werden. Außerdem beobachtet man bei einem klassischen van der Waals-Gas nahe am kritischen Punkt eine Zunahme der latenten Wärme mit $\sqrt{1 - T/T_c}$, so daß diese schon bei $T/T_c = 0.95$ Werte größer als $k_B T_c$ annimmt. Ob es sich also um einen Phasenübergang 1. oder 2. Ordnung handelt, kann mit dieser Messung allein nicht entschieden werden. Es ist denkbar, daß sich aufgrund der endlichen Teilchenzahl in einem System nahe am kritischen Punkt eine latente Wärme in der hier beobachteten Größenordnung ausbildet.

Ausblick:

In makroskopischen Systemen sind Phasenübergänge abhängig von inneren Potentialen (Scherkräfte [Dho94], Gravitation [Mol79]). Entsprechend erwartet man, daß die Fragmentation und damit das Phasenverhalten von Kernen durch interne kollektive Geschwindigkeitsfelder beeinflusst wird. Zum Beispiel führt der radiale Fluß durch die dem System aufgezwungene Dynamik vermutlich zu einem Ausfrieren schon bei größeren Dichten. Dies läßt sich im Rahmen des Koaleszenzmodells durch die mit der Expansion einhergehende Reduktion der Impulsraumdicke [Kun95] erklären.

Das oben beschriebene Modell des Aufbruchprozesses berücksichtigt neben den dichteabhängigen Eigenschaften des Fermigases die dynamische Entwicklung des Systems. Darüber hinaus muß aber beachtet werden, daß auch in der Gasphase noch etwa 20 % der Masse in mittelschweren Fragmenten gebunden ist und daß das System schon während der Expansion Nukleonen abdampft. Als zusätzliche experimentelle Randbedingung kommt die sich mit dem Stoßparameter systematisch verändernde Quellgröße hinzu. Eine in sich konsistente Beschreibung des Aufbruchs muß neben diesen Effekten noch die Viskosität der Kernmaterie und den Grad der Thermalisierung von anfänglich vorhandener kollektiver Bewegung beinhalten. Durch die Variation der Einschußenergie in zentralen Stößen ließe sich der Einfluß der Flußenergie auf die Ausfrierdichte untersuchen. Durch Teilchen-Interferometrie könnte man ebenfalls Informationen über die Dichte bzw. das Volumen zum Zeitpunkt des Aufbruchs gewinnen.

All diese Betrachtungen zur Existenz und zu einer Beobachtung eines Flüssig-Gas-Phasenübergangs in Kernmaterie haben ihre Analogie in der Hochenergiephysik und der Kosmologie, wo andere Phasenübergänge in hadronischer Materie erwartet werden. Von

daher sind ein genaueres Verständnis des Flüssig-Gas-Phasenübergangs und die Entwicklung von unterschiedlichen Methoden zu dessen Nachweis von besonderer Bedeutung. Deshalb sollten zukünftige Experimente, vielleicht mit alternativen Methoden zur Bestimmung der Temperatur, den möglichen Phasenübergang genauer sondieren.

8 Zusammenfassung

In dieser Arbeit wird eine neue Methode zur Bestimmung der Aufbruchtemperatur hochangeregter Kerne benutzt. Die in Schwerionenreaktionen gebildeten Projektilrestkerne zerfallen unter Emission leichter und auch mittelschwerer Fragmente. Aus den relativen Ausbeuten von leichten Fragmenten konnte mit Hilfe eines einfachen Modellansatzes indirekt auf die Temperatur der Kernmaterie zum Zeitpunkt des Aufbruchs geschlossen werden.

Zur Identifizierung einzelner Isotope im ALADIN-Spektrometer wurden die Fragmentspuren rekonstruiert. Dazu dienten eine Ionisationskammer und 18 Vieldrahtproportionalzähler, welche gleichzeitig in einem gemeinsamen Driftraum betrieben wurden. Die Proportionalzähler ermöglichten die Spurrekonstruktion leichter Fragmente bis hinunter zu He-Fragmenten. Damit konnten auch die Impulse und Massen dieser leichten Teilchen bestimmt werden. Es wurde eine Einzelmassenauflösung für Fragmente im Bereich von $3 \leq A \leq 25$ erzielt.

Da man die Fragmentation in verschiedenen Ereignisklassen, entsprechend verschiedenen Stoßparametern, untersuchen kann, war es möglich, die nach Isotopen getrennten Ausbeuten leichter Fragmente, in Abhängigkeit von der Zentralität des Stoßes, zu messen. Die relativen Ausbeuten leichter Fragmente, insbesondere das ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ - und das ${}^6\text{Li}/{}^7\text{Li}$ -Verhältnis, dienen im Rahmen eines einfachen Modellansatzes, welcher ein chemisches Reaktionsgleichgewicht beim Zerfall annimmt, als Maß für die Temperatur des Projektilrestkerns. Obwohl dieses Modell die Besetzung angeregter Zustände und den Beitrag sequentieller Zerfälle zur Fragmentproduktion vernachlässigt, konnte mit Hilfe verschiedener Zerfallsmodelle gezeigt werden, daß die Isotopen-Temperatur T_{HeLi} fast linear mit der tatsächlichen Temperatur ansteigt, so daß bereits ein konstanter Faktor zur Korrektur ausreicht.

Der Zusammenhang zwischen dieser Temperatur und der unabhängig davon gemessenen Anregungsenergie des Projektil-Spectators wurde in der Reaktion $\text{Au} + \text{Au}$ bei $E/A = 600$ MeV untersucht. Diese sogenannte kalorische Kurve zeigt einen Verlauf, wie er von einem System, das einen Phasenübergang durchläuft, zu erwarten ist. Nach einem schnellen Anstieg der Temperatur im Verdampfungsbereich bei Anregungsenergien unterhalb von 2-3 MeV pro Nukleon bleibt das System bei einer fast konstanten Temperatur von 5 MeV über einen weiten Bereich der Anregungsenergie von 3-13 MeV pro Nukleon (latente Wärme). Erst in der Gasphase oberhalb einer Anregungsenergie von 13 MeV pro Nukleon steigt die Temperatur erneut an. Die beobachtete kalorische Kurve stimmt qualitativ mit den Vorhersagen des Kopenhagen-Modells überein, und sie ähnelt dem

Musterbeispiel eines Phasenübergangs - dem Phasenübergang 1. Ordnung von Wasser.

Die Temperaturbestimmung wurde auch zur Untersuchung anderer Systeme durchgeführt. Dabei zeigt es sich ähnlich wie bei den Ladungsverteilungen eine Targetunabhängigkeit bei der Auftragung gegen Z_{bound} . Auch eine Abhängigkeit vom Projektil oder der Einschußenergie konnte im Rahmen der systematischen Unsicherheiten nicht festgestellt werden.

Um die Temperatur unabhängig vom ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnis, welches vermutlich stark durch sequentielle Zerfälle beeinflusst wird, messen zu können, wurde ein anderes Temperaturmaß T_{BeLi} aus den Ausbeuten von Be- und Li-Isotopen abgeleitet. Es zeigte sich qualitativ der gleiche Verlauf als Funktion von Z_{bound} wie bei T_{HeLi} . Damit konnte eine Verschiebung des ${}^3\text{He}/{}^4\text{He}$ -Verhältnisses durch das Abdampfen von α -Teilchen beim sekundären Zerfall als triviale Ursache des Temperaturanstiegs bei zentralen Stößen ausgeschlossen werden.

Die kalorische Kurve kann als experimentelle Bestätigung der seit vielen Jahren vorausgesagten Existenz eines Flüssig-Gas-Phasenübergangs angesehen werden. Überraschend ist, daß, obwohl es sich bei der Fragmentation um einen dynamischen Prozeß handelt, eine kalorische Kurve beobachtet wird, welche frappierende Ähnlichkeit mit der kalorischen Kurve makroskopischer Systeme hat, welche sich im vollständigen thermodynamischen Gleichgewicht befinden.

Auch wenn der Vergleich der kalorischen Kurve mit denen makroskopischer Systeme auf der Hand liegt, darf diese Analogie nicht zu wörtlich genommen werden. Wie bereits in der Einleitung zu dieser Arbeit erwähnt wurde, ist ein Atomkern ein endliches System, das sich - ohne die bei makroskopischen Systemen von außen vorgegebenen Felder und Randbedingungen - eigendynamisch entwickelt. Die Einflüsse der Reaktionsdynamik, der endlichen Teilchenzahl und der endlichen Verweilzeit des Systems im Phasengrenzgebiet sind nur einige der vielen Fragen, die noch zu klären sind, bevor endgültige Schlußfolgerungen hinsichtlich charakteristischer Parameter des Phasendiagramms von Kernmaterie gezogen werden können.

Literatur

- [Ajz84] F. Ajzenberg-Selove
Energy levels of light nuclei $A=5-10$
Nucl. Phys. **A413**, 28 (1984)
- [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)
- [Art71] A.G. Arthuk, V.V. Avdeichikov, J. Erö, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev, V.V. Volkov, J. Wilczynski
On some regularities in multinucleon transfer reactions with heavy ions
Nucl. Phys. **A160**, 511 (1971).
- [Avd80] V.V. Avdeichikov
Phenomenological analysis of the fragmentation cross section
Phys. Lett. B **92**, 74 (1980).
- [Ber81] G. Bertsch and J. Cugnon
Entropy production in high energy collisions
Phys. Rev. C **24**, 2514 (1981)
- [Bla92] T. Blaich, T.W. Elze, H. Emling, H. Freiesleben, K. Grimm, W. Henning, R. Holzmann, G. Ickert, J.G. Keller, H. Klingler, W. Kneissl, R. König, R. Kulesa, J.V. Kratz, D. Lambrecht, J.S. Lange, Y. Leifels, E. Lubkiewicz, M. Proft, W. Prokopo-wicz, C. Schütter, R. Schmidt, H. Spies, K. Stelzer, J. Stroth, W. Walus, E. Wajda, H.J. Wollersheim, M. Zinser, E. Zude
A large area detector for high-energy neutrons
Nucl. Instr. and Methods **A314**, 136 (1992)
- [Blü88] R. Blümel, J.M. Chen, E. Peik, W. Quint, W. Schleich, Y.R. Shen, H. Walther
Phase transitions of stored laser-cooled ions
Nature **334**, 309 (1988)
- [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)
- [Boh90] W. Bohne, H. Morgenstern, K. Grabisch, T. Nakagawa, S. Proschitzki
Critical excitation energy in fusion-evaporation reactions
Phys. Rev. C **41**, R5 (1990)
- [Bon85] P. Bonche, S. Levit and D. Vautherin
Statistical properties and stability of hot nuclei
Nucl. Phys. **A436**, 265 (1985)

- [Bon85a] J. Bondorf, R. Donangelo, I.N. Mishustin, H. Schulz
Statistical multifragmentation of nuclei
Nucl. Phys. **A444**, 460 (1985)
- [Bor84] C. Borcea, E. Gierlik, R. Kalpakchieva, Nguyen Hoai Chau, Yu. Ts. Oganessian, T. Pawlat, Yu. E. Penionzhkevich
Angular and energy dependence of emission probability for light particles in ^{22}Ne -induced reactions at 8 MeV/nucleon
Nucl. Phys. **A415**, 169 (1984)
- [Bot94] R. Botet and M. Ploszajczak
New trends in kinetic fragmentation theory
Int. Journ. of Mod. Phys. E **3** (1994) 1033
GANIL pre-print P94-14 (1994)
- [Bot95] A.S. Botvina, I.N. Mishustin, M. Begemann-Blaich, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreuzt, 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. **A584**, 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)
- [Cha88] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.J. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Moretto, D.G. Sarantites, 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. **A483**, 371 (1988).
- [Chb95] A. Chbihi, D.H.E. Gross, O. Schapiro, S. Salou and L.G. Sobotka
Experimental Evidence for a Phase Transition in Nuclear Evaporation
Preprint HMI Berlin (1995), submitted to Phys. Rev. Lett.
- [Che92] H.-P. Cheng, Xiuling Li, R.L. Whetten, R.S. Berry
Complete statistical thermodynamics of the cluster solid-liquid transition
Phys. Rev. A **46**, 791 (1992)
- [Chi83] C.B. Chitwood, D.J. Fields, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, A.D. Panagiotou, M.B. Tsang, H. Utsunomiya, W.A. Friedman
Emission of complex nuclei in ^{12}C induced reactions at $E/A = 15$ and 30 MeV
Phys. Lett. **131B**, 289 (1983)
- [Civ94] O. Civitarese and M. Schvellinger
The nuclear level density parameter and nuclear structure effects at finite temperature
J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. **20**, 1933 (1994)
- [Dho94] Jan K.G. Dhont
Effects of shear flow on long ranged correlations, on spinodal decomposition kinetics and on the location of the critical point and cloud point
Physica Scripta Vol. **T55**, 127 (1994)

- [Dos88] K.G.R. Doss, H.-A. Gustafsson, H.H. Gutbrod, D. Hahn, K.-H. Kampert, B. Kolb, H. Löhner, A.M. Poskanzer, H.G. Ritter, H.R. Schmidt, H. Stöcker
Multiplicity and bombarding energy dependence of the entropy in relativistic heavy-ion reactions
Phys. Rev. C **37**, 163 (1988)
- [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** (1994) 3185
- [Fab87] D. Fabris, K. Hagel, J.B. Natowitz, G. Nebbia, R. Wada, R. Billerey, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, D. Guinet, C. Pastor, L. Vagneron, K. Zaid, J. Alarja, A. Giorni, D. Heuer, C. Morand, B. Viano, C. Mazur, C. Ngo, S. Leray, R. Lucas, M. Ribrag, E. Tomasi
 α -Emission Temperatures, Coulomb Instabilities and nuclear cracking
Phys. Lett. B **196**, 429 (1987)
- [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).
- [Fis67] M.E. Fisher
The theory of condensation and the critical point
Physics **Vol.3 No.5**, 255 (1967)
- [Fri92] W.A. Friedman
The Decline of Multifragmentation
8-th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Jackson Hole, Wyoming, January 1992
- [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 exponents from the multifragmentation of gold nuclei
Phys. Rev. Lett. **73**, 1590 (1994)
- [Gol74] A.S. Goldhaber
Statistical models of fragmentation processes
Phys. Lett. **53B**, 306 (1974)
- [Goo84] A.L. Goodman, J. Kapusta and A.Z. Mekjian
Liquid-gas phase instabilities and droplet formation in nuclear reactions
Phys. Rev C **30**, 851 (1984)
- [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)
- [Gro94] C. Groß
Entwicklung und Test eines 0° -Detektors für die ALADIN-Flugzeitwand
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1994)
- [Had94] S. Haddad and M.K. Weigel
Thermostatic properties and Coulomb instability of highly excited nuclei
Phys. Rev. C **49**, 3228 (1994)
- [Hah86] D. Hahn and H. Stöcker
Temperatures in heavy-ion collisions from pion multiplicities
Nucl. Phys. **A452**, 723 (1986)
- [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. **A476**, 718 (1988)
- [Hah88b] M.Y. Hahn and R.L. Whetten
Rigid-Fluid Transition in Specific-Size Argon Clusters
Phys. Rev. Lett. **61**, 1190 (1988)
- [Hir84] A.S. Hirsch, A. Bujak, J.E. Finn, L.J. Gutay, R.W. Minich, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, F. Turkot
Experimental results from high energy proton-nucleus interactions, critical phenomena, and the thermal liquid drop model of fragment production
Phys. Rev. C **29**, 508 (1984)
- [Hof92] Th. Hofmann, Diplomarbeit (Universität Frankfurt) 1992
- [Hoy46] F. Hoyle
The synthesis of elements from hydrogen
M.N.R.A.S. **106**, 343 (1946)
- [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)
- [Hub92] J. Hubele, P. Kreutz, V. Lindenstruth, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski, R. Heck, A.R. DeAngelis, D.H.E. Gross, H.R. Jaqaman, H.W. Barz, H. Schulz, W.A. Friedman, R.J. Charity
Statistical fragmentation of Au projectiles at $E/A=600\text{MeV}$
Phys. Rev. C **46**, R1577 (1992)

- [Hüf86] J. Hüfner and D. Mukhopadhyay
Fragmentation of Nuclei, Stones and Asteroids
Phys. Lett. B **173**, 373 (1986)
- [Hül92] A. Hüller
A comparison of the efficiency of Monte Carlo (MC) and molecular dynamics (MD) calculations at first order phase transition
Z. Phys. B **88**, 79 (1992)
- [Hül94] A. Hüller
First order phase transition in the canonical and the microcanonical ensemble
Z. Phys. B **93**, 401 (1994)
- [Imr80] Y. Imry
Finite-size rounding of a first-order phase transition
Phys. Rev. B **21**, 2042 (1980).
- [Jaq83] H. Jaqaman, A.Z. Mekjian and L. Zamick
Nuclear condensation
Phys. Rev. C **27**, 2782 (1983)
- [Kap84] J. Kapusta
Deuteron and entropy production and the liquid-gas phase transition
Phys. Rev. C **29**, 1735 (1984)
- [Kem93] J. Kempter
Analyse und Bau eines positionsempfindlichen Szintillationsdetektors
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1993)
- [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)
- [Kre93] P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngo, C.A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski
Charge correlations as a probe of nuclear disassembly
Nucl. Phys. A **556**, 672 (1993)
- [Kun91] G.J. Kunde, J. Pochodzalla, J. Aichelin, E. Berdermann, B. Berthier, C. Cerruti, C.K. Gelbke, J. Hubele, P. Kreutz, S. Leray, R. Lucas, U. Lynen, U. Milkau, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.H. Pinkenburg, R. Raciti, H. Sann, W. Trautmann
Emission temperatures in $^{40}\text{Ar} + ^{197}\text{Au}$ reactions in the limiting fragmentation regime
Phys. Lett. B **272**, 202 (1991)
- [Kun94] G.J. Kunde
Multifragmentation in der Reaktion $^{197}\text{Au} + ^{197}\text{Au}$ in zentralen Kollisionen bei $E/A=100\text{MeV}$ und peripheren Kollisionen bei $E/A=400\text{MeV}$
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] W.D. Kunze
Energie- und Targetabhängigkeit der Projekttilfragmentation 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. **P41**, 1623 (1978)
- [Lan80] L.D. Landau and Lifshitz
Statistical Physics
3rd Edition Part1 (1980)
- [Lev85] S. Levit and P. Bonche
Coulomb instability in hot compound nuclei approaching liquid-gas transition
Nucl. Phys. **A437**, 426 (1985)
- [Lin93] V. Lindenstruth
Dynamik der Multifragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1993), GSI-report GSI-93-18
- [Mag86] M.T. Magda, A. Pop and A. Sandulescu
Sov. J. Nucl. Phys. **43**, 753 (1986)
- [Man92] M. Mang
Raumladungseffekte der Proportionalzähler in einer Vielfachionisationskammer
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1992)
- [Mil93] U. Milkau, M.L. Begemann-Blaich, E.-M. Eckert, G. Imme, P. Kreutz, A. Kühmichel, M. Lattuada, U. Lynen, C. Mazur, W.F.J. Müller, J.B. Natowitz, C. Ngo, J. Pochodzalla, G. Raciti, M. Ribrag, H. Sann, W. Trautmann, R. Trockel
Inclusive fragment production in $84Kr + 197Au$ at $E/A = 35 MeV$
Z. Phys. A **346**, 227 (1993)
- [Min82] R.W. Minich, S. Agarwal, A. Bujak, J. Chuang, J.E. Finn, L.J. Gutay, A.S. Hirsch, N.T. Porile, R.P. Scharenberg, B.C. Stringfellow, F. Turkot
Critical phenomena in hadronic matter and experimental isotopic yields in high energy proton-nucleus collisions
Phys. Lett. **118B**, 458 (1982)

- [Mol79] M.R. Moldover, J.V. Sengers, R.W. Gammon, R.J. Hocken
Gravity effects in fluids near the gas-liquid critical point
Rev. Mod. Phys. Vol. **51**, 79 (1979)
- [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)
- [Neb86] G. Nebbia, K. Hagel, D. Fabris, Z. Majka, J.B. Natowitz, R.P. Schmitt, B. Sterling, G. Mouchaty, G. Berkowitz, K. Strozewski, G. Viesti, P.L. Gonthier, B. Wilkins, M.N. Namboodiri, H. Ho
Temperatures, barriers and level densities of highly excited nuclei with $A \sim 160$
Phys. Lett. B **176**, 20 (1986)
- [Nif86] H. Nifenecker
The Hot Fermi Gas Model
Z. Phys. A **323**, 387 (1986)
- [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
- [Poc85] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregoire, 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 ${}^6\text{Li}$ in ${}^{40}\text{Ar}$ -Induced Reactions on ${}^{197}\text{Au}$ at $E/A = 60 \text{ MeV}$
Phys. Rev. Lett. **55**, 177 (1985)
- [Poc85a] J. Pochodzalla, W.A. Friedman, C.K. Gelbke, W.G. Lynch, M. Maier, D. Ardouin, H. Delagrange, H. Doubre, C. Gregoire, 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
Emission temperatures in intermediate energie nuclear collisions from the relative populations of widely separated states in ${}^5\text{Li}$ and ${}^8\text{Be}$
Phys. Lett. **161B**, 275 (1985)
- [Ros92] F. Rosenberger
Untersuchung und Optimierung eines Vieldraht-Proportionalzählers
Diplomarbeit, Universität Frankfurt(1992)
- [Ros81] G. Rosner, B. Heck, J. Pochodzalla, G. Hlawatsch, B. Kolb, A. Miczaika
A new position measurement for ionisation chambers
Nucl. Instr. and Methods **188**, 561 (1981)

- [Rub95] T. Rubehn
Elektromagnetische Spaltung und Ladungspickup von ^{238}U bei $E/A = 600$ und 1000 MeV
Doktorarbeit, Universität Frankfurt(1995)
- [Sat89] L. Satpathy, M. Mishra, and R. Nayak
Nuclear liquid-gas phase transition with finite range force
Phys. Rev. C **39**, 162 (1989)
- [Sch96] A. Schüttauf
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1996)
- [Sch93] 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 of widely separated states in ^{14}N - and ^{129}Xe -induced reactions
Phys. Rev. C **48**, 676 (1993)
- [Sie83] P.J. Siemens
Liquid-gas phase transition in nuclear matter
Nature **305**, 410 (1983).
- [Sto86] R. Stock
Particle production in high energy nucleus-nucleus collisions
Phys. Reports 135 (1986) 259
- [Süm90] K. Sümmerer, W. Bröchle, 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)
- [Tro88] R. Trockel, K.D. Hildenbrand, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Wada, E. Eckert, J. Pochodzalla, N. Brummund
Entropy in $^{12}\text{C} + ^{197}\text{Au}$ at intermediate energies
Phys. Rev. C **38**, 576 (1988)
- [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)
- [Tsa94] S.-F. Tsay and C.F. Liu
Phys. Lett. A **192**, 374 (1994)
- [Wad87] R. Wada, K.D. Hildenbrand, U. Lynen, W.F.J. Müller, H.J. Rabe, H. Sann, H. Stelzer, W. Trautmann, R. Trockel, N. Brummund, R. Glasow, K.H. Kampert, R. Santo, E. Eckert, J. Pochodzalla, I. Bock, D. Pelte
Isotopic-Yield Ratios of Complex Fragments from Intermediate-Energy Heavy-Ion Reactions
Phys. Rev. Lett. **58**, 1829 (1987)
- [Wal93] D.J. Wales und I. Ohmine
Structure, dynamics, and thermodynamics of model $(\text{H}_2\text{O})_8$ and $(\text{H}_2\text{O})_{20}$ clusters
J. Chem. Phys. **98**, 7245 (1993)

- [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 Relativistic Heavy-Ion Collisions
Phys. Rev. Lett. **37**, 18 (1976)
- [Won90] A.P.Y. Wong and M.H.W. Chan
Liquid-Vapor Critical Point of ^4He in Aerogel
Phys. Rev. Lett. **65**, 2567 (1990)
- [Wör95] A. Wörner
Kritisches Verhalten in der Kernfragmentation
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)
- [Zhe94] G.T. Zheng
Liquid-gas phase diagrams and Gibbs free energy per nucleon
Phys. Rev C **50**, 771 (1994)
- [Zud95] E. Zude
Masse und Anregungsenergie von Projektilrestkernen im System 600 A MeV Au + Au
Doktorarbeit, Universität Frankfurt (1995)

Erklärung:

Hiermit versichere ich, daß ich die vorliegende Arbeit ohne unzulässige Hilfe Dritter und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Hilfsmittel angefertigt habe; die aus fremden Quellen direkt oder indirekt übernommenen Gedanken sind als solche kenntlich gemacht. Die Arbeit wurde bisher weder im Inland noch im Ausland in gleicher oder ähnlicher Form einer anderen Prüfungsbehörde vorgelegt.

Ich erkenne die Promotionsordnung der Technischen Universität Dresden in vollem Umfang an.

Theodor Möhlenkamp

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

- Herrn Prof. Dr. U. Lynen für die freundliche Aufnahme in seine Arbeitsgruppe und die sehr guten Arbeitsbedingungen an der GSI in Darmstadt
- Herrn Dr. W. Seidel, durch den ich in die ALADIN-Kollaboration gekommen bin, für sein beständiges Interesse am Fortgang dieser Arbeit und seine Bereitschaft mich dabei in jeder Hinsicht zu unterstützen
- Herrn Dr. habil. J. Pochodzalla für viele wertvolle Hinweise und aufschlußreiche Diskussionen
- Herrn Dr. W.F.J. Müller für seine Unterstützung in Rechnerangelegenheiten und bei der Kalibrierung der Proportionalzähler
- Frau Dr. M. Begemann-Blaich für die Hilfe bei der Impulsrekonstruktion
- Herrn J. Konopka für die Bereitstellung von QSM-Rechnungen
- Meinen Zimmergenossen Wodi Kunze, Jost Lühning, Dr. Mohammed Mahi und Michael Schnittker für das angenehme, „norddeutsch-unterkühlte“ Arbeitsklima
- Sowie allen Mitgliedern der ALADIN-Kollaboration, die an der Durchführung des Experiments S114 beteiligt waren:
R. Bassini, M. Begemann-Blaich, Th. Blaich, H. Emling, A. Ferrero, C. Groß, G. Immé, I. Iori, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, B. Ocker, J. Pochodzalla, G. Raciti, T. Rubehn, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, V. Serfling, J. Stroth, W. Trautmann, A. Trzcinski, G. Verde, A. Wörner, E. Zude, B. Zwieglinski

Weiterhin möchte ich mich bedanken bei:

- Herrn Prof. Dr. H. Freiesleben, der sich - trotz meiner seltenen Aufenthalte in Dresden - dazu bereiterklärt hat, die Betreuung dieser Arbeit zu übernehmen
- Herrn Dr. H. Prade für die Aufnahme in das Institut für Kern- und Hadronenphysik und seine großzügige Unterstützung bei der Gewährung des langen GSI-Aufenthalts
- Meinen Eltern und Frau R. Deters für die moralische Unterstützung